

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА**

Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д. В. Скобельцына

В. Л. Коротких

**ФИЗИКА СТОЛКНОВЕНИЙ
УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР**

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА

Научно-исследовательский институт
ядерной физики имени Д. В. Скобельцына

В. Л. Коротких

ФИЗИКА СТОЛКНОВЕНИЙ
УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР
(экспериментальные закономерности)

Москва
2008

УДК 539.1

ББК 22.38

Коротких В.Л.

E-mail: vlk@lav01.sinp.msu.ru

Физика столкновений ультрарелятивистских ядер (экспериментальные закономерности). Учебное пособие.

Пособие написано на основе курса лекций проф. В.Л.Коротких „Физика столкновений ультрарелятивистских ядер“ на физическом факультете МГУ. Представлены экспериментальные результаты по столкновению тяжелых ионов на коллайдере RHIC (США) при энергии 100 ГэВ на нуклон. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в центральных ядро-ядерных столкновениях рождается плотная быстро термализующаяся материя. Многие наблюдаемые характеристики соответствуют моделям, предполагающим образование сильновзаимодействующей кварк-глюонной материи (КГМ) со свойствами гидродинамической жидкости. Представлены также другие наблюдаемые закономерности, проливающие свет на физику столкновений ультрарелятивистских ядер.

©МГУ, 2008

©НИИЯФ МГУ, 2008

©Коротких В.Л., 2008

Содержание

1	Введение	4
2	Множественность частиц и плотность энергии	8
3	Азимутальная анизотропия при низких p_T	15
3.1	Эллиптический поток	16
3.2	Прямой поток	23
3.3	Вязкость	25
4	Подавление выхода частиц при больших p_T	32
4.1	Фактор ядерной модификации	32
4.2	Эффект конечного состояния	38
5	Двухадронные азимутальные корреляции и струи	44
5.1	Прямой и обратный пики	44
5.2	Струеподобные корреляции частиц	51
5.3	Подложка-шлейф и трехчастичные корреляции	56
6	Вместо заключения	60
7	Литература	61
8	Ссылки в Рунете	71
9	Приложения	72
9.1	Краткое описание экспериментальных установок на коллайдере RHIC	72
9.2	Кинематические переменные	78
9.3	Число нуклонов двух ядер, участвующих в неупругом взаимодействии	82
9.4	Некоторые иллюстрации к курсу лекций .	88

1 Введение

Главная цель физики процессов с тяжелыми ионами — исследование свойств рожденной в столкновениях релятивистских ядер материи с высокой плотностью энергии и их описание из первых принципов фундаментальной теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики (КХД). Образование нового сверхплотного состояния вещества предсказывается статистической КХД для сильновзаимодействующих систем с достаточно высокой температурой ($T > 200$ МэВ). Согласно современным космологическим представлениям, кварк-адронный фазовый переход имел место в ранней Вселенной в первые микросекунды после Большого Взрыва. Эксперименты с пучками тяжелых ионов дают уникальную возможность воссоздания в лабораторных условиях существовавшей на самых ранних стадиях развития Вселенной прото-материи, изучение свойств которой представляет значительный интерес как с точки зрения понимания природы фундаментальных взаимодействий и происхождения элементарных частиц, так и с точки зрения проверки современных теорий рождения и эволюции Вселенной.

Интенсивные экспериментальные исследования проводятся на коллайдере RHIC (США) в коллаборациях STAR [1], BRAHMS [2], PHENIX [3], PHOBOS [4] (краткое описание экспериментальных установок дано в приложении 9.1). Рождение частиц в столкновениях тяжелых ионов и зависимость их распределений от свойств плотной новой среды исследуются экспериментально как функции большого числа переменных. Эти переменные включают как кинематические величины (энергия в системе центра масс, поперечный импульс и быстрота частицы), так и специфические переменные ядро-ядерных столкновений (прицельный параметр или число участвующих во взаимодействии нуклонов), необходимые для контроля размера и формы области столкновения.

Объектом исследования являются экстремальные состояния ядерной материи, возникающие в областях локальных флуктуаций плотности энергии в результате взаимодействий тяжелых ионов сверхвысоких энергий. Основные характеристики таких экстремальных состояний материи могут быть измерены с помощью ряда физических процессов рождения частиц: адронов, фотонов, лептонов, тяжелых кваркониев, жестких струй и струй от тяжелых кварков, различных импульсных и энергетических корреляций, азимутальной анизотропии частиц и потоков энергии.

По данным экспериментов плотность энергии в рожденном сгустке материи $\epsilon \cong 5 \text{ ГэВ/Фм}^3$ [2], что выше критической плотности $\cong 1 \text{ ГэВ/Фм}^3$, ожидаемой в расчетах КХД на решетках [5, 6] для перехода в состояние кварк-глюонной плазмы (КГП). Это условие является необходимым, но недостаточным. Для доказательства образования КГП нужно по крайней мере три условия: высокая плотность энергии, термализация вещества и деконфайнмент, т.е. образование состояния, в котором кварки и глюоны не связаны в адроны.

За последние два десятка лет процессы при столкновении тяжелых ионов изучались при все более увеличивающейся энергии $\sqrt{s}$ в системе центра масс на пару нуклонов от AGS (БНЛ) ($\sqrt{s} \leq 5 \text{ ГэВ}$), SPS (ЦЕРН) ($\sqrt{s} \leq 20 \text{ ГэВ}$) до RHIC (БНЛ) ($\sqrt{s} \leq 200 \text{ ГэВ}$). Данные этих экспериментов показывают замечательные общие тенденции в зависимости как от размеров ядер, так и от кинематических переменных. Начало работ на коллайдере LHC в ЦЕРНе в 2008 году позволит изучать процессы при столкновении тяжелых ионов при энергии $\sqrt{s} = 5500 \text{ ГэВ}$, что почти в 30 раз больше, чем на коллайдере RHIC.

Физика столкновений ультрарелятивистских ядер — это новое направление с еще не вполне устоявшимися представлениями. Настоящее пособие посвящено экспериментальным исследованиям, которые открывают новые эффекты и закономерности.

сти, не всегда предсказываемые теорией. Можно сказать, что в этом разделе физики эксперимент идет впереди теории. Пособие не преследует цели дать описание теоретических моделей. Из многочисленных теоретических работ берутся лишь физические понятия и представления. В нем также не затронуты такие важные темы физики тяжелых ионов, но представленные в курсе лекций, как химическое и кинематическое „замерзание“, усиление выхода странных и ослабление выхода очарованных частиц, измерение размеров области источника адронов, „плавление“ адронных резонансов.

Полезно для начала определить, что понимается под КГП, т.к. за 30 лет после введения такого понятия [7] теоретические представления изменились. КГП — это (локальное) термально-равновесное состояние материи, в котором кварки и глюоны не связаны (деконфайнированы). В этом состоянии происходит восстановление киральной симметрии.

При этом следует оговорить условия образования КГП при столкновении релятивистских ионов.

- Не ставится условие, чтобы кварки и глюоны не взаимодействовали, как это было в ранних теоретических работах. Расчеты КХД на решетках показывают, что идеальная КГП может существовать только при температурах много больших, чем температура, необходимая для перехода в деконфайнмент. Было предложено называть новую материю горячая „сильновзаимодействующая кварк глюонная плазма“ (СКГП) [8, 9].
- Не требуется доказательства 1-го или 2-го фазового перехода, предполагающего резкие изменения наблюдаемых характеристик. Образование КГП происходит за некоторой критической точкой в барионной плотности с быстрым изменением, но без разрыва глобальных характеристик СКГП.

- Восстановление киральной симметрии будет достаточным доказательством существования новой формы материи. КХД предсказывает, что переход в КГП сопровождается деконфайнментом, хотя теоретически этот вопрос не решен окончательно. Поиск проявления восстановления киральной симметрии — одна из главных целей RHIC.

Иллюстрации к введению смотрите на рисунках 42-45.

В дополнение к данному курсу лекций полезно прочитать книгу В.М.Емельянова, С.Л.Тимошенко и М.Н.Стриханова „Введение в релятивистскую ядерную физику“ [10], в которой впервые дан обзор экспериментальных данных (до 2004 года) и приведено описание теоретических моделей, используемых в физике столкновения релятивистских ионов. Можно также ознакомиться с книгой, написанной до начала экспериментов на RHIC (1994 г.) С.Y.Wong „Introduction to High Energy Heavy Ion Collisions“ [11]. Укажем, кроме того, последние теоретические обзоры [12, 13], в которых даны описания моделей и детальное сравнение их результатов с экспериментом.

В конце данного пособия дан список литературы, полезной для начинающих изучать физику высоких энергий и физику элементарных частиц. Приведены также ссылки в Рунете на электронную версию данного текста, на визуальные материалы, используемые автором во время чтения каждой лекции, и на некоторые обзоры по физике столкновений ультрарелятивистских ядер. В приложениях дано краткое описание экспериментальных установок, определения кинематических переменных и формулы для вычисления числа нуклонов двух ядер, участвующих в неупругом взаимодействии. В отдельном приложении в конце пособия приведены иллюстрации, которые будут полезны для научных докладов студентов и для преподавателей физических факультетов других вузов.

2 Множественность частиц и плотность энергии

Множественность частиц является самой первой и наиболее просто измеряемой характеристикой в эксперименте. По ее свойствам уже можно сделать важные заключения. Данные экспериментов при различных энергиях для поперечной энергии заряженных частиц хорошо аппроксимируются степенной зависимостью от энергии (рис. 1).

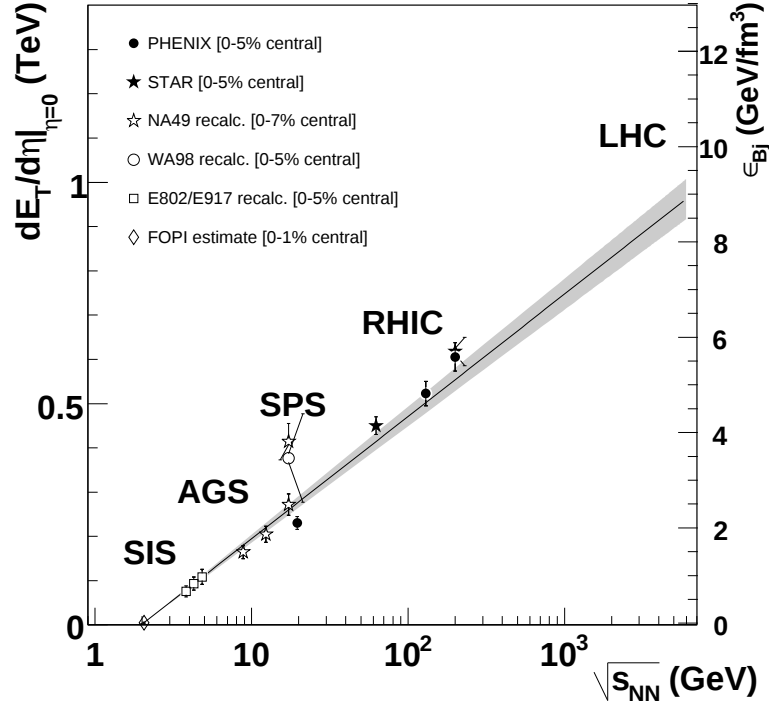


Рис. 1: Измеренная поперечная энергия на единицу быстроты при $\eta = 0$ и бьёркеновская плотность энергии рожденного сгуска материи при $\tau_0 = 1$ Фм/с (правая шкала) в центральных столкновениях тяжелых ионов [19, 20]. Экстраполяция для LHC соответствует степенному закону зависимости от энергии.

На этом рисунке приведена также оценка плотности энергии в образованном сгустке материи в предположении поперечного

расширения при средних значениях псевдобыстрот¹ по формуле Бьёркена [14]

$$\epsilon_{\text{Bj}} = \frac{1}{\pi R_A^2 \tau_0} \frac{dE_T}{d\eta} \Big|_{\eta=0} = \frac{1}{\pi R_A^2 \tau_0} \langle m_T \rangle \frac{dN}{d\eta} \Big|_{\eta=0} \quad (1)$$

В этом случае для радиуса ядра $R = 6.5 \text{ Фм}$ и времени термализации $\tau_0 \sim 1 \text{ Фм/с}$ протяженный объем цилиндра равен $V = \pi R_A^2 \tau_0 \cong 150 \text{ Фм}^3$.

Значения плотности энергии $\epsilon_{\text{Bj}} \sim 5 \text{ ГэВ/фм}^3$ и $\epsilon_{\text{Bj}} \sim 10 \text{ ГэВ/фм}^3$ для RHIC и LHC соответственно. Уже при энергиях RHIC значение ϵ_{Bj} превышает критическую плотность энергии $\sim 1 \text{ ГэВ/Фм}^3$, полученную в расчетах КХД на решетках и необходимую для деконфайнмента.

Формулу Бьёркена можно использовать для оценки верхней границы времени термализации, т.к. она связывает плотность частиц $n_0 = \frac{dN}{d\eta}(\eta = 0)/(c\pi R_A^2)$ и время начала остывания сгустка материи:

$$n(t) \sim \frac{10 [\text{Фм}^{-2} \text{ с}^{-1}]}{t [\text{Фм} \text{ с}^{-1}]} \quad (2)$$

Если воспользоваться формулами гидродинамики для безмассовых партонов [15], то плотность частиц однозначно связана с температурой

$$n = \frac{g}{\pi^2 \hbar^3 c^3} T^3. \quad (3)$$

При критической температуре $T_c = 192 \text{ МэВ}$, полученной из расчетов на решетке, и факторе g , равном 40 для u -, d -кварков и глюонов, получим $n = 3.75 \text{ Фм}^{-3}$, т.е. термализованный сгусток должен образоваться при $t < 2.7 \text{ Фм/с}$.

В $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow X$, где партоны изначально рождаются пертурбативно с высокой виртуальностью, многие характеристики продольного и поперечного распределения множественности

¹ Определения кинематических переменных даны в приложении 9.2.

могут быть поняты количественно из динамики пертурбативного партонного ливня, несмотря на неопределенности процесса фрагментации. И наоборот, в адронных столкновениях распределения по множественности включают в себя непертурбативные процессы с малыми поперечными импульсами. Понимание адронных процессов из первых принципов отсутствует. Даже для протон-протонных столкновений экстраполяция множественности заряженных частиц dN_{ch}/dy от Теватрона ($\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ) к ЛНС ($\sqrt{s} = 14$ ТэВ) приводит к результатам, отличающимся на фактор 2 для моделей, описывающих данные при энергиях Теватрона [16]. Для ядро-ядерных столкновений предсказания множественности для минимум-биас событий (событий без искажения способом регистрации) отличаются между собой на порядок величины.

Тем не менее, в адронных столкновениях имеется несколько характеристик, сохраняющихся при изменении энергии $\sqrt{s}$ на несколько порядков:

1. Протяженный продольный скейлинг.

Распределение по псевдобыстроте частиц ложится на универсальную и не зависящую от энергии кривую в области фрагментации налетающей частицы. Продольный скейлинг — сохранение зависимости от быстроты при сдвиге на величину быстроты частицы пучка $\eta' = \eta - y_{\text{beam}}$ [17]. Область, где остается та же зависимость, увеличивается с энергией (см. рис. 2). Если тенденция предельной фрагментации сохранится, то это войдет в противоречие с Лоренц-инвариантным плато по продольному импульсу в области средних быстрот, предсказываемым бьёрке-новским скейлингом.

Плато на рис. 2 при энергиях RHIC дает величину множественности $dN_{\text{AuAu}}^{ch}/d\eta(0) = 675$, а при энергии ЛНС для PbPb-столкновений — $dN_{\text{PbPb}}^{ch}/d\eta(0) \sim 1100$.

2. Факторизация зависимостей от энергии $\sqrt{s}$ и от центральности столкновения.

Au-Au collisions 0-6% centrality

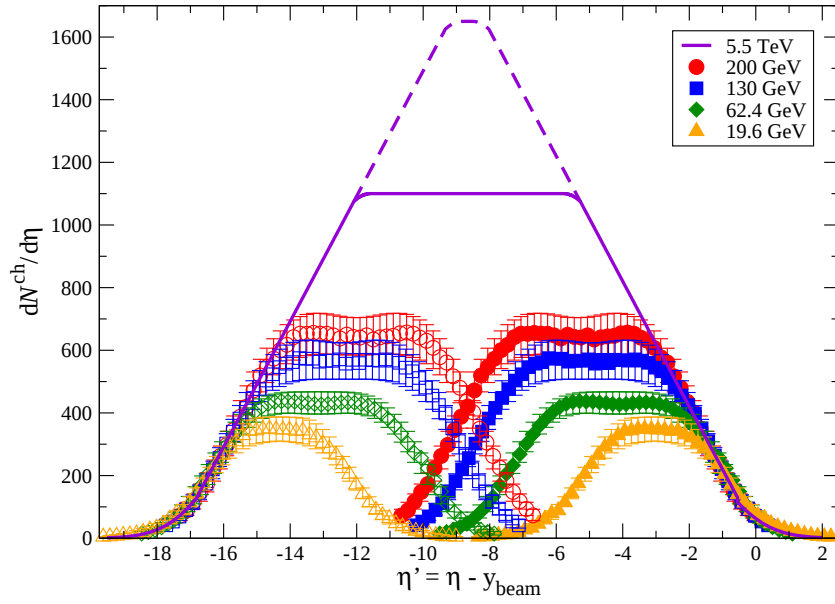


Рис. 2: Множественность заряженных частиц как функция псевдобыстроты $\eta' = \eta - y_{beam}$ в AuAu-столкновениях при различных энергиях в системе центра масс от $\sqrt{s} = 19.6$ ГэВ до $\sqrt{s} = 5.5$ ТэВ. Данные приведены в системе покоя одного из сталкивающихся ядер с зеркальным отражением для другого ядра [21, 22]. Экстраполяция для ЛНС приведена в двух вариантах: 1) продолжение предельной фрагментации и 2) трапециидальная форма.

Для всех процессов нормированное распределение по множественности (в терминах числа участвующих нуклонов N_{part} двух сталкивающихся ядер²) есть одно и то же базисное распределение, не зависящее от энергии (см. рис. 3).

Сохранение продольного скейлинга означает, что dN/dy будет расти почти логарифмически с ростом энергии $\sim (a+b y) \simeq (a+b \ln(E/m_T))$. Однако модели, основанные на пертурбативном механизме рождения частиц при высоких энергиях, предсказывают более сильную степенную зависимость от энергии, не подтверждаемую данными RHIC. Это один из главных факторов, инициировавших исследование так называемых моделей партонного насыщения. Подавление сильного роста множественности связано с нелинейной зависимостью партонной эволюции от плотности партонов. При высоких энергиях возрастает роль партонных распределений при малых $x \sim 1/\sqrt{s}$, увеличивающих вклад жесткой компоненты рождения частиц. С этим связано увеличение dN/dy с ростом N_{part} . Насыщение плотности партонов при малых x приводит к ослаблению степенного роста с энергией. Модели насыщения предсказывают, что множественность растет пропорционально квадрату импульса насыщения $Q_{\text{sat},A}^2$, зависящего от энергии и от A . В этом случае получена простая формула [18]

$$\frac{2}{N_{\text{part}}} \frac{dN_{ch}^{AA}}{d\eta} = N_0 \sqrt{s[\text{ГэВ}]}^\lambda N_{\text{part}}^{\frac{1-\lambda}{3\delta}} \quad (4)$$

Здесь $N_0 = 0.47$ берется из фита данных RHIC, параметры $\lambda = 0.228$ и $\delta = 0.8$ — из данных неупругого eA -рассеяния. Эта формула реализует свойство факторизации (пункт 1) и описывает зависимости от энергии (рис. 1) и от центральности столкновения (рис. 3). Для энергий LHC она дает значение $dN_{PbPb}^{ch}/d\eta(0) \sim 1650$, что соответствует максимуму пунктирной кривой на рис. 2.

²Определения и способ вычисления смотрите в приложении 9.3.

Обсуждая множественность частиц, следует также остановиться на зависимости от поперечного импульса. На рис. 4 представлены спектры для пионов, каонов и протонов (антипротонов) до $p_T < 5$ ГэВ/с. В сравнении с pp -столкновениями параметр обратного наклона кривых больше и увеличивается с ростом адронной массы и центральности столкновения, как и ожидается для коллективного расширения сгустка в модели взрывной волны [3]. Спектры хорошо описываются гидродинамическими расчетами, учитывающими партонную фазу при малых временах образования термализованного вещества ($\tau < 1$ Фм/с).

Иллюстрации к данному разделу смотрите на рисунках 42-45.

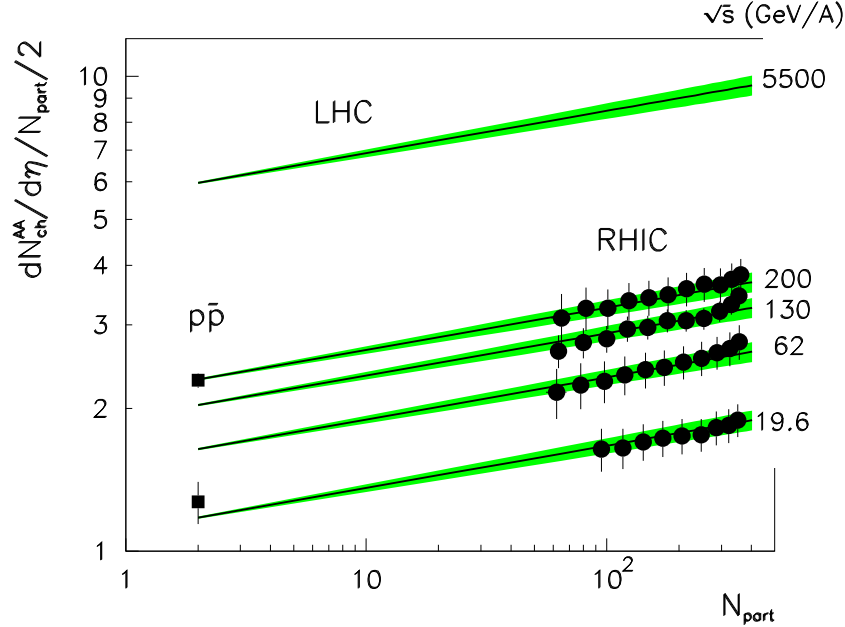


Рис. 3: Зависимость множественности частиц от центральности столкновений и от энергии величины $dN^{ch}/d\eta(0)$, нормированной на число пар участвующих нуклонов $N_{\text{part}}/2$ (данные RHOVOS [1]). Затененные области — предсказания модели насыщения [18].

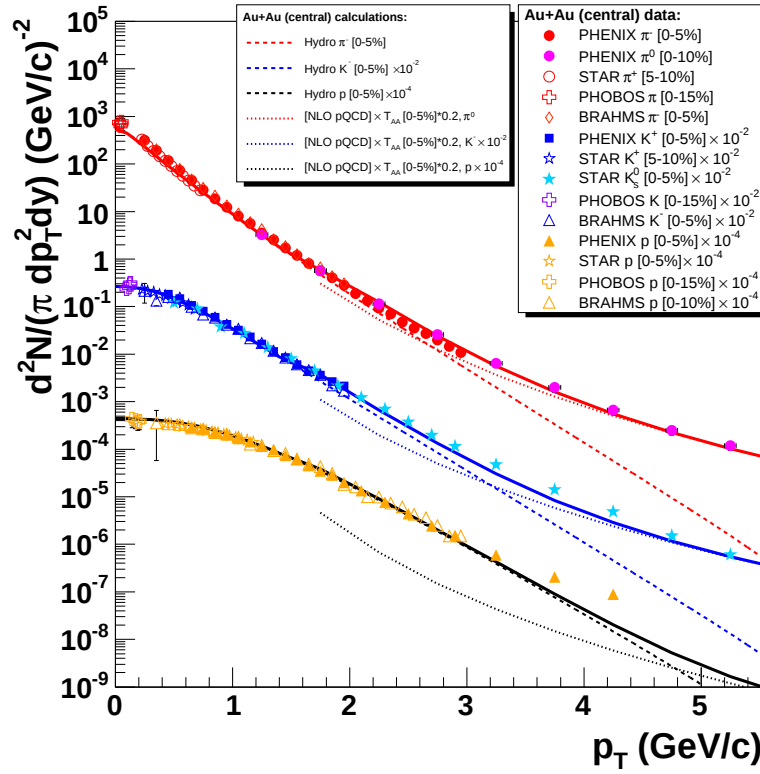


Рис. 4: Данные RHIC для спектров по поперечному импульсу пионов, каонов и (анти)протонов в центральных 0–10% AuAu-столкновениях в сравнении с комбинированным расчетом в гидродинамической модели и пертурбативной КХД [23]. Для наглядности кривые сдвинуты на фактор, указанный на врезке.

3 Азимутальная анизотропия при низких p_T

В нецентральных столкновениях ядер направления оси пучка и вектора прицельного параметра столкновения $\mathbf{b}$ (вектор в поперечной плоскости между центрами ядер) определяют плоскость реакции. Следовательно, наблюдаемые могут зависеть от азимутального угла относительно плоскости реакции.

Первоначальная область перекрытия ядер при ненулевом прицельном параметре имеет эллипсоидальную форму в поперечной плоскости с большой осью эллипсоида, перпендикулярной плоскости реакции. Если рожденное вещество термализуется, то, как следствие пространственной анизотропии системы, в этом сгустке вещества создаются градиенты давления: максимальное — вдоль меньшей оси эллипсоида (в плоскости реакции) и минимальное — вдоль большей оси. В результате азимутальное импульсное распределение частиц становится анизотропным. Азимутальная зависимость выхода частиц широко изучалась экспериментально и теоретически. Наблюдаемая азимутальная анизотропия частиц получила название анизотропии поперечного потока [24].

Азимутальная анизотропия частиц существует только в том случае, если выход частиц, измеренных в конечном состоянии, зависит не только от физических условий, реализованных локально в точке их рождения, но также если рождение частиц зависит от глобальной геометрии события. В релятивистской локальной теории эта нелокальная информация может быть источником коллективного эффекта, требующего взаимодействия между многими степенями свободы, локализованными в различных точках области столкновения. Анизотропный поток есть безусловное и сильное проявление коллективной динамики в столкновениях тяжелых ионов.

Азимутальная анизотропия анализируется с помощью разложения Фурье одночастичного распределения частиц по ази-

мутальному углу φ импульса $\mathbf{p} = (p_L, p_T, \varphi)$

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\varphi - \Psi_r)) \right), \quad (5)$$

где Ψ_r — азимут плоскости реакции, который при анализе данных должен определяться в каждом событии. Здесь элемент фазового объема задан как $d^3 p/E = p_T dp_T dy d\varphi$, где y есть быстрота частицы³.

Коэффициенты

$$v_n = \langle \cos(n(\varphi - \Psi_r)) \rangle$$

задают анизотропию. Они в общем случае зависят от кинематических и других переменных, т.е. $v_n(\sqrt{s}, p_T, y, b, \dots)$. Угловые скобки — усреднение по частицам и по событиям.

3.1 Эллиптический поток

„Эллиптический поток“ (второй коэффициент v_2) изучен лучше всего. На рис. 5 видно, что с ростом центральности (малая доля адронного полного неупругого сечения соответствует малым значениям прицельного параметра между центрами ядер) эллиптический поток v_2 увеличивается при плавной зависимости от энергии [1].

Положительное значение v_2 указывает на превышение рождения частиц в плоскости реакции. Зависимость v_2 от энергии известна в области изменения энергии $\sqrt{s_{NN}}$ на 3 порядка (рис. 6).

Эта зависимость может быть понята в рамках следующей простой картины коллективной динамики. При $\sqrt{s_{NN}} < 2$ ГэВ налетающее ядро передает угловой момент ядерной материи в зоне перекрытия двух ядер. Составное вращающееся ядро образует фрагменты, разлетающиеся в плоскости реакции ($v_2 > 0$).

³Определения кинематических переменных даны в приложении 9.2.

