中国科学: 物理学 力学 天文学 2024 年 第 54 卷 第 11 期: 110411
SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica physcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
论 文

挠率黑洞的全息爱因斯坦环

桂金玉[1], 曾晓雄[1*], 叶欢[2], 韩亦文[3]

1. 重庆交通大学土木工程学院, 重庆 400074;
2. 重庆交通大学材料科学与工程学院, 重庆 400074;
3. 重庆工商大学人工智能学院, 重庆 400067
*联系人, E-mail: xxzengphysics@163.com

收稿日期: 2023-11-28; 接受日期: 2024-02-07; 网络出版日期: 2024-08-23
国家自然科学基金(编号: 12375043)和重庆市自然科学基金创新发展联合基金(编号: CSTB2022NSCQ-LZX0021, CSTB2023NSCQ-MSX0594)资助项目

摘要 本文基于全息对偶, 研究了具有挠率参数黑洞的爱因斯坦环. 在AdS边界处考虑一个含时的高斯波源并研究了其响应函数. 进一步, 基于一个带凸透镜的光学系统, 得到了屏上的爱因斯坦环. 研究发现, 随着观测者位置角度的变化, 球对称的光子环将变成弧线或者光斑. 当挠率参数增大, 环半径变大; 当视界半径增大, 环半径减小; 当角频率增大, 环半径更清晰. 此外, 基于几何光学研究了光子的入射角, 并发现这一角度与波动光学得到的光子环的入射角完全一致. 这一结论证实了基于波动光学研究爱因斯坦环的有效性.

关键词 挠率黑洞, 波动光学, 全息爱因斯坦环, 响应函数

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

1 引言

近年来, AdS/CFT对偶[1]及其应用研究引起了众多物理学家的关注. 一方面, 相关研究可以检验这一猜测的正确性. 另一方面, 这一理论为研究强耦合量子系统, 如全息超导[2]、费米和非费米液体[3]、全息纠缠熵[4]等, 提供了另一种思路和方法.

自事件视界望远镜(EHT)项目组拍摄到M87星系中心和银河系中心的黑洞阴影后[5,6], 黑洞阴影引起了理论物理学家和天体物理学家的广泛关注. 目前, 黑洞阴影已在各种时空背景下被广泛研究, 如双黑洞系统的阴影[7], 不同黑洞构型和不同时空几何的黑洞阴影[8,9], 动态演化时空的黑洞阴影[10], 虫洞[11]和裸奇点的阴影[12]. 这些研究表明, 在黑洞视界外有一个明亮的光子环, 也就是所谓的爱因斯坦环, 光子环的位置依赖于引力的性质. 同时, 部分学者对黑洞阴影以及光子环的观测外观进行了研究[13–16].

值得注意的是, 以上这些黑洞阴影的研究都是基于几何光学. 最近Hashimoto等人[17]基于波动光学, 重构了黑洞阴影中的爱因斯坦环. 特别是对AdS黑洞, 还可以基于AdS/CFT对偶来构建爱因斯坦环[18]. 在AdS黑洞的边界处给定一个含时周期源, 并让它在时空中

引用格式: 桂金玉, 曾晓雄, 叶欢, 等. 挠率黑洞的全息爱因斯坦环. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2024, 54: 110411
Gui J Y, Zeng X X, Ye H, et al. Holographic Einstein ring of a black hole with torsion (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2024, 54: 110411, doi: 10.1360/SSPMA-2023-0419

© 2024 《中国科学》杂志社

传播, 当被黑洞衍射后, 在AdS边界的另一侧可通过响应函数探测. 响应函数能刻画出衍射图像, 但没有阴影的任何信息. 为了得到阴影图像, 需在边界加上带凸透镜的光学仪器进行观测. 目前该工作已被推广到全息超导模型[19]、带电的黑洞[20]以及各种引力背景[21], 这些研究表明, 黑洞视界外有一个明亮的光子环, 光子环的形状依赖于观测者的角度.

本文拟基于AdS/CFT对偶, 研究挠率黑洞的爱因斯坦环. 在广义相对论中, 黑洞具有自旋也可能具有挠率. 尽管文献[22]研究了挠率对黑洞阴影的影响. 文献[23]研究了挠率对黑洞信息的影响, 但目前, 对含挠率参数的黑洞的研究还非常有限. 本文拟在全息的框架下基于波动光学讨论挠率对光子环的影响, 并将相关结论与通过几何光学得到的结论进行比较. 此外, 我们还将研究波源、观者位置对光子环的影响, 探索光子环的时空位置是否与波源和观测系统有关.

2 带挠率的黑洞及其响应函数

具有挠率参数的球对称黑洞解可表示成[24]

$$\mathrm{d}s^2=-h(r)\mathrm{d}t^2+\frac{\mathrm{d}r^2}{h(r)}+r^2\mathrm{d}\Omega, \tag{1}$$

其中,

$$h(r)=1-\frac{2m}{r}+\frac{A^2}{r^2}-\frac{\Lambda r^2}{3}. \tag{2}$$

上式中, $\mathrm{d}\Omega^2=\mathrm{d}\theta^2+\sin^2\theta\mathrm{d}\varphi^2$, m是黑洞质量, A是挠率参数, $\Lambda=-(3/\tilde{l}^2)$是宇宙学常数, 其中$\tilde{l}$是AdS半径, 在后面计算中取$\tilde{l}=1$. 将上述度规函数做变量代换, $r=1/z$, 方程(1)可写为

$$\mathrm{d}s^2=\frac{1}{z^2}\left[-h(z)\mathrm{d}t^2+\frac{\mathrm{d}z^2}{h(z)}+\mathrm{d}\Omega^2\right], \tag{3}$$

