

文章编号: 1000-8349(2010)04-373-10



活动星系核射电延展区观测和理论研究

张 晋^{1,3}, 赵亚丽^{2,3}

(1. 广西师范学院 物理与电子工程学院, 南宁 530001; 2. 广西大学 物理科学与工程技术学院, 南宁 530004; 3. 广西大学 广西大学-国家天文台天体物理和空间科学研究中心, 南宁 530004)

摘要: 随着探测设备角分辨率和灵敏度的提高, 喷流、喷流节点和热斑等活动星系核延展结构在射电、红外、光学、X 射线等越来越多的波段被探测到, 分辨出其更细致的结构, 促进了理论研究热潮的兴起, 使该领域成为当今天体物理研究的活跃领域之一。喷流是由活动星系核中心产生的准直等离子体外流, 由中心黑洞驱动。至今, 对喷流的成分、产生、准直原理和加速机制等基本问题并不清楚。另一方面, 对于喷流、喷流节点和热斑等活动星系核延展区的辐射机制, 一般认为其射电和光学辐射由相对论电子的同步辐射产生, 但 X 射线的起源就存在着一定的争议。简单概述该领域近年来观测和理论研究进展。

关键词: 活动星系核; 喷流; 热斑; 节点; X 射线辐射机制

中图分类号: P157.6 **文献标识码:** A

1 引 言

活动星系核大尺度喷流最初是 1918 年 Curtis 通过光学波段观测室女座的 M87 发现的^[1]。当时人们并不清楚这个延展结构的本质。20 世纪 60 年代以来, 随着射电望远镜空间角分辨率和探测灵敏度的提高, 大量射电星系的延展结构被探测到, 分辨出其更复杂的结构, 如喷流、喷流节点和热斑等^[2]。到 20 世纪七八十年代, 由于射电干涉测量技术的发展, 引发了人们对河外射电喷流研究的热潮。喷流作为活动星系核的一种物质结构, 目前已被甚大阵 (VLA)、甚长基线干涉测量 (VLBI)、甚长基线阵 (VLBA) 以及单个射电望远镜在大量的源里观测到^[3]。在光学波段也有为数不少的观测。Chandra 卫星已经观测到几十个著名射电源的 X 射线喷流, 再次引发了喷流研究热潮^[4]。

收稿日期: 2010-04-02; **修回日期:** 2010-05-25

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11078008, 11025313, 10873002); 973 项目资助 (2009CB824800)

随着探测器角分辨率的提高,更细致的喷流结构,如喷流节点和热斑等也被分辨出来,甚至分辨出其更复杂的子结构(比如 VLBA 的观测已经分辨出 Pictor A 西边射电瓣上热斑更复杂的子结构^[5])。射电波段的观测发现,不同类型活动星系核喷流的形态也不同,有的从核区向外逐渐变暗变弱,有的则变亮^[6]。部分活动星系核的喷流在不同波段的观测形态也不同,其中一个普遍现象是 X 射线辐射沿喷流逐渐减弱,而射电辐射强度沿喷流增强^[7]。还观测到有些源亮喷流节点间弱的连续辐射。这些观测现象背后隐含的物理机制都不清楚,有待充分的观测和研究。观测的重要进展掀起了延展结构辐射机制理论研究的热潮。一般认为延展区的射电辐射产生于相对论电子的同步辐射,且光学波段偏振观测表明光学辐射也起源于相对论电子的同步辐射^[8,9]。对于 X 射线辐射的起源存在争议,并且在不同源里有显著差异^[10-12]。本文概述该领域主要的观测进展和理论研究现状。

2 观 测

2.1 喷流多波段观测形态

与光学和高能探测器相比,射电望远镜具有高的空间分辨率和灵敏度。Fanaroff 和 Riley 根据射电光度 ($178 \text{ MHz}, 2 \times 10^{25} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$) 将射电星系分成 FR I 和 FR II 两种类型^[6]。FR II 有比较高的射电光度,而且其喷流形态与 FR I 具有显著的差异。在统一模型中,FR I 型射电星系是 BL Lac 天体的对应体,其核区比较亮,喷流宽、明显且从核区向外逐渐变弱变暗,没有明显的射电瓣结构;其千秒差距 (kpc) 尺度的喷流常常在某个点变亮,之后又逐渐变暗,这种结构称之为“喷流节点”^[4](如图 1(a) 所示)。一般认为由于 FR I 型射电星系在喷流运动过程中携带外面的星际物质,其 pc 尺度上的极端相对论速度逐渐变慢,到 kpc 的尺度上则变成亚相对论性。FR II 型射电星系的核区较暗,喷流窄而弱,有明显的射电瓣结构,其边缘很亮,称之为“热斑”^[13,14](如图 1(b) 所示)。在统一模

