

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

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Магистерская диссертация

«Высшие моменты распределений множественности
частиц в столкновениях тяжелых ионов»

Выполнил студент

группы

Кирютин Иван Сергеевич

Научный руководитель:

профессор, доктор физ.-мат. наук

Ольшевский Александр Григорьевич

Научный консультант:

кандидат физ.-мат. наук

Апарин Алексей Андреевич

Допущена к защите _____

Зав. кафедрой: академик РАН

Матвеев В. А.

Москва

2021 г.

Содержание

Введение	2
1. Теория	3
1.1 Сильновзаимодействующая материя и кварк-глюонная плазма	4
1.2 Исследование фазовой диаграммы КХД	5
1.3 Столкновения ультррелятивистских тяжёлых ионов	6
2. Эксперимент MPD	9
2.1 Время-проекционная камера	9
2.2 Времяпролётная камера	10
2.3 Электромагнитный калориметр	11
3. Моменты высших порядков	12
3.1 Связь кумулянтов и моментов	13
3.3 Метод идентичности	15
4. Результаты	18
4.1 Распределения потерь энергии рожденных частиц	18
Выводы	
Заключение	
Список использованной литературы	

Введение.

Столкновения тяжелых ионов являются предметом изучения релятивистской ядерной физики на протяжении десятков лет. Наиболее интересным явлением, наблюдающимся в тяжелоионных столкновениях, является переход адронной материи в новое сверхплотное и сверхгорячее состояние. Для исследования такого состояния существуют различные методы. В данной работе, предложено использовать анализ энергетической зависимости моментов распределений множественности частиц, рождающихся в столкновениях тяжелых ионов.

Каоны, в этом случае, выступают в виде характеристики странности системы, а протоны в виде характеристики барионного заряда. Основной проблемой данного анализа является то, что для расчетов высших порядков требуется колоссальный объем экспериментальных данных. Одной из возможностей повысить доступную статистику является проведение более эффективной идентификации заряженных частиц. Для улучшения возможностей идентификации в данной работе предлагается использовать метод идентичности.

1. Теория.

В начале XX века энергии пучков, получаемых на ускорителях, достигали значений всего в несколько МэВ, а их разрешение было столь плохим, что протоны и нейтроны считались элементарными частицами, т.е. частицами без внутреннего строения. Впрочем, в начале 70-ых годов прошлого века эксперименты по глубоко неупругому рассеянию электронов на протонах показали, что нуклоны (протоны и нейтроны) имеют внутреннюю структуру — состоят из кварков и глюонов. [1]

Современное представление об элементарных частицах и их взаимодействиях выражено в рамках Стандартной модели физики частиц. Стандартная модель описывает 3 из 4 фундаментальных взаимодействий, существующих во Вселенной (см таблицу 1). Согласно ей, вся материя состоит из частиц с полуцелым значением спина или фермионов, а также 6-ти кварков и 6 лептонов. Взаимодействия же описываются как обмен между фермионами соответствующих различным силам бозонов (частиц целого спина). Передающие взаимодействие бозоны: глюоны, фотоны, W и Z – бозоны имеют спин равный 1, т.к им соответствует векторное поле.

Вид взаимодействия	Сила взаимодействия (относительные единицы)	Полевой квант	Безразмерная константа взаимодействия	Область проявления
Сильные	- 15 < 1	Пионы Глюоны	$\alpha_s = g_s^2 / \hbar c$ $\alpha_s = 1 / \ln(q^2 / \Lambda^2)$	Атомные ядра Фундаментальные частицы
Электромагнитные	- 10^{-3}	Фотоны	$\alpha = e^2 / \hbar c$	Атомы, электротехника
Слабые	- 10^{-15}	Z ⁰ , W(±)-бозоны	$\alpha_w = g_w^2 / \hbar c$	Радиоактивный распад, распадные процессы
Гравитационные	- 10^{-39}	Гравитон	$\alpha_G = g_G^2 / \hbar c$	Массивные тела и фотон

Таблица 1 Фундаментальные взаимодействия и их переносчики

Стандартная модель также характеризует взаимодействие между частицами. Сильное взаимодействие ответственно за связывание кварков в нейтроны и протоны, электромагнитное взаимодействие происходит лишь между

частицами, обладающими электрическим зарядом, а слабое взаимодействие тесно связано с распадом ядер, при котором происходит излучение электронов и нейтрино.

1.1 Сильновзаимодействующая материя и кварк-глюонная плазма

Квантовая хромодинамика (КХД) описывает взаимодействие частиц, обладающих цветом, а именно кварков и глюонов. Кварковая модель была предложена физиками М. Гелл-Манном и Дж. Цвейгом [2]. Данная модель делит адроны (бесцветные связанные состояния кварков и антикварков) на две группы: барионы и мезоны. Мезоны являются адронами, составленными из пары кварк-антикварк, в то время как барионы состоят из трёх кварков. Кварки подчиняются статистике Ферми-Дирака. Так как некоторые барионы состоят из одинаковых кварков то, для того, чтобы удовлетворить принципу Паули, нужно ввести новое квантовое число — цвет. Кварки могут обладать тремя различными значениями цвета: красным, синим или зелёным. В КХД волновая функция адрона бесцветна, а бесцветная конструкция может быть построена либо путём создания пары цвет-антицвет (мезон), либо путём составления такой конфигурации из трёх кварков, при которой каждый из них будет обладать отличающимся от других цветом (барион). Посредниками сильного взаимодействия между кварками служат восемь безмассовых бозонов — глюонов. Фундаментальное отличие сильного взаимодействия от электромагнитного состоит в том, что переносчик электромагнитного взаимодействия — фотон сам не обладает зарядом, в то время как глюоны сами обладают цветом. Это приводит к тому, что глюоны взаимодействуют не только с кварками, но и с другими глюонами, что является причиной ряда особенностей сильновзаимодействующей материи.

