

斯托克斯参数与天体向量磁场测量

叶式辉

(中国科学院紫金山天文台)

提 要

现有的天体磁场测量方法主要根据磁场敏感谱线的塞曼效应,而解释观测资料的理论基础是斯托克斯(Stokes)参数的形成及其转移方程的求解。近年来,为了观测太阳的向量磁场和精细结构磁场,仪器技术和理论分析都得到迅速发展,这突出表现在斯托克斯偏振量度学的诞生。本文对这些情况作扼要的综合介绍。

一、引 言

磁场观测对天体物理的重要意义是众所周知的。从本世纪初期以来,天文工作者创立了许多种方法来测量天体(主要是太阳)的磁场(详细描述见专著[1])。在已有的方法中,大部份都根据天体光谱中磁场敏感谱线的塞曼(Zeeman)效应。在塞曼效应的作用下,磁敏谱线内的辐射处于偏振状态。因此,天体磁场测量在很大程度上是天体辐射的偏振测量,这包括偏振性质(线偏振、圆偏振或椭圆偏振)的确定以及偏振度和偏振方向的测量。为了从理论上阐明偏振辐射在天体等离子体中的形成和变化,早在五十年代中期日本天文学家海野和三郎^[2]采用斯托克斯参数来描述偏振状态,并建立了三个斯托克斯参数 I 、 Q 、 V 在磁场内的转移方程组,并求得其代数解。多年来海野的理论已成为解释天体磁场观测资料的理论基础。但是作为一项早期的开创性工作,海野的理论是比较粗略的。这主要表现在他取代表线偏振的一个斯托克斯参数 U 恒等于零,这样便排除了偏振面的旋转,因而不能考虑磁光效应。此外,为了求得斯托克斯参数转移方程组的代数解,他采用了一整套与客观情况显然不符的简化的假设,这对观测资料的解释带来较大的误差。

将近三十年来,不少天文工作者改进和发展了海野的理论。例如Beckers^[3]考虑磁光效应,对四个斯托克斯参数(I 、 Q 、 U 、 V)建立了完整的转移方程组;又如笔者和合作者们^[4]、^[5]放弃了海野的一些假设,求得比较精确的数值解,并研究了太阳磁敏谱线的一系列性质。这方面更全面的情况可查阅文献[6]、[7]。

随着科学研究工作的不断进展,早期的光电磁像仪^[6]所测出的纵向磁场(即磁场强度在视线方向上的分量)已不能满足需要,而必须测定包括磁场强度(B)、磁力线与视线的夹角(γ)以及磁场方位角(χ)等三个参量在内的全部向量磁场信息。因为四个斯托克斯参数可以给出这

三项信息,同时测定四个斯托克斯参数已成为向量磁场观测的必由之路。为了实现这个目标,一些天文研究单位研制了斯托克斯参数仪(stokesmeter),可以对磁敏谱线同时扫描出四个斯托克斯参数的轮廓(例如见[9])。同时已经有人建立了专用的方法,从观测到的斯托克斯参数轮廓推求磁场向量(例如见[10],[11])。更主要的突破性进展是在七十年代末期,美国基特峰天文台 McMath 太阳望远镜附属的傅立叶转换光谱仪(FTS)。在改装成为偏振计后,可以在大约 $1,000 \text{ \AA}$ 的广阔波段内对许多条谱线同时记录斯托克斯参数轮廓^[12]。利用这些资料,Stenflo^{[13],[14]}等创立了斯托克斯偏振量度学(Stokes polarimetry)。它的主要内容为从大量谱线的斯托克斯参数轮廓“诊断”出磁场向量以及温度、压力等若干物理参数及其随深度的变化。最可贵之处是可以克服现有太阳观测仪器空间分辨率不足的缺陷,得出目前不可分辨的结构,即磁力线管内的物理参数。这给太阳物理学揭开了崭新的一页。

