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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

# «ФАКТОР ЯДЕРНОЙ МОДИФИКАЦИИ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ПРОГРАММЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СКАНИРОВАНИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ STAR»

Выполнил студент:
409 академической группы
Манухов Степан Ильич

_____

Научный руководитель:
кандидат физ.-мат. наук
Климочкина Анна Александровна

_____

Научный консультант:
кандидат физ.-мат. наук
Апарин Алексей Андреевич

_____

Допущен к защите _____
Зав. кафедрой академик РАН
Матвеев В. А. _____

МОСКВА
2022

# Оглавление

**Введение** **3**

**1. Теоретическое введение** **4**

1.1. Кварк-глюонная плазма . . . . . 4

1.2. Фактор ядерной модификации . . . . . 10

**2. Описание эксперимента STAR** **15**

2.1. Ускоритель RHIC . . . . . 15

2.2. Детектор STAR . . . . . 17

2.3. Программное обеспечение и реализация . . . . . 19

**3. Результаты** **22**

3.1. Экспериментальные данные . . . . . 22

3.2. Критерии отбора качественных событий и треков . . . . . 22

3.3. Спектры от поперечного импульса . . . . . 29

3.4. Фактор ядерной модификации . . . . . 32

**Выводы** **35**

**Заключение** **37**

**Список использованных источников** **37**

# Введение

При больших температурах и барионных плотностях ожидается возникновение нового состояния адронного вещества - кварк-глюонной плазмы (КГП). Такие условия могут быть созданы в соударениях тяжелых ионов на современных коллайдерах. Одним из индикаторов возникновения КГП в этих соударениях является поведение фактора ядерной модификации $R_{CP}$ - отношения нормированных на число бинарных столкновений спектров поперечного импульса в центральных событиях к периферическим. При больших энергиях из-за вязкости плазмы ожидается подавление высокоимпульсных частиц, что должно привести к уменьшению фактора ядерной модификации. Данная работа посвящена расчёту $R_{CP}$ при различных энергиях в столкновениях Au + Au на релятивистском коллайдере тяжелых ионов (Брукхейвенская национальная лаборатория, США) в рамках второй программы энергетического сканирования (BES-II) в эксперименте STAR, а также сравнению с предыдущей программой BES-I.

В главе 1 дано теоретическое введение и описаны измеряемые величины: спектры от поперечного импульса и фактор ядерной модификации. Глава 2 содержит краткое описание ускорителя RHIC, эксперимента STAR, а также использовавшегося в работе программного обеспечения. В главе 3 описаны результаты работы: представлены спектры от поперечного импульса и фактор ядерной модификации (19.6 ГэВ и 27 ГэВ). Обсуждение результатов вынесено в выводы.

# Глава 1.

# Теоретическое введение

## 1.1. Кварк-глюонная плазма

Для понимания общей картины физики элементарных частиц и постановки проблемы данной работы необходимо обратиться к Стандартной Модели, согласно которой все вещество состоит из 6 кварков: up, down, charm, strange, top, и bottom; из 6 лептонов: электронов, мюонов, таонов, электронных нейтрино, мю-нейтрино и тау-нейтрино; а также 12 соответствующих им античастиц. Кварки участвуют в сильном, электромагнитном и слабом взаимодействиях, электроны, мюоны и таоны - в электромагнитном и слабом, а нейтрино — только в слабом. Взаимодействие осуществляется посредством специальных переносчиков — так называемых калибровочных бозонов. Электромагнитное взаимодействие осуществляется посредством фотонов $\gamma$, слабое — через 3 тяжелых бозона Z, $W^{\pm}$, а сильное — через 8 глюонов g. Наконец, массы лептонов и кварков интерпретируются как константы взаимодействия с полем бозона Хиггса H. [1]

Сильное взаимодействие — это одно из четырех фундаментальных взаимодействий, в котором участвуют кварки и глюоны, а также частицы, состоящих из них - адроны. Адроны, состоящие из трех кварков ($qqq$) называются барионами, трех антикварков ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$)- антибарионами, а пары ($q\bar{q}$) - мезонами. Примеры барионов — протоны ($uud$) и нейтроны ($udd$), пример мезонов — пионы $\pi^0$ ($u\bar{u}$ или $d\bar{d}$), $\pi^{\pm}$ ($u\bar{d}$ или $d\bar{u}$).

При рассмотрении частиц $\Delta^-(ddd)$, $\Delta^{++}(uuu)$ или $\Omega^-(sss)$ вид-

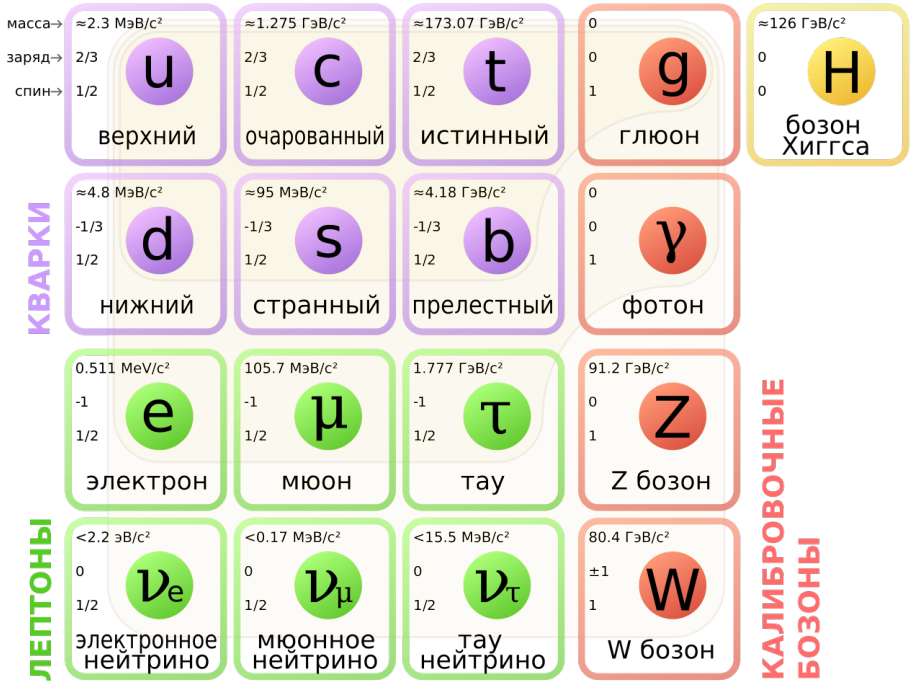



Рис. 1.1: Стандартная модель элементарных частиц

но, что кварки в них находятся в одном и том же квантовом состоянии (орбитальные моменты равны нулю, а спины сонаправлены), что противоречит принципу Паули. Это приводит к необходимости введения квантового числа — цвет. Считается, что кварки бывают трех цветов — красный ($r$), зеленый ($g$) и синий ($b$), а антикварки — антикрасными ($\bar{r}$), антизелеными ($\bar{g}$) и антисиними ($\bar{b}$). Структуры ($rgb$), ($\bar{r}\bar{g}\bar{b}$), а также (цвет+антицвет) считаются бесцветными. Все наблюдаемые в эксперименте структуры, состоящие из кварков, являются бесцветными, откуда, в частности, следует, что кварки в свободном состоянии не наблюдаются. [1]

Взаимодействие между кварками осуществляется через глюоны. Глюоны — это частицы со спином 1 и нулевой массой. Важной особенностью глюонов является возможность взаимодействовать друг с другом, а не только с кварками. Оказывается, именно из-за этого константа сильного взаимодействия $\alpha_S \to 0$ на малых расстояниях, а на больших, наоборот, $\alpha_S \to \infty$

Откуда следует два важных свойства взаимодействия кварков [2]:

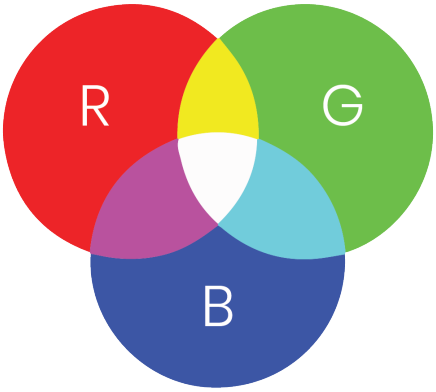



Рис. 1.2: Цветовой заряд кварков: сумма синего, зеленого и красного считается бесцветной

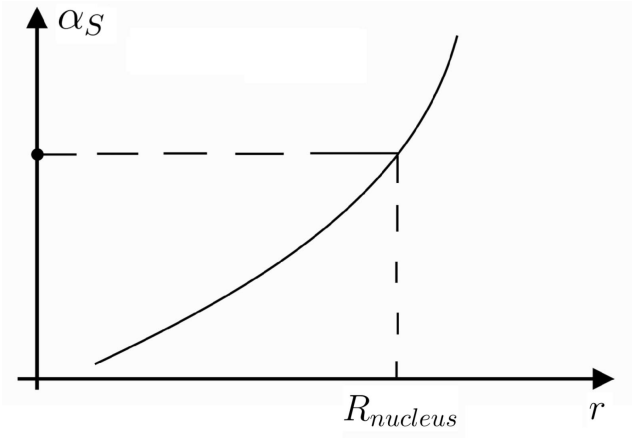



Рис. 1.3: Зависимость константы сильного взаимодействия от расстояния между кварками

- асимптотическая свобода при $r \to 0$, то есть отсутствие взаимодействия кварков на малых расстояниях
- конфайнмент при $r >> R_{nucleus}$, то есть невозможность наблюдения кварков в свободном состоянии.

При попытке "оттянуть"один кварк из исходного адрона (например, с помощью фотона) возникают силы, стремящиеся вернуть кварк в исходное положение. Если энергии достаточно много, то возникает пара кварк+антикварк, которая разлетается в разные стороны и образуется два новых адрона.

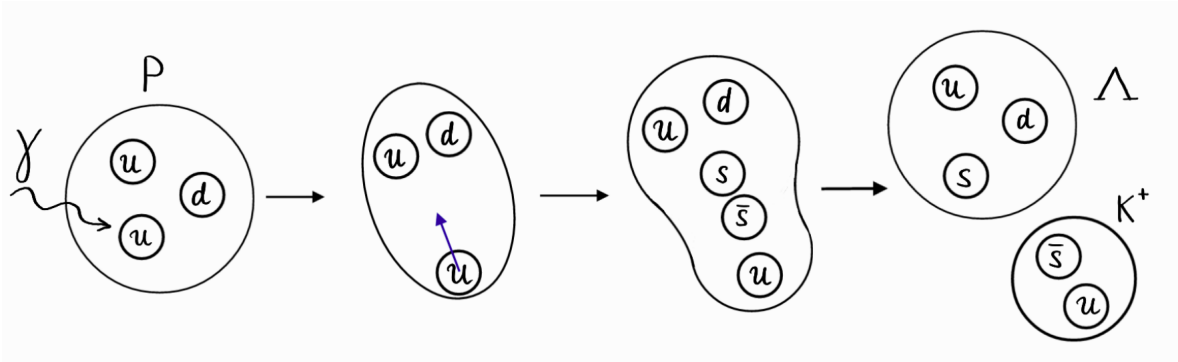



Рис. 1.4: Проявление конфайнмента кварков на примере реакции $p+\gamma \to \Lambda + K^+$

Теория, описывающая сильное взаимодействие, называется квантовой хромодинамикой (КХД).

