

*На правах рукописи*



**Иванов Вячеслав Львович**

**ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$  С ДЕТЕКТОРОМ КМД-3**

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

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Новосибирск — 2023

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ — доктор физико-математических наук  
Федотович Геннадий Васильевич

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

Углов Тимофей Валерьевич — кандидат физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, высококвалифицированный старший научный сотрудник

Шестаков Георгий Николаевич — доктор физико-математических наук, доцент, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт математики им. С.Л. Соболева Сибирского отделения Российской академии наук, ведущий научный сотрудник

ВЕДУЩАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ — Международная межправительственная организация  
Объединенный институт ядерных исследований

Защита диссертации состоится 30 мая 2023 года в 14:00 на заседании диссертационного совета 24.1.162.03 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук по адресу: 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 11.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук и на сайте <https://inp.nsk.su/obrazovanie/dissertatsionnye-sovety#24-1-162-03>.

Автореферат разослан 5 апреля 2023 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
доктор физико-математических наук,  
член-корреспондент РАН, профессор

 Фадин Виктор Сергеевич

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы исследования

В настоящее время в ИЯФ СО РАН продолжается цикл экспериментов с Криогенным Магнитным Детектором (КМД-3) на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000 в области энергий в системе центра масс ( $E_{с.м.}$ ) от 0,34 до 2,0 ГэВ. Благодаря технологии круглых пучков на коллайдере была достигнута светимость  $7 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  при  $E_{с.м.} = 2,0 \text{ ГэВ}$ . Основными пунктами физической программы КМД-3 являются прецизионное измерение эксклюзивных сечений  $e^+e^-$  – аннигиляции в адроны и изучение динамики рождения многоадронных конечных состояний.

Прецизионное измерение эксклюзивных адронных сечений позволяет получить полное сечение аннигиляции в адроны, необходимое для вычисления адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона  $(g - 2)_\mu$  в рамках Стандартной Модели. На сегодняшний день наблюдаемое отличие между измеренным и вычисленным значениями этой величины составляет 4,2 стандартных отклонения. Отметим, что в проводимом в настоящее время во FNAL эксперименте по измерению  $(g - 2)_\mu$  планируется достичь относительной точности в  $0,14 \times 10^{-6}$ , в то время как текущая точность вычислений этой величины составляет лишь  $0,37 \times 10^{-6}$ . Для достижения сопоставимой с точностью измерений точности вычислений  $(g - 2)_\mu$  требуются прецизионные измерения сечений эксклюзивных каналов аннигиляции в адроны, одним из которых является процесс  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ , изучению которого посвящена первая часть данной работы.

Отметим, что прецизионное измерение эксклюзивных адронных сечений, как правило, требует выделения достаточно чистого набора событий изучаемого конечного состояния. Последнее часто требует применения эффективной процедуры идентификации частиц, т.е. процедуры разделения электронов, мюонов, пионов и каонов и др. Вторая, методическая часть данного диссертационного исследования посвящена разработке процедуры идентификации заряженных частиц с использованием многослойного жидкоксеронового (LXe) калориметра детектора КМД-3.

### Степень разработанности темы исследования

Процесс  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$  ранее изучался коллаборацией ВаВаг в диапазоне энергий  $E_{с.м.}$  от 1,56 до 3,48 ГэВ в канале распада  $\eta \rightarrow 2\gamma$ , и в диапазоне от 1,56 до 2,64 ГэВ в канале  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , а также коллаборацией СНД в диапазоне  $E_{с.м.}$  от 1,56 до 2,0 ГэВ. В этих работах было найдено, что доминирующим промежуточным механизмом в этом процессе является  $e^+e^- \rightarrow \phi(1680) \rightarrow \phi(1020)\eta$  (далее мы обозначаем  $\phi(1020) \equiv \phi$ ,  $\phi(1680) \equiv \phi'$  и принимаем  $\hbar = c = 1$ ), так что полное сечение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta)$  было разделено на две части:  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi\eta) \cdot \mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+K^-)$  (для инвариантных масс каонов  $m_{\text{inv}, 2K} < 1045 \text{ МэВ}$ ) и  $\sigma_{\text{non-}\phi}(e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta)$  (для  $m_{\text{inv}, 2K} > 1045 \text{ МэВ}$ ). Последнее сечение составляло лишь 3–12% от полного сечения, и статистика, набранная ВаВаг, была недостаточна для анализа промежуточных механизмов в  $\text{non-}\phi$  части процесса. Поскольку  $\phi'$  является доминирующим промежуточным мезоном в этом процессе, его параметры можно определить аппроксимацией сечения  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ .

Относительно степени разработанности темы второй части диссертации заметим, что идентификация частицы по характеру ее энерговыделения в многослойном ионизационном калориметре осуществлялась ранее во многих экспериментах. Так, сэмплинг-калориметры на основе жидкого аргона были разработаны для детекторов H1 (коллайдер HERA), DØ (коллайдер Tevatron) и ATLAS (коллайдер LHC). В этих калориметрах информация о продольном и попе-

речном профиле энерговыведения частицы использовалась в основном для  $e^\pm/\pi^\pm$  – разделения и идентификации адронных струй. Кроме того, информация с калориметра на основе жидкого криптона использовалась для  $e^\pm/\mu^\pm/\pi^\pm$  – разделения в экспериментах NA48 и NA62 (ЦЕРН).

Во всех перечисленных экспериментах идентификация осуществлялась для частиц с характерными энергиями в десятки ГэВ. В силу этого мы можем утверждать, что разработанная нами процедура идентификации является первым успешным опытом создания подобной процедуры для частиц с импульсами до 1 ГэВ и с использованием ксенона в качестве рабочего вещества.

### Цели и задачи

**Целью** первой части диссертационного исследования являлось изучение процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$  с детектором КМД-3, для чего требовалось решить следующие **задачи**:

1. выделить события процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$  на основе  $59,5 \text{ пб}^{-1}$  интегральной светимости, набранной с детектором КМД-3 в 2011–2012 и 2017-м годах в диапазоне  $E_{\text{с.м.}}$  от 1,59 до 2,007 ГэВ;
2. на основе выделенных событий изучить промежуточную динамику процесса и измерить его видимое сечение;
3. путем аппроксимации сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$  определить параметры  $\phi'$ ;
4. вычислить вклад процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$  в аномальный магнитный момент мюона.

**Целью** второй части диссертационного исследования являлась разработка процедуры идентификации заряженных частиц с использованием LXe калориметра детектора КМД-3, для чего требовалось решить следующие **задачи**:

1. предложить идею процедуры идентификации частицы на основе информации об ее энерговыведении во всех слоях LXe калориметра;
2. разработать и применить процедуру калибровки полосковых каналов LXe калориметра с точностью  $\lesssim 1\%$ ;
3. произвести настройку отклика полосковых каналов в моделировании;
4. осуществить сравнение спектров откликов классификаторов, используемых для идентификации частиц, в эксперименте и моделировании для всех типов частиц;
5. продемонстрировать применение разработанной процедуры идентификации для выделения событий эксклюзивных адронных процессов.

### Научная новизна работы

1. Измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$  в диапазоне  $E_{\text{с.м.}}$  от 1,59 до 2,007 ГэВ со статистической точностью лучше, чем в предыдущих экспериментах. Аппроксимация измеренного сечения позволила определить параметры  $\phi'$  с лучшей к настоящему времени статистической точностью.
2. Впервые была разработана процедура идентификации типа заряженной частицы с использованием информации с нескольких слоев многослойного ионизационного калориметра на основе жидкого ксенона.

### Личный вклад автора

Личный вклад автора в получение научных результатов, лежащих в основе диссертации, является определяющим. Автором лично осуществлены все этапы изучения процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ , включая создание Монте-Карло генераторов сигнального и ряда фоновых про-

цессов, выделение сигнальных событий и определение эффективности их регистрации, измерение видимого сечения, вычисление радиационных поправок и аппроксимацию борновского сечения, оценку систематических погрешностей. Автором был предложен и реализован инклюзивный подход к изучению данного процесса, состоящий в рассмотрении  $\eta$ -мезона в качестве частицы отдачи. Далее, соискателем была предложена идея процедуры идентификации частиц с LXe-калориметром детектора КМД-3. Им лично был разработан пакет программного обеспечения, использующийся для калибровки полосковых каналов LXe-калориметра. Автором были определены коэффициенты прозрачности катодов LXe-калориметра и осуществлена настройка откликов полосковых каналов в моделировании. Наконец, соискателем было продемонстрировано согласие спектров откликов классификаторов VDT, использующихся в процедуре идентификации, в эксперименте и моделировании для всех типов частиц. Вклад соискателя в опубликованные работы по теме диссертации является определяющим.

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

1. Улучшение точности измерения сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$  позволяет уточнить его вклад в аномальный магнитный момент мюона.
2. Уточнение параметров  $\phi'$  обладает научной ценностью и само по себе, и с точки зрения использования этих параметров для описания промежуточной динамики и сечений других адронных процессов.
3. Разработанная процедура идентификации типа частицы имеет большое значение для подавления фона при анализе ряда адронных процессов с КМД-3. Кроме того, продемонстрированная в данной работе принципиальная возможность идентификации адронов с ионизационным многослойным калориметром на основе жидкого ксенона стимулирует интерес к калориметрам подобного типа.

### **Методология и методы исследования**

Методологической основой диссертационного исследования являются экспериментальные методы исследования, включая методы статистической обработки данных и моделирования методом Монте-Карло, а также методы машинного обучения (бустированные деревья принятия решений, VDT), примененные к задаче идентификации частиц.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

- На основе статистики, набранной детектором КМД-3 в 2011–2012 и 2017-м годах, наблюдается только один промежуточный механизм рождения конечного состояния  $K^+K^-\eta$ :  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ .
- Используемая в анализе статистика позволяет измерить сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$  с лучшей, чем в предыдущих экспериментах, статистической точностью, и систематической неопределенностью 5,1%.
- Аппроксимация измеренного сечения  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$  позволяет определить параметры  $\phi'$ -мезона с лучшей, чем в предыдущих экспериментах, статистической точностью и сравнимой с предыдущими измерениями систематической погрешностью.
- Разработанная процедура калибровки полосковых каналов LXe-калориметра с точностью  $\lesssim 1\%$  вместе с настройкой откликов полосковых каналов в моделировании позволяет получить приемлемое согласие экспериментальных и смоделированных спектров

откликов классификаторов VDT, используемых для идентификации типа заряженных частиц.

- Разработанная методика идентификации частиц с LXe-калориметром детектора КМД-3 эффективна в задачах идентификации  $e^\pm$  и  $\pi/K$ -разделении при импульсах 650–900 МэВ.

