

黑洞物理中的力学、热力学和量子过程

陈良范 周敏耀

(上海师范学院)

黑洞物理是近年来引力理论和天体物理学研究的一个分支。天体物理主要是从黑洞的形成以及黑洞的认证等方面去研究黑洞，而引力理论偏重于从基础物理的角度加以探讨，本文的介绍仅限于黑洞问题的“纯物理”方面。这个领域的工作大致可分为两个阶段：六十年代是经典黑洞物理(即黑洞力学)的成熟阶段；七十年代是黑洞热力学和黑洞量子理论的建立和发展时期。人们所以对这个领域发生浓厚的兴趣，主要是因为黑洞物理是引力理论(广义相对论)、热力学和量子理论几个基本理论的交叉点。在这个交叉点上，原先的物理基本概念不得不重新加以考虑，其中有的必须给出更确切的定义(例如真空态的概念，粒子的概念)，有的必须加以扩充(例如熵的概念)。热力学、量子理论和引力理论相结合，给出了一些十分有趣的、全新的结果(其中的一些重要结果尚有争议)。

一、黑洞力学回顾

Schwarzschild 黑洞时空

1916年，爱因斯坦发表了他那著名的引力场方程。同年，Schwarzschild便找到了一个关于静态球对称物体的场方程外部解(本文采用 $c = \hbar = G = k = 1$ 单位制)：

$$ds^2 = (1 - 2M/r)^{-1} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 - (1 - 2M/r) dt^2, \quad (1)$$

其中 ds 是时空间距、 M 是球体的质量。如果球体半径小于 $2M$ (这是不稳定的)，球体将不可避免地向着中心塌缩，但不影响线元(1)的形式。这个线元存在两个奇点： $r = 2M$ 和 $r = 0$ ， $r =$

$2M$ 并不是真的物理奇点，因为一个物体通过 $r = 2M$ 面时，不会经受到任何异常的物理效应。中心奇点 $r = 0$ 是物理奇点，因为曲率张量 $R_{\alpha\beta\gamma\delta}$ 在该处为无穷大，它的奇性是无法通过坐标变换加以消除的。

$r = 2M$ 处，虽然不具有局部异常性质，但它具有一些整体的奇异特性，所以通常将它称为事件视界。视界意味着凡来自 $r \leq 2M$ 区域的任何信号都不可能传递到 $r > 2M$ 的区域，因此它的行为就好象是一个“单向膜”，信号可以传入，却不能传出。由“单向膜”所包围的空时区域就叫做黑洞。由单一质量所决定的黑洞叫 Schwarzschild 黑洞(以下简称 S 黑洞)。 $r = 2M$ 也是 S 黑洞的无限红移面，其意义是尚在 $r = 2M$ 的无限邻近外侧置一静止光源，不论该源的固有频率是多少，远处观察者接收到该源的光频将趋向于零；有时也将 $r = 2M$ 称为静界，这是因为任何物质粒子都无法在 $r = 2M$ 上处于静止状态。图 1 是 S 黑洞的示意图(图中三维空间已压缩为二维)。

我们可通过坐标变换将 S 时空由原来的 S 坐标 (r, θ, ϕ, t) 转换到 Kruskal 坐标^[1] (X, θ, ϕ, T) ，于是 $r = 2M$ 处的表观奇异性就可消去。下面利用 Kruskal 坐标(以下简称 K 坐标)简单说明一下 S 黑洞时空的一些性质。变换后 S 时空用 K 坐标表示的线元形式为

$$ds^2 = (32M^3/r) \cdot e^{-r/2M} (dX^2 - dT^2) + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (2)$$

