ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА
И КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ СТОЛКНОВЕНИЙ

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА

«ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКСКЛЮЗИВНОГО РОЖДЕНИЯ ФИ-МЕЗОНА В УСЛОВИЯХ ЭКСПЕРИМЕНТА NICA SPD»

Выполнил студент
612 группы
Серегин Леонид Артёмович

_____
подпись студента

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук
Бережной Александр Викторович

_____
подпись научного руководителя

Допущена к защите_____
Зав. кафедрой_____
подпись зав. кафедрой

Москва
2026

Содержание

Введение 3
1 Установка NICA SPD 7
2 SpdRoot 13
3 Моделирование и анализ эксклюзивного рождения ϕ-мезона . . . 16
Выводы 26
Список использованных источников 28

Введение

В природе различают четыре фундаментальных вида взаимодействий: сильное, слабое, электромагнитное и гравитационное. Сильное взаимодействие удерживает протоны и нейтроны внутри атомных ядер, преодолевая их взаимное электростатическое отталкивание. Кроме того, именно сильное взаимодействие определяет внутреннюю структуру самих нуклонов: протоны и нейтроны состоят из кварков, связанных между собой обменом глюонами, что формирует их основные физические свойства — массу, спин и магнитный момент. Слабое взаимодействие отвечает за радиоактивный бета-распад и играет важную роль в процессах, происходящих в недрах звёзд. Электромагнитное взаимодействие действует между всеми заряженными частицами и определяет свойства света, электричества и магнетизма. Гравитационное же взаимодействие, хотя и является самым слабым по силе, определяет движение планет, звёзд и галактик, формируя крупномасштабную структуру Вселенной.

Стандартная модель физики элементарных частиц — это современная теория, описывающая фундаментальные частицы и силы, действующие между ними[1] [3, 4]. Она объединяет три из четырёх известных фундаментальных взаимодействий: электромагнитное, слабое и сильное. Согласно этой модели, всё вещество состоит из фермионов — кварков и лептонов, а взаимодействия между ними осуществляются посредством обмена калибровочными бозонами — фотонами, глюонами, W- и Z-бозонами. Важным элементом Стандартной модели является также механизм Хиггса, который даёт массу многим частицам; однако полная масса нуклонов и составных адронов формируется в основном за счёт энергии сильного взаимодействия между кварками.

Ключевой частью Стандартной модели является квантовая хромодинамика (КХД) — теория сильного взаимодействия, которое связывает

[1]Стандартная модель, сформировавшаяся ещё в 1973 году, представляет собой настолько успешную теоретическую конструкцию, описывающую фундаментальные взаимодействия (кроме гравитации), что некоторые авторы даже высказывали мнение о возможном «конце физики» или «конце науки» [1, 2].

кварки в составные частицы, такие как протоны и нейтроны [5, 6]. КХД описывает как кварки взаимодействуют друг с другом посредством обмена глюонами — безмассовыми частицами-переносчиками сильного взаимодействия. Особенностью этой теории является цветовой заряд: у каждого кварка есть один из трёх «цветов», а глюоны переносят комбинации этих цветов, обеспечивая прочную связь между кварками [7, 8, 9, 10]. Важное свойство КХД — конфайнмент: кварки не могут существовать в свободном состоянии, а всегда заключены внутри адронов. Кроме того, КХД демонстрирует асимптотическую свободу — при очень высоких энергиях (или малых расстояниях) взаимодействие между кварками становится слабее, что позволяет применять методы возмущений в вычислениях [11, 12].

Однако применение методов теории возмущений в квантовой хромодинамике ограничено областью высоких энергий и малых расстояний. В области низких и промежуточных энергий, характерной для адронных столкновений при энергиях в несколько ГэВ, сильное взаимодействие становится существенно непертурбативным. В этом режиме вычисление наблюдаемых величин напрямую из КХД представляет собой крайне сложную задачу, и для описания процессов широко используются эффективные теории, феноменологические модели и численные методы.

Экспериментальные исследования в области непертурбативной КХД играют ключевую роль в проверке и развитии теоретических представлений о сильном взаимодействии. Особенно показательными в этом смысле являются адронные реакции, в которых удаётся минимизировать вклад сложных многократных взаимодействий и проследить динамику процесса в относительно “чистых” условиях. К таким реакциям относятся эксклюзивные процессы, при которых конечное состояние полностью определено и не содержит адронов, не входящих в рассматриваемую реакцию [13].

В эксклюзивных адронных столкновениях оба начальных нуклона сохраняются в конечном состоянии, а вся переданная энергия идёт на образование строго определённой центральной системы[1]. Отсутствие побочных адронов существенно упрощает кинематический анализ событий и позволя-

[1]Стоит отметить, что такие процессы как $pp \to \Lambda pK$ тоже можно причислить к эксклюзивным.

ет применять строгие законы сохранения энергии и импульса для проверки природы процесса. Благодаря этому эксклюзивные реакции являются удобным инструментом для изучения механизмов сильного взаимодействия в непертурбативной области и для поиска вкладов редких или экзотических процессов.

Особый интерес среди эксклюзивных реакций представляет рождение векторных мезонов. Векторные мезоны служат чувствительными индикаторами динамики обменных процессов и внутренней структуры адронов. В частности, ϕ-мезон, состоящий преимущественно из пары $s\bar{s}$-кварков, позволяет исследовать роль странности в сильных взаимодействиях и проверять выполнение правила Цвейга [14], предсказывающего подавление процессов со скрытой странностью.

В области энергий, доступных на ускорителе NICA, эксклюзивное рождение ϕ-мезона в реакции

$$pp \to pp\,\phi$$

может происходить через различные механизмы, включая обмен мезонами и процессы с участием бесцветных глюонных конфигураций. Анализ таких процессов даёт возможность уточнить вклад различных динамических механизмов, а также исследовать возможное образование промежуточных резонансных состояний, в том числе экзотической природы.

Таким образом, изучение эксклюзивного рождения ϕ-мезона в протон-протонных столкновениях в области низких и промежуточных энергий представляет собой актуальную задачу современной адронной физики. Оно позволяет получить новую информацию о свойствах сильного взаимодействия в непертурбативном режиме.

Цель работы Разработать и реализовать методику моделирования, реконструкции и анализа эксклюзивного процесса $pp \to pp\,\phi \to pp\,K^+K^-$ в условиях эксперимента SPD на коллайдере NICA на первом этапе его работы, а также оценить возможность регистрации ϕ-мезона при имеющихся ограничениях детекторной конфигурации.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

а) Реализовать в программной среде SPDROOT генерацию эксклюзивного процесса $pp \to pp\,\phi$ на основе матричного элемента в модели однопионного обмена, параметризованного в работе [15].

б) Провести моделирование отклика детектора SPD на первом этапе эксплуатации (без системы TOF и вершинного детектора) для сигнальных событий и фоновых процессов Minimum Bias с использованием GEANT4.

в) Разработать критерии отбора событий, позволяющие выделить процесс $pp \to pp\,\phi \to pp\,K^+K^-$ с учётом кинематической особенности, при которой один из конечных протонов не регистрируется трековой системой.

