

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2025.03.06

银河系中心 Sgr A lobes 的活动星系核 喷流模型

李思达^{1,2}, 郭福来^{1,2}

(1. 中国科学院 上海天文台, 上海 200030; 2. 中国科学院大学 天文与空间科学学院, 北京 100049)

摘要: 银河系中心的 Sgr A lobes 是一对垂直于银盘、关于银心对称的气泡结构, 高度约为 15 pc。X 射线观测表明, 这对气泡具有清晰的边界, 很可能是由某种能量爆发现象产生的激波扫过银心附近的气体介质所形成。银心黑洞的活动产生的外流是一个可以作为该气泡形成原因的机制, 因此该气泡的形成历史对理解银河系中心的演化和高能天体物理过程具有重要意义。通过流体力学模拟研究了短时标的活动星系核喷流作为气泡成因的模型。数值模拟研究结果表明, 一次持续 500 a 的喷流可以较好地还原该气泡的形态、密度、温度、X 射线辐射等性质。基于目前结果还不能排除其他的气泡成因模型, 例如潮汐撕裂事件产生的外流模型。未来通过多波段联合观测, 将能对气泡成因施加更严格的约束。

关键词: 活动星系核; 喷流与外流; 气泡; 星际介质

中图分类号: P145.2 **文献标识码:** A

1 引 言

多种观测证据表明, 银河系中心存在一个约 $4 \times 10^6 M_{\odot}$ 的超大质量黑洞 (Sgr A*)^[1,2]。超大质量黑洞的演化与很多的极端高能物理过程相关, 可能包括向周围环境注入大量质量和能量的外流现象。虽然最新的观测结果表明该 Sgr A* 目前处于比较宁静的状态, 但其历史上的活动阶段可能在不同时间和空间尺度上对银河系的气体分布产生过重要的影响, 例如著名的费米气泡, 高度约为 10 kpc, 可能是数百万年前活动星系核 (AGN) 产生的外流在银河系的星系周介质 (CGM) 中传播所形成的^[3-7]。

收稿日期: 2024-09-01; 修回日期: 2024-10-14

资助项目: 国家自然科学基金 (12473010); 中国科学院稳定支持基础研究领域青年团队计划 (YSBR-061); 中国科学院上海分院“基础研究特区计划”项目 (JCYJ-SHFY-2021-013); 中国载人航天工程巡天空间望远镜专项科学研究经费 (CMS-CSST-2025-A10)

通讯作者: 郭福来, fulai@shao.ac.cn

在更小的空间尺度上, 近期的 X 射线与射电观测发现了一对 15 pc 高的椭圆形气泡^[8-11]。这对气泡通常被称为 Sgr A lobes。Chandra 和 XMM-Newton 望远镜均对来自气泡区域热气体的 X 射线辐射进行观测分析, 并给出这些热气体的温度在 $0.7 \sim 1.0 \text{ keV}$ ^[8-10]。X 射线的面亮度和气泡热气体的压强随着银纬增加而降低, 表明这些外流气体正在远离银盘。这对气泡还具有非常清晰的边界, 表明其外边界可能是外流产生的激波。同时, 考虑到其垂直于银盘且关于银心对称的特征, 来自非常靠近银河系中心黑洞区域的外流是产生这对气泡的可能机制。

可能产生这种气泡结构的外流现象可以分为两类: 准持续外流, 包括银心黑洞周围恒星的星风和过往的 AGN 喷流; 间歇的爆发现象, 包括银心黑洞的潮汐瓦解事件 (tidal disruption event, TDE) 和银心单颗恒星的超新星爆发^[12]。对于银心环境下发生的超新星爆发的演化过程, 一些流体力学模拟工作给出了一定的分析^[13, 14]。从他们的模拟结果可以看出, 单次超新星爆发注入环境的能量足以产生 15 pc 左右大小气泡的结构, 但由于超新星爆发的过程接近于球对称的能量注入, 即使有其他恒星的星风或气体盘限制其形状, 也很难解释 Sgr A lobes 非常对称的两个椭圆形气泡的形成。考虑到银心存在星风的时标远大于 Sgr A lobes 的年龄, 恒星通过星风持续注入能量形成气泡的模型也存在问题。黑洞的潮汐瓦解事件可以产生强烈的风 and/or 喷流, 可以在很短的时间内向黑洞周围环境注入足以形成 Sgr A lobes 的能量, 是解释 Sgr A lobes 成因的一个可能机制^[15]。关于这对气泡的 AGN 喷流模型目前并没有具体的研究工作, 因此本文中我们选择考察来自银心黑洞喷流产生的激波作为气泡成因的模型, 类似的模型可以用来解释著名的银河系费米气泡^[6]。