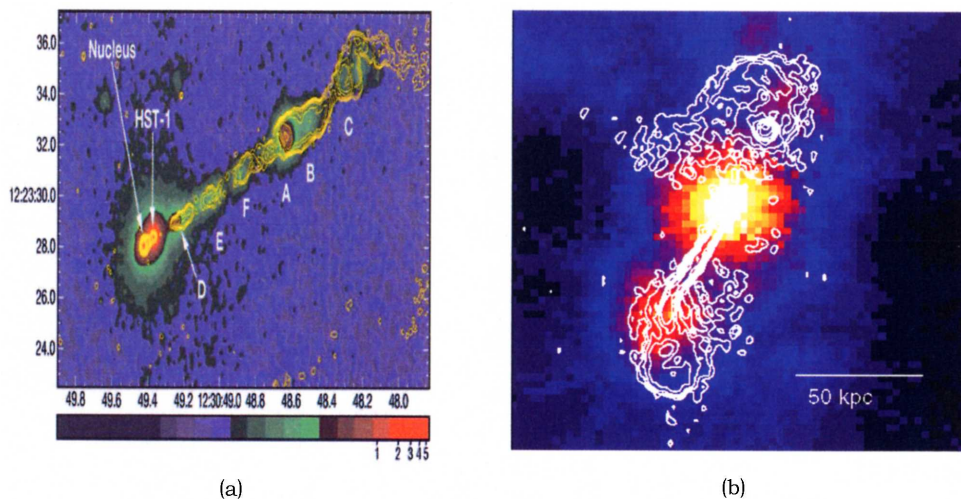


图 1 (a) FR I 型射电星系 M87 的喷流形态^[4]; (b) FR II 型射电星系 3C 200 的喷流形态^[15]

型中, FR II 型射电星系是类星体的对应体, 现在发现有些类星体也存在延展结构, 有瓣形态, 但是核区很亮, 有时被称为 FR II 型类星体。FR II 型射电星系的喷流可能会失去原来的准直性, 突然弯曲^[16]。而且 FR II 型射电星系的喷流是个低效的辐射体, 可以将能量传输到很远处, 甚至到 Mpc 的尺度。

哈勃空间望远镜 (HST) 观测到一些延展结构的光学对应体, 如射电星系 Pictor A 西边射电瓣上的热斑^[17], 平谱射电类星体 3C 273 的大尺度喷流以及其喷流节点^[18,19]。虽然 Einstein 和 ROSAT X 射线卫星也曾给出过延展区的 X 射线观测图像, 但是延展区 X 射线观测研究主要得益于 1999 年发射的 Chandra 卫星。Schwartz 等人利用 Chandra 对射电噪活动星系核的完备样本进行巡天观测^[20], 发现了一批 X 射线喷流, 其尺度在几十 kpc 到 Mpc。对这个样本的分析发现 X 射线喷流形态多样, 主要类型有: 从核区向外的准直喷流, 没有投影到核的准直和弯曲喷流, 与核区之间存在空隙的喷流, 从核区喷出的不连续喷流。他们认为, X 射线喷流观测形态不同的本质是喷流轴和观测视线之间夹角的改变, 由聚束效应放大造成。现在已有几十个活动星系核探测到 X 射线喷流, 而且很多喷流节点和热斑也探测到了 X 射线辐射。到目前为止, 只在射电星系 Cen A 和 M87 的喷流延展结构观测到了较明显的光变现象^[4]。

2.2 节点和热斑

节点一般认为是准直喷流的一部分^[21]。节点的起源, 产生节点的激波由什么机制控制其位置、强度和寿命等问题还很不清楚。除了传统的激波加速粒子这种解释, 节点亮度增强还可以有很多解释。节点的起源也许是多样性的。以著名的射电星系 M87 喷流为例, 其上靠近核区的节点 D、E 和 F, 有比较规则的空间形态和大小, 可能是 Beresnyak 等人描述的驻波造成^[22]; 与此完全不同, 其上的节点 A 和节点 C 有陡的射电光度谱, 可能是由反向和正向激波产生的。Bicknell 和 Begelman^[23]则认为所有这些节点都可以用斜激波 (oblique shocks) 解释, 其观测特征的差异是由于相对论效应造成的。他们的模型要求喷流轴和观测视线夹角为 $30^\circ \sim 35^\circ$, 而节点 HST-1 边缘观测到快速运动的小云 (blob) 则要求更小的观测视角 $10^\circ \sim 20^\circ$ 。

