

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

ВОРОНЮК ВАДИМ ВЛАДИМИРОВИЧ

**АНАЛИЗ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ
ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ
ИОНОВ В МОДЕЛИ RHSD И ВОЗМОЖНОСТЬ ИХ
ИССЛЕДОВАНИЯ НА ПРОЕКТИРУЕМОЙ УСТАНОВКЕ
MPD/NICA**

Специальность 01.04.16 —

«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание учёной степени

кандидата физико–математических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н. Рогачевский О.В.

Дубна – 2014

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
ГЛАВА 1. Динамическая транспортная модель PHSD	12
1.1 Квантовые кинетические уравнения	13
1.2 Явные уравнения для фермионов	21
1.3 Динамическая модель квазичастиц	23
1.4 Динамическая адронизация	27
1.5 Заключение к главе	29
ГЛАВА 2. Электро-магнитные поля в столкновениях тяжелых ионов.	31
2.1 Происхождение полей	31
2.2 Пространственно–временная эволюция магнитного поля	33
2.3 Плотность энергии и взаимосвязь с B_y	37
2.4 Пространственно–временная эволюция электрического поля	39
2.5 Зависимость от прицельного параметра	41
2.6 Зависимость от энергии столкновения	43
2.7 Дисперсия электромагнитного поля	46
2.8 Влияние полей на движение частиц	48
2.9 Заключение к главе	53
ГЛАВА 3. Модельный расчет глобальных характеристик столкновения тяжелых ионов	56
3.1 Глобальные наблюдаемые	56
3.1.1 Спектры	56
3.1.2 Коллективные потоки	60
3.1.3 Влияние электромагнитного поля	74
3.2 Азимутальные угловые корреляции	77
3.2.1 Адронный фон	79
3.2.2 Партонная модель	82

3.2.3	Двухчастичные угловые корреляции	87
3.2.4	Влияние электромагнитного поля	91
3.3	Заключение к главе	95
ГЛАВА 4.	Детектор MPD комплекса NICA	100
4.1	Трековая система	101
4.2	Адронный калориметр для больших быстрот	104
4.3	Заключение к главе	106
ГЛАВА 5.	Возможность изучения коллективных эффектов с помощью детектора MPD	107
5.1	Отбор событий и треков	108
5.2	Разрешение плоскости реакции	110
5.2.1	Восстановление плоскости события по TPC	110
5.2.2	Восстановление плоскости события по ZDC	110
5.3	Прямой поток	113
5.4	Эллиптический поток	114
5.5	Азимутальные угловые корреляции	116
5.6	Заключение к главе	120
Заключение		121
Список использованных источников		124
ПРИЛОЖЕНИЕ А.	Реализация в коде HSD/PHSD	140
А.1	Вычисление полей	140
А.2	Интегрирование уравнений движения	141

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

В работе используются следующие обозначения:

HSD — (Hadron–String–Dynamics) адронно–струнная транспортная модель

PHSD — (Parton–Hadron–String–Dynamics) партонно–адронно–струнная транспортная модель

NICA — (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) коллайдерный комплекс для ускорения тяжелых ионов на основе Нуклотрона

MPD — (MultiPurpose Detector) многоцелевой детектор комплекса NICA

DQPM — (Dynamical Quasiparticle Model) динамическая модель квазичастиц

CME — (Chiral Magnetic Effect) киральный магнитный эффект

UrQMD — (Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics model) модель ультррелятивистской квантовой молекулярной динамики

AMPT — (A Multi-Phase Transport model) много-фазная транспортная модель

SPS — (Super Proton Synchrotron) супер-протонный синхротрон

RHIC — (Relativistic Heavy Ion Collider) релятивистский коллайдер тяжёлых ионов

BES — (Beam Energy Scan) программа сканирования по энергии на RHIC

RP — (Reaction Plane) плоскость реакции

PP — (Participant Plane) плоскость симметрии частиц участвующих во взаимодействии

DCA — (Distance of Closest Approach) кратчайшее расстояние до объекта

КГП — кварк–глюонная плазма

ВВЕДЕНИЕ

Природа конфайнмента и динамика фазового перехода в столкновениях тяжелых ионов обсуждается научным сообществом на протяжении нескольких десятилетий. Эти вопросы остаются открытыми и по сегодняшний день. Ранние концепции кварк-глюонной плазмы (КГП) базировались на слабо взаимодействующем состоянии партонов, которое можно описать с помощью пертурбативной КХД. Однако, открытие коллективных свойств материи (азимутальной анизотропии) на коллайдере RHIC показало, что в столкновениях тяжелых ионов рождается новая среда с более сильным взаимодействием, чем в адронной среде. Эта новая среда демонстрирует свойства сильно взаимодействующей жидкости [1,2], а не идеального газа, как это предполагалось ранее. Это открытие дало начало новым исследованиям как экспериментальным, так и теоретическим.

Исследование этого вещества в присутствии сильного магнитного поля привлекло большое внимание в течение последних лет из-за нескольких интересных наблюдений. К ним относятся такие универсальные явления, как магнитный катализ [3–9], в котором магнитное поле действует сильным катализатором для динамического нарушения симметрии ароматов, что может приводить к возникновению динамической массы у фермионов. Кроме того, в плотном КХД веществе в присутствии внешнего магнитного поля и/или топологических дефектов, может возникать спонтанное рождение аксиальных токов [10–12]. Также, при конечной барионной плотности, из-за отклика основного КХД состояния на сильное магнитное поле может появляться метастабильный объект: π^0 доменная стенка (или “Голдстоуновское токовое состояние” в кварковой материи), что энергетически может быть более выгодным, чем ядерная материя при той же плотности [13]. Присутствие магнитного поля, при низких температурах и ненулевом химическом потенциале, может способствовать формированию пространственно неоднородной кон-

фигураций кваркового конденсата [14]. Также активно обсуждалось влияние постоянного магнитного поля на возможную цветовую-сверхпроводящую фазу (цветовой эффект Мейснера) [15–25]. Проявление таких явлений на эксперименте может происходить, например, при рождении плотной материи в релятивистских столкновениях тяжелых ионов, где в нецентральных реакциях создается сильное электромагнитное поле.

В этом общем отношении точные решения уравнений движения квантового поля представляют особый интерес. Последние дают нам микроскопическое понимание проблем движения релятивистской заряженной частицы в электромагнитных полях в наземных экспериментальных установках, а также в астрофизике и космологии. В частности, они применимы к развитию квантовой теории синхротронного излучения [26], а также для описания взаимодействия частиц, включая электроны и нейтрино, особенно в веществе, в присутствии внешних электромагнитных полей [27–30]. Отметим также, что наличие сильного постоянного магнитного поля модифицирует также характер электрослабого фазового перехода в эволюции Вселенной на ранних стадиях [31–36].

Фундаментальным свойством неабелевой калибровочной теории является существование нетривиальных топологических конфигураций КХД вакуума. Взаимодействие топологических конфигураций с (киральными) кварками проявляется в локальном дисбалансе киральности. Такая киральная асимметрия при взаимодействии с сильным магнитным полем индуцирует ток электрического заряда вдоль направления магнитного поля [37–39]. Возможность такого рода локального нарушения четности в сильных взаимодействиях в периферических ион-ионных столкновениях впервые постулировалась еще десятилетие назад [40–42]. Этот эффект получил название “Киральный Магнитный Эффект” (англ. “Chiral Magnetic Effect”, CME). Таким образом, сильное магнитное поле может преобразовывать флуктуации топологического заряда в вакууме КХД в глобальное разделение электриче-

ских зарядов по отношению к плоскости реакции. И, как утверждается в работах [37,38,43,44], топологические эффекты в КХД могут непосредственно наблюдаться в столкновениях тяжелых ионов. Действительно, в упрощенных моделях было показано, что электромагнитные поля требуемой напряженности могут создаваться заряженными спектаторами в релятивистских периферических столкновениях тяжелых ионов [37,45].

Недавно флуктуации топологического заряда и возможность СМЕ были подтверждены расчетами КХД на решетке в $SU(2)$ глюодинамике [46,47], а также в КХД+КЭД расчетах с динамическими $2+1$ ароматами кварков [48].

Флуктуационный характер СМЕ приводит к исчезновению средних значений для \mathcal{P} -нечетных наблюдаемых и поэтому, как было предложено С.Волошиным [49], на эксперименте измеряются двух-частичные азимутальные угловые корреляции, связанные с зарядовой асимметрией относительно плоскости реакции.

Первое экспериментальное указание СМЕ, на основе зарядовой азимутальной асимметрии, было получено коллаборацией STAR на RHIC при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 200$ и 62 ГэВ [50–53] и качественно подтверждается коллаборацией PHENIX [54]. В последнее время эти измерения были расширены, с одной стороны, ниже номинальной энергии RHIC вниз к $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ ГэВ в рамках программы сканирования по энергии (BES) [55,56] и, с другой стороны, были объявлены предварительные результаты для максимальной доступной на сегодняшний день энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ для коллайдера LHC [57,58]. На первый взгляд, экспериментальные результаты качественно соответствуют теоретическим предсказаниям для локального нарушения четности в столкновениях тяжелых ионов. Тем не менее, до сих пор нет единой интерпретации наблюдаемого эффекта [59–67]. Используемые в [51,52] фоновые модели не могут описать наблюдаемый сигнал, также полностью не исключены альтернативные механизмы (см., например [59–61,65,67]) приводящие к подобному эффек-

ту. При этом азимутальные угловые корреляции тесно связаны с потоками. Образованные на ранних стадиях столкновения, последние могут вносить существенный вклад в корреляции при отсутствии эффектов связанных с локальным нарушением четности. Поиск различных источников фона и дополнительных проявлений локального нарушения четности обсуждался в работах [59–61, 65, 67], но ни один из них не создает сигнал необходимой величины и зависимости от центральности.

Сопровождающие экспериментальные работы оценки адронного динамического фона связаны только со статистическими (адронными) флуктуациями и не связаны с электромагнитным полем вообще. Следует отметить, что максимальная напряженность магнитного поля, возникающего в $Au + Au$ столкновении при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и прицельным параметром $b = 10$ фм, достигается в центре системы и принимает очень высокое значение $eB_y \sim 5 m_\pi^2$ в течении времени $t \sim 0.2$ фм/с. Напомним, что в этой шкале $m_\pi^2 \sim 10^{18}$ Гс и то, что невозможно создать в лаборатории устойчивые поля сильнее чем $4.5 \cdot 10^5$ Гс, так как магнитное давление таких полей превышает предел прочности земных материалов. При этом, как отмечается в работе [68], флуктуации электромагнитного поля в отдельных событиях (в нецентральных столкновениях тяжелых ионов) могут быть существенными. Наличие больших флуктуаций недавно было подтверждено также в работе [69].

Изучение кирального магнитного эффекта и коллективных потоков является одной из тем физической программы проектируемого в ОИЯИ (Дубна) многоцелевого детектора MPD планируемого ускорительного комплекса NICA для ион-ионных столкновений при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 4 \div 11$ ГэВ. Ожидается, что именно в этой области энергий находится точка фазового перехода адронного вещества в кварк-глюонную плазму. Большая светимость позволит прецизионно изучать эффекты связанные с нарушением пространственной четности в сильных взаимодействиях, также

как и коллективные потоки, чувствительные к состоянию системы на ранней стадии столкновения.

Целью данной работы является изучение электромагнитных полей, возникающих в ион-ионных столкновениях, их влияния на наблюдаемые; изучение потоковых коэффициентов и азимутальных угловых корреляций (фона для кирального магнитного эффекта) в присутствии самосогласованного электромагнитного поля и/или партонной фазы в модели PHSD; а также моделирование и физический анализ этих явлений на проектируемой детекторной установке MPD комплекса NICA.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Ввести самосогласованное электромагнитное поле в код транспортной модели HSD/PHSD.
2. Изучить пространственно-временную конфигурацию полей, их зависимость от параметров столкновения.
3. Соотнести напряженности полей и плотность энергии в системе (как необходимое условие для СМЕ).
4. Проанализировать флуктуации полей.
5. Оценить влияние электромагнитного поля на движение частиц.
6. Изучить влияние партонной фазы на глобальные наблюдаемые и коллективные потоки.
7. Изучить влияние электромагнитного поля на глобальные наблюдаемые и коллективные потоки.
8. Вычислить азимутальные угловые корреляции в адронной и партонной моделях (фон для СМЕ).
9. Исследовать иные механизмы двухчастичных угловых корреляций, вносящих вклад в азимутальную угловую асимметрию.
10. Исследовать возможное проявление обсуждаемых эффектов в наблюдаемых на детекторной установке MPD.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Расширена компьютерная транспортная модель HSD/PHSD для самосогласованного учета электромагнитного поля.
2. Выполнено исследование свойств электромагнитного поля в столкновениях тяжелых ионов.
3. Проведено изучение влияния электромагнитного поля, возникающего в столкновениях тяжелых ионов, на наблюдаемые (потоки и азимутальные угловые корреляции).
4. Выполнен анализ азимутальных угловых зарядовых корреляций (фона для кирального магнитного эффекта).
5. На основе Монте-Карло анализа, показана возможность изучения потоков и азимутальных угловых корреляций на установке MPD.

Научная новизна:

1. Впервые в код транспортной модели был включен самосогласованный расчет электромагнитного поля, генерируемого как адронами, так и партонами, с учетом обратного влияния поля на движение частиц.
2. Впервые исследовалась конфигурация и характеристики самосогласованного электромагнитного поля, возникающего в столкновениях тяжелых ионов.
3. Было выполнено оригинальное исследование влияния самосогласованного электромагнитного поля на наблюдаемые потоки и азимутальные угловые корреляции.

Научная и практическая значимость. Полученные результаты расширяют наши знания о столкновениях тяжелых ионов. Впервые наиболее полно исследовано электромагнитное поле, создаваемое сталкивающимися ядрами. Полученные результаты можно использовать в качестве ограничения и фона для существующих моделей локального нарушения четности в сильных взаимодействиях. Разработанный код, в рамках транспортной модели HSD/PHSD, позволяет дальнейшее изучение эффектов связанных с откликом среды на сильное магнитное поле. На основе моделирования детектора

MPD комплекса NICA, показана возможность изучения потоков и зарядовых азимутальных угловых корреляций на установке. Данные результаты важны для дальнейшего развития эксперимента MPD (ОИЯИ, Дубна).

Степень достоверности полученных результатов обеспечивается сравнением модельных расчетов с экспериментальными данными в широкой области энергий. Результаты находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами.

Апробация работы. Основные результаты работы неоднократно обсуждались на совещаниях коллаборации MPD, на научных семинарах: в Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ, НИИЯФ МГУ, Франкфуртском университете (секция “Transport theory”), а также докладывались на международных конференциях: “*International Conference on Strangeness in Quark Matter*” (SQM 2011), “*28th Max Born Symposium and HIC for FAIR Workshop: Three Days on Quarkyonic Island*”, “*International Workshop on Hot and Cold Baryonic Matter*” (HCBM 2010).

Личный вклад. Автор внес существенный вклад в разработку и оптимизацию транспортной модели HSD/PHSD. Вклад автора является определяющим в исследовании электромагнитных полей возникающих в столкновениях тяжелых ионов, в оценке влияния этих полей на наблюдаемые, и в анализе наблюдаемых связанных с СМЕ. Применение методов физического анализа для детекторной установки MPD выполнено исключительно автором.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 16 печатных изданиях [70–85], 8 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК [72, 75, 76, 79, 80, 82–84], 8 — в тезисах докладов [70, 71, 73, 74, 77, 78, 81, 85].

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и одного приложения. Полный объем диссертации составляет 142 страницы с 70 рисунками и 3 таблицами. Список литературы содержит 181 наименование.

ГЛАВА 1. ДИНАМИЧЕСКАЯ ТРАНСПОРТНАЯ МОДЕЛЬ PHSD

Партон-адрон-струнная динамическая модель (PHSD), используемая далее в расчетах, является микроскопической ковариантной транспортной моделью [86–88] с обобщенными транспортными уравнениями основанными на немассовых уравнениях Каданова-Бейма [89–91] для функций Грина в представлении Вигнера (в первом порядке градиентного разложения, за пределами квазичастичного приближения). Модель последовательно описывает полную эволюцию столкновения релятивистских тяжелых ионов от начальных жестких соударений и образования струн, процесса деконфайнмента с динамическим фазовым переходом в сильно взаимодействующую кварк-глюонную плазму, до адронизации и последующего взаимодействия в расширяющейся адронной фазе. В адронном секторе PHSD эквивалентна адронно-струнной-динамической транспортной модели HSD [92,93], которая успешно применялась для описания pA и AA столкновений тяжелых ионов с энергией от SIS до RHIC.

В частности, PHSD включает в себя немассовую динамику для партон-адронов. Во немассовом транспортном описании, адронные и партонные спектральные функции динамически изменяются при распространении через среду и, в случае адронов, эволюционируют к спектральным функциям на массовой поверхности (вакуумным), при расширении системы в ходе столкновения тяжелых ионов. Как показано в [94–96] динамика вне массовой поверхности важна для адронных резонансов с довольно большим временем жизни в вакууме, но сильно уменьшенным временем жизни в ядерной среде (особенно для ω и ϕ -мезонов), это также обеспечивает корректное описание дилептонных распадов ρ мезонов с массами, близкими к порогу двухпионного распада.

1.1. Квантовые кинетические уравнения

Представленный далее краткий обзор релятивистской квантовой теории для многочастичных систем основан на работе [97].

Формализм Келдыша–Швингера. За последние годы метод Келдыша–Швингера [98, 99] (который известен также как формализм “замкнутого временного контура”, или in-in-формализм) в сочетании с функциональными методами квантовой теории поля стал мощным инструментом исследования явлений переноса в сильно неравновесных системах. В этом методе возмущение системы описывается с помощью неравновесных функций Грина определенных на специальном действительном (в случае конечной температуры – комплексном) контуре по времени (рис. 1.1) с временным аргументом бегущем от точки t_0 до некоторой точки t по хронологической ветви (+) и возвращающемся обратно от t к t_0 по анти-хронологической ветви (–). Важно понимать, что эти две ветви

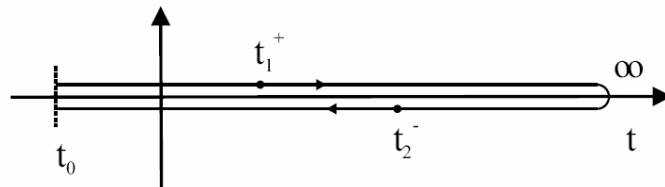


Рисунок 1.1: Замкнутый по времени контур формализма Келдыша–Швингера.

интегрирования независимы так, что в гейзенберговском представлении операторов упорядочивание по контуру не совпадает с упорядочиванием по времени. Определим, упорядоченную вдоль временного контура, функцию Грина (в случае действительного скалярного поля $\phi(x)$) следующим образом

$$\begin{aligned} G(x, y) &= \langle T^P(\phi(x)\phi(y)) \rangle \\ &= \Theta^P(x_0 - y_0)\langle(\phi(x)\phi(y))\rangle + \Theta^P(y_0 - x_0)\langle(\phi(y)\phi(x))\rangle, \quad (1.1) \end{aligned}$$

где оператор T^P упорядочивает полевые операторы в соответствии с их положением на временном контуре, как это показано с помощью ступенчатой функции Θ^P .

В зависимости от положения на контуре, существуют четыре различные двух-частичные функции

$$\begin{aligned}
iG^c(x, y) &= iG^{++}(x, y) = \langle T^c\{\phi(x)\phi(y)\} \rangle, \\
iG^<(x, y) &= iG^{+-}(x, y) = \langle \{\phi(y)\phi(x)\} \rangle, \\
iG^>(x, y) &= iG^{-+}(x, y) = \langle \{\phi(x)\phi(y)\} \rangle, \\
iG^a(x, y) &= iG^{--}(x, y) = \langle T^a\{\phi(x)\phi(y)\} \rangle.
\end{aligned} \tag{1.2}$$

Здесь оператор $T^c(T^a)$ представляет временное (анти-временное) упорядочивание операторов в случае если оба аргумента лежат на хронологической (анти-хронологической) ветви реального временного контура. Эти четыре функции не являются независимыми друг от друга, хронологическая и анти-хронологическая функции Грина, G^c и G^a , выражаются через функции Вайтмана, $G^>$ и $G^<$.

Самосогласованные уравнения движения для этих функций Грина можно получить с помощью уравнения Швингера–Дайсона с использованием *двух-частично неприводимого* (2ЧН) эффективного действия [100]. Формально уравнение имеет тот же вид, что и в равновесном случае, а именно, для действительного скалярного поля:

$$[\square_x + m^2] G(x, y) + \int d^4w \Sigma(x, w) G(w, y) = \delta^4(x - y), \tag{1.3}$$

где Σ – собственно-энергетическая функция. В каждой конкретной модели собственно-энергетическая функция Σ может быть выражена в рамках теории возмущений через двухточечные корреляционные функции и вершины взаимодействия. Здесь неявно подразумевается, что функция Грина имеет структуру матрицы с элементами (1.2), или, что тоже самое, определена на временном контуре Келдыша–Швингера.

Из уравнений Дайсона-Швингера (1.3) следуют уравнения для временной эволюции функций Вайтмана [90, 101, 102]:

$$\begin{aligned}
-[\partial_\mu^x \partial_x^\mu + m^2]G^{\lessgtr}(x, y) &= \Sigma^\delta(x)G^{\lessgtr}(x, y) \\
&+ \int_{t_0}^{x_0} dz_0 \int d^d z [\Sigma^>(x, z) - \Sigma^<(x, z)]G^{\lessgtr}(z, y) \\
&- \int_{t_0}^{y_0} dz_0 \int d^d z \Sigma^{\lessgtr}(x, z)[G^>(z, y) - G^<(z, y)], \\
-[\partial_\mu^y \partial_y^\mu + m^2]G^{\lessgtr}(x, y) &= \Sigma^\delta(y)G^{\lessgtr}(x, y) \\
&+ \int_{t_0}^{x_0} dz_0 \int d^d z [G^>(x, z) - G^<(x, z)]\Sigma^{\lessgtr}(z, y) \\
&- \int_{t_0}^{y_0} dz_0 \int d^d z G^{\lessgtr}(x, z)[\Sigma^>(z, y) - \Sigma^<(z, y)],
\end{aligned} \tag{1.4}$$

где d обозначает пространственную размерность задачи. Упорядоченная по контуру собственная энергия в уравнении (1.4) была разделена на локальную Σ^δ и нелокальную, которую можно записать, аналогично функции Грина (1.1), через сумму контурных Θ_p функций. При этом, собственная энергия входящая в уравнение Дайсона-Швингера (1.3) имеет вид

$$\begin{aligned}
\Sigma(x, y) &= \Sigma^\delta(x)\delta_p^{(d+1)}(x - y) + \Theta_p(x_0 - y_0)\Sigma^>(x, y) \\
&+ \Theta_p(y_0 - x_0)\Sigma^<(x, y).
\end{aligned} \tag{1.5}$$

Кроме того, также представляют интерес линейные комбинации функций Грина в одновременном представлении. Запаздывающая функция Грина G^R и опережающая G^A определяются выражениями

$$G^R(x, y) = \Theta(x_0 - y_0)[G^>(x, y) - G^<(x, y)] \tag{1.6}$$

$$G^A(x, y) = -\Theta(y_0 - x_0)[G^>(x, y) - G^<(x, y)] \tag{1.7}$$

Эти функции Грина содержат исключительно спектральную, но не статистическую информацию о системе. Их эволюции во времени определяется

уравнениями Дайсона-Швингера и дается выражением

$$-\left[\partial_\mu^x \partial_x^\mu + m^2 + \Sigma^\delta(x)\right] G^{R/A}(x, y) = \delta^{(d+1)}(x - y) + \int d^{d+1}z \Sigma^{R/A}(x, z) G^{R/A}(z, y), \quad (1.8)$$

где запаздывающая и опережающая собственная энергия, Σ^R и Σ^A , выражена через $\Sigma^>$ и $\Sigma^<$ подобно функциям Грина (см. (1.6) и (1.7)).

Обобщенные транспортные уравнения. Для вывода обобщенных транспортных уравнений перепишем уравнение (1.4) для функций Вайтмана в пространстве координат ($x_1 = (t_1, \mathbf{x}_1)$, $x_2 = (t_2, \mathbf{x}_2)$) в виде

$$\left[\partial_\mu^{x_1} \partial_{x_1}^\mu + m^2 + \Sigma^\delta(x_1)\right] G^{\lessgtr}(x_1, x_2) = I_1^{\lessgtr}(x_1, x_2), \quad (1.9)$$

со столкновительным членом

$$\begin{aligned} I_1^{\lessgtr}(x_1, x_2) &= - \int_{-\infty}^{\infty} d^D x' \Theta(t_1 - t') [\Sigma^>(x_1, x') - \Sigma^<(x_1, x')] G^{\lessgtr}(x', x_2) \\ &\quad + \int_{-\infty}^{\infty} d^D x' \Sigma^{\lessgtr}(x_1, x') \Theta(t_2 - t') [G^>(x', x_2) - G^<(x', x_2)] \\ &= - \int_{-\infty}^{\infty} d^D x' [\Sigma^R(x_1, x') G^{\lessgtr}(x', x_2) + \Sigma^{\lessgtr}(x_1, x') G^A(x', x_2)] \end{aligned} \quad (1.10)$$

Здесь Σ^δ является локальной (недиссипативной) частью собственной энергии, в то время как Σ^{\lessgtr} соответствует нелокальным столкновительным вкладам собственной энергии.

Поскольку транспортные теории имеют дело с фазовым пространством, то необходимо перейти к Вигнеровскому представлению с помощью преобразования Фурье по быстро меняющимся (“внутренним”) относительным координатам $\Delta x = x_1 - x_2$ и рассматривать эволюцию системы с точки зрения “макроскопических” переменных: средней пространственно-временной координаты $x = (x_1 + x_2)/2$ и четырех-импульса $p = (p_0, \mathbf{p})$. Пере-

ход к пространству Вигнера осуществляется с помощью преобразования

$$\bar{F}(p, x) = \int_{-\infty}^{\infty} d^D \Delta x e^{i \Delta x_{\mu} p^{\mu}} F(x_1 = x + \Delta x/2, x_2 = x - \Delta x/2). \quad (1.11)$$

При этом, свертка произвольных двух функций F и G

$$H(x_1, x_2) = \int_{-\infty}^{\infty} d^D z F(x_1, z) G(z, x_2) \quad (1.12)$$

преобразуется как

$$\begin{aligned} \bar{H}(p, x) &= \int_{-\infty}^{\infty} d^D \Delta x e^{i \Delta x_{\mu} p^{\mu}} H(x_1, x_2) \\ &= e^{i(1/2)(\partial_p^{\mu} \partial_{\mu}^{x'} - \partial_x^{\mu} \partial_{\mu}^{p'})} [\bar{F}(p, x) \bar{G}(p', x')] \Big|_{x' = x, p' = p}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Уравнение (1.9) записанное в пространстве Вигнера называется уравнением Каданова–Бейма.

В транспортных теориях стандартно предполагается, что все функции только плавно меняются в зависимости от их средних пространственно-временных координат и, таким образом, они ограничены производными первого порядка. Всеми членами, пропорциональными второй и более высоких производных от средних пространственно-временных координат (а также смешанными), здесь будем пренебрегать. Таким образом, преобразование Вигнера для свертки (1.12) в первом порядке градиентного разложения выглядит как

$$\bar{H}(p, x) = \bar{F}(p, x) \bar{G}(p, x) + i \frac{1}{2} \{ \bar{F}(p, x), \bar{G}(p, x) \} + O(\partial_x^2), \quad (1.14)$$

где релятивистское обобщение скобки Пуассона определено как

$$\{ \bar{F}(p, x), \bar{G}(p, x) \} = \partial_{\mu}^p \bar{F}(p, x) \partial_x^{\mu} \bar{G}(p, x) - \partial_{\mu}^x \bar{F}(p, x) \partial_p^{\mu} \bar{G}(p, x). \quad (1.15)$$

Теперь выполним преобразование Вигнера (в градиентном разложении первого порядка) уравнения (1.9) с столкновительным членом в виде (1.10).

В результате получим обобщенное транспортное уравнение [89, 94, 95]:

$$\underbrace{2p^\mu \partial_\mu^x i\bar{G}^{\leq} - \{\text{Re}\bar{\Sigma}^R, i\bar{G}^{\leq}\}}_{\{\bar{M}, i\bar{G}^{\leq}\}} - \{i\bar{\Sigma}^{\leq}, \text{Re}\bar{G}^R\} = i\bar{\Sigma}^< i\bar{G}^> - i\bar{\Sigma}^> i\bar{G}^<, \quad (1.16)$$

и обобщенное уравнение связи на массовую поверхность

$$\underbrace{[p^2 - m^2 - \text{Re}\bar{\Sigma}^R]}_{\bar{M}} i\bar{G}^{\leq} = i\bar{\Sigma}^{\leq} \text{Re}\bar{G}^R + \frac{1}{4}\{i\bar{\Sigma}^>, i\bar{G}^<\} - \frac{1}{4}\{i\bar{\Sigma}^<, i\bar{G}^>\} \quad (1.17)$$

с массовой функцией

$$\bar{M} = p^2 - m^2 - \text{Re}\bar{\Sigma}^R. \quad (1.18)$$

В транспортном уравнении (1.16) слева, можно узнать дрейфовый член $p^\mu \partial_\mu^x i\bar{G}^{\leq}$, а также член Власова с реальной частью запаздывающей собственной энергии $\text{Re}\bar{\Sigma}^R$. С другой стороны, правая часть представляет столкновительный член с типичной структурой притока ($\sim \Sigma^< G^>$) и оттока ($\sim \Sigma^> G^<$). Таким образом, взаимодействие между степенями свободы включено в среднее поле и столкновительные члены, как в “стандартных” транспортных моделях Власова–Больцмана. В противоположность этому, во немассовом транспорте есть дополнительный член $-\{i\bar{\Sigma}^{\leq}, \text{Re}\bar{G}^R\}$, имеющий значение обратного потока и отвечающий за немассовое распространение. Он обращается в нуль в пределе квазичастиц на массовой поверхности. Заметим, однако, что собственная энергия $\bar{\Sigma}$ полностью определяет динамику функций Грина при заданных начальных условиях.

Далее, представим уравнения (1.16) и (1.17) с помощью вещественных величин разлагая запаздывающие и опережающие функции Грина, и собственную энергию, в виде

$$\bar{G}^{R/A} = \text{Re}\bar{G}^R \pm i\text{Im}\bar{G}^R = \text{Re}\bar{G}^R \mp i\bar{A}/2, \quad (1.19)$$

$$\bar{A} = \mp 2\text{Im}\bar{G}^{R/A}, \quad (1.20)$$

$$\bar{\Sigma}^{R/A} = \text{Re}\bar{\Sigma}^R \pm i\text{Im}\bar{\Sigma}^R = \text{Re}\bar{\Sigma}^R \mp i\bar{\Gamma}/2, \quad (1.21)$$

$$\bar{\Gamma} = \mp 2\text{Im}\bar{\Sigma}^{R/A}. \quad (1.22)$$

Отметим, что в пространстве Вигнера вещественные части запаздывающей и опережающей функций Грина и собственные энергии равны, в то время как мнимые части имеют противоположный знак и пропорциональны спектральной функции \bar{A} и ширине $\bar{\Gamma}$, соответственно.

В результате подстановки (1.19)-(1.22) в уравнения (1.17), получаются два алгебраических соотношения для спектральной функции \bar{A} и вещественной части запаздывающей функции Грина $\text{Re}\bar{G}^R$ в зависимости от ширины $\bar{\Gamma}$ и вещественной части запаздывающей собственной энергии $\text{Re}\bar{\Sigma}^R$ [94,95,97]

$$\bar{A} = \frac{\bar{\Gamma}}{[p^2 - m^2 - \text{Re}\bar{\Sigma}^R]^2 + \bar{\Gamma}^2/4}, \quad (1.23)$$

$$\text{Re}\bar{G}^R = \frac{[p^2 - m^2 - \text{Re}\bar{\Sigma}^R]}{[p^2 - m^2 - \text{Re}\bar{\Sigma}^R]^2 + \bar{\Gamma}^2/4}. \quad (1.24)$$

Спектральная функция (1.23) представляет собой типичное распределение Брейта–Вигнера с собственной энергией зависящей от энергии и импульса, и является нормированной на единицу весовой функцией, которая при значениях отличных от нуля, определяет спектр возможных энергий для частиц с ненулевым импульсом в среде.

Хотя приведенные выше уравнения являются чисто алгебраическими решениями и не содержат членов с производными, они имеют силу до первого порядка по градиентам.

Представление тестовых-частиц. Для нахождения приближенного решения транспортного уравнения (1.16) воспользуемся анзацем тестовых частиц для корреляционной функции $G^<$, а именно, представим вероятность $F(x, p)$ нахождения частицы в данной фазово-пространственной ячейке в виде

$$F(x, p) = \bar{A}(p)N(x, p) = iG^<(x, p) \sim \sum_{i=1}^N \delta^{(3)}[\mathbf{x} - \mathbf{x}_i(t)]\delta^{(3)}[\mathbf{p} - \mathbf{p}_i(t)]\delta[p_0 - \varepsilon_i(t)]. \quad (1.25)$$

Впервые подстановка тестовых частиц была использована для решения обобщенного транспортного уравнения в работе [94]. В самом общем случае (когда собственные энергии зависят от четырех-импульса p , времени t и пространственных координат x) уравнения движения для тестовых частиц приобретают вид (см. [95])

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \frac{1}{1 - C_{(i)}} \frac{1}{2\varepsilon_i} \left[2\mathbf{p}_i + \nabla_{p_i} \text{Re}\Sigma_{(i)}^R + \frac{\varepsilon_i^2 - \mathbf{p}_i^2 - M_0^2 - \text{Re}\Sigma_{(i)}^R}{\Gamma_{(i)}} \nabla_{p_i} \Gamma_{(i)} \right] \quad (1.26)$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{1}{1 - C_{(i)}} \frac{1}{2\varepsilon_i} \left[\nabla_{x_i} \text{Re}\Sigma_{(i)}^R + \frac{\varepsilon_i^2 - \mathbf{p}_i^2 - M_0^2 - \text{Re}\Sigma_{(i)}^R}{\Gamma_{(i)}} \nabla_{x_i} \Gamma_{(i)} \right], \quad (1.27)$$

$$\frac{d\varepsilon_i}{dt} = \frac{1}{1 - C_{(i)}} \frac{1}{2\varepsilon_i} \left[\frac{\partial \text{Re}\Sigma_{(i)}^R}{\partial t} + \frac{\varepsilon_i^2 - \mathbf{p}_i^2 - M_0^2 - \text{Re}\Sigma_{(i)}^R}{\Gamma_{(i)}} \frac{\partial \Gamma_{(i)}}{\partial t} \right], \quad (1.28)$$

где обозначение $F_{(i)}$ подразумевает, что функция взята от соответствующей тестовой частицы, т.е. $F_{(i)} \equiv F(t, \mathbf{x}_i(t), \mathbf{p}_i(t), \varepsilon_i(t))$. Общий множитель $C_{(i)}$ содержит производные запаздывающей собственной энергии:

$$C_{(i)} = \frac{1}{2\varepsilon_i} \left[\frac{\partial \text{Re}\Sigma_{(i)}^R}{\partial \varepsilon_i} + \frac{\varepsilon_i^2 - \mathbf{p}_i^2 - M_0^2 - \text{Re}\Sigma_{(i)}^R}{\Gamma_{(i)}} \frac{\partial \Gamma_{(i)}}{\partial \varepsilon_i} \right]. \quad (1.29)$$

Он сдвигает время системы t к “собственному времени” частицы i определенному как $\bar{t} = t/(1 - C_{(i)})$. Тогда, для каждой тестовой частицы i , производные по отношению к “собственному времени”, то есть, $dx_i/d\bar{t}_i$, $dp_i/d\bar{t}_i$ и $d\varepsilon_i/d\bar{t}_i$ появятся без перенормировочного фактора $(1 - C_{(i)})^{-1}$, пренебрегая производными более высокого порядка по времени в соответствии с квазиклассическим приближением.

В случае, когда собственные энергии зависят только от пространственно-временных координат, т.е. $\text{Re}\Sigma_{(i)}^R(x, p) = \text{Re}\Sigma_{(i)}^R(x)$, с нулевой шириной, т.е. $\Gamma_{(i)} = 0$, непосредственно получаем известные уравнения движения в квазичастичном приближении с квадратом эффективной массы $M_0^2 + \text{Re}\Sigma_{(i)}^R(x)$, и спектральной функцией пропорциональной δ -функции.

В случае импульс-независимой ширины $\Gamma(x)$, в качестве независимой переменной возьмем $M^2 = p^2 - \text{Re}\Sigma^R$ вместо p_0 , которая затем определяется

по значениям \mathbf{p} и M как

$$p_0^2 = \mathbf{p}^2 + M^2 + \text{Re}\bar{\Sigma}^R(x, \mathbf{p}). \quad (1.30)$$

Тогда уравнение (1.28) можно записать в виде

$$\frac{d\Delta M_i^2}{dt} = \frac{\Delta M_i^2}{\Gamma_{(i)}} \frac{d\Gamma_{(i)}}{dt} \Leftrightarrow \frac{d}{dt} \ln \left(\frac{\Delta M_i^2}{\Gamma_{(i)}} \right) = 0 \quad (1.31)$$

для временной эволюции тестовой частицы i по квадрату инвариантной массы, где $\Delta M_i^2 = M_i^2 - M_0^2$.

1.2. Явные уравнения для фермионов

Обобщенные транспортные уравнения (1.16) и (1.17) реализованы в PHSD с помощью следующего представления для собственных энергий. В случае фермионов - таких, как барионы или кварки - собственная энергия $\text{Re}\bar{\Sigma}^R$ разделяется на различные Лоренц структуры скалярного и векторного типа

$$\text{Re}\bar{\Sigma}^R = 2\omega(U_h^S(x, p) + \gamma_\mu U_h^\mu(x, p)) \quad (1.32)$$

для каждого вида h фермиона. Тогда массовая функция для фермионов выглядит так

$$M_h(p, x) = \Pi_0^2 - \mathbf{\Pi}^2 - m_h^{*2}, \quad (1.33)$$

с эффективной массой и четыре-импульсом в виде

$$m_h^*(x, p) = m_h + U_h^S(x, p), \quad (1.34)$$

$$\Pi^\mu(x, p) = p^\mu - U_h^\mu(x, p), \quad (1.35)$$

где m_h обозначает голую (вакуумную) массу. После вставки (1.33) в обобщенные транспортное уравнение (1.16), возникает ковариантная транспортная теория на вне-массовой поверхности. Она формально записывается в виде набора связанных транспортных уравнений для функции распределения в

фазовом пространстве $N_h(x, p)$ ($x = (t, \mathbf{r})$, $p = (\omega, \mathbf{p})$) фермиона h со спектральной функцией $A_h(x, p)$ (напомним, что $i\bar{G}_h^<(x, p) = N_h(x, p)A_h(x, p)$), т.е.

$$\begin{aligned}
& (\Pi_\mu - \Pi_\nu \partial_\mu^p U_h^\nu - m_h^* \partial_\mu^p U_h^S) \partial_x^\mu N_h(x, p) A_h(x, p) \\
& \quad + (\Pi_\nu \partial_\mu^x U_h^\nu + m_h^* \partial_\mu^x U_h^S) \partial_p^\mu N_h(x, p) A_h(x, p) - \{i\bar{\Sigma}^<, \text{Re}\bar{G}^R\} \\
& = (2\pi)^4 \sum_{h_2 h_3 h_4} \text{tr}_2 \text{tr}_3 \text{tr}_4 [T^\dagger T]_{12 \rightarrow 34} \\
& \quad \times \delta^4(\Pi + \Pi_2 - \Pi_3 - \Pi_4) A_h(x, p) A_{h_2}(x, p_2) A_{h_3}(x, p_3) A_{h_4}(x, p_4) \\
& \quad \times [N_{h_3}(x, p_3) N_{h_4}(x, p_4) \bar{f}_h(x, p) \bar{f}_{h_2}(x, p_2) - N_h(x, p) N_{h_2}(x, p_2) \bar{f}_{h_3}(x, p_3) \bar{f}_{h_4}(x, p_4)]
\end{aligned} \tag{1.36}$$

где

$$\bar{f}_h(x, p) = 1 - N_h(x, p)$$

и

$$\text{tr}_n = \int \frac{d^4 p_n}{(2\pi)^4}.$$

Здесь $\partial_\mu^x \equiv (\partial_t, \nabla_{\mathbf{r}})$ и $\partial_\mu^p \equiv (\partial_\omega, \nabla_{\mathbf{p}})$ ($\mu = 0, 1, 2, 3$). Фактор $|T^\dagger T|$ является квадратом матричного элемента перехода в среде для бинарной реакции $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$, который должен быть известен на всей вне-массовой поверхности.

