

早型星的星风

陈海骑 黄 磷

(中国科学院北京天文台)

提 要

本文从观测和理论两个方面介绍了早型星星风的有关问题。在观测方面,给出了从射电、红外、可见光、紫外和X射线各波段得到的观测证据,并介绍了星风的两个重要参数,星风的终速和质量损失率。在理论方面,介绍了星风的基本方程,早型星星风的辐射压模型以及波动模型和非理想流模型。

一、引 言

恒星以两种方式向星际抛射物质,一种是突发性的,如超新星爆发,另一种是连续性的。恒星以连续方式向星际空间抛射的物质称星风。Beals(1929)[1]对PCyg, η Car 以及一些WR星的观测给出了星风存在的第一个观测证据。在这些星的光谱中,他发现了PCyg型谱线轮廓,这种特征轮廓意味着这些恒星正向外抛射物质。

六十年代, Morton [2]利用火箭对OB超巨星进行了紫外观测。在这些星的紫外光谱中,他发现一些高电离的粒子(如CIII, CIV, NV)的谱线具有PCyg型谱线轮廓,其谱线紫端所对应的速度高达3,000公里/秒,这个速度远高于这些星的逃逸速度。

哥白尼卫星的紫外巡天表明[3],所有绝对星等亮于 -6.70 的恒星都具有星风。近年来,利用先进的观测手段(如IUE, IRAS, VLA)的观测进一步表明,星风是早型星中普遍存在的现象,因此,研究星风对更进一步地研究恒星具有不容忽视的重要地位。

星风的研究主要包括四个方面:(1)星风的观测,(2)星风的模型,(3)星风对恒星演化的影响,(4)星风和星际介质的相互作用。本文重点介绍(1)和(2)两个方面。(3)和(4)请分别参阅[4]和[5]。

二、星风的观测

从射电、红外、可见、紫外和X射线波段都能直接或间接地得到星风存在的证据。但对于某一颗星来说,并不是在所有波段都能同时观测到这些证据,这取决于星风的温度、大小、密度等因素。下面,我们将介绍在各个波段对星风的观测,恒星的质量损失率和恒星参数的关系,以及描述星风的一个重要参数——星风的终速。

1. 射电波段

由于星风的存在, 恒星具有一个延伸大气。延伸大气中的电子通过自由-自由辐射气形成连续谱发射。这种连续谱发射一般主要在红外波段, 对于某些恒星, 在射电波段也会观测到。

Wright 和 Barlow [6] 在星风是球对称的、稳态的假设下, 得到了质量损失率的表达式:

$$-\dot{M} = 0.095 \frac{\mu v_{\infty} S_{\nu}^3 / 4 D^{3/2}}{z \gamma^{1/2} g^{1/2} \nu^{1/2}} M_{\odot} / \text{年}$$

其中 v_{∞} 是星风的终速, 单位是公里/秒; S_{ν} 是频率 ν 处的射电流量, 单位是 Jy; D 是恒星同观测者的距离, 单位是 kpc; g 是 Gaunt 因子; γ 是电子数和离子数之比; μ 是平均粒子质量。根据 Wright 和 Barlow 的计算, 产生射电辐射的区域是在几十到几百个恒星半径之间。由于在这个区域里, 星风已达到终速, 所以在求质量损失率时, 不必对星风的速度分布 (即星风速度随距离的变化) 作假设, 因此从射电波段求得的质量损失率 \dot{M} 比从红外、可见和紫外波段求得的质量损失率要可靠。但由于能观测到射电流量的星数较少, 使从射电波段求恒星质量损失率的方法受到限制。

2. 红外波段

Barlow 和 Cohen [7] 对 33 颗早型星的红外观测表明, 大部分早型星都具有红外色余。人们认为这种红外色余是由于星风中电子的自由-自由发射而产生的。由于这种自由-自由发射产生于离恒星表面较近的区域 (1—5 个恒星半径), 在这个区域, 星风还没有达到其终速, 在求恒星的质量损失率时, 要对其速度分布作假设。Barlow 和 Cohen 假设了超巨星的星风的速度分布和 PCyg 的速度分布相同, 得到了 34 颗超巨星的质量损失率, 并得到质量损失率和光度的关系:

