



论文

共形反常修正背景下的全息热化

曾晓雄^①, 胡馨匀^{①*}, 高雁军^②, 刘显明^②^① 重庆交通大学理学院, 重庆 400070;^② 湖北民族学院, 恩施 445000

* 联系人, E-mail: hu_xinyun@126.com

收稿日期: 2014-12-15; 接受日期: 2015-01-22; 网络出版日期: 2015-03-10

国家自然科学基金 (批准号: 11405016, 11365008) 和湖北省自然科学基金 (编号: 2014CFB608) 资助项目

摘要 在共形反常修正背景下, 利用两点关联函数我们研究了修正参数对等离子体热化行为的影响, 根据 AdS/CFT 对偶, 这等同于通过类空测地线探测共形反常修正背景下物质壳的引力坍塌过程. 结果表明, 随着共形反常修正系数增大, 等离子体从非平衡态到平衡态的热化时间更长. 我们还得到了热化曲线的拟合函数, 基于这一函数, 进一步得到了热化速度和热化加速度. 根据热化速度曲线, 我们发现热化过程可以分成加速相和减速相, 相变点随着共形反常修正系数增大而增大.

关键词 全息, 非平衡, 黑洞, 热化**PACS:** 11.25.Tq, 04.70.-s, 04.50.Kd**doi:** 10.1360/SSPMA2014-00482

1 引言

非平衡现象在自然界是非常普遍的. 由于原子物理、量子光学和纳米技术在实验上的突破, 目前很多非平衡现象在实验室都可以操作, 因此越来越多的物理学家逐渐把目光转向这一领域^[1-4]. 其中一个比较受关注的现象是在相对论性重离子对撞机和大型强子对撞机中产生的夸克胶子等离子体的热化过程. 在研究热化过程时, 一个重要的可观测量是热化时间. 以前, 人们主要通过微扰量子场论的方法计算这一物理量^[5], 然而, 近年来的实验结果表明通过微扰量子场论的方法计算出的热化时间与强子对撞实验数据相比更长, 因此这就需要我们重新审视原来的计算方法. 最近 Balasubramanian 等人^[6,7]指出,

造成这种热化时间差异的主要原因是以前的工作把热化过程当作一个平衡态过程, 事实上, 核子的剧烈碰撞并最终冷却的过程应是一个非平衡过程, 根据 AdS/CFT 对偶^[8]描述, 这一过程对应为引力坍塌并形成黑膜的过程. 目前, 基于这一物理图像, 已有一些研究模型^[6,7,9-11]. 其中, 一种主要的模型是在一个 AdS 空间中, 考虑一个均匀的、自由下落的物质壳塌缩并形成黑膜的过程^[6,7]. 在这种情况下, AdS 边界对偶于核子碰撞前的初始态, 球壳塌缩并形成黑膜的过程对偶于核子碰撞后的等离子体的非平衡热化过程, 最后形成的静态黑膜对偶于等离子体热化后的平衡态. 在恰当地选择坍塌物质的质量函数后, Balasubramanian 等人在引力框架下成功地构造了一个全息热化模型, 进一步, 他们发现通过两点关联函

引用格式: 曾晓雄, 胡馨匀, 高雁军, 等. 共形反常修正背景下的全息热化. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 040001

Zeng X X, Hu X Y, Gao Y J, et al. Holographic thermalization in the background with conformal anomaly corrected black (in Chinese). Sci Sin- Phys Mech Astron, 2015, 45: 040001, doi: 10.1360/SSPMA2014-00482