Возникает вопрос, при всех ли внешних условиях кварки образуют адроны, или возможны ситуации, в которых они ведут себя иначе? Для ответа на него рассмотрим систему кварков/адронов как термодинамическую систему. Ее состояние задается с помощью температуры и барионного химического потенциала (или температуры и ядерной плотности). Отметим, что вопрос о возможности такого рассмотрения применительно к сталкивающимся ядрам является дискуссионным [3] - установление локального термодинамического равновесия в точке соударения может и не происходить.

Однако ожидается [2], что при больших плотностях (порядка 10 ядерных) и/или больших температурах (T>150-170 МэВ) адроны настолько сблизятся, что кварки, находящиеся внутри них смогут преодолеть "оболочку"своих адронов, то есть смогут проходить расстояния большие, чем 1 фм (произойдет деконфайнмент). Это возможно из-за асимптотической свободы кварков, благодаря которой они, находясь вблизи друг друга, практически не взаимодействуют между собой. Именно это состояние адронного вещества называется кварк-глюонной плазмой.

Ниже представлена фазовая диаграмма КХД. На ней можно видеть следующие области:

- Адронная материя. В этом состоянии кварки находятся внутри адронов и не могут покинуть их границ.
- Ядерная материя. Частный случай адронной материи, которую мы наблюдаем в обычной жизни. Температура практически равна нулю, а химический потенциал равен примерно 930 МэВ. (Так как масса нуклона $\approx$ 940 МэВ, энергия связи $\approx$ 10 МэВ, поэтому энергия добавления частицы в систему $\mu \approx$ 940 - 10 = 930 МэВ)
- Кварк-глюонная плазма. В этом состоянии кварки могут преодолевать расстояния большие, чем размер адрона ($\approx$ 1фм). Согласно современным представлениям КГП представляет собой скорее сильно взаимодействующую жидкость, нежели газ свободных кварков и глюонов. [4]
- Нейтронные звезды и цветная сверхпроводимость наблюдается при малых температурах, но большом барионном химическом потенциале.

Рис. 1.5: Фазовая диаграмма КХД

Переходы между адронной материей и КГП могут быть двух типов:

- В области $\mu \approx 0$ — это кроссовер (то есть плавный переход из одной фазы в другую, без скачков производных термодинамических потенциалов) [5]
- При $\mu > \mu_{crit}$ — это фазовый переход первого рода (то есть переход, при котором наблюдается скачек первых производных термодинамических потенциалов) [6]

Откуда можно сделать предположение, что на фазовой диаграмме существует критическая точка, слева от которой будет наблюдаться переход одного типа, в справа — другого.

Согласно современным космологическим представлениям после Большого Взрыва с $10^{-10}$ сек до $10^{-5}$ сек вселенная находилась в состоянии кварк-глюонной плазмы. Более того, это было самое важное событие между электрослабым отделением и нуклеосинтезом. В зависимости от типа перехода (кроссовер, ФП 1-го или 2-го рода) возможны различные космологические модели описания этого периода времени [7], что повышает интерес к экспериментам на коллайдерах, воспроизводящим состояние КГП.

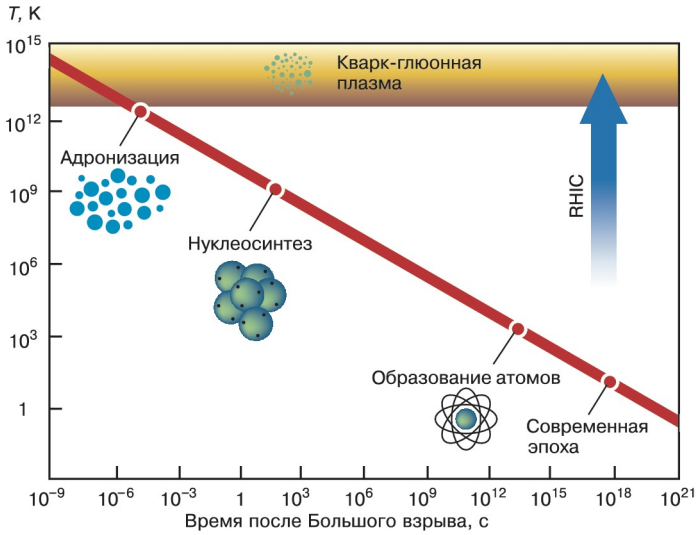



Рис. 1.6: Эволюция ранней вселенной

Главной особенностью релятивистской ядерной физики является то, что состояния с экстремальной плотностью материи можно иссле-

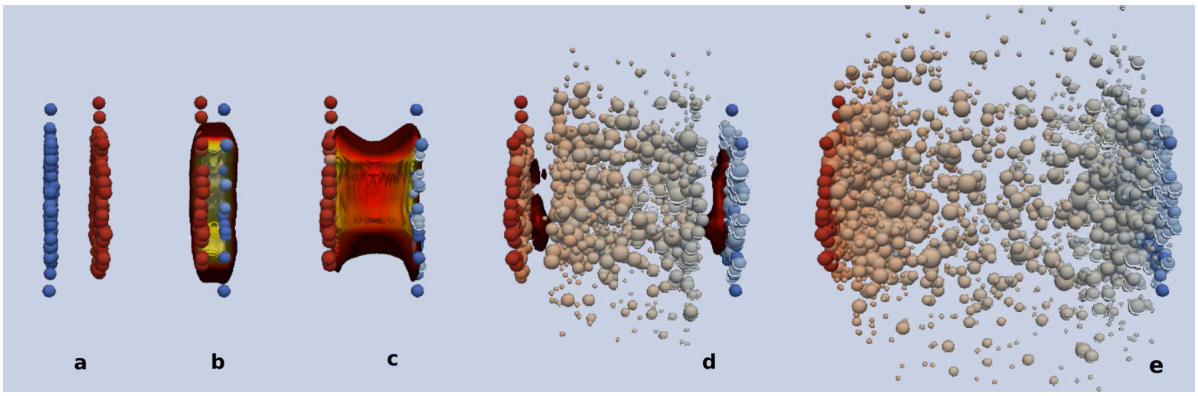



Рис. 1.7: Модель столкновения тяжелых ионов

довать в лаборатории в столкновениях тяжелых ионов. Схематическое изображение такого столкновения представлено на рисунке. На этапе (a) ядра (плоские из-за лоренцего сжатия) подлетают друг к другу, затем(этап b) ядра начинают взаимодействие, в результате которого образуется сильновзаимодействующая плазма (файербол). Далее ядра разлетаются, файербол увеличивается (этап c), а партоны внутри него остывают. Наконец, в какой-то момент (этап d) плазма распадается на сильно взаимодействующие адроны (кинетическое вымораживание), после чего (этап e), спустя некоторое время, адроны перестают взаимодействовать друг с другом (химическое вымораживание) [2].

Горячая материя, образующаяся в момент столкновения, существует всего $10^{-22} - 10^{-23}$ сек. Поэтому ее исследование можно проводить только опосредованным образом, например, через спектры конечных частиц и получаемый из них фактор ядерной модификации $R_{CP}$, о котором пойдет речь в следующем разделе.

## 1.2. Фактор ядерной модификации

Рассмотрим столкновение двух ядер. Один акт столкновения называется событием. Все события можно разделить на центральные и периферические по прицельному параметру b. Так как напрямую это расстояние измерено быть не может, события разделяют по классам центральности с помощью множественности столкновения (reference multiplicity),

то есть на основании количества заряженных частиц, родившихся в этом столкновении. При этом предполагается, что зависимость прицельного параметра от множественности b = f(RefMult) строго убывающая, то есть чем больше прицельный параметр, тем меньше рождается частиц, и, наоборот, чем меньше прицельный параметр, тем больше рождается частиц.

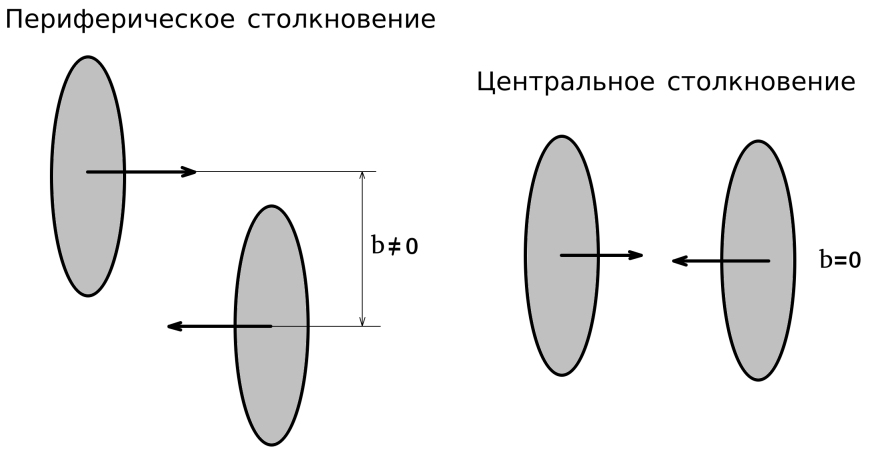



Рис. 1.8: Центральные и периферические события

В этой работе все события разделяются на классы 0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40%, 40-50%, 50-60%, 60-70% и 70-80%. Где 0-5% - это 5% самых центральных столкновений, то есть 5% столкновений с наибольшей множественностью, 5-10% - следующие по множественности 5% столкновений, и так далее. Ультрапериферические события (80-100%) не рассматриваются.

Введем ось Z вдоль линии столкновения, а оси X и Y перпендикулярно этой линии (см. рисунок 1.9). В результате столкновения образуется множество частиц, летящих во все стороны. Каждая из них характеризуется определенной траекторией, называемой треком. Проекция импульса трека $\vec{p}$ на ось Z называется продольным импульсом $p_{||}$, а на плоскость XY - поперечным импульсом $p_T$. Направление полета образовавшейся частицы можно задавать с помощью сферических углов $(\theta, \phi)$, однако ввиду лоренц-неинвариантности переменной $\theta$, используют т.н. псевдобыстроту (инвариантную в продольном направлении), связанной

с $\theta$ по формуле:

$$\eta = -ln(tg(\theta/2) \tag{1}$$

Попадание частицы в боковую поверхность время-проекционной камеры (описание которой дано в главе 2) соответствует интервалу псевдобыстрот $\eta \in [-0.5, 0.5]$ ($\Rightarrow d\eta = 0.5 - (-0.5) = 1$).

