

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА КОЛЛАЙДЕРЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ (RHIC)

*А. Г. Литвиненко**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе обсуждаются некоторые результаты, полученные в столкновениях тяжелых ядер на коллайдере релятивистских ионов (RHIC, США). Наряду с сигналами, которые изучались при более низких, чем на RHIC, энергиях (отношения выходов частиц, спектры в мягкой области, потоки и т. п.), обсуждаются и специфические для энергий RHIC сигнатуры, связанные с эффектом гашения струй и проявлением конденсата цветного стекла (CGC). Предварительные данные и детали реализации конкретных экспериментов на RHIC не рассматриваются.

Some results obtained in the study of the heavy nuclei collisions at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC, BNL, USA) are presented. Side by side with the observables studied for lower than at the RHIC energy (soft spectrum, particle ratios, flows, and so on) the observables specific for the RHIC energy connected with the jet quenching effect and Color Glass Condensate (CGC) are discussed. The preliminary results as well as the set-up of the RHIC experiments are not described.

PACS: 25.75 Dw

ВВЕДЕНИЕ

Вопросы исследования свойств ядерной материи при экстремально больших плотностях и температурах ставились еще до того, как квантовая хромодинамика была сформулирована в качестве теории, описывающей сильные взаимодействия (см., например, [1–3]). Очень скоро после принятия представлений о конфайнменте и об асимптотической свободе было осознано, что в ядерной среде при экстремальных условиях (сильно сжатой и(или) нагретой адронной материи) возможно существование состояния с деконфайнментом кварков и глюонов (партонов). Так, в работе [4] отмечалось, что за счет уменьшения константы связи на малых расстояниях в центре нейтронной звезды может возникать адронная материя, свойства которой определяются не бесцветными адронами, а кварками и глюонами в состоянии деконфайнмента (сильно сжатая ядерная материя). На возможное существование состояния с деконфайнментом на ранней стадии развития Вселенной указывалось в работах [5, 6]. Сам термин кварк-глюонная плазма (КГП), по-видимому,

*E-mail: litvin@moonhe.jinr.ru

был введен в работе [7], где указывалось на то, что такое состояние может возникать при столкновениях тяжелых ионов, если в таких столкновениях достигается плотность энергии порядка 1 ГэВ/фм^3 .

Прогресс в теоретическом понимании закономерностей перехода от состояния ядерной среды, свойства которой определяются бесцветными адронами, к состоянию, свойства которого определяются партонами, связан с расчетами КХД на решетках (см. [8, 9]). Успехи этих расчетов существенно определяются стремительным ростом вычислительных мощностей в последние двадцать лет.

Экспериментальные исследования образования кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов ведутся уже более двадцати лет. За это время был исследован широкий интервал энергий столкновений: $\sqrt{S_{NN}} = 1 \text{ ГэВ}$ на Bevalac в LBNL, $\sqrt{S_{NN}} = 5 \text{ ГэВ}$ на AGS в BNL и $\sqrt{S_{NN}} = 17 \text{ ГэВ}$ на SPS в ЦЕРН. При перечисленных энергиях однозначного указания на образование КГП не получено. Хотя следует отметить, что в экспериментах на SPS были получены результаты, которые не удается объяснить в рамках нуклон-нуклонных рассеяний и которые, как утверждается, указывают на образование «сильно сжатой ядерной материи» (см. [10]).

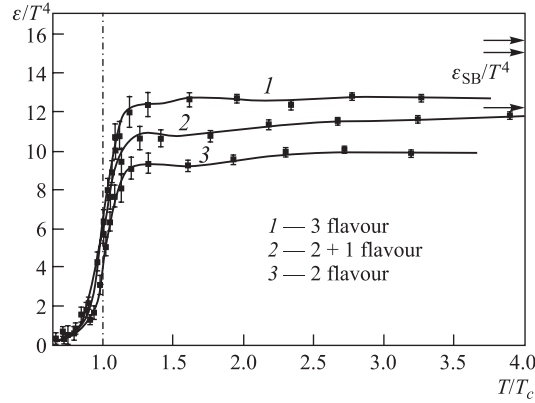
Коллайдер релятивистских ионов (RHIC), расположенный в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL), был введен в эксплуатацию в 2000 г. и до настоящего времени позволяет изучать ядро-ядерные столкновения при самых высоких энергиях. RHIC ориентирован на изучение столкновений тяжелых ионов (вплоть до золота) при максимальной энергии столкновения $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}$ и поляризованных протонов до энергии $\sqrt{S} = 500 \text{ ГэВ}$. В точках пересечения пучков на RHIC расположены четыре эксперимента: BRAHMS, PHENIX, PHOBOS (выведен из эксплуатации в 2005 г.) и STAR. Подробная информация об эксплуатационных и технических параметрах RHIC и установок на нем приведена в [11], а также содержится на соответствующих сайтах [12–16]. Каждый из экспериментов на RHIC ориентирован на изучение характерных, специфических для него, наборов наблюдаемых. Тем не менее в пересекающихся областях экспериментальные данные, полученные на разных установках, находятся в хорошем согласии. Это является дополнительным аргументом в пользу достоверности полученных на RHIC результатов.

Число публикаций, посвященных исследованиям по программе столкновений тяжелых ионов на RHIC, на конец 2004 г. превышало 500 и продолжает расти неослабевающими темпами. Поэтому сделать полный обзор работ по этой тематике не представляется возможным. В данной работе сделана попытка обсудить некоторые специфические для энергий RHIC эффекты. Подробную информацию о результатах, полученных в экспериментах на RHIC за первые три года работы, можно найти в [17–20].

1. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ НА РЕШЕТКЕ

В ранних работах, посвященных КГП, из модельных соображений предполагалось, что при критической температуре $T_c \approx 170$ МэВ и плотности энергии порядка 1 ГэВ/фм³ происходит фазовый переход первого рода (см., например, [7]). Указанные плотности энергии в два раза больше плотности энергии в нуклоне ($0,5$ ГэВ/фм³) и почти на порядок больше плотности энергии в ядре ($0,14$ ГэВ/фм³). Расчеты на решетках, выполненные при переходе от КГП к адронной материи, позволяют конкретизировать эти качественные представления о структуре сжатой и нагретой ядерной материи и уточнить характер фазового перехода.

Рис. 1. Зависимость плотности энергии от температуры. Символы — результаты расчетов на решетке [21]. Линии проведены для удобства различать расчеты для разных условий. Кривая 2 — расчеты с массой странного кварка, в четыре раза превышающей массу u - и d -кварков



На рис. 1 приведено полученное в расчетах на решетке изменение плотности энергии в зависимости от температуры. Остановимся подробнее на результатах этих расчетов. Из распределений Бозе–Эйнштейна и Ферми–Дирака следует, что для безмассовых невзаимодействующих частиц при температуре T на одну бозонную степень свободы приходится плотность энергии $\pi^2 T^4/30$, а на фермионную степень свободы — $7/8 \pi^2 T^4/30$ (эти величины являются аналогом закона Стефана–Больцмана для излучения черного тела). С учетом вкладов от числа глюонов, кварков и антикварков, ароматов, спиновых и цветных степеней свободы получаем следующие выражения для плотности энергии (в пределе Стефана–Больцмана):

- для двух активных кварков

$$\epsilon_{\text{SB}} = 2_f \cdot 2_s \cdot 2_q \cdot 3_c \frac{7}{8} + 2_s \cdot 8_c \frac{\pi^2}{30} T^4 = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4, \quad (1)$$

- для трех активных кварков

$$\epsilon_{\text{SB}} = 3_f \cdot 2_s \cdot 2_q \cdot 3_c \frac{7}{8} + 2_s \cdot 8_c \frac{\pi^2}{30} T^4 = 47,5 \frac{\pi^2}{30} T^4. \quad (2)$$

Численные коэффициенты перед $\pi^2 T^4/30$ для двух и трех активных ароматов (37 и 47,5) на порядок превышают аналогичную величину для нормальной адронной материи, когда вклад дают только пионы и для которой соответствующий коэффициент равен 3 (случай $T < T_c$ на рис. 1). Значения плотности энергии для безмассовых частиц (уравнения (1) и (2)) показаны на рис. 1 стрелками. Из этих расчетов видно, что в состоянии, когда разморожены кварковые степени свободы, плотность энергии на 30–35% ниже, чем соответствующие значения в пределе Стефана–Больцмана. Возможные причины такого расхождения обсуждаются ниже.

Естественно поставить вопрос о том, какого рода фазовый переход следует ожидать при тех или иных плотностях (химических потенциалах) адронной материи. Расчеты на решетках показывают, что при значениях химического потенциала, отвечающего энергиям RHIC, реализуется переход типа кроссовер (см. рис. 2). Фазовый же переход первого рода, как это предполагалось в ранних работах (см. [7]), происходит при более высоких барионных плотностях.

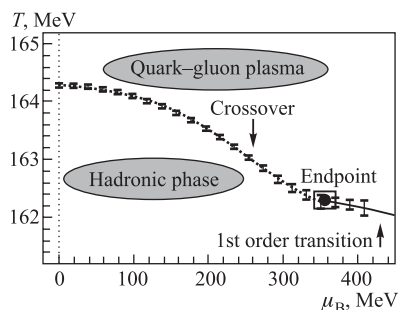


Рис. 2. Критическая температура и тип фазового перехода для разных значений химического потенциала [22]

Следует также отметить, что представление о кварк-глюонной плазме как о газе слабо взаимодействующих партонов, бытовавшее до начала работы RHIC, не находит подтверждения ни в экспериментальных данных (например, малое время установления термодинамического равновесия, которое обсуждается ниже), ни в теоретических расчетах (например, упоминавшееся отклонение плотности энергии от предела Стефана–Больцмана или результаты расчетов на решетках для эффективной величины константы связи (см. [23, 24] и ссылки в них)). Чтобы различать эти два вида кварк-глюонной плазмы, иногда используют следующие обозначения: wQGP — для газа слабо взаимодействующих партонов; sQGP — для плазмы с сильно взаимодействующими партонами. Более подробное обсуждение этих вопросов содержится в работах [23, 24].

2. ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ, ДОСТИЖИМАЯ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА RHIC

Одним из ключевых вопросов, на который необходимо ответить при исследовании образования кварк-глюонной плазмы, является вопрос о том, какая плотность может быть достигнута в центральных ядро-ядерных столкно-

вениях при энергиях RHIC. Энергию, которая отбирается у первичных частиц при их столкновении, можно оценить с помощью так называемой тормозной способности (stopping power). Тормозная способность δy определяется из быстротного распределения первичных барионов (net-baryons) dN/dy следующим выражением (см. [32, 33]):

$$\delta y = y_b - \langle y \rangle, \quad \langle y \rangle = \int_0^{y_b} y \frac{dN}{dy} dy / \int_0^{y_b} \frac{dN}{dy} dy, \quad (3)$$

где y_b — быстрота налетающего нуклона (ядра).

Данные, полученные коллаборацией BRAHMS для быстротного распределения первичных (исходных) протонов (net-protons), число которых определяется как число барионов минус число антибарионов, показаны на рис. 3. Из этого рисунка видно, что для энергий RHIC барионный заряд в центральной области существенно ниже, чем для энергий SPS и AGS. К аналогичному выводу приводит анализ выходов частиц и античастиц в центральной области. Сравнительная величина тормозной способности для разных энергий столкновений показана на рис. 4.

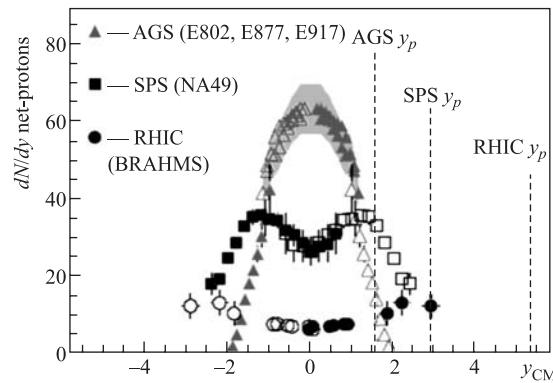


Рис. 3. Распределение плотности первичных протонов, измеренное для центральных столкновений в экспериментах на AGS [25–27] ($\text{Au} + \text{Au}$ $\sqrt{S_{NN}} = 5$ ГэВ), SPS [28] ($\text{Pb} + \text{Pb}$ $\sqrt{S_{NN}} = 17$ ГэВ) и RHIC ($\text{Au} + \text{Au}$ $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ) [29–31]. Вертикальными пунктирными линиями показаны быстроты сталкивающихся ядер

С учетом распределения плотности первичных барионов и зависимости сечений рожденных адронов от поперечных импульсов в работе [30] получено, что каждый из сталкивающихся нуклонов в среднем теряет от половины до 85% начальной энергии $47 < \Delta E < 85$ ГэВ. Неопределенность этой оценки прежде всего связана с неопределенностью экстраполяции распределения исходных барионов в область больших быстрот, так как быстрое

распределение измерено (по техническим причинам) в области более узкой, чем это задается быстротами сталкивающихся ядер (см. рис. 4). В любом случае при энергиях RHIC вторичным частицам передается достаточно большая энергия.

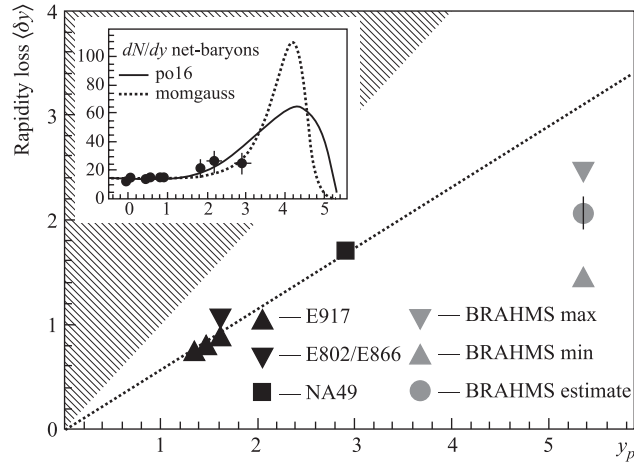


Рис. 4. Величина потерь быстроты первичными нуклонами в зависимости от энергии столкновений. Заштрихована нефизическая область. Пунктирная линия показывает аппроксимацию данных AGS и SPS феноменологической зависимостью $\delta y = 0,58y_p$. На вставке показаны использованные в работе [30] аппроксимации распределения плотности первичных барионов на полную область быстрот

При обсуждении плотности энергии, выделившейся в центральной области, в работе [20] вводятся следующие определения плотности, последовательно возникающей на разных этапах реакции:

- максимальная плотность энергии в момент времени, когда сталкивающиеся ядра полностью перекрыты;
- максимальная плотность сформированной энергии (переданной рожденным частицам в момент, когда файербол только сформировался (момент времени τ_{form}));
- максимальная плотность энергии в момент установления локальной термализации τ_{therm} . Соответствующие плотности и оценки времен приведены на рис. 5 (см. [20]).

Пиковая величина плотности энергии в момент перекрытия первичных ядер легко рассчитывается из простых геометрических соображений и при столкновении ядер радиусом R для максимальной энергии RHIC (гамма-фактор $\gamma = \sqrt{S_{NN}}/2m_N$) составляет $\varepsilon_0 \approx 3000$ ГэВ/фм³. Очевидно, что далеко не вся эта энергия уходит на формирование разогретого файерболла,

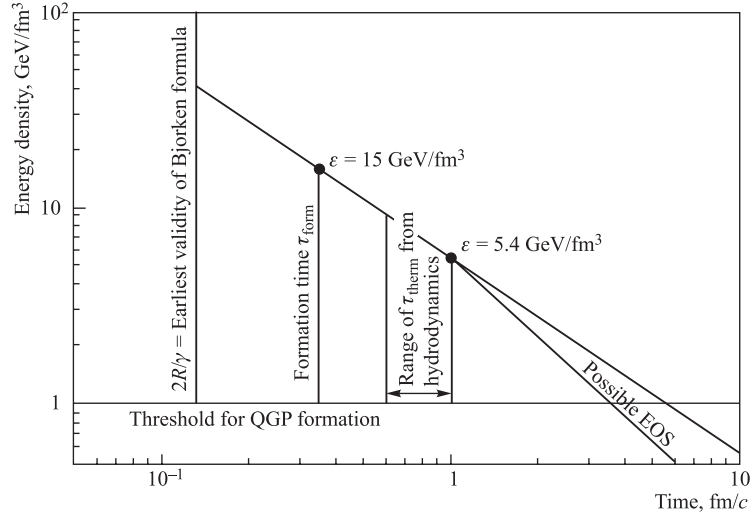


Рис. 5. Схематическое изображение времен и плотностей энергии в соответствии с предложенным Бьеркеном [34] сценарием развития времени-пространственной картины ядро-ядерных столкновений. Рисунок взят из работы [20]

формирующегося в области центральных быстрот. Для расчета сформированной плотности энергии в работе [20] получен вывод формулы Бьеркена (см. [34]) для плотности энергии в момент формирования, без предположения о существовании плато в центральной области распределения по быстротам вторичных частиц. Не повторяя детали вывода, приведем окончательную цепочку равенств для плотности сформированной энергии:

$$\langle \varepsilon(\tau_{\text{form}}) \rangle = \frac{dN(\tau_{\text{form}})}{dy} \frac{\langle m_T \rangle}{\tau_{\text{form}} A} = \frac{1}{\tau_{\text{form}} A} \frac{dE_t(\tau_{\text{form}})}{dy}, \quad (4)$$

где A обозначает поперечный размер сталкивающихся ядер, а при получении последнего равенства использовано соотношение $dE_T/dy = \langle m_T \rangle dN_T/dy$. Это выражение применимо при выполнении следующих двух условий:

- время формирования фибрбола по порядку величины определяется временем формирования вторичных частиц;
- время формирования должно быть больше времени пересечения сталкивающихся ядер, т. е. должно выполняться $\tau_{\text{form}} > 2R/\gamma$, где R — радиус сталкивающихся ядер.

