

# 黑洞吸积盘理论进展

卢 炬 甫

(厦门大学物理系 厦门 361005)

## 摘 要

在已知的四种黑洞吸积盘模型中, Shapiro-Lightman-Eardley(SLE) 盘是不稳定的, 细(Slim) 盘研究得还不够, 较为成功的是最早建立的 Shakura-Sunyaev 盘(SSD) 和近年成为热点的径移主导吸积流(ADAF)。SSD 和 ADAF 看来分别适用于吸积流中离黑洞较远和较近的区域, 故二者的结合即 ADAF+SSD 模型有望对黑洞吸积流作出较为完整的描述, 但这个结合模型也还有不少未解决的问题。

**关键词** 黑洞 — 吸积盘 — 方法: 模型

**分类号** P145.8

致密天体(白矮星、中子星、黑洞)对其周围旋转物质的吸积过程能够高效地释放引力能, 因而已被国际学术界公认为许多高能天体系统(激变变星、X 射线双星、活动星系核)的能源机制。迄今已经先后得到旋转吸积流的四个动力学解, 或者说已有了四种吸积盘模型, 以其提出的时间顺序是: Shakura 和 Sunyaev 的描述几何薄、光学厚吸积流的解, Shapiro、Lightman 和 Eardley 的几何薄、光学薄吸积流解, Abramowicz 等人的几何厚、光学厚解(亦称 Slim 盘即细盘), Narayan 等人的几何厚、光学薄解即所谓径移主导吸积流(Advection-Dominated Accretion Flows, Advection, 国内有同行译为平流, 但从下文所阐释的物理意义看, 此译名似不确切, 且与已有名词如“地球大气平流层”中的“平流”名同而实异; 日本人译为移流, 但“移流主导吸积流”读来似嫌别扭; 建议译成径移较妥)。对这四个解的最新最详细论述见 Kato 等人的专著<sup>[1]</sup>, 本文仅对它们作简要介绍, 着重于讲清物理概念上的来龙去脉而不涉及数学细节。

## 1 Shakura-Sunyaev 盘(SSD)

1973 年提出的 SSD 模型(经典论文为文献 [2~4], 综述为文献 [5], 专著为文献 [6])标志着现代吸积盘理论的诞生。该模型对吸积流性状所作的假定中, 有几条是一般性的

(引力场完全由中心天体决定, 吸积物质的自引力可忽略; 吸积流是定常态和轴对称的; 没有宏观尺度的磁场), 另外几条则是特征性的, 即:

(1) 吸积流是几何薄的, 即垂向几何厚度  $H$  与到中心天体的径向距离  $r$  之比处处都远小于 1;

(2) 吸积物质所受的引力与惯性离心力平衡, 即转动是开普勒的, 而由粘滞造成的径向内移速度  $v_r$  远小于转动速度  $v_\phi$ ;

(3) 吸积流在垂向上处于流体静力学平衡状态;

(4) 吸积流是光学厚的, 主要的能量转移和冷却机制是辐射;

(5) 粘滞应力张量的唯一非零分量是  $t_{r\phi}$ , 其大小正比于吸积流中的总压强  $P$ , 即  $t_{r\phi} = -\alpha P$ 。正是由于比例常数  $\alpha$  的引入, SSD 又被称为  $\alpha$  盘。

对第 5 条假定需略作评述。在双星、星系核等天体系统中, 吸积物质都具有可观的角动量, 因而才会形成盘状。学术界一般都相信, 是吸积流体内部的粘滞作用造成角动量的向外转移和物质的向内运动, 粘滞还同时将引力能转变为热能, 再转变为辐射。较容易想到粘滞的具体物理机制可能是湍流和有序磁场。但对这两种机制都很难作精确描述, 文献 [2] 中才提出了  $\alpha$  粘滞律的假定。在此后的近 30 年中, 对粘滞机制的探索没有取得任何突破性进展, 其他吸积盘模型也只得沿用这个  $\alpha$  律。除粘滞外是否还有别的也能造成角动量外移的途径? 现在还不清楚。总之, 角动量如何外移 (于是才有物质的吸积) 一直是吸积盘理论中的一个尚未解决的基本问题。

