

在太阳磁场大气中FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 谱线的形成深度

张洪起

(北京天文台)

在太阳磁场大气中, 谱线出射光的Stokes参数形成深度的确定是一个很有意义的课题。它有助于我们了解太阳大气磁场信息的分布状态。在这个方面, 已有一些工作开展, 如 J. staude (1972) ^[1], 金介海 (1980) ^[2] 等。我们用类似于金介海的出射光的贡献函数为权重的方法, 确定太阳磁场望远镜观测谱线 FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 的形成深度。并与无磁光效应情况比较磁光效应对stokes参数形成深度的影响。

一、方程和计算方法

在恒星大气中, 辐射转移方程的一般形式为

$$\cos\theta \frac{dI}{d\tau_\lambda} = I - S \quad (1)$$

其中 $\tau_\lambda = \tau_l + \tau_c$ 是光学深度, τ_l 是线光学深度, τ_c 是 5000 \AA 连续谱光学深度, S 是源函数。辐射转移方程的积分形式为

$$I(\tau_\lambda=0) = \int_0^\infty \frac{S}{\cos\theta} e^{-\frac{\tau_\lambda}{\cos\theta}} d\tau_\lambda, \quad (2)$$

定义贡献函数为

$$F_1 = \frac{s}{\cos\theta} e^{-\frac{\tau_\lambda}{\cos\theta}}, \quad (3)$$

I 的形成光学深度为

$$\bar{\tau}_\lambda = \frac{1}{I(\tau_\lambda=0)} \int_0^\infty \tau_\lambda F_1(\tau_\lambda) d\tau_\lambda, \quad (4)$$

由于谱线光学深度和 5000 \AA 连续谱光学深度及太阳大气高度之间存在一一对应关系, 我们可以换算过去。

在LTE情况下, 磁场中stokes参数辐射转移的Unno—Beckres方程为^[3]:

$$\cos\theta \frac{dI}{d\tau_c} = (\eta_0 + \eta_1)(I - B) + \eta_0 Q + \eta_u U + \eta_v V$$

$$\cos\theta \frac{dQ}{d\tau_c} = \eta_0(I - B) + (\eta_0 + \eta_1)Q + \rho_v U - \rho_u V$$

$$\cos\theta \frac{dU}{d\tau_c} = \eta_u(I - B) - \rho_v Q + (\eta_0 + \eta_1)U + \rho_c V \quad (5)$$

$$\cos\theta \frac{dV}{d\tau_c} = \eta_v (I-B) + \rho_v Q - \rho_v U + (\eta_0 + \eta_1) V$$

其中参数定义同(3)。我们定义下面形成的线光学深度

$$d\tau_\lambda = (\eta_0 + \eta_1) d\tau_c = (\eta_0 + \eta_1) \rho X_m dh$$

其中 ρ 为密度, X_m 为质量吸收系数, 对应的积分形式为

$$\tau_\lambda = \int_0^{\tau_\lambda} d\tau_\lambda = \int_0^{\tau_\lambda} (\eta_0 + \eta_1) d\tau_c$$

这样辐射转移方程(5)改写成下面形式

$$\cos\theta \frac{d}{d\tau_\lambda} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} S_1^* \\ S_0^* \\ S_v^* \\ S_v^* \end{pmatrix}$$

其中引入了等效源函数

$$\begin{aligned} S_1^* &= I - \cos\theta \frac{dI}{d\tau_\lambda} = B - \frac{1}{(\eta_0 + \eta_1)} [\eta_0 Q + \eta_v U + \eta_v V] \\ S_0^* &= Q - \cos\theta \frac{dQ}{d\tau_\lambda} = -\frac{1}{(\eta_0 + \eta_1)} [\eta_0 (I-B) + \rho_v U - \rho_v V] \\ S_v^* &= U - \cos\theta \frac{dU}{d\tau_\lambda} = -\frac{1}{(\eta_0 + \eta_1)} [\eta_v (I-B) - \rho_v Q + \rho_v V] \\ S_v^* &= V - \cos\theta \frac{dV}{d\tau_\lambda} = -\frac{1}{(\eta_0 + \eta_1)} [\eta_v (I-B) + \rho_v Q - \rho_v U] \end{aligned}$$

