

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П.Н.ЛЕБЕДЕВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

КИРАКОСЯН Мартин Раджевич

**КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СТОЛКНОВЕНИЯХ
УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР**

01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2015

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физическом институте им. П.Н.Лебедева Российской академии наук

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
Леонидов Андрей Владимирович
Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н.Лебедева
Российской академии наук, Москва

**Официальные
оппоененты:** доктор физико-математических наук,

Теряев Олег Валерианович
Объединенный институт ядерных
исследований, г. Дубна

доктор физико-математических наук
Снигирев Александр Михайлович
Научно-исследовательский институт
ядерной физики им. Д. В. Скобельцина
Московского Государственного
Университета имени М.В. Ломоносова

Ведущая организация: Институт Теоретической Физики им.
Ландау Российской Академии Наук, г.
Черноголовка

Защита состоится 28 сентября 2015 года в ___:___ч. на заседании диссертационного совета Д 002.023.02 при Физическом Институте им. Лебедева РАН: 119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53.

С диссертацией и авторефератом можно ознакомиться в библиотеке ФИАН или на сайте <http://www.lebedev.ru/>.

Автореферат разослан «___» _____ 2015 года.

Ученый секретарь диссертационного совета Д 002.023.02

доктор физико-математических наук

Я. Н. Истомин

Общая характеристика диссертации

Темой диссертации являются коллективные эффекты в столкновениях ультрарелятивистских ядер.

Актуальность темы. Теоретическое и экспериментальное исследование столкновений ультрарелятивистских ядер является собой уникальный способ изучения свойств сильных взаимодействий. Это направление исследований находится на стыке ядерной физики и физики элементарных частиц. Экспериментальные данные с Релятивистского Коллайдера Тяжелых Ионов (РКТИ, англ. аббревиатура - RHIC) и Большого Адронного Коллайдера (БАК, английская аббревиатура - LHC) и предыдущих поколений ускорителей показали, что физические свойства материи, образующейся в столкновениях, не сводятся к тривиальной суперпозиции свойств составляющих частей путем элементарной редукции. Другими словами, материя, сформированная при столкновениях ядер, обладает коллективными свойствами, не проявляющимися при столкновениях протонов. Некоторые из этих коллективных свойств рассмотрены в диссертации.

Среди наиболее интересных эффектов обнаруженных на РКТИ можно выделить двугорбую структуру в двух- и трехчастичных корреляциях адронов, которые были померены коллаборациями STAR и PHENIX. Модель основанная на предположении об излучении черенковских глюонов в среде позволяет объяснить наблюдаемые экспериментальные данные. Что актуализирует изучение различных аспектов феноменологии излучения черенковских глюонов.

В ряде работ, в которых изучается динамика состояния вещества, образующегося в результате столкновений, убедительно показано, что вещество на определенном этапе переходит в турбулентное состояние. Кроме того, было показано, что турбулентность может объяснить аномальные транспортные свойства, в частности малую вязкость. В связи с этим представляет интерес исследование свойств турбулентной кварк-глюонной плазмы.

Помимо этого, в экспериментах на РКТИ и БАК был обнаружен так называемый эффект гашения струй, который связан с потерями высокоэнергичного партона в среде. Интерес представляет оценка вклада потерь на черенковское излучение и статистическое переходное излучение.

Целью работы явилось исследования феноменологии черенковского

излучения глюонов в сильновзаимодействующей среде, в том числе оценка потерь на черенковское излучение и вклад от потерь на переходное излучение на неоднородностях, а также исследование поляризационных свойств турбулентной кварк-глюонной плазмы.

Методы и подходы использованные в диссертации включали в себя расчеты по теории возмущений в рамках квантовой хромодинамики, кинетической теории, а также численное моделирование.

Научные результаты. Все основные результаты в диссертации получены впервые.

Научная и практическая ценность. Получено объяснение экспериментальных данных двухчастичных корреляций адронов в столкновениях релятивистских ядер на ускорителе РКТИ. А также выражение для поляризационного тензора в турбулентной кварк-глюонной плазме и турбулентных поправок дисперсионных для плазмонов. Показана малость потерь на переходное излучение на неоднородностях в кварк-глюонной плазме.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 4 статьи в журналах из списка рекомендованного ВАК.

Краткое содержание диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и приложений.

Во **введении** к диссертации представлены основные сведения об экспериментах по столкновениям ультрарелятивистских ядер и кратко изложены основные концепции теории. Сформулированы задачи диссертации.

В **первой главе** рассмотрена феноменология цветного черенковского излучения в материи, образовавшейся в результате столкновения ядер.

Во введении к главе изложены история исследований о черенковском излучении и краткое описание экспериментов, в которых наблюдалась двугорбая структура, которую можно объяснить за счет излучения черенковских глюонов, а также введен такой феноменологический параметр сильновзаимодействующей среды, как хромопроницаемость, рассмотрены условия, при которых возможно испускание черенковских глюонов, и приведен вывод формулы для излучения черенковских глюонов и потерь в среде с комплексной хромопроницаемостью.

Коллаборации STAR и PHENIX на ускорителе RHIC измеряли двухчастичные корреляции в столкновениях ультрарелятивистских ядер золота при энергии в системе центра масс - 200 ГэВ/нуклон. В этих экспериментах была обнаружена характерная двугорбая структура в распределении частиц по азимутальным углам за вычетом эллиптического потока (см. рисунок ниже). В тексте диссертации показано, что экспериментальные данные можно интерпретировать как испускание черенковских глюонов жестким партном движущимся в среде. Следует отметить, что на сегодняшний день существуют другие модели, позволяющие описать эти экспериментальные данные.

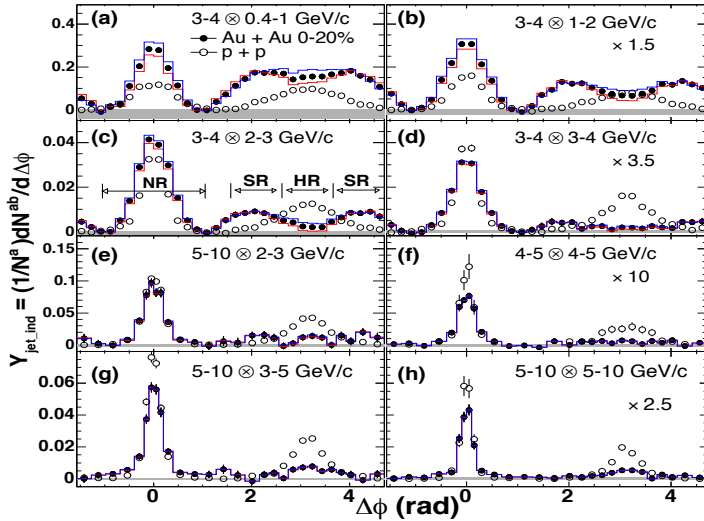


Рис. 1: Доля адронных пар по отношению к адронам-триггерам как функция азимутального угла $\Delta\phi$ для различных значений поперечного импульса адрона-триггера и адрона-партнера для столкновений протонов и столкновений золота с центральностями 0 – 20%; данные в правой части масштабированы (данные коллаборации PHENIX).