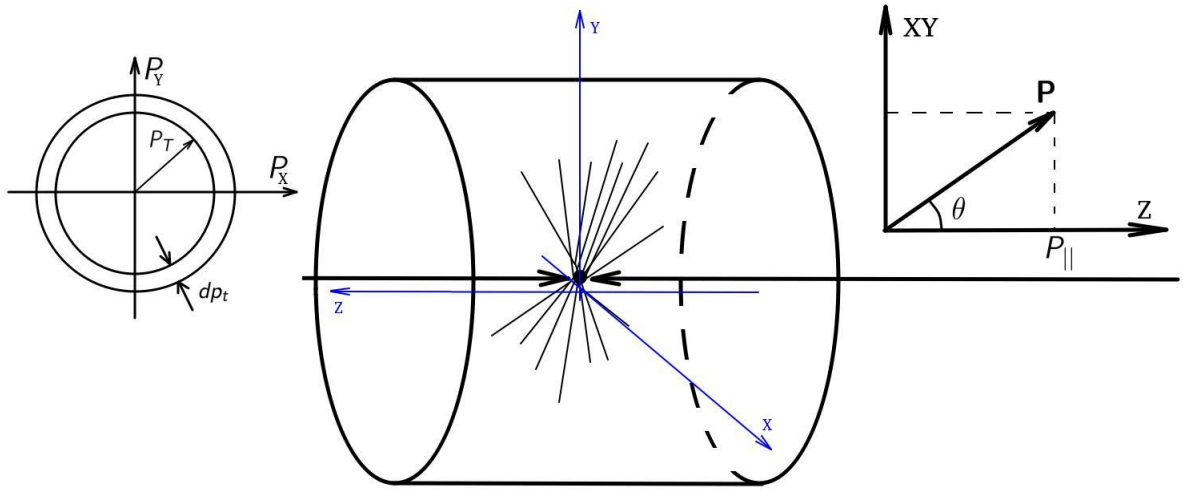



Рис. 1.9: Геометрия столкновения

Спектр поперечного импульса - это:

$$f(p_T) = \frac{1}{2\pi p_T}\frac{dN}{dp_T d\eta}, \tag{2}$$

То есть это количество заряженных частиц, рожденных в одном событии (в данном классе центральности), у которых

- поперечный импульс лежит в интервале $p_T \in [p_T, p_T + dp_T]$ (множитель $2\pi p_T dp_T$ - это площадь кругового слоя в импульсном пространстве, см. рисунок 1.9 слева)
- псевдобыстрота лежит в интервале $\eta \in [-0.5, 0.5]$

Рассмотрим столкновение ядер вдоль оси Z. В области перекрытия будет происходить взаимодействие нуклонов (рис. 1.10). Соударяющиеся нуклоны называются участниками (сплошные кружки), а не соударяющиеся - спектаторами (пунктирные кружки).

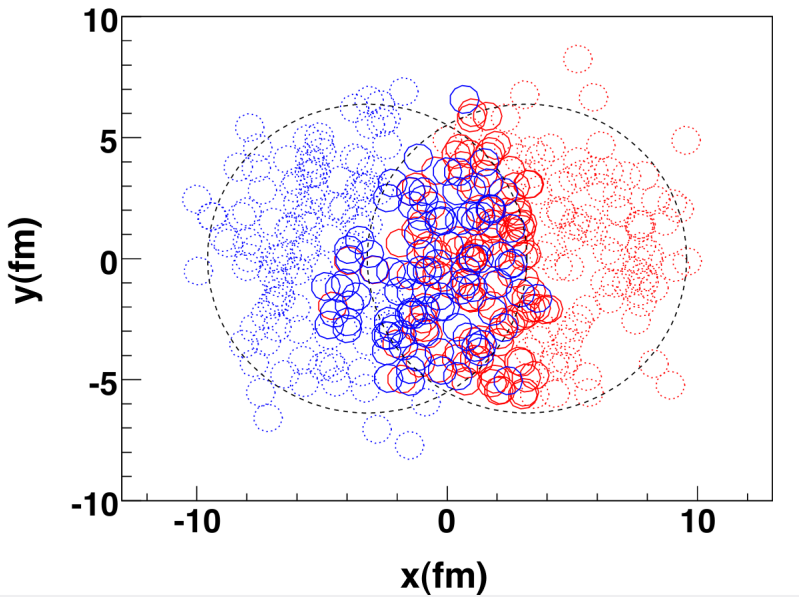



Рис. 1.10: Столкновение Au+Au (моделирование Монте-Карло)

Количество бинарных столкновений $N_{coll}$ - это количество пар столкновений нуклонов-участников друг с другом. Оно определяется с помощью моделирования Монте-Карло, в котором распределение нуклонов в ядре задается стохастически согласно плотности вероятности (обычно это сферически симметричная функция с гладкой зависимостью от радиуса) [8]

Тогда величина:

$$g(p_T) = \frac{1}{< N_{coll} >} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{dN}{dp_T d\eta}, \tag{3}$$

будет характеризовать количество рождающихся в одном бинарном столкновении частиц.

Фактором ядерной модификации называется отношение нормированных таким образом спектров в центральных столкновениях к периферическим, то есть:

$$R_{CP} = \frac{g(p_T)_{cent}}{g(p_T)_{per}} = \frac{< N_{coll} >_{per}}{< N_{coll} >_{cent}} \frac{(dN/dp_T d\eta)_{cent}}{(dN/dp_T d\eta)_{per}} \tag{4}$$

Если $R_{CP} < 1$ - то на одно бинарное столкновение в центральных событиях рождается меньше частиц с данным импульсом, чем в пери-

ферическим. Если $R_{CP} > 1$ - наоборот. Таким образом, фактор ядерной модификации говорит об отличиях в рождаемости частиц между центральными и периферическими событиями. Изменение поведения фактора ядерной модификации говорит об изменении характера столкновения. Если при малых энергиях ожидается, что в центральных событиях (на одно бинарное столкновение) рождается больше частиц с высоким импульсом, чем в периферических, то при больших энергиях, в которых образуется сильновзаимодействующая плазма, частицы с большим поперечным импульсом будут подавляться. Причем чем меньше прицельный параметр (чем центральнее столкновение), тем больше объем файербола, и, следовательно, больше подавление высокоимпульсных частиц.

# Глава 2.

# Описание эксперимента STAR

В работе используются данные из детектора STAR, расположенного на релятивистском коллайдере тяжелых ионов (RHIC).

## 2.1. Ускоритель RHIC

Релятивистский коллайдер тяжелых ионов (RHIC) — первый и один из двух действующих коллайдеров тяжелых ионов, а также единственный коллайдер протонов со спиновой поляризацией. Расположен в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL), штат Нью-Йорк. На данный момент RHIC является вторым по мощности коллайдером тяжелых ионов в мире после Большого адронного коллайдера.

Ускорение ионов золота в RHIC происходит следующим образом [9]:

- Источник ионов электронного пучка (Electron beam ion source, EBIS) создает первоначально ускоренные ионы, попадающие в бустер. EBIS служит началом ускорительной системы RHIC [10], однако раньше для этих целей использовался ускоритель Ван Дер Граафа.

- В бустере (booster) производится ускорение до 95 МэВ/нуклон, а на выходе из него стоит пленка, которая сбивает все электроны с атома золота за исключением двух низколежащих электронов K-оболочки, то есть заряд иона на выходе из бустера равен +77.

- Затем ион золота попадает в синхротрон с переменным градиентом (Alternating Gradient Synchrotron, AGS), где окончательно формиру-

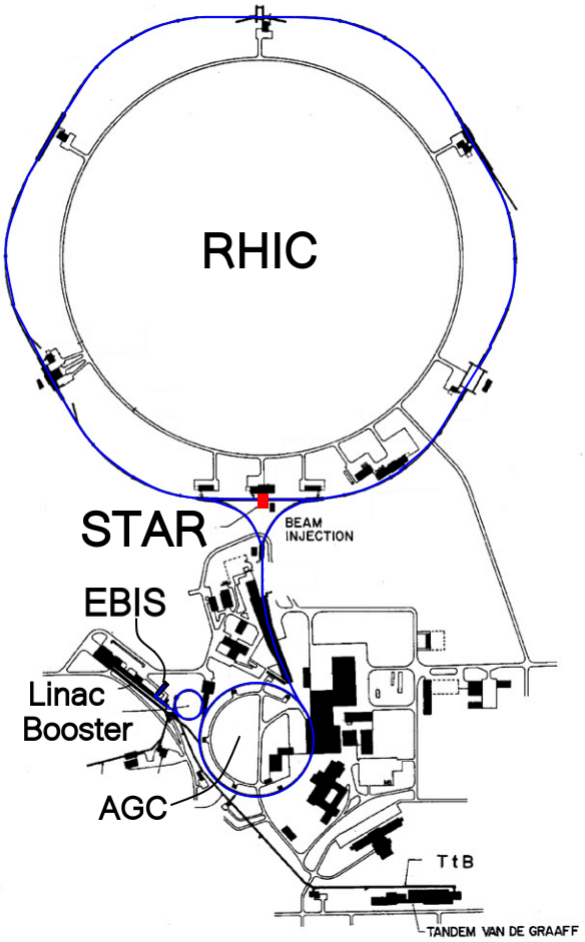



Рис. 2.1: Ускорение ионов золота в RHIC

ется пучок, попадающий в основной коллайдер (RHIC). На выходе из AGS пучок имеет энергию 8.86 ГэВ/нуклон, а оставшиеся два электрона окончательно выбиваются.

- В основном коллайдере (RHIC) есть два канала (синий и желтый), в которых в противоположных направлениях летят ядра золота. Результат работы ускорительной системы - это пучок ионов золота, распределенный по сгусткам, в каждом из которых находится примерно $10^9$ ядер. Интенсивность пучка составляет около $2*10^{26}$ см$^{-2}$с$^{-1}$. Время между двумя пересечениями сгустков - 600 мкс. Длина сгустка - около 20 см. Энергия может меняться в пределах от 8.86 до 100 ГэВ/нуклон. В точке столкновения синий и желтый каналы сводятся, в этом же месте находится детекторная система STAR.

Весь путь, проходимый ионами изображен на рисунке 2.1 синей линией. Красным цветом изображено положение детектора STAR.

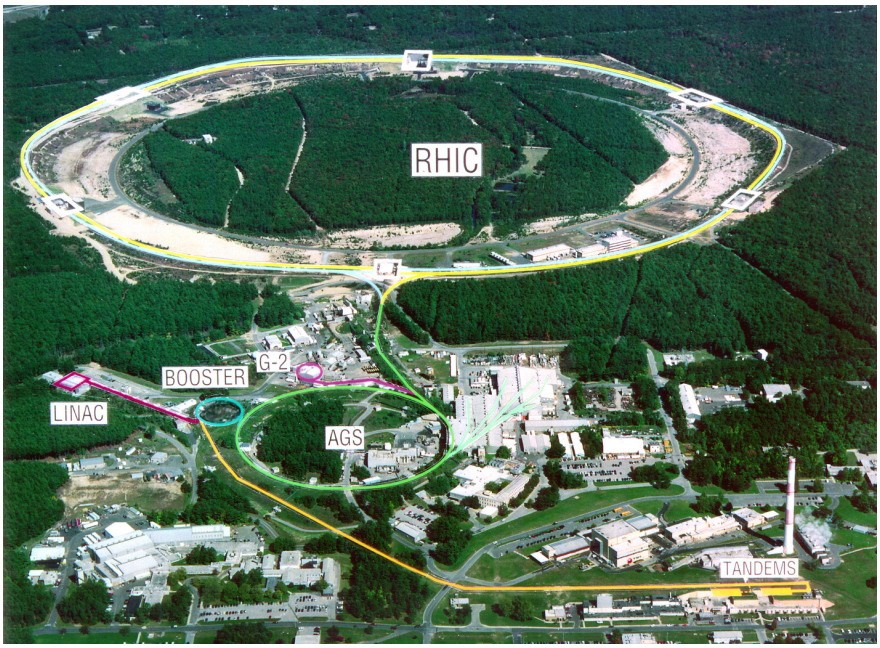



Рис. 2.2: Внешний вид RHIC

## 2.2. Детектор STAR

Эксперимент STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) - это один из двух основных экспериментов на релятивистском коллайдере тяжелых ионов (RHIC). Основная научная цель STAR состоит в изучении формирования кварк-глюонной плазмы (КГП), состояния вещества, которое, как считается, образуется при достаточно высокой плотности энергии. Как отмечалось выше, обнаружение и понимание КГП позволяет лучше понять Вселенную в первые секунды после Большого взрыва, а также лучше понять сильное взаимодействие. Общий вид детектора представлен на рисунке.