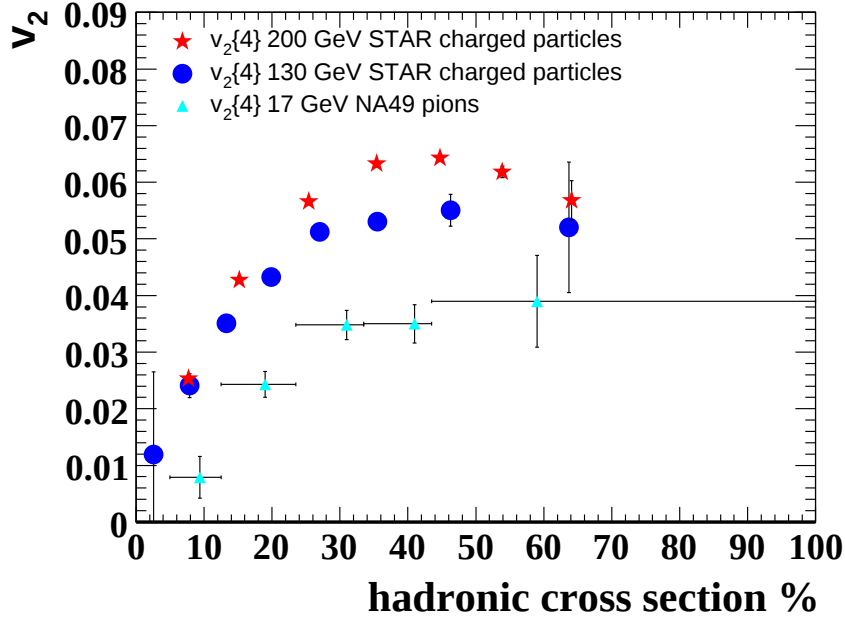


Рис. 5: Зависимость эллиптического потока v_2 от центральности столкновения для $\sqrt{s} = 17, 130$ и 200 ГэВ в области центральных быстрот в интеграле по поперечному импульсу.

С ростом энергии материя, сильно сжатая в области перекрытия, начинает расширяться. Однако часть ядер (спектаторы, лежащие вне области перекрытия) блокирует расширение сжатой материи в плоскости реакции. Они выжимают сжатую материю в направлениях, ортогональных этой плоскости ($v_2 < 0$).

При дальнейшем росте энергии $\sqrt{s_{NN}}$ скорость спектаторов достаточна, чтобы освободить пространство для расширения сжатой КХД материи, имеющей асимметричную форму. Эта пространственная асимметрия создает неодинаковые градиенты давления: градиент в плоскости реакции больше, чем в перпендикулярном направлении. Вследствие многократных взаимодействий между многими степенями свободы пространственная асимметрия приводит к анизотропии в импульсном распределении частиц. Конечный поперечный импульс частиц более вероятен в плоскости реакции, чем вне ее, следовательно $v_2 > 0$,

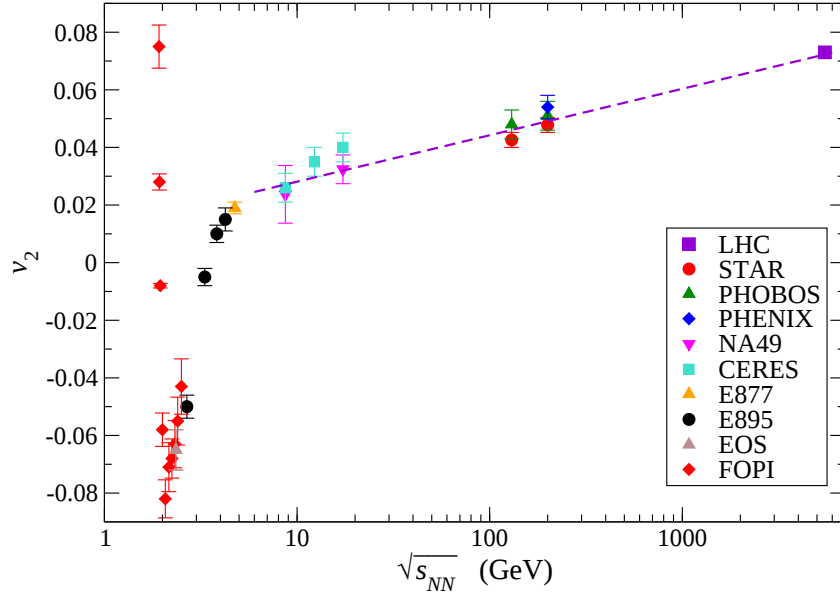


Рис. 6: Зависимость эллиптического потока v_2 от энергии $\sqrt{s_{NN}}$ для центральных ядро-ядерных столкновений. Точка при $\sqrt{s_{NN}} = 5500$ ГэВ — экстраполяция данных RHIC.

как предсказывалось в работе [26].

Анизотропия в импульсном пространстве, измеренная на коллайдере RHIC, велика. Поскольку коэффициент перед $\cos(2(\varphi - \Psi_r))$ в уравнении (5) есть $2v_2$, усредненное значение $v_2 = 0.05$ соответствует 20% вариации выхода частиц как функции угла по отношению к плоскости реакции. В экспериментах на RHIC v_2 достигает значений 0.2. Это свидетельствует о том, что выход частиц в плоскости реакции в 2 раза больше, чем вне ее.

Наблюдаемые характерные черты коллективного потока состоят в следующем:

- Проинтегрированное по p_T значение $v_2(\eta)$ показывает протяженный продольный скейлинг (рис. 7). Как видно из рисунка, продольный скейлинг сохраняется до средних быстрот.
- По данным RHIC $v_2(p_T)$ растет почти линейно с ростом p_T

Au-Au collisions 0-40% centrality

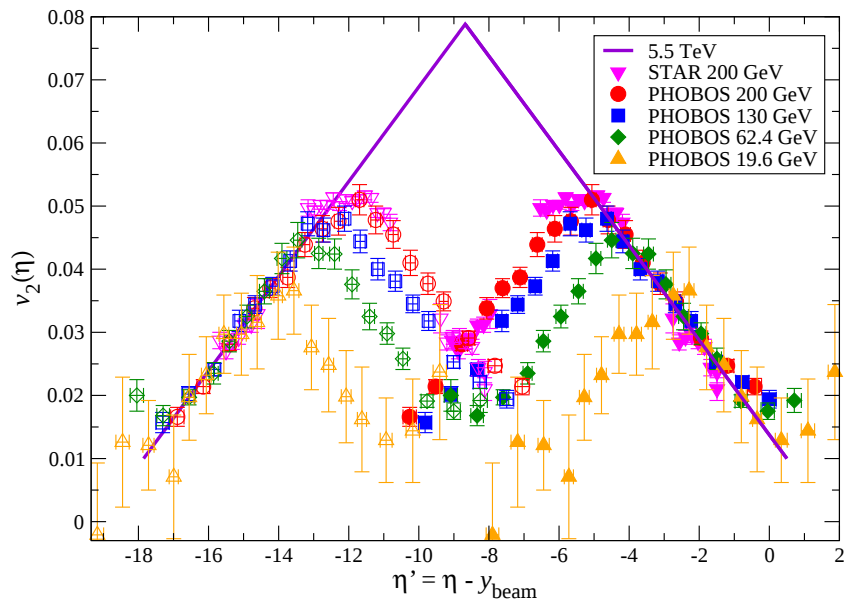


Рис. 7: Зависимость эллиптического потока v_2 от $\eta' = \eta - y_{\text{beam}}$ для центральныхностей $0 \div 40\%$.

в области $p_T \leq 2$ ГэВ/с [27] и описывается в рамках релятивистской гидродинамической модели [24, 15]. При $p_T \approx 2$ ГэВ/с этот рост прекращается. Пока нет однозначного объяснения зависимости $v_2(p_T)$ при больших p_T . Обсуждаются варианты моделей, учитывающие либо вязкость образованной среды, либо эффект подавления партонов (погашение струй).

Форма p_T -зависимости $v_2(p_T)$ для заряженных адронов имеет характерную точку перелома (рис. 8).

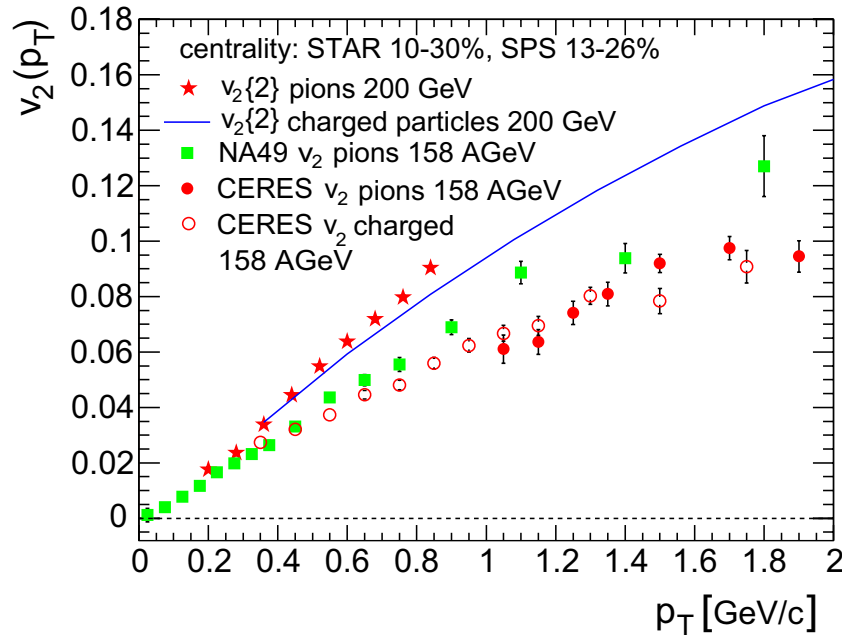


Рис. 8: Зависимость эллиптического потока v_2 от поперечного импульса столкновения: звездочки — для пионов, линия — для всех заряженных частиц по данным STAR.

При $p_T \leq 2$ ГэВ/с по данным SPS и RHIC $v_2(p_T)$ растет почти линейно с ростом p_T . При $p_T \approx 2$ ГэВ/с этот рост прекращается.

Энергетическая зависимость этой формы не вполне выяснена. При низких p_T наклон $v_2(p_T)$ растет либо незначи-

тельно (SPS) [28], либо существенно (RHIC) [29]. В работе [29] показано, что наклон перестает изменяться при энергиях RHIC и остается постоянным между 62.4 и 200 ГэВ. В этом случае рост усредненного по p_T значения v_2 связан полностью с ростом среднего $\overline{p_T}$.

- Данные RHIC [27] свидетельствуют, что $v_2(p_T)$ уменьшается с ростом массы частиц при малых p_T (рис. 9, 10). Выше критической точки $p_T \sim 1.5$ ГэВ/с упорядочение масс прекращается и $v_2(p_T)$ с хорошей точностью следует простому кварковому счету. Нормированное на число кварков n_q значение v_2/n_q как функция отношения p_T/n_q не зависит от сорта частиц [30]. Это устраняет различие между мезонами и барионами. Следовательно, анизотропия адронов возникает уже на кварковом уровне.
- В гидродинамическом описании эволюция системы приводит к постоянному значению отношения эллиптического потока v_2 к начальному значению пространственного эксцентриситета ϵ_{part} . Отношение $v_2/\epsilon_{\text{part}}$ не зависит от размеров A_T области перекрытия двух ядер [47]. Это предсказание выполняется при сравнении данных в CuCu- и AuAu-столкновениях при энергиях RHIC $\sqrt{s} = 200$ ГэВ (рис. 13).

Отношение $v_2/\epsilon_{\text{part}}$ показывает универсальную линейную зависимость от плотности частиц $1/A_T dN^{\text{ch}}/dy$ при переходе от энергий AGS к энергиям RHIC. Здесь A_T — средняя поперечная площадь перекрытия двух ядер. Эта линейная зависимость выполаживается при энергиях RHIC (рис. 13) и достигает значений, предсказываемых гидродинамической моделью [24]. Существует модель неполной термализации [32], в которой из подгонки теории к зависимости на рис. 13 делается вывод о том, что при энергиях RHIC термализация достигает лишь значений около $50 \div 70\%$ от преде-

ла термализации идеальной жидкости. Этот вывод нельзя считать окончательным, т.к. он зависит от свободных подгоночных параметров модели.

- В гидродинамической модели [47, 52] доказано, что при заданных p_T и y в равновесном состоянии расширяющейся материи

$$v_4(p_T, y) \geq \frac{1}{2}v_2^2(p_T, y). \quad (6)$$

При энергиях RHIC в работе [34] измерено значение отношения $v_4/v_2^2 \approx 1.2$. Если рассматривать отличие этого отношения от $\frac{1}{2}$ как указание на неполное термальное равновесие и если предположить, что при более высоких энергиях механизм установления равновесия будет более эффективным, то на LHC мы получим $0.5 < v_4/v_2^2 < 1.2$. В случае установления полного равновесия в столкновениях ядер на LHC отношение $v_4/v_2^2 \approx 0.5$.

Детальные результаты по измерению эллиптического потока v_2 представлены в работе [35] для идентифицированных частиц в AuAu-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, подтверждающие вышеперечисленные выводы. Сложным в методическом плане оказался вопрос отделения коллективного потока v_2 от непотоковых эффектов. Ряд эффектов (сохранение полного импульса, рождение струй) имитирует угловую анизотропию частиц и искажает величину v_2 . В результате анализа данных [35] непотоковые эффекты составили около 10% в интервале $0.2 \leq p_T \leq 0.3$ ГэВ/с и 25% для $p_T \sim 6$ ГэВ/с. В работе [36] было показано, что применение кумулянтов высокого порядка [37, 38] и, в частности, метода нулей Ли-Янга [39] позволяет подавить вклад непотоковых эффектов и с хорошей точностью порядка $10 \div 20\%$ измерить v_2 в условиях предстоящих экспериментов на установке CMS (LHC).

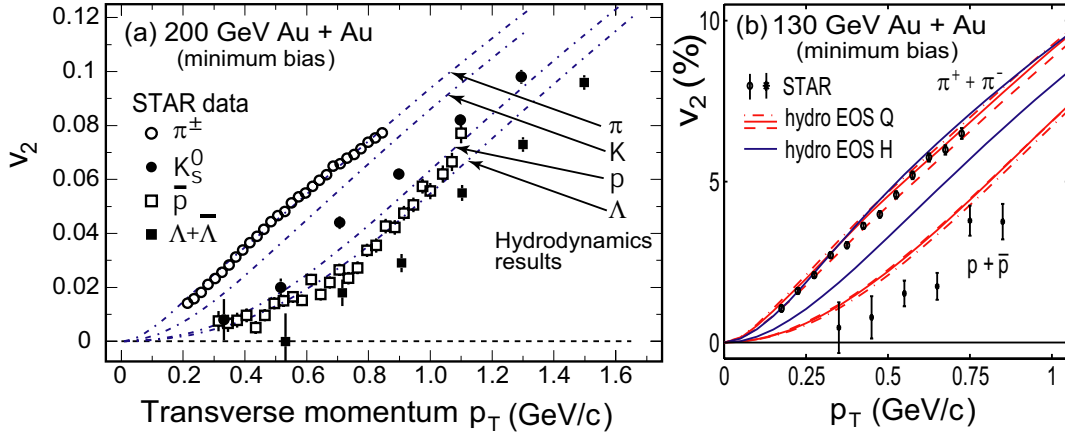


Рис. 9: Параметр эллиптического потока v_2 (a) для π^+ -, π^- -, K_s^0 -мезонов, антипротонов, Λ -гиперонов при 200 ГэВ в AuAu-столкновениях [40] (пунктирные кривые — гидродинамическая модель), Параметр эллиптического потока v_2 (b) при 130 ГэВ и расчеты гидродинамической модели для фазового перехода адроны-кварки (EOSQ) и для адронного газа (EOSH).

3.2 Прямой поток

Коэффициент v_1 определяет „прямой“ поток, который характеризует средний импульс, приобретенный частицей вдоль направления прицельного параметра двух ядер.

Имеются две характерные тенденции:

- Поток $v_1(y)$, проинтегрированный по p_T как функция быстроты y , ведет себя линейным образом относительно точки $y = 0$. При средних быстротах $v_1(y)$ исчезает из-за симметрии между идентичными ядрами. Линейный рост наблюдается от AGS до SPS. Наклон dv_1/dy уменьшается с ростом энергии.
- Зависимость $v_1(\eta')$, где $\eta' = \eta - y_{\text{beam}}$, показывает протяженный продольный скейлинг [25] (см. рис. 11).

Для энергий SPS значение $v_1(\eta')$ положительно в области фрагментации налетающей частицы при $\eta' > 0$. Оно становится

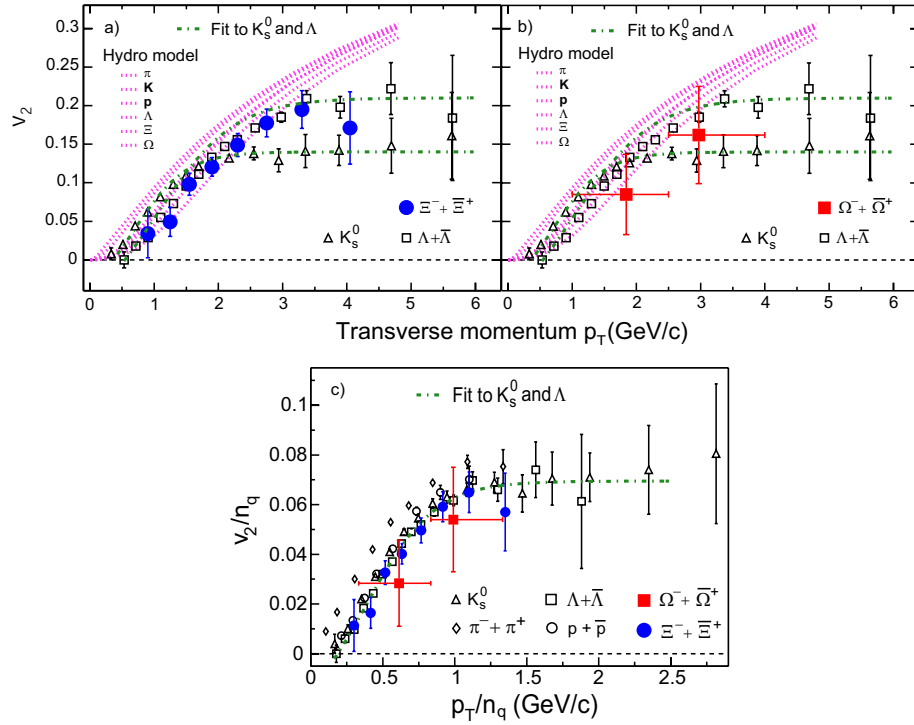


Рис. 10: Зависимость эллиптического потока v_2 от p_T при 200 ГэВ [40, 41], включая мультистранные барионы: а) Ξ , б) Ω . На рис. с) значения v_2 и p_T масштабированы на число n_q валентных кварков в каждом адроне.

отрицательным для $\eta \leq y_{\text{beam}}$ и достигает минимума в области $-2 \leq (\eta - y_{\text{beam}}) \leq -1$.

Требование, чтобы v_1 равнялось нулю при средних быструх ($v_1(\eta) = 0$), предполагает нарушение свойства продольного скейлинга. Другое объяснение состоит в том, что $v_1(\eta)$ исчезает в протяженной области около $\eta = 0$, так что наклон зависимости $v_1(\eta)$ в этой области равен нулю, а размер этой области увеличивается с ростом энергии.

В любом случае $v_1(\eta)$ при энергиях LHC будет меньше по абсолютной величине, чем 0.01, до быструх $y = 4 \div 5$. Отклонение от этого предсказания укажет на физический эффект, который нарушит бьёркеновский скейлинг при высоких $\sqrt{s_{NN}}$. Нет никаких предположений о таком эффекте.

Таким образом, тестирование нетривиальной зависимости $v_1(\eta)$ и $v_1(p_T)$ вероятно потребует измерений при бóльших значениях быструх, чем на RHIC.

3.3 Вязкость

Экспериментальные значения v_2 предполагают, что вновь образованная материя на RHIC характеризуется малой средней длиной свободного пробега по сравнению с размерами системы. В этом случае используют представления гидродинамики. Можно ввести понятие вязкости η образованной материи (внутреннего трения). Идеальная жидкость не имеет вязкости. Обычно рассматривают отношение вязкости к плотности энтропии η/s , а энтропия связана с плотностью энергии и давлением $\eta = (\epsilon + p)/T$, где T – температура сгустка. Нижний предел отношения не равен нулю, очень мал и равен квантовому пределу для сильносвязанных систем $\eta/s = 1/4\pi$ (в системе единиц $\hbar = c = 1$). На рис. 12 измеренное отношение η/s приведено при температуре равной критической для данных RHIC. Другие точки на нижней кривой соответствуют модельным рас-

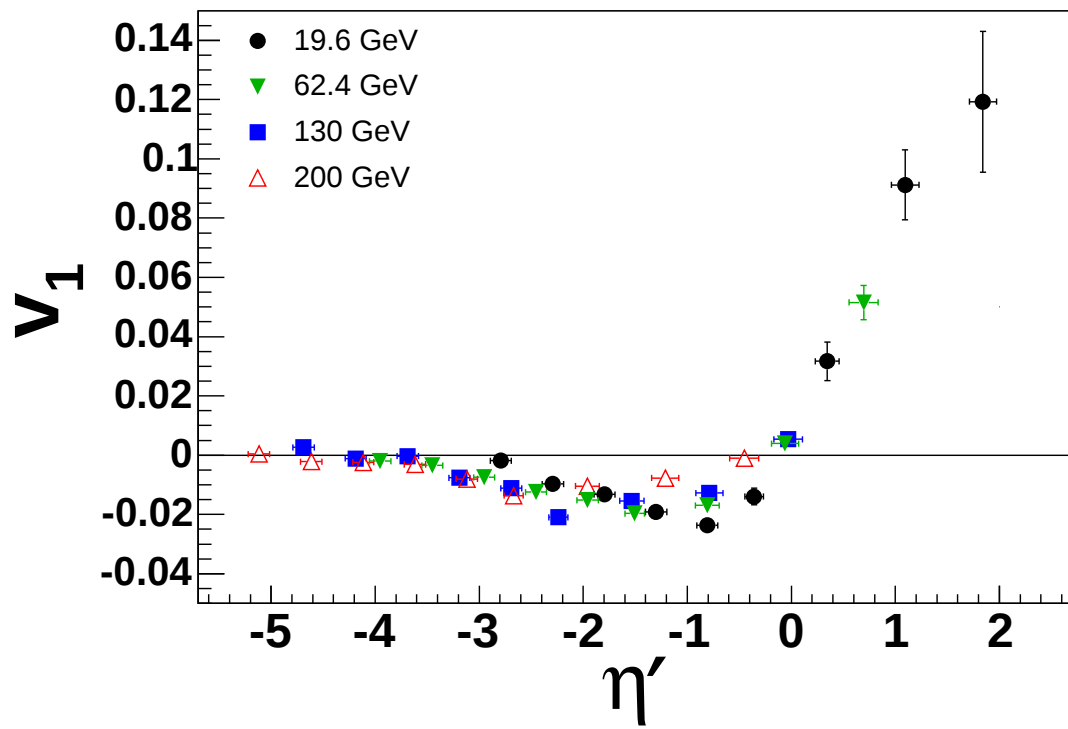


Рис. 11: Прямой поток v_1 для центральностей 0–40% как функция $\eta' = |\eta| - y_{\text{beam}}$.

четам для КГП ($T > T_c$) и адронного газа ($T < T_c$). Верхние кривые — для макроскопических жидкостей He, N₂, H₂O.

Вязкость зависит от эволюции системы и может увеличиться на конечном этапе расширения сгустка. Показано [42], что вязкость может объяснить насыщение $v_2(p_T)$ с ростом p_T , т.е. снять противоречие расчетов в гидродинамической модели и данных при больших p_T (см. рис. 10).

Коллективный поток создается на ранних стадиях столкновения и на партонном уровне, т.е. до того, как партоны слипаются в адроны, и до того, как происходит процесс фрагментации партонов в адроны. Показано, что двухчастичные сечения взаимодействия партонов, полученные в расчетах пертурбативной квантовой хромодинамики (pQCD), не могут создать достаточного потока, если не увеличить на порядок их значение [43]. Это означает, что образованная кварк-глюонная материя является сильновзаимодействующей плазмой (sQGP) в отличие от QGP, ожидаемой при высоких температурах в пределе асимптотической свободы КХД.

Какие выводы можно сделать, если эти тенденции сохранятся при энергиях LHC?

1. Если продольный скейлинг v_2 сохранится, тогда $v_2(\eta)$ растет пропорционально $\ln \sqrt{s_{NN}}$. В этом случае при энергиях LHC

$$v_2(\eta = 0) \approx 0.075 \quad (7)$$

для PbPb-столкновений в области средних быстрот. Это следует из экстраполяции результатов на рис. 6 и 7.

Ни треугольная форма зависимости $v_2(\eta)$, ни линейная зависимость $\ln \sqrt{s_{NN}}$ не являются следствием гидродинамических моделей. В частности, модель идеальной жидкости при экстраполяции от энергий RHIC к LHC дает

$$v_2 \leq v_2(\eta = 0) \approx 0.06 \quad (8)$$

для множественности события, показанного на рис. 2 [45].

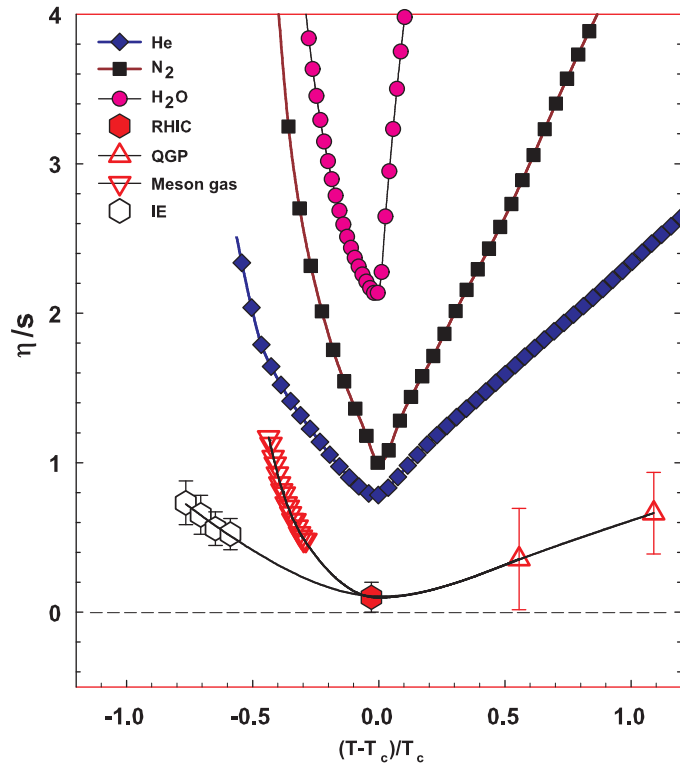


Рис. 12: Зависимость отношения вязкости к энтропии η/s от температуры термодинамической капли жидкости [44].

В моделях идеальной жидкости, предполагающих локальное равновесие, не выполняется также пропорциональность $v_2(y) \sim dN/dy$. Если материя, рожденная уже на RHIC в области средних быстрот, находится в локальном равновесии, тогда при энергиях LHC ожидается отклонение от треугольной формы в протяженной области

$$-3 \leq y \leq 3 \quad (9)$$

вокруг $\eta = 0$. Однако в моделях, предполагающих неполное локальное равновесие [46, 47], пропорциональность $v_2(y) \sim dN/dy$ выполняется и, таким образом, объясняется треугольная форма $v_2(\eta)$.

2. Сравнивая изменение зависимости $v_2(p_T)$ от RHIC к LHC при малых p_T , мы сможем установить, в какой степени наклон p_T -зависимости изменяется с ростом $\sqrt{s_{NN}}$. Это интересно, т.к. зависимость этого наклона от $\sqrt{s_{NN}}$ предполагает, что рост проинтегрированного по p_T коэффициента v_2 с ростом энергии возникает исключительно из-за роста среднего $\overline{p_T}$.

Существующие динамические модели эллиптического потока не учитывают увеличения среднеквадратичного $\sqrt{\langle p_T^2 \rangle}$, наблюдаемого в адронных столкновениях, с ростом $\sqrt{s_{NN}}$. Поэтому установление существенной роли $\sqrt{\langle p_T^2 \rangle}$ в поведении v_2 может привести к ревизии интерпретации эллиптического потока.

Кроме того, из данных LHC о $v_2(p_T)$ при промежуточных p_T станет известно, в какой степени точка излома $v_2(p_T)$ зависит от энергии, центральности столкновения, выбора ядер, хотя существующие данные RHIC очень мало чувствительны к этим характеристикам [48]. Это важно, т.к. почти линейная зависимость $v_2(p_T)$ при низких p_T в данных RHIC соответствует поперечному расширению почти идеальной жидкости [24]. Точка излома возникает от начала действия диссипативных эффектов при высоких p_T [49]. Однако транспортные модели и диссипативная гидродинамика [49] могут также объяснить линейный

рост $v_2(p_T)$, если начальные условия выбраны определенным образом. Детальное описание динамических причин точки излома пока отсутствует, но оно важно для понимания зависимости от $\sqrt{s_{NN}}$.

3. Упорядочение по массам $v_2(p_T)$ при средних η предсказывается в транспортных моделях [50, 51] и в гидродинамических моделях [45, 24], но детали моделей различаются. Например, два различных подхода [52] и [53] динамики идеальной жидкости дают масштабирование по разным переменным: $v_2(p_T/m)$ для всех адронов [52] и скейлинг $v_2(p_T)$ с y_T^2 [53], где $y_T = 1/2 \ln[(m_T + p_T)/(m_T - p_T)]$.

