

黑洞喷流研究进展

袁峰[†]

(中国科学院上海天文台 上海 200030)

2014-12-27 收到

[†] email: fyuan@shao.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20150201

Recent progresses in the research of black hole jets

YUAN Feng[†]

(Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China)

摘要 黑洞喷流是黑洞吸积系统中广泛存在的、非常壮观的天文现象。它的形成问题一直是高能天体物理中非常重要同时也是非常困难的研究课题。近年来, 主要由于大型计算机数值模拟的快速发展以及观测数据的积累, 这一研究领域取得了快速发展。文章将介绍这方面的进展。

关键词 吸积, 吸积盘, 活动星系核, 黑洞, 喷流

Abstract Black hole jets commonly exist in black hole accretion systems and are spectacular phenomenon in the universe. The formation of jets has been an important and difficult problem in high energy astrophysics. In the past years, rapid progresses have been made, mainly attributed to the rapid development of super computers and the accumulation of observational data. In this review, we will introduce these progresses.

Keywords accretion, accretion disk, active galactic nuclei, black hole, jets

1 引言: 宇宙中广泛存在的黑洞以及黑洞吸积盘

我们先从黑洞说起。黑洞也许称得上是宇宙中最神秘的天体。要介绍什么是黑洞, 需要先介绍逃逸速度。从星体表面发射火箭到太空, 要想逃脱该星体引力的束缚, 就要求火箭的速度必须大于一个临界值, 这个临界速度称为逃逸速度。地球的逃逸速度大约是 11 km/s, 太阳表面的引力比地球强很多, 因此太阳的逃逸速度也高很多, 大约是 600 km/s。那么, 如果有这么一种天体, 它的表面引力非常强, 以致于逃逸速度等于光速, 这种情况下, 连光子这种宇宙中速度最快的物体都无法逃脱该物体的引力, 这个天体就是黑洞。严格的黑洞概念是在广义相对论出现之后, 通过求解引力场方程而确立的。

现实宇宙中的黑洞是如何形成的呢? 黑洞是大质量恒星演化到最后, 经过超新星爆发而形成的。这样形成的黑洞在每个星系中的数目很多, 比如我们自己所处的银河系中就应该存在几百万个黑洞, 每个的质量大约在 10 倍太阳质量左右。有些恒星级黑洞与一个正常恒星构成双星系统, 称为黑洞 X 射线双星。除了这种恒星级质量的黑洞, 目前的观测还发现, 几乎每个星系的中心区域都还存在一个超大质量的黑洞, 质量大约在百万倍到几十亿倍的太阳质量。这种大质量的黑洞是如何形成的, 目前并没有一个清楚的答案。

我们观测到的宇宙中丰富多彩的现象, 许多都是由于黑洞导致的, 研究这些现象背后的物理就是黑洞天体物理学的范畴。一个典型例子是活动星系核。顾名思义, 这种天体位于星系核心, 而且活动性非常强, 是正常星系光度的 100 倍,

核心很小的区域发出的辐射甚至远远超过星系中所有恒星光度的总和。活动星系核的发现与宇宙微波背景等一起，并称为上世纪天文学的四大发现。活动星系核的标准模型就是黑洞吸积。如上所述，每个星系中心都存在一个超大质量黑洞，由于黑洞的强大引力，周围的气体会朝着黑洞下落。由于气体一般具有角动量，它们是一边旋转一边下落的，因此会形成一个盘状的结构，这即是吸积盘。我们观测到的强烈辐射就是从吸积盘中发出的。

2 喷流的观测特性

观测发现，有一部分活动星系核，如射电星系以及射电类星体，以及黑洞X射线双星，存在一个准直性很强的结构，该结构源自黑洞附近，在空间中能够延伸到很远的距离，尺度甚至可以远远大于整个星系。最后与一个在射电波段辐射很强的“射电瓣”相连。这一结构最先在射电波段被观测到，后来很快在其他波段如光学、X射线波段也被观测到，这即是喷流。图1是两个著名的活动星系核喷流的照片。

喷流的运动一般是相对论性的，有的甚至接

近光速运动。由于光行差效应，这样的喷流看起来速度甚至会超过光速！喷流经常出现于射电源的单侧，如图1中的M87。若射电源的两侧都观测到了喷流，由于多普勒效应，朝着我们运动的一侧喷流辐射光度会大大加强，而远离我们运动的那一侧的喷流的辐射则要弱很多。图1中的Cygnus A就属于这种情况。

