

黑洞X射线双星磁场输运和喷流*

杨帅康 游 贝[†]

(武汉大学物理科学与技术学院 武汉 430072)

摘要 黑洞X射线双星(Black Hole X-Ray Binary, BHXR)是由中心致密黑洞与其伴星组成的双星系统. 其在爆发阶段总是伴随着多波段的辐射. 随着多波段天文领域的发展, 目前对于其多波段辐射背后的物理过程及能谱分布(spectral energy distribution, SED)已有大致图像: 黑洞周围的吸积盘与冕主导X射线辐射; 黑洞X射线双星总是伴随着喷流, 喷流为射电波段辐射的主要来源; 主导光学/近红外波段辐射的物理过程较为复杂, 一般认为有X射线再辐射、外吸积盘粘滞热辐射和喷流发射3个物理过程. 研究发现各波段辐射光度间往往存在幂律相关性. 这暗示了各波段辐射背后物理过程存在关联. 然而, 喷流与吸积盘之间关联的具体物理过程仍不明确. 研究表明BHXR中外部弱磁场可以通过吸积盘向内径移形成吸积盘内的强磁场. 这一过程使得吸积盘内部磁场被大幅增强, 这为理论研究上解释喷流产生及加速的BZ (Blandford-Znajek)模型与BP (Blandford-Payne)模型提供了先决条件. 同时强磁场也会改变内部吸积流的结构, 可能在靠近黑洞区域形成磁囚禁吸积盘(magnetic arrested accretion disk, MAD). 借助慧眼卫星(Insight Hard X-ray Modulation Telescope, Insight-HXMT)的宽能段X射线观测, 得以窥见如此致密区域中的高能辐射过程. 考虑黑洞双星中的磁场输运过程, 可以一定程度上解释吸积盘-喷流耦合关系. 回顾了近年来对BHXR吸积磁场输运及喷流的研究, 并介绍了黑洞吸积与磁场输运的最新进展.

关键词 恒星: 黑洞, X射线: 双星, 辐射机制: 普通, 吸积盘, 相对论过程

中图分类号 P142; **文献标识码**: A

1 引言

黑洞X射线双星(Black Hole X-Ray Binary, BHXR)是由中心致密黑洞与其伴星组成的双星系统. 黑洞从伴星中吸积物质, 在自身附近形成吸积盘结构, 吸积盘通过粘滞作用释放吸积流的引力能^[1]. 黑洞周围还存在着更高温的等离子气体团(简称冕), 冕的结构及位置尚不明确, 对其位置目前有多种解释, 其可能在黑洞附近、喷流底部位置或吸积盘上方等, 几何结构目前也不清楚^[2-4].

多年来的研究表明, 黑洞的吸积过程还往往伴随着喷流的发射^[5-6]. 相关物理过程能产生多波段辐射(从射电波段到X射线波段), 我们通过探测其多波段辐射进而研究黑洞X射线双星背后的物理机制及行为模式. 中国于2017年发射国内第1颗X射线空间望远镜慧眼卫星(Insight Hard X-ray Modulation Telescope, Insight-HXMT). 慧眼卫星在黑洞X射线双星研究中发挥了重要作用, 其1-250 keV的宽能段观测能力, 使其能够系统探测黑洞吸积盘的热辐射、高能康普顿化成分以及与喷流相

2024-12-11收到原稿, 2025-03-31收到修改稿

*国家自然科学基金项目(12361131579、12322307、12273026)资助

[†]youbei@whu.edu.cn

关的非热辐射特征. 同时, 慧眼具备优异的时间分辨率, 可用于研究不同辐射的快速时变特征, 有助于深入揭示黑洞附近极端引力环境下的物理过程.

大多数黑洞X射线双星大部分时间都处于宁静态, 期间其X射线辐射和射电辐射都处于非常低的水平, 随后将在数月到数年的时间内经历一个或数个爆发周期. 在爆发周期内, 其X射线辐射光度将在数天内上升2-3个数量级, 在高光度水平持续十几天到数月, 然后逐渐衰减到爆发前水平再次进入宁静态^[7].

我们用“低硬态”来描述双星系统刚进入爆发阶段的状态, 此时黑洞X射线双星在X射线波段很暗, 其X射线波段辐射的幂指数 γ 约为1.5, X射线能谱偏硬. 低硬态下的射电辐射表现出稳定喷流发射同步辐射的特征. 在爆发初期, 系统处于上升硬态, X射线和射电辐射光度都会增加, 但X射线能谱仍然较硬, 能谱由一个幂律谱主导, 这被认为是靠近黑洞的热电子组成的冕结构中的逆康普顿散射的结果^[8-9]; 能谱中贡献较少的热辐射成分一般认为来自一个截断的、几何厚、光学薄的吸积盘^[10]. 随着爆发的进行, 来自吸积盘的热辐射迅速增强, 直至主导X射线辐射. 此时, X射线能谱逐渐变软. 与上升硬态过程相比, X射线能谱的这种软化发生得很快. 吸积盘主导能谱的状态被称为“高软态”. 这种状态下的吸积盘被认为是几何薄、光学厚的, 吸积盘表面有效温度 $kT_{\text{bb}} \sim 1 \text{ keV}$. 其中 k 是波尔兹曼常数, T_{bb} 是黑体有效温度. 盘的内半径被认为是黑洞的最内稳定圆轨道(Inner-most Stable Circular Orbit, ISCO). 在低硬态和高软态之间还有两种中间态—硬中间态和软中间态. 并非所有的黑洞X射线双星在爆发过程中都会经历这两种状态. 有些黑洞X射线双星没有观测到过渡, 而是停留在低硬态, 直到回到宁静态^[11-12].

在低硬态向高软态过渡的过程中, 在一些黑洞X射线双星中观测到了射电辐射耀发^[13-14]. 不过无论是否观测到这样的耀发(这可能是由于在过渡期间没有合适的射电观测), 射电发射也会在过渡到高软态时被抑制^[15]. 吸积盘的热辐射在软态下逐渐减弱. 在软态末期, 非热辐射成分逐渐恢复, 然后双星系统会重新过渡到低硬态, 这一过程中其

光度比从硬态过渡到高软态时的光度更低. 在此期间, 也能观测到射电辐射的恢复. 当黑洞X射线双星回到宁静态时其光度会继续降低. 至此爆发基本结束, 双星系统将进入宁静态等待下一次爆发.

黑洞X射线双星在其爆发阶段总是伴随着多波段的辐射. 目前描述其辐射的大致图像为: 黑洞周围是发出黑体辐射的吸积盘, 其贡献软X射线辐射; 黑洞附近存在着冕结构, 来自吸积盘的紫外(UltraViolet, UV)线和软X射线光子在这里发生逆康普顿散射, 产生硬X射线波段的幂律光谱. 这两个物理过程是X射线波段辐射的主要来源. 除此之外, 黑洞X射线双星还具有间歇性出现相对论性外流的特点, 这种喷流主要在射电波段被探测到, 也是射电波段辐射的主要来源. 在光学/近红外(Optical/near-Infrared, OIR)波段, 相较于其他波段, 其辐射的起源及相关的物理过程并不清晰. 对于黑洞X射线双星的光学观测往往较为完整, 学界对双星系统爆发阶段及宁静态阶段的光学波段辐射进行了广泛的研究. OIR波段的光谱以及时变特征复杂多变, 这表明有许多物理过程都对OIR波段辐射有所贡献^[16]. 而每个物理过程都独立依赖于相应物理参数, 因而其光谱及时变需要由许多参数进行描述, 这解释了其光谱及时变的复杂性. 在高质量X射线双星(High-Mass X-ray Binary, HMXB)中, OIR波段辐射很大程度上由系统中的大质量伴星主导^[17-18], 同时一些物理过程也有些许贡献, 比如X射线再辐射过程. 在低质量黑洞X射线双星中, 对许多源的能谱及时变分析表明, OIR波段辐射是吸积盘外盘的X射线再辐射过程的结果^[19-20]. 然而这并非普适结论, 对一些黑洞X射线双星的观测分析表明, 其他物理过程也能产生(有时甚至主导)OIR波段辐射^[21].

研究表明, 粘滞加热的外吸积盘产生的热辐射从光学波段延伸到紫外线波段直至X射线波段^[1, 22]. 黑洞X射线双星的光学及近红外波段辐射特征表明该过程在一些双星系统中起着重要作用^[21, 23-24]. 同时, 在一些低质量X射线双星的宁静态, 也观测到其伴星的热辐射^[25-27]. 多年来对于喷流的研究显示, 喷流的光学厚平谱从射电波段一直延伸到光学波段^[28-31]. 上述3种物理过程—来自外吸积盘的

X射线再辐射过程、吸积盘的粘滞热辐射和喷流发射, 是几十年来最常用于解释光学波段辐射的物理过程. 对于部分与这些过程不一致的光谱及时变行为, 也有学者将其归因于比如外吸积盘磁重联^[32]和磁主导致密冕的辐射^[33]或平流区域辐射等物理过程^[34].

在研究多波段辐射之间的关系时, 经常能够看到两波段辐射光度间明显的幂律相关性, $L_A \propto L_B^b$, 其中 L_A 和 L_B 分别代表两波段的辐射光度, b 为幂指数. 对于黑洞X射线双星各个时期不同波段辐射光度相关性的研究也是一个重要研究课题. 相关性的研究对许多其他研究有所帮助, 比如研究双星辐射机制、估计吸积盘的物质吸积率、限制双星的各个物理参数和限制喷流功率等^[35].