Впервые возможность испускания черенковских глюонов была рассмотрена И.М. Дреминым для теоретического описания кольцевых структур в некоторых событиях на экспериментах с космическими лучами. Для феноменологического описания среды, образовавшейся в результате столк-

новения разумно ввести хромопроницаемость, которая в абелевом пределе квантовой хромодинамики полностью аналогична диэлектрической проницаемости в веществе. Таким образом, хромоэлектрическое поле выражается через внешние токи посредством формулы:

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{\mathbf{k}^2} \right) \varepsilon_T + \frac{k_i k_j}{\mathbf{k}^2} \varepsilon_L, \quad (1)$$

где $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ - тензор хромопроницаемости в среде, который в изотропной среде имеет лишь две независимые компоненты: продольную и поперечную.

В случае, когда хромопроницаемость известна, потери энергии движущегося кварка или глюона в древесном приближении можно вычислить с помощью формулы:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{C_{V(A)}\alpha_s}{2\pi^2 v} \int d^3k \left(\frac{\omega}{k^2} \left(Im[\varepsilon_L^{-1}] + (v^2 k^2 - \omega^2) Im[(\omega^2 \varepsilon_T - k^2)^{-1}] \right) \right)_{\omega=\mathbf{k}v}, \quad (2)$$

где $C_{V(A)}$ - инвариант Казимира соответствующего представления калибровочной группы $SU(3)$. Из этой формулы можно получить распределение излучения глюонов:

$$\frac{1}{\omega} \frac{d^3W}{dzd\omega d\cos\theta} = \frac{2C_{V(A)}g^2}{\pi} \frac{\cos\theta(1 - \cos^2\theta)\Gamma(\omega)}{(\cos^2\theta - \zeta(\omega))^2 + \Gamma^2(\omega)} \quad (3)$$

где $(\varepsilon_1, \varepsilon_2$ - компоненты, соответственно, действительной и мнимой части хромопроницаемости):

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} \\ \Gamma &= \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} \end{aligned} \quad (4)$$

Основная часть первой главы базируется на работе диссертанта в соавторстве с И.М Дреминым, А.В Леонидовым и А.В. Виноградовым.

Во втором параграфе первой главы рассмотрена модель с упрощенной геометрией, в которой рассеяние первичных жестких партонов происходит в точности на 90 градусов по отношению к оси столкновений. Тогда после перехода к "лабораторным" координатам: θ_L - угол между осью столкновения и ϕ_L - азимутальный угол в плоскости поперечной оси столкновения и использования связи между лабораторными координатами и координатами

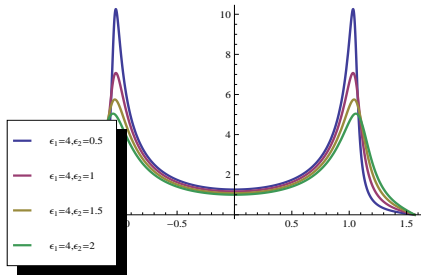


Рис. 2: Распределение $\frac{d^3 N}{4\alpha_s C_{V(A)} d\omega dl d\phi_L}$ для различных значений ε_2 при фиксированном ε_1

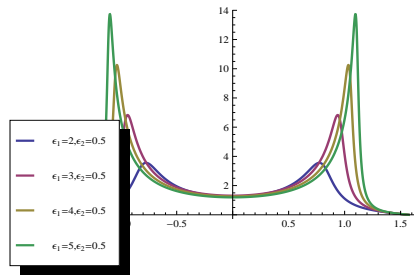


Рис. 3: Распределение $\frac{d^3 N}{4\alpha_s C_{V(A)} d\omega dl d\phi_L}$ для различных значений ε_1 при фиксированном ε_2

θ и ϕ , связанными с первичным глюоном в плоскости перпендикулярной оси столкновений:

$$\cos \theta = |\sin \theta_L \cos \phi_L|, \quad (5)$$

После подстановки этого выражения в формулу для распределения (3) и интегрирования по θ_L , которое можно выполнить в явном виде (см. текст диссертации), была получена формула для распределения глюонов по азимутальным углам, аналогичного имеющемуся в эксперименте. На рисунке ниже показаны распределения для различных значений реальной и мнимой частей хромопроницаемости.

Как видно, в области азимутальных углов более $\frac{\pi}{2}$ по отношению к обратной частице, распределение = 0.

В третьем параграфе первой главы изложена Монте-Карло модель для моделирования экспериментальных данных. Для генерации черенковского спектра необходимо осуществить следующие действия:

- (а) описать кинематику распределения пар начальных партонов, являющихся источником вторичных черенковских глюонов;
- (б) осуществить процедуру генерации спектра черенковских глюонов с учетом распределения источников;
- (в) описать адронизацию глюонов в адроны и учесть многократное рассеяние глюонов в среде и экспериментальные ограничения на псевдобыстроты, азимутальный угол и поперечные импульсы адронов.

В диссертации использовалось простейшая параметризация хромопро-

нищаемости:

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = \varepsilon \times \theta(\omega_{max} - \omega) \quad (6)$$

где ω_{max} - параметр, определяющий значения частоты, вплоть до которой все еще возможно испускание черенковских глюонов.

Спектр первичных адронов был получен с использованием генератора столкновений PYTHIA. Далее была написана Монте-Карло процедура для генерации черенковского спектра с помощью формулы (3) и проводилась фрагментация с помощью померенных на эксперименте функций фрагментации, взятых из литературы, и с учетом многократного рассеяния в среде (см. текст диссертации для подробностей).

Таким образом, в модели варьировалось три параметра (для параметр ω_{max} выбиралось значение равное 3.5 ГэВ, поскольку было показано, что вариация этого параметра слабо сказывается форме распределения, и выбранное значение соответствует импульсным окнам, в которых наблюдалась двугорбая структура на эксперименте, и является физически разумным, так как хромопроницаемость превышает единицу за счет рассеяний на связанных состояниях в среде): реальная часть хромопроницаемости ε_1 , мнимая часть хромопроницаемости ε_2 , и параметр Δ_{\perp} , характеризующий размытие конечных адронов в поперечном направлении относительно черенковского партона за счет многократного рассеяния глюонов в среде и адронизации.

В результате было показано, что комбинируя параметры модели, можно описать экспериментальные данные коллабораций STAR и PHENIX, что может быть проиллюстрировано на рисунках ниже, на которых представлены сравнения экспериментальных точек распределений двухчастичных корреляций с результатами моделирования.