这里 r 是 X 和 T 的函数。十分明显，(4)式线元中新度规分量在 $r = 2M$ 处已不再具有奇异性。用 K 坐标表示的 S 时空如图 2 所示。

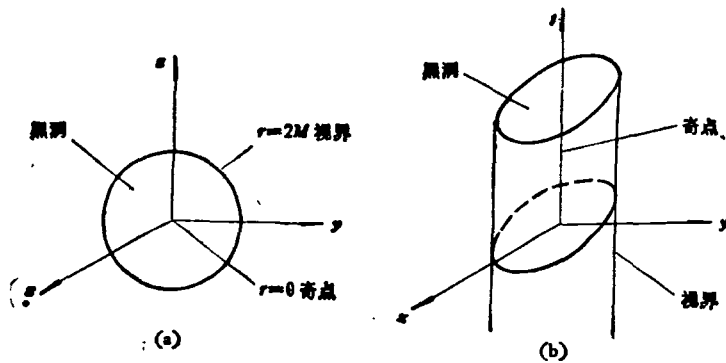


图1 S黑洞 (a) 空间示意图; (b) 空时示意图

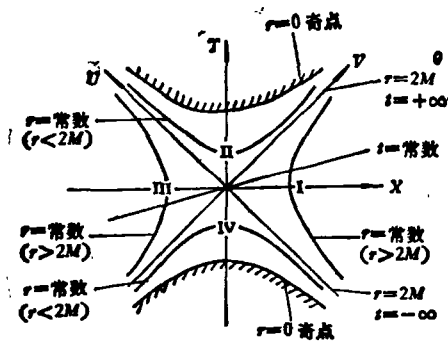


图2 用 Kruskal 坐标表示的 S 黑洞时空几何
 X 是类空坐标, T 是类时坐标; $U = T - X$,
 $V = T + X$ 是 Kruskal 的零坐标

从图2中可见, K 零坐标 U, V 将整个时空分为四个区域: I, II 区是原来 S 坐标覆盖的时空区域, I 区是我们的宇宙区, II 区是黑洞区; III, IV 区是为了保证测地线不在非奇点处中断所必须补充的区域, IV 区称为白洞区, III 区被叫做“另一”宇宙区。

这个坐标系除了消除表现奇异性外, 还有另外一些优点, 例如一切零线(无质量粒子的世界线)都倾斜 45° 。 $r = 2M$ 也是一条 45° 倾斜的直线, 读者可直接从图中看出, $r < 2M$ (即 II 区) 区域中的任何信息都不能传递到 $r > 2M$ (即 I 区) 的区域。

Penrose 图

广义相对论研究的对象是大尺度时空, 上述 K 坐标图中 X, T (或 U, V) 都可无限延伸, 所以类时(或零)测地线在该图中也可以无限延伸(除了那些在奇点终止或开始的以外), 这就

给研究时空整体结构带来不方便。为此, Penrose 引入了一种新的技巧, 它将无限空时区域压缩到一个有限范围, 相应的空时图就叫 Penrose 图, 它在广义相对论中的地位相当于费曼图在粒子物理中的地位。

空时的最远区域叫无限, 按其性质不同可分为五类: 过去类时无限, 它是一切有质量粒子出发的无限区, 是远古的过去时刻, 一般用 I^- 表示; 将来类时无限, 它是一切有质量粒子终止的无限区, 是遥远的将来时刻, 一般用 I^+ 表示; 类空无限, 它是任何有限时刻的空间上的无限区, 一般用 I^0 表示, 因为任何物理速度都小于光速, 所以任何物体(包括光线)都不能到达 I^0 ; 过去零无限, 它是无质量粒子出发的无限区, 用 \mathcal{S}^- 表示; 将来零无限, 它是无质量粒子终止的无限区, 用 \mathcal{S}^+ 表示。下面我们略去数学处理, 给出两个空时的 Penrose 图, 见图3。

Kerr 黑洞

稳定黑洞解^[2]的一般形式为

$$ds^2 = \Sigma(\Delta^{-1}dr^2 + d\theta^2) + \Sigma^{-1}\sin^2\theta[(r^2 + a^2)d\phi - adt]^2 - \Sigma^{-1}\Delta(dt - a\sin^2\theta d\phi)^2, \quad (3)$$