数、威尔逊环和纠缠熵这些非局域可观测量, 人们还可以探测热化行为. 在鞍点近似下, 这些可观测量分别对偶于 AdS 空间中的测地线长度、最小面面积和体积. 这样, 探测非平衡热化过程就等同于探测物质壳塌缩并形成黑膜的过程. 目前, Balasubramanian 等人的工作已被推广到了共形场具有化学势^[12,13], 修正引力^[14-16], 非对易几何^[17], quintessence 暗能量^[18] 等背景^[19-29] 探测各种参数对热化行为的影响. 本文拟在共形反常修正背景下研究修正参数对热化行为的影响. 共形反常在弯曲时空量子场论中是非常重要的, 且在宇宙学、黑洞物理、统计力学等领域有广泛的应用. 通常考虑迹反常后, 人们很难得到黑洞的精确解析解. 最近, 文献 [30] 在一些合理的假设下得到了一个解, 文献 [31] 进一步把这一工作推广到了含有宇宙学常数的情况并研究了这一背景下的热力学及其相变. 本文也拟在这一背景下研究共形反常修正参数对等离子体热化行为的影响.

2 共形反常背景下的引力坍塌解

基于爱因斯坦场方程:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G\langle T_{\mu\nu} \rangle, \quad (1)$$

其中, $\Lambda = -3/l^2$ 是宇宙学参数, $\langle T_{\mu\nu} \rangle$ 是与迹反常相关的能动张量, 文献 [31] 最近得到了一个共形反常修正的 AdS 黑膜解:

$$ds^2 = -f(r)dt^2 + f^{-1}(r)dr^2 + r^2 d\vec{x}_i^2, \quad (2)$$

上式中 $i = 1, 2$.

$$f(r) = -\frac{r^2}{4\alpha} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{8\alpha}{l^2} - \frac{16\alpha M}{r^3} + \frac{8\alpha Q^2}{r^4}} \right], \quad (3)$$

其中, M 是质量参数, α 是与共形场论相关的参数. 本文中, 与文献 [31] 一样, 为了方便研究共形反常对时空背景的影响, 我们仅考虑 $Q = 0$ 的情况. 当 r 趋于无穷大时, 方程 (2) 中的度规变为

$$ds^2 \rightarrow \frac{r^2}{\ell^2} (-dt^2 + dx_i^2) + \frac{\ell^2}{r^2} dr^2, \quad (4)$$

其中 $x_i = \ell \tilde{x}_i$, 这里:

$$\ell^2 = \frac{l^2(1 + \sqrt{1 + 8\alpha/l^2})}{2}. \quad (5)$$

因此, 度规是 (4) 具有 AdS 半径 ℓ 的渐近 AdS 时空. 从方程 (5) 中, 我们不难看出共形反常参数的约束条件 $\alpha > -l^2/8$.

为了得到一个演化的黑膜解, 我们首先对度规 (2) 进行坐标变换 $z = l^2/r$, 这样我们得到

$$ds^2 = \frac{l^2}{z^2} [-H(z)dt^2 + H^{-1}(z)dz^2 + d\vec{x}_i^2], \quad (6)$$

这里

$$H(z) = 1/4\alpha \left[\sqrt{1 + 8\alpha - 16\alpha M z^3} - 1 \right]. \quad (7)$$

上式中, 我们已让 $l = 1$. 引入 Eddington-Finkelstein 坐标, 即 $dv = dt - 1/H(z)dz$, 我们进一步得到

$$ds^2 = \frac{1}{z^2} [-H(z)dv^2 - 2dz dv + d\vec{x}_i^2]. \quad (8)$$

把公式 (7) 中的质量当作时间 v 的函数, 方程 (8) 便可当作共形修正背景下的引力坍塌解.

根据 AdS/CFT 对偶, 强子对撞中的能量入射及随后的热化过程对偶于 AdS 空间中的引力坍塌并形成稳态黑膜的过程, 因此为了研究场论中等离子体的热化过程, 在引力中我们需要构建恰当的模型. 研究表明, 把坍塌体的质量当作时间 v 的函数, 即

$$M(v) = \frac{M}{2} \left(1 + \tanh \frac{v}{v_0} \right), \quad (9)$$

可构造这一引力模型, 这里 v_0 表示坍塌物质壳的厚度. 方程 (9) 表明, 当 $v \rightarrow -\infty$, 方程 (8) 中的时空表示一个纯粹的 AdS 空间, 当 $v \rightarrow \infty$, 它表示一个共形反常修正的 AdS 黑膜, 根据 AdS/CFT 对偶这分别对偶于共形场中的真空态和等离子体热化后的平衡态.