一般说来, 吸积流应当有三维空间结构和含时行为。但有了上述假定, 吸积流动力学就简化为径向一维问题, 运用质量、动量、能量守恒定律所写出的是代数方程和常微分方程。给定边界条件 (通常取吸积流内边界上粘滞力矩为零), 常微分方程也被积分为代数方程。补充了吸积流的物态方程和不透明度式后, 就得到一组完备的代数方程。由于技术原因 (例如, 总压强中气体压与温度成正比, 而辐射压与温度的 4 次方成正比), 对这组方程仍难以求得解析解。于是 SSD 模型又人为地将吸积流划分为三个区, 即外区 (压强以气体压为主, 不透明度机制以自由-自由吸收为主)、中区 (与外区不同的只是不透明度主要由电子散射贡献) 和内区 (与中区不同的是压强以辐射压为主), 从而分别求出了各区的结构, 即几何厚度  $H$ 、密度  $\rho$  (以及面密度  $\Sigma$ )、中心面温度  $T$ 、径向速度  $v_r$ 、垂向光学厚度  $\tau$  对三个给定参量 (中心天体质量  $M$ 、吸积率  $\dot{M}$ 、粘滞常数  $\alpha$ ) 和自变量  $r$  的依赖关系的解析表达式。

这样一个看来极为简单的模型, 在实际应用上却大获成功, 主要的应用对象是激变变星系统。例如: (1) 几乎所有激变变星都显示蓝色的连续辐射谱, 若是黑体辐射, 则等效温度应为  $10^4 \sim 4 \times 10^5 \text{K}$ 。组成激变变星系统的白矮星和红色伴星都没有这么高的表面温度, 而 SSD 的辐射为黑体, 其理论谱与激变变星的观测谱符合甚佳。(2) 高倾角激变变星的辐射谱中常有双峰 (红移和蓝移) 发射线, 线宽随倾角的增大而变宽, 而低倾角系统则不见双峰线。这个现象能用吸积盘物质旋转运动的多普勒效应来说明。(3) 对有掩食激变变星系统的光变曲线和谱线多普勒移动的精细分析能给出系统中吸积盘的径向亮度分布, 验证了 SSD 模型的计算结果。(4) 在一定条件下, SSD 中的热不稳定性能导致一种局域的有限循环 (Limit Cycle) 行为, 这个理论结果可令人满意地用来解释矮新星

周期性、小规模、频繁的爆发现象。凡此种种, 都是 SSD 模型的辉煌业绩, 它因而被称为标准模型。反过来说, 吸积盘的存在也正是在激变变星系统中得到了直接的观测证实。

但是, 在成功之后, SSD 模型又暴露出其严重的不足。只从观测角度讲一个明确而很尖锐的问题。双星中 SSD 的表面温度  $T_{\text{eff}}$  一般在  $10^4 \sim 10^5 \text{K}$  之间, 最高也不过约  $10^7 \text{K}$  (1 keV), 因而不足以产生 X 射线双星的硬 X 射线和  $\gamma$  射线辐射。活动星系核中若也是 SSD, 则温度更低, 因为有  $T_{\text{eff}} \propto M^{-1/4} \dot{m}^{1/4}$  这样的依赖关系 (这里  $\dot{m}$  是  $\dot{M}$  与爱丁顿吸积率  $\dot{M}_{\text{Edd}}$  之比)。

20 世纪 70 年代的天体物理学家并没有弄清问题背后的物理原因, 他们对症下药, 认为既然光学厚物质的黑体辐射温度不够高, 那就把光学厚假定改为光学薄, 于是就有了第二种吸积盘模型。

## 2 Shapiro-Lightman-Eardley(SLE) 盘

1975 年有人建议<sup>[7]</sup>, 如果吸积盘内部区域是由光学薄的高温 (电子温度  $T_e \approx 10^9 \text{K}$ ) 气体组成, 则能产生观测到的硬辐射。Shapiro、Lightman 和 Eardley<sup>[8]</sup> 随即于 1976 年提出了一个自洽的黑洞吸积模型, 它与 SSD 模型的主要差别是假定吸积流为光学薄, 因而压强以气体压为主, 而且离子与电子有不同的温度 (离子温度  $T_i$  可高达  $10^{12} \text{K}$ ), 主要的辐射冷却机制是电子与软光子碰撞的逆康普顿散射。这种盘倒是能给出 X 射线和软  $\gamma$  射线波段的幂律谱, 与一些黑洞 X 射线源 (处于低态时) 和一些活动星系核的观测谱相符。

但是, SLE 盘的致命弱点是, 它是热不稳定的<sup>[9]</sup>, 因而就不大可能在自然界真实存在。尽管如此, 不少学者仍然不愿放弃它。直到 20 世纪 90 年代, 还有人试图建立一种吸积盘整体模型, 即盘的外部是 SSD, 内部是 SLE 盘<sup>[10~12]</sup>。这种盘就必定有一个由光厚到光薄的过渡区 ( $\tau \approx 1$ ), 由于这个区域等离子体的辐射转移方程很难解, 他们还想出了一种唯象处理方法, 即用一套桥梁公式 (bridging formulae) 来连接光厚区与光薄区。这套公式后来倒是被研究径移主导吸积流的学者用上了 (见第 5 节)。

