

球对称动态黑洞视界附近的瞬时辐射能通量 及瞬时辐射功率^{*}

孟庆苗[†] 蒋继建 李传安

(菏泽学院物理系, 菏泽 274015)

(2009 年 5 月 17 日收到; 2009 年 6 月 25 日收到修改稿)

采用黑洞的薄膜模型和局域热平衡的假定, 研究球对称动态黑洞视界附近的瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率, 得到了当截断距离 η 取定后, Vaidya 黑洞视界附近标量场的瞬时辐射能通量与黑洞的质量和视界变化率有关, 其瞬时辐射功率仅与黑洞的视界变化率有关. Vaidya-Bonner 黑洞的瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率与黑洞的质量、电荷和视界变化率有关. 表明黑洞周围的引力场、电磁场以及视界的变化均对黑洞的热辐射产生影响.

关键词: 球对称动态黑洞, 薄膜模型, 瞬时辐射能通量, 瞬时辐射功率

PACC: 0420, 9760L

1. 引 言

自从 Hawking 证明黑洞存在热辐射以来^[1], 人们在黑洞热力学方面做了大量工作, 并取得了许多有价值的成果^[2-8]. 其中, 't Hooft 提出的 brick-wall 模型^[3]对黑洞熵的起源给出了一种统计解释. 人们用 brick-wall 模型计算静态和稳态黑洞的熵, 得到了黑洞熵与黑洞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^[9,10], 认为黑洞的熵是来自视界附近的一个无穷小厚度薄层中量子场的贡献. 由于薄层膜的厚度无穷小, 因而, 采用薄膜模型的优点是不需要假定大范围内存在热平衡, 只要在视界附近薄层膜内存在局域热平衡即可. 薄膜模型为研究动态黑洞视界附近的热性质提供了方便. 大量文献^[11-15]采用薄膜模型计算动态黑洞的熵, 同样得到了黑洞熵与黑洞视界面积成正比的结论. 有视界就有黑洞熵, 就有 Hawking 辐射^[16]. 2000 年 Parikh 和 Wilczek^[4]在考虑辐射粒子的自引力作用的情况下, 将黑洞的 Hawking 辐射理解成一种量子隧穿过程, 得到了黑洞视界处粒子的量子隧穿率与黑洞的 Bekenstein-Hawking 熵变有关. 随后的一些工作^[17-21]都得到了与 Parikh 结论完全相符

的结果. 可见黑洞熵与黑洞的辐射之间存在着必然的内在联系, 进一步研究二者之间的关系, 是一项十分有意义的工作. 最近我们利用黑洞视界附近的熵密度, 对黑洞的热辐射规律进行了研究, 得到了黑洞的热辐射满足广义 Stefan-Boltzmann 定律^[22-29], 得到的广义 Stefan-Boltzmann 系数不再是一个恒量, 而是一个与黑洞周围的时空度规有关的系数. 可见弯曲时空的热辐射不同于平直时空的热辐射, 黑洞周围的强引力场和电磁场将影响黑洞的热辐射. 为使研究结果更具有普遍意义, 本文采用黑洞的薄膜模型和局域热平衡的假定, 研究了球对称动态黑洞的瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率, 揭示了黑洞周围的引力场和电磁场与其热辐射之间的内在联系.

2. 球对称动态黑洞视界附近的瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率

为了研究动态黑洞热辐射规律, 文献[23]将动态黑洞视为一个开放的非平衡态热力学系统, 它与外界不停地进行物质和能量的交换, 即有熵流产生. 对于一个偏离热力学平衡不是那么厉害的动态黑洞, 如缓慢蒸发的大黑洞, 可采用局域热平衡的

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10773002)和山东省教育厅科技计划项目(批准号:J07WJ49)资助的课题.