При энергиях ЛНС параметр эллиптического потока $v_2(p_T)$ для D - и B -мезонов даст дополнительный тест упорядочения по массе. Количественные предсказания динамических подходов (динамика жидкости, описание Ланжевена, транспортная модель) различны. Поэтому вопрос о возможной термализации тяжелых кварков, в частности о длине их свободного пробега [54] и механизме адронизации [55, 56], остается открытым. Вообще говоря, тяжелые кварки в равновесии имеют бóльшие значения $v_2(p_T)$, чем неравновесные. И соответствующие мезоны будут иметь бóльшие $v_2(p_T)$, если они образуются за счет коалесценции (включая легкие кварки), чем если они образуются в результате фрагментации тяжелых кварков.

Упорядочение по массам существует в области значений p_T до точки излома. Выше ее вплоть до $p_T = 5 \div 6$ ГэВ/с наблюдается правило кваркового счета для легких адронов, определяя область промежуточных p_T . Наличие таких правил на ЛНС ограничит динамические модели, особенно те, которые перекрывают низкие и промежуточные p_T .

Вернемся к зависимости от центральности. Было предложено классифицировать конечное значение прицельного параметра в терминах поверхности S перекрытия в поперечной плоско-

сти двух ядер и пространственного эксцентриситета ϵ этой поверхности. С этими переменными данные об отношении $v_2(\eta = 0)/\epsilon$ от AGS к RHIC показывают универсальную линейную зависимость от $1/S dN^{ch}/dy$ (рис. 13).

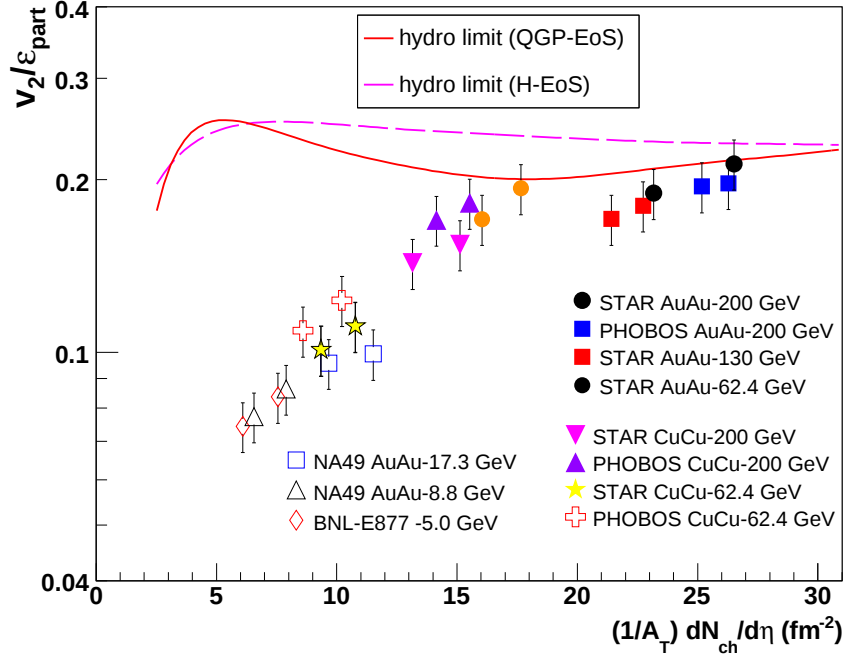


Рис. 13: Зависимость отношения эллиптического потока к начальному значению эксцентриситета $v_2(\eta = 0)/\epsilon$ от $1/S dN^{ch}/dy$.

При описании рожденной при столкновении тяжелых ионов КХД материи в терминах идеальной жидкости выяснилось, что эта линейная зависимость выполаживается при энергиях RHIC. Таким образом, здесь так же, как и для других классов измерений, наивная экстраполяция этих данных от RHIC к LHC не будет соответствовать динамической модели расширяющейся жидкости, предназначенной для описания эллиптического потока v_2 . С другой стороны, существуют модели, которые могут объяснить дальнейший рост v_2/ϵ за счет неравновесных явлений в начальном состоянии [47] или за счет изменения относительного вклада адронных и партонных перерассеяний [57],

а также за счет существенного изменения начальных условий [58].

Иллюстрации к данному разделу смотрите на рисунках 46-51.

4 Подавление выхода частиц при больших p_T

Исследование одночастичных инклюзивных спектров адронов при больших p_T привело к ряду заметных открытий на RHIC [59]. При энергиях SPS кинематика ограничивает анализ областью $p_T \leq 3 \div 4$ ГэВ/с. В экспериментах на RHIC адронные спектры измеряются при $p_T \leq 10 \div 20$ ГэВ/с, где, как известно, пертурбативные механизмы рождения объясняют инклюзивные спектры адронов в pp -столкновениях. При энергиях LHC фазовое пространство поперечных импульсов увеличится почти в 10 раз.

4.1 Фактор ядерной модификации

Фактор ядерной модификации R_{AB}^h дает нам информацию о том, как рождение адронов h в ядро-ядерных столкновениях отличается от рождения с эквивалентным числом протон-протонных столкновений. Для столкновений ядер A и B он определяется отношением

$$R_{AB}^h(p_T, \eta, b) = \frac{dN^{AB \rightarrow h}/d\eta d^2p_T}{\langle N_{\text{coll}}^{AB}(b) \rangle dN^{pp \rightarrow h}/d\eta d^2p_T}, \quad (10)$$

где $\langle N_{\text{coll}}^{AB}(b) \rangle$ — среднее число неупругих нуклон-нуклонных столкновений⁴.

Принято представлять данные в заданном интервале центральности столкновения, определяемом как доля $\Delta\sigma/\sigma_{\text{geom}}$ полного неупругого сечения (в процентах), связанная с прицельным параметром столкновения b . Так, для столкновений ядер

⁴Определения и способ вычисления смотрите в приложении 9.3.

золота ($R(\text{Au}) = 6.38$ Фм) доля $\Delta\sigma/\sigma_{\text{geom}} = 0 \div 5\%$ соответствует интервалу центральных столкновений с $b \simeq 0 \div 3$ Фм, а $60 \div 80\%$ — периферическим столкновениям с интервалом $b \simeq 10 \div 11$ Фм. Другой переменной, определяющей центральность столкновения, является число участвующих в неупругом взаимодействии нуклонов $\langle N_{\text{part}}(b) \rangle$ [60]. Оно максимально при $b = 0$ и уменьшается с ростом b до нуля. Для AuAu-столкновений интервал $0 \div 5\%$ соответствует среднему числу $\langle N_{\text{part}} \rangle = 352$, а $60 \div 80\%$ — значению $\langle N_{\text{part}} \rangle = 20$.

В отсутствие эффектов среды фактор R_{AB}^h равен единице. Из рис. 14 видно, что с ростом энергии от SPS к RHIC фактор R_{AB}^h уменьшается и становится меньше единицы. Рост R_{AB}^h с p_T при энергиях SPS объясняют так называемым эффектом Кронина [61], приводящим к увеличению числа частиц с ростом p_T за счет многократных перерассеяний на нуклонах ядра. Понятие „пика Кронина“ относится к усилению фактора ядерной модификации R_{hA} до значений больше единицы при промежуточных поперечных импульсах $2 \text{ ГэВ}/c \leq p_T \leq 4 \text{ ГэВ}/c$. При малых значениях p_T фактор обычно меньше единицы $R_{hA} < 1$ из-за ядерного поглощения. Следует подчеркнуть, что „пик Кронина“ — только качественное объяснение, а не описание формы зависимости $R_{hA}(p_T)$. Удовлетворительного описания динамической природы этого пика нет.

Рис. 14–19 демонстрируют подавление адронов при больших p_T в центральных AuAu-столкновениях на фактор $\cong 5$ относительно наивных представлений о бинарных столкновениях в ядре. Известные ядерные эффекты, такие как ядерное затенение или многократные перерассеяния нуклонов, не могут объяснить этого подавления.

Кроме того, подавление отсутствует в dAu-столкновениях при средних быстротах, но проявляется в центральных AuAu-столкновениях, что исключает такие ядерные эффекты начального состояния как глюонное насыщение. Скорее всего, это по-

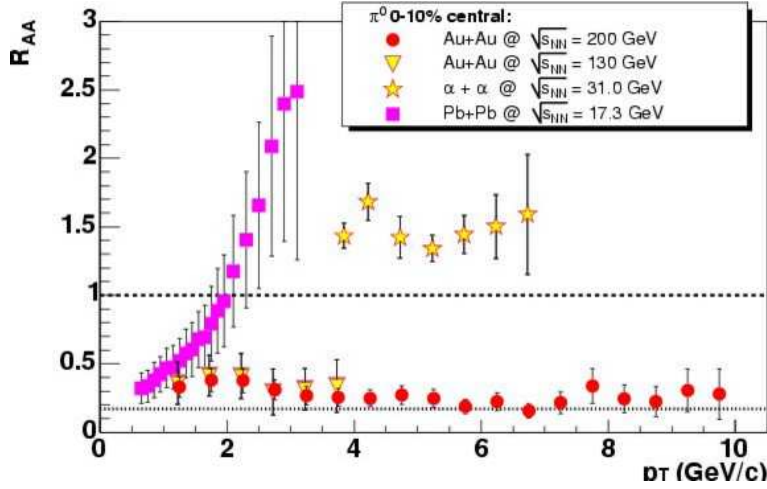


Рис. 14: Изменение фактора ядерной модификации $R_{AA}^{\pi^0}$ при изменении энергии от SPS ($\sqrt{s} = 17.3$ ГэВ) до RHIC ($\sqrt{s} = 130$ и 200 ГэВ). Точками обозначены данные для центральных событий $0 \div 10\%$: AuAu — 200 ГэВ (кружки), AuAu — 130 ГэВ (треугольники), $\alpha\alpha$ — 31.0 ГэВ (звезды), PbPb — 17.3 ГэВ (квадраты).

давление можно объяснить взаимодействием в конечном состоянии жестких партонов с плотной средой, рожденной в AuAu-столкновениях [62]–[65]. Рост величины R_{dAu} при средних p_T связан с эффектом Кронина [61] из-за многократных партонных перерасеяний в холодной ядерной материи до жесткого взаимодействия партонов [66].

Данные RHIC при средних быстротах показывают следующие характерные черты:

1. Сильное и не зависящее от p_T подавление при больших p_T для центральных ядро-ядерных столкновений.

Для $0 \div 10\%$ центральных AuAu-столкновений при средних быстротах наблюдается подавление инклюзивных одночастичных спектров на фактор $\simeq 5$, что соответствует $R_{AuAu}^h(p_T) \simeq 0.2$ для $p_T \geq 2$ ГэВ/с. В пределах ошибок это подавление не зависит от p_T для всех центральностей [67]–[69]. На рис. 14 показана p_T -зависимость фактора $R_{AA}^{\pi^0}(p_T)$

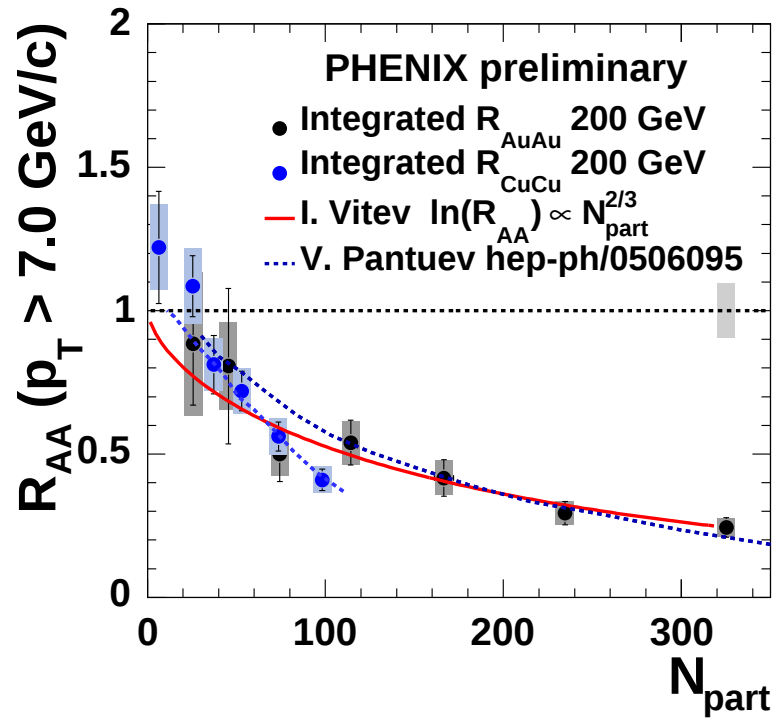


Рис. 15: Отношение R_{AA} , полученное на установке PHENIX RHIC для AuAu- и CuCu-столкновений при больших p_T в области $|\eta| < 0.35$. Кривые — расчет в моделях с потерей энергии партонов в среде.

для π^0 -мезонов, который при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ приблизительно равен 0.2. Для инклюзивных одночастичных спектров фотонов фактор ядерной модификации мало отличается от единицы [76].

2. Зависимость от центральности столкновения для R_{AA} и R_{dA} .

Для наиболее периферических столкновений данные RHIC соответствуют представлению об отсутствии эффектов среды ($R_{AA} \sim 1$) как для AA -, так и для dA -столкновений [70]–[73]. В dAu -столкновениях фактор ядерной модификации $R_{dA} \sim 1$ и постоянен в области $p_T > 2$ ГэВ/с (рис. 17). С ростом центральности значение R_{AA} монотонно уменьшается (рис. 20). Сравнение результатов для $AuAu$ - и $CuCu$ -столкновений [74] показывает, что при одинаковом числе участвующих нуклонов N_{part} (при равной площади перекрытия двух ядер) фактор подавления одинаков (рис. 15). Есть данные [75], что R_{AA} зависит от азимута по отношению к плоскости реакции. Фактор R_{AA} больше в плоскости реакции, чем в направлении, перпендикулярном плоскости. Это соответствует представлению о большем слое среды, который должен пройти партон вдоль большой полуоси эллипсоида этой среды.

3. Независимость R_{AA} от идентификации адронов.

Для поперечных импульсов $p_T \geq 5 \div 7$ ГэВ/с все идентифицированные адроны (с легким ароматом) имеют одинаковую степень подавления (рис. 16). Нет следов зависимости подавления от сорта частиц при больших p_T [76].

4. Спектр фотонов соответствует „пертурбативным“ ожиданиям.

Для инклюзивных одночастичных спектров фотонов [76] фактор ядерной модификации мало отличается от $R_{AuAu}^\gamma =$

1 (рис. 16). В пределах ошибок он соответствует предсказаниям пертурбативной КХД, учитывающей ядерную модификацию функций партонного распределения (в основном, изоспиновую разницу между протонами и ядрами) [77].

5. Отношение R_{AA} демонстрирует характерную зависимость от барионной массы при промежуточных p_T .

В промежуточной области $p_T = 3 \div 6$ ГэВ/с, фактор ядерной модификации для мезонов меньше, чем для барионов [78]. На рис. 18 представлено отношение выходов барионов к мезонам (~ 0.8), которое в 4 раза больше, чем в pp - и ee -столкновениях. В пределах экспериментальных неопределенностей мезонные спектры имеют одинаковую степень подавления, то же — для всех идентифицированных барионов.

Предварительные данные STAR [80] для тяжелых D - и B -мезонов, измеренных по распаду e^+e^- , также демонстрируют подавление выхода частиц при $p_T > 4$ ГэВ/с [80] (см. рис. 19).

Одинаковое подавление тяжелых и легких мезонов при больших p_T оказалось неожиданным результатом, т.к. в рамках пертурбативной КХД тяжелые кварки, взаимодействуя с партонной средой, должны в меньшей степени давать радиационное глюонное излучение и тем самым меньше терять свою энергию. В работе [79] предложена новая модель универсальной границы (UBM) энергии, которую может потерять кварк в сильно-взаимодействующей карк-глюонной материи (КГМ). В этой модели максимальная потерянная энергия стремится к константе с ростом энергии партона. Ее значение тем меньше, чем больше длина его пробега в сгустке КГМ. Поэтому в среднем можно считать, что все партоны, рожденные в жестком столкновении и летящие через область сгустка, поглощаются, а регистрируются только те, что вылетают с его поверхности. Такая модель

успешно описывает величину поглощения и ее зависимость от центральности столкновения [79]. На рис. 19 прямая, проходящая через точки при больших $p_T > 4$ ГэВ/с, — результат вычислений в этой модели при центральностях столкновений $0 \div 10\%$.

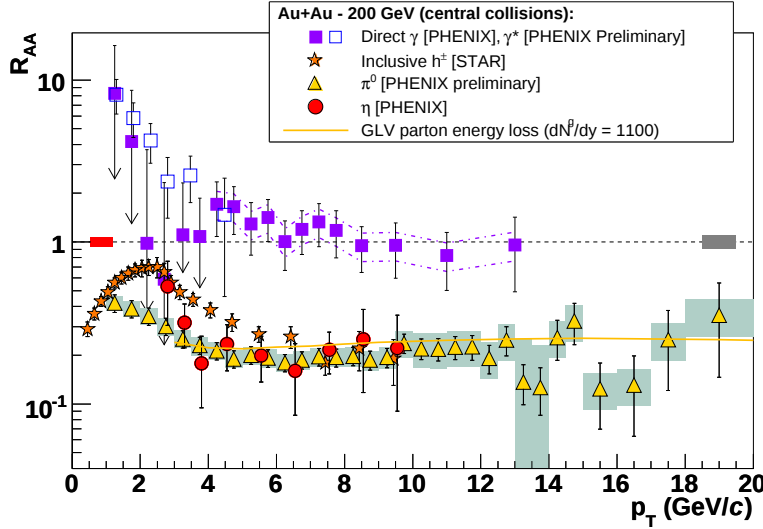


Рис. 16: Отношение R_{AA}^h , полученное на установке PHENIX (RHIC) для AuAu-столкновений при 200 ГэВ для разного сорта частиц.

4.2 Эффект конечного состояния

Для адронных столкновений формализм факторизованной пертурбативной КХД описывает инклюзивные адронные спектры до достаточно больших p_T при известных функциях партонных распределений (PDF) (начальные условия) с жесткой частью элементов матрицы партонного рассеяния и с известными функциями партонной фрагментации (условия в конечном состоянии). Эта информация может быть неприменима в ядроядерном столкновении, имея в виду, что процесс идет уже не в вакууме, а в партонной и ядерной среде, нарушающей факторизацию и другие условия. Главный вопрос — на начальной или

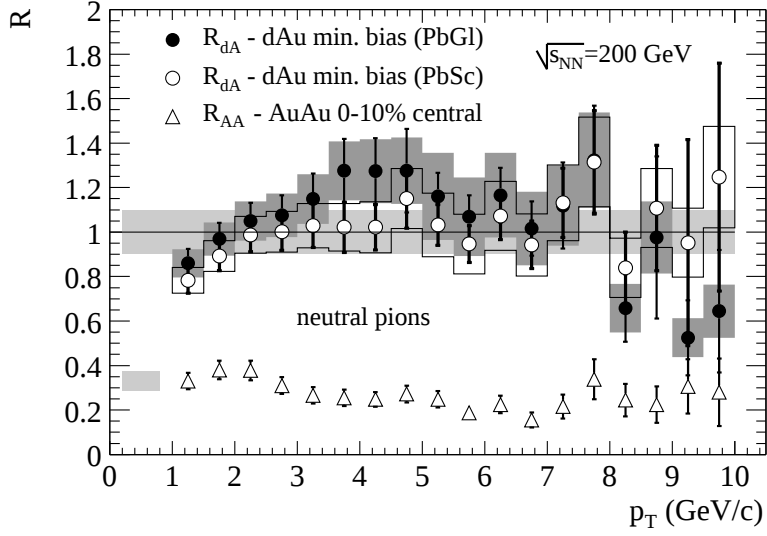


Рис. 17: Отношение R_{AA} , полученное на установке PHENIX (RHIC) для d Au- и AuAu-столкновений.

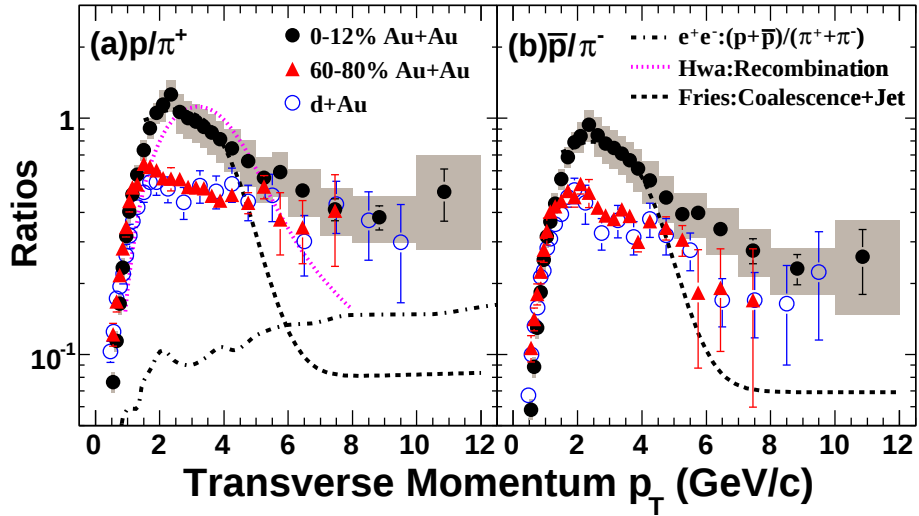


Рис. 18: Отношение $R_{AA}^{\text{barion}}/R_{AA}^{\text{meson}}$ [78] выхода адронов p/π^+ (a) и $\bar{p}/\pi^-$ (b).

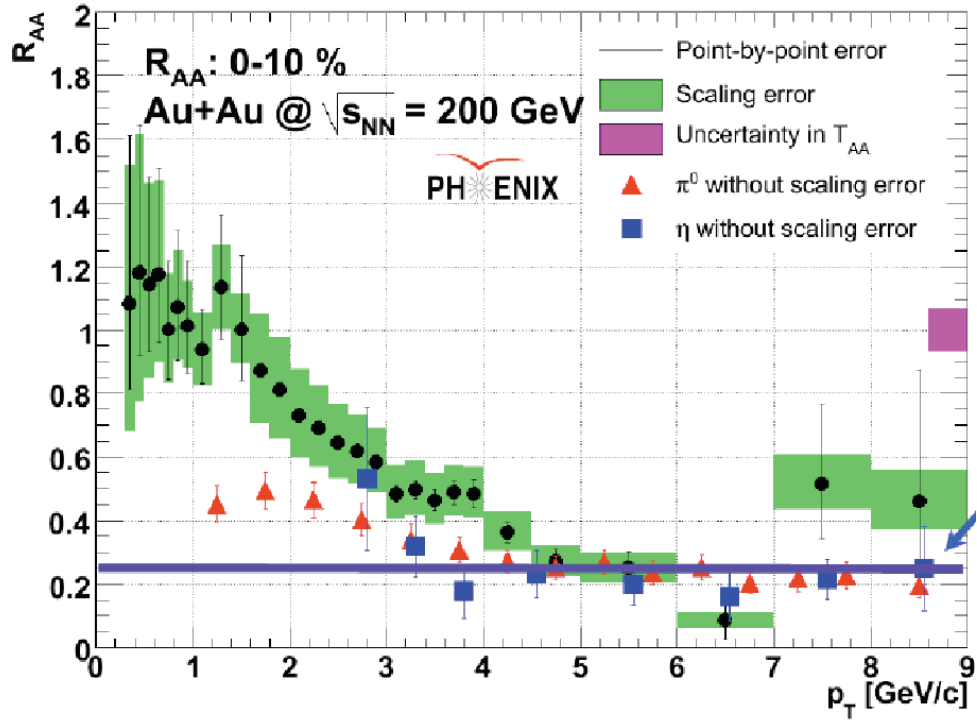


Рис. 19: Подавление выхода частиц [80], измеренных по распаду e^+e^- (точки) от распадов преимущественно очарованных и прелестных частиц, π^0 -мезоны (треугольники) и η -мезоны (квадраты).

на конечной стадии взаимодействия проявляются эффекты среды. Экспериментально этот вопрос можно решить систематическим изменением эффектов конечного состояния, например, изменяя путь пробега в среде с помощью измерения центральности столкновений или выключая эффекты конечного состояния при сравнении AA - и pA -столкновений. В теории нужны модельные расчеты инклюзивных спектров с учетом влияния среды с пространственно-временным распределением материи [81]–[83].

Данные RHIC свидетельствуют, что подавление адронов при больших p_T связано с эффектом конечного состояния, т.к. подавление не наблюдается в dA -столкновении и усиливается с ростом центральности столкновения (пункт 1). Кроме того, независимость R_{AA} от сорта адронов (пункт 3) при больших p_T говорит о том, что влияние среды проявляется на партонном уровне, т.е. до адронизации партона. Если бы это происходило на адронном уровне, то из-за разных сечений взаимодействия адронов между собой эффект подавления привел бы к расщеплению значения R_{AA}^h в зависимости от сорта адронов. Кроме того, одночастичный фотонный спектр указывает на то, что эффекты начального состояния при больших p_T малы и могут быть объяснены ядерной модификацией партонных распределений (пункт 4).

Исходя из этих аргументов, можно сделать вывод о том, что подавление одночастичных инклюзивных спектров адронов при больших p_T в ядро-ядерных столкновениях обусловлено эффектом партонной среды в конечном состоянии.

Кинематически доступный интервал значений p_T уменьшается с ростом быстроты и данные RHIC ограничены областью $p_T \leq 5$ ГэВ/с для $\eta \geq 2$. В этих пределах переменных наблюдаются следующие характерные черты данных на RHIC.

1. Быстротная и p_T -зависимость фактора R_{dA} .

При малых быстротах $\eta \leq 1$ фактор R_{dA} демонстрирует ти-

пичный пик Кронины (рис. 20 и рис. 21). Его величина монотонно уменьшается с ростом η при переходе в область фрагментации дейтрона от $R_{dAu} \simeq 1$ при $\eta \simeq 1$ до $R_{dAu} \simeq 0.5$ при $\eta = 3$ [84]-[86]. Величина R_{cp} на рис. 21 и 22 есть отношение центральных к эквивалентному числу периферических столкновений, которое тесно связано с R_{dAu} . В области фрагментации ядра отношение R_{cp} больше единицы [86].

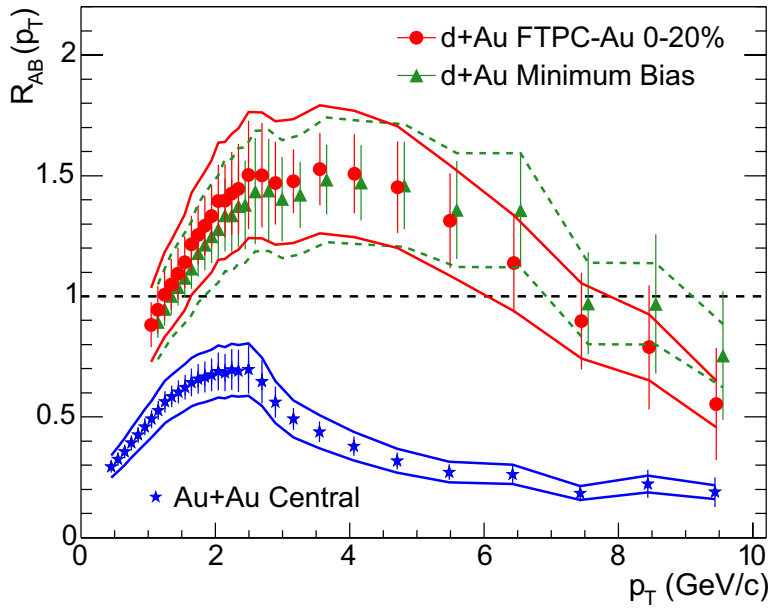


Рис. 20: Отношение R_{AA} , полученное на установке STAR (RHIC) для dAu - и $AuAu$ -столкновений.

2. Зависимость подавления R_{dA} от центральности.

При средних значениях быстрот R_{cp} увеличивается с ростом центральности. И наоборот, зависимость от центральности в области фрагментации дейтрона $\eta > 1.4$ обратная: R_{cp} уменьшается с ростом центральности.

В свете данных RHIC обсуждение этих явлений фокусируется на двух эффектах начального состояния: многократном рассеянии и нелинейной КХД эволюции функций начальных партонных распределений.

