

分类号-----  
密级-----  
UDC-----  
编号-----

# 中国科学院 博士学位研究生学位论文

## 太阳矢量磁场测量

苏江涛

指导教师 张洪起 研究员 (中国科学院国家天文台)

申请学位级别	<u>博士学位</u>	学科专业名称	<u>天体物理</u>
论文提交日期	<u>2004年6月</u>	论文答辩日期	<u>2004年7月</u>
学位授予单位	<u>中国科学院国家天文台</u>		

答辩委员会主席 \_\_\_\_\_

**A dissertation submitted to National Astronomical Observatories for the  
degree of Doctor of Philosophy with a Major In Astrophysical Science**

**THE MEASUREMENTS OF  
SOLAR MAGNETIC FIELDS**

**By  
Su Jiangtao**

**Directed By  
Prof. Zhang Hongqi**

**National Astronomical Observatories  
Chinese Academy of Sciences**

## 摘 要

磁场在太阳活动中扮演着主要的角色, 太阳表面上各种活动现象(如太阳黑子、耀斑爆发和日冕物质抛射等)都和太阳磁场有关。因此, 太阳磁场测量是理解太阳表面上各种活动现象的物理机制和动力学过程有着十分重要的意义。太阳表面和整个太阳大气层都有磁场存在。受观测手段的限制, 只能观测到太阳表面的磁场。太阳磁场的起源还是个悬而未决的难题。太阳磁场可利用太阳光谱线的塞曼效应测量。太阳磁场有许多复杂的结构, 正是这些错综复杂的磁结构形成了太阳上的各种活动现象。

本文着重讨论以下三部分:

1. 磁场定标。通过对一个活动区黑子进行偏带观测, 得到了 Stokes 参量  $Q$ ,  $U$ ,  $V$  轮廓, 使用最小二乘法去拟合这些轮廓可以反演出矢量磁场参量, 从而可以对磁场进行定标。
2. 法拉第效应对磁场方位角测量的影响。通过 Stokes 参量  $Q$ ,  $U$ ,  $V$  轮廓和理论模型轮廓的对比, 定量的研究了横场方位角偏转和磁场强度、磁场倾角的关系。在线心观测横场, 磁光效应对用谱线  $\text{Fe I } \lambda 5250.22 \text{ \AA}$  观测得到的横场方位角影响较用谱线  $\text{Fe I } \lambda 5324.19 \text{ \AA}$  的影响严重。
3. 散射光对磁场测量的影响。地面视频磁向仪观测到的偏振光强度是真实的光强度卷积了点宽展函数, 如何对观测到的偏振光进行去卷积是磁场测量的关键问题。

**关键词:** 磁场测量、磁场定标、磁光效应、散射光

## Abstract

Magnetic field plays central role in solar activity. Almost all kinds of solar activities, such as sunspot, solar flare and coronal mass ejection, are associated with solar magnetic fields. The measurements of solar magnetic fields are important to explain the physical mechanism and dynamical process of solar activity. In this dissertation, the main results are as follows:

1. With the technique of analytic inversion of Stokes profiles via nonlinear least squares, we present the calibration coefficients for HSOS vector magnetic magnetogram.
2. The curves of observed variation of azimuth with wavelength are compared with the model calculations of the azimuth at each wavelength, as derived from the inverse Zeeman effect modified by the Faraday rotation. The results show that the rotation of azimuth is less significant in the observations taken near the center of Fe I  $\lambda$  5324.19 Å line than those taken near the center of Fe I  $\lambda$  5250.22 Å line.
3. Magnetograph observations show that the longitudinal magnetic signal of inner umbra is affected seriously by stray light intensity. The observed Stokes images result from spatial re-distributions of real Stokes images due to stray light coming from atmosphere and instruments and atmosphere turbulence.

**Key words:** measurement of magnetic field, magnetic field calibration, magneto-optical effects, stray light

## 目 录

第一章 太阳磁场的测量.....	7
§1.1 磁场测量引言.....	7
§1.2 偏振光的矩阵描述.....	9
§1.3 色散关系.....	12
§1.3.1 色散关系建立.....	12
§1.3.2 电磁波吸收和色散 Jones 矩阵.....	16
§1.4 没有散射的辐射转移方程.....	19
§1.4.1 共振矩阵的辐射转移.....	19
§1.4.2 Stokes 参数的辐射转移.....	20
§1.5 弱场近似.....	22
§1.6 矢量磁场测量.....	24
§1.6.1 偏振光分析器工作原理.....	24
§1.6.2 纵向磁场与横向磁场测量的特性分析.....	26
§1.6.3 太阳光球磁场测量的工作谱线.....	28
第二章 观测磁图数据处理.....	29
§2.1 光球磁图数据特点.....	29
§2.2 CCD 平场改正.....	30
§2.3 消除天光背景.....	31
§2.4 线偏振量的本底改正.....	31
§2.5 偏振量 $V/I$ , $Q/I$ , $U/I$ 之间的交叉串扰改正.....	33
§2.6 $V/I$ 和 $Q/I$ , $U/I$ 不同大气层次的改正.....	36
§2.7 磁图的投影改正.....	36
§2.8 消除横场 $180^\circ$ 不确定性一种新方法.....	37
第三章 矢量磁向仪磁场定标.....	42
§ 3.1 双折射滤光器的轮廓.....	42
§ 3.2 已有的定标工作.....	43
§3.2.1 理论定标.....	43
§3.2.2 观测定标.....	43

§3.2.3 经验定标.....	45
§ 3.3 理论模型和观测轮廓比对定标.....	46
§3.3.1 观测数据.....	46
§ 3.3.2 磁光效应和交叉串扰对方位角影响对比.....	47
§ 3.3.3 Stokes 轮廓的解析解.....	49
§ 3.3.4 非线性最小二乘法.....	50
§ 3.4 定标结果的讨论.....	55
§3.5 线性定标方法的局限性.....	57
<b>第四章 磁光效应</b> .....	<b>63</b>
§4.1 概念介绍.....	63
§4.2 磁光效应研究概况.....	64
§4.3 观测和数据处理.....	65
§4.4 最小二乘法.....	69
§ 4.5 对 $\pi - \sigma$ 旋转效应和磁光效应的理论分析.....	71
§ 4.6 磁光效应的定量分析.....	72
§4.7 结论.....	77
附录 1 磁光效应对电流螺度的影响.....	78
附录 2 线性磁信号本底值对磁场观测影响.....	79
<b>第五章 散射光对向量磁谱仪磁场测量影响</b> .....	<b>81</b>
§5.1 散射光研究概况.....	81
§5.2 基本公式.....	82
§5.3 点扩展函数的获取.....	84
§5.4 散射光矫正.....	85
§5.6 散射光近似矫正.....	86
§5.6.1 观测现象.....	87
§5.6.2 减不同程度的背景散射光对磁信号的影响.....	88
<b>结束语</b> .....	<b>94</b>
<b>参考文献</b> .....	<b>95</b>
<b>博士期间发表的论文</b> .....	<b>97</b>
<b>致谢</b> .....	<b>98</b>

# 第一章 太阳磁场的测量

## § 1.1 磁场测量引言<sup>[1][2]</sup>

天体的磁场研究对于揭示天体的辐射机制、活动本质和天体的演化都有着重要的意义。特别是太阳磁场、太阳风对地球磁场、地球电离层作用等课题的研究对星际导航、短波无线电通讯和国防建设等方面有着特殊的实际应用价值。

太阳磁场定量测定主要依据磁敏谱线的 **Zeeman 效应**，是 Zeeman 于 1896 年在实验室中发现的。1908 年美国天文学家 Hale 首先在威尔逊山天文台利用谱线 **Zeeman 效应** 测量了太阳黑子区域磁场强度。具体测量方法是，在光谱线仪狭缝前放置一套偏振分析器，它包括一个 1/4 波片和一个光轴互相垂直的偏振网，选择一条磁敏线 (Landé 因子  $g \geq 2.5$  谱线) 在黑子区域进行摄谱，根据 Zeeman 效应原理，如果存在磁场，当观测者沿磁力线观测时，谱线会分裂成两个成分，这两个成分分别为左、右旋圆偏振光，经过波片后，这两个圆偏振光变成两束互相垂直的线偏振光，这两束线偏振光通过偏振网将会得到一组犬牙交错的谱线，从就可以测出谱线的裂距。然后由裂距公式  $\Delta\lambda_H = 4.67 \times 10^{-5} g \lambda^2 H$ ，推算出黑子区域的磁场强度达三、四千高斯。这一观测结果对太阳物理学研究具有深远影响，从此太阳上的一切物理过程都与磁场的观测研究紧密地结合起来了。

Hale 的工作是太阳磁场测量的开端，它影响了近百年的太阳磁场观测。但是 Hale 的方法只适用于测量强磁场，对 500 G 以下的弱磁场，这时两分裂子线的裂距很小就无能为力了。1952 年，美国 Babcock 父子利用光电原理，研制出了世界上第一台磁像仪，它可以测出弱达 1 G 的磁场。其原理是在光谱焦平面上某一分裂谱线的线翼处放置一狭缝，在狭缝后面置光电管，使由 Zeeman 效应造成的两分裂子线交替出现，则光电管中将出现光电流起伏  $I \pm \Delta I$ ，当在弱磁场情况下， $\Delta I \propto B \cos \gamma$ ，其中  $\gamma$  为磁场  $B$  与视线的夹角，经过定标后就可以得到磁场  $B$  纵向分量  $B_l = B \cos \gamma$ 。利用这台仪器，首先揭示了太阳表面的磁场分布，发现了日面上分布着范围与耀斑一致的磁场；而且发现太阳普遍双极场并非一个

恒定场，它是随着黑子活动周而变化的。因此，可以说明太阳表面的磁场并非孤立存在，它是发生在太阳内部的磁场变化的反映。

六十年代初在前苏联克里米亚天文台 Stepanov 等人发明的可用于太阳横向磁场  $B_t = B \sin \gamma$  测量的矢量光电磁像仪。其原理是改变偏振分析器中波片和偏振片的组合方式，还可以使交流信号  $\Delta I' \propto B^2 \sin^2 \gamma \sin 2\varphi$ ，其中  $\varphi$  为磁场  $B$  的方位角，若把其中 1/4 波片光轴转动  $\alpha$  角，则有  $\Delta I'' \propto B^2 \sin^2 \gamma \sin(2\varphi + \alpha)$ ，两次测量后可以解得  $\varphi$  和  $\sin \gamma$ ，与另一次测得的纵场  $B \cos \gamma$  一起可求得  $B$  和  $B \cos \gamma$ 。此外，还研制出另外一种照相磁像仪。所有这些仪器都不是直接测量磁分裂，而是测量与之相关的两个分量的光量变化。

借助机械扫描的光电磁像仪和照相磁像仪都是经过观测后处理才能得到二维磁图，只有引进电视和电子计算机技术后，才实现了太阳磁场的实时显示，即视频磁像仪。它的原理与光电磁像仪相似，但在结构上有几点重要差别：（1）它采用非常窄通带的双折射滤光器来产生太阳单色像，带宽通常小于  $0.1\text{\AA}$ ，并用电压调制电光晶体使 Zeeman 分裂两成分  $\sigma_v$  和  $\sigma_r$  单色像交替通过。（2）不用机械扫描，而用电子扫描来获取太阳单色像上各点的  $\sigma_v$  和  $\sigma_r$  信号。（3）由计算机对信号作实时处理，从而获得 4 个 Stokes 参数并转换成磁场。国家天文台怀柔太阳观测站于 1986 年建成的太阳望远镜是一台性能甚佳的视频磁像仪。

奠定用视频磁像仪测量磁场的是对偏振辐射转移理论的研究，1956 年 Unno 首先用唯象的方法建立了 Stokes 参数 I、Q、U、V 的转移方程；Stepanov (1958a) 独立的建立起一套比较严密的 Stokes 参数转移方程，并且在方程中隐含的包括了磁光效应（反常色散）；1962 年 Rachkovsky 扩展了 Stepanov 的工作，在局部热动平衡假设条件下，提供了一套更加经典、严密的转移方程；后来，Stepanov (1958b) 和 Rachkovsky (1963) 都放宽了局部热动平衡假设条件，在方程中包括了非共振散射。

除了利用 Zeeman 效应测量太阳磁场外，还可以利用共振散射 Hanle 效应诊断磁场，和 Zeeman 效应相比较它对于诊断弱磁场区和极性混合磁场区很有效果，所以应该是 Zeeman 效应诊断磁场的一个很好的补充。



## § 1.2 偏振光的矩阵描述<sup>[2]</sup>

完全描述偏振光需要四个参数，任何一束偏振光都可以由以下三种偏振光线性叠加组成，它们为电矢量振动方向  $0^\circ$ 、 $45^\circ$  的线偏振光  $F_1$ 、 $F_2$ ，圆偏振光  $F_3$ ，如图 1.1 所示，其中  $F_0$  自然光，这四种状态的光可以描述任何一束光。

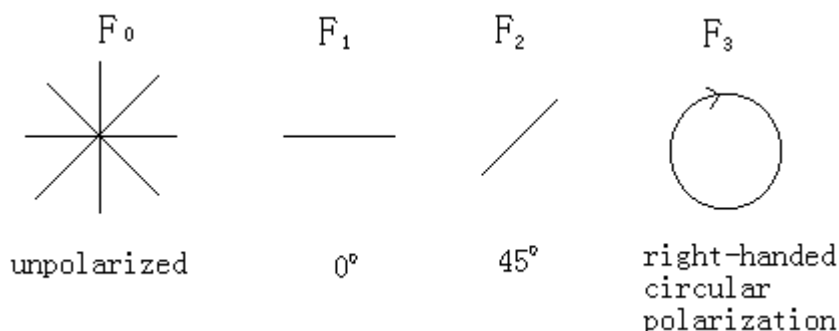


图 1.1 自然光  $F_0$ ，偏振光  $F_1$ ， $F_2$ ， $F_3$ 。

我们知道描述光的电矢量和磁矢量在空间是相互垂直的，并且存在固定的位相关系，所以它们中的任何一个都可以描述光，通常选定的是电矢量  $\mathbf{E}$ ，在平面直角坐标系中，设其基矢分量是  $e_1, e_2$ ，则电矢量  $\mathbf{E}$  可以写成：

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{Re}(E_1 \mathbf{e}_1 + E_2 \mathbf{e}_2), \\ E_k &= E_{0k} e^{-i\omega t}, \quad k = 1, 2 \end{aligned} \tag{1.1}$$

其中振幅  $E_{0k}$  是复数。Jones 矢量  $\mathbf{J}$  定义为：

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

光和介质作用可以用一个矩阵  $\mathbf{w}$  和 Jones 矢量  $\mathbf{J}$  相乘：

$$\mathbf{J}' = \mathbf{w}\mathbf{J} \tag{1.3}$$

那么得到图 1.1 四种状态的光矩阵是：

$$\begin{aligned}
w_0 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad w_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\
w_2 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, \quad w_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}.
\end{aligned}
\tag{1.4}$$

描述电子自旋的 Pauli 矩阵是：

$$\begin{aligned}
\sigma_0 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\
\sigma_2 &= \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}.
\end{aligned}$$

所以  $\mathbf{w}$  可以进一步的用 Pauli 矩阵表示：

$$w_k = \frac{1}{2}(\sigma_0 + \sigma_k), \quad k = 0,1,2,3.
\tag{1.5}$$

Jones 矢量能够最直接的描述光子的偏振效应（100%的偏振效应，由于每个光子是 100%偏振的），而 Jones 矩阵能描述偏振辐射和物质的作用，但是它们不能够描述部分偏振辐射（部分偏振辐射起源与不同偏振状态光子的非相干叠加）。为了能够描述部分偏振辐射还要引用另外两种描述偏振辐射的方法，共振矩阵和 Stokes 矢量。辐射场的  $2 \times 2$  相干矩阵  $\mathbf{D}$  可以直接由 Jones 矢量  $\mathbf{J}$  得到：

$$\mathbf{D} = \mathbf{J}\mathbf{J}^+ = \begin{pmatrix} E_1 E_1^* & E_1 E_2^* \\ E_2 E_1^* & E_2 E_2^* \end{pmatrix}
\tag{1.6}$$

光强  $I$  是电矢量振幅的平方  $|\mathbf{E}_0|^2$ ，也即是：

$$I = |\mathbf{E}_{01}|^2 + |\mathbf{E}_{02}|^2
\tag{1.7}$$

由(1.6)和(1.7)可以知道：

$$I = \text{Tr } \mathbf{D}
\tag{1.8}$$

那么相应的介质中的相干矩阵是：

$$\mathbf{D}' = \mathbf{w}\mathbf{D}\mathbf{w}^+
\tag{1.9}$$

和(1.8)相比较，在介质中的强度  $I_k (k = 0,1,2,3)$  是：

$$I_k = \text{Tr}(w_k D w_k^+) \quad (1.10)$$

用(1.5)式将  $w_k$  替换掉，可以得到比较简单的形式：

$$I_k = \frac{1}{2} [I + \text{Tr}(\sigma_k D)] \quad (1.11)$$

Stokes 参数可以由强度量  $I_k$  定义，即是：

$$S_k = 2I_k - I_0$$

也即是：

$$S_k = \text{Tr}(\sigma_k D) \quad (1.12)$$

Stokes 参数经常写作  $I$ 、 $Q$ 、 $U$ 、 $V$ ，而不是  $S_k$ ，也即是：

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

和介质相互作用后，可以写作：

$$S' = MS \quad (1.14)$$

$M$  是  $4 \times 4$  Mueller 矩阵。在描述电磁辐射的偏振状态时，Stokes 参数和相干矩阵是等价的，由(1.12)式可以得到相干矩阵  $D$  表达式：

$$D = \frac{1}{2} \sum_k S_k \sigma_k \quad (1.15)$$

用 Stokes 参数表示出来  $D$ ：

$$D = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I+Q & U+iV \\ U-iV & I-Q \end{pmatrix}$$

(1.16)

### § 1.3 色散关系<sup>[2]</sup>

在经典的电磁辐射理论中，一个原子被看作是一个电偶极振子，电偶极矩由电磁辐射中的电场所引起的，在磁介质中会被磁场所改变；偶极振子决定介质的色散关系，而色散关系用把介质的宏观特征、微观特征联系起来的桥梁复折射率  $\mathbf{n}$  进行数学描述，折射率  $\mathbf{n}$  是微观中各个偶极振子的累计效应。所以建立偏振辐射转移方程关键是如何找到介质色散关系  $\mathbf{n}$ ，介质的色散关系建立的步骤如下：

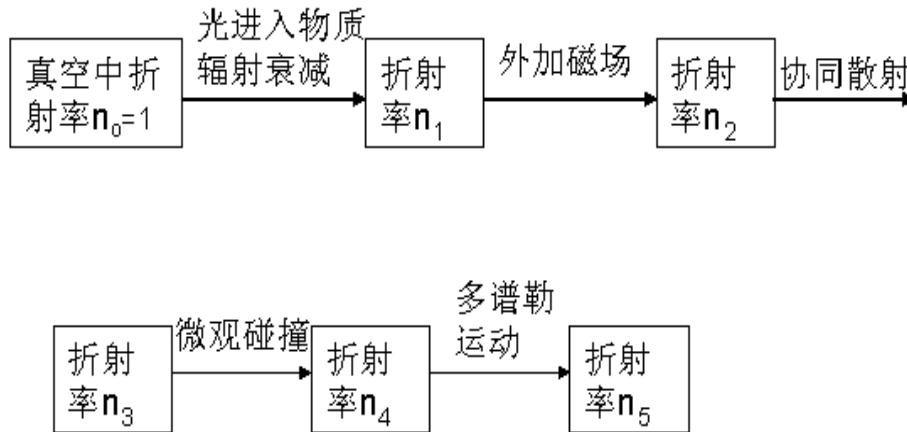


图 1.2 色散关系建立的步骤

在下面的讨论中，由于我们比较关心 Zeeman 效应测量磁场，所以就略去了协同散射效应（Hanle 效应）。在图 1.2 中协同散射前，还是仅考虑每个振子单一的物理过程，得到的复折射率是每个振子的相干叠加效应；但是原子微观碰撞，则是考虑每一个原子与周围质点的相互作用，而原子的杂乱运动（热运动、湍动），使得它们的视向速度一般不同，由多谱勒效应可知被原子吸收的辐射频率也不同，得到的复折射率是在相干叠加基础上的非相干叠加，所以后两种谱线制宽效应都具有整体的统计意义。

#### § 1.3.1 色散关系建立

在经典力学中，对于保守势系统，一个电子在电磁场中的 Hamilton 量是：

$$H = \frac{1}{2m} \left( \mathbf{P} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + eU(r) \quad (1.16)$$

其中  $\mathbf{P} = m\mathbf{v} - e\mathbf{A}$  是正则动量， $\mathbf{A}$  是磁标势，对于原子核电核量是  $+Ze$ ，Coulomb 中心势  $U(r)$  是：

$$U(r) = -\frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1.17)$$

正则方程是：

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{x}} &= \frac{\partial H}{\partial \mathbf{P}} \\ \dot{\mathbf{p}} &= -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{x}} \end{aligned} \quad (1.18)$$

由以上方程可以得到经典振子的运动方程是：

$$m\ddot{\mathbf{x}} + \frac{e}{c} (\dot{\mathbf{x}} \times \mathbf{B}) + m\omega_0^2 \mathbf{x} = -e\mathbf{E} \quad (1.19)$$

其中  $m\omega_0^2 \mathbf{x} = -\nabla V = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{x}}{r^3}$ ，是由中心势提供的恢复力。由于  $\dot{\mathbf{x}} \ll c$ ，

$\frac{e}{c} \dot{\mathbf{x}} \times \mathbf{B} \ll e\mathbf{E}$ ，在没有外磁场的情况下，经典振子的运动方程是：

$$m\ddot{\mathbf{x}} + m\omega_0^2 \mathbf{x} = -e\mathbf{E} \quad (1.20)$$

将矢势  $\mathbf{A}$ 、电矢量  $\mathbf{E}$ 、位置矢量  $\mathbf{x}$  其中的一个  $x$  分量可以写成如下平面波的形式：

$$\begin{aligned} A_x &= A_{0x} e^{-i\omega t + ik_z z} \\ E_x &= i\omega A_{x0} e^{-i\omega t + ik_z z} \\ x &= x_0 e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (1.21)$$

所以  $\dot{\mathbf{x}} = -i\omega x_0 e^{-i\omega t}$ ，如果  $N$  是振子数密度，则电偶极距的导数

$$\begin{aligned} \dot{d}_x &= -eN\dot{x} \\ &= \frac{Ne^2 \omega^2 A_{0x} e^{-i\omega t + ik_z z}}{\omega_0^2 - \omega^2} / m \end{aligned}$$

(1.22)

而由 Maxwell 方程组还可以得到:

$$\dot{d}_x = \varepsilon_0 \omega^2 (n_x^2 - 1) A_{0x} e^{-i\omega t + ik_z z} \quad (1.23)$$

所以可以得到:

$$n_x - 1 \approx \frac{w_A^2}{4w_0} \frac{1}{(w_0 - w)} \quad (1.24)$$

其中  $w_A = \sqrt{\frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m}}$ 。当考虑到辐射衰减, 加上辐射阻尼项  $m\gamma\dot{x}$ ,  $\gamma = \frac{\mu_0 e^2 w^2}{6\pi mc}$  是辐射

射阻尼系数, 方程(1.19)变为:

$$m\ddot{x} + m\gamma\dot{x} + m\omega_0^2 x = -eE \quad (1.25)$$

色散关系(1.24)变成:

$$n_x - 1 \approx \frac{w_A^2}{4w_0} \frac{w_0 - w + i\gamma/2}{(w_0 - w)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (1.26)$$

当考虑到有外加磁场  $\mathbf{B}$ , 其方向设为沿着直角坐标的  $z$  方向, 方程(1.25)变为:

$$\ddot{\mathbf{x}} + \frac{e}{mc} (\dot{\mathbf{x}} \times \mathbf{B}) + \gamma\dot{\mathbf{x}} + \omega_0^2 \mathbf{x} = -\frac{e}{m} \mathbf{E} \quad (1.27)$$

在 (1.27) 方程中由于  $\dot{\mathbf{x}} \times \mathbf{B}$  存在, 在直角坐标系中三个分量互相耦合, 为了消除这种效应, 使用球面坐标系, 其三个球面单位矢量和直角坐标单位矢量关系是:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_\theta &= \mathbf{e}_z \\ \mathbf{e}_\pm &= \mp(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2} \end{aligned} \quad (1.28)$$

在直角坐标系电矢量  $\mathbf{E}$  的三个分量是  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$ , 其相应的三个球面坐标矢量是  $E_q$ ,  $q = 0, \pm 1$ , 它们之间的关系是:

$$\begin{aligned}
E_0 &= E_z \\
E_{\pm} &= \mp(E_x \pm iE_y)/\sqrt{2}
\end{aligned}
\tag{1.29}$$

$\dot{\mathbf{x}} \times \mathbf{B}$  项可以写做如下形式:

$$\mathbf{v} \times \mathbf{B} = -iB \sum_q q v_q e_q^*, \quad q=1, 2, 3. \tag{1.30}$$

经过推导可以得到色散关系  $n_q$  为:

$$n_q - 1 \approx \frac{w_A^2}{4w_0} \frac{w_0 - w - qw_L + i\gamma/2}{(w_0 - w - qw_L)^2 + (\gamma/2)^2} \tag{1.31}$$

其中, Lamor 频率  $w_L = \frac{e}{2m} B$ 。令:  $V_q = (w_0 - w - qw_L)/\Delta w_D$ ,  $a_N = \gamma/(2\Delta w_D)$ ,

则色散关系(1.31)变为:

$$n_q = 1 + \frac{k_N}{\pi} \frac{V_q + ia_N}{V_q^2 + a_N^2} \tag{1.32}$$

从色散关系 (1.31) 可以看出谱线加宽是由于辐射衰减和 Zeeman 效应造成的, 色散关系 (1.32) 的实数部分是表示反常色散, 而虚数部分是表示吸收。对于色散关系(1.31), 量子力学机制对经典力学结论的的修改是将中  $-w_L$  替换为  $\Delta w_H$ , 这里:  $\Delta w_H = (g_l M_l - g_u M_u)w_L$ ,  $g_l$ ,  $g_u$  是上下能级的 Lande 因子,  $M_l$ ,  $M_u$  相对应的磁量子数; 振子强度  $f$  直接乘到振子数密度中, 即  $N$  换成  $Nf$  色散关系; 而简协振动频率  $\omega_0$  解释为两能级之间的跃迁频率, 即是:  $\omega_0 = 2\pi\Delta E/h$ 。现在重新解释 (1.32) 中的各项, 其中  $V_q = V - qV_H$ , 而  $V = (w_0 - w)/\Delta w_D$ ,

$$qV_H = \Delta w_H / \Delta w_D, \quad k_N = \frac{e^2 N f}{16\pi\epsilon_0 m v_0 \Delta v_D}。$$

由于吸收原子和周围质点的相互作用而产生的谱线加宽, 被称为压力制宽, 考虑到压力制宽, 就是在 (1.32) 式的基础上卷积压力制宽函数。即如下:

$$n'_q = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(V-V')^2 + a_c^2} \frac{K_N}{\pi} \frac{(V' - qV_H) + ia_N}{(V' - qV_H)^2 + a_N^2} d(V' - qV_H) \quad (1.33)$$

经过积分后可以得到：

$$n'_q = \frac{K_N}{\pi} \frac{V_q + ia'}{V_q^2 + a'^2} \quad (1.34)$$

其中  $a' = a_N + a_c$ ， $a_c$  是碰撞阻尼常数。

吸收原子的杂乱运动使得它们的视向速度一般来说互不相同，这样一来，根据多谱勒效应，被原子吸收的辐射频率也将有不同的位移。因此，会造成恒星大气内全体吸收原子所形成的吸收线加宽，考虑到微观 Doppler 效应，在色散关系(1.34)的基础上卷积加宽函数，即高斯轮廓  $\exp(-V^2)/\sqrt{\pi}$ ，所以 (1.34) 变为：

$$\begin{aligned} \bar{n}_q &= \delta_{0q} + i \frac{K_N}{\sqrt{\pi}} X(a, V_q) \\ X(a, V) &= H(a, V) - 2iF(a, V) \\ q &= 0, \pm 1 \end{aligned} \quad (1.35)$$

Faraday 函数  $F(a, \nu)$ （描写反常散射效应，即磁光效应）和 Faraday-Voigt 函数  $H(a, \nu)$ （描写吸收效应）的表达式，

$$\begin{cases} H(a, V) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(V-y)^2 + a^2} y \\ F(a, V) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(V-y)e^{-y^2}}{(V-y)^2 + a^2} dy \end{cases} \quad (1.36)$$

### § 1.3.2 电磁波吸收和色散 Jones 矩阵

考虑电磁波沿着  $s$  方向传播，在球面坐标系中电矢量是：



$$E_q \sim e^{-i\omega t + in_q \omega s / c} \quad (1.37)$$

$s$  是在球面坐标系中沿着电磁波传播方向,  $n_q$  的表达式是(1.32), 因为现在想得到的是 Jones 矩阵, 它描述的是完全偏振辐射, 所以只能用由相干叠加得到的色散关系式。由(1.37)可以得到:

$$\frac{dE_q}{ds} = i \frac{\omega}{c} n_q E_q \quad (1.38)$$

把(1.38)转换成直角坐标系下的表达形式是:

$$\frac{dE_\alpha}{ds} = i \frac{\omega}{c} \sum_{\alpha'} \sum_q n_q \varepsilon_q^{\alpha*} \varepsilon_q^{\alpha'} \quad (1.39)$$

其中  $\varepsilon_q^{\alpha*} = e_q^* \cdot e_\alpha$ ,  $\varepsilon_q^{\alpha'} = e_q \cdot e_{\alpha'}$ , (1.39)写成矩阵:

$$\frac{d}{ds} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} = i \frac{\omega}{c} \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \quad (1.40)$$

其中  $C_{\alpha\alpha'} = \sum_q n_q \varepsilon_q^{\alpha*} \varepsilon_q^{\alpha'}$ 。

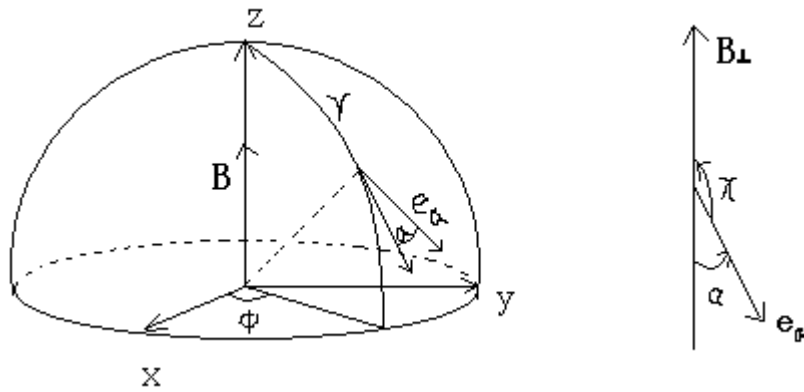


图 1.3 球面和直角坐标系。 $B$  是磁场矢量,  $B_\perp$  是它在和传播方向垂直的平面的投影。 $\gamma$  是光和磁场方向的夹角,  $\chi$  是  $B_\perp$  和偏振单位矢量  $e_\alpha$  的夹角。