它们表现为在太阳磁场大气中随深度变化的四个Stokes参数的辐射源。 S_1^* 与一般辐射转移方程的源函数不完全相同。在磁场不存在时, 方程(8)自动还原为方程(1)。

Stokes参数 I, Q, U, V 的贡献函数分别为

$$\begin{aligned} F_I(\tau_\lambda) &= \frac{S_1^*}{\cos\theta} e^{-\frac{\tau_\lambda}{\cos\theta}} \\ F_Q(\tau_\lambda) &= \frac{S_0^*}{\cos\theta} e^{-\frac{\tau_\lambda}{\cos\theta}} \\ F_U(\tau_\lambda) &= \frac{S_v^*}{\cos\theta} e^{-\frac{\tau_\lambda}{\cos\theta}} \\ F_V(\tau_\lambda) &= \frac{S_v^*}{\cos\theta} e^{-\frac{\tau_\lambda}{\cos\theta}} \end{aligned}$$

从而 I, Q, U, V 的形成深度

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_{\lambda I} &= \frac{1}{I(\tau_{\lambda}=0)} \int_0^{\infty} \tau_{\lambda} F_{I, \lambda}(\tau_{\lambda}) d\tau_{\lambda} \\ \bar{\tau}_{\lambda Q} &= \frac{1}{Q(\tau_{\lambda}=0)} \int_0^{\infty} \tau_{\lambda} F_Q(\tau_{\lambda}) d\tau_{\lambda} \\ \bar{\tau}_{\lambda U} &= \frac{1}{U(\tau_{\lambda}=0)} \int_0^{\infty} \tau_{\lambda} F_U(\tau_{\lambda}) d\tau_{\lambda} \\ \bar{\tau}_{\lambda V} &= \frac{1}{V(\tau_{\lambda}=0)} \int_0^{\infty} \tau_{\lambda} F_V(\tau_{\lambda}) d\tau_{\lambda} \end{aligned} \quad (11)$$

对应的5000 Å连续形成深度

$$\tau_c = \int_0^{T\lambda} \frac{1}{\eta_0 + \eta_1} d\tau_{\lambda} \quad (12)$$

当一般定义 $\tau_c=1$ 为太阳大气高度起始点时, 形成的高度 \bar{h} 为

$$\bar{h} = - \int_{\tau_c=1}^{\tau_c} \frac{d\tau_c}{\rho_{Xm}} \quad (13)$$

二、大气模型和计算结果

我们利用艾国祥等(1982)^[4]在计算FeI λ 5324.19 Å谱线的Stokes参数理论定标中已用过的公式, 参数, 计算方法和程序, C. W. Allen 给出的综合太阳光球大气模型^[5]和G. Stellmacher及E. wiehr的黑子本影模型^[6], 并考虑J. E. Vernazza, E. H. Avrett 与R. Loeser给出的太阳大气微观湍动速度^[7]和G. Stellmacher与E. wiehr对黑子本影模型假设的微观湍动速度 $V_t \leq 1$ 公里/秒^[8]。

在对FeI λ 5324.19 Å谱线形成计算过程中, 首先计算出在方程(7)中 τ_{λ} 与 τ_c 之间的对应关系。在用Runge—Kutta法解微分方程组的同时, 算出出射光的贡献函数。并在算出出射光Stokes参数的同时, 计算出Stokes参数的形成深度。