二、斯托克斯参数与磁敏谱线的形成

对于辐射的偏振状态,可用不同的数学语言来描述。彭加莱(Poincare)球就是一种表达方式。但目前最常用的是英国科学家斯托克斯^[15]于1852年提出的一组参数,其定义为:

$$\begin{cases} I = I_1 + I_2, \\ Q = I_1 - I_2, \\ U = 2 \xi_1 \xi_2 \cos(\varepsilon_1 - \varepsilon_2), \\ V = 2 \xi_1 \xi_2 \sin(\varepsilon_1 - \varepsilon_2), \end{cases} \quad (1)$$

此处 $I_1 = \xi_1^2, I_2 = \xi_2^2$, ξ_1 和 ξ_2 分别为产生偏振辐射的电磁振子在两个互相垂直方向上的振幅,而 ε_1 和 ε_2 为振动的位相角。四个斯托克斯参数的量纲都是辐射强度,但每个参数的物理意义有所不同。具体说来, I 是辐射总强度, Q 和 U 代表线偏振,而 V 代表圆偏振。

为了确定辐射的偏振状态,需要求得四个物理量,即1.辐射强度(I);2.偏振度(p);3.偏振面的方位角(χ);4.椭圆偏振光的椭率(β)。这四个数量与四个斯托克斯参数的关系为:

$$\begin{cases} I = I, \\ p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}, \\ \tan 2\chi = \frac{U}{Q}, \\ \sin 2\beta = \frac{V}{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}. \end{cases} \quad (2)$$

由此可知,只要得出四个斯托克斯参数,辐射的偏振状态就完全确定了。

海野和三郎把斯托克斯参数运用于天体偏振辐射和天体磁场的研究。为简便计算,他取 $\chi = 0$, 即 $U = 0$, 并对其余三个斯托克斯参数建立了在磁场内的转移方程组,即为

$$\begin{cases} \cos \theta \frac{dI}{d\tau} = (1 + \eta_I)I + \eta_Q Q + \eta_V V - (1 + \eta_I)B, \\ \cos \theta \frac{dQ}{d\tau} = \eta_Q I + (1 + \eta_I)Q - \eta_Q B, \\ \cos \theta \frac{dV}{d\tau} = \eta_V I + (1 + \eta_V)V - \eta_V B, \end{cases} \quad (3)$$

式中各符号的含义见文[2]或专著[1]。为了求得方程组的代数解,海野进一步假设:1. 磁场是均匀的,即磁场强度不随深度变化;2. 采用Milne-Eddington大气模型;3. 取能源函数为Planck函数(B),并认为它是光学深度的线性函数。在这些假设条件下,他求得上方程组的代数解为:

$$\begin{cases} r_I(\theta) = \frac{I(0, \theta)}{I_c(0, \theta)} = \frac{1}{1 + \beta_0 \cos \theta} \left\{ 1 + \beta_0 \cos \theta \frac{1 + \eta_I}{(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2} \right\}, \\ r_Q(\theta) = \frac{Q(0, \theta)}{I_c(0, \theta)} = -\frac{\beta_0 \cos \theta}{1 + \beta_0 \cos \theta} \cdot \frac{\eta_Q}{(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2}, \\ r_V(\theta) = \frac{V(0, \theta)}{I_c(0, \theta)} = -\frac{\beta_0 \cos \theta}{1 + \beta_0 \cos \theta} \cdot \frac{\eta_V}{(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2}. \end{cases} \quad (4)$$

利用这些分析解式,可以推导出测量太阳黑子磁场的偏振分析器所给出的三条塞曼支线的强度表达式、早期黑子磁场方向测量所用的Scares公式,以及光电磁像仪(包括纵向场磁像仪和向量磁像仪)测量讯号的表达式(详见[1])。这充分表明,斯托克斯参数对天体磁场测量是十分有用的。

前面已谈到,为了考虑磁光效应对天体磁场测量的影响,Beckers^[3]扬弃了 $\chi=0$ 的假设,取 $U \neq 0$,于是对四个斯托克斯参数建立了转移方程组,其矩阵表达式为:

$$\cos \theta \frac{d}{d\tau} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & 1 + \eta_I & -\rho_R & -\rho_W \sin 2\chi \\ \eta_U & \rho_R & 1 + \eta_I & -\rho_W \cos 2\chi \\ \eta_V & -\rho_W \sin 2\chi & \rho_W \cos 2\chi & 1 + \eta_I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I - B \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}. \quad (5)$$

