

Statistical Removal of Faraday Rotation and Analysis on Influence of Helicity Parameters

Yu Gao

Supervisor:

Prof. Hong-Qi Zhang

National Astronomical Observatories,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China

May, 2008

*Submitted in total fulfilment of the requirements for the degree of Ph.D.
in Solar Physics*

摘 要

太阳矢量磁场测量是太阳物理研究中的一个基本问题, 由于观测原理和仪器制作等方面的制约, 测量受到各种因素的影响, 磁光效应(Faraday旋转)是其中的一种。该效应主要影响横场方位角的测量精度。这使得利用矢量磁场资料计算各种非势参量时存在一定的不准确性。然而, 由于Faraday旋转效应与其他众多的复杂因素共同包含于所观测的磁图中, 所以在磁图中寻找Faraday旋转效应的分布一直是很困难的问题。最近的一些工作给出了单个黑子磁图中Faraday旋转效应导致的方位角误差的分布趋势, 该论文的主要成果是在此基础上从不同黑子磁图中找出了方位角差分布的定量特征, 并通过与偏振辐射转移方程的数值解作对比, 给出统计消除常规测量磁图中磁光效应影响的方法。这一方法的提出对同类仪器矢量磁场资料处理时消除磁光效应影响具有重要启示。随后将这种方法应用于第22和23太阳活动周984个活动区的矢量磁图中。通过分析这一大样本矢量磁图的统计结果, 我们发现日面螺度和磁场的最大值出现的时间与从Parker发电机方程导出的螺度与磁场相位关系截然不同, 这将给发电机理论提出新的挑战, 从而带动太阳发电机理论的新发展。

1. 比较怀柔太阳观测基地视频矢量磁像仪在工作谱线FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 线心和线翼 -0.12 \AA 处获得的三个活动区(NOAA AR 10325、10484、10377)的矢量磁图发现, 它们的平均方位角差在相同纵场间隔中呈现定量的一致性, 并且与从Su and Zhang (2004b)中79个像素所获得的最小二乘拟合参数推得的方位角差值相当。
2. 进一步考虑了Faraday旋转引起的方位角差随纵场和倾角的二维分布, 把 B_z 和 ψ 分别以100 G和 3° 划分间隔。结果显示方位角差显然随 B_z 增大而增加, 随 ψ 增大而减小, 并且在 B_z 每100 G间隔中方位角差的幅度变化非常小。可以用方位角差与纵场的多项式拟合关系定量描述Faraday旋转在磁图中的分布, 其关系由式(1) $\Delta\delta\phi^\circ = 0.0114 \times |B_z|$ 表示。另一方面, 我们利用偏振辐射转移方程数值解得出的Faraday旋转在线心和线翼(-0.12 \AA)处引起的方位角差与纵场的分布关系, 由式(2) $\Delta\delta\phi^\circ = 0.0149 \times |B_z| - 1.455 \times 10^{-6} \times B_z^2$ 表示, 并且与式(1)所描述的观测结果

进行比较, 获得两者定量的一致性。采用观测和理论结果对三个活动区非势参数 (J_z 、 H_c 、 α_{av}) 的改正表明, 从单个活动区的线心观测磁图获得的各参数平均值在改正后非常接近线翼观测值。我们也给出由偏振辐射转移方程数值解得出的在线心处Faraday 旋转引起的方位角差值与纵场的分布关系, 由式 (3) $\delta\phi_{0.00} = 0.0254 \times |B_z| - 3.975 \times 10^{-6} \times B_z^2$ 表示。将三个公式应用到393幅矢量磁图并计算其中的强纵场 ($|B_z| > 500$ G) 电流, 结果表明公式 (1)、(2) 可以消除磁图中Faraday旋转效应所导致的部分伪电流, 而公式 (3) 几乎消除其中全部伪电流。

3. 在第二个工作的基础上, 我们分析了磁光效应对于984个活动区矢量磁图中螺度参数 (H_c 、 α_{av}) 统计计算的影响, 尤其是两个太阳活动周期半球螺度符号手征性的影响。通过对每一周期相应半球所选活动区中Faraday旋转效应对参数 H_c 、 α_{av} 的具体分析, 展示了为什么Faraday旋转效应对 H_c 的影响比 α_{av} 显著, 以及如何影响不同活动周半球螺度符号法则, 给出了统计消除法拉第效应影响后太阳活动22、23周电流螺度和无力场因子的半球符号比例。在此基础上, 我们对比分析了这一大样本矢量磁图的统计结果与黑子蝴蝶图, 发现日面螺度和磁场的最大值出现的时间与从Parker发电机方程给出的结果截然不同, 这将给发电机理论提出新的挑战, 从而带动太阳发电机理论的新发展。

关键词: 太阳活动区, 光球, 矢量磁场, 法拉第旋转, 统计消除螺度

Abstract

The measurement of solar vector magnetic field is a basic problem in the research of solar physics. On account of the limitation of both the principle of measurement and the instrument, the measuring accuracy is determined by many factors. One of them is the effect of Faraday rotation. The effect is mainly change the azimuth of transverse field and thus cause the errors in derivation of the non-potential parameters from the vector magnetograms. However, It is difficult to find out the effect of Faraday rotations in the magnetograms quantitatively since it acts on the measurement combined with many other factors. Based on the recent analyses of the distribution of azimuth errors in some single sunspot magnetograms, we find the common characteristic of Faraday rotations in different active regions in this paper. Then through comparing the observational results to the numerical simulation from the polarized radiative transfer equations, we give out a method of removing the Faraday rotations in the regular observational vector magnetograms. The advance of the method supply a probable method to correct Faraday rotation in the magnetograms obtained with the other filter-type magnetographs as well. After that, the method is applied to 984 vector magnetograms. The analysis of the statistical result of current helicity and twist from 984 vector magnetograms shows a phase lag between the maximum of helicity “butterfly diagram” and sunspot butterfly diagram is obviously opposite to that inferred from Parker solar dynamo. It will supply a new observational challenge for the solar dynamo model and may prompt the new development of the theory of solar dynamo:

1. Comparing the vector magnetograms of Huairou Solar Observing Station (HSOS) taken at the line center (0.0 \AA) and the line wing (-0.12 \AA) of FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$, we find the mean azimuth differences almost equal when their corresponding longitudinal field in the same intervals. The results are well consistent with that obtained by Su and Zhang (2004).

2. Furthermore, we obtain the distribution of azimuth differences ($\Delta\delta\phi$)

between the line center and the line wing -0.12 \AA of FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ with both longitudinal field and inclination. The grids of longitudinal field B_z and inclination ψ in interval of 100 G and 3° are made. It is found that the azimuth rotations are in the same magnitudes when B_z are in a 100 G interval. The amplitudes of azimuth differences obviously increase with increasing B_z and decrease with increasing ψ . Totally, in observation we obtain the correlation between the observed azimuth difference and B_z depicted by a linear fitting formula (1) $\Delta\delta\phi^o = 0.0114 \times |B_z|$. On the other hand, through the simulation we obtain the azimuth differences between the line center and the line wing -0.12 \AA (2) $\Delta\delta\phi^t = 0.0149 \times |B_z| - 1.455 \times 10^{-6} \times B_z^2$, We correct the vector magnetograms of three active regions with Formula (1) and (3) and find that the electric current J_z , current helicity H_c , and average force-free field factor α_{av} calculated from the correct magnetograms are nearly equivalent to those measured at the line wing -0.12 \AA . Furthermore, in simulation we also present the fitting formula (3) $\delta\phi_{0.00} = 0.0254 \times |B_z| - 3.975 \times 10^{-6} \times B_z^2$, which describes the azimuth rotation at the line center of FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$. At last, we calculate J_z with the corrected 393 vector magnetograms and find that Formulae (1) and (3) can remove a part of the false current while Formula (2) can remove the major.

3. Based on the method of removing Faraday rotations, we analyze how Faraday rotations impact the statistical calculation of helicity parameters (H_c , α_{av}), and especially the hemispheric helicity rule in two solar active cycle. In analyses of the active region in each hemisphere in each solar cycle, we present why Faraday rotations influence more violently on H_c than α_{av} . At last, we give out the similar hemispheric helicity rule in the 22nd and 23rd solar cycle with the different parameters. Based on the statistical result of H_c and α_{av} from 984 active regions, we compare the “butterfly diagram” of helicity to the sunspot butterfly diagram. It shows a phase lag between the maximum of helicity “butterfly diagram” and sunspot butterfly diagram is obviously opposite to that inferred from Parker solar dynamo. It will supply a new observational challenge for the solar dynamo model, and prompt the new development of solar dynamo model.

Keywords: solar activity, photosphere, magnetic field, helicity

目 录

摘要	i
Abstract	iii
目录	vii
第一章 引言	1
1.1 太阳磁场测量原理	1
1.1.1 太阳光谱线的Zeeman效应	1
1.1.2 偏振光描述	3
1.1.3 偏振辐射转移方程的建立	4
1.2 怀柔太阳磁场望远镜简介	9
1.2.1 磁分析器原理	9
1.3 影响矢量磁场观测的因素	11
1.3.1 影响太阳磁场测量的因素	11
1.3.2 Faraday旋转效应影响的分析	13
1.4 电流螺度的观测研究和理论分析	16
1.4.1 磁螺度的观测研究	16
1.4.2 观测结果的理论解释	17
1.5 Faraday旋转效应的进一步分析	20
1.6 计算过程中Faraday旋转效应的影响	24
1.7 本文的目的和意义	27
第二章 Faraday旋转在观测磁图中的分布	29
2.1 引言	29
2.2 数据分析和处理	29

2.2.1	活动区数据样本	29
2.2.2	HSOS与SOHO/MDI视向磁场比较	31
2.3	不同纵场间隔中方位角差的分布	32
2.4	对三个活动区常规观测数据的改正	32
2.5	应用到393幅矢量磁图中强场电流的改正	34
2.6	总结与讨论	38
第三章	统计消除滤光器型磁像仪矢量磁图中的Faraday旋转效应	41
3.1	引言	41
3.2	观测数据处理和结果	41
3.3	观测与数值解的比较	42
3.3.1	偏振辐射转移方程的数值解	42
3.3.2	方位角差值的数值模拟	45
3.3.3	比较	47
3.4	对电流和螺度参数的改正	48
3.5	应用到大样本电流统计的改正	51
3.6	结论	52
第四章	Faraday旋转效应对半球螺度法则的影响	55
4.1	引言	55
4.2	数据处理	55
4.3	统计结果	56
4.3.1	螺度统计比例	56
4.3.2	螺度随太阳周的演化	60
4.4	总结	60
第五章	进一步的工作设想	63
附录 A	附录	65
参考文献		67

发表文章目录

71

致谢

73

第一章 引言

太阳磁场测量，尤其是矢量磁场测量，是目前太阳磁活动现象研究的重要基础。通过观测光球表面活动区内部矢量磁场的演化，可以了解太阳剧烈活动，如耀斑和日冕物质抛射过程中磁能的储存与释放。而通过长期（几个周期）积累的观测资料研究螺度随太阳周期及日面纬度的演化可以帮助人们理解有关太阳磁场起源等基本问题。

1.1 太阳磁场测量原理

1.1.1 太阳光谱线的Zeeman效应

(1) 纯发射线的Zeeman效应

根据原子光谱理论，处在磁场中的原子能级将发生空间量子化。当外磁场 $B \neq 0$ 时，由于空间量子化，根据Zeeman效应，一条谱线的上下能态将分裂为 $(2J+1)$ 子能态，各子能态的磁量子数 M 不同。于是上能态中的某个子能态与下能态中的某个子能态之间的跃迁产生各条Zeeman分裂子线。太阳磁场观测通常只用三分裂谱线，即谱线在外磁场中分裂为三条子线：一条 π 子线波长不变，两条 σ 子线波长产生位移。这种特殊的三分裂称为正常Zeeman三分裂。当 δ 和 B 的单位分别为厘米和高斯时，塞曼裂距 $\delta\lambda$ 为：

$$\Delta\lambda = 4.67 \times 10^{-5} g\lambda_0^2 B(cm)$$

对于三分裂的纯发射线，波长不变的 π 子线为线偏振，偏振方向与磁场平行；而对称位于紫端和红端的两条子线 σ_v 和 σ_r ，则是在与磁场垂直的平面内圆偏振，它们电振动矢量的旋转方向相反。当观测者的迎着磁场方向观测时（纵向观测）， σ_v 为左旋， σ_r 为右旋，如图1.1 (a)所示。当观测者的视向与磁场垂直时（横向观测），三条子线都能看到，且均为线偏振， π 子线和二 σ 子线的偏振方向分别与磁场平行和垂直，如图1.1 (b)所示。

(2) 吸收线的Zeeman效应

当白光射进处于磁场中的吸收气体时，由于磁场中气体原子的能级分裂，产生的吸收线也呈现Zeeman分裂，这种现象称为逆Zeeman效应。对

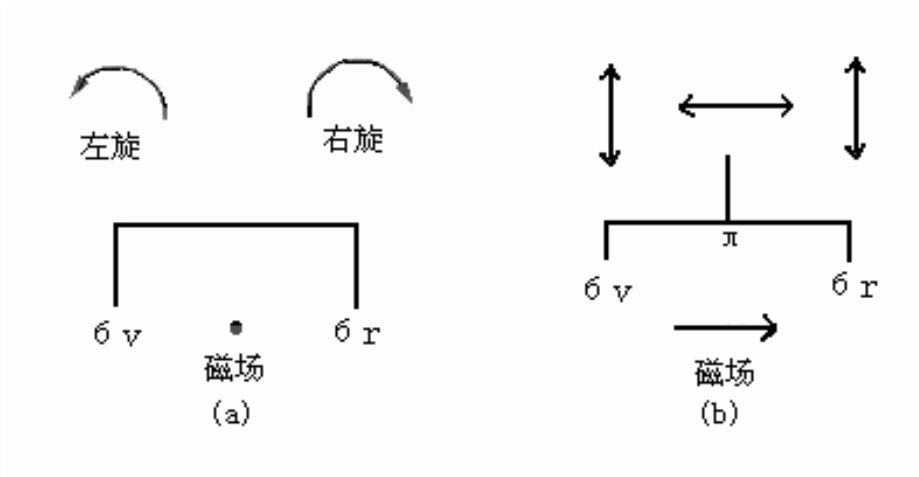


图 1.1: 发射线的Zeeman效应。(a)为纵向观测, (b)为横向观测。箭头表示偏振方向, 线段长短表示子线的强度。

于谱线为三分裂的情形, 产生三条吸收子线, σ_v , π 和 σ_r , 对应的波长分别为 $\lambda - \delta\lambda$, λ_0 和 $\lambda + \delta\lambda$, λ_0 为原谱线波长。当观测者的迎着磁场方向观测时(纵向观测), σ_v 为右旋, σ_L 为左旋, 如图1.2 (a)所示。当观测者的视向与磁场垂直时(横向观测), 三条子线都能看到, 其中 π 子线的偏振方向与磁场垂直的线偏振, 二 σ 子线的偏振方向与磁场平行的部分线偏振, 如图1.2 (b)所示。

从太阳大气中获得磁场信息的最重要的方法是观测Zeeman效应。Lorentz经典理论中假设吸收和发射过程中的电子为线性振子。当存在磁场时, 所有的线性振子都围绕磁力线运动, 它们等效于以原来频率沿磁力线运动的线性振子和频率相对变化后在垂直于磁力线的平面内运动的左旋振子和右旋振子。这些振子分别产生Zeeman效应中的 π 分量和 σ 分量。太阳的Fraunhofer谱线是太阳大气物质不断吸收辐射又不断发出辐射, 在该波长处形成辐射减弱的过程。因而它的Zeeman分裂子线的强度和偏振状态不能简单的用纯发射线或纯吸收线的Zeeman效应来描述。而是要借助于建立太阳磁大气中的辐射转移方程, 并在某些假定下求解。由于太阳大气中磁场的作用, Zeeman分裂各子线成分同时存在强度和偏振状态的差异, 所以需要一套既可描述光强度又可描述偏振状态的Stokes参数来描述一束光。

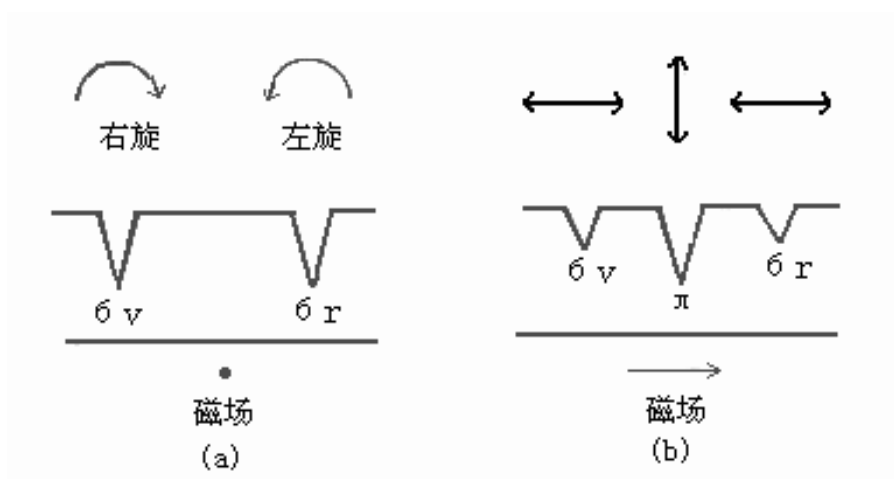


图 1.2: 吸收线的Zeeman效应。(a)为纵向观测, (b)为横向观测。

1.1.2 偏振光描述

设平面偏振光振幅分量分别为 E_x 和 E_y , 相位角分别为 ϵ_1 和 ϵ_2 , 则相应的Stokes参数 I, Q, U, V 分别为:

$$\begin{aligned} I &= E_x^2 + E_y^2 \\ Q &= E_x^2 - E_y^2 \\ U &= \overline{2E_x E_y \cos(\epsilon_1 - \epsilon_2)} \\ V &= \overline{2E_x E_y \sin(\epsilon_1 - \epsilon_2)} \end{aligned}$$

I 表示光波的总强度, Q 表示线偏振光水平或垂直的程度, U 描述与 Q 成 45° 线偏振的程度, V 表示光束中圆偏振光左旋或右旋的程度。由偏振光的椭圆方程式可以得到椭圆的方位角和椭率:

$$\begin{aligned} \tan 2\chi &= \frac{2E_x E_y \cos(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{E_x^2 - E_y^2} \\ \sin 2\gamma &= \frac{2E_x E_y \sin(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{E_x^2 + E_y^2} \end{aligned}$$

其中 χ 为椭圆偏振光的椭圆长轴与 x 轴夹角, 确定偏振面的方向, γ 为椭圆短轴与长轴之比, 确定偏振光的椭圆度与旋向。结合Stokes参数的定义看出:

$$\begin{aligned} \tan 2\chi &= U/Q \\ \sin 2\gamma &= V/I \end{aligned}$$

而对于完全平面偏振光:

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$$

对于部分偏振光, 其偏振度可以表示为:

$$P = \left(\frac{Q^2 + U^2 + V^2}{I^2} \right)^{1/2}$$

Stokes参数(I、Q、U、V)的量纲均为辐射强度。Stokes参数确定后, 光束的强度和偏振状态就完全确定了。其中Q、U描述线偏振光, V描述圆偏振光。在实际观测中, 通过变换偏振分析器中偏振光学元件的组合, 可以分别测量四个量的强度, 然后进行定标, 来反演太阳大气中的磁场强度。

1.1.3 偏振辐射转移方程的建立

在此我们主要介绍Stenflo (1994)建立偏振辐射转移方程的方法, 关于此方程的详细建立过程也可参考苏江涛(博士论文)附录部分:

从经典电磁场理论, 描述光的电矢量和磁矢量在空间是相互垂直的, 且存在固定的相位, 所以通常只用电矢量 E 便可以来描述, 并且用Jones矢量 J 和矩阵 w 来描述光和介质的作用:

$$J' = wJ$$

则Stokes参数所描述的四种状态的光矩阵为:

$$w_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad w_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$w_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, \quad w_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}$$

它们与描述电子自旋的Pauli矩阵:

$$\sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_2 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}$$

存在关系:

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

Jones矢量不能描述部分偏振辐射, 所以进一步引入相干矩阵 \mathbf{D} 来描述辐射场, 它可由Jones 矢量 J 导出:

$$D = JJ^+ = \begin{pmatrix} E_1 E_1^* & E_1 E_2^* \\ E_2 E_1^* & E_2 E_2^* \end{pmatrix}$$

则光强 I 就可以表示为:

$$I = \text{Tr} D$$

而介质中的强度 $I_k (k = 0, 1, 2, 3)$ 则为:

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

用Pauli矩阵, 上式表示为:

