

黑洞物理

蔡荣根¹ 曹利明² 胡亚鹏³

(1 中国科学院理论物理研究所 100080; 2 中国科学技术大学物理学院 230026;

3 南京航空航天大学理学院 210016)

一、黑洞

1. 什么是黑洞?

什么是黑洞? 通常的答案是: 黑洞是非常致密的天体, 它的引力是如此之强以致连光也无法逃逸。而在广义相对论中, 它的定义是“黑洞是时空中连光都无法逃逸的区域”。但是, 这个看似简单的定义却并不容易理解, 其中“时空”和“无法逃逸”是理解这个定义的关键概念。

从字面上来看, 时空就是时间和空间的总称。日常生活经验告诉我们: 描述一个时刻只需要一个参数, 描述一个空间点需要三个参数, 从而描述一个事件需四个参数, 即该事件发生的时间和地点。所谓时空则定义为所有事件的集合, 因此每个事件是时空中的一个点。事件的发生具有连续性和一定的光滑性, 这意味着这个事件的集合即时空也需要用一个具有连续性和一定光滑性的四维对象来描述。在数学上, 这样的对象为四维的流形。粗略地说, 所谓的流形是局部上很像欧几里德空间简称(欧氏空间)的数学对象, 当然它在整体上可以和欧几里德空间很不一样(图1)。在日常生活中, 我们用时钟记录时间长短, 用米尺来衡量空间距离。在数学上, 这对应于在流形上引入度规的概念。所谓度规可以理解为在流形上的每一点处所有可能的矢量中引入一个“内积”。有了度规之后, 我们便可以讨论时空上矢量的正交性和距离等问题。但需要指出的是: 在这种日常生活的描述中, 我们已经先验地将时间和空间分离(见图2), 并且认为时间有时间的度量、空间有空间的度量, 而且这两种度量彼此无关。这是典型的牛顿或伽利略时空观。

在相对论时空观中, 时间和空间被融合为一

个整体, 且不能先验地分离。这表明相对论性的时空中只需要一个统一的度规。注意到在相对论中的任何物理信号的传播速度都不能超过光速。这一基本假设意味着人们可以在时空中的每一点上构造出一个光锥, 见图3(a)。质点在该点的4速度必然要落在光锥内部, 而过该点光的4波矢必然要落在光锥面上。这种光锥结构的存在对时空上每一点处矢量的内积提出了要求。换句话说, 相对论性时空的度规要求在每一点处可以构造出一个光锥。这样的度规称为洛伦兹度规。因此一个相对论性时空也可以说成是一个洛伦兹流形, 即一个4维流形配上一个洛伦兹度规。在牛顿或伽利略时空中这种光锥结构是不存在的, 见图3(b)。由于在相对论性的时空中没有先验的时间和空间的概念, 因此我们需要一些其他的考虑来引入时间和空间的概念, 而且时间和空间的分离方式也并不

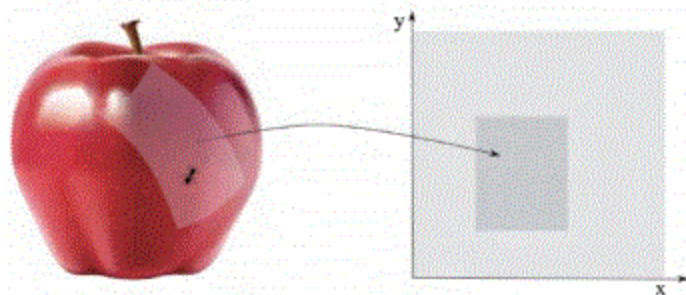


图1 流形在局部上很像欧氏空间的一部分

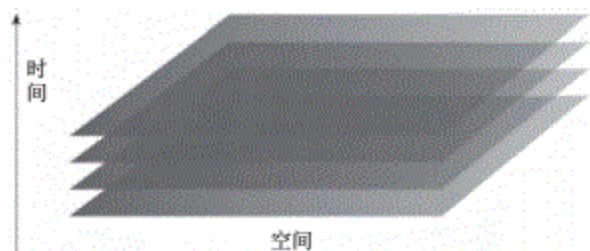


图2 牛顿或伽利略时空中, 时间和空间是先验地分离的。图中的每一个平面代表一个某一时刻的3维空间

是唯一的。最简单的例子就是狭义相对论中的闵可夫斯基时空（简称闵氏时空）。我们可以将闵氏时空进行不同的分层（foliation）得到不同的时间和空间，见图 4 中的（a）、（b）和（c）。这样的分层对应于狭义相对论中不同的参考系，而相对论中的“相对”二字在很大程度上是指不同参考系之间的相对性。

了解了“时空”这一基本概念后，我们现在可以简单讨论一下光“无法逃逸”这一问题。在讨论这一问题之前，我们先引入几个“无限远”的概念。在日常生活中，当我们听到“很久很久以前”的时候，自然会想到古老的过去；而当听到“在遥远的未来”时，我们会想到难以预知的未来。这分别是时间上的过去无穷远和未来无限远的概念，而在时空中则分别对应于时空的类时过去无限远和类时未来无限远。当然，在日常生活中，我们还会谈论空间上无限远的概念，这对应时空的类空无限远。因此，在伽利略或牛顿时空观中，我们共有三种可能的无限远。不过，在相对论时空中，在谈论类似的无限远问题时变得稍微复杂：

由于洛伦兹结构或光锥结构的存在，使得除了类时和类空无限远之外，还有所谓的类光无限远：即未来类光无限远和过去类光无限远。因此相对论性时空中共存在五种可能的无限远：类时过去无穷远和未来无限远，类空无限远，类光过去无穷远和未来无限远。为了理解光无法逃逸这个说法，我们先考察一下在什么情况下可以说光是可以逃逸出的。光能够“逃逸出”表明光可以到达未来类光无限远。在能够影响到未来类光无限远的时空区域内，即未来类光无限远的过去（关于时空上一个子集的过去，见示意图 5（b））所发射的光总是可以逃逸到未来类光无限远。但是，对于不在未来类光无限远过去的点，它们所发出的光线并不能到达未来类光无限远。我们将这些时空点的最大区域称为黑洞区域，即时空中连光都无法逃逸的区域，而这个区域的边界则称为黑洞的事件视界。