Следует отдельно отметить недостатки модели. Модель не учитывает каскадное излучение глюонов и кварков в начальном и конечном состоянии, дисперсионные зависимости компонент хромопроницаемости, полную геометрию среды, образовавшейся в результате столкновения, детальное описание многократного рассеяния глюона в сильно взаимодействующей среде. Также в модели не учитывался эффект распада на два черенковских глюона, рассмотренный позднее. Таким образом, приведенные ниже значения параметров среды представляют собой всего лишь оценку. Тем

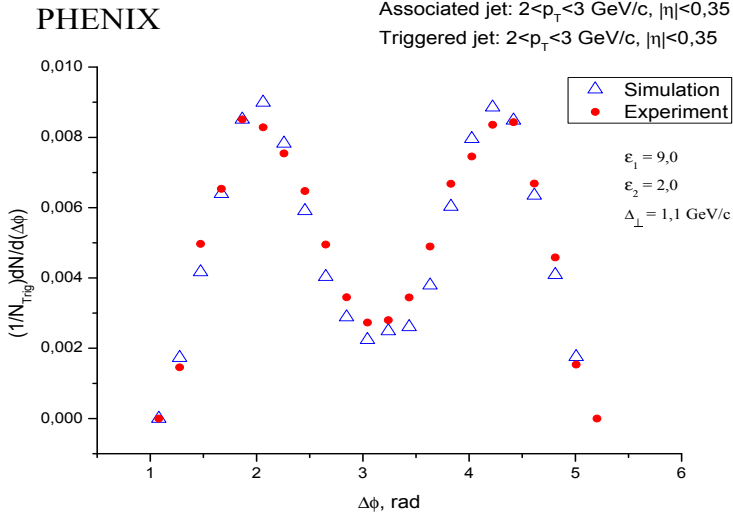


Рис. 4: Сравнение экспериментальных распределений диадронных корреляций коллаборации PHENIX с результатами моделирования для области поперечных импульсов адронов прямой и обратной струи $2 \text{ ГэВ} < p_T < 3 \text{ ГэВ}$ и $2 \text{ ГэВ} < p_T < 3 \text{ ГэВ}$ соответственно (треугольные отметки – результаты моделирования; круглые отметки – эксперимент).

не менее, модель иллюстрирует возможность извлечения информации о сильновзаимодействующей среде на основе экспериментальных данных.

В таблице представлены значения параметров, наилучшим образом описывающие экспериментальные данные для областей значений поперечного импульса обратной струи $1 \text{ GeV} < |\mathbf{p}_T| < 2 \text{ GeV}$ и $2 \text{ GeV} < |\mathbf{p}_T| < 3 \text{ GeV}$ для STAR и PHENIX соответственно. Различные значения для ε_1 для STAR и PHENIX напрямую связаны с разницей в значениях положений максимумов θ_{max} . Указанное различие может быть вызвано необходимостью учесть зависимость ε_1 от частоты, а также возможной зависимостью свойств среды от псевдобыстроты (области охватываемых псевдобыстрот для STAR и PHENIX различаются).

В третьем параграфе первой главы приведена оценка потерь на излучение черенковских глюонов согласно формуле (2). Согласно этой оценке при $\omega_{max} = 3.5 \text{ ГэВ}$ высокоэнергичный кварк ($E > \omega_{max}$) теряет $\sim 9 \text{ ГэВ/фм}$.

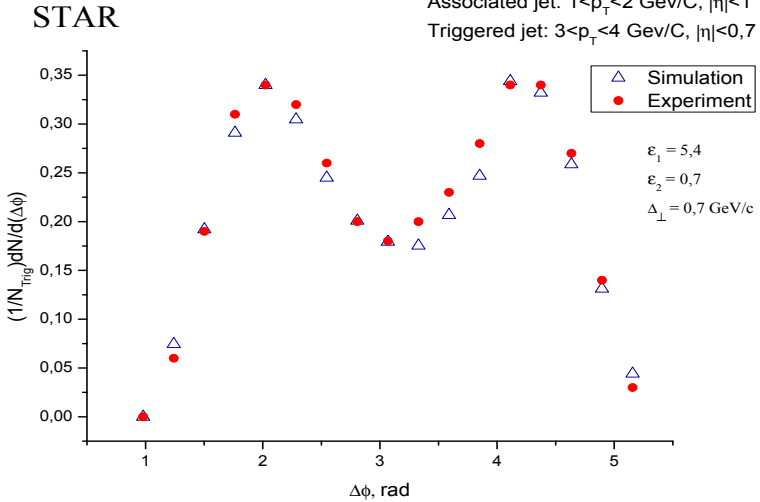


Рис. 5: Сравнение экспериментальных распределений диадронных корреляций коллаборации STAR с результатами моделирования для области поперечных импульсов адронов прямой и обратной струи $3 \text{ ГэВ} < p_T < 4 \text{ ГэВ}$ и $1 \text{ ГэВ} < p_T < 2 \text{ ГэВ}$ соответственно (треугольные отметки – результаты моделирования; круглые отметки – эксперимент).

То есть потери на черенковское излучение глюонов могут быть весьма значительны и достигать значений сравнимых с радиационными потерями.

Во **второй главе** диссертации вычисляются поляризационные свойства турбулентной кварк-глюонной плазмы.

Во введении к главе перечислены основные источники неустойчивостей в кварк-глюонной плазме, следствием динамической эволюции которых является турбулентность; представлены основные положения теории кварк-глюонной плазмы и вычисление поляризации в лидирующем приближении; описан формализм для вычисления транспортных свойств турбулентной плазмы в нулевом порядке по регулярному полю, в частности приведена схема вычисления аномальной вязкости и коэффициента \hat{q} в турбулентной кварк-глюонной плазме.

Природа возникновения турбулентности в плазме, образующейся в результате столкновений, связана с существенной неизотропностью ее дина-

Эксперимент	θ_{max}	ε_1	ε_2	Δ_{\perp}
STAR	1.04 рад.	5.4	0.7	0.7 ГэВ
PHENIX	1.27 рад.	9.0	2.0	1.1 ГэВ

Рис. 6: Таблица оптимальных значений параметров среды, описывающих экспериментальные данные STAR и PHENIX для значений поперечного импульса обратной струи $1\text{GeV} < |\mathbf{p}_T| < 2\text{GeV}$ и $2\text{GeV} < |\mathbf{p}_T| < 3\text{GeV}$ соответственно.

мики. Так, например, неустойчивы квантовые флуктуации в глазме, которая представляет собой продольную по отношению к оси столкновений совокупность хромоэлектрических и хромомагнитных полей. Помимо этого, неустойчивой является динамика неизотропной кварк-глюонной кварк-глюонной плазмы, так как плазма, характеризующаяся неизотропной конфигурацией импульсного распределения, подвержена магнитным неустойчивостям Вайбеля. В ряде работ было показано (для ссылок на соответствующие работы см. текст диссертации), что результатом динамического развития этих неустойчивостей является характерный турбулентный спектр полевых мод.