在计算谱线轮廓及贡献函数的过程中, 每距0.03 Å算一点, 从0 Å到0.60 Å共21个点, 从而算出不同波长处谱线形成的光学深度。我们给出光球大气模型 $H=600$ 高斯, $\psi=30^\circ$, $\varphi=15^\circ$ (图1及表1, H 为磁场强度, ψ 为磁倾角, φ 为磁方位角); 黑子本影模型 $H=2000$ 高斯, $\psi=30^\circ$, $\varphi=15^\circ$ (图2); $H=2000$ 高斯, $\psi=60^\circ$, $\varphi=15^\circ$ (图3); 及 $H=3000$ 高斯, $\psi=30^\circ$, $\varphi=15^\circ$ (图4)日面中心, 即 $\theta=0^\circ$ 的偏振光Stokes参数形成的5000 Å连续谱光学深度 $\bar{\tau}_{cI}$ 、 $\bar{\tau}_{cQ}$ 、 $\bar{\tau}_{cU}$ 、 $\bar{\tau}_{cV}$ 、 $\bar{\tau}_{cIf}$ 、 $\bar{\tau}_{cQf}$ 、 $\bar{\tau}_{cUf}$ 、 $\bar{\tau}_{cVf}$ (f 表示考虑磁光效应, 以下的 f 角标均有此含义)和对应的不考虑磁光效应的形成高度 h 随波长的分布。并给出黑子本影模型, $H=2000$ 高斯, $\psi=60^\circ$, $\varphi=15^\circ$, 在偏离线心波长 $\Delta\lambda=0.24$ Å, 0.12 Å, 0 Å处(图5、6、2), 日面中心 $\theta=0^\circ$, 贡献函数 $F_I(\tau_c)$ 、 $F_Q(\tau_c)$ 、 $F_U(\tau_c)$ 及 $F_{If}(\tau_c)$ 、 $F_{Qf}(\tau_c)$ 、 $F_{Uf}(\tau_c)$ 、 $F_{Vf}(\tau_c)$ 随5000 Å连续谱光学深度的分布情况。

计算得到的主要特点如下:

1. 磁场的存在, 改变了光强度 I 的形成深度。在不考虑磁光效应时, Q 、 U 有着相同的形成深度, 而与 I 、 V 有不同的形成深度, 但 Q 、 U 与 V 的形成深度差异不大。在磁光效应被考虑时, I 、 Q 、 U 、 V 均有不同的形成深度。 Q 、 U 、 V 的形成深度的差异接近线心时较为明

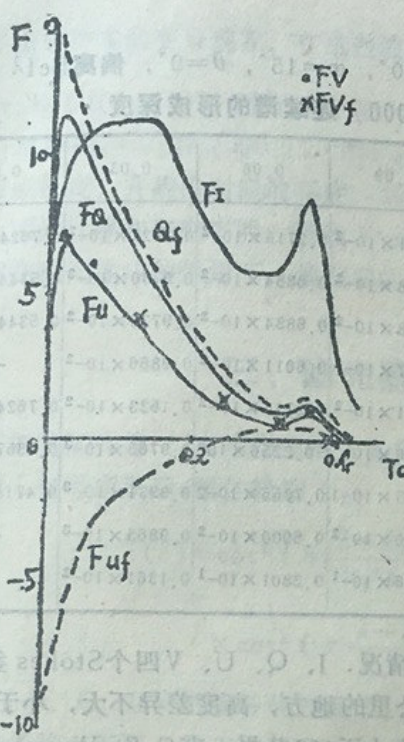


图5 贡献函数随 5000 Å 连续谱光学深度分布. $H=2000$ 高斯, $\Psi=60^\circ, \varphi=15^\circ, \Delta\lambda=0.24 \text{ \AA}$. $F_1 \times 10^{-13}$, $F_{0,u} \times 10^{-11}$, $F_v \times 10^{-11}$. 贡献函数单位: 尔格·球面度·厘米⁻²·秒⁻¹·微米⁻¹.