图 5（a）给出了黑洞区和黑洞事件视界的一个简单描述。在这些图中，我们已经压缩掉 4 维时空中的 2 个维度，因此图内部的每一个点代表一个 2 维曲面。另外，时空的 5 种无限远也被通过共形变换拉到有限处，这是时空结构可视化的一种常用手段，称为共形嵌入。在这些图上，光线都是和竖直方向成 45 度夹角的直线，而这样的图通常被称为彭罗斯-卡特（Penrose-Carter）图。

容易看出，黑洞的一个典型特征是：只进不出。一旦有物体（即使是光）穿过事件视界进入黑洞区，它便再也无法逃逸出来。这也是黑洞这个名称最直接的来源。黑洞的事件视界是 4

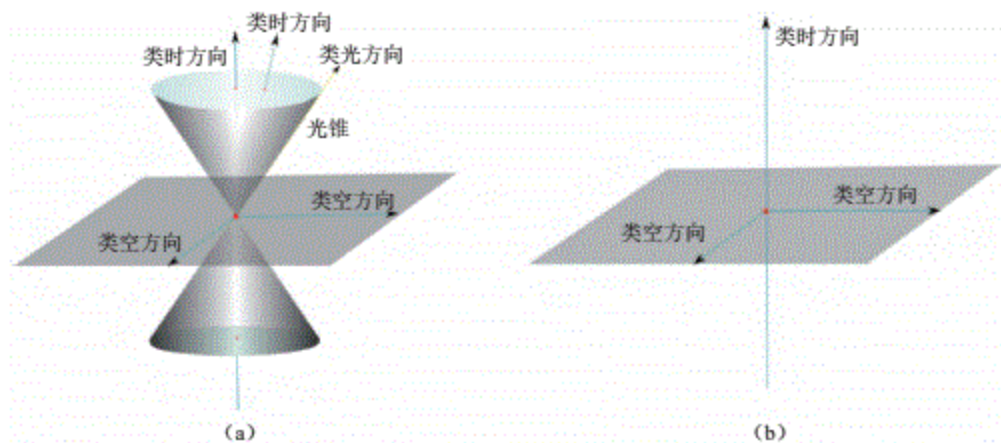


图 3 与牛顿或伽利略时空相比，相对论性的时空中存在局部的光锥结构

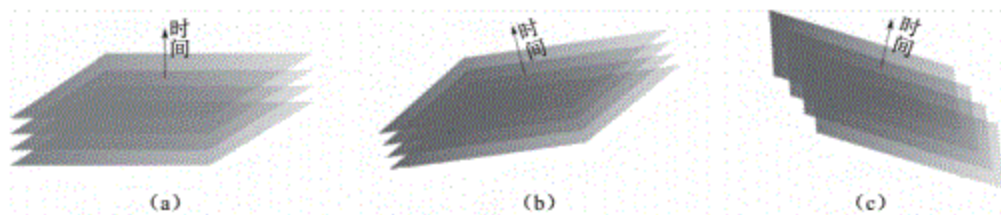


图 4 在相对论性的时空中，时空是一个整体，时间和空间的分离可以有多种方式，闵氏时空中的时空分层（a）、（b）和（c）都是允许的。图中的每个平面代表一个 3 维空间

维时空中的一个 3 维的面，它的母线(generator)是类光的(想象 4 维闵氏时空中的光锥面)。这样的曲面称为类光超曲面。黑洞事件视界和任意一个给定 3 维的空间截面 Σ 交出个 2 维的面，记为 X ，称为黑洞事件视界的截面，见图 5。很多时候，在给定了某个空间截面 Σ 之后，人们也将这个黑洞事件视界的 2 维的截面 X 简称为事件视界。

2. 黑洞的形成

黑洞是恒星的最终归宿之一。恒星的形成和衰亡过程是一场对抗赛。这场对抗赛的双方分别是引力和恒星物质可能产生的排斥力，见图 6。最初，引力将宇宙中弥散的物质汇聚成团，并使其温度升高。因热辐射引起能量损耗，这团物质无法平衡。在引力作用下它们只能继续收缩并升温。当温度达到可以点燃 H 核时，热核聚变反应产生的能量可以用来弥补因热辐射损失的能量。换句话说，热核聚变抗衡了引力效应，这使得系统达到平衡，并形成恒星。太阳便是通过燃烧 H 不断地为我们提供热辐射能量。最轻的元素 H 首先发生聚变反应，其次是 He。当 H 和 He 燃烧成 C 和 O 之后，如果星体温度不够高，那么 C 和 O 不能够发生聚变支持星体稳定，这样星体在引力的作用下将继续升温直至 C 和 O 的核聚变发生。

但事实上，情况并非如此：这时候物质的量子效应进入赛场，并有可能改变这场对抗赛的结局。星体中大量电子之间因泡利不相容原理而产生的电子简并压会提供新的“斥力”，使得星体稳定下来，形成所谓的白矮星。但如果此时星体的质量较大，即大于 1.4 个太阳质量，电子简并压也无法抗衡引力效应，那么星体会继续收缩升温，并继续

下一级的核聚变。直到星体中大量中子产生的简并压可以对抗引力效应时，这个引力不断取胜的局面才可能被再次打破。如果此时星体的质量较合适，引力和中子简并压平衡，便形成中子星。但如果此时星体的质量太大，即大于 3 个太阳质量，那么中子简并压也无法阻止引力效应时，星体会继续塌缩。在此后的演化过程中，自然界中再也没有任何力可以抗衡引力效应，星体最终将塌缩成黑洞。由此可见，对于一颗恒星来说，成也引力，败也引力。它最终的归宿只可能是白矮星、中子星或黑洞。现代天文观测表明，我们宇宙中存在着大量的黑洞，且每个星系中心至少有一个黑洞，而我们的银河系中心就存在着一个质量非常大的黑洞。

