

ПРАВИТЕЛЬСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра ядерно-физических методов исследования

Направление «Физика»



**РЕКОНСТРУКЦИЯ СТРАННЫХ И ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В
СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР НА УСТАНОВКЕ
NICA-MPD**

Магистерская диссертация студента

Чуликова Владимира Владимировича

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., профессор

Кондратьев Валерий Петрович

Рецензент:

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник

Мурин Юрий Андреевич

Санкт-Петербург

2018

Оглавление

Введение.....	4
1. Сильно взаимодействующая ядерная материя	10
1.1. Сильное взаимодействие.....	10
1.2. Кварк-глюонная плазма	11
1.3 Теоретическое описание выходов адронов.....	14
1.3.1. Статистическое описание равновесной ядерной системы.....	14
1.3.2. Статистическая модель ядро-ядерных взаимодействий	17
1.3.3. Микроскопические модели ядро-ядерных взаимодействий.....	21
1.3.4. Модель ультррелятивистской квантовой молекулярной динамики	22
2. Экспериментальная установка NICA-MPD.....	25
2.1. Ускорительный комплекс NICA.....	25
2.2. Экспериментальная установка MPD	26
2.2.1. Время-проекционная камера	27
2.2.2. Внутренний трекер.....	28
2.2.3. Время-пролетный детектор.....	28
2.2.4. Электромагнитный калориметр.....	28
2.2.5. Калориметр под нулевыми углами.....	29
2.2.6. Счетчик встречных соударений пучков.....	29
2.2.7. Быстрый передний детектор	29
2.3. Трековая система эксперимента NICA-MPD.....	29
3. Компьютерное моделирование ИТ.....	32
3.1. Оценка пространственного разрешения ИТ	33
3.2. Оценка идентификационной способности ИТ при реконструкции	40
3.2.1. Генерация отклика детекторов	40
3.2.2. Реконструкция треков	42
3.2.3. Реконструкция распадов Λ^0 -гиперонов.....	47

3.2.4. Реконструкция распадов Ξ^- - гиперонов	52
3.2.5. Реконструкция распадов Λ_c барионов.....	54
Заключение	61
Список литературы.....	63

Введение

Одной из актуальных задач современной физики является изучение фазовой диаграммы ядерной материи. В лабораторных условиях экстремальные состояния ядерной материи могут быть получены в релятивистских ядро-ядерных столкновениях. Такие эксперименты проводятся при различных энергиях сталкивающихся ядер как в геометрии с фиксированной мишенью, так и на встречных пучках. К их числу относятся ныне действующие эксперименты ALICE на Большом Адронном Коллайдере (LHC), STAR на Коллайдере Релятивистских Тяжелых Ионов (RHIC) и NA61-SHINE на Протонном Супер-Синхротроне (SPS), в которых изучаются фазовые переходы ядерного вещества в состояние кварк-глюонной плазмы, происходящие в области высоких температур и низкой барионной плотности (см. рисунок 1.1).

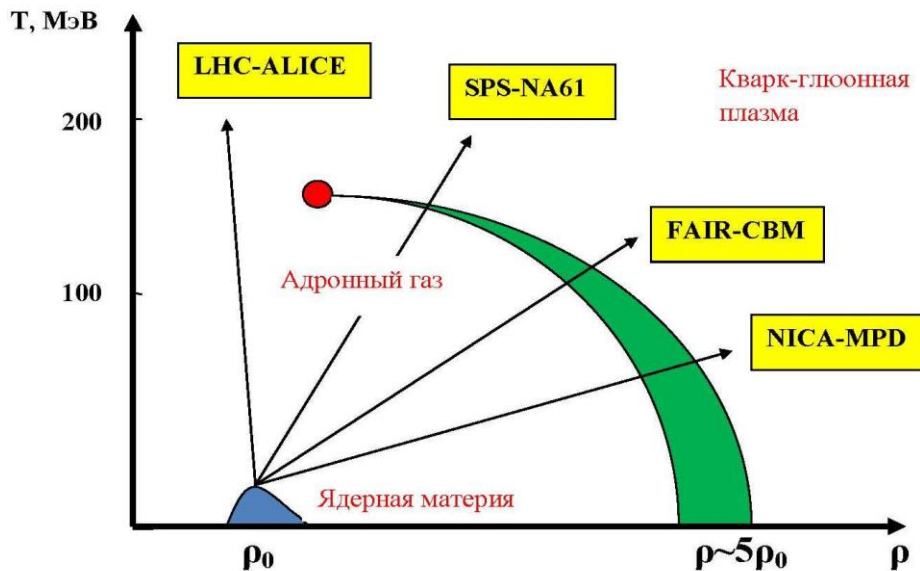


Рисунок 1.1. Эксперименты по изучению горячей и плотной ядерной материи

Кроме того планируются новые эксперименты, предназначенные для детального изучения фазовой диаграммы ядерной материи в области

высокой барионной плотности, в 3-5 раз превышающей плотность обычного ядерного вещества. К ним относятся эксперименты CBM (Compressed Baryonic Matter) на базе ускорительного комплекса FAIR в Дармштадте и MPD (Multi-Purpose Detector) на базе строящегося в Дубне коллайдера NICA.

Важными наблюдаемыми, чувствительными к критическим явлениям при фазовых переходах в ядерной материи, являются выходы частиц и их отношения. Особый интерес представляет изучение выхода адронов, содержащих тяжелые кварки, так как они характеризуются малыми сечениями взаимодействия с ядерной средой и, как следствие, несут неискаженную информацию о состояниях ядерной материи, возникающей в процессе столкновения релятивистских ядер [1][2]. Поэтому эффективное выделение странных и очарованных частиц, в зарегистрированных экспериментальной установкой событиях ядро-ядерных столкновений, играет ключевую роль при анализе возможных фазовых переходов.

Множественность вторичных частиц, рождающихся в центральных столкновениях релятивистских ионов, может достигать нескольких тысяч в диапазоне энергий коллайдера NICA: 4÷11 ГэВ на нуклон [3]. Для надежной регистрации таких событий нужны трековые детекторы, способные с высокой эффективностью реконструировать треки первичных заряженных частиц и заряженных продуктов их распадов. Трековые системы, обеспечивающие возможность восстанавливать вершины распадов короткоживущих мультистранных и очарованных адронов, должны обладать рекордным пространственным разрешением. Такие детекторы могут быть построены на базе современных кремниевых пиксельных сенсоров [4].

Цели и задачи

Целью данной работы является изучение разрешающей способности трековой системы проектируемой установки MPD при восстановлении вершин распадов странных и очарованных адронов, образующихся в ядроядерных столкновениях при энергии коллайдера NICA.

Для реализации данной цели были поставлены следующие задачи:

- выполнить компьютерное моделирование трековой системы установки MPD, включающее создание геометрических моделей различных конфигураций внутреннего трекера для оценки их пространственного разрешения;
- в рамках объектно-ориентированного пакета MpdRoot разработать алгоритмы реконструкции вершин распадов странных и очарованных частиц (Λ^0 , Ξ^- , Λ_c) по инвариантной массе заряженных продуктов их распадов.

Актуальность работы

Актуальность данной работы заключается в необходимости высокоточного сканирования фазовой диаграммы ядерной материи, что невозможно осуществить, не имея достоверной информации о том, что происходит при столкновении релятивистских тяжелых ионов. Выходы частиц являются важным индикатором состояния ядерной материи в точке столкновения ядер. Область фазовой диаграммы, которая может быть исследована в эксперименте MPD на коллайдере NICA, характеризуется большими плотностями барионной материи. Пробниками ядерной материи в экстремальных состояниях являются частицы с тяжелыми ароматами. Для эффективной регистрации таких частиц необходимо проводить детальное моделирование трековой системы экспериментальной установки.

Научная новизна работы

Научная новизна работы состоит в создании моделей внутренней трековой системы установки NICA-MPD, построенных на базе детекторов нового поколения – монолитных активных пиксельных сенсорах, имеющих высокое пространственное разрешение и рекордно малые толщины. В рамках данных моделей рассматриваются возможности реконструкции вершин распада очарованных частиц с малыми пробегами.

Научно-практическая значимость работы

Научно-практическая значимость работы обусловлена необходимостью создания высокоэффективной трековой системы экспериментальной установки MPD для регистрации короткоживущих продуктов, образующихся в результате столкновения релятивистских ядер.

Достоверность результатов работы

Достоверность полученных в ходе моделирования результатов подтверждается расчетами идентичных процессов с использованием другого программного обеспечения. Используемые в ходе моделирования программные пакеты, такие как GEANT4, генераторы LAQGSM, UrQMD неоднократно были проверены на соответствие в ходе реальных экспериментов.

Апробация

Результаты работы неоднократно докладывались и обсуждались на семинарах кафедры ядерно-физических методов исследования.

Результаты работы были представлены на следующих конференциях:

- Доклад: Simulation of NICA-MPD inner tracking system. Конференция: The 3rd International Conference on Particle Physics and Astrophysics 2017
- Доклад: Моделирование внутренней трековой системы установки NICA-MPD. Конференция XV Курчатовская междисциплинарная молодежная научная школа.

Также результаты работы «Моделирование внутренней трековой системы установки NICA/MPD» были удостоены гранта в рамках девятого конкурса исследовательского центра ФАИР-Россия (ИЦФР) в 2018 году.

Основные положения, выносимые на защиту

- Разработанная программа для оценки пространственного разрешения внутреннего трекера установки NICA-MPD, построенного на базе пиксельных детекторов;
- Результаты расчета пространственного разрешения внутреннего трекера установки NICA-MPD с различным числом слоев пиксельных детекторов;
- Разработанная программа для реконструкции вершин распада странных и очарованных частиц в трековой системе установки NICA-MPD;
- Результаты моделирования спектров по инвариантной массе продуктов распада странных частиц Λ^0 и Ξ^- в Au+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ на основе генератора событий UrQMD;
- Результаты моделирования спектра по инвариантной массе продуктов распада Λ_c^+ -бариона в Au+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ на основе генератора событий LAQGSМ в условиях редуцированного фона.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Текст диссертации содержит 65 страниц текста, включая 35 иллюстраций и 3 таблицы. Список литературы включает 36 источников.

Содержание диссертации

Во введении дается описание актуальности проблемы, новизна, научно-практическая значимость, формулируется цель и задачи исследования. В первой главе рассматриваются теоретические подходы по описанию возможных состояний сильно взаимодействующей ядерной материи, образующейся в столкновениях релятивистских ядер. Приводятся оценки выходов частиц из состояния адронного газа и кварк-глюонной плазмы. Во второй главе дается описание коллайдерного комплекса NICA и структуры установки MPD, создаваемой для изучения фазовой диаграммы ядерной материи. В третьей главе представлены результаты компьютерного моделирования трековой системы эксперимента MPD, рассмотрен алгоритм реконструкции треков с использованием метода фильтра Кальмана, изучена возможность восстановления вершин странных и очарованных частиц с использованием внутреннего трекера установки MPD. В заключении даются основные выводы по результатам, полученным в ходе выполнения работы.

1. Сильно взаимодействующая ядерная материя

1.1. Сильное взаимодействие

Сильное взаимодействие кварков в адронах описывается квантовой хромодинамикой (КХД) и происходит путем обмена безмассовыми калибровочными векторными бозонами – глюонами, несущими цветовой заряд [5]. Кроме взаимодействия глюонов с кварками существует также и взаимодействие глюонов с глюонами, что приводит к появлению таких явлений как конфайнмент кварков в адронах и асимптотическая свобода кварков и глюонов, которая проявляется на малых расстояниях в процессах столкновений адронов и ядер с большими переданными импульсами Q . Данные явления объясняются измеренной Q -зависимостью константы сильного взаимодействия α_s , показанной на рисунке 1.1.

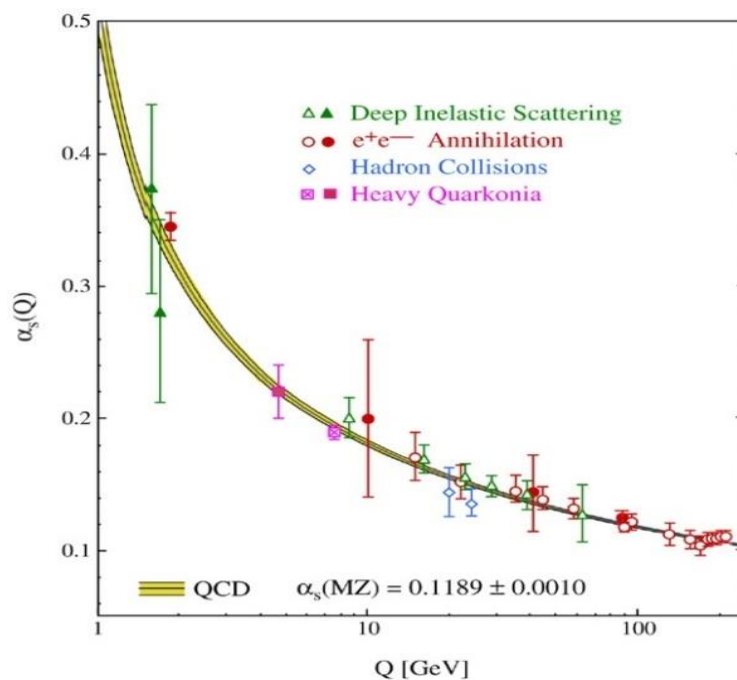


Рисунок 1.1. Поведение бегущей константы связи сильного взаимодействия в зависимости от энергии [6]

1.2. Кварк-глюонная плазма

При экстремальных значениях температуры и (или) плотности адронной материи, сильное взаимодействие между кварками и глюонами ослабевает [7]. В таком состоянии кварки и глюоны становятся квазисвободными и могут выходить за пределы области конфайнмента, т.е. удаляться друг от друга на расстояния, превышающие 1 фм. Данное состояние материи называется кварк-глюонной плазмой (КГП).

Переход в состояние КГП аналогичен любому другому фазовому переходу, например фазовому переходу воды в пар (см. рисунок 1.2).



Рисунок 1.2. Фазовая диаграмма воды [8]

Состояния, ограниченные сплошными линиями на рисунке 1.2, соответствуют условиям, при которых существует только одна фаза вещества. Аналогичные фазовые переходы существуют и в ядерной материи. К их числу относится переход из состояния адронного газа в состояние КГП. Подобные процессы происходят при экстремальных условиях, которые могут быть реализованы, например, в ядрах нейтронных звезд [9], или могли происходить в первую микросекунды жизни Вселенной, когда температура была выше 10^{12} К [10].

Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей ядерной материи представлена схематично на рисунке 1.3. и может быть исследована в столкновениях пучков тяжелых ионов высоких энергий.

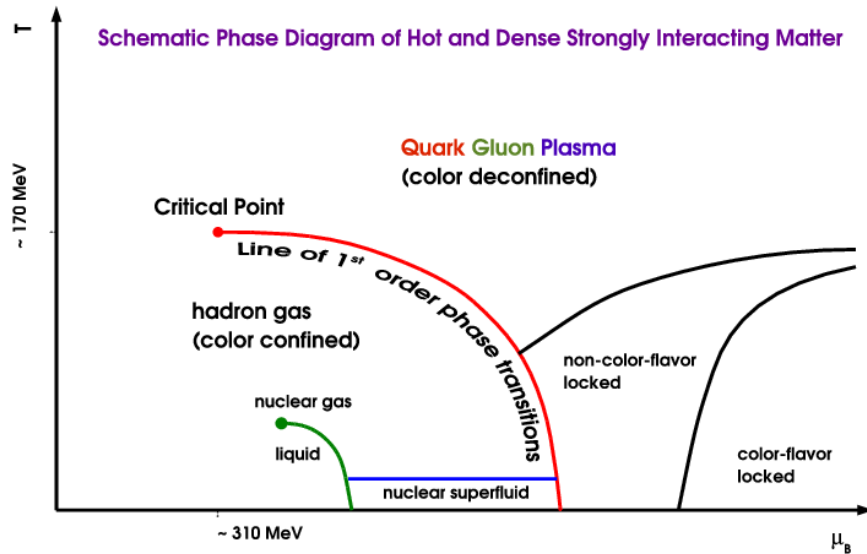


Рисунок 1.3. Фазовая диаграмма сильно-взаимодействующей ядерной материи [11]

Столкновения тяжелых ионов, в которых может образоваться КГП, могут быть реализованы как в коллайдерных экспериментах (на встречных пучках), так и в экспериментах с фиксированной мишенью. Основной задачей таких экспериментов является регистрация всех продуктов взаимодействия ядер с высокой эффективностью. Для этого создаются детекторные комплексы, позволяющие в каждом столкновении ядер отследить треки рожденных частиц, определить их тип, измерить их энергию и импульс. Зарегистрировав первичные частицы и вторичные продукты их распадов, можно установить свойства материи, образовавшейся непосредственно в результате столкновения.

Экстремальные значения температуры и плотности, при которых в лабораторных условиях возможен переход ядерной материи в состоянии деконфайнмента, могут быть достигнуты в центральных столкновениях ядер с минимальным прицельным параметром. Индикатором же наличия

той или иной фазы ядерной материи в эксперименте являются выходы частиц и их импульсные распределения.

В частности, одним из сигналов кварк-глюонной плазмы является повышенный выход странных частиц [1][2], что можно объяснить следующими причинами:

1) в КГП, которая в своем составе имеет большое число глюонов, нежели обычная ядерная материя, возрастает вероятность процесса ассоциативного рождения странной кварк-антикварковой пары из пары глюонов;

2) из-за восстановления киральной симметрии в КГП снижается энергетический порог рождения частиц с ненулевой странностью;

3) в КГП с большим числом легких u и d кварков, согласно принципу Паули, становится доминирующим процесс образования $s\bar{s}$ - пары [12].

Обогащенная странными кварками кварк-глюонная плазма в процессе адронизации генерирует значительное число странных частиц в отличие от других состояний ядерной материи.

Еще одним индикатором КГП, образующейся в столкновениях релятивистских ядер, может быть подавленный выход очарованных частиц, содержащих в своем составе c -кварк. Об этом свидетельствуют эксперименты по детектированию распада J/Ψ -мезона (связанное состояние c и \bar{c} кварков) по лептонным каналам. При рождении в кварк-глюонной плазме c и \bar{c} кварков сильное взаимодействие между ними оказывается меньше, что обусловлено экранировкой цветового заряда c -кварков [12]. Поэтому подавление выхода J/Ψ -мезонов является свидетельством фазового перехода ядерной материи в состояние КГП.