近年来不少天文工作者通过这个方程组(称为Unno-Beckers方程组)来研究太阳的磁场,例如我们^[16]利用该方程组的数值解探讨V轮廓的不对称性和剩余圆偏振产生的原因,并论证了白光太阳磁像仪的工作原理。

三、由斯托克斯参数推求磁场向量的方法

从上节所述可以知道,只要观测到四个斯托克斯参数,便可取得关于磁场向量的全部信息。这个论断在原理上是正确的,但是实际上我们观测到的斯托克斯参数是在恒星大气中经过复杂的辐射转移过程形成的。因为恒星大气有复杂的结构,并且在辐射转移过程中有若干个物理机制和物理参数同时起作用,要从实测的斯托克斯参数(主要是它们的强度随波长的分布,即轮廓)推导出向量磁场信息,仍然是一项困难的任务。近年来,一些天文工作者致力

于这个问题的研究,纷纷提出自己的方法。按Landi Degl'Innocenti^[17]1984年在“太阳向量磁场测量”国际会议上归纳的资料,已经建立的方法有以下六种。

1. 海野解式拟合技术——Auer、Heasley 和 House^[18]于1977年提出用非线性最小二乘法把斯托克斯参数的观测轮廓与海野代数解式相拟合,这样可以定出磁场信息。这个方法(称为AHH程序)甚为粗糙,因为它承认海野的一系列简化假设。不久前另外三位学者(Landolfi、Landi Degl'Innocenti 和 Arena)^[19]对上述程序进行改造,把磁光效应、线翼阻尼、磁场不均匀性等因素都考虑在内,提出一种新的拟合方法(称为ALL程序),可以更精确地由斯托克斯观测轮廓推求磁场向量。但是这个程序甚为复杂,计算量很大。

2. 波长计(lambdameter)技术——从右旋和左旋的两个圆偏振轮廓的重心的波长差,可以推导出纵向磁场强度(详细方法见文献[20]),但是不能求得横向磁场强度。

3. 傅立叶变换技术——由Title 和 Tarbell 提出^{[21],[22]},对斯托克斯参数轮廓进行傅立叶变换,于是在观测资料满足某些判据(如塞曼裂距约为基本谱线轮廓的总自然半宽度的一半以上)的条件下,可以得出向量磁场信息。这个方法的优点是:(1)测出的磁场强度与轮廓形状无关;(2)测得磁场强度的精度可达基本谱线轮廓精度的10至25倍。它的缺点是只适用于1,000高斯以上的强磁场。

4. 本征值技术——这个方法由日本天文学家牧田贡^[23]提出,并由川上肇^[24]应用于实测资料。它的要点是仿照Goldberg的方法^[25],通过斯托克斯参数轮廓上不同波长处若干点的强度对比来确定磁场向量。这个方法的优点是不受大气模型选择的影响,而其缺陷是没有对磁光效应作适当的处理。其他问题下面还要谈到。

5. 特征量技术——这是笔者和金介海^[26]于1983年创立的方法。它的主要内容是对某一条磁敏谱线和某一个大气模型,从斯托克斯参数轮廓的一些选定的特征量(具体说来为V轮廓极大点与线心的波长差、V参数的极大值以及Q轮廓在线心的强度值),可以依次求得向量磁场的 B 、 γ 和 λ 。这个方法简便易行,可以用于归算大批观测资料。它的缺点是所得结果与选用的大气模型有关,并且对弱磁场不很适用。

6. Seares 公式技术——这是美国天文学家 T. A. Loftin 在“太阳向量磁场测量”会议上提出的方法。它根据 Seares 公式的直接应用,只适用于位于生长曲线线性段的非饱和的正常塞曼三重谱线。

上述六种方法的原理不同,各有优缺点,最好把它们都用于处理相同的观测资料,将所得结果与直接测量的数值进行比对,才能判断孰优孰劣。据笔者所知,迄今为止这样的工作只做过一次。这就是我们在文献[27]中把我们的方法运用于日本冈山(Okayama)天体物理台对1979年5月15日和9月1日单极黑子测得的斯托克斯参数轮廓,求得这两个黑子从中心到边缘各自一系列位置的向量磁场数值。有趣的是,我们得到的磁场强度比川上肇用上述第四种方法处理相同观测资料所得数值大出一倍左右。利用云南天文台通过塞曼裂距直接测出的磁场强度来作判断,我们的结果较为正确。因此,至少就磁场强度的测量来说,我们的方法比牧田贡的方法略胜一筹。这可能是由于牧田贡对Goldberg方法使用的不当(详见文献[27])。