由图 1.3 所定义的偏振单位矢量  $\mathbf{e}_\alpha$  的方向，如果选择  $\phi = 0$ ，则：

$$\begin{aligned}\varepsilon_\pm^\alpha &= \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(\cos \gamma \cos \alpha \pm i \sin \alpha) \\ \varepsilon_0^\alpha &= -\sin \gamma \cos \alpha\end{aligned}\quad (1.41)$$

由图 1.3，方位角  $\chi$  是  $\mathbf{e}_1$  和  $\mathbf{B}_\perp$  之间的夹角，那么  $\chi - \frac{\pi}{2}$  是  $\mathbf{e}_2$  和  $\mathbf{B}_\perp$  之间的夹角，

所以对于  $\mathbf{e}_1$ ： $\alpha = \pi - \chi$ ，对于  $\mathbf{e}_2$ ： $\alpha = \frac{3}{2}\pi - \chi$ ，则：

$$\begin{aligned}\varepsilon_0^1 &= \sin \gamma \cos \chi, \\ \varepsilon_0^2 &= \sin \gamma \sin \chi, \\ \varepsilon_\pm^1 &= \pm(\cos \gamma \cos \chi \mp i \sin \chi) / \sqrt{2}, \\ \varepsilon_\pm^2 &= \pm(\cos \gamma \sin \chi \pm i \cos \chi) / \sqrt{2}.\end{aligned}\quad (1.42)$$

如果引入下列表达式：

$$\begin{aligned}n_\Delta &= \frac{1}{2}(n_0 - \frac{n_+ + n_-}{2}), \\ n^0 &= n_I = n_\Delta \sin^2 \gamma + \frac{1}{2}(n_+ + n_-), \\ n^1 &= n_Q = n_\Delta \sin^2 \gamma \cos 2\chi, \\ n^2 &= n_U = n_\Delta \sin^2 \gamma \sin 2\chi, \\ n^3 &= n_V = \frac{1}{2}(n_+ - n_-) \cos \gamma\end{aligned}\quad (1.43)$$

则吸收和色散矩阵可以写成：

$$C = \begin{pmatrix} n_I + n_Q & n_U + in_V \\ n_U - in_V & n_I - n_Q \end{pmatrix}.\quad (1.44)$$

用 Pauli 矩阵展开：

$$C = n_I \sigma_0 + n_Q \sigma_1 + n_U \sigma_2 + n_V \sigma_3 = \sum_{k=0}^3 n^k \sigma_k\quad (1.45)$$

考虑碰撞制宽、Doppler 运动制宽后, Jones 矩阵中的折射率  $n_q$ , 应该换成表

达式(1.35)。定义:  $\kappa_0 = \frac{2\omega k_N}{\sqrt{\pi c}}$ ,  $\kappa_q = \kappa_0 H(a, V_q)$ ;  $X_{J,Q,U,V} = X^k$ ,  $k = 0,1,2,3$ ,

则 Jones 矩阵:

$$i \frac{\omega}{c} C = i \frac{\omega}{c} \sigma_0 - \frac{1}{2} \sum_{k=0}^3 X^k \sigma_k \quad (1.46)$$

## § 1.4 没有散射的辐射转移方程<sup>[2]</sup>

### § 1.4.1 共振矩阵的辐射转移

在 § 1.2 中, 得到了偏振光的共振矩阵, 光沿着  $\mathbf{s}$  方向传播, 那么共振矩阵沿着  $\mathbf{s}$  方向的细小变化是:

$$\frac{d\mathbf{D}}{ds} = \frac{d\mathbf{J}}{ds} \mathbf{J}^+ + \mathbf{J} \frac{d\mathbf{J}^+}{ds} \quad (1.47)$$

把 (1.40)、(1.45) 代入上式中, 可以得到:

$$\frac{d\mathbf{D}}{ds} = i \frac{\omega}{c} \sum_{k=0}^3 (n^k \sigma_k \mathbf{D} - n^{k*} \mathbf{D} \sigma_k) + \mathbf{F}_g \quad (1.48)$$

$\mathbf{F}_g$  是加入的发射矩阵。当吸收和发射达到平衡的时候, 令未偏振辐射场的强度是  $S$ , 把  $\mathbf{D} = \frac{1}{2} S \sigma_0$  代入 (1.48), 得到:

$$\mathbf{F}_g = -\frac{1}{2} i S \frac{\omega}{c} \sum_{k=0}^3 (n^k - n^{k*}) \sigma_k \quad (1.49)$$

如果考虑微观碰撞和 Doppler 运动, 则把 (1.40)、(1.46) 代入 (1.47) 中, 则:

$$i \frac{\omega}{c} (CD - DC^+) = -(A_g D + D A_g^+) \quad (1.50)$$

这里

$$\mathbf{A}_g = \frac{\kappa_0}{2} \sum_{k=0}^3 \mathbf{X}^k \sigma_k = \frac{\kappa_0}{2} \begin{pmatrix} \mathbf{X}_I + \mathbf{X}_Q & \mathbf{X}_U + i\mathbf{X}_V \\ \mathbf{X}_U - i\mathbf{X}_V & \mathbf{X}_I - \mathbf{X}_Q \end{pmatrix}, \quad (1.51)$$

对于发射项:

$$\mathbf{F}_g = \frac{1}{2} \kappa_0 S \sum_{k=0}^3 \mathbf{X}^k \sigma_k \quad (1.52)$$

或者写成:

$$\mathbf{F}_g = \frac{1}{2} \kappa_0 S \begin{pmatrix} H_I + H_Q & H_U + iH_V \\ H_U - iH_V & H_I - H_Q \end{pmatrix}. \quad (1.53)$$

### § 1.4.2 Stokes 参数的辐射转移

由(1.12)可以得到:

$$\frac{dS_k}{ds} = \text{Tr}(\sigma_k \frac{dD}{ds}) \quad (1.54)$$

$\frac{dD}{ds}$  用 (1.47) 代替,  $D$  用 (1.15) 代替,  $\mathbf{A}_g$ ,  $\mathbf{F}_g$  分别用 (1.51) (1.52) 代替, 最后得到:

$$\frac{d\mathbf{S}}{ds} = -\mathbf{M}\mathbf{S} + \mathbf{J}, \quad (1.55)$$

这里:

$$\mathbf{M} = \kappa_0 \begin{pmatrix} H_I & H_Q & H_U & H_V \\ H_Q & H_I & 0 & 0 \\ H_U & 0 & H_I & 0 \\ H_V & 0 & 0 & H_I \end{pmatrix} + 2\kappa_0 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_V & -F_U \\ 0 & -F_V & 0 & F_Q \\ 0 & F_U & -F_Q & 0 \end{pmatrix} \quad (1.56)$$

$$\mathbf{J} = \kappa_0 \mathbf{S} \begin{pmatrix} H_I \\ H_Q \\ H_U \\ H_V \end{pmatrix}$$

(1.57)

把连续吸收、连续发射加入到转移方程中去，并且认为它们是局部热动平衡的（LET）。设连续吸收系数是： $\kappa_c$ ，则连续谱的 Muller 矩阵和发射矢量是：

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_c &= \kappa_c \mathbf{E} \\ \mathbf{j}_c &= \kappa_c B_\nu(T) \mathbf{I} \end{aligned}$$

(1.58)

这里  $\mathbf{E}$  是单位矩阵， $\mathbf{I}$  是四维列矢量，第一个元素是 1，其余是 0。如果视线方向和光波的传播方向  $\mathbf{s}$  的夹角是  $\theta$ ，把 (1.55) 中的几何微元  $ds$  换成光深微元  $d\tau = -\sec\theta \kappa_c ds$ ，将 Stokes 参数  $\mathbf{S}$  换成  $\mathbf{I}_\nu$ ，令  $\eta_0 = \kappa_0 / \kappa_c$ ，Stokes 转移方程是：

$$\frac{d\mathbf{I}_\nu}{d\tau} = (\mathbf{M} / \kappa_c + \mathbf{E}) \mathbf{I}_\nu - B_\nu \mathbf{I} - \mathbf{J} / \kappa_c$$

(1.59)

令：

$$\begin{aligned} \eta_P &= \eta_0 H(a, \nu), \\ \eta_{b,r} &= \eta_0 H(a, \nu \pm \nu_H), \\ \rho_{b,r} &= 2\eta_0 F(a, \nu \pm \nu_H), \\ \rho_P &= 2\eta_0 F(a, \nu), \\ \eta_{I,Q,U,V} &= H_{I,Q,U,V}, \\ \rho_{Q,U,V} &= F_{Q,U,V}, \end{aligned}$$

(1.60)

其中  $\nu = \frac{\lambda_0 - \lambda}{\Delta\lambda_D}$ ， $\nu_H = \frac{4.67^{-13} \lambda^2 g_J H}{\Delta\lambda_D}$ ， $\Delta\lambda_D$  是多谱勒宽度。这样就得到我们熟悉的 Stokes 参数转移方程，即如下：

$$\begin{cases} \mu \frac{dI}{d\tau} = \eta_I(I-S) + (I-B) + \eta_Q Q + \eta_U U + \eta_V V \\ \mu \frac{dQ}{d\tau} = \eta_Q(I-S) + (1+\eta_I)Q + \rho_V U - \rho_U V \\ \mu \frac{dU}{d\tau} = \eta_U(I-S) - \rho_V Q + (1+\eta_I)U + \rho_Q V \\ \mu \frac{dV}{d\tau} = \eta_V(I-S) + \rho_U Q - \rho_Q U + (1+\eta_I)V \end{cases} \quad (1.61)$$

这里  $\mu = \cos \theta$ ，吸收轮廓是：

$$\begin{cases} \eta_I = \frac{\eta_p}{2} \sin^2 \gamma + \frac{\eta_b + \eta_r}{4} (1 + \cos^2 \gamma) \\ \eta_Q = \left( \frac{\eta_p}{2} - \frac{\eta_b + \eta_r}{4} \right) \sin^2 \gamma \cos 2\chi \\ \eta_U = \left( \frac{\eta_p}{2} - \frac{\eta_b + \eta_r}{4} \right) \sin^2 \gamma \sin 2\chi \\ \eta_V = \frac{\eta_b - \eta_r}{2} \cos \gamma \end{cases} \quad (1.62)$$

色散轮廓是：

$$\begin{cases} \rho_Q = \left( \frac{\rho_p}{2} - \frac{\rho_b + \rho_r}{4} \right) \sin^2 \gamma \cos 2\chi \\ \rho_U = \left( \frac{\rho_p}{2} - \frac{\rho_b + \rho_r}{4} \right) \sin^2 \gamma \sin 2\chi \\ \rho_V = \frac{\rho_r - \rho_b}{2} \cos \gamma \end{cases} \quad (1.63)$$

## § 1.5 弱场近似<sup>[3][4]</sup>

(1) 由弱场近似求得磁场参量与 Stokes 参量的关系

当 Zeeman 分裂  $\mathbf{V}_H$  足够小，Faraday 函数  $F(a, \nu \pm \nu_H)$  和 Faraday-Voigt 函数  $H(a, \nu \pm \nu_H)$  可以做 Taylor 展开：

$$\begin{cases} H(a, v \pm v_H) \approx H(a, v) \pm v_H H'(a, v) \pm \frac{v_H^2}{2} H''(a, v) + \dots \\ F(a, v \pm v_H) \approx F(a, v) \pm v_H F'(a, v) \pm \frac{v_H^2}{2} F''(a, v) + \dots \end{cases} \quad (1.64)$$

Stokes 参数转移方程组变为:

$$\begin{cases} \mu \frac{dI}{d\tau} = [1 + \eta_0 H(a, v)](I - B_T) + \eta_0 v_H \cos \gamma H'(a, v)V - \\ \eta_0 \left(\frac{v_H \sin \gamma}{2}\right)^2 H''(a, v)(Q \cos 2\chi + U \sin 2\chi) \\ \mu \frac{dQ}{d\tau} = [1 + \eta_0 H(a, v)]Q - \eta_0 \left(\frac{v_H \sin \gamma}{2}\right)^2 H''(a, v)(I - B_T) \cos 2\chi \\ \mu \frac{dU}{d\tau} = [1 + \eta_0 H(a, v)]U - \eta_0 \left(\frac{v_H \sin \gamma}{2}\right)^2 H''(a, v)(I - B_T) \sin 2\chi \\ \mu \frac{dV}{d\tau} = [1 + \eta_0 H(a, v)]V + \eta_0 v_H \cos \gamma H'(a, v)(I - B_T) \end{cases} \quad (1.65)$$

由第一个和第四个方程可以得到:

$$V(v, \tau) = v_H \cos \gamma \frac{\partial I}{\partial v} \quad (1.66)$$

$v_H \cos \gamma$  正比于纵向磁场  $B_{\parallel}$ , 所以由 (1.66) 可以得到如下关系式:

$$B_{\parallel} \propto -V \left(\frac{\partial I}{\partial v}\right)^{-1} \quad (1.67)$$

由 (1.65) 中的前三个方程可以得到:

$$\begin{cases} Q = -\left(\frac{v_H \sin \gamma}{2}\right)^2 \frac{H''(a, v)}{H'(a, v)} \frac{\partial I}{\partial v} \cos 2\chi \\ U = -\left(\frac{v_H \sin \gamma}{2}\right)^2 \frac{H''(a, v)}{H'(a, v)} \frac{\partial I}{\partial v} \sin 2\chi \end{cases} \quad (1.68)$$

进一步, 可以得到:

$$\begin{cases} (Q^2 + U^2)^{1/2} = \left(\frac{v_H \sin \gamma}{2}\right)^2 \frac{H''(a, v)}{H'(a, v)} \frac{\partial I}{\partial v} \\ \frac{U}{Q} = \operatorname{tg} 2\chi. \end{cases} \quad (1.69)$$

我们知道  $v_H \sin \gamma$  正比于横向磁场  $B_{\perp}$ , 所以 (1.14) 中的第一式可以写为:

$$B_{\perp} \propto (Q^2 + U^2)^{1/4} \left(\frac{\partial I}{\partial v}\right)^{-1/2} \quad (1.70)$$

至此, 我们已经把 Stokes 参量和矢量磁场联系起来, 即:

$$B_{\parallel} = C_{\parallel} V \quad (1.71)$$

$$B_{\perp} = C_{\perp} (Q^2 + U^2)^{1/4} \quad (1.72)$$

$$\chi=0.5\text{tg}^{-1}(U/Q) \quad (1.73)$$

$$\gamma=\text{tg}^{-1}(B_{\perp}/B_{\parallel}) \quad (1.74)$$

其中  $C_{\parallel}$ 、 $C_{\perp}$  是定标系数。

## § 1.6 矢量磁场测量

目前测量太阳矢量磁场的仪器主要有两种类型：**滤光器型的和光谱仪型的**矢量磁像仪。前者测量选定的区域中每个空间点的 Stokes 参量的轮廓： $I(\lambda)$ ， $Q(\lambda)$ ， $U(\lambda)$  和  $V(\lambda)$ ，然后把 Stokes 轮廓转换成矢量磁场；后者利用双折射滤光器在一个特定的窄波带范围内观测整个选定的区域，然后把  $I$ ， $Q$ ， $U$  和  $V$  的图象转换成**纵向磁场和横向磁场**。第一种类型的仪器叫做 Stokes 偏振仪，第二种的仪器叫做矢量磁谱仪。这两类仪器各有优缺点，主要是：（1）滤光器型仪器的空间和时间分辨率远远高于光谱仪型的仪器。这是因为前者能够对一个大面积的日面区域瞬间得到完整的磁图，而后者需要逐点扫描。（2）光谱仪型仪器观测 Stokes 轮廓，然后用最小二乘法反演出矢量磁场，所以测量精度较高，对精密的定量观测较为适宜。

### § 1.6.1 偏振光分析器工作原理

磁场望远镜<sup>[5]</sup>的偏振光分析器如图 1.3 所示，包括一个  $1/4$  波片，光轴方位角为  $\theta$ ；一个  $\text{KD}^*\text{P}$  晶体调制器，其光轴方位角为  $45^\circ$ ，由不断变化的电压引起的位相延迟为  $\sigma$ ；其后还有一个光轴方位角为  $0^\circ$  的偏振片。在测量磁场时，各个偏振元件的工作状态如表 2.1 所示。

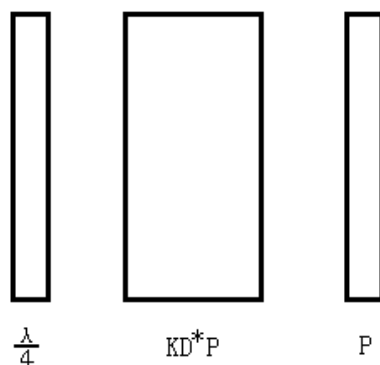


图 1.4 偏振光分析器的组成



表 2.1 KD\*P 调制方案的偏振元件工作状态

	1/4 光轴 $\theta$	KD*P 延迟 $\sigma$	P
+Q	$45^\circ$	$-90^\circ$	$0^\circ$
-Q	$45^\circ$	$90^\circ$	$0^\circ$
+U	$0^\circ$	$90^\circ$	$0^\circ$
-U	$0^\circ$	$-90^\circ$	$0^\circ$
+V	---	$90^\circ$	$0^\circ$
-V	---	$-90^\circ$	$0^\circ$

下面用 Mueller 矩阵来描述它对偏振光的作用:

$$\begin{aligned}
 S &= \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \sigma & 0 & \sin \sigma \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \sigma & 0 & \cos \sigma \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\theta & \frac{1}{4} \sin^2 4\theta & -\sin^2 \theta \\ 0 & \frac{1}{4} \sin^2 4\theta & \sin^2 2\theta & \cos^2 2\theta \\ 0 & \sin^2 2\theta & -\cos^2 2\theta & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \\
 &= 0.5I + 0.5Q(\cos \sigma \cos^2 2\theta - \sin \sigma \sin 2\theta) + 0.5U(\frac{1}{4} \cos \sigma \sin^2 4\theta + \sin \sigma \cos^2 2\theta) \\
 &\quad - 0.5V \sin^2 2\theta \cos \sigma
 \end{aligned} \tag{1.75}$$

其中,  $\vartheta$  为波片方位角,  $\sigma$  是给 KD\*P 加高压引起的相角延迟。电视系统工作时,  $\sigma$  一律取 0.1 周矩形  $\pm \frac{1}{4}$  波长调制, 即  $\sigma$  分别取  $\frac{\pi}{2}$  和  $-\frac{\pi}{2}$  调制。下面讨论如何得到 Stokes 参数  $V$ ,  $U$ ,  $Q$ 。

I. 当去掉第一片 1/4 波片时, (20) 式变成:  $S_{\pm} = 0.5I \mp 0.5V$ , 可得与纵场有关的 Stokes 参数  $V$ ,  $V = S_- - S_+$ 。

II. 当 1/4 波片轴方位角  $\vartheta = 0^\circ$  时,  $S_{\pm} = 0.5I \pm 0.5U$  可以得到与横场有关的 Stokes 参数  $U$ ,  $U = S_+ - S_-$ 。

III. 当 1/4 波片轴方位角  $\vartheta = 45^\circ$  时,  $S_{\pm} = 0.5I \mp 0.5Q$ , 可以得到另一与横场有关的 Stokes 参数  $Q$ ,  $Q = S_- - S_+$ 。

为了提高信噪比, 通常对接受到的信号做多次累加后, 才能得到比较好的磁图, 并且对 Stokes 参数进行归一化, 对具体计算如下:

$$\begin{cases} \frac{I_Q}{I} = \frac{1}{N} \sum \frac{I_{+Q} - I_{-Q}}{I_{+Q} + I_{-Q}} \\ \frac{I_U}{I} = \frac{1}{N} \sum \frac{I_{+U} - I_{-U}}{I_{+U} + I_{-U}} \\ \frac{I_V}{I} = \frac{1}{N} \sum \frac{I_{+V} - I_{-V}}{I_{+V} + I_{-V}} \end{cases} \quad (1.76)$$

下图 1.5 由磁分析器得到的 V/I, Q/I 和 U/I 的图象<sup>[7]</sup>。

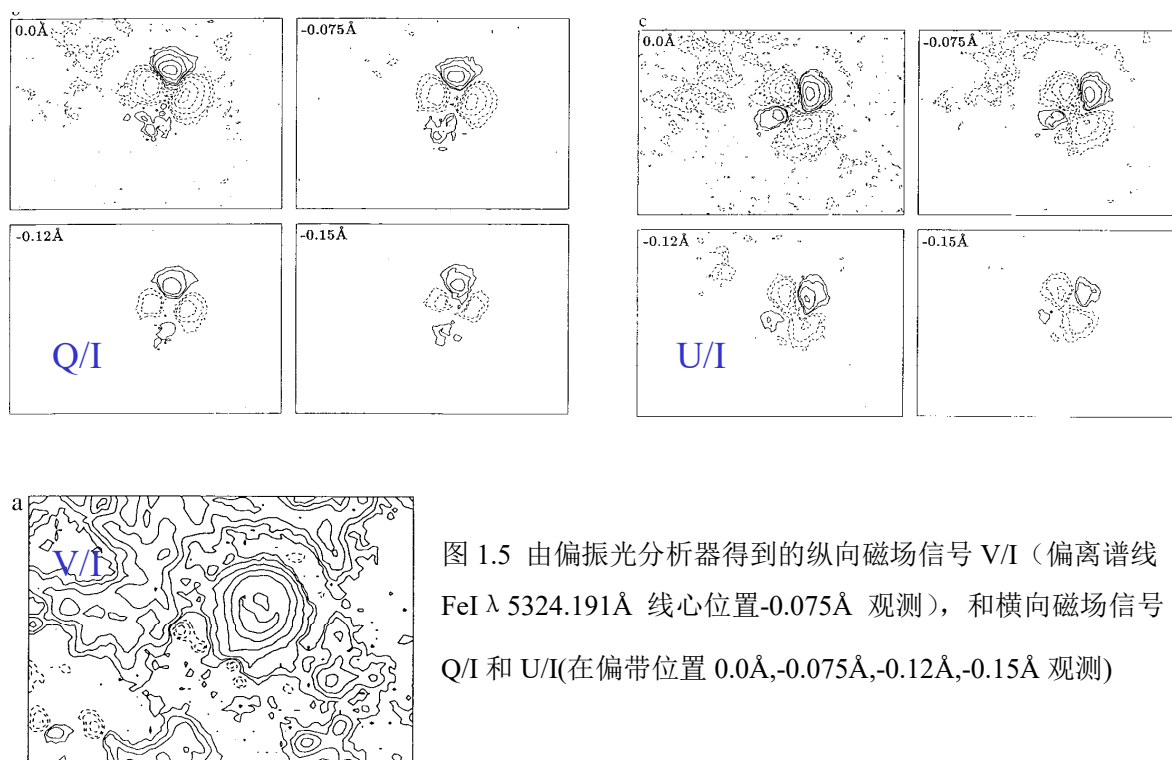


图 1.5 由偏振光分析器得到的纵向磁场信号 V/I (偏离谱线 FeI  $\lambda$  5324.191Å 线心位置-0.075Å 观测), 和横向磁场信号 Q/I 和 U/I(在偏带位置 0.0Å,-0.075Å,-0.12Å,-0.15Å 观测)

### § 1.6.2 纵向磁场与横向磁场测量的特性分析<sup>[8]</sup>

在太阳磁场测量中, 纵向磁场与横向磁场的测量有很大的不同, 下面对此做一些详细分析, 在没有磁场时, 太阳弗朗和费谱线的高斯轮廓如下式所描述:

$$I(\nu) = 1 - (1 - I_0) \exp[-\nu^2] \quad (1.77)$$

其中,  $I_0$  为谱线线心的强度,  $\nu = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_0}$ ,  $\Delta\lambda$  为观测谱线的位置,  $\Delta\lambda_0$  为多谱勒

宽度。当存在纵向磁场 ( $H_L$ ) 时, 谱线分裂为两个  $\sigma$  分量:  $I(\nu - \delta)$ ,  $I(\nu + \delta)$ 。

由对于右旋分量进行泰勒级数展开：

$$I_{\sigma_R}(v) = \frac{1}{2}I(v-\delta) = \frac{1}{2}[I(v) - \delta \frac{dI(v)}{dv}] = \frac{1}{2}[I(v) + 2v\delta(1-I_0)\exp(-v^2)], \quad (1.78)$$

由对于左旋分量进行泰勒级数展开：

$$I_{\sigma_L}(v) = \frac{1}{2}I(v+\delta) = \frac{1}{2}[I(v) + \delta \frac{dI(v)}{dv}] = \frac{1}{2}[I(v) - 2v\delta(1-I_0)\exp(-v^2)], \quad (1.79)$$

其中， $\delta = \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0}$ 。则接受到的纵场信号强度为：

$$S_L = I_{\sigma_R}(-v) - I_{\sigma_L}(+v) = -\delta \frac{dI}{dv} = 2v\delta(1-I_0)\exp(-v^2) \quad (1.80)$$

对于上式求导，得到：

$$S'_L = 4\delta \exp(-v^2)(1-I_0)(1-2v^2) \quad (1.81)$$

可以看出，当  $v = \frac{1}{\sqrt{2}}$  时， $S_L$  有极大值，代入公式 (1.23)：

$$S_L = 1.7\delta(1-I_0) \quad (1.82)$$

当存在横向磁场 ( $H_T$ ) 时，谱线分裂为两个  $\sigma$  分量和一个  $\pi$  分量：

$$\begin{aligned} I_{\sigma_T}(v) &= \frac{1}{4}[I(v+\delta) + I(v-\delta)] = \frac{1}{2}I(v) + \frac{1}{4}\delta^2 \frac{d^2I(v)}{dv^2} \\ I_{\pi_T}(v) &= \frac{1}{2}I(v) \end{aligned} \quad (1.83)$$

则接受到的横场信号强度为：

$$S_T = I_{\sigma_T}(v) - I_{\pi_T}(v) = -\frac{\delta^2}{4} \frac{d^2I}{dv^2} = \frac{\delta^2}{2}(1-2v^2)(1-I_0)\exp(-v^2) \quad (1.84)$$

可以看出，在  $v = 0$  处， $S_T$  有极大值，代入式 (1.29)，有：

$$S_T = \frac{1}{2}(1-I_0)\delta^2 \quad (1.85)$$

以  $\lambda_0 = 5250.2 \text{ \AA}$  为例：此波长的中心强度为  $I_0 = 0.4$ ， $\Delta\lambda_D = 0.07$ ，

$$\Delta\lambda_H = 4.67 * 10^{-13} \lambda^2 gH。则：\delta = \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D} = 7 * 10^{-4} H$$

$$S_L = 7.1 * 10^{-4} H_L; S_T = 1.5 * 10^{-7} H_T^2$$

(1.86)

由上式可以看出，若要  $S_T = S_L$ ，即接收的横场与纵场信号强度一样，则有  $H_T = 70 \sqrt{H_L}$ 。因此，对纵场有 0.5G 灵敏度的分析器，只能探测到 50G 的横场强度。公式（24）说明，接受到的纵向磁场的信号强于横向磁场。

### § 1.6.3 太阳光球磁场测量的工作谱线

太阳矢量磁谱仪选用 FeI  $\lambda$  5324.191Å 观测光球层中的磁场，该线等值宽度 0.334 Å，中心剩余强度 0.1315，是一条较宽和较强的吸收线。在该线宽度内，无其它线干扰，谱线轮廓规则对称，属于简单三分裂，Lande 因子  $g=1.5$ ，低激发电位为 3.197eV 受温度影响小。该线在磁场中形成的主要特征是<sup>[6]</sup>：

- (I) 强度 I 的轮廓随磁场的变化较小，当磁场强度  $H=3000G$  时，由于 Zeeman 分裂量小于 0.06 Å，I 的轮廓也不出现明显分裂。出现这种情况主要由于谱线较宽，g 因子较小。
- (II) Q、U 和 V 的极大位置与 I 谱线轮廓斜率最大的位置相一致，约在距线心 0.10 Å 附近。Q、U 在线心区域不仅数值较低，而且同符号的范围较小。当使用较宽的单色器观测横场时，应使透过带置于线翼处，以获得较高的灵敏度。
- (III) 磁光效应 I 和 V 几乎没有影响，但对 Q 和 U 则影响很大。
- (IV) 太阳上客体温度的差别，对于 Fe  $\lambda$  5324.191Å 谱线轮廓影响是不严重的。由于温敏效应取决于下能态的激发电位的大小，Fe  $\lambda$  5250 Å 线下能态激发电位为 0.12eV，所以温敏严重；Fe  $\lambda$  5324.191Å 为 3.179eV 所以温敏不严重。
- (V)

## 第二章 观测磁图数据处理

磁图分纵向磁图和横向磁图，原始的磁图数据必须经过 CCD 平场改正；线性偏振量 Q/I 和 U/I 的偏差改正；偏振量 V/I, Q/I, U/I 之间的交叉串扰改正；V/I 和 Q/I, U/I 不同大气层次的改正；消除横场 180° 不确定性；散射光改正等；投影改正。

### § 2.1 光球磁图数据特点

怀柔观测站现在的磁图数据是标准的 Fits (Flexible Image Transport System) 格式，用 16 位存储，每幅磁图都包含着重要的头文件信息。比较重要的信息有：

表 2.1 数据头文件

类别	数值	注释
NAXIS1	640	
NAXIS2	480	
HSOS_NO	04067	Number of Active Region in HSOS
CONTENT	L	Longitudinal Magnetogram
WAVELENG	5324	Wavelength
LONGITUD	-45.4	Longitude in Image-Coordinate System
LATITUDE	-14.1	Latitude in Image-Coordinate System
TIME_POS	2004-5-31 10:47:13	Time for the Measured Position
CARR_POS	B=-14.10, L=286.03	Carrington Position
DECARL	X=-728.39, L=-39.16	Decarl Full_Disk=1000*1000
T_START	2004-5-31 2:46:48	Time of Start Observation
T_END	2004-5-31 2:47:10	Time of End Observation
CALIBRAT	506040.000	
EXPOSURE	40	Exposure Time per Frame
FRAME	255	Number of Integrated frames
GAIN	1.500	Bright Level
OBS_TEMP	42.200	Temperature of filter
DARK_LEV	97	Black Level

一幅磁图对应的空间尺度是  $3.75' \times 2.81'$ ，由  $640 \times 480$  数据元组成，每个数

据元对应的空间分辨率是  $0.425'' \times 0.613''$ 。纵场信号数据文件名字是：L50208225014029.FIT，各个符号的意义是：L 代表纵场，5 是用  $\text{Fe I } \lambda 5324.19 \text{ \AA}$  观测，02 是 2002 年，08225 是怀柔活动区编号，014029 是观测时间 UT 01:40:29。每个数据种类见如下表：

表 2.2

内容（前 2 位字符）	磁场信号	单色像数据	观测位置
L5	光球纵向	S5	-0.075 Å
Q5	光球横向	T5	线心附近
U5	光球横向	R5	线心附近

读磁图数据的软件包是：readfits, sxpar, gettok, strnumber, ieee\_to\_host, acpole, velovect1, hr\_vect6701, hr\_cont6701, free\_field.