OIR波段与X射线波段辐射间的幂律相关性是可以通过系列辐射过程推导出来的. van Paradijs与McClintock^[16]在1995年提出, 若OIR波段辐射来源于吸积盘的X射线再辐射过程, 其光度将满足 $L_{\text{OIR}} \propto T^2 \propto L_X^{0.5} a$, 其中光度 L 的下标为对应波段, a 是系统的轨道分离度, T 是温度. 而后这一相关性确实在一系列低质量X射线双星中被观测到. 若OIR波段辐射起源于吸积盘的粘滞热辐射, 同样也可以推导出 $L_{\text{OIR}} - L_X$ 相关性. 另外, 若OIR辐射起源于喷流, 我们也能预测到OIR/X射线相关性. 稳态致密喷流模型表明, 其射电光度与喷流总功率存在关系 $L_{\text{radio}} \propto L_{\text{jet}}^{1.4}$ ^[36-39]. Migliari等人的研究表明, 在黑洞X射线双星的硬态, 喷流功率与吸积盘物质吸积率成正比关系^[40]. 同时, 对于辐射效率高的物理过程, 其X射线光度满足 $L_X \propto \dot{m}$; 对于辐射效率低对象, X射线光度满足 $L_X \propto \dot{m}^2$. 而黑洞X射线双星处于硬态的吸积过程辐射效率较低, 大部分引力势能会被粘滞耗散而非转化为辐射. 综上所述, 对于硬态黑洞X射线双星, 有以下关系:

$$L_{\text{radio}} \propto L_{\text{jet}}^{1.4} \propto \dot{m} \propto L_X^{0.7}. \quad (1)$$

Corbel等人在2003年对黑洞X射线双星源GX 339-4研究时已观测到该相关性^[9]. 在此基础上, 若该光学厚的喷流谱型从射电波段到光学波段确为平谱, 则有:

$$L_{\text{OIR}} \propto L_{\text{radio}} \propto L_X^{0.7}. \quad (2)$$

Homan等人在2005年对GX 339-4硬态的研究中观测得到近红外-X射线相关性关系 $F_{\text{NIR}} \propto F_X^{0.53 \pm 0.02} (3 - 100 \text{ keV})$ ^[21], 其中 F_{NIR} 与 F_X 分别为近红外与X射线辐射流量.

黑洞X射线双星中射电波段与X射线波段辐射间的相关性, 最开始是在源GX 339-4中发现的. 图1展示2003年Corbel等人在分析GX 339-4时, 从1997年到2000年观测数据时得到的射电-X射线辐射幂律相关性. 他们对源GX 339-4低硬态的射电与X射线辐射光度进行同时性相关性分析, 发现这种相关关系随X射线光度向下延伸3个量级依然满足, 一直延伸到GX 339-4进入宁静态. 随后, 这种射电与X射线之间的相关性也陆续在其他黑洞双星中被发现, 甚至在活动星系核中亦有观测到. 这种幂律相关性表现为形式 $F_{\text{radio}} \propto F_X^d$, 其中 $d \sim 0.5 - 0.7$. 在多个源发现的这种存在于射电与X射线波段的强相关性, 表明在硬态, 主导射电辐射的物理过程与主导X射线辐射的物理过程间存在很强的关联^[31, 38, 41]. 在硬态, 一般认为射电辐射来源于稳态致密喷流, X射线辐射来源于吸积流(包括吸积盘和冕). 因此, 这种相关性指出黑洞X射线双星在硬态存在吸积盘-喷流耦合. Fender等人在研究双星系统GRS 1915+105时对这种相关关系做了细致的研究, 而后基于现有的观测数据提出盘-喷流耦合统一模型. 对于黑洞X射线双星内流(吸积流)与外流(喷流)间耦合的研究, 其主要目标之一是将射电辐射(起源于喷流)的演变与X射线辐射(起源于吸积流的内部区域, 或是喷流的底部)的演变联系起来^[13]. 该模型在后续有更高频次、更高分辨率的射电观测后被进一步完善.

2 吸积盘和大尺度磁场

对于低质量黑洞X射线双星, 截断盘模型能够很好地解释其在态转换期间的能谱与光变, 比如暂现源V404 Cyg^[42-43]. 该模型中, 标准薄盘从盘外半径 R_{out} 向内延伸直至截断半径 R_{in} 处转变为内部区域的径移主导吸积流(Advection Dominated Accretion Flow, ADAF). 在观测中, 使用该模型能

谱拟合得到的截断半径与通过准周期振荡(Quasi-Periodic Oscillations, QPO)得到的半径符合得很好; 黑洞X射线双星在爆发的演化过程中存在态转换过程, 截断盘模型可以很好地解释其态转换过程^[10]; 当黑洞X射线双星处于硬态时, 其X射线能谱往往有反射成分^[44]. 一些研究工作认为这些观测结果可以用截断盘模型解释.

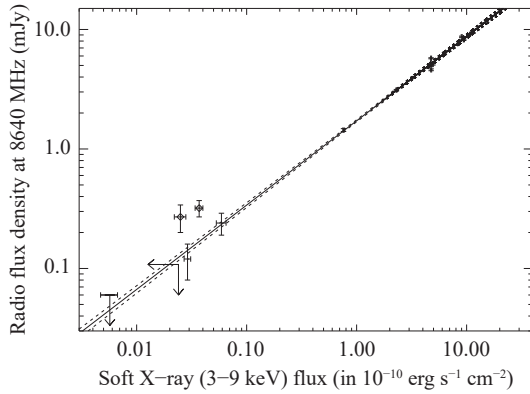


图 1 射电辐射在 8.6 GHz 的流量密度与 3–9 keV 的 X 射线流量之间的相关性图. 实线表示用 $F_{\text{radio}} = c \times F_X^d$ 函数对数据进行拟合得到的拟合曲线, 虚线表示拟合参数的 1σ 误差. 上限值为 3σ 水平. 菱形点是那些并非严格满足同时性观测的点, 或者可能受到在硬 X 射线波段观测到的再耀发的影响. 图引自 Corbel 等^[9].

Fig. 1 The correlation between the radio flux density at 8.6 GHz and the X-ray flux in the 3–9 keV range. The solid line represents the best fit to the data using the function $F_{\text{radio}} = c \times F_X^d$, while the dashed line indicates the 1σ deviation from the fitted parameters. Upper limits are shown at the 3σ level. The diamond markers correspond to data points that are not strictly simultaneous or may be influenced by a minor reflare observed in the hard X-ray band. Figure adapted from Corbel et al.^[9].

磁场在各种天体中普遍存在. 在黑洞X射线双星系统中, 中心黑洞周围也存在着磁场, 这些磁场可能由外盘区域的弱磁场借由吸积盘不断向内拖曳形成^[45–48]. 在双星系统中, 一般认为外部弱磁场由伴星提供^[45–48]. 目前广泛接受的观点是黑洞周围的大尺度磁场在喷流或外流的加速与准直过程中起着重要作用^[49–51]. 理论研究中解释喷流产生及加速的 BZ (Blandford-Znajek^[52]) 模型与 BP (Blandford-Payne^[53]) 模型都离不开具有开放构型的大尺度磁场. 本节将介绍标准薄盘与径移主导吸积流中的

大尺度磁场.

2.1 标准薄盘和大尺度磁场

研究认为, 外盘的大尺度极向磁场会被吸积等离子体向内拖曳, 同时磁场也会向外扩散, 当磁场向内径移与向外扩散平衡时, 吸积盘中的磁场将形成一个稳定的构型^[47]. 这意味着磁场的结构主要由盘的径向速度和磁扩散率决定. 由于吸积盘的径向速度与运动粘度大致成正比, 因此磁场构型对于磁普朗特数 $P_m = \varsigma/v$ 很敏感, 其中 ς 为磁扩散率, v 为运动粘度. 吸积盘的径向速度大致正比于 v . Parker 认为, 在各向同性湍流中, $P_m = \varsigma/v \propto 1$ ^[54]. 之后许多学者的数值模拟也都指出磁普朗特数应在 1 左右^[55–57]. 一个恰当的磁场构型对于从吸积盘发射喷流的过程是至关重要的. 具体来说, 从开普勒性冷盘中发射喷流要求磁力线与盘平面的倾角必须小于 60° . 如果黑洞具有高自旋, 这个临界角度可能大于 60° ^[53, 58]. Lubow 等人在 1994 年探究了大尺度磁径移与扩散平衡的最终稳定磁场构型, 发现只有在满足 $P_m \leq H/R$ (其中 H 是吸积盘半径 R 处的高度) 时, 才会出现明显的磁场拖曳现象^[47]. 这表明, 对于几何薄的标准薄盘来说, 外部磁场向内的径移效率总是较低, 此时吸积流的径向速度很小.

对于标准薄盘中磁场径移低效的问题, 人们提出了一些模型解释^[48, 59–62]. 有研究认为, 存在于标准薄盘表面的向内移动相对较快的热冕可以有效地向内输运穿过盘外部区域的磁通量^[63]. 标准薄盘上方的热气体可以比标准薄盘内部的气体更快地向内吸积, 这在一定程度上解决了标准薄盘磁场通量输运效率低的问题. 然而, 若喷流发射需要的磁场由热冕输运的磁场得到, 喷流的最大功率几乎要小于 0.05 倍爱丁顿光度, 这与一些双星系统中观测到的强喷流不相符^[64]. Cao 与 Spruit 等人认为标准薄盘的大部分角动量可以通过被磁场驱动的外流带走^[62], 因此标准薄盘的径向速度会明显高于经典的标准薄盘, 盘内的气体被迅速吸积到黑洞. 他们的计算表明即使是中等强度的磁场也可以通过磁驱动外流造成足够的角动量损失, 加快磁场的向内径移以平衡向外的磁扩散. Li 和 Cao 在

其2019年的工作中, 考虑由磁外流驱动的薄吸积盘的全局结构进行数值模拟^[65]. 图2展示了其数值模拟的主要结果. 其中, 图2 (A)–(C)展示其得到的含外流的标准薄盘磁场构型. 研究表明标准薄盘的磁场是向内输运的, 形成了一个贯穿标准薄盘的开放构型, 磁场线明显向标准薄盘倾斜, 这也是从吸积盘发射外流的必要条件. 图2 (D)–(E)展示给予不同外部磁场强度时, 得到的外场通过标准薄盘向内输运形成的磁场强度随半径的分布. 可以看到, 磁场强度在标准薄盘的内部区域被显著增强. 若不考虑磁驱动外流的影响, 磁场向内输运的效率极低, 形成的磁场在盘内部区域未明显增强. 盘内部区域的磁场强度增强幅度对盘外部磁场的场强很敏感, 一个强外场会导致强外流, 这会使得标准薄盘的角动量损失更多, 从而盘内气体迅速向内吸积, 使得磁场进行有效的向内输运, 外场强度越大, 最终形成的盘内部区域的磁场场强越大. 图2 (F)–(G)显示, 外流似乎具有径向分层结构, 即外流沿其发射的盘面半径方向上具有速度梯度. 对活动星系核PG 1211+143的长期研究发现, 在其X射线光谱中存在多条蓝移吸收线, 其对应外流的速度分别为 $\sim 0.06c$ 、 $0.13c$ 及 $0.18c$, 这意味着外流并不是以单一速度向外运动, 而很有可能具有一种多速度的径向分层结构^[66–68]. Li和Cao^[65]的工作中从盘内部流出的气体速度可达 $\sim 0.1c$ – $0.3c$, 而它们将随着半径的增大而减小, 来自于标准薄盘外围区域的气体速度约为 $\sim 10^{-3}c$ – $10^{-2}c$, 这与一些高亮度类星体的观测一致.