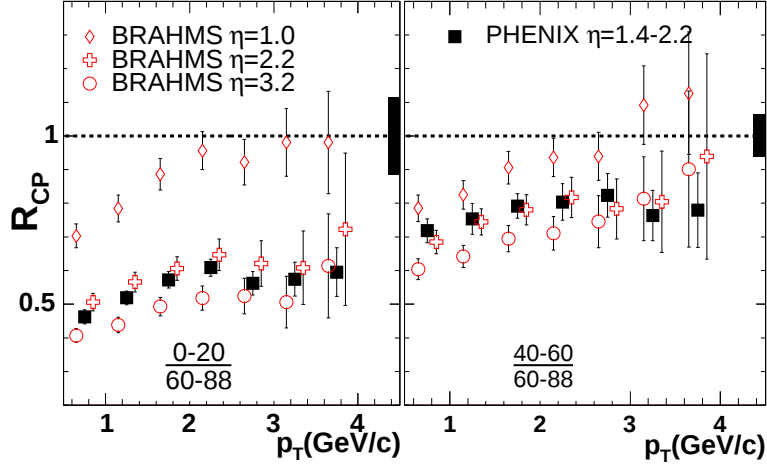


Рис. 21: Фактор ядерной модификации R_{cp} (PHENIX) в dAu -столкновениях на RHIC как функция p_T в области передних быстрот (по направлению пучка дейтронов) [86].

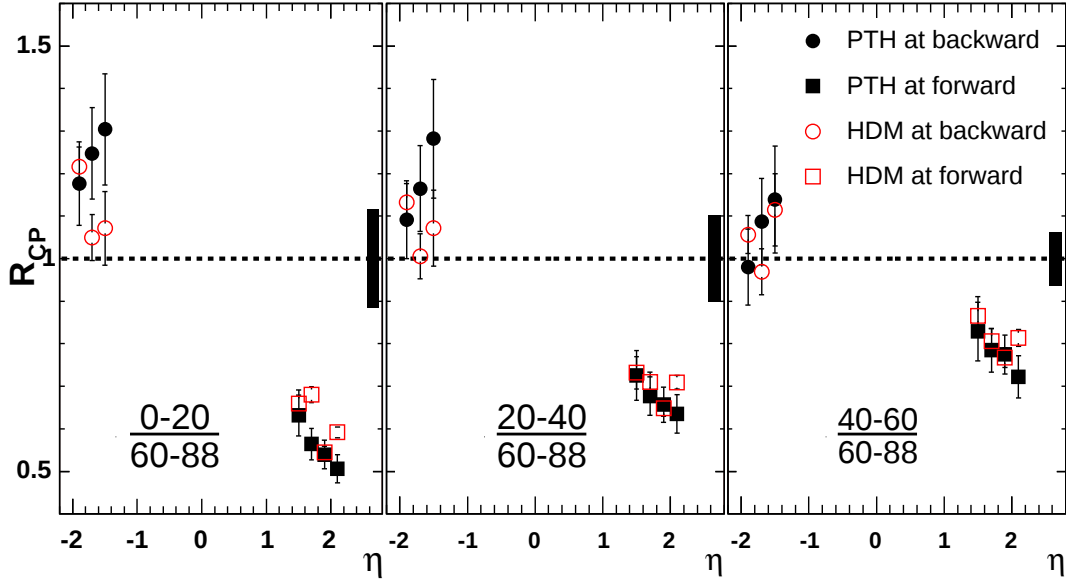


Рис. 22: Фактор ядерной модификации R_{cp} (PHENIX) в области $p_T = 1.5 \div 4.0$ ГэВ/с как функция η для dAu -столкновений на RHIC. Область $\eta = 1.4 \div 2.2$ ГэВ/с соответствует направлению дейтронного пучка, а область отрицательных $\eta < -1$ направлению ядра Au.

Пик Крони́на часто объясняется как следствие многократного взаимодействия партонов в дейтроне с ядром-мишенью. Некогерентное многократное рассеяние приводит к уширению партонного распределения по поперечному импульсу, что переходит в соответствующее уширение инклюзивного одночастичного спектра адронов. Это может объяснить пик Крони́на при средних быстротах, хотя неясно, объяснит ли это зависимость эффекта от сорта частиц. Кроме того, существующие модели предсказывают присутствие пика Крони́на при больших быстротах и рост уширения по p_T с ростом центральности при всех быстротах [87]. Это противоречит характерным тенденциям, наблюдаемым на RHIC.

Иллюстрации к данному разделу смотрите на рисунках 52-54.

5 Двухадронные азимутальные корреляции и струи

Выделение событий с образованием адронных струй в столкновении тяжелых ионов — задача трудная из-за большого вклада частиц от мягких процессов взаимодействия. События со струями особенно трудно выделять в АА-столкновениях. Проще измерять двухадронные корреляции по азимутальному углу между ними. При этом одна частица с большим поперечным импульсом $p_T(\text{trig})$ задается как триггер с азимутом, от которого отсчитывается угол $\Delta\phi$ другой частицы с меньшим значением $p_T(\text{assoc})$.

5.1 Прямой и обратный пики

Измерения STAR [65] азимутальных корреляций между двумя адронами с $p_T > 2$ ГэВ относительно триггерного адрона с $p_T(\text{trig}) > 4$ ГэВ показаны на рис. 23. Если рождается струя,

то корреляция по углу между триггерной и сопровождающей частицей будет усилена (виден пик) при $\Delta\phi \cong 0$, как это наблюдается для pp -, dAu - и $AuAu$ -столкновений. Адронные пары от двухструйных событий будут усиливать корреляцию также при $\Delta\phi \cong \pi$, как это видно для pp -столкновений на рис. 23 и 24. Принято называть корреляцию при $\Delta\phi \cong 0$ „прямым“, а при $\Delta\phi \cong \pi$ „обратным“ пиком двухчастичной корреляции. Обратный пик не проявляется для центральных $AuAu$ -столкновений на рис. 25. Отсутствие корреляций при $\Delta\phi \cong \pi$ для центральных $AuAu$ -столкновений свидетельствует о подавлении жестко рассеянных партонов или их фрагментов в плотной рожденной среде [65].

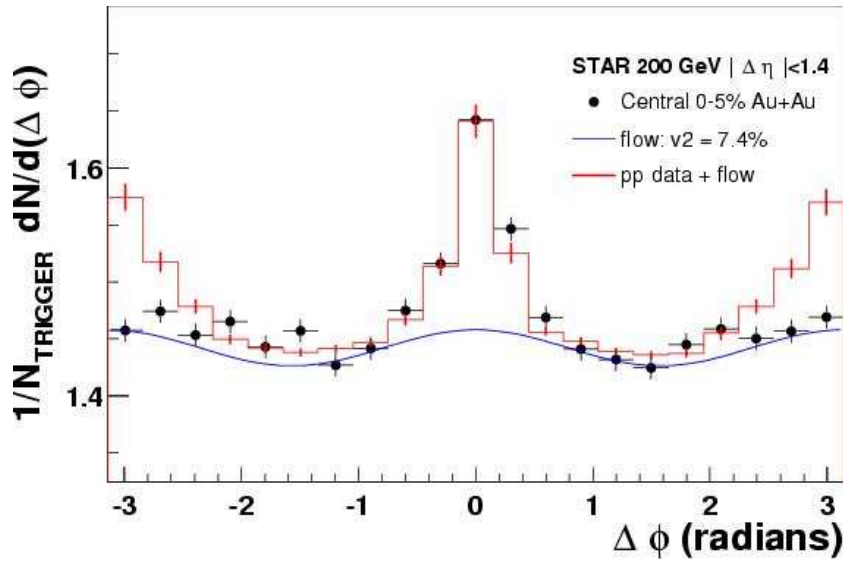


Рис. 23: Двухадронные азимутальные корреляции для pp -столкновений (гистограмма) и для центральных $AuAu$ -столкновений (точки) при $\sqrt{s} = 200A$ ГэВ. Плавная кривая — фон.

Двухадронная корреляция отсутствует при $\Delta\phi \cong \pi$, если триггерный адрон лежит вне плоскости реакции, и частично проявляется, если он расположен в плоскости реакции (рис. 25).

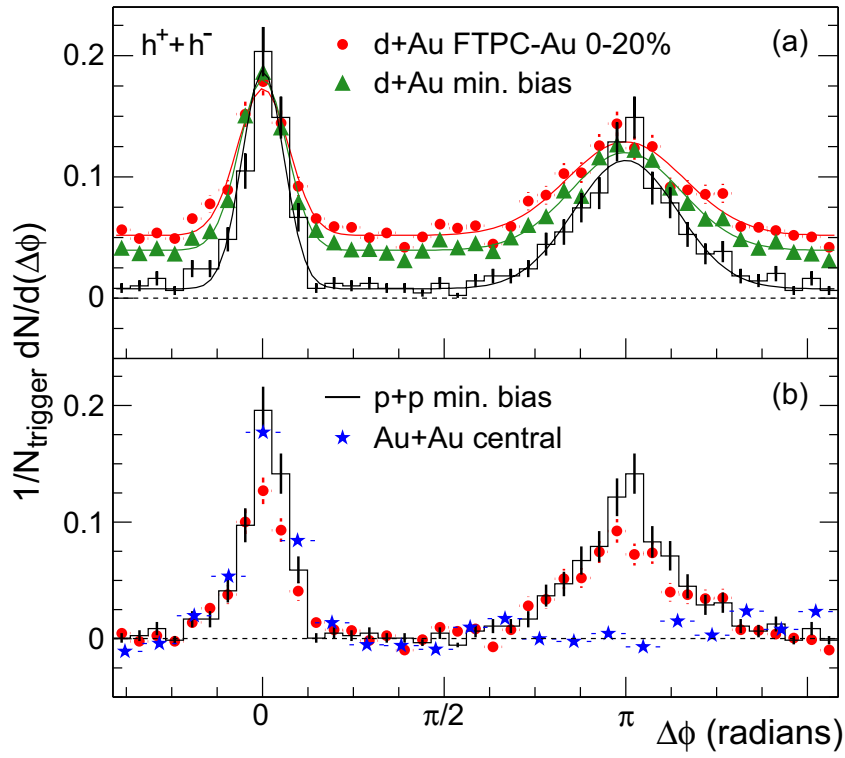


Рис. 24: Сравнение двухадронных азимутальных корреляции для pp -, dAu - и центральных $AuAu$ -столкновений при $\sqrt{s} = 200A$ ГэВ столкновений [65].

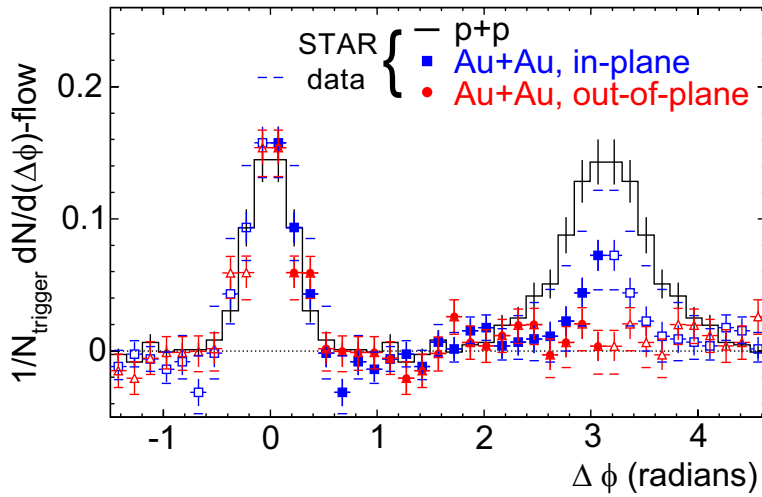


Рис. 25: То же, что на рис. 23, но для различных ориентаций триггерного адрона в азимутальных квадрантах относительно плоскости $AuAu$ -реакции.

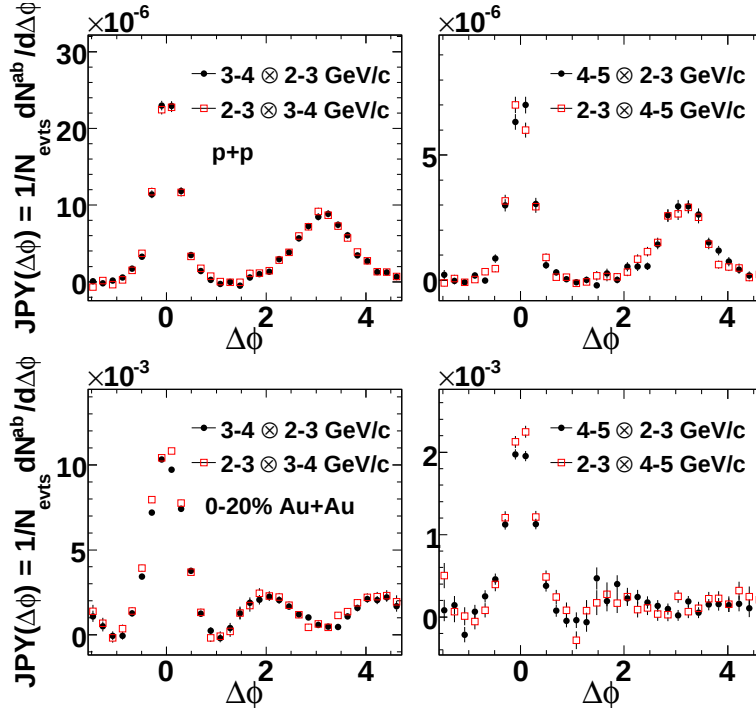


Рис. 26: Двухадронные азимутальные корреляции для pp - (два верхних рисунка), и для AuAu-столкновений (два нижних рисунка) при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ [88]. Черные квадраты: импульс триггерной частицы $p_T(\text{trig}) = 3 \div 4$ ГэВ/ c , импульс сопровождающей частицы $p_T(\text{assoc}) = 2 \div 3$ ГэВ/ c ; импульс триггерной частицы $p_T(\text{trig}) = 4 \div 5$ ГэВ/ c , импульс сопровождающей частицы $p_T(\text{assoc}) = 2 \div 3$ ГэВ/ c . Белые квадраты: импульс триггерной частицы $p_T(\text{trig}) = 2 \div 3$ ГэВ/ c , импульс сопровождающей частицы $p_T(\text{assoc}) = 3 \div 4$ ГэВ/ c ; импульс триггерной частицы $p_T(\text{trig}) = 2 \div 3$ ГэВ/ c , импульс сопровождающей частицы $p_T(\text{assoc}) = 4 \div 5$ ГэВ/ c .

Это соответствует картине, когда для событий с двумя струями одна струя образована партоном, не испытывавшим взаимодействия при прохождении среды, а другая — партоном, прошедшим через слой вещества этой среды. При этом, если первый партон вылетел с поверхности эллипсоидального сгустка среды в перпендикулярном направлении к плоскости реакции, то второй партон в двухструйном событии летит в противоположном направлении и проходит больший слой вещества, теряя больше энергии, и не образует пик адронной струи.

Такая картина является, конечно, упрощенной, и более тщательные и тонкие измерения показывают, что обратный пик струи не просто исчезает, а изменяет форму. В работе [88] проведено детальное исследование изменения формы обратного пика. На рис. 26 видно, что при определенном отборе с импульсами триггерной и сопровождающей частицы обратный пик деформируется и образуются два малых пика.

Было предсказано, что зависимость потери энергии партона от длины пробега существенно нелинейная. Ориентированные потери энергии будут зависеть от разной скорости расширения в плоскости реакции и вне её.

Энергетические потери партонов, летящих в противоположную сторону от триггерной частицы и проходящих через рожденную материю, должны проявиться в превышении мягких испущенных адронов для компенсации поперечного импульса, т.е. в умягчении спектра по p_T . На рис. 27 видно, что для pp - и периферических AuAu-столкновений среднее значение $\langle p_T \rangle$ велико, а для центральных столкновений (большая множественность) $\langle p_T \rangle$ уменьшается до 0.7 ГэВ/с, хотя и остается больше, чем в инклюзивном спектре.

Таким образом, даже среднежесткие партоны, проходящие через среду, дают вклад в установление равновесия рожденной среды. Тогда быстрое достижение термализации за счет множественного партон-партонного взаимодействия на ранней стадии

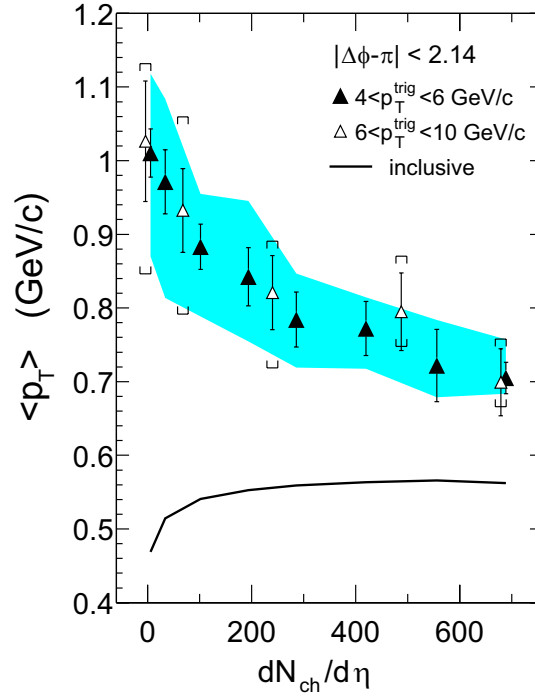


Рис. 27: Среднее значение $\langle p_T \rangle$, связанное с адронами, летящими в противоположную сторону от триггерной частицы, в AuAu- и в pp -столкновениях (две самые левые точки). Черные треугольники — при $p_T = 4 \div 6$ ГэВ, белые — при $p_T = 6 \div 10$ ГэВ [89]. Сплошная линия — для инклюзивного спектра в AuAu-столкновениях.

столкновения не удивительно.

Выход адронных фрагментов от высоко энергичных первичных партонов сильно изменяется на RHIC и ожидается, что они будут сильно изменяться на LHC. Любая модель, претендующая на динамическое описание среды, должна учесть изменение фрагментации партона в рожденной среде на примере струй и струеподобных наблюдаемых. Измерение струй в столкновении тяжелых ионов чувствительно к тому, как они поглощаются в среде и как они уравниваются кинетически и химически. С другой стороны, модификация фрагментации струй даст информацию о свойствах среды.

Партонная фрагментация приводит к разнообразным распределениям по множественности. Выбор любой частицы для отбора струеподобных наблюдаемых приводит к искажению информации о фрагментации партонов. Например, типичный инклюзивный спектр адронов с $p_T > 20 \div 10$ ГэВ соответствует адронам, уносящим $\sim 3/4$ энергии родительского партона. И наоборот, лидирующий адрон в струе с энергией 100 ГэВ, иницируемый легким партоном, в среднем уносит только $\sim 1/4$ энергии струи просто потому, что фрагментация этой струи не искажается отбором данной частицы.

В рожденной среде может возникнуть дополнительное искажение, связанное с отбором триггерной частицы с высоким p_T . Например, при сильной потере энергии конечного состояния триггерные частицы отбирают частицы в основном на краях ядерной области перекрытия. Родительские партоны этих адронов имели малую длину пробега в среде и малую потерю энергии партона [90]. Триггирование высокоэнергичных адронов и требование, чтобы струя могла привести к структурам в распределении мягких частиц, могут оказаться несовместимыми.

Эти общие рассуждения вынуждают нас различать далее „истинные“ струи, струеподобные корреляции и мягкие струк-

туры, обычно связываемые с триггированием частиц с высокими p_T .

Измерение „истинных“ струй, т.е. измерение следов фрагментации родительского партона с высокой энергией E_T обычно не выполняется в столкновениях тяжелых ионов. Для данных RHIC погашение струй относится к подавлению одночастичных инклюзивных спектров адронов и к корреляциям частиц с высокими p_T .

Заметим, что корреляции частиц, триггированных частицей с высоким p_T , возможно не будут чувствительны к свойствам среды. Это замечание справедливо, если триггерная частица с высоким p_T отбирает подсистему фрагментов струи, которая вылетела с поверхности среды с минимальным искажением. Аналогичное замечание относится к поперечному распределению и адрোসоставу струи.

5.2 Струеподобные корреляции частиц

Существует класс измерений, в которых триггерный адрон с высоким p_T^{trig} коррелирует с сопровождающими адронами в зависимости от их поперечного импульса p_T^{assoc} и от азимутального угла $\Delta\phi$ с триггерной частицей. Назовем их струеподобными корреляциями, если p_T^{assoc} относительно велик, скажем $p_T^{\text{assoc}} > 2$ ГэВ/с, при этом $p_T^{\text{trig}} > p_T^{\text{assoc}}$.

Общие тенденции, обнаруженные на RHIC, следующие:

1. Близлежащие струеподобные корреляции в AuAu не зависят от центральности и аналогичны корреляциям в pp - или в dA -столкновениях.

В pp - и в AuAu-столкновениях близлежащие, т.е. с малыми $\Delta\phi$, корреляции двух частиц дают пик, характерный для процессов с жестким рассеянием. При сравнении с данными в pp -столкновении выход триггерных частиц с высокими p_T уменьшается примерно в 5 раз от периферических к центральным

в ядро-ядерных столкновениях на RHIC. И наоборот, струеподобные двухчастичные корреляции не зависят существенно от центральности. Для достаточно высокого порога триггерной частицы $8 \text{ ГэВ}/c < p_T^{\text{trig}} < 15 \text{ ГэВ}/c$ выход и $\Delta\phi$ ширина для близлежащих корреляций нечувствительны к центральности AuAu-столкновений и совпадают с измерениями в $d\text{Au}$ [95]. То же самое наблюдается для более низких порогов триггерной частицы [96]. Другие свойства струеподобных триггерных корреляционных функций, такие как отношение равных и противоположных знаков пар частиц в этих корреляциях [96], не зависят от центральности столкновения и подобны данным в pp -столкновениях (см. рис. 28).

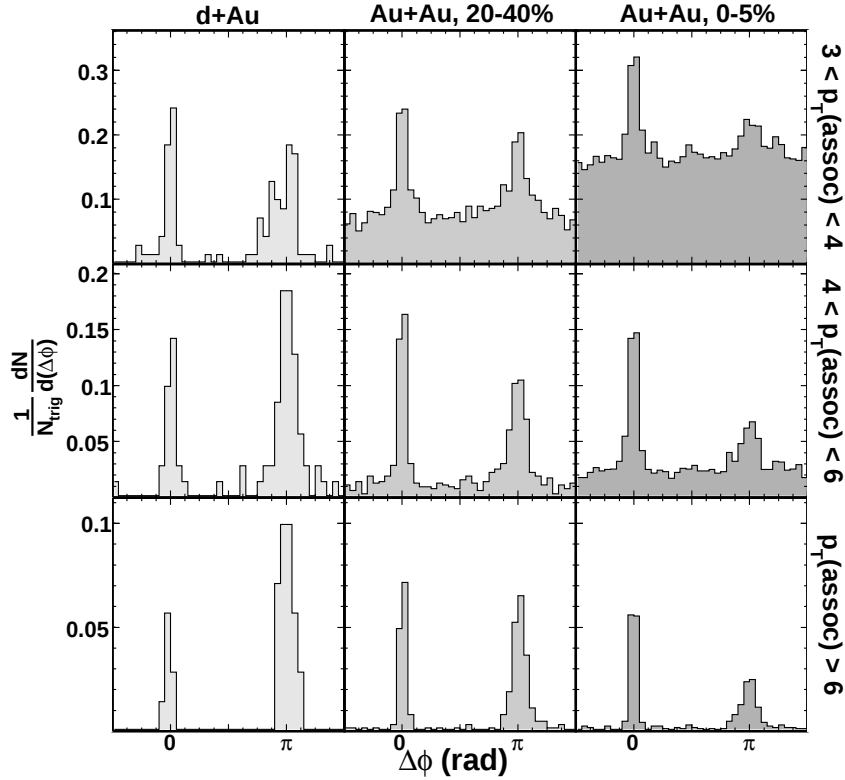


Рис. 28: Азимутальная корреляция заряженных адронов для $8 \text{ ГэВ}/c < p_T^{\text{trig}} < 15 \text{ ГэВ}/c$ в $d\text{Au}$ - и AuAu -столкновениях с центральностями 20–40% и 0–5%.

2. Выход струеподобных корреляций обратного пика уменьшается с ростом центральности, но их ширина почти не изменяется.

Для триггеров с промежуточными p_T ($4 \text{ ГэВ}/c < p_T^{\text{trig}} < 6 \text{ ГэВ}/c$) и для сопровождающих частиц с $p_T^{\text{assoc}} > 2 \text{ ГэВ}/c$ интенсивность корреляции обратного пика уменьшается как функция центральности. С увеличением порога триггерной частицы струеподобная структура корреляций обратного пика появляется снова, но ее выход сильно уменьшается с центральностью (рис. 29). Структура корреляций обратного пика не проявляет азимутального уширения [95, 97].

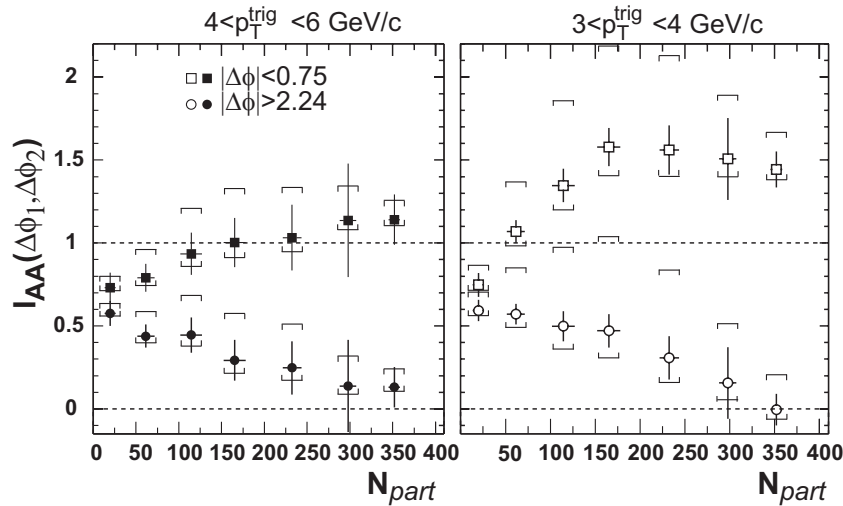


Рис. 29: Отношение выхода двухчастичной корреляции в AuAu к pp в зависимости от центральности в AuAu-столкновениях.

Перечисленные закономерности качественно соответствуют схематическому механизму „триггер без искажения“ основанному на следующей картине. Если адрон триггируется с высоким значением p_T^{trig} , то это лидирующий адрон партонного ливня, который проходит через среду без существенного искажения своих характеристик. С другой стороны, если партонный ливень значительно искажается средой, то энергия лидирую-

щего фрагмента уменьшается в такой степени, что маловероятно найти его как фрагмент с высоким p_T . Эта картина „триггер без искажения“ может рассматриваться как экстремальная форма триггерного отбора: триггер отбирает подкласс немодифицированных партонных фрагментов, а модификация средой устанавливается исключительно в уменьшении выхода частиц в области обратного пика. Эта картина объясняет сильное уменьшение выхода триггерных частиц, характеризуемое фактором ядерной модификации, как и подавление выхода корреляций обратного пика. Она также может объяснить отсутствие уширения прямого и обратного пиков тем, что пара частиц в струеподобной корреляции принадлежит партонным ливням, прошедшим среду без существенного взаимодействия и без признаков индуцированного средой уширения. Такая картина также качественно объясняет такие тонкие черты в данных, как одинаковые зависимости выхода частиц в корреляциях прямого пика от эффективной фрагментационной переменной $z_T = p_T^{\text{assoc}}/p_T^{\text{trig}}$ в $d\text{Au}$ - и $\text{Au}+\text{Au}$ -столкновениях независимо от центральности. В корреляциях обратного пика выход частиц уменьшается с центральностью, но демонстрирует тот же наклон по z_T [97].

Соответствует ли механизм „триггер без искажения“ динамике радиационного излучения? Можно заметить, что для быстро падающего p_T -спектра партонов события с большими p_T заполняются в основном адронами, чьи родительские партоны не потеряли свою энергию в среде [98]. Другими словами, адроны, чьи партоны-источники теряют свою энергию в среде, должны накапливаться в событиях по p_T на нижней границе значений p_T , где их выход статистически очень мал. Недавний учет радиационных потерь энергии партонами качественно объясняет такую возможность двумя причинами [99, 100, 101]. Во-первых, даже для плотных сред модели допускают заметную вероятность того, что партонный ливень проходит через среду неискаженным. Во-вторых, распределение лидирующих фрагментов в

партонном ливне оказывается очень хрупким, если партонный ливень взаимодействует со средой. Таким образом, текущие модели содержат необходимые элементы для механизма „триггер без искажения“ Но есть вопросы, на которые пока нет ответов. Например, будет ли искажаться корреляция пар частиц обратного пика в направлениях, перпендикулярных плоскости столкновения, где ни триггер, ни сопровождающая частица не проходят значительного слоя среды [102, 103].

