

# 太阳磁敏谱线的研究

叶式辉

(中国科学院紫金山天文台)

## 提 要

本文综合介绍作者及其合作者们对太阳磁敏谱线的一系列研究结果。主要内容是在对磁敏谱线的 Stokes 参数转移方程组所得数值解的基础上,从下述诸方面研究太阳光谱磁敏线:(1) Stokes 参数轮廓,(2)温度敏感度,(3)磁场增强量,(4)形成深度,(5)塞曼支线与 Seares 公式,(6)单色像,(7)不对称性与黑子磁场梯度,(8)与 Alfvén 波的关系,(9)磁光效应,(10)由磁敏谱线的 Stokes 参数轮廓推求向量磁场信息的方法。最后,在“结束语”中对磁敏谱线研究的现状和今后趋势,提出一些概括性的意见。

## 一、引 言

磁场观测对太阳物理的重要意义是人所共知的。现有的太阳磁场测量主要根据磁场敏感谱线的塞曼效应。因此,为了从观测资料取得太阳磁场的确切信息,必须对磁敏谱线的性质进行深入细致的研究。这方面工作的理论基础是海野和三郎(W. Unno)<sup>[1]</sup>奠定的。但初期的理论难免比较粗略,需要不断加以充实和改进。从1977年起笔者与金介海、王振一老同志从事这方面的研究,做了一系列工作。现在把我们的研究成果归纳起来,综合叙述如下。

## 二、磁敏谱线的 Stokes 参数轮廓

磁敏谱线是指 Lande 劈裂因子较大( $g \geq 1.5$ )的谱线。它们的形成受磁场的影响很大。为了研究这样的谱线,必须建立磁场中的谱线形成理论。这个理论是海野开创的。他对塞曼三分裂谱线建立了 Stokes 参数的转移方程组。为简化计,他取第三个参数  $U=0$ ,这时转移方程组为:

$$\begin{cases} \cos \theta \frac{dI}{d\tau} = (1 + \eta_I)I + \eta_Q Q + \eta_V V - (1 + \eta_I)B, \\ \cos \theta \frac{dQ}{d\tau} = \eta_Q I + (1 + \eta_I)Q - \eta_Q B, \\ \cos \theta \frac{dV}{d\tau} = \eta_V I + (1 + \eta_V)V - \eta_V B. \end{cases} \quad (1)$$

除掉取  $U=0$  (这意味着偏振面是固定的,于是不能考虑磁光效应)外,他还采用了一系列简化假设,即(1)存在局部热动平衡,于是能源函数为 Planck 函数  $B$ , (2)  $B$  随光学深度  $\tau$  呈

线性分布, (3) 大气为 Milne-Eddington 模型, 即  $\eta$  与深度无关, (4) 磁场是均匀的, 即强度不随深度变化。这些假设显然都与实际情况不符。在我们的工作中只保留第一项, 陆续扬弃其他假设, 并用电子计算机对式(1)以及更完整的 Unno-Beckers 方程组[见后面式(19)]求数值解。这样可以算出更精确的 Stokes 参数轮廓。

在文[2]中, 我们采用文[3]的太阳黑子本影模型, 对 Fe I  $\lambda\lambda 6302.499$ 、 $6173.341$  和  $5250.216$  等三条磁敏谱线, 对磁场强度  $H$  和磁力线与视线的夹角  $\gamma$  各取一系列数值, 计算了  $I$ 、 $Q$ 、 $V$  三个参数的大量轮廓。把算出的黑子  $\lambda 6302$  的  $I$  轮廓与美国基特峰天文台以及我们自己在紫金山天文台的观测结果进行对比, 并把算出的光球  $\lambda 6302$  的  $I$  轮廓与瑞士少女峰天文台的观测结果(见[4])加以比较, 符合情况都较好。此外, 为了与海野的代数解对比, 我们用他在[1]中给出的下列解式:

$$\begin{cases} r_I(\theta) = \frac{I(0, \theta)}{I_c(0, \theta)} = \frac{1}{1 + \beta_0 \cos \theta} \left\{ 1 + \beta_0 \cos \theta \frac{1 + \eta_I}{(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2} \right\}, \\ r_Q(\theta) = \frac{Q(0, \theta)}{I_c(0, \theta)} = -\frac{\beta_0 \cos \theta}{1 + \beta_0 \cos \theta} \cdot \frac{\eta_Q}{(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2}, \\ r_V(\theta) = \frac{V(0, \theta)}{I_c(0, \theta)} = -\frac{\beta_0 \cos \theta}{1 + \beta_0 \cos \theta} \cdot \frac{\eta_V}{(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2}. \end{cases} \quad (2)$$

