

文章编号: 1000-8349(2011)01-0081-5

M 87 核区 X 射线辐射起源的研究

于照龙

(中国科学院 上海天文台, 上海 200030)

摘要: 利用耦合的吸积-喷流模型, 对巨椭圆星系 M 87 (NGC 4486) 核区的高分辨率观测到的多波段能谱分布进行了研究, 重点是核区的 X 射线辐射起源问题。研究表明, M 87 核区的 X 射线辐射是由喷流主导的, 而不是此前认为的由径移主导的吸积流 (ADAFs) 主导的。

关键词: 吸积; 喷流; X 射线辐射; 活动星系核

中图分类号: P157.6

文献标识码: A

1 简介

巨椭圆星系 M 87 (NGC 4486) 是一个非常著名的近邻的低光度活动星系核 (LLAGNs), 它的核心区域存在一个质量约为 $3 \times 10^9 M_{\odot}$ 的超大质量黑洞, 这一数据是通过哈勃太空望远镜 (HST) 的观测结果直接确定的^[3,4,9]。观测发现 M 87 存在强的单侧喷流以及大范围的射电结构。通过对其 X 射线气体温度和密度轮廓的观测研究可以给出 M 87 的 Bondi 吸积率 $\dot{M}_{\text{Bondi}} \approx 0.1 M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$ 。若吸积流是标准薄盘, 则该吸积率对应的光度 $L_{\text{Bondi}} \approx 5.0 \times 10^{37} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$, 这远远高于 M 87 实际观测到的光度^[19]。这对于低光度活动星系核是普遍现象。目前大家普遍认为这是由于吸积流是径移主导的吸积流 (ADAFs)^[6, 13, 14]。大家进一步认为这些低光度活动星系核的 X 射线辐射都起源于 ADAFs^[25]。Di Matteo 等人^[2]对 *Chandra* 望远镜观测到的 M 87 核区的 X 射线辐射的研究发现, ADAFs 模型可以很好地解释 M 87 的 X 射线辐射。但是, 数值模拟表明^[18, 21], 吸积流是对流不稳定的, 吸积流因而是半径的函数。而 Di Matteo 等人^[2]的工作中没有考虑对流性的外流对 ADAFs 模型的影响。

Yuan 和 Cui^[22] 研究发现随着吸积率的降低, 喷流对 X 射线辐射的贡献将会赶上并超过 ADAFs 的贡献, 因此可能存在一临界光度 $L_{\text{X,crit}}$:

$$\lg \left(\frac{L_{\text{X,crit}}}{L_{\text{Edd}}} \right) = -5.356 - 0.17 \lg \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right), \quad (1)$$

收稿日期: 2010-05-01; 修回日期: 2010-06-03

资助项目: 国家自然科学基金项目 (10773024, 10833002, 10821302, 和 10825314); 科技部 973 项目 (2009CB824800)

当 X 射线光度低于临界光度时, 喷流将主导系统的 X 射线辐射。其物理原因主要是, ADAFs 主要是通过对同步辐射光子的逆康普顿过程来产生 X 射线辐射, 其光度正比于盘吸积率的平方 (\dot{M}^2), 而喷流主要是通过幂律电子的同步辐射产生 X 射线辐射, 其光度正比于喷流的质量出射率 (\dot{M}_{jet}), 又因为 $\dot{M}_{\text{jet}} \propto \dot{M}$ 或者 $\dot{M}_{\text{jet}} \propto \dot{M}^{0.5}$ [22], 所以随着吸积率的降低, 喷流对 X 射线辐射的贡献必然赶上并超过 ADAFs 的贡献, 进而主导系统的 X 射线辐射, 因此也必然存在此临界光度 $L_{X,\text{crit}}$ 。