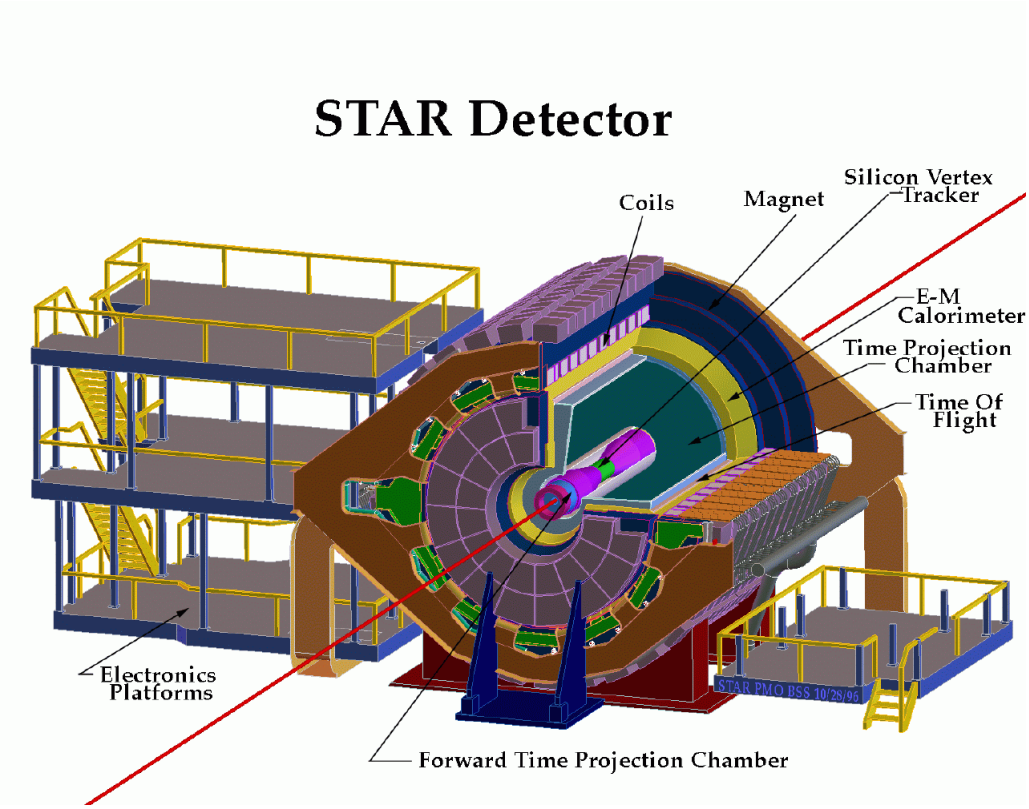



Рис. 2.3: Детектор STAR

Детектор состоит из нескольких подсистем: время-проекционной камеры (TPC); магнитов; время-пролетной камеры (TOF); калориметра нулевого градуса (ZDC), и других.

В данной работе использовались данные из время-проекционной камеры (TPC).

Время-проекционная камера (TPC) [11,12] используется как основной детектор по восстановлению треков. Устройство TPC показано на рисунке.

TPC заполнена газом P10 (10% метана и 90% аргона). Детектор разделен на две части высоковольтной мембраной, благодаря которой создается электрическое поле $\vec{E}$, направленное к ней. Клетки внешнего и внутреннего поля делают электрическое поле более однородным, что важно для восстановления треков. Внешним магнитом внутри области TPC также создается однородное магнитное поле $\vec{B}$.

Частица, образовавшаяся в результате столкновения, ионизирует

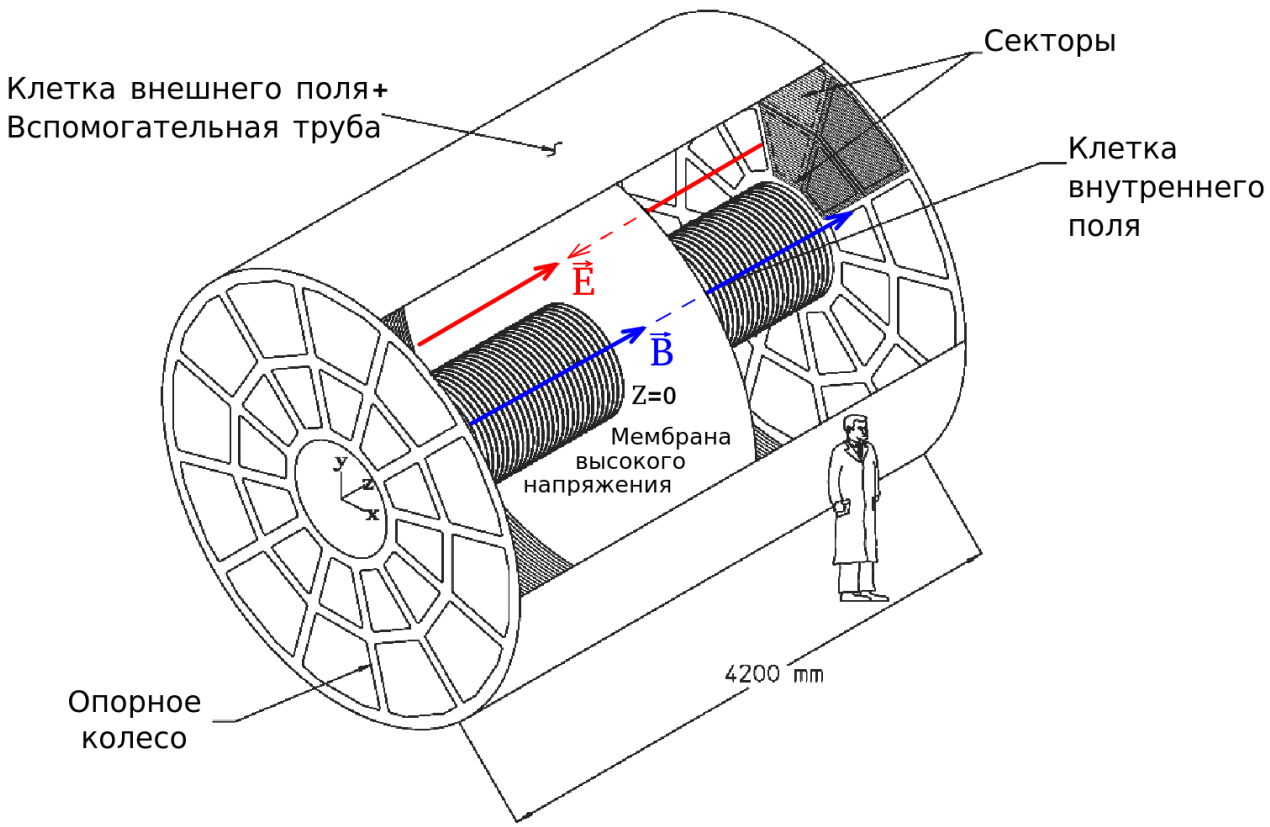



Рис. 2.4: Время-проекционная камера

газ, образуя множество электронов и ионов. Электроны разлетаются к анодам, на которых находятся считывающие площадки. Зная, в какую из ячеек попадает электрон, а также время, которое прошло от момента столкновения, можно восстановить точку ионизации. По совокупности таких точек восстанавливается трек изначальной частицы, а также импульс, потери энергии и др. По направлению отклонения в магнитном поле определяется заряд частицы. Наконец, положение вершины определяется на основании экстраполяции треков во внутреннюю часть детектора.

## 2.3. Программное обеспечение и реализация

ROOT - это пакет объектно-ориентированных программ (ООП) и библиотек, основанных на C++. ROOT разработан Центром европейских ядерных исследований специально для физики высоких энергий [16]. В эксперименте STAR используется пакет библиотек StRoot, содержащий

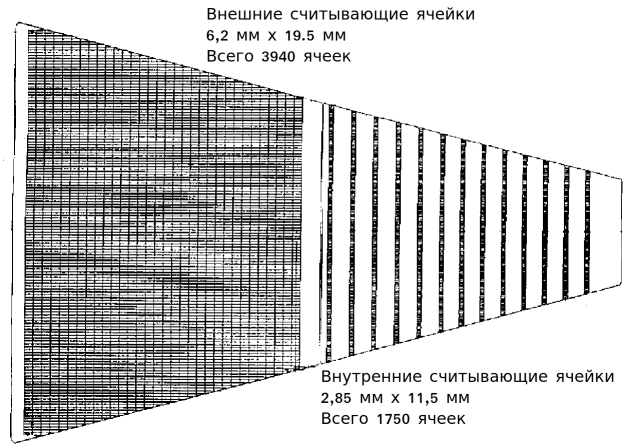



Рис. 2.5: Один из считывающих секторов TPC

специфические для эксперимента программы. [17]

Данные, поступающие из детектора проходят первоначальную обработку: из срабатываний отдельных подсистем восстанавливается точки ионизации треков, время их создания. Затем рассчитываются примерные траектории частиц, их импульсы, потери энергии, заряд, восстанавливается первичная вершина столкновения, находится первичные и вторичные треки и т.д. После этого данные записываются в файлы расширения picoDst.root, где хранятся в виде т.н. деревьев. Внутри каждого дерева есть несколько веток, внутри веток лежат гистограммы и всевозможные распределения (см. рисунок 2.8)

Так как объем обрабатываемых данных очень велик, основные расчёты производятся на суперкомпьютере коллаборации, находящемся в Брукхейвене. Запуск суперкомпьютера осуществляется с помощью xml-скриптов, копирующих коды к данным (копирование данных к кодам было бы нерационально из-за их объема), производящих обработку на месте и затем переносящих результат обработки в локальную директорию, выделенную под пользователя.

