

文章编号: 1000-8349(2011)03-323-11

径移主导吸积盘的含时数值模拟

吴茂春

(中国科学院 上海天文台, 上海 200030)

摘要: 黑洞吸积被认为是活动星系核的能量来源, 而研究黑洞吸积最主要的难题是要解释吸积气体的角动量是如何转移出去的。黑洞吸积盘理论提出通过粘滞力矩转移角动量。径移主导吸积盘模型(advection-dominated accretion flow, 简称ADAF)是几何厚、光学薄的低吸积率吸积盘模型, 它在解释低光度活动星系核的一些观测现象时获得了很大的成功。近年来, 随着计算机技术的迅猛发展, 数值模拟在天体物理研究中获得了广泛的应用, 也取得了突破性的进展。主要工作是用数值模拟方法研究ADAF整体解作为初始条件模拟黑洞的吸积过程。

关键词: 吸积; 活动星系核; 黑洞

中图分类号: P145.8 **文献标识码:** A

1 引言

黑洞吸积盘模型最有可能是活动星系核(active galactic nuclei, AGN)的中央引擎。随着望远镜等天文观测设备越来越先进, 我们对活动星系核的一些特性, 如光变、光谱和空间结构等了解得越来越详细。尽管观测技术提高了, 但是由于角分辨率还不够, 我们对活动星系核内区的吸积盘结构仍然不清楚, 因此活动星系核的很多基本问题还有待于进一步研究。

Bondi轴对称球吸积是一种最简单的吸积过程, 由Bondi^[1]于1952年首先提出。假设从无穷远处没有角动量的物质落到距离黑洞为 r 处, 黑洞的吸积率为 $\dot{M} = \pi r^2 \rho v$, 其中 ρ 为物质的密度, v 为流体的速度。但是气体在下落过程中是带有角动量的, 显然Bondi吸积不能解决所有问题, 其中黑洞吸积盘中气体的角动量如何被转移出去, 这个问题一直困扰着天体物理学家。著名的标准薄盘理论认为由湍流驱动的粘滞耗散可以转移角动量^[2]。标准薄盘吸积模型把剪切应力张量引入到流体力学运动方程, 模拟湍流的效应, 粘滞张量的大小正比于 αP , α 是个无量纲的常数, P 是气体压强或气体加辐射压强。剪切张力允许相邻的旋转层交换角动量, 只要有较差旋转, 角动量就可以转移, 这种效应类似粘滞, 因此也被称作“反常粘滞”。在磁化吸积盘中, 角动量的转移是通过磁旋转不稳定性(Magneto-Rotational Instability, MRI)^[3]来实

收稿日期: 2011-03-27; 修回日期: 2011-05-24

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

现。

标准薄盘理论的提出是现代吸积理论诞生的标志。标准薄盘是几何薄、光学厚的冷盘吸积，有一定的局限性，如热不稳定性、不跨声速等。径移主导吸积流(ADAF)模型最初是由Ichimaru^[4]和Rees^[5]提出来的，但是当时没有引起大家的注意，后来Narayan等人^[6-9]重新发展并用来解释低光度活动星系核时获得了非常大的成功。ADAF和标准薄盘最大的区别是能量的径移。在ADAF中，由于气体的密度低、径向速度大，粘滞产生的热量大部分都径移到黑洞中或被外流带走，而不是被辐射出去，因此ADAF的辐射效率很低，从而可以忽略辐射的贡献。ADAF模型引入了径移的概念，粘滞产生的热量能够保存到吸积盘里，随着吸积流一起落入黑洞，从而消除了热不稳定性和粘滞不稳定性，由于有径移热流的存在，吸积盘是热的、几何厚的。径移主导吸积流里粘滞产生的热量都径移到黑洞里，因而辐射效率很低。

在黑洞吸积盘模型中，吸积率被认为是很重要的一个参数，吸积率的大小决定了黑洞的增长率、自旋和演化。因此，非常有必要获得准确的吸积率。ADAF自相似解假设吸积率是个常数，但其实吸积率随着半径的不同而变化。银河系中心源SgrA*的光度非常低，把Chandra的观测数据和Bondi理论相结合，大致估算出在Bondi半径处的吸积率是每年 $10^{-5}M_{\odot}$ 。但是射电波段的高线性偏振观测表明SgrA*内区的吸积率是每年 $10^{-7}M_{\odot}$ ，这说明吸积盘里的绝大部分气体没有落入黑洞中，而是随着外流跑掉了。另一方面，数值模拟的结果^[10-15]也证实，随着吸积的进行，黑洞的吸积率越来越低，最终只有很少一部分气体被真正吸积到了黑洞，其原因是对流不稳定性。