Обычно, без серьезной мотивации, при оценке плотности сформированной энергии время формирования принимают равным 1 фм/с. Такая оценка приводит к следующим значениям плотности сформированной энергии:

- энергии AGS $\varepsilon(\tau_{\text{form}} = 1 \text{ фм/с}) = 1,5 \text{ ГэВ/фм}^3$ [26];
- энергии SPS $\varepsilon(\tau_{\text{form}} = 1 \text{ фм/с}) = 2,9 \text{ ГэВ/фм}^3$ [35];
- максимальная энергия RHIC $\varepsilon(\tau_{\text{form}} = 1 \text{ фм/с}) = 5,4 \text{ ГэВ/фм}^3$ [36].

При этом времена пересечения сталкивающихся ядер соответственно равны:

- для AGS (Au + Au $\sqrt{S_{NN}} = 5 \text{ ГэВ}$) и $2R/\gamma = 5,3 \text{ фм/с}$;
- для SPS (Pb + Pb $\sqrt{S_{NN}} = 17 \text{ ГэВ}$) и $2R/\gamma = 1,6 \text{ фм/с}$;
- для RHIC (Au + Au $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}$) и $2R/\gamma = 0,13 \text{ фм/с}$.

Отсюда следует, что во всех случаях, кроме столкновений на RHIC, время пересечения больше 1 фм/с. Вопрос о выборе более реалистичной величины времени формирования обсуждался в [20], где в качестве реалистичного времени сформированной плотности энергии предложено взять время формирования частицы с поперечной массой m_T , которое равно $t = \hbar/m_T$. При этом поперечную массу можно оценить по параметрам детектируемых частиц из следующего равенства:

$$\langle m_T \rangle = \frac{dE_T(\tau_{\text{form}})/dy}{dN(\tau_{\text{form}})/dy} \approx \frac{dE_T/d\eta}{dN/d\eta} \quad (\text{в конечном состоянии}), \quad (5)$$

где η — псевдобыстрота. Распределение по поперечной энергии и по множественности исследовалось в работе [36] для трех значений энергии RHIC. На рис. 6 показана зависимость отношения поперечной энергии к поперечной множественности заряженных частиц (т. е. $\langle m_T \rangle$) от центральности столкновений. Из этого рисунка следует, что поперечная энергия заряженных частиц m_T в широком интервале прицельных параметров равна 0,85 ГэВ для полной энергии RHIC. С использованием соотношения $dN_{\text{ch}}/d\eta = (2/3)dN/d\eta$ в [36] получено $m_T \approx 0,57 \text{ ГэВ}$. Эта величина поперечной массы соответствует времени формирования $\tau_{\text{form}} = 0,35 \text{ фм/с}$.

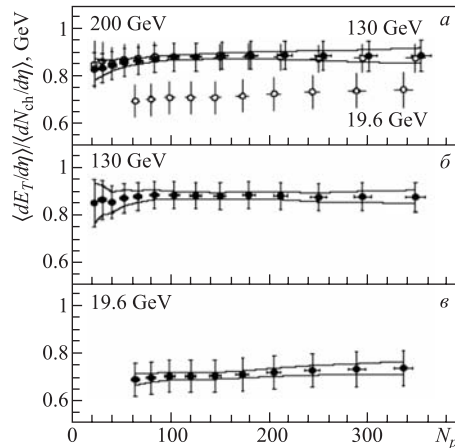
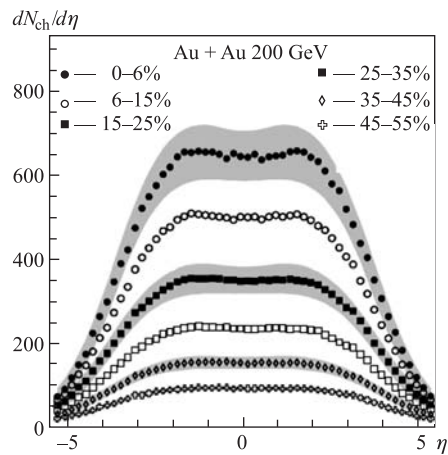


Рис. 6. Отношение распределения по псевдобыстроте плотности энергии к соответствующему отношению плотности заряженных частиц в Au + Au-столкновениях в зависимости от центральности (числа участников N_p) столкновений для трех значений энергии RHIC [36]

С учетом распределения заряженных частиц по псевдобыстродам, показанным на рис. 7 [37], для плотности энергии в момент формирования получается следующая оценка: $\varepsilon(\tau_{\text{form}} = 0,35 \text{ фм}/c) = 15 \text{ ГэВ}/\text{фм}^3$. Поскольку эта величина получена из оценок плотности по конечным частицам, то к ней следует относиться как к оценке сверху. Действительно, существует много механизмов, которые приводят к уменьшению плотности энергии с течением времени, например, потери энергии на совершение работы $p dV$ при расширении файерболла, но не известно механизма, который бы увеличивал плотность энергии по мере расширения и остывания файерболла.

Рис. 7. Распределения плотности заряженных частиц по псевдобыстроте в Au + Au-столкновениях при полной энергии RHIC. Затемненные области отвечают систематическим ошибкам (в основном связанным с неопределенностями расчетов степени центральности). Подробности см. в [37]



Указанная оценка плотности энергии в момент формирования файерболла существенно превышает предел, необходимый для формирования кварк-глюонной плазмы, но она получена для состояния, для которого нет оснований считать, что термодинамическое равновесие (пусть даже локальное) установилось. Ниже вопросы установления такого равновесного состояния обсуждаются подробнее. Здесь же, следуя работе [20], заметим, что время термализации можно оценить исходя из сценария Бьеркена [34]. Соответствующие расчеты проиллюстрированы рис. 5, из которого видно, что плотность энергии в момент термализации равна $\varepsilon(\tau_{\text{therm}}) \approx 5,4 \text{ ГэВ}/\text{фм}^3$. Таким образом, экспериментальные данные, полученные на RHIC, позволяют сделать вывод, что плотности энергии, достигаемые в центральных столкновениях, превышают необходимый предел для образования КГП, который получается из расчетов на решетках.

Что касается множественности при энергиях RHIC, то перед началом его работы ожидалось, что множественность, которая определяется выходом мягких частиц, будет описываться моделями, учитывающими рождение министруй. Указанные модели предсказывают быстрый рост множественности с

ростом начальной энергии, и этот рост будет более резким с увеличением центральности. Данные, полученные на RHIC уже в первый год [45–47] работы, показали, что рост множественности заметно слабее, чем ожидалось (см. рис. 8). Для объяснения такого сравнительно слабого роста множественности с ростом энергии столкновений предлагалось два возможных механизма. Одним из таких механизмов является ослабление роста множественности за счет затенения глюонов [38]. В качестве другой причины, которая приводит к ослаблению роста множественности с ростом энергии, рассматривается насыщение глюонных распределений при малых значениях x за счет нелинейного взаимодействия глюонов. Такое насыщение распределений за счет большой плотности глюонов называют «color glass condensate» [40,41]. На рис. 9 [20] показано, как эти два подхода описывают экспериментальные данные. Из этих рисунков можно заключить, что наиболее вероятным кандидатом для описания множественности мягких частиц (именно такие частицы дают основной вклад в множественность), являются модели, учитывающие насыщение глюонных распределений.

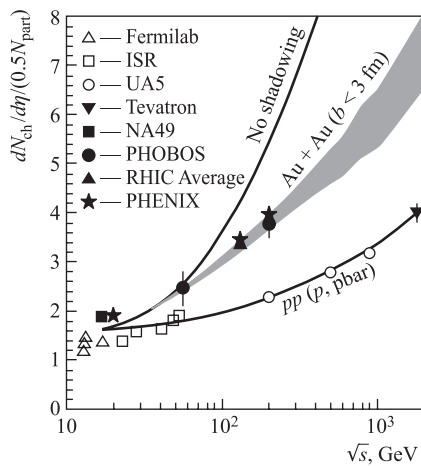


Рис. 8. Экспериментальные данные и теоретические предсказания для зависимости множественности от энергии столкновений [38]. Линия с надписью «No shadowing» — предсказания в пересчете на число пар участников. Затемненная полоса — расчеты с учетом затенения глюонов, которое вводится для описания экспериментальных данных

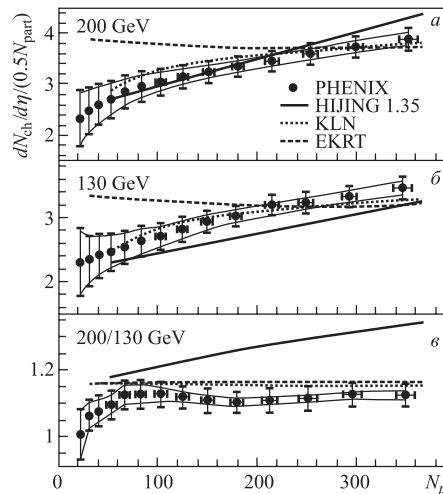


Рис. 9. Зависимость множественности, нормированной на число пар нуклонов «участников», от центральности столкновения для двух значений энергии [39]. Показаны следующие теоретические расчеты: HIJING — модель, базирующаяся на pQCD [40]; KLN учитывает эффекты насыщения глюонов в начальном состоянии [41, 42], а EKRT предполагает насыщение в конечном состоянии [43, 44]

3. ХИМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ

Попытки применить статистические модели для описания соотношений выходов частиц в реакциях при высоких энергиях предпринимались уже для описания электрон-позитронных и протон-протонных столкновений $e^+ + e^-$ [48] и $p + p$ [49]. Одним из возражений против применения статистических подходов для такого рода реакций было малое число рожденных частиц. Поскольку в ядро-ядерных столкновениях множественности намного больше (см., например, рис. 8), то такое возражение уже менее критично. Для описания выходов частиц используют большой канонический ансамбль, адаптированный к условиям ядро-ядерных столкновений (см. [50]). Статистическая модель широко использовалась для анализа условий установления химического равновесия при различных энергиях столкновений от энергий GSI до энергий SPS (см. [51–57]). Вследствие больших множественностей рожденных частиц в Au + Au-столкновениях (см. рис. 7), а также большого накопленного объема экспериментальной информации для отношений выходов частиц, полученной при энергиях RHIC, попытки проанализировать закономерности выходов частиц при умеренных импульсах $p < 2$ ГэВ/с с позиций термодинамических моделей представляются естественными и наиболее обоснованными. С учетом условий «химического вымораживания» (chemical freeze-out) статистические модели [58,59] приводят к следующему выражению для плотности ρ_i частиц сорта i в адронном газе:

$$\rho_i = \gamma_s^{(s+\bar{s})_i} \frac{g_i}{2\pi^2} T_{\text{ch}}^3 \left(\frac{m_i}{T_{\text{ch}}} \right)^2 K_2 \left(\frac{m_i}{T_{\text{ch}}} \right) \lambda_q^{Q_i} \lambda_s, \quad (6)$$

где m_i — масса соответствующего адрона; g_i — число спин-изоспиновых степеней свободы; K_2 — модифицированная функция Бесселя второго рода и

$$\lambda_q = \exp(\mu_q/T_{\text{ch}}), \quad \lambda_s = \exp(\mu_s/T_{\text{ch}}). \quad (7)$$

При этом химические потенциалы $u(\bar{u})$ - и $d(\bar{d})$ -кварков (антикварков) считаются одинаковыми и равными μ_q , который в свою очередь втрое меньше барионного потенциала $\mu_B = 3\mu_q$, а μ_s — химический потенциал странного кварка (антикварка). Температура установления химического равновесия (химического вымораживания) обозначена через T_{ch} , $Q_i = (u - \bar{u} + d - \bar{d})_i$ — число исходных, содержащихся в сталкивающихся ядрах, валентных кварков в рассматриваемом объеме фазового пространства, а множитель γ_s (определяется из фитирования) учитывает степень установления химического равновесия в секторе странных кварков.

Помимо отношения выходов и спектров частиц информацию о термодинамических свойствах файерболла несут некоторые корреляционные наблюдаемые, например, эллиптический поток (ограничение на время термализации и уравнение состояния). Такие корреляционные наблюдаемые обсуждаются ниже. Здесь же остановимся на измеренных в экспериментах на RHIC

отношениях выходов частиц, которые позволяют оценить температуру, при которой устанавливается химическое равновесие, химические потенциалы и степень установления химического равновесия в секторе странных кварков.

На рис. 10 показаны отношения выходов каонов, протонов и антипротонов [60] в зависимости от центральности для Au + Au-столкновений.

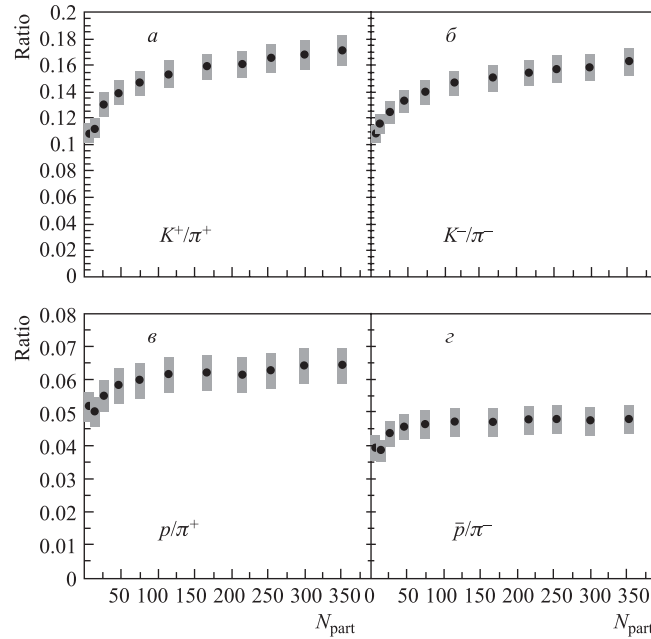


Рис. 10. Зависимость от центральности (числа участников N_p) отношений выходов частиц для Au + Au-столкновений при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [60]

Из рисунка видно, что эти отношения быстро насыщаются с увеличением степени центральности. Эти отношения для центральных столкновений были проанализированы в рамках термодинамической модели (уравнения (6), (7)). Пример такого анализа содержится в работах [59, 61]. Результаты анализа представлены на рис. 11.

Параметры, полученные при фитировании данных RHIC в работе [59], приведены на рисунке. Близкие значения параметров получаются из фитирования данных RHIC при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 130$ ГэВ. Следует отметить, что разные авторы приводят несколько отличающиеся значения для температур установления химического равновесия в центральных столкновениях при максимальной энергии RHIC. Так, в работе [59] получено $T_{ch} = (157 \pm 3)$ МэВ, в работе [62] — $T_{ch} = (177 \pm 7)$ МэВ и в работе [63] — $T_{ch} = (165 \pm 7)$ МэВ.

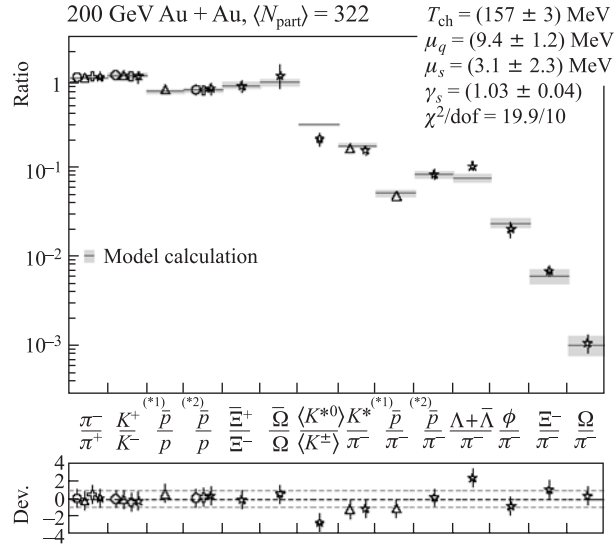


Рис. 11. Отношения выходов частиц для центральных Au + Au-столкновений при максимальной энергии RHIC, полученные в разных экспериментах: треугольники — PHENIX; звездочки — STAR; кружки — BRAHMS и крестики — PHOBOS (см. [19, 20] и ссылки в них). На нижнем графике показаны отклонения от фитирования, выполненного в рамках термодинамической модели [59]. Параметры, извлеченные из фитирования, показаны на верхнем графике

Такое отличие в температурах может быть связано с разницей в оценке числа частиц, возникающих после распада резонансов. Например, для пионов, по оценкам из [63], вклад от распадов резонансов может достигать 70%. Кроме того, нужно заметить, что в рамках статистической модели температура и химические потенциалы сильно антикоррелируют. Что касается установления химического равновесия для странных кварков, то результаты всех известных анализов в рамках термодинамической модели указывают на то, что для энергий RHIC в этом секторе достигается полное химическое равновесие $\gamma_s \approx 1$ как при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 130$ ГэВ, так и при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. В то же время, согласно работе [64], для более низких энергий достигается частичное химическое равновесие для странных кварков. Так, для энергий AGS $\gamma_s = 0,65 \pm 0,07$, а для энергий SPS $\gamma_s = 0,84 \pm 0,03$. В работе [62] для энергий AGS и SPS получено $\gamma_s \approx 1$. Однако в этой работе учитывались выходы частиц в широкой области быстрот, что могло приводить к такой большой величине γ_s (обсуждение этого вопроса см. в [20]).