Член *обратного потока* в (1.36) дается выражением

$$\begin{aligned}
-\{i\bar{\Sigma}^<, \text{Re}\bar{G}^R\} & \approx \partial_p^\mu \left(\frac{M_h(x, p)}{M_h(x, p)^2 + \Gamma_h(x, p)^2/4} \right) \partial_\mu^x [N_h(x, p) \Gamma_h(x, p)] \\
& - \partial_\mu^x \left(\frac{M_h(x, p)}{M_h(x, p)^2 + \Gamma_h(x, p)^2/4} \right) \partial_p^\mu [N_h(x, p) \Gamma_h(x, p)]. \tag{1.37}
\end{aligned}$$

Как указывалось ранее он имеет место при вне-массовой эволюции, и обращается в нуль в пределе массовой поверхности или когда спектральная функция $A_h(x, p)$ не меняет своей формы во время прохождения через среду, т.е. при $\nabla_{\mathbf{r}} \Gamma(x, p) = 0$ и $\nabla_{\mathbf{p}} \Gamma(x, p) = 0$. Напомним, что транспортное уравнение (1.36) является основой для транспортной HSD модели вне массовой поверхности для динамики барионов и антибарионов [92] до того, как они были применены к динамике кварков и глюонов в модели PHSD.

Для того, чтобы определить динамику партонов необходимо вычислить/указать соответствующие собственные энергии для кварков и антикварков, а также глюонов, которые входят в спектральную функцию (1.23) и запаздывающие функции Грина (1.24). Эта задача была выполнена в динамической модели квазичастиц.

1.3. Динамическая модель квазичастиц

Основой для описания партонной фазы в модели PHSD является динамическая модель квазичастиц (DQPM) [97, 103–106], которая описывает КХД свойства в терминах одно-частичных функций Грина (в смысле двух-частично неприводимого подхода). Модель впервые была представлена Пиширом и Кассингом [2, 105, 106], и предполагает, что степенями свободы КХД при высоких температурах являются взаимодействующие массивные квазичастицы — кварки, антикварки и глюоны — с широкими спектральными функциями. Динамическая модель квазичастиц была подогнана для воспроизведения результатов КХД на решетке, включая уравнение состояния для партонов в состоянии термодинамического равновесия. Подчеркнем, что ненулевая ширина $\bar{\Gamma}$ (1.22) в партонных спектральных функциях является основным отличием между DQPM и обычными моделями квазичастиц. Влияние этого на динамику столкновения существенно проявляется в корреляционных функциях. Значительная ширина является обязательной для получения небольшого отношения коэффициента сдвиговой вязкости к плотности энтропии η/s , что приводит к примерно гидродинамической эволюции партонной системы в PHSD [86]. Конечная ширина приводит к двух-частичным корреляциям, которые учитываются в PHSD с помощью обобщенных немассовых транспортных уравнений (см. раздел 1.1), выходящих за рамки среднего поля или приближения Больцмана.

Для простоты, рассмотрим скалярные квазичастицы, для которых пропагатор Δ , а также собственная энергия Π являются Лоренц-скалярами, однако, будем иметь в виду, что в PHSD эти величины для партонов являются Лоренц-тензорами. “Одетые” пропагаторы могут быть вычислены в рамках непертурбативных методов. Альтернативным способом является применение анзаца с Лоренцевой спектральной функцией

$$\begin{aligned}\bar{A}_j = \rho_j(\omega, \mathbf{p}) &= \frac{\Gamma_j}{E_j} \left(\frac{1}{(\omega - E_j)^2 + \Gamma_j^2} - \frac{1}{(\omega + E_j)^2 + \Gamma_j^2} \right) \\ &= \frac{4\omega\Gamma_j}{(\omega^2 - \mathbf{p}^2 - M_j^2)^2 + 4\Gamma_j^2\omega^2},\end{aligned}\quad (1.38)$$

где $j = \{q, \bar{q}, g\}$, $E_j^2(\mathbf{p}^2) = \mathbf{p}^2 + M_j^2 - \Gamma_j^2$; с последующим фитированием нескольких параметров к результатам решеточной КХД. Мы можем отождествить (см. раздел 1.1 и уравнение (1.23))

$$\text{Re}\bar{\Sigma}_j^R = M_j^2, \quad \bar{\Gamma}_j = 2\omega\Gamma_j. \quad (1.39)$$

Заметим, что $\bar{\Gamma}$ в уравнении (1.39) соответствует Γ в разделе 1.1. Спектральная функция (1.38) антисимметрична по ω и нормирована

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \omega \rho_j(\omega, \mathbf{p}) = 1. \quad (1.40)$$

На рис. 1.2 представлены фермионные (слева) и глюонные (справа) спектральные функции при различных значениях температур: $T/T_c = 1.5, 3, 5, 10$ (с параметрами уже подогнанными к решеточным расчетам).

Функциональная форма квазичастичной массы партона выбирается так, чтобы совпадать с пертурбативной термодинамической массой в асимптотическом (высокотемпературном) режиме больших импульсов, т. е. для кварков (антикварков)

$$M_{q(\bar{q})}^2(T) = \frac{N_c^2 - 1}{8N_c} g^2 \left(T^2 + \frac{\mu_q^2}{\pi^2} \right), \quad (1.41)$$

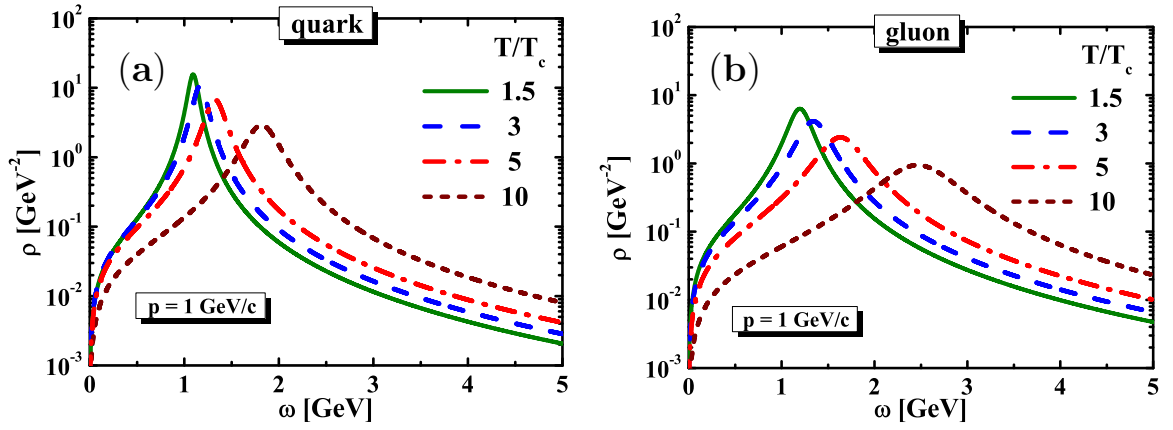


Рисунок 1.2: Партонные спектральные функции как функции энергии ω при заданном импульсе $|\mathbf{p}| = 1$ ГэВ для различных температур: $T/T_c = 1.5$ (сплошные зеленые линии), $T/T_c = 3$ (пунктирные синие линии), $T/T_c = 5$ (штрих-пунктирные красные линии), и $T/T_c = 10$ (короткие пунктирные бордовые линии) для: (а) кварков и антикварков, (б) глюонов. Рисунок взят из [107].

а для глюонов

$$M_g^2(T) = \frac{g^2}{6} \left(\left(N_c + \frac{1}{2} N_f \right) T^2 + \frac{N_c}{2} \sum_q \frac{\mu_q^2}{\pi^2} \right), \quad (1.42)$$

где бегущая константа связи (в квадрате) для $T > T_c$ аппроксимируется выражением

$$g^2(T/T_c) = \frac{48\pi^2}{(11N_c - 2N_f) \ln[\lambda^2(T/T_c - T_s/T_c)^2]}, \quad (1.43)$$

В уравнениях (1.41)–(1.43), $N_c = 3$ обозначает количество цветов, T_c является критической температурой, а $N_f (=3)$ — число ароматов.

Эффективные кварки, антикварки и глюоны в DQPM имеют конечные ширины, которые при $\mu_q = 0$ аппроксимируются выражениями

$$\Gamma_{q(\bar{q})}(T) = \frac{1}{3} \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} \frac{g^2 T}{8\pi} \ln \left(\frac{2c}{g^2} + 1 \right), \quad (1.44)$$

$$\Gamma_g(T) = \frac{1}{3} N_c \frac{g^2 T}{8\pi} \ln \left(\frac{2c}{g^2} + 1 \right), \quad (1.45)$$

где параметр c ($=14.4$) связан с магнитным обрезанием. Подчеркнем здесь, что DQPM предполагает, что $\Gamma_j = \text{const}(\omega)$. Кроме того, разложение полной ширины Γ_j на столкновительную ширину (из-за упругих и неупругих столкновений) и ширину распада не рассматривается в DQPM. Заметим, что для $\mu_q = 0$ DQPM дает

$$M_{q(\bar{q})} = \frac{2}{3}M_g, \quad \Gamma_{q(\bar{q})} = \frac{4}{9}\Gamma_g \quad (1.46)$$

и отражает отношение собственных значений операторов Казимира в цветовом пространстве. Температурная зависимость (при $T > T_c$) для масс и ширины квазичастиц при $\mu_q = 0$ показана на рис. 1.3.

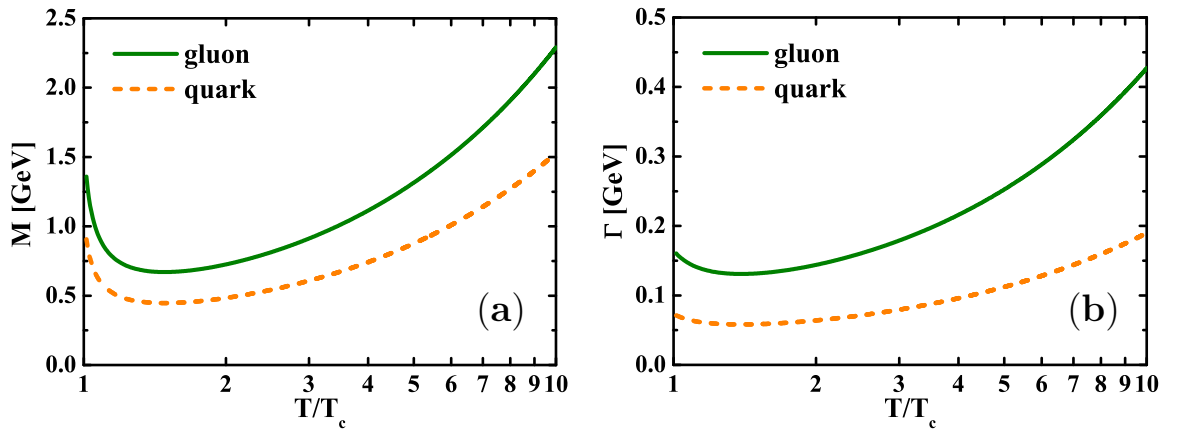


Рисунок 1.3: Квазичастичные свойства кварков и антикварков (короткие пунктирные оранжевые линии) и глюонов (сплошные зеленые линии), как функции температуры T/T_c ($T_c = 0.158$ GeV) (при $\mu_q = 0$): (a) масса; (b) ширина. Рисунок взят из [107].

Из выражений (1.41)–(1.46) видно, что при высокой температуре ($T \rightarrow \infty$) массы и силы взаимодействия квазичастиц в DQPM приближаются к однопетлевым результатам пертурбативной КХД.

После того, как действительная и мнимая части пропагаторов определены с помощью уравнений (1.38)–(1.46) как функции температуры, плотность энтропии может быть вычислена и сравнена с результатами решеточ-

ной КХД для того, чтобы извлечь значения $T_c = 0.158$ ГэВ, $T_s/T_c = 0.56$, $\lambda = 2.42$, и $c = 14.4$ [107].

1.4. Динамическая адронизация

Переход от партонной к адронной степени свободы и наоборот реализован в PHSD с помощью ковариантных вероятностей перехода в единицу времени для слияние кварк-антикварковых пар в мезонные резонансы и для переходов трех кварков (антикварков) в барионное состояние [86, 87]. Например, для $q + \bar{q}$ слияния в мезон m с четыре-импульсом $p = (\omega, \mathbf{p})$ в пространственно-временной точке $x = (t, \mathbf{x})$

$$\begin{aligned} \frac{dN_m(x, p)}{d^4x d^4p} &= Tr_q Tr_{\bar{q}} \delta^4(p - p_q - p_{\bar{q}}) \delta^4\left(\frac{x_q + x_{\bar{q}}}{2} - x\right) \\ &\quad \times \omega_q \rho_q(p_q) \omega_{\bar{q}} \rho_{\bar{q}}(p_{\bar{q}}) |v_{q\bar{q}}|^2 W_m\left(x_q - x_{\bar{q}}, \frac{p_q - p_{\bar{q}}}{2}\right) \\ &\quad \times N_q(x_q, p_q) N_{\bar{q}}(x_{\bar{q}}, p_{\bar{q}}) \delta(\text{flavor, color}). \end{aligned} \quad (1.47)$$

В (1.47) используется сокращенная запись

$$Tr_j \dots = \sum_j \int d^4x_j \int \frac{d^4p_j}{(2\pi)^4} \dots; \quad (1.48)$$

\sum_j обозначает суммирование по дискретным квантовым числам (спину, аромату, цвету); $N_j(x, p)$ является плотностью в фазовом пространстве для партоннов j в пространственно-временной точке x и четыре-импульсом p . В (1.47) $\delta(\text{flavor, color})$ символически обозначены законы сохранения соответствующих квантовых чисел: аромата, а также цветовой нейтральности сформированного адрона, который можно рассматривать как цветовой-диполь или “пре-адрон”. Кроме того, $v_{q\bar{q}}(\rho_p)$ является эффективным кварк-антикварковым взаимодействием из DQPM как функция локальной партонной $(q + \bar{q} + g)$ плотности ρ_p (или плотности энергии); $W_m(x, p)$ является безразмерным распределением в фазовом пространстве сформированных “пре-

адронов”

$$W_m(\xi, p_\xi) = \exp\left(\frac{\xi^2}{2b^2}\right) \exp\left[2b^2\left(p_\xi^2 - \frac{(M_q - M_{\bar{q}})^2}{4}\right)\right], \quad (1.49)$$

где $\xi = x_1 - x_2 = x_q - x_{\bar{q}}$ и $p_\xi = (p_1 - p_2)/2 = (p_q - p_{\bar{q}})/2$. Параметр ширины b зафиксирован условием $\sqrt{\langle r^2 \rangle} = b = 0.66\text{фм}$ (в системе покоя), что соответствует средне-квадратичному радиусу мезона. Отметим, что выражение (1.49) соответствует пределу состояния независимых гармонических осцилляторов и что окончательная вероятность формирования адронов приблизительно не зависит от параметра b в пределах разумного отклонения. По построению, величина (1.49) является Лоренц инвариантной; в пределе мгновенного “образования” адронов, т. е. при $\xi^0 = 0$, это обеспечивает гауссово падение в зависимости от квадрата относительного расстояния $(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2$. Что касается четырех-импульса, то в явном виде (за исключением фактора $1/2$)

$$(E_1 - E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2 - (M_1 - M_2)^2 \leq 0. \quad (1.50)$$

Это приводит к отрицательному значению аргумента во второй экспоненте в (1.49) поддерживая слияния партонов с малыми относительными импульсами $p_q - p_{\bar{q}} = p_1 - p_2$.

Обратим внимание, что из-за немассовой природы и партонов и адронов, процесс адронизации подчиняется всем законам сохранения (т.е. сохранению четыре-импульса и тока аромата) в каждом событии, соотношениям детального баланса, и увеличивает полную энтропию в случае быстро расширяющейся системы. Физика скрытая за уравнением (1.47) состоит в том, что обратные реакции, т. е. распад адронных состояний на кварк-антикварковые пары (в случае мезонов), при низкой плотности энергии подавляются огромными массами партонных квазичастиц в соответствии с DQPM. И наоборот, резонансные $q-\bar{q}$ пары имеют большой фазовый объем для распада на несколько мезонов 0^- октета.

Если система инициализируется ансамблем партонов, но плотность энергии в системе ниже критической ($\varepsilon_c \approx 0.5 \text{ GeV/fm}^3$), то эволюция проходит через динамический фазовый переход и заканчивается в ансамбле адронов. На рис. 1.4 показаны результаты PHSD расчетов [107] для системы

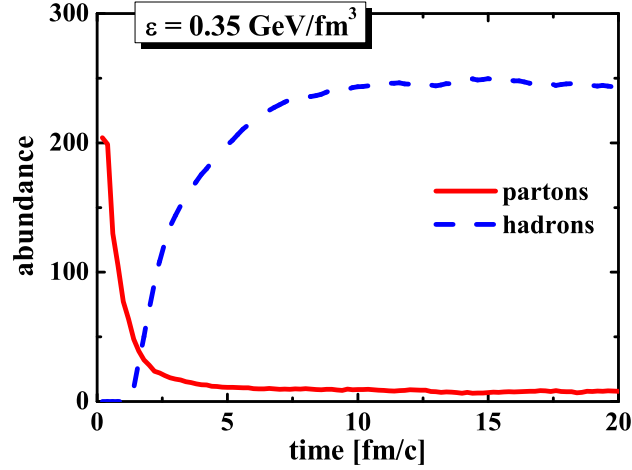


Рисунок 1.4: PHSD расчеты для системы инициализированной кварками и глюонами при $\mu_q = 0$ и $\varepsilon = 0.35 \text{ GeV/fm}^3$. Число партонов (сплошная красная линия) и адронов (пунктирная синяя линия) показаны как функция времени. Рисунок взят из [107].

инициализированной кварками, антикварками и глюонами при $\mu_q = 0$ и $\varepsilon = 0.35 \text{ GeV/fm}^3$ в кубическом ящике с периодическими граничными условиями. Число партонов (сплошная красная линия) и адронов (пунктирная синяя линия) показано как функция времени. Переход от партонной к адронной степени свободы завершается примерно через 9 фм/с. Небольшая ненулевая доля партонов остается в связи с локальными флуктуациями плотности энергии от ячейки к ячейке.

1.5. Заключение к главе

В этой главе были подробно рассмотрены компоненты модели HSD/PHSD. В частности, представлены обобщенные транспортные уравнения реализованные в коде HSD/PHSD.

Для оценки собственных энергий для кварков, антикварков и глюонов входящих в транспортные уравнения, мы повторили модель DQPM, которая описывает свойства КХД в терминах одно-частичных функций Грина. В рамках DQPM, представлен анзац с Лоренцевой спектральной функцией как альтернативная процедура для расчета “одетых” пропагаторов в непертурбативных рамках с помощью подгонки трех параметров к результатам решеточной КХД.

Кроме того, представлены основные уравнения для перехода от партонов в адроны и наоборот, т. е. динамической адронизации в PHSD, включающей в себя все законы сохранения и соотношения детального баланса.

ГЛАВА 2. ЭЛЕКТРО-МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ.

В этой главе даны результаты расчетов электромагнитного поля для ультра-релятивистских столкновений тяжелых ионов выполненных автором в транспортной модели HSD/PHSD. Основное внимание уделено $Au + Au$ столкновениям при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}^1$ с прицельным параметром $b = 10 \text{ фм}$ и часто будет подразумеваться если специально ничего не оговорено.

2.1. Происхождение полей

В ядерном столкновении, магнитное поле является суперпозицией соленоидальных полей от различных движущихся зарядов. Геометрия столкновения в поперечной плоскости для периферического столкновения показана на рис. 2.1. Область перекрытия, в которой происходит взаимодействие имеет форму “миндаля” (заштрихована на рис. 2.1). Область ядер за пределами

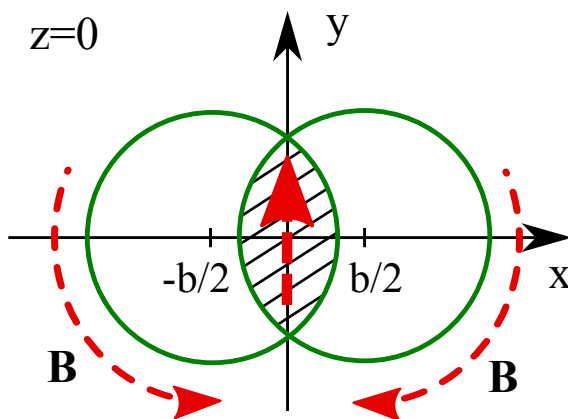


Рисунок 2.1: Поперечная плоскость для нецентрального столкновения тяжелых ионов с прицельным параметром b . Вектор магнитного поля нарисован штриховой красной линией.

этого “миндаля” соответствует спектаторам (это те нуклоны, которые еще

¹Поскольку именно для этой энергии впервые были получены данные по зарядовой азимутальной асимметрии [52].

не участвовали в столкновении), которые являются основным источником электромагнитного поля с самого начала ядерного столкновения.

Разумным приближением для расчета электрического и магнитного поля являются запаздывающие потенциалы Лиенара–Вихерта. Таким образом,

$$e \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \alpha \sum_n Z_n \frac{[\mathbf{R}_n - R_n \mathbf{v}_n]}{(R_n - \mathbf{R}_n \cdot \mathbf{v}_n)^3} (1 - v_n^2), \quad (2.1)$$

$$e \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \alpha \sum_n Z_n \frac{\mathbf{v}_n \times \mathbf{R}_n}{(R_n - \mathbf{R}_n \cdot \mathbf{v}_n)^3} (1 - v_n^2), \quad (2.2)$$

где $\mathbf{R}_n = \mathbf{r} - \mathbf{r}_n$ – относительное расстояние от зарядов, находящихся в точках \mathbf{r}_n и движущихся с соответствующими скоростями \mathbf{v}_n , суммирование ведется по всем заряженным квазичастицам в системе (и спектаторам, и участникам столкновения), Z_n заряд квазичастицы, и $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$ электромагнитная постоянная. Явным включением *участников*² (частиц участвующих в столкновении), рожденных во время столкновения тяжелых ионов, и движением их под действием запаздывающего электромагнитного поля, мы учитываем обратную реакцию частиц на это поле. Учитывая время запаздывания $t_n = t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}_n|$, мы исключаем частицы не существовавшие на момент излучения. Уравнения (2.1), (2.2) имеют особенность при $R_n = 0$ и в расчетах мы устраним ее условием $R_n > 0.3$ фм. Детали программной реализации приведены в приложении А.

Однако, если рожденная материя, после короткой ранней стадии эволюции, находится в фазе КГП, электропроводность не является незначительной. Строго говоря наши оценки магнитных и электрических полей по формулам (2.1), (2.2) строго выполняются только на ранней стадии столкновения. На более поздних стадиях мы пренебрегли коллективным электромагнитным откликом образованного при столкновении вещества, предполагая, что это вещество является идеальным изолятором. Здесь магнитный отклик от образовавшейся среды ожидается важным [108] и в принципе может

²В литературе также встречается термин *патисипанты* (participants)

существенно влиять на время эволюции электромагнитных полей в КГП. В частности, нетривиальный электромагнитный отклик, как это изучается в обобщенных уравнениях Максвелла включающих проницаемость, может приводить к замедлению снижения величины магнитного поля в более поздние времена 2-4 фм/с [69, 109]. Интересно напомнить, что для периферических $Au + Au$ столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ наша кинетическая модель с запаздывающим электромагнитным полем предсказывает выполаживание сильной зависимости от времени магнитного поля при $t \approx 1$ фм/с (будет подробно осуждаться в разделе 2.2, рис. 2.3). Также заслуживает внимание то, что напряженность магнитного поля в это время на три порядка ниже, чем максимальная напряженность поля. Поэтому мало вероятно, что будет заметное влияние, выше оговоренных, эффектов на наблюдаемые в более поздние моменты времени. Кроме того, упомянем, что в соответствии с законом Фарадея сильно уменьшающееся магнитное поле индуцирует электрическое, циркулирующее вокруг направления магнитного поля. В свою очередь это электрическое поле порождает электрический ток, который создает магнитное поле направленное в положительном z направлении в соответствии с правилом Ленца [110]. Все эти нетривиальные отклики заряженной материи от интенсивных электромагнитных полей представляют большой интерес и необходимы более подробные исследования выходящие за пределы цели настоящей работы.

2.2. Пространственно–временная эволюция магнитного поля

Эволюция во времени поля $eB_y(x, y = 0, z)$ для $Au + Au$ столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ с прицельным параметром $b = 10$ фм показана на рис. 2.2. Если прицельный параметр выбран вдоль оси x (как в настоящих расчетах), то магнитное поле будет направлено по оси y , перпендикулярно плоскости реакции ($z - x$). Геометрия столкновения системы в рассматриваем-

мый момент времени показана точками на плоскости $(z-x)$, где каждая точка соответствует спектатору. Видно, что наибольшие значения $eB_y \sim 5m_\pi^2$ достигаются в начале столкновения на очень короткое время, соответствующее максимальному перекрытию сталкивающихся ионов. Отметим, что это чрез-

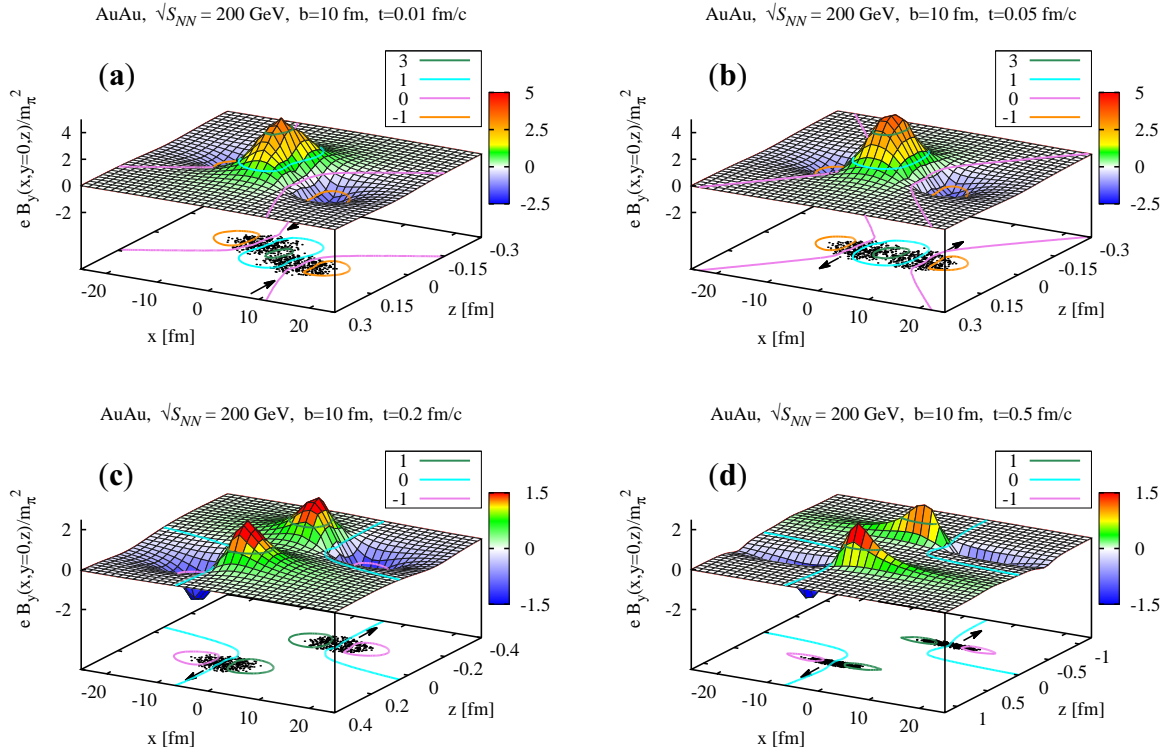


Рисунок 2.2: Зависимость от времени пространственного распределения магнитного поля B_y созданного в $AuAu@200\text{ГэВ}$ столкновении с прицельным параметром $b = 10$ фм. Расположение протонов спектаторов показано точками в плоскости $(x - z)$. Сплошными линиями показаны уровни $B_y = const$.

вычайно сильные магнитные поля, так как $m_\pi^2 \approx 10^{18}$ Гс. Первый рис. 2.2(a) взят для очень ранней стадии сжатия с $t = 0.01$ фм/с. Здесь и далее время $t = 0$ фм/с отвечает моменту касания ядер. Время $t = 0.05$ фм/с близко к максимальному перекрытию и магнитное поле здесь максимально, рис. 2.2(b). Затем система расширяется (обратите внимание на различный масштаб по оси z) и магнитное поле уменьшается, рис. 2.2(c)(d). Для $b = 0$ время перекрытия максимально и примерно равно лоренц-сжатому диаметру ядра, что

в нашем случае составляет около 0.15 фм/с. Для периферических столкновений это время еще короче.

В целом, пространственное распределение магнитного поля, очевидно, неоднородно и лоренц-сжато по оси z . На стадии сжатия есть один максимум, который на стадии расширения разделяется на две части, связанные со спектаторами. В поперечном направлении, магнитное поле ограничено двумя минимумами происходящими из вихревой структуры поля одного заряда.

Возможность достижения очень сильных магнитных полей в столкновениях тяжелых ионов была отмечена еще 30 лет назад [111], но тогда были только две реальные попытки оценить магнитное поле для столкновений релятивистских тяжелых ионов [37, 45]. В работе [37] сталкивающиеся ионы рассматривались как бесконечно тонкие слои (“блины”), тогда, в центре столкновения, поле $eB_y(0, 0, z)$ может быть представлено в полуаналитической форме. На рис. 2.3 эти оценки сопоставляются с нашими результатами. Отчетливо видно, что магнитное поле в нашей транспортной

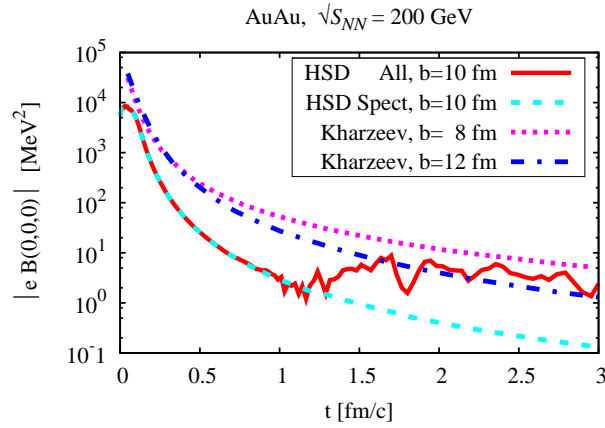


Рисунок 2.3: Результат расчета магнитного поля $e|B|$ в модели HSD в центре области перекрытия $AuAu@200ГэВ$ столкновения. Пунктирная и штрихпунктирная линии отвечают, соответственно, прицельным параметрам $b = 8$ и 12 фм из работы [37].

модели для $b = 10$ фм ниже, чем оценка из работы [37] как для $b = 12$ так

и для 8 фм. Эта разница возникает в основном из-за того, что для имитации деградации “блина”, предполагается некоторая эвристическая функция, не делающая разницы между выжившими барионами и вновь созданными частицами [37], в то время как в нашем случае используется реалистичная динамическая адрон-струнная модель для первичного и последующих взаимодействий при сохранении электрического и барионного зарядов и сохранении энергии-импульса. Приближение из [37] является разумным для первых столкновений, но постепенно ухудшается со временем взаимодействия, как видно на рис. 2.3. Разница в форме зависимости от времени магнитного поля для ранних времен связана с пренебрежением конечных размеров сталкивающихся ядер в работе [37].

Кроме того, в нашем подходе, исключается взаимодействие для зарядов находящихся в объеме сравнимым с объемом лоренц-сжатого адрона. Наш метод рассматривает более точно эффект запаздывания, обсуждаемый выше, который ограничивает вклады в данной точке от некоторых зарядов. Это особенно важно для вклада участников в поле.

Интересно отметить, что в нашей транспортной модели, вклад спектров в магнитное поле в центре области перекрытия практически исчезает при $t \approx 1$ фм/с (см. рис. 2.3). В последующие моменты времени магнитное поле eB_y формируется преимущественно рожденными частицами с примерно равным числом положительных и отрицательных зарядов, которые примерно компенсируют друг друга. Видимый эффект в нашем подходе является на порядок ниже, чем оценки [37], что демонстрирует существенную роль запаздывания в этой фазе взаимодействия.

В работе [45] распределение магнитного поля рассчитывалось в UrQMD модели. При этом обратная реакция поля на распространение частиц не учитывалась. Тем не менее, наши результаты являются весьма близкими к [45].

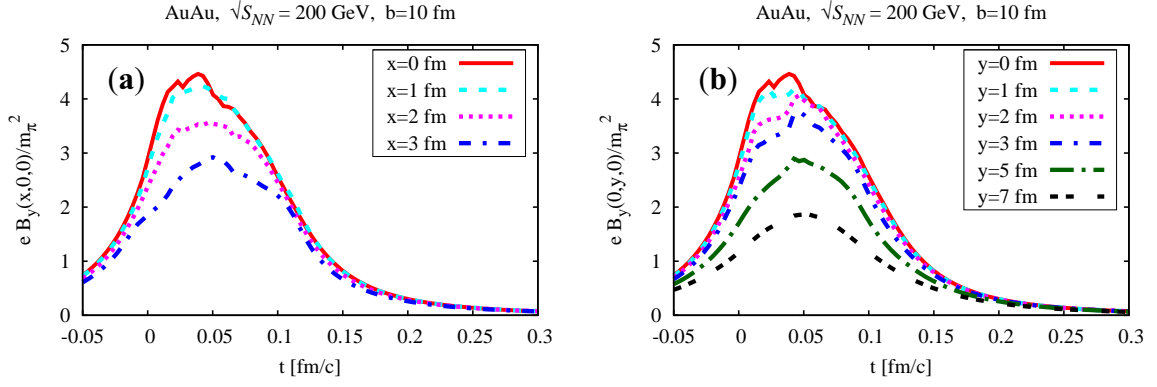


Рисунок 2.4: Эволюция магнитного поля во времени: (a) в точке x при фиксированном $y = 0$; (b) в точке y при фиксированном $x = 0$.

На рис. 2.4(a), показана эволюция магнитного поля $eB_y(x, y = 0, z)$ как функция поперечной координаты x . Практически, разница между результатами для $x = 0, 1, 2$ фм меньше, чем 20%, за исключением границы области перекрытия соответствующий $x \approx b/2 \sim 5$ фм. Таким образом, можно заключить, что магнитное поле является достаточно однородным в поперечном направлении.

Компонента магнитного поля $B_y(x = 0, y, z)$ по наибольшей оси y “миндаля” (см. рис. 2.1) представлена на рис. 2.4(b) для разных времен. Сходство всех кривых для $y \lesssim 4$ фм демонстрирует высокую однородность созданного поля B_y . Интересно, что это поле остается практически неизменным в течение $\delta t \sim 0.1$ фм/с.

2.3. Плотность энергии и взаимосвязь с B_y

Наряду с сильным магнитным полем, наличие кварк-глюонной фазы является необходимым условием для проявления кирального магнитного эффекта в соответствии с [37, 38, 40–44, 112, 113]. Фазовая структура возбужденной материи существенным образом определяется плотностью энергии (например [86–88, 97]). Можно ожидать, что для плотности энергии $\varepsilon \gtrsim 0.5$ ГэВ/фм³ система находится в фазе деконфайнмента. Эволюция плотно-

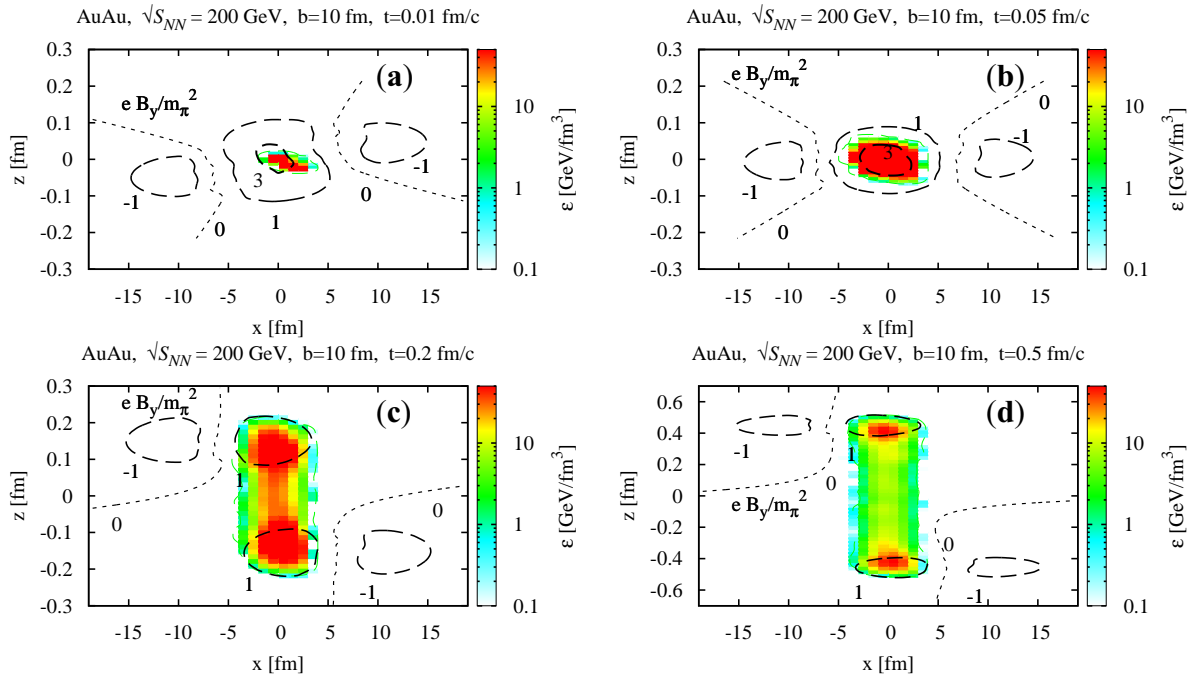


Рисунок 2.5: Пространственная взаимосвязь между величиной магнитного поля и плотностью энергии образующимися в $AuAu@200$ ГэВ столкновении с прицельным параметром $b = 10$ фм. Уровни магнитного поля показаны пунктирной линией, в то время как плотность энергии показана цветом.

сти энергии рожденных частиц представлена на рис. 2.5. Здесь, максимальная плотность энергии (в центре сталкивающейся системы) $\varepsilon > 50$ ГэВ/фм³ достигается в момент максимального перекрытия ядер, рис. 2.5(b). Когда система расширяется, она принимает форму сосиску (или гантели, если рассматривать плотность энергии) при этом плотность энергии быстро падает, рис. 2.5(c,d). Но даже во время $t \sim 0.5$ фм/с (рис. 2.5(d)) локальная плотность энергии находится выше эффективного порога кварк-глюонного фазового перехода $\varepsilon \gtrsim 0.5$ ГэВ/фм³. На этом же рисунке приведены различные уровни напряженности магнитного поля. Хорошо видно, что положение максимума плотности энергии коррелирует с магнитным полем.