近些年的观测发现，喷流大体分为两类^[1]。这两种喷流的不同在黑洞X射线双星中表现得最为显著^[1]。第一类是连续性喷流，即空间上以及时间上看起来都没有间断。对于黑洞X射线双星，这种喷流出现于“硬态”，运动速度一般是准相对论的。所谓的“硬态”以及后文会出现的“软态”都是黑洞X射线双星表现出的不同观测状态，其物理实质是吸积盘处于不同的模式。第二类是间歇性喷流，喷流是由一些分立的团块组成，团块之间的发射具有一定的时间间隔。对于黑洞X射线双星，这种喷流出现在黑洞从硬态到软态转变的过程中。与连续性喷流相比，这种喷流的速度更高，是相对论性的。在活动星系核中，由于物理时标要比黑洞双星的情况长得多等原因，两类喷流的区分比较困难，有关的研究也很少，很多时候大家并不区分两种喷流。

3 喷流的形成

3.1 吸积盘以及吸积盘中的磁场

喷流研究中最重要的问题就是喷流的形成机制。在介绍喷流形成的机制这一问题之前，我们首先介绍一下吸积盘中的磁场问题。这是由于，目前主流的喷流模型都是需要磁场的存在，而磁场来源于吸积盘。磁场在宇宙中无处不在，当然也存在于黑洞周围的吸积气体中。但通常情况下磁场的强度很弱。然而，这一弱磁场在吸积盘中会被有效地放大，放大的机制是一个称为“磁转动不稳定性”的效应^[2]。这一效应是说，由于吸积盘总是较差转动的，即半径越小的地方转动角速度越大，在这样的盘中若存在弱磁场，则吸积

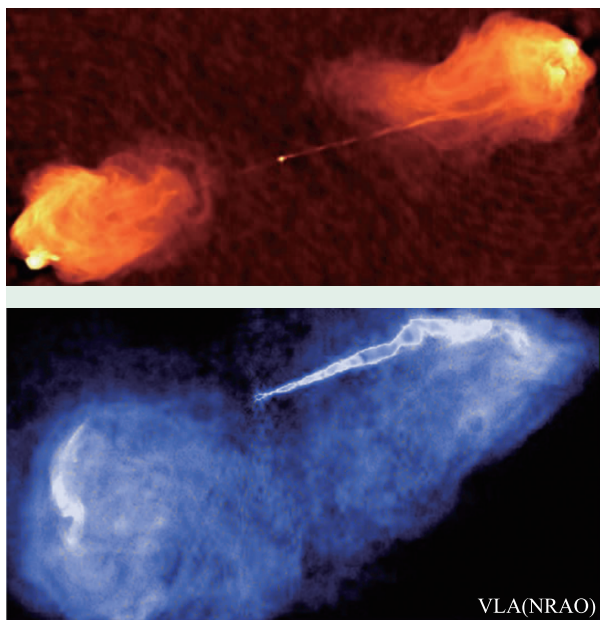


图1 活动星系核 Cygnus A(上)以及 M87(下)喷流的照片

盘是不稳定的,其发展后果就是吸积盘中的气体运动变为湍动的,同时磁场得到放大。最新的吸积盘磁流体力学数值模拟发现,磁场一般能够放大到磁场压强是气体压强十分之一的程度。磁场的几何结构分布较为复杂,在大部分区域都是杂乱无章的,但是在靠近吸积盘转轴的区域则具有有序的结构,磁力线倾向于近似与吸积盘的转轴平行。数值模拟还发现,即使初始的磁场构型是有序的,由于该不稳定性的存在,湍动很快发展起来,这样,除了靠近转轴的区域之外,磁场结构也从有序变得无序。这些结果从图2中可以看到。如下文所述,这些结果,尤其是磁场构型,对于我们理解喷流的产生有重要影响。

3.2 连续性喷流的形成

文献上对这一类型喷流的形成问题研究得最多。多年来提出了很多种喷流形成的理论模型,但是发展到今天,大家基本上形成了共识,即喷流形成需要两个要素:一是转动,二是磁场。最有影响力的模型有两个,一是Blandford—Znajek机制^[3],二是Blandford—Payne机制^[4]。这两个模型都需要大尺度有序磁场的存在,它们的主要差别在于,前者提取的是黑洞的转动能,是坡印廷能流主导的,几乎不含有物质成分;而后者提取的则是吸积盘的转动能,是物质成分主导的。除此之外,第三个模型称为磁塔模型^[5],这一模型也是靠提取吸积盘的转动能,但是磁场的构型以及提取能量的方式与第二个模型完全不同。这一模型虽然影响力比不上前两个,但是近年来的数值模拟研究似乎表明,这一机制却很可能是正确的^[6, 7]。下面我们分别详细介绍这三个模型。

