

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2016.04.11

活动星系核反馈的数值模拟研究

郭福来^{1,2}, 袁 峰^{1,2}

(1. 中国科学院 上海天文台 星系宇宙学重点实验室, 上海 200030; 2. 中国科学院 上海天文台 天体物理研究室, 上海 200030)

摘要: 活动星系核反馈是星系中心超大质量黑洞在吸积过程中通过释放电磁辐射、风、喷流对宿主星系产生的反馈作用。这一过程对星系核球、星系, 及星系团中的气体分布与恒星形成都产生重要影响, 是研究星系形成与演化的关键物理过程。由于这一过程的复杂性, 目前该领域的大部分理论研究是通过数值模拟进行的。对这一年轻的领域进行了总结, 侧重于数值模拟方面的进展, 依次介绍了活动星系核反馈的射电模式尤其是星系团中的冷却流、辐射模式, 然后较为详细地介绍了一个活动星系核反馈的特例——银河系中的费米气泡的形成。最后, 对国际上该领域的未来发展进行了简单的展望, 并提出了我国发展活动星系核数值模拟研究的建议。

关键词: 活动星系核; 星系演化; 超大质量黑洞; 喷流; 数值模拟

中图分类号: P157.6 **文献标识码:** A

1 引 言

近十几年来, 活动星系核反馈逐渐成为星系形成与高能天体物理领域的一个共同热门研究方向^[1-6]。人们逐渐认识到, 活动星系核反馈在星系形成与演化过程中可能扮演了极其重要的角色。在这一章, 我们简要回顾活动星系核领域半个多世纪来的发展历程。

星系天文学与活动星系核这两个领域的研究分别起源于 20 世纪 20 年代与五六十年代。前者的一个标志性进展是哈勃的重要发现: 仙女座星云 (Andromeda nebula) 是我们银河系之外的另一个由恒星组成的星系^[7], 由此开启了人类认识、研究渺茫宇宙中众多星系的大门。后者的研究开始于 20 世纪五六十年代类星体与射电喷流的发现^[8-10], 而塞弗特星系的发现还要追溯到更早的 1943 年^[11]。几十年来, 星系与活动星系核这两个天文学重要领域的研究少有关联。直到近十几年, 这个情况开始改变: 人们逐渐认识到活动星系核的反馈作用在星系演化中很可能起到了极其重要的作用。这个转变主要基于一些著名的观测结果, 例如: (1)

收稿日期: 2016-09-11; 修回日期: 2016-10-16

资助项目: 国家自然科学基金 (11573051, 11633006, 11643001, 11661161012); 国家重点研发计划 (2016YFA0400700); 科学院先导项目 (XDB09000000); 中国科学院百人计划 (郭福来)

通讯作者: 郭福来, fulai@shao.ac.cn

中心黑洞的质量与星系(漩涡星系的核球或整个椭圆星系)的光度或者其中的恒星速度弥散之间存在很强的相关性^[12-14]; (2) 人们发现了大量低能量活动星系核(如塞弗特星系、星系核区的射电活动), 表明活动星系核很可能是星系演化过程中的一个普遍现象^[15]; (3) 观测到星系的数密度在高质量或者高光度端存在指数截断, 但是这样的截断在暗物质晕的对应质量处并不存在; (4) 星系团中的冷却流(cooling flow)问题。理论预言星系以及星系团中大量的热体会由于辐射冷却导致压强的降低, 进而使得热气体形成朝向核心的流动, 形成冷却流^[16]。然而, 这个理论预言没有被观测证实^[17]。更详尽的介绍, 读者可参阅 Fabian^[1] 及 Kormendy 和 Ho^[3] 最近的综述论文。

基于上述原因, 超大质量黑洞与星系的共同演化成为星系与活动星系核领域共同的一个热点前沿课题^[3, 4]。尤其值得指出的是, 活动星系核反馈被很多学者认为是解决一个星系演化领域关键问题的重要机制。星系观测大样本的出现, 尤其是 2000 年以来的斯隆数字巡天(Sloan Digital Sky Survey), 让人们对于星系形成与演化的认识有了长足进步。一个重大发现是星系在颜色上的两极分化(color bimodality), 即星系大体上可以分为蓝色(star forming)与红色(quiescent)两大类^[19, 20]。这两大星系类型的成因, 以及星系从蓝色到红色转变(galaxy quenching)的物理机制在近十几年来一直是星系领域的热点方向。星系颜色两极分化的成因非常复杂, 可能涉及多个物理过程^[21]。在星系演化的数值模拟与半解析模型研究中, 活动星系核反馈的类星体模式^[22]与射电模式^[23]从大约 10 年前开始被陆续加以研究, 结果发现活动星系核反馈在星系演化, 尤其是星系的颜色两极分化中很可能起到了十分重要的作用。

活动星系核反馈一般分成两种模式: 类星体模式与射电模式。前者又称为辐射模式, 对应着明亮的活动星系核(如类星体), 星系中心的超大质量黑洞吸积率较高, 一般大于爱丁顿吸积率的 10%, 此时黑洞吸积是在标准薄盘模式, 黑洞吸积释放的能量可能主要是电磁辐射(光子); 后者又称为动力学模式或者喷流模式, 对应着低光度活动星系核, 黑洞吸积率较低, 此时黑洞吸积是在热吸积流模式下^[5], 吸积释放能量的方式可能主要是喷流或者风。与近期的综述文章^[4]一致, 本文把这两种活动星系核反馈类型分别称为“辐射模式”与“喷流模式”。虽然我们取得了不少进展, 但目前黑洞在吸积的过程中如何把能量与动量反馈到星系尺度还不是很清楚。活动星系核反馈对星系的演化到底起了多大的作用也还存在争议。

为了解决这些问题, 我们需要从观测与理论两个方面对活动星系核反馈的具体物理过程加以细致的研究。在观测上, 活动星系核释放能量的方式包括光子、风与喷流。反馈作用的最直接观测证据来自于喷流。在大质量星系与星系团中, 喷流常常到达远离星系中心的 kpc 至几百 kpc 尺度, 形成 kpc 甚至更大的射电瓣^[2, 24]。射电瓣中的等离子体在星系团介质中排开热气体, 形成 X 射线空洞(X-ray cavity)^[1, 25]与激波^[26], 所以, 喷流与星系团介质的相互作用被普遍认为是抑制星系团冷却流及中心星系成长的一个关键物理机制^[1, 2]。此外, 活动星系核在星系尺度的反馈证据也来自于观测到的一些质量外流率达几百 M_{\odot}/a 、外流速度达 1 000 km/s 的星系风^[27]。恒星形成现象的能量不足以驱动这么强的星系风, 这些星系尺度的外流一般被认为是由活动星系核的电磁辐射或黑洞吸积盘风驱动的。活动星系核反馈的物理过程牵涉到光子、风、喷流与星际介质的相互作用, 非常复杂。这一复杂性使得该领域的

理论研究往往需要借助数值模拟这一手段进行, 包括流体、磁流体以及辐射流体。考虑到这一现状, 再加上本“辐射磁流体”课题^[7]的侧重点, 本文我们集中于介绍该领域的数值模拟研究情况。

活动星系核反馈的数值模拟包含的具体研究方向很多, 从小尺度上吸积盘辐射导致的盘风的形成^[29, 30], 到孤立星系中的活动星系核反馈过程^[31–33], 再到大尺度上的星系形成的宇宙学数值模拟^[34, 35]等。但是由于数值模拟技术上的限制, 跨越的动力学尺度不可能很大, 因此大尺度模拟中所能包含的具体反馈细节一般非常粗糙, 比如多数宇宙学模拟往往简单地假设黑洞释放的总功率按照一定的比例参数直接传递给黑洞附近的气体中。比较著名的包含活动星系核反馈的宇宙学数值模拟包括 Illustris^[36]、Eagle^[37]、MassiveBlack-II^[38]、Horizon-AGN^[39]等。

本文限于篇幅, 只对活动星系核反馈研究中的某些内容进行介绍。我们首先介绍射电喷流模式的活动星系核反馈, 重点介绍星系团中的冷却流这一研究课题。然后简单介绍辐射模式, 最后详细介绍一个发生在银河系中的活动星系核反馈的例子——银河系中心的费米气泡的形成。在最后的总结与展望中, 我们简要介绍了目前这个领域在国内外的情况, 并为我们今后的研究策略提供了建议。

