

中等质量恒星星风物质损失的机制

洪雅芳[†] 蒋苏云

(浙江师范大学数理与信息工程学院 金华 321004)

摘要 在考虑引力对星风物质损失的制约效果及辐射压与湍流压对其扰动效果的同时, 通过引入可压缩流机制, 考虑了恒星外壳对流区对星风物质损失的促进作用, 从而建立了新的星风物质损失公式. 之后, 通过对 $3 \sim 5 M_{\odot}$ 恒星理论模型的星风物质损失率计算, 发现: 从主序直至中心氦核燃烧结束阶段, 新的星风物质损失公式计算所得星风物质损失率与经典星风物质损失公式计算结果几乎一致; 而在 TP-AGB 阶段, 应用新的星风物质损失公式计算的恒星模型则不受光度影响产生了持续的较大的星风物质损失, 比较符合实际观测结果.

关键词 恒星: 演化, 恒星: 质量损失, 湍流

中图分类号: P 144; **文献标识码:** A

1 引言

自从 Beals^[1] 于 1929 年通过观测给出星风存在的证据后, 恒星演化过程中常伴随着星风物质损失的现象已成普遍共识. 由于星风对恒星结构和演化、白矮星的形成, 甚而星际介质的分布及组成、星系和宇宙化学丰度等均有着较大的影响, 因此在对于恒星的研究过程中, 星风问题难以忽略.

为了解星风的产生机制, Lucy 等^[2] 在 1970 年提出了辐射压机理理论. Castor 等^[3] 随后于 1975 年对其提出的理论做出了修正, 并形成了纯辐射驱动理论 (CAK 模型), 为大质量恒星星风加速理论奠定了基础, 并由后来者对该模型做出了进一步的完善^[4-5]. 对于中小质量恒星, 其质量损失类型大都属“冷风”^[6]. 经过数十年的研究, 人们对于这类星风的驱动机制了解依旧很少, 通过对恒星的尘埃数量与不透明度的分析, 发现辐射压驱动模型分析所得的恒星质量损失理论值难以达到实际观测值^[7]. 而目前被普遍使用的经验或半经验公式, 如适用于早型星的由 de Jager 等^[8] 给出的半经验公式, 适用于恒星演化从进入红巨星分支直至中心氦核燃烧结束前阶段、由 Reimers^[9] 于 1975 年提出的半经验公式, 虽与对应的恒星发展阶段星风物质损失观测值符合较好, 但缺乏对星风驱动机制的解释^[10]. 在经过前人的非理想流^[11]、波动^[12] 等模型探索后, 2004 年 Musielak 提出驱动这些冷风的能量可能与湍流压有关^[13], 在其启发下, Schroder 等^[10] 于 2005 年把阿尔文波引入星风驱动机制中, 并在此基础上对 Reimers^[9] 方程提出了修正, 从而加

2011-02-21 收到原稿, 2011-03-14 收到修改稿

[†] hyfwood@sohu.com

强了 Reimers^[9] 所建议的星风公式与星风驱动物理机制的联系. 蒋苏云等^[14] 通过理论分析, 发现湍流压的存在将导致恒星外壳出现密度反转, 从而进一步提出了湍流压对星风驱动机制的贡献的理论依据.

对于恒星, 当其演化至 AGB 星后期, 热脉冲与持续的超星风都将出现. 超星风的概念由 Renzini^[15-16] 于 1981 年首先提出, 他注意到要产生典型的行星状星云, AGB 后期的物质损失率必须达到 $3 \times 10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$, 而这样的损失速率明显是当时由 Reimers^[9] 所提出的星风公式所不能达到的. Iben 等^[17] 提出壳层脉动可能加强星风物质损失, 期间出现的碳元素外迁也可能对星风物质损失率产生一定的影响, 对星风物质损失的建立起到了一定的指导作用. Dominik 等^[18] 于 1990 年首次将质量损失与尘埃的形成与生长联系起来, 基于该理论的相关星风物质损失半经验公式随之建立^[19-21].

其后, 基于辐射压机制的假设及观测上^[22-24] 对于 $\lg \dot{M} - \lg P_0$ 的总结归纳 (\dot{M} 为恒星的质量损失率, P_0 为脉动周期), Vassiliadis 等^[25] 于 1993 年将 P_0 引入了 AGB 星风物质损失公式, 对 AGB 星的星风物质损失公式做了分阶段处理, 于 $P_0 = 500 \text{ d}$ 之后避开表面光度而仅涉及 P_0 及恒星质量. 对于 $M \leq 3 M_{\odot}$ 的恒星, 其理论计算结果与观测结果能够很好地拟合, 对于较大质量恒星, 其理论与观测值拟合还不够理想. Blocker^[26] 在这之后也对 AGB 的星风物质损失做了相关的研究, 同样提出了分界点的观点, 在 Reimers^[9] 的基础上对星风物质损失公式进行了修正. 由于脉动与尘埃形成之间的相互作用对恒星星风物质损失有着关键性的影响^[27], 2007 年 Marigo 等^[28] 在考虑超星风物质损失公式的同时引入了脉动周期 P_0 、恒星表面 C/O 丰度比.