г) Адаптировать метод идентификации заряженных частиц на основе ионизационных потерь (dE/dx) для разделения $K^{\pm}$-мезонов и $\pi^{\pm}$-мезонов в импульсном диапазоне до 0.6 ГэВ.

д) Восстановить инвариантную массу системы K^+K^-, выполнить фитирование полученного распределения двойной гауссовой функцией и определить параметры сигнала ϕ-мезона (масса, разрешение).

е) Оценить ожидаемое количество сигнальных и фоновых событий для интегральной светимости первого этапа эксперимента и определить статистическую значимость регистрации ϕ-мезона.

1 Установка NICA SPD

NICA (*Nuclotron-based Ion Collider fAcility*) — строящийся с 2013 года коллайдер протонов и тяжёлых ионов с относительно средней энергией сталкивающихся частиц и светимостью $\sqrt{s_{NN}} = 10$ ГэВ $L = 10^{31}$ см$^{-2} \cdot$ с$^{-1}$ для первого этапа и $\sqrt{s_{NN}} = 27$ ГэВ $L = 10^{32}$ см$^{-2} \cdot$ с$^{-1}$ для второго этапа. Коллайдер будет иметь две точки столкновения с двумя детекторами и двумя соответствующими экспериментами: SPD и MPD. Первый эксперимент, MPD (*Multi Purpose Detector*), будет изучать свойства плотной барионной материи (материи, присутствующей в экстремально высокой плотности на фазовой диаграмме КХД), например, кварк-глюонной плазмы. Второй эксперимент, SPD (*Spin Physics Detector*), посвящен в большей степени изучению спиновых феноменов в КХД. Работу коллайдера планируется разбить на два этапа: 2028—2030 (первый этап), с 2032 (второй этап).

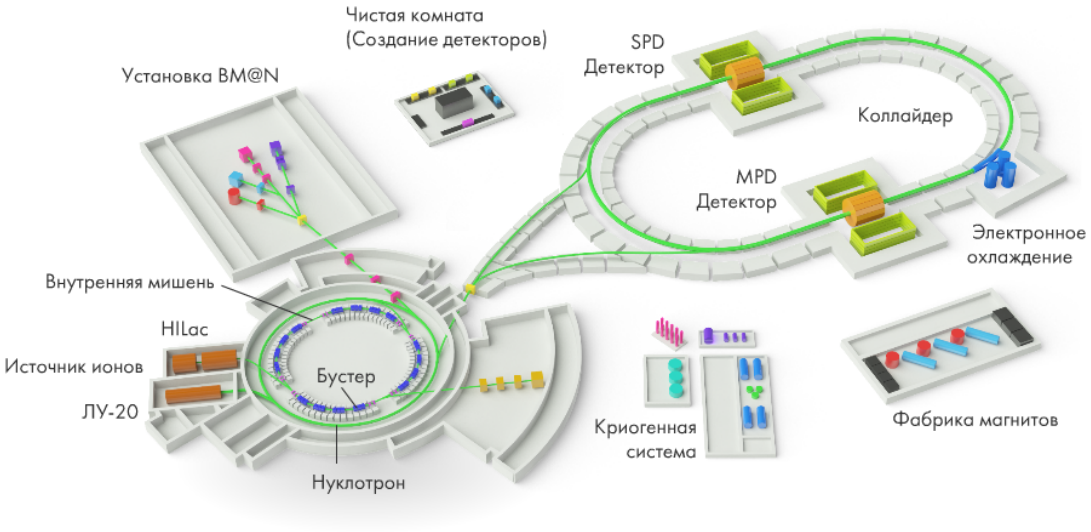


Рисунок 1.1 — Схематическое изображение расположения элементов комплекса NICA.

Основные части установки NICA состоят из двух независимых инжекторных комплексов (инжектор для легких ионов и инжектор для тяжелых ионов KRION 6T), линейного ускорителя легких ионов (ЛУ-20) для ускорения легких ионов, таких как протоны (H^+), дейтроны и α-частицы, до кинетической энергии 5 МэВ, линейного ускорителя тяжелых ионов

(HILac) для ускорения тяжелых ионов вплоть до Au до максимальной кинетической энергии 3,2 МэВ/н, сверхпроводящего бустерного синхротрона (SC) для создания сверхвысокого вакуума и обеспечения полного удаления тяжелых ионов, а также синхротрона SC для тяжелых ионов, нуклотрона для ускорения как легких, так и тяжелых ионов до необходимой энергии пучка. Ускоренные пучки будут сталкиваться в двух разных местах, где строятся детекторы MPD и SPD.

В настоящей работе изучается возможность исследования эксклюзивного рождения ϕ-мезона на установке SPD на коллайдере NICA. На сегодняшний день уже приблизительно известно как эта установка будет работать и под неё уже существует программное обеспечение для моделирования столкновения частиц и отклика детектора — SPDRoot [16].

Основной задачей эксперимента SPD является изучение спиновой структуры нуклона при столкновении поляризованных пучков, о чём и говорит расшифровка аббревиатуры. Тем не менее этот детектор может быть использован для гораздо более широкого класса задач, в том числе для изучения спектров масс.

Установка на первом этапе работы будет состоять из основных типичных составляющих: трубы, в которой сталкиваются частицы (Beam pipe), вершинного детектора на базе MicroMegas, детектора на основе дрейфовых трубок (Straw Tracker), магнита (Magnet), мюонной системы (Range System) и т.д. Мы ограничены только первой стадией работы SPD, в которой будет проводиться идентификация только стабильных заряженных частиц. Нейтральные частицы, такие как фотоны, n^0, будут детектироваться на более поздних стадиях. Основные элементы первой стадии SPD подробно описаны ниже.

Регистрация заряженных частиц и измерение их импульсов представляют собой ключевую задачу в рамках физической программы эксперимента SPD. Функции трекинга и определения импульсов частиц в установке возлагаются на вершинный детектор и строу-трекер. Планируется, что на первом этапе эксплуатации SPD вершинный детектор на основе технологии MAPS установлен не будет. Отсутствие трекера вблизи ионопровода суще-

