

黑洞吸积理论的新进展 (I):

ADAF 吸积理论

袁 峰

(南京师范大学物理系 南京 210097)

摘 要

黑洞的吸积是天体物理学中最重要的基础理论之一。近年来该理论取得了引人瞩目的重大进展,具体表现在两个方面。其一是根据黑洞吸积必定跨声速这一特性,提出在一定条件下吸积流中会出现激波,这可称为含激波的吸积理论;其二是基于对一种局域致冷机制—贮导(advection)致冷的作用的重新认识而建立的,称为 ADAF 理论。在吸积盘的光学厚度很小或很大两种情况下,粘滞产生的大部分热量没有像在标准薄盘模型中那样辐射出去,而是贮存在流体中随流体的径向运动进入黑洞。与标准薄盘模型相比,贮导吸积盘具有高得多的温度和大得多的径向速度,但角动量小于开普勒角动量,吸积致能的效率要低得多。

关键词 黑洞—吸积,吸积盘—ADAF

分类号: P145.8

1 ADAF 理论简史及其动力学

黑洞吸积理论在双星、灾变变星、AGN 等各个领域都有重要应用,是天体物理学重要的基础理论之一。然而,严格求解吸积的四维问题(三维空间+一维时间)是不可能的,必须采取某些简化假设。通常是在考虑稳态、轴对称吸积且在流体静力学平衡假设下将盘方程进行竖直方向积分,从而,就将一个四维问题转变为一维问题,亦即求解如下的所谓“吸积方程组”^[1]:

$$\text{质量守恒方程:} \quad \dot{M} = -4\pi R H \rho v = \text{constant}, \quad H = c_s / \Omega_K \quad (1)$$

$$\text{径向动量方程:} \quad v \frac{dv}{dR} = -\Omega_K^2 R + \Omega^2 R - \frac{1}{\rho} \frac{d}{dR}(\rho c_s^2) \quad (2)$$

$$\text{角动量方程:} \quad \frac{d\Omega}{dR} = \frac{v(\Omega R^2 - j)}{R^2 v} \quad (3)$$

能量方程:

$$\rho v T \frac{ds}{dR} = q^+ - q^- = \rho \nu R^2 \left(\frac{d\Omega}{dR} \right)^2 - q^- \quad (4)$$

这里 \dot{M} 为质量吸积率, R 是半径, H 是盘的厚度, ρ 是气体的质量密度, v 是径向速度, T 是温度, Ω 、 Ω_K 分别是气体的角速度和开普勒角速度, c_s 是气体的等温声速, 定义为压强与密度之比的平方根, 即 $c_s^2 = P/\rho$, ν 是动力学粘滞系数, j 是常数, 代表流入黑洞的单位质量的气体所携带的角动量, s 是熵, q^+ 是粘滞产热率, q^- 是能量辐射损失率, 它在光薄、光厚情况下有不同的表达式。能量方程左边称为贮导项 q^{adv} (advection term), 代表能量被贮存在吸积流体中随流体运动而传导的能流。

但是, 上述方程组的求解仍不是易事。著名的薄盘模型就是对它进一步简化而得到的。它假设: (1) 盘的厚度很薄: $H/R \ll 1$; (2) 被吸积流体具有开普勒角速度, 即在径向动量方程中忽略了水平方向压强梯度项 $\frac{1}{\rho} \frac{d}{dR}(\rho c_s^2)$ 和惯性项 $v \frac{dv}{dR}$ 。在上述近似下能量方程中的贮导项可以忽略。这是由于该项 (q^{adv}) 与粘滞产热项 (q^+) 之间存在如下关系^[34]:

$$q^{\text{adv}} \approx \left(\frac{H}{R} \right)^2 q^+ \quad (5)$$

也就是说, 薄盘条件下, 在盘中央任一半径处, 粘滞产生的热量全部被辐射出去 (该模型假定盘是光学厚的, 故是黑体辐射), 这是辐射致冷占主导的盘模型。这个模型在 70 年代发展成熟, 被广泛应用于构造各种天体系统的理论模型, 并取得了很大的成功, 被称为吸积盘的“标准模型”。

尽管如此, 薄盘模型的缺陷仍是明显的。从应用的角度看, 它不能解释一些天体系统如 Cyg X-1、SgrA* 等源的辐射; 从理论的角度看, 它存在两个问题: 其一, 不满足黑洞吸积的跨声速要求; 其二, 在一些情况下, 将有很大一部分粘滞产生的热能贮存在吸积流体中随流体一起进入黑洞, 即能量方程中的贮导项不能忽略。对黑洞吸积跨声速特性的强调在含激波吸积理论中体现最为明显, 对此我们将在系列文章的第二篇详细阐述; 而 ADAF 理论则是建立在对能量贮导项的作用的渐趋深刻的认识上, 所谓 ADAF (advection dominated accretion flow) 即为贮导致冷占主导的吸积流。