总的说来,通过观测到的斯托克斯参数轮廓来推求向量磁场信息是切实可行的。我们希望,在已有的六种方法的基础上将会出现更优良、更适用的方法。

四、向量磁场测量的基本困难

从上面三节的内容, 读者也许会认为, 天体(目前主要讨论太阳)向量磁场测量在仪器技术和理论分析两方面的问题正在顺利解决, 精确测定向量磁场的任务即将圆满完成。但是, 令人感到遗憾的是, 实际情况并非如此。瑞士天文学家 Stenflo^[13]在“太阳向量磁场测量”会议上明确而深刻地指出, 测量太阳向量磁场的根本困难既不在于仪器研制, 也不在于缺乏理论基础, 而是由于太阳磁场具有在空间上远非现有仪器所能分辨的精细结构。这种结构对纵向场和横向场测量的影响不一样, 于是使向量磁场测量结果蒙受严重的歪曲。在这种情况下, 我们无法精确测定向量磁场。下面简略介绍 Stenflo 对这个观念的论证。

对于一条呈现正常塞曼效应的磁敏谱线来说, 在纵向磁场中出现的两条 σ 支线都是圆偏振的。它们的强度的斯托克斯参数表达式(详细推导见文献[28])为:

$$I_{\sigma_{1,2}} = \frac{1}{2}(I \pm V). \quad (6)$$

假定磁场强度(B)不随深度变化, 则 σ_1 和 σ_2 两条支线轮廓的表达式为

$$I_{\sigma_{1,2}}(\lambda) = \frac{1}{2}I(\lambda \pm \Delta\lambda_B), \quad (7)$$

此处塞曼裂距与磁场强度的关系为

$$\Delta\lambda_B = 4.67 \times 10^{-18} g \lambda^2 B. \quad (8)$$

由(6)、(7)两式容易求得

$$V = \frac{1}{2}[I(\lambda + \Delta\lambda_B) - I(\lambda - \Delta\lambda_B)], \quad (9)$$

如果磁场甚弱, 因而 $\Delta\lambda_B$ 小于谱线宽度, 此时在对 $I(\lambda + \Delta\lambda_B)$ 和 $I(\lambda - \Delta\lambda_B)$ 作 Taylor 展开时都只需保留第一项。于是上式可改写为

$$V = \Delta\lambda_B \left[\frac{\partial I}{\partial \lambda} + \frac{1}{6} (\Delta\lambda_B)^2 \frac{\partial^3 I}{\partial \lambda^3} + \dots \right] \cong \Delta\lambda_B \frac{\partial I}{\partial \lambda}. \quad (10)$$

这个公式告诉我们, V 参数与谱线强度梯度 $\partial I / \partial \lambda$ 成正比。图 1 以 Na I D₁ 和 H β 两条谱线的实测结果为例, 表明这个关系是成立的(附带谈到, 图中的 V 以谱线附近连续光谱的强度为单位, 用粗线表示, 而 $\partial I / \partial \lambda$ 用细线绘出。为便于把 V 与 $\partial I / \partial \lambda$ 作比较, 左、右两图中的 $\partial I / \partial \lambda$ 分别乘以 $4.3 \text{ m}\text{\AA}$ 和 $1.8 \text{ m}\text{\AA}$)。

与上述情况相似, 对于在横向磁场中出现的 π 和 σ 线偏振支线来说,

$$I_{\pi, \sigma} = \frac{1}{2}(I \pm Q), \quad (11)$$

π 支线和 σ 支线轮廓的表达式分别为

$$\begin{cases} I_{\pi} = \frac{1}{2} I(\lambda) \\ I_{\sigma} = \frac{1}{4} [I(\lambda + \Delta\lambda_B) + I(\lambda - \Delta\lambda_B)]. \end{cases} \quad (12)$$