Все коды, написанные автором, находятся на платформе GitHub [18] вместе с инструкцией по запуску. Основных программы две: AnalysisXXGeV.C (где XX - энергия) и RCP.C

- На вход программы AnalysisXXGeV.C подается файл исходных дан-

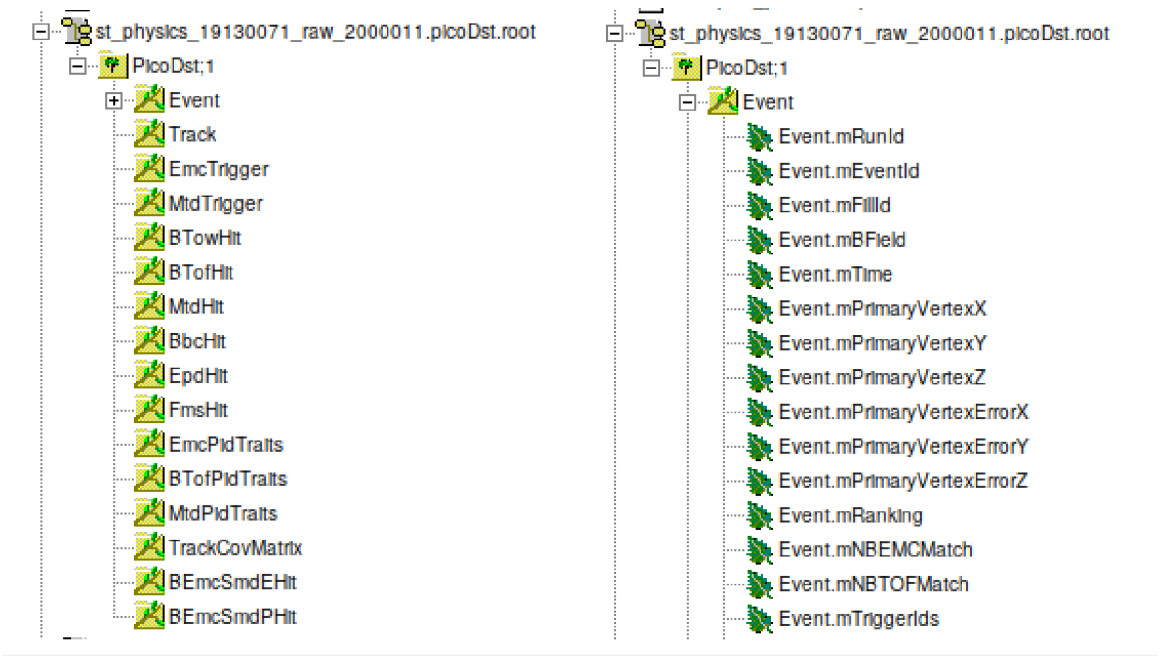



Рис. 2.6: Структура хранение данных в STAR. Внутри дерева PicoDst находятся ветки Event, Track и др. Внутри веток Event и Track находятся данные о событиях и треках: например, переменная Event.mPrimatyVertexX содержит положение первичной вершины столкновения по оси X

ных (структура которых изображена на рисунке 2.8), а на выходе получается root-файл, содержащий в себе спектры поперечного импульса в различных классах центральности, а также гистограммы некоторых распределений (по множественности столкновений, по вершине, по числу срабатываний TPC и др.). Этот код запускается на суперкомпьютере с помощью xml-скрипта. После обработки итоговый файл загружается на персональный компьютер и запускается следующий код.

- RCP.C использует результат обработки первой программы - файлов со спектрами, которые затем использует для построения фактора ядерной модификации.

# Глава 3.

# Результаты

## 3.1. Экспериментальные данные

Информация о данных, использовавшихся в работе, представлена в Таблице 1.

| Энергия | Год | Production | Количество событий |
|---|---|---|---|
| 27 ГэВ | 2018 | P19ib | 600 миллионов |
| 19.6 ГэВ | 2019 | P21ic | 700 миллионов |

Таблица 1. Данные.

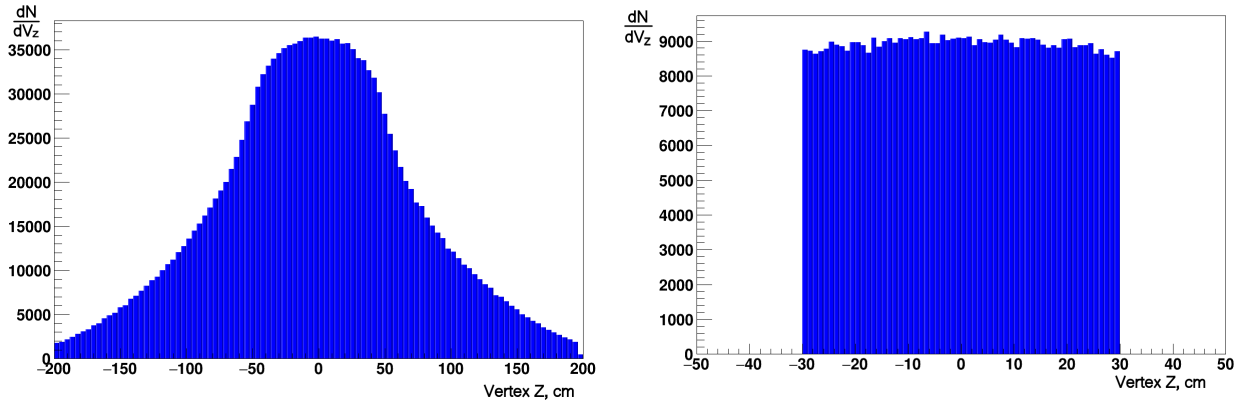
## 3.2. Критерии отбора качественных событий и треков

Отбор данных необходим, так как среди столкновений всегда есть неподходящие события (например соударения с трубой), а среди подходящих событий всегда есть неподходящие треки (слишком короткие, или, например, выходящие не из вершины). Эти данные не должны попасть в анализ.

Критерии отбора взяты на основании работы [15], произведенной коллаборацией STAR в рамках программы BES-I. Рассмотрим кратко каждый из них.

а) Вершина по оси Z должна лежать в интервале $[-30, 30]$ см, иначе будут рассматриваться события произошедшие далеко от центра детектора, а образовавшиеся частицы не будут попадать в боковую сторону

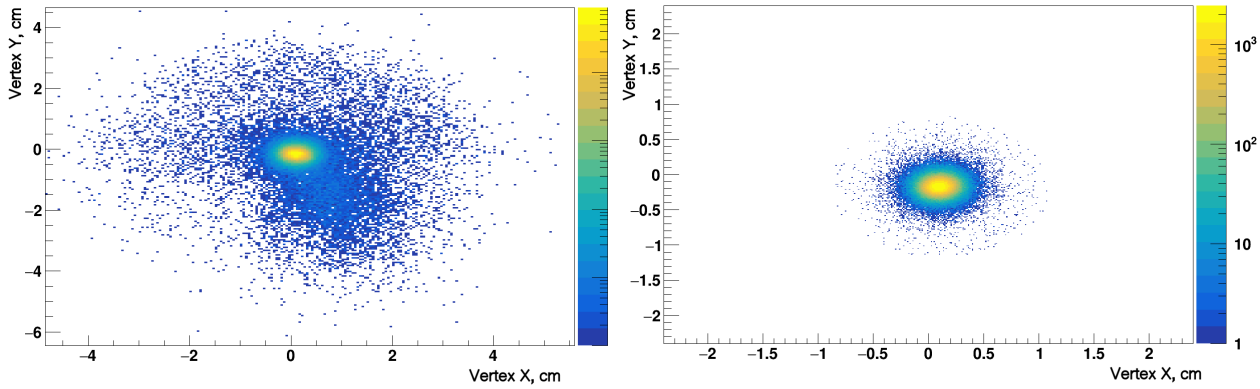
TPC.




До введения ограничений После введения ограничений

Рис. 3.1: Вершина по оси Z

б) Вершина в плоскости XY должна лежать в круге радиуса 1 см. Центр этого круга рассчитывается как среднее значение вершины по оси x и по оси y. Это ограничение необходимо, чтобы не учитывать взаимодействие ионов с трубой.




До введения ограничений После введения ограничений

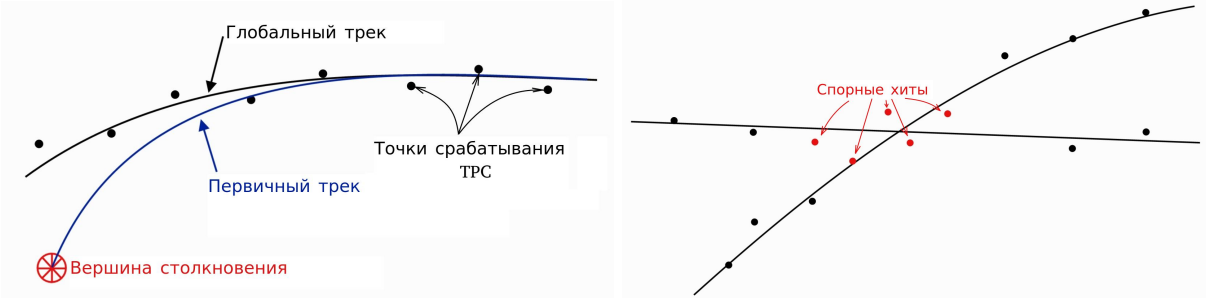
Рис. 3.2: Вершина в плоскости XY

в) Рассматриваются только те события, в которых срабатывает триггер минимального смещения (minimum-bias trigger, mb). Этот триггер осуществляется с помощью калориметра нулевого градуса (Zero Degree Calorimeter ZDC). Пара таких детекторов размещаются почти в одинаковых местах вдоль линий пучка по обе стороны от областей их пересечения. Триггер минимального смещения требует одновременного срабатывания и совпадения между двумя сигналами ZDC на величину,

большую чем 40% от сигнала срабатывания одного нейтрона. Это ограничение необходимо, так как только в случае срабатывания этого триггера можно говорить, что взаимодействие двух ядер произошло внутри детектора.

г) Ультрапериферические события (80-100%), то есть события, множественность которых принимает 20% самых минимальных значений, не рассматриваются. Это ограничение связано с целями работы.

Перед тем как описывать правила отбора на треки необходимо дать несколько определений. На основании срабатывания TPC восстанавливаются точки ионизации. По этим точкам аппроксимируются глобальный трек. Если глобальный трек проходит достаточно близко к вершине соударения, то считается, что он вышел непосредственно из нее. Тогда дополнительно к глобальному треку создается первичный трек. Важно понимать, что каждому первичному треку всегда соответствует глобальный, но не каждому глобальному треку соответствует первичный.




Глобальный и первичный треки  Спорные хиты

Рис. 3.3: Особенности восстановления треков

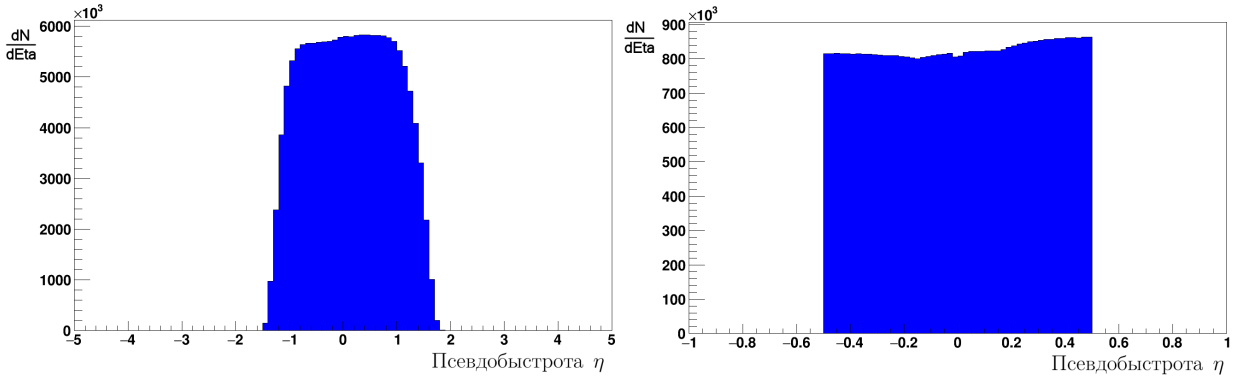
При восстановлении треков часто возникает ситуации, в которых непонятно к какому треку относится то или иное срабатывание TPC. Обозначим количество точек ионизации, по которым восстанавливается трек как NHits (number of TPC hits), а максимальное количество точек, которые могли бы относится к данному треку (с учетом спорных) как NHitsPoss (number of possible TPC hits). Количество срабатываний TPC, несущих информацию о потере энергии трека назовем NHitsDedx (number of dE/dx TPC hits).