热斑一般出现在射电瓣的边缘位置, 其结构致密、光度高, 被认为是喷流的终点^[13,14]。与喷流节点类似, 热斑也是由强激波或激波系统产生的高辐射区。不同的是, 喷流可以穿过节点保持准直的外流, 但是喷流在热斑处就会终止, 只剩下产生射电瓣的外流。对于比较远或弱的喷流, 有时候很难区分其上面的一个结构究竟是节点还是热斑或者是射电瓣。某些情况下, 即使非常亮的热斑, 其本质也很不清楚。例如, 类星体 3C 351 的射电瓣是个双热斑体系, 北边的射电瓣在核的东北方向有两个热斑, 它们在射电和 X 射线波段都很亮; 南边的射电瓣只有一个比较弱的热斑, 在 1.4 GHz 强度只是东北部两个热斑的 4%^[4]。尽管一般认为热斑的辐射不考虑相对论运动, 但是东北边的双热斑却有相对论运动的特点^[24]。假设这些亮结构不是出现在射电瓣的边缘, 也许它们只是喷流上面的节点, 而这个喷流的对称轴和观测视线夹角很小。

当用相同的角分辨率观测时, 射电、光学和 X 射线光度的峰值位置不重合, 造成不同波段间的错位 (offsets) 现象。一般情况下, 高频光度的峰值在节点的上游 (upstream), 之后, 随着往下游 (downstream) 方向, 谱变得越来越陡。例如射电星系 M87 的喷流节点 D 和 F(图

1(a))。Bai 和 Lee 曾给出了这种错位现象的解释, 认为在 kpc 尺度上电子可以被再加速, 由于贡献不同波段同步辐射的电子冷却时标不同, 因此各波段光度峰值位置的分布不同^[25]。另一种关于错位现象的可能解释是, 磁场强度沿着喷流的下游增大, 从而增强了射电辐射。另一种和错位现象相联系的观测现象是光强渐进 (progressions)。这种现象表现为 X 射线辐射在喷流上游强度最高, 沿喷流逐渐减弱, 而射电辐射的强度沿喷流增强。光强渐进的现象是很普遍的, Sambruna 等人在 2004 年指出 7 个类星体的喷流都有这种效应^[26], 最显著的一个例子是 3C 273 的喷流形态, 如图 2 所示。值得注意的是节点的光学光度相对比较稳定。在 FR I 型射电星系和类星体的喷流中都观测到了错位和光强渐进现象。

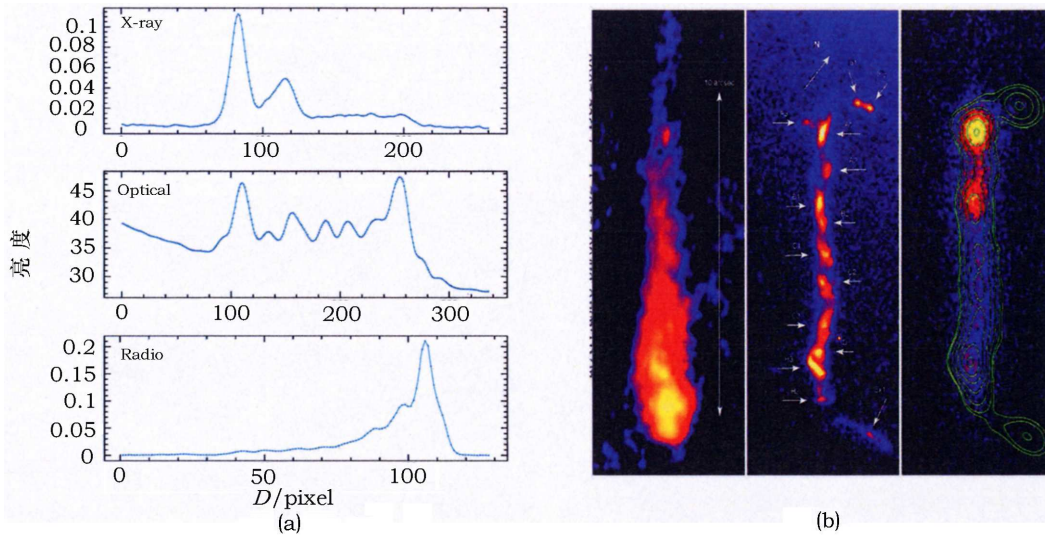


图 2 (a) 3C 273 在不同波段的喷流形态图^[4]; (b) 3C 273 的喷流在射电、光学、X 射线以及光学流量等高线的观测图像 (分别由 MERLIN array、HST 和 Chandra 观测得到)^[7]