3 热化探测

在构建描述热化的引力模型后, 我们将选择恰当的非局域可观测量探测热化过程, 本文中我们将利用两点关联函数探测热化过程. 根据 AdS/CFT 对偶, 在鞍点近似下, 两点关联函数与测地线有如下关系^[7]:

$$\langle \mathcal{O}(t_0, x_i) \mathcal{O}(t_0, x'_i) \rangle \approx e^{-\Delta \tilde{L}_{\text{ren}}}, \quad (10)$$

上式中 $\tilde{L}_{\text{ren}}$ 表示在 AdS 边界上任意两点 (t_0, x_i) 和 (t_0, x'_i) 间的重整化的测地线长度. 除了 x_1 外, 我们认

为其他空间分量具有相同的坐标. 为了讨论方便, x_1 将被记为 x , 其在 AdS 边界上的变化范围为 $-b/2$ 到 $b/2$, 这里 b 是 x 在边界上的变化范围 (注意, 在共形反常背景下, 由于边界空间坐标与原空间坐标存在关系 $x_i = \ell \tilde{x}_i$, 如原空间间隔为 y , 在这里就应为 ℓy , 本文中, 为了方便我们把这一间隔称为 b). 在这种情况下, 结合方程 (8), 测地线的长度可表示为

$$\tilde{L} = \int_{-b/2}^{b/2} dx \frac{\sqrt{1 - 2z'(x)v'(x) - H(v, z)v'(x)^2}}{z(x)}, \quad (11)$$

上式中 “'” 表示对 x 求导. 对于方程 (11), 由于其积分中不显含 x , 因此我们可把积分量当作一个拉格朗日量, 基于这一物理量我们进一步可得 $z(x)$ 和 $v(x)$ 的运动方程:

$$0 = 2 - 2v'(x)^2 H(v, z) - 4v'(x)z'(x) - 2z(x)v''(x) + z(x)v'(x)^2 \partial_z H(v, z), \quad (12)$$

$$0 = v'(x)z'(x)\partial_z H(v, z) + \frac{1}{2}v'(x)^2 \partial_v H(v, z) + v''(x)H(v, z) + z''(x). \quad (13)$$

另外, 测地线的对称性将告诉我们如下初始条件:

$$z(0) = z_*, \quad v(0) = v_*, \quad v'(0) = z'(0) = 0. \quad (14)$$

基于这些条件, 方程 (11) 中的积分可进一步化简成

$$\tilde{L} = 2 \int_0^{b/2} dx \frac{z_*}{z(x)^2}. \quad (15)$$

通常这一积分是发散的, 我们需要利用如下边界条件:

$$z\left(\frac{b}{2}\right) = z_0, \quad v\left(\frac{b}{2}\right) = t_0, \quad (16)$$

来消除发散项, 上式中 z_0 是红外部分的径向截断, 这样我们就能得到重整化后的测地线长度^[7]:

$$\tilde{L}_{\text{ren}} = 2 \int_0^{b/2} dx \frac{z_*}{z(x)^2} + 2 \ln z_0. \quad (17)$$

基于初始条件 (14), 下面我们将求解方程 (12) 和 (13), 找到 $z(x)$ 和 $v(x)$ 的数值解, 然后代入到方程 (17) 中求解重整化的测地线长度. 对于不同的初始时间 v_* , 得到的测地线解对应于不同的演化阶段. 我们首先研究在不同的热化阶段, 共形反常修正参数对热化时间是否有相同的影响, 其结果见表 1.

