第 59 卷 第 8 期 2010 年 8 月
1000-3290/2010/59(08)/5266-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol. 59, No. 8, August, 2010

Kerr-de Sitter 黑洞任意自旋粒子的隧穿辐射及其熵修正*

杨树政[1)†]　林　恺[2)]

1)(西华师范大学理论物理研究所,南充　637002)

2)(重庆大学数理学院,重庆　400044)

(2009 年 8 月 18 日收到;2009 年 11 月 23 日收到修改稿)

运用超越半经典近似理论研究了 Kerr-de Sitter 黑洞事件视界处的任意自旋粒子的隧穿辐射,并得到了修正的 Hawking 温度和粒子隧穿率. 利用修正的 Hawking 温度和迹反常理论,进一步得到了此黑洞的修正熵,结果表明,超越半经典近似理论可适用于各种自旋粒子的隧穿辐射.

关键词: Kerr-de Sitter 时空, 熵修正, Hawking 辐射

PACC: 0470, 9760L

1. 引　　言

由于黑洞可以产生热辐射这一理论的确立[1],黑洞可以被视为一个热力学系统. 黑洞因此也具有了各种热力学的性质[2—21]. 近来,人们提出了半经典的隧穿辐射理论去研究各种黑洞的 Hawking 辐射[22—29]. 在这一理论中,黑洞的 Hawking 辐射源于一种量子隧穿机理,即黑洞内的虚粒子通过量子隧穿作用穿越视界,并在视界外实化为实粒子形成 Hawking 辐射. 后来人们又提出了半经典的 Hamilton-Jacobi 方法来研究黑洞的隧穿辐射,这一方法已经被广泛的用来研究各种性质的粒子的 Hawking 辐射,其结果证明了黑洞的半经典 Hawking 温度和隧穿率,同时也证明了黑洞的半经典熵是与黑洞视界面积成正比的这一结论. 2007 年,Kerner 和 Mann 等人提出并研究来自各种三维,四维和五维的黑洞视界处的费米子隧穿辐射行为[22—40],我们则用半经典的方法研究了任意维时空中自旋为 1/2 的费米子动力学行为的 Hamilton-Jacobi 方程[41—43],进而首先用 Hamilton-Jacobi 方法研究了高维黑洞的费米子隧穿辐射,并得到了正确的结论.

以上的 Hamilton-Jacobi 方法都是半经典近似的,由于半经典近似的方法只计算了量子方程按 $\hbar$ 展开的第一项,所以许多量子效应可能被忽略掉. 针对这一问题,2008 年 Banerjee 和 Majhi 提出了一种超越半经典近似的方法对球对称时空中的标量粒子隧穿进行了研究[44—54]. 在他们的方法中,运用黑洞视界附近只有$(r-t)$项是主要的这一事实,弯曲时空中的 Klein-Gordon 方程按 $\hbar$ 在视界附近展开的每一项都被计算. 他们的结果表明,黑洞半经典的 Hawking 温度和隧穿率的确需要修正. 最后他们还用修正了的 Hawking 温度计算并得到了黑洞修正的熵,这一结果与近年来量子引力理论对黑洞熵修正的研究结果一致. 运用这一方法,各种时空视界处辐射出的各种自旋的粒子的 Hawking 辐射被研究. 但是至今为止没有人对各种自旋的粒子修正 Hawking 辐射进行一般的统一研究,这正是本文的目的. 运用超越半经典方法在 Kerr-de Sitter 黑洞事件视界附近对任意自旋粒子的量子方程进行研究,并得到了修正的 Hawking 温度以及隧穿率,最后利用修正的 Hawking 温度得到了修正的黑洞熵,其结论与迹反常理论以及圈量子引力理论中的结果一致.

---

* 国家自然科学基金(批准号:10773008)资助的课题.

