

随高度变化的宁静日珥半经验模型*

方 成 张其洲 尹素英

(南京大学天文系)

W. Livingston

(美国 Kitt 峰天文台**)

摘 要

本文利用美国 Kitt 峰天文台 McMath 太阳塔 13.5m 摄谱仪观测到的 1972 年 12 月 12 日宁静日珥的光谱资料,通过非局部热动平衡计算,同时解流体静力学平衡、统计平衡、辐射转移方程以及粒子数守恒方程,得到了日珥四个不同高度处的半经验模型。根据这些模型,计算得到的八条谱线 (H_{α} , H_{β} , H_{γ} , CaIIH , CaIHK 以及电离钙的 $28498 \text{ \AA}$, $28542 \text{ \AA}$, $28662 \text{ \AA}$ 红外三重线) 的谱线轮廓同观测结果相当符合。对半经验模型的研究表明,日珥表面处的压强和日珥内的湍流速度基本上不随高度而变化,日珥运动温度从日珥表层到中心单调减小。日珥表层的运动温度随高度增加而略有增加,但在日珥中心,温度随高度增加而显著减小,其梯度则迅速增加。研究还表明,在日珥表层,不存在辐射平衡,总辐射损失有一极大值,且主要来自 L_{α} , CaII 的辐射损失同氢相比可忽略。在日珥中心则近似有辐射平衡。

一、引 言

通过 Non-LTE 计算,建立同观测符合的日珥半经验模型是研究日珥物理的重要方法。利用半经验模型可以细致地研究日珥物理参数的分布、日珥的能源函数、辐射损失以及日珥能量来源等基本问题。

目前,已经有一些日珥半经验模型。Heasley 等人在这方面做了比较多的研究^[1-3],但他们的模型大多是等温的,并且同模型对比的观测资料取自不同的日珥,因此这些模型只能代表某种平均结果。Fontenla^[4] 建立了一个日珥的半经验模型,但在计算中,同样用了等温假设。应当指出,在上述模型中,用于比较的观测资料较少,使得模型的唯一性难以保证。

Zhang 和 Fang^[5] 建立了同时符合一个日珥 H_{α} , H_{β} , CaII H , K 谱线轮廓的半经验模型,给出了两个高度上日珥运动温度随深度的分布。但是,氢原子只取了 5 个能级加一个连续态。

本文 1987 年 6 月 2 日收到,1987 年 8 月 29 日收到修改稿。

* 国家自然科学基金资助项目。

** Operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under Contract with the National Science Foundation.

本文利用 Kitt 峰天文台 McMath 太阳塔观测到的一个宁静日珥的光谱资料,选取更完整的氢原子模型,建立了同时符合 H_α , H_β , H_γ , CaII H, K 以及红外三重线等八条谱线轮廓的日珥半经验模型,并详细讨论了日珥的辐射损失。

二、观 测

1972 年 12 月 12 日,在日面方位角为 324° 附近出现了一个大的宁静日珥,高约 32000 km. 利用美国 Kitt 峰天文台 McMath 太阳塔的 13.5m 摄谱仪,从 05:54 U.T. 到 06:49 U.T.,在日珥中心附近拍摄了 H_α , H_β , H_γ , CaII H, K 以及电离钙的红外三重线高分辨率光谱. 光谱仪狭缝沿垂直于太阳边缘放置. 表 1 列出了一些具体的观测条件.

表 1 1972 年 12 月 12 日日珥光谱的拍摄条件

时 间 (U. T.)	谱 线	曝光时间 (s)	底 片	狭缝宽度 (μ)
05:54	H_α	$1 \frac{1}{4}$	II-F	200
05:59	CaIIK	2	II-F	200
06:09	H_β	4	II-F	200
06:14	H_γ	6	II-F	200
06:17	CaIIH	2	II-F	200
06:19	8542	20	I-N	100
06:29	8662	50	I-N	100
06:49	8498	300	I-N	100

在整个观测期间,这个日珥无明显变化,所以可以认为观测是准同时的,望远镜的跟踪精度为 $1''$ 左右;因此保证了不同谱线来自同一观测点. 为了研究日珥半经验模型随高度的变化,我们选取日珥上距日面高度分别为 3.6×10^3 km, 1.09×10^4 km, 1.81×10^4 km 和 2.54×10^4 km 的四个点,利用 PDS 和 VAX780 计算机测量和处理了光谱资料,得到观测轮廓(参见图 2). 图 1 给出不同波段处的光谱照片.

