



活动星系核吸积盘上恒星级黑洞吸积和动力学演化

李亚平

中国科学院上海天文台, 上海 200030

E-mail: liyp@shao.ac.cn

2024-06-08 收稿, 2024-08-26 修回, 2024-09-06 接受, 2024-09-09 网络版发表

国家自然科学基金(12373070)和上海市自然科学基金(23ZR1473700)资助

摘要 活动星系核吸积盘上恒星级双黑洞并合提供了一个独特的LIGO/Virgo/KAGRA引力波源. 伴随着超重双黑洞并合事例的发现, 这一动力学渠道受到越来越多的重视. 但这一渠道如何能促进双黑洞在吸积盘上并合以及其有何独特性, 仍是一个值得深入研究的热门课题. 为了更好回答这一问题, 需要借助于多维度的流体数值模拟. 本文首先回顾活动星系核这一渠道的独特性, 然后介绍基于流体数值模拟研究吸积盘上双黑洞形成、单(双)黑洞吸积、双黑洞演化等方面的工作, 最后介绍本领域仍然存在的重要问题和研究方向.

关键词 引力波, 吸积盘, 活动星系核, 双黑洞, 流体动力学

自第一例双黑洞并合的引力波事例GW 150904被发现以来^[1], LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory)-Virgo (Virgo Gravitational Wave Interferometer)-KAGRA (Kamioka Gravitational Wave Detector)合作组已发现了近百个引力波事例, 其中大部分是双黑洞并合事件^[2]. 双黑洞并合的天体物理起源成为当前研究的热点问题. 有多个渠道可以形成并合双黑洞, 包括孤立双星演化模型^[3~5]、多体系统中动力学演化模型, 这其中包括致密球状星团或星系核区中多体引力散射作用^[6~11]、三体或四体引力相互作用^[12~14]. 近些年来, 活动星系核(active galactic nucleus, AGN)吸积盘上的双黑洞并合成为另外一个可能的渠道^[15~17]. 这即是本文重点讨论的“活动星系核渠道”. 这是因为双黑洞周围的气体盘和其相互作用, 可能起到转移角动量的效果, 从而使得双黑洞轨道收缩. 需要说明的是, 本文讨论的活动星系核均指明亮的类星体, 而不包括一些近邻的低光度活动星系核.

相比于其他渠道, 吸积盘上双黑洞并合有一些非

常独有的特征. 比如, 由于处在富气体环境中, 双黑洞的吸积使得并合前的黑洞质量可以有效增长, 并且中心超大质量黑洞提供的较大引力势阱使得多代并合更容易发生^[18,19]. 因而, 吸积盘上极有可能产生超重的双黑洞并合事例, 比如GW190521^[20]. 另外一个非常重要的特征是, 由于富气体环境的存在, 吸积盘上双黑洞并合可以产生电磁对应体并有可能被观测到. 一个值得关注的例子是, 对于GW19051这个引力波事例, 在后续的光学观测中认为GW190521和AGN J124942.3+344929的光学耀发成协^[21,22]; 但是, 后来的分析揭示这一电磁对应体的成协性有待确认^[23,24]. 其他区分不同渠道的特征包括较大的偏心率^[25]、较低双黑洞等效自旋^[26]、寄主星系成协^[27]等.

除了双黑洞并合外, 吸积盘上的致密天体/恒星还有其他丰富的可观测效应. 比如, 吸积盘上也可以发生双中子星、中子星-黑洞双星并合、双白矮星等致密天体并合^[28,29]. 中子星的并合被广泛认为是短伽马暴的中心引擎^[30]. 双中子星GW170817的引力波、短伽

引用格式: 李亚平. 活动星系核吸积盘上恒星级黑洞吸积和动力学演化. 科学通报, 2025, 70: 387–397

Li Y P. Accretion and dynamical evolutions of stellar mass black holes in active galactic nucleus disks (in Chinese). Chin Sci Bull, 2025, 70: 387–397, doi: 10.1360/TB-2024-0614

马射线暴GRB 170817A及其余晖和千新星^[31~39]的多信使观测提供了这一双中子星并合事例的确凿观测证据. 最近, LIGO-Virgo-KAGRA合作组公布了另外一例中子星-黑洞并合事件GW230529^[40]. 如果这些双中子星、中子星-黑洞、双白矮星在吸积盘上进行超爱丁顿吸积或发生并合, 预期会产生特别的电磁信号^[18,41~47], 这有望可以用来区分双致密天体的并合渠道. 此外, 吸积盘上双致密天体演化过程会伴随着中微子的产生^[48], 吸积诱导的超新星爆发^[49]. 这与孤立环境中的对应体都会有着显著的不同.

此外, 吸积盘上恒星演化过程也会显著不同. 当恒星吸积足够有效时, 会形成质量非常大的超重恒星. 而当处在吸积盘低密度区时, 吸积变得低效, 恒星演化会产生C、N、O等重元素最终偏离主序, 并伴随星风导致核区金属增丰, 这被认为是解释活动星系核宽线区金属丰度不依赖红移演化的关键之一^[50]. 吸积盘上致密天体和吸积盘相互作用导致其形成的极端质量比旋进(extreme mass ratio inspiral, EMRI)被称为富气体EMRI, 即wet EMRI. 这与贫气体环境下EMRI(dry EMRI)的事件率和轨道偏心率会显著不同^[51,52], 并有可能形成特殊的轨道共振^[53]. 一定倾斜轨道的恒星/恒星级黑洞和吸积盘撞击被认为是解释近些年来观测到的准周期抛射(quasi-period eruptions, QPEs)事件的一个可能机制^[54,55]. 此外, 吸积盘上恒星/恒星级黑洞的存在会改变吸积盘的结构, 解释吸积盘的尺寸超标问题^[56].

可以看出, 活动星系核吸积盘提供了一个独特的恒星/致密天体演化的加工厂. 随着引力波、多波段电磁辐射、中微子等多信使观测的深入开展, 有望对引力波天体物理起源和活动星系核本身有着更深入的理解. 但这些都依赖于恒星/致密天体在吸积盘上的动力学演化和吸积过程. 本文将从活动星系核吸积盘上双黑洞形成和演化以及吸积过程方面介绍最近的研究进展.

1 活动星系核吸积盘上(双)黑洞形成

吸积盘上恒星或恒星级黑洞一般被认为来自于两种渠道. 其一是星系中心超大质量黑洞附近被观测到存在致密天体/核区星团, 一个很好的观测证据来自我们的银河系中心. 通过对银河系中心S恒星的长期监测和黑洞成像观测, 提供了其中心存在一个400万倍太阳质量黑洞的最好观测证据^[57,58]. 这些核区星团/致密天

体的轨道通过动力学散射作用, 可以和超大质量黑洞周围的吸积盘, 即活动星系核吸积盘产生相互作用. 虽然这些核区恒星/致密天体一般初始相对于吸积盘赤道面可能有较大倾角, 但是长期的恒星-盘相互作用使得初始轨道倾角被逐渐衰减, 从而使得这些恒星/致密天体轨道靠近盘赤道面, 并被俘获. 盘面中的致密天体/恒星和吸积盘的相互作用有着行星在原行星盘上类似的物理过程和/或轨道迁移行为(但两者由于物理环境的差异, 迁移过程可能相差甚大).