根据黑洞的质量，黑洞基本可以分成三类：原初(微观)黑洞、恒星级黑洞和超大质量黑洞。原初黑洞非常小，其半径只有普朗克长度量级(普朗克长度 $l_p=1.6 \times 10^{-35} \text{m}$)，其质量为普朗克质量量级(普朗克质量 $M_p=2.18 \times 10^{-8} \text{kg}$)。这样的黑洞只有在宇宙极早期量子涨落非常大的时候才会形成，它们是暗物质的可能候选者。恒星级黑洞其质量在 3 个至 300 个太阳质量之间，它们通过前述的恒星的引力坍塌而成。

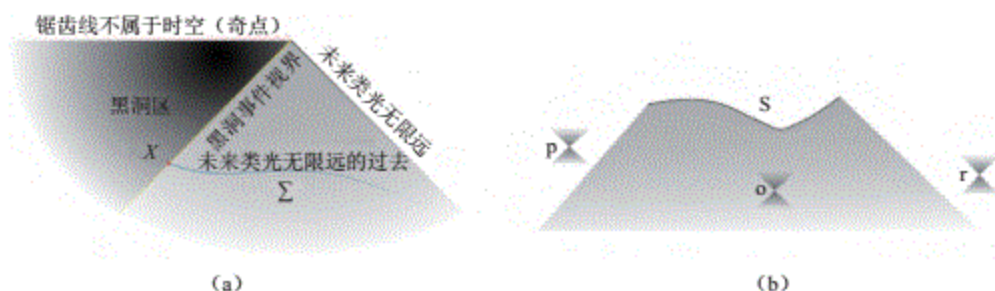


图 5 (a) 关于黑洞的事件视界的图示；(b) 时空上某个子集 S 过去的示意图。很显然，因 p 点和 r 点处发出的信号到达不了 S ，因此它们不属于 S 的过去



图 6 恒星塌缩中引力效应和物质可能产生的支撑力

而超大质量黑洞其质量在百万个至百亿个太阳质量之间, 这样的黑洞是通过星系的合并而成的。

3. 广义相对论中的黑洞

在广义相对论中, 严格来说, 引力这一名词已经不复存在。时空的弯曲取代了牛顿万有引力理论中的引力概念。描述时空动力学的爱因斯坦场方程为

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu},$$

这里 $g_{\mu\nu}$ 是时空的度规, $R_{\mu\nu}$ 是里奇 (Ricci) 张量, R 是时空曲率标量, $T_{\mu\nu}$ 是时空中物质的能量-动量张量。方程的右边与物质场的分布有关, 左边则与时空的度规有关, 而通过时空度规来反映时空的弯曲程度。因此, 爱因斯坦场方程巧妙地将时空的弯曲程度与物质的分布联系起来, 而描述黑洞时空的解则隐含在爱因斯坦场方程中。

1916 年, 在爱因斯坦提出广义相对论不久, 史瓦西 (K. Schwarzschild) 便发现了一个静态球对称真空解 (即无物质场的爱因斯坦场方程一个静态球对称解), 现在被广泛地称为史瓦西解:

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2,$$

这里 M 是一个积分常数, 事实上它就是一个星体的质量。史瓦西解描述了球对称星体外部的时空。但当这个星体的半径小于史瓦西半径 ($R_g = 2GM/c^2$) 时, 这个史瓦西解便可描述一个静态球对称的黑洞。球对称星体的存在会使得其外部的时空弯曲, 见示意图 7(a)。可以证明这个弯曲的真空球对称时空必然由史瓦西解来描述, 这称为 Birkhoff 定理, 有时也被称为唯一性定理。1963 年, 克尔 (R. Kerr) 发现了真空爱因斯坦场方程的一个转动解, 现被称为克尔解。克尔解描述一个转动的黑洞, 而这个解在带电电荷情形下的推广, 称为克尔-纽曼 (Kerr-Newman) 解, 它描述了一个带电的转动黑洞。对于只有电磁场作为物质源的爱因斯坦场方程, 人们证明: 渐近平坦 (在无限远处和闵氏时空越来越像) 的稳态 (不随时间变化) 黑洞解必然是克尔-

纽曼解, 且黑洞的几何完全由黑洞的质量 M 、角动量 J 和电荷 Q 决定。这就是所谓黑洞唯一性定理或无毛定理。当电荷为零时, 克尔-纽曼黑洞退化为克尔黑洞; 当角动量也为零时, 克尔-纽曼黑洞则退化为史瓦西黑洞。另一方面, 当角动量为零时, 克尔-纽曼黑洞退化为带电的球对称黑洞, 称为 Reissner-Nordstrom 黑洞。

对于一般的克尔-纽曼黑洞解, 它的事件视界截面的拓扑和一个 2 维球面等同。如果考虑不同的物质场, 爱因斯坦场方程也可能具有其他黑洞解。1972 年, 霍金证明: 只要这些物质场满足合理的物理条件且黑洞在无限远处与闵氏时空越来越像, 那么这个黑洞事件视界的截面在拓扑上总是等同于一个 2 维球面 S^2 。这就是广义相对论中关于黑洞事件视界的拓扑唯一性定理。但是近来发现上述视界拓扑唯一性定理只在 4 维时空成立, 在高维时空中, 黑洞的视界拓扑可以是非常丰富的。譬如, 在 5 维时空中, 爱因斯坦场方程中存在黑环解, 其视界拓扑为 $S^2 \times S^1$ 。进一步, 当宇宙常数存在时, 黑洞事件视界截面的拓扑也不具备唯一性, 具体见后面的讨论。

在史瓦西解被发现后不久, 人们便意识到这个解存在两个奇异性: 一个在事件视界处 $r = 2GM/c^2$, 一个在坐标原点处 $r = 0$ 。经过多年的研究, 人们发现在史瓦西黑洞事件视界处的奇异性与坐标系的选取有关。当我们选取另一个坐标系的时候, 该奇异性有可能消失。因此, 在事件视界处的奇异性也被称为坐标奇异性。但是, 在原点处的奇异性, 人们发现它是时空的内禀性质而不能通过坐标系的选取消除掉, 因此, 在原点处的奇异性也被称为内禀奇异性。进一步, 人们发现, 在史瓦西黑洞中内禀奇异性的存在是爱因斯坦