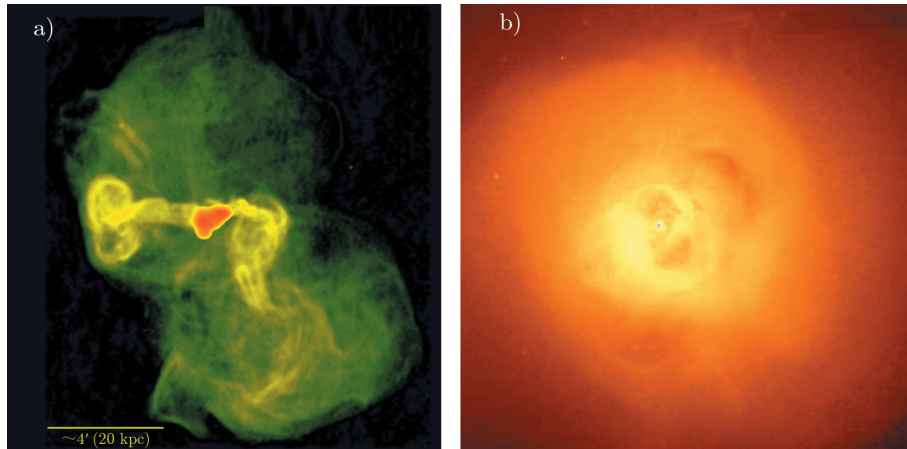
2 活动星系核反馈的喷流模式

射电喷流模式常见于大质量星系中, 尤其是星系群与星系团的中心星系^[2], 与宁静星系的比列随着星系质量的增加而增加 (mass quenching) 这个重要观测结果一致^[21], 这在一定程度上支持了射电模式活动星系核反馈在星系演化中起着重要作用的观点^[23]。

如前所述, 这一模式下黑洞吸积主要的能量输出形式是外流, 包括喷流与风。对于活动星系核喷流的研究已经有长达几十年的历史, 而对于吸积盘中风的研究最近几年才刚刚起步。由于这一原因, 目前该模式下的绝大部分工作都是针对喷流的。但是需要强调两点: (1) 如我们下文将要介绍的, 初步的对于热吸积流中风的物理性质的研究表明风很可能在反馈中具有非常重要的作用^[40]。最新的包含活动星系核反馈的宇宙学数值模拟也开始强调风的作用^[34, 35]。(2) 一些喷流反馈的数值模拟工作, 虽然使用了“喷流”这一术语, 但它们用到的参数表明, 这些“喷流”实际上是风。在本文中, 除非特别说明, 大部分情况下也不加以区分。显然, 如何区分喷流与风在活动星系核反馈中各自的作用是下一步务必研究的重要课题。

与辐射模式相比, 喷流模式产生反馈作用的观测证据更加明显。图 1 a) 显示了近邻 Virgo 星系团在 90 cm 波段的 Very Large Array 拍摄的射电图^[24]。中心红色区域包含著名的 M87 喷流及其正在产生的 kpc 尺度年轻射电瓣 (在更高频率 20 cm 清晰可见^[41])。在距离星系团中心稍远一点, 有两个半径约 23 kpc 的大射电瓣清晰可见, 它们很可能是由约 1 亿年前发生的一次喷流现象所产生 (根据电子的射电同步辐射数据可以估算其年龄)。星系团中的主要重子物质是温度接近星系团维里温度 ($10^7 \sim 10^8$ K) 的星系团介质 (the intracluster

medium), 显然黑洞喷流与射电瓣将在星系团介质中注入能量, 进而影响星系团及中心星系中的重子物质演化与恒星形成。



注: a) Virgo 星系团在 90 cm 波段的 Very Large Array 射电图^[24]。在星系尺度上, 两个半径约 23 kpc 的射电瓣清晰可见, 中心红色区域包含有著名的 M87 喷流及其正在产生的新一对射电瓣。b) Chandra X 射线太空望远镜拍摄的 Perseus 星系团的 0.5 ~ 7 keV 能段 X 射线图^[25]。星系团中心附近两个 X 射线辐射较弱的半圆形区域及西北方向的一个“圆弧帽子”形深色区域一般被认为是由中心黑洞喷流产生的 X 射线空洞。

图 1 “喷流模式”活动星系核反馈在射电与 X 射线波段的观测证据

高温星系团介质的辐射主要是韧致辐射与金属离子的线辐射, 集中在 X 射线波段。图 1 b) 显示了 Chandra X 射线太空望远镜拍摄的 Perseus 星系团在 0.5 ~ 7 keV 能段的 X 射线图^[25]。与很多冷核星系团相似, Perseus 中心区域也有几个 X 射线空洞。观测证据显示 X 射线空洞很可能是由喷流在星系团介质中产生, 其内部含有喷流带出来的高能电子与磁场^[2]。年轻的 X 射线空洞在射电波段显示为射电瓣, 而年老的 X 射线空洞因为宇宙线电子的能量降低, 在射电高频波段会看不到, 它们常被称为“鬼空洞”(ghost cavity)。这正是目前正在快速发展中的低频射电望远镜的重要观测对象。喷流在造成 X 射线空洞的过程中会通过 pdV 功加热星系团介质, 并且这个剧烈的能量爆发过程会产生激波。喷流模式活动星系核反馈产生的激波在 X 射线波段已经被观测多次证实^[26]。

2.1 喷流和风的产生以及黑洞吸积

喷流的产生是黑洞吸积领域长期以来重要的也是困难的研究课题, 对于这方面研究详细综述见参考文献 [5], 在此只做简单介绍。目前的理论研究公认, 喷流的产生需要吸积盘以及黑洞周围的大尺度磁场。具体的喷流形成模型主要有两个: (1) 通过大尺度磁场提取黑洞转动能的 Blandford-Znajek 机制^[42-45], 这种机制下形成的喷流是坡印廷能流主导的, 包含的物质很少。要使得这样形成的喷流的功率比较高, 需要吸积盘是强烈磁化的, 即所谓的磁场主导吸积盘^[46, 47]。这种形式的吸积盘是否真实存在? 这个问题的答案目前还不清楚, 取决于一些复杂的微观物理过程如磁重联、磁场扩散。(2) 通过磁场提取吸积盘的转动能, 即磁塔模型 (magnetic tower)^[48], 详细的三维广义相对论磁流体力学数值模拟也证实了这一模型^[40]。

与上一种模型相比, 这种机制形成的喷流是物质成分主导的。

对于热吸积盘中风的研究是近年来吸积盘领域的主要进展之一^[40, 49, 50], 详细情况见最近的综述文章, 包括本期的一篇综述^[51, 52]。研究表明, 热吸积流中必定存在很强的风。因此, 喷流与风总是共存的。但由于热吸积流中产生的风几乎是完全电离的, 因此很难通过通常的观测吸收线的方法探测到风。不过最近在射电噪的活动星系核中也发现了风的存在, 表明喷流与风确实是共存的, 与上述理论研究一致^[53]。这样带来了问题: 喷流与风在活动星系核反馈中各自的作用是什么, 哪些情况下哪种外流更重要。对于风的物理性质如质量流、张角、能流、动量流的研究及其与喷流性质的比较初步表明了风的重要性^[40]。系统研究风的反馈将是今后该领域的重要课题之一。

喷流产生于黑洞视界附近, 对于一个典型的 $10^9 M_{\odot}$ 的黑洞, 其史瓦西半径是 10^{-4} pc, 而喷流反馈发生的尺度达到几十到几百 kpc。对于这样跨越 8 到 9 个数量级空间动力学尺度的数值模拟, 现今的计算机设备还不足以胜任。所以数值模拟一般都把黑洞吸积与活动星系核反馈分成两个独立的物理过程加以研究。后者的模拟通常仅考虑喷流的演化及其反作用^[54-56], 或采用预先假设的亚格点 (sub-grid) 吸积模型^[57-60] 来代替真实的黑洞吸积过程。

