

文章编号: 1000-8349(2007)02-0101-13

# 黑洞吸积理论及其天体物理学 应用的近期发展 (I)

袁 峰

(中国科学院 上海天文台, 上海 200030)

**摘要:** 黑洞吸积理论是天体物理学的一个基础理论, 是认识许多高能天体系统, 如活动星系核、黑洞 X 射线双星、伽马射线暴等的重要物理基础。该文评述了近年来黑洞吸积理论, 尤其是径移主导吸积流 (advection-dominated accretion flow, ADAF) 模型及其变种的主要发展, 并介绍该理论在银河系中心、低光度活动星系核、黑洞 X 射线双星等方面的应用。全文分为两篇, 该文是第一篇, 内容是关于黑洞的热吸积流理论及其在银河系中心的应用。

**关键词:** 黑洞; 吸积理论; 银河系中心; 黑洞 X 射线双星; 活动星系核

**中图分类号:** P145.8      **文献标识码:** A

## 1 引 言

黑洞吸积是天体物理中的一个基本物理过程, 是我们理解一些重要的天体物理现象, 比如活动星系核 (包括我们的银河系中心)、黑洞 X 射线双星, 以及伽马射线暴等的理论基础。此外, 吸积理论对于我们理解其他天体物理过程, 如行星形成、恒星形成、星系团中的致冷流 (cooling flow) 等也起着重要作用。

从吸积流的温度来划分, 黑洞吸积盘模型分为“冷”和“热”两大类。前者的典型代表是标准薄盘<sup>[1]</sup>, 吸积流的温度低于  $10^6 \sim 10^7$  K。这一模型适用于低于爱丁顿吸积率的系统, 如明亮的活动星系核。当吸积率高于爱丁顿吸积率时, 描述吸积流的能量方程中的径移项变得非常重要, 此时标准薄盘就被细盘 (slim disk)<sup>[2]</sup> 所取代。后者的典型代表是 ADAF<sup>[3-5]</sup>, 热吸积流很可能是双温的, 即离子和电子具有不同的温度。吸积流中的离子具有位力温度, 即  $10^{12}r^{-1}$  K,  $r$  是以史瓦西半径为单位的吸积流的半径。电子的温度稍低些, 根据吸积率的不同, 吸积盘内区电子温度在  $10^9 \sim 10^{11}$  K 之间。

在冷的吸积盘理论方面 (即标准薄盘和细盘), 主要的研究进展是结合数值模拟的结果对

---

收稿日期: 2007-02-27; 修回日期: 2007-03-09

基金项目: 上海市浦江计划资助项目 (06PJ14124)

盘的竖直方向的结构和辐射转移方面的更加详细、自洽的计算<sup>[6,7]</sup>。此外,就是关于细盘在某些活动星系核以及超亮 X 射线源方面的一些应用<sup>[8,9]</sup>。本文将主要评述热吸积盘理论及其在银河系中心、低光度活动星系核、黑洞 X 射线双星等几个方面的应用。这是黑洞吸积盘研究领域近十几年来最重要的进展。此外,按照研究方法分,黑洞吸积盘的研究分为解析研究和数值模拟。近年来吸积盘的数值模拟研究取得了很大进展,本文将提到这方面的部分进展,但限于篇幅,不作专门介绍。

## 2 热吸积流理论

### 2.1 ADAF

ADAF 模型的发现是黑洞吸积盘领域继标准薄盘之后的里程碑式的突破<sup>[3-5,10]</sup>。该模型主要是由哈佛大学 Narayan 教授、瑞典的波兰科学家 Abramowicz 教授以及他们的合作者共同发现完成的。Narayan 教授因此在 2006 年当选为英国皇家学会院士。当然,在 Narayan 及其合作者的工作之前,已有人发现了这个解<sup>[10,11]</sup>,但是在当时由于种种原因没有引起足够重视,并很快被人遗忘<sup>[12]</sup>。关于 ADAF 的动力学以及辐射,已有很多很好的综述性文章<sup>[13,14]</sup>,本文在此只作简要介绍。

描述黑洞吸积流的动力学性质的方程组由质量、径向动量、轴向动量、质子和电子的能量守恒方程构成<sup>[13]</sup>:

$$\dot{M} = -4\pi R H \rho v = \dot{M}_{\text{out}} \left( \frac{R}{R_{\text{out}}} \right)^s, \quad (1)$$

$$v \frac{dv}{dr} = -\Omega_k^2 r + \Omega^2 r - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr}, \quad (2)$$

$$v(\Omega r^2 - j) = \alpha r \frac{p}{\rho}, \quad (3)$$

$$\rho v \left( \frac{d\varepsilon_e}{dr} - \frac{p_e}{\rho^2} \frac{d\rho}{dr} \right) = \delta q^+ + q_{ie} - q^-, \quad (4)$$

$$\rho v \left( \frac{d\varepsilon_i}{dr} - \frac{p_i}{\rho^2} \frac{d\rho}{dr} \right) = (1 - \delta) q^+ - q_{ie} = -(1 - \delta) \alpha p r \frac{d\Omega}{dr} - q_{ie}. \quad (5)$$

上面各式中的符号具有通常的物理含义。特别是式(1)中幂指数  $s$  的取值决定了吸积率随半径的变化,决定了外流的强度。式(4)和(5)中的  $\delta$  代表湍动耗散加热率中直接加热电子的比例。 $q_{ie}$  代表质子和电子之间的库仑碰撞耦合,  $q^-$  代表辐射致冷率,辐射过程包括同步辐射、热韧致辐射,以及它们的康普顿化。上面的方程解出后,我们就可以得到各个量随半径的变化,由此可解辐射转移方程,从而求得发射谱。在具体计算中,由于黑洞的吸积必须是一个跨声速的过程(因为吸积流必须以光速进入黑洞视界,故在此之前必经过一个声速点),因而吸积流除了必须满足外边界条件以及黑洞视界上的内边界条件之外,还必须满足一个声速点条件。这样,上面方程组的求解在数学上是个多点边值问题,也是整体求解黑洞吸积的一个技术难点<sup>[2]</sup>。图 1 给出一个整体解的例子<sup>[15]</sup>。发射谱的例子请参见图 3。