在黑洞吸积盘模型中，其他的参数也很重要，如气体角动量的大小、落入黑洞的径向速度以及气体的温度等。怎样理解黑洞吸积盘的形成，吸积盘的初始状态如何？在真实的物理环境中，吸积盘的初始状态应该是多样化的。但以前关于吸积盘的数值模拟工作，更关注粘滞的形式^[13]和粘滞系数的大小^[11,12]。他们的工作没有对初始的角动量、速度以及气体的温度等进行研究。这些物理量参数的重要性不言而喻，因此在本文的工作中，我们用两种不同的初始条件来模拟ADAF的吸积过程：一种初始状态是一个只有角动量的平衡态的圆环(torus)，另外一种是用ADAF整体解作为初始条件来模拟黑洞的吸积过程。研究表明不同的初始条件对黑洞吸积流有很大的影响。如果被吸积气体的初始角动量很小，小于当地的开普勒角动量，则气体更容易被吸积到黑洞里；相反，如果被吸积气体的初始角动量很大，接近开普勒角动量，则气体不容易被吸积到黑洞里。

2 模拟方法和模型

2.1 基本方程组

在球坐标系(r, θ, ϕ)下，流体力学方程组如下所示：

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla P - \rho \nabla \psi + \nabla \cdot \mathbf{T}, \quad (2)$$

$$\rho \frac{d(e/\rho)}{dt} = -p \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{T}^2/\mu, \quad (3)$$

在方程组中, ρ 是密度, P 是气体压强, \mathbf{v} 是流体速度, e 是吸积气体的比内能。我们采用绝热气体状态方程 $P = (\gamma - 1)e$, $\gamma = 5/3$ 。 ψ 是引力势, Mickey和Gammie^[16]认为只有在伪牛顿势下, 吸积流才能跨声速, 所以用Paczynsky和Wiita 势^[17]来模拟黑洞附近的相对论效应, $\psi = -GM/(r - r_s)$, $r_s = 2GM/c^2$ 是史瓦西半径(Schwarzschild radius), M 是中心黑洞质量, G 是引力常数, c 是光速。不失一般性, 文中的单位制取 $G = M = c = 1$ 。气体的自引力被忽略不计。

\mathbf{T} 是反常粘滞张量, 动量方程中的 $\nabla \cdot \mathbf{T}$ 是粘滞应力张量, 能量方程中的 \mathbf{T}^2/μ 是粘滞产热项。同Stone, Pringle 和Begelman^[13](以后简称SPB99)的非辐射数值模拟工作一样, 我们假设非零的粘滞张量分量都是跟 ϕ 角相关, 如下:

$$T_{r\phi} = \mu r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\phi}{r} \right), \quad (4)$$

$$T_{\theta\phi} = \frac{\mu \sin \theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{v_\phi}{\sin \theta} \right). \quad (5)$$

其中, 粘滞系数 $\mu = \nu \rho$, ν 是动力学粘滞系数。我们采用类 ‘ α -disc’ 的粘滞形式, $\nu = \alpha r^{1/2}$, r 是半径, 在所有的模型里, 为了消除不同的粘滞系数带来的影响, 采用统一的粘滞系数大小 $\alpha=0.01$ 。

2.2 模拟方法

偏微分方程组很难求解析解, 我们用差分方法求解含时的流体动力学偏微分方程组, 使用的程序是基于ZEUS-2D 程序^[18]。ZEUS-2D 程序被广泛地应用于天体物理数值模拟工作中, 它采用算符分裂的有限差分计算方法, 并且用人工粘滞捕获激波。ZEUS-2D可支持直角坐标系、柱坐标系和球坐标系, 包含流体动力学(HD)、磁流体动力学(MHD)和辐射转移(RHD)3个部分。ZEUS-2D使用起来很简单, 通过宏定义一些开关可以轻松地在HD、MHD、RHD和不同的坐标系中转换。对于要求解的物理问题, 只要定义了初始状态、边界条件和选择合适的物理环境就很容易用ZEUS-2D程序来模拟。我们用ZEUS-2D程序做模拟, 基本不需要重写程序, 只需要修改引力势为伪牛顿势和增加了粘滞张量。

由于模拟的吸积盘范围比较大, 我们比较关注靠近黑洞附近的物理量, 因此采用了非均匀网格技术。我们选择了对数网格, 在径向方向网格的步长为: $\Delta r \propto r$, N_r 是径向方向一个量级的分辨率。同样原理, 为了能更好地分辨出赤道面附近的数据, 轴向也采用非均匀网格, 轴向方向的分辨率为 N_θ , 在本文中, 所用的分辨率为 $N_r \times N_\theta = 64 \times 44$ 。

在所有的模型里, 径向方向的内外边界采用ZEUS-2D程序里标准的外流边界条件, 轴向采用的是轴对称边界条件。

2.3 模型

为了研究不同的初始条件对结果的影响, 我们设计了两种模型, 模型A以只有旋转速度不为零的平衡态的圆环作为初始条件, 而模型B用ADAF整体解做初始条件。

在模型A中, 初始状态是各处角动量都相等且处于流体静力学平衡的圆环, 圆环的径向速度和环向速度都为零, 状态方程由Papaloizou和Pringle^[19]给出, 如下所示:

$$\frac{P}{\rho} = \frac{(\gamma - 1)GM}{\gamma R_0} \left[\frac{R_0}{r} - \frac{1}{2} \left(\frac{R_0}{r \sin \theta} \right)^2 - \frac{1}{2d} \right]. \quad (6)$$