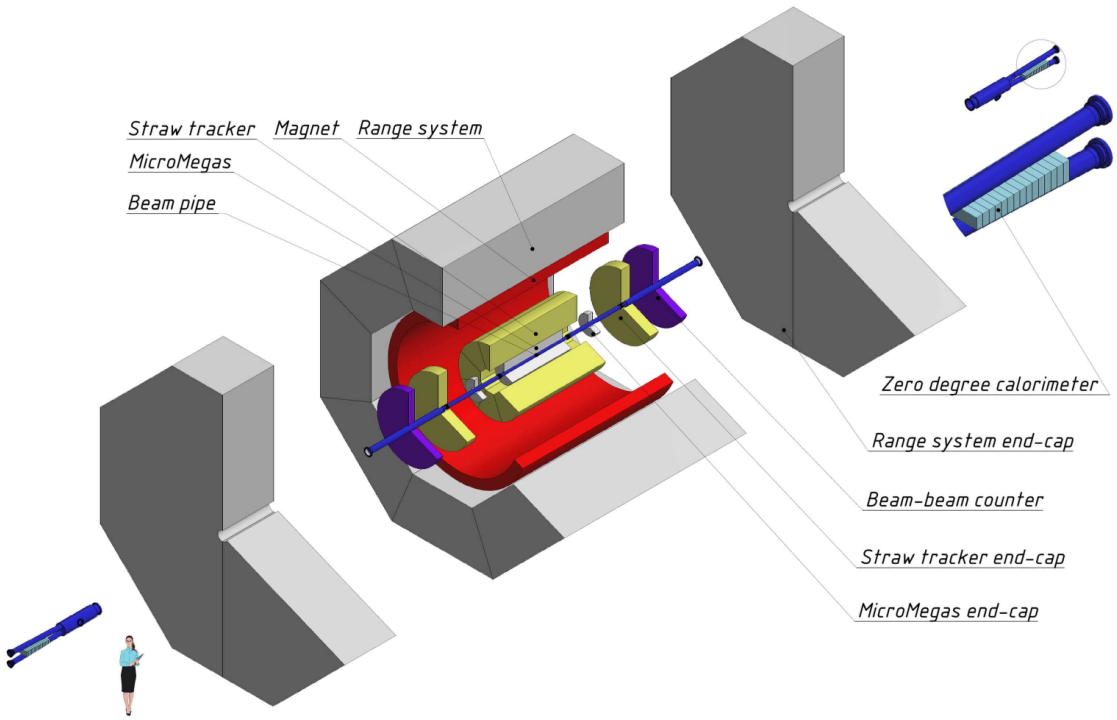


Рисунок 1.2 — Общий вид детектора SPD на первом этапе работы [17].

ственно снижает импульсное разрешение детектора, а также ограничивает эффективность идентификации траекторий и восстановления вторичных вершин долгоживущих частиц.

Для поддержания уровня характеристик, необходимого для выполнения поставленных физических задач будет внедрен относительно простой и экономически доступный центральный трекер на основе технологии MicroMegas (*Micro Mesh Gaseous Structure*). Данный детектор предполагается использовать в качестве временного решения на протяжении первых двух–трёх лет работы SPD.

Его принцип работы основан на детектировании заряженных частиц, усиливая заряды, возникающие при ионизации молекул газа, находящихся в пространстве детектора. При прохождении трека ионизирующей частицы через пространство детектора происходит ионизация молекул газа и образование нескольких сотен пар электрон-ион. Электроны ускоряются в направлении, противоположном направлению приложенного электрического поля напряжённостью 600 В/см в ионизационном зазоре, в то время как ионы притягиваются к катоду. Когда электрон пересекает микроячей-

ку, он попадает в сильное электрическое поле ($>$ 30 кВ/см) и получает достаточно энергии для ионизации других молекул газа на своём пути. В ходе этого процесса образуется лавина пар электрон-ион (1 электрон рождает 104 пары электрон-ион), что имеет важное значение для формирования электронного сигнала, считываемого электродами.

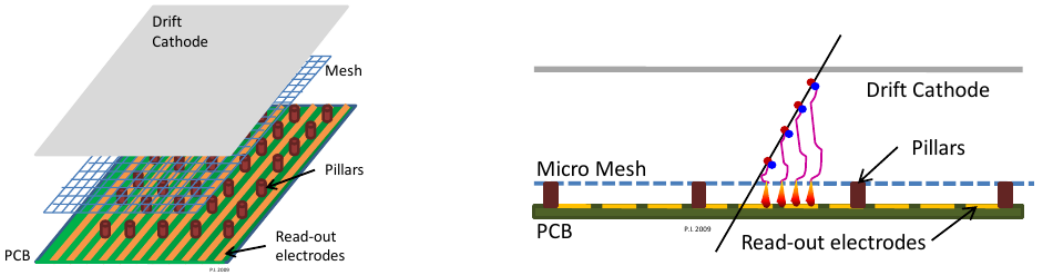


Рисунок 1.3 — Эскиз компоновки и принципа работы детектора Micromegas.

Straw Tracker (ST) предназначен для высокоэффективной реконструкции треков первичных и вторичных заряженных частиц, точного измерения их импульсов по кривизне траектории в магнитном поле, а также для идентификации частиц посредством измерения удельных энергетических потерь (dE/dx). Ожидаемое пространственное разрешение детектора составляет около 150 мкм, а время дрейфа — порядка 120 нс для соломенных трубок диаметром 10 мм. Детектор построен на основе маломассивных газонаполненных трубок, технология изготовления которых хорошо отработана и широко применяется в современных экспериментах физики высоких энергий. Концепция ST во многом аналогична трековым системам ATLAS TRT и PANDA, что обеспечивает высокую надёжность и предсказуемость рабочих характеристик.

Конструктивно ST состоит из баррельной части и двух торцевых секций, обеспечивающих практически полное угловое покрытие. Баррельная часть разделена на восемь модулей, каждый из которых содержит 30 двойных слоёв соломенных трубок с взаимно перпендикулярной ориентацией, что позволяет получать точную пространственную информацию о траекториях частиц. Высокая механическая жёсткость конструкции достигается

за счёт применения углепластиковых каркасов и поддержания небольшого избыточного давления газа внутри трубок. Считывание сигналов осуществляется с использованием современной фронт-энд электроники, обеспечивающей высокое временное разрешение, широкий динамический диапазон и низкий порог регистрации, что позволяет достигать высокой точности измерений и эффективной идентификации частиц.

Магнит детектора SPD в NICA представляет собой большой сверхпроводящий соленоид, разработанный для создания поля 1,2 Тл, интегрированный в системы отслеживания и идентификации частиц и предназначенный для прецизионных измерений спиновой физики с использованием поляризованных пучков. Его конструкция и изготовление играют ключевую роль в производительности детектора, определяя его импульсное разрешение, геометрию детектора и предельные физические возможности эксперимента.

Калориметр нулевого угла (Zero Degree Calorimeter, ZDC) — это специализированный тип детектора частиц, используемый в экспериментах по физике высоких энергий, особенно на ускорителях частиц. Он располагается очень близко к линии пучка и ориентирован вдоль направления входящих пучков частиц, что позволяет регистрировать нейтральные частицы — такие как нейтроны и фотоны, — которые после столкновения продолжают двигаться почти прямо. Поскольку заряженные частицы отклоняются магнитными полями, ZDC особенно полезен для измерения нейтральных частиц, которые в противном случае остались бы незамеченными.

Счётчик пучков (BBC) — это детекторная система, используемая в ускорителях частиц для мониторинга и характеристики столкновений двух пучков частиц. Расположенный близко к точке взаимодействия — обычно под малыми углами к оси пучка — BBC регистрирует заряженные частицы, образующиеся в прямом направлении после столкновения. Он служит одним из самых быстрых компонентов детектора в экспериментальной установке, предоставляя в режиме реального времени информацию о времени столкновения, частоте событий и положении первичной вершины (точки на линии пучка, где частицы фактически взаимодействуют). Благодаря быст-

рому отклику и точному отсчету времени ВВС необходим для запуска и синхронизации экспериментов в области физики высоких энергий.