## § 2.2 CCD 平场改正

CCD 的各个像素的量子效率不可能制作的完全均匀一致，使 CCD 测光得到的天体或天体像亮度分布畸变。实际情况往往更为复杂，因为还要受到其它某些因素的系统影响，例如像素的分光响应可能不一致；滤光片的薄厚不均匀；CCD 平面与焦面（一般是曲面）不重合等等。这种像的亮度分布畸变，可以通过测定平场加以矫正。矢量磁像仪的测定平场的方法是，将望远镜指向日面中心，然后把成像焦距调到最模糊状态，左旋、右旋偏振光的平场 dat1、dat2，每种偏正平场由 128 帧叠加得到。磁图  $I'$  矫正步骤如下：

$$(1) \text{ dat}(i, j) = \text{dat1}(i, j) + \text{dat2}(i, j)$$

$$(2) \text{ ave} = \sum \text{dat}(i,j) / (640 \times 480)$$

$$(3) \text{ flat\_dat}(i,j) = \text{dat}(i,j) / \text{ave}$$

$$(4) I(i, j) = I'(i, j) / \text{flat\_dat}(i,j)$$

## § 2.3 消除天光背景

为确定 CCD 图像上的天体的强度, 必须要扣除散射光的影响, 这对磁场测量尤为重要。我们发现测量较大黑子, 其纵场信号在本影中心有减弱的现象, 这是由于散射光没有完全扣除有关。假设物体平面上光强度分布是  $I'(x', y')$ , 像平面光强分布是  $I(x, y)$ , 它们之间的关系是:

$$I(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I'(x', y') \psi(x - x', y - y') dx' dy' = I' * \psi, \quad (2.1)$$

其中  $\psi$  是点扩展函数, 用来描述背景散射光和大气视宁度的量。假设不存在光吸收, 能量守恒要求

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(\xi, \eta) d\xi d\eta = 1. \quad (2.2)$$

所以扣除天光背景, 其实是如何把观测到的图象如何去卷积的过程, 这一点我们将在第四章详细讨论。

## § 2.4 线偏振量的本底改正

线偏振量  $Q/I$ 、 $U/I$  的本底值是由仪器效应带来的偏振, 其中也包括 CCD 的本底值。对宁静区进行线偏振测量中, 我们把任何偏离零偏振的曲线分布看作是本底值。如果定义线偏振度为:

$$P_0 = [(Q/I)_0^2 + (U/I)_0^2]^{1/2}, \quad (2.3)$$

用实际观测到  $Q/I$ 、 $U/I$  去计算  $P_0$ , 就会高估线偏振度。在观测中我们发现本底值和波长有一定的关系, 所以对于偏带测量  $Q/I$ 、 $U/I$ , 不同偏带位置本底值大小也不相同。图 2.1 是活动区 AR0162 的线偏振磁图  $Q/I$ ,  $U/I$ , 观测偏带位置是

距离线心 $-0.12 \text{ \AA}$  的位置。

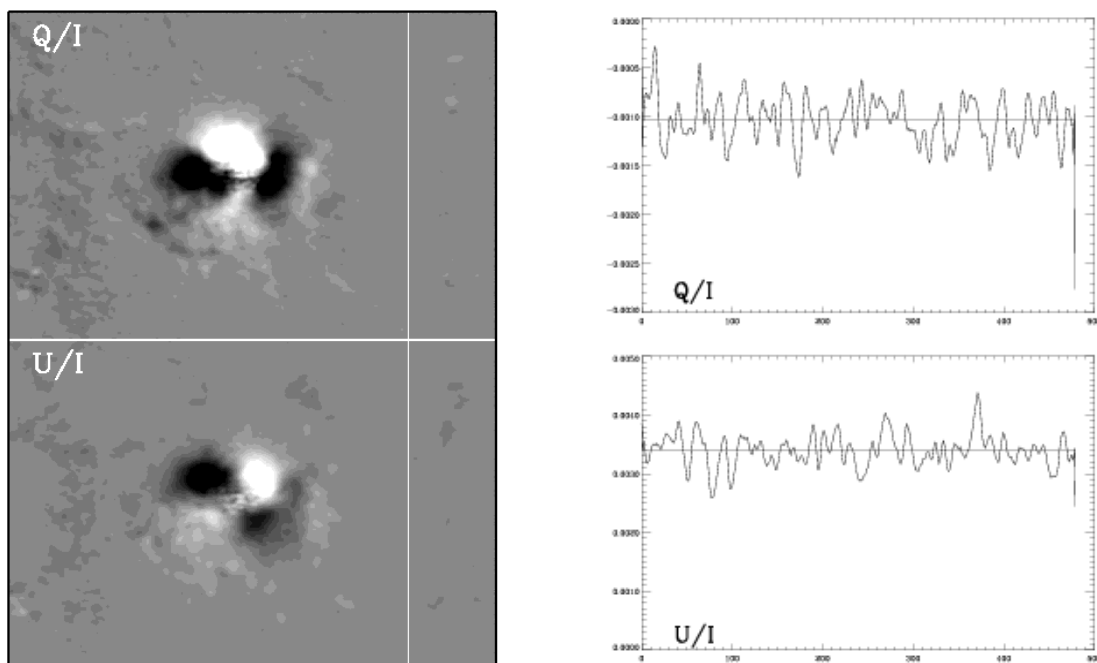


图 2.1 归一化的线偏振量  $Q/I, U/I$  的图象, 两条直线标记出了选取数据的位置。

图 2.2 图 2.2  $Q/I, U/I$  以及横场  $B_t$  随位置的变化取线, 图中的直线是对数据的线性拟合。  $\rightarrow$

在宁静区的位置, 标记了两条直线, 在直线附近 4 个 pixel 的宽度范围内, 取平均值, 然后画出  $Q/I, U/I$  随位置的变化趋势, 即得到图 2.2。图中的直线是对观测取线的线性拟合, 拟合得到的结果是:

$$Q/I_{fit} = -0.00103$$

$$U/I_{fit} = 0.00325$$

图 2.2 中的第三个图是横场强度  $B_t$  随位置的变化曲线, 直线仍然是对数据的线性拟合, 定标成横向磁场强度为:

$$B_{t\ fit} = 630 \text{ G}$$

从拟合的数值可以看到本底横场数值比较大, 需要从观测的线偏振  $Q/I, U/I$  中扣除。矫正公式是:



$$\begin{aligned} Q/I &= (Q/I)^{obs} - (Q/I)_{fit} \\ U/I &= (U/I)^{obs} - (U/I)_{fit} \end{aligned} \quad (2.4)$$

对于线偏振信号的本底值校正，我们有以下两点讨论：（1）由第一章中的 Stokes 参量转移方程可以知道，由于有了反常散射轮廓  $\rho_{Q,U}$  存在，圆偏振量  $V/I$  对线偏振量  $Q/I$ ,  $U/I$  有影响，也就是说从理论上可知圆偏振量可以产生线偏振量，这叫做 voigt 脉动（2）由于有交叉窜扰效应存在，圆偏振量可以影响线偏振量。问题是线偏振的本底值是不是由于圆偏振量  $V/I$  造成的呢？图 2.3 是图 2.1 中直线所标记的数据位置处圆偏振量定标后的纵场强度  $B_l$  随位置的变换曲线。

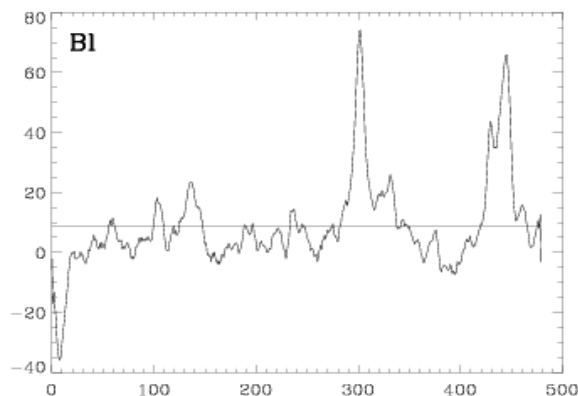


图 2.3 纵场强度随位置的变化取线

图中直线是对数据的线性拟合，拟合值是： $B_{l,fit} = 9.5G$ ，这说明了，线性本底值产生的根本原因不是由圆偏振信号引起的。

## § 2.5 偏振量 $V/I$ , $Q/I$ , $U/I$ 之间的交叉串扰改正

### (1) 交叉窜扰

磁场望远镜测量 Stokes 线偏振量  $Q$ 、 $U$  和圆偏振量  $V$  时，它们之间会互相渗透，也就是测量  $Q$  时，会有  $U$ 、 $V$  的影响；测量  $U$  时，会有  $Q$ 、 $V$  的影响；测量  $V$  时，会有  $Q$ 、 $U$  的影响。前面已经讲过，在利用 Zeeman 效应测量太阳磁场时，同样的磁场强度，横场的接受信号明显弱于纵场。这样，应该首先控制  $V$

对  $Q$ 、 $U$  的影响。交叉窜扰主要来自于以下几部分<sup>[9]</sup>：

- (a) 波片的方位角误差、延迟误差
- (b) 偏振片的方位角误差、偏振程度误差
- (c)  $KD^*P$  温度的变化

可以预见，我们在观测的过程中，由于观测不同的偏振信号，需要调整  $1/4$  波片的状态，以及  $KD^*P$  温度的微弱变化，都会带来交叉窜扰影响程度的变化。

## (2) 交叉窜扰校正

由上面介绍，可以知道在线心观测横场信号 ( $Q$ 、 $U$ ) 受到纵场信号 ( $V$ ) 的影响最小；在线翼观测横场受到纵场信号的影响比较大。但在线心观测横场，横场方位角受到磁光效应的影响却最严重。现举一例子，说明如何在线翼  $\pm 0.12\text{\AA}$  观测横场时，进行交叉窜扰校正。首先在线翼  $\pm 0.12\text{\AA}$  位置观测磁场信号心  $Q$ 、 $U$ 、 $V$ ，然后紧接着在线翼  $\pm 0.06\text{\AA}$  的位置再观测校正磁场信号的  $Q$ 、 $U$ 、 $V$ 。

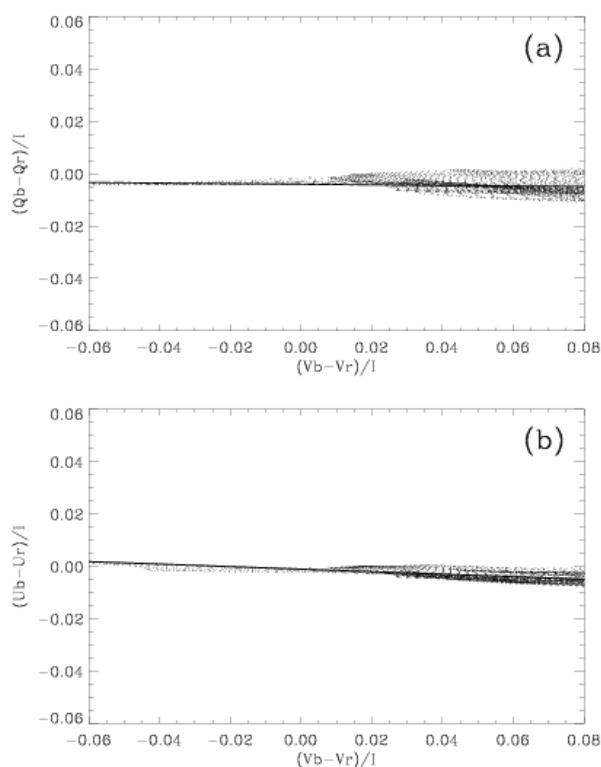


图 2.4 由仪器引进的  $V/I$  对  $Q/I$  和  $U/I$  交叉窜扰影响。观测数据的波段是  $\pm 0.06\text{\AA}$ ，图中实线是对数据的线性拟合。

图 2.4 给出矫正  $Q$ 、 $U$  受到  $V$  影响的关系，实线是线性拟合，拟合结果是：

$$\begin{cases} Q_b - Q_r = -0.0036 - 0.0149 (V_b - V_r) \\ U_b - U_r = -0.00084 - 0.050 (V_b - V_r) \end{cases}$$

一般来说假设拟合直线和纵轴的交点和斜率是： $C_1, K_1; C_2, K_2$ 。对  $Q$ 、 $U$  的矫正观测如下：

$$\begin{cases} Q/I = Q'/I - C_1 - K_1 V \\ U/I = U'/I - C_2 - K_2 V \end{cases} \quad (2.5)$$

其中  $Q'/I, U'/I$  是未矫正前的偏振信号。

图 2.5 左面的磁图细线是在线翼  $-0.12\text{\AA}$  位置观测的横场，粗线是  $+0.12\text{\AA}$  位置观测的横场；右面的是交叉窜扰矫正后的磁图。我们看到没矫正前在线翼  $\pm 0.12\text{\AA}$  观测横场其方位角有明显的差别，矫正后差别基本消失，但在黑子本影处，却存在着横场强度的差别，这是因为  $\text{FeI } \lambda 5324.19\text{\AA}$  在黑子本影处是不对称。

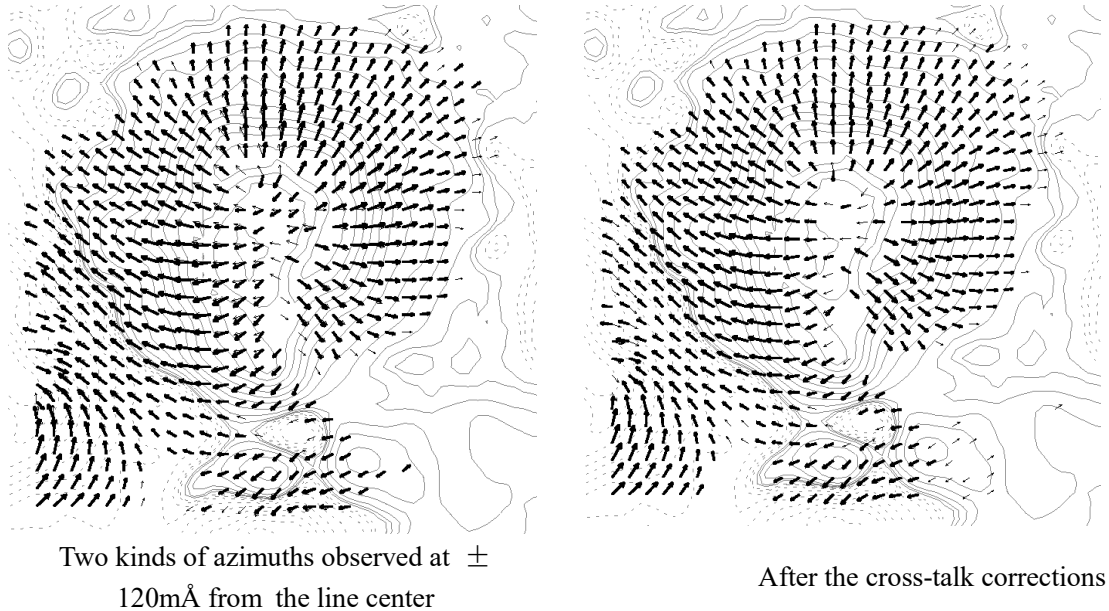


图 2.5 上面的图是细线是线翼  $-0.12\text{\AA}$  位置观测横场，粗线是  $+0.12\text{\AA}$  位置观测横场；下面的图是交叉窜扰矫正后的磁图。

## § 2.6 V/I 和 Q/I, U/I 不同大气层次的改正

由于圆偏振信号 V/I 在偏离线心  $-0.075\text{\AA}$  位置观测, 而线偏振信号 Q/I, U/I 在近线心位置观测, 这就意味着两种磁信号成分在太阳大气不同层次观测, 横场在比纵场高 50 Km 的大气层中观测。这就会导致矢量磁场定标的不一致性。有两种解决办法: (1) Wang, J.X. et al (1996)<sup>[10]</sup> 采用了一个经验矫正方法, 他们把用纵场为边界条件进行势场外推得到横场与观测得到的横场区域进行对比, 得到了横场矫正因子 1.18, 横场资料都除以这个数值; (2) 用最小二乘法由模型轮廓去拟合观测的 Q/I, U/I, V/I 轮廓, 得到磁场参量, 就可以得到不同位置观测磁场比较一致的定标系数, 详细的讨论见第三章。

## § 2.7 磁图的投影改正

球面投影效应使偏离日面中心活动区的几何形状和物理特征明显发生改变。因而投影效应的改正对活动区演化的研究具有十分重要的意义。矢量磁场球面投影改正包含两层意思: 一是球面几何改正, 相当于把活动区改正到日面中心, 二是矢量磁场改正, 即将像面系分量变换到球面系<sup>[11]</sup>。

### (1) 几何变换

从球面系 (B, L) 到像面系 ( $\xi, \eta$ ) 的变换公式为:

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos(p) & \sin(p) \\ \sin(p) & \cos(p) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} R \cos(B) \sin(L - L_0) \\ R(\cos(B_0) \sin(B_0) - \sin(B_0) \cos(B) \cos(L - L_0)) \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

其中 (B<sub>0</sub>, L<sub>0</sub>) 为日心纬度和经度, (B, L) 为活动区像素的纬度和经度, P 为日轴方位角 (自日面北点量起的太阳自转轴北端的方位角, 向东为正)。R 为太阳半径。

### (2) 矢量场变换

由在像平面观测的矢量磁场纵向分量  $B_L$ , 横向分量  $B_T$  和横场方位角  $\phi$  变换到球面系中  $X$ ,  $Y$  和  $Z$  分量的  $B_X$ ,  $B_Y$  和  $B_Z$  的变换公式为:

$$\begin{cases} B_X = B_T(A_1 \sin \phi + A_2 \cos \phi) - A_3 B_L \\ B_Y = B_T(B_1 \sin \phi + B_2 \cos \phi) - B_3 B_L \\ B_Z = B_T(C_1 \sin \phi + C_2 \cos \phi) - C_3 B_L \end{cases} \quad (2.7)$$

其中的系数如下:

$$\begin{cases} A_1 = \sin B_0 \sin P \sin(L - L_0) - \cos P \cos(L - L_0), \\ A_2 = \sin B_0 \cos P \sin(L - L_0) + \sin P \cos(L - L_0), \\ A_3 = \cos B_0 \sin(L - L_0), \\ B_1 = \sin B [\sin B_0 \sin P \cos(L - L_0) + \cos P \sin(L - L_0)] \\ \quad + \cos B_0 \sin P \cos B, \\ B_2 = \sin B [\sin B_0 \cos P \cos(L - L_0) - \sin P \sin(L - L_0)] \\ \quad + \cos B_0 \cos P \cos B, \\ B_3 = \sin B \cos B_0 \cos(L - L_0) - \sin B_0 \cos B, \\ C_1 = \cos B [-\sin B_0 \sin P \cos(L - L_0) - \cos P \sin(L - L_0)] \\ \quad + \cos B_0 \sin P \sin B, \\ C_2 = \cos B [-\sin B_0 \cos P \cos(L - L_0) + \sin P \sin(L - L_0)] \\ \quad + \cos B_0 \cos P \sin B, \\ C_3 = -\cos B \cos B_0 \cos(L - L_0) - \sin B_0 \sin B. \end{cases} \quad (2.8)$$

由于一般的矢量磁像仪纵场和横场测量使用的波带位置不同, 定标比例和灵敏度也不一致, 一般横场测量的噪音要比纵场测量大的多, 因此进行投影效应改正后, 会把横场的噪声带入到纵场中来, 增加总的测量误差。

## § 2.8 消除横场 $180^\circ$ 不确定性一种新方法<sup>[12]</sup>

在测定太阳磁场的横向分量时, 通过测定线偏振光电矢量的方向来确定横场的方向, 但是线偏振光电矢量的方向有互为平角的两个方向, 偏振光的偏振面取向仅仅能够指示横向磁场取向, 但不能指示横向磁场的确切指向 (即若横场与某

坐标轴夹角为  $\phi$ ，则  $\phi+180^\circ$  也可能是该横场的指向)。对消除  $180^\circ$  不确定性的方法很多，比较常见的有三类：(i) 借助物理模型来解决磁场测量中横场方位角  $180^\circ$  不确定性的方法：势场校准法、无力场近似法、散度约束法、磁荷法、连续性方法。(ii) 借助于采用独立的，不同于 Zeeman 效应的观测可以比较好的确定横场的方向<sup>[60]</sup>：H $\alpha$  纤维结构、活动区磁流的浮现历史。(iii) 综合采用多种方法，多步到位来校准横场的方位角：综合方法、逐步逼近法、等效磁荷法等。

这里我们介绍最新方法：**结构最小化法**。Georgoulis et al. (2004) 提出**结构最小化法**，即是通过寻求减小垂直磁场方向的梯度  $\nabla B \times \hat{b}$  的结构，消除  $180^\circ$  不确定性，这种方法也给出了视向磁场梯度  $\frac{\partial B}{\partial z}$  的一种简化表达式。具体步骤是：首先局部确定方位角；然后选择适当的数值方法把局部解扩展到磁图。

### § 2.8.1 局部确定方位角

对于给定的矢量磁场  $B$ ，由 Ampere 定律可以得到电流密度  $J$ ：

$$J = \frac{c}{4\pi} \nabla \times B \quad (2.9)$$

令  $\hat{b} = \vec{B} / B$ ，这样就可以把电流密度分成两部分  $J = J_v + J_s$ ，

$$J_v = \frac{cB}{4\pi} \nabla \times \hat{b}, \quad J_s = \frac{c}{4\pi} (\nabla B) \times \hat{b}, \quad (2.10)$$

$J_v$  和磁场扭曲有密切关系 (Zhang, 2001)<sup>[13]</sup>，叫做螺度电流密度，包括一个和磁场平行的分量，一个和磁场垂直的分量； $J_s$  和磁场方向垂直，叫做各向异性电流密度。一般情况下，我们只能计算纵向电流密度  $J_z (J_{vz}, J_{sz})$ 。

假设  $J_s$  只在它的  $z$  分量的约束下有最小值，可以得到关于  $\frac{\partial B}{\partial z}$  一个表达式。由 (2.10) 可以得到可观测量  $J_{sz}$  表达式为：

$$\frac{4\pi}{c} J_{sz} = \frac{\partial B}{\partial x} b_y - \frac{\partial B}{\partial y} b_x \quad (2.11)$$

当  $\frac{\partial B}{\partial z}$  为:

$$\left(\frac{\partial B}{\partial z}\right)' = \frac{b_z}{b^2_x + b^2_y} \left( b_x \frac{\partial B}{\partial x} + b_y \frac{\partial B}{\partial y} \right) \quad (2.12)$$

可以得到各项异性电流密度的最小值  $J_{s \min}$  :

$$J_{s \min} = \frac{|J_{sz}|}{\sqrt{b^2_x + b^2_y}} = \frac{B}{B_h} |J_{sz}|, \quad (2.13)$$

$B_h$  是水平磁场分量。当  $J_{s \min}$ 、 $B$  和  $\hat{z}$  同在一个面上时,  $J_s$  达到最小值  $J_{s \min}$ ,

如图 2.5 所示。视向磁场梯度  $\frac{\partial B}{\partial z}$  表示成  $\left(\frac{\partial B}{\partial z}\right)'$ , 是表示  $\left(\frac{\partial B}{\partial z}\right)'$  不能精确代表  $\frac{\partial B}{\partial z}$ ,

只有当  $J_s = J_{s \min}$  时, 才可以完全代表。

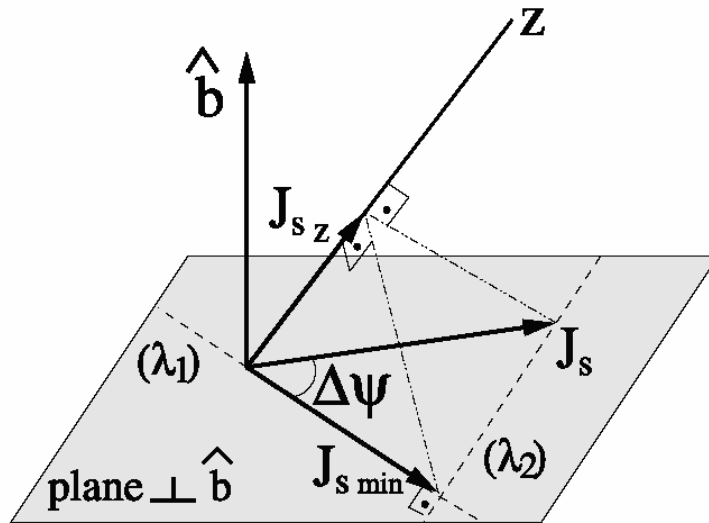


图 2.5  $\hat{b}$  表示磁场的单位矢量,  $z$  是视线方向。当  $\Delta\psi=0$ ,  $J_s = J_{s \min}$ .

在空间的每个位置上  $J_{sz}$  和  $\left(\frac{\partial B}{\partial z}\right)'$  各有两个解  $(J_{sz})_{(1)}$ 、 $(J_{sz})_{(2)}$  和  $\left(\frac{\partial B}{\partial z}\right)'_{(1)}$ 、 $\left(\frac{\partial B}{\partial z}\right)'_{(2)}$ , 只依赖于  $b_x, b_y, b_z$  的两个不确定态。对于有  $N$  个矩阵元的磁图, 应用最小结构方法可能的解是  $2N$  个, 而对于矩阵元之间有相互依赖的关系的其它方法, 可能的解是  $2^N$ , 可见这种方法减小了运算量。解决  $180^\circ$  不确定性

问题就是归结为定义一个最小化结构函数  $F$ :

$$F = \omega_g \left( \frac{\partial B}{\partial z} \right)' + \omega_s |J_{sz}|, \quad (2.14)$$

其中  $\omega_{g,s}$  是权重因子, 是归一化的, 具体表达式:

$$\omega_g = 1 - \omega_s, \quad \omega_s = \frac{T_b - T_{b \min}}{T_{b \max} - T_{b \min}}, \quad (2.15)$$

$T_b$  是由连续谱强度转换成的亮温度,  $T_{b \max}$ ,  $T_{b \min}$  是强场区的最大, 最小亮温度。

在空间每个位置函数  $F$  同样也有两个可能的解  $F_{(1)}$ 、 $F_{(2)}$ , 分三种情况:

(1)  $\left( \frac{\partial B}{\partial z} \right)'$  没有用绝对值, 所以  $F$  可为正值也可为负值, 如果  $F_{(1)}$ 、 $F_{(2)}$  都为负值, 选择使  $|F|$  最大的解; 如果  $F_{(1)}$ 、 $F_{(2)}$  都为正值, 选择选择使  $|F|$  最小的解。

(2)  $\omega_{g,s}$  都是可以确定的, 因此总要在由  $\left( \frac{\partial B}{\partial z} \right)'$ 、 $|J_{sz}|$  线性叠加得到的  $F_{(1)}$ 、 $F_{(2)}$  之间做比较, 确定选哪个值。

(3) 在黑子本影区选择  $0.8 \leq \omega_g \leq 1$ ,  $0 \leq \omega_s \leq 0.2$ , 所以本影区由  $\left( \frac{\partial B}{\partial z} \right)'$  决定  $F$  值; 在半影区  $0.5 \leq \omega_g \leq 0.8$ ,  $0.2 \leq \omega_s \leq 0.5$ ,  $\left( \frac{\partial B}{\partial z} \right)'$ 、 $|J_{sz}|$  都起作用,  $\left( \frac{\partial B}{\partial z} \right)'$  作用仍大些, 寻求使两项都小的解; 在谱斑区选择  $0 \leq \omega_g \leq 0.1$ ,  $0.9 \leq \omega_s \leq 1$ , 所以  $|J_{sz}|$  决定  $F$  值。

### § 2.8.1 局部解扩展到整个磁图

Georgoulis et al. (2004) 首先引入了一个判断活动区是远离还是靠近日面中心的经验准则: 将  $\Delta b = \left| |b_{z1}| - |b_{z2}| \right|$  与 0.5 比较,  $\Delta b > 0.5$  意味着活动区远离日面中心 ( $\Delta b \approx 0$  是靠近日面中心)。对与和日面不同的位置活动区用两个数值计算技术来实现这一过程:

(1) A Jacobi-type, Gauss-Seidel relaxation process ( $\Delta b < 0.5$ ) [14]



这一方法要求是假设观测到的日面矢量磁图是平滑的（因为仪器分辨率的限制和视宁度的影响），横场方位角  $\phi$  满足 Laplace 方程，即是：

$$\nabla_p^2 \phi = 0, \quad \nabla_p^2 \equiv \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2, \quad \text{这个方程的一个解是: } \phi - \tilde{\phi} \approx 0, \quad \phi$$

是一个给定点的磁场方位角， $\tilde{\phi}$  是这个给定点周围点的方位角的平均值。以上是整体方位角的解，选择合理的初始值，应用 Jacobi relaxation 技术可以得到局部解，这是一个反复迭代的过程。

(2) A pattern recognition method ( $\Delta b > 0.5$ )

在日面边缘，特别是在谱斑区，例如一个点上  $B_{z1} \neq B_{z2}$ ，由于  $180^\circ$  不确定性和投影效应对矢量磁场造成影响有图 2.62 两种情况：纵场极性和横场大小变化；横场大小的变化。

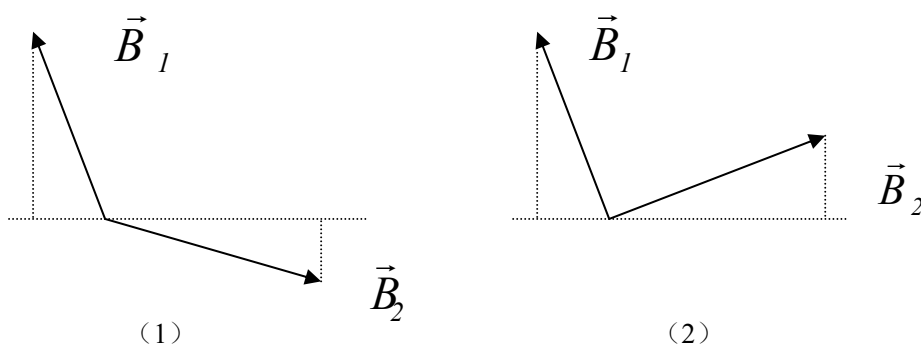


图 2.6  $180^\circ$  不确定性和投影效应对矢量磁场造成的两种模式

因此鉴别纵场的模式对改进最小结构方法成为必要，Georgoulis et al. (2004) 使用了 Lee (1986) [15] 提供的一种鉴别模式的算法。

### 第三章 矢量磁向仪磁场定标

在弱场近似下，我们从 Stokes 转移方程中可以得到如下关系式：

$$\begin{cases} B_L = C_L(V/I) \\ B_T = C_T \left[ (Q/I)^2 + (U/I)^2 \right]^{1/4} \end{cases} \quad (3.1)$$

其中  $C_L$  是纵场定标系数； $C_T$  是横场定标系数。Jefferies et al. (1989)<sup>[4]</sup> 计算表明当 Lande 因子  $g_J = 2.5$ ，多谱勒宽度  $\lambda_D = 40 \text{ m}\text{\AA}$ ，谱线波长  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ ，对于磁场强度  $B = 1000$  兵 G 量级，弱场近似是有效的；对于谱线 Lande 因子  $g_J \leq 1$ ，弱场近似下得到的以上关系式对于任何场强都是有效的。Jefferies and Mickey (1991)<sup>[16]</sup> 进一步证明当 Faraday-Voigt 函数  $H_V$  的量级是 1，谱线观测位置  $\lambda_{off} > 2\lambda_D$ ，以上关系可以应用于更大范围的磁场量级。怀柔太阳磁场观测站现在使用的谱线是  $\text{FeI } \lambda 5324.19\text{\AA}$ ，Lande 因子  $g_J = 1.5$ ，如果在线翼定标，可以预期这条谱线观测范围将会是很大的。