Быстрое насыщение отношений выходов вторичных частиц с увеличением центральности, показанное на рис. 12, приводит к тому, что параметры

термодинамической модели также насыщаются с ростом центральности, т. е. принимают значения, характерные для центральных столкновений.

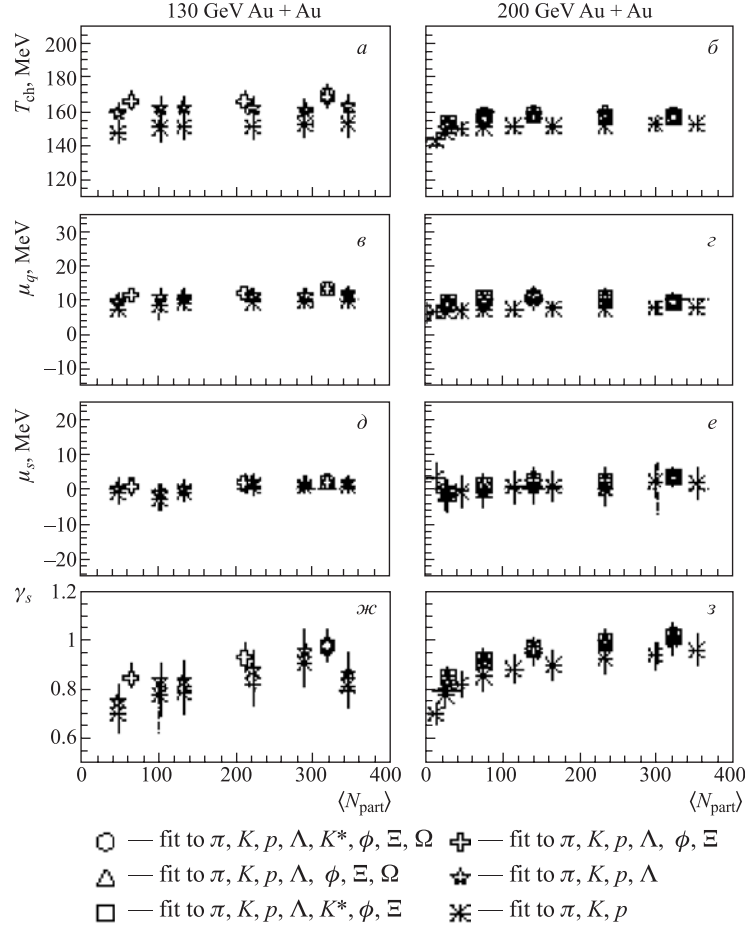


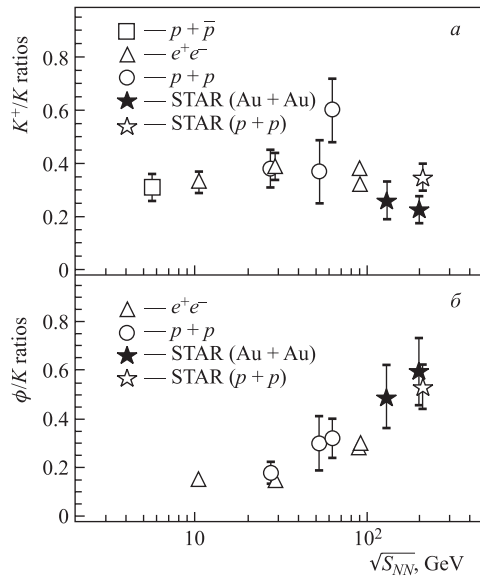
Рис. 12. Химические потенциалы легких и странных кварков, температура установления химического равновесия и коэффициент насыщения странных кварков в зависимости от центральности (числа участников $\langle N_{\text{part}} \rangle$) для двух значений энергий RHIC [59]

Таким образом, из анализа отношений выходов частиц на основе термодинамических моделей можно сделать вывод, что полное термодинамическое равновесие (включая странный сектор) устанавливается на кварковом уровне в центральных (и не только центральных (см. рис. 12)) столкновениях для энергий RHIC при температурах $T_{\text{ch}} \approx 157\text{--}177$ МэВ. Строго говоря, такой

вывод из анализа данных по отношениям выходов частиц является необходимым, но недостаточным условием, так как перерасеяния в адронной фазе могут приводить к изменению соотношений между адронами.

Что касается выходов резонансов, то следует отметить, что могут быть причины, которые изменяют их выходы по сравнению с тем, что предсказывается термодинамической моделью [67]. Так, после установления локального термодинамического равновесия в кварк-глюонном секторе происходит адронизация. После адронизации какое-то время идет период взаимодействия между адронами, и только после прекращения взаимодействия наступает стадия, которая называется кинетическим вымораживанием (kinetic freeze-out stage) [76–78]. Поскольку продолжительность такой стадии может оказаться больше или сравнимой со временем жизни конкретного резонанса, выход таких резонансов определяется не только тем, сколько их родилось в момент химического равновесия, но и вероятностью каналов их рекомбинации в адронной фазе. Так, для резонанса $K(892)^*$ в работе [66] получены оценки времени жизни фазы кинетического вымораживания. Эти оценки базируются на измеренных выходах соотношения ϕ -мезонов и $K(892)^*$ -мезонов (см. рис. 13).

Рис. 13. Отношения выходов K^*/K (а) и ϕ/K^* (б) в зависимости от энергии столкновений. Для выходов в центральных Au + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 130$ ГэВ использованы данные из [65], для $p + p$ и Au + Au при $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ данные из [66] и [67], для e^+e^- при $\sqrt{S} = 10,45$ ГэВ [68], при $\sqrt{S} = 29$ ГэВ [69] и при $\sqrt{S} = 91$ ГэВ [70, 71]. Для $p + p$ при $\sqrt{S} = 5,6$ ГэВ [72], $\sqrt{S} = 27,5$ ГэВ [73], $\sqrt{S} = 52,5$ ГэВ [74] и для $\sqrt{S} = 63$ ГэВ [75]. Рисунок взят из [67]



Из этого рисунка видно, что отношение выходов K^*/K остается постоянным или даже несколько подавленным, а отношение выходов ϕ/K^* растет. Это является результатом того, что из-за распадов и малой вероятности регенерации в адронной фазе число K^* оказывается меньше, чем предсказывается статистической моделью. Если это так, то можно оценить время между уста-

новлением химического равновесия и временем установления кинетического вымораживания Δt из следующего соотношения:

$$\frac{K^*}{K} \Big|_{\text{kin}} = \frac{K^*}{K} \Big|_{\text{ch}} \exp(-\Delta t/\tau), \quad (8)$$

где $\tau = 4$ фм/с — время жизни K^* . В [67] получена следующая оценка времени между моментом установления химического равновесия и временем, когда перерасеяния в адронной фазе перестают играть заметную роль: $\Delta t = (2 \pm 1)$ фм/с.

4. СПЕКТРЫ ЧАСТИЦ В МЯГКОЙ ОБЛАСТИ

Спектры адронов с малыми и умеренными поперечными импульсами ($p < \text{ГэВ}/c$) несут информацию о стадии реакции, вообще говоря, более поздней, чем время установления химического равновесия. При этом спектры содержат информацию не только о температуре, при которой частицы образуются, но и о радиальном потоке (скорости, с которой расширяется файербол) [80]. На рис. 14 показаны спектры пионов, каонов, протонов и антипротонов для центральных и периферических столкновений [79].

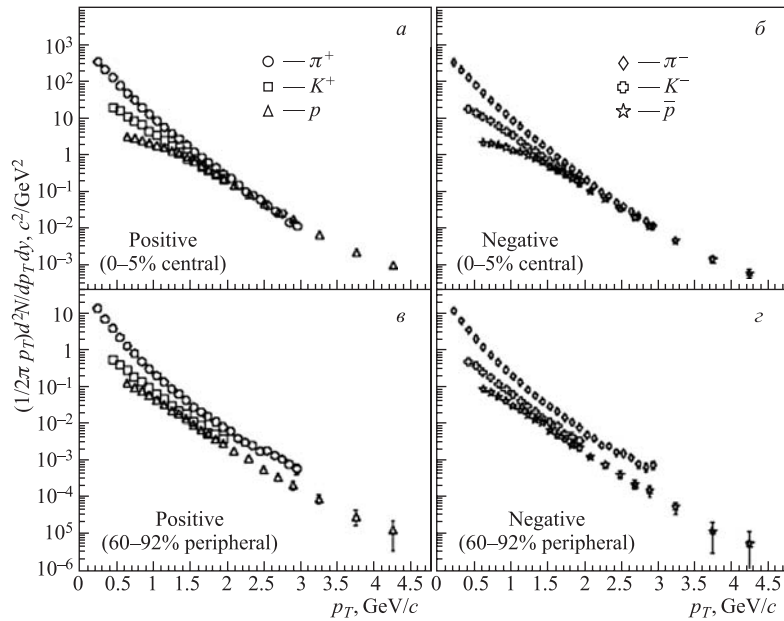


Рис. 14. Распределения по поперечным импульсам пионов, каонов, протонов и антипротонов в Au + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [79]

Более резкий спад пионных спектров при малых импульсах ($p_T \leq 1$ ГэВ) обусловлен вкладами от рождения резонансов (Δ , ρ и т.д.). Для характеристики зависимости формы спектров от прицельного параметра на рис. 15 показано изменение среднего импульса от степени центральности [79].

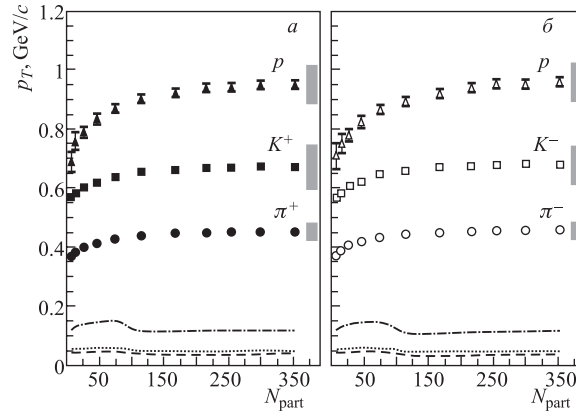


Рис. 15. Средний поперечный импульс в зависимости от числа нуклонов-«участников» (N_{part}) для пионов, каонов, протонов и антипротонов в Au + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [79]. В нижней части графиков показаны удвоенные систематические ошибки для протонов и антипротонов (штрихпунктирная линия), для каонов (пунктирная линия) и для пионов (штриховая линия)

Экспериментальные данные для пионов, каонов, протонов, а также ряда резонансов содержатся в работах [66, 81–83] и [67]. Для получения количественных оценок температуры и радиального потока необходимо, прежде всего, сделать предположения как о динамике расширения файерболла, так и о процессе испускания адронов. В большинстве работ используется модель ударной волны (blast-wave model) [80, 84]. В этой модели информация о температуре в момент испускания мягких адронов и скорости радиального потока извлекается при следующих предположениях:

- адроны испускаются в один и тот же момент времени по всему поперечному профилю файерболла. Этот момент времени задается «собственным временем», учитывающим продольное движение элементарного объема, из которого испускаются адроны, $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ (где t — время в системе центра масс сталкивающихся ядер; z — расстояние от точки столкновения вдоль оси столкновений);
- радиальная плотность в момент испускания адронов полагается однородной (в некоторых работах это предположение не используется);

- продольное расширение предполагается лоренц-инвариантным по отношению к преобразованиям вдоль оси столкновений (иногда такое предположение называют сценарием Бьеркена [34] или «boost»-инвариантностью);
- поперечное расширение в этой модели параметризуется с помощью быстроты, которая линейно зависит от радиальной координаты. Иногда это предположение обобщают, как, например, в модели из [85], предполагая степенную зависимость скорости расширения от радиальной координаты.

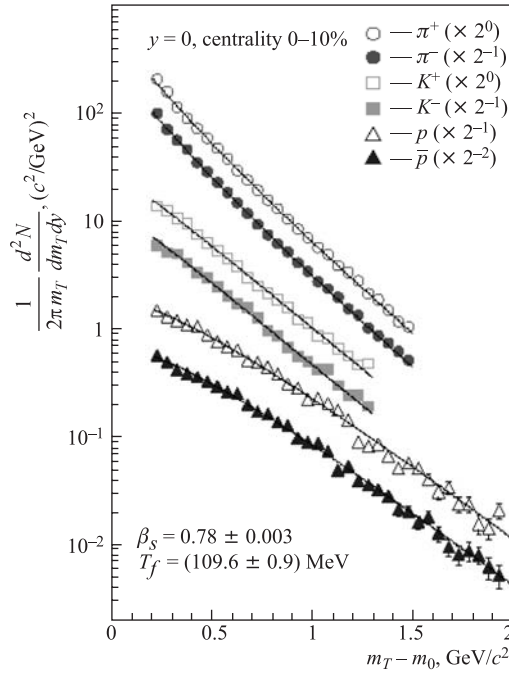


Рис. 16. Экспериментальные данные (символы) для спектров поперечных масс и результаты фитирования (линии) в соответствии с (9), (10). Рисунок взят из работы [85] (данные коллаборации BRAMS)

В общем случае в рамках этой модели спектры для поперечных масс даются следующим выражением (см. [80]):

$$\frac{d^2 N}{m_T dm_T} \propto \int_0^{R_{\max}} r dr m_T I_0 \left(\frac{p_T \sinh \rho}{T_f} \right) K_1 \left(\frac{m_T \cosh \rho}{T_f} \right), \quad (9)$$

где T_f — температура, при которой образуются адроны (freeze-out temperature); I_0 и K_1 — модифицированные функции Бесселя и $\rho = \tanh^{-1} \beta_T$ —

поперечная быстрота, которая определяется поперечной скоростью расширения источника β_T . В работе [85] спектры π^\pm , K^\pm и p^\pm в мягкой области фитировались зависимостью (9) в предположении, что профиль поперечных скоростей параметризуется с помощью скорости поверхности источника β_s в автомодельном виде:

$$\beta_T = \beta_s \left(\frac{r}{R_{\max}} \right)^\alpha. \quad (10)$$

При этом, согласно [86], максимальный размер фибрбола принимался равным $R_{\max} = 13$ фм. Результаты фитирования для центральных столкновений показаны на рис. 16. Значения свободных параметров для этой модели получают следующими:

- температура, при которой рождаются адроны, $T_f = (109,6 \pm 0,9)$ МэВ;
- скорость поверхности $\beta_s = 0,78 \pm 0,003$;
- параметр в автомодельной зависимости распределения скоростей в фибрболе $\alpha = 0,40 \pm 0,05$.

Средняя скорость расширения фибрбола рассчитывалась с помощью усреднения по объему фибрбола и равна $\beta = 0,65$.

Вообще следует отметить, что параметры фибрбола, извлекаемые из спектров мягких адронов, оказываются чувствительными к виду выбираемого сценария образования адронов («freeze-out»-сценария). Так, в работе [79] использовалась экспоненциальная зависимость для аппроксимации спектров по поперечным массам:

$$\frac{d^2 N}{2\pi m_T dm_T dy} = \frac{1}{2\pi T(T + m_0)} A \exp\left(-\frac{m_T - m_0}{T}\right), \quad (11)$$

где T — обратный параметр наклона, а A — нормировочный коэффициент. Результаты фитирования показаны на рис. 17.

Согласно [79, 80, 87, 88] обратный параметр наклона связан с температурой, при которой образуются адроны вымораживания T_f , и средней скоростью расширения фибрбола (средней скоростью радиального потока) $\langle\beta_T\rangle$ соотношением

$$T = T_f + m\langle\beta_T\rangle^2. \quad (12)$$

В работе [79] получено, что температура $T_f \approx 170$ МэВ и не зависит от центральности, тогда как скорость радиального потока растет с ростом центральности от $\approx 0,3$ для периферических столкновений (центральности 60–92 %) до $\approx 0,5$ для центральных столкновений (центральности 0–5 %). Из приведенных данных видно, что использование модели из [79] (уравнения (11) и (12)) приводит к существенно большим температурам образования адронов, чем для модели со сложным профилем скоростей в фибрболе (уравнения (9) и (10)). В работе [84] в результате последовательного применения модели ударной

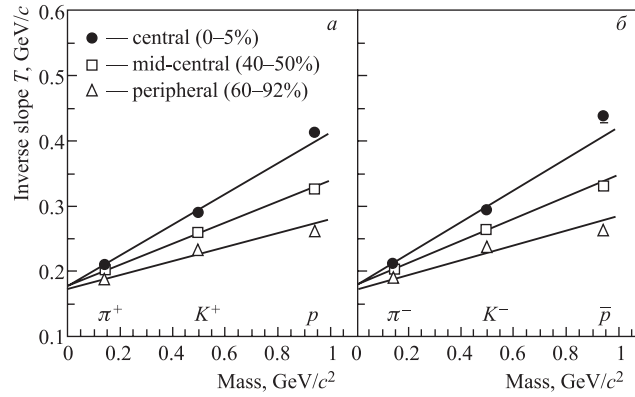


Рис. 17. Зависимость от массы и центральности обратного параметра наклона в спектрах положительных (а) и отрицательных (б) частиц. Фитирование проведено по области 0,2–1,0 ГэВ для пионов и 0,21–1,0 ГэВ для каонов, протонов и антипротонов согласно уравнению (11) [79]

волны для описания источника, испускающего адроны, по результатам данных из работ [89] и [90] получено $T_f \approx 106$ МэВ и $\beta_S \approx 0,53$. Эти величины получены из совместного фитирования данных для спектров и корреляций

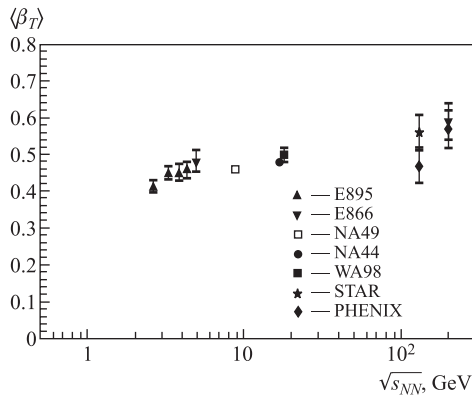


Рис. 18. Зависимость средней скорости расширения файерболла от энергии столкновений. Скорость расширения получена из фитирования мягкой части спектров частиц с разными массами. По данным работ [91–96]

на рис. 18 из [20]. Из этого рисунка видно, что β_T практически не зависит от энергии столкновений.

