Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. Я. Арефьева, И. В. Волович, О голографической тер-
мализации, *ТМФ*, 2013, том 174, номер 2, 216–227

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf8429>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru под-
разумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.172.240.79

26 апреля 2023 г., 10:31:53

© 2013 г.

И. Я. Арефьева*, И. В. Волович*

О ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ТЕРМАЛИЗАЦИИ

Рассматривается процесс перехода квантово-полевой системы в состояние термодинамического равновесия на основе голографического описания с использованием дуальности между квантово-полевой системой в d -мерном пространстве Минковского и теорией гравитации в $(d + 1)$ -мерном пространстве анти-де Ситтера, при этом термализация в d -мерном пространстве на голографическом языке описывается как процесс образования черной дыры в $(d + 1)$ -мерном пространстве. Используется голографическая модель термализации кварк-глюонной плазмы, описывающая процесс образования черной дыры с помощью метрики Вайдьи. Показано, что испарение черной дыры, также моделируемое метрикой Вайдьи, приводит к интересному эффекту в d -мерном пространстве: термализация происходит только на малых расстояниях и невозможна в инфракрасной области. В рассматриваемой модели термическое поведение на малых расстояниях имеет место только в течение определенного времени, после которого начинается процесс детермализации.

Ключевые слова: АдС/КТП-соответствие, термализация, детермализация, голография, голографическое описание столкновений тяжелых ионов.

DOI: 10.4213/tmf8429

Посвящается Василию Сергеевичу Владимирову к его 90-летию

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное изучение столкновений тяжелых ионов на ускорителе RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) привело в 2005 г. к открытию нового состояния материи – кварк-глюонной плазмы (КГП), или, как иногда говорят, кварк-глюонной жидкости [1]–[4]. КГП представляет собой систему кварков и глюонов, которая при достаточно высоких температурах может находиться в состоянии теплового равновесия. Изучению свойств КГП посвящено большое число работ. В частности, представляет значительный интерес выяснение вопроса о термализации КГП, т. е. о релаксации системы, образованной в результате столкновения ионов, в состояние локального теплового равновесия, и последующей адронизации. Эти два процесса сопровождаются множественным рождением частиц, число которых и их распределения по углам и энергиям измеряются экспериментально.

---

*Математический институт им. В. А. Стеклова РАН, Москва, Россия.
E-mail: arefeva@mi.ras.ru, volovich@mi.ras.ru

Процесс термализации КГП представляет собой важный пример применения общих принципов неравновесной статистической механики. Сравним термализацию КГП с процессом релаксации к термодинамическому равновесию в достаточно хорошо изученных системах неравновесной статистической механики, таких как разреженные газы и другие системы со слабым взаимодействием.

В неравновесной статистической механике считается, что при достаточно общих условиях почти изолированная макроскопическая система должна релаксировать к тепловому равновесию независимо от начального состояния. Для разреженного газа Боголюбовым [5] (см. также [6], [7]) была разработана теория релаксации на основе принципов иерархии времен релаксации и сокращения описания в ходе эволюции. Предполагается, что существуют четыре характерных времени эволюции разреженного газа: время столкновения частиц τ_s , время свободного пробега τ_f , время релаксации к локальному равновесию τ_r и время установления полного теплового равновесия τ_{eq} , причем имеется иерархия этих времен, а именно

$$\tau_s \ll \tau_f \ll \tau_r \ll \tau_{eq}.$$

Здесь время столкновения $\tau_s = r_0/v$, где r_0 – радиус взаимодействия, v – средняя скорость частицы; время свободного пробега $\tau_f = \ell_f/v$, где длина пробега частицы $\ell_f \sim 1/nr_0^2$, причем для разреженного газа $nr_0^3 \ll 1$ (n – плотность числа частиц). Процесс релаксации газа из произвольного состояния к состоянию теплового равновесия разделяется на три стадии, динамическую, кинетическую и гидродинамическую, каждая из которых характеризуется шкалой времени Δt . На динамической стадии $\Delta t \leq \tau_s$, на кинетической стадии $\tau_s \leq \Delta t \leq \tau_r$ и на гидродинамической стадии $\tau_r \leq \Delta t \leq \tau_{eq}$.