这里 R_0 ($R_0 = 100r_s$) 是tours的中心, 也是密度最大处。 d 是圆环的曲率, $d=1.25$ 。Tours的比角动量 $L = (R_0/2)^{1/2}R_0/(R_0 - 1)$, 最大的密度 $\rho_{\max} = 1.0$, 周围介质的密度是 $\rho_0 = 10^{-4}\rho_{\max}$, 介质的压强是 $P_0 = \rho_0/r$ 。模拟的计算范围是 $2.7 \sim 400 r_s$ 。当在平衡态系统加上粘滞应力后, 圆环的平衡态被打破, 物质慢慢开始向黑洞的方向流入; 由于粘滞力矩的作用, 一部分物质携带角动量和能量外流出去, 一部分角动量被转移的物质吸入黑洞; 经过一段时间, 吸积流达到准稳态。

模型B用1维ADAF整体解作为模拟的初始条件。我们用的ADAF整体解的参数值: 中心黑洞质量 $M = 10^6 M_\odot$, 吸积率 $\dot{M} = 10^{-4} M_{\text{Edd}}$, 外半径 $R_{\text{out}} = 600 r_s$, 在 R_{out} 处的离子温度 $T_i = 10^9 \text{ K}$, 比角动量 $l = 0.3 l_k$ 。这些参数都是标准的ADAF参数, 他们对模拟结果的影响, 预计只有角动量较大, 我们将在下一步工作中系统研究这些参数对模拟结果的影响。

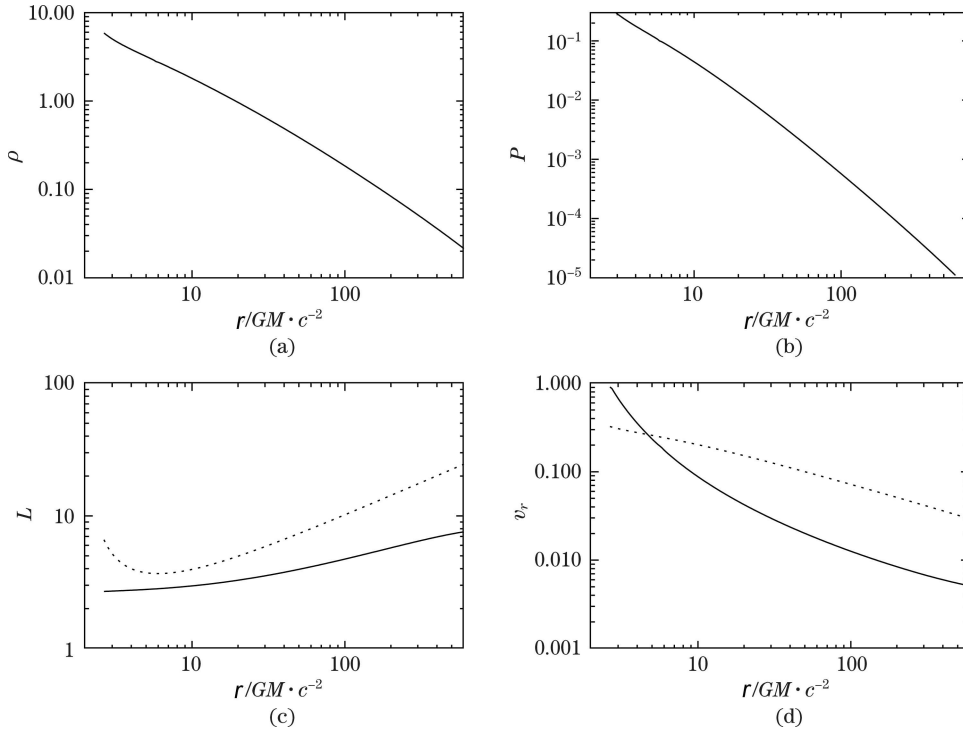


图1 模型B的径向初始结构

所有的物理量: 密度 ρ 见(a), 压强 p 见(b), 比角动量 L (c)中的实线), 径向速度 v_r (d)中的实线), 声速 C_s (d)中的点线), 都来自1维的ADAF整体解^[20]。

