



# 恒星主要物理参量的实测方法

蒋世仰

(中国科学院北京天文台)

## 提 要

本文重点讲述恒星半径、质量、温度、压力、光度、自转、表面重力及磁场的主要实测方法,并给出了完整的文献目录。

## 一、引 言

恒星是宇宙中物质实体的主要形式,是在自引力约束下具有一定核能源的球形或类球形物质实体。因此它们是近代天体物理学研究的主要对象之一。表征恒星物理特性的主要参量有半径、质量、温度、压力、光度、自转速度、表面重力和磁场等。测定恒星的半径和光度还与距离密切相关,且光度取决于半径和温度。表面重力则是半径和质量的函数。下面我们扼要地系统地介绍一下对这些参量的实测方法。

## 二、恒星半径的实测方法

恒星的半径指的是光球的半径。对既是食变星又是分光双星的恒星,可以直接定出线半径。这是因为由测光轨道解可以定出以伴星绕主星的轨道之半长径 $a_1$ 为单位的两星半径 $R_1$ 及 $R_2$ ,以及轨道倾角 $i$ 。而由分光轨道解可定出半长径的投影值 $a_1 \sin i$ 。二者结合,就可定出以太阳半径为单位的两星半径 $R_1$ 及 $R_2$ <sup>[1]</sup>。

另外,对脉动变星,可用Wesselink方法<sup>[2], [3]</sup>求得平均线半径。方法如下:

恒星的光度 $L$ 正比于恒星半径 $R$ 的平方而同时正比于表面有效温度 $T_e$ 的四次方。即有

$$L = 4\pi\sigma R^2 T_e^4 \quad (1)$$

只要假设 $T_e$ 在变星所在的范围内为色指数的单调函数,则有视星等 $V$ 与半径 $R_0$ 之间的关系

$$V = G - 5 \lg(R_0 + r) + k \quad (2)$$

其中 $G$ 为 $(B-V)$ 的单调函数。因而在时刻 $t_1$ 及 $t_2$ ,若 $(B-V)$ 相等,当有

$$V_1 = G - 5 \lg(R_0 + r_1) + k \quad (3)$$

$$V_2 = G - 5 \lg(R_0 + r_2) + k \quad (4)$$

其中 $k$ 为常数。由之在变星的脉动变化半径量 $r$ 不大于平均半径时可导出

$$(r_1 - r_2) = 0.461 R_0 (V_2 - V_1) \quad (5)$$

其中 $(r_1 - r_2)$ 为变星在时刻 $t_1$ 和 $t_2$ 间的半径变化量, 可由其视向速度曲线积分求得:

$$r_1 - r_2 = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{kP}{R_{\odot}} v_r d\varphi \quad (6)$$

其中 $\varphi$ 为位相,  $P$ 为周期,  $k \doteq 1.31$ 为一个与几何投影和临边昏暗有关的常数<sup>[4]</sup>.  $R_{\odot}$ 为太阳半径.

因此, 只要能同时测得变星的两个颜色的光变曲线和视向速度曲线, 就可在色指数曲线上选出许多色指数相等的时刻对. 自然可以求出一系列的 $R_0$ 及半径最大变幅. 由根据测点误差进行的加权平均, 可求得平均半径 $R_0$ .

但是上述方法易受观测误差的影响, 为此可使用改进的最小二乘法<sup>[5]</sup>. 由有效温度的定义可知:

$$M_{bol} = -5 \lg R - 10 \lg T_e + M_{bol\odot} + 10 \lg T_{e\odot} \quad (7)$$

Parsons等人指出, 有效温度 $T_e$ 和热改正B.C. 与恒星的真色指数 $(B - V)_0$ 间存在线性关系:

$$\lg T_e = a_0 + a_1 (B - V)_0 \quad (8)$$

$$B.C. = b_0 + b_1 (B - V)_0 \quad (9)$$

于是有

$$M_V = A(B - V)_0 - 5 \lg(R_0 + r) + C \quad (10)$$

其中 $A = -(10a_1 + b_1)$ ;  $C = M_{bol\odot} + 10 \lg T_{e\odot} - (10a_0 + b_0)$ .  $R_0$ 为变星的平均半径,  $r$ 为与 $M_V$ 及 $(B - V)_0$ 相应时刻之半径变化量.

设 $\rho$ 为总吸收与选择吸收之比,  $E$ 为 $(B - V)$ 的色余,  $D$ 为距离模数, 则有:

$$M_V = V - \rho E - D \quad (11)$$

$$(B - V)_0 = (B - V) - E \quad (12)$$

因此有

$$V = A(B - V) - 5 \lg(R_0 + r) + (\rho - A)E + C + D \quad (13)$$

由于对脉动变星,  $r/R_0$ 总很小, 所以有

$$\begin{aligned} \lg(R_0 + r) &= \ln(R_0 + r) \lg e = \left[ \ln R_0 + \ln \left( 1 + \frac{r}{R_0} \right) \right] \lg e \\ &= [\ln R_0 + r/R_0] \lg e = \left[ (\lg R_0 / \lg e) + \frac{r}{R_0} \right] \lg e \\ &= \lg R_0 + \frac{r \lg e}{R_0} \end{aligned} \quad (14)$$

故有

$$V = A(B - V) - \left( 5 \frac{r \lg e}{R_0} \right) + F \quad (15)$$

其中 $F = (\rho - A)E - 5 \lg R_0 + C + D$ . 在一定假设下,  $r$ 可由视向速度曲线的积分求得, 见式(6). 选取同一位相的 $V$ 、 $(B - V)$ 及 $r$ , 把式(15)作为条件方程, 用最小二乘法求解 $A$ 、 $R_0$ 及 $F$ . 显然星等 $V$ 应选择变幅较大而又容易测准的波段, 而色指数 $(B - V)$ 则应是波长差尽可能大的两个波段间之星等差. 即一为短波, 另一为长波. 考虑到大气的影响, 短波段宜选用蓝区,

而长波段应选择近红区。这样星等及色指数的测量精度均较高而变幅又都很大。也就是说，最好用 $B$ 、 $(B-I)$ 及 $r^{[6]}$ 。一些改进方法见文[83—85]。

