论 文

整体单极子对全息热化的影响

曾晓雄^①, 胡馨匀^①, 韩亦文^②, 刘显明^{③*}^① 重庆交通大学理学院, 重庆 400070;^② 重庆工商大学计算机科学与信息工程学院, 重庆 400070;^③ 湖北民族学院物理系, 恩施 445000

* 联系人, E-mail: xianmingliu@mail.bnu.edu.cn

收稿日期: 2015-03-02; 接受日期: 2014-04-13; 网络出版日期: 2015-07-02

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

摘要 通过最小面积面, 我们探测了带有整体单极子背景下球壳的引力坍塌过程, 根据 AdS/CFT 对偶, 这等同于在共形场背景下用 Wilson 环探测等离子体的热化过程. 结果表明, 整体单极参数对热化时间的影响是非单调的, 在热化早期随整体单极参数增大热化时间变短, 在热化晚期随整体单极参数增大热化时间变长. 基于热化曲线的拟合函数, 我们得到了热化速度和热化加速度并讨论了整体单极参数对热化速度和热化加速度的影响.

关键词 全息热化, 非平衡, 黑洞, 整体单极

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

doi: 10.1360/SSPMA2015-00092

1 引言

近年来, AdS/CFT 对偶理论^[1] 及其应用受到越来越多的物理学家的关注. 通过这些研究一方面能验证这一对偶的有效性, 另一方面也提供了一种研究强耦合体系的方法. 最近的研究表明, 通过这一工具不仅能处理平衡态系统, 还能处理非平衡态系统^[2-4]. 典型的非平衡现象就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 对偶描述, 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. 因此为了描述热化行为, 在引力中人们需要构造合适的引力坍塌模型, 这一模型能刻画球壳从 AdS

引用格式: 曾晓雄, 胡馨匀, 韩亦文, 等. 整体单极子对全息热化的影响. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 080401

Zeng X X, Hu X Y, Han Y W, et al. Effect of global monopole on holographic thermalization (in Chinese). Sci Sin. Phys Mech Astron, 2015, 45: 080401, doi:10.1360/SSPMA2015-00092

空间开始坍塌并形成稳态的黑膜过程. 在恰当地选择坍塌物质的质量函数后, Balasubramanian 等人实现了这一目标. 为了探测热化行为, 他们建议用两点关联函数、威尔逊环和纠缠熵这些非局域可观测量. 因为局域可观测量, 如能动张量, 对球壳坍塌过程是不敏感的. 目前, Balasubramanian 等人的工作已被推广到了很多引力模型^[8-26].

本文拟在整体单极背景下研究等离子体的热化行为. 整体单极子可能是在早期宇宙演化的相变过程中拓扑破缺形成的. 带整体单极的黑洞度规最初是由 Barriola 和 Vilenkin^[27] 得到的, 这一度规是在 Schwarzschild 背景下具有多重态的标量场的 $SO(3)$ 对称破缺导致的. 带有整体单极子时空的拓扑结构和 Schwarzschild 时空的拓扑结构完全不同. 目前这一背景的很多物理性质已被广泛研究^[28,29]. 特别是最近, 文献 [30] 构造了一个带整体单极子的 AdS 时空并研究了整体单极子对全息超导形成的影响^[30]. 本文拟在这一背景下研究整体单极子对等离子体热化行为的影响.