Изменение распределения плотности энергии с поперечной координатой x показано на рис. 2.6. Здесь нанесены значения ε соответствующие средним значениям в пределах лоренц-сжатого цилиндра с $|z| < 5/\gamma$ фм и

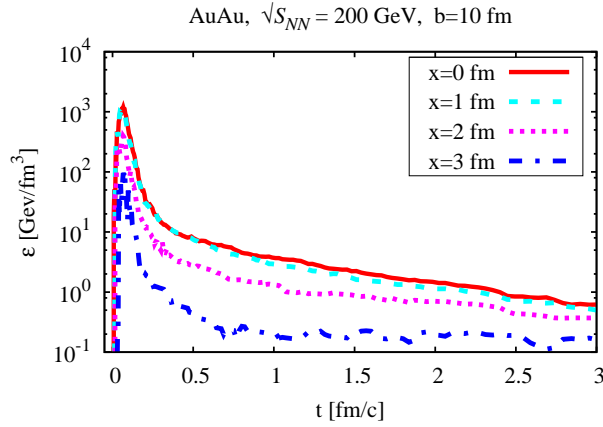


Рисунок 2.6: Средняя плотность энергии в лоренц-сжатом цилиндре радиуса $R = 1$ фм и длиной $|z| < 5/\gamma$ фм с центром в точке x .

радиусом $R = 1$ фм с центром в точке x . Можно видеть, что плотность энергии изменяется сильнее в x направлении, чем магнитное поле (обратим внимание на логарифмический масштаб на рис. 2.6). В частности, максимальная плотность ε уменьшается в ~ 20 раз при переходе от $x = 0$ до $x = 3$ фм, а ближе к границе спектаторы–участники ($x \sim 3$ фм) плотность энергии очень быстро падает (в течение примерно ~ 0.3 фм/с) ниже эффективного порога для деконфайнмента $\varepsilon \sim 0.5$ ГэВ/фм³.

2.4. Пространственно–временная эволюция электрического поля

Электрическое поле, будучи ортогональным магнитному, в основном направлено по оси x . Эволюция поля eE_x для периферического ($b = 10$ фм) AuAu столкновения для наибольшей энергии RHIC представлена на рис. 2.7. Подобно магнитному полю, распределение $eE_x(x, y = 0, z)$ также неоднородно и тесно связано с геометрией в то время как распределение напряженности поля выглядит в форме “ежа”. Когда два ядра сталкиваются, электрические поля в области перекрытия в значительной степени компенсируют друг друга, а в области спектаторов мишени и снаряда имеют противоположный знак. В результате, максимум и минимум расположены не в цен-

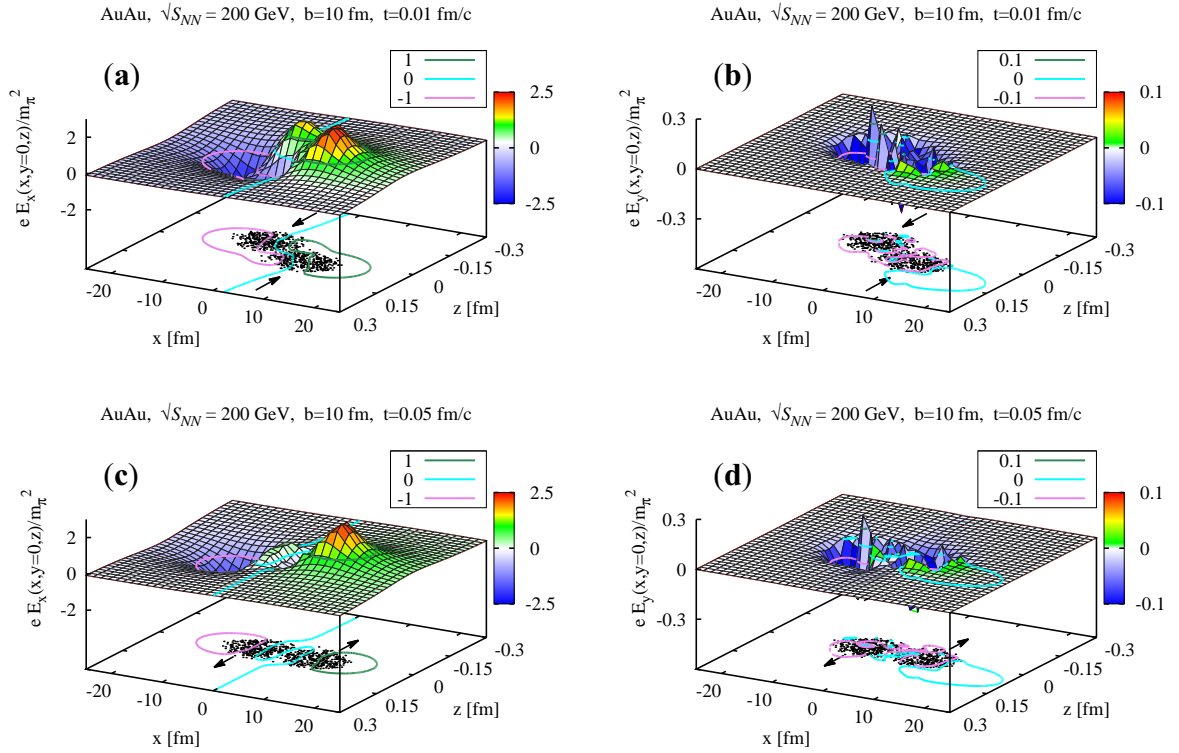


Рисунок 2.7: Эволюция x - и y -компонент электрического поля в момент столкновения (a),(b) и максимального перекрытия (c),(d) для столкновения $AuAu@200$ ГэВ с прицельным параметром $b = 10$ фм. Контурные линии представляют уровни $eE_{x,y} = const$. Точками в плоскости $(x - z)$ показаны спектаторы.

тральной точке области перекрытия, как для магнитного поля, но немного сдвинуты наружу. Максимальное значение электрического поля может быть довольно большим. Все эти особенности видны явно на рис. 2.8, где приведена временная эволюция $eE_x(x, 0, 0)$ и $eE_y(x, 0, 0)$ для различных значений поперечной координаты x . В связи с деструктивной интерференцией или “ёж” эффектом, электрическое поле в центральной части области перекрытия ($x \approx 0$ фм) приближается к нулю. Для $x \simeq 1 - 3$ фм электрическое поле имеет отчетливый максимум $eE_x/m_\pi^2 \sim 0.5 - 0.6$, что только примерно в 10 раз меньше, чем максимальное магнитное поле eB_y (см. рис. 2.4). Двигаясь дальше от центра области перекрытия компонента eE_x резко падает, а за-

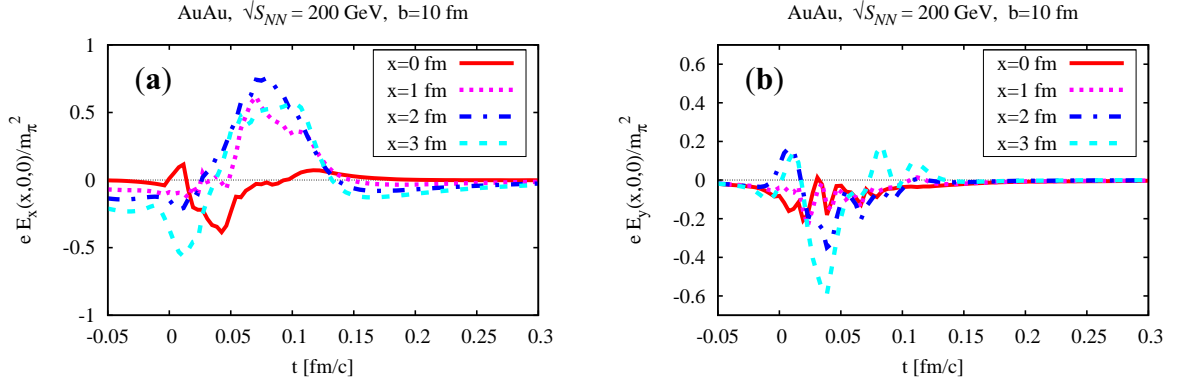


Рисунок 2.8: Эволюция x (a) и y (b) компонент электрического поля для разных значений поперечной координаты x .

тем становится отрицательной. Компонента поля eE_y достаточно мала для центральной части области перекрытия и несколько увеличивается при увеличении x . Обратим внимание, что электрическое поле в этой точке является незначительным для $t \gtrsim 0.15$ фм/с.

2.5. Зависимость от прицельного параметра

Как отмечалось выше, электромагнитное поле формируется преимущественно зрителями во время прохождения двух сталкивающихся ядер. Так как количество зрителей увеличивается с прицельным параметром b , то магнитное поле также должно увеличиться в более периферических столкновениях. Действительно, как видно на рис. 2.9, магнитное поле уменьшается постепенно с уменьшением b . При изменении прицельного параметра от $b = 10$ до 2 фм, максимальное значение $eB_y(x, 0, 0)$ уменьшается в 5 раз. При $t \gtrsim 0.3$ фм/с магнитное поле спадает почти экспоненциально (ср. с рис. 2.3).

Что касается электрического поля, то eE_x -компонента лишь немногим выше eE_y -компоненты, обе ограничены интервалом времени $0 \lesssim t \lesssim 0.2$ фм/с (рис. 2.10). Нерегулярности в этих распределениях связаны с “еж” эффектом, упомянутым выше.

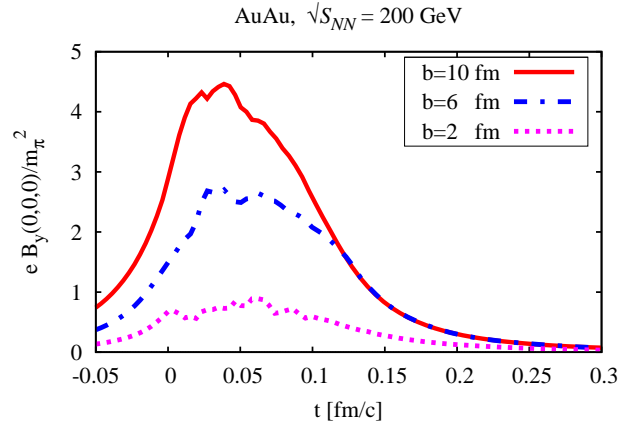


Рисунок 2.9: Зависимость от прицельного параметра напряженности магнитного поля в $AuAu@200\text{ГэВ}$ столкновении.

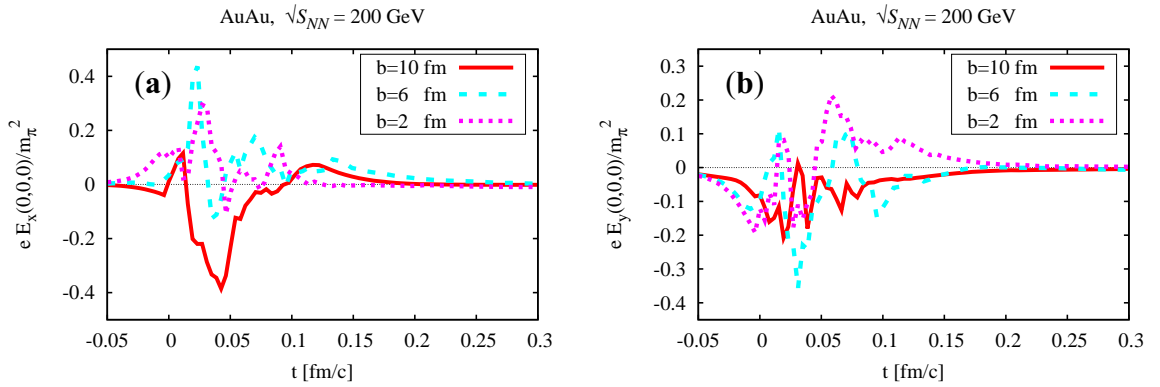


Рисунок 2.10: Зависимость от прицельного параметра для компонент электрического поля: (a) $eE_x(x = 0, 0, z)$; и (b) $eE_y(x = 0, 0, z)$ в $AuAu@200\text{ГэВ}$ столкновении.

В противоположность этому, плотность энергии ε должна зависеть от числа участников и поэтому достигает максимума в центральных столкновениях. Зависимость от b для распределения ε по времени является довольно слабой (см. рис. 2.11), и уменьшается (с коэффициентом ~ 2) только для сильно периферических столкновений, $b \sim 10$ фм.

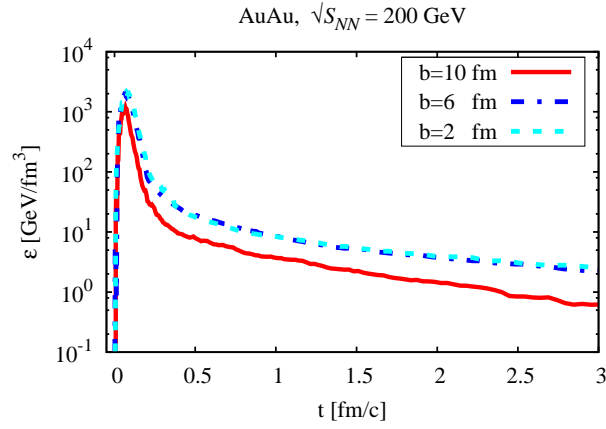


Рисунок 2.11: Зависимость от прицельного параметра для средней плотности энергии в лорентц-сжатом цилиндре с радиусом $R = 1$ фм и длиной $|z| < 5/\gamma$ фм с центром проходящем через точку $x = 0$ в $AuAu@200$ ГэВ столкновении.

2.6. Зависимость от энергии столкновения

В принципе, зависимость электромагнитного поля от энергии столкновения задается уравнениями (2.1) и (2.2), поскольку поле преимущественно определяется спектаторами движущимися с начальной скоростью v . Как сле-

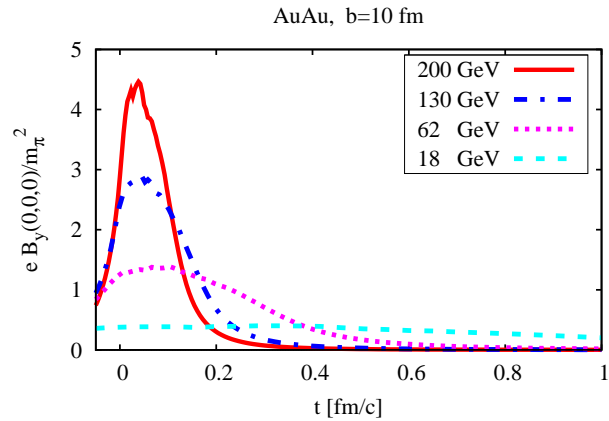


Рисунок 2.12: Зависимость напряженности магнитного поля в центре области перекрытия от энергии столкновения.

дует из рис. 2.12, максимальная напряженность магнитного поля $eB_y(0,0,0)$ уменьшается приблизительно пропорционально $\sqrt{s_{NN}}$ и при наибольшей

энергии доступной для SPS ($\sqrt{s_{NN}} \approx 18$ ГэВ) составляет всего лишь $\sim 0.4/m_\pi^2$, что по видимому является слишком малым для поиска СМЕ [73]. При этом следует иметь в виду, что киральный магнитный эффект зависит не только от величины магнитного поля, но и от времени нахождения системы в сильном магнитном поле. Как видно на рис. 2.12, с уменьшением энергии столкновения ширина распределение B_y от времени увеличивается, поскольку она определяется по существу, лоренц-сжатой областью перекрытия $\sim \Delta r/\gamma = 2m_N\Delta r/\sqrt{s_{NN}}$.

По нашим расчетам, максимальная напряженность компонент $eE_x(0,0,0)$ и $eE_y(0,0,0)$ уменьшается при уменьшении энергии столкновения, как показано на рис. 2.13. Это хорошо видно при сравнении результатов для $\sqrt{s_{NN}} = 200$ и 18 ГэВ.

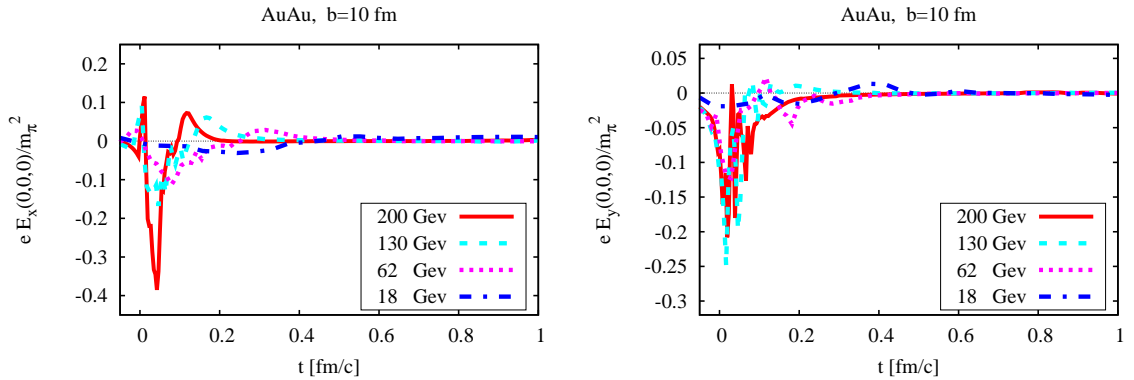


Рисунок 2.13: Зависимость от энергии столкновения для напряженности x и y компонент электрического поля в центре области перекрытия.

Максимальная плотность энергии, рис. 2.14, падает на два порядка при переходе вниз по энергии от RHIC к SPS. На протяжении временного интервала $0.5 \lesssim t \lesssim 2.5$ фм/с эволюция плотности энергии $\varepsilon(t)$ для всех энергий столкновения практически совпадает, изменяясь от $\varepsilon \sim 10$ до ~ 1 ГэВ/фм³.

Из рис. 2.15 можно получить представление о напряженности магнитного и электрического поля в $AuAu$ столкновении в области энергии NICA ($\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ ГэВ) в периферическом взаимодействии с прицельным пара-

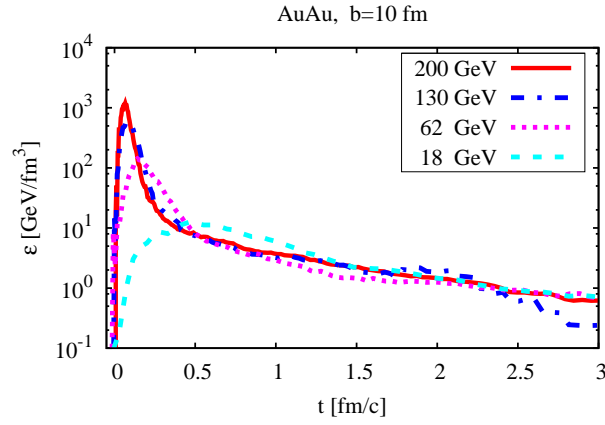


Рисунок 2.14: Зависимость от энергии столкновения для средней плотности энергии в лорентц-сжатом цилиндре с радиусом $R = 1$ фм и длиной $|z| < 5/\gamma$ фм с центром проходящем через точку $x = 0$.

метром $b = 10$ фм. Магнитное поле перпендикулярно плоскости реакции

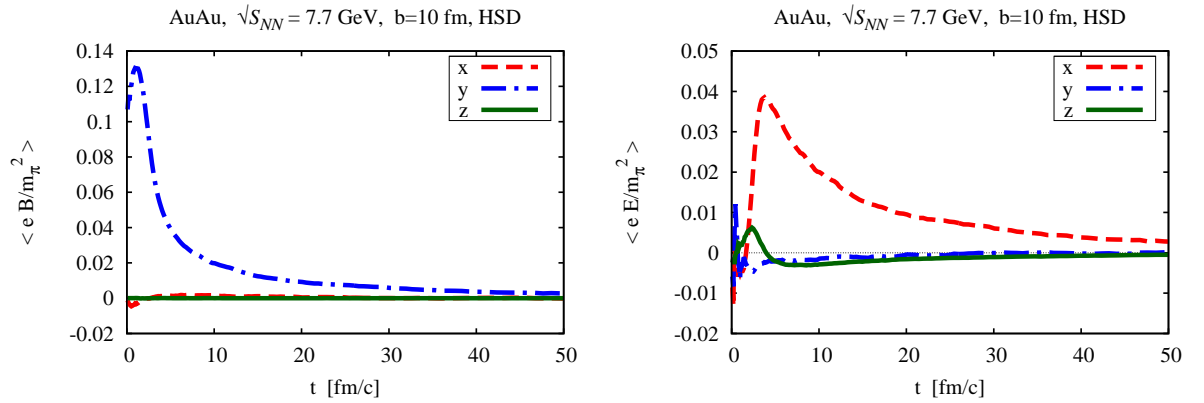


Рисунок 2.15: Зависимость от времени компонент среднего магнитного B и электрического E поля, действующего на движущиеся вперед ($p_z > 0$) положительно заряженные мезоны рожденные в периферическом AuAu@7.7 ГэВ $b = 10$ фм столкновении.

$(x - z)$ и его максимальное значение составляет около $0.13 m_\pi^2$, что примерно на порядок ниже, чем при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ (см., например, рис.2.12). Это все еще довольно сильное магнитное поле и оно длится примерно в 20 раз дольше, чем при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Электрическое поле, направленное

в основном вдоль оси x , является также значительным и уменьшается во времени несколько медленнее, чем магнитное поле.

2.7. Дисперсия электромагнитного поля

Рассмотрим отклонения электромагнитного поля от среднего из-за флуктуаций положения spectatorных протонов. Распределения для запаздывающих электрического и магнитного полей, вычисленных по формулам (2.1),(2.2), представлены на рис. 2.16 для нецентральных $AuAu$ столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}}=200$ ГэВ. PHSD результаты (с учетом вкладов

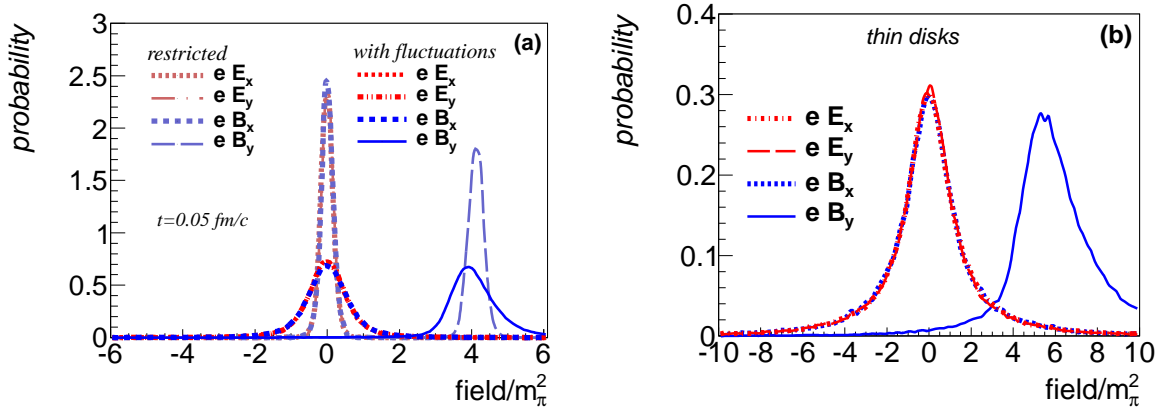


Рисунок 2.16: Плотность вероятности для напряженности электромагнитного поля в центральной точке нецентрального $AuAu@200$ ГэВ столкновения в момент максимального перекрытия при по событийном анализе (*with fluctuations*) и в результате усреднения по параллельным ансамблям (*restricted*) в модели PHSD (a), и схематической модели с бесконечно тонкими ядрами как в работе [68] (b).

всех заряженных квазичастиц) приведены на момент максимального перекрытия сжатых сталкивающихся ядер, что соответствует $t \simeq 0.05$ фм/с. Как отмечалось выше, основной вклад исходит от *спектаторных* протонов. В периферических столкновениях доминирующей является средняя магнитная компонента $\langle B_y \rangle$ ортогональная к плоскости реакции. Безразмерная величина поля $e\langle B_y \rangle / m_\pi^2 \simeq 5$ и его дисперсия находятся в разумном согласии

(расхождение составляет менее 10%) с недавними результатами в рамках партонной HIJING модели [69]. Разница в расчетах электромагнитных полей между HIJING и нашей PHSD моделями обусловлен различной процедурой регуляризации используемой для уравнений (2.1), (2.2). В [69] отброшены все результаты с численным переполнением, в то время как мы использовали ограничение на ближайшее расстояние $R_n > 0.3$ фм. Согласие между этими двумя моделями демонстрирует очень слабую чувствительность результатов для разумного значения R_n . Наши нынешние результаты согласуются также с более ранними расчетами в модели ультрарелятивистской квантовой молекулярной динамики (UrQMD) [45], а также нашими расчетами [75] в адрон-струнной динамической модели (HSD).

Если посмотреть на дисперсию полей на рис. 2.16(a), то полная ширина на E_x, E_y, B_x распределений составляет около $\sigma \sim 2/m_\pi^2$ для всех поперечных компонент поля и согласуется с [69]. Здесь, также приведены дополнительные результаты для случая ограниченных флуктуаций (обозначено как *restricted*), когда электромагнитные поля усредняются по всем событиям в параллельном ансамбле. Эта процедура была использована нами ранее в работе [75]. Как видно из рис. 2.16(a) это приводит к подавлению дисперсии для всех распределений примерно в 3 раза.

На рис. 2.16(b), мы имитировали результаты схематической модели бесконечно тонких ядер [68]. Это было смоделировано численно с помощью искусственного смещения положения продольных компонент всех протонов в момент перекрытия к плоскости $z = 0$. Как видно на рис. 2.16(b) все распределения поля действительно увеличиваются по ширине примерно в два раза. Прямое сравнение наших результатов с [68] дает фактор три или даже больше. Этот вывод полностью совпадает с результатами [69] как для значения ширины, так и для положения максимума.

2.8. Влияние полей на движение частиц

Рассчитанная напряженность электромагнитного поля не дает никакой информации о действии поля на движение квазичастиц. Рассмотрим динамику на ранних стадиях более подробно и введем приращение импульса $\Delta\mathbf{p}$ в виде суммы средних изменений импульсов квазичастиц

$$\Delta\mathbf{p}(t) = \sum_{t_i}^t \langle \delta\mathbf{p}(t_i) \rangle, \quad \delta\mathbf{p}(t_i) = \mathbf{F}_{em}(t_i) \delta t, \quad (2.3)$$

из-за действия электрических и магнитных сил (аналогично будут рассмотрены партонные силы)

$$\mathbf{F}_{em} = e \mathbf{E} + e [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (2.4)$$

в течение короткого промежутка времени δt . Уравнение (2.3) рассматривается событийно и для каждого события вычисляется среднее изменение импульса $\langle \delta\mathbf{p}(t_i) \rangle$ по всем частицам для каждого временного шага t_i .

На рис. 2.17, 2.18 показано среднее изменение импульса положительно заряженных пионов для трех компонент электромагнитной силы при двух энергиях столкновения. Обратим внимание на разный временной мас-

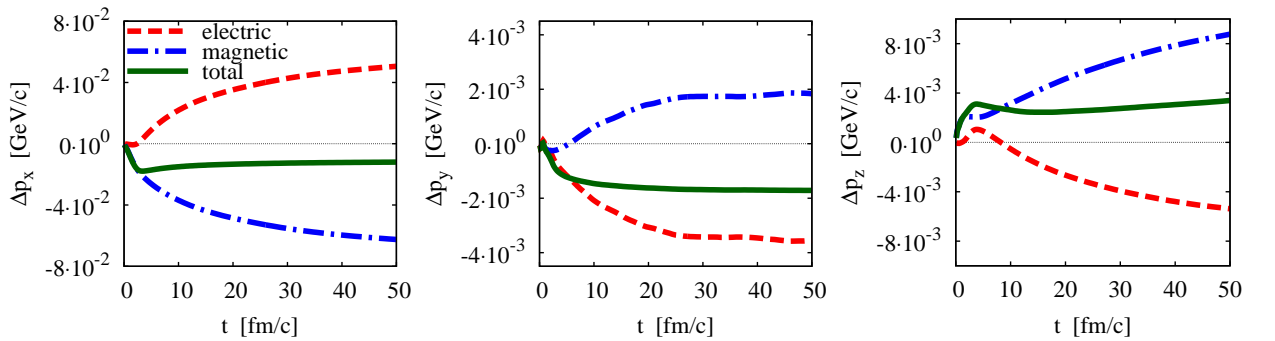


Рисунок 2.17: Зависимость от времени приращения импульса $\Delta\mathbf{p}$ вперед-летящих положительно заряженных мезонов рожденных в $AuAu$ столкновении при $\sqrt{s_{NN}}=7.7$ ГэВ с прицельным параметром $b = 10$ фм в HSD модели.

штаб при этих энергиях и, что компоненты приращений заметно больше

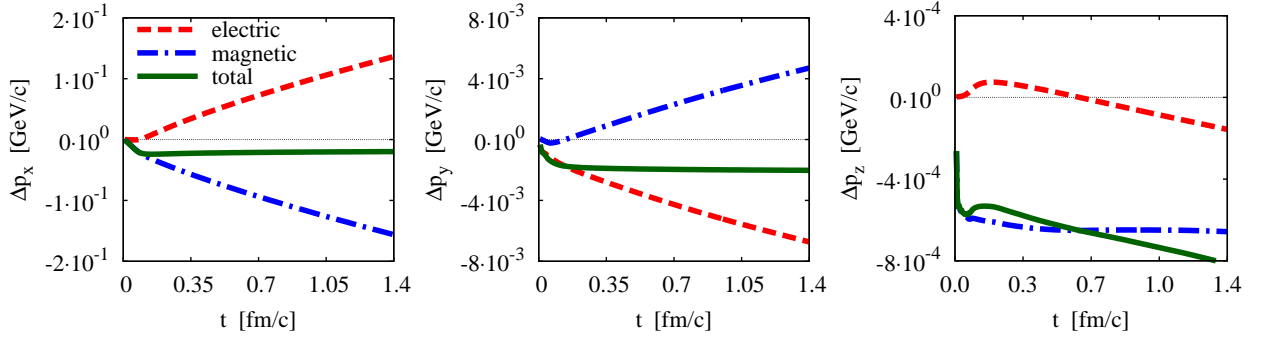


Рисунок 2.18: Зависимость от времени приращения импульса Δp вперед-летящих положительно заряженные мезонов рожденных в $AuAu$ столкновении при $\sqrt{s_{NN}}=200$ ГэВ с прицельным параметром $b = 10$ фм в HSD модели.

для наибольшей энергии RHIC. Отметим, что в обоих случаях поперечные электрическая и магнитная составляющие почти полностью компенсируются (сплошная линия на рис. 2.17 и 2.18). Это показывает, что рассмотрение столкновений тяжелых ионов только с магнитными полями, неполное и неправильное.

На рис. 2.19 показано среднее приращение импульса для движущихся вперед ($p_z > 0$) положительно заряженных кварков. Обратим внимание на

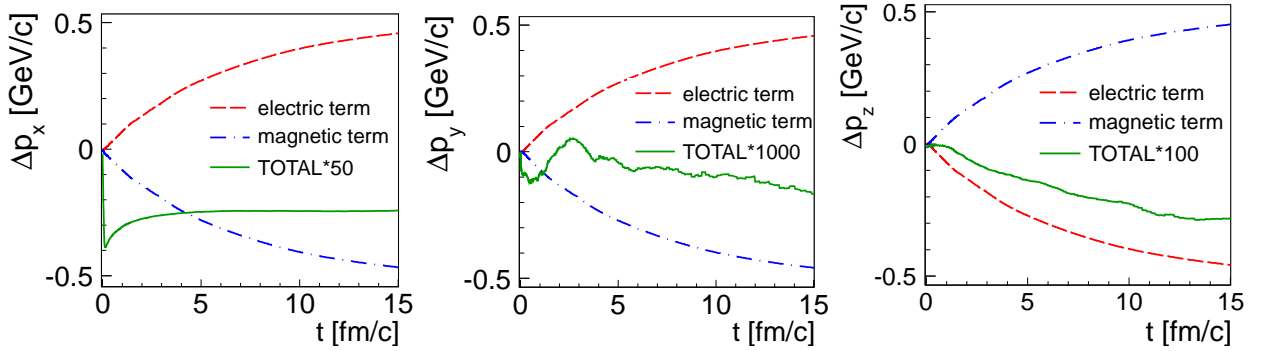


Рисунок 2.19: Зависимость от времени приращения импульса движущихся вперед положительно заряженных партонов в связи с электромагнитным полем образованным в $AuAu@200$ ГэВ столкновении с прицельным параметром $b = 10$ фм.

различие масштабов для сплошных линий на рис. 2.19, которые показывают суммарное изменение импульса при этой энергии. Подчеркнем еще раз тот

факт, что поперечная электрическая и магнитная компоненты компенсируют друг друга почти полностью.

Отметим два момента: во-первых, из-за линейности электромагнитной силы (2.4) в отношении электрического и магнитного поля, не следует ожидать, разницы в расчетах движения кварков с учетом и без учета флуктуаций электромагнитного поля. Это было продемонстрировано нами ранее для квазичастиц в рамках модели HSD [84]. Во-вторых, если поперечные флуктуации характеризуются средней напряженностью поля $\langle |E_{x,y}| \rangle$ и $\langle |B_{x,y}| \rangle$ и выполняются некоторые равенства между компонентами, такими как $\langle |E_x| \rangle \approx \langle |E_y| \rangle \approx \langle |B_x| \rangle$, численно полученными в работе [68] и подтвержденными в [69], то аналогичные равенства будут выполняться для полей с учетом флуктуаций. Действительно, подобные соотношения следуют из наших PHSD расчетов, см. рис. 2.16(а), где соответствующие компоненты поля практически совпадают. Подчеркнем еще раз, что в PHSD поперечные компоненты поля имеют не только сопоставимые напряженности, но их действие [см. уравнение (2.4)] примерно компенсирует друг друга. Следует отметить, что это эффект компенсации, а не короткое время жизни электромагнитного взаимодействия, приводит к очень слабой чувствительности наблюдаемых, что было продемонстрировано нами в адронной HSD транспортной модели в работе [84] и будет обсуждаться далее в разделах 3.1.3 и 3.2.4. Для квазичастицы движущейся по траектории $x = x(t)$, эта компенсация в упрощенном одномерном случае может быть коротко проиллюстрирована следующим образом

$$eE = -e \frac{\partial A}{\partial t} \sim -e \frac{\partial A}{\partial x} \frac{dx}{dt} \sim -eBv, \quad (2.5)$$

т.е. действие электрической и магнитной поперечных компонент примерно равны и направлены в противоположные стороны.

Важным преимуществом PHSD модели по отношению к адрон-струнной модели является включение партонных степеней свободы. В част-

ности, было показано, что привлечение партонных полей (скалярного и векторного типа) имеет важное значение для описания эллиптического потока от энергий SPS до наибольшей энергии на RHIC [79,80] и является ключевой величиной в анализе СМЕ.

Эволюция прироста импульса для партонных сил представлена на рис. 2.20 для нецентральных $AuAu$ столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Видно, что поперечное партонное “электрическое” E_c и “магнитное” B_c поле

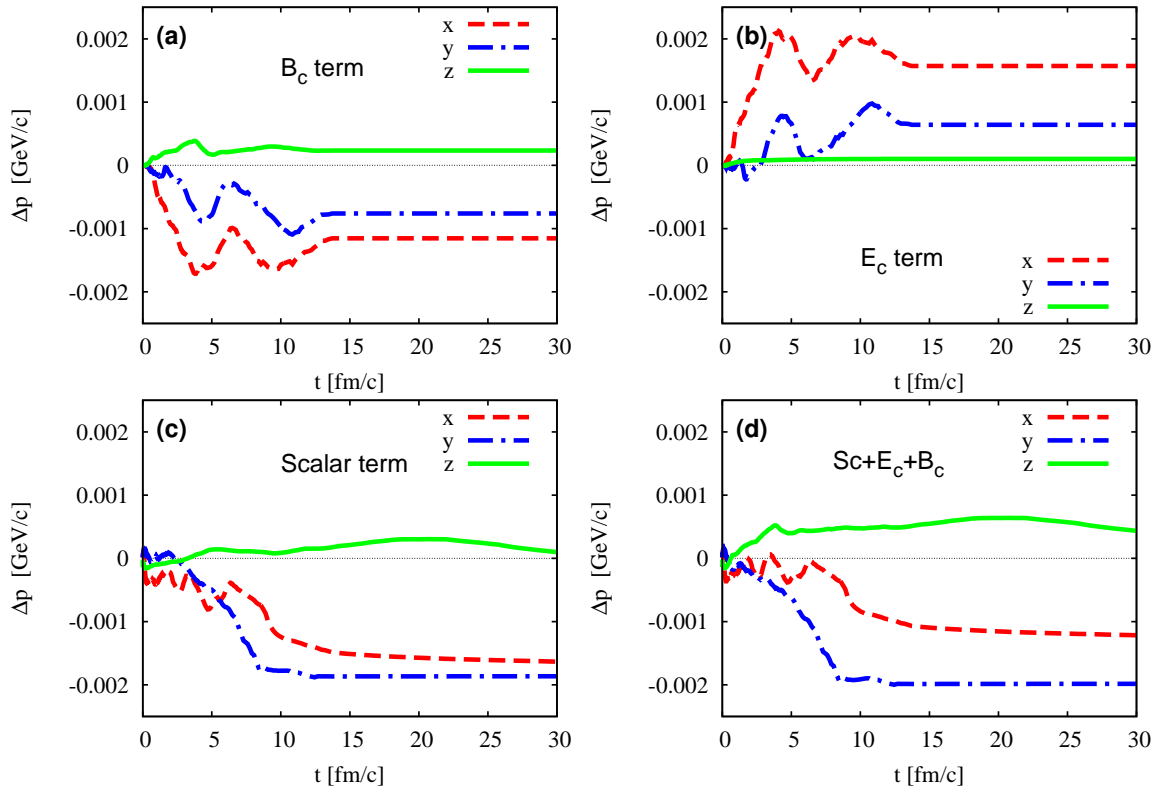


Рисунок 2.20: Зависимость от времени приращений импульсов от “электрического” E_c и “магнитного” B_c (a),(b) партонных компонент поля, скалярного поля (c), и общий прирост импульса (d) для движущихся вперед ($p_z > 0$) положительно заряженных кварков. Система $Au + Au$ ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ) с прицельным параметром $b = 10$ фм.

(рис. 2.20(a),(b)) почти компенсируют друг друга. Компонента z мала. После $t \gtrsim 8$ фм/с все кварковые приросты остаются примерно постоянными, т.е. кварковая фаза заканчивается здесь. Полное действие партонных сил, пока-

занное на рис. 2.20(d), является суммой всех сил, где доминирует скалярный вклад.