тождественных частиц. В работе [84] также предлагается уточнить некоторые положения модели ударной волны, поскольку она плохо описывает результаты по корреляциям тождественных частиц и, вообще говоря, содержит жесткие ограничения на сценарий образования адронов в момент вымораживания.

Поскольку величина средней скорости расширения файерболла слабо зависит от выбора модели образования адронов (по крайней мере для двух рассмотренных выше моделей), то естественно поставить вопрос о зависимости этой скорости от энергии столкновений. Такая зависимость показана

Наряду с выходами адронов при энергиях RHIC были также измерены спектры легчайших ядер и антиядер (дейтроны и ${}^3\text{He}$) [90, 102]. Поскольку дейтрон (антидейтрон) является слабо связанной системой ($\epsilon_b = 2,24$ МэВ), то дейтроны возникают на последней стадии реакции. Общепринятым механизмом их образования является коалесценция. Согласно этому механизму, дейтроны образуются при слиянии протона и нейтрона с близкими импульсами и находящимися близко друг к другу. В таком случае, если сечения образования протонов и нейтронов имеют одинаковую форму, имеется следующая связь между сечениями образования дейтронов и протонов [103]:

$$E_d \frac{d^3 N}{d^3 p_d} \Big|_{p_d=2p_p} = B_2 \left(E_p \frac{d^3 N}{d^3 p_p} \right)^2, \quad (13)$$

где B_2 — коэффициент коалесценции, который зависит от плотности протонов и нейтронов. Полученные значения коэффициентов коалесценции при разных энергиях показаны на рис. 19 из [102].

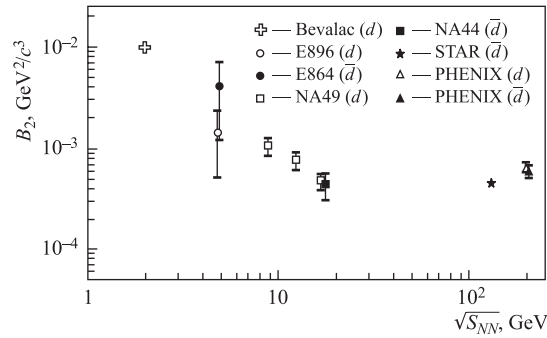


Рис. 19. Величина коэффициента коалесценции при различных энергиях столкновений (по данным работ [90, 97–101]). Рисунок из работы [102]

Из рисунка видно, что, начиная с энергии $\sqrt{S_{NN}} = 20$ ГэВ, коэффициент коалесценции перестает зависеть от энергии, что согласуется с измерениями размера области взаимодействия методом корреляции тождественных частиц (НВТ). В пределах ошибок коэффициенты коалесценции для дейтронов и антидейтронов равны. Это указывает на одинаковые времена вымораживания для нуклонов и антинуклонов. На основании равенства этих коэффициентов в работе [102] получено отношение антинейтронов к нейтронам в центральной области $\bar{n}/n = 0,37 \pm 0,04$ (заметим, что $\bar{p}/p = 0,73 \pm 0,01$). При этом часть протонов (нейтронов) p_a и антипротонов рождается парами, а часть является протонами (нейтронами), входящими в состав ядра p_n .

Отсюда получаем связь

$$p_n = \frac{(1 - \bar{p}/p)}{\bar{p}/p} p_a = (0,37 \pm 0,04) p_a, \quad (14)$$

$$n_n = \frac{(1 - \bar{n}/n)}{\bar{n}/n} n_a = (0,56 \pm 0,11) n_a. \quad (15)$$

Из этих равенств следует, что при равенстве числа нейтронов и протонов, рожденных в паре с соответствующими античастицами, плотности первичных протонов и нейтронов пропорциональны их числу в сталкивающихся ядрах (что представляется естественным).

5. ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ПОТОКИ

При нецентральных столкновениях область пересечения взаимодействующих ядер имеет анизотропную форму (см. рис. 20). Для наглядности можно считать ее имеющей форму эллипсоида. Если в файерболле, который образуется в нецентральном столкновении, существует сильное взаимодействие

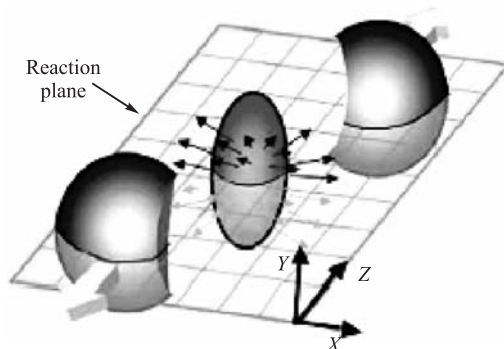


Рис. 20. Схематическое изображение области взаимодействия, образующейся в первые мгновения после нецентрального ядерного столкновения. Сталкивающиеся ядра движутся вдоль оси Z . Рисунок взят из [104]

(конstituенты имеют малую длину пробега), то такое взаимодействие приводит к тому, что возникает эллиптический поток, который, в конечном счете, находит выражение в асимметрии испускания частиц по отношению к плоскости реакции. Потоки, возникающие при нецентральных столкновениях, определяются через фурье-компоненты разложения распределения выходов частиц по азимутальному углу, отсчитываемому от плоскости реакции (см., например, [110]):

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{v_0}{2\pi} + \frac{v_2}{\pi} \cos(2\phi) + \frac{v_4}{\pi} \cos(4\phi) + \dots, \quad (16)$$

при этом коэффициент v_0 называется прямым потоком, v_2 — эллиптическим, а угол ϕ отсчитывается от плоскости реакции. Эллиптический поток чувствителен не только к величине взаимодействия между конститuentами, но и к состоянию уравнения образовавшегося файерболо. Это понятно из того факта, что для установления достаточно большой величины эллиптического потока необходимо, чтобы анизотропия сохранялась в течение заметного времени.

Поясним это примером из [20]. Отсутствие сильного взаимодействия в течение какого-то временного интервала после столкновения уменьшает величину анизотропии пространственной области. Это приводит к тому, что к моменту установления равновесия и начала термодинамического описания асимметрия файерболо уменьшится. Покажем это на наглядном примере из [105]. Для этого введем пространственный эксцентриситет ε , характеризующий анизотропию области взаимодействия согласно формуле

$$\varepsilon = \frac{\langle y^2 \rangle - \langle x^2 \rangle}{\langle y^2 \rangle + \langle x^2 \rangle}. \quad (17)$$

Если предположить, что частицы свободно разлетаются в течение промежутка времени Δt , то к моменту установления равновесия t_{form} (моменту установления начала гидродинамического описания), пространственный эксцентриситет уменьшится по сравнению с тем, что дает геометрия столкновений. Это демонстрируется на рис. 21, где показано отношение эксцентриситетов в момент времени формирования плюс время свободного разлета $t_{\text{form}} + \Delta t$ к эксцентриситету с нулевым временем свободного разлета. Из рисунка видно, что даже временная задержка $\Delta t = 2$ фм/с больше чем на 30 % уменьшает величину эксцентриситета для центральности порядка 50 %.

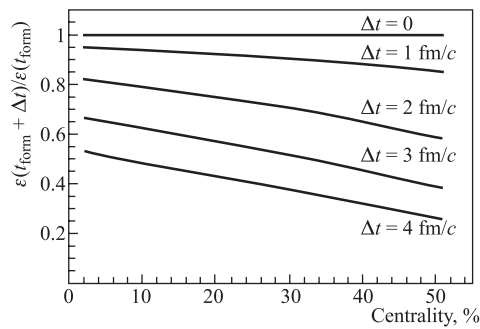


Рис. 21. Отношение эксцентриситетов после некоторого времени Δt задержки в столкновениях Au + Au в зависимости от центральности. Расчеты выполнены в соответствии с алгоритмом из [105], когда в течение времени Δt частицы свободно разлетаются. Рисунок взят из [20]

Измеренные величины эллиптических потоков на RHIC указывают на то, что времена термализации составляют 0,6–1 фм/с. Связь эллиптического потока с пространственной анизотропией (задаваемой геометрией) наглядно

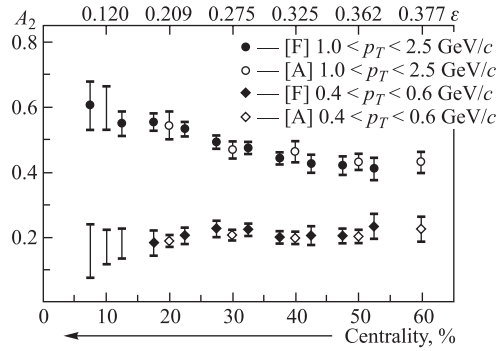


Рис. 22. Зависимость отношения величины эллиптического потока к величине пространственного эксцентриситета $A_2 = v_2/\varepsilon$ от центральности для Au + Au-столкновений при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 130$ ГэВ. Закрашенные (с пометкой [F]) и светлые символы (с пометкой [A]) отличаются друг от друга деталями обработки, которые для нашего изложения несущественны

продемонстрирована на рис. 22 из работы [111]. Из рисунка видно, что для частиц малого импульса величина эллиптического потока пропорциональна эксцентриситету (A_2 -константа). Это обстоятельство позволяет сравнивать данные по величине эллиптического потока, полученные при разных значениях центральности и для разных сталкивающихся ядер. Пример такого сравнения показан на рис. 23 (см. [20]). Кроме того, чтобы учесть зависимость от поперечного импульса, на рисунке показана зависимость отношения эллиптического потока к эксцентриситету. Эксцентриситет вычислялся с ис-

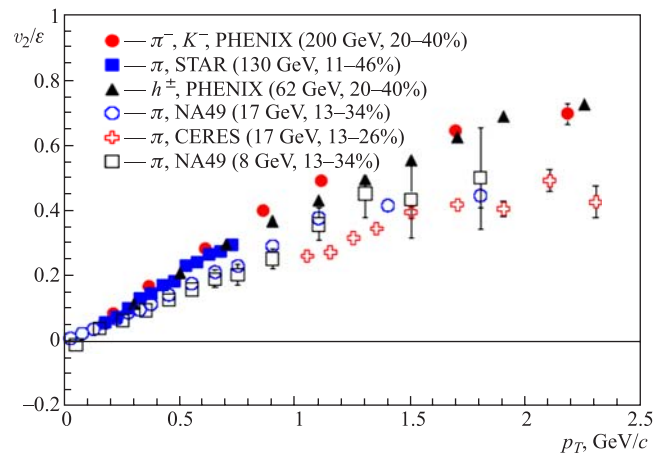


Рис. 23. Зависимость отношения $v_2(p_T)/\varepsilon$ в нецентральных столкновениях для данных RHIC и SPS. Деление на эксцентриситет, как отмечалось в тексте, позволяет отстроиться от геометрических факторов, которые имеют разную величину эксцентриситета для разных сталкивающихся ядер и разных прицельных параметров. Рисунок взят из работы [20]. Экспериментальные данные из работ [60, 90, 102, 106, 107]

пользованием глауберовского подхода и для распределения плотности в виде Вудса–Саксона. Из рисунка видно, что для малых поперечных импульсов наблюдается близкий к линейному рост отношения $v_2(p_T)/\varepsilon$. При этом рост этого отношения для RHIC [60, 90] более резкий, чем для данных, полученных при SPS-энергиях [106, 107]. Так, параметр наклона этой зависимости для значений $p_T = 1$ ГэВ/с в два раза выше для RHIC, чем для SPS.

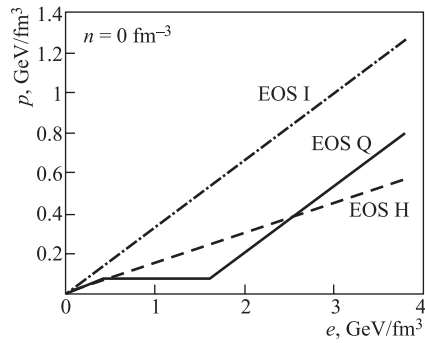


Рис. 24. Давление в зависимости от плотности энергии при нулевой барионной плотности [108] для трех различных уравнений состояния: газ резонансов Хагедорна (EOS H), газ безмассовых партонов (EOS I), уравнение состояния для фазового перехода между этими двумя состояниями при температуре $T_c = 164$ МэВ (EOS Q)

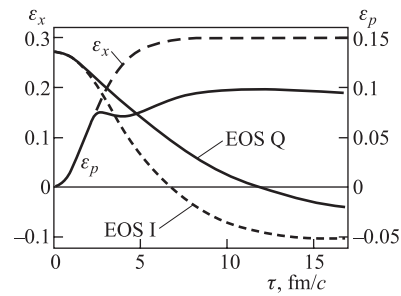


Рис. 25. Гидродинамические расчеты [108] для временной эволюции пространственной (ε_x) и импульсной (ε_p) анизотропии в нецентральных (прицельный параметр 7 фм) Au + Au-столкновениях при максимальной энергии RHIC для двух уравнений состояний (см. ниже)

Вообще говоря, быстрое установление термодинамического равновесия является необходимым, но недостаточным условием для возникновения больших величин эллиптического потока. Для расчета величины такого потока используется гидродинамическая модель. При этом удовлетворительное описание эллиптических потоков достигается в модели идеальной жидкости, без введения вязкости. Экспериментальные данные пока не позволяют полностью фиксировать параметры уравнения состояния (EOS — Equation of State). Обычно в расчетах используют мотивированные расчетами на решетках уравнение состояний, типичный вид которого представлен на рис. 24. На рис. 25 видно, как меняются со временем пространственный и импульсный эксцентриситеты (см. [19]) для двух уравнений состояния, показанных на рис. 24. Из рис. 25 следует, что поведение импульсного и пространственного эксцентриситетов меняется с разной скоростью для разных уравнений состояния. Это наглядно демонстрирует чувствительность величины эллиптического потока

к выбору уравнения состояния. Больше того, в следующем разделе будет показано, что изотропия области испускания адронов сохраняется до последней стадии реакции.

Пример экспериментальных данных для эллиптического потока при энергиях RHIC приведен на рис. 26. На рисунке также показано, как эти данные описываются гидродинамической моделью. Что касается эллиптических потоков для больших поперечных импульсов, то, вообще говоря, гидродинамика сама по себе не накладывает никаких ограничений на их величину. Однако для получения адронов необходимо включить в конечную стадию расчетов сценарий их образования. Приведенные на рис. 26 гидродинамические

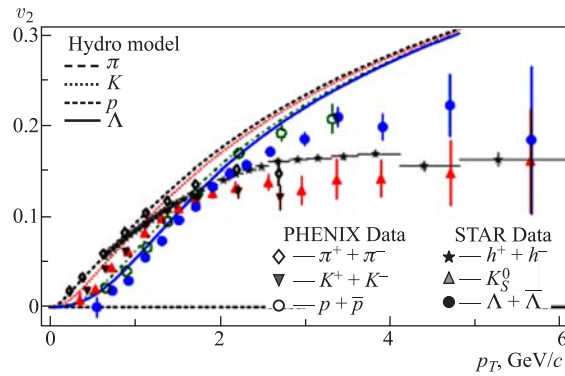


Рис. 26. Зависимость величины эллиптического потока v_2 от поперечного импульса (см. [109] и ссылки в ней). Гидродинамические расчеты взяты из [108]

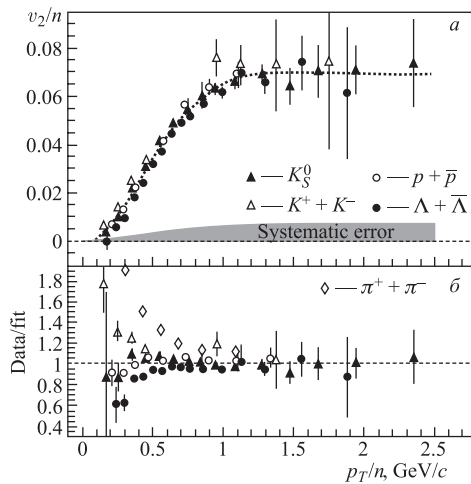


Рис. 27. *а*) Эллиптические потоки для Au + Au-столкновений без отбора по прицельному параметру (minimum bias события). Импульс и эллиптический поток поделены на число валентных кварков в соответствующем адроне. Линия отвечает полиномиальному фиту. Затемненная область указывает размер систематических ошибок. *б*) Отклонение точек от фитирующей кривой

расчеты выполнены в предположении сценария (вымораживание Купера–Фрея [112]), в котором адроны образуются в какой-то момент времени по достижении температуры вымораживания, имеющей величину $T_f \approx 120$ МэВ. Кроме того, адроны (даже с большими импульсами) в гидродинамическом подходе рождаются из равновесного состояния, которое для частиц с импульсами > 2 ГэВ может и не установиться.