## 3 细 (Slim) 盘

细盘作为第三种吸积盘模型, 是在 20 世纪 80 年代后期建立起来的, 建立过程颇有点迂回曲折。SSD 在理论上有一个重大的困难, 即其辐射压为主的内区既是热不稳定又是粘滞不稳定的。这个困难在激变变星的情况下并不出现, 因为内区半径小于白矮星半径, 于是白矮星的 SSD 就只有外区、中区 (甚至只有外区), 而这两个气体压为主的区域是稳定的。但黑洞或中子星的情况就不同了, 它们的半径很小, SSD 内区的不稳定性不可避免 (这里讲的中子星是指没有强磁场的, 否则吸积盘结构会被磁场破坏而代之以吸积柱, 那已不属本文的范围了)。不稳定会怎么样呢? 可以这样设想: 强大的辐射压会使盘内区在垂向上膨胀、变厚。但是几何厚盘的结构和动力学至少是二维问题, 数学上很难处理。理论家只得这样简化, 干脆先考虑完全没有径向运动即纯转动的厚盘<sup>[13~15]</sup>。

这种盘根本就不是吸积盘,但对它的研究却得出了有趣的发现。画出中心黑洞引力势与离心力势合成的总势的等势面,其中有一个会自我相交成 $\infty$ 形状,很象双星系统中的洛希瓣,黑洞在其中一个瓣内,如果厚盘物质充满另一个瓣,物质就会由高势处向低势处运动,即越过两瓣交点(称为尖点,其作用也很像洛希瓣的拉格朗日点)流向黑洞,而且速度迅速增大,由亚声速变成超声速,直至落入黑洞视界。应当强调的是,这个类似洛希瓣的等势面,完全是运用广义相对论的结果,用牛顿力学是得不出来的。

这样一来,SSD模型局限性的实质就揭露出来了。这个模型完全建立在牛顿力学的框架之内,因而就适用于白矮星这样仍属牛顿型的天体(文献[3]虽然给出了SSD的一个相对论版本,但其基本假定与第1节中所列5条完全一样,因而虽能描绘盘辐射的一些相对论效应如光线弯曲、引力红移、相对论多普勒效应等,但也未能揭示黑洞吸积的关键性特征)。但对黑洞吸积来说,SSD的第2条假定不可能处处成立,吸积流的径向运动必定是跨声速的,即或迟或早必定通过一个声速点而由亚声速变成超声速,因为物质是以光速落入视界,而声速无论如何不能超过光速的 $1/\sqrt{3}$ (中子星有固体表面,吸积物质最终会停留在该表面上,故中子星吸积可以是跨声速也可以是处处亚声速)。SSD至少不适宜描述黑洞附近吸积流的高速径向运动,因此就必须代之以相对论的模型。

吸积物质携带有能量,于是在黑洞附近就会形成一股沿径向内移的热流,这就是径移(Advection)的含义。这股热流有可能带走SSD内区过剩的热量,从而消除该区的不稳定性,使盘不会在垂向上无限膨胀,而是在某一厚度稳定下来<sup>[16]</sup>。但这时的盘不再是几何薄,而是类球形,即有 $H/r \leq 1$ ,SSD的第1条假定也被突破。正是由于几何薄和 $v_r$ 很小的假定,SSD才有局域热平衡,即盘内由粘滞产生的热就在当地沿垂向转移到盘面辐射出去,产热率 $Q^+$ 与辐射冷却率 $Q_{\text{rad}}^-$ 相等。但对几何厚和径移传热 $Q_{\text{adv}}^-$ 不可忽略的情况,局域热平衡被打破,正确的是非局域热平衡式 $Q^+ = Q_{\text{rad}}^- + Q_{\text{adv}}^-$ 。

那么,在什么物理条件下才会是辐射冷却效率很低而径移传热成为主要冷却机制呢?已知有两种情况,本节先讲一种,即吸积流不仅几何厚而且光学厚,因而辐射被物质阻碍而难以转移到盘面上散发,只得被物质捕获并一起沿径向落入黑洞。这就要求物质有很高的密度,从而有很高的吸积率,甚至是超爱丁顿吸积率(可以证明,只有几何厚盘才能实现超爱丁顿吸积,而几何薄盘不可能<sup>[17,18]</sup>)。这就是光学厚、辐射压为主的径移主导吸积盘,它又被起了个简短却有点费解的名称即细(Slim)盘,有关的经典文献是文献[19],另见文献[20,21]。