† E-mail: szyangphys@126.com

2. Kerr-de Sitter 时空中任意自旋的量子方程

Kerr-de Sitter 度规是爱因斯坦场方程的一个解，它可以用来描述一个带宇宙视界的旋转黑洞. 在 Boyer-Lindquist 坐标中[55—57]，选择 $c = G = 1$，Kerr 度规可以写为

$$\begin{aligned} ds^2 = &-\frac{\Delta_r}{\chi^2\rho^2}(dt - a\sin^2\theta d\varphi)^2 \\ &+\frac{\Delta_\theta\sin^2\theta}{\chi^2\rho^2}(adt - (r^2+a^2)d\varphi)^2 \\ &+\rho^2\left(\frac{dr^2}{\Delta_r}+\frac{d\theta^2}{\Delta_\theta}\right), \end{aligned} \tag{1}$$

这里 l 是宇宙视界的曲率半径，而

$$\begin{aligned} \rho^2 &= r^2 + a^2\cos^2\theta, \\ \Delta_r &= (r^2+a^2)\left(1-\frac{r^2}{l^2}\right) - 2Mr, \\ \Delta_\theta &= 1+\frac{a^2}{l^2}\cos^2\theta, \\ \chi &= 1-\frac{a^2}{l^2}, \end{aligned} \tag{2}$$

很明显，这一时空的事件视界 r_h 和宇宙视界 r_c 都满足方程 $\Delta_r(r_h) = \Delta_r(r_c) = 0$. 接着，运用文献[55]的方法，引入零标架

$$\begin{aligned} l^\mu &= \left[\frac{r^2+a^2}{\Delta_r}\chi, 1, 0, \frac{a\chi}{\Delta_r}\right], \\ n^\mu &= [(r^2+a^2)\chi, -\Delta_r, 0, a\chi]/2\rho^2 \\ m^\mu &= \frac{1}{\sqrt{2\Delta_\theta}(r+i\,a\cos\theta)}\left[i\chi a\sin\theta, 0, \Delta_\theta, \frac{i\chi}{\sin\theta}\right], \end{aligned} \tag{3}$$

并得到描述自旋为 s 的出射玻色子的动力学行为的量子方程为

$$\begin{aligned} &\Delta_r\frac{\partial}{\partial r}\left(\Delta_r\frac{\partial\boldsymbol{\Phi}}{\partial r}\right) + s\Delta_r'\frac{\partial\boldsymbol{\Phi}}{\partial r} + s\Delta_\theta\frac{\partial^2\boldsymbol{\Phi}}{\partial\theta^2} \\ &+(\Delta'_\theta + \Delta_\theta\cot\theta)\frac{\partial\boldsymbol{\Phi}}{\partial\theta} + \frac{\omega^2\chi^2}{\hbar^2} \\ &\times\left[\frac{(r^2+a^2)^2}{\Delta_r} - \frac{a^2\sin^2\theta}{\Delta_\theta}\right]\boldsymbol{\Phi} \\ &-\frac{2a\omega m\chi^2}{\hbar^2}\left(\frac{r^2+a^2}{\Delta_r}-\frac{1}{\Delta_\theta}\right)\boldsymbol{\Phi} \\ &+\frac{m^2\chi^2}{\hbar^2}\left(\frac{a^2}{\Delta_r}-\frac{1}{\Delta_\theta\sin^2\theta}\right)\boldsymbol{\Phi} \\ &+\frac{s}{2}\Delta_r''\boldsymbol{\Phi} - s^2\Delta_\theta\left(\frac{\Delta_\theta'}{2\Delta_\theta}+\cot\theta\right)^2\boldsymbol{\Phi} \\ &-\frac{4s^2+2}{l^2}\rho^2\boldsymbol{\Phi} + \frac{2s\omega\chi}{\hbar} \\ &\times\left[a\sin\theta\left(\frac{\Delta_\theta'}{2\Delta_\theta}-\cot\theta\right)\right. \\ &\left.-\frac{i\Delta_r'}{2\Delta_r}(r^2+a^2)+2ir\right]\boldsymbol{\Phi} \\ &+\frac{2sm\chi}{\hbar}\left[\frac{ia\Delta_r'}{2\Delta_r}-\frac{1}{\sin\theta}\left(\frac{\Delta_\theta'}{2\Delta_\theta}+\cot\theta\right)\right]\boldsymbol{\Phi} \\ &=0. \end{aligned} \tag{4}$$

