

天文学进展

PROGRESS IN ASTRONOMY

第 5 卷

第 1 期

Vol.5

No.1

1987

天文学进展编辑部编辑
知识出版社出版

天 文 学 进 展

第 5 卷 第 1 期

目 录

述 评

斯托克斯参数与天体向量磁场测量.....	叶式辉(3)
太阳耀斑硬X射线观测.....	徐永煊(13)
深空照相天图集.....	李 竞(22)
射电源结构的研究和 VLBI	吴盛殷(31)
类星体吸收线红移系统的证认方法.....	崔振兴(46)
化学元素的起源问题.....	徐兰平(55)
海洋-固体地球耦合系统动力学	何向群 董大南(67)

前 沿

DB 白矮星.....	J. B. Oke(74)
-------------	---------------

研究简讯

哈雷彗星的彗核分裂	陈道汉等(80)
上海天文台25米射电望远镜观测星际羟基分子谱线成功	钱志瀚等(82)

消 息

彗核的冰石胶结模型(85); 类星体对1146+111B,C 是否为第七个引力透镜的像?(86)

学术活动

中国天文学会成立出版图书情报委员会(1986年12月, 临潼)(87); 中国科学院天文学文献情报网年会(1986年12月, 临潼)(87); 国际 Halley 彗星探索讨论会(88)

PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 5 No. 1

CONTENTS

REVIEWS

Stokes Parameters and Measurements of the Vector Magnetic Fields of

Celestial Bodies..... *Ye Shihui* (12)

The Observational Results of Hard X-ray from Solar Flares..... *Xu Yongxuan* (21)

Modern Deep-sky Photographic Atlas *Li Jing* (30)

Research of the Radio Source Morphology and VLBI *Wu Shengyin* (45)

The Method of Identifying the Redshift Systems of Absorption Lines in QSOs

Spectra..... *Cui Zhenxing* (54)

The Origin of Chemical Elements..... *Xu Lanping* (66)

Dynamics of Ocean-solid Earth Coupled System..... *He Xiangquen Dong Danan* (73)

FRONTIERS

DB White Dwarf..... *J. B. Oke* (79)

RESEARCH NOTES

The Splitting of Comet Halley 1986..... *Chen Daohan et al.* (81)

The Observations of Galactic 18 cm OH Emission with the 25m Radio Telescope of Shanghai

Observatory..... *Qian Zhihan et al.* (84)

NEWS

An Icy-glue Model of Cometary Nuclei (85); Are the Pair of Quasars 1146+111 B, C the Two Images of the Seventh Gravitational Lens System? (86).

ACADEMIC ACTIVITIES

The Establishment of Publishing, Documentation and Information Committee of CAS(Lintong, December 1986)(87); The Meeting of Astronomical Documentation and Information Network, Academia Sinica (Lintong, December 1986) (88); 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's Comet(88).

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^[8]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)。它的主要内容是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, 他求得上述方程组的代数解为:

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

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Seares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 χ 。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

$$\Delta\lambda_B = 4.67 \times 10^{-13} g \lambda^2 B. \quad (8)$$

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 D_1 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