[†] E-mail: mengqingmiao@yahoo.com.cn

假定,认为整个系统的状态是非平衡的,但是对黑洞视界附近无穷小薄层内局域来说可近似认为仍处于热平衡之中,局域内热力学基本等式和不等式仍然成立.该文利用薄膜模型和局域热平衡条件及黑洞视界面附近的熵密度,给出了动态黑洞的瞬时辐射能通量的计算公式

$$M = M_0 - \alpha s \dot{r}_H T_H, \quad (1)$$

式中, M_0 为假定黑洞处于热力学平衡时对应的辐射度, α 为与黑洞辐射和吸收系数有关的常数, s 为动态黑洞视界面附近薄层膜内熵的体密度, $\dot{r}_H = \left(\frac{\partial r}{\partial v} \right) \Big|_{r=r_H}$ 为黑洞的视界变化率, T_H 为动态黑洞的视界温度,该公式为研究动态黑洞的热辐射提供了一种新方法.

2.1. 广义球对称带电蒸发黑洞视界附近标量场的瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率

采用超前 Eddington 坐标,广义球对称带电蒸发黑洞的时空线元为^[30]

$$ds^2 = -e^{2\psi} \left(1 - \frac{2m}{r} + \frac{Q^2}{r^2} \right) dv^2 + 2e^\psi dv dr + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (2)$$

式中 $m = m(v, r)$, $Q = Q(v, r)$ 分别为黑洞的质量和电荷, $\psi = \psi(v, r)$. 容易得到黑洞的内、外视界半径分别为

$$r_- = \frac{m - \sqrt{m^2 - Q^2(1 - 2\dot{r}_H e^{-\psi})}}{1 - 2\dot{r}_H e^{-\psi}},$$

$$r_+ = r_H = \frac{m + \sqrt{m^2 - Q^2(1 - 2\dot{r}_H e^{-\psi})}}{1 - 2\dot{r}_H e^{-\psi}}. \quad (3)$$

由于广义球对称带电蒸发黑洞的时空是动态的,时空不再具有整体的热平衡,文献[11]采用薄膜模型在局部热平衡的条件下,给出了广义球对称带电蒸发黑洞标量场的熵

$$S = \frac{8\pi^3 r_H^6 \delta}{45\beta_H^3 (1 - 2\dot{r}_H e^{-\psi_H})^2 e^{3\psi_H} (r_H - r_-)^2 \varepsilon (\varepsilon + \delta)}, \quad (4)$$

式中 $\beta_H = \frac{1}{k_B T_H}$, k_B 为玻尔兹曼常数, T_H 为黑洞的事件视界温度, ε 为薄膜到外视界的距离, δ 为薄膜的厚度, $\psi_H = \psi(v, r) \Big|_{r=r_H}$. 由于 ε 和 δ 都远小于 r_H , 故取薄膜体积 $V = 4\pi r_H^2 \delta$, 则黑洞视界面附近熵的体密度为

$$s = \frac{\pi^2 k_B^3 r_H^4}{90 e^{3\psi_H} [m^2 - Q^2(1 - 2\dot{r}_H e^{-\psi_H})] \varepsilon (\varepsilon + \delta)} T_H^3.$$

由于 M_0 为黑洞处于热力学平衡时对应的辐射能通量,为求 M_0 , 考虑广义球对称带电蒸发黑洞的参量不随时间变化时,黑洞将处于整体的热平衡状态. 因而取广义球对称带电蒸发黑洞趋于整体热力学平衡时的参考背景为广义球对称带电静态黑洞,其时空线元为

$$ds^2 = -e^{2\psi} \left(1 - \frac{2m}{r} + \frac{Q^2}{r^2} \right) dt^2 + e^{-2\psi} \left(1 - \frac{2m}{r} + \frac{Q^2}{r^2} \right)^{-1} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (6)$$

式中 $m = m(r)$, $\psi = \psi(r)$, $Q = Q(r)$. 令

$$g_{00} = -e^{2\psi} \left(1 - \frac{2m}{r} + \frac{Q^2}{r^2} \right) = f(r) (r - r_h), \quad (7)$$

式中 r_h 为广义球对称带电静态黑洞事件视界半径. 由于时空的球对称性,则 $g_{00} = 0$ 即为广义球对称带电静态黑洞的视界面方程. 由(7)式可得

$$f_h = f(r_h) = \left(\frac{\partial g_{00}}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_h} = -2e^{2\psi_h} \left(\frac{m}{r_h^2} - \frac{Q^2}{r_h^3} \right). \quad (8)$$

文献[22]给出了静态球对称黑洞 Dirac 场的辐射能通量为

$$M_0^{(D)} = \frac{21\pi^2 c k_B^3}{90\varepsilon(\varepsilon + \delta)f_h^2} T_h^4, \quad (9)$$

