

# 太阳斯托克斯偏振诊断术

叶 式 辉

(中国科学院云南天文台 昆明 650011)

## 摘 要

首先叙述日面磁场中目前仪器分辨不出的精细结构存在的主要证据和这种结构对矢量磁场测量造成的巨大困难,并论述斯托克斯偏振量度学对克服这个困难所能发挥的作用。其次,我们全面介绍这门新兴学科的核心内容,即探测磁元或磁流管的性质和物理参数的各种诊断技术。在“结束语”中,我们讨论这些技术目前的局限性、困难问题和今后的发展动向。

## 1 引 言

磁场测量对太阳物理的重要意义是众所周知的。从 1908 年 G.E.Hale 发现太阳黑子的磁场以来,太阳磁场研究已经取得长足的进展,目前已进入矢量场测量的阶段。太阳矢量磁场的观测是一项艰巨的任务。Stenflo(例如见文献 [1]、[2])指出,根本的困难在于太阳磁场具有目前仪器无法分辨的精细结构,而这种结构对纵场 ( $B_{\parallel}$ ) 和横场 ( $B_{\perp}$ ) 测量的影响不一样。针对这一重大难题,斯托克斯偏振量度学 (Stokes polarimetry) 应运而生。运用这一新兴学科,可以设法克服上述精细结构形成的困难,取得目前看不见的磁元和磁流管的大量信息。本文将阐明,这个目标能够达到固然是由于斯托克斯偏振量度学具有一些突出的优越性,但还应归功于天文学家精心创立的一些诊断方法。本文的主旨是全面介绍这些诊断术,同时也指出它们的局限性、面临的困难及其发展前景。

## 2 太阳磁场的精细结构

### 2.1 现有仪器不能分辨的精细结构存在的证据

高空间分辨观测早已表明,太阳磁场具有非常复杂的精细结构。例如 Severny<sup>[3]</sup> 用光电磁像仪发现,用较高 (27'') 的入射狭缝 (即较低空间分辨率) 对一个黑子作一维扫描得出的磁场强度分布 (见图 1a), 表明这个黑子是单极的。但是对同一黑子用较低 (5'') 的狭缝 (即较高分辨率) 得出的图像 (图 1b) 却显示出该黑子是多极的。Stenflo<sup>[4]</sup> 也用缩减狭缝高度来提高分辨率的方法,对日面宁静区发现分辨愈高磁场强度的极大值愈大。这些观测说明精细结构对磁场测量的重大影响。现在要进一步指出,太阳磁场还具有目

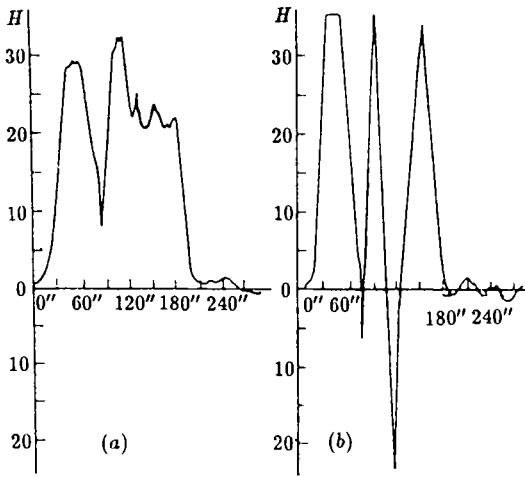


图 1 同一黑子磁场的低 (a) 和高 (b) 空间分辨率结构 [3]

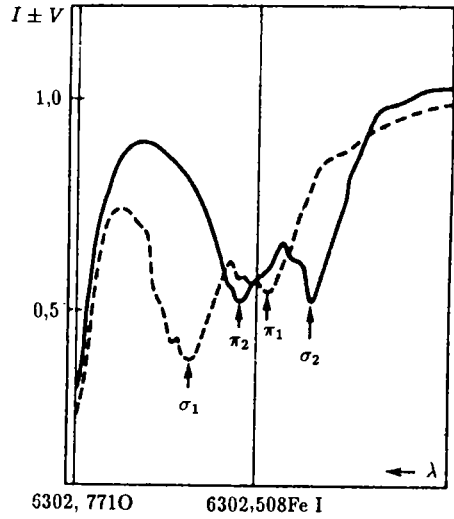


图 2 “ $\pi$  支线分裂”

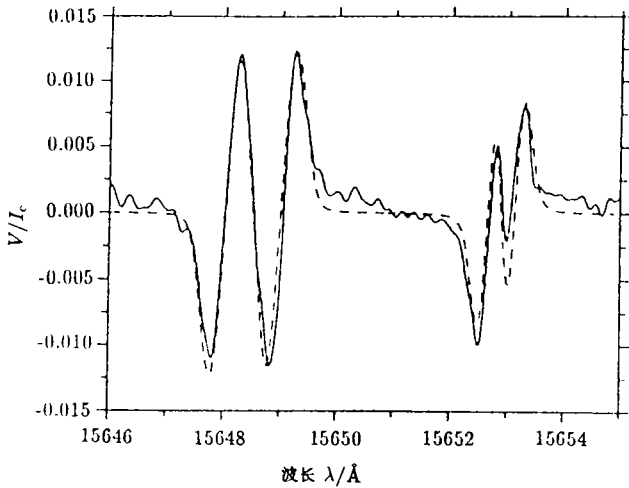


图 3 两条红外磁敏线的反常  $V$  轮廓 [6]