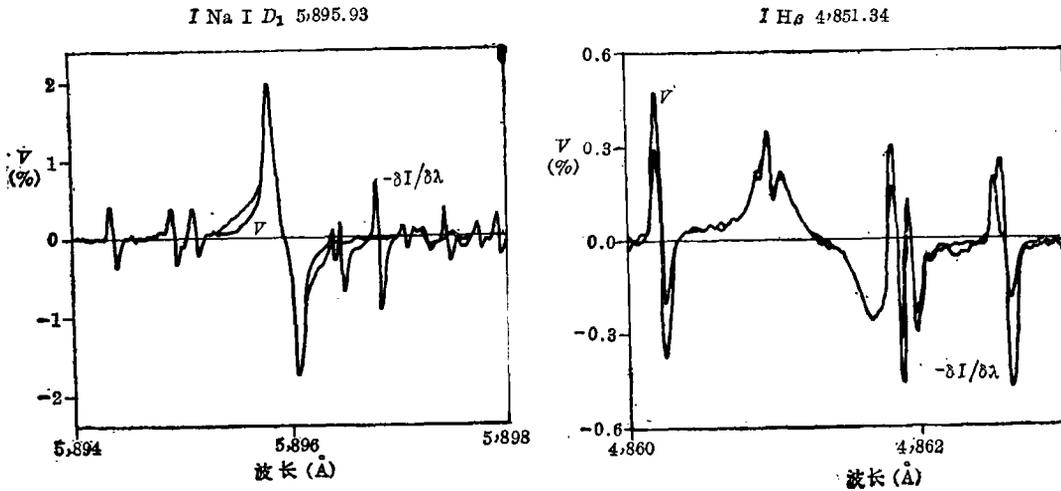


图 1. Na I D₁(左图)和 H_β(右图)的V与∂I/∂λ关系。

从以上两式可得

$$Q = \frac{1}{2} \left\{ I(\lambda) - \frac{1}{2} [I(\lambda + \Delta\lambda_B) + I(\lambda - \Delta\lambda_B)] \right\}. \quad (13)$$

作Taylor展开后即得

$$Q = -\frac{1}{4} (\Delta\lambda_B)^2 \left[\frac{\partial^2 I}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{12} (\Delta\lambda_B)^2 \frac{\partial^4 I}{\partial \lambda^4} + \dots \right] \quad (14)$$

$$\approx -\frac{1}{4} (\Delta\lambda_B)^2 \frac{\partial^2 I}{\partial \lambda^2}.$$

现在我们把(10)和(14)两式进行对比,并考虑式(8),就不难理解,代表圆偏振的V参数与B成正比,而代表线偏振的Q参数却与B²成正比。也可以认为,V与磁流量成正比,而Q与磁场能量成正比。大量观测资料早已表明,太阳磁场的空间分布是极不均匀的。这种不均匀性对B和B²的影响显然不同,于是对V和Q的观测轮廓,进一步说对纵向场和横向场测量结果的影响,也必然都不一样。这样就证实了Stenflo的上述论断。

五、斯托克斯偏振量度学

既然空间分辨率的限制构成向量磁场测量的根本性困难,下一步的工作应当是努力探索解决这个难题的途径。为此,Stenflo提出的一些研究方案,值得加以介绍。

首先应当谈到,磁场的不可分辨结构可称为磁流管。它们各自具有数值不同的许多物理参数,诸如填充因子(filling factor)、磁场强度、温度、密度、运动速度以及这些物理量的深度梯度。从上节内容可以了解到,这些参数以各种非线性的方式对不同的斯托克斯参数起作用。因此,如果我们只是对日面上某一点和某一条谱线进行研究,就很难把许多错综复杂的因素区分开来。在这个思想的指引下,Stenflo^[29]最近总结出以下三种方法来“诊断”FTS的观测资料。

