

# МОДИФИКАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ СО СРЕДОЙ МЕЧЕННЫХ ФОТОНАМИ СТРУЙ В АА-СОУДАРЕНИЯХ

Б. Г. Захаров\*

Center for Interdisciplinary Studies in Physics and Related Areas,  
Guizhou University of Finance and Economics  
550025, Guiyang, China

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 13 июня 2017 г.

Изучается модификация меченых фотонами струй в АА-соударениях в рамках модели гашения струй, основанной на подходе интеграла по путям на световом конусе к индуцированному излучению глюонов. Расчеты проводятся для бегущей константы связи. Столкновительные потери энергии трактуются как возмущение к радиационному механизму. Получено разумное согласие с недавними данными коллаборации STAR по ядерному фактору модификации  $I_{AA}$  в центральной области быстрот для соударений Au+Au при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ для параметризации бегущей  $\alpha_s$ , совпадающей с полученной из условия согласия с данными по подавлению спектров частиц с большими  $p_T$ .

DOI: 10.7868/S0044451017120112

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Результаты экспериментов на RHIC и LHC по столкновениям тяжелых ионов убедительно свидетельствуют о рождении КХД-материи в фазе кварк-глюонной плазмы (КГП). Одним из главных сигналов формирования КГП в АА-столкновениях является открытие на RHIC и LHC очень сильного подавления рождения адронов с большими  $p_T$ . Принято считать, что это подавление является следствием модификации струй (гашения струй) за счет взаимодействия в конечном состоянии с КГП, рожденной на начальном этапе АА-столкновений. Гашение струй вызывается радиационными [1–6] и столкновительными [7] энергетическими потерями быстрых партонов в КГП. Имеющиеся данные RHIC и LHC по фактору ядерной модификации  $R_{AA}$ , характеризующему подавление спектров частиц при больших  $p_T$ , могут быть разумно описаны радиационными и столкновительными энергетическими потерями партонов в КГП с доминирующим вкладом от радиационного механизма за счет индуцированного излучения глюонов. Последовательный анализ явления гашения струй требует понимания множествен-

ного излучения глюонов. Имеющиеся подходы к индуцированному глюонному излучению [1–3, 5, 6] имеют дело с излучением одного глюона. В подходе интеграла по путям на световом конусе (light-cone path integral, LCPI) [2, 3] на одноглюонном уровне спектр излучения глюона кварком может быть выражен через запаздывающую функцию Грина двумерного уравнения Шредингера, в котором роль времени играет продольная координата (по направлению импульса начального кварка), а мнимый потенциал пропорционален сечению взаимодействия трех-частичной системы  $q\bar{q}g$  с конститuentом среды.

Диаграммная техника, разработанная ранее [2, 3], позволяет выйти за пределы одноглюонного уровня. Однако уже на уровне двух глюонов, даже в грубом осцилляторном приближении [8, 9] (когда потенциал аппроксимируется квадратичным), расчеты становятся крайне сложными [10]. И до сих пор нет феноменологических схем, пригодных для аккуратного анализа гашения струй с учетом излучения двух глюонов. В любом случае, уровень двух глюонов является недостаточным для анализа данных RHIC и LHC по гашению струй. В настоящее время при анализе данных по ядерному фактору модификации  $R_{AA}$  эффект множественного излучения глюонов обычно учитывается в приближении независимого излучения глюонов [11–14], аналогичном методу Ландау для многофо-

\* E-mail: bgz@itp.ac.ru

тонных процессов в приближении мягких фотонов в КЭД. Это приближение не учитывает эффект каскадирования глюонов, который может быть важным для модифицированных средой функций фрагментации (ФФ) в мягкой области  $z \ll 1$ .

Поскольку при малых  $z$  приближение независимого глюонного излучения становится сомнительным, весьма желательно выполнить сравнение теоретических предсказаний, полученных в приближении независимого излучения глюонов [11–14], с экспериментальными характеристиками, чувствительными к форме модифицированных средой ФФ в широком диапазоне  $z$ . Экспериментальная информация о модификации средой струй в широком диапазоне  $z$  может быть получена из измерений меченых фотоном струйных ФФ в событиях  $\gamma$ +струя [15, 16]. Эффекты среды в фрагментации струй в событиях  $\gamma$ +струя характеризуются ядерным фактором модификации  $I_{AA}$ , который определяется как отношение

$$I_{AA} = \frac{D_h^{AA}(z)}{D_h^{pp}(z)}, \quad (1)$$

где  $D_h^{AA}(z)$  и  $D_h^{pp}(z)$  — отмеченные фотоном струйные ФФ соответственно для  $AA$ - и  $pp$ -столкновений. Фактор  $I_{AA}$  в средне-быстротной области был недавно измерен коллаборацией STAR [17] на RHIC для центральных столкновений Au+Au при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ в широком диапазоне  $z$  для энергий фотона  $12 \text{ ГэВ} < E_T^\gamma < 20 \text{ ГэВ}$ .

В настоящей статье мы проводим сравнение данных коллаборации STAR [17] с теоретическими предсказаниями для  $I_{AA}$ , полученными в рамках модели гашения струй, которая была разработана нами в работе [14] и ранее использовалась в [18–20] для успешного описания данных по ядерному фактору модификации  $R_{AA}$ . Эта схема основана на подходе LCPI [2] к индуцированному излучению глюонов. Метод позволяет точно учитывать эффект Ландау – Померанчука – Мигдала (ЛПМ) и эффект конечных размеров среды. Расчеты выполнены для бегущей константы связи. Мы выполняем численные расчеты вне рамок осцилляторного приближения, когда многократное рассеяние партонов в среде может быть описано в терминах известного транспортного коэффициента  $\hat{q}$  [1]. Модель также учитывает вклад столкновительных потерь энергии.

План статьи выглядит следующим образом. В разд. 2 мы рассматриваем наш теоретический формализм. В разд. 2.1 мы обсуждаем нашу модель для вычисления ФФ с учетом взаимодействия со средой. В разд. 2.2 мы рассматриваем модель фаейрбола КГП, используемую в наших численных расчетах. В

разд. 2.3 мы обсуждаем расчеты ядерного фактора модификации  $I_{AA}$ . В разд. 3 мы проводим сравнение численных результатов с данными коллаборации STAR [17] по ядерному фактору модификации  $I_{AA}$ . Раздел 4 суммирует результаты работы.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ СХЕМА

В этом разделе мы рассмотрим основные аспекты нашей теоретической схемы для вычисления ядерного фактора модификации  $I_{AA}$ , который характеризует модификацию струй средой в  $AA$ -столкновениях.

### 2.1. Модифицированные средой ФФ

Как было сказано во Введении, в настоящее время анализ модификации струй в  $AA$ -столкновениях исходя из первых принципов невозможен. Наша трактовка модифицированных средой ФФ  $D_{h/i}^m$  для переходов партон→адрон в  $AA$ -столкновениях аналогична разработанной в нашем анализе [14] ядерного фактора модификации  $R_{AA}$ . Она основана на подходе LCPI [2] к индуцированному излучению глюонов быстрыми партонами в КГП. Для удобства читателя, а также потому, что некоторые детали были опущены в нашей краткой статье [14], в этом разделе мы обсудим аспекты нашей модели важные для расчета модифицированных средой ФФ.

Мы предполагаем, что переход партон → адрон состоит из трех этапов: фазы каскада DGLAP (Dokshitzer – Gribov – Lipatov – Altarelli – Parisi), фазы индуцированного излучения глюонов в КГП и адронизации партонов вне КГП. Для заданной траектории струи в файерболе ФФ  $D_{h/i}^m$  записывается в виде

$$D_{h/i}^m(z, Q) = \int_z^1 \frac{dz'}{z'} D_{h/j}(z/z', Q_0) D_{j/i}^m(z', Q), \quad (2)$$

где  $D_{h/j}$  описывает адронизацию партонов за пределами КГП, а  $D_{j/i}^m$  соответствует переходу начального жесткого партона  $i$  в партон  $j$ , выходящий из КГП. Партонная ФФ  $D_{j/i}^m$  включает в себя партонную эволюцию в стадии DGLAP и модификацию партонов в КГП. Мы записываем эту ФФ в виде свертки:

$$D_{j/i}^m(z, Q) = \int_z^1 \frac{dz'}{z'} D_{j/k}^{in}(z/z', E_k) \times D_{k/i}^{DGLAP}(z', Q_0, Q), \quad (3)$$

где  $E_k = z'Q$ . ФФ  $D_{k/i}^{DGLAP}(z, Q_0, Q)$  описывает первый этап DGLAP-каскада для перехода партон  $\rightarrow$  партон от начального партона с виртуальностью  $Q$  в партон с малой виртуальностью  $Q_0$ , при которой DGLAP-каскад останавливается. ФФ  $D_{j/k}^{in}(z, E_k)$  соответствует переходу партон  $\rightarrow$  партон в файрболе КГП. Она зависит от энергии партона  $k$ .