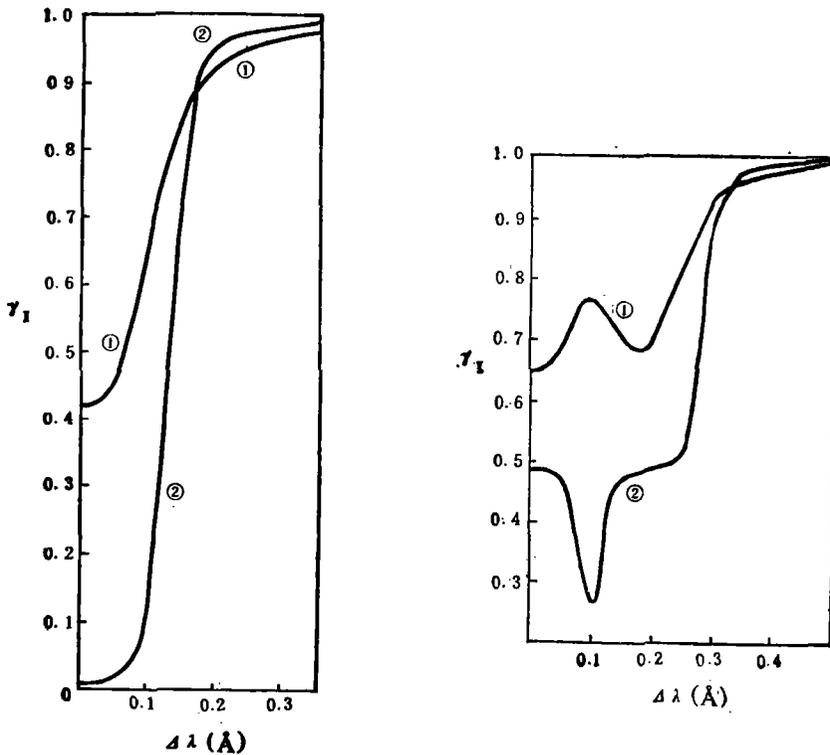


图 1 我们的数值解与海野代数解的比较

1)  $r = \pi/2, H = 1000G$

① 本文的结果  
② 海野的结果

2)  $r = \pi/2, H = 4000G$

① 本文的结果  
② 海野的结果

并选用适当的数值计算  $\lambda 6302$  的轮廓。结果发现, 在纯横向塞曼效应的情况下, 式(2) 给出的不是三分裂, 而竟是二分裂轮廓。我们的数值解便没有这种不合理现象。此外, 取  $\gamma = \pi/2$  和  $H = 1000\text{G}$  时, 我们的数值解给出线心剩余强度为 0.42, 与观测值接近, 而式(2) 给出的值仅为 0.01。实际上, 在太阳光谱中并不存在这样深的谱线。这些情况(见图 1)表明, 由于去掉了一些不合理的假设条件, 我们算出的 Stokes 参数轮廓比海野代数解给出的结果要精确得多。

### 三、磁敏谱线的温度敏感度

磁敏谱线的温度敏感度问题, 是在六十年代后期首先对 Fe I  $\lambda 5250.216$  提出来的。过去这条线一直是太阳磁场测量的工作谱线。但后来发现, 它不仅对磁场敏感 ( $g=3$ ), 对温度也甚为敏感。这会使磁场测量蒙受严重的歪曲。文[5]指出, 用这条线测得的磁场强度比实际值小, 在线翼差两倍, 线心竟达五倍! 因此对磁敏线注意考察其温敏度, 是一个重要问题。

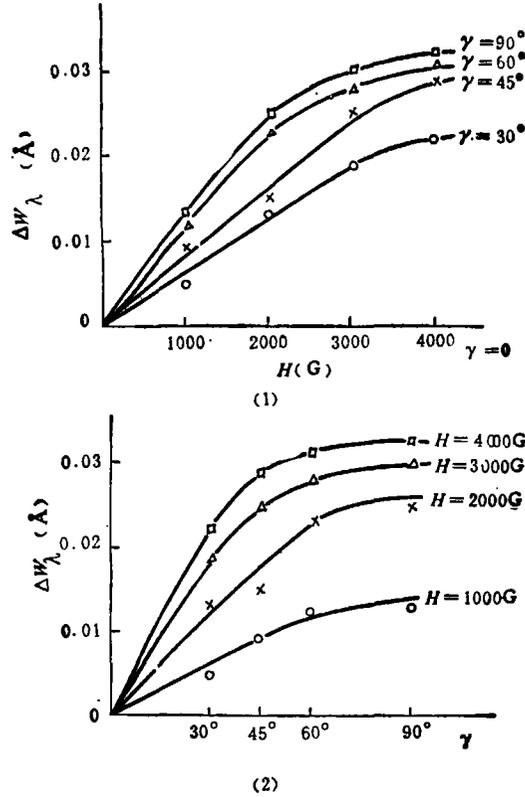
Wittmann<sup>[6]</sup> 用  $W_u/W_{ph}$  代表谱线的温敏度, 此外  $W_u$  和  $W_{ph}$  分别为同一谱线在黑子本影和光球中的等值宽度。我们认为他的作法不完全合理, 因为磁场和温度的变化都可能影响等值宽度。为了突出温敏度, 必须撇开磁场的影响。因此我们在计算  $W_u$  时故意取  $H=0$ , 即计算  $W_u(H=0)$ 。我们按这个办法计算了 Fe I  $\lambda 6302.499$  等四条磁敏线的温敏度, 结果见表 1。由表可以看出, 在四条磁敏线中,  $\lambda 6302$  的温敏度最低, 而  $\lambda 5250$  最高。还应提到,  $\lambda 5324$  是视频磁象仪的工作谱线。由于它的线心特别深(在 Utrecht 太阳分光光度图上, 中心剩余强度仅为 0.17), 线心吸收特别强, 从线心到线翼数值变化很大, 对(1) 作数值积分时步长必须取得很小, 于是计算次数大为增加。我们用国产 TQ-6 快速电子计算机对它进行了专门的研究, 结果见[7]。我们发现这条谱线的温敏度介于  $\lambda 6302$  与  $\lambda 5250$  之间。还应谈到, 用不同的黑子模型求得的温敏度有较大差异。

表 1 磁敏线的温度敏感度 ( $H=0$ )

磁 敏 线	$W_u(\text{\AA})$	$W_{ph}(\text{\AA})$	$W_u/W_{ph}$
Fe I $\lambda 5324.191$	0.718	0.364	1.97
$\lambda 6302.499$	0.140	0.128	1.09
$\lambda 6173.341$	0.0996	0.0576	1.72
$\lambda 5250.216$	0.116	0.0480	2.42