在SSD的5条假定中,细盘仍然保留的只有第3、5两条,第1条被代之以几何厚;第2条被代之以非开普勒转动以及 $v_r$ 可与 $v_\phi$ 相比;第4条则被代之以径移主导和非局域热平衡。有了这新的2、4两条,细盘才从其理论上并不自洽的前身即纯转动厚盘脱胎出来,成为一个自洽的模型。由于第3、5两条假定不变,细盘虽是几何厚的,却仍可像SSD那样在垂向上积分而得到代数方程,于是细盘的结构和动力学仍是一维问题,但径向动量、角动量和能量三个方程却都是常微分方程。求解细盘模型的一个有趣结果是,它在参量空间里是SSD向高吸积率态的延伸(见后面第5节中的图2)。这个S形的热平衡态解序列看来与SSD模型中已有过并已成功应用于矮新星的S形解序列很相像,自然使人猜想气体压SSD与辐射压细盘之间也可能有类似的周期性或准周期性有

限循环行为。但有关的数学计算中还有重要的不确定因素, 因此还不清楚这个主意能否以及如何用于解释实际天体的光变现象<sup>[22,23]</sup>。另外, 细盘的光谱特征也没有得到充分研究, 它要求很高的吸积率却又因辐射效率低而不能相应地给出高光度 (SSD 的光度则与吸积率成正比)。所有这些都限制了细盘模型的实际应用, 于是径移主导吸积盘模型后来居上, 在 20 世纪 90 年代后期成为研究热点。

## 4 径移主导吸积流 (ADAF)

径移冷却为主的另一种可能情况是, 吸积流仍是几何厚但却是光学薄的, 于是物质密度必定很低, 因而也不能实现有效的辐射冷却, 粘滞产生的热使物质温度升得很高。由于密度低, 离子与电子之间的热耦合也就很弱, 电子会由于各种辐射过程而降低温度, 离子则保持极高温, 形成双温状态, 压强显然以气体压 (更准确地说是离子压) 为主。另外, 低密度也对应着低吸积率。所有这些特征与 SLE 盘都很相似, 但根本不同的是, 现在这种吸积流是稳定的, 因为径移的物质会有效地带走热能, 粘滞产生的热不再会无限堆积。

实际上, 这种光学薄、高温的径移主导吸积流模型 (通常就简称为 ADAF, 而细盘的更准确名称应是光学厚 ADAF) 在历史上先后出现了三次, 只是前两次都没有引起学术界的足够注意。早在 1977 年即 SSD 建立后仅 4 年, Ichimaru<sup>[24]</sup> 就建议用一种径移模型来解释天鹅座 X-1 的低态, 他认为 (但没能证明) 这种模型是稳定的, 从而能与 SLE 盘明确地相区分。但这篇文章很快就被人遗忘了, 也许是因为作者的名气不大, 但根本原因还是应当归于当时对黑洞吸积的跨声速性质缺乏认识。1982 年, Rees 等人<sup>[25]</sup> 提出, 在吸积率很低时, 吸积流应当是光学薄、高温和低辐射的, 这就是所谓离子压厚盘, 恰与上一节中讲的辐射压厚盘相并列。正如辐射压厚盘是细盘的前身那样, 离子压厚盘也已经体现了 ADAF 的许多基本性质。这几位作者都是名家, 但也许是他们把问题提得过于艰深 (如提出这种盘有一种提取黑洞转动动能来产生喷流的电磁 Penrose 机制), 表达也比较晦涩, 以至于和者甚寡。然而, 离子压厚盘不成气候的更重要原因还是在于当时及后来的十余年里, 许多研究者仍寄希望于 SLE 盘, 而没有认识到离子压厚盘与 SLE 盘虽同为光学薄和高温, 但只要考虑径移传热, 前者就是稳定的, 从而与后者有根本区别。1994~1995 年间, ADAF 被分别以 Narayan 和 Abramowicz 为首的两组学者重新发现了, 并使之成为一个自治的模型而且在应用上获得很大成功 (代表性文献为文献 [26~29], 全面评述为文献 [30])。

ADAF 的基本假定中, 有好几条同细盘的一样, 即几何厚、非开普勒转动、垂向平衡、径移传热, 以及  $\alpha$  粘滞律, 根本的不同在于 ADAF 是光学薄的, 因而是高温 (双温) 和低吸积率的, 主要的辐射机制是电子的韧致辐射、同步辐射以及康普顿过程。ADAF 的辐射就应当是低光度的并有着很硬的幂律谱, 这正好与低光度活动星系核和低态 (硬态) X 射线源的观测特征相符。ADAF 模型也就被用来很好地拟合了许多天体的观测谱, 如银心源 Sgr A\*<sup>[31]</sup>、NGC4258<sup>[32]</sup>、软 X 射线暂现源 A0600-00、V404Cyg<sup>[33,34]</sup> 和 GRO J1655-40<sup>[35]</sup> 等。作为一个例子, 图 1 显示了 ADAF 模型对 Sgr A\* 的预期谱 (实线) 与观测