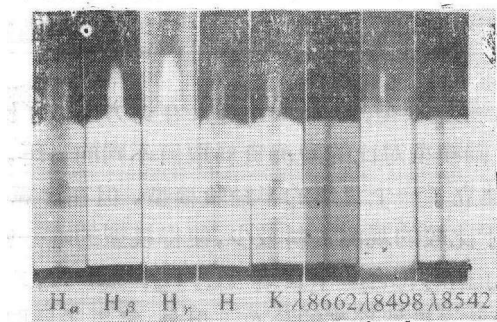


图 1 1972 年 12 月 12 日宁静日珥光谱照片

三、模型和理论框架

本文中,假定日珥由垂直于太阳表面的平面平行层组成,具有有限的厚度,在视线方向上关于中心对称. 日珥两边受到来自光球、色球和日冕的辐射场作用,能量传输沿观测者的视线

方向, 日珥内的辐射转移作为一维问题处理. 在计算中, 主要考虑氢和一次电离钙, 还考虑了金属电离对电子数的贡献. 氢和 CaII 的跃迁是频率完全再分配的. 在日珥等离子体中, 由于负氢离子的发射和吸收远小于氢原子的束缚—自由跃迁, 所以它的作用可以忽略.

采用 12 个能级加一个连续态的氢原子模型, 其中前 8 个能级和连续态是偏离局部热动平衡的, 第 9—12 能级处在 LTE 之中. 对 CaII, 我们取 5 个能级加一个自由态的模型, 这些能级都偏离局部热动平衡.

对氢和 CaII, 分别进行 Non-LTE 计算, 基本公式如下.

1. 流体静力学平衡

由于日珥内的磁场分布尚不确定, 我们假定日珥内磁场仅是高度的函数, 则沿视线方向, 日珥物质应处于流体静力学平衡之中. 因而有

$$P = P_0. \quad (1)$$

这里 P 和 P_0 均扣除了磁压的贡献. P_0 为日珥表面的压强, (1) 式可写成:

$$(n_H(1 + \alpha_{He}) + n_e)kT_e + \frac{1}{2}\rho v_t^2 = P_0. \quad (2)$$

式中 $\alpha_{He} = 0.1$ 为太阳大气中氦元素相对丰度.

2. 统计平衡方程

$$An = 0, \quad (3)$$

其中 n 为 L 列的一维向量. 对氢, $L = 9$, $n = (n_1, n_2, \dots, n_7, n_8, n_k)$; 对 CaII, $L = 6$, $n = (n_1, n_2, n_3, n_4, n_5, n_k)$. A 为 $L \times L$ 阶的系数矩阵, 其元素可写成如下形式:

$$\begin{aligned} A_{ij} &= -\left(\frac{n_i}{n_j}\right)^* (R_{ji} + C_{ij}), \quad i < j; \\ A_{ji} &= -(R_{ij} + C_{ji}), \quad i < j; \\ A_{ii} &= \sum_{j=1}^{i-1} \left(\frac{n_j}{n_i}\right)^* (R_{ij} + C_{ji}) + \sum_{j=i+1}^L (R_{ij} + C_{ij}), \quad i = 1, 2, \dots, L-1. \end{aligned} \quad (4)$$

这里 $\left(\frac{n_i}{n_j}\right)^*$ 为热动平衡下 i 能级与 j 能级的粒子数之比; R_{ij} 和 R_{ji} 为辐射跃迁速率, C_{ij} 为碰撞跃迁速率. 计算这两个速率所需要的量, 如能量吸收截面等取自 Allen^[6], Mihalas^[7], Shine 和 Linsky^[8] 以及 Vernazza 等^[9].

3. 辐射转移方程

采用二阶的辐射转移方程, 其中心差分格式为:

$$\frac{J_{d-1}}{\Delta\tau_{d-1/2}\Delta\tau_d} - \left(\frac{1}{\Delta\tau_d\Delta\tau_{d-1/2}} + \frac{1}{\Delta\tau_d\Delta\tau_{d+1/2}} + 3\right)J_d + \frac{J_{d+1}}{\Delta\tau_d\Delta\tau_{d+1/2}} = -3\frac{j_d}{\chi_d} \quad (d = 2, 3, 4, \dots, D-2, D-1), \quad (5)$$

其中 j 和 χ 分别为单位体积的发射系数和吸收系数.