2.2 径移主导吸积流(ADAF)与大尺度磁场

ADAF作为一个低吸积率的吸积流模型, 其在能量耗散中主要考虑径移冷却. ADAF是几何厚光学薄的, 因此吸积流密度很低, 吸积率与辐射效率较低, 吸积流具有的径向速度也较大. 如上文所说, 在满足 $P_m \leq H/R$ 时, 会出现明显的磁场向内输运现象. 对于几何厚且径移速度大的ADAF, 其对外场向内的输运效率要明显高于标准薄盘. Cao^[69]对ADAF中大尺度磁场的径移/扩散问题进行了研究, 图3展示了其数值模拟的主要结果. 图3 (A)–(B)展示了数值模拟得到的ADAF中大尺度磁场的

构型, 这一构型表明ADAF中的磁场确实明显向内输运. 如图3 (C)–(E)所示, ADAF的结构也因为磁场而产生变化. 值得注意的是, 靠近黑洞区域的吸积流径向速度被磁场减弱了, 这表明只要由外场提供的磁场强度足够大, 吸积流就会被磁场困住, 形成磁囚禁吸积盘(magnetic arrested accretion disk, MAD), 这证实了关于磁囚禁吸积盘定性分析的主要假设^[70]. 在这种情况下, 靠近黑洞视界区域内的等离子体可能以磁约束气体团的形式沿场线扩散吸积. 数值模拟表明, ADAF中靠近黑洞视界区域的磁场强度主要由外场磁场强度与ADAF的外半径决定. 图3 (F)展示了不同 P_m 值与外半径下ADAF中大尺度磁场场强的径向分布. 可以发现, 如果气体从更大的ADAF外半径处开始吸积, 最终在ADAF内区边缘得到的磁场将会更强. ADAF因为受到磁场垂直于盘面方向的压力作用, 其靠近黑洞内区的气压显著增加, 垂直盘面方向尺度明显降低. 与没有磁场的ADAF模型相比, 其估计的靠近黑洞内区的磁场强度要高得多.

3 喷流的观测与理论

相对论性外流又称喷流, 是与包括X射线双星在内的吸积相对论性天体有关的十分重要而在观测上又十分明显的现象. 喷流最开始被认为是与活动星系核相关联的现象, 其最初在图像上被描述为细长的结构, 一端连接着活动星系核. 很快喷流被确认为从黑洞附近射出的强能量与物质流, 其最终流到宇宙空间, 因此得到结论—喷流是相对论天体吸积过程的常见现象^[71]. 而后, 喷流与恒星质量黑洞吸积之间的联系也得到系统研究.

尽管目前普遍认为喷流的电磁辐射可以从射电波段延伸至X射线波段, 然而从研究历史角度来看, 喷流的关键观测频段依然是射电波段. 从上世纪60–70年代发现明亮的X射线双星源开始, 人们便已经将观测到的强射电源与这些高能天体联系在一起. 然而, 直到对与双星源SS 433相关联的强射电源进行高分辨率的观测后, X射线双星喷流研究领域才算正式打开^[5–6]. “软X射线暂现源”的爆发经常与间歇性强射电辐射有关. 上世纪90年代,

在对X射线暂现源GRS 1915+105的观测中发现外流的视超光速运动^[72-74], 从此X射线双星喷流的研究进入新的阶段. 人们首次意识到, 来自X射线双星的喷流也可以表现出在活动星系核(Active Galactic Nucleus, AGN)喷流中观测到的那种明显的相对论速度(洛伦兹因子 $\Gamma \geq 2$). 从这一时期开始, 人们在射电波段和更短波长波段(如光学波

段)上对来自X射线双星的喷流进行了详细研究, 对喷流的行为模式及现象有了更清晰的了解, 进一步来说, 为研究黑洞X射线双星的内流和外流的耦合提供了独特的见解. 然而, 随着研究的深入, 喷流的行为越发复杂, 这是一个发展迅速的领域. 图4展示了黑洞X射线双星源MAXI J1820+070中的喷流在角秒尺度上的射电图像.

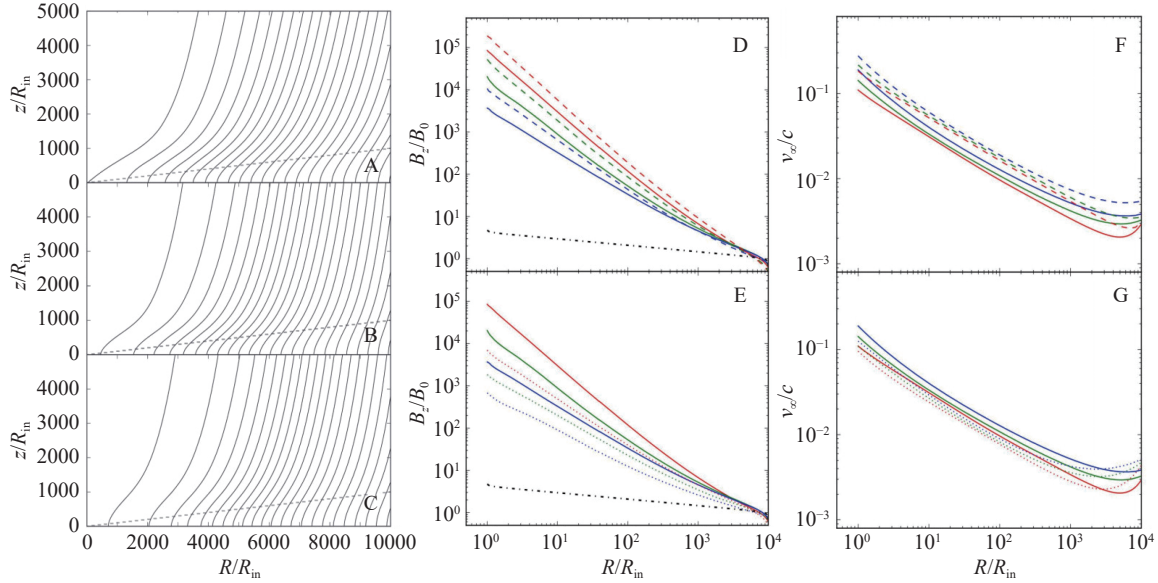


图 2 不同参数值下数值模拟得到的标准薄盘中的磁场构型、磁场强度和出流末端速度. 图(A)–(C)显示了不同外部磁场强度下磁盘的磁场构型. 虚线表示从 R_{in} 到 $R_{out} = 10^4 R_{in}$ 不同半径处吸积盘的高度. 计算中采用了磁普朗特数 $P_m = 1$ 以及外流底部的气体密度 $\beta_s = 1$. $\beta_{out} = 50$ 、100和200时的计算结果绘制在图(A)–(C)中. 图(D)–(E)显示了极向磁场垂直于盘的分量随半径的变化. 彩色线条表示不同外部磁场强度下的结果: $\beta_{out} = 50$ (红色)、100 (绿色)和200 (蓝色). 实线对应的是 $\beta_s = 1$ 和 $P_m = 1$ 时的计算结果, 而点虚线是没有外流的标准薄吸积盘的计算结果. 图(D)中的虚线对应的是 $\beta_s = 0.2$ 和 $P_m = 1$ 的计算结果, 图(E)中的虚线是 $\beta_s = 1$ 和 $P_m = 1.5$ 的计算结果. 图(F)–(G)显示了不同参数值下出流的末端速度与半径的函数关系. 彩色线条表示不同外场强度下的结果, $\beta_{out} = 50$ (红色)、100 (绿色)和200 (蓝色). 实线对应的是 $\beta_s = 1$ 和 $P_m = 1$ 时的计算结果. 图(F)中的虚线对应的是 $\beta_s = 0.2$ 和 $P_m = 1$ 的计算结果, 图(G)中的虚线对应的是 $\beta_s = 1$ 和 $P_m = 1.5$ 的计算结果. 图引用自Li等^[65].

Fig. 2 Magnetic field configurations, field strength, and terminal speeds of the outflow in a thin accretion disk, obtained through numerical simulations with varying parameter values. Panels (A)–(C) display the poloidal magnetic field configurations of the disks for different external field strengths. The dashed lines indicate the disk's scale height, extending from R_{in} to $R_{out} = 10^4 R_{in}$. The calculations adopt a Prandtl number $P_m = 1$ and a gas density at the base of the outflow $\beta_s = 1$. Results are shown for simulations with $\beta_{out} = 50$, 100, and 200 in panels (A)–(C). Panels (D)–(E) illustrate the variation of the vertical component of the poloidal magnetic field with radius. Colored lines represent the results for different external field strengths: $\beta_{out} = 50$ (red), 100 (green), and 200 (blue). The solid lines correspond to calculations with $\beta_s = 1$ and $P_m = 1$, while the dot-dashed lines represent the standard thin accretion disk without outflow. In panel (D), the dashed lines are for results with $\beta_s = 0.2$ and $P_m = 1$, while the dotted lines in panel (E) correspond to results with $\beta_s = 1$ and $P_m = 1.5$. Panels (F)–(G) show the terminal speeds of the outflows as a function of radius for different parameter values. The colored lines indicate results for different external field strengths: $\beta_{out} = 50$ (red), 100 (green), and 200 (blue). The solid lines correspond to calculations with $\beta_s = 1$ and $P_m = 1$, while the dashed lines in panel (F) are for results with $\beta_s = 0.2$ and $P_m = 1$, and the dashed lines in panel (G) correspond to results with $\beta_s = 1$ and $P_m = 1.5$. Figure adapted from Li et al.^[65].

