

活动星系核的喷流

卢炬甫

(中国科学技术大学天体物理中心)

提 要

本文首先对由活动星系核中发出的喷流的研究历史和观测特征作了概括介绍。然后着重评述关于喷流的产生(即最初的加速和准直机制)的两类基本模型。辐射压支持的流体厚吸积盘模型已经得到比较多的研究,看来存在一些难以解决的问题。电磁流体吸积盘模型似乎更有吸引力,但还需要大量的工作进一步详细探讨。

活动星系核的喷流可以说是现今宇宙中能观测到的最壮丽景象。当然,不少河内天体系统也有喷流,如SS433、一些X射线双星、共生星以及年轻星体。这些小尺度喷流的性质与河外喷流有同有异。本文只限于介绍河外的情况,而且只拟在叙述概况之后,着重评介产生机制问题。

一、概 述

整整七十年前,光学天文学家观测到了第一个河外喷流,就是巨型椭圆星系M87一侧的明亮长条^[1]。三十多年后的1954年,美国天文学家Baade和Minkowski才首次使用“jet”一词来称呼它。同年,这两位学者还完成了第一个河外射电源的光学证认。他们发现,天空中最强的射电源之一——天鹅座A对应着一个暗弱的星系^[3]。图1是十五年后他们的英国同行给出的这个射电源的结构图^[4]。它代表了六十年代河外射电观测的最佳水平。天鹅座A的强大

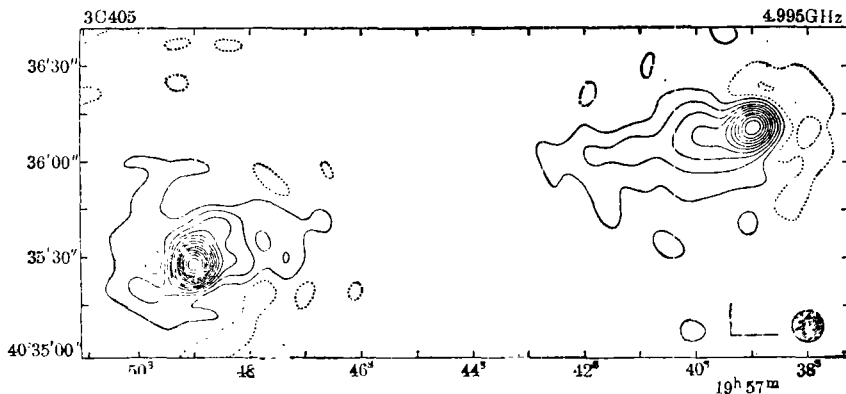


图1 天鹅座A的射电结构图

射电波原来不是来自中心星系,而是来自对称地分布于两侧的两个瓣。这两个瓣相距大约 50 万光年,自身的大小也与普通星系相当。这种双源结构是强射电源的普遍特征。人们可以猜想这似乎是一种规模巨大的爆发和喷射运动的结果。但是,从这个图上看不到任何显示中心星系与射电瓣之间存在物理联系的证据。

七十年代,在美国新墨西哥州洋洋洒洒排列数十公里的甚大天线阵(VLA)终于揭示了这种联系。图2所示是另一个著名双源武仙座 A, 连接星系核心和两个瓣的“桥梁”清晰可见[5]。