### 四、磁敏谱线的磁场增强

磁场的存在会影响磁敏线的形成, 不仅使它们的轮廓变形, 还可使等值宽度增加。海野<sup>[1]</sup> 首先指出有这种现象存在。为了进行更完整的研究, 我们在 [2] 中对  $\lambda 6302$  取五个  $H$  值 (0, 1000, 2000, 3000, 4000G) 和五个  $\gamma$  角 (0, 30°, 45°, 60°, 90°) 计算谱线轮廓并量出等值宽度, 结果见图 2。图中代表磁场增强的量为  $\Delta W_i \equiv W_i(H) - W_i(0)$ , 此处  $W_i(0)$  为

图2 Fe I  $\lambda 6302.499$  的磁场增强

在  $H=0$  时谱线的等值宽度。由图可知：(1) 磁敏线的磁场增强效应确实存在；(2)  $\Delta W_\lambda$  与  $H$  和  $\gamma$  都有关；(3)  $\gamma=0$  时， $\Delta W_\lambda=0$ 。这表明纯纵向塞曼效应没有磁场增强；(4) 当  $\gamma \neq 0$  时， $\Delta W_\lambda > 0$ ，并且  $\gamma$  愈大， $\Delta W_\lambda$  也愈大；(5)  $\Delta W_\lambda$  在  $\gamma \geq 60^\circ$  时逐渐趋向饱和，这并非海野所预言的在  $\gamma=55^\circ$  时  $\Delta W_\lambda$  为极大；(6)  $H$  或  $\gamma$  愈大，饱和效应愈显著。

在[7]中，我们对  $\lambda 5324$  进行了同样的研究，得到类似的结果。

既然磁场增强效应确实存在，磁场对太阳黑子和磁星的生长曲线以及化学成份都会有一定的影响，这值得进一步研究。

## 五、磁敏谱线的形成深度

金介海在文[8]中引进等值线吸收系数  $\kappa_l^*$ ，使它与连续吸收系数  $\kappa_c$  联合作用下的  $I$  随  $h$  的变化，与从磁场内 Stokes 参数转移方程解出的相同。取  $d\tau = (\kappa_l^* + \kappa_c) \rho dh$ ，于是辐射转移方程可化为

$$\frac{d\tau}{d[\lg \tau_c]} = \frac{\cos \theta \frac{dI}{d[\lg \tau_c]}}{I - B}. \quad (3)$$

此式右端可由磁场内 Stokes 参数转移方程解得。于是由上式可得  $\tau(\lg \tau_0)$ 。然后由以下三式可分别求得考虑磁场作用时的  $I(\tau=0)$ 、 $I$  的规一化的贡献函数  $F_I$  以及  $I$  的形成深度  $\bar{\tau}_I$ ：

$$I(\tau=0) = \int_0^{\infty} \frac{S}{\cos \theta} e^{-\frac{\tau}{\cos \theta}} d\tau, \quad (4)$$

$$F_I(\tau) = \frac{\frac{S}{\cos \theta} e^{-\frac{\tau}{\cos \theta}}}{I(\tau=0)}, \quad (5)$$

$$\bar{\tau}_I = \int_0^{\infty} \tau F_I(\tau) d\tau. \quad (6)$$

再引进等值源函数  $S_Q^*$ 、 $S_U^*$  和  $S_V^*$ ，其定义为

$$\begin{cases} S_Q^* = Q - \cos \theta \frac{dQ}{d\tau}, \\ S_U^* = U - \cos \theta \frac{dU}{d\tau}, \\ S_V^* = V - \cos \theta \frac{dV}{d\tau}, \end{cases} \quad (7)$$

则  $Q$ 、 $U$ 、 $V$  的规一化贡献函数及形成深度分别为与式(5)和(6)类似的表达式(见文[8]的式(11)和(12))。

文[8]最后取太阳黑子本影的 Fe I  $\lambda 6302.499$  作为实例进行计算。结果表明：(1) 在黑子的强磁场中计算谱线的形成深度，必须考虑磁场的作用；(2) 四个 Stokes 参数的形成深度可以相差悬殊。具体情况见该文表 1。

## 六、磁敏谱线的塞曼支线和 Seares 公式

利用磁敏谱线的塞曼效应测定磁场强度和方向，这是当代天体磁场测量的主要方法。就黑子磁场来说，通过塞曼裂距  $\Delta\lambda_H$  可以求得磁场强度  $H$ ，这从 1908 年起已成为常规观测。但是黑子磁场方向的测量却是一个较为复杂的问题。F. H. Seares<sup>[9]</sup> 提出用下列公式

$$\begin{cases} I_{\sigma_1} = \frac{1}{4}(1 \mp \cos \gamma)^2, \\ I_{\pi} = \frac{1}{2} \sin^2 \gamma, \\ I_{\sigma_2} = \frac{1}{4}(1 \pm \cos \gamma)^2. \end{cases} \quad (8)$$

通过  $\pi$ 、 $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$  三条塞曼支线的强度比来推算  $\gamma$  角。长时期来，威尔逊山天文台使用这个方法测定黑子磁场方向。到五十年代末期，磁场内的谱线形成理论创立后，人们才察觉上述方法在原理上有问题。这是因为 Seares 公式是对发射谱线(它们呈现正塞曼效应)建立的，而黑子光谱中观测到的是吸收谱线(呈现逆塞曼效应)。可是，尽管如此，还用人认为这个方法可以近似使用，理由有二：(1) 由海野方程组的代数解[即本文式(2)]，对很弱的谱线( $\eta \ll 1$ )可以推导出 Seares 公式；(2) Степанов<sup>[10]</sup> 利用他由经典磁光学概念建立的磁场内谱线形成