前仪器不能直接分辨的精细结构。这有以下两方面的证据。

第一，在实测方面，Severny<sup>[5]</sup>发现所谓的“ $\pi$  支线分裂”，即呈现正常塞曼效应的磁敏谱线在黑子磁场中除  $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$  外，有时还在  $\pi$  支线位置附近出现  $\pi_1$  和  $\pi_2$  两条支线 (图 2)。因为后者是圆偏振的，而真正的  $\pi$  支线应当是线偏振的，不难了解这是一对

由较弱磁场产生的  $\sigma$  支线。进一步说，在经过偏振分析器后，位于线心各一侧的  $\pi_1$  与  $\sigma_1$  支线同时出现，而  $\pi_2$  与  $\sigma_2$  一起存在。这表示产生  $\pi_1$  和  $\pi_2$  的弱磁场与形成  $\sigma_1$  和  $\sigma_2$  的强磁场的极性相反。总结说来，在被观测的黑子内的任一点，有强度相差悬殊并且极性相反的两个磁场存在。

另外一个直接证据是新近发现的红外磁敏线  $V$  轮廓的双峰结构。由于塞曼裂距与波长的平方成正比，红外光谱区一直受到天文工作者的青睐。美国国家太阳台 MacMath 望远镜取得的两条红外磁敏线 Fe I 1.5648 $\mu$ ( $g=3$ ) 和 1.5653 $\mu$ ( $g=1.5$ ) 的  $V$  轮廓都是双峰的(见图 3)。纵坐标为  $V/I_c$ ,  $I_c$  是附近连续谱的强度, 实线为观测轮廓)。Stenflo<sup>[6]</sup> 指出, 这种反常的双峰轮廓, 是日面上一点并存的两个极性相反磁场所产生的  $V$  轮廓(图 4 中分别用实线和虚线表示)合成的。图 3 表明, 理论的合成轮廓(图中虚线)与实测轮廓符合甚好。

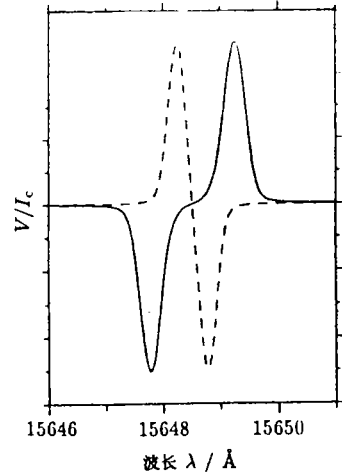


图 4 两个磁场的  $V$  轮廓<sup>[6]</sup>

除上述两项观测外,  $V$  轮廓的自反转, 也说明目前观测不到的精细磁场的存在。

第二, 在理论方面。早在 60 年代, Alfvén<sup>[7]</sup> 就提出, 由于电流的箍缩效应 (pinch effect), 太阳磁场应当是纤维状的。这种纤维就是磁力线束或磁流管。Parker<sup>[8]</sup> 对磁流管的结构和性质进行了系统的理论研究。他断定磁流管的直径约为  $10^2$ km(这相当于日面角尺度  $0''.1$ ), 磁场强度约为 1kG, 磁流量近似为  $10^{18}$ Mx。Stenflo<sup>[2]</sup> 指出, 为了理解在大尺度观测到的形形色色的现象, 需要阐明在小尺度发生的物理过程。就太阳光球的等离子体过程来说, 这种小尺度由下列参数决定: 压力标高(代表大气的重力分层)、光子的平均自由程(表示等离子体的不透明度)及欧姆耗散(即磁场的自然衰减)。他还谈到,

近年来的磁流体力学研究表明, 与磁元或磁流管的起源和演化有关的一些过程, 诸如对流崩溃(convective collapse)、槽形不稳定性(flute instability)、重联、磁流消失、波动等, 都发生在 100km 以下的范围内, 而这是现有仪器观测不到的尺度。

### 2.2 精细结构对磁场测量的影响

综合上述实测和理论两方面论证, 可以肯定太阳磁场具有线性尺度不超过  $10^2$ km, 即角尺度小于  $0''.1$  的超精细结构。据文献报道, 现有太阳磁场观测的最佳空间分辨率已达  $0''.7$ <sup>[9]</sup>、甚至  $0''.3$ <sup>[10]</sup>, 但仍然不能察觉上述精细结构。按现在的认识, 日面磁场的精细结构可用图 5 表示。图中的大圆圈代表某个仪器对日面磁场最小可分辨的范围。它里面的小圆圈则是分离的磁元(或磁流

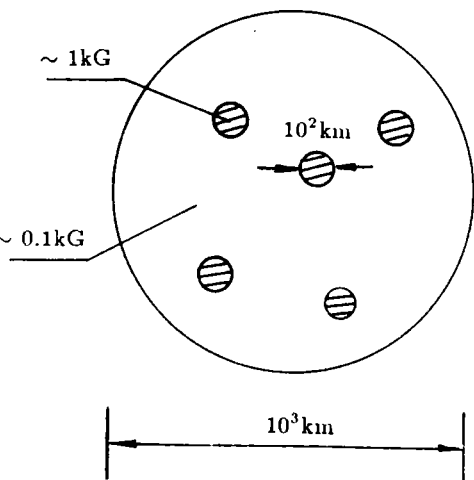


图 5 磁场超精细结构(示意图)

管的截面)。作为第一次近似,可以认为各个磁元的结构及磁场强度都是一样的,而磁元之间广阔空间的磁场十分微弱,甚至可忽略不计。这样的图像称为“二元模型”。磁元的总面积与整个可分辨范围之比称为填充因子( $\alpha$ )。

