

Памяти Виталия Лазаревича Гинзбурга

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Кварк-глюонная среда

И.М. Дрёмин, А.В. Леонидов

Обсуждаются свойства кварк-глюонной среды, наблюдаемой в ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях. Дается краткое изложение основных экспериментальных фактов об этих соударениях, проводится сравнение с данными по протон-протонным соударениям. Обсуждаются как микроскопический, так и макроскопический подходы к их описанию. В основном рассматривается хромодинамика кварк-глюонной среды при высоких энергиях. Проводится анализ энергетических потерь партонов, движущихся в этой среде. Главный вывод состоит в том, что среда характеризуется некоторыми коллективными свойствами, учёт которых играет решающую роль для понимания результатов эксперимента.

PACS numbers: 12.38.Mh, 24.85.+p, 41.60.Bq

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201011c.1167

Содержание

Предисловие

1. Введение (1167).
 2. Основные экспериментальные результаты (1168).
 3. Микроскопическое описание кварк-глюонной среды (1171).
 - 3.1. Конденсат цветного стекла, глазма, кварк-глюонная плазма.
 - 3.2. Гашение струй и потери энергии партонов в плотной неабелевой среде.
 4. Макроскопический подход к кварк-глюонной среде (1181).
 - 4.1. Уравнения квантовой хромодинамики в среде.
 - 4.2. Хромопроницаемость.
 - 4.3. Классические поляризационные эффекты в кварк-глюонной среде и её хромодинамические свойства.
 - 4.4. Нестабильности при высоких энергиях.
 - 4.5. Нелинейные эффекты и цветная радуга.
 - 4.6. Гидродинамика (термодинамические и механические свойства кварк-глюонной плазмы).
 5. Некоторые новые возможности на Большом адронном коллайдере (1193).
 6. Заключение (1194).
- Список литературы (1194).

Предисловие

Для нас является большой честью опубликовать эту статью в томе, посвящённом памяти В.Л. Гинзбурга. Его вклад в физику твёрдого тела, увенчанный Нобелевской премией, чрезвычайно важен. Сегодня эти идеи становятся актуальными для физики высоких энергий. Свойства кварк-глюонной среды (часто называемой кварк-глюонной плазмой), рождённой в высокоэнергети-

ческих ядерных соударениях, интенсивно изучаются. Первые шаги хромодинамики кварк-глюонной среды имеют большое сходство с подходами в электродинамике сплошных сред, хотя и обладают некоторыми видимыми различиями.

1. Введение

Тема "кварк-глюонная среда" на сегодня настолько обширна, что заслуживает, даже несмотря на фазу продолжающегося активного развития, серии монографий и не может быть полно освещена в одной обзорной статье. Поэтому мы в основном сконцентрируемся на общих идеях относительно эволюции кварк-глюонной среды в высокоэнергетических соударениях тяжёлых ионов и на тех свойствах среды, которые проявляются при изучении энергетических потерь распространяющихся в ней партонов. Они описываются хромодинамикой кварк-глюонной среды, которой в основном посвящён этот обзор.

Вместе с тем, было бы "страусовым" поведением не упомянуть близкие проблемы и подходы. Поэтому мы включили в настоящий обзор краткое обсуждение некоторых из них. В частности, описываются аналогии и различия между электродинамическими и хромодинамическими процессами. Чрезвычайно популярный гидродинамический подход широко обсуждался во многих обзорных статьях. Поэтому мы решили дать лишь его краткое обсуждение с указанием ссылок на соответствующую литературу. Соответствие пространство анти-де-Ситтера/квантовая хромодинамика (AdS/QCD) обсуждается лишь кратко. То же относится к решёточным результатам, которые применимы в основном к статическим свойствам и интересны для нас в связи с фазовыми переходами. Очень интересные идеи о возможном локальном нарушении CP-инвариантности в соударениях тяжёлых ионов кратко упоминаются, но детально не обсуждаются. Связь между Малым взрывом в соударениях тяжёлых ионов с Большим взрывом в космологии

И.М. Дрёмин, А.В. Леонидов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
Тел. (499) 783-37-19
E-mail: dremin@lpi.ru, leonidov@lpi.ru

Статья поступила 16 июня 2010 г.

является ещё одним захватывающим сюжетом, однако остаётся за рамками настоящего обзора. Краткое рассмотрение экспериментальных результатов представлено в разделе 2. В последующих разделах обзора цитируются, однако, только те экспериментальные статьи, которые обсуждаются более подробно в связи с теоретическими соображениями. Мы просим извинения у тех, чья работа не могла быть подробно обсуждена в связи с ограниченным объёмом настоящего обзора.

Внутреннее строение и взаимодействия частиц и ядер являются главными объектами изучения на ускорителях. В соответствии с современными представлениями сильные взаимодействия описываются квантовой хромодинамикой (КХД), которая рассматривает кварки и глюоны как элементарные объекты (партоны), отвечающие за взаимодействие.

При низких энергиях партоны удерживаются внутри сильновзаимодействующих частиц (адронов) и определяют их статические свойства. При высоких плотностях мы имеем непертурбативный режим КХД, описывающий сильновзаимодействующую материю в тепловом равновесии при конечной температуре.

Материя, рождающаяся в соударениях, несомненно, отлична от вышеупомянутой. Сильные внутренние поля и высококогерентные партонные конфигурации становятся особенно важными. При соударении двух тяжёлых ядер при ультрарелятивистских энергиях мы ожидаем возникновения горячей и плотной внутренне цветной среды. Эта среда должна проявлять некоторые коллективные свойства, отличные от наблюдаемых в статических условиях. Моды с малыми импульсами в волновых функциях ядер могут быть описаны в терминах классических полей, связанных с некоторыми статическими цветными источниками с большими импульсами.

В соответствии с современными представлениями процесс соударений (эволюция по энергии для всех мод) проходит через несколько стадий. В начале обзора мы обсуждаем некоторые из них. Нами обсуждаются также соответствующие уравнения, описывающие эти процессы. На одной из стадий в течение небольшого интервала времени и в конечном объёме кварки и глюоны могут освободиться и, в соответствии с современными представлениями, образовать некоторую идеальную жидкость. Коллективные свойства такой жидкости проявляются при её механическом движении как целого, описываемом в рамках гидродинамики, и при хромодинамическом отклике на распространение в ней партонов, описываемом КХД в среде.

При больших переданных импульсах константа связи КХД уменьшается (асимптотическая свобода) и становится применимым пертурбативный подход. Эксперименты по соударению частиц при высоких энергиях нужны именно для того, чтобы получить возможность изучать процессы с большими переданными импульсами. Согласно принципу неопределённости, это означает возможность изучения структуры частиц на всё меньших расстояниях. Таким образом изучаются кварк-глюонная структура частицы, её масштабная зависимость и свойства области взаимодействия.

Более того, жёсткие процессы в среде могут индуцировать её коллективный когерентный отклик. Это позволило бы изучать свойства среды подобно изучению структуры Земли путём подземных взрывов. Это особенно справедливо для наивысших энергий, поскольку

плотности партонов внутри соударяющихся сильновзаимодействующих ядер возрастают с увеличением энергий. Следовательно, коллективные эффекты становятся более выраженными, и в центральных соударениях тяжёлых ионов, наряду с короткодействующими корреляциями, появляются дальнедействующие.

Для экспериментального изучения свойств материи в области взаимодействия необходимо изучение энергетических потерь различных пробных партонов, проходящих через неё. Это аналогично изучению энергетических потерь электронов, проходящих через обычную аморфную среду. Недавние экспериментальные результаты, полученные на SPS (Super Proton Synchrotron) и RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), ясно показывают, что для соударений тяжёлых ионов коллективные свойства среды становятся решающими. Изменяются свойства излучения партонов, энергетические спектры конечных адронов, их корреляции, по сравнению с таковыми при pp-соударениях. Индуцированное когерентное излучение отражает коллективный отклик среды на проникающие в неё партоны. Для самой среды имеет место коллективное движение. Изменяется адрохимический состав рождённых частиц. Эффективными являются как микроскопический, так и макроскопический подходы к теоретическому описанию наблюдаемых явлений в рамках КХД. Механические и термодинамические свойства среды изучаются в рамках гидродинамического описания. Ниже мы опишем оба упомянутых подхода и обсудим соответствующие экспериментальные данные. Во всём обзоре используется система единиц, в которой $\hbar = c = 1$.

2. Основные экспериментальные результаты

Ядро-ядерные (АА) соударения изучались в экспериментах на SPS и RHIC. Самый первый изучаемый вопрос — различие свойств процессов в АА-соударениях и протон-протонных (pp) при высоких энергиях. Наблюдались и сравнивались различные характеристики, которые ясно показывают, что ядерные соударения нельзя рассматривать как некогерентную суперпозицию нуклон-нуклонных соударений. Для объяснения различий необходимо учитывать некоторые коллективные свойства среды.

Доля частиц, рождённых с быстротой y и большим поперечным импульсом p_T , подавлена в АА-соударениях, по сравнению с долей таких частиц в pp-соударениях. Это проявляется в поведении ядерного модифицирующего фактора R_{AA} для одноинклюзивного адронного сечения:

$$R_{AA}(y, p_T; b) = \frac{dN_{AA}/dy dp_T}{N_{part} dN_{pp}/dy dp_T}. \quad (1)$$

Фактор R_{AA} характеризует отклонения АА-соударений с числом участников N_{part} (определяемых ядерной функцией перекрытия при прицельном параметре b) от некогерентной суперпозиции pp-соударений, для которых $R_{AA} = 1$. Похожее выражение может быть написано для диадронных корреляций (обычно обозначаемых I_{AA}).

Как в адронных, так и в ядерных соударениях существенно доминирует рождение частиц с мягкими импульсами, $p_T < 2$ ГэВ. Их спектр экспоненциально убывает с уменьшением поперечной кинетической энергии $(p_T^2 + m_i^2)^{1/2} - m_i$. Спектры пионов в АА-соударе-

ниях более пологие, чем в pp -соударениях. В ещё большей степени это относится к спектрам каонов и антипротонов, причём для последних наклон спектра является наименьшим. Эти спектры используются для определения кинетической температуры закалки и зависимости скорости поперечного разлёта от энергии и центральности взаимодействия (т.е. степени его коллективности).

Соответственно, в распределениях по множественности доминируют мягкие пионы. Форма этих распределений приближённо описывается отрицательным биномиальным распределением как в соударениях частиц, так и в соударениях ядер при высоких энергиях. Вместе с тем, наблюдаются некоторые различия (предсказанные в КХД) по сравнению с отрицательным биномиальным распределением, которые выявляются при анализе таких корреляционных характеристик, как их моменты.

Форма спектров заряженных адронов по поперечным импульсам изменяется при $p_T \approx 3$ ГэВ от экспоненциальной к степенной в соответствии с предсказаниями пертурбативной КХД. Этот степенной хвост относится лишь к очень малой доле частиц. Результаты RHIC по одночастичным инклюзивным распределениям в центральных Au-Au-соударениях при энергии 200 ГэВ демонстрируют сильное, не зависящее от p_T , подавление доли адронов с большими поперечными импульсами ($p_T > 4$ ГэВ): $R_{AA} \approx 0,2$. Измерения покрывают интервал по p_T вплоть до его значения в 20 ГэВ. Эта впечатляющая недостача частиц с большим поперечным импульсом указывает на энергетические потери партонов в среде. Она отвечает так называемому эффекту гашения струй, проявляющемуся в смягчении спектра адронов, полученного из партонов в условиях среды, по сравнению со спектром в вакууме. Таким образом, фактор подавления является мощным средством для определения плотности среды.

Подавление больших p_T в соударениях Au-Au и Cu-Cu при том же числе "участвующих частиц" (нуклонов, которые испытали хотя бы одно неупругое взаимодействие) N_{part} одинаково. Отношение R_{AA} для периферических взаимодействий ближе к единице. Оно зависит от угловой ориентации (по азимутальному углу) адрона с большим p_T по отношению к плоскости реакции. Эта зависимость может быть объяснена как следствие зависимости энергетических потерь от расстояния, пройденного частицей в среде.

Отношение R_{AA} при больших p_T не зависит от вида адрона. В противоположность этому в электродинамике излучение электронов гораздо интенсивнее, чем мюонов. Интересные эффекты имеют место для спектров чармированных частиц и чармония. Для первых подавление такое же, как для пионов, а для второго подавление такое же, как при энергии SPS, $\sqrt{s} = 17$ ГэВ.

Другая интригующая особенность данных состоит в том, что для прямых фотонов подавление в области p_T от 4 ГэВ до 15 ГэВ отсутствует, но для самых больших p_T (~ 20 ГэВ) имеются предварительные данные о подавлении: $R_{AA} \approx 0,6$.

При малых поперечных импульсах, $0,25 < p_T < 4$ ГэВ, эффект подавления меньше, R_{AA} даже несколько возрастает при $p_T < 3$ ГэВ. Это качественно объясняется перераспределением партонов в начальном состоянии, приводящим к уширению спектров по поперечным импульсам (эффект Кронины). При энергии SPS результаты отно-

сятся только к этой области поперечных импульсов и значения R_{AA} больше, чем на RHIC. Значение R_{AA} для SPS (Pb-Pb при $\sqrt{s} = 17,3$ ГэВ) при $p_T = 4$ ГэВ намного больше, чем на RHIC при более высоких энергиях, R_{AA} превышает единицу при $p_T > 2$ ГэВ (сильный эффект Кронины). Это объясняется более существенной ролью глюонов, по сравнению с ролью кварков на RHIC ($C_A/C_V = 9/4$). Для соударений с меньшим перекрытием dAu при 200 ГэВ эффект Кронины имеет место, как минимум, вплоть до $p_T = 8$ ГэВ. Экспериментальные данные показывают, что подавление инклюзивных спектров устанавливается между $\sqrt{s} \approx 20$ ГэВ и $\sqrt{s} \approx 60$ ГэВ. Доминирующий процесс рождения мягких частиц характеризуется скейлингом по числу провзаимодействовавших частиц, а не типичным для жёстких процессов скейлингом по числу парных соударений.

Корреляции между вторичными частицами являются более чувствительным инструментом для установления различия между предсказаниями разных моделей, чем одночастичные инклюзивные спектры. Их изучение выявило много замечательных эффектов. Наиболее яркие из них относятся к струям, рождённым в процессах с наличием частицы с большим p_T . При выборе частицы с большим p_T в качестве триггера и изучении свойств адронов в окружающем круге¹ по (псевдо) быстрой и азимутальному углу в плоскости, ортогональной импульсу исходной частицы, в pp -соударениях обычно наблюдается профиль, близкий к гауссову. Более того, как двухчастичные, так и трёхчастичные корреляции показывают два противоположных струеподобных пика (двухструйные процессы). С теоретической точки зрения струи рассматриваются в первом приближении как остаточные проявления жёсткого рассеяния кварков и глюонов.

В AA-соударениях ожидается угловое уширение струй и смягчение их импульсных спектров. Это явление называется гашением струй. Количественный анализ гашения струй в соударениях тяжёлых ионов требует привлечения модельных построений. Их предсказания пока ещё характеризуются большими неопределённостями. Экспериментальные критерии отбора струй также приводят к искажению картины явления. Для того чтобы уменьшить зависимость от этих эффектов, использовались различные триггерные частицы (например, γ и π^0) и измерялись спектры адронов в направлении, противоположном триггерному.

Корреляции нефотонных электронов из распадов боттома и чарма с адронами различаются для струй с D- и B-мезонами.

Многочастичные корреляции и полностью (калориметрически) реконструированные струи являются главным объектом, на который направлены недавние усилия в изучении pp - и AA-соударений. Первые результаты для полностью реконструированных струй в соударениях pp , Cu-Cu, и Au-Au ясно демонстрируют уширение струй в кварк-глюонной среде. Вообще говоря, важны также и цветные взаимодействия с окружающими частицами или, например, с частицами в остаточном пучке в событиях $W +$ струя, а также пособытийный анализ цветовых пото-

¹ Кроме алгоритмов, связанных с выделением конуса, широко используются рекомбинационные алгоритмы с итеративным образованием пар ближайших частиц, а также простая гауссова фильтрация. Эти алгоритмы полезны при отделении струй от фона.

ков. Получены первые экспериментальные указания на уширение струй за счёт таких потоков внутри струй.

В настоящее время активно изучается роль фоновых флуктуаций в физике гашения струй. Достаточно неожиданно предварительные исследования не выявили отличий АА-соударений по сравнению с рр-соударениями при больших p_T в этих функциях. Вероятно, это указывает на особые свойства выборки изучаемых струй (эффект поверхности?) и на необходимость модификации критерия отбора струй.

Ещё более удивительным было наблюдение совершенно новых топологий событий в АА-соударениях, названных соответственно хребтом и двугорбым событием. В центральных событиях триггерная струя оказывается расположенной на пьедестале (хребте), простирающемся на широком интервале псевдобыстрот η , вплоть до $|\eta| = 4$, и быстро спадающем в азимутальном направлении. Наличие хребта не зависит от наличия струйного пика. Характеристики этого пика совпадают с общими характеристиками рождённых частиц, однако спектр частиц в хребте несколько жёстче. Более того, эта структура также выявляется при анализе двухчастичных корреляций и в отсутствие струйного триггера. Эти события включают в себя все частицы с $p_T > 150$ МэВ. Пособытийное изучение трёхчастичных корреляций в центральных соударениях при больших p_T (более 1 ГэВ) показало, что частицы в хребте не коррелированы по псевдобыстроте как между собой, так и с частицами в пике. Появление хребта не связано с частицами в струйных конфигурациях. В периферических соударениях и при больших p_T триггерной частицы хребет исчезает. Как большая псевдобыстротная протяжённость хребта, так и наличие больших широких кластеров, выявляемых двухчастичными корреляциями, указывают на важную роль коллективных эффектов.

Пик на азимутальный угол $\Delta\phi = \pi$ в антитриггерном (дальнем) направлении, наблюдаемый в рр-соударениях, в АА-соударениях заменяется широкой антитриггерной структурой. В большинстве центральных событий ясно различимы два симметричных максимума (горба) при $\Delta\phi \approx \pi \pm 1,1$. Они выявляются для частиц с небольшими энергиями после вычитания вклада коллективного потока. Положение пиков практически не зависит от поперечных импульсов триггерной и ассоциированной частицы. Высота пиков медленно возрастает с увеличением p_T^{trig} при фиксированном p_T^{assoc} . Два горба, по-видимому, сливаются в один широкий горб при больших p_T триггера ($6 < p_T^{\text{trig}} < 10$ ГэВ). Это означает, что антитриггерная струя, спрятанная между двумя горбами, снова становится видимой — как и должно происходить в случае среды конечного размера, где партон с большим p_T выходит из среды и формирует струю. Струи, генерированные тяжёлыми кварками, обладают похожими качественными свойствами (хотя и измеренными на меньшей статистике). Эти особенности наблюдаются как для двухчастичных, так и для трёхчастичных корреляций. Они свидетельствуют о коническом характере излучения. Существование таких особенностей, несомненно, связано с коллективными свойствами среды. В полусредних соударениях положение максимума оказывается смещённым при некоторых ориентациях триггера относительно направлений в плоскости соударения и перпендикулярной к ней. Эта особенность может быть объяснена эффектом кильватерного следа (см. ниже).

Спектр антитриггерных адронов в соударениях Au-Au подавлен при больших p_T , по сравнению со спектром в рр-соударениях, однако в меньшей степени, чем одночастичный спектр ($I_{AA} \approx 0,35 - 0,56$, в то время как $R_{AA} \approx 0,2$).

Важную информацию дают двухчастичные корреляции заряженных адронов, возникающие вследствие кулоновского взаимодействия в конечном состоянии. Также изучаются с помощью аналога интерферометрии Хэнбери Брауна – Твисса (ХБТ) бозе-эйнштейновские (БЭ) корреляции между парами тождественных бозонов, связанные с квантовой симметрией волновой функции. Эти корреляции наблюдаются по увеличенной доле пионов с одинаковым зарядом при малых относительных импульсах, и они дают информацию о пространственно-временной структуре и эволюции источника. В центральных соударениях при нулевой быстрой из измерений обычно можно извлечь значения трёх радиусов: R_{long} , R_{out} , R_{side} , которые относятся соответственно к направлению вдоль оси соударения, направлению разлёта пары p_T и направлению, перпендикулярному первым двум. В рамках экспериментальных погрешностей все три радиуса оказываются одинаковыми и достаточно быстро уменьшаются с возрастанием поперечного импульса. Это противоречит гидродинамическим предсказаниям, в связи с чем этот эффект получил название "RHIC-ХБТ-загадки". Более того, последние данные указывают на то, что ХБТ-характеристики в рр-соударениях ведут себя подобно характеристикам в АА-процессах, что, несомненно, добавляет новые вопросы к этой загадке. Размеры корреляционной области испускания частиц возрастают с увеличением множественности в событии. Число независимых радиусов больше (6) для нецентральных соударений. Они возрастают с увеличением числа провзаимодействовавших частиц и характеризуются осцилляциями по азимутальному углу. Скорость возрастания убывает (вместе с самими радиусами) с возрастанием поперечного импульса. Амплитуда осцилляций равняется нулю для центральных соударений и возрастает с увеличением их периферичности.

Наблюдались модификация формы бозонных резонансов, рождённых в ядерных соударениях. Во всех случаях стандартная брейт-вигнеровская форма приобретает дополнительный вклад в низкоэнергетическое крыло, что проявляется в корреляции масс продуктов распада резонанса.

Коллективные потоки конечных частиц представляют ещё один интересный эффект. Эти потоки обусловлены внутренним давлением в кварк-глюонной среде. Их форма определяется пространственными характеристиками начальной области перекрытия и динамикой взаимодействия. Распределение вылетающих частиц по азимутальному углу может быть записано в виде

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

где Ψ_r отвечает ориентации плоскости реакции (события), определяемой независимо для каждой гармонике по самому потоку, $v_n = \langle \cos [n(\phi - \Psi_r)] \rangle$, угловые скобки здесь обозначают усреднение по всем частицам и всем событиям. Первый коэффициент, v_1 , в фурье-разложении азимутальных распределений описывает изотропный радиальный поток; второй коэффициент,

v_2 , характеризует эллиптический поток. Анизотропному потоку отвечает азимутальная асимметрия распределения частиц по отношению к плоскости реакции, задаваемой осью соударения и вектором прицельного параметра. Изучаются также и высшие гармоники. "Непотокковые" вклады от струй, хребта, распадов резонансов, эффектов ХБТ обычно вычитаются.

Радиальный поток проявляется в выполаживании (в соударениях АА по сравнению с рр-соударениям) спектров при малых поперечных кинетических энергиях. Этот эффект более выражен для тяжёлых частиц. Имеется скейлинг по энергии и размеру системы. Эффект более ярко выражен в центральных соударениях одинаковых сферических ядер. Изменение знака радиального потока протонов как функции быстроты для наиболее периферических соударений (так называемый изгиб) наблюдалось при энергии SPS. На RHIC эффект изгиба не наблюдался. Коэффициент v_1 остаётся отрицательным (антипоток) и монотонно возрастает при всех псевдобыстроотах, что указывает на раннее проявление коллективных эффектов.

Наиболее интенсивно изучаемый эллиптический поток связан, прежде всего, с нецентральной соударений (пространственным эксцентриситетом зоны реакции) и перерассеянием партонов. Эллиптическая форма области перекрытия приводит к разнице давлений в различных направлениях и, следовательно, к отличному от нуля значению v_2 . Таким образом, коэффициент v_2 чувствителен к эволюции системы на очень ранних временах. Интегральный эллиптический поток возрастает с увеличением энергии. Это возрастание сильнее выражено (при меньших абсолютных значениях) для более центральных соударений, чем для полуцентральных. Величина v_2 зависит от псевдобыстроты η и достигает максимума при $\eta = 0$ (она также возрастает с увеличением энергии) и уменьшается примерно в два раза при $\eta = 3$. Наименьшее значение v_2 принимает для более центральных соударений. Зависимость от поперечного импульса была измерена при его значениях вплоть до $p_T = 12$ ГэВ. Эта зависимость имеет максимум в области $p_T = 3$ ГэВ, где v_2 достигает значения 0,2 и затем выходит на насыщение или медленно убывает. При $p_T < 2$ ГэВ v_2 характеризуется скейлингом по поперечной энергии $m_T - m$, а при $2 < p_T < 4$ ГэВ — по числу конституэнтных кварков. Связь v_2 с пространственным эксцентриситетом события зависит от числа провзаимодействовавших частиц (размера системы). Коэффициент v_2 был измерен для различных частиц. Барионный эллиптический поток насыщается при несколько больших p_T и больших значениях v_2 , чем мезонный. Значение v_2 для J/ψ в соударениях Au–Au при 200 ГэВ близко к нулю.