Помимо средней силы (приращения импульса), представляют дальнейший интерес флуктуации сил. Как видно из рис. 2.21 распределение измене-

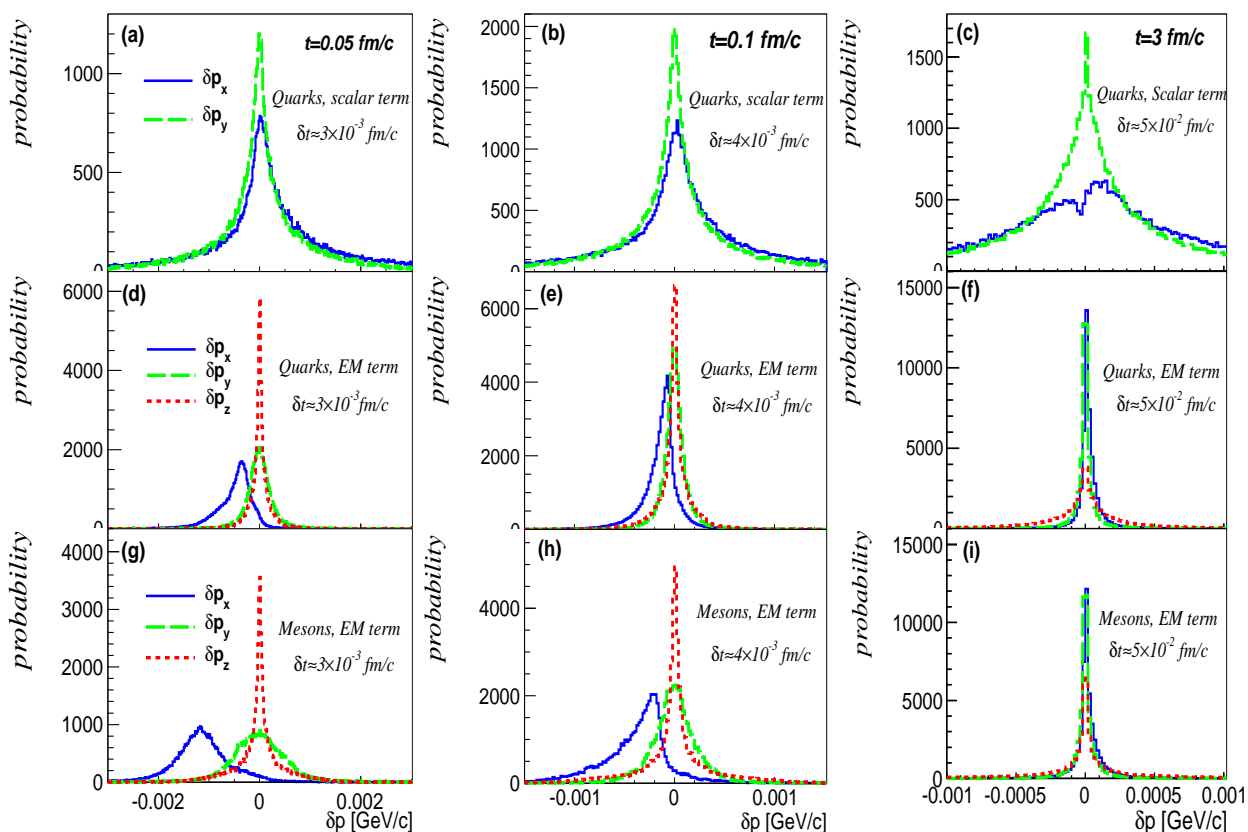


Рисунок 2.21: Распределение вероятности изменения импульса $\delta\mathbf{p} = \mathbf{p} - \langle\mathbf{p}\rangle$ в течение шага по времени δt для движущихся вперед положительно заряженных квазичастиц в моменты времени $t = 0.05, 0.1, \text{ и } 3$ фм/с. Распределение относящееся к кварковому скалярному потенциалу показано на верхних рисунках (a),(b),(c), тогда как распределения, вытекающие из электромагнитного поля для кварков и мезонов находятся, соответственно, по центру (d),(e),(f) и снизу (g),(h),(i). Расчеты были выполнены для нецентральных $AuAu@200\text{ГэВ}$ столкновений с прицельным параметром $b = 10$ фм в PHSD модели.

ния импульса кварка $\delta\mathbf{p} = \mathbf{p} - \langle\mathbf{p}\rangle$ в случае скалярных сил хорошо коллимирует по отношению к средней траектории $\langle\mathbf{p}\rangle$ представленной на рис. 2.20,

но его ширина увеличивается примерно в три раза при переходе от $t = 0.05$ до 3.0 фм/с (рис. 2.21(a)-(c)). Этот разброс немного больше в x компоненте, так как производные от скалярного среднего поля выше в x , чем в y направлении. Влияние электромагнитной силы на кварки и заряженные пионы видно большее ясно (рис. 2.21(d)-(i)) на ранних стадиях соответствующих максимальному перекрытию сталкивающихся ядер ($t = 0.05$ фм/с), когда созданное электромагнитное поле максимально. Здесь компонента $\langle \delta p_x \rangle$ сдвинута для кварков (d)-(f) и даже больше для мезонов (g)-(i). Этот сдвиг уменьшается со временем и исчезает при $t = 3$ фм/с; в данный момент распределение отклонений для всех трех компонент электромагнитной силы близко к δ функции.

В дополнение, нами было рассмотрено [82] формирование электрического диполя и квадруполь в процессе столкновения тяжелых ионов. Было показано, что здесь влияние электромагнитного поля тоже незначительно.

2.9. Заключение к главе

Мы расширили HSD/PHSD модель на описание формирования запаздывающего электромагнитного поля, его эволюции во время ядерного столкновения и влияния этого поля на движение частиц. Подробно рассмотрен случай столкновения $AuAu$ при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и $b = 10$ фм. Показано, что наиболее интенсивное магнитное поле, направленное перпендикулярно к плоскости реакции образуется при прохождении Лоренц-сжатых ядер друг сквозь друга, $t \lesssim 0.2$ фм/с. Максимальная напряженность магнитного поля здесь достигает очень высоких значений, $eB_y/m_\pi^2 \sim 5$. Эта напряженность магнитного поля выше примерно на 3-4 порядка, чем на поверхности магнита [114], что в свою очередь является лишь немного выше напряженности поля в ядре звезды [115]. Еще большие магнитные поля до $B \sim 10^{24}$ Гаусс возможно существовали в ранней Вселенной [116].

Эта максимальная величина магнитного поля создается преимущественно зрителями. Когда остатки мишени и снаряда разделяются, вклад зрителей в поле в центре системы резко падает и при $t \sim 1$ фм/с уменьшается более чем на три порядка по величине. Затем вступают в игру патиципалнты, но их вклады малы из-за взаимной компенсации примерно равного количества положительных и отрицательных зарядов, а также подавляющей роли релятивистского эффекта запаздывания.

Важной сопутствующей величиной является плотность энергии ε рожденных частиц. Пространственно-временное распределение было здесь представлено. Было показано, что расположение максимумов напряженности поля eB_y и плотности энергии ε хорошо коррелируют друг с другом. Таким образом, это является необходимым условием для реализации эффекта СМЕ.

В отличие от распределения eB_y распределение eE_x в плоскости $(x-z)$ имеет минимум в центре области перекрытия в связи с полевой структурой в виде “ежа” для изолированного электрического заряда. Максимальная напряженность электрического поля меньше на фактор около 5, чем магнитное поле.

Электромагнитное поле лишь умеренно (в пределах фактора ~ 5) изменяется с прицельным параметром и энергией столкновения (при $\sqrt{s_{NN}} \approx 60-200$ ГэВ) и сильно подавляется для $t \gtrsim 0.2$ фм/с. Масштаб изменения плотности энергии гораздо больше $\varepsilon > 0.5$ ГэВ/фм³, но до времен нескольких фм/с и тем самым не мешает образованию кварк-глюонной плазмы.

Поскольку электромагнитное поле, порожденное зрителями, является доминирующим на ранней стадии, то флуктуации в их положении приводят к заметным флуктуациям напряженности электромагнитного поля. Тем не менее, ширина флуктуаций не так велика, как ожидалось в оценке [68] и ее влияние на наблюдаемые незначительно.

Мы выяснили, что запаздывающее сильное электромагнитное поле, созданное в ядро-ядерных столкновениях, не на столько сильно влияет на

движение частиц, как это ожидалось. Причиной является не короткое время взаимодействия, когда электромагнитное поле максимально, но компенсация взаимного действия поперечных электрических и магнитных компонент.

Стоит отметить еще один важный момент который следует из эффекта компенсации электрической и магнитной силы. Важность внешнего магнитного поля в астрофизике неоспорима. Есть много исследований, где обсуждаются различные эффекты внешнего магнитного поля в приложении к астрофизике (например, см. введение в работе [75]). Это корректно в данных задачах, однако, во многих случаях делается вывод: “тот же эффект будет наблюдаться при столкновений тяжелых ионов при высоких энергиях”, который не справедлив из-за эффекта компенсации, как показано в настоящей работе.

В промежуточной стадии столкновения тяжелых ионов статистические флуктуации заряженных квазичастиц в импульсном пространстве могут генерировать заряд диполя или даже квадруполь. Однако величины Q_{c1} и Q_{c2} малы; их ориентации почти равномерно распределены, а направление основной оси изменяется от события к событию. Влияние электромагнитного поля здесь снова незначительно.

ГЛАВА 3. МОДЕЛЬНЫЙ РАСЧЕТ ГЛОБАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СТОЛКНОВЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

В этой главе приведены расчеты для наблюдаемых выполненные автором или при непосредственном участии в моделях HSD и PHSD. Продемонстрировано отсутствие значимого вклада от электромагнитного поля в наблюдаемые. Особое внимание уделено модификации наблюдаемых за счет включения партонной фазы. Обсуждаются также иные механизмы двухчастичных угловых азимутальных корреляций.

3.1. Глобальные наблюдаемые

Модель HSD/PHSD вполне успешно описывает многие наблюдаемые в широком диапазоне энергий столкновения [92, 117–121]. Как было показано в разделе 2.8, электромагнитное поле достаточно слабо влияет на движение частиц. Поэтому мы начнем со сравнения расчетных наблюдаемых с экспериментальными, а влияние электромагнитного поля рассмотрим ниже в разделе 3.1.3.

3.1.1. Спектры

На рис. 3.1 показаны спектры поперечной массы π^- , K^+ и K^- мезонов для $Pb + Pb$ столкновений с центральностью событий 7% при 40 и 80 А·ГэВ и $Pb + Pb$ столкновений с центральностью 5% при 158 А·ГэВ по сравнению с данными коллаборации NA49 [122]. Здесь наклон π^- спектра лишь незначительно повышается в PHSD по отношению к HSD, это демонстрирует, что поперечное движение пионов не показывает значительной чувствительности к партонной фазе. Тем не менее, K^\pm спектры поперечной массы существенно жестче по отношению к HSD расчетам для всех энергий столкновения, при

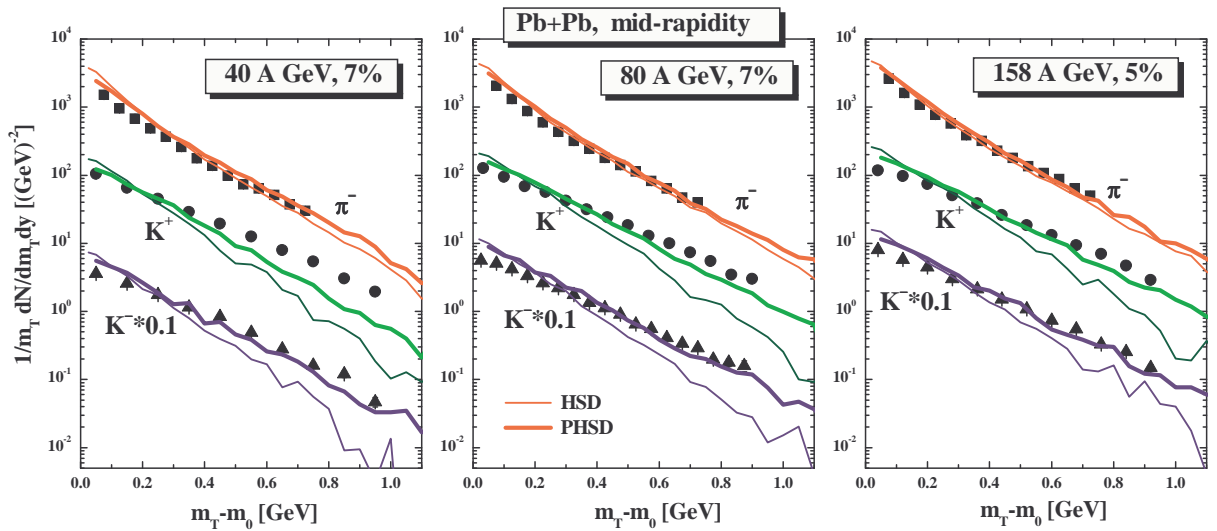


Рисунок 3.1: Спектры поперечной массы π^- , K^+ и K^- мезонов для центральных $PbPb$ столкновений при 40, 80 и 158 А·ГэВ вычисленные в PHSD модели (толстые сплошные линии) по сравнению с расчетами в HSD модели (тонкие сплошные линии) и экспериментальными данными коллаборации NA49 [122].

этом PHSD расчеты находятся ближе к экспериментальным данным. Таким образом партонные эффекты лучше видны для степени свободы отвечающей странности. Изменение наклонов спектров можно проследить обратно до партон-партонного рассеяния, а также большого коллективного ускорения партонов в поперечном направлении из-за наличия отталкивающего поля для партонов. Напомним, что в работе [123] недооценка K^\pm наклона в HSD (а также UrQMD) была предложена, как указание на отсутствие партонных степеней свободы; последующие PHSD расчеты поддерживают это раннее указание. К тому же, PHSD расчеты для энергии RHIC показывают очень похожие тенденции - обратный наклон увеличивается включением партонной фазы.

Сравнение PHSD транспортной модели с данными экспериментов на RHIC, а также с соответствующими HSD результатами [88] представлено на рис. 3.2. Мы находим, что быстротные распределения для заряженных мезо-

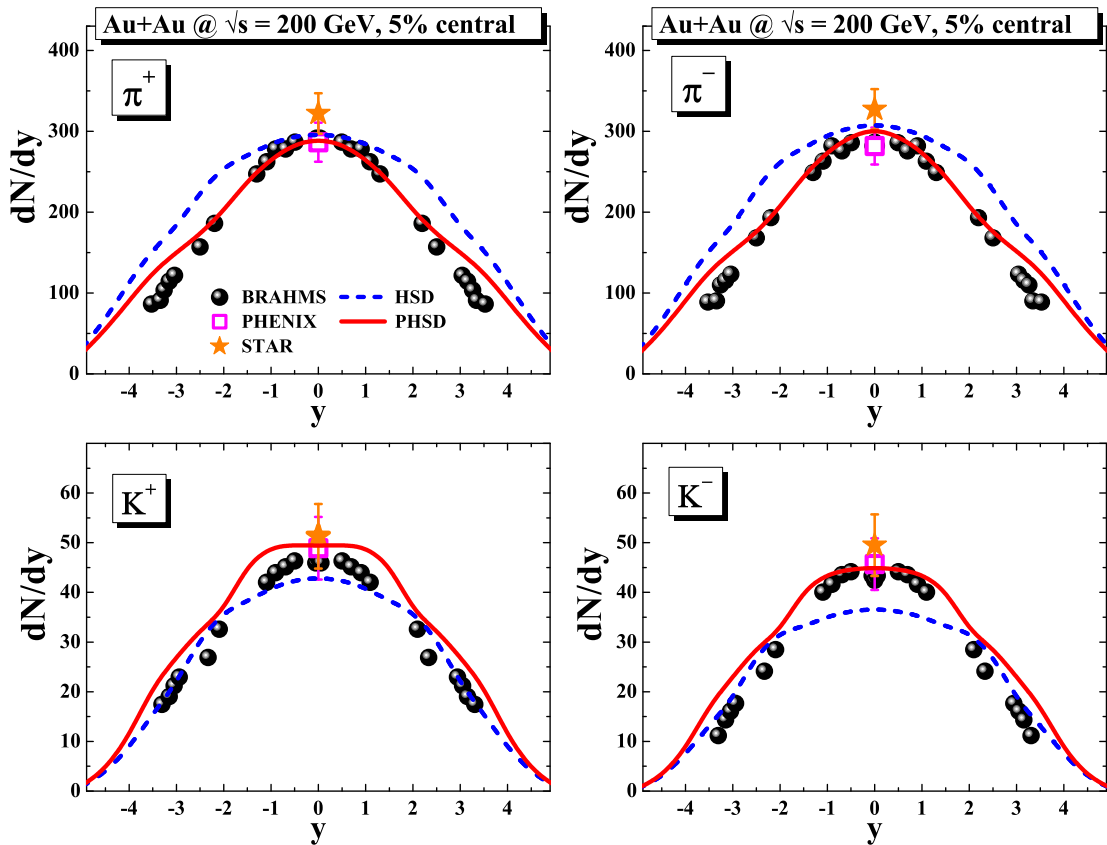


Рисунок 3.2: Быстротные распределения для π^+ , π^- , K^+ и K^- мезонов для $AuAu$ столкновений с центральностью 5% при $\sqrt{s_{NN}}=200$ ГэВ вычисленных в модели PHSD (сплошные красные линии) по сравнению с HSD (пунктирная синяя линия) и экспериментальными данными RHIC [124–126].

нов немного уже в PHSD, чем в HSD и на самом деле ближе к экспериментальным данным. Также заметим, что в PHSD рождается немного больше K^\pm мезонов чем в HSD, в то время как число заряженных пионов несколько ниже. Фактически разница между PHSD и HSD спектрами не является столь огромной, но более четко видна, чем при энергии SPS (ср. работу [87]). Тем не менее, из рис. 3.2 видно, что перенос энергии в ядро-ядерных столкновениях от начальных нуклонов к рожденным адронам (отражается преимущественно на спектрах легких мезонов) более точно описывается PHSD моделью. Рис. 3.2 также показывает, что продольное движение хорошо понимается в PHSD модели.

На рис. 3.3 показаны спектры поперечной массы π^- , K^+ и K^- мезонов для $AuAu$ столкновений с центральностью 5% при $\sqrt{s_{NN}}=200$ ГэВ по сравнению с данными экспериментов на RHIC [124–126]. Здесь наклон π^-

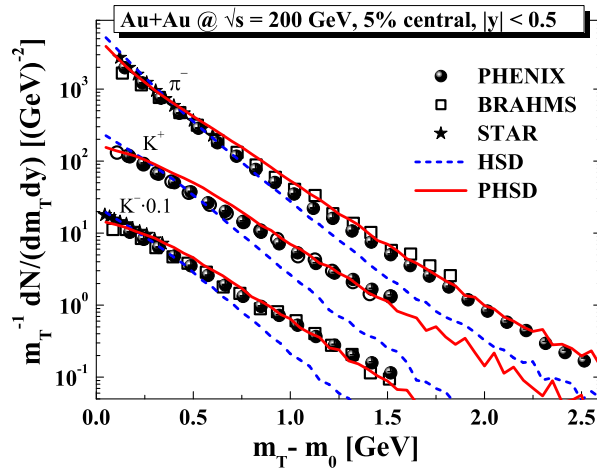


Рисунок 3.3: Спектры поперечной массы π^- , K^+ и K^- мезонов для $AuAu$ столкновений с центральностью 5% при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ вычисленные в модели PHSD (сплошные красные линии) по сравнению с моделью HSD (пунктирная синяя линия) и экспериментальными данными коллабораций BRAHMS, PHENIX и STAR [124–126] в центральной области быстрот.

спектра слегка усиливается в PHSD (сплошные красные линии) по отношению к HSD (пунктирная синяя линии). Это показывает, что спектр пионной поперечной массы проявляет некоторую чувствительность к партонной фазе (в отличие от режима энергии SPS). Опять же, спектры поперечной массы K^\pm мезонов существенно жестче по отношению к HSD расчетам, при этом PHSD расчеты более соответствуют данным, и таким образом демонстрируют то, что партонные эффекты лучше видны для степени свободы отвечающей странности. Опять же, изменение наклонов каонных спектров можно проследить к партон-партонному рассеянию, а также к большому коллективному ускорению партонов в поперечном направлении из-за наличия отталкивающего среднего поля для партонов.

3.1.2. Коллективные потоки

Особый интерес представляют коллективные свойства сильно взаимодействующие системы отражающие динамику столкновения на ранней стадии столкновения.

Как отмечалось выше (см. рис. 2.1), область взаимодействия после усреднения по многим событиям имеет миндалевидную форму; усредненная пространственная начальная асимметрия участников столкновения симметрична относительно *плоскости реакции*. Плоскость реакции определяется как плоскость, содержащая ось пучка и вектор прицельного параметра. Реальные профили столкновений, однако, не являются гладкими и оси симметрии в индивидуальном событии наклонены из-за флуктуаций. Схематически это изображено на рис. 3.4. Флуктуации геометрии в расположении участ-

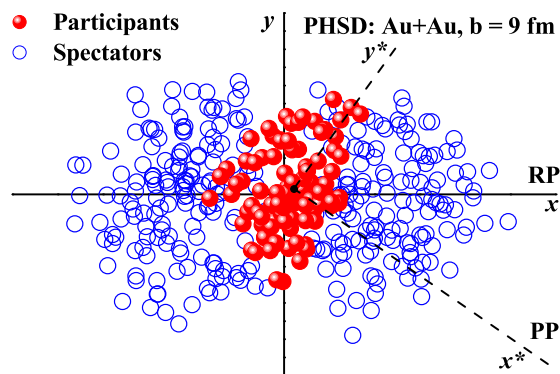


Рисунок 3.4: Проекция одного периферического $AuAu200$ ГэВ столкновения на поперечную плоскость. Спектаторы и участники нарисованы пустыми и заполненными кругами, соответственно. Проекция плоскости реакции (RP) соответствует оси x . Поперечные оси плоскости симметрии участников (PP) отмечены звездочками (x^*, y^*) .

ников приводит к флуктуациям *плоскости симметрии участников* (PP) от одного события к другому, оказывая большие пространственные эксцентриситеты которые, из-за градиента давления, переходят в эллиптический поток

для частиц в конечном состоянии. Таким образом, система с миндалевидной формой, расширяется преимущественно вдоль малой оси.

В зависимости от расположения нуклонов-участников в момент столкновения, фактическая форма области перекрытия может варьироваться. Как видно из рис. 3.4, из-за флуктуаций, область перекрытия в одном событии может иметь форму, например, повернутого треугольника, а не миндаля. Обратим внимание, что форма миндаля восстанавливается при усреднении по многим событиям с одинаковым прицельным параметром.

Азимутальное импульсное распределение рожденных частиц в отдельном событии обычно выражается в виде ряда Фурье:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n(p_T) \cos[n(\phi - \Psi_{RP})] \right), \quad (3.1)$$

где v_n является величиной n -й гармоники по отношению к углу отсчитанному от плоскости реакции Ψ_{RP} , $\phi = \arctan(p_y/p_x)$ – азимутальный угол направления импульса \mathbf{p} частицы.

На эксперименте плоскость реакции не определена, и коллективные потоки измеряются по отношению к третьей плоскости, так называемой *плоскости события*, определяемой по наблюдаемым заряженным участникам в импульсном пространстве с помощью гармонического/мультипольного анализа. Точнее, наблюдаемые потоковые коэффициенты v_n^{obs} определяются как n -е фурье-гармоники импульсного распределения частиц по отношению к соответствующей плоскости события Ψ_n ,

$$v_n^{obs} = \langle \cos[n(\phi - \Psi_n)] \rangle, \quad (3.2)$$

где угловые скобки обозначают статистическое среднее по частицам, а затем по событиям; Ψ_n определяется из выражения

$$\text{tg}(n \Psi_n) = \frac{\sum_i w_i \cos n\phi_i}{\sum_i w_i \sin n\phi_i}, \quad (3.3)$$

где ϕ_i азимутальный угол i -й частицы и w_i – весовой фактор, суммирование ведется по всем частицам в данном событии. Заметим что, из-за флуктуаций, плоскость события разная в различных событиях.

Истинный коэффициент азимутальной анизотропии v_n вычисляется делением наблюдаемого v_n^{obs} на фактор $\text{Res}(\Psi_n)$, который учитывает “разрешение угла” плоскости события:

$$v_n = \frac{v_n^{obs}}{\text{Res}(\Psi_n)} \equiv \frac{v_n^{obs}}{\langle \cos[n(\Psi_n - \Psi_{RP})] \rangle}. \quad (3.4)$$

Напомним, что плоскость реакции в модели HSD/PHSD задается $x - z$ плоскостью, с осью z вдоль направления пучка, т.е. $\Psi_{RP} = 0$.

Следует отметить, что все азимутальные корреляции связаны не только с коллективными потоками. Двух-частичные пространственные корреляции на ранней стадии столкновения отвечают и геометрии события (флуктуирующей в отдельных событиях), и подлинным локальным корреляциям пар рассматриваемым как “непотокные” корреляции. Разложение Фурье (3.2) не достаточно для того, чтобы отделить эти два вклада. Возможное решение связи между потоковыми флуктуациями и корреляциями в начальном состоянии дается кумулянтным методом [127, 128] с помощью двух- и четырех-частичных корреляционных измерений гармонических потоковых коэффициентов. Однако, этот метод выходит за рамки настоящего исследования.

Эллиптический поток. Наибольшая компонента — v_2 , известная как *эллиптический поток*:

$$v_2 = \langle \cos[2(\phi - \Psi_{RP})] \rangle, \quad (3.5)$$

является одним из ранних наблюдений на RHIC [129]. Этот коэффициент можно рассматривать как функцию центральности, псевдобыстроты η , и поперечного импульса p_T . Совсем недавно, было отмечено, что флуктуации в начальной геометрии очень важны [130].

Напомним, что при высоких энергиях столкновений продольный размер лоренц сжатого ядра становится пренебрежимо малым по сравнению с поперечным. Эффект экранировки вперед исчезает, и эллиптический поток полностью развивается в плоскости, что приводит к положительным значениям среднего потока v_2 , поскольку нет экранировки со стороны зрителей. На рис. 3.5 собраны экспериментальные данные по v_2 для промежуточ-

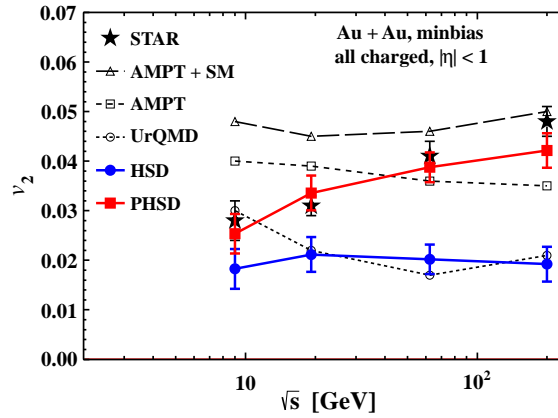


Рисунок 3.5: Средний эллиптический поток v_2 заряженных частиц в центральной области быстрот для всех столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 9.2, 19.6, 62.4$ и 200 ГэВ (обозначено звездочками) взято из составленных данных [131]. Соответствующие результаты различных моделей сравниваются с экспериментальными данными и объясняется более подробно в тексте.

ного диапазона энергий по сравнению с результатами HSD/PHSD расчетов, а также имеющихся модельных результатов из работы [131]. Выбор центральной области является одинаковым как для данных, так и для различных моделей.

Для того, чтобы интерпретировать результаты на рис. 3.5, мы должны вспомнить различные компоненты моделей, используемых для сравнения.

UrQMD модель является микроскопической транспортной теорией на основе релятивистского уравнения Больцмана [132, 133]. Она описывает движение всех адронов находящихся на массовой поверхности по классическим траекториям в сочетании со стохастическим бинарным рассеянием, формированием цветовой струны, и распадами резонансов. Модель включает в себя

барион-барионные, мезон-барионные и мезон-мезонные взаимодействия на основе экспериментальных данных (где это возможно). Эта адронная транспортная модель типа Больцмана была использована для протон-ядерных и ядро-ядерных столкновений от энергий AGS до RHIC [132, 133]. Сравнение данных по v_2 с UrQMD моделью, таким образом, по существу предоставляет информацию о вкладе адронной фазы. Как видно на рис. 3.5, совпадая с данными при самой низкой энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$ ГэВ, результаты UrQMD модели затем остаются примерно постоянными или слегка снижаться с ростом $\sqrt{s_{NN}}$; таким образом, UrQMD (без гидродинамики) не воспроизводит роста v_2 с энергией столкновений, как это видно на эксперименте.

HSD модель [92, 117] также является адрон-струнной моделью включающей формально те же процессы, что и UrQMD. Однако, будучи основанной на обобщенных немассовых уравнениях переноса [97] вытекающих из подхода Каданова-Бейма, квазичастицы в HSD модели учитывают модификацию их свойств в ядерной среде, которая является весьма существенной для многих наблюдаемых, в частности, для дилептонов. Подробное сравнение между HSD и UrQMD моделями для центральных $AuAu$ ($PbPb$) столкновений продемонстрировано в работах [118, 123, 134] для энергий от AGS до наибольшей энергии SPS по отношению к большому экспериментальному набору данных. Действительно, оба адронных подхода дают сходные результаты на уровне 20%-30%, что также является максимальным отклонением от наборов данных. Соответственно, HSD модель также предсказывает примерно не зависящий от энергии поток v_2 в довольно хорошем согласии с UrQMD результатами. Таким образом, можно сделать вывод, что рост v_2 с энергией столкновения не связан с адронными взаимодействиями и необходимы модели с партонными степенями свободы.

АМРТ модель [135] использует начальные условия пертурбативной КХД. А именно, начальное состояние строится из множества мини струйных партонов в соответствии с числом начальных бинарных нуклон-нуклонных

столкновений. Эти (безмассовые) министруйные партоны претерпевают рассеяние (без потенциалов), прежде чем они допускаются к фрагментации в адроны. Версия модели АМРТ с плавлением струн (SM) (обозначена на рис. 3.5, как АМРТ-SM) основана на идее, что существование струн (или адронов) невозможно при плотностях энергии выше критического значения $\varepsilon \sim 1 \text{ GeV/fm}^3$. Это делается преобразованием мезонов в кварк и антикварковую пару, барионов – до трех кварков, и т.д., выполняя сохранение энергии-импульса. Последующее рассеяние кварков основано на партонном каскаде с (регулируемыми) эффективными сечениями, которые значительно больше, чем они же в пертурбативной КХД. После прекращения партонных взаимодействий они адронизируются через механизм партонной коалесценции.

Мы видим из рис. 3.5, что взаимодействие между министруйными партонами в АМРТ модели действительно значительно увеличивает эллиптический поток по сравнению с адронными моделями UrQMD и HSD. Дополнительное включение взаимодействия между партонами в АМРТ-SM модели приводит к еще 20% в v_2 , приводя его в согласие (для АМРТ-SM) с данными для максимальной энергии столкновения. Таким образом, обе версии АМРТ модели указывают на важность партонных вкладов в наблюдаемый эллиптический поток v_2 , но не воспроизводят его рост с $\sqrt{s_{NN}}$. Авторы адресуют этот результат к используемому партонному уравнению состояния, которое соответствует безмассовому и невзаимодействующему релятивистскому газу частиц. Это уравнение состояния отличается сильно от результатов расчетов решеточной КХД при температурах ниже 2-3 T_c . Соответственно, степени свободы распространяются без собственных энергий и партонных спектральных функций.

PHSD подход включает оговоренные эффекты среды в соответствии с уравнением состояния решеточной КХД, как описано в разделе 1.3, а также включает в себя динамическую схему адронизации на основе ковариантных вероятностях перехода в единицу времени. Как показано на рис. 3.5 и 3.6, эл-

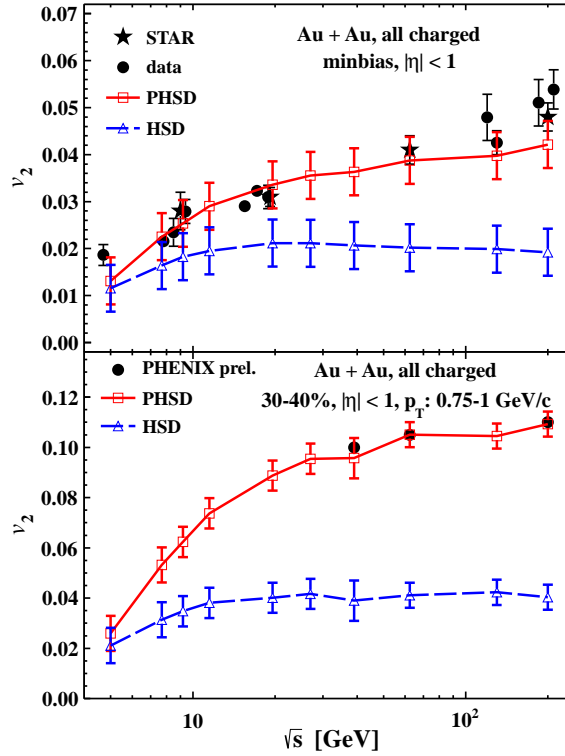


Рисунок 3.6: Средний эллиптический поток v_2 заряженных частиц в центральной области псевдобыстрот для двух выборок центральности рассчитанный в PHSD (сплошные линии) и HSD (пунктирные линии) моделях. Экспериментальные v_2 данные STAR (звездочки) те-же, что и на рис. 3.5 (звездочки); предварительные данные PHENIX [136] показаны сплошными кругами; остальные данные взяты из сопоставления в работе [137]

эллиптический поток v_2 в PHSD модели согласуется с данными коллабораций STAR и PHENIX, и явно свидетельствует об увеличении потока с энергией столкновения.

Обратим внимание, что PHSD и AMPT-SM дают практически одинаковый эллиптический поток при наибольшей энергии RHIC $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Тем не менее, PHSD является более развитой моделью включающей более реалистичные свойства динамических квазичастиц, особенно в окрестности критической плотности энергии.

Объяснение увеличение v_2 с энергией столкновения предоставлено на рис. 3.7. Здесь показана партонная доля плотности энергии по отношению к

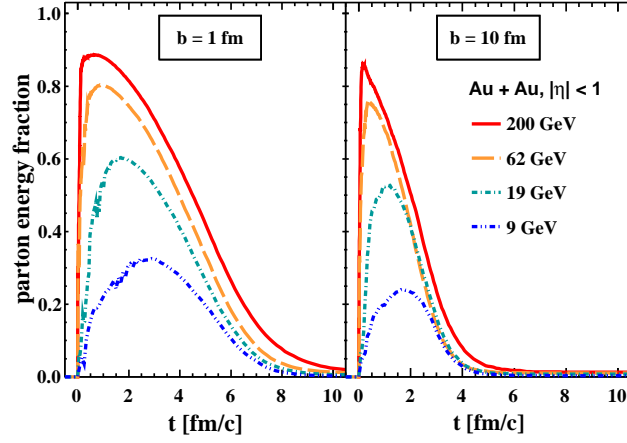


Рисунок 3.7: Эволюция партонной части общей плотности энергии в центральной области быстрот для разных энергий столкновения с прицельными параметрами $b = 1$ и 10 фм.

полной, где плотность энергии вычислялась в центральной области быстрот. Как уже говорилось выше, основной вклад в эллиптический поток идет от начальной партонной стадии при больших \sqrt{s} . Слияние партонов в адроны, или, наоборот, таяние адронов в партонные квазичастицы происходит когда локальная плотность энергии составляет около $\varepsilon \approx 0.5$ ГэВ/фм³. Как следует из рис. 3.7, партонная доля полной энергии существенно убывает с уменьшением энергии столкновения в то время как продолжительность партонной фазы примерно та же самая. Максимально достигнутая доля является такой же, как в центральных, так и в периферических столкновениях, но время партонной эволюции короче в периферических столкновениях. Следует напомнить еще раз о важной роли отталкивающего среднего потенциала для партонов в PHSD модели, который приводит к увеличению потока v_2 по отношению к HSD предсказаниям (см. также [86]). Отметим, кроме того, что увеличение v_2 в PHSD по отношению к HSD происходит также отчасти из-за более высокой вероятности взаимодействия в партонной среде при плотностях энергии выше критической плотности энергии, чем для адронной среды ниже критической плотности энергии [138, 139].

Высшие потоковые гармоники. Как уже отмечалось, в зависимости от расположения нуклонов-участников в ядрах в момент столкновения, фактическая форма область перекрытия (см. рис. 3.4) в одном акте может иметь форму, например, повернутого треугольника, а не миндаля.

Последние исследования показывают, что флуктуации геометрии в начальном состоянии может генерировать потоки более высоких порядков [130, 140–144]. Анизотропия азимутального угла ϕ обычно характеризуется четными коэффициентами: $v_n = \langle \cos(n(\phi - \Psi_{RP})) \rangle$ ($n = 2, 4, \dots$), так как для гладких угловых профилей нечетные гармоники исчезают. Для нечетных компонент, скажем, v_3 , следует учитывать пособытийные флуктуации по отношению к плоскости события $\Psi_n = \Psi_{PP}$, а именно $v_3\{\Psi_3\} = \langle \cos(3[\phi - \Psi_3]) \rangle / \text{Res}(\Psi_3)$, где угол плоскости события Ψ_3 и его разрешение $\text{Res}(\Psi_3)$ рассчитывается как описано в работе [145] с помощью метода двух подсобытий [146, 147].

На рис. 3.8 показаны PHSD и HSD результаты для анизотропных потоков v_3 и v_4 для заряженных частиц в центральной области псевдобыстрот для $AuAu$ столкновений как функция $\sqrt{s_{NN}}$. Чисто адронная HSD модель дает $v_3 \approx 0$ для всех энергий. Соответственно, результаты PHSD (сплошная красная линия) систематически выше, чем HSD (пунктирная синяя линия). К сожалению, наша статистика не достаточно хороша, чтобы обеспечить более точные выводы. Поток v_4 остается практически постоянным в диапазоне энергий $\sqrt{s_{NN}} \gtrsim 10$ ГэВ, в то же время PHSD дает заметно более высокие значения, чем HSD, что мы связываем с большей вероятностью взаимодействия в партонной фазе, т.е. с низким значением удельной вязкости для партонных степеней свободы [138, 139].

Наряду с проинтегрированными потоковыми коэффициентами v_n PHSD модель разумно описывает их распределения по центральности или прицельному параметру b . Непосредственное сравнение при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ показано на рис. 3.9 для v_2 , v_3 и v_4 . В то время как v_2 сильно воз-

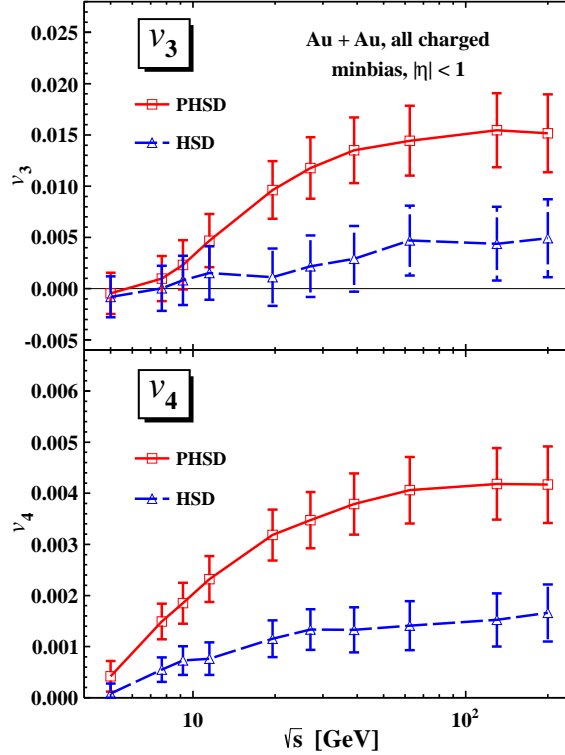


Рисунок 3.8: Средние анизотропные потоки v_3 и v_4 для заряженных частиц в центральной области псевдобыстрот для всех $AuAu$ столкновений рассчитанные в PHSD (сплошная линия) и HSD (пунктирная линия) моделях.

растает с b к периферическим столкновениям, v_3 и v_4 слабо чувствительны к прицельному параметру. Триангулярный поток всегда несколько выше, чем четырехугольный поток во всем диапазоне прицельных параметров b .