В отсутствие среды  $D_{j/k}^{in}$  в выражении (3) сводится к единичному оператору  $\delta_{jk}\delta(z-1)$ , и  $D_{j/i}^m(z, Q)$  становится равной  $D_{j/i}^{DGLAP}(z, Q_0, Q)$ . В этом случае соотношение (2) сводится к его вакуумному аналогу, соответствующему ФФ для  $pp$ -соударений:

$$D_{h/i}(z, Q) = \int_z^1 \frac{dz'}{z'} D_{h/j}(z/z', Q_0) \times D_{j/i}^{DGLAP}(z', Q_0, Q). \quad (4)$$

Аналогично работе [14] мы берем  $Q_0 = 2$  ГэВ для ФФ  $D_{h/j}(z, Q_0)$  в (2), описывающих переходы партон  $\rightarrow$  адрон вне КГП (и в формуле (4) для  $pp$ -соударений). Для этих ФФ мы используем параметризацию ККР (Kniehl–Kramer–Poller) [21]. ФФ  $D_{k/i}^{DGLAP}(z, Q_0, Q)$  для фазы DGLAP вычислялись при помощи генератора Монте-Карло PYTHIA [22]. Он использовался для создания таблицы значений  $D_{k/i}^{DGLAP}(z, Q_0, Q)$  в плоскости  $z-Q$ . Наш метод вычисления ФФ для  $pp$ -столкновений в форме свертки ФФ ККР для  $Q_0 = 2$  ГэВ и ФФ для DGLAP-фазы гарантирует, что в пределе исчезающего индуцированного излучения глюонов ФФ, определяемые соотношениями (2) и (3), точно сводятся к ФФ для  $pp$ -соударений (4). Мы проверили, что количественно наша формула (4) воспроизводит с достаточно хорошей точностью зависимость ФФ ККР от  $Q$  [21]. Тем не менее, чтобы избежать возможного влияния некоторых различий в значениях ФФ ККР и ФФ, определяемых соотношением (4), на предсказания для  $I_{AA}$ , использование формы (4) является более предпочтительным в численных расчетах  $I_{AA}$ .

В форме, определяемой выражениями (2) и (3), предполагается, что фазу DGLAP и фазу индуцированного излучения глюонов приблизительно можно считать упорядоченными по времени. Эта картина представляется разумной для начального партона с энергией не более 100 ГэВ, потому что в этой области энергий типичная длина формирования для излучения первых, с наибольшей энергией, глюонов в DGLAP-каскаде оказывается относительно неболь-

шой. Длина формирования для глюонов, испускаемых быстрым кварком, в вакууме есть примерно

$$L_f(x, k_T) \sim 2E_q x(1-x)/(k_T^2 + \epsilon^2), \quad (5)$$

где  $x$  — относительный продольный импульс глюона, а  $\epsilon^2 = m_q^2 x^2 + m_q^2(1-x)$ . Из формулы (5), используя вакуумный спектр излучения глюонов кварком,

$$\frac{dN}{dk_T^2 dx} = \frac{C_F \alpha_s(k_T^2)}{\pi x} \left(1 - x + \frac{x^2}{2}\right) \frac{k_T^2}{(k_T^2 + \epsilon^2)^2}, \quad (6)$$

при  $E \lesssim 100$  ГэВ для типичной длины формирования излучаемого глюона можно получить  $\bar{L}_f \approx 0.3-0.5$  фм (мы берем  $m_g = Q_0$ , так как нас интересует типичная длина формирования для глюонов с виртуальностью  $Q \gtrsim Q_0$ ). Эта оценка говорит о том, что наиболее жесткие глюоны в DGLAP-каскаде обычно излучаются до формирования равновесной КГП, которое, как считается, происходит при собственном времени  $\tau_0 \sim 0.5$  фм. Приведенная выше оценка для типичной длины/времени этапа DGLAP согласуется с качественной  $L$ -зависимостью виртуальности быстрого партона  $Q(L) \sim \sqrt{Q/L}$  (которая может быть получена из соотношения неопределенности  $\Delta E \Delta t \sim 1$ ). Это говорит о том, что при  $L \sim \tau_0 \sim 0.5$  фм для начальных партонов с  $E \sim 10-50$  ГэВ мы имеем  $Q(L) \sim 2-4$  ГэВ. По этой причине масштаб  $Q_0 \sim 2$  ГэВ, который является разумным для окончания эволюции DGLAP-каскада, в то же время приводит к продольному масштабу, который качественно согласуется с временем формирования КГП, когда глюонное индуцированное излучение вступает в игру. Однако следует отметить, что наши численные расчеты показывают, что результаты практически нечувствительны к значению  $Q_0$ . По этой причине не имеет смысла пытаться найти более подходящее значение  $Q_0$ , которое лучше соответствует пространственно-временной картине формирования КГП и перехода от этапа DGLAP к фазе эмиссии глюонов в КГП. В любом случае в DGLAP-каскаде оценка времени расщепления партонов является весьма грубой. Сделаем одно замечание по поводу аргументов ФФ в формулах (2), (3). Для DGLAP-фазы и фазы адронизации ФФ в выражениях (2), (3) записываются как функции виртуальности партонов. Однако ФФ  $D_{j/k}^{in}$  в среде является функцией энергии партона. Это происходит потому, что мы вычисляем индуцированный глюонный спектр в координатном представлении нековариантной теории возмущений, в которой частицы не характеризуются виртуальностью. В такой форму-

лировке виртуальность частицы может быть оценена по масштабу длины  $L$  и энергии  $E$  партона с помощью соотношения неопределенности, которое дает  $Q \sim \sqrt{E/L}$ , что, конечно, согласуется с приведенной выше формулой для  $Q(L)$ .

Мы полностью осознаем, что картина с временным упорядочением фаз DGLAP-каскада и фазы индуцированного глюонного излучения может быть сомнительна для глюонного излучения в DGLAP-фазе для глюонов с достаточно малыми поперечными импульсами (сравнимыми с дебаевской массой для КГП), когда длина формирования глюона в вакууме становится сравнимой с типичной длиной формирования для индуцированного глюонного излучения. Стоит отметить, что именно из-за интерференции амплитуд вакуумного глюонного излучения с излучением в среде индуцированный глюонный спектр исчезает для нулевого размера среды. В формулах (2), (3) эти интерференционные эффекты приписываются ФФ  $D_{j/k}^{in}$  в среде. В отсутствие последовательного подхода к каскадированию партонов с учетом среды трудно оценить теоретические неопределенности, связанные с использованием представления, основанного на формулах (2), (3). Стоит отметить, что формальное изменение порядка ФФ для фазы DGLAP и ФФ в среде в (3) практически не меняет результаты.

Мы рассчитываем ФФ  $D_{j/k}^{in}(z, E_k)$  в среде в приближении независимого излучения глюонов [11], используя для одноглюонного индуцированного спектра представление, полученное ранее [23] в рамках подхода LCPI [2]. Форма полученная в работе [23] не требует расчета сингулярной функции Грина, как в оригинальном представлении спектра, полученном в первых работах [2]. Метод работы [23] сводит расчет спектра глюона к решению двумерного уравнения Шредингера в обратном направлении по времени с гладким граничным условием. Это удобно для аккуратных численных расчетов вне рамок осцилляторного приближения. Для удобства читателя в Приложении А приведены все необходимые формулы.

В приближении независимого испускания глюонов относительная потеря энергии кварка,  $\xi = \Delta E/E$ , может быть записана как [11] (здесь и ниже для упрощения формул мы опускаем аргумент  $E$ )

$$W(\xi) = W_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[ \prod_{i=1}^n \int_0^1 dx_i \frac{dP}{dx_i} \right] \times \delta \left( \xi - \sum_{i=1}^n x_i \right), \quad (7)$$

где

$$W_0 = \exp \left[ - \int_0^1 dx \frac{dP}{dx} \right] \quad (8)$$

— вероятность того, что излучение глюона не происходит,  $dP/dx$  — распределение для перехода  $q \rightarrow gq$  с  $x = E_g/E_q$ . При  $\xi \ll 1$  основной эффект от процессов с излучением нескольких глюонов — это судаковское подавление спектра. Это хорошо видно на примере приближенного вычисления (7) при учете излучения не более двух глюонов в режиме, когда относительная потеря энергии  $\Delta E/E = \int_0^1 dx x dP/dx$  много меньше единицы. В этом режиме, аналогично случаю потерь энергии электроном [24], из формулы (7) можно получить

$$W(\xi) \approx \frac{dP}{d\xi} \exp \left[ - \int_{\xi}^1 dx \frac{dP}{dx} \right] \left\{ 1 - \frac{1}{2} \int_0^{\xi} dx_1 \times \left[ \frac{dP}{dx_1} + \frac{dP}{dx_2} - \frac{dP}{dx_1} \frac{dP}{dx_2} \left( \frac{dP}{d\xi} \right)^{-1} \right] \right\}, \quad (9)$$

где  $x_1 + x_2 = \xi$ . Экспоненциальный судаковский формфактор в формуле (9) отражает простой факт: излучение глюонов с относительным импульсом, большим чем  $\xi$ , должно отсутствовать.

Для аккуратных численных расчетов распределения  $W(\xi)$  удобно переписать формулу (7) в виде ряда [12]:

$$W(\xi) = \sum_{n=1}^{\infty} W_n(\xi), \quad (10)$$

где  $W_n$  определяются рекуррентным соотношением

$$W_{n+1}(\xi) = \frac{1}{n+1} \int_0^{\xi} dx W_n(\xi-x) \frac{dP}{dx} \quad (11)$$

с

$$W_1(\xi) = W_0 \frac{dP}{d\xi}. \quad (12)$$

При численных расчетах мы полагаем, что  $dP/dx = 0$  для  $x < m_g/E_q$  и  $1-x < m_q/E_q$ .