对于 O 型星, $-\dot{M} = 6.8 \times 10^{-13} L^{1.10 \pm 0.06} M_{\odot} / \text{年}$

对于 BA 型超巨星, $-\dot{M} = 5 \times 10^{-13} L^{1.20 \pm 0.08} M_{\odot} / \text{年}$

其中 L 的单位是 L_{\odot} 。

3. 可见波段

在可见波段的光谱中, 可以观测到星风存在的证据如下:

- (1) 出现 Balmer 系发射线,
- (2) 出现 He I $\lambda 5,875 \text{ \AA}$ 发射线,
- (3) 出现 Balmer 渐近,
- (4) 吸收线 He I $\lambda 4,471 \text{ \AA}$, Mg II $\lambda 4,481 \text{ \AA}$, He I $\lambda 4,026 \text{ \AA}$ C II $\lambda 4,267 \text{ \AA}$ 具有不同的速度,
- (5) He I $\lambda 3,888 \text{ \AA}$ 和 H $_{\epsilon}$ ($\lambda 3,889 \text{ \AA}$) 分开。

从 H $_{\alpha}$ 发射线可以得到恒星的质量损失率。一种方法是根据 H $_{\alpha}$ 的等值宽度求 \dot{M} [8]。这种方法会受到下列因素的影响: (1) 星风的速度分布的假设是否正确, (2) 恒星自转对谱线轮廓的效应, (3) Sobolev 近似在线心不适用。由于这些因素的影响, 使由等值宽度求得的质量损失率 \dot{M} 不够准确。Olsen 和 Ebbets [9] 提出了另一种求质量损失率的方法, 即通过把观测得到的 H $_{\alpha}$

轮廓和理论轮廓作拟合来求 \dot{M} 。用这种方法,他们求出了一批超巨星的质星损失率。

4. 紫外光谱

尽管从其他波段可以得到星风的不少信息,但最能全面地反映星风的还是紫外观测。紫外波段中丰富的共振谱线给我们提供了星风的速度、密度、激发状态等方面的信息。

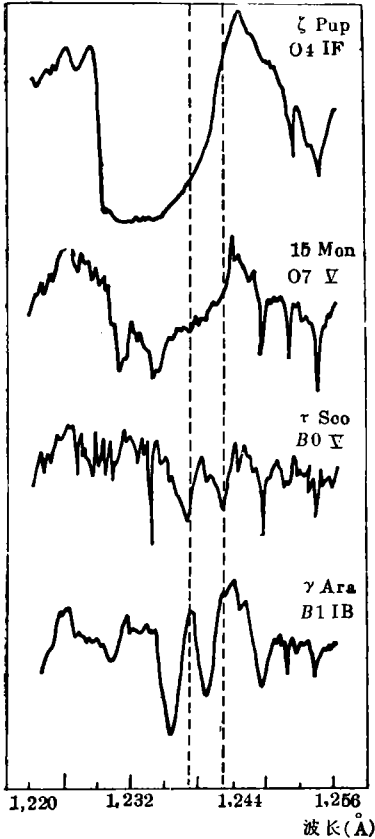


图 1. 几颗星的 $N\ V\ \lambda 1,238.821$ 埃和 $\lambda 1,242.804$ 埃)的PCyg型谱线轮廓[10]。

Morton[2]第一个得到了分辨率足够高的紫外光谱。这些光谱清楚地表明了星风的存在。哥白尼卫星和IUE的工作使人们得到了很多高质量的紫外光谱。最能明确地表明星风存在的证据是谱线的PCyg型轮廓。图1给出了一些恒星的紫外谱线的PCyg型轮廓。