除 Vassiliadis 等^[25] 所使用的星风公式外, 大部分的经典星风公式虽为了在 AGB 后期形成超星风而做了较好的修正, 却仍避免不了在恒星演化进入 TP-AGB 阶段时, 光度的振荡对其造成的影响, 可能无法通过长时间的持续超星风而丢掉大部分质量形成行星状星云^[29]. 而 Vassiliadis 等^[25] 的计算结果对于 $M \leq 3 M_{\odot}$ 恒星比较适合, 对于较大质量恒星, 其理论结果与实际观测值拟合尚不够理想, 且在其以 $P_0 = 500 \text{ d}$ 为分界, 在对不同的恒星处理上可能存在一定的适用局限性的同时, AGB 后期星风物质损失在理论上的大幅断裂性突变不可避免^[29]. 因此, 我们考虑对恒星演化全程引入一个与表面光度 L 无关的量, 从其他角度来考虑星风物质损失机制.

在动力学模型中, 恒星脉动对恒星外壳的影响起到类似于活塞的效应^[30], 而活塞效应在气体动力学中也被用来描述可压缩波叠加而形成激波的现象. Gandel'man 等^[31]、Sakurai^[32] 对于激波向恒星表面奔驰时引起的恒星密度梯度变化问题做了计算分析并画出了星体表面的密度随半径变化的示意图, 其图像跟 Frank-Kamenetskii^[33] 提出的常态下星体表面附近物质密度满足的幂指数分布有较大不同, 其变化主要是由于激波在流体传播方向上所产生的集聚作用而产生的^[34]³⁶⁸, 而激波的形成正是超新星爆炸时短时间内爆炸性抛射外壳物质的可能机制之一. 超星风被频繁地观察到, 说明了行星状星云并非间歇性抛射而形成的^[35-36], 但其与间歇性抛射物质类似的大量质量损失让人不能不怀疑两者在产生机制上是否存在一定的联系.

本文利用改进后的 Kippenhahn 恒星结构与演化程序, 以 $5 M_{\odot}$ 恒星 (金属丰度 $Z = 0.02$) 为例, 通过从主序开始的恒星演化计算, 对恒星外壳进行分析, 以期了解湍流压、可

压缩波等对恒星星风驱动机制的可能作用. 在此基础上, 尝试给出新的星风拟合公式, 将其与经典星风公式计算结果比较, 以期了解所引入的星风物质损失机制的可行性.

在文中的第 2 部分讲述了此次计算用到的恒星模型的参量、星风公式及湍流压的处理. 第 3 部分则以 $5 M_{\odot}$ 恒星为例对恒星球壳对流区的各相关物理参量做了详细的分析. 第 4 部分为引入可压缩流机制后尝试给出的新的星风损失公式. 第 5 部分则通过对 $3 \sim 5 M_{\odot}$ 恒星演化的计算, 分析新的星风物质损失公式与经典星风物质损失公式理论计算结果的差异. 第 6 部分给出了本文探讨中等质量恒星新的星风物质损失机制的一些结论.

2 模型

本文采用改进后的 Kippenhahn 恒星结构与演化程序, 以 Y 表示恒星的氦元素丰度, 以 $Z = 0.02$ 、 $Y = 0.30$ 为所研究恒星理论模型的初始化学丰度, 对初始质量为 $3 M_{\odot}$ 、 $4 M_{\odot}$ 、 $5 M_{\odot}$ 的恒星计算从主序星开始到 AGB 星的演化, 对流区的计算采用局地混合程理论^[37-39], 取混合参数 $\alpha = 1.8$, 不考虑对流超射.

2.1 湍流压

将恒星简化为球对称结构模型, 恒星半径为 R , 总质量为 M , 任取一半径 $r \leq R$ 处球层进行分析, 以 r 为半径的球体内质量为 M_r , 以 P_R 为该处辐射压强, P_g 为该处气体压强, G 为万有引力常数. 令

$$P = P_g + P_R, \quad (1)$$

则忽略湍流压时, 恒星内部静力学平衡方程为

$$\frac{\partial P}{\partial M_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4}. \quad (2)$$

考虑湍流压时, 采用混合程理论进行处理, 得到对流区平均对流元速度 \bar{v} , 以 ρ 为对流元所在地密度, 取湍流压表达式为^[40-43]

$$P_t = \rho \bar{v}^2. \quad (3)$$

令

$$\beta_t = P_t/P, \quad (4)$$

$$\beta = P_g/P, \quad (5)$$

则对于恒星内部, 其静力学平衡公式修正为

$$\frac{\partial [P(1 + \beta_t)]}{\partial M_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4}. \quad (6)$$