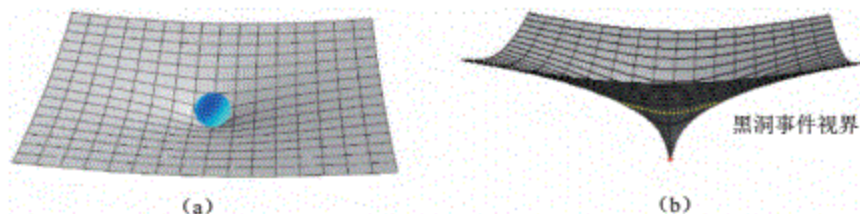


图 7 (a) 星体周围的时空是弯曲的, 可以用史瓦西时空来描述。(b) 史瓦西黑洞内部存在奇点, 奇点不属于时空

场方程的一个必然结果：质量较大的球对称恒星经引力塌缩后的终态就是史瓦西黑洞。如果广义相对论正确，那么内禀奇异性的存在就不可避免。但是，内禀奇异性的存在导致了物理和数学上的问题。例如，物理方程在内禀奇点处失效，因此物理理论在具有内禀奇异性的时空失去了预言性。此外，如果时空包含内禀奇异性，那么时空就不再具备洛伦兹流形结构，因为在内禀奇点处洛伦兹流形结构无法建立。因此，如果我们坚持时空是一个洛伦兹流形，那么内禀奇点必然要被排除在时空之外。这样，具有内禀奇异性的时空是不完备的，也就是说时空存在漏洞，见图 7 (b)。在历史上，人们曾经怀疑球对称的假设是产生这个内禀奇异性的根源，也许当这种较高的对称性丧失之后，内禀奇异性便不存在了。但是，彭罗斯 (R. Penrose) 和霍金 (S. Hawking) 等人在 20 世纪 60 年代的工作表明：大质量恒星塌缩的终态必然具有内禀奇异性，与星体的对称性无关。内禀奇异性的存在，让很多物理学家感到不舒服。1969 年彭罗斯提出了所谓的 (弱) 宇宙监督假设：内禀奇点总是被事件视界包裹起来，没有裸露的内禀奇点。见图 7 (b)，其中内禀奇点被黄色的事件视界包裹。

二、黑洞力学和热力学

1. 黑洞力学

任何物质场都有能量，引力场也不例外。但是，如何定义引力场的能量密度是一个到现在还没有解决的问题。这是由引力场的双重角色所决定的：它既是背景场又是动力学场。我们在闵氏时空上研究物理的时候，定义物质场的能量密度是一件很自然的事情，因为闵氏时空作为背景并没有参与动力学。但在广义相对论中，时空的背景几何即度规满足爱因斯坦场方程，因此这时候时空背景几何还是动力学量。在一般情况下，因为没有有一个普适地将引力场的背景部分和动力学部分有效分离方法，所以我们无法定义一个关于引力场的局域能量密度。现在人们普遍认为引力场的能量只能整体地定义或者准局域地定义。例如：前面我们

提到的克尔-纽曼黑洞的质量 M 是在时空的类空无限远处定义的，这个质量也被称为 ADM 质量。类似地，我们也可以定义引力场的角动量 J 等。

黑洞的力学性质可以总结为黑洞力学四定律。

第零定律：对于一个稳态黑洞 (即一个不随时间演化的黑洞)，其表面引力 κ 在视界上是常数 (表面引力的物理意义见图 8，其意义类似于牛顿引力中的引力加速度)。

第一定律：稳态黑洞的质量 M 、角动量 J 和电荷 Q 满足

$$\delta M = \frac{\kappa}{8\pi} \delta A + \Omega \delta J + \Phi \delta Q,$$

其中 Ω 和 Φ 分别是黑洞视界上的转动角速度和电势。上式中的变分指的是两个无限邻近的稳态黑洞之间相应量的差别。

第二定律：对于一个物理过程黑洞视界截面 X 的面积 A 不减，即 $\delta A \geq 0$ 。

第三定律：不能通过有限次的物理操作将一个黑洞的表面引力降为零。

黑洞力学四定律很好地总结在巴丁 (J. Bardeen)、卡特 (B. Carter) 和霍金 1973 年发表在 *Comm. Math. Phys.* 上的一篇文章中。容易看到，稳态黑洞的力学四定律和热力学四定律非常相似。当时大多数学者认为这只是一种巧合，正如巴丁、卡特和霍金在文章中所强调的。毕竟黑洞是爱因斯坦场方程的一个解，是一个宏观天体，与普通的热力学体系相去甚远。

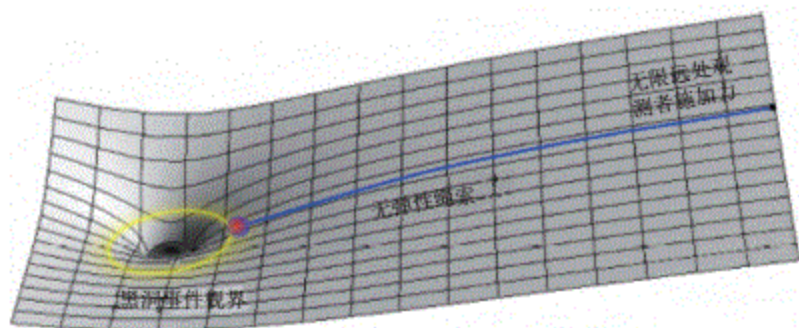


图 8 为了使得单位质量的无角动量物体能够在无限靠近黑洞事件视界处悬停，无限远处的观测者可以通过一个无弹性的绳索拉住这个物体。这个无限远处观测者所需要施加的力就是黑洞事件视界的表面引力

2. 黑洞热力学

归功于 20 世纪 70 年代贝肯斯坦 (J.Bekenstein) 和霍金等人的工作, 人们对黑洞有了更深刻的理解: 黑洞也是一个热力学系统, 且黑洞力学四定律能被解释为黑洞热力学四定律。