2.3 辐射能谱和多波段流量关联性

喷流节点和热斑在射电-光学-X 射线的典型能谱分布、射电和 X 射线波段观测的谱指数 (α_r 和 α_x) 分布以及 5 GHz 和 1 keV 观测光度 ($L_{5\text{GHz}}$ 和 $L_{1\text{keV}}$) 的相关性如图 3、4 所示。从观测的能谱分布图 3 可见, 有些源的 X 射线辐射谱是射电-光学同步辐射成分在高端的延伸, 而有些源的 X 射线辐射明显不是射电和光学成分的简单延伸。观测谱指数 α_r 和 α_x 没有明显的相关性 (如图 4(a))。节点和热斑的射电谱指数 α_r 的值在 0.1 和 0.9 之间, 都小于 1; 热斑的 X 射线谱指数 α_x 值集中在 0.7 ~ 1.2 之间, 而节点的 α_x 分布较弥散, 在 0.2 ~ 2.4 之间。Kolmogorov-Smirnov 检验 (K-S 检验) 结果表明热斑和节点的射电谱指数和 X 射线谱指数的分布都没有明显的差异。但是无论对于节点还是热斑, 5 GHz 和 1 keV 的观测光度强相关 (如图 4(b)), 平均而言, 节点的 X 射线光度比热斑高 0.7 个量级。在平面图 $L_{5\text{GHz}} - L_{1\text{keV}}$ 上, 热斑和节点由直线 $L_{1\text{keV}} = L_{5\text{GHz}}$ 很好地分开。因此, 观测光度比 $R_L \equiv L_{5\text{GHz}}/L_{1\text{keV}}$ 是一个区分节点和热斑的指示器^[10]。这些观测事实, 也许表明两类源的 X 射线辐射和射电辐射来自相同的辐射区, 而 X 射线辐射观测特征的不同是由于两类延展结构内禀物理条件不同造成的 (如磁场强度、等离子体的洛伦兹因子等)^[10]。

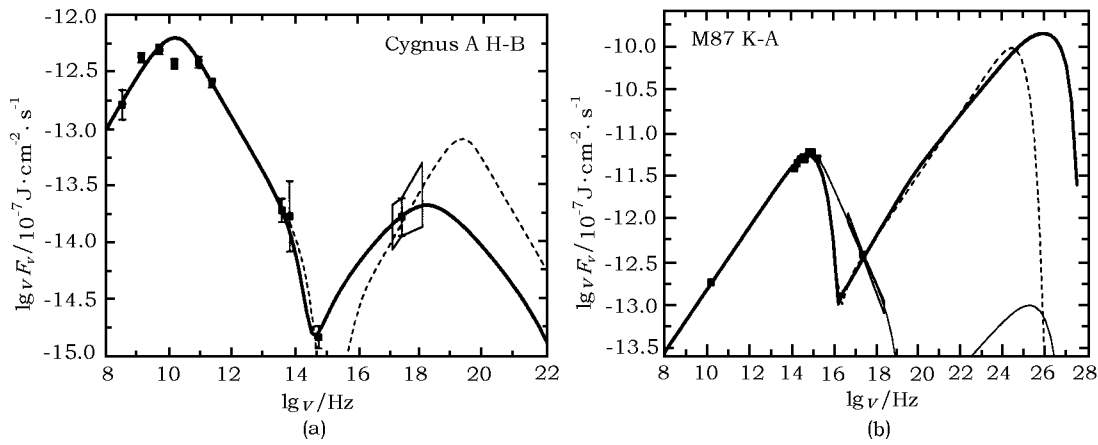


图 3 (a) Cygnus A 上热斑 B 的观测能谱和模型拟合结果^[10]; (b) M87 上节点 A 的观测能谱和模型拟合结果^[10]

粗实线表示 $\delta = 1$ 时的 SSC 模型拟合线; 虚线表示考虑聚束效应时的 IC/CMB 模型; 细实线表示同步辐射模型。

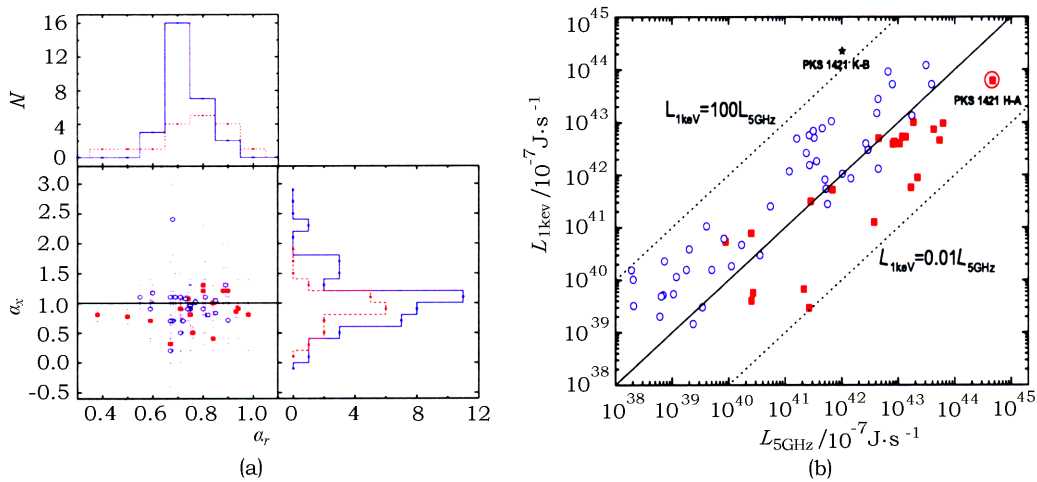


图 4 (a) 热斑 (实心方块 / 虚点线) 和节点 (空心圈 / 实线) 的射电和 X 射线观测谱指数的分布^[10]; (b) 热斑 (实心方块) 和节点 (空心圈) 1 keV 观测光度和 5 GHz 观测光度的关系图, 实线代表 $L_{5\text{GHz}} = L_{1\text{keV}}$ ^[10]