对其余的恒星，只能求得角半径，必须再借助于距离才能求出线半径。测定恒星角半径的方法有下面几种：

**1. 干涉法** 恒星的角直径总是很小的。但Wesselink等人的星表说明，有相当大一批恒星的角直径大于 $10^{-2}$ 弧秒。因此，用等效口径2到200米的干涉仪，可以测得一批恒星的角直径。干涉仪可分为迈克耳逊干涉仪、振幅干涉仪、强度干涉仪和斑点干涉仪等。它们的基本光路图分别如图1、2、3、4所示。其中迈克耳逊干涉仪用得最早<sup>[7]</sup>。两光束间的最大间距达7.3米，分辨率限制在 $0''.017$ 左右。在该仪器中，要求程差不得超过相干长度 $l=c/\Delta\nu=\lambda^2/\Delta\lambda$ 。其中 $\Delta\nu$ 及 $\Delta\lambda$ 分别为所接收辐射的频率或波长宽度。如对 $\lambda=5,000\text{Å}$ ， $\Delta\lambda=10\text{Å}$ ，当有 $l=0.25\text{mm}$ 。进一步，程差必须足够稳定，使其起伏小于被测辐射的波长。因此，机械振动和星光闪烁均是限制仪器极限的重要因素。增加参与干涉的望远镜架数，可以降低闪烁的影响，但更难满足程差变化 $l$ 的要求。因此，目前认为在光学波段，任何类型的干涉仪的等效口径不应大于200米。按公式 $\theta_r=1.22\lambda/D$ 计算，极限分辨角约 $0''.0004$ 。

作为迈克耳逊干涉仪变种的振幅干涉仪如图2所示。它是用Köster棱镜作分束器与合束器<sup>[8]</sup>。用两只光电倍增管来检测相干光束并进行相互比对。干涉条纹的可见度显现为两信号的逆相关(或反复合)。由于大气闪烁及机械振动均是两束同步的，所以在逆相关中可几乎被抵消掉，从而大大增加了系统的稳定度。

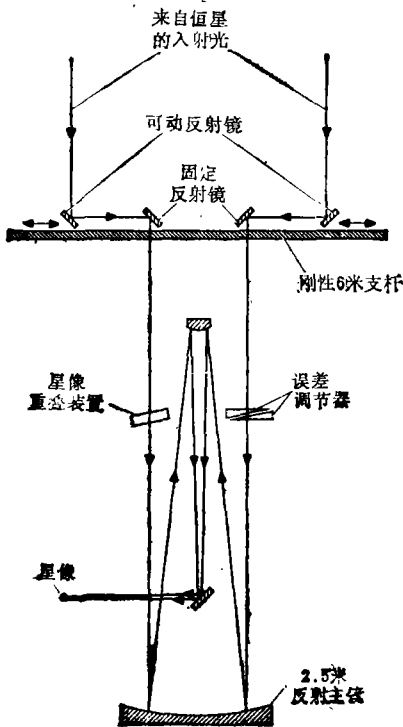


图1. 迈克耳逊干涉仪。

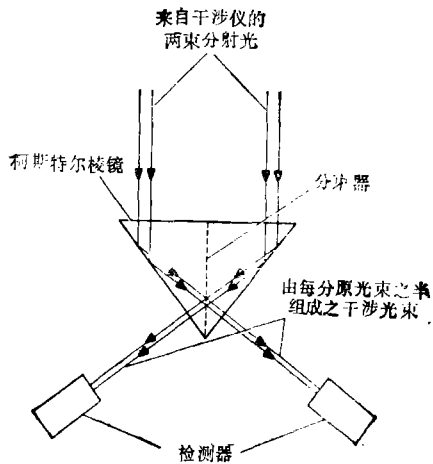


图2. 振幅干涉仪。

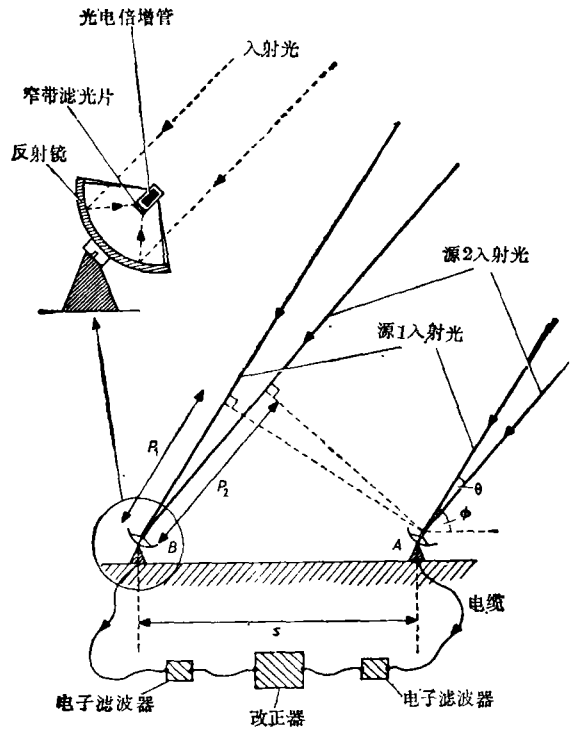
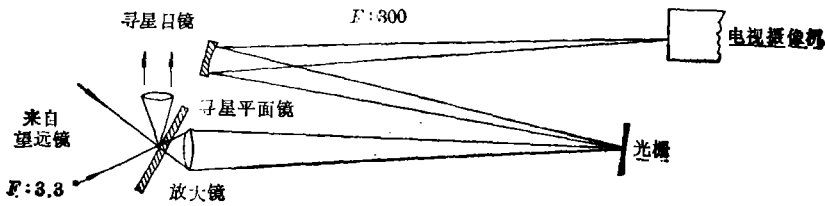


图 3. 强度干涉仪。



200 英寸望远镜主焦  
图 4. 斑迹干涉仪。

强度干涉仪如图 3 所示，是曾任 IAU 主席的 Hanbury Brown 发展起来的<sup>[9]</sup>。望远镜 A 后倍增管接收到的光强  $I_A$  为

$$I_A = C_A [E_1 \sin(2\pi\nu_1 t + \varphi_1) + E_2 \sin(2\pi\nu_2 t + \varphi_2)]^2 \quad (16)$$