表 1 不同共形反常修正参数的热化时间

Table 1 The thermalization time for different parameters corrected by conformal anomaly

时间	共形反常参数			
	$\alpha = -0.1$	$\alpha = 0.001$	$\alpha = 0.1$	$\alpha = 0.3$
$v_* = -0.345$	0.908558	1.07728	1.18805	1.35522
$v_* = -0.567$	0.694518	0.892966	1.00904	1.17256
$v_* = -0.789$	0.476916	0.693115	0.810988	0.972495

不难看出, 对于同一初始时间 v_* , 随着共形修正参数增大, 热化时间变长. 也就是说, 共形修正参数越大, 等离子体从非平衡态达到平衡态更难. 事实上, 这一结论也可以从测地线的演化过程来观察. 图 1 中我们画出了在相同初始条件下, 不同共形修正参数的测地线的运动轨迹. 在图 1 的 (a)–(d) 中, 点线表示视界的位置, 实线与虚线的交界处表示球壳的位置. 从图 1 中, 我们不难看出, 在 (a), (b) 中球壳已在视界内, 在 (c), (d) 中, 球壳仍在视界外. 在共形场论中, 这对偶于 (a), (b) 图中的等离子体热化过程已经结束, (c), (d) 图中的等离子体正在热化. 另一方面, 我们发现随着系数 α 增大, 球壳从里到外逐渐远离视界, 也就是说, 等离子体的热化过程从平衡态逐渐远离平衡态. 因此随着共形修正参数增大, 热化过程延迟.

下一步我们将利用 $z(x)$ 的数值结果来研究方程 (17) 表述的重整化的测地线长度, 我们感兴趣的是与边界长度 b 无关的量, 我们将非平衡过程中与边界长度无关的重整化的测地线长度 $\tilde{L}_{\text{ren}}/b$ 记为 δL , 平衡态的重整化的与边界长度无关的测地线长度记为 $\delta L_{\text{CF}} = L_{\text{CF}}/b$, 并且我们仅关注 $\delta L - \delta L_{\text{CF}}$ 随时间的演化. 在这种情况下, 热化态就对应于纵坐标的零点.

图 2 给出了在固定边界间隔下不同共形反常修正参数随时间的演化, 其中图 2(a) 中的边界长度 $b = 2$, (b) 中的边界长度 $b = 3$. 在每个图中, 点线, 虚线, 实线, 虚点线分别表示 $\alpha = -0.1, 0.001, 0.1, 0.3$. 很明显, 不同的修正参数具有不同的热化行为, 且它们达到平衡态的时间也不同. 对于固定的边界间隔, 随着 α 增大, 热化时间更长. 当边界间隔增大, 这一效应更加明显. 结果表明, 随着共形反常修正参数越

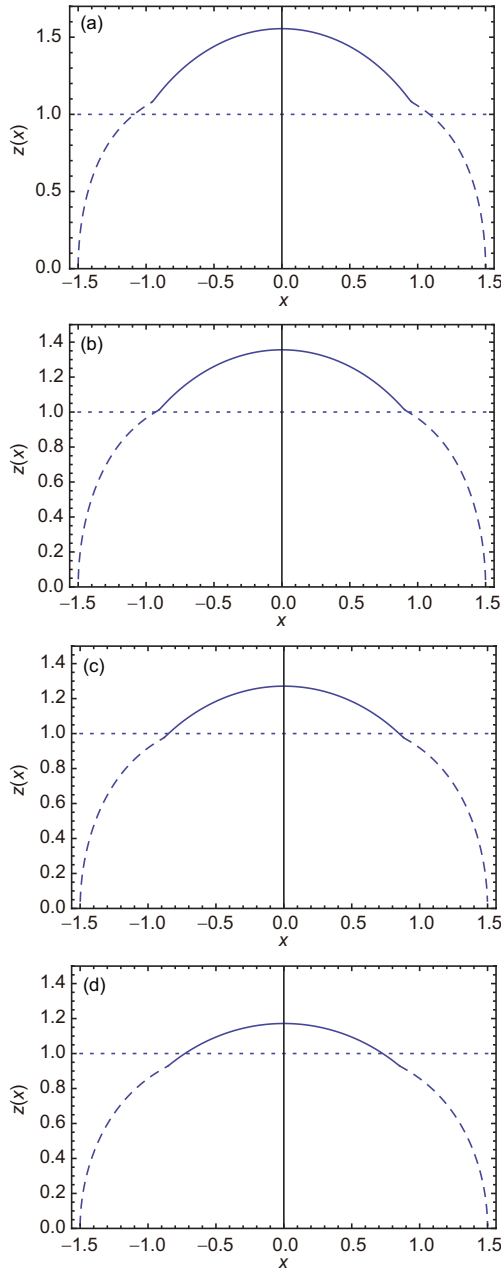


图 1 (网络版彩图) 不同共形反常修正参数的测地线演化轨迹

Figure 1 (Color online) Motion profile of the geodesic for different parameters corrected by conformal anomaly.