На треки были наложены следующие правила отбора:

а) Трек обязан быть первичным. Это требование необходимо, чтобы исследовать только те частицы, которые родились в результате столкновения ядер

б) Поперечный импульс трека $p_T > 0.2$ ГэВ/с. Это ограничение связано с особенностью работы TPC - частицы со слишком маленьким поперечным импульсом детектируются плохо.

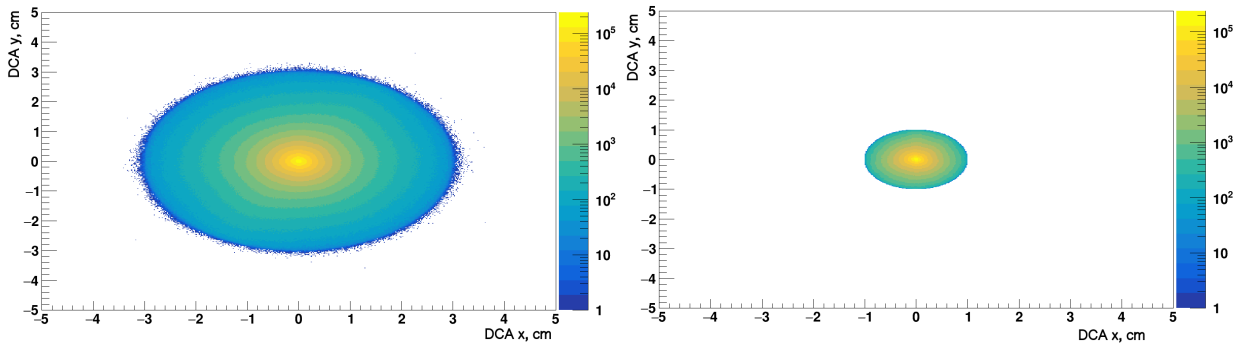
в) Псевдобыстрота $\eta \in [-0.5; 0.5]$, что соответствует попаданию трека в боковую поверхность TPC




До введения ограничений  После введения ограничений

Рис. 3.4: Распределение по псевдобыстроте

г) Расстояние минимального сближения глобального трека и вершины столкновения (distance of closest approach, DCA) должно быть меньше, чем 1 см. Это ограничение необходимо, чтобы оставить только достоверно родившиеся в точке столкновения частицы.




До введения ограничений  После введения ограничений

Рис. 3.5: Расстояние минимального сближения

д) Количество срабатываний TPC $NHits \geq 16$. Это ограничение вызвано двумя причинами. Во-первых, чем больше количество точек, по которым восстанавливается трек, тем он качественнее и лучше подходит для анализа. Во-вторых, в промежутке значений 13-15 можно увидеть пик, вызванный разделением объема TPC высоковольтной мембраной: частица, пролетающая через нее, может по различным причинам создать смещенную друг относительно друга систему точек, которую можно интерпретировать как два различных трека (см. рисунок).

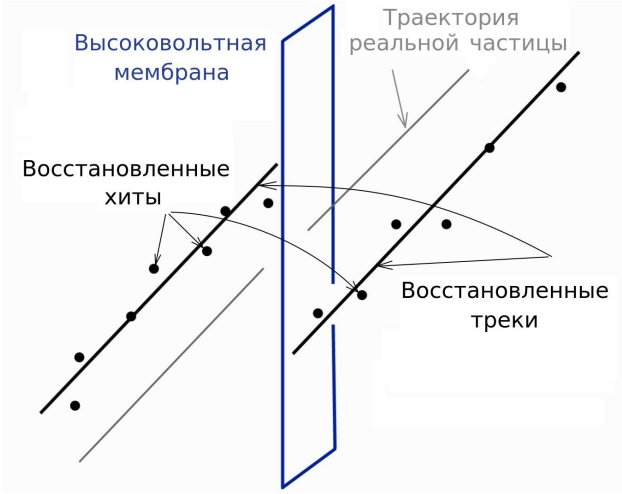
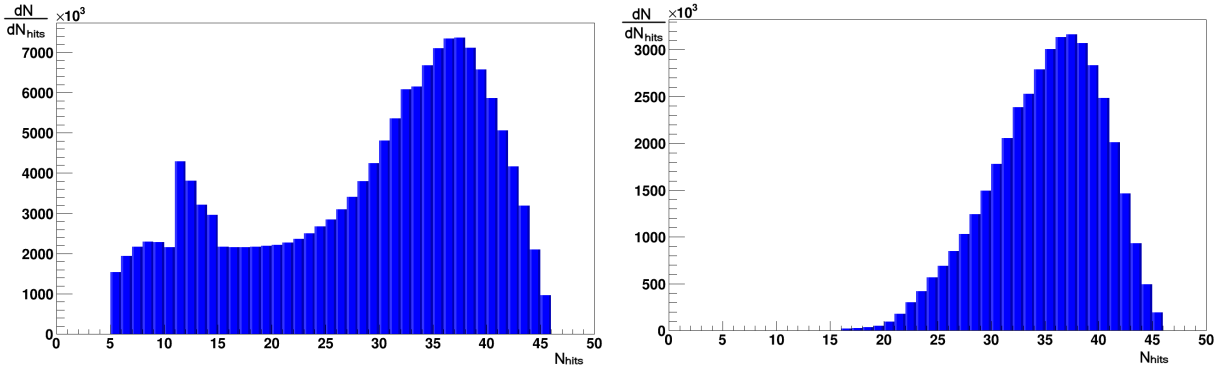


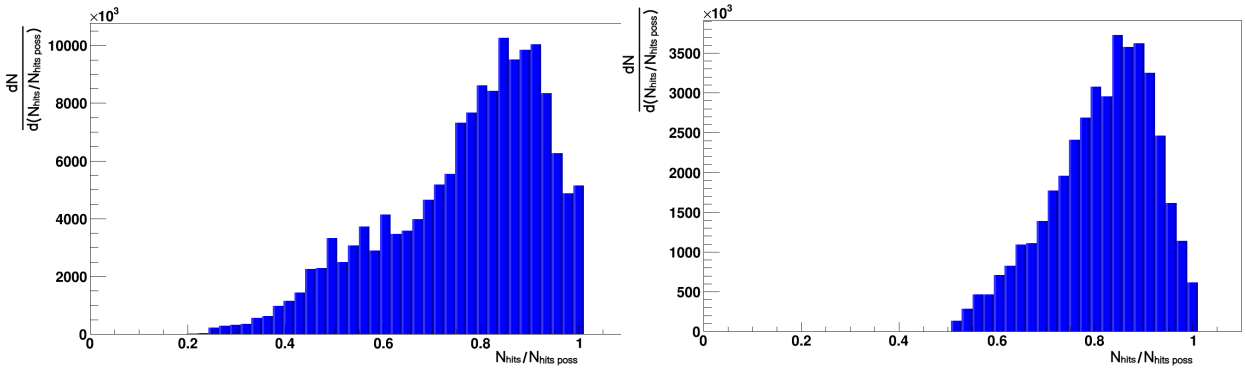

Рис. 3.6: Удвоение треков при прохождении через катод




До введения ограничений После введения ограничений

Рис. 3.7: Количество срабатываний TCP

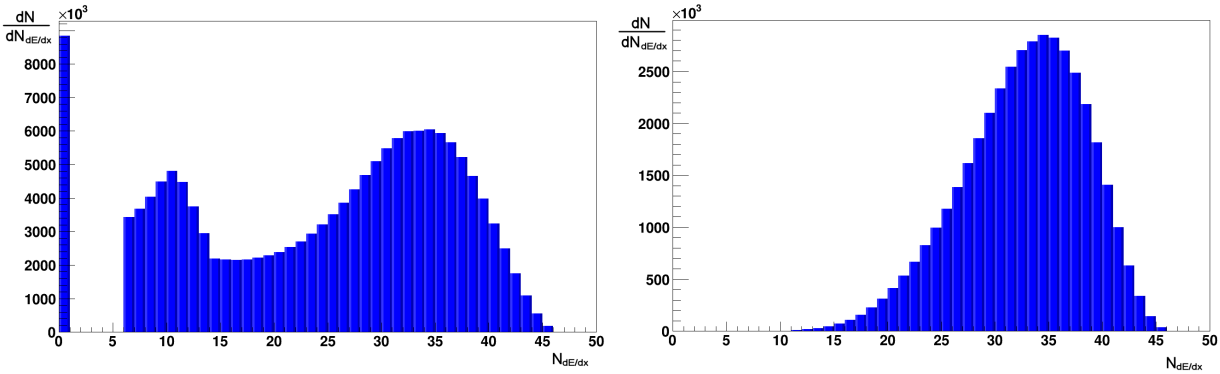
е) Для того, чтобы у трека было не очень много спорных точек аппроксимации (см. рисунок 3.4) вносится требование $NHits/NHitsPoss \geq 0.52$.




До введения ограничений После введения ограничений

Рис. 3.8: Отношение количества срабатываний TPC, использованных для аппроксимации трека к максимально возможному числу срабатываний

ж) Количество срабатываний TPC, несущих информацию о потере энергии трека $NHitsDedx \geq 12$. Это ограничение, вообще говоря, не нужно в данной работе, так как идентификации частиц не производится, однако для сравнения с анализом BES-I оно необходимо.



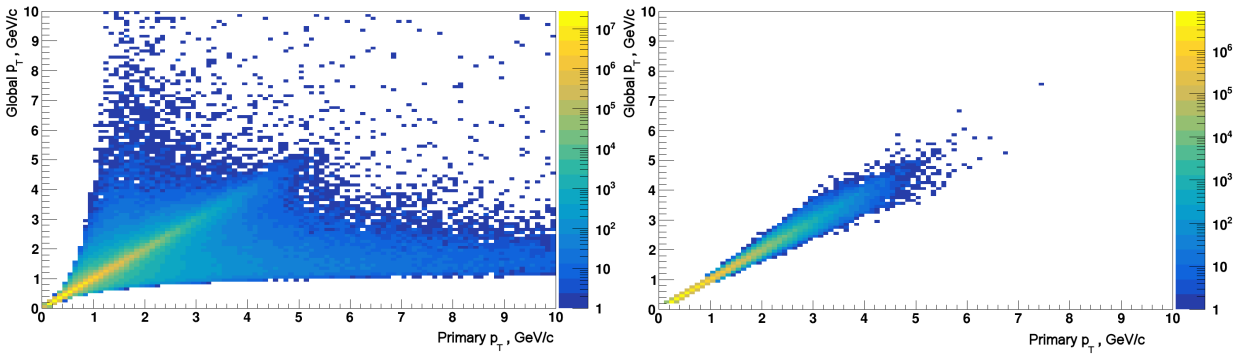

До введения ограничений После введения ограничений

Рис. 3.9: Количество срабатываний TPC, несущих информацию о потере энергии трека

з) Отношение поперечного импульса первичного трека к поперечному импульсу глобального трека должно лежать в интервале:

$$\frac{7}{10} \leq \frac{(p_T)_{primary}}{(p_T)_{global}} \leq \frac{10}{7} \tag{7}$$

Если в результате пересчета глобального трека к первичному его поперечный импульс сильно меняется, то такой трек рассматриваться не будет.