Альтернативным механизмом образования адронов с промежуточными импульсами, который с успехом применяется для описания рождения адронов с импульсами $1,5 < p_t < 5$ ГэВ/с, является механизм коалесценции кварков [60, 109, 113]. В таком механизме азимутальная асимметрия отражает асимметрию области, из которой рождаются адроны. При этом должны выполняться следующие скейлинговые соотношения для частиц, состоящих из разного числа кварков: эллиптические потоки, деленные на число кварков в адроне, должны быть равны при импульсе, деленном на число кварков. На рис. 27 показано, как выполняется этот скейлинг для разных частиц.

6. КОРРЕЛЯЦИИ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ

Корреляции тождественных частиц (НВТ-метод) дают возможность получать информацию о пространственно-временной картине источника (файербола) на конечной стадии реакции. Этот метод исследования чувствителен к динамике расширения источника. В ряде теоретических работ, опубликованных до начала работы RHIC, предсказывался большой размер источника и значительное время его жизни [114–116], которое следовало из большого времени жизни смешанной фазы, образующейся при фазовом переходе первого рода.

В НВТ-анализе корреляционная функция двух тождественных частиц параметризуется $R_{\text{long}}, R_{\text{side}}, R_{\text{out}}$ в следующем виде [122]:

$$C_2 = 1 + \lambda \exp(-R_{\text{side}}^2 q_{\text{side}}^2 - R_{\text{out}}^2 q_{\text{out}}^2 - R_{\text{long}}^2 q_{\text{long}}^2). \quad (18)$$

Направления координат выбираются так: продольное направление \mathbf{e}_{long} — по оси пучка, \mathbf{e}_{out} — по направлению суммарного импульса пары, $\mathbf{e}_{\text{side}} \propto [\mathbf{e}_{\text{long}} \cdot \mathbf{e}_{\text{out}}]$ — перпендикулярно к плоскости, образуемой первыми двумя векторами. Для расширяющегося источника НВТ-радиусы зависят от величины среднего импульса пары $k_T = |\mathbf{p}_{1T} + \mathbf{p}_{2T}|$ и связаны с размером источника, который испускает частицы с данным импульсом [123]. Измерения k_T -зависимости существенно ограничивают набор динамических моделей, которые используются для описания эволюции ядро-ядерных столкновений [124]. Так, для источника, который испускает частицы в течение долгого времени, отношение $R_{\text{out}}/R_{\text{side}} > 1$. Измеренная k_T -зависимость всех ради-

усов показана на рис. 28 ([117] — данные PHENIX и [118] — данные STAR). Оба набора данных хорошо согласуются друг с другом.

Эти измерения наряду с данными по спектрам мягких частиц и данными по эллиптическим потокам накладывают ограничения на модели гидродинамического описания. На рис. 28 приведено сравнение некоторых гидродинамических моделей с результатами НВТ-анализа данных RHIC.

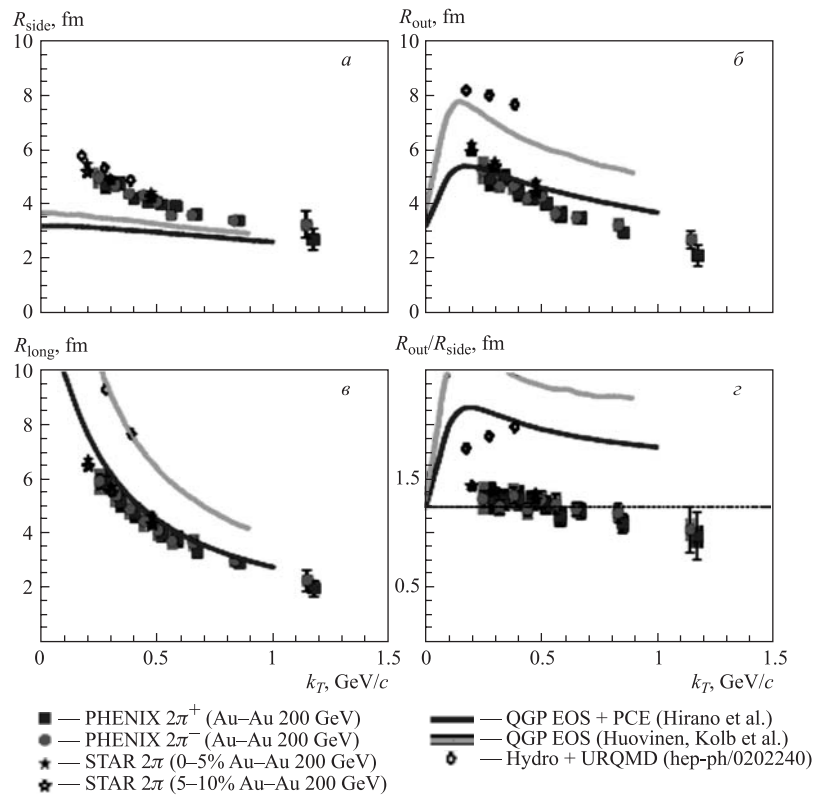


Рис. 28. Зависимость радиусов, полученных из корреляций тождественных частиц, и зависимость размеров области испускания адронов от поперечного импульса [117,118]. Показаны также расчеты в рамках гидродинамических моделей (Hirano [119, 120], Soff [121])

Из этого рисунка видно, что, вообще говоря, рассмотренные модели не описывают экспериментальные данные. При этом особенно критичным оказывается отношение R_{out}/R_{side} . В работе [20] обсуждаются следующие возможные причины расхождения расчетов с экспериментальными данными.

• В работах [125, 126] предлагается заменить условия вымораживания Купера–Фрея [112] на условия образования адронов, в которых вводятся функции испускания адронов, зависящие от сечений рассеяния адронов.

• Здесь следует заметить, что подобные эффекты учитывались в расчетах с адронным каскадом (URQMD) на финальной стадии и только увеличили расхождение с экспериментальными данными [127] для отношения $R_{\text{out}}/R_{\text{side}}$.

• Одним из способов уменьшения времени реакции, которое возникает в термодинамических расчетах, является изменение уравнения состояния. Так, изменение фазового перехода с первого рода на переход типа кроссовер уменьшает расчетную величину $R_{\text{out}}/R_{\text{side}}$ в два раза. Однако получающееся значение $R_{\text{out}}/R_{\text{side}} \approx 1,5$ [128] больше экспериментального значения. В любом случае, малая величина отношения $R_{\text{out}}/R_{\text{side}}$ сильно ограничивает возможности полного описания динамики реакции с существованием смешанной фазы.

Дополнительные ограничения на выбор моделей для описания результатов анализа НВТ накладывают данные, полученные коллаборацией STAR [96]. В этих данных исследовались не только размеры, но и форма области испускания адронов. При этом использовалась несколько другая форма, по сравнению с (18), параметризации области испускания адронов $Q(\mathbf{q}, \phi)$ [124, 129]:

$$Q(\mathbf{q}, \phi) = \exp(-R_0^2(\phi)q_0^2 - R_s^2(\phi)q_s^2 - R_t^2(\phi)q_t^2 - R_{os}^2(\phi)q_s q_0), \quad (19)$$

где ϕ — угол по отношению к плоскости реакции, а оси, на которые проецировалась разность векторов двух идентичных частиц, выбирались следующим образом:

- q_t — проекция на направление, параллельное пучку сталкивающихся частиц;
- q_s — проекция на направление, перпендикулярное оси пучка и суммарному импульсу пары;
- q_0 — проекция на направление, перпендикулярное двум предыдущим.

Полученные результаты представлены на рис. 29, взятом из [96].

Результаты, показанные на этом рисунке, указывают на то обстоятельство, что форма области испускания конечных адронов чувствительна к геометрии области реакции, которая возникает на самом первом этапе реакции. Наглядно это видно на рис. 30, где показана зависимость эксцентриситета (22) области, возникающей на первой стадии реакции, и эксцентриситета, полученного из НВТ-анализа с использованием параметризации (19).

Эти данные служат хорошим подтверждением того, что для возникновения заметных эллиптических потоков необходимо, чтобы анизотропия области взаимодействия сохранялась в течение значительного промежутка времени. Больше того, из рисунка видно, что область, из которой испускаются

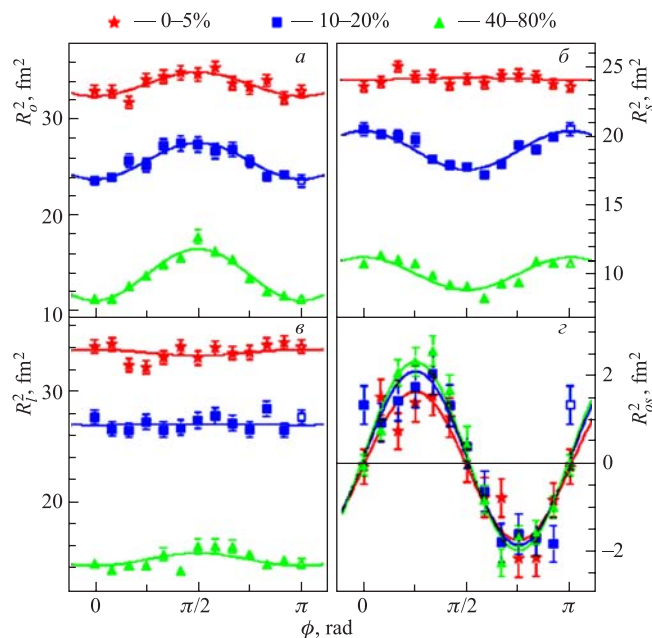


Рис. 29. Величины квадратов радиусов источника, полученных с использованием параметризации (19) для трех значений центральности в зависимости от угла, по отношению к плоскости реакции. Степень центральности показана разными символами, величина степени центральности указана в процентах в верхней части рисунка. Линии — результат фитирования двумя первыми членами фурье-разложения $R_\mu^2 = a + b \cos(2\phi)$, ($\mu = o, s, l$) и зависимостями $R_\mu^2 = a + b \sin(2\phi)$, ($\mu = os$) см. [120] (сравни с определением эллиптического потока из (21)). Рисунок взят из [96]

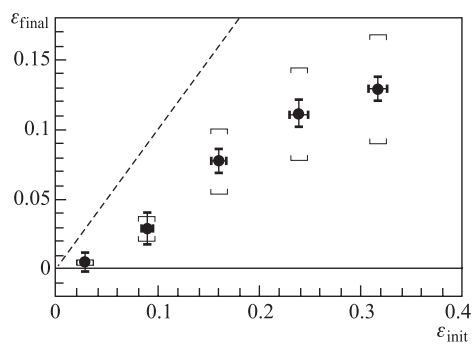


Рис. 30. Зависимость эксцентриситета источника $\varepsilon_{\text{final}}$, испускающего адроны, от эксцентриситета области реакции на начальной стадии $\varepsilon_{\text{init}}$. Эксцентриситет области на начальной стадии реакции рассчитывался в модели Глаубера. Пунктирная линия отвечает условию равенства эксцентриситетов $\varepsilon_{\text{final}} = \varepsilon_{\text{init}}$. Показаны статистические и систематические ($\approx 30\%$) ошибки. По данным работы [96]

адроны, сохраняет значительную (25–30% от исходной) степень анизотропии. Это накладывает дополнительные ограничения как на выбор уравнения состо-

яния, так и на выбор механизмов адронизации. В любом случае, приведенные экспериментальные данные ограничивают степень перерасеяния адронов на конечной стадии реакции.

7. ЭФФЕКТ ГАШЕНИЯ СТРУЙ

Эффект гашения струй, возможно, является одним из самых ярких результатов, полученных в ядро-ядерных столкновениях при энергиях RHIC:

- во-первых, этот эффект нельзя было наблюдать при более низких энергиях из-за малого сечения рождения струй;
- во-вторых, эффект гашения струй относится к так называемым жестким пробникам, несущим информацию о ранних стадиях реакции. Такие пробники при изучении пространственно-временной картины ядро-ядерных столкновений являются дополнительными по отношению к мягким пробникам, обсуждавшимся выше;
- в-третьих, этот эффект имеет наглядную интерпретацию и был предсказан задолго до запуска RHIC [130–132];
- и, наконец, разные аспекты явления, называемого эффектом гашения струй, можно изучать, используя широкий набор наблюдаемых, что существенно повышает его информативность.

На качественном уровне эффект гашения струй можно описать следующим образом. На первой стадии реакции партоны из сталкивающихся ядер, жестко рассеиваясь, рожают партоны с большими поперечными импульсами, которые в дальнейшем фрагментируют в струю адронов с поперечными импульсами $p_T \geq 3-6$ ГэВ/с. Проходя через сжатую и разогретую ядерную материю, эти партоны теряют энергию, что и приводит к эффекту гашения струй. При этом потери энергии партонами зависят от свойств среды, через которую они проходят. В случае образования КГП, т.е. среды, элементарными возбуждениями которой являются не бесцветные адроны, а несущие цветовой заряд кварки и глюоны, потери энергии партоном существенно больше по сравнению с потерями энергии в среде, состоящей из бесцветных адронов. Естественно, что величина потерь энергии зависит от свойств разогретой и сжатой адронной среды, через которую они проходят (в первую очередь от плотности глюонов). В работе [138] для условий RHIC приводится оценка потерь энергии кварком $dE/dx = 1$ ГэВ/фм.

Одним из прямых сигналов, позволяющих наблюдать проявление эффекта гашения струй, является относительное измерение выходов адронов с большими поперечными импульсами в ядро-ядерных и нуклон-нуклонных соударениях при одинаковой энергии столкновений. Из описанного выше сценария следует, что потери энергии партонами с большими поперечными импульсами приведут к уменьшению относительных выходов высокоэнергетичных адронов в ядро-ядерных столкновениях. Для количественной характеристики та-

кого подавления вводят коэффициент модификации ядерной средой (nuclear modification factor) R_{AB} , который равен отношению числа зарегистрированных адронов к числу адронов, которые должны родиться с учетом числа парных соударений между нуклонами, входящими в состав сталкивающихся ядер:

$$R_{AB}^P = \frac{dN_{AB}^P}{\langle T_{AB} \rangle} d\sigma_{NN}^P = \frac{dN_{AB}^P}{\langle N_{\text{coll}} \rangle} dN_{NN}^P, \quad (20)$$

где верхний индекс обозначает тип детектируемой частицы, два нижних относятся к сталкивающимся ядрам, а число парных столкновений в модели Глаубера определяется из соотношений

$$\langle T_{AB} \rangle = \frac{\int_f T_{AB}(b) d^2b}{\int_f (1 - \exp(-\sigma_{NN} T_{AB}(b) d^2b))} = \frac{\langle N_{\text{coll}} \rangle}{\sigma_{NN}}. \quad (21)$$

Интегрирование в этом выражении проводится по области прицельных параметров, которая выделяется в эксперименте. Профильные функции в подходе Глаубера даны следующими выражениями [139]:

$$\langle T_{AB} \rangle = \int d^2s T_A(\mathbf{s}) T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}), \quad (22)$$

$$\langle T_A \rangle(\mathbf{s}) = \int dz \rho_A(z, \mathbf{s}). \quad (23)$$

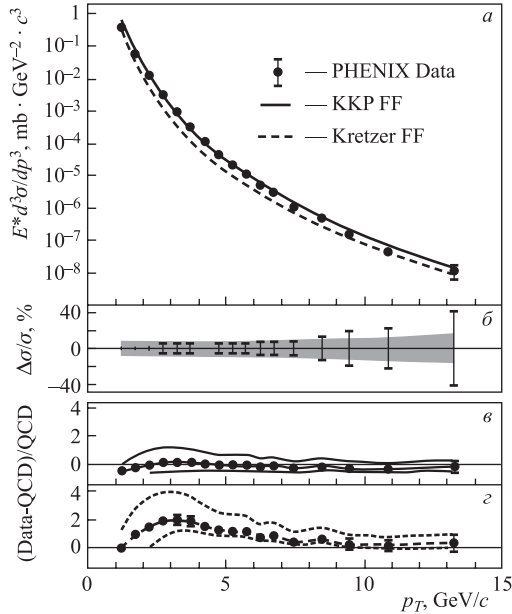


Рис. 31. Инвариантное инклюзивное сечение рождения π^0 , измеренное коллаборацией PHENIX [60] при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. Линии — результаты расчетов из [133, 134] в следующем за лидирующим приближении (NLO) с использованием фрагментационных функций Клеймана–Крамера–Зетера (сплошная линия) и Кретзера (пунктирная линия). На рис. б затемненная область показывает статистические ошибки. в, г) Относительное отклонение экспериментальных данных от теоретических расчетов

Спектры нейтральных пионов, измеренные в $p + p$ -столкновениях на RHIC, показаны на рис. 31 [60]. Аналогичные данные для заряженных частиц в $p + p$ - и $d + Au$ -столкновениях показаны на рис. 32 [60].

