

分类号-----

密级-----

UDC-----

编号-----

中国科学院 博士学位研究生学位论文

太阳活动区磁场测量和非势特征研究

敦金平

指 导 教 师 张柏荣研究员 (中国科学院国家天文台)

李如凤研究员 (中国科学院国家天文台)

张洪起研究员 (中国科学院国家天文台)

申请学位级别 博士学位 学科专业名称 天体物理

论文提交日期 2002/8 论文答辩日期 2002/9

学位授予单位 中国科学院国家天文台

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**

**RESEARCH ON THE MEASUREMENTS OF
SOLAR MAGNETIC FIELDS AND THE
NONPOTENTIALITY OF SOLAR ACTIVITY**

**By
Dun Jinping**

Directed By

**Prof. Zhang Bairong
Prof. Li Rufeng
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，太阳活动区磁场测量和非势特征的研究对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。本文主要在这两方面进行了一些研究，主要内容包括以下四部分：

1. 法拉第效应对怀柔磁场望远镜横场方位角测量的影响。理论上，在谱线的远线翼观测时，法拉第效应的影响远远小于在谱线线心观测时的影响。我们利用国家天文台怀柔太阳磁场望远镜分别在工作谱线线心和线翼（偏离线心 -0.15 \AA ）处观测的 70 组矢量磁图，通过对线心和线翼处测量的横场方位角的统计比较，结果表明：对于总磁场强度小于 1000 高斯的区域，法拉第效应的影响是比较小的。但对于总磁场强度大于 1000 高斯的区域，法拉第效应的影响明显变大。在 $\gamma < 30^\circ$ 的倾角范围内，可以认为法拉第效应的影响很小；在 $30^\circ \leq \gamma < 60^\circ$ 的倾角范围内，法拉第效应的影响明显变大；当倾角 $\gamma \geq 75^\circ$ 后，法拉第效应的影响又明显减小。法拉第效应对怀柔磁场望远镜横场观测中方位角的平均影响为 13° 。

2. 法拉第效应对利用怀柔磁场望远镜观测的矢量磁场计算电流螺度的影响。我们通过对磁场望远镜分别在工作谱线线心和线翼（偏离线心 -0.15 \AA ）处观测的 70 组矢量磁图计算的平均电流螺度值的比较，得到：在总磁强度小于 1000 高斯的范围内，法拉第效应对平均电流螺度计算值的影响非常小，随着总磁场强度的增大，法拉第效应的影响越来越明显。在倾角 γ 小于 30° 和大于 75° 的两个范围内，法拉第效应对平均电流螺度计算值的影响非常轻微，而在 30° 到 75° 的范围内，法拉第效应的影响随倾角的增加而变得越来越强。

3. 太阳 23 周活动上升期磁场剪切角和非势能的演化。我们利用国家天文台怀柔太阳磁场望远镜在 1995 到 1998 年观测数据中 234 个活动区的共 700 幅矢量磁图，计算了每幅磁图的纵向磁场通量、磁场剪切角和非势能并给出了它们的月平均值随时间的演化。我们得到如下结论：从太阳活动低年到太阳活动峰年，太阳上活动区的数目、活动区的面积、纵向磁场通量和磁场所蕴含的磁能都在增强，而且日面上单位体积内所蕴含的磁场能量和潜在的、可以供给各种太阳活动现象（如耀斑、日面物质抛射等）的非势能量也在增加，磁场剪切角的变化虽然没有上述随时间的演化趋势，但是在太阳活动的上升期，磁场剪切角的符号和大小在剧烈的变化，从另一个角度反映了太阳上活动区的非势性随着太阳活动峰年的即将到来而变得强烈、复杂。

4. 太阳 23 周活动上升期磁场剪切角的统计分布。我们利用国家天文台怀柔太阳望远镜在 1996 年到 2000 年观测数据中 274 个活动区的共 759 幅矢量磁图，计算了每幅磁图的磁场剪切角，分别做了南半球、北半球和所有活动区的磁场剪切角的统计分布直方图。这些统计分布都近似为正态高斯分布，可用高斯曲线的得到很好的拟合。磁场剪切角具有南北半球符号的反对称手征性，在南半球有 53% 的活动区的磁场剪切角是正的，而在北半球有 62% 是负的。

关键词： 太阳活动， 磁场测量， 磁场非势特征

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 field. The measurement of solar magnetic field and the non-potential characteristic of solar activity are important to explain the physical mechanism and dynamical process of solar activity. In this dissertation the both are studied. The main results are as follows:

1. The effect of Faraday rotation on the azimuths of transverse fields observed by the Solar Magnetic Field Telescope at the Huairou Solar Observing Station. It is believed that the Faraday rotation is insignificant in the far wing of the line in the theoretical analysis. We make a comparison between the azimuths of 70 couples of transverse fields observed at line center and in the wing of the working spectral line of the telescope. From the comparison we found that the influence of Faraday rotation is slight for the weak magnetic fields (less than 1000Gauss) and becomes significant for the strong fields (bigger than 1000Gauss). And the influence of Faraday rotation is insignificant when the incline angle γ is less than 30° . It becomes significant when $30^\circ \leq \gamma < 60^\circ$ and becomes slight when the incline angle γ is bigger than 75° . The average influence of Faraday rotation on the measurements of the azimuths of transverse fields observed by the telescope is 13° .