Begelman^[2,3] 首先指出, 对于球吸积, 很大一部分能量可能被贮存在吸积流体中, 与流体一起进入黑洞。后来 Begelman 和 Meier^[4] 把这一思想进一步应用于盘吸积; 方励之等人^[5] 指出考虑这一效应可能导致黑洞吸积盘的反常温度分布。Abramowicz^[6] 则指出, 吸积盘中能量的贮导总使得盘内缘的粘滞和热模式趋于稳定。然而, 这些研究并未引起人们足够的重视。直至 1988 年, Abramowicz 等人^[1] 提出著名的 Slim 盘模型 (相对于后来提出的光薄情况下的 ADAF 理论, Slim 盘模型又称为光厚 ADAF 理论)。他们发现, 当吸积率与爱丁顿吸积率相比是同量级或略高时, 对光学厚、辐射压支持的盘 $H/R \approx 1$, 故贮导项不可忽略。事实上, 由于光深很大, 大部分光子不能逃逸出去, 而是被贮存于吸积流体中, 随流体一起导入中心黑洞。在实际计算中, 除贮导项没有忽略外, 他们还将薄盘模型中忽略的压强梯度项和惯性项考虑在内。这样的方程组只能用数值方法求解。他们指出^[1], 这是件非常困难的工作, 因为物理上的考虑要求得到的解必须过声速点, 而解的自恰性要求 j 值的选取必须合适。他们得到的解与薄盘解有很大的不同: 这时的解是跨声速的, 声速点在 3 个引力半径附近; 在大多数情况下, 角动量是亚开普勒的; 由于贮导致冷, 解是粘滞和热稳定的。Kato 等

人^[7]以及 Chen 和 Taam^[8]的研究也得出了类似的结果,证实了以上结论的正确性。需要说明的是,由于计算的困难,直至今天人们仍未在光学厚情况下求得 Kerr 黑洞的 ADAF 解。

1994 年,在瑞典的哥德堡召开了一个关于 Slim 吸积盘及边界层问题的专题讨论会,这次会议取得的最有意义的结果便是人们获得了对贮导致冷的更好的理解 and 对其作用的更深刻的认识。同年, Narayan 与其合作者发现,对于光学薄的情况,当吸积率远低于爱丁顿吸积率时,由于光深很小,气体的辐射致冷时标长于吸积时标,大部分粘滞产生的热能驻留在气体中,即此时贮导致冷占主导地位。此时不用数值求解吸积方程组,用一种自相似方法,也能得出有物理意义的解。他们得到的自相似解形式如下^[9]:

$$v \approx -\frac{3\alpha}{(5+2\epsilon)}\Omega_K R, \quad \Omega = \left(\frac{2\epsilon}{5+2\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}}\Omega_K, \quad c_s^2 \approx \frac{2}{(5+2\epsilon)}\Omega_K^2 R^2 \quad (6)$$

这里 α 为粘滞系数, $\epsilon = \frac{5-\gamma}{\gamma-1}$, γ 是比热比。这种解揭示了光薄 ADAF 解的一些基本性质:

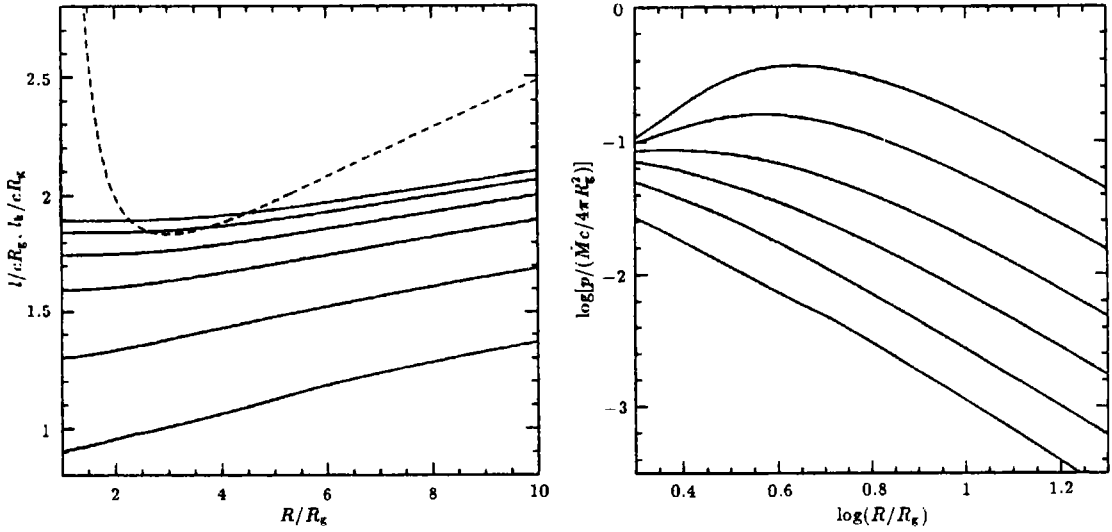
- 径向速度 $v \propto \alpha v_{ff}$ (这里 $v_{ff} = (\frac{GM}{R})^{\frac{1}{2}}$ 为自由下落速度, M 为中心黑洞质量), 比薄盘情况下大得多;
- 角速度明显亚开普勒;
- 温度很高, 接近维里温度;
- 吸积气体的伯努利常数为正。Narayan 和 Yi^[9] 指出, 这可为解释喷流的形成提供线索。

除自相似解之外, Abramowicz 等人^[10]在开普勒角速度近似下也得出了光薄情况下的 ADAF 解。他们证明, 这种解是热、粘滞稳定的。其实在这之前, 为了解释如 Cyg X-1 的硬谱, 许多作者都曾致力于建立一个热的、光薄的吸积盘模型, 这其中最著名的当属 Shapiro 等人的双温盘模型^[11]。在该模型中, 吸积气体是光学薄的, 离子的温度要比电子的温度大得多 ($T_i \approx 10^{11} \text{K}$, $T_e \approx 10^8 \sim 10^9 \text{K}$)。但由于忽视了贮导项的作用, 他们的解是热不稳定的, 故不能应用于实际系统^[36]。