式中 c 为光速. 文献[12]得到了当取相同截断因子时,静态球对称黑洞 Dirac 场的统计熵为其标量场统计熵的 7/2 倍,由此可得到静态球对称黑洞标量场的辐射能通量为

$$M_0^{(B)} = \frac{\pi^2 c k_B^3}{15\varepsilon(\varepsilon + \delta)f_h^2} T_h^4, \quad (10)$$

式中 T_h 为静态球对称黑洞的视界温度. 将(5)式、(8)式和(10)式代入(1)式,可得广义球对称带电蒸发黑洞标量场的瞬时辐射能通量

$$M^{(B)} = \frac{\pi^2 k_B^3}{30\varepsilon(\varepsilon + \delta)} \left[\frac{c r_h^4 T_h^4}{2e^{4\psi_h} \left(m - \frac{Q^2}{r_h} \right)^2} - \frac{\alpha \dot{r}_H r_H^4 T_H^4}{3e^{3\psi_H} (m^2 - Q^2 + 2\dot{r}_H Q^2 e^{-\psi_H})} \right]. \quad (11)$$

由(11)式可得广义球对称带电蒸发黑洞标量场的

瞬时辐射功率

(17)

$$P^{(B)} = \frac{2\pi^3 k_B^3 r_h^2}{15\varepsilon(\varepsilon + \delta)} \left[\frac{cr_h^4 T_h^4}{2e^{4\psi_h} \left(m - \frac{Q^2}{r_h}\right)^2} - \frac{\alpha \dot{r}_h r_h^4 T_h^4}{3e^{3\psi_h} (m^2 - Q^2 + 2\dot{r}_h Q^2 e^{-\psi_h})} \right]. \quad (12)$$

由(11)式(12)式可见,弯曲时空中黑洞的热辐射不同于平直时空中黑体的热辐射,黑洞周围的引力场、电磁场及黑洞视界的变化率将会影响黑洞的热辐射.

2.2. Vaidya 黑洞视界附近标量场的瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率

采用超前 Eddington 坐标, Vaidya 黑洞周围的时空线元为

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2m}{r}\right) dv^2 - 2dvdr - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (13)$$

式中 m 为黑洞的质量. 容易得到 Vaidya 黑洞的视界半径为 $r_h = \frac{2m}{1 - 2\dot{r}_h}$. 考虑 Vaidya 黑洞趋于整体热平衡状态时的时空背景为 Schwarzschild 黑洞, Schwarzschild 黑洞的视界半径为 $r_h = 2m$, 令 $\psi_h = \psi_H = Q = 0, \varepsilon(\varepsilon + \delta) = \eta^2$, 由(11)式可得 Vaidya 黑洞标量场的瞬时辐射能通量

$$M_V^{(B)} = \frac{8\pi^2 k_B^3 m^2}{15\eta^2} \left[\frac{cT_h^4}{2} - \frac{\alpha \dot{r}_h T_H^4}{3(1 - 2\dot{r}_h)^4} \right]. \quad (14)$$

由(14)式可得 Vaidya 黑洞视界附近标量场的瞬时辐射功率

$$P_V^{(B)} = \frac{128\pi^3 k_B^3 m^4}{15\eta^2 (1 - 2\dot{r}_h)^2} \left[\frac{cT_h^4}{2} - \frac{\alpha \dot{r}_h T_H^4}{3(1 - 2\dot{r}_h)^4} \right]. \quad (15)$$

在普通单位之下, Schwarzschild 黑洞的视界温度和 Vaidya 黑洞的视界温度分别为^[31]

$$T_h = \frac{\hbar c^3}{8\pi k_B Gm},$$

$$T_H = \frac{\hbar c^3 \left(1 - \frac{2\dot{r}_h}{c}\right)}{8\pi k_B Gm}. \quad (16)$$