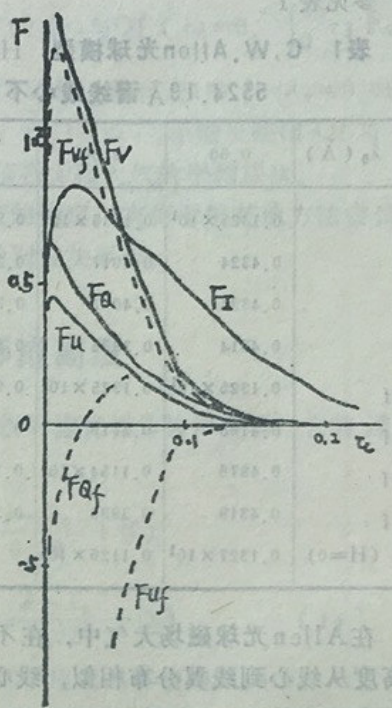


图6 贡献函数随 5000 Å 连续谱光学深度分布. $H=2000$ 高斯, $\Psi=60^\circ, \varphi=15^\circ, \Delta\lambda=0.12 \text{ \AA}$. $F_1 \times 10^{-11}$, $F_{0,u} \times 10^{-10}$, $F_v \times 10^{-10}$. 贡献函数单位: 尔格·球面度·厘米⁻²·秒⁻¹·微米⁻¹.

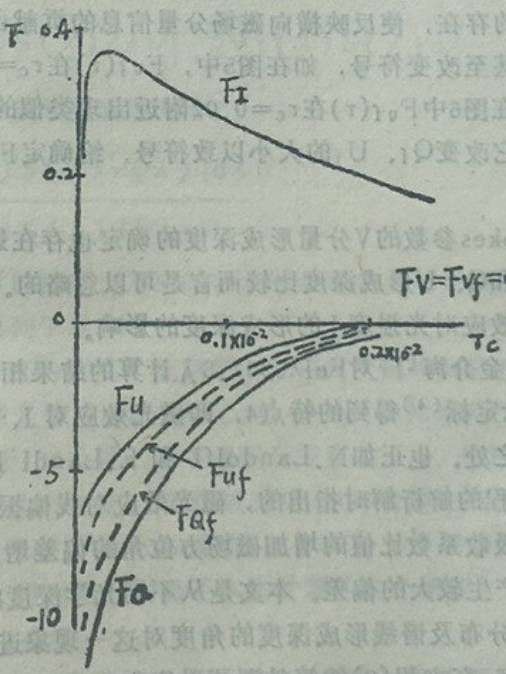


图7 贡献函数随 6000 Å 连续谱光学深度分布. $H=2000$ 高斯, $\Psi=60^\circ, \varphi=15^\circ, \Delta\lambda=0 \text{ \AA}$. $F_1 \times 10^{-13}$, $F_{0,u} \times 10^{-10}$. 贡献函数单位: 尔格·球面度·厘米⁻²·秒⁻¹·微米⁻¹.

显, 参见表 1。

表 1 C, W, Allen 光球模型, $H=600$ 高斯, $\psi=30^\circ$, $\varphi=15^\circ$, $\theta=0^\circ$, 偏离 $\text{FeI}\lambda$ 5324.19 Å 谱线线心不同波长处对应于 5000 Å 连续谱的形成深度

$\lambda - \lambda_0 (\text{Å})$	0.60	0.30	0.21	0.15	0.09	0.06	0.03	0.00
\bar{r}_{ci}	0.1325×10^1	0.1135×10^1	0.9671	0.3524	0.2811×10^{-2}	0.2715×10^{-2}	0.1623×10^{-2}	0.7624×10^{-3}
\bar{r}_{co}	0.4324	0.4017	0.3639	0.2124	0.6558×10^{-2}	0.6884×10^{-2}	0.9730×10^{-2}	0.5344×10^{-3}
\bar{r}_{cu}	0.4324	0.4017	0.3639	0.2124	0.6558×10^{-2}	0.6884×10^{-2}	0.9730×10^{-2}	0.5344×10^{-3}
\bar{r}_{cv}	0.4314	0.3996	0.3592	0.2076	0.7297×10^{-2}	0.6011×10^{-2}	0.9866×10^{-2}	—
\bar{r}_{cif}	0.1325×10^1	0.1325×10^1	0.9671	0.3524	0.2811×10^{-2}	0.2715×10^{-2}	0.1623×10^{-2}	0.7624×10^{-3}
\bar{r}_{cof}	0.4198	0.3719	0.3384	0.2414	0.1336×10^1	-0.2256×10^5	0.9765×10^{-3}	0.6357×10^{-3}
\bar{r}_{cuf}	0.4876	0.1154×10^1	0.3077×10^1	0.0436	0.1275×10^{-1}	0.7255×10^{-2}	0.9931×10^{-3}	0.4714×10^{-3}
\bar{r}_{cvf}	0.4319	0.3996	0.3592	0.2076	0.7280×10^{-2}	0.6000×10^{-2}	0.9865×10^{-2}	—
$\bar{r}_{ci} (H=0)$	0.1327×10^1	0.1126×10^1		0.0623	0.1646×10^{-1}	0.2801×10^{-1}	0.1361×10^{-2}	