3.2.1 Blandford—Znajek 模型

Blandford—Znajek模型的核心是,黑洞是旋转的,同时有大尺度的极向磁场经过黑洞的能层穿过黑洞视界。由于黑洞旋转导致的时空框架拖曳效应,黑洞周围的磁力线也跟着时空旋转,而距离黑洞很远的磁力线受到的影响却很小。因此,原本是极向的磁力线就发展出来一个轴向分

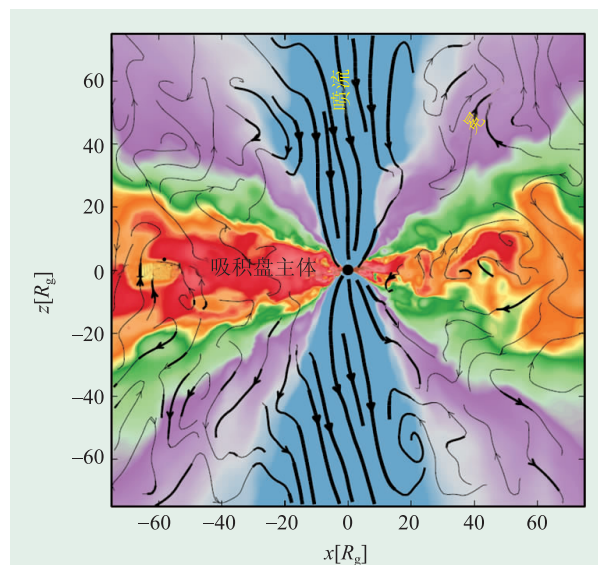


图2 黑洞吸积盘的三维磁流体力学数值模拟结果。黑色的线条代表磁力线,颜色代表不同的密度:红色代表密度高,绿色次之,蓝色区域密度最低(取自文献[8])

量,从而产生了坡印廷能流。这一理论的核心是,在一个无穷远处的观测者框架下,一个负的能量流进入黑洞能层,减小了黑洞的能量与角动量。相应地,产生了一个携带着正的能量和角动量的坡印廷能流。这一能流的功率为

$$P_{\text{BZ}} = \frac{\kappa}{4\pi c} \Phi^2 \Omega_{\text{H}}^2, \quad (1)$$

这里 Φ 是穿过黑洞视界的磁通量, $\Omega_{\text{H}} = a_* c / 2R_{\text{H}}$ 是黑洞视界的角速度, $a_* \equiv a/M$ 是黑洞的无维自旋参数,其中 a 是黑洞的角动量, M 是黑洞的质量; $R_{\text{H}} = R_{\text{g}}(1 + \sqrt{1 - a_*^2})$ 是黑洞视界的半径。系数 κ 依赖于磁场几何,一般取值为0.05。

最近几年,由于计算机软硬件的快速发展,人们得以进行大规模的数值模拟,计算了黑洞吸积以及喷流的产生。这些模拟的一般初始条件中磁场都是小尺度的而且很弱。由于上文提到的磁转动不稳定性,这一磁场被迅速放大,吸积气体也变得湍动。有意思的是,虽然在大部分区域磁场是无规则的,但在靠近黑洞转轴的区域,磁场呈现出大尺度上规则的极向结构,磁场被限制在一个漏斗状的结构中,如图2所示。如我们后文所述,这样的结构对于喷流的准直起到了重要作用。详细的数值模拟表明,喷流的功率与方程(1)

的结果非常接近。其结果可表述为

$$P_{\text{jet}} \approx 2.5 \left(\frac{a_*}{1 + \sqrt{1 - a_*^2}} \right)^2 \left(\frac{\Phi}{\Phi_{\text{MAD}}} \right)^2 \dot{M}_{\text{BH}} c^2, \quad (2)$$

这里 Φ_{MAD} 和 Φ 分别是穿过黑洞视界的可能的最大极限磁通量以及实际的磁通量, $\dot{M}_{\text{BH}}$ 是黑洞的质量吸积率, 即单位时间进入黑洞的气体的质量, c 是光速。一般情况下, 吸积盘中的磁场在磁转动不稳定性作用下只能放大到磁场压强是气体压强的十分之一的强度。但是, 若磁场的扩散效应比较弱, 吸积时间又比较长, 则由于磁场不能被黑洞吞噬但物质却可以, 磁通量就会在黑洞视界上积累起来, 达到一个更高的数值。当然磁场不会无限制积累下去, 磁场存在一个极限值, 超过这一极限, 磁场压强梯度力太大, 会与引力平衡, 从而使得吸积停止。在这一极限磁场下, 从方程(2)可以得知, 通过磁场提取黑洞转动能的效率最高。有意思的是, 若黑洞旋转也达到或者非常接近极限值, 即 $a_* \sim 1$, 则方程(2)告诉我们, 从黑洞提取的喷流的功率会超过吸积功率! 这一结果初看起来似乎是违反能量守恒的, 但实际上并非如此。这是由于, 除了吸积流携带的能量, 旋转的黑洞本身还储存着很大的能量, 这些能量通过磁场以喷流的形式提取出来, 完全可以超过吸积流的功率。