Выражение (7) удовлетворяет соотношениям

$$\int_0^{\infty} d\xi W(\xi) = 1, \quad (13)$$

$$\int_0^\infty d\xi \xi W(\xi) = \int_0^1 dx x \frac{dP(x)}{dx}. \quad (14)$$

Для любого значения отношения  $\Delta E/E$  формула (7) приводит к некоторому оттоку вероятности и относительного импульса в нефизическую область  $\xi > 1$ . Этот эффект является малым при  $\Delta E/E \ll 1$ , но для условий гашения струй в АА-соударениях, когда  $\Delta E/E$  не является очень малым (скажем, порядка 0.2 [25] для легких кварков с энергией  $E \sim 10\text{--}20$  ГэВ для условий RHIC), эффект может быть заметным. Для того чтобы обеспечить сохранение флейвора

$$\int_0^1 dz D_{q/q}^{in}(z) = 1, \quad (15)$$

мы определяем перенормированное распределение в физической области  $\xi < 1$ :

$$W_R(\xi) = K_{qq} W(\xi), \quad (16)$$

где

$$K_{qq} = \int_0^\infty d\xi W(\xi) / \int_0^1 d\xi W(\xi). \quad (17)$$

Затем это перенормированное распределение используется для определения ФФ для перехода  $q \rightarrow q$  в среде,

$$D_{q/q}^{in}(z) = W_R(1 - z). \quad (18)$$

Мы определяем ФФ для перехода  $q \rightarrow g$  как

$$D_{g/q}^{in}(z) = K_{gq} dP/dz. \quad (19)$$

Мы фиксируем значение коэффициента  $K_{gq}$  из условия выполнения правила сумм для импульса

$$\int_0^1 dz z \left[ D_{q/q}^{in}(z) + D_{g/q}^{in}(z) \right] = 1. \quad (20)$$

В пределе  $\Delta E/E \rightarrow 0$  величина  $K_{gq} \rightarrow 1$ . Действительно, на одноглюонном уровне  $z$ -распределение для перехода  $q \rightarrow g$  связано с распределением для перехода  $q \rightarrow q$  перестановкой аргументов  $z \leftrightarrow 1 - z$ . Полагая в выражениях (13), (14) верхний предел интегрирования по  $\xi$  равным единице, мы можем заключить, что правило сумм для импульса (20) выполняется при  $K_{gq} = 1$ .

Для перехода  $g \rightarrow g$  мы используем следующую схему. На первом шаге мы определяем  $D_{g/g}^{in}(z)$  в области  $z > 0.5$ , где подавление Судакова является важным, через формулу для распределения  $W(\xi)$  для независимого излучения глюонов (с  $\xi = 1 - z$ )

определяемого уравнением (7), используя для  $dP/dx$  распределение по  $x$  для индуцированного перехода за  $g \rightarrow gg$ . Отметим, что для перехода  $g \rightarrow gg$  из-за наличия симметрии  $x \leftrightarrow 1 - x$  для функции  $dP/dx$  мы можем использовать 0.5 для верхнего предела интегрирования по  $x$  в формулах (7), (8) (это означает, что мы рассматриваем наиболее мягкий глюон с  $x < 0.5$  как излучаемый глюон). В мягкой области  $z < 0.5$ , где можно ожидать сильной компенсации от множественного излучения глюонов и подавления Судакова, мы просто используем одноглюонное распределение  $dP/dx$  (с  $x = z$ ). Описанная процедура может нарушать правило сумм для импульса

$$\int_0^1 dz z D_{g/g}^{in}(z) = 1, \quad (21)$$

которое должно соблюдаться. Для исправления этого дефекта мы умножаем ФФ, полученную на первом шаге, на ренормализационный коэффициент  $K_{gg}$ , определяемый из условия выполнения сохранения импульса (21). Отметим, что для пути струи в КГП  $L \sim 5$  фм и для типичной энергии струи около 15 ГэВ, что соответствует условиям эксперимента STAR [15], необходимые значения ренормализационных коэффициентов оказываются не сильно отличающимися от единицы ( $K_{qq} \approx 1.1$ ,  $K_{gq} \approx 0.8$  и  $K_{gg} \approx 0.7$ ). Это говорит о том, что отток вероятности в нефизическую область  $\xi > 1$  и нарушение правила сумм для импульса для распределения (7) сравнительно малы.

Отметим, что в наших расчетах процесс  $g \rightarrow q\bar{q}$  учитывается в ФФ для DGLAP-фазы в формуле (3), но мы пренебрегаем индуцированной конверсией глюонов в  $q\bar{q}$ -пары в расчетах ФФ  $D_{j/k}^{in}$  в среде. Вычисления в рамках формализма LCPI [2] с использованием формул, приведенных в Приложении А, показывают, что для легких кварков для случая КГП, рождающейся в АА-столкновениях на RHIC и LHC, вероятность индуцированного перехода  $g \rightarrow q\bar{q}$  оказывается относительно небольшой. Для условий эксперимента STAR [15], когда типичная энергия глюона  $E \sim 15$  ГэВ и типичная длина пути в КГП  $L \sim 5$  фм, вероятность конверсии глюона в  $q\bar{q}$ -состояния не больше 10%. С точки зрения ядерных факторов модификации  $I_{AA}$  и  $R$ , эффект этого процесса должен быть очень мал, так как адронизация  $q\bar{q}$ -состояний должна быть аналогична адронизации глюона.

Приведенные выше формулы не учитывают влияния столкновительных потерь энергии. В настоящее время нет последовательного подхода к вклю-

чению столкновительных потерь энергии в гашение струй на равноправной основе с излучательным механизмом. В настоящем анализе, как и в работах [14, 18–20], мы учитываем столкновительные потери энергии (которые являются относительно небольшими [25]) как возмущение к радиационному механизму и включаем их с помощью небольшой перенормировки начальной температуры КГП при вычислении ФФ  $D_{i/k}^{in}$  в среде для чисто радиационного механизма согласно изменению  $\Delta E$  за счет столкновительных потерь энергии (детали изложены в работе [14]). Мы вычисляли столкновительные потери энергии, используя метод Бьеркена [7], но с аккуратным учетом кинематики бинарных столкновений (подробности можно найти в работе [25]).

При вычислении распределения  $dP/dx$  для индуцированного излучения глюонов в качестве партонных масс мы используем массы квазичастиц в КГП. Мы используем для квазичастичных масс значения  $m_q = 300$  и  $m_g = 400$  МэВ, полученные из анализа результатов решеточных расчетов в работе [26]. Отметим, что наши результаты практически не чувствительны к массе кварка. Мы использовали для дебаевской массы  $\mu_D$  в КГП значения, полученные в решеточных расчетах в работе [27], которые дают отношение  $\mu_D/T$ , медленно уменьшающееся с ростом  $T$  ( $\mu_D/T \approx 3$  при  $T \sim 1.5T_c$  и  $\mu_D/T \approx 2.4$  при  $T \sim 4T_c$ ). Однако чувствительность результатов к дебаевской массе относительно невелика. Это связано с тем, что спектр  $dP/dx$  в основном определяется поведением дипольного сечения (см. формулу (A.5) в Приложении А) в области  $\rho \lesssim 1/\mu_D$ , где оно зависит от  $\mu_D$  только логарифмически.

Как для радиационного, так и для столкновительного механизма потерь энергии мы используем однопетлевую бегущую  $\alpha_s$ , замороженную при малых виртуальностях на некотором значении  $\alpha_s^{fr}$  (см. Приложение А). Использование одной и той же параметризации бегущей  $\alpha_s$  для радиационного и столкновительного механизмов важно для минимизации теоретических неопределенностей в относительном вкладе столкновительного механизма. Результаты анализов данных по структурным функциям при малых  $x$  [28] и по энергетическим потерям тяжелых кварков в вакууме [29] показывают, что для нашей параметризации  $\alpha_s^{fr} \approx 0.7\text{--}0.8$ . Однако термические эффекты могут уменьшить значение константы связи КХД в среде, поэтому мы рассматриваем  $\alpha_s^{fr}$  как свободный параметр.

## 2.2. Модель плазменного фэйрбола

Как и в наших предыдущих анализах ядерного фактора модификации  $R_{AA}$  [14, 18–20], мы используем модель идеального газа для КГП с бьеркеновским  $1 + 1D$ -расширением [30]. Эта модель дает  $T_0^3 \tau_0 = T^3 \tau$ , где  $\tau_0$  — время формирования термализованной материи. Мы берем  $\tau_0 = 0.5$  фм. Как и в работах [14, 18–20], для простоты пренебрегаем зависимостью  $T_0$  от поперечных координат. Считаем, что плотность среды пропорциональна  $\tau$  при  $\tau < \tau_0$ . Эта параметризация используется только для того, чтобы отразить тот факт, что формирование КГП не может быть мгновенным процессом. Отметим, однако, что эффект области  $\tau < \tau_0$  мал. Это является следствием сильного подавления индуцированного излучения глюонов эффектом конечного размера среды в режиме, когда длина пути партона в среде меньше длины формирования глюона [8, 9].