В последнее время триангулярный поток при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ был пересчитан в обновленной модели АМРТ [149]. Для этого, значения параметров модели для фрагментации лундовской струны и партонных сечений рассеяния (в обычной версии АМРТ) были перефитированы для описания распределений заряженных частиц по множественности, спектру поперечного импульса и эллиптическому потоку для $AuAu$ столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. В этой версии АМРТ партонные сечения рассеяния уменьшились с 10 до 1.5 мб. По сравнению со старыми АМРТ результатами $v_3 \approx 0.4$, новое значение $v_3 \approx 0.2$ согласуется с результатами PHSD (рис. 3.8). Отметим, что величина триангулярного потока в PHSD при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ

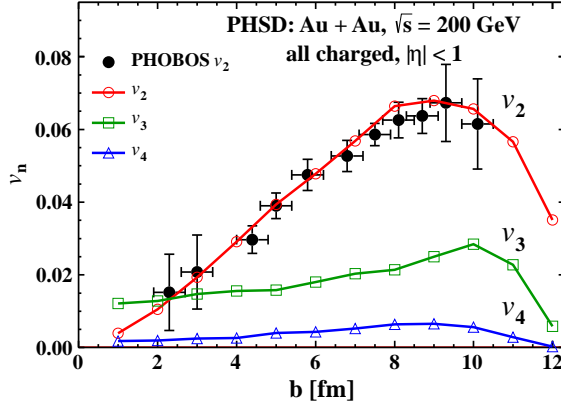


Рисунок 3.9: Зависимость от прицельного параметра анизотропных потоков заряженных частиц в центральной области псевдобыстрот для всех $AuAu$ столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Экспериментальные точки взяты из [148].

подобна (3+1)D гидродинамическим моделям [150] с удельной вязкостью $\eta/s = 0.08$.

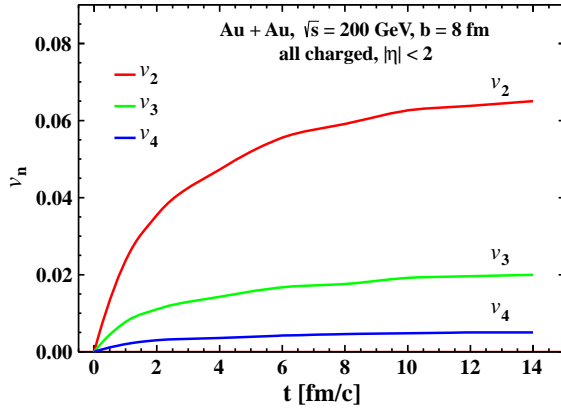


Рисунок 3.10: Эволюция v_n в ходе $AuAu$ столкновения при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ с прицельным параметром $b = 8$ фм.

На рис. 3.10 показана эволюция во времени потоковых коэффициентов v_2 , v_3 и v_4 для $AuAu$ столкновений с прицельным параметром $b = 8$ фм. Они достигают своего асимптотического значения в момент времени 6-8 фм/с после начала столкновения, что соответствует доминирующей партонной фазе

(см. рис. 3.7). Таким образом, коллективные потоки формируются на ранней партонной стадии столкновения.

Дифференциальные распределения. *Прямой поток* v_1 является первым гармоническим коэффициентом, выше упомянутого, разложения Фурье (3.1) и он отражает коллективное движение в сторону или “отскок” частиц в конечном состоянии. Поскольку он генерируется преимущественно в течение времени прохождения ядер $\sim 2R/\gamma$, прямой поток отражает динамику очень ранней стадии столкновения. В области быстрот ближе к пучку/мишени, чем центральная область, прямой поток формируется очень рано, даже на предравновесной стадии столкновения [151] и, таким образом, зондирует начала объемного коллективного поведения.

На рис. 3.11 показан прямой поток заряженных частиц в зависимости

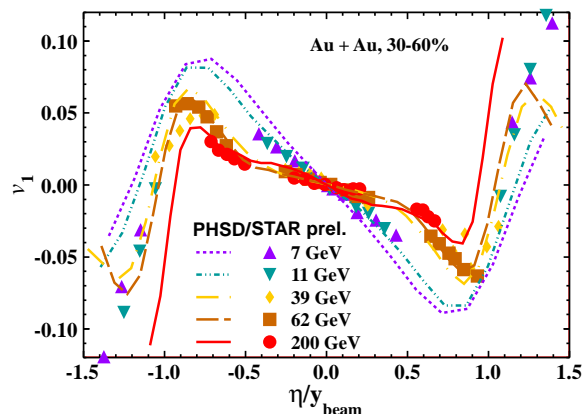


Рисунок 3.11: Нормированные псевдо-быстротные распределения прямого потока v_1 в промежуточном диапазоне энергий столкновения. Экспериментальные точки коллаборации STAR [152].

сти от нормированной псевдобыстроты η/y_{beam} в широком диапазоне энергий столкновений в рамках программы BES для центральности 30%-60%. Мы наблюдаем, что $v_1(\eta/y_{beam})$ демонстрирует скейлинговое поведение от энергии пучка, хотя и не идеальное. Как гидродинамические, так и ядерные транспортные модели указывают на то, что прямой поток является чувстви-

тельной сигнатурой для возможного фазового перехода, особенно в рассматриваемой промежуточной области энергии пучка. В частности, форма $v_1(y)$ в центральной области быстрот представляет особый интерес, поскольку, как уже аргументировалось, дифференциальное распределение прямого потока может быть плоским в центральной области, в связи с сильным, повернутым расширением источника. Такое расширение приводит к потоку в обратном направлении (*антипотоку*) [153]. Антипоток направлен противоположно к отталкивающему отскакивающему движению нуклонов. Если повернутое расширение достаточно сильное, оно может сократить или даже обратить движение в отраженном направлении и приводить к отрицательному наклону $v_1(y)$ в центральной области быстрот, потенциально производя дрожашую структуру $v_1(y)$. Такое дрожание для барионов является возможным признаком фазового перехода между адронной материей и кварк-глюонной плазмой, хотя КГП является не единственным возможным объяснением [153–155]. Как видно из рис. 3.11 наклон распределения $v_1(\eta/y_{beam})$ при $\eta = 0$ является отрицательным и остается практически постоянным при $\sqrt{s_{NN}} \gtrsim 10$ ГэВ; его величина несколько увеличивается с уменьшением энергии пучка, однако, не проявляя никакой нерегулярности.

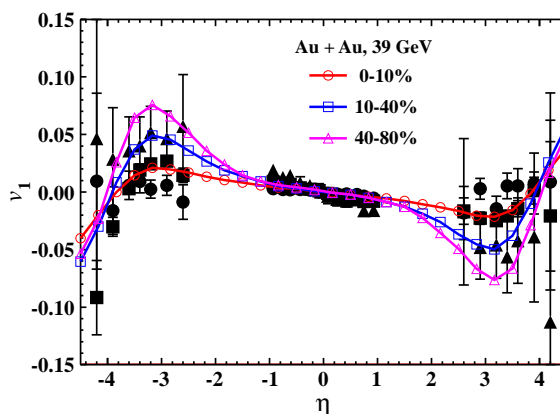


Рисунок 3.12: Распределения прямого потока при различных центральностях для $AuAu$ столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 39$ ГэВ. Экспериментальные данные взяты из работ [152, 156].

Наклон псевдобыстротного распределения слегка изменяется, когда применяются различные критерии для выбора центральности, как продемонстрировано на рис. 3.12. Влияние этого выбора очень умеренное в центральной области быстрот, но становится заметным сильнее в области фрагментации мишени-снаряда с увеличением прицельного параметра.

Давайте продолжим с дифференциальными распределениями эллиптического потока v_2 , сравнивая p_T зависимость в данных с PHSD моделью. Результаты PHSD для $v_2(p_T)$ показаны на рис. 3.13 при $\sqrt{s_{NN}}$ от 5 до 200 ГэВ. Также символами показаны соответствующие результаты колла-

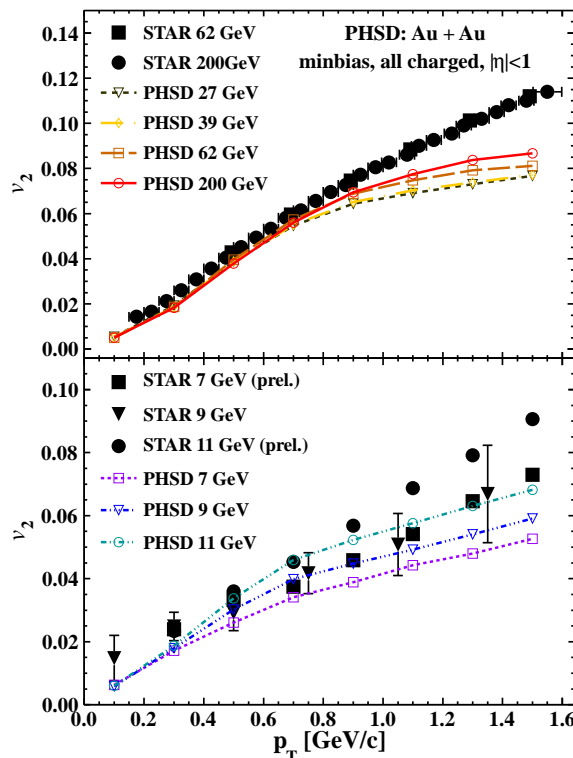


Рисунок 3.13: Зависимость от энергии столкновения распределений $v_2(p_T)$ от поперечного импульса для $AuAu$ столкновений по сравнению с данными коллаборации STAR [137, 152, 157, 158].

борации STAR при $\sqrt{s_{NN}} = 9, 62, \text{ и } 200$ ГэВ. Данные PHENIX и STAR в центральной области быстрот показывают, что величины и тенденции дифференциальных эллиптических потоков (зависимость $v_2(p_T)$ от центральности), изменяются очень мало в диапазоне энергий столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 62$

- 200 ГэВ, указывая на приблизительное насыщение функции возбуждения для v_2 при этих энергиях [159] как показано на рис. 3.13. Отметим, что результаты PHSD систематически недооценивают данные при $p_T > 1$ ГэВ/с, что приписывается к завышению рассеяния партонов с большими поперечными импульсами. Тем не менее, коллективный поток v_2 “объемной материи” достаточно хорошо описывается для всех энергий без подстройки параметров. Кроме того, как следствие вероятностей перехода (1.47) от партонов в адроны, PHSD модель также дает приблизительный скейлинг эллиптического потока по числу кварков, обнаруженный экспериментально коллаборацией RHIC [160–165].

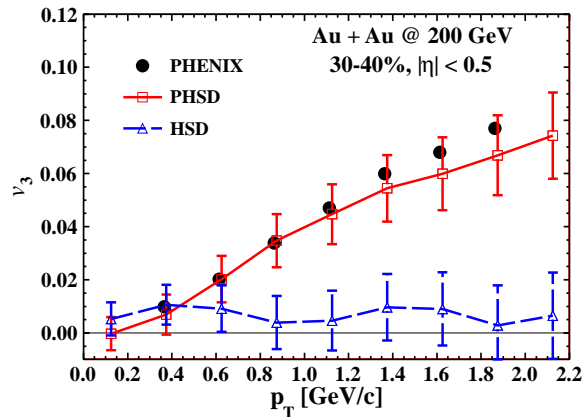


Рисунок 3.14: Триангулярный поток v_3 в зависимости от поперечного импульса p_T для $AuAu$ столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Экспериментальные точки взяты из работы коллаборации PHENIX [145].

Распределение потока v_3 от поперечного импульса на рис. 3.14, также находится в довольно разумном согласии с экспериментом.

3.1.3. Влияние электромагнитного поля

Покажем, в какой степени электромагнитное поле, включенное в HSD модель, влияет на некоторые наблюдаемые. Ограничимся $AuAu$ столкновениями при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и прицельным параметром $b = 10$ фм.

HSD результаты для версий без и с электромагнитным полем (с учетом обратной реакции поля на движение частиц) представлены на рис. 3.15. С высокой степенью точности, мы не видим разницы между этими двумя

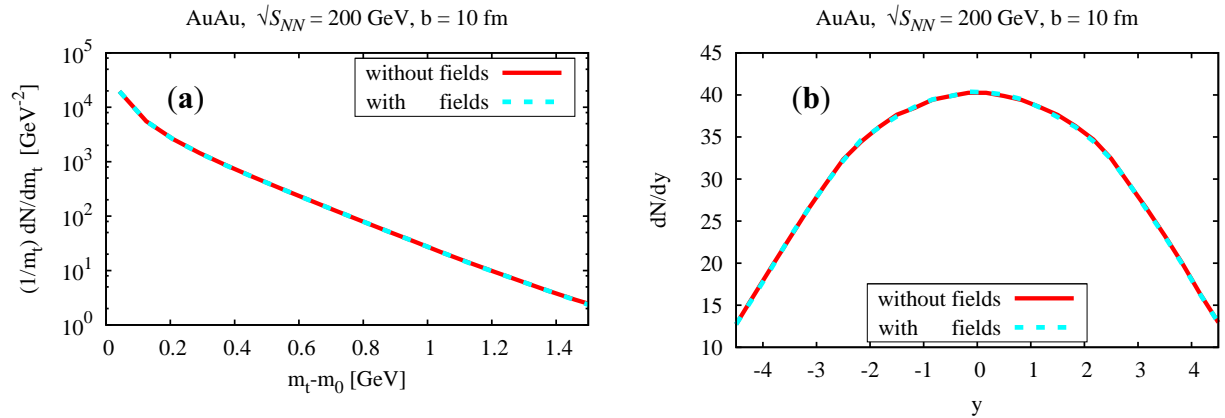


Рисунок 3.15: Спектр поперечной массы (a) и быстрое распределение (b) для заряженных пионов образованных в $AuAu@200\text{ГэВ}$ столкновении при $b = 10$ фм. Результаты расчета без и с учетом электромагнитного поля представлены пунктирной и сплошной линиями, соответственно.

версиями в распределениях по поперечной массе m_t и быстройте y .

На рис. 3.16 показана зависимость эллиптического потока заряженных пионов от поперечного импульса в двух версиях (без и с полем) HSD модели. Мы не наблюдаем существенного различия между этими двумя случая-

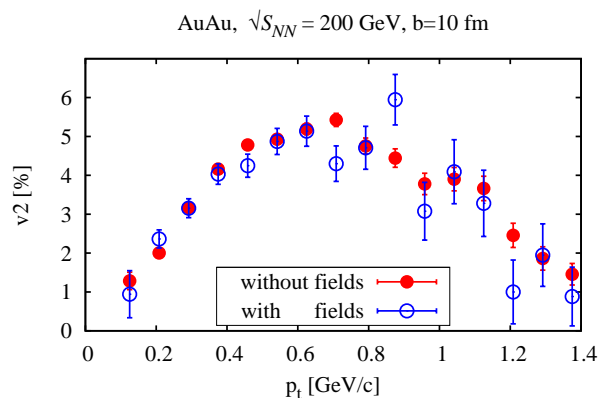


Рисунок 3.16: Зависимость эллиптического потока от поперечного импульса для $AuAu@200\text{ГэВ}$ столкновений при $b = 10$ фм.

ми. Незначительное различие наблюдается в диапазоне от $p_t \sim 1$ ГэВ/с, но, конечно, это не может рассматриваться как существенное. Напомним (см. раздел 3.1.2), что, в целом, HSD модель недооценивает эллиптический поток, но включение партонных степеней свободы (PHSD модель) позволяет прекрасно описывать p_t зависимость v_2 для верхней энергии RHIC [87].

Высшие гармоники. Распределение угла плоскости события для различных гармоник показано на рис. 3.17. Все распределения симметричны

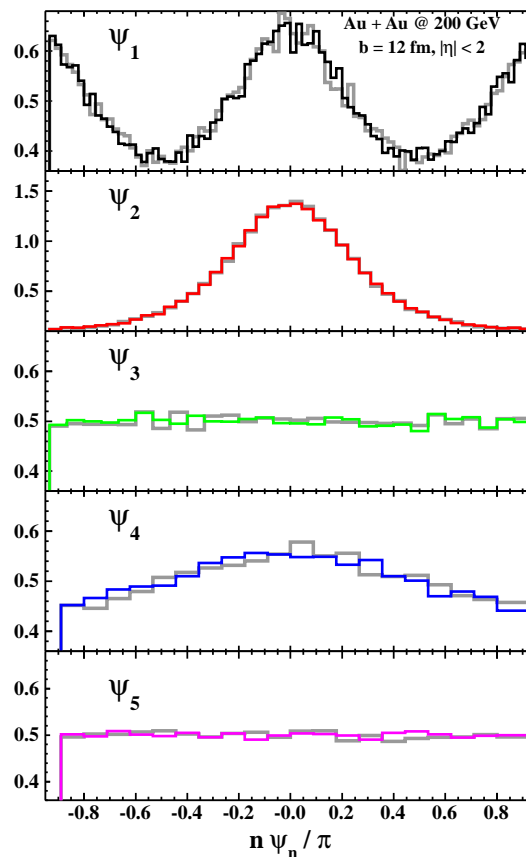


Рисунок 3.17: Распределения угла плоскости события для различных гармоник Ψ_n вычисленных с запаздывающим электромагнитным полем. Серыми гистограммами показаны результаты для соответствующих расчетов без полей.

относительно точки $\Psi_n = 0$, что соответствует истинной плоскости реакции. Как видно, угол плоскости реакции Ψ_n определенный из n -й гармоники на-

ходится в диапазоне $0 \leq \Psi_n < 2\pi/n$. Внутри этой области Ψ_1 имеет два максимума при $\Psi_n = 0$ и π , соответствующие излучению вперед-назад. Четные компоненты Ψ_2, Ψ_4 имеют довольно выраженный максимум для $\Psi_n = 0$, указывая на локальный характер флуктуаций, а нечетные гармоники Ψ_3, Ψ_5 практически плоские. Это можно легко понять, так как нечетные моменты пространственной анизотропии возникают чисто из-за флуктуаций, в то время как нечетные комбинируют эффекты флуктуаций и геометрии. Как следствие, если определить пространственные параметры анизотропии по отношению к заранее определенной плоскости реакции, событийное усреднение обращает в нуль все нечетные моменты, в отличие от четных моментов.

Гистограммы на рис. 3.17 вычислены по выборке 3×10^4 событий с учетом флуктуаций магнитного и электрического поля в отдельных параллельных ансамблях. Аналогичные расчеты без полей приведены на этом же рисунке серыми гистограммами, которые трудно отличить от предыдущих. Иными словами, нет никакого дополнительного эффекта “наклона” из-за электромагнитного поля, как ожидалось в работах [68, 69]. Это связано с компенсацией действия поперечных компонент электромагнитного поля, как обсуждалось выше в разделе 2.8.

3.2. Азимутальные угловые корреляции

Феноменологически, разделение зарядов вследствие наличия домена с определенным знаком топологического заряда можно описать добавлением \mathcal{P} -нечетных синус членов в фурье разложение (3.1):

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n(p_T) \cos[n(\phi - \Psi_{RP})] + \sum_{n=1}^{\infty} 2a_n(p_T) \sin[n(\phi - \Psi_{RP})] \right), \quad (3.6)$$

где коэффициенты a_n описывают эффекты нарушения \mathcal{P} -четности. Выражение (3.6) описывает азимутальное распределение частиц с данным поперечным импульсом и быстротой. Как потоковые коэффициенты, a_n – зависят от поперечного импульса и быстроты частиц. Согласно теории, знак коэффициентов a_n меняется следуя флуктуациям топологического заряда в доменах. При усреднении по многим событиям эти коэффициенты исчезают поскольку распределение усредняется по нескольким доменам с различными знаками топологического заряда. Тем не менее, влияния этих доменов при усреднении не сокращается в корреляциях заряженных частиц.

В качестве возможного сигнала \mathcal{CP} нарушения в столкновениях релятивистских тяжелых ионов, в работе [49] было предложено измерять двух-частичные угловые корреляции

$$\begin{aligned}\gamma_{ij} &\equiv \langle \cos(\phi_i + \phi_j - 2\Psi_{RP}) \rangle \\ &= \langle \cos(\phi_i - \Psi_{RP}) \cos(\phi_j - \Psi_{RP}) \rangle \\ &- \langle \sin(\phi_i - \Psi_{RP}) \sin(\phi_j - \Psi_{RP}) \rangle,\end{aligned}\tag{3.7}$$

где индексы у γ_{ij} представляют знак электрических зарядов: + и -. Коррелятор (3.7) вычисляется по частицам в событии с последующим усреднением по всему ансамблю событий. Косинус-косинус и синус-синус слагаемые в уравнении (3.7) соответствуют проекциям γ_{ij} на направления *в-плоскости* и *вне-плоскости* реакции. Схематически, для $\Psi_{RP} = 0$, это разделение представлено на рис. 3.18.

Также представляет интерес средний косинус разницы поперечных углов

$$\delta_{ij} \equiv \langle \cos(\phi_i - \phi_j) \rangle,\tag{3.8}$$

который не зависит от плоскости реакции.

Напомним, что теоретическая плоскость реакции зафиксирована точно начальными условиями. Во всех наших расчетах, мы будем пользоваться

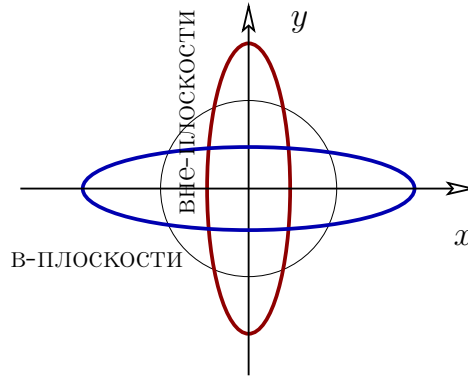


Рисунок 3.18: Схематическое разделение корреляций на проекции *в-плоскости* и *вне-плоскости* реакции ($x - z$).

этим и не будем определять плоскость реакции через корреляции третьей заряженной частицы, как на эксперименте [55]. Также, во всех наших расчетах учитывается экспериментальный аксептанс $|\eta| < 1$ и $0.20 < p_t < 2$ ГэВ/с.

3.2.1. Адронный фон

Начнем наши расчеты в рамках традиционного HSD подхода [92, 166] без включения электромагнитного поля. К вопросу о влиянии поля мы подробно вернемся ниже в разделе 3.2.4.

Таким образом, вычисленную в HSD наблюдаемую (3.7) в зависимости от прицельного параметра b (или центральности ядерного столкновения) следует рассматривать как фон для СМЕ.

Вычисленные и измеренные корреляционные функции для одноименно и разноименно заряженных пионов показаны на рис. 3.19 для имеющихся энергий программы сканирования на STAR. Модельная статистика составляет около 7×10^5 событий для каждой энергии.

При самой низкой измеренной энергии $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ ГэВ результаты (рис. 3.19(a)) для одноименно и разноименно заряженных пионов практически совпадают и показывают большое повышение в очень периферических столкновениях. Здесь, распределение по центральности для $\langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta -$

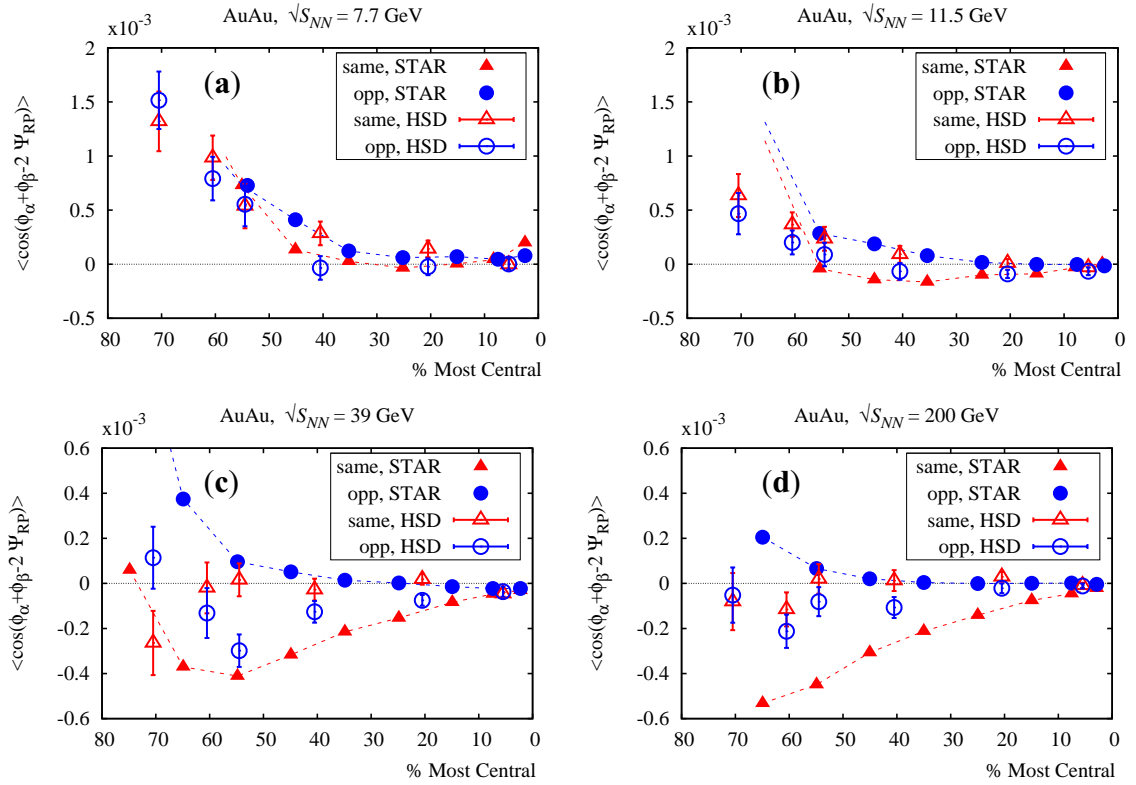


Рисунок 3.19: Азимутальные угловые корреляции одноименно и разноименно заряженных пионов в $AuAu$ столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 39$ и 200 ГэВ в зависимости от центральности. Сплошными символами обозначены предварительные данные STAR [55] и опубликованные данные STAR при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [52]. Пунктирные линии соединяют экспериментальные точки (для ориентации), как в экспериментальных работах.

$2\Psi_{RP})\rangle$ хорошо воспроизводится HSD расчетами. Поразительным результатом является то, что случай с $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ ГэВ резко отличается от 200 ГэВ (рис. 3.19(d)). Картина количественно изменяется незначительно при переходе от энергии $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ ГэВ к 11.5 ГэВ (рис. 3.19(b)), хотя значение в максимуме (центральность 70%) уменьшается в расчетах в 3 раза. Экспериментальные точки при этой большой центральности не доступны, но “экспериментальная” тенденция [55] (показана пунктирными линиями) идет примерно к такому же значению, как при 7.7 ГэВ. Кроме того, поскольку статистические ошибки очень малы (меньше чем размер символа), можно указать малость эффекта разделения зарядов в данных. Если посмотреть теперь

на результаты для $\sqrt{s_{NN}} = 39$ ГэВ, то линии для измеренных одноименно и разноименно заряженных пионов явно разделяются, будучи отрицательными для одноименно заряженных и положительными для разноименно заряженных пионов, с сильным подавлением последней. HSD модель не в состоянии описать эту картину: это выглядит как будто теоретические расчеты для одноименно и разноименно заряженные пионов взаимно поменяли свою позицию. Такая же ситуация наблюдается и в случае $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Небольшая разница проявляется в очень периферических столкновениях, где разноименные корреляции стремятся к нулю для центральности 70% при $\sqrt{s_{NN}} = 39$ ГэВ, в то время как соответствующих экспериментальных данных при энергии 200 ГэВ нет в наличии. Следует отметить, что наши результаты для $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ достаточно близки к оценкам фона в UrQMD модели в экспериментальных работах [51, 52].

Хотя результаты при $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 можно рассматривать как фон для СМЕ, при более высоких энергиях невозможно определить истинный эффект локального нарушения четности как разницу между измеренными и HSD результатами. HSD модель не включает непосредственно динамику кварк-глюонной степени свободы, которая становится важной с ростом энергии. При этом все большую роль играет отталкивающий партонный потенциал, как это иллюстрируется ростом эллиптического потока в PHSD модели [80] (см. раздел 3.1.2). Эти эффекты включены в PHSD модель [87], соответствующие результаты представлены далее в разделе 3.2.2.

Таким образом, азимутальные корреляции при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 ГэВ вполне разумно воспроизводимые адронной динамикой в модели HSD не оставляют места для дальнейших эффектов локального нарушение четности. При более высоких энергиях столкновения ситуация более сложная и неопределенная. Очевидно другие источники корреляций не могут быть исключены при $\sqrt{s_{NN}} \gtrsim 40$ ГэВ. В этой области энергии кварк-

глюонная степень свободы становится важной, также как флуктуации цветовых полей.

Тем не менее вопрос о интерпретации полученных результатов все еще открыт и будет далее обсуждаться в связи с отдельными проекциями коррелятора (3.7).

3.2.2. Партонная модель

Также как HSD, партонная модель PHSD не содержит механизмов нарушения четности и поэтому наблюдаемую (3.7) вычисленную в зависимости от прицельного параметра b (или центральности ядерного столкновения) следует также рассматривать как фон для СМЕ сигнала.

Сравнение измеренного углового коррелятора с результатами вычислений в партонной модели PHSD представлено на рис. 3.20. Отметим, что расчет этих корреляций является очень время-емким процессом и соответствующие статистические ошибки показаны на рис. 3.20.

При самой низкой измеренной энергии $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ ГэВ распределение по центральности для γ_{ij} (рис. 3.20(a)) разумно воспроизводятся как PHSD, так и HSD расчетами представленными на том же рисунке. Обратим внимание, что скалярный кварковый потенциал не равен нулю при этой низкой энергией, но отсутствует в HSD модели. Картина количественно изменяется незначительно при переходе к энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ ГэВ (рис. 3.20(b)) хотя значение γ_{ij} в максимуме (центральность 70%) немного уменьшается в расчетах. Экспериментальные точки при большей центральности недоступны, но представляют большой интерес. Кроме того, поскольку статистические ошибки очень малы (меньше чем размер символа), можно указать слабый эффект разделения зарядов в экспериментальных данных. К сожалению, расчетные ошибки довольно велики, чтобы указать эффект разделения зарядов.

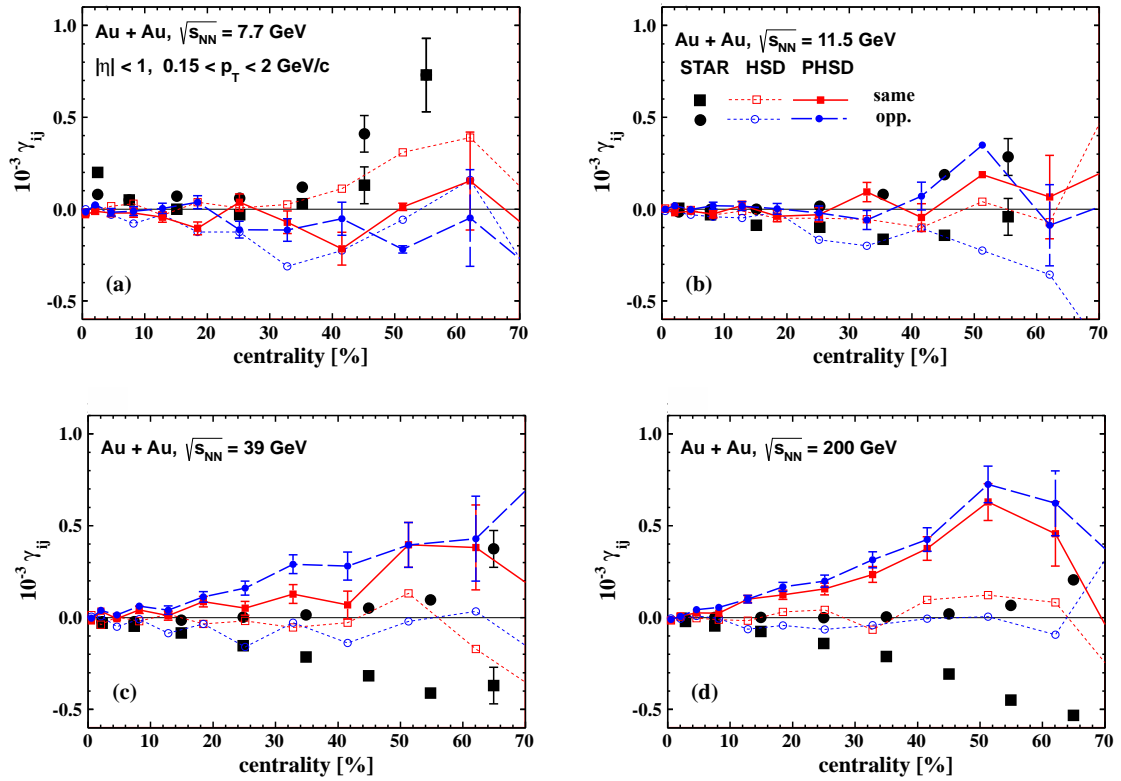


Рисунок 3.20: Азимутальные угловые корреляции одноименно и разноименно заряженных пионов для $AuAu$ столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 39$ и 200 ГэВ как функция центральности. Сплошные символы соответствуют предварительным данным STAR [55], а также опубликованные данные STAR при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [52].

Теперь, если посмотреть на результат для $\sqrt{s_{NN}} = 39$ ГэВ, то PHSD модель также не в состоянии описать эту картину и завышает данные с ростом энергии. Эти растущие большие значения γ_{ij} обусловлены скалярным партонным потенциалом, который увеличивается с энергией столкновения. HSD версия предсказывает очень маленький эффект. Хотя обе модели обеспечивают разделение зарядов существенно меньше, чем измеренное, PHSD имеет следующие особенности: точки для одноименных зарядов находятся выше разноименных, в согласии с экспериментом. Такая же ситуация наблюдается и в случае $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ; небольшую разницу между ними можно увидеть в очень периферических столкновениях: разноименные заряженные

корреляции стремятся к нулю при центральности $\sim 70\%$ при $\sqrt{s_{NN}} = 39$ ГэВ, в то время как соответствующие данные при энергии 200 ГэВ не доступны.

Хотя результаты при $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 ГэВ примерно можно рассматривать в качестве фона для СМЕ, при более высоких энергиях невозможно определить истинное влияние локального нарушения четности как разницу между измеренным и PHSD результатами. PHSD модель включает в себя непосредственно динамику кварк-глюонной степени свободы, которая становится все более важной по мере увеличения энергии. Отталкивающее среднее партонное поле, приводящее к росту эллиптического потока [79, 80] (раздел 3.1.2), здесь приводит к переоценке СМЕ фона.

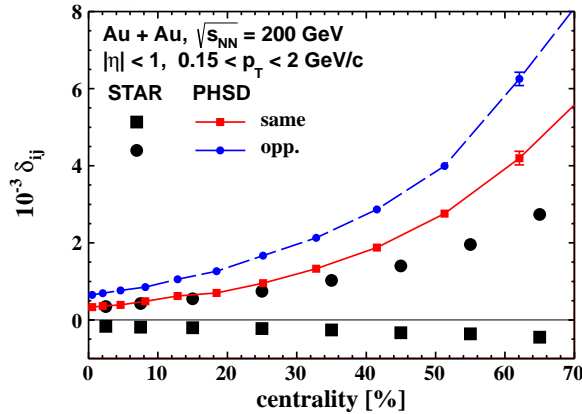


Рисунок 3.21: Угловые корреляции одноименно и разноименно заряженных пионов для косинуса разности азимутальных углов для $AuAu$ столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, как функция центральности. Экспериментальные точки взяты из работы коллаборации STAR [52].

На рис. 3.21 показаны результаты для среднего косинуса разности азимутальных углов δ_{ij} (3.8). Измеренная зависимость от центральности для одноименно заряженных пионов плоская и практически соответствует нулю в то время, как для противоположно заряженных частиц монотонно возрастает с прицельным параметром. Тем не менее, PHSD расчеты явно переоценивают экспериментальные точки. Заметим попутно, что PHSD результаты

$AuAu$ столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ оказываются удивительно близки к соответствующим экспериментальным данным при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ [58, 167]. Этот факт свидетельствует о том, что сила отталкивающего скалярного потенциала для кварков в PHSD может быть в настоящее время переоцененной.

В соответствии с формулой (3.7), можно отделить компоненты корреляций в-плоскости и вне-плоскости реакции (см. рис. 3.18) с использованием экспериментальных результатов для γ_{ij} и δ_{ij} [52]. Такое разделение вместе с

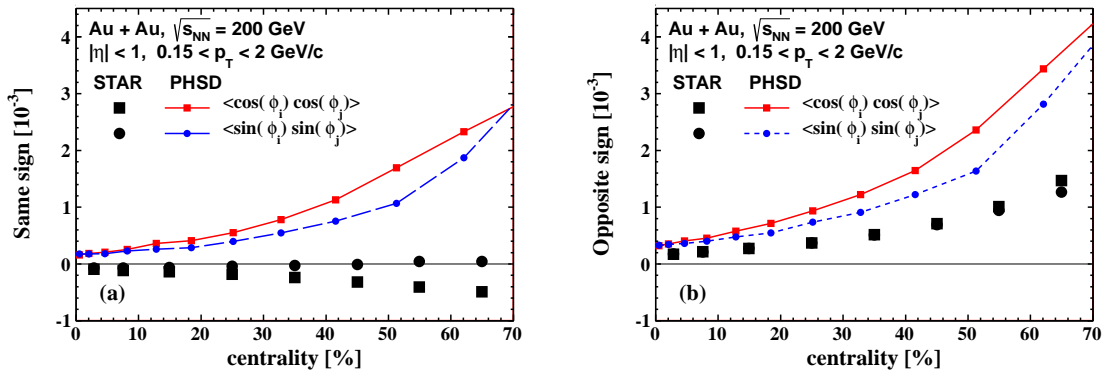


Рисунок 3.22: Компоненты угловых корреляций в-плоскости (косинус-член) и вне-плоскости (синус-член) реакции для $AuAu$ столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в зависимости от центральности. Экспериментальные точки скомпонованы из данных приведенных в работе коллаборации STAR [52].

PHSD расчетами представлено на рис. 3.22 для одноименно и разноименно заряженных пионов. Как было впервые отмечено в работе [60] и видно на рис. 3.22(a), для одноименно заряженных пар измеренный синус-член практически равен нулю, тогда как измеренный косинус – конечен. Это говорит нам, что наблюдаемые корреляции на самом деле находятся в-плоскости, а не вне-плоскости реакции. Это идет вразрез с ожиданием от кирального магнитного эффекта, который предсказывает одноименно заряженные корреляции вне-плоскости реакции. Кроме того, поскольку измеренный косинус отрицательный, то корреляции в-плоскости являются сильнее для противоположно

направленных пар, чем для пар с малым углом. PHSD не воспроизводит эти особенности. Мы видим также, что для противоположно заряженных пар корреляции в-плоскости и вне-плоскости реакции практически идентичны. Как было сказано в [60]: “это трудно понять, так как есть значительный эллиптический поток в этих столкновениях”. Тем не менее, PHSD модель предсказывает очень близкие распределения в-плоскости и вне-плоскости реакции для противоположно заряженных пар из-за скалярного партонного потенциала и в то же время прекрасно воспроизводит различные гармоники для заряженных частиц [79, 80]. Эта особенность не воспроизводится в HSD.

Мы завершаем этот раздел некоторыми общими замечаниями. Как следует из результатов представленных на рис. 3.20, 3.21, 3.22 дополнительный значительный источник асимметрии необходим для обоих компонент (в-плоскости и вне-плоскости), а не только для корреляций вне-плоскости реакции, как ожидается при СМЕ. Как уже говорилось во введении, вакуумная нетривиальная топологическая структура (как подлинный источник СМЕ) приводит к картине топологического θ вакуума неабелевых калибровочных теорий. θ член в лагранжиане КХД явно нарушает \mathcal{P} и \mathcal{CP} симметрии КХД. Тем не менее, жесткие ограничения на величину $\theta < 3 \times 10^{-10}$ полученные из экспериментальных ограничений на электрический дипольный момент нейтрона [168] практически указывают на отсутствие глобального \mathcal{P} и \mathcal{CP} нарушений в КХД. Ссылки на локальные \mathcal{P} - и \mathcal{CP} -нечетные эффекты, связанные с топологическими флуктуациями характеризующимися эффективным $\theta \equiv \theta(x, t)$ изменяющимися в пространстве и времени [42] не дают много надежд. Кроме того, в PHSD партоны вблизи фазового перехода не киральные (как обычно принято считать), но массивные степени свободы в согласии с КХД расчетами на решетке. При этом, конечность массы партон вымывает эффект киральности.