由(16)式可见,通常情况下,视界的变化率 $\dot{r}_h$ 对黑洞的视界温度影响很少,只有当视界的变化率 $\dot{r}_h$ 与光速 c 相比拟时,才会对黑洞的视界温度产生明显的影响. 利用(16)式将(14)式、(15)式恢复到普通单位制可得

$$M_V^{(B)} = \frac{\hbar c^6}{7680\pi^2 G^2 \eta^2 m^2} \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha \dot{r}_h}{3c} \right),$$

$$P_V^{(B)} = \frac{\hbar c^2}{480\pi \eta^2 \left(1 - \frac{2\dot{r}_h}{c}\right)^2} \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha \dot{r}_h}{3c} \right). \quad (18)$$

不难看出,当 η 取定后, Vaidya 黑洞视界附近标量场的辐射能通量,不仅与黑的质量有关,还与黑洞的视界变化率有关,其瞬时辐射功率仅与黑洞的视界变化率有关. 令 $\dot{r}_h = 0$, Vaidya 黑洞视界附近标量场的瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率自然过渡到 Schwarzschild 黑洞视界附近标量场的辐射能通量和辐射功率. 由(17)式(18)式可见,通常情况下,视界的变化率 $\dot{r}_h$ 对黑洞的瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率影响很少,只有当视界的变化率 $\dot{r}_h$ 与光速 c 相比拟时,才会对黑洞的瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率产生明显的影响.

2.3. Vaidya-Bonner 黑洞视界附近标量场的瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率

采用超前 Eddington 坐标, Vaidya-Bonner 黑洞周围的时空线元为

$$ds^2 = \left(1 - \frac{m}{r} + \frac{Q^2}{r^2}\right) dv^2 - 2dvdr - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (19)$$

式中 $m = m(v)$, $Q = Q(v)$ 分别为黑洞的质量和电荷,黑洞的内外视界半径为

$$r_- = \frac{m - \sqrt{m^2 - Q^2(1 - 2\dot{r}_h)}}{1 - 2\dot{r}_h},$$

$$r_h = r_+ = \frac{m + \sqrt{m^2 - Q^2(1 - 2\dot{r}_h)}}{1 - 2\dot{r}_h}. \quad (20)$$

黑洞的视界温度为^[5]

$$T = \frac{r_h - m - 2r_h \dot{r}_h}{2\pi k_B (2mr_h - Q^2)}. \quad (21)$$

考虑 Vaidya-Bonner 黑洞趋于整体热平衡状态时的时空背景为 Reissner-Nordström 黑洞, Reissner-Nordström 黑洞的内外视界半径为 $r_- = m - \sqrt{m^2 - Q^2}$, $r_+ = r_h = m + \sqrt{m^2 - Q^2}$, 令 $\psi_h = \psi_H = 0, \varepsilon(\varepsilon + \delta) = \eta^2$, 由(11)式可得 Vaidya-Bonner 黑洞标量场的瞬时辐射能通量

$$M_{V-B}^{(B)} = \frac{\pi^2 k_B^3}{15\eta^2} \left[\frac{cr_h^4 T_h}{2\left(m - \frac{Q^2}{r_h}\right)^2} - \frac{\alpha \dot{r}_h r_h^4 T_H}{3(m^2 - Q^2 + 2\dot{r}_h Q^2)} \right]. \quad (22)$$

由(22)式可得 Vaidya-Bonner 黑洞视界附近标量场的瞬时辐射功率

$$P_{V-B}^{(B)} = \frac{2\pi^3 k_B^3 r_H^2}{15\eta^2} \left[\frac{cr_h^4 T_h}{2\left(m - \frac{Q^2}{r_h}\right)^2} - \frac{\alpha \dot{r}_H r_H^4 T_H}{3(m^2 - Q^2 + 2\dot{r}_H Q^2)} \right]. \quad (23)$$

利用 $T_p = \sqrt{\frac{c^5 \hbar}{G k_B^2}}$, 将 (21) 式、(22) 式和 (23) 式恢复到普通单位制可得

$$T = \frac{\hbar c^3 \left(1 - \frac{2\dot{r}_H}{c}\right) \sqrt{(Gm)^2 - GQ^2 \left(1 - \frac{2\dot{r}_H}{c}\right)}}{2\pi k_B \left[Gm + \sqrt{(Gm)^2 - GQ^2 \left(1 - \frac{2\dot{r}_H}{c}\right)} \right]^2}. \quad (24)$$