资料之间的极佳吻合。

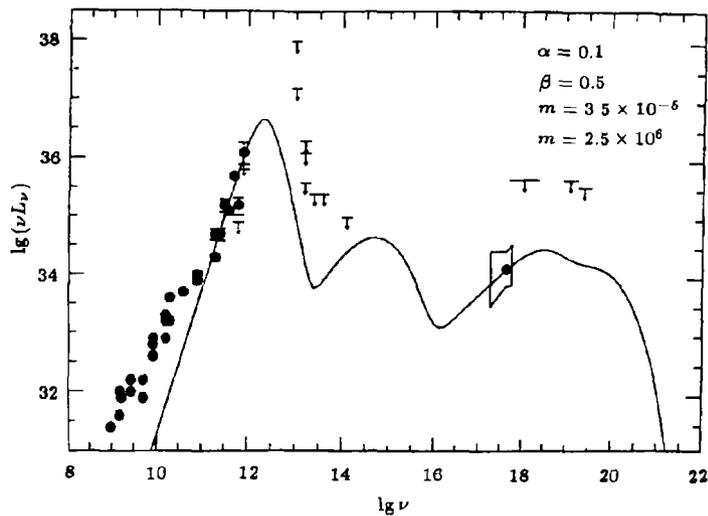


图 1 Sgr A\* 的理论谱 (实线) 与实测谱<sup>[1]</sup>

应当指出, ADAF 模型并不能反映黑洞吸积流的全部, 不能完全取代 SSD 模型。例如, ADAF 适用于 X 射线源的低态 (硬态), 而那些源的高态 (软态) 仍需用 SSD 来解释; 无论是沉寂期或爆发期的软 X 射线暂现源, 都难以单独用 ADAF 或 SSD 来同时说明观测到的 X 射线和光学 - 紫外辐射。因此, 一个很自然的设想是, 黑洞吸积流应分为两个区域, 外区是 SSD, 内区是 ADAF, 两者在一个转变半径  $r_{tr}$  处相连接。对上一段提到的以及另外一些 X 射线源的成功应用, 正是由这样一个 ADAF+SSD 的整体模型作出的<sup>[30]</sup>。对活动星系核来说, 虽然其低光度成员的观测特征基本上可以用 ADAF 来说明, 但对高光度成员 (类星体、Seyfert I 星系) 却可能也需要 ADAF 和 SSD 的联合运用<sup>[36]</sup>。

ADAF 的另一项贡献尤其使关心黑洞观测证认的天体物理学家兴奋。对恒星级黑洞来说, 观测证认的主要困难是如何与中子星相区分, 因为两者在吸积时都表现为强 X 射线源。当然, 质量判据是很有力的, 如果估测出一个 X 射线源的质量超过了中子星质量的上限 ( $\approx 3M_{\odot}$ ), 应该说这个源就只能是黑洞。但是严格地讲, 这似乎还不能算是黑洞的最后证实。黑洞的基本特征是视界, 只有证实了视界的存在才是最后证实了黑洞的存在, 而 ADAF 有望担此重任。软 X 射线源的中心天体有的是黑洞, 有的是中子星。当源爆发时, 黑洞和中子星的吸积流都以 SSD 为主要形式, 黑洞的质量较大, 因而吸积率也较大, 观测表现就是光度较高。而当源沉寂时, 吸积流以 ADAF 为主, 但中子星的固体表面会使吸积物质落到其上时又将所携带的能量再辐射出来, 而在黑洞的情况则是物质连同能量一起落入视界, 于是黑洞源的光度就应当小于中子星源。总起来说, 黑洞源在沉寂与爆发之间的光度变化幅度应当明显地大于中子星源的变化幅度, 而观测结果看来正是如此<sup>[37]</sup>。对星系核中的黑洞, ADAF 看来也在证实着视界的存在。例如, 图 1 中与观测符合最佳的模型参量是  $\dot{m} \approx 3.5 \times 10^{-5}$ ,  $M = 2.5 \times 10^6 M_{\odot}$ , 于是相应的吸积光度

应是  $L = \eta \dot{M} c^2 \approx 3 \times 10^{-6} L_{\text{Edd}} \approx 10^{32} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$  (取  $\eta \approx 1/16$ )，但 Sgr A\* 的观测光度  $L \approx \nu F_\nu$  在任何波段都低于  $10^{30} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$ 。对此的最好解释就是银心确有一个黑洞，吸积过程中释放的引力能大部分没有辐射出来，而是落入了视界。