### Степень достоверности и апробация результатов

По теме диссертации опубликовано 6 работ, из них 2 в научных журналах из списка ВАК и 4 в трудах конференций. Все 6 публикаций проиндексированы в базе данных Scopus.

Результаты работы, составляющие материал диссертации, докладывались и обсуждались на научных семинарах ИЯФ СО РАН, а также на конференциях 10th International Workshop on  $e^+e^-$  collisions from Phi to Psi (PHIPSI15, Hefei, China, 2015), Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR17, Novosibirsk, Russia, 2017), 10th International Workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors (RICH2018, Moscow, Russia, 2018), The European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPS-HEP 2019, Ghent, Belgium, 2019).

### Структура и объем диссертации

Работа состоит из введения, двух глав и заключения. Первая глава посвящена изучению процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$  с детектором КМД-3. Во второй главе рассказывается о разработанной автором процедуре идентификации заряженных частиц с использованием многослойного LXe калориметра детектора КМД-3. Объем диссертации составляет 117 страниц с 99-ю рисунками и 5-ю таблицами. Список литературы содержит 61 наименование.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обсуждена актуальность данной работы, сформулированы ее цели и рассмотрены результаты предыдущих экспериментов. Описаны структура и объем диссертации.

**Первая глава** диссертации начинается с краткого описания детектора КМД-3, см. рисунок 1. Амплитудная информация с проволочек ДК (2) используется для измерения удельного энерговыделения частиц  $dE/dx_{DC}$ . Барелльная часть калориметра состоит из внутреннего ионизационного LXe калориметра (6) толщиной  $5,4 X_0$  и внешнего сцинтилляционного калориметра на основе кристаллов йодистого цезия (8) толщиной  $8,1 X_0$ . Полное количество вещества перед барелльным калориметром составляет  $0,35 X_0$ .

В данной работе анализировались данные, набранные КМД-3 в 2011, 2012 и 2017-м годах. Набранная интегральная светимость в диапазоне  $E_{с.м.}$  от 1,59 до 2,007 ГэВ составила  $59,5 \text{ пб}^{-1}$ . Изучение процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$  начинается с отбора его событий в моде распада  $\eta \rightarrow 2\gamma$ . Рассматриваются события с двумя противоположно заряженными треками и не менее чем двумя фотонными кластерами в калориметре. Для разделения каонов и пионов используются функции  $f_{K/\pi}(p, dE/dx_{DC})$ , представляющие собой плотность вероятности для заряженных каонов/пионов с импульсом  $p$  произвести ионизационные потери, равные  $dE/dx_{DC}$ . Логарифмическая функция правдоподобия для гипотезы, что две противоположно заряженные частицы с импульсами  $p_{1/2}$  и ионизационными потерями  $dE/dx_{DC,1/2}$  являются каонами, определяется как

$$L_{2K} = \sum_{i=1}^2 \ln \left( \frac{f_K(p_i, dE/dx_{DC,i})}{f_K(p_i, dE/dx_{DC,i}) + f_\pi(p_i, dE/dx_{DC,i})} \right). \quad (1)$$

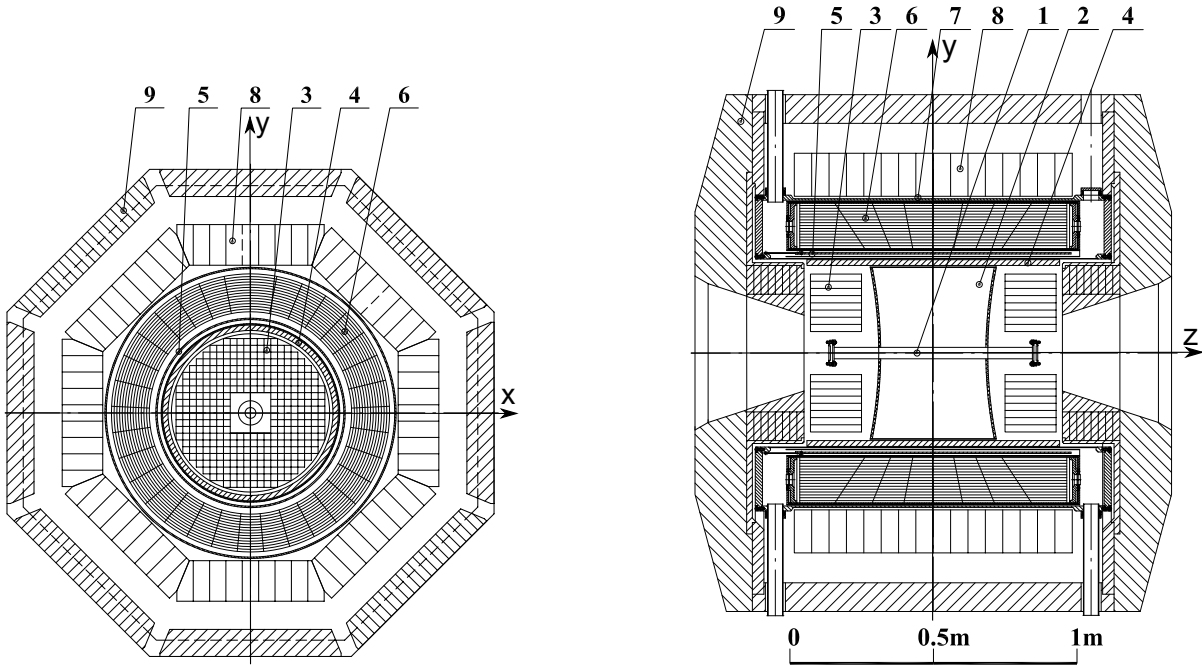


Рисунок 1 — Схема детектора КМД-3: 1 — вакуумная камера, 2 — дрейфовая камера, 3 — ВГО калориметр, 4 — Z-камера, 5 — сверхпроводящий соленоид, 6 — LXe калориметр, 7 — времяпролетная система, 8 — CsI калориметр, 9 — ярмо

Для отбора событий с каонами мы накладываем условие  $L_{2K} > -0,3$ , см. рисунок 2. Далее, мы осуществляем кинематический фит (в предположении сохранения энергии и импульса) пары  $K^+K^-$  с каждой из пар отобранных фотонов, выбирая комбинацию, дающую минимальный  $\chi^2$ , и используем условие  $\chi^2 < 75$  для отбора сигнальных событий, см. рисунок 3. На рисунке 4 показано распределение инвариантной массы пары каонов  $m_{inv,2K}$  для отобранных событий, из которого видно, что промежуточный механизм  $\phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$  доминирует в данном процессе.

На рисунке 5 приведено распределение  $m_{inv,2\gamma}$  для событий с  $m_{inv,2K} > 1075$  МэВ (“хвост”  $\phi$ -мезона) в эксперименте, в моделировании  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$  и в моделировании  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$  вместе с фоном от процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$ . Аппроксимация распределения  $m_{inv,2\gamma}$  в эксперименте суммой гауссового пика вблизи  $m_{inv,2\gamma} = m_\eta$  и линейной подложки дает число событий в пике  $N_{exp} = 41,0 \pm 12,0$ , тогда как согласно моделированию ожидаемое число событий процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$  составляет  $N_{MC} = 29,7 \pm 0,6$ . Статистическая ошибка оценки  $N_{MC}$  оценивалась исходя из неопределенности сечения процесса. Поскольку наблюдаемое число событий ( $N_{exp}$ ) вблизи  $m_{inv,2\gamma} = m_\eta$  вполне согласуется с ожидаемым вкладом процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$  ( $N_{MC}$ ), в процессе  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$  мы не наблюдаем вклада каких-либо других промежуточных состояний, кроме  $\phi\eta$ .

В дальнейшем мы измеряем сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ , рассматривая  $\eta$  как частицу отдачи, т.е. не реконструируем  $\eta$  в какой-либо моде распада. Такой инклюзивный подход позволяет избежать потери статистики из-за отбора конкретной моды распада  $\eta$ , но, с другой стороны, приводит к увеличению количества фона.

Для выделения каонов из распада  $\phi$  мы используем отбор  $m_{inv,2K} < 1050$  МэВ. Моделирование показывает, что основными фоновыми конечными состояниями являются  $K^+K^-\pi^0\pi^0$  и  $K^+K^-\pi^+\pi^-$ . Разделение сигнала и фона осуществляется путем аппроксимации распределения

“дисбаланса”  $\Delta E$  энергии в событии в предположении, что  $\eta$ -мезон является частицей отдачи:

$$\Delta E = \sqrt{\vec{p}_{K^+}^2 + m_{K^+}^2} + \sqrt{\vec{p}_{K^-}^2 + m_{K^-}^2} + \sqrt{(\vec{p}_{K^+} + \vec{p}_{K^-})^2 + m_\eta^2} - E_{\text{с.м.}}, \quad (2)$$

см. рисунок 6. Всего было отобрано  $3009 \pm 67$  сигнальных событий во всех точках по  $E_{\text{с.м.}}$ . Далее, на рисунке 7 показана эффективность регистрации событий сигнального процесса (с учетом излучения фотонных струй начальными  $e^+$  и  $e^-$ ) согласно моделированию в зависимости от  $E_{\text{с.м.}}$ . Немонотонное поведение эффективности отражает зависимость “геометрической” эффективности регистрации пары каонов, рожденной в распаде  $\phi$ -мезона, от скорости последнего.

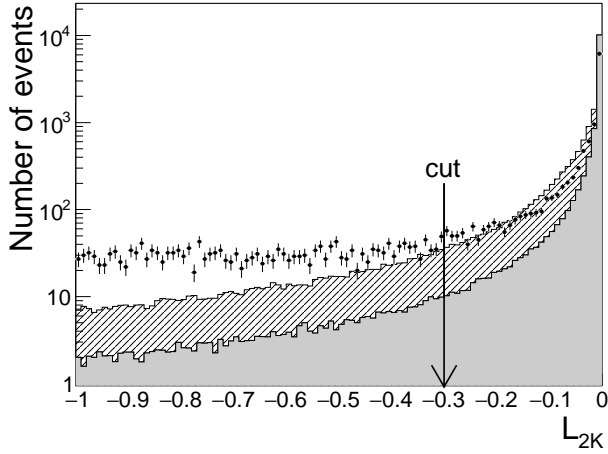


Рисунок 2 — Распределение  $L_{2K}$  в эксперименте (маркеры), моделировании процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$  (серая гистограмма) и моделировании  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$  по фазовому объему (штрихованная гистограмма).