理论, 取  $H=2500\text{G}$ , 对  $\text{Fe I } \lambda 6173.341$  发现, 由  $\lg(I_{\sigma_1}/I_{\sigma_2})$  求得的  $\gamma$  角, 误差不超过  $4^\circ$ 。

我们在[11]中指出, 以上两项论证都不够可靠。首先, 海野的代数解甚为粗糙, 而  $\eta \ll 1$  的谱线实际上并不存在。其次, Степанов 的计算是对一个  $H$  值和一条谱线进行的, 所得结论不一定有普遍性。因此对这一问题须再作研究。在文[11]中, 我们对寻常光(o) 和非常光(e) 推导出剩余强度的公式为

$$\begin{cases} r_o = r_l + r_\gamma, \\ r_e = r_l - r_\gamma. \end{cases} \quad (9)$$

利用我们在[2]中对不同的  $H$  和  $\gamma$  算出的  $r_l$  和  $r_\gamma$ , 可以求得塞曼支线的中心深度之比  $\lg(d_\sigma/d_\pi)$  和  $\lg(d_{\sigma_1}/d_{\sigma_2})$  与  $\gamma$  角的关系, 结果见图 3 和图 4 中的实线。虚线为用 Seares 公式算出的支线强度比与  $\gamma$  的关系。至于 Степанов 的计算结果用点线绘出。由图可以了解到: (1) 我们的计算结果与按 Seares 公式所得结果差别很大; (2) 我们的结果明确表示,  $\lg(d_\sigma/d_\pi) \sim \gamma$  和  $\lg(d_{\sigma_1}/d_{\sigma_2}) \sim \gamma$  两组曲线都与  $H$  有关, 而 Seares 公式与  $H$  完全无关; (3) Степанов 得到的  $\lg(d_{\sigma_1}/d_{\sigma_2}) \sim \gamma$  关系与 Seares 公式基本相符, 而  $\lg(d_\sigma/d_\pi) \sim \gamma$  曲线却与 Seares 公式差异甚大。这表明前者可能只是一种偶合。

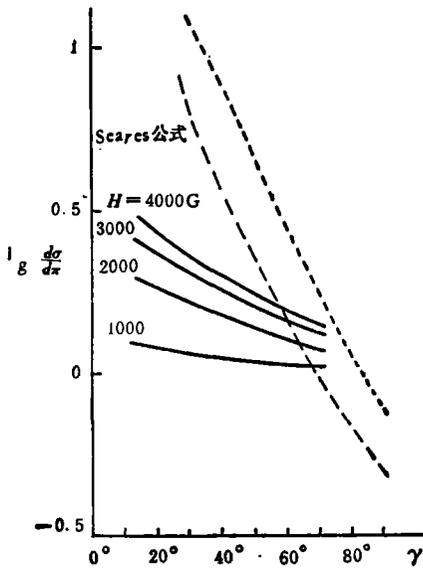


图 3  $\pi$  和  $\sigma$  支线强度比与  $\gamma$  角的关系

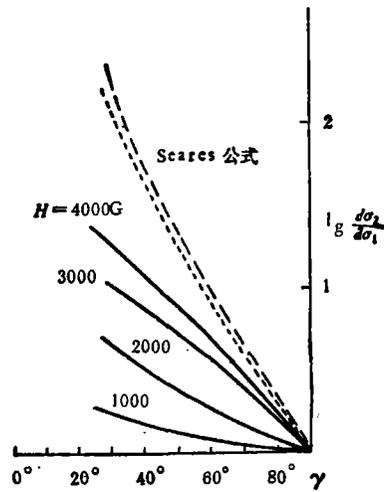


图 4  $\sigma_1, \sigma_2$  支线强度比与  $\gamma$  角的关系

总结说来, 我们认为用 Seares 公式测定黑子磁场方向并不是一个好方法。威尔逊山天文台过去多年用这个方法得出的结果可能有很大的误差。

## 七、磁敏谱线的单色像

我们在上节谈到, 磁敏线的“o”和“e”轮廓随  $H$  和  $\gamma$  有明显的变化, 具体情况见文 [11] 的图 1 和图 2。既然轮廓如此, 谱线的等值宽度以及单色像强度都会受到  $H$  和  $\gamma$  的影响。因此反过来可以设法由磁敏线单色像推求  $H$  和  $\gamma$ 。

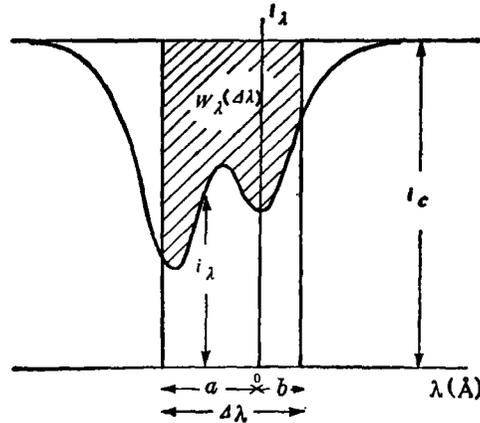


图5 单色像强度与谱线等值宽度的关系

在扫描单色像时,单色像出射狭缝的宽度 ( $\Delta\lambda$ )和位置(在图5中用狭缝两端与线心的距离  $a$  和  $b$  表示)均可任意选取。对同一缝宽和位置,令磁敏线单色像的强度为  $I(\Delta\lambda) \equiv \int_a^b i_\lambda d\lambda$ , 而连续光谱单色像的强度为  $I_c(\Delta\lambda) = i_c \Delta\lambda$ , 则可求得下列关系式

$$\frac{I(\Delta\lambda)}{I_c(\Delta\lambda)} = 1 - \frac{W_\lambda(\Delta\lambda)}{\Delta\lambda}, \quad (10)$$