Измеренные в эксперименте выходы странных и очарованных частиц могут быть интерпретированы в рамках микро- и макроскопических моделей ядро-ядерных взаимодействий.

1.3. Теоретические модели описания выходов адронов

Для анализа выхода частиц, рождающихся в соударениях тяжелых релятивистских ионов, используются различные теоретические подходы. Наиболее фундаментальным является микроскопический подход, описывающий непертурбативные флуктуации кварковых и глюонных полей на расстояниях порядка 1 фм. Другой подход основан на макроскопическом описании возбужденной ядерной среды, которую принято называть файерболом, в рамках термодинамики и статистической физики.

1.3.1. Статистическое описание равновесной ядерной системы

Статистический метод описания системы с большим числом частиц N оперирует усредненными характеристиками системы частиц - функциями распределения термодинамических параметров $f(q_\nu, p_\nu)$, где q_ν и p_ν - соответственно три координаты и три компоненты импульса каждой из частиц системы. Вероятность состояния системы определяется плотностью вероятности $\rho(q, p)$. На основе данной функции возможно вычислить среднее значение $\langle f \rangle$ величины $f(q_\nu, p_\nu)$.

$$\langle f \rangle = \frac{1}{N!h^{3N}} \int d^{3N}q d^{3N}p f(q_\nu, p_\nu) \rho(q_\nu, p_\nu) \quad (1.1)$$

Для описания большого числа статистически одинаковых систем в разных состояниях используют статистические ансамбли Гиббса. В зависимости от типа фиксации состояния различают микроканонический, канонический и макроканонический ансамбли [13].

1) Микроканонический ансамбль

Изолированная система с числом частиц N , с энергией E , объемом V соответствует микроканоническому ансамблю, в котором все состояния равновероятны и функция распределения имеет вид:

$$\rho_{mc} = \frac{1}{Z} \delta\{H(q_v, p_v) - E\}, \quad (1.2)$$

где $H(q_v, p_v)$ - гамильтониан системы. Производящий функционал Z позволяет описать макроскопические свойства такой системы. В случае микроканонического ансамбля он равен числу состояний с энергией E :

$$Z = \frac{1}{N!h^{3N}} \int d^{3N}q d^{3N}p. \quad (1.3)$$

2) Канонический ансамбль

Системе из постоянного числа N частиц и объема V , находящейся в тепловом контакте с внешним резервуаром соответствует канонический ансамбль. Энергия в данной системе не сохраняется, а вероятность найти макросистему в одном из состояний с энергией E пропорциональна бoльцмановскому фактору $\exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$. Функция распределения данного ансамбля в таком случае примет вид:

$$\rho_c = \frac{1}{Z} \exp\left\{-\frac{H(q_v, p_v)}{kT}\right\}, \quad (1.4)$$

а производящий функционал:

$$Z = \frac{1}{N!h^{3N}} \int d^{3N}q d^{3N}p \exp\left\{-\frac{H(q_v, p_v)}{kT}\right\}. \quad (1.5)$$

3) Макроканонический ансамбль

В случае взаимодействия частиц системы с внешней средой не только посредством теплообмена, но и при помощи диффузии, термодинамический ансамбль называется макроканоническим. Подобная система характеризуется температурой T и химическим потенциалом μ . Вероятность найти систему в состоянии с числом частиц N и энергией E пропорциональна $\exp\left(-\frac{E - \mu N}{kT}\right)$. В таком случае функция распределения

и производящий функционал имеют вид:

$$\rho_{gc} = \frac{1}{Z} \exp\left\{-\frac{H(q_v, p_v) - \mu N}{kT}\right\} \quad (1.6)$$

$$Z = \frac{1}{N! h^{3N}} \int d^{3N} q d^{3N} p \exp\left\{-\frac{H(q_v, p_v) - \mu N}{kT}\right\}. \quad (1.7)$$

А так как число частиц в случае макроканоническом ансамбле не фиксировано, то среднее их значение может быть определено следующей формулой:

$$\langle N \rangle = kT \left. \frac{\partial}{\partial \mu} \ln Z \right|_{T, V} \quad (1.8)$$

Будем рассматривать фибрбол, образованный в столкновениях ионов как идеальный газ, образованный невзаимодействующими релятивистскими частицами. Тогда производящий функционал подобной системы запишется как произведение статистических интегралов Z_i для частиц сорта i :

$$Z(T, V, \mu) = \prod_{i=1}^k Z_i(T, V, \lambda_i) \quad (1.9)$$

В случае макроканонического ансамбля частиц с квантовыми числами B – барионное число, S – странность, Q – электрический заряд и изоспиновым фактором $g_i = (2J_i + 1)(2J_i + 1)$, статистический интеграл определяется уравнением:

$$\ln Z_i(T, V, \mu_i) = \frac{V g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty (\pm) p^2 dp \ln \left(1 \pm \lambda_i \exp \left\{ -\frac{\sqrt{\vec{p}^2 + m_i^2}}{T} \right\} \right), \quad (1.10)$$

где знак «+» соответствует фермионам, «-» бозонам, а параметр λ в таком случае имеет вид:

$$\lambda_i = \exp \left(\frac{\mu_i}{T} \right) = \exp \left(\frac{B_i \mu_B + S_i \mu_S + Q_i \mu_Q}{T} \right) \quad (1.11)$$

Интегрируя (1.10) по частям, находим

$$\ln Z_i(T, V, \mu_i) = \frac{g_i V}{6\pi^2 T} \int_{m_i}^\infty \frac{(E^2 - m_i^2)^{3/2} dE}{\exp \{ (E - \mu_i) / T \} \pm 1}, \quad (1.12)$$

где $E = \sqrt{\vec{p}^2 + m_i^2}$ – энергия частицы i .

Подставляя (1.12) в (1.8), получим выражение для среднего числа частиц:

$$\langle N_i \rangle = \lambda_i \frac{\partial}{\partial \lambda_i} \ln Z(T, V, \lambda_i) = \frac{VT g_i}{2\pi^2} \sum_{k=1}^\infty \frac{(-1)^{k+1}}{k} \lambda_i^k m_i^2 K_2 \left(\frac{km_i}{T} \right). \quad (1.13)$$

В зависимости от типа ядро-ядерных столкновений применимы различные модели описания ядерного файрбола. В центральных столкновениях релятивистских ядер файрбол можно рассматривать как макроканоническую систему с параметрами T и μ . Квантовые числа в подобной системе сохраняются в среднем. В случае же с периферическими столкновениями ядерная система может быть описана при помощи канонического ансамбля, где законы сохранения выполняются точно.

1.3.2. Статистическая модель ядро-ядерных взаимодействий

Независимо от состояния, в котором образовался файрбол, будь то состояние кварк-глюонной плазмы или адронного газа, статистическая модель дает возможность описания равновесного файрбола с использованием термодинамических параметров, таких как: температура T , объем V и химический потенциал μ .

Различают два типа равновесия файербола: химическое и тепловое. Химическое равновесие имеет место, когда неупругие взаимодействия между частицами не изменяют плотности частиц каждого сорта. Тепловое равновесие устанавливается тогда, когда упругие взаимодействия не меняют импульсных распределений составляющих файербол частиц. Принципиальные различия в установлении того или иного равновесия связаны с типом происходящих реакций. Неупругие взаимодействия в отличие от упругих, как правило, характеризуются некоторыми массовыми порогами, поэтому химическое равновесие файербола возникает позже, нежели тепловое.

Рождение u и d кварков имеет более низкие пороги, чем рождение s -кварков. Это приводит к возможности более раннего установления химического и теплового равновесия для легких ароматов в сравнении с s -кварками, имеющими более низкую равновесную концентрацию. Однако в кварк-глюонной плазме из-за большой плотности рассеивателей (в сравнении с адронным газом) возможно возникновение полного химического равновесия. По этой причине изучение выходов и характера спектров странных частиц позволит ответить на вопрос, в какой фазе ядерной материи происходит их рождение.

Файербол в состоянии адронного газа

Состояние адронного газа описывается макроканоническим ансамблем, производящий функционал которого можно представить в виде произведения производящих функционалов, входящих в него адронов h :

$$Z^{\text{HG}}(T, V, \mu_q, \mu_s) = \prod_h Z_h(T, V, \mu_h), \quad (1.14)$$

где μ_q – химический потенциал легких кварков, μ_s – химический потенциал странных кварков, μ_h – химический потенциал адронов.

Ввиду того, что адроны состоят из кварков, возможно представление адронного химического потенциала через потенциалы составляющих его кварков в следующем виде:

$$\mu_h = q_h \mu_q + s_h \mu_s, \quad (1.15)$$

здесь q_h и s_h - количество легких (u и d) и странных кварков в адроне.

Таким образом, возможно записать в соответствии с (1.12) логарифм производящего функционала для адронного газа в виде:

$$\ln Z_h(T, V, \mu_h) = \frac{g_h V}{6\pi^2 T} \int_{m_h}^{\infty} \frac{(E^2 - m_h^2)^{3/2} dE}{\exp\{(E - \mu_h)/T\} + \eta_h} \quad (1.16)$$

здесь $\eta_h = -1$ соответствует бозонам, $\eta_h = +1$ – фермионам. Так как при столкновениях релятивистских ионов химические потенциалы и температуры малы в сравнении с массами адронов, можно пренебречь эффектами статистики, тогда производящий функционал запишется в виде:

$$\ln Z_h(T, V, \lambda_h) = \frac{VT^3}{2\pi^2} g_h \lambda_h \left(\frac{m_h}{T} \right)^2 K_2 \left(\frac{m_h}{T} \right). \quad (1.17)$$

Для адронного газа производящий функционал разобьется на сумму статистических интегралов для каждого из сортов адронов и будет иметь вид:

$$\ln Z^{HG} = \frac{VT^3}{2\pi^2} [F_M + (\lambda_q^3 + \lambda_q^{-3})F_N + \gamma_s (\lambda_q \lambda_s^{-1} + \lambda_q^{-1} \lambda_s)F_K + \\ + \gamma_s (\lambda_q^2 \lambda_s + \lambda_q^{-2} \lambda_s^{-1})F_Y + \gamma_s^2 (\lambda_q \lambda_s^2 + \lambda_q^{-1} \lambda_s^{-2})F_{\Xi} + \gamma_s^3 (\lambda_s^3 + \lambda_s^{-3})F_{\Omega}], \quad (1.18)$$

где фугативности адронов

$$\lambda_h^{eff} = \prod_{f \in h} \lambda_f^{eff} = \prod_{f \in h} \gamma_f \lambda_f \quad (1.19)$$

выражаются через фугативность кварков, редуцируемые фактором насыщения γ_f .

Функции F_M и F_N соответствуют барионам (N) и мезонам (M) с $S=0$, F_K – K-мезонам, F_Y – Λ , Σ – гиперонам, а F_{Ξ}, F_{Ω} – Ξ и Ω –гиперонам.

Функции F_H определяется как:

$$F_H\left(\frac{m_h}{T}\right) = \sum_{h \in H} g_h \left(\frac{m_h}{T}\right)^2 K_2\left(\frac{m_h}{T}\right), \quad (1.20)$$

где H –соответствующее семейство адронов.

В итоге, выражение для средней множественности адронов в файрболе в состоянии адронного газа примет вид:

$$\langle N_h \rangle = \frac{VT^3}{2\pi^2} \lambda_h^{eff} F_h\left(\frac{m_h}{T}\right) = \frac{VT^3}{2\pi^2} \lambda_h^{eff} g_h \left(\frac{m_h}{T}\right)^2 K_2\left(\frac{m_h}{T}\right). \quad (1.21)$$

Для Λ гиперонов имеем:

$$\langle N_\Lambda \rangle = \frac{VT^3}{2\pi^2} \gamma_s \lambda_s \lambda_q^2 F_\Lambda\left(\frac{m_\Lambda}{T}\right) \quad (1.22)$$

Согласно данной модели, можно оценить выходы странных частиц и сопоставить выходам в экспериментальных данных.

Файрбол в состоянии кварк-глюонной плазмы

Производящий функционал файрбола, состоящего из кварк-глюонной плазмы, согласно (1.12) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \ln Z^{QGP}(T, V, \mu_f, \gamma_f) &= \frac{g_g V}{6\pi^2 T} \int_0^\infty \frac{E^{3/2} dE}{\exp\{(E/T) - 1\}} + \\ &\sum_q \frac{g_q V}{6\pi^2 T} \int_{m_q}^\infty \frac{(E^2 - m_q^2)^{3/2} dE}{\gamma_q^{-1} \exp\{(E - \mu_q)/T\} + 1} + \\ &\sum_{\bar{q}} \frac{g_{\bar{q}} V}{6\pi^2 T} \int_{m_{\bar{q}}}^\infty \frac{(E^2 - m_{\bar{q}}^2)^{3/2} dE}{\gamma_{\bar{q}}^{-1} \exp\{(E + \mu_q)/T\} + 1}, \end{aligned} \quad (1.23)$$

Здесь первое слагаемое отвечает за вклад безмассовых глюонов с $\mu=0$, а второе и третье - за вклады кварков и антикварков соответственно.

Таким образом, зная логарифм производящего функционала (1.23), можно путем подстановки его в (1.13) определить плотности для кварков и антикварков в равновесной кварк-глюонной плазме:

$$\langle n_q \rangle = \frac{Tg_q}{2\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{k} m_q^2 K_2\left(\frac{km_q}{T}\right) \exp\left(\frac{k\mu_q}{T}\right), \quad (1.24)$$

$$\langle n_{\bar{q}} \rangle = \frac{Tg_q}{2\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{k} m_q^2 K_2\left(\frac{km_q}{T}\right) \exp\left(-\frac{k\mu_q}{T}\right). \quad (1.25)$$

Сравним отношение R плотностей странных кварков к нестранным в файерболе при температуре $T = 200$ МэВ, находящемся в состоянии кварк-глюонной плазмы и адронного газа.

Отношение R, рассчитанное по (1.24) и (1.25), принимает значение [14]:

$$R(K\Gamma\Gamma) = \frac{\langle n_s \rangle + \langle n_{\bar{s}} \rangle}{\langle n_u \rangle + \langle n_{\bar{u}} \rangle + \langle n_d \rangle + \langle n_{\bar{d}} \rangle} = 0.42, \quad (1.26)$$

в то время как аналогичное отношение для адронного газа с учетом кварковой структуры K и π – мезонов, рассчитанное по (1.21), составляет

$$R(A\Gamma) = \frac{\langle n_s \rangle + \langle n_{\bar{s}} \rangle}{\langle n_u \rangle + \langle n_{\bar{u}} \rangle + \langle n_d \rangle + \langle n_{\bar{d}} \rangle} = \frac{\langle N_K \rangle / \langle N_\pi \rangle}{1.5 + \langle N_K \rangle / \langle N_\pi \rangle} = 0.18 \quad (1.27)$$

Этот результат свидетельствует о том, что повышенный выход странных частиц может служить сигналом образования кварк-глюонной плазмы в релятивистских столкновениях тяжелых ионов.

1.3.3. Микроскопические модели ядро-ядерных взаимодействий

Более фундаментальным подходом к рассмотрению процессов образования и эволюции файербола в ядро-ядерных столкновениях является подход, основанный на микроскопических моделях. Такие модели условно можно разделить на две группы. В моделях первой группы основной акцент делается на мягкую область взаимодействия, а жесткая компонента

включена путем добавления к сечению мягких процессов сечения образования струй. Примером таких моделей является дуальная партонная модель DPM [15], модель слияния струн SFM [16], модель ультррелятивистской квантовой молекулярной динамики UrQMD [17]. Ко второй группе относятся модели, такие как HIJING [18], в которых акцент делается на жесткой компоненте взаимодействия, а мягкая компонента добавляется с использованием феноменологической струнной модели.

1.3.4. Модель ультррелятивистской квантовой молекулярной динамики

В данной работе для исследования эффективности реконструкции странных и очарованных частиц в трековой системе эксперимента MPD был использован генератор событий на базе UrQMD. Данная модель описывает ультррелятивистские столкновения тяжелых ионов с учетом механизма возбуждения цветных струн и их последующей фрагментацией в адроны. Предсказания модели хорошо согласуются с большим объемом экспериментальных данных, полученных в экспериментах на ускорителях SIS, SPS, RHIC, Bevalac [17].

Генератор событий ядро-ядерных столкновений, основанный на модели ультррелятивистской молекулярной динамики, включает несколько этапов [19].

1) На начальном этапе происходит генерация волновой функции взаимодействующих ядер

$$\Phi = \prod_j \varphi_j(\vec{x}_i, \vec{p}_i, t), \quad (1.28)$$

которая выражается через произведение волновых функций входящих в их состав нуклонов

$$\varphi_j(\vec{x}_j, t) = \left(\frac{2\alpha}{\pi}\right)^{\frac{3}{4}} \exp\left\{-\alpha \left(\vec{x}_j - \vec{r}_j(t)\right)^2 + \frac{i}{\hbar} \vec{p}_j(t) \vec{x}_j\right\}, \quad (1.29)$$

где x_j – координата j -го нуклона, p_j – его импульс.

Величина энергии связи каждого ядра определяется по формуле Вайцеккера, радиус задается формулой

$$R(A) \sim r_0 A^{\frac{1}{3}} \quad (1.30)$$

где параметр r_0 является функцией плотности ядерной материи ρ_0 и вычисляется как

$$r_0 = \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (1.31)$$

Большое число нуклонов в составе ядер может приводить к большим колебаниям плотности ядра, поэтому область фазового пространства каждого нуклона оценивается после фиксации его положения в ядре. Если при генерации нового нуклона область фазового пространства оказывается занятой другим нуклоном, его положение генерируется повторно.

Начальные импульсы нуклонов варьируются в интервале от 0 до импульса Ферми-Томаса

$$p_F^{\max} = \hbar c (3\pi^2 \rho)^{\frac{1}{3}}, \quad (1.32)$$

где ρ – локальная протонная или нейтронная плотности.

Столкновение нуклонов в данной модели возникает в случае сближения частиц на расстояние

$$d_{\text{trans}} \leq d_0 = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{tot}}}{\pi}}. \quad (1.33)$$

Суммарное сечение σ_{tot} в системе центра инерции зависит от энергии и квантовых чисел взаимодействующих частиц. На каждом шаге вычисления проверяется положение частиц согласно критерию (1.33).