最简单的黑洞吸积模型是球对称的 Bondi 吸积^[61]。这个模型中的黑洞吸积率有一个简单的解析公式, 所以经常被作为亚格点吸积模型在星系演化的宇宙学数值模拟中采用^[22, 62, 63]。然而, 事实上被黑洞吸积的物质难免有角动量, 吸积过程牵涉到复杂的角动量向外转移过程, 此时吸积率都不能简单地由 Bondi 吸积率来描述。如果小尺度黑洞吸积的研究能总结出有效的黑洞吸积率公式, 这对大尺度黑洞反馈的进一步研究将非常有帮助。

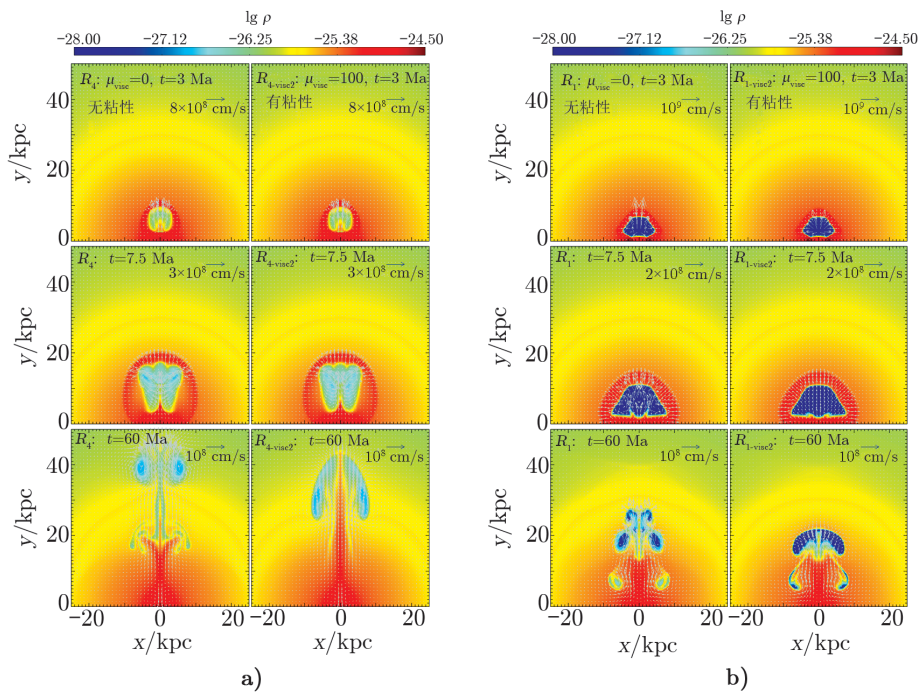
冷却流是黑洞吸积的重要物质来源 (见第 2.3 节)。在星系团介质中, 阻止冷却灾难、解决冷却流问题的一部分黑洞喷流应该直接与星系团介质的冷却建立某种反馈周期。冷却流的成长增加了中心黑洞的吸积率、激发黑洞喷流, 然后喷流抑制冷却流, 进而抑制了黑洞吸积的物质供给、减弱了喷流并造成冷却流的成长。郭福来等人^[64] 发现这样一个反馈机制是让星系团介质稳定地维持在冷核状态的关键因素。众多的冷却流数值模拟发现: 在星系团中冷却流的演化总是产生中心冷却灾难, 带来大量冷气体^[65]。此外, 数值模拟发现: 黑洞喷流的演化会压缩、扰动星系团介质, 进而产生冷气体^[59, 60, 66]。这些理论与星系团中心区域常常观测到冷气体的现象相一致, 这说明除了热气体, 冷气体也是中心黑洞吸积的物质来源, 所以, 近几年喷流模式活动星系核反馈的数值模拟也开始考虑中心黑洞吸积冷气体的亚格点模型^[58, 60, 67]。

2.2 反馈数值模拟中喷流的物理性质

在射电模式活动星系核反馈的数值模拟中, 因为喷流的产生过程无法被直接模拟, 喷流的初始物理性质通常都是人为设置, 比如设置成固定的参数^[54-56, 68], 或与假设的黑洞吸积率相关^[57, 58, 60]。理论上喷流的物质成分及其演化还没有完全研究清楚, 而喷流产生的射电瓣内的物质成分却可以通过射电与 X 射线波段的观测来加以限制。初步的研究发现射电瓣成分取决于其类型: Fanaroff 和 Riley II 型^[69] (FR II 型) 射电瓣内的物质很可能由产生射电同步辐射的高能电子主导^[70], 而星系团中更常见的 FR I 型射电瓣内的物质却不是由高能电子主导

的^[71, 72]。喷流模式的数值模拟通常采用热气体来模拟喷流的成分, 所以没法直接模拟高能宇宙线电子的演化(第一个宇宙线主导的星系团尺度喷流模拟可能是 Guo 和 Mathews^[73]完成的)。多数星系团中喷流反馈的数值模拟都采用动能主导的热气体喷流模型^[57, 60], 这类模型恰好对应了喷流模式反馈的另一个常用名字——“动力学模式反馈”(mechanical feedback)。这些喷流的质量密度通常都在其周边星系团介质密度的百分之一以上。

最近, Guo^[54, 55]重点研究了喷流的物理性质与其产生的射电瓣/X 射线空洞形状的关联, 发现喷流及射电瓣的演化受两个重要喷流性质的影响: 相对密度 η (喷流密度与其周边星系团介质密度的比值) 与内马赫数 M_{int} (喷流速度与喷流声速的比值)。通过比较数值模拟与观测到的 X 射线空洞形状, Guo^[55]初步研究发现星系团中存在轻的喷流 ($0.01 < \eta < 1$), 也有非常轻的喷流 ($\eta < 0.01$); 有内超声速喷流 ($M_{\text{int}} > 1$), 也有内低声速喷流 ($M_{\text{int}} < 1$)。内超声速喷流对应于动能主导的喷流, 而内低声速喷流不是动能主导的(主导能量可能是热气体内能、宇宙线或磁场)。以往的喷流模式数值模拟通常采用的都是轻的 ($0.01 < \eta < 1$)、内超声速的喷流, 而 Guo^[55]发现非常轻的 ($\eta < 0.01$)、内低声速的喷流所产生的 X 射线空洞运动速度更慢, 在星系团中心冷核区域停留的时间更久(如图 2 所示), 有可能会更有效地把能量传递给中心冷核区域。



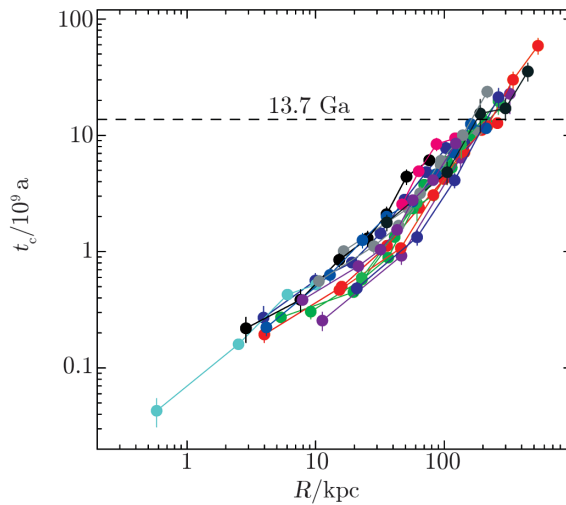
注: a) 显示轻的 ($0.01 < \eta < 1$)、内超声速喷流产生的 X 射线空洞分别在无粘性与有粘性的星系团介质中的演化。颜色代表热气体密度(对数值), 箭头代表气体速度。粘性有助于抑制边界不稳定性的成长与圆环状 X 射线空洞的形成(见第 2.5 节)。b) 显示非常轻(相对密度 $\eta < 0.01$)、内低声速喷流产生的 X 射线空洞分别在无粘性与有粘性的星系团介质中的演化。与图 a) 相比较, 非常轻、内低声速喷流产生的 X 射线空洞离开星系团中心冷核区域的速度更慢, 其运动可能主要是浮力驱动的。更多讨论参见第 2.2 节。

图 2 数值模拟中喷流产生的 X 射线空洞在星系团介质中的演化^[55]