另外一种形成活动星系核上致密天体/恒星的机制来自吸积盘外区的自引力不稳定性. 由于吸积盘外区温度较低, 活动星系核吸积盘标准模型预言其外区是自引力不稳定的, 因而可以在本地自引力坍缩形成恒星并进一步形成恒星级黑洞等致密天体. 考虑这一过程和恒星等致密天体的加热效应后, 吸积盘外区形成一个自引力Toomre Q参数接近1的恒星盘^[59,60].

当吸积盘上在某一半径处聚集了较多的致密天体时, 比如由于迁移陷阱^[61](但是活动星系核吸积盘上的迁移陷阱是否存在还有很多争议^[51]), 两个致密天体通过密近交汇从而有一定概率形成双星系统^[62~65]. 这一般需要密近交汇时两个黑洞周围各自的环单星盘对其有显著的动力学摩擦效应, 从而有效耗散轨道能量并形成束缚双星系统^[63].

2 单(双)黑洞吸积过程

当致密天体处在活动星系核吸积盘的致密环境中时, 其吸积过程相比于处在其他环境中会显著不同. 下面介绍内嵌于吸积盘上致密天体的基本吸积过程.

2.1 修正的邦迪(Bondi)吸积

吸积盘上天体吸积过程可以类比于原行星盘上行星吸积过程. 两者的主要区别在致密天体的吸积过程一般存在较强的盘风、辐射反馈, 而这一效应在行星吸积中不存在. 现有的研究大都还不能很自洽地考虑恒星级黑洞反馈对其吸积过程的影响. 我们先忽略这一过程的影响, 并在之后简略讨论其可能的效应.

内嵌于吸积盘上天体的吸积过程由几个重要尺寸控制. 第一个是内嵌恒星级黑洞(以下简称卫星黑洞; 下面的讨论也可以指吸积盘上的其他类型致密天体)的邦迪(Bondi)半径, 其定义为

$$R_B = \frac{Gm}{c_s^2}, \quad (1)$$

其中, G 、 m 、 c_s 分别为引力常数、内嵌卫星黑洞质量、吸积盘中卫星黑洞处声速. 这个半径决定了内嵌卫星黑洞的引力相比吸积盘热压力占主导的区域. 对于一个卫星黑洞质量为 $m = 10M_\odot$ 、超大质量黑洞为 $10^7M_\odot$ 、 $c_s/v_\phi \sim 0.01$ 的薄盘系统, $R_B \simeq 0.01r_0$ (r_0 是卫星黑洞距中心超大质量黑洞的距离). 第二个重要的尺寸为内嵌卫星黑洞的希尔半径(Hill radius, 或称为洛熙半径, Roche radius):

$$R_H = r_{\text{SBH}} \left(\frac{q}{3} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (2)$$

其中, $r_{\text{SBH}} = r_0$ 是卫星黑洞距中心超大质量黑洞的距离, $q \equiv m/M$ 为质量比. R_H 决定了卫星黑洞和大黑洞引力平衡的空间范围. 第三个广泛采用的尺寸是吸积盘的标高. 在流体静力学平衡下,

$$H_0 = \frac{c_s}{\Omega_0}, \quad (3)$$

其中, Ω_0 是 r_0 处的开普勒转动频率. 采用上述提到的系统参数, 邦迪半径和盘的标高相当.

卫星黑洞的吸积过程主要由上述3个尺寸决定. 但其中只有两个量是相互独立的, 邦迪半径和盘标高之间的比值可以定义另外一个无量纲的参数, 即热质量(thermal mass):

$$q_{\text{th}} \equiv \frac{R_B}{H_{\text{SBH}}} = \frac{q}{h_0^3}, \quad (4)$$

其中, $H_{\text{SBH}} = H_0$ 是卫星黑洞处盘的标高, $h_0 \equiv H_{\text{SBH}}/r_0$.

当卫星黑洞质量比较小时, $\frac{R_B}{H_{\text{SBH}}} = (3q_{\text{th}}^2) \lesssim 1$, 对应的 $q_{\text{th}} \lesssim \sqrt{3}/3$, 此时有 $R_H < H_0$, 即邦迪半径 R_B 是3个尺寸中最小的. 在这种情况下, 中心超大质量黑洞的潮汐力变得不重要, 因此内嵌的恒星级黑洞的吸积将以接近球对称的邦迪吸积进行. 基于此, 卫星黑洞的吸积率可以估计为

$$\dot{m}_B = \pi R_B^2 \times \rho_p c_s = \pi q_{\text{th}}^2 h_0^3 \rho_p r_0^3 \Omega_0, \quad (5)$$

其中, ρ_p 是卫星黑洞处的气体密度. 这即是邦迪吸积给出的与吸积天体质量平方成正比的关系.

另外一个极端是 $\frac{R_H}{H_0} = \left(\frac{q_{\text{th}}}{3} \right)^{1/3} > 1$, 对应的质量区间是 $q_{\text{th}} > 3$, 可以得到此区间内 $R_B > R_H$. 此时, 吸积气体具有较大角动量, 并且吸积天体的希尔半径大于盘

的标高. 这相当于吸积天体俘获区域溢出吸积盘表面, 气体的俘获截面为 $\pi R_H H_0$. 因此, 卫星黑洞的吸积率可以估计为

$$\dot{m}_{\text{H,h}} = \pi R_H H_0 \times \rho_p \Omega_0 R_H = \pi \left(\frac{q_{\text{th}}}{3} \right)^{\frac{2}{3}} h_0^3 \rho_p r_0^3 \Omega_0, \quad (6)$$

此时, 吸积率对吸积天体的质量依赖关系更加平缓, 即 $\dot{m}_{\text{H,h}} \propto m^{2/3}$.

介于上述两者之间的一种情况是 $\sqrt{3}/3 \lesssim q_{\text{th}} \lesssim 3$, 此时 $R_H \lesssim H_0$ 并且 $R_H \lesssim R_B$. 这时, 天体仍然完全内嵌于吸积盘中($R_H \lesssim H_0$), 但仍然受吸积盘较差转动带来的角动量影响. 这时, 其吸积率为

$$\dot{m}_{\text{H,l}} = \pi R_H^2 \times \rho_p \Omega_0 R_H = \pi \left(\frac{q_{\text{th}}}{3} \right) h_0^3 \rho_p r_0^3 \Omega_0. \quad (7)$$

可以看出, 随着卫星黑洞质量增加, 其吸积率偏离邦迪吸积更大. 需要说明的是, 此处只是考虑了吸积盘角动量的影响. 另外一个重要的因素是卫星黑洞对吸积盘开沟过程, 即改变卫星黑洞附近的密度 ρ_p . 这在卫星黑洞质量较大以及活动星系核吸积盘温度较低时会比较重要.