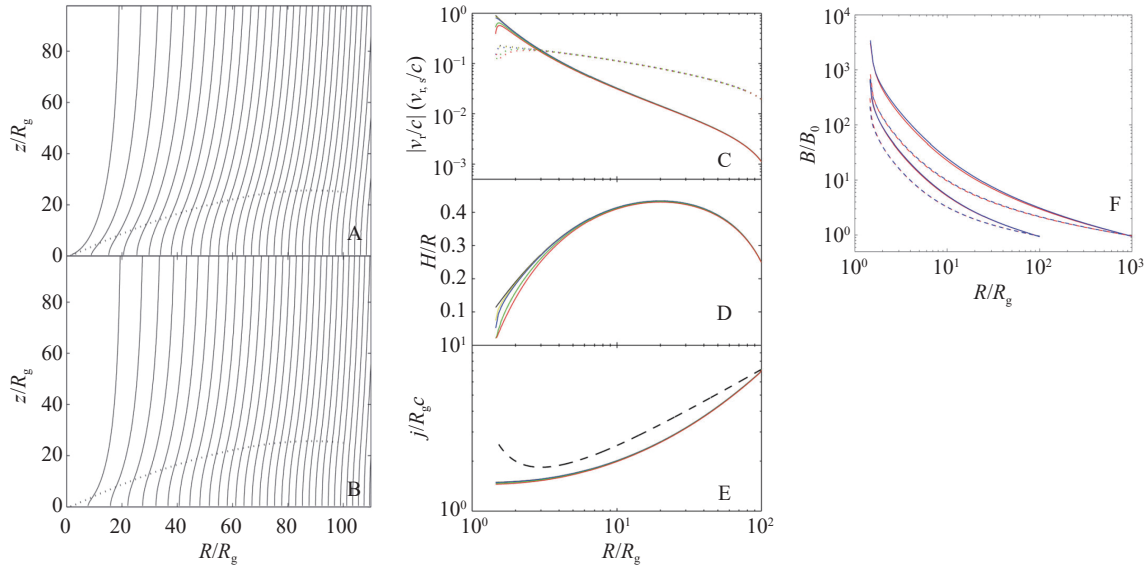


图 3 不同参数值下数值模拟得到的ADAF中的磁场构型、吸积流结构和磁场强度. 图(A)–(B)显示了ADAF的大尺度极向磁场构型. 虚线为ADAF的高度尺度. 圆盘外半径假定为 $R_{\text{out}} = 100R_g$. 图A中绘制的磁场构型是在磁普朗特数为 $P_m = 1$ 时计算得出的, 而图(B)则是在 $P_m = 1.5$ 时计算得出的. 图(C)–(E)显示了吸积流的结构. 所有计算均采用磁普朗特数 $P_m = 1$. 彩色线条代表不同磁场强度下的结果, 分别为 $\beta_0 = 20$ (红色)、40 (绿色)、200 (蓝色)和400 (黄色). 其中 $\beta_0 = 8\pi p(R_{\text{out}})/B_0^2$, B_0 为外场磁场强度. 图(C): 径向速度(实线)和声速(虚线)与半径的函数关系. 图(D): 吸积流的标高. 图(E): 比角动量与半径的函数关系. 黑色虚线代表开普勒比角动量. 图(F)显示了吸积流中的磁场强度与外部磁场强度之比, 它是半径的函数. 红线代表 $R_{\text{out}} = 100R_g$ 的吸积流中 $\beta_0 = 20$ 的结果($R_{\text{out}} = 1000R_g$ 的吸积流中 $\beta_0 = 2$), 而蓝线代表的是 $\beta_0 = 200$ 时的结果, 适用于 $R_{\text{out}} = 100R_g$ 的吸积流($\beta_0 = 20$ 适用于 $R_{\text{out}} = 1000R_g$ 的吸积流). 实线表示 $P_m = 1$ 的结果, 虚线表示 $P_m = 1.5$ 的结果. 图引用自Cao^[69].

Fig. 3 Magnetic field configurations, accretion flow structure, and magnetic field strength in an ADAF, obtained from numerical simulations with varying parameters. Panels (A) and (B) show the large-scale poloidal magnetic field configuration of the ADAF. The dashed line represents the scale height of the ADAF, and the outer radius of the disk is assumed to be $R_{\text{out}} = 100R_g$. The configuration in panel A is calculated for a magnetic Prandtl number $P_m = 1$, while panel (B) corresponds to $P_m = 1.5$. Panels (C) to (E) illustrate the structure of the accretion flow, with $P_m = 1$ used for all calculations. The colored lines represent results for different magnetic field strengths: $\beta_0 = 20$ (red), 40 (green), 200 (blue), and 400 (yellow), while the black lines correspond to the flow structure without magnetic fields. $\beta_0 = 8\pi p(R_{\text{out}})/B_0^2$, where B_0 is the outer magnetic field strength. Panel (C) shows radial velocities (solid lines) and sound speeds (dashed lines) as functions of radius. Panel (D) presents the scale heights of the accretion flow as functions of radius, and panel (E) shows the specific angular momentum as a function of radius. The black dashed line represents the Keplerian specific angular momentum. Panel (F) shows the ratio of the magnetic field strength in the accretion flow to the external imposed field strength as a function of radius. The red lines represent results for $\beta_0 = 20$ with $R_{\text{out}} = 100R_g$ ($\beta_0 = 2$ for $R_{\text{out}} = 1000R_g$), and the blue lines represent results for $\beta_0 = 200$ with $R_{\text{out}} = 100R_g$ ($\beta_0 = 20$ for $R_{\text{out}} = 1000R_g$). Solid lines correspond to calculations with $P_m = 1$, while dashed lines correspond to $P_m = 1.5$. Figure adapted from Cao^[69].

3.1 喷流的物理属性

对于X射线双星观测到的喷流, 其“非热”的光谱、高射电亮度温度以及一些情况下高度线性极化等系列观测证据表明, 其喷流在物理机制上是同步加速辐射的. 图5展示了观测到的一次射电耀发事件. 一般认为, 这可能是由于短时间内能量与粒子注入一正在膨胀的等离子体云, 在观测上表现为喷流的形式^[76]. 这类射电耀发事件的特征是具有光学薄的光谱, 与X射线暂现源或持续耀发源有关. 从图中可

以清楚地看到, 射电耀发的上升和衰减阶段可以非常清晰地界定. 对于上升阶段, van der Laan等人和Hjellming等人提出“同步辐射气泡”模型对其行为加以解释^[77–79]. X射线暂现源的射电耀发事件在开始几天后会观测到射电辐射单调衰减, 似乎主要由绝热膨胀损耗造成, 主要特征为在所有辐射频率上的衰减速率一致. 也可以通过同步辐射本身或是逆康普顿散射造成大量能量损失来解释, 其特征为在较高频率处的衰减速率更大, 这会使得光谱变陡.

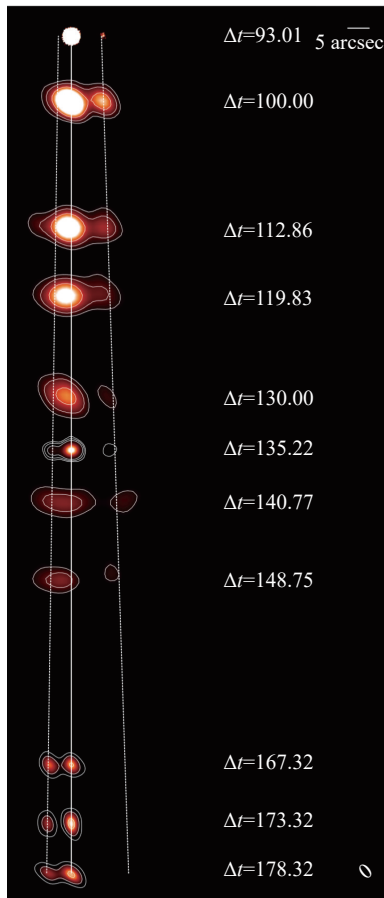


图 4 黑洞X射线双星源MAXI J1820+070爆发过程中相对论喷流的射电图像. Δt 为距离爆发早期喷流从核心区域产生时刻(MJD 58305.68)的时间, 以天为单位, 并标注在每次观测的右边, 该耀发发生于硬态向软态转变期间($\Delta t = 0$ 对应MJD 58305.68). 图中白色垂直实线标出根据eMERLIN (enhanced Multi Element Remotely Linked Interferometer Network)观测数据确定的核心位置. 右侧和左侧的虚线分别表示靠近侧与远离侧抛射成分的最佳拟合喷出轨迹. 图引用自Bright等^[75].

Fig. 4 Resolved radio images of the core and ejections from MAXI J1820+070. Δt represents the time in units of day, since the onset of the radio flare that occurred during the transition from the hard to soft state ($\Delta t = 0$ at MJD 58305.68), and is indicated to the right of each observation.

The white vertical solid line marks the core position, as determined from hard state observations made with eMERLIN (enhanced Multi Element Remotely Linked Interferometer Network). The right and left dashed lines represent the best-fit ballistic trajectories of the approaching and receding ejection components, respectively. Figure adapted from Bright et al.^[75].

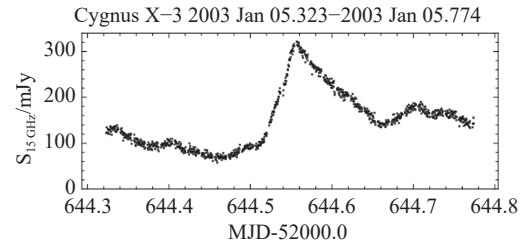


图 5 在15 GHz射电波段观测到来自喷流源Cyg X-3的一次射电耀发事件. 该耀发的上升段时长为 ~ 0.04 d, 由此可以估算出耀发相关区域的大小. 此为来自莱尔望远镜的观测数据. 图引用自Fender^[71].

Fig. 5 Observation of a radio flare event from the jet source Cyg X-3 at 15 GHz. The rise time of the event is approximately 0.04 day, which enables an estimate of the size of the region associated with the flare. Observations were made using the Ryle Telescope. Figure adapted from Fender^[71].