此处  $W_\lambda(\Delta\lambda) \equiv \int_a^b \frac{i_c - i_\lambda}{i_c} d\lambda$  为“o”或“e”的磁敏线在出射狭缝范围内的等值宽度,这个数量可由文[11]的理论轮廓算出。至于  $I(\Delta\lambda)/I_c(\Delta\lambda)$  可由观测资料定出。

对  $W_\lambda(\Delta\lambda)$  与  $H$  和  $\gamma$  的关系,可用不同方式表示。我们认为最好用内插法,即对两种狭缝状态  $\Delta\lambda_1$  和  $\Delta\lambda_2$  各算一个表,它们都按  $W$  的递增次序排列出一系列的  $H$  与  $\gamma$  值。对两种狭缝状态来说,这种表是下列函数关系的反映,

$$\begin{cases} W_\lambda(\Delta\lambda_1) = f_1(H, \gamma), \\ W_\lambda(\Delta\lambda_2) = f_2(H, \gamma). \end{cases} \quad (11)$$

既然  $f_1$  和  $f_2$  已知,把以上两式分别代入式(10),即得

$$\begin{cases} \frac{I(\Delta\lambda_1)}{I_c(\Delta\lambda_1)} = 1 - \frac{f_1(H, \gamma)}{\Delta\lambda_1}, \\ \frac{I(\Delta\lambda_2)}{I_c(\Delta\lambda_2)} = 1 - \frac{f_2(H, \gamma)}{\Delta\lambda_2}. \end{cases} \quad (12)$$

于是只须在两张单色像上对同一点测出上面两式左端的比值,就可以算出该点的  $H$  和  $\gamma$  两个数值。对许多点都这样做,就可以描绘出二维磁图。实际上,由于我们已经造好  $W_\lambda(\Delta\lambda)$  与  $H$  和  $\gamma$  的关系表,就不必再作计算,只须查表便可得出  $H$  与  $\gamma$  的数值。

为了对上述方法进行校验,我们用紫金山天文台的太阳单色仪对1979年11月3日日面中心区一个F型黑子群,取  $a = -0.2 \text{ \AA}$ ,  $b = 0$  和  $a = -0.10 \text{ \AA}$ ,  $b = 0.10 \text{ \AA}$  两种狭缝状态,扫描了  $\lambda 6302$  同一偏振状态的单色像。从两张单色像测出本影中心强度为  $I(\Delta\lambda_1)/I_c(\Delta\lambda_1) = 0.87$  和  $I(\Delta\lambda_2)/I_c(\Delta\lambda_2) = 0.79$ 。用上述方法求得  $W_\lambda(\Delta\lambda_1) = 0.026 \text{ \AA}$  和  $W_\lambda(\Delta\lambda_2) = 0.042 \text{ \AA}$ 。

然后查表, 得  $H=3650\text{G}$  和  $\gamma=25^\circ$ 。此外, 我们对本影中心以外的三个点也用同样方法求得了  $H$  和  $\gamma$  的值(详细情况见[12])。我们的结果与一般采用的黑子磁场强度及磁力线扇形模型大致相符。更重要的是, 对每一点来说, 由两个  $W$  都可得出基本一致的  $H$  和  $\gamma$  值。这些情况初步表明, 我们设计的由磁敏线单色像推求向量磁场的方法是切实可行的。

以上求得的是二维磁场。为了得到与实际情况更为符合三维磁场, 除  $H$  和  $\gamma$  外还须求出磁力线的方位角  $\chi$ 。在同时考虑这三个参数时, 式(11)应改为

$$\begin{cases} W_\lambda(\Delta\lambda_1) = f_1(H, \gamma, \chi), \\ W_\lambda(\Delta\lambda_2) = f_2(H, \gamma, \chi), \\ W_\lambda(\Delta\lambda_3) = f_3(H, \gamma, \chi). \end{cases} \quad (13)$$

这时要用三个狭缝状态  $\Delta\lambda_1$ 、 $\Delta\lambda_2$  和  $\Delta\lambda_3$  对日面同一区域扫描单色像, 然后对同一点测出三张单色像上的强度, 并仿照公式(10)求出  $W_\lambda(\Delta\lambda_1)$ 、 $W_\lambda(\Delta\lambda_2)$  和  $W_\lambda(\Delta\lambda_3)$ 。求解包含四个 Stokes 参数的 Unno-Beckers 方程组[即本文后面式(19)], 按  $\tan 2\chi = U/Q$ , 可以设法求得式(13)的函数关系。用已经求得的三个  $W$  值可同样得到  $H$ 、 $\gamma$ 、和  $\chi$  三个数值。对日面若干点这样做, 就可用所得结果描绘三维的向量磁图。

## 八、磁敏谱线的不对称性与黑子磁场梯度

太阳黑子磁场是三维的, 强度会随深度变化。为了测定深度梯度, 最好的方法是利用  $\sigma$  支线轮廓的不对称性(原理见[13])。这个方法早已创立, 但过去的工作有一些缺陷, 因此我们在文[15]中重新研究这一课题。