其中  $C_A$  为系统常数。括号中的量为视场内源的两部分各自的一个傅里叶分量。 $\nu_1$  及  $\nu_2$  为各分量的时间频率， $\varphi_1$  及  $\varphi_2$  为各分量的位相， $E_1$  及  $E_2$  为各分量的电振幅， $t$  为观测时刻。望远镜 B 上收到信号时被延迟了  $P_1/c$  及  $P_2/c$ ，因此强度变为

$$I_B = C_B \left\{ E_1 \sin \left[ 2\pi\nu_1 t + \frac{2\pi\nu_1 P_1}{c} + \varphi_1 \right] + E_2 \sin \left[ 2\pi\nu_2 t + \frac{2\pi\nu_2 P_2}{c} + \varphi_2 \right] \right\}^2 \quad (17)$$

将(16)式展开并假设

$$\begin{aligned} E_1^2 + E_2^2 &= F_a \\ E_1^2 \cos(4\pi\nu_1 t + 2\varphi_1) &= F_b(\nu_1) \\ E_2^2 \cos(4\pi\nu_2 t + 2\varphi_2) &= F_c(\nu_2) \end{aligned}$$

$$2E_1E_2\cos[2\pi(\nu_1 + \nu_2)t + \varphi_1 + \varphi_2] = F_d(\nu_1 + \nu_2)$$

$$2E_1E_2\cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + \varphi_1 - \varphi_2] = F_e(\nu_1 - \nu_2)$$

$$\text{则 } I_A = \frac{1}{2} C_A [F_a - F_b(\nu_1) - F_c(\nu_2) - F_d(\nu_1 + \nu_2) + F_e(\nu_1 - \nu_2)] \quad (18)$$

设用窄带滤光片将带宽限制到  $\nu_1 \approx \nu_2 = \nu$ ,  $0 < \nu_1 - \nu_2 < \nu$ , 并设计的电子滤波器使其最高及最低截止频率  $f_u$  及  $f_l$  满足  $f_l > 0$ ,  $f_u < \nu$ ,  $f_l < \nu_1 - \nu_2 < f_u$ , 因此在(18)式中只有  $F_e(\nu_1 - \nu_2)$  能通过电子滤波器, 而滤去  $F_a$ ,  $F_b(\nu_1)$ ,  $F_c(\nu_2)$  及  $F_d(\nu_1 + \nu_2)$ 。于是接收器 A 及其滤波器的输出信号变为

$$I_A' = C_A E_1 E_2 \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + \varphi_1 - \varphi_2] \quad (19)$$

类似地, 有

$$I_B' = C_B E_1 E_2 \cos\left[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + \varphi_1 - \varphi_2 + \frac{2\pi\nu_1 P_1}{c} - \frac{2\pi\nu_2 P_2}{c}\right] \quad (20)$$

比较(19)及(20)式可知, 相关器的两路输入均是  $(\nu_1 - \nu_2)$  的函数, 即为源的原始傅里叶成分拍频的函数。当  $(P_1 - P_2)$  很小时, 两输出的相关性是确定的。对给定的接收器间距  $s$ , 相关性  $k(s)$  是用两个输入的乘积来量度的, 即

$$k(s) = I_A' \times I_B' = \frac{1}{2} C_A C_B E_1^2 E_2^2 \left[ \cos\left(\frac{2\pi\nu_1 P_1}{c} - \frac{2\pi\nu_2 P_2}{c}\right) + \cos\left(4\pi(\nu_1 - \nu_2)t + 2\varphi_1 - 2\varphi_2 + \frac{2\pi\nu_1 P_1}{c} - \frac{2\pi\nu_2 P_2}{c}\right) \right] \quad (21)$$

实际上, 上式中与时间有关的项的平均值为零, 在不长的时间内对相关函数进行积分就可除去。于是有

$$k(s) = \frac{1}{2} C_A C_B E_1^2 E_2^2 \cos[2\pi(\nu_1 P_1 - \nu_2 P_2)/c] \quad (22)$$

由图 3 知  $P_1 = s \sin\varphi$ ,  $P_2 = s(\sin\varphi + \theta \cos\varphi)$ 。于是有

$$k(s) = \frac{1}{2} C_A C_B E_1^2 E_2^2 \cos(2\pi\nu s \theta \cos\varphi/c) \quad (23)$$

在此, 一般  $\cos\varphi \approx 1$ , 为了获得系统的相关函数  $K(s)$ , 必须对光学及电子滤波器的全部通带以及展源的全部视点进行积分, 可参阅[9]。积分结果可表示为可见度  $V$  且

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \quad (24)$$

其中  $I_{\max}$  为干涉条纹极大的强度,  $I_{\min}$  为干涉条纹极小的强度。于是得

$$K(s) \propto V(s)^2 \quad (25)$$

为两接收器间距  $s$  的函数。当用来测量恒星角直径  $\theta$  时, 可根据(23)式来求出。当对(23)进行积分时, 若将恒星视为一均匀亮度圆面, 就会发现当恒星角直径  $\theta' = 1.22\lambda/s$  时,  $K(s)$  第一次变为零。图 5 示出了迈克耳逊干涉仪中的  $V(s)$  及强度干涉仪中的相关函数  $K(s)$  随源角距而变化的情况。

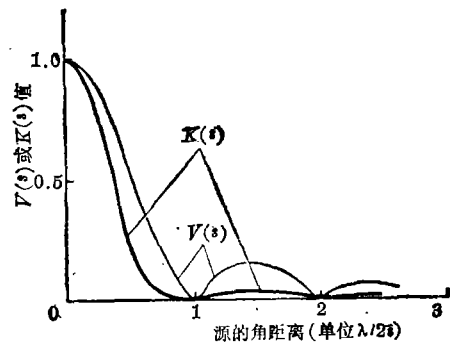


图 5. 迈克耳逊干涉仪中的  $V(s)$  及强度干涉仪中的相关函数  $K(s)$  随源角距的变化。

强度干涉仪远比迈克耳逊干涉仪容易制作, 是因为它取决于两光束的拍频而不取决于光束的真实频率。典型的拍频值约 100MHz, 相当于 3 米波长。因此即使两接收器间距差变化大到 0.3 米也不会有什么影响。同样, 闪烁的影响也可忽略。

目前世界上唯一的强度干涉仪安装在澳大利亚, 是用两个由上百个小镜拼成的 6.5 米反射镜组成的, 其光学质量不需很好, 因为只作为聚光器使用。反射镜被装在半径为 94 米的圆轨道上, 因而两镜间距离可改变于 0 米到 188 米间, 从而分辨角可达  $0''.0004$ 。