其中，$\Delta_r' = d\Delta_r/dr$，$\Delta_\theta' = d\Delta_\theta/d\theta$. 这里已经考虑到了 Kerr 旋转稳态时空中的两个 Killing 矢量 ∂_t 和 ∂_φ，所以 ω 和 m 是粒子的能量和角动量. 方程中的 $\boldsymbol{\Phi} = \boldsymbol{\Phi}(r,\theta)$ 是波函数. 当 $s=0$ 时，方程描述的是 Kerr-de Sitter 时空中标量场粒子的动力学行为，当 $s=1$ 时，方程描述矢量场粒子，而当 $s=2$ 时，方程则可以描述引力子的动力学行为，当 s 为半整数时，方程则描述这一时空中费米子的动力学行为. 首先研究事件视界处的 Hawking 辐射，把 $\boldsymbol{\Phi}$ 分离变量为 $\psi(r)\Theta(\theta)$ 并在事件视界附近引入乌龟坐标变换 $dr_* = dr/\Delta_r$，考虑在视界附近 $\Delta_r = 0$，可以得到方程

$$\begin{aligned} &\frac{d^2\psi}{dr_*^2} + \frac{((r_h^2+a^2)\chi\omega - am\chi)^2}{\hbar^2}\psi \\ &+ s\Delta_r'\left(\frac{d}{dr_*} + ia\chi\frac{m}{\hbar} - i\omega\chi\frac{r_h^2+a^2}{\hbar}\right)\psi \\ &=0, \end{aligned} \tag{5}$$

在普通坐标中，上述方程被重新写为

$$\begin{aligned} &\Delta_r\frac{d}{dr}\left(\Delta_r\frac{d\psi}{dr}\right) + \frac{((r_h^2+a^2)\chi\omega - a\chi m)^2}{\hbar^2}\psi \\ &+ s\Delta'\left(\Delta\frac{d}{dr} + \frac{ia\chi m}{\hbar} - i\chi\omega\frac{r_h^2+a^2}{\hbar}\right)\psi \\ &=0. \end{aligned} \tag{6}$$

很显然，这一方程已经被大大化简，同时这一形式也说明在黑洞视界附近只有 $(r-t)$ 部分是重要的. 在下一节中，利用这一方程对 Kerr-de Sitter 黑洞视界附近各种自旋粒子的隧穿辐射进行研究.

3. 修正的量子隧穿率和 Hawking 温度

在超越半经典理论和 Hamilton-Jacobi 方法中，描述粒子运动的动力学方程的波函数都要写为作用量的形式，即

$$\psi(r) = Ce^{\frac{i}{\hbar}R(r)}, \tag{7}$$

把上式代入方程(6)，得到

$$\frac{-\Delta_r^2\chi^{-2}}{(r_h^2+a^2)^2}\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}r}\right)^2+K^2$$
$$+\mathrm{i}\hbar\frac{\Delta_r}{\chi}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(\frac{\Delta_r}{\chi}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}r}\right)$$
$$+\frac{\mathrm{i}s\hbar\Delta_r'\chi^{-1}}{r_h^2+a^2}$$
$$\times\left(\frac{\Delta\chi^{-1}}{r_h^2+a^2}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}r}-K\right)=0, \tag{8}$$

其中

$$K=\omega-\bar{\omega}=\omega-\frac{am}{r_h^2+a^2}, \tag{9}$$

与半经典近似理论不同,并不会因 $\hbar$ 为小量而舍去任何一项,因此把 R 和 $\omega-\bar{\omega}$ 按 $\hbar^i$ 展开为

$$R(r)=R_0(r)+\sum_i\hbar^iR_i(r), \tag{10}$$

$$\omega-\bar{\omega}=(\omega_0-\bar{\omega}_0)+\sum_i\hbar^i(\omega_i-\bar{\omega}_i), \tag{11}$$