Мы фиксируем начальную температуру плазменного фэйрбола в АА-соударении из начальной плотности энтропии, определенной по плотности множественности заряженных частиц по псевдобыстроте,  $dN_{ch}^{AA}/d\eta$ , в центральной быстрой области ( $\eta = 0$ ), которую мы вычисляем в двухкомпонентной модели Глаубера поврежденных нуклонов [31]

$$\frac{dN_{ch}^{AA}}{d\eta} = \left[ \frac{1 - \alpha}{2} N_{part} + \alpha N_{coll} \right] \frac{dN_{ch}^{pp}}{d\eta}, \quad (22)$$

где  $dN_{ch}^{pp}/d\eta$  — плотность множественности для  $pp$ -соударений, а величины  $N_{part}$  и  $N_{coll}$  как функции прицельного параметра  $\mathbf{b}$  даются глауберовскими формулами

$$N_{part}(\mathbf{b}) = 2 \int d\rho T_A(\rho) \times \{ 1 - \exp[-T_A(\mathbf{b} - \rho)\sigma_{in}^{NN}] \}, \quad (23)$$

$$N_{coll}(\mathbf{b}) = \sigma_{in}^{NN} \int d\rho T_A(\rho) T_A(\mathbf{b} - \rho). \quad (24)$$

Здесь  $T_A(\mathbf{b}) = \int dz \rho_A(\mathbf{b}, z)$  — ядерная функция профиля. Функции  $N_{part}$  и  $N_{coll}$  вычислялись для ядерной плотности Вудса–Саксона

$$\rho_A(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R_A)/a]} \quad (25)$$

с параметрами  $R_A = (1.12A^{1/3} - 0.86/A^{1/3})$  и  $a = 0.54$  фм [32]. Мы брали  $dN_{ch}^{pp}/d\eta = 2.65$  и  $\sigma_{pp}^{in} = 35$  мб полученными коллаборацией UA1 [33] для неупругих событий с исключением однократной дифракции для  $pp$ -соударений при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ. Мы

брали долю бинарных соударений  $\alpha = 0.135$ , которая была подобрана для воспроизведения экспериментальных данных STAR [34] по зависимости от центральности  $dN_{ch}^{AA}/d\eta$  в центральной области быстрот для Au+Au-соударений при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ [35]. Мы вычисляли плотность энтропии с помощью соотношения Бьеркена [30]

$$s_0 = \frac{C}{\tau_0 S_f} \frac{dN_{ch}^{AA}}{d\eta}. \quad (26)$$

Здесь  $C = (dS/dy)/(dN_{ch}^{AA}/d\eta) \approx 7.67$  [36] определяет отношение энтропия/множественность, а  $S_f$  — поперечная площадь фактора. Мы определяем ее как площадь перекрытия сталкивающихся ядер. При вычислении  $S_f$  мы брали для радиусов ядерных дисков  $r = R_A + ka$  величину  $k = 1.5$ , использованную в нашем анализе [20] ядерного фактора модификации  $R_{AA}$ . Для физически разумного диапазона  $k \sim 1-2$  результаты для  $I_{AA}$  имеют слабую зависимость от  $k$ . Это происходит потому, что для энергетических потерь партонов изменение длины пути струи с изменением  $k$  приблизительно компенсируется соответствующим изменением плотности фактора. Для Au+Au-соударений при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ для интервала центральностей 0–12%, как в работе [17], эта процедура дает  $T_0 \approx \approx 327$  МэВ (мы берем  $N_f = 2.5$ , для того чтобы учесть массовое подавление для странных кварков в КГП). Для приведенной выше начальной температуры при  $1+1D$ -расширении в модели Бьеркена КГП достигает  $T \sim T_c$  (здесь  $T_c \approx 160$  — температура кроссовера) при  $\tau_{QGP} \approx 4-5$  фм. Мы трактуем область кроссовера как смешанную фазу [30]. В важной для нас области значений собственного времени  $\tau \lesssim 8-10$  фм (см. ниже) вес КГП в смешанной фазе пропорционален приблизительно  $1/\tau$  [30]. Поэтому при расчетах гашения струй зависимость плотности числа рассеивающих центров вида  $1/\tau$  может быть использована во всем интервале  $\tau$  (но при этом дебаевская масса должна быть определена для  $T \approx T_c$  при  $\tau > \tau_{QGP}$ ).

Модель Бьеркена с  $1+1D$ -расширением [30], используемая в нашем анализе, пренебрегает поперечным расширением материи, которое становится очень важным при  $\tau \sim R_A \sim 6$  фм. Однако, с точки зрения потерь энергии партонов, влияние этого расширения не должно быть большим из-за компенсации эффекта повышения потери энергии, вызванного увеличением среднего размера, эффектом подавления потерь энергии, обусловленного снижением средней плотности. Тот факт, что поперечное расширение фактора не влияет сильно на гашение

струй в AA-столкновениях был продемонстрирован впервые в работе [37] в подходе BDMPS [1].

### 2.3. Вычисление $I_{AA}$

В лидирующем порядке (ЛО)  $p$ QCD энергия  $E_T$  жесткого партона, рожденного в направлении, противоположном отмеченному фотону, совпадает с энергией фотона  $E_T^\gamma$ . При  $E_T = E_T^\gamma$  фактор модификации средой для данной энергии фотона имеет вид

$$I_{AA}(z, E_T^\gamma) = \frac{D_h^{AA}(z, E_T^\gamma)}{D_h^{pp}(z, E_T^\gamma)}, \quad (27)$$

где числитель и знаменатель являются ФФ для отмеченных фотоном струй соответственно в AA- и pp-столкновениях. Для pp-соударений

$$D_h^{pp}(z, E_T^\gamma) = \sum_i r_i^{pp}(E_T^\gamma) D_{h/i}(z, E_T^\gamma), \quad (28)$$

где  $D_{h/i}$  — ФФ для перехода  $i \rightarrow h$ , определяемая соотношением (4) с  $Q = E_T^\gamma$ , а  $r_i^{pp}$  — фракция состояния  $\gamma + i$  в событиях  $\gamma$ -струя для pp-соударений. ФФ для AA-соударений может быть записана в виде

$$D_h^{AA}(z, E_T^\gamma) = \left\langle \left\langle \sum_i r_i^{AA}(E_T^\gamma) D_{h/i}^m(z, E_T^\gamma) \right\rangle \right\rangle, \quad (29)$$

где  $D_{h/i}^m$  — модифицированная средой ФФ для перехода  $i \rightarrow h$ , определяемая формулами (2), (3) с  $Q = E_T^\gamma$ , а  $r_i^{AA}$  — доля состояния  $\gamma + i$  в событиях  $\gamma$ -струя для AA-соударений,  $\langle \langle \dots \rangle \rangle$  означает усреднение по прицельному параметру AA-соударения, направлению струи и координатам рождения струи. Распределение точек рождения струи в поперечной  $\rho$ -плоскости при заданном прицельном параметре  $\mathbf{b}$  имеет  $\rho$ -зависимость, пропорциональную  $T_A(\rho)T_A(\mathbf{b} - \rho)$ . Данная процедура усреднения ведет к флуктуациям длины пути  $L$  партона в КГП. На рис. 1 мы приводим это распределение по  $L$  для Au+Au-соударений в интервале центральностей 0–12%, соответствующее условиям эксперимента STAR [15] и вычисленное в нашей модели плазменного фактора.

Для эксперимента STAR [15]  $E_T^\gamma \lesssim 20$  ГэВ. При таких энергиях в сумме по типам партонов в правой части формул (28), (29) доминируют глюон и легкие кварки. Так как эффекты взаимодействия со средой для всех легких кварков практически одинаковые, мы рассматриваем все легкие кварки как одно эффективное кварковое состояние  $q$  с весом  $r_q = 1 - r_g$ . Мы вычисляем  $r_{q,g}$ , используя формулы ЛО  $p$ QCD с партонными функциями распре-

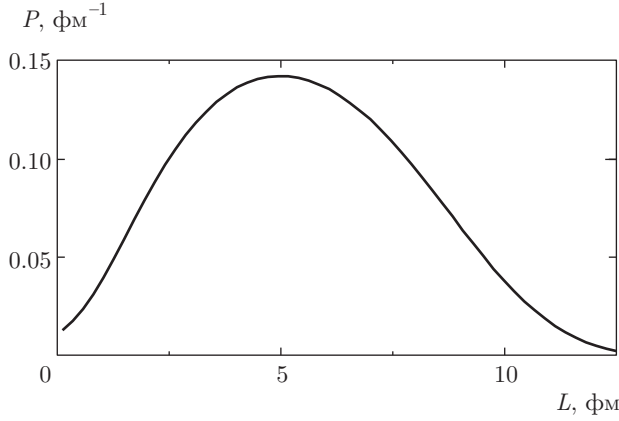


Рис. 1. Распределение вероятности длины пути струи в КГП,  $P(L)$ , в нашей модели фибрбола КГП в соударениях Au+Au при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ для интервала центральностей 0–12 %

деления STEQ6 [38]. Аналогично методу, используемому в генераторе Монте-Карло PYTHIA [22], мы, для симулирования эффектов высших порядков, при вычислении партонных сечений берем для масштаба виртуальности в аргументе  $\alpha_s$  значение  $cQ$  с  $c = 0.265$ . Для AA-столкновений мы учитываем модификацию партонных функций распределения (которая ведет к небольшому отклонению  $I_{AA}$  от единицы даже без партонных потерь энергии) с помощью поправок EKS98 [39]. Эти вычисления для  $E_T^\gamma \sim 12\text{--}20$  ГэВ дают  $r_g^{pp}/r_q^{pp} \sim 0.27\text{--}0.33$  и несколько меньшие значения для AA-столкновений:  $r_g^{AA}/r_q^{AA} \sim 0.24\text{--}0.30$ .

Формулы LO pQCD не учитывают эффект внутреннего поперечного импульса партонов на ФФ меченых фотонами струй. Внутренний поперечный импульс партонов приводит к флуктуациям энергии  $E_T$  струи относительно энергии  $E_T^\gamma$  фотона как для pp-, так и для AA-соударений [15, 16]. В pQCD внутренний поперечный импульс партонов в партонных функциях распределения появляется в следующем за лидирующим порядке (NLO) вычислений вследствие излучения глюонов в начальном состоянии при рождении струй. NLO-вычисления, проведенные в работе [40], показывают, что для AA-соударений размазывающая поправка  $\Delta_{sm}$  к фактору модификации  $I_{AA}(z)$  при  $E_T^\gamma \sim 7\text{--}8$  начинает быстро расти при  $z \gtrsim 0.8\text{--}0.9$ . В Приложении В мы показываем, что  $\Delta_{sm} \approx F(z, E_T^\gamma)(dI_{AA}/dz)/E_T^{\gamma 2}$ , где  $F(z, E_T^\gamma)$  является плавной функцией от  $E_T^\gamma$ . Используя эту формулу, с помощью результатов из работы [40] мы можем получить размазывающую поправку к  $I_{AA}$  для условий эксперимента STAR [15].