2 带整体单极子的引力坍塌解

能描述整体单极子的最简单的拉格朗日量可写为

$$\mathbb{L}_{\text{GM}} = \frac{1}{2} \partial_\mu \Phi^a \partial^\mu \Phi^{*a} - \frac{\gamma}{4} (\Phi^a \Phi^{*a} - \eta^2)^2, \quad (1)$$

其中, Φ^a 是具有多重态的标量场, η 表示对称性破缺的能标, γ 是一个常数. 利用这一拉格朗日量和球对称度规假设, 文献 [30] 最近计算了能动张量

$$T_{\mu\nu} = 2 \frac{\partial \mathbb{L}_{\text{GM}}}{\partial g^{\mu\nu}} - \mathbb{L}_{\text{GM}} g_{\mu\nu}, \quad (2)$$

并得到了一个带整体单极的 AdS 黑膜解

$$ds^2 = -f(r)dt^2 + f^{-1}(r)dr^2 + r^2 dx_i^2, \quad (3)$$

上式中 $i = 1, 2$.

$$f(r) = \frac{r^2}{L^2} - \frac{2M}{r} - b, \quad (4)$$

其中, M 是质量参数, L 是 AdS 半径, $b = 8\pi\eta^2$ 是与整体单极子相关的参数. 很明显, 当整体单极参数趋于零, 式 (3) 表示一个史瓦西 AdS 黑膜. 当整体单极参

数非零, 纯 AdS 时空和渐近 AdS 时空都有修正. 对于带整体单极的 AdS 黑膜背景, 视界, 定义为 $f(r_h) = 0$, 是扁平的而不是球形的. 根据表面引力的定义, 从视界处辐射的霍金温度为

$$T = \frac{\kappa}{2\pi} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{2M}{r_h^2} + \frac{2r_h}{L^2} \right), \quad (5)$$

在 AdS/CFT 框架下, 这一温度可当作边界上对偶的共形场的平衡温度.

为了得到一个演化的黑膜解, 我们首先对式 (3) 进行坐标变换 $z = L^2/r$, 这样我们得到

$$ds^2 = \frac{L^2}{z^2} [-H(z)dt^2 + H^{-1}(z)dz^2 + dx_i^2], \quad (6)$$

这里

$$H(z) = 1 - 2Mz^3 - bz^2, \quad (7)$$

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

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

把式 (7) 中的质量当作时间 v 的函数, 式 (8) 便可当作带整体单极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. 式 (9) 表明, 当 $v \rightarrow -\infty$, 式 (8) 中的时空表示一个纯粹的 AdS 空间, 当 $v \rightarrow \infty$, 它表示一个带整体单极的 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, 因为边界的局域可观测量, 如能动张量, 对球壳内的坍塌过程是不敏感的. 通常, 人们选择两点关联函数、Wilson 环、纠缠熵这些非局域可观测量来探测热化. 在鞍点近

似下, 这些量在引力中分别对偶于测地线的最小长度, 最小面面积和体积. 最近的研究表明这 3 个可观测量在探测引力坍塌及对偶的热化时具有类似的效应, 因此本文中, 我们主要利用 Wilson 环来探测全息热化行为. 根据 AdS/CFT 对偶, 在鞍点近似下, Wilson 环的期待值与最小面积面有如下关系 [7,31]:

$$\langle W(C) \rangle \approx e^{-\frac{A_{\text{ren}}(\Sigma)}{2\pi\alpha'}}, \quad (10)$$

其中, C 是闭合围道, Σ 是在 C 上的最小面, A_{ren} 是重整化的最小面面积, α' 是 Regge 参数. 本文中, 我们主要考虑矩形形状的空 Wilson 环, 闭合的矩形是由 x_1, x_2 上的坐标围成且假设沿 x_2 方向面积是协变的. 根据广义相对论, 闭合矩形的面积可表示成 [32]

$$A = \int \sqrt{g_{\mu\nu}} dx^\mu dx^\nu \int dy, \quad (11)$$

这里为了简化, 我们用 x 代替 x_1 , y 代替 x_2 . 对于我们采用的式 (8) 中的引力坍塌背景, 最小面积面可写成

$$A = \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} dx \frac{\sqrt{1 - 2z'(x)v'(x) - H(v, z)v'(x)^2}}{z(x)^2}, \quad (12)$$

