第 56 卷 第 9 期 2007 年 9 月
1000-3290/2007/56(09)/5077-06
物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA
Vol.56,No.9,September,2007

加速运动动态黑洞的瞬时辐出度*

孟庆苗† 苏九清 蒋继建
(菏泽学院物理系,菏泽 274015)
(2006 年 2 月 13 日收到;2006 年 12 月 26 日收到修改稿)

利用加速黑洞视界面附近的熵密度,导出黑洞的瞬时辐出度,得到了任一时刻黑洞沿某一方向的瞬时辐出度总是正比于在该方向上黑洞事件视界温度的四次方的结论. 导出的广义 Stefan-Boltzmann 系数不再是一个恒量,而是一个与黑洞视界的变化率、黑洞视界面附近的时空度规及黑洞的吸收与辐射系数有关的动比例系数. 揭示了黑洞周围的引力场与其热辐射之间存在着必然的内在联系.

关键词:黑洞,薄膜模型,瞬时辐出度,广义 Stefan-Boltzmann 系数
PACC:0420,9760L

1. 引 言

自从 Bekenstein[1] 和 Hawking[2] 提出了黑洞有一个正比于事件视界面积的内禀熵以来,各种求黑洞熵的方法应运而生[3—6]. 人们用 't Hooft 提出的 brick-wall 模型[3] 计算静态和稳态黑洞的熵,得到了黑洞熵与其视界面积成正比的结论. 近年来,人们把 brick-wall 模型改进为薄膜模型[5,6],大量文献采用薄膜模型计算动态黑洞的熵,得到了黑洞熵与黑洞视界面积成正比的结论[7—13]. 有视界就有黑洞熵,就有 Hawking 辐射[14]. 黑洞熵与黑洞的热辐射之间存在着必然的内在联系. 目前国内黑洞物理的研究主要集中在对黑洞熵和黑洞热辐射的研究方面[15—19],进一步研究黑洞熵与黑洞热辐射之间的关系是一项十分有意义的工作. 文献[20]利用静态球对称黑洞 Dirac 场的统计熵对黑洞的辐出度进行了研究,得到了黑洞的辐出度总是正比于黑洞事件视界温度四次方的结论. 文献[21]创造性的提出了瞬时辐出度的概念,巧妙的将动态黑洞的辐射和吸收能量分为两部分,利用熵流密度得到了动态黑洞瞬时辐出度的计算公式

$$M_{\text{动}} = M_{\text{静}} - \alpha s r_{h\nu} T, \tag{1}$$

式中 $M_{\text{静}}$ 为假定黑洞处于热力学平衡时的辐出度,α 为与黑洞辐射和吸收系数有关的常数,s 为黑洞事件视界附近黑洞熵的体密度,$r_{h\nu} = \left(\frac{\partial r}{\partial \nu}\right)_{r=r_h}$ 为黑洞视界的变化率,T 为黑洞的视界温度,该公式为研究动态黑洞的热辐射提供了一种独特的方法. 为使研究结果更具有普遍意义,本文采用了这一新方法研究了直线加速运动动态黑洞、带有电荷与磁荷的直线加速运动动态黑洞和任意加速带电动态黑洞的瞬时辐出度.

2. 直线加速运动动态黑洞的瞬时辐出度

2.1. 黑洞视界面方程

采用超前 Eddington 坐标 ν,直线加速运动动态黑洞的时空线元为[13,22]

$$\begin{aligned} ds^2 = &-(1 - 2ar\cos\theta - r^2a^2\sin^2\theta - 2mr^{-1})d\nu^2 \\ &+ 2d\nu dr - 2r^2 a\sin\theta d\nu d\theta + r^2 d\theta^2 \\ &+ r^2\sin^2\theta d\phi^2, \end{aligned} \tag{2}$$

式中 m 为黑洞的质量,a 为加速度的大小,时空具有轴对称性,$\theta = 0$ 指向加速度的方向.