2.2 活动星系核吸积盘上单黑洞吸积

基于一系列3D流体数值模拟, 不同质量区间的卫星黑洞吸积率总结在图1(a)中. 针对活动星系核吸积盘上恒星级黑洞, 质量比 $q \simeq \frac{10M_\odot}{10^7M_\odot} = 10^{-6}$, $h_0 \sim 0.01$, 对应的 $q_{\text{th}} \simeq 1$. 可以看出, 即使是在的邦迪吸积区间, 数值模拟给出的吸积率也比邦迪吸积率低将近1个量级. 可能原因是, 即使在此情况下, 下落到吸积盘上卫星黑洞的气体仍然具有一定的角动量, 不能很好地用邦迪吸积近似. 通过数值模拟发现, 当时, 卫星黑洞周围不能很好地形成一个转动支撑的薄盘, 取而代之的是形成一个气压梯度支撑的较厚包层. 但极向($\theta \sim 0^\circ$)和赤道面($\theta = 90^\circ$)附近气体动力学显著不同. 具体来说, 吸积气体主要从极向和较高纬度区域流入卫星黑洞, 而赤道面附近是外流区^[66,67].

当 $q_{\text{th}} \gg 1$ 时, 即使未考虑卫星黑洞的开沟效应, 其吸积率相比于邦迪吸积率也有显著抑制. 在其中的部分参数空间内, 这与2D数值模拟结果相似^[68]. 比如, 如果保持质量比仍为 $q = 10^{-6}$, 但 $h_0 \sim 0.001$, 或者相应提

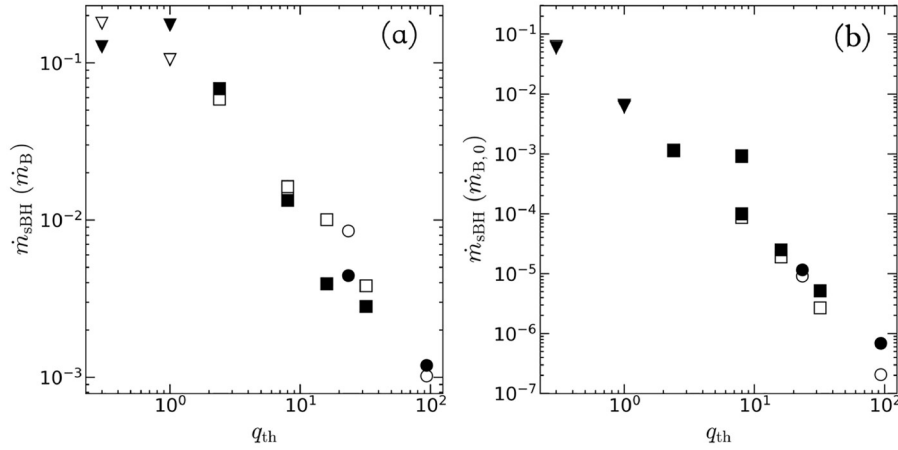


图 1 吸积盘上天体吸积率随热质量(q_{th})的变化. (a) 用扰动的背景盘密度计算的邦迪吸积率为单位, 即没有背景盘密度的演化. (b) 以初始的吸积盘背景密度计算的邦迪吸积率为单位, 测量的吸积率有天体对吸积盘开沟的影响. 模拟数据来自文献[67]

Figure 1 Mass accretion rates of the embedded object as a function of thermal mass (q_{th}). (a) Accretion rates are normalized by the Bondi accretion rates with the perturbed density, such that the measured accretion rates do not take account into the density perturbation. (b) Same as (a) except that normalized Bondi accretion rates are using the unperturbed density. In this case, the measured accretion rates have considered the gap opening effect. Simulation data are taken from Ref. [67]

高质量比到 $q = 10^{-4}$ 而保持 h_0 不变, 这时有 $q_{\text{th}} \simeq 100$. 较小的 h_0 可能在活动星系核吸积盘中距离中心黑洞 $10^3 R_g$ (R_g 为中心超大质量黑洞的引力半径)附近产生[59], 而 $q = 10^{-4}$ 可能对应于中心超大质量黑洞质量 $M \lesssim 10^6 M_\odot$ 或卫星黑洞质量 $m \gtrsim 10^2 M_\odot$, 即两者或其中之一处在中等质量黑洞区间. 这时, 卫星黑洞吸积率相比于邦迪吸积率降低3个量级左右. 此外, 我们发现在卫星黑洞赤道面附近形成一个转动支撑的小盘, 小盘尺寸为 $0.2 \sim 0.3 R_H$. 此时, 吸积主要由中纬度区域主导(即 $\theta \sim 60^\circ \sim 80^\circ$). 类似于质量比较小的情形, 赤道面也是外流区.

这里忽略了卫星黑洞对吸积盘背景密度的扰动. 如果吸积天体相对于中心天体质量比较大, 或者确切地说, 系统的 K 参数(定义为 $K \equiv q^2 / \alpha h_0^5$, 其中 α 是吸积盘的黏滞系数)大于25左右时[69,70], 卫星黑洞可以在吸积盘上开沟, 从而使得 ρ_p 可以远小于当地未扰动盘的背景密度 ρ_0 . 通过2D和3D的流体数值模拟发现

$$\rho_p \simeq \frac{2\rho_0}{1+0.04K}, \quad (8)$$

考虑这一效应后, 可以给出卫星黑洞吸积率随热质量 q_{th} 的变化关系, 展示在图1(b)中. 此时, 卫星黑洞的吸积率由于开沟效应会被进一步压低.

即使考虑上述效应, 我们发现在很多情形下, 卫星

黑洞的吸积率仍然是远超过其爱丁顿(Eddington)极限的. 以 $q = 10^{-4}$, $h_0 = 0.01$ 为例, 如果活动星系核的外部供给吸积率为 $0.1 \dot{M}_{\text{Edd}}$, 基于上述数值模拟结果, 此时卫星黑洞的吸积率为外部供给率的1/10. 考虑到卫星黑洞和中心超大质量黑洞的质量比, 此时卫星黑洞的吸积率为其爱丁顿吸积率的100倍, 即仍为远超爱丁顿吸积率.

当卫星黑洞吸积率(或邦迪半径处的供给率)远超爱丁顿吸积率时, 另外一个重要影响因素是卫星黑洞的反馈效应. 这是因为恒星级黑洞产生的外流、喷流、辐射等输出会加热周围气体, 从而起到改变其吸积供给的作用. 这一效应有可能会进一步抑制卫星黑洞的吸积率. 通过改变气体状态方程, 即从等温过程逐步过渡到绝热过程, 我们发现这一效应对吸积率的抑制比较有限. 完全考虑反馈效应还需要加入自洽的反馈加热和冷却过程, 但这些效应除了一些解析估计[41,43,46,71], 还很难从数值模拟上很好限定, 是一个值得研究的前沿课题.