2.1 黑洞的熵

黑洞的无毛定理是一个非常让人吃惊的结论: 各种各样, 形形色色的物质通过引力塌缩形成黑洞之后, 成为一个只需要 3 个参数即可描述的简单的物质系统。因此, 形成黑洞的物质携带的各种可能的经典或量子信息全部丢失, 特别是物质所携带的熵也丢失了。简单说来, 若我们考虑一个苹果和稳态黑洞组成的系统, 那么系统的总熵就是苹果的熵, 因为黑洞无毛定理意味着这个简单的物理系统没有熵。苹果落入黑洞后, 经过足够长的时间黑洞再次成为稳态。相对于原来的黑洞, 新的黑洞只有两根毛稍有可能变化, 即质量和角动量稍微增大, 但新的黑洞也没有熵。这意味着整个系统的熵减小了。这预示着包含黑洞的系统中, 热力学第二定律并不成立! 惠勒 (J.Wheeler) 最早注意到这个问题, 他将这个问题交给当时还是博士研究生的贝肯斯坦研究。贝肯斯坦惊奇地发现: 如果要求热力学第二定律成立, 黑洞必须要有熵。考虑到黑洞力学中关于黑洞事件视界截面面积 A 的性质和一些思想实验, 贝肯斯坦认为黑洞的熵 S 应该正比于面积 A , 即 $S \sim A$ 。该结论于 1973 年发表在美国《物理评论 D》杂志上。

2.2 霍金温度

霍金激烈地反对贝肯斯坦的观点, 认为一个没有温度概念的黑洞如何有热力学熵? 不过, 出乎霍金本人的意料, 在考虑了稳态黑洞附近物质场的量子效应后, 他发现黑洞并不完全是黑的, 而是向外辐射粒子。他发现: 对于无限远处的观测者来说, 这种辐射是一个黑体谱 (见图 9 关于霍金辐射的一个简单解释), 并且相应的温度 T_H 恰好正比于黑洞的

表面引力 κ , 即

$$T_H = \frac{\hbar \kappa}{2\pi \kappa_B c},$$

其中 \hbar 是普朗克常数, c 是光速, κ_B 是玻耳兹曼常数。1974 年, 霍金在英国牛津大学举办的一次国际量子引力研讨会上公布了他的这一研究成果后, 立即引起了广泛的关注和争论。这些争论随后由于不同的科学家用不同的方法得到了相同的结论而告平息。这样, 黑洞因为量子效应拥有一个温度, 并成为一个具有热力学意义的物理系统。进一步, 黑洞的熵便有了如下确定的形式

$$S_{BH} = \frac{\kappa_B c^3 A}{4G\hbar}.$$

黑洞熵的这个表达式也被后人称为贝肯斯坦-霍金熵 (尽管贝肯斯坦本人非常不乐意见到这点!)。在几何单位制中 $c=\hbar=\kappa_B=1$, 黑洞的温度和熵通常也被写为 $\kappa/(2\pi)$ 和 $A/(4G)$ 。注意到, 在经典引力中, 并不存在黑洞温度和熵的概念: 在黑洞温度和熵的表达式中, 出现了普朗克常数 \hbar , 这表明黑洞温度和熵是一种量子引力的效应。因此, 我们可以看到, 在黑洞物理中, 热力学、统计物理、量子力学及广义相对论等纠缠在一起。这也是为什么黑洞物理自 20 世纪 70 年代以来一直是理论物理的一个重要研究领域的原因。人们希望通过研究黑洞物理, 特别是黑洞热力学性质, 为建立一个自洽的量子引力理论提供启示和帮助。

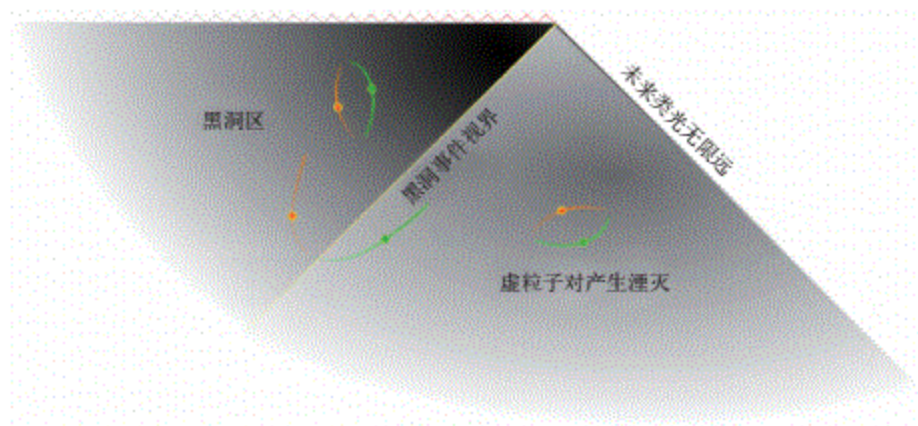


图 9 虚粒子对产生湮灭。在事件视界附近一个虚粒子落入黑洞, 而另外一个虚粒子远离黑洞事件视界, 并向无限远运动。在无限远处的观测者观测到热辐射

2.3 黑洞热力学四定律

贝肯斯坦和霍金的工作证明黑洞就是一个热力学体系，尽管黑洞的热力学和普通物质的热力学存在一些差别，比如史瓦西黑洞的比热是负的（这是一个自引力体系的特征）。在黑洞有温度和熵后，黑洞热力学四定律与热力学四个定律之间就不是一个简单的类比关系，他们之间存在着本质的联系。对于与周围物质达到热平衡的稳态黑洞，其热力学定律可以表述如下。

第零定律：黑洞的霍金温度在事件视界上是常数。

（推广的）第一定律：黑洞的质量、角动量、电荷和周围的物质满足热力学第一定律

$$\delta M = T_H \delta S_{BH} + \Omega \delta J + \Phi \delta Q + \delta q_m,$$

其中 δq_m 是周围物质在第一定律中的贡献， T_H 是霍金温度，而 S_{BH} 是贝肯斯坦-霍金熵。

（推广的）第二定律：对于任意的物理过程，黑洞的贝肯斯坦-霍金熵和周围的物质熵满足

$$\delta S_{BH} + \delta S_m \geq 0,$$

其中 δS_m 是黑洞周围物质熵的变化。

第三定律：不能够通过物理的操作将一个非极端黑洞（霍金温度不为零）连续地变成一个极端黑洞（霍金温度为零）。

在过去的四十多年里，人们对广义相对论中黑洞热力学的四个定律及其相关内容进行了广泛的研究，并得到了很多深刻的结论。同时，在其他引力理论中对稳态黑洞热力学的研究也取得了长足的进展：任意协变引力理论中稳态黑洞的热力学四定律也被建立起来。当然，对于一般的协变引力理论，其黑洞熵不再满足简单的贝肯斯坦-霍金熵公式，而是满足所谓的沃尔德（Wald）熵公式。不过，这些研究多数集中在稳态黑洞，而对于更为现实的随时间变化的动态黑洞热力学定律还有待进一步的研究。