引入坐标变换[13,23]

$$\begin{aligned} R &= r - r_h(\nu,\theta), \\ dR &= dr - r_{h\nu}d\nu - r_{h\theta}d\theta, \\ d\Theta &= -\frac{r^2}{r^2 a\sin\theta - r_{h\theta}}d\theta + d\nu, \end{aligned} \tag{3}$$

* 菏泽学院科学研究基金(批准号:XY06WL01)资助的课题.
† E-mail:mengqingmiao@yahoo.com.cn

式中 r_h 为黑洞事件视界，$r_{\mathrm{h}\nu}=\left(\frac{\partial r}{\partial \nu}\right)_{r=r_\mathrm{h}}$，$r_{\mathrm{h}\theta}=\left(\frac{\partial r}{\partial \theta}\right)_{r=r_\mathrm{h}}$，(2)式可形式上改写为

$$\mathrm{d}s^2=\hat{g}_{00}\mathrm{d}\nu^2+2\mathrm{d}\nu\mathrm{d}R+\hat{g}_{22}\mathrm{d}\Theta^2+\hat{g}_{33}\mathrm{d}\phi^2, \quad (4)$$

式中

$$\begin{aligned}\hat{g}_{00}=&-[-2r_{\mathrm{h}\nu}+(1-2ar\cos\theta-2mr^{-1})\\&-(2a\sin\theta)r_{\mathrm{h}\theta}+r_{\mathrm{h}\theta}^2r^{-2}],\\\hat{g}_{22}=&(r^2a\sin\theta-r_{\mathrm{h}\theta})^2r^{-2},\\\hat{g}_{33}=&r^2\sin^2\theta.\end{aligned} \quad (5)$$

变换后黑洞的无限红移面与事件视界面重合，$\hat{g}_{00}=0$ 即为黑洞的视界面方程，故可把 $\hat{g}_{00}$ 表示为

$$\hat{g}_{00}=f(\nu,r,\theta)(r-r_\mathrm{h}). \quad (6)$$

2.2. 黑洞的瞬时辐出度

由于加速黑洞的时空是动态的，时空不再具有整体的热平衡，文献[13] 采用薄膜模型在局部热平衡的条件下，给出了直线加速运动动态黑洞视界面附近熵的面密度为

$$\sigma_s=\frac{4\pi^2}{90\beta_\mathrm{h}^3f_\mathrm{h}^2}\cdot\frac{\delta}{\varepsilon(\varepsilon+\delta)}, \quad (7)$$

式中 $\beta_\mathrm{h}=\frac{1}{k_\mathrm{B}T}$，$T$ 为黑洞视界温度，k_B 为玻尔兹曼常数，$f_\mathrm{h}=\lim_{r\to r_\mathrm{h}}f$，$\varepsilon$ 为紫外截断因子，δ 为膜的厚度，利用薄膜模型，由(7)式可得黑洞视界面附近熵的体密度为

$$s=\frac{4\pi^2k_\mathrm{B}^3}{90f_\mathrm{h}^2\varepsilon(\varepsilon+\delta)}T^3. \quad (8)$$

直线加速运动动态黑洞只有退化为 Schwarzschild 黑洞时，方能处于整体的热平衡状态. Schwarzschild 黑洞的时空线元为

$$\mathrm{d}s^2=-\left(1-\frac{2m}{r}\right)\mathrm{d}t^2+\left(1-\frac{2m}{r}\right)^{-1}\mathrm{d}r^2+r^2(\mathrm{d}\theta^2+\sin^2\theta\mathrm{d}\phi^2). \quad (9)$$

令

$$\hat{g}'_{00}=-\left(1-\frac{2m}{r}\right)=f'(r)(r-r_\mathrm{h}). \quad (10)$$

则 $\hat{g}'_{00}=0$，即为 Schwarzschild 黑洞的视界面方程. 文献[20]给出了静态球对称黑洞 Dirac 场的辐出度为

$$M_{静}^{(\mathrm{D})}=\frac{21\pi^2ck_\mathrm{B}^3}{90\varepsilon(\varepsilon+\delta)f_\mathrm{h}'^2}T^4, \quad (11)$$