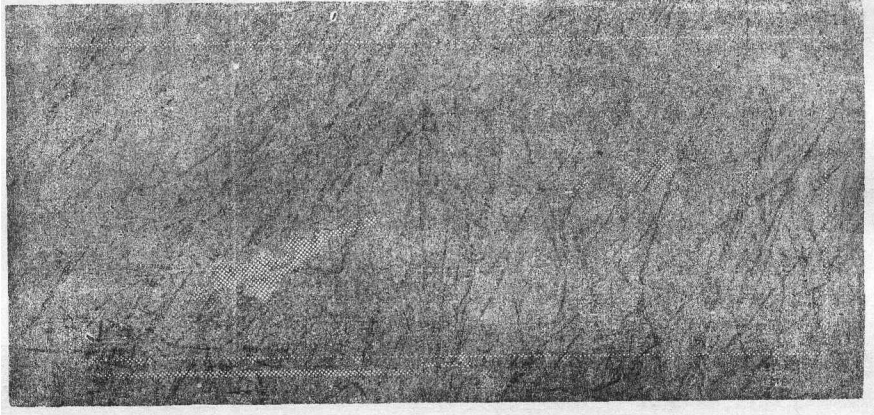


图 2 武仙座A的VLA图

VLA的最高分辨率是 0.1 角秒,对于河外天体这可能意味着大至数百秒差距 (pc) 的线尺度。这样的分辨率,仍然不能提供“桥梁”上物质运动的证据。

甚长基线干涉技术(VLBI)使人们的确看到了喷流物质的运动,因为这种技术能够分辨小到 10^{-4} 角秒的角度。图 3 是在四个不同日期得到的类星体 3C345 的 VLBI 射电结构图 [6], 由上而下按时间顺序排列。最上的图上只有 2 号子源 C_2 (1号子源 C_1 已在图外);第 2 图上子源 C_3 已由中心喷射出来;第 3 图上可以看到这两个子源都在向外运动;最下图上 C_2 已在图外,而且第 4 个子源 C_4 即将出现。 C_2 、 C_3 和 C_4 的运动都是视超光速的,由此得出它们相对于中心母体的运动必然是高度相对论性的。已知这样的视超光速射电源还有十来个,它们提供的喷流运动速度可以高达 $0.98c$ 以上(c 为光速),对应的 Lorentz 因子 $\gamma > 5$ 。

截至 1985 年的统计,已经观测到 136 个河外射电源的喷流结构[7]。这些喷流是依据以下三个经验判据来认证的:长度为宽度的四倍以上;可与星系的其他延展结构相区分;在靠近母体核心处与母体合一。另外还有几十个可能的候选者尚在进一步判别之中,因为它们暂时还只符合三条判据中的一或两条。河外喷流具有以下观测特征:

(1) 存在于各类活动星系中,包括类星体、射电星系、Seyfert 星系。另一类重要的活动星系——蝎虎天体 (BL Lac) 更可能是一种极端情况, 即其光度由一个几乎正朝向地球的喷流所支配(参见下文)。

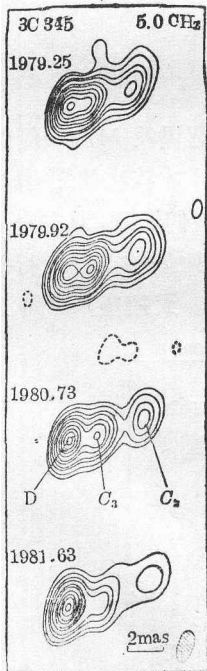


图 3 3C345 在四个不同日期的 VLBI 图

(2) 空间分布范围很广,母体的红移值从 0.0012 (半人马座 A) 延伸到 2.594(4C04.81)。

(3) 长度量级为 $10-10^5 \text{pc}$ 。

(4) 在 1.4GHz 处的单色总功率(包括核心和喷流)范围为 $P_{\text{tot}}^{1.4} \sim 10^{28.6} - 10^{36.4} \text{erg/s} \cdot \text{Hz}$; 在 5GHz 处的核心单色功率为 $P_{\text{core}}^5 \sim 10^{27.4} - 10^{35.2} \text{erg/s} \cdot \text{Hz}$ 。

(5) 存在率:这个问题上有许多统计分析,举 3CR² 表为例。该表的 22 个红移 $Z < 0.05$ 的射电星系中,至少有 12 个已被观测到喷流;21 个延展(即角径 $\geq 10''$)类星射电源(QSR)中至少有 11 个具有喷流;但是在 42 个 $Z \geq 0.4$ 的射电星系中迄今只知道 2 个有喷流。由这个例子及其他统计分析中尚难得出定量的结论,但至少可以肯定,喷流是活动星系中的一种相当普遍的现象。