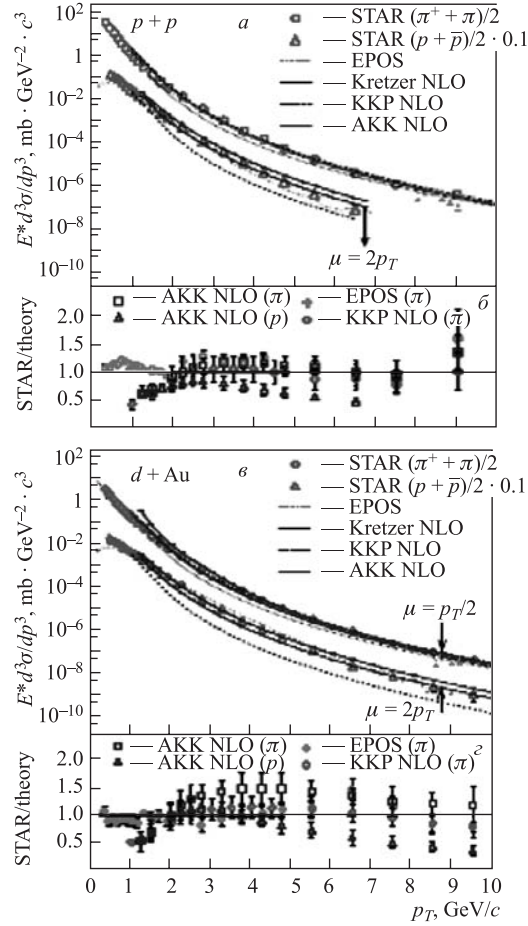


Рис. 32. *а, в*) Инвариантный выход в центральной области быстрот для $(\pi^+ + \pi^-)/2$ и $(p + \bar{p})/2$ для $p + p$ - и $d + Au$ -столкновений (без отбора по прицельному параметру). Кривые — результаты расчетов в рамках pQCD из работ [135–137]. *б, г*) Отношение экспериментальных данных к теоретическим расчетам

Уже в первый год работы RHIC, при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 130$ ГэВ, были получены экспериментальные данные, позволяющие рассчитать коэффициент модификации ядерной средой для нейтральных пионов и заряженных

адронов [81, 89] (см. рис. 33). Из этого рисунка видно, что выходы нейтральных пионов с большими поперечными импульсами $p_T \geq 2$ ГэВ в Au + Au-столкновениях подавлены примерно в пять раз ($R_{AA} \approx 0,2$) и величина подавления слабо зависит от импульса регистрируемого пиона. В работе [20] показано, что такое подавление можно объяснить, предположив, что рожденный в жестком рассеянии партон в среднем теряет 20 % энергии при прохождении через фибербол, рожденный в центральном столкновении. В то же время из рис. 33 видно, что в $\alpha + \alpha$ -столкновениях ($\sqrt{S_{NN}} = 31$ ГэВ), где нет оснований ожидать образования КПП, указанное подавление отсутствует.

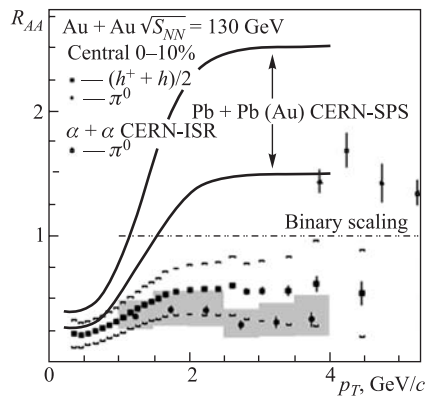


Рис. 33. Коэффициент модификации ядерной средой R_{AA} для нейтральных пионов и заряженных адронов в Au + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 130$ ГэВ. Затененная область обозначает систематические ошибки. Показаны также отношения инклюзивных сечений для $\alpha + \alpha$ - и $p + p$ -столкновений при $\sqrt{S_{NN}} = 31$ ГэВ [140]. Линиями показаны границы изменения величины отношения спектров для центральных событий из Pb + Pb и Pb + Au к $p + p$ для $\sqrt{S_{NN}} = 17$ ГэВ [141]. Рисунок из работы [89]

Зависимость величины подавления выходов пионов и заряженных адронов от центральности для максимальной энергии RHIC показана на рис. 34 (см. [79] и ссылки в ней). Из этого рисунка видно, что, во-первых, эффекты подавления растут с ростом центральности, и, во-вторых, для центральных столкновений подавление выходов заряженных адронов имеет ту же величину ($R_{AA}^{h^+} \approx 0,2$), что и для нейтральных пионов, начиная с импульсов $p_T \geq 4$ ГэВ. Об эффектах, влияющих на поведение R_{AA} при малых и умеренных импульсах, будет сказано ниже. Для периферических столкновений, как и следует ожидать в идеологии эффекта гашения струй, среда практически не влияет на выходы жестких частиц по сравнению с тем, что предсказывается из данных по протон-протонному рассеянию. Исходя из этого обстоятельства, иногда вместо коэффициента модификации ядерной средой R_{AB} используют коэффициент, равный отношению выходов в центральных и периферических столкновениях, нормированных на число столкновений между нуклонами в сталкивающихся ядрах (на число бинарных столкновений) R_{CP} :

$$R_{CP} = \frac{dN^{\text{centr}} / \langle N_{\text{coll}}^{\text{centr}} \rangle}{dN^{\text{periph}} / \langle N_{\text{coll}}^{\text{periph}} \rangle}. \quad (24)$$

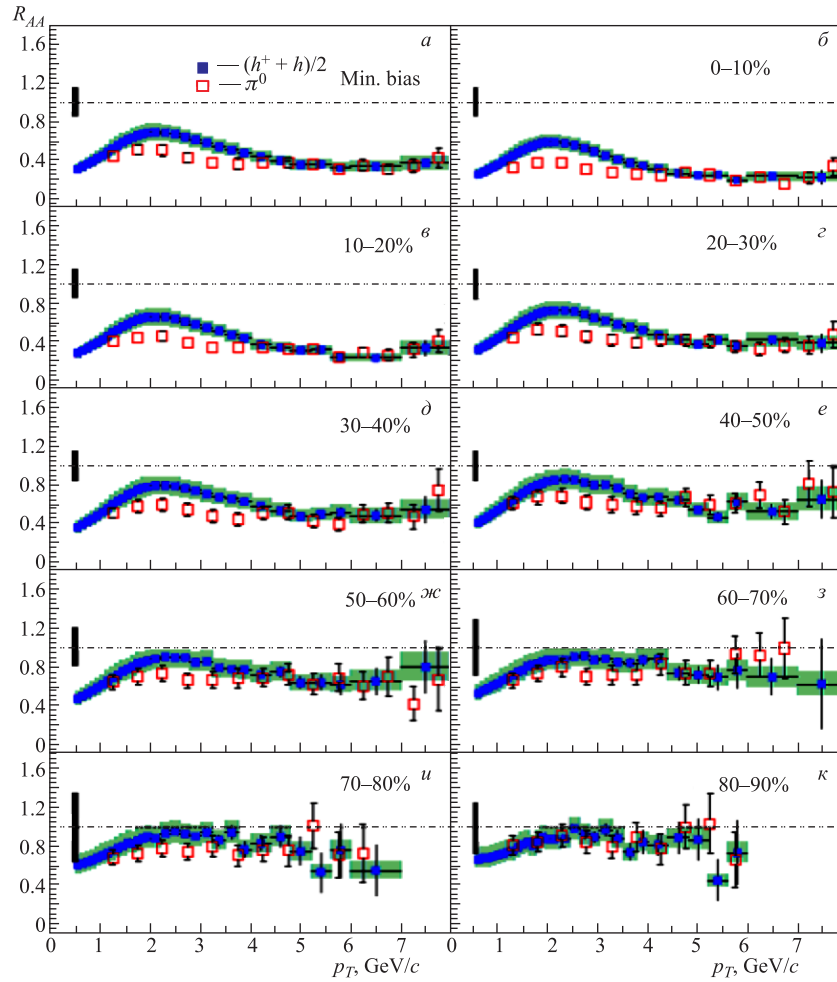


Рис. 34. Зависимость коэффициента модификации ядерной средой R_{AA} от поперечного импульса при различных значениях центральности для нейтральных пионов и заряженных адронов в Au + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Рисунки из работы [91]

Из данных, показанных на рис. 34, следует, что для периферических столкновений $R_{AA} = 1$. Это означает, что выходы заряженных адронов и нейтральных пионов в периферических столкновениях пропорциональны числу бинарных столкновений и, следовательно, $R_{AA} = R_{CP}$. В работах, посвященных эффекту гашения струй, используются как R_{AA} , так и R_{CP} . Отно-

шение выходов в центральных событиях к периферическим (R_{CP}) обычно используется в том случае, когда нет экспериментальных данных для выходов соответствующих частиц в нуклон-нуклонных столкновениях.

Из определения коэффициента модификации ядерной средой (20)–(22) следует, что он может отличаться от единицы не только из-за взаимодействия в конечном состоянии, но и из-за взаимодействия в начальном состоянии. Кроме того, в его определение входит расчетная величина $\langle N_{coll} \rangle$, равная числу столкновений между нуклонами в сталкивающихся ядрах. Это означает, что число столкновений первичных партонов пропорционально числу столкновений между нуклонами, входящими в состав сталкивающихся ядер. Ниже будут рассмотрены причины, по которым это предположение, иногда называемое бинарным скейлингом, может нарушаться. Здесь же рассмотрим известный уже из $p + A$ -столкновений механизм взаимодействия в начальном состоянии, который может приводить к отличию коэффициента модификации ядерной средой от единицы. Впервые эффект, связанный с этим механизмом, наблюдался в экспериментах по рождению жестких пионов $p_T > 1$ ГэВ/с [145] протонами на ядрах при начальной энергии $\sqrt{S_{NN}} = 24,7$ ГэВ/с и получил название «эффекта Кронина». В эксперименте эффект Кронина проявляется в усилении зависимости от атомного веса ядра мишени сечений рождения жестких пионов в реакции $p + A = \pi + X$. Величину такого усиления можно наглядно продемонстрировать, если аппроксимировать инклюзивные сечения степенной зависимостью $d\sigma \approx A^{\alpha(p_T)}$. В отличие от случая рождения мягких пионов $p_T < 1$ ГэВ/с, для которых $\alpha \approx 2/3$ (из-за большого сечения и существенных перерасеяний), для жестких пионов в [145] получено, что величина показателя степени превышает единицу ($\alpha > 1$). Так, для $p_T = 4,61$ ГэВ/с в области ядер $1 < A < 184$ показатель степени равен $\alpha = 1,148 \pm 0,010$ [145]. Такое усиление зависимости от атомного веса ядра мишени связывают с тем, что из-за перерасеяний первичного протона в ядре изменяется его направление [146, 147]. В конечном счете это приводит к увеличению сечения рождения партона в начальном акте жесткого рассеяния. Это естественно, поскольку из-за резкого падения элементарных сечений при увеличении угла рождения партон эффективно рождается под меньшим углом по отношению к оси реакции, направление которой изменилось из-за перерасеяний первичного партона. Поскольку в дальнейшем этот партон фрагментирует в адрон с большим поперечным импульсом, то, соответственно, выход адронов с большим поперечным импульсом растет быстрее, чем A^1 [146, 147].

Таким образом, эффекты взаимодействия в начальном состоянии, известные из протон-ядерных реакций, должны приводить к тому, что в мягкой области коэффициент модификации ядерной средой должен быть меньше единицы и расти до значений больше единицы по мере продвижения в жесткую область. Такое поведение коэффициента модификации ядерной средой

показано на рис. 35 для $p + A$ -рассеяния. Естественно, что «эффект Кронаина», так же как и ослабление рождения мягких пионов (по сравнению с объемной зависимостью A^1), должен проявляться и в ядро-ядерных реакциях. Поведение коэффициента модификации за счет ядерной среды R_{AA} при энергиях, меньших энергий RHIC, показанное на рис. 36, хорошо согласуется с картиной, которая следует из реакции $p + A$ (рис. 35).

Рис. 35. Проявление эффекта Кронаина в $p + W$ - и $p + \text{Be}$ -столкновениях. Показано отношение нормированных на массовое число сечений в зависимости от поперечного импульса рожденного пиона [142]. Измерения выполнены на фиксированной мишени. Также показана энергия налетающих протонов

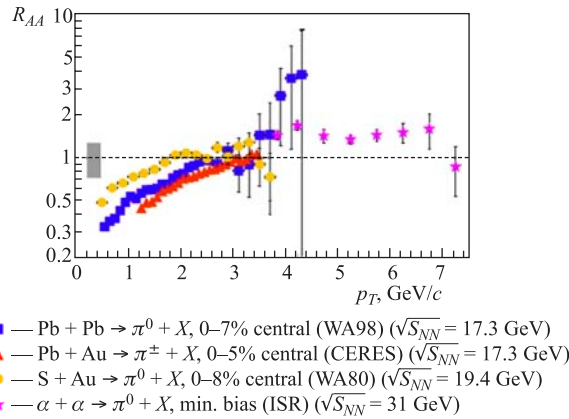
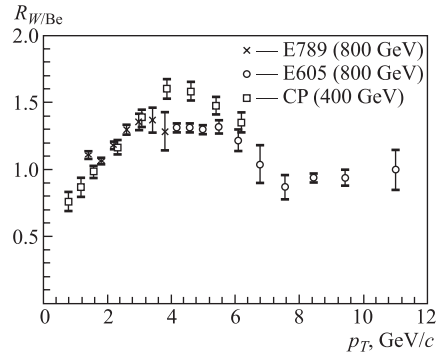


Рис. 36. Поведение коэффициента модификации ядерной средой R_{AA} для рождения пионов (нейтральных и заряженных) при энергиях ISR и SPS в столкновениях различных ядер. Данные взяты из работ [140, 143, 144]. Затемненная область указывает величину систематических ошибок, включающих ошибки экспериментальных данных и неопределенность в расчетах числа столкновений N_{coll} . Рисунок взят из [20]

Приведенные примеры указывают на то, что при больших поперечных импульсах, где за рождение частиц отвечает жесткое рассеяние, «эффект Кронаина» приводит к увеличению R_{AA} , а не к уменьшению, до величины порядка 0,2, которая наблюдается в эксперименте при энергиях RHIC (см. рис. 33, 34).

Как уже отмечалось, в определение коэффициента модификации ядерной средой входит число парных столкновений между первичными партонами, которое считается (см. (31)–(33)) пропорциональным числу столкновений первичных нуклонов. Это означает, что функция распределения партонов в налетающем ядре считается равной некогерентной сумме распределений партонов в нуклонах, из которых состоят сталкивающиеся ядра. Однако есть веские

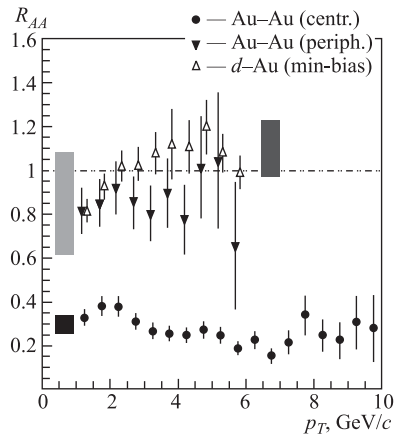
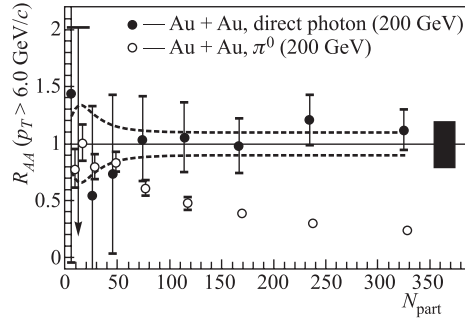


Рис. 37. Зависимость коэффициента модификации ядерной средой R_{AA} для рождения нейтральных пионов в центральных и периферических Au + Au- и $d + Au$ -столкновениях (без отбора по прицельному параметру) при максимальной энергии RHIC. Рисунок взят из [20]

основания считать, что для малых значений x (переменной Бьеркена) это предположение нарушается для глюонных распределений. За счет нелинейного взаимодействия глюонов (глюон-глюонного деления и слияния глюонов) их распределения для малых x насыщаются, а возникающее состояние называется конденсатом из цветного стекла (the color glass condensate (CGC)) [155, 156]. Вопросы возможного проявления CGC в экспериментальных данных, полученных на RHIC, обсуждаются ниже. Здесь же заметим, что насыщение глюонных распределений должно приводить к уменьшению величины коэффициента модификации ядерной средой R_{AA} , так как число глюонов с малыми x в ядре оказывается меньше того, что следует из некогерентной суммы составляющих нуклонов. Эффекты уменьшения коэффициента модификации ядерной средой R_{AA} за счет насыщения глюонных распределений должны проявляться в $p + A$ - и в $d + A$ -столкновениях. Данные для R_{dAu} показаны на рис. 37. Из них следует, что в области центральных столкновений коэффициент модификации ядерной средой R_{dAu} для больших поперечных импульсов имеет величину порядка единицы. Отсутствие подавления выходов жестких адронов в $d + Au$ -столкновениях является аргументом в пользу того, что подавление выходов жестких адронов в Au + Au-столкновениях определяется взаимодействием в конечном состоянии.