大, 共形场论中的等离子体从非平衡态到平衡态的热化时间更长, 这一结果与我们前面讨论测地线的运动轨迹得到的结论完全一致。

此外, 我们发现我们前面得到的图 2 中的热化

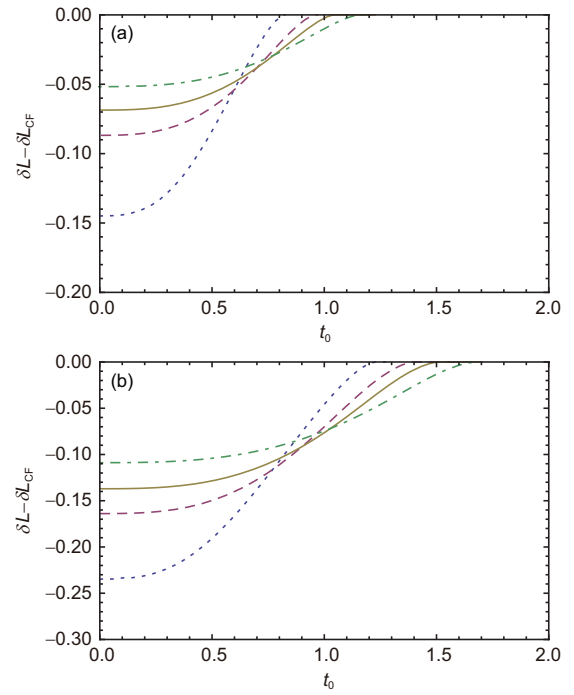


图 2 (网络版彩图) 重整化的测地线长度随不同共形反常修正参数的演化

Figure 2 (Color online) Evolution of the renormalized geodesic length for different parameters corrected by conformal anomaly.

曲线可以拟合成时间 t_0 的函数, 下面我们取 $b = 2$ 的情况为例. 在这种情况下, 对于 $\alpha = -0.1, 0.001, 0.1, 0.3$, 热化曲线可分别拟合为

$$\begin{aligned}
 g_{-0.1} &= -0.597852t_0^5 + 0.293578t_0^4 + 0.292883t_0^3 \\
 &\quad + 0.120287t_0^2 - 0.0111011t_0 - 0.144752, \\
 g_{0.001} &= -0.421432t_0^5 + 0.684422t_0^4 - 0.298258t_0^3 \\
 &\quad + 0.136321t_0^2 - 0.0134054t_0 - 0.0865471, \\
 g_{0.1} &= -0.220728t_0^5 + 0.397099t_0^4 - 0.192501t_0^3 \\
 &\quad + 0.0913336t_0^2 - 0.00939234t_0 - 0.0684718, \\
 g_{0.3} &= -0.094205t_0^5 + 0.184973t_0^4 - 0.0929698t_0^3 \\
 &\quad + 0.0490053t_0^2 - 0.00511723t_0 - 0.0516198.
 \end{aligned} \tag{18}$$

这里, 我们仅拟合到 t_0^5 , 我们发现对于这样的线性函数, 数值结果与拟合结果完全一样, 见图 3. 对于 t_0 的更高次幂, 结果与这里的拟合结果没有区别. 根据拟合函数, 很明显在热化初始阶段, 热化函数由 t_0 的低次幂决定, 在热化晚期, 热化由 t_0 的高次幂决定。