Mirabel与Rodriguez在源GRS 1915+105中首次观测到视超光速运动, 考虑多普勒频移等影响后, 可以估计喷流的速度^[73-75]. 对于推断存在于黑洞X射线双星低硬态中稳态喷流的相关速度, 基本上没有直接的测量结果. 尽管如此, 还是有一些线索表明, 这些喷流可能是轻微相对论性而不是高度相对论性的. 对于推断BHXR B中间歇性喷流的低相对论速度, 如GRS 1915+105中观测到的间歇性喷流视超光速运动, 人们普遍认为可以用洛伦兹因子 $\Gamma \sim 2$ 来描述其相对论性, 即虽然具有明显的相对论性, 但与AGN中喷流最极端例子相比要小得多. 然而, Fender等人的研究表明, 洛伦兹因子的大体范围可能要宽得多^[15]. 在对源的距离估计已经相对精确的情况下, 喷流的洛伦兹因子无法通过测量射电成分的运动来约束. 尽管如此, Fender与Kuulkers^[80]认为, 黑洞X射线双星暂现源的平均洛伦兹因子极可能 ≤ 5 , 更高的数值很可能会破坏观测到的射电和X射线峰值流量之间的相关性.

喷流的速度需要保持恒定吗? 在SS 433中似乎并不需要, Eikenberry等^[81]的研究表明, 其喷流速度变化可能超过10%. 在Corbel等人对XTE J1550-564的研究中, 清楚地观测到了喷流的减速现象^[30]. 因为这种减速可能是与星际介质(Interstellar Medium, ISM)相互作用的结果, 该现象很可能不同程度地发生在所有X射线双星中. 综上所述

述, 目前认为存在于黑洞X射线双星低硬态的稳态喷流似乎只是微相对论性的. 与X射线暂现源相关的间歇性喷流几乎肯定具有高得多的洛伦兹因子, 但随着喷流与ISM的相互作用, 洛伦兹因子会随着时间的推移而降低.

3.2 低硬态中的稳态喷流

低硬态的喷流特征为从射电波段向更短波长频率延伸的“平坦”光谱(谱指数 $\alpha \sim 0$), 线性偏振水平约1%–3%, 其辐射流量演化与X射线辐射存在幂律相关性. 这些与间歇性喷流不同的观测特征, 几乎在每个处于低硬态的黑洞X射线双星中都能发现^[29]. 通过类比AGN, 人们提出用致密的自吸收喷流来解释这些特性^[29, 37, 78, 82]. 2001年Stirling等人对低硬态Cyg X-1喷流的毫角秒级成像证实了这一解释^[83]. 低硬态源的射电谱型表现为“平坦”或是“倒转”, 在两个低硬态源Cyg X-1和XTE J1118+480中这种“平坦”的谱型可以一直延伸到毫米波段^[29, 84]. 在绝大部分低硬态源中, 光学辐射似乎都位于射电光谱的“平坦”延伸段上^[85–86]. Jain等^[87]在XTE J1550–564的近红外光变曲线上观测到了一个次级耀发, 时间上对应源向低硬态演化的过渡期, 他们认为其辐射过程为喷流的自吸收同步辐射. XTE J1118+480在低硬态下的光学波段的快速光变也可用自吸收同步辐射解释. 如果“平坦”或“倒转”的射电谱型来自于锥形喷流的自吸收同步辐射, 那么其光谱在某个频率至之上应当会出现偏折, 变为谱指数 $-1 \leq \alpha \leq 0$ 的光学薄光谱. Corbel等人基于对于GX 339–4低硬态的系统观测发现其在近红外波段的确存在这样的偏折点^[30].

在确定射电辐射来自于稳态自吸收同步辐射喷流后, 接下来的关键则是得到喷流的功率. 人们通过以下两方面来对喷流的功率进行估计: (1) 仔细测量其同步辐射光谱的范围; (2) 引入辐射效率 η 来估算喷流总功率. 由此可以估算出喷流功率为

$$P_J \propto L_J \eta^{-1} F(\Gamma, i), \quad (3)$$

其中, L_J 是喷流的总辐射光度(即 L_ν 从射电波段直到观测到的最高频率的积分), η 是辐射效率, $F(\Gamma, i)$ 是一个修正因子, 用于修正具有洛伦兹因子 Γ 和多普勒因子 δ 的整体相对论运动, 其中 i 为观

测倾角^[29].

我们可以做出这样一个合理假设—射电波段观测到的所有辐射都源自同步辐射^[71], 由此出发, 我们可以探究射电同步辐射光谱向其他波段延伸的程度, 从而进一步得到同步辐射的总辐射光度.

以暂现源XTE J1118+480为例, 其低硬态的光谱基本与理论预测的宽波段光谱图像一致. 其在近红外波段, 可能还有光学波段都显示出明显的超出成分, 而射电光谱与850 μm 波段的观测平滑连接^[88]. Fender等^[29]认为, 在这种情况下其同步辐射光度已经超过其观测到的X射线光度的1%. 之后, 估计其喷流功率的关键则在于对辐射效率 η 的估计. Fender和Pooley对GRS 1915+105的射电“振荡”的 η 进行了估算^[84], 得出 $\eta \leq 0.15$; 在Blandford与Konigl的原始模型中^[36], η 很可能 ≤ 0.15 ; 在Markoff等人的模型中^[38], $\eta < 0.1$; Celotti和Ghisellini对AGN样本的估计是 $\eta \leq 0.15$ ^[89]; 同时, 对喷流中的同步加速过程的理论研究表明, $\eta > 0.2$ 似乎不太可能, 而且也没有对应观测结果. 因此, 对于XTE J1118+480来说, 喷流中的功率可能大于X射线光度的10%. 在黑洞X射线双星中, 几乎所有低硬态源都显示出这种相似的宽波段光谱图像, 图6展示了GX 339–4在低硬态射电-X射线能谱宽波段喷流模型拟合的结果. 可以认为, 几乎所有黑洞X射线双星在低硬态都会产生强大的稳态喷流.

3.3 软态中喷流的消失

BHXR在X射线软态不存在射电致密喷流现象的发现与研究最早可以追溯到Tananbaum等人1972年的工作^[90], 在他们的研究中, Cyg X-1对应的射电耀发与其从软态回到硬态的态转换有关. 不过, 虽然人们推测射电辐射的变化与X射线双星的X射线辐射属性变化有关, 但两者关联的具体模式并不明确. 1998年, 观测显示GX 339–4在高软态下持续了一年, 这一研究情况发生了变化. 在1998年之前, 对处于低硬态的GX 339–4进行的射电监测已经确定存在一个较弱的射电发射与之对应, 但在之后整个软态期间, 尽管进行了多次观测, 却没有探测到任何射电辐射. 随后, 该源又回到了低硬态, 弱射电发射再次出现^[8]. 这一观测结果是一

个有力的证据, 证明在黑洞X射线双星软态, 吸积盘主导其X射线辐射时, 射电辐射要么不存在, 要么处于相当弱的水平. 对Cyg X-1进行的高频次射电波段和X射线波段观测表明, 一旦源过渡到高软态, 射电辐射就会被迅速抑制, 光度降为爱丁顿光度的百分之几^[91]. 长期以来并没有观测到反例, 基

于现有的研究可以得出结论: 黑洞X射线软态不存在强稳态射电喷流. Klein-Wolt等^[92]对GRS 1915+105长时间观测的分析也证明了这一结论, 在他们的研究中, GRS 1915+105的软态一直都与明亮的射电辐射无关.

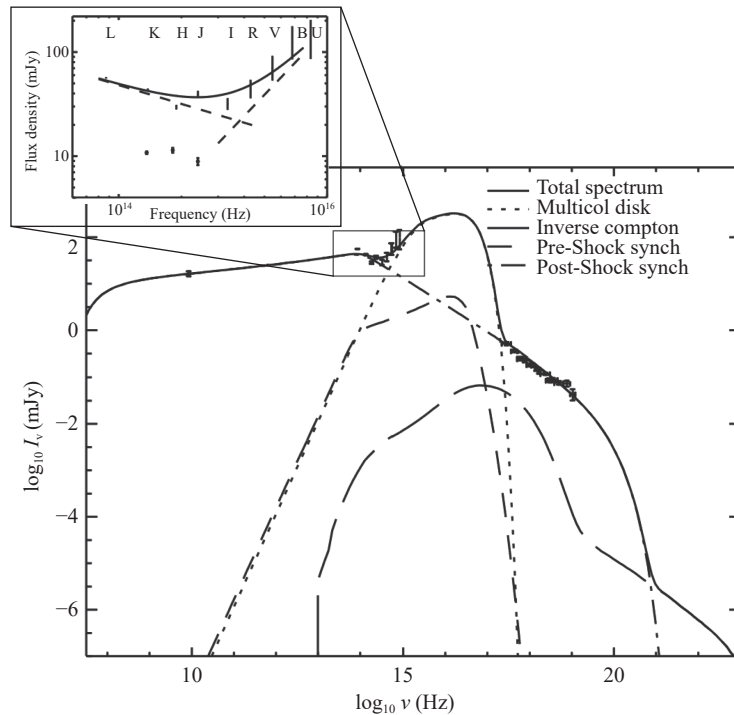


图 6 宽波段喷流模型拟合低硬态下GX 339-4的射电-X射线能谱^[31]. 平谱、自吸收、同步辐射成分延伸到了射电波段之外, 并在近红外波段中断, 变为光学稀薄的辐射. 这种近红外辐射的外延与X射线幂律谱平滑连接, 表明它也可能是光学稀薄的同步辐射, 这与更广泛接受的康普顿化模型相反. 宽波段能谱和模型拟合结果与处于相同X射线状态的XTE J1118+480相当^[38]. 图引用自Fender等^[71].

Fig. 6 Broadband jet-model fit to the radio-X-ray spectrum of GX 339-4 in the low/hard X-ray state^[31]. The flat-spectrum, self-absorbed synchrotron component extends beyond the radio band and transitions to optically thin emission in the near-infrared. An extrapolation of this near-infrared emission smoothly connects to the X-ray power law spectrum, suggesting that it may also be optically thin synchrotron emission, in contrast to more widely-accepted Comptonization models. The broadband spectrum and model fit are similar to those of XTE J1118+480 in the same X-ray state^[38]. Figure adapted from Fender et al.^[71].

4 对MAXI J1820+070的若干研究

You等^[93]在2021年对黑洞X射线双星源MAXI J1820+070于2018年的爆发做了详细的研究, 研究揭示了其冕在硬态可能的构型与行为模式, 为我们进一步了解黑洞X射线双星在硬态其吸积盘、冕和喷流的行为以及吸积盘-喷流耦合提供了新的

契机.