按照 WKB 近似理论,把方程(8)按 $\hbar^i$ 展开为

$$\hbar^0\quad\left(\frac{\Delta_r\chi^{-1}}{r_h^2+a^2}\frac{\mathrm{d}R_0}{\mathrm{d}r}\right)^2=(\omega_0-\bar{\omega}_0)^2,$$

$$\hbar^1\quad\Bigg(\left(\frac{\Delta_r\chi^{-1}}{r_h^2+a^2}\frac{\mathrm{d}R_0}{\mathrm{d}r}\right)\left(\frac{\Delta_r\chi^{-1}}{r_h^2+a^2}\frac{\mathrm{d}R_1}{\mathrm{d}r}\right)$$
$$-(\omega_0-\bar{\omega}_0)(\omega_1-\bar{\omega}_1)\Bigg)$$
$$+\frac{\mathrm{i}\Delta_r\chi^{-1}}{r_h^2+a^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(\frac{\Delta_r\chi^{-1}}{r_h^2+a^2}\frac{\mathrm{d}R_0}{\mathrm{d}r}\right)$$
$$-\frac{\mathrm{i}\Delta_r'\chi^{-1}s}{r_h^2+a^2}\Bigg(\frac{\Delta_r\chi^{-1}}{r_h^2+a^2}\frac{\mathrm{d}R_0}{\mathrm{d}r}$$
$$-(\omega_0-\bar{\omega}_0)\Bigg)=0, \tag{12}$$

根据以上几个式子可以得到

$$\hbar^0\quad\frac{\mathrm{d}R_0}{\mathrm{d}r}=\frac{(\omega_0-\bar{\omega}_0)(r_h^2+a^2)\chi}{\Delta_r},$$

$$\hbar^1\quad\frac{\mathrm{d}R_1}{\mathrm{d}r}=\frac{(\omega_1-\bar{\omega}_1)(r_h^2+a^2)\chi}{\Delta_r}. \tag{13}$$

……

要注意的是由于方程(4)在 $s\neq0$ 的情形中只描述出射粒子的动力学行为,因此只能从每个方程中得到一个出射解. 当然,在 $s=0$ 时,方程描述标量粒子的隧穿动力学行为,解方程还会出现一个入射解,但是本文仅讨论各种自旋粒子的 Hawking 辐射,只能用出射解,后面的工作表明,只需用到这一出射解就足以求出各种自旋粒子的隧穿辐射特征了. 考虑到 $\Delta_r\to0$,在事件视界处,得到 $\hbar^j$ 项的方程为

$$R_j=\frac{(\omega_j-\bar{\omega}_j)(r_h^2+a^2)\chi}{\Delta_r'}\int\frac{\mathrm{d}r}{r-r_h}, \tag{14}$$

引入固有空间距离 $\bar{\sigma}$

$$\mathrm{d}\bar{\sigma}^2=\frac{\rho^2(r_h)}{\Delta_r'(r_h)(r-r_h)}\mathrm{d}r^2+\rho^2(r_h)\mathrm{d}\theta^2. \tag{15}$$

只考虑粒子以 s 波形式辐射出事件视界,因此固有空间距离可以写为 $\bar{\sigma}=2\sqrt{\frac{\rho^2(r_h)(r-r_h)}{\Delta_r'(r_h)}}$,所以作用量的虚部可以重写为

$$\mathrm{lm}S_j=\mathrm{lm}\left[\frac{2(\omega_j-\bar{\omega}_j)(r_h^2+a^2)\chi}{\Delta_r'}\int\frac{\mathrm{d}\bar{\sigma}}{\bar{\sigma}}\right]$$
$$=\frac{2\pi(\omega_j-\bar{\omega}_j)(r_h^2+a^2)\chi}{\Delta_r'}, \tag{16}$$

从上式看到各作用量是不相关的,所以,认为各阶能量与半经典能量 ω_0 成正比. 在 $G=c=k_B=1$ 的单位制中,可以把总能量重写为

$$\omega=\omega_0+\sum_{i=1}^{\infty}\beta_i\frac{\hbar^{i-1}}{S_{BHH}^i}\omega_0=\left(1+\sum_{i=1}^{\infty}\beta_i\frac{\hbar^{i-1}}{S_{BHH}^i}\right)\omega_0, \tag{17}$$

这样总的径向作用量可以写为

$$R(r)=\left(1+\sum_{i=1}^{\infty}\beta_i\frac{\hbar^{i-1}}{S_{BHH}^i}\right)R_0(r). \tag{18}$$