(6) 单双性:喷流是只从母体核心的一侧产生还是从两侧产生?这是一个重要的尚有争议的问题。文献[7]中取喷流总长度的 90% 处作比较,两侧亮度之比大于 4:1 的称为单侧喷流,反之就是双侧的。当然,这个判据是人为的,并不具有任何实质性意义。对 110 个喷流所作的这种判别结果由图 4 给出。其中圆圈表示单侧的,黑点表示双侧的,+ 号表示难以区分的中间状态。横、纵坐标分别为 P_{core}^5 和 $P_{\text{tot}}^{1.4}$ 。这项统计清楚地表明,辐射较强的喷流通常是单侧的,而辐射较弱的则是双侧的。

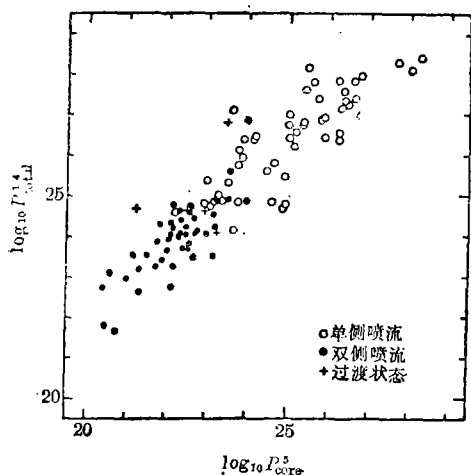


图 4 喷流单双性与其辐射功率的关系

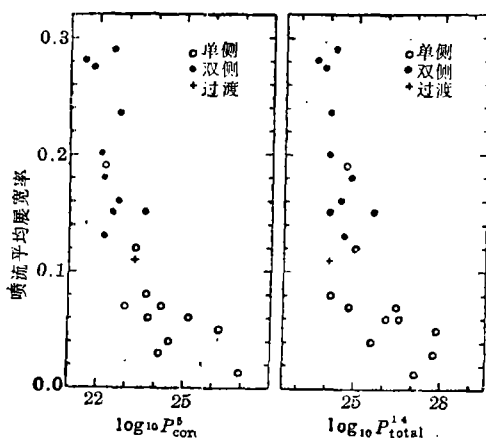


图 5 喷流准直性与其辐射功率的关系

(7) 准直性:图 5 为对 22 个喷流的准直性与辐射功率之间关系的统计结果[7]。其中纵坐标为平均展宽速率,定义为喷流的最大半张角与从核心到总长一半处的角距离之比,横坐标分别是 P_{core}^5 和 $P_{\text{tot}}^{1.4}$,所有符号的意义与图 4 相同。可以看出,双侧喷流一般展宽较快,而单侧喷流的准直性保持较好。

由上所述,从观测上看,似乎存在两类喷流。一类是双侧的,即中心母体两侧的喷流亮度大致相当。它们在传播过程中展宽较快,即准直性较差,边缘比较暗,轮廓比较模糊,核心辐射功率也较低,一般有 $P_{\text{core}}^5 < 10^{30} \text{erg/s} \cdot \text{Hz}$ 。另一类基本上是或完全是单侧的,即母体一侧的喷流比另一侧的亮得多,甚至在有的情况只能看到一个喷流,而其对应者完全看不到。这类

喷流准直性较高, 展宽较慢, 边缘明亮, 轮廓清晰, 核心辐射较强, 一般有 $P_{\text{core}}^5 > 10^{31} \text{erg/s} \cdot \text{Hz}$ 。

可是, 在本质上, 究竟所有喷流都是从母体两侧对称地产生的呢, 还是至少有一部分喷流只产生于一侧呢? 有的人认为, 单侧性是本质上的。他们因而构思了一些特别的模型。但是, 另一种观点看来更为自然。这就是, 所有的喷流本质上都是成双的、对称的, 而观测上的单、双之分则是由相对论 Doppler 效应造成的。按照狭义相对论, 对于一个运动光源, 静止观测者看到的光度 L_{obs} 与光源的固有光度 L_{int} 之间存在 Lorentz 变换关系(可参见文献[8]的附录):

$$L_{\text{obs}} = D^4 L_{\text{int}} \quad (1)$$

D 称为 Doppler 因子,

$$D = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (2)$$

β 是光源运动的速度 (取光速等于1), θ 是光源运动方向与观测者视线之间的夹角, γ 是 Lorentz 因子,

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \quad (3)$$

因此(参见图6), 当观测者视线与喷流运动方向大致垂直时, 喷流就表现为对称的, 即双侧的; 反之, 如果喷流方向与观测者视线近乎重合, 则朝着观测者奔来的这一个的观测光度会增强,