还有几个需要说明的问题。一是数值模拟发现, 提取出的喷流的功率与吸积盘的转动方向有

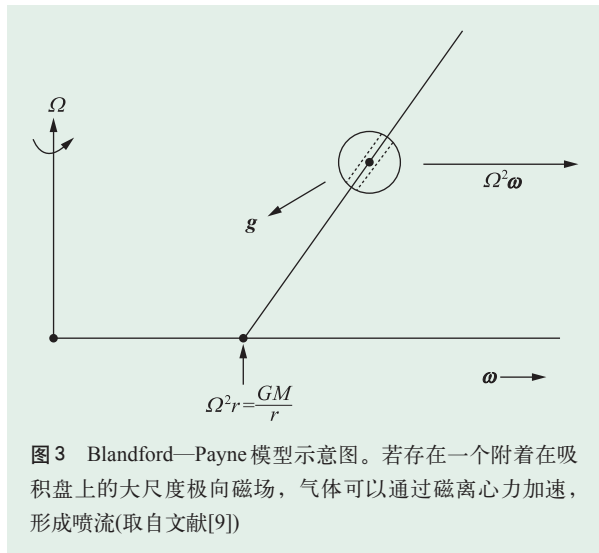


图3 Blandford—Payne 模型示意图。若存在一个附着在吸积盘上的大尺度极向磁场, 气体可以通过磁离心力加速, 形成喷流(取自文献[9])

关。若吸积盘与黑洞的转动方向相同, 则功率会比它们转动方向相反时的功率要大。二是关于这种机制能够加速得到的喷流最大速度。数值模拟表明, 喷流能够达到相对论性速度, 但是具体的洛伦兹因子数值很难确定。理论上我们预期, 该数值取决于喷流中包含物质的多少。物质成分越多, 加速越困难, 洛伦兹因子就会越小。由于靠近黑洞转轴的区域磁场压强远高于气体压强, 气体很难跨过磁力线进入喷流中。理论上, 人们预期喷流中的物质大部分来源于真空缺口的破坏 (breakdown of vacuum gap) 导致的正负电子对产生过程。在实际研究中, 由于技术上的限制, 模拟区域的物质密度不可能太低, 因此数值模拟中往往需要在靠近黑洞转轴的区域人为地加上一些物质成分。这使得模拟得到的洛伦兹因子数值很不可靠。

3.2.2 Blandford—Payne 模型

Blandford—Payne 模型与上一模型类似, 都是需要大尺度极向磁场的存在。不同之处是, 该模型中磁力线的足点是附着在吸积盘中, 提取的是吸积盘的转动能。这一机制如何加速流体元进而形成喷流的原理可以通过图3进行说明。如图3所示, 考虑处于吸积盘中的一个流体元。假设吸积盘是强烈磁化的, 即磁压强大于气体压强。进一步假设存在一个如图所示的大尺度的极向磁场, 磁力线的足点固定在吸积盘上, 因此近似认为整条磁力线都在以相同的角速度转动, 角速度与磁力线足点处的吸积盘角速度相同, 均为 Ω , 故处于半径 R 处(柱坐标)的流体元其转动线速度为 ΩR 。这样, 随着半径的增加离心力也迅速增加。除了离心力, 流体元还受到黑洞的引力。此外, 由于冕区是强磁化的等离子体, 有一个磁冻结效应, 即流体元只能沿着磁力线做运动, 像是穿在铁丝上的珠子。综合上述分析, 我们可以发现, 如果磁力线与吸积盘的夹角小于 60° , 那么流体元就会沿着磁力线向外做加速运动。本质上, 流体元加速的能量来源是吸积盘的转动动能, 但是这一能量是沿着磁力线传播过去的, 因此文献上常把这种加速称为磁离心力加速。