3 理论研究

3.1 喷流的形成和成分

一般认为, 喷流的产生源于超大质量黑洞的吸积过程。很多证据表明喷流的形成与吸积盘和中心黑洞是相联系的^[27,28]。能量源于释放被吸积物质的引力势能, 或者通过 Blandford-Znajek (BZ) 过程提取黑洞的转动能^[29]。前者是吸积盘内区磁流体力学的结果, 大尺度“开放”磁场将吸积盘上的能量和角动量转移, 传递到喷流并加速其物质, 简称为 BP 机制^[30]。无

论是在喷流发射过程的亚 pc 尺度上,还是在喷流保持稳定的 kpc 尺度上,都涉及到了喷流的准直问题。喷流准直的机制有:通过磁场限制准直喷流^[31];靠周围介质冲压准直喷流^[32];由吸积盘自己的辐射场准直喷流^[33]。

喷流被认为是一个没有能量损失的传输通道,由相对论电子、磁场和坡印亭流量构成^[4]。其中“介质”负责将核心区产生的能量传输到喷流边缘和射电瓣,非热等离子体产生射电、光学到 X 射线的辐射。对于某些喷流模型而言,这两种成分可能为同一种物质,但一般认为它们是不同的喷流成分。射电和光学辐射偏振的观测表明,至少喷流中一部分连续辐射是由相对论电子的同步辐射产生,这就有了关于等离子体辐射的直接证据。但对于把能量传输到喷流边缘的介质成分并不清楚,而喷流不可能完全由相对论性的正负电子构成,因为高能相对论电子会与宇宙微波背景光子通过逆康普顿散射损失掉能量,不可能到达喷流的边缘^[34]。因此,喷流的介质应该包括坡印亭流量、能量 $\gamma \leq 1000$ 的相对论电子和等量的质子。也有人提出“中性束”(neutral beams)喷流^[35],因为观测到大尺度喷流的弯曲、不连续和偏转,例如 3C 120 和 3C 390.3 的喷流,要求喷流的喷射方向要随时间变化。实际的喷流可能由多种成分构成,喷流的成分还可能存在转变,一种成分主导转变为另一种成分主导,例如,假设喷流最初由电磁波主导,随着外流变成粒子主导^[36,37]。

除了上面所说喷流成分的不确定性,其体速度也有不确定性。喷流横向的射电观测^[38]和 blazar 核辐射的理论模型^[39]表明喷流有一个速度结构。简单的双区结构模型认为快速运动的中心携带着喷流的大部分能量,外面有一个运动较慢的外壳包层^[39]。如果两个喷流层速度差别很大,那么一个层的粒子“看到”另一个层的光子是相对论运动的,结果会导致逆康普顿辐射的增强。

无论是 FR I 还是 FR II 型射电星系的喷流,其减速区域都和粒子的加速区相联系。观测到 FR II 型射电星系热斑光学辐射的偏振,表明热斑是高能相对论电子的加速场所^[8,9]。一些考虑特殊几何效应的模型可以解释 FR I 型射电星系喷流的光学观测^[40],但是喷流的 X 射线观测完全否定了这些模型,而证实了粒子在本区域的再加速模型^[41]。但是,没有直接的证据表明粒子在大尺度喷流的任意位置都可以被加速。

3.2 辐射机制

一般认为活动星系核延展区射电辐射产生于相对论电子的同步辐射,且光学波段偏振的观测表明光学辐射也是起源于相对论电子的同步辐射^[8,9]。但是延展区 X 射线辐射的起源至今仍存在很大争议,而且很多研究结果表明不同源里其 X 射线辐射机制有显著差异^[10-12]。

同时性宽波段观测的能谱分布 (SED) 对于辐射机制模型的限制起着很重要的作用。少部分源的 X 射线辐射谱明显是射电-光学同步辐射成分在高端的延伸^[42,43],表明这些源的 X 射线辐射产生于同步辐射。但是很多源的 X 射线能谱呈现“弓形结”形态(如图 3(a) 所示),表明其 X 射线辐射明显不是射电和光学成分的简单延伸。如果这些源的 X 射线辐射来自同步辐射,则要求电子分布在高端有个过剩。通过边界层加速可以使电子谱在高端部分变平,除此之外,由小的 KN(Klein-Nishina) 散射截面导致的电子分布在高端有一个过剩也可以产生 X 射线波段的同步辐射谱^[44]。但是更主流的观点认为,“弓形结”的 X 射线辐射谱是一个逆康普顿散射成分贡献的^[10,11]。这个散射过程可能是相对论电子逆康普顿散射其产生的同