作为第一次近似, 设磁场梯度随深度的变化是线性的, 即取

$$H = H_0(1 + \alpha \lg \tau), \quad (14)$$

此处  $\alpha$  为梯度系数,  $H_0$  为表面( $\lg \tau \approx 0$ )的磁场强度。我们取一系列梯度值( $dH/d \lg \tau \equiv H_0 \alpha = 100, 200, \dots, 1000$ , 这大致相当于几何梯度为  $dH/dz = 1, 2, \dots, 10\text{G/公里}$ ), 把上式代入塞曼裂距公式, 并按文[2]的方法计算在有磁场梯度时的  $I$ 、 $Q$ 、 $V$  轮廓, 接着用式(9)求得  $r_0$  和  $r_s$ 。对纵向磁场( $\gamma=0$ ), 这就是两条  $\sigma$  支线轮廓。我们对  $\lambda 6302$  进行的计算表明, 在无磁场梯度时,  $\sigma$  支线是对称的; 但有梯度时, 轮廓不对称。大致说来, 不对称性随梯度增加。我们取线心深度一半处轮廓上两点的中点, 求它与梯度为零时线心波长的差距  $\delta$  (单位为  $\text{\AA}$ ), 并把它定义为不对称量。此外, 取线翼上深度为线心处一半的点, 求它相对于梯度为零时同一线翼上相应点的位移量  $\varepsilon$  (也以  $\text{\AA}$  为单位), 把它定义为线翼旋转量。 $\delta$  和  $\varepsilon$  随磁场梯度的变化情况见图 6。利用此图, 如果由观测得出一条  $\sigma$  支线的  $\delta$  或  $\varepsilon$  值, 就可求得磁场梯度。我们把这个方法应用于 1976 年 3 月 31 日日面中心区大黑子本影, 求得几何梯度值约为  $1\text{G/公里}$ 。

对于  $\gamma \neq 0$  的非纵向磁场, 情况比较复杂。但当  $H$  和  $\gamma$  都已知时, 仍可设法由磁敏谱线的某些特征量推求磁场梯度(详见[15])。

附带谈到, 我们在[15]中还指出, 磁场梯度所引起的线翼旋转可能使磁象仪观测结果失真。我们的初步计算表明, 这个效应的影响甚大, 不容忽视。

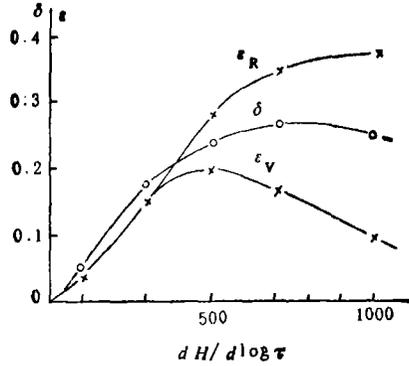


图6  $\sigma$  支轮廓不对称量和线翼旋转量与磁场梯度的关系

## 九、磁敏谱线与 Alfvén 波的关系

等离子体在外力作用下产生的波动, 可使等离子体发射的光谱线变形。在各种波动中最受重视的是磁场扰动所引起的 Alfvén 波。近年来 Parker<sup>[16]</sup> 等认为 Alfvén 波可以导致太阳黑子的冷却。这诱使我们在[17]中研究 Alfvén 波对磁敏谱线的影响, 并进而在[18]中探讨 Alfvén 波与黑子的制冷机理。

我们<sup>[17]</sup>在 Maltby 的工作<sup>[19]</sup>的基础上, 取 Alfvén 波所传播的能量流量  $F_A$  与 Alfvén 波所引起的水平振荡速度  $\sigma_{\text{hor}}$  之间的关系为:

$$F_A = \rho v_A \sigma_{\text{hor}}^2, \quad (15)$$

式中 Alfvén 波的速度  $v_A$  与磁场强度的关系为

$$v_A = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (16)$$

假定黑子呈圆形, 半径为  $b$ , 磁场呈扇形模型, 则对黑子内与中心距离为  $r$  的点来说, 谱线的多普勒半宽度为

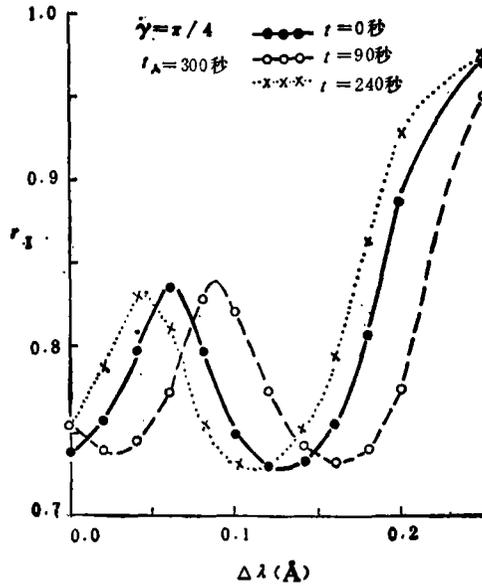
$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu} + v_t^2 + \sigma_{\text{hor}}^2 \sin^2 \left( 67^\circ \cdot 5 \frac{r}{b} \pm \theta \right)}. \quad (17)$$

此外, 谱线的塞曼裂距成为

$$\Delta\lambda_H = 4.67 \times 10^{-5} g \lambda^2 H_0 \sqrt{1 + \left( \frac{b_v}{B_0} \right)^2}, \quad (18)$$

此处  $b_v$  为波动所引起的磁场扰动。把上面这些公式代入式(1), 采用 Kneer<sup>[20]</sup> 的黑子本影模型, 并对  $F_A$ 、 $H_0$ 、 $t_A$ 、 $t$  等各取一系列数值, 然后求数值解, 就可算出在 Alfvén 波作用下磁敏谱线的  $I$ 、 $Q$ 、 $V$  轮廓。计算结果表明, 这些轮廓都不断地作剧烈振荡, 图 7 就是一个例子。在[17]中我们提出了对这种现象进行观测验证的一些方法。