Принцип сокращенного описания означает, что при переходе от динамической стадии к тепловому равновесию для описания системы можно использовать меньшее число параметров. Для описания системы из N частиц (где N велико) на динамической стадии, т.е. на малых временах порядка $\Delta t \leq \tau_s$, требуется задание N -частичной функции распределения. На кинетической стадии состояние газа можно описать одночастичной функцией распределения $f_1(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$, где $\mathbf{x}$ – координата частицы, $\mathbf{p}$ – импульс, t – время. Одночастичная функция распределения удовлетворяет некоторому кинетическому уравнению (см. работы [6], [8]). На гидродинамической стадии эволюции система может быть описана несколькими локальными величинами: локальной плотностью частиц $n(\mathbf{x}, t)$, плотностью импульса $\mathbf{p}(\mathbf{x}, t)$ и плотностью кинетической энергии $E(\mathbf{x}, t)$, которые подчиняются уравнениям гидродинамики. Наконец, за время порядка макроскопического времени релаксации τ_{eq} газ приходит в состояние полного теплового равновесия, которое описывается всего двумя числовыми параметрами – температурой T и средней плотностью частиц n .

Для жидкостей время столкновения τ_s имеет порядок времени свободного пробега τ_f , поэтому для жидкости затруднительно выделить кинетическую стадию эволюции, и гидродинамическое описание применимо вплоть до микроскопических масштабов времени.

Общая физическая картина процессов, происходящих при столкновении двух высокоэнергетичных частиц или ядер, была предложена Ферми и Ландау еще в 1950-х гг. [9], [10]. Здесь также используется идея иерархии времен, но она имеет несколько другой вид. В современном изложении эта картина выглядит следующим образом. При столкновении двух ионов наблюдаются процессы быстрой

локальной термализации системы партонов, сопровождаемой дальнейшим расширением и охлаждением системы, что приводит к адронизации и множественному рождению частиц. Более детально процесс может быть описан следующим образом (см., например, [11], [12]). В системе центра масс до столкновения два ядра выглядят как два состоящих из партонов (в основном, глюонов) “блина” с отношением продольных размеров к поперечным порядка $200 \div 1000$. Ядра находятся в состоянии “конденсата цветного стекла”, и волновая функция имеет универсальный вид, определяемый свойством асимптотической свободы. За время порядка τ_{dec} происходит потеря квантовой когерентности исходной волновой функции. Далее, на интервалах времени порядка $\tau_{\text{therm}} \sim 1$ фм/с происходит эволюция системы партонов к состоянию локального теплового равновесия, называемому КГП. Эволюция КГП описывается уравнениями гидродинамики с диссипацией, и через время порядка $\tau_{\text{hard}} \sim 10$ фм/с, когда за счет разлета “блинов” температура опускается ниже температуры деконфайнмента, образуется горячий адронный газ. При дальнейшем расширении и охлаждении системы через время порядка $\tau_{\text{det}} \sim 20$ фм/с плотность адронного газа становится достаточно малой, и система распадается на отдельные адроны, которые доступны наблюдению на детекторах. Таким образом, в экспериментах по столкновению ионов имеется следующая иерархия времен:

$$\tau_{\text{dec}} < \tau_{\text{therm}} \ll \tau_{\text{hard}} < \tau_{\text{det}}.$$

Основным микроскопическим уравнением в теории разреженных газов является уравнение Лиувилля. Н. Н. Боголюбовым и другими были предприняты многочисленные попытки решить проблему необратимости и вывести кинетические и гидродинамические уравнения из уравнения Лиувилля. Другой подход к проблеме необратимости, когда необратимость вводится уже на микроуровне, рассмотрен в работе [13].

В теории сильных взаимодействий основной микроскопической теорией является квантовая хромодинамика (КХД). Предпринимаются многочисленные попытки описать процесс столкновения ионов и образования КГП в рамках КХД. Одна из трудностей здесь состоит в том, что требуется вычислить корреляционные функции в режиме сильной связи, поскольку есть основания считать, что вещество, появившееся при столкновении ионов, является сильно взаимодействующим [2]. В последние годы активно разрабатывается новый интересный подход к этим проблемам, основанный на использовании голографической дуальности между квантовой теорией поля в режиме сильной связи в d -мерном пространстве Минковского и классической гравитацией в $(d+1)$ -мерном пространстве анти-де Ситтера (пространстве AdS). Отметим, что излучение Хокинга в рамках голографического подхода рассматривалось в статье [14].