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

定义Stokes参数为:

$$S_k = 2I_k - I_0$$

则进一步有关系:

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

推导光在介质中的复折射率是建立辐射转移方程的关键环节，这其中要考虑辐射阻尼，微观碰撞，及Doppler运动等各种致宽机制。在此只给出结果：

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

其中 $H(a, v)$ 和 $F(a, v)$ 分别称为Faraday-Voigt函数和Faraday函数，分别描述吸收效应和反常色散效应，即磁光效应。

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

进而可以得到Jones矢量的转移方程：

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

其中：

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

$$\varepsilon_q^{\alpha*} = e_q^* \cdot e_\alpha$$

$$\varepsilon_q^{\alpha'} = e_q \cdot e_{\alpha'}$$

由图1.3所定义的偏振单位矢量 e_α 的方向，如果选择 $\phi = 0$ ，则：

$$\varepsilon_\pm^\alpha = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\cos \gamma \cos \alpha \pm i \sin \alpha)$$

$$\varepsilon_0^\alpha = -\sin \gamma \cos \alpha$$

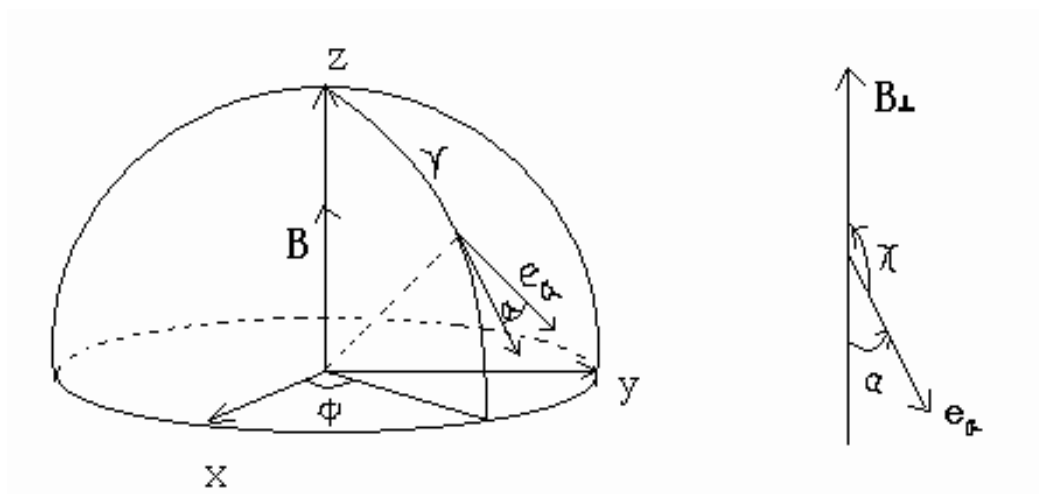


图 1.3: 球面坐标系和直角坐标系。 B 是磁场矢量， B_{\perp} 是它在和传播方向垂直的平面的投影。 γ 是光和磁场方向的夹角， χ 是 B_{\perp} 和偏振单位矢量 e_{α} 的夹角。

结合图1.3，可以得：

$$\varepsilon_0^1 = \sin \gamma \cos \chi$$

$$\varepsilon_0^2 = \sin \gamma \sin \chi$$

$$\varepsilon_{\pm}^1 = \pm(\cos \gamma \cos \chi \mp i \sin \chi)/\sqrt{2}$$

$$\varepsilon_{\pm}^2 = \pm(\cos \gamma \sin \chi \pm i \cos \chi)/\sqrt{2}$$

再引入下列表达式：

$$n_{\Delta} = \frac{1}{2}(n_0 - \frac{n_+ + n_-}{2})$$

$$n^0 = n_I = n_{\Delta} \sin^2 \gamma + \frac{1}{2}(n_+ + n_-)$$

$$n^1 = n_Q = n_{\Delta} \sin^2 \gamma \cos 2\chi$$

$$n^2 = n_U = n_{\Delta} \sin^2 \gamma \sin 2\chi$$

$$n^3 = n_V = \frac{1}{2}(n_+ - n_-) \cos \gamma$$

则吸收和色散矩阵可以写成：

$$C = \begin{pmatrix} n_I + n_Q & n_U + in_V \\ n_U - in_V & n_I - n_Q \end{pmatrix}$$

用Pauli矩阵展开, 并带入 n_q , 则有:

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

根据Jones矩阵与相干矩阵的关系, 可以得到:

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

其中

$$A_g = \frac{\kappa_0}{2}\sum_{k=0}^3 X^k \sigma_k = \frac{\kappa_0}{2}\begin{pmatrix} X_I + X_Q & X_U + iX_V \\ X_U - iX_V & X_I - X_Q \end{pmatrix}$$

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

则由相干矩阵和Stokes参数的关系:

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

得到我们所熟悉的Stoke参数转移方程:

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

在我们的推导中略去了很多细节, 都可以在Stenflo (1994)第2到4章找到相关的阐述。

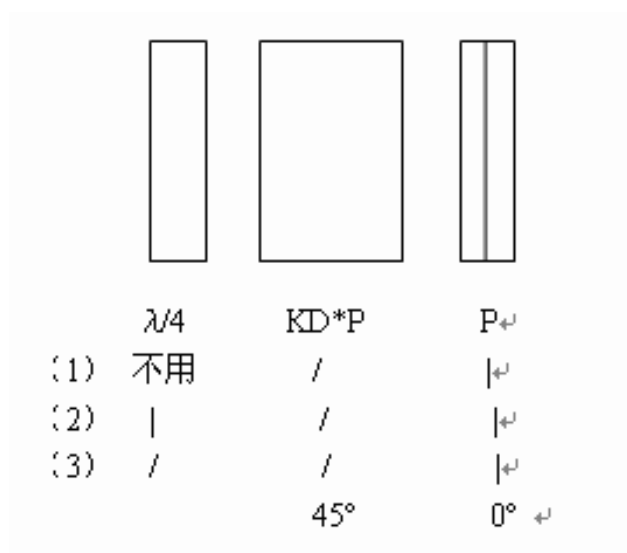


图 1.4: 磁分析器示意图 (Ai and Hu, 1981)。

1.2 怀柔太阳磁场望远镜简介

1.2.1 磁分析器原理

矢量磁场分析原则上是偏振光分析器，图1.4为此分析器的具体结构。最左边为1/4波片，设其轴方位角为 θ ，中间为KD*P电光晶体，光轴方位角为 45° ，加高压后相位延迟 $\sigma(t)$ ，最右边为偏振片，轴方位角为 0° 。整个磁分析器对偏振光的作用可用Mueller矩阵描述：

$$S = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \sigma & 0 & \sin \sigma \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \sigma & 0 & \cos \sigma \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\theta & \cos 2\theta \sin 2\theta & -\sin 2\theta \\ 0 & \cos 2\theta \sin 2\theta & \sin^2 2\theta & \cos 2\theta \\ 0 & \sin 2\theta & -\cos 2\theta & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}$$

当不用1/4波片时，上面的表达式变为：

$$S = 0.5I + 0.5Q - 0.5V\sigma$$

当 σ 取0.1周矩形 $\pm 1/4$ 波长调制, 即 σ 取 $\pm \pi/2$ 时, 通过变换磁分析器元件工作的组合方式, 可以分别获得Stokes参数 Q 、 U 、 V 。当采用图1.4中(3)时, 可测得

$$S_{\pm} = 0.5I \mp 0.5V$$

从而可得

$$V = S_{-V} - S_{+V}$$

当采用方式(2)工作时, 当 $\theta=0^\circ$ 时,

$$S_{\pm} = 0.5I \pm 0.5U$$

可得

$$U = S_{+U} - S_{-U}$$

而当 $\theta=45^\circ$ 时,

$$S_{\pm} = 0.5I \mp 0.5Q$$

可得

$$Q = S_{-Q} - S_{+Q}$$

详细的分析参见Ai and Hu, (1981)。在实际的测量中, 为了提高信噪比, 通常对接收到的信号做多次累加。具体计算方法为:

$$Q = \sum \frac{S_{-Q} - S_{+Q}}{S_{-Q} + S_{+Q}}$$

$$U = \sum \frac{S_{+U} - S_{-U}}{S_{+U} + S_{-U}}$$

$$V = \sum \frac{S_{-V} - S_{+V}}{S_{+V} + S_{-V}}$$

在弱场关系近似下, 可以由辐射转移方程推得Stokes参数与磁场的定标关系:

$$B_L = C_L V$$

$$B_T = C_T (Q^2 + U^2)^{1/4}$$

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

$$\gamma = \operatorname{tg}^{-1}(B_T/B_L)$$

其中 C_L , C_T 是定标系数(苏江涛, 博士论文)。

在HSOS视频矢量磁像仪运转之初, Ai, Li, and Zhang (1982)对工作谱线FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 在磁场中的形成从理论上进行了严格的计算分析, 并探讨了磁光效应(以下统称Faraday旋转效应)的影响, 发现在线心附近Faraday旋转对Stokes参数轮廓有比较显著的影响, 建议在线翼 $0.10 - 0.11 \text{ \AA}$ 波长处观测。但由于Stokes V信号的强度与谱线强度随波长的一级微商 $\partial I/\partial \lambda$ 基本成正比关系, 所以V的常规观测一般选择 $\partial I/\partial \lambda$ 为极大的谱线线翼处。而Q和U信号的强度与谱线随波长的二级微商 $\partial^2 I/\partial \lambda^2$ 基本成正比关系, 所以常规观测中选滤光器波带处于 $\partial^2 I/\partial \lambda^2$ 为极大的线心处, 以获得最好的灵敏度。

1.3 影响矢量磁场观测的因素

1.3.1 影响太阳磁场测量的因素

在太阳磁场测量中, 一些来自测量原理和仪器制作误差等方面的因素会影响矢量磁场测量。目前被关注的一些因素主要有(详见敦金平, 博士论文):

1. 横场方位角的 180° 不确定性, 在测定太阳磁场的横向分量时, 人们往往测定 π 线的Q、U参量。由于 π 线是线偏振光形成的, 它的偏振面取向仅仅能够指示横向磁场取向(正常Zeeman效应时两者平行或反平行; 逆正常Zeeman效应时两者垂直), 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 ϕ , 则 $\phi + 180^\circ$ 也可能是该横场得指向), 即太阳磁场测量中横场方位角 180° 不确定性问题。太阳磁场测量中横场方位角 180° 不确定性是利用Zeeman效应进行磁场测量的固有缺陷, 无法从测量过程中消除, 只能借助各种物理模型来消除, 或者与另外的, 完全独立的, 不是采用Zeeman效应的观测进行比较来确定横场的方向。目前常用的借助物理模型来解决磁场测量中横场方位角 180° 不确定性的方法有: 势场校准法, 无力场近似法, 散度约束法等等。
2. 投影效应的影响, 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。

3. 有限分辨率的影响, Stenflo (1973)提出太阳表面的磁通量95% 以上是由最基本的磁流管组成的, 其磁场强度高于1 KG, 直径小于150 Km。这些基本磁流管的尺度小于目前所有地面矢量磁像仪的最小分辨率。虽然时至今日人们依然没有用直接测量的方法观测到Stenflo提出的基本的磁流管, 也有不少太阳物理学家对基本磁流管的存在持怀疑或否定态度, 关于这个问题的争论也还在延续。但是, 由于目前地面矢量磁像仪的时间和空间分辨率的限制, 我们还缺乏对太阳磁场精细结构和快速演化的实际观测。如果Stenflo提出的基本磁流管确实存在, 则现有地面矢量磁像仪观测的只是这些磁流管在某一区域中的平均磁场, 强场被弱场或零场平均后给出了较低的观测值, 甚至连磁场的结构也被扭曲了。
4. 磁饱和效应的影响, 由于在偏振光的测量过程中, 偏振光的强度并不和磁场强度完全成正比, 这就会导致磁饱和效应的出现。随着磁场强度的增加, 测量到的偏振光的强度开始随着增加, 但到达一定的磁场强度后, 偏振强度就不再增加, 甚至磁场强度增加到一定程度后, 会出现偏振强度随磁场强度增加而减小的情况。目前在处理矢量磁场资料时, 一般靠小心的选择一定的阈值来消除磁饱和效应的影响。
5. 交叉串扰的影响, 由于制造精度和温度变化的影响, $1/4$ 波片和KD*P不完全是理想的位相延迟器, 磁场望远镜测量矢量磁场的Stokes 线偏振分量Q和U时, 一部分圆偏振分量V会渗透过来, 从而交叉影响到线偏振分量Q和U的测量精度, 但这种因素通常在线翼进行测量时才会表现得很突出。
6. $\pi - \sigma$ 效应的影响, 由于在线心测量的部分线偏振光和在线翼测量的部分线偏振光振动方向是垂直的, $\pi - \sigma$ 效应会影响横场方位角的确定, 其中U和Q是要测量的线偏振光强度。在利用逆Zeeman效应测量吸收线的偏振时, 当Q的方向平行于磁场且U=0时, 在线心测量时Q是正的, 而在线翼测量时Q是负的。由于Q改变了符号, 得到的横场方位角也要改变 90° 。Haygard et al. (1999)称此为 $\pi - \sigma$ 效应, 它会使在线心附近测量Q和U的矢量磁像仪测出的部分区域的横场方向与实际的横场方向有 90° 的差异。
7. Faraday旋转效应的影响, 这是本文分析的重点, 将作重点讨论。

8. 散射光的影响, 一般地说, 由于地球大气和观测仪器引起的散射光, 会降低观测的分辨率, 降低光强的对比度, 引起对光强观测的系统误差, 特别是在测量光强较弱的日面区域(如黑子)时, 其影响更大。
9. 地球大气消光和视宁度的影响, 天体的电磁辐射穿越地球大气时受到地球大气内的各种悬浮粒子和气体的分子、原子的吸收、散射和折射的影响, 造成辐射强度减弱和颜色的变化, 称作地球大气消光。大气消光会造成地面磁场观测仪器测到的偏振信号对太阳光初始偏振信号的偏离。由于地球大气中湍流对太阳光波前的扰动, 引起地面观测仪器焦平面上太阳像的模糊和抖动, 会损害地面磁场仪器的观测分辨率。为了获得高质量太阳观测, 必须选择大气湍流比较平稳的地方作为观测地点。另外, 太阳光照射望远镜本身也会在望远镜附近和镜筒内光路中产生湍流, 影响望远镜的观测分辨率。
10. 此外还有其他一些因素的影响, 如仪器的偏振, 日面物质的运动等。仪器的偏振包括望远镜的光学系统本身引起的偏振(反射物镜比折射物镜大), 特别是入射角大时, 偏振度可达百分之几。偏振器件本身的缺陷等, 也会引起对偏振光的测量误差。这些误差在一定程度上与波长有关。由于日面物质的运动, 如光球物质振动, 会引起观测谱线的多谱勒位移, 造成谱线Zeeman裂距的变化, 从而引起对磁场测量的偏差。

1.3.2 Faraday旋转效应影响的分析

从上述分析可以看出, 太阳矢量磁场测量过程中受到众多复杂因素的影响。本文中主要集中探讨Faraday旋转效应的影响。Stenflo (1971)认为通常情况下Faraday旋转效应可以忽略, 因为在谱线形成区域单位光深内线偏振面旋转量很小。Auer et al. (1977)对High Altitude Observatory Stokes polarimeter (后面简称HAO) 进行数据分析时认为可以不考虑Faraday旋转效应, 因为他们的方法对Q和U轮廓受Faraday旋转效应影响而发生的变化不是很显著。Hagyard (1977)比较Marshall空间飞行中心矢量磁像仪所观测的Stokes参数与磁大气模型中线偏振强度解析解, 报道了黑子磁场涡旋结构的模型。但随后Landi Degl'Innocenti (1979)认为上述的观测结果很可能是Faraday旋转效应对线偏振的影响, 并且如果在理论计算中考虑Faraday旋转效应项时, 也会出现涡旋结构。关于两者的争论我们引用West and Hagyard (1983)中的一幅图(图1.5)来

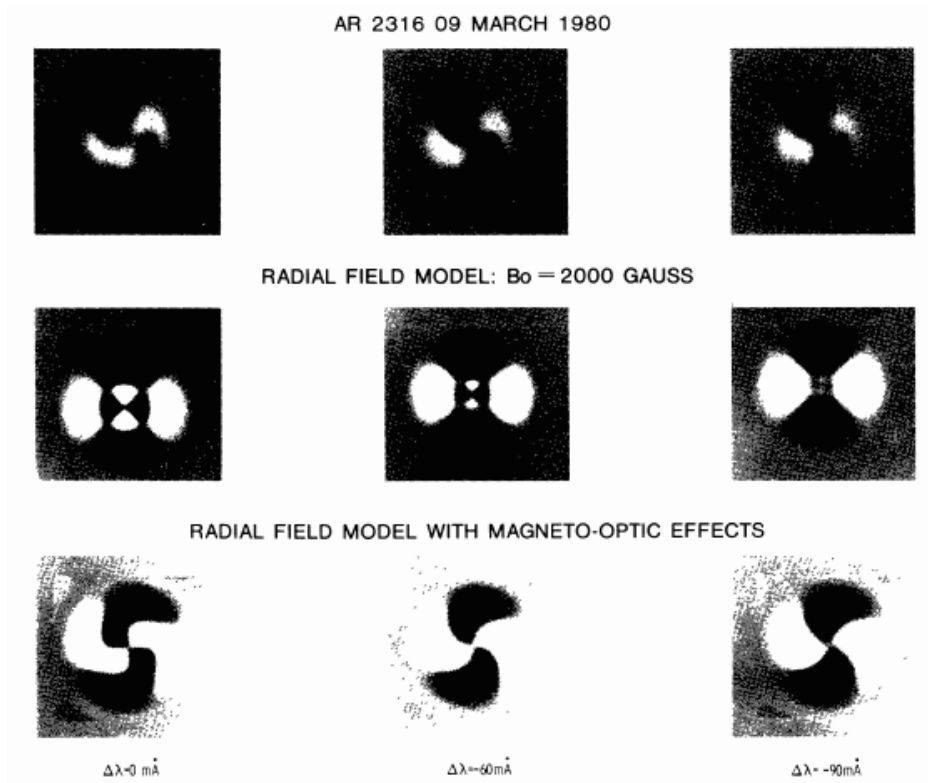


图 1.5: FeI $\lambda 5250 \text{\AA}$ 活动区 AR 2316 线偏振强度 (顶行), 包含 (中行) 和不包含 (底行) Faraday 旋转效应径向场模型的分布图, 三列分别对应线心, 兰翼-60 $m\text{\AA}$, 兰翼-90 $m\text{\AA}$ (West and Hagyard, 1983)。

说明, 从顶行和底行的比较来看, 线心和线翼的涡旋幅度存在明显的对应关系, 并且线心比线翼的幅度明显偏大, 可见 Faraday 旋转效应的影响是个需要仔细研究的问题。进而 Landolfi and Landi Degl'Innocenti (1982) 检验 Auer 等人反演程序中考虑 Faraday 旋转效应后的影响。结果显示 Faraday 旋转效应对磁场方位角的确定有很显著的影响 (如图 1.6 所示), 并且方位角变化的幅度与磁场和倾角存在密切的相关性。

West and Hagyard (1983) 对 MSFC 矢量磁像仪所观测黑子磁图中 8 个像素的分析表明滤光器型磁像仪在工作谱线的远翼 ($\delta\lambda \geq 120 m\text{\AA}$) 进行横场测量可能受 Faraday 旋转效应影响较小。

在日本 Okayama 天文台 (OAO) 矢量磁像仪运行之初, Makita (1985) 统计分析在其工作谱线 FeI $\lambda 5250 \text{\AA}$ 线心, 线翼分别与连续谱 $5282 - 5297 \text{\AA}$ 附近观