M 87 的 2 ~ 10 keV 波段的 X 射线辐射光度 $L_{2\sim 10\text{keV}} = 3.5 \times 10^{33} \text{J} \cdot \text{s}^{-1} \approx 8.1 \times 10^{-8} L_{\text{Edd}}$, 低于其对应的临界光度 $L_{X,\text{crit}} \approx 1.0 \times 10^{-7} L_{\text{Edd}}$ 。因此 M 87 的 X 射线辐射可能是由喷流主导, 而不是 ADAFs。此外, Wilson 和 Yang [19] 利用 *Chandra* 对 M 87 核区的观测结果, 也猜测 M 87 核区的 X 射线辐射可能起源于喷流, 而不是吸积盘。在这一工作中, 我们将利用耦合的 ADAF-jet 模型来详细研究 M 87 核区的辐射谱, 以确定其 X 射线辐射的起源问题。

2 观测数据

我们采用亚角秒分辨率的 *Chandra* 望远镜观测得到的 M 87 核区的 X 射线波段的数据 (详细内容可以参考文献 [2, 19])。其观测到的 0.5 ~ 7 keV 波段的 X 射线光度为 $L_{0.5\sim 7\text{keV}} = 7.0 \times 10^{33} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$, 光子谱指数为 $\Gamma = 2.23 \pm 0.04$, 与此对应的 2 ~ 10 keV 波段的光度即为 $L_{2\sim 10\text{keV}} = 3.5 \times 10^{33} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

M 87 的射电、光学以及紫外波段的观测数据选自于文献 [5, 11]。最终使用的 M 87 的能谱分布如图 1 所示, 其中射电波段的实心圆圈是由 VLBI 观测给出的高精度射电数据, 射电波段的空心圆圈是由 VLA 观测得到的射电数据, 光学和紫外的数据全部为 HST 观测给出的。

3 模型与结果

在这一章, 我们利用耦合的 ADAF-jet 模型对 M 87 核区的射电和 X 射线数据进行了拟合。该模型的详细内容可以参考文献 [23]。一个主要不同是, 这里整个吸积流都是径移主导吸积流, 没有截断的标准薄盘。吸积流的外边界是 Bondi 半径。在 ADAF 内区靠近黑洞的区域, 一部分气体从垂直方向被抛出形成喷流。因为目前对于喷流的形成机制以及喷流与吸积盘之间的相互联系还十分不确定, 所以在这里我们只是简单假设一部分气体由于某种机制的作用形成喷流。理论 [1, 13, 15, 16] 和数值模拟 [7, 18, 21] 的研究都表明, 外边界处的气体只有一小部分气体最终被吸入黑洞, 大部分气体以外流的形式逃逸或者束缚在对流元中, 因此我们利用参数 s 来刻画吸积率随半径的变化, 定义为

$$s(r) \equiv \frac{d \ln \dot{M}(r)}{d \ln r}, \quad (2)$$

对于 ADAF 盘, 我们从外边界 Bondi 半径开始向内求解 ADAF 的整体解。除 Bondi 半径 R_{Bondi} 以及此处的吸积率 \dot{M}_{Bondi} 、参数 s 之外, 其他参数主要包括粘滞系数 α 、磁能系数 β (其定义为气体压与气体压和磁压之和的比值, 即 $\beta = P_{\text{gas}}/P_{\text{tot}}$) 和粘滞产能直接加热电子的

比率 δ 。在拟合 M 87 的过程中, 我们使用了这些参数的典型值: $\alpha = 0.3$ 、 $\beta = 0.9$ 、 $\delta = 0.5$ 和 $s = 0.3$ 。由于 ADAF 盘中主要的辐射机制——同步辐射、韧致辐射以及康普顿散射主要集中在内区, 所以在计算中为方便我们将计算的外边界设为 $10^3 R_S$ 。