这样, 到目前为止, 黑洞的吸积存在四个解, 分别是标准薄盘解、光学厚 ADAF 解 (Slim 盘解)、光学薄 ADAF 解和 Shapiro 等提出的光薄双温盘解。Chen 等人^[12]证明, 对黑洞的吸积, 只存在这四种类型的解, 且给出了这四种解的统一描述。

然而, 正如一些作者指出的那样 (如 Chakrabarti^[13]), 自相似解能否代表一个物理上可实现的解令人怀疑。这是由于, 对于黑洞的吸积, 流体是以光速进入视界的, 这样, 对于我们所选择的任何实际的物态方程, 流体都必定以超声速进入视界, 这一要求称为黑洞吸积的规则性条件。可是 Narayan 等人的自相似解不满足这一条件, 得出的马赫数为常数。

于是, 人们对光薄情况下吸积方程组的整体解进行了研究, 三个不同的研究小组得出了相似的结果^[14~16]。这些作者用 Paczyński-Wiita 势^[17]来模拟 Schwarzschild 黑洞, 对不同的粘滞系数 α 和比热比 γ , 得到了整体跨声速解。结果发现, Narayan 和 Yi^[9]的自相似解除在两个边界处外都是整体解的较好的近似, 而靠近声速点, 流体的径向速度和角速度都要比自相似解中相应的值大。此外, ADAF 整体解还具有未在自相似解中发现的新特点: 当 α 较小时, 声速点半径 R_s 接近最后束缚轨道: $R_s \approx 2R_g$ (R_g 为引力半径), 内区存在超开普勒转动, 压强存在极大值; 而当 α 较大时, 声速点半径 R_s 接近甚至超过最后稳定轨道: $R_s \geq 3R_g$, 在所有半径处都做亚开普勒转动, 压强不存在极大值, 如图 1 所示。

图 1 ADAF 整体解^[14]

左图表示比角动量 l 随半径的变化, 划线表示开普勒比角动量 l_K ; 右图表示压强随半径的变化。

图中从上到下依次对应于 $\alpha = 0.001, 0.003, 0.01, 0.03, 0.1, 0.3$ 。对于低 α 解, 在某半径范围存在

超开普勒转动和压强极大; 对于高 α 解角动量则总是亚开普勒的, 无压强极大。

随后, 人们^[18,37,39] 将在伪牛顿势下的认识推广到了广义相对论情况, 给出了 Kerr 度规下光薄且贮导致冷占主导时的整体解, 结果发现, 在盘的最内区, 黑洞的自旋对流体的温度、密度、角动量和径向速度有显著的影响。

2 双温 ADAF 的性质

如前所述, 存在两种类型的 ADAF 理论, 即光学厚和光学薄的 ADAF。目前得到广泛研究和应用的, 是光学薄的 ADAF 理论, 尤其是双温 ADAF 理论。

2.1 基本假定

这一理论建立在一系列其正确性还有待于证明的假定之上。其一是均分磁场, 即认为磁压在总压强中的比例为一常数; 其二, 它假定电子和离子只通过库仑碰撞发生作用, 两种粒子不存在非热耦合。这意味着吸积气体将是双温的, 离子的温度将远高于电子。对这一假定的正确性存在很大争议, 因为等离子体中的集体效应将提供比库仑作用强得多的耦合机制。其三, 双温 ADAF 模型假定绝大部分粘滞耗散的能量进入离子, 只有极小部分传给电子。最后, 假定粘滞参数 α 与半径无关。

2.2 临界质量吸积率

如前所述, 光薄 ADAF 解只有在吸积率小于临界吸积率 \dot{M}_{crit} 时才存在。 \dot{M}_{crit} 这一概念在单、双温 ADAF 中都存在。在单温 ADAF 模型中, 粘滞产热 $q^+ \propto m^{-2} \dot{M} r^{-4}$ (m 为以太阳质量为中心黑洞质量), 而自由-自由致冷 $q^- \propto \alpha^{-2} m^{-2} \dot{M}^2 T_e^{1/2} r^{-3}$, 对于单温

ADAF, 电子温度 T_e 与 \dot{M} 无关。比较 q^+ 与 q^- , 易发现存在 \dot{M}_{crit} , 当 $\dot{M} < \dot{M}_{crit}$ 时, $q^+ > q^-$, 故 ADAF 解存在。当 $\dot{M} > \dot{M}_{crit}$ 时, ADAF 解不存在。若考虑其它致冷机制, 情况类似。

若采用双温等离子体假定, 当密度较低时, 库仑耦合很弱, 故传给电子的能量很少, 大部分能量留在离子中未被辐射出去; 随着 \dot{M} 的增大, 密度变大, 库仑耦合加强, 传给电子的能量增加, 辐射损耗变大, \dot{M} 超过某一限度时, ADAF 解不再存在。详细计算给出 $\dot{M}_{crit} \approx \alpha^{2[41]}$ 。