其中 $\Delta = r^2 - 2Mr + a^2 + Q^2$, $\Sigma = r^2 + a^2\cos^2\theta$ 。这个普遍解只有三个参数: 黑洞质量 M 、黑洞荷电量 Q 、黑洞的角动量 $J = aM$ 。它表明如果两个黑洞具有相同的 M, Q, J , 我们就无法区分它们。事实上, 由于视界的存在, 我们对黑洞的观察只能得到关于 M, Q, J 这三个参量的信息, 这就是所谓的“黑洞无毛定理”。

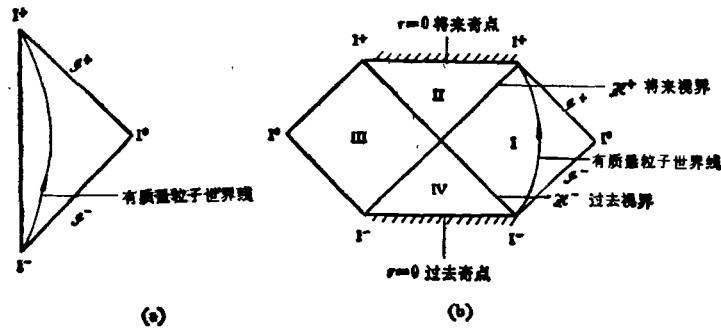


图 3

(a) 冈可夫斯基空间的 Penrose 图, 整个冈可夫斯基空间相应于三角形内的区域;
 (b) S 时空的 Penrose 图, 此图与图 2 十分相似

(若自然界还存在磁单极的话, 黑洞的一般解中还将具有第四个参量)。

M, Q, J 都不为零的黑洞叫 Kerr-Newman 黑洞; $J = 0$ 的黑洞称为 Reissner-Nordström 黑洞; $Q = 0$ 的黑洞叫 Kerr 黑洞; $J = 0, Q = 0$, 即是上文中的 S 黑洞。由于真实天体荷电量极微, 但通常具有相当的转速, 一般认为自然界中的黑洞主要是 Kerr 黑洞, 所以下面我们只介绍 Kerr 黑洞的时空特性。

Kerr 黑洞线元的显式为

$$\begin{aligned}
 ds^2 = & \Sigma^{-1} \Delta dr^2 + \Sigma d\theta^2 + (a^2 + r^2 \\
 & + 2Mra^2 \sin^2\theta \Sigma^{-1}) \sin^2\theta d\varphi^2 \\
 & - 4Mra \sin^2\theta \Sigma^{-1} d\varphi dt \\
 & - (1 - 2M\Sigma^{-1}) dt^2. \quad (4)
 \end{aligned}$$

在 $M > |a|$ 的情况下, (4) 式存在 5 个奇点。 $r = 0$ 是本性奇点, 其余四个是表观奇点

$$r = M \pm (M^2 - a^2 \cos^2\theta)^{1/2} \equiv r_c^\pm, \quad (5.1)$$

$$r = M \pm (M^2 - a^2)^{1/2} \equiv r^\pm. \quad (5.2)$$

r_c^+, r_c^-, r^+, r^- 分别称为外、内静界 (无限红移面) 和外、内视界。通常把 $r = r_c^+$ 和 $r = r^+$ 这两个面之间的区域叫做能层 (见图 4), 当 $a = 0$ 时, 能层消失, 即 S 黑洞是不存在能层的。

当 $M = |a|$ 时的 Kerr 黑洞称为极端 Kerr 黑洞, 此时内、外视界重合 $r^+ = r^- = M$ 。当 $M < |a|$ 时, Kerr 黑洞不存在视界, 此时 $r = 0$ 的奇异区就完全暴露于外, 形成了所谓“裸奇点”。如果存在裸奇点, 那将是理论的一

