

激变变星中吸积盘的边界层问题

朱 慈 瑾

(南京大学天文系 南京 210008)

摘 要

边界层是介于吸积盘和吸积星之间的非常狭窄的区域,在该区域中随着盘物质接近星面,它的角速度从开普勒角速度下降至恒星自转角速度。边界层因释放的能量接近吸积光度的一半,并且为确定吸积盘结构的微分方程提供内边界条件而显示出它的重要性。本文综述了激变变星中吸积盘边界层的研究进展。

1 引 言

在激变变星中,充满洛希瓣的晚型子星的物质在流向白矮星的过程中,由于物质具有很大的角动量,在白矮星周围形成了吸积盘。吸积盘中的气体十分接近开普勒运动,由于气体的粘滞性,并且开普勒运动是一种较差转动,转动角速度与离白矮星中心的距离 r 的 $3/2$ 次幂成反比,于是,角动量向外转移,每一气元都螺旋式地向白矮星逼近,最后落在白矮星表面上。对于无磁场白矮星,若 M_* 和 R_* 分别表示它的质量和半径, G 为引力常数,则在其表面处的开普勒角速度为 $\Omega_K(R_*) = (GM_*/R_*^3)^{1/2}$,即等于自转星表面的碎裂角速度。因此,白矮星的自转角速度 Ω_* 必定小于 $\Omega_K(R_*)$,吸积盘中角速度的分布 $\Omega(r)$ 不可能始终保持 $\Omega(r) \sim r^{-3/2}$ 的规律,在靠近白矮星的区域,必定要偏离开普勒运动, $\Omega(r)$ 随 r 的减小而下降,以至在白矮星表面与 Ω_* 衔接。边界层定义为开始偏离开普勒角速度的点与星面之间的区域,其内半径为 R_* ,而外边缘由条件 $d\Omega(r)/dr=0$ 确定。因而边界层就是盘-星相互作用的过渡区。

与白矮星的半径 R_* 相比,边界层的径向厚度 b 很小。显而易见,边界层的重要性使它不可忽视。因为对于自转角速度为零的白矮星,通过吸积盘物质被吸积到它的表面上,若吸积率为 \dot{M} ,则吸积光度 $L_{\text{acc}} = GM_*\dot{M}/R_*$,其中一半在盘内释放出来,而另一半应在边界层内释放。若白矮星的自转角速度不为零,则边界层单位时间释放的能量为 $\frac{1}{2}L_{\text{acc}}[1 - (\Omega_*/\Omega_K(R_*))^2]$ 。一般来说, $\Omega_* \ll \Omega_K(R_*)$,所以边界层的光度 L_{BL} 与吸积盘的光度 L_{D} 是差不多的,在探讨通过吸积盘流入白矮星的物质发射的光谱时,不能不考虑边界层的贡献^[1,2]。此外,边界层因决定了吸积盘的内边界条件而影响吸积盘的结构。

1974年, Lynden-Bell 和 Pringle^[3] 在一篇很长的论文的附录中首先探讨了边界层问题, 对稳恒有粘滞边界层建立了动力学方程, 并就压力项可忽略的冷气体情况, 导出了估计边界层厚度的公式, 它依赖于运动粘度和白矮星的自转角速度。

70年代至80年代初, 边界层的研究主要集中在解释 X 射线卫星获得的激变变星的观测资料。80年代中期以来, 有关边界层的论文大多是对边界层的结构进行数值模拟以及探讨边界层对吸积盘结构的影响。本文将简略地介绍这两方面的研究。

2 主要观测事实

边界层紧靠白矮星表面, 在那里引力势阱很深, 由引力势能转化成的辐射主要集中在 X 射线波段。因而激变变星的 X 射线观测资料应是研究边界层的最重要的依据。

在70年代, 利用探空火箭, Ariel V、ANS、HEAO-1 和 Einstein 天文台等卫星探测到一些激变变星的 X 射线辐射^[4-9]。通常将 X 射线分为软 X 射线和硬 X 射线, 由于不同的探测器能阈不同, 在文献中对软、硬 X 射线的能量范围没有统一的规定, 大体上两者以 1keV 为界。

综合观测资料, 归纳出如下的主要事实^[10-16]:

(1) 软 X 射线出现在光学爆发时期(吸积率大), 而在光学宁静时期(吸积率小), 软 X 射线流量下降, 仅为爆发时期的 10^{-2} 量级。

(2) 硬 X 射线出现在光学宁静时期, 其流量与光学流量相当, 而在光学爆发时期, 流量大大下降。

(3) 对 SS Cyg, 硬 X 射线谱可用 $kT \leq 20\text{keV}$ 的热轫致辐射拟合, X 射线光度 L_X 与温度 T 之间有关系: $L_X \sim T^a$, ($a \simeq 3/2$)。

(4) 一些老新星的软 X 射线光度比标准吸积盘模型预期的低 10^2-10^4 倍, 称为软 X 射线流量短缺。

对这些主要观测事实的解释, 推进了边界层的理论研究。

3 边界层 X 射线辐射的解释

激变变星 X 射线辐射可能来自: (1) 伴星的气流冲击吸积盘外缘而形成的热斑^[17]; (2) 双星系统周围的冕^[5]; (3) 边界层。本文只涉及边界层问题, 仅介绍与第三种来源有关的模型。

3.1 软 X 射线

Pringle^[18] 讨论了稳恒的光学厚边界层的辐射, 辐射机制为黑体辐射。通过对径向的欧拉方程中的各项作量级估计, 得出边界层的径向厚度 $b \sim H^2/R_*$, 其中 H 表示在边界层外边缘吸积盘的半厚度, 从而估计 $b \sim (10^{-4}-10^{-2})R_*$ 。取边界层的发射面积为 $2\pi R_* \cdot 2H$, 以 T_{BL} 表示边界层的有效温度, σ 为斯忒藩-玻耳兹曼常数, 则 $4\pi R_* H \sigma T_{BL}^4 = \frac{1}{2} L_{acc} \cdot \xi$, 其中 $\xi \equiv 1 - [\Omega_*/\Omega_K(R_*)]^2$, H 由稳恒吸积盘方程的解得出, 对于气体压力占优势的情

况, 有

$$T_{\text{BL}} = 5 \times 10^5 \xi^{2/9} \left(\frac{M}{10^{18} \text{g/s}} \right)^{2/9} \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right)^{1/3} \left(\frac{R_*}{5 \times 10^8 \text{cm}} \right)^{-7/9} \text{K} \quad (1)$$

而边界层的光度为

$$L_{\text{BL}} = 1.3 \times 10^{35} \xi \left(\frac{M}{10^{18} \text{g/s}} \right) \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right) \left(\frac{R_*}{5 \times 10^8 \text{cm}} \right)^{-1} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \quad (2)$$

由 (1) 式得边界层的典型温度为 $(2-5) \times 10^5 \text{K}$ 。若边界层以同一温度发射黑体谱, 则光度的相当大的部分落在能量大于 0.15keV 的软 X 射线波段。只要星周和星际介质的吸收足够小, 对于较近的激变变星应观测到软 X 射线辐射。

应当指出, 文献 [18] 的背景是在 70 年代中, 观测到矮新星 SS Cyg 发射软 X 射线, 当时并不知道发射硬 X 射线以及软、硬 X 射线的变化规律, 因而 Pringle 仅提出了边界层产生软 X 射线的可能性, 未作更深入的探讨, 但它作为研究边界层辐射的最早论文仍被广泛地引用。

3.2 硬 X 射线

3.2.1 Pringle 和 Savonije 模型

70 年代后期, 观测到矮新星 SS Cyg 和 U Gem 也发射硬 X 射线, Pringle 和 Savonije^[10] 考察了边界层发射硬 X 射线的条件, 提出光学薄、通过一连串激波耗散物质动能的边界层模型。

在边界层的外边缘, 由于声速 $c_s \sim (H/R_*)V_K$, 而 $H/R_* \ll 1$, 所以开普勒运动是高度超声速的, 气体在落入星面之前, 有可能通过一连串激波。对于强激波, 激波后的温度为

$$T_s(\text{max}) = \frac{3}{16} \frac{\mu m_p}{k} \frac{GM_*}{R_*} = 2.3 \times 10^8 \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right) \left(\frac{R_*}{9 \times 10^8 \text{cm}} \right)^{-1} \text{K}, \quad (3)$$