式中 c 为光速，文献[9]得到了当取相同截断因子时，对于静态球对称黑洞 Dirac 场的熵均为其标量场的熵的 7/2 倍，由此可得到静态球对称黑洞标量场的辐出度为

$$M_{静}^{(\mathrm{B})}=\frac{\pi^2ck_\mathrm{B}^3}{15\varepsilon(\varepsilon+\delta)f_\mathrm{h}'^2}T^4. \quad (12)$$

将(8)式(12)式代入(1)式，可得直线加速运动动态黑洞标量场的瞬时辐出度为

$$M_{动}^{(\mathrm{B})}=\frac{\pi^2k_\mathrm{B}^3}{15\varepsilon(\varepsilon+\delta)}\left(\frac{c}{f_\mathrm{h}'^2}-\frac{\alpha r_{\mathrm{h}\nu}}{f_\mathrm{h}^2}\right)T^4, \quad (13)$$

式中

$$f_\mathrm{h}'=\left.\frac{\partial\hat{g}'_{00}}{\partial r}\right|_{r=r_\mathrm{h}}=-\frac{1}{r_\mathrm{h}}, \quad (14)$$

$$f_\mathrm{h}=\left.\frac{\partial\hat{g}_{00}}{\partial r}\right|_{r=r_\mathrm{h}}=-2\left(\frac{m}{r_\mathrm{h}^2}-a\cos\theta-\frac{r_{\mathrm{h}\theta}^2}{r_\mathrm{h}^2}\right). \quad (15)$$

令

$$\sigma(\nu,\theta)=\frac{\pi^2k_\mathrm{B}^3}{15\varepsilon(\varepsilon+\delta)}\left(\frac{c}{f_\mathrm{h}'^2}-\frac{\alpha r_{\mathrm{h}\nu}}{f_\mathrm{h}^2}\right). \quad (16)$$

则(13)式可变为

$$M_{动}^{(\mathrm{B})}=\sigma(\nu,\theta)T^4. \quad (17)$$

由(14)式(15)式(16)式不难看出，当紫外截断因子 ε 及薄层膜的厚度 δ 取定后，$\sigma(\nu,\theta)$ 随 Eddington 时间 ν 而变化，且与方位角 θ 有关. 对于给定的任一时刻 ν_0，黑洞视界面上任一给定方位角 θ_0，$\sigma(\nu_0,\theta_0)$ 为一确定值. 可见，对于直线加速运动动态黑洞，任一时刻黑洞沿某一给定方向上的瞬时辐出度总是正比于该方向上黑洞视界温度的四次方. 这一结论与平直时空中黑体辐射的 Stefan-Boltzmann 定律类似. (17)式可称为直线加速运动动态黑洞的广义 Stefan-Boltzmann 定律，(16)式为对应的广义 Stefan-Boltzmann 动比例系数. 与平直时空中黑体辐射的 Stefan-Boltzmann 定律相比，σ 不再是一个恒量，而是一个与黑洞视界的变化率、黑洞视界面附近的时空度规及黑洞的吸收与辐射系数有关的动比例系数. 可见，黑洞周围的引力场将会影响黑洞的热辐射.

3. 带有电荷与磁荷的直线加速动态黑洞的瞬时辐出度

3.1. 黑洞视界面方程

带有电荷与磁荷的加速天体的引力场度规线元为[23,24]

$$\mathrm{d}s^2=g_{00}\mathrm{d}\nu^2+2g_{01}\mathrm{d}\nu\mathrm{d}r^2+2g_{02}\mathrm{d}\nu\mathrm{d}\theta+2g_{03}\mathrm{d}\nu\mathrm{d}\phi+g_{22}\mathrm{d}\theta^2+g_{33}\mathrm{d}\phi^2. \quad (18)$$

度规各非零分量为

$$
\begin{aligned}
g_{00} &= -1 + \frac{2m}{r} - \frac{e^2 + q^2}{r^2} + 2ar\cos\theta \\
&\quad + \frac{4a(e^2 + q^2)}{r}\cos\theta + a^2 r^2 \sin^2\theta + \frac{1}{3}\lambda r^2, \\
g_{01} &= 1, g_{02} = -ar^2\sin\theta, g_{22} = r^2, \\
g_{33} &= r^2\sin^2\theta,
\end{aligned} \tag{19}
$$

式中 $a = a(\nu), m = m(\nu), e = e(\nu), q = q(\nu)$，分别为黑洞的加速度的大小、质量、电荷、磁荷，$\lambda$ 为宇宙常数.