Гистограммы для моделирования нормированны на число событий в гистограмме для эксперимента. Использованы данные всех точек по  $E_{\text{с.м.}}$

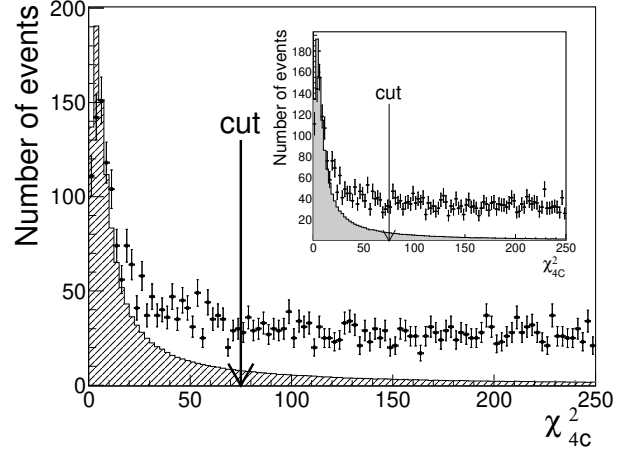


Рисунок 3 — Распределение  $\chi^2$  кинематического фита в эксперименте (маркеры) и в моделировании процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$  по фазовому объему (штрихованная гистограмма), нормированном на сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ . Вставка показывает аналогичное распределение для моделирования  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$  (серая гистограмма). Использованы данные всех точек по  $E_{\text{с.м.}}$

Борновское сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$  вычисляется как отношение видимого сечения  $\sigma_{\text{vis}}$  к радиационной поправке  $(1 + \delta_{\text{rad}})$ :

$$\sigma_{\text{Born}} = \frac{\sigma_{\text{vis}}}{1 + \delta_{\text{rad}}} = \frac{N_{\text{sig.events}}}{L\varepsilon(1 + \delta_{\text{rad}})\mathcal{B}_{K^+K^-}^\phi}, \quad (3)$$

где  $N_{\text{sig.events}}$  – число отобранных сигнальных событий,  $L$  – интегральная светимость,  $\varepsilon$  – эффективность регистрации (с учетом поправок к эффективности реконструкции треков и к эффективности триггера). Радиационная поправка вычисляется с использованием структурной функции  $F(x, E_{\text{с.м.}})$ , описывающей излучение фотонных струй в коллинеарной области вдоль направлений



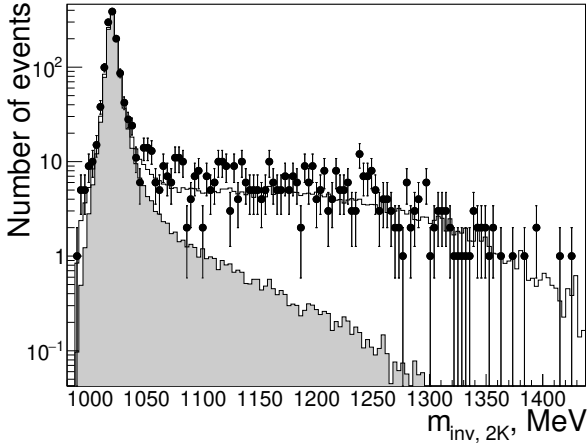


Рисунок 4 — Распределение  $m_{\text{inv},2K}$  в эксперименте (маркеры), моделировании  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$  (серая гистограмма) и моделировании  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$  вместе с фоновым процессом  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$  (открытая гистограмма). Использованы данные всех точек по  $E_{\text{с.м.}}$ .

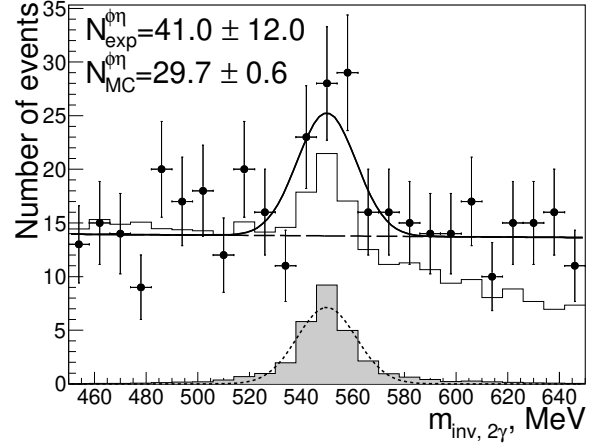


Рисунок 5 — Распределение  $m_{\text{inv},2\gamma}$  для событий с  $m_{\text{inv},2K} > 1075$  МэВ в эксперименте (маркеры), в моделировании процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$  (серая гистограмма) и в моделировании процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$  вместе с фоном от процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$  (открытая гистограмма). Использованы данные всех точек по  $E_{\text{с.м.}}$ .

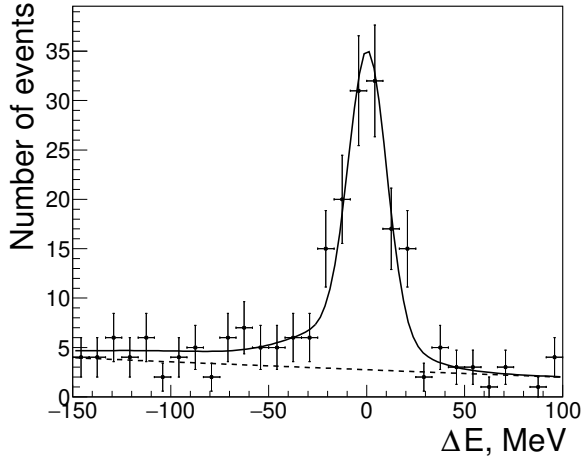


Рисунок 6 — Разделение сигнальных и фоновых событий в точке  $E_{\text{с.м.}} = 1,967$  ГэВ путем аппроксимации распределения  $\Delta E$  в эксперименте (маркеры). Сплошная кривая показывает фитирующую функцию, пунктирная линия – часть этой функции, описывающая форму фона

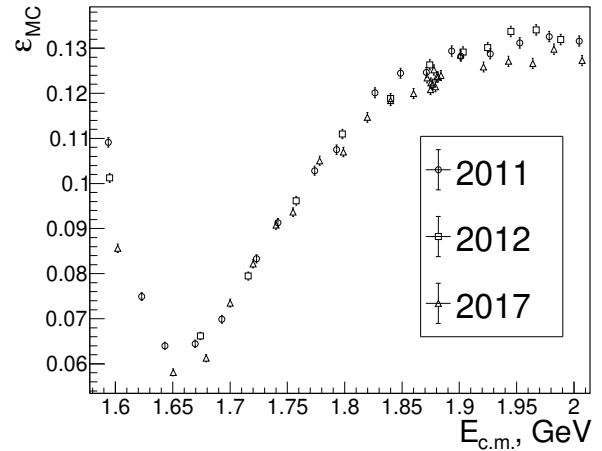


Рисунок 7 — Эффективность регистрации событий процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$  в точках по энергии заходов 2011, 2012 и 2017-го годов

импульсов начальных электронов и позитронов:

$$1 + \delta_{\text{rad}} = \int_0^1 dx F(x, E_{\text{с.м.}}) \frac{\sigma_{\text{Born}}(E_{\text{с.м.}} \sqrt{1-x})}{\sigma_{\text{Born}}(E_{\text{с.м.}})}. \quad (4)$$

Аппроксимация сечения производится с помощью следующей параметризации:

$$\sigma_{\phi\eta}(s) = \frac{27\Gamma_\phi m_\phi^2}{\pi^2 |\vec{p}_K(m_\phi)|^3 s} F(s) \left| \frac{a_{\text{n.r.}} e^{i\Psi_{\text{n.r.}}}}{s} + \sqrt{\frac{(\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}) \Gamma_{\phi'} m_{\phi'}^3}{|\vec{p}_\phi(m_{\phi'})|^3} D_{\phi'}(s)} \right|^2, \quad (5)$$

$$F(s) = \int |\vec{p}_{K^+} \times \vec{p}_{K^-}|^2 \sin^2(\theta_{\text{normal}}) |D_\phi(p_\phi^2)|^2 d\Phi_{K^+K^-\eta}(\sqrt{s}), \quad (6)$$

где  $D_{\phi'}(s) = 1/(s - m_{\phi'}^2 + i\sqrt{s}\Gamma_{\phi'}(s))$  и  $D_\phi(p_\phi^2) = 1/(p_\phi^2 - m_\phi^2 + i\sqrt{p_\phi^2}\Gamma_\phi(p_\phi^2))$  – пропагаторы  $\phi'$  и  $\phi$ ,  $|\vec{p}_\phi(\sqrt{s})|$  – импульс  $\phi$ -мезона в распаде  $\phi' \rightarrow \phi\eta$  в системе покоя  $\phi'$ ,  $|\vec{p}_K(\sqrt{p_\phi^2})|$  – импульс каона в распаде  $\phi \rightarrow K^+K^-$  в системе покоя  $\phi$ ,  $\theta_{\text{normal}}$  – полярный угол вектора нормали к плоскости, построенной на векторах  $\vec{p}_{K^+}$  и  $\vec{p}_{K^-}$ ,  $d\Phi_{K^+K^-\eta}$  – элемент трехчастичного фазового объема. Мы учитываем в параметризации сечения возможный вклад подпороговых резонансов (например,  $\phi$ ), описывая их через “нерезонансную” амплитуду  $a_{\text{n.r.}} e^{i\Psi_{\text{n.r.}}}/s$ . Фактор  $F(s)$  представляет собой “динамическую” часть матричного элемента, усредненную по фазовому объему системы  $K^+K^-\eta$ . Полученное Борновское сечение  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$  вместе с результатами ВаВаг и СНД показано на рисунке 8.

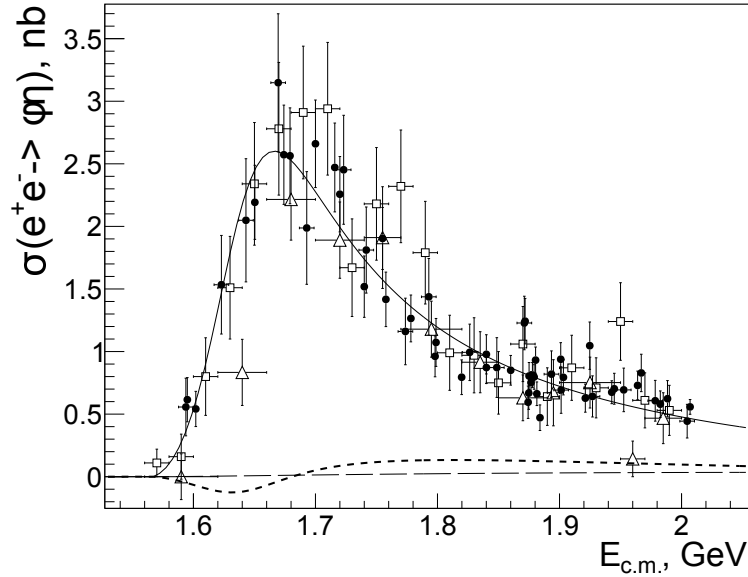


Рисунок 8 — Борновское сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ , измеренное ВаВаг (квадратные маркеры), СНД (треугольные маркеры) и КМД-3 (круглые маркеры). Показаны фит данных КМД-3 (сплошная кривая), нерезонансная (штрихованная кривая) и интерференционная части фита (пунктирная кривая)

Параметры  $\phi'$ -мезона, полученные из аппроксимации сечения, измеренного с КМД-3, приведены в таблице 1. Наши результаты для параметров  $\phi'$  согласуются с результатами ВаВаг и другими прежними измерениями, но имеют лучшую статистическую точность.