В процессе работы счётчик пучков обычно состоит из массивов быстрых сцинтилляционных детекторов, соединённых с фотоумножителями или кремниевыми фотоумножителями. Когда заряженные частицы, образовавшиеся в результате столкновения, проходят через сцинтилляторы, они генерируют световые сигналы, которые преобразуются в электрические импульсы. Измеряя время и интенсивность этих сигналов по разные стороны от точки взаимодействия, система может определить как точное время столкновения, так и пространственное положение вершины взаимодействия вдоль оси пучка. Это позволяет физикам отфильтровывать фоновые события, точно юстировать детекторы и гарантировать, что изучаемые столкновения происходят в пределах желаемой целевой области.

В контексте крупных экспериментов, таких как эксперименты на RHIC, NICA или LHC, счётчик пучков играет важнейшую роль в мониторинге светимости, запуске событий и настройке пучка. Он помогает операторам ускорителей оптимизировать перекрытие пучков и частоту столкновений, обеспечивая эффективный сбор данных. Кроме того, счётчик пучков может использоваться для классификации центральности столкновений и обнаружения фоновых событий, связанных с пучком, таких как взаимодействия с остаточным газом или ионопроводом. В целом, счётчик пучков является жизненно важным компонентом для поддержания стабильности, точности и производительности экспериментов по столкновениям частиц высоких энергий в современных ускорителях частиц.

2 SpdRoot

Программный комплекс SpdRoot [16] является основным инструментом для моделирования, реконструкции и анализа данных в эксперименте SPD на коллайдере NICA. Он предназначен для проведения полного цикла обработки как смоделированных, так и реальных экспериментальных данных и обеспечивает единую программную среду для генерации событий, моделирования отклика детектора, восстановления траекторий частиц и последующего физического анализа.

SpdRoot построен с использованием объектно-ориентированного подхода на языке C++, что позволяет гибко расширять архитектуру программного комплекса, добавлять новые модули и алгоритмы реконструкции, а также адаптировать программное обеспечение к изменениям в конфигурации детектора на различных стадиях его эксплуатации. Такой подход особенно важен для эксперимента SPD, который будет вводиться в эксплуатацию поэтапно и со временем дополняться новыми подсистемами.

В основе SpdRoot лежит фреймворк FairRoot [18], широко используемый в ядерной физике и физике высоких энергий. Изначально FairRoot был разработан для экспериментов комплекса FAIR в GSI (Дармштадт, Германия), однако впоследствии стал стандартной платформой для создания модульных систем моделирования и анализа данных. Использование FairRoot обеспечивает высокую степень совместимости SpdRoot с программными комплексами MPDroot и BM@Nroot, применяемыми в экспериментах MPD и BM@N. Такая совместимость облегчает перенос алгоритмов реконструкции, обмен опытом между коллаборациями и тестирование новых методов анализа.

Фреймворк FairRoot предоставляет унифицированную систему ввода и вывода данных, модульную архитектуру, поддержку транспортных моделей, а также развитый механизм описания геометрии детекторов и их параметров. Все эти возможности унаследованы SpdRoot и адаптированы под специфику эксперимента SPD.

Описание геометрии детектора SPD в SpdRoot реализовано с использованием инструментов ROOT [19] и его геометрического модуля. Это позволяет детально моделировать все подсистемы установки, включая трековые детекторы, магнит, системы идентификации частиц и вспомогательные элементы. Для моделирования прохождения частиц через материал детектора и генерации отклика чувствительных элементов используется пакет GEANT4 [20], который является стандартом в области моделирования взаимодействия частиц с веществом. GEANT4 обеспечивает корректное описание процессов ионизации, рассеяния, поглощения, рождения вторичных частиц, а также электромагнитных и ядерных взаимодействий, что позволяет получать реалистичную картину работы детектора.

Для моделирования первичных протон-протонных столкновений в SpdRoot доступны различные генераторы событий. Используются как универсальные генераторы, такие как Pythia6 и Pythia8 [21], предназначенные для моделирования широкого спектра процессов в высокоэнергетических столкновениях, так и специализированные генераторы, ориентированные на эксклюзивные процессы, фотон-фотонные взаимодействия и редкие каналы рождения мезонов. Благодаря модульной структуре SpdRoot возможно подключение внешних генераторов при условии совместимости с общепринятыми форматами передачи событий, такими как HEPMC [22] или ROOT-структуры.

Одним из ключевых компонентов SpdRoot является система реконструкции событий. Она включает предварительную обработку данных и калибровку, поиск сигналов в чувствительных элементах детектора, формирование хитов и кластеров, восстановление треков заряженных частиц, реконструкцию первичной и вторичных вершин, а также идентификацию частиц с использованием различных методов. Идентификация частиц может основываться на измерениях потерь энергии, времени пролёта или вероятностных подходах, в зависимости от доступных подсистем детектора. На заключительном этапе формируются физические наблюдаемые и конечные состояния, используемые для анализа конкретных физических процессов.

Для анализа данных SpdRoot предоставляет интерфейс, совместимый с возможностями ROOT, включая построение одномерных и двумерных распределений, работу с деревьями данных и написание пользовательских макросов. Это делает программный комплекс удобным инструментом как для отладки алгоритмов реконструкции, так и для проведения физического анализа.

SpdRoot играет ключевую роль в подготовке эксперимента SPD к началу работы. Он позволяет заранее проверить работоспособность проектных решений, исследовать поведение детектора в различных условиях, оптимизировать алгоритмы реконструкции и анализа, а также провести физические исследования ещё до запуска установки. Благодаря этому обеспечивается быстрый переход к обработке реальных экспериментальных данных после ввода коллайдера NICA и детектора SPD в эксплуатацию.

3 Моделирование и анализ эксклюзивного рождения ϕ-мезона

Изучение реакции $pp \to pp\phi$ предоставляет важный инструмент для проверки моделей квантовой хромодинамики (QCD) в области низких энергий и малых Q^2. В этом диапазоне теоретические модели предсказывают различные механизмы образования:

— Обмен мезонами, как обсуждается в [23, 24, 25].

— Вклад вершин померон–оддерон с мезонами, предложенный в [26, 27].

Помимо проверки моделей КХД, реакция открывает возможности для поиска экзотических адронов:

— Поиск пентакварков со скрытой странностью через $pp \to pP_s^+(\to p\phi)$.

Кроме того, восстановление сигнала ϕ-мезона может пригодиться для исследования характеристик детектора, предоставляя эталон для трекинга и идентификации частиц.