X 射线观测给出的 Sgr A lobes 内的内能约为 10^{43} J 量级^[8, 10]。由于外流的具体速度未知, 无法给出气泡准确的年龄, 但假设气泡以声速 $c_s \approx 500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 增长的话, 其年龄约为 $3 \times 10^4 \text{ a}$ ^[10], 可以作为气泡年龄的上限以限制模型参数。理论研究中, AGN 的喷流持续时间通常在百万年量级, 但采用 AGN 喷流模型解释该气泡的形成所需的喷流持续时间仅为几百年的量级, 是一个远低于常规的值。然而, 最近的观测证据表明, AGN 的确有可能产生短时标低能量的喷流现象^[16]。对银心方向分子云的 X 射线观测也表明, 这些来自分子云的 X 射线光子可能产生于黑洞区域, 经历分子云的反射后才到达地球, 这表示银心黑洞在近期可能经历过高活动性的阶段, 其 X 射线光度变化时标也远小于百万年量级^[17, 18]。在银心黑洞附近, X 射线还发现了喷流结构的候选体^[19, 20]。这些观测证据均表明, AGN 可能产生我们模型所需的喷流。

AGN 喷流模型合理性的另一方面是吸积盘物质的供给。银心区域众多的 Wolf-Rayet 星是可能的物质来源, 这些恒星处在恒星风非常强烈的阶段, 通常这种阶段可以持续 10^5 a 。关于这些 Wolf-Rayet 恒星星风的研究表明, 它们的确有可能在银心黑洞过往的活动中起到重要作用, 并影响黑洞周围 1 pc 以内区域的热气体分布^[21-23]。此外, 超大质量黑洞还可以俘获分子云或大质量恒星的部分物质形成吸积盘。在本文中, 我们暂时假设这样的吸积盘存在, 具体的物质来源不做过多讨论。

在工作中, 我们通过流体力学的数值模拟研究短时标 AGN 喷流在银心环境下的演化过程, 并讨论其是否能够成为 Sgr A lobes 的形成机制。作为研究依据, 我们对比了模拟得到

的气泡和 Sgr A lobes 的温度、密度、形态, X 射线面亮度分布等特征。在第 2 章中, 我们介绍数值模拟的基本设置, 第 3 章将模拟结果与观测进行对比, 最后在第 4 章对 AGN 喷流模型的一些问题进行总结讨论。

2 研究方法

2.1 模拟基本设置

我们假设整个模拟的系统为轴对称, 使用流体力学模拟程序 ZEUS-MP^[24]在二维球坐标下求解方程组:

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \\ \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla P - \rho \nabla \Phi \\ \frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (e\mathbf{v}) = -P \nabla \cdot \mathbf{v} \end{cases}, \quad (1)$$

其中, ρ 、 $\mathbf{v}$ 、 P 、 Φ 、 e 、 t 分别代表密度、速度、压强、引力势、内能密度和时间。由于 Sgr A lobes 整体上垂直于银盘方向, 且关于银心对称, 我们假设 AGN 的喷流注入是关于银河系旋转轴对称的。考虑到银心热气体和气泡气体的密度温度范围, 其辐射冷却时标会远大于气泡的年龄, 因此在能量方程中我们忽略辐射冷却项。最后我们假设所有的气体均为理想气体, 满足 $P = k_B T \rho / \mu m_\mu = k_B T n$, 其中 k_B 为玻尔兹曼常数, m_μ 为原子质量单位, $\mu = 0.61$ 是每个粒子的平均分子量, T 、 n 分别代表气体的温度和数密度。