Данные STAR получены для  $z \sim 0.15\text{--}0.80$ . Результаты работы [40] показывают, что при  $E_T^\gamma \sim 7\text{--}9$  ГэВ в потенциально опасной области  $z \sim 0.8$  поправка  $\Delta_{sm}$  увеличивает  $I_{AA}$  примерно на 30%. Для интервала энергий фотона  $12 \text{ ГэВ} < E_T^\gamma < 20 \text{ ГэВ}$ , изученного в работе [17], из нашей формулы для  $\Delta_{sm}$  можно заключить, что размазывающая поправка к  $I_{AA}$  должна быть не более 8% при  $z \sim 0.8$  (в реальности, даже при  $z = 0.9$  она должна быть относительно мала), а для  $z \lesssim 0.6$  она должна быть очень маленькой. Поэтому для области энергий фотонов, изученной в работе [17], точность предсказаний LO pQCD для  $I_{AA}$  должна быть вполне хорошей.

### 3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Данные работы [17] получены для интервала энергий фотона  $12 \text{ ГэВ} < E_T^\gamma < 20 \text{ ГэВ}$ . Мы определяем ядерный фактор модификации  $I_{AA}$  для окна фотонных энергий  $E_1 < E < E_2$  (здесь и ниже для упрощения формул мы опускаем индексы  $T$  и  $\gamma$  у энергии фотона) как

$$I_{AA}(z, E_1, E_2) = \frac{D_h^{AA}(z, E_1, E_2)}{D_h^{pp}(z, E_1, E_2)}, \quad (30)$$

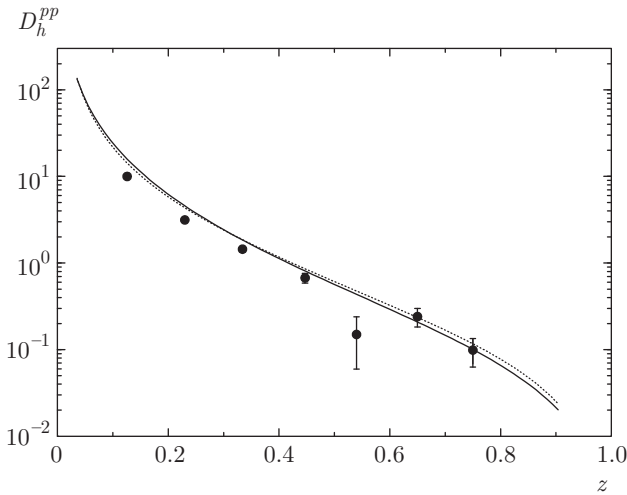
где ФФ в знаменателе и в числителе усреднены с помощью сечения событий  $\gamma$ -струя  $d\sigma/dy dE$ , вычисленного в LO pQCD, как

$$D_h^i(z, E_1, E_1) = \int_{E_1}^{E_2} dE D_h^i(z, E) \frac{d\sigma^i}{dy dE} \bigg/ \int_{E_1}^{E_2} dE \frac{d\sigma^i}{dy dE} \quad (31)$$

с верхним индексом  $i = AA, pp$ . Сечение  $d\sigma^{AA}/dy dE$  вычислялось с учетом поправок EKS98 [39] для ядерных партонных функций распределения.

Перед тем как представить наши результаты для фактора модификации  $I_{AA}$ , представляется уместным сначала сравнить наши предсказания с данными для меченых фотоном ФФ для pp-соударений и проиллюстрировать зависимость эффектов среды от  $z$  и  $L$  в нашей модели. На рис. 2 мы сравниваем наши предсказания для меченой фотоном ФФ для заряженных адронов в pp-соударениях для окна энергий  $E_1 = 12$  ГэВ и  $E_2 = 20$  ГэВ с измеренной ФФ для этого окна в эксперименте STAR [17]. На рис. 2 видно, что теоретическая меченая фотоном ФФ разумно согласуется с данными STAR [17]. На рис. 2, в дополнение к предсказаниям для меченой

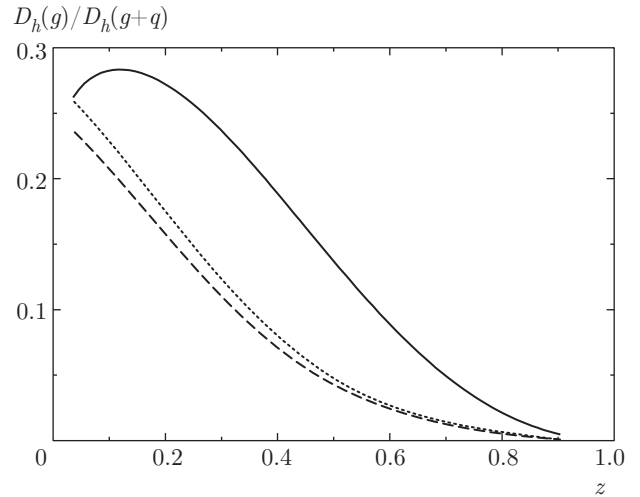




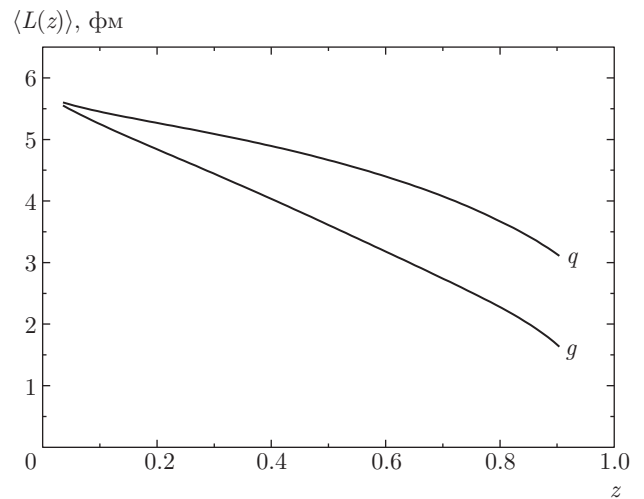
**Рис. 2.** Меченая фотоном ФФ в интервале  $12 \text{ ГэВ} < E_T^\gamma < 20 \text{ ГэВ}$  для  $pp$ -соударений при  $\sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ}$ , вычисленная с использованием ФФ из уравнения (4) (сплошная кривая) и полученная из точных ККР ФФ  $D_{h/i}(z, Q)$  (точка). Экспериментальные точки из работы [17]

фотоном ФФ, вычисленной с использованием ФФ, определяемых соотношением (4), мы также показываем кривые, полученные с использованием непосредственно ККР-параметризации ФФ  $D_{h/i}(z, Q)$ . Как можно видеть, результаты обоих методов разумно согласуются друг с другом. Однако, в принципе, с точки зрения теоретических предсказаний для  $I_{AA}$ , качество описания меченой фотоном ФФ для  $pp$ -соударений не очень критично.

Для иллюстрации величины относительного вклада глюонов и кварков в меченые фотоном ФФ на рис. 3 мы показываем относительный глюонный вклад в  $D_h^{pp,AA}$ . Результаты для  $D_h^{AA}$  вычислялись для Au+Au-соударений в интервале центральностей 0–12% (как мы отмечали в разд. 2, это соответствует в нашей модели файерболла КГП с начальной температурой  $T_0 \approx 327 \text{ МэВ}$  при  $\tau_0 = 0.5 \text{ фм}$ ). Мы использовали в расчетах значение  $\alpha_s^{fr} = 0.5$ , которое дает разумное описание  $I_{AA}$  (см. ниже). Для лучшей иллюстрации влияния среды мы представляем предсказания для  $D_h^{AA}$ , полученные с поправкой EKS98 к ядерным партонным функциям распределения и без нее. Можно видеть, что как для  $pp$ -, так и для  $AA$ -столкновений относительный вклад глюонов резко уменьшается с увеличением  $z$ . Эффект ядерной модификации партонных распределений является сравнительно небольшим. Из приведенных кривых видно, что уменьшение доли глюонов при больших  $z$  для Au+Au-столкновений значительно сильнее, чем для  $pp$ -столкновений. Это



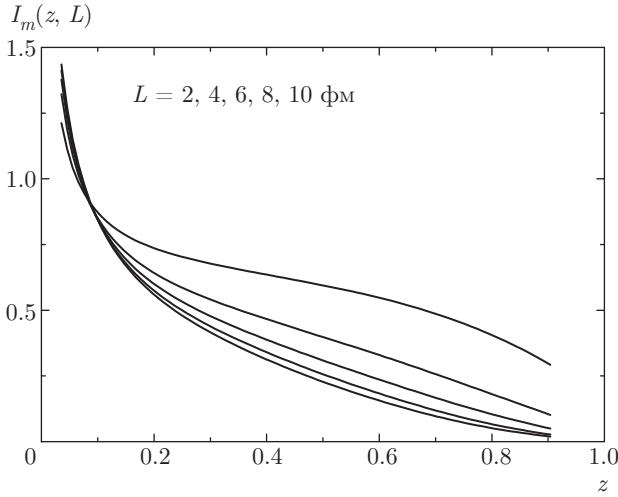
**Рис. 3.** Доля вклада глюона в меченую фотоном ФФ струи для  $12 \text{ ГэВ} < E_T^\gamma < 20 \text{ ГэВ}$  при  $\sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ}$  для  $pp$ -соударений и для Au+Au-соударений в интервале центральностей 0–12%: сплошная линия —  $pp$ -соударения; пунктирная и точечная линии — Au+Au-соударения, вычисления для  $\alpha_s^{fr} = 0.5$  с и без поправки EKS98 [39]



**Рис. 4.** Средняя длина пути струи, определяемая формулой (32), для кварковой и глюонной струй (сверху вниз) как функция  $z$  для энергии струи  $E_T = 15 \text{ ГэВ}$  вычисленная для  $\alpha_s^{fr} = 0.5$  по распределению длины путей  $P(L)$  для Au+Au-соударений при  $\sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ}$  для интервала центральностей 0–12%

является следствием большей потери энергии для глюонов в КГП.