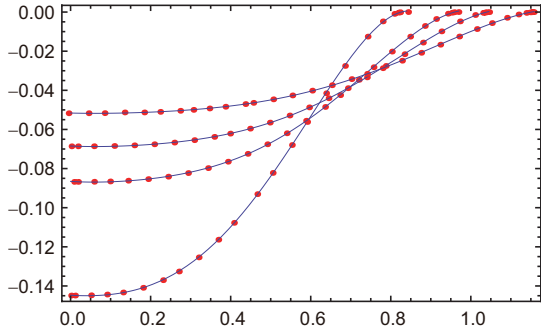


图 3 (网络版彩图) 热化行为的数值结果与拟合结果比较

Figure 3 (Color online) Comparison between the numerical result and fitted function for the thermalization behavior.

更重要的是, 基于拟合的热化函数, 我们可以进一步讨论热化速度和热化加速度, 见图 4 和 5. 在这二个图中, 点线, 虚线, 实线, 虚点线分别表示 $\alpha = -0.1, 0.001, 0.1, 0.3$ 的情况. 从热化速度曲线 (见图 4) 我们知道不同的修正参数具有类似的热化速度曲线, 即在热化过程中存在一个相变点, 这一相变点把热化过程分成一个加速过程和减速过程. 相变点的具体位置可从热化加速度曲线 (见图 5) 的零点得到. 对于 $\alpha = -0.1, 0.001, 0.1, 0.3$, 当 t_0 分别小于 0.5979, 0.7487, 0.8214, 0.9136 时, 热化过程是一个加速过程, 对于余下的时间段, 热化过程是一个减速过程. 我们还发现, 共形反常修正参数对相变点也有影响, 随着参数增大相变点也增大. 从图 4 中, 我们还可以看出热化速度的最大值也是随共形反常修正参数的变化而变化的: 参数越大, 热化速度的最大值越小.

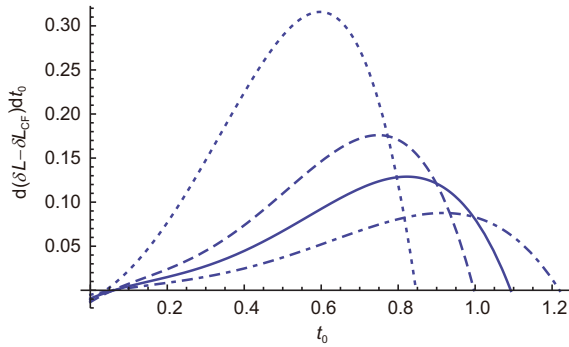


图 4 (网络版彩图) 不同共形反常修正参数的热化速度

Figure 4 (Color online) Thermalization velocity for different parameters corrected by conformal anomaly.

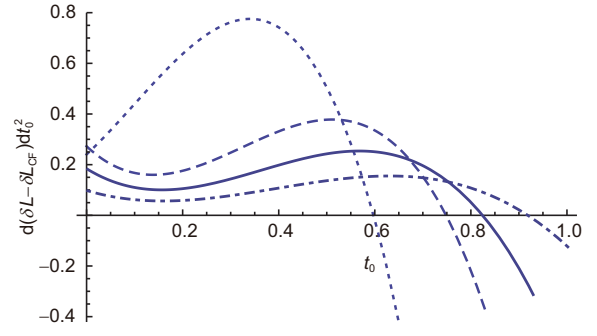


图 5 (网络版彩图) 不同共形反常修正参数的热化加速度

Figure 5 (Color online) Thermalization acceleration for different parameters corrected by conformal anomaly.

此外, 从图 5 中我们可以看出对于不同的共形反常修正参数, 其热化加速度曲线具有完全不同的行为, 在热化早期这一区别更加明显. 对于 $\alpha = -0.1$, 加速度曲线只有一个相变点, 加速度先增大后减少, 然而对于 $\alpha = 0.001, 0.1, 0.3$, 加速度有二个相变点, 其变化是先减小后增大然后再减小. 同样, 我们还可以看到: 共形反常修正参数越大, 热化加速度的最大值越小.