Механизм „триггер без искажения“ — рабочая гипотеза, которая поддерживается экспериментальными данными RHIC и современными моделями. Чтобы подтвердить этот механизм (или скорее заменить его на картину постепенного проявления потери партонной энергии в корреляциях), нужно исследовать корреляции частиц с малыми p_T^{assoc} , потому что триггерная частица с p_T^{trig} , не зависящая от фрагментации в среде, должна сопровождаться выходом частиц при достаточно малых значениях p_T^{assoc} . На RHIC при самых низких $p_T^{\text{assoc}} < 2$ ГэВ/с для AuAu-столкновений действительно можно наблюдать усиление выхода корреляций с ясным указанием уширения обратного пика. Однако в кинематической области $p_T^{\text{assoc}} < 2$ ГэВ/с трудно отстроиться от большой множественности фона в событии от других механизмов.

Измерения корреляций с триггерной частицей, которые покажут влияние среды на множественность струи обратного пика с $p_T^{\text{assoc}} < 2$ ГэВ/с, дают только ограниченную возможность исследовать фрагментацию подавленных струй за исключением случая, когда можно продемонстрировать, что искажение триггером не важно и что эти струеподобные корреляции характерны для партонного ливня, модифицированного средой. Более широкая кинематическая область на LHC позволит положить конец этим вопросам. Струя с поперечной энергией $E_T = 200$ ГэВ в среднем будет иметь ~ 7 заряженных адронов с $p_T^{\text{assoc}} > 5$ ГэВ/с. Хотя струеподобные корреляции, основанные на од-

ной триггерной частице, будут искажать черты фрагментации струи, можно ожидать, что распределение сопровождающих частиц продемонстрирует влияние среды (p_T -уширение и усиление выхода) в широком интервале p_T^{assoc} .

5.3 Подложка-шлейф и трехчастичные корреляции

Отбор событий с триггерной частицей с высоким p_T искажает информацию о событии. Например, в сравнении с данными без отбора в pp -столкновениях отбор увеличивает множественность мягкого события $\cong$ в 2 раза. Жесткий партон сидит на „подложке“ которая имеет широкое распределение по быстрой [104]. В пертурбативной КХД ожидается, что такая подложка существует, т.к. процессы с большими Q^2 сопровождаются радиацией начального состояния с широким распределением по быстрой и с дополнительными адронами с малыми p_T . Кроме этого, многократные партонные взаимодействия также могут давать вклад в подложку [105].

Один из кандидатов такой структуры — шлейф (см. рис. 30). Триггерная частица сопровождается дополнительным адронным

вкладом в некотором интервале промежуточных p_T^{assoc} только в области прямого пика. Эта дополнительная множественность частиц широка по быстрой и отсутствует в области обратного пика. p_T^{assoc} -зависимость частиц в шлейфе и от адронной струи разная (см. рис. (31)). Спект для шлейфа мягче (наклон спектра больше), чем для частиц от струи. Он близок к наклону распределения в инклюзивном спектре. Шлейф присутствует при самых больших импульсах триггерной частицы $8 < p_T^{\text{assoc}} < 12$ ГэВ/с. Это означает, что заметный вклад во множественность частиц в шлейфе связан с рождением струи, но их свойства определяются средой, в которой теряется энергия партона, образующего струю.

Например, триггирование частицы с высокими p_T отбирает точку взаимодействия, которая преимущественно будет лежать не в центре области столкновения, а дальше по направлению p_T триггерной частицы. В этой точке в поперечной плоскости также ожидается поперечный коллективный поток в направлении триггерной частицы. Поэтому любой дополнительный адронный вклад начального состояния, связанный с этим триггером, может интерпретироваться как поперечный поток в области прямого пика.

Картина, описанная выше, является иллюстрацией того, что, если измеряются p_T^{assoc} , сравнимые с импульсами их основной массы множественности, то исследование модифицированных средой струй не может быть ограничено только изменением струй в конечной стадии фрагментации партона [106]. Для низких p_T^{assoc} будет трудно установить, какая часть адронов испускается от фрагментации и какая часть энергии потеряна жестким партоном в конечном состоянии.

Отметим, что проекция двумерного углового распределения по φ и θ на одну переменную искажает информацию о форме пика. В работе [107] представлены измерения трехчастичной корреляции (см. рис. 32). Для обратного пика распределение частиц при $\theta = 120 \div 180$ по углу φ не равномерно, а имеет максимумы при $\delta\varphi = 0 \pm \pi/2, \pi$. В теоретических работах широко обсуждается кольцеобразная форма обратного пика как проявление и глюонного черенкового излучения партона при прохождении через плотную среду [108, 109, 110, 111, 112], и ударных волн Маха в среде [113, 114, 115, 116, 117].

Сложным в методическом плане является вопрос о выделении кольцеобразных структур в двумерном угловом распределении частиц. Этот вопрос не может быть решен обычными алгоритмами, применяемыми для выделения адронных струй. В работах [108, 118, 119] предложен новый метод, основанный на вейвлет-преобразовании и позволяющий выделять события

с кольцами в угловом распределении частиц.

Широкая структура в области корреляций обратного пика не сохраняется для высоких p_T^{assoc} , а видна только в узком интервале малых поперечных импульсов. В режиме отбора событий с низкими p_T^{assoc} на характерные черты распределений сопровождающих частиц могут влиять радиальный поток, анизотропный поток, радиация в начальном состоянии и эффекты искажения триггером. Столкновения тяжелых ионов на ЛНС смогут прояснить понимание динамики таких мягких структур, связанных с триггерной частицей с высокими p_T , так как ожидается, что адронный вклад от начального и конечного состояний существенно увеличится и проявит себя в широком интервале импульсов p_T^{assoc} .

Иллюстрации к данному разделу смотрите на рисунках 55-57.

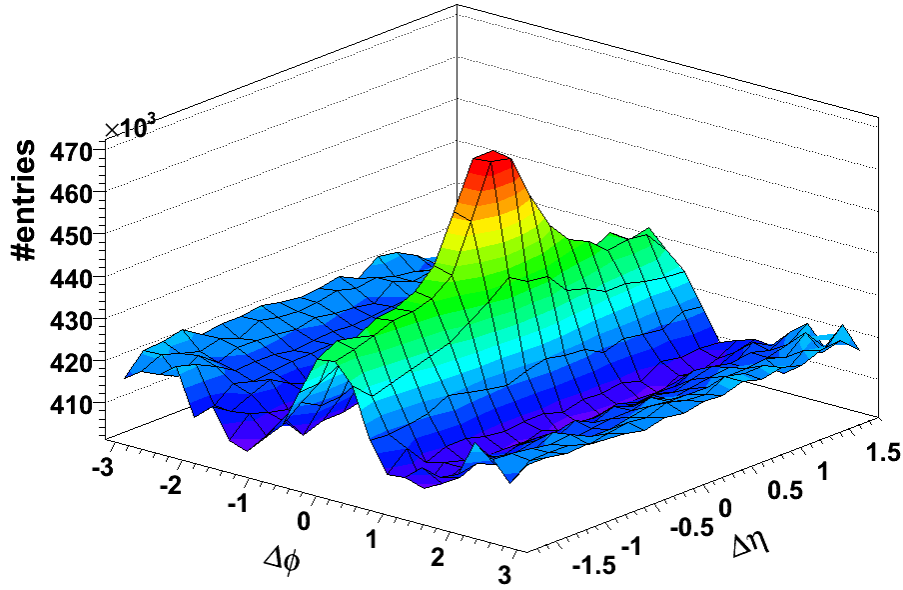


Рис. 30: Двумерное распределение по $\Delta\phi$ и $\Delta\eta$ двух частиц корреляции в AuAu-столкновениях при 200 ГэВ [120]. Отбор событий с поперечными импульсами триггерной $3 < p_T^{\text{trig}} < 4$ ГэВ/с и сопровождающей частиц $p_T^{\text{assoc}} > 2$ ГэВ/с.

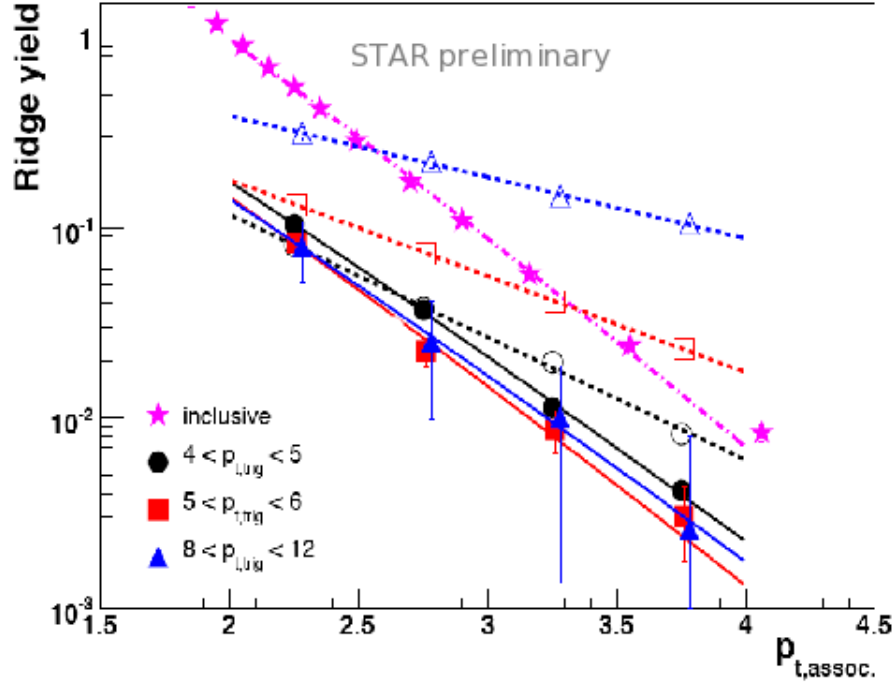


Рис. 31: Выход частиц в области шлейфа (заполненные значки) и в области пика от адронной струи (полые значки) в зависимости от p_T^{assoc} при различных значениях p_T^{trig} для центральных $0 \div 5\%$ AuAu-столкновений [120]. Инклюзивный спектр обозначен звездочками.

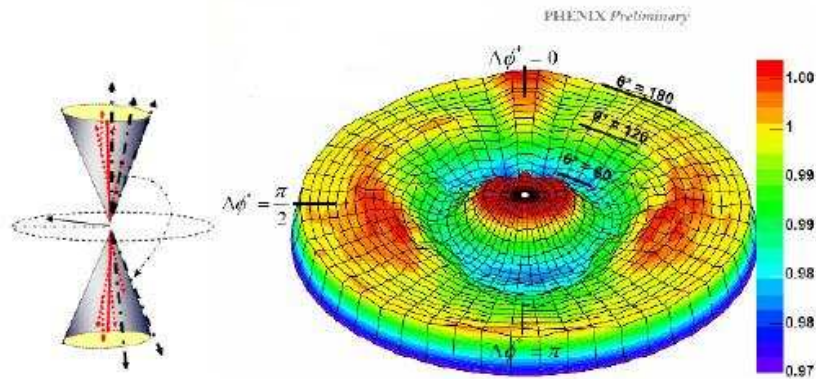


Рис. 32: Трехчастичные корреляции для заряженных частиц в AuAu-столкновениях [107]. Координатная система (слева) и полная корреляционная поверхность (справа).

6 Вместо заключения

Экспериментальные работы на коллайдере RHIC дали много новых и неожиданных результатов.

При столкновении ультрарелятивистских ядер за короткое время возникает термодинамическое равновесие в среде с высокой плотностью энергии. Эта среда отличается от обычной ядерной материи. Сильное взаимодействие конститuentов (партонов) придает этой среде свойства, близкие к фазе жидкости. Эти свойства проявляются в анизотропном азимутальном распределении частиц относительно угла плоскости реакции как для мезонов, так и для барионов, что свидетельствует о термализации на кварковом уровне. Сильно взаимодействующая с пролетающими партонами среда приводит к подавлению выхода адронов с большими поперечными импульсами и к деформации формы обратного пика в двухчастичных азимутальных корреляциях.

Таким образом, экспериментально подтверждается образование хромодинамического вещества со свойствами, существенно отличающимися от обычной ядерной материи. Наступает период перехода от фазы первых наблюдений к фазе углублённого изучения свойств хромодинамического вещества как на RHIC так и на LHC.

Благодарности

Автор искренне благодарен коллективу лаборатории адронных взаимодействий ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ за плодотворные обсуждения и Н.П.Карпинской за помощь в редактировании текста.

7 Литература

Список литературы

- [1] J. Adams *et al.*, Nucl. Phys. A **757**, 102 (2005).
- [2] I. Arsene *et al.*, Nucl. Phys. A **757**, 1 (2005).
- [3] K. Adcox *et al.*, Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005).
- [4] B. Back *et al.*, Nucl. Phys. A **757**, 28 (2005).
- [5] F. Karsch, Nucl. Phys. A **698**, 199 (2002).
- [6] Z. Fodor, 4th International Workshop on Critical Point and Onset Deconfinement, Darmstadt, Germany, 9-13 Jul 2007, arXiv:0712.2930.
- [7] E.V. Shuryak, Proceedings of Int. Conf. Modern developments in nuclear physics, Novosibirsk, p. 157-165. (1987)
E.V. Shuryak, Proceedings of Int. Conf. Cosmic ray, Moscow, vol. 9, 34-38 (1987)
- [8] M.Gyulassy, Structure and dynamics of elementary matter, Camyuva-Kemer, p. 159-182 (2003), nucl-th/0403032.
- [9] M. Gyulassy and L. McLerran, Nucl. Phys. A **750**, 30 (2005).
- [10] В. М. Емельянов, С. Л. Тимошенко и М. Н. Стриханов, Введение в релятивистскую ядерную физику, — М.: Физматлит, 2004.
- [11] С. Y. Wong, Introduction to High Energy Heavy Ion Collisions, World Scientific, Singapore-New Jersey-London-Hong Kong, 1994.
- [12] D. d’Enterria, J. Phys. G **34**, S53 (2007).

- [13] STAR Collab. (N. S. Borghini and U. A. Wiedemann), J. Phys. G: **35**, 023001 (2008), arXiv:0707.0564.
- [14] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).
- [15] J.-Y. Ollitrault, Eur. J. Phys. **29**, 275 (2008).
- [16] J. M. Butterworth and T. Carli, hep-ph/0408061 (2004).
- [17] J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang and E. Yen, Phys. Rev. **188**, 2159 (1969).
- [18] N. Armesto, C. A. Salgado and U. A. Wiedemann, Phys. Rev. Lett. **94**, 022002 (2005), hep-ph/0411341.
- [19] PHENIX Collab. (S. S. Adler *et al.*), Phys. Rev. C **61**, 034908 (2005).
- [20] STAR Collab. (R. Sahao *et al.*), Rom Rep. Phys. **58**, 055 (2006).
- [21] PHOBOS Collab. (B. B. Back *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 052303 (2003).
- [22] PHOBOS Collab. (B. B. Back *et al.*), Phys. Rev. C **74**, 021901 (2006).
- [23] D. d’Enterria and D. Peressounko, Eur. Phys. J. C **46**, 451 (2006).
- [24] P. F. Kolb and U. Heinz, Quark Gluon Plasma **3**, eds. R. C. Hwa and X. N. Wang (World Scientific, Singapore, 2003), 634 (2003).
- [25] PHOBOS Collab. (B. B. Back *et al.*), Phys. Rev. Lett. **97**, 012301 (2005).
- [26] J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **46**, 229 (1992).

- [27] ALICE Collab. (B. Alessandro *et al.*), J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **32**, 1295 (2006).
- [28] R. Snellings, Heavy Ion Phys. **21**, 237 (2004).
- [29] PHENIX Collab. (S. S. Adler *et al.*), Phys. Rev. Lett. **94**, 232302 (2005).
- [30] S. A. Voloshin, Nucl. Phys. A **715**, 379c (2003).
- [31] R. S. Bhalerao, J.-P. Blaizot, N. Borghini and J.-Y. Ollitrault, Phys. Lett. B **627**, 49 (2005).
- [32] H. J. Drescher *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 024905 (2007).
- [33] N. Borghini and J.-Y. Ollitrault, Phys. Lett. B **642**, 227 (2006).
- [34] STAR Collab. (J. Adams *et al.*), Phys. Rev. Lett. **92**, 062301 (2004).
- [35] STAR Collab. (B. I. Abelev *et al.*), Phys. Rev. C **77**, 054901 (2008).
- [36] G. Kh. Eyyubova *et al.*, CMS Analysis Note 2007/004 (2007), ЯФ **71**, вып. 12, 1 (2008).
- [37] N. Borghini, P. M. Dinh and J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. C **64**, 054901 (2001).
- [38] J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **46**, 229 (1992); A. Bilandzic *et al.* arXiv:0801.3915.
- [39] R. S. Bhalerao, N. Borghini, J.-Y. Ollitrault, nucl-th/0310016.
- [40] STAR Collab. J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 052302 (2004).
- [41] PHENIX Collab. S. S. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 182301 (2003).

- [42] D. Teaney, Phys. Rev. C **68**, 034913 (2003); nucl-ex/0609025.
- [43] D. Molnar and M. Gyulassy, Nucl. Phys. A **697**, 495 (2002); nucl-th/0104073.
- [44] R. A. Lancey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 092301 (2007); nucl-ex/0609025.
- [45] D. Teaney, J. Lauret and E. V. Shuryak, nucl-th/0110037 (2001).
- [46] U. W. Heinz and P. F. Kolb, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **30**, S1229 (2004).
- [47] R. S. Bhalerao, J.-P. Blaizot, N. Borghini and J.-Y. Ollitrault, Phys. Lett. B **627**, 49 (2005).
- [48] PHENIX Collab. A. Adare *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 162301 (2007).
- [49] D. Teaney, Phys. Rev. C **68**, 034913 (2003).
- [50] G. Bureau, J. Bleibel, C. Fuchs, A. Faessler, L. V. Bravina and E. E. Zabrodin, Phys. Rev. C **71**, 054905 (2005).
- [51] Y. Lu *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **32**, 1121 (2006).
- [52] N. Borghini and J.-Y. Ollitrault, Phys. Lett. B **642**, 227 (2006).
- [53] M. Csanád *et al.*, nucl-th/0512078 (2005).
- [54] B. Zhang, L. W. Chen and C. M. Ko, Phys. Rev. C **72**, 024906 (2005).
- [55] Z-W. Lin and D. Molnár, Phys. Rev. C **68**, 044901 (2003).
- [56] H. van Hees, V. Greco and R. Rapp, Phys. Rev. C **73**, 034913 (2006).

- [57] T. Hirano, arXiv:074.1699 [nucl-th] (2007).
- [58] T. Hirano, U. W. Heinz, D. Kharzeev, R. Lacey and Y. Nara, Phys. Lett. B **636**, 299 (2006).
- [59] P. Jacobs and X. N. Wang, Prog. Part. Nucl. Phys. **54**, 443 (2005).
- [60] A. Bialas *et al.*, Nucl. Phys. B **111**, 461 (1976).
- [61] J. W. Cronin *et al.*, Phys. Rev. D **11**, 3105 (1975).
- [62] BRAHMS Collab. (I. Arsene *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 072305 (2003).
- [63] PHENIX Collab. (S. S. Adler *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 072303 (2003).
- [64] PHOBOS Collab. (B. B. Back *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 072302 (2003).
- [65] STAR Collab. (J. Adams *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003).
- [66] X. N. Wang, Phys. Rep. **280**, 287 (1997); M. Lev and B. Petersson, Z. Phys. C **21**, 155 (1987); T. Ochiai *et al.*, Prog. Theor. Phys. **75**, 288 (1986).
- [67] STAR Collab. (J. Adams *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 172302 (2003).
- [68] PHOBOS Collab. (B. B. Back *et al.*), Phys. Rev. Lett. **94**, 082304 (2005).
- [69] PHENIX Collab. (S. S. Adler *et al.*), Phys. Rev. Lett. **96**, 202301 (2006).
- [70] BRAHMS Collab. (I. Arsene *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 072305 (2003).

- [71] PHENIX Collab. (S. S. Adler *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 072303 (2003).
- [72] PHOBOS Collab. (B. B. Back *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 072302 (2003).
- [73] STAR Collab. (J. Adams *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003).
- [74] PHENIX Collab. (M. Shimomura *et al.*), Nucl. Phys. A **774**, 457 (2006).
- [75] PHENIX Collab. (S. S. Adler *et al.*), nucl-ex/0611007 (2006).
- [76] PHENIX Collab. (T. Isobe *et al.*), nucl-ex/0701040 (2007).
- [77] F. Arleo, JHEP **0609**, 015 (2006).
- [78] STAR Collab. (B. I. Abelev *et al.*), Phys. Rev. Lett. **97**, 152301 (2006).
- [79] D. E. Kharzeev, arXiv:0809.3000 [hep-ph]
- [80] STAR Collab. (B. I. Abelev *et al.*), nucl-ex/0607012.
- [81] R. Baier, D. Schiff and B. G. Zakharov, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50**, 37 (2000).
- [82] A. Kovner and U. A. Wiedemann, in Quark Gluon Plasma **3**, eds. R.C.Hwa and X.N.Wang (World Scientific, Singapore, 2004) 192 (2004).
- [83] M. Gyulassy, I. Vitev, X. N. Wang and B. W. Zhang, in Quark Gluon Plasma **3**, eds. R.C.Hwa and X.N.Wang (World Scientific, Singapore, 2004) 123 (2004).
- [84] BRAHMS Collab. (I. Arsene *et al.*), Phys. Rev. Lett. **93**, 242303 (2004).

- [85] PHOBOS Collab. (B. B. Back *et al.*), Phys. Rev. C **70**, 061901 (2004).
- [86] PHENIX Collab. (S. S. Adler *et al.*), Phys. Rev. C **94**, 082302 (2005).
- [87] I. Vitev, Phys. Lett. B **562**, 36 (2003).
- [88] PHENIX Collab. (A. Adare *et al.*), Phys. Rev. C **78**, 014901 (2008).
- [89] STAR Collab. (F. Wang *et al.*), J. Phys. G **30**, S1299 (2004);
STAR Collab. (J. Adams *et al.*), nucl-ex/0501016.
- [90] B. Müller, Phys. Rev. C **67**, 061901 (2003).
- [91] N. Borghini and U. A. Wiedemann, hep-ph/0506218 (2005).
- [92] S. Pal and S. Pratt, Phys. Lett. B **574**, 21 (2003).
- [93] T. Renk and J. Ruppert, Phys. Rev. C **72**, 044901 (2005).
- [94] S. Sapeta and U. A. Wiedemann, preprint in preparation (2007).
- [95] STAR Collab. (J. Adams *et al.*), Phys. Rev. Lett. **97**, 162301 (2006).
- [96] STAR Collab. (C. Adler *et al.*), Phys. Rev. Lett. **90**, 082302 (2003).
- [97] STAR Collab. (D. Magestro), Nucl. Phys. A **774**, 573 (2006).
- [98] R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, A. H. Mueller and D. Schiff, JHEP **0109**, 033 (2001).
- [99] A. Dainese, C. Loizides and G. Paic, Eur. Phys. J. C **38**, 461 (2005).

- [100] K. J. Eskola, H. Honkanen, C. A. Salgado and U. A. Wiedemann, Nucl. Phys. A **747**, 511 (2005).
- [101] T. Renk, J. Ruppert, C. Nonaka and S. A. Bass, Phys. Rev. C **75**, 031902 (2007).
- [102] T. Renk and K. J. Eskola, Phys. Rev. C **75**, 054910 (2007).
- [103] C. Loizides, Eur. Phys. J. C **49**, 339 (2007).
- [104] UA1 Collab. (G. Arnison *et al.*), Phys. Lett. B **132**, 214 (1983).
- [105] T. Sjöstrand and M. van Zijl, Phys. Rev. D **36**, 2019 (1987).
- [106] S. A. Voloshin, Phys. Lett. B **632**, 490 (2006).
- [107] PHENIX Collab. (N. N. Ajitanand), Nucl. Phys. A **783**, 519 (2007).
- [108] I. M. Dremin, JETP Lett. **30**, 140 (1979); I. M. Dremin, Sov. J. Nucl. Phys. **33**, 726 (1981).
- [109] I. M. Dremin *et al.*, Phys. Lett. B **499**, 97 (2001).
- [110] I. M. Dremin, Nucl. Phys. A **767**, 233 (2006).
- [111] I. M. Dremin, Int. J. Mod. Phys. A **22**, 3087 (2007).
- [112] V. Koch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 172302 (2006).
- [113] H. Stöcker *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **4**, 133 (1980).
- [114] H. Stöcker, Nucl. Phys. A **750**, 121 (2005).
- [115] B. Bauchle *et al.*, submitted to Phys. Rev. C, arXiv:nucl-th/0710.1476 (2007).
- [116] B. Betz *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **16**, 3082 (2008).
- [117] J. Casalderrey-Solana *et al.*, Nucl. Phys. A **774**, 577 (2006).

- [118] V. L. Korotkikh and G. Kh. Eyyubova, Moscow University Physics Bulletin **63**, 20 (2008).
- [119] I. M. Dremin *et al.*, J. Phys. G **35**, 095106 (2008)**16**, 3082 (2008), arXiv:0711.1657 (2007).
- [120] STAR Collab. (J. Putschke), J. Phys. G **34**, s679 (2007), nucl-ex/0701074 (2007).
- [121] STAR Collab. (K. H. Ackermann *et al.*), Nucl. Instr. & Meth. A **499**, 624 (2003).
- [122] PHENIX Collab. (K. H. Adcox *et al.*), Nucl. Instr. & Meth. A **499**, 469 (2003).
- [123] BRAHMS Collab. (K. H. Ackermann *et al.*), Nucl. Instr. & Meth. A **499**, 437 (2003).
- [124] PHOBOS Collab. (K. H. Ackermann *et al.*), Nucl. Instr. & Meth. A **499**, 603 (2003).
- [125] B. B. Back, J. Phys. Conf. Ser. **5**, 1 (2005), nucl-ex/0411012.
- [126] R. Glauber. High energy collisions theory. Lectures on theoretical physics, v 1. New York: Interscience Publ., 315 (1959).
- [127] D. Kharzeev, Nucl. Phys. A **715**, 35 (2003), nucl-th/0211083

Книги, полезные для начинающих изучать физику столкновений ультрарелятивистских ядер

1. Л. И. Сарычева, „Введение в физику микромира — физика частиц и ядер“. —М.: Физический факультет МГУ, 2008.
2. Л. И. Сарычева, „Физика высоких энергий и элементарных частиц“. —М.: Издательство КДУ, 2007.
3. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Н. П. Юдин „Частицы и атомные ядра“. —М.: ЛКИ, 2007.
4. И. М. Капитонов „Введение в физику ядра и частиц“. —М.: ЛКИ, 2007.
5. В. М. Емельянов, С. Л. Тимошенко, М. Н. Стриханов. „Введение в релятивистскую ядерную физику“. —М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.

8 Ссылки в Рунете

1. В. Л. Коротких. Электронная версия данного учебного пособия „Физика столкновений ультрарелятивистских ядер“ (pdf файл), 2008.

[http : //lav01.sinp.msu.ru/ ~ vlk/lect.PRNC.html](http://lav01.sinp.msu.ru/~vlk/lect.PRNC.html)

2. В. Л. Коротких. Иллюстрации к курсу лекций „Физика столкновений ультрарелятивистских ядер“, используемые автором во время чтения лекций, 2008.

[http : //lav01.sinp.msu.ru/ ~ vlk/lect.PRNC.html](http://lav01.sinp.msu.ru/~vlk/lect.PRNC.html)

- Программа. Обзор тем и иллюстрации
- Лекция 1. Основные понятия КХД
- Лекция 2. Кинематика при высоких энергиях
- Лекция 3. Эксперименты на RHIC и LHC
- Лекция 4. Модель Глаубера для pA -столкновений
- Лекция 5. Модель Глаубера для AA -столкновений
- Лекция 6. Кварк-глюонная плазма
- Лекция 7. Наблюдаемые зависимости от s , p_T и центральности столкновения
- Лекция 8.
- Наблюдаемые зависимости от псевдобыстроты
- Лекция 9. Наблюдаемые зависимости от ss , ss , химического потенциала
- Лекция 10. Наблюдаемые НВТ корреляции и размеры источника

- Лекция 11. Наблюдаемые 2-частичные корреляции
- Лекция 12. Наблюдаемая азимутальная анизотропия
- Лекция 13. Научный обзор из журнала
- Лекция 14. Обзорная завершающая лекция
Обзоры по физике столкновений ультрарелятивистских ядер, собранные автором.
[http : //lav01.sinp.msu.ru/ ~ vlk/lect.PRNC.html](http://lav01.sinp.msu.ru/~vlk/lect.PRNC.html)
- Reviews.