2.3 电子与离子的温度分布

在双温 ADAF 中, 大部分粘滞耗散的能量被离子吸收, 其温度接近维里温度:

$$T_i \approx 2 \times 10^{12} \beta r^{-1} \tag{7}$$

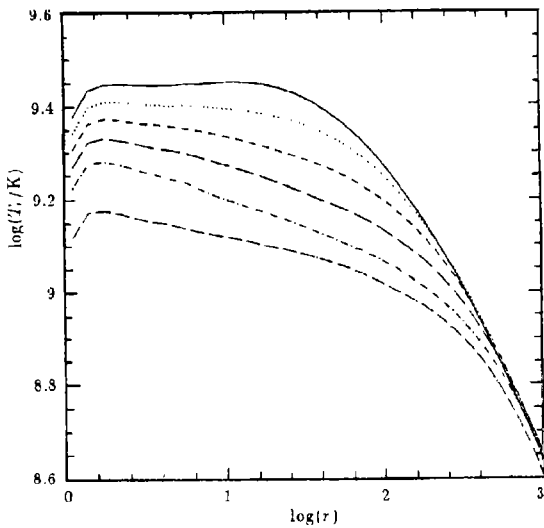


图 2 电子温度随半径的变化^[41]
 从上到下, 吸积率对应于
 $\log(\dot{M}) = -2, -1.8, -1.6, -1.4, -1.2, -1.1$

式中 β 为气体压与总压强之比。电子的温度则由与离子的库仑耦合、压缩, 以及粘滞耗散等加热过程以及一些辐射过程来决定^[42]:

$$\rho T_e v \frac{ds}{dR} = \rho v \frac{d\epsilon}{dR} - q^c = q^{ie} + q^v - q^- \tag{8}$$

这里 s, ϵ 是单位质量气体电子的熵和内能, q^c, q^- 是压缩加热率和单位体积的辐射致冷, q^{ie}, q^v 分别代表库仑和粘滞加热。图 2 为通过求解上面方程得到的对于不同的吸积率电子温度随半径的分布。由图可见, 电子的温度随 \dot{M} 的增大反而减小, 这是由于吸积率较高时, 虽然通过库仑耦合传给电子的能量增加, 但此时占主导地位的逆康普顿散射是由一种随吸积率的增高辐射效率急剧升高的辐射过程所致。

2.4 ADAF 中的辐射过程和谱

ADAF 发出的谱从射电波段 ($\approx 10^9$ Hz) 延续到 γ 射线波段 ($\geq 10^{23}$ Hz)。依据发射粒子的不同, 谱可分为两部分: (1) 从射电到硬 X 波段是由电子的同步、韧致和逆康普顿过程产生的^[43]; (2) γ 射线是由质子-质子碰撞产生的中性 π 介子的衰变产生的。整个 ADAF 产生的谱如图 3 所示。图中 ‘S’ 标示的低能端是由半相对论性的电子同步致冷产生的, 它是高度自吸收的且对电子温度极端敏感 ($\nu L_\nu \approx T_e^7$), 峰频与黑洞质量和吸积率有关 ($\nu_{peak}^S \approx m^{-1/2} \dot{M}^{1/2}$)。软的同步光子与 ADAF 中的热电子发生逆康普顿散射, 产生从光学到 X 波段的辐射, 如图中 ‘C’ 标示。这一辐射的重要性与吸积率有关, 吸积率较大时, 康普顿 y 参数较大, 逆康普顿成分就比较重要, 如图中点线所示。当吸积率较小时, 逆康普顿成分变软, 这时主要由韧致辐射产生 X 射线, 如图中 ‘B’ 标示。 γ 射线波段的谱与质子的能谱密切相关, 当质子是热

分布时, 峰频在 70 MeV, 光度不很高; 当质子是幂律分布时, 谱也是幂律的, 且光度很大。

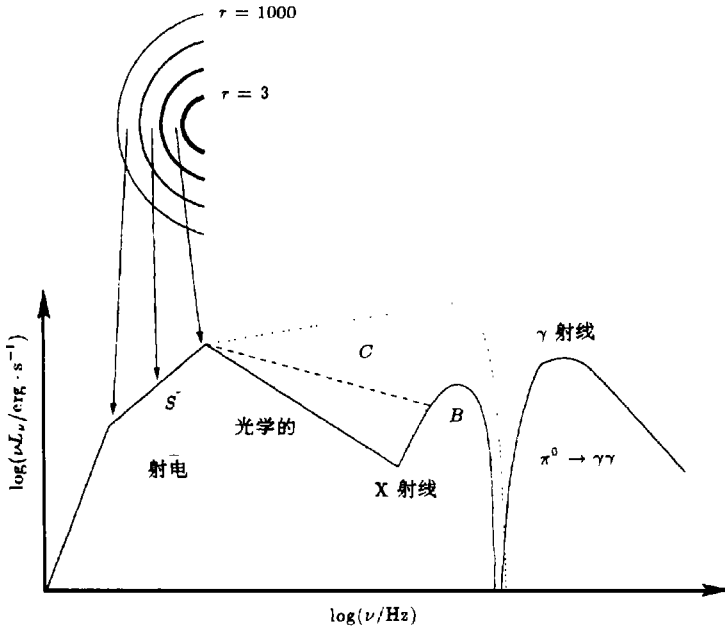


图 3 ADAF 发出的谱的示意图^[44]