其中, m_p 是质子质量, k 是玻耳兹曼常数, μ 为平均分子量, 取 $\mu=0.7$ 。由 (3) 式可见, $T_s(\text{max})$ 的值对应于 20keV 的能量。 $T_s(\text{max})$ 是激波可能产生的最高温度, 一般情况下, 激波后的温度 $T_s \leq T_s(\text{max})$ 。为了使边界层能发射能量超过 1keV 的硬 X 射线, 需满足两个条件: (1) 激波足够强; (2) 边界层光学薄, X 射线能逸出。由于边界层中的气流有很强的剪应力, 很可能出现湍流, 产生许多弱激波。他们认为在一定条件下强激波仍可以形成。支配气流的一个重要参数是被冲击气体由于自由-自由辐射的冷却时标 t_{ff} 与绝热膨胀时标 t_{ad} 之比。 $t_{\text{ff}}/t_{\text{ad}}$ 与 T_s 成正比。对于温度低的弱激波, 冷却快, 膨胀受抑制。若 $t_{\text{ff}} \ll t_{\text{ad}}$, 被冲击气体未膨胀已落入白矮星, 强激波不能形成。但若 $t_{\text{ff}} \gg t_{\text{ad}}$, 被冲击气体膨胀, 进入激波前的气流诱导强激波形成。强激波后的气体或直接冷却 (若 $t_{\text{ff}} \simeq t_{\text{ad}}$), 发射硬 X 射线; 或首先绝热膨胀出轨道平面 (若 $t_{\text{ff}} \gg t_{\text{ad}}$), 在白矮星周围形成发射硬 X 射线的冕。于是 $t_{\text{ff}} \geq t_{\text{ad}}$ 成为发射硬 X 射线的条件。比率 $t_{\text{ff}}/t_{\text{ad}}$ 还与吸积率 \dot{M} 有关。

Pringle 和 Savonije 考察了比率 $t_{\text{ff}}/t_{\text{ad}}$ 后得出结论: 对低吸积率 — $\dot{M} \leq 10^{16} \text{g} \cdot \text{s}^{-1}$, 对应于矮新星宁静时期, $t_{\text{ff}}/t_{\text{ad}} > 1$, 边界层能发射能量大至 20keV 的硬 X 射线; 相反

的情形, $\dot{M} \gg 10^{16} \text{g} \cdot \text{s}^{-1}$, 对应于矮新星爆发时期, $t_{\text{ff}}/t_{\text{ad}} \ll 1$, 硬 X 射线不会产生, 发射过程由文献 [18] 的机制描述, 产生软 X 射线。于是定性地解释了上节中观测事实 (1) 和 (2)。

3.2.2 Tylanda 模型

Tylanda^[11] 针对 Pringle 和 Savonije 模型指出, 在边界层中激波起着动能耗散的主要作用并不显而易见。从在圆轨道上运动的气体的几何图像考察, 应产生斜激波, 这种激波是弱的。他认为, 边界层中剪应力比盘内强得多, 应产生强湍流, 根据流体动力学, 在较差流动中湍流起着粘滞作用。他提出了粘滞耗散气体动能并转移角动量的边界层模型。

Tylanda 模型基于如下假设: (1) 边界层是稳恒的, 处于流体静力学平衡; (2) 边界层的径向和垂直方向的厚度比白矮星半径小; (3) 气体沿径向和垂直方向的速度分量 U_r 和 U_z 远小于方位角方向的速度分量 U_θ ; (4) 边界层在方位角方向和垂直方向是均匀的; (5) 边界层对吸收和散射都是光学薄的; (6) 由粘滞耗散的能量通过自由-自由跃迁辐射出去。边界层中物质的状态与粘度密切相关, 由于缺乏湍流粘滞完备的理论, 对运动粘度 ν 采用近似公式

$$\nu = \frac{\Omega_K(R_*)R_*b}{Re}, \quad (4)$$

其中 Re 是临界雷诺数。根据两个共轴柱体之间旋转流体的实验, $Re \approx 10^3$ 。由假设 (6) 得边界层的温度

$$T_{\text{BL}} = 5.7 \times 10^7 \left(\frac{Re}{10^3}\right)^{-2} \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{5/2} \left(\frac{R_*}{6 \times 10^8 \text{cm}}\right)^{-3/2} \left(\frac{\dot{M}}{10^{15} \text{g/s}}\right)^{-1} \text{K}, \quad (5)$$