Материал основной части диссертации соответствует результатам двух работ автора в соавторстве с Андреем Владимировичем Леонидовым и Берндтом Мюллером и Андреем Владимировичем Леонидовым и Игорем Михайловичем Дреминым.

Вычисления в диссертации проводились в приближении одночастичной функции распределения, что оправдывается обнаруженной на эксперименте малой вязкостью системы, образующейся в результате столкновения. Цветной ток, генерируемый частицами плазмы, и тензор энергии-импульса выражаются через одночастичную функцию распределения $f(x, p, Q)$, зависящую от координат x , импульсов p и, в общем случае неабелевых, зарядов Q с помощью формул:

$$j_{\mu}^a = g \int dP dQ p_{\mu} Q^a f(x, p, Q). \quad (7)$$

и:

$$T^{\mu\nu} = \int dQ dP p^{\mu} p^{\nu} f(x, p, Q,). \quad (8)$$

соответственно (см. текст диссертации для определения меры интегрирования фазового пространства).

Тензор поляризации $\Pi_{\mu\nu}^{ab}$ определяется из равенства:

$$\Pi_{\mu\nu}^{ab} = \frac{\delta j_{\mu}^a}{\delta A_{\nu}^b}, \quad (9)$$

где A_{μ}^a приложенный внешний потенциал калибровочного поля.

В квазиклассическом приближении одночастичная функции распределения плазмы удовлетворяет кинетическому уравнению следующего вида:

$$\begin{aligned} \frac{df(p(\tau), x(\tau), Q(\tau))}{d\tau} = & p^{\mu} \left(\partial_{\mu} - g f^{abc} A_{\mu}^b Q^c \frac{\partial}{\partial Q^a} \right. \\ & \left. - g Q_a F_{\mu\nu}^a \frac{\partial}{\partial p_{\nu}} \right) f(x, p, Q) = C[f] \end{aligned} \quad (10)$$

Для вычисления поляризационных свойств потенциал калибровочного поля разделялся на регулярную и турбулентную части:

$$A_{\mu}^a = A_{\mu}^{Ra} + A_{\mu}^{Ta}, \quad (11)$$

причем среднее по ансамблю от турбулентной компоненты равно нулю: $\langle A_{\mu}^{Ta} \rangle = 0$.

Аналогично, можно разложить функцию распределения в плазме:

$$\begin{aligned} f(p, x, Q) &= f^R(p, x, Q) + f^T(p, x, Q) \\ \langle f(x, p, Q) \rangle &= f^R(x, p, Q), \quad \langle f^T(x, p, Q) \rangle = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

При малых калибровочных преобразованиях потенциал поля преобразуется следующим образом:

$$\delta A_{\mu}^a = \partial_{\mu} \alpha^a + g f^{abc} A_{\mu}^b \alpha^c \quad (13)$$

Для обеспечения корректности рассмотрения необходимо отделить калибровочные преобразования регулярной и турбулентной компонент потенциала следующим образом:

$$\begin{aligned} \delta A_{\mu}^{Ra} &= \partial_{\mu} \alpha^a + g f^{abc} A_{\mu}^{Rb} \alpha^c \\ \delta A_{\mu}^{Tb} &= g f^{abc} A_{\mu}^{Tb} \alpha^c, \end{aligned} \quad (14)$$

подобное разделение проводится при проведении вычислений в калибровке фонового поля.

Для удобства дальнейших вычислений были введены следующие обозначения:

$$F_{\mu\nu}^a = F_{\mu\nu}^{Ra} + \mathbf{F}_{\mu\nu}^{Ta} + \mathcal{F}_{\mu\nu}^{Ta}, \quad (15)$$

где:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\mu\nu}^{Ra} &= \partial_\mu A_\nu^{Ra} - \partial_\nu A_\mu^{Ra} + g f^{abc} A_\mu^{Rb} A_\nu^{Rc} \\ \mathcal{F}_{\mu\nu}^{Ta} &= \partial_\mu A_\nu^{Ta} - \partial_\nu A_\mu^{Ta} + g f^{abc} A_\mu^{Tb} A_\nu^{Tc} \\ \mathbf{F}_{\mu\nu}^{Ta} &= g f^{abc} (A_\mu^{Tb} A_\nu^{Rc} + A_\mu^{Rb} A_\nu^{Tc}) \end{aligned} \quad (16)$$

Далее, определялись коррелятор калибровочного потенциала и калибровочно-инвариантный коррелятор полей:

$$\langle A_\mu^{Ta}(x) A_\nu^{Tb}(y) \rangle = G_{\mu\nu}^{ab}(x, y) \quad (17)$$

$$\langle \mathcal{F}_{\mu\nu}^{Ta}(x) U^b(x, y) \mathcal{F}_{\mu'\nu'}^{Tc}(y) \rangle = K_{\mu\nu\mu'\nu'}^{ab}(x, y). \quad (18)$$

Везде в тексте диссертации предполагалась статистическая однородность корреляций $K_{\mu\nu\mu'\nu'}^{Ta}(x, y) = K_{\mu\nu\mu'\nu'}^{Ta}(x - y)$ (и аналогичное соотношение для $G_{\mu\nu}^{ab}$) и симметрия корреляторов относительно перестановок цветных и лоренцевских индексов.

Для определенности выбиралась следующая параметризация корреляций:

$$K_{\mu\nu\mu'\nu'}^{ab}(x) = \langle F_{0\mu\nu}^a F_{0\mu'\nu'}^b \rangle \exp \left[-\frac{\mathbf{r}^2}{a^2} - \frac{t^2}{\tau^2} \right] \quad (19)$$

В явном виде ответы для поляризации были выписаны для случая изотропного турбулентного сценария, характеризующаяся следующей конфигурацией турбулентных полей:

$$\begin{aligned} \langle E_i^a E_j^b \rangle &= \frac{1}{3} \delta^{ab} \delta_{ij} \langle E^2 \rangle \\ \langle B_i^a B_j^b \rangle &= \frac{1}{3} \delta^{ab} \delta_{ij} \langle B^2 \rangle \\ \langle E_i B_j \rangle &= 0 \end{aligned} \quad (20)$$

Для вычисления характеристик турбулентной кварк-глюонной плазмы (как, например, коэффициентов переноса или поляризационных свойств плазмы) по теории возмущений, необходимо раскладывать одночастичную функцию распределения по степеням турбулентного поля и затем проводить усреднение.

Таким образом, для вычисления поляризации в пределе слабой турбулентности необходимо осуществить следующие шаги:

- (а) начать с кинетического уравнения,
- (б) раскладывать все поля, потенциалы и распределения по степеням регулярного поля и степеням турбулентного поля,
- (в) замкнуть уравнения, воспользовавшись уравнениями движения,
- (г) усреднить и отбросить высшие корреляторы (предел слабой турбулентности),
- (д) проинтегрировать по фазовому объему для нахождения индуцированных токов,
- (е) получить выражение для поляризационного тензора из определения.