物理

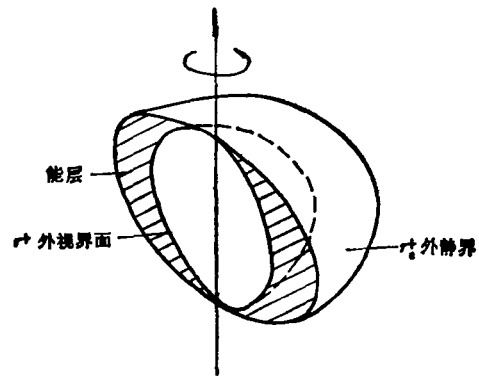


图 4 Kerr 黑洞空间示意(剖面)图

个灾难, 因为无穷大曲率区域的物理效应就可能影响外部世界, 而这些效应却是无法用现今的物理理论来加以描述的。为此, Penrose 提出了一个猜测: 任何裸奇点在现实世界中都是被禁绝的。这就是有名的“宇宙监督原理”, 证明这一猜测是当今广义相对论面临的最主要的课题之一。

下面引入几个描述 Kerr 黑洞的重要物理量: 黑洞(视界)面积 A 、黑洞的不可约化质量 M_{ir} 、黑洞(视界表面)引力 \mathcal{K} 、黑洞(视界表面)转速 Ω , 它们与基本参量的关系分别是:

$$A = 4\pi(r^2 + a^2); \quad (6.1)$$

$$M_{ir} = (1/2)(r^2 + a^2)^{1/2}; \quad (6.2)$$

$$\mathcal{K} = [4\pi(r^+ - M)]/A; \quad (6.3)$$

$$\Omega = (4\pi a)/A. \quad (6.4)$$

在 Kerr 黑洞的能层中引力十分强, 适当选取粒子的速度, 将会发生粒子的引力束缚能

超过粒子的静能与动能之和的现象,此时粒子的总能量是负值。据此, Penrose^[3] 在 1969 年提出了从黑洞中提取能量的设想: 从远处向能层中注入一个正能粒子, 并在能层中使其分裂为两个碎片, 令其中一碎片进入负能轨道, 另一碎片穿出能层飞向远处。根据能量守恒, 第二个碎片飞出能层时的总能量将大于注入前的能量。无疑, 这部分额外的能量来自黑洞。

次年, Christodolou^[4] 证明了用 Penrose 过程提取的能量有一个上限 $\Delta M = M - M_{ir}$, 他发现在任何这类过程中, M_{ir} 一般都是增加的; 只有对一类所谓可逆过程, M_{ir} 才是不变的。所以 M_{ir} 表示了不能被提取能量的那部分质量, 这就是为什么把 M_{ir} 称为不可约化质量的原因。容易写出黑洞总质量、不可约化质量和角动量之间的关系

$$M^2 = M_{ir}^2 + L^2/(4M_{ir})^2. \quad (7)$$

对 (7) 式可作这样的解释: 黑洞的总质能由两部分组成, 右边第一项代表了黑洞的“冻结能”, 第二项代表了与转动能量相关的“活能”。Penrose 过程中的 M_{ir} 不减定理表明, 该过程中抽取的能量来自于转动的“活能”。随着转动能量的被抽取, Kerr 黑洞转速逐渐减慢, 能层变小, 最终成为一个不再能提取能量的 S 型的“死黑洞”(对 S 黑洞 $M_{ir} = M$)。

黑洞力学四定理

由 (6.1)(6.2) 式知, M_{ir} 的不减, 意味着在该过程中黑洞面积 A 的不减。1971 年 Hawking 给出了一个关于黑洞面积 A 的更普遍性的定理: 在涉及一个或几个黑洞的任何过程中, 黑洞面积随时间永不减少, 即

$$\delta A \geq 0, \quad (8)$$

这就是有名的“面积不减定理”, 它是经典黑洞物理学中最重要的定理之一。

不久, Bardeen, Carter 和 Hawking^[5] 又发现, 对 Kerr 黑洞存在如下关系:

$$dM = (\mathcal{K}/8\pi)dA + \Omega dJ, \quad (9)$$

这里 \mathcal{K} , Ω 就是 (6.3)、(6.4) 式中的黑洞引力和黑洞转速, 此式与一转动体的热力学第一定律形式完全一致, (9) 式中 \mathcal{K} 的地位相当于热