温度 $5.7 \times 10^7 \text{K}$ 对应于能量 4.9keV 。Tylanda 得出结论: 只要吸积率足够低, 粘滞足够有效, 边界层能产生硬 X 射线。对于质量为 $1M_\odot$ 的白矮星及 $Re = 10^3$, 产生硬 X 射线的条件是 $\dot{M} \leq 5 \times 10^{15} \text{g} \cdot \text{s}^{-1}$, 此数据十分敏感地依赖于临界雷诺数的取值。Tylanda 模型能定性地解释上节中的观测事实 (2)。

3.2.3 King 和 Shaviv 的时标分析

King 和 Shaviv^[12,13] 对于湍流粘滞耗能的边界层, 运用时标分析, 考察了光学薄元的行为, 同样得出在低吸积率的情况下才能产生硬 X 射线的结果。他们分析了三个时标:

粘滞加热时标

$$t_{\text{heat}} = \frac{3\rho c_s^2}{\Gamma}, \quad (6)$$

其中 Γ 为单位体积的加热率

$$\Gamma = \frac{\nu \rho U_\theta^2}{b^2} \quad (7)$$

而运动粘度

$$\nu = \alpha c_s b, \quad (8)$$

α 为无量纲参数。流体动力学膨胀时标

$$t_{\text{exp}} = \frac{b}{c_s} \tag{9}$$

辐射冷却时标

$$t_{\text{rad}} = \frac{3\rho c_s^2}{\rho^2 \Lambda} \tag{10}$$

其中 $\rho^2 \Lambda$ 是单位体积的自由-自由跃迁能量损失率, Λ 是 T 的函数。

这三个时标依赖于边界层的 ρ 、 b 和 T 。图 1 以 $\log(\rho b)$ 为纵坐标, $\log T$ 为横坐标, 称为加热平面。图中按三个时标的大小分为三个区域。考虑边界层中一气元, 从初始温度 10^5K 出发, 该温度与光学厚的盘的内边界处的温度相当。若 ρb 很小, 气元对应于图 1 中的 A 点, 落在 $t_{\text{heat}} < t_{\text{rad}} < t_{\text{exp}}$ 区域, 加热时标最短, 于是光学薄的边界层是不稳定的, 气元加热, 向右移动, 穿过 $t_{\text{rad}} = t_{\text{exp}}$ 线到达 $t_{\text{heat}} < t_{\text{exp}} < t_{\text{rad}}$ 区域, 它继续加热, 但趋向于膨胀而不是辐射。最后到达由 $t_{\text{heat}} = t_{\text{exp}}$ 决定的垂线 $T = T_v$, 其中

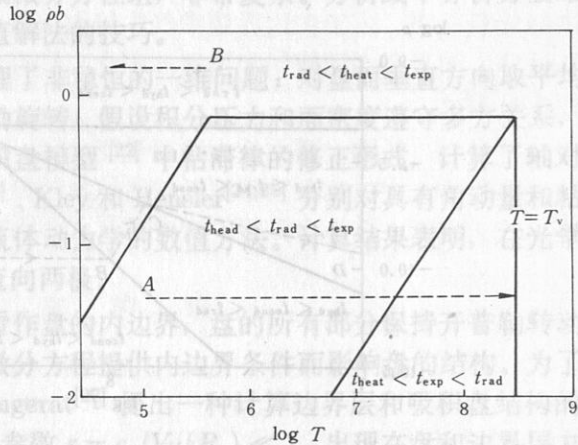


图 1 加热平面 (对于 $M_* = 1M_\odot$, $R_* = 5 \times 10^8 \text{cm}$, $\alpha = 1$, $\frac{U_\theta}{V_K} = 0.5$ 的情况)

$$T_v = \frac{\alpha \mu m_p U_\theta^2}{3\gamma k}, \tag{11}$$

为维里温度, γ 为绝热指数。气体膨胀, 不可能再加热, $T \leq T_v$ 。气体不可能再约束在盘面附近, 而在白矮星周围形成一个发射硬 X 射线的冕。若初始的 ρb 值很大 (图 1 中的 B 点), 落在 $t_{\text{rad}} < t_{\text{heat}} < t_{\text{exp}}$ 区域, 气体辐射冷却比加热快, 边界层是稳定的, 气元达不到发射硬 X 射线的温度, 而掉入白矮星。于是, 在低吸积率的情况, 边界层处于 ρb 小的状态, 形成发射硬 X 射线的冕。当吸积率足够高, 相应于 ρb 大的状态, 没有大量的硬 X 射线产生。