2) На следующем этапе разыгрывается тип взаимодействия нуклонов. Мягкие и полужесткие взаимодействия в модели рассматриваются на партонном уровне. В элементарных партонных столкновениях образуются

цветные струны, разрыв которых приводит к рождению вторичных адронов. В нуклон-нуклонных столкновениях образуется мало струн, но их число существенно возрастает с ростом энергии и размеров сталкивающихся ядер и степени центральности столкновений. Струны можно рассматривать как протяженные объекты с поперечным сечением, площадь которого определяется соотношением неопределенности $\propto 1/p_T^2$. Когда число струн достаточно велико, они начинают перекрываться, переставая быть независимыми источниками вторичных частиц. Учет таких коллективных эффектов в рассматриваемой модели осуществляется через механизм слияния струн.

Вероятность фрагментации мягкой струны с цветовыми зарядами Q и \bar{Q} на ее концах, в результате которого образуются два кварк-антикварковых комплекса с теми же значениями цветовых зарядов, определяется в модели по формуле Швингера [20]

$$W = k^2 \exp\left(-\frac{\pi M_t^2}{k}\right), \quad (1.34)$$

где $k = 0.18 \text{ ГэВ}^2$ – коэффициент натяжения струны, M_t – масса кварк-антикварковой пары. Образующиеся фрагменты рассматриваются как новые струны, которые испытывают дальнейший разрыв. Этот итерационный процесс продолжается до тех пор, пока масса фрагментов не станет слишком малой для того, чтобы образовать из них адроны с правильными квантовыми числами. Эти конечные фрагменты трактуются в модели как кварковые кластеры, которые распадаются на адроны с учетом возможной комбинаторики и фазового пространства.

2. Экспериментальная установка NICA-MPD

2.1. Ускорительный комплекс NICA

Для изучения свойств горячей и плотной ядерной материи на границе деконфаймента, в Объединенном Институте Ядерных Исследований в Дубне, создается коллайдерный комплекс NICA. Его основные элементы представлены на рисунке 2.1.

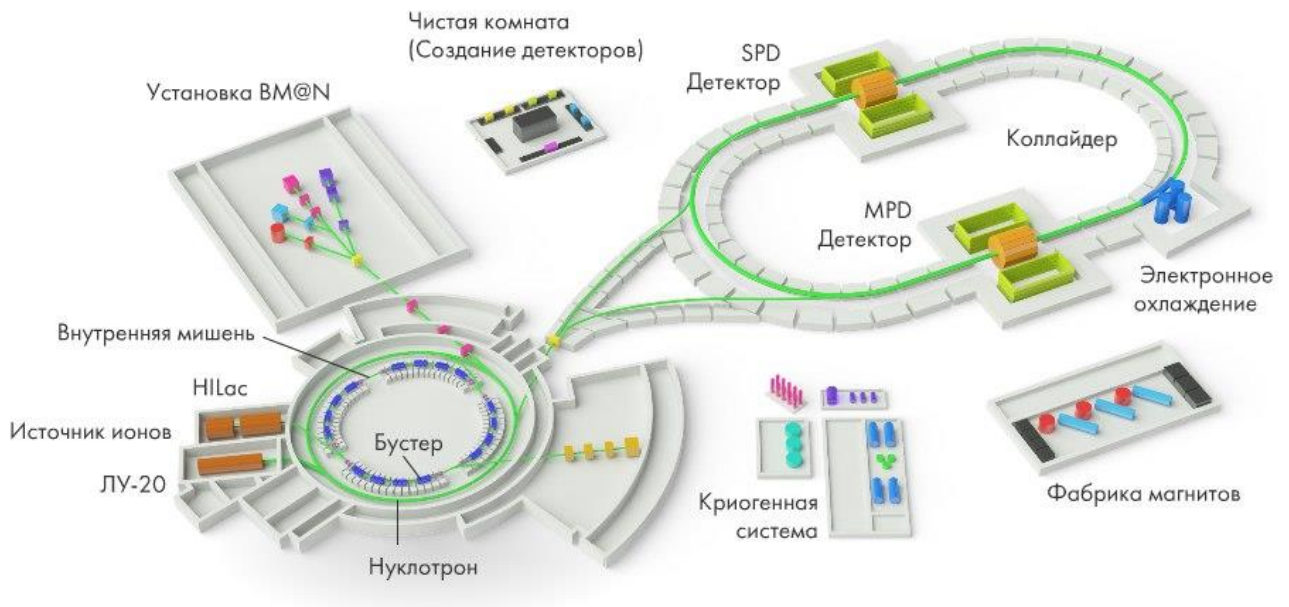


Рисунок 2.1. Схема ускорительного комплекса NICA [21]

Инжекционный комплекс NICA состоит из двух типов инжекторов - инжектора легких (LU-20) и тяжелых ионов (KRION-6T, NLac). Инжектор LU-20 способен генерировать и ускорять при помощи линейного ускорителя легкие ионы с энергией до 5 МэВ/нуклон и протоны с энергией до 20 МэВ с последующим выведением их в кольцо нуклотрона [22].

KRION-6T является основным источником ионов золота для ввода в линейный ускоритель NLac. Принцип его работы основан на фокусировке лазерного излучения в рамках соответствующего типа мишени, где генерируется плазма, подающаяся затем в линейный ускоритель. Линейный

ускоритель тяжелых ионов, получая на вход ионы из KRION-6T, ускоряет их до энергий 4-6 МэВ/нуклон [22], а затем через каналы транспортировки пучков вводит их сначала в бустер, а затем в нуклотрон.

Бустер – промежуточный синхротрон тяжелых ионов с длиной окружности кольца 210 м, в котором происходит увеличение интенсивности и энергии сгустков частиц, подаваемых в него из линейных ускорителей.

Нуклотрон – сверхпроводящий синхротрон со знакопеременной фокусировкой [23] и длиной окружности кольца 251.5 м, способный ускорять тяжелые ионы (Pb, Au, U) до энергии 4.6 ГэВ/нуклон с интенсивностью сгустка до $1.5 \cdot 10^9$ ионов [22].

По окончании формирования сгустков ионов необходимой интенсивности и энергии, пучок ионов путем действия на них отклоняющих магнитов перемещается непосредственно в кольца коллайдера NICA, расположенные одно над другим на высоте 32 см. Внутри этих колец в противоположных направлениях будут циркулировать сформированные пучки, столкновения которых будут происходить через каждые 100 нс. Для обеспечения максимальной эффективности в проведении экспериментов предусмотрена возможность дополнительно ускорять или замедлять пучки. На коллайдере NICA планируется размещение двух экспериментальных установок – MPD и SPD (Spin Physics Detector).

2.2. Экспериментальная установка MPD

Для исследования в столкновениях релятивистских ионов кварк-глюонной плазмы и свойств фазовых переходов в ядерной материи на коллайдере NICA будет размещен детектор MPD, схематичное изображение которого представлено на рисунке 2.2.

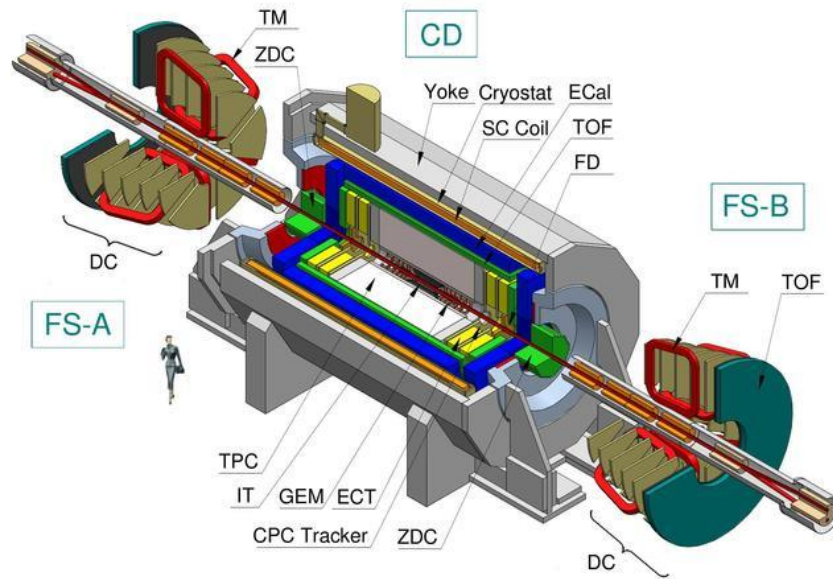


Рисунок 2.2. Общий вид детектора MPD [3]

Детекторный комплекс MPD является высокоточной системой регистрации и идентификации частиц. Он включает в себя центральный детектор CD, находящийся в области столкновения пучков и два передних спектрометра FS-A и FS-B, расположенных вдоль оси пучков симметрично относительно центрального детектора.

В центральной части размещены следующие подсистемы: IT – внутренний трекер, TPC – время проекционная камера, TOF – время-пролетный детектор, EMC – электромагнитный калориметр, FFD – быстрые передние детекторы, ZDC – калориметры под нулевыми углами, BBC – счетчики столкновения пучков, SC Coil – сверхпроводящий соленоид [3].

2.2.1. Время-проекционная камера

TPC – основной трековый детектор MPD в центральной области быстрот, который обеспечивает точное восстановление треков частиц и их импульса, а также идентификацию заряженных частиц по измеренным потерям их энергии dE/dx .

2.2.2. Внутренний трекер

IT обеспечивает повышение точности реконструкции координат первичной вершины взаимодействия и вторичных вершин распада частиц, снижение порога регистрации заряженных частиц с малыми поперечными импульсами и играет ключевую роль при идентификации короткоживущих частиц (мультистранных гиперонов, очарованных мезонов, гиперядер) по инвариантной массе продуктов их распада. Внутренний трекер современного эксперимента – это многослойная система полупроводниковых координатно-чувствительных детекторов.

2.2.3. Время-пролетный детектор

TOF предназначен для идентификации заряженных частиц в промежуточной области импульсов 0.1-2.0 ГэВ/с путем измерения времени пролета с учетом информации об удельных потерях энергии заряженных частиц в трековой системе [3].

2.2.4. Электромагнитный калориметр

Основной задачей ЕМС является измерение координаты и энергии электронов и фотонов, рождающихся в столкновениях релятивистских ионов. Кроме того, калориметр служит для измерения полного потока энергии фотонов, что отражает начальные условия, достигаемые в столкновениях. В условиях большой множественности первичных частиц необходима высокая сегментация калориметра с малым поперечным размером ячейки (порядка радиуса Мольера [24]), что будет реализовано чередованием в рабочем объеме детектора слоев со свинцом и пластическим сцинтиллятором.

2.2.5. Калориметр под нулевыми углами

ZDC служит для определения параметра центральности ядро-ядерных столкновений посредством измерения суммарной энергии нуклонов-наблюдателей, не участвующих во взаимодействии и вылетающих вдоль линии встречных пучков. Модули ZDC будут построены из 60 слоёв свинца и сцинтиллятора, сбор света в которых будет осуществляться при помощи микропиксельных фотодиодов MAPD [3].

2.2.6. Счетчик встречных соударений пучков

VBC предназначен для выработки триггерного сигнала нулевого уровня для запуска MPD. Счетчик будет построен из шестигранных сцинтилляционных детекторов, разделенных светоотражающей смесью из эпоксида и порошка MgO [3].

2.2.7. Быстрый передний детектор

Основными задачами FFD является генерация стартового импульса времяпролетного детектора, генерация совместно с VBC и ZDC сигнала L0-триггера и быстрое определение ядро-ядерных взаимодействий. В настоящий момент концепция FFD основана на детекторах черенковского типа, состоящих из кварцевого стекла, соединенных с кварцевыми окнами фотоумножителей на основе микроканальных пластин [3].

2.3. Трековая система эксперимента NICA-MPD

Изучение горячей и плотной ядерной материи диктует серьезные требования к детектирующей аппаратуре с точки зрения чувствительности

электроники, ее радиационной стойкости, высокого пространственного разрешения. Кроме того, серьезной разработки требуют также алгоритмы реконструкции частиц. В рамках эксперимента MPD предполагается исследовать продукты адронизации кварк-глюонной плазмы путем анализа выходов странных и очарованных частиц, выделяя их по инвариантной массе продуктов их распада. Если среднее расстояние пробега странных частиц $\lambda = \tau c$ составляет сантиметры, то для короткоживущих очарованных частиц средние пробеги составляют десятки микрометров. Например, $\lambda(\Lambda_c^+) = 68$ мкм, $\lambda(D_c^0) = 123$ мкм [25]. Это значительно усложняет задачу реконструкции вершин их распада и накладывает жесткие ограничения на пространственное разрешение трековой системы.

Трековая система эксперимента MPD будет состоять из TPC и IT на основе кремниевых пиксельных детекторов, обладающих наилучшим пространственным разрешением при высокой скорости счета [4]. Именно такая комбинация TPC и вершинного детектора IT позволит с высокой эффективностью регистрировать короткоживущие продукты ядро-ядерных взаимодействий.

Предполагается, что пиксельные детекторы в IT будут объединены в линейки, расположенные вдоль поверхности коаксиальных цилиндров и торцевых дисков (см. рисунок 2.3). В качестве пиксельных детекторов будут использованы монолитные активные пиксельные сенсоры (MAPS), разработанные для эксперимента ALICE [26]. Чувствительная матрица такого сенсора размером $15,3 \times 30$ мм² содержит 512×1024 пикселей, каждый из которых имеет размер 28×28 мкм² и представляет собой детектирующий слой кремния и считывающую встроенную электронику. Ионизирующая частица, проходя через обедненный слой, генерирует электроны и дырки, которые посредством диффузии и дрейфа попадают на собирающие электроды.

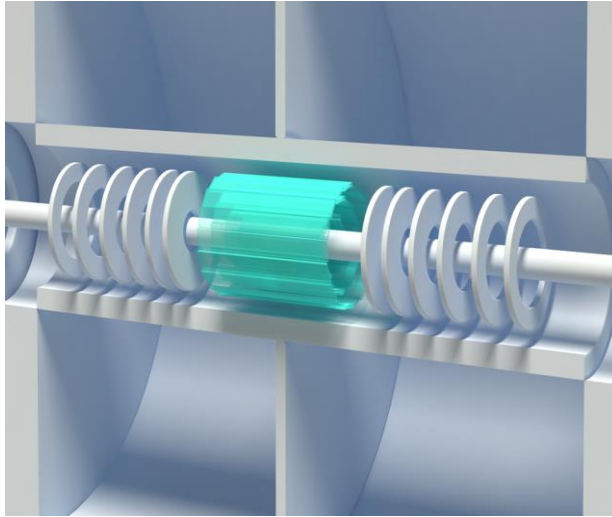


Рисунок 2.3. Концептуальная схема внутреннего трекера

Для точной реконструкции первичной вершины и вершин распадов нестабильных частиц радиационная толщина материалов, из которых будут состоять фермы, удерживающие пиксельные детекторы, система охлаждения, сами детекторы и электроника, не должна превышать 1% от радиационной длины заряженной частицы. Это требование продиктовано необходимостью уменьшить влияние многократного рассеяния на разрешающую способность трекера. Кроме того, необходимо оптимизировать положения пиксельных детекторов внутри трековой системы с целью получить наилучшее пространственное разрешение.

В данной работе рассмотрены различные конфигурации внутреннего трекера и проведено компьютерное моделирование с целью оценки их пространственного разрешения и идентификационной способности при восстановлении странных и очарованных частиц.

3. Компьютерное моделирование ИТ

В процессе моделирования ИТ в данной работе решались следующие задачи:

- Оценка пространственного разрешения для данной геометрической модели ИТ;
- Оценка идентификационной способности трековой системы установки NICA-MPD при реконструкции странных и очарованных частиц.

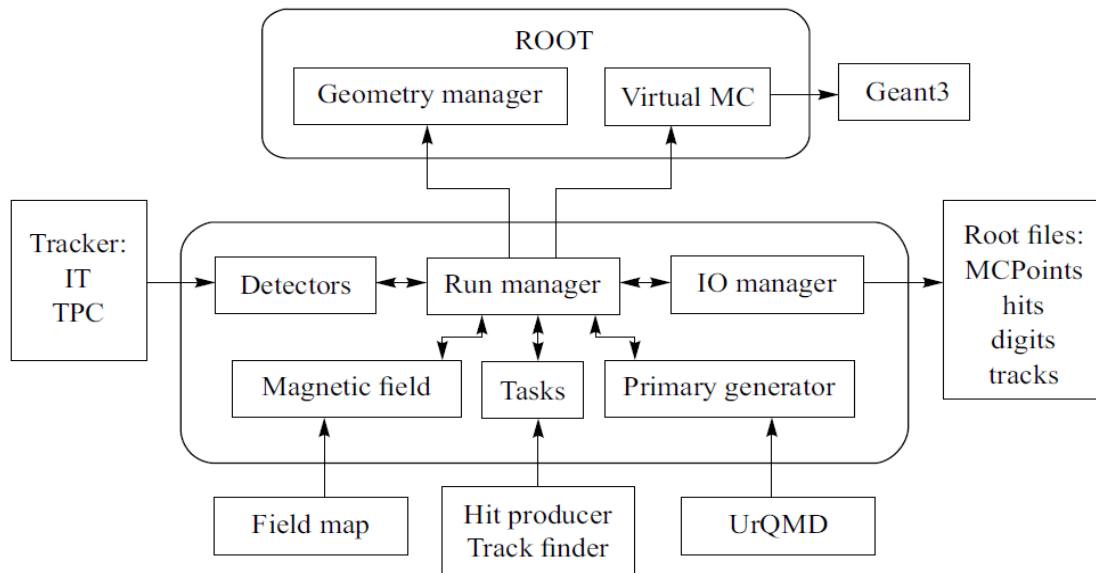


Рисунок 3.1. Программная среда MpdRoot [30]

Моделирование проводилось в рамках программной объектно-ориентированной среды MpdRoot [27][28], компоненты которой показаны на рис. 3.1. В оболочку MpdRoot интегрирован программный пакет GEANT [29], в рамках которого осуществляется МК транспорт частиц, поставляемых генератором событий. Взаимодействие программы GEANT с файлами, содержащими подробное описание геометрических моделей детекторов, осуществляется посредством менеджера GeoManager. Общее управление моделирующим процессом выполняет менеджер RunManager.

На шаге транспорта он формирует выходной файл с информацией о координатах всех треков частиц (MCPoints), попадающих в чувствительный объем детекторов. На шаге реконструкции RunManager выполняет формирование откликов детекторов (HitProducer), поиск на их основе треков частиц (TrackFinder) с использованием метода фильтра Кальмана, восстановление первичных и вторичных вершин взаимодействия и другие задачи. Каждая задача создает выходные root-файлы, куда записывается информация об откликах детекторов (Hits, Digits) и треках частиц (Tracks).