因为整体解是1维的, 而我们的数值模拟是2维的, 需要把1维扩展到2维, 方法是在赤道面

用1维 ADAF 整体解, 沿 θ 方向上扩展, 密度和压强按指数变化: $\rho(r, \theta) = \rho(r, 0)\exp(-z^2/2H^2)$, $p(r, \theta) = p(r, 0)\exp(-z^2/2H^2)$, 旋转速度 $v_\phi(r, \theta) = l(r, 0)/(r\sin\theta)$, 为简化起见, 径向速度都设同赤道面相等, $v_r(r, \theta) = v_r(r, 0)$, 这里 $\rho(r, 0)$, $p(r, 0)$, $v_r(r, 0)$, $v_\phi(r, 0)$ 都来自于1维的ADAF整体解。图1是1维ADAF整体解随半径的关系, 半径的范围 $2.4 \sim 600 r_s$, 图1(c)中的点线是开普勒角动量, 图1(d)中的点线是声速, 大约在 $5 r_s$ 处径向速度大于声速。圆环以外是密度低约4个量级的稀薄气体, 选择较低密度则不会对圆环产生影响。

3 模拟结果

3.1 模型A的结果

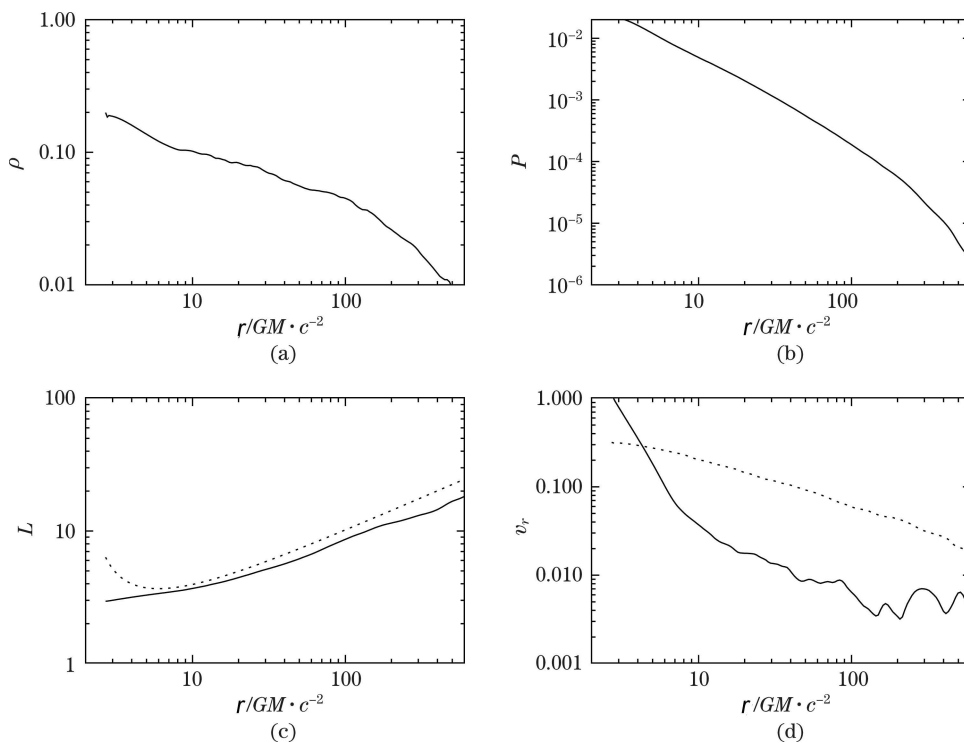


图2 模型A的结果

吸积流在赤道面附近的径向结构: 密度 ρ 见(a), 压强 P 见(b), 比角动量 l ((c)中的实线), 径向速度 v_r ((d)中的实线), 声速 C_s ((d)中的点线), 所有的物理量都是时间平均和角度平均的。

首先看模型A的结果, 在计算了4.5轨道时间(以半径 $100 r_s$ 处旋转一圈所需的时间为单位)后, 吸积流达到准稳态。图2给出了模型A中赤道面附近时间平均的物理量的径向结构。这些数据是对从4.3到4.5轨道时间共20个数据进行平均, 角度是从 $\theta = 84^\circ$ 到 $\theta = 96^\circ$ 进行平均的, 横纵坐标都是对数坐标。在比角动量图中, 实线是比角动量, 点线是开普勒角动

量, 可以看到在大部分计算范围里角动量都很接近开普勒角动量, 约等于0.9个开普勒角动量。径向速度图中虚线是声速, 很明显径向速度在半径 $r = 4 r_s$ 处超声速, 在非常靠近黑洞附近超光速, 超光速是由于伪牛顿势的原因。模型A的物理量可以用跟半径相关的幂律来描述, $\rho \propto r^{-1/2}$, $p \propto r^{-3/2}$, $v_\phi \propto r^{-1/2}$ 和 $v_r \propto r^{-1}$ 。模型A类似SPB99中的模型K, 但是模型A用的是伪牛顿势, 并且粘滞系数也比SPB99模型K大了10倍。所以他们的结果有不同的地方。SPB99模型K的径向速度 $v_r \propto r^{-1/2}$ 比我们的模型A小, 原因是他们采用的是牛顿势, 在黑洞内区牛顿势要小于伪牛顿势。