Таблица 1 — Результаты аппроксимации сечения  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ 

Параметризация через	$\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$	$\mathcal{B}_{e^+e^-}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$
Параметр	Значение	
$\chi^2/\text{n.d.f}$	93,8/79 $\approx$ 1,19	
$\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$ , эВ	94 $\pm$ 13 <sub>stat</sub> $\pm$ 15 <sub>syst</sub>	–
$\mathcal{B}_{e^+e^-}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$	–	0,53 $\pm$ 0,06 <sub>stat</sub> $\pm$ 0,09 <sub>syst</sub>
$m_{\phi'}$ , МэВ	1667 $\pm$ 5 <sub>stat</sub> $\pm$ 11 <sub>syst</sub>	
$\Gamma_{\phi'}$ , МэВ	176 $\pm$ 23 <sub>stat</sub> $\pm$ 38 <sub>syst</sub>	
$a_{\text{n.r.}}$ , МэВ	1,1 $\pm$ 0,6 <sub>stat</sub>	
$\Psi_{\text{n.r.}}$	0,14 $\pm$ 0,67 <sub>stat</sub>	

В таблице 2 приведена сводка систематических неопределенностей измерения сечения. Полная систематическая неопределенность получается квадратичным суммированием отдельных неопределенностей и оценивается в 5,1%. Основной вклад в систематические ошибки измерения параметров  $\phi'$  вносят систематическая неопределенность измерения сечения, неопределенность бранчингов мод распада  $\phi'$  и неопределенности формы нерезонансной амплитуды. Полные систематические ошибки параметров  $\phi'$ , приведенные в таблице 1, получены квадратичным суммированием вкладов перечисленных источников.

 Таблица 2 — Систематические неопределенности измерения сечения  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi\eta)$ 

Источник	Значение, %
Отбор событий	1,6
Разделение сигнала и фона	4,1
Поправка к эффективности	2,1
Светимость	1
$\mathcal{B}_{K^+K^-}^{\phi}$	1
Итог	5,1

Наконец, нами был вычислен вклад процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$  в адронный вклад ведущего порядка в аномальный магнитный момент мюона  $a_\mu$ :

$$a_\mu^{\phi\eta}(E < 1,8 \text{ GeV}) = (0,321 \pm 0,015_{\text{stat}} \pm 0,016_{\text{syst}}) \times 10^{-10}, \quad (7)$$

$$a_\mu^{\phi\eta}(E < 2,0 \text{ GeV}) = (0,440 \pm 0,015_{\text{stat}} \pm 0,022_{\text{syst}}) \times 10^{-10}. \quad (8)$$

Полученные значения согласуются с вычислениями, основанными на данных BaBar в соответствующих диапазонах  $E_{\text{c.m.}}$ :

$$a_\mu^{\phi\eta}(E < 1,8 \text{ GeV}) = (0,36 \pm 0,02_{\text{stat}} \pm 0,02_{\text{syst}}) \times 10^{-10}, \quad (9)$$

$$a_\mu^{\phi\eta}(E < 2,0 \text{ GeV}) = (0,46 \pm 0,03_{\text{tot}}) \times 10^{-10}. \quad (10)$$

**Вторая глава** диссертационного исследования начинается с краткого описания конструкции LXe калориметра КМД-3, являющегося набором ионизационных камер с 7-ю соосными цилиндрическими катодами и 8-ю анодами с зазором в 10,2 мм между ними, см. рисунок 9. Каждый электрод представляет собой двусторонний фольгированный медью СТЭФ толщиной 0,5–0,8 мм. Две проводящие поверхности катодного цилиндра разделены на полоски шириной от

1,2 до 1,8 мм (в зависимости от слоя), разделенные зазорами от 1,5 до 2,0 мм. Набор из каждых 4-х последовательных полосок электрически соединен в одну суперполоску (см. рисунок 10), сигнал с которой обрабатывается одним каналом электроники, всего 147–156 суперполосок на одной стороне катода. Полное число суперполосок – 2112. Везде далее, для краткости, суперполоски мы называем просто полосками. Направление полосок составляет 45 градусов относительно оси пучков, причем полоски на противоположных сторонах катода взаимно перпендикулярны, что позволяет измерять  $z$ - и  $\varphi$ -координаты кластеров.

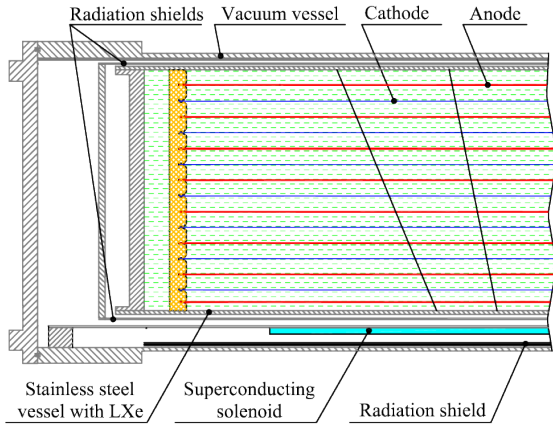


Рисунок 9 — Структура электродов LXe калориметра

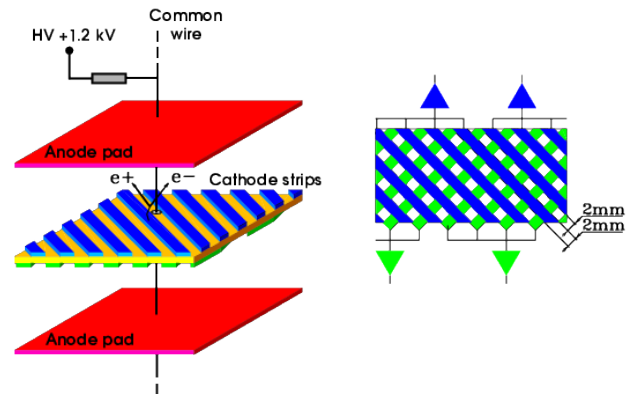


Рисунок 10 — Анод-катод-анодный слой LXe калориметра и полосковая структура катода

Полосковые каналы используются для определения точки конверсии фотона, а также для измерения удельного энерговыделения  $dE/dx_{\text{LXe}}$  частицы в каждом из 14 слоев. Распределения  $dE/dx_{\text{LXe}}$  в 14 слоях LXe в зависимости от импульса для  $e^\pm$  и  $\mu^\pm$ ,  $\pi^\pm$  и  $K^\pm$  в моделировании показаны на рисунке 11. Разработанная нами процедура идентификации базируется на различии спектров  $dE/dx_{\text{LXe}}$  для разных типов частиц. А именно, для каждого трека в дрейфовой камере мы вычисляем 6 величин откликов классификаторов BDT (boosted decision trees), реализованных в пакете TMVA, натренированных на оптимальное разделение определенных пар типов частиц в отдельных диапазонах импульсов  $p$  и  $d_{\text{LXe}}$ , т.е. в ячейках  $\Delta p_i \times \Delta d_{\text{LXe},j}$ . Мы обозначаем эти 6 величин как  $\text{BDT}(e^\pm, \mu^\pm)$ ,  $\text{BDT}(e^\pm, \pi^\pm)$ ,  $\text{BDT}(e^\pm, K^\pm)$ ,  $\text{BDT}(\mu^\pm, \pi^\pm)$ ,  $\text{BDT}(\mu^\pm, K^\pm)$  и  $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$ . Для тренировки каждого классификатора мы используем наборы из  $\sim 10^5$  смоделированных событий с одиночными  $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ , имеющими импульсы и  $d_{\text{LXe}}$ , распределенные равномерно в ячейке  $\Delta p_i \times \Delta d_{\text{LXe},j}$ . Всего мы имеем 55 ячеек  $\Delta p_i$  шириной 20 МэВ в диапазоне импульсов от 100 до 1200 МэВ и 8 ячеек по  $\Delta d_{\text{LXe},j}$  (от 1,0 до 1,5 см при больших импульсах). Итого, нами тренируется  $2 \times 6 \times 55 \times 8 = 5280$  классификаторов, где множитель 2 отвечает двум зарядам частицы. Входными переменными для классификаторов служат определенные линейные комбинации величин  $dE/dx_{\text{LXe}}$  в слоях LXe, описанные ниже в тексте.

Для достижения приемлемого согласия спектров  $dE/dx_{\text{LXe}}$  в эксперименте и моделировании (далее — data/МС-согласие) требуется адекватное моделирование отклика полосковых каналов, к описанию которого мы и переходим.