其中, l 是沿 x 方向的边界长度. 注意, 在上式中, 我们已对 dy 积分, 并让其积分后的值等于 1. 对于式 (12), 其积分量可当作一个拉格朗日量 $\mathcal{L}$, 利用这一拉格朗日量我们进一步可得 $z(x)$ 和 $v(x)$ 的运动方程

$$0 = 4 - 4v'(x)^2 H(v, z) - 8v'(x)z'(x) - 2z(x)v''(x) + z(x)v'(x)^2 \partial_z H(v, z), \quad (13)$$

$$0 = v'(x)z'(x) \partial_z H(v, z) + \frac{1}{2}v'(x)^2 \partial_v H(v, z) + v''(x)H(v, z) + z''(x). \quad (14)$$

为了解这些运动方程, 我们需要找到恰当的边界条件. 考虑到最小面积面的对称性, 我们采用如下边界条件:

$$z(0) = z_*, v(0) = v_*, v'(0) = z'(0) = 0. \quad (15)$$

另外, 由于边界处式 (12) 中的面积 A 是发散的, 为了消除这些发散项, 在边界处我们取一个截断 z_0 , 即

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

这里 t_0 是最小面积面达到边界的时间, 此即所谓的热化时间. 减去发散项后的最小面积面即为重整化的最小面积面, 其具体形式可表述成

$$A_{\text{ren}} = 2 \int_0^{\frac{l}{2}} dx \frac{z_*^2}{z(x)^4} - \frac{2}{z_0}, \quad (17)$$

这里 $\frac{2}{z_0}$ 即通常的最小面积面的发散项. 注意, 和文献 [6,7] 一样, 这里我们利用了从拉格朗日量 $\mathcal{L}$ 中得到的守恒方程.

下一步, 我们利用数值方法求解式 (13) 中的 $z(x)$ 和 $v(x)$, 然后把得到的数值解代入到式 (17) 中求解重整化的最小面积面. 数值计算过程中, 球壳厚度和紫外截断分别令为 $v_0 = 0.01$, $z_0 = 0.01$. 此外, 黑膜视界始终固定在 $r_h = 1$, 在这种情况下, 根据式 (5), 我们知道质量与整体单极参数存在关系 $M = \frac{1-b}{2}$. 很明显为了得到正质量, 整体单极参数必须满足 $b < 1$. 本文中, 我们将取 $b = 0.1, 0.5, 0.9$.

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, 整体单极参数对热化时间是否有相同的影响, 其结果见表 1.

不难看出, 对于同一初始时间 v_* , 整体单极参数对热化时间的影响是不同的. 在热化早期和中期, 如 $v_* = -0.888, -0.444$, 随着整体单极参数增大, 热化时间变短. 也就是说, 随着整体单极参数增大, 等离子体从非平衡态达到平衡态更难. 然而在热化晚期, 如 $v_* = -0.111$, 随着整体单极参数增大, 热化时间变长. 很明显, 整体单极参数对热化时间的影响是非单调的, 这一结果与以前的模型得到的结果不同.

下一步我们将利用 $z(x)$ 的数值结果来研究式

表 1 不同整体单极参数对应的热化时间

Table 1 The thermalization time for different global monopole parameters

初始热化时间	整体单极参数对 v_* 的影响		
	$b=0.1$	$b=0.5$	$b=0.9$
$v_*=-0.111$	1.73488	1.74731	1.75793
$v_*=-0.444$	1.54846	1.47521	1.4347
$v_*=-0.888$	1.13323	1.03985	0.991924

(17) 表述的重整化的最小面积面, 我们感兴趣的是与边界长度 l 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最小面积面 A_{ren}/l 记为 δA , 平衡态的重整化的与边界长度无关的最小面积面记为 $\delta A_{\text{GM}} = A_{\text{GM}}/l$, 并且我们仅关注 $\delta A - \delta A_{\text{GM}}$ 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 1 和 2 分别画出了在固定边界间隔下不同整体单极参数随时间的演化, 图 1 中的边界长度 $l = 2$, 图 2 中的边界长度 $l = 3$. 在每个图中, 点线、虚线、实线, 分别表示 $b = 0.1, 0.5, 0.9$. 很明显, 不同的整体单极参数具有不同的热化行为. 图 1 和 2 相比, 我们知道对于小的边界间隔, 热化时间更小. 这是必然的结论, 因为对于小的边界间隔, 在引力中, 热化探针更