3.3 SS Cyg 硬 X 射线谱

为了解释上节观测事实 (3), King 和 Shaviv 继续考察了冕中气元的行为。除了上述的辐射冷却时标 t_{rad} 外, 这里涉及流体动力学时标

$$t_{\text{hyd}} = \frac{H_r}{c_s} \tag{12}$$

和传导冷却时标

$$t_{\text{cond}} = \frac{5\rho c_s^2 H_r^2}{2K_0 T^{7/2}}, \quad (13)$$

其中, H_r 为冕的径向标高, $K_0 = 10^{-6}$ (C.G.S 制单位)。比较三个时标, 以 $\log \rho$ 为纵坐标, $\log T$ 为横坐标的图称为冷却平面 (图 2)。冕中的气元初始温度 $T \leq T_v$, 对于很低的初始密度 ($\leq 5 \times 10^{-10} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$), 从图 2 中的 A 点出发, 气元冷却, 沿 A-B-C-D 移动。经分析, 在 A-B 段, $L_X \sim T^{1/2}$; 在 B-C 段, $L_X \sim T^\beta$, 而 $-\frac{1}{2} < \beta < \frac{3}{2}$; 在 C-D 段, $L_X \sim T^{3/2+\epsilon}$, 而 $\epsilon > 0$, 但很小。C-D 段经历的时间最长, 因而有观测事实 (3)。

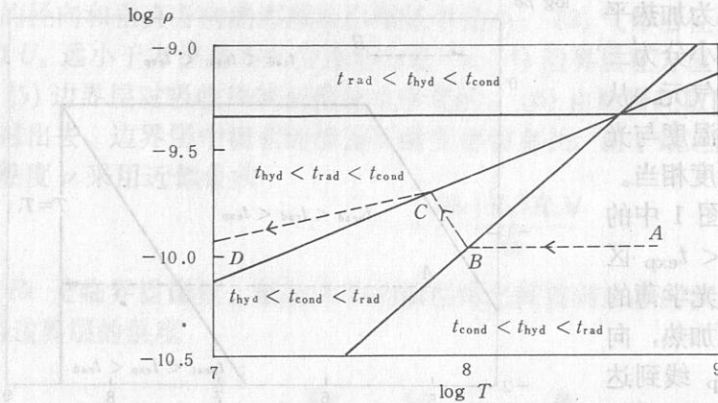


图 2 冷却平面 (对于 $M_* = 1M_\odot$, $R_* = 5 \times 10^8 \text{cm}$)。

低密度的气元沿 A-B-C-D 移动

3.4 软 X 射线流量短缺

Ferland 等^[14]指出, 解释上节观测事实 (4) 揭示的理论和观测之间的矛盾, 可能的途径有:

(1) 边界层的光度估计过大。例如, 白矮星自转很快, 接近碎裂角速度; 所取的白矮星的数据不准确, 它的实际质量小得多, 半径大得多; 吸积率估计过大。这些因素都会夸大边界层的光度。

(2) 边界层虽然辐射与简单模型相符的光度, 但软 X 射线辐射受到抑制。例如, 星周气体的吸收; 白矮星存在磁场以及相伴随的回旋辐射的冷却机制。

(3) Ferland 等看重的是另一种因素, 边界层的结构比简单模型预示的复杂。根据标准吸积盘模型在内边界处的厚度, 边界层的发射面积仅为白矮星表面积的 $10^{-2.5}$ 。此数据依赖于所假设的粘滞律, 如果改变粘滞律, 盘的厚度可能增加许多倍, 于是边界层的发射面积也大大增加, 而温度降低, 边界层实际上成了包围整个白矮星的冕, 辐射能量大部分在远紫外区。