同理, 对于恒星外壳, 其静力学平衡方程修正如下:

$$\frac{\partial \ln r}{\partial \ln P} = -\frac{1 + \beta_t}{\frac{GM_r \rho}{rP} + \frac{\partial \beta_t}{\partial \ln r}}. \quad (7)$$

2.2 恒星外壳马赫数的处理

为了研究恒星星风形成的部分影响机制,我们对恒星外壳对流区的湍流压及对流元马赫数 M_a 进行了研究,以期了解其对星风形成造成的可能的扰动.以 c_s 表征所研究壳层处的声速, γ 为该处气体的绝热指数,则

$$M_a = \frac{\bar{v}}{c_s} = \sqrt{\frac{P_t}{\rho}} / \sqrt{\frac{\gamma P_g}{\rho}} = \sqrt{\frac{\beta_t}{\gamma\beta}}. \quad (8)$$

在顾及振动的不完全激发、离解和电离时,对于所研究表面有效温度范围为 $4.5 \text{ K} > \lg T_{\text{eff}} > 3.2 \text{ K}$ 的恒星,为定性考察恒星外壳对流区对星风物质损失率的影响,我们粗略地近似恒星外壳绝热指数为 $\gamma = 1.24^{[34]186-222}$.

2.3 经典星风公式

采用 3 阶段的星风损失公式处理方式,则

(1) 第 1 阶段

对于中心氢燃烧开始直至中心氢燃烧结束阶段,此处采用 de Jager 等^[8]给出的半经验公式:

$$\lg \dot{M} = 1.64 \lg L - 1.61 \lg T_{\text{eff}} + 0.16 \lg M - 7.93. \quad (9)$$

(2) 第 2 阶段

中心氢燃烧结束后至 AGB 早期阶段采用 Reimers^[9]给出的经验公式,以 \dot{M}_{Re} 表示采用 Reimers^[9]提出的经验公式而得到的恒星质量损失率,则

$$\dot{M}_{\text{Re}} = 4 \times 10^{-13} \frac{LR}{M} \eta, \quad 0.3 < \eta < 3. \quad (10)$$

对于星风损失计算,不同质量恒星 η 取值略有不同,本文对于 $3 \sim 5 M_{\odot}$ 恒星采用 $\eta = 1.0$.

(3) 第 3 阶段

进入 AGB 后,采用 Blocker^[26]的理论对热脉冲开始后的星风公式进行必要的修正.

$$\dot{M} = 4.83 \times 10^{-9} M^{2.7} L^{2.7} \dot{M}_{\text{Re}}. \quad (11)$$

对于具体从何时开始转入第 3 阶段公式计算的问题,Blocker^[26]通过观测拟合,给出了较为适中的建议.他以 Ostlie 等^[44]在 1986 年所定义的模型为基础,即定义一个与热脉动相关的周期函数 P_0 ,令

$$\lg P_0 = -1.92 - 0.73 \lg M + 1.86 \lg R, \quad (12)$$

提出对于初始质量大于 $2 M_{\odot}$ 的恒星,至少在 $P_0 = 100 \text{ d}$ 之前其星风物质损失比较小,故在 $P_0 > 100 \text{ d}$ 之后采用第 3 阶段的星风损失公式的处理.

以上 (9)~(12) 式中 L 、 R 、 M 是以 L_{\odot} 、 R_{\odot} 、 M_{\odot} 为单位的, \dot{M} 是以 $M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ 为单位.

3 5 M_{\odot} 恒星外壳对流区各物理量变化

以 $5 M_{\odot}$ 恒星为例, 对恒星外壳进行分析.

图 1 通过结合恒星表面有效温度随时间变化图的分析, 示意了恒星外壳对流元马赫数极大值处湍流压 P_t 、辐射压 P_R 、气体压强与辐射压强之和 P 随时间的变化. 在恒星演化过程中, 其外壳几乎全程均存在对流区. 通过对对流元马赫数极大值处分析, 如图 1 所示, 我们可以看出, 在恒星主序阶段, 恒星外壳的辐射压远大于湍流压, 湍流压实际存在, 但理论上可以被忽略. 而当恒星进入氦燃烧阶段后, 恒星外壳对流元马赫数极大值处的湍流压与辐射压比值已经快速增大, 蒋苏云等^[14] 于 1998 年曾对此进行了详细的理论分析, 认为演化过程中湍流压不可全程忽略, 当湍流压较大时, 恒星外壳将出现密度梯度反转, 这可能是促成 AGB 星超星风物质损失形成的机制之一, 而湍流压的大小又深受对流元速度的影响.