在紫外光谱中常观测到的离子有 $He\ II$, $C\ III$, $C\ IV$, $N\ III$, $N\ IV$, $N\ V$, $O\ IV$, $O\ VI$, $S\ III$, $S\ IV$, $S\ VI$, $Si\ III$, $Si\ IV$ 和 $P\ V$ 。这些离子都具有较高的电离电势,如 $O\ VI$ 的电离电势是 113.9eV , $N\ V$ 的电离电势是 77.4eV , $C\ IV$ 的电离电势是 47.9eV 。这些电离电势远远高于恒星有效温度所对应的电势,所以这种现象称为超电离现象。

将观测到的紫外谱线的PCyg型轮廓与理论轮廓拟合,可求出恒星的质量损失率。Castor和Lamers[11]采用了Sobolev假设,给出了各种情况下的PCyg理论轮廓。用这种方法求质量损失率的优点在于这些谱线对质量损失率非常敏感,可以测量出 10^{-8} — $10^{-9}M_{\odot}$ /年的质量损失率。

5. X射线观测

为了解释星风中的超电离现象,有人提出了热冕+冷风模型[12]。该模型认为,超电离离子是由热冕产生的软X射线引起的光致电离而产生的。后来,爱因

斯坦卫星果然探测到了OB型超巨星的X射线发射[13]。对于143颗星的软X射线巡天表明,存在X射线发射是早型星的普遍现象。现在,能否产生足够强的软X射线已经是检验星风模型的标准之一了。

6. 星风的终速(terminal velocity)

星风的终速是指星风被加速到最快时所达到的速度。它是描写星风的一个重要参数。由于它能直接测量,所以可以用来求恒星的质量损失率以及检验一个星风模型的正确与否。

星风的终速一般是从紫外吸收线求得的。因为产生紫外光谱的区域离恒星较远,星风在这里已被充分加速而达到其终速了。

观测发现,星风的终速和恒星的光谱型是有密切关系的。图2给出了这种关系[14]。可以

看到光谱型越晚,星风的终速越小.恒星的逃逸速度和光谱型也有类似的关系,这就使人想到星风的终速和恒星的逃逸速度是有关的. Abbott[15]考察了 34 颗 O, B, A 和 WR 型星, 发现星风的终速 v_{∞} 和恒星的逃逸速度 v_{esc} 之间满足: $v_{\infty} = 3v_{esc}$, 其中 $v_{esc} = \left(\frac{2MG(1-\Gamma)}{R}\right)^{1/2}$,

$\Gamma = \frac{\sigma_e L}{4\pi GM}$. 图 3 反映了这 34 颗星的 v_{∞} 和 v_{esc} 的关系. Abbott[16]又统计了大批早型星的终速, 得到了更一般的关系: $v_{\infty} = av_{esc}$, 其中 a 和恒星的有效温度有关:

$$T_{eff} = 50,000K \quad a = 2.5$$

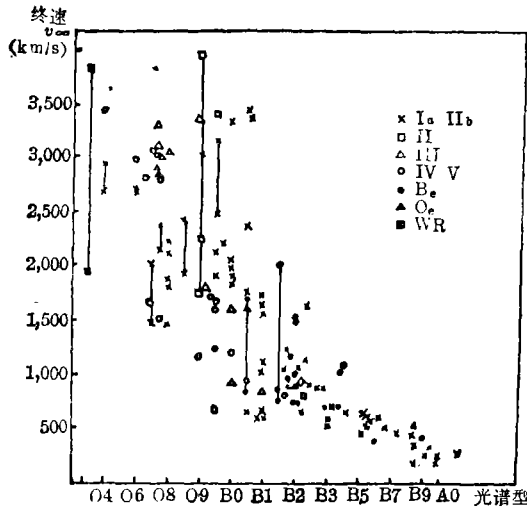


图 2. 星风的终速和光谱型的关系. 直线连接的是同一颗星的不同时间或不同人的观测值。

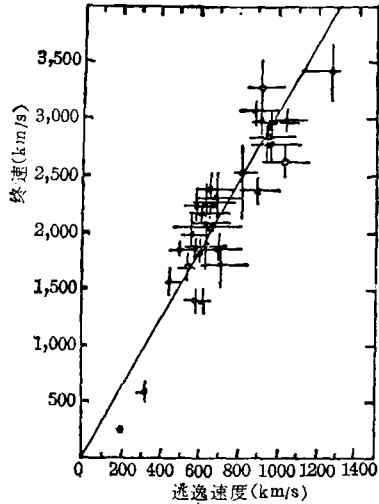


图 3. 星风的终速和恒星逃逸速度的关系. 其中, \circ : O 和 B 星; \blacktriangle : 双星; \square : WR 星; \cdot : 其他。