Jensen^[19]估算了光学厚的边界层, 若 $kT < 30 \text{eV}$, 星周气体的中性氢柱密度大于 $10^{21} \cdot \text{cm}^{-2}$, 则观测的软 X 射线光度比理论预期的低的矛盾可以解决, 来自边界层的 99%

以上的软 X 射线流量遭到吸收。

关于软 X 射线流量短缺的问题虽然还未解决,但它对于吸积盘理论和激变变星的研究具有潜在的重要性。

4 数值模拟

早期的边界层研究大多限于在一些简化假设下作定性和量级的分析。由于描述边界层的方程是一组微分方程,如果考虑非稳恒的问题,则与时间有关,而空间变量有一维和二维问题,因而一般来说,涉及偏微分方程组,非常复杂。分析或半分析方法难以胜任。深入研究必须依赖微分方程数值解法的技巧。

Papaloizou 和 Stanley^[20,21] 处理了非稳恒的一维问题;对盘面垂直方向取平均;在边界层内以径向动量方程取代开普勒旋转;假设积分压力和面密度遵守多方关系,以避免处理热过程的麻烦;采用标准吸积盘模型^[22] 中粘滞律的修正形式,计算了轴对称的一维盘模型。Robertson 和 Frank^[23], Kley 和 Hensler^[24,25] 分别对具有角动量和粘滞性的轴对称吸积流发展了非稳恒二维流体动力学的数值方法。计算结果表明,在光学薄的情况,边界层膨胀,气体从赤道面流向两极。

简单的稳恒吸积盘模型将星面看作盘的内边界,盘的所有部分保持开普勒转动。边界层的引入因对描述吸积盘结构的微分方程提供内边界条件而影响盘的结构。为了考察这种影响,Regev^[26], Regev 和 Hougerat^[27] 提出一种计算边界层和吸积盘结构的自洽方法,称为匹配渐近展开法。引入小参数 $\epsilon = c_s/V_K(R_*) \ll 1$, 出现在盘和边界层方程组中的各个函数展开为 ϵ 的幂级数,通过两组方程的解在星面处相匹配,确定待定的参数值。通过对典型例子的计算,对几何薄、光学厚的边界层,在盘的内区,温度和密度比标准模型的高;在外区,两者的差别可忽略。对几何薄、光学薄的边界层,盘的结构与标准模型很相近,但在边界层中,温度向里迅速增大一个量级,角速度达极大值后下降至恒星自转角速度,其他变量变化也很快。

上述各项数值模拟工作都没有考虑辐射的作用。Kley^[28,29] 首先作了边界层的辐射流体动力学的二维数值计算,在流体动力学的动量方程中包括辐射压力,在能量方程中包括辐射输能,即由发射和吸收引起的辐射场和气体的能量交换。辐射输能用 80 年代发展起来的流量限制的扩散近似处理,代替辐射转移方程。对于光学厚的边界层,计算表明,在白矮星周围边界层形成了赤道面附近的一条很薄的带,径向厚度不超过 $5 \times 10^{-3} R_*$, 垂直方向的厚度对应于离赤道面 7.5° 角距。与标准吸积盘的谱相比,边界层的引入主要影响软 X 射线和远紫外波段的谱。

就粘滞性对边界层结构的影响, Papaloizou 和 Stanley^[20,21], Popham 和 Narayan^[30], Kley^[31] 对描述粘度的参数取不同数值,通过数值计算进行探讨。对于较高的粘度,边界层中的气流呈准静态,气体向白矮星下落,在一径向激波中减速之前是超声速的。对于低粘度,气流是不稳定的,与时间有关,径向速度为亚声速,边界层光度有起伏,起伏的时标为星表面处的开普勒转动周期,振幅约 1.5mag,也许用来解释激变变星中观测

到的准周期振荡现象。

5 结 语

边界层因释放的能量可达到吸积光度的一半、对激变变星的 X 射线辐射贡献很大而占重要地位,但至今发表的边界层的论文却比吸积盘的论文少得多,其原因在于边界层理论十分复杂。在边界层中,旋转速度存在十分陡的梯度,应产生湍流,引起很强的耗散。湍流产生的粘滞性其规律尚不清楚,成为边界层理论中最不确定的因素。粘度的大小影响到边界层在盘面垂直方向的厚度,影响到边界层中气体的流动和稳定性,最终影响光谱的能量分布。由于在边界层中气体转动已偏离开普勒运动,必须用动量方程取代开普勒速度。如果考虑到辐射和物质的耦合,就需用辐射流体动力学的方程来描述,数值模拟十分艰巨。