Увеличение доли различных частиц при больших p_T , по сравнению с очень сильным подавлением пионов, наблюдалось в АА-соударениях. Таким образом, адрохимический состав в АА- и рр-соударениях различен. Это рассматривается как проявление кварк-глюонной плазмы (или, более общо, как эффект преадронного состояния). При больших p_T (более 2 ГэВ) нейтральные пионы и η -мезоны сильно подавлены (порядка 5 раз) в центральных АА-соударениях по сравнению с рр-соударениями. Подавление ϕ -мезонов при $p_T > 5$ ГэВ такое же, но меньше для промежуточной области $2 < p_T < 5$ ГэВ. В указанной кинематической области не наблюдается подавления фотонов. Рождение протонов усилено при

промежуточных p_T (в области $p_T \approx 2-5$ ГэВ), так что отношение числа протонов к числу пионов (p/π) становится близким к единице. Удивителен тот факт, что в АА-соударениях на RHIC при $p_T > 2$ ГэВ количество антипротонов такое же, как и отрицательных пионов. Это связано, по-видимому, с коллективным поперечным разлётом. В соударениях протонов рождение странных частиц с большими p_T сильно подавлено (их меньше в 3–4 раза, чем пионов), однако увеличивается вдвое в АА-соударениях, так что фактор подавления становится равным примерно 0,6–0,7. Увеличение более выражено для частиц с большим содержанием странности, таких как Ξ , Ω . Общая доля странных частиц в соударениях тяжёлых ионов примерно вдвое больше, чем в соударениях элементарных частиц. Похожее сравнительно слабое подавление было измерено для чармированных кварков (J/ψ). Недавно был установлен верхний предел для подавления боттома (Υ), равный 0,64. Сильное подавление для электронов с большими p_T , происходящих из распадов чармированных и боттомсодержащих адронов, указывает на одинаковое подавление для тяжёлых и лёгких кварков в кварк-глюонной среде. Это показывает, что сильная виртуальность кварков на начальной стадии рождения более существенна, чем разница в массах конечных частиц. Изменение в адрохимическом составе продуктов соударения с большими p_T может отражать различие во взаимодействиях различных частиц в среде и требовать учёта коллективных (нелокальных) свойств среды (с возможной диффузией до адронизации).

Примечательно, что при очень малых поперечных импульсах ($p_T < 0,5$ ГэВ) вторичных частиц их доли (различные для разных частиц) являются одинаковыми для рр-, АА-соударений и даже e^+e^- -соударений и не зависят от начальной энергии, как и ожидается исходя из универсальности когерентных процессов для длинноволновых глюонов.

Вышеприведённые утверждения могут быть проиллюстрированы многочисленными графиками, которые можно найти в экспериментальных публикациях и более специализированных обзорных статьях. Мы приведём лишь некоторые из них для иллюстрации теоретических аргументов. Это позволит сохранить объём настоящего обзора на разумном уровне.

Все упомянутые наблюдения тесно связаны с общефизическим процессом потерь энергии партонами в ядерных соударениях, которому в значительной мере и посвящён настоящий обзор.

3. Микроскопическое описание кварк-глюонной среды

Микроскопическое описание всех процессов с участием нескольких тысяч рождённых частиц во всём фазовом пространстве в рамках КХД, несомненно, не является реалистичным. Такое описание может быть применено к сравнительно редким подпроцессам с большими p_T , в которых константа связи КХД достаточно мала. Для мягких партонов и адронов эффекты перерассеяния и адронизации слишком сильны, для того чтобы могли оставаться многочисленные следы от исходного неупругого процесса. Для описания существенно коллективных эффектов в среде более подходит макроскопический (в том числе, статистический) подход.

Вместе с тем, применяя общие принципы КХД, можно проследить общие черты эволюции полей и выявить типичные корреляционные закономерности в соударениях тяжёлых ионов. В этом контексте современная парадигма, которая будет обсуждена ниже, описывает переход от конденсата цветного стекла (КЦС) к глазме и впоследствии — к кварк-глюонной плазме с дальнейшей адронизацией.

Главным источником экспериментальной информации о свойствах кварк-глюонной среды на этих стадиях являются энергетические потери партонов. Как и в электродинамике, их можно разбить на две категории.

Потери, связанные с изменением вектора скорости партона, такие как упругое рассеяние, тормозное и синхротронное излучение, обычно рассматриваются микроскопически. Все эти явления связаны с реакцией партона на воздействие полей материи при *близких* соударениях. Упругое рассеяние изменяет энергию партона при отдаче и отклоняет его, изменяя поток энергии в исходном направлении. При высоких энергиях этот процесс менее вероятен, чем излучение глюонов при близких столкновениях с конститuentами материи. Структура среды накладывает некоторые ограничения на когерентность процесса излучения и эффективную длину излучения (по аналогии с эффектами Тер-Микаеляна и Ландау–Померанчука в электродинамике). В общем случае интенсивность излучения зависит от соотношения между расстоянием, проходным партоном в среде, длиной его свободного пробега (зависящей от расстояния между рассеивающими центрами и от сечения) и длиной формирования излучения. Для достаточно сильных полей может стать значимым синхротронное излучение глюонов, связанное с кривизной траекторий партонов в хромомангнитных полях. Эти процессы рассмотрены в разделе 3.

Принципиально отличный от других источник энергетических потерь обусловлен поляризацией среды распространяющимся партоном. Речь идёт о коллективном отклике среды, связанном с непертурбативными *дальними* взаимосвязями её составляющих, которые описываются хромопроницаемостью. Этот отклик рассматривается в рамках макроскопического подхода КХД в среде. Соответствующие эффекты аналогичны излучению Вавилова–Черенкова, кильватерному следу и переходному излучению. Для этих задач можно в первом приближении пренебречь изменением вектора скорости партона. Макроскопические аспекты проблемы часто игнорируются в обзорных работах. Мы обсудим их более детально в разделе 4.

Отметим, что полная потеря энергии представляет собой сумму потерь за счёт близких и дальних взаимодействий.

3.1. Конденсат цветного стекла, глазма, кварк-глюонная плазма

Можно ли дать количественное описание процессов множественного рождения в адронных и ядерных соударениях в рамках КХД? Амбициозная попытка ответа на этот вопрос даётся в рамках парадигмы конденсата цветного стекла (КЦС) (см., например, обзоры [1–4]). Формулировка одного из главных творцов этой парадигмы: "Конденсат цветного стекла есть универсальная форма материи, контролирующая высокоэнергетический предел всех сильных взаимодействий и являю-

щаяся составляющей адронных волновых функций, важной для этих энергий" [5].

Сила КЦС-подхода к физике рассеяния при высоких энергиях состоит в выработке объединяющей концепции для таких важных, но ранее независимо существовавших понятий как мягкие (*wee*) и конститuentные партоны, струнное и струнное рождение частиц, структурные функции и предельная фрагментация и т.д.

Множественное рождение в КХД генерируется партонами с малыми x в волновых функциях ядер (КЦС). Хромомангнитные и хромомангнитные поля в изучаемой среде являются самыми сильными полями в природе. При столкновении двух "блинов" КЦС рождается материя с очень высокой плотностью, называемая глазмой. Она предшествует кварк-глюонной плазме (КГП). Глазма состоит из цветных токовых трубок, локализованных в поперечной плоскости и натягивающихся между валентными цветными степенями свободы. Эти трубки генерируют дальние корреляции, ответственные за плоские распределения по псевдобыстротному $\Delta\eta$ и $\Delta\phi$ азимуту. Существование дальних (псевдо)быстротных корреляций связано с начальным временем формирования глазмы в ядерных соударениях $\tau \leq \tau_{\text{out}} \exp(-|y_a - y_b|/2)$, где τ_{out} — собственное время рождения частиц a и b с быстротами y_a, y_b . Радиальный поток коллимирует частицы в направлении потока и генерирует азимутальные корреляции, но не влияет на распределение по $\Delta\eta$. В частности, это могло бы объяснить эффект хребта как комбинацию дальних корреляций по быстройте в начальном состоянии и радиального потока в конечном состоянии. Таким образом, для описания хребта нужны как микроскопический, так и макроскопический подходы.

Конденсат цветного стекла — это эффективная теория, описывающая адронные и ядерные волновые функции в режиме, в котором главный вклад в сечение дают их многопартонные фоковские компоненты, т.е., по существу, плотная глюонная материя. Главная идея, стоящая за физикой КЦС, может быть сформулирована следующим образом. Рассмотрим быстрый адрон (ядро), движущийся вдоль оси z с большим продольным импульсом P^+ . Классификация мод в налетающей частице производится по их доле продольного импульса $x = p^+/P^+$. Тогда, как следует из соотношения неопределённостей, продольный масштаб этих мод равен $\Delta x^- \sim 1/(xP^+)$, а их характерные времена жизни $\Delta x^+ \sim 1/p^- \simeq 2xP^+/m_\perp^2$, где m_\perp^2 — некоторая шкала для поперечных импульсов. Мы видим, что жёсткие конститuentные моды, для которых $x \sim 1$, локализованы на малых расстояниях и имеют большие времена жизни, в то время как мягкие моды, для которых $x \ll 1$, являются размазанными по большому продольному расстоянию и короткоживущими. Из данных по структурным функциям $xG(x, Q^2)$ глубоко неупругого рассеяния мы знаем, что число мягких партонов, главным образом глюонов, быстро возрастает с увеличением $1/x$, $xG(x, Q^2) \sim (1/x)^\kappa$, где $\kappa \simeq 0,3$, так что соответствующие моды характеризуются большими числами заполнения. Для таких мод естественно перейти от языка частиц к языку полей. В свою очередь, подходящим описанием для когерентных

² Координаты на световом конусе x^+ и x^- определены ниже в уравнении (3).

многочастичных состояний является описание в терминах *классических* полей.

Эти соображения легли в основу модели Мак-Леррана–Венугопалана для волновых функций ядер на световом конусе [6–8], в которой в рамках КХД конститuentные и мягкие партоны интегрированы в единой картине, где сильно локализованные, медленно эволюционирующие конститuentные моды рассматриваются как *источники* для делокализованных мягких глюонных полей, для которых необходим учёт нелинейных эффектов, приводящих, в частности, к насыщению глюонных распределений (см. ниже).

Определим переменные, используемые в настоящем разделе. Большинство формул написано в координатах светового конуса. Для 4-вектора $x^\mu = (t, \mathbf{x}_\perp, z)$ координаты на световом конусе компоненты (\pm) определяются соотношениями

$$x^\pm = \frac{t \pm z}{\sqrt{2}}. \quad (3)$$

Вышеупомянутые компоненты импульса определяются аналогично. Нами будут широко использоваться координаты (τ, η) :

$$\tau = \sqrt{2x^+x^-}, \quad \eta = \frac{1}{2} \ln \frac{x^+}{x^-}, \quad (4)$$

где τ — собственное время, а η — пространственно-временная быстрота.

3.1.1. Модель Мак-Леррана–Венугопалана. Насыщение. Для того чтобы проиллюстрировать механизм работы модели Мак-Леррана–Венугопалана, рассмотрим вычисление импульсной плотности глюонных мод

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d^3k} &= \langle a_c^\dagger(x^+, \mathbf{k}) a_c^i(x^+, \mathbf{k}) \rangle = \\ &= \frac{2k^+}{(2\pi)^3} \langle A_a^i(k, x^+) A_a^i(-k, x^+) \rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

по которой можно вычислить наблюдаемую структурную функцию

$$xG(x, Q^2) = \int^{Q^2} d^2\mathbf{k}_\perp k^+ \frac{dN}{dk^+ d^2\mathbf{k}_\perp} \Big|_{x=k^+/P^+}. \quad (6)$$

Поскольку мы интересуемся режимом высокой плотности, калибровочные потенциалы $A_a^i(k, x^+)$ в (5) относятся к мягким глюонным полям.

Для того чтобы вычислить импульсную плотность глюонов в (5), необходимо определить глюонные поля $A_a^i(k, x^+)$ и природу усреднения. Первая задача решается с привлечением предположения о том, что $A_a^i(k, x^+)$ удовлетворяют *классическим* уравнениям Янга–Миллса с источниками, связанными с жёсткими конститuentными модами:

$$[D_\mu, F^{\mu\nu}] = \delta^{\mu+} \rho_1(\mathbf{x}_\perp, x^-), \quad (7)$$

где $F^{\mu\nu} = [D^\mu, D^\nu]$ — неабелева напряжённость поля, $D^\mu = \partial^\mu - igA^\mu$. Решение (7) удобно записать в калибровке светового конуса $A^+ = 0$. Легко проверить, что для статических, не зависящих от x^+ источников $A^- = 0$, так что решение (7) является чисто поперечным:

$$A^i(\mathbf{x}_\perp, x^-) = \frac{i}{g} U(\mathbf{x}_\perp, x^-) \partial^i U^\dagger(\mathbf{x}_\perp, x^-), \quad (8)$$

где

$$U(\mathbf{x}_\perp, x^-) = P \exp \left\{ ig \int_{-\infty}^{x^-} dy^- \alpha(\mathbf{x}_\perp, x^-) \right\}, \quad (9)$$

здесь $\alpha(\mathbf{x}_\perp, x^-) = -\rho(\mathbf{x}_\perp, x^-)/\nabla_\perp^2$ — решение (7) в ковариантной калибровке. Решение (8), (9) представляет собой нелинейный функционал цветной зарядовой плотности $\rho(\mathbf{x}_\perp, x^-)$ и является хотя и точным, но в то же время формальным.

Второй важнейший шаг связан с упоминавшейся выше необходимостью определения природы усреднения в (5). Идея [6–8] состоит в том, что для большого ядра и поперечного разрешения пробника $|\Delta\mathbf{x}_\perp| \ll 1/\Lambda_{\text{QCD}}$, где Λ_{QCD} — фундаментальный масштаб сильных взаимодействий, $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 100$ МэВ, цветная плотность $\rho(\mathbf{x}_\perp, x^-)$ при пособытийном рассмотрении является, по существу, случайной функцией. В простейшей версии, где жёсткими модами являются просто конститuentные кварки, статическая цветная плотность представляет собой просто полный заряд всех конститuentных кварков, находящихся внутри рассматриваемой трубки. Процедура усреднения в (5) задаётся, таким образом, некоторым функционалом $W_{A^+}[\rho]$, где A^+ — масштаб, отделяющий мягкие моды от жёстких. Простое, но вполне реалистичное усреднение определяется гауссовым ансамблем, для которого³

$$\begin{aligned} \langle \rho^a(\mathbf{x}_\perp, x^-) \rho^b(\mathbf{y}_\perp, y^-) \rangle_{W_{A^+}} &= \\ &= g^2 \mu_A^2 \delta^{ab} \delta^2(\mathbf{x}_\perp - \mathbf{y}_\perp) \delta(x^- - y^-). \end{aligned}$$

В простейшем случае, когда источниками являются конститuentные кварки, фактор μ_A^2 , задающий масштаб для поперечной плотности цветного заряда, выражается просто как $\mu_A^2 = g^2 A / (2\pi R_A^2)$ и, таким образом, является пропорциональным $A^{1/3}$ (подробный вывод, см., например, в [1]). Плотность цветного заряда μ_A непосредственно связана с описанным ниже физическим масштабом насыщения Q_s ; $Q_s \approx 0,6 g^2 \mu_A$ [10].

Оказывается удобным представить выражение для глюонной плотности (5), получающейся после усреднения по стохастическим источникам ρ с вышеопределённым гуссовым весом, в терминах поперечной глюонной плотности $\varphi(x, \mathbf{k}_\perp^2)$ ⁴,

$$\varphi(x, \mathbf{k}_\perp^2) = \frac{4\pi^3}{N_c^2 - 1} \frac{1}{\pi R_A^2} \frac{dN}{d \ln(1/x) d^2\mathbf{k}_\perp}. \quad (10)$$

Характерные особенности получающегося распределения удобно описать в терминах его асимптотик⁵ при $\mathbf{k}_\perp^2 \rightarrow 0$ и $\mathbf{k}_\perp^2 \rightarrow \infty$:

$$\begin{aligned} \varphi(x, \mathbf{k}_\perp^2) \Big|_{\mathbf{k}_\perp^2 \rightarrow \infty} &\simeq \frac{1}{\alpha_s N_c} \frac{Q_s^2}{\mathbf{k}_\perp^2} \equiv \frac{\mu_A^2}{\mathbf{k}_\perp^2}, \\ \varphi(x, \mathbf{k}_\perp^2) \Big|_{\mathbf{k}_\perp^2 \rightarrow 0} &\simeq \frac{1}{\alpha_s N_c} \ln \frac{Q_s^2}{\mathbf{k}_\perp^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

³ Детальный анализ справедливости этого предположения можно найти в [9].

⁴ Удобство использования $\varphi(x, \mathbf{k}_\perp^2)$ состоит, в частности, в том, что обсуждаемая ниже квантовая эволюция глюонных распределений наиболее естественно записывается как раз для такой (так называемой непроинтегрированной) структурной функции.

⁵ Детали этих вычислений можно найти, например, в [1].

Наиболее важным ингредиентом (11) является так называемый масштаб насыщения $Q_s^2 \sim A^{1/3}$. Зависимость Q_s^2 от A непосредственно связана с A -зависимостью μ_A^2 .

Замечательное явление выполаживания глюонного распределения при малых поперечных импульсах в (11) называется насыщением. Мы видим, что насыщение характерно для режима, в котором глюонная плотность $\varphi \sim 1/\alpha_s$ параметрически велика. Другое ключевое наблюдение, которое чрезвычайно важно для построения квантовой теории глюонных распределений, состоит в том, что при больших A масштаб насыщения велик, $Q_s^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2$. Поскольку масштаб насыщения Q_s определяет шкалу для всех поперечных импульсов в задаче, для асимптотически больших ядер теория находится в режиме слабой связи.

3.1.2. Глазма. В разделе 3.1.1 мы описали в рамках теории конденсата цветного стекла распределение глюонов в ядре. Вооружённые этими знаниями, мы можем приступить к рассмотрению проблемы рождения частиц в ядерных соударениях высоких энергий. Главная идея подхода к решению этой проблемы, основанного на конденсате цветного стекла, состоит в том, что если глюонные распределения в ядрах до соударения наиболее естественно описываются в терминах полей, то кажется более чем разумным описывать потоки энергии и частиц, созданные на ранней стадии этих соударений, также в терминах глюонных полей. В древесном приближении задача сводится к решению уравнений Янга–Миллса с двумя внешними токами $\rho_{1,2}(\mathbf{x}_\perp, x^-)$, относящимися к цветным распределениям в двух соударяющихся ядрах, движущихся вдоль $x^\pm = 0$:

$$[D_\mu, F^{\mu\nu}] = \delta^{\mu+} \rho_1(\mathbf{x}_\perp, x^-) + \delta^{\mu+} \rho_2(\mathbf{x}_\perp, x^-). \quad (12)$$

Если нас интересует вычисление рождения глюонов в центральной области, где можно предположить, что распределение по быстроте является плоским, то естественно искать буст-инвариантное решение (12) в виде [11]:

$$\begin{aligned} A^i &= \theta(-x^+) \theta(x^-) A_{(1)}^i + \theta(x^+) \theta(-x^-) A_{(2)}^i + \\ &+ \theta(x^+) \theta(x^-) A_{(3)}^i, \\ A^n &= \theta(x^+) \theta(x^-) A_{(3)}^n. \end{aligned}$$

Здесь $A_{(1,2)}^i$ — это глюонные поля двух исходных ядер перед соударением, описываемые формулой (8), а $A_{(3)}^i$ и $A_{(3)}^n$ — глюонные поля, появившиеся после соударения, которое предполагается произошедшим при $\tau = 0$. При собственном времени $\tau = 0^+$ эти поля описывают начальные условия для последующей эволюции плотной материи, рождённой в ядерном соударении высоких энергий.

Легко проверить, что для сшивания решений (12) при $\tau = 0$ должны выполняться следующие соотношения:

$$\begin{aligned} A_{(3)}^i|_{\tau=0} &= A_{(1)}^i + A_{(2)}^i, \\ A_{(3)}^n|_{\tau=0} &= \frac{ig}{2} [A_{(1)}^i, A_{(2)}^i]. \end{aligned} \quad (13)$$

Ключевое наблюдение [12, 13], следующее из граничных условий (13), состоит в том, что при $\tau = 0^+$ имеются

только продольные поля

$$\begin{aligned} E^z &= ig[A_{(1)}^i, A_{(2)}^i], \\ B^z &= ig\epsilon^{ij}[A_{(1)}^i, A_{(2)}^j], \end{aligned} \quad (14)$$

в которых и заключена энергия, созданная в ходе соударения. Таким образом, имеет место полная перестройка структуры решения, т.е. происходит переход от двух поперечных полей $A_{(1,2)}^i$, описываемых в рамках теории КЦС при $\tau = 0^-$, к чисто продольным хромозлектрическим и хромомангнитным полям непосредственно после соударения при $\tau = 0^+$, которые и называются глазмой. Подчеркнём, что, как следует из (14), эффект является чисто неабелевым. Поскольку единственной шкалой в задаче является масштаб насыщения Q_s , то корреляционная длина в плоскости прицельного параметра $R_\perp \sim 1/Q_s$. Таким образом, физически мы имеем дело с продольными полями, характеризуемыми поперечным корреляционным радиусом R_\perp , т.е. с набором хромозлектрических и хромомангнитных цилиндрических трубок. Именно в этом месте теория КЦС смыкается со старой парадигмой соударений при высоких энергиях, лундской струнной моделью. Важным новым ингредиентом является, однако, наличие *хромомангнитных* токовых трубок. Сам факт того, что $\mathbf{E}\mathbf{B} \neq 0$, открывает принципиальную возможность локального нарушения СР-инвариантности [13].

В процессе дальнейшей эволюции первоначальная конфигурация продольных полей начинает частично переходить в конфигурацию, содержащую также и поперечные поля, и при $\tau \sim 1/Q_s$ энергии продольной и поперечной компонент примерно уравниваются.

Выражения для числа изначально рождённых глюонов и их поперечной энергии могут быть выписаны из соображений размерности⁶:

$$\left. \frac{dN}{d\eta} \right|_{\eta=0} = c_N \frac{\pi R_A^2 Q_s^2}{\alpha_s(Q_s)}, \quad \left. \frac{dE_\perp}{d\eta} \right|_{\eta=0} = c_E \frac{\pi R_A^2 Q_s^3}{\alpha_s(Q_s)}, \quad (15)$$

где коэффициенты $c_N \approx 0,1/4\pi$ и $c_E \approx 0,05/4\pi$ (см., например, работу [15] и приведённые там ссылки), находятся путём численного решения (12).

В частности, используя значение $Q_s(\text{RHIC}) \simeq 1,2 \text{ ГэВ}$, найденное из анализа глубоко неупругого рассеяния на HERA (Hadron Electron Ring Accelerator) при $x_{\text{eff}} \sim 0,01$, что отвечает рассеянию ядер на RHIC, получаем из (15) значения плотности числа глюонов по быстроте и плотности поперечной энергии:

$$\left. \frac{dN}{d\eta} \right|_{\eta=0} \approx 1100, \quad \left. \frac{dE_\perp}{d\eta} \right|_{\eta=0} \approx 500 \text{ ГэВ}, \quad (16)$$

согласующиеся с экспериментальными данными. Это можно интерпретировать как указание на практически идеально изэнтропическую эволюцию от начальной стадии глазмы, через промежуточную стадию КГП, к стадии разлёта конечных адронов.

3.1.3. Неустойчивости в глазме. В разделе 3.1.2 мы рассмотрели буст-инвариантное решение классических уравнений Янга–Миллса (12), описывающее превраще-

⁶ Вследствие ультрафиолетовой расходимости при $\tau = 0$ осмысленное вычисление этих величин возможно только при $\tau > 0$ [14].

ние двух исходных глюонных полей в налетающих ядрах в физические поля, рождённые столкновением. Последние можно описать как совокупность натянутых между удаляющимися источниками хромозлектрических и хромомагнитных токовых трубок с радиусом порядка обратного масштаба насыщения Q_s .

Вообще говоря, можно ожидать, что классические решения уравнений Янга – Миллса неустойчивы к квантовым флуктуациям. Например, постоянные хромоэлектрические поля неустойчивы по отношению к швингеровскому рождению глюонов, а статические хромомагнитные поля характеризуются нестабильностью Нильсена – Олесена. Древесное итеративное вычисление рождения глюонов в соударениях неабелевых зарядов [16] также выявило неустойчивость приближённого древесного решения к поправкам высших порядков.