上述讨论的黑洞熵是热力学熵，它的微观自由度是什么一直是黑洞物理的最重要问题之一。人们期待量子引力理论能够给出了一个合理的解释。确实在 20 世纪 90 年代中期，超弦理论成功地给出了一些黑洞熵的微观统计解释。与此同时，量子引力的另一种形式，圈量子引力理论，也给出了黑洞熵的统计解释。但前者只对一些特殊黑洞（极端黑洞或近极端黑洞）

适用，而后者则需要其理论中的一个参数取一个特别的值才能给出贝肯斯坦-霍金熵面积公式。因此，如何完全地理解黑洞熵的微观自由度还有待于人们在量子引力理论方面取得突破。

2.4 黑洞信息丢失疑难

黑洞霍金辐射的发现是量子理论和广义相对论相结合的产物。但是，黑洞的霍金辐射却让我们面临一个恼人的问题，即黑洞的信息丢失疑难问题。霍金辐射使得黑洞的质量减小，其温度越来越高，辐射也越来越强。因此，随着黑洞变小而辐射变强，黑洞最终会完全蒸发变成一堆热辐射物质，即黑洞蒸发完毕后成为一个处于混合态的物质体系。换句话说，假设物质系统在落入黑洞前处于纯的量子态，那么在黑洞完全蒸发之后，之前的这些纯态将全部变成了混合态。而在量子理论中，这是一个非幺正的演化过程。另外，在量子理论中，所有的信息都包含在系统的量子态中。如果系统演化是幺正的（自然可逆），则纯态演化成纯态，且信息守恒。因此，霍金辐射的存在及其非幺正的演化过程将使得信息不守恒，这就是所谓的信息丢失疑难。虽然霍金发现的黑洞辐射是黑洞物理重要的里程碑式的成果，但也带来了黑洞信息丢失疑难这一难题。直到现在，黑洞物理中关于信息是否丢失仍处于争论不休的状态。譬如，霍金本人与索恩（K. Thorne）、普雷斯基（J. Preskill）打赌，霍金认为在黑洞物理中信息并不守恒。近年来，受到 AdS/CFT 对应的影响，现在大多数学者认为在黑洞的形成和蒸发的过程中信息不会丢失。霍金本人也于 2004 年在国际广义相对论大会上宣布放弃原来的观点，认为在黑洞的形成和辐射过程中信息是守恒的。但是，在这个过程中信息如何被保存下来成为现今黑洞物理中的一个难题。最近人们论证：当半经典的理论仍然有效，假定黑洞的信息不丢失，则爱因斯坦等效原理、幺正性和现有的量子场论三者之中必有其一要放弃。为此，人们引入了一个所谓的火墙模型。这一模型破坏了等效原理，彻底颠覆了人们对于黑洞事件视界附近物理的认识，并引起了极大的争论。但无论这个论证是否存在漏洞，这个模型是否正确，它都会加深人们对黑洞信息丢失这个问题的理解。2014 年 1 月，霍金在网

上贴出一篇文章,认为黑洞中信息是守恒的:黑洞的形成和蒸发过程中,信息可以穿过黑洞的表观视界出来。不过,客观地说,黑洞信息丢失问题仍然是黑洞物理中没有解决的问题,需要量子理论、信息论和引力理论等各个不同研究领域的研究者对其做出进一步的深入研究。

三、黑洞和引力的全息性质

1. 引力的全息性质

在日常生活中,光学里的全息投影技术已经被广泛应用。人们可以将 3 维物体的光学信息记录到 2 维的胶片上(见图 10(a))。近些年来,这种利用低维材料记录高维物体信息的形式被天才地应用到引力理论的研究之中。事实上,在关于黑洞熵的理解中,人们已经发现了一些端倪:黑洞的贝肯斯坦-霍金熵正比于黑洞事件视界截面的面积(见图 10(b))。对于普通物质的热力学体系,熵是一个广延量,正比于物质所占的体积,但是黑洞的熵却正比于它的视界面积。因此,引力这种相互作用非常奇特。正是这种奇特的性质,使得引力非常不同于其他三种基本相互作用。受黑洞热力学的启发,在 20 世纪 90 年代中期,特霍夫特(G. 't Hooft)和萨斯坎德(L. Susskind)提出了引力具有全息性质的概念:一个引力系统的独立自由度由它的边界面积来测度(见图 10)。1997 年底,马尔德斯纳(J. Maldacena)在弦理论中漂亮地实现了这一思想: $AdS_5 \times S^5$ 上的 IIB 型超弦理论等价于 AdS_5 边界上的 $N=4$ 的超对称杨-米尔斯规范场理论。随后,威滕(E. Witten)等人猜测:($D+1$) 维 AdS 时空中的量子引力理论等价于 AdS 边界上 D 维的共形场论。这就是所谓的 AdS/CFT 对应。

2. AdS 时空和 AdS 黑洞

为了构造一个静态宇宙模型,1917 年爱因斯坦在引力场方程中引入一个宇宙学常数项。但是,这个爱因斯坦静态宇宙很快被证明是不稳定的。进一步,哈勃发现我们的宇宙不是静态的,而是在膨胀当中,这剥夺了爱因斯坦引进宇宙学常数的动机。为此,爱因斯坦认为引入宇宙学常数是他一生中最大的“错误”。但事实上,当量子场论结合广义相对论时,人们

无法回避宇宙学常数问题,因为量子场论中的真空能即为宇宙学常数。另一方面,在现代宇宙学中,引入正的宇宙学常数是一个最简单解决暗能量问题的方案。不仅如此,负的宇宙常数在弦理论和黑洞物理中扮演着非常重要的角色。比如,所谓的 AdS (anti-de Sitter) 时空就是带有负的宇宙学常数的爱因斯坦场方程的一个最大对称解, AdS 时空是超弦理论的一个超对称基态。