#### § 3.1 双折射滤光器的轮廓

我们在某一波段观测到的磁信号  $(V/I)^{obs}$ ， $(Q/I)^{obs}$  和  $(U/I)^{obs}$  实际上是信号  $V/I$ ， $Q/I$  和  $U/I$  和滤光器轮廓  $T$  的卷积（其透过带宽是  $1/8 \text{ \AA}$ ）即是：

$$\begin{cases} (V/I)^{obs} = (V/I) * T \\ (Q/I)^{obs} = (Q/I) * T, \\ (U/I)^{obs} = (U/I) * T \end{cases} \quad (3.1)$$

也即是：

$$S_F(\lambda) = \int_{-2\Delta\lambda}^{2\Delta\lambda} S(\lambda') T(\lambda, \lambda') d\lambda' / \int_{-2\Delta\lambda}^{2\Delta\lambda} T(\lambda, \lambda') d\lambda', \quad (3.2)$$

其中  $\lambda$  是滤光器透过带位置， $S_F$  指的是  $(V/I)^{obs}$ 、 $(Q/I)^{obs}$  和  $(U/I)^{obs}$ 。

滤光器透过带的轮廓是：

$$T(\lambda) = \cos^2\left(\pi\frac{\lambda-\lambda_0}{0.15} + A\right)\cos^2\left(\pi\frac{\lambda-\lambda_0}{0.30} + B\right)\cos^2\left(\pi\frac{\lambda-\lambda_0}{0.60} + C\right)\cos^2\left(\pi\frac{\lambda-\lambda_0}{1.20} + D\right), \quad (3.3)$$

A、B、C、D 可由旋转装置调节。滤光器有下面几种工作状态：

- a.  $A=B=C=D$  时，透过谱线线心；
- b.  $A=2B=4C=8D=\frac{\pi}{2}$  时，透过距线心 $-0.15\text{\AA}$  线翼；
- c.  $A=\pi$ ， $B=\pm\frac{\pi}{2}$ ， $C=\pm\frac{\pi}{4}$ ， $D=0$  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；
- d. 按  $A=2B=4C=8D$  比例，可调到谱线的任何位置。

## § 3.2 已有的定标工作

### § 3.2.1 理论定标

首先给定某一太阳大气模型，然后对 Unno-Becker 方程组 (6) 进行数值积分，会得到归一化 Stokes 的参数轮廓， $I(\lambda)$ ， $Q(\lambda)$ ， $U(\lambda)$  和  $V(\lambda)$ 。数值计算需要三个初始参数：磁场强度  $B$ ，磁场倾角  $\gamma$ ，横场方位角  $\chi$ 。计算结果见表 3.1<sup>[6]</sup>。

表 3.1 理论纵场定标结果

观测内容	波带位置	光球模型	半影模型	Allen 半影模型	Hong 本影模型
定标系数 $1/C$	$0.15\text{\AA}$	$0.970 \times 10^{-4}/\text{G}$	$0.954 \times 10^{-4}/\text{G}$	$1.000 \times 10^{-4}/\text{G}$	$0.583 \times 10^{-4}/\text{G}$

### § 3.2.2 观测定标<sup>[17]</sup>

$\lambda_m$  滤光器透过带位置，纵场信号：

$$S_H = \frac{I_R - I_L}{I_R + I_L} = \frac{(\frac{\Delta I}{\Delta \lambda})_m \cdot \Delta \lambda_H}{\bar{I}_H} \quad (3.4)$$

其中,  $\bar{I}_H = \frac{1}{2}(I_R + I_L)$ ,  $\Delta \lambda_H = 4.67 \times 10^{-13} H \lambda_0^2 g$ 。  $\lambda_0$  是谱线线心,  $g$  是 Lande 因子。定义定标系数为:

$$C_H = \frac{H}{S_H} = \frac{1}{4.67 \times 10^{-13} K_c \lambda_0^2 g} \quad (3.5)$$

其中,  $K_c = (\frac{\Delta I}{\Delta \lambda})_m / \bar{I}_H$ , 而  $(\frac{\Delta I}{\Delta \lambda})_m$  随着  $\Delta \lambda_H$  变化, 当磁场强度或者滤光器透过带在谱线线性比较好的位置,  $(\frac{\Delta I}{\Delta \lambda})_m$  可以看作常数。我们知道速度信号是:

$$S_V = \frac{I_r - I_b}{I_r + I_r} = \frac{(\frac{\Delta I}{\Delta \lambda})_m \cdot \Delta \lambda_D}{\bar{I}_V} \quad (3.6)$$

其中,  $\bar{I}_V = \frac{1}{2}(I_r + I_b)$ ,  $\Delta \lambda_D = \frac{V}{c} \lambda_0$ ,  $V$  是视向速度,  $c$  是光速。

速度定标系数定义为:

$$C_V = \frac{V}{S_V} = \frac{\bar{I}_V}{(\frac{\lambda_0}{c}) \cdot (\frac{\Delta I}{\Delta \lambda})_m} \quad (3.7)$$

由 (3.1) 和 (3.3) 可以得到:

$$C_H = \frac{S C_V}{K} \quad (3.8)$$

其中,  $S = \frac{\bar{I}_H}{\bar{I}_V}$ ,  $K = 4.67 \times 10^{-13} \lambda g c$ 。这样通过观测确定  $C_V$ ,

就可以得到纵场定标系数  $C_H$ , 结果见表 3.2。

表 3.2 观测纵场定标结果

Date	Bandpass	$C_V(\text{m/s})$	$C_H(\text{G})$	$S=I_H/I_V$
Aug. 21	-0.15Å	21118	18497	0.98
Aug. 20	-0.15Å	19624	17539	1.00
Aug. 20	-0.075Å	10748	9606	1.00

### § 3.2.3 经验定标

经验定标方法分两步完成：首先，我们观测谱线的吸收轮廓  $I(\lambda)$ ，计算磁场信号  $S_H$ ；然后确定最佳的观测位置，评价指标是这个位置谱线具有较好的灵敏度和线性。灵敏度和线性可用  $K_s$  和  $E$  描述：

$$\begin{cases} K_s = (\frac{\partial I}{\partial \lambda}) / N_s(\lambda) \\ E = |(\frac{\partial I}{\partial \lambda}) - (\frac{\Delta I}{\Delta \lambda})| / (\frac{\partial I}{\partial \lambda}) \end{cases} \quad (3.9)$$

$N_s(\lambda)$  是噪音指标，随波长变化不大，结果见表 3.3。

表 3.3 经验定标

Bandpass Position	Blue wing $\lambda_m$ (Å)	$C_H(\text{G})$
$\lambda_C$	0.070	8820
$\lambda_S$	0.088	9299
$\lambda_L$	0.132	14674
$\lambda_{optimum}$	0.075	8882

其中  $\lambda_C$  是具有最小定标系数的位置； $\lambda_S$  是具有最好的灵敏度的位置； $\lambda_L$  具有最好线性的位置； $\lambda_{optimum}$  是我们最终选定的观测位置。

怀柔站日常采用的定标系数也是经验定标结果，是利用 Kitt Peak 天文台的标准 Stokes 参数轮廓进行定标：纵场信号，波带位置是偏离线心：-0.075 Å，

$C_L = 1 \times 10^4 G$ ；横场信号，波带位置是在线心附近， $C_T = 97.3 \times 10^4 G$ 。

### § 3.3 理论模型和观测轮廓比对定标

理论定标需要选用一定的大气模型，不同的模型对定标结果影响比较大；观测定标、经验定标应该是比理论定标更准确一些，但是 § 3.2 中介绍的定标方法所选用的 Stokes V/I 轮廓来自于太阳光球。另外，由与怀柔观测站观测纵场和横场在谱线  $\text{FeI } \lambda 5324.19\text{\AA}$  的不同位置，所以谱线的形成深度也在不同的位置，观测横场位置比观测纵场的位置高大约是 50 Km/s，为了使定标结果自洽，Wang et al. (1996) 给出横场定标结果一个矫正系数 1.18。为了克服以上困难，特别是定标结果来自于不同的大气层，我们利用最小二乘法技术，把理论 Stokes 轮廓 V/I, Q/I, U/I 同观测的活动区黑子轮廓进行比对，得到统计意义上的定标结果。

#### § 3.3.1 观测数据

2003 年 10 月 23 日，我们用怀柔口径 35cm 的矢量磁谱仪，对超级活动区 AR 10484 (N04 E12.4) 进行偏带观测。观测数据分为两类：光谱扫描数据和标准偏差数据。光谱扫描数据从谱线  $\text{FeI } \lambda 5324.19\text{\AA}$  偏离线心  $-150\text{m\AA}$  扫描到  $150\text{m\AA}$ ，观测步长是  $10\text{m\AA}$ 。首先观测 V/I 磁图，然后是 Q/I 磁图，再次是 U/I 磁图，对与每个观测波段观测这样一组数据大约需要 1 分钟时间，总共是 31 组偏带数据。标准偏差数据是把滤光器波带调到偏离线心  $\pm 60 \text{ m\AA}$  的位置，观测 10 组这样的数据。为了消除噪音，提高信噪比，每一幅磁图都有 256 帧叠。整个观测从世界时 01:00 开始，到 02:20 结束。

首先应该对 31 组数据进行对齐，以观测到的偏离线心位置  $-75 \text{ m\AA}$  观测到的纵场单色像为标准，然后其它的 V/I, Q/I, U/I 和这个单色像位置进行对齐。对这个超级活动区 AR 10484 的数据进行交叉串扰矫正曲线和矫正例子见图 2.4 和图 2.5，图 2.5 显示线性矫正方法还是比较有效的。然后把图 2.4 得到的矫正曲线结果应用到所有的 31 组偏带观测的数据和 10 组标准偏差数据，进行矫正。

对标准偏差数据需要说明的是，正常来说求某一观测数据的标准偏差，需要对这一数据进行重复的 N 次测量，所以说不同波段的 V/I, Q/I, U/I 的标准偏

差应该是波段  $\lambda$  和观测位置  $(x, y)$  的函数，即是  $\sigma_{V/I, Q/I, U/I}(\lambda, x, y)$ 。但是现在不能实现对每个波段都进行  $N$  次重复测量，所以我们假设标准偏差只是位置的函数，即是  $\sigma_{V/I, Q/I, U/I}(x, y)$ ，观测位置在  $\pm 60 \text{ m\AA}$  的位置。图 3.1 显示是这个超级活动区 AR 10484 半影区域的圆偏振  $V/I$  和线偏振信号  $Q/I$ ,  $U/I$  的标准误差  $\sigma_{V/I, Q/I, U/I}(x, y)$ 。

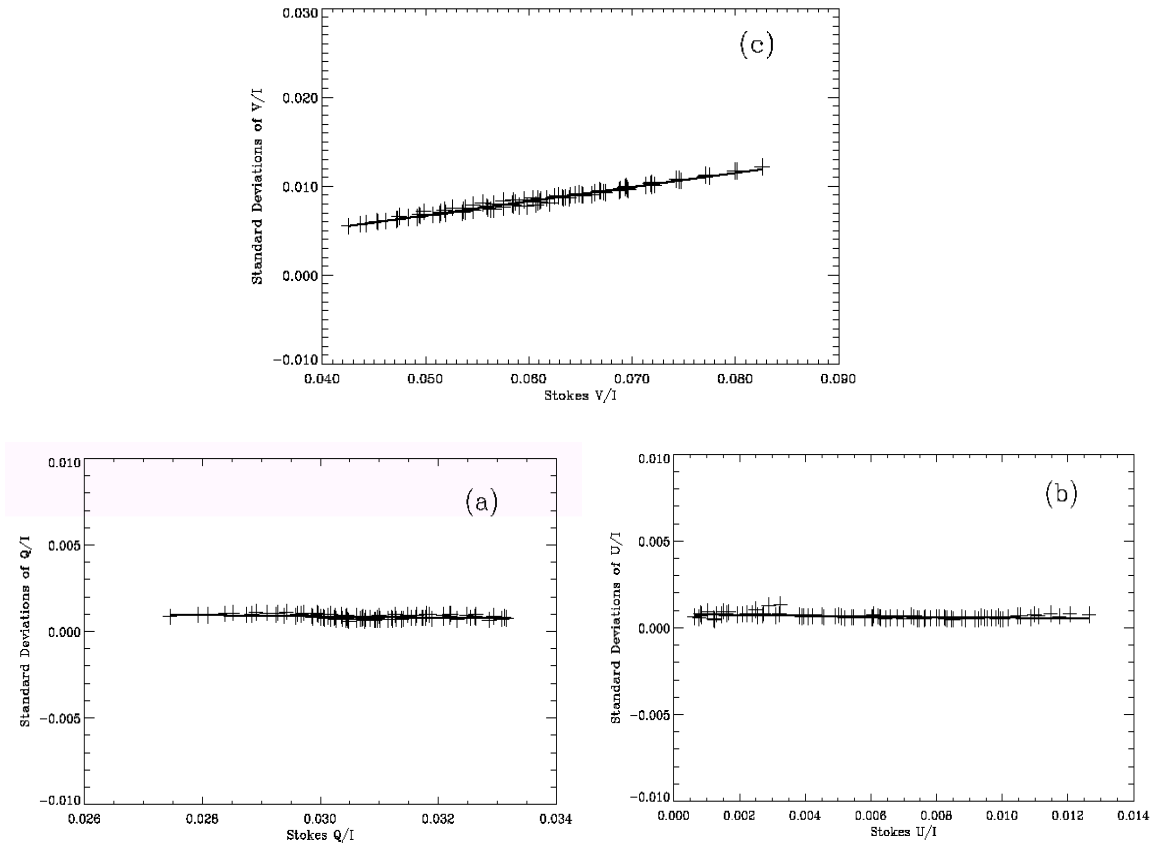


图 3.1 圆偏振和线偏振信号  $V/I$ ,  $Q/I$ ,  $U/I$  的标准误差  $\sigma_{V/I, Q/I, U/I}(x, y)$ ，这里显示的是半影数据，直线是对观测数据的线性拟合。

### § 3.3.2 磁光效应和交叉串扰对方位角影响对比

由于**磁光效应**对横场方位角的影响是非线性的，影响因素比较复杂，一般对于矢量磁谱仪观测到的磁场很难实现线性矫正；但是**交叉串扰**对横场方位角、以及横场大小的影响却可以进行线性矫正，而且矫正结果也比较理想，见图 2.5。现在我们比较经过交叉串扰矫正后的磁图中磁光效应和交叉串扰对方位角

影响，如图 3.2 左图是在线心（粗线）和在线翼-120mÅ（细线）观测的横场；右图是在线翼-120mÅ（细线）和线翼+120mÅ（粗线）观测的横场。两磁图都经过了交叉串扰校正。

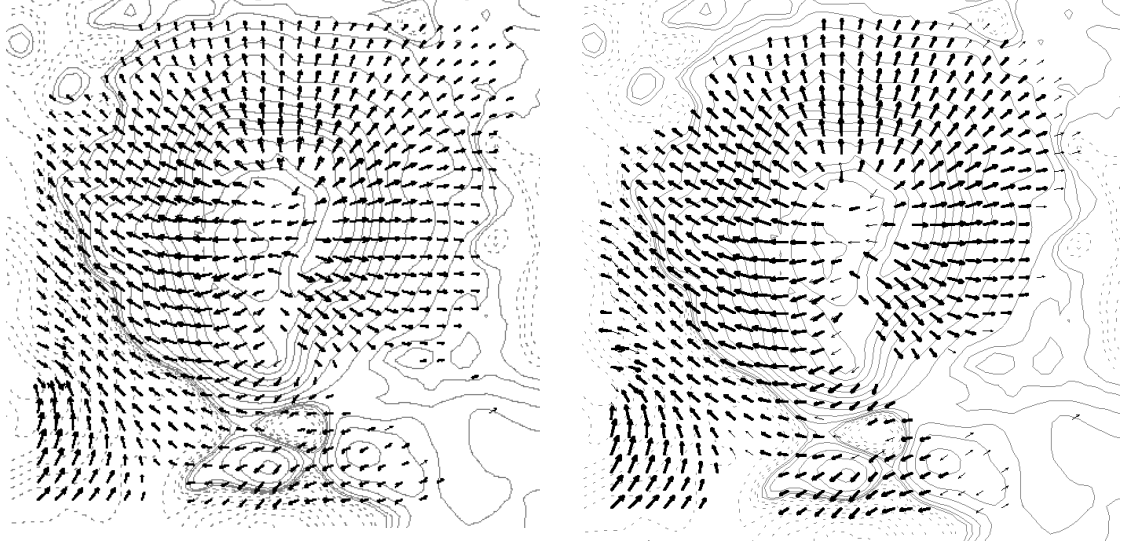


图 3.2 左图是在线心（粗线）和在线翼-120mÅ（细线）观测的横场；右图是在线翼-120mÅ（细线）和线翼+120mÅ（粗线）观测的横场。两磁图都经过了交叉串扰校正。

我们知道在线心观测横场，磁光效应对横场方位角影响最大；而在线翼观测横场，又有比较严重的交叉串扰对横场的影响，我们现在比较那种效应对横场方位角的影响较大。对于左图两种方位角差别主要是磁光效应带来的，对于右图方位角差别应该主要还是交叉串扰带来的，对于左右两图定义的横场方位角差的统计平均值分别是：

$$\begin{cases} \Delta\phi_1 = \frac{1}{N} \sum_i (\phi_{i0.00} - \phi_{i-0.12}) \\ \Delta\phi_2 = \frac{1}{N} \sum_i (\phi_{i0.12} - \phi_{i-0.12}) \end{cases} \quad (3.10)$$

计算后得到  $\Delta\phi_1 = 14.1^\circ$ ， $\Delta\phi_2 = 7.3^\circ$ ，由此可见，在线心观测横场磁光效应对方位角的影响还是大于在线翼观测横场交叉串扰对横场方位角的影响，这也说明了在线翼观测横场仍然是比较适合的。



### § 3.3.3 Stokes 轮廓的解析解

从 Stokes 参量轮廓  $I(\lambda)$ ,  $Q(\lambda)$ ,  $U(\lambda)$  和  $V(\lambda)$  推断矢量磁场是属于反演的问题, 使用最小二乘法拟合技术。这里我们用此方法求横场定标系数。在平行平面层 Milne-Eddington 大气模型下, 源函数为  $B_T = B_0 + B_1 \tau_c$ , 比率  $\eta_0 = \frac{K_I}{K_c}$  不随连续谱光学深度变化, Landolfi & Landi Del’Innocenti (1982)<sup>[18]</sup> 得到了 Stokes 转移方程组 (6) 的解析解:

$$\begin{cases} I = B_0 + \frac{\mu B_1}{\Delta} \{(1 + \eta_I)[(1 + \eta_I)^2 + \rho^2_Q + \rho^2_U + \rho^2_V]\} \\ Q = -\frac{\mu B_1}{\Delta} [(1 + \eta_I)^2 + (1 + \eta_I)(\eta_V \rho_U - \eta_U \rho_V) + \rho_Q R] \\ U = -\frac{\mu B_1}{\Delta} [(1 + \eta_I)^2 \eta_U + (1 + \eta_I)(\eta_Q \rho_V - \eta_V \rho_Q) + \rho_U R] \\ V = -\frac{\mu B_1}{\Delta} [(1 + \eta_I)^2 \eta_V + \rho_V R] \end{cases} \quad (3.11)$$

其中,

$$\begin{aligned} \Delta &= (1 + \eta_I)^2 [(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_U^2 - \eta_V^2 + \rho_Q^2 + \rho_U^2 + \rho_V^2] - R^2, \\ R &= \eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V. \end{aligned} \quad (3.12)$$

$\mu = \cos \theta$ ,  $\theta$  是视线方向和太阳表面的法向方向。吸收轮廓  $\eta_{I,Q,U,V}$  和散射轮廓  $\rho_{Q,U,V}$  如下表达式给出:

$$\begin{aligned} \eta_I &= 0.5[\eta_p \sin^2 \psi + 0.5(\eta_b + \eta_r)(1 + \cos^2 \psi)], \\ \eta_Q &= 0.5[\eta_p - 0.5(\eta_b + \eta_r)] \sin^2 \psi \cos 2\phi, \\ \eta_U &= 0.5[\eta_p - 0.5(\eta_b + \eta_r)] \sin^2 \psi \sin 2\phi, \\ \eta_V &= 0.5[\eta_r - \eta_b) \cos \phi, \\ \rho_Q &= 0.5[\rho_p - 0.5(\rho_b + \rho_r)] \sin^2 \psi \cos 2\phi, \\ \rho_U &= 0.5[\rho_p - 0.5(\rho_b + \rho_r)] \sin^2 \psi \sin 2\phi, \\ \rho_V &= 0.5[\rho_r - \rho_b) \cos \phi, \end{aligned} \quad (3.13)$$

其中  $\psi$  是磁场倾角,  $\phi$  是磁场方位角。对于正常 Zeeman 三分裂, 吸收轮廓和反

常散射轮廓是：

$$\begin{aligned}\eta_p &= \eta_0 H(a, \nu), \quad \rho_p = 2\eta_0 F(a, \nu); \\ \eta_{b,r} &= \eta_0 H(a, \nu \pm \nu_H), \quad \rho_{b,r} = 2\eta_0 F(a, \nu \pm \nu_H).\end{aligned}\tag{3.14}$$

$a$  谱线衰减参数， $\eta_0$  是谱线线心和连续谱不透明度的比率，以及：

$$\nu = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D}\tag{3.15}$$

是以多谱勒宽度  $\Delta\lambda_D$  为单位偏离谱线线心的位置。Zeeman 分裂  $\nu_H$  也是以多谱勒宽度  $\Delta\lambda_D$  为单位，

$$\nu_H = \frac{(4.67^{-13} \lambda^2 g_J H)}{\Delta\lambda_D}\tag{3.16}$$

其中  $g_J$  是朗德因子， $H$  是磁场强度。Faraday-Voigt 和 Faraday 函数是：

$$\begin{aligned}H(a, \nu) &= \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2}}{(\nu - y)^2 + a^2} dy \\ F(a, \nu) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\nu - y)e^{-y^2}}{(\nu - y)^2 + a^2} dy\end{aligned}\tag{3.17}$$

### § 3.3.4 非线性最小二乘法

最小二乘法技术应用于所扫描到的 Stokes 参数 V, Q, U 轮廓, I 轮廓没有用于拟合过程。拟合过程中所使用的 8 个参数是： $\lambda_0, \lambda_D, a, \eta_0, \mu B_1, H, \gamma, \chi$ 。

$\lambda_0$  是谱线的线心， $\lambda_D$  是多谱勒宽度， $a$  是衰减常数， $\eta_0$  是谱线吸收系数和连续谱吸收系数的比率， $\mu B_1$  是源函数的斜率， $H$  总的磁场强度， $\gamma$  是磁场倾角， $\chi$  是方位角，我们假设各个参量之间是独立的。 $\chi^2$  的定义是：

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_i \frac{1}{\sigma_{Q_i}^2} [Q_i(obs) - Q_i(a_j; fit)]^2 + \sum_i \frac{1}{\sigma_{U_i}^2} [U_i(obs) - U_i(a_j; fit)]^2 \\ & + \sum_i \frac{1}{\sigma_{V_i}^2} [V_i(obs) - V_i(a_j; fit)]^2 \end{aligned} \quad (3.18)$$

求和指标  $i$  是对所有的波长位置进行的,  $a_j$  指的是 8 个参数,  $\sigma$  是每个 Stokes 参数的标准误差, 见图 3.1。

我们采用 Hagyard, et al.(2000)<sup>[19]</sup> 对数据的研究方法, 选择一些空间点的数据进行研究, 即: 在活动区 AR 10484 选择一个圆心点画 9 个圆, 圆和圆之间的间隔是 10 Pixel, 然后画以  $30^\circ$  为间隔 12 条辐射线, 这样以圆和辐射线的交叉点为研究对象, 总共有 108 个点。由于黑子本影的横场受到噪音影响比较大, 我们排除了黑子本影的一部分, 见图 3.3, 此图数据是黑子单色象数据, 图中的数字标明了辐射线的顺序。

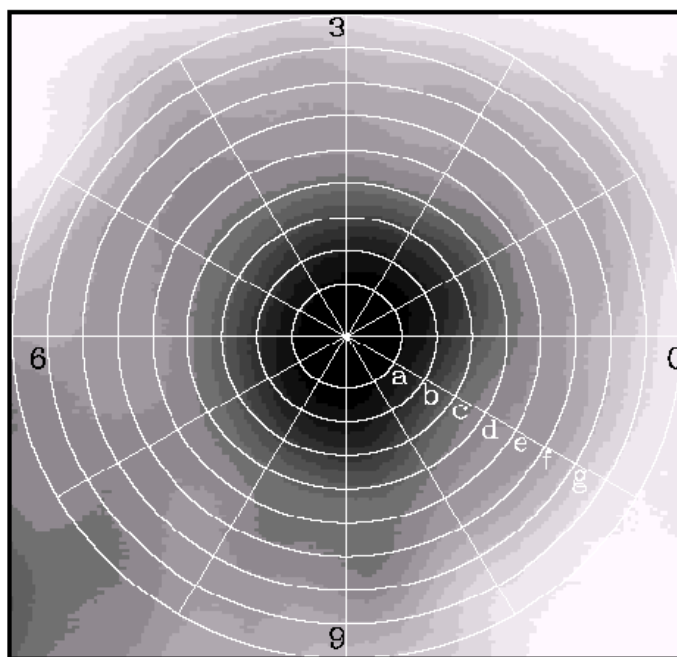


图 3.3 活动区 AR 10484 的黑子单色像, 同心圆和辐射线的交叉点是研究对象。a, b, c, d, e, f, g 所标明的空间点是图 3.4 所取的样本点位置。

在所有的 108 点的拟合过程中, 所获得的最小横场强度值是 220 G, 最小的纵场强度值是 49 G。在图 3.4, 给出了对于辐射线 11, 前 7 点 a, b, c, e, f, g 的 Stokes Q/I, U/I, V/I 的拟合样本, 横坐标是波长, 实线是观测的轮廓, 而

虚线是 Unno-Beaker 方程的解析解。

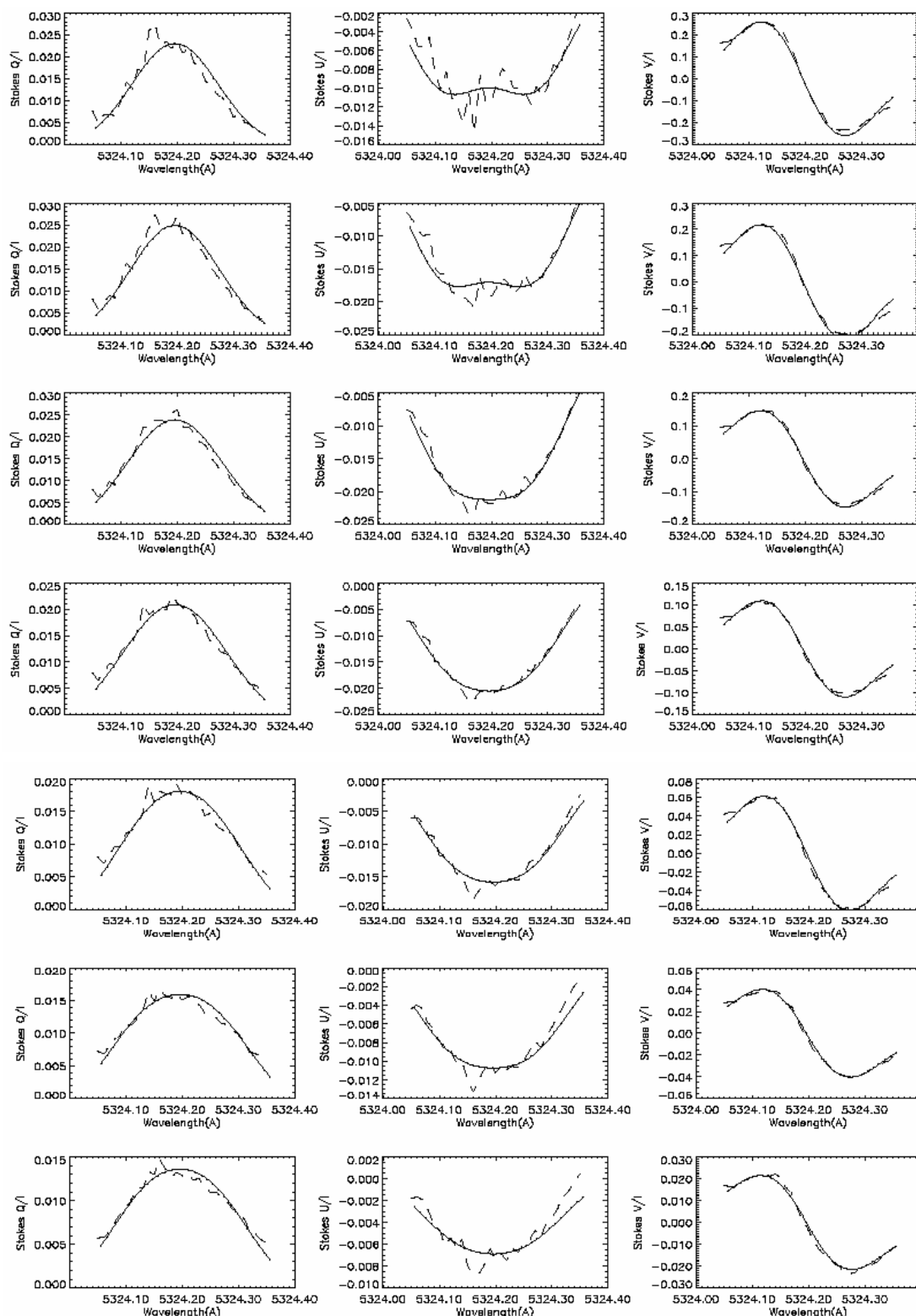


图 3.4. 观测到的在图 3.3 中所标明的 a, b, c, d, e, f, g 这些点的 Stokes Q/I, U/I, V/I 轮廓(虚线)。实线是由解 Unno-Becker 方程 的得到的解析解。

由于观测上得到的轮廓有噪音和大气湍动的影响，曲线不是很平滑，也就是观测值有许多波动，所以当模型解和观测轮廓达到最好的拟合结果时，我们用理论值代替观测值。图 3.5 给出了线偏振强度  $\eta = 100[(Q/I)^2 + (U/I)^2]^{1/4}$  和横场强度的关系图，直线是对数据点的线性拟合。(a) 图给出的是偏振量  $\eta$  在距离线心  $-0.12\text{\AA}$  位置观测的，(b) 图给出的偏振量  $\eta$  在线心观测的。图 3.6 给出了圆偏振量  $V/I$  和纵场强度的关系图，直线是对数据点的线性拟合。(a) 图给出的是圆偏振量  $V/I$  在距离线心  $-0.12\text{\AA}$  位置观测的，(b) 图给出的圆偏振量  $V/I$  在距离线心  $-0.075\text{\AA}$  观测的。