3.1. Оценка пространственного разрешения IT

Для прецизионного определения вершин распада короткоживущих продуктов нуклон-нуклонных взаимодействий необходима разработка соответствующих конфигураций внутреннего трекера, обеспечивающих высокое пространственное разрешение. Пространственное разрешение IT зависит от множества факторов, таких как расположение слоев относительно точки столкновения пучков, взаимная ориентация линеек в слоях, количество рассеивающего частицы вещества. Чтобы учесть влияние каждого из этих факторов, необходимо проводить соответствующее МК моделирование для выбранной конструкции IT .

Геометрические модели IT

Для эксперимента MPD был предложен ряд геометрических конфигураций IT, отличающихся количеством слоёв и ориентаций в них линеек пиксельных детекторов. В качестве примера на рисунке 3.2 показана 5-слойная модель IT с «шахматной» ориентацией линеек в слоях, а на рисунке 3.3 - 6-слойная конфигурация с «шахматной» и «веерной» ориентацией линеек в слоях. Эти геометрические конструкции считаются

оптимальными с точки зрения их конструкторской реализации, поэтому в работе было исследовано их пространственное разрешение. Геометрические параметры этих моделей представлены в таблице 3.1 и 3.2 соответственно.

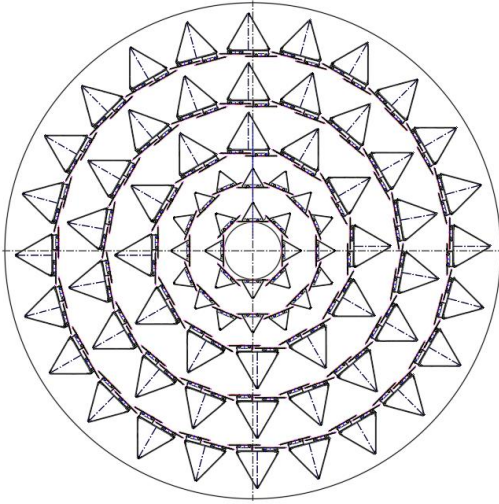


Рисунок 3.2 – 5-слойная геометрия с «шахматной» ориентацией линеек в слоях

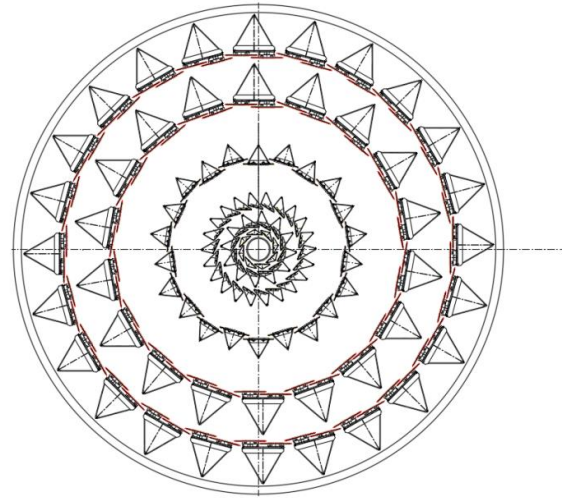


Рисунок 3.3 – 6-слойная геометрия с «шахматной» и «веерной» ориентацией линеек в слоях

Номер слоя	Кол-во линеек в слое	R_{\min} , мм	R_{\max} , мм	Длина, мм
1	8	29.2	33.9	540
2	16	63.2	67.2	730
3	24	95.1	98.9	900
4	36	144.5	147.9	1190
5	48	194.4	197.6	1468

Таблица 3.1. Параметры 5 – слойной конструкции ИТ

Номер слоя	Кол-во линеек в слое	R_{\min} , мм	R_{\max} , мм	Длина, мм
1	12	22.4	26.7	502
2	22	40.7	45.9	600
3	32	59.8	65.1	700
4	12	95.1	98.8	900
5	18	144.5	147.9	1190
6	24	194.4	197.6	1468

Таблица 3.2. Параметры для 6 – слойной геометрии ИТ

Пространство, в котором расположен внутренний трекер, с внешней стороны ограничено ТРС, с внутренней стороны - ионопроводом. Для максимизации пространственного разрешения трековой системы требуется располагать ее внутренние слои как можно ближе к точке столкновения. Поэтому рассматриваемые модели налагают ограничения на возможный диаметр ионопровода.

Алгоритм расчета

Для обеих моделей исследовано пространственное разрешение внутреннего трекера в зависимости от поперечного импульса заряженных частиц (протонов, пионов и каонов), знание которого необходимо при реконструкции вторичных вершин распадов короткоживущих частиц, таких как D^0 и Λ_c . Расчеты проводились на основе, разработанной с этой целью, программы Resolution.C.

В рамках транспортной программы GEANT многократно разыгрывалось прохождение через чувствительные слои трекера частицы заданного типа с заданным значением импульса, вылетающей из начала системы координат в поперечной плоскости под фиксированным азимутальным углом. Для каждого розыгрыша вычислялись координаты точки попадания частицы в каждый слой трекера - так называемые хиты. По известным хитам методом наименьших квадратов проводилась линейная аппроксимация трека частицы и вычислялись его отклонения δX и δY от первичной вершины с координатами $X=Y=0$. Эти отклонения имеют нормальное распределение в силу случайного характера многократного рассеяния частицы в кремниевых слоях ИТ, а ширина такого распределения характеризует пространственное разрешение трековой системы для частицы с данным поперечным импульсом.

Примеры линейного фита треков протонов и распределений их отклонения от первичной вершины, полученных для протонов с поперечными импульсами 0.3 ГэВ/с, 0.5 ГэВ/с и 1 ГэВ/с в случае 5-слойной геометрии ИТ, представлены на рис. 3.4 и 3.5.

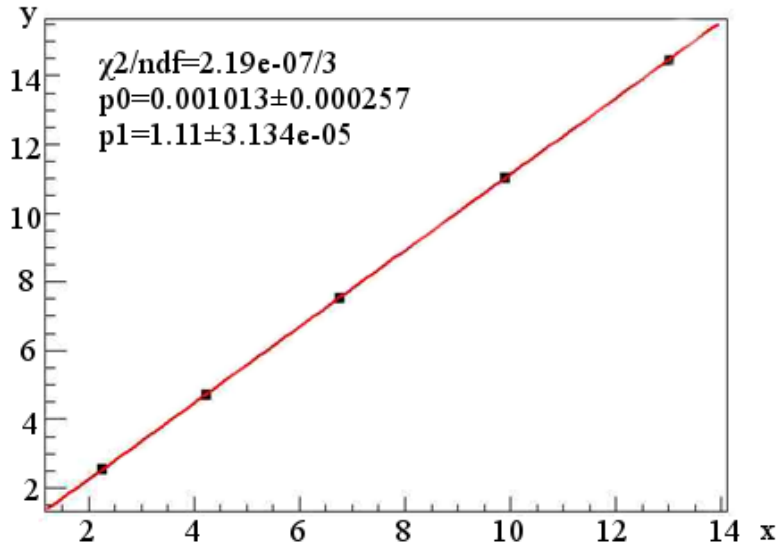


Рисунок 3.4. Линейная аппроксимация трека протона в случае 5-слойной геометрии ИТ

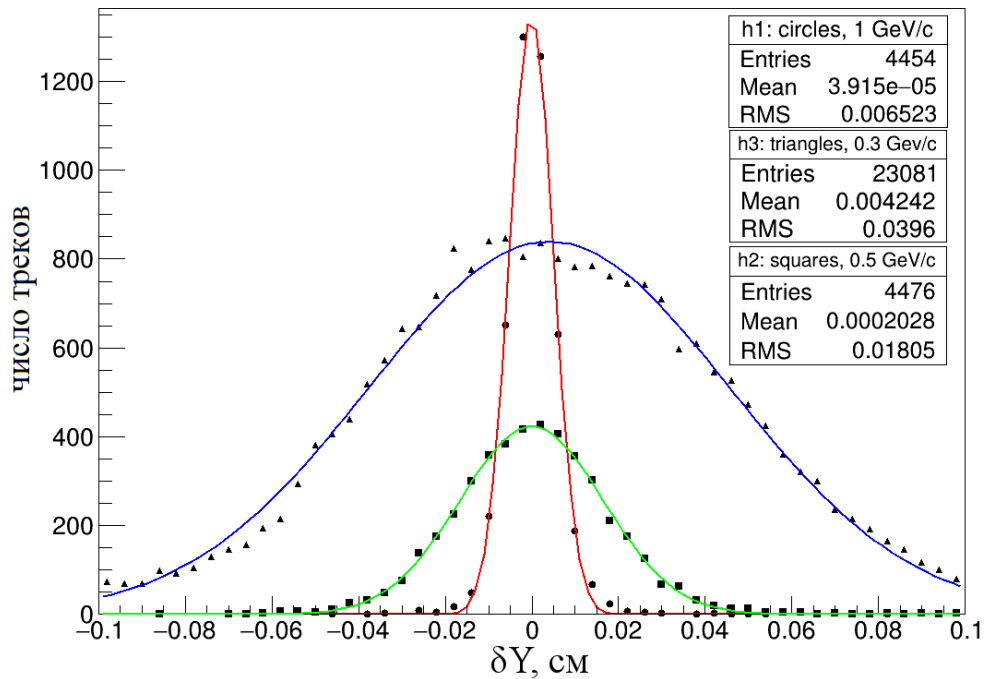


Рисунок 3.5. Распределения δY отклонения треков протона от первичной вершины с разными p_t в случае 5-слойной геометрии ИТ

Результаты расчета

1) Для сравнения 5- и 6-слойных геометрических моделей внутреннего трекера были построены зависимости пространственного разрешения от поперечного импульса протонов в интервале от 0.3 ГэВ/с до 1 ГэВ/с с шагом 0.1 ГэВ/с и от 1 ГэВ/с до 5 ГэВ/с с шагом 1 ГэВ/с. Результаты представлены на рисунке 3.6.

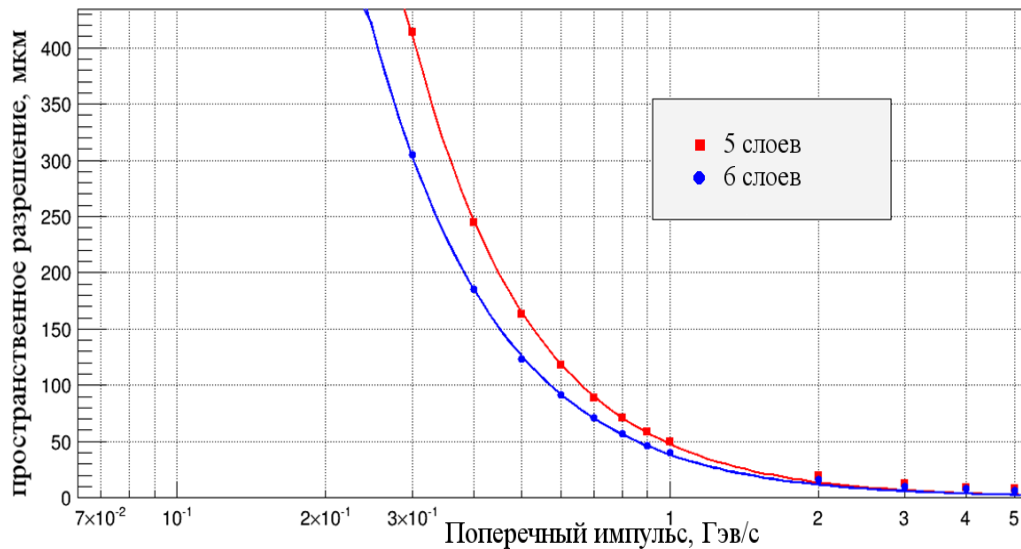


Рисунок 3.6 - Пространственное разрешение двух геометрических конфигураций ИТ в зависимости от p_t

Подобный характер поведения пространственного разрешения (ухудшение в области малых поперечных импульсов) обусловлен увеличением угла Мольера, определяемого формулой (3.1) [31]:

$$\theta = \sqrt{2} \frac{13.6 \text{ МэВ}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right) \right], \quad (3.1)$$

где p – импульс частицы, β – ее скорость, z – заряд, x – толщина вещества, X_0 – радиационная длина.

2) Качество реконструкции треков короткоживущих частиц зависит от близости внутренних слоёв трекера к точке столкновения: уменьшая радиусы этих слоёв можно с большей эффективностью реконструировать

треки частиц, распадающихся вблизи первичной вершины, таких как D^0 или Λ_c . Но это требование приводит к необходимости уменьшать диаметр ионопровода и размещать внутренний слой ИТ как можно ближе к ионопроводу. Поэтому в данной работе произведена оценка и сравнение двух вариантов 6-слойных геометрий с измененным радиусом ионопровода и различным расположением внутренних слоев трекера относительно первичной вершины. Результаты этих расчетов представлены на рисунке 3.7, а расположения слоев для разных диаметров ионопровода - в таблице 3.3.

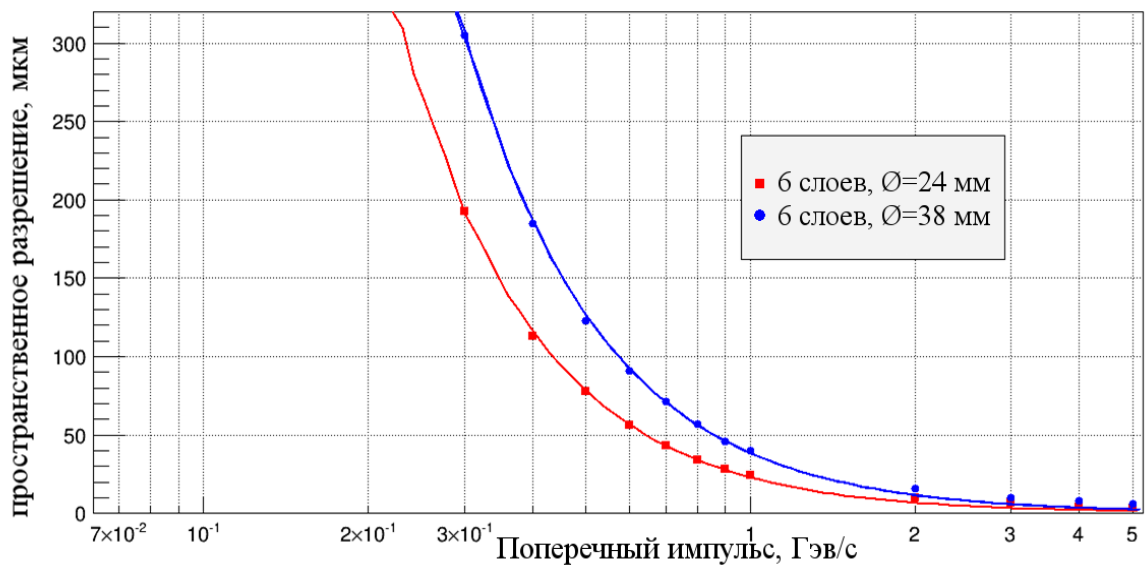


Рисунок 3.7 - Пространственное разрешение 6-слойных геометрий с различными размерами диаметра ионопровода

Ø ионопровода, мм	Ø слоя, мм					
	38 мм	44.8	81.4	119.6	190.2	289.0
24 мм	28.8	44.8	81.4	190.2	289.0	388.8

Таблица 3.3. Диаметры слоев ИТ для разных диаметров ионопровода

Как видно, уменьшение диаметра ионопровода до 24 мм дает двукратный выигрыш в пространственном разрешении внутреннего

трекера в области малых значений поперечного импульса детектируемой частицы. Однако трудно преодолимой проблемой в реализации такой конструкции IT является сложность технического изготовления тонкостенного бериллиевого ионопровода с таким диаметром и поддержание в нем вакуума.

3) Для проверки достоверности результатов моделирования пространственного разрешения аналогичные расчеты были проведены с использованием алгоритма, разработанного коллаборацией ALICE. Результаты представлены на рисунке 3.8.

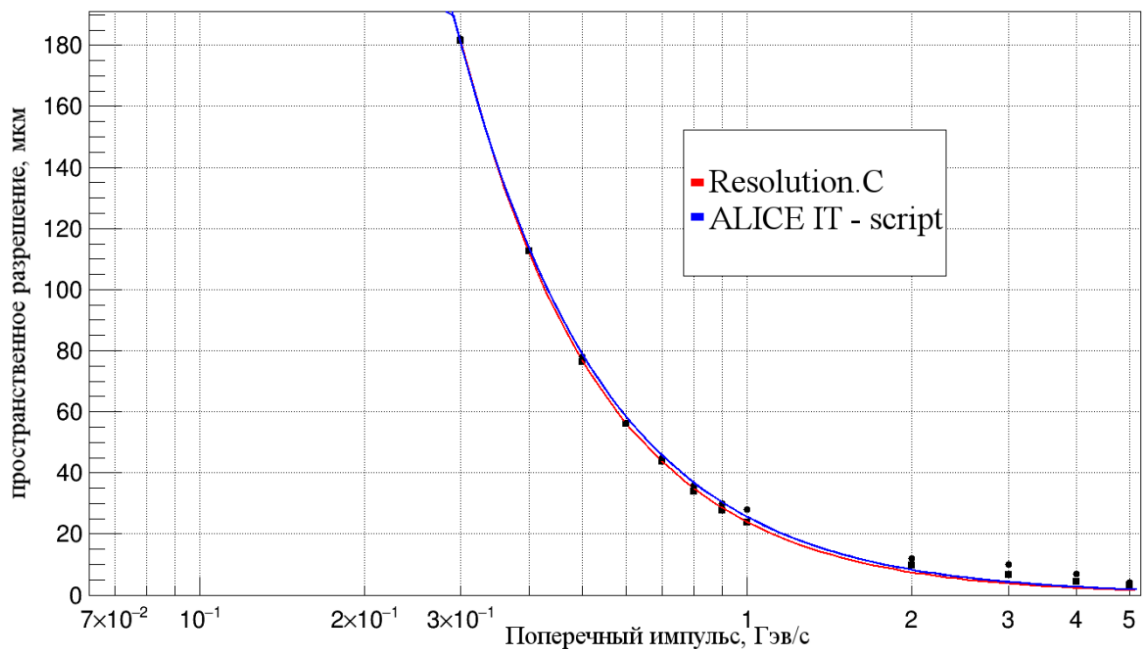


Рисунок 3.8. Сравнение пространственного разрешения IT с 6 – слойной геометрией, полученного при помощи разработанного скрипта Resolution.C и программы коллаборации ALICE

Как видно, зависимость пространственного разрешения от поперечного импульса частицы, рассчитанная по разработанному в данной работе алгоритму, хорошо согласуется с результатами, полученными при помощи программы коллаборации ALICE.