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

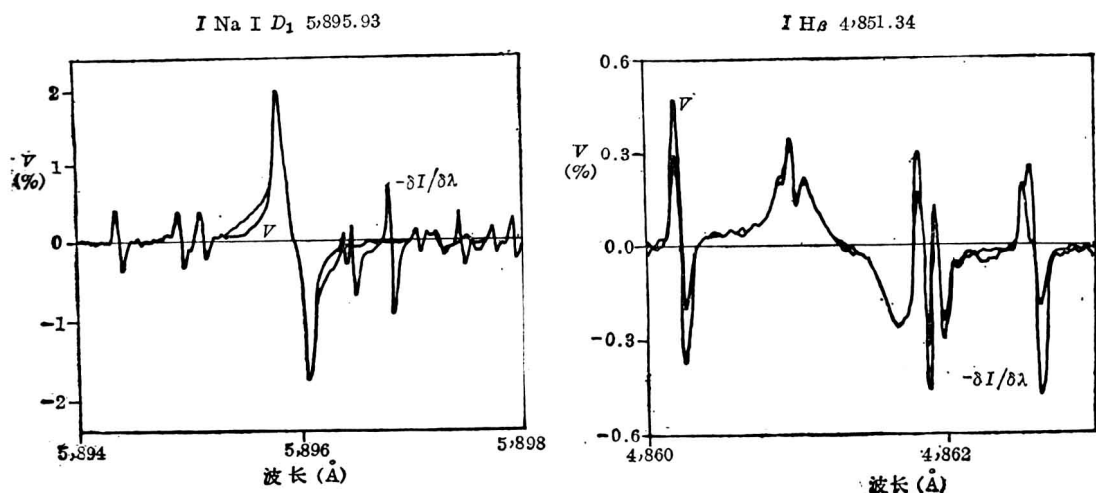


图 1. Na I D₁(左图)和 H_β(右图)的V与 $\partial I/\partial \lambda$ 关系。

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

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

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Lande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

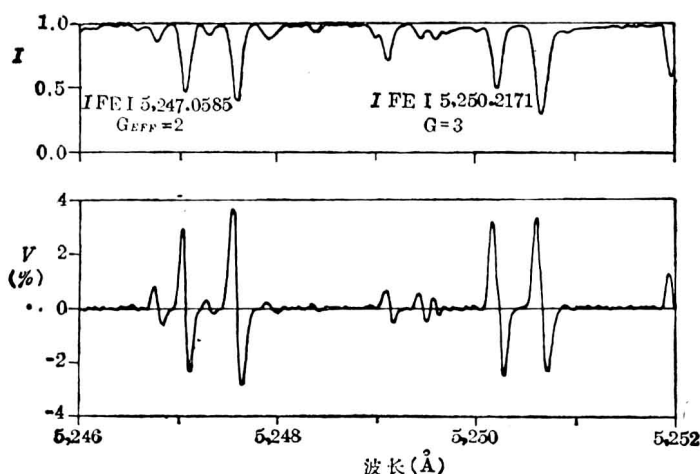


图2. 用FTS对日面中心附近一个亮谱斑记录的 I 和 V 轮廓。

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

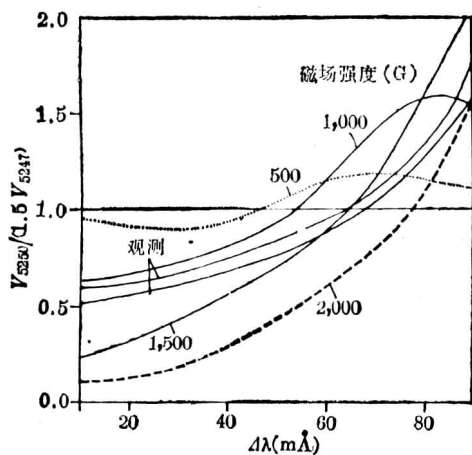


图3. 由理论和实测的 V 强度比值推求的磁场强度。

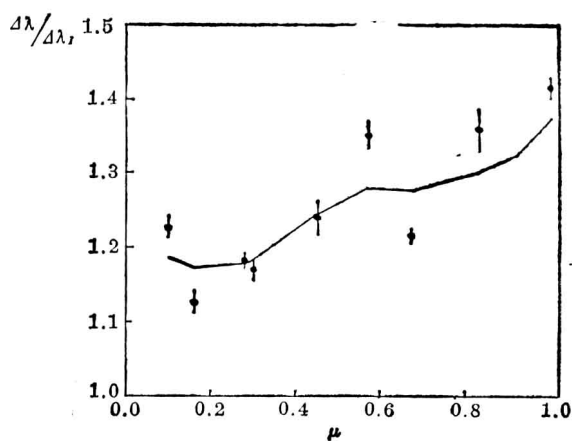


图4. V 轮廓红、紫两峰间距与日面位置的关系。

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 ($\Delta\lambda \equiv \lambda_{\max}^{(R)} - \lambda_{\max}^{(V)}$) 与I轮廓宽度 ($\Delta\lambda_I$) 之比随日面位置的不同 (以 $\mu \equiv \cos \theta$ 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