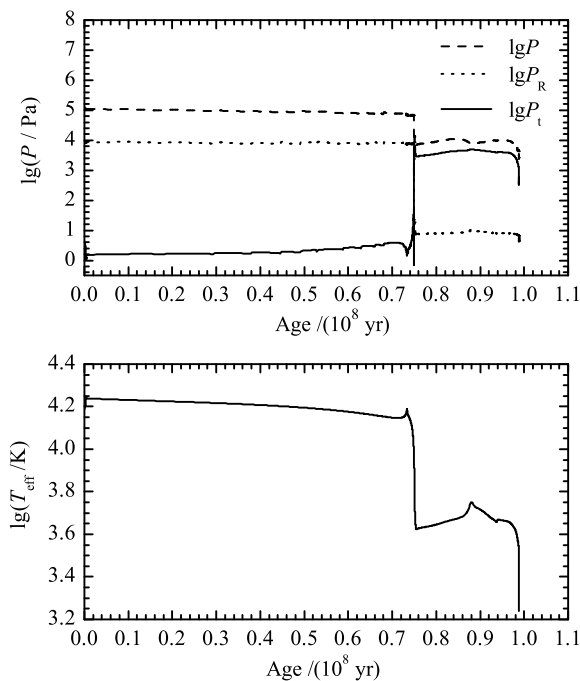


图 1 上图为恒星外壳对流元马赫数极大值处 P_t 、 P_R 、 P 随时间变化图. 下图为恒星表面有效温度随时间变化图
Fig. 1 The top panel indicates the temporal variations of different pressures of the convective region with the maximum Mach number in the outer shell of a star. The bottom shows the temporal variation of effective temperature on the surface of a star

图 2 示意了 $5 M_{\odot}$ 恒星外壳出现密度梯度反转时, 密度梯度反转处的湍流压、辐射压及辐射压与气体压强之和随时间变化的情况. 图 3 则给出了 $5 M_{\odot}$ 恒星外壳对流区的对流元马赫数极大值随时间变化的情况. 结合图 2 与图 3 可以看出, 密度梯度反转主要出现在主序后, 此时恒星外壳对流区对流元马赫数极大值也随之增大, 在中心氦燃烧阶

段及 AGB 阶段早已超过 0.3, 从而使得气体形成可压缩流体, 为压缩波的形成提供了条件, 且在某些时段其马赫数甚至超过了 1.0, 在该阶段内恒星表面出现了密度梯度反转. 在 AGB 后期马赫数减小, 但湍流压仍大于辐射压, 从而使得密度梯度的反转仍然存在. 马赫数超过 0.8, 是形成激波的一个基本条件, 而恒星表面空间密度梯度出现反转, 则是激波在恒星外壳中运动造成的一个结果.

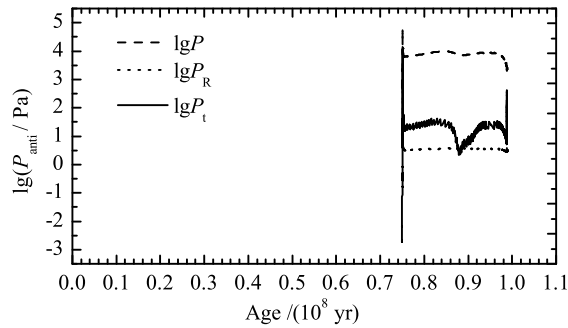


图 2 $5 M_{\odot}$ 恒星外壳出现密度梯度反转时, 密度梯度反转处的湍流压 P_t 、辐射压 P_r 及 P 随时间变化图
Fig. 2 The temporal variations of P_t , P_r and P at the point where density gradient is reversed for a $5 M_{\odot}$ star

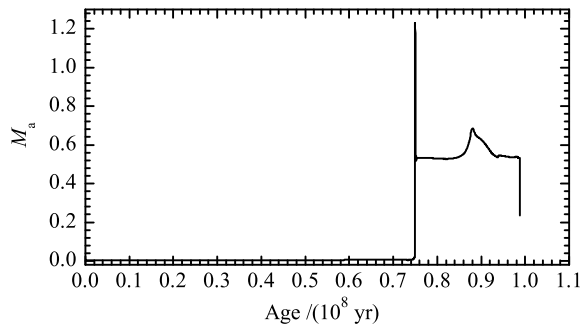


图 3 $5 M_{\odot}$ 恒星外壳对流元马赫数极大值随时间变化图
Fig. 3 The temporal variation of the maximum Mach number in the outer shell of a $5 M_{\odot}$ star

然而, 中等质量恒星在氦核燃烧阶段及 AGB 阶段并未出现爆炸性的外壳抛射物质, 只是星风明显比氢核燃烧阶段大很多, 且在 AGB 星演化后期出现了持续的超星风, 物质损失达 $10^{-5} \sim 10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$. 为了解其原因, 我们从湍流本身的特点及恒星外壳结构上来进行分析. 就湍流本身特点而言, 各流体元速度方向变化的无规则性, 使得其速度虽然可能达到声速量级, 但无法在同一方向上保持较长距离的运动, 因此很难达到微弱可压缩波的有效叠加而无法形成激波. 另外从恒星外壳结构上来看, 以马赫数极大值超过 0.8 时恒星模型为例进行分析.