Тем самым не является, вероятно, слишком удивительным то, что эволюционирующие поля глазмы неустойчивы к флуктуациям, зависящим от быстроты. Эти флуктуации неизбежно появляются при учёте квантовых флуктуаций. Прямое вычисление волновой функции двух сталкивающихся ядер, демонстрирующее этот эффект, выполнено в [17].

При описании соответствующих неустойчивостей удобно выделить два режима:

- малые собственные времена, $\tau < 1/Q_s$. Режим, в котором неустойчивости связаны с полями;
- промежуточные собственные времена, $\tau > 1/Q_s$. Режим, который может рассматриваться в терминах как полей, так и частиц (см. [18]).

Анализ этих неустойчивостей был выведен на новый уровень численным вычислением во всех порядках в работе [19, 20], где показано, что амплитуды мягких мод возрастают как $\exp(\sqrt{\tau})$. Аналитический анализ нестабильностей по отношению к квантовым флуктуациям в картине токовых трубок был проведён в работе [21].

Физическая природа описанных неустойчивостей до сих пор дебатруется.

Наиболее близкой по физическому смыслу представляется неабелева неустойчивость Вайбеля [22–24], в случае которой неустойчивости как электрического, так и магнитного типа развиваются в неравновесной плазме с анизотропным импульсным распределением. Аналогия с глазмой весьма естественна, поскольку её начальная конфигурация максимально анизотропна (начальный поперечный импульс равен нулю).

Анализ, проведённый в работе [24], привёл к полному пересмотру ранее существовавшей картины рождения частиц в ядерных соударениях, формулируемой в рамках так называемого сценария "снизу вверх" [25], описывающего термализацию глюонов, которые первоначально были высвобождены на шкале Q_s . Причиной пересмотра послужил тот факт, что неустойчивости гораздо более эффективно рожают мягкие глюоны и изотропизируют систему быстрее, чем механизм тормозного излучения, рассмотренный в [25]. Новые варианты сценария "снизу вверх" включают в себя, в частности, механизмы каскадной турбулентноподобной мультипликации глюонов [26–28].

3.1.4. Квантовая эволюция. Факторизация при высоких энергиях. Модель Мак-Леррана – Венугопалана по построению адекватна для умеренных значений доли продольного импульса $x = k^+/P^+$. Квантовые по-

правки к древесным корреляторам, таким как (5), включают в себя рождение мягких глюонов и виртуальные глюонные петли. Оба эффекта приводят к вкладам, которые параметрически имеют порядок $O(\alpha_s \log(1/x))$. Поскольку физические величины не могут зависеть от произвольной шкалы разделения мягких и жёстких мод $\log(\Lambda^+/P^+)$, возникает вильсоновская ренормализационная группа (РГ), которая суммирует подобные вклады. Для плотных глюонных систем суммирование усиленных по малым x вкладов должно включать в себя члены всех порядков по плотности глюонов. Логарифмическая природа учитываемых квантовых поправок делает естественным использование быстроты $Y = \log(1/x)$. В терминах этой переменной можно, например, интерпретировать глюонную двухточечную функцию (5) как среднее от произведения классических полей, взятое на некоторой определённой быстрой шкале:

$$\langle AA \rangle_Y = \int \mathcal{D}\rho W_Y[\rho] A_{cl}(\rho) A_{cl}(\rho). \quad (17)$$

Уравнение вильсоновской РГ (уравнение эволюции Jalilian-Marian – Iancu – McLerran – Weigert – Leonidov – Kovner (JIMWLK) [29–31]) наиболее удобно записывается как уравнение для функционала $W_Y[\rho]$. Как показано в работе [32], оно может быть представлено в элегантной гамильтоновой форме:

$$\frac{\partial W_Y[\rho]}{\partial Y} = \mathcal{H}[\rho] W_Y[\rho], \quad (18)$$

где $\mathcal{H}[\rho]$ — гамильтониан JIMWLK,

$$\begin{aligned} \mathcal{H}[\rho] = & \frac{1}{2} \int_{\mathbf{x}_\perp, \mathbf{y}_\perp} \chi(\mathbf{x}_\perp, \mathbf{y}_\perp) \frac{\delta^2}{\delta\rho(\mathbf{x}_\perp) \delta\rho(\mathbf{y}_\perp)} + \\ & + \int_{\mathbf{x}_\perp} \sigma(\mathbf{x}_\perp) \frac{\delta}{\delta\rho(\mathbf{x}_\perp)}. \end{aligned} \quad (19)$$

В уравнении (19) функции $\chi(\mathbf{x}_\perp, \mathbf{y}_\perp)$ и $\sigma(\mathbf{x}_\perp)$ допускают явное вычисление [29–31]. Они отвечают эффектам рождения реальных и виртуальных глюонов соответственно.

Замечательное тождество, связывающее реальное и виртуальное ядра $\chi(\mathbf{x}_\perp, \mathbf{y}_\perp)$ и $\sigma(\mathbf{x}_\perp)$, открытое в [32], позволяет переписать (19) исключительно в терминах реального ядра $\chi(\mathbf{x}_\perp, \mathbf{y}_\perp)$:

$$\mathcal{H}[\rho] = \frac{1}{2} \int_{\mathbf{x}_\perp, \mathbf{y}_\perp} \frac{\delta}{\delta\rho(\mathbf{x}_\perp)} \chi(\mathbf{x}_\perp, \mathbf{y}_\perp) \frac{\delta}{\delta\rho(\mathbf{y}_\perp)}. \quad (20)$$

Явное выражение для $\chi(\mathbf{x}_\perp, \mathbf{y}_\perp)$ включает в себя упорядоченные по путям экспоненты $U(\mathbf{x}_\perp)$, определённые в уравнении (9):

$$\begin{aligned} \chi(\mathbf{x}_\perp, \mathbf{y}_\perp) = & \int \frac{d^2\mathbf{z}_\perp}{4\pi^3} \frac{(\mathbf{x}_\perp - \mathbf{z}_\perp)(\mathbf{y}_\perp - \mathbf{z}_\perp)}{(\mathbf{x}_\perp - \mathbf{z}_\perp)^2 (\mathbf{y}_\perp - \mathbf{z}_\perp)^2} \times \\ & \times \left[(1 - U^\dagger(\mathbf{x}_\perp) U(\mathbf{z}_\perp)) (1 - U^\dagger(\mathbf{z}_\perp) U(\mathbf{y}_\perp)) \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

До недавних пор использование уравнений эволюции JIMWLK и их упрощённой версии, уравнений Балицкого – Ковчегова (БК) [33, 34], отвечающей удерживанию только двухточечных функций в бесконечной иерархии, генерируемой уравнениями (18), ограничивалось

задачами с одним источником, такими как глубоко неупругое рассеяние при высоких энергиях, и величинами типа структурных функций. Чрезвычайно важное новое развитие дали работы [35–37], в которых был построен формализм, позволяющий проводить систематическое вычисление инклюзивного рождения глюонов в задаче с двумя источниками и глазмой. В частности, было установлено обобщённое свойство КХД-факторизации для задачи с двумя источниками, в которой оба исходных глюонных потока описываются решениями уравнений (18) и характеризуются соответствующими масштабами насыщения. Этот подход позволяет вычислить сечение инклюзивного рождения глюонов. Схематически ведущие логарифмические поправки к некоторой инклюзивной наблюдаемой \mathcal{O} могут быть записаны в следующем виде [35–37]:

$$\Delta\mathcal{O} = \left[\log\left(\frac{1}{x_1}\right) \mathcal{H}_1 + \log\left(\frac{1}{x_2}\right) \mathcal{H}_2 \right] \mathcal{O}, \quad (22)$$

где $\log(1/x_{1,2})$ — сдвиги по быстрой, учитываемые при вычислении квантовых поправок, $\mathcal{H}_{1,2}$ — гамильтонианы JIMWLK для налетающих ядер.

3.2. Гашение струй и потери энергии партонов в плотной неабелевой среде

Как уже отмечалось в разделе 2, одним из наиболее впечатляющих экспериментальных открытий на RHIC является драматическое подавление доли частиц с большим поперечным импульсом — явление, которое непосредственно связано с так называемым гашением струй в плотной КХД-среде. Физическое явление, отвечающее за этот эффект, не сводится, разумеется, только к упомянутому подавлению для инклюзивных спектров по поперечному импульсу, а приводит к индуцированным средой изменениям в различных свойствах процессов множественного рождения. Основная цель исследований гашения струй состоит в поисках модификаций физики процессов с большими, чем в рр-соударениях поперечными импульсами (таких, как рождение струй в ядроядерных соударениях). Струйная природа конечного состояния в событиях, характеризующихся большой поперечной энергией, является одним из общих свойств рождения частиц в соударениях при высоких энергиях. Свойства этих струй, т.е. коллимированных потоков адронов, очень хорошо, особенно для e^+e^- -аннигиляции, описываются теорией возмущений КХД в предположении локальной адрон-партоновой дуальности. Это относится как к сечению, так и к топологии струйных событий и свойствам отдельных струй, таким как распределения частиц в струе, распределение по множественности и т.д. Таким образом, физика КХД-струй является очень естественной областью для изучения эффектов среды в ядерных взаимодействиях — в надежде, что можно будет достичь разумного теоретического и экспериментального контроля для соответствующих характеристик. Недавние обзоры теоретических подходов к описанию гашения струй и их сравнению с экспериментом можно найти, например, в [38–45].

Схематически можно разбить процесс формирования струи на три стадии.

- Рождение начального партона с большой энергией. При асимптотически больших энергиях соответствующее теоретическое описание даётся стандартным формализмом коллинеарной факторизации.

- Рождение частицы с большой энергией в конечном состоянии, которое обычно сопровождается излучением. С технической точки зрения удобно приписать начальной частице некоторую виртуальность Q_0^2 , которая "сбрасывается" последующим пертурбативным излучением глюонов и кварк-антикварковых пар до тех пор, пока она не достигнет некоторой пороговой инвариантной массы Q_h^2 , на которой пертурбативное описание более неприменимо.

- Адронизация партоновой конфигурации, созданной в процессе эволюции КХД-струи.

Рассмотрим, например, простейшее инклюзивное распределение (функцию фрагментации) $D^h(x = E_h/E_0, Q_0^2)$, описывающее вероятность того, что адрон в рассматриваемой струе, сгенерированной партоном⁷ с энергией E_0 и виртуальностью Q_0^2 , будет иметь энергию $E_h = xE_0$. При достаточно больших Q_0^2 имеем

$$D^h(x, Q_0^2) = \int_x^1 dz \mathcal{P}(z, Q_h^2, Q_0^2) D^h\left(\frac{x}{z}, Q_h^2\right), \quad (23)$$

где $\mathcal{P}(z, Q_h^2, Q_0^2)$ — вычисляемая по теории возмущений вероятность рождения партона с долей энергии $z = E/E_0$ и виртуальностью Q_h^2 в струе, сгенерированной партоном с энергией E_0 и виртуальностью Q_0^2 , а $D^h(E_h/E, Q_h^2)$ — пертурбативная функция фрагментации, описывающая соответствующее партон-адронное перевоплощение. Вероятностное описание партон-адронного превращения является возможным благодаря свойству коллинеарной факторизации КХД, которое обеспечивает при достаточно больших Q_0^2 отсутствие интерференции между пертурбативной эволюцией исходного партона и конечным пертурбативным процессом "отбеливания" цвета и образования конечных адронов. Вероятность $\mathcal{P}(z, Q_h^2, Q_0^2)$ относится к КХД-каскаду, превращающему исходный партон в струю партонов с различными долями энергии $\{z\}$ и одной и той же конечной виртуальностью Q_h^2 . В КХД в вакууме эволюция функции фрагментации $D_a^h(E_h/E, Q_0^2)$ с Q_0^2 описывается стандартными уравнениями Докшицера–Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи (ДГЛАП) [46–48].

При больших Q_0^2 формирование начального партона происходит на очень малых временах и в первом приближении для этого начального процесса эффектами среды можно пренебречь. Однако в КХД в среде как вероятностное ядро $\mathcal{P}(z, Q_h^2, Q_0^2)$, так и пертурбативная функция фрагментации $D^h(x = E_h/E, Q_h^2)$ зависят, вообще говоря, от свойств среды. В современной литературе доминирует мнение о том, что все существенные эффекты, связанные с влиянием среды на партон, относятся к пертурбативной стадии и, соответственно, к $\mathcal{P}(z, Q_h^2, Q_0^2)$, в то время как функция фрагментации $D^h(x = E_h/E, Q_h^2)$ не меняется⁸. В этом предположении можно ввести модифицированную средой функцию фрагментации

$$D_a^{h(\text{med})}(x, Q_0^2) = \int_x^1 dz (\mathcal{P}_{ab}(z, Q_h^2, Q_0^2) + \Delta\mathcal{P}_{ab}(z, Q_h^2, Q_0^2 | \{\mu\})) D_b^h(x, Q_h^2), \quad (24)$$

⁷ В этом разделе мы опускаем все партоновые индексы и для простоты рассматриваем чисто глюонный каскад.

⁸ Экспериментальные указания на это были упомянуты в разделе 2.

где $\Delta\mathcal{P}_{ab}(z, Q_h^2, Q_0^2 | \{\mu\})$ — индуцированное средой изменение вакуумной вероятности, зависящее от совокупности параметров $\{\mu\}$, характеризующих рассматриваемую среду.

Для вычисления $\Delta\mathcal{P}(z, Q_h^2, Q_0^2 | \{\mu\})$ необходимо понимание природы эффектов, связанных со средой, таких как индуцированное средой излучение и упругие потери энергии, испытываемые партоном, движущимся в плотной неабелевой среде. Эта задача обсуждается в разделе 3.2.1.

Отметим, что оба упомянутых механизма индуцированных средой потерь энергии хорошо изучены в абелевом случае в рамках физики электромагнитных ливней в веществе (см., например, [49]). Важной составляющей физики электромагнитных ливней является учёт ионизационных потерь, приводящих к специфическим искажениям картины, возникающей вследствие индуцированного средой тормозного излучения и рождения пар [49]. Модификации КХД-каскадов, учитывающих пионизацию, т.е. взаимодействие с дополнительными сильно-взаимодействующими степенями свободы, были аналитически изучены в [50–53] для каскадов без углового упорядочения и в [54, 55] для случая с его учётом.

3.2.1. Потери энергии партонами. В предыдущем разделе мы упоминали о том, что процесс трансформации исходного сильновиртуального партона с большой энергией в струю конечных адронов эквивалентен в некотором приближении пертурбативному каскадному испусканию новых квантов. Таким образом, мы, например, имеем дело с задачей о множественном рождении глюонов. Для того чтобы вычислить поправки к вакуумной картине, обусловленные эффектами среды, в общем случае необходимо, в принципе, умение вычислять сечение множественного индуцированного средой рождения глюонов. Пока эта проблема не решена. На современном уровне развития теории излучения, индуцированного средой, вычислены соответствующие сечения рождения одного глюона в первом порядке по сильной константе связи, но (при некоторых упрощающих предположениях) во всех порядках по взаимодействию со средой. Получающийся в результате одноглюонный спектр можно записать как сумму вакуумного и индуцированного средой вкладов:

$$\frac{dI^{\text{tot}}}{d\omega d^2\mathbf{k}_\perp} = \frac{dI^{\text{vac}}}{d\omega d^2\mathbf{k}_\perp} + \frac{dI^{\text{med}}}{d\omega d^2\mathbf{k}_\perp}, \quad (25)$$

где

$$\frac{dI^{\text{vac}}}{d\omega d^2\mathbf{k}_\perp} = \frac{\alpha_s N_c}{2\pi \mathbf{k}_\perp^2} K^{\text{vac}}(z), \quad (26)$$

где $K^{\text{vac}}(z) = 1/[z(1-z)] - 2 + z(1-z)$ — стандартная глюонная функция расщепления ДГЛАП. Общий случай множественного испускания глюонов рассматривается тогда путём итерирования одноглюонного спектра, описываемого выражением в первом порядке (25). Соответствующие теоретические схемы, используемые для рассмотрения таких каскадов, будут рассмотрены в разделе 3.2.2. Ниже мы обсудим способы вычисления второго слагаемого в правой части (25) с точностью $O(\alpha_s)$.

Физическая задача, которую мы сейчас рассматриваем, состоит в вычислении лидирующего вклада в

индуцированные средой потери ΔE партона, рождённого в среде, на его пути из горячего плотного фибера. В общем случае потери энергии ΔE зависят от толщины среды L и её объёмных характеристик и описываются некоторым распределением $\mathcal{P}(\Delta E)$.

Более подробно потери определяются следующими факторами:

- вероятностью элементарного события, приводящего к потере энергии и характеризующегося прозрачностью $N = L/\lambda$, где λ — средняя длина пробега партона в рассматриваемой среде. Для частицы с интегральным сечением взаимодействия со средой σ и плотности среды ρ средняя длина пробега может быть оценена как $\lambda \sim 1/(\rho\sigma)$;

- интенсивностью воздействия или рассеивающей мощностью среды, характеризующейся коэффициентом переноса $\hat{q} = \langle p_\perp^2 \rangle / \lambda$, где $\langle p_\perp^2 \rangle$ — средний квадрат поперечного импульса, который движущийся партон приобретает в элементарном акте соударения. В тепловой среде $\hat{q} = m_D^2 / \lambda$, где m_D — дебаевская масса.

Имеется опирающийся на многочисленные модельные вычисления консенсус относительно того, что радиационные потери, индуцированные средой, являются доминирующими [56]. Теоретическая работа по изучению свойств индуцированного средой глюонного излучения проводилась несколькими группами [57–83]. Подходы перечисленных групп отличаются деталями учёта соответствующей кинематики и описания свойств среды. В настоящем обзоре мы кратко опишем, следуя [40, 43, 44], главные черты подхода, разработанного в [67–75]. Двумя ключевыми идеями, позволяющими выполнить вычисления индуцированного средой глюонного излучения в излагаемой ниже форме, являются разделение поперечных и продольных степеней свободы [84] и использование формализма интеграла по путям в переменных светового конуса [72].

Начнём наше рассмотрение с фундаментальной идеи о том, что, в отличие от КЭД, в КХД возможно осмысленное рассмотрение глюонного излучения в эйкональном приближении. Это излучение имеет место из-за разрушения когерентности начального когерентного потока партонов вследствие мягких вращений цвета, вызванных полями среды (см. обсуждение в [40, 44]). Базовыми объектами эйконального приближения в КХД являются вильсоновские линии. Оставаясь в калибровке $A^+ = 0$, использованной в предыдущих разделах, имеем для вильсоновской линии следующее выражение:

$$W(\mathbf{x}_\perp) = \mathcal{P} \exp \left[ig \int dx^+ A^-(x^+, \mathbf{x}_\perp) \right], \quad (27)$$

где \mathbf{x}_\perp — координата налетающего партона в плоскости прицельного параметра, которая в эйкональном приближении не изменяется, $A^-(x^+, \mathbf{x}_\perp)$ — поля мишени. Вильсоновская линия (27) полностью определяет S -матрицу эйконального рассеяния:

$$S(p \rightarrow p') \sim \delta(p'^+ - p^+) \int d\mathbf{x}_\perp \times \\ \times \exp[-i\mathbf{x}_\perp(\mathbf{p}'_\perp - \mathbf{p}_\perp)] W(\mathbf{x}_\perp). \quad (28)$$

Таким образом, сечение полностью определяется усреднённым произведением вильсоновских линий, рассмат-

риваемых в разных точках плоскости прицельного параметра:

$$|S(p \rightarrow p')|^2 \rightarrow \frac{1}{N_c} \langle W^\dagger(\mathbf{x}_\perp) W(\mathbf{y}_\perp) \rangle. \quad (29)$$

Для того чтобы пояснить физический смысл усреднения вильсоновских линий в (29), рассмотрим простейшую и в то же время наиболее популярную модель среды, в которой среда описывается как набор статических источников полей $a^-(\mathbf{x}_{\perp i})$, расположенных в точках $\{x_i^+\}$ и характеризующихся, следовательно, плотностью $n(x^+) = \sum_i \delta(x^+ - x_i^+)$. Для такой среды получаем для (29):

$$\frac{1}{N_c} \langle W^\dagger(\mathbf{x}_\perp) W(\mathbf{y}_\perp) \rangle \simeq \exp \left\{ -\frac{C_R}{2} \int dx^+ n(x^+) \times \sigma(\mathbf{x}_\perp - \mathbf{y}_\perp) \right\}, \quad (30)$$

где $\sigma(\mathbf{x}_\perp - \mathbf{y}_\perp)$ — сечение рассеяния цветного диполя на рассматриваемой мишени, C_R — соответствующий оператор Казимира

$$\sigma(\mathbf{x}_\perp - \mathbf{y}_\perp) = \int \frac{d^2 \mathbf{q}_\perp}{(2\pi)^2} \text{Tr} |a^-(\mathbf{q}_\perp)|^2 \times \{1 - \exp[i(\mathbf{x}_\perp - \mathbf{y}_\perp) \mathbf{q}_\perp]\}. \quad (31)$$

Подчеркнём, что дипольное сечение появляется только в квадратированном матричном элементе (или, иными словами, в разрезанной диаграмме); рассматриваемая задача является задачей о рассеянии одиночного цветного пробника. В приближении мягкого рассеяния дипольное сечение выражается просто как $\sigma(\mathbf{x}_\perp - \mathbf{y}_\perp) \simeq C(\mathbf{x}_\perp - \mathbf{y}_\perp)^2$, отсюда

$$\frac{1}{N_c^2 - 1} \langle W^\dagger(\mathbf{x}_\perp) W(\mathbf{y}_\perp) \rangle \simeq \exp \left\{ \frac{1}{4\sqrt{2}} \int dx^+ \hat{q}(x^+) (\mathbf{x}_\perp - \mathbf{y}_\perp)^2 \right\}, \quad (32)$$

где $\hat{q}(\xi) = 2\sqrt{2}Cn(\xi)$. Здесь \hat{q} — это не что иное, как упоминавшаяся выше рассеивательная мощность среды.

При стремлении выйти за рамки приближения мягкого рассеяния, необходимо учесть импульс, передаваемый средой. Соответствующая элегантная модификация (29) имеет вид

$$S(p \rightarrow p') \sim \delta(p'^+ - p^+) p^+ \int d\mathbf{x}_\perp \exp[-i(\mathbf{x}_\perp)(\mathbf{p}'_\perp - \mathbf{p}_\perp)] \times \int \mathcal{D}\mathbf{r}_\perp(x^+) \exp \left\{ i \frac{p^+}{2} \int dx^+ \left[\frac{d\mathbf{r}_\perp(x^+)}{dx^+} \right] \right\} W(\mathbf{r}_\perp). \quad (33)$$

В (33) передача импульса средой описывается движением эффективной нерелятивистской частицы (стандартная ситуация для квантования на световом конусе) в плоскости прицельного параметра.

Формула (33) позволяет вычислить в среде с продольным размером L^+ спектр индуцированного глюонного излучения, в котором учитывается, в частности, интерференция вакуумного и индуцированного вкладов

[67] (см. также [75]):

$$k^+ \frac{dI}{dk + d^2 \mathbf{k}_\perp} = \frac{\alpha_s C_R}{\pi^2} \frac{1}{\mathbf{k}_\perp^2} + \frac{\alpha_s C_R}{(2\pi)^2 k^+} \times \times 2 \text{Re} \int_{x_0^+}^{L^+} dx_1^+ \int d^2 \mathbf{x}_\perp \exp(-i\mathbf{k}_\perp \mathbf{x}_\perp) \times \times \left[\frac{1}{k^+} \int_{x_2^+}^{L^+} dx_2^+ \exp \left(-\frac{1}{2} \int_{x^+}^{L^+} d\xi n(\xi) \sigma(\mathbf{x}_\perp) \right) \times \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{y}_\perp} \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_\perp} \mathcal{K}(\mathbf{x}_\perp, x_2^+ | \mathbf{0}, x_1^+) - \right. \\ \left. - 2 \frac{\mathbf{k}_\perp}{\mathbf{k}_\perp^2} \frac{\partial}{\partial \mathbf{y}_\perp} \mathcal{K}(\mathbf{x}_\perp, L^+ | \mathbf{0}, x_1^+) \right]. \quad (34)$$

Здесь $\mathcal{K}(\mathbf{r}_\perp(x_2^+) | \mathbf{r}_\perp(x_1^+))$ — функция Грина,

$$\mathcal{K}(\mathbf{r}_\perp(x_2^+) | \mathbf{r}_\perp(x_1^+)) = \int \mathcal{D}\mathbf{r}_\perp \exp \left\{ \int_{x_1^+}^{x_2^+} d\xi \left(i \frac{p^+}{2} \dot{\mathbf{r}}_\perp^2 - \frac{1}{2} n(\xi) \sigma(\mathbf{r}_\perp) \right) \right\}. \quad (35)$$

В приближении мягкого рассеяния функция Грина (35) принимает вид

$$\mathcal{K}(\mathbf{r}_\perp(x_2^+) | \mathbf{r}_\perp(x_1^+)) = \int \mathcal{D}\mathbf{r}_\perp \exp \left\{ i \frac{p^+}{2} \int_{x_1^+}^{x_2^+} d\xi \left(\dot{\mathbf{r}}_\perp^2 + i \frac{\hat{q}(\xi)}{2\sqrt{2}p^+} \mathbf{r}_\perp^2 \right) \right\}. \quad (36)$$

Разложение по прозрачности или, что то же самое, по плотности среды получается разложением (34) в ряд по степеням σ .