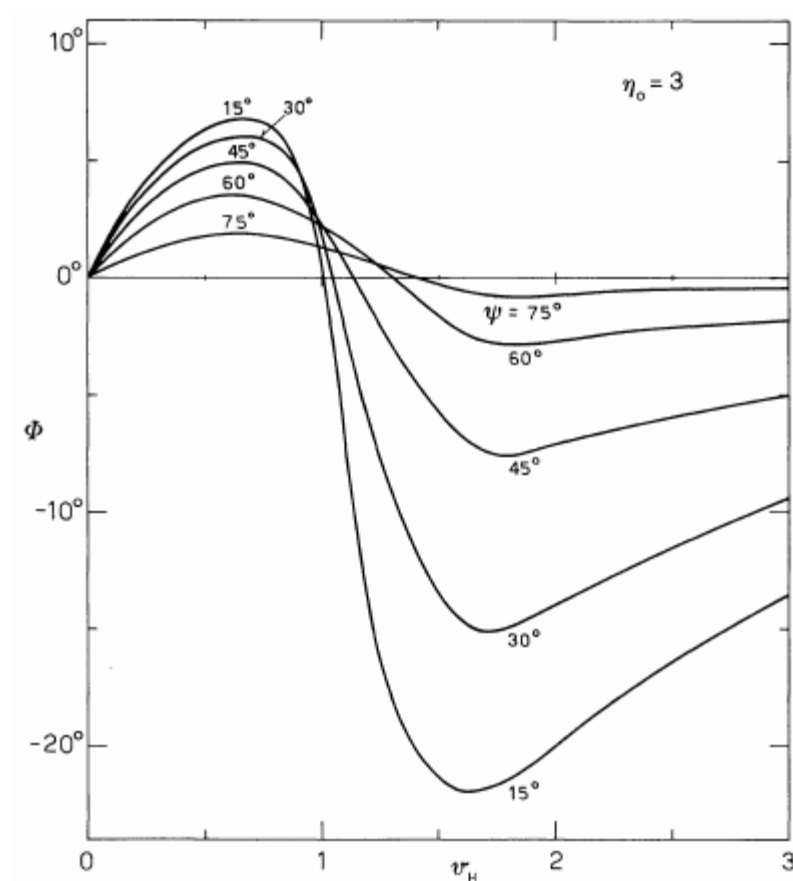


图 1.6: Faraday旋转效应所致误差方位角与Zeeman裂距和倾角的变化关系 (Landolfi and Landi Degl'Innocenti, 1982)。

测的69幅磁图的方位角差值随Stokes参数 V/I 的分布关系(如图1.7所示)。他从理论上分析得到,在Faraday旋转效应的影响下,线心,线翼与连续谱 $5282 - 5297\text{\AA}$ 附近的方位角(依次记作 ϕ_{core} , ϕ_{wing} , 和 ϕ_c)存在关系: $\phi_{core} > \phi_c > \phi_{wing}$ 。从图1.7中可以看到 $\phi_{core} - \phi_c$ 与 V/I 成正相关关系,而 $\phi_{wing} - \phi_c$ 与 V/I 成负相关关系,恰好反映了上述关系,直接从观测上探测到了Faraday旋转效应的影响。

其后Skumanich and Lites (1987)采用非线性最小二乘拟合技术改进Auer et al. (1977)的方法,给出了包含Faraday旋转效应项的反演结果,发现磁场较强的情况下磁光效应对反演结果有显著影响。与此同时,随着Mees Solar Polarimeter (Mickey, 1985; 后面简称MSP)的运行, Ronan et al. (1987)将上述方法略作改进(主要对热动力学参数)应用于MSP观测轮廓的反演中。

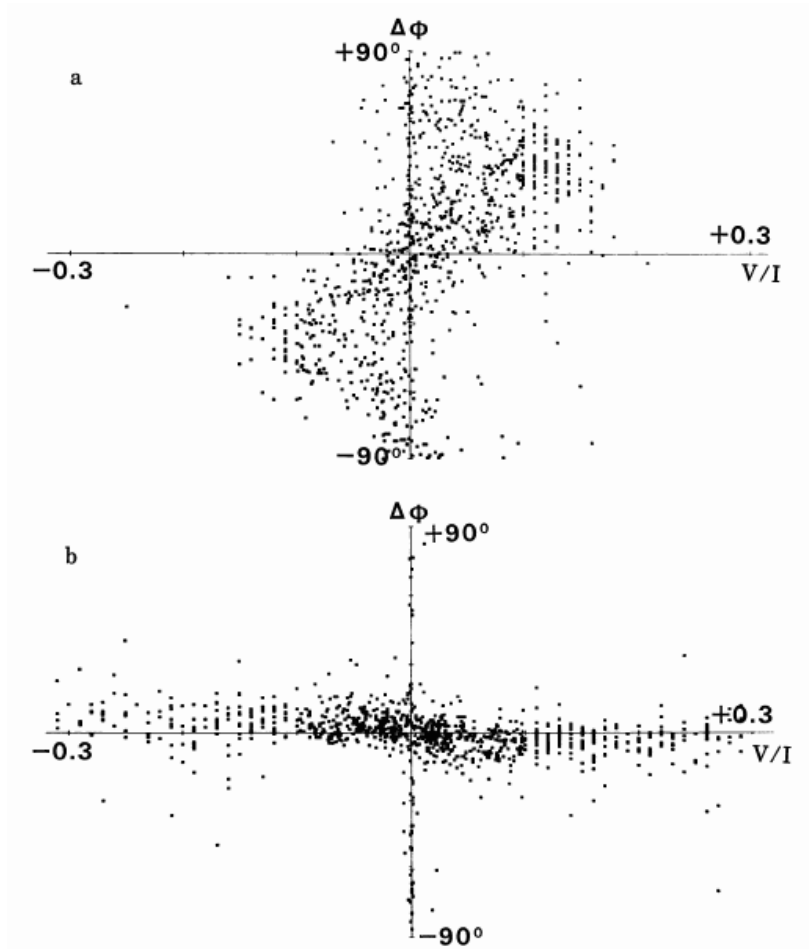


图 1.7: 图a (b) 分别为FeI $\lambda 5250 \text{ \AA}$ 线心(翼)附近与连续谱5282 – 5297 \AA 附近观测的方位角差与圆偏振信号强度关系图 (Makita, 1986)。

1.4 电流螺度的观测研究和理论分析

1.4.1 磁螺度的观测研究

Seehafer (1990)对16幅磁图进行常 α 无力场外推,发现太阳大气中电流螺度的反对称分布,即在太阳北半球电流螺度符号以负号为主而在南半球其符号以正号为主,这个规律也被称作半球螺度符号法则(后面也简称作HSR)。此后,越来越多的活动区数据样本被应用到统计工作当中,除了符号之外,相应半球符合HSR的活动区所占比例也成为被关注的焦点。Pevtsov, Canfield, and Metcalf (1995)利用HSP获得的矢量磁场资料统计得到北半球有76%的活动区显示负号,

而南半球有69%的活动区显示正号; Bao and Zhang (1998)利用HSOS资料进行了一项更大样本的统计工作,其样本包括1988-1997共422个活动区的矢量磁图。结果显示有84%的北半球活动区有负螺度符号,而81%的南半球活动区有正螺度符号。

对23太阳活动周初期的统计中, Bao, Ai and Zhang (2000)利用两个不同的参数 α_{best} 和 H_c 计算23太阳活动周上升阶段的半球螺度手征性。结果显示, α_{best} 与22太阳活动周得到的半球螺度法则一致,而 H_c 却相反。其中 α_{best} 北(南)半球符合半球螺度法则的比例为59% (65%),而 H_c 的相应比例为32% (49%)。但是产生这种结果的原因并不十分明确。

Hagino and Sakurai (2005)利用另一个螺度参数 α_{av} 对日本两个不同台站的资料进行统计,并不能得到非常一致的结果,但它们似乎都显示在活动低年的时候有违反半球螺度法则的趋势。Pevtsov et al. (2008)对四个不同观测台站的资料的分析说明活动区数目太少也会产生统计结果的差异,导致不能呈现有效的统计规律。

此外, Zhang and Bao (1999)发现违反半球螺度符号法则的活动区趋向于发生在特定的经度并存在时间较长, Kuzanyan et al. (2003)利用与较差自转数据的对比分析,发现这些半球螺度符号法则的活动区趋向于发生在对流区较深的层次。Zhang (2006)得到了活动区强弱场的螺度符号相反的统计趋势。新的观测结果不断为理论的发展提供依据和挑战,而同时也必然对观测中数据处理的精确度提出越来越高的要求。

1.4.2 观测结果的理论解释

许多天体都包含有相当于自身尺度的磁场,如地球、太阳、以及银河系。Parker (1955)利用较差自转和涡旋对流元的联合作用机制给出了太阳发电机的可行解释。这种涡旋运动的产生机理主要被理解为旋转分层介质中Coriolis力作用于湍动对流元的结果。这些对流元的电动势的总体平均效应中会包含一个平行于磁场的电动势(通常,电流与磁场方向是垂直的):

$$\varepsilon = \alpha B + \dots$$

此即天体物理中发电机的核心机制之一— α 效应。

然而，在实验测量中得到关于 α 效应以及其它相关磁场输运系数都是很困难的。实验室测量中必然要求感应效应远超过耗散。这意味着磁雷诺数 Rm 必须足够大。

$$Rm = \frac{lv}{v_m}$$

其中 v 和 l 是流元的速度和空间尺度， v_m 是介质的磁耗散系数。目前实验中 Rm 很难达到产生湍动的要求(Sokoloff, 2007)。

天体中的磁雷诺数 $Rm = 10^6 - 10^8$ ，理论上满足产生发电机效应的物理条件，然而观测天体中的涡旋运动是很困难的，因为天文观测中对速度场的观测手段通常是利用Doppler效应。这种手段只限于测量视向场速度。而从光球表面计算的电流螺度可能是反映太阳对流区中 α 效应的观测证据，但是要将太阳发电机理论与观测结果联系起来，仍然需要做大量的假设。从观测到的太阳周活动强度随时间的演化来看，用发电机驻波解释较为合理。因而有必要在发电机理论的数值模拟计算过程中引入 α 退火的饱和机制，否则发电机波的振幅会以指数的形式增长。通常在数值计算中采用如下形式：

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + B^2/B_{eq}^2}$$

其中 $B_{eq} \approx \sqrt{8\pi E}$ ， E 为所假设流元的动能(Brandenburg and Subramanian, 2005)。

Frisch et al. (1975)将 α 效应分为动力学和磁贡献两部分：

$$\alpha = \alpha^v + \alpha^m$$

Kleeorin et al. (2003)引入退火函数 ϕ_v 和 ϕ_m ，则

$$\begin{aligned}\alpha^v &= \chi^v \phi_v; \\ \chi^v &= -(\tau/3) \langle u \cdot \nabla \times u \rangle; \\ \alpha^m &= \chi^c \phi_m; \\ \chi^c &= (\tau/12\pi\rho) \langle b \cdot \nabla \times b \rangle.\end{aligned}$$

其中 χ^c 即为电流螺度。Kleeorin and Rogachevskii (1999)根据磁螺度守恒从平均场发电机方程组中导出电流螺度项 χ^c 的演化方程。从这个方程中获得的解与Bao and Zhang (1998)中422个活动区观测的电流螺度值年平均及纬度平均变化存在一定的相关趋势,从而将发电机理论与通过矢量磁场观测获得的电流螺度参数结合起来,讨论了电流螺度在日面的分布和随时间的演化(Kleeorin, et al., 2003)。其后Kuzanyan et al. (2003)从观测上提出探测电流螺度在太阳内部的方法,Zhang et al. (2006)结合其观测结果,从理论方面探讨了电流螺度在太阳内部的径向分布以及随时间的演化。Sokoloff et al. (2006)基于上述模型讨论了太阳活动周初期的“反号”电流螺度的产生机制,估计显示模型产生的“反号”电流螺度比例要明显低于观测值。

Longcope et al. (1998)从流管理论的角度提出 Σ 效应解释Pevtsov et al. (1995)的观测结果,这种机制是流管轴的扭曲导致流管内的磁力线向相反的方向缠绕。上述观测结果中参数表示就是的磁力线的缠绕,而流管轴的扭曲通常用活动区的倾角刻画(见Tian et al., 2001)。该机制的核心也是Coriolis力的作用,但与发电机理论中的 α 效应不同的是,Coriolis力不是作用于湍动对流元,而是在对流区深度这样的空间尺度上直接扭曲磁流管轴,同时对流区中的湍动对流作用于小尺度流元。

Choudhuri et al. (2004)指出上述两类螺度产生的机制可能都存在于太阳内部,而两种机制的相对重要性需要观测数据和理论模型之间更进一步的比较分析。此外,基于环向场产生于对流区底部的tachocline层而极向场产生于太阳表面的Babcock-Leighton机制(即倾斜偶极活动区的衰减),他们提出另一个关于太阳表面螺度起源的发电机模型。在理论估计中,他们假设极向通量管在整个对流区被磁浮力抬升,从而在上升过程中被环向通量管所包裹。在其数值模拟结果中螺度分布呈现出周期初与半球螺度符号法则相反的特征,即在一个太阳周初期,北半球的螺度以正号占主导,而南半球的螺度以负号占主导。这也可以由文中的螺度随纬度的一阶导数的时间演化图中看出,如图1.8所示,当一阶导数小于零时,则在观测上对应于半球螺度符号法则;当一阶导数大于零时,与半球螺度符号法则相反。

各种理论模型都侧重于解释不同观测结果中的某一部分特征,所以从观测上寻求这些参数共同的演化和分布特征对于揭示其中真实物理意义具有决定性的作用。

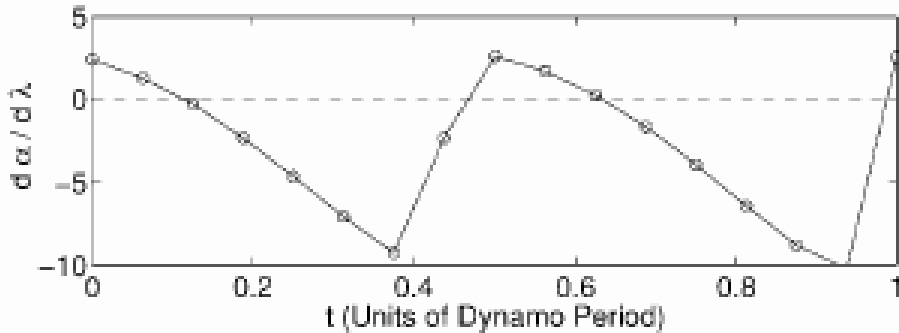


图 1.8: 螺度随纬度的一阶导数的时间演化图, 时间轴对应于两个太阳黑子活动周(Choudhuri et al., 2004)。

1.5 Faraday旋转效应的进一步分析

目前应用于螺度统计方向观测研究的矢量磁场测量仪器基本可以归为两种类型: 光栅光谱仪和滤光器型磁像仪。前者观测资料主要来自于美国Mees太阳天文台的Haleakala斯托克斯偏振仪(简称作Mees/HSP)及日本的Okayama天体物理研究所的光球矢量磁像仪(简称作OAO), 后者的贡献者主要有中国国家天文台怀柔太阳观测基地的太阳磁场望远镜(简称HSOS/SMFT), 日本国立天文台Mitaka太阳耀斑望远镜(简称作MTK/SFT)和美国Marshall空间飞行中心的矢量磁像仪。如前所述, 目前利用不同台站得到的统计结果表现出很强的差异性, 尤其对第23太阳活动周的统计结果。Xu et al. (2007)统计比较不同台站的资料, 显示Mitaka/SFT和HSOS/SMFT的统计参数相关性高于Mees/HSP, 目前正在展开进一步的研究。比较和改进各台站观测和数据处理方法, 寻求基本一致的观测结果成为现阶段一项非常重要的科研工作。

Choudhuri et al. (2004)的数值模拟结果为Bao, Ai and Zhang (2000)的观测提供了一种可能的解释。然而, Hargyard and Pevtsov (1999)从观测的角度指出Faraday旋转效应对螺度计算的影响也可能会造成相邻太阳活动周同一半球螺度反号的统计趋势, 这可能是滤光器型磁像仪矢量磁图在这类研究的应用过程中一个值得注意的问题。

对于光谱扫描型磁像仪, 其优点是在常规观测中, 对于所观测区域中的每一点, 都获得Stokes 参数的轮廓, 因而可以在反演磁场的程序中直接考虑Faraday旋转效应的贡献。而对于滤光器型磁像仪, 虽然其滤光器一般也可在

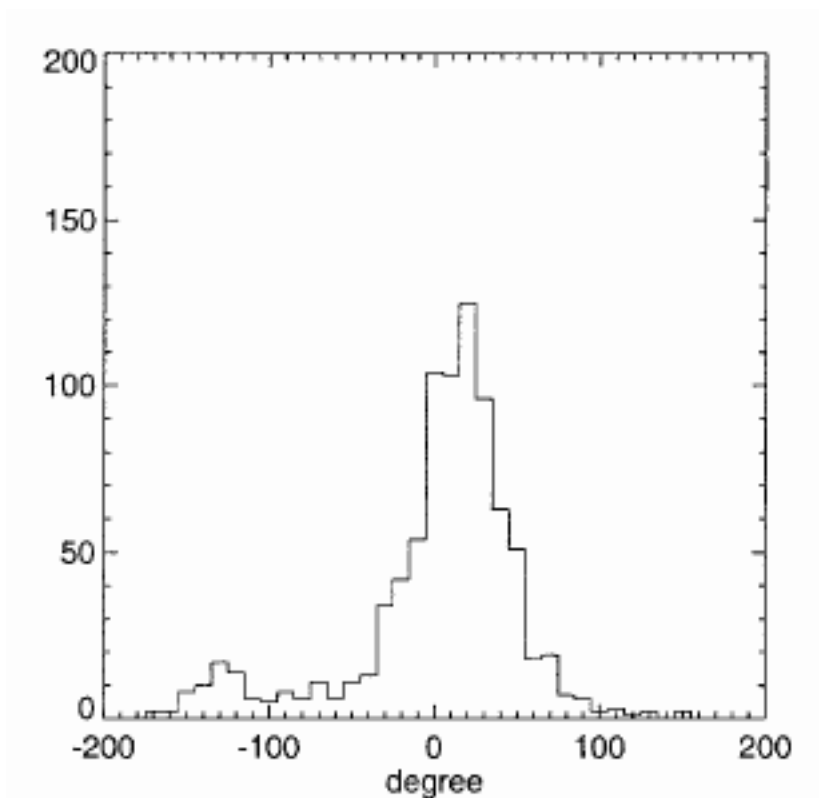


图 1.9: 1999年5月活动区在FeI $\lambda 5324.19$ Å谱线线心处0.0 Å和-0.15 Å偏带横场方位角差的柱状图 (Zhang, 2000)。

工作谱线的某一范围内调节透过波带,如太阳磁场望远镜,可以从FeI $\lambda 5324.19$ Å蓝翼-0.15 Å调节到红翼+0.15 Å的任一波长位置观测。但为了获得更高的时间分辨率,其常规观测通常是在谱线的某一固定波长处获得Stokes参数像。磁场定标主要依靠弱场近似推得的磁场与Stokes参数的导出关系确定定标系数(Su and Zhang, 2004a),从1.1节的关系可以看出这种定标方法并不能反映Faraday旋转效应对测量横场方位角的影响。而横场方位角是影响从矢量磁图中计算纵向电流及螺度参数精度的关键物理量。以前利用SMFT的矢量磁场资料从事螺度统计研究工作时,忽略了Faraday旋转效应的影响。随着矢量磁场资料的定量分析要求越来越高,对磁光效应在横场方位角测量中的影响做更进一步的分析将可能有助于我们理解上述统计结果差异的产生原因。Wang et al. (1992)通过比较HSOS和Mees天文台Stokes偏振仪观测的同一个活动区(NOAA 5702)的观测资料,推得Faraday旋转效应会引起HSOS所测磁图中横场方位角约 10° 的系统偏

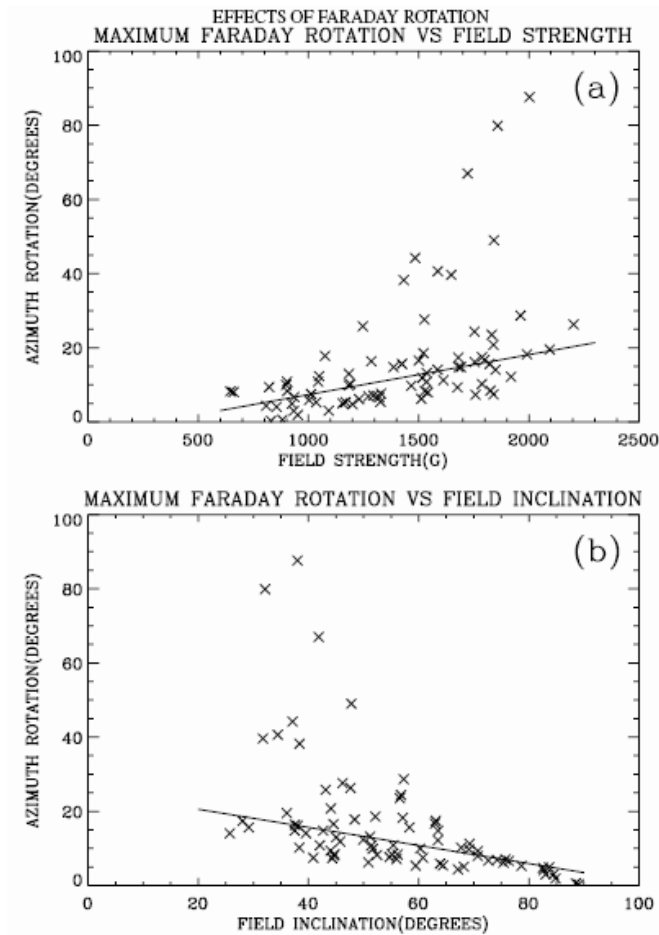


图 1.10: Faraday 旋转效应引起的线心测量横场方位角偏转随场强和倾角的分布关系 (Su and Zhang, 2004b)。

差。Bao et al. (2000) 比较两台仪器观测的一个活动区 (NOAA 5747)，结果显示方位角差与纵场强度之间存在正相关关系。这类研究是以 Mees 天文台的观测磁图做参考，如 1.2.2 节中所介绍的，Ronan, Michey and Orrall (1987) 在 Mees 观测资料的 Stokes 轮廓反演程序中考虑了 Faraday 旋转效应的影响。然而，Stokes 轮廓反演本身是非常复杂的问题，其精确程度受到很多方面的限制，因而很难定量判断这种对 Faraday 旋转效应处理的精度。另外虽然是对同一个活动区的观测，但两个台站的观测时间间隔在 8 小时左右，在 Bao et al. (2000) 的工作中，他们推测由于黑子自身的演化就可以产生大约 8° 左右的方位角差。如果再考虑到观测方法、数据处理手段方面的差异，用这种方法进一步定量地确定 Faraday 旋