4 结论

基于两点关联函数, 本文研究了共形反常修正参数对强子对撞中等离子体从非平衡态演化到平衡态的热化过程的影响. 在 AdS/CFT 框架下, 这等同于利用类空测地线探测在共形反常背景下物质壳坍塌并形成稳态黑膜的过程. 结果表明, 随着共形反常修正参数增大, 热化时间更长. 尽管四维共形反常修正黑洞与高维 Gauss-Bonnet 引力修正黑洞形式类似, 我们发现共形反常修正参数与 Gauss-Bonnet 引力修正参数对热化的影响完全相反 [14–16]. 造成这种相反效应的原因可能是共形反常修正的背景时空中的质量项与 Gauss-Bonnet 引力中的质量项前面的符号相反. 在共形场论中这一质量的演化对偶于等离子体的热化. 因此, 与质量耦合的修正系数对热化的影响具有相反的效应.

通过数值方法, 我们首先得到了不同共形反常修正参数的热化曲线, 基于数值结果, 进一步得到了热化曲线的拟合函数. 根据这些拟合函数我们进一步得到了热化速度和热化加速度. 从热化速度曲线

中, 我们发现热化过程可以分成一个加速相和减速相, 从热化加速度曲线中, 我们得到了相变点的具体位置, 结果表明, 随着共形反常修正参数增大, 相变点增大. 在热化速度曲线中, 我们还发现速度的最大值也与共形反常修正参数有关. 修正参数增大, 热化速

度的最大值逐渐减少, 这一规律解释了我们的数值结果: 修正参数越大, 热化时间越长. 从热化加速度曲线, 我们进一步发现修正参数增大, 热化加速度的最大值也逐渐减少, 这一规律解释了修正参数增大, 热化速度的最大值逐渐减少的原因.