利用 Auer^[10] 提出的二阶边界条件, 对上边界

$$\left(2 + \frac{1}{\Delta\tau_{3/2}} + \frac{3}{2}\Delta\tau_{3/2}\right)J_1 - \frac{1}{\Delta\tau_{3/2}}J_2 = 2J_{inc} + \frac{3}{2}\Delta\tau_{3/2}\frac{j_1}{\chi_1}. \quad (6a)$$

由于假定了日珥关于中间层对称, 所以我们将下边界取在中间层, 下边界条件为:

$$-J_{D-1} + \left(1 + \frac{3}{2} \Delta\tau_{D-1/2}\right) J_D = \frac{3}{2} \Delta\tau_{D-1/2}^2 \frac{j_D}{\chi_D}. \quad (6b)$$

这里 $\Delta\tau$ 为光学厚度的差分步长,

$$\begin{aligned} \Delta\tau_{d\pm 1/2} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\chi_{d\pm 1}}{\rho_{d\pm 1}} + \frac{\chi_d}{\rho_d} \right) |m_{d\pm 1} - m_d|, \\ \Delta\tau_d &= \frac{1}{2} (\Delta\tau_{d+1/2} + \Delta\tau_{d-1/2}), \\ \rho &= (1 + 4\alpha_{He}) M_H n_H. \end{aligned}$$

其中 m 为柱质量密度, J_{inc} 为作用在日珥表面的平均辐射流, 其数值取自 Heasley 等^[11] 和 Vernazza 等^[12].

给定基本方程式, 按照 Zhang 和 Fang^[9] 描述的步骤进行数值计算. 本文以 $T_e(m)$, P_0 , v_i 以及视线方向上总柱质量密度 M_0 作为基本参数. 对不同的参数, 可得到不同的出射谱, 调整这些参数, 直到出射谱同观测符合为止.

计算出射谱的公式为:

$$I_\nu = \int_0^{\tau} \bar{\epsilon}'_\nu d\tau_\nu. \quad (7)$$

在进行数值积分时, 我们采用 Avrett 和 Loeser^[13] 提出的积分化求和公式. 加宽轮廓为:

$$\phi_\nu = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} \left(\bar{\epsilon}^{\nu'} + \frac{2a}{\sqrt{\pi}} \left(1 - 2\nu \bar{\epsilon}^{\nu'} \int_0^\nu \bar{\epsilon}^{t'} dt \right) \right). \quad (8)$$

这里 $\Delta\nu_D$ 为谱线的 Doppler 宽度, a 为阻尼宽度,

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}, \quad \Delta\nu = \nu - \nu_0, \\ a &= \frac{\Gamma}{4\pi\Delta\nu_D}, \end{aligned}$$

Γ 为阻尼常数.

四、结果及讨论

通过调整基本参数 $T_e(m)$, P_0 , v_i 和 M_0 , 我们得到了对应四个不同高度和观测符合的模型 M1—M4. 作为例子, 图 2 给出根据有代表性的 M2 模型计算出的各谱线理论轮廓同观测轮廓的对比, 可见, 它们的符合程度是令人满意的. 各个模型的 P_0 , v_i , M_0 的数值见表 2, 电子温度分布 $T_e(m)$ 见图 3.

从表 2 说明, 日珥表面的压强基本上不随高度而变化. 虽然日珥周围的日冕物质密度随高度增加而减小, 但运动温度随高度增加而增加, 温度的上升补偿了粒子数密度的下降, 磁场也可能起了一定的作用. 日珥微观湍动速度在近日面处较大, 以后基本上不随高度而变化. 这个结果和文献 [14] 的结果相一致.

M1—M4 模型的温度分布再次证实了日珥电子温度从内部到表面是增加的, 在日珥中心部分, T_e 为 6500K 左右, 在表面附近, T_e 达到 8600K 左右. 这个结果合理地解释了许多人得到的氢的巴耳末系前几条谱线的 $\Delta\lambda_D/\lambda$ 随产生该谱线跃迁能级的量子数增加而减小的观测事实 (例如参见文献 [15]). 同时, 也同其他人 Non-LTE 计算的电子温度分布 (Heasley 和

表 2 半经验模型的基本参数

模 型	h (km)	P_0 (dyn cm ⁻²)	v_t (km/s)	M_0 (g·cm ⁻²)	T_{e1}^* (K)	T_{e2}^* (K)
M1	3.6×10^3	0.40	6.5	2.5×10^{-4}	6750	8250
M2	1.09×10^4	0.40	4.0	2.8×10^{-4}	6800	8700
M3	1.81×10^4	0.40	5.0	2.5×10^{-4}	6550	8600
M4	2.54×10^4	0.40	4.6	1.8×10^{-4}	5800	8800