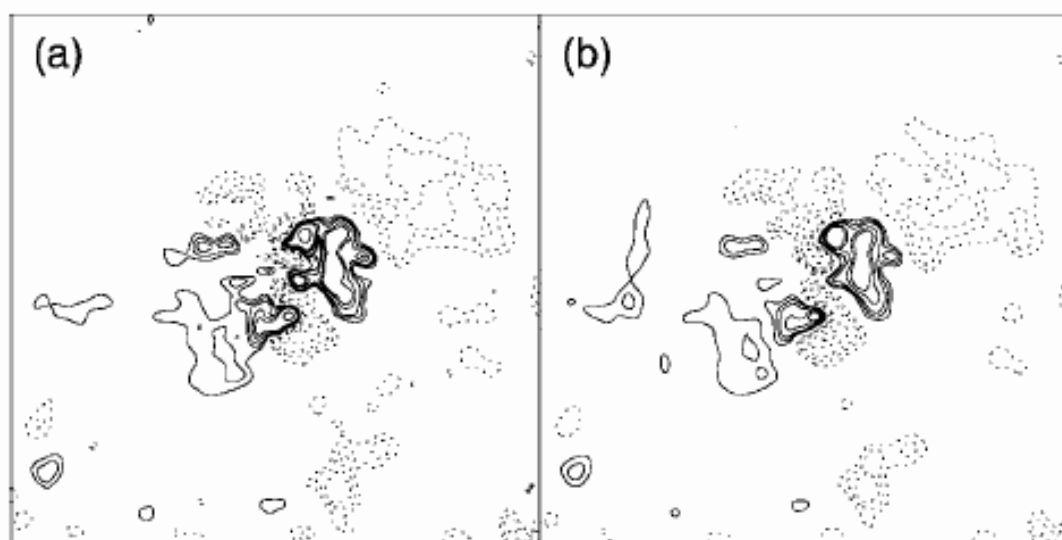


图 1.11: 2002年10月24日活动区NOAA AR 10162 Faraday旋转效应改正前 (a) 和改正后 (b) 线心观测磁图所计算的电流分布。等值线分别表示4, 6, 8, 12, 15, 30, 50, 80, 单位为 $mA m^{-2}$ 。实线表示电流为正, 虚线表示电流为负 (Su et al., 2006)。

转效应在HSOS矢量磁图中的影响无疑是十分困难的。Zhang (2000)从HSOS矢量磁图自身角度出发, 利用在线心(0.0 \AA)与线翼(-0.15 \AA)测得的磁图比较方位角的差值, 并与辐射转移方程中推得的价值作了初步的比较。因为在线心处测量横场受到Faraday旋转效应的影响远强于线翼(West and Hagyard, 1983), 所以二者方位角差很好地反映了观测中的Faraday旋转效应。这项研究给出了方位角差的柱状分布图(见图1.9), 对于1999年5月5日NOAA 5747这样一个主要极性为正的黒子, 我们可以看到方位角差的平均值显然偏向正号的一端。Su and Zhang (2004b)利用SMTP对活动区NOAA 10162进行了Stokes轮廓扫描观测, 对其中的79个分布于黒子不同区域的像素的轮廓进行非线性最小二乘拟合。利用这种方法他们给出了在FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 线心测量横场所导致的方位角偏转随场强和倾角的分布(如图1.10)。该工作结果显示在FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 线心观测的横场方位角所受Faraday旋转效应影响要明显弱于FeI $\lambda 5250.22 \text{ \AA}$, 但是Su et al. (2006)进一步分析了Faraday旋转效应对电流及电流螺度参数计算的影响, 指出其不仅影响这些参数的大小, 而且可能会改变符号。因此, 如何消除Faraday效应在这类统计工作中的影响成为利用在FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 线心观测的

横场资料计算非势参数的重要问题。而要解决这个问题，首先需要从观测磁图中找到Faraday旋转效应分布的共同定量特征。

考虑Faraday旋转效应影响后的电流螺度统计结果无疑对鉴别光球表面螺度真实物理意义的理论模型有非常重要的作用。

1.6 计算过程中Faraday旋转效应的影响

由于Faraday旋转效应和Zeeman效应都是磁大气中辐射与物质相互作用的结果，所以目前在利用Zeeman效应测量矢量磁场的过程中无法从观测中完全避免Faraday旋转效应的影响。这也正是校正常规观测磁图中Faraday旋转效应影响的难点之一。

如1.4节所述，Faraday旋转效应的影响表现之一为线心线翼测量磁场方位角差的不对称分布，除此之外，Su and Zhang (2006)基于图1.10的计算结果给出了一个方位角旋转和纵场强度关系的改正公式：

$$\delta\chi = 0.412 + 0.015 |B_z|$$

图1.11表示利用该公式对活动区NOAA AR 10162中正单极黑子线心观测磁图进行方位角改正后的电流分布。图中一个显著变化是改正后黑子中心区域正电流的强度减弱。在这之前，Hagyard and Pevtsov (1999)也报道过关于美国Marshall空间飞行中心滤光器型磁像仪在FeI $\lambda 5250 \text{ \AA}$ 线心和线翼120 mÅ处磁图中方位角和相应纵向电流的分布，如图1.12所示。从图中可以明显看到从线心观测的黑子计算得到的正电流强于线翼处观测的黑子。

目前从矢量磁图中计算纵向电流的方法主要是差分法，以怀柔磁图为例，2000年8月之前用 512×512 像素的CCD采集图像，有效视场为 $5.23' \times 3.63'$ ，在实际计算当中平滑后将图像矩阵压缩为 170×128 ，处理后每个矩阵元对应约 $2''$ 的分辨率，相当于日面1500多公里的距离。然后对定标后横场 B_x 、 B_y 的图像矩阵进行差分计算，按公式：

$$J_z = \frac{1}{\mu_0} \cdot (\nabla \times B)_z$$

$$(\nabla \times B)_z = \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y}$$

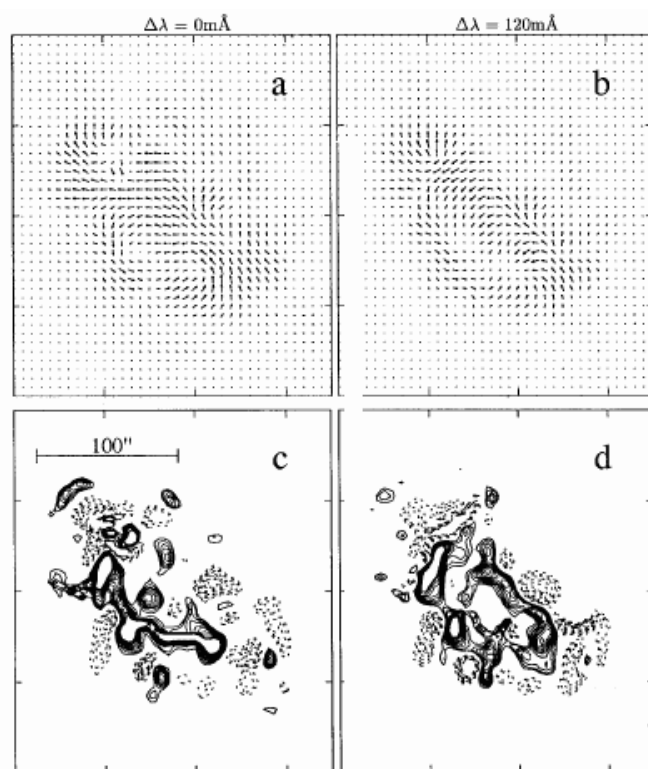


图 1.12: 1991年6月10日活动区NOAA AR 6659横向磁场的方位角的分布图((a)和(b))与纵向电流((c)和(d))的分布图,(a)和(c)表示线心磁图获得的方位角和纵向电流,(b)和(d)表示线翼磁图获得的方位角和纵向电流。等值线强度为 $\pm 3.2, 4.2, 5.3, 6.3, 7.4, 8.4, 9.5, 10.5, 11.6, 12.6$,单位为 mA m^{-2} 。实线表示电流为正(Hagyard and Pevtsov, 1999)。

计算电流,其中 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-3} \text{ G m A}^{-1}$ 。

这其中Faraday旋转效应对电流计算的影响可以借用Bao et al. (1999)给出的关于Faraday旋转效应对电流螺度影响的一个卡通图来说明,如图1.13所示,它表示一个偶极活动区中Faraday旋转效应的影响。第一列的虚线框代表一个“活动区”。图中上面的部分表示一个螺度符号为正号的活动区,中间一列表示Faraday旋转效应引起的附加缠绕,最后一列表示两者叠加后的观测效果。

为了便于理解图中箭头代表的缠绕性在差分计算中相应的电流正负号关系,我们在此给出另一个简单的示意图,如图1.14所示,图中各点分别表示磁图中相邻的像素,现在我们考虑中心像素(a)图中A点,b)图中F点)上所获得

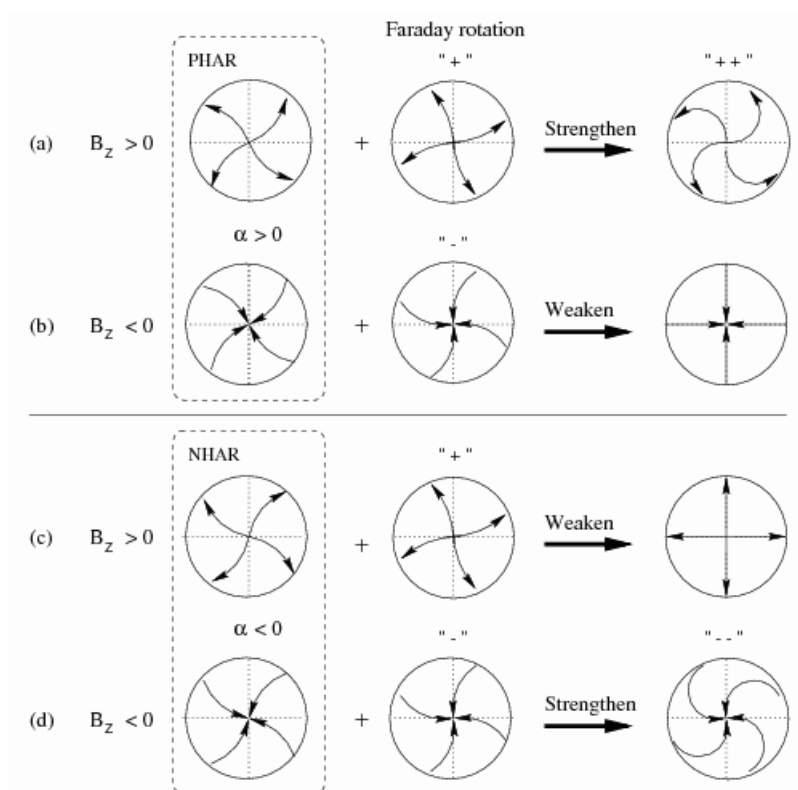


图 1.13: 缠绕磁流管观测中Faraday旋转效应影响的示意图。第一列四个圆代表缠绕磁流管的结构。曲线和箭头表示磁力线及磁场方向。第二列表示Faraday旋转效应对观测横场的附加缠绕。最后一列表示两种情况综合后的净效应 (Bao et al., 1999)。

的差分值的符号。以一种简单的情形为例：在a)图中，假设A点横场两个分量为 $(B_x = 0, B_y = 0)$ ，而周围四个像素B, C, D, E点横场分量分别为 $(B_x = 1, B_y = 0)$; $(B_x = 0, B_y = 1)$; $(B_x = -1, B_y = 0)$; $(B_x = 0, B_y = -1)$ ，则对于A点： $J_z = \frac{1}{\mu_0} \cdot (\nabla \times B)_z = \frac{1}{\mu_0} \cdot \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) = \frac{2}{\mu_0} > 0$ 。同样的道理，假设F点横场两个分量为 $(B_x = 0, B_y = 0)$ ，而周围四个像素G, H, I, J点横场分量分别为 $(B_x = -1, B_y = 0)$; $(B_x = 0, B_y = -1)$; $(B_x = 1, B_y = 0)$; $(B_x = 0, B_y = 1)$ ，则对于F点， $J_z = -\frac{2}{\mu_0} < 0$ 。

通过上面的分析可知，Faraday旋转效应在黑子测量中将产生额外的正电流（如图1.13中间一列所示）。对于日面这个磁通量平衡的封闭曲面，其整体净电流应该等于零，而从活动区样本中随机抽取的黑子区域中的电流虽然不一定

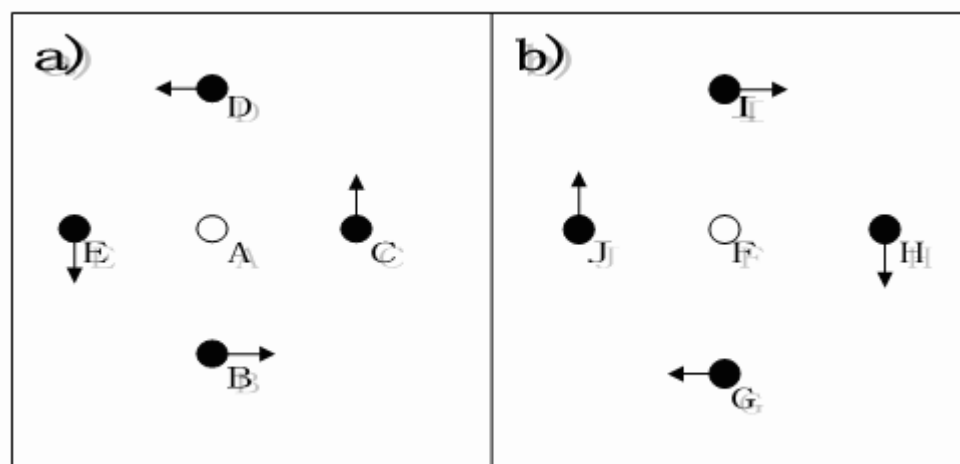


图 1.14: 差分计算中电流为正 (a) 和负 (b) 的两种情况, 其中箭头表示横场的方向, 白色圈代表要计算电流值的像素, 黑色圈代表磁图中与之相邻的像素。

为零, 但样本总体的平均电流应趋近于零。如果黑子磁场的测量受到Faraday旋转效应的影响, 则在这种样本电流的统计分布中必然会显示平均值大于零的趋势。Hagino and Sakurai (2004)的工作中给出了230个活动区矢量磁图中强纵场区电流的分布, 清楚的显示了这一特征(如图1.15左所示)。同时为了比较, 他们也给出了弱场区电流的分布, 其分布趋近于零(如图1.15右所示)。上述分析也为我们提供了一个检验Faraday旋转效应改正的方法, 如果我们能够找出Faraday旋转效应在常规观测矢量磁图中的影响的定量分布特征, 则在改正后其强纵场区电流分布平均值应趋于零。这将作为我们下面工作中检验改正方法的主要手段。

1.7 本文的目的和意义

本文的主要目的是:

Hargyard and Pevtsov (1999)指出在利用矢量磁图计算螺度参数时, 磁饱和效应, Faraday旋转, 光谱分辨率, 以及横场 180° 不确定性是影响计算结果的主要因素。其中特别指出Faraday旋转对利用滤光器型磁像仪获得的矢量磁图进行此类研究会更加显著, 甚至会直接改变不同太阳周半球螺度符号的统计结果。在Bao et al. (1999)关于Mees/HSP和HSOS/SMFT数据的比较分析,

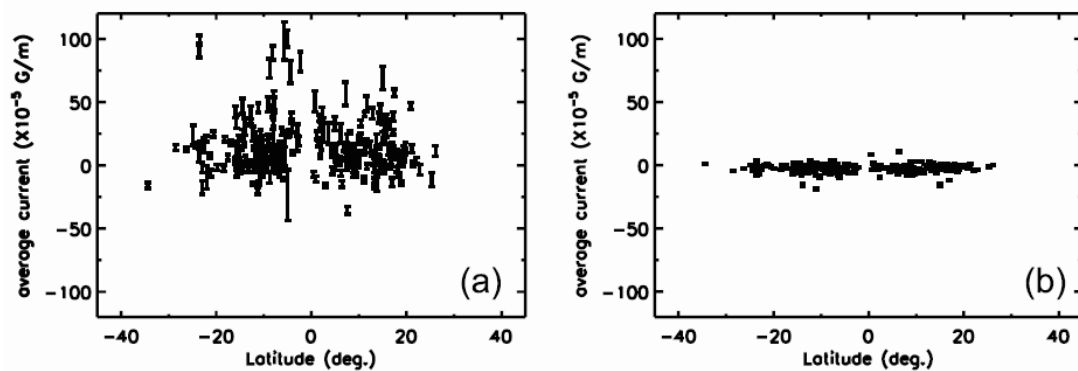


图 1.15: 太阳耀斑望远镜观测磁图中Faraday旋转效应所致强场伪电流的分布 (Hagino and Sakurai, 2004)。

和Zhang (2000), Su and Zhang (2004)对HSOS/SMFT数据的分析研究中, 确实显示了HSOS/SMFT常规观测磁图中Faraday旋转效应的影响。本文的目的是从常规观测磁图中量化Faraday旋转效应, 以获得对约20年常规观测资料的改正方法。并且分析Faraday旋转效应对螺度统计结果的影响。

文章的意义在于:

- 找到Faraday旋转效应在滤光器型磁像仪中分布的共同定量特征并给出了统计改正线心观测磁图中Faraday旋转效应的方法, 为定量分析HSOS滤光器型磁像仪矢量磁图, 尤其是利用横场数据计算非势参量方面的工作提供了有力工具, 同时也为处理同类矢量磁图时消除Faraday 旋转效应的影响提供了启示;
- 研究Faraday旋转效应对太阳22nd和23rd活动周半球符号法则的影响。利用两个不同的反映太阳光球磁场缠绕性的非势参数, H_c 和 α_{av} , 获得了基本一致的结果, 有助于揭示光球表面电流螺度的产生原因。通过对两个太阳活动周获得的电流螺度的“蝴蝶图”与相应的黑子蝴蝶图的比较, 得到与Parker迁移发电机导出的螺度与磁场相反的相位关系, 这为发电机理论提供了新的观测挑战。

第二章 Faraday旋转在观测磁图中的分布

2.1 引言

本章主要目的是从不同活动区的矢量磁图中寻找Faraday旋转效应的共同分布特征。依据的原理主要是：

1. 线心和线翼所测磁图横场方位角的差异反映Faraday旋转效应的影响 (Zhang, 2000);
2. 这些方位角差与磁场成正相关关系, 而与磁倾角成反相关关系 (Su and Zhang, 2004b);

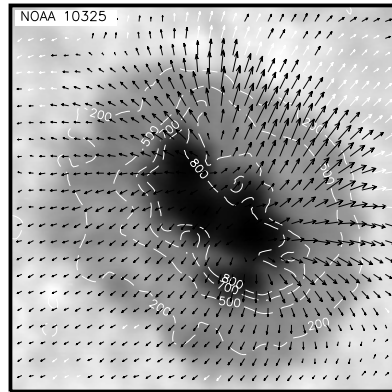
由于矢量磁场测量受到诸多因素的影响, Faraday旋转效应混杂在各种因素之中, 所以在磁图中寻找这种方位角差的分布时必然要靠统计的手段, 并且必须要尽量找到那些最可能和Faraday旋转效应相关联的像素。这是本章工作能够在不同活动区中找到共同分布特征最关键的一步。

2.2 数据分析和处理

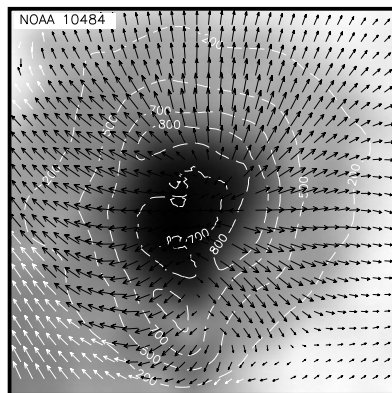
2.2.1 活动区数据样本

我们采用的数据是利用怀柔太阳观测站矢量磁场望远镜对三个活动区进行扫描观测得到的不同波带Stokes参数像(V, Q, U), 波长位置从FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 兰翼-150 m \AA 到红翼150 m \AA 以10 m \AA 步长递增。另外观测一组兰翼-75 m \AA 的V, 和线心(0.0 m \AA)处的Q和U, 这一组数据和常规观测所采用的波带位置相同。在每一个波带位置用时约45秒, 完成32组数据的观测共需1个小时左右。

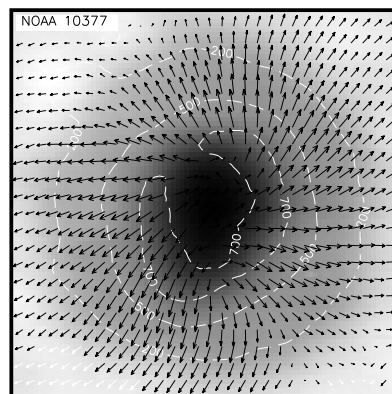
三个活动区分别是2003年4月4日的NOAA 10325, 2003年6月9日的NOAA 10377和2003年10月23日的NOAA 10484。它们的日面位置分别为: NOAA 10325: $X=11.7^\circ$, $Y=17.6^\circ$; NOAA 10484: $X=4.0^\circ$, $Y=-12.5^\circ$; NOAA 10377: $X=5.4^\circ$, $Y=-9.9^\circ$ 。相应的黑子单色像与矢量磁场如图2.1所示。



a.



b.



c.