斑迹干涉仪如图 4 所示, 是由 Labeyrie 首次提出的<sup>[10-12]</sup>。它可以克服大气湍动的影响而达到望远镜的衍射极限分辨率, 因而被视为穹人的空间望远镜。其基本原理在于大望远镜口径范围内短时间中若干同相位波面之间的类多孔干涉。具体作法是用图 4 中的电子记录装置, 录制大量同一小天区 ( $3''-10''$ ) 的图片。它们是补偿大气色散的窄波段(用光栅获得小于 200埃)、大比例尺(每厘米 1 角秒)、且露光时间短(用高敏度照相机获得 0.05 秒)的图片。每一张图片上的强度分布  $I(x, y)$  等于被观测天区的真强度分布  $O(x, y)$  与地球大气和望远镜本身的点扩散函数  $T(x, y)$  的乘积在有关坐标范围内的积分。只要利用一个与被测天体处于同样大气及光学条件下的点源, 求出  $T(x, y)$ , 就可通过傅里叶变换由  $I(x, y)$  反推出  $O(x, y)$  来。模拟技术<sup>[13], [14]</sup>和数字归算法均得到了发展<sup>[15], [16]</sup>。

## 2. 掩星法

当月亮或行星在恒星与地球之间穿行而过时, 会造成掩食现象, 用快速光电光度计记录下掩食期间的光度变化, 将之与理论计算所得的不同角直径光源与各类形状(主要是一定角度下的无限半平面)的物体掩食产生的费涅尔衍射情况下的光度变化作对比, 从而定出被掩恒星的角直径。最常见的掩星现象为月掩星, 早在五十年代就有了肯定的结果<sup>[17], [18]</sup>。六十年代到七十年代变得十分成熟, 可参看文献[19—30]。月掩星的极限分辨角为  $0''.002$ (因直射光与衍射光间的相位差  $\delta = \frac{1}{2} \pi l^2 = \frac{1}{2} \pi [(2d_2/\lambda)^{1/2}]^2 \theta^2 = \frac{\pi d_2^2}{\lambda} \theta^2$ ,  $d_2$  为地月距, 取  $3.84$

$\times 10^8$ ,  $\lambda$  为观测用波长, 取  $5,000 \text{ \AA}$ 。计算表明, 衍射强度第一极大发生在  $\delta \approx 134^\circ$  左右, 由之算得  $\theta = 0''.0064$ 。若认为强度达最大之  $1/3$  仍可辨认, 则  $\theta_{\min} = 0''.002$ ), 是衍射条纹张角的  $1/3$ 。该条纹的线宽度等于  $\theta$  角乘地月距, 即等于 12 米。由于月球平均角速度约为  $0''.55/\text{秒}$ , 因此, 衍射条纹的移动频率约 85Hz, 所以必须使用高时间分辨率光电光度计。又由于条纹线宽度仅 12 米, 所以可使用的望远镜口径不应大于 2 米, 否则, 将同时接收到亮暗条纹而使衍射光强变化被平滑掉了。这样一来, 使本已限定的黄道带天区, 又加上了星等方面的限制。另一个限制因素是月光本身。因此月掩星法常限于亮于  $10^m$  的黄道带恒星。

此外, 也可利用行星、小行星及彗星掩星, 但机会更少。

展望未来, 可望利用专门设计的人造远距天体, 配上动力。有计划地制造人为掩星, 使我们能精确地测定一批精选的各类型典型星的角直径, 供其他方法定标用。

## 3. 表面亮度法

1969 年 Wesselink 提出, 在恒星表面亮度  $S_V$  为色指数  $(B-V)$  的单值函数时, 有

$$M_V - S_V + 5 \lg R = +15.15 \quad (26)$$

根据  $(B-V)$ , 查表定  $S_V$  及  $M_V$ , 就可求出半径  $R$ <sup>[31]</sup>。

#### 4. 热流量法

对于恒星来说, 在星际空间的吸收可以忽略的情况下, 在距离 $\mathcal{R}$ 处的辐射流量 $F_\nu$ 应满足

$$4\pi\mathcal{R}^2F_\nu = 4\pi R^2\mathcal{F}_\nu, \quad (27)$$

于是:

$$\int_0^\infty \mathcal{F}_\nu d\nu = \left(\frac{R}{\mathcal{R}}\right)^2 \int_0^\infty \mathcal{F}_\nu d\nu = \left(\frac{R}{\mathcal{R}}\right)^2 \sigma T_e^4 \quad (28)$$

进而

$$R = \mathcal{R} \left[ \frac{\mathcal{R}_0 F_\nu d\nu}{\sigma T_e^4} \right]^{1/2} \text{ 或 } \theta = \left[ \frac{\mathcal{R}_0 F_\nu d\nu}{\sigma T_e^4} \right]^{1/2} \quad (29)$$

其中 $\sigma$ 为常数、 $T_e$ 为有效温度, 可由其他方法求出。 $\int_0^\infty F_\nu d\nu$ 为实测得的总流量, 由于地球大气的影响, 很难测准, 实际测得的常数为

$$\int_0^1 F(\nu)w(\nu)d\nu \quad (30)$$

其中 $w(\nu)$ 为窗口响应函数, 因而必须用到热改正。

尽管热流量法十分常用<sup>[32], [33]</sup>, 但热改正和有效温度均不易定准, 所以实际精度不高。还不如直接由 $R$ 与 $(B-V)_0$ 之间的关系来估算。

#### 5. 绝对流量法

(27)式实际上等同于

$$\theta = \frac{F_\nu d\nu}{\mathcal{F}_\nu d\nu} \quad (31)$$

其中 $F_\nu$ 由实测获得,  $\mathcal{F}_\nu$ 由恒星模型计算给出。只要模型的连续谱与实测能量分布一致,  $F_\nu/\mathcal{F}_\nu$ 将与频率无关。