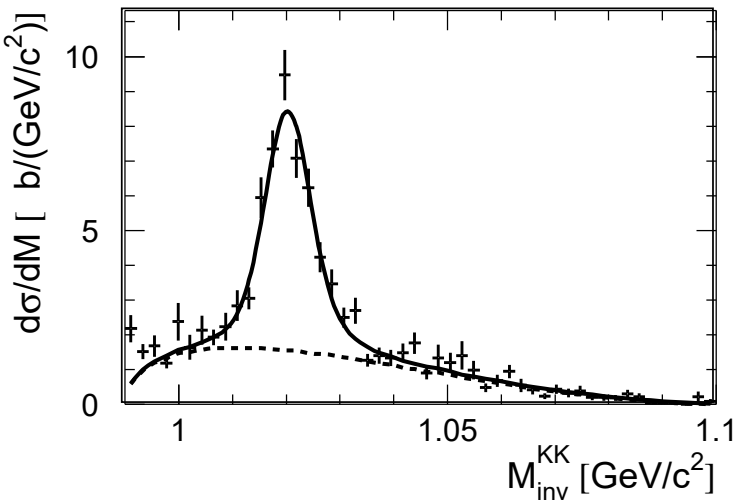


Рисунок 3.1 — Распределение инвариантной массы эксклюзивного ϕ-мезона, измеренное коллаборацией DISTO [28]

Эксклюзивное рождение ϕ-мезонов в реакции $pp \to pp\phi$ изучалось с использованием модели обмена одного π-мезона. Согласно расчетам [15],

сечение процесса $\sigma(pp \to pp\phi(\rho,\omega))$ было вычислено в этой модели. Результаты показывают, что максимальное значение сечения $\sigma(pp \to pp\phi)$ достигается при энергии $\sqrt{s} \sim 4.5$ ГэВ.

Однако стандартный генератор Pythia не позволяет снижать энергию фоновых событий (MB) ниже 10 ГэВ, что делает невозможным прямое моделирование этих процессов при нужных энергиях. Для решения этой проблемы был использован генератор FTF [29], который позволяет корректно моделировать процессы при таких низких энергиях.

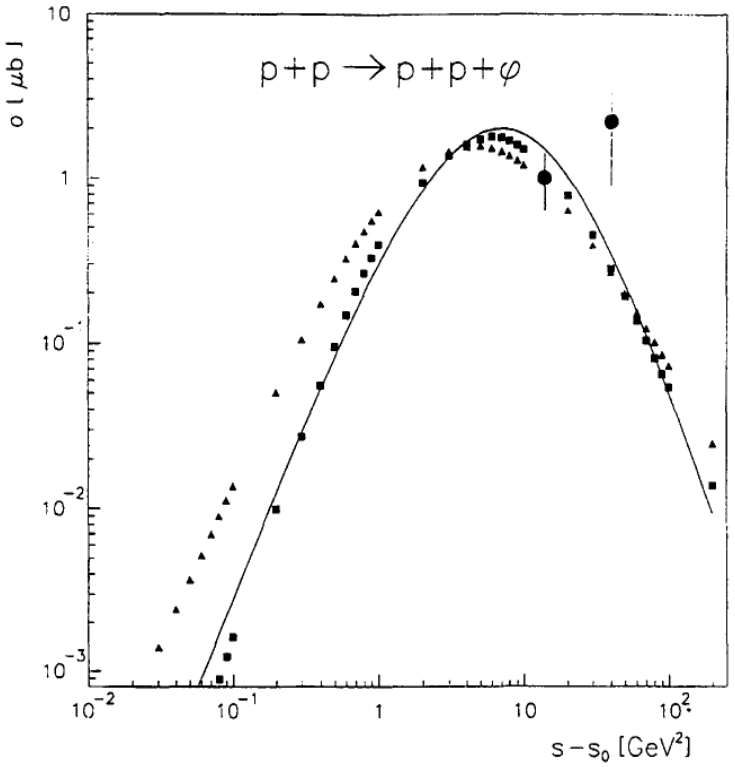


Рисунок 3.2 — Расчет сечения $\sigma(pp \to pp\phi)$ по модели обмена одного π-мезона [15]

Изучение реакции $pp \to pp\phi$ на уровне генератора важно для моделирования событий, которые могут быть измерены в экспериментах на адронных коллайдерах. Такая реакция относится к эксклюзивным процессам, когда оба протона сохраняются, а ϕ-мезон рождается в центральной части.

Генератор Pythia широко используется для моделирования событий в высокоэнергетической физике частиц. Однако эксклюзивные процессы,

такие как $pp \to pp\phi$, в стандартной версии Pythia не реализованы, что указано в руководстве *An Introduction to PYTHIA 8.2* [30]. Поэтому для исследования данного процесса необходимо использовать специализированные инструменты.

В рамках работы был реализован матричный элемент для процесса $pp \to pp\phi$ путем модификации изначального кода генератора. Это позволило учитывать физическую динамику реакции при генерации событий.

Для того чтобы процесс корректно заполнял доступное фазовое пространство согласно матричному элементу, используется метод взвешенной генерации. Алгоритм можно описать следующим образом:

```
do {
    weight = fGenPhaseSpace.Generate();
    weight = weight * MatrixElement2( ... );
    coin = rnd.Uniform(0., fMaxWeight);
} while ( coin > weight );
```

Здесь `fGenPhaseSpace.Generate()` — генерация случайной конфигурации событий в доступном фазовом пространстве, `MatrixElement2(...)` — расчет значения матричного элемента для данной конфигурации, а `rnd.Uniform(0., fMaxWeight)` — случайное число для реализации метода отбора с вероятностью, пропорциональной весу. Цикл `do-while` повторяется до тех пор, пока случайное число не окажется меньше вычисленного веса, что обеспечивает правильное распределение событий.

Для моделирования процесса $pp \to pp\phi$ матричный элемент был взят из статьи Сибирцева [15], где изучаемая реакция рассматривается в модели однопионного обмена.

Матричный элемент — это амплитуда перехода от начального состояния к конечному в рамках квантовой теории поля. Квадрат модуля матричного элемента $|M|^2$ определяет вероятность (или дифференциальное сечение) данного процесса при заданной кинематике. В физике частиц

знание матричного элемента позволяет правильно распределять события в фазовом пространстве и учитывать динамику взаимодействия.

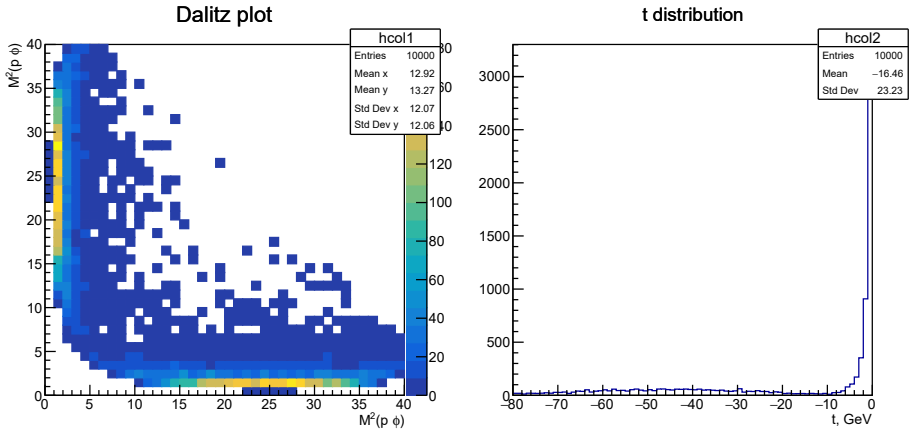
Квадрат модуля матричного элемента в модели однопионного обмена для рассматриваемого процесса выражается через следующие параметры:

$$|M|^2 = \sum_{i=1}^{4} \frac{k}{|p'_f|} F^2(t) D^2(t) \sigma(w) w^2 t$$

или эквивалентно

$$|M|^2 = \sum_{i=1}^{4} \frac{\lambda^{1/2}(w^2, m_p^2, m_\pi^2)}{\lambda^{1/2}(w^2, m_p^2, m_\phi^2)} F^2(t) D^2(t) \sigma(w) w^2 t$$

где $F(t)$ и $D(t)$ — форм-факторы, $\sigma(w)$ — сечение взаимодействия π-мезона с протоном, w — энергия системы πp, а $\lambda(x,y,z)$ — стандартная функция Челлена.