В настоящей статье изучается голографическая модель термализации, использующая метрику Вайдьи. Показано, что испарение черной дыры, которое также моделируется метрикой Вайдьи, но с отрицательной энергией, приводит к интересному эффекту в d -мерном пространстве: термализация имеет место только на малых расстояниях и невозможна в инфракрасной области.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 мы напоминаем основные идеи, связанные с использованием метрики Вайдьи–AdS для моделирования процесса голографической термализации, и приводим основные формулы, касающиеся

двумерного случая. В разделе 3 мы используем метрику Вайдьи–AdS с отрицательной энергией для моделирования испарения Хокинга. Мы показываем, что термализация для двухточечных корреляционных функций имеет место только на малых расстояниях.

2. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ТЕРМАЛИЗАЦИЯ

2.1. Дуальность между квантовой теорией поля и классической гравитацией. Согласно условию голографической дуальности вакуумные корреляторы в квантовой теории поля в режиме сильной связи в d -мерном пространстве можно вычислить с помощью действия для соответствующих полей в $(d+1)$ -мерном пространстве AdS. Термические состояния также допускают голографическое описание, причем соответствующим $(d+1)$ -мерным пространством является пространство AdS с черной дырой (пространство BAdS). Это условие, известное как голографическое описание равновесной КПП, получило проверку в многочисленных работах (см., например, обзор [15] и ссылки в нем). В частности, одновременный двухточечный коррелятор операторов $\mathcal{O}(x, t)$ с большой конформной размерностью Δ может быть вычислен в дуальной теории гравитации с помощью оптического приближения в виде [16]:

$$\langle \mathcal{O}(\mathbf{x}, t) \mathcal{O}(0, t) \rangle \sim e^{-\Delta \mathcal{L}(\mathbf{x}, t)},$$

где $\mathcal{L}(\mathbf{x}, t)$ – длина геодезической, которая соединяет конечные точки на границе. При этом вакуумные корреляторы соответствуют вычислению геодезических в пространстве AdS, термические – в пространстве BAdS, описывающем черную дыру.

Гипотеза о голографической термализации предполагает, что процесс термализации на дуальном языке может быть описан как процесс формирования черной дыры в пространстве AdS. Возможность образования черных дыр за счет гравитационного коллапса или столкновений ультрарелятивистских частиц – традиционные сложные задачи в общей теории относительности (см., например, [17]). В пространстве AdS возникает своя специфика, связанная со сжатием метрики пространства AdS. Формирование черной дыры происходит за счет вбрасывания энергии в окрестности голографической границы. В различных работах рассматриваются как деформация метрики за счет столкновения гравитационных ударных волн [18]–[26], так и локальные анизотропные возмущения метрики около границы пространства AdS [27]. В последнем случае скорость установления изотропного давления исследована с помощью численного анализа эволюции тензора энергии-импульса. Отметим, что в работе [28] исследован гравитационный коллапс, обусловленный слабым скалярным возмущением, и показано, что локальные наблюдаемые ведут себя так, как если бы система переходила в состояние термодинамического равновесия почти мгновенно. Это обстоятельство инициировало использование метрики Вайдьи–AdS, которая описывает падающую однородную тонкую оболочку [29]–[34]. Преимущество такого рассмотрения заключается в значительной простоте модели и, более того, в возможности ее аналитического изучения.

2.2. Метрика Вайдьи в пространстве AdS и голографическая термализация. Падающая материальная оболочка описывается метрикой Вайдьи

$$ds^2 = \frac{-(1 - m(v)z^d) dv^2 - 2dz dv + d\mathbf{x}^2}{z^2}, \quad (2.1)$$

где v – светоподобная координата, $\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_{d-1})$ – пространственноподобные координаты на границе $z = 0$. Здесь радиус пространства AdS взят равным единице. Обычно функция $m(v)$ выбирается в виде

$$m(v) = M\theta(v), \quad (2.2)$$

где M – постоянная, $\theta(v)$ – функция Хевисайда. Такая массовая функция может быть регуляризована следующим образом:

$$m(v) = \frac{M}{2} \left(1 + \operatorname{th} \frac{v}{\mu} \right), \quad (2.3)$$

где μ характеризует толщину в точке $v = 0$. Функция (2.2) получается из функции (2.3) при $\mu \rightarrow 0$.