### 三、恒星有效温度的实测方法

恒星的有效温度 $T_e$ 定义为与该星的光球半径和总辐射流相同的绝对黑体的温度。据此很容易在已知 $\theta$ 及总辐射流的条件下由(29)式求得。不过, 为求 $\int_0^\infty F_\nu d\nu$ , 必须知道热改正B.C., 这样会增加误差。还不如从下式

$$\int_0^\infty \mathcal{F}_\nu d\nu \equiv \sigma T_e^4 \quad (32)$$

推求 $T_e$ , 其中 $\int_0^\infty \mathcal{F}_\nu d\nu$ 可由理论模型定标求得。这种定标模型则是由实测定标求得的。

为了降低误差, 可利用与太阳较差的办法, 计算式如下

$$\lg T_e = \lg T_{e\odot} + 0.1\Delta BC - 0.1\Delta M_V - 0.5\lg(\theta/\theta_\odot) \quad (33)$$

式中 $\Delta BC$ 及 $\Delta M_V$ 分别为恒星与太阳的热改正及目视绝对星等之差。由于它们的系数均只有0.1, 所以即使 $\Delta BC$ 及 $\Delta M_V$ 的误差大到 $\pm 0.1$ 等, 给 $T_e$ 带来的误差也仅有 $\pm 1\sim 2\%$ 。

由于恒星的光谱能量分布和某些特征谱线与有效温度的关系密切,因此也可用作温度计,如用帕邢连续区的斜率

$$\lg \mathcal{F}_{4,000} / \lg \mathcal{F}_{7,000} = kT_e \quad (34)$$

可以减少谱线及非热动平衡的影响。由于  $\partial(\lg \mathcal{F}_{4,000} / \lg \mathcal{F}_{7,000}) / \partial \lg T_e \approx 2.3$ , 因此求  $T_e$  很方便, 不过这种方法仅限于  $T_e < 10^4$  的恒星。

把比例于太阳有效温度  $T_{e\odot}$  的模型与观测到的帕邢连续谱比对, 找出与该连续谱相吻合的模型的有效温度比例因子  $S_0$ , 就可定出该恒星的有效温度。进一步, 可把  $S_0$  与色指数及光谱型等经验分类参量相联系, 从而可利用  $(B-V)$  或别的实测量内插出  $S_0$ , 求出  $T_e$ 。比如:

$$\left. \begin{aligned} B-V < 0.60, \lg S_0 &= 0.243 - 0.405(B-V) \\ B-V > 0.70, \lg S_0 &= 0.268 - 0.405(B-V) \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

必须说明的是: 帕邢连续谱形成于光深为 1 的恒星光球的较深层次, 因而与常用的有效温度有一定差别。

利用巴尔末跳变

$$D \equiv \lg(\mathcal{F}_{3,6407+} / \mathcal{F}_{3,647-}) \quad (36)$$

随温度的变化来确定有效温度要注意分区。它在  $T_e = 9,000^\circ$  左右最大, 因而用于低温段  $\partial D / \partial \lg T_e \approx 2.3-2.8$  是很适宜的。在高温段灵敏度低得多, 且还要受到重力的影响<sup>[34-36]</sup>。

最后, 利用氢线等值宽度在温度低于  $8,000^\circ$  时随温度升高而迅速增大且与重力无关的特点, 可确定晚于 A 型恒星的温度。对  $T_e > 8,000^\circ$  时, 还必须独立地定出表面重力后才能确定温度。

利用金属线, 要适当地考虑电离级次、丰度及其他各种因素的影响。由于有关的物理变量太多, 许多现象还有待进一步地深入研究。

## 四、恒星的光度

直接测定恒星的光度要涉及到难于测准的视差  $p$  和星际消光  $A_V$  等参量, 一般有如下几种方法。

1. 由

$$M_V = V_0 + 5 + 5 \lg p, \quad M_b = M_V + B \cdot C. \quad (37)$$

$$V_0 = V - A_V, \quad A_V = \varepsilon E_{B-V}, \quad \varepsilon = 3.30 + 0.28(B-V)_0 + 0.04 E_{B-V}$$

其中  $\varepsilon$  为比例系数, 取决于红化量、恒星光谱能量分布和恒星在银河系内的位置<sup>[37]</sup>,  $E_{B-V}$  为色余。由于求  $\varepsilon$  必须先知道真色指数  $(B-V)_0$ , 而没改正消光及红化就求不出来, 只好采用叠代法。

有时也可用

$$A_\lambda = (6.5 \times 10^{-10} \lambda^{-1} - 2.0 \times 10^{-4}) \text{mag} \cdot \text{pc}^{-1} \quad (38)$$

来估计  $A_\lambda$ <sup>[38]</sup>。由于银河系内物质分布并不均匀,  $A_V$ <sup>[38]</sup> 有可能引入相当的误差。

另外有

$$\left. \begin{aligned} (B-V)_0 &= 0.332Q \text{ (对早型星)} \\ Q &= (U-B) - 0.72(B-V) \end{aligned} \right\} \quad (39)$$



于是可由实测得的 $UBV$ 值定出 $Q$ ,从而定出 $(B-V)_0$ 。再利用

$$E_{B-V} = (B-V) - 0.332Q \quad (39')$$

定出 $E_{B-V}$ ,然后定出 $e$ 及 $A_V$ 。(37)式中的 $B.C.$ 可由恒星的光谱型查表求得。

## 2. 表面亮度法

由式(26)知

$$M_V = 15.15 + S_V - 5 \lg R \quad (26')$$

在求出 $(B-V)$ 后查表求得 $S_V$ ,再从已知半径 $R$ ,可求出 $M_V$ 。

## 3. 在已知半径及有效温度后由公式

$$L = 4\pi\sigma R^2 T_e^4 \quad (40)$$

求出光度 $L$ 。

4. 查表,由光谱型及光度级定光度<sup>[38]</sup>。

5. 由双色图上的位置定光度。

6. 脉动变星的周光色关系<sup>[39-41]</sup>

$$M_b = a \lg P + b(B-V)_0 + C \quad (41)$$

## 7. 利用氢线强度定光度

氢线强度与恒星的光度密切相关,通常可用窄波段光电测定 $H_\delta$ 的等值宽度 $\beta$ 及用分光法求 $H_\gamma$ 的等值宽度 $w_r$ 来定光度。由于它们均是二变量函数,因此还需引入其他参量。比如Balona等加用光谱型参量 $S$ <sup>[43]</sup>,有

$$M_V = \begin{cases} -21.8 + 1.95S - 0.07S^2 & \text{对 } S > 14 \\ -9.3 + 0.26S - 0.01S^2 & \text{对 } S < 14 \end{cases} + (10.4 - 0.54S + 0.03S^2) \lg w_r \quad (42)$$