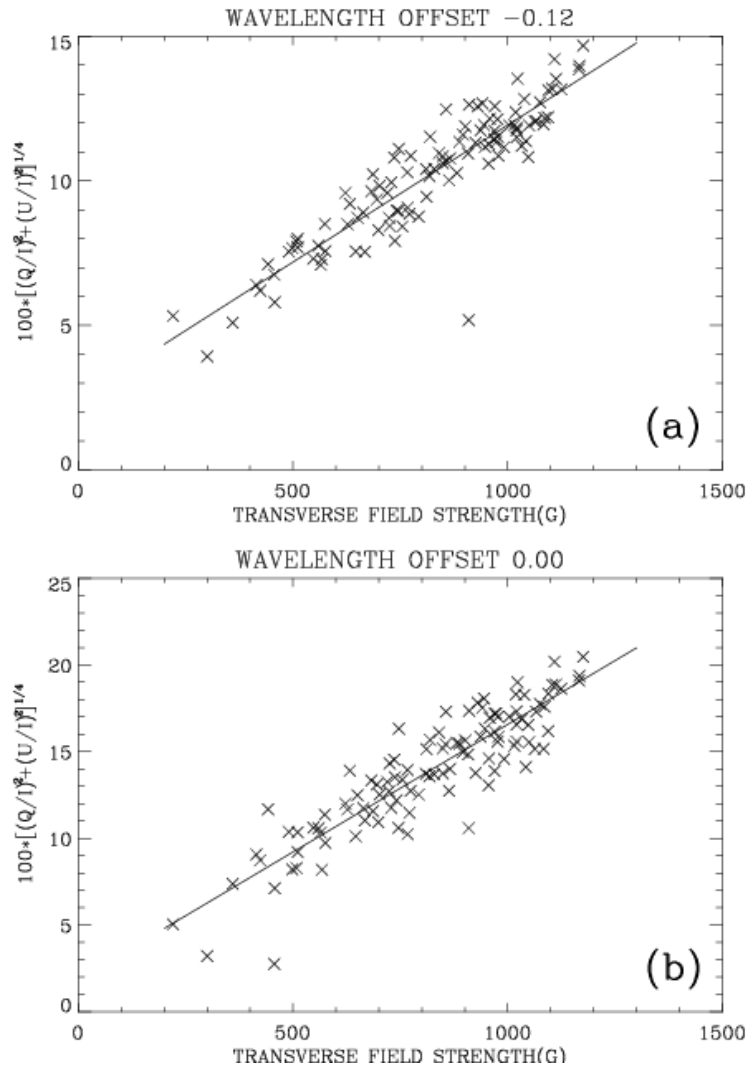


图 3.5 给出的是偏振量  $\eta$  和横场强度的关系图。(a)  $\eta$  在线翼  $-0.12\text{\AA}$  位置观测。(b)  $\eta$  在线心位置观测。

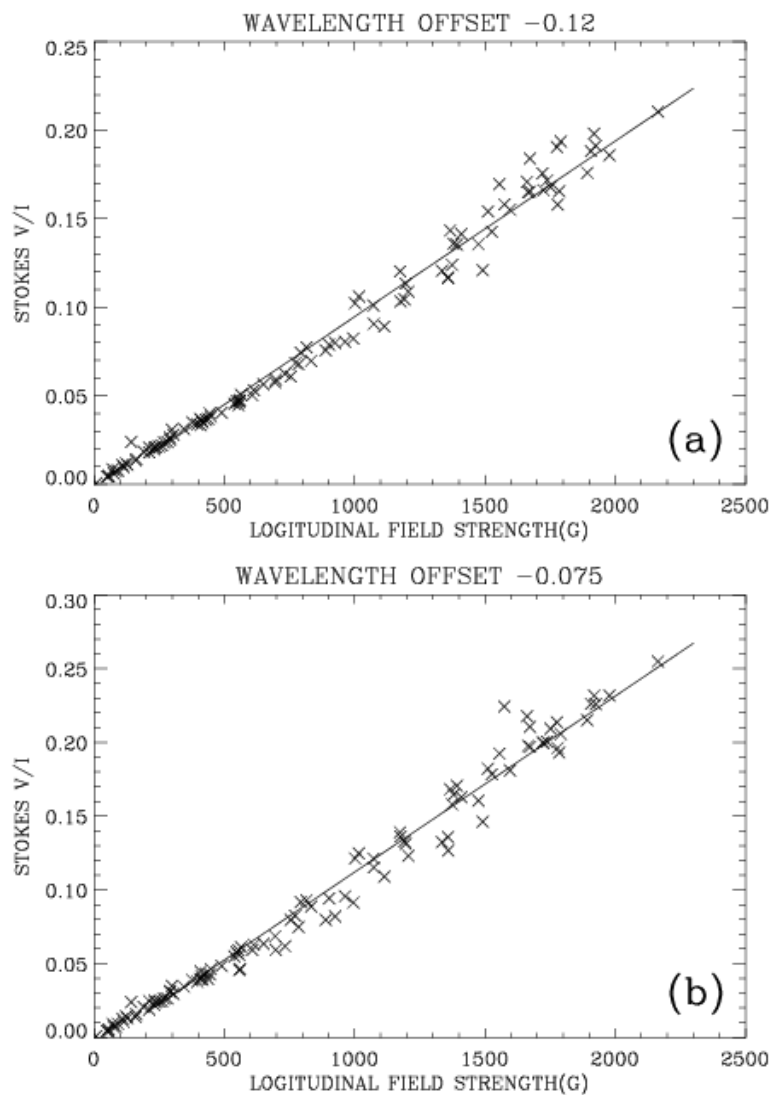


图 3.6 给出的是圆偏振量  $V/I$  和纵场强度的关系图。(a)  $V/I$  在线翼  $-0.12\text{\AA}$  位置观测。(b)  $V/I$  在距离线心  $-0.075\text{\AA}$  位置观测。

其实由最小二乘法使模型值和观测轮廓进行对比，理论上可以得到谱线宽度范围内任何一点的横场和纵场的定标结果。这样，我们就可以在线翼观测横场，以避免磁光效应对横场方位角的影响。在线翼虽然有比较严重的圆偏振信号对线偏振信号的交叉串扰，矫正结果显示，这个问题可以得到交好的改正。基于以上考虑，我们也给出了线翼位置  $-0.12\text{\AA}$  处的定标结果，以便和常规观测位置得到的定标结果做比较。下表 3.1 给出了具体的定标结果：

表 3.1 基于最小二乘法的定标结果

观测内容	透过带位置(Å)	定标系数(G)
横场 $B_T$	-0.12	$10550 \pm 92$
	0.00	$6790 \pm 52$
纵场 $B_L$	-0.12	$10076.5 \pm 134.3$
	-0.075	$8381.0 \pm 159.1$

### § 3.4 定标结果的讨论

我们现在讨论由最小二乘法拟合得到 8 个参数  $\lambda_0, \lambda_D, a, \eta_0, \mu B_1, H, \gamma, \chi$  的拟合精度。设这 8 个参数为一个数组  $\mathbf{a}_0$ ，而真实的参数数组  $\mathbf{a}_{ture}$ ， $D_0$  是观测得到的能实现数组  $\mathbf{a}_0$  的有关 Q/I, U/I, V/I 轮廓的一套数据。由于测量存在随机误差，所以反复测量就会有无数套可以实现真实参数数组  $\mathbf{a}_{ture}$  的  $D_i$ 。如果每一套  $D_i$  数据进行拟合，就会得到无数组稍有差别  $\mathbf{a}_i$ 。现在我们假设  $\mathbf{a}_i - \mathbf{a}_0$  的几率分布和  $\mathbf{a}_i - \mathbf{a}_{ture}$  的几率分布是相同的。我们用 Monte Carlo 方法来产生 10 套  $D_i$  的数组，代表由随机误差带来的测量差别。然后对每一套  $D_i$  进行拟合，会得到 10 组  $\mathbf{a}_i$ ，这相当于反复测量的结果。以图 3.3 中的 11 辐射线的第三个数据点为例，经过计算得到如下表各个参数的拟合误差值。

表 3.2 参数拟合精度

参数	$H$	$\gamma$	$\chi$	$\lambda_0$	$\lambda_D$	$\eta_0$	$a$	$-\mu B_1$
误差	3.2%	2.2%	0.3%	$1.6 \times 10^{-6}$	3.8%	32%	12%	5%

从表 3.2 可以看到和磁场矢量有关的三个参量拟合误差比较小，是比较可信的，虽然我们假设各个参量之间是独立的。Lites and Skumnaich (1985)<sup>[20]</sup>通过

大量的数值计算也得到结论：磁场强度和磁场方向对测量误差不是很敏感，而其它代表局部热动平衡的参量确是对测量误差非常敏感。因为我们在拟合中没有使用光强度参量  $I$ ，所以填充因子没有考虑。拟合得到的磁场强度  $H$  不是绝对值，代表的是磁通量。散射光对矢量磁场的影响，也没有考虑。

由最小二乘法拟合得到的其它物理参量，多谱勒宽度  $\lambda_D$ ，吸收系数比率  $\eta_0$ ，衰减因子  $a$ ，源函数的斜率  $-\mu B_1$ ，计算得到的误差比较大，有时候甚至是不符合物理意义。例如在 10 组得到的  $\alpha_i$  数据中：衰减常数从接近 0 的值变化到  $\sim 4$ ，而不透吸收系数的比率从 1 变化到 600。解决这个问题方法是把多谱勒宽度  $\lambda_D$ ，衰减常数  $a$ ，不透明度比率  $\eta_0$ ，分解成更小的物理量，也即是<sup>[21]</sup>：

$$\begin{aligned}\lambda_D &= \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2\kappa T}{M} + \xi^2} \\ a &= G \frac{\lambda_0^2}{4\pi\lambda_D} \\ \eta_0 &= N_D \frac{\lambda_0^2}{\lambda_D} \left[ 1 - \exp\left(\frac{-c_1}{\lambda_0 T}\right) \right],\end{aligned}\tag{3.19}$$

其中  $T$  是温度， $\xi$  微观湍动速度， $\kappa$  是波尔兹曼常数， $M$  是原子质量， $c$  是光速； $G$  是以光速为单位的衰减因子； $N_D$  是原子数密度  $N^*$ ，振子强度  $f$ ，低能级简并度  $g_i$ ，除以在谱线线心的连续不透明度  $\mathcal{K}_{\lambda_m}^{(c)}$ ， $c_1 = 1.43883$ 。这样在拟合过程中就有 9 个参数， $T, \xi, G, N_D, \lambda_0, \mu B_1, H, \gamma, \chi$ ，这个工作我们还没有做。

最小二乘法拟合的缺陷是，只有强的黑子磁场强度能得到，得不到弱磁场参量；和常规观测磁场方法相比获得 Stokes Q/I, U/I, V/I 轮廓资料也是需要很常的时间。我们所获得的最小横场强度值是 220 G，最小的纵场强度值是 49 G，所以本文的定标结果不知道是否适合弱磁场区，特别是光球区弱磁场；另外，我们舍去了黑子本影的部分数据，在黑子本影区使用本文定标系数也要注意。

和常规所用的经验的纵场和横场定标系数 (Wang et al. 1996b)<sup>[1]</sup>相比，本文的定标系数  $C_L = 8381$ ， $C_T = 6790$  小于 10000, 9730。和 Wang et al. (1996a)<sup>[17]</sup>



对纵场定标系数相比较，本文的定标系数  $C_L = 8381$  类似与 8880（经验定标），但是仍然小于 9600（速度定标）。定标结果的差异说明对于矢量磁谱仪定标，这个问题非常的复杂。

### § 3.5 线性定标方法的局限性

对于谱线 FeI  $\lambda$  5324.19Å 线性定标方法有以下几个问题需要澄清：

(1) 当纵场强度达到 2800G，由于采用磁敏谱线 FeI5324.19，磁分裂大于该谱线的多普勒宽度，此时，运用弱场近似能否成立，以及成立的近似程度如何？

Zeeman 裂距是： $\Delta\lambda_H = \pm 4.67 \times 10^{-5} g\lambda_0^2 H(cm)$ ， $g=1.5$ ，当  $B=2800G$ ， $\Delta\lambda_H = 55.6m\text{Å}$ ，Doppler 宽度是： $\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} (\frac{2RT}{M} + \zeta_t^2)^{-1/2} (cm)$ ，其中湍动速度  $\zeta_t^2 = [(1.1)^2 + (1.6 \cos \theta)^2 + (2.8 \sin \theta)^2] \times 10^5$ （Allen 1973, p211）<sup>[22]</sup>。当  $\theta = 0^\circ$ ， $T=4300k$  (Priest, 1984)<sup>[23]</sup>， $\Delta\lambda_D = 39.9m\text{Å}$ ， $\Delta\lambda_H > \Delta\lambda_D$ ，Jefferies et al. (1989)<sup>[5]</sup>提出此时， $V/I$  不再正比于纵场大小的。Jefferies et al. (1989)<sup>[5]</sup>又指出对中等裂距的谱线来说，弱场近似条件可以应用于更大的磁场测量范围。Jefferies and Mickey (1991)<sup>[16]</sup>进一步证明当 Faraday-Voigt 函数  $H_v$  的量级是 1，谱线观测位置  $\lambda_{off} > 2\lambda_D$ ，以上关系可以应用于更大范围的磁场量级。怀柔太阳磁场观测站现在使用的谱线是 FeI  $\lambda$  5324.19Å，Lande 因子  $g_J=1.5$ ，如果在线翼定标，可以预期这条谱线观测范围将会是很大的。

Ai et al.(1982)<sup>[6]</sup> 在研究磁场定标问题时指出，FeI  $\lambda$  5324.19Å 是一条又强又宽的谱线，谱线宽度大约是 0.334 Å，所以 Zeeman 分裂饱和效应和 Doppler 移动不重要。在距离线心 0.075 Å 位置观测纵场，当强度达到 3000G 时，饱和效应造成的误差仅是 2%，对于这一点 Wang et al(1996)<sup>[10]</sup> 的文章也有论述，也就是说用 FeI5324.19 可以观测 2800G 以上的纵场强度。

我们利用 Allen<sup>[22]</sup>本影大气模型、Ding and Fang 半影大气模型 (DF)<sup>[24]</sup>和 VAL-C<sup>[25]</sup>光球大气模型用数值的方法解 Unno-Beaker 方程，可以得到理论的横

场、纵场的定标曲线和线性定标曲线的差异，计算结果见图 3.7 和图 3.8. 图中 (a) 在各种大气模型下，理论定标曲线（纵场滤光器的透过带位置在  $-0.075 \text{ \AA}$ ；横场滤光器透过带位置在线心）。直线是对曲线的线性拟合，代表着线性定标结果 (b) 是线性定标对理论定标的偏差，以线性定标为单位。从两图可以看到，对于纵场、横场定标，都有一个线性定标曲线和理论定标曲线重合的位置，分别大约是在  $2500\text{G}$ 、 $1100\text{G}$  的位置，那么在这些位置之前，线性定标结果小于理论定标结果，当超过这些位置的时候，线性定标结果大于理论定标结果，这主要表现为非线性的磁饱和效应。

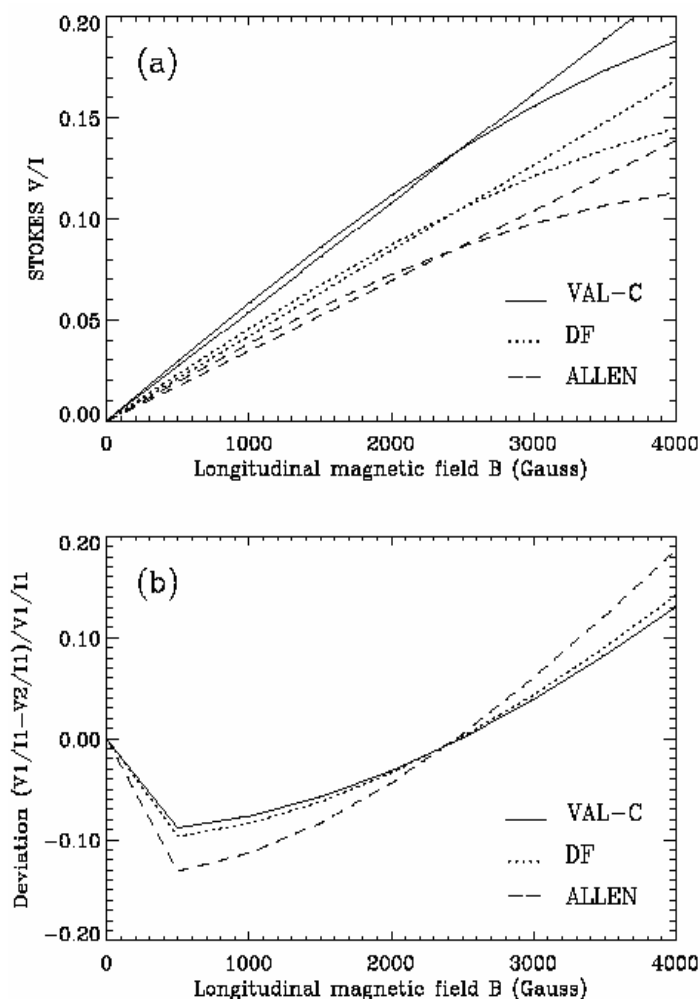


图 3.7 (a) 滤光器透过带位置是  $-0.075 \text{ \AA}$  纵场的理论定标曲线，图中直线是线性拟合。(b) 线性定标曲线对理论定标曲线偏差。

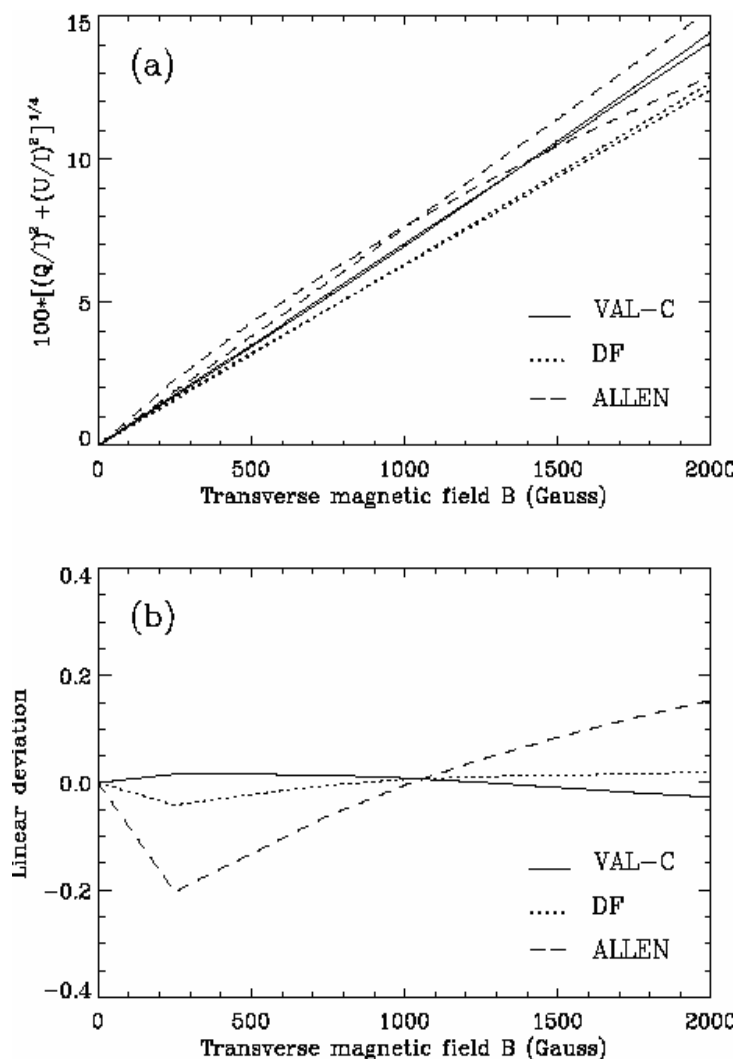


图 3.8 (a) 滤光器透过带位置线心横场的理论定标曲线，图中直线是线性拟合。(b) 线性定标曲线对理论定标曲线偏差。

从图 3.7、图 3.8 很容易估计当纵场达到 3000G、横场达到 1500G 和 2000G 时，由于非常线性效应造成的误差，见表 3.3 和表 3.4。表 3.3 中 NLE(G)指的就是非线性误差，表 3.4 所列的数据也是指的非线性误差。

表 3.3  $B=3000\text{G}$ ,  $\lambda_{off} = -0.075 \text{ \AA}$

模型	NLE (G)	Redshift (G)	Blueshift (G)	叠加 (G)
Allen	180.5	24.8	-179	205 或者 1.3
DF	130.5	61	-221	192 或者 -90.5
VAL-C	117	71.6	-238	189 或者 -121

表 3.4  $\lambda_{off} = 0.00 \text{ \AA}$ 

模型	$B_{T1} = 1500G$	$B_{T2} = 2000G$
Allen	126	306
DF	13.4	40
VAL-C	19.5	54

(2) 弱场近似中纵场大小正比于  $V \left( \frac{\partial I}{\partial \lambda} \right)^{-1}$  而非  $V/I$ ，且如果固定在不视向速度时的线心（或其他波段）测量，由于黑子具有的视向速度分布不均匀性， $\left( \frac{\partial I}{\partial \lambda} \right)^{-1}$  将可能从观测的一个空间点到另一空间点发生很大的变化。

一方面对于这个问题 Ai et al (1982)<sup>[6]</sup>认为当  $V=1\text{km/s}$ ， $\Delta\lambda = 0.0177 \text{ \AA}$ ，会使纵场测量灵敏度下降越 1%，这种误差和线性偏离误差与观测活动区磁场时的噪音水平相当，约为  $\pm 10G$ ，因此不需要作专门改正。另一方面，我们可以给出理论和观测方面的计算，讨论这个问题。在弱场近似条件下，由 Stokes 转移方程可以得到如下关系：

$$\begin{aligned}
 B_L &\propto V \left( \frac{\partial I}{\partial \lambda} \right)^{-1} \\
 B_T &\propto (Q^2 + U^2)^{-1/4} \left( \frac{\partial I}{\partial \lambda} \right)^{-1/2}
 \end{aligned}
 \tag{3.20}$$

它提供了线性定标磁场的基础，在线性定标中把非线性因子  $\left( \frac{\partial I}{\partial \lambda} \right)^{-1}$  归到定标系数中去了。如果我们假设在距离线心  $-0.075 \text{ \AA}$  位置是视向速度为  $0 \text{ Km/s}$  的位置，观测纵场，那么由于活动区中的视向速度（以  $1\text{Km/s}$  为例）不一样，实际的观测波段范围可能是  $-0.095\text{\AA} < \Delta\lambda < -0.055 \text{ \AA}$ 。那么计算由于视向速度造成红移测量误差公式：

$$\Delta B_{redshift} = (-V/I_{-0.075} + V/I_{-0.095}) * (C_{L-0.075} - C_{L-0.095}),
 \tag{3.21}$$

当圆偏振信号  $V/I$  是正的时候，误差是正的。兰移测量误差公式：

$$\Delta B_{\text{blueshift}} = (-V/I_{-0.075} + V/I_{-0.055}) * (C_{L-0.055} - C_{L-0.075})。 \quad (3.22)$$

当圆偏振信号  $V/I$  是正的时候，误差是负的。理论计算的红移、兰移误差列在表 3.3 中，它和非线性误差叠加在一起，就是理论上得到的由于线性定标造成的总误差，其最大值在~200G。在观测上，我们也可以给出红移、兰移误差，观测的活动区也是 AR 10484，所使用的波段是偏离线心-0.090Å、-0.070 Å 和-0.050 Å。图 3.8 中(a)给出了该活动区的纵场磁图，所使用的波段是-0.070 Å；(b) 红移测量误差，所使用的公式 (3.21)；(c) 兰移测量误差，所使用的公式 (3.22)。

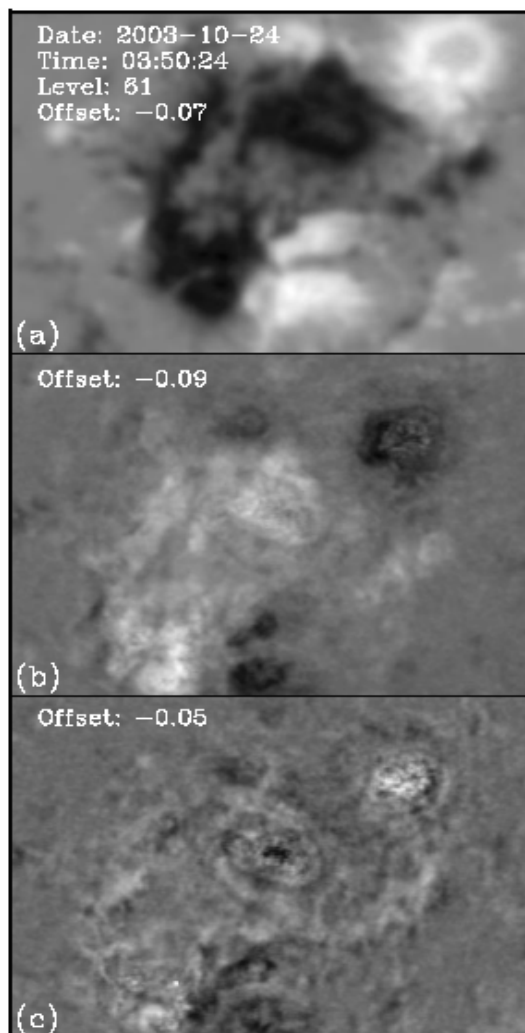


图 3.8. (a) 纵场磁图，观测位置偏离线心-0.070 Å；  
(b) 红移测量误差；(c) 兰移测量误差。

图表 3.5 给出了观测到的红移和兰移测量最大的绝对值误差,所使用的定标系数是 Allen 本影大气模型和 VAL-C 光球大气模型。表中最后一列给出了纵场噪音水平  $3\sigma_B$ , 观测位置在弱场区域。所以由理论计算和观测可知,由视向速度造成的测量误差不是很大,下面我们再从另外两个方面理解这个问题。

表 3.5 中给出观测到的红移和兰移测量最大的绝对值误差。

模型	Redshift (G)	Blueshift (G)	Noise (G)
Allen	55.9	130	17
VAL-C	44.3	35.6	13

(1) 从观测的空间上说,纵场观测后,由于大气宁静度的影响,要对磁场进行  $4 \times 4$  像元平滑处理,CCD 像元分辨率是  $0.5''$ ,平滑后磁场对应的空间分辨率是  $2''$ ,所以不会发生从一个空间点到另外空间点的很大变化。

(2) 从观测的谱线波长上说,我们所观测到的 Stokes 参数 I、Q、U、V 实际上还卷积了滤光器的轮廓,滤光器透过带宽是  $0.125 \text{ \AA}$ . 观测到的 Stokes 参数应该是:  $S(\lambda') = \int_{-2\Delta\lambda}^{2\Delta\lambda} S(\lambda)T(\lambda, \lambda')d\lambda / \int_{-2\Delta\lambda}^{2\Delta\lambda} T(\lambda, \lambda')d\lambda$ , 理论上  $\Delta\lambda$  要覆盖整个谱线线宽,  $T(\lambda, \lambda')$  既是滤光器轮廓。所以在某一波长处( $0.075 \text{ \AA}$ )观测到的 I、Q、U、V 实际上是以  $T(\lambda, \lambda')$  为权重在一定波长范围内的平均值。滤光器的透过带宽是  $0.125 \text{ \AA}$ , 那么我们观测的结果至少是在  $0.125 \text{ \AA}$  范围内的平均值。由视向速度造成的 Doppler 位移是:  $\Delta\lambda = \frac{V_l \lambda_0}{c}$ , 当对于视向速度  $V=1\text{km/s}$ (Ai et al 1982),  $\Delta\lambda = 0.0177 \text{ \AA} \ll 0.125 \text{ \AA}$ 。

## 第四章 磁光效应

### § 4.1 概念介绍

#### (1) $\pi - \sigma$ 旋转效应<sup>[19]</sup>

我们通过测量线偏振光的方向  $\phi'$  就可以知道了横场方位角  $\phi$  (仍然存在  $180^\circ$  不确定性), 也即是:  $\phi = \frac{1}{2} \tan^{-1}(U / Q)$ 。但是 Zeeman 分裂产生的  $\pi$  子线(在线心)的偏振方向和两条  $\sigma_{L,R}$  子线偏振方向垂直, 理想情况下, 以 Zeeman 分裂的裂距点为准, 从线心跨过裂距点到线翼, 横场方向会突然有  $\frac{\pi}{2}$  的翻转, 这就是  $\pi - \sigma$  旋转效应。用向量磁谱仪观测横场, 由于有滤光器轮廓和信号的叠加以及还有磁光效应的存在会延缓或消除  $\pi - \sigma$  旋转效应。

#### (2) 磁光效应

在太阳磁场大气中, 由 Zeeman 效应产生的偏振光的偏振面会发生偏转, 这是偏振光在磁介质中发生反常散射的结果。本质上, 磁光效应的产生是因为一种吸收线被 Zeeman 分裂产生的三种吸收子线在介质中的折射率不同, 所以在介质中传播, 子线之间会产生位相差, 从而会使子线的偏振面发生偏转。

(a) 当视线和磁场方向反向平行 ( $\gamma = 0^\circ$ ), 左旋和右旋偏振光的相对位相差:

$$\phi_{\sigma_L} - \phi_{\sigma_R} = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_{\sigma_L} - n_{\sigma_R}) \Delta S$$

发生圆偏振光双折射

(b) 当视线和磁场方向垂直 ( $\gamma = 90^\circ$ ), 线偏振光之间相对位相差是:

$$\phi_{\sigma_L} + \phi_{\sigma_R} - \phi_{\sigma_\pi} = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_{\sigma_L} + n_{\sigma_R} - n_\pi) \Delta S$$

发生线偏振光双折射

(c) 视线和磁场方向成任意角度

发生椭圆偏振光双折射。下面图示 4.1 说明了磁光效应的过程。

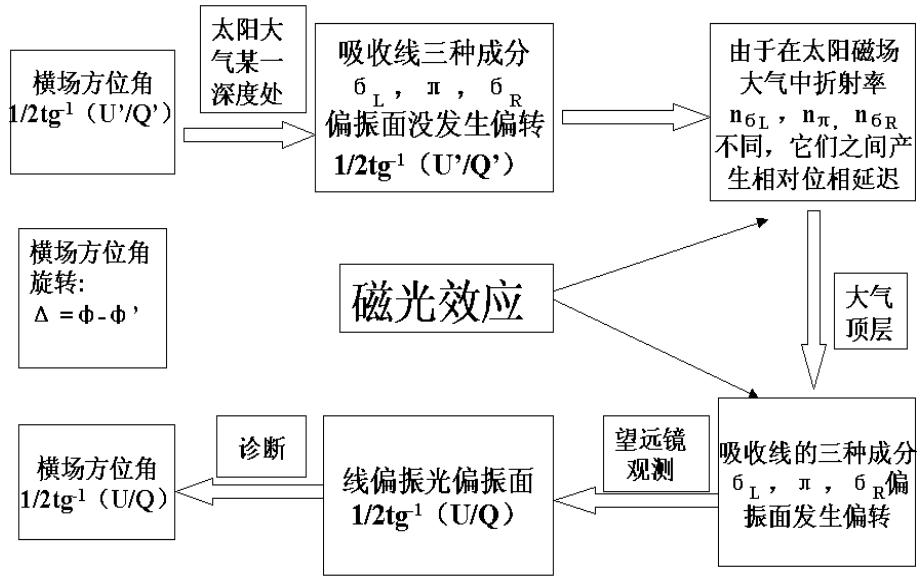


图 4.1 磁光效应

实际观测中磁光效应和  $\pi - \sigma$  旋转效应是不能够区分的, 它们共同对横场测量有影响, 磁光效应对不同谱线的影响可能一样, 但是有  $\pi - \sigma$  旋转效应的作用后, 不同谱线测量横场就会依据不同谱线的特点而有不同的影响程度。