图3给出了模型A的时间平均和角度积分的吸积率。吸积率的定义沿用SPB99的定义, 内流吸积率 \dot{M}_{in} 和外流吸积率 \dot{M}_{out} 分别如下:

$$\dot{M}_{in}(r) = 2\pi r^2 \int_0^\pi \rho \min(v_r, 0) \sin \theta d\theta, \quad (7)$$

$$\dot{M}_{out}(r) = 2\pi r^2 \int_0^\pi \rho \max(v_r, 0) \sin \theta d\theta. \quad (8)$$

净吸积率的定义如下:

$$\dot{M}_{acc}(r) = \dot{M}_{in}(r) - \dot{M}_{out}(r). \quad (9)$$

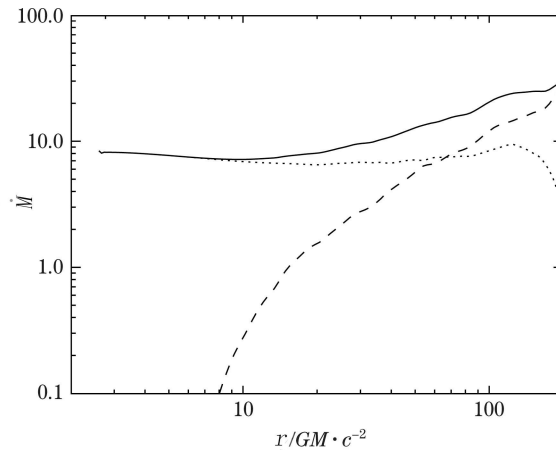


图3 模型A的吸积率

时间平均的角度积分的黑洞吸积率随半径的变化, 实线是向内吸积率 \dot{M}_{in} , 虚线是向外吸积率 \dot{M}_{out} , 点线是净吸积率 \dot{M}_{acc} 。

由于ADAF吸积流的伯努利参数为正, 气体可以逃到无穷远处形成外流。图3是模型A的吸积率图, 从图中可以看出内流吸积率和外流吸积率都是半径的函数, 都随着半径的减小而降低, 向内流吸积率 $\dot{M}_{in} \propto r^{1/2}$, 外流吸积率在 $50 r_s$ 要小于净吸积率, 在靠近黑洞附近, 外流几乎消失了, 黑洞附近都是内流主导。而净吸积率是跟半径无关的常数。净吸积率是常数说明数值模拟达到了准稳态。吸积率随着半径的减小而降低的原因是对流不稳定性。模型A与SPB99模型K类似, 但是内流吸积率的曲线轮廓比SPB99要平, 可能的物理原因也是引

力势: 我们用伪牛顿势模拟Schwarzschild时空的相对论效应, 而SPB99采用的是牛顿势。而且粘系数也比SPB99大了10倍, 粘滞系数增大会减弱对流不稳定性^[11, 12], 从而使外流减弱, 因此, 模型A的吸积率曲线轮廓变平。

3.2 模型B的结果

模型B的初始状态不同于模型A, 但都是圆环模型, 没有连续的物质补充, 所以不能达到精确的稳态。模型B是用1维ADAF整体解作为模拟的初始条件, 吸积流是亚开普勒角动量的, 并且径向速度不为零。这与模型A有很大不同, 模型A的径向速度为零, 显然不符合实际的物理情况, 吸积流肯定是有径向速度的。因此我们考虑用ADAF的整体解做初始条件更符合真实的物理环境。