Дополнительный аргумент в пользу бинарного скейлинга дают данные для сечений рождения жестких прямых фотонов, представленные в работе [157]. Из этих данных следует, что сечение рождения жестких прямых фотонов пропорционально числу бинарных столкновений N_{coll} . Коэффициент модификации ядерной средой для жестких прямых фотонов показан на рис. 38 [157]. Из этого рисунка видно, что в области центральных быстрое подавление вы-

Рис. 38. Коэффициент модификации ядерной средой R_{AA} для жестких прямых фотонов и нейтральных пионов. Коэффициент рассчитывался по интегральному выходу прямых фотонов для области $p_T > 6$ ГэВ. Данные для прямых фотонов в $p + p$ -столкновениях взяты из расчетов в следующем за лидирующим приближении. Ошибки, связанные с неопределенностью расчетов, показаны пунктирной линией и затемненной областью, энергия $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. N_{part} — число нуклонов-участников



ходов адронов не может быть объяснено эффектами, связанными с модификацией начального состояния (образованием конденсата цветного стекла). Более того, данные по прямым фотонам показывают, что число столкновений N_{coll} рассчитывается правильно, а жесткие процессы следуют бинарному скейлингу. Это означает, что элементарные сечения (сечения жесткого рассеяния в первичном акте) жестких процессов в ядро-ядерных столкновениях пропорциональны числу столкновений N_{coll} первичных нуклонов (следуют бинарному скейлингу). Отметим еще раз, что этот вывод получен для области центральных быстрот.

Потери энергии зависят от свойств среды, в частности, от плотности партонов в образовавшемся файерболе и его динамики. Пример последних экспериментальных данных и теоретических расчетов показан на рис. 39. Из этого

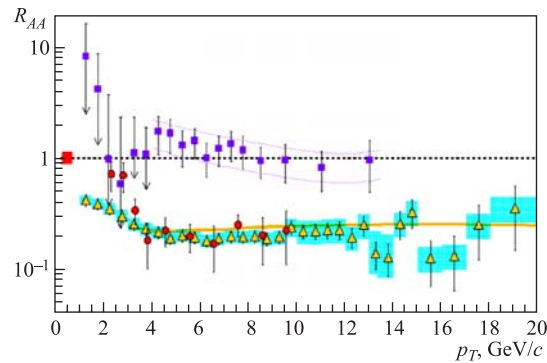


Рис. 39. Коэффициент модификации ядерной средой R_{AA} для жестких прямых фотонов (квадраты), нейтральных пионов (треугольники) и η -мезонов (кружки). Линия — результаты расчетов потерь энергии для плотности глюонов $dN^g/dy = 1100$ из [148]. Рисунок взят из доклада Y. Akiba на конференции «QM'2005» [149]

рисунка видно, что выходы пионов и η -мезонов подавлены в одинаковой степени, а коэффициент модификации ядерной средой для прямых фотонов не зависит от поперечного импульса и равен единице. Величина подавления пионов и η -мезонов согласуется с расчетами из [148], если положить плотность глюонов в начальный момент образования файерболла $dN^g/dy = 1100$. Величина потерь энергии зависит от динамики файерболла и поэтому к приведенной величине плотности глюонов следует относиться как к оценке (см. [158]).

Обсуждавшиеся выше экспериментальные данные указывают на то, что выходы частиц, содержащих u -, d -, s -кварки, подавлены. Естественно поставить вопрос о том, как ведут себя выходы частиц, содержащих тяжелые кварки (c -кварки). В эксперименте PHENIX были измерены выходы электронов [150]. Имеются в виду выходы электронов, из которых вычтены вклады от распадов резонансов, состоящих из u -, d -, s -кварков (в основном это вклады от далитц-распадов π^0 и η). Таким образом, электроны, о которых идет речь, происходят от полупертоновых распадов частиц, содержащих тяжелые кварки. Коэффициент модификации ядерной средой для таких электронов по-

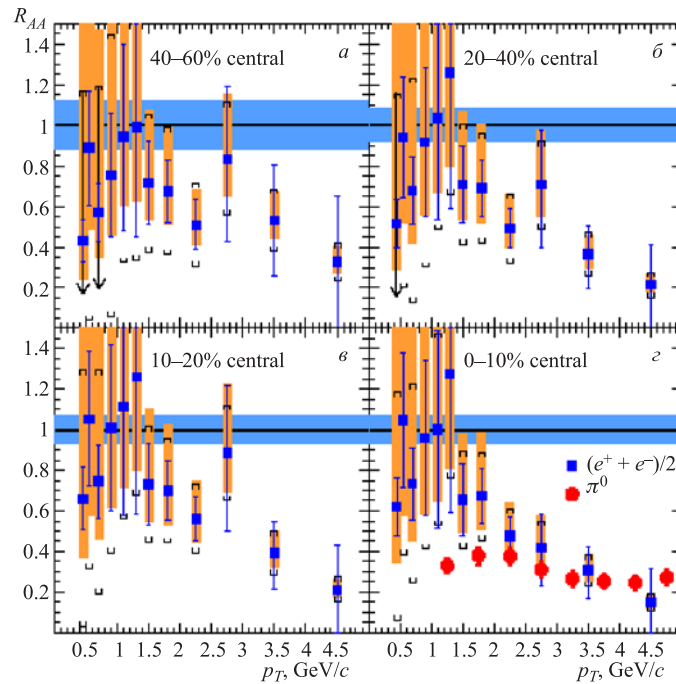


Рис. 40. Коэффициент модификации ядерной средой R_{AA} для электронов (позитронов), возникающих от распадов адронов, содержащих тяжелые кварки. Данные получены в Au + Au-рассеянии при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ

казан на рис. 40. Из этого рисунка видно, что тяжелые кварки, проходя через фэйрбол, образовавшийся в центральных столкновениях, теряют энергию. Больше того, из величины подавления выхода таких электронов следует, что относительные потери энергии тяжелыми кварками имеют ту же величину, что и потери энергии легкими кварками.

Эффект гашения струй должен проявляться не только в подавлении относительных выходов жестких адронов. Если поставить вопрос шире, то можно извлечь существенно более детальную информацию о свойствах рожденного фэйрбола, рассматривая не только изменение выходов жестких адронов, но и изучая зависимости корреляционных характеристик струй от широкого набора переменных. В общем виде это означает исследование отличий для нуклон-нуклонных и ядро-ядерных столкновений корреляционной функции C_{AB} , которая зависит от широкого набора переменных [159]:

$$C_{AB}(y_1, p_{T1}, \phi_1, y_2, p_{T2}, \phi_2; b, \phi_b, h_1, h_2), \quad (25)$$

где y_i — быстроты соответствующих струй; p_{Ti} — их поперечные импульсы; ϕ_i — углы частиц, отсчитываемые от оси соответствующей струи; b — прицельный параметр; ϕ_b — угол между плоскостью реакции и осью струи; h_i — ароматы адронов в струе.

Остановимся на некоторых результатах проявления эффекта гашения струй для корреляционных наблюдаемых в экспериментах на RHIC. В протон-протонных столкновениях при энергиях RHIC рождаются две струи в противоположных направлениях (что следует из закона сохранения импульса). Исходя из этого естественно поставить вопрос о том, сохраняется ли в Au + Au-столкновениях особенность топологии парного рождения струй, характерная для $p + p$ -, $d + Au$ -реакций. Данные по изучению корреляций струй с противоположными направлениями для $p + p$ -, $d + Au$ - и Au + Au-столкновений при энергиях RHIC показаны на рис. 41.

Остановимся несколько подробнее на том, как были получены эти данные. Прежде всего отбирались события, которые содержат триггерную частицу. В обсуждаемых данных в качестве триггерной частицы выбиралась частица с поперечным импульсом $p_T > 4$ ГэВ/с. После этого строилось распределение для частиц с достаточно большими поперечными импульсами (в рассматриваемом случае $p_T > 2$ ГэВ/с) по углу между

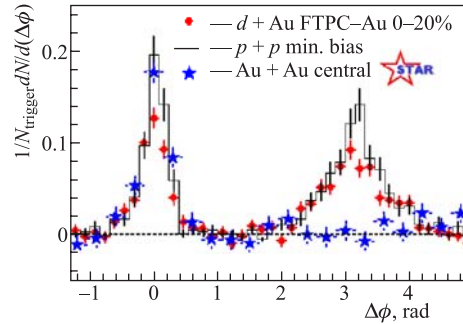


Рис. 41. Азимутальные корреляции адронов в $p + p$ -, $d + Au$ - и центральных Au + Au-столкновениях [152, 153]

импульсами выбранных частиц и импульсом триггерной частицы. Из рисунка видно, что для $d + Au$ - и $p + p$ -столкновений имеются две струи, направленные в противоположных направлениях. Отсутствие струи в противоположном к триггерной частице направлении для центральных $Au + Au$ -столкновений указывает на то, что партон проходит большое расстояние внутри файерболла, теряет значительную часть своей энергии и не порождает струю. Партон же, породивший триггерную частицу, рождается близко к границе файерболла и, следовательно, теряет незначительную энергию. Способ анализа эффекта гашения струй по изучению корреляций является наглядным и дает дополнительный инструмент для количественного изучения свойств сжатой, нагретой ядерной материи.

Можно поставить вопрос о том, как зависят корреляции типа рассмотренных выше от формы и размеров области взаимодействия. Ответ на этот во-

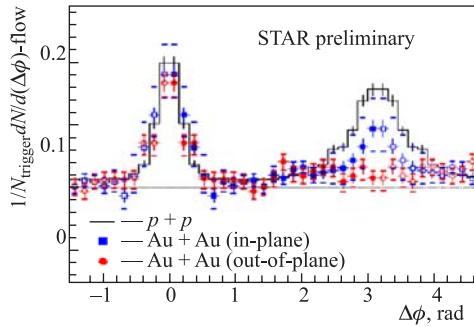


Рис. 42. Азимутальные корреляции адронов в $p + p$ - и нецентральных $Au + Au$ -столкновениях в плоскости реакции (in-plane) и в перпендикулярном по отношению к плоскости реакции (out-of-plane) направлении [154]

функции C_{AB} из (25) для фиксированного значения прицельного параметра b и двух значений угла наклона струи по отношению к плоскости реакции ($\phi = 0$ — струя в плоскости реакции и $\phi = \pi/2$ и $3\pi/2$ — перпендикулярно плоскости реакции). Экспериментальные данные для такого рода корреляций показаны на рис. 42 (см. [19, 154]).

Из этого рисунка следует (как и ожидалось), что струя, направленная противоположно триггерной частице, подавлена сильнее, когда триггерная частица направлена перпендикулярно к плоскости реакции. Действительно, если выживает струя в направлении триггерной частицы, это означает, что жесткое рассеяние произошло в пространственной точке, близкой к границе области по направлению вылета струи, привязанной к триггерной частице.

прос можно получить, изучая корреляции вокруг направления триггерной частицы и в противоположном направлении для нецентральных событий. Поскольку в нецентральных событиях область взаимодействия имеет в нулевом приближении форму эллипсоида с большой осью, перпендикулярной плоскости реакции (см. рис. 20), то естественно ожидать, что струя, направленная противоположно триггерной частице, будет подавлена сильнее, если триггерная частица рождается в направлении, перпендикулярном плоскости реакции. Фактически речь идет об изучении

Но в таком случае партон, порождающий струю в противоположном (для триггерной частицы) направлении, проходит расстояние порядка двух малых полуосей при рождении в плоскости реакции и порядка двух больших полуосей при рождении перпендикулярно плоскости.

Результаты, показанные на рис. 41 и 42, служат наглядной демонстрацией эффекта гашения струй и вместе с результатами по подавлению выходов адронов (в том числе, содержащих s -кварки) позволяют получить информацию о свойствах файерболов на ранних стадиях его существования. На очереди стоит вопрос о создании модели, описывающей в полном объеме экспериментальные данные по гашению струй.

Следует также отметить, что имеется более широкий, чем тот, что упоминался здесь, набор экспериментальных данных по зависимости подавления от типа лидирующего адрона, появляются предварительные данные, в которых эффект гашения струй изучается с использованием трехчастичных корреляций, а также данные по изучению гашения струй в событиях фотон + струя (см. [149]).

8. КОНДЕНСАТ ЦВЕТНОГО СТЕКЛА

Если рассматривать начальное состояние ядер с точки зрения подсчета числа столкновений партонов, то уместно поставить вопрос о том, насколько отличаются распределения партонов в ядрах от простой суммы распределений партонов в нуклонах, составляющих эти ядра. Этот вопрос уже затрагивался при рассмотрении эффекта гашения струй. Кроме того, из экспериментальных данных по гашению струй следует, что начальное состояние сталкивающихся ядер при энергиях RHIC может быть представлено в виде некогерентной суммы партоновых распределений в составляющих нуклонов. Однако существуют веские основания (экспериментальные и теоретические) считать, что этот вывод, следующий из результатов для жестких процессов в области быстрот $y \approx 0$, не выполняется для тех наблюдаемых, вклад в которые дает область малых x (переменной Бьеркена) хотя бы в одном из сталкивающихся ядер.

Остановимся на этом вопросе подробнее. В экспериментах по глубоко-неупругому рассеянию на установке HERA (см. [160]) были получены глюонные распределения до значений $x \approx 10^{-4}$. Из этих данных следует, что для больших Q^2 глюонные распределения $xG(x, Q^2)$ растут с уменьшением x . Однако для умеренных Q^2 имеются указания на то, что $xG(x, Q^2)$ начинает насыщаться (см. рис. 43), что может быть вызвано процессами деления $g \rightarrow g + g$ и слияния $g + g \rightarrow g$ глюонов.

Качественно такое насыщение можно понять, если учесть процессы слияния и деления глюонов. С учетом того, что продольная длина когерентности

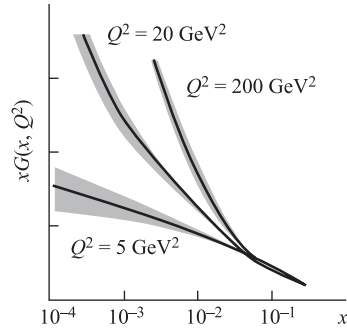


Рис. 43. Схематическое изображение экспериментальных данных для глюонных распределений в области малых x для разных значений Q^2 . Экспериментальные данные из [160], рисунок из работы [161]

$l_c \approx 1/(m_N x)$, плотность глюонов в единице объема ρ дается выражением [163]:

$$\rho \approx \frac{xG(x, Q^2)}{\pi R^2}. \quad (26)$$

Сечение рекомбинации глюонов определяется переданным импульсом

$$\sigma_{gg \rightarrow g} \approx \frac{\alpha_s}{Q^2}. \quad (27)$$

Рекомбинация становится существенной при выполнении условия $\rho \sigma_{gg \rightarrow g} \geq 1$, т.е. при $Q^2 \leq Q_s^2$. Здесь Q_s — граничный импульс, при котором начинают появляться эффекты насыщения и который определяется из условия

$$Q_s^2 \approx \frac{\alpha_s x G(x, Q_s^2)}{\pi R^2}. \quad (28)$$

Поскольку продольная длина когерентности партонов оказывается заведомо больше размеров ядра уже начиная с $x \geq 0,5$ ($l_c \approx 2/m_N \approx 10$ фм), то эффективно плотность глюонов в ядре оказывается выше, чем в нуклоне, на фактор порядка $A^{1/3}$. Насыщение глюонных распределений может наступать при достаточно больших $Q^2 > \Lambda_{\text{QCD}}$, когда бегущая константа связи $\alpha_s < 1$. В этом случае можно применять теорию возмущений, а поле считать классическим. Схематически область CGC показана на рис. 44.

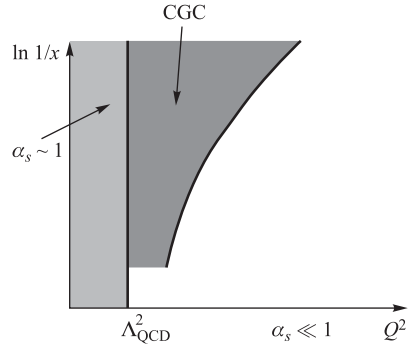


Рис. 44. Схематическое изображение области насыщения. Область слева отвечает сильному взаимодействию и исследована недостаточно. Область, где насыщение наступает при малой величине константы связи и работает приближение классического поля, помечена как CGC (Color Glass Condensate). Рисунок взят из работы [19]

За последние несколько лет появилось большое количество работ, посвященных описанию функции распределения глюонов в ядрах в режиме насыщения (см. [161, 164–168] и ссылки в них). С учетом плотности распределения нуклонов в ядре и поведения распределения глюонов в нуклоне,

полученного в экспериментах на HERA (см. рис. 43), глюонное распределение можно аппроксимировать степенной зависимостью $xG(x) \approx x^{-\lambda}$ и $\lambda \approx 0,3$ для Q порядка нескольких ГэВ при малых значениях x . С использованием этой аппроксимации в работе [168] получена функция распределения глюонов в ядре для малых x (в области CGC):

$$\frac{d^2N}{dbdy} = c \frac{N_c - 1}{4\pi^2 \alpha_s(Q_s^2) N_c} Q_s^2(x, N_{\text{part}}), \quad (29)$$

где c — константа, которая должна определяться из экспериментальных данных, а N_{part} — число нуклонов-участников (число нуклонов вдоль направления, отвечающего прицельному параметру b). Зависимость же от x рассчитывается с учетом данных HERA по глубоконеупругому рассеянию:

$$Q_s^2 = Q_0^2 \left(\frac{x_0}{x} \right)^\lambda. \quad (30)$$

Учет эффектов насыщения позволяет объяснить более слабый рост множественности по сравнению с тем, что предсказывается интерполяцией из протон-протонных данных (см. рис. 9). Еще одно указание на проявление эффектов насыщения глюонных распределений в ядрах получено коллаборацией BRAHMS в реакции $d + \text{Au}$. На рис. 45 показано отношение выходов заряженных адронов в центральных и периферических событиях R_{CP} (см. (24)) для заряженных адронов [162].