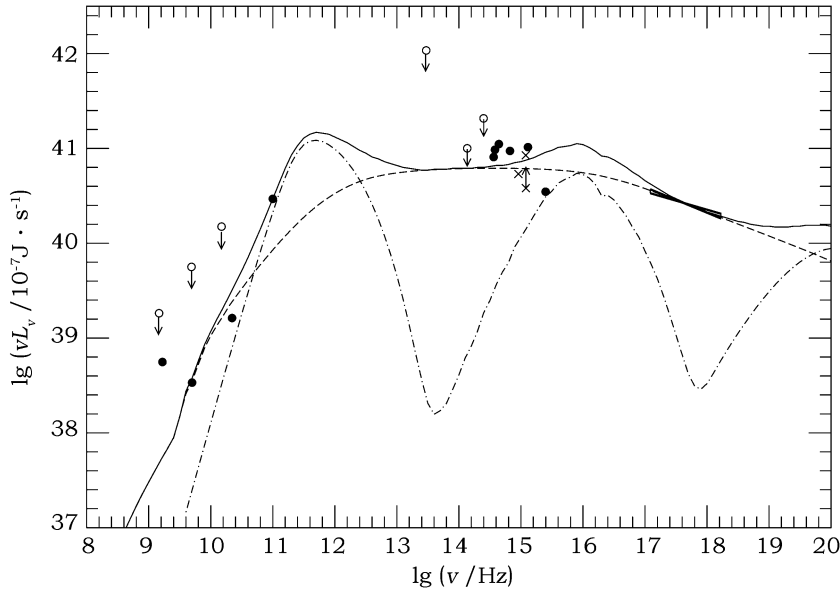


图 1 对 M 87 核区辐射谱的拟合结果

图中的叉形符号表示选自文献 [11] 中的观测数据; 圆圈表示选自 [5] 的观测数据, 其中实心圆圈表示观测精度较高的数据, 而空心圆圈表示观测精度较差、且表示为上限值的数据。点划线表示 ADAFs 的辐射谱, 虚线表示喷流的辐射谱, 实线表示它们的总和。

在喷流模型中我们采用了被广泛应用于解释 γ 暴余辉的内激波模型^[17]。这是由于靠近黑洞区域的吸积物质必然是超声速的, 因此在喷流的基部必然存在激波。与吸积流模型相比, 喷流模型中有更多的不确定性, 主要的自由参数包括质量损失率 \dot{M}_{jet} , 半张角 ϕ , 团块洛伦兹因子 Γ_{jet} , 喷流中相对论电子的幂律指数 p , 以及进入电子和磁场中的激波能 ϵ_e 和 ϵ_B 。我们假设在喷流中电子温度 T_e 是固定的常数, 虽然这个假设过于简化, 因为喷流的绝热膨胀会导致气体温度降低, 但是这个假设对最终结果的影响不大, 这是由于喷流的辐射主要来自于非热电子的同步辐射。我们还假设喷流的结构为半张角 $\phi = 0.1$ 的圆锥, 且其团块洛伦兹因子 Γ_j 不随与黑洞距离的变化而变化, 以及具有不同 Γ_j 的激波面相互碰撞产生的激波将一部分电子 ($\xi_e = 1\%$) 加速为幂律电子, 其电子谱指数为 p 。激波加速理论给出的典型值为 $2 < p < 3$ 。考虑到辐射冷却效应对电子能谱分布的影响, p 与光子谱指数的关系为 $\Gamma - 1 = (p - 1 + 1)/2$, 我们用参数 ϵ_e 和 ϵ_B 来描述加速后电子的能量密度和磁场的能量密度。研究表明这两个参数大致上遵循 $\epsilon_e \approx \epsilon_B^{1/2}$ ^[12]。根据上述约束条件, 我们设定自由参数的值为 $p = 2.5$ 、 $\epsilon_e = 0.2$ 和 $\epsilon_B = 0.02$ 。在计算喷流的辐射转移方程时, 我们只考虑了同步辐射的贡献, 而忽略了康普顿散射的贡献^[10], 这是由于对于 \dot{M}_{jet} 较小的源来说, 其光子能量密度远低于磁场能量密度, 从而导致康普顿散射要比同步辐射低几个量级^[20]。