现在要强调指出,精细结构的存在对太阳磁场测量的影响是巨大的。具体表现为以下三点:(1)磁流管内的磁场强度( $\sim 1\text{kG}$ )与磁流管之间的磁场强度( $\leq 0.1\text{kG}$ )相差悬殊。我们直接测出的是平均值 $\langle B \rangle$ 。如果认为前者的真实数值为 $B$ ,而后者近似为零,则 $\langle B \rangle = \alpha B$ 。一般说来, $\alpha \cong 0.1-0.01$ ,因此 $\langle B \rangle \ll B$ ;(2)不同磁流管内的磁力线,有的朝内,有的朝外,因此有些磁元为S极,另一些为N极。于是在同一个可分辨范围内出现极性混杂的未分辨磁场。由于相反极性相互抵消,我们观测到的磁区可能只有微弱的极性,或甚至没有极性;(3)更严重的问题是Stenflo<sup>[1,2]</sup>所论证的,磁场精细结构对纵场强度( $B_{\parallel}$ )和横场强度( $B_{\perp}$ )的影响不一样。具体说来,矢量磁像仪通过代表圆偏振的斯托克斯参数 $V$ 测定 $B_{\parallel}$ ,并用表示线偏振的 $Q$ 和 $U$ 求 $B_{\perp}$ 以及横场方位角 $\chi$ 。在弱场近似(WFA)情况下,常用的一组公式为:

$$\left. \begin{aligned} Q &= C_Q B_{\perp}^2 \cos 2\chi \frac{\partial^2 I}{\partial \lambda^2}, \\ U &= C_U B_{\perp}^2 \sin 2\chi \frac{\partial^2 I}{\partial \lambda^2}, \\ V &= C_V B_{\parallel} \frac{\partial I}{\partial \lambda}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

此处 $C_Q, C_U, C_V$ 为常数,可由仪器定标决定。

在另一方面,Stenflo推导出下列关系式:

$$V = \Delta\lambda_B \left[ \frac{\partial^2 I}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{6} (\Delta\lambda_B)^2 \frac{\partial^3 I}{\partial \lambda^3} + \dots \right] \cong \Delta\lambda_B \frac{\partial I}{\partial \lambda}, \quad (2)$$

$$Q = -\frac{1}{4} (\Delta\lambda_B)^2 \left[ \frac{\partial^2 I}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{12} (\Delta\lambda_B)^2 \frac{\partial^4 I}{\partial \lambda^4} + \dots \right] \cong -\frac{1}{4} (\Delta\lambda_B)^2 \frac{\partial^2 I}{\partial \lambda^2}, \quad (3)$$

此处塞曼裂距与磁场强度的关系式为

$$\Delta\lambda_B = 4.67 \times 10^{-5} g \lambda^2 B. \quad (4)$$

以上公式表明, $V$ 与 $B$ 的一次方,即与磁流量成正比,而 $Q$ (及 $U$ )与 $B$ 的二次方,即与磁能密度成正比。既然磁场有复杂的精细结构,这种结构对磁流量和磁能密度的影响当然不同,因此对 $V$ 和 $Q(U)$ ,以及对 $B_{\parallel}$ 和 $B_{\perp}$ 的影响也不一样。这是当前矢量磁场测量的根本困难所在。

### 3 斯托克斯偏振量度学的优越性

针对上述困难局面,斯托克斯偏振量度学应运而生。这门新兴学科的主要内容是通过磁敏谱线的斯托克斯参数 $I, Q, U, V$ 的轮廓来研究太阳磁场的精细结构,确定磁元的磁场强度和物理参数以及它们在磁流管内的变化,此外还设法推求填充因子。这

门学科能够突破现有仪器的空间分辨率的限制, 主要靠它一系列有效的诊断技术。我们在下节将对这些技术作全面描述, 现在仅以“谱线比 (line ratio) 技术”为例来说明斯托克斯偏振诊断的优越性。虽然每条谱线的  $V$  参数值受磁场超精细结构的影响难以确定, 但强度、波长和形成情况几乎完全一样的两条谱线, 所受影响应当基本相同, 于是它们的  $V$  参数之比 ( $V_1/V_2$ ), 可认为不受这个难以捉摸的因素的影响。因此, 由  $V_1/V_2$  可以推导出较为真实的信息。

除诊断方法的突出优点外, 还应谈到以下几点: (1) 用 4 个斯托克斯参数可以完全确定辐射的偏振状态。具体说来, 按下列公式能够计算辐射的强度  $I$ 、偏振度  $p$ 、偏振面方位角  $\chi$  和偏振光的椭率  $\beta$ 。

$$\left. \begin{aligned} I &= I, \\ p &= \frac{\sqrt{Q^2+U^2+V^2}}{I}, \\ \chi &= \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{U}{Q}, \\ \beta &= \frac{1}{2} \sin^{-1} \frac{V}{\sqrt{Q^2+U^2+V^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

(2) 由公式 (1) 可知, 从  $Q$ 、 $U$  和  $V$  三个参数可以求得  $B$ 、 $\gamma$  和  $\chi$ , 即矢量磁场的全部信息。按图 5 所表示的二元模型, 这三个参数所代表的偏振辐射基本上来自磁元, 而与磁元之间广阔区域的辐射无关, 这保证了观测结果属于磁场区域。作为对比, 用经典的光电磁像仪由总辐射强度  $I$  测量磁场, 就难以摆脱超精细结构的桎梏; (3) 现有的矢量磁像仪只是测定  $Q$ 、 $U$ 、 $V$  轮廓内某一点或某一波段范围内的强度, 而斯托克斯偏振量度学却使用这些参数的全部轮廓。如所周知, 轮廓内蕴藏的信息十分丰富。