3.2. Оценка идентификационной способности ИТ при реконструкции странных и очарованных частиц

В экспериментах по исследованию фазовых переходах в сильно взаимодействующей ядерной материи особый интерес представляют выходы странных и очарованных частиц, поскольку, как было показано в разделе 1, они являются пробниками ранней стадии эволюции файерболов. Идентификационная способность трековой системы установки MPD изучалась в рамках программной среды MpdRoot (см. рисунке 3.1) на примере реконструкции Λ^0 и Λ_c барионов в Au+Au столкновениях при энергии 9 ГэВ/нуклон на статистике 1000 событий.

Для этого осуществлялись следующие шаги:

- МК розыгрыш событий на основе адекватного рассматриваемой физической задаче генератора событий: в данном случае использовался генератор UrQMD для генерации Λ^0 и LAQGSM [32] для генерации Λ_c ;
- МК транспорт всех частиц в каждом событии через детекторы трековой системы в рамках программы GEANT;
- генерация отклика детекторов на проходящие через них первичные и вторичные частицы на основе соответствующего класса HitProducer;
- реконструкция треков частиц на основе сгенерированных откликов детекторов с целью оценки их эффективности регистрации на основе соответствующего класса TrackFinder.
- реконструкция вершин распадов странных и очарованных частиц на основе разработанной для этого программы TrackAnalysis.

3.2.1. Генерация отклика детекторов

В процессе реконструкции событий большое значение имеет формирование сигналов детектора, отвечающих проходящим через его чувствительный объем частицам. Эта задача решается с помощью

специального программного модуля, называемого хит-продюсером. Этот модуль преобразует данные МК транспорта в оцифрованный отклик детектора, обеспечивая связь МК точек треков, попадающих в детектор, с информацией, считываемой с детектора электронными микросхемами. В случае пиксельных сенсоров такой информацией является номер колонки и ряда соответствующего пикселя в пиксельной матрице, на котором выделился заряд, обусловленный прохождением через детектор заряженной частицы.

Разработанный хит-продюсер вычисляет локальные координаты трека заряженной частицы в данном сенсоре по номеру сработавшего пикселя в MAPS без учета амплитуды сигнала, возникающего в соответствующем канале.

В качестве базовой геометрической модели для анализа идентификационной способности трековой системы была выбрана 5-слойная модель, параметры которой приведены в таблице 3.1. Распределение хитов по пикселям в таком 5-слойном ИТ, усредненное по большому числу событий, показано на рисунке 3.9. Карта хитов для всех заряженных частиц, рожденных в одном центральном Au+Au столкновении при энергии 9 ГэВ/нуклон, представлена для примера на рисунке 3.10.

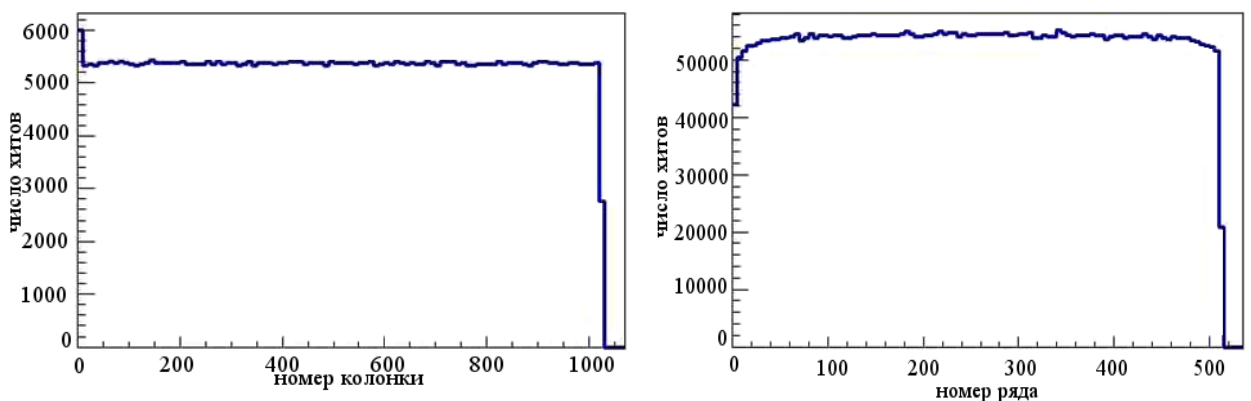


Рисунок 3.9. Распределение хитов по пикселям в 5-слойном ИТ, усредненное по 1000 событий.

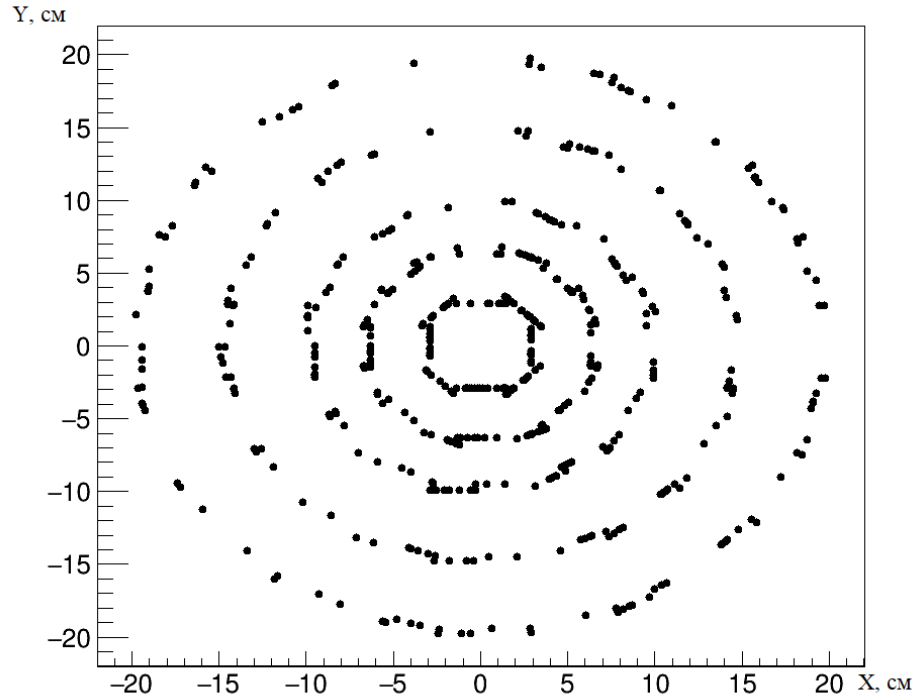


Рисунок 3.10. Карта хитов в 5-слойном ИТ в одном Au+Au столкновении при энергии 9 ГэВ/нуклон

3.2.2. Реконструкция треков

Трекинг заряженных частиц осуществляется в процессе моделирования методом фильтра Кальмана [33][34], который является рекурсивным методом анализа линейных дискретных по времени динамических систем. Основная идея данного метода заключается в расчете вектора состояния r системы на текущем шаге на основе информации о текущем измерении и вектора состояния на предыдущем шаге.

Для определения вектора состояния r необходима информация об ошибке ξ , с которой измеряется данный вектор. Чтобы оценить эту ошибку, вводится ковариационная матрица $C \equiv \langle \xi \cdot \xi^T \rangle$ [35]. На начальном этапе произвольно выбирается значение вектора состояния $r=r_0$, а матрица состояния C_0 заполняется произвольными большими величинами..

Измеренное значение представляет собой вектор m_k^t (k – номер измерения), зависящий от вектора состояния r^t . Предполагается, что измерение совершается с некоторой ошибкой величиной η_k :

$$m_k = m_k^t + \eta_k. \quad (3.2)$$

Для работы фильтра Кальмана необходимо, чтобы на каждом этапе была известна ковариационная матрица измерения $V_k \equiv \langle \eta_k \cdot \eta_k^T \rangle$ и чтобы m_k^t линейно зависело от r^t :

$$m_k^t = H_k r^t, \quad (3.3)$$

где H_k - матрицей измерения.

Вектор состояния r^t динамической дискретной системы может изменяться от одного измерения к другому. На шаге k вектор состояния $r_k^t = r^t(k)$. Эволюция линейной системы между состоянием текущего измерения и следующего дается линейным уравнением:

$$r_{k+1}^t = F_k r_k^t + v_{k+1}, \quad (3.4)$$

где F_k – матрица эволюции процесса, а v_{k+1} – произвольный шум, вызванный случайными процессами, например, многократным рассеянием частицы в материале детектора. Ковариационная матрица шума имеет вид $Q_k \equiv \langle v_k \cdot v_k^T \rangle$ и должна быть известна. Предполагается, что ошибки не коррелируют друг с другом, а шум не коррелирует с ошибками.

Фильтрация Кальмана происходит рекурсивно и включает в себя несколько этапов, представленных на рисунке 3.11.

1. Этап инициализации.

На данном этапе задаются начальные параметры вектора состояния и ковариационной матрицы.

2. Этап экстраполяции.

Перед добавлением каждого следующего измерения m_k , необходимо установить вектор состояния на предыдущем этапе фильтрации r_{k-1}^+ и

ковариационную матрицу C_{k-1}^+ . Для этого вектор состояния и ковариационную матрицу следует экстраполировать к этапу измерения m_k . Также на данном этапе происходит учет шума v_k . Определение вектора состояния r_k^- и ковариационной матрицы C_k^- происходит следующим образом:

$$r_k^- = F_{k-1} r_{k-1}^+, \quad (3.5)$$

$$C_k^- = F_{k-1} C_{k-1}^+ F_{k-1}^T + Q_k. \quad (3.6)$$

На первом шаге предполагается, что $r_0^+ = r_0$, а $C_0^+ = C_0$.

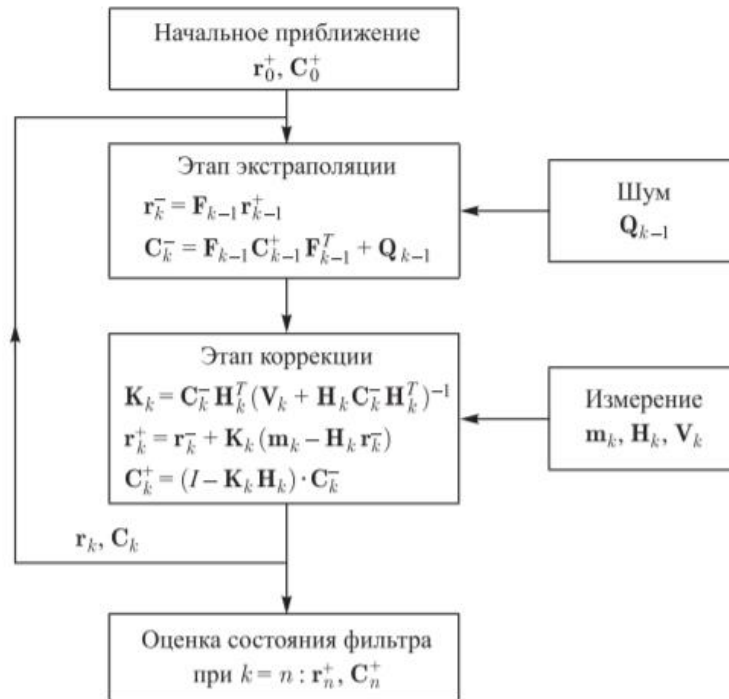


Рисунок 3.11. Блок схема, демонстрирующая работу метода фильтрации Кальмана [36]

3. Этап коррекции.

На этом этапе оценка величины вектора состояния r_k^- уточняется новым измерением m_k , которое дает оптимальную оценку вектора состояния r_k^t в соответствии первыми k -измерениями.

Изначально находится разница между измерением m_k и определенным вектором состояния, предсказанным на шаге r_k^- , которая определяется вместе с обратной ковариационной матрицей S_k :

$$\xi_k = m_k - H_k r_k^-, \quad (3.7)$$

$$S_k = (V_k + H_k C_k^- H_k^T)^{-1}. \quad (3.8)$$

Матрица S_k называется матрицей весов. С использованием данной матрицы возможно вычислить матрицу K_k , которая пропорциональна текущей оценке вектора состояния ковариационной матрицы C_k^- и матрицы S_k :

$$K_k = C_k^- H_k^T S_k. \quad (3.9)$$

Матрица K_k необходима для оценки влияния вклада ξ_k на определение вектора состояния следующего шага r_k^+ :

$$r_k^+ = r_k^- + K_k \xi_k. \quad (3.10)$$

В случае, когда матрица K_k является нулевой, вектор состояния системы остается неизменным. Таким образом, измерения с большим весом будут менять вектор состояния сильнее. Поправка будет незначительной в случае, если ковариационная матрица имеет небольшие значения. Оценить величину матрицы C_k^+ можно следующим образом:

$$C_k^+ = (I - K_k H_k) \cdot C_k^-. \quad (3.11)$$

Достоверность метода фильтра Кальмана характеризуется критерием Пирсона (χ^2). Его вычисление происходит с учетом ξ_k и матрицы весов S_k следующим образом:

$$\chi_k^2 = \chi_{k-1}^2 + \xi_k^T S_k \xi_k. \quad (3.12)$$

Последние два этапа (экстраполяция и коррекция) повторяются согласно рисунку 3.11 для каждого измерения $\langle m_k \rangle$.

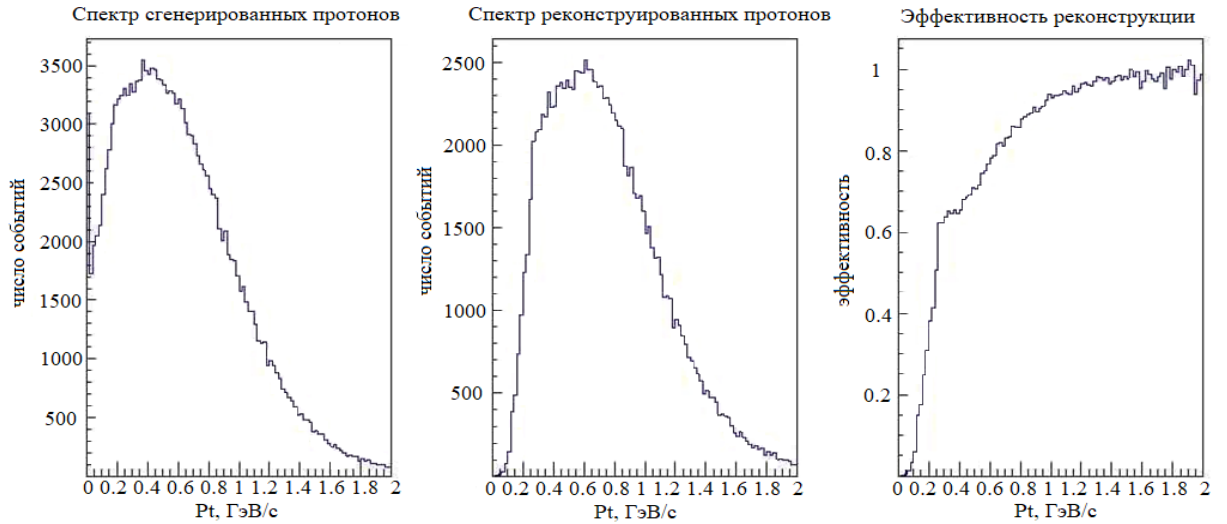


Рисунок 3.12. Эффективность реконструкции треков протонов как функция поперечного импульса

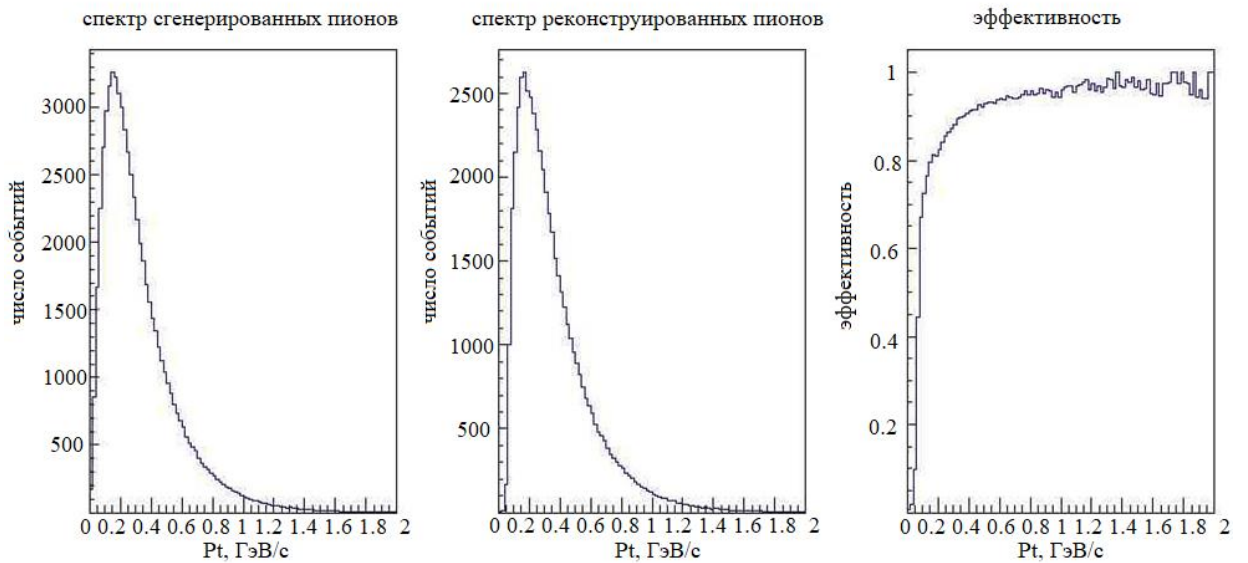


Рисунок 3.13. Эффективность реконструкции треков заряженных пионов как функция поперечного импульса

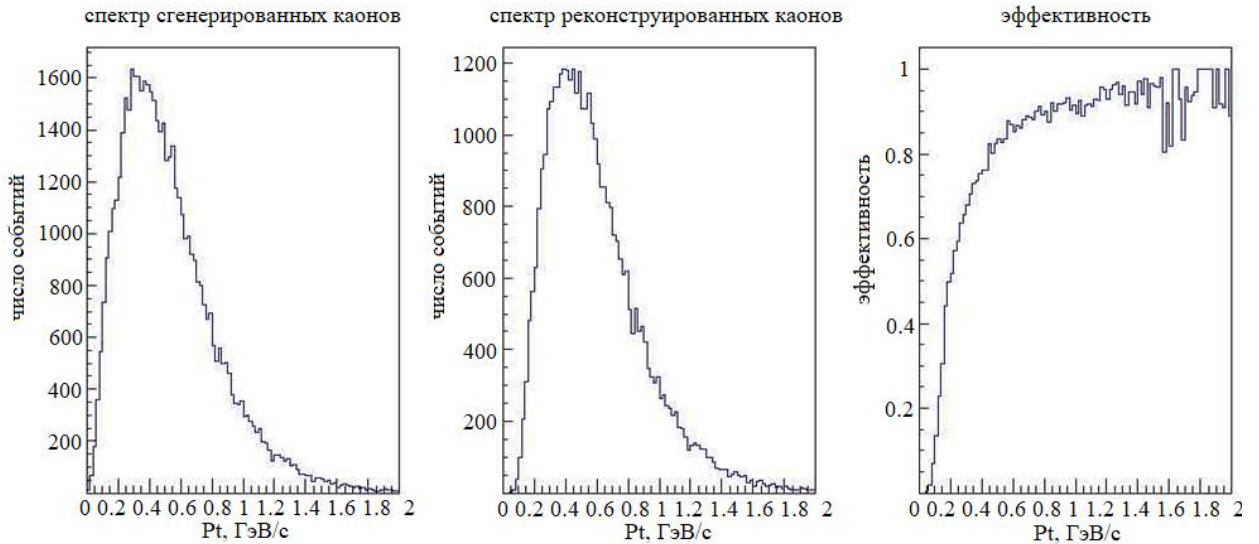


Рисунок 3.14. Эффективность реконструкции треков заряженных каонов как функция поперечного импульса

В качестве примера на рисунках 3.12 - 3.14 приведены спектры по поперечному импульсу смоделированных (для MC-генерации треков в рамках программы GEANT использовался генератор событий UrQMD) и реконструированных методом фильтров Кальмана треков протонов, заряженных π и K мезонов, полученных при анализе 1000 событий Au+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ, а также эффективность реконструкции треков как функция поперечного импульса. Расчеты были выполнены для 5-слойной геометрии внутреннего трекера. Как видно, в области $p_t > 0.4$ ГэВ/с эффективность реконструкции треков частиц, являющихся продуктами распада Λ^0 и Λ_c барионов, превосходит 90% .