Для того чтобы лучше показать различие между интенсивностью гашения струй для глюонных и кварковых струй, на рис. 4 мы показываем зависимость от  $z$  среднего пути струи в КГП, определенного через модифицированные средой ФФ (2), вы-



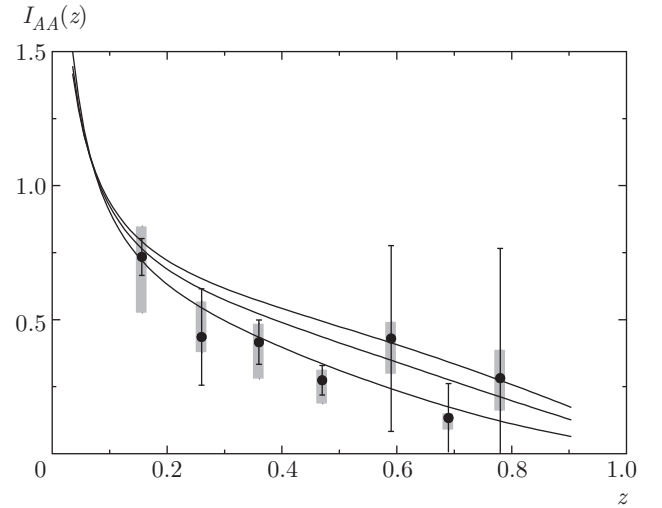
**Рис. 5.** Фактор модификации средой  $I_m(z, L)$  для меченых фотоном ФФ (28), (33), усредненный по окну энергий  $12 \text{ ГэВ} < E_T^\gamma < 20 \text{ ГэВ}$  (см. детали в тексте) и вычисленный при  $\alpha_s^{fr} = 0.5$  для  $L = 2, 4, 6, 8, 10$  фм (сверху вниз при больших  $z$ )

численные для  $\alpha_s^{fr} = 0.5$  при энергии струи  $E_T = 15 \text{ ГэВ}$  (мы показываем явно аргумент  $L$ , который был опущен для краткости в выражении (2)):

$$\langle L_i(z) \rangle = \frac{\int dL LP(L) D_{h/i}^m(z, E_T, L)}{\int dL P(L) D_{h/i}^m(z, E_T, L)}, \quad (32)$$

где  $P(L)$  — распределение по длине пути струи для Au+Au-соударений для интервала центральностей 0–12%, показанное на рис. 1. Как можно видеть, типичные длины пути для струй, которые дают вклад в рождение адронов при малых  $z$ , близки для глюонных и кварковых струй. Однако при больших  $z$  типичная длина пути для глюонных струй примерно в 1.5–2 раза меньше, чем для кварковых струй. Как для кварков, так и для глюонов величина  $\langle L(z) \rangle$  уменьшается с ростом  $z$ . Это происходит из-за того, что рождение адронов с большими  $z$  выделяет события с малыми партонными энергетическими потерями, что более вероятно для малой длины пути в среде. Этот эффект более заметен для глюонов, которые имеют большие энергетические потери.

Для иллюстрации зависимости от  $L$  эффектов среды для меченых фотоном ФФ на рис. 5 мы приводим фактор модификации средой для ряда значений длины пути в КПП (мы обозначаем его  $I_m(z, L)$ ). Для отделения эффектов среды от влияния ядерных поправок к факторам  $r_{q,g}$  мы вычисляли  $I_m$  без поправок EKS98, т. е. использовали в числите-



**Рис. 6.** Фактор модификации средой  $I_{AA}$  для меченой фотоном ФФ струи при  $12 \text{ ГэВ} < E_T^\gamma < 20 \text{ ГэВ}$  для Au+Au-соударений при  $\sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ}$  для центральностей 0–12%. Кривые для  $\alpha_s^{fr} = 0.4, 0.5, 0.6$  (сверху вниз при больших  $z$ ). Экспериментальные точки из работы [17]

ле модифицированные средой ФФ (2), взвешенные с факторами  $r_{q,g}^{pp}$ :

$$D_h^m(z, E_T^\gamma) = \sum_i r_i^{pp}(E_T^\gamma) D_{h/i}^m(z, E_T^\gamma), \quad (33)$$

как для случая  $pp$ -соударений (28). Мы выполняли усреднение по энергии как для фактора  $I_{AA}$ , определяемого формулами (30), (31). На рис. 5 можно видеть, что  $L$ -зависимость модификации средой становится довольно слабой при  $L \sim 8\text{--}10$  фм. Видно, что в согласии с уменьшением  $\langle L_{q,g}(z) \rangle$  с ростом  $z$ , видимом из рис. 4, меченые фотоном ФФ при больших  $z$  должны определяться событиями с малой длиной пути струи в КПП.

Наконец, после демонстрации результатов вспомогательного характера, на рис. 6 мы сопоставляем наши предсказания для фактора модификации средой  $I_{AA}$ , полученного для  $\alpha_s^{fr} = 0.4, 0.5, 0.6$ , с данными STAR [17]. Наши предыдущие анализы [20, 41] данных с RHIC по ядерному фактору модификации  $R_{AA}$  для Au+Au-соударений при  $\sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ}$  для области  $p_T \sim 10\text{--}20 \text{ ГэВ}$  свидетельствуют в пользу значения  $\alpha_s^{fr} \sim 0.5$ . На рис. 6 видно, что  $\alpha_s^{fr} \sim 0.5$  дает также разумное согласие с данными STAR [17] по ядерному фактору модификации  $I_{AA}$  во всем интервале  $z$ , изученном в работе [17], от  $z \sim 0.8$  до  $z \sim 0.15\text{--}0.25$ . Отметим, что при  $z \lesssim 0.4$  наши предсказания слабо зависят от величины  $\alpha_s^{fr}$ .

На рис. 6 мы включили область очень малых  $z$  до  $z \sim 0.03$ , что соответствует адронам с импульсом

порядка 0.4–0.5 ГэВ. Это сделано просто для демонстрации потока импульса струи в мягкую область в нашей модели, которая удовлетворяет импульсному правилу сумм. Конечно, рождение адронов с такой низкой энергией не может описываться строго в терминах фрагментации струй, потому что она включает фрагментацию партонов с энергией, сопоставимой с энергией термических партонов в рождающейся КГП.

Как мы отмечали во Введении, приближение независимого излучения глюонов, основанное на методе Ландау [11], не имеет строгого теоретического обоснования при  $z \ll 1$ , где каскадирование первичных глюонов, излучаемых быстрым партоном, становится важным. Типичные энергии партонов, которые фрагментируют в адроны в области  $z \sim 0.15$ – $0.25$ , составляют 3–6 ГэВ (мы берем энергию струи  $E \sim 15$  ГэВ, что примерно соответствует средней энергии для интервала  $E \sim 12$ – $20$  ГэВ в эксперименте STAR [17]). Это соответствует значению относительного импульса партонов  $x \sim 0.2$ – $0.4$ . Длина формирования индуцированного излучения глюона,  $L_f$ , с относительным импульсом  $x$ , излучаемого быстрым кварком, может быть оценена как [2]

$$L_f^{in} \sim \frac{2Ex(1-x)S_{LPM}}{\epsilon^2}, \quad (34)$$

где, как и в выражении (5),  $\epsilon^2 = m_q^2 x^2 + m_g^2 (1-x)$ ,  $S_{LPM}$  — фактор подавления эффекта ЛПМ. Из формулы (34) можно получить  $L_f^{in} \sim 3$ – $4$  фм. Мы использовали  $S_{LPM} \sim 0.3$ , что соответствует собственному времени  $\tau \sim 3$  фм, которое существенно здесь для нас. Длина формирования излучения вторичных глюонов с энергией порядка половины энергии первичных глюонов порядка 2–3 фм. Эти оценки означают, что расщепление первичных излученных глюонов происходит обычно на временах  $\tau \sim 5$ – $6$  фм. В этой области плотность КГП становится, по крайней мере, приблизительно в 10 раз меньше плотности в начальный момент  $\tau_0$ . По этой причине индуцированное расщепление первично излученных глюонов, которым пренебрегается в нашем анализе, может давать относительно слабый эффект.

Настоящий анализ предполагает, что эффекты среды присутствуют только в АА-столкновениях. Возможно, что КГП небольшого размера рождается также и в  $pp$ -столкновениях. Идея о том, что КГП может рождаться в адронных столкновениях, является очень старой [42]. Применение соотношения Бьеркена (26) к  $pp$ -столкновениям показывает, что для RHIC при энергии  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ, начальная

температура файерболла мини-КГП может достигать значений 200–230 МэВ [41], что заметно выше температуры деконфайнмента. В сценарии с рождением мини-КГП теоретический фактор ядерной модификации  $R_{AA}$  следует разделить на фактор модификации средой  $R_{pp}$  в  $pp$ -соударениях [41], который учитывает эффект гашения струй в мини-КГП, рождающейся в  $pp$ -столкновениях. При энергии RHIC  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ численные расчеты в LCPI-подходе дают  $R_{pp} \sim 0.7$ – $0.8$  при  $p_T \sim 10$ – $20$  ГэВ [41]. Результаты работы [41] показывают, что в сценарии с рождением мини-КГП некоторое увеличение ядерного фактора модификации  $R_{AA}$  из-за дополнительного коэффициента  $1/R_{pp}$  можно имитировать за счет снижения  $\alpha_s^{fr}$ . Поскольку прямое измерение  $R_{pp}$  невозможно, практически невозможно различить сценарии с рождением и без рождения мини-КГП в  $pp$ -столкновениях, используя данные по  $R_{AA}$ .