$$h(z)=z^2+1-2mz^3+A^2z^4, \tag{4}$$

当$z=\infty$时, 出现时空奇点; 当$z=0$时, 对应系统在AdS边界. 此外, 黑洞的温度由霍金温度的定义, 可表示成

$$T=\frac{3+z_h^2-A^2z_h^4}{4z_h\pi}. \tag{5}$$

接下来, 我们基于如下克莱因-高登方程研究标量场的动力学[18]

$$D_aD^a\Psi=0. \tag{6}$$

为了更方便地求解克莱因-高登方程, 我们引入超前爱丁顿坐标[20]. 因为在这一坐标系中物理量在事件视界处是连续的, 方便对黑洞的本质进行观察. 引入坐标

$$\upsilon\equiv t+z_*=t-\int\frac{\mathrm{d}z}{h(z)}. \tag{7}$$

如此度规函数(3)可写作

$$\mathrm{d}s^2=\frac{1}{z^2}[-h(z)\mathrm{d}\upsilon^2-2\mathrm{d}z\mathrm{d}\upsilon+\mathrm{d}\Omega^2]. \tag{8}$$

在AdS边界附近, 标量场的渐近解为

$$\Psi(\upsilon,z,\theta,\varphi)=J_{\mathcal{K}}(\upsilon,\theta,\varphi)+z\partial_\upsilon J_{\mathcal{K}}(\upsilon,\theta,\varphi)+\frac{1}{2}z^2D_S^2J_{\mathcal{K}}(\upsilon,\theta,\varphi)+\langle K\rangle z^3+\mathcal{K}(z^4). \tag{9}$$

这里D_S^2表示单位S^2上的拉普拉斯量. 基于规范引力对偶间的关系, $J_{\mathcal{K}}$可看作为边界共形场中的物质源[25], 在AdS边界南极($\theta_0=\pi$), 我们将选取单色轴对称高斯波包作为波源, 见图1.

$$J_\kappa(\upsilon,\theta)=\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega\upsilon}(2\pi\eta^2)^{-1}\exp\left[-\frac{(\pi-\theta)^2}{2\eta^2}\right]=\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega\upsilon}\sum_{l=0}^{\infty}C_{l0}Y_{l0}(\theta), \tag{10}$$

其中η为高斯源产生的波的宽度, $Y_{l0}(\theta)$为球谐波函数, 且$\eta\ll\pi$. 通过计算$Y_{l0}(\theta)$的系数C_{l0}为

$$C_{l0}=(-1)^l\sqrt{\frac{l+1/2}{2\pi}}\exp\left[-\frac{(l+1/2)^2\eta^2}{2}\right]. \tag{11}$$

考虑到时空的对称性, 标量场$\Psi(\upsilon,z,\theta,\varphi)$可分解为

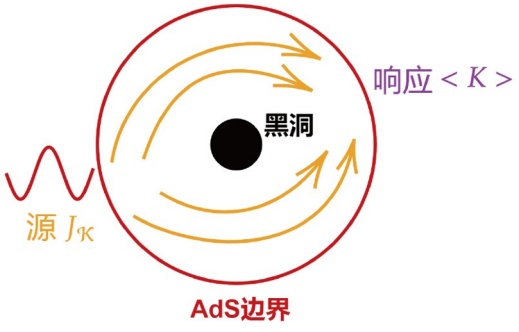


图 1 (网络版彩图)响应函数与源的示意图

Figure 1 (Color online) Diagram of the response function and the source.

$$\widetilde{\mathcal{P}}(\upsilon,z,\theta,\varphi)=\sum_{l=0}^{\infty}\sum_{n=-l}^{l}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega\upsilon}C_{l0}Z_l(z)Y_{\ln}(\theta,\varphi). \tag{12}$$

对应的响应函数$\langle K\rangle$可展开为[26]

$$\langle K\rangle=\sum_{l=0}^{\infty}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega\upsilon}C_{l0}(K)_lY_{lo}(\theta). \tag{13}$$

在上式中Z_l满足运动方程

$$z^2hZ''_l+(z^2h'-2zh+2\mathrm{i}\omega z^2)Z'_l$$
$$+[-2\mathrm{i}\omega z-z^2l(l+1)]Z_l=0. \tag{14}$$

根据规范引力对偶, Z_l在AdS边界附近可展开为

$$\lim_{z\to0}Z_l=1-\mathrm{i}\omega z+\frac{z^2(-l(1+l))}{2}+\langle K\rangle_lz^3+\mathcal{K}(z^4). \tag{15}$$

函数Z_l有两个边界条件, 其中一个在事件视界$z=z_h$处, 有如下形式

$$(z_h^2h'+2\mathrm{i}\omega z_h^2)Z'_l-[(2\mathrm{i}\omega z_h+z_h^2l(l+1)]Z_l=0. \tag{16}$$

另一个是在z=0处, 此时波源$J_{\mathcal{K}}$为标量场在无穷远处的渐近形式, 由式(14)可知$Z_l(0)$=1. 采用伪谱法, 我们得到Z_l相应的数值解, 并提取出$\langle K\rangle_l$[17,18], 然后结合式(13), 利用$\langle K\rangle_l$得到总响应函数的值. 图2–4展示了不同参数对应的响应函数的幅度, 从图2可知, 函数的振幅随挠率参数A的增大而减小. 从图3可知, 函数的周期随角频率ω的增大而变小. 从图4可知, 响应函数的振幅随温度变化显著, 如当$T=0.276$时, 响应函数的振幅达到峰值位置, 并在$T=0.517$和$T=0.318$处下降. 也就是说响应函数的振幅随着T的增加而减小.