3 ADAF 理论的应用

3.1 光厚 ADAF 理论的应用

活动星系核及类星体最著名的观测特征之一便是“大蓝包”的存在。光变性研究告诉我们它很可能是独立于红外连续谱的一个独立成份。目前最流行的观点是认为大蓝包是由光学厚的标准薄盘热辐射造成的^[20,21]。然而, 这种解释存在一个根本性的缺陷, 即薄盘模型经常要求光度接近甚至超过爱丁顿光度, 或者说, 要求吸积率接近甚至超过爱丁顿吸积率, 这与薄盘模型成立的前提条件是相互矛盾的。若把软 X 过剩看作是大蓝包的一部分, 如一些观测所显示的那样, 则这个问题更加严重。除此之外, 对薄盘吸积, 在标准粘滞刻画下, 当吸积率大于某一临界值时, 盘内区是热不稳定的。用光厚的 ADAF 盘模型则可完全避免上述情况^[22], 而且, 由于此时盘有一定厚度 ($H \approx R$), 盘中的辐射可以向各个方向转移, 这对解释观测到的光学 - 紫外光变时间间隔也是有利的。

3.2 光薄 ADAF 理论的应用

由于光薄 ADAF 解存在于低吸积率情况下, 且辐射效率很低, 故最明显的应用是在低光度系统。

第一个例子是 Sgr A*。这个源的辐射长期以来被认为一个谜。动力学上的证据表明它的中心是一个质量约等于 $10^6 M_{\odot}$ 的黑洞, 观测表明该黑洞以 $10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ 的速率进行吸积。在标准盘模型下, 这个吸积率将对应于约等于 $10^{42} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 的光度, 然而观测到的实际

光度却只有 $10^{37} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 。此外，从射电到 X 射线波段， νL_ν 特别平，附带几个凸包，这些都是标准薄盘模型无法解释的。Narayan 等人 [23] 的研究证明，若认为质量为 $7 \times 10^5 M_\odot$ 的黑洞以 ADAF 方式吸积，则可很好地拟合出从射电一直到硬 X 射线的辐射谱，包括几个凸包，如图 4 所示。虽然拟合出观测光度所需的吸积率仍比观测值要小，但要比薄盘模型中的 $\dot{M} \approx 10^{-9} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ 要好得多。这个模型提出后的两年里，人们对这个源的观测获得了新的数据，如发现中心黑洞质量是 $2.6 \times 10^6 M_\odot$ ，另外，在理论上 (如康普顿化辐射的计算)，也取得了新的进展，尤其是成功地求得了光薄 ADAF 的严格整体解，这比自相似解是一大进步。于是，最近 Narayan 等人 [24] 对这一模型进行了改进，获得了更好的拟合结果。

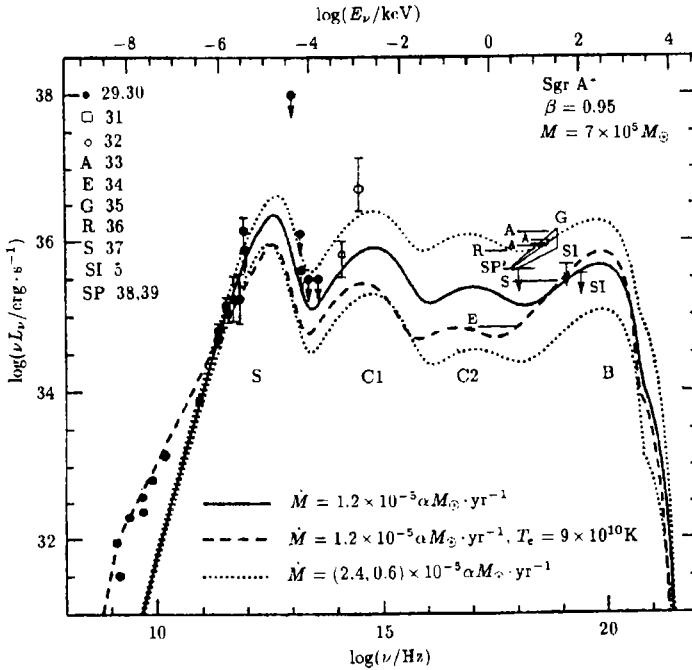


图 4 银心 Sgr A* 的谱 [23]

实心、空心符号和线段表示不同频率处的 νL_ν 观测结果，箭头表示观测值的上限。实线表示 ADAF 模型的计算结果。模型中参数为黑洞质量 $M = 7 \times 10^5 M_\odot$ ，吸积率 $\dot{M} = 1.2 \times 10^{-5} \alpha M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ ，气体压占总压强的比为 $\beta = 0.95$ ，谱是由计算相对论性韧致辐射和康普顿化的同步辐射而得，划线是薄盘模型的计算结果，其中黑洞质量也是 $M = 7 \times 10^5 M_\odot$ ，但吸积率为 $\dot{M} = 10^{-9} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ 。可以看出，计算得到的谱与观测出入很大。图中左上角数字是文献 [23] 中所引文献序号

这个模型成功的关键在于吸积流体是贮导致冷占优势的，大部分能量没有辐射出去，故尽管吸积率 \dot{M} 较大，仍能解释观测到的低光度。Fabian 和 Rees [25] 以及 Mahadeven [26] 把这一想法应用于许多附近的椭圆星系。一般认为这些星系的中心存在大质量黑洞 (M 为 $10^8 \sim 10^9 M_\odot$)，且吸积率不小，但它们的光度却很小，原因同样是由于光薄贮导致冷的吸积。