在这些数值模拟中, 喷流的物理性质是一个不能忽视的重要因素。下一步需要研究的课题是目前采用的这些参数的合理性。

2.3 星系团的冷却流问题

星系团介质 (也包含星系群介质) 是由热气体构成, 通过产生 X 射线辐射而冷却。这里存在一个著名的冷却流问题^[17]。图 3 显示了一些星系团中星系团介质的辐射冷却时间随半径的变化。这里的冷却时间是依据从 X 射线观测而来的星系团介质密度与温度分布计算得到的。这些星系团在 10 kpc 之内的冷却时间都小于 1 Ga, 而越往星系团中心, 冷却时间越短 (趋向甚至小于 0.1 Ga)。这个冷却时间显然小于星系团的年龄, 表明辐射冷却对星系团的演化会有重要影响。辐射冷却让星系团介质损失能量, 降低热压强, 产生星系团介质往星系团中心的内流。进一步计算建立的星系团冷却流模型表明大质量星系团的质量内流率非常大, 达到几百甚至一千 M_{\odot}/a ^[16]。如果不受阻止, 星系团介质的冷却内流将在中心星系聚集大量冷气体, 产生恒星。然而观测到的星系团中心星系的恒星形成率都比星系团介质的质量内流率小很多 (通常仅为其 1% 到 1/10)^[1, 17]。另一方面, Chandra 与 XMM-Newton 卫星揭示温度低于星系团外部气体温度 1/3 的气体, 其质量也远比冷却流模型预言的要少^[17]。这两个观测事实与星系团的冷却流模型^[16] 明显不一致, 这就是冷却流问题。这个问题最可能的解决办法是假设在星系团中存在一种或多种加热星系团介质的物理机制, 抑制了冷却流的形成或成长。基于图 1 给出的线索, 射电模式活动星系核反馈可能是加热星系团介质的最关键物理机制^[2]。



注: 根据 X 射线观测得到的一些代表性星系团中星系团介质的冷却时间^[74]。这些冷却星系团中心区域的冷却时间远小于宇宙年龄 (13.7 Ga, 虚线)。

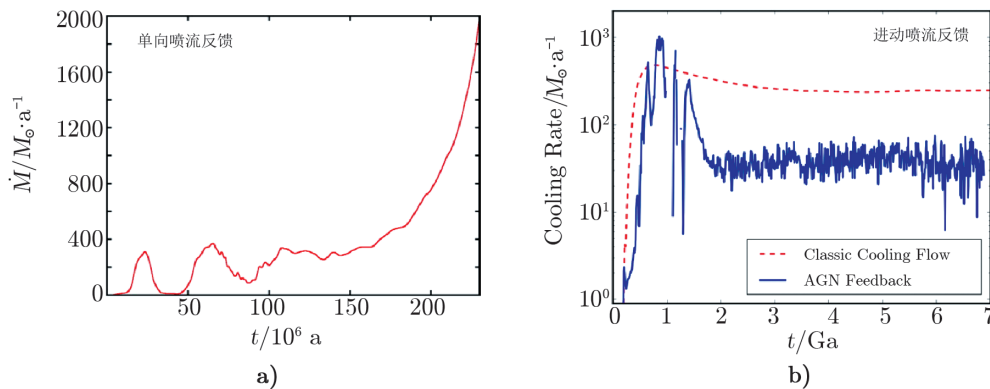
图 3 一些代表性星系团中星系团介质的冷却时间随半径的变化^[74]

2.4 喷流能否以及如何抑制冷却流?

从能量上考虑, 观测表明喷流携带的能量通常足以有效抵消星系团介质中心冷核区域的

辐射冷却^[75]。然而,具体到喷流能否有效抑制冷却流,以及喷流如何抑制冷却流,是不容易回答的问题。为了解决这两个问题,我们通常把星系团介质近似为流体,采用流体或磁流体数值模拟的方法,研究星系团介质在辐射冷却及其与喷流相互作用下的演化。求解的流体方程需要包含辐射冷却、喷流,及其他可能同时起作用的物理机制^[54, 68, 76]。高空间分辨率的流体模拟表明,在没有加热机制的情况下,星系团中心区域(1 kpc 之内)在经过大约初始冷却时间之后会发生冷却灾难(cooling catastrophe),此时热气体迅速从 10^7 K 下降到冷却曲线设置的低温下限(通常 10^4 K)附近,星系团整体将形成与冷却流模型预言相符合的高质量内流率^[65, 77]。值得一提的是,在一些星系群中,如果中心星系质量大又紧致,冷却内流产生的压缩功将足以抵消其辐射冷却,让冷却流长期保持热流状态,并且中心区域越靠近星系团中心,气体温度越高^[65, 78]。

那么喷流能否有效抑制冷却流?对于这个问题,Vernaleo 和 Reynolds^[68]的工作比较经典,他们假设喷流功率与星系团介质往星系团中心的质量内流率成正比(这就是一个反馈机制),并且喷流方向固定。图 4 a) 显示了在这个模拟中星系团介质的质量内流率随时间的变化,发现虽然喷流有阻止冷却流的趋势,但在经过约 200 Ma 之后质量内流率大幅攀升到 $2000 M_{\odot}/a$,喷流并不能有效抑制冷却流、阻止冷却灾难的发生。虽然正比于内流率的喷流功率也升得很高,但喷流通过其本身在前进方向造成的低密度通道,把大量能量都带到了远离星系团冷核的外围区域。



注: a) 星系团数值模拟中星系团介质的质量内流率随时间的演化^[68]。在这个模型中,喷流功率正比于质量内流率,并且喷流的空间方向固定不变。b) 星系团数值模拟中星系团介质的冷却率随时间的演化(虚线代表没有喷流反馈的纯冷却流模型,实线代表反馈模型)^[58]。在这个模型(实线)中,中心黑洞产生的喷流以约 9° 进动角、 10^7 年的周期进行进动,冷却流可以被有效抑制。

图 4 数值模拟中星系团介质质量内流率或冷却率的含时演化

虽然此后也有作者认为单向喷流能有效抑制冷却流^[57],更多的论文开始在喷流模型中加入额外的物理考虑,包括进动的喷流^[58, 60]、张角较大的外流模型^[56, 79]、宇宙线主导的喷流^{upciteguo11}、内低声速喷流^[55]、星系团介质的无规则运动^[80]等。图 4 b) 显示了进动喷流模型中星系团介质冷却率随时间的演化^[58]。在这个模型(实线)中,冷却率仅有纯冷却流模型(虚线)中冷却率的 $1/10$ (与一些观测相符^[17]),显示进动喷流有效抑制了冷却流。然而,

在这些模型中到底哪个因素最重要, 或者都不是最关键的因素? 星系团中的活动星系核喷流是否真的在以不小的进动角进动, 张角到底如何? 是否是低声速或宇宙线主导? 星系团介质中的湍流是否大到影响喷流演化? 显然, 冷却流问题的进一步研究还有很大的空间, 而且数值模拟工作需要与更细致的观测相结合。

喷流能否抑制冷却流的问题主要取决于喷流能否有效地把能量、动量传递给星系团介质, 目前研究侧重于喷流如何加热星系团介质^[60]。在数值模拟中, 不同的作者对这个过程有不同的解释, 再加上喷流性质的不确定性、喷流运动的方向性、磁场与微观物理过程的影响等因素, 这个问题目前还没有定论。已经被讨论较多的喷流加热星系团介质的机制包括: 喷流加速的宇宙线质子进入星系团介质并在其中激发耗散阿尔文波^[76], 喷流在星系团介质中产生激波^[60, 81, 82], 喷流物质与星系团介质的混合^[56], 喷流在星系团介质中造成的湍流耗散^[83], 喷流在星系团介质中造成的声波耗散^[84]等。在有些模型中, 其他物理机制也被提出帮助活动星系核喷流一起加热星系团介质, 如从星系团外围向内传热的热传导^[64, 76]; 但也有最新的研究揭示, 在高温电离的星系团介质中热传导可能会被等离子体镜不稳定性抑制^[85]。

在一些星系团中, 观测到的喷流模式反馈的能量极其巨大(最高达到约 10^{55} J^[86])。如果如此高能量的喷流能有效地把能量传递给星系团冷核区域(星系团中心约 100 kpc 以内), 喷流可以完全摧毁星系团冷核, 甚至通过混合同时摧毁尺度较小的中心金属峰^[87, 88]。如果这个模型正确, 活动星系核喷流就是观测到的可能数量占星系团总数一半以上的非冷核星系团的可能成因之一, 这些非冷核星系团多数都没有中心金属峰。