以上所述都是斯托克斯偏振量度学的优点。当然, 至少就现阶段来说, 这门学科难免有它的缺陷或局限性。这留待“结束语”中叙述。

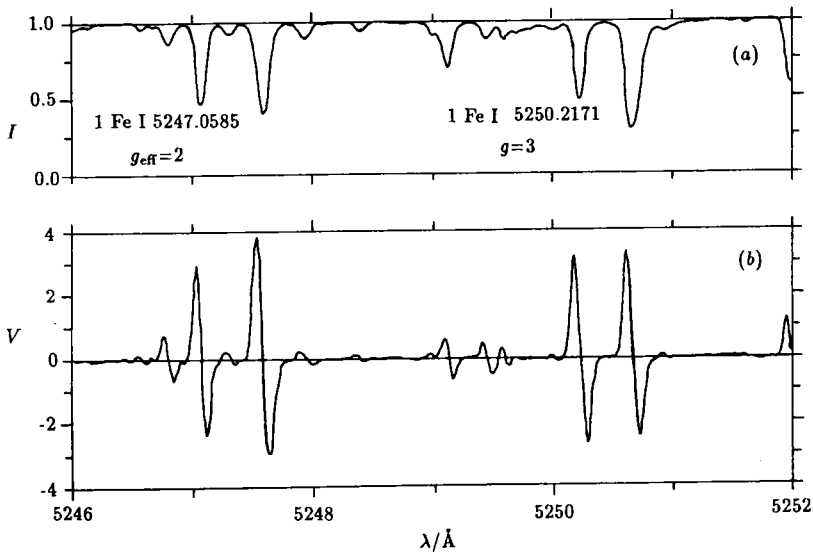


图 6 FeI 5247Å 和 5250Å 的  $I$  轮廓 (a) 和  $V$  轮廓 (b)<sup>[1]</sup>

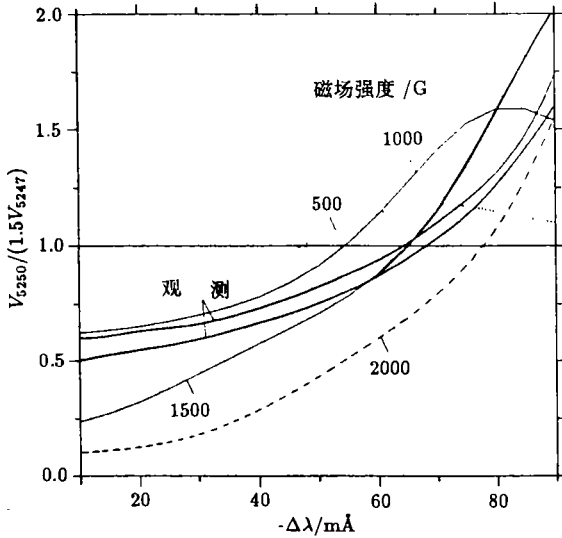


图 7 由理论和实测的  $V$  比值求磁场强度<sup>[1]</sup>

在太阳大气的相同区域内形成的；仅有的差异是 Lande 劈裂因子不同，分别为  $g=2.0$  和  $3.0$ 。按式 (2) 和 (4)，在 WFA 情况下 (即当谱线的多普勒半宽度  $\Delta\lambda_D < \Delta\lambda_B$  时)，应当有  $V_{5250}:V_{5247} = 3:2 = 1.5$ 。但是从基特峰 (Kitt Peak) 天文台的傅立叶转换光谱仪 (FTS) 对一个谱斑记录的这两条谱线的  $V$  轮廓 (图 6b) 可以看出，这个比值接近于 1。这是因为磁流管中的磁场甚强，式 (2) 中的近似等式不适用。Stenflo 取一系列  $B$  值，对 (2) 中的 Taylor 展开式多取几项，计算理论的  $V_{5250}/1.5V_{5247} \sim \Delta\lambda$  曲线，并与观测对比，发现正确的  $B$  值应在 1000—1500G 范围内。这比一般实测值大出 1 至 2 倍。造成这种差异的原因可认为是超精细结构使  $\alpha \ll 1$ ，于是  $\langle B \rangle \ll B_0$ 。至于由两条线的  $V$  比值求  $B$ ，前面已谈到，超精细结构的影响基本消失，可求得较为真实的结果。

### 4.2 双线观测

Frazier 和 Stenflo<sup>[13]</sup> 用光电磁像仪对日面许多点在 5247Å 和 5250Å 都测磁场强度，结果见图 8。在 WFA 情况下 ( $B < 500G$ )，图中的点应落在倾角为  $45^\circ$  的虚线上，但是

## 4 斯托克斯偏振诊断术

从 1968 年以来，已经建立了许多种诊断技术。它们大致分属于“少数谱线法”、“多数谱线法”和“日面位置变化法”。下面介绍一些主要的诊断技术。

### 4.1 谱线比技术

为测定一个物理量 (例如磁场强度)，最好设法排除其他因素的影响。Stenflo<sup>[11,12]</sup> 提出，通过选择适当的成对谱线可以达到这个目的。他挑选的是 FeI 5247.06Å 和 5250.22Å。这两条线都属于中性铁的第一多重线系，它们的强度和激发电位都几乎一样，波长也很接近，因此可认为是