Идентификация частиц (Particle Identification, PID) является ключевым этапом анализа событий, содержащих ϕ-мезоны. В предыдущих исследованиях, посвящённых анализу парного рождения ϕ-мезонов, использовалась PID на основе измерений времени пролёта (Time-of-Flight, TOF). Этот метод позволяет с высокой точностью различать различные виды заряженных частиц, таких как π-мезоны, K-мезоны и протоны, на основе различий в скорости их движения через детектор. Однако на первом этапе работы эксперимента измерения TOF будут недоступны, что накладывает ограничения на методы идентификации.

На первом этапе единственным доступным методом PID будет идентификация на основе потерь энергии частиц при ионизации среды, через которую они проходят — метод dE/dx. Этот подход основан на том, что заряженные частицы теряют энергию на ионизацию детектора, и величина этой потери зависит от массы и скорости частицы. Таким образом, измерение dE/dx позволяет сделать вывод о типе частицы. В программной среде SpdRoot доступ к этому методу реализован через класс `SpdTsParticle`, который предоставляет функционал для получения вероятностей (*Likelihoods*) аналогично тому, как это делается для TOF в классе `SpdTofParticle`.

Однако метод dE/dx имеет ограничения. Он становится ненадёжным для треков с импульсом выше 0.6 ГэВ. При высоких импульсах различие потерь энергии между π-мезонами и K-мезонами становится слишком малым, и идентификация частиц теряет точность. Чтобы компенсировать это, была введена упрощённая гипотеза: все треки, идентифицированные как π-мезоны или K-мезоны с помощью dE/dx, назначаются K-мезонами. Эта стратегия позволяет увеличить статистику сигналов примерно на 40%, что существенно улучшает эффективность анализа, хотя и вводит определённую систематическую погрешность.

Важность корректной PID трудно переоценить: она влияет на точность измерения сечений, восстановление масс частиц и последующий поиск редких процессов, включая эксклюзивное рождение ϕ-мезонов. Использование dE/dx PID на первом этапе эксперимента обеспечивает возможность проведения предварительного анализа и калибровки, пока TOF не станет доступным, и позволяет подготовить инструменты для дальнейшего, более точного исследования.

Для выделения эксклюзивного процесса

$$pp \to pp\,\phi \to pp\,K^+K^-,$$

необходимо сформулировать строгие критерии отбора событий, позволяющие эффективно отделять сигнал от фоновых процессов. Эксклюзивность означает, что в конечном состоянии должны присутствовать только части-

цы, возникающие из рассматриваемой реакции, и никакие дополнительные вторичные частицы или остаточные взаимодействия не должны быть зарегистрированы.

Одним из основных условий отбора является требование наличия ровно трёх треков в событии. На первый взгляд может показаться, что в эксклюзивном процессе должны регистрироваться четыре трека: два финальных протона, а также два продукта распада ϕ-мезона — K-мезоны K^+ и K^-. Однако подробный анализ структуры матричного элемента для данного процесса показывает, что один из протонов финального состояния обладает очень малым поперечным импульсом и уходит под углом, не позволяющим зарегистрировать его в трековой системе детектора. Фактически такой протон остаётся в трубе пучка, не порождая реконструируемого трека.

По этой причине условие регистрации четырёх финальных частиц заменяется требованием наличия только трёх видимых треков: двух K-мезонов и одного протона. Отсутствующий протон можно восстановить по законам сохранения энергии и импульса. Такой подход широко используется и в других экспериментах, исследующих эксклюзивную кинематику, включая предыдущие анализы, выполненные, например, в коллаборации LHCb.

Применение данных критериев обеспечивает возможность надёжного выделения эксклюзивного процесса и последующей реконструкции кинематических характеристик ϕ-мезона, несмотря на ограниченную видимость одного из протонов конечного состояния.

Для описания распределения инвариантной массы пары K-мезонов K^+K^- в процессе эксклюзивного рождения ϕ-мезона была использована функция в виде суммы двух гауссовых распределений. Применение двойной функции Гаусса позволяет более точно воспроизвести форму узкого пика сигнала, учитывая различия в ширине центральной и периферийной частей распределения. Такой подход особенно важен при высокой точности реконструкции, когда вклад хвостов распределения становится заметен.

Результаты фитирования дают значение массы

$$\mu = 1.019503 \pm 0.000029 \text{ ГэВ},$$

что хорошо согласуется с значением массы ϕ-мезона в Pythia[1]. Параметры ширины компонентов двойной гауссовой функции равны

$$\sigma_1 = 1.918 \pm 0.042 \text{ МэВ}, \qquad \sigma_2 = 6.52 \pm 0.20 \text{ МэВ}.$$

Узкая компонента характеризует основную часть сигнала, тогда как более широкая компонента моделирует вклад разрешения детектора.

На рис. 3.3 показано распределение инвариантной массы K^+K^- с наложенной аппроксимацией двойной гауссовой функции.

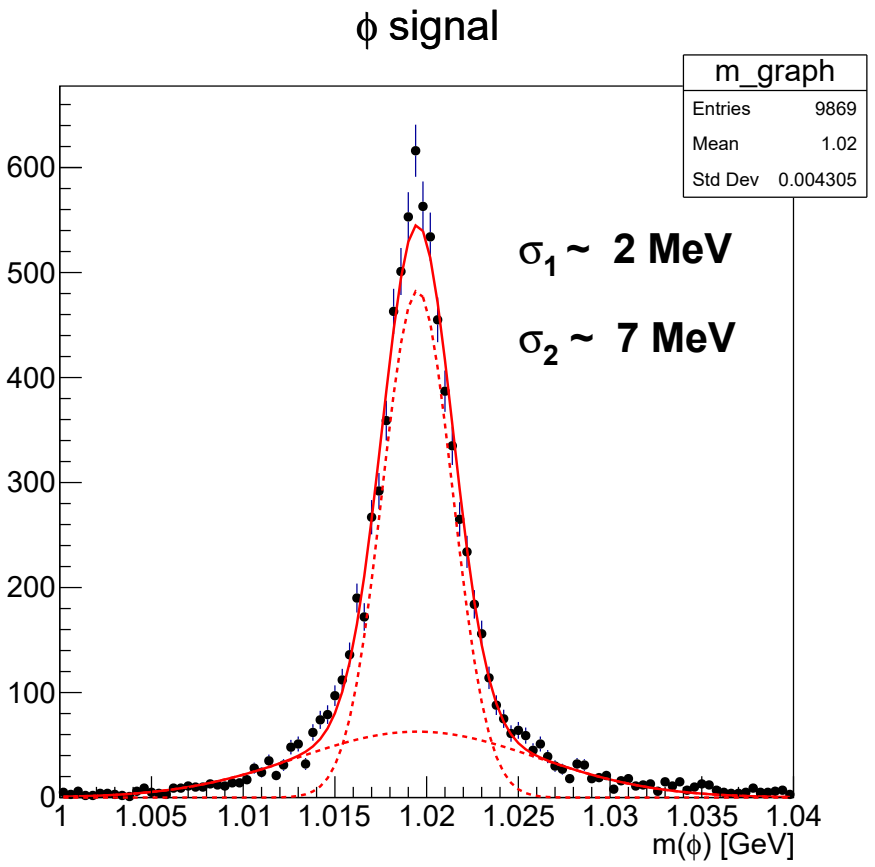


Рисунок 3.3 — Распределение инвариантной массы K^+K^- и результат фитирования двойной гауссовой функцией.