进一步说, Alfvén 波对非磁敏线的影响也不容忽视。通过这种影响, 应当可以验证 Parker 等人的理论。Beckers<sup>[21]</sup> 进行了这项验证。但是我们发现, 他取  $gfA$  ( $A$  为谱线所属元素的含量) 为浮动值, 并选取合适的数值来使理论轮廓与观测吻合, 这样的验证可认为是无

图7 在阿尔文波波动周期内  $I$  轮廓的变化

效的。在[18]中我们用比较严格的方法计算了黑子的 Fe I  $\lambda 5691.505$  和  $\lambda 5434.534$  两条线的轮廓，并与观测对比，结果大致相符。更重要的是，随着  $F_A$  从 0 增加到  $10^{10}$  和  $10^{11}$  尔格/厘米<sup>2</sup>·秒时，理论与观测的符合程度不断提高。我们认为，这初步证实了 Alfvén 波的传播是黑子的致冷机理。

## 十、磁敏谱线的磁光效应

本文以上的论述都以  $I$ 、 $Q$ 、 $V$  三个参数的转移方程即式(1)为基础。我们仿海野的作法，取  $U=0$ 。这意味着  $\chi=0$ ，因而偏振面是固定的。但是在磁光效应的作用下，偏振面会旋转，即  $\chi$  可变。此外，为了确定三维的向量磁场，除  $H$  和  $\gamma$  外还须求得  $\chi$  值。这些情况合在一起，要求我们放弃  $U=0$  的不合理假设，考虑磁光效应，求解  $I$ 、 $Q$ 、 $U$ 、 $V$  四个参数的转移方程组（即下面的 Unno-Beckers 方程组），并建立用 Stokes 参数轮廓推求向量磁场信息，即同时求得  $H$ 、 $\gamma$  和  $\chi$  的方法。在本节中，我们先考虑磁光效应，接着在下节求解 Unno-Beckers 方程组并建立推求向量磁场信息的方法。

Unno-Beckers 方程组为：

$$\begin{cases} \cos\theta \frac{dI}{d\tau} = (1 + \eta_I)(I - B) + \eta_Q Q + \eta_U U + \eta_V V, \\ \cos\theta \frac{dQ}{d\tau} = \eta_Q(I - B) + (1 + \eta_I)Q - \rho_R U - \rho_W \sin 2\chi V, \\ \cos\theta \frac{dU}{d\tau} = \eta_U(I - B) + \rho_R Q + (1 + \eta_I)U - \rho_W \cos 2\chi V, \\ \cos\theta \frac{dV}{d\tau} = \eta_V(I - B) - \rho_W \sin 2\chi Q + \rho_W \cos 2\chi U + (1 + \eta_I)V. \end{cases} \quad (19)$$

Beckers<sup>[22]</sup> 认为, 磁光效应相当于一个圆偏振推迟器和一个线偏振推迟器同时起作用。在上列方程组中, 它们分别由下列两个系数代表:

$$\begin{cases} \rho_R = \frac{\eta_0}{H(v, a)} \cos \gamma [F(v - v_H, a) - F(v + v_H, a)], \\ \rho_W = \frac{\eta_0}{H(0, a)} \frac{\sin^2 \gamma}{2} [F(v - v_H, a) + F(v + v_H, a) - 2F(v, a)], \end{cases} \quad (20)$$

此处

$$F(v, a) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u}{u^2 + a^2} e^{-(u-v)^2} du. \quad (21)$$

但是 Beckers 推导的  $\rho_R$  和  $\rho_W$  表达式都比(20)的正确形式小了一半。我们在[23]中改正了这一差错, 并作了其他一些改进, 对式(19)求得数值解。我们的计算结果表明, 对太阳黑子来说, 磁敏谱线的磁光效应不容忽视。具体情况见文[23]的图 2。

## 十一、磁敏谱线的 Stokes 参数轮廓与向量磁场

既然磁敏谱线的形成与磁场密切相关, 由它们的 Stokes 参数轮廓可以设法推求磁场信息。在这种思想的指引下, 我们先后完成了以下两项工作。

(一) 在[24]中建立了用 Q 轮廓推求 H 和  $\gamma$  的方法。这包括以下两步: (1) 用 Q 轮廓最高点与线心的波长差求 H; (2) 在 H 已知的情况下, 由 Q 轮廓的极大值求  $\gamma$ 。

(二) 在[23]中进一步建立了由 V 和 Q 轮廓求 H、 $\gamma$  和  $\chi$  的方法。这包括以下三步: (1) 由 V 轮廓最高点与线心的波长差求 H; (2) 当 H 已知时, 由 V 的极大值求  $\gamma$  角; (3) H 和  $\gamma$  已知后, 用 Q 的线心值求  $\chi$  角。

把以上方法用于日面上的若干点, 就可分别得出二维和三维的向量磁图。

我们把第二个方法应用于日本冈山(Okayama)天体物理台 65 厘米折轴式太阳望远镜所附照相偏振计的观测资料。这些资料是对 1979 年 5 月 15 日和 9 月 1 日两个大的单极太阳黑子所得  $\lambda 6302$  的 I、Q、U、V 轮廓。我们得到的结果与 H.Kawakami<sup>[25]</sup>对同样资料所得结果相差甚大。就磁场强度来说, 我们的数值比他的大一倍左右。为了判断孰是孰非, 我们在云南天文台通过塞曼裂距对上述黑子磁场的直接测量结果进行校核。由此可知, 我们的结果比较符合实际情况。因此可以认为, 这初步证明我们的方法是正确的。