上面的方程组适用于任何黑洞吸积流, 包括标准薄盘模型。只不过对于标准薄盘, 质子(或者离子)和电子具有相同的温度, 因而吸积流是单温的, 两个能量方程合二为一。标准薄盘模型是冷的、几何薄的、光学厚的, 辐射效率较高, 近似为 0.1。ADAF 模型是上面方程的另一个自洽的解, 与标准薄盘不同, ADAF 是热的、几何厚的、光学薄的。几何厚是由于吸积流的温度很高。ADAF 模型的最重要特征是它的辐射效率比较低<sup>[3,4,13]</sup>:

$$\eta_{\text{ADAF}} \approx 0.1 \dot{M} / (\alpha^2 \dot{M}_{\text{Edd}}) \quad (6)$$

这里  $\dot{M}_{\text{Edd}} = 10L_{\text{Edd}}/c^2$  定义为爱丁顿吸积率。辐射效率低的原因是: 径向速度比标准薄盘大得多, 导致吸积流的密度比较低, 因此辐射时标比吸积时标长, 故湍动耗散产生的热量还来不及辐射出去就转化为流体的内能储存在流体中, 最后消失在黑洞视界。假如中心天体具有一个硬的表面, 比如中子星, 那么这些储存的内能最终还将被辐射出去。因而, 仔细比较 ADAF 模型的预言与观测是证明黑洞存在的很好(虽然是间接)的方法<sup>[16]</sup>。需要强调的是, ADAF 模型的辐射效率并不总是非常低, 而是随着吸积率的增加而变高。当达到临界吸积率 ( $\dot{M}_{\text{ADAF}} \approx \alpha^2 \dot{M}_{\text{Edd}}$ , 见下) 时, 辐射效率已经与标准薄盘相差不大了。

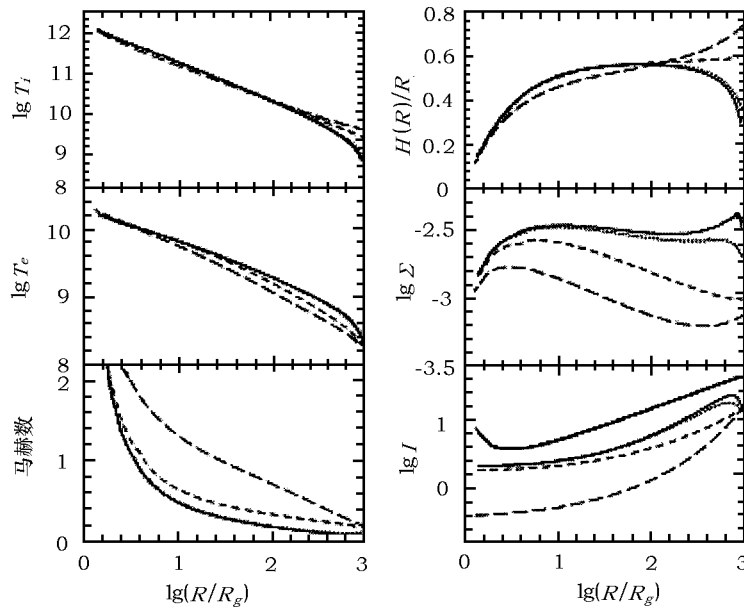


图 1 ADAF 的整体解的一个例子

6 个图分别表示 (从上左到下左, 到上右到下右) 离子温度、电子温度、马赫数、吸积流的高度与半径的比、面密度以及角动量。不同的线对应不同的外边界条件 (见文献 [15])

关于 ADAF 解, 我们还有以下几点需要强调。

1) ADAF 解只存在于低于临界吸积率的系统中。由质子的能量方程, 我们知道径移项主导与否取决于湍动耗散加热率  $q^+$  与质子的致冷率  $q_{ie}$  的相对大小。吸积率很小时, 吸积流密度很低, 因而  $q_{ie}$  很小。由于  $q_{ie}$  正比于密度的平方而  $q^+$  正比于密度, 故随着吸积率的增加,

$q_{ie}$  增加得比  $q^+$  要快。当满足

$$(1 - \delta)q^+ = q_{ie} \quad (7)$$

时, 库仑碰撞致冷近似与湍动加热平衡, 径移项近似为 0, 故吸积流就不再是径移主导的了。该方程决定了 ADAF 解的临界吸积率:  $\dot{M}_{\text{ADAF}} \approx \alpha^2 \dot{M}_{\text{Edd}}$ 。当吸积率高于这个值时, ADAF 解不再存在 (而被另一个热吸积解取代, 见 2.3 节)。

2) 在旧的 ADAF 模型 (相对于后来 ADAF 模型的发展, 见下一节介绍) 中, 吸积率被认为是不随半径变化的常数。另外, 假定  $\delta$  的值非常小,  $\delta \approx 10^{-2} \sim 10^{-3}$ , 即湍动耗散主要加热质子。但如下文所述, 在新的 ADAF 模型中则与其不同。

3) ADAF 解在吸积率比较低时效率很低。从技术上说, 这是由于  $\delta$  很小, 所以电子能量方程中的库仑碰撞项是主要的加热项。这一项正比于吸积流密度的平方, 故在吸积率很低时是非常小的, 这是“旧的” ADAF 辐射效率低的原因。但如下文所述, 在新的 ADAF 解中也并不如此。

4) 最后, ADAF 解基本上是热稳定的<sup>[17-19]</sup>。

## 2.2 ADAF 的发展之一: 外流、对流、电子加热以及电子分布

在“旧的”或者说最初的 ADAF 模型提出后, 天体物理学家们对它进行了大量的研究, 尤其是大量的数值模拟, 证实了这个模型的核心——“径移项非常重要”的正确性。但也发现上述两个假设, 即无外流和极弱的电子直接加热很可能是不准确的。

第一个最重要的发现来自对黑洞吸积盘的数值模拟研究。研究发现吸积率是半径的函数, 随着半径的减小, 吸积率降低; 绝大部分吸积物质都以外流的形式损失掉而没有被吸积进入黑洞视界<sup>[20,21]</sup>。一般认为外流存在的物理原因是由于 ADAF 辐射损失小, 故流体的伯努利参数值比较大。这样, 流体一旦受到扰动, 便很容易逃脱系统的引力束缚。但也有人持不同的观点, 认为外流的存在与伯努利参数值无关<sup>[22]</sup>。除了外流, 数值模拟研究还发现, 当粘滞系数小于某个值时, 吸积流中的对流很强, 以至于大部分流体都在做整体的对流运动, 只有少部分被真正吸积<sup>[20,23]</sup>。这种对流不稳定性物理原因是流体熵的梯度为负值。我们最关心的是对流对发射谱的影响, 其效应与外流类似, 是导致吸积率随半径的减小而减小。因而在利用 ADAF 模型研究、解释观测时, 我们一般采用调节式 (1) 中  $s(s > 0)$  的值的方法来考虑外流与对流的影响。