求解过程中, 我们在 r 方向建立了指数增长的 600 个网格, 在 θ 方向建立了 400 个均匀网格。 r 方向上, 取银心黑洞 Sgr A* 的位置为坐标原点, 网格内边界为 0.1 pc, 外边界为 30 pc, $\Delta r_{i+1}/\Delta r_i = 1.007$, 表示每个网格的径向宽度都比前一个网格大 0.7%。径向内边界上, 喷流注入期间采用内流边界条件, 喷流结束后改为与外边界一样的外流边界条件。由于系统的对称性, 我们只需模拟单侧的喷流演化, 因此 θ 方向的网格设置为 $0^\circ \sim 90^\circ$, 内外边界处的边界条件均为反射边界条件。

2.2 引力势与初始气体分布

观测给出的 Sgr A lobes 的高度约为 15 pc, 而在黑洞周围 20 pc 范围内引力势由黑洞自身和核星团 (nuclear stellar cluster) 主导, 因此在模拟中我们采用了由这两种成分构成的恒定引力场。对于黑洞引力势, 我们采用质量 $M_{\text{BH}} = 4 \times 10^6 M_\odot$ 的点源产生的牛顿引力场, 对于核星团, 我们采用文献 [25] 给出的引力势模型, $\Phi = 0.5v_0^2 \lg(R_c^2 + r^2)$, 其中, $v_0 = 98.6 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, $R_c = 2 \text{ pc}$, r 表示径向坐标。

在银心环境中, 先前存在的弥散气体以及核星团中恒星风贡献的物质相互作用, 共同组成了我们假设的喷流存在前的核周介质 (CNM)。目前的观测无法给出气泡存在前的 CNM 分布信息, 简单起见, 我们假设这些介质在喷流注入前处于流体静力学平衡状态, 且密度遵

循指数分布:

$$n_r = n_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-0.7}, \quad (2)$$

其中, $n_0 = 50 \text{ cm}^{-3}$, $r_0 = 0.1 \text{ pc}$ 。求解流体静力学平衡时, 我们假设在 $r = 50 \text{ pc}$ 处的气体温度为 $5 \times 10^6 \text{ K}$, 这样的密度分布以及解得的温度分布, 在 1 pc 范围内与 X 射线观测以及 Wolf-Rayet 星风模拟得到的该区域结果相符^[21, 23, 26]。需要指出的是, 式 (2) 中的指数并没有明确的观测限制, 初始的密度分布会直接影响模拟得到的气泡的密度和辐射强度, 并导致所需的喷流参数改变。在 $0.1 \sim 1.0 \text{ pc}$ 范围内, Wolf-Rayet 星星风假设下的稳态解给出的指数约为 -2 。在本文中我们采用 -0.7 是为了确保模拟得到的气泡内的气体密度与观测值相当, 这是对模拟区域的气体密度弱的限制。倘若延续 -2 的指数, 气泡的密度将显著低于观测值, 其辐射量也会随之显著低于观测值。因此, 我们选取式 (2) 中的参数组合, 使得热气体密度在内区与观测值或星风解的值相近, 在 1 pc 以外, 气泡的大部分区域能提供足够的物质以保证得到的气泡密度、辐射与观测值相当。但更严格的初始密度和温度分布还有待进一步的研究。