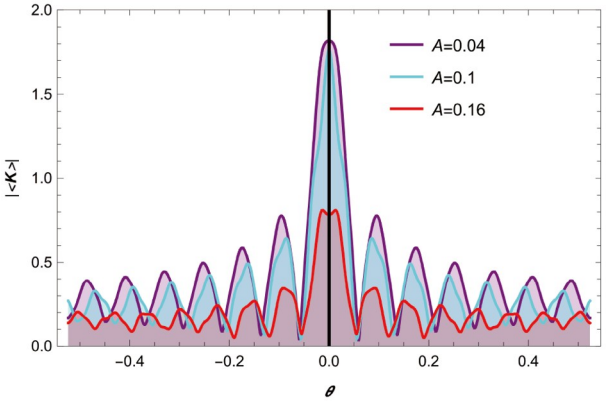


图 2 (网络版彩图)不同A对响应函数的影响, 其中z_h=5, ω=80

Figure 2 (Color online) Effect of different A on the response function, where z_h=5, ω=80.

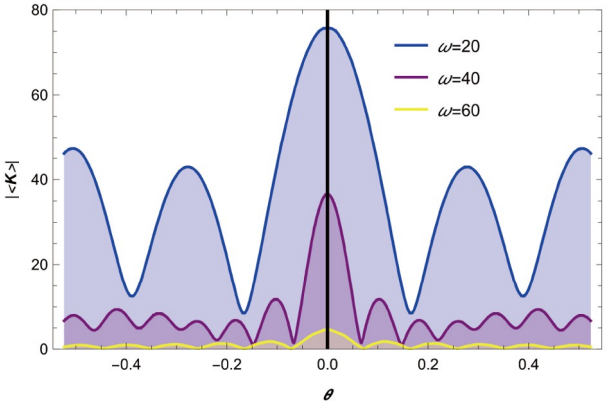


图 3 (网络版彩图)不同ω对响应函数的影响, 其中A=0.1, z_h=5

Figure 3 (Color online) Effect of different ω on the response function, where A=0.1, z_h=5.

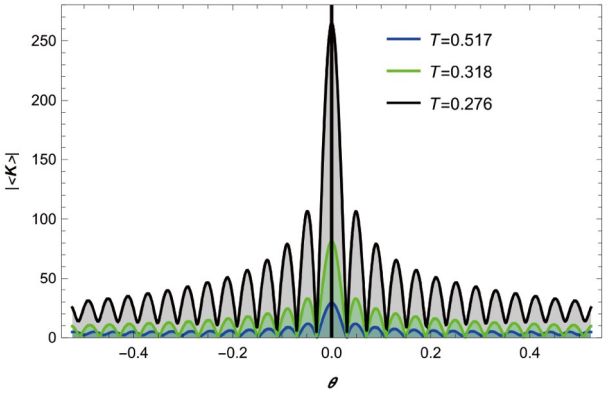


图 4 (网络版彩图)不同T对响应函数的影响, 其中A=0.1, ω=80

Figure 4 (Color online) Effect of different T on the response function, where A=0.1, ω=80.

3 全息环的形成

为了观察爱因斯坦环, 需引入一个带凸透镜的光学装置[27]. 凸透镜的目的是将平面波转换为球面波, 在边界处观测角为θ_{obs}. 通过旋转坐标$\{\theta,\varphi\}$得到一个新的坐标$\{\theta',\varphi'\}$, 并且满足如下关系[20]:

$$\sin\theta'\cos\varphi'+\mathrm{i}\cos\theta'=e^{\mathrm{i}\theta_{\mathrm{obs}}}(\sin\theta\cos\varphi+\mathrm{i}\cos\theta), \tag{17}$$

其中$\theta'=0,\varphi'=0$为我们的观测中心. 此外, 对于一个虚拟的光学系统, 我们在观测点的边界处建立一个笛卡尔坐标系(x,y,z), $(x,y)=(\theta'\cos\varphi',\theta'\sin\varphi')$, 在二维平面$(x,\ y)$上调整凸透镜, 分别用$f$和$d$表示其焦距和对应的半径. 定义坐标$(x,y,z)=(x_{SC},y_{SC},z_{SC})$为球面屏幕上

的坐标, 满足关系$x_{SC}^2+y_{SC}^2+z_{SC}^2=f^2$. 通过凸透镜前和后的波分别定义为$\Psi(\tilde{x})$和$\Psi_T(\tilde{x})$, 其关系满足

$$\Psi_T(\tilde{x})=\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega\frac{|\tilde{x}|^2}{2f}}\Psi(\tilde{x}). \tag{18}$$

屏幕上的波函数图像可表示成[20]

$$\begin{aligned}\Psi_{SC}(\tilde{x}_{SC})&=\int_{|\tilde{x}|\leqslant d}\mathrm{d}^2x\Psi_T(\tilde{x})\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega R}\\&\propto\int_{|\tilde{x}|\leqslant d}\mathrm{d}^2x\Psi(\tilde{x})\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\frac{\omega}{2f}\tilde{x}\cdot\tilde{x}_{SC}}\\&=\int\mathrm{d}^2x\Psi(\tilde{x})\sigma(\tilde{x})\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\frac{\omega}{2f}\tilde{x}\cdot\tilde{x}_{SC}},\end{aligned} \tag{19}$$

其中R为透镜点$(x,y,0)$到屏幕点$(x_{SC}^2,y_{SC}^2,z_{SC}^2)$的距离, $\sigma(\tilde{x})$为窗口函数, 其定义

$$\sigma(\tilde{x}):=\begin{cases}1, & 0\leqslant|\tilde{x}|\leqslant d,\\0, & |\tilde{x}|>d.\end{cases} \tag{20}$$

从式(19)中可以清楚地看到, 屏幕上的观测波与入射波通过傅里叶变换相关联. 通过式(19)可以在屏上观测到爱因斯坦环.