Физический смысл полного выражения (34) можно пояснить, рассматривая мягкое излучение глюонов. Время формирования глюона $\tau_{\text{form}} \sim 2\omega/k_\perp^2$. Это время должно быть довольно большим, для того чтобы обеспечить сдвиг фазы $\Delta\Phi \sim 1$, достаточно большой для разрушения когерентности и, следовательно, излучения. Более подробно:

$$\Delta\Phi = \left\langle \frac{L}{\tau_{\text{form}}} \right\rangle \sim \left\langle \frac{k_\perp^2}{2\omega} \Delta z \right\rangle = \frac{\hat{q}L}{2\omega} L \equiv \frac{\omega_c}{\omega}, \quad (37)$$

где

$$\omega_c = \frac{1}{2} \hat{q}L^2. \quad (38)$$

В пределе $\omega \ll \omega_c$ среда действует когерентно, уменьшая интенсивность излучения, в то время как пределу $\omega \gg \omega_c$ отвечает некогерентное рассеяние:

$$\omega \frac{dI}{d\omega} \Big|_{\omega \ll \omega_c} \approx \alpha_s \sqrt{\frac{\hat{q}L^2}{\omega}}, \\ \omega \frac{dI}{d\omega} \Big|_{\omega \gg \omega_c} \approx \alpha_s \frac{\hat{q}L^2}{\omega}. \quad (39)$$

В мягком пределе $\omega \ll \omega_c$ получаем для средней потери энергии

$$\langle \Delta E \rangle \simeq \int_0^{\omega_c} d\omega \omega \frac{dI}{d\omega} \sim \hat{q}L^2. \quad (40)$$

В течение некоторого времени бытовало мнение о том, что квадратичная зависимость от размера среды L является чисто неабелевым эффектом. Однако в недавней работе [85] (см. также [86]) было подчёркнуто, что этот эффект является общим и имеет место для излучения на начальном участке траектории излучающей частицы как в КЭД, так и в КХД.

3.2.2. Многократное излучение глюонов. КХД-каскады в среде. В начале этого раздела рассмотрим простейший способ учёта многократного индуцированного средой глюонного излучения, в котором пренебрегается эволюцией времениподобного КХД-каскада по виртуальности, а возможность многократного излучения учтена путём построения простой пуассоновской схемы, в которой распределение вероятностей для кумулятивных потерь $\mathcal{P}(\Delta E)$ имеет вид

$$\mathcal{P}(\Delta E) = p_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \int \left[\prod_{i=1}^n d\omega_i \int d\omega_i dk_{\perp i} \frac{dI^{\text{med}}}{d\omega_i dk_{\perp i}} \right] \times \delta \left(\sum_{i=1}^n w_i - E \right),$$

$$p_0 = \exp \left[- \int d\omega dk_{\perp} \frac{dI^{\text{med}}}{d\omega dk_{\perp}} \right]. \quad (41)$$

Пуассоновский каскад, описываемый (41), может быть выведен из полного уравнения ДГЛАП (см. приложение в [87]). По известному $\mathcal{P}(\Delta E)$ можно вычислить распределение $\mathcal{P}(\varepsilon)$ для относительной потери энергии $\varepsilon = \Delta E/E_0$ партоном с начальной энергией E_0 и получить уравнение для модифицированной функции фрагментации, впервые выведенное в работе [88]:

$$\mathcal{D}_{a \rightarrow h}^m(z, Q^2) = \int \frac{d\varepsilon}{1-\varepsilon} \mathcal{P}(\varepsilon) \mathcal{D}_{a \rightarrow h} \left(\frac{z}{1-\varepsilon}, Q^2 \right). \quad (42)$$

Обращаясь теперь к обсуждению полной картины, подчеркнём ещё раз, что в потоках энергии в процессах при высоких энергиях в вакууме с участием кварков и глюонов, характеризующихся большими передачами импульса, доминируют хорошо коллимированные струи, обусловленные многократным каскадным излучением глюонов и кварк-антикварковых пар. Физическая природа каскадного процесса состоит в интенсивном тормозном излучении партона с высокой энергией, рождённого в жёстком подпроцессе. С технической точки зрения можно рассматривать излучение как каскадную деградацию виртуальности (большой) начального партона, прекращающуюся при достижении непертурбативного масштаба Q_h , на котором формируются бесцветные кластеры (преконфайнмент) и/или струны КХД.

Для детального изучения вакуумных КХД каскадов обращаются к монте-карловским (МК) симуляциям. Две наиболее популярные версии таких генераторов — это Pythia [89] и HERWIG (Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons) [90–92]. В каждом из них учтена ключевая особенность вакуумных КХД-каскадов, угловое упорядочение последовательных распадов, обязанное своим появлением тонким эффектам квантовой когерентности. В более старых версиях Pythia ограничения, связанные с угловым упорядочением, учитывались "вручную", в то время как в более поздних версиях и в

HERWIG они учтены в генераторе по построению за счёт выбора соответствующей переменной эволюции. При наличии среды появляется новый механизм, изменяющий структуру вакуумных КХД-струй. В случае вакуумного каскада единственным источником эволюции является начальная виртуальность струи. В случае среды она служит источником "лишней" виртуальности, передаваемой движущемуся партону, что приводит к индуцированному излучению, а также поглощает энергию в результате упругих и неупругих соударений распространяющихся партонов с частицами среды. Первым МК-генератором, учитывающим индуцированное средой излучение, был PYQUEN (PYthia QUENched) [93]. Недавно появились новые МК-генераторы, описывающие индуцированные средой эффекты в КХД-каскадах, такие как Jewel [94], "Q-Pythia" [95] (оба основанные на версии "Pythia" с упорядочением по инвариантным массам) и Q-HERWIG [96], основанный на HERWIG.

Подчеркнём ещё раз, что полная картина, сочетающая в себе эволюции в вакууме и среде, пока не построена. Основной трудностью является тот факт, что среда, рождённая в ядерных соударениях высоких энергий, с необходимостью является конечной, так что модификации, вызванные средой, зависят от её пространственно-временных характеристик: необходимо поместить каскад внутрь среды, как показано на рис. 1, на котором исходная точка каскада находится на некотором расстоянии L от границы, разделяющей плотную среду и нормальный вакуум. Очевидно, что чем больше расстояние, которое проходит партон в среде, тем больше индуцированные средой потери. Ключевой вопрос состоит тем самым в том, чтобы выбрать для описания КХД-каскада в среде язык, допускающий правдоподобную пространственно-временную интерпретацию. Как подчёркивалось в [94], единственной схемой, допускающей такую интерпретацию, является первоначальный упорядоченный по виртуальности каскад Pythia, для которого связь с пространственно-временной картиной устанавливается вычислением времени жизни виртуального партона τ , которое для партона с энергией E и виртуальностью Q^2 , рождённого в распаде партона с виртуальностью Q_{par}^2 , выражается как

$$\tau = E \left(\frac{1}{Q^2} - \frac{1}{Q_{\text{par}}^2} \right). \quad (43)$$

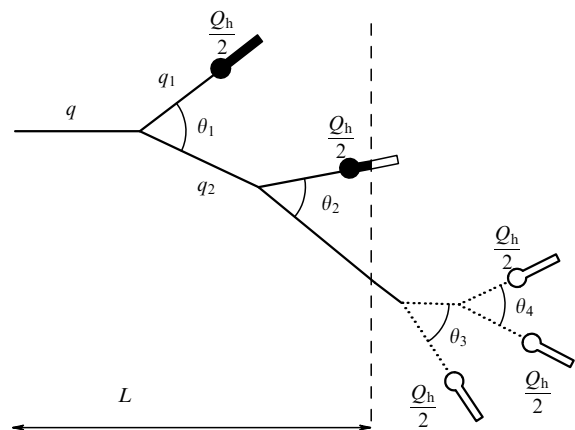


Рис. 1. КХД-каскад в среде.

Время жизни начального партона принимается равным $\tau_{\text{in}} = E_{\text{in}}/Q_{\text{in}}^2$. Например, время τ_{h} , в которое партон с 4-импульсом q_1 (см. рис. 1) превратился в конечный преадрон:

$$\tau_{\text{h}} = E_0 \frac{1}{Q_0^2} + E_1 \left(\frac{4}{Q_{\text{h}}^2} - \frac{1}{Q_0^2} \right) = \frac{E_0}{Q_0^2} \left[1 + x \left(\frac{4Q_0^2}{Q_{\text{h}}^2} - 1 \right) \right],$$

где $x = E_1/E_0$. Мы уже отмечали, что в абсолютном большинстве исследований, посвящённых потерям энергии в ядерных соударениях, предполагается, что адронизация происходит за пределами горячего плотного фибрбола. Задание временной шкалы с помощью формулы (43) помогает изучить этот вопрос количественно [97]. Например, на рис. 1 для партона с импульсом q_1 имеем $\tau_{\text{h}} < L$, поэтому и его формирование при времени E_0/Q_0^2 , и его превращение в конечный преадрон произошли в среде. Для того чтобы почувствовать физику процесса, рассмотрим, например, глюон с энергией $E_0 = 100$ ГэВ, обладающий типичной инвариантной массой $Q_0 = 10$ ГэВ. Такой глюон, в среднем, распадётся при $\tau_0 \sim E_0/Q_0^2 = 1 \text{ ГэВ}^{-1} \simeq 0,2$ фм, так что если вершина, в которой появился исходный глюон, находилась достаточно далеко (в нескольких ферми) от поверхности горячего фибрбола, значительная доля каскадных вершин будет на самом деле генерироваться в среде.

В дальнейшем мы сконцентрируемся на описании первоначальной версии упорядоченного по виртуальности каскада Pythia и его модификаций в среде. Каскадная эволюция реализуется как череда распадов $q \Rightarrow q_1 + q_2$, где $q = (E, \mathbf{q})$ — 4-импульс родительского глюона, q_1, q_2 — 4-импульсы дочерних глюонов. Мы изучаем времениподобную эволюцию, при которой каскадный процесс перемешивает изначальные виртуальности таким образом, что при каждом распаде выполняется неравенство $q^2 > q_1^2 + q_2^2$. Каскадный процесс на заданной ветви останавливается, когда виртуальность последнего партона достигает порогового уровня Q_{h}^2 , при котором более невозможно распад в два партона с минимальной виртуальностью $Q_{\text{h}}^2/4$. Важнейшее свойство вакуумных КХД-каскадов, эффективное угловое упорядочение последовательных распадов, возникающее благодаря цветной когерентности (обеспечивающее, например, неравенство $\theta_2 < \theta_1$ на рис. 1), в упорядоченной по массам эволюции не является автоматическим и реализуется в качестве дополнительного условия посредством выбраковки распадов, для которых угловое упорядочение нарушается. Базовым ингредиентом в вероятностной формулировке эволюции КХД-каскадов является условная вероятность для партона, рождённого с виртуальностью Q_{in}^2 и энергией E , распасться на масштабе $Q^2 < Q_{\text{in}}^2$ на два дочерних партона с энергиями zE и $(1-z)E$ соответственно, которая может быть вычислена по судаксовскому формфактору

$$S(Q^2 | E, Q_{\text{in}}^2, Q_{\text{h}}^2) = \exp \left[- \int_{Q^2}^{Q_{\text{in}}^2} d\mathbf{k}_{\perp}^2 \int_{z_-(E, \mathbf{k}_{\perp}^2 | Q_{\text{h}}^2)}^{z_+(E, \mathbf{k}_{\perp}^2 | Q_{\text{h}}^2)} dz \frac{dJ^{\text{tot}}}{dz d^2\mathbf{k}_{\perp}}(\mathbf{k}_{\perp}^2, z) \right], \quad (44)$$

где $z_{\pm}(E, \mathbf{k}_{\perp}^2 | Q_{\text{h}}^2)$ определяют кинематические пределы для распада партона,

$$z_{\pm}(E, Q^2 | Q_{\text{h}}^2) = \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{\left(1 - \frac{Q^2}{E^2}\right) \left(1 - \frac{Q_{\text{h}}^2}{Q^2}\right)} \right), \quad (45)$$

полная дифференциальная вероятность излучения глюона $dJ^{\text{tot}}/dz d^2\mathbf{k}_{\perp}$ определена в (25).

При рассмотрении свойств КХД-каскадов в среде мы имеем дело с несколькими механизмами, модифицирующими характеристики струй в вакууме, в частности разрушение квантовой когерентности и результирующее разрушение углового упорядочения для распадов в среде, индуцированное средой излучение (неупругие потери энергии) и упругое рассеяние партонов на частицах среды (упругие потери энергии). Ниже мы рассмотрим соответствующие модификации МК-процедуры для генерации КХД-каскадов в вакууме, учитывающих эти эффекты.

Начнём с нарушения углового упорядочения, вызванного разрушением когерентности [97]. Сильно флуктуирующая среда, рождённая в ультрарелятивистских соударениях тяжёлых ионов, является случайным источником энергии-импульса и цвета по отношению к диаграммам для процессов в вакууме. Вообще говоря, случайное воздействие такого рода разрушает подстройку фаз, на которой основаны явления квантовой интерференции. Ситуации, в которых случайное внешнее воздействие разрушает связанные с интерференцией эффекты, часто встречаются в физике твёрдого тела. Хорошо изученным примером является разрушение слабой локализации в присутствии случайных внешних воздействий (см., например, [98, 99]). Таким образом, интуитивно очевидно, что эффекты квантовой когерентности должны нарушаться в сильно флуктуирующей среде в соударениях тяжёлых ионов. Впервые это было отмечено в [94], где нарушение когерентности и следующее из этого разрушение углового упорядочения связывалось с рассеянием частиц каскада на рассеивающих центрах в среде. Другим аргументом в пользу предположения о разрушении угловой когерентности является тот факт, что, по крайней мере во власовском приближении, характерное время рандомизации цвета много меньше, чем характерное время рассеяния [100, 101]. Поскольку для разрушения угловой когерентности достаточно только рандомизации цвета, то можно ожидать, что этот эффект будет ещё сильнее, чем в [94]. Простейшее предположение, учитывающее этот эффект, состоит в том, что угловое упорядочение разрушено для всех распадов, происходящих в среде. Эффект, таким образом, прямо зависит от размеров среды, доступных для развития каскада. В терминах обозначений, принятых на рис. 1, эффект зависит от L . Соответствующие модификации распределения по быстроте [97] приведены на рис. 2. Мы видим, что один только эффект разрушения когерентности, т.е. ещё до учёта энергетических потерь, приводит к существенному смягчению спектра частиц в струе.

Важно отметить, что, как видно из рис. 2, смягчение быстройного распределения в струе устанавливается, начиная со сравнительно малых размеров среды, $L \sim 1$ фм.

Обратимся теперь к эффекту индуцированного средой излучения. Строгое рассмотрение этой задачи является очень трудным. Только совсем недавно в работах [102, 103] был построен элегантный формализм, позволяющий учитывать эффект Ландау–Померанчука–Мигдала (ЛПМ) в МК-каскадах.

Результаты рассмотрения свойств КХД-каскадов получены с использованием более упрощённых схем,

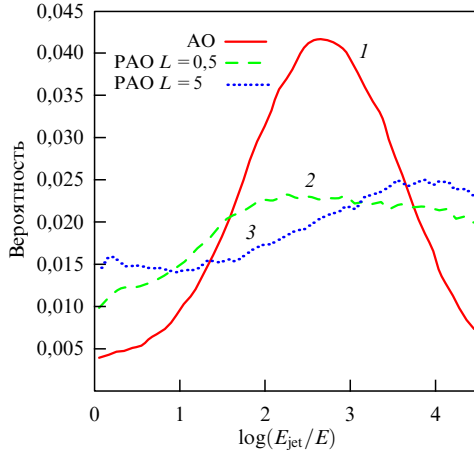


Рис. 2. Распределение по быстроте $P(y)$ конечных предронов: кривая 1 — $L = 0$, полное угловое упорядочение (АО), кривая 2 — $L = 0,5$ фм, частичное угловое упорядочение (ПАО), кривая 3 — $L = 5$ фм, частичное угловое упорядочение [97].

основанных на различных приближениях для эффективного дифференциального спектра (25) или эквивалентным образом для модифицированной функции расщепления

$$K^{\text{tot}}(z, E, Q^2, \hat{q}, L) = K^{\text{vac}}(z) + \Delta K(z, E, Q^2, \hat{q}, L), \quad (46)$$

которая зависит, вообще говоря, не только от отношения энергий z , но и от виртуальности партона-родителя, рассеивательной мощности среды, длины пути в среде и т.д. [104].

Простейший вариант модифицированной функции расщепления в среде, имитирующей эффекты индуцированного средой излучения, был предложен в [105]:

$$K_{\text{vac}}(z) \rightarrow (1 + f_{\text{med}}) K_{\text{vac}}(z). \quad (47)$$

Более сложное определение функции расщепления в среде было рассмотрено в [87]:

$$\Delta K(z, E, Q^2, \hat{q}, L) \simeq \frac{2\pi Q^2}{\alpha_s} \frac{dI^{\text{med}}}{dz dQ^2}, \quad (48)$$

где выражение для $dI^{\text{med}}/dz dQ^2$ определено в уравнении (34).

При заданных конкретных выражениях для модифицированной функции расщепления, таких как (47), (48), главный ингредиент для описания каскада, судаковский формфактор (44), полностью определен.

Основная величина, вычисляемая в таких МК-симуляциях — это относительный коэффициент гашения $R_{\text{AA}}(p_{\perp})$. Согласие с экспериментальными данными достигается подгонкой параметров среды, таких как \hat{q}^2 или f^{med} . В большинстве случаев такое согласие достижимо — однако ценой больших вариаций значений параметров, полученных в рамках различных формализмов, а также многочисленных теоретических неопределённостей.

Что касается более общих характеристик струй, то ожидаемые эффекты взаимодействий со средой следующие:

- смягчение распределений по быстроте;

- уширение распределений по поперечному импульсу;
- увеличение множественности.

Эти ожидания действительно оправдываются в исследованиях, использующих вышеупомянутые МК-генераторы [94, 95] (см. также [106]). Более сложные характеристики модифицированных каскадов в среде, такие как высшие моменты распределения по множественности, также рассматривались в литературе [107, 108].

4. Макроскопический подход к кварк-глюонной среде

Макроскопические коллективные свойства среды могут проявляться в её механическом движении как целого (например, вязкость), описываемом гидродинамикой, или в её отклике по отношению к внешним цветным токам (например, хромопроницаемость), описываемом в рамках КХД в среде. Ниже мы будем обсуждать второй подход и лишь кратко упомянем гидродинамику в конце обзора, поскольку существует много подробных обзоров на эту тему (см., например, [109, 110]).

При рассмотрении эволюции потоков энергии из-за упругого рассеяния, тормозного или синхротронного излучения мы следим за судьбой исходного источника (частицы, партона, диполя и т.д.) и влиянием среды на эти процессы. Эволюция вектора скорости является ключевой для классификации типов энергетических потерь. При учёте многократного рассеяния важную роль приобретает понятие длины когерентности.

Вместе с тем, в результате внешних воздействий может излучать и сама среда. Истинная роль среды и её коллективных свойств яснее всего проявляется в её поляризации \mathbf{P} под воздействием внешнего тока. Макроскопический подход к описанию таких коллективных свойств является наиболее подходящим. Линейный отклик среды на электромагнитное поле \mathbf{E} обычно описывается следующим образом:

$$\mathbf{P} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \mathbf{E}, \quad (49)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость. Мы видим, что при больших значениях ϵ поляризация может быть очень сильной. Начальный процесс излучения играет роль триггера для коллективного отклика среды, вызванного поляризацией. Хорошо известными примерами являются излучение Вавилова–Черенкова, кильватерный след и переходное излучение.

Типичным для их описания является (приближённое) постоянство вектора скорости частицы, характеризующего внешний ток. В ультрарелятивистских процессах ($\gamma \gg 1$) относительное изменение скорости много меньше, чем относительные потери энергии, что объясняется формулой

$$\frac{\Delta E}{E} = (\gamma^2 - 1) \frac{\Delta v}{v}, \quad (50)$$

из которой можно сделать вышеупомянутое заключение. Потеря скорости может быть значительной только для нерелятивистских частиц.

В дальнейшем мы рассматриваем процессы при очень высоких энергиях. Хорошо известно, что глюоны становятся главными компонентами в волновых функциях соударяющихся адронов. На ЛНС gg -светимость, как минимум, на порядок больше, чем светимость $\sum qq$. В

связи с этим ниже рассматривается глюодинамика в среде [111], что упрощает формулы. Кварки также легко добавить в рассмотрение [112].

4.1. Уравнения квантовой хромодинамики в среде

Уравнения глюодинамики в среде отличаются от уравнений в вакууме учётом хромопроницаемости кварк-глюонной среды. Подобно диэлектрической проницаемости в электродинамике, хромопроницаемость описывает линейный отклик материи на проходящие через неё партоны. В ведущем порядке по сильной константе связи уравнения полностью аналогичны уравнениям электродинамики с заменой диэлектрической проницаемости хромопроницаемостью.

Классические уравнения Янга–Миллса в вакууме имеют вид

$$D_\mu F^{\mu\nu} = J^\nu, \quad (51)$$

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu - ig[A^\mu, A^\nu], \quad (52)$$

где $A^\mu = A_a^\mu T_a$, $A_a(A_a^0 \equiv \Phi_a, \mathbf{A}_a)$ — калибровочные (скалярный и векторный) потенциалы, цветовые матрицы T_a удовлетворяют соотношениям $[T_a, T_b] = if_{abc} T_c$, $D_\mu = \partial_\mu - ig[A_\mu, \cdot]$, $J^\nu(\rho, \mathbf{j})$ — ток классического источника, а метрический тензор выбран в виде $g^{\mu\nu} = \text{diag}(+, -, -, -)$.

В ковариантной калибровке $\partial_\mu A^\mu = 0$ имеем

$$\square A^\mu = J^\mu + ig[A_\nu, \partial^\nu A^\mu + F^{\mu\nu}], \quad (53)$$

где \square — оператор Даламбера. Таким образом, ведущий член в разложении по константе связи для классического глюонного поля является решением соответствующей абелевой проблемы.

Хромозлектрические и хромомагнитные поля определяются формулами

$$\mathbf{E}^\mu = F^{\mu 0}, \quad (54)$$

$$\mathbf{B}^\mu = -\frac{1}{2} \epsilon^{\mu ij} F^{ij}, \quad (55)$$

или как функции от калибровочных потенциалов в векторных обозначениях — соотношениями

$$\mathbf{E}_a = -\text{grad } \Phi_a - \frac{\partial \mathbf{A}_a}{\partial t} + g f_{abc} \mathbf{A}_b \Phi_c, \quad (56)$$

$$\mathbf{B}_a = \text{rot } \mathbf{A}_a - \frac{1}{2} g f_{abc} [\mathbf{A}_b \mathbf{A}_c]. \quad (57)$$

Уравнения движения (51) в векторной форме принимают вид

$$\text{div } \mathbf{E}_a - g f_{abc} \mathbf{A}_b \mathbf{E}_c = \rho_a, \quad (58)$$

$$\text{rot } \mathbf{B}_a - \frac{\partial \mathbf{E}_a}{\partial t} - g f_{abc} (\Phi_b \mathbf{E}_c + [\mathbf{A}_b \mathbf{B}_c]) = \mathbf{j}_a. \quad (59)$$

Эффекты среды учитываются, если ρ_a и \mathbf{j}_a содержат как внешние, так и индуцированные вклады. Однако, по аналогии с электродинамикой, роль внутренних токов может быть представлена в рамках формализма линейного отклика введением проницаемости среды ϵ , если, скажем, в уравнении (54), \mathbf{E} в $F^{\mu\nu}$ заменить $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$. После того, как это сделано, в правой части уравнений остаются

только внешние токи. Следовательно, уравнения в векторной форме (58), (59) являются наиболее подходящими для обобщения для случая среды.