Требование бесцветности адронов также означает, что кварки и глюоны не

могут быть обнаружены в свободном состоянии. Для того, чтобы отделить обладающего цветом кварка от адрона, потребуется бесконечная работа против цветного поля. Это увеличивает энергию цветного поля до такой степени, что новые пары кварк-антикварк начинают рождаться в вакууме для поддержания общей бесцветности адрона. Это явление называется конфайнмент.

1.2 Исследование фазовой диаграммы КХД

Многие годы экспериментов и теоретических изысканий в области столкновений ядер при высоких энергиях привели к выводу о существовании кварк-глюонной плазмы в природе. Данный вывод основан на данных экспериментов по столкновению ядер при высоких энергиях проведённых в ЦЕРНе на Большом Адронном Коллайдере [3], Брукхейвенской Национальной Лаборатории на коллайдере RHIC [4], а также на наблюдении фазового перехода из адронной материи в кварк-глюонную плазму, проведённого в ЦЕРНе на Протонном Суперсинхротроне (SPS).

На рисунке 1.1 представлена фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи. Переход в область низких температур и больших значениях барионных химических потенциалов μ_B является переходом первого рода, происходящего вдоль линии. Если идти от больших величин μ_B к меньшим, то можно попасть в критическую точку (переход второго рода), за которой будет следовать область кросс-овера. Таким образом, главный вопрос фазовой диаграммы сильно взаимодействующей материи можно поставить следующим образом: существует ли критическая точка сильно взаимодействующей материи, и, если да, то где она расположена?

Структура перехода изучается экспериментально путём анализа конечных продуктов столкновений ядер. Меняя энергию столкновения и размер

сталкиваемых ядер, можно регулировать температуру химический барионный потенциал μ_B на стадии заморозки [5]. В частности, увеличение энергии столкновения приводит к росту числа рождённых пионов по отношению к числу сталкиваемых барионов, что является основной причиной уменьшения барионного химического потенциала при повышении энергии столкновения. С ростом размера сталкиваемых ядер увеличивается объём созданной материи, как следствие повышается роль адрон-адронных взаимодействий на последних этапах эволюции состояния вещества, что приводит к снижению температуры остывания (freeze-out temperature) с ростом размера сталкиваемых ядер. Таким образом, подбирая энергию столкновения и размер ядер, можно приближать заморозку (freeze-out) к району фазового перехода.

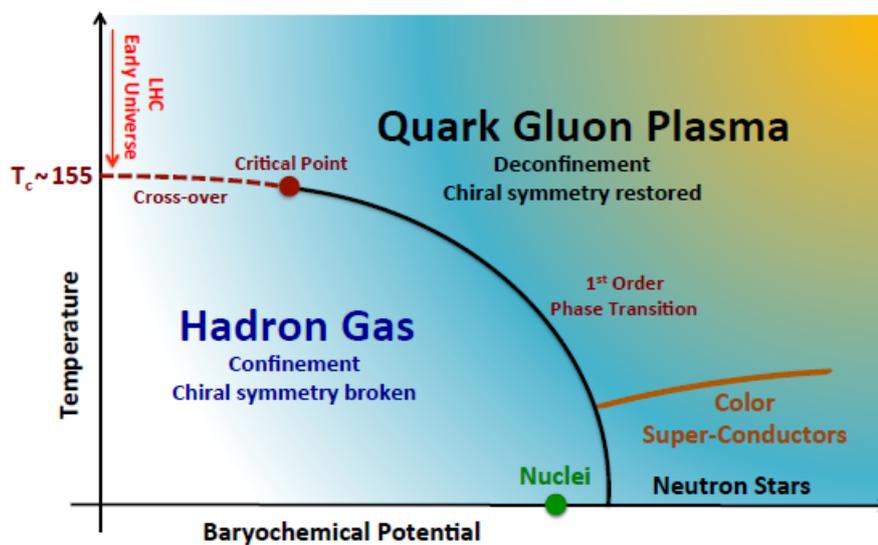


Рисунок 1.1 Фазовая диаграмма КХД

1.3 Столкновения ультрарелятивистских тяжёлых ионов

При столкновении ультрарелятивистских ионов можно ожидать значений плотности энергии, которые достигнут или даже окажутся больше критического значения плотности энергии ϵ_c (~ 1 ГэВ), таким образом делая возможным изучение фазовых переходов КХД диаграммы и физических свойств кварк-глюонной плазмы. Система, получающаяся при столкновениях тяжёлых ионов,

быстро эволюционирует от экстремальных начальных состояний до финального адронного состояния. Эволюция во времени-пространстве столкновения ультрарелятивистских ионов показана на рисунке 1.2

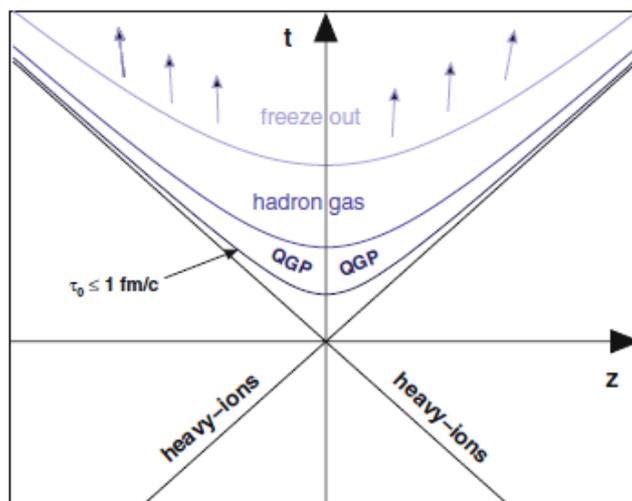


Рисунок 1.2 Время-пространственная диаграмма эволюции состояния материи при столкновении тяжёлых ядер