2.3 喷流设置

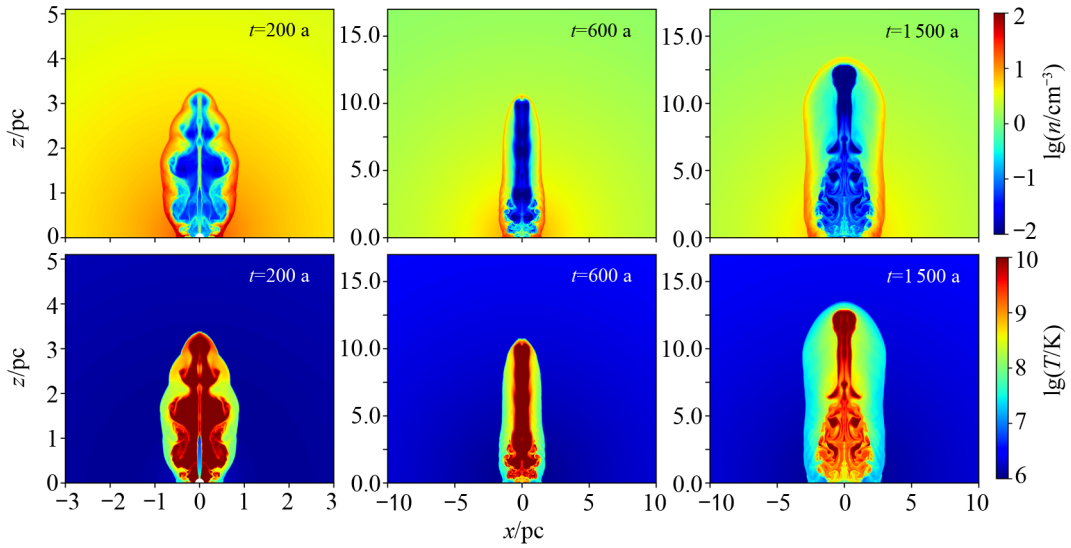
我们利用 ZEUS-MP 程序中的内流边界条件来实现喷流的注入, 在喷流持续时间内, 将 r 方向网格的内边界的边界条件设置为内流边界条件, 并在虚拟区中喷流半张角内的网格设置喷流的密度、能量密度、速度。当喷流结束后, 将内流边界条件改为外流边界条件。

在我们的 AGN 主要模拟中, 我们假设喷流的方向垂直于星系盘。黑洞喷流与黑洞自旋相关, 但银心黑洞的自旋方向难以确定, 可能是 AGN 喷流模型的一个问题。喷流的持续时间设置为 500 a , 喷流的半张角取为 10° , 即在 $0^\circ \sim 10^\circ$ 的网格内, 设置喷流物质的密度 $\rho = 5 \times 10^{-24} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, 温度为 10^8 K , 以及喷流的 r 方向速度设为恒定值 $1.1 \times 10^{10} \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ 。喷流参数的选取主要为满足 Sgr A lobes 的观测性质。这样设置下, 得到的喷流总质量为 $4 \times 10^{-3} M_\odot$, 总能量为 $4.8 \times 10^{43} \text{ J}$ 。

3 模拟结果

3.1 气泡演化

模拟前中期的密度和温度分布如图 1 所示。喷流注入后形成了明显的激波面, 激波面的外轮廓对应模拟中气泡的轮廓。在喷流持续时间内, 可以看到喷流物质会经历多次回流, 形成多个再准直激波。喷流结束后, $t = 600 \text{ a}$ 时, 激波在 z 方向上的高度已经超过了 10 pc , 激波面整体呈现为底端略宽, 整体细长的形状, 这与大多数喷流的模拟结果类似。由于没有后续的能量注入, 喷流物质的速度开始大幅度降低, 逐渐集中在激波的顶端, 此后会持续有物质回流向气泡的底部。到了 $t = 1500 \text{ a}$ 时, 气泡下半部有一个复杂的低密度区域, 这部分便是由多次复杂的回流形成的区域。整体来看, 虽然激波面的高度只有小幅度的增加, 但由于喷流物质在顶部堆积并伴随回流和热化, 用于横向扩展的能量比例变大, 因此这期间激波面的宽度有了明显的增加, 整体的形态已经逐渐趋于 Sgr A lobes 观测给出的椭圆形。



注：从左到右依次为模拟中心区域分别在 200, 600, 1 500 a 时的密度和温度分布。

图 1 模拟气泡的密度和温度分布

在喷流演化至 $t = 3\,500$ a 时，激波面到达 15 pc 高度，整体形态已经接近于观测到的气泡形态。图 2 显示了模拟气泡此时的密度、温度分布。气泡外轮廓的高密度区域代表激波扫过 CNM 后压缩热气体形成的高密度壳层，气泡内部则形成了高温低密度的空腔。