$$M_{V-B}^{(B)} = \frac{\hbar c^6}{480\pi^2 \eta^2} \left\{ \frac{(Gm)^2 - GQ^2}{2 \left[Gm + \sqrt{(Gm)^2 - GQ^2} \right]^4} - \frac{\alpha \dot{r}_H \left[(Gm)^2 - GQ^2 \left(1 - \frac{2\dot{r}_H}{c}\right) \right]}{3c \left[Gm + \sqrt{(Gm)^2 - GQ^2 \left(1 - \frac{2\dot{r}_H}{c}\right)} \right]^4} \right\}. \quad (25)$$

$$P_{V-B}^{(B)} = \frac{\hbar c^2 \left[Gm + \sqrt{(Gm)^2 - GQ^2 \left(1 - \frac{2\dot{r}_H}{c}\right)} \right]^2}{120\pi \eta^2 \left(1 - \frac{2\dot{r}_H}{c}\right)^2} \times \left\{ \frac{(Gm)^2 - GQ^2}{2 \left[Gm + \sqrt{(Gm)^2 - GQ^2} \right]^4} - \frac{\alpha \dot{r}_H \left[(Gm)^2 - GQ^2 \left(1 - \frac{2\dot{r}_H}{c}\right) \right]}{3c \left[Gm + \sqrt{(Gm)^2 - GQ^2 \left(1 - \frac{2\dot{r}_H}{c}\right)} \right]^4} \right\}. \quad (26)$$

可见, 黑洞的视界温度、瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率, 不仅与黑洞的质量和电荷有关, 还与黑洞的视界变化率有关. 由 (24) 式、(25) 式和 (26) 式, 令 $Q = 0$, 可得到 Vaidya 黑洞的视界温度、瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率. 令 $\dot{r}_H = 0$, 可得到 Reissner-Nordström 黑洞的视界温度、辐射能通量和辐射功率. 令 $Q = \dot{r}_H = 0$, 可得到 Schwarzschild 黑洞的视界温度、辐射能通量和辐射功率.

3. 结 论

采用黑洞的薄膜模型和局域热平衡的假定, 研究球对称动态黑洞视界附近的瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率. 计算结果表明, 当截断距离 η 取定

后, Vaidya 黑洞视界附近标量场的瞬时辐射能通量与黑洞的质量和视界变化率有关, 其瞬时辐射功率仅与黑洞的视界变化率有关. Vaidya-Bonner 黑洞的瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率与黑洞的质量、电荷和视界变化率有关, 表明黑洞周围的引力场、电磁场以及视界的变化均对黑洞的热辐射产生影响. 得到了通常情况下视界的变化率对黑洞的视界温度、瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率影响很少, 只有当视界的变化率 $\dot{r}_H$ 与光速 c 相比拟时, 才会对黑洞的视界温度、瞬时辐射能通量和瞬时辐射功率产生明显的影响. 由于 η 与 ε 和 δ 有关, 可见, 薄膜模型虽给出了更多的黑洞热性质, 但截断因子仍不能避免. 本文给出了一种研究黑洞热辐射的新方法.

[1] Hawking S W 1974 *Nature* **248** 30

[2] Hawking S W 1975 *Commun. Math. Phys.* **43** 199

[3] 't Hooft G 1985 *Nucl. Phys. B* **256** 727

[4] Parikh M K, Wilczek F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5024

[5] Zhao Z 1999 *Black Hole Thermodynamics and Singularity of Spacetime* (Beijing: Beijing Normal University Press) p70, 256

(in Chinese) [赵 峥 1999 黑洞的热性质与时空的奇异性 (北京: 北京师范大学出版社) 第 70, 256 页]

[6] Gao C J, Shen Y G 2003 *Sic. China G* **33** 561 (in Chinese) [高长军、沈有根 2003 中国科学 G **33** 561]

[7] Liu C Z 2007 *Sic. China G* **37** 146 (in Chinese) [刘成周 2007 中国科学 G **37** 146]

[8] Li C A , Su J Q , Jiang J J , Meng Q M 2009 *Sic. China G* **39** 280 (in Chinese) [李传安、苏九清、蒋继建、孟庆苗. 2009 中国科学 G **39** 280]