Для ядерного фактора модификации  $I_{AA}$  ситуация аналогичная. В сценарии с рождением мини-КГП в  $pp$ -столкновениях теоретический фактор модификации  $I_{AA}$  надо разделить на фактор модификации средой  $I_{pp}$  для  $pp$ -столкновений, который, подобно  $R_{pp}$ , является ненаблюдаемой величиной. Его влияние на теоретическое значение  $I_{AA}$  можно имитировать некоторым изменением в величине  $\alpha_s$ . Однако, вопреки эффектам среды в  $pp$ -соударениях для спектров при больших  $p_T$ , ФФ струй меченых фотонами, по крайней мере в принципе, позволяют исследовать влияния мини-КГП путем измерения их вариации с множественностью мягких частиц, не связанных с фрагментацией струи (так называемых базовых событий, см. обзор [43]). Но это требует измерений ФФ меченых фотоном струй для очень больших множественностей базовых событий  $dN_{ch}^{UE}/d\eta \sim 40$  [44]. Такие множественности слишком велики, чтобы быть измеренными при энергиях RHIC в событиях  $\gamma$ +струя.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассчитали ядерный фактор модификации  $I_{AA}$  для меченых фотоном струй в схеме гашения струй на основе подхода LCPI [2] к индуцированному излучению глюонов с трактовкой столкновительных потерь энергии как возмущения к радиационному механизму. Расчеты выполнены для бегущей  $\alpha_s$ , замороженной при малых виртуальностях. Наша модель для расчета модифицированной средой меченой фотоном струйной ФФ в АА-столкновениях удовлетворяет сохранению

флейвора и импульса. Мы провели сравнение теоретических предсказаний с последними данными коллаборации STAR [17] для Au+Au-столкновений при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ для  $12 \text{ ГэВ} < E_T^{\gamma} < 20 \text{ ГэВ}$ . Мы получили разумное согласие с данными STAR во всем диапазоне  $z$  от  $z \sim 0.8$  до  $z \sim 0.15$  для бегущей константы связи, замороженной на значении  $\alpha_s^{fr} \sim 0.5$ . Это значение хорошо согласуется с величиной, необходимой для описания данных с RHIC по ядерному фактору модификации  $R_{AA}$ .

Я хотел бы поблагодарить Wenchang Xiang за приглашение посетить университет финансов и экономики Гуйжоу, где данная работа была завершена. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-02-00668-а).

### ПРИЛОЖЕНИЕ А

#### Формулы для спектра индуцированного перехода $a \rightarrow bc$

В этом приложении для удобства читателя и из соображений полноты мы приводим формулы для вычисления вероятности переходов  $q \rightarrow gq$ ,  $g \rightarrow gg$  и  $g \rightarrow q\bar{q}$  в подходе ЛСРП [2]. Мы используем представление для индуцированного спектра, полученное в работе [23], которое удобно для численных расчетов. В общем случае в ЛСРП-подходе  $x$ -распределение для индуцированного партонного перехода  $a \rightarrow bc$  (здесь и ниже  $x = E_b/E_a$ ) для партона  $a$  с импульсом вдоль оси  $z$ , рожденного в жестком процессе при  $z = 0$  в среде толщины  $L$ , может быть записано как

$$\frac{dP}{dx} = \int_0^L dz n(z) \frac{d\sigma_{eff}^{BH}(x, z)}{dx}, \quad (\text{A.1})$$

где  $n(z)$  — плотность числа частиц в единице объема,  $d\sigma_{eff}^{BH}/dx$  — эффективное сечение Бете–Гайтлера. Оно учитывает эффект ЛПМ и эффект конечного размера среды, и может быть записано в виде

$$\frac{d\sigma_{eff}^{BH}(x, z)}{dx} = -\frac{P_a^b(x)}{\pi M} \text{Im} \int_0^z d\xi \alpha_s(Q^2(\xi)) \times \exp\left(-i\frac{\xi}{L_f}\right) \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \frac{F(\xi, \rho)}{\sqrt{\rho}} \right) \Big|_{\rho=0}. \quad (\text{A.2})$$

Здесь  $P_a^b(x)$  — обычная  $p$ QCD функция расщепления для перехода  $a \rightarrow bc$ ,  $M = E_a x(1-x)$ ,  $L_f = 2M/\epsilon^2$  с  $\epsilon^2 = m_b^2(1-x) + m_c^2 x - m_a^2 x(1-x)$ ,  $Q^2(\xi) = aM/\xi$  с  $a \approx 1.85$  (это значение параметра

$a$  было найдено в [25] путем сравнения индуцированных спектров глюонов, вычисленных в координатном и импульсном представлениях для доминирующего вклада рассеяния кратности  $N = 1$ ),  $F$  — решение радиального уравнения Шредингера с азимутальным квантовым числом  $m = 1$ ,

$$i \frac{\partial F(\xi, \rho)}{\partial \xi} = \left[ -\frac{1}{2M} \left( \frac{\partial}{\partial \rho} \right)^2 + v(\rho, x, z - \xi) + \frac{4m^2 - 1}{8M\rho^2} \right] F(\xi, \rho), \quad (\text{A.3})$$

с потенциалом

$$v(\rho, x, z) = -i \frac{n(z) \sigma_3(\rho, x, z)}{2}. \quad (\text{A.4})$$

Отметим, что в терминах исходной пространственной продольной координаты  $z$  вдоль импульса начального быстрого партона мы решаем уравнение Шредингера назад по времени (роль которого играет  $z$ ). Точка  $\xi = 0$  соответствует последнему перерассеянию системы  $bc\bar{a}$  на конstituенте среды, находящемся в точке  $z$ . Этот технический прием позволяет иметь плавное граничное условие для  $F$  при  $\xi = 0$ :

$$F(\xi = 0, \rho) = \sqrt{\rho} \sigma_3(\rho, x, z) \epsilon K_1(\epsilon \rho),$$

где  $K_1$  — функция Бесселя, функция  $\sigma_3(\rho, x, z)$  — сечение взаимодействия системы  $bc\bar{a}$  с конstituентом среды, расположенным в точке  $z$  (аргумент  $\rho$  есть поперечное расстояние между  $b$  и  $c$ ). В поперечной плоскости партон  $\bar{a}$  располагается в системе  $bc\bar{a}$  в центре масс пары  $bc$ . В уравнении Шредингера (A.3)  $M$  играет роль приведенной «шредингеровской массы» для пары  $bc$  (так как «массами» партон  $b$  и  $c$  являются соответственно  $E_a x$  и  $E_a(1-x)$ ).

Трехчастичное сечение  $\sigma_3$  может быть выражено через хорошо известное дипольное сечение для синглетной по цвету пары  $q\bar{q}$  [45], которое определяется формулой

$$\sigma_{q\bar{q}}(\rho, z) = C_T C_F \int d\mathbf{q} \alpha_s^2(q^2) \frac{1 - \exp(i\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\rho})}{[q^2 + \mu_D^2(z)]^2}. \quad (\text{A.5})$$

Здесь  $C_{F,T}$  — цветовые квадратичные операторы Казимира для кварка и термического партона (кварка или глюона), а  $\mu_D(z)$  — локальная дебаевская масса. В терминах дипольного сечения (A.5) трехчастичные сечения для переходов  $q \rightarrow gq$ ,  $g \rightarrow gg$  и  $g \rightarrow q\bar{q}$  даются формулами

$$\sigma_3(\rho, x, z) \Big|_{q \rightarrow gq} = \frac{9}{8} [\sigma_{q\bar{q}}(\rho, z) + \sigma_{q\bar{q}}((1-x)\rho, z)] - \frac{1}{8} \sigma_{q\bar{q}}(x\rho, z), \quad (\text{A.6})$$

$$\sigma_3(\rho, x, z)|_{g \rightarrow gg} = \frac{9}{8} [\sigma_{q\bar{q}}(\rho, z) + \sigma_{q\bar{q}}((1-x)\rho, z) + \sigma_{q\bar{q}}(x\rho, z)], \quad (\text{A.7})$$

$$\sigma_3(\rho, x, z)|_{g \rightarrow q\bar{q}} = \frac{9}{8} [\sigma_{q\bar{q}}(x\rho, z) + \sigma_{q\bar{q}}((1-x)\rho, z)] - \frac{1}{8} \sigma_{q\bar{q}}(\rho, z). \quad (\text{A.8})$$

Подавление эффекта ЛПМ и подавление эффектов конечного размера для процесса  $a \rightarrow bc$  в среде характеризуется фактором

$$S(M, x) = \frac{dP/dx}{dP^{BH}/dx}, \quad (\text{A.9})$$

где знаменатель — спектр Бете–Гайтлера, вычисленный с использованием в формуле (A.1) реального сечения Бете–Гайтлера для перехода  $a \rightarrow bc$ , которое дается формулой [46]

$$\frac{d\sigma^{BH}(x, z)}{dx} = \int d\rho |\Psi_a^{bc}(\rho, x)|^2 \sigma_3(\rho, x, z), \quad (\text{A.10})$$

где  $\Psi_a^{bc}(\rho, x)$  — волновая функция на световом конусе для перехода  $a \rightarrow bc$ . Поскольку  $|\Psi_a^{bc}(\rho, x)|^2$  содержит функцию расщепления<sup>1)</sup>  $P_a^b(x)$ , фактор  $S(M, x)$  при фиксированном значении  $M$  плавно зависит от  $x$ . Это связано с тем, что  $x$ -зависимость подынтегрального выражения в формуле (A.2), которая следует только из  $x$ -зависимости параметра  $\epsilon^2$  и трехчастичного сечения  $\sigma_3$ , является относительно слабой. Этот факт позволяет существенно уменьшить затраты машинного времени в численных расчетах путем создания файла значений  $S(M, x)$  в плоскости  $M$ – $x$  с относительно небольшим числом точек по переменной  $x$ . Затем этот файл можно использовать при вычислении спектра  $dP/dx$ , выполняя интерполяцию по переменной  $x$  и используя спектр Бете–Гайтлера, расчет которого не требует значительных вычислительных ресурсов.