对于这个模型的研究大部分都是解析的。这些工作的一个重要前提假设是，存在一个大尺度的规则的极向磁场。但是，实际情况下这一磁场是否存在，目前并不清楚，不同的研究得到的结果不同。实现这种磁场构型的可能途径有两个。一个办法是靠径移，即大尺度磁场随着吸积流一起从吸积盘外部整体转移到内部。解析研究的结果是，若外部磁场是有序的极向磁场，则这样一个磁场可能可以通过径移转移到内区，从而产生喷流。然而数值模拟却给出了不同的答案。模拟发现，尽管在外部磁场是规则的，但是随着磁转动不稳定性的发展，磁场很快变成湍动、杂乱无章的，只有在靠近黑洞的地方才能保持规则的大尺度结构。第二个办法是吸积盘的发电机效应。这一效应能够有效地将吸积盘的转动动能转化为磁场能量。一般来说，放大以后的磁场磁力线是闭合的，尺度与吸积盘的厚度差不多。但是这些闭合的磁力线有可能通过磁重联等效应变成大尺度的、甚至开放的构型。这一过程非常复杂，只能依赖于数值模拟研究。这方面的研究目前刚刚起步。

综上所述，虽然这一模型影响力非常大，但是由于这一机制所需要的磁场构型在数值模拟上并没有实现，因此与上一个机制不同，这一机制目前还没有被黑洞吸积盘方面的数值模拟工作证实。但是，最新的研究却发现，这一机制可能在吸积盘风的产生中起到一定的作用^[7]。

3.2.3 磁塔机制

磁塔机制是说，在吸积盘的内区，存在大尺度的磁力线。这些磁力线的足点附着在吸积盘中，由于吸积盘的转动，磁力线跟着旋转，因此产生了轴向分量。这些轴向磁场显然越靠近吸积盘面强度就越大，故磁场压强在垂直于吸积盘面的方向有个梯度。这一梯度力能够加速气体，形成喷流。如图4所示，这些轴向磁场从形状上看起来就像一个塔，故而称为磁塔模型^[5]。

这一模型的影响力远远比不上前面两个模型。然而有意思的是，该模型被最近的一些数值模拟工作证实^[6, 7]。比如，我们最近基于黑洞吸积

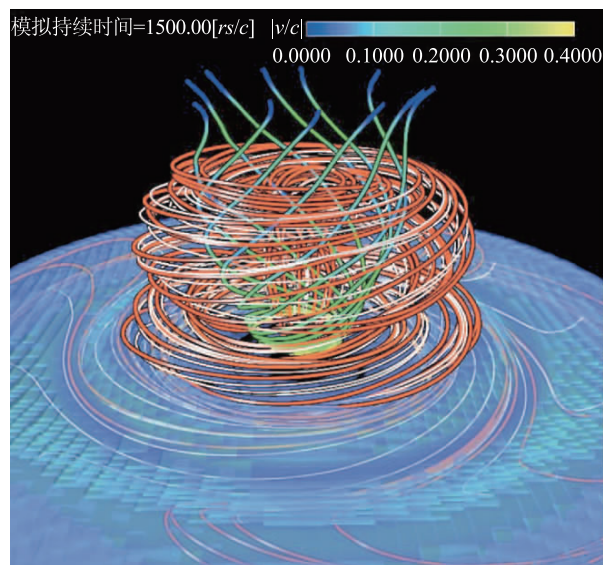


图4 磁塔模型的磁场分布图。蓝色的盘状区域代表吸积盘，红色以及白色线代表磁力线，绿色代表流体运动的流线。喷流外围部分是轴向磁场主导的磁塔喷流，磁塔喷流内部则是极向磁场主导的Blandford—Znajek喷流部分(取自文献[6])

的三维广义相对论磁流体动力学数值模拟，对这一问题进行了详细分析，发现在靠近吸积盘转轴的附近会形成喷流。该区域位于图2中“喷流”以及“冕”之间的白色区域，或者图4中红色磁力线的区域，也就是文献中经常称为“烟囱壁”的位置。计算发现，这部分气体被加速到了接近相对论性的速度，达到0.4倍光速^[7]。与坡印廷流主导的喷流不同，这种喷流称为“盘喷流”，意思是这种喷流起源于吸积盘而不是黑洞，是由吸积盘的转动而不是黑洞的转动来提供能量。除此之外，这种喷流与坡印廷流喷流的其他不同是：这种喷流是物质主导的而不是电磁能流主导的，喷流的速度是准相对论性的，不如坡印廷喷流的速度那么高。这种喷流的功率对磁通量以及黑洞自旋的依赖没有Blandford—Znajek喷流那么敏感。若磁场强度不是很高，远低于前文提到的磁场强度的极限值，这种盘喷流的功率高于坡印廷流喷流，这一结果即使对于快速旋转的黑洞也是如此。另外一个吸引人的特征是，由于这种喷流是物质主导的，因此相对于坡印廷流主导的喷流，这种喷流可以很自然地产生射电等辐射。