До введения ограничений

После введения ограничений

Рис. 3.10: Отношение поперечного импульса первичного трека к поперечному импульсу глобального трека

Все ограничения на события и треки, примененные в этой работе сведены в таблице 2.

| | Величина | Ограничение |
|---|---|---|
| Ограничения на события | vZ | $\in [-30; 30]$ см |
| | vR | $< 1$ см от центра |
| | Триггеры | Minimum-bias |
| | Ульрапериферические события (80-100%) | Не рассматриваются |
| Ограничения на треки | Трек является первичным | Да |
| | $p_T$ | $> 0.2$ ГэВ/с |
| | $\eta$ | $\in [-0.5; 0.5]$ |
| | DCA | $< 1$ см |
| | NHits | $\geq 16$ |
| | NHits/NHitsPoss | $\geq 0.52$ |
| | NHitsDedx | $\geq 12$ |
| | $\frac{(p_T)_{primary}}{(p_T)_{global}}$ | $\in [\frac{7}{10}; \frac{10}{7}]$ |

Таблица 2. Критерии отбора событий и треков

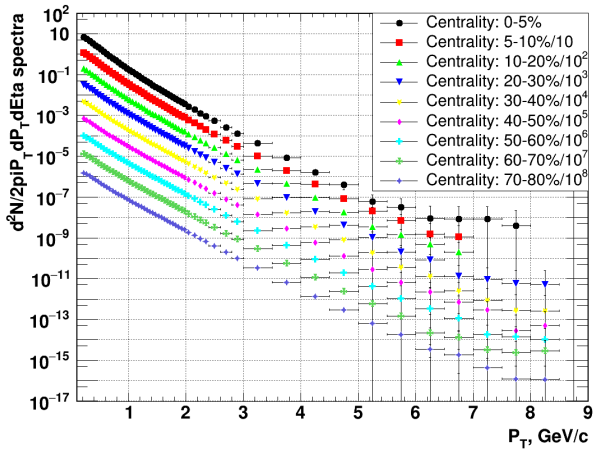
## 3.3. Спектры от поперечного импульса

Спектры поперечного импульса построены для различных классов центральности, которые определяются с помощью библиотеки StRefMultCorr на основании множественности столкновения (см. таблицу 3)

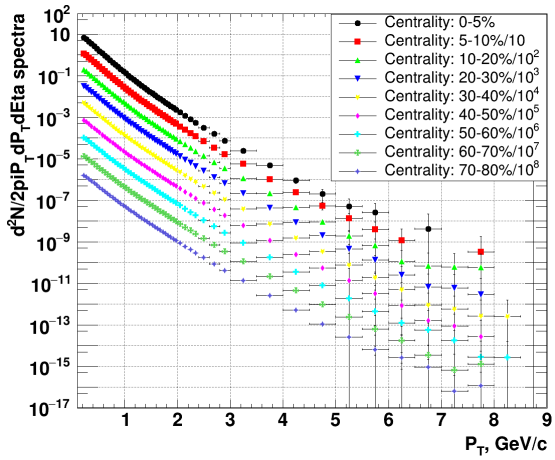
| Центральность | 27 ГэВ | 19.6 ГэВ |
|---|---|---|
| 0-5% | >295 | >296 |
| 5-10% | 246-295 | 243-296 |
| 10-20% | 168-246 | 165-243 |
| 20-30% | 113-168 | 110-165 |
| 30-40% | 72-113 | 70-110 |
| 40-50% | 44-72 | 43-70 |
| 50-60% | 25-44 | 24-43 |
| 60-70% | 13-25 | 13-24 |
| 70-80% | 6-13 | 613 |
| 80-100% | <6 | <6 |

Таблица 3. Распределение по центральностям.

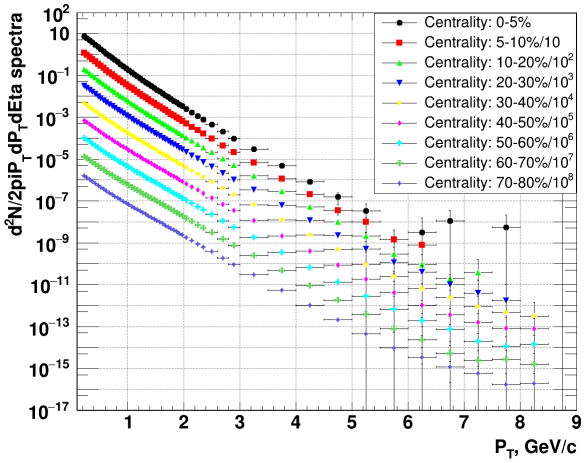
На следующих графиках представлены спектры положительных и отрицательных частиц от поперечного импульса для двух энергий - 27 ГэВ и 19.6 ГэВ. По оси Y взят логарифмический масштаб. Линии разных цветов изображают разные классы центральности, причем ниже всех расположены периферические столкновения, а выше - центральные. Спектры различных классов центральности нормированы на $10^N$, чтобы разделить на графике различные линии. Можно отметить, что приблизительно наблюдается экспоненциальный спад. Это говорит о механизме образования конечных частиц, близкого к распределению Больцмана.



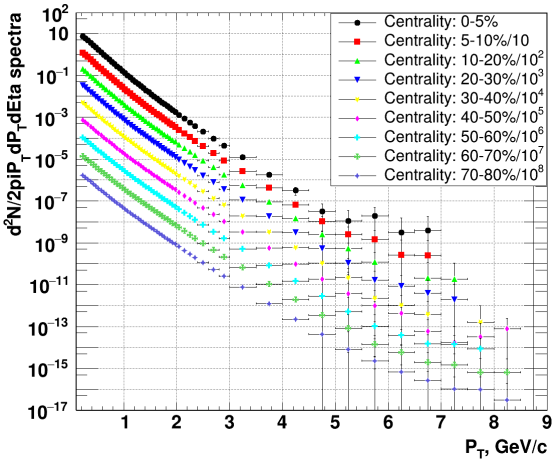

a) 27 ГэВ, положительный




b) 27 ГэВ, отрицательный



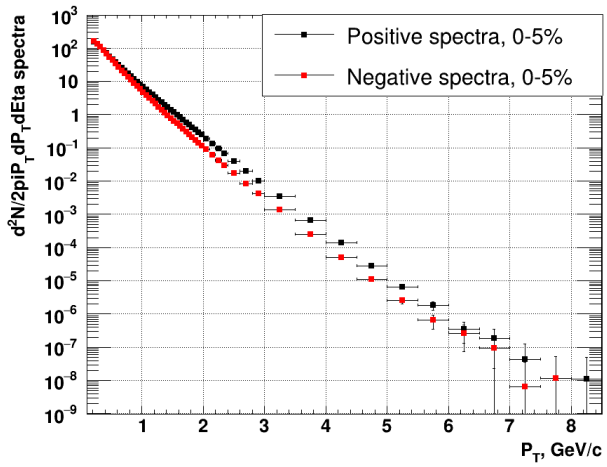

c) 19.6 ГэВ, положительный



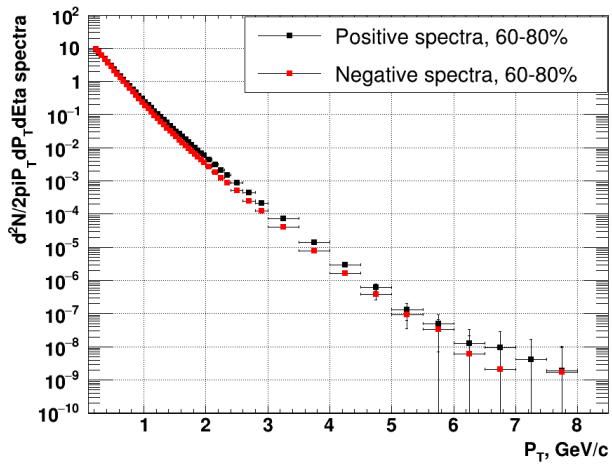

d) 19.6 ГэВ, отрицательный

Рис. 3.11: Спектры заряженных частиц от поперечного импульса

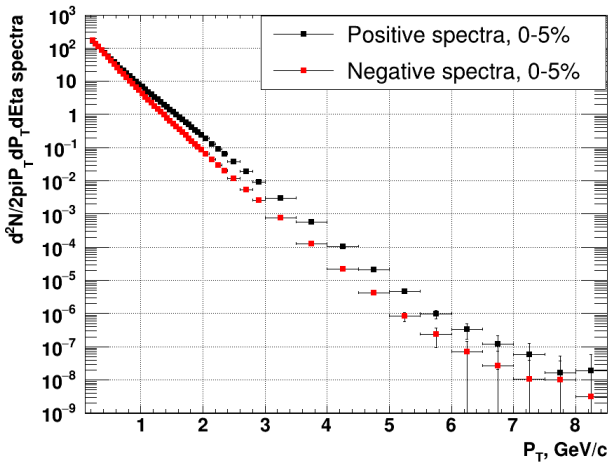
На графиках, представленных на рисунке 3.13 изображены спектры положительных и отрицательных частиц одновременно для классов центральности 0-5% и 60-80%. Как видно, спектры отрицательных частиц лежат чуть ниже, чем спектр положительных. Эта ошибка возникает, судя по всему, из-за особенностей определения заряда по отклонению в магнитном поле, которая накапливается, если долго не переключать его направление. Возможны и некоторые другие технические причины.



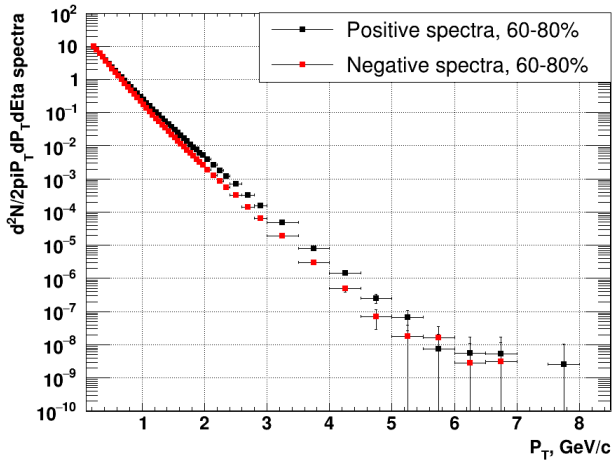

a) 27 ГэВ, 0-5%




b) 27 ГэВ, 60-80%




c) 19.6 ГэВ, 0-5%




d) 19.6 ГэВ, 60-80%

Рис. 3.12: Спектры от поперечного импульса для классов центральности 0-5% и 60-80%

## 3.4. Фактор ядерной модификации

На представленных ниже графиках изображен фактор ядерной модификации для двух изучавшихся энергий. Для его расчета необходимо взять отношение нормированных на количество бинарных соударений нуклонов спектров в центральных (0-5%) событиях к периферическим (60-80%):

$$R_{CP} = \frac{< N_{coll} >_{per}}{< N_{coll} >_{cent}} \frac{(dN/dp_T d\eta)_{cent}}{(dN/dp_T d\eta)_{per}} \tag{4}$$

Количество бинарных столкновений взято из данных моделирования Монте-Карло и представлено в таблице 4.

| Центральность | 27 ГэВ | 19.6 ГэВ |
|---|---|---|
| 0-5% | 840±30 | 800±30 |
| 60-80% | 20±9 | 19±7 |

Таблица 4. Количество бинарных столкновений.