图 2.1: 活动区NOAA 10325, 10484, 和10377. 各图视场分别为 $65'' \times 65''$, $61'' \times 61''$, $31'' \times 31''$. 方向: 上方为北, 右方为西。

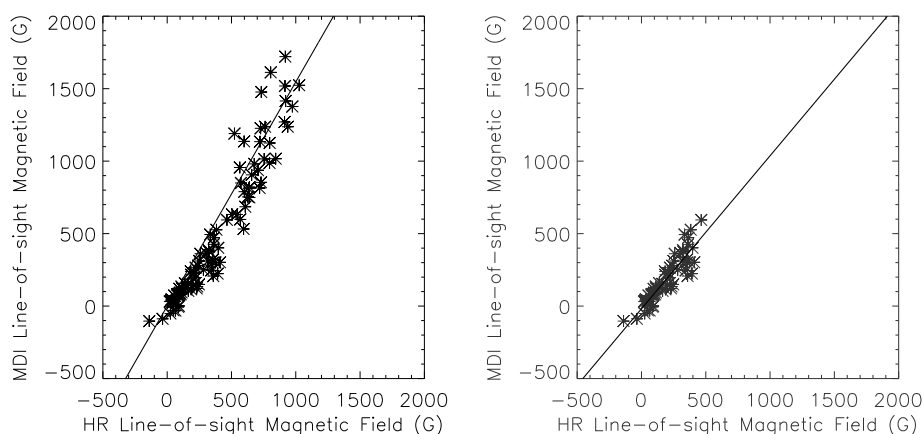


图 2.2: HSOS和SOHO/MDI活动区NOAA 10325纵场的比较, 左图无场强限制, 右图为场强小于500 G像素点的场强相关性。

2.2.2 HSOS与SOHO/MDI视向磁场比较

从图2.1中NOAA 10484图中可以看到, 等值线强度在黑子中心最暗的区域不升反降, 这是由于矢量磁场测量中受到磁饱和效应与杂散光效应的影响 (Su and Zhang, 2005)。而实际上视向磁场从半影区域向本影区域是逐渐增强的。为此, 我们首先做了HSOS与SOHO/MDI纵向磁场强度的比较。图2.2展示了活动区NOAA 10325的HSOS与SOHO/MDI 96分钟纵向磁图的相关性分析。结果显示对 $|B_z| < 500$ G的点两者线性拟合系数为1.1, 对 $|B_z| > 500$ G的点线性拟合系数为1.6。在Bao et al. (2000)的比较分析工作中也出现类似的情况。一般地, 我们发现目前所采用的线性定标方法会低估500 G以上的场强。然而, 在目前电流和螺度统计计算的工作中, 纵场强度单调性发生变化的内本影区域对这些参数的影响很小。这是因为在该区域横场的偏振信号比较弱, 如在之前一些统计工作中, 如Bao and Zhang (1998), Hagino and Sakurai (2004), Zhang (2006)等, 他们分别选择横场 $B_t > 100$ G, $B_t > 150$ G, 及 $|B_x, B_y| > 200$ G的数据点。在这种条件的限制下, 内本影的大部分点在统计计算中都被忽略。而在该区域外纵场单调性基本不会发生变化, 即定标得到的场强值会随真实场强增加而增加。所以如果我们能够估计出在不同纵场间隔中的方位角差值, 必然对校正采用同一定标方法得到的其他矢量磁图的方位角有效。

表 2.1: 平均方位角差($\overline{\delta\phi}$) 与其标准偏差(σ)。

$B_z(G)$	$\overline{\delta\phi} \pm \sigma$		
	10325	10484	10377
200 – 300	$-2.7^\circ \pm 8.5^\circ$	$3.4^\circ \pm 8.8^\circ$	$4^\circ \pm 19^\circ$
300 – 400	$0.9^\circ \pm 7.4^\circ$	$3.4^\circ \pm 7.8^\circ$	$3^\circ \pm 14^\circ$
400 – 500	$3.9^\circ \pm 5.4^\circ$	$4.0^\circ \pm 6.8^\circ$	$4^\circ \pm 10^\circ$
500 – 600	$5.0^\circ \pm 5.4^\circ$	$5.7^\circ \pm 6.5^\circ$	$6^\circ \pm 12^\circ$
600 – 700	$6.2^\circ \pm 6.1^\circ$	$7.1^\circ \pm 7.4^\circ$	$7^\circ \pm 13^\circ$
700 – 800	$5.9^\circ \pm 9.3^\circ$	$8.6^\circ \pm 8.3^\circ$	$13^\circ \pm 13^\circ$

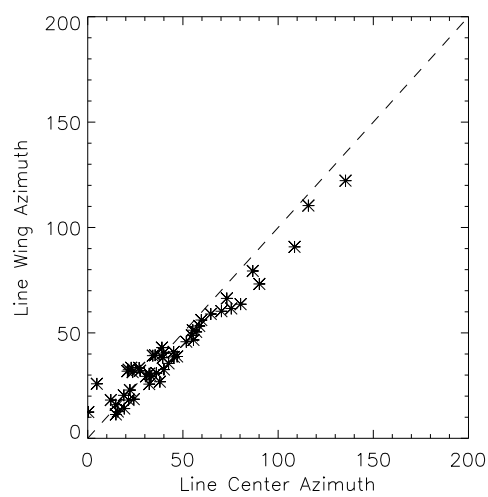
2.3 不同纵场间隔中方位角差的分布

Su and Zhang (2004b)的分析表明Faraday旋转效应所导致的方位角差幅度一般不会超过 90° ，去掉线心线翼观测方位角大于 90° 的像素点，我们得到三个活动区中方位角的相关性分布，如图2.3所示。从图中可以看出，星号倾向于分布在对角线的右下方，也就是说，线心测量的方位角统计上大于线翼测量的方位角，这正是极性为正号的活动区中Faraday旋转效应的分布特征。

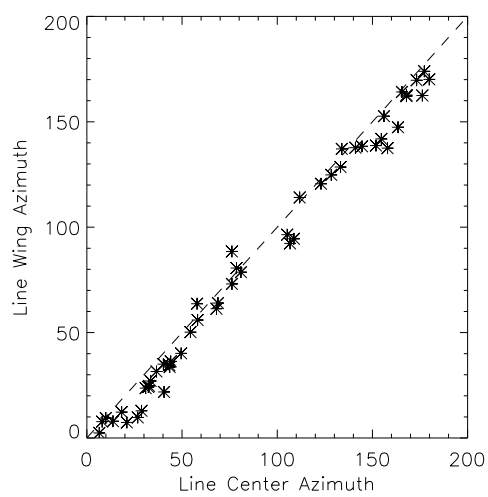
我们将 B_z 从200-800 G以100 G划分间隔，得到相应间隔的方位角差的平均值 $\overline{\delta\phi}$ 及其标准偏差 σ ，结果列于表2.1中。表中显示在三个数据样本 B_z 的相同间隔中 $\overline{\delta\phi}$ 大致相同，这个特征在400-500 G, 500-600 G, 600-700 G三个间隔中尤为突出。而在间隔700-800 G中三个活动区 $\overline{\delta\phi}$ 的差别较大，我们判断这是因为该区域的磁场测量已经受到磁饱和和杂散光等效应的影响，使其可能包含有该场强间隔之外所对应的方位角差值。

2.4 对三个活动区常规观测数据的改正

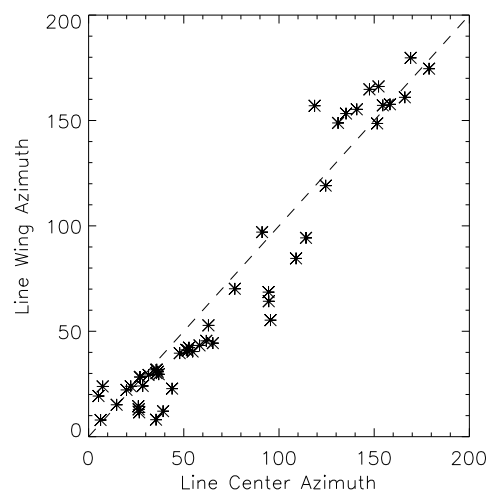
我们采用上节中得到的NOAA 10484活动区方位角差的分布对另外两个活动区的常规观测磁图进行了改正。对于场强处于表2.1中相应间隔的数据点，如果极性为正（负），则减去（加上）表中对应的 $\delta\phi$ 。图2.4给出了改正前后 $\delta\phi$ 的柱状分布图。划（实）线分别代表改正Faraday旋转效应前（后）的结果。从图中可以看出改正前 $\delta\phi > 0$ 的像素数目均大于 $\delta\phi < 0$ ，改正后所有像素点 $\delta\phi$ 的平均值



a.



b.



c.

图 2.3: 线心线翼方位角的相关性。a) NOAA 10325; b) NOAA 10484; c) NOAA 10377。

表 2.2: 三个活动区分别采用 ϕ_c , ϕ_w 和 ϕ_d 所计算得到的 J_z 值, 单位: 10^{-2} Am^{-2} 。

	J_{zc}	J_{zw}	J_{zd}
<i>Active Region</i>			
10325	0.095	0.029	0.043
10484	0.149	0.117	0.132
10377	0.38	0.16	0.28

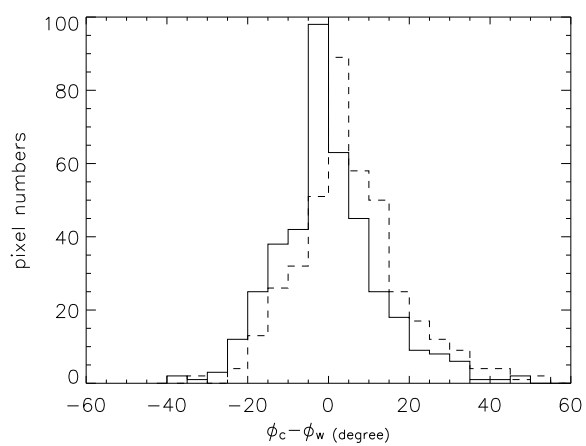
变化分别为: $3.0^\circ \rightarrow -0.1^\circ$, $4.4^\circ \rightarrow -1.2^\circ$, $7.2^\circ \rightarrow 1.1^\circ$ 。这说明线心测量的方位角在改正Faraday旋转效应后接近线翼的观测值, 同时也说明在影响观测的若干复杂因素中, Faraday旋转是造成线心、线翼磁图中方位角差异的主要原因。

随后我们计算了三个活动区纵场在500-800 G之间的 J_z 的平均值, 这是一个对Faraday旋转效应影响极为敏感的参数。记线心、线翼、及改正后的方位角值分别为 ' ϕ_c '、' ϕ_w '、' ϕ_d ', 而采用各方位角所计算得到的平均电流值分别为 ' J_{zc} '、' J_{zw} '、' J_{zd} '。表2.2显示改正值与线翼值非常接近。

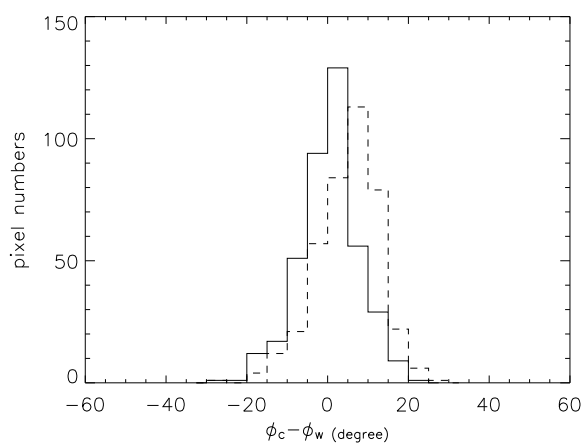
2.5 应用到393幅矢量磁图中强场电流的改正

图2.5是Su et al. (2006)对FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 附近当输入场强分别为1000 G, 2000 G, 3000 G时 $\delta\phi$ 的数值模拟结果。从其中可以清楚看到即使在线翼-0.12 \AA 仍然存在方位角的旋转, 但鉴于目前没有免受Faraday旋转效应影响的独立观测, 所以目前无法从观测上得到如表2.1所示的结果。图2.5显示当 $\lambda < -0.12 \text{ \AA}$ 不同输入场强所得到的 $\delta\phi$ 非常接近。我们用小矩形 'M' 记-0.12 \AA 附近方位角差。在该图中每条线是四个点倾角分别取 $\phi_a = 15$, $\phi_b = 15$, $\phi_c = 16$, $\phi_d = 16$, 而场强分别取值 $B=1000, 2000, 3000 \text{ G}$ 时 $\delta\phi$ 轮廓的平均值。在我们的研究中, 相应于纵场500-800 G的倾角主要介于 30° 和 70° 之间, 因而总场强应介于577-2339 G, 77%(1000-2339 G)在1000-3000 G之间。所以观测中相应的方位角差主要包含于M所示区域。剩余23%应位于M区域下方, 所以线翼-0.12 \AA 处相应于纵场500-800 G的方位角差应略小于M区域平均值, 在此粗略估计为 8° 。

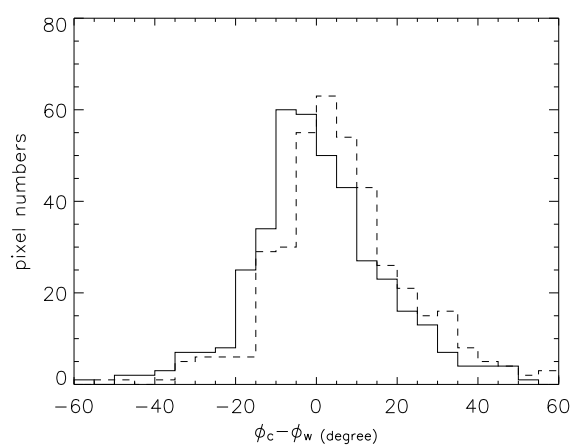
随后我们用Su and Zhang (2004b)工作中得到的拟合参数推出79个像素在线心和线翼的方位角差 $\delta\phi_{0,0}$, $\delta\phi_{-0.12}$ 及两者之差 $\Delta\delta\phi$ 。为了与观测结果比较, 我们将 $\delta\phi_{-0.12}$ 和 $\Delta\delta\phi$ 从200 G到1700 G每100 G间隔中求平均值。其中忽略



a.



b.



c.

图 2.4: 改正前后 $\delta\phi$ 的分布, 划(实)线分别表示改正前(后)。

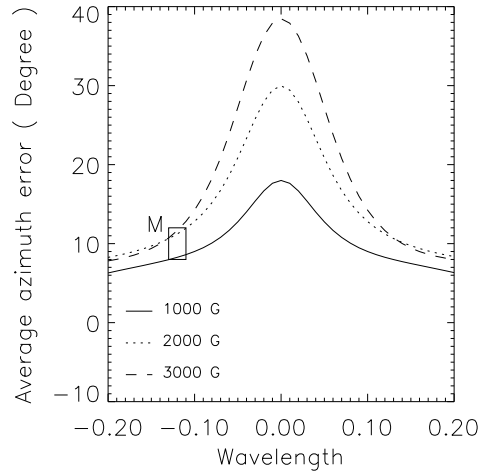


图 2.5: FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 附近不同输入场强情况下 $\delta\phi$ 的数值模拟, 引自Su et al. (2006)。

了8个 $B_z < 200 \text{ G}$ 的像素点。各间隔中 B_z , $\delta\phi_{-0.12}$, $\Delta\delta\phi$, 及相应的像素个数列于表2.3中。将此表中的 $\Delta\delta\phi$ 与表2.1中的 $\overline{\delta\phi}$ 做比较, 两者都显示了与 B_z 正相关的趋势。表2.3中 $\delta\phi_{-0.12}$ 比上段中的估计值 8° 略小, 但强纵场区二者差异比线心处的方位角差 $\delta\phi_{0.0}$ 小的多, 可以忽略。

表 2.3: B_z , $\delta\phi_{-0.12}$, $\Delta\delta\phi$ 的平均值和相应的像素数目。

$B_z(G)$	$\delta\phi_{-0.12}(^\circ)$	$\Delta\delta\phi(^\circ)$	<i>pixel numbers</i>
241	4.6	1.4	2
333	4.3	2.2	6
455	5.8	1.9	6
549	5.0	3.7	9
675	5.4	6.9	1
744	5.3	6.7	7
834	6.5	7.1	5
946	5.7	10.8	6
1046	7.5	12.2	8
1122	4.5	33.7	1
1259	4.8	24.4	5
1349	6.0	13.9	5
1449	7.0	27.5	5
1581	4.6	56.4	3
1679	6.1	10.6	2

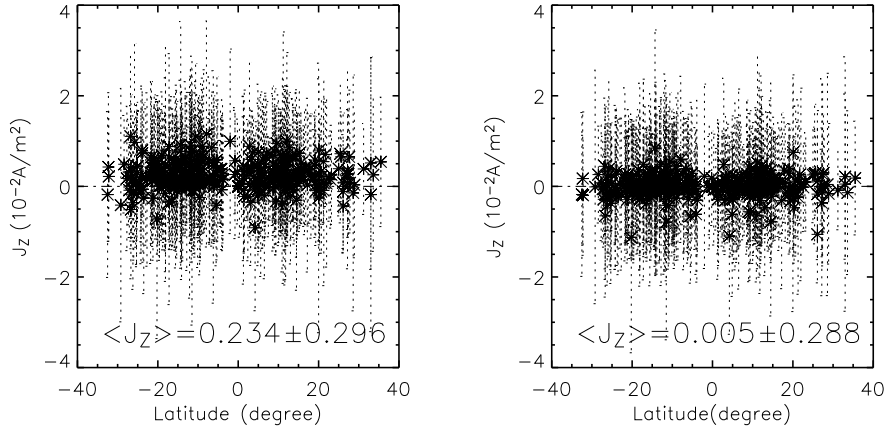


图 2.6: 393副磁图改正Faraday旋转效应后平均电流随纬度的分布, 划(实)线为每张磁图电流值的标准偏差。

Hagino and Sakurai (2004)的统计工作中显示大部分活动区强场 ($|B_z| > 500$ G) 区电流大于零。我们从Bao and Zhang (1998)选取393个活动区, 选取要求其纵场超过500 G的像素点大于20个。然后计算这393个活动区的强场 ($500 \text{ G} < |B_z| < 800 \text{ G}$) 电流分布, 得到与Hagino and Sakurai (2004)中类似的情况, 如图2.6左所示。我们推测如果这种分布确实反映了Faraday旋转效应的影响, 那么这些电流值在采用我们估计出的方位角差进行改正后有归零的趋势。我们结合表2.1与线翼估计值 8° 改正393磁图中的方位角。结果如图2.6右所示。所有磁图的平均电流值从改正前的 $2.34 \times 10^{-3} \text{ Am}^{-2}$ 变为 $5 \times 10^{-5} \text{ Am}^{-2}$ 。弱场区 ($20 \text{ G} < |B_z| < 500 \text{ G}$) 的平均电流值为 $-6 \times 10^{-5} \text{ Am}^{-2}$, 与强场改正后的值为同一量级。我们也计算了 $|B_z| > 500 \text{ G}$ (无上限) 的平均电流, 其值为 $5 \times 10^{-6} \text{ Am}^{-2}$ 。可见大多数磁图中 $|B_z| > 800 \text{ G}$ 的像素点对电流的贡献非常小, 因而可以推断500 G $< |B_z| < 800 \text{ G}$ 区域中的Faraday旋转效应是影响统计电流计算的主要原因。