而背离远去的那一个会显得较暗弱, 这就是单侧喷流。这种反差可能会如此之大, 以至于一个喷流明亮得掩盖了母体, 而另一个则暗得根本观测不到。这被认为正是蝎虎天体的情况。还需补充说明, 如果考虑母体的红移, 则(1)式中的 Doppler 因子 D 应当改换成 $D/(1+Z)$ 。

这种立足于 Doppler 效应的观点显然能较好地解释观测事实。单侧喷流的形成除了很小的 θ 外还需要很大的 β , 这就要求母体核是高能。由于喷流速度很高, 其准直性也就较易保持。除了这些之外, 这种观点还得到另一个有力支持。观测表明, 即使喷流表现为单侧的, 射电瓣仍然成双出现, 而且瓣的大小和亮度

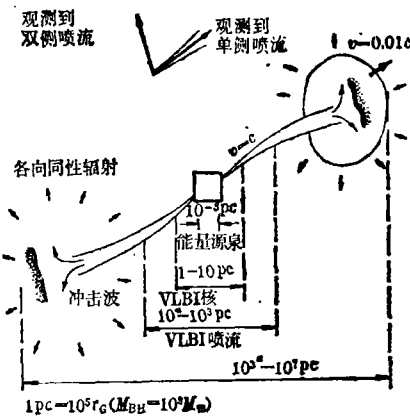


图 6 喷流结构示意图

都大致相当。双瓣要求有双喷流。只是由于瓣是喷流与外界介质作用发生冲击波而形成的, 其运动速度已大为减小(见图6), 因而不论运动方向如何, Doppler 效应的影响都很小, 于是双瓣保持对称。高速运动的喷流则出现明显反差。

二、产生机制

一个完整的喷流理论显然应当包括三个部分(见图6): (1)产生——母体(即星系核心)如何提供沿两个相反方向高速喷出的流体; (2)传播——喷流在传播过程中如何保持准直, 即保

持其狭长形态；(3)终止——超音速运动的喷流如何与星际或星系际介质作用，通过冲击波将动能转化为辐射，形成明亮的射电瓣。第一部分是相对论天体物理学家最感兴趣的，然而又恰恰是目前的观测手段无能为力的。VLBI 的最高分辨能力大约是 10^{-4} 角秒，这相当于一个质量为太阳 10^8 倍的黑洞的引力半径的 10^4 倍，而按照黑洞模型，那些支配着喷流产生的物理过程乃是发生在距离黑洞几倍到几百倍引力半径的范围内。

巨型黑洞吸积仍然是当前活动星系核理论中的主流模型，尽管这个模型尚有不少疑难。吸积有球对称和盘这两种基本模式。球对称吸积显然不能产生喷流，因为它不能提供一个特征方向。经典的流体薄盘（即 Shakura—Sunyaev 模型）也不大可能导致喷流的形成，原因是，尽管它具有特征方向即盘的对称轴方向，尽管盘中物质在辐射压等作用下能逸出盘面形成风，但是它没有一种准直机制能将这弥散的风约束成狭长形态的喷流。

辐射压支持的厚盘是近十年中发展起来的另一种重要的流体盘模型。当吸积率接近或超过 Eddington 值（即能使盘以 Eddington 光度辐射的吸积率值）时，强大的辐射压会使一个薄盘的内区域膨胀、变厚。厚盘的表面会围出一对漏斗状的空洞（图7）。这是因为，只有角动量为零的物质才能沿轴线运动，而盘中物质总是会被惯性离心力推到轴线外。这一对“漏斗”是厚盘最有吸引力的特征，因为它为喷流同时提供了运动方向和准直机制。吸积物质由于粘滞作用，在到达盘的内边界（图中的尖点）时角动量已消耗殆尽，因而可能进入“漏斗”，并且被盘壁发出的强大辐射所加速，沿着狭长通道射出，形成喷流。