[9] Liu W B , Zhao Z 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 310

[10] Li X , Zhao Z 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 463

[11] Li C A , Wei X Q , Meng Q M , Liu J L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2173 (in Chinese) [李传安、魏显起、孟庆苗、刘景伦 2002 物理学报 **51** 2173]

[12] 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]

[13] 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]

[14] Niu Z F , Liu W B 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 457 (in Chinese) [牛振风、刘文彪 2005 物理学报 **54** 475]

[15] Yang B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2614 (in Chinese) [杨 波 2008 物理学报 **57** 2614]

[16] Gibbons G W , Hawking S W 1977 *Phys. Rev. D* **15** 2752

[17] Yang S Z , Li H L , Jiang Q Q , Liu M Q 2007 *Sic. China G* **37** 66 (in Chinese) [杨树政、李慧玲、蒋青权、刘门全 2007 中国科学 G **37** 66]

[18] Zhang J Y , Zhao Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3796 (in Chinese) [张靖仪、赵 峥 2006 物理学报 **55** 3796]

[19] Han Y W 2007 *Chin. Phys.* **16** 923

[20] Meng Q M , Su J Q , Jiang J J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3723 (in Chinese) [孟庆苗、苏九清、蒋继建 2007 物理学报 **56** 3723]

[21] He T M , Fan J H , Wang Y J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2321

[22] Meng Q M 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2102 (in Chinese) [孟庆苗 2003 物理学报 **52** 2102]

[23] Meng Q M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 471 (in Chinese) [孟庆苗 2005 物理学报 **54** 471]

[24] Meng Q M , Su J Q , Jiang J J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5077 (in Chinese) [孟庆苗、苏九清、蒋继建 2007 物理学报 **56** 5077]

[25] Meng Q M , Jiang J J 2008 *Sic. China G* **38** 171 (in Chinese) [孟庆苗、蒋继建 2008 中国科学 G **38** 171]

[26] Meng Q M , Wang S , Jiang J J , Deng D L 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2811

[27] Meng Q M , Jiang J J , Liu J L , Deng D L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 78 (in Chinese) [孟庆苗、蒋继建、刘景伦、邓德力 2009 物理学报 **58** 78]

[28] Jiang J J , Meng Q M , Wang S 2009 *Chin. Phys. B* **18** 456

[29] Meng Q M , Jiang J J , Wang S 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7486 (in Chinese) [孟庆苗、蒋继建、王 帅 2009 物理学报 **58** 7486]

[30] Zhang J H , Meng Q M , Li C A 1996 *Acta Phys. Sin.* **45** 177 (in Chinese) [张建华、孟庆苗、李传安 1996 物理学报 **45** 177]

[31] Zhao Z 2000 Black holes and curved space-time (Taiyuan : Shanxi Science and Technology Press) p204 , 246 (in Chinese) [赵 峥 2000 黑洞与弯曲的时空 (太原 : 山西科学技术出版社) 第 204 , 246 页]

Instantaneous radiation energy flux and instantaneous radiation power of dynamic spherically symmetric black holes^{*}

Meng Qing-Miao[†] Jiang Ji-Jian Li Chuan-An

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

(Received 17 May 2009; revised manuscript received 25 June 2009)

Abstract

By the thin film model and the local thermal equilibrium assumption, the instantaneous radiation power and instantaneous radiation energy flux near the event horizon of the dynamic spherically symmetric black hole have been studied. When the cut-off distance η takes a fixed value, the following results can be obtained. For Vaidya black hole, its instantaneous radiation energy flux of the scalar field near the event horizon is related to both the black hole mass and the change rate of the event horizon. But its instantaneous radiation power is only related to the change rate of the horizon. For Vaidya-Bonner black hole, the instantaneous radiation power and instantaneous radiation energy flux are all related to the mass, the charge of the black hole and the change rate of the event horizon. These results show that the gravitational field, electromagnetic field and the change of the horizon will all affect the thermal radiation of the black hole.

Keywords: dynamic spherically symmetric black holes, thin film model, instantaneous radiation energy flux, instantaneous radiation power

PACC: 0420, 9760L

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10773002) and the Technology Planning Project of Education Bureau of Shandong Province, China (Grant No. J07WJ49).

[†] E-mail: mengqingmiao@yahoo.com.cn