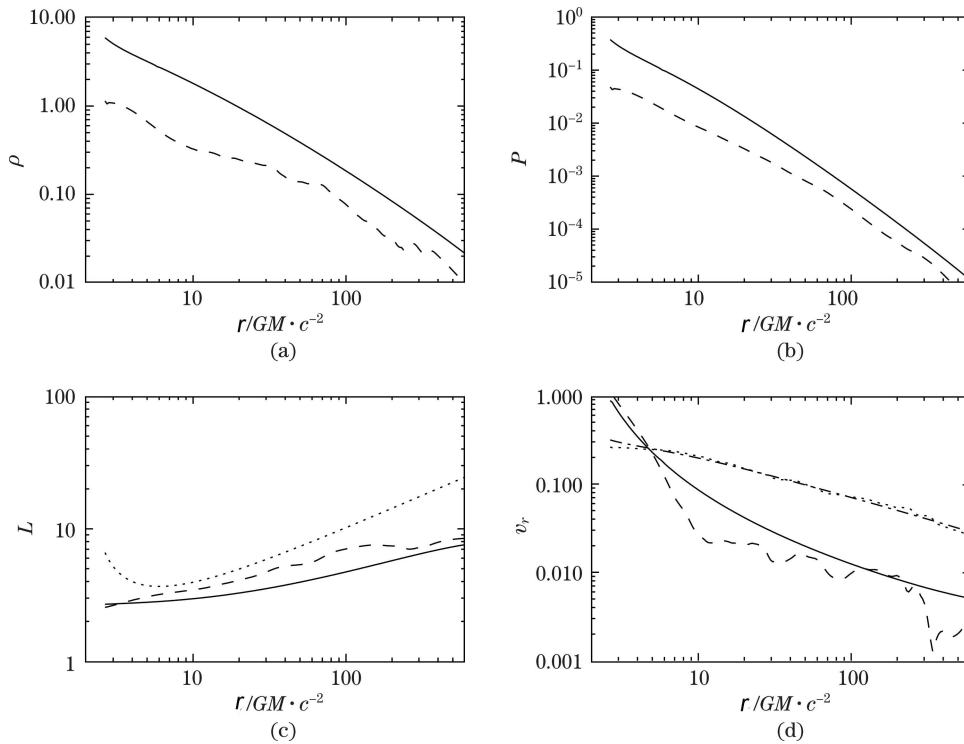


图4 模型B的赤道面附近的径向结构图

数据是时间平均($T = 9.5 \sim 10$)和角度平均的(角度 $\theta = 84^\circ \sim 96^\circ$), 其中, 实线是ADAF整体解, 虚线是我们模拟的结果, (a)图是密度, (b)图是压强, (c)图是角动量, (d)图是径向速度。

现在我们看模型B的结果, 在计算了10个轨道时间(以半径 $100 r_s$ 处旋转一圈所需的时间为单位)后, 吸积流达到了准稳态。图4给出了模型B赤道面附近的径向结构图。这些数据是通过时间平均($T = 9.5 \sim 10$)和角度平均的(角度在 $\theta = 84^\circ \sim 96^\circ$)。从图4中可以看出密度和压强都比初始值小, 因为这是圆环模型, 没有补充的物质进来, 而黑洞不断地吸积, 物质当然越来越少。在比角动量图中, 作为参考的点线是开普勒角动量, 可以看到在大部分区域里角动量都是亚开普勒的。在速度图中, 点线是初始的声速, 点划线是吸积后达到稳态的声速, 这

两条线基本重合,也就是说,声速不变。模型B的物理量的轮廓曲线可以用跟半径相关的幂律来描述, $\rho \propto r^{-1}$, $p \propto r^{-2}$, $v_\phi \propto r^{-1/2}$ 和 $v_r \propto r^{-1}$ 。密度的轮廓明显比模型A的要陡,这是因为模型B的初始角动量约为 $0.3 l_k$, 比模型A的 $0.9 l_k$ 小一些,因此更容易被吸积。但是这个结果跟ADAF整体解不一样,这是因为我们的模拟是2维的,它由1维的ADAF在垂向方向上扩展而来,所以会有差异。