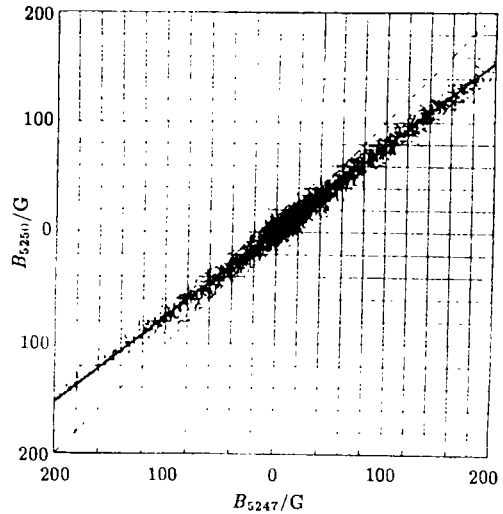


图 8 在  $\lambda_{5250}$  和  $\lambda_{5247}$  测出的  $B$  值的相关性<sup>[2]</sup>

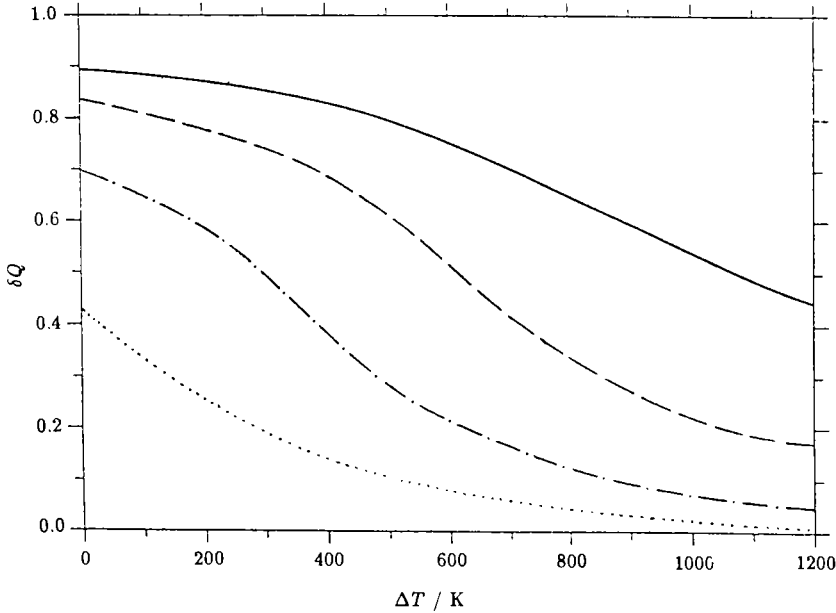


图9 Q 轮廓不对称量与温度的关系 [14]

实际上并非如此。两位作者由理论计算，发现在取  $B=1.1$  kG 时算出的实线能最好地代表实测结果。这应当是摆脱了超精细结构影响的  $\langle B \rangle$  值。

附带谈到，图 8 中的点都集中在一条窄带内，而不是到处弥散。这表示日面各处磁流管的  $\langle B \rangle$  基本相等。这意味着二元模型与实际情况大致相符。

### 4.3 单线的 V、Q 轮廓分析

Solanki 等人 [14] 提出，用一条谱线（例如  $\lambda 5250$ ）的 V 和 Q 轮廓可以推导出磁流管内的磁场强度、物质流动速度和温度，磁流管相对于视线的倾角  $\gamma$  以及填充因子。他们利用四个斯托克斯参数转移方程组（即 Unno-Beckers 方程组）的代数解，推导这些关系的数学表达式和算出一些图形。以下是三个实例。

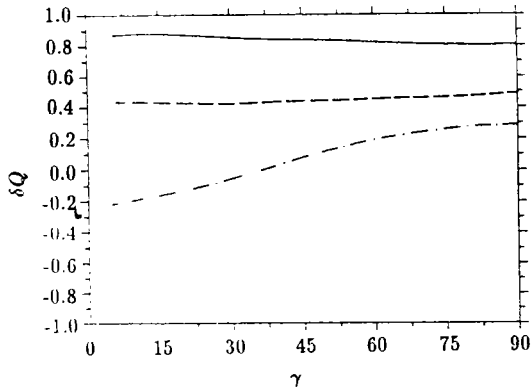


图10 Q 轮廓不对称量与  $\gamma$  角 [14]

(1) 由 Q 轮廓的不对称性求温度：

一般说来，Q 轮廓包含  $\sigma_b$ 、 $\pi$  和  $\sigma_r$  三部分（例如见文献 [15]），它们的面积各为  $A_{\sigma_b}$ 、 $A_{\pi}$  和  $A_{\sigma_r}$ 。不对称量可定义为  $\delta Q = (A_{\sigma_b} + A_{\sigma_r} - A_{\pi}) / (A_{\sigma_b} + A_{\sigma_r} + A_{\pi})$ 。对文献 [14] 中的公式稍加改动，可得

$$Q \cong \frac{1}{2} \frac{\beta_0 \mu \sin^2 \gamma \cos 2\chi \Delta \lambda_B}{1 + \beta_0 \mu} \left[ \frac{d\eta_0(\lambda)}{d\lambda} \right]^2 + \frac{1}{4} \sin^2 \gamma \cos 2\chi \Delta \lambda_B^2 \frac{d^2 I}{d\lambda^2}, \quad (6)$$