图 1 (网络版彩图) 边界长度 $l=2$ 对应的重整化的最小面积面随不同整体单极参数的演化

Figure 1 (Color online) Evolution of the renormalized minimal area surface for different global monopole parameters at $l = 2$.

图 2 (网络版彩图) 边界长度 $l=3$ 对应的重整化的最小面积面随不同整体单极参数的演化

Figure 2 (Color online) Evolution of the renormalized minimal area surface for different global monopole parameters at $l = 3$.

容易探测到引力坍塌.

然而, 与以前的模型得到的结果不一样的是就整个热化过程而言, 我们发现不同的整体单极参数对热化时间几乎没有影响, 也就是说, 不同的整体单极参数对应的热化几乎同时达到平衡态, 尽管他们具有完全不同的热化行为. 事实上, 这一结果在表 1 中也有体现. 因为在热化早期和中期, 随着整体单极参数增大, 热化时间变短, 而在热化晚期, 随着整体单极参数增大, 热化时间变长, 在整个热化过程中, 变长和变短相互抵消. 因此对整个热化过程而言, 整体单极参数最后对热化时间几乎没有影响.

为了更深刻地理解热化过程, 我们将研究热化速度和热化加速度. 为了达到这一目的, 我们首先找到热化曲线的解析函数. 下面我们以 $l = 2.4$ 的情况为例进行讨论. 对于 $b = 0.1, 0.5, 0.9$, 热化曲线可分别拟合为

$$\left\{ \begin{array}{l} a_{0.1} = -0.0340898t_0^6 + 0.15383t_0^5 \\ \quad -0.284118t_0^4 + 0.229719t_0^3 \\ \quad +0.104365t_0^2 + 0.0149456t_0 \\ \quad -0.456198, \\ a_{0.5} = -0.0171365t_0^6 + 0.0796338t_0^5 \\ \quad -0.156974t_0^4 + 0.1365t_0^3 \\ \quad +0.052503t_0^2 + 0.00951658t_0 \\ \quad -0.256647, \\ a_{0.9} = -0.00284326t_0^6 + 0.0135271t_0^5 \\ \quad -0.0278267t_0^4 + 0.0243863t_0^3 \\ \quad +0.0118942t_0^2 + 0.0017046t_0 \\ \quad -0.0514049. \end{array} \right. \quad (18)$$

这里, 我们仅拟合到 t_0^6 , 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. 基于拟合的热化函数, 我们进一步可得热化速度和热化加速度, 见图 4 和 5. 在这两个图中, 点线、虚线、实线分别表示 $b = 0.1, 0.5, 0.9$ 的情况. 从热化速度曲线和加速度曲线中, 我们可得如下信息:

(1) 热化速度的最大值随整体单极参数变化而变化, 随着整体单极参数增大, 热化速度的最大值逐渐

减少;

(2) 对于不同的整体单极参数, 其热化速度几乎同时达到零点. 也就是说热化过程几乎同时达到平衡态;

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.

图4 (网络版彩图) 不同整体单极参数对应的热化速度

Figure 4 (Color online) Thermalization velocity for different global monopole parameters.

图5 (网络版彩图) 不同整体单极参数对应的热化加速度

Figure 5 (Color online) Thermalization acceleration for different global monopole parameters.