2. The effect of Faraday rotation on the helicity computation using observations from the Solar Magnetic Field Telescope at the Huairou Solar Observing Station. The helicities derived from 70 couples of vector magnetograms obtained at the line center and in the wing of the line were compared. The results show that the influence of Faraday rotation on the helicity computation is insignificant when the strength of magnetic fields is less than 1000 Gauss and becomes significant as the increase in the strength of magnetic fields. The influence is insignificant when the incline angle γ is less than 30° or bigger than 30° . And when $30^\circ \leq \gamma < 75^\circ$, the influence increases with the value of the incline angle.

3. The evolution of the magnetic shear angles and the non-potential energies in the ascending phase of solar cycle 23. We selected 700 vector magnetograms of 234 active regions observed from 1995 to 1998 by the Solar Magnetic Field Telescope at the Huairou Solar Observing Station. The flux of longitudinal magnetic fields, the magnetic shear angle and the non-potential energy of these vector magnetograms are calculated. And the evolutions of the monthly mean values of above parameters are derived. The results show that from the minimum of solar cycle 22 to the ascending phase of solar cycle 23, not only the number and area of solar active regions, the flux of longitudinal magnetic fields and the total energy of the active regions are increased, but also the density of non-potential energy of the solar active regions is increased. Although the evolution of magnetic shear angle has not such trend, the sign and value of the magnetic shear angle change slow at the minimum of solar cycle 22 and change rapidly in the

ascending phase of solar cycle 23, which show that the non-potentiality becomes more and more complicated as the coming of solar maximum years.

4. The statistical distribution of magnetic shear angle in the ascending phase of solar cycle 23. We selected 759 vector magnetograms of 274 active regions observed from 1996 to 2000 by the Solar Magnetic Field Telescope at the Huairou Solar Observing Station and calculated their magnetic shear angles. The histograms of magnetic shear angles of the total active regions, the active regions in the north hemisphere and the active regions in the south hemisphere are derived. The distributions were fitted well by Gaussian curves. And the distribution of the magnetic shear angles exhibits the hemisphere sign rule as the asymmetry of helicity. In our dataset, 53% of the active regions in the south hemisphere have positive shear angle and 62% in the north hemisphere have negative shear angle.

Key words: Solar activity, the Measurement of magnetic field, the non-potential characteristic of magnetic field

目 录

第一章 绪言	1
第二章 太阳磁场的测量	3
§ 2. 1 太阳磁场测量原理	3
§ 2. 2 太阳矢量磁场测量仪器	6
§ 2. 3 影响太阳磁场测量的一些因素	10
§ 2. 4 法拉第效应对横场方位角测量的影响	19
第三章 太阳活动区非势性研究	32
§ 3. 1 太阳活动区的非势性	32
§ 3. 2 太阳 23 周活动上升期非势性的演化	40
§ 3. 3 法拉第效应对计算太阳活动区电流螺度的影响	46
第四章 太阳活动不对称性研究	60
§ 4. 1 太阳活动的不对称性	60
§ 4. 2 太阳活动的手征性	61
§ 4. 3 太阳 23 周活动上升期磁场剪切角的统计分布	62
参考文献	66
博士期间发表的论文	71
致谢	72

第一章 绪言

在宇宙所有天体中，与人类关系最密切的就是太阳。太阳是地球的光和热的来源，维持着人类生存以及地球上一切生命活动所必需的适当环境，与人类的生活和生产活动有着密不可分的关系。人类对太阳的观测和研究自古就有浓厚的兴趣。早在观测手段非常原始的年代，人类就对太阳进行了研究意义上的观测和记录。太阳黑子是光球上经常出没的暗黑斑点，中国人很早就目视观测纪录到了它们的出现和变化，并积累了长期的、大量的宝贵资料，使太阳黑子成为太阳活动的一个基本标志。

太阳活动是指在太阳大气的局部区域出现的能量辐射增强而形成许多瞬变现象，或指在太阳大气中进行的激烈扰动的物理过程，主要表现为太阳黑子、耀斑、日冕物质抛射等^[1]。