这里的 β_i 是无量纲的常数,S_{BHH} 是黑洞事件视界处半经典的熵. 这样,就得到了修正的粒子的隧穿率以及 Hawking 温度

$$\Gamma_h=\exp\left(1+\sum_{i=1}^{\infty}\beta_i\frac{\hbar^{i-1}}{S_{BHH}^i}\right)\Gamma_H$$
$$=\exp\Bigg(-\left(1+\sum_{i=1}^{\infty}\beta_i\frac{\hbar^{i-1}}{S_{BHH}^i}\right)$$
$$\times\frac{4\pi(\omega_0-\bar{\omega}_0)(r_h^2+a^2)\chi}{\Delta_r'(r_h)}\Bigg)$$
$$=\exp\left(-\frac{\omega_0}{T_h}\right), \tag{19}$$

$$T_h=\left(1+\sum_{i=1}^{\infty}\beta_i\frac{\hbar^{i-1}}{S_{BHH}^i}\right)^{-1}$$
$$T_H=\frac{\Delta'(r_h)}{4\pi(r_h^2+a^2)\chi}\left(1+\sum_{i=1}^{\infty}\beta_i\frac{\hbar^{i-1}}{S_{BHH}^i}\right)^{-1}, \tag{20}$$

类似地,可以计算得到宇宙视界处的 Hawking 温度为

$$T_c=\left(1+\sum_{i=1}^{\infty}\beta_i\frac{\hbar^{i-1}}{S_{BHC}^i}\right)^{-1}$$
$$T_C=\frac{-\Delta'(r_c)}{4\pi(r_c^2+a^2)\chi}\left(1+\sum_{i=1}^{\infty}\beta_i\frac{\hbar^{i-1}}{S_{BHC}^i}\right)^{-1}. \tag{21}$$

需要注意的是，在计算宇宙视界处的隧穿率时，由于人们处于宇宙视界之内，因此人们所观测到的是 Hawking 辐射的入射解，因此与事件视界处的温度相比多了一个负号.

4. 结　　论

进一步的工作将对 Kerr-de Sitter 黑洞的熵进行修正. 首先依然针对黑洞事件视界处的情形进行研究，考虑黑洞热力学定律

$$dM = T dS_{bh} + V dQ + \Omega dJ, \tag{22}$$

式中 S_{bh} 是黑洞修正的熵，而 $J = aM$ 是黑洞的角动量，V 是黑洞的电势，Q 是黑洞的电荷，Ω 是旋转黑洞的角速度，在不带电旋转黑洞情形中，黑洞修正的熵是

$$\begin{aligned} S_{bhh} &= \int \frac{dM - \Omega dJ}{T_h} = \left(1 + \sum_{i=1}^{\infty} \beta_i \frac{\hbar^{i-1}}{S_{BHH}^i}\right) S_{BHH} \\ &= \left(1 + \sum_{i=1}^{\infty} \beta_i \frac{\hbar^{i-1}}{S_{BHH}^i}\right) \int \frac{dM - \Omega dJ}{T_H}, \end{aligned} \tag{23}$$

上式中 S_{bhh} 是事件视界处黑洞修正的熵. 可以证明事件视界处半经典的 Bekenstein-Hawking 熵 S_{BHH} 是与黑洞事件视界面积成正比的，即 $S_{BHH} = \frac{A}{4\hbar}$（其中，$A$ 是事件视界的面积），所以可以得到修正的黑洞熵为

$$\begin{aligned} S_{bhh} &= \int dS_{bhh} = \int \frac{dM - \Omega dJ}{T_h} \\ &= S_{BHH} + \beta_1 \ln S_{BHH} + \text{const} + \cdots \end{aligned} \tag{24}$$

同理也可以得到宇宙视界处的修正的熵为

$$S_{bhc} = S_{BHC} + \beta_1 \ln S_{BHC} + \text{const} + \cdots . \tag{25}$$

这里的 S_{bhc} 是宇宙视界处黑洞修正的熵，而 S_{BHC} 是宇宙视界处半经典的 Bekenstein-Hawking 熵. 在现代量子引力理论的研究中，特别是圈量子引力理论的研究中，人们认为与黑洞视界面积成正比的黑洞熵需要修正，这一修正的第一项正是指数形式. 另一方面，Banerjee 和 Majhi 近来在研究超越半经典近似的理论中用到了迹反常方法，最后得到结论认为四维黑洞熵修正的第一阶修正 β_1 正比于 $\int d^4x \sqrt{-g} T^{\mu}_{\mu}$ 的虚部[49]，这一结论和 Hawking 用路径积分方法对黑洞修正熵的研究结论一致，这也说明超越半经典隧穿理论的正确性.