平衡态, 这与图1和2得到的结果一致;

(3) 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;

(4) 相变点随整体单极参数变化而变化且其具体位置可从热化加速度曲线的零点读出. 随着整体单极参数增大, 相变点变小;

(5) 热化加速度的最大值也随整体单极参数变化而变化, 随着整体单极参数增大, 热化加速度的最大值逐渐减少;

(6) 热化加速度也有一个相变点, 各种参数的热化过程都可以描述为先加加速后减加速最后减速;

(7) 随整体单极参数增大, 热化速度和加速度变化缓慢. 因此, 小的整体单极参数对应的热化过程更剧烈.

通过这些规律, 我们对热化过程有了更深刻的理解, 对图1和2这些热化曲线的形状的来由也更清楚.

4 讨论和结论

通过恰当地选择质量函数, 我们构造了一个坍塌的带整体单极的动态黑膜. 利用最小面积面, 我们探测了黑膜的形成过程并考察了整体单极参数对这一过程的影响. 在 AdS/CFT 框架下, 这等同于利用 Wilson 环探测等离子体的热化过程. 与以前模型得到的结果不同, 我们发现整体单极参数对热化时间

图6 (网络版彩图) 负质量背景下, 边界长度 \$l=2\$ 对应的重整化的最小面积面随不同整体单极参数的演化

Figure 6 (Color online) Evolution of the renormalized minimal area surface for different global monopole parameters with negative mass at \$l=2\$.

图 7 (网络版彩图) 负质量背景下, 边界长度 $l=3$ 对应的重整化的最小面积面随不同整体单极参数的演化

Figure 7 (Color online) Evolution of the renormalized minimal area surface for different global monopole parameters with negative mass at $l=3$.

的影响是非单调的, 在热化早期随整体单极参数增大热化时间变短, 在热化晚期随整体单极参数增大热化时间变长. 因此就整个热化过程而言, 整体单极参数对热化几乎没有影响.

为了更深刻地理解热化过程, 基于数值结果, 我们还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. 结果表明小的整体单极参数对应的热化过程更剧烈. 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. 随着整体单极参数增大, 相变点变小.

在我们前面的研究中, 为了保证质量为正, 我们取的整体单极参数都满足 $b < 1$. 当 $b > 1$ 时质量为负. 物理模型中, 理论上并不排除负质量物质的存在, 因此这里我们简单讨论一下负质量物质的热化过程. 我们取 $b=1.3, 1.7$ 为例. 图 6 和 7 分别表示边界间隔为 $l=2, l=3$ 的热化曲线. 在每个图中, 点线、虚线分别表示 $b=1.3, 1.7$. 不难看出, 与正质量的情形类似, 我们也能得类似的热化曲线和热化规律. 然而与正质量情况 (见图 1 和 2) 不同的是在非平衡态, 负质量对应的重整化的最小面积面为正, $\delta A - \delta A_{GM}$ 因此也为正. 造成这一现象的原因目前还不清楚, 我们将在后续的研究中对这一问题继续分析.

参考文献

- Maldacena J M. The large N limit of superconformal field theories and supergravity. *Adv Theor Math Phys*, 1998, 2: 231–252
- Hartnoll S A, Herzog C P, Horowitz G T. Building an AdS/CFT superconductor. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 031601
- Sonner J, Green A G. Hawking radiation and non-equilibrium quantum critical current noise. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 091601
- Murata K, Kinoshita S, Tanahashi N, et al. Non-equilibrium condensation process in a holographic superconductor. *J High Energy Phys*, 2010, 2010: 1–20
- Baier R, Mueller A H, Schiff D, et al. Bottom up thermalization in heavy ion collisions. *Phys Lett B*, 2001, 502: 51–58
- Balasubramanian V, Bernamonti A, de Boer J, et al. Thermalization of strongly coupled field theories. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 191601
- Balasubramanian V, Bernamonti A, de Boer J, et al. Holographic thermalization. *Phys Rev D*, 2011, 84: 026010
- Galante D, Schvellinger M. Thermalization with a chemical potential from AdS spaces. *J High Energy Phys*, 2012, 1207: 96
- Caceres E, Kundu A. Holographic thermalization with chemical potential. *J High Energy Phys*, 2012, 1209: 55
- Zeng X X, Liu W B. Holographic thermalization in Gauss-Bonnet gravity. *Phys Lett B*, 2013, 726: 481–487
- 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, 1203: 31
- 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
- Zeng X X, Liu X M, Liu W, et al. Holographic thermalization in noncommutative geometry. *arXiv*: 1407.5262
- 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
- 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 [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]
- Baron W, Galante D, Schvellinger M, et al. Dynamics of holographic thermalization. *J High Energy Phys*, 2013, 1303: 70