引入坐标变换

$$
\begin{aligned}
R &= r - r_{\mathrm{h}}(\nu, \theta), \\
\mathrm{d}R &= \mathrm{d}r - r_{\mathrm{h}\nu}\mathrm{d}\nu - r_{\mathrm{h}\theta}\mathrm{d}\theta, \\
\mathrm{d}\Theta &= \frac{g_{01} r_{\mathrm{h}\theta} + g_{02}}{g_{22}}\mathrm{d}\nu + \mathrm{d}\theta.
\end{aligned} \tag{20}
$$

(18)式可形式上写为

$$
\begin{aligned}
\mathrm{d}s^2 &= \hat{g}_{00}\mathrm{d}\nu^2 + 2\mathrm{d}\nu\mathrm{d}R \\
&\quad + \hat{g}_{22}\mathrm{d}\Theta^2 + \hat{g}_{33}\mathrm{d}\phi^2,
\end{aligned} \tag{21}
$$

式中

$$
\begin{aligned}
\hat{g}_{00} &= -1 + \frac{2m}{r} - \frac{e^2 + q^2}{r^2} + 2ar\cos\theta \\
&\quad + \frac{4a(e^2 + q^2)}{r}\cos\theta + a^2 r^2\sin^2\theta + \frac{1}{3}\lambda r^2 \\
&\quad + 2r_{\mathrm{h}\nu} - \frac{(r_{\mathrm{h}\theta} - ar^2\sin\theta)^2}{r^2}, \\
\hat{g}_{22} &= r^2, \ \hat{g}_{33} = r^2\sin^2\theta.
\end{aligned} \tag{22}
$$

变换后黑洞的无限红移面与事件视界面重合，$\hat{g}_{00} = 0$ 即为黑洞的视界面方程，故可把 $\hat{g}_{00}$ 表示为

$$
\hat{g}_{00} = f(\nu, r, \theta)(r - r_{\mathrm{h}}). \tag{23}
$$

3.2. 黑洞的瞬时辐出度

文献[25] 给出了带有电荷与磁荷的直线加速动态黑洞视界面附近熵的面密度为

$$
\sigma_s = \frac{4\pi^2}{90\beta_{\mathrm{h}}^3 f_{\mathrm{h}}^2} \cdot \frac{\delta}{\varepsilon(\varepsilon + \delta)}. \tag{24}
$$

利用薄膜模型可得黑洞视界面附近熵的体密度

$$
s = \frac{4\pi^2 k_{\mathrm{B}}^3}{90 f_{\mathrm{h}}^2 \varepsilon(\varepsilon + \delta)} T^3. \tag{25}
$$

带有电荷与磁荷的直线加速动态黑洞只有退化为带有电荷与磁荷的静态球对称黑洞时，方能处于整体的热平衡状态. 对应的静态球对称黑洞的时空线元为

$$
\begin{aligned}
\mathrm{d}s^2 &= -\left(1 - \frac{2m}{r} + \frac{e^2 + q^2}{r^2} - \frac{1}{3}\lambda r^2\right)\mathrm{d}t^2 \\
&\quad + \left(1 - \frac{2m}{r} + \frac{e^2 + q^2}{r^2} - \frac{1}{3}\lambda r^2\right)^{-1}\mathrm{d}r^2 \\
&\quad + r^2(\mathrm{d}\theta^2 + \sin^2\theta\mathrm{d}\phi^2).
\end{aligned} \tag{26}
$$