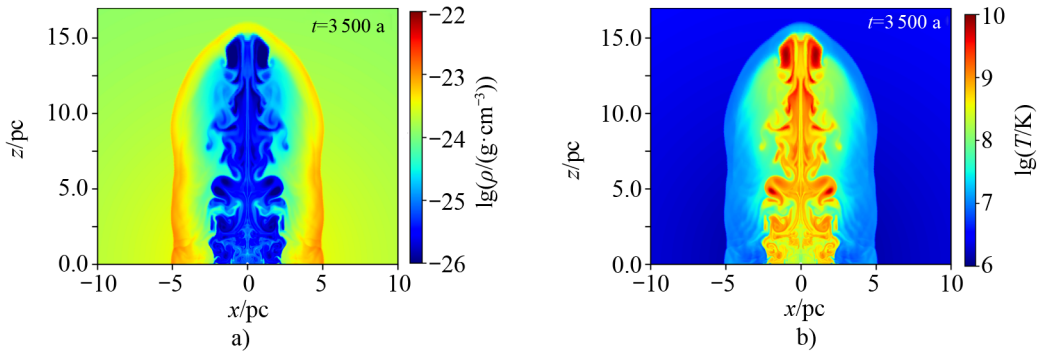


图 2 模拟中 $t = 3\,500$ a 时气泡的密度 (a) 和温度 (b) 分布

模拟给出的气泡轮廓与实际观测到的轮廓仍有差别，这可能来源于喷流参数的不确定性，激波面的宽度受到多种因素的影响。例如在我们的参数调研中发现，总质量较大，速度较低的喷流会在更高的地方减速热化并产生回流，导致这里的激波面变宽。大尺度的 AGN 喷流研究也表明，喷流自身的功率变化会导致激波面宽度变化^[27]。

3.2 与 X 射线观测的对比

本节中, 我们通过模拟得到气泡的热 X 射线辐射, 并将得到的 X 射线面亮度与观测值进行对比, 然后讨论 AGN 喷流模型作为气泡成因的合理性。我们假设模拟中的热气体都为光学薄, 并处于碰撞电离平衡状态, 基于天体等离子体辐射程序 (astrophysical plasma emission code, APEC) 读取了 2 ~ 4.5 keV 能量范围内等离子体的 X 射线发射系数^[28]。X 射线面亮度表示为:

$$I(x, z) = \frac{1}{4\pi} \int n_e n_H \epsilon(T, Z) dy, \quad (3)$$

其中, n_e 、 n_H 分别是电子和氢离子的数密度, ϵ 为从 APEC 中获得的发射系数, 是温度 T 和金属丰度 Z 的函数, 这里金属丰度取为太阳丰度。为了计算 X 射线辐射的面亮度, 我们选取了 y 方向上 $-10 \sim 10$ pc 的空间, 将流体的密度投影到 0.05 pc 宽的均匀直角坐标网格中, 并将 y 方向作为视线方向进行积分。为了与 XMM-Newton 的观测结果进行对比, 我们需要将得到的 X 射线辐射单位转换为 “ $5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \cdot \text{pixel}^{-1}$ ”。这一部分的转化中, 我们选取 XMM-Newton 望远镜的参数: 单位 pixel 的角面积 $4'' \times 4''$, 2 ~ 4.5 keV 范围的有效面积近似取为固定值 1000 cm^2 。由于视线方向上有中性氢的分布, 会吸收大部分的 X 射线辐射, 我们假设有 75% 的光子被吸收。这个吸收比例对应的中性氢柱密度范围为 $N_{\text{HI}} = (5 \sim 7) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ^[9], 与 XMM-Newton 望远镜的观测结果所使用的不中性氢柱密度数值接近 ($N_{\text{HI}} = (6.3 \sim 8.0) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)^[8]。关于中性氢的柱密度取值, 不同观测方法给出的估计值不同, 我们采用的数值略低于 Ponti 等人通过尘埃估计的柱密度值^[9]。

图 3 展示了我们计算的二维 X 射线面亮度分布, 图中白色亮点代表 Chandra 观测到的 Sgr A lobes 轮廓。基于模拟结果计算出的辐射与 XMM-Newton 观测结果相当, 气泡轮廓与观测也符合得较好。我们采用 Heard 和 Warwick 的分析方法^[8], 选取了 z 轴周围半张角 20° 区域内的辐射数据做平均, 得到辐射面亮度在 z 方向上的变化; 并与 XMM-Newton 的观测值进行对比 (如图 4 所示)。模拟得到的辐射面亮度在 z 方向的衰减符合观测结果, 在最内区观测结果偏高可能的原因是银心环境极端, 除 Sgr A lobes 外还有多种产生 X 射线辐射的机制, 因此观测值高于我们计算出的辐射值。在 12 pc 之外的辐射值低于观测值, 可能是因为 XMM-Newton 的观测中环境气体也有一定的贡献, 这部分的观测值是气泡顶部的辐射与环境气体的辐射相叠加。