Электроны ионизации в анод-катодном зазоре дрейфуют по направлению к аноду со скоростью  $v_d \approx 2$  мм/мкс. Во время дрейфа происходит поглощение ионизации электроотрицательными примесями с характерной длиной поглощения  $\lambda \sim 15$  мм. Для расчета заряда, наведенного элементом ионизации в полоске вводятся следующие упрощения: 1) поскольку толщина

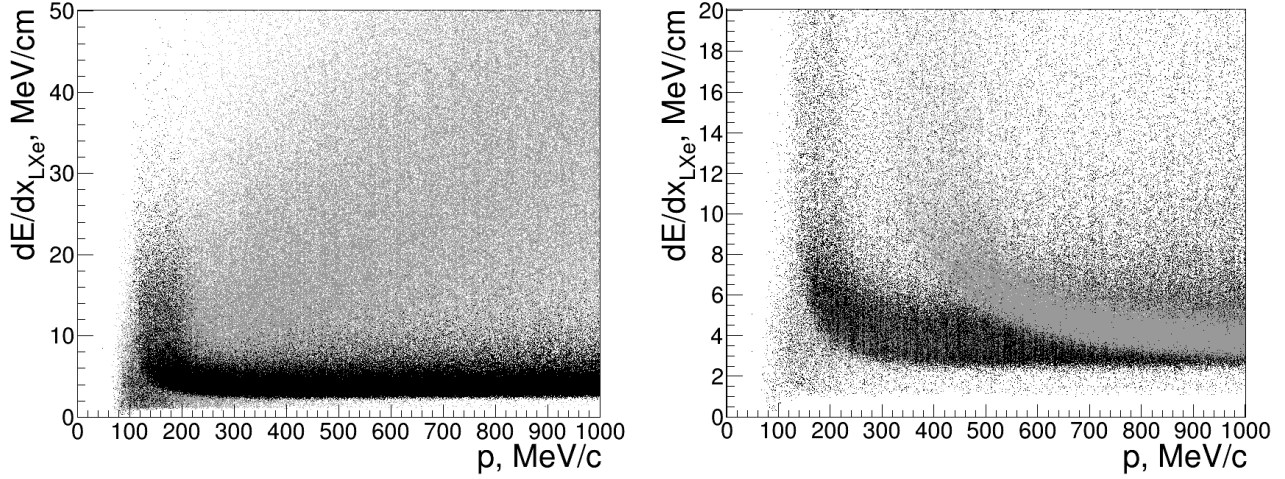


Рисунок 11 —  $dE/dx_{LXe}$  во всех слоях LXe в моделировании: слева — для  $e^\pm$  (серые точки) и  $\mu^\pm$  (черные точки); справа — для  $K^\pm$  (серые точки) и  $\pi^\pm$  (черные точки)

зазора много меньше радиуса катодного цилиндра, мы считаем катод плоским; 2) мы пренебрегаем полосковой структурой катода, рассматривая его как сплошную проводящую плоскость; 3) мы сводим задачу к двумерной, заменяя точечный элемент ионизации бесконечной равномерно заряженной нитью, параллельной полоске, см. рисунок 12.

Точечный элемент ионизации с зарядом  $\delta q$ , расположенный во время  $t$  в точке  $(x_0, y_0 + v_d t)$  в зазоре толщиной  $h$ , наводит в полоске с границами  $x_\pm$  ток:

$$\delta I_{\text{strip}}(t) = \delta q \cdot v_d \cdot \exp(-v_d t / \lambda) \left( \frac{\partial f(x_+ - x_0, y)}{\partial y} - \frac{\partial f(x_- - x_0, y)}{\partial y} \right), \quad (11)$$

$$\frac{\partial f(x, y)}{\partial y} = \frac{1}{h} \frac{1 - \exp(\pi x / h) \cos(\pi y / h)}{\exp(2\pi x / h) - 2 \exp(\pi x / h) \cos(\pi y / h) + 1}. \quad (12)$$

Далее, наведение заряда на полосках с противоположной стороны катода происходит с некоторым коэффициентом подавления, зависящим от положения заряда в зазоре. Этот коэффициент, усредненный по всевозможным положениям ионизации в зазоре, называется нами *коэффициентом прозрачности*. Изначально мы устанавливаем  $T_l$  равными 0,17 для всех катодов. Эти априорные значения были получены путем простой оценки, реальные же значения  $T_l$  будут установлены ниже.

Наконец, импульс тока с полоски попадает на вход зарядочувствительного усилителя-формирователя (УФО), и амплитуда полоскового канала определяется как максимум свертки  $I_{\text{strip}}(t)$  с функцией отклика УФО, см. рисунок 13.

Далее, нами была разработана и применена процедура калибровки полосковых каналов в эксперименте, основанная на событиях с космическими мюонами (далее — “космика”) и состоящая из трех этапов: 1) выравнивание амплитуд полосок в пределах каждого из 7-ми катодов в отдельности; 2) выравнивание средних амплитуд кластеров (групп соседних сработавших полосок) на всех 7-ми катодах; 3) вычисление цены канала АЦП в МэВ-ах. Для достижения сходимости калибровочных коэффициентов калибровка осуществляется итерационно: реконструкция событий на текущей итерации производится с применением калибровочных коэффициентов, вычислен-

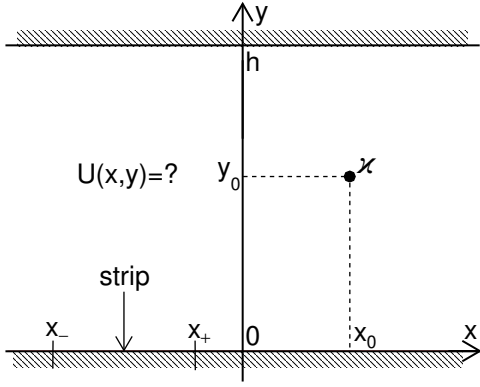


Рисунок 12 — Задача нахождения электрического потенциала  $U(x,y)$ , создаваемого бесконечной заряженной нитью, расположенной в точке  $(x_0, y_0)$  между двумя параллельными проводящими плоскостями

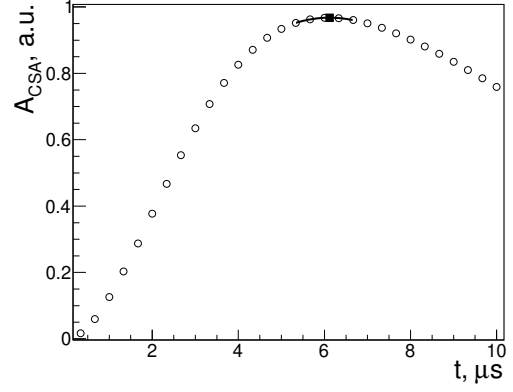


Рисунок 13 — Выходной сигнал УФО, измеренный с частотой 3 МГц (незаполненные кружки) и фит параболой пяти последовательных измерений вблизи максимума сигнала (черная кривая). Максимум фита (черный квадрат) показывает амплитуду полоскового канала

ных на предыдущей итерации. Для получения калибровки с точностью лучше 1% оказывается достаточно 3-х итераций.

На рисунке 14 показана зависимость измерения  $dE/dx_{LXe}$  космики в 1-м слое по верхним полоскам ( $dE/dx_{up}$ ) от измерения его же по нижним полоскам ( $dE/dx_{low}$ ) после калибровки. События в паре наклоненных полос соответствуют случаям, когда большая ионизация в одном полуслое наводит большую амплитуду на полоски противоположного полуслоя благодаря прозрачности катода. Прозрачность “смешивает” действительные энерговыделения  $dE/dx_{low, up}^{real}$  в амплитудах, измеряемых нижними и верхними полосками  $dE/dx_{low, up}^{meas}$ :

$$\begin{bmatrix} dE/dx_{up}^{meas} \\ dE/dx_{low}^{meas} \end{bmatrix} = \frac{1}{1+T_l} \begin{bmatrix} 1 & T_l \\ T_l & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} dE/dx_{up}^{real} \\ dE/dx_{low}^{real} \end{bmatrix}. \quad (13)$$

Эти соотношения следует понимать как “правильные в среднем”, либо как определения величин  $dE/dx_{low, up}^{real}$ . Далее мы оперируем полусуммой и полуразностью  $dE/dx_{low, up}^{real}$ :

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} dE/dx_{sum} \\ dE/dx_{diff} \end{bmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} dE/dx_{up}^{real} + dE/dx_{low}^{real} \\ dE/dx_{up}^{real} - dE/dx_{low}^{real} \end{bmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} dE/dx_{up}^{meas} + dE/dx_{low}^{meas} \\ (dE/dx_{up}^{meas} - dE/dx_{low}^{meas}) \cdot (1+T_l)/(1-T_l) \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (14)$$

Величины  $dE/dx_{sum}$  и  $dE/dx_{diff}$  в шести внутренних двойных слоях и используются нами в качестве входных переменных классификаторов BDT. Внешний седьмой слой не используется для идентификации частиц из-за проблем с неполной заливкой ксенона в калориметр. Зависимость  $dE/dx_{diff}$  от  $dE/dx_{sum}$  для космики во внутреннем 1-м слое в эксперименте при  $T_1 = 0,17$  изображена на рисунке 15. Вертикальные прямые показывают границы срезов распределения, в пределах которых мы рассматриваем спектры  $dE/dx_{diff}$ . На рисунке 16 приведены спектры

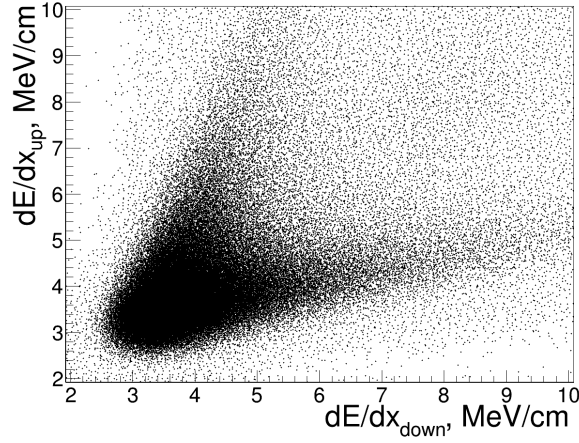


Рисунок 14 — Зависимость  $dE/dx_{LXe}$ , измеренного в первом двойном слое по верхним полоскам от него же, измеренного по нижним полоскам, для космики в эксперименте

$dE/dx_{diff}$  в 1-м слое и 7-м срезе по  $dE/dx_{sum}$  для мюонов с импульсом 1 ГэВ в моделировании с различными коэффициентами  $T_l$ , меняющимися от 0 до 1 с шагом 0,1. Видно, что положение пиков в этих спектрах не зависит от коэффициентов прозрачности, поскольку величины  $dE/dx_{diff}$  вычисляются по формуле (14) с теми же значениями  $T_l$ , которые были установлены в моделировании. Далее, на рисунке 17 приведено data/МС-сравнение спектров  $dE/dx_{diff}$  в четвертом слое и в различных срезах по  $dE/dx_{sum}$ . Черные маркеры и открытые гистограммы показывают спектры  $dE/dx_{diff}$  при  $T_l = 0,17$  в эксперименте и моделировании, соответственно. Наблюдаемое расхождение между положениями пиков в этих гистограммах означает, что установленные *a priori* значения  $T_l = 0,17$  являются неправильными. Для нахождения реальных величин  $T_l$  мы варьируем их значения (в моделировании и в вычислении  $dE/dx_{diff}$ ), добиваясь совпадения положения пиков в эксперименте и моделировании, см. рисунок 17. В результате мы получаем оценки реальных коэффициентов прозрачности  $T_1 = 0,23$ ,  $T_2 = 0,22$ ,  $T_3 = 0,35$ ,  $T_4 = 0,32$ ,  $T_5 = 0,35$ ,  $T_6 = 0,33$ ,  $T_7 = 0,33$  с точностью порядка 5%. Другой вид расхождения между экспериментом и моделированием наблюдается в спектрах  $dE/dx_{sum}$  для электромагнитных (э.м.) ливней. Нам не удалось установить действительные причины этого расхождения, тем не менее, оказалось, что оно может быть в значительной степени устранено путем простого линейного преобразования амплитуд в моделировании:  $dE/dx^{meas, corr} = a \cdot dE/dx^{meas} - b$ , где  $a = 1,055$  и  $b = 0,7$ .