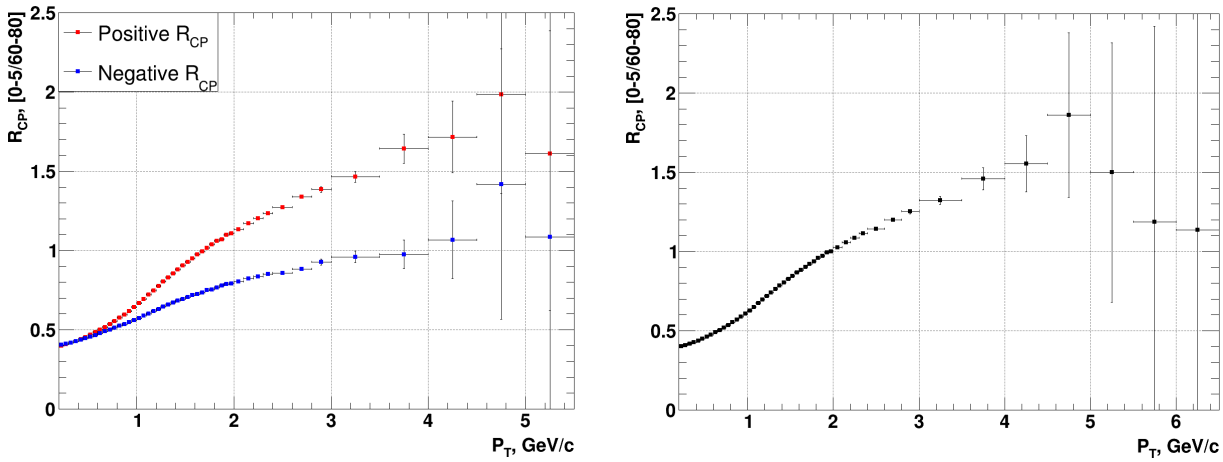



Рис. 3.13: Фактор ядерной модификации, 19.6 ГэВ. На рисунке слева - для положительных и отрицательных частиц, справа - усредненное значение

Если $R_{CP} < 1$ - то на одно бинарное столкновение в центральных событиях рождается меньше частиц с данным импульсом, чем в периферическим. Если $R_{CP} > 1$ - наоборот. Видно, что при энергии 27 ГэВ наблюдается довольно сильное подавление выходов частиц с высоким

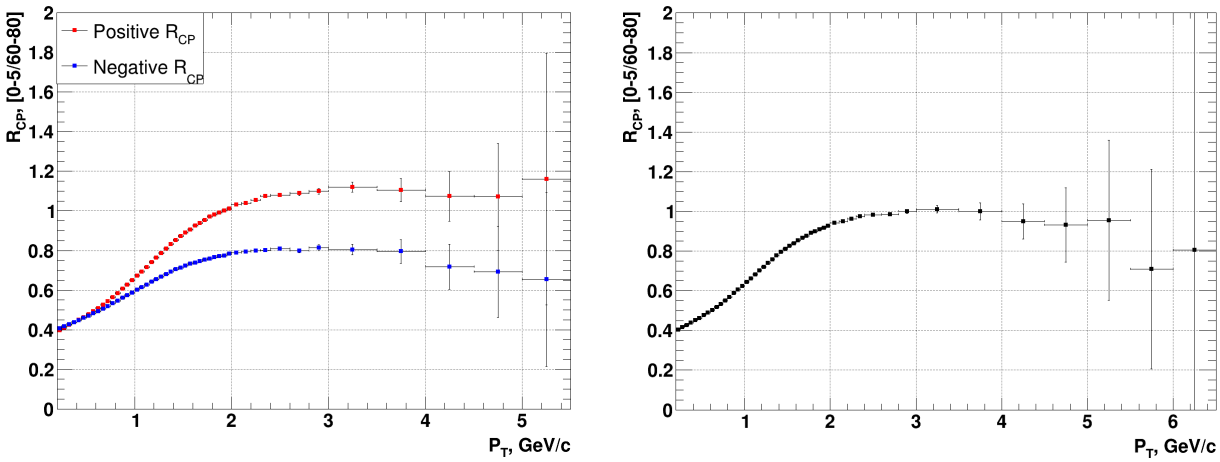
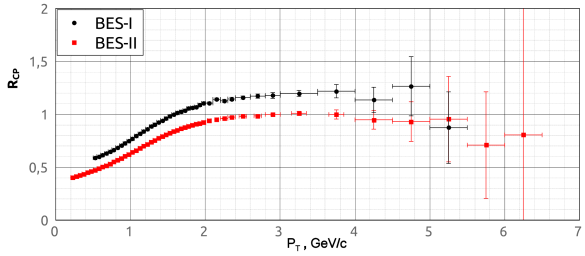


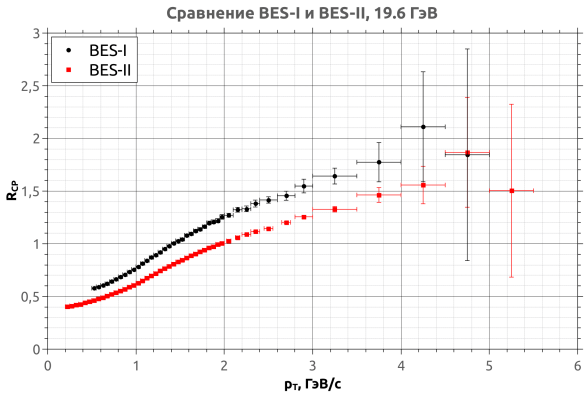

Рис. 3.14: Фактор ядерной модификации, 27 ГэВ. На рисунке слева - для положительных и отрицательных частиц, справа - усредненное значение

поперечным импульсом, чего не происходит при энергии 19 ГэВ. Это возможно только при наличии плазмы с высокой вязкостью, возникающей для энергии 27 ГэВ, но не возникающей при 19.6 ГэВ.

На последнем рисунке изображено сравнение результатов работы с предыдущей программой энергетического сканирования BES-I [15]. Как видно, на всем интервале поперечных импульсов наблюдается совпадение графиков по форме (именно это важно с физической точки зрения), однако есть небольшое отличие в нормировке. Это отличие, скорее всего, связано с эффективностью детектора, учет которой не произведен.




27 ГэВ




19 ГэВ

Рис. 3.15: Сравнение с BES-I

# Выводы

Основные результаты дипломной работы, следующие:

- Освоен язык программирования ROOT, использующийся в физике высоких энергий, а также пакет программ StRoot, применяющийся в коллаборации STAR. На нем были написаны программы, с помощью которых удалось обработать массив данных, содержащий более 1 млрд столкновений ядер золота.
- Проведен отбор событий и треков, подходящих для анализа.
- Построен спектр заряженных неидентифицированных частиц в зависимости от поперечного импульса для различных классов центральности для энергий в с.ц.м. 19.6 и 27 ГэВ.
- Построен фактор ядерной модификации $R_{CP}$ для положительных, отрицательных и всех заряженных частиц для энергии в с.ц.м. 19.6 ГэВ и 27 ГэВ.
- Произведено сравнение $R_{CP}$ с данными программы энергетического сканирования BES-I. Наблюдается совпадение $R_{CP}$ по форме, однако есть небольшое отличие в нормировке.

Физические выводы, следующие из работы:

- При энергии 27 ГэВ в центральных событиях наблюдается подавление фактора ядерной модификации при больших $p_T$. Это говорит о том, что частица, имеющая высокий поперечный импульс в центральном столкновении с меньшей вероятностью покинет образовавшийся файлербол, нежели в периферическом столкновении. Это

возможно только при условии, что, во-первых, при энергии 27 ГэВ образуется плазма, а во-вторых, что эта плазма является сильновзаимодействующей, то есть такой плазмой, что остановит частицу с высоким $p_T$ ввиду своей вязкости.

- При энергии 19.6 ГэВ наблюдается рост фактора ядерной модификации с увеличением поперечного импульса, что, в отличие от энергии 27 ГэВ, говорит об отсутствии механизмов подавления высокоэнергичных частиц.

# Заключение

Столкновение ядер высоких энергий позволяет исследовать чрезвычайно маленькие масштабы времен и размеров, но, в то же время, очень большие масштабы энергий, температур и плотностей ядерной материи. При этом, в отличие от теоретического расчета столкновений ядер с помощью диаграммного метода КХД, провести который довольно затруднительно, экспериментальное исследование возможно и, более того, уже осуществляется в таких экспериментах, как STAR. Понимание структуры ядерных взаимодействий улучшает понимание сильного взаимодействия, важной особенностью которого является существование кварк-глюонной плазмы при определенных условиях. Фактор ядерной модификации $R_{CP}$ - это один из индикаторов возникновения КГП, что объясняет интерес к нему. Причем, как было показано в работе, на основании фактора $R_{CP}$ можно судить не только о существовании КГП, но и о характере взаимодействия.

Дальнейшие планы работ следующие: увеличить объем обрабатываемых данных, чтобы с достоверностью понять, изменяется ли поведение $R_{CP}$ при больших поперечных импульсах; ввести поправки на эффективность детектора на всем интервале $p_T$ и провести идентификацию. Однако самое главное - это провести расчет на всех остальных энергиях второй программы энергетического сканирования BES-II.

Студент _____ Манухов С.И.

Научный руководитель _____ Климочкина А.А.

Заведующий кафедрой академик РАН _____ Матвеев В.А.

"____"_____ 2022г.

# Список использованных источников


1. И. М. Капитонов,"Введение в физику ядра и частиц", М.:ЛЕНАНД, 2017.
2. Д. Ю. Пересунько, Материалы курса "Столкновение ядер сверхвысоких энергий", НИЦ "Курчатовский институт", Москва 2016.
3. В. М. Емельянов, С. Л. Тимошенко, М. Н. Стриханов, "Введение в релятивистскую ядерную физику.", М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.
4. Markus H. Thoma, "The Quark-Gluon-Plasma Liquid", J.Phys. G31 (2005) L7
5. Y. Aoki, G. Endrodi, Z. Fodor, S. Katz, and K. Szabo. Nature 443 (2006) 675678, arXiv:hep-lat/0611014 [hep-lat].
6. M. Asakawa and K. Yazaki. Nucl. Phys. A504 (1989) 668684.
7. D. J. Schwarz. Annalen Phys. 12 (2003) 220270, arXiv:astro-ph/0303574 [astro-ph].
8. Miller, Michael L. and Reygers, Klaus and Sanders, Stephen J. and Steinberg, Peter, "Glauber modeling in high energy nuclear collisions", journal "Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.", p. 205–243, 2007
9. Hahn, Harald  Forsyth, et al. (2003). "The RHIC design overview", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 499. 245-263. 10.1016/S0168-9002(02)01938-1.

10. J. G. Alessi, D. Barton, E. Beebe, et al., ”The Brookhaven National Laboratory electron beam ion source for RHIC”, Review of Scientific Instruments 81, 02A509 (2010); https://doi.org/10.1063/1.3292937

11. M. Anderson, J. Berkovitz, W. Betts, et al., ”The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 499, Issues 2–3, 2003, Pages 659-678, ISSN 0168-9002, https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01964-2.

12. STAR Collaboration, ”A Proposal for STAR Inner TPC Sector Upgrade”, Feb. 18, 2015.

13. W.J. Llope, J. Zhou, T. Nussbaum, et al. ”The STAR Vertex Position Detector”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 759, 2014, Pages 23-28, ISSN 0168-9002, https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.04.080.

14. B. Abelev et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. C 81, 024911 (2010).

15. Adamczyk, L., et al.”Beam Energy Dependence of Jet-Quenching Effects in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 7.7, 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39, and 62.4 GeV”, Phys.Rev.Lett. 121 (2018) 032301, 2018.

16. https://root.cern/

17. https://drupal.star.bnl.gov/

18. https://github.com/ManukhovStepan/Spectra