第二个进展来自对电子直接加热的理解, 即  $\delta$  的值。一些研究者在 ADAF 刚被发现时就提出, 一些微观物理过程 (如磁场耗散) 能够直接加热电子<sup>[24]</sup>。另外, 湍动耗散过程也很可能直接加热电子<sup>[25]</sup>。因此  $\delta$  不应该取以前假定的值, 即  $\delta \approx 10^{-2}$ , 而应该更大。但是由于上述微观物理过程的复杂性, 其研究结果存在一定的不确定性。另一方面, 最初的 ADAF 模型似乎能够较好地解释观测数据<sup>[13]</sup>, 因此在很长一段时间里, 人们认为电子的直接加热是可以忽略的。但是研究表明, 当考虑外流以及对流的重要效应以后, 要解释观测结果, 就必须重视电子的直接加热<sup>[26,27]</sup>。我们将以 Sgr A\* 为例, 在第 3 章中对这一点作详细说明。

此外, 旧的 ADAF 模型都假设电子处于麦克斯韦分布, 但是这个假设也可能过于简化。其一, 低吸积率时等离子体是无碰撞的; 其二, 吸积流中的一些微观物理过程, 如湍动、弱激波、磁重联等, 都很有可能在加热大部分电子的同时, 也将部分电子加速到非热分布。这样吸积流中的电子分布很可能是热和非热分布的混合体。

显然, 以上有关 ADAF 的研究进展对我们理解、解释观测结果是非常重要的。对于银河系中心的研究将清楚地说明这一点, 我们将在第 3 章详细地说明。

### 2.3 ADAF 的发展之二: 明亮的热吸积流 (LHAF)

如上所述, ADAF 模型存在一个临界吸积率,  $\dot{M}_{\text{ADAF}} \approx \alpha^2 \dot{M}_{\text{Edd}}$ 。以前一般认为, 高于这个临界吸积率, 热吸积解不再存在, 只有标准薄盘存在。但是研究发现, 当高于这个吸积率时, 直至接近  $\dot{M}_{\text{Edd}}$ , 存在一个新的热解——明亮的热吸积流 (luminous hot accretion flow, LHAF)<sup>[28]</sup>。下面介绍这个模型。

首先我们要说明的是, 描述这个模型的吸积方程组与描述 ADAF 模型的方程组是完全相同的。这两个模型的主要不同是它们适用于不同的吸积率。质子 (或者离子) 的能量方程可以形式地写为:

$$\rho v \frac{d\varepsilon_i}{dr} - q^c \equiv \rho v T_i \frac{ds_i}{dr} \equiv q_{\text{adv},i} = q^+ - q_{\text{ie}}, \quad (8)$$

这里  $q^c$  表示压缩功的功率。故我们有:

$$\rho v \frac{d\varepsilon_i}{dr} = q^+ + q^c - q_{\text{ie}}. \quad (9)$$

一个 ADAF 解是热解首先是由于吸积流的内能梯度是负值。当  $\dot{M}$  很小时,

$$\rho v \frac{d\varepsilon_i}{dr} = q^+ + q^c - q_{\text{ie}} \approx q^+ + q^c > 0, \quad (10)$$

当  $\dot{M}$  接近临界吸积率  $\dot{M}_{\text{ADAF}}$  时,

$$\rho v \frac{d\varepsilon_i}{dr} = q^+ + q^c - q_{\text{ie}} \approx q^c > 0. \quad (11)$$

注意这里径向速度  $v < 0$ 。这样, 若吸积流在外边界时是热的, 负的内能梯度保证温度能持续增加, 即流体始终为热的。从上面的结果我们可以看出, 当吸积率高于  $\dot{M}_{\text{ADAF}}$  时, 由下面方程决定另一个临界吸积率  $\dot{M}_{\text{LHAF}}$ :

$$q^c + q^+ = q_{\text{ie}}. \quad (12)$$

当吸积率位于  $\dot{M}_{\text{ADAF}}$  与  $\dot{M}_{\text{LHAF}}$ , 我们仍然有  $\rho v d\varepsilon_i/dr = q^+ + q^c - q_{\text{ie}} > 0$ 。故与 ADAF 的情形类似, 若吸积流在外边界是热的, 则它能够保持热的, 即在此吸积率范围内, 存在一个新的热吸积解。这个模型对应的吸积率要比 ADAF 大, 辐射效率显然也比 ADAF 高, 故发射光度也就比较大, 这个解因而称为明亮的热吸积流 (LHAF)。从上面的分析我们也不难看出, LHAF 模型在动力学上与 ADAF 模型最大的不同是在该模型中能量的径移项是加热项, 而在 ADAF 模型中是致冷项。换言之, 在 LHAF 模型中, 流体的熵被转化为辐射损失掉了, 流体的熵与湍动耗散一起与辐射致冷相平衡。这样, LHAF 的动力学性质与球吸积或者星系团中的致冷流 (cooling flow) 类似。此外, 熵梯度的正值也意味着吸积流是对流稳定的。

详细的数值计算结果证实了上述分析<sup>[28]</sup>。计算发现, 当吸积率高于  $\dot{M}_{\text{ADAF}}$  但又不是很高时, 吸积流从外边界到黑洞视界都是热的; 但是当吸积率比较高时, 在吸积流的内区, 密度

比较大, 故  $q_{ie}$  很大, 故径移项与湍动耗散项的都无法与之平衡, 因而吸积流不能再保持一个热的状态, 而是塌缩形成一个标准薄盘。具体的塌缩半径的值取决于模型参数, 主要是吸积率的大小。吸积率越大, 则塌缩半径越大。

关于 LHAF 模型的稳定性, 我们在此不作详细讨论, 只给出结果<sup>[29]</sup>。当吸积率不是很高时, 尽管模型是热不稳定的, 但是不稳定性增长的时标要比吸积时标长, 故吸积流不会受到不稳定性影响。但是, 当吸积率比较高, 以至于内区存在塌缩情况时, 不稳定性增长时标要比吸