1843年 Schwabe 对长期积累的黑子观测资料的统计分析发现黑子的出现有一定的周期性。随后，大量研究人员对这个问题进行了长期研究，肯定了太阳活动的周期性，其长度约 11 年^[2]。激烈的太阳活动及其周期变化，影响和调制着人类生存的环境。在人类活动早已扩展到地球之外的今天，研究太阳活动又成为认识人类地外的可居住性和预报日地环境中灾变事件的基本要求。

一般认为，太阳活动和太阳大气磁场有着密切的联系。太阳大气到处存在磁场。Hale 首次于 1908 年发现了太阳有活动磁场，并根据光谱塞曼效应推测出黑子有 2000—3000 高斯的磁场强度^[3-4]。现在我们已知道，黑子不过是太阳磁活动世界里最为明显的一个特征罢了。

半个世纪以前，光电磁像仪的诞生^[5-6]，标志着太阳磁场的研究进入一个新的阶段。由于磁场是由大量尚不可分辨的细纤维状成分组成的事实，刺激着人们不断追求更高分辨本领的望远镜与磁像仪。但是即使到现在，我们也仍然不能很满意地观测到太阳表面磁场内相互作用的细纤维结构^[7-9]。

太阳表面上存在着各种壮观的磁活动现象。太阳上从最微小的纤维状磁场的扩散与消失，到巨大的诸如光斑、谱斑、太阳黑子、活动区浮现、日冕物质抛射及伴随的太阳整体光度变化等现象都和太阳磁场的产生和演化有关。

观测表明，太阳的磁场有多种成分，然而对于这些成分如何构成统一的图像，以及它们之间的演化关系至今未完全弄清楚。目前在观测方面，基本上还只能对光球层的磁场分布用光学的方法进行比较精确的测量，对色球磁场可做精度稍差的观

测，对日冕磁场只能用射电方法粗略估测。不过对光球以上的太阳大气中的磁场，通常也在某种模型的假定下，以观测的光球磁场为边值，进行理论外推^[10-19]。

现代理论认为太阳磁场产生于内部一定的层次，它们以强纤维束(或细磁流管)的形式从底层上浮，并出现在可观测的光球表面上^[20-24]。据估计，单根纤维的磁场强度在 1000—2000 高斯之间，直径的量级约为 100 公里。由于下层对流区的连续影响，上浮的纤维磁场表现出了各种令人诧异的现象。这些现象也就是通常所说的太阳活动。目前观测表明，在这些纤维束外的区域可能不存在较强的磁场。

太阳上还有很多我们不了解的内部活动现象。例如，这些活动的磁场起源。目前我们仅知道磁场是来自光球下旋转湍动着的对流层，并不清楚磁场产生的确切机制。虽然我们根据磁流体动力学知道了流场与磁场相互作用的大尺度动力学的基本原理，但并不清楚对流层是怎样产生并维持着太阳的非均匀自转^[25-26]。目前关于磁场起源的 $\alpha \omega$ —发电机原理，认为非均匀自转和强烈对流运动的共同作用应该是产生磁场的基本方式。但这种发电机理论正面临着解释必不可少的强平均场为什么会快速扩散和消失的难题。

太阳物理是一门对现存物理理论进行检验和挑战的学科。磁流体动力学建立在牛顿力学、麦克斯韦方程组、洛仑兹理论的基础上，它为我们理解太阳大尺度磁场运动、演化和瓦解提供了一种工具。目前许多问题，例如黑子的形成、谱斑、磁场的纤维状态、磁场与日冕加热的密切关系、对流层磁场的快速扩散等，都在理论上借助磁流体动力学的偏微分方程的建立。

但是，这些偏微分方程并不能解释所有的太阳活动现象。我们必须发展更好的物理理论，建立一套更理想的理论动力学来适应目前的观测需要。如果实现的话，我们就可以解释这些现象：对流发电机中磁场的产生、磁场的快速重联、日冕外层的超声速流体动力学膨胀、磁拓扑界面电流片的自然形成^[27]、在激波前沿和快速电子流中产生的等离子体波与射电波、快速磁重联过程中电流片内的粒子加速^[28-29]，等等。我们还需要在高精度的观测中反复检验这些概念。总之，太阳的活动已经使得经典的牛顿、麦克斯韦、波尔兹曼等理论变得更复杂。这的确出乎人们的想象^[30-31]。

太阳活动对地球气候环境的影响意义深远。它的长期演化会造成地球上几十年、几百年甚至上千年的气候改变。这一点已被现代地理学、气候学所证实。来自地球上两极的冰核、海洋底部地幔中的信息显示，太阳活动与地球气候变化关系密切。其实，其它恒星上也存在着类似太阳这样的活动变化^[32-33]。

总之，太阳物理研究的内容丰富多彩，对太阳活动现象的研究，既推动着基础物理的发展，也为日地空间环境的预报提供重要的科学依据。而太阳活动产生的根源又在于磁场，因此，更进一步的研究和探讨太阳磁场的测量和太阳活动的整体规律，具有十分重要的科研价值和应用价值。本论文试图能在这两个方面尽些努力，有所贡献。