### 5 四种解的统一表述与可能的转变关系

作为小结，现将除不稳定的 SLE 盘外的三种吸积盘模型的主要性质列于表 1(取自文献 [1]，但稍有改动)。

表 1 三种吸积盘模型的主要性质

	SSD	ADAF	细盘
$H$	$\ll r$	$\leq r$	$\leq r$
$\tau$	$\gg 1$	$\ll 1$	$\gg 1$
$t_{\text{acc}}$	$\gg t_{\text{ff}}$	$\geq t_{\text{ff}}$	$\geq t_{\text{ff}}$
$\dot{m}$	$\leq 1$	$\ll 1$	$> 1$
$L$	$\propto \dot{M}$	$\propto \dot{M}^2$	$\approx \text{常量}$
$T(\approx r_g)$	$\approx 10^5 \text{K}(\text{AGN})$ $\approx 10^7 \text{K}(\text{XB})$	$T_i \approx 10^{12} \text{K}$ $T_e \approx 10^9 \text{K}$	$\geq 10^5 \text{K}(\text{AGN})$ $\geq 10^7 \text{K}(\text{XB})$
能量关系	$Q^+ = Q_{\text{rad}}^-$	$Q^+ \approx Q_{\text{adv}}^-$	$Q^+ \approx Q_{\text{adv}}^-$
谱	紫外包 (AGN) 软 X(XB)	硬幂律 + 康普顿包	紫外包? (AGN) 软 X?(XB)

注:  $t_{\text{acc}}$  吸积时间,  $t_{\text{ff}}$  自由下落时间,  $r_g$  黑洞引力半径, AGN 活动星系核, XB X 射线双星

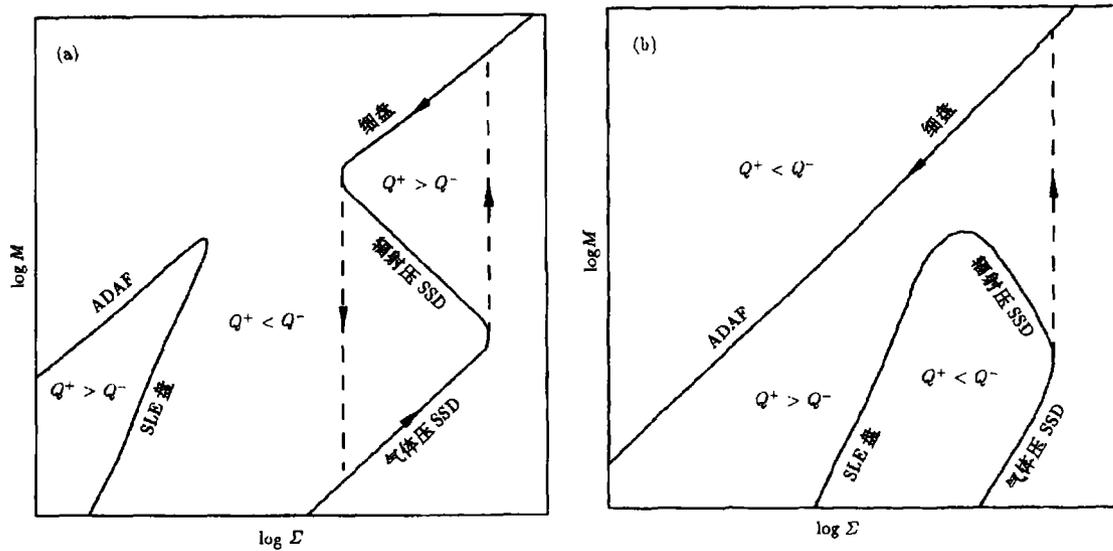


图 2 四种吸积解的统一表述与可能的转变关系

四种解虽然物理性质各不相同，却可以在参量空间里给予统一的表述，这是由陈兴明等人首先揭示的 [38]。图 2 取自文献 [38]，但作了更简明的重绘，给出的是在吸积盘

的某一给定半径处面密度  $\Sigma$  与吸积率  $\dot{M}$  的关系。图中的实线表示热平衡解的序列，即线上每一个点都代表一个热平衡解 (产热率  $Q^+ =$  冷却率  $Q^-$ )，线外区域就都是热不平衡状态。对每一个半径都有一个确定的粘滞常数值  $\alpha_{\text{crit}}$ ，图 2a 是对  $\alpha \leq \alpha_{\text{crit}}$ ，图 2b 是对  $\alpha > \alpha_{\text{crit}}$ 。图 2a 中，右方的 S 形线由三段组成，其中下段是气体压 SSD，中段是辐射压 SSD，上段是细盘；左方线由两段组成，下段是 SLE 盘，上段是 ADAF。图 2b 中，下方的 n 形线由三段组成，右边的下段和上段也分别是气体压 SSD 和辐射压 SSD，左边的一段是 SLE 盘；上方直线的高  $\dot{M}$  段是细盘，低  $\dot{M}$  段是 ADAF，这两种解之所以连成一线，是因为计算中采用了能连接光学厚区与光学薄区的“桥梁公式”。任何一个平衡态解，其上方为  $Q^+ < Q^-$  而下方为  $Q^+ > Q^-$  的是稳定的，反之就不稳定，所以气体压 SSD、细盘和 ADAF 是稳定的，而辐射压 SSD 和 SLE 盘是不稳定的<sup>[38]</sup>。