力学中温度的地位。特别重要的是又发现:

\mathcal{K} 在视界的所有各点都具有相同值。(10) 这与热平衡体系的温度到处相等类似。据此, 仿照热力学的四定律有所谓的“黑洞力学四定理”之说, 分别把 (10), (9), (8) 称为黑洞第 0、第一、第二定理, 并猜测应存在黑洞第三定理:

不能通过有限步骤将 \mathcal{K} 降为零。(11) 该定理实际上是“宇宙监督原理”的结果。

尽管 Hawking 等已看到了黑洞物理与热力学之间的相似关系, 但当时认为这种相似不过是数学形式上的, 并不具有真实物理含义。从经典黑洞理论看来, 黑洞是一个只进不出的单向膜, 从而决定它的温度只能是绝对零度, 由此, 它的熵为无穷大, 这就是当时的见解。

二、黑洞热力学

黑洞的奇特性质, 引起 Wheeler 对热力学第二定律提出质疑: 如果我们向黑洞里投进一块物质, 由于视界的存在, 我们失去了对这块物质的热力学性质的任何知识, 我们无法断言这块物质的熵是增还是减。但是黑洞外的我们宇宙, 由于失去了这块物质, 物质总熵是明显地减少了。在这种情况下, 热力学第二定律还正确吗? 这就是所谓的“Wheeler 妖”。

黑洞熵和黑洞温度

针对 Wheeler 的质疑, Bekenstein 建议只要引进有限的黑洞熵的概念, 热力学第二定律就可以在新的意义下依然成立。

Bekenstein^[6] 认为黑洞四定理与热力学四定律之间的相似, 不仅是数学的形式, 而且是物理的真实, 他定义黑洞熵是一个与视界面积 A 成正比的有限值

$$S_b = (\eta k)(A/L_p^2), \quad (12)$$

其中 k 是玻耳兹曼常数, $L_p = (\hbar G/c^3)^{1/2} \approx 10^{-33}\text{cm}$ 为普朗克长度, 在本文采用的 $c = \hbar = G = k = 1$ 的普朗克单位制中

$$S_b = \eta A, \quad (13)$$

这里 η 是一个无量纲参数, Bekenstein 估计 η 的下限值为 $\ln 2/8$ 。

根据热力学关系 $T = (\partial S / \partial M)^{-1}$, 由(13)式可得黑洞的温度为

$$T_b = \mathcal{K} / (8\pi\eta) \quad (14)$$

这里 \mathcal{K} 就是表面引力. Bekenstein 当时认为这个温度并不是黑洞的真正温度, 其理由是如果将黑洞的温度认为是物理温度就会产生尖锐的问题: 设想将黑洞置于一定温度的热辐射气中, 假定辐射的温度低于黑洞温度, 那么根据热力学理论, 将有热量从黑洞流向辐射气, 但这却与经典黑洞理论发生矛盾, 因为在经典黑洞理论中, 不允许任何能量从黑洞中流出. 为此, Bekenstein 将 T_b 称为“特征温度”.

其实, 以 CGS 单位制表达的 T_b 式中包含有量子常数 \hbar , 这就意味 T_b 是一种量子效应. 果然, 时隔两年 Hawking 应用弯曲时空的量子场论方法, 成功地解释了 T_b 的热力学意义.