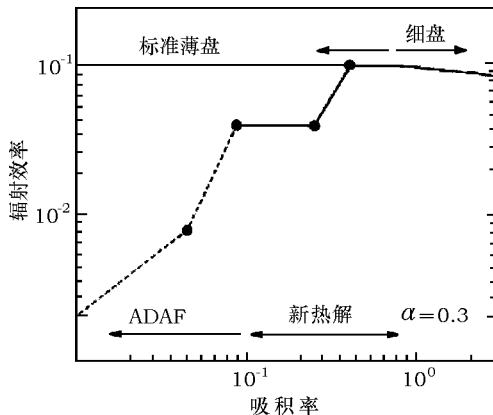


图 2 4 个黑洞吸积解以及对应的辐射效率

图中 4 个点表示 4 个对应于不同吸积率的解 (参阅文献 [28])

积时标短, 故不稳定性的影响会很重要。至于热不稳定性的后果, 目前的研究还比较少。由于对辐射考虑得非常简化, 即使目前的数值模拟方法, 也无法研究这一情况。一般认为, 可能的后果之一将是形成冷的云团与热的气体的混合体。这个结果对解释目前的 X 射线双星方面的一些新的观测结果可能是非常关键的, 我们将在第 2 篇文章中对这个问题加以介绍。

总的来说, 依据模型所适用的吸积率范围, 我们目前有四个黑洞吸积模型, 两个是冷的, 即标准薄盘和细盘; 两个是热的, 即径移主导吸积盘与明亮的热吸积盘。它们各自的吸积率与辐射效率如图 2 所示。

### 3 银河系中心

#### 3.1 引言

现在天文学家们普遍认为, 我们的银河系中心存在一个超大质量黑洞, 与致密射电源 Sgr A\* 相对应。这个源在很多方面都是独一无二的。它给我们提供了到目前为止最好的超大质量黑洞存在的证据。更重要的是, 这个黑洞视界对我们观测者所张的角是所有黑洞中最大的。因此我们对这个源的观测就能够达到非常精细的程度, 比如能够通过观测, 比较精确地得到吸积的外边界条件, 从而给理论模型提出很强的限制。由于这个源独一无二的特殊地位, 人们对它的各方面的观测都非常仔细, 比如近几年来, 天文学家每年都用世界上最好的望远镜进行从射电到 X 射线的多波段同时联测。这些研究结果对于我们理解该黑洞吸积这一基本物理过程、其它黑洞源如活动星系核和黑洞 X 射线双星等都具有明显的指导意义。

#### 3.2 吸积流的外边界条件

我们首先介绍观测结果对吸积流的外边界条件的限制。Chandra X 射线空间望远镜观测到了距离中心黑洞  $1'' \sim 10''$  范围内的弥散的 X 射线辐射。从得到的数据, 可以得出 X 射线气体的物理性质<sup>[30]</sup>。在  $1''$  的位置处, 这些气体的电子数密度为  $100 \text{ cm}^{-3}$ , 电子温度为  $2 \text{ keV}$ 。这些高温气体主要来源于黑洞周围分布的大质量恒星发出的星风, 这些星风相互碰撞形成激波, 从而被加热到 X 射线温度。根据 Bondi 吸积理论, 我们可以计算出 Bondi 半径, 即吸积的外边界, 其值恰好为  $1''$ 。我们还可以计算出 Bondi 吸积率的值<sup>[30]</sup>,  $\dot{M}_{\text{Bondi}} \approx 10^{-5} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$ 。

最近有人仔细考虑了银河系中心黑洞周围的恒星分布, 用数值模拟的方法研究了这些恒星发出的星风之间的相互作用以及在中心黑洞引力作用下的动力学<sup>[31]</sup>。研究表明吸积率为  $\dot{M} \approx 3 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{a}^{-1}$ , 只比简单的 Bondi 吸积理论给出的值小 2/3, 所以 Bondi 理论是个很好的近似。另外, 模拟还给出了吸积气体在 Bondi 半径处的角动量的值, 表明角动量比较大<sup>[31]</sup>, 圆化半径达到  $10^4 R_{\text{sch}}$  ( $R_{\text{sch}}$  为史瓦西半径), 故球吸积是个过于简化的假设。Bondi 吸积率、Bondi 吸积半径的值, 以及该半径处的气体温度和密度等一起构成了吸积模型必须满足的边界条件。

### 3.3 Sgr A\* 的主要观测结果

对 Sgr A\* 的谱的观测结果如图 3 所示。射电谱由两部分组成。在 86 GHz 以下, 谱的形

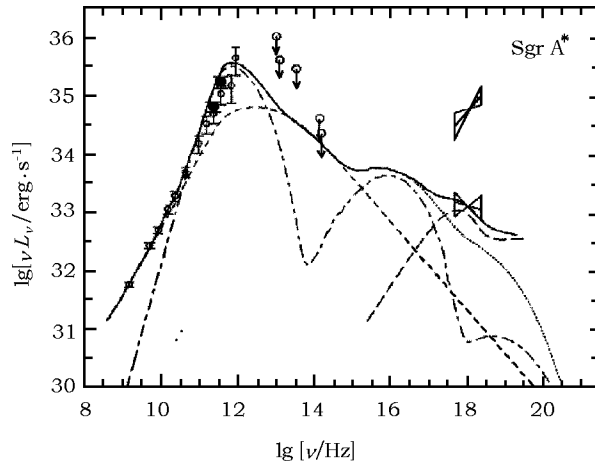


图 3 Sgr A\* 的径移主导吸积盘模型与观测结果的比较

点虚线表示热电子的同步辐射及其康普顿散射, 虚线代表非热电子的同步辐射, 点线表示热和非热电子的同步辐射及其康普顿散射的和, 长虚线表示 Bondi 半径附近气体的热致辐射, 而实线则表示上述所有辐射的总和 (见文献 [27])