* (T_{e1} , T_{e2} 分别为日珥中心和日珥表面的电子温度。

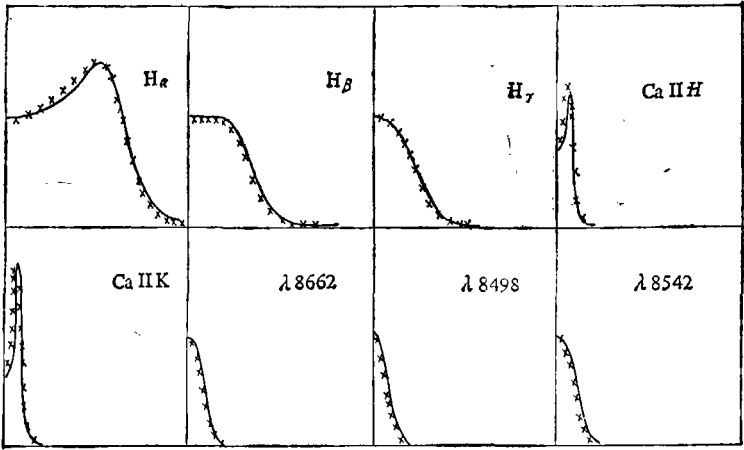


图 2 M2 模型的理论轮廓与观测轮廓(×表示)的比较

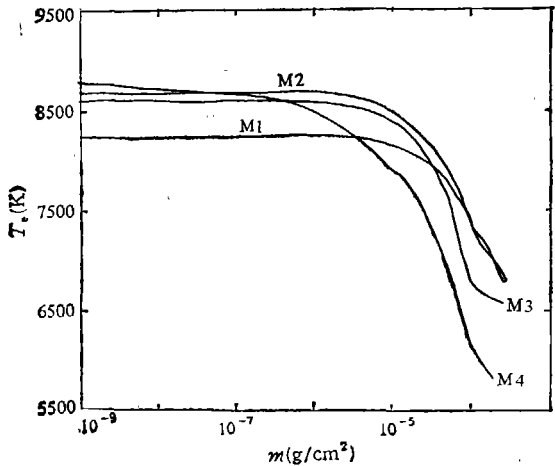


图 3 电子温度随 m 的变化

Mihalas^[11]; Hirayama^[16]; Zhang 和 Fang^[19]) 相一致。

对温度模型进一步分析,可以看出,在日珥中心,电子温度随高度的增加而减小,从 3600 km 的高度到 25000km 的高度,温度减小达 1000K,但在日珥表面,电子温度仅随高度而略有增加,从日珥内部到表层的温度梯度随高度的增加也增加。

图 4 给出了 M1—M4 模型氢原子数密度 n_H 的变化情况。由于模型是等压的, 因此 n_H 随 m 的变化同电子温度相反, n_H 从内部向外是单调减小的。

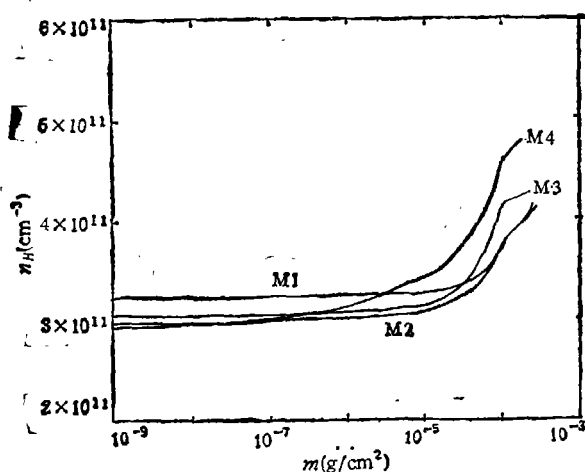


图 4 n_H 随 m 的变化

利用构造的半经验模型, 我们计算了日珥中各个跃迁过程(对应谱线或连续区)的辐射损失:

$$E_{\text{Loss}} = 4\pi \int (j_\nu - \chi_\nu J_\nu) d\nu. \quad (9)$$

图 5 给出氢原子和电离钙的总辐射损失以及电离钙辐射损失随 m 的变化情况。由图可见, 在日珥表层, 辐射平衡是不存在的, 并且氢的辐射损失比电离钙的辐射损失大 2—3 个量级以上。但在日珥中心附近, 基本上存在着辐射平衡, 且氢和电离钙的辐射损失为同一量级。总辐射损失在 $m = 4 \times 10^{-9} \text{ g/cm}^2$ 附近达到极大, 然后, 随着 m 的增加而减小。对于电离钙, 辐射损失随 m 的增加而缓慢增加, 当 $m > 10^{-5} \text{ g/cm}^2$ 时, 又减小。这同 Fontenla^[4] 以及 Zhang 和 Fang^[5] 的结果一致。此外, 从图 3 和图 5 的比较可看出, 辐射损失和温度具有明显的相关性: 对于温度较高的半经验模型, 其氢和电离钙的辐射损失也较大。

为了进一步了解各个跃迁的辐射损失对总辐射损失的贡献, 我们计算了 H 和 CaII 的各种跃迁对应的辐射损失。作为例子, 图 6, 7 给出了 M1 模型氢和电离钙各主要跃迁的辐射损失。由图可见, 在日珥表层, 辐射损失主要来自 L_α 的贡献, 并且 Lyman 线系 $L_\alpha, L_\beta, L_\gamma, L_\delta$ 的辐射损失都在 $M = 4 \times 10^{-9} \text{ g/cm}^2$ 附近有一个峰值, $M > 4 \times 10^{-9} \text{ g/cm}^2$ 时, 除 L_α 以外, Lyman 线系谱线的辐射损失迅速下降, 其中 L_α 辐射损失的下降速率最大, 从 L_α 到 L_δ , 辐射损失的下降速率逐步减小。这是因为 Lyman 线系的谱线光学厚度较大, 并且从 L_α 到 L_δ , 谱线光厚逐步减小。有趣的是, 从 1—4 到 1—K 跃迁及 2—3 跃迁的辐射损失在日珥表面附近为负值, H_α 线的辐射损失在日珥表面附近出现负的极大值, 同 L_α 线形成呼应。

Balmer 线系中, 除 H_α 和 Balmer 连续谱之外, 其它跃迁的辐射损失均小于零。在日珥深层, 辐射损失主要来源于 Balmer 线系。

氢原子高能级之间的跃迁的辐射损失较小, 没有图 6 中画出。

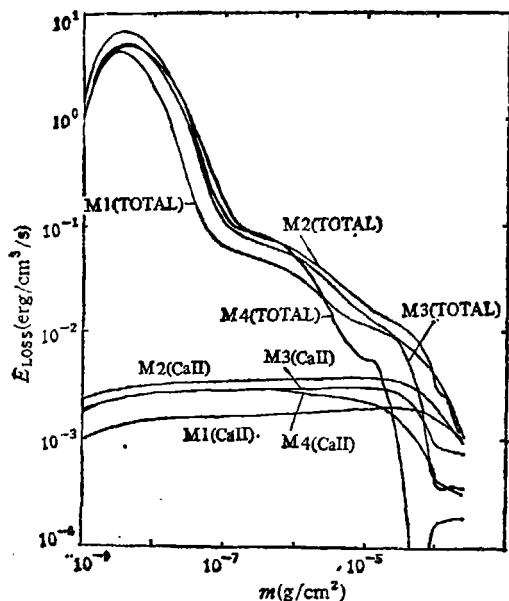


图 5 日珥辐射损失随 m 的变化
(TOTAL 表示氢和 CaII 的总辐射损失)