2.6 总结与讨论

在这一节中我们获得以下基本结论:

1. 从滤光器型磁像仪不同活动区矢量磁图可以得到Faraday旋转效应导致的方位角差的共同分布特征。这将是进一步改正Faraday旋转效应的基础。

但是各纵场间隔中方位角差的标准偏差较大，需要对当前的数据资料进行更深入地分析。

2. 对393幅磁图的统计改正说明在采用当前定标系数的情况下，活动区中 $500 \text{ G} < |B_z| < 800 \text{ G}$ 区域中的Faraday旋转效应是影响电流统计计算的主要原因。

第三章 统计消除滤光器型磁像仪矢量磁图中的Faraday旋转效应

3.1 引言

在上一章中，我们已经看到观测磁图中的方位角差（表2.1）与数值模拟结果（表2.3）呈现出定量的一致性。而在表2.3和图2.5中均显示即使在线翼测量，也仍然要受到幅度较小的Faraday旋转效应的影响。因此我们进行了如下的研究，首先从偏振辐射转移方程中推出Faraday旋转效应导致的线心和线翼方位角差并与观测结果相比较，严格分析两者间的差异在使用数值解改正观测磁图时对各相关螺度参数的计算误差，然后从统计上分析将线心处方位角差的数值解应用于大样本矢量磁图中改正的有效性。

3.2 观测数据处理和结果

在这一部分我们对第一章中所选的三个活动区进行了更深入的研究。考虑到矢量磁图中横场方位角的定义：

$$\phi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right)$$

我们判断Stokes参数Q的观测噪声会显著影响 ϕ 的计算，这可能是造成表2.1中标准偏差显著大于平均值的原因。在这一节中，我们对线心和线翼所观测的Q, U, V, B_x , B_y , B_z 逐一分析了噪声水平。从三个活动区磁图中选择信号强于此噪声水平的像素点作为下一步的研究对象。这样我们从NOAA AR 10325, 10484, 和10377中分别选出950, 298, 2227个像素。所有的像素被分到纵场以100 G, 倾角以3°为间隔的7×11组，其中 B_z 从200 G到900 G, ψ 从75°到42°。计算每组中方位角差的平均值及其1- σ 标准偏差。略去像素点少于1%的组，表3.1列出了剩下92.4%的像素点方位角差的平均值及1- σ 标准偏差。从表中可以看出当 B_z 处于某100 G间隔中时，其相应方位角差随倾角的变化幅度非常小。而从总体上讲，方位角差随 B_z 增加而增加，随 ψ 增加而减小。方位角差与 B_z 的关系可以由一个线性拟合公式很好地描述：

$$\Delta\delta\phi^o = 0.0114 \times |B_z|, \quad (3.1)$$

在此 $\Delta\delta\phi^o$ 表示线心 (0.00 Å) 和线翼 (-0.12 Å) 观测方位角的差。

3.3 观测与数值解的比较

3.3.1 偏振辐射转移方程的数值解

我们采用的程序是Ai, Li and Zhang (1982)分析FeI $\lambda 5324.19$ Å在太阳磁场中形成和Stokes参数的理论定标程序, 该程序在之后的相关工作, 如谱线形成深度的分析 (Zhang, 1986), Stokes参数的最小二乘法定标 (Su and Zhang, 2004a), 以及利用最小二乘法分析Faraday旋转效应的分布 (Su and Zhang, 2004b) 中均有具体的调整。在我们的计算中, 一些主要的参数取值和计算方法分别如下:

3.3.1.1 方程与基本物理参数

偏振辐射转移方程为:

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

式中 $\mu = \cos\theta$, θ 为出射光束与辐射面法线方向夹角, 在此取 $\mu = 1$ 。 τ 为光深, 在计算过程中以5000 Å连续谱为参考波长 (λ_m), 谱线光学深度与5000 Å连续谱光学深度与太阳大气高度间存在一一对应关系 (Zhang, 1982)。 $\eta_0 = k_{\lambda_0}^c / k_{\lambda_m}^c$, 是波长 λ_0^c 与参考波长 λ_m^c 处的连续吸收系数比, 计算中 $\eta_0=1.05$ 。 $B = c_2 \lambda_0^{-5} (\exp(c_1/\lambda_0 T) - 1)^{-1}$ 是温度为T时的Planck函数, 其中 c_1 和 c_2 是第一、第二辐射常数, $c_1 = 2\pi hc^2 = 3.74 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^2 \text{ s}^{-1}$, $c_2 = hc/k = 1.44 \text{ cm deg}$ 。 $S = c_2 \lambda_0^{-5} (\frac{\beta_l}{\beta_u} \exp(c_1/\lambda_0 T) - 1)^{-1}$ 是源函数, 它是局部热动平衡偏离系数 β_l 和 β_u 的函数。我们的计算在局部热动平衡 (LTE) 的假设下, 则 $S = B$ 。

与吸收系数相关的物理参数分别为:

表 3.1: 三个活动区的平均方位角差($\overline{\Delta\delta\phi}$)及标准偏差(σ), 括号中为每组中像素数目比例。

ψ (unit: $^{\circ}$)	$\overline{\Delta\delta\phi} \pm \sigma$ (Unit: $^{\circ}$)							
	200-300	300-400	400-500	500-600	600-700	700-800	800-900	
	B_z (unit: G)							
72-75	2.4 \pm 4.1(2.7%)							
69-72	3.3 \pm 4.2(1.7%)	4.1 \pm 3.7(3.4%)						
66-69	3.4 \pm 5.9(1.4%)	4.0 \pm 3.7(3.2%)	5.7 \pm 3.0(4.9%)					
63-66		4.1 \pm 5.0(2.4%)	5.2 \pm 3.6(3.7%)	6.0 \pm 3.3(3.7%)				
60-63		5.5 \pm 4.7(1.7%)	4.8 \pm 3.8(3.5%)	6.4 \pm 3.7(6.1%)	6.9 \pm 3.9(1.6%)			
57-60			5.0 \pm 4.2(2.4%)	5.3 \pm 4.9(4.7%)	7.5 \pm 5.5(5.3%)			
54-57			6.0 \pm 5.0(1.2%)	4.3 \pm 6.5(3.9%)	7.8 \pm 7.0(4.9%)			
51-54				7.5 \pm 8.4(2.2%)	8.6 \pm 6.9(4.5%)	8.5 \pm 6.6(3.4%)		
48-51					7.3 \pm 6.7(2.8%)	9.9 \pm 6.3(5.6%)	10.8 \pm 4.5(1.3%)	
45-48						9.3 \pm 6.5(3.3%)	10.3 \pm 5.7(3.0%)	
42-45						7.9 \pm 10.5(1.8%)	9.5 \pm 7.3(2.1%)	

$$\begin{aligned}
\eta_I &= \frac{\eta_P}{2} \sin^2 \gamma + \frac{\eta_b + \eta_r}{4} (1 + \cos^2 \gamma) \\
\eta_Q &= \left(\frac{\eta_P}{2} - \frac{\eta_b + \eta_r}{4} \right) \sin^2 \gamma \cos 2\chi \\
\eta_U &= \left(\frac{\eta_P}{2} - \frac{\eta_b + \eta_r}{4} \right) \sin^2 \gamma \sin 2\chi \\
\eta_V &= \frac{\eta_b - \eta_r}{2} \cos \gamma \\
\rho_Q &= \left(\frac{\rho_P}{2} - \frac{\rho_b + \rho_r}{4} \right) \sin^2 \gamma \cos 2\chi \\
\rho_U &= \left(\frac{\rho_P}{2} - \frac{\rho_b + \rho_r}{4} \right) \sin^2 \gamma \sin 2\chi \\
\rho_V &= \frac{\rho_r - \rho_b}{2} \cos \gamma
\end{aligned}$$

其中 γ 是磁场与视线的夹角， χ 是磁场向上方向的方位角。 η_P , η_b , η_r 分别是Zeeman效应中 π 和 σ 成分的线吸收系数，而 ρ_P , ρ_b 和 ρ_r 分别为反常色散系数。各系数可分别由下面一系列关系确定：

$$\begin{aligned}
\eta_P &= \eta_0 H(a, v), \\
\eta_{b,r} &= \eta_0 H(a, v \pm v_H), \\
\rho_{b,r} &= 2\eta_0 F(a, v \pm v_H) \\
\rho_P &= 2\eta_0 F(a, v)
\end{aligned}$$

其中 $H(a, v)$ 和 $F(a, v)$ 分别为Voigt函数和Faraday-Voigt函数，

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

前者描述吸收效应，而后者描述Faraday旋转效应，其中：

$$\begin{aligned}
v &= \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D} \\
\Delta\lambda_D &= \frac{\lambda_0}{c} \left(\xi^2 + \frac{2RT}{M_{Fe}} \right)^{1/2}
\end{aligned}$$

湍动速度 ξ 由模型给出， $M_{Fe}=55.847$ ，阻尼项：

$$a = \frac{\varsigma \lambda_0^2}{4\pi c \Delta\lambda_D}$$

而

$$\zeta = \zeta_r + \zeta_6$$

辐射阻尼 ζ_r 取 2.38×10^8 , 碰撞阻尼:

$$\zeta_6 = 17C_6^{2/5}v^{3/5}N_H$$

其中 C_6 为碰撞致宽中 $\delta\nu = C_n/r^n$ 中 $n=6$ 时的情形, 此时的致宽机制为Van der Waals力, N_H 为中性氢原子密度。Ai and Hu (1982)关于 ζ_6 的处理还考虑了一个调节参数 Z^* , 使得 ζ_6 在计算中比理论值增加 $15^{0.8}=8.727$ 倍。

质量吸收系数

$$\eta_0 = \frac{\sqrt{\pi}e^2\lambda_0^2 f}{m_e c^2 \chi_G \Delta\lambda_D} \cdot \frac{N_i}{N_i \bar{M}}$$

其中原子离子平均质量(单位为克):

$$\bar{M} = \frac{136.25}{108.63} \times 1.008 \times 1.660565 \times 10^{-24}$$

由Saha公式和Boltzmann公式可以算出低能态 i 的Fe原子密度 N_i , 计算中铁丰度取 $N_{Fe} = e^{7.24}$, 低能态激发势 $\chi = 3.197eV$, 配分函数 U_1 和 U 分别从Allen (1973)35页表中查得, 当 $T = 10080K$ 时, $U = 10^{1.74}$, $U_1=10^{1.80}$; 当 $T = 5040K$ 时, $U = 10^{1.43}$, $U_1 = 10^{1.63}$ 。 P_e 为电子压, 由大气模型给出。振子强度 $\log gf = -0.22$, $g = 2J + 1 = 9$, 算得 $f = 0.06695$ 。

本文中Voigt函数和Faraday-Voigt函数的计算方法以及边界条件和求解辐射转移方程的方法均没有太大的变化。并且我们在作进一步计算之前复制了Su and Zhang (2004b)的结果。

3.3.2 方位角差值的数值模拟

Allen (1973)给出了黑子的典型物理参数。黑子本影半径(r_u)与半影半径(r_{pu})比 $r_u/r_{pu}=0.42$, 黑子纵场(B_z)与黑子中心场(B_0)的关系 $B_z = B_0 \times \exp(-2.1r^2/r_{pu}^2)$ 。磁倾角 $\psi = 75^\circ \times r/r_{pu}$ 。从这些关系中可以看出 B_z 和 ψ 间有很强的相关关系。模拟中, 当 $0.4 \leq r_u/r_{pu} \leq 1$, 采用Ding and Fang (1989)半影大气模型; 当 $0 \leq r_u/r_{pu} \leq 0.4$, 采用Allen (1973)本影大气模型。

为了与观测结果比较, Stokes参数Q, U, V轮廓数值解要卷积滤光器传输轮廓。Ai, Li, and Zhang, (1982)给出了滤光器传输轮廓的表达式:

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

其中A, B, C和D可由旋转波片调节。B和C也可以通过改变KD*P晶体电压来调节。从参数Q和U可以推知Faraday旋转效应导致的方位角差, 其式如下:

$$\delta\phi = 0.5 \left[\operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{U_f}{Q_f}\right) - \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{U}{Q}\right) \right].$$

下角标“f”指受Faraday旋转效应影响的线偏振信号。

模拟中 B_0 取值采用Allen (1973)第185页第二个表中的七个值, r/r_{pu} 从0.4以0.1步长递增到1.0, 参数 B_z 和 ψ 由上面给出的关系获得。此外, 方位角取固定值 5° , 从辐射转移方程的数值解中我们可以推得线心方位角($\delta\phi_{0,0}$) 和线翼方位角($\delta\phi_{0,0}$)间的差值($\Delta\delta\phi^t$) 与纵场之间的分布关系。这个关系可以用一个拟合公式很好的描述:

$$\Delta\delta\phi^t = 0.0149 \times |B_z| - 1.455 \times 10^{-6} \times B_z^2, \quad (3.2)$$

类似的, 我们也得到 $\delta\phi_{0,0}$ 与 B_z 之间的分布关系:

$$\delta\phi_{0,0} = 0.0254 \times |B_z| - 3.975 \times 10^{-6} \times B_z^2, \quad (3.3)$$

图3.1星号表示了各数值解的分布, 曲线代表上述拟合结果。另外, 我们求得式(3.3)两个系数的 1σ 拟合误差是0.0007和 3.4×10^{-7} 。不同场强间隔300-400 G, 400-500 G, 500-600 G, 600-800 G, 800-1200 G, 1200-1700 G和1700-3000 G中 $\delta\phi_{0,0}$ 的标准偏差分别是 0.4° , 0.8° , 0.5° , 0.9° , 1.1° , 1.5° , 1.0° 。在模拟中我们改变方位角 ϕ , 分别从 5° 变为 10° , 30° , 和 45° , 对上述影响很小。这意味着方位角差值与初始输入的方位角值不相关。

为了验证上述计算的自洽性, 我们计算了本影区线心处方位角差值, 总场强从2000 G以500 G步长递增到3000 G, 倾角从 10° 以 5° 步长递增到 30° (因为当 $r/r_{pu} < 0.4$ 时, $\psi = 75^\circ \times r/r_{pu} < 30^\circ$)。计算结果如3.1中菱形所示。从图中可

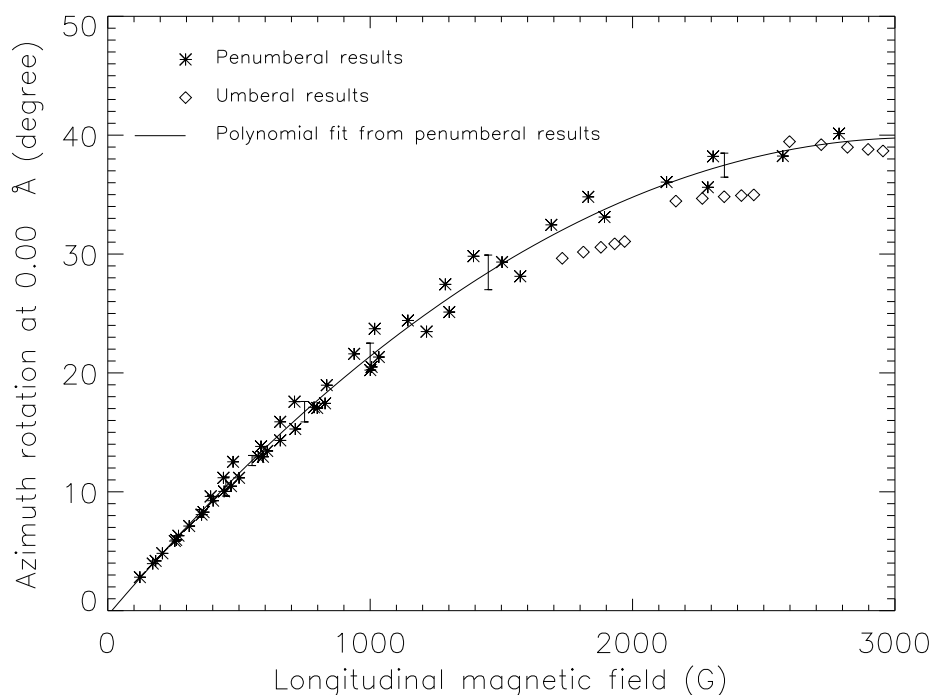


图 3.1: 辐射转移方程数值解推得的方位角差随纵场的分布. 星号代表采用D-F半影模型计算的结果, 曲线为其多项式拟合。菱形表示采用Allen本影模型计算的结果, 误差棒显示拟合误差。

可以看出从半影大气模型得出的拟合曲线也可以很好的描述从本影模型得到的结果。这些数据点中与拟合曲线偏离最大值是 5.4° , 而相应的方位角是 34.4° , 偏离幅度为15.7%。

3.3.3 比较

将三个活动区中选出的像素点按照表3.1中所划分的场强间隔求平均值及标准偏差。平均值分别为 2.8° , 4.4° , 5.2° , 6.0° , 7.9° , 9.0° , 9.8° , 而误差分别为 4.8° , 4.2° , 3.8° , 5.5° , 6.6° , 7.3° , 6.4° , 分别如图3.2中星号及误差棒所示。图3.2中点线给出了相应的理论拟合结果, 对应于上述各间隔中的观测值, 理论方位角差分别为 3.6° , 5.0° , 6.4° , 7.8° , 9.1° , 10.4° , 11.6° 。理论与观测平均值最大相差 1.8° 。为了对比线心和线翼方位角差值, 我们也在图3.2中给出了线心方位角差值得理论拟合曲线(如划线所示)。比较结果说明线心和线翼方位角差的理

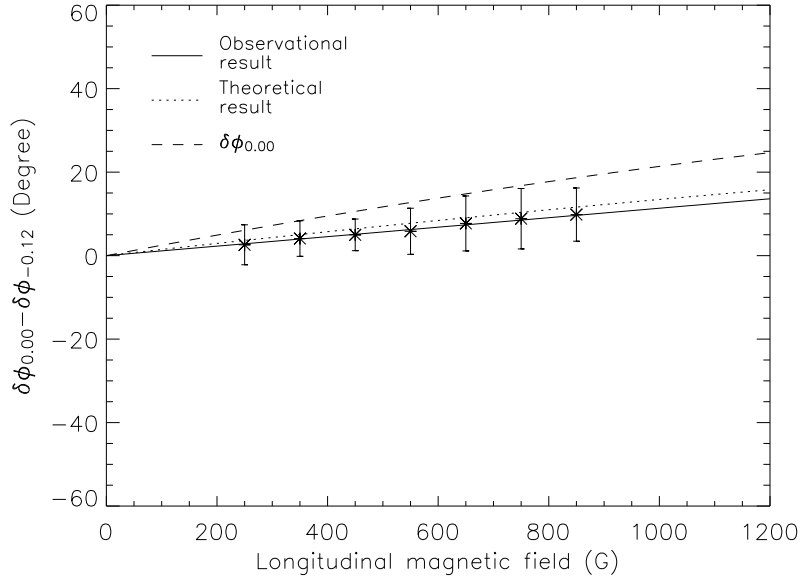


图 3.2: 三个活动区观测数据与理论结果的比较。星号表示 0.00 \AA and 0.12 \AA 两个波长处观测方位角差的平均值。三个活动区纵场强 B_z 从200 G变化到900 G。误差棒代表 1σ 标准偏差。实线为平均值的线性拟合结果。点线是上述方位角差相应的理论结果。理论结果与观测平均值的偏差小于 1.8° 。划线表示线心处方位角差值 $\delta\phi_{0.00}$ 的理论计算结果。

论与观测结果非常吻合，所以采用线心处理论推得的结果对现有常规观测数据进行改正是合理的。

3.4 对电流和螺度参数的改正

如前章所述，电流和螺度参数对Faraday旋转效应引起的方位角变化非常敏感。在此我们首先分析用式 (3.1) 和 (3.2) 对三个活动区线心观测数据的改正，并将改正前后的值与线翼处的观测值进行比较。

计算中各参数定义如下：

$$J_z = \frac{1}{\mu_0} \cdot (\nabla \times B)_z,$$

$$H_c = B_z \cdot (\nabla \times B)_z,$$

表 3.2: 三个活动区 J_z , H_c 和 α_{av} . 'c' 和 'w' 分别表示 0.00 \AA and -0.12 \AA 的观测参数值, and 'do' and 'dt' 分别表示用公式(1)和(2)进行改正后的参数值。各参数 J_z , H_c 和 α_{av} 的单位分别是 10^{-2} Am^{-2} , $10^{-2} \text{ G}^2 \text{ m}^{-1}$, and 10^{-6} m^{-1} .