式为  $F_{\nu} \propto \nu^{0.2}$ , 而在 86 GHz 以上直至约 1 000 GHz, 谱的形式为  $F_{\nu} \propto \nu^{0.8}$ , 习惯上被称为“亚毫米包”<sup>[32-34]</sup>。在 150 GHz 以下, 探测到了较强的圆偏振, 但没有探测到线偏振。一般认为这是由于内禀的线偏振在传播过程中被转化成了圆偏振之故。在 150 GHz 以上, 探测到了偏振度为 2% ~ 10% 的线偏振<sup>[35-38]</sup>。这是一个非常重要的观测结果, 因为这样的高线偏振值就对转动量 (rotation measure) 给出了一个上限<sup>[37,38]</sup>。

$$\text{RM} = 8.1 \times 10^5 \int n_e \mathbf{B} \mathbf{r} dr < 7 \times 10^5 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}. \quad (13)$$

Sgr A\* 的辐射随时间变化, 在  $1.6 \sim 3.8 \mu\text{m}$  波长范围, 光变幅度一般在 1~5 之间, 变化时标在 10~100 min 之间<sup>[39,40]</sup>。对红外波段的谱的观测结果目前存在争议。用幂律谱来拟合数据, 有人发现谱指数随光度变化, 但也有人得出相反的结论<sup>[41,42]</sup>。产生分歧的主要原因在于他们从原始谱中去除背景谱的方法不同。

在 X 射线波段, *Chandra* 卫星首次令人信服地探测到了 Sgr A\* 的辐射<sup>[30,43]</sup>。Sgr A\* 表现出了两个“态”, 分别是宁静态和闪跃态。宁静态的辐射谱比较软, 若用幂律谱来拟合数据,

幂律谱指数为 1.2。每天 Sgr A\* 都发生几次闪耀。闪耀的时标一般约为 1 h，与红外闪耀基本相同，这也暗示这两个波段的闪耀现象可能具有同一起源。最近的多波段同时观测发现，红外和 X 射线闪耀基本上是同时发生的，这是对它们共同起源的另一个有力支持。另外，这么短的光变时标也表明闪耀是发生在很小的尺度范围内，即距离黑洞很近的区域。闪耀态的辐射谱比较多样，似乎没有明显的规律。比如，*Chandra* 探测到了一个幅度约为 45 的闪耀，幂律谱指数为 0.2<sup>[43]</sup>，而 *XMM-Newton* 探测到的幅度为 160 的一个闪耀，其幂律指数为 2.5<sup>[44]</sup>。

若不考虑闪耀，Sgr A\* 的热光度 (bolometric luminosity) 非常低，只有  $L \simeq 10^{29} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \sim 10^{-9} L_{\text{Edd}}$ 。这是这个源的一个显著特征。

### 3.4 Sgr A\* 的吸积模型

标准薄盘模型显然无法解释上述 Sgr A\* 的观测结果。从 Sgr A\* 的光度、Bondi 理论以及数值模拟得出的吸积率可以算出辐射效率  $L/\dot{M}_{\text{Bondi}}c^2 \simeq 10^{-6}$ ，这比标准薄盘模型预言的效率要低 5 个量级。另外，从图 3 所示的多波段连续谱，我们也容易看出，观测到的谱与标准薄盘模型预言的多色黑体谱也完全不同。因而，在 ADAF 模型出现之前，银河系中心 Sgr A\* 的解释一直是天体物理中的一个著名的疑难。

ADAF 模型于 1994 年被提出之后，Narayan 及其合作者马上将它应用于解释 Sgr A\*<sup>[45]</sup>，并于 1998 年用更加严格的计算 (主要是用 ADAF 的更加准确的整体解取代之前所用的不太准确的自相似解)、更好的观测数据，重新研究了 Sgr A\* 的 ADAF 模型<sup>[46]</sup>，取得了巨大成功。首先，ADAF 能够自然地在比较大的 Bondi 吸积率下给出观测到的极低光度；其次，ADAF 模型给出的谱与标准薄盘也完全不同，能够比较好地解释观测到的 Sgr A\* 的谱以及当时得到的其它观测结果。需要强调的是，他们所用的 ADAF 模型是“旧的”模型，即没有考虑外流或者对流效应，即  $s = 0$ ；其次，电子的直接加热基本上被忽略，即  $\delta \simeq 10^{-2}$ 。如前所述，低辐射效率的物理原因是，在旧的 ADAF 模型中库仑碰撞是唯一的电子加热项，而这一项在低吸积率是非常小的。该模型在当时存在的唯一问题就是它预言的低频射电辐射比观测到的流量低很多，但由于射电谱是由两个成分构成的，故这一问题能够容易地通过引入另一个成分 (喷流) 加以解决。我们将在下文继续讨论这一问题。

然而，新的对 Sgr A\* 观测结果使这一旧的 ADAF 模型面临严峻挑战，这就是我们前文提到的 Sgr A\* 的射电偏振的观测。观测到的高偏振要求辐射区的转动量必须小于  $7 \times 10^5 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$ ，而模型却预言了一个高得多的值，即约  $10^{10} \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$ 。高频射电辐射是从吸积流的内区通过同步辐射发出的。这一结果表明，吸积流的内区的密度以及磁场强度必须要比该模型中预言的小很多。我们注意到在该模型中没有考虑外流以及对流效应，而这个结果强烈暗示该效应的重要性，正如对 ADAF 模型的理论研究预言的那样！除了射电偏振观测结果之外，最近几年还得到了一些其它的观测结果，如新的红外谱观测、红外和 X 射线的闪耀，包括幅度、时标、谱等。

这样，一方面考虑 ADAF 模型的理论研究上的重要进展，另一方面考虑观测上得到的一系列新的重要约束，重新研究银河系中心的超大质量黑洞的吸积过程就成为一个重要课题。其中，最重要的一点是考虑吸积外流的效应。还有一个问题是低频射电谱的解释，观测结果强烈暗示这部分谱需要额外的成分。一种可能性是考虑吸积流中的非热电子 (见 2.2 节)，这部分非热电子的辐射有可能是 Sgr A\* 中低频射电辐射的来源。