9 Приложения

9.1 Краткое описание экспериментальных установок на коллайдере RHIC

Коллайдер RHIC находится в Брукхейвенской национальной лаборатории (США) (см. рис. 34) и представляет собой туннель длиной 3.8 км, в котором расположены два идентичных кольца сверхпроводящих магнитов (400 диполей и 500 квадрупольей) с шестью точками пересечений. В четырех точках находятся экспериментальные установки STAR, PHENIX, BRAHMS и PHOBOS. На коллайдере ускоряются ядра (протоны) с максимальной энергией 100 (250) ГэВ на нуклон. Средняя светимость пучков для AA -столкновений составляет $L = 4 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} = 0.4 \text{ мб}^{-1} \text{ сек}^{-1}$.

Эксперимент STAR (рис. 34) имеет большую время-пролетную камеру (TPC) внутри соленоидального магнита с радиусом 260 см и магнитным полем 0.5 Т. Радиус TPC 200 см с полным перекрытием по азимутальному углу φ и с захватом по псевдобыстроте $|\eta| < 1.4$. TPC позволяет идентифицировать частицы по потерям dE/dx и восстанавливать вторичные вершины



Рис. 33: Фотография комплекса ускорителей RHIC в Брукгейвенской национальной лаборатории (США).

для слабо распадающихся частиц. Дополнительное измерение траекторий обеспечивается внутренними силиконовыми дрейфовыми детекторами при средних $|\eta|$ и торцевыми детекторами FTRC при $2.5 < |\eta| < 4$. Имеются дополнительные детекторы при „нулевом“ угле (ZDC) для специального отбора событий.

Фотоны и электроны измеряются баррельными и торцевыми калориметрами (ЕМС) в области $-1 < \eta < 2$ и для всех φ . Установка STAR позволяет изучать многочастичные корреляции, реконструировать струи в pp -столкновениях, а также измерять выход странных и очарованных частиц.

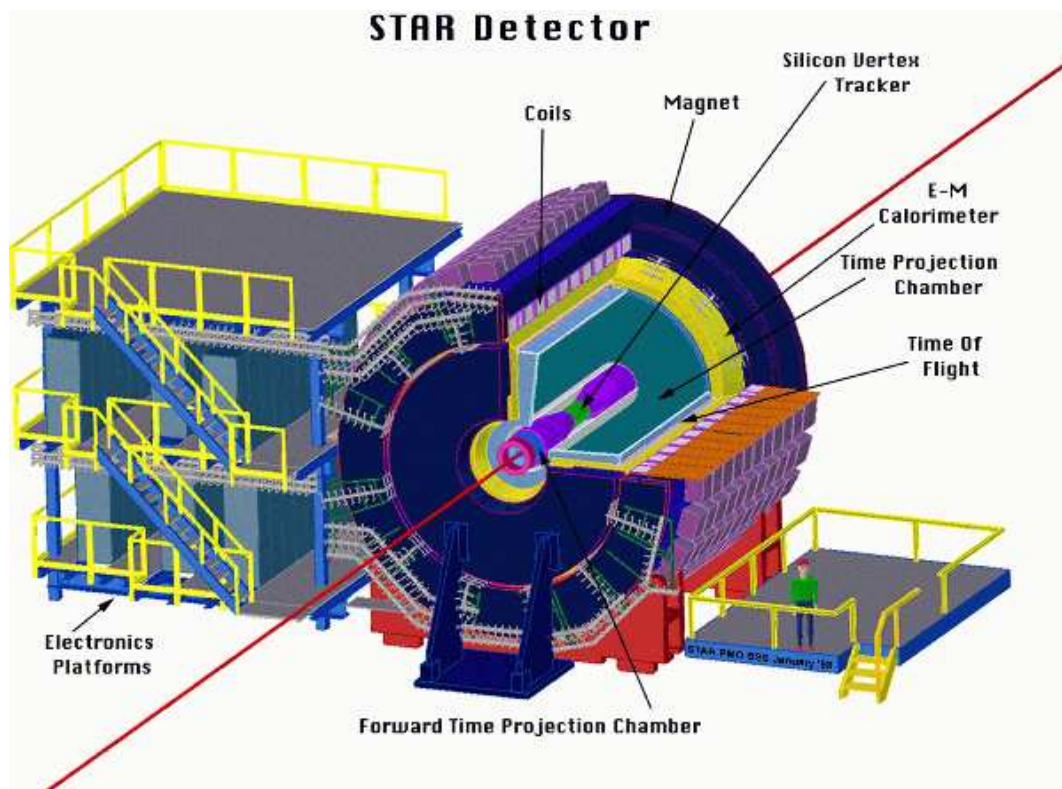


Рис. 34: Экспериментальная установка STAR на коллайдере RHIC. [121].

Эксперимент PHENIX (рис. 35) имеет хорошее разрешение по массе частиц и малую гранулированность детекторов из 13 подсистем (350000 каналов). Имеется 2 центральных спектро-

метра для электронов, фотонов и адронов в области $|\eta| < 0.35$, $\Delta\varphi = \pi$, 2 торцевых спектрометра для мюонов с $|\eta| = 1.15 \div 1.25$, $\Delta\varphi = \pi$. 4 глобальных внутренних детектора используются для триггирования и отбора событий по центральности столкновения. Два типа ЕМС измеряют фотоны и электроны (позитроны). Заряженные адроны измеряются в центральном аксиальном магнитном поле 1.15 Т в дрейфовых камерах. Идентификация частиц $\pi^\pm$, $K^\pm$, p и $\bar{p}$ по реконструкции треков с помощью время-пролетных детекторов. PHENIX предназначен для измерения „жестких проб“ КХД, таких как адроны с большими p_T , „прямых“ фотонов (не от распада адронов), лептонных пар и адронов с большими значениями ароматов.

Эксперимент BRAHMS (рис. 36) имеет 2 подвижных магнитных спектрометра. Перекрытие углов составляет $2.3^\circ < \theta < 30^\circ$ с измерением импульсов до 35 ГэВ. Спектрометр средних быстрот перекрывает $30^\circ < \theta < 95^\circ$ градусов. Имеется возможность идентифицировать адроны и измерять частицы при больших быстротах до $y = 4$. Два спектрометра состоят из 5 трековых камер, 5 магнитных диполей с полем до 1.5 Т, двух время-пролетных систем и кольцевых Черенковских детекторов. Установка BRAHMS позволяет охватить широкую область быстрот, но с малым количеством частиц в конкретном событии.

Эксперимент PHOBOS (рис. 37) использует кремниевые детекторы и перекрывает почти полный телесный угол ($|\eta| < 11$ для заряженных частиц). Он состоит из четырех подсистем: многоячеистой системы (Octagon, $|\eta| < 3.2$), кольца ($|\eta| < 5.4$), сегментированного вершинного детектора и двух плечевых магнитных спектрометров (поле 1.5 Т), включая время-пролетную систему детекторов и несколько триггерных детекторов. Идентификация частиц основана на времени пролета и на потерях энергии в кремниевых детекторах. Установка PHOBOS обеспечивает измерения глобальных характеристик процесса взаимодействия двух ядер с идентификацией частиц.

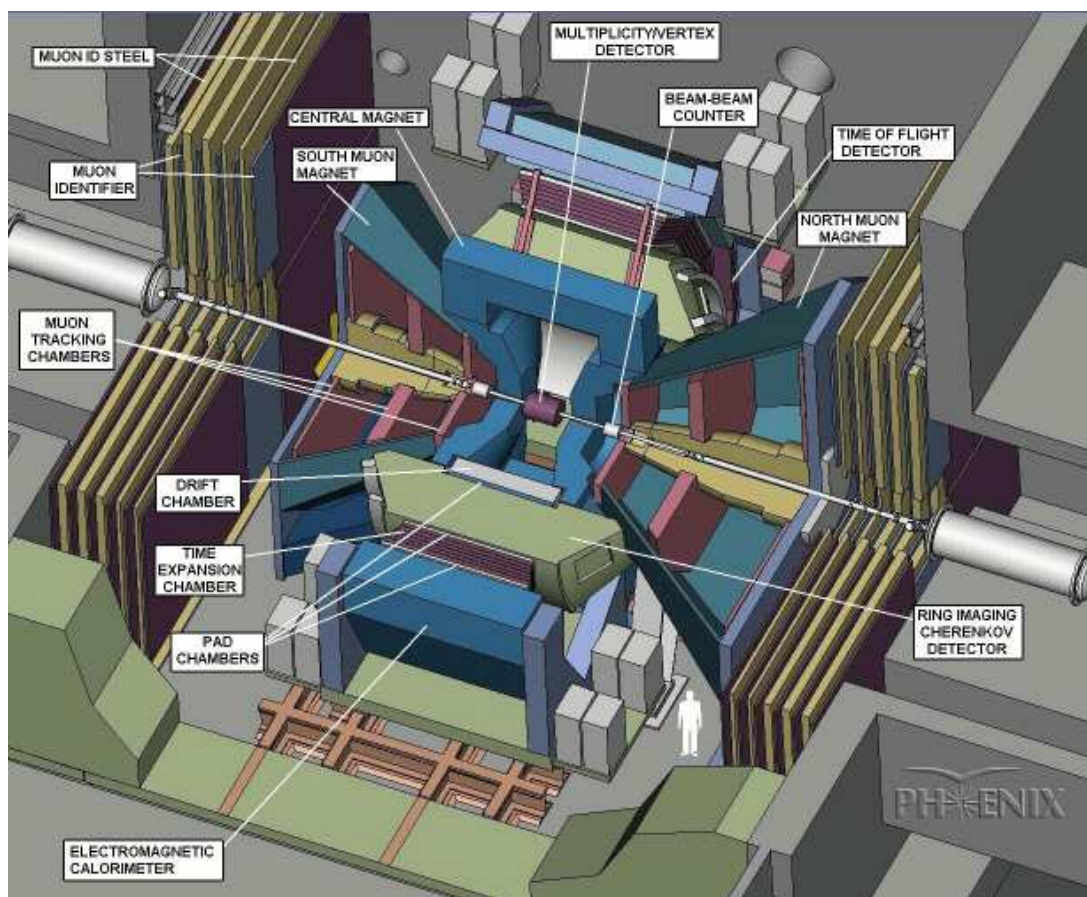


Рис. 35: Экспериментальная установка PHENIX на коллайдере RHIC [122].

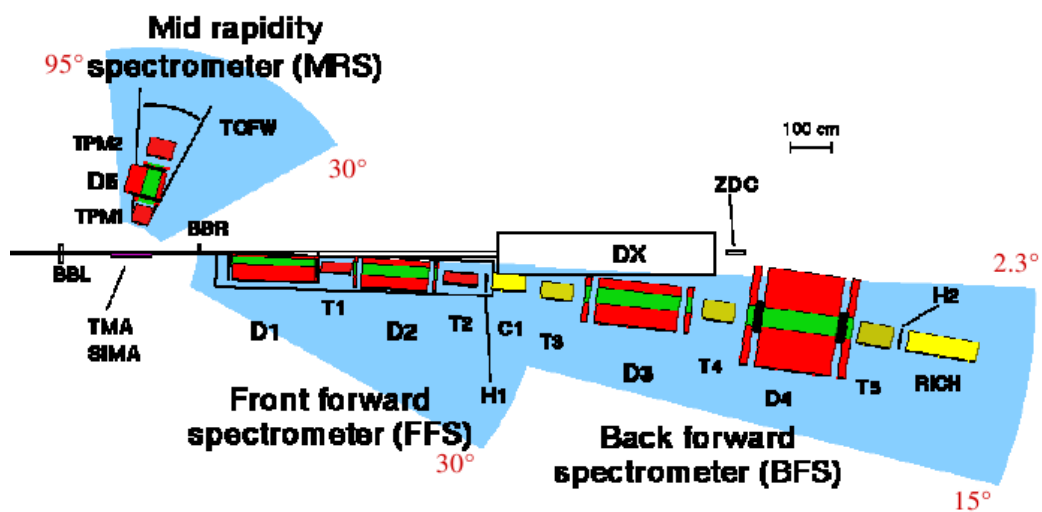


Рис. 36: Экспериментальная установка Broad Range Hadron Magnetic Spectrometer (BRAHMS) на коллайдере RHIC [123].

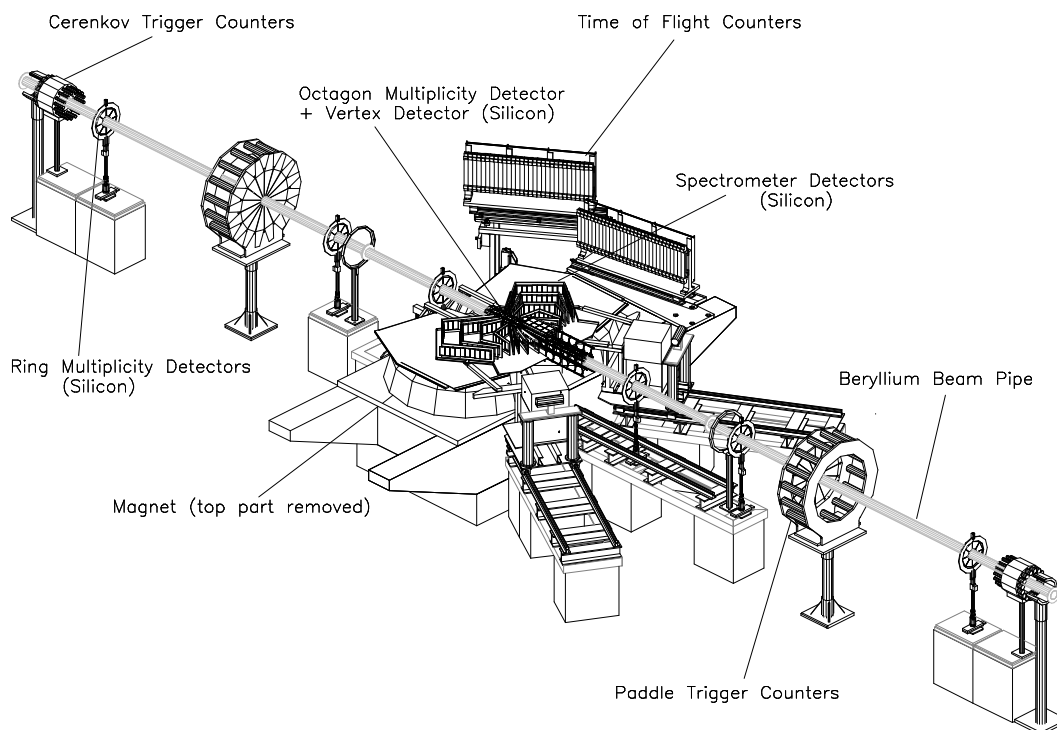


Рис. 37: Экспериментальная установка (PHOBOS) на коллайдере RHIC [124].

9.2 Кинематические переменные

В эксперименте со встречными пучками ядер A и B полная энергия

$$\sqrt{s} = E_A + E_B, \quad (11)$$

а в эксперименте с фиксированной мишенью ($E_B = m_B$)

$$\sqrt{s} = \sqrt{2E_A m_B + m_A + m_B}. \quad (12)$$

Для одинаковых ядер $A = B$ энергия на пару нуклонов

$$\sqrt{s_{NN}} \approx 2E_A/A \approx 2E_N, \quad (13)$$

где E_N — энергия нуклона в ядре пучка, A — число нуклонов.

Ось z выбирается вдоль направления пучка частиц. Поперечный импульс и поперечная масса частицы определяются через компоненты трехмерного импульса:

$$\begin{aligned} p_T^2 &= p_x^2 + p_y^2, \\ m_T^2 &= m^2 + p_x^2 + p_y^2 = E^2 - p_z^2, \end{aligned} \quad (14)$$

где E, p_x, p_y, p_z и m — полная энергия, компоненты импульса и масса частицы.

Быстрота частицы определяется как

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}. \quad (15)$$

Она очень просто меняется (сдвиг) при лоренцевском преобразовании вдоль оси z в новой системе отсчета, движущейся со скоростью β

$$y \rightarrow y + \text{th}^{-1} \beta. \quad (16)$$

Псевдобыстрота η может быть выражена через полярный угол частицы θ

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|p| + p_z}{|p| - p_z} = -\ln \text{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (17)$$

При больших ($p \gg m$) импульсах частицы $y \cong \eta$.

Примеры распределений по поперечному импульсу p_T , углу θ и псевдобыстроте η приведены на рисунках 38 и 39. Из рис. 38 видно, что 99 % числа частиц приходится на область малых $p_T < 2$ ГэВ/с, которую называют областью мягких процессов. Рис. 39 демонстрирует, что 22 % частиц, приходящихся на широкую область полярного угла $45^\circ < \theta < 135^\circ$, соответствуют узкой области по псевдобыстроте $|\eta| < 0.88$. Интервал $|\eta| < 1$ называют областью центральных быстрот и часто используют в представлении данных.

Полезно понимать разницу в распределении частиц по быстроте и псевдобыстроте

$$\frac{dN}{d\eta dp_T} = \beta \frac{dN}{dy dp_T}, \quad (18)$$

где $\beta = \text{th } y$ — скорость частицы. В поперечной к направлению пучка плоскости скорость частиц меньше, поэтому в распределении $\frac{dN}{d\eta dp_T}$ появляется плато при $|\eta| < 1$, хотя в $\frac{dN}{dy dp_T}$ его нет. Это чисто кинематический эффект (см. рис. 40).

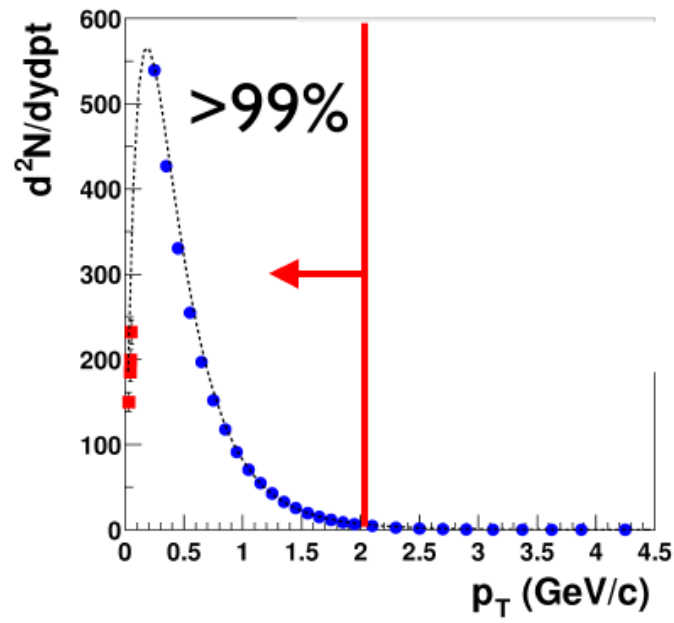


Рис. 38: Зависимость числа заряженных частиц от поперечного импульса p_T при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ в AuAu-столкновениях [125].

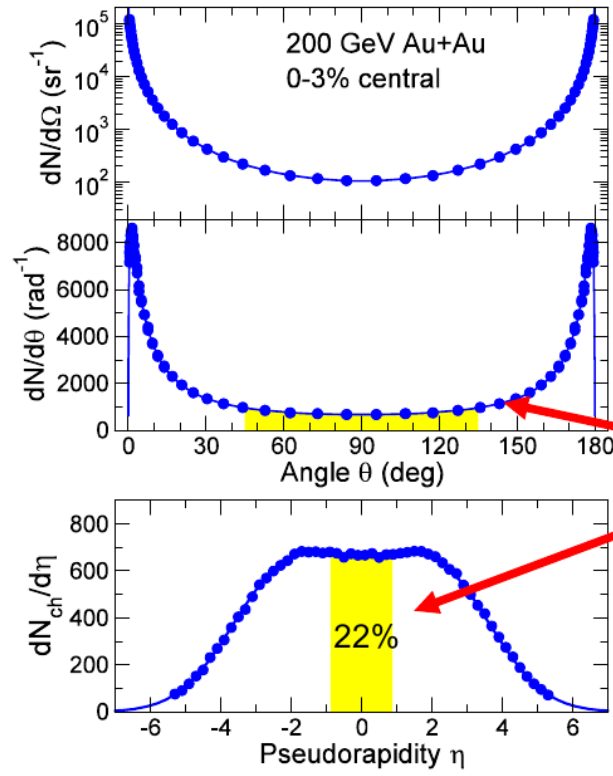


Рис. 39: Зависимость числа заряженных частиц от угла θ и псевдобыстроты η при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ в центральных AuAu-столкновениях [125].

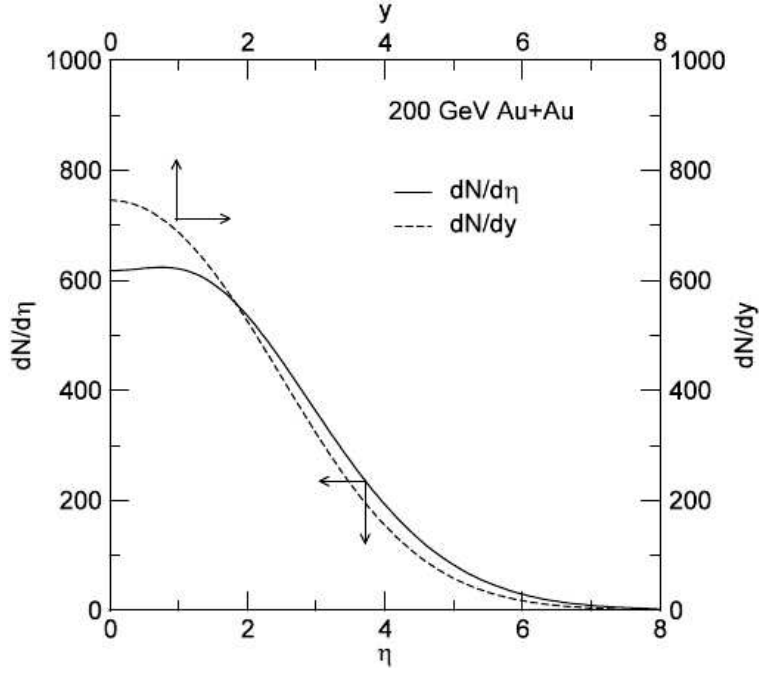


Рис. 40: Сравнение распределений по псевдобыстроте η и по быстроте y .

9.3 Число нуклонов двух ядер, участвующих в неупругом взаимодействии

В приближении абсолютно поглощающего ядра с резким краем вероятность взаимодействия пролетающего протона с ядром радиуса R_A

$$\frac{dP_A(\mathbf{b})}{db} = \frac{2\pi b}{\pi R_A^2}. \quad (19)$$

Здесь $\mathbf{b}$ — вектор прицельного параметра от центра ядра до пролетающего протона в поперечной плоскости, перпендикулярной импульсу протона.

Для нуклона, взаимодействующего с ядерным веществом с сечением σ_{in} , и для ядра с размытым краем вероятность взаимодействия в модели Глаубера [126]

$$\frac{dP_A(\mathbf{b})}{db} = \frac{2\pi b(1 - e^{-\sigma_{in}AT(\mathbf{b})})}{\sigma_{in}(pA)}. \quad (20)$$

Здесь в знаменателе стоит полное сечение неупругого взаимодействия протона с ядром

$$\sigma_{in}(pA) = 2\pi \int b db (1 - e^{-\sigma_{in}AT(\mathbf{b})}). \quad (21)$$

Функция ядерной толщины, введенная в модели Глаубера [126],

$$T(b) = \int dz \rho(x, y, z), \mathbf{b} = (x, y). \quad (22)$$

зависит от плотности ядра, обычно задаваемой для тяжелых ядер в форме Ферми-плотности

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R_A)/d}}. \quad (23)$$

Перепишем формулу (20) в виде

$$\sigma_{in}(pA) \frac{d^2 P_A(\mathbf{b})}{d^2 \mathbf{b}} = (1 - e^{-\sigma_{in}AT(\mathbf{b})}). \quad (24)$$

и поясним физический смысл выражения $(1 - e^{-\sigma_{in}AT(\mathbf{b})})$. Здесь $e^{-\sigma_{in}AT(\mathbf{b})}$ — вероятность протону пролететь с прицельным параметром b без взаимодействия, $(1 - e^{-\sigma_{in}AT(\mathbf{b})})$ — вероятность пролететь, взаимодействуя с толщиной ядра $AT(\mathbf{b})$.

Полезно ввести вероятность ν неупругих взаимодействий нуклона при прохождении толщины ядра

$$p_\nu(\mathbf{b}) = C_\nu^A [\sigma_{in}T(\mathbf{b})]^\nu (1 - \sigma_{in}T(\mathbf{b}))^{A-\nu}. \quad (25)$$

Сумма по всем неупругим столкновениям приводит к выражению (24)

$$\sum_{\nu=1}^A p_\nu(\mathbf{b}) = 1 - [1 - \sigma_{in}T(\mathbf{b})]^A|_{A>>1} \approx (1 - e^{-\sigma_{in}AT(\mathbf{b})}). \quad (26)$$

Зная вероятность ν взаимодействий (25), получим среднее число неупругих столкновений нуклона с ядром A („число бинарных столкновений“) N_{coll}^A при заданном прицельном параметре

$$\langle N_{coll}^A(\mathbf{b}) \rangle = \frac{\sigma_{in}AT(\mathbf{b})}{(1 - e^{-\sigma_{in}AT(\mathbf{b})})}. \quad (27)$$

Для тяжелых ядер знаменатель $(1 - e^{-\sigma_{in}AT(\mathbf{b})})$ в области $b < R_A$ близок к единице и его для простоты часто опускают. Тогда

$$\langle N_{coll}^A(\mathbf{b}) \rangle \approx \sigma_{in}AT(\mathbf{b}). \quad (28)$$

Для двух сталкивающихся ядер A и B вводится функция перекрытия двух ядер

$$T_{AB}(\mathbf{b}) = \int d^2\mathbf{s} T_A(\mathbf{s}) T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}), \quad (29)$$

с которой вероятность неупругого ядро-ядерного взаимодействия

$$\sigma_{in}(AB) \frac{d^2 P_{AB}(\mathbf{b})}{d^2\mathbf{b}} = (1 - e^{-\sigma_{in}ABT_{AB}(\mathbf{b})}). \quad (30)$$

По аналогии с формулой (28) среднее число бинарных NN-столкновений в ядрах A и B определяется выражением

$$\langle N_{coll}^{AB}(\mathbf{b}) \rangle = \sigma_{in}ABT_{AB}(\mathbf{b}). \quad (31)$$

Для столкновения двух ядер вводится еще одно понятие „числа участвующих (раненых)“ нуклонов N_{part} [60]. Назовем условно ядро B налетающим. Его нуклоны с прицельным параметром $\mathbf{s}^B$ пролетают через ядро A с вероятностью взаимодействия $(1 - e^{-\sigma_{in}AT_A(\mathbf{s}^B)})$. Но не все из них будут „ранены“ нуклонами ядра A . Их число пропорционально $BT_A(\mathbf{s}^B)$. Поэтому среднее число участвующих нуклонов ядра B будет

$$\langle N_{part}^B(\mathbf{b}) \rangle = \int d^2\mathbf{s}^B BT_B(\mathbf{s}^B) (1 - e^{-\sigma_{in}AT_A(\mathbf{b}-\mathbf{s}^B)}). \quad (32)$$

Ясно, что это число меньше, чем число нуклонов $\langle N_{coll}^B(\mathbf{b}) \rangle = \sigma_{in}BT_B(\mathbf{b})$, испытавших неупругое столкновение в ядре B .

Аналогично, число раненых нуклонов в ядре A

$$\langle N_{part}^A(\mathbf{b}) \rangle = \int d^2\mathbf{s}^A AT_A(\mathbf{s}^A) (1 - e^{-\sigma_{in}BT_B(\mathbf{b}-\mathbf{s}^A)}). \quad (33)$$

Число пар раненых нуклонов при столкновении ядер A и B

$$\langle N_{part}^{AB}(\mathbf{b}) \rangle = \frac{\langle N_{part}^B(\mathbf{b}) \rangle + \langle N_{part}^A(\mathbf{b}) \rangle}{2}. \quad (34)$$

Напомним, что в выражениях (31–33) был опущен знаменатель по аналогии с (28), который необходимо учесть при анализе A -зависимости интегральных по b чисел столкновений. В этом случае для равных ядер $A = B$

$$\begin{aligned}\langle N_{coll}^{AA} \rangle &\sim \frac{A^2}{A^{2/3}} = A^{4/3}, \\ \langle N_{part}^{AA} \rangle &\sim \frac{AA^{2/3}}{A^{2/3}} = A\end{aligned}\quad (35)$$

Заметим, что фактор типа $(1 - e^{-\sigma_{in}AT_A(\mathbf{b}-\mathbf{s}^B)})$ в формуле (32) учитывает возможность нуклону ядра B взаимодействовать во втором и последующих столкновениях с той же силой интенсивности с нуклонами ядра A , что и в первом столкновении, но с меньшей вероятностью. Если же наблюдается процесс, в котором этот нуклон теряет свою способность рождать частицы (процесс с жестким взаимодействием), то можно таким фактором пренебречь. В этом случае число раненых нуклонов совпадает с числом бинарных столкновений $\langle N_{part}^B(\mathbf{b}) \rangle \approx \langle N_{coll}^B(\mathbf{b}) \rangle$ и для двух ядер

$$\langle N_{part}^{AB}(\mathbf{b}) \rangle \approx \langle N_{coll}^{AB}(\mathbf{b}) \rangle. \quad (36)$$

Предполагается, что в общем случае следует учитывать оба типа столкновений [127]

$$dN^{AB}/d\eta = [(1 - x(s))\langle N_{part}^{AB} \rangle + x(s)\langle N_{coll}^{AB} \rangle]dN^{pp}/d\eta, \quad (37)$$

причем их соотношение может меняться в зависимости от энергии. Доля $x(s)$ учитывает вклад жестких процессов.