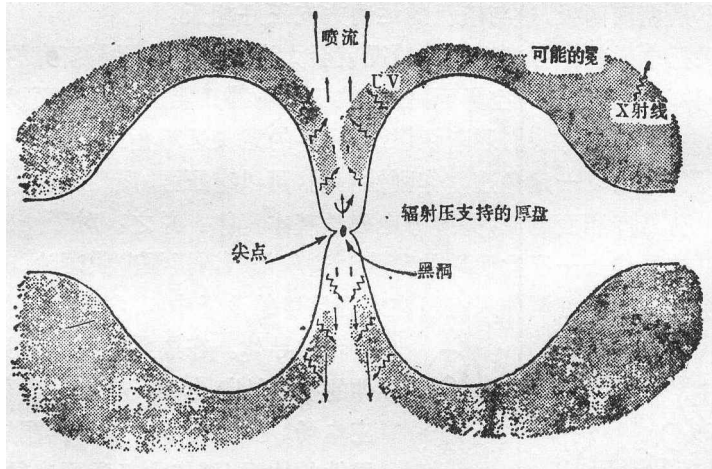


图 7 辐射压支持的厚吸积盘

但是，经过定量计算后发现，这种模型并不像人们开始时想象的那么好。文献[9]和[10]计算了辐射压对光学薄喷流的加速作用。结果是，有效加速在距黑洞大约 $100r_g$ （ r_g 是黑洞的引力半径）处开始，而在几倍于此的地方喷流达到终极速度。如果喷流是通常等离子体（即电离氢），终极速度不超过 $0.8c$ ，即 Lorentz 因子 $\gamma \leq 1.7$ ；如果是正、负电子组成的喷流，则 γ 可以提高到 3 或最大为 4。然而如前所述，观测表明喷流速度可以高到 $\gamma > 5$ 。文献[11]考虑了光学厚喷流，这时辐射压加速会更有效，当然计算也更复杂。结果是将电离氢喷流的 γ 值提高到 2 左右。文献[12]假定了一种理想化情况，即喷流是极端光学厚的，以至于所有进入的辐射

都被捕获,因而达到最有效加速。这样的喷流要达到 $0.9c$ 以上的终极速度原则上是可能的,但必须在距黑洞 $4r_g$ 以内即通过声速点,达到超音速。这在实际上恐怕是极难办到的。

鉴于辐射压厚盘在加速作用上不能令人满意,另一种模型则致力于解决这个问题,而暂且不顾准直机制,这就是所谓风型喷流[13]。它把 Parker 的太阳风方程加以推广,即除了辐射压之外,再加入非热动量项。这些非热动量的性质可能是几何的(例如在厚盘“漏斗”出口处,喷流的截面积增大得比径向距离的平方更快,因而动量增大),也可能是力学的(如冲击波加速)。加入这些因素的贡献,并且仍然是对于超 Eddington 辐射的盘,有可能使得喷流的终极速度达到 $0.9c$ 以上。当然,还可以考虑别的加速作用,例如由于喷流具有虽小而非零的角动量,其转动动能可转化为径向运动动能,又如外界磁场也可参与加速等等。但是,这样一来,模型的可调参数太多,问题的实质会被掩盖。这种模型的另一个缺点是,它仅对等温流体才能实现有效的加速,而现实的喷流恐怕很难符合这个条件。

关于喷流产生的第三种重要模型或许是最有希望的,同时也是最复杂的。它的基本思想是,通过 Penrose 过程提取黑洞的旋转动能,用于加速黑洞附近物质,形成喷流。原则上,对于一个极端 Kerr 黑洞(比角动量 $a=1$),这种过程可以提取的能量高到相当于黑洞总静质量能量的 29%(注意吸积过程的释能效率是 10%左右)。但是,纯粹 Penrose 过程(即不考虑任何电磁效应)很难在天体物理中实际应用。这是因为,这个过程要求入射到黑洞能层中的粒子本身具有相对论速度,这意味着净效益很低。另一个问题是,出射粒子似乎倾向于往黑洞的赤道面集中,而不是朝向两极,这与喷流的运动方向正好相反。