图 3 是新的 ADAF 模型具体的计算结果与观测得到的谱的比较<sup>[27]</sup>。为了与旧的 ADAF 模型相区分, 新的 ADAF 模型有时也被称为辐射无效的吸积流 (Radiatively Inefficient Accretion Flow, RIAF)。从图 3 我们可以看到, 低频射电辐射主要是来源于这部分电子, 非热电子的总能量只占总的电子能量的 1.5%。长虚线的结果与 *Chandra* 观测到的宁静态是延展的辐射源的结果是一致的。我们看到, 这一模型能够很好地解释宁静态的辐射谱, 包括低频射电辐射谱。在这一新的 ADAF 模型中,  $s = 0.27$ , 即只有约 1% 的吸积流最终进入黑洞视界, 这一结果与旧的 ADAF 模型完全不同。这样, 吸积流的内区的密度以及相应的磁场强度与旧的 ADAF 模型相比都大大降低了。这样, 转动量的值为  $10^7$  或  $5 \times 10^5$  (取决于我们的视线与吸积盘的相对夹角)。但这只是上限, 因为计算过程中我们假定磁场具有一个规则分布, 而实际上磁场必有一定的混乱度。电子密度降低之后, 要想能够仍然产生观测到的光度, 电子的温度必须比旧的 ADAF 模型要高。这就要求电子能量方程中有新的加热项, 即要求  $\delta$  的值必须比较大。模型的具体计算结果是  $\delta = 0.55$ , 即大约有一半的湍动能耗散直接加热电子。在这种情况下, 吸积流的辐射效率仍然非常低, 是由于电子得到的能量与电子的径移相平衡, 这也与旧的 ADAF 完全不同。

尽管转动量满足了观测要求, 我们还需要具体计算来验证这一模型是否能够产生一个较高的偏振度。这是因为偏振不只是受法拉第效应的影响, 由于高频辐射来源于吸积流中的热电子, 我们还需考虑光深效应对偏振的影响。图 4 是对不同频率下的光深进行计算所得到的结果, 图 4 中的空心圆圈是指考虑光深效应后的偏振度, 而实心圆圈是进一步考虑法拉第效应后的结果。我们看到, 这一模型完全能够产生较高的偏振度。预言的值比观测的大是由于我们设定了磁场构型是规则的。

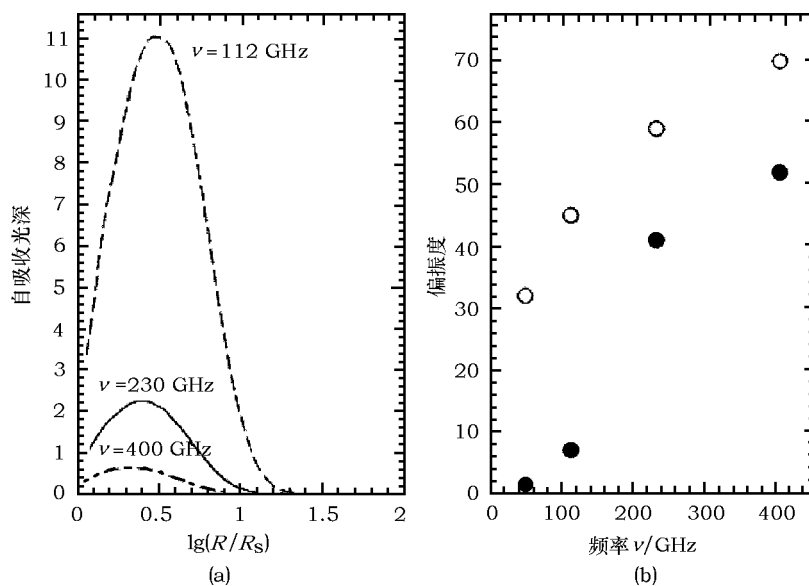


图 4 频率与与偏振度、半径与自吸收光深的关系

(a) 在 3 个观测频率下热电子的同步自吸收光深随半径的变化; (b) 偏振度在考虑 (实心圆) 和不考虑 (空心圆) 法拉第效应时的结果

在进一步介绍这一模型如何解释红外和 X 的闪耀现象之前,我们先对其它的模型作简单介绍。球吸积模型是最早提出来解释 Sgr A\* 的吸积模型<sup>[47]</sup>。最早的球吸积模型假设吸积流完全没有角动量,最新模型假设吸积流具有很小的角动量,在靠近黑洞很近的地方形成一个很小(外半径仅为几个引力半径)的开普勒吸积盘。大部分辐射都是从这个吸积盘中发出。不考虑计算细节,这一模型的最大问题是“极低角动量”这一基本假设存在很大问题,因为最新的数值模拟表明角动量要比假设值大几个量级。另一个模型是喷流模型<sup>[48]</sup>。虽然 Sgr A\* 中至今还没有观测到射电喷流,但这并不能证明喷流不存在,这也可能是由于喷流很弱、很小,而我们目前仪器的分辨率、灵敏度等还不够。在喷流模型中,低频射电辐射被认为来源于喷流,而其它高频辐射则被认为来源于喷流基部的一个喷嘴。这一问题的问题是喷嘴的假设随意性很强,缺乏动力学证据。第三个模型是耦合的吸积—喷流模型<sup>[49]</sup>。这一模型与我们着重介绍的 RIAF 或者新的 ADAF 模型类似,即主要辐射也是来源于 ADAF(当然在这一模型中的 ADAF 应当考虑模型的新发展),唯一的不同是在这一模型中低频射电辐射来源于假设的喷流,而不是非热电子。目前的观测还不足以排除其中一种可能性,这也是目前多波段观测要解决的重要问题之一<sup>[39]</sup>。

### 3.5 理解 Sgr A\* 的闪耀现象

在这一模型中, Sgr A\* 中红外和 X 射线的闪耀现象是由吸积流内区中发生的磁重联现象来解释<sup>[27,50]</sup>。这个解释与太阳耀斑发生机制类似。在吸积流的内区,由于湍动的存在,两条相互接近的、方向相反的磁力线会断开并重新连接构成新的磁力线。在这一过程中,储存的磁场能量会释放出来。这一想法以磁流体动力学数值模拟结果为基础<sup>[51]</sup>。这些能量一方面要加热电子,另一方面还会使一部分电子加速到相对论性速度,呈非热幂律分布。这些高能电子处于吸积流的磁场中,其同步辐射和康普顿散射就产生了我们观测到的红外和 X 射线的闪耀现象。