На начальном этапе столкновения, названном предравновесным (pre-equilibrium), энергия, сконцентрированная в объёме столкновения, начинает распределяться между степенями свободы. По прошествии так называемого «времени формирования» (formation time 1 фм/с), сконцентрированная энергия может привести к появлению кварк-глюонной плазмы. По мере расширения области реакции огненный шар от столкновения начинает остывать и переходит в состояние смешанной фазы, при которой сформировавшиеся адроны сосуществуют вместе со свободными кварками и глюонами. Данное состояние может быть хорошо описано законами гидродинамики. В дальнейшем, все кварки и глюоны конденсируются в состояние сильновзаимодействующего адронного газа, который далее продолжает остывать до точки химической заморозки (chemical freeze-out), при которой происходят последние неупругие соударения. В дальнейшем имеют место только упругие столкновения между частицами. Наступление кинетической заморозки (kinetic freeze-out) означает прекращение всех упругих столкновений [6].

Процесс столкновения тяжёлых ионов можно связать с моделями ранних этапов развития Вселенной. Согласно теории Большого Взрыва, Вселенная в ранние моменты своего существования находилась в состоянии с высокими плотностями энергии, а затем, по мере стремительного расширения и остывания, перешла в нынешнее состояние, в чём можно усмотреть аналогию со столкновениями тяжёлых ионов. Также, существует гипотеза, что на этапе ранней Вселенной существовала кварк-глюонная плазма.

2. Детектор MPD

Главная цель экспериментальной программы – изучение горячей и плотной барионной материи в области энергий, соответствующей максимальной барионной плотности. Это позволяет получить информацию о недостаточно систематически исследованной области фазовой КХД-диаграммы.

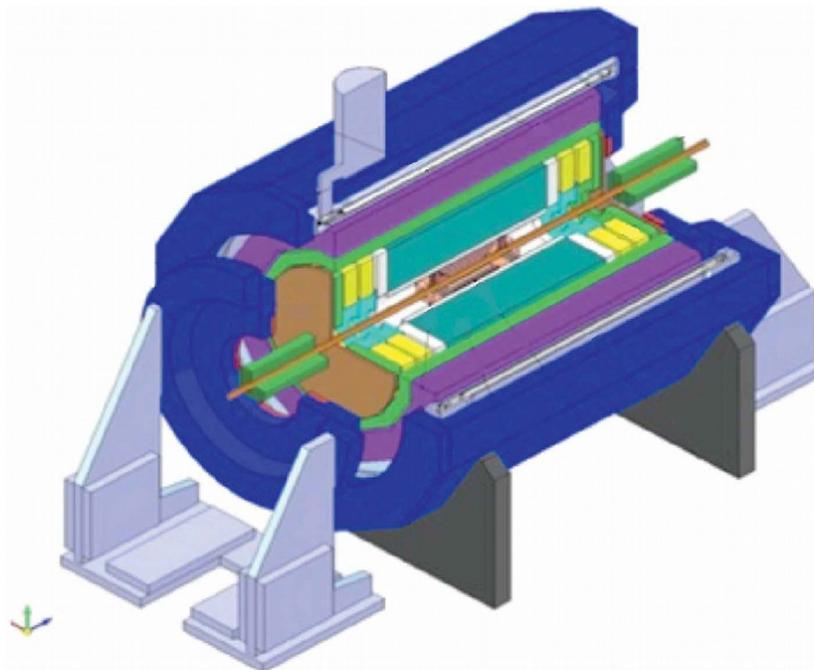


Рисунок 2.1 Схематичный вид установки MPD

Далее приведено описание основных детектирующих систем эксперимента MPD.

2.1 Времяпроекционная камера

Время-проекционная камера (ВПК) является основным трековым детектором эксперимента MPD, охватывая диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 1.2$ и 2π по азимутальному углу. Камера разработана таким образом, чтобы обеспечить высокую эффективность реконструкции треков заряженных частиц в диапазоне

поперечных импульсов $0.1 < p_T < 1 \text{ GeV}/c$ с импульсным разрешением лучше 3%. ВПК используется в качестве одного из основных детекторов идентификации частиц, которая основана на измерении ионизационных потерь энергии с разрешением лучше 8%. Чувствительный объём детектора представляет из себя пространство между двумя концентрическими цилиндрами, радиусами 34 и 133 см соответственно, заполненное газом расположенное вокруг оси пучка. В объёме ВПК действует электромагнитное поле с линиями параллельными оси пучка, создаваемым сеткой с анодными проволочками расположенными на торцах объёма. Эти торцы также покрыты чувствительными падами(pads). Электронные кластеры, появляющиеся при прохождении заряженных частиц через чувствительный объём камеры, дрейфуют в направлении анодных проволочек, где их сигнал усиливается. Координаты фиксируются по тем падам в которых произошло срабатывание и времени дрейфа электронов.