在 Allen 光球磁场大气中, 在不考虑磁光效应的情况, I、Q、U、V 四个 Stokes 参数形成高度从线心到线翼分布相似, 线心形成在大约 400 公里的地方, 高度差异不大, 小于 20 公里。在偏离线心 0.2 Å 时, 四个 Stokes 参数形成高度均小于 100 公里。在 G. Stellmacher 等的黑子本影磁场大气中, 在线心, Stokes 参数均形成在 300 多公里, 在偏离线心 0.2 Å 时, 形成高度均小于 100 公里。从总的趋势看, I 形成在较 Q、U、V 深的层次。

2. 随着 H , ψ , φ 的改变, I、Q、U、V 的形成深度也在变化。

3. 由于磁光效应的存在, 使反映横向磁场分量信息的贡献函数 $F_{ci}(\tau)$, $F_{co}(\tau)$ 与不考虑磁光效应时不同, 甚至改变符号, 如在图 5 中, $F_{ci}(\tau)$ 在 $\tau_c=0.2$ 随着光学深度的减少由正值变向负值, 以及在图 6 中 $F_{co}(\tau)$ 在 $\tau_c=0.02$ 附近出现类似的现象。它反映谱线的线振动分量偏振面的旋转, 它改变 Q_f 、 U_f 的大小以致符号, 给确定 $\text{FeI}\lambda 5324.19 \text{ Å}$ 谱线横向磁场分量带来困难。

4. 磁光效应对 Stokes 参数的 V 分量形成深度的确定也存在影响, 在线心附近影响较明显, 而在线翼较小, 但和 Q、U 形成深度比较而言是可以忽略的。

5. 没有看出磁光效应对光强度 I 的形成深度的影响。

上面表明的特点 1 和金介海^[1]对 $\text{FeI}\lambda 6302.5 \text{ Å}$ 计算的结果相似, 而特点 3 与我们以前对 $\text{FeI}\lambda 5324.19 \text{ Å}$ 谱线理论定标^[4]得到的特点 4, 即磁光效应对 I、V 的影响小, 但对 Q、U 则影响较大的结论有共通之处。也正如 N. Landolfi 和 E. Landl Degl' Innoceti (1982)^[9]分析 Unno—Beckers 方程的解析解时指出的, 磁光效应对线偏振的 Stokes 参数轮廓有较大的影响, 随着线和连续吸收系数比值的增加磁场方位角的偏差增加, 对于 $\text{FeI}\lambda 5324.19 \text{ Å}$ 这样的强吸收线, 自然会产生较大的偏差。本文是从不同光学深度的谱线贡献函数 $F_k(\tau)$, ($k=I, Q, U, V$) 的分布及谱线形成深度的角度对这一现象进一步说明。

由于磁光效应的存在, 在方程(9)的等效源函数 S_q^* 、 S_v^* 、 S_u^* 的表达式中存在 $\rho_v U - \rho_u V$, $-\rho_u Q + \rho_v V$ 和 $\rho_u Q - \rho_v U$ 项, 这样在 Q、U、V 的值变化时, 函数 F_{ci} 、 F_{co} 在某些波长和