Следуя этой процедуре, была разработана дигараммная техника для проведения вычислений по теории возмущений. Ответ для поляризации был получен в приближении слабой турбулентности $g^2 \langle E^2 \rangle l / |\mathbf{k}| T^2 \ll 1$ и длинноволновом пределе - $|\mathbf{k}| l \ll 1$ (в первых двух порядках градиентного разложения)

Вследствие изотропии и калибровочной инвариантности имеются только две независимые компоненты поляризации:

$$\begin{aligned}
 \Pi_{ab}^{00}(k_0, \mathbf{k}) &= \delta_{ab} \frac{|\mathbf{k}|^2}{k_0^2} \Pi_L(k_0, \mathbf{k}) \\
 \Pi_{ab}^{0i}(k_0, \mathbf{k}) &= \delta_{ab} \frac{k^i}{k_0} \Pi_T(k_0, \mathbf{k}) \\
 \Pi_{ab}^{ij}(k_0, \mathbf{k}) &= \delta_{ab} \left[\left(\delta^{ij} - \frac{k^i k^j}{|\mathbf{k}|^2} \right) \Pi_T(k_0, \mathbf{k}) + \frac{k^i k^j}{|\mathbf{k}|^2} \Pi_L(k_0, \mathbf{k}) \right]
 \end{aligned} \tag{21}$$

Вычисление было проведено как в абелевом, так и в неабелевом случае и было показано, что в неабелевом случае, по крайней мере в первом порядке по турбулентным пульсациям, поляризация не зависит от корреляций потенциалов.

Ниже будут приведены вычисленные турбулентные поправки к известному выражению для поляризации в лидирующем порядке (здесь приве-

дены ответы для кварк-глюонной плазмы, ответы для электромагнитной плазмы аналогичны с точностью до мультипликативной константы и приведены в тексте диссертации):

$$\begin{aligned}\Pi_L^{\text{HTL}} &= -m_g^2 x^2 \left[1 - \frac{x}{2} L(x) \right] \\ \Pi_T^{\text{HTL}} &= m_g^2 \frac{x^2}{2} \left[1 + \frac{1}{2x} (1 - x^2) L(x) \right]\end{aligned}\quad (22)$$

где: $L(x) \equiv \ln \left| \frac{1+x}{1-x} \right| - i\pi\theta(1-x)$ а $m_D^2 = g^2/3(N+N_2)T^2$, тогда как $x = \frac{k^0}{\mathbf{k}}$.

Как уже было упомянуто, выражения для турбулентных поправок получены в первых двух порядках градиентного разложения:

$$\delta\Pi_{L(T)}^{\text{turb}}(\omega, |\mathbf{k}| | l) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(|\mathbf{k}| l)^n}{\mathbf{k}^2} \left[\phi_{L(T)}^{(n)} \left(\frac{\omega}{|\mathbf{k}|} \right) \langle E^2 \rangle + \chi_{L(T)}^{(n)} \left(\frac{\omega}{|\mathbf{k}|} \right) \langle B^2 \rangle \right] \quad (23)$$

$$\phi_{\text{IT}}^{(1)}(x) = \frac{iC_{q(g)}}{6\pi\sqrt{\pi}} 2x \left[\frac{4 + 10x^2 - 6x^4}{3(1-x^2)} + x(1-x^2) L(x) \right] \quad (24)$$

$$\phi_{\text{IL}}^{(1)}(x) = -\frac{iC_{q(g)}}{6\pi\sqrt{\pi}} \frac{8x^3}{3(1-x^2)^2} \quad (25)$$

$$\chi_{\text{IT}}^{(1)}(x) = \frac{iC_{q(g)}}{6\pi\sqrt{\pi}} 4x \left[\frac{-2 + 6x^2}{3(1-x^2)} + x L(x) \right] \quad (26)$$

$$\chi_{\text{IL}}^{(1)}(x) = -\frac{iC_{q(g)}}{6\pi\sqrt{\pi}} \frac{8x^3}{3(1-x^2)^2}. \quad (27)$$

$$\phi_{\text{IT}}^{(2)}(x) = \frac{C_{q(g)}}{6\pi^2} x \left[\frac{22}{3}x + 4x^3 + (1 + 3x^2 + 2x^4) L(x) \right] \quad (28)$$

$$\phi_{\text{IL}}^{(2)}(x) = \frac{C_{q(g)}}{6\pi^2} 2x^3 \left[\frac{2x}{1-x^2} + L(x) \right] \quad (29)$$

$$\chi_{\text{IT}}^{(2)}(x) = \frac{C_{q(g)}}{6\pi^2} x [14x + (1 - 7x^2) L(x)] \quad (30)$$

$$\chi_{\text{IL}}^{(2)}(x) = \frac{C_{q(g)}}{6\pi^2} 2x \left[\frac{6x - 4x^3}{1-x^2} + (1 - 2x^2) L(x) \right] \quad (31)$$

$$\phi_{\text{IT}}^{(2)}(x) = \frac{C_{q(g)}}{6\pi^2} \left[\frac{2}{3}x^2 - 4x^4 - x(1+x^2-2x^4) L(x) \right] \quad (32)$$

$$\phi_{\text{IL}}^{(2)}(x) = \frac{C_{q(g)}}{6\pi^2} [4x^2 - 2x^3 L(x)] \quad (33)$$

множители $C_{q(g)}$ зависят от типа частиц и определяются интегрированием по импульсам и цветовым переменным в фазовом пространстве.

Расчет приводит к следующим значениям множителей для кварков и глюонов соответственно:

$$C_q = g^4 N_q \frac{N^2 - 1}{4N}, \quad (34)$$

для кварков и:

$$C_g = \frac{2g^3 N^2}{N + \frac{N_q}{2}}, \quad (35)$$

для глюонов.

Как видно, глюонный вклад лидирующий по степени константы связи. Таким образом, взаимодействие турбулентных пульсаций с глюонами плазмы вносит основной вклад в поправки к поляризации. Это связано с тем обстоятельством, что наиболее интенсивно турбулентное поле взаимодействует с частицами, имеющими импульс порядка обратной корреляционной длины, и частицы с малыми импульсами перенасыщены в статистике Бозе-Эйнштейна. В связи с чем интеграл по фазовому пространству для глюонов необходимо обрезать на дебаевской массе.

Ниже приведены графики для функций $\phi_{1T(L)}^{(1)}(x)$, $\chi_{1T(L)}^{(1)}(x)$ (с точностью до множителей), определяющих поправки к поляризации.