## § 4.2 磁光效应研究概况

艾国祥<sup>[6]</sup>等在分析  $\text{FeI } \lambda 5324.191\text{\AA}$  在太阳磁场中的形成和怀柔磁场望远镜的理论定标时, 首先在理论上初步研究和探讨了磁光效应对怀柔磁场望远镜观测的影响。王海民<sup>[26]</sup>等在 1992 年比较了怀柔磁场望远镜和 Mees 天文台 Stokes 参量仪对同一个活动区(NOAA 5702)的矢量磁场观测, 推测法拉第旋转效应会引起怀柔磁场望远镜对横场方位角  $10^\circ$  的系统偏差。在 2000 年, 包曙东<sup>[27]</sup>等又比较了怀柔磁场望远镜和 Mees 天文台 Stokes 参量仪对另外一个活动区(NOAA5747)的矢量磁场观测, 得到的结论是法拉第旋转效应会引起怀柔磁场望远镜对横场方位角  $12^\circ$  的系统偏差。同样在 2000 年, 张洪起<sup>[28]</sup>也从理论和实测上探讨和分析



了磁光效应对怀柔磁场望远镜观测的影响。他比较了在工作谱线  $\text{FeI } \lambda 5324.191\text{\AA}$  线心和偏离线心不同波长处对同一个日面活动区(NOAA 8525)的磁场观测,得出在工作谱线  $\text{FeI } \lambda 5324.191\text{\AA}$  线心测量磁场横向分量时, Faraday 旋转效应引起对横场方位角平均  $12.8^\circ$  的系统偏差。

Hagyard and Pevtsov (1999)<sup>[29]</sup>研究结果表明横场的方位角旋转对垂直电流和无力因子  $\alpha$  计算有明显的影响; Hagyard et al. (2000)<sup>[19]</sup>发现在谱线线心观测横场,当磁场强度是 1200G, 磁场倾角是  $20^\circ \sim 80^\circ$ , Faraday 旋转是磁场测量的一大问题。由于怀柔磁场望远镜是在工作谱线  $\text{FeI } \lambda 5324.191\text{\AA}$  线心处测量磁场横向分量,因此,磁光效应对该望远镜磁场观测的影响需要予以仔细研究。研究方法仍然是利用最小二乘法技术,把理论 Stokes 轮廓  $V/I$ ,  $Q/I$ ,  $U/I$  同观测的活动区黑子轮廓进行比对,得到统计意义结果。

### § 4.3 观测和数据处理

2002 年 10 月 24 日,我们用怀柔口径 35cm 的矢量磁谱仪,对活动区 AR 0162 (N26 E04) 进行偏带观测。观测数据分为两类:光谱扫描数据和标准偏差数据。光谱扫描数据从谱线  $\text{FeI } \lambda 5324.19\text{\AA}$  偏离线心-150mÅ 扫描到 150mÅ,观测步长是 10mÅ。首先观测  $V/I$  磁图,然后是  $Q/I$  磁图,再次是  $U/I$  磁图,对与每个观测波段观测这样一组数据大约需要 1 分钟时间,总共是 31 组偏带数据。标准偏差数据是把滤光器波带调到偏离线心  $\pm 60 \text{ mÅ}$  的位置,观测 15 组这样的数据。为了消除噪音,提高信噪比,每一幅磁图都有 256 帧叠。整个观测从世界时 03:00 开始,到 05:00 结束。

首先应该对 31 组数据进行对齐,以观测到的偏离线心位置-75 mÅ 观测到的纵场单色像为标准,然后其它的  $V/I$ ,  $Q/I$ ,  $U/I$  和这个单色像位置进行对齐。然后对这个活动区 AR 0162 的数据进行交叉串扰矫正,矫正曲线见图 4.1。

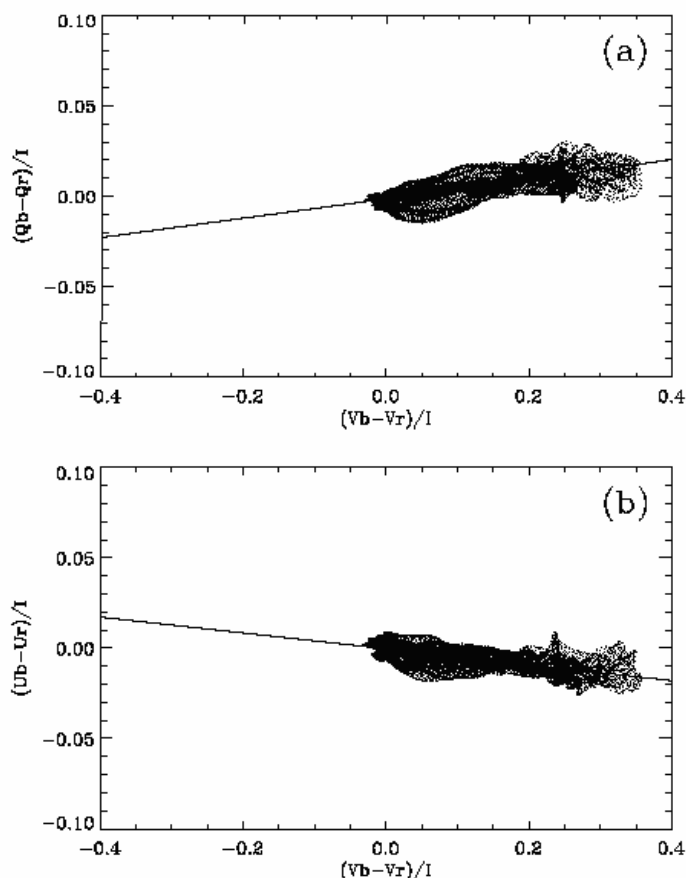


图 4.1 由仪器引进的  $V/I$  对  $Q/I$  和  $U/I$  交叉窜扰影响。观测数据的波段是  $\pm 0.06\text{\AA}$ ，图中实线是对数据的线性拟合。

实线是对数据线性拟合，拟合结果是：

$$\begin{cases} Q_b - Q_r = -0.000811 + 0.051533 (V_b - V_r) \\ U_b - U_r = -0.000432 - 0.043457 (V_b - V_r) \end{cases}$$

(4.1)

把图 4.1 得到的矫正曲线结果应用到所有的 31 组偏带观测的数据和 15 组标准偏差数据，进行矫正。图 4.2 显示是这个活动区半影区域的圆偏振  $V/I$  和线偏振信号  $Q/I$ ,  $U/I$  的标准误差  $\sigma_{V/I, Q/I, U/I}(x, y)$ ，由于  $\sigma_{Q/I}(x, y) = \sigma_{U/I}(x, y)$ ，我们只给出了其中之一的图形。

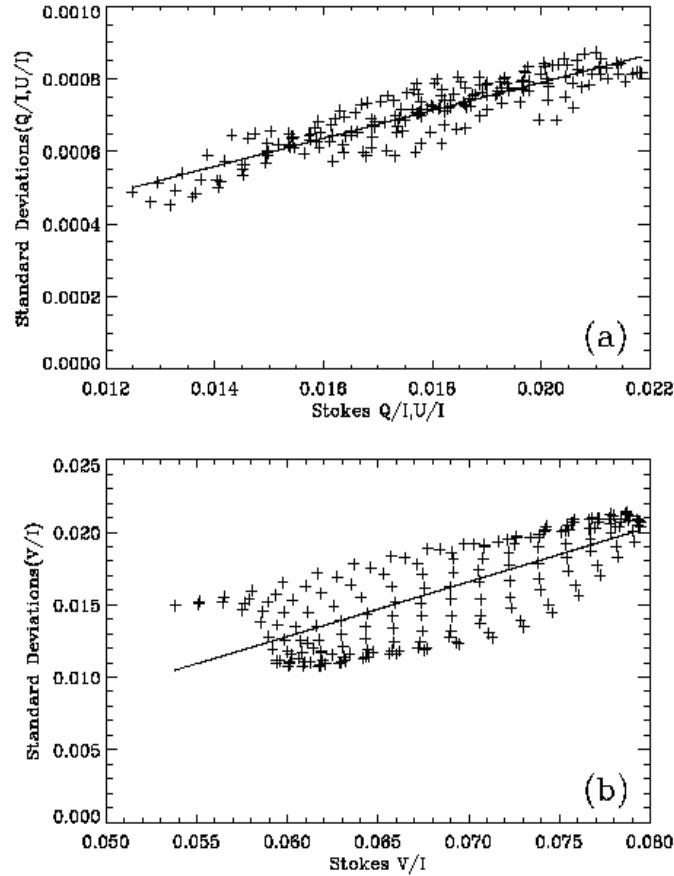


图 4.2 圆偏振和线偏振信号  $V/I$ ,  $Q/I$ ,  $U/I$  的标准误差

$\sigma_{V/I, Q/I, U/I}(x, y)$ , 直线是对观测数据的线性拟合。

为了验证圆偏振信号  $V/I$  对线偏振信号的交叉串扰校正, 我们 (4.1) 得到的校正关系应用到这个活动区, 以在波段  $\pm 120\text{m}\text{\AA}$  观测到的横场磁图为例, 见图 4.3, 上面的图是没有校正, 下图是校正后的磁图,  $-120\text{m}\text{\AA}$  位置观测的磁图用细线,  $120\text{m}\text{\AA}$  位置观测的磁图用粗线表示。从上面的磁图中, 我们发现, 不但横场方位角有很大的不同, 就是横场强度也有很大的差别, 而且在图右下角只有  $-120\text{m}\text{\AA}$  位置观测的数据。经过校正后, 我们发现线性校正基本有效, 但是在黑子的本影处仍然存在这个问题。对于这些问题, 我们给出如下解释:

- (1) 图 4.1 提供的线性校正, 不能完全校正交叉串扰这个非线性的问题。
- (2) 在黑子本影区, 由于信噪比低、强的纵场信号, 也会使横场方位角发散, 观测不准确。
- (3) 谱线  $\text{FeI } \lambda 5324.19\text{\AA}$  是非对称的, 我们给出 Kitt Peak<sup>[30]</sup> 的观测结果,

见图 4.4，由此图经过粗略估计，可以得到 Q, U 在  $\pm 150\text{m}\text{\AA}$  对称的两翼的比值大约是 1.5。这就很容易理解为什么在  $\pm 120\text{m}\text{\AA}$  两翼观测的横场磁图中，横场强度大小有差别。

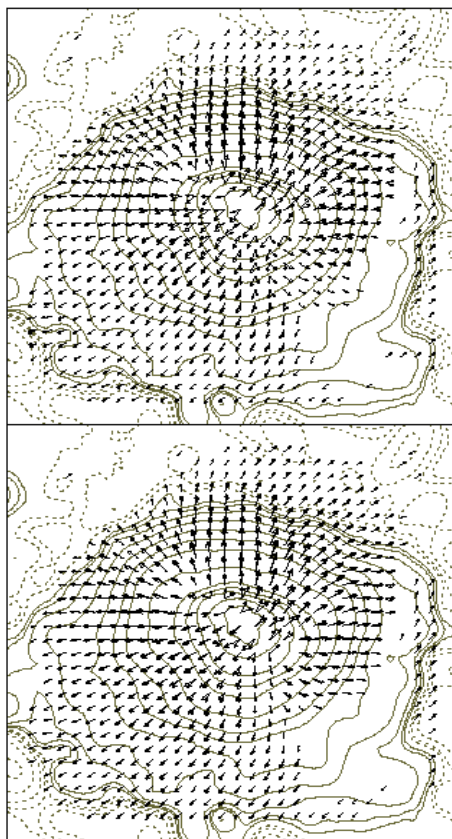


图 4.3 上面的图是细线是线翼  $-0.12\text{\AA}$  位置观测横场，粗线是  $+0.12\text{\AA}$  位置观测横场；下面的图是交叉窜扰修正后的磁图。

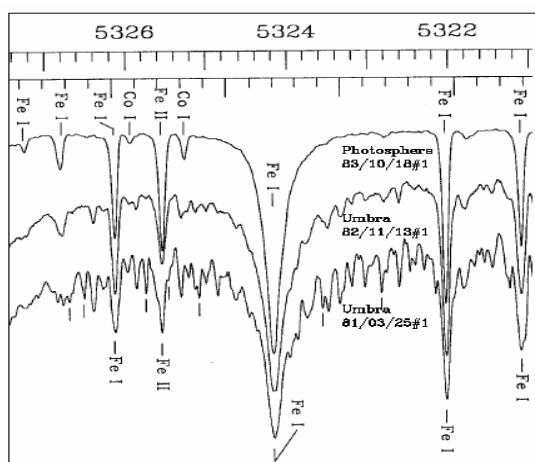


图 4.4 一段  $\text{Fe I } \lambda 5324.19\text{\AA}$  谱线

## § 4.4 最小二乘法

我们仍然采用 Hagyard, et al.(2000)<sup>[19]</sup> 对数据的研究方法, 即: 在活动区选择一个圆心点画 7 个圆, 圆和圆之间的间隔是 10 Pixel, 然后画以  $30^\circ$  为间隔 12 条辐射线, 这样以圆和辐射线的交叉点为研究对象, 总共有 84 个点。由于黑子本影的横场受到噪音影响比较大, 我们排除了黑子本影的一部分, 见图 4.5, 此图数据是黑子单色象数据, 图中的数字标明了辐射线的顺序。

对数据的研究方法仍然是用最小二乘法, 把观测得到的 Stokes V/I, Q/I, U/I 同解 Unno-Beaker 方程得到的解析解对比, 拟合过程中所使用的 8 个参数是  $\lambda_0, \lambda_D, a, \eta_0, \mu B_1, H, \gamma, \chi$ 。  $\lambda_0$  是谱线的线心,  $\lambda_D$  是多谱勒宽度,  $a$  是衰减常数,  $\eta_0$  是谱线吸收系数和连续谱吸收系数的比率,  $\mu B_1$  是源函数的斜率,  $H$  总的磁场强度,  $\gamma$  是磁场倾角,  $\chi$  是方位角, 我们假设各个参量之间是独立的。具体过程见 § 3.6。

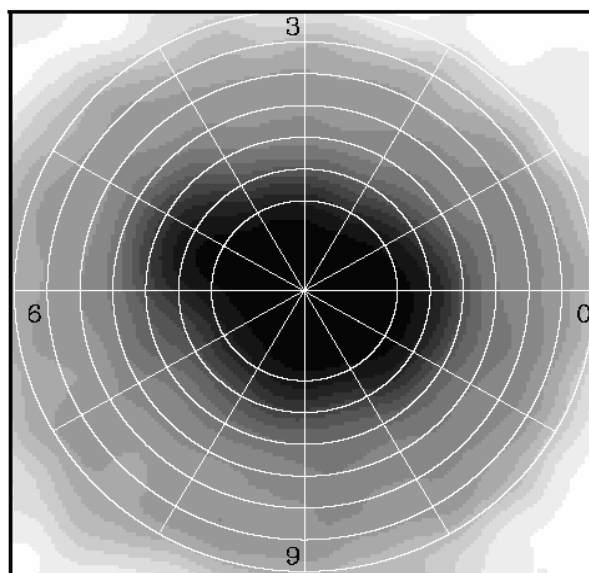


图 4.5 活动区 AR 0162 的黑子单色像, 同心圆和辐射线的交叉点是研究对象。

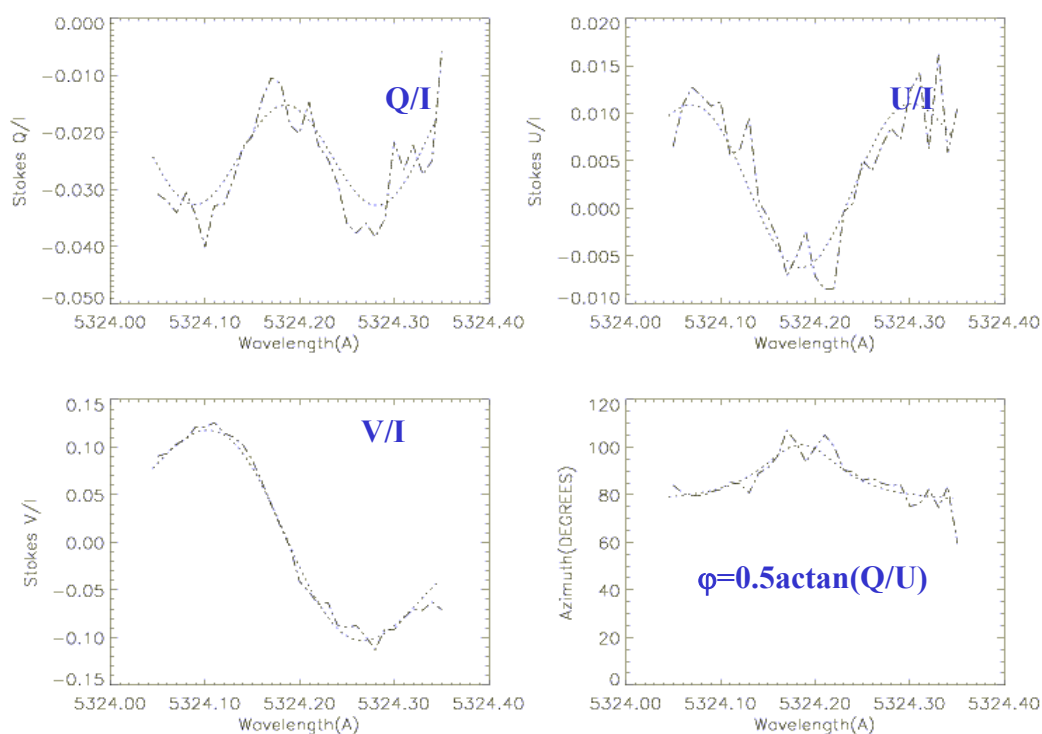


图 4.6 观测到 Stokes Q/I, U/I, V/I 轮廓(虚线), 实线是由解 Unno-Becker 方程的得到的解析解, 第四个图是横场方位角 $\phi$ 。

我们给出在黑子本影区的一个点的拟合样本, 见图 4.6。可以看到, 信号轮廓在一些位置有模糊、波动, 这可能是由于视宁度和太阳上 5 分钟震荡造成的。所得到的 8 个拟合参数的具体数值是:  $a = 0.112$ ,  $\lambda_0 = 5324.188 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_D = 48.5 \text{ m\AA}$ ,  $\eta_0 = 4.59$ ,  $\mu B_1 = -0.76$ ,  $H = 1731 \text{ G}$ ,  $\gamma = 56^\circ$ ,  $\chi = 73.6^\circ$ , 经过计算得到如下表各个参数的拟合误差值。

表 4.1 参数拟合精度

参数	$H$	$\gamma$	$\chi$	$\lambda_0$	$\lambda_D$	$\eta_0$	$a$	$\mu B_1$
误差	1.6%	1.7%	1.0%	0.0071	2.0%	4.5%	1.2%	5.8%

## § 4.5 对 $\pi - \sigma$ 旋转效应和磁光效应的理论分析

我们知道  $\pi - \sigma$  旋转效应和磁光效应在磁场测量中不可区分, Hagyard et al. (2000)<sup>[19]</sup>称之为 Zeeman-Faraday (Z-F) 旋转。现在用 Unno-Beaker 方程的解析解计算磁场方位角随波长的变化, 见图 4.7。

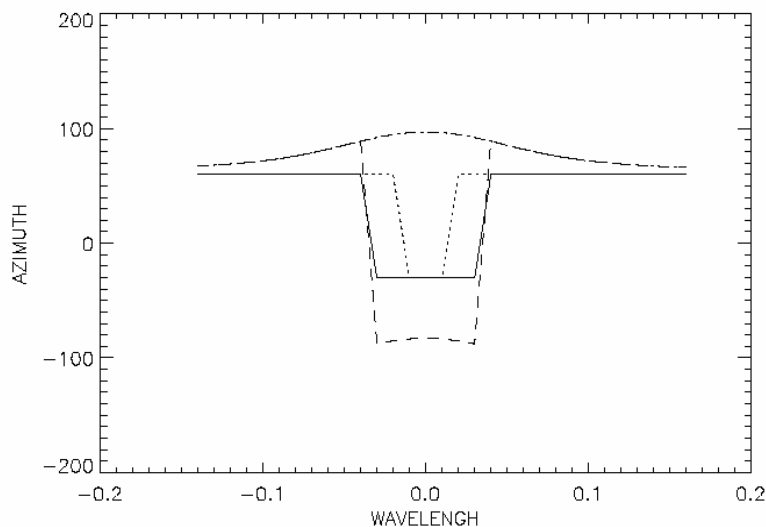


图 4.7 横场方位角随着波长的变化

实线代表 Stokes Q/I, U/I 没有叠加滤光器轮廓, 其它三条线已经叠加了滤光器轮廓, 虚线没有考虑 Faraday 旋转, 划线代表已经考虑了 Faraday 旋转, 点划线代表消去了  $180^\circ$  不确定性。这四条线有共同的参数,  $a = 0.608$ ,  $\lambda_0 = 5324.19 \text{ \AA}$ ,  $\eta_0 = 10.64$ ,  $\lambda_D = 35 \text{ m\AA}$ ,  $\mu B_1 = 1.48$ ,  $H = 2200 \text{ G}$ ,  $\psi = 30^\circ$ ,  $\phi = 60^\circ$ 。图中实线清清楚楚的展示了  $\pi - \sigma$  旋转效应, 方位角  $\phi$  有一个突然的翻转, 如果把这种翻转称做一种‘分裂’, 我们看到当把滤光器轮廓叠加上去后, 这种‘分裂’变小了。如果我们把磁场强度  $H$  减小到  $2100 \text{ G}$ , 发现这种‘分裂’完全消失了, 这种情况没有给出。

假如用  $\Delta\phi$  代表解析解输入参数方位角和线心方位角的差别, 在线心实线

给出的  $\Delta\phi = -90^\circ$ ，这代表只有  $\pi - \sigma$  旋转效应；划线给出  $\Delta\phi = -143.5^\circ$ ，这代表  $\pi - \sigma$  旋转效应和 Faraday 旋转效应都有的结果；点华线给出  $\Delta\phi = 36.5^\circ$ ，这已经消除了  $180^\circ$  不确定性。

由公式 (3.2) 我们可以知道，观测到的 Stokes 参数轮廓  $S_F$  实际上是在一定的波长范围内 ( $-2\Delta\lambda \sim 2\Delta\lambda$ ) 以 Stokes 参数轮廓  $S$  为权重的平均效应。这样我们可以断言，依据权重因子  $S$  的大小，由  $\pi - \sigma$  旋转效应造成的‘分裂’可以减小、消失或者被放大。我们发现由  $\pi - \sigma$  旋转效应造成的‘分裂’被放大，磁场方位角受到 Zeeman-Faraday 旋转效应影响比由  $\pi - \sigma$  旋转效应造成的‘分裂’减小、消失的方位角大得多。谱线 FeI  $\lambda$  5324.19Å 的朗得因子  $g=1.5$ ，是中等‘分裂’强度的谱线，而谱线 FeI  $\lambda$  5250.22Å 的朗得因子  $g=3$ ，是‘分裂’强度比较大的谱线，那么用前者在线心观测横场所遭受到的 Zeeman-Faraday 旋转效应影响肯定比后者在线心观测横场受到的影响的几率小得多。这个推断，我们在下面的定量分析当中也可以得到进一步的确认。

#### § 4.6 磁光效应的定量分析

定义一个由磁光效应导致的方位角旋转  $\Delta\phi$ ，它代表在线心观测的方位角  $\phi_{0.00}^{obs}$  与由最小二乘法拟合得到的方位角  $\phi_{fit}$  之差，即是： $\Delta\phi = \phi_{0.00}^{obs} - \phi_{fit}$ 。在 84 个点的拟合中，我们发现了有 5 个奇怪反常的现象拟合点，即是在拟合中得到了负的多谱勒宽度  $\lambda_D$ ，这是不符合物理意义的，这样的拟合点一个例子见如下图 4.8。所得到的 8 个参数值是： $a = 2.91$ ， $\lambda = 5324.185 \text{ \AA}$ ， $\eta_0 = 74.56$ ， $\lambda_D = -6.63 \text{ m\AA}$ ， $\mu B_1 = -1.037$ ， $H = 2337.3 \text{ G}$ ， $\psi = 28^\circ$ ， $\phi = 48^\circ$ 。



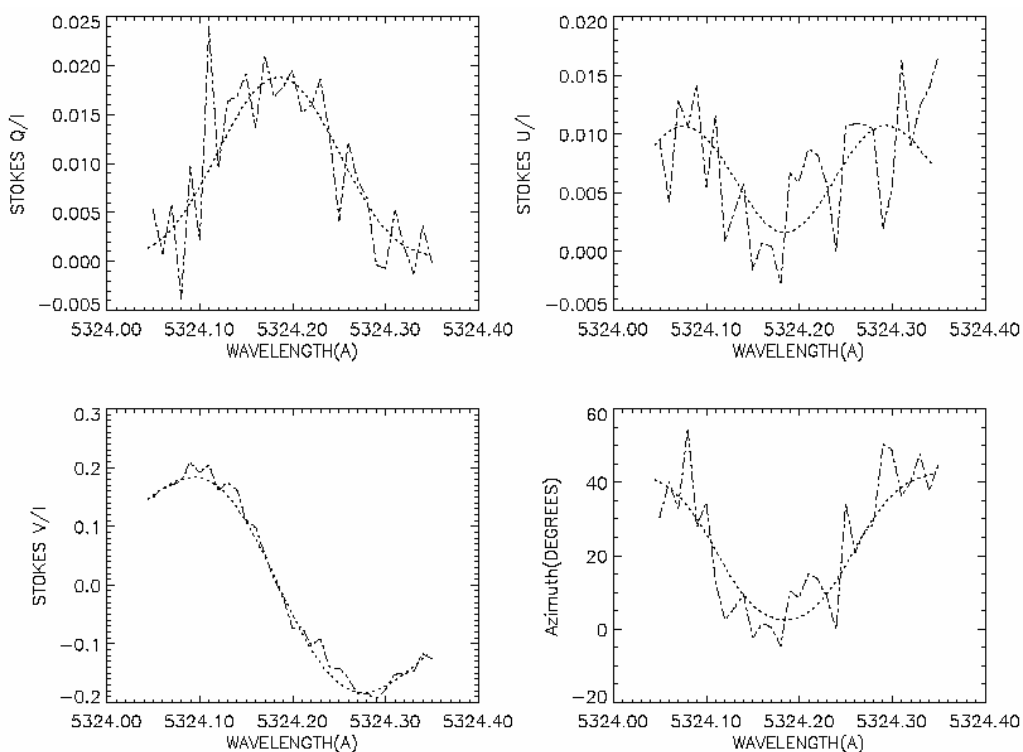


图 4.8 反常的拟合点，得到负的谱勒宽度  $\lambda_D$

由这样的点得到的  $\Delta\phi$  也是负值，由此也就是对于纵向磁场是正值时，不但有逆时针的 Faraday 旋转（正常情况），也有个别的顺时针的 Faraday 旋转。这种情况在文献 Zhang（2000）<sup>[31]</sup> 中的数据也可以证实存在。不过本文的审稿人认为这种现象是因为噪音造成的，他（她）认为图 4.8 的轮廓是噪音轮廓。在下面的数据分析中，我们把它们剔除掉了，这样有 79 个数据点用来分析。图 4.9 给出了图 4.5 中第三条辐射线上的前 4 点的横场方位角随波长的变化关系曲线，虚线是观测的数据，实线是模型数据。可以看到随着空间点从本影向半影变化，也即是磁场强度在减小，横场方位角在线心和在线翼的差别在减小，我们知道线心测到的磁场方位角旋转最大，而线翼比较小，所以磁场越强，方位角旋转也越大。这样看来，在线翼测量横场是比较优越的。

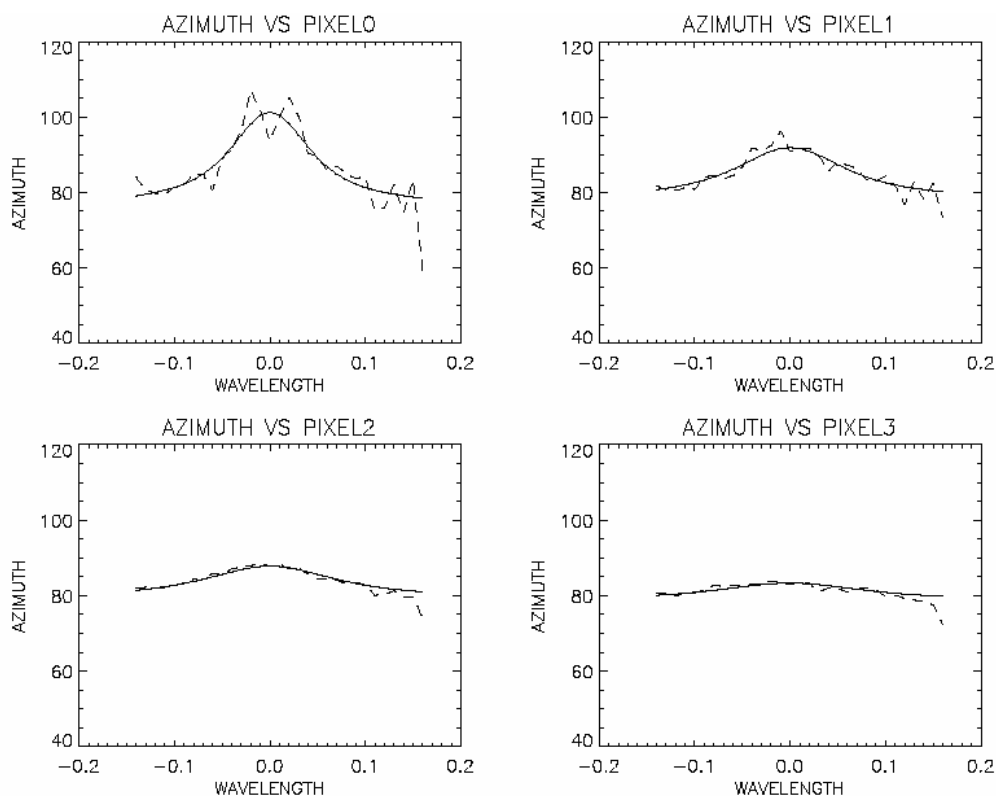


图 4.9 横场方位角随波长的变化，虚线是观测的数据，实线是模型数据。

从图 4.6 和图 4.9，我们也可以看到，虽然谱线的红端和兰端是不对称的，所以用不对称的两端去测量横场，横场强度不相等，但是图 4.9 的横场方位角却清楚的显示了，横场方位角确是基本上对称的。

图 4.10 给出了 79 点数据的横场方位角随着磁场强度的变化相关图，横场方位角随着磁场倾角的变化相关图。实线代表对数据的线性拟合，但是排除了 8 个数据点，因为它们的方位角旋转超过了  $40^\circ$ 。图 4.10 显示了横场方位角随着磁场强度的增大而增大，随着磁场倾角的增大而减小。