令

$$
\begin{aligned}
\hat{g}'_{00} &= -\left(1 - \frac{2m}{r} + \frac{e^2 + q^2}{r^2} - \frac{1}{3}\lambda r^2\right) \\
&= f'(r)(r - r_{\mathrm{h}}).
\end{aligned} \tag{27}
$$

则 $\hat{g}'_{00} = 0$，即为对应的静态球对称黑洞的视界面方程. 将(12)式(25)式代入(1)式可得黑洞标量场的瞬时辐出度为

$$
M_{\text{动}}^{(\mathrm{B})} = \frac{\pi^2 k_{\mathrm{B}}^3}{15\varepsilon(\varepsilon + \delta)}\left(\frac{c}{f_{\mathrm{h}}'^2} - \frac{\alpha r_{\mathrm{h}\nu}}{f_{\mathrm{h}}^2}\right) T^4, \tag{28}
$$

式中

$$
\begin{aligned}
f'_{\mathrm{h}} &= \left.\frac{\partial \hat{g}'_{00}}{\partial r}\right|_{r = r_{\mathrm{h}}} \\
&= -2\left(\frac{m}{r_{\mathrm{h}}^2} - \frac{e^2 + q^2}{r_{\mathrm{h}}^3} - \frac{1}{3}\lambda r_{\mathrm{h}}\right),
\end{aligned} \tag{29}
$$

$$
\begin{aligned}
f_{\mathrm{h}} &= \left.\frac{\partial \hat{g}_{00}}{\partial r}\right|_{r = r_{\mathrm{h}}} \\
&= -2\left(\frac{m}{r_{\mathrm{h}}^2} - \frac{e^2 + q^2}{r_{\mathrm{h}}^3} - a\cos\theta\right. \\
&\quad \left. + 2a\frac{e^2 + q^2}{r_{\mathrm{h}}^2}\cos\theta - \frac{1}{3}\lambda r_{\mathrm{h}} - \frac{r_{\mathrm{h}\theta}^2}{r_{\mathrm{h}}^3}\right).
\end{aligned} \tag{30}
$$

令

$$
\sigma(\nu, \theta) = \frac{\pi^2 k_{\mathrm{B}}^3}{15\varepsilon(\varepsilon + \delta)}\left(\frac{c}{f'^{\,2}_{\mathrm{h}}} - \frac{\alpha r_{\mathrm{h}\nu}}{f_{\mathrm{h}}^2}\right). \tag{31}
$$

则(28)式可变为

$$
M_{\text{动}}^{(\mathrm{B})} = \sigma(\nu, \theta) T^4. \tag{32}
$$

可见，对于给定的任一时刻，黑洞视界附近任一给定的方位，黑洞的瞬时辐出度总是正比于黑洞视界温度的四次方. (32)式可称为带有电荷与磁荷的直线加速动态黑洞的广义 Stefan-Boltzmann 定律，(31)式为对应的广义 Stefan-Boltzmann 动比例系数.

4. 任意加速带电动态黑洞的瞬时辐出度

4.1. 黑洞视界面方程

任意加速带电动态黑洞的时空线元用超前 Eddington 坐标表示为[26]

$$
\begin{aligned}
\mathrm{d}s^2 &= g_{00}\mathrm{d}\nu^2 + 2g_{01}\mathrm{d}\nu\mathrm{d}r + 2g_{02}\mathrm{d}\nu\mathrm{d}\theta \\
&\quad + 2g_{03}\mathrm{d}\nu\mathrm{d}\phi + g_{22}\mathrm{d}\theta^2 + g_{33}\mathrm{d}\phi^2.
\end{aligned} \tag{33}
$$

度规各非零分量为

$$g_{00} = -1 + \frac{2m}{r} - \frac{Q^2}{r^2} + 2ar\cos\theta + \frac{4aQ^2}{r}\cos\theta + r^2(f^2 + h^2\sin^2\theta), g_{01} = 1,$$
$$g_{02} = r^2 f,\ g_{03} = r^2 h\sin^2\theta,\ g_{22} = r^2,$$
$$g_{33} = r^2\sin^2\theta, \tag{34}$$

式中 $f = -a\sin\theta + b\sin\phi + c\cos\phi, h = \cot\theta(b\cos\phi - c\sin\phi)$,参量 $m = m(\nu), Q = Q(\nu)$分别为黑洞的源质量和所带电荷,$a = a(\nu), b = b(\nu), c = c(\nu)$,是黑洞加速度的参量,$a$ 为加速度的大小,b, c 描述了加速度方向的改变.