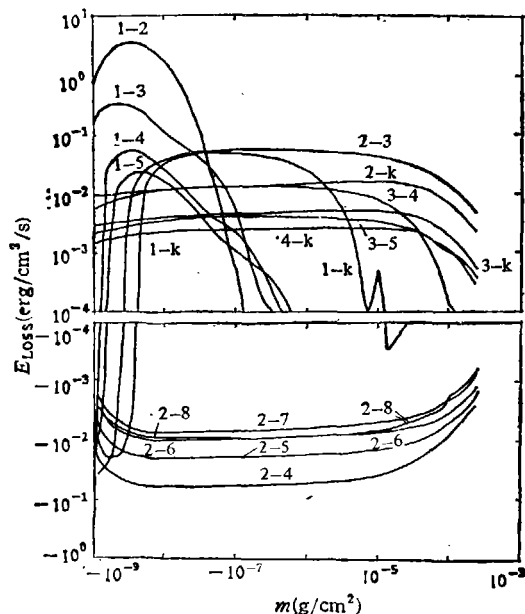


图 6 M1 模型氢原子单个跃迁的辐射损失

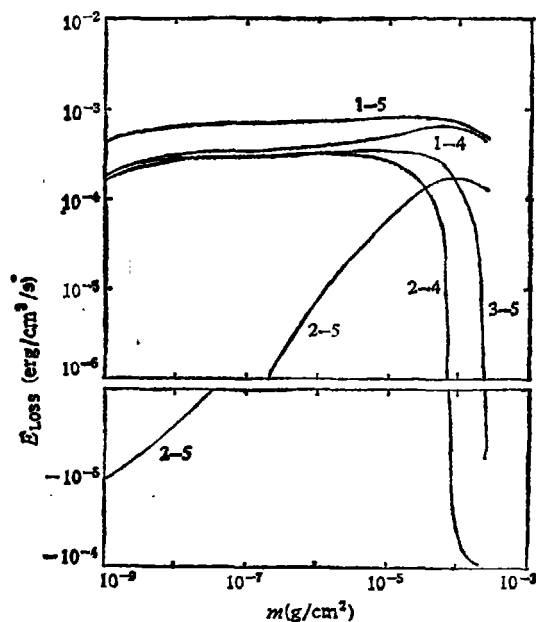


图 7 M1 模型 CaII 单个跃迁的辐射损失

电离钙的辐射损失 (图 7) 主要来自 5 条谱线的贡献, 5 个连续谱的辐射损失很小, 可以忽略。在 5 条谱线中, 以 CaII H, K 线的辐射损失为最大, 并且从日珥中心到表层变化较小, 红外三重线的辐射损失随 m 的变化则较大。

从比较可靠的半经验模型得到的上述日珥辐射损失的变化情况,将有助于我们进一步分析日珥的能量来源和加热机制。

五、结 论

从上面的结果和讨论,可得出如下结论:

1. 利用 Non-LTE 计算方法,构造同观测符合的日珥半经验模型是完全可行的。要保证模型的唯一性,必须采用较多的观测资料。

2. 日珥表面的压强不随高度而变化,湍动速度在日面附近较大,以后基本不随高度而变化。

3. 日珥运动温度从表层到中心单调减小,高度越高,从中心到表层的温度梯度越大。日珥表层的运动温度随高度增加略有增加,但在日珥中心,运动温度随高度增加而显著减小,温度梯度则迅速增加。

4. 在日珥表层不存在辐射平衡,总辐射损失主要来自 L_{α} 的贡献,电离钙的辐射损失同氢相比可以忽略。总辐射损失在日珥表层附近有极大值,并从表面到中心逐步减小,在日珥中心,近似有辐射平衡。

本文资料的处理是作者之一方成在 Kitt 峰天文台完成的,在此,谨对该台给予的热情支持和协助表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Heasley, J. N. and Mihalas, D., *Ap. J.*, 205(1976), 273.
- [2] Heasley, J. N. and Milkey, R. W., *ibid.*, 210 (1976), 827.
- [3] Heasley, J. N. and Milkey, R. W., *ibid.*, 221 (1978), 677.
- [4] Fontenla, J. M., *Solar Physics*, 64 (1977), 177.
- [5] Zhang, Q. Z. and Fang, C., *A. Ap.*, 175 (1987), 277.
- [6] Allen, C. W., *Astrophysical Quantities*, third ed, 1973.
- [7] Mihalas, D., *Ap. J.*, 179 (1973), 209.
- [8] Shine, R. A. and Linsky, J. L., *Solar Physics*, 39 (1974), 47.
- [9] Vernazza, J. E., Avrett, E. H. and Loeser, R., *Ap. J. Suppl.*, 45(1981), 635.
- [10] Auer, H., *Ap. J. (Letters)*, 150 (1967), L52.
- [11] Heasley, J. N., Mihalas, D. and Poland, A. I., *Ap. J.*, 192 (1974), 181.
- [12] Vernazza, J. E., Avrett, E. H. and Loeser, R., *Ap. J. Suppl.*, 30(1976), 1.
- [13] Avrett, E. H. and Loeser, R., *Methods in Radiative Transfer*, Cambridge University Press, 1983, 341.
- [14] 张其洲、方成, 天体物理学报, 7(1987), 133.
- [15] Yeh, S. H., *Izv. Krymsk. Astrofiz. Obs.*, 25 (1961), 174.
- [16] Hirayama, T., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 16 (1964), 104.