在以上的研究中，并没有强调 s 的具体值，因此结论适用于任意自旋的玻色子和费米子隧穿辐射. 但是，以上的计算所基于的量子方程并不是完全量子化的方程，描述黑洞 Hawking 辐射的量子方程应该基于完全量子化的量子引力理论，这样的理论至今尚未建立，在将来这样的理论建立之后，可能对黑洞 Hawking 辐射的一些细节进行更多的研究.

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

[2] Zhao Z, Liu W B, Jiang Y L 2000 *Acta. Phys. Sin.* **49** 586 (in Chinese)［赵　峥、刘文彪、蒋亚铃 2000 物理学报 **49** 586］

[3] Song T P, Yao G Z 2002 *Acta. Phys. Sin.* **51** 1144 (in Chinese)［宋太平、姚国政 2002 物理学报 **51** 1144］

[4] Zhang J Y, Zhao Z 2003 *Acta. Phys. Sin.* **52** 2096 (in Chinese)［张靖仪、赵　峥 2003 物理学报 **52** 2096］

[5] Sun M C, Zhao R, Zhao Z 1995 *Acta. Phys. Sin.* **44** 1018 (in Chinese)［孙鸣超、赵　仁、赵　峥 1995 物理学报 **44** 1018］

[6] Lü J L, Wang Y J 1999 *Acta. Phys. Sin.* **48** 389 (in Chinese)［吕君丽、王永久 1999 物理学报 **48** 389］

[7] Tian G H, Zhao Z 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** 1662 (in Chinese)［田贵花、赵　峥 2004 物理学报 **53** 1662］

[8] Wu S Q, Cai X 2002 *Acta. Phys. Sin.* **51** 661 (in Chinese)［吴双清、蔡　勖 2002 物理学报 **51** 661］

[9] 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］

[10] Han Y W 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 5018 (in Chinese)［韩亦文 2002 物理学报 **54** 5018］

[11] Liu W B, Zhu J Yang 1999 *Acta. Phys. Sin.* **48** 581 (in Chinese)［刘文彪、朱建阳、赵　峥 1999 物理学报 **48** 581］

[12] Zhao Z, Dai X X 1991 *Chin. Phys. Lett.* **8** 548

[13] Zhao Z, Huang W H 1992 *Chin. Phys. Lett.* **9** 333

[14] Zhu J Y, Zhao Z 1993 *Chin. Phys. Lett.* **10** 510

[15] Zhu J Y, Zhang J H, Zhao Z 1995 *Chinese Astronomy and Astrophysics* **19** 14

[16] Ren J R, Li R 2008 *Modern Phys. Lett.* A **23** 3265

[17] Zhao R, Wu Y Q, Zhang L C, Li H F 2009 *The European Physical Journal* C **60** 685

[18] Hayward S A 1998 *Classical Quantum Gravity.* **15** 3147

[19] Hayward S A *Phys. Lett.* A **256** 347

[20] Cai R G, Cao L M 2007 *Physical Review* D **75** 064008

[21] Cai R G, Cao L M, Hu Y P. arXiv:0809.1554

[22] Parikh M K, Wilczek F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5042

[23] Ren J, Zhao Z, Gao C J 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 2489

[24] Yang S Z, Chen D Y 2008 *Chin. Phys.* B **17** 817

[25] Zhang J Y, Zhao Z 2006 *Phys. Lett.* B **638** 110

[26] Jiang Q Q, Wu S Q, Cai X 2006 *Phys. Rev.* D **73** 064003

[27] Chen D Y, Yang S Z 2006 *Journal of China West Normal University* (*Natural Sciences*) **27** 351 (in Chinese) [陈德友、杨树政 2006 西华师范大学学报(自然科学版) **27** 351]