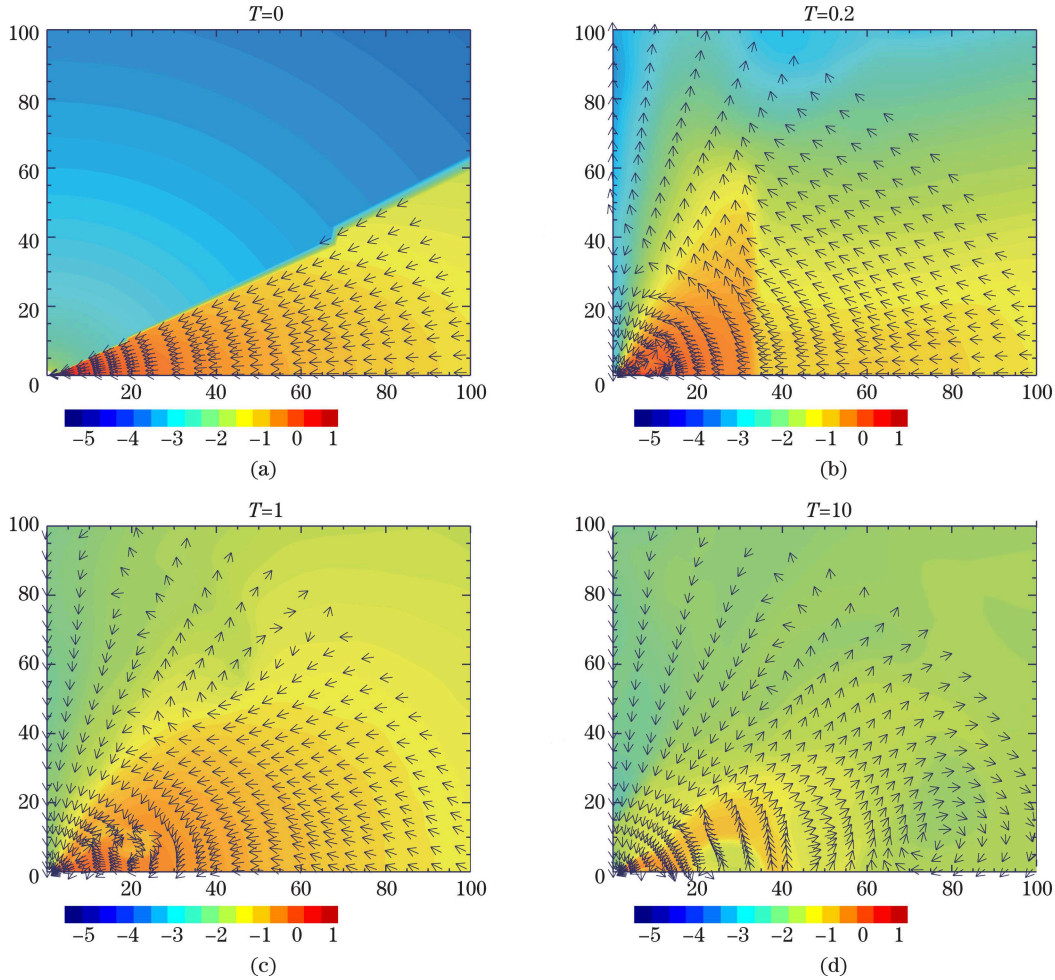


图5 模型B的密度分布(颜色)和速度矢量分布(箭头)

(a), (b), (c), (d)为不同时间段的分布图, $T=0, 0.2, 1$ 和 10 (单位是 $100 r_s$ 轨道时间)。

为了分析复杂的吸积流结构,我们需要知道详细的密度分布和流向,图5给出了吸积流的密度分布(颜色)和速度矢量分布(箭头),4幅图为不同时间段的分布图, $T=0, 0.2, 1$ 和 10 (单位是 $100 r_s$ 轨道时间)。在 $T=0$ 时刻,是吸积流的初始状态,也就是1维ADAF整体解在2维上的扩展。 $T=0.2$ 时刻圆环刚开始吸积,由于圆环的压强远大于周围介质的压强,在压强梯度力的作用下,一部分物质携带角动量在吸积盘表面外流出去,另一部分物质损失角动量开始向

黑洞方向吸积, 在 $\theta > 45^\circ$ 以上是内流, 而在 $\theta < 45^\circ$ 靠近极轴都是外流, 呈现明显的双极外流结构; 这是由于初始条件的原因, 初始的吸积流盘里有压强, 而周围介质压强很小, 因此, 一旦模拟计算开始, 必然有强大的压强梯度力引起的外流。在 $T=1$ 时刻, 压强梯度力减小了, 由压强引起的外流也减小了, 对流不稳定性开始明显。在 $T=10$ 时, 吸积流达到准稳态, 在半径 $50\sim 100 r_s$ 的赤道面上方, 有一个明显的涡旋, 流体在这里打转, 对流不稳定性主导吸积流的结构, 起转移角动量和能量的作用。

注意, 在图5中, $T = 0.2$ 时刻, 可以看出密度有一个明显的间断面, 大约在半径 $30 r_s$ 处, 这是一个由里向外传播的激波, 产生激波的原因是我们初始的径向速度过大, 吸积流流向黑洞的速度过快, 遇到势垒时就像撞墙一样, 波被反射回来, 产生一个激波, 激波很快消失。这是与模型A不一样的地方。

图6是模型B的吸积率图, 从这幅图中可以看出内流吸积率和外流吸积率都是半径的函数, 随这半径的减小而降低。吸积率 $\dot{M}_m \propto r^{3/4}$, 跟模型A很接近, 但比模型A要陡一些, 原因同密度一样, 是因为模型B的初始角动量约为 $0.3 l_k$, 比模型A的 $0.9 l_k$ 要小, 因此更容易被吸积。目前的观测结果表明, 模型B更符合观测结果。

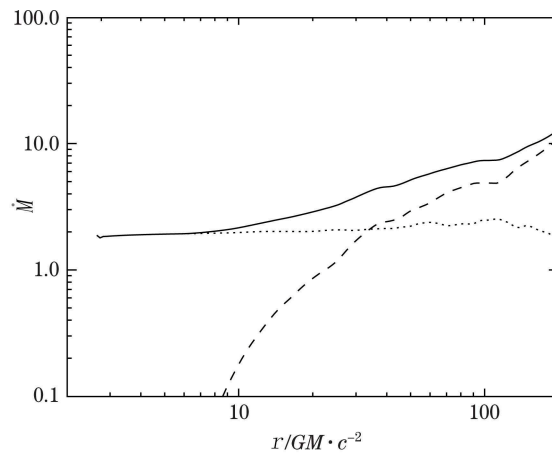


图6 模型B的吸积率

时间平均的角度积分的黑洞吸积率随半径的变化, 实线是向内吸积率 \dot{M}_{in} , 虚线是向外吸积率 \dot{M}_{out} , 点线是净吸积率 \dot{M}_{acc} 。

4 总结和讨论

径移主导吸积盘ADAF是几何厚、光学薄的吸积盘, 由于粘滞产生的热量都被径移到了黑洞里, 因此ADAF的辐射效率很低, 在数值模拟里可以忽略ADAF的辐射来研究ADAF的动力学性质。我们研究了不同初始条件的ADAF吸积盘结构。模拟的方法是用2维轴对称的含