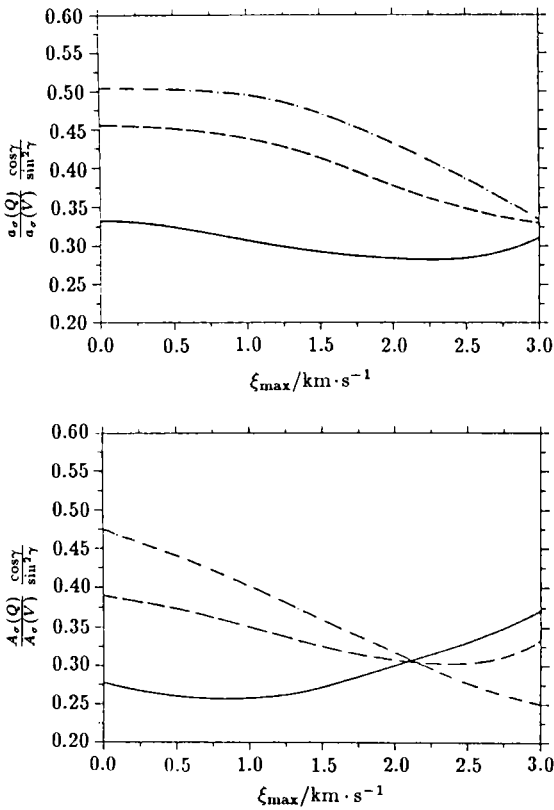


图 11  $Q$  和  $V$  的强度及面积比值与湍流速度的关系<sup>[14]</sup>

#### 4.4 多数谱线法

用 FTS 可以在很宽的波段内同时记录许多条谱线的  $I$  和  $V$  轮廓。由它们的统计分析, 可以取得磁流管的若干信息和发现一些有意义的规律。一个例子是 Stenflo<sup>[17]</sup> 对 400 多条 Fe I 线和 50 多条 Fe II 线, 发现它们的  $V$  轮廓不对称量 (取为蓝翼和红翼的强度差  $a_b - a_r$ ) 与谱线强度  $S_I$  的关系 (见图 12a) 和磁流管内  $\xi_{\max}$  与  $S_I$  的关系 (图 12b) 十分相似。这很可能表示,  $V$  轮廓的不对称性与湍流运动有关。

Solanki<sup>[18]</sup> 仔细比较少数谱线法和多数谱线法, 并指出它们的优缺点是互补的。

#### 4.5 日面位置变化法

由谱线轮廓随日面位置的变化推导一些物理量在太阳大气中的分布, 这是经典的临边昏暗观测。Stenflo 等人<sup>[19]</sup> 指出, 用  $V/Q$  比值、 $V$  的双峰间距和  $Q$  的  $\sigma-\pi$  相对强度的不对称性, 都可推求真实的磁场强度; 由  $V$  的强度和面积不对称性以及  $V$  的零点波长, 都可探测磁流管内的物质流动; 用温度敏感度不同谱线的  $V$  强度之比能够研究磁流管的温度结构; 由  $Q/V$  比值还可求  $\gamma$  角。从上面提到的这些观测特征量随日面位置的变化, 都能求得有关物理量的深度分布。作为实例, 图 13、14 分别表示  $\lambda 5247$  和

此处  $\beta_0$  是源函数 (取为 Planck 函数) 的深度分布系数,  $\mu = \cos \theta$ ,  $\theta$  是观测点与日面中心的角距,  $\eta_0$  是  $\pi$  支线的吸收系数。  $d^2I/d\lambda^2$  和  $d\eta_0(\lambda)/d\lambda$  都与不对称性有关。用 Harvard-Smithsonian 参考大气模型 (HSRA)<sup>[16]</sup> 算出的  $\delta Q$  比实测值大。Solanki 等人认为<sup>[14]</sup>, 这是因为磁流管内的温度比 HSRA 的温度高出  $\Delta T$ 。他们取  $B=1000\text{G}$  和  $\gamma = \theta = 75^\circ$  算出的  $\delta Q-\Delta T$  关系见图 9。图中由上到下的曲线分别对应于  $\lg gf = -3.938, -4.438, -4.938$  和  $-5.438$ 。

(2) 由  $\delta Q$  求  $\gamma$ : Solanki 等人取热运动速度  $\xi_{\min} = 0.8\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$  和宏观湍流速度  $\xi_{\max} = 0.0$  算出的  $\delta Q$  与  $\gamma$  的关系见图 10。图中的实线、虚线和虚点线分别属于  $B = 500, 1000$  和  $1500\text{G}$ 。

(3) 由  $Q/V$  比值求  $\xi_{\max}$ : 对强度来说, 这个比值为  $\frac{Q}{V}(a)$ , 而对面积来说为  $\frac{Q}{V}(A)$ 。这两个比值与  $\xi_{\max}$  的关系分别如图 11 的上、下两部分所示。图中各条曲线对应于不同的  $B$  值 (具体情况与图 10 相似)。



$\lambda 5250$  的  $V_{\max}$  之比以及它们的  $V$  双峰间距之比随日面位置的变化。

前面谈过, 红外区对磁场测量富有魅力。Stenflo<sup>[20]</sup> 等人观测 Fe II.564854  $\mu$  的  $I$ 、 $Q$ 、 $U$  轮廓随日面位置的变化。由于塞曼裂距大, 每一条  $\sigma$  支线都能直接看到, 于是可以探测磁流管内磁场强度的横向分布。

#### 4.6 填充因子的测定

一个直截了当的办法是用上述某种诊断术求出真实的磁场强度  $B$ , 然后用实测的  $\langle B \rangle$  来计算  $\alpha = \langle B \rangle / B$ 。另一个办法是按填充因子的定义, 有下列公式:  $\langle I \rangle = \alpha I_m + (1 - \alpha) I_{nm}$ , 此处  $m$  代表二元模型中的磁区,  $nm$  代表非磁(或弱磁)区。如果能够找到  $I_m$  与  $I_{nm}$  的关系, 便可计算  $\alpha$ 。

作为第三个办法, Solanki 和 Stenflo<sup>[21]</sup> 求得铁线的  $I$  和  $V$  轮廓深度的比值与  $\alpha$  的关系为:

$$\ln(d_V/d_I) = \ln I_c + \ln \delta + \alpha(1 - \delta) - \frac{1}{3} \frac{v_B^2}{v_D^2} (1 - 3\delta\alpha), \quad (7)$$

式中  $I_c$  是连续谱的强度,  $\delta$  是同一条线在磁区与非磁区中  $I$  轮廓深度之比,  $v_D$  和  $v_B$  为以速度单位表示的谱线宽度和塞曼裂距。两位作者用实测资料对日面网状磁场和强、弱谱斑分别求得  $\alpha \approx 3.0\%$ ,  $5.0\%$  和  $14.7\%$ 。