我们将研究挠率参数A及波源对爱因斯坦环的影响. 我们考虑波源波宽η=0.02, 凸透镜曲率半径d=0.6, 观察AdS边界的全息爱因斯坦图像轮廓.

图5考察的是挠率参数A及观测者角度θ_{obs}对爱因斯坦环的影响, 在θ_{obs}=0处, 观测者位于AdS边界的北极, 对于不同的A, 都可以看见一系列轴对称的同心圆环. 当考虑$\theta_{\mathrm{obs}}=\pi/6$时(见第二列), 爱因斯坦环由严格

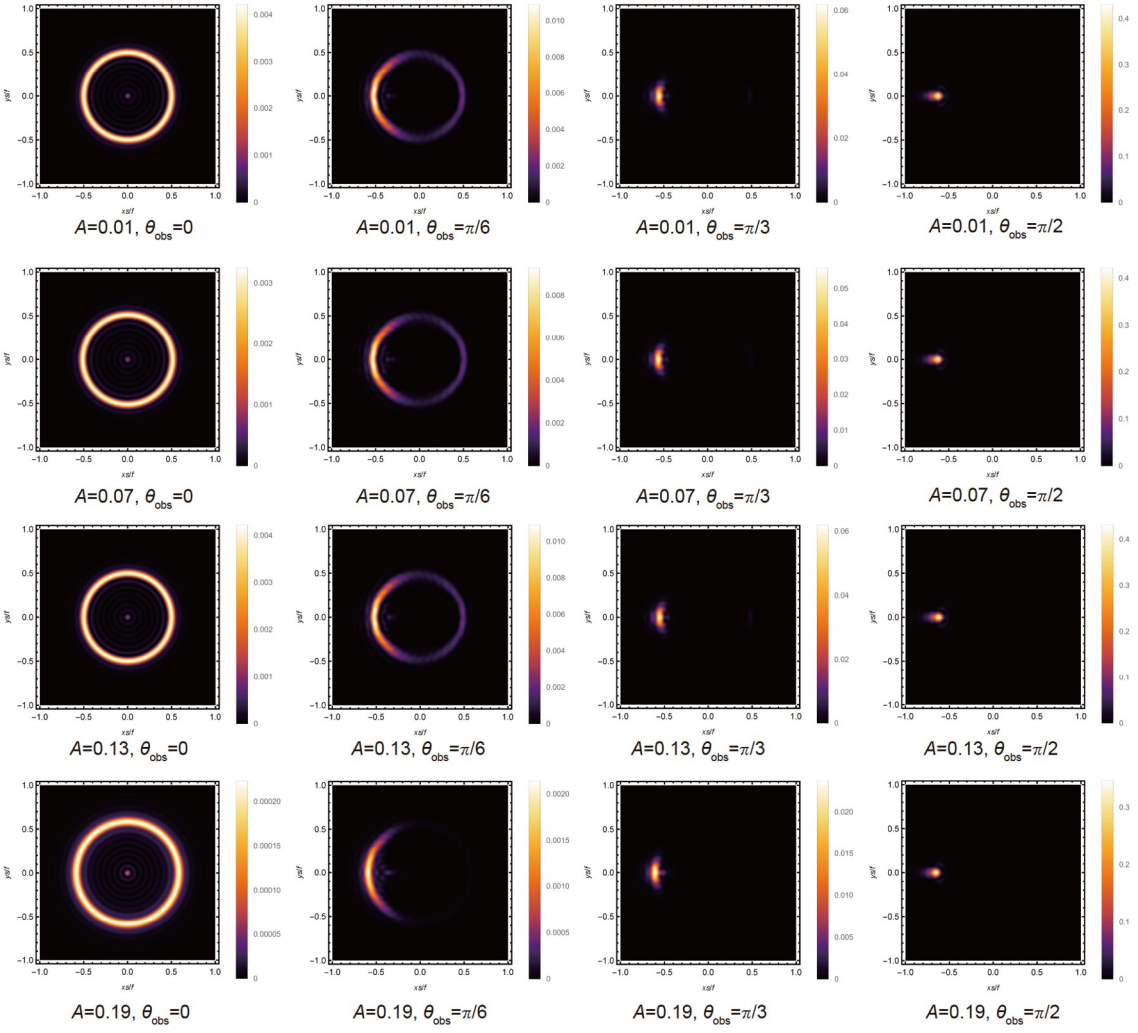


图 5 (网络版彩图)在不同观测角时不同A对应的响应函数在屏上的观测图像, 其中z_h=5, ω=80

Figure 5 (Color online) Observational appearance of the response on the screen for different A at various observation angles, where z_h=5, ω=80.

的球对称变为轴对称且部分亮度减弱. 当$\theta_{\rm obs}$增加到π/3和π/2时环状逐渐消失, 特别是在$\theta_{\rm obs}=\pi/2$时只有亮点出现. 也就是说爱因斯坦环的形状完全依赖于观测者的角度. 此外, 从图5的最左侧看不到A对爱因斯坦环的明显影响, 但实际上从图6可知, 随着A增加爱因斯坦环半径逐渐增大. 当A=0.01时环半径等于0.5, 当A=0.19时环半径等于0.58. 另外, 从光度可知, 随着A增加, 光度逐渐减小.

接下来, 研究视界温度对黑洞的影响, 为了方便, 只考虑$\theta_{\rm obs}=0$的情况, 如图7所示. 当z_h=1时, T=0.3175, 屏上出现一个明亮的球对称环. 进一步当z_h=4, T=0.3271以及z_h=7, T=0.3182时, 环逐渐收缩. 特别是当z_h=10时, T=0.0239, 环半径变小. 可以看到随着z_h变大, 环半径变小. 环半径随温度无明显变化规律, 文献[20]中, 作者讨论了环半径随温度的变化, 在这里我们认为环半径随视界半径的变化更合理, 这是因为黑洞温度与视界的变化关系并不是单调的, 见图8.