$$T_{eff} = 25,000K \quad a = 3.5$$

$$T_{eff} = 10,000K \quad a = 1.0$$

对大麦哲伦云和小麦哲伦云中早型星的紫外观测表明[17], 那里的早型星也具有星风, 但星风的终速比银河系中同样光谱型和光度型的恒星的终速小 20% 左右。

7. 早型星的质量损失率

C. de Jager [18]综合了很多人对早型星质量损失率的观测结果. 从图 4 可以看到质量损失率不仅和光度有关, 还和有效温度等参数有关. 但对光谱型相同的星, 光度越大, 质量损失率越大。

人们试图从观测结果统计出恒星质量损失率和恒星参数的关系, 以得到质量损失率的经验公式, 并提供一个检验星风模型的标准. 不同的观测者采用不同的方法, 不同的样本会得到不同的关系. Abbott [16]根据一批 OB 星的质量损失率, 得到经验公式:

$$-\dot{M} = 1.3 \times 10^{-10} (L/L_{\odot})^{1.77} M_{\odot}/\text{年}$$

Wilson 和 Dopita [19]总结了 96 颗早型星的质量损失率, 对于 $\log[-\dot{M}/M_{\odot}/\text{年}] >$

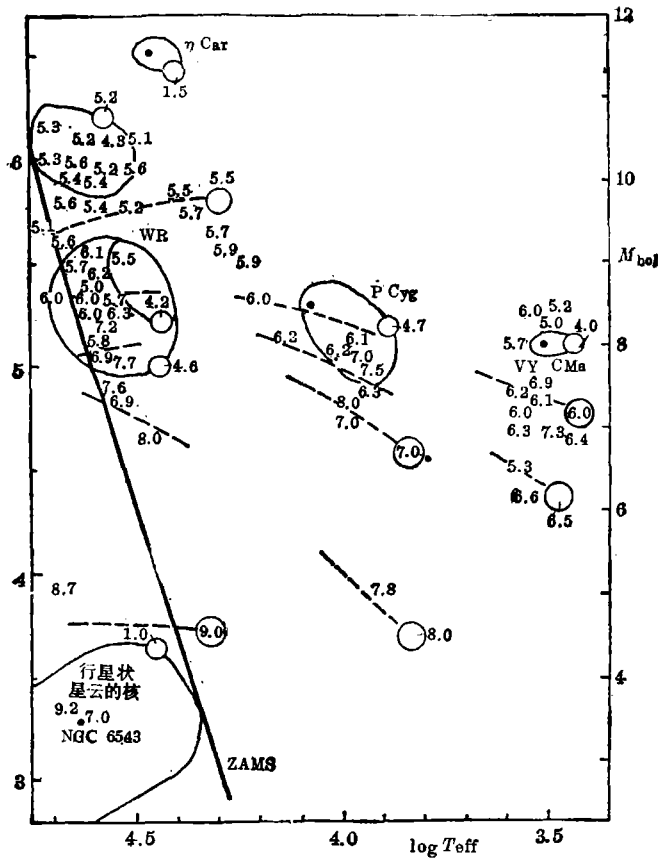


图 4. 早型星的质量损失率。图中虚线是等质量损失率线，封闭曲线中恒星的 M 和周围星的 M 有明显的差别。图中数字是以 $-\log[-(M/M_{\odot})/\text{年}]$ 为单位的。