В таблице 1 представлена зависимость от прицельного параметра числа раненых нуклонов $\langle N_{part}^{AB}(\mathbf{b}) \rangle$, числа бинарных столкновений $\langle N_{coll}^{AB}(\mathbf{b}) \rangle$ и функции ядерного перекрытия T_{AuAu} . В процентах указана доля $\Delta\sigma/\sigma_{\text{geom}}$ полного неупругого сечения. Расчет выполнен при следующих значениях параметров: $R(\text{Au}) = 6.38$ Фм, $d(\text{Au}) = 0.54$ Фм и $\sigma_{in} = 42$ мб. С увеличением прицельного параметра растет доля полного сечения в

заданном интервале $\Delta\sigma$ и уменьшаются значения чисел столкновения в области перекрытия двух ядер. Наибольшее отличие значений $\langle N_{\text{part}}^{AB}(\mathbf{b}) \rangle = 351$ и $\langle N_{\text{coll}}^{AB}(\mathbf{b}) \rangle = 1065$ имеет место при самых центральных соударениях, а в периферической области при $b \sim 2R_A$ они сравниваются. Эти зависимости используются для описания зависимости от центральности столкновения.

class [%]	b [fm]	$\langle N_{part} \rangle$	$\langle N_{ch} \rangle$	T_{AB} (mb $^{-1}$)
0-5	2.3 ± 0.1	351.4 ± 2.9	1065.4 ± 105.3	25.37 ± 1.77
5-10	4.1 ± 0.2	299.0 ± 3.8	845.4 ± 82.1	20.13 ± 1.36
10-15	5.2 ± 0.3	253.9 ± 4.3	672.4 ± 66.8	16.01 ± 1.15
15-20	6.2 ± 0.2	215.3 ± 5.3	532.7 ± 52.1	12.68 ± 0.86
20-25	7.0 ± 0.4	181.6 ± 5.6	421.8 ± 46.8	10.04 ± 0.85
25-30	7.8 ± 0.3	151.5 ± 4.9	325.6 ± 32.4	7.75 ± 0.58
30-35	8.4 ± 0.4	125.7 ± 4.9	251.0 ± 25.9	5.98 ± 0.48
35-40	9.1 ± 0.4	102.7 ± 4.3	188.6 ± 20.6	4.49 ± 0.43
40-45	9.7 ± 0.4	82.9 ± 4.3	139.4 ± 15.4	3.32 ± 0.31
45-50	10.2 ± 0.4	65.9 ± 3.4	101.3 ± 12.1	2.41 ± 0.25
50-55	10.7 ± 0.4	51.6 ± 3.2	72.1 ± 10.5	1.72 ± 0.23
55-60	11.2 ± 0.4	39.4 ± 3.5	49.9 ± 9.6	1.19 ± 0.23
60-65	11.7 ± 0.5	29.8 ± 4.1	34.4 ± 8.7	0.82 ± 0.21
65-70	12.1 ± 0.5	21.5 ± 3.8	22.6 ± 6.6	0.54 ± 0.16
70-75	12.6 ± 0.5	15.5 ± 3.4	14.8 ± 5.1	0.35 ± 0.12
75-80	13.0 ± 0.6	11.3 ± 2.6	9.9 ± 3.3	0.24 ± 0.08
80-93	14.1 ± 0.6	6.3 ± 1.2	4.9 ± 1.2	0.12 ± 0.03
0-10	3.2 ± 0.2	325.2 ± 3.3	955.4 ± 93.6	22.75 ± 1.56
10-20	5.7 ± 0.3	234.6 ± 4.7	602.6 ± 59.3	14.35 ± 1.00
20-30	7.4 ± 0.3	166.6 ± 5.4	373.8 ± 39.6	8.90 ± 0.72
30-40	8.7 ± 0.4	114.2 ± 4.4	219.8 ± 22.6	5.23 ± 0.44
40-60	10.4 ± 0.4	60.0 ± 4.0	90.6 ± 12.0	2.16 ± 0.26
60-93	13.1 ± 0.6	14.5 ± 2.5	14.5 ± 4.0	0.35 ± 0.10
0-20	4.5 ± 0.3	279.9 ± 4.0	779.0 ± 75.2	18.5 ± 1.27
20-40	8.1 ± 0.4	140.3 ± 3.8	297.0 ± 30.4	7.06 ± 0.58
40-93	12.1 ± 0.5	34.4 ± 1.7	48.1 ± 5.3	1.04 ± 0.16
0-93 (MB)	9.5 ± 0.4	109.1 ± 4.1	257.8 ± 25.4	6.14 ± 0.45

Рис. 41: Таблица 1. Значения $\langle N_{part}^{AB}(\mathbf{b}) \rangle$ и $\langle N_{coll}^{AB}(\mathbf{b}) \rangle$, полученные в модели Глаубера, для AuAu-столкновений при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ.

9.4 Некоторые иллюстрации к курсу лекций

Столкновение ультррелятивистских ядер (экспериментальные закономерности)

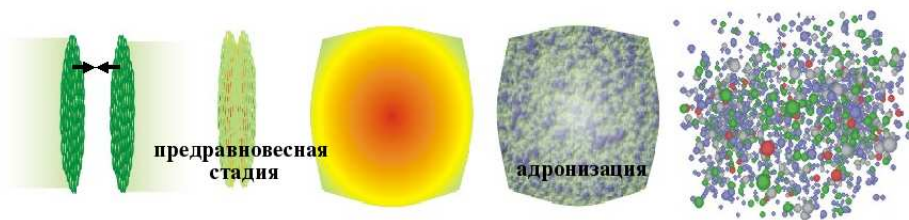
Проф. В.Л. Коротких
Институт ядерной физики МГУ

Некоторые иллюстрации к курсу лекций

Поиск и изучение свойств КГП в релятивистских соударениях ионов

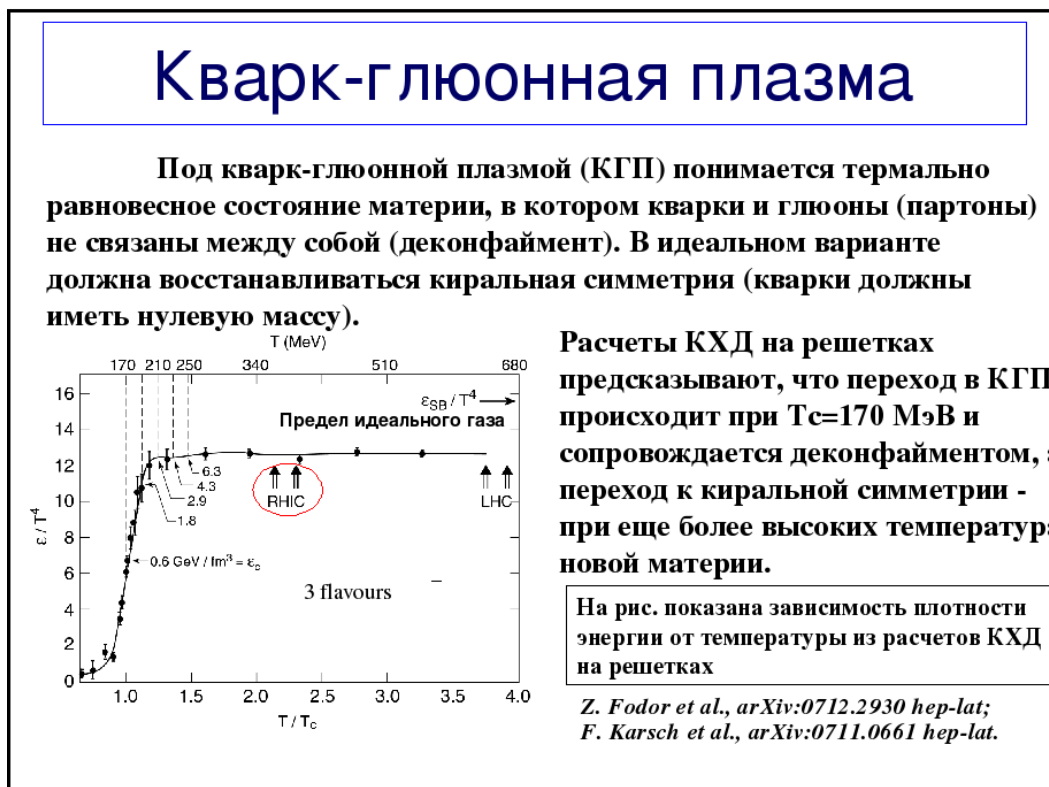
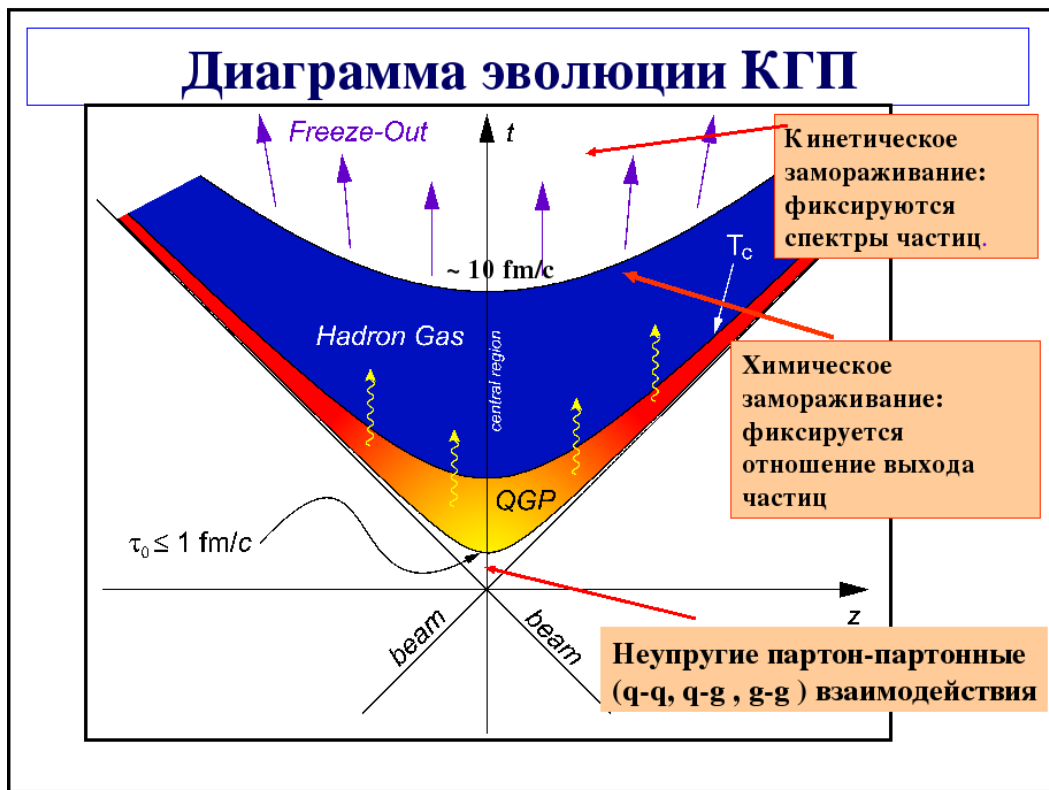
*Эволюция во времени и пространстве процесса столкновения
двух ядер и образованного сгустка новой материи.*

$Au + Au \rightarrow$ адроны КГП адронная стадия химического и
начальное состояние (гидродинамика) кинетического замораживания

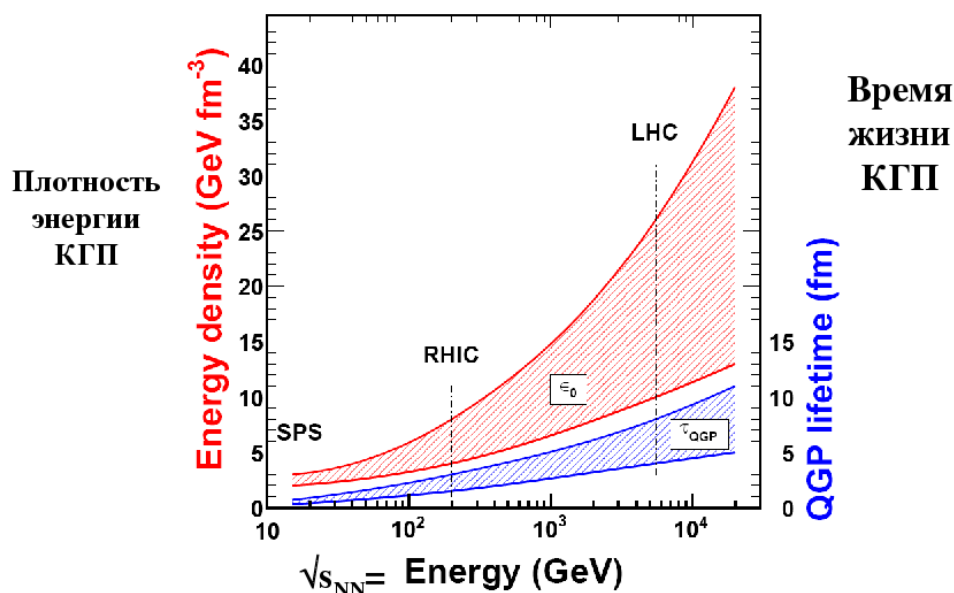


Квантово-хромодинамическая материя (КХД) находится в состоянии термодинамического равновесия при временах $\tau < 2 \text{ фм/с}$ и плотности энергии $\epsilon > 5 \text{ ГэВ/фм}^3$.

Рис. 42: Иллюстрации 1 и 2.



Основные параметры плотной КХД-материи в центральных соударениях Pb+Pb/Au+Au



Ускорители тяжелых ионов

Неподвижная мишень (fixed target)

$$\sqrt{s} = \sqrt{2E_{A_1} \cdot A_2}$$

	$\sqrt{s}/A_1$	$A_1 + A_2$
AGS (БНЛ)	4.5 ÷ 5.5 ГэВ/нукл	Si + Al Si + Au Au + Au
SPS (ЦЕРН)	18 ÷ 20 ГэВ/нукл	S + S S + Pb
	158 ГэВ/нукл	Pb + Pb

Коллайдеры

Встречные пучки:

$$\sqrt{s} = \sqrt{E_{A_1} + E_{A_2}}$$

$$A_1 = A_2 = A$$

	$\sqrt{s}/A$	$L, \text{ cm}^{-2} \text{ c}^{-1}$
RHIC (БНЛ)	200 ГэВ/нукл	$3 \cdot 10^{28}$
LHC (ЦЕРН)	7000 Z/A ГэВ/нукл	$2 \cdot 10^{27}$

Новое в столкновениях ядер

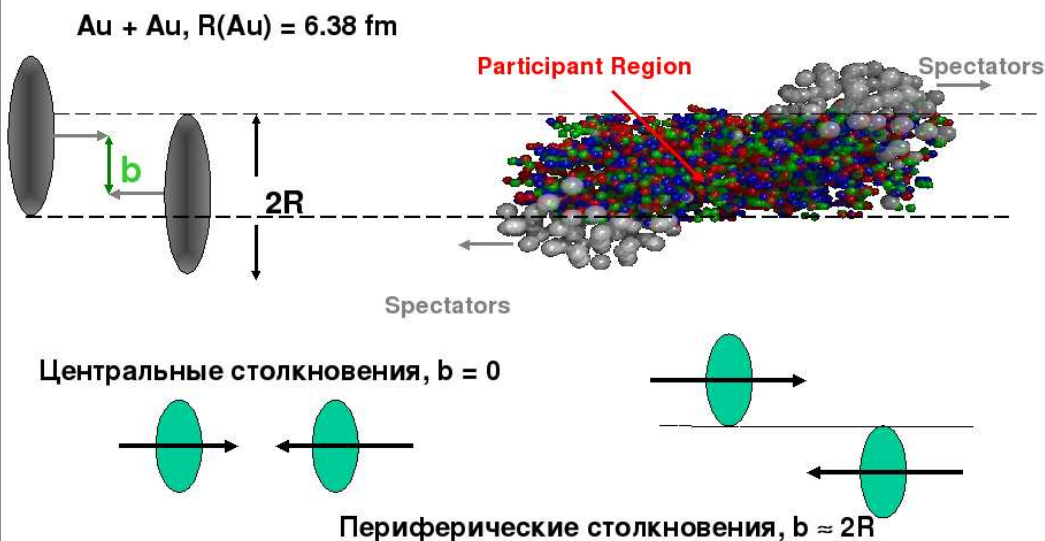
Описание столкновений релятивистских ядер сложнее, чем просто суперпозиция нуклон-нуклонных столкновений.

Первые результаты [1,2,3,4] на коллайдере RHIC (Брукхейвенская лаборатория США) уже доказали, что в столкновениях Au + Au при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 200$ А ГэВ образуется новая материя, которая не может быть описана в терминах цвето-нейтральных адронов.

Проявление этой материи наблюдается в таких эффектах, как азимутальная анизотропия частиц, подавление выхода частиц в сравнении с p-p при больших p_T , искажение формы пика в 2-х частичной корреляции и др.

- [1] I. Arsene et al. (BRAHMS), Nucl.Phys. A757, 1 (2005)
- [2] J. Adams et al. (STAR), Nucl.Phys. A757, 102 (2005)
- [3] I. Arsene et al. (PHENIX), Nucl.Phys. A757, 184 (2005)
- [4] K. Adcox et al. (PHOBOS), Nucl.Phys. A757, 284 (2005)

Геометрия столкновений релятивистских ядер



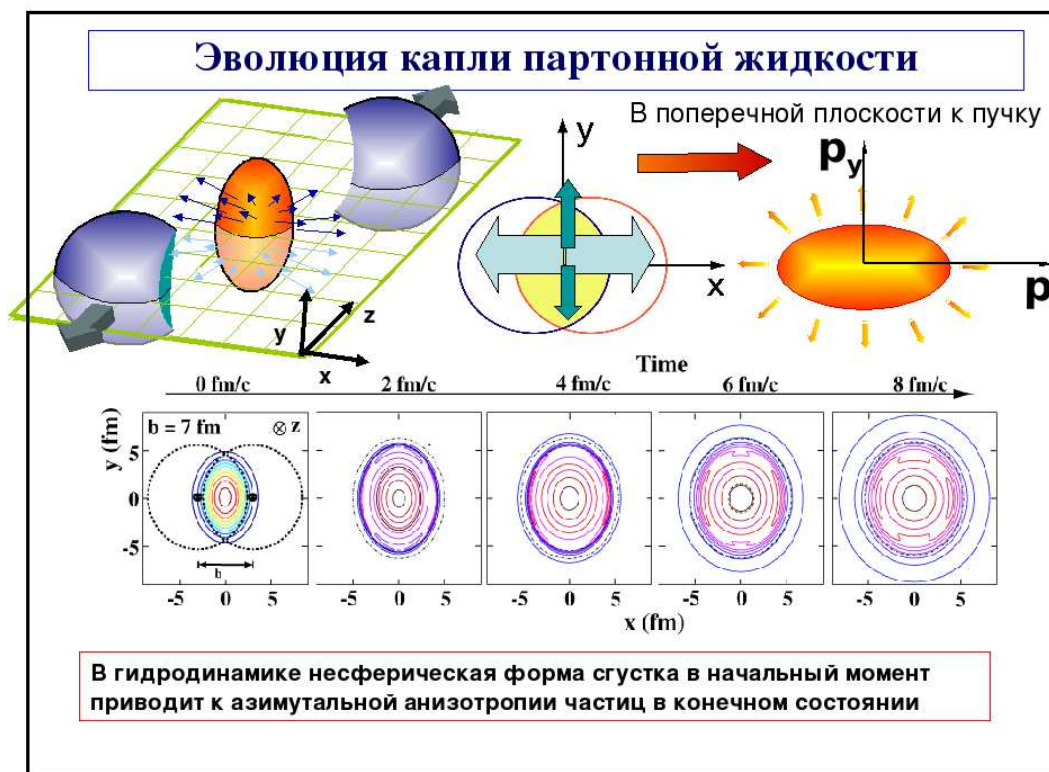
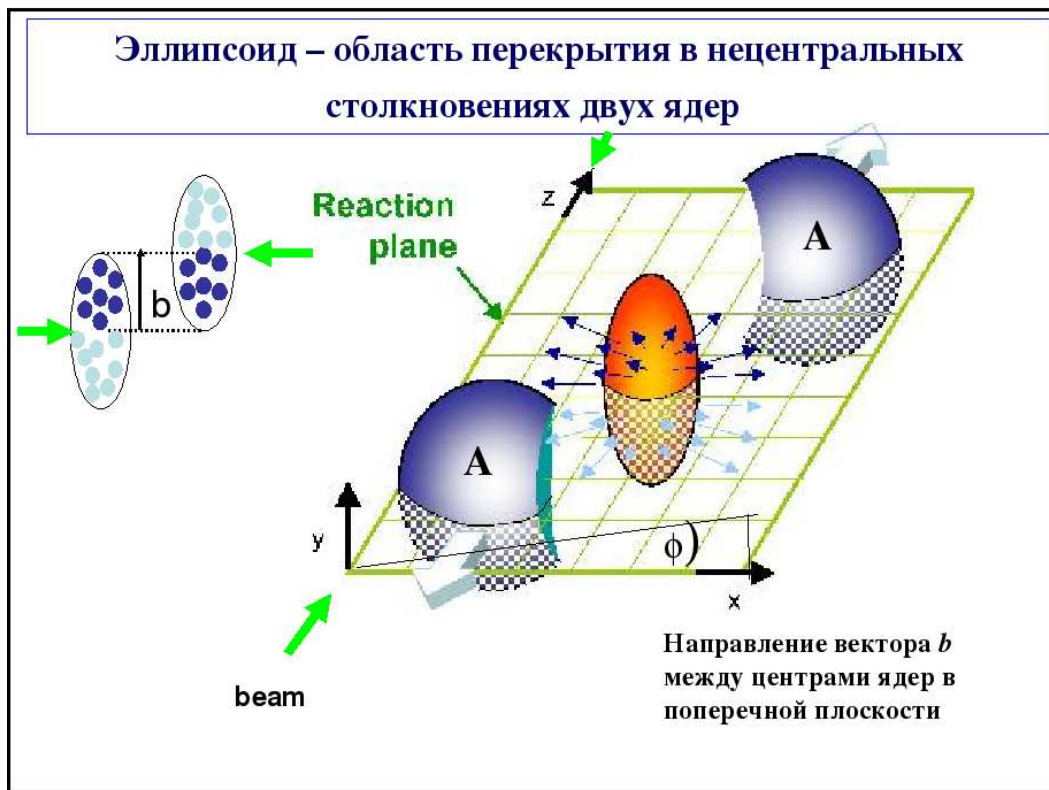
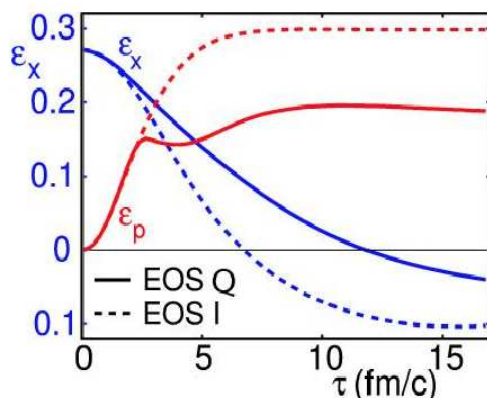


Рис. 46: Иллюстрации 9 и 10.

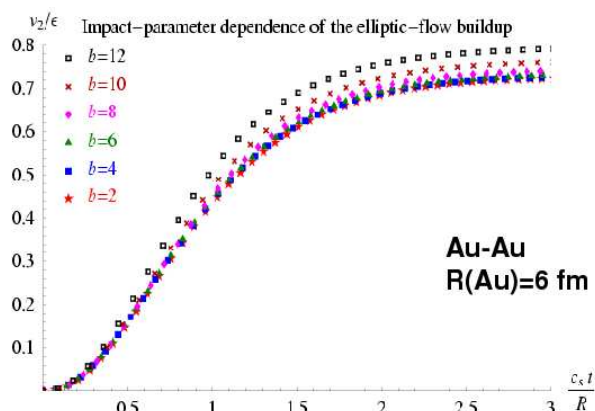
Гидродинамическое описание



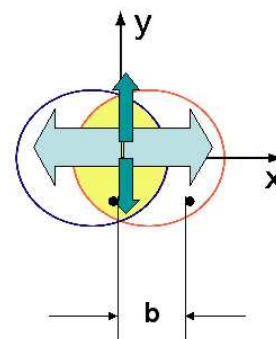
Гидродинамические расчеты пространственной ϵ_x и импульсной ϵ_p анизотропии для нецентральных ($b = 7$ фм) Au+Au на RHIC. Сплошные кривые - EOS Q – связь двух состояний через фазовый переход 1-го рода при $T_c = 164$ МэВ., пунктирные - EOS I для

С ростом τ предсказывается самопогашение пространственной анизотропии ϵ_x от момента образования локального термального равновесия до кинематического замерзания и рост импульсной анизотропии ϵ_p . Это делает эллиптический поток наиболее чувствительным к ранним стадиям.

Эволюция во времени отношения v_2 / ϵ



R = transverse size, c_s = sound velocity

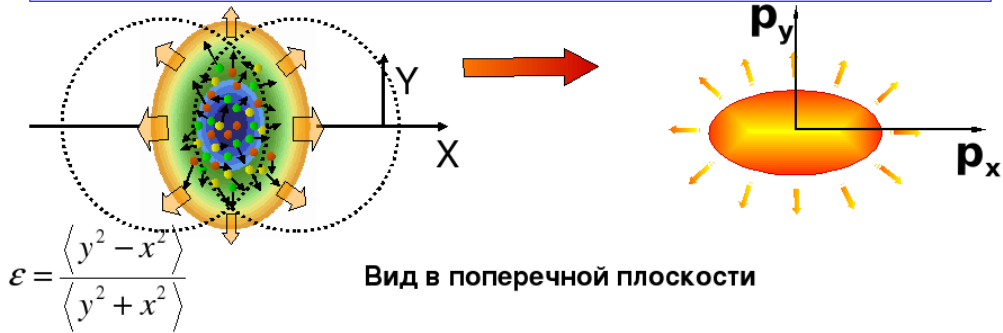


Bhalerao, Blaizot, Borghini, Ollitrault, nucl-th/0508009

В гидродинамическом состоянии эволюция системы приводит к постоянному значению отношения эллиптического потока к эксцентриситету и не зависит от размеров области перекрытия двух ядер

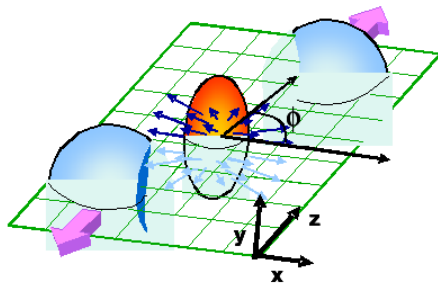
Рис. 47: Иллюстрации 11 и 12.

Коллективный эффект – азимутальное анизотропное распределение частиц



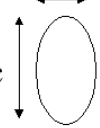
При нецентральных столкновениях ядер сгусток жидкости имеет форму эллипсоида, приводя к азимутальной анизотропии градиентов давления, которое будет выталкивать элементы жидкости с более высокими импульсами в плоскости реакции. Это приведет к тому, что частицы будут иметь анизотропное импульсное распределение.