При $m(v) = M$ замена переменных $dv = dt - dz/(1 - Mz^d)$ приводит метрику (2.1) к стандартному виду для метрики черной дыры в пространстве AdS в координатах Пуанкаре:

$$ds^2 = \frac{1}{z^2} \left(-(1 - Mz^d) dt^2 + \frac{dz^2}{1 - Mz^d} + d\mathbf{x}^2 \right).$$

При $v < 0$ метрика (2.1) с функцией $m(v)$ вида (2.2) становится метрикой пространства AdS.

Для метрики, заданной формулами (2.1), (2.2) при $d = 2, 3, 4$, геодезические, начинающиеся и заканчивающиеся на границе в точках $(-\ell/2, t_0, 0)$ и $(\ell/2, t_0, 0)$ соответственно, изучались в работах [30]–[34]. При этом предполагалась регуляризация $(\pm\ell/2, t_0, 0) \rightarrow (\pm\ell/2, t_0, z_0)$, причем величина z_0 играла роль ультрафиолетового обрезания (ср. с работой [35]).

Для пространства AdS₃ перенормированная длина равна $\delta\mathcal{L} = 2 \ln(\ell/2)$. При этом длина геодезической, соединяющей точки $(\pm\ell/2, t_0, z_0)$ и пересекающей оболочку (см. рис. 1б), дается параметрической формулой [32]–[34]

$$\delta\mathcal{L}(t_0, \ell) = 2 \ln \frac{\operatorname{sh}(r_{\text{H}} t_0)}{r_{\text{H}} s(\ell, t_0)}, \quad (2.4)$$

где $r_{\text{H}} = \sqrt{M}$ – радиус горизонта, $s(\ell, t_0) \in [0, 1]$ – параметр, который определяется из условий

$$\ell = \frac{1}{r_{\text{H}}} \left(\frac{2c}{s\rho} + \ln \frac{2(1+c)\rho^2 + 2s\rho - c}{2(1+c)\rho^2 - 2s\rho - c} \right), \quad (2.5)$$

$$2\rho = \operatorname{cth}(r_{\text{H}} t_0) + \sqrt{\operatorname{cth}^2(r_{\text{H}} t_0) - \frac{2c}{c+1}}, \quad (2.6)$$

причем $s = \sqrt{1 - c^2}$, $\rho = 1/r_{\text{H}} z_c$ и z_c – положение точки “прокола” оболочки геодезической, c – произвольный параметр. Ясно, что при любом ℓ и при достаточно большом времени геодезическая, соединяющая точки $(\pm\ell/2, t_0, z_0)$, окажется полностью внутри черной дыры (см. рис. 1в), и в этом случае длина геодезической дается выражением

$$\delta\mathcal{L}_{\text{therm}}(\ell) = 2 \ln \left(\frac{1}{r_{\text{H}}} \operatorname{sh} \frac{r_{\text{H}} \ell}{2} \right),$$

что и означает термализацию для любого сколь угодно большого ℓ . При более поздних временах длина не изменяется, что видно из рис. 1г.

Рис. 1. Геодезические в различные моменты времени для процесса, описывающего образование черной дыры. На рисунках изображены “пустое” пространство, горизонтальная штриховая линия отвечает регуляризации (а); случаи, когда геодезическая, соединяющая точки $\pm\ell/2$, частично находится в области черной дыры (б); эта же геодезическая полностью находится в области черной дыры (в); геодезическая полностью находится в области черной дыры во все последующие моменты времени (г).

3. ИСПАРЕНИЕ ХОКИНГА И ДЕТЕРМАЛИЗАЦИЯ

В этом разделе мы покажем, что испарение Хокинга препятствует термализации на больших расстояниях. Другими словами, испарение Хокинга осуществляет детермализацию в инфракрасной области.

Для описания испарения Хокинга мы используем метрику Вайдьи–AdS с отрицательной энергией (отрицательной массовой функцией, ср. со статьей [36]). Процесс испарения черной дыры изображен на рис. 2, а процесс рождения и последующего испарения черной дыры – на рис. 3, 4. Метрика всего процесса дается выражением (2.1) с функцией $m(v)$ вида $m(v) = M\theta(v) - M_1\theta(v - v_1)$. Случай полной детермализации соответствует $M = M_1$ и будет рассмотрен в настоящей работе. Если расстояние ℓ достаточно мало по сравнению с v_1 , то в заданный момент времени геодезическая “прокалывает” не более двух точек оболочки. Этот случай схематически представлен на рис. 3. Видно, что при $0 < t < v_1$ длина геодезической, соединяющей точки $(\pm\ell/2, t_0, z_0)$ и пересекающей оболочку (см. рис. 1б), по-прежнему задается формулами (2.4)–(2.6). Затем в течение времени $t^* < t < v_1$ длина геодезической не меняется (рис. 3б). Начиная с $v_1 = t$ геодезическая “прокалывает” оболочку в двух точках (рис. 3в), и длина геодезической задается новыми (по сравнению