-6.3, $\log(L/L_{\odot}) > 5.1$ 的星, 得到:

$$-\dot{M} = (0.7 \pm 0.3) L / (v_{\infty} c)$$

Vardya^[20] 从量纲分析的角度, 结合 OB 星质量损失率的观测资料, 得到表达式,

$$-\dot{M} = A \left(\frac{1}{G^{1/2} c^4} \right) L^2 (R/M)^{3/2}$$

其中 A 是无量纲因子, 它随着 $B \rightarrow O \rightarrow O(f) \rightarrow O((f))$ 而增加。

三、星风的模型

现在, 人们普遍认为早型星的星风是由辐射压产生的, 但也有人提出了产生星风的其他机制。下面我们将介绍星风的基本方程, 辐射压模型和其他星风模型。

1. 星风的基本方程

在稳态、径向、球对称的假设下, 星风的质量、动量和能量守恒方程为:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\dot{M} = 4\pi\rho v r^2 = \text{const.} \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM}{r^2} + g_R = 0 \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v \frac{de}{dr} + Pv \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\rho} \right) = - \left(\frac{1}{\rho} \right) (\nabla \cdot \mathbf{q}) = \frac{1}{\rho} (Q_A + Q_R - \nabla \cdot \mathbf{q}_C) \end{array} \right. \quad (3)$$

其中 ρ 是质量密度, v 是径向速度, P 是气体压力, g_R 是辐射压产生的加速度, e 是单位质量的内能, \mathbf{q} 是能量流, Q_A 是在单位体积内机械能所留下的能量, Q_R 是单位体积内辐射能所留下的能量, \mathbf{q}_C 是热传导流。

辐射压产生的加速度是由线吸收和连续吸收两部分贡献的:

$$\begin{aligned} g_R &= \frac{4\pi}{c} \int_{\nu=0}^{\infty} k_\nu H_\nu d\nu \\ &= - \frac{k_F L}{4\pi c r^2} + \sum g_l \end{aligned} \quad (4)$$

其中 k_ν 是 ν 处的不透明度, H_ν 是 ν 处的辐射流, k_F 是连续谱的平均不透明度, g_l 是由第 l 根谱线的吸收所产生的加速度。将(4)代入(2), 得到

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM}{r^2} (1 - \Gamma) + \sum g_l = 0 \quad (5)$$

$$\text{其中 } \Gamma = \frac{k_F L}{4\pi c GM}.$$

2. 辐射压模型

辐射压模型首先是由 Lucy 和 Solomon 提出的^[21]。Castor, Abbott 和 Klein^[22] (简称 CAK) 作了进一步的修正。辐射压模型认为: 由于超电离粒子在紫外波段的共振线和辅线系的吸收, 光子的动量传给了恒星外层大气, 当恒星的紫外光度和外层大气的吸收都足够强时, 恒星外层物质就向星际空间运动形成星风。

CAK 的模型作了如下假设: (1) 星风是球对称的; (2) 物质是以稳态、径向方式流动的; (3) 引力和辐射压起主要作用; (4) 大气处于辐射平衡状态。CAK 的模型可以比较准确地得到质量损失率、星风的终速以及质量损失率和光度的关系。但该模型不能解释观测到的 OVI, NV 等超电离粒子以及软 X 射线是如何产生的。

为了克服 CAK 模型的缺点, 人们对辐射压模型进行了修改, 下面是几种改进的辐射压模型。

(1) 热风模型 (warm-wind model)

为了解释超电离粒子的产生, Lamers 等人提出了热风模型^[23]。热风模型认为星风处于等温、光学薄的等离子体状态, 温度大约为 $2 \times 10^6 \text{K}$ 。由于辐射压的加速, 星风速度由 $0.25v_\infty$ 上升到 v_∞ 。超电离粒子是由于碰撞激发产生的。对 $\tau \text{ S}_\odot$ 的定量计算表明, 当星风温度为 $2 \times 10^6 \text{K}$ 时, 可以解释观测到的超电离粒子的丰度。同时, 热风模型还可以解释软 X 射线, 但在定量计算上尚有偏差。

(2) 改进的冷风模型[24]