3.2.3. Реконструкция распадов Λ^0 -гиперонов

Λ^0 - частица является барионом со странностью $S=-1$, с массой $m(\Lambda^0) = 1115.683 \pm 0.006$ МэВ, средним временем жизни $\tau = (2.632 \pm 0.020) \times 10^{-10}$ с и средним пробегом $c\tau = 7.89$ см [25]. Идентификация Λ^0 осуществляется по основному каналу её распада $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ (BR=0.67) путем построения спектра по инвариантной массе протона и π^- -мезона:

$$M = \sqrt{(E_p + E_\pi)^2 - (\vec{p}_p + \vec{p}_\pi)^2} \quad (3.13)$$

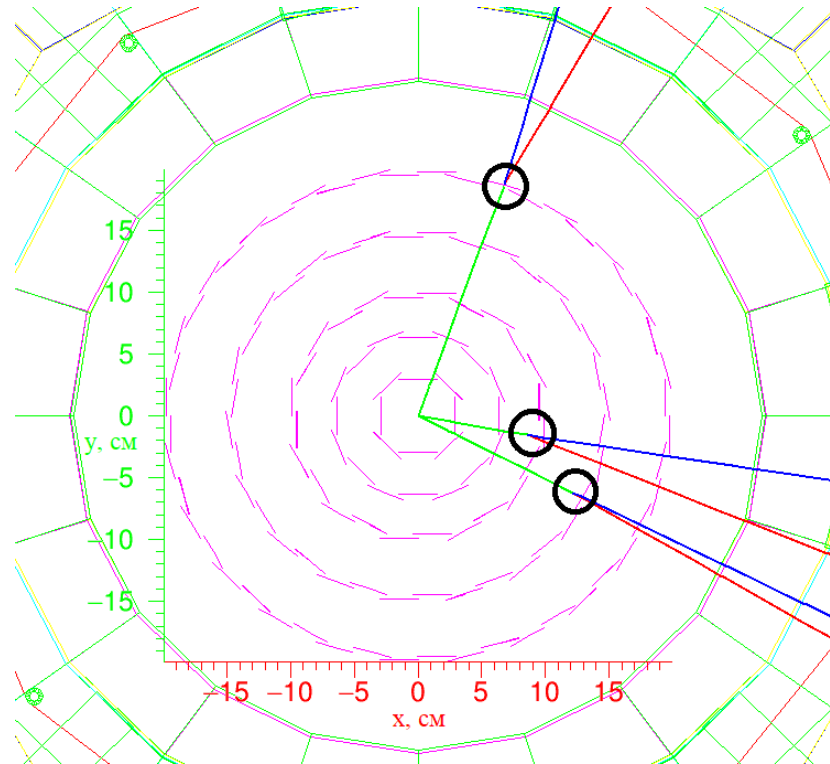


Рисунок 3.15. Топология распадов внутри 5-слойного IT трёх Λ^0 , сгенерированных в рамках UrQMD, по каналу $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$

На рисунке 3.15 показан пример таких распадов в пределах 5-слойного IT трёх Λ^0 , полученных в рамках генератора UrQMD при розыгрыше одного Au+Au столкновения при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ. Зеленым цветом показаны треки Λ^0 , синим цветом - треки протонов, красным цветом - треки π^- . На рисунке 3.16 приведен спектр по инвариантной массе $p\pi^-$, полученный при анализе 1000 событий Au+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ на основе разработанной для этого программы TrackAnalysis_L0.

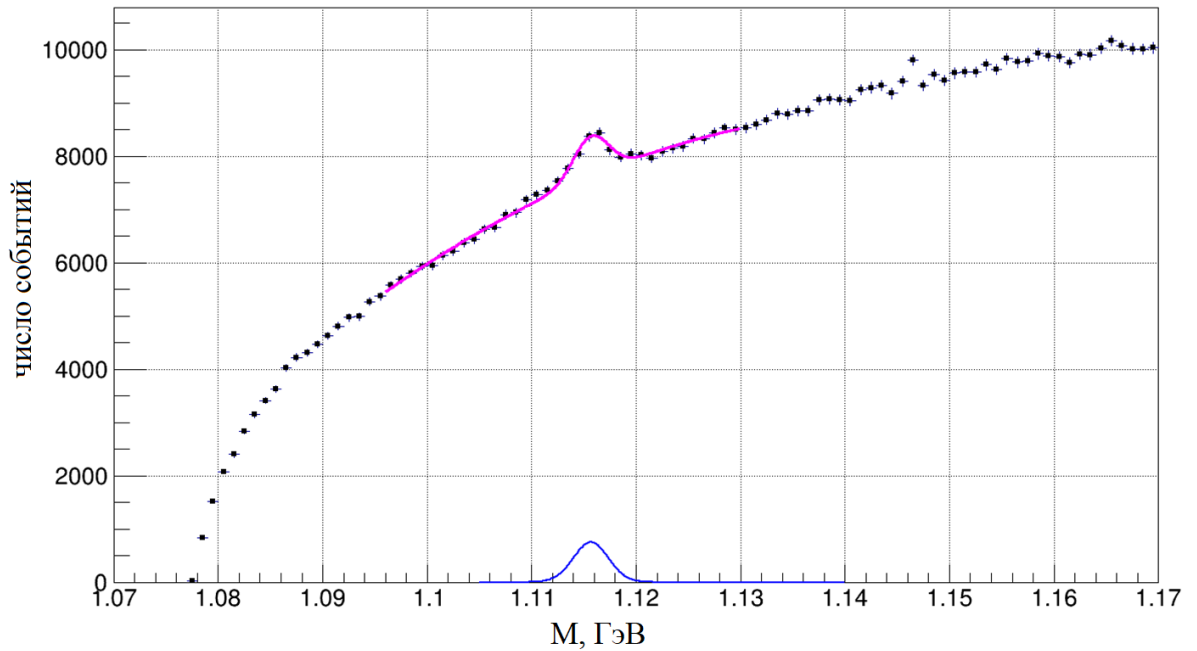


Рисунок 3.16. Спектр по инвариантной массе заряженных продуктов распада Λ^0 в 1000 событиях Au+Au столкновений при $\sqrt{S_{NN}} = 9$ ГэВ

Как видно, при реконструкции Λ^0 уровень комбинаторного фона, обусловленного случайными комбинациями треков протонов и π^- -мезонов, превосходит уровень полезного сигнала более чем на порядок. Чтобы добиться существенного подавления фона, необходимо использовать более строгие критерии отбора полезных событий.

Как следует из рисунка 3.17, топология распада Λ^0 -частицы на заряженные адроны определяется следующими параметрами:

- расстояниями наибольшего сближения протонов и пионов с первичной вершиной $DCA_{\pi,p}$ ($\chi^2_{\pi,p}$),
- расстоянием между треками протона и пиона DCA_{Λ} (χ^2_{Λ}),
- длиной пробега Λ^0 -гиперона λ ,
- направляющим углом θ .

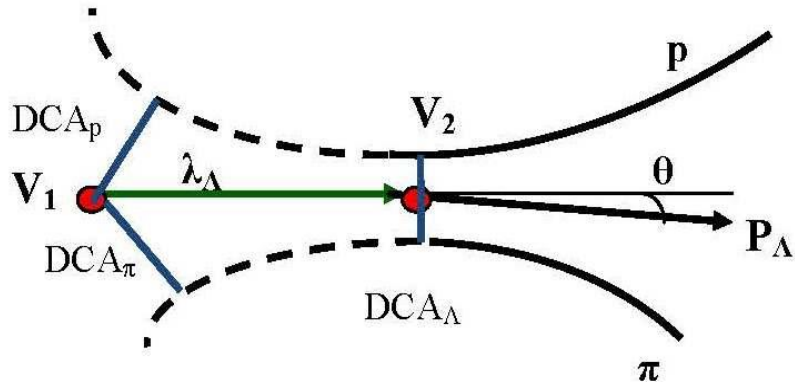


Рисунок 3.17. Топология распада Λ^0 -частицы на заряженные адроны

Исходя из этой топологии, можно сформулировать следующие критерии отбора:

$$\chi^2_{\pi} > C_1 \ \&\& \ \chi^2_p > C_2 \ \&\& \ \chi^2_{\Lambda} < C_3 \ \&\& \ \lambda > C_4 \ \&\& \ \theta < C_5 \quad (3.14)$$

Оптимальные значения параметров C_i ($1 < i < 5$) выбирались исходя из требования максимума значимости

$$sign = \frac{S}{\sqrt{S+B}}, \quad (3.15)$$

где S – число полезных событий, B – число фоновых событий.

Для реконструкции Λ^0 оптимизированные параметры отбора имеют следующее значения:

$$C_1 \geq 20, \ C_2 \geq 30, \ C_3 < 150, \ C_4 < 1.5, \ C_5 < 0.09.$$

На рисунке 3.18 показаны распределения по инвариантной массе реконструированных Λ^0 , полученные с использованием оптимизированных критериев отбора.

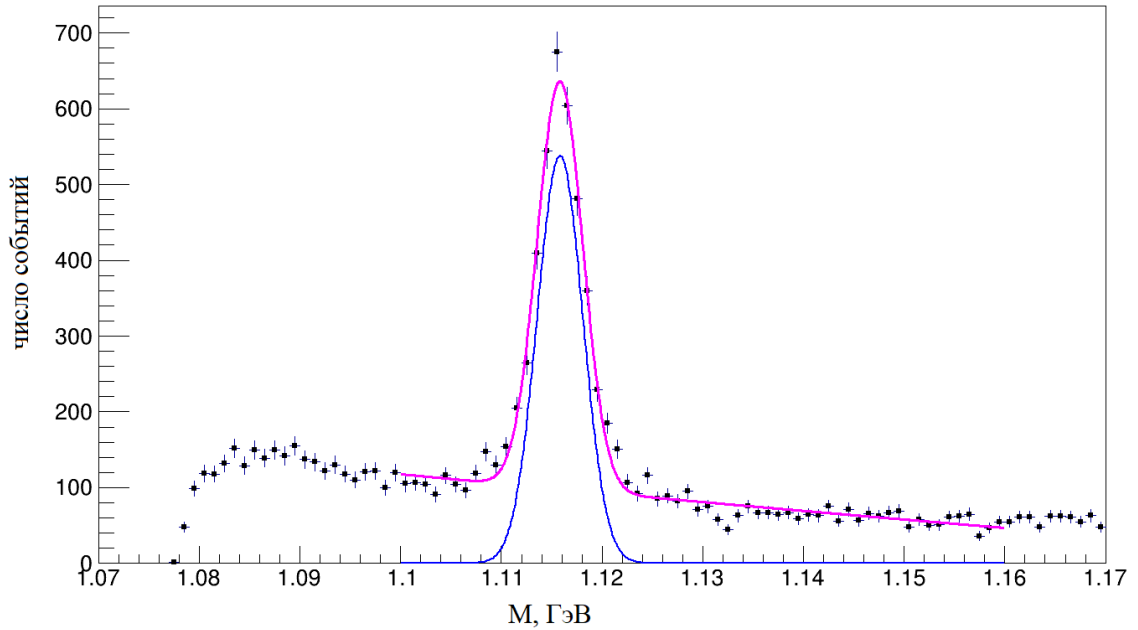


Рисунок 3.18. Спектр по инвариантной массе заряженных продуктов распада Λ^0 с оптимизированными критериями отбора

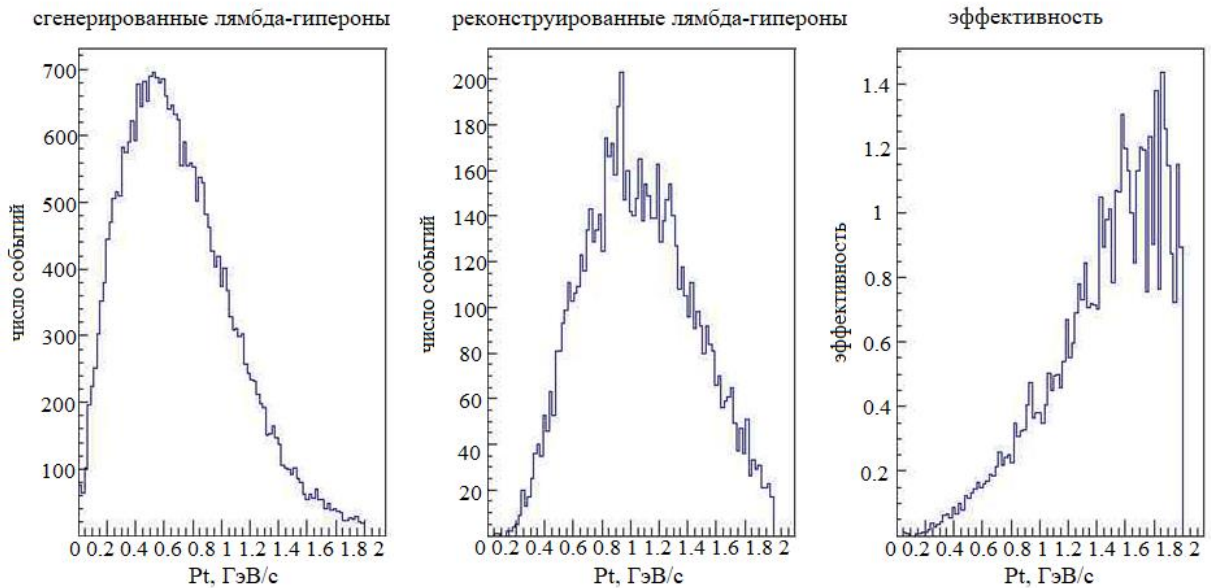


Рисунок 3.19. Эффективность реконструкции Λ^0 как функция поперечного импульса

Для определения эффективности реконструкции Λ^0 -частиц, рождающихся в первичной вершине Au+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ в зависимости от их поперечного импульса, был разработан макрос, сравнивающий спектры сгенерированных и реконструированных

гиперонов. На рисунке 3.19 представлены результаты расчетов для трековой системы с 5-слойным внутренним трекером. Как видно, эффективность реконструкции Λ^0 оказывается близкой к 100% только для больших $p_t > 1.4$ ГэВ/с и резко падает с уменьшением поперечного импульса. Это объясняется тем, что эффективность реконструкции треков протонов и пионов, являющихся продуктами распада Λ^0 , в области малых p_t становится низкой (рисунки 3.12 - 3.13).

3.2.4. Реконструкция распадов Ξ^- - гиперонов

Алгоритм реконструкции вершины распада Ξ^- подобен алгоритму, использованному для Λ^0 с тем лишь отличием, что Ξ^- является каскадным гипероном и распадается с вероятностью 99.887 ± 0.035 % по каналу $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$. Его среднее время жизни $\tau = (1.639 \pm 0.015) \times 10^{-10}$ с, средний пробег - $ct = 4.91$ см и масса - $m(\Xi^-) = 1321.31 \pm 0.13$ МэВ [25].

Пример каскадного распада Ξ^- - гиперона в пределах 6-слойного IT с последующим распадом Λ^0 -частицы на протон и пион демонстрирует рис. 3.20. Синим цветом показаны треки протонов (5 протонов, выходящих из первичной вершины и один протон от распада Λ^0), красным цветом - треки π^- (один - от распада Ξ^- , другой - от распада Λ^0), черным цветом - трек Ξ^- и зеленым цветом - трек Λ^0 от распада Ξ^- -гиперона.

На рисунке 3.21 приведен спектр по инвариантной массе $M(\Lambda^0\pi^-)$, полученный при анализе 1000 событий Au+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ на основе разработанной для этого программы TrackAnalysis_Ksi.