Как видно из графиков, следует отдельно рассмотреть поправки для времениподобных и пространственноподобных волновых векторов:

1. Времениподобная область. Из Рис. 7 и 8 можно видеть, что знак мнимой части турбулентной проницаемости в поляризационном тензоре во времениподобной области $x > 1$ - отрицательный. Что приводит к турбулентному затуханию как поперечных, так и продольных времениподобных мод. Следует отметить, что в этой области четырехмерного пространства волновых векторов нет затухания Ландау и поэтому турбулентное затухание волн в этой области является лидирующим эффектом.

2. Пространственноподобная область. В пространственноподобной области $x < 1$ ситуация отлична от описанной выше. В отличие от времениподобной области, даже в нулевом порядке по турбулентным корреляциям присутствует ненулевой отрицательный вклад, отвечающий затуханию Ландау. Как видно из рисунков 7 и 8, мнимая турбулентная добавка к продольной поляризации отрицательна. Таким образом турбулентность

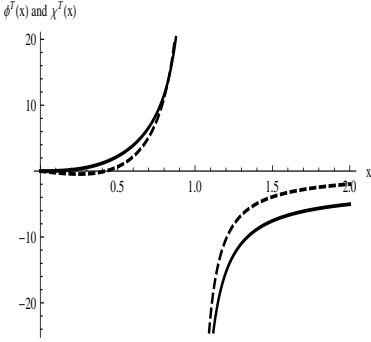


Рис. 7: Функции $\frac{6\pi\sqrt{\pi}}{C_g} \text{Im} [\phi_T^{(1)}(x)]$ (сплошная линия) и $\frac{6\pi\sqrt{\pi}}{C_g} \text{Im} [\chi_T^{(1)}(x)]$ (прерывистая линия).

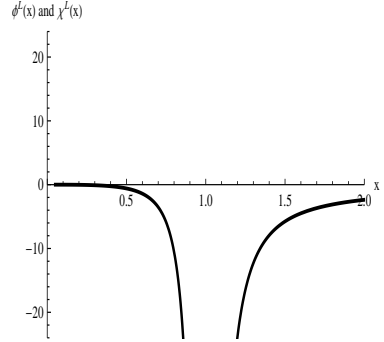


Рис. 8: Функции $\frac{6\pi\sqrt{\pi}}{C_g} \text{Im} [\phi_L^{(1)}(x)]$ (сплошная линия) и $\frac{6\pi\sqrt{\pi}}{C_g} \text{Im} [\chi_L^{(1)}(x)]$ (прерывистая линия).

усиливает затухание Ландау продольных волн. Не так обстоит дело с турбулентными поправками в поперечную часть поляризаационного тензора. Из Рис. 7 и 8 также можно увидеть, что электрический вклад (а именно вклад пропорциональный корреляциям электрических полей) $\text{Im} [\phi_T^{(1)}(x)]$ в пространственноподобной области положителен для всех значений x , тогда как магнитный вклад отрицателен при $x < x^*$, где $x^* \sim 0.43$ и положителен при $x > x^*$. Таким образом, в пространственноподобной области турбулентность может уменьшать эффект затухания Ландау. При определенных условиях (см. ниже) турбулентный вклад может сравняться с по величине с вкладом от затухания Ландау, что может привести к неустойчивости длинноволновых мод (хотя следует отметить, что область параметров, для которых турбулентный вклад сравним с вкладом нулевого порядка по корреляциям выходит за рамки рассматриваемого приближения).

Также в тексте диссертации приведены турбулентные поправки к дисперсионным соотношениям для плазмонов в кварк-глюонной плазме.

В **третьей** главе диссертации рассмотрены поправки к потерям энергии за счет черенковского излучения и черенковскому спектру, связанные с переходным излучением на случайных неоднородностях в среде, образо-

вытекающей в результате столкновения ядер. А также рассмотрены потери на случайное переходное излучение в кварк-глюонной плазме.

Во введении к главе приведен краткий обзор работ, в которых исследуются флуктуации параметров сильновзаимодействующей среды, образующейся в столкновениях.

Физически неоднородность начальной плотности энергии в столкновениях ядер объясняется флуктуациями числа столкновений на единицу площади в плоскости поперечной оси столкновений. Вследствие причинности, неоднородность не может исчезнуть мгновенно и вещество остается неоднородным даже на собственных временах порядка времени термализации.

Часть результатов основной части третьей главы опубликована в работе автора в КСФ, часть результатов (о поправках к черенковским потерям и спектру излучения) получена автором совместно с Андреем Владимировичем Леонидовым и публикуется впервые.

Во втором параграфе третьей главе представлена схема вычисления эффективной хромоэлектрической проницаемости в абелевом приближении.

В абелевом приближении уравнение для хромоэлектрического поля в среде без пространственной дисперсии имеет вид:

$$\Delta \mathbf{E}^a - \nabla(\nabla \mathbf{E}^a) + \omega^2 \mathbf{E}^a + \omega^2 \chi(\mathbf{r}) \mathbf{E}^a = 4\pi i \omega \cdot \mathbf{j}^a(\omega, \mathbf{r}), \quad (36)$$

здесь $\mathbf{E}^a \equiv \mathbf{E}^a(\omega, \mathbf{r})$ - хромоэлектрическое поле в смешанном представлении,

\mathbf{j}^a - источник поля в среде, $\chi(\mathbf{r})$ - неоднородный вклад в проницаемость.

Далее была рассмотрена модель среды с флуктуирующим значением $\chi(\mathbf{r}) = \chi_0(1 + \xi(\mathbf{r}))$, где $\xi(\mathbf{r})$ представляет собой статистическую функцию, среднее значение которой, без ограничения общности можно положить равным нулю, $\langle \xi(\mathbf{r}) \rangle = 0$. Пусть также распределение случайной функции $\xi(\mathbf{r})$ гауссовское, а именно, корреляции полей даются выражениями:

$$\begin{aligned} \langle \xi(\mathbf{r}_1) \xi(\mathbf{r}_2) \rangle &= B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\ \langle \xi(\mathbf{r}_1) \xi(\mathbf{r}_2) \dots \xi(\mathbf{r}_{2n+1}) \rangle &= 0 \\ \langle \xi(\mathbf{r}_1) \xi(\mathbf{r}_2) \xi(\mathbf{r}_3) \xi(\mathbf{r}_4) \rangle &= B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) B(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) + B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_3) B(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_4) + B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_4) B(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) \\ &\dots \end{aligned} \quad (37)$$

Аналогично произвольная корреляция четного количества функций $2n$ дается суммой $(2n - 1)!!$ членов с произведением всевозможных парных корреляций.

Для вычисления электромагнитных или КХД свойств среды в наинизшем приближении достаточно знать только лишь функцию парного коррелятора, требование гауссовости корреляций сказывается только лишь при вычислении вкладов высших порядков, а также при определении пределов применимости.