Рис. 2. Геодезические в различные моменты времени для процесса, описывающего испарение черной дыры. На рисунках приведены следующие ситуации: геодезическая, соединяющая точки $\pm\ell/2$, полностью находится в области черной дыры (а); “частичное” испарение черной дыры с “точки зрения” этой же геодезической, т. е. геодезическая частично находится в области черной дыры (б); полное испарение черной дыры с “точки зрения” той же геодезической – геодезическая полностью покидает область черной дыры (в); геодезическая полностью находится в области “пустого” пространства во все последующие моменты времени (г).

с (2.4), (2.5)) формулами. Эти формулы можно получить, если рассматривать соотношения, связывающие изменение аффинного параметра и изменение координаты x на различных участках. Эти соотношения имеют вид

$$\begin{aligned}
 \ell &= \ell_{\text{AdS},1} + \ell_{\text{AdS},2} + \ell_{\text{BHAdS},1} + \ell_{\text{BHAdS},2} = \\
 &= \frac{4}{p_x r_c} (r_c - \sqrt{r_c^2 - p_x^2}) - 2p_x^2 \ln \frac{r_t^2 (2 - r_c^2 G_+ + 2\sqrt{F(r_c)})}{r_c^2 (2 - r_t^2 G_+ + 2\sqrt{F(r_t)})}, \\
 \mathcal{L}_{\text{ren}} &= \delta \mathcal{L}_{\text{ren}} + \mathcal{L}_{\text{AdS},1} + \mathcal{L}_{\text{AdS},2} + \mathcal{L}_{\text{BHAdS},1} + \mathcal{L}_{\text{BHAdS},2} = \\
 &= -4 \ln (r_c + \sqrt{r_c^2 - p_x^2}) + \ln \frac{-(p_x^2 + 1 - E_B^2) + 2r_c^2 + 2\sqrt{D(r_c)}}{-(p_x^2 + 1 - E_B^2) + 2r_t^2 + 2\sqrt{D(r_t)}}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

(индексы 1, 2 соответствуют различным участкам в пространствах AdS и BHAdS). Здесь r_c – координата точки “прокалывания” оболочки, p_x – момент количества

Рис. 3. Геодезические в различные моменты времени для процесса, описывающего рождение (переход от рис. “а” к рис. “б”) и испарение (в) черной дыры, а также ситуация, когда черная дыра полностью испарилась (г).

движения, r_t – координата точки поворота геодезической, $G_+ = p_x^2 + 1 - E_B^2$ и

$$D(r) = r^4 + (E_B^2 - 1 - p_x^2)r^2 + p_x^2, \quad F(r) = p_x^2 r^4 - (p_x^2 + 1 - E_B^2 p_x^2)r^2 + 1.$$

В соотношениях (3.1) r_c – свободный параметр, характеризующий положение оболочки, p_x – параметр, который не изменяется во время перемещения оболочки, а параметры E_B и r_t определяются из следующих условий. Мы рассматриваем случай, когда на участке в “пустом” пространстве (в пространстве AdS) геодезическая имеет нулевую энергию (случай ненулевой энергии описывают неодновременные корреляторы), а энергия в “темном” пространстве (в пространстве BHAdS) определяется из условия преломления

$$E_B = -\frac{\sqrt{r_c^2 - p_x^2}}{2r_c^2}.$$

Согласно этому условию интеграл энергии имеет скачок при прохождении геодезической оболочки, в отличие от момента количества движения, который является интегралом движения и не подвержен скачку при прохождении через оболочку. Имеет место соотношение

$$r_{t\pm}^2 = \frac{(1 + p_x^2 - E_B^2) \pm \sqrt{(1 + p_x^2 - E_B^2)^2 - 4p_x^2}}{2}. \quad (3.2)$$

Рис. 4. Геодезические в различные моменты времени для процесса, описывающего рождение и последующее испарение в случае, когда черная дыра не успела образоваться с “точки зрения” геодезических, соединяющих достаточно далекие точки. Случаи “а” и “г”, как на рис. 3; черная дыра не успела образоваться (б), уже начался процесс испарения черной дыры (в).