图 4 给出了恒星进入氦燃烧阶段后, 某一恒星模型表面对流区对流元马赫数随半径变化的结构图. 从图 4, 我们发现马赫数超过 0.8 的区域很窄, 即使存在无规则运动中的宏观运动倾向, 使得湍流元在径向上的分速度达到亚声速以上, 其造成的扰动也是没有足够的距离叠加而无法形成稳定的激波, 虽对星风物质损失有影响, 但也不可能造成激烈的间歇性抛射, 而只能借此给予向外运动的气体一个扰动而已, 其扰动造成的影响大小应该跟恒星表面引力、湍流压及马赫数大小有关. 画出对流元马赫数极大值处以外质量大小和表面引力参量随时间变化曲线, 并将之与原有星风损失公式比较, 如图 5.

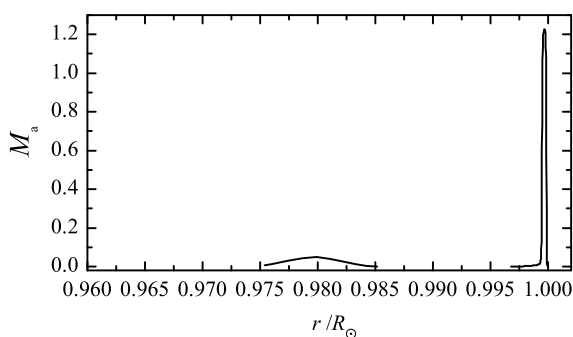


图 4 恒星表面对流区马赫数随半径变化图

Fig. 4 The variation of Mach number in the convective region on the surface of a star with radius

图 5 给出了恒星表面加速度的倒数、恒星外壳对流区对流元马赫数极大值处以外质量大小、恒星质量损失率随时间变化的演化图. 由图 5 结合图 2、图 3, 我们可以猜测, 在表面引力减弱的前提下, 恒星外壳处对流区对流元马赫数的增大加剧了辐射压作用下的恒星外壳的静力学不稳定性, 而对流区固有的湍流压对向外运动的气体流所起到的“正压强扰动”则随对流元马赫数的增大而变得不可忽略.

而当对流区对流元马赫数增大到 0.3 以上时, 该区的气流成为可压缩流体, 空间上压强随之出现的变化对该流体造成弱扰动, 从而形成微弱压缩波, 对此时向外运动的气体流造成扰动, 对扰动最强处 (马赫极大值处) 以外的外壳造成一定的向外推动的作用, 辐射压在此毫无疑问起到了正的推动效果, 而湍流压在马赫极大值处对内起到了向内的挤压效果.

综上, 由于恒星外壳对流区湍流对星风可能起到的作用, 我们尝试在星风公式中引入可压缩流机制.

4 引入可压缩流机制的星风公式

Blocker^[26] 利用 (10) 式对 Reimers^[9] 的星风公式进行校正, 从而在脉动期间可以达到较大的质量损失率, 但振荡频繁, 高损失率持续时间相对较短 (应该与其表面光度出现振荡有关), 似乎不足以在进入白矮星阶段能及时抛出所需质量. 而从观测上来看, 由于持续的超星风被频繁地观测到^[45-46], 说明热脉冲 AGB 星的星风物质损失并非由于间歇

性抛射而形成的^[35-36]. 故, 对于热脉冲 AGB 星的星风物质损失公式的拟合应该尽量避免由于表面光度的振荡而引起的星风大小的间歇性大幅度变化.