再一个成功的例子是沉寂态的软 X 射线暂现源 (soft x-ray transient)，它们是由黑洞和小质量星构成的密近双星系统。同样，应用标准盘模型，是难以解释这类天体的辐射谱的。比如对数据最齐全的这类源中的 A0620-00，其谱包含两个成分：一个是光学 / 紫外成分，谱形近于黑体；另一则是弱的 X 射线尾巴。这个源的光学 / 紫外谱虽然可以用标准薄盘模型来拟

合, 但要求盘的内边界半径 $r > 10^3 R_g$ 。更重要的是, 其 X 射线谱不能由标准盘模型拟合: 由于 X 射线光度要比光学光度小得多, 故若要拟合 X 射线的温度, 则得出的光度太大; 若拟合其光度, 则得出的温度又太低。如我们熟知的那样, 在标准盘模型下, 由于大部分吸积气体的引力能是在靠近黑洞的区域释放, 故 X 射线光度应大得多。如图 5 所示即为用标准盘模型拟合的结果。

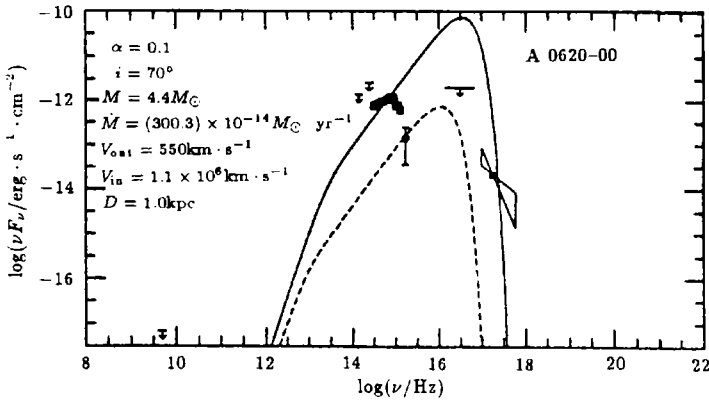


图 5 SXT A0620-00 的观测谱及用标准盘模型拟合的结果 [27]

实心圆表示观测结果, “蝴蝶结”是 ROSAT 观测数据所允许的谱的斜率范围, 线段下标向下的箭头表示观测值的上限。盘一直延伸至最后稳定轨道 $r_{in} = 3R_g$ 。实线表示调整 \dot{M} 使符合光学波段的数据, 短划线表示调整 \dot{M} 拟合的紫外数据。可以看出, 两者都拟合不好。

Narayan 等人 [27] 提出的模型解决了上述问题。在该模型中, 吸积流由两部分组成: 在 $r \approx 10^3 R_g$ 之外是标准薄盘, 之内直到视界则是光薄的 ADAF。外盘产生光学和紫外辐射, ADAF 产生 X 射线, 由于 ADAF 盘中大部分能量贮存在流体中没有被辐射出去, 这就自然解释了 X 射线光度为何非常低, 计算出的谱与观测吻合得非常好, 如图 6 所示。

另外, V404 Cyg 是目前已知的最亮的沉寂态 X 射线暂现源, Narayan 等人 [27] 曾预言它存在谱指数约为 2 的硬 X 射线谱。这一预言现已被 ASCA 观测数据证实 [28], 预言的成功为 ADAF 理论提供了强有力的支持。

Lasota 等人 [29] 对活动星系核 NGC 4258 提出一个 ADAF 模型。观测表明这个源的中心黑洞质量为 $3.6 \times 10^7 M_\odot$, 而且至少在半径较大的地方存在薄盘, 然而这个源的光学 / 紫外和 X 射线光度却要爱丁顿光度小得多。Lasota 认为盘内区应当是 ADAF, 从而解决了这个问题。Gammie [33] 等人后来对该模型进行了改进, 新的计算结果与最新得到的 VLBI 射电观测符合得很好 [30]。

从红移 $z \approx 5$ 开始, 类星体的数目随红移的减小而增加; 然而当达到 $z \approx 2$ 时, 类星体的数目却迅速减少。在标准的 AGN 图像中, 所有的类星体都是由超大质量黑洞的吸积来提供能量的, Yi [31] 则说明, 类星体光度函数在 $z \approx 2$ 处的截断可能是类星体由 $z > 2$ 时的薄盘吸积向 $z < 2$ 时的 ADAF 吸积跃迁的结果, 而吸积类型的演化则是由于黑洞质量随时间的增长以及吸积原料的减少导致的 \dot{M}/M 的减小, 由于 ADAF 吸积辐射效率很低, 这就自然解释了