[1] m(ϕ) = 1.019 ГэВ

Узкая компонента (σ_1) отражает основную часть разрешения детектора на пике ϕ, а широкая компонента (σ_2) моделирует хвосты, обусловленные нереконструированными эффектами, остаточными систематическими смещениями и вкладом фоновых процессов. Небольшое смещение центра μ относительно табличного значения может быть вызвано систематикой калибровки момента или методикой реконструкции; различия между новыми и предыдущими значениями ширин указывают на изменения в алгоритмах реконструкции или в отборе событий.

На рис. 3.4 ниже приведены полученные распределения для моделирования событий при энергии столкновения 5 ГэВ, при условии, что в событии реконструируются только три трека. Такое условие критически важно для анализа эксклюзивного процесса

$$pp \to pp\,\phi \to pp\,K^+K^-,$$

поскольку один из финальных протонов обладает очень малым поперечным импульсом и уходит под углом, который не позволяет зарегистрировать его в трековой системе. Поэтому события с тремя реконструированными треками рассматриваются как кандидаты на эксклюзивные события с потерянным протоном.

Показанные распределения позволяют оценить качество реконструкции, влияние отбора по числу треков, а также потенциальное подавление фоновых процессов. В частности, форма распределений позволяет проверить, сохраняется ли характерная кинематическая структура ожидаемого сигнала ϕ-мезона и нет ли существенных искажений, связанных с потерей одного из протонов.

Для оценки статистической значимости сигнала процесса

$$pp \to pp\,\phi \to pp\,K^+K^-,$$

были использованы известные параметры светимости и сечений. Примем, что интегральная светимость за период работы установки составляет

$$L = 10^{31}\ \text{см}^{-2}\ \text{с}^{-1},$$

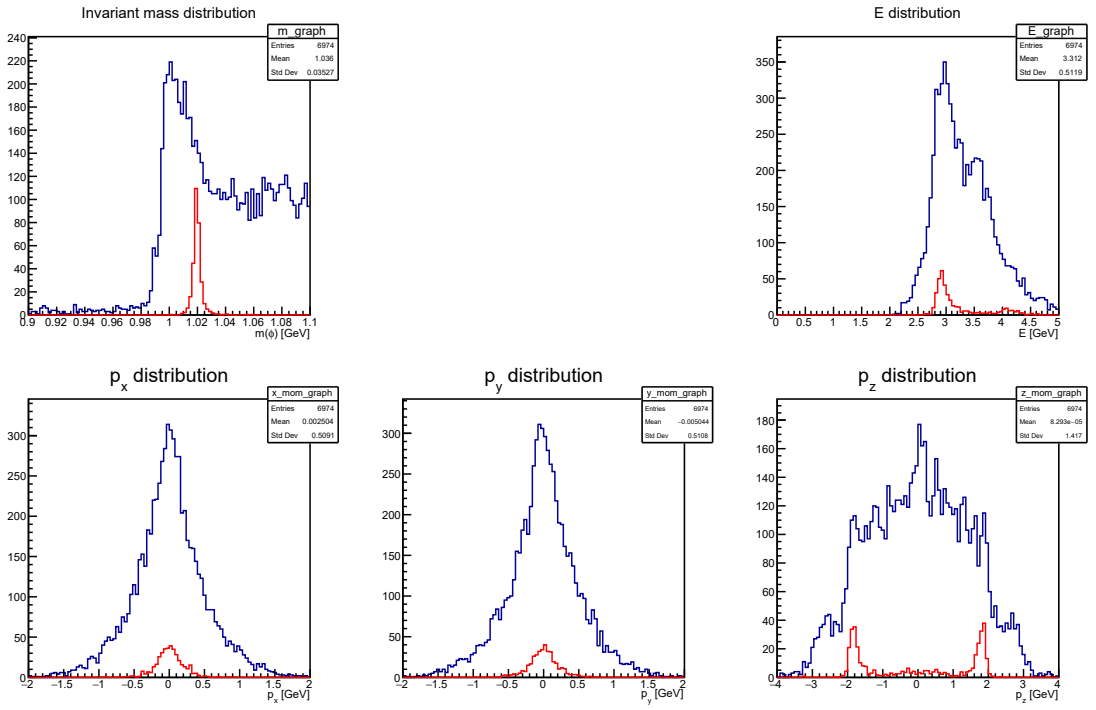


Рисунок 3.4 — Распределения, полученные при энергии 5 ГэВ, для событий с ровно тремя треками.

а продолжительность набора данных равна

$$T = \frac{1}{3} \cdot 10^7 \text{ с} \approx \frac{1}{3} \text{ года}.$$

Для фона (Minimum Bias, MB) принято сечение

$$\sigma_{\text{MB}} = 40 \text{ мб},$$

а для искомого эксклюзивного сигнала — оценка [15]

$$\sigma_{\text{signal}} = 0.1 \ \mu\text{б}.$$

Ожидаемый выход сигнала

Для перехода от числа событий в моделировании к ожидаемому реальному числу учитывается масштабирование по светимости и времени работы. При моделировании было сгенерировано 200 000 событий сигнала из которых 10 000 прошли отбор, что масштабируется на реальную выборку с использованием отношения

$$N_{\text{signal}} = 10\,000 \times \frac{L \cdot \sigma_{\text{signal}} \cdot T}{200\,000} \approx 8.4 \times 10^6.$$

Таким образом, ожидаемый выход сигнальных событий составляет порядка нескольких миллионов, что обеспечивает хорошую статистику для последующего анализа формы и параметров распределения ϕ-мезона.

Оценка фонового вклада

Для фона в области 3σ было получено 815 событий из сгенерированных 2.8×10^7. Масштабируя это значение на реальные условия набора данных, получаем:

$$N_{\text{bg}} = 815 \times \frac{L \cdot \sigma_{\text{bg}} \cdot T}{2.8 \times 10^7} \approx 3.9 \times 10^7.$$

Статистическое отклонение фоновых событий оценивается стандартным образом:

$$\sqrt{N_{\text{bg}}} \approx 6200.$$

Сравнение сигнала и фона

Поскольку

$$N_{\text{signal}} \gg \sqrt{N_{\text{bg}}},$$

ожидаемая статистическая значимость сигнала чрезвычайно высока. Это означает, что ϕ-мезон должен быть уверенно реконструирован даже в условиях наличия фона, а дальнейшая оптимизация критериев отбора позволит ещё более увеличить отношение сигнал/шум.