В диссертации рассматривался случай статистически однородных корреляций:

$$B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = B(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \quad (38)$$

Далее, представив хромозлектрическое поле \mathbf{E}^a в среде как сумму регулярной и стохастической компонент:

$$\mathbf{E}^a = \langle \mathbf{E}^a \rangle + \mathbf{e}^a \quad (39)$$

(где \mathbf{e}^a - стохастическая компонента хромозлектрического поля, среднее значение которой без ограничения общности можно положить равными нулю), и подставляя в (36), можно в первом порядке по корреляциям получить следующее выражение для эффективной проницаемости среды:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) &= \varepsilon_0(\omega)\delta_{ij} - \chi_0 \cdot \omega^2 \int G_{ij}(\mathbf{r})B(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})d^3\mathbf{r} \\ &= \varepsilon_0(\omega)\delta_{ij} - \chi_0 \cdot \omega^2 \int d^3\mathbf{k}_1 G_{ij}(\mathbf{k}_1) \cdot B(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \end{aligned} \quad (40)$$

здесь $G_{ij}(\mathbf{r})$ и $G_{ij}(\mathbf{k})$ представляют собой функцию Грина векторного волнового уравнения в координатном и импульсном представлениях соответственно, тогда как $B(\mathbf{k})$ представляет собой корреляционную функцию в импульсном представлении.

В случае статистической изотропности среды, которая будет предполагаться далее корреляционная функция (в координатном представлении) имеет вид:

$$B(\mathbf{r}) = B(|\mathbf{r}|) \quad (41)$$

В этом случае тензор хромопроницаемости имеет только две независимые компоненты:

$$\varepsilon_{ij} = \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{\mathbf{k}^2} \right) \varepsilon_{\perp} + \frac{k_i k_j}{\mathbf{k}^2} \varepsilon_{\parallel} \quad (42)$$

Для корреляционных функций:

- $B(r) = \sigma^2 \exp(-\frac{r}{a})$
- $B(r) = \sigma^2 \frac{1}{((\frac{r}{a})^2 + 1)^2}$ для скалярного волнового уравнения

можно проинтегрировать (40) в явном виде.

В третьем параграфе третьей главы рассмотрен вклад от потерь от рассеяния на неоднородностях в черенковские потери.

Формула для потерь на излучение в среде с заданным тензором хромоэлектрической проницаемости (2) и выражения для компонент эффективного хромоэлектрического тензора в среде с флуктуирующей хромопроницаемостью позволяет оценить поправку к потерям на черенковское излучение за счет потерь на переходное излучение на неоднородностях. На графике ниже представлена зависимость величины $\Delta = \frac{d^2 E_{ch}/dx \cdot d\omega}{d^2 E_{ch+inh}/dx \cdot d\omega}$ от частоты ω , полученной благодаря численному интегрированию с помощью формулы (2). Здесь $d^2 E_{ch}/dx \cdot d\omega$ дифференциальные потери отнесенные на единицу длины за счет излучения черенковских глюонов, соответственно $d^2 E_{ch+inh}/dx \cdot d\omega$ – дифференциальные потери отнесенные на единицу длины за счет излучения черенковских глюонов в неоднородной среде.

Как видно неоднородности вносят небольшой вклад ($\sim 1 - 2\%$) в излучение черенковских глюонов и ими можно пренебречь. Наличие небольшого подавления черенковского излучения в неоднородной среде связано с тем фактом, что реальная часть эффективной поперечной ди(хромо)электрической проницаемости уменьшается. Это, в свою очередь, подавляет потери на излучение Вавилова-Черенкова. Это уменьшение оказывается достаточно сильным, чтобы компенсировать потери собственно на переходное излучение на неоднородностях.

Малость эффекта обусловлена тем, что переходное излучение вообще говоря представляет собой более слабый эффект в сравнении с черенковским излучением. Так в области постоянства ди(хромо)электрической проницаемости (по частоте) потери на черенковское излучение растут как ω^2 , тогда как потери на переходное излучение – как ω .

Также в соответствии с формулой (3) следствием наличия мнимой части у поперечной компоненты ди(хромо)электрической проницаемости является

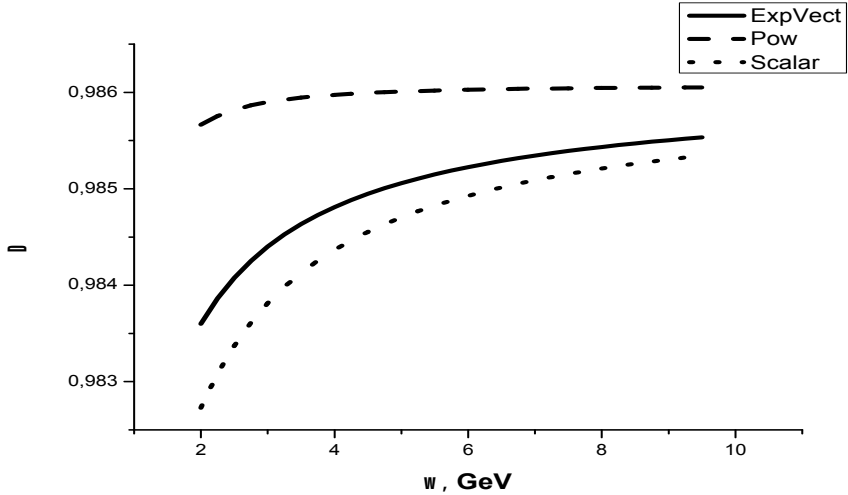


Рис. 9: Величина Δ в зависимости от ω в гигаэлектронвольтах для $\varepsilon_0 = 7$ и $\sigma = 0.3$

ся размазывания углового распределения черенковского излучения. Однако расчет показывает, что ширина Брейта-Вигнера не превышает одного процента от угла излучения.

В четвертом параграфе рассчитываются потери на статистическое переходное излучение в кварк-глюонной плазме.

Вследствие того что реальная часть хромопроницаемости полностью ионнизированной плазмы меньше единицы, поляризационные потери индуцированы мнимой компонентой поляризационного тензора в (22). Поляризационные потери можно вычислить согласно формуле (2)

Как уже было отмечено, даже спустя времена порядка термализации в веществе, образовавшемся в результате столкновения, присутствуют неоднородности. Амплитуда корреляций температуры может достигать величин порядка $\frac{\delta T}{T} \sim 0.5$, длина корреляций составляет ~ 0.5 ферми. Таким образом, интересной представляется задача об оценке вклада потерь на переходное излучение на неоднородностях в кварк-глюонной плазме.