## 十二、结 束 语

以上各节概略叙述了我们对太阳光谱中磁敏线的研究结果。总的说来, 我们的工作是比较全面和自成系统的, 并对前人工作作了一系列改进。具体说来在理论方面, 我们对海野的理论作了若干补充和改进(主要是放弃了一系列不合理假设并求得了数值解), 指出了用 Seares 公式测定磁场方向的不当, 改正了 Beckers 的差错, 发现四个 Stokes 参数的形成深度可能有重大差异, 探讨了 Alfvén 波所引起的磁敏线的振荡, 初步论证了 Alfvén 波的传播是太阳

黑子的致冷机理,并研究了磁光效应对磁敏线的作用。这些都有一定的创新意义。在实用方面,我们建立了由磁敏线单色像以及由 Stokes 参数轮廓推求向量磁场信息的方法,并用冈山天文台的观测资料对后一方法进行论证,改进了由轮廓不对称量推求磁场梯度的方法,指出由磁场梯度所引起的线翼旋转可能会影响磁象仪的测量结果,并研究了磁敏线的温度敏感度和磁场增强量。这些对太阳磁场观测会有一些的参考价值和实际用处。

在回顾我们已有工作的同时应当指出,磁敏谱线研究还有广阔的发展余地。首先,虽然我们全面改进了海野的理论,但仍保留了他的第一条假设,即认为太阳大气中存在局部热动平衡,这自然只是一种近似。近年来非热动平衡理论已发展到比较成熟的阶段,有待于运用于磁敏线的研究。此外,我们的工作还局限于呈现正常塞曼效应的三分裂谱线,对于为数更多的呈现反常塞曼效应的多重分裂谱线,也应加以研究。还有,除磁光效应外,磁敏谱线还可能受到非相干放射等物理过程的作用,太阳大气及活动区的精细结构对磁敏线的形成也会有一定的影响。所有这些都值得我们继续努力,作进一步的探索。

### 参 考 文 献

- [1] Unno, W., *Publ. Astr. Soc. Japan*, **8** (1956), 108.
- [2] 叶式辉,王振一,金介海,天文学报, **19** (1978), 152.
- [3] Stellmacher, G., Wiehr, E., *Astr. Astrophys.*, **7** (1970), 432.
- [4] Wittmann, A., *Solar Phys.*, **20** (1971), 365.
- [5] Harvey, J., Livingston, W., *Solar Phys.*, **10** (1969), 283.
- [6] Wittmann, A., *Solar Phys.*, **20** (1971), 78.
- [7] 金介海,叶式辉,天体物理学报, **3**(1983), 183.
- [8] 金介海,天文学报, **21**(1980), 32.
- [9] Seares, F. H., *Astrophys. J.*, **38** (1913), 99.
- [10] Степанов, В. Е., *Изв. Крымской Астроф. Обс.*, **19** (1958), 20.
- [11] 叶式辉,王振一,金介海,天文集刊, No.2 (1978), 70.
- [12] 叶式辉,金介海,蒋明汉,科研工作报导, No.4 (1980), 53.
- [13] 叶式辉,《天体的磁场》(1978),科学出版社, §6.4.
- [14] Hubenet, H., *Z. Astrophysik*, **34** (1954), 110.
- [15] 叶式辉,王振一,金介海,天文学报, **20** (1979), 275.
- [16] Parker, E. N., *Solar Phys.*, **36** (1974), 249; **33** (1974), 127; **40** (1975), 275, 291.
- [17] 叶式辉,金介海,天文学报, **22** (1981), 265.
- [18] 叶式辉,金介海,天体物理学报, **3** (1983), 276.
- [19] Maltby, P., *Solar Phys.*, **5** (1968), 3.
- [20] Kneer, F., *Astr. Astrophys.*, **18** (1972), 39.
- [21] Beckers, J. M., *Astrophys. J.*, **203** (1976), 739.
- [22] Beckers, J. M., *Solar Phys.*, **9** (1969), 372.
- [23] 叶式辉,金介海,天文学报, **24** (1983), 119.
- [24] 叶式辉,天文学报, **20** (1979), 412.
- [25] Kawakami, H., "The vector magnetic field in unipolar sunspots" (unpublished).

## Researches on the Magneto-sensitive Lines in the Solar Spectrum

Ye Shi-hui

(Purple Mountain Observatory, Academia Sinica)

### Abstract

This paper presents a comprehensive summary of the results of researches on the solar magneto-sensitive spectral lines carried out by this author and his co-workers in recent years. Our researches are based on the numerical solutions of the equations of transfer of the Stokes parameters and we have studied the following aspects of the solar magneto-sensitive lines: (1) the profiles of the Stokes parameters, (2) temperature sensitivities, (3) magnetic intensification, (4) depth of formation, (5) Zeeman components and Seares' formulae, (6) monochromatic images, (7) line asymmetry and the gradient of the strength of sunspot magnetic fields, (8) relation with Alfvén waves, (9) magneto-optical effect, and (10) the method of deriving the information of magnetic vector from the profiles of the Stokes parameters. Finally, in the "Conclusion" we make some general remarks about the present status and the tendency of development of the study of magneto-sensitive spectral lines.

We have made a series of improvements upon the previous aspects. For instance, after abandoning some of Unno's simplifying assumptions our numerical solution of the equations of transfer of the Stokes parameters can be proved to be better than his algebraic solution. As for our solution of the Unno-Beckers' equations we have corrected Beckers' mistakes in the expressions of the coefficients which represent the magneto-optical effect. Whenever it is possible, our results of calculations have been compared with observations and our methods of the determination of magnetic vectors have been applied to and justified on observational data. We have also made some suggestions for the improvement of the measurements of solar magnetic fields.