1. 谱线对(line ratio)技术——为了测定一个物理量 (例如磁场强度), 应当设法排除其他许多因素的影响。通过选择适当的谱线对, 可以达到这个目的。一个例子是Fe I $\lambda\lambda$ 5,247.06 和 5,250.22 Å。它们都属于中性铁原子的第一多重线系, 并且强度和激发电位都几乎一样, 因此这两条谱线是在太阳大气的同样层次由相同的物理过程形成的。它们仅有的差异是Landé因子不相等, 分别为 $g=2.0$ 和 3.0 。按公式(10)和(8), 当磁场甚弱时, 应有 $V_{5,250}:V_{5,247}=3:2$ 。但是从对一个谱斑记录到的这两条谱线的V轮廓(见图2)可以看出, 这个比值接近于1。这是因为

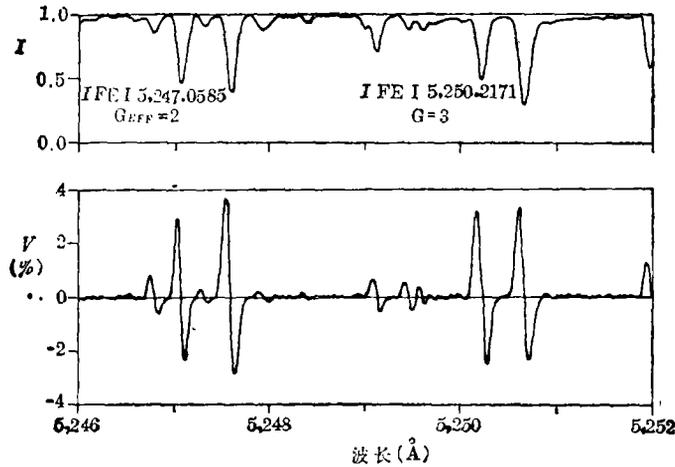


图 2. 用FTS对日面中心附近一个亮谱斑记录的 I 和 V 轮廓。

为磁流管中的磁场较强, 出现塞曼饱和效应。此时公式(10)的近似等式不适用, 需要做更精确的计算。Stenflo采取一系列的磁场强度值, 对若干个 $\Delta\lambda$ 计算理论的V强度比值, 并与观测结果进行比较(见图3)。结果表明, 该谱斑的磁场强度在1,000—1,500高斯范围内。