稳定与不稳定解在参量空间中的分布情形启示了不同解之间两种可能的转变关系。在弱粘滞情况 (图 2a)，吸积流可能沿箭头所示路径在气体压 SSD 与细盘之间来回跳跃 (这已在第 3 节中讲到)，而 SSD 向 ADAF 的转变是不可能的<sup>[39]</sup>。但强粘滞的情况不同 (图 2b)，由气体压 SSD 向 ADAF 转变的可能性最近被注意到了<sup>[40,41]</sup>。道理是这样的，若某一时刻某一半径上吸积流是处于图中 n 形线右下段的气体压 SSD 状态，而外部条件所给出的  $\dot{M}$  却落在该线右上段 (辐射压 SSD)，那么该处的吸积流必定沿右下段向上演化而试图实现外部给定的  $\dot{M}$ ，但这是不可能的 (因为辐射压 SSD 不稳定)，于是吸积流只得沿虚线箭头向上跳变为细盘态，但在细盘态的吸积率又过高，吸积流就会沿图中直线向下演化，直到在实现外部的  $\dot{M}$  时稳定下来，成为 ADAF 态。这是一种很有趣的由 SSD 转变为 ADAF 的机制。上节所讲的 ADAF+SSD 模型，只是人为地将两种吸积解加在一起，却不知道它们为什么以及如何连结，也不知道转变半径  $r_{\text{tr}}$  由什么决定，现在这些问题的解决有了一条新线索。当然，图 2 中四种解的统一和转变是对某一给定半径而言的，亦即是局域意义上的。要证实 SSD-ADAF 转变，就心须找到包含这种转变的整体解，即确定吸积流在径向上由外部 SSD 转变为内部 ADAF 的整体动力学行为。文献 [41] 构造出了这样的整体解，并且给出了两个给定参量  $\alpha$  和  $m$  是如何决定着整体解的三种可能情况，即整体稳定 SSD 解、包含 SSD-细盘有限循环的解和 SSD-ADAF 转变解。

## 6 一些未解决的问题

ADAF+SSD 是现有最好的黑洞吸积模型，但它还很年轻，还有许多尚未解决的重要问题，以下是其中的一些<sup>[30]</sup>：

(1) 除宏观的动力学上的假定外，ADAF 还对吸积物质 (等离子体) 的微观物理状态作了一些重要假定，如磁压在总压强中占有一个确定比率；电子与离子的相互作用只有库仑碰撞，二者之间没有热耦合；湍流粘滞能量的绝大部分给离子加热，极小部分给予电子；也采用 SSD 的  $\alpha$  粘滞律等。这些假定都有道理，但其正确性并没有被严格证明，因为有磁场等离子体中的微观过程非常复杂。

(2) 如上节已讲的，SSD 向 ADAF 转变的物理机制以及转变半径如何确定都还不清楚。这是一个重要而紧迫的问题，现在虽已有了种种建议，但仍莫衷一是。

(3) ADAF 和细盘都是几何厚的, 对它们却仍像对几何薄盘一样假定垂向上的流体静力学平衡, 并对物理量在垂向上积分平均, 从而使问题一维化。这种做法应该说是比较勉强的。几何厚盘应有二维结构, 并且应有含时行为。但二维含时模型在数学上太困难, 要取得进展尚需时日。

(4) 许多活动星系核和一些 X 射线双星有喷流。喷流应是由黑洞附近的吸积物质转变而来。文献 [26,27] 由自相似解得出 ADAF 的伯努利常量为正值, 从而猜想 ADAF 能有效地产生喷流。但此后对这个问题还没有作进一步的研究。

(5) 从理论上讲, 细盘与 ADAF 是平行的。从观测上看, 细盘可能适用于例如 SS433 这样的对象。但现在对细盘的研究水平远比不上对 ADAF。

(6) ADAF 独属于黑洞, 因而二者之间应有更多更深刻的物理联系。ADAF 的形成可能是由黑洞的某些热力学性质所致<sup>[42]</sup>。同时, ADAF 又有望为黑洞的存在提供新的有力证据。这方面的问题应当是相对论学家和天体物理学家共同感兴趣的。