3.2.3. Двухчастичные угловые корреляции

В последнее время появились работы объясняющие наблюдаемые связанные с СМЕ эффектом без наличия локального нарушения четности. Рассматриваются различные фоновые механизмы азимутальных корреляций: распады кластеров, локальное сохранение поперечного импульса, локальное сохранение электрического заряда [59, 61, 67]. Все они могут вносить вклад в рассматриваемые корреляции, но упрощенные оценки, сделанные в этих работах, не в состоянии описать экспериментальные данные STAR.

Вообще говоря, все эти эффекты, такие как распады резонансов (в том числе тяжелых) и точное сохранение электрического заряда и энергии-импульса, включены в нашу транспортную модель HSD, и, как показано в предыдущем разделе, этого явно не достаточно. Однако, здесь существует противоречивый момент. HSD модель рассматривает эволюцию $AuAu@200\text{ГэВ}$ столкновения с помощью адронов и струн, в то время как решающие процессы происходят во времена $t \lesssim 0.3 \text{ fm}/c$. Это кварк-глюонное состояние, безусловно, является неравновесным. С другой стороны, как было показано в многофазных моделях [169], разделение заряда может быть значительно снижено эволюцией кварк-глюонной плазмы образованной в релятивистских столкновениях тяжелых ионов и последующим процессом адронизации.

Рассмотрим подробно наиболее существенный механизм. Как было предложено в работах [61, 64] и далее развито в [67], возможным источником азимутальных корреляций является сохранение поперечного импульса, который может приводить к возникновению вклада в корреляторы (3.7), сравнимого с измеренным. Сохранение поперечного импульса вводит корреляции для противоположно направленных пар частиц, потому что они стремятся уравновесить друг друга в поперечном импульсном пространстве. Большая множественность частиц будет ослаблять эффект этой двух-частичной кор-

реляции. Кроме того, эти корреляции должны быть сильнее в-плоскости, чем вне-плоскости реакции из-за наличия эллиптического потока. Тем не менее, условие сохранения поперечного импульса обеспечивает фон для СМЕ, который должен быть правильно определен.

Из весьма общих соображений, с использованием центральной предельной теоремы и термодинамического описания частиц, в работе [67] получено следующее простое выражение для двух-частичного коррелятора:

$$\gamma_{ij} = \langle \cos(\phi_i + \phi_j - 2\Psi_{RP}) \rangle = -\frac{v_2 \langle p_t \rangle_{acc}^2}{N \langle p_t^2 \rangle_{full}}, \quad (3.9)$$

где v_2 является коэффициентом измеренного эллиптического потока, $N = N_+ + N_0 + N_-$ общее количество всех рожденных частиц (в полном фазовом объеме); индексы “full” и “acc” обозначают, что средние значения должны рассчитываться в полном (“full”) фазовом пространстве или в аксептансе (“acc”), соответственно. Это, безусловно, качественный результат, но он демонстрирует тесную связь эффекта наблюдаемого разделения зарядов с эллиптическим потоком. При $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ общее количество всех рожденных частиц может быть аппроксимировано как $N \approx (3/2) N_{ch} \approx 21 N_{part}$ [67]. В нашей модели число участников N_{part} вычисляется динамически, также как импульс-зависимые факторы для полного фазового объема и отношения к измеряемому фазовому объему. Интересно отметить, что пропорциональность СМЕ эллиптическому потоку v_2 , как в формуле (3.9), вытекает также из более подробного рассмотрения. В частности, киральный магнитный эффект в гидродинамических подходах и с точки зрения голографической гравитационной дуальной модели (см. [170]) предсказывают линейную зависимость СМЕ от v_2 с более сложными коэффициентами, которые зависят от коэффициентов аксиальной аномалии и аксиального химического потенциала, а также от динамики жидкости (через плотность частиц, барионный химический потенциал и давление).

Экспериментально, коррелятор γ_{ss} с одноименными зарядами определяется как среднее от γ_{++} и γ_{--} . Предполагая, что импульс делится поровну между зарядами можно написать:

$$\gamma_{ss} = \frac{1}{2}(\gamma_{++} + \gamma_{--}) = -\frac{v_2 \langle p_t \rangle_{acc}^2}{N \langle p_t^2 \rangle_{full}}. \quad (3.10)$$

На практике лишь часть частиц может быть измерена. В этом случае некоторый баланс импульса вытекает из неизмеренных частиц и можно ожидать, что $\gamma_{ss} \ll v_2/N$ [64]. На эксперименте STAR [171] треки измеряются для быстрот $|y| < 1$. Однако, начальные встречные пучки подходят с $y = \pm 5.5$ и более чем 50% заряженных частиц имеют быстроту за пределами аксептанса STAR. Эти частицы могут служить источником импульса, который может подавлять условие сохранения импульса, снижая величину γ_{ss} . Тем не менее, поперечный импульс данного трека, скорее всего, сбалансирован соседними частицами, которые имеют сходные быстроты. Это особенно верно при рассмотрении компонент импульса ответственных за эллиптический поток. Мы пришли к выводу, что этот эффект должен быть более существенным для более низких энергий столкновения.

Прямое сравнение эффекта сохранения импульса (согласно выражению (3.10)) с СМЕ наблюдаемыми представлено на рис. 3.23 для наибольшей энергии RHIC. Для описания потоков взята модель PHSD. Отметим, что в модели заложено сохранение полного импульса, а не только поперечного. В реальных расчетах учитывался экспериментальный аксептанс $p_t > 200$ МэВ/с. Как видно из рис. 3.23(a) зависимость от центральности эллиптического потока v_2 для заряженных частиц достаточно хорошо воспроизводится PHSD моделью. Однако экспериментальный коррелятор γ_{ss} для одноименных зарядов существенно недооценивается. Отметим, что экспериментальный аксептанс существенно влияет на импульс-зависимое отношение $\langle p_t \rangle_{acc}^2 / \langle p_t^2 \rangle_{full}$. На самом деле разница в γ_{ss} должна быть еще больше,

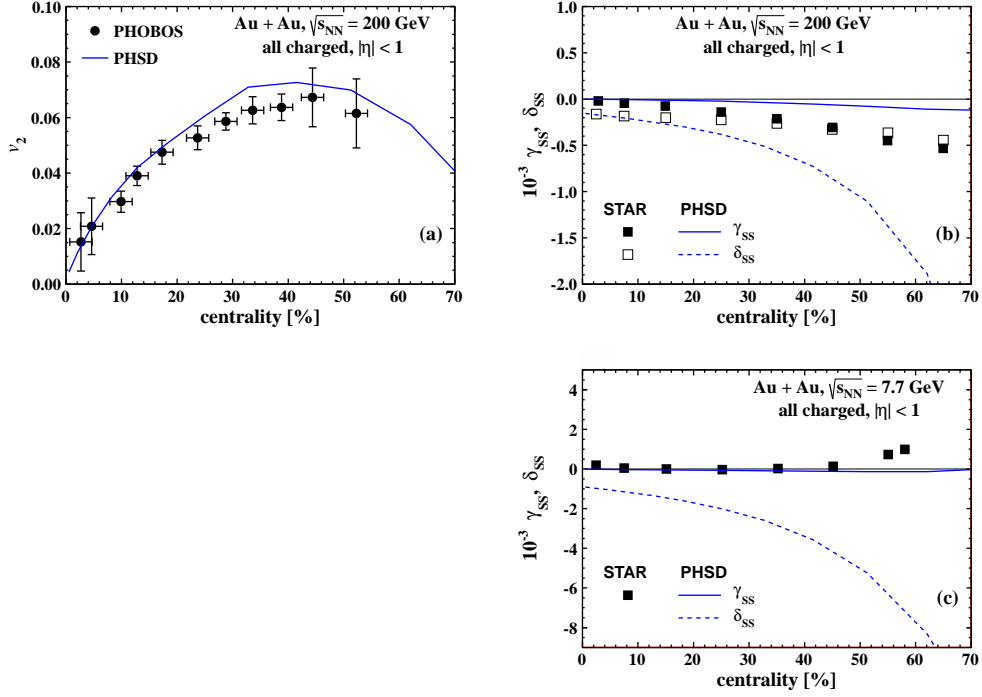


Рисунок 3.23: Зависимость от центральности эллиптического потока (a) и угловых корреляторов γ_{ss} и δ_{ss} для заряженных частиц в $AuAu$ столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ (b) и 7 ГэВ (c) в связи с сохранением поперечного импульса в соответствии с уравнениями (3.10) и (3.11). Экспериментальные точки для v_2 и γ_{ss} , δ_{ss} взяты из работ [148] и [55], соответственно.

как описано выше. Это находится в согласии с нашими полными HSD расчетами адронного фона (см. раздел 3.2.1) в работе [84].

Аналогичный анализ для низкой энергии $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ ГэВ представлен на рис. 3.23(c). К сожалению, данные измерений для зависимости от центральности эллиптического потока не доступны при этой энергии, но рассчитанный в PHSD средний эллиптический поток v_2 для всех столкновений лишь немного ниже экспериментального [79] из-за пренебрежения барионного средне-полевого потенциала. Рассчитанные корреляции γ_{ss} сильно отличаются от измеренных значений и имеют даже противоположный знак. Следует отметить, что в этом случае одинаково и противоположно заряженные компоненты почти равны друг другу (*m.e.*, нет никакого эффекта разде-

ления зарядов). Это наблюдение также прекрасно воспроизводится в модели HSD при этой энергии (раздел 3.2.1).

Что касается среднего косинуса от разницы поперечных углов, который не зависит от плоскости реакции:

$$\delta_{ij} \equiv \langle \cos(\phi_i - \phi_j) \rangle = -\frac{\langle p_t \rangle_{acc}^2}{N \langle p_t^2 \rangle_{full}}, \quad (3.11)$$

где последнее равенство получено из сохранения поперечного импульса [67], то как следует из сравнения уравнений (3.9) и (3.11), коррелятор δ_{ij} отличается от γ_{ij} только коэффициентом эллиптического потока v_2 и, как ожидается, более чувствителен к сохранению поперечного импульса. Как можно видеть из рис. 3.23(b)(c) эта оценка для δ_{ss} является слишком большой и плохо согласуется с соответствующими экспериментальными данными рис. 3.21.

Таким образом, рассмотренные угловые корреляции γ_{ss} порождаются комбинацией сохранения импульса, который заставляет частицы предпочтительно генерироваться в противоположном направлении, и эллиптическим потоком, который дает больше частиц в $\pm x$ направлении, чем в $\pm y$ направлении. Тем не менее, этот источник далеко не в состоянии объяснить наблюдаемую асимметрию пионов в угловых корреляциях. Кроме того, рассмотренное влияние сохранения поперечного импульса слепо к заряду частиц и не может распутать одноименно и разноименно заряженных парных корреляций.

3.2.4. Влияние электромагнитного поля

Экспериментальные данные коллаборации STAR [51, 52] и результаты HSD расчетов с учетом влияния электромагнитного поля представлены на рис. 3.24. Модельные расчеты включают экспериментальный аксептанс $|\eta| < 1$ и $0.15 < p_t < 2$ ГэВ. Напомним, что теоретическая плоскость реакции фиксируется точно начальными условиями и, следовательно, не определяется через корреляции третьей заряженной частицы, как в эксперимен-

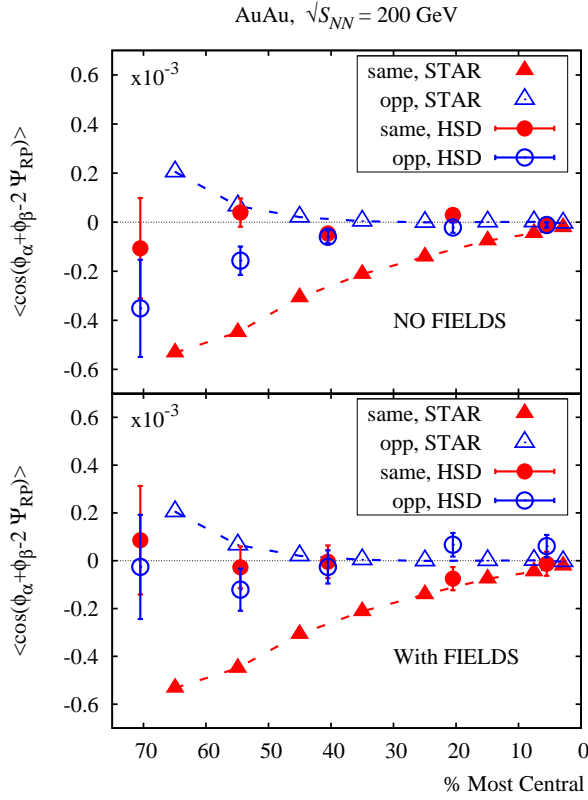


Рисунок 3.24: Азимутальные корреляции в поперечной плоскости в зависимости от центральности для одноименно и разноименно заряженных пионов в $AuAu@200\text{ГэВ}$ столкновениях. Экспериментальные точки (соединены линиями) взяты из [51, 52].

те [51, 52]. Усы на рис. 3.24 показывают статистические ошибки. Число обработанных событий с (без) поля для наиболее важных центральностей 70% и 55% равно $6.8 \cdot 10^4$ и $2.2 \cdot 10^4$ ($8.4 \cdot 10^4$ и $5.4 \cdot 10^4$). Время расчета на одно событие с учетом электромагнитного поля больше на коэффициент около 30, чем для случая без полей.

Ожидаемые СМЕ результаты проистекают из взаимодействия топологических эффектов возбужденного вакуума и киральной аномалии в присутствии сильного магнитного поля [37, 38, 43, 44, 112]. Видно, что расчетный фон, с учетом динамики взаимодействия адронов и эволюции электромаг-

нитного поля, не в состоянии описать измеренного распределения особенно для пионов с одноименными зарядами.

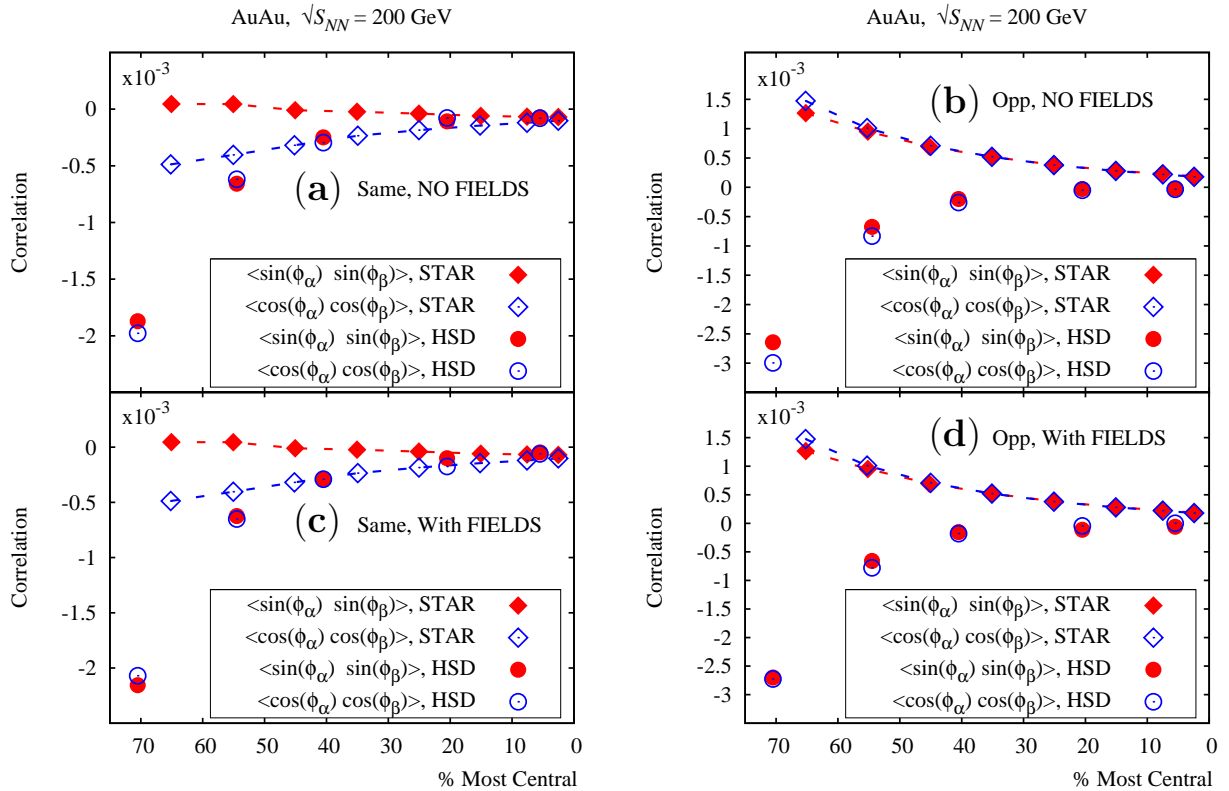


Рисунок 3.25: Проекция азимутальных корреляций в-плоскости и вне-плоскости реакции как функция центральности для одноименно и разноименно заряженных пионов в $AuAu@200\text{ГэВ}$ столкновениях. Экспериментальные точки (соединены пунктирными линиями) взяты из работы коллаборации STAR [52].

Как уже отмечалось, двух-частичный коррелятор (3.7) может быть разложен на компоненты в-плоскости и вне-плоскости реакции. Следуя работе [67] на рис. 3.25 представлены эти компоненты для одноименно и разноименно заряженных пионных пар. Во-первых, нет никакой разницы для HSD результатов без поля (рис. 3.25(a)(b)) и с электромагнитным полем (рис. 3.25(c)(d)). Чтобы быть более конкретным, мы обсудим ниже результаты с включенным электромагнитным полем. Во-вторых: вычисленная раз-

ница между проекциями компонент в-плоскости (\cos -член) и вне-плоскости (\sin -член) реакции мала для случаев одноименных и разноименных зарядов.

Так как наблюдаемые корреляции (3.7) представляют собой разницу этих двух членов, рассчитанные корреляции также малы. Кроме того, для одноименно заряженных пар измеренный \sin -член практически равен нулю, в то время, как \cos -член является конечным. Это подразумевает, что наблюдаемые корреляции находятся в-плоскости, а не вне-плоскости реакции, как это ожидалось. Интересно, что измеренные и вычисленные \cos -члены совпадают друг с другом для центральности $\lesssim 55\%$. Как было отмечено в работе [67], нулевая \sin -компонента идет вразрез с эффектом СМЕ, который для одноименных зарядов должен приводить к корреляциям вне-плоскости реакции. В HSD модели \sin -член не равен нулю, а отрицательный. Это не удивительно, потому что индуцированное хромоелектрическое поле (которое не входит в наши расчеты) параллельно вне-плоскостному B_y , но есть ненулевая компонента электрического поля E_y (см. выше). Кроме того, мы видим, что для разноименно заряженных пар \sin - и \cos - корреляционные члены практически идентичны, что согласно работе [67], трудно согласовать со значительным эллиптическим потоком в этих столкновениях. Тем не менее, распределение по центральности для противоположно заряженных пионов обладает обратной тенденцией: STAR измерения являются положительными и уменьшаются, а HSD результат отрицательный и растет для более центральных столкновений, где все компоненты угловых корреляторов ≈ 0 . Следует отметить, что UrQMD модель показывает, довольно близкие результаты. Действительно, $\langle \cos(\phi_\alpha - \phi_\beta) \rangle$ является просто суммой \cos - и \sin -членов. Итак, просуммировав две кривые (\cos - и \sin -компоненты) для противоположно заряженных пар рис. 3.25 мы воспроизводим UrQMD результаты, представленные на рис. 5 в работе [52].

3.3. Заключение к главе

В этой главе мы обратились к описанию наблюдаемых в столкновениях тяжелых ионов в PHSD модели, которая включает в себя явно партонные степени свободы, а также динамические локальные вероятности переходов от партонов к адронам (1.47).

Транспортная модель PHSD была применена к ядро-ядерным столкновениям при энергии от 40 до 160 А·ГэВ, а также при энергии RHIC для того, чтобы исследовать пространственно-временную область “партонной материи” [87]. Мы обнаружили, что даже центральные столкновения при наибольшей энергии SPS ~ 158 А·ГэВ показывают большую долю не-партонной (т.е. адронной или струнной) материи. Это означает, что ни чисто адронные, ни чисто партонные “модели” не могут быть использованы для извлечения физических заключений при сравнении результатов моделирования с данными. С другой стороны, подробное изучение $PbPb$ реакций при энергиях SPS и сравнение с данными [87] показывает, что партонная фаза имеет очень малое влияние на продольные быструтные распределения адронов, но имеет значительное влияние на спектры поперечной массы конечных адронов, особенно каонов. При энергии RHIC PHSD расчеты также хорошо воспроизводят адронные поперечные массы и быструтные спектры.

Далее мы сосредоточились на PHSD результатах для коллективных потоковых коэффициентов v_1 , v_2 , v_3 , и v_4 , и их сравнения с последними экспериментальными данными в широком диапазоне энергий в рамках программы сканирования по энергии (BES) на RHIC, а также с различными теоретическими моделями, начиная от адронных транспортных моделей до идеальной и вязкой гидродинамики. Отметим, что PHSD модель была использована для всех проведенных расчетов без дополнительной подстройки (или изменения) параметров модели.

Флуктуации в начальные моменты времени положения барионов-участников обсуждались в прошлом в качестве источника флуктуаций прицельного параметра. Это влияние выживает вплоть до фризаута приводя к значительной разнице между теоретической плоскостью реакции и измеряемой плоскостью события. Этот эффект приводит к увеличению величины эллиптического потока и генерации ненулевых нечетных гармоник потока.

Мы обнаружили, что анизотропные потоки - эллиптический v_2 , триангулярный v_3 , и v_4 - разумно описываются PHSD моделью в широком диапазоне энергий, естественно объединяя адронные процессы при низких энергиях столкновения с ультррелятивистскими столкновениями, где кварк-глюонная степень свободы становится доминирующей. Гладкий рост эллиптического потока v_2 с энергией столкновения демонстрирует растущую важность партонных степеней свободы. Эта зависимость не воспроизводится ни адронно-струнными кинетическими моделями, ни мультифазной транспортной моделью (AMPT) описывающей партонную фазу в упрощенном виде. Гармоники v_3 и v_4 слабо изменяются от $\sqrt{s_{NN}} \sim 7.7$ ГэВ до наибольшей энергии RHIC $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ примерно в соответствии с экспериментом. Как показано в этом исследовании, этот успех связан с согласованной трактовкой взаимодействующей партонной фазы в PHSD, чья доля увеличивается с энергией столкновения.

Анализ корреляций между частицами, испускаемых в ультррелятивистских столкновениях тяжелых ионов при больших относительных скоростях, демонстрирует азимутальную структуру, которая может быть интерпретирована исключительно за счет коллективного потока [172,173]. Это интересное явление, известное как триангулярный поток v_3 , является результатом флуктуаций в начальном состоянии и последующей гидродинамической эволюции. В отличие от обычного прямого потока, это явление не коррелирует с плоскостью реакции и должно слабо зависеть от скорости. Триангулярный поток изучался в гидродинамических подходах. Мы исследовали

эти корреляции с точки зрения PHSD модели и нашли, что третья гармоника неуклонно возрастает в PHSD с энергией столкновения. Коэффициент v_3 сравним с нулем для $\sqrt{s_{NN}} > 20$ ГэВ в случае адронной транспортной модели HSD, которая не рассматривает корреляции типа “*риджей*”. В этой области энергий PHSD дает положительный v_3 из-за доминирующего партонного взаимодействия.

Сравнение глобальных наблюдаемых для симметричных столкновений, вычисленных в модели HSD с учетом и без учета электромагнитного поля, не показывает никакой разницы между ними, кроме зависимости эллиптического потока от поперечного импульса, где модельные результаты незначительно отличаются в диапазоне $p_t \sim 1$ ГэВ/с.

В этой главе мы также исследовали наблюдаемые связанные с киральным магнитным эффектом на основе событийного анализа в транспортной модели PHSD. Наше исследование показывает, что двухчастичные азимутальные угловые корреляции, измеряемые на эксперименте, и рассматриваемые в качестве возможного сигнала локального нарушения четности в сильных взаимодействиях могут быть разумно описаны при умеренных энергиях при $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 ГэВ с помощью обычной микроскопической транспортной модели HSD. Наблюдаемое поведение разноименно и одноименно заряженных пионов корректно воспроизводится по форме и примерно по абсолютной величине без привлечения понятия нарушения четности. Этот вывод согласуется с предсказанием, что СМЕ не будет наблюдаться при энергиях ниже верхней энергии супер протонного синхротрона (SPS), $\sqrt{s_{NN}} \lesssim 20$ ГэВ [73]. Ситуация очень отличается при более высоких энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 39$ ГэВ и согласуется с выводами при наибольшей энергии RHIC $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Вычисленного адронного фона безусловно не достаточно, чтобы объяснить экспериментальные наблюдаемые несмотря на конкурирующие адронные эффекты, рассмотренные в работах [59–61, 67]. При этом, необходимы другие источники корреляций вытекающие из явной партонный

динамики и флуктуаций цветового поля. Моделирование подлинного СМЕ представляет большой интерес, однако, одновременный анализ всех других адронных наблюдаемых очень важен для ограничения моделей, имеющих отношение к СМЕ и локальному нарушению четности. Так рассмотрение проекций этого коррелятора на направления в-плоскости и вне-плоскости реакции не позволяет нам прояснить картину [60, 67].

Мы выяснили, что запаздывающие электромагнитные поля большой напряженности, создаваемые во время симметричных ядро-ядерных столкновений оказываются не так важны, как ожидалось ранее. Электромагнитное поле почти не имеет никакого влияния на адронные наблюдаемые и, в частности, на асимметрию заряженных мезонов по отношению к плоскости реакции. Аналогично нашим HSD результатам, мы выяснили, что в PHSD модели запаздывающее электромагнитное поле также не имеет почти никакого влияния на наблюдаемые. Причиной этого является продемонстрированная компенсация взаимного действия поперечных электрических и магнитных компонент, а не короткое время взаимодействия, когда электромагнитное поле максимально. Этот эффект компенсации может быть важным, например, если в системе присутствует дополнительное индуцированное электрическое поле (в качестве источника СМЕ), так как оно не перепутано с другими источниками электромагнитного поля.

Сохранение поперечного импульса, предложенное в качестве альтернативного механизма для объяснения наблюдаемой азимутальной асимметрии, показывает связь между азимутальными корреляциями и эллиптическим потоком. Однако, эффект оцененный при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ слишком мал и нечувствителен к разделению зарядов.

PHSD модель естественным образом учитывает основные альтернативные механизмы азимутальных угловых корреляций: закон сохранения 4-импульса и локального сохранения заряда, а также наличие кластеров (мини струй, струн, резонансов). При умеренных энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 ГэВ

результаты PHSD модели близки к HSD поскольку партонная степень свободы не является доминирующей и хорошо описывают экспериментальные данные. Однако при более высокой энергии столкновения PHSD модель не воспроизводит наблюдаемой азимутальной асимметрии. В отличие от нашего предыдущего анализа в HSD модели [84], PHSD переоценивает измеренную зависимость от центральности азимутальных распределений в связи с увеличением действия отталкивающего партонного скалярного потенциала, который генерирует коллективные потоковые гармоники в соответствии с экспериментом. Этот факт позволяет предположить, что необходим новый источник азимутальных анизотропных флуктуаций за пределами “стандартных” взаимодействий включенных в PHSD. Новый источник не должен обладать в направлении вне-плоскости, как ожидается для СМЕ, но должен вносить сопоставимые вклады в обе компоненты: в-плоскости и вне-плоскости реакции. В этом отношении интерпретация СМЕ измерений на STAR по-прежнему остается неопределенной.

ГЛАВА 4. ДЕТЕКТОР MPD КОМПЛЕКСА NICA

В ОИЯИ (Дубна) в качестве одной из приоритетных принята программа изучения ядерной материи в горячем и плотном состоянии. В качестве первого шага проводится модернизация действующего ускорителя ионов Нуклотрона. Дальнейшим развитием является строительство на базе Нуклотрона ускорительно-накопительного комплекса NICA для столкновений ионов в широком диапазоне атомных масс и энергий столкновений (до $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ). Ускоритель будет обладать очень высокой светимостью, $L = 10^{27} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Для протонных пучков светимость должна быть на уровне $L \approx 10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, а энергия столкновений $\sqrt{s_{pp}} = 20$ ГэВ.

Одной из установок комплекса NICA является многоцелевой детектор (MPD) планируемый для изучения свойств горячей и плотной ядерной ма-

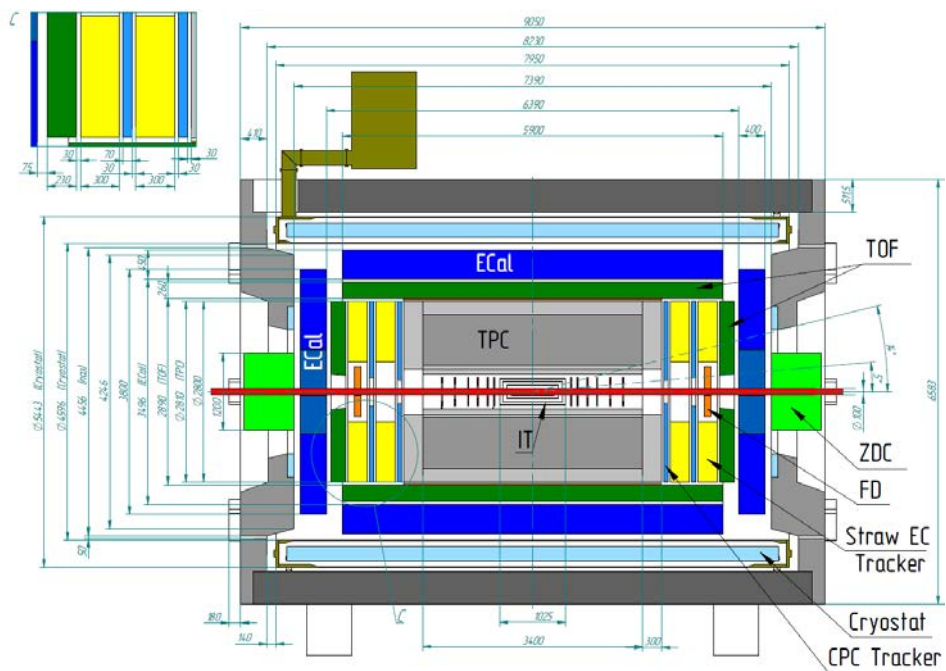


Рисунок 4.1: Общая схема детектора MPD. Основные подсистемы: внутренний детектор (IT), время-проекционная дрейфовая камера (TPC), время-пролетные счетчики (TOF), электромагнитный калориметр (ECal), быстрые передние детекторы (FD), адронный калориметр для больших быструт (ZDC).

терии, образованной при соударениях тяжелых ионов высоких энергий, в частности, для поиска эффектов, связанных с деконфайментом и/или восстановлением киральной симметрии, исследования свойств фазовых переходов и смешанной адронной и кварк-глюонной фазы, исследование коллективных потоковых явлений. Общая конструкция детектора, со всеми подсистемами, показана на рис. 4.1.

4.1. Трековая система

Время-проекционная камера (TPC) является основным трековым детектором MPD в центральной области быстрот. Эти камеры хорошо известны и применялись на разных экспериментах, обеспечивая трехмерное восстановление треков, а также идентификацию частиц по потерям энергии в объеме камеры. Схематический вид детектора показан на рис. 4.2.

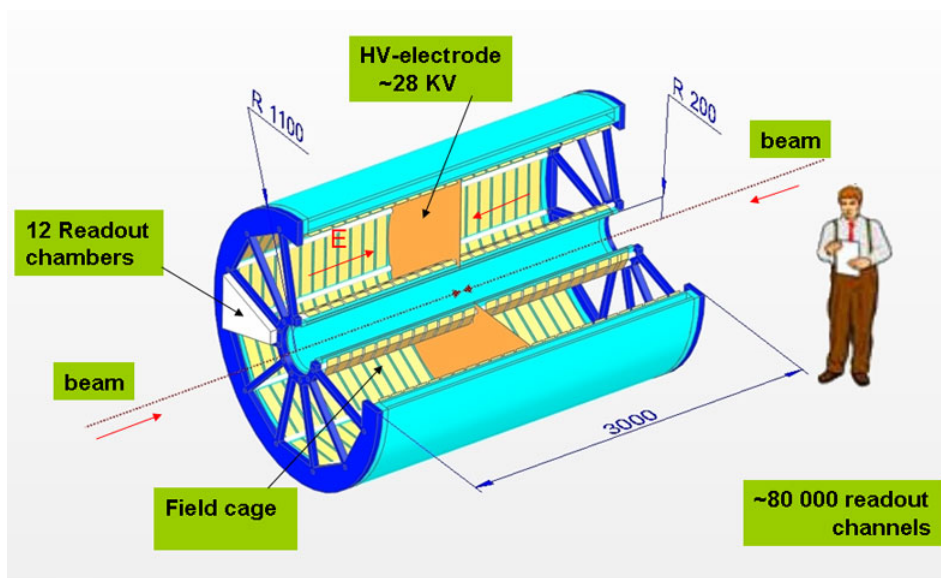


Рисунок 4.2: Схема TPC.

К работе TPC предъявляются следующие требования:

- обеспечить высокую эффективность регистрации треков в интервале псевдобыстрот $\eta < 1.5$;
- обеспечить разрешение по импульсу для заряженных частиц 3% в области значений поперечных импульсов $0.1 < p_t < 1. \text{ГэВ}/\text{с}$;

- обеспечить двухтрековое разрешение порядка 1 см;
- для идентификации адронов и лептонов, разрешение по dE/dx должно быть лучше 8%.

На рис. 4.3 показано распределение по псевдобыстроте вычисленное в модели PHSD для $AuAu@9\text{ГэВ}$ ($b = 0 \div 14\text{фм}$) столкновений. Пунктирными линиями выделен интервал по псевдобыстроте покрываемый

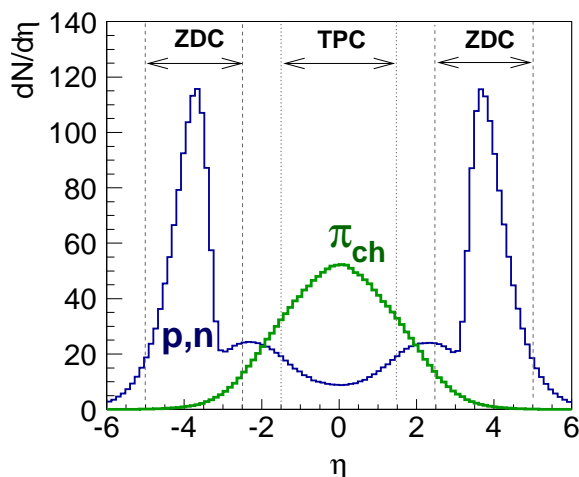


Рисунок 4.3: Распределение по псевдобыстроте для $AuAu@9\text{ГэВ}$ столкновений в модели PHSD.

время-проекционной камерой. Видно, что TPC покрывает основную часть рожденных частиц.

Основные закладываемые параметры детектора приведены в таблице 4.1. Подробную информацию о техническом дизайне можно найти в проекте [174].

Распределение по множественности заряженных частиц ($|\eta| < 1.6$) в событии в модели PHSD показано на рис. 4.4. Здесь же указано разбиение по центральности события.

Идентификация частиц в детекторе осуществляется по потере энергии в объеме время-проекционной камеры. Для разных сортов частиц потери показаны на рис. 4.5.

Разрешение по поперечному импульсу для первичных треков показано на рис. 4.6 и соответствует заявленным в проекте требованиям к детектору.

Таблица 4.1: Основные параметры TPC/MPD.

TPC/MPD	
Длина	400см
Внешний радиус	140см
Внутренний радиус	27см
Длина дрейфового объема	170см (каждой половины)
Катод	Мембрана в центре
Напряженность электрического поля	~ 140 В/см
Напряженность магнитного поля	0.5 Тл
Дрейфовый газ	90% Ar+ 10% метана при атмосферном давлении +2 мбар
Скорость дрейфа	5.45 см/мкс
Время дрейфа	≤ 31 мкс
Число камер считывания	24 (12 на торцевую плоскость)
Число падов	$\sim 110\ 000$

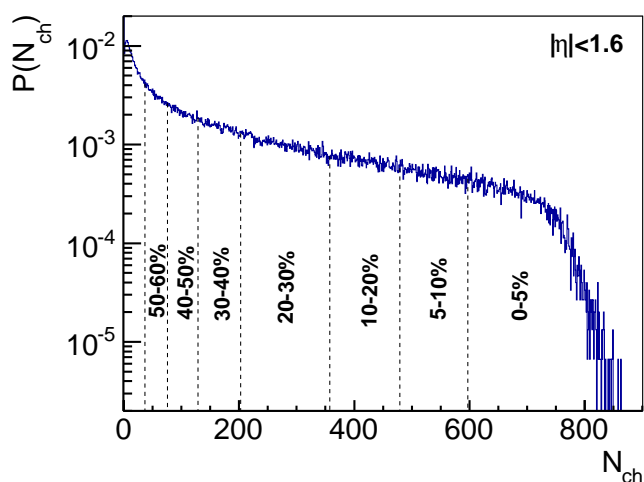


Рисунок 4.4: Распределение по множественности для $AuAu@9$ ГэВ столкновений в модели PHSD.

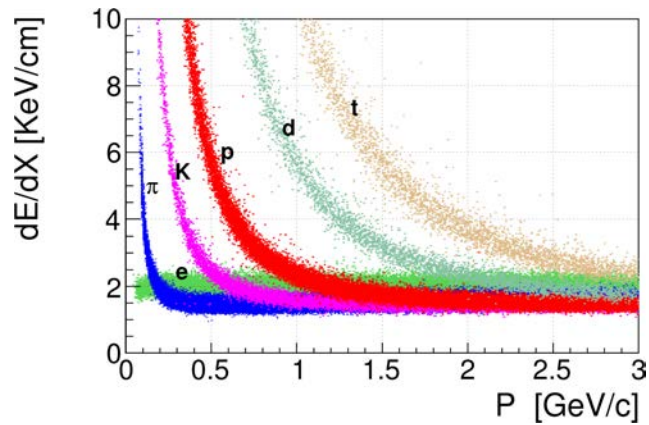


Рисунок 4.5: Потери энергии в объеме время-проекционной камеры для разных сортов частиц.

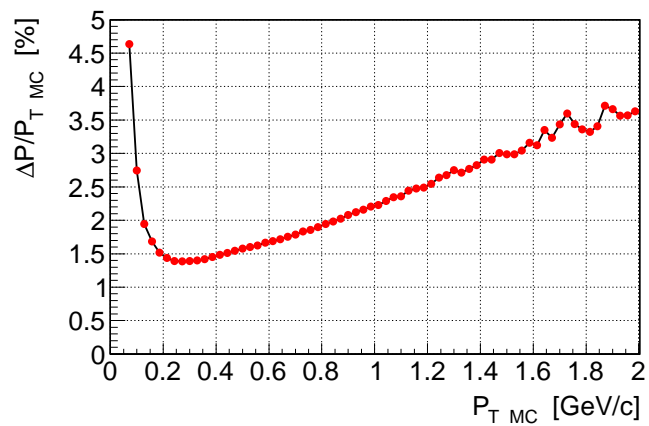


Рисунок 4.6: Разрешение по поперечному импульсу для реконструированных в TPC треков.

4.2. Адронный калориметр для больших быстрот

На рис. 4.7 показан вид спереди (по ходу первичного пучка) адронный калориметр для больших быстрот (ZDC), где квадратами показаны модули из которых собирается калориметр. Каждый модуль состоит из 60-ти слоев. Каждый слой, в свою очередь, состоит из последовательно расположенных свинцового поглотителя и сцинтиллятора, толщины которых соотносятся как 4:1 (толщина свинцовой пластинки 16 мм, а сцинтиллятора — 4 мм). Подробно конструкция калориметра и эффективность его работы обсуждается в [175].