计算出辐射值后, 我们还可以给出辐射加权的气泡平均温度和密度, 分别为 $T_{\text{ave}} = 1.02 \text{ keV}$, $n_{\text{ave}} = 6.23 \text{ cm}^{-3}$, 两者均与 X 射线观测给出的结果一致^[8, 10]。

4 总结与展望

在本文中, 我们通过流体力学数值模拟分析了 AGN 喷流模型作为银河系中心 Sgr A lobes 形成机制的可能性。一次持续 500 a 的 AGN 喷流产生的激波面演化至 3 500 a 时, 可以在形态、温度、密度、X 射线面亮度等多方面还原出观测到的气泡的属性, 依据现有的观测信息, AGN 喷流模型可以成为 Sgr A lobes 的形成机制候选。

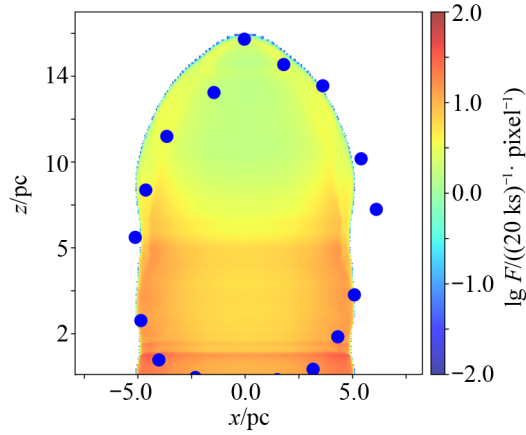
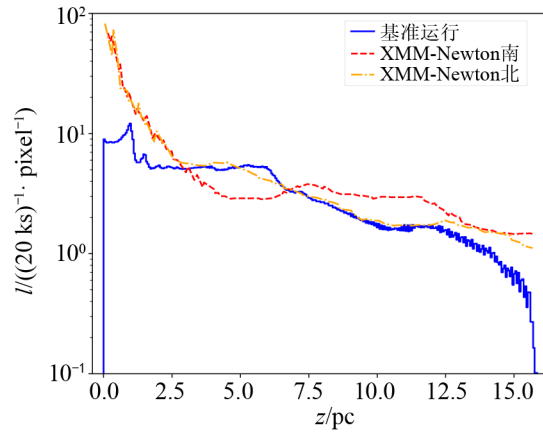


图3 基于模拟结果的二维 X 射线面亮度分布



注：数据来自 XMM-Newton 的观测结果^[8]。

图4 z 方向上的 X 射线面亮度分布与观测对比

然而，仅依赖我们的模拟结果，还无法完全证明 Sgr A lobes 的形成源自 AGN 喷流的激波演化。一方面，TDE 的外流也具有形成 Sgr A lobes 尺度气泡的能力；另一方面，X 射线观测到气泡中存在几个近似关于银心对称分布的亮斑结构，这些辐射结构的具体来源还需要做进一步的深入分析，仅用我们的热 X 射线辐射模型还不足以解释这些结构。此外，短时标 AGN 喷流模型还面临一个重要的问题，模型中需要的 500 a 持续时间的喷流现象短于绝大多数 AGN 观测给出的时标。虽然一些观测表明银心黑洞可能在最近经历过变化较快的活跃期，但这还不足以表明银心黑洞 Sgr A* 在过去曾爆发了持续仅 500 a 时间的喷流。产生喷流的黑洞吸积盘的物质来源有很多种，例如银心一系列 Wolf-Rayet 恒星的星风，或某些大质量恒星被黑洞剥离部分物质。如果假设 10% 的能量转化效率，即被吸积物质中 10% 的能量转化为喷流的动能，对应的黑洞吸率约为 $10^{-5} M_{\odot}/a$ ，对应的爱丁顿比为 10^{-4} 。从关于 Wolf-Rayet 恒星的星风模拟工作中可以知道，恒星的 Wolf-Rayet 阶段通常持续 10^5 a，这些星风物质可能参与了银心黑洞的过往活动^[23]，但依据现有的观测证据，我们无法确定吸积盘的具体来源。