图7展示了黑洞X射线双星源MAXI J1820+070在2018年爆发的光变曲线以及硬度-强度图(Hardness-Intensity Diagram, HID). 其第1次爆发从MJD 58200持续到MJD 58286, 期间源一直处在硬态. 依照光变将该次爆发分为X射线光度增加的上升阶段和X射线光度下降的下降阶段, 通过对该

爆发期间的X射线能谱进行拟合分析, You等^[93]发现, 反射比例在上升阶段陡增至约0.5, 然后在下降阶段缓慢下降至约0.1. 反射比例被定义为冕照射到吸积盘的强度与直接照射到观测者的强度之比.

这意味着, 来自冕的光子在上升阶段照射到吸积盘的比例不断增加, 在下降阶段照射到吸积盘的比例不断减少.

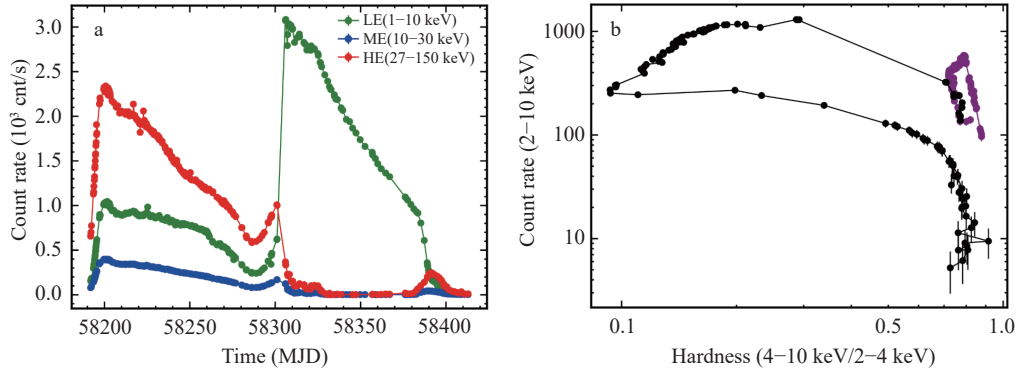


图7 “慧眼”卫星观测得到的MAXI J1820光变曲线和硬度-强度图. 图(a): MAXI J1820+070在HE (红色, 20–250 keV)、ME (蓝色, 5–30 keV)和LE (绿色, 1–15 keV)波段的光变曲线. 图(b): 硬度-强度图, 定义为2–10 keV总计数率与“硬光子”计数率(4–10 keV)和“软光子”计数率(2–4 keV)之比. 紫色圆点代表从MJD 58192到MJD 58286的第1次爆发. 图引用自You等^[93].

Fig. 7 *Insight*-HXMT light curves and hardness-intensity diagram. Panel (a): *Insight*-HXMT light curves of MAXI J1820+070 in the HE (red, 20–250 keV), ME (blue, 5–30 keV), and LE (green, 1–15 keV) bands. Panel (b): the *Insight*-HXMT hardness-intensity diagram, defined as the total 2–10 keV count rate versus the ratio of hard (4–10 keV) to soft (2–4 keV) count rates.

The purple dots represent the first outburst from MJD 58192 to MJD 58286. Figure adapted from You et al.^[93].

先前研究表明, 若假定黑洞周围冕的几何结构为黑洞上方一定高度如灯塔一般的点状结构, 这种情况下, 当给定模型其他参数时, 冕离黑洞的高度与反射比例唯一相关^[94]. 两者之间关系为: 当冕加速远离黑洞时, 集束效应会减少冕向吸积盘照射的通量, 从而降低反射比例. 而一般而言, 冕结构被认为位于喷流的底部^[95], 比灯塔结构更为复杂, 由两个参数进行表征——位置与体速度. You等^[93]研究了该模型下决定冕的参数与反射比例的关系得出结论: 反射比例随着冕高度的降低而增加; 同时, 给定高度后体速度增加, 反射比例减小. 对于MAXI J1820+070的下降阶段, X射线时变分析表明冕随着高度的降低而收缩^[96], 这应该会提高反射比例. 然而, X射线能谱拟合结果表明, 反射比例随着时间的推移降低. 为解决这一矛盾, You等^[93]提出, 冕向黑洞收缩时冕外流的流出速度会明显增快. 这种情况下, 冕外流对反射比例的影响大于其向黑洞收缩的影响, 这一解释与观测结果一致. 图8展示了他们提出的冕随时间演化的示意图.

You等^[97]在2023年再次对黑洞X射线双星源MAXI J1820+070在2018年的爆发进行了研究, 研究主要关注于其爆发末期从软态向硬态转变的过渡期, 探究从射电波段到X射线波段的多波段辐射行为以及相关关系. 该研究首次为黑洞周围MAD的形成提供了观测证据. 具体来说, 下降硬态期间MAXI J1820+070由软态转变为硬态, 对应在MJD 58380之后. 对该时期多波段光变的分析表明, 射电辐射滞后于X射线辐射8 d, 光学波段辐射滞后于X射线辐射17 d. 此前从未有人在黑洞X射线双星中观测到各波段辐射间长达天量级的时间延迟, You等^[97]认为, 这反映了MAD的形成过程.

大量的观测都支持在黑洞周围的吸积流基本是内部的热冕和外部的冷薄盘共存的结构. 而冕和薄盘的相互作用会使得吸积盘呈现截断结构. 在低质量黑洞X射线双星中, 伴星提供的物质首先进入薄盘. 在盘较内部区域, 薄盘的气体从盘面蒸发到冕. 在ADAF结构的冕中, 当其吸积率大于离子-电子平衡时标与吸积时标相等时的临界吸积率

时,冕会冷凝成盘^[98].当伴星的物质供给不足以补充气体的蒸发时,吸积盘表现出截断结构,反之是非截断的^[99].一般认为,对于低质量X射线双星,其在软态的吸积盘结构是非截断的,一个光学厚的盘一直向内延伸至ISCO处.在MAXI J1820+070中亦是如此.我们可以认为,在该源刚离开软态进入中间态的时刻,即MJD 58381时,其薄盘一直延伸至ISCO处.然而,在该源进入中间态后,我们明显看到硬X射线辐射的增强,这表明在此期间逆康普顿散射增强,该辐射起源一般认为来自喷流底部或者ADAF.更有意思的是,You等^[97]发现,这段时期的射电辐射滞后于硬X射线辐射大约8 d,这远大于光穿行时间给出的预测值.

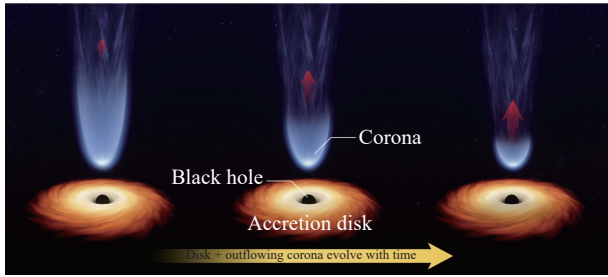


图 8 下降硬态的喷流底座结构的示意图.来自冕的康普顿化硬光子照亮吸积盘,从而产生能谱上看到的反射成分.随着冕向黑洞收缩,高度减小,拟合的反射比例也随之减小,这表明流出的冕物质在更深的引力势阱中外流的速度更快.图引用自You等^[93].

Fig. 8 Schematic of the proposed jet-like corona in the decay phase. The Comptonized hard photons from the corona illuminate the accretion disk, resulting in the observed reflection component. As the corona contracts towards the black hole, with decreasing height, the fitted reflection fraction decreases, suggesting that the bulk motion of the outflowing coronal material accelerates as it moves deeper into the gravitational potential well.

Figure adapted from You et al.^[93].

对于在射电辐射与X射线辐射间观测到的天量级时间延迟,You等^[97]提出,MAXI J1820+070的吸积盘在此期间的行为模式可由截断盘模型进行解释^[100].如前文所述,该模型基本结构为黑洞周围吸积盘为标准薄盘,其在半径 R_{tr} 处截断,内部靠近黑洞区域为ADAF,其向内一直延伸到ISCO处.对于MAXI J1820+070,由于射电辐射滞后于X射线辐射8 d,他们排除了硬X射线辐射来自于喷流底部冕的可能性,因此认为硬X射线辐射很可能

来自于ADAF,其中ADAF内部区域为硬X射线辐射主要来源.当MAXI J1820+070结束软态后,能谱拟合结果表明截断半径在持续变大,同时吸积率在降低.在这种情况下,整个ADAF的引力耗散功率随 R_{tr} 的增大而增大,而ADAF的最内部区域辐射功率随吸积率的减小而减小.两种机制相互竞争,前期 R_{tr} 的影响占主导,硬X射线辐射流量表现为上升;当两者影响相当时,硬X射线辐射流量就会出现一个峰值,大约在 $t_1 = \text{MJD } 58389$ 处;而后吸积率的影响成为主导,硬X射线辐射流量表现为下降.而这一吸积盘的结构演化又如何导致观测到的天量级射电延迟?这就不得不考虑磁场在该过程中的作用.如前文所述,由于ADAF的径向速度较高,一个微弱的外部磁场可以被ADAF向内拖曳并放大.预计更大的ADAF会更高效地将外部磁场拖曳并放大.研究发现,虽然在 $t_1 = \text{MJD } 58389$ 时硬X射线辐射流量达到峰值,ADAF对于磁场的拖曳仍在增强.ISCO处的磁场直到 $t_2 = \text{MJD } 58397$ 时才达到饱和并开始下降.喷流功率随着黑洞附近磁场强度的增加而增加,因此其射电辐射也会增加,直到 $t_2 = \text{MJD } 58397$ 出现峰值.这解释了观测到的射电辐射滞后于硬X射线辐射8 d的现象.