### 3.6 对理论模型的一个检验——Sgr A\* 的射电大小

上述 ADAF 模型提出之后,天文学家对银河系中心黑洞的观测得到了一些新的结果。一些结果能够比较明显地在该模型框架下加以解释,比如红外和 X 射线波段的同时性闪耀。但也有一些观测结果是新的,而且相对以前的观测是完全独立的,这就是对 Sgr A\* 的射电辐射区域大小的观测<sup>[52,53]</sup>。在 7 mm 波长,观测到的 Sgr A\* 的像的大小是 0.712<sup>[52]</sup> 或 0.724 毫角秒<sup>[53]</sup>。在 3.5 mm 波长,观测到的大小是 0.21 毫角秒。由于银河系内星际介质散射的影响,这些大小是散射后的结果,要比内禀的源大得多。扣除掉散射影响之后,在 7 mm 和 3 mm 源的“真实”大小分别为 0.237(0.268) 和 0.126 毫角秒<sup>[52,53]</sup>。由于这些观测是在模型提出之后进行的,故能很好地检验 Sgr A\* 的 ADAF 模型。

要验证 ADAF 模型对于大小的预言,首先要计算出模型预言的强度随半径的分布。但是我们发现这个分布不能用高斯曲线来拟和,而观测得到的大小是在假定强度分布能够用高斯来拟合的情况下得到的。为此,研究者用了一个巧妙的办法,即计算出内禀的强度分布后,将这个分布先用散射模型进行模拟散射,得到一个模拟的图像。这个像在 7 mm 和 3.5 mm 下可以证明是能够用高斯曲线很好地拟和。这样就可以得出散射后像的大小。计算结果发现这个大小与观测得到大小在不确定度范围内吻合得非常好<sup>[54]</sup>,如图 5 所示。

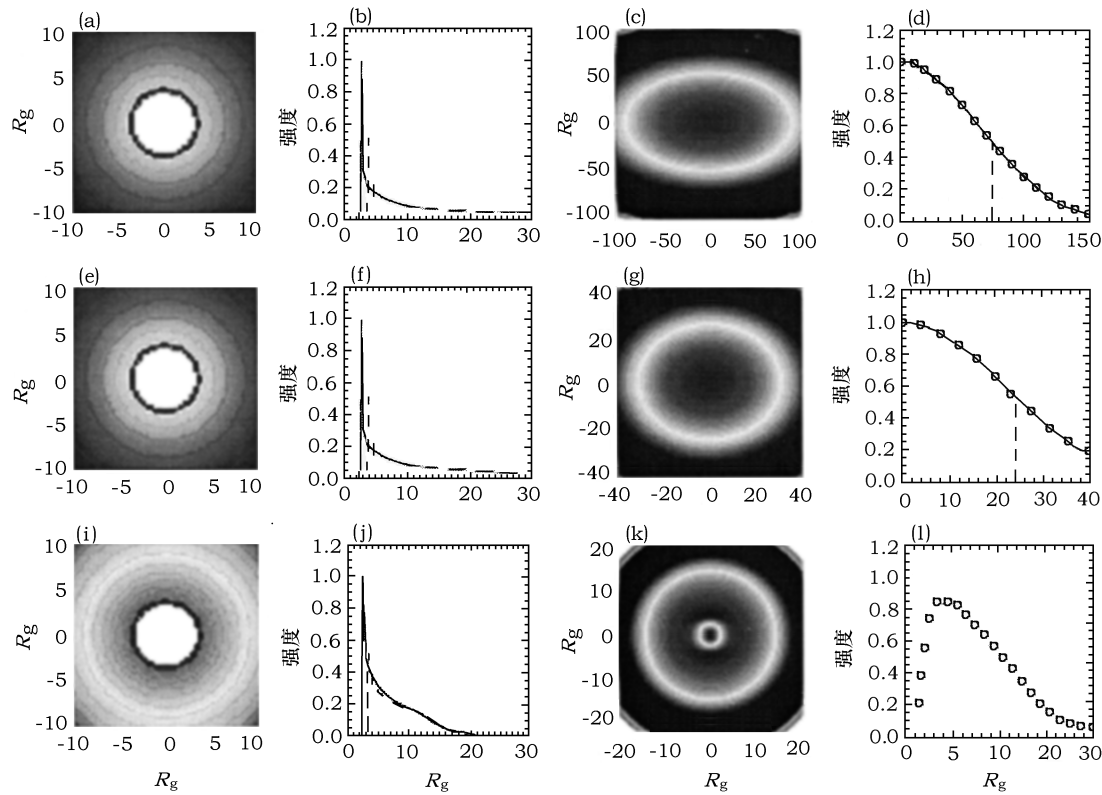


图 5 Sgr A\* 分别在 7 mm, 3.5 mm, 1.3 mm 的影像和大小

第 1 列给出的是 ADAF 模型预言的强度面分布, 第 2 列是包含 (划线) 或不包含广义相对论效应 (实线) 的强度分布曲线,

第 3 列给出考虑星际介质散射后得到的影像, 第 4 列给出的是该影像的强度分布曲线以及相应的大小<sup>[54]</sup>

**致谢** 本文得到中科院百人计划以及上海市浦江计划资助。

### 参考文献:

- [1] Shakura N I, Sunyaev R A. A&A, 1973, 24: 337
- [2] Abramowicz M A, Czerny B, Lasota J P, et al. ApJ, 1988, 332: 646
- [3] Narayan R, Yi I. ApJ, 1994, 428: L13
- [4] Narayan R, Yi I. ApJ, 1995, 452: 710
- [5] Abramowicz M A, Chen X, Kato S, et al. ApJ, 1995, 438: L37
- [6] Davis S W, Blaes O M, Hubeny I, et al. ApJ, 2005, 621: 372
- [7] Davis S W, Done C, Blaes O M. ApJ, 2006, 647: 525
- [8] Mineshige S, Kawaguchi T, Takeuchi M, et al. PASJ, 2000, 52: 499
- [9] Watarai K, Mizuno T, Mineshige S, et al. ApJ, 2001, 549: L77
- [10] Rees M. Nature, 1984, 295: 17
- [11] Ichimaru S. ApJ, 1977, 214: 840
- [12] 卢炬甫. 天文学进展, 2001, 19: 365