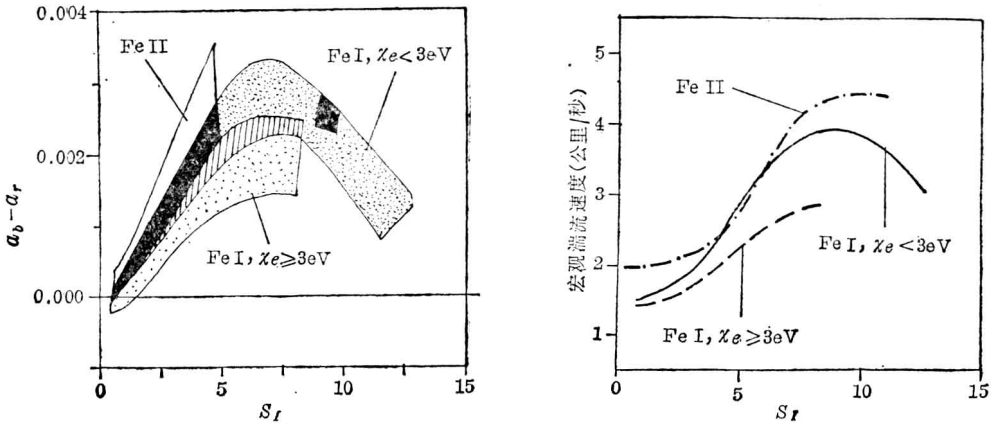


图5.V轮廓不对称性和湍流速度与谱线强度的关系。

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的也已初步开始进行, 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 Jichai, *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 Jichai, 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.

太阳耀斑硬X射线观测

徐永煊

(中国科学院紫金山天文台)

提 要

这篇报告扼要地叙述了太阳耀斑硬X射线爆发的观测结果,着重介绍时间轮廓、能谱特征、X辐射的偏振以及硬X射线爆发源的位置和结构。全文共分六节。第一节简要地介绍太阳硬X射线爆发的观测史及“太阳峰年”卫星和“火鸟”卫星上的仪器,第二节描述两类太阳硬X射线爆发的特征,第三节描述能谱特征,第四节给出X辐射偏振的观测资料,第五节叙述太阳硬X射线源的位置和结构,最后,在第六节里提出我们对今后从事这项工作的看法。

一、引 言

太阳耀斑硬X射线辐射是太阳活动水平的灵敏指示器,对于了解太阳大气扰动,特别是日冕物理状态很有效,因此它的探测工作受到空间天文工作者和太阳物理学家的极大重视。

首次探测到太阳耀斑硬X射线是在1958年3月20日。这是比特森和温克勒在气球上完成的^[1]。自那以后,科学工作者用气球、火箭和人造卫星等先进的运载工具进行了大量观测,获得了许多有价值的资料。这些观测不仅为太阳耀斑研究提供了新资料,也为X射线天文学发展创造了条件。

太阳X射线辐射有两种:硬X射线和软X射线。两类X射线的界限不是很严格的,一般以10keV为界。光子能量超过10keV的叫硬X射线,小于10keV的叫软X射线。太阳硬X射线只在耀斑期间出现。