AdS 时空和闵氏时空的时空结构非常不一样,见图 11。 AdS 时空的无限远是类时的或者说具有类时边界,而闵氏时空中相应的无限远是类光的。类时边界的存在使得 AdS 时空具有很不一样的性质。例如:一束由过去传来的光在闵氏时空中总是运行到未来类光无限远,而在 AdS 时空中这束光会在类时边界上反弹并持续在 AdS 时空中运动。这种行为使得 AdS 时空在非线性的微扰下不稳定,并塌缩形成 AdS 黑洞,而闵氏时空在非线性的微扰下是稳定的。

AdS 黑洞是带负宇宙学常数的爱因斯坦场方程的黑洞解,且在这个时空中具有事件视界。 AdS 黑洞在无限远处和 AdS 时空越来越像,因此它的时空没有未来类光无限远。故在渐近 AdS 时空中,黑洞事件视界的定义也需要稍作修改,即将类时无限远过去的边界定义为黑洞的事件视界。图 12 给出了史瓦西 AdS 黑洞的时空结构。

负宇宙学常数意味着时空中存在一个负的能量密度,而它的存在使得广义相对论中的很多著名的结论不再成立。譬如,当一个负宇宙学常数出现时,霍金的黑洞拓扑唯一性定理不再成立,即 AdS 黑洞事件视界截面在拓扑上不一定是一个 2 维的球面。事实上

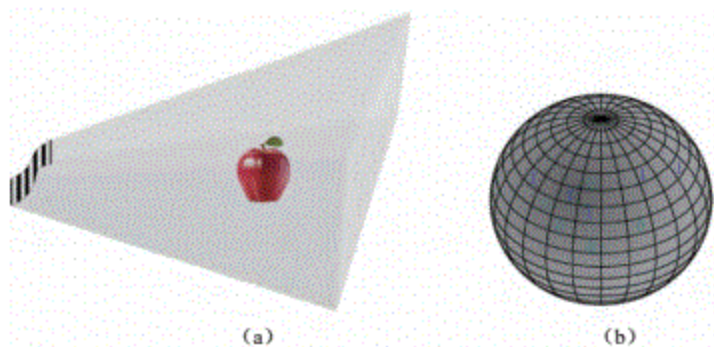


图 10 全息投影。黑洞的熵正比于它的事件视界截面的面积

AdS 黑洞事件视界的截面在拓扑上可以是具有任意亏格的 2 维闭合曲面 (图 13), 这就是所谓的拓扑黑洞。此外, 还存在黑洞事件视界截面拓扑为非紧致情况。如它可以是一个平面, 这种解有时也被称为 AdS 黑洞解。黑洞的无毛定理或唯一性定理也不再成立。研究表明, 在负的宇宙学常数存在的情况下, 人们很容易得到带有标量毛的黑洞解。更进一步, 人们发现无毛定理的破坏在 AdS/CFT 对应的应用中具有重要意义。譬如, 考虑一个带负宇宙学常数的爱因斯坦-麦克斯韦-复标量场理论。在高温时, 这个系统存在一个无标量毛的带电黑洞解, 该解对应于边界上场论的导体相; 而当温度降低时, 这个无毛的黑洞解变得不稳定, 一个更稳定的带有非平凡标量毛的黑洞会出现, 这个新解对应于边界上的超导相。通过这样一个对应, 人们可以利用引力理论来研究凝聚态中的超导物理。当然, 这仅仅是 AdS/CFT 对应的应用之一。

3. AdS/CFT 对应及其应用

粗略地说, 所谓 AdS/CFT 对应是指 AdS 时空中的引力等价于 AdS 边界上的某个共形场论。这种等价性的严格数学关系是由威滕和古波社 (S.Gubser)、科莱巴努夫 (I. Klebanov) 和帕里亚克夫 (A.Polyakov) 在 1998 年初独立提出的: AdS 时空中的配分函数与其边界上共形场论的生成泛函相等。因此, 通过这一等价关系, AdS 引力的研究可以用来研究边界上的共形场论; 反过来, 由边界共形场的性质, 也可以用来研究 AdS 引力的一些性质。AdS/CFT 对应具有强弱对偶和红外紫外对偶的特征: 如果边界场论是强耦合的, 则对应的引力理论是弱耦合的; 考虑边界上的紫外问题等价于考虑引力中的红外或大尺度的问题。另外, AdS/CFT 对应还将 AdS 时空边界上的量子理论和 AdS 时空上的经典引力理论联系起来。因此, 人们只需要研究经典引力理论便可以

得到对偶量子理论中的一些信息。特别重要的是, 场论中的强耦合问题一般很难处理, 甚至无法处理。因此, AdS/CFT 对应提供了一条求解场论中强耦合问题的途径。例如, 研究

AdS 黑洞的热力学性质可以提供边界上对偶的有限温度的量子场论的热力学性质和相结构。一个典型的例子是 AdS 黑洞和 AdS 时空中的热气体之间的相变 (也称霍金-佩奇 (D. Page) 相变) 可以解释为对偶规范场的禁闭/退禁闭相变。