步辐射光子^[45](同步自康普顿散射, SSC),也可能是相对论电子逆康普顿散射微波背景光子所致^[46](IC/CMB)。Kataoka 和 Stawarz 选择了一个样本,分析其喷流节点、热斑和射电瓣的 X 射线辐射机制后提出,对大多数源来说,要用 SSC 模型解释其 X 射线辐射需要一个偏离能均分磁场的小磁场^[11]。2004 年 Hardcastle 等人对一个由 FR II 型射电星系和类星体上热斑构成的样本进行分析^[12],也发现对于射电光度比较高的热斑,其 X 射线辐射在能均分条件下可以用 SSC 模型很好地解释;但是对于射电光度比较低的热斑来说则不能用 SSC 模型解释其 X 射线辐射,除非偏离能均分磁场条件。与 SSC 模型相比,IC/CMB 模型可以避免偏离能均分磁场条件的要求。IC/CMB 模型认为辐射区以洛仑兹因子 Γ 高速运动,在喷流坐标系下,相对论聚束效应会放大 CMB 的能量密度:

$$u'(\text{CMB}) \approx 4 \times 10^{-20} (1+z)^4 \Gamma^2 \text{ J/cm}^3, \quad (1)$$

在这个模型下,单一的电子群可以在能均分磁场条件下通过同步辐射过程产生射电到光学波段的辐射,再通过 IC/CMB 过程产生 X 射线辐射。2010 年 Zhang 等人^[10]系统地对有射电、光学、X 射线三个波段观测数据的 22 个热斑和 45 个节点的能谱分布进行模型计算拟合,发现不考虑聚束效应时,一些热斑的 X 射线辐射可以在一个偏离能均分磁场不超过 1 个量级的磁场下用 SSC 模型拟合,但是对节点来说,SSC 模型给出的拟合磁场值远小于能均分磁场;而考虑聚束效应时,在能均分磁场条件下,绝大多数热斑和节点的 X 射线辐射可以用 IC/CMB 模型很好地解释。他们指出,射电和 X 射线的观测光度比越高的源,用 SSC 模型拟合 X 射线辐射时对能均分磁场偏离程度越小,这与 Hardcastle 等人的结果一致。而且这个比值是一个内禀量,与源的洛仑兹因子和本征磁场相关(如图 5 所示),可以作为区分热斑和节点两类延展结构的指示器。他们还指出,热斑和节点 X 射线辐射观测特征的不同,可能是由于它们的洛仑兹因子和共动系下的磁场强度不同造成的。