В пренебрежении столкновениями, в абелевом приближении уравнение

для цветной компоненты хромоэлектрического поля (для удобства цветной индекс опущен) в плазме имеет вид:

$$\Delta \mathbf{E} - \nabla(\nabla \mathbf{E}) + \omega^2 \varepsilon_0 \mathbf{E} - g \mathbf{v} \int \frac{4\pi \cdot d^3 p}{i(\mathbf{k}\mathbf{v} - \omega)} \frac{\partial f^{eq}}{\partial \mathbf{p}} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \quad (43)$$

Далее выполним замену $f^{eq}(p) \rightarrow f^{eq}(1 + \eta(\mathbf{r}))$, где $\eta \mathbf{r}$ случайная функция. Тогда в импульсном представлении предыдущее уравнение принимает вид:

$$\begin{aligned} & -k^2 \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) E_j + \omega^2 \varepsilon_{\perp}(\omega, \mathbf{k}) \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) E_j + \frac{k_i k_j}{k^2} \omega^2 \varepsilon_{\parallel}(\omega, \mathbf{k}) \\ & + \omega^2 \varepsilon_{\perp}(\omega, \mathbf{k}) \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) \widehat{E_j \eta}(\omega, \mathbf{k}) + \frac{k_i k_j}{k^2} \omega^2 \varepsilon_{\parallel}(\widehat{E_j \eta})(\omega, \mathbf{k}) \\ & = \mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega), \end{aligned} \quad (44)$$

где, в свою очередь:

$$\widehat{(E_j \eta)}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 \mathbf{r} E_j(\mathbf{r}) \eta(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \quad (45)$$

Далее, вновь предположив статистическую однородность и гаусовость корреляций, после пересуммирования, можно получить выражение для эффективных поперечной и продольной компонент тензора хромопроницаемости. Переходное излучение на неоднородностях приводит к дополнительному вкладу в мнимую часть компонент тензора хромопроницаемости.

В итоге, для экспоненциальной корреляционной функции вида значения компонент хромопроницаемости и интеграл потерь (2) были рассчитаны численно.

Ниже на рис. 10 приведен график отношения потерь на поляризацию и переходное излучение в неоднородной плазме к потерям на поляризацию в однородной плазме в зависимости от энергии партонa в кварк-глюонной плазме с параметрами флуктуаций $\sigma = 0.3$ (амплитуда корреляций) и $a = \frac{1}{\alpha} = 0.4$ фм (длина корреляций).

Как видно на графике эффект от неоднородностей практически отсутствует (разница порядка 0.1 процента).

Причина по которой вклад от неоднородностей мал, заключается в том, что флуктуирующая часть хромопроницаемости близка к нулю в области частот, на которой набирается интеграл потерь (2), то есть $m_g^2 \ll \omega^2$ для $\omega \sim E$ (здесь E - энергия частицы).

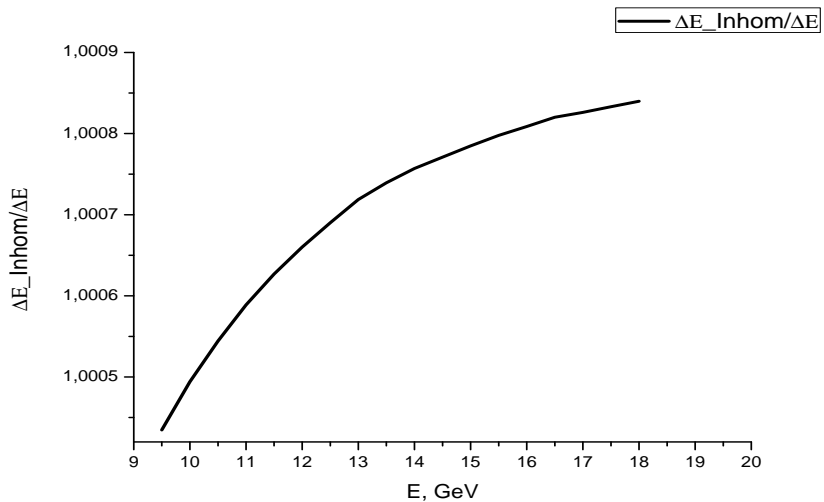


Рис. 10: Отношение потерь легкого партона на поляризацию и переходное излучение на неоднородностях к потерям на поляризацию в однородной кварк-глюонной плазме в зависимости от энергии партона в ГэВ для $\sigma = 0.3$ и $a = 0.5$ фм

Основные результаты.

В заключение, ниже приведен список основных результатов данной диссертации:

- 1 Исследовался феномен излучения черенковских глюонов в среде с сильным взаимодействием. Была построена феноменологическая модель, позволяющая объяснить экспериментальные данные двухчастичных корреляций в столкновениях ядер на ускорителе RHIC и написана компьютерная программа, использующая метод монте-карло, симулирующая эту модель. Произведена оценка хромоматричных параметров среды, позволяющих объяснить наблюдаемые в эксперименте распределения. Было показано, что комбинируя параметры действительной и мнимой частей хромопроницаемости среды в некоторой области частот и учитывая многократное рассеяние, можно описать экспериментальные данные.
- 2 Рассматривались поляризационные свойства турбулентной релятивистской плазмы в пределе слабой турбулентности. Разработана схема вычислений по теории возмущений параметров релятивистской плазмы с калибровочным полем. Было получено выражение для поляризационного тензора в ведущем и следующем за ним порядках градиентного разложения по длине корреляций как в электромагнитной, так и в КХД-плазме. Вычисления продемонстрировали, что в первом порядке по корреляциям турбулентных полей выражения различаются лишь на постоянный множитель, причем ответ для поляризации КХД-плазмы слабее подавлен по константе связи. Показано, что мнимый вклад в поляризационный оператор приводит к затуханию волн во времениподобной области. Тогда как в пространственноподобной области турбулентная поправка приводит к уменьшению эффекта от затухания Ландау поперечных волн и усилению затухания продольных волн. Были проанализированы поправки к дисперсионным соотношениям для плазмонов.
- 3 Рассматривались потери на переходное излучение на случайных неоднородностях в среде с сильным взаимодействием, образующейся в

результате столкновения ядер. Было показано, что вклад от этих потерь пренебрежимо мал как в среде, в которой возможно излучение черенковских глюонов, так и в кварк-глюонной плазме.

Публикации по теме диссертации

{1} I. M. Dremin, M. R. Kirakosyan, A. V. Leonidov, A. V. Vinogradov
“Cherenkov Glue in Opaque Nuclear Medium” // *Nucl. Phys. A826: 190-197, 2009*

{2} М. Р. Киракосян “Энергетические потери партноа в неоднородной цветной среде” // *КСФ 09 2011 стр. 15*

{3} M. Kirakosyan, A. Leonidov, B Müller “Turbulence-Induced Instabilities in EP and QGP” // *Acta Physica Polonica B, vol. 6, p 403, (2013)*

{4} I. M. Dremin, M. R. Kirakosyan, A. V. Leonidov “On Collective Properties of Dense QCD Matter” // *Advances in High Energy Physics vol. 2013 (2013), 706531*