Пады разбиты на 24 идентичных сектора, по 12 на каждый край детектора. Каждый сектор состоит из 53 рядов падов, перпендикулярных радиусу с числом падов в ряду увеличивающимся вдоль радиуса, закрывая 30° по азимуту. Пады шириной в 5 мм и высотой 12мм (короткие пады) для 27 внутренних рядов и 18мм(длинные пады) для 26 внешних рядов. Всего в детекторе 95232 пада.

2.2 Времяпролетная система

Основными требованиями к системам Время-Пролётной системы (TOF) являются: высокая детализация, хорошее пространственное разрешение для эффективного сопоставления сигналов в TOF с треками в TPC, высокой геометрической эффективностью для разделения пионов и каонов в диапазоне энергий до 1.5 ГэВ/с и протонов до 3 ГэВ/с и быть способными действовать в магнитном поле до 0.5 Тл. Цилиндрическая часть камеры расположена внутри установки MPD между время-проекционной камерой и электромагнитным

калориметром и обладает радиусом 1.45 м с центром на оси пучка. Цилиндр разделён на 14 сегментов длиной 5.9 м. TOF охватывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 1.4$. Сектор содержит два независимых модуля, каждый состоит из двух разделённых объёмов: внутренний газовый бокс с 10 многозачерными резистивными плоскими камерами(MRPC), распределёнными под углом в 6° к оси пучка и внешний бокс с электроникой считывания данных(FEE). Каждая многозачерная камера с рабочей поверхностью 640×300 мм² содержит 24 стрипа шириной в 10 мм. Всего в цилиндре 280 камер, а число каналов электроники считывания насчитывает 13440 каналов. Площадь поверхности цилиндра TOF около 52 м² с геометрической эффективностью детекторов камеры в $\sim 93\%$.

2.3 Электромагнитный калориметр

Крупногабаритный (около 6 метров длиной и 4.5 метров в диаметре) Электромагнитный Калориметр (ECal) охватывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 1.2$ и может проводить эффективные по пространственному и энергетическому разрешению измерения для фотонов и электронов в диапазоне энергий от 40 МэВ до 2-3 ГэВ. Беря во внимание требования предъявляемые к ECal(высокую энергетическую и временную разрешимости, малый радиус Мольера, способность работать при больших магнитных полях и разумную цену) для калориметра был выбран тип «шашлык».

3. Моменты высших порядков

В физике столкновений тяжёлых ионов моменты (среднее, дисперсия, коэффициенты остроты и асимметрии) распределений таких сохраняющихся величин, как барионное число, странность, заряд — чувствительны к длине корреляции плотной материи, которая рождается при столкновении, и связаны с различными термодинамическими восприимчивостями, вычисленными в рамках КХД на решётках и Адронной Резонансной модели (Hadron Resonance Model). Так, например, из-за того, что протонное число характеризует флуктуации барионного числа и заряда, моменты высоких порядков распределений протонного числа можно использовать для поиска критической точки.

В математической статистике моменты используются для описания свойств распределений. Например, центральный момент второго порядка дисперсия σ^2 широко используется как характеристика ширины распределения, коэффициенты асимметрии S и эксцесса K - как мера симметричности и его остроты пика по отношению к средней величине. Так же, в качестве характеристики распределения можно использовать кумулянты. Кумулянты и моменты связаны друг с другом следующим образом: если два каких-то распределения имеют одинаковые кумулянты, то и моменты этих распределений окажутся равны, и наоборот.

3.1 Связь кумулянтов и моментов

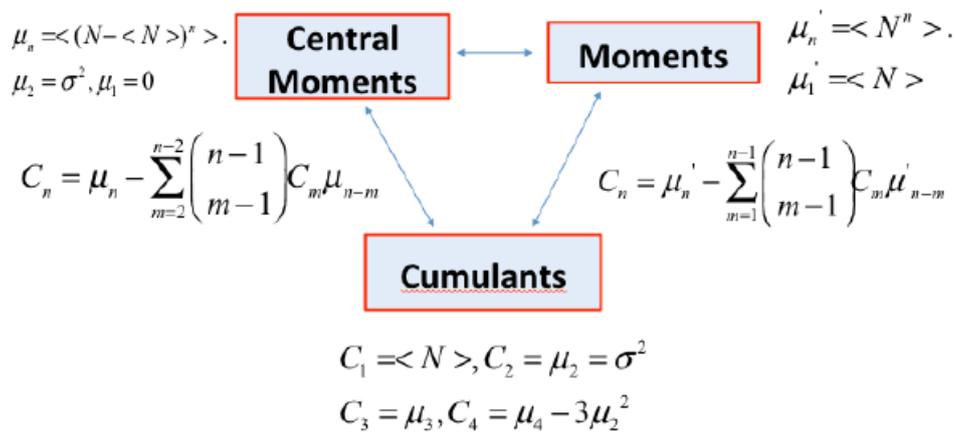


Рисунок 3.1 Связь кумулянтов и моментов в статистической физике

В теории вероятностей и математической статистике кумулянты плотности распределения вероятности (probability density distribution) могут быть определены через характеристическую функцию, которая для случайной величины X может быть определена следующим образом: $G(t) = \log[E(e^{tX})]$, где E - оператор математического ожидания. Кумулянты n -ого порядка можно получить из характеристической функции проинтегрировав её в нуле:

$$C_n = G^{(n)}(0) = \left. \frac{\partial^n G(t)}{\partial t^n} \right|_{t=0}$$

Центральный момент второго порядка (дисперсия), нормированный момент третьего порядка (коэффициент асимметрии) и центральный четвёртого (коэффициент эксцесса) связаны с кумулянтами следующими выражениями:

$$C_{2,N} = \langle (\delta N)^2 \rangle$$

$$C_{3,N} = \langle (\delta N)^3 \rangle$$

$$C_{4,N} = \langle (\delta N)^4 \rangle - 3 \langle (\delta N)^2 \rangle^2$$

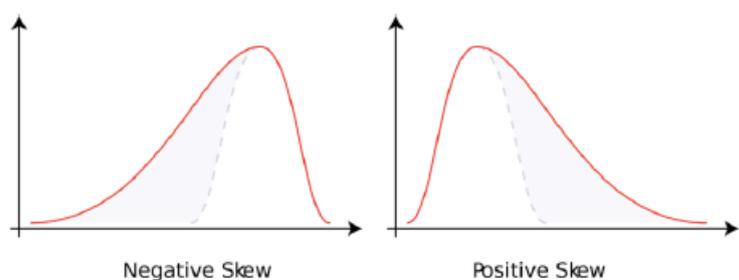


Рисунок 3.2. Пример распределения с отрицательным (слева) и положительным (справа) коэффициентом асимметрии.

Рисунок 3.2 демонстрирует разницу распределений с разными видами асимметрии. Распределение слева имеет длинный хвост в своей левой части с центром, расположенным справа обладает отрицательной асимметрией или левой асимметрией. Правый рисунок является примером распределения с положительной асимметрией или правой асимметрией. Нулевое значение коэффициента означает, что величина распределена одинаково что слева, что справа от среднего, хотя и необязательно само распределение является симметричным.

Кумулянты обладают следующими свойствами:

1) Инвариантность относительно переноса. Для любой константы c и кумулянты n -ого порядка C_n случайной величины X

$$C_n(X+c) = C_n \quad n > 1$$

2) Гомогенность

$$C_n(cX) = c^n C_n$$

что означает, что n -ая кумулянта обладает порядком n .

3) Аддитивность. Для двух случайных независимых величин X и Y справедливо следующее:

$$C_n(X+Y) = C_n(X) + C_n(Y)$$

В ходе эксперимента проводятся измерения множественностей различных частиц пособытийно. Среднее значение множественности по всему ансамблю событий обозначаемое как $\langle N \rangle$. Тогда отклонение от среднего будет:

$$\delta N = N - \langle N \rangle$$

Тогда кумулянты разного порядка распределений величины N по событиям определяются следующим образом:

$$C_{1,N} = \langle N \rangle$$

$$C_{2,N} = \langle (\delta N)^2 \rangle$$

$$C_{3,N} = \langle (\delta N)^3 \rangle$$

$$C_{4,N} = \langle (\delta N)^4 \rangle - 3 \langle (\delta N)^2 \rangle^2$$

Тогда моменты можно определить из полученных кумулянт

$$M = C_{1,N} \quad \sigma^2 = C_{2,N} \quad S = \frac{C_{3,N}}{(C_{2,N})^{3/2}} \quad k = \frac{C_{4,N}}{(C_{2,N})^2}$$

Моменты распределений сохраняющихся величин высоких порядков напрямую связаны с термодинамическими восприимчивостями, вычисляемыми в рамках КХД на решётках или HRG. Введя безразмерное давление через логарифм статистической суммы в КХД как:

$$P/T^4 = \frac{1}{VT^3} \ln [Z(V, T, \mu_B, \mu_s, \mu_Q)]$$

Тогда теоретические восприимчивости сохраняющихся величин можно вычислить продифференцировать безразмерное давление.

$$\chi_q^{(n)} = \left. \frac{\partial^n (P/T^4)}{\partial (\mu_q/T)^n} \right|_T$$

3.2 Метод идентичности

В предыдущем разделе было показано, как связаны моменты распределения множественности частиц и теоретически получаемые величины термодинамических восприимчивостей. Данные величины будут чувствительны к влиянию Критической точки фазового перехода. Однако, амплитуда данного

эффекта является крайне малой и для точного подсчета высших моментов требуется набор как можно большей статистики. Для того, чтобы увеличить возможность идентификации частиц и, следовательно, увеличить доступную статистику, было предложено использовать метод идентичности.

В экспериментах частицы идентифицируются по характерным потерям энергии. В целях общности описания метода идентичности, предположим, что определение сорта частицы достигается измерением её массы, без уточнения того, каким методом информация о массе частицы добыта. Т.к. все измерения проводятся с ограниченным разрешением, то мы имеем дело с непрерывным распределениями наблюдаемых масс пионов и каонов $\rho_{\pi t}$ и $\rho_{K t}$ соответственно. Условие нормировки для них принимает вид:

$$\int dm \rho_{\pi}(x) = \langle N_{\pi} \rangle$$

$$\int dm \rho_{K}(x) = \langle N_{K} \rangle$$

В таком случае величина ω^K определяется как

$$\omega_K \equiv \rho_K \frac{(m)}{\rho} (m)$$

где $m = \rho_{K t} + \rho_{\pi t}$, нормированная следующим образом:

$$\int dm \rho(m) = \langle N \rangle \equiv \langle N_K \rangle + \langle N_{\pi} \rangle$$

Если распределения $\rho_{\pi t}$ и $\rho_{K t}$ не накладываются друг на друга, то становится возможным однозначно идентифицировать частицу. Так, например, для каона величина $\omega^K=1$, а для пиона $\omega^K=0$. В случае пересечения распределений ω^K , как уже было сказано, может принимать любое значение в интервале $[0,1]$. На рисунке 3.3 приведён второй случай. На рисунке 3.3а изображены массовые распределения, а на рисунке 3.3б распределение величины ω^K . Пики вблизи 0 и 1 на рисунке 3.3б относятся к диапазонам масс, в которых пионы и каоны можно определить с достаточно хорошей точностью.