2.5 磁场与微观物理过程的影响

星系团介质是一个天然的宇宙等离子体实验室, 温度约 $10^7 \sim 10^8$ K, 粒子(电子、质子与其他离子)数密度大约 $10^{-4} \sim 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$, 含有弥漫的磁场(磁场强度约在 μG 数量级^[89])。磁压远小于热气体压强(不排除局部地区如喷流中磁场可能很强), 所以磁场的动力学作用通常可以忽略。然而, 星系团介质的密度较低, 其中粒子是弱碰撞性的, 粒子绕磁场运动的回旋半径远小于碰撞自由程, 所以磁场会深刻影响星系团介质的微观传输性质, 使热传导和粘性变得极其各向异性。可以参考电子拉莫半径 $r_{L,e}$ 与电子库伦碰撞平均自由程 λ_{ee} 的比值: $r_{L,e}/\lambda_{ee} \approx 1.3 \times 10^{-10} n_e (k_B T)^{-3/2} B^{-1}$, 其中 n_e 是电子数密度(单位 cm^{-3}), $k_B T$ 是玻尔兹曼常数乘以电子温度(单位 keV), B 是磁场强度(单位 μG)。

因为星系团介质的温度很高, 其沿磁力线方向的热传导率非常强($\propto T^{5/2}$)^[64, 76, 90], 而垂直于磁力线方向的热传导率接近于零(各向异性)。星系团介质的径向温度分布通常在 100 ~ 300 kpc 处有一个峰值, 向内或向外温度都逐渐降低^[91]。所以取决于磁场的结构, 由温度峰值处往星系团中心的热传导有可能是星系团冷核区域的一个加热源。如果星系团介质中存在跨越多个空间尺度的湍流, 径向有效热传导率约是在没有磁场情况下的 Spitzer 热传导率的 $1/5$ ^[92]。虽然这样的热传导率对于高质量(即高温)星系团是一个很强的加热源, 但纯热传导模型是全局热不稳定的。郭福来等人^[64]的工作表明, 热传导与喷流反馈相结合的模型是全局热稳定的, 这个稳定性主要是由活动星系核反馈机制提供(反馈效率需要大于一个临界值)。各向异性热传导在星系团介质中有可能造成几种局部磁流体热不稳定性, 包括磁热不稳定性(MTI)^[93]和热传导驱动的浮力不稳定性(HBI)^[94]等, 这里不作详述。

星系团介质的一些性质会影响喷流在其中的长期演化。一个观测线索较明显的问题是喷流产生的 X 射线空洞在星系团介质中长期演化的形状完整性。流体数值模拟^[95]发现 X 射线空洞在浮力作用下往远离星系团中心方向运动的时候会很容易被“撕裂”，这主要是 X 射线空洞表面的界面不稳定性造成的(如 Rayleigh–Taylor 与 Kelvin–Helmholtz 不稳定性)，然而观测上却发现了一些离星系团中心较远、边界形状又保持较好的年老 X 射线空洞(鬼空洞)^[96]。这个问题其实与喷流如何加热星系团介质相关：如果 X 射线空洞能长期维持完整形状，那么喷流物质与星系团介质的混合就不是喷流加热星系团介质的主要机制。

为了解释观测到的形状完整的鬼空洞，一些数值模拟引入星系团介质的粘性^[54, 55, 95]或磁场张力^[97]去抑制界面不稳定性。如果粘性基本上是各向同性的，高温星系团介质的粘性比较大，可以有效抑制界面不稳定性的增长(见图 2)^[54]。此外，喷流产生的 X 射线空洞很容易演化成圆环体的形状^[54]，与目前观测到的 X 射线空洞形状并不一致。如图 2 所示，数值模拟表明粘性可以同时抑制 X 射线空洞演化成圆环状^[54, 55]。基于磁场的方向性，均匀磁场并不能抑制垂直于磁场方向的扰动模式(不稳定性)的增长。数值模拟发现，如果磁场缠绕在一起且缠绕尺度大于 X 射线空洞的大小，那么磁场也可以有效抑制界面不稳定性^[97]。

3 活动星系核反馈的辐射模式

与射电模式相比，辐射模式反馈作用的观测证据与物理图像都较模糊。喷流模式常见于大质量星系中；辐射模式在众多恒星形成星系中更为常见，其对星系的反馈作用，尤其在建立中心黑洞与星系核球的关联上，可能更为重要。类星体的电磁辐射功率非常高，与星际介质的相互作用有可能可以驱动星系尺度的外流，甚至清空整个星系的气体成分，进而抑制星系成长。观测上发现，星系风是非常常见的现象，但多数星系风可能是星系的恒星形成现象驱动的^[98]。恒星形成驱动的风与活动星系核驱动的风在观测上至今没有一个简单直接的界线，但观测上发现的一些质量外流率达几百 M_{\odot}/a 、外流速度达 1 000 km/s 的星系风一般认为是由活动星系核驱动的^[27]，因为恒星形成现象的能量不足以驱动这么强的星系风。

活动星系核驱动外流的更重要的观测证据来自于对活动星系核的 UV/X 射线波段吸收线的观测。这些观测发现了一部分活动星系核中存在外流速度达 $0.1c \sim 0.3c$ 、高度电离的超高速外流^[99, 100]，并且进一步的观测发现这类超高速外流在明亮的活动星系核中较为常见^[101, 102]，但也存在于射电噪的活动星系核^[53]。研究发现这些观测到的超高速外流发生在距离黑洞 $0.0003 \sim 0.03$ pc 以内的区域，质量外流率超过 $5\% \sim 10\%$ 的黑洞吸积率，平均动力学功率的范围是 $10^{35.6} \sim 10^{37.6}$ J/s^[103]。这些性质表明这些风很可能来自黑洞吸积盘。这些外流还有可能驱动前述的星系风^[6]。

由于其重要性，辐射模式反馈的理论与数值模拟研究近十多年来有逐渐增加的趋势。这里的主要问题有两个：(1) 源自黑洞附近的外流的起源问题(包括超高速外流、宽线区外流等)；(2) 大尺度星系风的起源问题。关于第一个问题，刘超与袁峰^[104]进行了详尽的总结，介绍了热驱动、辐射压驱动、磁驱动这三种主要的活动星系核风的驱动机制。因为类星体的

辐射通常是亚爱丁顿的, 汤姆逊散射造成的辐射压小于中心黑洞产生的引力, 所以一般认为电子对黑洞吸积盘所产生光子的汤姆逊散射不会驱动强外流 (但也有不同意见^[105])。另一方面, 部分电离气体吸收谱线与尘埃吸收连续谱的散射截面都远超汤姆逊散射的散射截面^[106], 所以这两个机制有可能是驱动外流的重要机制, 被很多人加以研究^[29, 32, 107, 108]。但是对于非常重要的超高速外流, 因其高度电离, 线力与尘埃驱动可能都不是主要的驱动机制, 很可能是类似热吸积流那样^[40], 磁场在其中起到了关键作用, 这一问题有待下一步研究。另外, 对于辐射相对较弱的低光度活动星系核, 其外流也不太可能是由辐射压驱动的。

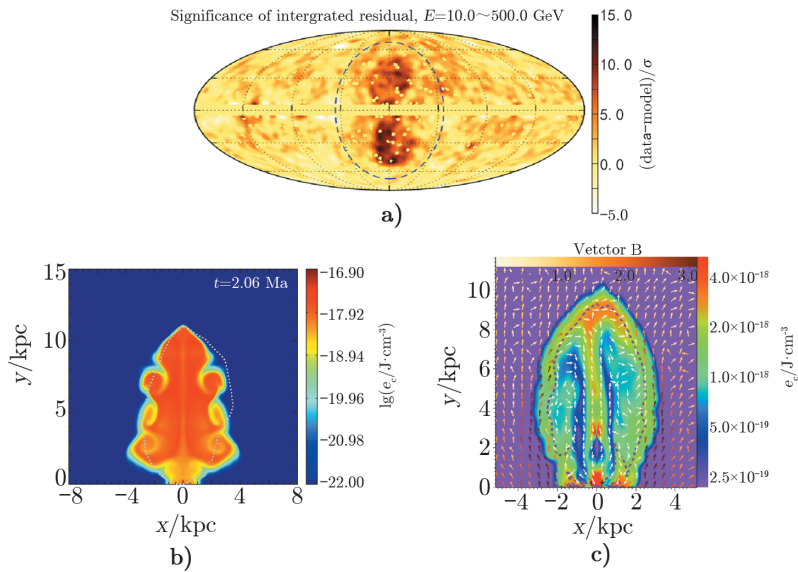
第二个问题与辐射模式对星系的反馈作用直接相关, 所以得到的关注更大。这个方面的数值研究大致分为两类: (1) 在模拟中人为地加入小尺度活动星系核外流, 研究其能否驱动观测到的星系风^[109-111]; (2) 通过模拟光与物质 (尤其是尘埃) 的相互作用, 研究大尺度星系风的特征与反馈作用^[32, 107]。还有一部分研究直接把活动星系核反馈的能量注入到中心黑洞附近气体的内能中, 研究星系风的性质与反馈^[112]。