时数值模拟；所用的程序是开源ZEUS-2D程序；采用圆环方法模拟了两种不同的初始条件：模型A的初始条件是各处角动量都相同的平衡态圆环，模型B是用1维ADAF整体解做初始条件。

我们的模拟结果发现，不同的初始条件对吸积流的结构会有影响，尤其是角动量的影响很大，这在以前的数值模拟工作里都没有详细地提到过。模型B的吸积率 $\dot{M}_{\text{in}} \propto r^{3/4}$ ，比模型A的吸积率 $\dot{M}_{\text{in}} \propto r^{1/2}$ 的曲线陡，这是因为模型B的初始角动量约比模型A的小一些，因此更容易被吸积。但是ADAF的内禀性质没有改变，吸积流仍然是对流不稳定的，物理量都是半径的函数。

Yuan^[20]的ADAF整体解采用的粘滞系数 $\alpha = 0.3$ ，而我们的数值模拟采用 $\alpha = 0.01$ ，原因是初始条件的选取有一定自由度，选择“不合适”的话，模拟达到稳态需要的时间会长一些，但对结果不会有太大影响，故选择 $\alpha = 0.3$ 的解为初始条件是可以的。我们用的ADAF整体解的参数都是标准的ADAF参数。这些参数对模拟结果的影响，预计只有角动量较大，这是我们下一步工作的内容，我们将系统研究这些参数对模拟结果的影响。

由于我们没有考虑辐射的作用，模型过于简化。Yuan和Bu^[15]模拟了含辐射的吸积流。在较高吸积率下，ADAF变成了明亮的热吸积流(Luminous Hot Advection Flow, LHAF)，但是LHAF仍然是对流不稳定的。

参考文献：

- [1] Bondi H. MNRAS, 1952, 112: 195
- [2] Shakura N I, Sunyaev R A. A&A, 1973, 24: 337
- [3] Balbus S A, Hawley J F. ApJ, 1991, 376: 214
- [4] Ichimaru S. ApJ, 1977, 214: 840
- [5] Rees M J, Begelman M C, Blandford R D, Phinney E S. Nature, 1982, 295: 17
- [6] Narayan R, Yi I. ApJ, 1994, 428: L13
- [7] Narayan R, Yi I. ApJ, 1995, 444: 231
- [8] Abramowicz M A, Chen X, Kato S, Lasota J P, Regev O. ApJ, 1995, 438: L37
- [9] Narayan R, Igumenshchev I V, Abramowicz M A. ApJ, 2000, 539: 798
- [10] Blandford R D, Begelman M C. MNRAS, 1999, 301: L1
- [11] Igumenshchev I V, Abramowicz M A. MNRAS, 1999, 303: 309
- [12] Igumenshchev I V, Abramowicz M A. ApJ, 2000, 130: 463
- [13] Stone J M, Pringle J E, Begelman M C. MNRAS, 1999, 310: 1002
- [14] Stone J M, Pringle J E. MNRAS, 2001, 322: 461
- [15] Yuan F, Bu D F. MNRAS, 2010, 408: 1051
- [16] Mckinney J, Gammie C. ApJ, 2002, 573: 728
- [17] Paczynsky B, Wiita P J. A&A, 1980, 88: 23P
- [18] Stone J M, Norman M L. ApJS, 1992, 80: 753
- [19] Papaloizou J C B, Pringle J E. MNRAS, 1984, 208: 721
- [20] Yuan F. MNRAS, 2001, 324: 119

The Time Dependent Numerical Simulation of Advection-Dominated Accretion Flow Disk

WU Mao-chun

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

Abstract: Accretion onto the black hole is believed to be the central engine of active galactic nuclei (AGN). The main obstacle to accretion of gas onto black hole is large specific angular momentum. The most famous accretion solution is the geometrically thin and optically thick cold disk model developed by Shakura and Sunyaev (1973). This solution presents standard ‘ α viscosity’ to transport angular momentum. But it cannot explain the low-luminosity AGNs. Narayan and his collaborators present the geometrically thick and optically thin hot disk model — advection dominated accretion flow (ADAF). The low-luminosity AGNs and black hole X-ray binaries can be explained well by the ADAF model.

The numerical simulations of ADAF have achieved a lot of progress in recent years. One is the convective instability in ADAF model, therefore only a fraction of the accretion material available at the outer boundary is actually accreted onto the central black hole and also changes the structure of the accretion flow.

We report on our study of accretion flows onto black hole by means of numerical, axisymmetric, hydrodynamical simulations in two-dimension. We consider the accretion flow with different initial conditions. The angular momentum of the flow is transported by the viscosity stress tensor. Our main result is that the properties of the accretion flow depend on the initial conditions. The flow with low angular momentum can accrete more material than that with high angular momentum. So the initial conditions play an important role on the structure of accretion flow.

Key words: accretion; active galactic nuclei; black hole