太阳耀斑硬X射线爆发的观测工作大致分为两个时期。它们以美国“太阳峰年”卫星(SMM)和日本“火鸟”卫星(Hinotori)的发射为分界线。前者发射于1980年2月14日,后者发射于1981年2月21日。前一时期的测量仪器大多数是闪烁计数器。这种探测器只能接收一定能量范围的整个日面的硬X射线,空间分辨率和能谱分辨率都不高。“太阳峰年”卫星和“火鸟”卫星的发射,标志着太阳耀斑硬X射线研究进入了一个新时期。这两颗卫星主要用来测量在紫外、X射线和 γ 射线能量范围内的太阳耀斑辐射。两颗卫星所载的仪器列于表1中。其中同本文讨论有关的是表中的硬X射线探测器。“太阳峰年”卫星的硬X射线成像频谱仪(简称HXIS)和“火鸟”卫星的太阳硬X射线成像望远镜(简称SXT)是首批在硬X射线能量范围内成像的探测器,分辨率都比较高。“太阳峰年”卫星上硬X射线成像频谱仪在3.5—30keV能量范围内工作,分六道成像。时间分辨率由工作模式确定,一般在1.5—7秒之间。它有粗细两种视场。

粗视场相应于日面上 $6'24'' \times 6'24''$ 区域,空间分辨率为 $32'' \times 32''$ 。细视场相应于日面上 $2'40'' \times 2'40''$ 区域,空间分辨率为 $8'' \times 8''$ 。“火鸟”卫星上太阳硬X射线成像望远镜在17—40keV能量范围内成像,时间分辨率约为4秒,空间分辨率为 $7'' \times 7''$ 。表中另外两架硬X射线探测器能够快速记录太阳耀斑硬X射线爆发的瞬时变化。SMM的时间分辨率是128毫秒, Hinotori是125毫秒。因此这两颗卫星能够给出高时间分辨率、高能量分辨率和高空间分辨率的观测资料。

表 1 “太阳峰年”卫星和“火鸟”卫星上的探测器

“太阳峰年”卫星	“火鸟”卫星
硬X射线频谱仪	太阳硬X射线检测器
硬X射线成像频谱仪	太阳硬X射线成像望远镜
γ 射线频谱仪	太阳 γ 射线探测器
软X射线多色光计	太阳软X射线监测器
紫外光谱仪和偏振计	太阳软X射线晶体频谱仪
日冕仪/偏振计	粒子和X射线检测器
太阳常数监测箱	

二、爆发的种类

1. 按照大小,太阳耀斑硬X射线爆发可分为两种, 它们的特征各不相同

大爆发持续时间在几分钟至几十分钟。有复杂的尖峰结构, 有些还有准周期特征^[2-5]。还有一些大爆发的脉冲在衰减过程中重新出现持续时间较长的第二个脉冲(图1)。理论家认为,出现第二脉冲的现象可能是二次加速造成的。

光子能量在20keV以上的小耀斑硬X射线爆发是经常出现的。目前大多数耀斑观测都是观测上述耀斑。这种耀斑爆发的硬X射线具有两种成份: 脉冲成份和缓变成份。两种成份的时间特征和能谱特征很不相同。脉冲成份具有尖峰结构, 上升和衰减时间均小于10秒。能谱是非热谱; 缓变成份的强度-时间图比较平滑, 上升和衰减时间均较长(达几分钟)。能谱是热谱。观测表明, 热辐射只存在于50keV以下的低能辐射之中。

2. 按照形态,太阳耀斑硬X射线爆发可分脉冲爆发、缓变爆发和混合爆发三种

(1) 大多数太阳耀斑硬X射线爆发属于混合爆发。这种爆发中既有脉冲成份, 又有缓变成份。一个典型的混合爆发大致可分为三个相位: 先兆相、脉冲相和缓变相(图2)。

先兆相 出现在硬X射线耀斑之前, 其特征是软X射线流量缓慢上升, 上升到一定的水平出现X射线爆发。耀斑爆发一般出现在软X射线开始上升以后10分钟左右。但不是所有软X射线流量上升后都出现硬X射线爆发, 有的时候虽有软X射线流量缓慢上升, 却不出现X射线耀斑爆发。