参考文献：

- [1] Genzel R, Eisenhauer F, Gillessen S. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82: 3121
- [2] Morris M, Baganoff F, Munro M, et al. *Astronomische Nachrichten Supplement*, 2003, 324: 167
- [3] Su M, Slatyer T R, Finkbeiner D P. *ApJ*, 2010, 724: 1044
- [4] Guo F, Mathews W G. *ApJ*, 2012, 756: 181
- [5] Mou G, Yuan F, Bu D, et al. *ApJ*, 2014, 790: 109
- [6] Zhang R, Guo F. *ApJ*, 2020, 894: 117
- [7] Yang H Y K, Ruszkowski M, Zweibel E G. *Nature Astronomy*, 2022, 6: 584
- [8] Heard V, Warwick R S. *MNRAS*, 2013, 434: 1339
- [9] Ponti G, Morris M R, Terrier R, et al. *MNRAS*, 2015, 453: 172

- [10] Ponti G, Hofmann F, Churazov E, et al. *Nature*, 2019, 567: 347
- [11] Zhao J H, Morris M R, Goss W M. *ApJ*, 2016, 817: 171
- [12] Markoff S. *Proceedings of the National Academy of Science*, 2010, 107: 7196
- [13] Yalinewich A, Piran T, Sari R. *ApJ*, 2017, 838: 12
- [14] Ehlerová S, Palouš J, Morris M R, et al. *A&A*, 2022, 668: A124
- [15] Li S, Guo F. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2024arXiv240410205L>, 2024
- [16] Yang X, Yao S, Gallo L C, et al. *ApJ*, 2024, 966: 151
- [17] Churazov E, Khabibullin I, Ponti G, et al. *MNRAS*, 2017, 468: 165
- [18] Terrier R, Clavel M, Soldi S, et al. *A&A*, 2018, 612: A102
- [19] Li Z, Morris M R, Baganoff F K. *ApJ*, 2013, 779: 154
- [20] Zhu Z, Li Z, Morris M R, et al. *ApJ*, 2019, 875: 44
- [21] Quataert E. *ApJ*, 2004, 613: 322
- [22] Ressler S M, Quataert E, Stone J M. *MNRAS*, 2018, 478: 3544
- [23] Calderón D, Cuadra J, Schartmann M, et al. *ApJL*, 2020, 888: L2
- [24] Hayes J C, Norman M L, Fiedler R A, et al. *ApJS*, 2006, 165: 188
- [25] Stolte A, Ghez A M, Morris M, et al. *ApJ*, 2008, 675: 1278
- [26] Baganoff F K, Maeda Y, Morris M, et al. *ApJ*, 2003, 591: 891
- [27] Whitehead H W, Matthews J H. *MNRAS*, 2023, 523: 2478
- [28] Smith R K, Brickhouse N S, Liedahl D A, et al. *ApJL*, 2001, 556: L91

An AGN Jet Model for the Sgr A lobes at the Galactic Center

LI Sida^{1,2}, GUO Fulai^{1,2}

(1. *Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China;* 2. *School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

Abstract: The Sgr A lobes consist of a pair of 15-parsec-sized bipolar bubbles with co-aligned major axes perpendicular to the Galactic plane observed in X-ray and radio wavelengths of the Galactic center (GC). Their sharp edges found in X-ray observations indicate that they may be enclosed by forward shocks driven by an explosive event at the GC. A recent active galactic nucleus (AGN) activity is a potential mechanism to explain the formation of the lobes, and thus their formation history is very helpful in understanding the high-energy processes occurring at the GC. Our hydrodynamic simulations show that a pair of AGN jets lasting for 500 years can effectively reproduce the morphology, density, temperature, and X-ray surface brightness distribution of the observed Sgr A lobes well. However, the real formation history of the lobes is still uncertain, and other competing models, including the tidal disruption event outflow model, are still possible to be the origin of the lobes. Further multi-wavelength observations will enable us to impose tighter constraints on the origin of the Sgr A lobes.

Key words: active galactic nucleus; jets and outflows; bubbles; ISM