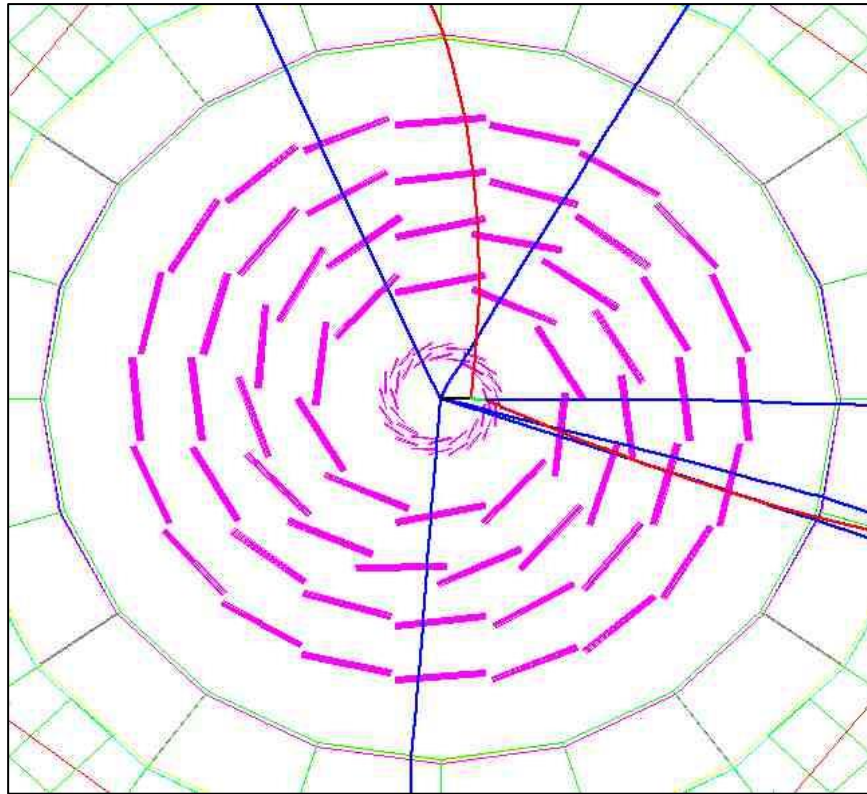


Рисунок 3.20. Топология каскадного распада Ξ^- - гиперона в пределах 6-слойного ИТ

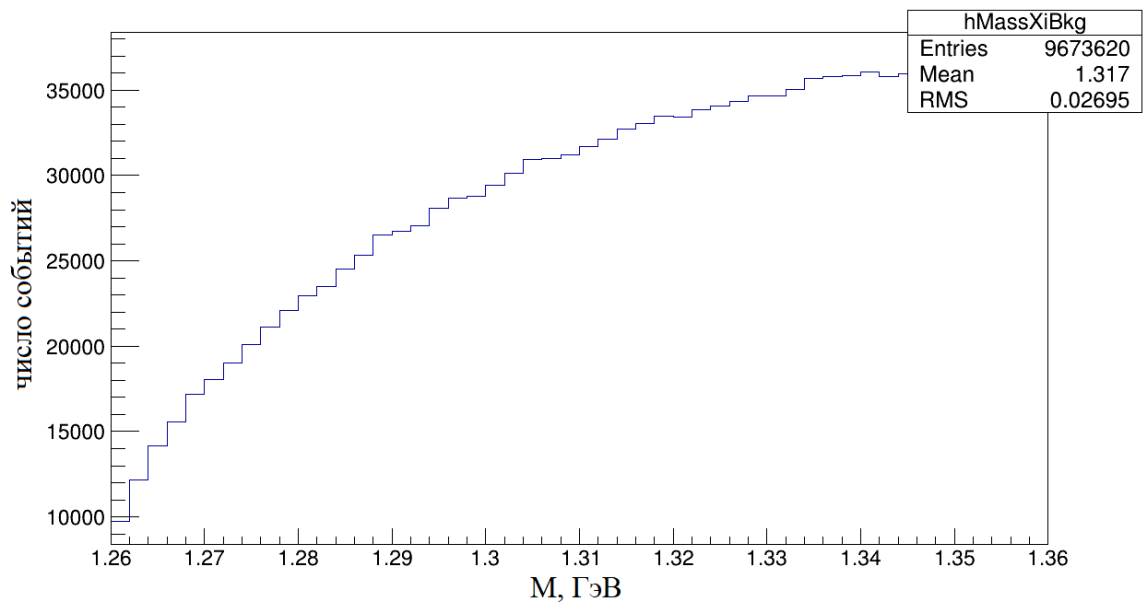


Рисунок 3.21. Спектр по инвариантной массе продуктов распада Ξ^- в 1000 событиях Au+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ

Как можно заметить, уровень комбинаторного фона не позволяет однозначно сказать о наличии в спектре Ξ^- , поэтому необходимо использовать критерии отбора. Комбинируя критерии отбора, полученные

ранее при реконструкции распада $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, с аналогичными критериями отбора для двухчастичного распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$, в спектре по инвариантной массе можно выделить события, отвечающие рождению Ξ^- - гиперона (см. рисунок 3.22)

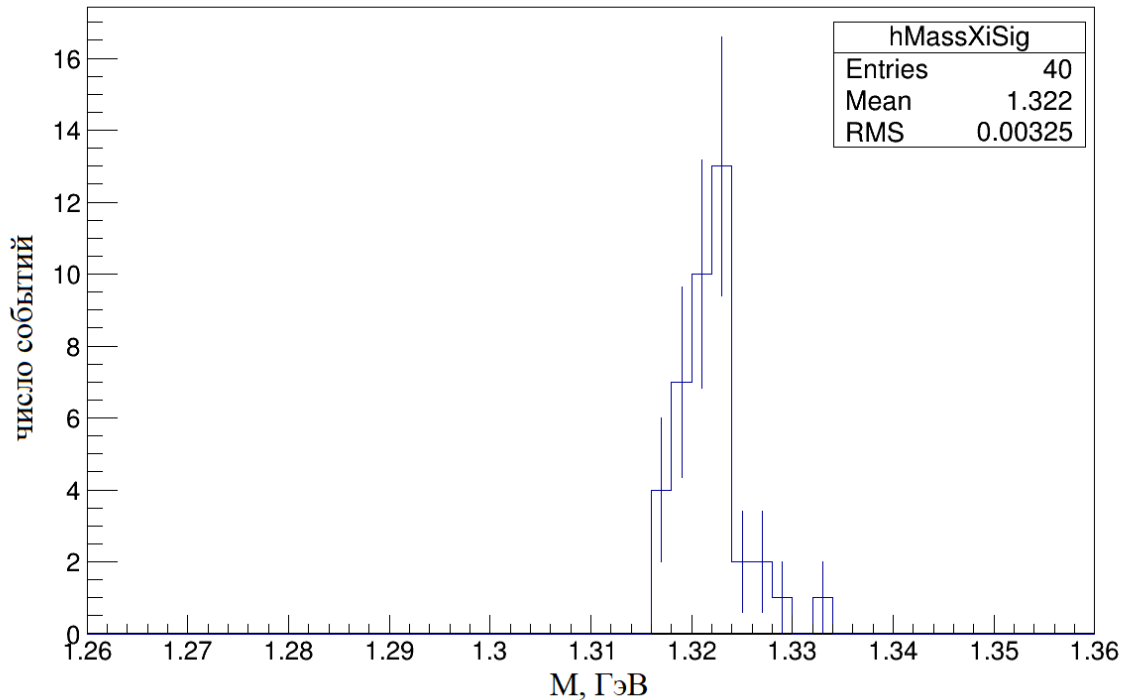


Рисунок 3.22. Спектр по инвариантной массе продуктов распада Ξ^- с примененными критериями отбора

3.2.5. Реконструкция распадов Λ_c^+ – барионов

Очарованные частицы, как правило, имеют пробеги значительно меньшие, нежели гипероны. Например, средний пробег D^0 - мезона составляет 123 мкм [25], а Λ_c^+ - бариона – 68 мкм [25]. Поэтому в эксперименте регистрировать их достаточно сложно: необходима трековая система с высоким пространственным разрешением. Кроме того, задачу усложняет высокий комбинаторный фон, для устранения которого необходимо оптимизировать соответствующие критерии отбора.

В ходе данной работы была исследована возможность реконструкции Λ_c^+ с массой $m(\Lambda_c^+) = 2284.9 \pm 0.6$ МэВ по каналу распада: $\Lambda_c^+ \rightarrow p + K^- + \pi^+$, вероятность которого составляет $(5.0 \pm 1.3)\%$.

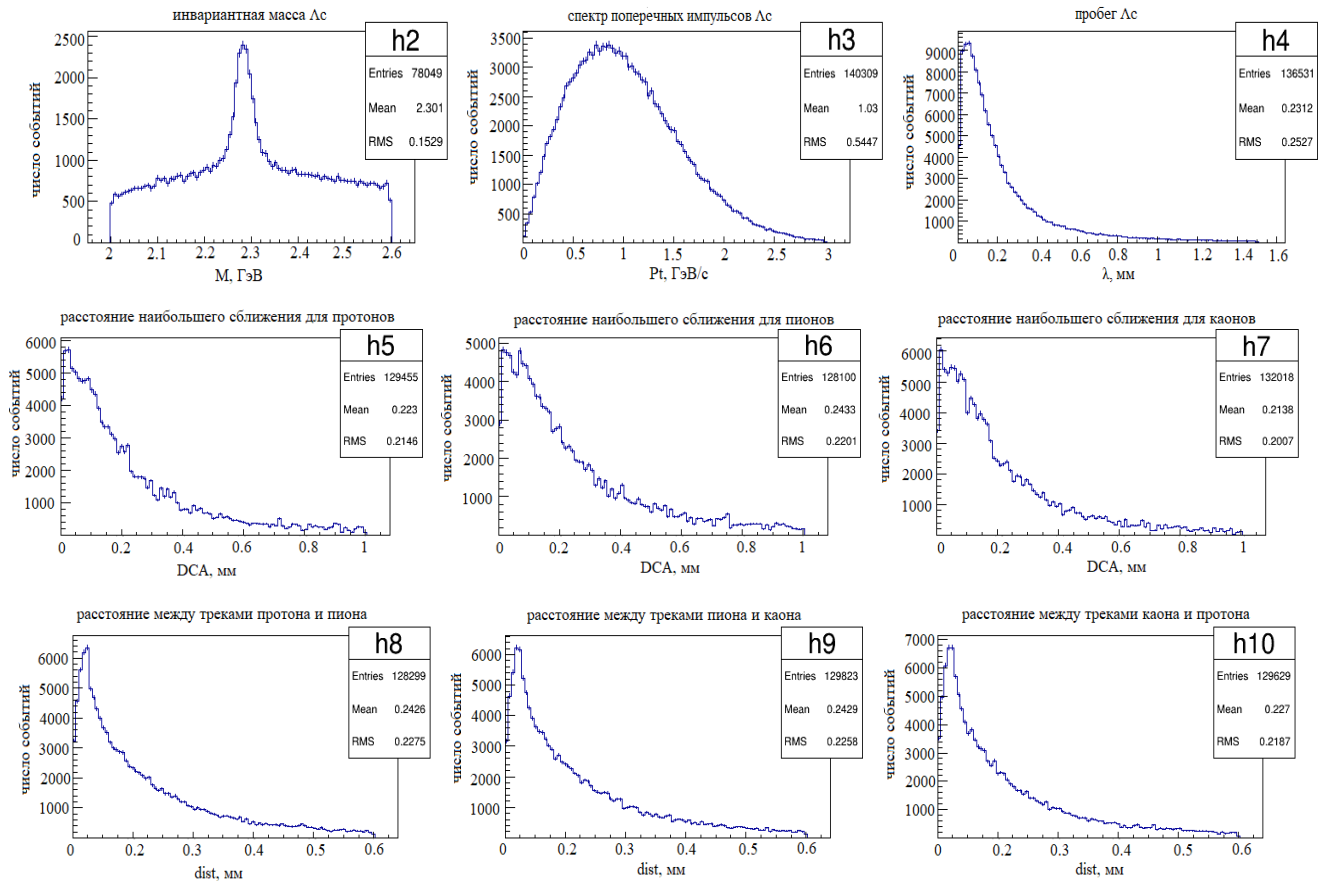


Рисунок 3.23. Параметры отбора 3-х частичных распадов Λ_c -барионов по каналу $\Lambda_c \rightarrow p + K^- + \pi^-$

Для разработки алгоритмов реконструкции 3-х частичных распадов Λ_c -барионов были рассмотрены возможные параметры отбора, к числу которых относятся расстояния наибольшего сближения всех продуктов распада с первичной вершиной (DCA) и расстояния (distance) между каждой парой треков из трех продуктов распада. Распределения этих параметров, полученные в рамках генератора LAQGSM на статистике 10000 событий, представлены на рисунке 3.23.

Кроме того, для уменьшения фона в распределении эффективных масс системы $(pK^-\pi^+)$ был выполнен анализ фазового пространства, соответствующего данному трёхчастичному распаду. Для этого использовалась диаграмма Далитца [31] системы в координатах $m(K^-\pi^+)$

и $m_2(pK^-)$. На рисунке 3.24 приведена контурная диаграмма Далинца, полученная для генераторных событий с распадом $\Lambda_c^+ \rightarrow p + K^- + \pi^+$. Граница контурной диаграммы Далинца аппроксимировалась эллипсом с параметрами:

$$X^2/a^2 + Y^2/b^2 = 1, \text{ где}$$

$$X = (m_1 - 1) \cos(-44.76^\circ) + (m_2 - 1.78) \sin(-44.76^\circ),$$

$$Y = (m_2 - 1.78) \cos(-44.76^\circ) - (m_1 - 1) \sin(-44.76^\circ),$$

$$a=0.46, b=0.24 - \text{полуоси эллипса.}$$

Эти параметры использовались для ограничения области фазового пространства событий, соответствующей распаду $\Lambda_c^+ \rightarrow p + K^- + \pi^+$.

Для тестирования анализирующей программы TrackAnalysis_Lc было смоделировано 1000 событий, состоящих из реальных Λ_c -барионов, поставляемых генератором LAQGSM, и фона, образованного 25 частицами ($10p + 10\pi^+ + 5K^-$) со случайным распределением по поперечному импульсу в интервале 0-2 ГэВ/с. На рисунках 3.24 - 3.25 показаны треки частиц в одном из событий с 3-мя Λ_c , вершины распада которых выделены черными кружками.

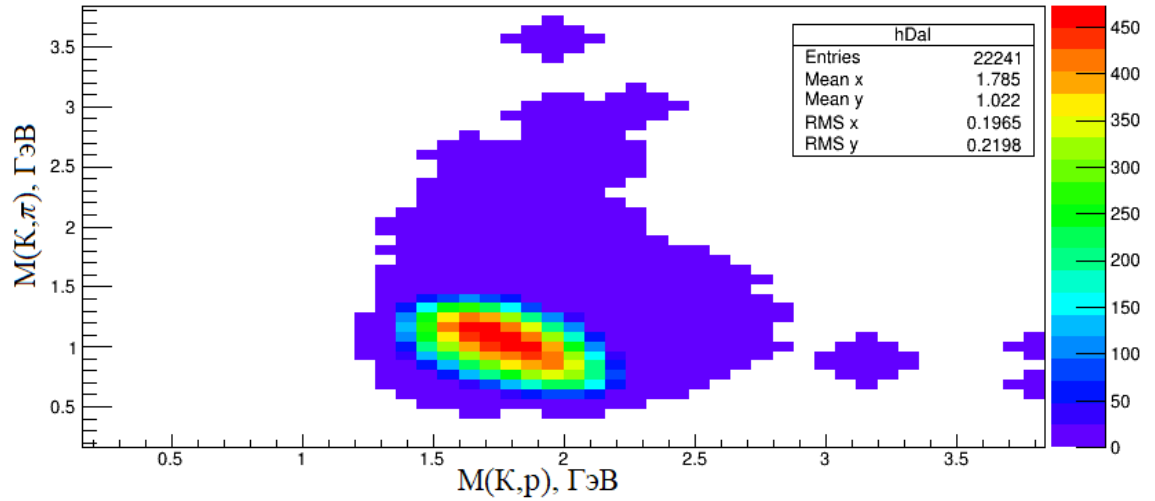


Рисунок 3.24. Контурная диаграмма Далитца для генераторных событий с распадом $\Lambda_c^+ \rightarrow p + K^- + \pi^+$

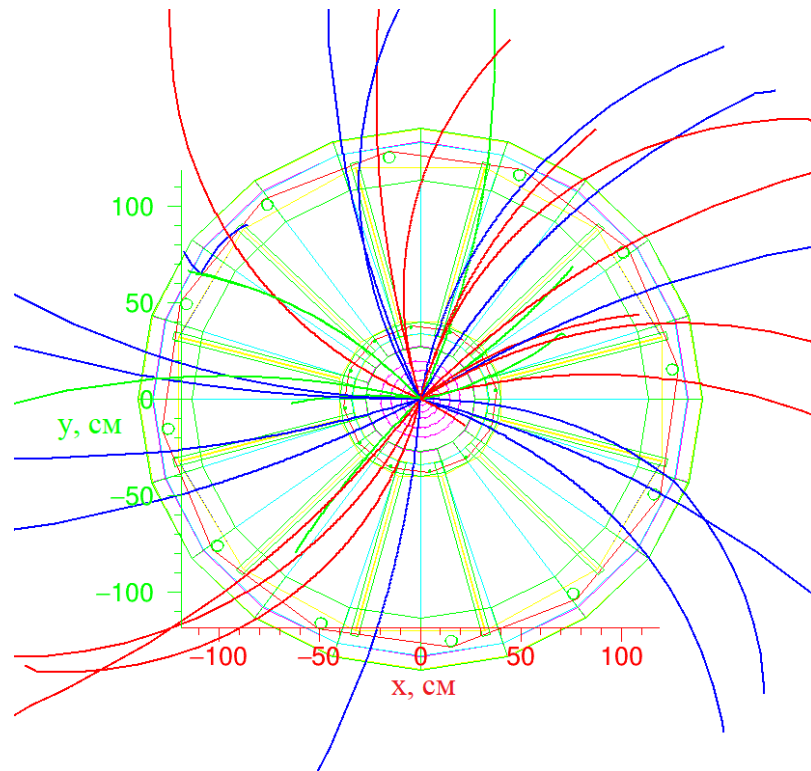


Рисунок 3.25. Треки частиц в IT и TRC в одном из событий с 28 частицами ($3 \Lambda_c + 10p + 10\pi^+ + 5K^-$)