这样定义的黑洞熵与通常物质的熵有何共同基础? 我们知道从信息论角度看, 所谓通常物质的熵是这个物质系统内部信息量丧失的度量. 面对具有相同三参量的黑洞, 我们无法知道这个黑洞是由怎样的星体塌缩而成, Bekenstein 指出, 黑洞塌缩前可能具有数目极多的各种不同“初始组态”, 例如, 它们可能有不同的化学组分, 不同的重子、轻子数等. 各种“初始组态”的信息量相当丰富, 一旦塌缩成黑洞, 除了三参量外, 初始态的一切其它丰富的信息量均告丧失, 黑洞熵正是这种信息量丧失的度量. 所以在信息论意义上, 黑洞熵与通常物质熵的物理含义有共同之处. 以后的几年中, 人们试图借助量子统计来导出黑洞熵的表达式, 其中较为成功的是 Hawking 把路径积分方法应用于量子引力理论, 采用稳定相近似后, 从求得的度规背景场的配分函数出发, 利用热力学关系得到了黑洞熵的表达式. 从他的论证可以看出, 黑洞的熵乃是黑洞时空背景的一个内禀熵. 显然, 这与普通物质熵的统计解释具有相当大的区别.

广义热力学第二定律

根据黑洞熵与普通物质熵在信息论意义上具有类似的意义, Bekenstein 定义了一个广义熵:

$$S_g = S_b + S_m, \quad (15)$$

其中 S_b 是黑洞熵, S_m 是黑洞外普通物质的熵. 利用这个定义, Bekenstein 建议把热力学第二定律推广为广义热力学第二定律: “宇宙间的广义熵随时间永不减少”.

当一个物体落入黑洞, 黑洞外观察者将注意到宇宙间的普通物质熵减少了, 但另一方面物质进入黑洞后, 将引起黑洞质量、黑洞面积的增加, 只要黑洞熵的增加量 ΔS_b , 大于(等于)物质熵的减少量 $|\Delta S_m|$, 则全过程中的总熵增加量将是非负值, 即

$$\Delta S_g = \Delta S_b + \Delta S_m \geq 0, \quad (16)$$

这就是广义热力学第二定律.

Bekenstein 列举一些诸如谐振子、辐射气、粒子等落入黑洞的例子, 计算表明在这些过程中黑洞熵的增量恒大于物质熵的减量, 即满足广义热力学第二定律的要求. 但囿于经典黑洞理论的束缚, Bekenstein 无法证明该定律的普适性.

三、黑洞邻近的量子过程

上面提到的 Penrose 过程是一个从转动黑洞中提取转动能的过程. 对这个过程作相对论量子力学处理, 就有所谓超辐射现象存在: 当入射波频率 ω 和磁量子数 m 满足以下关系时

$$\omega(\omega - m\Omega) < 0, \quad (17)$$

反射波的能量将大于入射波的能量. 这是一种受激辐射现象. 进一步在 Kerr 时空背景中, 运用二次量子化方法, 即所谓的“半经典”量子场论方法(或称“外场”方法), Unruh 发现相应于(17)式的那些超辐射模式, 还存在对应的自发辐射. 通过黑洞的自发辐射, 旋转的 Kerr 黑洞将最终退化为不旋转的 S 黑洞. 这些超辐射模式的辐射(受激或自发)都不违反“面积不减定理”, 并且辐射谱也不是热谱. 显然, 这种类型的辐射无法解释黑洞的热力学性质.

黑洞的量子过程中, 最使人惊奇的是所谓 Hawking 辐射^[7]现象, 这是任何黑洞、任何模式都存在的一种量子过程, 它的辐射谱是普朗克的热谱型, 从而可以定义黑洞的量子温度, 它与

Bekenstein 引进的 $T_b = \mathcal{K}/(8\pi\eta)$ 具有相同的形式,并能确定 η 的值为 $1/4$ 。由于这种辐射,黑洞的质量将减少,黑洞的面积也随之减少,这一结果自我否定了 Hawking 在经典黑洞理论中得出的黑洞面积永不减少的结论。经典框架中的“金科玉律”——不能提取与不可约化质量 M_{ir} 相联系的那部分“冻结能”——已不再成为一种桎梏。于是,具有真正通常热力学含义的黑洞热力学基础已被奠定,广义热力学第二定律也是一种必然。