2.3 活动星系核吸积盘上双黑洞吸积

如果吸积盘上有两个恒星级黑洞组成双黑洞系统, 上述给出的吸积率可以看作双黑洞的总吸积率. 总体吸积率仍然是显著超爱丁顿的[72,73]. 类似于孤立双黑洞的模拟, 内嵌于吸积盘上双黑洞中各个黑洞吸积率的分配取决于双黑洞的质量比和轨道构型(比如, 轨道偏心率)[72]. 以接近圆轨道双黑洞为例, 可以想象, 如果

双黑洞的两个黑洞质量相等, 双黑洞中各个黑洞吸积率为总吸积率的一半. 这时在短时标上有1/2轨道周期的调制^[72], 不同于孤立双黑洞模拟给出的5倍轨道周期的吸积率调制. 其中原因可能源于环双星盘的结构差异, 即孤立双星模拟中发现了环双星盘内边界处存在轴向不对称的鼓包(lump)结构, 而这一结构在内嵌于吸积盘上的双黑洞模拟中不存在.

如果双黑洞有较大轨道偏心率, 基于孤立双黑洞的数值模拟结果, 此时即使对于等质量比双黑洞系统, 两个黑洞的吸积率也不是均匀分配的^[74-76]. 两个黑洞吸积率短时标内存在“对称破缺”(symmetry breaking), 即一个黑洞吸积率比另外一个大1个量级以上. 但经过一个近心点进动时标演化后(大约几百个轨道周期), 这种“对称破缺”会反转. 因此, 长时标平均来看, 两个黑洞的平均吸积率相近. 但是, 这里的长时标“对称破缺”对于内嵌于吸积盘上的双黑洞是否存在还不确定. 一定程度的轨道偏心率对双黑洞吸积率的另外一个影响是会增大其吸积率^[77].

如果两个黑洞质量不同, 孤立双黑洞的数值模拟发现卫星黑洞的吸积率更大, 而大黑洞吸积率更小, 因此长期演化来看, 趋近于形成等质量比双黑洞. 这时双黑洞是否存在上述等质量黑洞情形的对称破缺非常依赖于双黑洞的轨道偏心率^[78], 在较大偏心率时仍然可能使得双星中质量较大的黑洞有较高的吸积率. 但长时标来看, 仍然是较小质量黑洞有较大吸积率. 而对于吸积盘上双黑洞情形, 如果两个卫星黑洞的质量比接近1, 仍然是双黑洞中较大黑洞有较大吸积率, 卫星黑

洞吸积率较小, 这是因为此时其中一个卫星黑洞的环单星吸积盘被伴星撕裂. 但当质量比进一步降低时, 双黑洞中较小质量黑洞吸积率更大^[79].

通过一些2D剪切盒的流体数值模拟, 如果双黑洞轨道角动量相对于其质心角动量反平行(即逆行双黑洞), 双黑洞的吸积率会显著升高, 主要原因是此时不能很好地形成环单星盘^[72,79]. 如果吸积盘气体的状态方程偏离等温过程, 由于双黑洞周围气体温度变高, 双黑洞的吸积率会相应降低^[80].

3 双黑洞的流体动力学演化

活动星系核吸积盘上形成的双黑洞, 除了吸积过程, 另外一个重要的过程是其动力学演化.

3.1 基本图像和一般性结果

活动星系核吸积盘上双黑洞演化主要取决于吸积盘和双黑洞的相互作用. 图2展示的是一个2D的活动星系核吸积盘上双黑洞全局流体数值模拟结果.

这里考虑的是最简单的情况, 即两个双黑洞质量相等, 初始处在顺行圆轨道(顺行指的是双黑洞相互绕转的轨道角动量和其质心的轨道角动量平行), 气体采取的是等温状态方程. 图2(a)为吸积盘的全局结构, 其中双黑洞位于箭头所示位置, 颜色代表气体密度, 公转区的黑色区域表示低密度区, 彩色区域代表高密度区. 可以看出, 双黑洞轨道内外分别有两支大尺度旋臂. 内旋臂提供双黑洞整体一个向外迁移力矩, 即正的内林德布拉德力矩(inner Lindblad torque), 外旋臂提供双黑

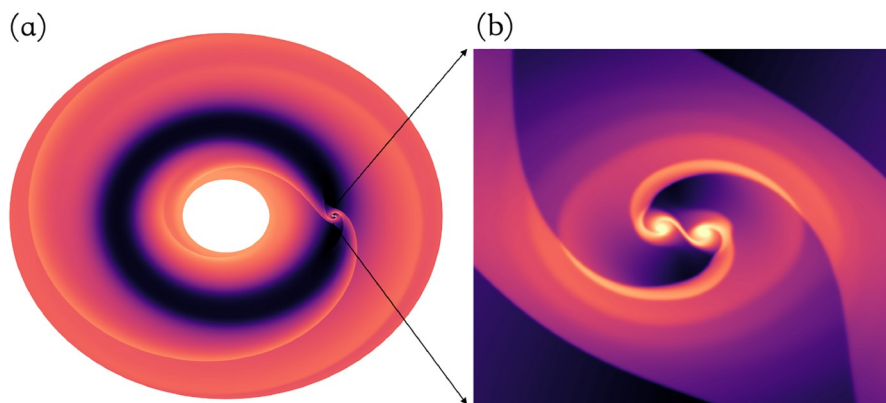


图2 吸积盘上双黑洞模拟结果. (a) 全局气体结构, 双黑洞公转轨道区域的暗黑色表示低密度区, 其他亮色区域表示高密度区域. (b) 图(a)在双黑洞附近的放大图, 中间两个亮点表示双黑洞所在位置. 根据文献^[72]模拟数据绘制

Figure 2 A snapshot of gas density for a typical model simulating the binary black hole in a AGN disk. (a) The global disk structure. The low-density region is indicated by the black color in the co-orbital region, while the high density is shown as the bright regions. (b) A zoom-in plot around the binary black hole in (a), with the two bright spots indicating the binary. Simulation data are taken from Ref. ^[72]

洞整体一个负的外林德布拉德力矩(outer Lindblad torque). 一般来说, 外旋臂比内旋臂更强, 这会产生一个净的向内迁移力矩. 虽然双黑洞公转区也会提供一个额外力矩, 但这一效应一般相对于林德布拉德共振力矩较小, 可以忽略. 因此, 双黑洞整体质心会向内迁移, 与原行星盘上行星的I型/II型迁移比较类似.

图2(b)为双黑洞附近的放大图. 除了连接活动星系核吸积盘的大尺度旋臂结构外, 在双黑洞的希尔半径内存在一个环绕双星公转的环双星盘, 每个卫星黑洞各有一支连接环双星盘的旋臂, 同时两个黑洞之间有一个内旋臂相互连接. 更为重要的是, 每个卫星黑洞附近有个环单星盘. 这样一个等级分层结构相互耦合在一起, 决定了双黑洞在吸积盘上的动力学演化.