引入坐标变换

$$R = r - r_h(\nu,\theta,\phi)$$
$$dR = dr - r_{h\nu}d\nu - r_{h\theta}d\theta - r_{h\phi}d\phi, \tag{35}$$

式中 $r_{h\nu} = \left(\frac{\partial r}{\partial \nu}\right)_{r=r_h}, r_{h\theta} = \left(\frac{\partial r}{\partial \theta}\right)_{r=r_h}, r_{h\phi} = \left(\frac{\partial r}{\partial \phi}\right)_{r=r_h}$,

(33)式可变为

$$ds^2 = \hat{g}_{00}d\nu^2 + 2d\nu dR + \hat{g}_{22}\left(d\theta + \frac{\hat{g}_{02}}{\hat{g}_{22}}d\nu\right)^2 + \hat{g}_{33}\left(d\phi + \frac{\hat{g}_{03}}{\hat{g}_{33}}d\nu\right)^2, \tag{36}$$

其中

$$\hat{g}_{00} = -\left(1 - \frac{2m}{r} - 2ar\cos\theta + \frac{Q^2}{r^2} - \frac{4aQ^2}{r}\cos\theta - 2r_{h\nu} + 2fr_{h\theta} + 2hr_{h\varphi} + \frac{r_{h\theta}^2}{r^2} + \frac{r_{h\phi}^2}{r^2\sin^2\theta}\right),$$
$$\hat{g}_{02} = r^2 f + r_{h\theta},\ \hat{g}_{03} = r^2 h\sin^2\theta + r_{h\phi},$$
$$\hat{g}_{22} = r^2,\ \hat{g}_{33} = r^2\sin^2\theta. \tag{37}$$

再引入坐标变换

$$d\Theta = d\theta + \frac{\hat{g}_{02}}{\hat{g}_{22}}d\nu,$$
$$d\Phi = d\phi + \frac{\hat{g}_{03}}{\hat{g}_{33}}d\nu. \tag{38}$$

(36)式可变为

$$ds^2 = \hat{g}_{00}d\nu^2 + 2d\nu dR + \hat{g}_{22}d\Theta^2 + \hat{g}_{33}d\Phi^2. \tag{39}$$

变换后黑洞的无限红移面与事件视界面重合,$\hat{g}_{00} = 0$ 即为黑洞的视界面方程,故可把 $\hat{g}_{00}$表示为

$$\hat{g}_{00} = F(\nu,r,\theta,\phi)(r - r_h). \tag{40}$$

4.2. 黑洞的瞬时辐出度

文献[26] 采用薄膜模型,把薄层膜分成许多子系统,在每个子系统处于热平衡的条件下,给出了任意加速带电动态黑洞视界面附近子系统的熵为

$$\Delta S_i = \Delta A_i \frac{4\pi^2}{90\beta_h^3 F_h^2}\cdot\frac{\delta}{\varepsilon(\varepsilon + \delta)}, \tag{41}$$

式中 ΔA_i 为第 i 个子系统的视界面积,利用薄膜模型由(41)式可得黑洞视界面附近子系统的熵的体密度为

$$s = \frac{4\pi^2 k_B^3}{90F_h^2\varepsilon(\varepsilon + \delta)}T^3. \tag{42}$$

任意加速带电动态黑洞只有退化为 Ressner-Nondström 黑洞时,方能处于整体的热平衡状态. 对应的 Ressner-Nondström 黑洞的时空线元为

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2m}{r} + \frac{Q^2}{r^2}\right)dt^2 + \left(1 - \frac{2m}{r} + \frac{Q^2}{r^2}\right)^{-1}dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \tag{43}$$