同样我们可以画出光度随视界半径或温度的关系, 见图9. 当z_h=1, $xs/f=0.98$时光度最大, 当z_h逐渐增大, 光度最大所对应的横坐标逐渐减小, 也就是说随着z_h增大环半径减小.

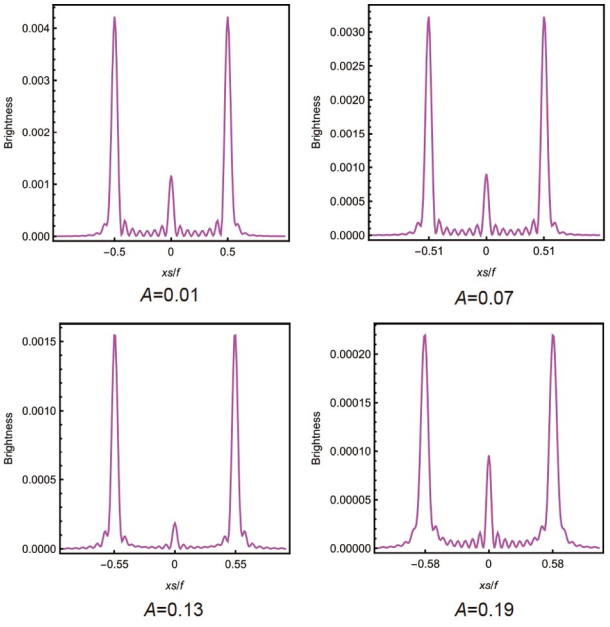


图 6 (网络版彩图)参数A对光度的影响, 其中$\theta_{\rm obs}$=0, z_h=5, ω=80

Figure 6 (Color online) The effect of A on the brightness, where $\theta_{\rm obs}$=0, z_h=5, ω=80.

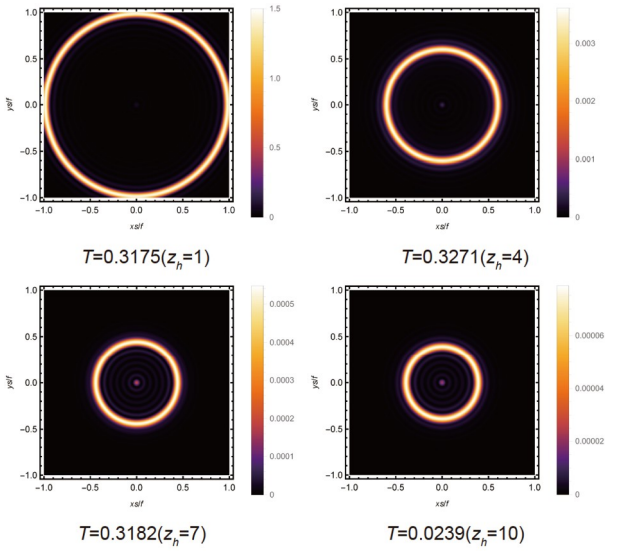


图 7 (网络版彩图)温度T对爱因斯坦环的影响观测图像, 其中$\theta_{\rm obs}$=0, A=0.1, ω=80

Figure 7 (Color online) The effect of T on the Einstein ring, where $\theta_{\rm obs}$=0, A=0.1, ω=80.

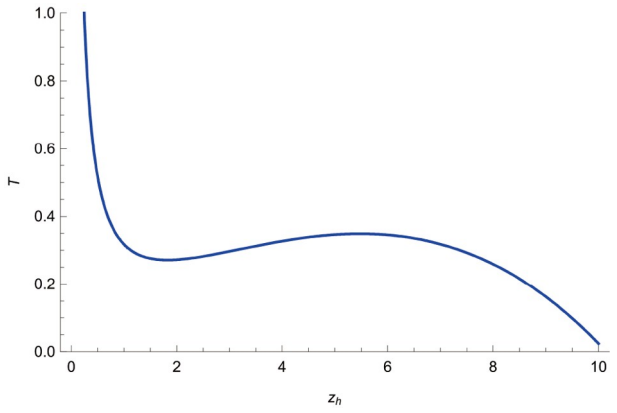


图 8 (网络版彩图)当A=0.1时, 温度T与事件视界z_h的关系

Figure 8 (Color online) The relationship between temperature T and event horizon z_h, where A=0.1.

我们还可以研究波源, 如角频率ω, 对爱因斯坦环的影响. 如图10所示, 可以看到当频率增加, 爱因斯坦环更加清晰. 当ω=50, 可以看到一系列的圆环, 此时波动性较强. 当ω增加到70时, 环状逐渐消失仅剩爱因斯坦环. 这是因为在高频时几何光学更加明显. 为了全面理解图10, 我们在图11中也描绘了光度与角频率的关系. 很明显仅在高频时才能很好地观测到环半径.