### 参 考 文 献

- 1 Kato S, Fukue J, Mineshige S. *Black-Hole Accretion Disks*, Kyoto: Kyoto Univ. Press, 1998
- 2 Shakura N I, Sunyaev R A. *Astron. Astrophys.*, 1973, 24: 337
- 3 Novikov I D, Thorne K S. In: Dewitt C, Dewitt B eds. *Black Holes*, New York: Gordon & Breach, 1973, 343
- 4 Lynden-Bell D, Pringle J E. *M.N.R.A.S.*, 1974, 168: 603
- 5 Pringle J E. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1981, 19: 137
- 6 Frank J, King A, Raine D. *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992
- 7 Thorne K S, Price R H. *Ap. J.*, 1975, 195: L101
- 8 Shapiro S L, Lightman A P, Eardley D M. *Ap. J.*, 1976, 204: 187
- 9 Piran T. *Ap. J.*, 1978, 221: 652
- 10 Bjornsson G, Svensson R. *Ap. J.*, 1991, 379: L69
- 11 Wandel A, Liang E P. *Ap. J.*, 1991, 380: 84
- 12 Luo C, Liang E P. *M.N.R.A.S.*, 1994, 266: 386
- 13 Abramowicz M, Jaroszynski M, Sikora M. *Astron. Astrophys.*, 1978, 63: 221
- 14 Kozłowski M, Jaroszynski M, Abramowicz M. *Astron. Astrophys.*, 1978, 63: 209
- 15 Paczynski B, Witta P J. *Astron. Astrophys.*, 1980, 88: 23
- 16 Abramowicz M A. *Nature*, 1981, 294: 235
- 17 Sikora M. *M.N.R.A.S.*, 1981, 196: 257
- 18 Madau P. *Ap. J.*, 1988, 327: 116
- 19 Abramowicz M A, Czerny B, Lasota J-P et al. *Ap. J.*, 1988, 332: 646
- 20 Chen X, Taam T E. *Ap. J.*, 1993, 412: 254
- 21 Szuszkiewicz E, Malkan M, Abramowicz M A. *Ap. J.*, 1996, 458: 474
- 22 Honma F, Matsumoto R, Kato S. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1991, 43: 147
- 23 Lasota J P, Pelat D. *Astron. Astrophys.*, 1991, 249: 574
- 24 Ichimanu S. *Ap. J.*, 1977, 214: 840
- 25 Rees M, Begelman M C, Blandford R D et al. *Nature*, 1982, 295: 17
- 26 Narayan R, Yi I. *Ap. J.*, 1994, 428: L13
- 27 Narayan R, Yi I. *Ap. J.*, 1995, 444: 231
- 28 Narayan R, Yi I. *Ap. J.*, 1995, 452: 710
- 29 Abramowicz M, Chen X, Kato S et al. *Ap. J.*, 1995, 438: L37

- 30 Narayan R, Mahadevan R, Quataert E. In: Abramowicz M A, Bjornsson G, Pringle J E eds. *Theory of Black Hole Accretion Disks*, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1998, 148
- 31 Narayan R, Yi I, Mahadevan R. *Nature*, 1995, 374: 623
- 32 Lasota J-P, Abramowicz M A, Chen X et al. *Ap. J.*, 1996, 462: 142
- 33 Narayan R, McClintock J E, Yi I. *Ap. J.*, 1996, 457: 821
- 34 Narayan R, Barret D, McClintock J E. *Ap. J.*, 1997, 482: 448
- 35 Lasota J-P, In: Abramowicz M A, Bjornsson G, Pringle J E eds. *Cambridge: Cambridge Univ. Press*, 1998, 183
- 36 Lu Y, Yu Q. *Ap. J.*, 1999, 526: L5
- 37 Narayan R, Garcia M R, McClintock J E. *Ap. J.*, 1997, 478: L79
- 38 Chen X, Abramowicz M A, Lasota J-P et al. *Ap. J.*, 1995, 443: L61
- 39 Dullemond C P, Turolla R. *Ap. J.*, 1998, 503: 361
- 40 Takeuchi M, Mineshige S. *Ap. J.*, 1998, 505: L19
- 41 Gu W M, Lu J F. *Ap. J.*, 2000, 540: L33
- 42 Abramowicz M A. In: Abramowicz M A, Bjornsson G, Pringle J E eds. *Theory of Black Hole Accretion Disks*, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1998, 50

## Progress in the Theory of Black Hole Accretion Disks

Lu Jufu

(*Department of Physics, Xiamen University, Xiamen 361005*)

### Abstract

There are four known models of black hole accretion disks, of which the Shapiro-Lightman-Eardley (SLE) disk is unstable, the slim disk has not been studied in detail, and quite successful are the Shakura-Sunyaev disk (SSD) that was first established and the advection-dominated accretion flow (ADAF) that has received much attention in recent years. It seems that SSD and ADAF are adequate to the outer and the inner region of the black hole accretion flow, respectively, thus their combination, i.e. the ADAF+SSD model is likely to be able to give a complete description of black hole accretion flows, although there are still many open questions regarding this combining model.

**Key words** black holes—accretion disks—methods: models