从上面对 6 类诊断术的简略描述可以了解到, 斯托克斯偏振量度学的内容十分丰富。近年来它正在蓬勃发展。值得提到, 斑点干涉技术可应用于太阳偏振测量<sup>[22]</sup>; 正在研制的“地面大太阳望远镜”(LEST) 将安装高空间和高时间分辨率的 Zürich 斯托克斯偏振计(ZIMPOL)<sup>[23]</sup>。这些都表明, 这门学科的前景是光明的。

附带谈到, 太阳以外不可胜数的恒星都有磁场, 并且已发现许多恒星有黑子、耀斑

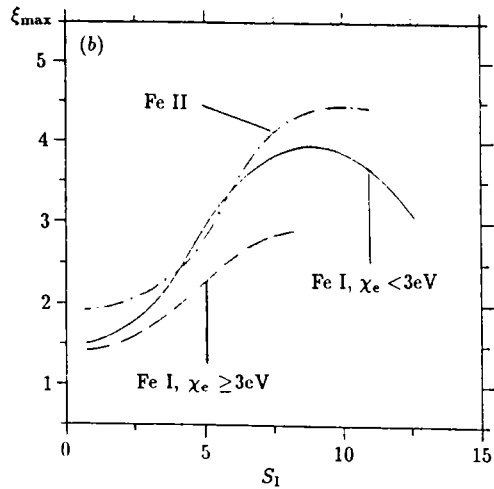
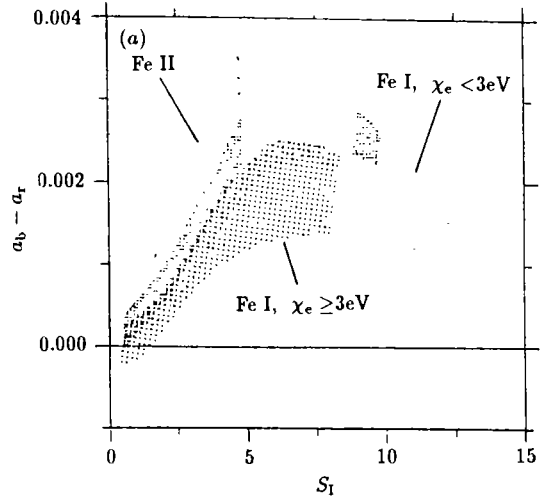


图 12  $V$  轮廓不对称性与宏观湍流的可能关系<sup>[24]</sup>

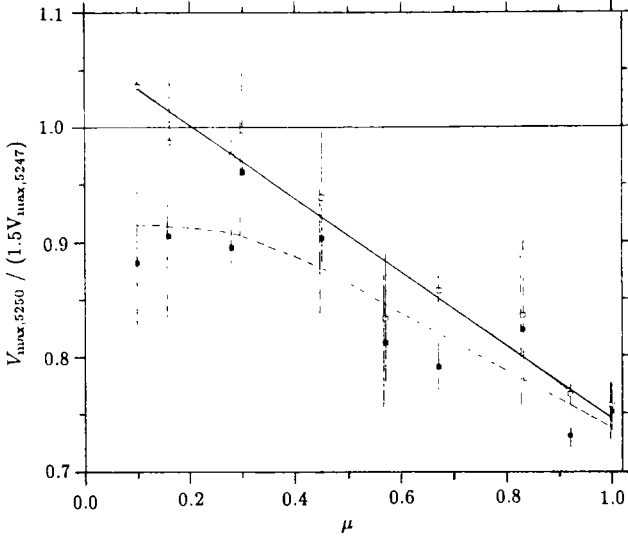


图 13  $\lambda 5250$  和  $\lambda 5247$  的  $V$  峰值之比随日面位置的变化<sup>[19]</sup>  
 (“---”代表实测结果, “—”为按文献 [19] 中模型的计算结果)

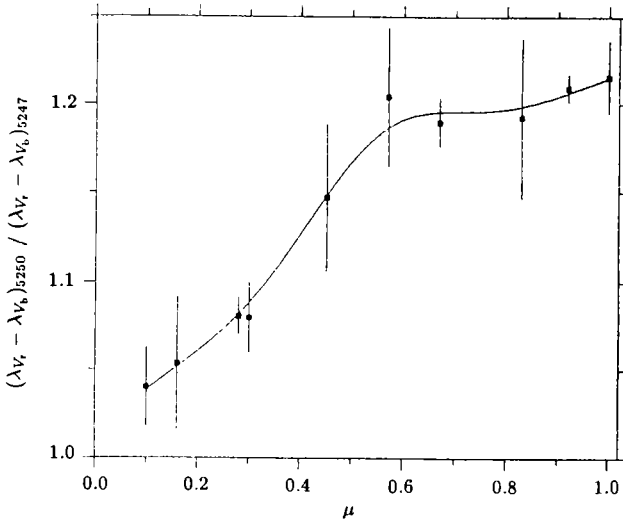


图 14  $\lambda 5247$  和  $\lambda 5250$  的  $V$  双峰间距之比与日面位置的关系<sup>[19]</sup>

等局部活动现象, 因此恒星磁场也会有复杂的精细结构。进一步说, 就我们看来, 整个恒星也只是一个光点, 因此精细结构的问题对恒星磁场更为突出。由此可知, 斯托克斯偏振量度学对恒星磁场具有广阔的应用前景。值得庆幸, 这方面的工作有了良好的开端。目前已经可以探测恒星表面强磁场区域的形状、大小、占恒星表面积的百分比以及磁场强度。对这些情况, 读者可参阅文献 [24]。