4 银河系费米气泡

作为活动星系核反馈的一个特例, 这一节我们介绍有关银河系中发现的费米气泡的起源问题的研究^[113]。图 5 a) 显示了伽马射线太空望远镜观测到的费米气泡^[114]。费米气泡是内银河系银心上下两个巨大的椭圆形气泡, 上下延伸到银纬约 $\pm 50^\circ$ (约 ± 10 kpc, 假设银心与我们的距离是 8.5 kpc)。它们最早在微波波段被威尔金森微波各向异性探测器 (WMAP) 探测到, 所以被称为 WMAP 迷雾^[115] (然而, 信号更强的南费米气泡在微波波段的辐射在银纬 -35° 以外非常微弱^[116])。伽马射线能段费米气泡的观测清楚显示了两个边界清晰的椭圆形气泡, 基本排除了其来源于银河系暗物质粒子碰撞产物的可能性^[113]。

费米气泡的微波辐射一般都认为是来自宇宙线电子在磁场中回旋运动时发出的同步辐射^[117], 但费米气泡的伽马射线辐射的起源仍没有定论。后者可能来源于这些宇宙线电子对星光与宇宙微波背景辐射的逆康普顿散射 (轻子模型)^[113, 117-119], 也可能来源于宇宙线质子与星际介质碰撞产生的中性 π 介子衰变 (重子模型)^[120-122]。宇宙线质子与星际介质碰撞也会产生带电 π 介子, 并衰变成正负电子。这些电子在磁场中也会产生微波同步辐射, 但计算发现这个辐射要小于观测到的费米气泡微波辐射^[114]。所以, 费米气泡伽马射线辐射的宇宙线质子起源模型也需要额外的宇宙线电子去解释观测到的微波辐射。

对于费米气泡的起源, 人们提出了几个理论模型。一个模型认为在近几十亿年的银河系演化历史中, 银河系中心的恒星形成活动通过相关的超新星爆发过程产生并积累了大量宇宙线质子, 进而形成费米气泡^[122]。然而这个模型与费米气泡拥有清晰明确的边界不符, 所以, 作者进一步提出费米气泡起源于银河系中心一次从几亿年前开始至近期的恒星形成过程吹出的星系风^[123]。另一个我们认为可能性更大的费米气泡起源是银河系中心近几百万年前的一次活动星系核反馈现象, 即银河系中心以前的活动性很强^[118-121, 124, 125], 它的强有力观测证据包括以下两点: (1) 银心附近 0.5 pc 以内一或两个由年龄约几百万年的新恒星组成的盘 (可



注: a) 费米伽马射线太空望远镜观测到的费米气泡^[114] (数据中已经扣除了代表银河系中除费米气泡之外的部分已知伽马射线辐射源)。b) 费米气泡的喷流模型^[118]。该图显示了在数值模拟中, 来自银河系中心、沿着自转轴方向的喷流在演化 2×10^6 年后产生的费米气泡 (图中颜色代表宇宙线能量密度)。c) 费米气泡的黑洞热吸积流盘风模型^[121]。该图显示了在数值模拟中, 来自银河系中心黑洞热吸积流盘风在演化 7×10^6 年后产生的费米气泡 (图中颜色代表宇宙线能量密度, 箭头代表磁场)。

图 5 银河系伽马射线波段的费米气泡

能是黑洞吸积盘遗迹)^[126]; (2) 在银河系南极方向附近 25° 以内, 麦哲伦气流的 $H\alpha$ 辐射很可能是几百万年前的一次银心活动星系核现象产生的辐射光致电离造成^[127]。此外还有其他一些银心过去强活动性的观测证据^[128]。

具体来说, 活动星系核反馈产生费米气泡的渠道包括: 喷流^[118, 119], 辐射模式中的类星体风^[124, 125], 与黑洞热吸积流盘风^[120, 121]。观测上最相似的是喷流模式中观测到的射电瓣。其射电辐射来源于高能宇宙线电子的同步辐射, 这些宇宙线电子对星光与宇宙微波背景辐射光子的逆康普顿散射能自然产生伽马射线辐射。喷流模型假设喷流方向与银盘法向一致 (或比较接近)^[118]。图 5 b) 显示了喷流模型的数值模拟结果, 可以发现喷流在演化 2×10^6 年后产生的费米气泡, 其位置、大小、形状都与观测到的费米气泡相似。模拟中费米气泡表面的界面不稳定性 (包括 Rayleigh–Taylor 与 Kelvin–Helmholtz 不稳定性) 与观测不符, Guo 等人^[119] 在后续工作中引入粘性加以抑制。这个模型认为费米气泡现象中黑洞喷流释放的能量大约是 $10^{48} \sim 10^{50}$ J, 对应于黑洞吸积了约 $100 \sim 10000 M_\odot$ 物质 (假设反馈效率是 10%)。

类星体风模型^[124, 125] 的观测对应体是大量由蓝移的 X 射线吸收线观测发现的黑洞附近快速 ($v \simeq 0.1c$)、宽角度外流^[101]。这些外流可能是活动星系核辐射模式引起的辐射压驱动的。宽角度外流受到银盘上中央分子区 (central molecular zone) 的束缚, 比较容易解释观测到的费米气泡双椭球形状。但这些外流能否有效加速宇宙线并产生观测到的费米气泡伽马射线辐射还有待详细计算。

热吸积流盘风模型^[120, 121]主要是基于近期黑洞热吸积流理论的进展^[5, 40, 52]而提出。模型假设银心黑洞过去的吸积率不高^[128], 因此吸积流是辐射低效的热吸积流。近期的研究表明, 热吸积流不可避免存在较强的盘风。利用这些小尺度上的研究结果, 考虑到热等离子体风以及风中包含的宇宙线, Mou 等人^[120, 121]采用磁流体力学数值模拟研究了吸积盘发出的风与银河系中星际介质的相互作用, 并计算了伽马射线辐射谱, 发现能够自然解释观测到的费米气泡的各种观测结果, 包括气泡的形状、辐射谱, 并能定量地解释一些观测细节, 如气泡边缘周围气体的温度、运动速度等。图 5 c) 是该模型的模拟结果。在这个模型中, 费米气泡的伽马射线辐射来自于宇宙线质子与星际介质在气泡边界附近浸透层中的碰撞。各种流体不稳定性的消失以及气泡的尖锐边界都可以由磁场的存在自然解释。

费米气泡的主要观测数据来自于其所含宇宙线的微波与伽马射线辐射, 所以费米气泡的数值模拟最好能同时包含热气体、磁场, 与宇宙线的演化。一直以来天体物理的流体、磁流体数值计算很少直接模拟宇宙线物理。这个状况目前正在改进, 费米气泡的数值模拟中已经出现把宇宙线近似为一种附加流体的模拟^[118, 119, 121, 129, 130]。下一步工作, 我们将在磁流体模拟中加入宇宙线能谱的演化, 因为宇宙线的加速、能量损失、传输过程都与宇宙线粒子的能量相关。目前, 这方面的数值模拟在国际上还没有出现。