其中 $S$ 自O1连续算起,即O1型的 $S'=1$ ,A3型的 $S=23$ 。 $w_r$ 以埃为单位。

也可用 $(B-V)_0$ 有

$$M_V = -9.7 - 0.72(B-V)_0 + 9.9(B-V)_0 \lg w_r \quad (43)$$

不过(43)式对晚B型及早B型星应分别加改正值+0.4及-0.4等。

Crawford对OB型星给出<sup>[44]</sup>

$$M_V = f(\beta) - 10\Delta\beta \quad (44)$$

其中 $\Delta\beta = \beta_{obs} - \beta_{ZAMS}$ ,而 $f(\beta)$ 近似为<sup>[45]</sup>

$$M_V(\beta) = 2.0 - e^{(-7.33\beta + 20.86)} \quad (45)$$

## 8. 利用色球谱线强度定光度

Wilson和Bappu发现晚型星中电离钙的H、K反转发射线的等值宽度 $w_{Ca}$  [ $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ ]是恒星目视绝对星等的线性函数,线性范围大到20个星等<sup>[46]</sup>,有

$$M_V = -14.94 \lg w_{Ca} + 27.59 \quad (46)$$

进一步的讨论见文献[47-49]。

有人发现也可利用色球线MgII 2,796/2,802,有<sup>[50]</sup>

$$M_V = -13.8 \lg w_{Mg} + 31.9 \quad (47)$$

对于K型星,可利用Ly $\alpha$ 谱线而有<sup>[51]</sup>

$$M_V = -14.7 \lg w_{L_a} + 40.2 \quad (48)$$

### 9. 利用质光关系估计光度<sup>[52-54]</sup>

对于主序星, 质量光度关系十分密切。有

$$\lg L/L_{\odot} = 3.8 \lg m/m_{\odot} + 0.08 \quad \text{对 } m > 0.2 m_{\odot} \quad (49)$$

或进一步有

$$\lg m/m_{\odot} = 0.46 - 0.10 M_b \quad M_b < 7.5 \quad (49')$$

$$\lg m/m_{\odot} = 0.76 - 0.145 M_b \quad M_b > 7.5$$

由于质量不易求得, 所以又常由光度反求质量。

## 五、恒星质量的确定

最可靠的办法是根据牛顿力学来确定质量, 即用双谱分光双星的分光解加上食双星测光解定出的轨道倾角  $i$  (或用偏振法定出  $i$ ), 或者用目视双星定出的轨道半长径  $a''$  加已知视差  $p$  使之变成线尺度, 再利用公式

$$\frac{(a_1 + a_2)^3}{P^2} = (M + m), \quad M/m = a_1/a_2 \quad (50)$$

解出  $M$  及  $m$ 。式中  $P$  为双星绕转周期。当然这里说的目视双星也包括了用干涉法定出了  $a_1''$  及  $a_2''$  的干涉双星。

除上述力学法外, 还可设法定出半径  $R$  及密度  $\rho$ 。比如, 对脉动变星, 可用 Wesselink 法定出  $R$ , 由周期定出脉动常数  $Q$  从而定出  $\rho$ <sup>[55]</sup>。则

$$m = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho \quad (51)$$

也可在求出  $R$  后设法求出表面重力  $g$ , 则有

$$m = gR^2/G \quad (52)$$

其中  $G$  为万有引力常数。

对于白矮星, 可利用实测得到的引力红移  $Z$  及白矮星的半径来定出质量<sup>[56], [57]</sup>:

$$m = ZR \quad (53)$$

此处,  $m$  以  $M_{\odot}$ 、 $R$  以  $R_{\odot}$  作单位。

最后应用质光关系(49')来定出质量。

## 六、恒星自转速度的确定

要直接测定恒星自转的真速度是很难的。只有对太阳及表面亮度差别很大的食双星, 在被掩食的过程中, 刚被全掩或刚生光时, 被掩星的可见部分的自转会给观测到的总视向速度添加一个成分。扣除掉轨道视向速度, 就可得出被掩星的自转速度。由于轨道倾角可由解轨给出, 所以在自转与公转共平面的假设下, 可定出真自转速度来<sup>[58]</sup>。

对一般恒星, 只能由光谱线的宽度求得, 且只能求得它在视线上的投影值  $v_{\text{Rot}} \sin i$ 。方

法是先测出He I 4,471, 4,388(热星)或 MgII 4,481(B—A型)或 Fe I 4,405, 4,473, 4,476, 4,549 及 FeII 4,508(晚型星)等谱线的半极大值点间的全宽度 FWHM, 然后用 Slettebak 给出的自转速度标准星进行标定<sup>[59]</sup>。

进一步的方法是对谱线轮廓作傅里叶分析。设  $F_\nu$  为谱线中频率为  $\nu$  处的单色辐射,  $F_c$  为附近连续谱的辐射, 则有非自转星的实测辐射流轮廓<sup>[60]</sup>

$$\frac{F_\nu}{F_c} = \int_{-\infty}^{\infty} H(\lambda - \Delta\lambda) G(\Delta\lambda) d\Delta\lambda = H(\lambda) * G(\lambda) \quad (54)$$

当谱线轮廓  $H(\lambda) = I_\nu/I_c$  在恒星圆面上形状相同时, 可由(54)式的傅里叶变换来求出转致轮廓  $G(\lambda)$ , 即

$$g(\sigma^*) = \frac{J_1(\Delta\lambda_L\sigma)}{\Delta\lambda_c\sigma} - \frac{3\cos\Delta\lambda_L\sigma}{2(\Delta\lambda_L\sigma)^2} + \frac{3\sin\Delta\lambda_L\sigma}{2(\Delta\lambda_L\sigma)^3} \quad (55)$$

$g(\sigma)$  在

$$\Delta\lambda_L\sigma_1 = 0.6660, \Delta\lambda_L\sigma_2 = 1.162 \text{ 及 } \Delta\lambda_L\sigma_3 = 1.661 \quad (56)$$

等处为零。因此根据观测轮廓  $G(\lambda)$  定出  $\nu_1, \nu_2$  及  $\nu_3$ , 就可定出  $\Delta\lambda_L$  及  $\nu_{\text{rot}} \sin i$ 。