下面,我们先给出 Hawking 辐射的粗略物理图象,并简单估计黑洞温度与其质量关系。设想在 S 黑洞外由于真空涨落,不断地有虚粒子对产生和湮灭。黑洞外的引力场加在虚粒子对上的潮汐力有可能使虚粒子对实化,其中一个粒子带着负能量进入黑洞,另一个带着正能量逃逸至无限远处。记 l 为径向平均距离 r 处的两个粒子间距离(见图 5),引起两个粒子分离的潮汐力(也可用牛顿近似算得)为

$$F \sim \omega(M/r^3)l,$$

这里 ω 是粒子的能量, M 是洞的质量。

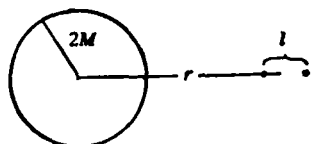


图 5 S 黑洞的粒子产生

为了产生能量为 ω 的粒子,潮汐力做的功 Fl 必须大(等)于 ω ,按测不准原理 $l \sim \omega^{-1}$,考虑到粒子处在洞外必有 $r > M$ (略去了数字因子 2)这一条件,可得

$$\omega \leq M^{-1},$$

即只有满足这一能量条件的粒子才会在黑洞外实化。根据量纲分析,其辐射功率谱可近似取为

$$\frac{dL}{d\omega} \sim \begin{cases} M^{-1} & (\omega \leq M^{-1}), \\ 0 & (\omega > M^{-1}). \end{cases}$$

于是相应的总辐射功率

$$L \sim M^{-2}, \quad (18)$$

把 S 黑洞视为一个温度为 T 的热体,其能流

$l \sim T^{-1}$, 黑洞面积 $A \sim M^2$, 于是其辐射功率应为

$$L \sim T^4 M^2. \quad (19)$$

比较(18)和(19)式可得

$$T \sim M^{-1}, \quad (20)$$

即 S 黑洞的温度与其质量成反比。

黑洞视界附近虚粒子对的产生和湮灭过程是对称的,上述简单的论证只是过程的一个方面。但是,当人们在塌缩星体的时空背景上研究该过程时,两者就不复对称。此时,在远处的观察者能够期望观察到来自黑洞的粒子流。Hawking 在球对称的塌缩星体的动态时空中解运动方程后,得到出射频率为 ω 的粒子数平均值:

$$\langle \hat{N}_{\omega} \rangle = [e^{1/(8\pi M)} - 1]^{-1}, \quad (21)$$

这明显地是一个普朗克热谱,相应的温度 $T_b = 1/(8\pi M)$ 。考虑到外部引力场几何的散射效应,引入吸收系数 $\Gamma_{\omega l}$, 则

$$\langle \hat{N}_{\omega l m} \rangle = \Gamma_{\omega l} [e^{\omega/T_b} - 1]^{-1}. \quad (22)$$

这就表明 S 黑洞宛如一个具有温度为 $T = 1/(8\pi M)$ 、吸收系数为 $\Gamma_{\omega l}$ 的热体。

对 Kerr-Newman 黑洞也有类似的结论成立:

$$\langle \hat{N}_{\omega l m} \rangle = \Gamma_{\omega l} [e^{(\omega - m\Omega - e\phi)/T_b} \mp 1]^{-1}, \quad (23)$$

这里 $T_b = \mathcal{K}/(2\pi)$; \mathcal{K} , Ω , ϕ 分别是黑洞引力、转速和表面电势; ω , m , e 分别是辐射粒子的能量、磁量子数和电量;“-”、“+”分别对应玻色子和费米子。

Hawking 这一处理基于自由场量子理论,十分自然的问题是:“在有相互作用的情况下, Hawking 辐射是否依然存在?” Gibbons^[8] 用量子统计热力学格林函数方法肯定了这个回答。进一步用生成泛函方法导出黑洞温度的方法也已被采用。此外,其它一些方法也已被用来解释 Hawking 辐射和黑洞温度。