После калибровки полосок и настройки моделирования мы производим data/МС-сравнение получающихся спектров откликов ВДТ для различных типов частиц. Рисунок 18 дает общее представление о потенциальной эффективности всех шести типов классификаторов в зависимости от импульса согласно моделированию. Ниже приведено data/МС-сравнение спектров ВДТ для: 1)  $e^\pm$  из процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  (рисунок 19); 2)  $\mu^\pm$  из событий космики (рисунок 20); 3)  $\pi^\pm$  из процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  (рисунок 21); 4)  $K^\pm$  из процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$  (рисунок 22). Для всех типов частиц наблюдается приемлемое согласие моделирования с экспериментом. Спектры ВДТ( $e^\pm, K^\pm$ ) и ВДТ( $\pi^\pm, K^\pm$ ) в моделировании выглядят несколько искаженными для  $K^\pm$  с импульсами ниже 400 МэВ, см. картинки слева на рисунке 22, предположительно в связи с неточностью моделирования ядерных взаимодействий. Тем не менее, искажение практически исчезает при импульсах каонов выше 400 МэВ, см. картинки справа на рисунке 22.

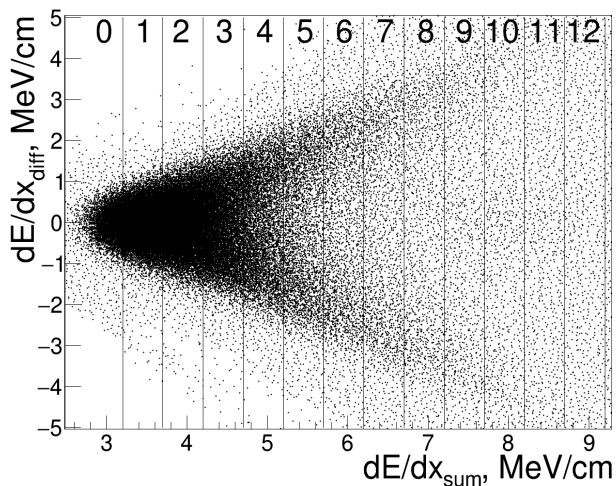


Рисунок 15 — Зависимость  $dE/dx_{diff}$  от  $dE/dx_{sum}$  в эксперименте для космических мюонов в 1-м слое при  $T_1 = 0,17$ . Вертикальные линии показывают границы срезов, внутри которых рассматриваются спектры  $dE/dx_{diff}$

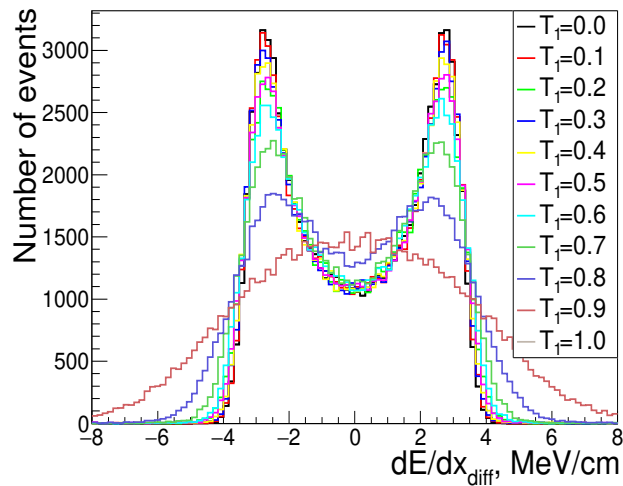


Рисунок 16 — Спектры  $dE/dx_{diff}$  в 1-м слое и 7-м срезе по  $dE/dx_{sum}$  для мюонов с импульсом 1 ГэВ в моделировании с различными коэффициентами  $T_1$ , меняющимися от 0 до 1 с шагом 0,1

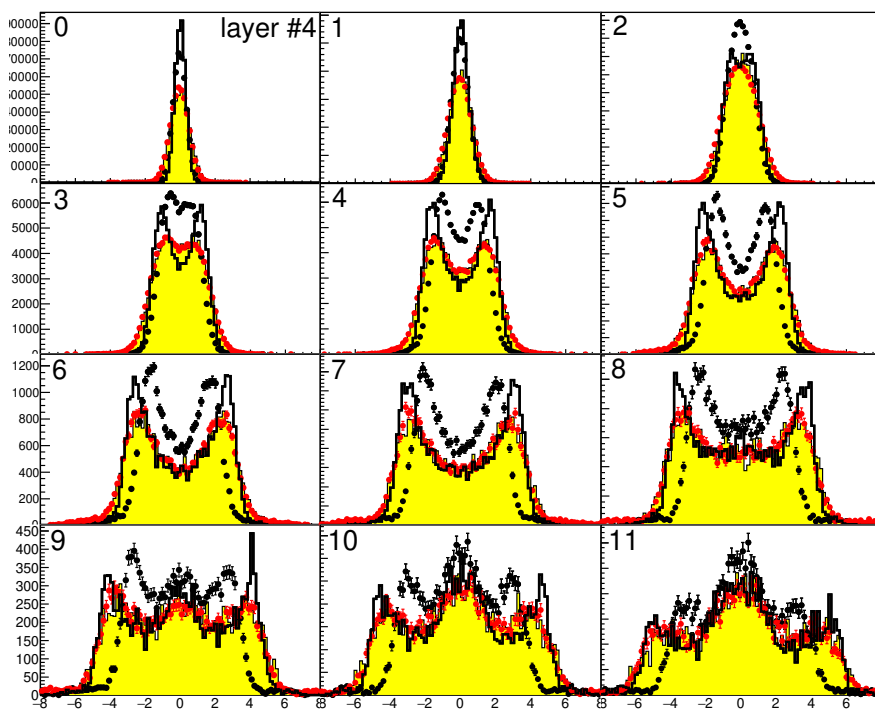


Рисунок 17 — Спектры  $dE/dx_{diff}$  в 4-м слое для космики в срезах по  $dE/dx_{sum}$  в эксперименте при  $T_4 = 0,17$  (черные маркеры), в моделировании при  $T_4 = 0,17$  (открытая гистограмма), в эксперименте при  $T_4 = 0,32$  (красные маркеры) и в моделировании при  $T_4 = 0,32$  (закрашенная гистограмма)



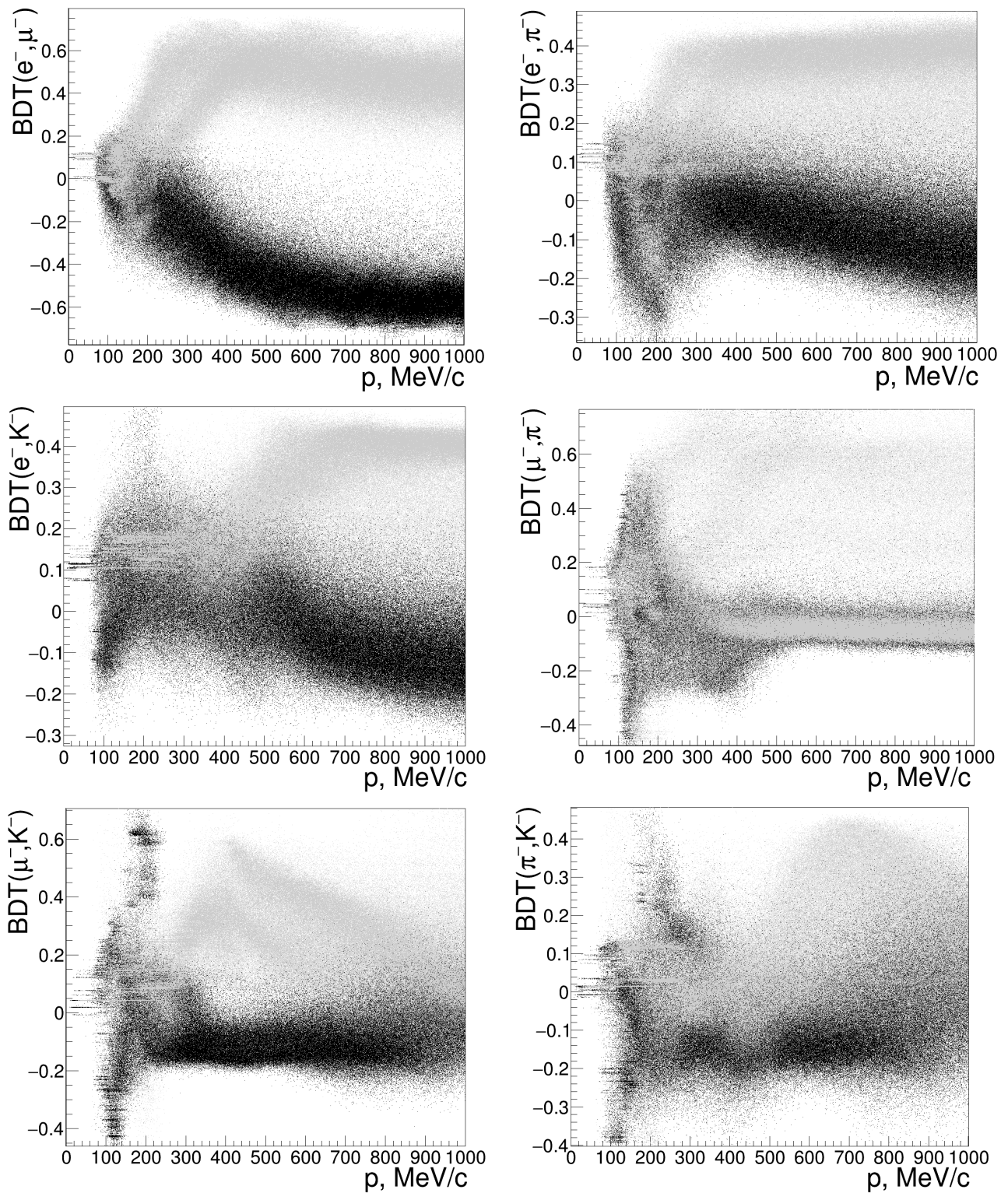


Рисунок 18 — Зависимость отклика  $BDT(bkg, sig)$  от импульса частицы типа  $bkg$  (черные маркеры) и  $sig$  (серые маркеры) с равномерным распределением по  $d_{LXe}$  в моделировании