- 
- [13] Narayan R, Mahadevan R, Quataert E. The Theory of Black Hole Accretion Discs. Abramowicz M A, Bjornsson G, Pringle J E eds. Cambridge: Cambridge University Press, 1998: 148
- [14] Kato S, Fukue J, Mineshige S. Black-hole accretion disks. Kyoto: Kyoto University Press, 1998
- [15] Yuan F, Peng Q H, Lu J F, et al. ApJ, 2000, 537: 236
- [16] Garcia M R, McClintock J E, Narayan R, et al. ApJ, 2001, 553: L47
- [17] Kato S, Abramowicz M A, Chen X M. PASJ, 1996, 48: 67
- [18] Kato S, Yamasaki T, Abramowicz M A, et al. PASJ, 1997, 49: 221
- [19] Wu X B. MNRAS, 1997, 292: 113
- [20] Stone J M, Pringle J E, Begelman M C. MNRAS, 1999, 310: 1002
- [21] Hawley J F, Balbus S A. ApJ, 2002, 573: 738
- [22] Abramowicz M A, Lasota J P, Igumenshchev I V. MNRAS, 2000, 314: 775
- [23] Igumenshchev I V, Abramowicz M A. MNRAS, 1999, 303: 309
- [24] Bisnovaty-Kogan G S, Lovelace R V E. ApJ, 1997, 486: L43
- [25] Quataert E, Gruzinov A. ApJ, 1999, 520: 248
- [26] Quataert E, Narayan R. ApJ, 1999, 520: 298
- [27] Yuan F, Quataert E, Narayan R. ApJ, 2003, 598: 301
- [28] Yuan F. MNRAS, 2001, 324: 119
- [29] Yuan F. ApJ, 2003, 594: L99-L102
- [30] Baganoff F K, Maeda Y, Morris M, et al. ApJ, 2003, 591: 891
- [31] Cuadra J. MNRAS, 2006, 366: 358
- [32] Falcke H, Goss W M, Matsuo H, et al. ApJ, 1998, 499: 731
- [33] Zhao J H, Young K H, Herrnstein R M, et al. ApJ, 2003, 586: L29
- [34] An T. ApJ, 2005, 634: L49
- [35] Aitken D K, Greaves J, Chrysostomou A, et al. ApJ, 2000, 534: L173
- [36] Bower G C, Wright M C H, Falcke H, et al. ApJ, 2003, 588: 331
- [37] Marrone D P. ApJ, 2006, 640: 308
- [38] Macquart J P. ApJ, 2006, 646: L111
- [39] Genzel R, Schödel R, Ott T, et al. Nature, 2003, 425: 934
- [40] Ghez A M, Wright S A, Matthews K, et al. ApJ, 2004, 601: L159
- [41] Gillenssen S, Eisenhauer F, Quataert E, et al. ApJ, 2006, 640: L163
- [42] Hornstein S D, Ghez A M, Hornstein S D, et al. astro-ph/0701082, 2007
- [43] Baganoff F K, Bautz M W, Brandt W N, et al. Nature, 2001, 413: 45
- [44] Porquet D, Predehl P, Aschenbach B, et al. A&A, 2003, 407: L17
- [45] Narayan R, Yi I, Mahadevan R. Nature, 1995, 374: 623
- [46] Narayan R, Mahadevan R, Grindlay J E, et al. ApJ, 1998, 492: 554
- [47] Melia F. ApJ, 1992, 387: L92
- [48] Falcke H, Markoff S. A&A, 2000, 362: 113
- [49] Yuan F, Markoff S, Falcke H. A&A, 2002, 383: 854
- [50] Yuan F, Quataert E, Narayan R. ApJ, 2004, 606: 894
- [51] Machida M. ApJ, 2003, 585: 429
- [52] Bower G C, Falcke H, Herrnstein R M, et al. Science, 2004, 304: 704
- [53] Shen Z Q, Lo K Y, Liang M C, et al. Nature, 2005, 438: 62
- [54] Yuan F, Shen Z Q, Huang L. ApJ, 2006, 642: L45

## The Recent Progresses in the Theory of Black Hole Accretion and its Astrophysical Applications

YUAN Feng

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

**Abstract:** In this paper, The recent progress of the theory of black hole accretion is reviewed, focusing on the theory of advection-dominated accretion flow (ADAF) and one of its variants—luminous hot accretion flow (Yuan 2001), and their astrophysical applications in our Galactic center—Sgr A\*, low-luminosity AGNs, and black hole X-ray binaries. The whole review consists of two papers. The present paper focuses on the theory of accretion and its application in Sgr A\*.

The most important improvements of our understanding to ADAF is that we find outflow is important. This means that most of the accretion flow available at the outer boundary is lost in the form of outflow, rather than accreted into the horizon of the black hole. Accordingly, observations require that a large fraction of the turbulent dissipation must be used to heat electrons directly. This is another important difference to the canonical or old ADAF model in which the direct turbulent heating of electrons is assumed to be not important.

Luminous hot accretion flow (LHAF) is another hot accretion flow model in addition to ADAF. The only difference of an LHAF from an ADAF is that it corresponds to higher accretion rates. ADAF only exists below a critical accretion rate, which is roughly  $\dot{M}_{\text{ADAF}} = \alpha^2 \dot{M}_{\text{Edd}}$ . Here  $\alpha$  is the viscosity parameter and  $\dot{M}_{\text{Edd}} \equiv 10L_{\text{Edd}}/c^2$  is defined as the Eddington accretion rate. LHAF exists between  $\dot{M}_{\text{ADAF}}$  and  $\dot{M}_{\text{Edd}}$ . Below  $\dot{M}_{\text{ADAF}}$ , which is the regime of an ADAF, the advection plays a cooling role. The dissipation is balanced by advection. With the increasing of  $\dot{M}$ , the advection becomes smaller and smaller, and equals zero when  $\dot{M} = \dot{M}_{\text{ADAF}}$ . In this case the radiative cooling is balanced by the viscous dissipation. Above  $\dot{M}_{\text{ADAF}}$ , which is the regime of an LHAF, advection becomes a heating role. It is the sum of viscous dissipation together with the advective heating that balances the radiative cooling. So dynamically an LHAF is similar to the spherical accretion or cooling flow in galactic clusters.

The supermassive black hole in the center of our Galaxy, Sgr A\*, is unique because the angular size of the black hole is the largest in the sky thus providing detailed boundary conditions on, and much less freedom for, accretion flow models. In this paper we review advection-dominated accretion flow models for Sgr A\*, illustrating how to explain observational results including the multi-waveband spectrum, radio polarization, IR and X-ray flares, and the size measurements at radio wavebands.

**Key words:** accretion; active galactic nuclei; black hole; galactic center