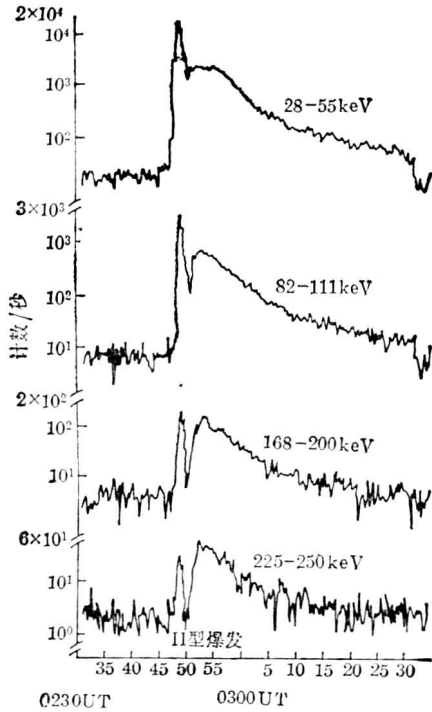


图 1. 1969年3月30日事件——一个巨大爆发后面出现较长的第二个脉冲，它表明粒子有二次加速^[3]。

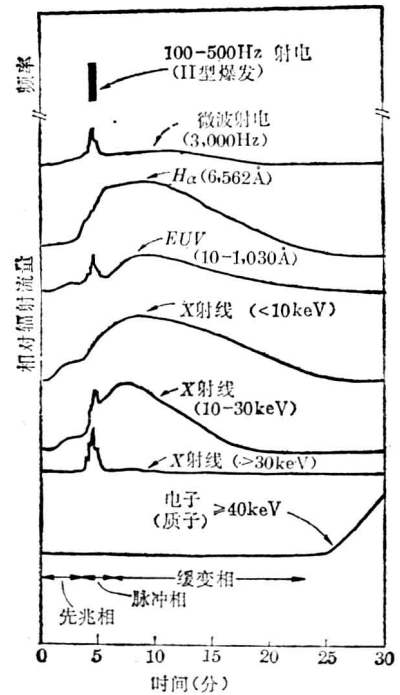


图 2. 一个耀斑的时间序列^[3,4]。

脉冲相 又称闪光相，持续时间在几秒至几分钟，在此期间，(i) 耀斑区域被馈送能量；(ii) 由几个分立的区域产生X射线辐射；(iii) 在10—100秒的时间内出现许多爆发性的辐射(爆发的光子能量不一定很高)。脉冲相的硬X射线流量上升和衰减都很迅速。上升和衰减的时间取决于光子能量，能量愈高，上升和衰减时间愈短，并且常常出现尖峰结构。

对于尖峰结构，由于不同的观测者使用不同分辨率的探测器，各个观测者所得的尖峰时标是不相同的。贝格曼发现有0.005秒的精细结构^[7]。“TD-1A”卫星的资料表明，一些结构的时标小于1秒^[5]。“太阳峰年”卫星和“火鸟”卫星在第21周太阳活动峰年期间，探测到6,000多个太阳硬X射线爆发，其中几百个事件具有1秒以下的尖峰结构^[8]。我们分析了其中几十个爆发的资料，发现它们具有以下特征：(i) 尖峰结构和缓变结构同时存在，而且尖峰结构总是迭加在缓变结构上面；(ii) 尖峰结构呈准周期性，周期在1秒以下；(iii) 由于探测器分辨率的限制，尖峰结构的上升和衰减时间还不能确定，但很可能在10—100毫秒之间；(iv) 每个缓变结构上的尖峰数目不同，一般在几个至十几个。关于这种尖峰结构的产生机制，目前正在探索之中，我们认为，这是日冕振荡的反映^[8]。

缓变相 出现在耀斑爆发的末期。特征是硬X射线流量缓缓衰减到耀斑前的水平，软X射线流量变化更慢。

缓变相实际上同脉冲相同时开始，因为能量抛射之后有对流云存在，甚至还进一步扩大，所以缓变相持续的时间较长。持续的时间长短取决于云的面积，一般在10—100分钟。其后由