前文提到的连接大尺度吸积盘的旋臂结构决定了双黑洞的整体迁移, 而这里在双黑洞希尔半径内的旋臂和子结构则决定了双黑洞之间的轨道动力学. 同时, 连接大尺度的旋臂决定了从活动星系核吸积盘到环双星盘的物质和角动量输运, 并影响双黑洞的动力学演化. 通过详细分析, 我们发现环单星盘(距离双黑洞质心 $0.5a_0 < \delta r < a_0$, 其中 a_0 为双黑洞相互绕转的轨道半长轴)一般提供一个导致双星相互分离的正力矩, 双星之间的内旋臂区域($\delta r < 0.5a_0$)提供一个相互旋近的负力矩, 环单星盘向外的环双星盘区域($a_0 < \delta r < 2.5a_0$), 即各个卫星黑洞连接环双星盘的旋臂和围绕双星的空腔(cavity)区域, 提供一个使得双黑洞相互旋近的负力矩. 更延展的区域($\delta r > 2.5a_0$)贡献的力矩可以忽略不计. 双黑洞最终的动力学演化取决于上述3个区域力矩的竞争. 其中比较重要的是环单星盘区域, 需要较小的软化因子和足够高的分辨率才能分辨环单星盘区域的旋臂结构.

早期的模拟没有很好地分辨环单星盘中的子结构, 这会显著压低其中的正力矩的贡献, 因此使得最后的净力矩为负, 从而驱动双黑洞快速旋进^[81]. 我们发现, 在足够好地分辨环单星盘区域后, 环单星盘提供的正力矩足够抵抗其他区域的负力矩, 使得双黑洞轨道半长轴增加^[72].

3.2 其他参数空间依赖

上文提到的结果是针对最理想化的情况, 即顺行、等质量比、圆轨道、气体状态方程为局域等温的. 下面分别讨论这些因素对双黑洞演化的影响.

首先讨论双黑洞的轨道角动量和其质心轨道角动量反平行的情形. 反平行的双黑洞可能和双黑洞在吸积盘上形成渠道有关^[63,82]. 研究发现, 吸积盘上反向平行的双黑洞总是能够有效地相互旋进^[72,79], 其中一个主要原因是主导双星轨道相互分离的环单星盘成分消失. 因此, 无论是否能够有效地分辨环单星盘结构, 这对双黑洞的动力学演化影响都较小.

另外一个重要影响是气体盘的状态方程. 这会显著影响环单星盘的结构, 从而改变其动力学演化. 研究发现, 如果环单星盘的温度比背景活动星系核吸积盘的温度高3倍左右, 环单星盘的重要性会显著降低, 并使得其提供的引力力矩被弱化, 因此, 此时顺行双黑洞也可以在吸积盘上有效旋进^[83]. 如果采用 γ -law 绝热状态方程($\gamma > 1$, $\gamma > 1$ 意味着偏离等温状态), 环单星盘的温度可以显著高于背景吸积盘的温度. 通过2D的剪切盒数值模拟, 研究发现这时顺行双黑洞确实可以有效旋进^[79,80].

其次, 基于一些2D剪切盒数值模拟的参数空间探索, 人们发现对于等质量比的双黑洞, 当双黑洞偏心轨道增大时, 双黑洞轨道旋进速度会降低. 对于非等质量比的双黑洞, 随着质量比减小(越来越偏离等质量比情形), 双黑洞的旋进速率也随之降低^[79]. 当双黑洞总质量降低时, 这会弱化双星周围的气体盘结构, 使得双星趋向于相互旋进^[80]. 较大的气体黏滞系数会弱化双黑洞诱发的激波, 使得环单星盘质量降低, 从而更有利于双黑洞相互旋进^[84].

上述研究主要是2D的全局或剪切盒模拟. 最近有工作开始开展3D剪切盒的数值模拟. Dempsey等人^[85]发现对比2D情形, 由于气体的垂向结构, 3D的环双盘在高纬度会贡献显著的负引力力矩, 同时3D情形的环单星盘也被弱化, 使得在相同的参数下, 3D情形下双黑洞更容易旋进. 此外, 当双黑洞轨道间距变大时, 由于弱化了双星之间的潮汐作用, 使得环单星盘被弱化, 从而更有利于双黑洞相互旋进. 当双黑洞轨道半长轴小到一定程度时, 双黑洞会从相互旋进转变为相互分离. 对于3D情形而言, 这一临界轨道半长轴在 $\sim 0.1R_H$ 左右. 但这一转变尺寸和系统的另一个参数 R_H/H 相关, 当 R_H/H 越小时, 双黑洞越容易相互旋进.

当双黑洞轨道平面和活动星系核吸积盘平面有一定倾角 i_0 时, 无论初始的轨道倾角是否大于 90° , 轨道倾角都会逐渐衰减^[86]. 这意味着如果初始轨道倾角较大,

甚至大于 90° 时,演化过程会遍历垂向轨道构型并使得 von Zeipel-Lidov-Kozai效应^[87-89]被触发,从而激发极大的轨道偏心率.这会促进双黑洞由于引力波辐射导致的并合过程,因而会在吸积盘上形成接近于垂向构型的并合双黑洞事例.此外,对于逆行双黑洞,双黑洞旋进速率相比于顺行情况快4倍左右,与上文提到的2D情形相似.进一步地,对于逆行双黑洞,双黑洞轨道偏心率在和盘相互作用时会进一步激发其偏心率,并且偏心率的增长率和偏心率呈正相关,这意味着最终会导致失控的偏心率增长.当偏心率增大到足够靠近1时,在极小的近心点位置处,引力波辐射引起的轨道能量耗散占主导,从而促进双黑洞并合^[77].

总结来说,吸积盘上双黑洞可以在较大的参数空间内有效旋进甚至并合.基于已有的2D和3D的流体数值模拟,促进双黑洞并合的条件包括:(1)双黑洞处在逆行轨道,(2)双黑洞周围环单星盘温度较高或状态方程偏离等温,(3)双黑洞质量比接近1,(4)双黑洞总质量相对于中心超大质量黑洞较小,(5)双黑洞轨道半长轴较长.不同上述有利旋进条件的组合会使得双黑洞并合速率进一步提升.

4 总结和展望

2015年第一例引力波的探测开启了一个引力波天文学研究的新时代.相比于其他传统引力波源渠道,活动星系核吸积盘提供了一个独特的双黑洞并合的动力学渠道.通过多维的流体数值模拟研究活动星系核吸积盘上双黑洞的吸积和动力学轨道演化是解决这一渠道对双黑洞并合贡献的关键所在.借鉴原行星盘和行星相互作用的数值模拟经验,这方面的数值模拟取得了重要进展.其中一个重要方面是,研究发现正确模拟双黑洞的动力学演化需要足够好地分辨双黑洞周围气体结构,特别是环单星盘结构.另外一个方面是,在较

大参数空间内(比如,逆行双黑洞、非等温状态方程、等质量双黑洞、较小双黑洞总质量、较大双黑洞轨道间距等)双黑洞可以有效旋进或并合.由于较差转动和开沟等效应的影响,双黑洞吸积和传统邦迪吸积有着显著不同.虽然吸积率较邦迪吸积有显著抑制,但吸积仍然是远超爱丁顿的.