3.3 间歇性喷流的形成

近几年来,随着观测数据越来越好,人们开始越来越关注间歇型喷流的研究。但总的来说,这方面的研究相对还是很少,只有零星的理论工作。前面介绍的模型均是与时间无关的稳态模型,因此,这些模型不容易解释随时间有关的间歇性喷流的形成问题。直到最近,才由我们提出了一个国际上第一个解释这种喷流形成的磁流体力学模型^[10]。下面我们对该模型进行简单的介绍。

这一模型是受到太阳物理中日冕物质抛射理论的启发而提出来的,其物理图像如图5所示。在图5(a)中,吸积盘中的磁场由于Parker不稳定性从盘中溢出,在冕中形成磁拱(闭合的磁力线)。这些磁力线的两个足点处于吸积盘中,磁力线的运动受吸积盘控制。由于吸积盘的湍动和较差转动,这些冕中的磁力线会扭曲,进而重联,形成磁流绳。由于冕是强磁化的,磁流绳一开始在磁压力和磁张力的作用下处于平衡状态。当越来越多的吸积盘的动能通过磁力线以阿尔芬波的形式传递到磁流绳系统时,磁能就会积累起来。当达到一个阈值时,系统平衡被打破,磁流绳会突然跳到更高的高度的另一个平衡点,如图5(b)所示。但它不会停留在那里,这是由于磁流绳的上升会导致下方极性相反的磁力线会靠得很近,于是会发生磁重联,磁重联的后果是磁流绳受到的向上的磁压力会远大于向下的磁张力,于是磁流绳在

磁压力的作用下以极快的速度被抛出,形成喷流。

4 喷流的准直机制以及喷流的成分问题

前面我们介绍了喷流是如何从吸积盘中产生并且加速的。除了喷流的加速,另外一个重要问题是喷流为何能保持很好的准直性。目前提出有两个准直机制,一是依靠磁场,二是靠星际介质。

磁场准直机制是上述几个喷流形成模型共同具有的。这一机制的关键在于,在离开黑洞较远的区域,磁场是轴向分量主导的。对于Blandford—Znajek模型以及磁塔模型,如我们前文强调过的,磁场的轴向分量显然是存在的,满足这一条件。对于Blandford—Payne模型,虽然在距离黑洞较远处,磁场是极向分量主导的,但是在超过一定距离后,吸积盘的转动无法带动磁力线同步旋转,磁力线的旋转开始滞后,这样磁场也会产生一个轴向分量。具有轴向分量的磁场具有一个应力,和弹簧的应力类似。该应力指向转轴,能够防止喷流中的气体远离转轴向外逃逸,即能够对喷流起到准直作用。

另外一个机制是靠星际介质的压强来准直。当喷流在空间中传播时,由于喷流中的气体密度较低,压强低于周围星际介质的压强,因此星际介质就对喷流中的气体产生一个压力,防止这些气体扩散从而起到准直作用。数值模拟也已经证实了这一点。

另一个关于喷流研究的重要问题是喷流的成分问题。目前有截然不同的两派意见,一是喷流

是坡印廷流主导的,里面的物质成分非常少,只有正负电子对等轻子物质。Blandford—Znajek模型产生的喷流就属于这一种。另一派意见是,喷流的物质成分与正常的吸积盘等离子体完全相同,是由重子物质构成的。除了Blandford—Znajek模型之外,其余的几个模型,包括Blandford—Payne模型、磁塔模型以及间歇型喷流的模

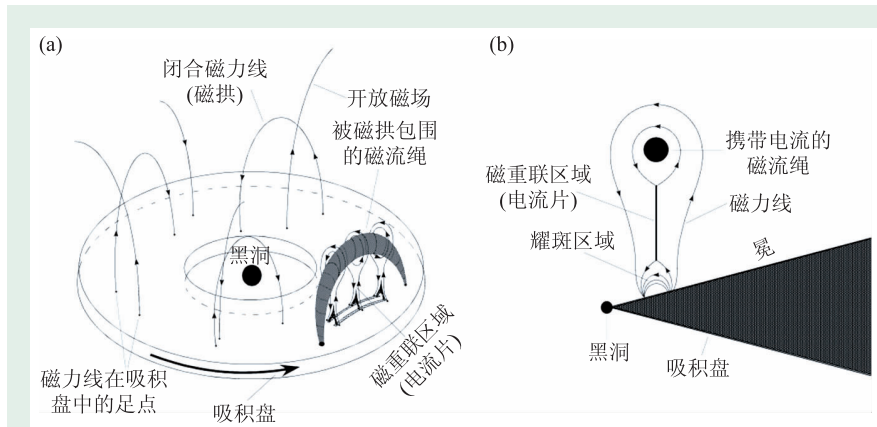


图5 间歇性喷流形成示意图 (a)磁流绳的形成;(b)磁流绳的加速和抛出(取自文献[10])