В терминах потенциалов уравнения глюодинамики в среде записываются в виде [111]

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{A}_a - \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{A}_a}{\partial t^2} = & -\mathbf{j}_a - g f_{abc} \left(\frac{1}{2} \text{rot} [\mathbf{A}_b, \mathbf{A}_c] + \right. \\ & + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{A}_b \Phi_c) + \frac{1}{2} [\mathbf{A}_b \text{rot } \mathbf{A}_c] - \\ & - \epsilon \Phi_b \frac{\partial \mathbf{A}_c}{\partial t} - \epsilon \Phi_b \text{grad } \Phi_c - \frac{1}{2} g f_{cmn} [\mathbf{A}_b [\mathbf{A}_m \mathbf{A}_n]] + \\ & \left. + g \epsilon f_{cmn} \Phi_b \mathbf{A}_m \Phi_n \right), \end{aligned} \quad (60)$$

$$\begin{aligned} \Delta \Phi_a - \epsilon \frac{\partial^2 \Phi_a}{\partial t^2} = & -\frac{\rho_a}{\epsilon} + g f_{abc} \times \\ & \times \left(-2 \mathbf{A}_c \text{grad } \Phi_b + \mathbf{A}_b \frac{\partial \mathbf{A}_c}{\partial t} - \epsilon \frac{\partial \Phi_b}{\partial t} \Phi_c \right) + \\ & + g^2 f_{amn} f_{nlb} \mathbf{A}_m \mathbf{A}_l \Phi_b. \end{aligned} \quad (61)$$

Если пренебречь членами с явно выписанным зарядом g , то мы получим набор абелевых уравнений, отличающихся от электродинамических только цветовым индексом a . Наиболее важным свойством решений этих уравнений является то, что в то время как в вакууме ($\epsilon = 1$) уравнения не допускают никаких процессов излучения, при $\epsilon \neq 1$ появляются решения этих уравнений, характеризующиеся отличным от нуля вектором Пойнтинга даже в классическом подходе. Эти решения предсказывают такие явления, как черенковские глюоны, кильватерный след и переходное излучение (см. раздел 4.3). Этот подход хорошо соотносится с микроскопическим описанием, в котором материя на ранней стадии соударений тяжёлых ионов описывается в терминах когерентного классического поля.

Как упоминалось выше, \mathbf{j}_a теперь трактуется как внешний ток, приписываемый партонам, движущимся относительно других "покоящихся" партонов. Как видно из приведённого в разделе 4.3 уравнения (67), ток пропорционален g . Если пренебречь g -зависимостью ϵ , обсуждаемой в разделе 4.2, то потенциалы также имеют порядок g . Таким образом, члены с явно выписанными g в правых частях уравнений (60), (61) имеют порядок g^3 . Поправки высших порядков могут быть вычислены (см. раздел 4.5) — с интересными выводами относительно цветной радуги.

4.2. Хромопроницаемость

Наиболее экономным способом описания свойств материи является феноменологический учёт влияния внутренних токов среды введением хромопроницаемости ϵ в уравнения (60), (61), где она считается константой. Зависимость хромопроницаемости от пространства и времени может быть рассмотрена по аналогии с электродинамикой. Для фурье-компонент ϵ это просто означало бы зависимость от частоты ω и волнового вектора \mathbf{k} . Из электродинамики хорошо известно, что магнитная восприимчивость учитывается при этом автоматически. Таким образом, необходимо рассматривать тензор проницаемости и его зависимость от цвета.

Эти осложнения могут быть важны, но даже в электродинамике ими часто пренебрегается. Среда часто рассматривается как однородная и изотропная, и применяются методы линейного отклика. Зависимость от ω обычно учитывается, поскольку диэлектрическая проницаемость обычных веществ зависит от ω . Более того, диэлектрическая проницаемость имеет мнимую часть, определяющую поглощение. Зависимость ϵ от энергии устанавливает масштабы энергии, характерные для конкретного рассматриваемого вещества.

Все эти свойства обычно анализируют в эксперименте с использованием соотношения между диэлектрической проницаемостью и показателем преломления n

$$\epsilon = n^2. \quad (62)$$

Например, как $\text{Re } \epsilon$, так и $\text{Im } \epsilon$ для воды были измерены в широком интервале энергий, составляющем 20 порядков [113]. Действительная часть ($\text{Re } \epsilon$) является примерно постоянной ($\sqrt{\epsilon} \approx 1,34$) в области видимого света, возрастает при малых ω (вплоть до $\epsilon \approx 80$) и уменьшается при больших энергиях, стремясь к единице при частотах, превышающих ленгмюровскую (плазменную) частоту ω_L , по закону

$$\text{Re } \epsilon = 1 - \frac{\omega_L^2}{\omega^2}. \quad (63)$$

Отвечающая за поглощение мнимая часть ($\text{Im } \epsilon$) очень мала в области видимого света, однако резко возрастает в прилегающих областях как низких, так и высоких частот (таким способом природа спасает наши глаза!).

Существует, как минимум, две характерные шкалы для $\text{Re } \epsilon$: на нижней границе оптической области и при высоких энергиях, на ленгмюровской частоте, с которой связаны свойства собственных колебаний плазмы. Характерные масштабы для $\text{Im } \epsilon$ определяются границами оптической области. С теоретической точки зрения, описание вышеупомянутых свойств приписывается различным коллективным возбуждениям, с которыми связан отклик среды на излучение на различных частотах. Важную роль играют при этом резонансы (см., например, [114]). Однако даже в электродинамике количественная теория этого явления не построена. Более того, формула (3) является чисто электродинамической и не учитывает адронные процессы при сверхвысоких энергиях, для которых важную роль играют адронные компоненты волновых функций фотона.

Что же можно сказать о хромопроницаемости?

Хромопроницаемость может быть вычислена из поляризационного оператора. Предпринятые до настоящего времени попытки её вычисления из первых принципов не слишком убедительны. Соответствующие дисперсионные ветви были вычислены в низшем порядке теории возмущений [115–118]. Свойства коллективных возбуждений изучались в рамках теории поля при конечной температуре [119–123]. В указанных работах простейшие результаты теории возмущений обобщаются путём суммирования некоторых типов диаграмм. При этом возникают только времениподобные дисперсионные соотношения. Пространственноподобное дисперсионное соотношение было получено в [124] в рамках метода, использующего произвольное предположение о специальной роли скалярных резонансов. Некоторые

вопросы были изучены в [112]. Во всех этих случаях изучалась среда со слабой связью. Строятся также феноменологические модели, основанные на интуитивных догадках (см., например, [125]). Физические последствия введения хромопроницаемости могут учитываться в микроскопическом подходе посредством рассмотрения различных ненулевых масс и констант связи для глюонов в вакууме и в среде (см., например, [72–74, 126–130]). Это позволяет изменять форму дисперсионного уравнения. Однако не существует убедительного принципа выбора соответствующих выражений, и число зависящих от энергии свободных параметров, хотя и связанных с более фундаментальными микроскопическими понятиями, увеличивается.

Экспериментальные данные, несомненно, указывают на сильный отклик среды на переданную ей энергию. Это означает, что хромопроницаемость должна определяться в терминах непертурбативных глюонных корреляционных функций в среде, которые пока неизвестны. Следовательно, имеет смысл рассматривать хромопроницаемость как сложную функцию от g и, следовательно, уравнения (60), (61) как существенно нелинейные по g даже на классическом уровне, поскольку $\epsilon \neq 1$ учитывает некоторые квантовые и неабелевы эффекты.

Ввиду такого положения вещей, мы предпочитаем оценивать хромопроницаемость из общих соотношений теории рассеяния [113, 131]. Она может быть выражена [113, 131, 132] через вещественную часть амплитуды рассеяния вперёд $\text{Re } F_0(\omega)$ для соответствующего кванта⁹:

$$\text{Re } \Delta\epsilon = \text{Re } \epsilon(\omega) - 1 = \frac{4\pi N_s \text{Re } F_0(\omega)}{\omega^2} = \frac{N_s \sigma(\omega) \rho(\omega)}{\omega}, \quad (64)$$

где

$$\text{Im } F_0(\omega) = \frac{\omega}{4\pi} \sigma(\omega). \quad (65)$$

Здесь ω обозначает энергию, N_s — плотность рассеивающих центров, $\sigma(\omega)$ — сечение рассеяния, $\rho(\omega)$ — отношение вещественной и мнимой частей амплитуды рассеяния вперёд $F_0(\omega)$. Знак $\Delta\epsilon$ совпадает со знаком $\rho(\omega)$.

К сожалению, мы не можем вычислить эти характеристики глюонов непосредственно в КХД и вынуждены полагаться на аналогии и наши представления о свойствах взаимодействий адронов. Экспериментальные факты об этой среде получаются только с помощью частиц, регистрируемых в конечном состоянии. Мы надеемся, что некоторые их свойства также присущи и глюонам как переносчикам сильного взаимодействия. Это — резонансное поведение амплитуд при достаточно низких энергиях и положительность вещественной части амплитуды рассеяния вперёд при сверхвысоких энергиях в адрон-адронных (pp, Kp, pp) и фотон-адронных процессах (γp), измеряемой по интерференции кулоновской и адронной компонент амплитуды. Последняя черта прямо связана со специфическим свойством адронных процессов, возрастанием полного сечения с увеличением энергии через дисперсионные соотношения для амплитуд рассеяния вперед.

⁹ В электродинамике это фотоны, в хромодинамике — глюоны.

Для каждой брейт-вигнеровской амплитуды её вещественная часть положительна (отрицательна) слева (справа) от пика. Комбинированный эффект всех коллективных резонансных возбуждений в среде может привести при низких энергиях к положительной величине $\Delta\epsilon$ в достаточно широком интервале энергий. Это является необходимым условием для эффекта Вавилова–Черенкова. Как объясняется в разделе 4.3.1, таким же образом могут быть описаны двугорбая структура на RHIC и асимметрия массовых спектров резонансов, проходящих через кварк-глюонную среду, наблюдавшаяся на SPS.

При очень высоких энергиях, превышающих порог ω_{th} для положительности вещественной части амплитуд в (64), можно попробовать применить следующую простую модель:

$$\text{Re } \epsilon = \left(1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) \Theta(\omega - \omega_{th}). \quad (66)$$

Модель (66) удовлетворяет соотношениям Крамерса–Кронига, согласно которым $\text{Re } \epsilon$ должна быть чётной функцией, стремящейся к единице на бесконечности. Если подставить в уравнение (64) экспериментальные данные для адронов, то полученная форма $\text{Re } \epsilon$ будет очень близка к (66) (см. рис. 1 в [133, 134]). Таким образом могут быть объяснены кольцевые (конические) структуры в космических лучах.

При промежуточных энергиях между двумя упомянутыми областями похожие соображения указывают на отрицательные значения $\Delta\epsilon$. Таким образом, черенковское излучение здесь невозможно. Однако возможно переходное излучение (см. раздел 4.3.3). Можно показать, что эффекты кильватерного следа будут малы (см. раздел 4.3.2).

Напрашивается вывод о том, что энергетические масштабы, определяющие поведение вещественной части хромопроницаемости, не имеют непосредственного отношения ни к температуре T , ни к шкале КХД Λ_{QCD} порядка нескольких сотен МэВ, а имеют отношение к масштабам, характеризующим конец резонансной области (порядка нескольких ГэВ), и к пороговому значению ω_{th} , связанному с возрастанием полных адронных сечений (порядка нескольких десятков ГэВ). Микроскопическая природа этих масштабов пока не выяснена.

С понятием хромопроницаемости связана другая важная проблема. Уравнения в среде (60), (61) не являются лоренц-ковариантными. В макроскопической электродинамике хорошо определена система покоя материи, в которой и рассматривается диэлектрическая проницаемость. Для соударения двух ядер (адронов) определение ϵ зависит от геометрии эксперимента. Тем самым требуется рассмотрение лоренц-ковариантного тензора хромопроницаемости. Спектр классического излучения Вавилова–Черенкова в движущейся среде вычислен в [135], квантовые поправки были вычислены в [136].

Понятия разрежённой и плотной систем (т.е. значение N_s в (64)) зависят от значений x и p_T , при которых изучаются волновые функции соударяющихся ядер. При преобразованиях Лоренца партоны, движущиеся в различных направлениях с различными энергиями, могут, вследствие дисперсионной зависимости хромопроницаемости, "чувствовать" различные состояния материи в *одном и том же* соударении двух ядер. Мы

вернёмся к этому вопросу при обсуждении экспериментальных данных и в связи с проблемой нестабильности кварк-глюонной среды (раздел 4.4).

4.3. Классические поляризационные эффекты в кварк-глюонной среде и её хромодинамические свойства

Ввиду схожести классических уравнений КХД и КЭД обнаружение в ядерных взаимодействиях некоторых эффектов, напоминающих электродинамические, не будет большой неожиданностью. Эта идея, основанная на схожести кварков и электронов, глюонов и фотонов, впервые была выдвинута в работах [133, 134]. По аналогии с черенковскими фотонами было предсказано и использовано для интерпретации событий, наблюдаемых в космических лучах, явление излучения черенковских глюонов [137]. Эти события обсуждаются в пункте В раздела 4.3.1. Существенная поддержка этой идеи пришла, однако, много позднее от данных по ядро-ядерным соударениям на RHIC (см. пункт А раздела 4.3.1).

Прежде чем погрузиться в анализ экспериментальных данных, опишем классические решения уравнений (60), (61). Как обычно, рассматривается ток с постоянной скоростью v вдоль оси z :

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = v\rho(\mathbf{r}, t) = 4\pi g v \delta(\mathbf{r} - v\mathbf{t}). \quad (67)$$

Цветной индекс не указан, поскольку он отвечает фиксированному направлению в пространстве цветной группы. Классическое решение для глюодинамики в среде в низшем порядке может быть записано в виде [111, 138]

$$\Phi^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \frac{2g}{\epsilon} \frac{\Theta(vt - z - r_{\perp} \sqrt{\epsilon v^2 - 1})}{\sqrt{(vt - z)^2 - r_{\perp}^2 (\epsilon v^2 - 1)}}, \quad (68)$$

и

$$\mathbf{A}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \epsilon v \Phi^{(1)}(\mathbf{r}, t), \quad (69)$$

где индекс "(1)" обозначает решения в порядке $O(g)$ (g -зависимость ϵ не учитывается), $r_{\perp} = \sqrt{x^2 + y^2}$ — радиальная цилиндрическая координата, z — ось симметрии. Эти формулы описывают как пространственно-временной профиль энергии-импульса, так и отклик среды (величина ϵ).

Решение описывает конусообразное излучение черенковских глюонов на характерный угол

$$\cos \theta = \frac{1}{v\sqrt{\epsilon}}. \quad (70)$$

При постоянной $\epsilon > 1$ угол θ является константой.

Выражение для интенсивности излучения даётся формулой Тамма–Франка [139] (с точностью до инвариантов Казимира C_R)

$$\frac{dE}{d\Omega} = 4\pi \alpha_s C_R \int \omega d\omega \left(1 - \frac{1}{v^2 \epsilon(\omega)}\right) \Theta(v^2 \epsilon(\omega) - 1). \quad (71)$$

В среде с поглощением ϵ имеет мнимую часть. Резкий фронт ударной волны (68) размывается. Угловое распределение черенковских глюонов уширяется. Дельта-функ-

ция δ при угле (70) заменяется брейт-вигнеровской функцией [140–142] с максимумом на том же угле (для малой мнимой части ϵ) и шириной, пропорциональной мнимой части (см. уравнение (78) в разделе 4.3.1). Специальная роль члена $1/\epsilon$ в (68), описывающего кильватерный след, возникающий за партоном, обсуждается в разделе 4.3.2.

Подчеркнём, что этот классический эффект имеет коллективную непертурбативную природу — даже несмотря на то, что видимая зависимость в (71) от α_s линейна. Хромопроницаемость ϵ учитывает непертурбативные вклады, отвечающие за коллективный отклик среды. Только излучение начального глюона, вызывающее отклик среды, рассматривается по теории возмущений, отсюда фактор α_s в (71), однако, как видно из членов в скобках под интегралом, эффект существенно усиливается и модифицируется средой.

4.3.1. Черенковские глюоны

А. Двугорбая структура на RHIC. Скалярный и векторный потенциалы в импульсном представлении могут быть выражены в виде

$$\Phi_a^{(1)} = 2\pi g Q_a \frac{\delta(\omega - kv\zeta) v^2 \zeta^2}{\omega^2 \epsilon (v^2 \zeta^2 - 1)}, \quad (72)$$

$$A_{z,a}^{(1)} = \epsilon v \Phi_a^{(1)}, \quad (73)$$

$$\zeta = \cos \theta, \quad (74)$$

где ω , k — энергия и импульс соответственно, θ — полярный угол. Отметим ещё раз, что имеются как черенковское слагаемое $(v^2 \zeta^2 - 1)^{-1}$, так и слагаемое ϵ^{-1} , отвечающее кильватерному следу.

Потери энергии dW на длине dz описываются формулой

$$\frac{dW}{dz} = -g E_z. \quad (75)$$

В низшем порядке

$$E_z^{(1)} = i \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} [\omega A_z^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) - k_z \Phi^{(1)}(\mathbf{k}, \omega)] \times \exp [i(\mathbf{k}\mathbf{v} - \omega)t]. \quad (76)$$

Подставляя (72), (73) в (76), (75), получаем (см. также работу [143])

$$\frac{dW^{(1)}}{dz d\zeta d\omega} = \frac{g^2 \omega}{2\pi^2 v^2 \zeta} \text{Im} \left[\frac{v^2(1 - \zeta^2)}{1 - \epsilon_1 v^2 \zeta^2} - \frac{1}{\epsilon_1} \right]. \quad (77)$$

Первому члену в квадратных скобках отвечает излучение поперечного черенковского глюона (индекс t у ϵ_t), а второму члену — излучение, отвечающее кильватерному следу (индекс l у ϵ_l). Поперечная и продольная компоненты тензора хромопроницаемости обозначены здесь явно, несмотря на их равенство в любой одно-родной среде.

Подобно тому, как это делается в электродинамике [140], легко получаем из (77) спектр по энергиям и углам излучённых глюонов [141, 142] на единичной длине:

$$\frac{dN^{(1)}}{d\Omega d\omega} = \frac{\alpha_s C \sqrt{x}}{2\pi^2} \left[\frac{(1-x)\Gamma_t}{(x-x_0)^2 + (\Gamma_t)^2/4} + \frac{\Gamma_l}{x} \right], \quad (78)$$

где

$$x = \zeta^2, \quad x_0 = \frac{\epsilon_{1t}}{|\epsilon_t|^2 v^2}, \quad \Gamma_j = \frac{2\epsilon_{2j}}{|\epsilon_j|^2 v^2}, \quad \epsilon_j = \epsilon_{1j} + i\epsilon_{2j}. \quad (79)$$

Здесь учитываются действительная (ϵ_1) и мнимая (ϵ_2) части ϵ . Угол θ был бы полярным, если противонаправленная струя распространялась бы вдоль оси z . Как ясно видно из уравнения (78), поперечная и продольная компоненты проницаемости отвечают за совершенно различные эффекты. Кольцевая черенковская структура (коническое излучение) вокруг этой оси ясно прослеживается в первом члене в правой части (78). Второй член, определяемый продольной частью ϵ , отвечает за излучение, формируемое кильватерным следом (см. раздел 4.3.2).

Рассмотрим первый член. Угол θ связан с лабораторным полярным и азимутальным углами θ_L и ϕ_L в экспериментах на RHIC соотношением

$$x = \cos^2 \theta = \sin^2 \theta_L \cos^2 \phi_L. \quad (80)$$

Интегрируя (78) по θ_L , получаем [141] окончательную формулу для сравнения с двугорбой структурой азимутальной корреляции по ϕ_L , наблюдаемой на RHIC. Формула довольно громоздка, потому мы здесь её не воспроизводим. Уже из (78) и (80) видно, что проекция двумерного кольца на его диаметр симметрична относительно $\phi_L = \pi$ и характеризуется пиками, положение которых в основном определяется величиной ϵ_1 , а ширина — ϵ_2 . Первый член в правой части (78) имеет отчётливую брейт-вигнеровскую форму по углу, которая заменяет собой δ -функциональную угловую зависимость, характерную для действительной ϵ и которую легко получить из (78) в пределе $\Gamma_t \rightarrow 0$.

На самом деле, только эксперимент может продемонстрировать наличие черенковских глюонов в изучаемых интервалах энергий. У нас нет никаких твёрдых представлений относительно хромопроницаемости и том, превышает ли её значение единицу, кроме описанных выше соображений. Более того, поглощение может быть достаточно сильным и адронизация (конфайнмент) могут изменить характеристики конечного состояния. Первое экспериментальное указание на возможное существование этого эффекта [137] в 1979 г. основывалось на единичном событии в космических лучах (имелись и менее выраженные указания в космических лучах и при более низких энергиях в эмульсионных экспериментах на ускорителях [144–157, 189]).

В связи с этим обнаружение в 2004 г. и последовавшее затем подтверждение так называемых двугорбых событий в центральных ядро-ядерных соударениях на RHIC [158–168] явились неожиданными. На самом деле, наблюдаемые распределения были очень похожи на опубликованные Черенковым в 1937 г., когда он использовал проекцию знаменитых колец на их диаметр и получил двугорбую структуру (см., например, [169]). Подчеркнём, что этот эффект отражает *внутренние* свойства среды, которые феноменологически описываются проницаемостью ϵ .

Экспериментаторы на RHIC использовали достаточно изысканный метод для изучения партона, проходящего через кварк-глюонную среду. Представим себе рассеяние двух партонов из соударяющихся ядер на

большой угол, которое происходит вблизи поверхности среды. Триггер, помещённый на угол порядка $\pi/2$ по отношению к оси соударения, зарегистрировал бы обычную струю, образованную партоном, проходящим через тонкий слой. Другой рассеявшийся партон движется через кварк-глюонную среду. Оба партона рождают струи. Изучаются двухчастичные корреляции. Частицы, принадлежащие обычной струе, образуют пик на малых $\Delta\phi$. Из-за корреляции между частицами в триггерной (ближней) и противонаправленной (дальней) струях ожидалось появление пика на $\Delta\phi \approx \pi$. Этот пик действительно появляется в рр-соударениях, но не в центральных соударениях ядер. Это означает, что противонаправленная струя при прохождении через кварк-глюонную среду сильно модифицируется. Для пионов с энергиями в некоторых интервалах это нельзя приписать просто гашению струй, поскольку появляется двугорбая структура. Именно это явление приписывается черенковским глюонам.

В работе [141] было произведено фитирование этих экспериментальных данных с использованием вышеописанных формул и получены значения действительной и мнимой частей хромопроницаемости. Была написана МК-программа, учитывающая специфические свойства соударений исходных партонов и адронизацию на конечной стадии (описываемой параметром уширения поперечного спектра Δ_\perp). Фит для экспериментальных данных (в которых вычтен эллиптический поток) приведён на рис. 3.

Таким образом можно найти значения всех трёх параметров (см. таблицу). Значения $\epsilon_{1,2}$ считались постоянными, поскольку интервал переданных импульсов (частот), изучавшийся в эксперименте, был достаточно узким. Более того, это предположение находит прямое экспериментальное подтверждение: последние результаты [162–164, 170] показывают, что положение пиков не зависит ни от триггерного поперечного импульса (вплоть до $p_T^{\text{trig}} = 6$ ГэВ), ни от импульсов в дальней струе (вплоть до $p_T^{\text{assoc}} = 4$ ГэВ). Это означает, в соответствии с (78), (79), постоянство ϵ_1 .

Первоначальные результаты для STAR и PHENIX различались как по положению пиков (которое определяется в основном значением ϵ_1), $\pi \pm 1,04$ и $\pi \pm 1,27$ соответственно, так и ширинами (определяемыми в

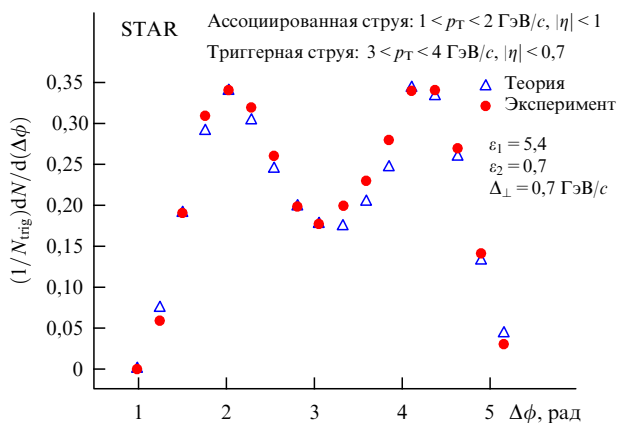


Рис. 3. Ассоциированные азимутальные корреляции для STAR: экспериментальные результаты показаны кружками, теоретические треугольниками.