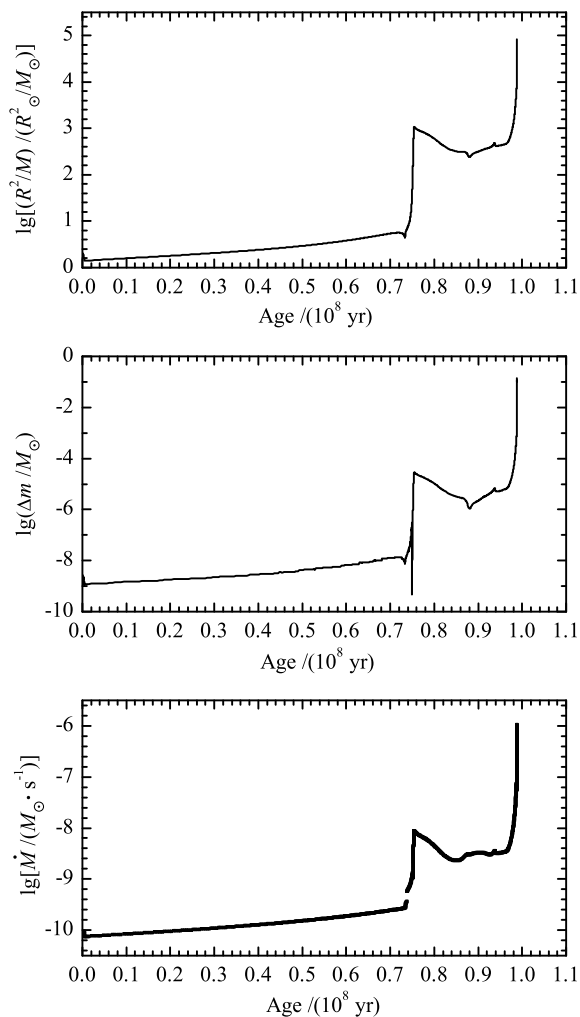


图 5 上图是表征恒星表面引力加速度的倒数随时间变化关系图; 中间为恒星外壳对流元马赫数极大值处以外质量大小随时间变化曲线图; 下图为恒星质量损失率随时间变化图

Fig. 5 Different parameters for a $5 M_{\odot}$ star as a function of time. Top: reciprocal of gravitational acceleration on the surface of a star. Middle: the mass outside the convective region with maximum Mach number in the outer shell of a star. Bottom: mass-loss rate of a star

在此前提下, 我们在考虑新的星风公式时, 尝试避开表面光度 L , 以引力的倒数为主要参量, 引入可压缩流机制, 包括对流元马赫数极大值处滞流压与辐射压之比、马赫数及该处以外质量对恒星的星风物质损失进行修正拟合. 如下:

$$\lg \dot{M} = X - Y + Z. \quad (13)$$

式中, X 体现了星风受到引力的制约; Y 体现了该处辐射压与滞流压对其的扰动影响;

Z 体现了对流元对流速度及马赫数极大值处以外质量对星风所起的促进效果. 具体为

$$X = 2 \lg R - \lg M - A, \quad (14)$$

$$Y = B \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_a^2 \right]^{\frac{-\gamma}{\gamma - 1}} \lg \frac{P_t}{P_r}, \quad (15)$$

$$Z = C M_a (1 + 5 \Delta m M), \quad (16)$$

其中 A 、 B 、 C 均为与恒星初始质量有关的可调参数, Δm 为恒星表面对流区马赫数极大值处以外质量, 以 M_\odot 为单位, 取绝热系数 $\gamma = 1.24$.

5 结果与分析

由于经典星风损失公式 (模型 1) 在中心氦核燃烧结束前与观测所得星风损失公式拟合较好, 故此次我们将引入可压缩流机制星风损失公式 (模型 2) 计算所得结果与之比较.

对于初始质量为 $5 M_\odot$ 的恒星, $A = 11.19$, $B = 0.25$, $C = 1.15$. 将该拟合公式运用于恒星的结构与演化程序中, 运算出的结果与模型 1 对比如图 6.

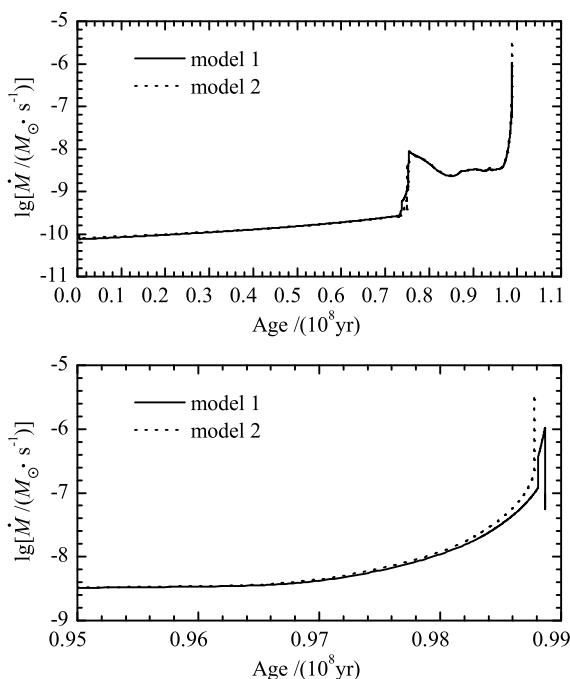


图 6 经典星风公式 (模型 1) 与引入可压缩流机制的星风公式 (模型 2) 应用于 $5 M_\odot$ 恒星的星风物质损失对比图.