深度上出现严重的变号现象, 在这些波长上 $\int_0^\infty \tau_\lambda F_{0f}(\tau_\lambda) d\tau_\lambda$ 与 $Q_f(\tau_\lambda=0, \int_0^\infty \tau_\lambda F_{0f}(\tau_\lambda) d\tau_\lambda$ 与 $U_f(\tau_\lambda=0)$ 不同符号出现, 这样 τ_{0f} , τ_{0f} 为负值, 如在表1中 $\lambda-\lambda_0=0.06 \text{ \AA}$ 的 τ_{0f} 和 $\lambda-\lambda_0=0.09 \text{ \AA}$ 与 0.15 \AA 的 F_{0f} . 在这些波长上, τ_{0f} 与 τ_{0f} 不能反映出 Q_f 与 U_f 值的形成深度, 并找出对应的高度, 确定出射的 Q_f , U_f 值在太阳大气的平均层次.

上面的计算和研究表明, 谱线 Stokes 参数形成深度的确定, 有待于用其他方法尝试, 如考虑在磁光效应的作用下, 偏振面的旋转和形成深度的对应关系等.

三、滤光器透过谱线的形成高度

正如艾国祥等⁽⁴⁾文章指出的, 太阳磁场望远镜用双折射滤光器作为单色器, 它的透过轮廓为(仅考虑最后4级的轮廓):

$$T(\lambda) = \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{0.15} + A\right) \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{0.30} + B\right) \\ \times \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{0.60} + C\right) \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{1.20} + D\right) \quad (14)$$

其中 A, B, C, D 可由旋转装置调节, B 和 C 还可通过 KD*P 电光晶体由电压调节.

滤光器有下面几种工作状态: (1) $A=B=C=D=0$ 时, 透过谱线线心; (2) $A=2B=4C=8D=\pi$ 时透过距线心 0.15 \AA 处; (3) $A=\pi$, $B=\pm\pi/2$, $C=\pm\pi/4$, $D=0$ 时, 透过距线心 $\pm 0.15 \text{ \AA}$ 处, 交替在线翼两边透过, 用于纵场和视线速度场同时测量; 等等.

各 Stokes 参数 $S(\tau)$ 经滤光器作用, 出射的 Stokes 参数 S_f 为:

$$S_f = \int_{-\infty}^{+\infty} \tau(\lambda) S(\lambda) d\lambda \approx \int_{-2\text{\AA}}^{+2\text{\AA}} \tau(\lambda) S(\lambda) d\lambda \quad (15)$$

经滤光器作用各 Stokes 参数的形成深度为:

$$\bar{h}_{S_f} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} T(\lambda) S(\lambda) \bar{\tau}(\lambda) d\lambda}{\int_{-\infty}^{+\infty} T(\lambda) S(\lambda) d\lambda} \quad (16)$$

通过公式(13)我们可以换算出对应的各个 Stokes 参数的形成高度 \bar{h}_{S_f} .

我们把计算的几个结果列于表2中.

由于滤光器轮廓具有一定的宽度, 观测到的太阳大气磁场信息的形成深度应是对滤光器透过波长的平均结果. 当滤光器对准谱线中心时, 对 Allen 光球大气, $H=600$ 高斯, $\psi=30^\circ$, $\varphi=15^\circ$, I 的形成高度接近于 100 公里, 不考虑磁光效应时, Q、U 的形成高度为 280 公里左右. 在黑子本影大气计算的几个情况, I 的形成高度为 120 公里左右. 当滤光器对准谱线距线心 0.15 \AA 的翼时, 对 Allen 光球, $H=600$ 高斯, $\psi=30^\circ$, $\varphi=15^\circ$ 时, I 的形成高度为 30~40 公里, V 的形成高度为 100 公里左右. 对黑子本影计算的几个情况, I 的形成高度为 60~70 公里, V 的形成高度为 50~100 公里.