Таблица

Эксперимент	θ_{\max}	ϵ_1	ϵ_2	Δ_\perp , ГэВ	Новые данные
STAR*	1,04 рад	5,4	0,7	0,7	$\theta_{\max} \approx 1,1$ рад
PHENIX**	1,27 рад	9,0	2,0	1,1	$\epsilon_1 \approx 6, \epsilon_2 \approx 0,8$

* Аббрев. — от Solenoidal Tracker At RHIC.
** Аббрев. — от Pioneering High-Energy Nuclear Interaction eXperiment.

основном значением ϵ_2). Новые данные [170, 171] дают $\pi \pm 1,1$, так что значения $\epsilon_1 \approx 6$ и $\epsilon_2 \approx 0,8$ можно считать, как следует из таблицы, хорошими оценками. Главный вывод о том, что значение ϵ_1 велико, отражающий негазовую природу материи с большим N_s в уравнении (64), справедлив в любом случае. Мнимая часть хромопроницаемости мала по сравнению с действительной. Малое поглощение позволяет наблюдать эффект.

Экспериментальные данные показывают, что часто цитируемое¹⁰ заключение о меньших углах при больших p_T работы [124] является неверным. Используемая там модель для вывода дисперсионного соотношения, определяющего зависимость хромопроницаемости от энергии, с одним скалярным резонансом является слишком упрощённой. Этот недостаток может быть устранён рассмотрением набора перекрывающихся резонансов из PDG, приводящим с использованием формулы (64) к приближённо постоянной ϵ в области низких энергий с обрезанием на хагедорновской температуре. Указанный набор резонансов можно использовать для моделирования коллективных возбуждений кварк-глюонной среды, по аналогии с рассмотрением возбуждённых уровней в электродинамике [114]. Потери энергии на 1 ферми можно оценить, согласно (71), примерно в C_R [ГэВ] при конце резонансной области при 4 ГэВ. Потери зависят от этого параметра квадратично, что вносит некоторую неопределённость в оценку, которая, тем не менее, показывает, что они достаточно велики.

Для трёхчастичных корреляций [171–173] пик, по первоначальным данным, находился на больших углах, однако последние данные [171] согласуются с вышеприведёнными оценками. Эти корреляции показывают также, что гипотеза относительно отклоняющихся струй [174] не работает, поскольку в эксперименте наблюдаются недиагональные пики, которые, согласно этой гипотезе, появляться не могут. Наличие таких пиков свидетельствует в пользу конического характера излучения.

Модифицированное вычисление тормозного излучения в рамках КХД в среде (см., например, [175]) предсказывает некоторое уширение дальнего пика, которое, однако, оказалось недостаточно большим для описания (после вычитания коллективного потока v_2) двугорбой структуры.

В принципе, двугорбая структура может возникать не только за счёт черенковских глюонов, но и как звуковая волна Маха [176–178]. В отличие от глюодинамики она связана с *продольными* возбуждениями в плазме [178, 125]. Модель с гипотетическим пространственноподоб-

¹⁰ Например, "черенковский угол уменьшается с импульсом излучённого глюона" [38].

ным дисперсионным соотношением

$$\omega = \sqrt{u^2 k^2 + \omega_p^2} \quad (81)$$

рассмотрена в [124]. Здесь ω_p обозначает плазменную частоту, u — скорость плазмона. Модель описывает маховскую ударную волну от сверхзвукового источника. Похожие структуры возникали в моделях, использующих AdS/CFT-соответствие [179, 180].

В трёхмерной гидродинамике с большими локальными флуктуациями плотности, которые в начальный момент имеют форму трубок¹¹, возникают как хребет, так и двугорбые структуры [181–183]. Они появляются только при использовании сочетания негладких начальных условий специального вида с гидродинамической эволюцией, так что трубки индуцируют появление хребтов в гидродинамическом потоке. Вместе с тем, как было показано в [184], в гидродинамике с несколько другими, менее специальными, граничными условиями сигнал от частиц из *поперечного* кильватерного следа, направленного противоположно триггерной струе, для релятивистских частиц намного превосходит слабый сигнал, отвечающий маховскому конусу¹². Должна появляться струя частиц в этом направлении (сильная дальняя струя), которая не наблюдается в эксперименте. Как показано в разделе 4.3.2, в хромодинамике такого эффекта нет: в ней *продольный* кильватерный след (второй член в правой части (78)) реализуется в излучении, перпендикулярном следу партонa. Гидродинамическая интерпретация в терминах конуса Маха пока не была использована для количественного фитирования экспериментальных данных, направленного на извлечение информации о свойствах среды.

В классических уравнениях глюодинамики ориентация заряда в цветовом пространстве фиксирована. За исключением тривиальной зависимости от инвариантов Казимира, которые просто определяют общую нормировку, их решения не зависят от цвета. Таким образом, утверждение о том, что «их отсутствие ... в "коническом потоке" свидетельствует об *излучении звука*, а не глюонов» [185], абсолютно необоснованно. Функциональная зависимость от цвета может появиться в глюодинамике как эффект высшего порядка (см. раздел 4.5).

Было предпринято несколько попыток связать двугорбую структуру вокруг дальней струи с излучением каскадных глюонов на большие углы [174, 185] или с их отклонением из-за многократного рассеяния [186] или в связи с коллективным потоком [187, 188]. Здесь, однако, требуется введение дополнительных подгоночных параметров, значения которых не согласуются с экспериментом [162–164]. Коллективное поведение среды, лежащее в основе появления горбов, ясно видно из свойств адронов из "плечевых" областей (зависимость структур от p_T и центральности, среднее p_T , состав), похожих на наблюдаемые в инклюзивных процессах [162–164]. Их

зависимость от энергии предполагает, как ожидается, усиление эффектов среды при более высоких энергиях [162–164].

Для различения струй и конических структур успешно применялся на событийной основе вейвлетный анализ для трёхмерных графиков [189, 190].

Выше всюду предполагалось, что направление глюонов определяет направление конечных пионов. Новый механизм прямого излучения черенковских *мезонов тяжёлыми* кварками рассматривался в эффективной теории, основанной на калибровочно-гравитационной (gauge/gravity) дуальности [127]. Черенковский угол остаётся тем же, но определяется теперь отношением масс, т.е. чисто кинематическими свойствами вне всякой связи со свойствами среды (хромопроницаемостью).

Б. Асимметрия резонансов в среде (SPS и т.д.). Необходимым условием для наблюдения черенковского эффекта в некотором интервале энергий является $\epsilon(\omega) > 1$ для ω в рассматриваемом интервале. Согласно уравнению (64) это означает, что $\text{Re } F_0(\omega) > 0$. Это условие выполняется для низкоэнергетического (левого) крыла резонансов, описываемых формулой Брейта–Вигнера. Следовательно, можно ожидать, что коллективные возбуждения кварк-глюонной среды, приводящие к черенковскому излучению, дают в этой области эффект, дополнительный к стандартному резонансному. Отсюда следует общее предсказание о том, что форма *любого* резонанса, сформировавшегося в ядерных соударениях, должна быть асимметричной с дополнительным, по сравнению с брейт-вигнеровским, вкладом в левом крыле. Поскольку вероятность черенковского излучения пропорциональна $\Delta\epsilon = \epsilon - 1$, эта асимметрия должна быть пропорциональной $\rho(\omega)$. Один из наилучших способов экспериментального наблюдения данного эффекта — это, по видимому, измерение распределения по массам дилептонов для распадов соответствующих резонансных мод. В этом случае указанное распределение имеет вид [191]

$$\frac{dN_l}{dM} = \frac{A}{(m_r^2 - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} \times \left[1 + w_r \frac{m_r^2 - M^2}{M^2} \Theta(m_r - M) \right]. \quad (82)$$

Здесь M — масса дилептонов, m_r — масса резонанса, Γ — его ширина. Первый член в правой части отвечает обычному сечению Брейта–Вигнера с постоянным нормировочным множителем A ; в соответствии с оптической теоремой он пропорционален мнимой части амплитуды рассеяния вперёд. Второй член описывает когерентный черенковский отклик среды, пропорциональный действительной части амплитуды рассеяния вперёд. Его вклад по отношению к стандартному сечению описывается единственным подгоночным параметром w_r для заданного резонанса r , который должен определяться из сравнения с экспериментальными данными.

Формула (82) сравнивалась с наиболее точными экспериментальными результатами [192] по спектрам дилептонов от ρ -резонанса в ядерных соударениях на SPS (рис. 4). Асимметрия спектра масс дилептонов отчётливо видна. Для соответствующего параметра w_ρ было найдено значение 0,19. Это подтверждает высказанное выше заключение о том, что черенковские эффекты не являются пренебрежимо малыми, и подчер-

¹¹ Не напоминает ли эта картина описанные выше токовые трубки в глазе?

¹² Этот вывод противоречит выводам работ [181–183], в которых не наблюдалось дальнего сигнала на $\Delta\phi = \pi$. Вероятно, это связано с использованием в начальных условиях для гидродинамической модели конфигурации с единственной областью высокой плотности, в то время как в партонном подходе с необходимостью возникает двухпартонная конфигурация.

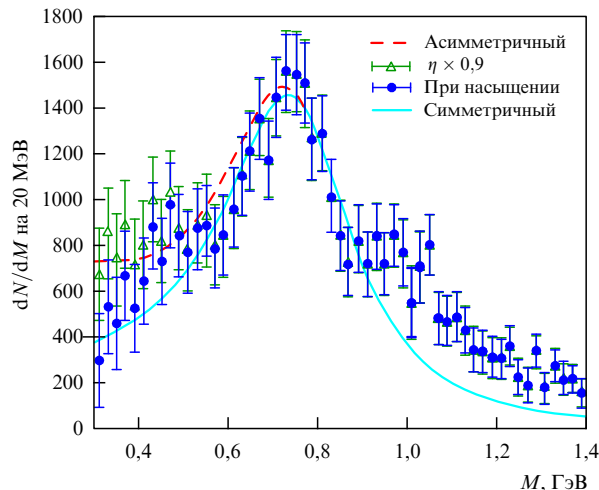


Рис. 4. Модифицированный спектр дилептонов в полусредних соударениях $\text{In}(158 \text{ АГэВ})\text{-In}$ для NA60 (точки) в сравнении с p -мезонным пиком в среде с дополнительным черенковским вкладом (штриховая линия).

кивает тот факт, что область резонансов может быть ответственной за указанный эффект при достаточно малых энергиях. Это свойство хорошо известно в электродинамике (см., например, рис. 31-5 в [114]), где атомы, описываемые как осцилляторы, при возбуждении излучают как брейт-вигнеровские резонансы.

В настоящее время имеются многочисленные данные по другим резонансам, рождённым в ядерных соударениях, с качественными указаниями на асимметрию их формы для низкоэнергетических крыльев [193–197]. Это согласуется с универсальным предсказанием (82).

В. События в космических лучах. Самые первые события с кольцевой структурой наблюдались в нетриггерных экспериментах в космических лучах. Именно они привели к идее о черенковских глюонах [133]. В событиях в космических лучах, инициированном начальной частицей с энергией около 10^{16} эВ, близкой к энергии LHC, были замечены [137] два пика с большей плотностью частиц, чем в окружающей их области.

Распределение числа рождённых частиц показано на рис. 5. Число рождённых частиц приведено как функция от расстояния от оси соударения, пропорционального полярному углу θ . На рисунке ясно видны два максимума. Это событие было зарегистрировано в детекторе с ядерной и рентгеновской эмульсиями во время полёта воздушного шара на высоте около 30 км. В самом начале обсуждались идеи о кластерах (файрболах, кланах, струях и т.д.), которые, однако, не могли объяснить данные. Примерно в то же время похожее событие с двумя пиками было наблюдено при 10^{13} эВ [144]. Данные о некоторых событиях с одним пиком (из-за ограниченного акцептанса прибора?) были опубликованы ещё раньше [145–147]. При рассмотрении двумерного распределения частиц в азимутальной плоскости (в экспериментах по космическим лучам называемого также мишенной диаграммой) в событиях выявились две густозаселённые кольцеобразные области (передняя и задняя в системе центра инерции СЦИ) в узких интервалах полярных углов (соответствующих пикам на рис. 5) при широком распределении по азимутальному углу внутри

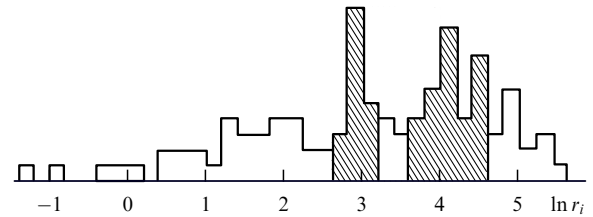


Рис. 5. Распределение числа рождённых частиц на разных расстояниях от оси события r в стратосферном событии при 10^{16} эВ [136], которое имеет два выраженных пика. Соответственно распределение по псевдобыстроте также имеет два таких пика.

каждого из колец. В связи с этим такие события получили название кольцевых. Эти пики были интерпретированы как проявление эффектов черенковских глюонов, испускаемых движущимися в переднем и заднем направлениях начальными партонами с высокими энергиями. В событиях в космических лучах энергии партонов велики и эффект может быть связан с высокоэнергетическим поведением $\text{Re } F_0(E)$ (или ϵ).

Важно отметить, что энергии частиц, рождённых в горбах (кольцах) в данных RHIC, весьма малы относительно масштаба начальной энергии. Даже энергии родительских струй в событиях с двугорбой структурой меньше, чем 5 ГэВ. Поэтому весь эффект на RHIC можно отнести к области низких энергий.

Одной из самых интригующих задач является правильно понять тот факт, что фитирование данных RHIC и наблюдений космических лучей привело к столь различным значениям проникаемости, близким к 6 и 1 соответственно. Это можно интерпретировать как следствие разницы в значении x (доли энергии партона) и Q^2 (квадрата поперечного импульса) и лоренц-преобразования к различным системам покоя. Хорошо известно, что область больших x и Q^2 отвечает разреженной партонной среде. При малых x и Q^2 плотность партонов гораздо выше. Тем самым, отличаются эффективные значения N_s в (64).

Как следует из оценки, основанной на уравнении (64) [198, 199], плотность рассеивающих центров на RHIC очень велика, порядка десяти партонов в объёме протона. В этом случае мы имеем дело с достаточно малыми x и Q^2 . Следовательно, в этой области можно ожидать большой плотности партонов и большого значения $\Delta\epsilon$. Интересно отметить, что двугорбая структура в данных RHIC исчезает при больших p_T , при которых плотность партонной среды становится гораздо меньше. Это отвечает меньшим значениям ϵ и θ , т.е. горбы сливаются в основной дальний пик.

В событиях в космических лучах наблюдаемый эффект связан с лидирующими партонами с большими x . Одновременно экспериментаторы отмечают, что поперечные импульсы в этом событии также весьма велики. В этой области можно ожидать малой партонной плотности и очень малых значений $\Delta\epsilon$. В отличие от случая одиночного партона, пересекающего среду при энергиях RHIC, соударения движущихся вдоль оси соударения партонов на LHC могут рассматриваться как столкновения двух относительно разреженных *пучков* партонов. Тем не менее макроскопический подход применим и в этом случае.

Таким образом, одна и та же среда может, вероятно, рассматриваться как жидкость или как газ в зависимости от энергии партона и переданного импульса. Это утверждение можно проверить экспериментально, используя триггеры, помещённые под разными углами к оси соударений¹³ и выделяя различные значения поперечного импульса. В этом смысле адронный эффект Черенкова можно использовать как инструмент для сканирования плоскости $(1/x, Q^2)$ и её разметки по величине партонной плотности.

4.3.2. Кильватерный след. В центральных соударениях область взаимодействия симметрична и изменение положения триггера может привести к какому бы то ни было эффекту, только если хромопроницаемость сильно зависит от ω . В узких интервалах энергии этот эффект маловероятен. Вместе с тем, в полужентральных соударениях сама область взаимодействия является асимметричной, напоминая мяч для регби. Следовательно, при изменении угловой ориентации триггера можно ожидать новых эффектов. Было обнаружено (см. рис. 2 и 3 в [171]) появление всё той же двугорбой структуры с наложением дополнительного вклада, заметного при определенной ориентации триггерной частицы относительно плоскости соударения и перпендикулярной ей плоскости¹⁴. В работе [171] утверждалось, что "в настоящее время неясно, отражает ли это просто обусловленный геометрией сдвиг дальних пиков или возможный новый вклад при $\Delta\phi = \pi/2$ ".

Нами приводились аргументы [142] в пользу того, что это — дополнительный вклад при $\Delta\phi = \pi/2$, известный в электродинамике как эффект кильватерного следа (см., например, [200]). В то же самое время эффект существенно зависит от конкретной геометрии полужентральных соударений таким образом, что излучение кильватерного следа под углом около $\pi/4$ к триггерной частице может вылететь из области перекрытия гораздо легче, чем кильватерные глюоны при ориентации триггерной частицы в плоскости реакции или в плоскости, перпендикулярной к ней.

Согласно (78), второй член отвечает излучению, индуцированному продольными колебаниями в кильватерном следе, оставленном дальним партонном. Оно преимущественно ориентировано в направлении, перпендикулярном кильватерному следу. Это напоминает излучение диполя. В МК-симуляциях кильватерного следа, оставленного партонном [201, 202], видны в точности такие дипольвидные области с градиентами цвета. При этом области с большой и малой зарядовой плотностями перемежаются. Сингулярность $1/\sqrt{x}$ является, однако, более сильной, чем дипольное распределение $\sin^2\theta$. Последнее должно каким-то образом насыщаться в окрестности $x = 0$ вследствие пространственной дисперсии ϵ . Следовательно, этот член можно использовать для качественной оценки эффекта лишь в области, не слишком близкой к $x = 0$.

Оценки [142] относительной значимости двух вкладов в уравнении (78) показывают, что излучение кильватерного следа пренебрежимо мало в области черенковских горбов при x_0 . Однако эти вклады становятся сравни-

мыми при

$$x_c \approx \frac{x_0^2}{2x_0 + 1}, \quad (83)$$

что отвечает углам $\pi - \Delta\phi_L \approx 1,43$ рад. Вклад излучения кильватерного следа превосходит черенковский при углах $\Delta\phi_L < \pi - 1,43$, при которых последний уменьшается. Следовательно, сдвиг полного максимума к $\pi - \Delta\phi_L \approx 1,3$ рад, отмеченный в [171] и показанный на рис. 2 в этой работе, имеет весьма правдоподобное объяснение как следствие эффекта кильватерного следа.

Отметим различие между черенковским излучением и излучением кильватерного следа. Иногда термин "кильватерный след" (wake) применяется к обоим из них [125, 178]. Однако можно показать [142, 200], что именно след, оставляемый позади партонном, индуцированный хромопроницаемостью, в точности отвечает второму члену в правой части (78). Более того, излучение кильватерного следа существует только при ненулевой мнимой части ϵ_1 , в то время как излучение Вавилова–Черенкова существует и для действительной ϵ и имеет в этом случае стандартное δ -образное угловое распределение. Эффект *поперечного* кильватерного следа в гидродинамике выглядит совсем по другому. Ему отвечает сильный максимум в направлении $\Delta\phi_L = \pi$ [184], который в экспериментах не наблюдается.

4.3.3. Переходное излучение. В 1945 г. В.Л. Гинзбург и И.М. Франк предложили идею о переходном излучении [203]. Любой электрический заряд, проходящий из одной среды в другую или движущийся с постоянной (почти постоянной) скоростью в неоднородной среде с переменной диэлектрической проницаемостью индуцирует в ней поляризацию и излучение фотонов. Это свойство было использовано, например, для конструирования трекера переходного излучения в детекторе ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) на Большом адронном коллайдере (LHC). Переходному излучению отвечает перестройка электромагнитного поля, окружающего электрический заряд.

В ходе адронных (ядерных) соударений партоны пересекают поверхность частицы-партнёра (ядра-партнёра). Этот переход должен вызвать резкое изменение их цветных полей и, следовательно, излучение глюонов. Уравнения классической КХД в среде по общей структуре похожи на уравнения электродинамики. Поскольку такой подход оказался успешным для черенковских глюонов и кильватерного следа, возникает искушение применить формулу Гинзбурга–Франка для оценки числа глюонов, излучённых на единичной длине в некоторых интервалах углов и энергий,

$$\frac{dN}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha_s \sqrt{\epsilon_a} \sin^2 2\theta}{\pi\omega} \times \left| \frac{(\epsilon_b - \epsilon_a)(1 - \epsilon_a + \sqrt{\epsilon_b - \epsilon_a} \sin^2 \theta)}{(1 - \epsilon_a \cos^2 \theta)(1 + \sqrt{\epsilon_b - \epsilon_a} \sin^2 \theta)(\epsilon_b \cos \theta + \sqrt{\epsilon_a \epsilon_b - \epsilon_a^2} \sin^2 \theta)} \right|^2. \quad (84)$$

Здесь $\epsilon_{a,b}$ — хромопроницаемости сред a, b , в которых распространяются релятивистские ($v \approx c$) партоны, пересекающие поверхность при переходе из b в a . В (84) мы опустили цветовые казимировские факторы.

¹³ Один из примеров обсуждается в разделе 4.3.2.

¹⁴ Эти плоскости определяются осью соударений и прицельным параметром.

Между черенковским и переходным излучением имеется важное различие. Черенковское излучение может наблюдаться только при движении частицы в среде с $\epsilon > 1$. Его интенсивность пропорциональна, согласно (71), $\epsilon - 1$. Переходное излучение пропорционально $(\epsilon_b - \epsilon_a)^2$ (см. (84)) и появляется при любых изменениях ϵ . В электродинамике переходное излучение изучается в основном в области частот, где применима формула (63), т.е. при $\Delta\epsilon < 0$. Именно такое поведение диэлектрической проницаемости ответственно за широко известные специфические свойства переходного излучения. В случае ядерной среды нам неизвестно, существует ли область энергий, в которой применима аналогичная формула. При изучении узких интервалов энергий разумно предположить постоянство $\Delta\epsilon$. При очень высоких энергиях можно использовать зависимость (66). Как то, так и другое предположения находят некоторое подтверждение на RHIC и в данных по космическим лучам. Поэтому мы рассмотрим [204] обе эти возможности.

На RHIC дальний партон рождается в кварк-глюонной среде, проходит через неё и выходит в вакуум, где и адронизуется. В соответствии с приведёнными оценками $\epsilon_b \approx 6 \gg \epsilon_a = 1$. Используя (84), получаем асимптотический спектр излучения тормозного типа с инфракрасной и коллинеарной сингулярностями:

$$dN \propto \frac{d\omega}{\omega} \frac{d\theta}{\theta}. \quad (85)$$

При конечных энергиях угловая сингулярность замещается максимумом при $\theta \approx \gamma^{-1}$. Как бы то ни было, излучение коллимировано вокруг исходного направления дальнего партона и трудно обнаружимо на сильном фоне. Похожие заключения сделаны в [205] относительно излучения глюона в стохастической среде. Интересно отметить, что при $\epsilon_b \gg \epsilon_a$ интенсивность переходного излучения (85) не зависит от ϵ_b .

В соответствии с (66) для распространяющихся вперёд партонов с очень высокими энергиями отличие хромпрозрачности от единицы очень мало. Тогда

$$dN \propto \frac{d\omega}{\omega^5} \frac{d\theta}{\theta} \Theta(\omega - \omega_{th}). \quad (86)$$

Коллинеарная расходимость осталась такой же, а в энергетическом спектре появился сильный пик при ω_{th} . Это означает, что при энергиях ЛНС будут рождаться похожие на резонансы, почти монохроматические подструи с массами, близкими к ω_{th} . Эти "резонансы" в основном рождаются глюонами и, следовательно, являются нейтральными. Наиболее благоприятным каналом было бы их наблюдение как пиков примерно на частоте ω_{th} в спектре масс $\mu^+\mu^-$ -пар на малых углах. К сожалению, не существует никакого ясного рецепта для интерпретации пороговой энергии в адронных реакциях в терминах глюонов. Если явление будет наблюдаться, то положение пиков и их исчезновение при $\omega = \omega_{th}$ из-за $\Theta(\omega - \omega_{th})$ дадут нам информацию на этот счёт.