但是,如果把电磁效应考虑进去,情况就会大为改观。在黑洞研究的早期,人们只是把黑洞视界看作一种非物质性的时空界面,任何粒子或场都只能进入到界面以内,而不能再逃逸出来。近十年来中,相对论专家们逐渐认识到,视界的意义远不止此,它还具有丰富的物理性质。视界像一张薄膜,可以以一定角速度作刚性转动,可以有压强、温度、熵,并从而建立一套热力学,还可以有电荷密度和面电流,并遵守电磁学基本定律。总之,对于一个未曾落入黑洞的观测者,视界可以被看作是一层物质性的薄膜。这就是所谓黑洞薄膜理论[14]。运用这一理论可以证明,一个快速旋转的黑洞如果沉浸在宏观尺度的磁场中,其行为就很像一个同样在磁场中

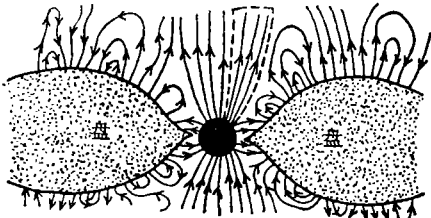


图 8 中心为旋转黑洞的磁流体吸积盘

旋转的导体。在黑洞的视界(更准确地说是所谓延伸的视界[14])上会产生感应电荷,并在周围建立感应电场。更进一步,如果黑洞周围存在具有良好导电性的物质(例如由吸积而来的等离子体),就可以形成直流电回路。这时黑洞就成了回路中的电池。它的旋转动能被不断提取出来,以 Poynting 能流的形式传播出去。图 8 是这种过程的示意图。吸积盘围绕着一个旋转黑洞。吸积物质带来的磁场在离黑洞较远处是杂乱的,但在黑洞附近会排列有序(图中的带箭头实线表示磁场的 Poloidal 分量,即球坐标中 r 分量和 θ 分量之和)。虚线表示一个电流回路。

以电磁 Penrose 过程为基础,建立了离子压支持的厚吸积盘模型。与辐射压厚盘相反,这种模型对应的是吸积率远小于 Eddington 值,因而辐射光度很低的情况。可是,如果盘中的冷

却机制效率也极低,以至于由粘滞产生的热量不能散发出去,盘中物质的压强(准确地说是离子压,因电子会由于辐射和 Compton 过程而降低温度)也会增大而使盘变厚。离子压厚盘的形状与辐射压厚盘相似,也有一对“漏斗”。如果盘的中心是一个旋转黑洞,而且有磁场, Poynting 能流带出的黑洞能量就会沿“漏斗”加速粒子,形成喷流。这种模型的最佳应用对象是射电星系。这类星系的核辐射是远低于 Eddington 光度的,因而可以肯定不能应用辐射压厚盘模型(这种盘可能存在于光亮的类星体和 Seyfert 星系中)。射电星系中的喷流辐射也很弱,但是具有得自黑洞的极高动能。正是这份动能转化为射电瓣的强大辐射。离子压厚盘中的电磁 Penrose 过程所产生的光度为[15],

$$L \lesssim 10^{38} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \dot{m} B_p^2 / P_g \alpha \quad \text{erg/s} \quad (4)$$

式中 M 是黑洞质量, M_{\odot} 是太阳质量, \dot{m} 是以 Eddington 值为单位的吸积率, B_p 是磁场的 poloidal 分量, P_g 是离子压强, α 是粘滞参数。取 $M \approx 10^8 M_{\odot}$, $\dot{m} \approx 10^{-4}$, $\alpha \approx 10^{-2}$, $P_g \approx B_p^2$, 得到 $L \lesssim 10^{46} \text{erg/s}$, 可见这确是一种极有效的释能机制。但是,总的说来,此模型的定量研究结果还甚少,这是由于其本身的高度复杂性。几乎所有繁难的现代物理理论,如黑洞物理、磁流体力学、等离子体物理、量子物理等,都集合于这个模型之中。因此,不清楚的问题还很多,有待于既精通广义相对论又熟悉天体物理实际条件的学者作进一步研究。