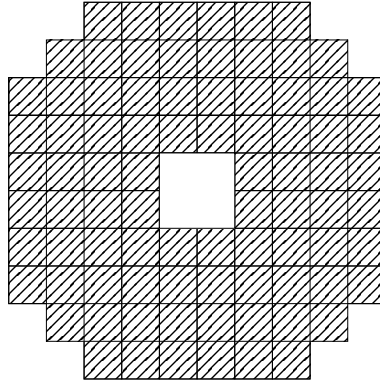


Рисунок 4.7: Фронтальный вид ZDC. Размер маленькой ячейки составляет 50×50 мм.

Рабочий интервал ZDC по псевдобыстроте указан на рис. 4.3 штриховыми линиями. Видно, что калориметр покрывает практически всю область спектаторных протонов и нейтронов. Напомним, что в модели HSD/PHSD нет фрагментов.

Основные закладываемые характеристики калориметра приведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2: Основные параметры ZDC/MPD.

ZDC/MPD	
Длина	$\approx 120\text{см}$
Радиус	$5 < R < 61\text{см}$
Размер ячейки	$d_{cell} = 5 \times 5\text{см}$
Расстояние от точки взаимодействия	$z_0 = 365\text{см}$
Угловое покрытие	$0.8^\circ < \theta < 9.3^\circ$
Псевдобыстротное покрытие	$2.5 < \eta < 5.0$

Энергетические характеристики отдельных модулей представлены на рис. 4.8.

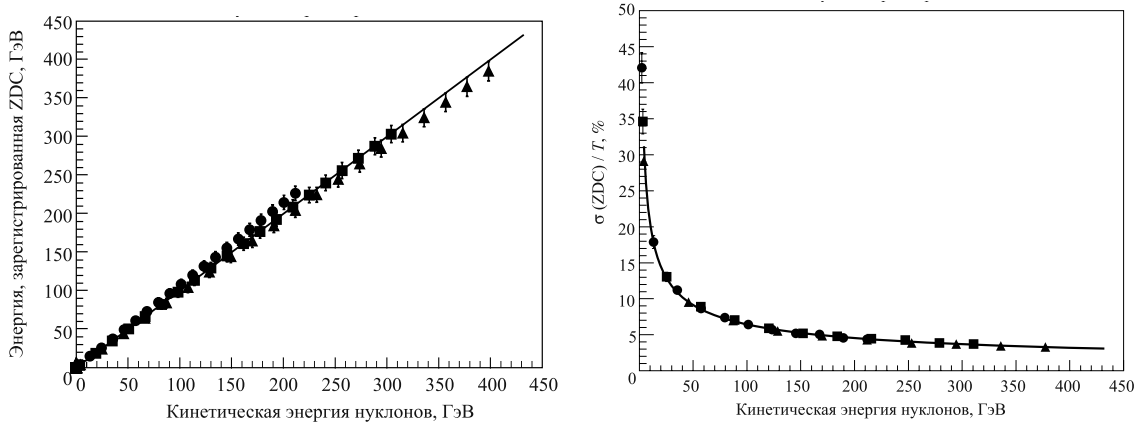


Рисунок 4.8: Линейность отклика модуля калориметра (а), относительное разрешение модуля калориметра (b) в зависимости от энергии групп нуклонов. Кружки – группы нуклонов с импульсом $P_N = 3\text{ГэВ/с}$, квадраты – $P_N = 4\text{ГэВ/с}$, треугольники – $P_N = 5\text{ГэВ/с}$. Энергия растет за счет числа нуклонов в группе.

4.3. Заключение к главе

В этой главе представлен детектор MPD комплекса NICA в минимальной конфигурации (TPC+ZDC) необходимой для изучения потоков и азимутальных угловых корреляций. Приведены основные закладываемые при проектировании характеристики время-проекционной камеры и адронного калориметра для больших быстрот.

Моделирование детекторов демонстрирует хорошее разрешение реконструкции поперечного импульса в TPC для проектируемых параметров установки и хорошее энергетическое разрешение модулей адронного калориметра. Продемонстрирована возможность идентификации частиц по их ионизационным потерям в объеме время-проекционной камеры.

ГЛАВА 5. ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗУЧЕНИЯ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРА MPD

В этой главе представлены результаты моделирования детектора MPD комплекса NICA выполненные автором в рамках программного пакета *MpdRoot Rev.1223*. Пакет *MpdRoot* содержит несколько интерфейсов к генераторам событий, в том числе к широко известным: UrQMD и LAQGSM. Автором был написан интерфейс к транспортной модели HSD/PHSD. В этой главе, в качестве генератора использовалась модель PHSD (набор изм-й: edc9fde81496 от 2013-04-16). Угол плоскости реакции разыгрывался случайно в интервале $[0, 2\pi)$ В качестве транспорта использовался *Geant4.9.6p2* (физическая модель FTFP_BERT). Точка взаимодействия размазывалась согласно ожидаемым параметрам пучка: $\sigma_x = \sigma_y = 0.1\text{см}$ $\sigma_z = 24\text{см}$. При реконструкции, использовалась модульная (вместо цилиндрической) геометрия TPC.

Для ускорения работы весь софт (*FairSoft*, *MpdRoot*) откомпилирован с опциями оптимизации. Среднее время затрачиваемое на моделирование прохождения частиц через вещество для одного события порядка 40сек, на реконструкцию – порядка 10сек на ферме ЛИТ ОИЯИ. На статистику в 0.5 миллиона событий было затрачено ~ 7000 часов процессорного времени (без учета времени работы генератора событий и обработки).

Для уменьшения объема выходной информации треки имеющие вершины за пределами объема время-проекционной камеры не записывались. Это существенно уменьшает необходимый объем дискового пространства до 0.5ГБ на тысячу событий ($b = 0 \div 14\text{фм}$), но портит соответствие между реконструированными и монте–карловскими треками пришедшими извне объема время-проекционной камеры (например, из-за отражения от ярма магнита). Влияние таких треков, в основном, исключаются критерием по DCA.

Результаты этой главы получены на основе 0.5 миллиона реконструированных событий. Модельные расчеты сделаны на статистике в 1.5 миллиона событий.

5.1. Отбор событий и треков

Трековым детектором установки *MPD/NICA* является время-проекционная камера (TPC). Распределение по числу хитов в TPC (в этой версии геометрии камеры максимальное число хитов равно 66) для первичных треков представлено на рис. 5.1, где отражается тот факт, что трекинг является достаточно идеализированным. В использованной ревизии, вместо полноценной кластеризации в объеме TPC используется размазка (500мкм) на уровне оцифровки. Двумерное распределение по числу хитов

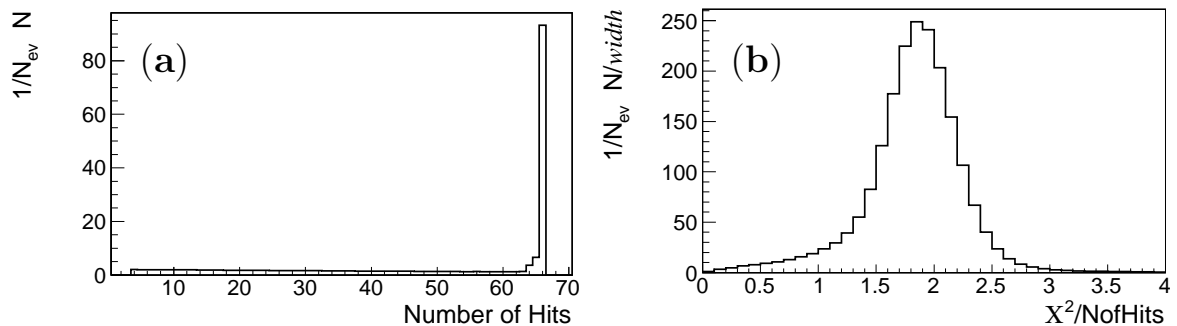


Рисунок 5.1: Параметры качества восстановления первичных треков в TPC: распределение по числу хитов (a); распределение по χ^2/ndf (b) для *AuAu@9ГэВ* столкновений при $b = 0 \div 14$ фм.

для всех реконструированных первичных треков показано на рис. 5.2. Треки в периферической по псевдобыстроте области ($|\eta| > 1.6$) имеют число хитов ≤ 25 . Тем не менее точность восстановления азимутальных углов сохраняется на уровне 5% вплоть до $|\eta| \sim 1.8$

Критерий отбора событий и треков представлен в таблице 5.1. В качестве разброса первичной вершины взято значение в три сигмы от ожидаемых параметров пучка, что полностью покрывает положение первичной

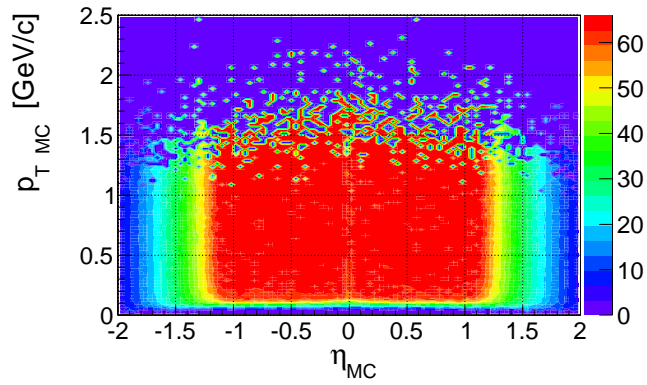


Рисунок 5.2: Двумерное распределение по числу хитов в зависимости от точных значений псевдобыстроты и поперечного импульса. ($AuAu@9\text{ГэВ}$ $b = 0 \div 14\text{фм}$).

вершины. В интервале $|\eta| < 1.6$, $p_t > 0.15$ ГэВ/с детектор имеет хорошую эффективность по восстановлению поперечного импульса. Критерий на минимальное расстояние от трека до первичной вершины ($DCA < 2$ см) исключает слабые распады и треки возникающие в результате отражения от ядра магнита. Дополнительно были подавлены электроны если они иденти-

Таблица 5.1: Критерий отбора

Критерий отбор событий	
Положение z вершины	$ v_z < 72$ см
Положение r вершины	$v_r < 0.43$ см
Критерий отбор треков	
Псевдобыстрота η	$ \eta < 1.6$
Число хитов	> 25
Минимальный поперечный импульс p_t	$p_t > 0.15$ ГэВ/с
DCA к первичной вершине	$DCA < 2$ см

фицированы в ТРС с вероятностью $> 60\%$.

5.2. Разрешение плоскости реакции

5.2.1. Восстановление плоскости события по TPC

Разрешение плоскости события для эллиптического потока реконструированного в TPC, вычисленное с помощью разбиения на под-события с $\eta > 0$ и $\eta < 0$ и откорректированное для полного события (согласно работе [146]), показано на рис. 5.3(a). Ухудшение разрешения на рис. 5.3(a)

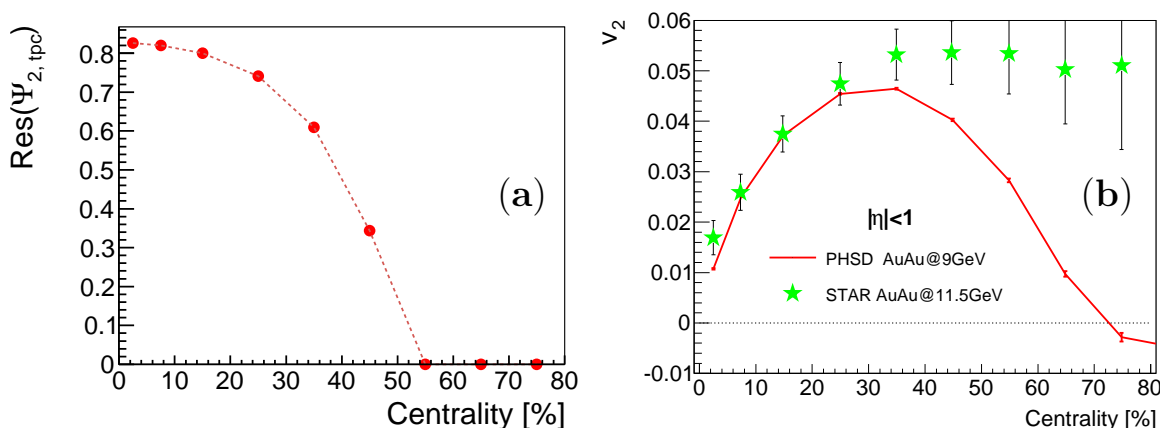


Рисунок 5.3: Полное разрешение плоскости события для эллиптического потока реконструированного в TPC (a); модельная величина эллиптического потока закладываемая при симуляции по сравнению с экспериментальными данными коллаборации STAR (b) для $AuAu@9\text{ГэВ}$ столкновений.

связанно с занижением PHSD моделью эллиптического потока для периферических столкновений, как это показано на рис. 5.3(b), и низкой множественностью этих событий (см. рис. 4.4). В сложившейся ситуации обычные методы типа $v_2\{EP\}$, $v_2\{2\}$ будут реально работать только для центральных $[0 - 40\%]$

5.2.2. Восстановление плоскости события по ZDC

Зная энерговыделение в каждой ячейке адронного калориметра для больших быстрот можно восстанавливать угол плоскости события по пря-

мому потоку

$$\Psi_{1,zdc} = \arctan \frac{\sum \Delta E_i \sin \phi_i}{\sum \Delta E_i \cos \phi_i},$$

где ΔE_i энергия выделившаяся в ячейке i с азимутальными координатами

$$\sin \phi_i = \frac{y_i}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2}} \quad \cos \phi_i = \frac{x_i}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2}}$$

где (x_i, y_i) координаты ячейки.

Неравномерность углового распределения, вызванную прямоугольной геометрией детектора, можно скорректировать с помощью выражения [176]

$$\Psi' = \Psi + \sum_n^4 \frac{2}{n} (-\langle \sin n\Psi \rangle \cos n\Psi + \langle \cos n\Psi \rangle \sin n\Psi). \quad (5.1)$$

Рассматривая два калориметра по отдельности, найдем разрешение k -й плоскости события в под-событии с помощью смешанных гармоник

$$\text{Res}(\Psi_{k,zdc} \text{ sub}) = \sqrt{\langle \cos[k(\Psi_{1,+} - \Psi_{1,-})] \rangle}, \quad (5.2)$$

где $\Psi_{1,+}$ соответствует калориметру с $\eta > 0$, а $\Psi_{1,-}$ к $\eta < 0$. Полное (по двум калориметрам) разрешение плоскости события можно найти следуя работе [146]. А именно, зная разрешение для под-события, необходимо решить уравнение

$$\langle \cos[k(\Psi_1 - \Psi_{RP})] \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \chi \exp(-\chi^2/4) [I_{(k-1)/2}(\chi^2/4) + I_{(k+1)/2}(\chi^2/4)], \quad (5.3)$$

относительно параметра χ , где I_a модифицированная функция Бесселя порядка a . Полученный параметр будет отвечать под-событию. Теперь, принимая во внимание то, что для полного события параметр χ_n в $\sqrt{2}$ больше, из формулы (5.3) найдем разрешение для полного события. На рис. 5.4 показано разрешение для 1-й и 2-й плоскостей события измеренных по прямому потоку в ZDC. Полученное хорошее разрешение позволяет использовать калориметр под нулевыми углами для изучения прямых и эллиптических потоков как для центральных, так и для периферических столкновений.

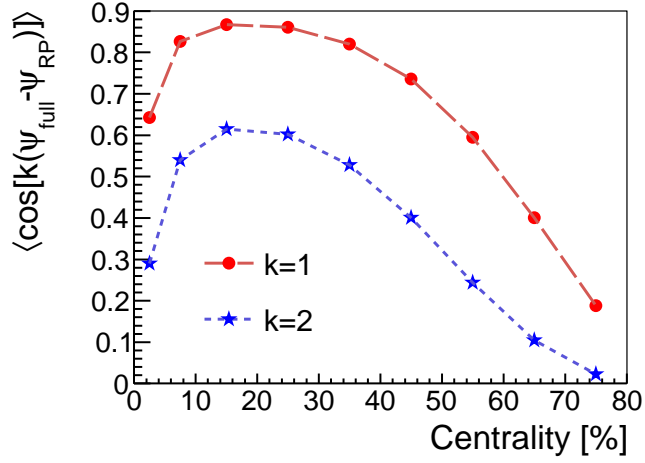


Рисунок 5.4: Полное разрешение для 1-й и 2-й плоскостей события найденное по прямому потоку в ZDC.

Полный (по двум калориметрам) угол плоскости события первого порядка можно найти если учесть, что вектор прямого потока противоположен в передней и задней полусферах

$$\Psi_{1full, zdc} = \arctan \frac{(\sum \Delta E_i \sin \phi_i)_+ - (\sum \Delta E_i \sin \phi_i)_-}{(\sum \Delta E_i \cos \phi_i)_+ - (\sum \Delta E_i \cos \phi_i)_-}, \quad (5.4)$$

где $()_+$ относится к калориметру с $\eta > 0$, $()_-$ — к $\eta < 0$.

При наличии информации из других детекторов, восстановление угла плоскости события можно еще улучшить с помощью соответствующего взвешивания потоковых векторов [177].

Использование ZDC в качестве детектора для определения плоскости реакции для задачи исследования азимутальной угловой асимметрии имеет преимущество по сравнению с TPC, так как в этом случае интересующие нас частицы и частицы по которым определяется плоскость события (спектаторы) разделены большим псевдобыстротным интервалом, что уменьшает фоновые корреляции между ними. Более того, прямой поток v_1 для спектров в ZDC позволяет определять плоскость события первого порядка, вместо плоскости события второго порядка в TPC, и таким образом позволяет непосредственно измерять коэффициент $\langle a_{1,i} a_{1,j} \rangle$ (см. раздел 3.2 и уравне-

ния (3.6), (3.7)), связанный с нарушением \mathcal{P} -четности, при этом измерение прямого потока дает нам информацию о систематических ошибках.

5.3. Прямой поток

На рис. 5.5 символами показана зависимость реконструированного прямого потока всех заряженных частиц от псевдобыстроты для четырех центральныхностей, вычисленного по стандартной схеме

$$v_1\{EP\} = \frac{\langle \cos[\phi - \Psi_{1full, zdc}] \rangle}{Res(\Psi_{1full, zdc})},$$

где усреднение ведется по частицам в событии и по событиям, плоскость события находилась по выделению энергии в адронном калориметре (см. раздел 5.2.2) с разрешением показанным на рис. 5.4. На этом же рисунке линиями представлены соответствующие модельные расчеты сделанные с фиксированной плоскостью реакции.

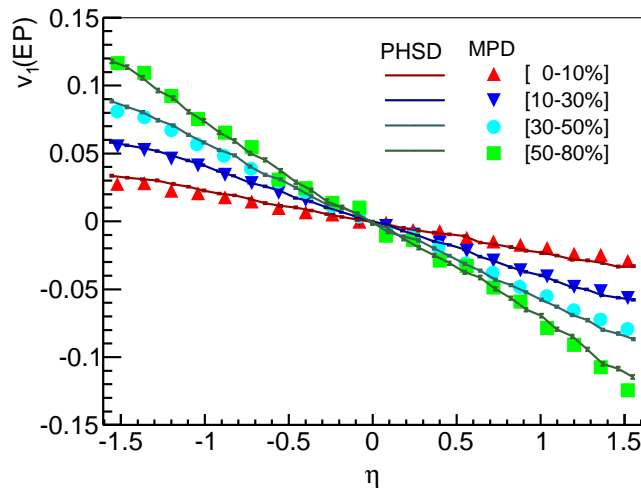


Рисунок 5.5: Зависимость прямого потока от псевдобыстроты для разных значений центральности ($AuAu@9ГэВ$).

Реконструированные и модельные значения хорошо согласуются друг с другом.

5.4. Эллиптический поток

Для нахождения эллиптического потока по прямому потоку в ZDC, перепишем стандартное выражение в виде [176]

$$\begin{aligned}
 v_n &= \frac{\langle \cos[n(\phi - \Psi_{1,\pm})] \rangle}{\langle \cos[n(\Psi_{1,\pm} - \Psi_{RP})] \rangle} \\
 &= \frac{\langle \cos[n(\phi - \Psi_{1,\pm})] \rangle}{\sqrt{\langle \cos[n(\Psi_{1,+} - \Psi_{1,-})] \rangle}} \\
 &= \frac{\langle \cos[n\phi] \cos[n\Psi_{1,\pm}] + \sin[n\phi] \sin[n\Psi_{1,\pm}] \rangle}{\sqrt{\langle \cos[n\Psi_{1,+}] \cos[n\Psi_{1,-}] + \sin[n\Psi_{1,+}] \sin[n\Psi_{1,-}] \rangle}}, \quad (5.5)
 \end{aligned}$$

где усреднение ведется по частицам в событии и по событиям, Ψ_{\pm} обозначает Ψ_+ или Ψ_- , '+' относится к калориметру с $\eta > 0$, '-' к $\eta < 0$. Поскольку ZDC имеет прямоугольную форму рассмотрим отдельно x и y направления представленные \cos - и \sin - членами. Предполагая симметричность \sin - и \cos - членов, разобьем уравнение (5.5) на четыре части

$$\begin{aligned}
 v_{n,+,\cos} &= \frac{2\langle \cos[n\phi] \cos[n\Psi_{1,+}] \rangle}{\sqrt{2\langle \cos[n\Psi_{1,+}] \cos[n\Psi_{1,-}] \rangle}} \\
 v_{n,+,\sin} &= \frac{2\langle \sin[n\phi] \sin[n\Psi_{1,+}] \rangle}{\sqrt{2\langle \sin[n\Psi_{1,+}] \sin[n\Psi_{1,-}] \rangle}} \\
 v_{n,-,\cos} &= \frac{2\langle \cos[n\phi] \cos[n\Psi_{1,-}] \rangle}{\sqrt{2\langle \cos[n\Psi_{1,+}] \cos[n\Psi_{1,-}] \rangle}} \\
 v_{n,-,\sin} &= \frac{2\langle \sin[n\phi] \sin[n\Psi_{1,+}] \rangle}{\sqrt{2\langle \sin[n\Psi_{1,+}] \sin[n\Psi_{1,-}] \rangle}}. \quad (5.6)
 \end{aligned}$$

Конечным значением потока будет среднее от этих четырех значений. Преимуществом такого представления (5.6) перед стандартным (5.5) является то, что в выражении (5.6) можно осуществлять коррекцию всех четырех членов по отдельности.

Символами на рис. 5.6 показан реконструированный интегральный эллиптический поток в зависимости от центральности, линия – модельные значения. Следует сказать, что выравнивание углового распределения (5.1) слабо влияет на конечный результат (из-за малости средних значений в этом

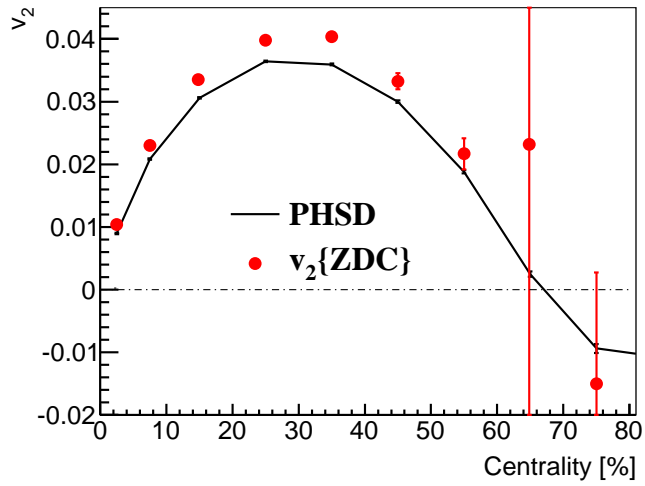


Рисунок 5.6: Зависимость эллиптического потока $v_2\{ZDC\}$ от центральности ($AuAu@9\text{ГэВ}$).

выражении), и приводит к небольшому уменьшению ошибки восстановления потока.

На рис. 5.8 показан эллиптический поток в зависимости от псевдобыстроты для всех заряженных частиц (символы) по сравнению с модельными значениями (линии). При этом, для проверки работы время-проекционной

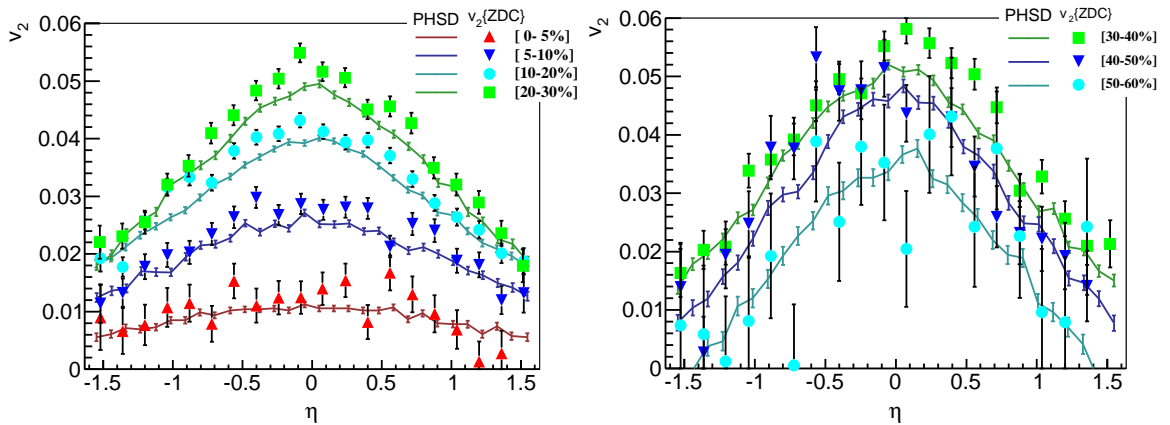


Рисунок 5.7: Эллиптический поток v_2 в зависимости от псевдобыстроты для разных значений центральности ($AuAu@9\text{ГэВ}$).

камеры в передней и задней полусферах, мы не использовали симметрию потока $v_2(\eta) = v_2(-\eta)$.

На рис. 5.8 показан эллиптический поток в зависимости от поперечного импульса для всех заряженных частиц (символы) по сравнению с модельными значениями (линии).

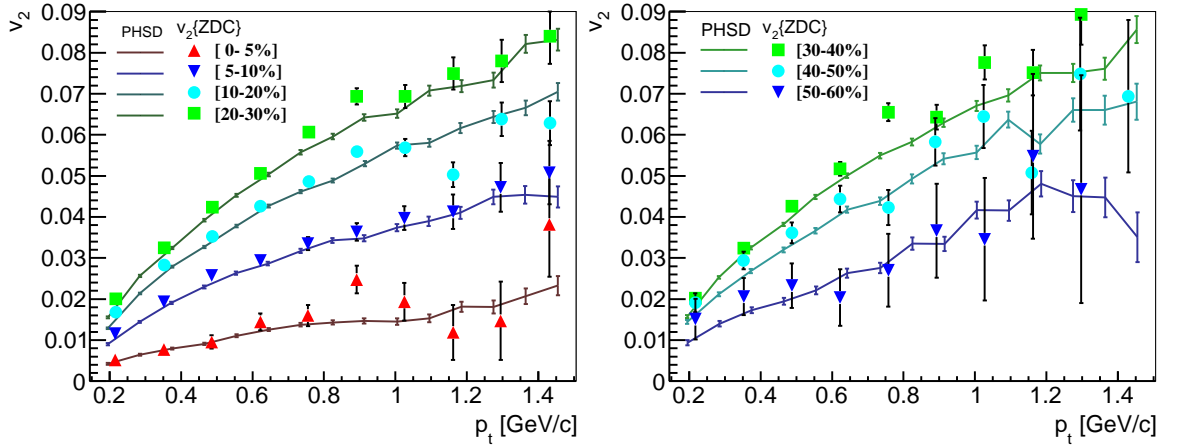


Рисунок 5.8: Зависимость эллиптического потока v_2 от поперечного импульса для разных значений центральности ($AuAu@9ГэВ$).

Как видно из рис. 5.6, 5.7, 5.8, реконструированный эллиптический поток немного превышает модельные значения. Тем не менее использование смешанных гармоник позволяет измерять $v_2(p_t, \eta)$ в зависимости от поперечного импульса и псевдобыстроты, в том числе и области где модельные значения $v_2 < 0$. При этом, изучение периферических столкновений требует существенного повышения статистики.

5.5. Азимутальные угловые корреляции

Рассмотренный в разделе 3.2 азимутальный угловой коррелятор (3.7), рассматриваемый в качестве сигнала возможного CP нарушения, измеряют по трех-частичным корреляциям

$$\langle \cos[\phi_a + \phi_b - 2\Psi_{RP}] \rangle = \langle \cos[\phi_a + \phi_b - 2\phi_c] \rangle / v_{2,c}.$$

При этом, для исключения корреляций с третьей частицей, последние выбирают в другом интервале псевдобыстрот по сравнению с рассматриваемыми.

Альтернативным способом является измерение по отношению к плоскости события измеренной с помощью адронного калориметра для больших быстрот

$$\langle \cos[\phi_a + \phi_b - 2\Psi_{RP}] \rangle = \langle \cos[\phi_a + \phi_b - 2\Psi_1] \rangle / \langle \cos[2(\Psi_1 - \Psi_{RP})] \rangle. \quad (5.7)$$

Компоненты коррелятора (5.7) вычислялись по частицам в событии с последующим усреднением по всему ансамблю событий. Плоскость Ψ_1 находилась по детектору ZDC по формуле (5.4) с коррекцией (5.1) и разрешением представленным на рис. 5.4.

На рис. 5.9 показан результат моделирования детектора для азимутальных угловых корреляторов для одноименно и разноименно заряженных частиц: (a) скорректированное на разрешение плоскости реакции значение, (b) — не скорректированное. Малость эффекта и низкое разрешение для перифе-

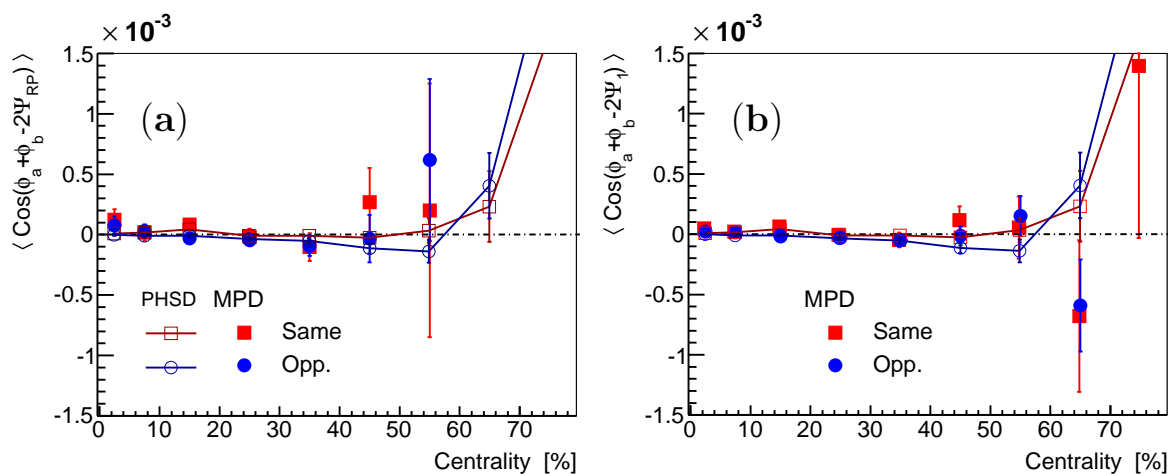


Рисунок 5.9: Азимутальная зарядовая асимметрия: скорректированное значение (a), не скорректированное (b) ($AuAu@9ГэВ$).

рических столкновений требует значительного повышения статистики и/или привлечения торцевых детекторов. Заметим, что PHSD модель (использованная для симуляции) предсказывает немного меньшие значения азимутальной асимметрии по сравнению с моделью HSD (см. раздел 3.2.1 и 3.2.2) и экспериментальными данными на STAR.

Информация о систематической ошибке может быть получена из косинуса разности азимутальных углов, рис. 5.10, который не зависит от определения плоскости события. Для периферических столкновений наблюдается

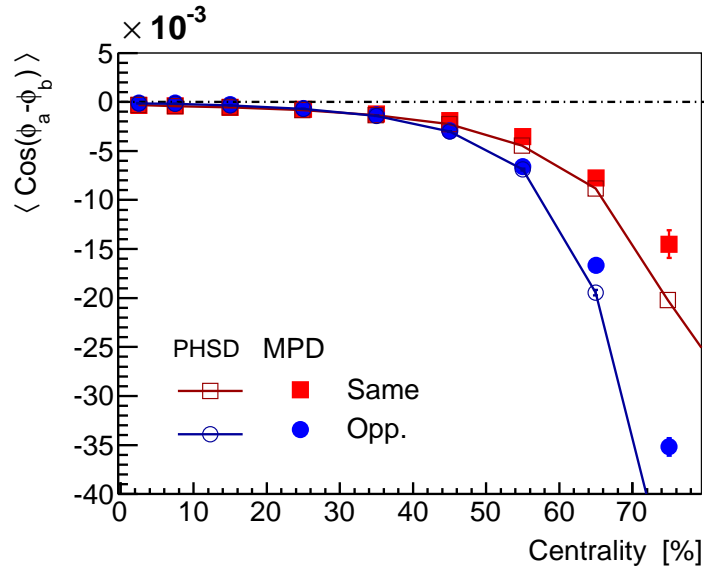


Рисунок 5.10: Косинус разности азимутальных углов ($AuAu@9ГэВ$).

достаточно большая разница между реконструированными и модельными значениями, что требует дополнительного анализа качества реконструкции и критерия отбора треков для событий с малой множественностью. Также, напомним, что при $\sqrt{s_{NN}} = 200ГэВ$ этот коррелятор ведет себя качественно по другому (см. рис. 3.21) (для других энергий нет опубликованных экспериментальных данных). Его измерение также важно, как и коррелятора (5.7) (рис. 5.9).

Как уже обсуждалось в разделе 3.2, комбинируя результаты представленные на рис. 5.9 и рис. 5.10, коррелятор (5.7) можно разложить на отдельные компоненты отвечающие корреляциям *в-плоскости* реакции и *вне-плоскости* (в поперечном направлении) реакции. Эти проекции показаны на рис. 5.11. Как уже отмечалось, они необходимы для правильной интерпретации экспериментальных данных. Напомним, что анализ данных коллаборации STAR для $AuAu@200ГэВ$ столкновений утверждает, что корреляции преобладают *в-плоскости* реакции. Это идет в разрез с предсказаниями ки-

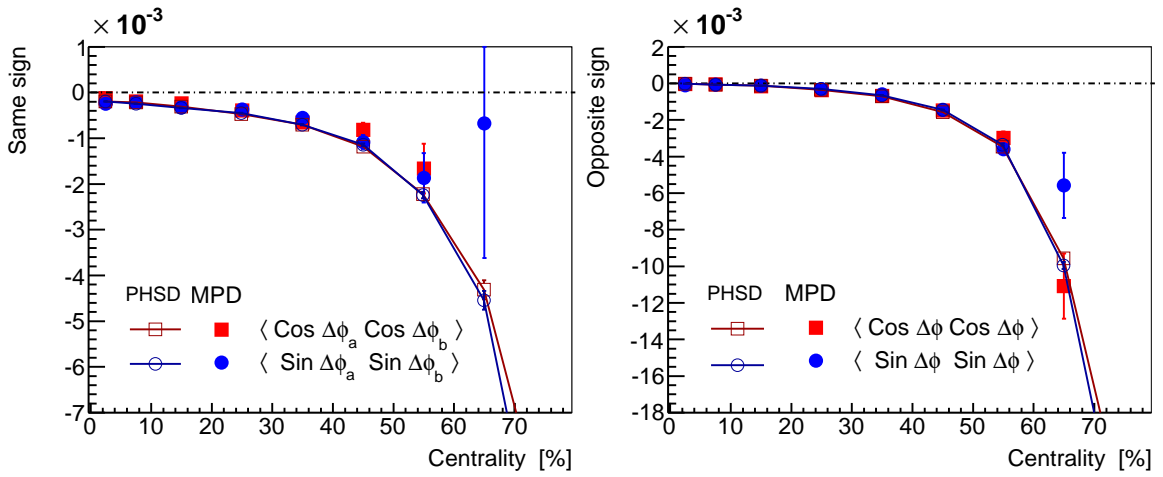


Рисунок 5.11: Компоненты азимутального углового коррелятора для одноименно (a) и разноименно (b) заряженных частиц ($AuAu@9\text{ГэВ}$).

рального магнитного эффекта. В то-же время PHSD модель дает приблизительно одинаковые значения проекций. Подробно это обсуждалось в разделе 3.2.

Приведем также не скорректированные на разрешение плоскости реакции значения проекций. Они показаны на рис. 5.12.

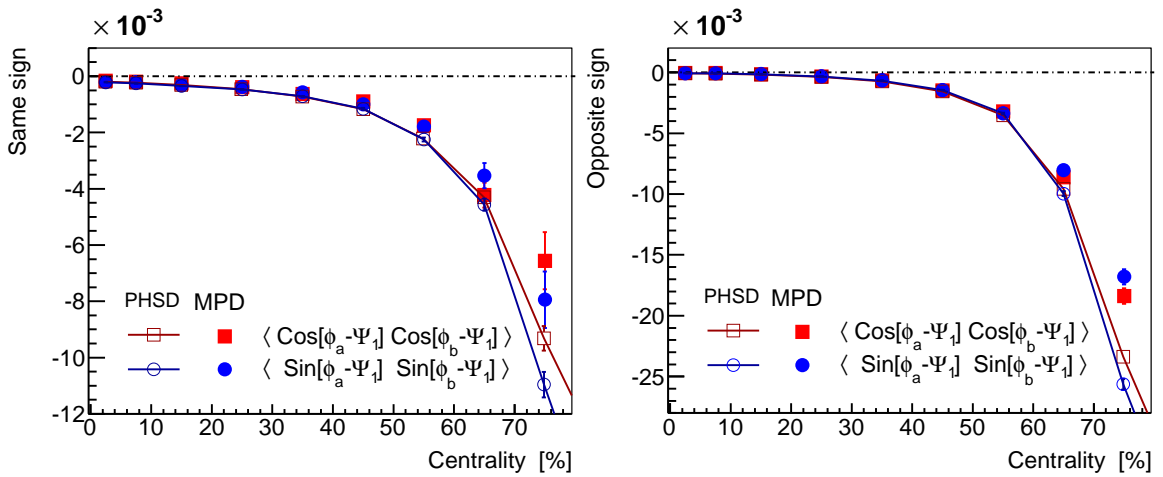


Рисунок 5.12: Компоненты азимутального углового коррелятора не скорректированные на разрешение плоскости реакции для одноименно (a) и разноименно (b) заряженных частиц ($AuAu@9\text{ГэВ}$).

Сравнивая скорректированные и не скорректированные на разрешение плоскости реакции значения корреляторов можно заметить, что разрешение

плоскости реакции сильнее сказывается только для периферических столкновений, где разрешение очень низкое.

5.6. Заключение к главе

В этой главе даны результаты симуляции детекторной установки MPD комплекса NICA в минимальной конфигурации (TPC+ZDC).

Использование прямого потока для определения плоскости реакции по адронному калориметру для больших быстрот и метода смешанных гармоник позволяет изучать коллективные потоки (прямой и эллиптический), а также азимутальные угловые корреляции заряженных частиц в широкой области центральных столкновений.

Для изучения периферических столкновений необходимо существенно повышать статистику и/или привлекать к расчетам торцевые детекторы, а также провести дополнительный анализ качества реконструкции и отбора треков при низкой множественности.

В ходе работы над темой, было внесено ряд изменений в программный пакет *MpdRoot*.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суммируем кратко результаты, защищаемые в настоящей диссертации.