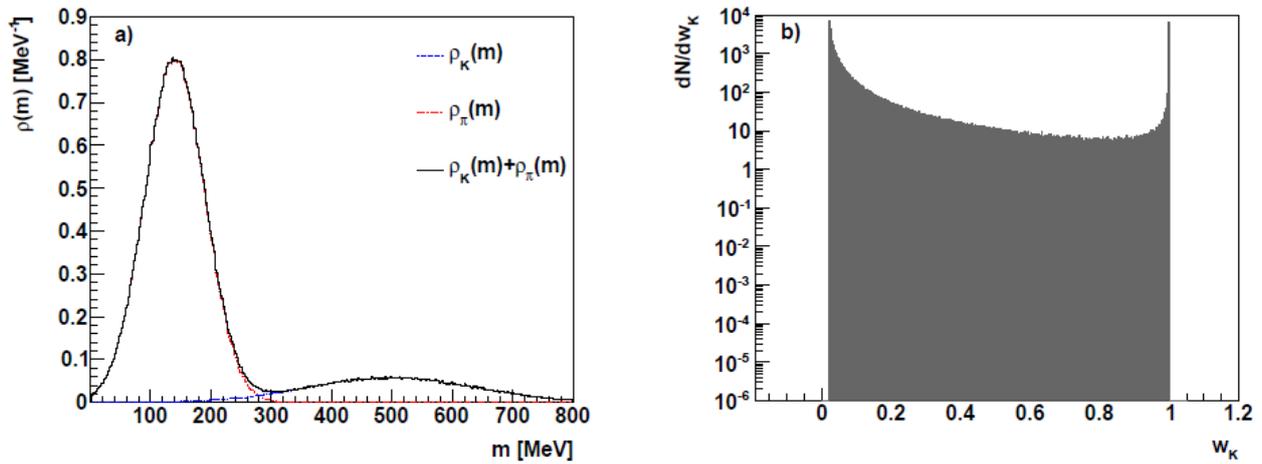


Рисунок 3.3 а) Распределения наблюдаемых масс для пионов $\rho_{\pi}(m)$, каонов $\rho_K(m)$ и суммарное $\rho(m)$ б) Распределение w_K

После получения массовых распределений можно теперь перейти к расчёту величины $\overline{\omega_K}$. Одночастичные величины ω_K вычисляются как $\omega_K = \omega_K - \omega_K$

где

$$\overline{\omega_K} = \frac{1}{\langle N \rangle} \int dm \rho(m) \omega_K(m) = \frac{1}{\langle N \rangle} \int dm \rho_K(m) = \frac{\langle N_K \rangle}{\langle N \rangle}$$

Аналогично можно найти величины: $\overline{\omega_K^2}$ и $\overline{z^2} = \overline{\omega_K^2} - \overline{\omega_K}^2$. Величину $\overline{Z^2}$ можно рассчитать следующим образом:

$$\langle Z^2 \rangle = \frac{1}{\langle N_{ev} \rangle} \sum_{n=0}^{N_{ev}} \left(\sum_{i=1}^{N_n} \omega_K^i - N_n \overline{\omega_K} \right)^2$$

где N_{ev} - число событий, а N_n - множественность n-ого события. Теперь можно вычислить величину $\overline{Z^2}$, подставив $\overline{Z^2}$, $\overline{z^2}$ и \overline{N} в соответствующее выражение.

Однако для $\overline{Z^2}$ ещё не применена поправка на эффект неточной идентификации. Обсудим процедуру нахождения поправки.

Можно показать, что величина $\overline{Z^2}$ может быть выражена через моменты множественности распределений пионов и каонов следующим образом:

$$\Psi = A \left(\frac{\langle N_K \rangle}{\langle N \rangle} - \overline{u_K} \right)^2$$

где

$$A \equiv \frac{1}{\langle N \rangle} \left(\langle N_\pi^2 \rangle \frac{\langle N_K \rangle^2}{\langle N_\pi \rangle^2} + \langle N_K^2 \rangle - \langle N_K \rangle - \frac{\langle N_K \rangle^2}{\langle N_\pi \rangle} - 2 \langle N_\pi N_K \rangle \frac{\langle N_K \rangle}{\langle N_\pi \rangle} \right)$$

и

$$\overline{u_K} \equiv \frac{1}{\langle N_K \rangle} \int dm \rho_K(m) \omega_K(m)$$

В случае полной идентификации частиц распределения $\rho_{\pi m}$ и $\rho_{K m}$ не накладываются друг на друга. Таким образом, $\omega_{K m=1}$ и итоговая формула с учётом поправки примет вид:

$$\Psi_{CI} = A \left(\frac{\langle N_K \rangle}{\langle N \rangle} - 1 \right)^2$$

Хотя полная идентификация частицы зачастую является трудной, статистическая идентификация оказывается вполне надёжной. В конце концов, мы не знаем заранее, является ли данная частица каоном или пионом, зато нам известно среднее число пионов и каонов. Тогда можно ввести так называемую случайную идентификацию, которая полагает, что для каждой частицы существует вероятность оказаться каоном равная N_K/N .

4. Результаты

В работе анализировались данные Монте-Карло моделирования столкновений ионов золота при энергиях 4, 7, 9, 11 ГэВ и висмута при энергиях 7.7 и 9 ГэВ. Был применен метод идентичности для проведения идентификации частиц в области высоких поперечных импульсов.

4.1 Распределения потерь энергии рожденных частиц.