以磁场为主角的吸积盘模型另外还有一种。它也通过电磁过程提取能量,产生喷流,不过提取对象不是黑洞,而是吸积盘物质本身。如果一个盘整个沉浸在宏观、有序的磁场中,而且盘本身既是磁化的又是良导体,盘中物质也会在电磁力作用下脱离盘面,并被加速,形成风。同时,这种风又会在磁场的约束作用下向对称轴集中,于是形成喷流,而不再需要一对“漏斗”来作为准直机制。因此,这种磁流体盘可以是薄盘。

综上所述,存在四种基本的吸积盘模型,即辐射压厚盘、经典(纯流体)薄盘、磁流体薄盘、离子压厚盘(更详细的讨论见文献[16])。除经典薄盘外,其他三种都能产生喷流。这四种模型与各类活动星系的对应关系可能是[17]: 辐射压厚盘的超 Eddington 辐射特征适合于射电宁静类星体和 I 型 Seyfert 星系;两种薄盘都是亚 Eddington 辐射,可能存在于射电类星体和 II 型 Seyfert 星系中;离子压厚盘光度最低,是射电星系的最佳模型。

参 考 文 献

- [1] Curtis, H. D., *Lick Obs. Publications*, **13** (1918), 11.
- [2] Baade, W. and Minkowski, R., *Ap. J.*, **119** (1954), 215.
- [3] Baade, W. and Minkowski, R., *Ap. J.*, **119** (1954), 206.
- [4] Mitton, S. and Ryle, M., *M. N. R. A. S.*, **146** (1969), 221.
- [5] Dreher, J. W. and Feigelson, E. D., *Nature*, **308** (1984), 43.
- [6] Unwin S. C., Cohen, M. H., Pearson, T. J., Seielstad, G. A., Simon, R. S., Linfield, R. P. and Walker, R. C., *Ap. J.*, **271** (1983), 536.
- [7] Bridle, A. H., *Can. J. Phys.*, **64** (1986), 353.
- [8] Begelman, M. C., Blandford, R. D. and Rees, M. J., *Rev. Mod. Phys.*, **56** (1984), 255.
- [9] Abramowicz, M. A. and Piran, T., *Ap. J. Lett.*, **241** (1980), L7.
- [10] Sikora, M. and Wilson, D. B., *M. N. R. A. S.*, **197** (1981), 529.

- [11] Calvani, M., Nobili, L. and Turolla, R., *Mem. Soc. Astr. Ital.*, **54** (1983), 703.
[12] Lu, J. F., *Astr. Ap.*, **168** (1986), 346.
[13] Ferrari, A., *Can. J. Phys.*, **64** (1986), 456.
[14] Thorne, K. S., in *Highlights of Modern Astrophysics*, ed. by Shapiro, S. L. and Teukolsky, S. A., p. 103, John Wiley & Sons, (1986).
[15] Rees, M. J., Begelman, M. C., Blandford, R. D. and Phinney, E. S., *Nature*, **295** (1982), 17.
[16] Wiita, P. J., in *Astrophysical Jets*, ed. by P. Hughes and R. Saunders, Cambridge Univ. Press, (1987).
[17] Blandford, R. D., in *IAU Symposium No. 119*, p. 359, (1986).

(责任编辑 刘金铭)

Jets from Active Galactic Nuclei

Lu Jufu

(Center for Astrophysics, University of Science and Technology of China)

Abstract

General properties of jets from active galactic nuclei are briefly summarized. Two basic models for the production of jets are reviewed. The radiation pressure supported thick accretion disk model has been studied more extensively, and it seems to have some difficulties. The magnetohydrodynamical accretion disk model now appears to be more promising, although many details remain to be worked out.