ARs	J_z^c	J_z^w	J_z^{do}	J_z^{dt}	H_c^c	H_c^w	H_c^{do}	H_c^{dt}	α_{av}^c	α_{av}^w	α_{av}^{do}	α_{av}^{dt}
10325	0.095	0.029	0.028	0.011	0.86	0.24	0.25	0.11	0.018	0.006	0.005	0.002
10484	0.15	0.12	0.12	0.11	-2.7	-2.2	-2.4	-2.4	-0.061	-0.051	-0.055	-0.055
10377	0.36	0.16	0.26	0.23	1.37	0.64	0.93	0.81	0.034	0.015	0.023	0.020

$$\alpha_{av} = \frac{\sum(\nabla \times B)_z \cdot \text{sign}[B_z]}{\sum |B_z|},$$

在此 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-3} \text{ G m A}^{-1}$.

考虑到Faraday旋转效应在强场区的作用最显著, 我们计算 $|B_z| > 500 \text{ G}$ 区域各参数的平均值。结果列于表3.2中。在该表中, ‘c’和‘w’表示在 0.00 \AA 和 -0.12 \AA 处的观测结果, 而‘do’和‘dt’分别表示用式(3.1)和(3.2)改正后的值。表中每个值都是一个活动区单幅磁图的计算结果。从表中可以看出相对于线心的各参数值 $J_z^c, H_c^c, \alpha_{av}^c$, 改正后的各参数 $J_z^{do}, J_z^{dt}, H_c^{do}, H_c^{dt}, \alpha_{av}^{do}$ 和 α_{av}^{dt} 显然接近于线翼的值 $J_z^w, H_c^w, \alpha_{av}^w$ 。定义如下参数衡量改正的幅度:

$$L = 1 - \frac{|P^d - P^w|}{|P^c - P^w|} \times 100\%,$$

式中 P 表示电流或螺度参数, P^d 代表 P^{do} 或 P^{dt} 。

用公式(1)改正后三个活动区 $J_z^{do}, J_z^{dt}, H_c^{do}$ 的 L 值依次分别为: NOAA 10325, 98.5%, 98.4%, 91.7%; NOAA 10484, 100.0%, 60.0%, 60.0%; NOAA 10377, 50.0%, 60.3%, 52.6%。而用公式(2)改正后对三个活动区 $J_z^{dt}, J_z^{do}, H_c^{dt}$ 的 L 值依次分别为: NOAA 10325, 79.0%, 85.5%, 66.7%; NOAA 10484, 66.7%, 60.0%, 60.0%; NOAA 10377, 65.0%, 76.7%, 73.7%。

这里一个值得注意的问题是参数值 L 显示对于不同的活动区, 各参数 J_z, H_c 和 α_{av} 的改正幅度并不一致。对 NOAA 10377 而言, J_z^{do} 的 L 值仅为 50.0%, 显然小于其它两个活动区。这反映了目前改正方法的统计性质。当前的改正精度分析只局限于每个活动区单幅磁图, 如果将目前的方法应用于一个活动区多组磁图的改正分析, 则 L 应该会接近 100%。在此 L 参数显示即使对一个活动区单幅磁图也有明显的改正。关于改正精度的问题仍有待于今后更多的比较分析, 这一点有望很快实现, 因为第 24 太阳活动周已经开始, 容易获得可以用于此类分析的磁图。

此外, 我们也估计了如图 3.2 中观测方位角差的散点分布对电流和螺度参数改正计算的影响误差。从表 3.1 中我们选择最强纵场间隔中的误差 7.3° 进行如下分析。首先利用 IDL 函数 RANDOMU 产生单位随机数, 然后乘以上述误差值, 从而产生每个像素点的随机方位角差 $|\delta\phi'| \leq 7.3^\circ$ 。将 $\Delta\delta\phi$ 加上 $\delta\phi'$ 对各参数进行改正。多次变换随机数, 可以获得一系列参数改正值。表 3.3 中列出了这些参数的

表 3.3: 电流和螺度参数的误差估计, $\overline{J_z^d}$, $\overline{H_c^d}$, $\overline{\alpha_{av}^d}$ 单位与表3.2中 J_z , H_c 和 α_{av} 相同。

ARs	$\overline{J_z^d}$	σ_J	$\overline{H_c^d}$	σ_H	$\overline{\alpha_{av}^d}$	σ_α
10325	0.028	0.009	0.24	0.07	0.005	0.002
10484	0.113	0.001	-2.42	0.02	-0.0554	0.0004
10377	0.237	0.006	0.79	0.06	0.020	0.002

平均值和1- σ 标准偏差。从表中可以看出 $\overline{J_z^d}$, $\overline{H_c^d}$, $\overline{\alpha_{av}^d}$ 与表3.2中的 J_z^d , H_c^d , 和 α_{av}^d 非常接近, 并且相应1- σ 误差不会超过改正值与原值差的20%, 这说明该随机误差不会影响统计改正。

3.5 应用到大样本电流统计的改正

如在上一章工作中所提到的, Hagino and Sakurai (2004)发现在活动区强场区明显存在大于零的净电流分布, 这与之前一些关于Faraday旋转效应的观测或定性分析(如Landi Degl'Innocenti, 1979; Bao et al., 2000)一致, 即Faraday旋转效应会在强场区域产生正的伪电流。在上一章中也展示了对于393个活动区磁图中强场电流的计算获得类似的结论, 并且在用估计的方位角差进行改正后分布呈现归零的趋势。

在这一章中, 我们利用公式(3.1), (3.2)和(3.3)对同一组数据样本的393幅矢量磁图进行改正。改正前所有活动区总平均电流值为 $3.3 \times 10^{-3} Am^{-2}$, 改正后分别变化为 $1.88 \times 10^{-3} Am^{-2}$, $1.53 \times 10^{-3} Am^{-2}$ 和 $3.7 \times 10^{-4} Am^{-2}$, 分布如图3.3所示。这说明公式(3.1), (3.2)可以消除矢量磁图中部分的Faraday旋转效应, 而公式(3.3)可以消除Faraday旋转效应的主要影响。但是我们必须强调, 目前还无法直接从观测角度分析公式(3.3)对单个活动区磁图的改正精度, 只有借助于公式(3.1)和(3.2)在单个活动区以及大样本统计中的基本一致性来说明采用理论结果改正观测磁图中Faraday旋转效应的有效性。

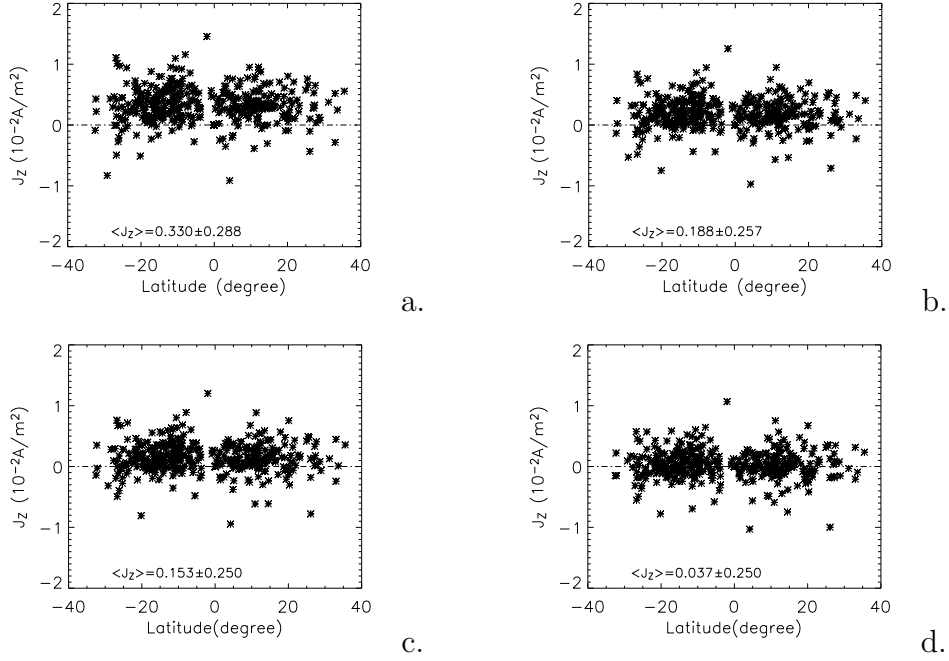


图 3.3: 393幅磁图平均电流随日面纬度的分布: (a)为改正前的参数分布; (b), (c)和(d)式分别用公式(1), (2) 和(3)改正后的分布。

3.6 结论

总结这一章的研究, 我们得到如下主要结论:

1. 在当前工作中, 我们给出了三个用于统计改正Faraday旋转效应的公式, 其中 (3.1) 和 (3.2) 式的改正幅度相当, 说明用理论结果改正观测磁图的合理性。进而我们采用 (3.3) 式改正线心常规观测磁图, 结果显示该方法可以基本消除磁图中强场区域的伪电流。
2. 我们强调此处的方法是对方位角的统计改正。矢量磁场的测量受到各种复杂因素的影响, 因而无法保证每个像素上改正值都接近于真实值。但对于一幅磁图中参数的统计平均值, 如 J_z , H_c , 和 α_{av} 等, 在改正后接近不受Faraday旋转效应影响的值, 也就是说, 我们消除的是Faraday旋转效应在黑子中的统计分布。
3. 本影区 (尤其是内本影区域) 强纵场的测量和定标是地基滤光器型矢量磁像仪所要面临的重要问题。Ruan and Zhang (2006)指出在大多数情

况下当 B_z 强度小于1000 G时, FeI $\lambda 5324.19\text{\AA}$ 处的圆偏振信号强度正比于其场强, 而当 $B_z > 1000$ G时, 两者的关系显然偏离线性。所以本影区域的Faraday旋转效应的分析有待于观测和定标的同步改善。尽管如此, 目前的结果已足够消除Faraday 旋转效应在采用滤光器型矢量磁像仪数据统计计算电流及螺度等参数的主要影响。

第四章 Faraday旋转效应对半球螺度法则的影响

4.1 引言

虽然之前的一些工作已经显示出Faraday旋转效应对个别活动区中螺度参数计算的影响(Bao et al., 2000, Zhang et al., 2000, Su et al., 2006), 并且也有关于Faraday旋转对半球螺度法则的影响的定性分析(Hagyard and Pevtsov, 1999), 但是到目前为止并没有关于Faraday旋转效应对这类大样本活动区螺度统计工作影响的直接研究。在这一章中, 基于前面关于Faraday旋转效应分析, 我们从怀柔太阳观测站近两个太阳活动周的矢量磁场观测资料中收集了一个更大的样本进行统计, 直接从统计结果中展现Faraday旋转效应对螺度参数在这类统计中的影响幅度。

4.2 数据处理

我们已在1.3节中介绍了怀柔矢量磁像仪磁分析器的工作原理。从1988年到2005年选出983个活动区, 共6205幅磁图, 其中属于22太阳活动周的有431个活动区, 属于23太阳活动周的为553个活动区。所选的数据包含了两个太阳活动周大多数较大的活动区。活动区的纬度限制在40度以内。所计算的参数 J_z , H_c 和 α_{av} 的定义与3.3节中所述一致。计算过程中对横场 180° 不确定性, 以及横场, 纵场范围的选取与Bao and Zhang (1998)中的方法相同。

我们采用公式(3.3)改正每张磁图中的Faraday旋转效应。图4.1为活动区磁图随强纵场区($|B_z| > 500G$)平均电流分布的柱状图。其中划线表示Faraday旋转效应改正前的结果, 实线表示Faraday旋转效应改正后的结果。图a为22太阳活动周431个活动区的分布, 图b为23太阳活动周553个活动区的分布。从俩图中均可看到在改正前两组磁图的电流平均值显然大于零(如图中划线所示), 两图中划线所示的柱状图峰值均位于 $0.2 \times 10^{-3} Am^{-2}$ 附近。改正后都呈现归零的趋势, 图a中所有磁图电流的平均值从 $2.2 \times 10^{-3} Am^{-2}$ 变为 $2.7 \times 10^{-4} Am^{-2}$, 图b中所有磁图电流的平均值从 $1.7 \times 10^{-3} Am^{-2}$ 变为 $6 \times 10^{-5} Am^{-2}$ 。这种归零的趋势进一步印证了Faraday旋转效应产生强纵场区伪电流的假设, 同时也支持改正的有效性。

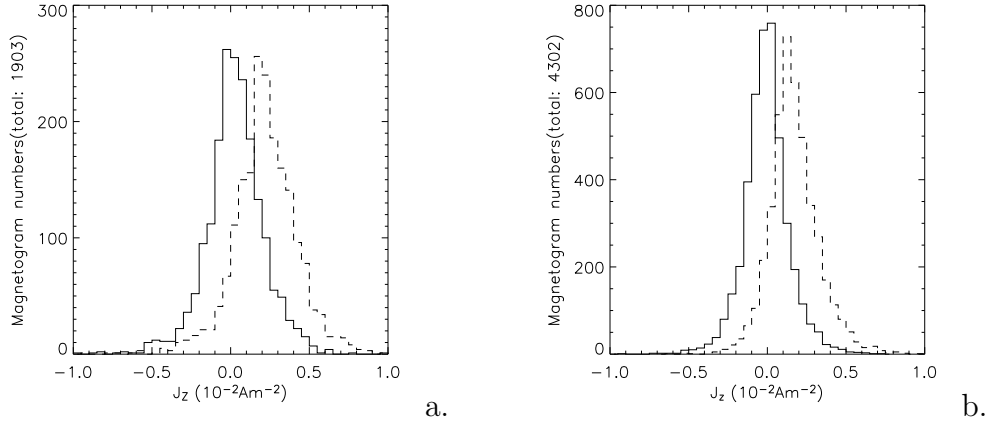


图 4.1: 活动区磁图随强纵场区($|B_z| > 500G$)平均电流分布的柱状图。划线表示Faraday旋转效应改正前的结果, 实线表示Faraday旋转效应改正后的结果。a) 相应于22太阳活动周, b) 相应于23太阳活动周。

4.3 统计结果

4.3.1 螺度统计比例

对于多幅磁图相应于一个活动区的情况, 我们取这个活动区所有磁图 H_c 和 α_{av} 的平均值作为该活动区的最终参数值。统计结果列于表4.1中, 其中“N”表示北半球, “S”表示南半球, 括号中为对应每一半球上的活动区总数。“U”和“C”分别表示Faraday效应改正前和改正后的情况。从表中可以看出, 在22太阳活动周, H_c 和 α_{av} 在改正前后都遵守半球螺度法则, 不过 H_c 改正后北(南)半球比例分别降了8%(11%), 而 α_{av} 在南北半球比例都只降了1%; 在23太阳活动周, H_c 在Faraday效应改正前与半球螺度法则是相悖的, 其北(南)半球比例为39%(44%), 而改正后上升到58%和57%, 分别上升了18%和13%。而 α_{av} 在北半球的比例改正前后没有变化, 均为57%, 南半球的比例由63%下降为59%, 下降了4%。由此看出Faraday旋转效应对 H_c 的影响很显著, 而对 α_{av} 影响较小, 这与第三章对于单个活动区俩参数的影响分析是一致的。这两个相邻太阳活动周Faraday旋转效应对 H_c 影响的趋势显然是相反的, 与Bao et al. (2000)的定性分析一致。为了更好地展示这一效应在两个周期中活动区中的影响, 我们进行如下研究。

表 4.1: H_c 和 α_{av} 遵守半球螺度法则的活动区的比例

		22 nd cycle		23 rd cycle	
		N(183)	S(248)	N(285)	S(267) ^a
H_c	U ^b	74%	74%	39%	44%
	C	66%	63%	58%	57%
α_{av}	U	65%	62%	57%	63%
	C	64%	61%	57%	59%

^a“N”指北半球，“S”指南半球。括号中为每一半球活动区的总数。

^b“U”和“C”分别表示Faraday旋转效应改正前和改正后的情况。

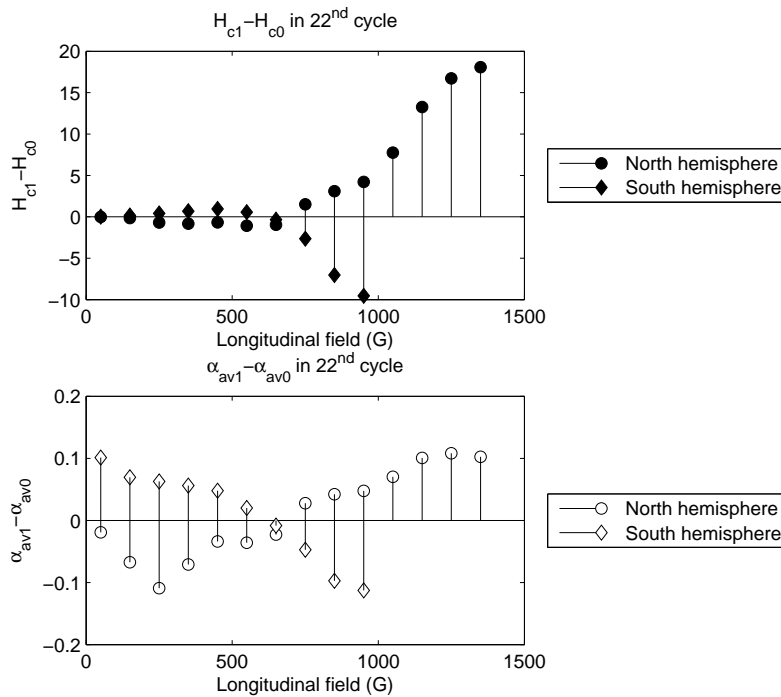


图 4.2: 第22太阳活动周Faraday旋转效应引起的 H_c 和 α_{av} 的变化幅度。

从每一太阳活动周每一半球选择一个活动区。求每一活动区纵场100 G间隔中 H_c 和 α_{av} 的变化幅度。记Faraday旋转效应改正前(后)的参数值分别为 H_{c0} , α_{av0} (H_{c1} , α_{av1}), 则 $H_{c1} - H_{c0}$ 和 $\alpha_{av1} - \alpha_{av0}$ 表示两参数的变化幅度。在图4.2和4.3中, 实心圆圈(菱形)表示北(南)半球 $H_{c1} - H_{c0}$, 而空心圆圈(菱形)表示北(南)半球 $\alpha_{av1} - \alpha_{av0}$ 。

每幅图中, H_c 和 α_{av} 在强场区的变化趋势与弱场区的刚好相反。Hagino and Sakurai (2004)推断Faraday旋转效应在磁图中的影响会在黑子中心(即强纵场区域)产生伪正电流, 而在外围区域(即弱场区域)产生伪负电流。对于同一黑子就会在强弱场区域产生符号相反的伪螺度。另一方面, H_c 强场区的变化幅度显然超过弱场区, 而 α_{av} 在强弱场的变化幅度相当。这表明 H_c 和 α_{av} 在活动区的分布都受Faraday旋转效应的影响, 不同的是 α_{av} 在强弱场区域变化的趋势相反, 而幅度相当, 所以总体平均值变化很小; 但是 H_c 强场区的变化幅度无法由弱场区的补偿, 从而其总体平均值受Faraday旋转效应的影响显著。