Можно надеяться, что конфайнмент и адронизация не разрушат эти выводы. Это подкрепляется наблюдением эффектов черенковских глюонов. Вместе с тем, переходное излучение может быть сильнее подвержено влиянию конфайнмента вблизи поверхности КГП, чем коллективные возбуждения в объёме. С одной стороны, уменьшается радиационная длина, с другой стороны, резкое

изменение цветных полей, окружающих партоны при их выходе из кварк-глюонной плазмы и адронизации, может усилить переходное излучение из-за больших сил конфайнмента. В то же время переходное излучение может появиться в значительно больших интервалах энергий, чем черенковское (в частности, при $\omega < \omega_{th}$). Однако в настоящее время не существует ни экспериментальных указаний, ни теоретических идей относительно поведения хромпрозрачности в этой области. Будет удивительным обнаружить эффекты за пределами областей, в которых обнаружены двугорбые структуры. Это может несколько сгладить структуры вблизи ω_{th} .

Другим способом учесть разницу хромпрозрачности в вакууме и в среде является рассмотрение различных масс глюонов и значений бегущей константы связи в этих двух ситуациях. Это было сделано в [126, 128, 129], где переходное излучение кварков рассматривалось в рамках микроскопического подхода. Было показано, что переходное излучение кварков может быть так же существенно, как и индуцированное излучение. Однако выводы остаются пока неопределёнными из-за сильных эффектов сокращений и различных предположений о поведении константы связи.

Необходимо также указать на важную проблему конечного размера адронных объектов L . Это всегда приводит к появлению (см., например, [126, 130, 134, 206]) множителей типа $1 - \cos L/L_0$ в вероятностях излучения. Оценки величины L_0 до сих пор являются весьма неопределёнными. Эта проблема тесно связана с оценкой радиационных длин, длин формирования и/или положения точек, в которых были рождены партоны.

4.4. Нестабильности при высоких энергиях

Похожая на тахионную модель (66), предложенная для хромпрозрачности при высоких энергиях, с неизбежностью приводит к неустойчивой кварк-глюонной среде. Диэлектрическая проницаемость макроскопической материи (задаваемая, например, формулой (63)) обычно рассматривается в своей системе покоя, в которой она хорошо определена. Для соударений двух ядер (или адронов) такая система требует специального определения (см. [111, 207]). В частности, для быстро движущихся вперёд партонов-спектаторов (средой) являются партоны другого (мишенного) ядра в покое. Поэтому мы рассмотрим задачу о кварк-глюонной среде, в которой распространяется пучок быстрых партонов, похожую на задачу из физики плазмы о взаимодействии пучка электронов с плазмой [208–210]. Это отличается от условий на RHIC, где партоны, рассеявшиеся на $\pi/2$, рассматривались в среде с системой покоя, совпадающей с системой центра масс ядер.

Необходимо рассмотреть два усложняющих обстоятельства. Во-первых, это фиксированные направления для тока (ось z) и его излучения. Данная проблема решается введением тензора проницаемости вида

$$D_i(\omega, \mathbf{k}) = \epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) E_j(\omega, \mathbf{k}). \quad (87)$$

Во-вторых, структура налетающего пучка похожа на структуру мишени (соударение плазма–плазма!), и его проницаемость также должна учитываться. В системе покоя налетающей частицы проницаемость такая же, как и у мишени в её системе покоя, т.е. определяется формулой (66). Далее, надо принять во внимание, что

полный индуцированный ток равен сумме токов, индуцированных в мишени и налетающей частице, и осуществит лоренц-преобразование внутренних полей, вектора поляризации и токов налетающей частицы в систему покоя мишени, в которой мы рассматриваем процесс в целом. При этом лоренц-преобразование тензора проводимости $\sigma_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ (и соответственно $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$) проводится аналогично тому, как описано в [208–212]. Используя сохранение тока и классические уравнения движения (58), (59) с $g = 0$, получаем для ненулевых компонент тензора хромопроницаемости

$$\begin{aligned}\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} &= 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right), \\ \epsilon_{xz} = -\epsilon_{zx} &= \frac{\omega_0^2 k_T}{\omega^2(\omega - k_z)\gamma}, \\ \epsilon_{zz} &= 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{k_T^2}{(\omega - k_z)^2\gamma}\right).\end{aligned}\quad (88)$$

Здесь k_T и k_z — поперечная и продольная компоненты \mathbf{k} . Мы работаем в приближении высоких энергий (большой гамма-фактор $\gamma \gg 1$, т.е. $v \approx 1$). Зависящие от γ члены, которые связаны с налетающим партоном, могут быть опущены всюду, кроме вкладов, определяющих глюонное излучение Черенкова при $\omega - k_z \approx 0$.

Полученные из (60), (61) классические уравнения, записанные в импульсном представлении, имеют решение, если выполняется следующее дисперсионное уравнение:

$$\det(\omega, \mathbf{k}) = |k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - \omega^2 \epsilon_{ij}| = 0. \quad (89)$$

Это уравнение шестого порядка по степеням импульса. Однако члены шестого порядка сокращаются и (89) приводится к двум уравнениям (второго порядка):

$$k^2 - \omega^2 - \omega_0^2 = 0, \quad (90)$$

$$(k^2 - \omega^2 - \omega_0^2) \left(1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) - \frac{\omega_0^4 k_T^2}{\omega^2(\omega - k_z)^2 \gamma} = 0. \quad (91)$$

Уравнения (90), (91) определяют внутренние моды среды и распространение пучка через среду соответственно.

Уравнение (90) показывает, что кварк-глюонная среда нестабильна, поскольку существует ветвь с $\text{Im } \omega > 0$ для мод с $k^2 < \omega_0^2$. Таким образом, возрастание полного сечения с увеличением энергии, обеспечивающее положительность $\text{Re } F_0(\omega)$ при больших энергиях, связано с нестабильностью кварк-глюонной среды.

Уравнение (91) имеет решения, отвечающие черенковским глюонам, излучаемым налетающими пучками, описываемыми последним членом в (91). Эти решения можно найти при $\omega = k_z + \delta$ ($\delta \ll \omega$). При $k_T = \omega_0$ получаем решения с

$$\text{Im } \delta_1 = \frac{\omega_0^2}{2k_z [2\gamma(1 + \omega_0^2/k_z^2)]^{1/3}}. \quad (92)$$

При $k_T \neq \omega_0$ существует следующее решение:

$$\text{Im } \delta_2 = \frac{\omega_0^2 k_T}{k_z [\gamma k_T^2 - \omega_0^2 (1 + \omega_0^2/k_z^2)]^{1/2}}. \quad (93)$$

Хорошо известно (см. [138]), что решения дисперсионного уравнения (89) определяют функцию Грина уравнений системы

$$G(t, z) = \frac{1}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} dk \int_{C(\omega)} \frac{1}{\det(\omega, \mathbf{k})} \exp(-i\omega t + ikz) d\omega, \quad (94)$$

где контур $C(\omega)$ расположен над всеми сингулярностями в интеграле. Следовательно, положительность $\text{Im } \delta_i$ в (92) и (93) отвечает абсолютной неустойчивости системы. Заметим, что неустойчивость при $k_T = \omega_0$ сильнее, чем при $k_T \neq \omega_0$ приблизительно в $\gamma^{1/6}$ раз (этот множитель примерно в четыре раза больше для ЛНС, по сравнению с таковыми для RHIC). Инкремент неустойчивости (92) убывает как $\gamma^{-1/3}$, и для ЛНС он примерно в 16 раз меньше, чем для RHIC. Асимптотически этот множитель стремится к нулю.

Таким образом, черенковские глюоны излучаются с постоянным поперечным импульсом $k_T = \omega_0$, а их число при высоких энергиях пропорционально

$$\frac{d\omega}{(\omega)^2} \Theta(\omega - \omega_{\text{th}}),$$

поскольку $\epsilon(\omega)$ определяется формулой (66), с учётом порога, при превышении которого применимо это уравнение. Это отличается от стандартной ситуации с постоянным углом для черенковского излучения и числом глюонов $\propto d\omega$ (или полными потерями энергии, пропорциональными $\omega d\omega$). Это различие легко объясняется уравнениями (70), (71), которые дают $\cos \theta = \text{const}$ и потери энергии $\omega d\omega$ при $\epsilon = \text{const}$ и $k_T \approx \omega_0$ и потери энергии $d\omega/\omega$ при $\epsilon = 1 + \omega_0^2/\omega^2$.

Если фитировать (64), используя (66) и данные по $\text{Re } F_0(\omega)$ для адронных процессов, то величина ω_0 становится зависящей от плотности рассеивателей N_s и, применительно к обсуждавшимся оценкам, может принимать значения порядка ГэВ.

4.5. Нелинейные эффекты и цветная радуга

В уравнениях КХД в среде (60), (61), рассматривавшихся в разделе 4.1, использовалось предположение об абелевости хромопроницаемости, $\epsilon^{ab} = \delta^{ab} \epsilon$. Простейшее обобщение уравнений (60), (61), учитывающее неабелевы свойства хромопроницаемости ϵ^{ab} , строится с учётом тензорной структуры ϵ^{ab} . Выпишем соответствующее обобщение (60), (61) в лидирующем порядке по константе связи:

$$\begin{aligned}\Delta \mathbf{A}^a - \epsilon^{ab} \frac{\partial^2 \mathbf{A}^b}{\partial t^2} &= -\mathbf{j}^a, \\ \epsilon^{ab} \left(\Delta \Phi^b - \epsilon^{bc} \frac{\partial^2 \Phi^c}{\partial t^2} \right) &= -\rho^a,\end{aligned}\quad (95)$$

где (ρ^a, \mathbf{j}^a) являются компонентами внешнего цветного тока j_μ^a , определенного в (67).

Из физического смысла ϵ^{ab} следует¹⁵, что наиболее общим выражением для хромопроницаемости является симметричный тензор $\epsilon^{ab} = \epsilon^{ba}$ с одинаковыми диагональными компонентами $\epsilon^{(d)}$ и одинаковыми недиаго-

¹⁵ В настоящем разделе рассматривается простейший случай вещественной хромопроницаемости.

нальными компонентами $\epsilon^{(o)}$. Для того чтобы прояснить физическое содержание уравнений (95), рассмотрим преобразование подобия U , диагонализующее матрицу ϵ^{ab} :

$$\epsilon \rightarrow \tilde{\epsilon} = U\epsilon U^{-1}, \quad (96)$$

где $\tilde{\epsilon}$ — диагональная матрица с диагональю из собственных значений тензора хромопроницаемости $\{\epsilon^{(a)}\}$, $a = 1, \dots, N_c^2 - 1$. Легко показать, что при описанных предположениях о структуре ϵ^{ab} имеем

$$\begin{aligned} \epsilon^{(1)} &\equiv \epsilon^* = \epsilon^{(d)} + 2\epsilon^{(o)}, \\ \epsilon^{(2), \dots, (N_c^2-1)} &\equiv \epsilon^{**} = \epsilon^{(d)} - \epsilon^{(o)}. \end{aligned} \quad (97)$$

Вращение U позволяет диагонализировать (95) в терминах модифицированных полей $\tilde{A}_\mu^a = U^{ab} A_\mu^b$ и тока $\tilde{j}_\mu^a = U^{ab} j_\mu^b$:

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{\mathbf{A}}^a - \epsilon^{(a)} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{\mathbf{A}}^a &= -\tilde{\mathbf{j}}^a, \\ \Delta \tilde{\Phi}^a - \epsilon^{(a)} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{\Phi}^a &= -\frac{\tilde{\rho}^a}{\epsilon^{(a)}}. \end{aligned} \quad (98)$$

Для описанной структуры собственных значений (97) следует существование двух различных решений уравнений (98), отвечающих собственным значениям (ϵ^* , ϵ^{**}):

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}^{(1)1}(\mathbf{r}, t) &= \frac{2g}{\epsilon^*} \frac{\Theta(vt - z - r_\perp \sqrt{\epsilon^* v^2 - 1})}{\sqrt{(vt - z)^2 - r_\perp^2 (\epsilon^* v^2 - 1)}}, \\ \tilde{\Phi}^{(1)2, \dots, N_c^2-1}(\mathbf{r}, t) &= \frac{2g}{\epsilon^{**}} \frac{\Theta(vt - z - r_\perp \sqrt{\epsilon^{**} v^2 - 1})}{\sqrt{(vt - z)^2 - r_\perp^2 (\epsilon^{**} v^2 - 1)}}, \end{aligned} \quad (99)$$

и аналогичных решений для $\tilde{\mathbf{A}}^a$. Возвращаясь к исходным полям $A_\mu^a = (U^{-1} \tilde{A})_\mu^a$, получим, очевидно, решение, отвечающее наличию цветной черенковской радуги, образованной черенковским излучением на углы

$$\cos \theta^* = \frac{1}{v\sqrt{\epsilon^{(d)} + 2\epsilon^{(o)}}}, \quad \cos \theta^{**} = \frac{1}{v\sqrt{\epsilon^{(d)} - \epsilon^{(o)}}}. \quad (100)$$

В пределе $\epsilon^{(o)} \ll \epsilon^{(d)}$ решение (99) переходит в стандартное решение (67), (68).

Для учёта нелинейных вкладов в уравнениях Янга–Миллса в среде необходимо использовать соответствующее обобщение (95). С целью демонстрации практической возможности такого подхода в работе [206] описана процедура модельного вычисления нелинейных вкладов в черенковское излучение глюонов, правда, при некоторых упрощенных (и нереалистических) предположениях для цветной структуры хромопроницаемости. Было показано, что в рассмотренном случае в решениях появляются вклады

$$\propto \frac{\Gamma_t \sqrt{x}}{[(x - x_0)^2 + (\Gamma_t)^2/4]^{5/4}}$$

и

$$\propto \frac{\Gamma_t}{\sqrt{x} [(x - x_0)^2 + (\Gamma_t)^2/4]^{3/4}},$$

которые соответствуют цветной радуге и отличаются (несмотря на определённое сходство) от решения в низшем порядке (78).

4.6. Гидродинамика (термодинамические и механические свойства кварк-глюонной плазмы)

Описанные выше хромодинамические свойства КГП — это её средние характеристики, измеряемые пробным партоном. Следовательно, они являются более устойчивыми, чем термодинамические и механические характеристики, изменяющиеся в ходе эволюции кварк-глюонной среды. Для изучения последних требуется информация о пространственно-временной картине. Вычисления на решётке и идеи относительно КЦС, глазмы, КГП дают некоторые указания относительно перехода от состояния конфайнмента к свободным кваркам и глюонам. Неупругие соударения могут привести к термализации среды. Впоследствии она расширится, и для описания этой фазы эволюции можно применять гидродинамику. Это описано во многих обзорах [109, 110], ниже мы приведём только краткую сводку результатов.

Среда характеризуется шестью независимыми переменными. Это плотность энергии e , давление p , барионное число n_B и три компоненты вектора скорости u_μ . Тензор энергии-импульса и ток барионного заряда имеют вид

$$\begin{aligned} T^{\mu\nu}(x) &= (e(x) + p(x)) u^\mu(x) u^\nu(x) - p(x) g^{\mu\nu}, \\ j_B^\mu(x) &= n_B(x) u^\mu(x). \end{aligned} \quad (101)$$

Эволюция этих переменных описывается шестью уравнениями гидродинамики: пятью нелинейными интегродифференциальными уравнениями в частных производных, полученными из локальных законов сохранения энергии, импульса и барионного заряда:

$$\partial_\mu T^{\mu\nu}(x) = 0 \quad (\nu = 0, \dots, 3), \quad \partial_\mu j_B^\mu(x) = 0, \quad (102)$$

и уравнением состояния, связывающим p , e и n_B . Последнее обычно выбирается в виде, по возможности близком к результатам КХД на решётке, путём нормировки на состояния, лежащие ниже и выше критической температуры (т.е. адронов и кварк-глюонной среды). Это довольно произвольный элемент всего подхода. Кроме того, для решения нелинейных уравнений в размерности $3+1$ требуется определение начальных условий. Эти решения могут быть найдены лишь численно при использовании нескольких внешних параметров. Как уже упоминалось со ссылками на [125, 176–184], именно в этом заключается причина наличия нескольких противоречащих друг другу результатов. Подходы КЦС и глазмы позволяют сделать некоторые догадки относительно начальных условий для эволюции термализованной КГП. Вместе с тем, эволюция глазмы в термализованную КГП пока ещё не понята.

Для фиксации начальных условий и алгоритма фризаута, описывающего переход от гидродинамических характеристик к адронной стадии, необходимы как минимум четыре параметра: начальное время τ_{eq} , плотность энергии (или энтропии) s_{eq} , плотность барионного заряда $n_{B,eq}$ и температура фризаута (или плотность энергии, отвечающая декаплингу) e_{dec} . Параметры фиксируются путём сравнения теоретических результатов с экспериментальными данными. Схематически соответствие между этими параметрами и экспериментальными характеристиками может быть представлено следующим образом: $dN/dp_T - T - e_{dec}$, $dN/dy - (\tau s)_{eq}$, $p/\pi - n_{B,eq}/s_{eq}$, $(dN/dp_T)_p/(dN/dp_T)_\pi - \tau_{eq}$. Кроме того,

по геометрии области перекрытия для двух соударяющихся ядер можно определить исходные профили плотности, а также сделать предположения относительно профилей начальных продольного и поперечного потоков и прескрипции для процесса конечной адронизации.

Из решений уравнений гидродинамики получают спектры по поперечным импульсам для различных сортов частиц, радиального и эллиптического потоков, геометрии области взаимодействия (по корреляциям Бозе–Эйнштейна и интерферометрии ХБТ). Их сравнение с экспериментальными данными позволяет определить основные термодинамические, статистические и механические свойства кварк-глюонной среды. Схематическая группировка их значений при энергии 200 ГэВ выглядит следующим образом: $T_{\text{eq}} \approx 360$ МэВ, $T_{\text{cr}} \approx 170$ МэВ; $T_{\text{dec}} \approx 120$ МэВ, $\tau_{\text{therm}} = \tau_{\text{eq}} \approx 0,6 < 1$ фм; $\tau_{\text{dec}} \approx 7$ фм, $e_{\text{th}} \approx 25$ ГэВ фм⁻³, $e_{\text{cr}} \approx 1$ ГэВ фм⁻³, $e_{\text{dec}} \approx 0,075$ ГэВ фм⁻³, $s_{\text{eq}} \approx 110$ фм⁻³, $\eta/s \approx 0,1$ ($1/4\pi$ в AdS/CFT), $n_b < 0,5$ фм⁻³. Эти значения указывают на быструю термализацию, высокую начальную среднюю плотность энергии и достаточно долгое время жизни кварк-глюонной плазмы до адронизации при достаточно малых плотности энергии и температуре, предсказанных в КХД на решётке. Полная термализация за время, меньшее 1 ферми, необходима для измерения величины эллиптического потока и её зависимости от центральности, которые очень чувствительны к любым отклонениям от локального термодинамического равновесия для частиц с малыми p_T . Коллективные возбуждения, резонансы и неупругие взаимодействия поддерживают систему в состоянии теплового равновесия. Хорошее согласие данных с идеальной динамикой жидкости указывает на очень малую вязкость КГП. Другие коэффициенты переноса (сдвиговой, диффузии, теплопроводности) не играют существенной роли на характерном для рассеяния микроскопическом масштабе, который гораздо меньше макроскопического масштаба, связанного с расширением среды. За поведение, аналогичное поведению идеальной жидкости, должны быть ответственны сильные непертурбативные взаимодействия. Отсюда происходит термин "сильновзаимодействующая кварк-глюонная плазма" (СКГП). В СКГП могут, например, существовать кластеры [213] или цветные связанные состояния массивных квазичастиц [214] с тяжёлыми кварками. Может стать важным резонансное рассеяние на конституэнтах кварк-глюонной среды [215]. Всё это привело бы к появлению коллективного отклика на обсуждаемых масштабах, высокому давлению, большому значению хромопроницаемости и дальнедействующим корреляциям, необходимым, в частности, для объяснения увеличения рождения странных партонов за счёт нелокальных процессов. Большое "время жизни" является аргументом в пользу приближённого рассмотрения энергетических потерь в "бесконечной" среде.

Гидродинамика сейчас является активно развивающейся областью. В этом подходе были описаны основные характеристики частиц с малыми p_T . Вместе с тем, приходится учитывать множество факторов, таких как термодинамика, модели коллективных потоков, процесс адронизации, распады резонансов, химический состав, геометрия соударения, и т.д. Однако полностью последовательного гидродинамического описания пока построить не удалось. Иногда появляются противоречивые утверждения, например, об энергетической (от SPS

до RHIC) зависимости эллиптического потока от быстроты и центральности, его абсолютной величине, зависимости от поперечного импульса различных радиусов, получаемых в ХБТ-анализе, адрохимическом составе для некоторых частиц (например, отношении \bar{p}/π) и т.д. Можно надеяться, что эти противоречия будут в ближайшее время разрешены с помощью того же набора подгоночных параметров. Это позволит достичь более глубокого понимания коллективных термодинамических и механических свойств материи и её эволюции.

5. Некоторые новые возможности на Большом адронном коллайдере

Уже первые эксперименты по pp-взаимодействиям на LHC при энергии 2,36 и 7 ТэВ показали, что даже наиболее общие характеристики, такие как инклюзивные распределения по псевдобыстроте в центральной области ($|\Delta\eta| < 2,4$ для CMS (Compact Muon Solenoid) и $|\Delta\eta| < 1$ для ALICE (A Large Ion Collider Experiment)), недостаточно хорошо описываются теоретическими предсказаниями. Хотя качественное описание данных достигается, ни одна из четырёх использованных МК-схем не даёт количественного описания данных. Несомненно, много сюрпризов ожидают нас при изучении корреляций¹⁶, особенно в экспериментах с тяжёлыми ионами. Энергии LHC открывают новые возможности для изучения тем, затронутых в обзоре. Глюон-глюонные процессы будут доминировать. Длина формирования при излучении глюонов (а также фотонов) будет возрастать с увеличением энергии. Тем самым партоны с высокими энергиями будут чувствовать конечный размер области взаимодействия. Предсказывается, что излучаемые глюоны и фотоны станут жёстче за счёт осцилляций волновой функции на световом конусе [86, 216]. Излучение тяжёлых кварков должно возрасти по отношению к излучению лёгких кварков за счёт эффектов конечного размера. В целом, относительная роль эффектов поверхности, роли больших начальных виртуальностей рождённых партонов с большими p_T , эффекта мёртвого конуса в излучении тяжёлых кварков будут прояснены. Должны стать сильнее когерентные взаимодействия в конечном состоянии.

Меньшие значения хромопроницаемости для очень высокоэнергичных партонов, обсуждавшиеся выше, указывают на их более слабую связь и меньшую плотность партонов в среде на LHC по сравнению с таковыми на RHIC. Поэтому в экспериментах на LHC повысится роль флуктуаций, вызванных неустойчивостями в такой среде, [217].

Для AA-соударений важны как триггерные, так и нетриггерные эксперименты. Следуя подходу RHIC в триггерных экспериментах, на большие углы будут рождаться партоны (струи) с гораздо большими энергиями. Соответственно, это позволит изучать гашение струй, хребет и двугорбые события в более широких интервалах энергий. В частности, при изучении поведения горбов в более широких интервалах энергий может быть установлена зависимость хромопроницаемости от

¹⁶ CMS коллаборация сообщила [218] о наблюдении (!) хребта с узким распределением по относительным азимутальным углам и широким распределением по разности псевдобыстрот в pp-соударениях при энергии 7 ТэВ.

энергии. Сдвиг пиков за счёт эффекта кильватерного следа в полусредних столкновениях и лоренц-преобразования тензора хромопроницаемости в широком интервале энергий также представляют особый интерес.

В нетриггерных экспериментах особенно важным будет изучение отклика кварк-глюонной среды на партон, движущийся с очень большой скоростью. Наблюдение событий, похожих на события в космических лучах, было бы очень поучительно. Эффекты конечных размеров будут особенно важны для распространяющихся вперёд партонов с большими x .

Может оказаться полезным поиск передних подструй с фиксированной массой (из-за переходного излучения — уравнение (86)) или фиксированным поперечным импульсом (из-за черенковских глюонов с большими энергиями — уравнение (91)).

Эффекты, связанные с черенковскими глюонами, можно использовать для изучения широкой области в плоскости (x, Q^2) , доступной на ЛНС. Различными значениями партонной плотности можно будет поставить в соответствие различные подобласти на этой плоскости.

Нелинейные эффекты, описанные в разделе 4.5, могут стать более выраженными. Однако отделение главного эффекта от явлений, связанных с возможным влиянием дисперсионной зависимости хромопроницаемости, будет сильно затруднено.

Можно представить себе и более экзотические эксперименты. Можно, например, регистрировать одиночный электрон (позитрон), рождённый в процессе слияния кварк-антикварковой пары, обратном изучаемому на e^+e^- -коллайдерах. Можно будет измерить диэлектрическую проницаемость и сравнить формулы (63), (66) с данными. Несмотря на то что сечение очень мало, оно может быть измерено в режиме высокой светимости на ЛНС.