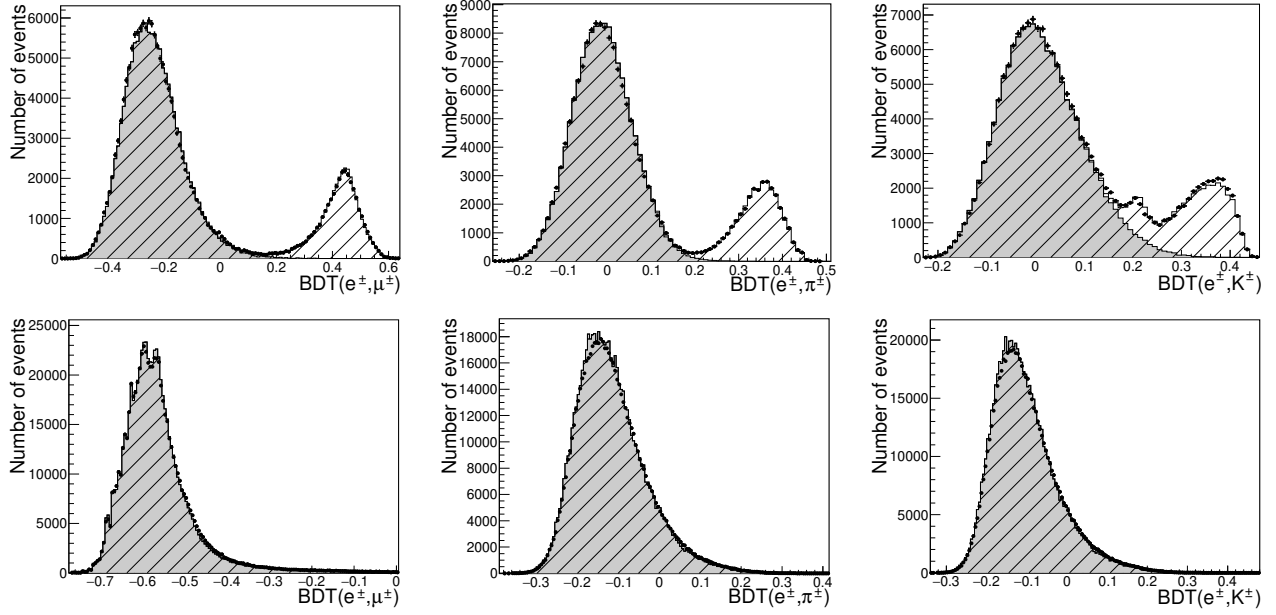


Рисунок 19 — Спектры  $\text{BDT}(e^\pm, \mu^\pm)$  (слева),  $\text{BDT}(e^\pm, \pi^\pm)$  (посередине) и  $\text{BDT}(e^\pm, K^\pm)$  (справа) для заряженных частиц, выделенных при отборе  $e^\pm$  из процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . Маркеры соответствуют экспериментальным данным, серая гистограмма — моделированию конечного состояния  $e^+e^-$ , штрихованная гистограмма — моделированию конечных состояний  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\pi^+\pi^-$  и космики. Верхние картинки соответствуют энергии пучков  $E_{\text{beam}} = 280$  МэВ, нижние —  $E_{\text{beam}} = 987,5$  МэВ. В последнем случае примесь конечных состояний, отличных от  $e^+e^-$ , пренебрежимо мала

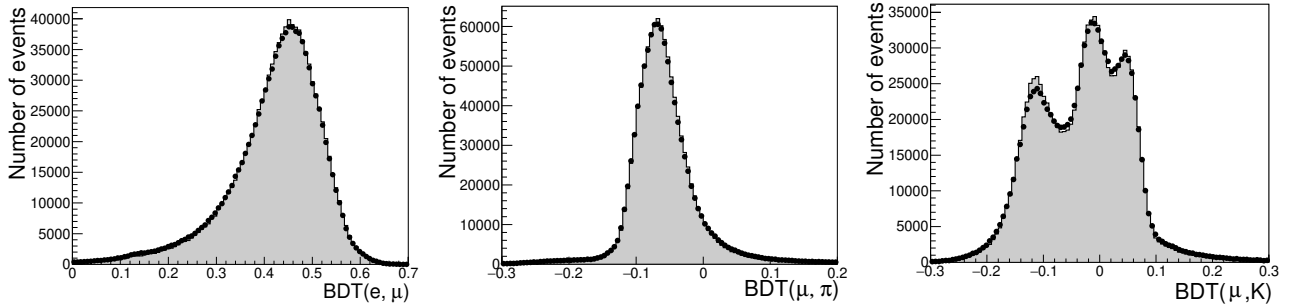


Рисунок 20 — Спектры  $\text{BDT}(e^\pm, \mu^\pm)$  (слева),  $\text{BDT}(\mu^\pm, \pi^\pm)$  (посередине) и  $\text{BDT}(\mu^\pm, K^\pm)$  (справа) для космических  $\mu^\pm$  с импульсом от 100 до 1200 МэВ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма)

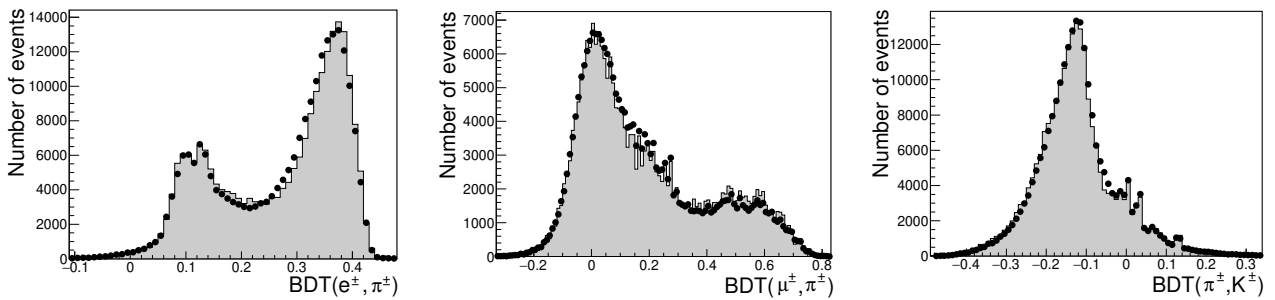


Рисунок 21 — Спектры  $\text{BDT}(e^\pm, \pi^\pm)$  (слева),  $\text{BDT}(\mu^\pm, \pi^\pm)$  (посередине) и  $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$  (справа) для  $\pi^\pm$ , отобранных из событий процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма) при  $E_{\text{c.m.}} = 1019$  МэВ

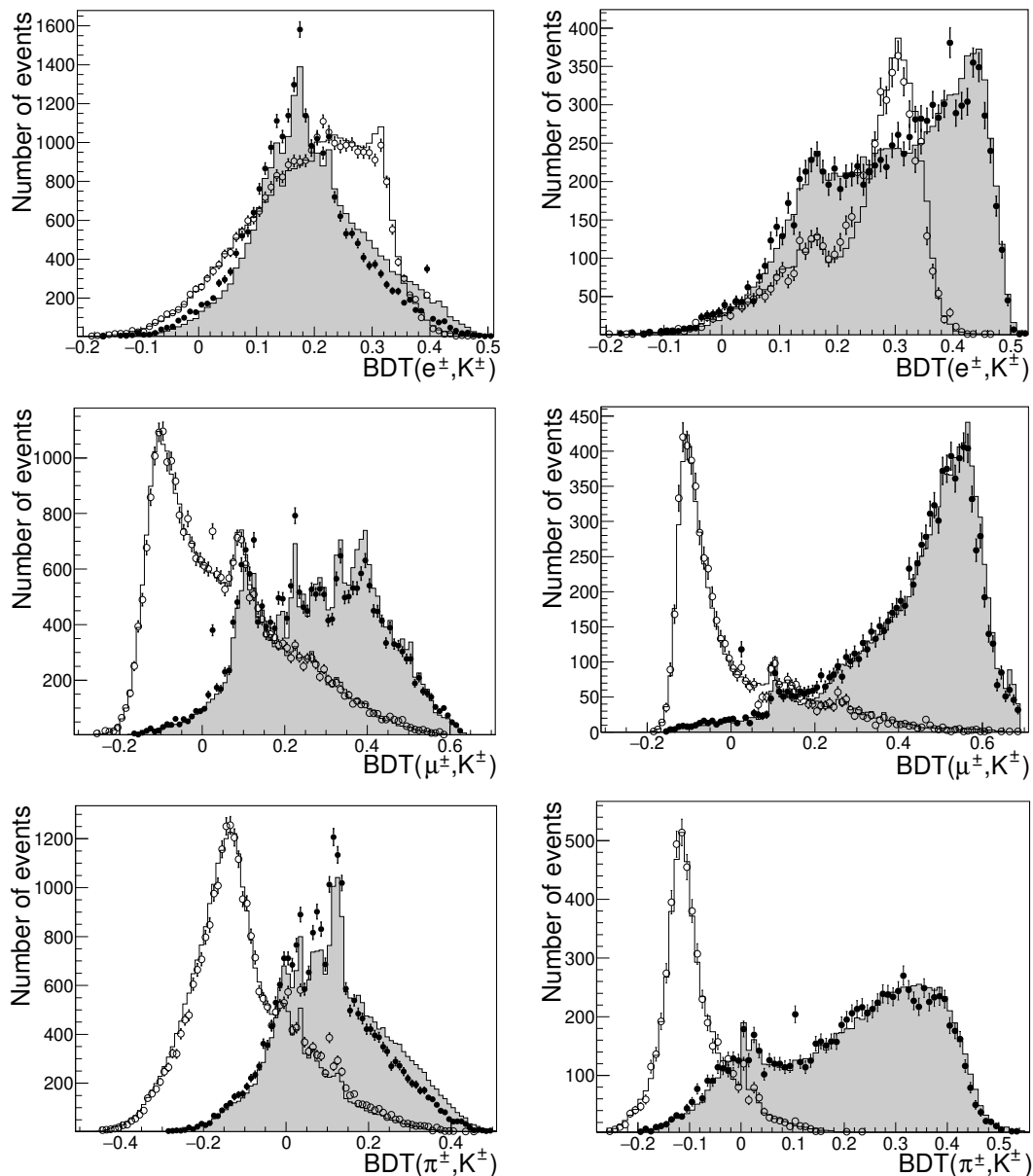


Рисунок 22 — Спектры  $\text{BDT}(e^\pm, K^\pm)$  (сверху),  $\text{BDT}(\mu^\pm, K^\pm)$  (посередине) и  $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$  (снизу) для  $K^\pm$  и  $\pi^\pm$ , отобранных из событий процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$  в эксперименте (заполненные кружки для  $K^\pm$  и пустые кружки для  $\pi^\pm$ ) и в моделировании (серая гистограмма для  $K^\pm$  и открытая гистограмма для  $\pi^\pm$ ). Картинки слева нарисованы для частиц с импульсом меньше 400 МэВ, справа — выше 400 МэВ. Используются данные всех заходов 2019-го года

Разделение  $\pi/K$  на основе  $dE/dx_{\text{LXe}}$  особенно важно при изучении адронных конечных состояний с  $K^\pm$ , и его эффективность важно сравнить с эффективностью разделения по  $dE/dx_{\text{DC}}$ . Зависимости эффективности подавления  $\pi$  от эффективности отбора  $K$  (т.н. ROC-кривые) для обоих типов  $\pi/K$ -разделения при различных импульсах показаны на рисунке 23. При импульсах ниже 400 МэВ идентификация с LXe малоэффективна. При больших импульсах ( $> 700$  МэВ) ее эффективность также постепенно падает в связи с уменьшением разницы между ионизационными потерями каонов и пионов, см. рисунок 11. Тем не менее,  $\pi/K$ -разделение на основе  $dE/dx_{\text{LXe}}$  остается достаточно эффективным в диапазоне импульсов 650–900 МэВ, где разделение по  $dE/dx_{\text{DC}}$  не работает.