采用光电方法描出谱线轮廓, 再进行变换并与计算得的  $g(\nu)$  拟合, 精度会更好些<sup>[60]</sup>。

对表面亮度不均匀的恒星, 自转会使得亮度发生周期性变化。当测知这种变化周期后, 若已知半径, 就可求出  $\nu_{\text{rot}} \sin i$ 。

有些恒星的电离钙的 K 线等值宽度也会随自转而周期性地变化。这是因为星面上活动中心随自转而运动引起的。用大望远镜加摄谱仪来监测常很难办到, 用专门的小望远镜加干涉滤光片则是十分引人的办法<sup>[61]</sup>。

## 七、恒星表面重力的确定

根据定义  $g = GM/R^2$ , 当已知半径及质量后, 容易定出表面重力  $g$  来。但实际上, 不可能先定出半径与质量, 尤其是质量, 反到需要用由光谱分析法定出的  $g$  来估算。

用分光法定  $g$  自然要找到对  $g$  敏感的参数。在可见连续谱区, 唯一足够敏感的特征是巴尔末跳变  $D = \lg(F_{3,647+}/F_{3,647-})$ , 大约在  $7,500^\circ$  左右最灵敏。  $\partial D/\partial \lg g$  大到 0.1。但这是一个很小的灵敏度。因为当测量  $(F_+/F_-)$  的误差达到  $\pm 5\%$  时, 由此求得的  $g$  的误差会大到  $\pm 50\%$ 。用这种方法确定  $g$  的例子见文献[62—65]。

用氢线等值宽度来定  $g$ , 精度可稍高。当  $T_e > 10^4 \text{K}$  时,  $\partial \lg w/\partial \lg g \approx 0.25$ , 于是测量等值宽度的误差为  $\pm 10\%$  时, 求得的  $g$  的误差达  $\pm 40\%$ 。Dufton 研究了巴耳末线作为压力指示的一些优点, 认为求  $g$  的误差可降到  $\pm 25\%$ <sup>[66]</sup>。

除氢线外, 电离钙的 H、K 线, 中性钙的 4,227 埃及中性钠的 D 线和 Mg b (镁的 b 线), 在较冷恒星中呈现很强的压力致宽翼, 因而可用来定  $g$ 。尤其是钠的 D 双线。不过从中 G 型往后, 双线开始显著地混合, 故应改用轮廓拟合法。但不管怎样, 均必须同时考虑温度及化学丰度的影响<sup>[67], [68]</sup>。

\*  $\sigma$  是波数, 为每埃多少周。

最后, 利用已知质量及半径的恒星定出的表面重力 $g$ , 对主序星而言, 发现与 $(B-V)$ 有很好的线性关系

$$\lg g = 4.17 + 0.38(B-V) \quad (57)$$

其弥散度约在 $\pm 20\%$ 。因此, 有时也可由 $(B-V)$ 或光谱型反求 $g$ , 也可列表备查<sup>[69]</sup>。

由于引力压力与电子压力均为 $g$ 的函数, 求得了 $g$ , 也就可求得两种压力。

## 八、恒星磁场的确定

磁场最明显的反应是光谱中谱线的分裂和偏振。因此, 最早的方法是在摄谱仪光路中添加Zeeman分析器(由分束器和偏振分析器组成), 拍下偏振方向相反的两条光谱, 由光谱中测定正常Zeeman效应下的子线分裂距离或反常Zeeman效应下的不可分线组的分裂距离。也可不加Zeeman分析器而测量可分辨的谱线轮廓或谱线的磁场致宽。上述方法仅适用于锐线星<sup>[70-73]</sup>。

使用光电技术可获得更高的精度。用法布里-珀洛干涉仪和计数式偏振计对偏振谱线进行扫描能获得好的精度<sup>[74]</sup>。而采用窄波段干涉滤光片放在线翼去测定它的圆偏振, 将是一种有前途的方法。它较宜于自转较快的恒星<sup>[75-77]</sup>。最后还可借用日内瓦测光系统中一些色指数与磁场强度间的统计关系来推求磁场<sup>[78], [79]</sup>。

随着用交叉相关法求视向速度的不断成功, 也有人用交叉相关法求恒星的磁场并获得了成功。这在恒星磁场测定上是一大进步<sup>[80-82]</sup>。

## 参 考 文 献

- [1] Kopal, Z., *Ann. Astrophysics* 18(1955), 379.
- [2] Wesselink, A. J., *Bull. Astro. Insti. Neth.* 10(1946), 468.
- [3] Wesselink, A. J., *M. N. R. A. S.*, 144(1969), 297.
- [4] Parsons, S. B., *Ap. J.*, 174(1972), 57.
- [5] Balona, L. A., *M. N. R. A. S.*, 178(1977), 231.
- [6] Fernley, J. A. et al., *M. N. R. A. S.*, 298(1984), 853.
- [7] Michelson, A. A. and Pease, F. G., *Ap. J.*, 53(1921), 249.
- [8] Kitchin, C. R., *Astrophysical Techniques*, Adam Hilger Ltd, pp.196-198. (1984).
- [9] Hanbury Brown, R., et al., *M. N. R. A. S.*, 167(1974), 121; 137(1967), 393; *J. Ap. A.*, 5(1984), 19.
- [10] Labeyrie, A., *A. Ap.*, 6(1970), 85.
- [11] Korff, D. et al., *Opt. Commun.*, 5(1972), 187.
- [12] Liu, C. Y. C. et al., *Opt. Commun.*, 8(1973), 372.
- [13] Gezari, D. Y. et al., *Ap. J. Letters*, 173(1972), L1.
- [14] KenKnight, C. E., *Ap. J. Letters*, 176(1972), L43.
- [15] Bonneau, L. K., *Lowell Obs. Bulletin*, No.167, (1983), 154.
- [16] Dainty, J. C., *Stellar Speckle Interferometry*, *Topics in Applied Physics*, 9(1984), 254.
- [17] Cousins, A. W. J. et al., *M.N.R.A.S.*, 113(1953), 776.
- [18] Evans, D. S., *A. J.*, 62(1957), 83.
- [19] Nather, R. E. et al., *A. J.*, 75(1970), 575, 583, 963.
- [20] Morbey, C. L., *Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria*, 14(1972), 45.
- [21] Berg, R. A., *B. A. A. S.*, 2(1970), 182.