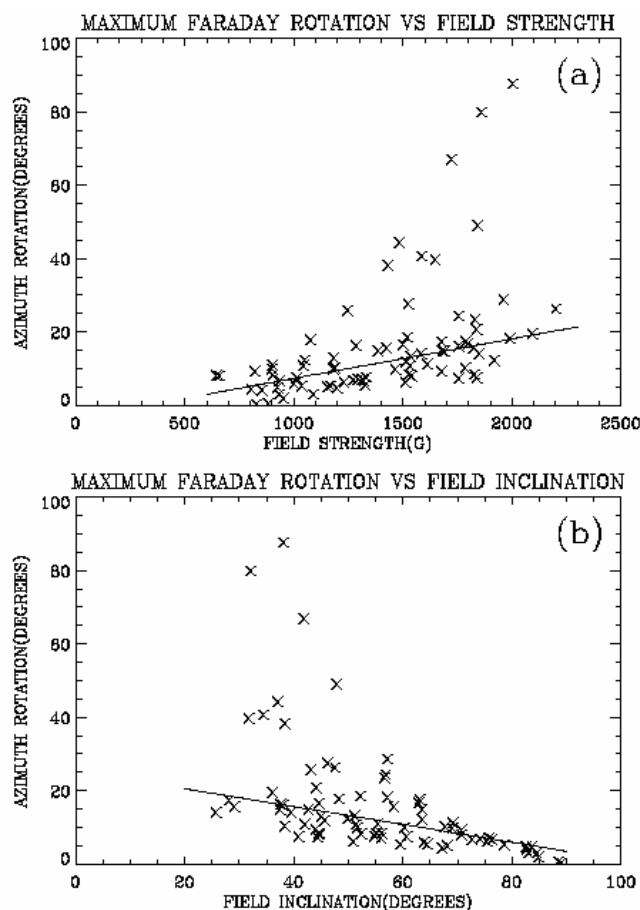


图 4.10 (a) 给出了 79 点数据的横场方位角随着磁场强度的变化相关图；(b) 横场方位角随着磁场倾角的变化相关图。

我们给出比较定量的分析结果：

- (1) 有 3 个 Pixels 的方位角旋转超过  $60^\circ$ ：No.1,  $H = 2002 \text{ G}$ ,  $\psi = 38^\circ$ ,  $\Delta\phi = 38^\circ$ , 它是位于第 5 条辐射线上的第一个点；No. 2,  $H = 1722 \text{ G}$ ,  $\psi = 41^\circ$ ,  $\Delta\phi = 66^\circ$ , 它是位于第 5 条辐射线上的第二个点；No. 3,  $H = 1858 \text{ G}$ ,  $\psi = 31^\circ$ ,  $\Delta\phi = 79^\circ$ , 它是位于第 10 条辐射线上的第一个点。这三个点都位于本影区，所以最大的方位角旋转发生在本影区。
- (2) 有 5 个 Pixels 的方位角旋转接近  $40^\circ$ ：No.1,  $H = 1842 \text{ G}$ ,  $\psi = 47^\circ$ ,  $\Delta\phi = 48^\circ$ , 它是位于第 4 条辐射线上的第一个点；No.1,  $H = 1484 \text{ G}$ ,  $\psi = 37^\circ$ ,  $\Delta\phi = 44^\circ$ , 它是位于第 10 条辐

射线上的第二个点; No.3,  $H = 1648 \text{ G}$ ,  $\psi = 31^\circ$ ,  $\Delta\phi = 39.6^\circ$ ;  
 No.4,  $H = 1587 \text{ G}$ ,  $\psi = 34^\circ$ ,  $\Delta\phi = 40.6^\circ$ ; No.5,  $H = 1432 \text{ G}$ ,  
 $\psi = 38^\circ$ ,  $\Delta\phi = 38.2^\circ$ ; 这三个点是位于第 9 条辐射线第 1、2、  
 3 点。这些点都位于接近本影区和半影区之间, 所以较大的方位角旋转可能在这个区域出现。

- (3) 对于大多数 Pixels, 方位角旋转都小于  $30^\circ$ , 相关图 4.10 显示方位角旋转随着磁场强度、磁场倾角的变化比较平滑、线性较好, 除了 (1) (2) 中的那些点。

我们把怀柔观测站矢量磁谱仪用谱线  $\text{FeI } \lambda 5324.19\text{\AA}$  在线心观测得到的结果同马歇尔飞行中心用谱线  $\text{FeI } \lambda 5250.22\text{\AA}$  在线心观测得到的结果相比较, 列在表 4.2 中, 马歇尔飞行中心的数据来自于 Hagyard, et al. (2000)<sup>[19]</sup>的图 8。应该说明的是这种对比只是定量上的一种比较, 可能并不精确, 因为毕竟两者使用的是不同的活动区。

表 4.2 不同谱线观测横场, 方位角旋转的对比

Range	HOSO	MSFC
$\Delta\chi > 60^\circ$	3/79	18/80
$50^\circ < \Delta\chi < 60^\circ$	0	5/80
$30^\circ < \Delta\chi < 50^\circ$	5/79	12/80
$\Delta\chi < 30^\circ$	71/79 $\approx 90\%$	45/80 $\approx 56\%$

从表中可以看到, 方位角旋转小于  $30^\circ$ , 怀柔数据有 90%, 而马歇尔飞行中心的数据是 56%, 这说明, 用谱线  $\text{FeI } \lambda 5250.22\text{\AA}$  在线心观测得到的横场, 其方位角旋转有更大的几率面对大角度值, 这个结论和我们前面理论分析的结果是一致的。我们也必须清醒的认识到, 用谱线  $\text{FeI } \lambda 5324.19\text{\AA}$  线心观测的横场方位角旋转也是很大的, 而且我们很难象交叉串扰校正用线性方法去矫正这个问题, 磁光效应是一个非常严重的非线性效应, 因为横场方位角旋转不仅和磁场强度、磁场倾角有关, 而且和吸收系数、多谱勒宽度、衰减常数等热力学参量也有关系,

而我们从矢量磁谱仪观测的窄波段信号也无法得到这些热力学参量。即使这样，我们也给出，图 4.10 线性拟合得到的磁场强度、磁场倾角和横场方位角旋转的线性关系：见表 4.3、表 4.4。

表 4.3 横场方位角旋转的平均值  $\bar{\Delta\phi}$  和磁场强度的关系

H (G)	1000	1500	2000	2500
$\bar{\Delta\phi}$	7.4°	12.7°	18.1°	23.5°

表 4.4 横场方位角旋转的平均值  $\bar{\Delta\phi}$  和磁场倾角的关系

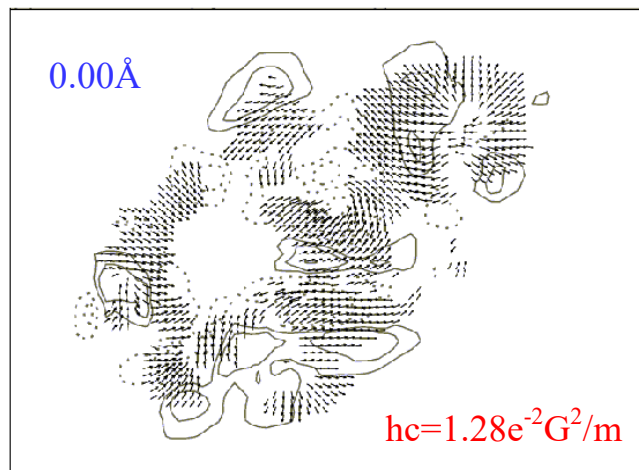
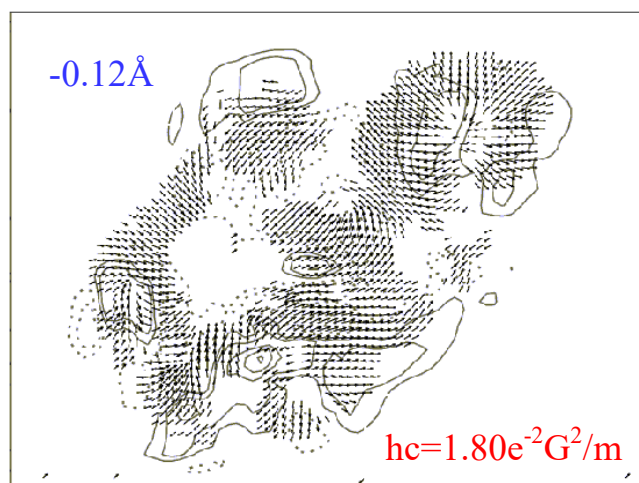
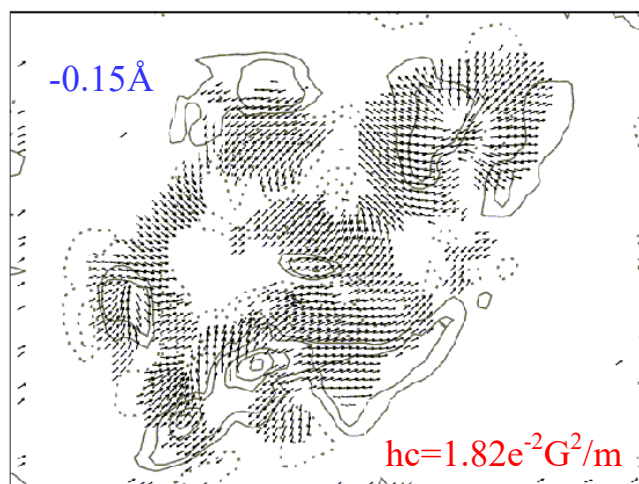
$\psi$	80°	60°	40°	20°
$\bar{\Delta\phi}$	5.9°	10.8°	15.7°	20.5°

## § 4.7 结论

- (1) 磁光效应和  $\pi$ - $\sigma$  旋转效应不可区分，理论结果分析表明由  $\pi$ - $\sigma$  旋转效应造成的‘分裂’可以减小、消失或者被放大。我们发现由  $\pi$ - $\sigma$  旋转效应造成的‘分裂’被放大，磁场方位角受到 Zeeman-Faraday 旋转效应影响比较大。理论计算表明：*Lande g* 因子大的谱线更容易发生  $\pi$ - $\sigma$  旋转效应造成的‘分裂’被放大。FeI  $\lambda$  5324.19Å， $g=1.5$ ；FeI  $\lambda$  5250.22Å， $g=3$ ，所以后者在线心观测的横场其方位角大角度偏转几率（比如 $>30^\circ$ ）比前者大。
- (2) 观测结果表明，用谱线 FeI  $\lambda$  5324.19Å 在线心观测横场所受到的磁光效应的影响比用谱线 FeI  $\lambda$  5250.22Å 在线心观测横场所受到的影响要小得多。
- (3) 为了减小磁光效应的影响，横场观测最好还是移到线翼为好，但是在线翼观测横场必须要克服比较严重的圆偏振光 V/I 对线偏振光 Q/I，U/I 的交叉串扰的影响。
- (4) 对线心观测横场，磁光效应不能用线性的方法来矫正。

## 附录 1 磁光效应对电流螺度的影响

对 AR10484 活动区, 在偏带位置  $-0.15\text{\AA}$ ,  $-0.12\text{\AA}$ ,  $0.00\text{\AA}$ , 计算了垂向电流螺度密度  $hc = \mu_0 J_z B_z$ , 计算结果见下图, 从线心到线翼螺度大小是: 1.82, 1.80, 1.28, 可见磁光效应对电流螺度的影响比较显著。



## 附录 2 线性磁信号本底值对磁场观测影响

我们在第三章、第四章中对数据都没有做线性信号  $Q/I$ ,  $U/I$  本底值矫正, 这是这些工作的缺陷, 在第二章中的数据处理中知道, 线性信号的本底值比较大, 折算成横向磁场后可以达到 600G 左右, 所以在数据处理中应该事先将这部分成分扣除掉。那么不扣除掉这部分信号, 是不是一定会使横场变大? 这不一定, 因为  $Q/I$ ,  $U/I$  都有可能为正、为负。下面图 1 为和交叉串扰有关的图, 左面图为没有做本底值矫正的, 右面已经做过矫正。

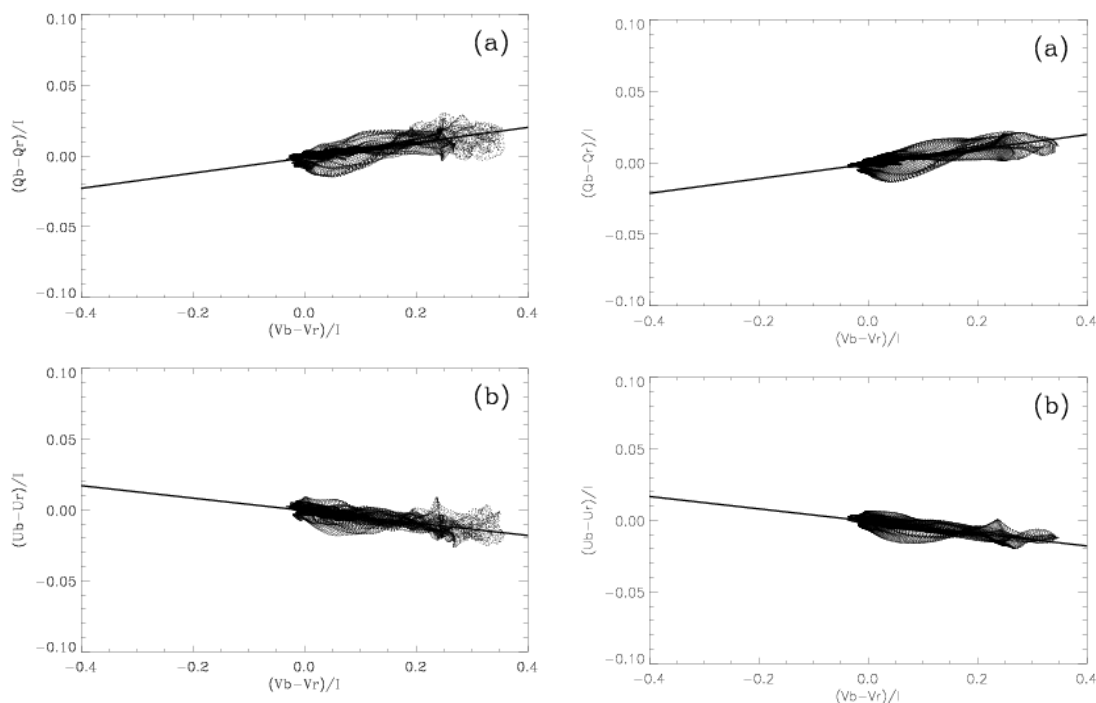


图 1 左图没有做过本底值矫正, 右图做过矫正

从图中, 可以清楚的看到, 做过矫正的数据的比较平滑、数据收敛性也比较好。数据收敛性越好, 那么我们反过来对数据做交叉串扰矫正也比较容易。下面我们在具体看一看做过本底值矫正的数据, 其  $Q/I$ ,  $U/I$ ,  $V/I$  轮廓拟合得到的结果和没有做过矫正得到的结果的比较。

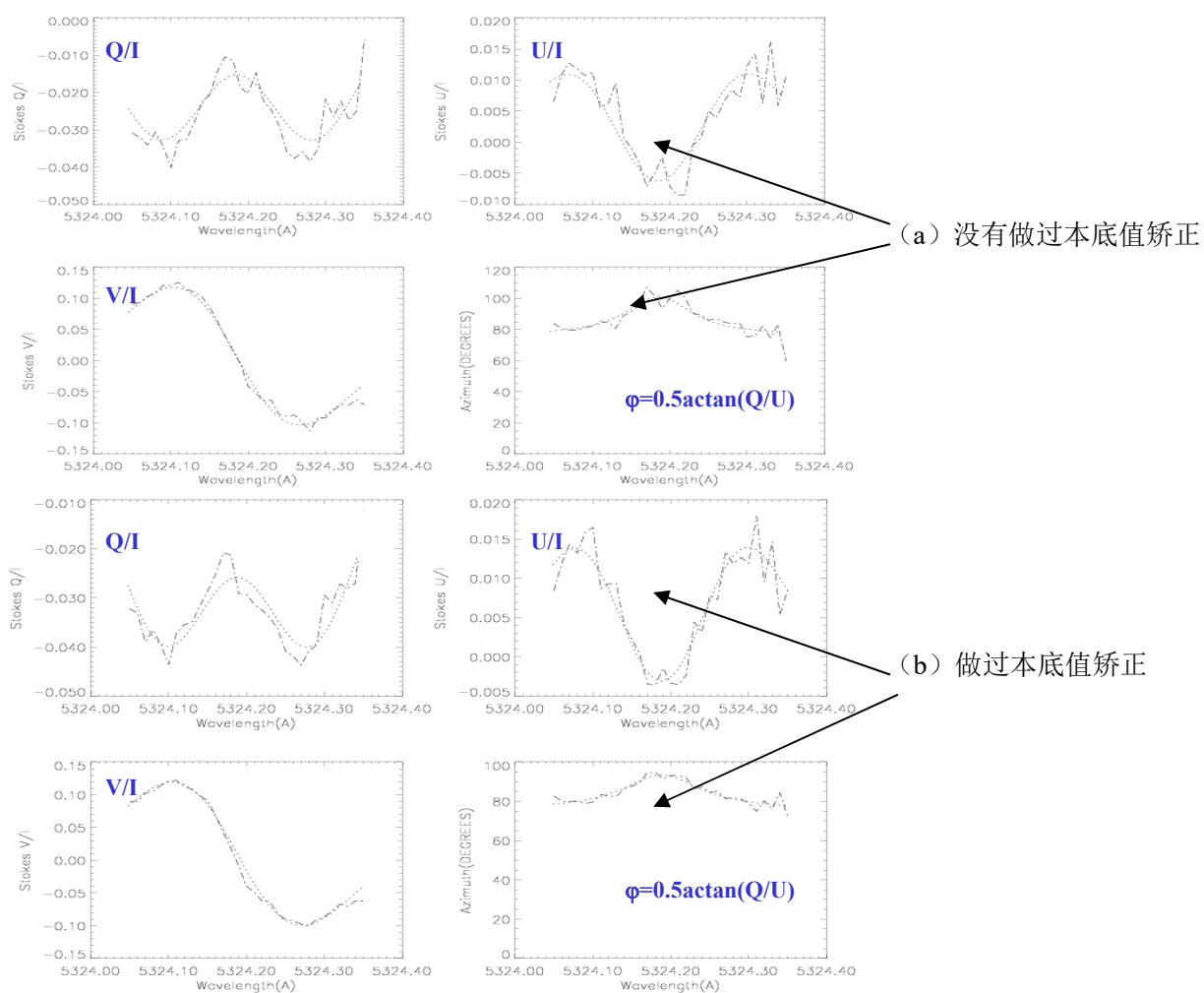


图 2 (a) 数据没做本底值修正 (b) 数据作过修正

表 1 拟合得到的参数对比

参数	$H$	$\gamma$	$\chi$	$\lambda_0$	$\lambda_D$	$\eta_0$	$a$	$\mu B_1$
没修正	1731G	56°	73.6°	5324.188Å	48.5mÅ	4.59	0.112	-0.76
修正	1823G	57°	72°	5324.185Å	40.5mÅ	9.10	0.164	-1.16

从表中可以看到，经过线性本底修正后的磁光强度有所增大，经过计算后横场强度也有所增大，看来并不单纯是扣除本底值后，横场强度减小。



## 第五章 散射光对向量磁谱仪磁场测量影响

### § 5.1 散射光研究概况

在向量磁谱仪矢量磁场测量中，我们经常会看到在黑子本影中心磁信号减弱，视宁度差的天气和黑子比较大的时候，这种现象就很严重。黑子本影对与来自于仪器和太阳、地球大气的散射光很敏感。在太阳物理这个领域，散射光研究已经不是一个新课题了，Wanders (1934)<sup>[32]</sup>第一次尝试去矫正散射光；David and Elste (1962)<sup>[33]</sup>提供了一个比较全面的矫正散射光的解，但却是 Zwaan (1965)<sup>[34]</sup>明确的阐述了矫正过程，他给出了这个问题明确的物理本质；后来，Staveland (1970, 1972)<sup>[35][36]</sup>又推广了 Zwaan 的解决办法，给出了更符合物理意义的散射光矫正办法；这些人所得到的矫正方法在 1970 和 1973 水星凌日的时候得到了检验 (Maltby, 1971; Matting, 1971; Brahde, 1972; Wittmann and Wohl, 1975)<sup>[37][38][39][40]</sup>。在太阳物理中，散射光矫正方法应用于三方面的工作，但最普遍的研究是矫正太阳黑子的光强度 (Kneer and Matting, 1968; Wittmann and Schroter, 1969; Matting, 1971; Maltby and Staveland, 1971; Brahde, 1972, 1974; Mullan, 1973; Mykland, 1973; Albregtsen and Maltby, 1981; Sobotka, 1983; Lawrence et al., 1985; Jefferies and Duvall, 1991; Pillet, 1992; Chae, et al. 1998a, 1998b)<sup>[41][42][38][43][39][44][45][46][47][48][49][50][51][52][53]</sup>。

Wang et al.(1996)<sup>[1]</sup>认为黑子本影光强受到来自周围黑子半影和光球散射光的影响，测量磁场时会严重低估黑子本影的磁场。在光谱仪为基础的磁向仪观测中，Lites et al. (1993,1994)<sup>[54][55]</sup>研究中假设只有 Stokes I 受到太阳大气散射光的影响，在 Stokes 轮廓的最小二乘法的拟合过程引入了一个自由参数代表散射光的效应。地球大气散射光包括两部分：(1)由大气宁静度带来的小扩展角度(角秒量级)的散射光；(2)由地球大气和观测仪器带来的大扩展角度的散射光。在以滤光器为基础的磁向仪观测中，小扩展角度的散射光是一个大问题，它模糊了小尺度磁元的真实尺度和磁场的实际强度。Lee et al.(1997)<sup>[56]</sup>研究认为，视宁度甚至可以影响磁通量的测量，因为一部分偏振信号被散射造成低于探测器最小的

极限。Chae et al. (1998a)<sup>[52]</sup>认为滤光器型的磁谱仪比光谱仪更容易受到散射光的干扰。例如，在观测中通常是是需要多幅磁图叠加以增加仪器的敏感度、压低噪音，这样就需要常时间的积分，所以就降低了空间分辨率。但是光谱仪测量只是进行一次短的曝光，其时间尺度小于大气抖动尺度，所以空间分辨率就高。另外，滤光器型的磁谱仪有更复杂的光路，如双折射滤光器、偏振器等，所以比白光观测增加了散射光的可能。

## § 5.2 基本公式<sup>[52]</sup>

假设我们观测得到的 Stokes 参数为  $I^{obs}(\mathbf{r})$ 、 $Q^{obs}(\mathbf{r})$ 、 $U^{obs}(\mathbf{r})$ 、 $V^{obs}(\mathbf{r})$ ，那么它们实际上是真实的 Stokes 参数  $I$ 、 $Q$ 、 $U$ 、 $V$  卷积一个点扩展函数  $\psi(\mathbf{r})$ ，它是散射光的一种数学描述，以  $I^{obs}(\mathbf{r})$  为例，即是如下公式：

$$I^{obs} = I * \psi \quad (5.1)$$

但是对于滤光器型的磁向仪还有一个滤光器的轮廓  $T(\lambda)$  需要卷积上，即是：

$$I'^{obs} = I^{obs} * T \quad (5.2)$$

光强  $I(\mathbf{r})$  可以分成两部分，即是： $I = I_{bg} + I_{re}$ 。背景光强是指宁静的太阳光强的分布，是关于圆心的圆对称的。点扩展函数  $\psi(\mathbf{r})$ ，可以分成两部分：小扩展角部分  $\psi_{bl}$ ，大扩展角部分  $\psi_{sc}$ ，所以  $\psi = (1 - \varepsilon)\psi_{bl} + \varepsilon\psi_{sc}$ 。所以  $I^{obs}(\mathbf{r})$  写成：

$$\begin{aligned} I^{obs}_{bg} &= a_{non} I_{bg} + (1 - \varepsilon) I_{bg} * \psi_{bl} + \varepsilon I_{bg} * \psi_{sc} \\ I^{obs}_{re} &= a_{non} I_{re} + (1 - \varepsilon) I_{re} * \psi_{bl} + \varepsilon I_{re} * \psi_{sc} \end{aligned} \quad (5.3)$$

未受扰动的背景光强  $I_{bg}$  是：

$$I_{bg}(r) = \begin{cases} \phi_{bg}(r) & r < 1 \\ 0 & r \geq 1, \end{cases} \quad (5.4)$$

其中  $r$  是归一化到日面中心的距离。日心到日面边缘的光强变化可以用  $\mu = \sqrt{1-r^2}$  的多项式函数描述:

$$\phi_{bg}(r) = \sum_k c_k \mu^k \quad (5.5)$$

点扩展函数是高斯函数和洛仑兹函数的线性叠加, 即是:

$$\psi(r) = \sum_j m_j a_j \exp\left[-\left(\frac{\rho(r)}{b_j}\right)^2\right] + M \frac{A}{(b^2 + \rho(r)^2)} \quad (5.6)$$

$$M + \sum_{i=1}^n m_i = 1 \quad (5.7)$$

$$\rho^2(r) = r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \varphi \quad (5.8)$$

$a_j$ ,  $A$  是归一化常数, 其中宽度参数  $b_j$  可以自由选择。从(5.3)可以

$$I_{bg}^{obs}(r) = c_{non} I_{bg} + \sum_j c_j \Phi_j(r, b_j) + c_L \Phi_L(r, b), \quad (5.9)$$

其中贡献函数<sup>[51]</sup>  $\Phi_j(r, b_j) = I_{bg} * G(r, b_j)$ ,  $\Phi_L(r, b) = I_{bg} * L(r, b)$

$$\Phi_G^j(r, b_j) = \frac{1}{b_j^2} \int_0^1 I_{bg}(r') \exp\left[-\frac{r^2 + r'^2}{b_j^2}\right] I_0\left(\frac{2rr'}{b_j^2}\right) r' dr' \quad (5.10)$$

$$\Phi_L(r, b) = \int_0^1 I_{bg}(r') \frac{r' dr'}{\sqrt{(b^2 + r^2 + r'^2)^2 - 4r^2 r'^2}} dr' \quad (5.11)$$

$I_0(x)$  是零阶 Bessel 函数, 当  $x \rightarrow \infty$  时,  $I_0(x) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} \exp(x)$ 。需要注意的是在(5.9)

中, 已经把点扩展函数的归一化系数, 写到系数  $c$  中了。 $b_j$ ,  $b$  应该是以太阳半径  $R_\odot = 960.3''$  为单位, 假如  $b_j = 1''$ , 则  $b_j = 0.00104$ 。

### § 5.3 点扩展函数的获取

最后用最小二乘法去拟合观测的数据，需要拟合得到的参数是  $c_{non}, c_1, c_2, c_L$ 。即是：

$$\chi^2 = \sum_i \left( (I_{bg}^{obs}(r))^i - (I_{bg}(r))^i_{fitted} \right)^2 \quad (5.12)$$

观测数据如图 5.1，左图是太阳边缘的单色像，右图是一条经过日面中心，在 CCD 观测范围内光强随位置的变化，用(5.12)拟合的就是右图的数据。

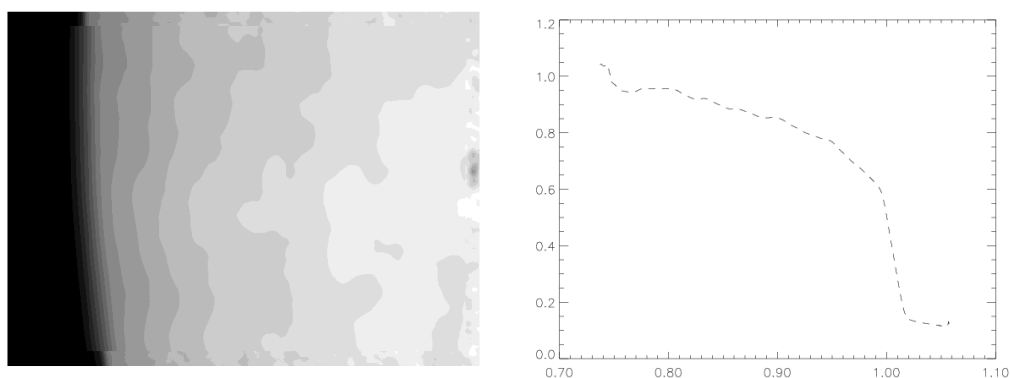


图 5.1 左图太阳单色像；右图通过太阳中心一条线上光强随位置的变化。

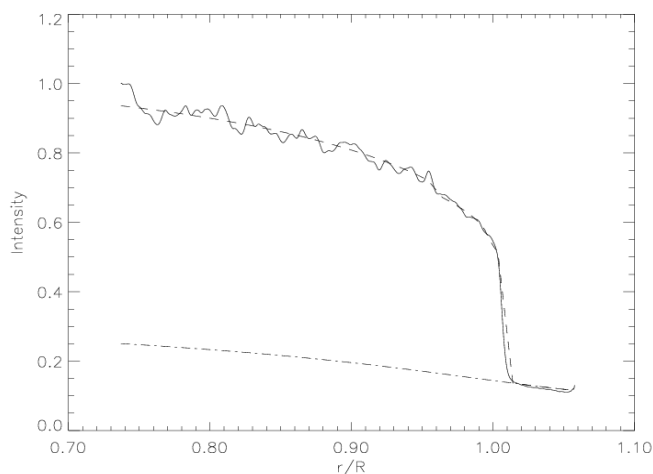


图 5.2 实线是观测曲线，虚线是拟合曲线，点划线是大角度扩展散射光曲线。

图 5.2 就是拟合结果，由拟合就可以得到点扩展函数的表达是，在拟合中， $b_1 = 2.5''$ ， $b_2 = 12.5''$ ， $b = 100''$ ，图中的划线是对观测数据的拟合，点划线曲线

是(5.3)中的  $\varepsilon I_{bg} * \psi_{sc}$ ，也就是大扩展角散射光光强，它是散射光的主要部分。

## § 5.4 散射光矫正

由(5.3)可以知道散射光的影响分为两部分，一部分是小扩展角度散射，一部分是大扩展角度散射。我们散射光对于对于 I, V 的影响都写出来就是：

$$\begin{aligned} I_{bg}^{obs} &= c_{non} I_{bg} + (1 - \varepsilon) I_{bg} * \psi_{bl} + \varepsilon I_{bg} * \psi_{sc} \\ I_{re}^{obs} &= c_{non} I_{re} + (1 - \varepsilon) I_{re} * \psi_{bl} + \varepsilon I_{re} * \psi_{sc} \end{aligned} \quad (5.13)$$

也即是如下形式：

$$I^{obs} = c_{non} I + (1 - \varepsilon) I * \psi_{bl} + \varepsilon I * \psi_{sc} \quad (5.14)$$

由左旋、右旋圆偏振光  $I_1$ ,  $I_2$  可以得到纵向磁场信号  $V^{obs}$  如下：

$$\begin{aligned} \frac{V^{obs}}{I^{obs}} &= \frac{I_1^{obs} - I_2^{obs}}{I_1^{obs} + I_2^{obs}} \\ &= \frac{c_{non} V + (1 - \varepsilon) V * \psi_{bl} + \varepsilon V * \psi_{sc}}{c_{non} I + (1 - \varepsilon) I * \psi_{bl} + \varepsilon I * \psi_{sc}} \end{aligned} \quad (5.15)$$

因此矫正散射光的最直接的方法就是从(5.15)中如何去卷积，得到 I, V, 例如 Pillet (1992)<sup>[51]</sup>去卷积的过程。但是也可以按照大、小扩展角散射光分别矫正，得到不同程度的磁场信号矫正，例如采用 Chae, et al. (1998b)<sup>[53]</sup>近似关系：

$$\begin{aligned} \varepsilon I_{bg} * \psi_{sc} &\approx 0 \\ \varepsilon V * \psi_{sc} &\approx 0 \end{aligned} \quad (5.16)$$