型,都预言喷流应当是由正常的重子物质构成的。从观测数据上很不容易区分这两类模型,不同的作者得出了截然不同的结论。若能得到喷流成分的确切结果,显然我们就可以根据几个喷流模型预言的物质组分的不同,通过观测来区分不同的模型。下面我们就介绍一个例子。

5 喷流形成模型的观测检验

这方面第一个观测约束来自于针对所谓的黑洞活动的基本平面关系的研究。这一关系是关于黑洞质量、黑洞系统辐射的射电光度以及X射线光度这

三个量之间的相关关系。黑洞系统的射电辐射一般公认来自于喷流,且辐射的强度正比于喷流功率。注意这个相关关系中并没有包含黑洞自旋这一物理量,似乎表明喷流的功率与黑洞自旋无关。当然,原则上这可能是由于我们缺乏黑洞自旋的数据,因此在统计中没有考虑这一物理量。但是,若情况果真如此,我们就应该预期由于黑洞自旋的差别,导致这个基本平面关系存在较大的弥散。最近的一个研究工作对一个大样本的活动星系核进行了统计研究,结果表明,虽然这个相关的确存在一定的弥散,但是这个弥散主要是由于黑洞系统所处的环境的不同造成的,并不是由于黑洞自旋导致的^[11]。这说明,或者是活动星系核中的黑洞的自旋数值被限制在一个较窄的范围中,或者是观测到的喷流不是由黑洞自旋导致的,而是“盘喷流”或者是间歇性喷流。

另一个观测验证方式是直接研究黑洞自旋和喷流功率之间的相关性。如前所述,Blandford—

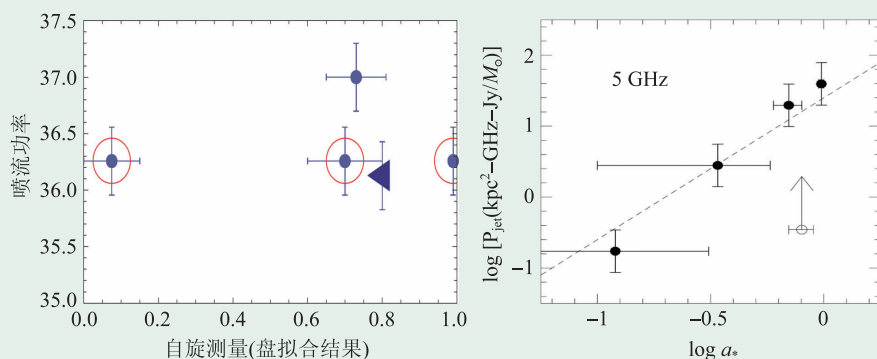


图6 喷流的功率与黑洞自旋之间的相关性。可以看到不同的作者得出了截然不同的结论。(左图取自文献[13];右图取自文献[12])

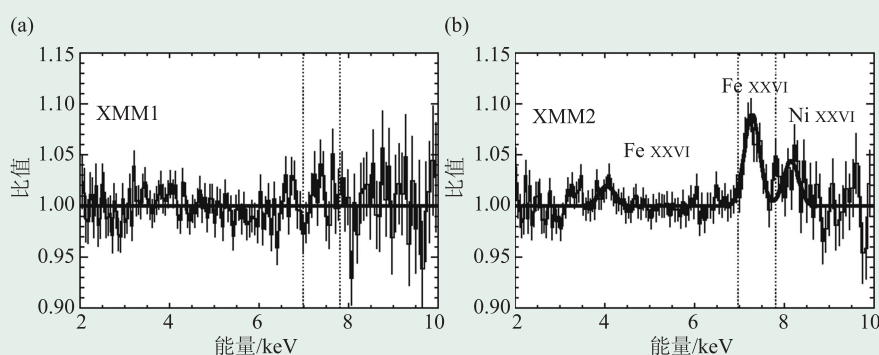


图7 XMM-Newton天文望远镜观测到的黑洞喷流的X射线谱(取自文献[14])