假设在黑洞附近有大量磁通量,由于黑洞引力不断向内吸积物质,这带来的引力压会阻止磁场向外逃逸.于是,在磁球半径 $R_m \equiv r_m R_s$ 处,累积的磁场会干扰原本的吸积流.同时我们注意到 r_m 是大于视界半径的,即表明会存在这样一块区域,其内部吸积流表现明显受到磁场影响.当 $r \geq r_m$ 时,吸积流的行为与ADAF别无二致.而当 $r < r_m$ 时,大结构的吸积流会分裂成小块气团或气流.气体必须要突破层层磁场,最终落入黑洞,因此,吸积流在这一区域的径向速度远小于外部的吸积流.这一区域内的吸积流被称为MAD^[70].在观测上,MAD对能谱的贡献与标准吸积流(Standard And Normal Evolution accretion flow, SANE)没有明显区别^[101].所以,尽管早已预测在BHXR中可能存在MAD,但在此之前尚未在黑洞源中观测到过MAD的形成过程.这一研究^[97]首次为黑洞周围MAD的形成提供了观测证据.基于上述吸积流演化模型的解释,在MAXI J1820+070从软态到

硬态过渡时, 其ADAF内区的磁场不断增强, 而这越发增强的磁场也会反过来影响ADAF的自身结构, 因为磁压的作用与黑洞的引力压相反. 计算表明, 在硬X射线出现峰值之后, 继续膨胀的ADAF的最内部磁场继续被放大, 进一步在内部边缘占

主导地位, 最终在射电辐射达到峰值(MJD 58397)时, 黑洞附近的磁场强度达到 $\sim 7 \times 10^7$ Gs, 达到形成MAD所需要的磁场强度, 从而在ADAF最内部区域形成了磁囚禁吸积盘. 图9展示了这一整体过程.

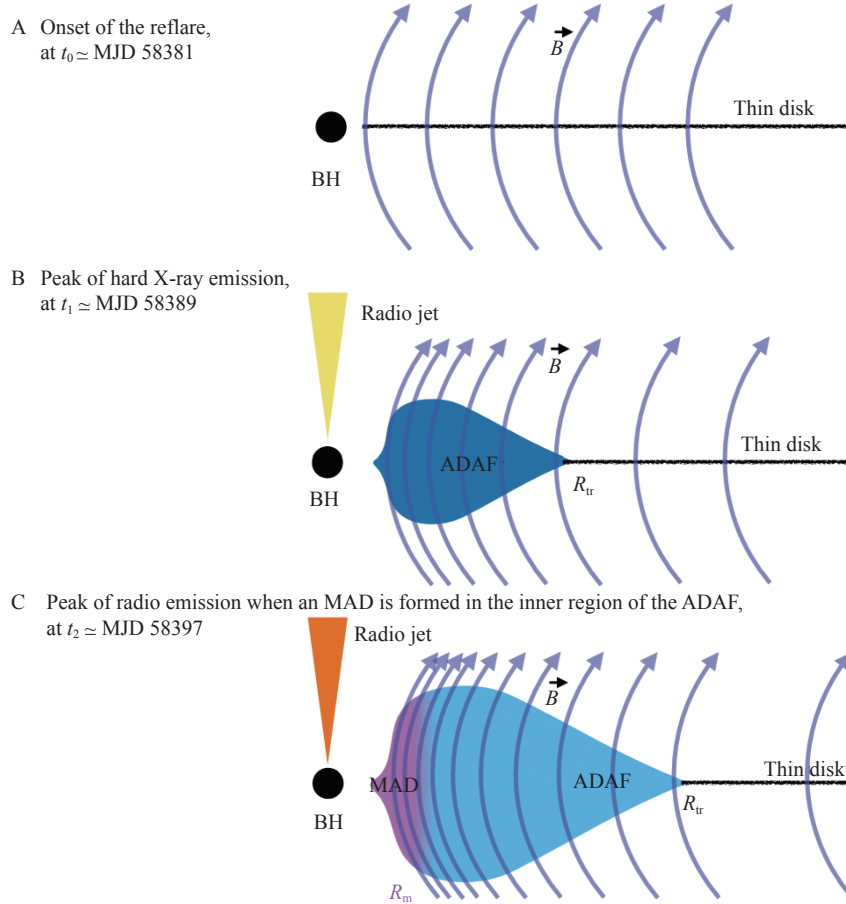


图 9 You等^[97]提出的解释示意图. 外层薄盘在半径 R_{tr} 被截断, ADAF在半径 R_{tr} 内. (A)耀发开始时的吸积盘构型, 此时假定薄盘延伸至ISCO, ADAF开始随着半径 R_{tr} 的增大而增大. (B)硬X射线发射峰值时的构型, 此时外部薄盘将物质和磁场带入内部ADAF. (C)射电发射峰值时的构造, 此时足够强的磁场通过ADAF的放大作用向内堆积. 在磁层半径 R_m 范围内形成一个磁囚禁吸积盘, 此时磁压与引力压相等. 图引用自You等^[97].

Fig. 9 Schematic diagram of the proposed interpretation by You et al.^[97]. The outer thin disk is truncated at a radius R_{tr} , within which lies the ADAF. (A) The configuration at the onset of the flare, when the thin disk is assumed to extend to the ISCO, and the ADAF begins to expand with increasing R_{tr} . (B) Configuration during the peak of the hard X-ray emission, when the outer thin disk transports both mass and magnetic field into the inner ADAF. (C) Configuration at the time of peak radio emission, when the magnetic field is sufficiently amplified by the ADAF. An MAD forms within the magnetospheric radius R_m , where the magnetic pressure equals to the gravitational force. Figure adapted from You et al.^[97].

5 总结与展望

黑洞X射线双星在其整个爆发周期内, 会经历

从低硬态到高软态等数种不同吸积模式. 不同吸积模式下其吸积盘、喷流的行为以及内部的磁场有着很大的不同. 从射电波段到X射线波段乃至伽

马射电波段的多波段观测,是我们研究吸积过程、喷流机制并最终了解黑洞至关重要的手段^[35, 102]. 之前的研究广泛使用SED拟合以及相关分析等方法来探究黑洞X射线双星多波段辐射的起源和相关物理过程^[8, 103–104]. 近年来,越来越多的研究将时变分析与能谱分析结合起来,进一步探究黑洞X射线系统中吸积盘以及喷流在不同时标下的多波段辐射变化^[93, 105–106]. 这一系列研究证认了黑洞X射线双星中X射线辐射、光学辐射与射电辐射之间的相关性,同时发现了光学、X射线和射电波段之间分钟量级的时间延迟. 这些结果可以很好地约束喷流的组成和几何结构^[106]. You等^[97]在黑洞X射线双星源MAXI J1820+070中发现了天量级的射电延迟,如此长的时间延迟大大超出先前理论的预测. 当考虑黑洞周围的磁场变化后,结合吸积盘-喷流耦合以及截断盘模型,得以定量解释这一观测结果. 于是,在之前研究的基础上,黑洞X射线双星中的磁场变化得到进一步重视. 我们首次观测到黑洞周围MAD的形成过程.

在对黑洞X射线双星的研究中,各波段的协同观测是至关重要的因素之一. 近20 yr来,空间X射线望远镜的数量不断增多,包括RXTE (Rossi X-Ray Timing Explorer)、MAXI (Monitor of All-sky X-ray Image)、NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope Array)等. 2017年,中国发射并运行第1颗X射线空间望远镜慧眼卫星. 在X射线波段,其独特的覆盖宽能段的X射线观测能力,尤其在硬X射线波段较大的有效面积,使其能够系统研究黑洞X射线双星中从吸积盘到喷流的多种辐射过程,是目前全球少有能在如此宽能段开展连续观测的卫星之一. 2024年1月9日,中国第1颗大视场X射线巡天卫星“天关”卫星发射成功并顺利在轨运行至今. “天关”卫星在实时巡天能力以及探测灵敏度上都有较大优势,半天就可以完成半个天区的巡视,在探测灵敏度上更是高出其他同类空间探测器一个量级以上. 随着观测资源的增多,多个探测器之间的联合观测越来越频繁,这将大大弥补之前同时性观测数据量少的不足. 我们可以拥有更多的观测样本,从而更全面系统地研究吸积流的动力学演化以及喷流形成等物理过程. 同时观测

能力的提高使得对黑洞X射线双星爆发极早期与极晚期吸积的研究成为可能. 可以预见,将来对于双星中物理过程的认知将大大拓宽.

参考文献

- [1] Shakura N I, Sunyaev R A. *A&A*, 1973, 24: 337
- [2] Laor A. *ApJ*, 1991, 376: 90
- [3] Martocchia A, Karas V, Matt G. *MNRAS*, 2000, 312: 817
- [4] Haardt F, Maraschi L, Ghisellini G. *ApJ*, 1994, 432: L95
- [5] Spencer R E. *Nature*, 1979, 282: 483
- [6] Hjellming R M, Johnston K J. *Nature*, 1981, 290: 100
- [7] McClintock J E, Remillard R A. *Black Hole Binaries* // Lewin W H G, van der Klis M. *Compact Stellar X-ray Sources*. Cambridge: Cambridge University Press, 2006: 157
- [8] Corbel S, Fender R P, Tzioumis A K, et al. *A&A*, 2000, 359: 251
- [9] Corbel S, Nowak M A, Fender R P, et al. *A&A*, 2003, 400: 1007
- [10] Lasota J P, Narayan R, Yi I. *A&A*, 1996, 314: 813
- [11] Brocksopp C, Bandyopadhyay R M, Fender R P. *NewA*, 2004, 9: 249
- [12] Capitanio F, Belloni T M, Del Santo M, et al. *MNRAS*, 2009, 398: 1194
- [13] Fender R P, Belloni T M, Gallo E. *MNRAS*, 2004, 355: 1105
- [14] Fender R P, Homan J, Belloni T M. *MNRAS*, 2009, 396: 1370
- [15] Fender R, Corbel S, Tzioumis T. *ApJ*, 1999, 519: L165
- [16] van Paradijs J, McClintock J E. *Optical and Ultraviolet Observations of X-ray Binaries* // Lewin W H G, van Paradijs J, van der Heuvel E P J. *X-ray Binaries*. Cambridge: Cambridge University Press, 1995: 58
- [17] van den Heuvel E P J, Heise J. *NPhS*, 1972, 239: 67
- [18] Treves A. *ApJ*, 1980, 242: 1114
- [19] Cunningham C. *ApJ*, 1976, 208: 534
- [20] Vrtilik S D, Raymond J C, Garcia M R, et al. *A&A*, 1990, 235: 162
- [21] Homan J, Belloni T M. *Ap&SS*, 2005, 300: 107
- [22] Frank J, King A, Raine D J. *Accretion Power in Astrophysics*. 3rd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2002: 80
- [23] Kuulkers E. *NewA*, 1998, 42: 1
- [24] Soria R, Wu K, Johnston H M. *MNRAS*, 1999, 310: 71
- [25] Bailyn C D. *ApJ*, 1992, 391: 298
- [26] Greene J, Bailyn C D, Orosz J A. *ApJ*, 2001, 554: 1290
- [27] Mikolajewska J, Rutkowski A, Goncalves D R, et al.