黑洞辐射现象对现今公认的物理理论提出了新的挑战 and 新的课题。例如,我们知道一个塌缩前的星体几乎全由正粒子组成,而 Hawking 辐射又严格以正、反粒子辐射几率对称的形式出现,通过星体塌缩为黑洞,然后又“蒸发”的总

过程,其初态和终态的重子、轻子数大不相同,明显地违反了粒子物理的基石之一——重子数、轻子数守恒律;又例如,黑洞的温度和质量成反比,因而黑洞自身是一个负热容系统,包括黑洞的体系也将是一个负热容体系,这就为热力学的研究开拓了新的课题。

虽然黑洞力学四定理和热力学四定律之间的美妙联系是建立在“半经典”理论的基础上,但不少工作者深信,在一个完全的理论中,这种美妙的联系必将被保留,且将更深刻地揭示出它的实质。

对黑洞物理学的研究将有助于人们了解物理学各学科之间的相互关联,并为进一步建立

量子引力理论直至最终的物理学统一理论提供一条可供探究的线索。

参 考 文 献

- [1] M. D. Kruskal, *Phys. Rev.*, **119** (1960), 1943.
- [2] R. P. Kerr, *Phys. Rev. Lett.*, **11** (1963), 237.
- [3] R. Penrose, *Nuov. Cim. Ser.*, **I**, **1** (1969), 252.
- [4] D. Christodolou, *Phys. Rev. Lett.*, **25** (1970), 1596.
- [5] J. M. Bardeen, B. Carter, S. W. Hawking, *Commun. Math. Phys.*, **31** (1973), 161.
- [6] J. D. Bekenstein, *Phys. Rev. D*, **7** (1973), 2333.
- [7] S. W. Hawking, *Nature*, **248** (1974), 30.
- [8] G. W. Gibbons, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **358** (1978), 467.
- [9] L. Parker, *Asymptotic Structure of Space-Time*, University of Cincinnati, (1976), 107.

超导量子干涉器件与微弱磁场的测量

蓝 忠 毅

(湖南大学电子学教研室)

本文对超导量子干涉器件的特性和超导磁强计的工作原理及应用,进行了较为详尽的分析和论述。

一、概 述

自发现超导电性以后,人们就不断地探求它在精密测量等方面的应用的可能性。然而只有在1962年约瑟夫森预言存在超导约瑟夫森效应并且其后人们相继研制出直流超导量子干涉器件和射频超导量子干涉器件之后,超导电性在精密测量等方面的应用才展现出光辉的前景并获得了惊人的进展。

超导量子干涉器件——SQUID (superconducting quantum interference device 的缩写),乃是应用超导约瑟夫森效应的高灵敏度磁传感器。它由包含超导约瑟夫森结的超导环构成,具有 10^{-19} Wb/Hz^{1/2} 数量级的磁通分辨率。以它为磁传感元件构成的超导磁强计,能测量弱

到 10^{-11} G 的磁场强度。可用于地质探矿、基本粒子结构研究、地震测报、生物体内微弱磁场测量,以及生物物理、生物化学、空间科学等各种需要测量微弱磁场的场合。

二、超导量子干涉器件

由超导约瑟夫森结构成的超导量子干涉器件,不论在实验研制和理论分析方面,当前在科学技术发达的国家都受到普遍的重视。这种器件最基本的特点是对磁通敏感,因此可作磁强计中的传感元件。通常我们把包含两个超导约瑟夫森结的超导环路叫做直流超导量子干涉器件(DC-SQUID),因为它是以直流电源进行偏置的。而把只有一个超导约瑟夫森结的超导环路叫做射频超导量子干涉器件(RF-SQUID),因为它是以射频电源进行偏置的。

1. 直流超导量子干涉器件^[1]

直流超导干涉器件如图1(a)所示,它是一