这方面的研究还有很多需要改进的地方.现在的模拟尺度还远未达到引力波辐射占主导的阶段.如何将轨道间距在希尔半径尺度的双黑洞旋进到引力波辐射占主导的阶段,这中间还有很大的动力学范围和不确定性.比如,现在的模拟揭示双黑洞轨道半长轴在 $\sim 0.1R_H$ 时,可能会轨道膨胀而非相互旋进.解决这一困境的方案可能是双黑洞的辐射和机械反馈效应.Li等人^[83]基于这些反馈效应,提高了环单星盘的温度,发现对其动力学有显著影响.

另外一个重要的效应是活动星系核吸积盘上的磁场和湍流.现有的流体模拟还没有很好地考虑这些效应.这些对双黑洞周围气体盘结构(比如环双黑洞、环单黑洞盘结构、空腔结构等)都会有显著影响,从而影响双黑洞吸积和其轨道动力学.此外,当双黑洞轨道间距足够小以至于接近引力波辐射占主导区域时,环单星盘是否存在对吸积和动力学演化也同样重要,这决定了在最后并合前夕的演化和电磁辐射行为.

可以预见,引入反馈和湍流效应后,由于对环单星盘结构甚至环双星盘结构的改变,这会显著调制双黑洞的吸积率.这对预测吸积盘上双黑洞并合前后的电磁对应体至关重要,从而可以指导未来的多波段巡天(比如我国的Wide Field Survey Telescope (WFST)、Einstein Probe (EP)、China Space Station Telescope (CSST)等,国际上即将投入使用的Large Synoptic Survey Telescope (LSST)等)搜寻吸积盘上的双黑洞并合事例,并寻找这一特别引力波渠道的确切观测证据.

参考文献

- 1 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 061102
- 2 Abbott R, Abbott T D, Acernese F, et al. GWTC-3: Compact binary coalescences observed by LIGO and Virgo during the second part of the Third Observing Run. *Phys Rev X*, 2023, 13: 041039
- 3 Belczynski K, Holz D E, Bulik T, et al. The first gravitational-wave source from the isolated evolution of two stars in the 40–100 solar mass range. *Nature*, 2016, 534: 512–515
- 4 de Mink S E, Mandel I. The chemically homogeneous evolutionary channel for binary black hole mergers: Rates and properties of gravitational-wave events detectable by advanced LIGO. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 460: 3545–3553
- 5 Santoliquido F, Mapelli M, Bouffanais Y, et al. The cosmic merger rate density evolution of compact binaries formed in young star clusters and in

- isolated binaries. *Astrophys J*, 2020, 898: 152
- 6 Rodriguez C L, Chatterjee S, Rasio F A. Binary black hole mergers from globular clusters: Masses, merger rates, and the impact of stellar evolution. *Phys Rev D*, 2016, 93: 084029
- 7 Antonini F, Rasio F A. Merging black hole binaries in galactic nuclei: Implications for advanced-ligo detections. *Astrophys J*, 2016, 831: 187
- 8 Fragione G, Kocsis B, Rasio F A, et al. Repeated mergers, mass-gap black holes, and formation of intermediate-mass black holes in dense massive star clusters. *Astrophys J*, 2022, 927: 231
- 9 Sigurdsson S, Hernquist L. Primordial black holes in globular clusters. *Nature*, 1993, 364: 423–425
- 10 O’Leary R M, Kocsis B, Loeb A. Gravitational waves from scattering of stellar-mass black holes in galactic nuclei. *Mon Not R Astron Soc*, 2009, 395: 2127–2146
- 11 Benacquista M J, Downing J M B. Relativistic binaries in globular clusters. *Living Rev Relativ*, 2013, 16: 4
- 12 Fernández J J, Kobayashi S. Black hole mergers induced by tidal encounters with a galactic centre black hole. *Mon Not R Astron Soc*, 2019, 487: 1200–1209
- 13 Fragione G, Kocsis B. Black hole mergers from quadruples. *Mon Not R Astron Soc*, 2019, 486: 4781–4789
- 14 Liu B, Lai D. Hierarchical black hole mergers in multiple systems: Constrain the formation of GW190412-, GW190814-, and GW190521-like events. *Mon Not R Astron Soc*, 2021, 502: 2049–2064
- 15 McKernan B, Ford K E S, Lyra W, et al. Intermediate mass black holes in AGN discs—I. Production and growth. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 425: 460–469
- 16 Bartos I, Kocsis B, Haiman Z, et al. Rapid and bright stellar-mass binary black hole mergers in active galactic nuclei. *Astrophys J*, 2017, 835: 165
- 17 Stone N C, Metzger B D, Haiman Z. Assisted inspirals of stellar mass black holes embedded in AGN discs: Solving the ‘final au problem’. *Mon Not R Astron Soc*, 2017, 464: 946–954
- 18 Yang Y, Bartos I, Gayathri V, et al. Hierarchical black hole mergers in active galactic nuclei. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 181101
- 19 Yang Y, Bartos I, Haiman Z, et al. AGN disks harden the mass distribution of stellar-mass binary black hole mergers. *Astrophys J*, 2019, 876: 122
- 20 Abbott R, Abbott T D, Abraham S, et al. Properties and astrophysical implications of the 150 $M_{\odot}$ binary black hole merger GW190521. *ApJL*, 2020, 900: L13
- 21 McKernan B, Ford K E S, Bartos I, et al. Ram-pressure stripping of a kicked hill sphere: Prompt electromagnetic emission from the merger of stellar mass black holes in an AGN accretion disk. *ApJL*, 2019, 884: L50
- 22 Graham M J, Ford K E S, McKernan B, et al. Candidate electromagnetic counterpart to the binary black hole merger gravitational-wave event S190521g. *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 251102
- 23 Ashton G, Ackley K, Hernandez I M, et al. Current observations are insufficient to confidently associate the binary black hole merger GW190521 with AGN J124942.3 + 344929. *Class Quantum Grav*, 2021, 38: 235004
- 24 Nitz A H, Capano C D. GW190521 may be an intermediate-mass ratio inspiral. *ApJL*, 2021, 907: L9
- 25 Samsing J, Bartos I, D’Orazio D J, et al. AGN as potential factories for eccentric black hole mergers. *Nature*, 2022, 603: 237–240
- 26 Li Y P, Chen Y X, Lin D N C, et al. Spin evolution of stellar-mass black holes embedded in AGN disks: Orbital eccentricity produces retrograde circumstellar flows. *ApJL*, 2022, 928: L1
- 27 Bartos I, Haiman Z, Marka Z, et al. Gravitational-wave localization alone can probe origin of stellar-mass black hole mergers. *Nat Commun*, 2017, 8: 831
- 28 Cheng K S, Wang J. The formation and merger of compact objects in the central engine of active galactic nuclei and quasars: Gamma-ray burst and gravitational radiation. *Astrophys J*, 1999, 521: 502–508
- 29 McKernan B, Ford K E S, O’Shaughnessy R. Black hole, neutron star, and white dwarf merger rates in AGN discs. *Mon Not R Astron Soc*, 2020, 498: 4088–4094
- 30 Paczynski B. Gamma-ray bursters at cosmological distances. *Astrophys J*, 1986, 308: L43
- 31 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Gravitational waves and gamma-rays from a binary neutron star merger: GW170817 and GRB 170817A. *ApJL*, 2017, 848: L13
- 32 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. GW170817: Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 161101
- 33 Goldstein A, Veres P, Burns E, et al. An ordinary short gamma-ray burst with extraordinary implications: Fermi-GBM detection of GRB 170817A. *ApJL*, 2017, 848: L14
- 34 Zhang B B, Zhang B, Sun H, et al. A peculiar low-luminosity short gamma-ray burst from a double neutron star merger progenitor. *Nat Commun*, 2018, 9: 447
- 35 Margutti R, Berger E, Fong W, et al. The electromagnetic counterpart of the binary neutron star merger LIGO/Virgo GW170817. V. Rising X-ray emission from an off-axis jet. *ApJL*, 2017, 848: L20