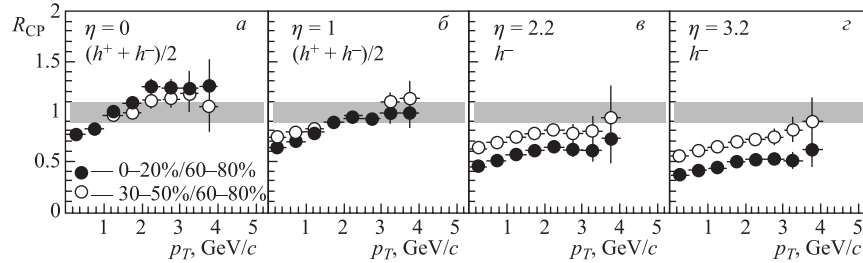


Рис. 45. Коэффициент модификации ядерной средой R_{CP} для разных значений псевдобыстроты в $d + \text{Au}$ -столкновениях. Быстрота растет в направлении импульса ядра Au. Рисунок взят из [162]

В отличие от области центральных быстрот эффекты, связанные с насыщением в начальном состоянии, проявляются при больших значениях псевдобыстроты в направлении ядра Au, так как в рождение адронов с продольным импульсом в направлении ядра золота эффективно дают вклад меньшие значения x , чем в рождение адронов в области центральных быстрот. Следует отметить, что насыщение глюонных распределений должно не только

проявляться в зависимости множественности от энергии столкновений, но также определять поведение сечений рассеяния при больших энергиях столкновений [166]. В работе [168] предложено учитывать насыщение глюонных распределений (образование CGC) не только в начальном, но и в конечном состояниях, и указано на то, что образование CGC может определять малые времена установления термодинамического равновесия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены некоторые экспериментальные результаты, полученные на RHIC в $d + Au$ -, $Au + Au$ -столкновениях. Основные выводы из этих результатов можно коротко сформулировать в следующем виде (см. [159, 169, 170]):

- из данных следует, что пиковое значение плотности энергии, достигаемое в центральных $Au + Au$ -столкновениях в момент образования вторичных частиц, не меньше 15 ГэВ/фм^3 . Это заведомо превышает полученное в расчетах на решетках пороговое значение плотности энергии, необходимой для образования КПП;
- гидродинамические вычисления, которые хорошо воспроизводят эллиптические потоки, наблюдаемые в нецентральных $Au + Au$ -столкновениях на RHIC, требуют установления локального термодинамического равновесия за времена порядка 1 фм/с или быстрее;
- анализ соотношений выходов частиц в области центральных быстрой позволяет заключить, что химическое равновесие устанавливается на кварковом уровне, до стадии образования адронов;
- быстрые времена установления термодинамического равновесия и большие величины эллиптических потоков указывают на то, что адронная материя, образующаяся в центральных $Au + Au$ -столкновениях, состоит из сильновзаимодействующих партонов;
- данные для плотности частиц и поперечной энергии для области центральных быстрой в $Au + Au$ -столкновениях, а также данные по зависимости от быстроты величины подавления выходов заряженных адронов в $d + Au$ -столкновениях, описываются в предположении проявления эффекта насыщения глюонных распределений (эффектов образования CGC) в начальном состоянии ядра Au ;
- данные по изучению эффекта гашения струй (совместный анализ $Au + Au$ - и $d + Au$ -столкновений) позволяют заключить, что образующаяся в центральных $Au + Au$ -столкновениях адронная материя является настолько плотной, что энергию теряют даже тяжелые кварки.

Теоретический обзор данных коллаборации RHIC содержится в работах [159, 169, 170]. Обсуждение экспериментальных и теоретических пред-

ставлений о кварк-глюонной плазме можно найти в обзоре [104]. В настоящее время имеются экспериментальные данные для Cu + Cu-столкновений при трех значениях энергии столкновений: $\sqrt{S_{NN}} = 22,5$, $\sqrt{S_{NN}} = 62$ и $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ (см., например, доклад Victoria Greene на конференции «Quark Matter 2005» [171]). На этой конференции были представлены данные по зависимости величины подавления J/Ψ от центральности для Au + Au- и Cu + Cu-столкновений. Обсуждались экспериментальные данные по изучению ширины резонансов для адронных и лептонных мод распада. Были представлены данные по исследованию эффекта гашения струй с использованием трехчастичных корреляций, данные по рождению прямых фотонов и т. д.

Все это указывает на то, что эта область исследований продолжает динамично развиваться и в ближайшее время следует ожидать новых экспериментальных данных, проясняющих свойства адронной материи, образующейся в ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chapline G. et al.* // Phys. Rev. D. 1973. V. 8. P. 4302.
2. *Lee T. D., Wick G. C.* // Phys. Rev. D. 1974. V. 9. P. 2291.
3. *Lee T. D., Wick G. C.* // Rev. Mod. Phys. 1975. V. 47. P. 267.
4. *Collins J. C., Perry M. J.* // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 1353.
5. *Baym G., Chin S. A.* // Phys. Lett. B. 1976. V. 62. P. 241.
6. *Chapline G., Nauenberg M.* // Phys. Rev. D. 1977. V. 10. P. 450.
7. *Shuryak E. V.* // Phys. Rep. 1980. V. 61. P. 71.
8. *Wilson K. G.* // Phys. Rev. D. 1974. V. 10. P. 2445.
9. *Creutz M.* // Ibid. V. 15. P. 1128.
10. *Satz H.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 715. P. 3.
11. Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 499. P. 235–880.
12. <http://www.bnl.gov/rhic/>
13. <http://www4.rcf.bnl.gov/brahms/WWW/>
14. <http://www.phenix.bnl.gov/>
15. <http://www.phobos.bnl.gov/>
16. <http://www.star.bnl.gov/>
17. *Arsene I. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 1–27.
18. *Back B. et al. (PHOBOS Collab.)* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 28–101.
19. *Adams J. et al. (STAR Collab.)* // Ibid. P. 102–183.
20. *Adcox K. et al. (PHENIX Collab.)* // Ibid. P. 184–283.
21. *Karsch F.* hep-lat/106019v2. 2001.
22. *Fodor Z., Katz S. D.* hep-lat/0402006. 2003.

23. Shuryak E. hep-ph/0405066. 2006.
24. Gyulassy M. hep-ph/0403032. 2004.
25. Back B. B. et al. (E917 Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 1970.
26. Ahle L. et al. (E802 Collab.) // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 064901.
27. Barette J. et al. (E877 Collab.) // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 024901.
28. Appelshauser H. et al. (NA49 Collab.) // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 2471.
29. BRAHMS Collab. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 715. P. 171c.
30. Bearden I. G. et al. (BRAHMS Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 1020301.
31. Back B. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 022302.
32. Videbaek F., Hansen O. // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 26.
33. Busza W., Goldhaber A. S. // Phys. Rev. B. 1984. V. 139. P. 235.
34. Bjorken J. D. // Phys. Rev. D. 1983. V. 27. P. 140–151.
35. Margetis S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 3814–3817.
36. Adler S. S. et al. // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 034908.
37. Back B. B. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 052303.
38. Li S., Wang X. N. // Phys. Lett. B. 2002. V. 527. P. 85–91.
39. Bazilevsky A. et al. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 715. P. 486.
40. Pop V. T. et al. // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 054902.
41. Kharzeev D., Nardi M. // Phys. Lett. B. 2001. V. 507. P. 121–128.
42. Kharzeev D., Levin E. // Ibid. V. 523. P. 79–87.
43. Eskola K. et al. // Nucl. Phys. B. 2000. V. 750. P. 379–389.
44. Eskola K. et al. // Nucl. Phys. A. 2001. V. 696. P. 715–728.
45. Back B. B. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 3100–3104.
46. Adcox K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 3500–3505.
47. Adcox K. et al. // Ibid. V. 87. P. 052301.
48. Becattini F. // Z. Phys. C. 1996. Bd. 69. S. 485–492.
49. Becattini F., Heinz U. W. // Ibid. Bd. 76. S. 269–283.
50. Sollfrank J., Heinz U., Xu N. // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 1637.
51. Rafelski J. // Phys. Lett. B. 1991. V. 262. P. 333.
52. Braun-Munzinger P. et al. // Phys. Rev. B. 1995. V. 344. P. 43.
53. Braun-Munzinger P. et al. // Phys. Rev. B. 1996. V. 365. P. 1.
54. Cleymans J. et al. // Z. Phys. C. 1997. Bd. 319. S. 1.
55. Panagiotou A. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 1353.
56. Letessier J., Rafelski J. // J. Phys. C. 1999. V. 25. P. 295.
57. Cleymans J., Oeschler H., Redlich K. // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 1663.
58. Kaneta M., Xu N. // J. Phys. C. 2001. V. 27. P. 589.
59. Xu N., Kaneta M. // Nucl. Phys. 2002. V. 306. P. 182301.
60. Adler S. S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 182301.

61. *Xu N., Kaneta M.* hep-th/0405068v1. 2004.
62. *Braun-Munzinger P., Redlich K., Stachel J.* hep-th/0304013v1. 2003.
63. *Cleymans J. et al.* hep-th/0409071. 2004.
64. *Becattini F. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 024905.
65. *Adler C. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 061901(R).
66. *Adams J. et al. (STAR Collab.)* // Phys. Lett. B. 2005. V. 612. P. 181–189.
67. *Adams J. et al.* // Phys. Rev. 2005. V. 71. P. 064902.
68. *Albrecht H. et al.* // Z. Phys. C. 1994. Bd. 61. S. 1.
69. *Derrick M. et al.* // Phys. Lett. B. 1985. V. 158. P. 519.
70. *Abe K. et al.* // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 052001.
71. *Pei Y.* // Z. Phys. 1996. Bd. 72. S. 39.
72. *Canter J. et al.* // Phys. Rev. D. 1979. V. 20. P. 1029.
73. *Aguilar-Benitez M. et al.* // Z. Phys. C. 1991. Bd. 50. S. 405.
74. *Drijard D. et al.* // Z. Phys. C. 1981. Bd. 9. S. 293.
75. *Akesson T. et al.* // Nucl. Phys. B. 1982. V. 203. P. 27.
76. *Blum T. et al.* // Phys. Rev. D. 1995. V. 51. P. 5153.
77. *Rapp R.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 017901.
78. *Rapp R., Shuryak E. V.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 2980.
79. *Adler S. S. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 034909.
80. *Schnedermann E., Sollfrank J., Heinz U. W.* // Phys. Rev. C. 1994. V. 48. P. 2462.
81. *Adler C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 092301.
82. *Adams J. et al.* // Phys. Lett. B. 2004. V. 595. P. 143.
83. *Adams J. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 041901.
84. *Tomasik B.* hep-th/0304079v1. 2003.
85. *Arsene I. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 014908-1.
86. *Retiere F., Lisa M.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 70. P. 044907.
87. *Csörge T., Lörstad B.* // Phys. Rev. 1996. V. 54. P. 1390.
88. *Csörge T. et al.* // Phys. Rev. 2003. V. 67. P. 034904.
89. *Adcox K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 92302.
90. *Adler C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 082301.
91. *Adcox K. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 024904.
92. *Dobler H., Sollfrank J., Heinz U. W.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 457. P. 353.
93. *Alt C. et al.* // J. Phys. G. 2004. V. 30. P. S119.
94. *Peitzmann T.* // Eur. Phys. J. C. 2003. V. 26. P. 539.
95. *Aggarwal M. M. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 014906.
96. *Adams J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 112301.
97. *Wang S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 2646.
98. *Albergo S. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 034907.

99. *Armstrong T. A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 2685.
100. *Anticic T. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 024902.
101. *Bearden G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 2681.
102. *Adler S. S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 122302.
103. *Butler S. T., Pearson C. A.* // Phys. Rev. 1963. V. 129. P. 863.
104. *Tanenbaum M.* // Rep. Prog. Phys. 2006. V. 69. P. 2005.
105. *Kolb P. F., Sollfrank J., Heinz U. W.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 054909.
106. *Alt C. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 034903.
107. *Agakichiev G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 032301.
108. *Kolb P. F., Heinz U. W.* // Quark Gluon Plasma 3 / Eds. R. C. Hwa and X. N. Wang. Singapore, 2003.
109. *Adams J. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 014904.
110. *Shuryak E.* hep-th/0405066v1. 2006.
111. *Adcox K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 212301.
112. *Cooper F., Frye G.* // Phys. Rev. D. 1974. V. 10. P. 186.
113. *Molnar D., Voloshin S. A.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 092301.
114. *Rischke D. H., Gyulassy M.* // Nucl. Phys. A. 1996. V. 597. P. 701.
115. *Bertsch G. F.* // Nucl. Phys. A. 1989. V. 478. P. 173c.
116. *Pratt S.* // Phys. Rev. D. 1986. V. 33. P. 1314.
117. *Adler S. S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 152302.
118. *Adams J. et al.* // Ibid. P. 012301.
119. *Hirano T., Tsuda K.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 054905.
120. *Heinz U. et al.* // Ibid. P. 044903.
121. *Soff S.* hep-ph/0202240. 2002.
122. *Pratt S.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1219.
123. *Makhlin A. N., Sinyukov Y. M.* // Z. Phys. C. 1988. Bd. 39. S. 69.
124. *Pratt S., Csoergoe T., Zimanyi J.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 42. P. 2646.
125. *Sinyukov M., Akkelin S. V., Hama Y.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 052301.
126. *Grassi F. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 044904.
127. *Soff S., Bass S. A., Dumitru A.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 398.
128. *Zschieche D. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 064902.
129. *Bertsch G., Gong M., Tohyama M.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 67. P. 1896.
130. *Bjorken D. F.* ERMILAB-PUB-82-059-THY. 1982.
131. *Thoma M. H., Gyulassy M.* // Nucl. Phys. B. 1991. V. 351. P. 491.
132. *Braaten E., Thoma M. H.* // Phys. Rev. D. 1991. V. 44. P. 2625.
133. *Aversa F. et al.* // Nucl. Phys. B. 1989. V. 327. P. 105.
134. *Jager B. et al.* // Phys. Rev. D. 2003. V. 67. P. 054005.
135. *Kretzer S.* // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 054001.

136. *Kniehl B. A., Kramer G., Potter B.* // Nucl. Phys. B. 2001. V. 597. P. 337.
137. *Kniehl B. A., Albino S., Kramer G.* // Ibid. V. 725. P. 181.
138. *Wang X.-N.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 2321.
139. *Eskola K. J., Vogt R., Wang X.-N.* // Intern. J. Mod. Phys. A. 1995. V. 10. P. 3087.
140. *Angelis A. L. S. et al.* // Nucl. Phys. B. 1987. V. 185. P. 213.
141. *Wang E., Wang X. N.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 034901.
142. *Brown C. N. et al.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 3195.
143. *Aggarwal M. M. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2002. V. 23. P. 225.
144. *Albrecht R. et al.* // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 5. P. 255.
145. *Antreasyan D. et al.* // Phys. Rev. D. 1979. V. 19. P. 764.
146. *Krzywicki A. et al.* // Phys. Lett. B. 1979. V. 85. P. 407.
147. *Lev M., Petersson B.* // Z. Phys. C. 1983. Bd. 21. S. 155.
148. *Vitev L., Gyulassy M.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 252301.
149. <http://qm2005.kfki.hu>. 2005.
150. *Adler S. S. et al.* nucl-th/0510047v1. 2005.
151. *Djordjevic M. et al.* nucl-th/0507019. 2004.
152. *Adams J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 072304.
153. *Adler C. et al.* // Ibid. V. 90. P. 082302.
154. *Adams J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 252301.
155. *McLerran L., Venugopalan R.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 49. P. 2233.
156. *Kharzeev D., Kovchegov Y. V., Tuchin K.* // Phys. Rev. D. 2003. V. 68. P. 094013.
157. *Adler S. et al.* nucl-ex/0503003v1. 2005.
158. *Gyulassy M. et al.* nucl-th/0302077. 2003.
159. *Gyulassy M.* nucl-th/0403032 v1. 2004.
160. *Breitweg J. et al.* // Eur. Phys. J. C. 1999. V. 7. P. 609.
161. *Gyulassy M., McLerran L.* nucl-th/0405013v2. 2004.
162. *Arsene I. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 032301.
163. *Gribov L. V., Levin E. M., Ryskin M. G.* // Phys. Rep. 1983. V. 100. P. 1.
164. *McLerran L. D., Venugopalan R.* // Phys. Rev. 1994. V. 49. P. 2233.
165. *McLerran L. D., Venugopalan R.* // Ibid. P. 3352.
166. *McLerran L. D., Venugopalan R.* // Ibid. V. 50. P. 2225.
167. *Mueller A. H.* // Nucl. Phys. B. 1990. V. 335. P. 115.
168. *Mueller A. H.* // Nucl. Phys. B. 2002. V. 572. P. 227.
169. *Shuryak E.* hep-ph/0405066 v1. 2004.
170. *Gyulassy M., McLerran L.* nucl-th/0405013 v2. 2004.
171. Quark Matter 2005. <http://www.kfki.hu/events/hun/qm2005/>. 2005.