在边界层中,耗散主要由什么物理过程决定;粘滞遵从什么规律;湍流在多大程度上是各向同性的;在白矮星表面附近被吸积物质如何按纬度分布;白矮星因吸积物质自转加快到什么程度,都是边界层研究中的重大而困难的问题。

参 考 文 献

- [1] Pringle J E. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1981, 19: 137
- [2] Frank J, King A R, Raine D J. *Accretion power in astrophysics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1985. 110
- [3] Lynden-Bell D, Pringle J E. *M. N. R. A. S.*, 1974, 168: 603
- [4] Rappaport S *et al.* *Ap. J.*, 1974, 187: L5
- [5] Mason K O *et al.* *Ap. J.*, 1978, 226: L129
- [6] Swank J H *et al.* *Ap. J.*, 1978, 226: L133
- [7] Ricketts M J, King A R, Raine D J. *M. N. R. A. S.*, 1979, 186: 233
- [8] Córdova F A, Riegler G R. *M. N. R. A. S.*, 1979, 188: 103
- [9] Córdova F A, Mason K O. *Nature*, 1980, 287: 25
- [10] Pringle J E, Savonije G J. *M. N. R. A. S.*, 1979, 187: 777
- [11] Tytenda R. *Acta Astron.*, 1981, 31: 267
- [12] King A R, Shaviv G. *Nature*, 1984, 308: 519
- [13] Shaviv G. *Astrophys. Space Sci.*, 1987, 130: 303
- [14] Ferland G J *et al.* *Ap. J.*, 1982, 262: L53
- [15] Córdova F A, Mason K O, Nelson J E. *Ap. J.*, 1981, 245: 609
- [16] Becker R H, Marshall F E. *Ap. J.*, 1981, 244: L93
- [17] Warner B. *M. N. R. A. S.*, 1974, 167: 47p
- [18] Pringle J E. *M. N. R. A. S.*, 1977, 178: 195
- [19] Jensen K A. In: Lamp D Q, Patterson J eds. *Cataclysmic variables and low-mass X-ray binaries*. Dordrecht: Reidel, 1985. 407
- [20] Papaloizou J C B, Stanley G Q G. *M. N. R. A. S.*, 1986, 220: 593
- [21] Stanley G Q G, Papaloizou J C B. *Astrophys. Space Sci.*, 1987, 130: 315
- [22] Shakura N I, Sunyaev R A. *Astron. Astrophys.*, 1973, 24: 337

[23] Robertson J A, Frank J. M. N. R. A. S., 1986, 221: 279
 [24] Kley W, Hensler G. Astron. Astrophys., 1987, 172: 124
 [25] Kley W, Hensler G. Astrophys. Space Sci., 1987, 130: 321
 [26] Regev O. Astron. Astrophys., 1983, 126: 146
 [27] Regev O, Hougerat A A. M. N. R. A. S., 1988, 232: 81
 [28] Kley W. Astron. Astrophys., 1989, 208: 98
 [29] Kley W. Astron. Astrophys., 1989, 222: 141
 [30] Popham R, Narayan R. Ap. J., 1991, 370: 604
 [31] Kley W. Astron. Astrophys., 1991, 247: 95

(责任编辑 刘金铭)

The Problem of the Boundary Layer of Accretion Disks in Cataclysmic Variables

Zhu Cisheng

(Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 2100080)

Abstract

The boundary layer is a very narrow region between an accretion disk and an accreting star, in which with the disk material approaching the surface of the star its angular velocity drops from the Keplerian value to the angular rotation velocity of the star. The importance of the boundary layer lies in the considerations that up to a half of the accretion luminosity is generated in this region, and that it provides the inner boundary condition for the differential equations determining the structure of the outer disk. In this paper the progress of researches on the accretion disk boundary layer in cataclysmic variables is reviewed briefly.

$$\alpha = 1.02 \lambda_0 f / u f$$

中国科学院南京天文仪器研究所

其中 λ_0 为进行傅里叶变换时照明光学系统的截止波长, f 和 u 分别为望远镜和望远镜的等值焦距。