Таким образом, при фиксированных r_c и p_x формулы (3.1) дают связь между перенормированной длиной $\mathcal{L}_{\text{тен}}$ и расстоянием ℓ .

Как видно из рис. 3г, начиная с момента времени $t = t_1^*$ геодезическая, соединяющая точки $(\pm\ell/2, t_0, z_0)$, окажется полностью вне черной дыры, и ее длина будет задаваться формулой $\delta\mathcal{L} = 2 \ln(\ell/2)$.

При достаточно больших ℓ геодезическая “прокалывает” оболочку в четырех точках (см. рис. 4), и длина геодезической дается более сложной формулой, но в любом случае при более поздних временах длина не изменяется и равна $\delta\mathcal{L} = 2 \ln(\ell/2)$, т. е. полной термализации не наступает.

4. ВЛИЯНИЕ ИСПАРЕНИЯ ХОКИНГА НА ТЕРМАЛИЗАЦИЮ НЕОДНОВРЕМЕННЫХ КОРРЕЛЯТОРОВ

Все приведенные выше рассуждения и рисунки соответствуют случаю $E = 0$ в “пустом” пространстве.

Геодезические с ненулевой энергией в “пустом” пространстве, когда оболочка не успела пересечь горизонт, изображены на рис. 5. На этом рисунке стрелки типа $\rightarrow$ указывают направление времени. Нижняя жирная линия показывает положение оболочки в момент $t^{\text{AdS}} = t_1$, а верхняя жирная линия – положение оболочки в момент $t^{\text{AdS}} = t_2$. Часть геодезической с ненулевой энергией в “пустом”

Рис. 5. Изображение в координатах t, r, x эволюции оболочки для процесса, описывающего испарение черной дыры, и геодезические с ненулевой энергией в “пустом” пространстве, соединяющие две точки на границе, в различные моменты времени.

пространстве изображена тонкой штриховой линией, а часть геодезической в пространстве BHAdS – жирной штриховой линией. Геодезические уходят из плоскости $t = \text{const}$. Пунктирные наклонные отрезки показывают сдвиг времени при переходе от пространства AdS к пространству BHAdS.

В рассматриваемом случае мы имеем

$$\begin{aligned} \ell &= \ell_{\text{AdS},1} + \ell_{\text{AdS},2} + \ell_{\text{BHAdS},1} + \ell_{\text{BHAdS},2} = \\ &= \frac{2p_x}{p_x^2 - E_1^2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{E_1^2 - p_x^2}{r_1^2}} \right) + \frac{2p_x}{p_x^2 - E_2^2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{E_2^2 - p_x^2}{r_2^2}} \right) - \\ &- p_x^2 \ln \frac{(2 - r_1^2 G_+ + 2\sqrt{F(r_1)})(2 - r_2^2 G_+ + 2\sqrt{F(r_2)})}{p_x^4 r_1^2 r_2^2} + \\ &+ 2p_x^2 \ln \frac{2 - r_1^2 G_+ + 2\sqrt{F(r_t)}}{p_x^2 r_t^2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{AdS},1} + \mathcal{L}_{\text{AdS},2} + \mathcal{L}_{\text{BHAdS},1} + \mathcal{L}_{\text{BHAdS},2} + \text{ren} &= \\ &= -2 \ln \left(r_1 + \sqrt{r_1^2 - (p_x^2 - E_1^2)} \right) \left(r_2 + \sqrt{r_2^2 - (p_x^2 - E_2^2)} \right) + \\ &+ \frac{1}{2} \ln \left(-\frac{G_+}{2} + r_1^2 + \sqrt{D(r_1)} \right) \left(-\frac{G_+}{2} + r_2^2 + \sqrt{D(r_2)} \right) - \\ &- 2 \ln \left(-\frac{G_+}{2} + r_t^2 + \sqrt{D(r_t)} \right). \end{aligned}$$

Здесь ren означает добавочное слагаемое и

$$\begin{aligned} T_{\text{AdS},1} + \Delta t_1 + T_{\text{BHAdS},1} + T_{\text{BHAdS},2} + \Delta t_2 + T_{\text{AdS},2} &= \\ &= \frac{2E_1}{p_x^2 - E_1^2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{E_1^2 - p_x^2}{r_1^2}} \right) - \frac{1}{2} \ln \frac{|r_1 - 1|}{r_1 + 1} - \frac{1}{r_1} + \end{aligned}$$