Для анализа множественностей частиц удобнее всего будет пользоваться распределениями, записанными в терминах число частиц — удельные потери энергии в веществе детектора. Данные для подобного анализа представляется возможным извлечь из записанных в виде гистограммы в переменных поперечного импульса p и потерь энергии $dEdx$. В целях наглядной демонстрации дальнейших действий приведем двухмерную гистограмму $dEdxp$, взятую по всем центральноностям рис. 4.1.

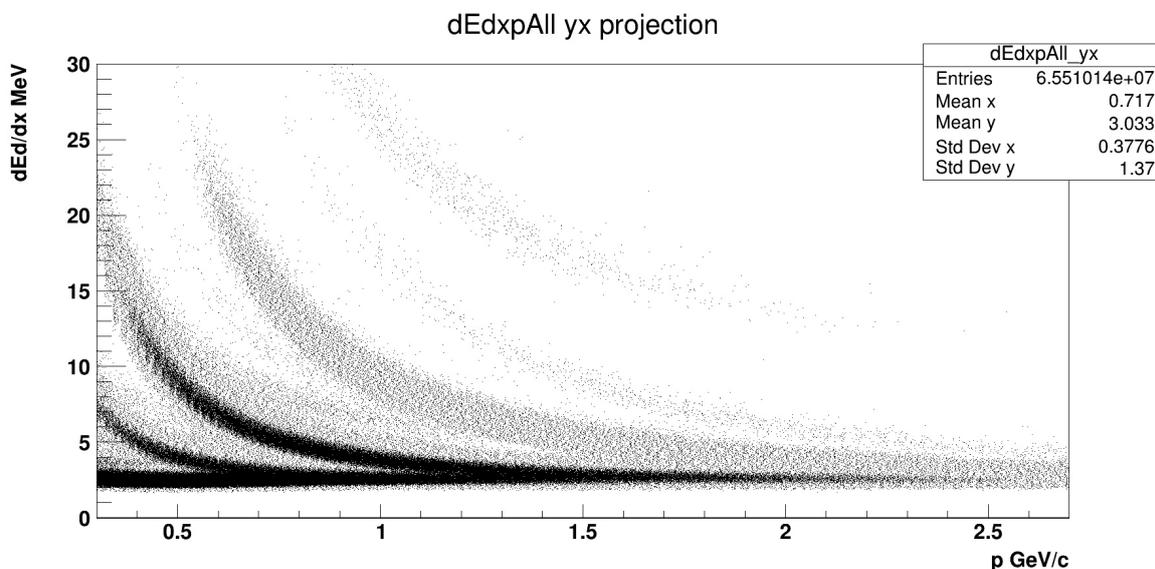
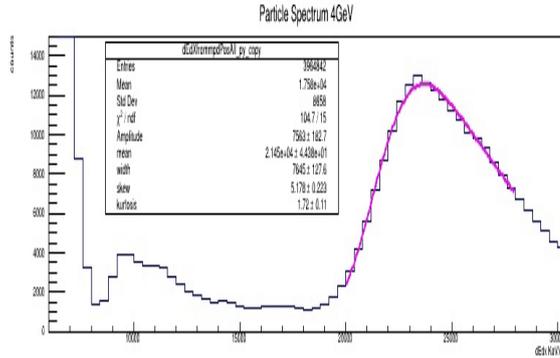
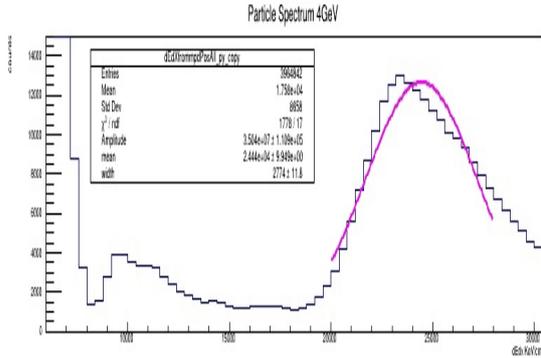


Рисунок 4.1 Двумерная гистограмма удельных потерь энергии от импульса, полученная из трёхмерной экспериментальной.



а
Г
д

И, И, КАК
МОЖНЫМ
ПУЛЬСОВ

становится невозможным однозначная идентификация частицы, т.е. пики одномерные проекции на ось импульсов, которые и представляют собой распределения искомого вида, начнут перекрываться до полного перекрытия.

Пример проекции графика 4.1 на ось потерь энергии dE/dx для промежутка поперечного импульса показан на графике 4.2.