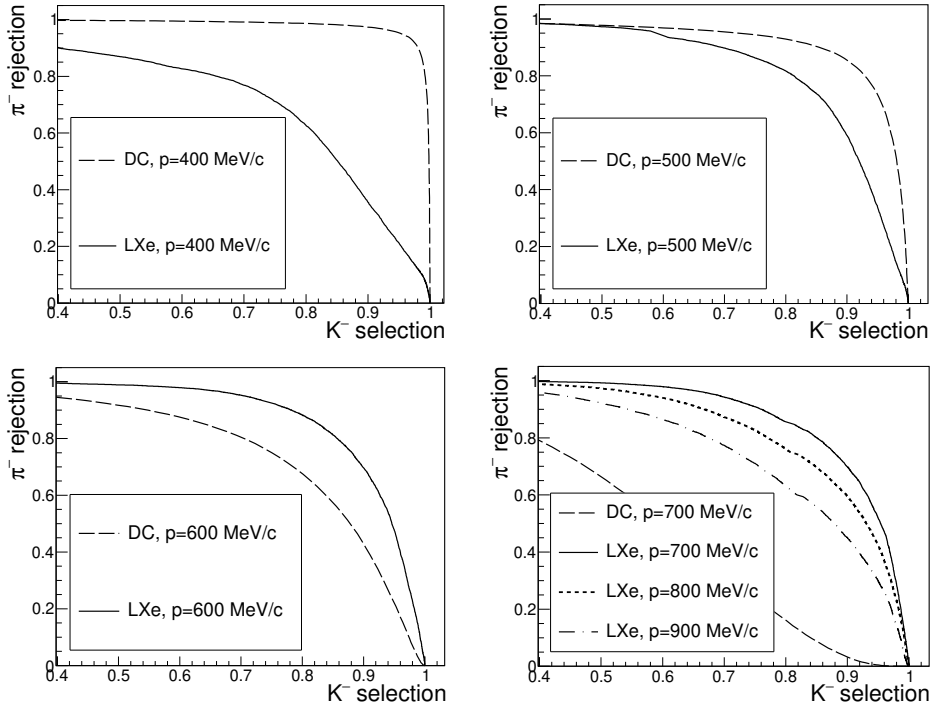


Рисунок 23 — ROC-кривые для  $\pi^-/K^-$  разделения на основе  $dE/dx_{\text{DC}}$  и классификатора  $\text{BDT}(\pi^-, K^-)$  для различных импульсов частиц согласно моделированию. Типы классификаторов и импульсы частиц указаны в легендах

Наконец, применение разработанной процедуры идентификации было продемонстрировано нами на примерах разделения конечных состояний  $e^+e^-(\gamma)$  и  $\pi^+\pi^-(\gamma)$  при  $E_{\text{с.м.}} < m_\phi$  и отборе конечного состояния  $K^+K^-$  при  $E_{\text{с.м.}} \sim 2$  ГэВ.

В **Заключении** приведены основные результаты работы и даны рекомендации к дальнейшей разработке темы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты данной работы состоят в следующем:

1. Проведено изучение процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$  в диапазоне  $E_{\text{с.м.}}$  от 1,59 до 2,007 ГэВ на основе  $59,5 \text{ пб}^{-1}$  интегральной светимости, набранной с детектором КМД-3 в 2011–2012 и 2017-м годах. На данной статистике наблюдался только один промежуточный механизм рождения конечного состояния  $K^+K^-\eta$ :  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ . На основе  $3009 \pm 67$  отобранных сигнальных событий сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$  было измерено с луч-

шей, чем в предыдущих экспериментах, статистической точностью и систематической неопределенностью 5,1%. Полученное сечение было использовано для вычисления вклада процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$  в аномальный магнитный момент мюона:

$$a_{\mu}^{\phi\eta}(E < 1,8 \text{ GeV}) = (0,321 \pm 0,015_{\text{stat}} \pm 0,016_{\text{syst}}) \times 10^{-10},$$

$$a_{\mu}^{\phi\eta}(E < 2,0 \text{ GeV}) = (0,440 \pm 0,015_{\text{stat}} \pm 0,022_{\text{syst}}) \times 10^{-10}.$$

Аппроксимация сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$  позволила определить параметры  $\phi'$  с лучшей к настоящему времени статистической точностью и сравнимой с предыдущими измерениями систематической неопределенностью:

$$\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'} = (94 \pm 13_{\text{stat}} \pm 15_{\text{syst}}) \text{ eV},$$

$$\mathcal{B}_{e^+e^-}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'} = 0,53 \pm 0,06_{\text{stat}} \pm 0,09_{\text{syst}},$$

$$m_{\phi'} = (1667 \pm 5_{\text{stat}} \pm 11_{\text{syst}}) \text{ MeV},$$

$$\Gamma_{\phi'} = (176 \pm 23_{\text{stat}} \pm 38_{\text{syst}}) \text{ MeV}.$$

2. Была разработана процедура идентификации заряженных частиц с использованием LXe калориметра детектора КМД-3. Процедура использует удельные энерговыделения, измеренные в 12 слоях LXe калориметра, в качестве входных переменных классификаторов ВДТ, натренированных на разделение  $e^{\pm}$ ,  $\mu^{\pm}$ ,  $\pi^{\pm}$  и  $K^{\pm}$  в диапазоне импульсов от 100 до 1200 МэВ. Тренировка классификаторов производится на основе событий из моделирования. Для достижения согласия спектров откликов ВДТ в эксперименте и моделировании была проведена тщательная настройка отклика полосковых каналов в моделировании. Были определены реальные коэффициенты прозрачности для каждого из катодов с точностью  $\sim 5\%$ . С другой стороны, для экспериментальных данных была разработана и применена процедура калибровки полосковых каналов с точностью  $\lesssim 1\%$ . Все это позволило достичь согласия откликов ВДТ в эксперименте и моделировании для всех типов частиц. Применение разработанной процедуры идентификации было продемонстрировано на примерах разделения конечных состояний  $e^+e^-(\gamma)$  и  $\pi^+\pi^-(\gamma)$  при  $E_{\text{с.м.}} < m_{\phi}$  и отборе конечного состояния  $K^+K^-$  при  $E_{\text{с.м.}} \sim 2 \text{ ГэВ}$ .

Перспектива дальнейшего изучения процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$  с детектором КМД-3 связана с увеличением доступной для анализа статистики примерно на порядок в ходе продолжающихся экспериментов на коллайдере ВЭПП-2000. Это позволит в существенно уменьшить статистические и систематические ошибки измерения сечения и измерения параметров  $\phi'$ .

Развитие методики идентификации частиц с LXe калориметром детектора КМД-3 может заключаться в создании единой системы идентификации, использующей информацию с других подсистем детектора: дрейфовой камеры, CsI калориметра, мюонной системы. Помимо этого, в связи с разрабатываемым в настоящее время в ИЯФ СО РАН проектом детектора Супер Чарм-Тау Фабрики рекомендуется изучить возможность и целесообразность использования в последнем ионизационного калориметра на основе сжиженного благородного газа по типу LXe калориметра детектора КМД-3.

## Список работ, опубликованных автором по теме диссертации

1. Charged particle identification with the liquid xenon calorimeter of the CMD-3 detector / V. L. Ivanov, G. V. Fedotov, R. R. Akhmetshin [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2021. – Vol. 1015. – P. 165761. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165761>. – Дата публикации: 24.08.2021.
2. Study of the process  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$  with the CMD-3 detector at the VEPP-2000 collider / V. L. Ivanov, G. V. Fedotov, R. R. Akhmetshin [et al.]. – Текст : электронный // Physics Letters B. – 2019. – Vol. 798. – P. 134946. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.134946>. – Дата публикации: 18.09.2019.
3. Ivanov, V. L. Measurement of hadronic cross sections at CMD-3 / V. L. Ivanov. – Текст : электронный // Proceedings of Science : Proceedings of European Physical Society Conference on High Energy Physics (Ghent, 10–17 July 2019). – Italy, 2020. – Vol. 364. – P. 510. – URL: <https://doi.org/10.22323/1.364.0510>. – Дата публикации: 13.10.2020.
4. Charged particle identification using the liquid Xenon calorimeter of the CMD-3 detector / V. L. Ivanov, G. V. Fedotov, A. V. Anisenkov [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Proceedings of the 10th Workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors (Moscow, 29 July – 4 August 2018). – Netherlands, 2020. – Vol. 952. – P. 161971. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.03.026>. – Дата публикации: 13.03.2019.
5. Charged particle identification with the liquid Xenon calorimeter of the CMD-3 detector / V. L. Ivanov, G. V. Fedotov, A. V. Anisenkov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation : Proceedings of the International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics (Novosibirsk, 27 February – 3 March 2017). – UK, 2017. – Vol. 12, nr 09. – P. C09005. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/09/C09005>. – Дата публикации: 07.09.2017.
6. Study of  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$  process with the CMD-3 detector at VEPP-2000 collider / V. L. Ivanov, A. N. Amirkhanov, A. V. Anisenkov [et al.]. – Текст : непосредственный // Journal of University of Science and Technology of China : Proceedings of the 10th International Workshop on  $e^+e^-$  Collisions from  $\phi$  to  $\psi$  (Hefei, 23–26 September 2015). – Hefei, 2016. – Vol. 46. – P. 502–506.

Иванов Вячеслав Львович

Изучение процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$  с детектором КМД-3

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

---

Сдано в набор 12.03.2023.

Подписано в печать 13.03.2023.

Формат 60×90 1/16 Объем 1.0 печ.л., 0.9 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 1

---

Обработано на IBM PC и отпечатано на ротапринте ИЯФ СО РАН  
630090, Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 11