参考文献

- 1 Sonner J, Green A G. Hawking radiation and non-equilibrium quantum critical current noise. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 091601
- 2 Li W J, Tian Y, Zhang H B, et al. Periodically driven holographic superconductor. *J High Energy Phys*, 2013, 2013: 30
- 3 Murata K, Kinoshita S, Tanahashi N, et al. Non-equilibrium condensation process in a holographic superconductor. *J High Energy Phys*, 2010, 2010: 1–20
- 4 Tian Y, Wu X N, Zhang H B, et al. Poor man's holography: How far can it go? *Class Quant Grav*, 2013, 30: 125010
- 5 Baier R, Mueller A H, Schiff D, et al. Bottom up thermalization in heavy ion collisions. *Phys Lett B*, 2001, 502: 51–58
- 6 Balasubramanian V, Bernamonti A, de Boer J, et al. Thermalization of strongly coupled field theories. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 191601
- 7 Balasubramanian V, Bernamonti A, de Boer J, et al. Holographic thermalization. *Phys Rev D*, 2011, 84: 026010
- 8 Maldacena J M. The large N limit of superconformal field theories and supergravity. *Adv Theor Math Phys*, 1998, 2: 231–252
- 9 Garfinkle D, Pando Zayas L A. Rapid thermalization in field theory from gravitational collapse. *Phys Rev D*, 2011, 84: 066006
- 10 Steineder D, Stricker S A, Vuorinen A, et al. Probing the pattern of holographic thermalization with photons. *J High Energy Phys*, 2013, 2013: 14
- 11 Buchel A, Lehner L, Myers R C, et al. Quantum quenches of holographic plasmas. *J High Energy Phys*, 2013, 2013: 67
- 12 Galante D, Schvellinger M. Thermalization with a chemical potential from AdS spaces. *J High Energy Phys*, 2012, 2012: 96
- 13 Caceres E, Kundu A. Holographic thermalization with chemical potential. *J High Energy Phys*, 2012, 2012: 55
- 14 Zeng X X, Liu W B. Holographic thermalization in Gauss-Bonnet gravity. *Phys Lett B*, 2013, 726: 481–487
- 15 Zeng X X, Liu X M, Liu W B, et al. Holographic thermalization with a chemical potential in Gauss-Bonnet gravity. *J High Energy Phys*, 2014, 2014: 31
- 16 Li Y Z, Wu S F, Yang G H, et al. Gauss-Bonnet correction to Holographic thermalization: Two-point functions, circular Wilson loops and entanglement entropy. *Phys Rev D*, 2013, 88: 086006
- 17 Zeng X X, Liu X M, Liu W, et al. Holographic thermalization in noncommutative geometry. *arXiv:1407.5262*
- 18 Zeng X X, Chen D Y, Li L F, et al. Holographic thermalization and gravitational collapse in the spacetime dominated by quintessence dark energy. *arXiv:1408.6632*
- 19 Baron W, Galante D, Schvellinger M, et al. Dynamics of holographic thermalization. *J High Energy Phys*, 2013, 2013: 70
- 20 Arefeva I, Bagrov A, Koshelev A S, et al. Holographic thermalization from Kerr-AdS. *J High Energy Phys*, 2013, 2013: 70
- 21 Hubeny V E, Rangamani M, Tonni E, et al. Thermalization of causal holographic information. *J High Energy Phys*, 2013, 2013: 136
- 22 Arefeva I Y, Volovich I V. On holographic thermalization and dethermalization of quark-gluon plasma. *arXiv:1211.6041*
- 23 Balasubramanian V, Bernamonti A, Craps B, et al. Thermalization of the spectral function in strongly coupled two dimensional conformal field theories. *J High Energy Phys*, 2013, 2013: 69
- 24 Balasubramanian V, Bernamonti A, de Boer J, et al. Inhomogeneous holographic thermalization. *J High Energy Phys*, 2013, 2013: 82
- 25 Balasubramanian V, Bernamonti A, de Boer J, et al. Inhomogeneous thermalization in strongly coupled field theories. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 231602
- 26 Balasubramanian V, Buchel A, Green S R, et al. Holographic thermalization, stability of AdS, and the Fermi-Pasta-Ulam-Tsingou paradox. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 071601
- 27 Fonda P, Franti L, Keranen V, et al. Holographic thermalization with Lifshitz scaling and hyperscaling violation. *J High Energy Phys* 1408 (2014) 051
- 28 Cardoso V, Dias ó J C, Hartnett G S, et al. Holographic thermalization, quasinormal modes and superradiance in Kerr-AdS. *J High Energy Phys*, 2014, 2014: 183
- 29 Hubeny V E, Maxfield H. Holographic probes of collapsing black holes. *J High Energy Phys*, 2014, 2014: 97
- 30 Cai R G, Cao L M, Ohta N, et al. Black holes in gravity with conformal anomaly and logarithmic term in black hole entropy. *J High Energy Phys*, 2010, 2010: 82

31 Cai R G. Thermodynamics of conformal anomaly corrected black holes in AdS space. Phys Lett B, 2014, 733: 183–189

Holographic thermalization in the background with conformal anomaly corrected black holes

ZENG XiaoXiong¹, HU XinYun^{1*}, GAO YanJun² & LIU XianMing²

¹ School of Science, Chongqing Jiaotong University, Chongqing 400074, China;

² Department of Physics, Hubei University for Nationalities, Enshi 445000, China

With the two point correlation function, we investigate the effect of the correction parameters on the thermalization of Plasma in the background corrected by conformal anomaly. In terms of the AdS/CFT correspondence, this equals to probe the collapse of a shell of dust by the like-space geodesic in the background corrected by conformal anomaly. The result shows that as the parameter corrected by conformal anomaly increases, the thermalization time for the plasma evolving from the non-equilibrium state to the equilibrium state is longer. We also get the fitted function of the thermalization curve, and based on the function, we further obtain the thermalization velocity and thermalization acceleration. With the thermalization velocity curve, we find the thermalization process can be divided into a acceleration phase and a deceleration phase, the phase transition point raises as the parameter corrected by conformal anomaly increases.

holography, non-equilibrium, black hole, thermalization

PACS: 11.25.Tq, 04.70.-s, 04.50.Kd

doi: 10.1360/SSPMA2014-00482