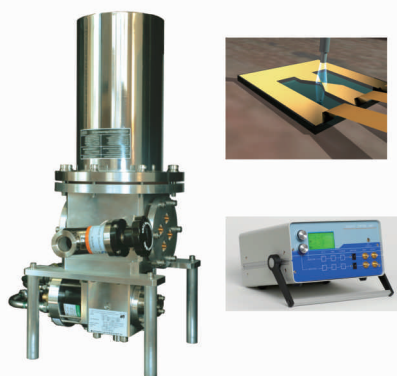
Znajek 模型预言喷流是由黑洞自旋驱动的,因此,若该模型是正确的,根据方程(1),我们预期喷流功率应该与黑洞角动量有很强的相关性。要从观测上检验这一点,需要得到可靠的黑洞自旋以及喷流功率的观测值。幸运的是,恰好我们最近对银河系内黑洞自旋的测量方面取得了很大的进展,目前得到了几个黑洞的自旋的可靠数值。对喷流功率的观测有多个方法,比如从某波段的辐射光度推断总的喷流功率。然而,遗憾的是,目前不同研究小组得到的结果完全不同。如图6所示,一个研究组发现两个量之间存在很强的相关性,且该相关与理论预言的完全一致^[12];而另一个研究组则发现完全没有相关性^[13]。需要指出,这些统计研究针对的是间歇性喷流而不是连续性喷流。如前所述,针对这种喷流,Blandford—Znajek 模型不一定适用。

区分 Blandford—Znajek 模型与其他模型的一个方式是通过研究喷流的物质成分。前者预言喷



Count Photons

超导单光子探测系统
THz & Mid-IR探测系统



- ☑ 时间响应低至 **50ps**
- ☑ **10 cps** 超低暗噪声
- ☑ 高量子效率(高达**25%**)
- ☑ 标准单模光纤输入
- ☑ 多通道可选



时间相关单光子计数器
德国 B&H 公司 TCSPC 产品

北京鼎信优威光子科技
010-8350 3853
info@dyna-sense.com
www.dyna-sense.com

流基本上由正负电子对等轻子构成,而其他模型则预言喷流的物质成分与正常吸积盘等离子体没有差别,是由重子物质构成的。若能通过观测得到对喷流成分的约束,无疑对我们理解喷流的形成有重要作用。最近一个针对黑洞双星 4U1630-47 的 X 射线观测在这一方向取得了重要突破^[14]。如图 7 所示,他们利用 X 射线望远镜,探测到了该源的 X 射线发射线,该发射线的出现正好与射电喷流的出现时间上一致。他们发现,该发射线的线心能量由于快速运动产生的多普勒效应。作者因此推断,这些发射线是从喷流中发出的,喷流的运动速度是 0.7 倍光速。这一结果表明,喷流中必定含有大量的重子物质,因此,喷流不可能由 Blandford—Znajek 机制产生的,而必定是由吸积盘的转动导致的。然而遗憾的是,后来有研究者重新分析了该源更多的观测数据,却没有证实上述结果,没有看到多普勒偏移的铁发射线^[15]。

6 结语

黑洞喷流是宇宙中非常壮观的现象。对喷流的形成机制的研究一直是黑洞天体物理的重要研究课题。近年来,主要是由于黑洞吸积的数值模拟的快速发展以及观测能力的提高,我们在该领域取得了不少突破性进展。但是一些核心问题仍然没有解决,比如喷流是否主要由黑洞自旋驱动,喷流的物质成分等等。下一步,将观测数据与数值模拟研究更紧密地结合起来是解决这些问题的突破口。

参考文献

- [1] Fender R, Belloni T. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 2004, 42: 317
- [2] Balbus S A, Hawley J F. *Rev. Mod. Phys.*, 1998, 70: 1
- [3] Blandford R D, Znajek R L. *MNRAS*, 1977, 179: 433
- [4] Blandford R D, Payne D G. *MNRAS*, 1982, 199: 883
- [5] Lynden-Bell D. *MNRAS*, 2003, 341: 1360
- [6] Kato Y, Mineshige S, Shibata K. *ApJ*, 2004, 605: 307
- [7] Yuan F, Gan Z, Narayan R. *et al.* 2015, submitted to *ApJ*
- [8] Yuan F, Narayan R. *ARA&A*, 2014, 52: 529
- [9] Spruit H. *Evolutionary Processes in Binary Stars*. Kluwer Academic Publishers, 1996, NATO ASI Series C., vol. 477, p. 249
- [10] Yuan F, Lin J, Wu K. *et al.* *MNRAS*, 2009, 395: 2183
- [11] van Velzen S, Falcke H. *Astron. Astrophys.*, 2013, 557: L7
- [12] Narayan R, McClintock J E. *MNRAS*, 2012, 419: L69
- [13] Fender R P, Gallo E, Russell D. *MNRAS*, 2010, 406: 1425
- [14] Trigo D M, Miller-Jones J C A, Migliari S. *et al.* *Nature*, 2013, 504: 260
- [15] Neilsen J. *et al.* *ApJ*, 2014, 784: L5