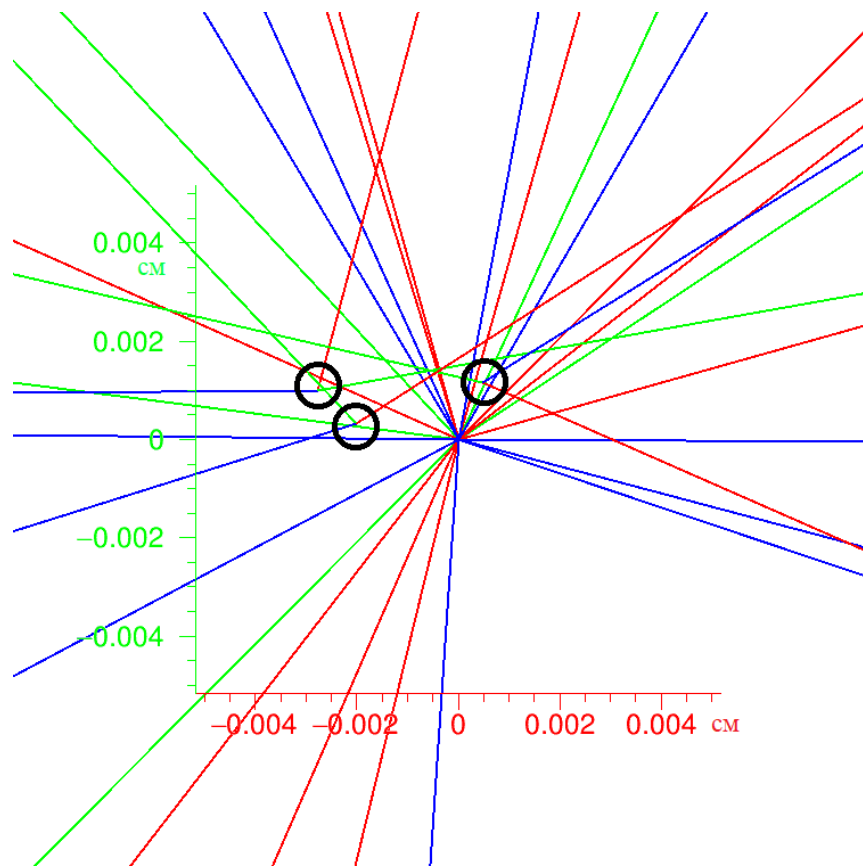


Рисунок 3.26. Треки частиц в IT и TPC в одном из событий с 28 частицами ($3 \Lambda_c + 10p + 10\pi^+ + 5K^-$) вблизи первичной вершины. Вершины распада Λ_c выделены черными кружками

На рисунках 3.27 - 3.28 показаны спектры по инвариантной массе $M(p, \pi^+, K^-)$, полученные соответственно до и после применения критериев отбора. Кроме того, на рисунке 3.28 продемонстрировано выделение сигнала на комбинаторном фоне путем аппроксимации фона полиномиальным распределением (параметры p_0 - p_3), а сигнала - распределением Гаусса (параметры p_4 - p_6 : p_5 - масса резонанса, p_6 - ширина резонанса).

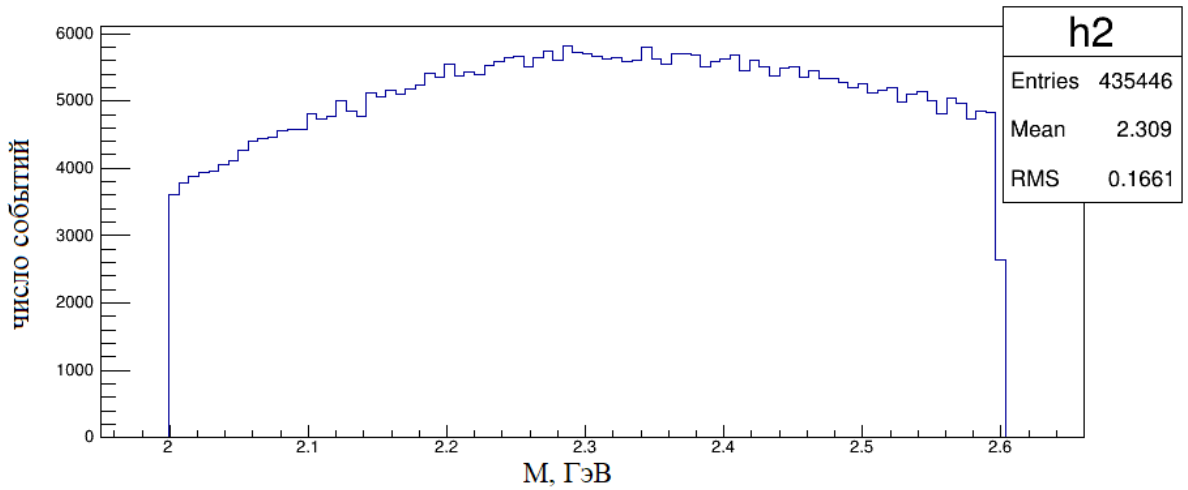


Рисунок 3.27. Спектр по инвариантной массе продуктов распада Λ_c

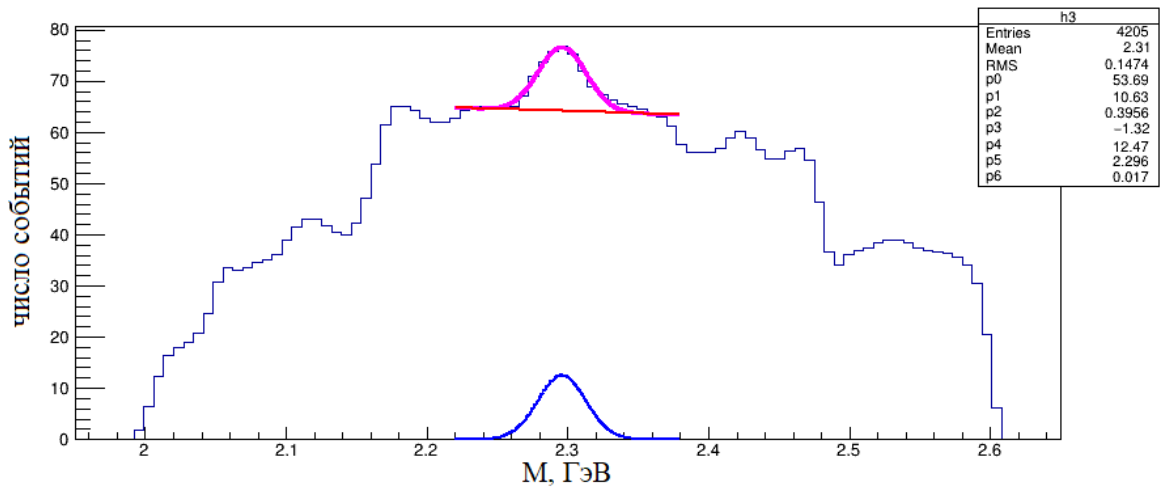


Рисунок 3.28. Спектр по инвариантной массе продуктов распада Λ_c после применения критериев отбора

Для подтверждения того, что использование критериев отбора приводит к выделению пика, отвечающего Λ_c^+ — частице, была проведена проверка, включающая в себя розыгрыш только фоновых событий. На рисунке 3.29 показаны спектры по инвариантной массе $M(p, \pi^+, K^-)$ до и после применения критериев отбора для фоновых событий (левый столбец: bgr) и для смешанных событий (правый столбец: bgr+signal).

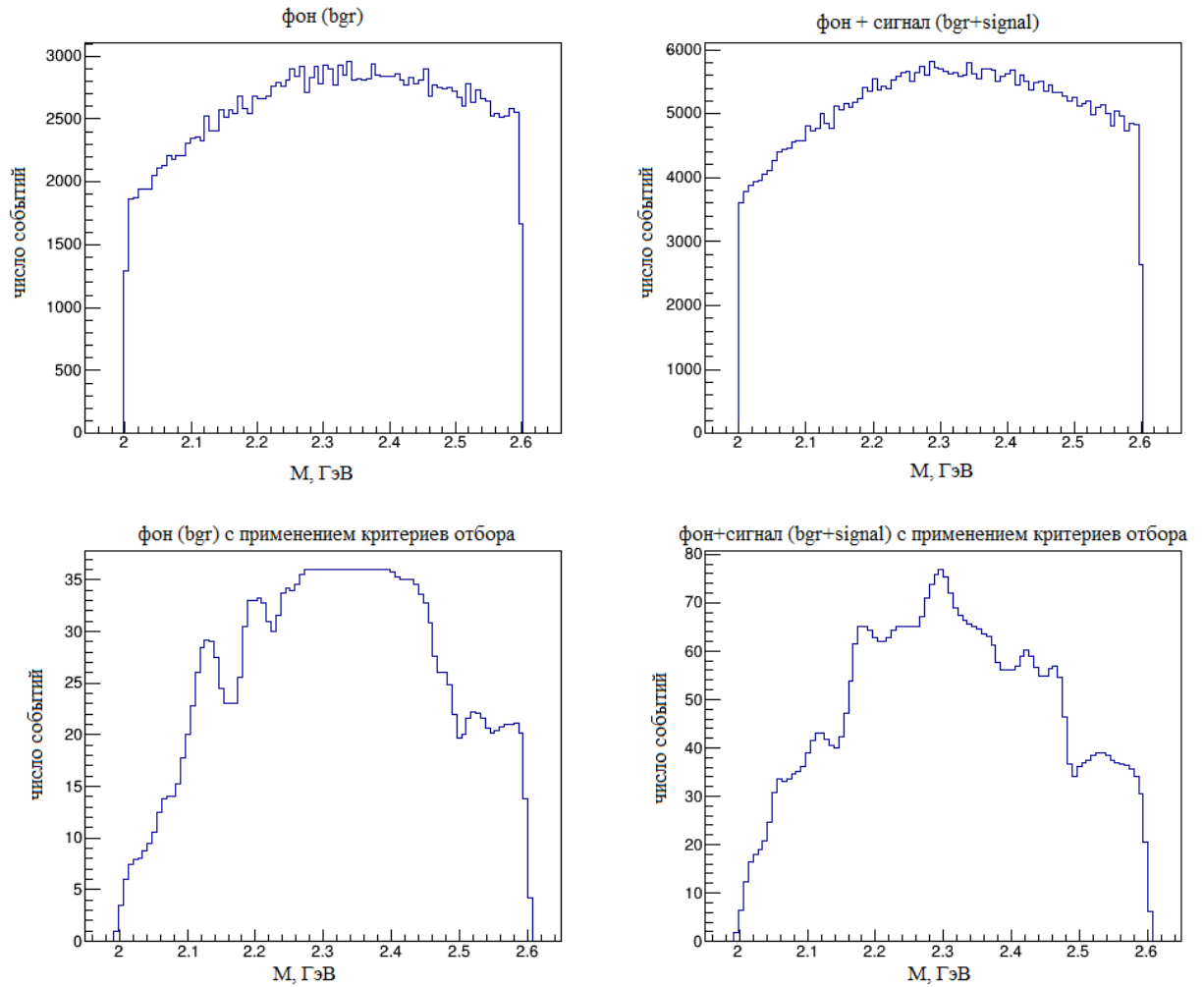


Рисунок 3.29. Спектры по инвариантной массе $M(p, \pi^+, K^-)$ до и после применения критериев отбора для фоновых и смешанных событий

Рисунок 3.29 демонстрирует отсутствие пика в области инвариантной массы Λ_c^+ для фоновых событий, тогда как «включение» в процесс моделирования сгенерированных Λ_c^+ приводит к его появлению с максимумом, приходящимся на табличное значение массы Λ_c^+ .

Заключение

В данной работе были изучены теоретические модели, описывающие выходы частиц в релятивистских столкновениях ядер и проведено моделирование трековой системы установки NICA – MPD. Получены следующие основные результаты:

- На основе стандартной статистической модели сделана оценка выходов странных частиц из ядерного файербола, образующегося в ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях. Показано, что отношение числа странных кварков к нестранным в файерболе, находящемся в состоянии кварк-глюонной плазмы, в 2.5 раза выше по сравнению с состоянием адронного газа, что свидетельствует о повышенном выходе странных частиц при адронизации кварк-глюонной плазмы.
- Создана программа для оценки пространственного разрешения внутреннего трекера MPD, на основе которой была рассчитана зависимость разрешения 5- и 6- слойных конфигураций трекера от поперечного импульса детектируемой частицы. Показано, что расстояние внутренних слоев трекера от точки соударения ядер и их взаимное расположение существенно влияют на величину пространственного разрешения трекера.
- Разработаны алгоритмы, на основе которых создана программа для реконструкции вершин распада странных частиц Λ^0 и Ξ^- . Показано, что применение оптимизированных критериев отбора позволяет надёжно выделять пики, отвечающие этим частицам в спектрах по инвариантной массе продуктов их распада.
- Создана программа для реконструкции вершин распада очарованных Λ_c^+ – барионов при редуцированном уровне комбинаторного фона. Показано, что применение оптимизированных критериев отбора,

усиленных ограничением области фазового пространства для трехчастичных распадов L_c^+ на основе диаграммы Далитца, позволяет выделять сигнал, отвечающий этой частице.

Список литературы

1. Rafelski J. Strangeness and quark gluon plasma // Phys. Rep. 1982. Vol. 88. P. 331.
2. J. Rafelski and B. Muller. Strangeness production in the Quark-Gluon Plasma // Physical Review Letters. 1982. Vol. 48, no 16. P. 1066.
3. Многоцелевой Детектор – MPD. Концептуальный дизайн-проект. Версия 1.4. 2016.
4. W.Snoeys. CMOS monolithic active pixel sensors for high energy physics // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2014. Vol. 765. P. 167.
5. И. М. Дремин, А. Б. Кайдалов. Квантовая хромодинамика и феноменология сильных взаимодействий // Успехи физических наук. 2006. Т. 176, № 3. с. 275.
6. S. Bethke. Experimental tests of asymptotic freedom //Progress in Particle and Nuclear Physic. 2007. Vol. 58. P. 351.
7. Ициксон К., Зюбер Ж.-Б. Квантовая теория поля: Пер. с англ.—М.: Мир. 1984. Т. 2. 400 с.
8. URL: http://en.wikipedia.org/wiki/Triple_point
9. R. B. Jacobsen, C. A. Z. Vasconcellos, B. E. J. Bodmann, F. Fernandez Quark-Gluon Plasma in neutron stars. Astronomy and Relativistic Astrophysics. 2010. P. 55-59.
10. Chin-Hao Chen. Studying the Early Universe via Quark-Gluon Plasma // Nuclear Physics B - Proceedings Supplements. 2014. Vol. 246-247. P.38-41.
11. T. Csorgo. Critical Opalescence: An Optical Signature for a QCD Critical Point // Contributed to 5th International Workshop on Critical Point Conference. 2009. p. 15.

12. В. П. Кондратьев, Г. А. Феофилов. Рождение странных частиц в релятивистских столкновениях тяжелых ионов // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2011. Т. 42. Вып. 6. с.1721-1803.
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. Часть 1. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. (1976) 584 с.
14. В. П. Кондратьев. Рождение странных частиц в столкновениях тяжелых ионов: диссертация доктора ф.-м. наук. Санкт-Петербургский государственный университет. 2013.
15. A. Capella, U. Sukhatme, C.- I.Tan, J. Tran Thanh Van. Dual parton model // Physics Reports. 1994. Vol. 236. P. 225-329.
16. N. S. Amelin, M. A. Braun, C. Pajares. Multiple production in the Monte Carlo string fusion model // Physics Letters B. 1993. Vol. 306. P. 312-318.
17. The UrQMD Model. URL: <http://urqmd.org/>
18. HIJING Monte Carlo Model. URL:
<http://ntc0.lbl.gov/~xnwang/hijing/index.html>
19. S. A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher, M. Brandstetter, L. Bravina, C. Ernst, L. Gerland, M. Hofmann, S. Hofmann, J. Konopka, G. Mao, L. Neise, S. Soff, C. Spieles, H. Weber, L. A. Winckelmann, H. Stocker, W. Greiner, Ch. Hartnack, J. Aichelin and N. Amelin: Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions Prog. Part. Nucl. Phys. 41 (1998) 225-370A. Bialas et al. Multiplicity distributions in nucleus-nucleus collisions at high energies. Nucl. Phys. B111 (1976) 461-476.
20. NICA Complex. URL: <http://nica.jinr.ru/complex.php>
21. NICA - Conceptual Design Report. T.1. 2015.
22. E. D. Courant, M. S. Livingston, H. S. Snyder. The Strong-Focusing Synchrotron – A New High Energy Accelerator // Phys. Rev. 88. 1952. P. 1190.

23. М. Н. Хачатурян. Калориметры электромагнитного излучения на основе сцинтилляционных кристаллов // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2003. Т. 34. Вып. 5.
24. C. Patrignani et al. The Review of Particle Physics (2017), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) and 2017 update. URL: <http://pdg.lbl.gov/>.
25. ALICE collaboration and others. Upgrade of the Inner Tracking System. Conceptual Design Report // Phys. Rev. Lett., 105:252302. 2012.
26. MpdRoot Software. URL: <http://git.jinr.ru/nica/mpdroot>
27. Fairsoft. URL: <http://github.com/FairRootGroup/FairSoft>
28. Geant 4. URL: <http://geant4.web.cern.ch/>
29. А. И. Зинченко, Ю. А. Мурин, В. П. Кондратьев, Н. А. Прокофьев. Моделирование внутренней трековой системы установки NICA-MPD // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13. №4(202). С. 763-776.
30. Е. А. Строковский. Лекции по основам кинематики элементарных процессов. Москва. Университетская книга. 2010.
31. К. К. Gudima, S. G. Mashnik, A. J. Sierk. User Manual for the Code LAQGSM. Los Alamos. 2001.
32. Gorbunov S. et al. Fast SIMDized Kalman Filter Based Track Fit // Comp. Phys. Comm. 2008. V. 178. P. 374-383.
33. Kalman R. E. A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems // Trans. ASME. Ser. D. J. Basic Eng. 1960. V. 82. P. 35-45.
34. Wolin E. J., Ho L. L. Covariance Matrices for Track Fitting with the Kalman Filter // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V. 329. P. 493-500.
35. Maksym Zyzak. Online selection of short-lived particles on many-core computer architectures in the CBM experiment at FAIR: Doctoral Thesis. Universitätsbibliothek Johann Christian Senckenberg. 2016.