- 36 Troja E, Piro L, van Eerten H, et al. The X-ray counterpart to the gravitational-wave event GW170817. *Nature*, 2017, 551: 71–74
- 37 Lazzati D, Perna R, Morsony B J, et al. Late time afterglow observations reveal a collimated relativistic jet in the ejecta of the binary neutron star merger GW170817. *Phys Rev Lett*, 2018, 120: 241103
- 38 Lyman J D, Lamb G P, Levan A J, et al. The optical afterglow of the short gamma-ray burst associated with GW170817. *Nat Astron*, 2018, 2: 751–754
- 39 Ghirlanda G, Salafia O S, Paragi Z, et al. Compact radio emission indicates a structured jet was produced by a binary neutron star merger. *Science*, 2019, 363: 968–971
- 40 Abac A G, Abbott R, Abouelfettouh I, et al. Observation of gravitational waves from the coalescence of a $2.5\text{--}4.5 M_{\odot}$ compact object and a neutron star. *ApJL*, 2024, 970: L34
- 41 Kimura S S, Murase K, Bartos I. Outflow bubbles from compact binary mergers embedded in active galactic nuclei: Cavity formation and the impact on electromagnetic counterparts. *Astrophys J*, 2021, 916: 111
- 42 Perna R, Lazzati D, Cantiello M. Electromagnetic signatures of relativistic explosions in the disks of active galactic nuclei. *ApJL*, 2021, 906: L7
- 43 Wang J M, Liu J R, Ho L C, et al. Accretion-modified stars in accretion disks of active galactic nuclei: Slowly transient appearance. *ApJL*, 2021, 911: L14
- 44 Wang J M, Liu J R, Ho L C, et al. Accretion-modified stars in accretion disks of active galactic nuclei: Gravitational-wave bursts and electromagnetic counterparts from merging stellar black hole binaries. *ApJL*, 2021, 916: L17
- 45 Zhu J P, Zhang B, Yu Y W, et al. Neutron star mergers in active galactic nucleus accretion disks: Cocoon and ejecta shock breakouts. *ApJL*, 2021, 906: L11
- 46 Chen K, Ren J, Dai Z G. The role of outflow feedback on accretion of compact objects in accretion disk of active galactic nuclei. *Astrophys J*, 2023, 948: 136
- 47 Kathirgamaraju A, Li H, Ryan B R, et al. Afterglows from binary neutron star post-merger systems embedded in AGN disks. 2023
- 48 Tagawa H, Kimura S S, Haiman Z. High-energy electromagnetic, neutrino, and cosmic-ray emission by stellar-mass black holes in disks of active galactic nuclei. *Astrophys J*, 2023, 955: 23
- 49 Zhu J P, Yang Y P, Zhang B, et al. Thermonuclear explosions and accretion-induced collapses of white dwarfs in active galactic nucleus accretion disks. *ApJL*, 2021, 914: L19
- 50 Cantiello M, Jermyn A S, Lin D N C. Stellar evolution in AGN disks. *Astrophys J*, 2021, 910: 94
- 51 Pan Z, Yang H. Formation rate of extreme mass ratio inspirals in active galactic nuclei. *Phys Rev D*, 2021, 103: 103018
- 52 Wang M, Ma Y, Wu Q. Accretion-modified stellar-mass black hole distribution and milli-Hz gravitational wave backgrounds from galaxy centre. *Mon Not R Astron Soc*, 2023, 520: 4502–4516
- 53 Yang H, Li Y P. Mean-motion resonances with interfering density waves. 2023, arXiv: 2311.03571
- 54 Linial I, Metzger B D. EMRI + TDE = QPE: Periodic X-ray flares from star–disk collisions in galactic nuclei. *Astrophys J*, 2023, 957: 34
- 55 Zhou C, Huang L, Guo K, et al. Probing orbits of stellar mass objects deep in galactic nuclei with quasiperiodic eruptions. *Phys Rev D*, 2024, 109: 103031
- 56 Sun M Y, Zhou S Y. Resolving the structure of supermassive black hole accretion disks (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2024, 69: 1686–1697 [孙谋远, 周淑英. 分辨超大质量黑洞吸积盘的结构. *科学通报*, 2024, 69: 1686–1697]
- 57 Genzel R, Eisenhauer F, Gillessen S. The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster. *Rev Mod Phys*, 2010, 82: 3121–3195
- 58 Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama K, Alberdi A, et al. First sagittarius A* event horizon telescope results. I. The shadow of the supermassive black hole in the center of the Milky Way. *ApJL*, 2022, 930: L12
- 59 Thompson T A, Quataert E, Murray N. Radiation pressure–supported starburst disks and active galactic nucleus fueling. *Astrophys J*, 2005, 630: 167–185
- 60 Chen Y X, Lin D N C. The population of massive stars in active galactic nuclei disks. *Astrophys J*, 2024, 967: 88
- 61 Bellovary J M, Low M M M, McKernan B, et al. Migration traps in disks around supermassive black holes. *ApJL*, 2016, 819: L17
- 62 DeLaurentis S, Epstein-Martin M, Haiman Z. Gas dynamical friction as a binary formation mechanism in AGN discs. *Mon Not R Astron Soc*, 2023, 523: 1126–1139
- 63 Li J, Dempsey A M, Li H, et al. Hydrodynamical simulations of black hole binary formation in AGN disks. *ApJL*, 2023, 944: L42
- 64 Wang Y, Zhu Z, Lin D N C. Stellar/BH population in AGN discs: Direct binary formation from capture objects in nuclei clusters. *Mon Not R Astron Soc*, 2024, 528: 4958–4975
- 65 Rom B, Sari R, Lai D. Formation of merging stellar-mass black hole binaries by gravitational-wave emission in active galactic nucleus disks. *Astrophys J*, 2024, 964: 43
- 66 Choksi N, Chiang E, Fung J, et al. The maximum accretion rate of a protoplanet: How fast can runaway be? *Mon Not R Astron Soc*, 2023, 525: 2806–2819