## 5 结 束 语

太阳斯托克斯偏振量度学已经有了坚实的基础和巨大的进展。但是在现阶段它还有一些局限性和困难问题。这可分别叙述如下。

Solanki<sup>[25]</sup>指出, 现有的局限性主要是: (1) 无法觉察各个磁流管之间的差异; (2) 难以确定磁流管的直径, 以及温度、密度、磁场强度等物理量在磁流管内水平方向上的分布; (3) 对磁流管的几何形状知之甚少; (4) 由于时间分辨率的限制, 还没有着手研究磁流管的动力学性质, 也没有定出它的生存时间。

为了消除这些局限性, Stenflo<sup>[26]</sup>认为, 应当克服以下七个方面的困难: (1) 磁元尺度分布的末端, 即小于目前可分辨限度的磁元究竟有多小, 还难以肯定; (2) 不了解磁流管的不透明度结构; (3) 除在成像平面上外, 在视线上磁流管的分布情况还测不出来; (4) 难以确定磁流管是圆柱形的, 还是片状的; (5) 不了解磁流管的动力学演化过程; (6) 需要研究磁流管的倾角和扭绞及其随深度的变化; (7) 现有对磁流管的知识主要局限于光球层, 还应探求色球和日冕中磁流管的结构和性质。

现在的困难往往是新的生长点, 这是科学发展的普遍规律。在观测上, 努力提高时间和空间分辨率并向红外区推进; 在理论上, 摒弃传统的 Unno-Beckers 方程组的代数解, 采用合适的大气和磁场模型求数值解, 并引入非热动平衡和汉勒 (Hanle) 效应理论, 这些都会成为近期内的发展动向。

### 参 考 文 献

- [1] Stenflo J O. *Solar Phys.*, 1985, 100: 189
- [2] Stenflo J O. *Astron. Astrophys. Rev.*, 1989, 1: 3
- [3] Severny A B. In: Hindmarsh W R *et al* eds. *Magnetism and the cosmos*. Edinburgh: Oliver and Boyd, 1967. 211
- [4] Stenflo J O. *Observatory*, 1966, 86: 73
- [5] Severny A B. *Astron. Zh.*, 1959, 36: 208
- [6] Stenflo J O. In: Spicer D S *et al* eds. *Electromagnetic coupling of the solar atmosphere*. New York: Am. Inst. Phys., 1992
- [7] Alfvén H. In: Hindmarsh W R *et al* eds. *Magnetism and the cosmos*. Edinburgh: Oliver and Boyd, 1967. 246
- [8] Parker E N. *Cosmical magnetic fields*. Oxford: Clarendon Press, 1979
- [9] Keller C U, Stenflo J O, von der Lühe O. *Astron. Astrophys.*, 1992, 254: 355
- [10] Hofmann A, Schmidt W, Balthasar H *et al*. In: Zirin H *et al* eds. *The magnetic and velocity fields of solar active regions*. San Francisco: Astron. Soc. Pacific, 1993. 11
- [11] Stenflo J O. *Acta Univ. Lund II*. 1968, No.2
- [12] Stenflo J O. *Solar Phys.*, 1973. 32: 41
- [13] Frazier E N, Stenflo J O. *Astron. Astrophys.*, 1978, 70: 789
- [14] Solanki S K, Keller C, Stenflo J O. *Astron. Astrophys.*, 1987, 188: 183
- [15] Ye Shihui. *Magnetic fields of celestial bodies*. Dordrecht: Kluwer, 1994. 79
- [16] Gingerich O, Noyes R W, Kalkofen W *et al*. *Solar Phys.*, 1971, 18: 347

- [17] Stenflo J O, In: Deinzer W, Knölker M, Voigt H H eds. Small scale magnetic flux concentrations in the solar photosphere. Göttingen: Vandenhoeck and Ruprecht, 1986. 59
- [18] Solanki S K. In: Schröter E-H ed. The role of fine-scale magnetic fields on the structure of the solar atmosphere. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987. 67
- [19] Stenflo J O, Solanki S K, Harvey J W. *Astron. Astrophys.*, 1987, 171: 305
- [20] Stenflo J O, Solanki S K, Harvey J W. *Astron. Astrophys.*, 1987, 173: 167
- [21] Solanki S K, Stenflo J O, *Astron. Astrophys.*, 1984, 140: 185
- [22] Keller C U, von der Lühe O. *Astron. Astrophys.*, 1992, 261: 321
- [23] Keller C U, Aebersold F, Egger U *et al.* LEST Foun. Tech. Rep., 1992, No.53
- [24] Mathys G. *Fundam. Cosmic Phys.*, 1989, 13: 143
- [25] Solanki S K. In: Schmidt H U ed. Theoretical problems in high resolution solar physics. Munich: MPA, 1985. 172
- [26] Stenflo J O. In: von der Lühe ed. High spatial resolution solar observations. New Mexico: Sac. Peak Obs., 1989. 367

(责任编辑 刘金铭)

## Diagnostic Techniques of Solar Stokes Polarimetry

Ye Shihui

(*Yunnan Astronomical Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Kunming, 650011*)

### Abstract

In this paper it is at first shown that the solar magnetic field possesses fine structures, which cannot be discerned with existing instruments, and that such structures may cause serious difficulties in the solar vector magnetometry. Then we state the role which can be played by the Stokes polarimetry in overcoming these difficulties. The main part of the paper is devoted to the principal contents of this new branch of science, i.e., various diagnostic techniques of probing the properties and measuring the physical parameters of magnetic elements or fluxtubes. In the "Concluding Remarks" the present restrictions of the work in this field, the existing problems as well as the trend of its further development are discussed.