改进的冷风模型假设星风在 HeII 连续谱是光学非常厚的, 于是在每一频率上

$$J_\nu \approx S_\nu = B_\nu [\sum_i k_\nu(i)/b(i)] / \sum_i k_\nu(i)$$

其中 J_ν 是平均辐射强度, S_ν 是源函数, $k_\nu(i)$ 是在某一能级上的某种粒子产生的不透明度, $b(i)$ 是该能级的丰度对局部热动平衡时丰度的偏离。设求和中 HeII 的基态起主要作用, 则有:

$$J_\nu \approx B_\nu / b_1$$

又假设超电离粒子是由辐射场的光致电离产生的, 那末, 如果忽略和激发态有关的电离和复合过程, 则每种离子的丰度对局部热动平衡时丰度的偏离都应该和 HeII 的偏离相同, 即都是 b_1 。

对 ξ Pup 的计算表明, 当星风的温度为 60,000K 时 (ξ Pup 的有效温度是 40,000K), 可解释 ξ Pup 的星风中各种离子的丰度。

(3) 热冕 + 冷风模型

热冕 + 冷风模型是由 Hearn[25] 和 Cassinelli 等人[26] 提出的。这个模型认为星风是由两部分构成的。星风的底部是热冕, 温度约为 10^6 K, 外面是冷风, 其温度由辐射平衡而定, $T_c \approx (0.8-0.9)T_{eff}$ 。当风中的主要离子的原子核吸收了热冕产生的 X 射线, 离子会因俄歇效应而发射电子, 形成更高级的离子, 这就解释了超电离粒子的产生。

Cassinelli 等人分析了一些星的 H_α 轮廓, 认为热冕的厚度 $\leq 0.1R_*$ 。星风首先在冕区被加速到 150 公里/秒左右, 然后又在冷区被辐射压加速到 v_∞ 。Cassinelli 假设 ξ Pup 的冷风温度为 35,000K, 热冕的温度为 5×10^6 K, 可以比较好地解释质量损失率、超电离粒子的丰度等值。

另外, 由于热冕区比较薄, 只需较少的能量就可维持冕区的温度为 10^6 K (大约 0.1% 的恒星光度), 而热风模型需要 1%—10% 恒星光度的能量才能维持星风达到所需的温度。

3. 其他模型

尽管辐射压模型能较好地解释早型星的星风, 但对有些观测却不能给出较好的解释(比如, 星风的变化是辐射压模型不能解释的)。于是有人又提出了其他模型, 下面介绍的波动模型和非理想流模型就是从其他角度来考察星风的。Marlborough 和 Zamir 还考查了恒星的高速自转对形成星风的影响[27]。Abbott 等人[28]还讨论了恒星的非径向脉动对早型星星风的影响。

(1) 波动模型(fluctuation model)

波动模型是由 Andriess 提出的[29]。他认为, 在早型星中, 由于存在 $\tau_a \ll \tau_k$ 的随机波动(其中 τ_a 是动力学弛豫时标, τ_k 是热力学弛豫时标), 恒星大气没有完全达到热动平衡, 而是处于部分平衡的状态。这种随机波动给大气输入能量, 使其形成了向外的速度场, 于是便形成了星风。由于这种波动是随机的, 所以星风的大小在不停地变化, 这就可以解释星风质量损失率的变化。根据波动模型, 质量损失率和恒星参数的关系为:

$$\dot{M} \propto L^{3/2} (R/M)^{9/4} / G^{7/4}$$

(2) 非理想流模型(imperfect flow model)[30]

恒星除了具有核能和热能外,还具有其他形式的非热能量(如转动能、振动能等)。非理想流模型认为,当这些非热能向外释放时,会产生质量流和非热能量流,随着向外密度的减少,速度也随着增加,这就形成了星风。由于物质向外流动时不能自动调节速度以形成理想的喷管,于是在从亚音速到超音速的过渡区域会形成激波,物质就是在这个区域受到加热而产生超电离粒子的。因此,在这个模型中,冕的出现是星风的结果。非理想流模型现在还不能进行定量的计算,但它可以定性地解释星风的一些特性(比如超电离粒子,星风的变化等)。