1. Улучшена компьютерная транспортная модель HSD/PHSD для включения запаздывающего самосогласованного электромагнитного поля с учетом его влияния на движение частиц.
2. Выполнено исследование свойств электромагнитного поля, его эволюции и связи с параметрами столкновения тяжелых ионов. Показано, что наибольшая интенсивность магнитного поля, создаваемого в основном зриторами, достигается в центре перекрытия сталкивающихся ядер. Так эта величина составляет $eB_y/m_\pi^2 \sim 5$ в течение времени $t \lesssim 0.2$ фм/с для $AuAu@200$ ГэВ $b = 10$ фм столкновений. В области энергий $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ ГэВ эта величина существенно ниже $\sim 0.13 m_\pi^2$. Но это все еще довольно сильное магнитное поле и оно длится примерно в 20 раз дольше, чем при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Показано, что локальная плотность энергии коррелирует с максимумами магнитного поля, тем самым создавая необходимые условия для реализации кирального магнитного эффекта.

Флуктуации в положении зрителей заметно сказываются на флуктуации напряженности электромагнитного поля. Тем не менее, ширина флуктуаций не так велика, как ожидалось ранее в упрощенных моделях, и ее влияние на наблюдаемые незначительна.

3. На основе анализа адронного и партонного фона для кирального магнитного эффекта обнаружено, что азимутальные угловые корреляции, измеряемые на эксперименте и рассматриваемые в качестве возможного сигнала локального нарушения четности в сильных взаимодействиях, могут быть разумно описаны при умеренных энергиях при $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 ГэВ с помощью обычной микроскопической транспортной модели HSD. Ситуация сильно меняется при более высоких

энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 39$ ГэВ и 200 ГэВ. В этом случае вычисленного адронного фона явно недостаточно и необходимы другие источники корреляций, вытекающие из явной партонной динамики и флуктуаций цветового поля. Моделирование подлинного СМЕ представляет большой интерес. При этом очень важен одновременный анализ всех других адронных наблюдаемых. Так рассмотрение проекций азимутального зарядового коррелятора на направления *в-плоскости* и *вне-плоскости* реакции оставляет интерпретацию СМЕ измерений на STAR неопределенной.

4. В работе показано, что влияние электромагнитного поля на наблюдаемые (спектры, коллективные потоки и азимутальные зарядовые корреляции) для симметричных столкновений не столь существенно, как это ожидалось при столь интенсивных полях. Причиной является не короткое время взаимодействия, когда генерируемое при столкновении ядер электромагнитное поле максимально, а компенсация взаимного действия поперечных электрических и магнитных компонент.
5. На основе моделирования установки MPD в минимальной конфигурации (TPC+ZDC), показана возможность изучения коллективных потоков (прямого и эллиптического) и азимутальных зарядовых корреляций в широкой области центральностей за счет хорошего разрешения плоскости события по прямому потоку в адронном колориметре для больших быстрот. Обоснована необходимость торцевых детекторов для изучения периферических столкновений.

Взаимодействие сильных электромагнитных и вакуумных глюонных полей может приводить к качественно новым эффектам в столкновениях тяжелых ионов с высокой энергией [178]. В связи с этим представляет дополнительный интерес тщательное экспериментальное изучение коллективных потоковых явлений.

БЛАГОДАРНОСТИ

В первую очередь я хочу поблагодарить своего научного руководителя О.В. Рогачевского, и тех замечательных людей с которыми я познакомился в ходе выполнения данной темы: В.Д.Тонееву, Е.Братковской, В.Кассингу, О.Линник, В.Кончаковскому, В.Озвенчуку.

Я хотел бы выразить благодарность Лаборатории Физики Высоких Энергий (ОИЯИ) за поддержку (грант для молодых ученых) в 2012г. В это время были написаны основные работы по теме диссертации.

Мне хочется также поблагодарить А.Зинченко, Е.Литвиненко и А.Литвиненко за обсуждения и полезные советы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Gyulassy M., McLerran L. New forms of QCD matter discovered at RHIC // Nucl.Phys. 2005. Vol. A750. P. 30–63.
2. Peshier A., Cassing W. The Hot non-perturbative gluon plasma is an almost ideal colored liquid // Phys.Rev.Lett. 2005. Vol. 94. P. 172301.
3. Klimenko K. Three-dimensional Gross-Neveu model at nonzero temperature and in an external magnetic field // Z.Phys. 1992. Vol. C54. P. 323–330.
4. Gusynin V., Miransky V., Shovkovy I. Catalysis of dynamical flavor symmetry breaking by a magnetic field in (2+1)-dimensions // Phys.Rev.Lett. 1994. Vol. 73. P. 3499–3502.
5. Gusynin V., Miransky V., Shovkovy I. Dynamical chiral symmetry breaking by a magnetic field in QED // Phys.Rev. 1995. Vol. D52. P. 4747–4751.
6. Gusynin V., Miransky V., Shovkovy I. Dimensional reduction and catalysis of dynamical symmetry breaking by a magnetic field // Nucl.Phys. 1996. Vol. B462. P. 249–290.
7. Klimenko K., Ebert D. Magnetic catalysis of stability of quark matter in the Nambu–Jona-Lasinio model // Phys.Atom.Nucl. 2005. Vol. 68. P. 124–130.
8. Klimenko K., Zhukovsky V. C. Does there arise a significant enhancement of the dynamical quark mass in a strong magnetic field? // Phys.Lett. 2008. Vol. B665. P. 352–355.
9. Preis F., Rebhan A., Schmitt A. Inverse magnetic catalysis in dense holographic matter // JHEP. 2011. Vol. 1103. P. 033.
10. Son D., Zhitnitsky A. R. Quantum anomalies in dense matter // Phys.Rev. 2004. Vol. D70. P. 074018.
11. Metlitski M. A., Zhitnitsky A. R. Anomalous axion interactions and topological currents in dense matter // Phys.Rev. 2005. Vol. D72. P. 045011.
12. Gorbar E., Miransky V., Shovkovy I. Chiral asymmetry and axial anomaly in magnetized relativistic matter // Phys.Lett. 2011. Vol. B695. P. 354–358.

13. Son D., Stephanov M. Axial anomaly and magnetism of nuclear and quark matter // *Phys.Rev.* 2008. Vol. D77. P. 014021.
14. Frolov I., Zhukovsky V. C., Klimenko K. Chiral density waves in quark matter within the Nambu-Jona-Lasinio model in an external magnetic field // *Phys.Rev.* 2010. Vol. D82. P. 076002.
15. Alford M. G., Berges J., Rajagopal K. Magnetic fields within color superconducting neutron star cores // *Nucl.Phys.* 2000. Vol. B571. P. 269–284.
16. Gorbar E. On color superconductivity in external magnetic field // *Phys.Rev.* 2000. Vol. D62. P. 014007.
17. Ferrer E. J., de la Incera V., Manuel C. Color-superconducting gap in the presence of a magnetic field // *Nucl.Phys.* 2006. Vol. B747. P. 88–112.
18. Ferrer E. J., de la Incera V. Chromomagnetic Instability and Induced Magnetic Field in Neutral Two-Flavor Color Superconductivity // *Phys.Rev.* 2007. Vol. D76. P. 114012.
19. Ferrer E. J., de la Incera V. Magnetic Phases in Three-Flavor Color Superconductivity // *Phys.Rev.* 2007. Vol. D76. P. 045011.
20. Fukushima K., Warringa H. J. Color superconducting matter in a magnetic field // *Phys.Rev.Lett.* 2008. Vol. 100. P. 032007.
21. Noronha J. L., Shovkovy I. A. Color-flavor locked superconductor in a magnetic field // *Phys.Rev.* 2007. Vol. D76. P. 105030.
22. Mandal T., Jaikumar P., Digal S. Chiral and Diquark condensates at large magnetic field in two-flavor superconducting quark matter. 2009.
23. Fayazbakhsh S., Sadooghi N. Color neutral 2SC phase of cold and dense quark matter in the presence of constant magnetic fields // *Phys.Rev.* 2010. Vol. D82. P. 045010.
24. Fayazbakhsh S., Sadooghi N. Phase diagram of hot magnetized two-flavor color superconducting quark matter // *Phys.Rev.* 2011. Vol. D83. P. 025026.

25. Callebaut N., Dudal D., Verschelde H. Holographic study of rho meson mass in an external magnetic field: Paving the road towards a magnetically induced superconducting QCD vacuum? // PoS. 2010. Vol. FACESQCD. P. 046.
26. Sokolov A., Ternov I. Synchrotron Radiation. Oxford, Pergamon Press, 1968.
27. Grigorev A., Studenikin A., Ternov A. Quantum theory of neutrino spin light in dense matter // Phys.Lett. 2005. Vol. B622. P. 199–206.
28. Grigoriev A., Studenikin A., Ternov A. Quantum theory of neutrino spin-light in matter // Grav.Cosmol. 2005. Vol. 11. P. 132–138.
29. Balantsev I., Popov Y., Studenikin A. On the problem of relativistic particles motion in strong magnetic field and dense matter // J.Phys. 2011. Vol. A44. P. 255301.
30. Neutrino pair emission off electrons in a strong electromagnetic wave field / A. Titov, B. Kampfer, H. Takabe et al. // Phys.Rev. 2011. Vol. D83. P. 053008.
31. Elmfors P., Enqvist K., Kainulainen K. Strongly first order electroweak phase transition induced by primordial hypermagnetic fields // Phys.Lett. 1998. Vol. B440. P. 269–274.
32. Skalozub V., Bordag M. Ring diagrams and electroweak phase transition in a magnetic field // Int.J.Mod.Phys. 2000. Vol. A15. P. 349–362.
33. Chiral phase transition in relativistic heavy-ion collisions with weak magnetic fields: Ring diagrams in the linear sigma model / A. Ayala, A. Bashir, A. Raya et al. // Phys.Rev. 2009. Vol. D80. P. 036005.
34. Symmetry restoration at finite temperature with weak magnetic fields / J. Navarro, A. Sanchez, M. E. Tejeda-Yeomans et al. // Phys.Rev. 2010. Vol. D82. P. 123007.

35. Sanchez A., Ayala A., Piccinelli G. Effective potential at finite temperature in a constant hypermagnetic field: Ring diagrams in the standard model // *Phys.Rev.* 2007. Vol. D75. P. 043004.
36. Sadooghi N., Anaraki K. S. Improved ring potential of QED at finite temperature and in the presence of weak and strong magnetic field // *Phys.Rev.* 2008. Vol. D78. P. 125019.
37. Kharzeev D. E., McLerran L. D., Warringa H. J. The Effects of topological charge change in heavy ion collisions: 'Event by event P and CP violation' // *Nucl.Phys.* 2008. Vol. A803. P. 227–253.
38. Fukushima K., Kharzeev D. E., Warringa H. J. The Chiral Magnetic Effect // *Phys.Rev.* 2008. Vol. D78. P. 074033.
39. Kharzeev D. E. Topologically induced local P and CP violation in QCD x QED // *Annals Phys.* 2010. Vol. 325. P. 205–218.
40. Kharzeev D., Pisarski R., Tytgat M. H. Possibility of spontaneous parity violation in hot QCD // *Phys.Rev.Lett.* 1998. Vol. 81. P. 512–515.
41. Kharzeev D., Pisarski R. D. Pionic measures of parity and CP violation in high-energy nuclear collisions // *Phys.Rev.* 2000. Vol. D61. P. 111901.
42. Kharzeev D. Parity violation in hot QCD: Why it can happen, and how to look for it // *Phys.Lett.* 2006. Vol. B633. P. 260–264.
43. Kharzeev D., Zhitnitsky A. Charge separation induced by P-odd bubbles in QCD matter // *Nucl.Phys.* 2007. Vol. A797. P. 67–79.
44. Kharzeev D. E., Warringa H. J. Chiral Magnetic conductivity // *Phys.Rev.* 2009. Vol. D80. P. 034028.
45. Skokov V., Illarionov A. Y., Toneev V. Estimate of the magnetic field strength in heavy-ion collisions // *Int.J.Mod.Phys.* 2009. Vol. A24. P. 5925–5932.
46. Numerical evidence of chiral magnetic effect in lattice gauge theory / P. Buividovich, M. Chernodub, E. Luschevskaya et al. // *Phys.Rev.* 2009. Vol. D80. P. 054503.

47. Quark electric dipole moment induced by magnetic field / P. Buividovich, M. Chernodub, E. Luschevskaya et al. // *Phys.Rev.* 2010. Vol. D81. P. 036007.
48. Chiral magnetic effect in 2+1 flavor QCD+QED / M. Abramczyk, T. Blum, G. Petropoulos et al. // *PoS.* 2009. Vol. LAT2009. P. 181.
49. Voloshin S. A. Parity violation in hot QCD: How to detect it // *Phys.Rev.* 2004. Vol. C70. P. 057901.
50. Selyuzhenkov I. V. Global polarization and parity violation study in Au+Au collisions // *Rom.Rep.Phys.* 2006. Vol. 58. P. 049–054.
51. Voloshin S. A. Experimental study of local strong parity violation in relativistic nuclear collisions // *Nucl.Phys.* 2009. Vol. A830. P. 377C–384C.
52. Abelev B. et al. Observation of charge-dependent azimuthal correlations and possible local strong parity violation in heavy ion collisions // *Phys.Rev.* 2010. Vol. C81. P. 054908.
53. Abelev B. et al. Azimuthal Charged-Particle Correlations and Possible Local Strong Parity Violation // *Phys.Rev.Lett.* 2009. Vol. 103. P. 251601.
54. P- and CP-odd effects in hot and dense matter. Vol. 96, Proc. of the RBRC Workshops, 2010. URL: <http://quark.phy.bnl.gov/kharzeev/cpodd/>.
55. Gangadharan D. Search for local strong parity violation in STAR using multiple observables // *J.Phys.* 2011. Vol. G38. P. 124166.
56. Selyuzhenkov I. ALICE probes of local parity violation with charge dependent azimuthal correlations in Pb-Pb collisions // *PoS.* 2011. Vol. WPCF2011. P. 044.
57. Christakoglou P. Charge dependent azimuthal correlations in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // *J.Phys.* 2011. Vol. G38. P. 124165.
58. Aad G. et al. Measurement of the azimuthal anisotropy for charged particle production in $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV lead-lead collisions with the ATLAS detector // *Phys.Rev.* 2012. Vol. C86. P. 014907.

59. Wang F. Effects of Cluster Particle Correlations on Local Parity Violation Observables // Phys.Rev. 2010. Vol. C81. P. 064902.
60. Bzdak A., Koch V., Liao J. Remarks on possible local parity violation in heavy ion collisions // Phys.Rev. 2010. Vol. C81. P. 031901.
61. Pratt S. Alternative Contributions to the Angular Correlations Observed at RHIC Associated with Parity Fluctuations. 2010.
62. Schlichting S., Pratt S. Effects of Charge Conservation and Flow on Fluctuations of parity-odd Observables at RHIC. 2010.
63. Schlichting S., Pratt S. Charge conservation at energies available at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider and contributions to local parity violation observables // Phys.Rev. 2011. Vol. C83. P. 014913.
64. Pratt S., Schlichting S., Gavin S. Effects of Momentum Conservation and Flow on Angular Correlations at RHIC // Phys.Rev. 2011. Vol. C84. P. 024909.
65. Asakawa M., Majumder A., Muller B. Electric Charge Separation in Strong Transient Magnetic Fields // Phys.Rev. 2010. Vol. C81. P. 064912.
66. Liao J., Koch V., Bzdak A. On the Charge Separation Effect in Relativistic Heavy Ion Collisions // Phys.Rev. 2010. Vol. C82. P. 054902.
67. Bzdak A., Koch V., Liao J. Azimuthal correlations from transverse momentum conservation and possible local parity violation // Phys.Rev. 2011. Vol. C83. P. 014905.
68. Bzdak A., Skokov V. Event-by-event fluctuations of magnetic and electric fields in heavy ion collisions // Phys.Lett. 2012. Vol. B710. P. 171–174.
69. Deng W.-T., Huang X.-G. Event-by-event generation of electromagnetic fields in heavy-ion collisions // Phys.Rev. 2012. Vol. C85. P. 044907.
70. Properties of the partonic phase at RHIC within PHSD / E. Bratkovskaya, W. Cassing, V. Konchakovski et al. // J.Phys.Conf.Ser. 2011. Vol. 316. P. 012027.

71. Evolution of electro-magnetic fields in relativistic heavy-ion collisions from the HSD transport approach / V. Konchakovski, V. Voronyuk, V. Toneev et al. // PoS. 2011. Vol. WPCF2011. P. 045.
72. Toneev V., Voronyuk V. Beam-energy and system-size dependence of the CME // Phys.Part.Nucl.Lett. 2011. Vol. 8. P. 938–943.
73. Toneev V., Voronyuk V. Energy and system-size dependence of the Chiral Magnetic Effect // EPJ Web Conf. 2011. Vol. 13. P. 02005.
74. Toneev V., Voronyuk V. Chiral Magnetic Effect and evolution of electro-magnetic field // Acta Phys.Polon.Supp. 2012. Vol. 5. P. 887–896.
75. (Electro-)Magnetic field evolution in relativistic heavy-ion collisions / V. Voronyuk, V. Toneev, W. Cassing et al. // Phys.Rev. 2011. Vol. C83. P. 054911.
76. Dynamics of hot and dense nuclear and partonic matter / E. Bratkovskaya, W. Cassing, O. Linnyk et al. // Phys.Atom.Nucl. 2012. Vol. 75. P. 679–682.
77. What collective flow observables tell us about the expansion of the plasma / E. Bratkovskaya, V. Konchakovski, V. Voronyuk et al. // Acta Phys.Polon.Supp. 2012. Vol. 5. P. 207–212.
78. The QGP phase in relativistic heavy-ion collisions / E. Bratkovskaya, V. Konchakovski, V. Voronyuk et al. 2012.
79. Azimuthal anisotropies for Au+Au collisions in the parton-hadron transient energy range / V. Konchakovski, E. Bratkovskaya, W. Cassing et al. // Phys.Rev. 2012. Vol. C85. P. 044922.
80. Rise of azimuthal anisotropies as a signature of the Quark-Gluon-Plasma in relativistic heavy-ion collisions / V. Konchakovski, E. Bratkovskaya, W. Cassing et al. // Phys.Rev. 2012. Vol. C85. P. 011902.
81. Collective properties of nucleus-nucleus collisions from AGS to LHC energies / V. Konchakovski, V. Toneev, W. Cassing et al. // J.Phys.Conf.Ser. 2012. Vol. 389. P. 012015.

82. Event-by-event background in estimates of the chiral magnetic effect / V. Toneev, V. Konchakovski, V. Voronyuk et al. // Phys.Rev. 2012. Vol. C86. P. 064907.
83. Toneev V., Voronyuk V. The Chiral Magnetic Effect: Beam-energy and system-size dependence // Phys.Atom.Nucl. 2012. Vol. 75. P. 607–612.
84. Theoretical analysis of a possible observation of the chiral magnetic effect in Au + Au collisions within the RHIC beam energy scan program / V. Toneev, V. Voronyuk, E. Bratkovskaya et al. // Phys.Rev. 2012. Vol. C85. P. 034910.
85. The QGP dynamics in relativistic heavy-ion collisions / E. Bratkovskaya, W. Cassing, V. Konchakovski et al. // J.Phys.Conf.Ser. 2013. Vol. 455. P. 012048.
86. Cassing W., Bratkovskaya E. Parton transport and hadronization from the dynamical quasiparticle point of view // Phys.Rev. 2008. Vol. C78. P. 034919.
87. Cassing W., Bratkovskaya E. Parton-Hadron-String Dynamics: an off-shell transport approach for relativistic energies // Nucl.Phys. 2009. Vol. A831. P. 215–242.
88. Parton-Hadron-String Dynamics at Relativistic Collider Energies / E. Bratkovskaya, W. Cassing, V. Konchakovski et al. // Nucl.Phys. 2011. Vol. A856. P. 162–182.
89. Каданов Л, Бейм Г. Квантовая статистическая механика. МИР, Москва, 1964.
90. Juchem S., Cassing W., Greiner C. Quantum dynamics and thermalization for out-of-equilibrium ϕ^4 theory // Phys.Rev. 2004. Vol. D69. P. 025006.
91. Juchem S., Cassing W., Greiner C. Nonequilibrium quantum field dynamics and off-shell transport for ϕ^4 theory in (2+1)-dimensions // Nucl.Phys. 2004. Vol. A743. P. 92–126.

92. Cassing W., Bratkovskaya E. Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter // *Phys.Rept.* 1999. Vol. 308. P. 65–233.
93. Bratkovskaya E., Cassing W. Dilepton production from AGS to SPS energies within a relativistic transport approach // *Nucl.Phys.* 1997. Vol. A619. P. 413–446.
94. Cassing W., Juchem S. Semiclassical transport of particles with dynamical spectral functions // *Nucl.Phys.* 2000. Vol. A665. P. 377–400.
95. Cassing W., Juchem S. Semiclassical transport of hadrons with dynamical spectral functions in A + A collisions at SIS / AGS energies // *Nucl.Phys.* 2000. Vol. A672. P. 417–445.
96. Bratkovskaya E., Cassing W. Dilepton production and off-shell transport dynamics at SIS energies // *Nucl.Phys.* 2008. Vol. A807. P. 214–250.
97. Cassing W. From Kadanoff-Baym dynamics to off-shell parton transport // *Eur.Phys.J.ST.* 2009. Vol. 168. P. 3–87.
98. Schwinger J. S. Brownian motion of a quantum oscillator // *J.Math.Phys.* 1961. Vol. 2. P. 407–432.
99. Keldysh L. Diagram technique for nonequilibrium processes // *Zh.Eksp.Teor.Fiz.* 1964. Vol. 47. P. 1515–1527.
100. Cornwall J. M., Jackiw R., Tomboulis E. Effective Action for Composite Operators // *Phys.Rev.* 1974. Vol. D10. P. 2428–2445.
101. Mrowczynski S., Danielewicz P. GREEN FUNCTION APPROACH TO TRANSPORT THEORY OF SCALAR FIELDS // *Nucl.Phys.* 1990. Vol. B342. P. 345–380.
102. Berges J., Cox J. Thermalization of quantum fields from time reversal invariant evolution equations // *Phys.Lett.* 2001. Vol. B517. P. 369–374.
103. Cassing W. Dynamical quasiparticles properties and effective interactions in the sQGP // *Nucl.Phys.* 2007. Vol. A795. P. 70–97.

104. Cassing W. QCD thermodynamics and confinement from a dynamical quasiparticle point of view // Nucl.Phys. 2007. Vol. A791. P. 365–381.
105. Peshier A. Hard gluon damping in hot QCD // Phys.Rev. 2004. Vol. D70. P. 034016.
106. Peshier A. Hard parton damping in hot QCD // J.Phys. 2005. Vol. G31. P. S371–S378.
107. Dynamical equilibration of strongly interacting “infinite” parton matter within the parton-hadron-string dynamics transport approach / V. Ozvenchuk, O. Linnyk, M. Gorenstein et al. // Phys.Rev. 2013. Vol. C87, no. 2. P. 024901.
108. Landau L., Lifshitz E. Electrodynamics of Continuous Media. Addison-Welsey, Reading, MA, 1984.
109. Tuchin K. Synchrotron radiation by fast fermions in heavy-ion collisions // Phys.Rev. 2010. Vol. C82. P. 034904.
110. Tuchin K. On viscous flow and azimuthal anisotropy of quark-gluon plasma in strong magnetic field // J.Phys. 2012. Vol. G39. P. 025010.
111. Voskresensky D., Anisimov N. Properties of a pion condensate in a magnetic field // Sov. Phys. JETP. 1980. Vol. 51. P. 13.
112. Fukushima K., Ruggieri M., Gatto R. Chiral magnetic effect in the PNJL model // Phys.Rev. 2010. Vol. D81. P. 114031.
113. Ruggieri M. Phase diagram of hot quark matter under magnetic field // AIP Conf.Proc. 2011. Vol. 1317. P. 360–365.
114. Magnetar // Scientific American. 2003. Vol. February. URL: <http://solomon.as.utexas.edu/~duncan/magnetar.html>.
115. Duncan R., Thompson C. // Astrophys. J. 1993. Vol. 408. P. 194.
116. Grasso D., Rubinstein H. R. Magnetic fields in the early universe // Phys.Rept. 2001. Vol. 348. P. 163–266.

117. Bratkovskaya E., Cassing W., Stoecker H. Open charm and charmonium production at RHIC // *Phys.Rev.* 2003. Vol. C67. P. 054905.
118. Strangeness dynamics and transverse pressure in relativistic nucleus-nucleus collisions / E. Bratkovskaya, M. Bleicher, M. Reiter et al. // *Phys.Rev.* 2004. Vol. C69. P. 054907.
119. Linnyk O., Bratkovskaya E., Cassing W. Open and hidden charm in proton-nucleus and heavy-ion collisions // *Int.J.Mod.Phys.* 2008. Vol. E17. P. 1367–1439.
120. Fluctuations and Correlations in Nucleus-Nucleus Collisions within Transport Models / V. Konchakovski, M. Gorenstein, E. Bratkovskaya et al. // *J.Phys.* 2010. Vol. G37. P. 073101.
121. Bratkovskaya E., Cassing W., Linnyk O. Low mass dilepton production at ultrarelativistic energies // *Phys.Lett.* 2009. Vol. B670. P. 428–433.
122. Alt C. et al. Pion and kaon production in central Pb + Pb collisions at 20-A and 30-A-GeV: Evidence for the onset of deconfinement // *Phys.Rev.* 2008. Vol. C77. P. 024903.
123. Evidence for nonhadronic degrees of freedom in the transverse mass spectra of kaons from relativistic nucleus nucleus collisions? / E. Bratkovskaya, S. Soff, H. Stoecker et al. // *Phys.Rev.Lett.* 2004. Vol. 92. P. 032302.
124. Adler S. et al. Identified charged particle spectra and yields in Au+Au collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ -GeV // *Phys.Rev.* 2004. Vol. C69. P. 034909.
125. Adams J. et al. Identified particle distributions in pp and Au+Au collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ GeV // *Phys.Rev.Lett.* 2004. Vol. 92. P. 112301.
126. Bearden I. et al. Charged meson rapidity distributions in central Au+Au collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ -GeV // *Phys.Rev.Lett.* 2005. Vol. 94. P. 162301.
127. Borghini N., Dinh P. M., Ollitrault J.-Y. A New method for measuring azimuthal distributions in nucleus-nucleus collisions // *Phys.Rev.* 2001. Vol. C63. P. 054906.

128. Borghini N., Dinh P. M., Ollitrault J.-Y. Flow analysis from multiparticle azimuthal correlations // *Phys.Rev.* 2001. Vol. C64. P. 054901.
129. Ackermann K. et al. Elliptic flow in Au + Au collisions at $(S(NN))^{1/2} = 130$ GeV // *Phys.Rev.Lett.* 2001. Vol. 86. P. 402–407.
130. Alver B., Roland G. Collision geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions // *Phys.Rev.* 2010. Vol. C81. P. 054905.
131. Energy dependence of elliptic flow from heavy-ion collision models / M. Nasim, L. Kumar, P. K. Netrakanti et al. // *Phys.Rev.* 2010. Vol. C82. P. 054908.
132. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions / S. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher et al. // *Prog.Part.Nucl.Phys.* 1998. Vol. 41. P. 255–369.
133. Relativistic hadron hadron collisions in the ultrarelativistic quantum molecular dynamics model / M. Bleicher, E. Zabrodin, C. Spieles et al. // *J.Phys.* 1999. Vol. G25. P. 1859–1896.
134. Hadronic observables from SIS to SPS energies: Anything strange with strangeness? / H. Weber, E. Bratkovskaya, W. Cassing et al. // *Phys.Rev.* 2003. Vol. C67. P. 014904.
135. A Multi-phase transport model for relativistic heavy ion collisions / Z.-W. Lin, C. M. Ko, B.-A. Li et al. // *Phys.Rev.* 2005. Vol. C72. P. 064901.
136. Gong X.-Y. Collision energy dependence of flow results in Au + Au collisions from PHENIX // *J.Phys.* 2011. Vol. G38. P. 124146.
137. Abelev B. et al. Identified particle production, azimuthal anisotropy, and interferometry measurements in Au+Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 9.2$ -GeV // *Phys.Rev.* 2010. Vol. C81. P. 024911.
138. Mattiello S., Cassing W. Shear viscosity of the Quark-Gluon Plasma from a virial expansion // *Eur.Phys.J.* 2010. Vol. C70. P. 243–249.

139. Demir N., Bass S. A. Shear-Viscosity to Entropy-Density Ratio of a Relativistic Hadron Gas // Phys.Rev.Lett. 2009. Vol. 102. P. 172302.
140. Adare A. et al. Energy Loss and Flow of Heavy Quarks in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV // Phys.Rev.Lett. 2007. Vol. 98. P. 172301.
141. Super-horizon fluctuations and acoustic oscillations in relativistic heavy-ion collisions / A. P. Mishra, R. K. Mohapatra, P. Saumia et al. // Phys.Rev. 2008. Vol. C77. P. 064902.
142. Petersen H., Bleicher M. Eccentricity fluctuations in an integrated hybrid approach: Influence on elliptic flow // Phys.Rev. 2010. Vol. C81. P. 044906.
143. Triangular flow in event-by-event ideal hydrodynamics in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / H. Petersen, G.-Y. Qin, S. A. Bass et al. // Phys.Rev. 2010. Vol. C82. P. 041901.
144. Translation of collision geometry fluctuations into momentum anisotropies in relativistic heavy-ion collisions / G.-Y. Qin, H. Petersen, S. A. Bass et al. // Phys.Rev. 2010. Vol. C82. P. 064903.
145. Adare A. et al. Measurements of Higher-Order Flow Harmonics in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // Phys.Rev.Lett. 2011. Vol. 107. P. 252301.
146. Poskanzer A. M., Voloshin S. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions // Phys.Rev. 1998. Vol. C58. P. 1671–1678.
147. Bilandzic A., Snellings R., Voloshin S. Flow analysis with cumulants: Direct calculations // Phys.Rev. 2011. Vol. C83. P. 044913.
148. Back B. et al. Centrality and pseudorapidity dependence of elliptic flow for charged hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV // Phys.Rev. 2005. Vol. C72. P. 051901.
149. Xu J., Ko C. M. Triangular flow in heavy ion collisions in a multiphase transport model // Phys.Rev. 2011. Vol. C84. P. 014903.

150. Schenke B., Jeon S., Gale C. Elliptic and triangular flow in event-by-event (3+1)D viscous hydrodynamics // *Phys.Rev.Lett.* 2011. Vol. 106. P. 042301.
151. Sorge H. Elliptical flow: A Signature for early pressure in ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions // *Phys.Rev.Lett.* 1997. Vol. 78. P. 2309–2312.
152. Pandit Y. Beam Energy Dependence of Directed and Elliptic Flow Measurement from the STAR Experiment // *J.Phys.Conf.Ser.* 2011. Vol. 316. P. 012001.
153. Csernai L., Rohrich D. Third flow component as QGP signal // *Phys.Lett.* 1999. Vol. B458. P. 454.
154. Antiflow of nucleons at the softest point of the EoS / J. Brachmann, S. Soff, A. Dumitru et al. // *Phys.Rev.* 2000. Vol. C61. P. 024909.
155. Stoecker H. Collective flow signals the quark gluon plasma // *Nucl.Phys.* 2005. Vol. A750. P. 121–147.
156. Abelev B. et al. System-size independence of directed flow at the Relativistic Heavy-Ion Collider // *Phys.Rev.Lett.* 2008. Vol. 101. P. 252301.
157. Abelev B. et al. Mass, quark-number, and $\sqrt{s_{NN}}$ dependence of the second and fourth flow harmonics in ultra-relativistic nucleus-nucleus collisions // *Phys.Rev.* 2007. Vol. C75. P. 054906.
158. Adams J. et al. Azimuthal anisotropy in Au+Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV // *Phys.Rev.* 2005. Vol. C72. P. 014904.
159. Taranenko A. Beam Energy Dependence of Azimuthal Anisotropy at RHIC-PHENIX // *Phys.Atom.Nucl.* 2012. Vol. 75. P. 550–555.
160. Arsene I. et al. Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment // *Nucl.Phys.* 2005. Vol. A757. P. 1–27.
161. The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC / B. Back, M. Baker, M. Ballintijn et al. // *Nucl.Phys.* 2005. Vol. A757. P. 28–101.

162. Adams J. et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions // Nucl.Phys. 2005. Vol. A757. P. 102–183.
163. Adcox K. et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration // Nucl.Phys. 2005. Vol. A757. P. 184–283.
164. Adare A. et al. Scaling properties of azimuthal anisotropy in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200\text{-GeV}$ // Phys.Rev.Lett. 2007. Vol. 98. P. 162301.
165. Afanasiev S. et al. Systematic Studies of Elliptic Flow Measurements in Au+Au Collisions at $\sqrt{s} = 200\text{-GeV}$ // Phys.Rev. 2009. Vol. C80. P. 024909.
166. Ehehalt W., Cassing W. Relativistic transport approach for nucleus nucleus collisions from SIS to SPS energies // Nucl.Phys. 1996. Vol. A602. P. 449–486.
167. Chaudhuri A. Knudsen number, ideal hydrodynamic limit for elliptic flow and QGP viscosity in $\sqrt{s}=62$ and 200 GeV Cu+Cu/Au+Au collisions // Phys.Rev. 2010. Vol. C82. P. 047901.
168. An Improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron / C. Baker, D. Doyle, P. Geltenbort et al. // Phys.Rev.Lett. 2006. Vol. 97. P. 131801.
169. Ma G.-L., Zhang B. Effects of final state interactions on charge separation in relativistic heavy ion collisions // Phys.Lett. 2011. Vol. B700. P. 39–43.
170. Gahramanov I., Kalaydzhyan T., Kirsch I. Anisotropic hydrodynamics, holography and the chiral magnetic effect // Phys.Rev. 2012. Vol. D85. P. 126013.
171. Aggarwal M. et al. Balance Functions from Au+Au, d +Au, and $p + p$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$ // Phys.Rev. 2010. Vol. C82. P. 024905.

172. Teaney D., Yan L. Triangularity and Dipole Asymmetry in Heavy Ion Collisions // Phys.Rev. 2011. Vol. C83. P. 064904.
173. Luzum M., Gombeaud C., Ollitrault J.-Y. v_4 in ideal and viscous hydrodynamics simulations of nuclear collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) and the CERN Large Hadron Collider (LHC) // Phys.Rev. 2010. Vol. C81. P. 054910.
174. Collaboration T. Time Projection Chamber for Multi Purpose Detector at NICA (Technical Design Report (v.1)): Tech. Rep.: : JINR Dubna, March 2013.
175. Определение центральных ядерно-ядерных столкновений с использованием калориметра спектаторов для установки MPD на коллайдере NICA. / М.Б. Голубева, Ф.Ф. Губер, А.П. Ивашкин [и др.] // препринт ОИЯИ. 2011. Т. P13-2011-127.
176. Wang G. CORRELATIONS RELATIVE TO THE REACTION PLANE AT THE RELATIVISTIC HEAVY ION COLLIDER BASED ON TRANSVERSE DEFLECTION OF SPECTATOR NEUTRONS. Ph.D. thesis: Kent State University. 2006.
177. Chen J. Directed flow of identified particles from Au + Au collisions at RHIC // J.Phys. 2008. Vol. G35. P. 044072.
178. Galilo B. V., Nedelko S. N. Impact of the strong electromagnetic field on the QCD effective potential for homogeneous Abelian gluon field configurations // Phys.Rev. 2011. Vol. D84. P. 094017.
179. Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоатомиздат, 1989.
180. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987.
181. Fuchs V., Gunn J. P. On the integration of equations of motion for particle-in-cell codes // J. Comput. Phys. San Diego, CA, USA, 2006. may. Vol. 214, no. 1. P. 299–315. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2005.09.026>.

ПРИЛОЖЕНИЕ А. РЕАЛИЗАЦИЯ В КОДЕ HSD/PHSD

Как уже отмечалось в разделе 2, основной вклад в электромагнитное поле при столкновении тяжелых ионов дают спектаторы. Поэтому приближение Лиенара–Вихерта является разумным и простым по сравнению с полной задачей решения уравнений Максвелла, как это делается при моделировании плазмы [179, 180].

А.1. Вычисление полей

Для нахождения величины электромагнитного поля был написан программный модуль:

```
MODULE MagFieldMOD
```

```
CONTAINS
```

! Инициализация модуля

```
SUBROUTINE MagFieldInit(iflag)
```

```
  integer, intent(in) :: iflag      ! флаг
```

```
END SUBROUTINE MagFieldInit
```

! Копирование необходимых массивов

```
SUBROUTINE MagField()
```

```
END SUBROUTINE MagField
```

! Расчет электромагнитного поля в точке RR

```
SUBROUTINE MagFieldCalc(RR,IR,EF,BF)
```

```
  real(8), intent(in) :: RR(3)      ! точка
```

```
  integer, intent(in) :: IR          ! параллельный ансамбль
```

```
  real(8), intent(out):: EF(1:3),BF(1:3) ! результат [E]=[B]=GeV/fm
```

```
END SUBROUTINE MagFieldCalc
```

Электромагнитное поле вычисляется по формулам (2.1) и (2.2) с учетом того, что частица должна существовать в момент излучения.

Поскольку при движении частиц изменяются их импульсы и координаты, то перед этими процедурами необходимо сделать копии этих массивов для правильного расчета электромагнитного поля.

Для ускорения расчетов было опробована аппроксимация поля по ближайшим узлам сетки. Но это стало приводить к нефизическим быстротным распределениям.

Так же для ускорения расчетов было опробовано ОМР распараллеливание для многоядерных процессоров.

А.2. Интегрирование уравнений движения

При моделировании плазмы уравнения движения частиц в электромагнитном поле, чаще всего, решаются с помощью метода Бориса с перешагиванием 2-го порядка (см. [179]), где на каждом итерационном шаге вычисляются скорости частиц и магнитное поле, а в промежуточных – координаты частиц и электрическое поле. В отличии от обычных разностных схем, этот метод хорошо описывает поворот частиц в магнитном поле. Схемы второго порядка являются компромиссными между простотой и точностью.

К сожалению данная схема принципиально неприменима к коду транспортной модели HSD/PHSD. Из возможных схем решения уравнений движения используемых в моделировании плазмы, была выбрана полу-явная разностная схема 2-го порядка точности [181] с промежуточной точкой по

времени:

$$\begin{aligned}t_{n+1/2} &= t_n + \Delta t/2, \\ \mathbf{p}_{n+1/2} &= \mathbf{p}_n + \mathbf{F}_{EM}(t_n, \mathbf{p}_n, \mathbf{r}_n) \Delta t/2, \\ \mathbf{r}_{n+1/2} &= \mathbf{r}_n + \mathbf{v}_n \Delta t/2, \\ E_{n+1/2} &= \sqrt{\mathbf{p}_{n+1/2}^2 + m^2},\end{aligned}$$

где $\mathbf{v}_i = \mathbf{p}_i/E_i$ скорость частицы. Импульс и координата частицы на следующем шаге выражается в виде:

$$\begin{aligned}\mathbf{p}_{n+1} &= \mathbf{p}_n + \mathbf{F}_{EM}(t_{n+1/2}, \mathbf{p}_{n+1/2}, \mathbf{r}_{n+1/2}) \Delta t \\ \mathbf{r}_{n+1} &= \mathbf{r}_n + \frac{1}{2}(\mathbf{v}_{n+1} + \mathbf{v}_n) \Delta t \\ E_{n+1} &= \sqrt{\mathbf{p}_{n+1}^2 + m^2}\end{aligned}$$

Эта схема также, как и метод с перешагиванием, одинаково устойчивые по отношению к ошибкам округления и является стабильной, в отличие от метода Рунге–Кутты 2-го и даже 4-го порядка.

Этот метод интегрирования уравнений движения был реализован в коде транспортной модели HSD для мезонов и барионов. Решение уравнений движения для партонов в модели PHSD было сделано с помощью обычной разностной схемы первого порядка.