[28] Ren J, Zhang J Y, Zhao Z 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 2019

[29] Li H L, Jiang Q Q, Yang S Z 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 539 (in Chinese) [李慧玲、蒋青权、杨树政 2006 物理学报 **55** 539]

[30] Kerner R, Mann R B 2008 *Class. Quantum. Grav.* **25** 095014

[31] Kerner R, Mann R B 2008 *Phys. Lett.* B **665** 277

[32] Chen D Y, Jiang Q Q, Zu X T 2008 *Class. Quantum. Grav.* **25** 205022

[33] Chen D Y, Jiang Q Q, Zu X T 2008 *Phys. Lett.* B **665** 106

[34] Li R, Ren J R, Wei S W 2008 *Class. Quantum Grav.* **25** 125016

[35] Li R, Ren J R 2008 *Phys. Lett.* B **661** 370

[36] Lin K, Yang S Z 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 010401

[37] Lin K, Yang S Z 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 744 (in Chinese) [林 恺、杨树政 2009 物理学报 **58** 744]

[38] Li H L, Yang S Z, Zhou T J, Lin R 2008 *Europhys. Lett.*, **84** 20003

[39] Jiang Q Q 2008 *Phys. Rev.* D **78** 044009

[40] Jiang Q Q 2008 *Phys. Lett.* B **666** 517

[41] Lin K, Yang S Z 2009 *Phys. Rev.* D **79** 064035

[42] Lin K, Yang S Z 2009 *Phys. Lett.* B **674** 127

[43] Lin K, Yang S Z 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 2223 (in Chinese) [林 恺、杨树政 2010 物理学报 **59** 2223] (in press)

[44] Banerjee R, Majhi R B 2008 *JHEP* **0806** 095

[45] Banerjee R, Majhi R B 2008 *Phys. Lett.* B **662** 62

[46] Banerjee R, Majhi R B, Samanta S, 2008 *Phys. Rev.* D **77** 124035.

[47] Banerjee R, Majhi R B 2009 *Phys. Rev.* D **79** 064024

[48] Majhi R B 2009 *Phys. Rev.* D **79** 044005

[49] Banerjee R, Majhi R B 2009 *Phys. Lett.* B **674** 218

[50] Cai R G, Cao L M, Hu Y P 2008 *JHEP* **0808** 090

[51] Zhang J Y, 2008 *Phys. Lett.* B **668** 353

[52] Zhu T, Ren J R, Li M F arXiv:0906.4194 [hep-th]

[53] Yuan Y Q, Zeng X X, Zhou Z J, Jin L P *Gen. Relativ. Gravit.* doi:10.1007/s10714-009-0806-x

[54] Lin K, Yang S Z 2009 *Europhysics Letters* **86** 20006

[55] Wu S Q, Yan M L 2004 *Phys. Rev.* D **69** 044019

[56] Jing J L, Yan M L 2001 *Phys. Rev.* D **64** 064015

[57] Jing J L, Yan M L 2001 *Phys. Rev.* D **63** 084028

Tunneling radiation and entropy correction of arbitrary spin particles in Kerr-de Sitter black hole*

Yang Shu-Zheng[1)†] Lin Kai[2)]

1) (*Institute of Theoretical Physics*, *China West Normal University*, *Nanchong* 637002, *China*)

2) (*College of Physics and Mathematics*, *Chongqing University*, *Chongqing* 400044, *China*)

(Received 18 August 2009; revised manuscript received 23 November 2009)

Abstract

Using the method beyond semiclassical approximation, the tunneling behavior of the arbitrary spin particles at the event horizon of Kerr-de Sitter black hole is researched, and the corrected Hawking temperature and the quantum tunneling rate are obtained. By the corrected temperature and the trace anomaly theory, the corrected entropy of Kerr-de Sitter black hole is derived.

Keywords: Kerr-de Sitter spacetime, correctional entropy, Hawking radiation

PACC: 0470, 9760L

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10773008).

† E-mail: szyangphys@126.com