上述实例说明, 通过适当选择的谱线对, 可以由斯托克斯参数的观测值推求一些物理量的数值。

2. 斯托克斯参数轮廓在日面上的变化——如果只考虑一条谱线, 则它的斯托克斯参数轮

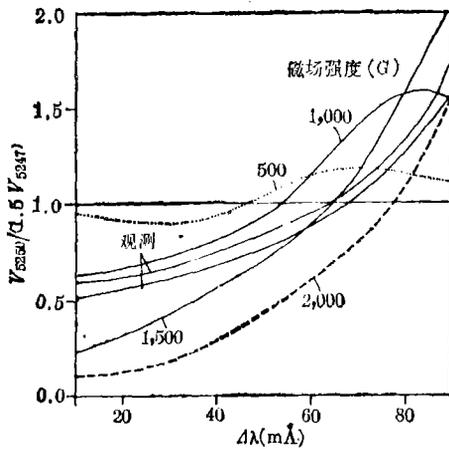


图 3. 由理论和实测的V强度比值推求的磁场强度。

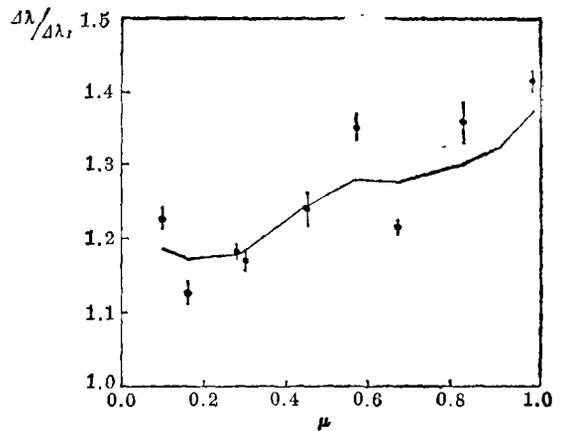


图 4. V 轮廓红、紫两峰间距与日面位置的关系。

廓从日面中心到边缘的变化也能向我们提供一些信息。例如V轮廓红、紫两峰的波长差 ($\Delta\lambda = \lambda_{\max}^{(R)} - \lambda_{\max}^{(P)}$) 与I轮廓宽度 ($\Delta\lambda_I$) 之比随日面位置的不同 (以 $\mu = \cos\theta$ 表示) 而变。用FTS对Fe I $\lambda 5,250.22$ 的实测结果见图4。图中的实线为观测点的拟合曲线。由图可以看出, $\Delta\lambda/\Delta\lambda_I$ 比值从日面中心到边缘不断增加。按Stenflo的计算结果, 这表示磁流管内的磁场强度随高度的增加而减少。

Stenflo还指出, 利用V轮廓不对称性随日面位置的变化, 可以确定磁流管内物质运动的方向。详细情况见文献[29]。

3. 多条谱线分析——当然, 更好的办法是把许多条谱线的斯托克斯参数轮廓结合在一起进行分析。这样既可提高所得结果的可靠性, 又能更好地发挥FTS在很宽波段内对众多谱线同时观测的优越性。目前这方面的研究还处于初始阶段, 但是已经取得一些有趣的结果。Stenflo^[29]对400多条Fe I线和50多条Fe II线, 分析它们的谱线强度 (S_I)、V轮廓不对称量 (即蓝翼和红翼强度之差 $a_b - a_r$)、跃迁下能态的激发电位 (χ_e) 等项资料, 结果发现 $a_b - a_r$ 与 S_I 的关系 (见图5左) 和磁流管内宏观湍流速度与 S_I 的关系 (图5右), 在分布图形上颇为相似。这也许

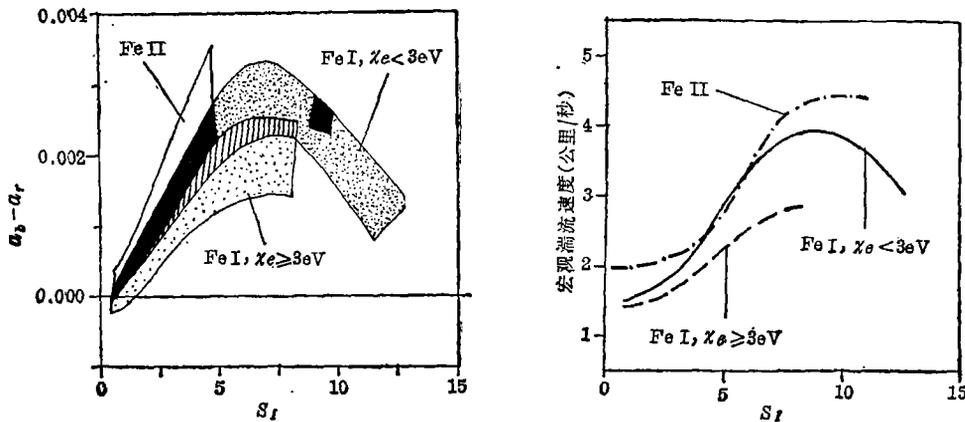


图5. V轮廓不对称性和湍流速度与谱线强度的关系。

表明, V轮廓的不对称性是由宏观湍流运动引起的。以上所述只是文献[29]对FTS资料作多条谱线分析的一个例子。今后这方面的研究可能会取得非常丰硕的成果。

六、结束语

斯托克斯参数是130多年前问世的一种数学工具。它的发明者——乔治·加布里埃尔·斯托克斯(George Gabriel Stokes)爵士(1819—1903年)——大概不会预料到它在二十世纪的天体辐射和天体磁场的研究中会大显身手, 尤其是近年来在向量磁场测量中发挥出巨大的威力。利用斯托克斯参数创立的磁场内谱线形成理论, 以及通过斯托克斯参数观测天体磁场的技术, 都正处于蓬勃发展的阶段。在最近几年中, 美国基特峰天文台对太阳磁场描记的大量斯托克斯参数轮廓以及Stenflo等人所创立的斯托克斯偏振量度学, 都有巨大的潜力和美好的前景, 值得我们高度重视。最后, 还谈到, 这方面的研究工作在我国也已初步开始进行, 希望今后不断取得新的进展。