令

$$\hat{g}'_{00} = -\left(1 - \frac{2m}{r} + \frac{Q^2}{r^2}\right) = F'(r)(r - r_h). \tag{44}$$

将(12)式(42)式代入(1)式得

$$M_{动}^{(B)} = \frac{\pi^2 k_B^3}{15\varepsilon(\varepsilon + \delta)}\left(\frac{c}{F_h'^2} - \frac{\alpha r_{h\nu}}{F_h^2}\right)T^4, \tag{45}$$

式中

$$F'_h = \frac{\partial \hat{g}'_{00}}{\partial r}\bigg|_{r=r_h} = -2\left(\frac{m}{r_h^2} - \frac{Q^2}{r_h^3}\right), \tag{46}$$

$$F_h = \frac{\partial \hat{g}_{00}}{\partial r}\bigg|_{r=r_h} = -2\left(\frac{m}{r_h^2} - \frac{Q^2}{r_h^3} - a\cos\theta + 2a\frac{Q^2}{r_h^2}\cos\theta - \frac{r_{h\theta}^2}{r_h^3} - \frac{r_{h\varphi}^2}{r_h^3\sin^2\theta}\right). \tag{47}$$

令

$$\sigma(\nu,\theta,\phi) = \frac{\pi^2 k_B^3}{15\varepsilon(\varepsilon + \delta)}\left(\frac{c}{F_h'^2} - \frac{\alpha r_{h\nu}}{F_h^2}\right). \tag{48}$$

则(45)式可变为

$$M_{动}^{(B)} = \sigma(\nu,\theta,\phi)T^4. \tag{49}$$

可见,对于给定的任一时刻,黑洞视界附近任一给定方位,黑洞的瞬时辐出度总是正比于在该方向上黑洞事件视界温度的四次方. (49)式可称为任意加速带电动态黑洞的广义 Stefan-Boltzmann 定律,(48)式为对应的广义 Stefan-Boltzmann 动比例系数.

5. 结 论

由(17)式(32)式和(49)不难得到,各类加速运

动动态黑洞在任一时刻沿某一方向的瞬时辐出度总是正比于该方向上事件视界温度的四次方．即总是满足弯曲时空中的广义 Stefan-Boltzmann 定律．与平直时空中黑体辐射的 Stefan-Boltzmann 定律相比，σ 不再是一个恒量，而是一个与黑洞视界变化率、黑洞视界面附近的时空度规及黑洞的吸收与辐射系数有关的动比例系数．

对各类加速运动动态黑洞，由于黑洞的时空度规不同，导出的广义 Stefan-Boltzmann 动比例系数也不同．可见不同类型的加速运动动态黑洞具有不同的瞬时辐出度．这进一步表明，黑洞周围的引力场将会影响黑洞的热辐射，二者之间存在着必然的内存联系．