接下来, 将从几何光学的角度研究爱因斯坦环并检验环半径是否与波动光学一致. 我们主要研究光子的入射角, 基于方程(1)和(2)所描述的球对称时空背

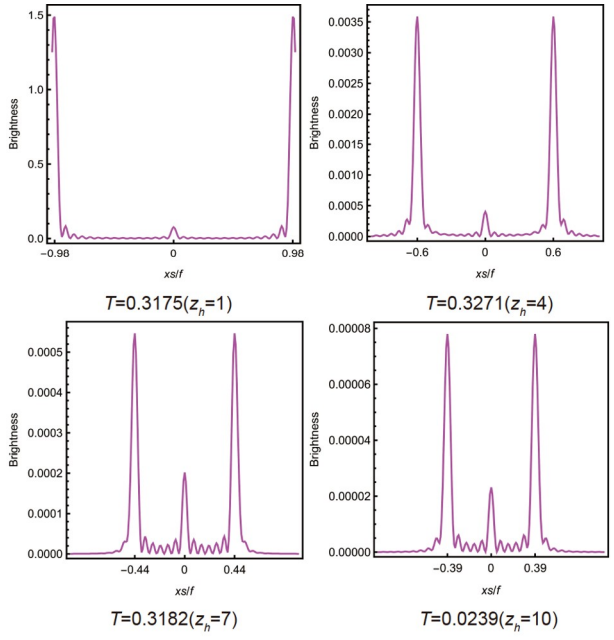


图 9 (网络版彩图)在观测角$\theta_{\rm obs}$=0, A=0.1, ω=80时, 温度T对光度的影响

Figure 9 (Color online) The effect of temperature T on the brightness, where $\theta_{\rm obs}$=0, A=0.1, ω=80.

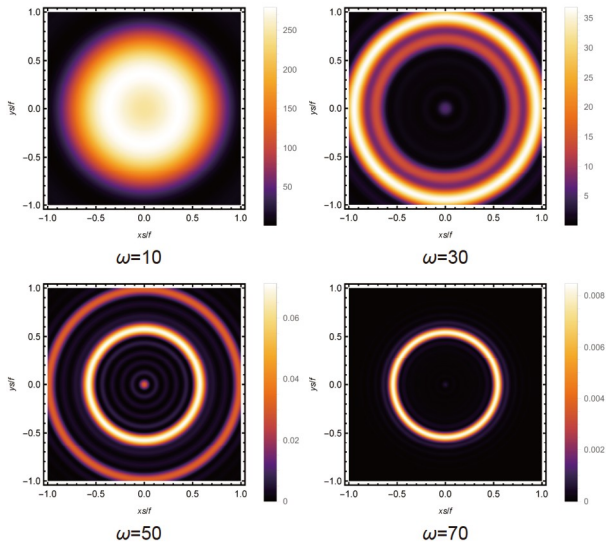


图 10 (网络版彩图)在观测角$\theta_{\rm obs}$=0, A=0.1, z_h=5时, ω对爱因斯坦环的影响的观测图像

Figure 10 (Color online) The effect of ω on the Einstein ring, where $\theta_{\rm obs}$=0, A=0.1, z_h=5.

景, 可以定义守恒量的度规, $\omega = h(r)\partial t/\partial\kappa$和$\tilde{L} = r^2\partial\varphi/\partial\kappa$, 其中$\omega$是光子能量, $\tilde{L}$是光子的角动量, κ是光子轨道的仿射参数. 由于时空的球对称性, 本研

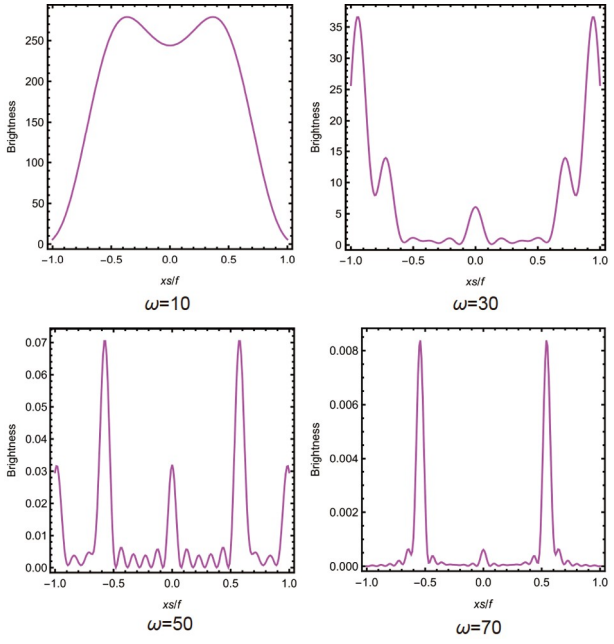


图 11 (网络版彩图)在观测角$\theta_{\rm obs}$=0, A=0.1, z_h=5时, ω对光度的影响

Figure 11 (Color online) The effect of ω on the brightness, where $\theta_{\rm obs}$=0, A=0.1, z_h=5.

究仅考虑光子轨道位于赤道$\theta \equiv \pi/2$的坐标系. 四速向量$v^\gamma \equiv (\mathrm{d}/\mathrm{d}\kappa)^\gamma$满足

$$-h(r)(\mathrm{d}t/\mathrm{d}\kappa)^2 + h(r)^{-1}(\mathrm{d}r/\mathrm{d}\kappa)^2 + r^2\sin\theta(\mathrm{d}\varphi/\mathrm{d}\kappa)^2 = 0, \tag{21}$$

也就是说

$$\dot{r}^2 = \omega - \tilde{L}^2 z(r). \tag{22}$$

这里$z(r) = h(r)/r^2$, 而$\dot{r} = \partial r/\partial\kappa$. 以边界$\theta_{\rm in}$为法向量的入角$n^\gamma \equiv \partial/\partial r^\gamma$定义为[20,28]

$$\cos\theta_{\rm in} = \left.\frac{g_{\alpha\beta}v^\alpha n^\beta}{|v||n|}\right|_{r=\infty} = \left.\sqrt{\frac{\dot{r}^2/h}{\dot{r}^2/h + \tilde{L}^2/r^2}}\right|_{r=\infty}. \tag{23}$$

进一步化简可得

$$\sin\theta_{\rm in}^2 = 1 - \cos\theta_{\rm in}^2 = \left.\frac{\tilde{L}^2 z(r)}{r^2 + \tilde{L}^2 z(r)}\right|_{r=\infty} = \frac{\tilde{L}^2}{\omega^2}. \tag{24}$$