其中上图为从主序至 AGB 后期演化期间的星风比较图, 下图为后期的比较放大图

Fig. 6 The comparison of the mass-loss rate between model 1 and model 2 for a $5 M_\odot$ star as a function of time. The top panel indicates the comparison of the mass-loss for star evolving from the main-sequence phase to the end of AGB. The bottom gives the enlarged diagram at the late AGB phase

图 6 示意了对 $5 M_{\odot}$ 恒星, 利用经典星风公式 (模型 1) 与引入可压缩流机制的星风公式 (模型 2) 计算出来的恒星星风物质损失大小随时间变化情况的对比. 从图 6 我们可以发现两种模型在前期星风物质损失的量基本一致, 其差别主要在于后期. 当恒星演化至 AGB 星后期, 热脉冲与持续的超星风都将出现, 受其影响, 脉动引起的光度大幅度的振荡将使得模型 1 理论上的质量损失率出现大幅度的振荡, 无法在峰值处停留太久, 而模型 2 则能够避开光度的影响继续攀升, 达到观测中超星风所需要的持续高质量损失率的效果.

为了研究该公式对中等质量恒星的普适性, 我们对其他模型的恒星进行了简单的分析.

取 $A = 11.35$, $B = 0.2$, $C = 1.05$, 利用模型 2 公式计算 $4 M_{\odot}$ 恒星的星风物质损失率, 如图 7 所示.

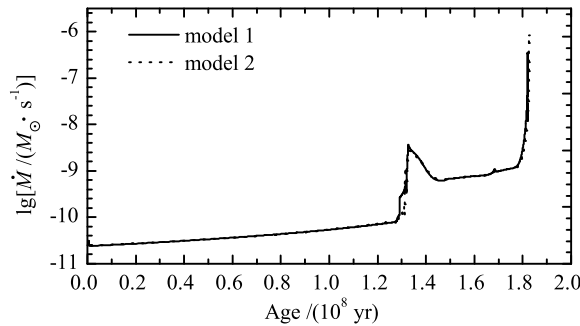


图 7 $4 M_{\odot}$ 的恒星模型 1 与模型 2 星风物质损失对比图

Fig. 7 The comparison of the mass-loss rate between model 1 and model 2 for a $4 M_{\odot}$ star

取 $A = 11.72$, $B = 0.16$, $C = 1.25$, 利用模型 2 公式计算 $3 M_{\odot}$ 恒星的星风物质损失率, 如图 8 所示.

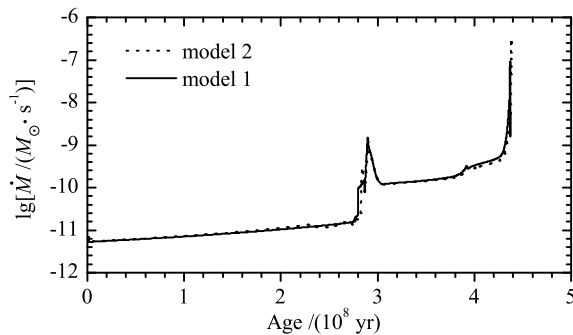


图 8 $3 M_{\odot}$ 的恒星模型 1 与模型 2 星风物质损失对比图

Fig. 8 The comparison of the mass-loss rate between model 1 and model 2 for a $3 M_{\odot}$ star

如图 7 与图 8 所示, 模型 1 公式在 AGB 后期均出现了由于光度大幅度脉动而产生

生的质量损失率的大幅度降落, 受到光度影响颇大, 而模型 2 无一例外几乎不受光度影响, 在氦核燃烧结束前产生的星风损失率与模型 1 相当一致, 在后期产生了比模型 1 大的持续的星风物质损失率, 可能比较符合实际观测结果.

因此, 我们可以认为, 在星风物质损失公式中引入恒星外壳对流区可压缩流机制也许是可行的.

6 结论

本文通过对 $5 M_{\odot}$ 恒星外壳进行分析, 发现对流区出现的可压缩流体对星风物质损失存在一定的影响, 从而尝试在考虑星风物质损失机制时引入可压缩流机制, 提出新的半经验星风物质损失公式:

$$\lg \dot{M} = 2 \lg R - \lg M - A - B \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_a^2 \right]^{\frac{-\gamma}{\gamma - 1}} \lg \frac{P_t}{P_r} - CM_a (1 + 5 \Delta m M). \quad (17)$$

通过计算发现, 经典星风公式受光度影响较大, 在 AGB 后期受光度脉动影响使得质量损失率出现大幅度降落. 相比之下, 引入可压缩流机制的星风公式的计算结果, 在氦核燃烧结束前产生的星风物质损失率与经典星风物质损失公式计算结果一致, 在后期则不受光度影响产生了持续的较大的星风物质损失率, 比较符合实际观测结果.