Рис. 6. Скачки по времени при прохождении через оболочку.

$$\begin{aligned}
 & + \frac{2E_2}{p_x^2 - E_2^2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{E_2^2 - p_x^2}{r_2^2}} \right) + \frac{1}{r_2} + \frac{1}{2} \ln \frac{|r_2 - 1|}{r_2 + 1} - \\
 & - \frac{E}{2E_B} \operatorname{arcth} \frac{G_- r_1^2 - G_+}{2\sqrt{D(r_1)}} - \frac{E}{2E_B} \operatorname{arcth} \frac{G_- r_2^2 - G_+}{2\sqrt{D(r_2)}} - \frac{E}{E_B} \operatorname{arcth} \frac{G_- r_t^2 - G_+}{2\sqrt{D(r_t)}},
 \end{aligned}$$

где $G_- = -p_x^2 + 1 + E_B^2$. Здесь

$$\begin{aligned}
 E_B &= E_1 - \frac{E_1}{2r_1^2} - \frac{1}{2r_1^2} \sqrt{r_1^2 + E_1^2 - p_x^2}, \\
 E_B &= E_2 - \frac{E_2}{2r_2^2} - \frac{1}{2r_2^2} \sqrt{r_2^2 + E_2^2 - p_x^2}.
 \end{aligned}$$

Точка поворота теперь лежит в пространстве BHAdS и удовлетворяет соотношению (3.2). В приведенных формулах мы использовали величины (см. рис. 6)

$$\begin{aligned}
 \Delta t_1 &= \Delta_{\text{AdS} \rightarrow \text{BHAdS}} t(r_1) \equiv t^{\text{BHAdS}} - t^{\text{AdS}} = -\frac{1}{2} \ln \frac{|r_1 - 1|}{r_1 + 1} - \frac{1}{r_1}, \\
 \Delta t_2 &= \Delta_{\text{BHAdS} \rightarrow \text{AdS}} t(r_1) \equiv t^{\text{AdS}} - t^{\text{BHAdS}} = \frac{1}{2} \ln \frac{|r_2 - 1|}{r_2 + 1} + \frac{1}{r_2}.
 \end{aligned}$$

Ясно, что если $r_1 = r_2$, то $\delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2 = 0$.

Благодарности. Работа была выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 11-01-00894_a (И.А.), 11-01-00828_a (И.В.)) и Программы поддержки ведущих научных школ (гранты НШ-4612.2012.1.(И.А.), НШ-2928.2012.1 (И.В.)). Работа И.В. Воловича также поддержана Министерством образования и науки РФ (контракт № 8215).

Список литературы

- [1] J. Adams, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed et al. [STAR Collaboration], *Nucl. Phys. A*, **757**:1–2 (2005), 102–183, arXiv:nucl-ex/0501009.
- [2] M. Gyulassy, L. McLerran, *Nucl. Phys. A*, **750**:1 (2005), 30–63, arXiv:nucl-th/0405013.