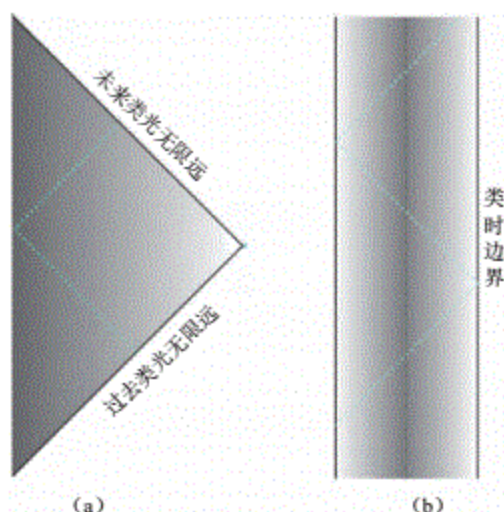


图 11 AdS 时空和闵可夫斯基时空最重要的区别在于 AdS 时空具有一个类时的边界

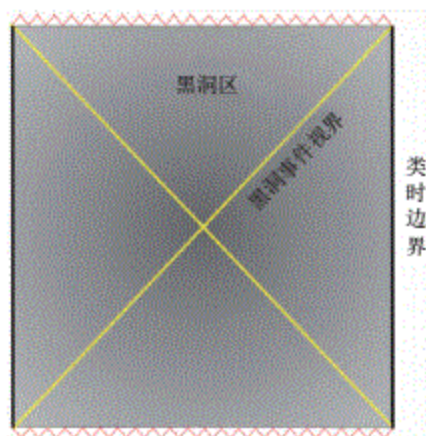


图 12 史瓦西 AdS 黑洞在无限远处和 AdS 时空越来越像, 并具有类时边界

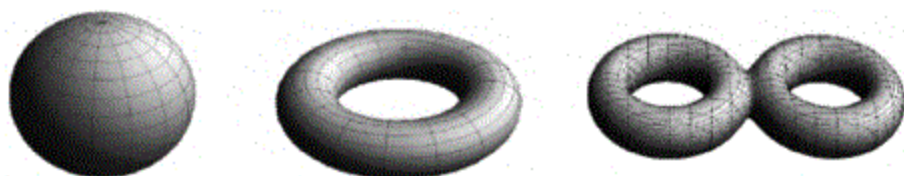


图 13 AdS 黑洞事件视界截面的拓扑可以是任意亏格的二维闭合曲面。图中给出了亏格为 0 (球面), 1 (轮胎面) 和 2 的情况。这和渐近平坦情况下是非常不一样的

由于 AdS/CFT 对应的这些非凡的特征,近十几年来它已经被广泛地应用到很多领域中的强耦合问题。例如,可利用 AdS 引力研究低能 QCD (量子色动力学) 中的一些问题。QCD 是一个描述夸克和胶子相互作用的规范群为 SU(3) 规范理论。在低能标时它是强耦合理论,而在高能标它是弱耦合的(即所谓的渐近自由)。QCD 另外一个特征是禁闭相的存在:自由夸克探测不到。当温度较低时,系统处于禁闭相。而当温度较高时系统处于退禁闭相,即夸克胶子等离子体相。在临界温度附近,系统通常处于强耦合状态(重离子实验中得到的夸克胶子等离子体的温度只稍高于临界温度)。这时候微扰理论失效,而 AdS/CFT 对应便可以展示其威力。事实上,人们已在 AdS 引力理论中构造出来一些引力构型来研究禁闭/退禁闭相变、手征相变、介子谱等 QCD 中的一些重要问题。另外,在长波极限下,量子场论可以用流体模型来描述。因此,在长波极限下,AdS/CFT 对应应该可以给出 AdS 引力/流体理论的对应。在重离子实验中,人们发现夸克胶子等离子体可以看成是强耦合的近理想的流体,而利用 AdS 引力/流体对应给出的流体的剪切黏滞系数和熵密度的比值为 $1/(4\pi)$,这和重离子实验所测得的数值非常接近。事实上,人们已经建立更为普遍的 AdS 引力/流体理论的对应。相对论性的非理想流体理论在零级近似下自然是理想流体。在一级近似下,各种可能的理论给出的结论是一致的。然而,在二级近似下,不同的相对论性流体理论往往是不一样的。因此,AdS 引力/流体理论的对应给出了一种判断非理想流体理论是否有效的标准。近几年人们又将这种 AdS 引力和相对论性流体的对应关系推广到了 AdS 引力和非相对论性流体的对应,建立了非相对论性的纳维尔-斯托克斯(Navier-Stokes)流体的 AdS 引力对应。此外,AdS/CFT 对应凝聚态物理中的应用最近也得到了广泛的研究。例如,人们构造了超导、超流、约瑟夫森节、铁磁相变、量子霍尔效应、(非)费米流体,甚至奇异金属及韦尔半金属等引力模型,并得到了许多有意义的结果。

四、结束语

本文简单介绍了黑洞物理的一些基本知识,以及

黑洞物理的一些最新进展。但需要指出的是,我们这里介绍的只是黑洞物理的部分内容,特别强调的是黑洞的量子性质及由此引出的引力全息性质。

在谈及黑洞的事件视界时,它实际上依赖于时空的一些整体信息如类光无限远等。这使得黑洞事件视界在实际应用上变得不可行,因为一般来说我们不可能知道我们所处时空的整体因果结构,除非所讨论的黑洞是稳态的。为此,人们已经发展了好几种基于准局域(quasi-local)定义的视界,如表观视界、孤立视界和动力学视界等。这些新的视界更能反映出黑洞的强引力场性质,且更为接近我们现实世界中对黑洞的描述。故近二十年来,基于准局域视界的物理也得到较大的发展,并引起了很多学者的重视。这些新的发展都是在广义相对论的框架下进行的,它们不仅极大地丰富了广义相对论中黑洞物理的内涵,而且也加深了人们对于黑洞的认识。

更为重要的是,从牛顿或伽利略时空到相对论性时空,人们的时空观发生了一次质的飞跃:从“时间和空间先验分离的时空观”到“时间和空间融合在一起的时空观”。这一时空观上的突破使得我们步入了现代物理的殿堂。不可否认,相对论性时空观已经成为现代物理学的基石之一。但无论是牛顿或伽利略时空观,还是相对论性时空观,时空都是被假定为先验地存在。是否存在一个理论,在这个理论中时空是在更基本的物理过程中呈现(emergent)出来的一个对象,而不是事先假定它已经存在?这是现阶段物理学(尤其是弦理论和其他一些可能的量子引力理论)前沿中一个非常重要而又仍未解决的问题。引力的全息性质给出了一些线索:至少我们可以对一个空间维度的产生说三道四。时空如何从一个基本的理论中产生?这个基本的理论是什么?引力的本质是什么?客观地说,在这些问题上的研究进展还非常有限。新的时空观的建立是一个漫长的过程,但一旦有所突破,它必然会将我们引导到未来物理学的另外一扇大门。人们相信,黑洞,这个广义相对论预言的对象在这场悄然进行的时空观变革中将会起到关键性的作用。