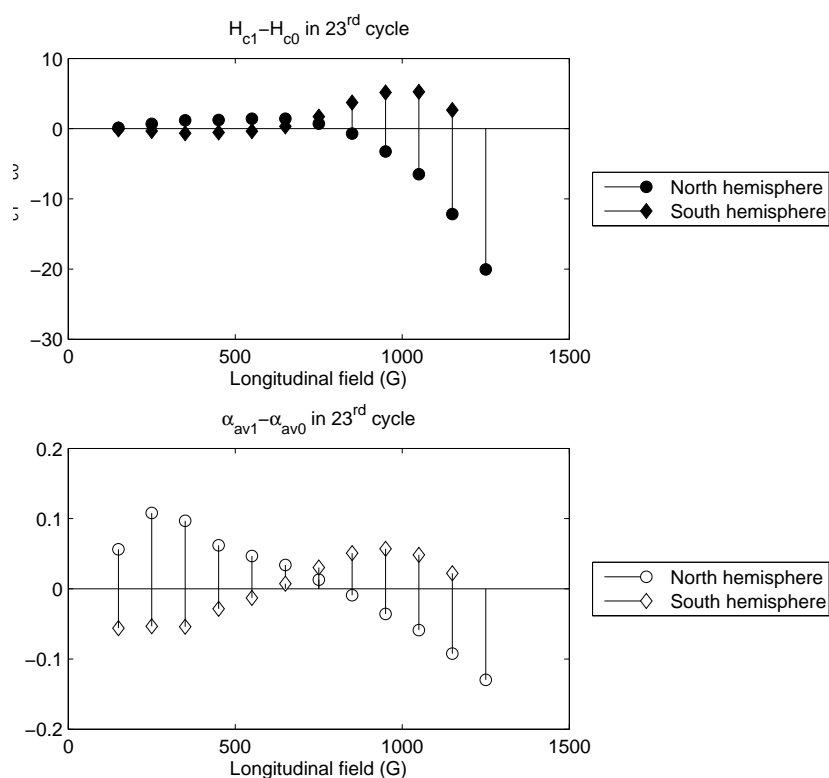


图 4.3: 第23太阳活动周Faraday旋转效应引起的 H_c 和 α_{av} 的变化幅度。

比较图4.2和4.3, 我们发现对同一半球而言, 22和23太阳活动周 H_c 和 α_{av} 的变化趋势恰好相反, 即Faraday旋转效应在22(23)太阳活动周北半球增加了负(正)伪螺度, 而在南半球增加了负(正)伪螺度。由上段中分析可知Faraday旋转效应在磁图中的影响会在黑子中心(即强纵场区域)产生伪正电流, 而在外围区域(即弱场区域)产生伪负电流, 结合Hale极性定律, 22(23)太阳活动周北半球前导黑子为负(正)极性, 南半球则恰相反。而活动区前导黑子磁场和通量一般远强于后随黑子, 并且存在时间比后随黑子长。由此则不难理解图中所示变化趋势。这个结论与Bao et al. (2000)关于Faraday旋转效应的定性推测是吻合的。

4.3.2 螺度随太阳周的演化

为了进一步研究螺度在日面上随时间的演化趋势,将上述统计结果按 7° 日面纬度划分间隔,每间隔中相邻两年的数据求平均值。这样就可以得到反映两个太阳活动周的电流螺度分布的“蝴蝶图”,如图4.4所示,背景为相应时间段内的黑子面积蝴蝶图。黑子蝴蝶图数据来自Greenwich天文台关于黑子面积的记录,它包括从275到2062共1788个Carrington周的所有数据,我们选取1797到2062共266个Carrington周,对应于第22和23太阳活动周,不同颜色表示黑子面积的不同级别,如图下面的标签所示,并且不同周期南北半球前导后随极性的差别也用颜色加以区分。图中电流螺度的幅度用四个等级量度,正负号分别以空实心圆圈表示,每个参数的统计误差示于右上角。从太阳发电机理论的角度讲,这个图可以帮助我们分析发电机的重要机制 α 效应与发电机-产物磁场之间的分布和演化关系。从图中我们可以得到如下一些观测特征:

1. 首先这个结果确认了 α 效应关于赤道的镜像反对称在太阳发电机中的重要作用,且螺度的演化显然呈现波的传播特征;
2. 与预期的结果相一致,电流螺度和无力场因子的演化周期为11年,而黑子磁场演化周期为22年。从两个量的量纲来看,二者均为磁场平方的量纲。并且二者关于赤道是镜像反对称的,这对于确认两个参数的赝标量本质;
3. 图中显示出螺度峰值与磁场峰值间有大约两年的位相差。并且螺度倾向于在磁场之后达到最大。这对于发电机理论是一个观测上的新挑战。从Parker迁移发电机推断螺度峰值应先于磁场大约2.7年出现(Xu et al., 2008),详细推导请见附录。
4. 在太阳活动周初期有一些区域显示出与半球螺度符号法则相反的特征,这也是一个传统发电机理论所不能解释的新现象。

4.4 总结

我们的研究显示Faraday旋转效应对螺度参数的统计计算的影响不容忽视。目前Faraday旋转效应的统计改正方法可以帮助我们直接获得其对各参数影响的幅度。总结这一章的研究,我们有以下结论:

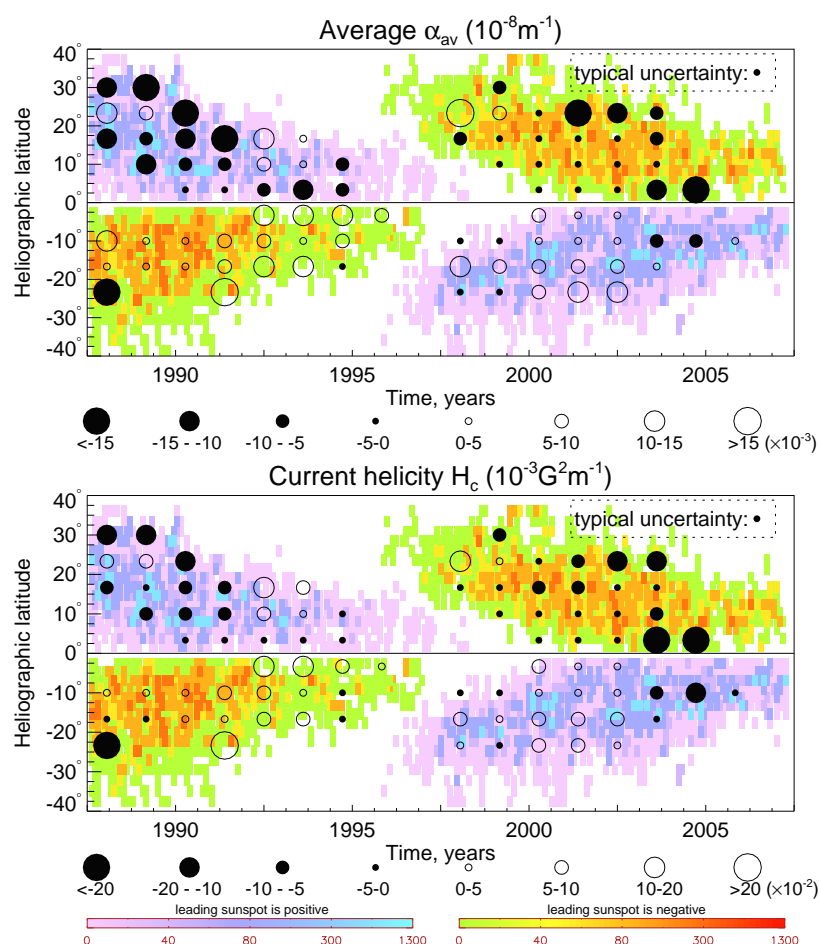


图 4.4: 第22、23太阳活动周电流螺度分布的蝴蝶图，背景为相应时间段内的黑子蝴蝶图。

1. 统计改正Faraday旋转效应后 H_c 和 α_{av} 在22和23太阳周都遵守半球螺度法则，且符合法则的活动区占对应半球总活动区数的比例都接近于60%，这与Pevtsov et al. (1995)和Pevtsov et al. (2001) 采用不同方法得到的22和23太阳活动周相应的比例接近；
2. 关于Faraday旋转效应对各半球螺度计算的个例分析显示其对两周期螺度统计的具体影响形式表现为其增强（减弱）了 H_c 在22（23）太阳活动周的半球螺度反对称性，而对 α_{av} 所标示的半球螺度法则影响很小。这说明造成之前统计结果中电流螺度和无力场因子所表现的半球螺度法则的差异性的主要原因是Faraday旋转效应。

3. 按照太阳发电机理论, 太阳表面螺度参数的统计分布与“ α 效应”密切相关 (Kleerorin et al., 2003; Zhang et al., 2006), 光球表面螺度的演化是从观测上鉴别不同发电机理论模型合理性的重要依据 (Choudhuri et al., 2004; Sokoloff et al., 2006), 但这仍有待于进一步的处理和分析。
4. 消除Faraday旋转效应后, 我们得到两个太阳活动周螺度演化的“蝴蝶图”与相应黑子蝴蝶图的比较结果, 呈现出与以往观测不同的新特征, 给传统的Parker迁移发电机理论提出新的挑战, 也可能带动整个太阳发电机理论的新进展。

第五章 进一步的工作设想

目前的工作中实际上是以包括Faraday旋转效应的辐射转移方程在线心处方位角旋转值的数值解应用到观测磁图中作改正，暂时还没有讨论大气模型中各参数的变化以及不同大气模型可能对数值解的影响，这是将后工作中要考虑到的一个问题。

大样本的矢量磁图数据的统计结果可以进一步与相关的理论工作相结合讨论，鉴别各种关于光球表面螺度起源的理论机制。消除Faraday旋转效应后得到的螺度演化呈现出一系列新观测结果，进一步分析和论证这些新的观测结果可能会对太阳发电机理论的发展有深远的意义，具体地，可以从两方面进行下一步的研究：

1. 继续对同类资料进行比较分析，进一步从观测上确认目前结果中呈现的新特征。
2. 从发电机理论的角度探索解释观测结果的新模型机制。

附录 A 附录

下面给出Parker (1955)太阳发电机解中对磁螺度解的简单推导 (Xu et al., 2008):

Parker迁移发电机用环向场 B 和环向磁矢势 A 来描述磁场:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = B + A'' \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = DA' + B''. \quad (\text{A.2})$$

其方程式并不显含电流螺度或磁螺度, 其中 D 为成正比于 α 效应和较差自转的无量纲发电机数。在平均场发电机假设下, 总磁场 \mathcal{B} 和磁矢势 \mathcal{A} 分解为大小两种尺度的和。 $\mathcal{B} = \mathbf{B} + \mathbf{b}$, $\mathcal{A} = \mathbf{A} + \mathbf{a}$, 在Parker模型中大尺度成分只包括环向分量 \mathbf{B} 和 \mathbf{A} , 其螺度 \mathbf{AB} 由小尺度螺度 \mathbf{ab} 补偿, 假设 \mathbf{a} 和 \mathbf{b} 均匀且各向同性, 则小尺度磁螺度密度 \mathbf{ab} 正比于小尺度电流螺度密度 \mathbf{bj} , 其中 \mathbf{j} 为电流密度。在均匀且各向同性假设下, 空间三个分量的电流螺度密度是相等的, 而其中的纵向分量是我们的可观测量。此处磁矢势规范的选择条件是, 大尺度磁矢势为轴对称分布, 小尺度磁矢势局部均匀且各向同性。求解 (6.1) 和 (6.2) 联立的方程组, 可以得到:

$$(A, B) = (\mu, \nu) \exp(\gamma t + ik\theta), \quad (\text{A.3})$$

其中 μ, ν 为复常数量。则螺度为:

$$\mathbf{AB} = C \exp(2\gamma t + 2ik\theta + \frac{i\pi}{4}), \quad (\text{A.4})$$

其中 C 为实常数, 从上面式子中可以显然看出, 螺度与环向场之间有相位差 $\pi/4$, 且螺度先于磁场, 如果假设太阳周期为11年, 则此相位差相当于2.75年。

参考文献

苏江涛, 博士论文, 2005。

敦金平, 博士论文, 2002。

张洪起, 北京天文台台刊, 第8期, 57。

Ai, G., Hu, Y.: 1981, *Acta Astron. Sinica*, **27**, 173.

Ai, G., Li W., Zhang H.: 1982, *Chin. Astron. Astrophys.*, **6**, 39.

Allen, C. W.: 1973, *Astrophysical Quantities*, The Athlone Press.

Auer, L. H., Heasley, J. N., House, L. L.: 1977, *solar phys.*, **65**, 111.

Bao, S. D., Ai, G. X. and Zhang, H. Q.: 2000, *Astrophys. Astron.*, **21**, 303.

Bao, S. D., Zhang, H. Q.: 1998, *ApJ.*, **496**, L43.

Bao, S. D., Pevtsov, A. A., Wang, T. J., Zhang, H. Q.: 2000, *Sol. Phys.*, **195**, 75.

Beckers, J. M.: 1969, *Solar Phys.* **9**, 372.

Brandenburg A., Subramanian, K.: 2005, *Physics Reports.*, **417**, 1.

Choudhuri, A. R., Chatterjee, P., and Nandy, D.: 2004, *ApJ.*, **615**, L57.

Ding, M. D., Fang C.: 1989, *Astr. Astrophys.*, 225, 204.

Frisch, U., Pouquet, A., Leorat, I., Mazure, A.: 1975, *J. Fluid Mech.*, 68, 769.

Hagino, M and Sakurai, T.: 2004, *Publ. Astron. Soc. Japan.* **56**, 831.

Hagino, M and Sakurai, T.: 2005, *Publ. Astron. Soc. Japan.* **57**, 481.

Hagyard, M. J., West, E. A., Cumings, N. P.: 1977, *Solar Phys.*, **53**, 3.

- Hagyard, M. J., Pevtsov, A. A.: 1999, *Solar Phys.*, **189**, 25.
- Jin, J., Ye, S.: 1983, *Acta Astrophys. Sinica*, **3**, 183.
- Julius, W. H.: 1928, *Leerboek der Zonnephysica*, Noordhoff, Groningen.
- Kleorin, N., Rogachevskii, I.: 1999, *Phys. Rev. E.*, 59, 6724.
- Kleorin, N., Kuzanyan, K., Moss, D., Rogachevskii, I., Sokoloff, D., Zhang, H.: *Astr. Astrophys.* 2003, **409**, 1097.
- Kuzanyan, K. M., Lamburt, V. G., Bao Sh. D., Zhang, H.: *Chinese J. Astron. Astrophys.*, 2003, **3**, 257.
- Landi Degl'Innocenti, E.: 1979, *Solar Phys.*, **63**, 237.
- Landolfi, M., Landi Degl'Innocenti, E.: 1982, *Sol. Phys.*, 78, 355.
- Longcope, D. W., Fisher, G. H. and Pevtsov, A. A.: 1998, *Astrophys. J.*, **507**, 417.
- Parker, E.: *Astrophys. J.*, **121**, 491.
- Pevtsov, A. A., Canfield, R. C. and Metcalf, T. R.: 1995, *ApJ.*, **440**, L109.
- Pevtsov, A. A., Canfield, R. C. and Latushko, S. M.: 2001, *ApJ.*, **549**, L261.
- Ronan, R. S., Mickey D. L., Orrall, F. Q.: 1987, *Sol. Phys.*, **113**, 353.
- Ruan, G. P., Zhang H. Q.: *New Astronomy*, **12**, 215.
- Seehafer, N.: 1990, *Solar Phys.*, **125**, 219.
- Skumanich, A., Lites, B.: 1987, *Astrophys. J.*, **322**, 473.
- Sokoloff, D., Bao, S. D., Kleorin, N., Kuzanyan, K., Moss, D., Rogachevskii, I., Tomin, D., and Zhang, H.: 2006, **327**, 876.
- Sokoloff, D.: 2007, *Plasma Physics And Controlled Fusion*, **49**, B447-B452. *Astronomische Nachrichten.*, **327**, 876.

- Stenflo, J. O.: 1971, *IAU Symp.*, **78**, 355.
- Stenflo, J. O.: 1973, *Solar Phys.*, **32**, 41.
- Stenflo, J. O.: 1994, *Kluwer Academic Publishers.*, The Netherlands.
- Su, J. T. and Zhang H.: 2004a, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, **4**, 365.
- Su, J. T. and Zhang H.: 2004b, *Solar Phys.*, **222**, 17.
- Su, J. T. and Zhang H.: 2005, *Solar Phys.*, **226**, 189.
- Su, J. T., Zhang H., Deng, Y. Y., Mao, X. J., Gao, Y., Lin, G. H.: 2006, *ApJ*, **649**, L141.
- Tian, L. R., Bao, S. D., Zhang, H. Q., Wang, H. N.: 2001, *Astron. Astrophys.*, **374**, 294.
- Wang, H. M., Varsik, J., Zirin, H., Canfield, R. C., Leka, K. D., Wang, J. X.: 1992, *Solar Phys.*, **142**, 11.
- Xu, H. Q., Gao, Yu, Zhang, H. Q., Sakurai, T., Pevtsov, A. A., and Sokoloff, D.: 2007, *Advances in Space Research*, **39**, 1715.
- Xu, H. Q., Gao, Y., H.P.Popova, S.N.Nefyodov, Zhang, H. Q., and Sokoloff, D.: 2008, *Astronomy Report*, (submitted).
- Zhang, H. Q., Bao S.: 1999, *ApJ.*, **519**, 876.
- Zhang, H. Q.: 2000, *Solar Phys.*, **197**, 235.
- Zhang, H. Q., Sokoloff, D., Rogachevskii, I., Moss, D., Lamburt, V., Kuzanyan, K., Kleorin, N.: 2006, *MNRAS.*, **365**, 276.
- Zhang, M.: 2006, *ApJ.*, **646**, 85.

发表文章目录

- [1] **Gao, Y.**, Xu, H. Q. and Zhang, H., Q., Probing the Method of Correcting Faraday Rotation in Vector Magnetograms, 2007, Adv. Space Res. (in press).
- [2] **Gao, Y.**, Su, J. T., Xu, H. Q., and Zhang, H. Q., Statistical Removal of Faraday Rotation in Vector Magnetograms taken by Filter-type Magnetograph, 2007, MNRAS, (in press).
- [3] Xu, H. Q., **Gao, Y.**, Zhang, H. Q., Sakurai, T., Pevtsov, A. A., and Sokoloff, D., Helicity comparison among three magnetographs, 2007, Adv. Space Res. 39, 1715.
- [4] Su, J. T., Zhang, H. Q., Deng, Y. Y., Mao, X. J., **Gao, Y.**, and Lin, G. H., The Influence of Faraday Rotation on the Vertical Electric Current Density, 2006, ApJ, 649L, 141S.
- [5] Zhang, H. Q., **Gao, Y.**, Chen, J., Xu, H., Magnetic Helical Properties of Solar Active Regions Inferred from Vector Magnetograms, 2006, IAUJD, 8E, 24Z.
- [6] Xu, H. Q., **Gao, Y.**, Zhang, H. Q., Sakurai, T., Pevtsov, A. A., and Sokoloff, D., The Study of Helicity Property in Active Regions by Vector Magnetograms and Coronal X-Ray Image, 2008, Solar Physics (submitted).
- [7] Xu, H. Q., **Gao, Y.**, H.P.Popova, S.N.Nefyodov, Zhang, H. Q., and Sokoloff, D., Magnetic and current helicities in simplest models of solar dynamo, 2008, Astronomy Report (submitted).

致 谢

本人能够在怀柔太阳观测基地攻读博士学位感到无比荣幸，是太阳磁场望远镜观测获得的国际一流的矢量磁场资料使我能够在国际核心刊物上交流自己的科研成果；是这里的各位孜孜不倦的科学家使我有幸能够感悟到科学研究的魅力。

衷心地感谢我的导师张洪起老师。五年来的身教言传使我在人生观，价值观等诸多方面的取向和判断都有了更深刻的认识，这必然会对我将来的工作和生活大有裨益。

特别感谢邓元勇老师给予的生活和工作方面的帮助，感谢张枚老师指导性的讨论。感谢李威老师在工作和生活方面的关照。感谢包曙东，林钢华，王东光，王慧，胡柯良等各位老师的热心帮助。

感谢苏江涛博士的倾力指导，他刻苦钻研的精神，严谨的学风是我学习的典范。

感谢师兄师姐们：包星明，张志勇，刘继红，林佳本，郭娟，陈洁，孙英姿，阮桂平，胡新华等，我的每一小步进展都包含着你们无私的帮助。

感谢一起合作的徐海清博士，其坚韧而严谨的工作态度给我很深的印象。

感谢各位办公室里一起努力的研究生们，谢文彬，王传宇，刘健，王栋，玄伟佳，郝娟，杨尚斌，王晓帆，李小波，肖江，申基，赵明宇，侯俊峰等。祝你们的工作有更大的发展。

感谢怀柔太阳观测站日常工作的每一位职工。

感谢各位百忙之中对本文认真评审的专家。

感谢杜红荣和艾华老师在生活和工作方面给予的大力支持。

感谢我的父母!

感谢我的妻子!

感谢我成长路上的同学和朋友们，特别提到郭铨，没有他在我研一时对我电脑知识的开荒，后面工作的进展速度将是不可想象的!

另外，还要特别感谢莫斯科大学的Dmitry Sokoloff教授和伊斯米兰日地物

理研究所的Kirill Kuzanyan博士在我工作过程中指导性的讨论及其进一步的合作。

希望将来能够加倍努力，用更有成效的工作回报基地和我所感激的人们，能够为太阳物理的发展注入自己的力量！