参 考 文 献

- [1] Beals, C. S., *M. N. R. A. S.*, **90** (1929), 202.
 [2] Morton, D. C., *Ap. J.*, **147** (1969), 1017.
 [3] Snow, T. P. and Morton, D. C., *Ap. J. Suppl.*, **32** (1976), 429.
 [4] Chiosi, C., Nasi, E. and Sreenivasan, S. R., *A. Ap.*, **63** (1978), 103.
 [5] Weaver, R., McGray, R., Castor, J., Shapiro, P. and Moore, R., *Ap. J.*, **218** (1977), 377.
 [6] Wright, A. E. and Barlow, M. J., *M. N. R. A. S.*, **170** (1975), 41.
 [7] Barlow, M. J. and Cohen, M., *Ap. J.*, **213** (1977), 737.
 [8] Klein, R. I. and Castor, J. I., *Ap. J.*, **220** (1978), 902.
 [9] Olsen, G. L. and Ebbets, D., *Ap. J.*, **248** (1981), 1021.
 [10] Snow, T. P., in *IAU Symp. No. 83, 65*, ed. by P. S. Conti and C. W. H. DeLoore, (1979).
 [11] Castor, J. I. and Lamers, H., *Ap. J. Suppl.*, **39** (1979), 481.
 [12] Cassinelli, J. P. and Olson, G. L., *Ap. J.*, **229** (1979), 304.
 [13] Harndel, F. R., Branduardi, G., Elvis, M., Gorenstein, P., Grindlay, J., Pye, J. P., Rosner, R., Topka, K. and Viana, G. S., *Ap. J. Let.*, **234** (1979), L51.
 [14] Thomas, R. N., in *Effects of Variable Mass Loss on the Local Stellar Environment*, 3, ed. by R. Stalio and R. N. Thomas, (1984).
 [15] Abbott, D. C., *Ap. J.*, **225** (1978), 893.
 [16] Abbott, D. C., *Ap. J.*, **263** (1982), 723.
 [17] Garmany, C. D. and Conti, P. S., *Ap. J.*, **293** (1985), 407.
 [18] De Jager, C., in *Highlights of Astronomy*, 603, ed. by R. M. West, Vol. 6 (1982).
 [19] Wilson, I. R. G. and Dopita, M. A., *A. Ap.*, **149** (1985), 295.
 [20] Vardya, M. S., *Ap. Space Sci.*, **107** (1984), 141.
 [21] Lucy, L. B. and Solomon, P. M., *Ap. J.*, **159** (1970), 879.
 [22] Castor, J. I., Abbott, D. C. and Klein, R. I., *Ap. J.*, **195** (1975), 157.
 [23] Lamers, H. and Rogerson, J. B., *A. Ap.*, **66** (1978), 417.
 [24] Castor, J. I., in *IAU Symp. No. 83, 175*, ed. by P. S. Conti and C. W. H. DeLoore, (1979).
 [25] Hearn, A. G., *A. Ap.*, **40** (1975), 355.
 [26] Cassinelli, J. P., Olson, G. and Stalio, R., *Ap. J.*, **220** (1978), 573.
 [27] Marlborough, J. M. and Zamir, M., *Ap. J.*, **276** (1984), 706.
 [28] Abbott, D. C., Garmany, C. D., Hansen, C. J. and Pesnell, W. D., *P. A. S. P.*, **98** (1986), 29.
 [29] Andriesse, C. D., *Ap. Space Sci.*, **50** (1980), 75.
 [30] Cannon, C. J. and Thomas, R. N., *Ap. J.*, **211** (1977), 910.

(责任编辑 谢应地)

Winds from Early-type Stars

Chen Haiqi Huang Lin

(Beijing Astronomical Observatory, Academia Sinica)

Abstract

In this paper, observations and theories of stellar winds from early-type stars, both are reviewed. Observational evidence for stellar winds obtained from radio, infrared, visible, UV and X-ray regions are given. And two important parameters, terminal velocity and mass loss rate, are discussed. As concerns theories of stellar winds, basic equations are given and a number of models, namely, radiation pressure models, fluctuation model and imperfect flow model are reviewed.