目前类星体的缺乏。

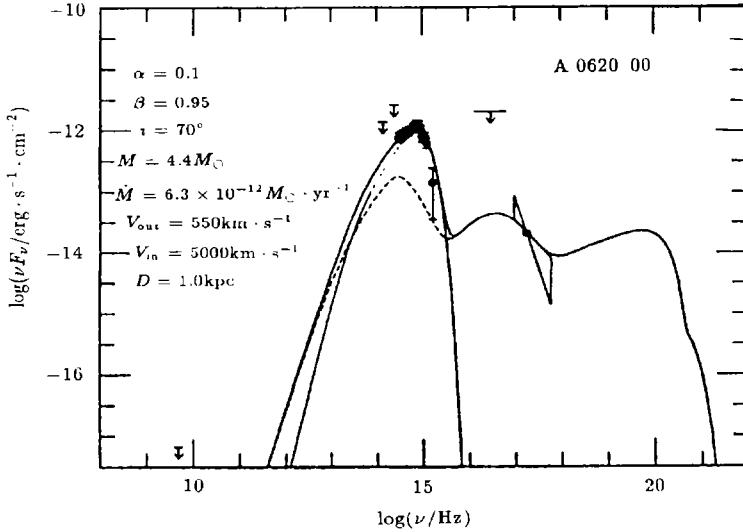


图 6 SXT A0620-00 的观测结果及用 ADAF 模型拟合结果 [27]

点线示外区标准盘的贡献，短划线示内区热流的贡献，实线是模型预言的总结果。

许多亮源在硬 X 射线和 γ 射线波段仍存在相当的流量，这就需要一个电子温度 T_e 高至 10^9K 的热模型。Narayan [32] 发现，只要粘滞系数选得比较大 ($\alpha \approx 1$)，ADAF 模型就能对明亮的 X 射线双星和 AGN 提供很好的解释，模型中 M 接近 ADAF 解存在的临界吸积率 \dot{M}_{crit} ，此时辐射效率不算太低。根据这一认识，Esin 等人 [41] 指出，如果吸积盘的冕中粘滞系数较大，那么，一些黑洞 X 射线双星 (如 Nova Muscae 1991) 在甚高态的许多性质就可以得到很好的理解。但总的说来这一模型的结果与观测符合得仍不是很好。

4 讨 论

ADAF 理论是一个年青的、充满活力的研究领域。如前所述，在过去的十几年 (尤其是最近的几年) 中，为数众多的天体物理学家对它倾注了满腔的热情，无论是在理论本身还是在其应用方面都进行了细致的研究，取得了丰硕的成果。但也正因为它的年轻，发展尚未成熟，故仍存在许多问题，比如双温 ADAF 理论基本假设的正确性就存在问题。在此我们仅就以下两个问题略做讨论，阐述一下我们自己的看法。

最近两年的研究表明，不同小组的光学薄 ADAF 整体解结果存在很大分歧 [13~15,37,38]。最明显的不同体现在声速点的位置上：Narayan 等人 [14] 和 Chen 等人 [15] 认为声速点只能在几个引力半径附近；Igumenshchev 等人 [38] 虽认为声速半径较小，但在确定的流体参数下不唯一；而 Peitz 等人 [37] 和 Chakrabarti [13] 却认为声速点半径在粘滞系数较大时可以取很大值。不同作者所用的方程基本相同，关键在于解方程的方法。如 Narayan 等人将它作为一个两点边值问题，在外边界取标准薄盘解作为外边界条件。问题是在光学薄的情况下，能量方程中的贮导项在解的整个范围里都起重要作用，而在标准薄盘解中贮导项却基本不起作用，

这样, 能否用薄盘解作为外边界条件值得怀疑。而且, 在实际的包含吸积的天体系统中, 被吸积物质的初始运动状态应当是各种各样的。对于无粘滞时的 ADAF 吸积问题, 人们已经研究得比较透彻, 在那种情况下, 声速点半径几乎可以取任意值, 依外边界条件的不同而异。在粘滞不为零时, 即目前的情况下, 解不应该有突然的跃迁性的变化, 而应当是平缓过渡的, 即至少在低粘滞情况下存在大声速点的解, 但在 Narayan、Chen、Igumenshchev 等人的结果中却看不到这种过渡。Chakrabarti、Peitz 等人的研究也存在自己的问题。为此, 我们对光学薄 ADAF 整体解进行了研究^[35], 除解决了上述声速点的问题之外, 还发现了一些新的结果, 比如光学薄 ADAF 不能直接与标准薄盘相联结。

再讨论一下关于光学薄 ADAF 吸积与薄盘吸积的跃迁问题。如前所述, 为解释某些 X 射线双星和 AGN 的辐射谱, Narayan 等人^[27] 提出了光学薄 ADAF+ 薄盘的几何构想, 认为在某个跃迁半径 r_{tr} 之内是光学薄 ADAF 吸积, 之外则是标准薄盘吸积。虽然这一构想在实际应用中取得了成功, 但其合理性却值得怀疑。原因首先是跃迁发生的机制不清楚, 虽然已提出好几种机制, 但没有一种得到公认。至少在纯粹动力学的框架之下, 这种跃迁不可能发生^[35]。其次, 从物理学的角度考虑, 贮导项在能量方程中所起的作用应当是渐变的, 不应存在突变。所以, 一种可能的图像是替代跃迁半径, 存在一个从 ADAF 到薄盘吸积的跃迁区。

将来的发展方面, 光学薄 ADAF 到标准薄盘的过渡问题是个亟待解决的问题。另外, 对高吸积率、光学厚 ADAF 吸积的研究还远未达到对光学薄 ADAF 的研究水平, 尤其是其谱的性质, 是很值得研究的一个课题。一些让人困惑的源, 如 SS433, 很有可能对应于光学厚的 ADAF^[44]。再一个问题涉及喷流: ADAF 吸积很可能是能够产生喷流的一种有效机制^[44]。