6. Заключение

Эксперименты на SPS и, в особенности, многочисленные и детальные эксперименты по изучению столкновений тяжёлых ионов на RHIC снабдили нас бесценной информацией о совершенно новой области — свойствах кварк-глюонной среды. Эти эксперименты показали, что столкновения AA нельзя рассматривать как аддитивную суперпозицию pp-столкновений. В динамике тяжёлых ионов необходимо учитывать коллективные свойства среды. Это ясно следует из наличия анизотропных потоков, гашения струй, таких специального вида корреляций, как хребет и двугорбые события и т.д.

Теоретическое понимание эволюции среды потребовало полномасштабного привлечения КХД для обсуждения таких явлений, как КЦС, глазма, термализация, КГП, адронизация. Специальные конфигурации полей в глазме и следствия деконфайнмента на стадии КГП нуждаются в дальнейших исследованиях. Добавим, что экспериментальные результаты привлекли внимание к методам, которые широко используются в физике конденсированного состояния. В этих терминах описывается модификация энергетических потерь партонов в веществе вследствие эффектов длины формирования и коллективного отклика среды (хромопроницаемость) в результате её поляризации. Для описания коллективного поведения этой среды широко применялась гидродинамика.

Как экспериментальный, так и теоретический прогресс в этой области являются чрезвычайно плодотворными и многообещающими. Несомненно, ещё более интересные результаты будут получены в дальнейших исследованиях на RHIC. Захватывающие перспективы открываются с вторжением ЛНС в новую область энергий.

Благодарности. Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00741; 08-02-91000-ЦЕРН и программой РАН-ЦЕРН.

Список литературы

- Iancu E, Venugopalan R, in *Quark-Gluon Plasma* (Eds R C Hwa, X-N Wang) (Singapore: World Scientific, 2004) p. 249; hep-ph/0303204
- Venugopalan R, hep-ph/0412396
- Леонидов А В *УФН* **175** 345 (2005) [Leonidov A V *Phys. Usp.* **48** 323 (2005)]
- Gelis F et al. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* (2010), submitted; arXiv:1002.0333
- McLerran L, hep-ph/0311028
- McLerran L, Venugopalan R *Phys. Rev. D* **49** 2233 (1994)
- McLerran L, Venugopalan R *Phys. Rev. D* **49** 3352 (1994)
- McLerran L, Venugopalan R *Phys. Rev. D* **50** 2225 (1994)
- Jeon S, Venugopalan R *Phys. Rev. D* **70** 105012 (2004)
- Lappi T *Eur. Phys. J. C* **55** 285 (2008)
- Kovner A, McLerran L, Weigert H *Phys. Rev. D* **52** 6231 (1995)
- Fries R J, Kapusta J I, Li Y, nucl-th/0604054
- Lappi T, McLerran L *Nucl. Phys. A* **772** 200 (2006)
- Lappi T *Phys. Lett. B* **643** 11 (2006)
- Venugopalan R, hep-ph/0412396
- Matinyan S G, Müller B, Rischke D H *Phys. Rev. C* **57** 1927 (1998)
- Fukushima K, Gelis F, McLerran L *Nucl. Phys. A* **786** 107 (2007)
- Mueller A H, Son D T *Phys. Lett. B* **582** 279 (2004)
- Romatschke P, Venugopalan R *Phys. Rev. Lett.* **96** 062302 (2006)
- Romatschke P, Venugopalan R *Phys. Rev. D* **74** 045011 (2006)
- Fujii H, Itakura K *Nucl. Phys. A* **809** 88 (2008)
- Mrówczyński S *Phys. Lett. B* **214** 587 (1988)
- Mrówczyński S *Phys. Lett. B* **314** 118 (1993)
- Arnold P, Lenaghan J, Moore G D *JHEP* (08) 002 (2003)
- Baier R et al. *Phys. Lett. B* **502** 51 (2001)
- Arnold P, Moore G D *Phys. Rev. D* **73** 025006 (2006)
- Mueller A H, Shoshi A I, Wong S M H *Nucl. Phys. B* **760** 145 (2007)
- Khachatryan V *Nucl. Phys. A* **810** 109 (2008)
- Jalilian-Marian J, Kovner A, Leonidov A, Weigert H *Phys. Rev. D* **59** 034007 (1999)
- Iancu E, Leonidov A, McLerran L *Nucl. Phys. A* **692** 583 (2001)
- Ferreiro E, Iancu E, Leonidov A, McLerran L *Nucl. Phys. A* **703** 489 (2002)
- Weigert H *Nucl. Phys. A* **703** 823 (2002)
- Balitsky I *Nucl. Phys. B* **463** 99 (1996)
- Kovchegov Yu V *Phys. Rev. D* **61** 074018 (2000)
- Gelis F, Lappi T, Venugopalan R *Phys. Rev. D* **78** 054019 (2008)
- Gelis F, Lappi T, Venugopalan R *Phys. Rev. D* **78** 054020 (2008)
- Gelis F, Lappi T, Venugopalan R *Phys. Rev. D* **79** 094017 (2009)
- d'Enterria D, arXiv:0902.2011
- Baier R, Schiff D, Zakharov B G *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **50** 37 (2000)
- Kovner A, Wiedemann U A, in *Quark-Gluon Plasma* (Eds R C Hwa, X-M Wang) (Singapore: World Scientific, 2004) p.192
- Gyulassy M, Vitev I, Wang X-N, Zhang B-W, in *Quark-Gluon Plasma* (Eds R C Hwa, X-N Wang) (Singapore: World Scientific, 2004) p.123
- Zakharov B G *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **146** 151 (2005); hep-ph/0412117
- Casalderrey-Solana J, Salgado C A *Acta Phys. Polon. B* **38** 3731 (2007)
- Wiedemann U A, arXiv:0908.2306
- Majumder A, Van Leeuwen M, arXiv:1002.2206
- Грибов В Н, Липатов Л Н *ЯФ* **15** 675 (1972) [Gribov V N, Lipatov L N *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** 438 (1972)]

47. Altarelli G, Parisi G *Nucl. Phys. B* **126** 298 (1977)
48. Докшицер Ю Л *ЖЭТФ* **73** 1216 (1977) [Dokshitzer Yu L *Sov. Phys. JETP* **46** 641 (1977)]
49. Бельский С З *Лавинные процессы в космических лучах* (М.: ГИТТЛ, 1948)
50. Дремин И М *Письма в ЖЭТФ* **31** 201 (1980) [Dremin I M *JETP Lett.* **31** 185 (1980)]
51. Дремин И М *УФН* **131** 715 (1980) [Dremin I M *Sov. Phys. Usp.* **23** 515 (1980)]
52. Дремин И М, Леонидов А В *ЯФ* **35** 288 (1982) [Dremin I M, Leonidov A V *Sov. J. Nucl. Phys.* **35** 247 (1982)]
53. Дремин И М, Леонидов А В *УФН* **165** 759 (1995) [Dremin I M, Leonidov A V *Phys. Usp.* **38** 723 (1995)]
54. Леонидов А В, Островский Д М *ЯФ* **60** 119 (1997) [Leonidov A V, Ostrovsky D M *Phys. Atom. Nucl.* **60** 110 (1997)]
55. Леонидов А В, Островский Д М *ЯФ* **62** 750 (1999) [Leonidov A V, Ostrovsky D M *Phys. Atom. Nucl.* **62** 701 (1999)]
56. Zakharov B G *Письма в ЖЭТФ* **86** 509 (2007) [*JETP Lett.* **86** 444 (2007)]
57. Baier R et al. *Phys. Lett. B* **345** 277 (1995)
58. Baier R et al. *Nucl. Phys. B* **483** 291 (1997)
59. Baier R et al. *Nucl. Phys. B* **484** 265 (1997)
60. Baier R et al. *Phys. Rev. C* **58** 1706 (1998)
61. Gyulassy M, Lévai P, Vitev I *Nucl. Phys. B* **571** 197 (2000)
62. Gyulassy M, Levai P, Vitev I *Phys. Rev. Lett.* **85** 5535 (2000)
63. Gyulassy M, Levai P, Vitev I *Nucl. Phys. B* **594** 371 (2001)
64. Gyulassy M, Levai P, Vitev I *Phys. Lett. B* **538** 282 (2002)
65. Djordjevic M, Gyulassy M *Nucl. Phys. A* **733** 265 (2004)
66. Djordjevic M, Gyulassy M, Wicks S *Phys. Rev. Lett.* **94** 112301 (2005)
67. Wiedemann U A *Nucl. Phys. B* **588** 303 (2000)
68. Wiedemann U A *Nucl. Phys. B* **582** 409 (2000)
69. Wiedemann U A *Nucl. Phys. A* **690** 731 (2001)
70. Salgado C A, Wiedemann U A *Phys. Rev. D* **68** 014008 (2003)
71. Armesto N, Salgado C A, Wiedemann U A *Phys. Rev. D* **69** 114003 (2004)
72. Zakharov B G *Письма в ЖЭТФ* **63** 906 (1996) [*JETP Lett.* **63** 952 (1996)]
73. Zakharov B G *Письма в ЖЭТФ* **65** 585 (1997) [*JETP Lett.* **65** 615 (1997)]
74. Zakharov B G *ЯФ* **61** 924 (1998) [*Phys. Atom. Nucl.* **61** 838 (1998)]
75. Zakharov B G *Письма в ЖЭТФ* **70** 181 (1999) [*JETP Lett.* **70** 176 (1999)]
76. Guo X, Wang X-N *Phys. Rev. Lett.* **85** 3591 (2000)
77. Majumder A, Müller B *Phys. Rev. C* **77** 054903 (2008)
78. Arnold P, Moore G D, Yaffe L G *JHEP* (11) 057 (2001)
79. Arnold P, Moore G D, Yaffe L G *JHEP* (12) 009 (2001)
80. Arnold P, Moore G D, Yaffe L G *JHEP* (06) 030 (2002)
81. Turbide S et al. *Phys. Rev. C* **72** 014906 (2005)
82. Qin G-Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 072301 (2008)
83. Kämpfer B, Pavlenko O P *Phys. Lett. B* **477** 171 (2000)
84. Захаров Б Г *ЯФ* **46** 148 (1987) [Zakharov B G *Sov. J. Nucl. Phys.* **46** 92 (1987)]
85. Пенье С, Смилга А В *УФН* **179** 697 (2009) [Peigné S, Smilga A V *Phys. Usp.* **52** 659 (2009)]
86. Zakharov B G *Письма в ЖЭТФ* **80** 3 (2004) [*JETP Lett.* **80** 1 (2004)]
87. Armesto N et al. *JHEP* (02) 048 (2008)
88. Wang X-N, Huang Z, Sarcevic I *Phys. Rev. Lett.* **77** 231 (1996)
89. Sjöstrand T, Mrenna S, Skands P *JHEP* (05) 026 (2006)
90. Marchesini G et al. *Comput. Phys. Commun.* **67** 465 (1992)
91. Corcella G et al. *JHEP* (01) 010 (2001)
92. Corcella G et al., hep-ph/0210213
93. Lokhtin I P, Snigirev A M *Eur. Phys. J. C* **45** 211 (2006)
94. Zapp K et al. *Eur. Phys. J. C* **60** 617 (2009)
95. Armesto N, Cunqueiro L, Salgado C A *Eur. Phys. J. C* **63** 679 (2009)
96. Armesto N et al. *JHEP* (11) 122 (2009)
97. Leonidov A, Nechitailo V, arXiv:1006.0366
98. Bergmann G *Phys. Rep.* **107** 1 (1984)
99. Chakravarty S, Schmid A *Phys. Rep.* **140** 193 (1986)
100. Selikhov A V, Gyulassy M *Phys. Lett. B* **316** 373 (1993)
101. Selikhov A V, Gyulassy M *Phys. Rev. C* **49** 1726 (1994)
102. Zapp K, Stachel J, Wiedemann U A *Phys. Rev. Lett.* **103** 152302 (2009)
103. Zapp K, Stachel J, Wiedemann U A *Nucl. Phys. A* **830** 171c (2009)
104. Wang X-N, Guo X *Nucl. Phys. A* **696** 788 (2001)
105. Borghini N, Wiedemann U A, hep-ph/0506218
106. Lokhtin I P et al. *Comput. Phys. Commun.* **180** 779 (2009)
107. Dremin I M, Shadrin O S *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **32** 963 (2006)
108. Armesto N, Pajares C, Quiroga-Arias P *Eur. Phys. J. C* **61** 779 (2009)
109. Shuryak E *Prog. Part. Nucl. Phys.* **62** 48 (2009)
110. Heinz U, hep-ph/0407360; CERN-2004-001
111. Dremin I M *Eur. Phys. J. C* **56** 81 (2008)
112. Djongolov M K, Pisov S, Rizov V *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **30** 425 (2004)
113. Jackson J D *Classical Electrodynamics* (New York: Wiley, 1998) Fig. 7.9 [Джексон Дж *Классическая электродинамика* (М.: Мир, 1965)]
114. Feynman R P, Leighton R B, Sands M *The Feynman Lectures on Physics* Vol. 1 (Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1963) Ch. 31 [Фейнман Р, Лейтон Р, Сэндс М *Фейнмановские лекции по физике* Т. 1 (М.: Мир, 1967)]
115. Калашников О К, Климов В В *ЯФ* **31** 1357 (1980) [Kalashnikov O K, Klimov V V *Sov. J. Nucl. Phys.* **31** 699 (1980)]
116. Климов В В *ЯФ* **33** 1734 (1981) [Klimov V V *Sov. J. Nucl. Phys.* **33** 934 (1981)]
117. Климов В В *ЖЭТФ* **82** 336 (1982) [Klimov V V *Sov. Phys. JETP* **55** 199 (1982)]
118. Weldon H A *Phys. Rev. D* **26** 1394 (1982)
119. Blaizot J-P, Iancu E *Phys. Rep.* **359** 355 (2002)
120. Rebhan A, Romantschke P, Strickland M *Phys. Rev. Lett.* **94** 102303 (2005)
121. Rebhan A, Romantschke P, Strickland M *JHEP* (09) 041 (2005)
122. Arnold P, Moore G D, Yaffe L G *Phys. Rev. D* **72** 054003 (2005)
123. Qin G-Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 152303 (2009)
124. Koch V, Majumder A, Wang X-N *Phys. Rev. Lett.* **96** 172302 (2006)
125. Ruppert J J. *Phys. Conf. Ser.* **27** 217 (2005)
126. Zakharov B G *Письма в ЖЭТФ* **76** 236 (2002) [*JETP Lett.* **76** 201 (2002)]
127. Casalderrey-Solana J, Fernandez D, Mateos D, arXiv:0912.3717
128. Djordjevic M, Gyulassy M *Phys. Rev. C* **68** 034914 (2003)
129. Djordjevic M, Gyulassy M *Phys. Lett. B* **560** 37 (2003)
130. Djordjevic M *Phys. Rev. C* **73** 044912 (2006)
131. Goldberger M L, Watson K M *Collision Theory* (New York: Wiley, 1964) Ch. 11, sect. 3, sect. 4
132. Scadron M D *Advanced Quantum Theory and Its Applications Through Feynman Diagrams* (New York: Springer-Verlag, 1979) p. 326
133. Дремин И М *Письма в ЖЭТФ* **30** 152 (1979) [Dremin I M *JETP Lett.* **30** 140 (1979)]
134. Дремин И М *ЯФ* **33** 1357 (1981) [Dremin I M *Sov. J. Nucl. Phys.* **33** 726 (1981)]
135. Болотковский Б М, Столяров С Н *УФН* **114** 569 (1974) [Bolo-tovskii B M, Stolyarov S N *Sov. Phys. Usp.* **17** 875 (1975)]
136. Alfimov M, arXiv:1004.0286
137. Апанасенко А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **30** 157 (1979) [Apanasenko A V et al. *JETP Lett.* **30** 145 (1979)]
138. Кузелев М В, Рухадзе А А *Методы теории волн в средах с дисперсией* (М.: Физматлит, 2007); Kuzelev M V, Rukhadze A A *Methods of Wave Theory in Dispersive Media* (Singapore: World Scientific, 2010)
139. Тамм И Е, Франк И М *ДАН СССР* **14** 107 (1937) [Tamm I E, Frank I M *S.R. Acad. Sci. USSR* **14** 107 (1937)]; Тамм И Е, Франк И М *УФН* **93** 388 (1967)]
140. Grichine V M *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **482** 629 (2002)
141. Dremin I M, Kirakosyan M R, Leonidov A V, Vinogradov A V *Nucl. Phys. A* **826** 190 (2009)
142. Dremin I M *Mod. Phys. Lett. A* **25** 591 (2010)
143. Thoma M H, Gyulassy M *Nucl. Phys. B* **351** 491 (1991)
144. Arata N *Nuovo Cimento A* **43** 455 (1978)
145. Алексеева К И и др. *Изв. АН СССР Сер. физ.* **26** 572 (1962)
146. Alekseeva K I et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **17** (A-III) 409 (1962)
147. Масленникова Н В и др. *Изв. АН СССР Сер. физ.* **36** 1696 (1972)
148. Дремин И М и др. *ЯФ* **52** 840 (1990) [Dremin I M et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **52** 536 (1990)]
149. Adamovich M I et al. *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **19** 2035 (1993)

150. Adamovich M I et al. *Eur. Phys. J. A* **5** 429 (1999)
151. Gogiberidze G L, Gelovani L K, Sarkisyan E K *Phys. Lett. B* **430** 368 (1998)
152. Gogiberidze G L, Gelovani L K, Sarkisyan E K *Phys. Lett. B* **471** 257 (1999)
153. Гогиберидзе Г Л, Геловани Л К, Саркисян Е К *ЯФ* **64** 147 (2001) [Gogiberidze G L, Gelovani L K, Sarkisyan E K *Phys. Atom Nucl.* **64** 143 (2001)]
154. Dremmin I M et al. *Phys. Lett. B* **499** 97 (2001)
155. Vokál S et al. *ЯФ* **71** 1423 (2008) [*Phys. Atom. Nucl.* **71** 1395 (2008)]
156. Ghosh D et al. *Can. J. Phys.* **86** 919 (2008)
157. Ghosh D et al. *Ind. J. Phys.* **82** 1339 (2008)
158. Wang F (STAR Collab.) *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **30** S1299 (2004)
159. Wang F (STAR Collab.) *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **34** S337 (2007)
160. Adams J et al. (STAR Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **95** 152301 (2005)
161. Adler S S et al. (PHENIX Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **97** 052301 (2006)
162. Adare A et al. (PHENIX Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 232301 (2008)
163. Adare A et al. (PHENIX Collab.) *Phys. Rev. C* **77** 011901(R) (2008)
164. Adare A et al. (PHENIX Collab.) *Phys. Rev. C* **78** 014901 (2008)
165. Ulery J G (STAR Collab.) *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **35** 104032 (2008)
166. Ulery J G (STAR Collab.) *Int. J. Mod. Phys. E* **16** 3123 (2008); arXiv:0709.1633; arXiv:0801.4904
167. Pruneau C A *Phys. Rev. C* **79** 044907 (2009)
168. Jiangyong J J. *Phys. G Nucl. Part. Phys.* **35** 104033 (2008)
169. Jelley J V *Cherenkov Radiation and Its Applications* (New York: Pergamon Press, 1958) p. 13
170. Aggarwal M M et al. (STAR Collab), arXiv:1004.2377
171. Holzmann W G (PHENIX Collab.) *Nucl. Phys. A* **830** 781c (2009)
172. Ajitanand N N (PHENIX Collab.) *Nucl. Phys. A* **783** 519 (2007)
173. Abelev B I et al. (STAR Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **102** 052302 (2009); arXiv:0912.3977
174. Armesto N et al. *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **35** 054001 (2008)
175. Vitev I *Phys. Lett. B* **630** 78 (2005)
176. Stöcker H *Nucl. Phys. A* **750** 121 (2005)
177. Casalderrey-Solana J, Shuryak E V, Teaney D J. *Phys. Conf. Ser.* **27** 22 (2005)
178. Ruppert J, Müllner B *Phys. Lett. B* **618** 123 (2005)
179. Gubser S S, Pufu S S, Yarom A *JHEP* (09) 108 (2007)
180. Chesler P M, Yaffe L G *Phys. Rev. Lett.* **99** 152001 (2007)
181. Takahashi J et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 242301 (2009)
182. Andrade B P G et al., arXiv:0912.0703
183. Hama Y et al., arXiv:0911.0811
184. Betz B et al. *Phys. Rev. C* **79** 034902 (2009)
185. Shuryak E J. *Phys. G Nucl. Part. Phys.* **35** 104044 (2008)
186. Polosa A D, Salgado C A *Phys. Rev. C* **75** 041901(R) (2007)
187. Voloshin S A *Nucl. Phys. A* **749** 287 (2005)
188. Chiu C B, Hwa R C *Phys. Rev. C* **74** 064909 (2006)
189. Dremmin I M et al. *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **35** 095106 (2008)
190. Азаркин М, Дипломная работа (М.: МИФИ, 2010)
191. Dremmin I M, Nechitailo V A *Int. J. Mod. Phys. A* **24** 1221 (2009)
192. Araldi R et al. (NA60 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **96** 162302 (2006)
193. Trnka D et al. (CBELSA/TAPS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **94** 192303 (2005)
194. Naruki M et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 092301 (2006)
195. Muto R et al. (KEK-PS E325 Collab) *Phys. Rev. Lett.* **98** 042501 (2007)
196. Kozlov A (PHENIX Collab.) *Eur. Phys. J. A* **31** 836 (2007)
197. Kotulla M (CBELSA/TAPS Collab.) *AIP Conf. Proc.* **870** 506 (2006)
198. Dremmin I M et al. *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **35** 095106 (2008)
199. Dremmin I M *Int. J. Mod. Phys. A* **22** 3087 (2007)
200. Рязанов М И *Электродинамика конденсированного вещества* (М.: Наука, 1984) с. 210–215
201. Chakraborty P, Mustafa M G, Thoma M H *Phys. Rev. D* **74** 094002 (2006)
202. Chakraborty P et al. *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **34** 2141 (2007)
203. Ginzburg V L, Frank I M *J. Phys. USSR* **9** 353 (1945); Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **16** 15 (1946)
204. Dremmin I M, arXiv:1003.2145
205. Kirakosyan M R, Leonidov A V, arXiv:0810.5442
206. Тамм И Е *J. Phys. USSR* **1** 439 (1939); Тамм И Е *Собрание научных трудов* Т. 1 (М.: Наука, 1975) с. 77
207. Dremmin I M *ЯФ* **73** 684 (2010) [*Phys. Atom. Nucl.* **73** 657 (2010)]
208. Рухадзе А А и др. *ЖЭТФ* **62** 669 (1962)
209. Тер-Микаелян М Л *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях* (Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969) [Ter-Mikaelian M L *High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media* (New York: Wiley-Intersci., 1972)]
210. Александров А Ф, Рухадзе А А *Лекции по электродинамике плазмоподобных сред; Неравновесные среды* (М.: Физический факультет МГУ, 2002) с. 112
211. Силин В П, Рухадзе А А *Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред* (М.: Госатомиздат, 1961) с. 173
212. Гинзбург В Л *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Наука, 1967) [Ginzburg V L *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* (Oxford: Pergamon Press, 1970)]
213. Yukalov V I, Yukalova E P *Physica A* **243** 382 (1997)
214. Shuryak E V, Zahed I *Phys. Rev. D* **70** 054507 (2004)
215. Rapp R et al. *Nucl. Phys. A* **830** 861c (2009)
216. Aurenche P, Zakharov B G *Письма в ЖЭТФ* **90** 259 (2009) [*JETP Lett.* **90** 237 (2009)]
217. Mrówczyński S *Acta Phys. Polon.* **B39** 1665 (2008); arXiv:0804.0275
218. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *JHEP* (09) 091 (2010)

The quark – gluon medium

I.M. Dremmin, A.V. Leonidov

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 783-37 19*

E-mail: dremmin@lpi.ru, leonidov@lpi.ru

The properties of the quark-gluon medium observed in high energy nucleus-nucleus collisions are discussed. The main experimental facts about these collisions are briefly described and compared with data about proton-proton collisions. Both microscopic and macroscopic approaches to their description are reviewed. The chromodynamics of the quark-gluon medium at high energies is mainly considered. The energy loss of partons moving in this medium is treated. The principal conclusion is that the medium possesses some collective properties which are crucial for understanding the experimental observations.

PACS numbers: 12.38.Mh, **24.85.+p**, 41.60.Bq

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201011c.1167

Bibliography — 218 references

Received 16 June 2010

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **180** (11) 1167–1196 (2010)

Physics – Uspekhi **53** (11) (2010)