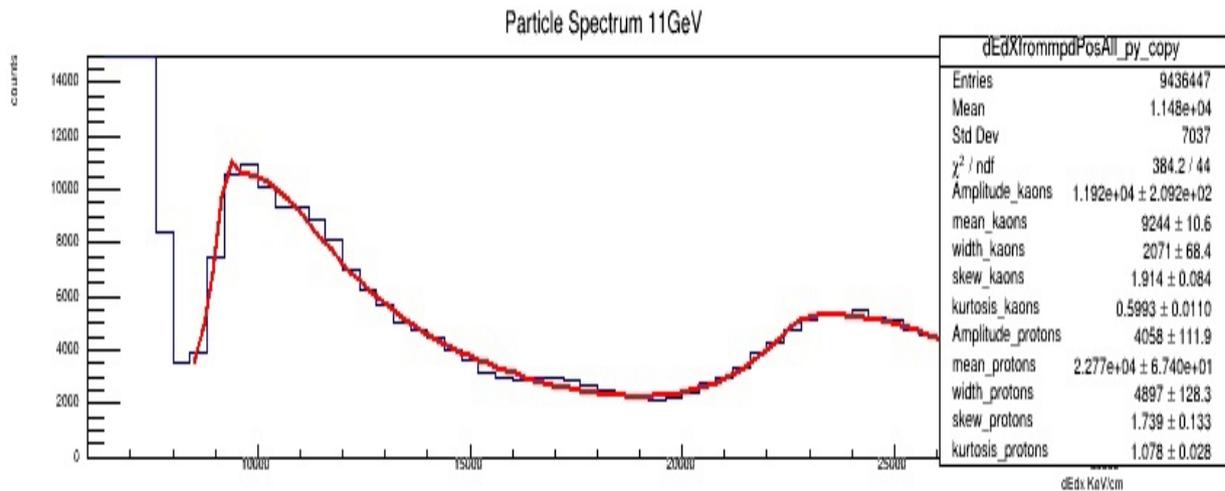


Рисунок 4.2

На рисунке 4.3 показано сравнение

Рисунок 4.3 Сравнение результатов фитирования пика каонов классической функцией Гаусса (слева) и обобщенной функцией Гаусса (справа)

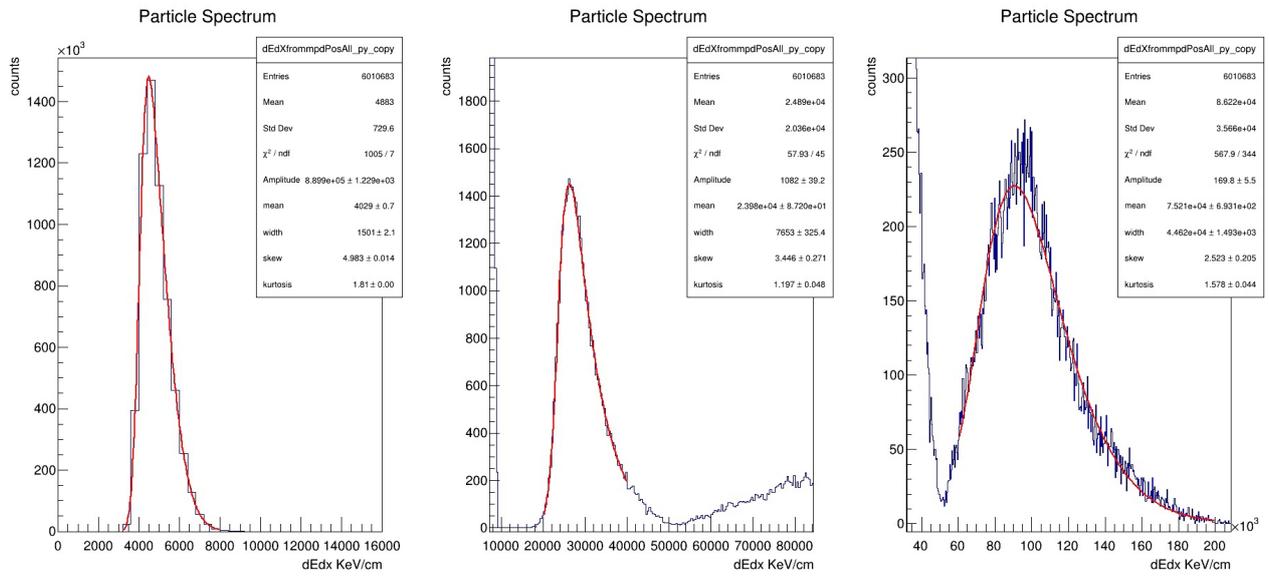


Рисунок 4.4 Результаты фитирования пиков положительных пионов (слева), каонов (в центре) и протонов (справа)

ВЫВОДЫ

В результате работы были получены следующие выводы:

1. Обработаны данные моделирования столкновений золота при энергии центра масс 4, 7, 9, 11 ГэВ и висмута при энергии 7.7 и 9 ГэВ.
2. Получены распределения потерь энергии заряженных частиц в зависимости от поперечного импульса.
3. Проведена обработка полученных зависимостей потерь энергии для частиц разных типов с помощью программного пакета ROOT.
4. Проведено сравнение параметров аппроксимирующей функции потерь энергии в разных интервалах поперечного импульса заряженных частиц.

Заключение

В результате работы были построены распределения потерь энергии заряженными частицами в объеме времяпроекционной камеры детектора MPD для столкновений ионов золота при энергиях 7, 9, 11 ГэВ и висмута при энергиях 7.7 и 9 ГэВ. Был применен метод идентичности для проведения идентификации частиц в области высоких поперечных импульсов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] L. P. Csernai. Introduction to Relativistic Heavy Ion Collisions. John Wiley and Sons Ltd, 1994.
- [2] Murray Gell-Mann. "A Schematic Model of Baryons and Mesons". In: Phys. Lett. 8 (1964), pp. 214{215. doi: 10.1016/S0031-9163(64)92001-3.
- [3] Results from the LHC presented at QM2014, Darmstadt, Germany, Nucl. Phys. A, 931 (2014).
- [4] J. Adams et al. [STAR Collaboration], Nucl. Phys. A 757, 102 (2005) [arXiv:nucl-ex/0501009].
- [5] F. Becattini, J. Manninen, M. Gazdzicki, Phys. Rev. C 73, 044905 (2006) [arXiv:hep-ph/0511092].
- [6] D. Antonczyk. Detailed Analysis of Two Particle Correlations in Central Pb-Au Collisions at 158 GeV per Nucleon". PhD thesis. Technische Universitat, Darmstadt, 2006. <https://edms.cern.ch/document/316077/1>.