参 考 文 献

- 1 Abramowicz M A, Czerny B, Lasota J-P *et al.* *Ap. J.*, 1988, 332: 646
- 2 Begelman M C. *M.N.R.A.S.*, 1978, 184: 53
- 3 Begelman M C. *M.N.R.A.S.*, 1979, 187: 237
- 4 Begelman M C, Meier D L. *Ap.J.*, 1982, 253: 873
- 5 方励之, 张家铅, 江书定. *科学通报*, 1980, 25: 698
- 6 Abramowicz M A. *Nature*, 1981, 294: 235
- 7 Kato S, Honma F, Matsumoto R. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1988, 40: 709
- 8 Chen X M, Taam R. *Ap. J.*, 1993, 412: 254
- 9 Narayan R, Yi I. *Ap. J.*, 1994, 428: L13
- 10 Abramowicz M A, Chen X, Kato S *et al.* *Ap. J.*, 1995, 438: L37
- 11 Shapiro S L, Lightman A P, Eardley D M. *Ap. J.*, 1976, 204: 187
- 12 Chen X, Abramowicz M A, Lasota J-P *et al.* *Ap. J.*, 1995, 443: L61
- 13 Chakrabarti S K. *Ap. J.*, 1996, 464: 664
- 14 Narayan R, Kato S, Honma F. *Ap. J.*, 1997, 476: 49
- 15 Chen X, Abramowicz M A, Lasota J-P. *Ap. J.*, 1997, 476: 61
- 16 Nakamura K, Matsumoto R, Kusunose M *et al.* *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1996, 48: 761
- 17 Paczyński B, Wiita P J. *Astron. Astrophys.*, 1980, 88: 23
- 18 Abramowicz M A, Chen X, Granath M M *et al.* *Ap. J.*, 1996, 471: 762
- 19 Björnsson G, Abramowicz M A, Chen X *et al.* *Ap. J.*, 1996, 467: 99
- 20 Sun W H, Malkan M A. *Ap. J.*, 1989, 346: 68
- 21 Laor A. *M.N.R.A.S.*, 1990, 246: 369
- 22 Szuszkiewicz E, Malkan M A, Abramowicz M A. *Ap. J.*, 1996, 458: 474

- 23 Narayan R, Yi I, Mahadevan R. *Nature*, 1995, 374: 623
- 24 Narayan R, Mahadevan R, Grindlay J E et al. *Ap. J.*, 1998, 492: 554
- 25 Fabian A C, Rees M J. *M.N.R.A.S.*, 1995, 277: L5
- 26 Mahadevan R. *Ap. J.*, 1997, 477: 585
- 27 Narayan R, McClintock J E, Yi I. *Ap. J.*, 1996, 457: 821
- 28 Narayan R, Barret D, McClintock J E. *Ap. J.*, 1997, 482: 448
- 29 Lasota J P, Narayan R, Yi I. *Astron. Astrophys.*, 1996, 314: 813
- 30 Hernstein J R, Moran J M, Greenhill L J et al. to appear in *Ap. J.*, 1998(astro-ph/9805116)
- 31 Yi I. *Ap. J.*, 1996, 473: 645
- 32 Narayan R. *Ap. J.*, 1996, 462: 136
- 33 Gammie G F, Narayan R, Blandford R. 1998(astro-ph/9808036)
- 34 Abramowicz M A, Lasota J P. *Comments Astrophys.*, 1995, 18: 141
- 35 Yuan F, Gu W M, Lu J F et al. *Ap. J.*, 1998, submitted
- 36 Piran T. *Ap. J.*, 1978, 221: 652
- 37 Peitz J, Appl S. *M.N.R.A.S.*, 1997, 286: 681
- 38 Igumenshchev I V, Abramowicz M A, Novikov I D. *M.N.R.A.S.*, 1998, 298: 1069
- 39 Gammie C F, Popham R G. *Ap. J.*, 1998, 498: 313
- 40 Chakrabarti S K. In: Chakrabarti S K ed. *Observational Evidence for Black holes in the Universe*. Dordrecht: Kluwer (astro-ph/9807104), 1998
- 41 Esin A A, McClintock J E, Narayan R. *Ap. J.*, 1997, 489: 865
- 42 Nakamura K E, Kusunose M, Matsumoto R et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1997, 49: 503
- 43 Mahadevan R. *Ap. J.*, 1997, 477: 585
- 44 Narayan R, Mahadevan R, Quataert E. In: Abramowicz M A, Bjornsson G, Pringle J E eds. *The Theory of Black hole Accretion Disks*, Cambridge: Cambridge University Press(astro-ph/9803141), 1998

The Progress in the Theory of Accretion onto a Black Hole(I): ADAF Accretion Theory

Yuan Feng

(Department of Physics, NanJing Normal University, NanJing 210093)

Abstract

The theory of accretion onto a black hole is one of the most important ones in astrophysics. Great progresses have been made in recent years in the following two aspects. The first is shock-included accretion theory which argues that since the accretion flows around a black hole must be transonic, shocks will occur in some cases. The second is ADAF(advection dominated accretion flow) theory. It is based upon the recognition to an important cooling mechanism, advection cooling. Most of the dissipated energy are stored in flows and advected into the black hole other than radiated away as in the standard disk model. ADAF had much higher temperature, much larger radial velocity, smaller angular momentum and much lower radiative efficiency than the standard thin disk.

Key words black hole—accretion, accretion disc—advection dominated accretion flow (ADAF)