В приведенных выше формулах (A.2) для эффективного сечения Бете–Гайтлера и (A.5) для дипольного сечения мы использовали следующую параметризацию для  $\alpha_s(Q^2)$ :

$$\alpha_s(Q^2) = \begin{cases} \alpha_s^{fr}, & Q \leq Q_{fr}, \\ \frac{4\pi}{9 \log(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}, & Q > Q_{fr} \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

с  $Q_{fr} = \Lambda_{QCD} \exp(2\pi/9\alpha_s^{fr})$ ,  $\Lambda_{QCD} = 300$  МэВ.

<sup>1)</sup> Стоит отметить, что формула (A.10) для сечения Бете–Гайтлера точно соответствует формуле (A.2) для эффективного сечения Бете–Гайтлера, если в ней использовать бесконечный верхний предел интегрирования по  $\xi$  и вычислять функцию  $F$  при  $v = 0$ .

## ПРИЛОЖЕНИЕ В

### Размазывающая поправка к $I_{AA}$

В этом приложении мы обсуждаем энергетическую зависимость размазывающей поправки к LO-предсказаниям для ядерного фактора модификации  $I_{AA}$ . Эта поправка потенциально может быть важна для  $z$ , близких к единице. Вопрос заключается в том, где размазывающая поправка действительно становится большой. Чтобы понять это, мы используем как разумную оценку для эффекта размазанности результаты NLO-модели из работы [40]. Этот анализ показывает, что для  $AA$ -столкновений поправка от размазывания к фактору модификации  $I_{AA}(z)$  начинает сильно расти при  $z \gtrsim 0.8$ – $0.9$  для  $E \sim 8$  ГэВ. Результаты работы [40] могут быть легко пересчитаны для наших условий. Действительно, давайте запишем предсказания LO для  $I_{AA}$ :

$$I_{AA}(z) = D_h(z + \Delta z)/D_h(z), \quad (\text{B.1})$$

где  $D_h$  — ФФ для  $pp$ -соударений,  $\Delta z = z\Delta E/E$  — сдвиг  $z$  за счет радиационных энергетических потерь  $\Delta E$  партонов в КГП (здесь для простоты мы опускаем усреднение по  $\Delta z$ , которое необходимо выполнить; также для упрощения формул мы опустили аргумент  $E$  и индекс  $pp$  у ФФ). В присутствии размазывающей поправки фактор  $I_{AA}$  (мы будем обозначать его  $\bar{I}_{AA}$ ) может быть записан как

$$\bar{I}_{AA}(z) = \frac{D_h(z + \Delta z) + D_h''(z + \Delta z)\langle\delta z^2\rangle/2}{D_h(z) + D_h''(z)\langle\delta z^2\rangle/2}, \quad (\text{B.2})$$

где  $\delta z = zq/E$  и  $q$  — сдвиг энергии струи ( $E_{jet} = E + q$ ) (мы предполагаем, что размазывающая поправка не очень велика, и удерживаем только члены до второго порядка по  $\delta z$ ). Из (B.2) мы получаем формулу, которая не содержит  $\Delta z$ :

$$\bar{I}_{AA}(z) \approx I_{AA}(z) + \Delta_{sm}, \quad (\text{B.3})$$

$$\Delta_{sm} \approx [2I'_{AA}(z)D'_h(z) + I''_{AA}(z)D_h(z)] \times z^2\langle q^2\rangle/2E^2. \quad (\text{B.4})$$

Второй член в квадратных скобках в уравнении (B.4) может быть опущен, поскольку  $I_{AA}$  является медленно меняющейся функцией по сравнению с  $D_h$ . Тогда мы получаем

$$\Delta_{sm} \approx F(z, E)I'_{AA}(z)/E^2, \quad (\text{B.5})$$

где функция  $F(z, E)$  имеет плавную зависимость от энергии, и совсем не зависит от величины вызванного средой подавления. Факт, что  $\Delta_{sm} \propto dI_{AA}/dz$  является вполне естественным. Для плоского фактора

модификации  $I_{AA}$  эффект размазки должен исчезать, так как для числителя и знаменателя в этом случае размазывающий эффект должен быть одинаковым. Отметим, что зависимость  $\Delta_{sm} \propto dI_{AA}/dz$  согласуется с результатами для  $\Delta_{sm}$  из работы [40], полученными для различной величины потерь энергии (и показанными на рис. 2 работы [40]). Теперь с помощью формулы (В.5) мы можем пересчитать размазывающую поправку от энергий работы [40] на область более высоких энергий, соответствующую условиям эксперимента STAR [17].

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller et al., Nucl. Phys. B **483**, 291 (1997); **484**, 265 (1997).
2. B. G. Zakharov, Письма в ЖЭТФ **63**, 906 (1996); **65**, 585 (1997); **70**, 176 (1999).
3. B. G. Zakharov, Phys. Atom. Nucl. **61**, 838 (1998).
4. U. A. Wiedemann, Nucl. Phys. A **690**, 731 (2001).
5. M. Gyulassy, P. Lévai, and I. Vitev, Nucl. Phys. B **594**, 371 (2001).
6. P. Arnold, G. D. Moore, and L. G. Yaffe, JHEP **0206**, 030 (2002).
7. J. D. Bjorken, Fermilab preprint 82/59-THY (1982), unpublished.
8. B. G. Zakharov, Письма в ЖЭТФ **73**, 55 (2001).
9. P. Aurenche and B. G. Zakharov, Письма в ЖЭТФ **90**, 259 (2009).
10. P. Arnold and S. Iqbal, JHEP **1504**, 070 (2015), Erratum: JHEP **1609**, 072 (2016) [arXiv:1501.04964].
11. R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, and D. Schiff, JHEP **0109**, 033 (2001).
12. M. Gyulassy, P. Levai, and I. Vitev, Phys. Lett. B **538**, 282 (2002).
13. K. J. Eskola, H. Honkanen, C. A. Salgado, and U. A. Wiedemann, Nucl. Phys. A **747**, 511 (2005).
14. B. G. Zakharov, Письма в ЖЭТФ **88**, 899 (2008).
15. X.-N. Wang, Z. Huang, and I. Sarcevic, Phys. Rev. Lett. **77**, 231 (1996).
16. X.-N. Wang and Z. Huang, Phys. Rev. C **55**, 3047 (1997).
17. L. Adamczyk et al. [STAR Collaboration], Phys. Lett. B **760**, 689 (2016).
18. B. G. Zakharov, Письма в ЖЭТФ **93**, 765 (2011).
19. B. G. Zakharov, Письма в ЖЭТФ **96**, 688 (2013).
20. B. G. Zakharov, J. Phys. G **40**, 085003 (2013).
21. B. A. Kniehl, G. Kramer, and B. Potter, Nucl. Phys. B **582**, 514 (2000).
22. T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna, and P. Skands, arXiv:hep-ph/0308153.
23. B. G. Zakharov, Письма в ЖЭТФ **80**, 721 (2004).
24. B. G. Zakharov, Phys. Atom. Nucl. **62**, 1008 (1999).
25. B. G. Zakharov, Письма в ЖЭТФ **86**, 509 (2007).
26. P. Lévai and U. Heinz, Phys. Rev. C **57**, 1879 (1998).
27. O. Kaczmarek and F. Zantow, Phys. Rev. D **71**, 114510 (2005).
28. N. N. Nikolaev and B. G. Zakharov, Phys. Lett. B **327**, 149 (1994).
29. Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, and S. I. Troyan, Phys. Rev. D **53**, 89 (1996).
30. J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).
31. D. Kharzeev and M. Nardi, Phys. Lett. B **507**, 121 (2001).
32. M. Rybczynski, G. Stefanek, W. Broniowski, and P. Bozek, Comput. Phys. Comm. **185**, 1759 (2014).
33. C. Albajar et al. [UA1 Collaboration], Nucl. Phys. B **335**, 261 (1990).
34. B. I. Abelev et al. [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **79**, 034909 (2009).
35. B. G. Zakharov, Письма в ЖЭТФ **104**, 8 (2016).
36. B. Müller and K. Rajagopal, Eur. Phys. J. C **43**, 15 (2005).
37. R. Baier, A. H. Mueller, and D. Schiff, Phys. Lett. B **649**, 147 (2007).
38. S. Kretzer, H. L. Lai, F. Olness, and W. K. Tung, Phys. Rev. D **69**, 114005 (2004).
39. K. J. Eskola, V. J. Kolhinen, and C. A. Salgado, Eur. Phys. J. C **9**, 61 (1999) [hep-ph/9807297].
40. H. Zhang, J. F. Owens, E. Wang, and X.-N. Wang, Phys. Rev. Lett. **103**, 032302 (2009).
41. B. G. Zakharov, J. Phys. G **41**, 075008 (2014).
42. E. V. Shuryak, Phys. Lett. B **78**, 150 (1978).
43. R. Field, Acta Phys. Polon. B **42**, 2631 (2011).
44. B. G. Zakharov, Phys. Rev. Lett. **112**, 032301 (2014).
45. N. N. Nikolaev and B. G. Zakharov, Z. Phys. C **64**, 631 (1994).
46. N. N. Nikolaev, G. Piller, and B. G. Zakharov, ЖЭТФ **108**, 1554 (1995).