参 考 文 献

- [1] Beals C S. MNRAS, 1929, 90: 202
- [2] Lucy L B, Solomon P M. ApJ, 1970, 159: 879
- [3] Castor J I, Abbott D C, Klein R I. ApJ, 1975, 195: 157
- [4] Pauldrach A, Puls J, Kudritzki R P. A&A, 1986, 164: 86
- [5] Friend D B, Abbott D C. A&A, 1986, 311: 701
- [6] Schröder K P, Cuntz M. A&A, 2007, 465: 593
- [7] Schröder K P, Wachter A, Winters J M. A&A, 2003, 398: 229
- [8] de Jager C, Nieuwenhuijzen H, van der Hucht K A. A&AS, 1988, 72: 259
- [9] Reimers D. MSRSL, 1975, 8: 369
- [10] Schroder K P, Cuntz M. ApJ, 2005, 630: L73
- [11] Cannon C J, Thomas R N. ApJ, 1977, 211: 910
- [12] Andriess C D. Ap&SS, 1979, 61: 205
- [13] Musielak Z E. IAUS, 2004, 219: 437
- [14] 蒋苏云, 黄润乾. 天体物理学报, 1998, 18: 148
- [15] Renzini A. Physical Processes in Red Giants. Dordrecht: Reidel, 1981: 431
- [16] Renzini A. Effects of Mass Loss on Stellar Evolution. Dordrecht: Reidel, 1981: 319
- [17] Iben I Jr, Renzini A. ARA&A, 1983, 21: 271
- [18] Dominik A J, Gail H P, Sedlmayr E, et al. A&A, 1990, 240: 365
- [19] Arndt T U, Fleischer A J, Sedlmayr E. A&A, 1997, 327: 614
- [20] 熊关柱, 陈培生. 天文学报, 2000, 41: 181
- [21] Xiong G Z, Cheng P S. ChA&A, 2000, 24: 501
- [22] Wood P R. Stellar Pulsation. Berlin: Springer, 1987: 250
- [23] Wood P R. From Miras to Planetary Nebulae: Which Path for Stellar Evolution?. Yvette Cedex: Editions Frontieres, 1990: 67

- [24] Schild H. MNRAS, 1989, 240: 63
- [25] Vassiliadis E, Wood P R. ApJ, 1993, 413: 641
- [26] Blocker T. A&A, 1995, 297: 727
- [27] Wallerstein G, Knapp G R. ARA&A, 1998, 36: 369
- [28] Marigo P, Girardi L. A&A, 2007, 469: 239
- [29] 洪雅芳, 蒋苏云. 天文学报, 2011, 52: 275
- [30] Bergeat J, Chevallier L. A&A, 2005, 429: 235
- [31] Gandel'man G M, Frank-Kamenetskii D A. SPhD, 1956, 1: 223
- [32] Sakurai A. Communications on Pure and Applied Mathematics, 1960, 13: 353
- [33] Frank-Kamenetskii D A. Doklady Akad Nauk SSSR, 1951, 80: 185
- [34] Zeldovich Ya B, Razier Yu P. 张树材, 译. 激波和高温流体动力学现象物理学. 北京: 科学出版社, 1980
- [35] Paczynski B, Ziolkowski J. AcA, 1968, 18: 255
- [36] Roxburgh I W. Natur, 1967, 215: 838
- [37] Böhm-Vitense E. ZA, 1958, 46: 108
- [38] Hofmeister E, Kippenhahn R, Weigert A. ZA, 1964, 59: 215
- [39] 黄润乾. 恒星物理. 北京: 科学出版社, 2006: 48-54
- [40] 蒋苏云, 黄润乾. 天体物理学报, 1997, 17: 271
- [41] Jiang S Y, Huang R Q. ChA&A, 1997, 21: 461
- [42] Henyey L, Vardya M S, Bodenheimer P. ApJ, 1965, 142: 841
- [43] de Jager C. The Brightest Stars. Dordrecht: Reidel, 1980: 470
- [44] Ostlie D A, Cox A N. ApJ, 1986, 311: 864
- [45] Knapp G R, Morris M. ApJ, 1985, 292: 640
- [46] Wood P R, Whiteoak J B, Hughes S M G, et al. ApJ, 1992, 397: 552

The Mechanism of the Mass-loss of Stellar Wind for Intermediate-mass Stars

HONG Ya-fang JIANG Su-yun

(College of Mathematics Physics and Information Technology, Zhejiang Normal University,
Jinhua 321004)

ABSTRACT Simultaneously considering the effects of the restriction of the gravitation, the perturbation from the radiation pressure and the turbulence pressure, and the promotion from the convective region in the outer shell of a star by introducing the compressible fluid mechanism, a new formula of the mass-loss of stellar wind is built up in this paper. The stars with initial masses in the range of $3 \leq M/M_{\odot} \leq 5$ have evolved from the main-sequence phase to the end of asymptotic giant branch (AGB). The mass-loss rates with the new formula are in excellent agreement with those with the classical mass-loss formula from the main-sequence phase to the stage of the end of the central helium burning. However, the fluctuation of mass-loss rate with the classical formula has arisen at the end of AGB because of the effect of the surface luminosity. On the contrary, the continuous major mass-loss has been obtained with the new formula at the end of AGB. It is concluded that the mass-loss derived with the new formula is comparatively consistent with the observational results.

Key words stars: evolution, stars: mass-loss, turbulence