- [22] Dunham, D. W. et al., *A. J.*, 78(1973), 199.
- [23] Herbison-Evans, D. R. et al., *M.N.R.A.S.* 151(1971), 161.
- [24] Lasker, B. M. et al., *P. A. S. P.*, 85(1973), 100.
- [25] Morbey, C. L. et al., *P. A. S. P.*, 83(1971), 150.
- [26] Nather, R. E. et al., *Ap. J. Letters*, 160(1970), L181.
- [27] Taylor, J. H. Jr., *Nature*, 210(1966), 1105.
- [28] de Jager, C., *Highlights in Astronomy*, 2(1973), Reidel, Dordrecht.
- [29] Bogdanov, M. B., *Astronomical Tsirk.*, No. 1235. (1982), 5.
- [30] Evans, D. S. et al., *A. J.*, 88(1983), 1845.
- [31] Wesselink, A. J., *M.N.R.A.S.* 144(1969), 297.
- [32] Terashita, Y. et al., *Ap. J.*, 156(1969), 203.
- [33] Heintze, J. R. W., *IAU Symposium No.54*, 231, (1973).
- [34] Morton, D. C. et al., *Ap. J.*, 151(1968), 611.
- [35] Chalonge, D. et al., *Ann. Ap.*, 15(1952), 201.
- [36] Gray, D. F., *Ap. J. Letters*, 153(1968), L113.
- [37] Olson, B. I., *PASP*, 87(1975), 349.
- [38] Schmit-Kaler, Th., *Landolt-Börnstein, New Series Group VI*, 2(1982), 17, *Astro. and Astrophys.*, Subvolume b, Stars and star clusters, Springer-Verlag, Berlin.
- [39] Halprin, L. et al., *Ap. Space Sci.*, 91(1983), 43.
- [40] Breger, M., *P. A. S. P.*, 91(1979), 1.
- [41] Sandage, A. R. et al., *Ap. J.*, 157(1969), 683.
- [42] Breger, M. et al., *Ap. J.*, 200(1975), 343.
- [43] Balona, L., et al., *M. N. R. A. S.*, 166(1974), 203.
- [44] Crawford, D. L., *A. J.*, 83(1978), 48.
- [45] Egret, D., *A. Ap.*, 66(1978), 275.
- [46] Wilson, O. C. et al., *Ap. J.*, 125(1957), 66.
- [47] Pagel, B. E. J. et al., *Q. J. R. A. S.*, 10(1969), 194.
- [48] Glebock, R. et al., *A. Ap.*, 68(1978), 69.
- [49] Wilson, O. C., *Ap. J.*, 205(1976), 823.
- [50] Kondo, Y. et al., *P. A. S. P.*, 89(1977), 675.
- [51] McClintock, W. et al., *Ap. J.*, 202(1975), 733.
- [52] Harris, D. L. et al., in *Basic Astron. Data=stars and stellar Systems*, Vol. III, p. 15, ed by K. Aa. Strand, Chicago (1963),
- [53] McCluskey, G. E. et al., *Ap. Space Sci.*, 17(1972), 134.
- [54] Lacy, C. H., *Ap. J. Suppl.*, 34(1977), 479.
- [55] Cox, A. N., *Ap. J.*, 229(1979), 212.
- [56] Greenstein, J. L. et al., *Ap. J.*, 212(1977), 186.
- [57] Schulz, H., *A. Ap.*, 54(1977), 315.
- [58] *ibid* 38, p.33.
- [59] Slettebak, A. et al., *Ap. J. Suppl.*, 29(1975), 137.
- [60] Stuart, N. et al., *Ap. J.*, 245(1981), 960.
- [61] Smith, M. A., *P. A. S. P.*, 91(1979), 737.
- [62] Bless, R. C., *Ap. J.*, 132(1960), 532.
- [63] Searle, L. et al., *Ap. J.*, 139(1964), 793.
- [64] Newell, F. B. et al., *Ap. J.*, 156(1969), 597.
- [65] Breger, M., et al., *Ap. J.*, 160(1970), 1129.
- [66] Dufton, P. L., *A. Ap.*, 18(1972), 335.
- [67] Vardya, M. S. et al., *M.N.R.A.S.*, 131(1965), 89.
- [68] Lutz, T. E. et al., *Ap. J.*, 184(1973), 787.
- [69] Colling, G. W. I., *Ap. J.*, 191(1974), 157.

- [70] Preston, G. W., *P. A. S. P.*, 83(1971), 571.  
 [71] Babcock, H. W., in *Stars and Stellar Systems*, Vol. II, 107(1962), Univ. Chicago Press, Chicago.  
 [72] Babcock, H. W., *Ap. J.*, 132(1960), 521.  
 [73] Preston, G. W., *Ap. J.*, 164(1971), 309.  
 [74] Borra, E. F. et al., *Ap. J.*, 216(1977), 462; 220(1978), 924.  
 [75] Angel, J. R. P. et al., *Ap. J.*, 160(1970), L147.  
 [76] Landstreet, J. D. et al., *Ap. J.*, 201 (1975), 624.  
 [77] Borra, E. F. et al., *Ap. J.*, 222(1978), 226.  
 [78] Cramer, N. et al., *A. Ap., Suppl.*, 41(1980), 111.  
 [79] Cramer, N. et al., *A. Ap.*, 88(1980), 135.  
 [80] Borra, E. F. et al., *Ap. J.*, 247(1981), 569.  
 [81] Didelon, P., *A. Ap. Suppl.*, 55(1984), 69.  
 [82] Marcy, G. W., *Ap. J.*, 281(1984), 286.  
 [83] Balona, L. A., Stobie, R. S., *M.N.R.A.S.*, 189(1979), 649.  
 [84] Burki, G. and Benz, W., *A. Ap.*, 115(1982), 30.  
 [85] Burki, G. and Meylan, G., *A. Ap.*, 156(1986), 131.  
 [86] 恒星光球的观测和分析, D.F.格雷著, 黄磷等译, 科学出版社, p.426, p.431, 1981年.

(责任编辑 刘金铭)

## A General Review on Practical Methods for the Determination of the Main Physical Parameters of Stars

Jiang Shiyang

(Beijing Observatory, Academia Sinica)

### Abstract

In this paper we give a general review about the main practical methods for the determination of radius, mass, effective temperature, pressure, luminosity, rotational velocity, surface gravity and magnetic field of stars. A complete list of references also have been given.