- 67 Li Y P, Chen Y X, Lin D N C. 3D global simulations of accretion onto gap-opening planets: Implications for circumplanetary disc structures and accretion rates. [Mon Not R Astron Soc](#), 2023, 526: 5346–5364
- 68 Li Y P, Chen Y X, Lin D N C, et al. Accretion of gas giants constrained by the tidal barrier. [Astrophys J](#), 2021, 906: 52
- 69 Duffell P C, MacFadyen A I. Gap opening by extremely low-mass planets in a viscous disk. [Astrophys J](#), 2013, 769: 41
- 70 Kanagawa K D, Tanaka H, Szuszkiewicz E. Radial migration of gap-opening planets in protoplanetary disks. I. The case of a single planet. [Astrophys J](#), 2018, 861: 140
- 71 Gilbaum S, Stone N C. Feedback-dominated accretion flows. [Astrophys J](#), 2022, 928: 191
- 72 Li Y P, Dempsey A M, Li S, et al. Orbital evolution of binary black holes in active galactic nucleus disks: A disk channel for binary black hole mergers? [Astrophys J](#), 2021, 911: 124
- 73 Kaaz N, Schröder S L, Andrews J J, et al. The hydrodynamic evolution of binary black holes embedded within the vertically stratified disks of active galactic nuclei. [Astrophys J](#), 2023, 944: 44
- 74 Lai D, Muñoz D J. Circumbinary accretion: From binary stars to massive binary black holes. [Annu Rev Astron Astrophys](#), 2023, 61: 517–560
- 75 Dunhill A C, Cuadra J, Dougados C. Precession and accretion in circumbinary discs: The case of HD 104237. [Mon Not R Astron Soc](#), 2015, 448: 3545–3554
- 76 Muñoz D J, Lai D. Pulsed accretion onto eccentric and circular binaries. [Astrophys J](#), 2016, 827: 43
- 77 Calcino J, Dempsey A M, Dittmann A J, et al. Runaway eccentricity growth: A pathway for binary black hole mergers in AGN disks. [Astrophys J](#), 2024, 970: 107
- 78 Siwek M, Weinberger R, Muñoz D J, et al. Preferential accretion and circumbinary disc precession in eccentric binary systems. [Mon Not R Astron Soc](#), 2023, 518: 5059–5071
- 79 Li R, Lai D. Hydrodynamical evolution of black-hole binaries embedded in AGN discs. [Mon Not R Astron Soc](#), 2022, 517: 1602–1624
- 80 Li R, Lai D. Hydrodynamical evolution of black hole binaries embedded in AGN discs: II. Dependence on equation of state, binary mass, and separation scales. [Mon Not R Astron Soc](#), 2023, 522: 1881–1894
- 81 Baruteau C, Cuadra J, Lin D N C. Binaries migrating in a gaseous disk: Where are the galactic center binaries? [Astrophys J](#), 2011, 726: 28
- 82 Secunda A, Bellovary J, Low M M M, et al. Orbital migration of interacting stellar mass black holes in disks around supermassive black holes. [Astrophys J](#), 2019, 878: 85
- 83 Li Y P, Dempsey A M, Li H, et al. Hot circumsingle disks drive binary black hole mergers in active galactic nucleus disks. [ApJL](#), 2022, 928: L19
- 84 Li R, Lai D. Hydrodynamical evolution of black-hole binaries embedded in AGN discs—III. The effects of viscosity. [Mon Not R Astron Soc](#), 2024, 529: 348–359
- 85 Dempsey A M, Li H, Mishra B, et al. Contracting and expanding binary black holes in 3D low-mass AGN disks: The importance of separation. [Astrophys J](#), 2022, 940: 155
- 86 Dittmann A J, Dempsey A M, Li H. The evolution of inclined binary black holes in the disks of active galactic nuclei. [Astrophys J](#), 2024, 964: 61
- 87 von Zeipel H. Sur l'application des séries de M. Lindstedt à l'étude du mouvement des comètes périodiques. [Astronom Nachr](#), 1910, 183: 345
- 88 Kozai Y. Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity. [Astron J](#), 1962, 67: 591–598
- 89 Lidov M L. The evolution of orbits of artificial satellites of planets under the action of gravitational perturbations of external bodies. [Planet Space Sci](#), 1962, 9: 719–759

Summary for “活动星系核吸积盘上恒星级黑洞吸积和动力学演化”

Accretion and dynamical evolutions of stellar mass black holes in active galactic nucleus disks

Ya-Ping Li

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

E-mail: liyp@shao.ac.cn

The merging of stellar-mass binary black holes within active galactic nucleus (AGN) accretion disks, referred to as the “AGN channel”, offers a distinctive dynamical pathway for gravitational wave sources detected by LIGO/Virgo/KAGRA. Stellar-mass black holes within AGN disks can form either through gravitational instability in the outer regions of the disks or via dynamical capture from the nuclear star cluster. These black holes, when they experience close encounters facilitated by the surrounding gas, can form binary black holes embedded in the AGN disks. The dense gaseous environment surrounding the embedded binary black hole in this channel can lead to significantly more massive merger events with detectable electromagnetic signatures. The discovery of the heaviest binary black hole merger event, GW 190521, within the mass gap regime and its potential electromagnetic counterparts, exemplifies a candidate for the AGN channel. However, the dynamical evolution and accretion processes of binary black holes in AGN disks remain largely unresolved due to the complex multi-scale physical processes involved. To understand this dynamical channel and the accretion processes of the binary black hole, multi-dimensional numerical simulations have been conducted. Drawing from the experience of numerical simulations of planet-disk interactions in protoplanetary disks, recent significant progress has been made in understanding the accretion, formation, and evolution of binary black holes in AGN disks. The accretion of embedded black holes is influenced by both the angular momentum supply from the background shear flow of the AGN disk and the tidal torque exerted by the embedded black hole on the global disk, which can lead to the formation of mini-disks around the embedded black holes. Due to the differential rotation of the background flow and gap opening by the binary, accretion onto binary black holes differs significantly from classical Bondi accretion. Although the accretion rate is considerably suppressed compared to Bondi accretion, it still greatly exceeds the Eddington accretion rate for stellar-mass black holes. Feedback from the embedded black holes can further suppress the accretion rates onto these stellar-mass black holes. Accurately accounting for the dynamical effects of the gaseous disk on binary evolution requires resolving the disk structure around the binary black holes, including both circum-single and circum-binary disk structures. The mini-disk structures around the binary black hole can significantly alter the dynamical evolution of the embedded binary, potentially causing the binary orbit to expand over time in certain conditions. Nevertheless, a broad parameter space exists where binary black holes can efficiently contract their orbits over time. Such orbital contraction scenarios include retrograde binary black holes, non-isothermal equations of state, equal mass binaries, smaller total mass of the binary black holes, and larger orbital separations of the binary black holes. There remain many open questions regarding the dynamical channel of embedded binary black holes in AGN disks. The effects of feedback from stellar-mass black holes and AGN disk turbulence have been largely neglected thus far, which could potentially modify the disk structures around the binary black holes and, consequently, the evolution of the embedded binary. Additionally, these factors could alter the accretion history of the stellar-mass binary black holes, which are crucial for predicting the electromagnetic counterparts of merging binary black holes in AGN disks.

gravitational waves, accretion disks, active galactic nuclei, binary black holes, hydrodynamics

doi: [10.1360/TB-2024-0614](https://doi.org/10.1360/TB-2024-0614)