- MNRAS, 2005, 362: L13
- [28] Han X, Hjellming R M. ApJ, 1992, 400: 304
- [29] Fender R P. MNRAS, 2001, 322: 31
- [30] Corbel S, Fender R P. ApJ, 2002, 573: L35
- [31] Markoff S, Nowak M, Corbel S. A&A, 2003, 397: 645
- [32] Zurita C, Casares J, Shahbaz T. ApJ, 2003, 582: 369
- [33] Merloni A, DiMatteo T, Fabian A C. MNRAS, 2000, 318: L15
- [34] Shahbaz T, Dhillion V S, Marsh T R, et al. MNRAS, 2003, 346: 1116
- [35] Russell D M, Fender R P, Hynes R I, et al. MNRAS, 2006, 371: 1334
- [36] Blandford R D, Konigl A. ApJ, 1979, 232: 34
- [37] Falcke H, Biermann P L. A&A, 1996, 308: 321
- [38] Markoff S, Falcke H, Fender R. A&A, 2001, 372: L25
- [39] Heinz S, Sunyaev R A. MNRAS, 2003, 343: L59
- [40] Migliari S, Fender R P. MNRAS, 2006, 366: 79
- [41] Russell D M, Maitra D, Dunn R J H, et al. MNRAS, 2010, 405: 1759
- [42] Narayan R. ApJ, 1996, 462: 136
- [43] Esin A A, McClintock J E, Narayan R. ApJ, 1997, 489: 865
- [44] Zdziarski A A, Lubinski P, Gilfanov M, et al. MNRAS, 2003, 342: 355
- [45] Bisnovaty-Kogan G S, Ruzmaikin A A. Ap&SS, 1974, 28: 45
- [46] Bisnovaty-Kogan G S, Ruzmaikin A A. Ap&SS, 1976, 42: 401
- [47] Lubow S H, Papaloizou J C B, Pringle J E. MNRAS, 1994, 267: 235
- [48] Spruit H C, Uzdensky D A. ApJ, 2005, 629: 960
- [49] Konigl A, Pudritz R E. Disk Winds and the Accretion-Outflow Connection // Mannings V, Boss A P, Russell S S. Protostars and Planets IV. Tucson: University of Arizona Press, 2000: 759
- [50] Pudritz R E, Ouyed R, Fendt C, et al. Disk Winds, Jets, and Outflows: Theoretical and Computational Foundations // Reipurth B, Jewitt D, Keil K. Protostars and Planets V. Tucson: University of Arizona Press, 2007: 277
- [51] Spruit H C. Theory of Magnetically Powered Jets // Wolf B, Jurgens E, Klaus H. Lecture Notes in Physics. Berlin: Springer Verlag, 2010: 233
- [52] Blandford R D, Znajek R L. MNRAS, 1977, 179: 433
- [53] Blandford R D, Payne D G. MNRAS, 1982, 199: 883
- [54] Parker E N. Cosmical Magnetic Fields: Their Origin and Their Activity. Oxford: Clarendon Press, 1979: 464
- [55] Yousef T A, Brandenburg A, Rudiger G. A&A, 2003, 411: 321
- [56] Fromang S, Stone J M. A&A, 2009, 507: 19
- [57] Guan X, Gammie C F. ApJ, 2009, 697: 1901
- [58] Cao X W, Spruit H C. A&A, 1994, 287: 80
- [59] Lovelace R V E, Rothstein D M, Bisnovaty-Kogan G S. ApJ, 2009, 701: 885
- [60] Guilet J, Ogilvie G I. MNRAS, 2012, 424: 2097
- [61] Guilet J, Ogilvie G I. MNRAS, 2013, 430: 822
- [62] Cao X W, Spruit H C. ApJ, 2013, 765: 149
- [63] Beckwith K, Hawley J F, Krolik J H. ApJ, 2009, 707: 428
- [64] Cao X W. MNRAS, 2018, 473: 4268
- [65] Li J W, Cao X W. ApJ, 2019, 872: 149
- [66] Pounds K A, Reeves J N, King A R, et al. MNRAS, 2003, 345: 705
- [67] Pounds K, Lobban A, Reeves J, et al. MNRAS, 2016, 457: 2951
- [68] Pounds K A, Lobban A, Reeves J N, et al. MNRAS, 2016, 459: 4389
- [69] Cao X. ApJ, 2011, 737: 94
- [70] Narayan R, Igumenshchev I V, Abramowicz M A. PASJ, 2003, 55: L69
- [71] Fender R. Jets from X-ray Binaries // Lewin W H G, van der Klis M. Compact Stellar X-ray Sources, 2006, 39: 381
- [72] Mirabel I F, Rodriguez L F. Nature, 1994, 371: 46
- [73] Mirabel I F, Rodriguez L F. ARA&A, 1999, 37: 409
- [74] Rodriguez L F, Mirabel I F. ApJ, 1999, 511: 398
- [75] Bright J S, Fender R P, Motta S E. et al. NatAs, 2020, 4: 697
- [76] Longair M S. High Energy Astrophysics. Stars, the Galaxy and the Interstellar Medium. Cambridge: Cambridge University Press, 1994, 2: 331
- [77] van der Laan H. Nature, 1996, 211: 1131
- [78] Hjellming R M, Johnston K J. ApJ, 1988, 328: 600
- [79] Hjellming R M, Han X. Radio Properties of X-ray Binaries // Lewin W H G, van Paradijs J, van der Heuvel E P J. X-ray Binaries. Cambridge: Cambridge University Press, 1995: 308
- [80] Fender R P, Kuulkers E. MNRAS, 2001, 324: 923
- [81] Eikenberry S S, Matthews K, Munro M, et al. ApJ, 2002, 523: L33
- [82] Falcke H, Biermann P L. A&A, 1999, 342: 49
- [83] Stirling A M, Spencer R E, de la Force C J, et al. MNRAS, 2001, 327: 1273
- [84] Fender R P, Pooley G G. MNRAS, 2000, 318: L1
- [85] Brocksopp C, Jonker P G, Fender R P, et al. MNRAS, 2001, 323: 517
- [86] Corbel S. ApJ, 2001, 554: 43
- [87] Jain R K, Bailyn C D, Orosz J A, et al. ApJ, 2001, 554: L181
- [88] Hynes R I, Mauche C W, Haswell C A, et al. ApJ, 2000, 539: L37
- [89] Celotti A, Ghisellini G. MNRAS, 2008, 385: 283
- [90] Tananbaum H, Gursky H, Kellogg E, et al. ApJ, 1972, 177: L5
- [91] Gallo E, Fender R P, Pooley G G. MNRAS, 2003, 344:

- 60
- [92] Klein-Wolt M, Fender R P, Pooley G G, et al. MNRAS, 2002, 331: 745
- [93] You B, Tuo Y, Li C, et al. NatCo, 2021, 12: 1025
- [94] Dauser T, Garcia J, Walton D J, et al. A&A, 2016, 590: A76
- [95] Henri G, Pelletier G. ApJ, 1991, 383: L7
- [96] Kara E, Steiner J F, Fabian A C, et al. Nature, 2019, 565: 198
- [97] You B, Cao X W, Yan Z, et al. Science, 2023, 381: 961
- [98] Cao X W, You B, Yan Z. A&A, 2021, 654: A81
- [99] Liu B F, Qiao E. Science, 2022, 25: 103544
- [100] Yuan F, Narayan R. ARA&A, 2014, 52: 529
- [101] Xie F G, Zdziarski A A. ApJ, 2019, 887: 167
- [102] Homan J, Buxton M, Markoff S, et al. ApJ, 2005, 624: 295
- [103] Marino A, Barnier S, Petrucci P O, et al. A&A, 2021, 656: A63
- [104] Coriat M, Corbel S, Prat L, et al. MNRAS, 2011, 414: 677
- [105] Tetarenko A J, Casella P, Miller-Jones J C. A, et al. MNRAS, 2019, 484: 2987
- [106] Tetarenko A J, Casella P, Miller-Jones J C A, et al. MNRAS, 2021, 504: 3862

Transfer of Magnetic Field and Jets in Black Hole X-Ray Binaries

YANG Shuai-kang YOU Bei

(School of Physics and Technology, Wuhan University, Wuhan 430072)

ABSTRACT Black hole X-ray binary (BHXR) is a binary system consisting of a central compact black hole and its companion star. Its outburst phase is always accompanied by multi-wavelength emission. With the development of the multi-messenger astronomy, a general picture of the physical processes and spectral energy distribution (SED) behind the multi-wavelength radiation has been formed. The accretion disk and corona around the black hole dominate the X-ray emission; black hole X-ray binaries are always accompanied by jets, and the jets are the main source of radio emission; the physical process that dominates the optical/near-infrared emission is more complicated. It is generally believed that there are three physical processes involved, including X-ray reprocessing, viscous thermal radiation from the outer accretion disk, and jet emission. Many researches indicate that there is often a clear power-law correlation between the flux of the multi-wavelength emissions. This implies a correlation between the physical processes behind the multi-wavelength emissions. However, the specific physical processes underlying the association between the jet and the accretion disk remain unclear. It has been suggested that the weak external magnetic field in the BHXR can be radially dragged inwards by the accretion disk to form a strong magnetic field near the black hole. This process results in a significant amplification of the magnetic field in the accretion flow. And it is a prerequisite for theoretical studies of the BZ (Blandford-Znajek) model and the BP (Blandford-Znajek) model for jet launching and acceleration. Also, the strong magnetic fields can change the structure of the internal accretion flow, possibly forming the magnetically arrested accretion disks (MADs) in regions close to the black hole. Using the broad band X-ray observations from *Insight*-HXMT (Insight Hard X-ray Modulation Telescope), we are able to glimpse the high-energy radiation processes occurring in such densely compact regions. The transfer of magnetic fields in BHBs may provide insights into, or partially explain, the coupling between the accretion disk and the jet. We will review the researches on BHB accretion magnetic field advection and jets over the decades, and introduce the recent research on black hole accretion and magnetic field advection.

Key words stars: black holes, X-rays: binaries, radiation mechanisms: general, accretion disk, relativistic processes