则对于大扩展角度散射光的矫正关系式为：

$$\begin{aligned}
\frac{V^*}{I^*} &= \frac{V^{obs}}{I^{obs} - \varepsilon S} \\
V^* &= c_{non} V + (1 - \varepsilon) V^* \psi_{bl} \\
I^* &= c_{non} I + (1 - \varepsilon) I^* \psi_{bl} \\
S &= I_{bg}^* \psi_{sc}
\end{aligned}
\tag{5.17}$$

就是在 § 5.3 中介绍的如何获取点扩展函数，从而得到  $\varepsilon, S$ ，所以对大扩展角散射光的矫正比较容易，我们日常观测中用的减散射光矫正方法和大扩展角散射光的矫正比较类似，但是日常观测是直接去掉一个平均的日面边缘的散射光强，没有考虑散射光随日面位置的变化。

对于小扩展角度的散射光矫正不是很容易，因为  $I_{bg}$  在太阳表面变化缓慢，所以做近似令  $I_{bg} = I_{bg}^* = I_{bg}^* \psi_{bl}$ ，现在如何从  $I_{re}^*, V^*$  获取  $I_{re}, V$ 。另  $I_{\pm} = I_{re} \pm V$ ，所以问题归结为任何获取  $I_{\pm}$ ，它们满足如下关系式子：

$$I_{\pm}^* \psi_{bl} = \frac{I_{re}^{obs} \pm V^{obs}}{1 - \varepsilon}
\tag{5.18}$$

在如下的限制条件下：

$$I_{\pm} + I_{bg} > 0
\tag{5.19}$$

去卷积的方法是一种图象复原原理，最大熵方法，这部分工作我们没有完成。下面介绍我们已经完成的一部分工作。

## § 5.6 散射光近似矫正

在日常观测中，我们首先要做的工作就是，将望远镜指向太阳的边缘，测一下边缘的背景散射光，然后将它在偏振光强中去掉，这叫减 Black Level。但是这种做法有点不妥当，因为从前面介绍知道散射光有两部分，我们现在日常所完成的只是在矫正大扩展角度的散射光，这部分散射光在日面变换比较缓慢(图 5.2)，但是毕竟日面边缘的散射光强和日面上活动区的散射光强是有差别的，如

果忽略这种差别也会给我们的磁场测量带来比较严重的影响。

### § 5.6.1 观测现象

见图 5.3 中的上面磁图，这是纵场信号  $V/I$ ，可以清楚的看到在黑子中心有信号变弱的现象。那么我们首先想到的是否发生了磁饱和效应。它的定义就是，超过某一最大磁场强度，所测量的偏振信号强度随着磁场强度的增大而减小，不同谱线所能够测量的最大的磁场强度的能力不同，而且同一谱线的不同位置测量能力也不同，一般来说线翼的测量范围要大于线心的测量范围。检验是否发生磁饱和效应，一个好的方法就是观测活动区的谱线轮廓，那么对与另外一个黑子，它的纵场信号在图 5.3 下面的显示，我们扫描了谱线轮廓  $V/I$ ，见图 5.4。我们看到本影区的  $V/I$  轮廓比较完整，很明显信号减弱不是磁饱和造成的。

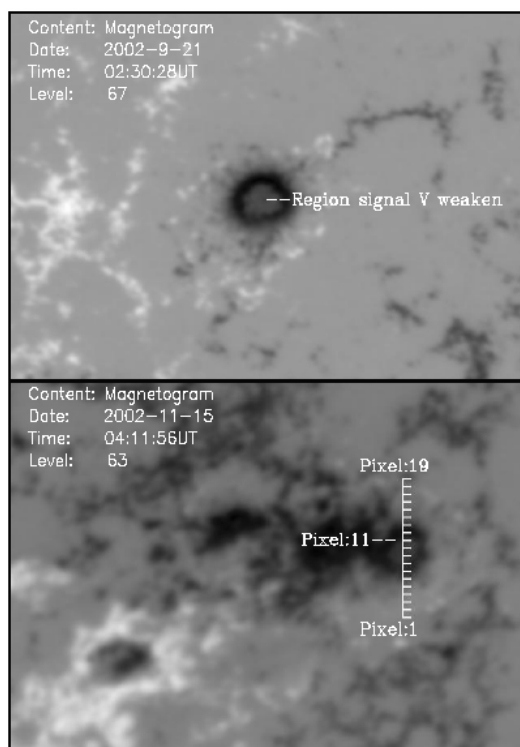


图 5.3 纵场信号  $V/I$ ，两磁图的黑子中心都有变弱的现象

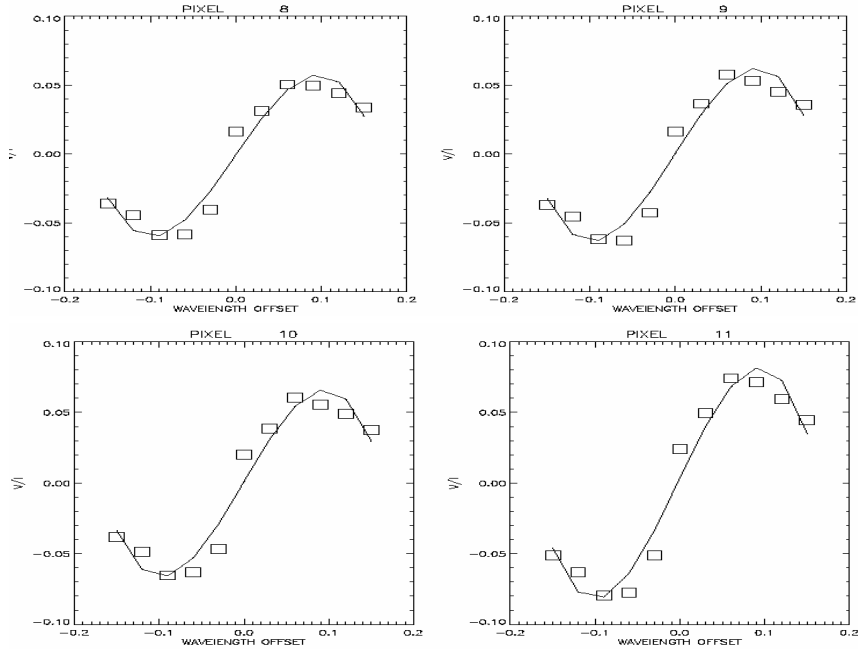


图 5.4 纵场信号  $V/I$  轮廓，所取空间点是图 5.3 中下图黑子本影区所表明的 8、9、10、11 空间点位置。

### § 5.6.2 减不同程度的背景散射光对磁信号的影响

对于向量磁谱仪观测的磁场信号  $V/I$ ,  $Q/I$ ,  $U/I$  的表达式:

$$V(v)/I = \frac{I_R(v) - I_L(v)}{I_R(v) + I_L(v)} \quad (5.20)$$

$$Q(v)/I = \frac{I_{\delta=0}(v) - I_{\delta=90}(v)}{I_{\delta=0}(v) + I_{\delta=90}(v)} \quad (5.21)$$

$$U(v)/I = \frac{I_{\delta=45}(v) - I_{\delta=135}(v)}{I_{\delta=45}(v) + I_{\delta=135}(v)} \quad (5.22)$$

对于怀柔向量磁谱仪常规观测， $V/I$  是在距离线心  $-0.075 \text{ \AA}$  位置观测； $Q/I$ ,  $U/I$  是在线心附近观测。我们看到观测横场和纵场的信号的表达式形式一样，所以下面以纵场信号  $V/I$  来讨论，所得到的结论也横场信号也可能使用。图 5.5 表明了在一黑子附近，光强随位置的变化。



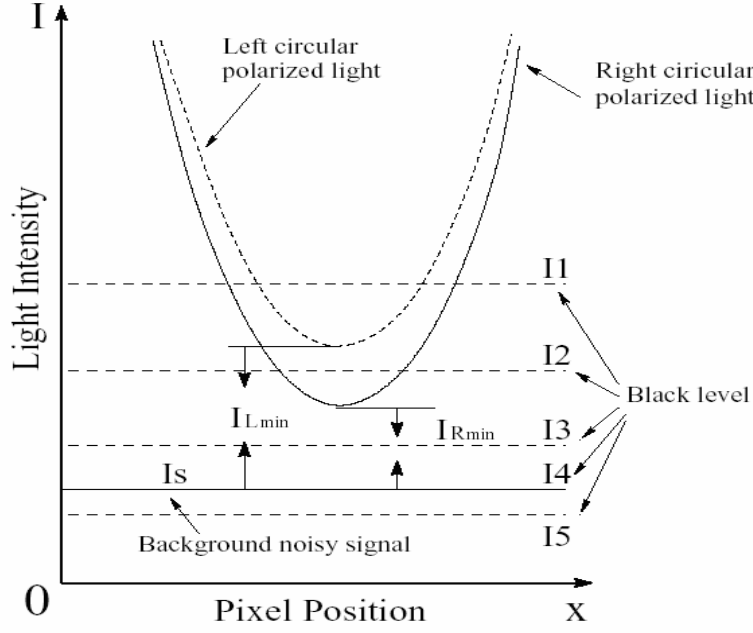


图 5.5 在一黑子附近左旋、右旋圆偏振光随位置的变化。I1、I2、I3、I4、I5 指 5 个不同减散射光的位置，I<sub>S</sub> 指真实的散射光的位置。

I1、I2、I3、I4、I5 指 5 个不同减散射光的位置；I<sub>S</sub> 指真实的散射光的位置，对于左、右旋偏振光应该是 I<sub>LS</sub> 和 I<sub>RS</sub>；I<sub>Lmin</sub>、I<sub>Rmax</sub>，指黑子磁场最强处的左、右旋圆偏振光强。下面的讨论都以这个点为代表，在观测时，减背景光在位置 5 时，得到的观测纵场信号是：

$$V_5 / I = \frac{I_{Rmin} - I_{Lmin} + I_{RS} - I_{LS}}{(I_{Rmin} + I_{Lmin}) + (I_{RS} + I_{LS} - 2I_5)} \quad (5.23)$$

由于  $I_{RS} + I_{LS} > 2I_5$ ，所以观测信号小于实际的信号。当减背景光在位置 3 时，

$$V_3 / I = \frac{I_{Rmin} - I_{Lmin} + I_{RS} - I_{LS}}{(I_{Rmin} + I_{Lmin}) + (I_{RS} + I_{LS} - 2I_3)} \quad (5.24)$$

由于  $I_{RS} + I_{LS} < 2I_3$ ，所以观测信号大于实际的信号，这其中假信号。当减背景光在位置 4 时，因为  $I_{RS} + I_{LS} \approx 2I_4$ ，所以的应该还是比较接近实际信号：

$$V_4 / I \approx \frac{I_{Rmin} - I_{Lmin} + I_{RS} - I_{LS}}{(I_{Rmin} + I_{Lmin})} \quad (5.25)$$

当减背景散射光在位置 2 时，所观测的信号是：

$$V_2 / I = \frac{I_{L\min} - (I_2 - I_{LS}) - 0}{I_{L\min} - (I_2 - I_{LS}) - 0} = 1 \quad (5.26)$$

这是得到的更大的假信号。当减背景散射光在位置 1 时，得不到信号，所以在位置 1、2 观测是没有任何意义的。(5.23)、(5.24)、(5.25) 可以写成一个统一的公式即是如下：

$$V / I = \frac{I_R - I_L + I_{RS} - I_{LS}}{(I_R + I_L) + 2I_i - I_{LS} - I_{RS}}, \quad \begin{array}{l} I_{LS} + I_{RS} < 2I_i, \quad V/I \text{ 偏小} \\ I_{RS} + I_{LS} = 2I_i, \quad V/I \text{ 较好} \\ I_{RS} + I_{LS} > 2I_i, \quad V/I \text{ 偏大} \end{array} \quad (5.27)$$

把(5.15)和(5.27)做对比，如果我们令  $c_{non}V = I_R - I_L$ ， $c_{non}I = I_R + I_L$ ，那么如果选择比较合适的 Black Level  $2I_i \approx I_{RS} + I_{LS}$ ，又因为  $I_{RS} - I_{LS}$ ，比较小，似乎我们可能得到比较真实的磁场信号。关键是我们如何选取比较适合的 Black Level，由图 5.2 可知道，其中的点划线是代表大扩展角度的散射光在日面上的缓慢的变化，如果把日面边缘  $r = 1$  处的散射光强度与日面  $r = 0.73$  处的散射光强相比较，数值大约是  $0.25/0.15 = 1.67$ ，所以知道日面边缘处的散射光强度，我们就可以知道日面上任何一点的散射光强度了（这是一种近似，忽略了小扩展角度的散射光）。

Q/I, U/I 应当和 V/I 的情况一样，我们讨论一下所感兴趣的方位角公式为：

$$\gamma = \frac{1}{2} \arctan( Q_{True} + Q_S ) / ( U_{True} + U_S ) \quad (5.28)$$

我们看到方位角也受到散射光信号的影响，但是散射光产生的信号  $Q_S, U_S$  比较小，而且方位角不受减不同背景散射光强的影响，所以我们得到的横场方位角信号还是比较可靠（除磁光效应的影响外）。对比公式(5.27)与公式(5.17)，可以看出（5.27）是对大扩展角散射光的矫正，由于背景散射光在日面变化缓慢，所以

我们假设在黑子附近，散射光是常数，这当然是一种更粗劣的近似。对活动区 AR10218 进行实际观测，也可以看到公式 (5.27) 所讨论的情况，见图 5.6 纵场磁图信号。

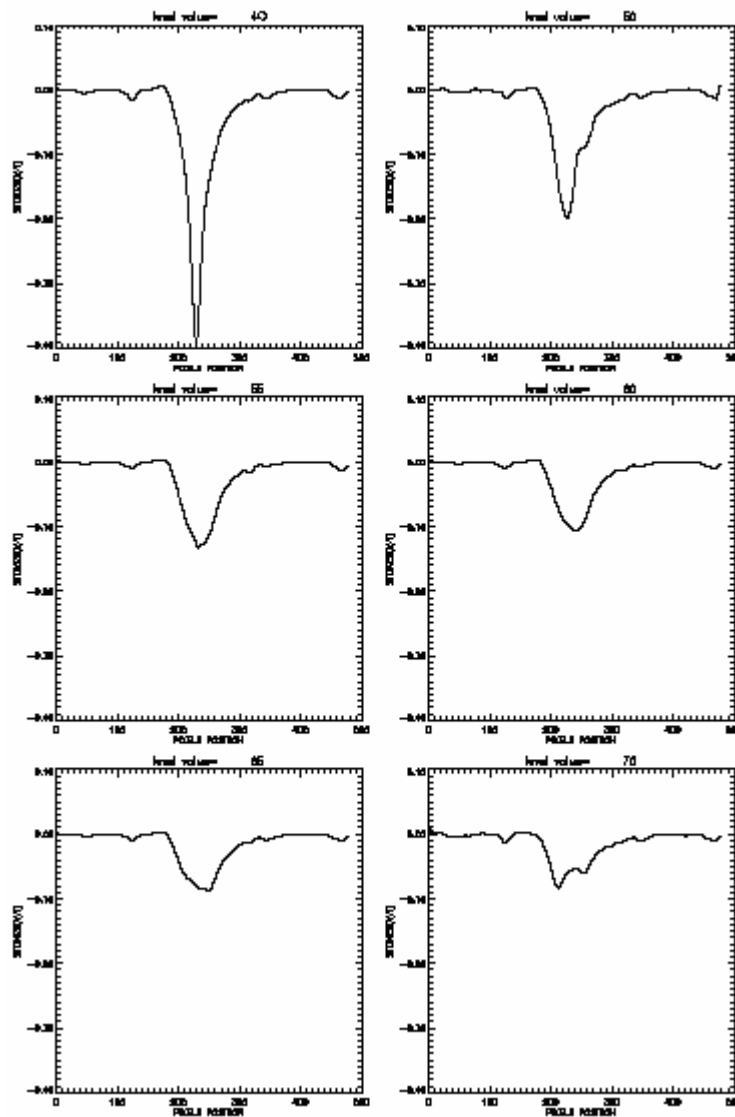


图 5.6 去掉不同程度的背景散射光，所观测到的纵场磁信号。

在日面边缘观测到的背景散射光强度(Black Level)是 65, 从背景光强(Black Level) 40 开始到 50, 然后步长是 5, 到 70 (实际上减掉的背景散射光强在缩小), 我们看到 V/I 信号从大变到小。那么这其中也许有一个减掉的背景散射光强和黑子所在位置的背景散射光强接近, 我们可以从大扩展角度背景散射光强随空间位置的分布图(5.2)来寻求日面上活动区所在位置的散射光强度。经过我们把 Black

Level 40、55、60、65 的各种曲线画到一起，见图 5.7。

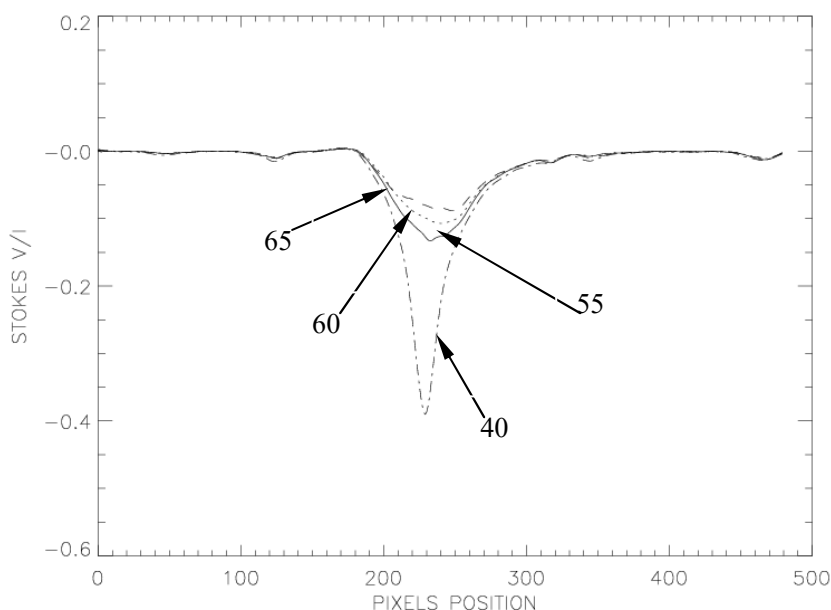


图 5.7 Black Level 是 45、55、60、65 的四条曲线。

Black Level 是 55、60、65 时，其磁场信号变化不明显，而 Black Level 是 40 的磁场信号却和它们差异非常的大。从 (5.27) 式可以知道，如果选择合适的 Black Level，会得到接近真实的磁场信号，但是从这个表达式中也知道，在分子中因为存在  $I_{RS} - I_{LS}$  这一项，那么真实信号中会掺杂一些假信号。由于  $I_{RS} - I_{LS}$  这一项可能比较小，所以估计假信号不会多。现在我们讨论，如何去得到在黑子附近比较真实的散射光强，活动区 AR10218 距离日面中心的距离大约是  $r = 0.5$ 。在图 5.2 中，我们得到了大扩展角度散射光随日面位置的变化，这次观测和观测活动区 AR10218 不在同一天，但是天气都比较晴朗，所以用图 5.2 所得结果对 AR10218 附近的散射光做近似估计。 $r = 0.5$  处的散射光和  $r = 1$  处的散射光强比是： $0.29/0.15 = 1.93$ ，而在日面边缘得到的 Black Level 是 65，那么在  $r = 0.5$  处 Black Level 的计算公式是：

$$L_r = L_{r=1} * (I_r / I_{r=1}) - (I_r - I_{r=1}) * L_{zero} / I_{r=1} \quad (5.29)$$

若  $L_{zero} = 90$ ，则  $L_r = 43$ ，从图 5.7 可以看到减去 Black Level 为 40 的情况

所获得的磁场信号比较接近真实的磁场信号。我们画出定标以后的纵场信号的等高线，纵场定标系数用 8831Gauss（第四章），如图 5.8 所示。

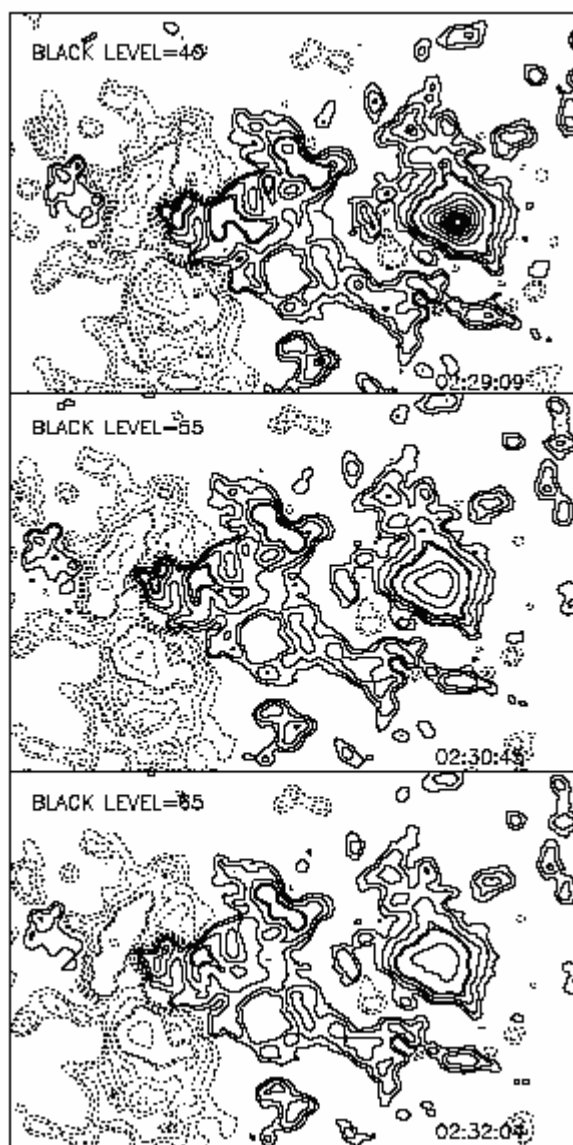


图 5.8 纵向磁图，减背景散射光是 Black Level 值为 40、55、65 的情况。

现在在对怀柔磁场定标时，在纵场信号乘以 10000Gauss 以后，还需要对纵场进行内插，以修正黑子本影中心信号变弱的现象，即获得的纵场值假如在如下区间： $V=[20., 40., 80., 160., 280., 424., 556., 677., 788., 890., 984., 1071., 1152.]$  那么内插所使用的区间是： $U=[20., 40., 80., 320., 630., 964., 1280., 1600., 1920., 2240., 2560., 2880., 3335.]$ ，现在如果按照以上方法去背景散射光，在使用第四章的纵场定标系数，我们就可以避免这些麻烦。

## 结束语

本文研究了磁场测量中的磁光效应问题、磁场测量定标和地面观测散射光对磁场测量的影响。磁光效应对横场方向影响比较大，在谱线线心附近测量磁场尤为严重，但是在谱线线翼测量磁场，交叉串扰影响又很严重，相比较而言交叉串扰比磁光效应容易矫正，所以在线翼测量横场比较可行。磁场定标是磁场测量的基础工作，在这方面艾国祥等人已经做比较好的理论定标和经验定标，王同江等人结合观测和经验两种方法使用光球资料对纵场做了定标，本文的定标结果和他们的定标结果有较明显的差别，我们现在还无法解释为什么会出现这种差异。地面观测，大气散射光会对磁场测量精度和分辨率有明显的影响，可以说现在仍然还没有切实可行的办法来解决这个问题，本文结合观测资料 and 理论分析提出了一种矫正散射光的粗略方法，结合本文的磁场定标结果，它克服了现在所使用的资料后期处理中内插改正问题，但是这种方法的可靠程度需要大量观测来检验。

近年来人们将目光投向红外波段测量磁场，使用红外波段较光学波段有明显的优越性，所以具有广阔的发展前景<sup>[57]</sup>。首先地球大气散射光随波长的增加而很快的下降，当观测波长长于 8000nm 时，散射比天空热辐射小很多，这样就可以部分的消除散射光对磁场测量精度、分辨率的影响。另外，对 Zeeman 效应，其裂距  $\Delta\lambda$  正比于  $g\lambda^2 B$ ， $\lambda$  是发生 Zeeman 分裂的磁敏谱线的波长，而  $B$  就是产生 Zeeman 效应的外磁场强度。显然，对于同等强度的磁场，谱线波长越长起裂距越大，所以对于弱场也可以相当精确的测量。目前国际上已有几个天文台在进行红外滤光器的研究工作，怀柔基地也正着手做这方面的课题。

## 参考文献

- [1] Stenflo, J.O., 1994, Solar Magnetic Fields, p2
- [2] 林元章, 2000, 太阳物理导论, p66
- [3] Wang, J.X., 1999, Fundamentals of Cosmic Physics, **20**, 251
- [4] Jefferies, J., Lites, B.W. and Skumanich, A., 1989, ApJ, 343, 920
- [5] 艾国祥, 胡岳风, 1986, 北京天文台台刊, 8, 1
- [6] 艾国祥, 李威, 张洪起, 1982, 天文学报, 23, 39
- [7] Zhang, H., 2000, Solar Phys., 197, 235
- [8] Evans, J.W., Solar Magnetographs Introductory Lecture
- [9] 王东光, 2003, 博士论文
- [10] Wang, J., Shi, Z., Wang, H., and Lu, Y.P., 1996, ApJ, 456, 861
- [11] Hagyard, M.J., 1987, Solar Phys., 107, 239
- [12] Georgoulis, M.K., Labonte, B.J., and Metcalf, T.R., 2004, 602, 446
- [13] Zhang, H., 2001, ApJ., 557, L71
- [14] Press, W.H., et al., 1992, Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing (New York: Cambridge Univ. Press), 652
- [15] Lee, S.H., 1986, Opt. Eng., 25, 69
- [16] Jefferies, J.T. and Mickey, D.L., 1991, in L.J. November (ed.) Solar Polarimetry, National Solar Observatory, Sunspot, N.M., p.373
- [17] Wang, T.J., Ai, G.X., and Deng, Y.Y., 1996, Publ. Beijing Astronomical Observatory, 28, 31
- [18] Landofi, M. and Landi Degl' Innocenti, E.: 1982, Solar Phys. 78, 355
- [19] Hagyard, M. J., Adams, M. L. , Smith, J. E., *et al.*, 2000, Solar Phys., 191, 309
- [20] Lites, B.W., and Skumanich, A. 1985, in Measurement of Solar Vector Magnetic Fields, NASA CP-2374, ed. M.J. Hagyard (NASA CP-2374), 342
- [21] Balasubramaniam, K.S. and West, E.A.: 1991, ApJ., 382, 699
- [22] Allen, C.W., AstroPhysical Quantities, The Athlone Press, 1973
- [23] Priest, E.R., Solar Magnetohydrodynamics, 1984, p441
- [24] Ding, M.D., and Fang, C., 1989, A.A., 225, 204
- [25] Vernazza, J.E., Avrett, E.H., Loeser, R., 1981, ApJ. Suppl., 45, 635
- [26] Wang., H., Varsik, J., Zirin, H., *et al.*, 1992, Solar Phys., 142, 11
- [27] Bao, S., Pevtsov, A., Wang, T., *et al.*, 2000, Solar Phys., 195, 75
- [28] Zhang, H., 2000, Solar Phys., 197, 235
- [29] Hagyard, M.J. and Pevtsov, A.A., 1999, Solar Phys. 189,25
- [30] Wallace, L., Hinkle, K., and Livingston, W. An Atlas of Sunspot Umbral Spectra in the Visible from 15,000 to 25,500  $\text{cm}^{-1}$  (3920 to 6664Å)
- [31] Zhang, H.Q., Solar Phys., 197,235
- [32] Wanders, A.J.M., 1934, Z. Astrophys. 8,108
- [33] David, K.H. and Elste, G., 1962, Z. Astrophys. 54,12
- [34] Zwaan, C., 1965, Rech. Astron. Obs. Utrecht 17
- [35] Staveland, L., 1970, Solar Phys., 12, 237
- [36] Staveland, L., 1972, Inst. Of Theor. Astrophys. Univ. Oslo, Report No. 36

- 
- [37] Maltby, P., 1971, *Solar Phys.* 18,3
- [38] Matting, W., 1971, *Solar Phys.* 18,434
- [39] Brahde, R., 1972, *Solar Phys.* 26,318
- [40] Wittmann, A. and Wohl, H., 1975, *Solar Phys.*, 44,231
- [41] Kneer, F. and Matting, W., 1968, *Solar Phys.*, 5, 42
- [42] Wittmann, A. and Schroter, E.H., 1969, *Solar Phys.*, 10,357
- [43] Maltby, P. and Staveland, L., 1971, *Solar Phys.*, 18,443
- [44] Brahde, R., 1974, *Inst. Of Theor. Astrophys. Univ. Oslo, Report No.*, 41
- [45] Mullan, D.J., 1973, *Solar Phys.* 32,65
- [46] Mykland, N., 1973, *Solar Phys.*, 28,49
- [47] Albregtsen, F. and Maltby, P., 1981, *Solar Phys.*, 71, 269
- [48] Sobotka, M., 1983, *Publ. Debrecen Heliophys. Obs.*,5, 581
- [49] Lawrence, J.K., Chapman, G.A., Herzog, A.D., and Shelton, J.C., 1985, *ApJ.*, 292,297
- [50] Jefferies, S.M. and Duvall, T.L., 1991, *Solar Phys.* 132, 215
- [51] Pillet, V.M., 1992, *Solar Phys.*, 140, 207
- [52] Chae, J., and Yun, H.S., Sakurai, T., and Ichimoto, K., 1998, *Solar Phys.*, 183, 229
- [53] Chae, J., and Yun, H.S., Sakurai, T., and Ichimoto, K., 1998, *Solar Phys.*, 183, 245
- [54] Lites, B.W., Elmore, D.F., Seagraves, P., and Skumanich, A.P., 1993, *ApJ.*, 418, 928
- [55] Lites, B.W., Martinez Pillet, V., and Skumanich, A., 1994, *Solar Phys.*, 155,1
- [56] Lee, J., Chae, J., Yun, H.S., and Zirin, H., 1997, *Solar Phys.*, 197,35
- [57] 宋国峰, 博士论文, p76



## 博士期间发表的论文

- [1] Su, J T and Zhang, H. Q., 2004, Solar Phys., in press
- [2] Su, J T and Zhang, H. Q., 2004, ChJAA., in press

## 致谢

在此论文即将完成之际,我首先要衷心地感谢我的指导教师:张洪起研究员。导师无论在生活上,还是课题的选择、研究和论文的写作上,无时不给予我热情的关怀、指导和帮助,使我得以比较顺利地完成本论文的工作。特别是导师严谨的治学态度,高尚的敬业精神使我终身难忘。

非常感谢邓元勇研究员、张枚研究员、包曙东副研究员、包星明同学、刘继宏同学等对我在学习和研究过程中的帮助和指导。感谢国家天文台怀柔观测基地的汪国平、齐宏伟不辞辛劳地为我观测所需要的数据。

感谢人事处的杜红荣老师在我的博士学业期间提供的各方面的支持和帮助。国家天文台和其他单位的不少老师和同事对我的学习和工作也给予了很多的帮助,在此表示作者深深的谢意。

最后我要感谢我的妻子,虽然我们两地分居6年,但她还是毫无怨言地支持我的求学生涯。