Выводы

В данной работе исследована возможность изучения эксклюзивного рождения ϕ-мезона в реакции

$$pp \to pp\,\phi \to pp\,K^+K^-,$$

в условиях первой стадии эксперимента NICA SPD. Показано, что такие процессы представляют собой важный класс низкоэнергетических взаимодействий, позволяющих тестировать непертурбативные модели КХД, включая механизмы обмена мезонами и взаимодействие померон–оддерон. Кроме того, исследование ϕ-мезона создаёт основу для поиска экзотических состояний, таких как пентакварки со скрытой странностью.

Была рассмотрена детекторная инфраструктура SPD и показано, что даже на ранней стадии эксперимента — несмотря на отсутствие TOF и полноценного вершинного детектора — возможно восстановление сигнала ϕ-мезона за счёт трекинга на базе MicroMegas и Straw tracker и применения PID на основе dE/dx.

Проведено моделирование процесса $pp \to pp\phi$ с использованием матричного элемента, полученного в рамках модели однопионного обмена, взятого из работы Сибирцева. Были предложены критерии отбора эксклюзивных событий, включая требование ровно трёх реконструированных треков, что связано с потерей одного протона в пучковой трубе.

Анализ инвариантной массы пары K-мезонов показал наличие устойчивого и хорошо реконструируемого сигнала ϕ-мезона. Аппроксимация спектра двойной гауссовой функцией дала значения массы и ширин, согласующиеся с предыдущими измерениями и ожидаемыми характеристиками разрешения детектора. Это подтверждает возможность использования ϕ-мезона как надёжного эталона для калибровки трековой системы и проверки алгоритмов реконструкции.

Полученные результаты демонстрируют, что эксперимент SPD уже на первой стадии способен проводить физически значимые измерения в области эксклюзивных процессов, обеспечивая как тестирование моделей КХД низких энергий, так и подготовку к более точным исследованиям

после ввода в эксплуатацию систем TOF и ECal. Проведённая работа формирует основу для будущих измерений сечений, исследования механизмов рождения ϕ-мезона и поиска новых адронных состояний.

Список использованных источников

1. David Lindley. *The End of Physics: The Myth of a Unified Theory.* BasicBooks, New York, 1993.

2. John Horgan. *The End of Science: Facing the Limits of Knowledge in the Twilight of the Scientific Age.* Addison-Wesley, Reading, Mass., 1996.

3. Michael E. Peskin and Daniel V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory.* Addison-Wesley, Reading, USA, 1995.

4. S. Navas et al. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, 110(3):030001, 2024.

5. Harald Fritzsch and Murray Gell-Mann. Current algebra: Quarks and what else? *eConf*, C720906V2:135–165, 1972.

6. H. Fritzsch, Murray Gell-Mann, and H. Leutwyler. Advantages of the Color Octet Gluon Picture. *Phys. Lett. B*, 47:365–368, 1973.

7. O. W. Greenberg. Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:598–602, 1964.

8. M. Y. Han and Yoichiro Nambu. Three Triplet Model with Double SU(3) Symmetry. *Phys. Rev.*, 139:B1006–B1010, 1965.

9. Струминский Б. В. Магнитные моменты барионов в модели кварков. *Препринт ОИЯИ. Р-1939*, 1965.

10. Тавхелидзе А. Н. Боголюбов Н. Н., Струминский Б. В. К вопросу о составных моделях в теории элементарных частиц. *Препринт ОИЯИ. Д-1968*, 1965.

11. David J. Gross and Frank Wilczek. Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30:1343–1346, 1973.

12. H. David Politzer. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? *Phys. Rev. Lett.*, 30:1346–1349, 1973.

13. A. B. Kaidalov, V. A. Khoze, A. D. Martin, and M. G. Ryskin. Central exclusive diffractive production as a spin-parity analyser: From Hadrons to Higgs. *Eur. Phys. J. C*, 31:387–396, 2003.

14. G. Zweig. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1. 1 1964.

15. A. A. Sibirtsev. Heavy meson production cross-sections from proton proton collisions. *Nucl. Phys. A*, 604:455–465, 1996.

16. NICA / spdroot · GitLab — git.jinr.ru. `https://git.jinr.ru/nica/spdroot`. [Accessed 01-03-2026].

17. V. Abazov et al. Technical Design Report of the Spin Physics Detector at NICA. *Natural Sci. Rev.*, 1:1, 2024.

18. FairRoot. `https://fairroot.gsi.de/`. [Accessed 01-03-2026].

19. ROOT team. ROOT: analyzing petabytes of data, scientifically. — root.cern. `https://root.cern/`. [Accessed 01-03-2026].

20. Geant4 — geant4.web.cern.ch. `https://geant4.web.cern.ch/`. [Accessed 01-03-2026].

21. PYTHIA 8.3 - PYTHIA 8.3 — pythia.org. `https://pythia.org/`. [Accessed 01-03-2026].

22. HepMC3 event record library: Main page — hepmc.web.cern.ch. `https://hepmc.web.cern.ch/hepmc/`. [Accessed 02-03-2026].

23. Michail P. Rekalo and Egle Tomasi-Gustafsson. Threshold J / psi production in nucleon-nucleon collisions. *New J. Phys.*, 4:68, 2002.

24. M. P. Rekalo and E. Tomasi-Gustafsson. Scalar-meson production in nucleon-nucleon collisions near threshold. *Eur. Phys. J. A*, 18:697–709, 2003.

25. M. P. Rekalo and E. Tomasi-Gustafsson. Threshold open charm production in nucleon-nucleon collisions. 2002.

26. Piotr Lebiedowicz, Otto Nachtmann, and Antoni Szczurek. Searching for the odderon in exclusive $pp \to pp\phi$ and $pp \to pp\phi\phi$ reactions at the LHC. *PoS*, EPS-HEP2021:359, 2022.

27. L. Szymanowski. Exclusive J/psi and Upsilon hadroproduction as a probe of the QCD Odderon. 2007.

28. F. Balestra et al. ϕ and ω meson production in pp reactions at $p_{\mathrm{lab}} = 3.67\,\mathrm{GeV}/c$. *Phys. Rev. C*, 63:024004, 2001.

29. FTFGenerator; PandaRoot documentation — webdocs.gsi.de. https://webdocs.gsi.de/~pandacc/documentation/2023-05-26-dev/sphinx/EventGenerators/FTFGenerator.html. [Accessed 04-03-2026].

30. Torbjörn Sjöstrand, Stefan Ask, Jesper R. Christiansen, Richard Corke, Nishita Desai, Philip Ilten, Stephen Mrenna, Stefan Prestel, Christine O. Rasmussen, and Peter Z. Skands. An introduction to PYTHIA 8.2. *Comput. Phys. Commun.*, 191:159–177, 2015.