5 总结与展望

活动星系核反馈是一个非常重要而又相对年轻、有很多发展空间的天体物理前沿领域。在这个领域, 理论模型与最新的观测进展结合得非常紧密。本文综述了活动星系核反馈的喷流模式尤其是星系团中的冷却流问题、辐射模式, 以及我们银河系本身近期的一次反馈现象——费米气泡等几个方面的研究进展, 并简要介绍了解决的问题。由于黑洞吸积过程产生的光子、风、喷流和星际介质相互作用的物理机制非常复杂, 活动星系核反馈的理论研究往往离不开数值模拟。目前的计算机硬件水平还不足以模拟从黑洞周边到星系的整个动力学空间尺度, 所以数值模拟通常侧重于研究某个空间尺度的具体科学问题, 而这个尺度之外的物理只能用假设与模型来代替。同时, 这个领域涉及的物理非常复杂, 包括磁场的结构与作用、吸积盘中的动能耗散与角动量转移、吸积盘辐射谱与物质的相互作用、喷流的产生机制、宇宙线的加速等等。所以, 活动星系核反馈是一个拥有大量观测线索, 在星系形成中起到重要作用, 但又有很多未解之谜的天文学领域。数值模拟的发展与应用将在这个领域的突破上起到关键作用。

5.1 国内外的研究现状

在国内, 活动星系核反馈的数值模拟研究可以说是刚刚起步, 从事这一领域的科研人员还比较少。但在国际上, 有一些非常活跃的计算天体物理课题组在这个领域工作, 并积极推进这个领域的进展。研究的问题非常全面, 包括最小尺度上的黑洞吸积^[131-133], 外流的产生^[29, 30, 43, 45, 107], 单个星系中的活动星系核反馈^[31-33], 星系团中的活动星系核反馈^[57, 58, 60, 68], 再到最大尺度上的宇宙学数值模拟中的活动星系核反馈^[34-39]等, 从模拟技术

到包含的物理都在不断发展之中。研究的两个重点问题是活动星系核如何把能量、动量反馈到星系、星系团等大尺度天体上,以及活动星系核在星系、星系团的演化中起到了什么作用。

5.2 我们的发展策略

目前国际上活动星系核反馈的数值模拟研究还是较年轻的领域,存在很大的发展空间。科学方面,目前尤其是大尺度的宇宙学模拟中,考虑活动星系核反馈还比较粗糙,重要的物理参数有待确定。技术方面,大部分工作还是限于流体力学模拟,考虑磁场、辐射转移的工作都非常少。很多问题,比如喷流的反馈作用,考虑磁场的磁流体力学数值模拟是不可避免的。因此,我们若决定开发自己的数值模拟程序,在此领域存在巨大的发展空间。

参考文献:

- [1] Fabian A C. *ARA&A*, 2012, 50: 455
- [2] McNamara B R, Nulsen P E J. *New Journal of Physics*, 2012, 14: 055023
- [3] Kormendy J, Ho L C. *ARA&A*, 2013, 51: 511
- [4] Heckman T M, Best P N. *ARA&A*, 2014, 52: 589
- [5] Yuan F, Narayan R. *ARA&A*, 2014, 52: 529
- [6] King A, Pounds K. *ARA&A*, 2015, 53:115
- [7] Hubble E P. *Popular Astronomy*, 1925, 33: 252
- [8] Baade W, Minkowski R. *ApJ*, 1954, 119: 215
- [9] Matthews T A, Sandage A R. *ApJ*, 1963, 138: 30
- [10] Schmidt M. *Nature*, 1963, 197: 1040
- [11] Seyfert C K. *ApJ*, 1943, 97: 28
- [12] Ferrarese L, Merritt D. *ApJ*, 2000, 539: L9
- [13] Gebhardt K, et al. *ApJ*, 2000, 539: L13
- [14] Magorrian J, et al. *AJ*, 1998, 115: 2285
- [15] Ho L C. *ARA&A*, 2008, 46: 475
- [16] Fabian A C. *ARA&A*, 1994, 32: 277
- [17] Peterson J R, Fabian A C. *Phys. Rep.*, 2006, 427: 1
- [18] Shankar F, Weinberg D, Miralda-Escude J. *ApJ*, 2009, 690: 20
- [19] Strateva I, et al. *AJ*, 2001, 122: 1861
- [20] Kauffmann G, Heckman T M, White S D M, et al. *MNRAS*, 2003, 341: 33
- [21] Peng Y, et al. *ApJ*, 2010, 721: 193
- [22] Di Matteo T, Springel V, Hernquist L. *Nature*, 2005, 433: 604
- [23] Croton D J, Springel V, White S D M, et al. *MNRAS*, 2006, 365: 11
- [24] Owen F N, Eilek J A, Kassim N E. *ApJ*, 2000, 543: 611
- [25] Fabian A C, et al. *MNRAS*, 2011, 418: 2154
- [26] Randall S W, Nulsen P E J, Jones C, et al. *ApJ*, 2015, 805: 112
- [27] Rupke D S N, Veilleux S. *ApJ*, 2011, 729: L27
- [28] 汪景琇, 袁峰, 陈鹏飞, 等. *天文学进展*, 2016, 34: 365
- [29] Proga D, Stone J M, Kallman T R. *ApJ*, 2000, 543: 686
- [30] Proga D, Kallman T R. *ApJ*, 2004, 616: 688
- [31] Ciotti L, Ostriker J P. *ApJ*, 2007, 665: 1038
- [32] Novak G S, Ostriker J P, Ciotti L. *MNRAS*, 2012, 427: 2734

- [33] Gan Z M, Yuan F, Ostriker J P, et al. *ApJ*, 2014, 789: 150
- [34] Dugan Z, Gaibler V, Silk J. submitted to *ApJ* (arXiv:1608.01370)
- [35] Weinberger R, Springel V, Hernquist L, et al. submitted to *MNRAS* (arXiv:1607.03486)
- [36] Vogelsberger M, et al. *MNRAS*, 2014, 444: 1518
- [37] Schaye J, et al. *MNRAS*, 2015, 446: 521
- [38] Khandai N, Di Matteo T, Croft R, et al. *MNRAS*, 2015, 450: 1349
- [39] Dubois Y, et al. *MNRAS*, 2014, 444: 1453
- [40] Yuan F, Gan Z M, Narayan R, et al. *ApJ*, 2015, 804: 101
- [41] Junor W, Biretta J A, Livio M. *Nature*, 1999, 401: 891
- [42] Blandford R D, Znajek R L. *MNRAS*, 1977, 179: 433
- [43] Tchekhovskoy A, Narayan R, McKinney J C. *MNRAS*, 2011, 418: L79
- [44] McKinney J C. *ApJ*, 2005, 630: L5
- [45] Sadowski A, Narayan R, Penna R, Zhu Y. *MNRAS*, 2013, 436: 3856
- [46] Narayan R, Igumenshchev I V, Abramowicz M A. *PASJ*, 2003, 55: L69
- [47] Tchekhovskoy A. in *The Formation and Disruption of Black Hole Jets*, *Astrophysics and Space Science Library*, Springer, 2015, 414: 45
- [48] Lynden-Bell D. *MNRAS*, 2003, 341: 1360
- [49] Yuan F, Wu M, Bu D. *ApJ*, 2012, 761: 9
- [50] Yuan F, Bu D, Wu M. *ApJ*, 2012, 761: 26
- [51] 部德福, 袁峰. *天文学进展*, 2016, 34(4): 522
- [52] Yuan F. in *Astrophysics of Black Holes*, *Astrophysics and Space Science Library*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2016, 440: 153
- [53] Tombesi F, Tazaki F, Mushotzky R F, et al. *MNRAS*, 2014, 443: 2154
- [54] Guo F. *ApJ*, 2015, 803: 48
- [55] Guo F. *ApJ*, 2016, 826: 17
- [56] Hillel S, Soker N. *MNRAS*, 2016, 455: 2139
- [57] Gaspari M, Melioli C, Brighenti F, D'Ercole A. *MNRAS*, 2011, 411: 349
- [58] Li Y, Bryan G L. *ApJ*, 2014, 789: 54
- [59] Li Y, Bryan G L. *ApJ*, 2014 789: 153
- [60] Yang H-Y K, Reynolds C S. *ApJ*, 2016, 818: 181
- [61] Bondi H. *MNRAS*, 1952, 112: 195
- [62] Booth C M, Schaye J. *MNRAS*, 2009, 398: 53
- [63] Sijacki D, Vogelsberger M, Genel S, et al. *MNRAS*, 2015, 452: 575
- [64] Guo F, Oh S P, Ruzzkowski M. *ApJ*, 2008, 688: 859
- [65] Guo F, Mathews W G. *ApJ*, 2014, 780: 126
- [66] Gaspari M, Ruzzkowski M, Sharma P. *ApJ*, 2012, 746: 94
- [67] Rosas-Guevara Y M, Bower R G, Schaye J, et al. *MNRAS*, 2015, 454: 1038
- [68] Vernaleo J C, Reynolds C S. *ApJ*, 2006, 645: 83
- [69] Fanaroff B L, Riley J M. *MNRAS*, 1974, 167: 31
- [70] Croston J H, Birkinshaw M, Hardcastle M J, Worrall D M. *MNRAS*, 2004, 353: 879
- [71] Dunn R J H, Fabian A C, Taylor G B. *MNRAS*, 2005, 364: 1343
- [72] Croston J H, Hardcastle M J, Birkinshaw M, et al. *MNRAS*, 2008, 386: 1709
- [73] Guo F, Mathews W G. *ApJ*, 2011, 728: 121
- [74] Voigt L M, Fabian A C. *MNRAS*, 2004, 347: 1130
- [75] Rafferty D A, McNamara B R, Nulsen P E J, Wise M W. *ApJ*, 2006, 652: 216
- [76] Guo F, Oh S P. *MNRAS*, 2008, 384: 251
- [77] Li Y, Bryan G L. *ApJ*, 2012, 747: 26
- [78] Guo F. *ApJ*, 2014, 797: L34
- [79] Prasad D, Sharma P, Babul A. *ApJ*, 2015, 811: 108