由于滤光器透过谱线 Stokes 参数的形成深度是一种在一定的波长范围内以及每个波长的形成深度为权重的平均效应. 在线心和偏离线心处, 在不考虑磁光效应时, Q 和 U 也存在不同

的符号。这样，在线心用滤光器观测时，往往横向磁场参数的形成深度确定也是较复杂的。在偏离线心 0.15 \AA 观测时，在Allen光球大气Q、U的形成高度在120公里左右。在本文引用的黑子本影模型中为90~100公里。

表二 结合滤光器工作状态，计算位于线心和距线心 0.15 \AA 的Stokes参数形成高度（滤光器工作状态(1),(2),(3)在本文中已说明）

大气模型	光 球			黑 子 本 影								
	3000			2000			30°			15°		
H(高斯)	600			2000			30°			15°		
ψ (度)	30°			30°			60°			15°		
φ (度)	15°			15°			15°			15°		
滤光器状态	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)
\bar{h}_i (公里)	94	43	28	122	66	56	100	64	64	136	73	62
\bar{h}_a, \bar{h}_v (公里)	280	115	116	—	101	101	—	101	101	56	95	92
\bar{h}_v (公里)	/	99	104	/	95	104	/	95	104	/	103	113

“—”表示计算出负的平均 5000 \AA 连续谱形成深度，不能换算出高度值。

在确定太阳光球大气和黑子本影中谱线的形成高度时，还应注意到它们高度之间的差异，如wilson效应等。

本课题是在艾国祥等^[4]对 $\text{FeI} \lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 理论定标的基础上进行的，感谢艾国祥同志对自己的指导和帮助。

感谢紫金山天文台金介海同志对我们进行的有益讨论，南京天文仪器厂计算机室黄楚山，吴勤达等同志对本题计算中的困难和长时间计算给予的大力帮助。

参 考 文 献

- [1] Staude, J., *Stlar Phys.*, 24 (1972), 255.
- [2] 金介海, *天文学报*, 21 (1981).
- [3] Landi Degl'Inno ceti, E., *Astron. Astrophys. Supply.*, 25 (1976), 379.
- [4] 艾国祥, 李成, 张洪起, *天文学报*, 23 (1982), 39.
- [5] Allen, C.W., *Astro Physical Quantifies*, The Athlone Press, 1973.
- [6] Stellmacher, G. and Wiehr, E., *Astron. Astrophys.*, 45 (1975), 69.
- [7] Verrnaee, J.E., Avreff, E.H., Loeser, R., *Astrophys. J. Suppl.*, 45 (1981), 635.
- [8] Stellmacher, G. and Wiehr, E., *Astron. Astrophys.*, 7 (1970), 432.
- [9] Landolfi, M. and Landi Degl'Innoleti, E., *Solar Phys.*, 78 (1982), 355.

FeI $\lambda 5324.19\text{\AA}$ LINE DEPTH OF FORMATION IN THE SOLAR MAGNETIC FIELD

Zhang Hongqi

(Beijing Astronomical Observatory)

Abstract

When FeI $\lambda 5324.19\text{\AA}$ line depth of formation in magnetic fields of the solar photosphere and umbra have been computed, using the Unno-Beckers equation and the Runge -kutta method with changed step length, the variation of the distribution function of the stokes parameter has been computed, which is changed with the 5000\AA continuum optical depth and the optical depth with the wave length, when using the special birefringence filter with half width 0.15\AA which is the monochromator of the solar Magnetic Field Telescope, the depth of line formation of the observed magnetic field information has determined. It is shown when the magneto-optical effect is considered, which has not obviously influence to the depth of formation of I and V, the determination of the depth of line formation of the theoretical calibration parameter of the transverse magnetic field become more complicated. When the filter has been combined and the magnetic-optic effect has not been considered, the I has formed in the place of about $100\text{ km} - 10\text{ km}$ of order in the photosphere and umbra in line center. The V has also in the line wing 0.15\AA from center. But Q and U more complicated.

张洪奇 / 二