参 考 文 献

- [1] 叶式辉, 天体的磁场, 科学出版社, (1978).
- [2] Unno, W., *Publ. Astr. Soc. Japan*, 8 (1956), 108.
- [3] Beckers, J. M., *Solar Phys.*, 9 (1969), 372.
- [4] 叶式辉等, 天文学报, 19 (1978), 152.
- [5] 叶式辉, 天文学进展, 1 (1983), 129,
- [6] Howard, R. (ed.), in *Solar Magnetic Fields*, (1971).
- [7] Athay, R. G. et al. (eds.) in *Line Formation in the Presence of Magnetic Fields*, (1971).
- [8] Babcock, H. W., *Astrophys. J.*, 118 (1953), 387.
- [9] Baur, T. G. et al., *Solar Phys.*, 65 (1980), 111.
- [10] Auer, L. H., *Solar Phys.*, 55 (1977), 47.
- [11] Landolfi, M. et al., *Solar Phys.*, 78 (1982), 155.
- [12] Stenflo, J. O. et al., *Astron. Astrophys.*, 131 (1984), 333.
- [13] Stenflo, J. O., in *Measurements of Solar Vector Magnetic Fields*, 263, ed. by. M. J. Hagyard, (1985).
- [14] Stenflo, J. O., *Solar Phys.*, 100 (1985), 189.
- [15] Stokes, G. G., *Trans. Cambridge Phil. Soc.*, 9 (1852), 399.
- [16] 叶式辉, 金介海, 论白光太阳磁像仪的原理, 天体物理学报(待发表).
- [17] Landi Degl'Innocenti, E., in *Measurements of Solar Vector Magnetic Fields*, 279, ed. by. M. J. Hagyard, (1985).
- [18] Auer, L. H., Heasley, J. N. and House, L. L., *Solar Phys.*, 55 (1977), 47.
- [19] Landolfi, M., Landi Degl'Innocenti, E. and Arena, P., *Solar Phys.*, 93 (1984), 269.
- [20] Rees, D. E. and Semel, M. D., *Astron. Astrophys.*, 74 (1979), 1.
- [21] Title, A. M. and Tarbell, T. D., *Solar Phys.*, 41 (1975), 255.
- [22] Tarbell, T. D. and Title, A. M., *Solar Phys.*, 47 (1976), 563.
- [23] Makita, M., *Publ. Astr. Soc. Japan*, 31 (1979), 575.
- [24] Kawakami, H., *Publ. Astr. Soc. Japan*, 35 (1983), 459.
- [25] Goldberg, L., *Astrophys. J.*, 127 (1958), 308.
- [26] 叶式辉, 金介海, 天文学报, 24 (1983), 119; Ye Shihui, Jin Jiehai, *Chinese Astron. Astrophys.*, 7 (1983), 265.
- [27] 叶式辉, 金介海, 紫金山天文台台刊, 4 (1985), No. 3, 1.
- [28] Ye Shihui, Jin Jiehai, in *Measurements of Solar Vector Magnetic Fields*, 368, (1985).
- [29] Stenflo, J. O., in *Proc. Workshop on Small Magnetic Flux Concentrations in the Solar Photosphere*, (1986).

(责任编辑 刘金铭)

Stokes Parameters and Measurements of the Vector Magnetic Fields of Celestial Bodies

Ye Shihui

(Purple Mountain Observatory, Academia Sinica)

Abstract

The existing methods of measurements of the magnetic fields of celestial bodies are mainly based on the Zeeman effect of magneto-sensitive spectral lines. The theoretical basis of the interpretation of observational material is the formation of Stokes parameters as well as the solutions of their equations of transfer. In recent years for the observations of solar vector magnetic fields and their fine structures, both the instrumentation and theoretical analyses are in rapid developments. This is manifested particularly in the birth of Stokes polarimetry. This paper presents a brief and comprehensive account of these circumstances.