辐射和传导慢慢损失能量而逐渐消失。

缓变相是热的爆发区向上运动的热气形成的,因此出现一个面积慢慢增加的展延弥漫云。弥漫云投影到日面上,位置同脉冲相的一块块亮区相符,但面积较亮区大。弥漫云出现在日面边缘,位置比脉冲相的“亮区”要高,形状象“对流羽”。发生在不同位置上的弥漫云如图3所示。(a)投影在日面上,(b)发生在日面边缘。

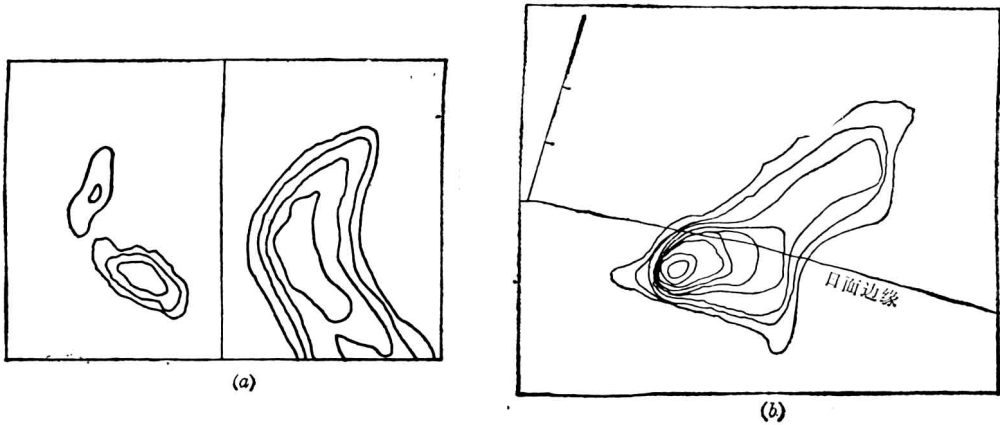


图3. 投影在日面上和出现在日面边缘的硬X射线耀斑像^[33]。

(a) 投影在日面上的1980年11月12日耀斑; (b) 出现在日面边缘的1980年4月30日耀斑。

(2) 由硬X射线像分析得知,观测到的耀斑大多数是脉冲爆发^[39-41]。这类爆发具有如下特征:(i)大多数源是单源,其中有展延源也有致密源。一些巨大的爆发也出现双源结构。由推算的高度得知,双源的两个源分别位于耀斑环的两个足点,(ii)在主相之后,源的面积变小,位置有些移动,(iii)在大爆发的上升相和主相,X射线源的整个结构没有明显的变化,(iv)X射线源的尺寸比 H_p 大得多,(v)在硬X射线时间图上,一般显示出许多尖峰。

(3) 硬X射线像上看到的另一种爆发是纯缓变爆发。这类事件似乎从事件开始就出现第二相,没有脉冲相迭加在上边。在“火鸟”卫星得到的100多个事件中,只发现五个这样的事件,因此它们是稀少的事件。这五个事件发生在1981年的4月1日^[35]、5月13日^[37]、10月7日^[35]、5月8日^[36]和4月27日^[38]。它们又可分为两类:前三个属类环结构,后两个属双源结构。这些源位置较脉冲源高,大多数是日冕里产生的。频谱比较简单:自始至终基本上是幂律谱。这表明缓变爆发是非热电子厚靶产生的。

还有一种热耀斑是由 $3 \times 10^7 K$ 的等离子体产生的,其特征是平滑地变化,有很强的热硬X射线。在这种耀斑的X射线像上等强度线很密集。

三、硬X射线谱

严格地说,太阳耀斑硬X射线的能谱不能用任何简单的函数拟合,为方便起见,通常用热辐射和非热辐射两种模式来说明。