因此, 光子轨道从边界进入时空的角度满足如下关系式

$$\sin\theta_{\rm in} = \tilde{L}/\omega. \tag{25}$$

如果测地线的两个端点与黑洞的中心在一条直线

上, 由于轴对称[18], 观测者看到的是一个半径与入射角θ_{in}相对应的环形像. 特别是当光子到达光子球的位置时. 光子既不会逃离黑洞, 也不会落入黑洞, 而是开始绕黑洞不断旋转. 此时的角动量用L标记, 在光子环处光子的轨道运动方程由如下条件决定[17,18,20]

$$\dot{r}=0, \mathrm{d}z/\mathrm{d}r=0. \tag{26}$$

此外, 由图12可知

$$\sin\theta_R = r_R/f. \tag{27}$$

光子的入射角和光子环的角度都描述了观察者可以观察到的光子环的角度, 它们本质上应该是相等的即

$$r_R/f = L/\omega. \tag{28}$$

我们将从数值的角度来证实这个结果. 图13描述了不同参数A值下的爱因斯坦环半径, 可以看到, 通过波动光学得到的爱因斯坦环的观测角与通过几何光学得到的光子的入射角非常吻合. 这一结论不依赖于挠率参数A, 但需要注意的是随着A增大拟合数据更小, 拟合更加困难.

4 结论

基于AdS/CFT的对偶, 采用波动光学的方法, 我们研究了含挠率参数黑洞的爱因斯坦环. 通过求解波函数在边界附近的渐近行为, 找到了南极处的高斯波源在北极处的响应. 结果表明, 响应函数仅是波源被黑洞散射后的衍射图像, 随着挠率参数增大响应函数的幅度变小, 随着频率增大响应函数的周期变小, 随着温度增大响应函数的幅度变小. 接着为了观测到爱因斯坦环, 我们引入了一个带凸透镜的光学系统, 研究了观测者位置、挠率参数、视界半径、波源角频率对爱因斯坦环的影响. 结果表明, 随着挠率参数增大, 环半径变大; 随着视界半径增大, 环半径减小; 随着角频率增大, 环半径更清晰.

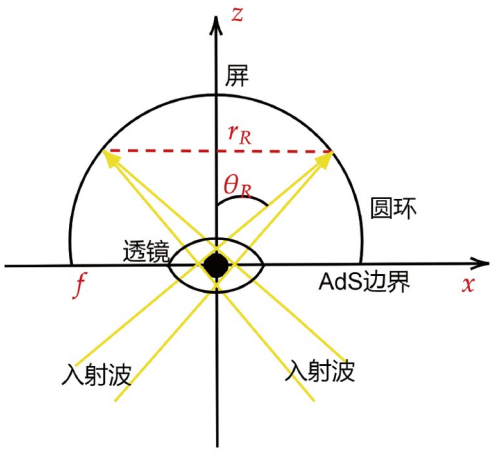


图 12 (网络版彩图)r_R和θ_R之间的关系

Figure 12 (Color online) The relation between ring radius r_R and ring angle θ_R.

此外, 在几何光学框架下, 我们进一步研究了光子的入射角, 通过理论分析与数值模拟发现这一结果与通过波动光学得到爱因斯坦环的观测角一致. 这一结论不依赖于挠率参数, 尽管挠率参数影响拟合精度.

本文在全息的框架下研究了爱因斯坦环, 结果表明, 环的形状不仅与时空几何有关, 还与波源和透镜有关. 这不同于通过测地线研究爱因斯坦环的几何光学.

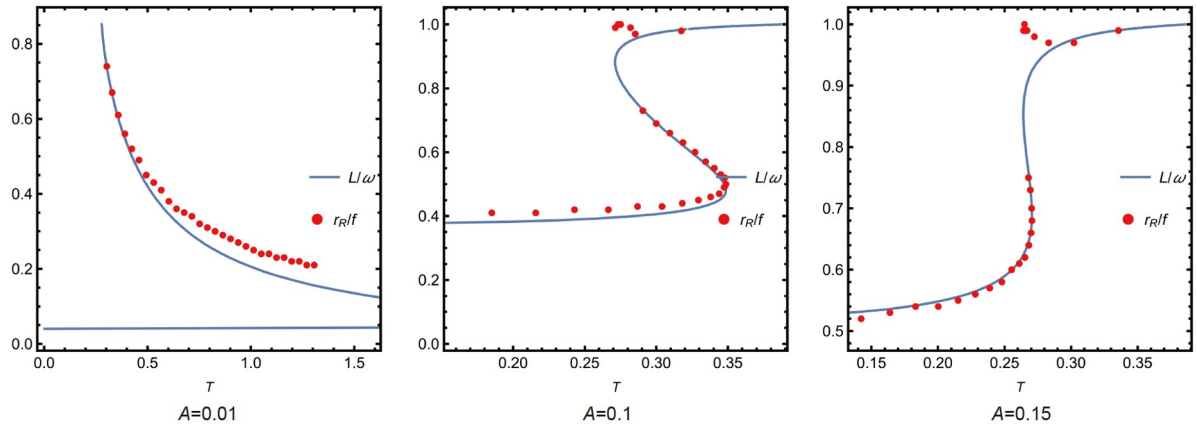


图 13 (网络版彩图)用ω=80表示不同A值时爱因斯坦环半径作为温度的函数

Figure 13 (Color online) Express the Einstein ring radius as a function of the temperature for different values of A with ω=80.