通过调整自由参数,最终对 M 87 进行拟合得到结果如图 1 所示,所使用的参数为 $10^3 R_S$ 处的吸积率 $\dot{M}_{\text{tr}} = 7.0 \times 10^{-5} \dot{M}_{\text{Edd}} \approx 0.25 \dot{M}_{\text{Bondi}}$,这一吸积率对应的 Bondi 半径处的吸积率为 $\dot{M}_{\text{Bondi}} \approx 2.0 \times 10^{-3} \dot{M}_{\text{Edd}}$,与观测得到的值 $\dot{M}_{\text{Bondi}} \approx 1.6 \times 10^{-3} \dot{M}_{\text{Edd}}$ 相近。喷流中的质量损失率为 $\dot{M}_{\text{jet}} = 1.0 \times 10^{-8} \dot{M}_{\text{Edd}}$, $\Gamma_j = 70$,比观测到的 $\Gamma_j \approx 20$ 大。拟合结果显示, M 87 的 X 射线辐射主要来自于喷流的同步辐射,而 ADAF 对 X 射线辐射的贡献几乎可以忽略。这一结果也很好符合了 Yuan 和 Cui^[22] 的预言。而且 $\dot{M}_{\text{jet}}/\dot{M}(5R_S) \approx 10^{-3}$,即只需少量的物质通过某种途径从吸积盘进入喷流中即可产生足够的 X 射线辐射。

4 总结和讨论

我们收集了低光度活动星系核 M 87 的高分辨率射电、光学以及 X 射线波段的观测数据以研究其 X 射线辐射的起源问题。Yuan 和 Cui^[22] 预言当系统的 $2 \sim 10$ keV 光度低于由式 (1) 定义的临界光度 $L_{X,\text{crit}}$ 时,其 X 射线辐射由喷流主导,而不是 ADAF。而 M 87 的 $2 \sim 10$ keV 波段的 X 射线辐射光度 $L_{2\sim 10\text{keV}} < L_{X,\text{crit}}$ 。我们利用耦合的 ADAF-jet 模型拟合了 M 87 的射电和 X 射线谱,发现 M 87 的 X 射线辐射主要来自于喷流的同步辐射,而不是 ADAF。这与 Yuan 和 Cui^[22] 的预言十分吻合。

Di Matteo^[2] 利用 ADAF 模型拟合了 M 87 的 X 射线辐射,并认为其 X 射线辐射是由 ADAF 主导的,他们使用的 ADAF 模型没有考虑外流的影响。而实际上,不论是理论还是数值模拟的研究都表明 ADAF 中对流导致的外流的影响是非常重要的,因此考虑外流之后,吸积盘的辐射会显著降低,Di Matteo 等人的结论就不是很可靠了。Wilson 和 Yang^[19] 利用 *Chandra* 对 M 87 核区的观测结果显示,核区的 X 射线辐射与近核区喷流 X 射线辐射的相似性表明核区的 X 射线辐射应该是起源于秒差距或者亚秒差距范围的喷流,而不是吸积盘。目前的观测结果表明,我们的拟合结果与观测相符。

参考文献:

- [1] Blandford R D, Begelman M C. MNRAS, 1999, 301: L1
- [2] Di Matteo T, Allen S W, Fabian A C, Wilson A S, Young A. ApJ, 2003, 582: 133
- [3] Ford H C, Harms R J, Tsvetanov Z I, et al. ApJ, 1994, 435: L27
- [4] Harms R J, Ford H C, Tsvetanov Z I, et al. ApJ, 1994, 435: L35
- [5] Ho L C. ApJ, 1999, 516: 672
- [6] Ho L C. ARA&A, 2008, 46: 475
- [7] Igumenshchev I V, Abramowicz M A. MNRAS, 1999, 303: 309
- [8] Igumenshchev I V, Narayan R, Abramowicz M A. ApJ, 2003, 592: 1042
- [9] Macchetto F, Marconi A, Axon D J, et al. ApJ, 1997, 489: 579
- [10] Markoff S, Falcke H, Fabian A. A&A, 2001, 372: L25
- [11] Maoz D, Nagar N M, Falcke H, Wilson A S. ApJ, 2005, 625: 699
- [12] Medvedev M. ApJ, 2006, 651: L9
- [13] Narayan R, Yi I. ApJ, 1994, 428: L13
- [14] Narayan R, Yi I. ApJ, 1995, 444: 231
- [15] Narayan R, Igumenshchev I V, Abramowicz M A. ApJ, 2000, 539: 798
- [16] Quataert E, Gruzinov A. ApJ, 2000, 539: 809

- [17] Spada M, Ghisellini G, Lazzati D, Celotti A. MNRAS, 2001, 310: 1002
 [18] Stone J M, Pringle J E, Begelman M C. MNRAS, 1999, 310: 1002
 [19] Wilson A D, Yang Y. ApJ, 2002, 586: 133
 [20] Wu Q, Yuan F, Cao X. ApJ, 2007, 669: 96
 [21] Yuan F, Bu D. MNRAS, 2010, 408:1051
 [22] Yuan F, Cui W. ApJ, 2005, 629: 408
 [23] Yuan F, Cui W, Narayan R. ApJ, 2005, 620: 905
 [24] Yuan F, Narayan R. ApJ, 2004, 612: 724
 [25] Yuan F. ASP Conference Series, 2007, 373: 95

On the Origin of X-ray Emission in M 87

YU Zhao-long

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

Abstract: We investigate the origin of the X-ray emission in the nucleus region of the giant elliptical galaxy M 87 (NGC 4486), via fitting the observed high-resolution spectral energy distributions (SEDs). We use the coupled ADAF-jet model to fit this multi-wavelength spectrum, especially focusing on the X-ray band. In this model, the whole accretion disk is described by ADAF, and does not include the truncated standard disk. A fraction of accretion matter is assumed to be transferred into the vertical direction to form a jet in the innermost region of accretion disk. Both simulations and analytical works indicate that only a fraction of the gas available at large radius actually accretes onto the black hole, and the outflow is very important. We therefore parameterize the accretion rate with a parameter s , defined such that $\dot{M} = \dot{M}_{\text{out}}(R/R_{\text{out}})^s$. In our calculation we adopt typical values of $\alpha = 0.3$, $\beta = 0.9$, $\delta = 0.5$ and $s = 0.3$. The jet model is based on the internal shock scenario. We assume a constant electron temperature T_e in the jet, and the jet has a conical geometry with half-opening angle $\phi = 0.1$. We also assume that a small fraction of the electrons in the jet are accelerated into a power-law energy distribution with index p via the internal shocks. The values of the free parameters adopted in jet model are $\dot{M}_{\text{jet}} = 1. \times 10^{-8} \dot{M}_{\text{Edd}}$, $\Gamma_j = 70$, $p = 2.5$, $\epsilon_e = 0.2$, and $\epsilon_B = 0.02$. We can successfully fit the spectrum of M 87 using the coupled ADAF-jet model. The adopted accretion rate at the radius of $10^3 R_S$ is $\dot{M}_{\text{tr}} = 7. \times 10^{-5} \dot{M}_{\text{Edd}} \approx 0.25 \dot{M}_{\text{Bondi}}$. This value is consistent with the observed Bondi accretion rate. Moreover, $\dot{M}_{\text{jet}}/\dot{M}(5R_S) \approx 10^{-3}$. This means that only a little of gas into jet can produce enough flux. Our results indicate that the X-ray emission of M 87 is dominated by jet rather than ADAF. This result is consistent with the prediction of Yuan and Cui, and also consistent with the high-resolution observations in the nucleus region of M 87.

Key words: accretion; jet; X-ray emission; active galaxy