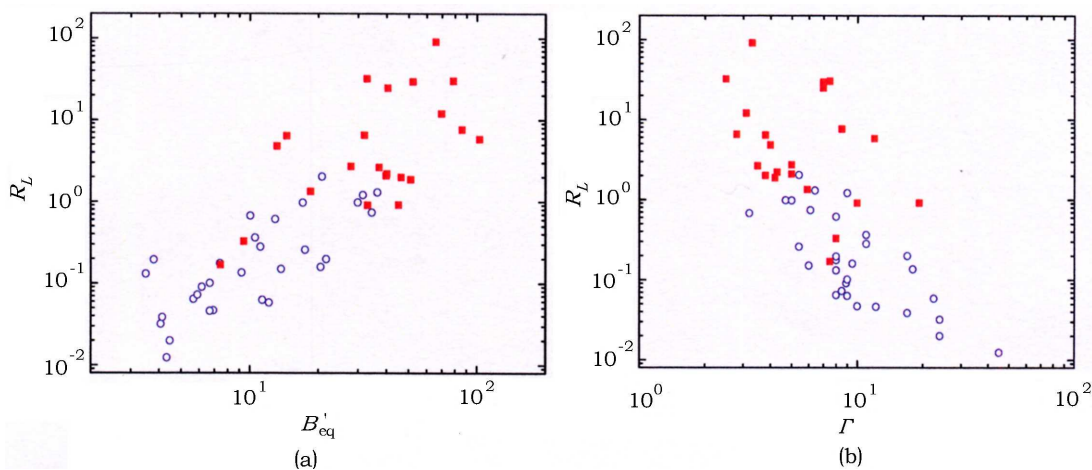


图 5 射电和 X 射线观测光度比 R_L 与本征磁场和聚束因子的相关图

空心圈代表节点; 实心方块代表热斑^[10]。

4 问题和展望

很多结果表明热斑和节点这两类延展结构的 X 射线辐射起源不同,即使同一喷流上不同节点的 X 射线辐射机制可能也不同^[47]。有时候即使有 X 射线观测谱指数,也很难确定究竟是哪一种机制主导其 X 射线辐射。IC/CMB 模型对延展区 X 射线辐射解释的原则是,在低能段电子分布也是幂律的,因此,IC/CMB 辐射可以延伸到硬 X 射线波段。与此不同,同步辐射则要求在高频段变陡或者有个截止,但是这个能段已经超出了 Chandra 的观测能段。如果将来能够在更高能段测到 X 射线的谱,则可以判断出是哪一种机制主导了 X 射线辐射。遗憾的是,在超过 10 keV 的波段观测仪器达到所要求的灵敏度和角分辨率是非常困难的。另一种判断 X 射线辐射机制的方法是通过将来有望建成的高灵敏度和角分辨率的低频射电望远镜进行观测。如果将来的低频射电观测发现其谱很平或者有一个低频的截止,则表明 IC/CMB 模型是有问题的。同时,多数情况下只探测到节点在光学和红外波段辐射的上限,这个波段数据的观测对 X 射线辐射模型的限制也很重要。

解释延展区 X 射线辐射的 IC 模型在理论上预言某些延展区的 MeV/GeV 辐射可以被 Fermi 探测到,甚至有超过地面切仑柯夫望远镜观测灵敏度的 GeV/TeV 辐射^[10]。但是现有探测器的角分辨率不够高,不能区分高能伽玛射线辐射是否来自核区或者延展区。Zhang 等人对射电星系 Pictor A 上一个典型热斑的 X 射线辐射机制进行了细致的研究^[48],发现在非能均分条件下,模型预言这个源可能有 GeV/TeV 高能辐射,而且通过与核区能谱分布的比较,揭示其高能伽玛射线辐射主要来自该热斑的贡献而不是核区的辐射。延展区的高能伽玛射线辐射机制还需要进一步的观测证实。在讨论延展区 X 射线辐射机制时往往要求满足能均分条件,但是这个假设是否合理也存在着一些争议,如 SSC 模型预言的 GeV/TeV 辐射就是在偏离能均分磁场条件下得到的结果^[10,48]。如果模型预言的这个高能辐射将来被探测到,表明至少这些源不满足能均分条件。

究竟这些延展区的 X 射线辐射机制是什么,辐射区的性质是怎样的,其内部磁场是否满足能量均分条件,不同类型的延展结构(如热斑和节点)的辐射机制、辐射区内部物理性质有何异同,这些延展结构是否可能有更高能的伽玛射线辐射?这一系列问题都有待将来的观测检验和证实。我们期待现有的大型空间望远镜 Fermi 和将来性能更好的探测器能揭示部分答案。

致谢

感谢白金明研究员富有建设性的讨论和指导。

参考文献:

- [1] Curtis H D. *Pub. link. Obs.*, 1918, 13: 31
- [2] Bridle A H, Perley R A. *ARA&A*, 1984, 22: 319
- [3] Zensus J A. *ARA&A*, 1997, 35: 607