参考文献

1 Maldacena J M. The large N limit of superconformal field theories and supergravity. Adv Theor Math Phys, 1998, 2: 231–252
2 Hartnoll S A, Herzog C P, Horowitz G T. Holographic superconductors. J High Energy Phys, 2008, 12: 015
3 Hartnoll S A, Herzog C P, Horowitz G T. Building a holographic superconductor. Phys Rev Lett, 2008, 101: 25–28
4 Ryu S, Takayanagi T. Aspects of holographic entanglement entropy. J High Energy Phys, 2006, 8: 045
5 Akiyama K, Alberdi A, Alef W, et al. First M87 event horizon telescope results. I. The shadow of the supermassive black hole. Astrophys, 2019, 875: L1
6 Akiyama K, Alberdi A, Alef W, et al. First sagittarius A* event horizon telescope results. I. The shadow of the supermassive black hole in the center of the milky way. ApJL, 2022, 930: L12
7 Shipley J O, Dolan S R. Binary black hole shadows, chaotic scattering and the Cantor set. Class Quantum Grav, 2016, 33: 175001
8 Bambi C, Freese K. Apparent shape of super-spinning black holes. Phys Rev D, 2009, 79: 043002
9 Atamurotov F, Abdujabbarov A, Ahmedov B. Shadow of rotating Hořava-Lifshitz black hole. Astrophys Space Sci, 2013, 348: 179–188
10 Mishra A K, Chakraborty S, Sarkar S. Understanding photon sphere and black hole shadow in dynamically evolving spacetimes. Phys Rev D, 2019, 99: 104080
11 Nedkova P G, Tinchev V K, Yazadjiev S S. Shadow of a rotating traversable wormhole. Phys Rev D, 2013, 88: 124019
12 Shaikh R, Kocherlakota P, Narayan R, et al. Shadows of spherically symmetric black holes and naked singularities. Mon Not R Astron Soc, 2019, 482: 52–64
13 Guerrero M, Olmo G J, Rubiera-Garcia D, et al. Shadows and optical appearance of black bounces illuminated by a thin accretion disk. J Cosmol Astropart Phys, 2021, 8: 036
14 Hu S Y, Deng C, Li D, et al. Observational signatures of Schwarzschild-MOG black holes in scalar-tensor-vector gravity: Shadows and rings with different accretions. Eur Phys J C, 2022, 82: 885
15 Zeng X X, He K J, Li G P. Effects of dark matter on shadows and rings of Brane-World black holes illuminated by various accretions. Sci China-Phys Mech Astron, 2022, 65: 290411
16 Zeng X X, He K J, Li G P, et al. QED and accretion flow models effect on optical appearance of Euler-Heisenberg black holes. Eur Phys J C, 2022, 82: 764
17 Hashimoto K, Kinoshita S, Murata K. Einstein rings in holography. Phys Rev Lett, 2019, 123: 031602
18 Hashimoto K, Kinoshita S, Murata K. Imaging black holes through the AdS/CFT correspondence. Phys Rev D, 2020, 101: 066018
19 Kaku Y, Murata K, Tsujimura J. Observing black holes through superconductors. J High Enery Phys, 2021, 9: 138
20 Liu Y X, Chen Q, Zeng X X, et al. Holographic Einstein ring of a charged AdS black hole. J High Enery Phys, 2022, 10: 189
21 Zeng X X, Aslam M I, Saleem R et al. Holographic Einstein rings of black holes in scalar-tensor-vector gravity. arXiv: 2311.04680
22 Pantig R C, Övgün A. Testing dynamical torsion effects on the charged black hole's shadow, deflection angle and greybody with M87* and Sgr. A* from EHT. Ann Phys, 2023, 448: 169197
23 Gkigkitzis I, Haranas I, Cavan E. Black hole torsion effect and its relation to information. Ukr J Phys, 2019, 64: 683–688
24 Cembranos J A R, Valcarcel J G. Extended Reissner-Nordström solutions sourced by dynamical torsion. Phys Lett B, 2018, 779: 143–150
25 Klebanov I R, Witten E. AdS/CFT correspondence and symmetry breaking. Nucl Phys B, 2000, 556: 210–214
26 Zeng X X, He K J, Li G P, et al. Holographic Einstein rings of a Gauss-Bonnet AdS black hole. Eur Phys J C, 2023, 83: 897
27 Hu X Y, Israr Aslam M I, Saleem R, et al. Holographic Einstein rings of an AdS black hole in massive gravity. J Cosmol Astropart Phys, 2023, 11: 013
28 Zeng X X, Li L F, Xu P. Holographic Einstein rings of a black hole with a global monopole. arXiv: 2307.01973

Holographic Einstein ring of a black hole with torsion

GUI JinYu[1], ZENG XiaoXiong[1*], YE Huan[2] & HAN YiWen[3]

[1] *Department of Mechanics, Chongqing Jiaotong University, Chongqing 400074, China;*
[2] *School of Material Science and Engineering, Chongqing Jiaotong University, Chongqing 400074, China;*
[3] *School of Artificial Intelligence, Chongqing Technology and Business University, Chongqing 400067, China*
**Corresponding author (email: xxzengphysics@163.com)*

We delve into holographic duality and investigate the Einstein rings associated with a black hole that possesses torsion. This paper is centered around a time-dependent Gaussian wave source located at the AdS boundary, which is used to investigate the response function. Furthermore, we utilize an optical system equipped with a convex lens to observe the Einstein ring on the screen. Notably, the position angle of the observer directly affects the appearance of the spherical symmetric photon ring. Depending on the observer's position, the photon ring can morph into an arc or a simple light spot. Additionally, as the torsion parameter increases, the ring radius also increases. Conversely, when the horizon radius increases, the ring radius decreases. Moreover, as the angular frequency increases, the ring radius becomes clearer. In addition, we examined the incident angle of the photon based on geometric optics; reportedly, this angle perfectly aligns with the incident angle of the photon ring obtained by wave optics and confirms the validity of studying Einstein rings using wave optics.

torsion black holes, wave optics, holographic Einstein rings, response function

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

doi: 10.1360/SSPMA-2023-0419