Анизотропия плотности среды в начальном состоянии → в анизотропию частиц в конечном состоянии



Пространственная асимметрия рожденного «сгустка» материи в не центральных А+А столкновениях приводит к анизотропии в импульсном распределении рожденных частиц – коллективному потоку V_2

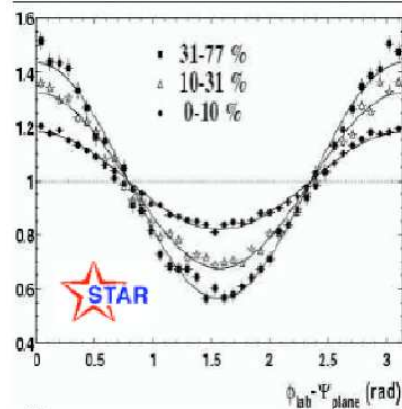
$$\frac{d\rho}{d\varphi}(\varphi_r) = \rho_0(1 + 2\varepsilon_1 \cos(\varphi_r - \Psi_R) + 2\varepsilon_2 \cos 2(\varphi_r - \Psi_R) + \dots)$$

$$\varepsilon_2 \approx \frac{\sqrt{c^2 - a^2}}{a} \quad \text{— эксцентриситет эллипса}$$


$$\frac{dN}{d\varphi}(\varphi_p) = N_0(1 + 2v_1 \cos(\varphi_p - \Psi_R) + 2v_2 \cos 2(\varphi_p - \Psi_R) + \dots)$$

Рис. 48: Иллюстрации 13 и 14.

Экспериментальное азимутальное распределение частиц в Au-Au столкновениях



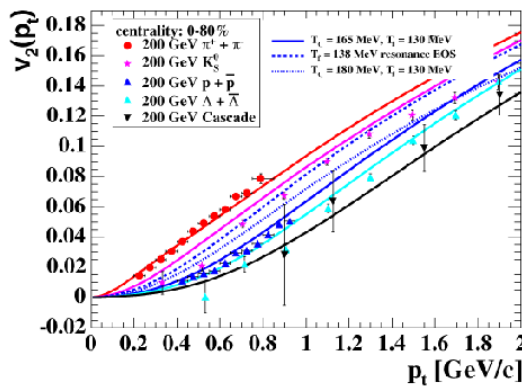
0-10% - наиболее центральные столкновения 2-х ядер

Ψ_R -- угол плоскости реакции, определяемый в каждом конкретном событии

$$\frac{dN}{d\phi}(\phi) = \frac{N_0}{2\pi} (1 + 2v_1 \cos(\phi - \Psi_R) + 2v_2 \cos 2(\phi - \Psi_R) + \dots)$$

V_2 - коэффициент при $\cos 2(\phi - \Psi_R)$ в разложении в ряд Фурье азимутального углового распределения по отношению к углу плоскости реакции Ψ_R . Его называют коллективным эллиптическим потоком.

Зависимость V_2 от p_T

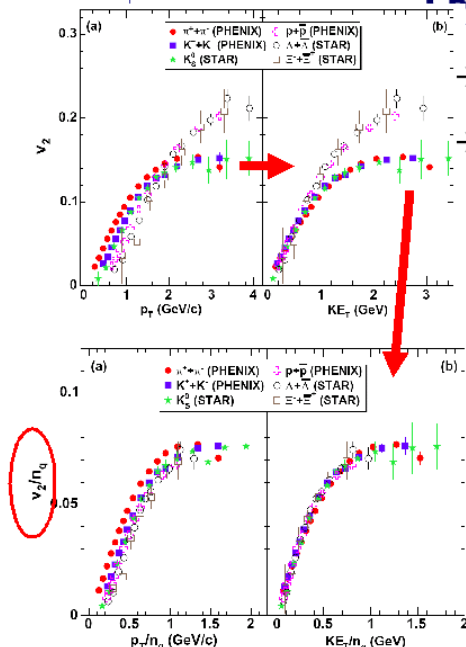


Величина V_2 и её зависимость от поперечного импульса p_T и от массы частиц при $p_T < 2$ ГэВ/с хорошо описываются в рамках идеальной гидродинамической модели с начальной плотностью $\epsilon_0 \approx 30$ ГэВ/фм³ и временем термализации $\tau_0 \approx 0.6$ фм/с.

S.S. Adler et al., *Phys.Rev.Lett.* 91, 182301 (2003);
J. Adams et al., *Nucl.Phys. A* 757, 102 (2005);
B.B. Back, *Phys.Rev. C* 72, 051901(R) (2005).

Рис. 49: Иллюстрации 15 и 16.

Проявление кварковых степеней свободы



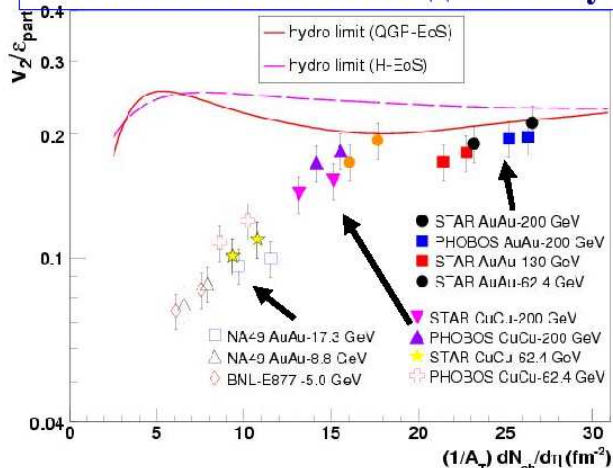
→ барионы

→ мезоны

Зависимость v_2 от поперечного импульса p_T частиц для мезонов и барионов. Пересчет распределений в переменных V_2/n_q и E_T/n_q , где n_q - число кварков, дает универсальную зависимость..

Скейлинговое поведение v_2 (независимость от числа кварков) говорит о том, что именно коллективное поведение кварков определяет динамику расширения сгустка материи в поперечной плоскости.

Эллиптический поток для совокупности всех данных



Разные энергии и разные ядра

Эллиптический поток V_2 , нормированный на начальный пространственный эксцентриситет ϵ . $1/A_T dN_{ch}/d\eta$ плотность частиц при $\eta = 0$, отнесенная на среднюю поперечную площадь A_T двух ядер. Кривые – предсказания термодинамических моделей.

Зависимость отношения v_2/ϵ от плотности частиц на единицу площади перекрытия двух ядер

При энергиях RHIC (200 GeV) образованная среда близка к термодинамическому равновесию. Для более низких энергий SPS (17 GeV) на пару нуклонов термодинамическое равновесие не достигается.

Рис. 50: Иллюстрации 17 и 18.

Наблюдаемые закономерности, соответствующие гидродинамической модели

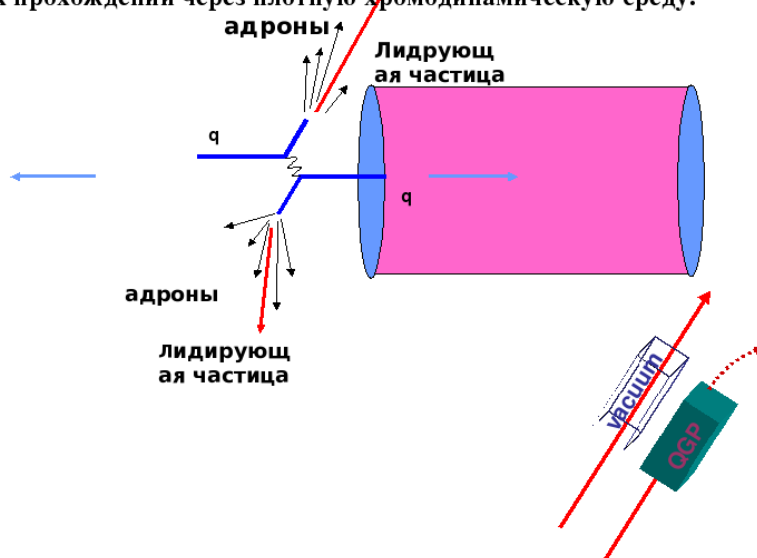
1. V_2 растет с ростом p_T . Его значение больше для мезонов, чем для барионов.
2. V_4 пропорционально V_2^2 для всех кинематических переменных.
3. V_2 не зависит от размеров области перекрытия ядер.
4. Отношение V_2 / n_q не зависит от сорта адронов (мезоны, барионы)б что соответствует термализации на кварковом уровне.
5. V_2 пропорционально начальному пространственному эксцентриситету ϵ при всех значениях центральности.
6. При достижении полной термализации отношение V_2/ϵ не зависит от плотности рожденных частиц.

Наблюдаемая азимутальная анизотропия частиц

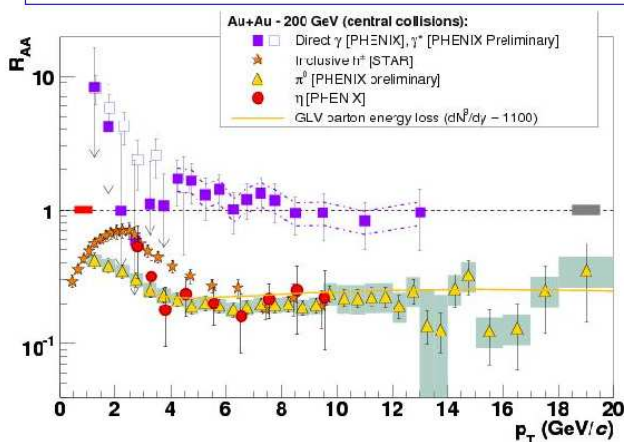
интерпретируется как следствие расширения сжатой и разогретой несферической капли партонной жидкости, которая образуется за очень короткое время $\tau < 3.5 \text{ fm}/c$ при температуре 190 МэВ с высокой плотностью энергии $\mathcal{E} = 30 \text{ ГэВ}/\text{fm}^3$ и в конечном счете разлетается с анизотропным и импульсным распределением частиц.

«Погашение» струй

Основная идея объяснения подавления инклюзивного одночастичного спектра (quenching) частиц в ядро-ядерном столкновении – погашение выхода партонов (струй) при их прохождении через плотную хромодинамическую среду.



Подавление импульсного адронного спектра в сравнении с импульсным спектром в p-p столкновении



R_{AA} – отношение выхода частиц в А-А столкновениях на пару нуклонов в сравнении с p-p столкновениями

Выход фотонов не подавляется.
Выход мезонов подавляется примерно в 5 раз при больших p_T

Подавление одночастичных инклюзивных спектров адронов при больших p_T обусловлено эффектом прохождения партонов через плотную сильно взаимодействующую среду.

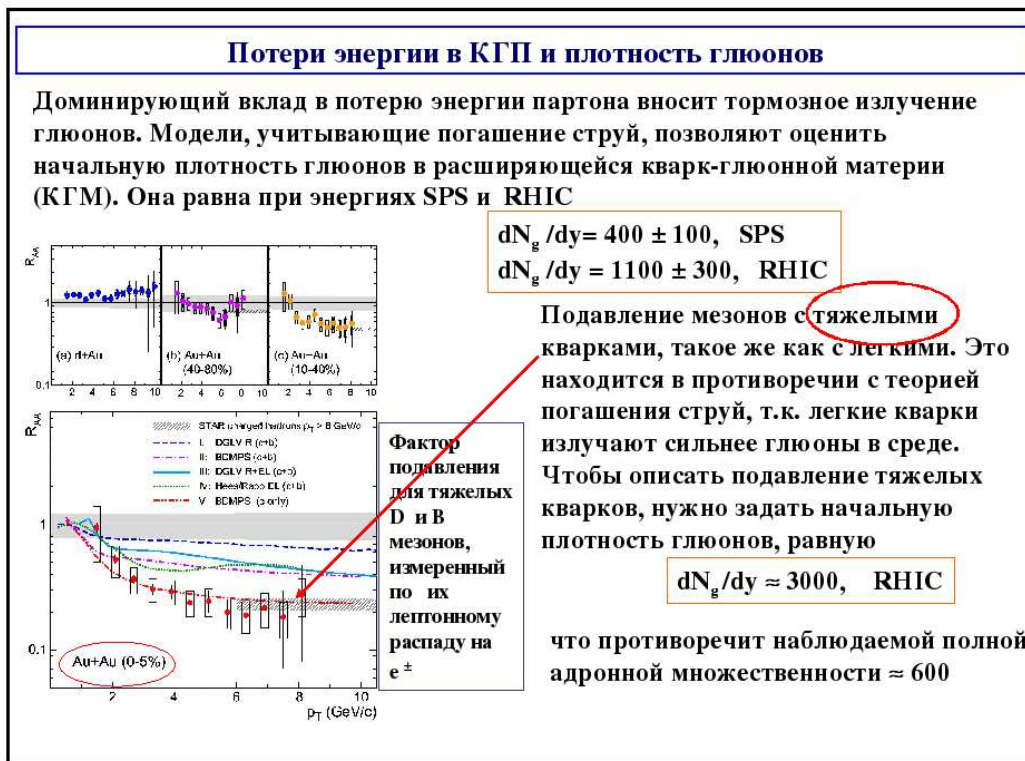
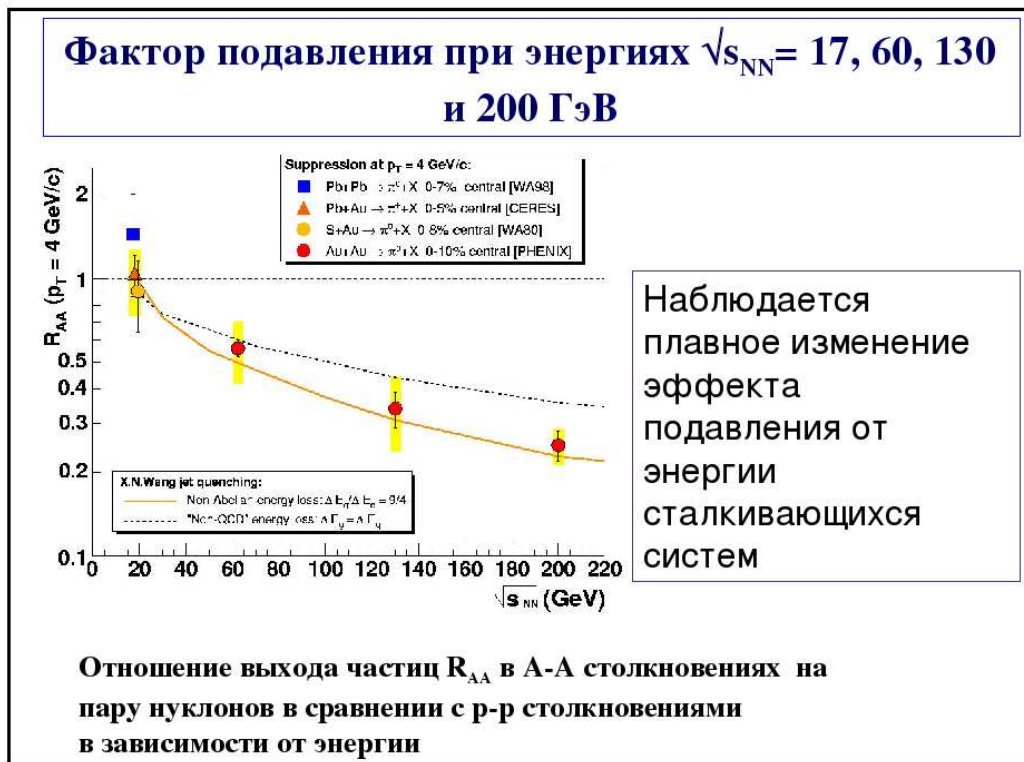


Рис. 53: Иллюстрации 23 и 24.

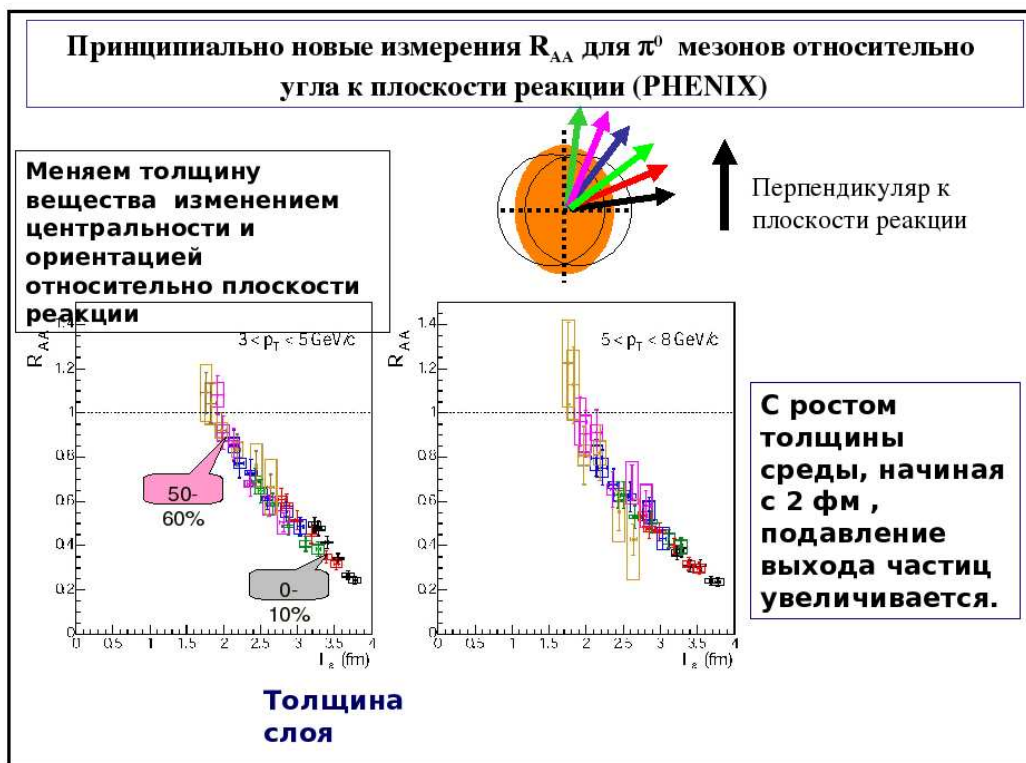
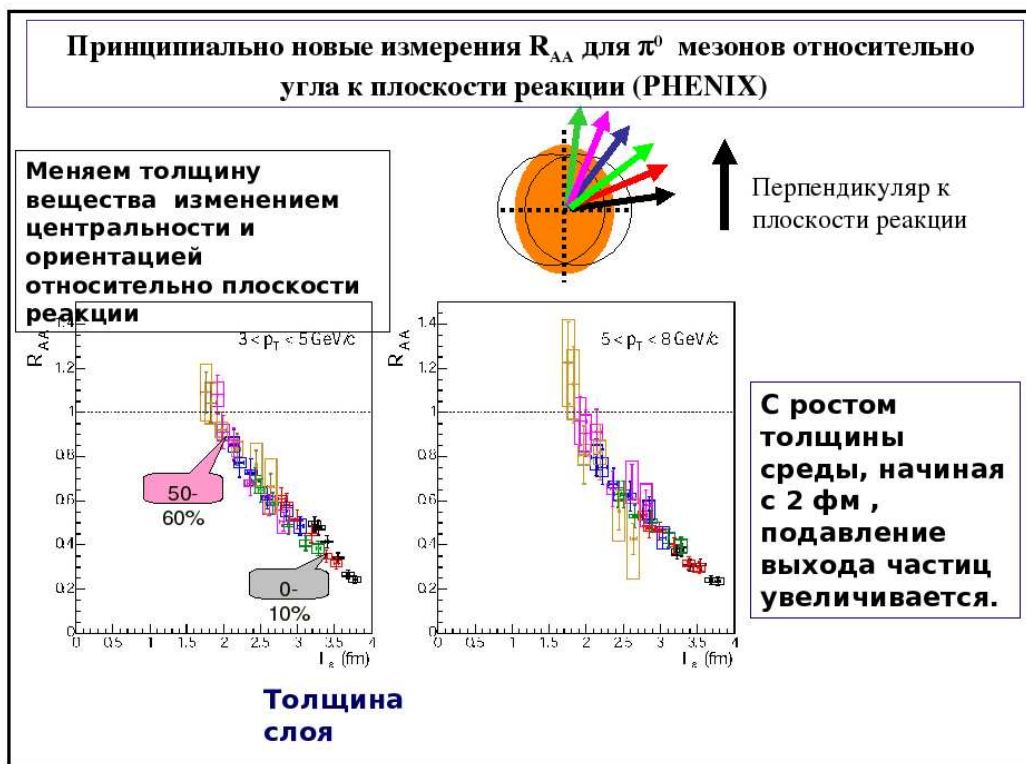
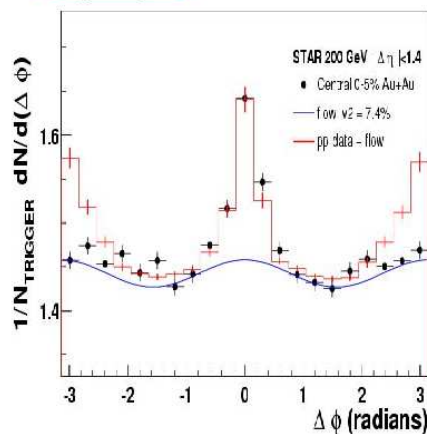
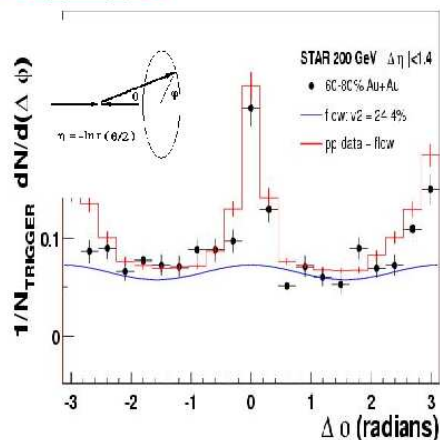


Рис. 54: Иллюстрации 25 и 26.

Азимутальная корреляция пар адронов при выборе событий, содержащих лидирующую частицу

Периферические – 2 пика: прямой и обратный

Центральные – нет обратного пика !!!

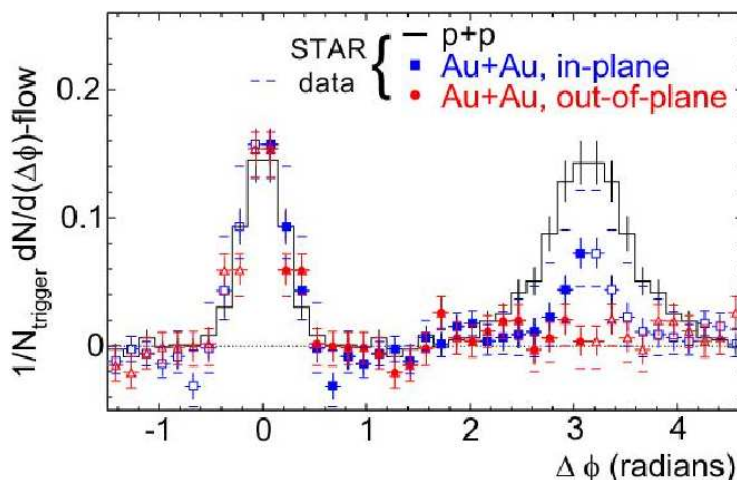


Точки – данные Au+Au,
 гистограмма – данные p+p,
 кривая – оценка фона в A-A

Пик при $\Delta\phi = 0$ наблюдается как p+p, так и в периферических и центральных A+A столкновениях.

Пик при $\Delta\phi = \pi$ (обратный пик) не проявляется (подавляется) в центральных A+A столкновениях.

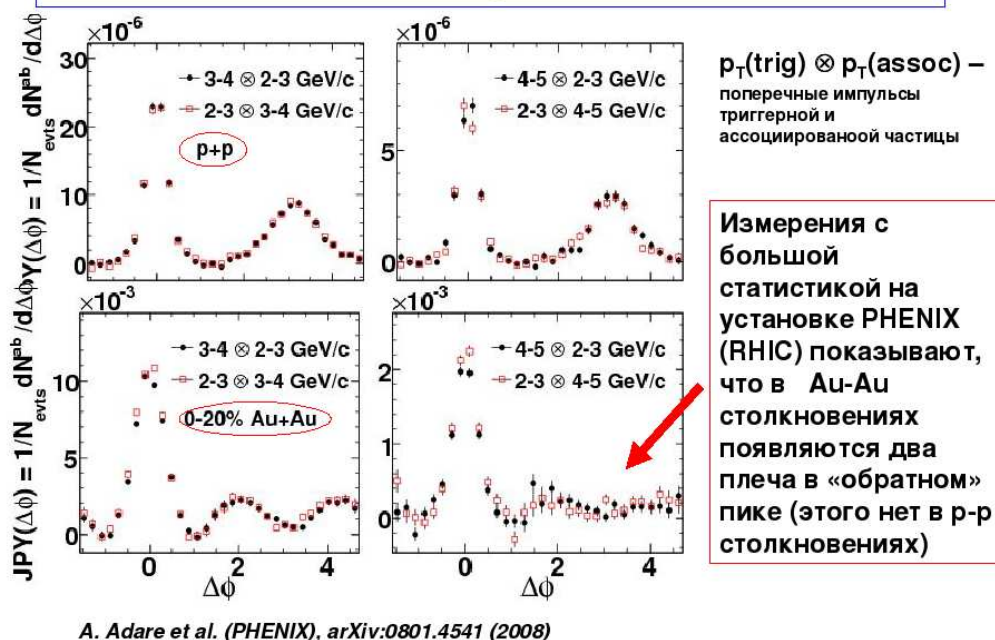
Измерения азимутальной корреляции пар адронов относительно угла плоскости реакции



Если вторая частица проходит перпендикулярно плоскости реакции (т.е. через большой слой рожденной материи), то «обратный» пик исчезает.

Рис. 55: Иллюстрации 27 и 28.

Два плеча «обратного» пика



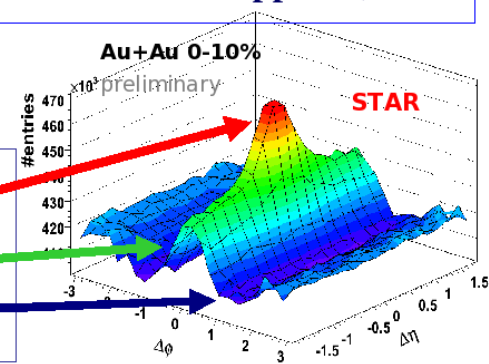
Подложка-шлейф в двух-частичных корреляциях

$3 < p_{t,\text{trigger}} < 4$
GeV

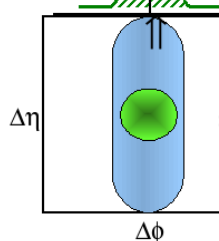
$p_{t,\text{assoc.}} > 2$ GeV

Составляющие

- Пик от струи
- Шлейф (ridge)
- Модулированный фон от v_2



Картина в $\Delta\eta$ - $\Delta\phi$ представлении

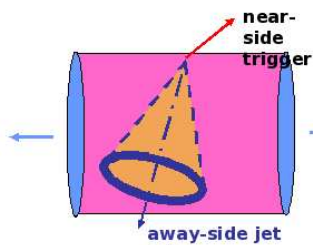


Проекция
после
вычитания v_2

Подложка от
шлейфа

Рис. 56: Иллюстрации 29 и 30.

Кольца в угловом распределении частиц



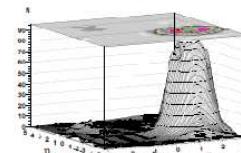
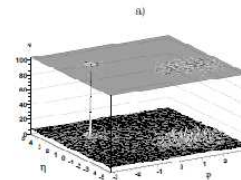
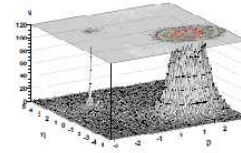
Вейвлет анализ двумерного углового распределения позволяет выделить событий с кольце-образной структурой

1) Сценарий черенковского излучения глюонов:

Наблюдаемая структура обратного пика – одномерная проекция конуса черенковского глюонного излучения на поперечную плоскость.

2) Сценарий ударной сверхзвуковой волны:

При прохождении быстрого адрона через слой плотной партонной материи возникают ударные волны по аналогии с движением тела со сверхзвуковой скоростью в макроскопической плотной среде



η ϕ

Выделение кольцевой структуры с помощью вейвлет анализа

Наблюдаемые в эксперименте

подавление «обратного» пика, искажение его формы и появление шлейфа в двух частичной азимутальной корреляции в центральных ядро-ядерных столкновениях

интерпретируются как следствие прохождения одного из партонов в двухструйном событии через слой плотного нового вещества с глюонным черенковским излучением или с появлением ударных волн.

Методическое и учебное пособие

Владимир Леонидович Коротких

**Физика столкновений ультрарелятивистских ядер
(экспериментальные закономерности)**

Оригинал-макет подготовлен автором

Работа поступила в ОНТИ 18.11.2008 года

Тираж 50 экз.

Отпечатано в типографии КДУ

Тел./факс: (495) 939-40-36.

E-mail: press@kdu.ru