- 17 Arefeva I, Bagrov A, Koshelev A S, et al. Holographic thermalization from Kerr-AdS. *J High Energy Phys*, 2013, 1307: 170
- 18 Hubeny V E, Rangamani M, Tonni E, et al. Thermalization of causal holographic information. *J High Energy Phys*, 2013, 1305: 136
- 19 Arefeva I Y, Volovich I V. On holographic thermalization and dethermalization of quark-gluon plasma. arXiv: 1211.6041
- 20 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, 1304: 69
- 21 Balasubramanian V, Bernamonti A, de Boer J, et al. Inhomogeneous holographic thermalization. *J High Energy Phys*, 2013, 1310: 82
- 22 Balasubramanian V, Bernamonti A, de Boer J, et al. Inhomogeneous thermalization in strongly coupled field theories. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 231602
- 23 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
- 24 Fonda P, Franti L, Keranen V, et al. Holographic thermalization with Lifshitz scaling and hyperscaling violation. *J High Energy Phys*, 2014, 2014: 1–52
- 25 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, 1404: 183
- 26 Hubeny V E, Maxfield H. Holographic probes of collapsing black holes. *J High Energy Phys*, 2014, 1403: 97
- 27 Barriola M, Vilenkin A. Gravitational field of a global monopole. *Phys Rev Lett*, 1989, 63: 341–343
- 28 Li H L, Cai M, Lin R. Fermion tunneling from a non-static black hole with the internal global monopole. *Gen Relat Gravit*, 2009, 41: 2389–2398
- 29 Peng J J, Wu S Q. Hawking radiation from the Schwarzschild black hole with a global monopole via gravitational anomaly. *Chin Phys B*, 2008, 17: 825–828
- 30 Chen S, Wang L, Ding C, et al. Holographic superconductors in the AdS black hole spacetime with a global monopole. *Nucl Phys B*, 2010, 836: 222–231
- 31 Maldacena J M. Wilson loops in large N field theories. *Phys Rev Lett*, 1998, 80: 4859
- 32 Wald R M. General Relativity. Chicago: University of Chicago Press, 1984

Effect of global monopole on holographic thermalization

ZENG XiaoXiong¹, HU XinYun¹, HAN YiWen² & LIU XianMing^{3*}

¹ School of Science, Chongqing Jiaotong University, Chongqing 400070, China;

² College of Computer Science, Chongqing Technology and Business University, Chongqing 400070, China;

³ Department of Physics, Hubei University for Nationalities, Enshi 445000, China

With the minimal area surface, we probe the gravitational collapse process in the background with a global monopole, which is dual to probe the thermalization process in the dual conformal field by the Wilson loop according to the AdS/CFT correspondence. The result shows that the effect of global monopole on the thermalization time is non-monotonous. At the early stage, the thermalization time becomes shorter as the global monopole parameters increases, and at the last stage the thermalization time becomes longer as the global monopole parameters increases. Based on the fitted functions of the thermalization curves, we get the thermalization velocity as well as thermalization acceleration, and we also discuss the effect of the global monopole on the thermalization velocity and thermalization acceleration.

holography thermalization, non-equilibrium, black hole, global monopole

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

doi: 10.1360/SSPMA2015-00092