- [4] Harris D E, Krawczynski H. *ARA&A*, 2006, 44: 463
- [5] Tingay S J, Lenc E, Brunetti G, et al. *ApJ*, 2008, 136: 2473
- [6] Fanaroff B L, Riley J M. *MNRAS*, 1974, 167: 31
- [7] Marshall H L, Harris D E, Grimes J P, et al. *ApJ*, 2001, 549: L167
- [8] Roeser H J, Meisenheimer K. *ApJ*, 1987, 314: 70
- [9] Lahteenmaki A, Valtaoja E. *AJ*, 1999, 117: 1168
- [10] Zhang J, Bai J M, Chen L, Liang E W. *ApJ*, 2010, 710: 1017
- [11] Kataoka J, Stawarz L. *ApJ*, 2005, 622: 797
- [12] Hardcastle M J, Harris D E, Worrall D M, et al. *ApJ*, 2004, 612: 729
- [13] Blandford R D, Rees M J. 1974, *MNRAS*, 169: 395
- [14] Meisenheimer K, Roser H J, Hiltner P R, et al. *A&A*, 1989, 219: 63
- [15] Worrall D M. *A&ARv*, 2009, 17: 1
- [16] Schwartz D A, Marshall H L, Lovell J E, et al. *ApJ*, 2000, 540: 69
- [17] Thomson R C, Crane P, Mackay C D. *ApJ*, 1995, 446: L93
- [18] Jester S, Harris D E, Marshall H L, et al. *ApJ*, 2006, 648: 900
- [19] Jester S, Meisenheimer K, Martel A R, et al. *MNRAS*, 2007, 380: 828
- [20] Schwartz D A, Marshall H L, Miller B P, et al. *NewAR*, 2003, 47: 461
- [21] Hardcastle M J. *ASPC*, 2008, 386: 46
- [22] Beresnyak A R, Istomin Y N, Pariev V I. *A&A*, 2003, 403: 793
- [23] Bicknell G V, Begelman M C. *ApJ*, 1996, 467: 597
- [24] Dennett-Thorpe J, Bridle A H, Scheuer P A G, et al. *MNRAS*, 1997, 289: 753
- [25] Bai J M, Lee M G. *ApJ*, 2003, 585: L113
- [26] Sambruna R M, Gambill J K, Maraschi L, et al. *ApJ*, 2004, 608: 698
- [27] Wang J M, Luo B, Ho L C. *ApJ*, 2004, 615: L9
- [28] Cao X W. *ApJ*, 2004, 613: 716
- [29] Blandford R D, Znajek R L. *MNRAS*, 1977, 179: 433
- [30] Blandford R D, Payne D G. *MNRAS*, 1982, 199: 883
- [31] Sauty C, Tsinganos K, Trussoni E. *Relativistic Flows in Astrophysics*, 2002, 589: 41
- [32] Komissarov S S. *MNRAS*, 1994, 266: 629
- [33] Fukue J, Tojyo M, Hirai Y. *PASJ*, 2001, 53: 555
- [34] Harris D E, Krawczynski H. *RMxAC*, 2007, 27: 188
- [35] Atoyan A, Dermer C D. *ApJ*, 2004, 613: 151
- [36] Celotti A, Fabian A C. *MNRAS*, 1993, 264: 228
- [37] Krawczynski H, Coppi P S, Aharonian F. *MNRAS*, 2002, 336: 721
- [38] Swain M R, Bridle A H, Baum S A. *ApJ*, 1998, 507: L29
- [39] Chiaberge M, Celotti A, Capetti A, et al. *A&A*, 2000, 358: 104
- [40] Hardcastle M J, Alexander P, Pooley G G, et al. *MNRAS*, 1996, 278: 273
- [41] Hardcastle M J, Birkinshaw M, Worrall D M. *MNRAS*, 2001, 326: 1499
- [42] Kraft R P, Birkinshaw M, Hardcastle M J, et al. *ApJ*, 2007, 659: 1008
- [43] Liu W P, Shen Z Q. *ApJ*, 2007, 668: L23
- [44] Dermer C D, Atoyan A M. *ApJ*, 2002, 568: L81
- [45] Stawarz L, Cheung C C, Harris D E. *ApJ*, 2007, 662: 213
- [46] Georganopoulos M, Kazanas D. *ApJ*, 2003, 589: L5
- [47] Zhang J, Li S K. *ScChG*, 2010, 53: 212
- [48] Zhang J, Bai J M, Chen L, et al. *ApJ*, 2009, 701: 423

Observational and Theoretical Progress for Radio Extended Regions in AGNs

ZHANG Jin^{1,3}, ZHAO Ya-li^{2,3}

(1. College of Physics and Electronic Engineering, Guangxi Teachers Education University, Nanning 530001, China; 2. Department of Physics, Guangxi University, Nanning 530004, China; 3. GXU-NAOC Center for Astrophysics and Space Sciences, Guangxi University, Nanning 530004, China)

Abstract: We present a brief review on both observational and theoretical progress of the extended structures of AGNs (active galactic nuclei) in the recent years. With great improvements on both the space resolution and detection sensitivity of current instruments, these sub-structures, including knots and hot spots were observed in the radio, infrared, optical and X-ray bands. Hot spots are often found near the outmost boundaries of radio lobes, being regarded as jet termination. Knots are usually thought to be a part of a well-collimated jet. The two kinds of extended regions show different observational properties in the radio, optical, and X-ray bands.

It is believed that the synchrotron radiation of relativistic electrons is responsible for the radio emission of these extended regions. The detection of polarization in the optical band indicates that the optical emission is also from synchrotron radiation. The X-ray radiation mechanisms of the extended regions are highly debated. For a few sources, the observed X-ray spectra smoothly connect to the radio-optical band, and can be fitted by the synchrotron radiation model, indicating that the X-rays of these sources are the high energy tail of the synchrotron radiation by the same electron population for the radio and optical emission. However, an inverse Compton (IC) scattering component, the synchrotron self-Compton (SSC) scattering and/or the IC/CMB (the relativistic electrons IC scattering the cosmic microwave background photons), is necessary to model the X-ray spectra for most of the sources. It is found that the X-ray emission for hot spots with high radio luminosity could be roughly explained with the SSC model under equipartition condition. But the same model cannot explain the X-ray emission for hot spots with low radio luminosity and the most knots. Considering the beaming effect, the IC/CMB model can reproduce the X-ray emission for most of the hot spots and knots under the equipartition condition. The deriving bulk Lorentz factors of the knots generally are larger than that of the hot spots. Both the SSC and IC/CMB models predict a prominent GeV-TeV emission for some sources, which could be detectable with H.E.S.S. and Fermi/LAT. The detections of these high energy emission would place much stronger constraints on the radiation mechanisms and on the physical parameters of these sources.

Key words: active galactic nuclei; jets; hot spots; knots; X-ray emission mechanisms