对于动态黑洞，其事件视界随时间变化，令 $r_{h\nu}=0$，动态黑洞的瞬时辐出度自然过渡为静态黑洞的辐出度．这与已知理论是自洽的．

谨向赵峥教授表示衷心感谢．

[1] Bekenstein J D 1973 *Phys*. *Rev*. D **7** 2333
[2] Hawking S W 1975 *Commum Math Phys*. **43** 199
[3] 't Hooft G 1985 *Nucl*. *Phys*. B **256** 727
[4] Solodukhin S N 1995 *Phys*. *Rev*. D **51** 609
[5] Li X，Zhao Z 2000 *Phys*. *Rev*. D **62** 104001
[6] Liu W B，Zhao Z 2001 *Chin*. *Phys*. *Lett*. **18** 310
[7] Zhao R，Zhang J F，Zhang L C 2002 *Gen*. *Rel*. *Grav*. **34** 571
[8] Zhang J Y，Zhao Z 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 2399（in Chinese）[张靖仪、赵　峥 2002 物理学报 **51** 2399]
[9] Li C A，Meng Q M，Su J Q 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 1897（in Chinese）[李传安、孟庆苗、苏九清 2002 物理学报 **51** 1897]
[10] Song T P，Hou C X，Huang J S 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 1901（in Chinese）[宋太平、侯晨霞、黄金书 2002 物理学报 **51** 1901]
[11] Sun M C 2003 *Acta Phys*. *Sin*. **52** 1350（in Chinese）[孙鸣超 2003 物理学报 **52** 1350]
[12] Meng Q M，Su J Q，Li C A 2003 *Acta Phys*. *Sin*. **52** 1822（in Chinese）[孟庆苗、苏九清、李传安 2003 物理学报 **52** 1822]
[13] He H，Zhao Z 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 2661（in Chinese）[贺晗、赵　峥 2002 物理学报 **51** 2661]
[14] Zhao Z 1981 *Acta Phys*. *Sin*. **30** 1508（in Chinese）[赵　峥 1981 物理学报 **30** 1508]
[15] Cao J L 2006 *Acta Phys*. *Sin*. **55** 2682（in Chinese）[曹江陵 2006 物理学报 **55** 2682]
[16] Liu C Z，Zhao Z 2006 *Acta Phys*. *Sin*. **55** 1607（in Chinese）[刘成周、赵　峥 2006 物理学报 **55** 1607]
[17] Zhao R，Zhang L C，Hu S Q 2006 *Acta Phys*. *Sin*. **55** 3898（in Chinese）[赵　仁、张丽春、胡双启 2006 物理学报 **55** 3898]
[18] Zheng Y Q 2006 *Acta Phys*. *Sin*. **55** 3272（in Chinese）[郑元强 2006 物理学报 **55** 3272]
[19] Liu X Y，Zhang J 2006 *Acta Phys*. *Sin*. **55** 5638（in Chinese）[刘晓莹、张　甲 2006 物理学报 **55** 5638]
[20] Meng Q M 2003 *Acta Phys*. *Sin*. **52** 2102（in Chinese）[孟庆苗 2003 物理学报 **52** 2102]
[21] Meng Q M 2005 *Acta Phys*. *Sin*. **54** 471（in Chinese）[孟庆苗 2005 物理学报 **54** 471]
[22] Kinnersley W 1969 *Phys*. *Rev*. **186** 1335
[23] Li Z H，Zhao Z 1997 *Acta Phys*. *Sin*. **46** 1273（in Chinese）[黎忠恒、赵　峥 1997 物理学报 **46** 1273]
[24] Wang Y J，Tang Z M 1986 *Sci*. *China* A **29** 525（in Chinese）[王永久、唐智明 1986 中国科学 A **29** 525]
[25] Zhu B，Yao G Z，Zhao Z 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 2656（in Chinese）[朱　斌、姚国政、赵　峥 2002 物理学报 **51** 2656]
[26] Niu Z F，Liu W B 2005 *Acta Phys*. *Sin*. **54** 2102（in Chinese）[牛振风、刘文彪 2005 物理学报 **54** 2102]

Instantaneous radiant emittance of the accelerating non-stationary black hole*

Meng Qing-Miao† Su Jiu-Qing Jiang Ji-Jian

(*Department of Physics*, *Heze University*, *Heze* 274015, *China*)

(Received 13 February 2006; revised manuscript received 26 December 2006)

Abstract

Using entropy density near event horizon of the accelerating non-stationary black hole, the instantaneous radiant emittance is calculated, and we arrive at the conclusion that the instantaneous radiant emittance of black hole in a direction at any time is always proportional to the quartic power of temperature of the event horizon of black hole in that direction. It is found that the generalized Stefan-Boltzmann coefficient is no longer a constant, but a coefficient dynamically related to the rate of change of event horizon, the structure of space-time near event horizon and the radiation absorption coefficient of the black hole. It shows that an intrinsic relation between the gravitational field around the black hole and its thermal radiation must exist.

Keywords: black hole, thin film model, instantaneous radiant emittance, factor of generalized Stefan-Boltzmann

PACC: 0420, 9760L

* Project supported by the Science Foundation of Heze University (Grant No. XY06WL01).

† E-mail: mengqingmiao@yahoo.com.cn