- [3] E. V. Shuryak, *Nucl. Phys. A*, **750**:1 (2005), 64–83, arXiv: hep-ph/0405066.
- [4] E. Lancu, *QCD in heavy ions collisions*, arXiv: 1205.0579.
- [5] Н. Н. Боголюбов, *Проблемы динамической теории в статистической физике*, Гостехиздат, М.-Л., 1946.
- [6] Д. Н. Зубарев, *Неравновесная статистическая термодинамика*, Наука, М., 1971.
- [7] В. В. Козлов, *Ансамбли Гиббса и неравновесная статистическая механика*, РХД, М.-Ижевск, 2008.
- [8] В. С. Владимиров, *Тр. МИАН*, **61** (1961), 3–158.
- [9] E. Fermi, *Progr. Theor. Phys.*, **5**:4 (1950), 570–583.
- [10] Л. Д. Ландау, *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, **17**:2 (1953), 51–64.
- [11] F. Gelis, *The early stages of a high energy heavy ion collision*, arXiv: 1110.1544.
- [12] B. Müller, A. Schäfer, *Entropy creation in relativistic heavy ion collisions*, arXiv: 1110.2378.
- [13] И. В. Волович, *ТМФ*, **164**:3 (2010), 354–362.
- [14] P. M. Chesler, D. Teaney, *Dynamical Hawking radiation and holographic thermalization*, arXiv: 1112.6196.
- [15] J. Casalderrey-Solana, H. Liu, D. Mateos, K. Rajagopal, U. A. Wiedemann, *Gauge/string duality, hot QCD and heavy ion collisions*, arXiv: 1101.0618.
- [16] V. Balasubramanian, S. F. Ross, *Phys. Rev. D*, **61**:4 (2000), 044007, 12 pp., arXiv: hep-th/9906226.
- [17] I. Ya. Aref'eva, *Phys. Part. Nucl.*, **41**:6 (2010), 835–843, arXiv: 0912.5481.
- [18] S. S. Gubser, S. S. Pufu, A. Yarom, *Phys. Rev. D*, **78**:6 (2008), 066014, arXiv: 0805.1551.
- [19] S. S. Gubser, S. S. Pufu, A. Yarom, *JHEP*, **11** (2009), 050, 37 pp., arXiv: 0902.4062.
- [20] L. Alvarez-Gaume, C. Gomez, A. Sabio Vera, A. Tavanfar, M. A. Vazquez-Mozo, *JHEP*, **02** (2009), 009, 14 pp., arXiv: 0811.3969.
- [21] S. Lin, E. Shuryak, *Phys. Rev. D*, **79**:12 (2009), 124015, arXiv: 0902.1508.
- [22] P. M. Chesler, L. G. Yaffe, *Phys. Rev. Lett.*, **106**:2 (2011), 021601, 4 pp., arXiv: 1011.3562.
- [23] I. Y. Aref'eva, A. A. Bagrov, E. A. Guseva, *JHEP*, **12** (2009), 009, 23 pp., arXiv: 0905.1087.
- [24] I. Y. Aref'eva, A. A. Bagrov, L. V. Joukovskaya, *JHEP*, **03** (2010), 002, 27 pp., arXiv: 0909.1294.
- [25] I. Y. Aref'eva, A. A. Bagrov, E. O. Pozdeeva, *JHEP*, **05** (2012), 117, arXiv: 1201.6542.
- [26] E. Kiritsis, A. Taliotis, *Multiplicities from black-hole formation in heavy-ion collisions*, arXiv: 1111.1931.
- [27] P. M. Chesler, L. G. Yaffe, *Phys. Rev. Lett.*, **102**:21 (2009), 211601, 4 pp., arXiv: 0812.2053.
- [28] S. Bhattacharyya, S. Minwalla, *JHEP*, **09** (2009), 034, 65 pp., arXiv: 0904.0464.
- [29] U. H. Danielsson, E. Keski-Vakkuri, M. Kruczenski, *Nucl. Phys. B*, **563**:1–2 (1999), 279–292, arXiv: hep-th/9905227.
- [30] V. E. Hubeny, M. Rangamani, T. Takayanagi, *JHEP*, **07** (2007), 062, 64 pp., arXiv: 0705.0016.
- [31] J. Abajo-Arrastia, J. Aparicio, E. López, *JHEP*, **11** (2010), 149, 27 pp., arXiv: 1006.4090.
- [32] V. Balasubramanian, A. Bernamonti, J. de Boer, N. Copland, B. Craps, E. Keski-Vakkuri, B. Müller, A. Schäfer, M. Shigemori, W. Staessens, *Phys. Rev. Lett.*, **106**:19 (2011), 191601, 4 pp., arXiv: 1012.4753.
- [33] V. Balasubramanian, A. Bernamonti, J. de Boer, N. Copland, B. Craps, E. Keski-Vakkuri, B. Müller, A. Schäfer, M. Shigemori, W. Staessens, *Phys. Rev. D*, **84**:2 (2011), 026010, 31 pp., arXiv: 1103.2683.
- [34] R. Callan, J.-Y. He, M. Headrick, *JHEP*, **06** (2012), 081, 38 pp., arXiv: 1204.2309.
- [35] I. Ya. Aref'eva, I. V. Volovich, *Phys. Lett. B*, **433**:1–2 (1998), 49–55, arXiv: hep-th/9804182.
- [36] И. В. Волович, В. А. Загребнов, В. П. Фролов, *ТМФ*, **29**:2 (1976), 191–204.

Поступила в редакцию 19.10.2012