- [80] Mendygral P J, Jones T W, Dolag K. *ApJ*, 2012, 750: 166
- [81] Mathews W G, Faltenbacher A, Brighenti F. *ApJ*, 2006, 638: 659
- [82] Guo F, Mathews W G. *ApJ*, 2010, 712: 1311
- [83] Zhuravleva I, et al. *Nature*, 2014, 515: 85
- [84] Ruszkowski M, Brüggem M, Begelman M C. *ApJ*, 2004, 611: 158
- [85] Komarov S V, Churazov E M, Kunz M W, Schekochihin A A. *MNRAS*, 2016, 460: 467
- [86] McNamara B R, Kazemzadeh F, Rafferty D A, et al. *ApJ*, 2009, 698: 594
- [87] Guo F, Oh S P. *MNRAS*, 2009, 400: 1992
- [88] Guo F, Mathews W G. *ApJ*, 2010, 717: 937
- [89] Govoni F, Feretti L. *International Journal of Modern Physics D*, 2004, 13: 1549
- [90] Spitzer L. *Physics of Fully Ionized Gases* (2d ed.; New York: Interscience), 1962
- [91] Vikhlinin A, Kravtsov A, Forman W, et al. *ApJ*, 2006, 640: 691
- [92] Narayan R, Medvedev M V. *ApJ*, 2001, 562: L129
- [93] Balbus S. *ApJ*, 2000, 534: 420
- [94] Quataert E. *ApJ*, 2008, 673: 758
- [95] Reynolds C S, McKernan B, Fabian A C, Stone J M, Vernaleo J C. *MNRAS*, 2005, 357: 242
- [96] Fabian A C, Sanders J S, Ettori S, et al. *MNRAS*, 2000, 318: L65
- [97] Ruszkowski M, Enßlin T A, Brüggem M, Heinz S, Pfrommer C. *MNRAS*, 2007, 378: 662
- [98] Martin C L, Shapley A E, Coil A L, et al. *ApJ*, 2012, 760: 127
- [99] Pounds K A, Reeves J N, King A R, et al. *MNRAS*, 2003, 345: 705
- [100] Reeves J N, O'Brien P T, Ward M J. *ApJ*, 2003, 593: 65
- [101] Tombesi F, Cappi M, Reeves J N, et al. *Astron. Astrophys.* 2010, 521: A57
- [102] Gofford J, Reeves J N, Tombesi F. *MNRAS*, 2013, 430: 60
- [103] Tombesi F, Cappi M, Reeves J N, Braito V. *MNRAS*, 2012, 422: 1
- [104] 刘超, 袁峰. *天文学进展*, 2013, 31: 479
- [105] King A R. *ApJ*, 2003, 596: L27
- [106] Fabian A C, Vasudevan R V, Gandhi P. *MNRAS*, 2008, 385: L43
- [107] Bieri R, Dubois Y, Rosdahl J, et al. 2016, arXiv:1606.0628
- [108] Ishibashi W, Fabian A C. *MNRAS*, 2015, 451: 93
- [109] Ciotti L, Ostriker J P, Proga D. *ApJ*, 2009, 699: 89
- [110] Ostriker J P, Choi E, Ciotti L, et al. *ApJ*, 2010, 722: 642
- [111] Wagner A Y, Umemura M, Bicknell G V. *ApJ*, 2013, 763: L18
- [112] Gabor J M, Bournaud F. *MNRAS*, 2014, 441: 1615
- [113] Su M, Slatyer T R, Finkbeiner D P. *ApJ*, 2010, 724: 1044
- [114] Ackermann M, Albert A, Atwood W B, et al. *ApJ*, 2014, 793: 64
- [115] Finkbeiner D P. *ApJ*, 2004, 614: 186
- [116] Dobler G. *ApJ*, 2012, 760: L8
- [117] Dobler G. *ApJ*, 2012, 750: 17
- [118] Guo F, Mathews W G. *ApJ*, 2012, 756: 181
- [119] Guo F, Mathews W G, Dobler G, et al. *ApJ*, 2012, 756: 182
- [120] Mou G, Yuan F, Bu D, Sun M, Su M. *ApJ*, 2014, 790: 109
- [121] Mou G, Yuan F, Gan Z, Sun M. *ApJ*, 2015, 811: 37
- [122] Crocker R M, Aharonian F. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 106: 101102
- [123] Crocker R M, Bicknell G, Taylor A. *ApJ*, 2015, 808: 107
- [124] Zubovas K, King A R, Nayakshin S. *MNRAS*, 2011, 415: L21
- [125] Zubovas K, Nayakshin S. *MNRAS*, 2012, 424: 666
- [126] Genzel R, Schodel R, Ott T, et al. *ApJ*, 2003, 594: 812
- [127] Bland-Hawthorn J, Maloney P R, Sutherland R S, Madsen G J. *ApJ*, 2013, 778: 58
- [128] Totani T. *PASJ*, 2006, 58: 965

- [129] Yang H-Y K, Ruszkowski M, Ricker P M, et al. ApJ, 2012, 761: 185
[130] Yang H-Y K, Ruszkowski M, Zweibel E. MNRAS, 2013, 436: 2734
[131] Hawley J F, Krolik J H. ApJ, 2001, 548: 348
[132] Kato Y, Mineshige S, Shibata K. ApJ, 2004, 605: 307
[133] Jiang Y F, Stone J M, Davis S W. ApJ, 2014, 796: 106

Numerical Simulations of Active Galactic Nucleus Feedback

GUO Fu-lai^{1,2}, YUAN Feng^{1,2}

(1. Key Laboratory for Research in Galaxies and Cosmology, Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China; 2. Astrophysics Division, Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China)

Abstract: As supermassive black holes located at galactic centers accrete matter, they release electromagnetic radiation, winds, and jets, regulating the evolution of their host galaxies and their own growth. This is the so-called active galactic nucleus (AGN) feedback. As a high-energy astrophysical phenomenon, it plays an important role in the gas distribution and star formation in galactic bulges, galaxies, and even galaxy clusters. It has thus become a key ingredient in current galaxy formation models and an important hot topic in contemporary astrophysics. In this paper, we review the current status of this young field, introducing jet-mode AGN feedback, radiative-mode AGN feedback, AGN winds, and the Fermi bubbles in the Milky Way. As the major theoretical tool to investigate physical mechanisms of AGN feedback and its impact in galaxy formation, numerical simulations of AGN feedback have become a very active research field. We discuss major scientific problems and recent progresses in this field, providing several suggestions on future development strategies for our Chinese astronomy community.

Key words: AGN; galaxy evolution; supermassive black holes; jet; numerical simulations