第二章 太阳磁场的测量

磁场观测对太阳物理的重要性是众所周知的。磁场在太阳活动中扮演着最主要的角色。活动区磁场观测对揭示各种太阳活动现象的物理过程本质具有非常重要的意义。自从1908年G. E. Hale发现太阳黑子磁场以来，天文工作者已研制出一大批仪器，并创立了一系列方法来测量太阳磁场。太阳磁场的测量目前主要借助于太阳光谱线的Zeeman效应。在观测方面，基本上还只能对光球层的磁场分布用光学的方法进行比较精确的测量，对色球磁场可做精度稍差的观测，对日冕磁场只能用射电方法粗略估测^[1]。

§ 2.1 太阳磁场测量原理

§ 2.1.1 太阳光谱线的Zeeman效应

(a) 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 λ 和 B 的单位分别为厘米和高斯时，塞曼裂距 $\Delta\lambda$ 为：

$$\Delta\lambda = 4.67 \times 10^{-5} g \lambda^2 B \quad (2.1)$$

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2.1(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2.1(b)所示。

(b) 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_r 为左旋，如图 2.2(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 2.2(b) 所示。

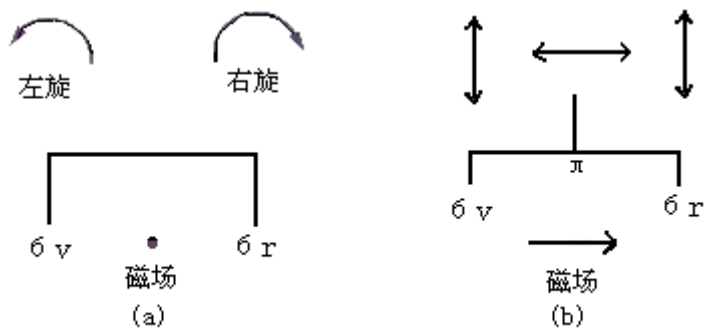


图 2.1 发射线的 Zeeman 效应. (a)为纵向观测，(b)为横向观测。
箭头表示偏振方向，线段长短表示子线的强度。

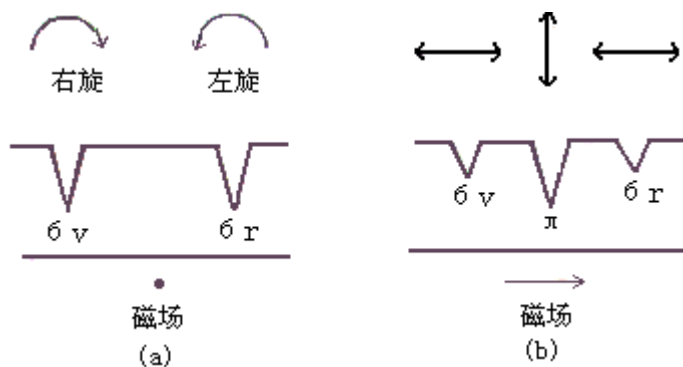


图 2.2 吸收线的 Zeeman 效应. (a)为纵向观测，(b)为横向观测。

§ 2.1.2 偏振光的辐射转移

(a) 偏振光的 Stokes 参量描述

沿观测者方向（z 轴）传播的任一束偏振光可经典的被描述为：

$$\begin{cases} E_x = \xi_x \cos(\omega t - \varepsilon_x) \\ E_y = \xi_y \cos(\omega t - \varepsilon_y) \end{cases} \quad (2.2)$$

其中 ω 为圆频率， ξ_x 和 ξ_y 为振幅， ε_x 和 ε_y 为相位。Stokes 定义了以他名字命名的一组参量来描述一束辐射的偏振态。这一组 Stokes 参量定义为：

$$\mathbf{I} = \mathbf{I} (I, Q, U, V)^t \quad (2.3)$$

其中

$$\begin{cases} I = \overline{\xi_x^2} + \overline{\xi_y^2} \\ Q = \overline{\xi_x^2} - \overline{\xi_y^2} \\ U = \overline{2\xi_x\xi_y \cos(\varepsilon_x - \varepsilon_y)} \\ V = \overline{2\xi_x\xi_y \sin(\varepsilon_x - \varepsilon_y)} \end{cases} \quad (2.4)$$

各式中上方横划表示对相应的量求远大于周期的时间平均。I, Q, U, V 都具有强度的量纲，代表着不同的强度量。其中 I 代表总的辐射强度，Q 和 U 代表线偏振强度，V 代表圆偏振强度。4 个 Stokes 参量给定之后，光束的强度和偏振状态就完全确定。

太阳光谱线具有一定宽度，因此谱线范围内的每一个波长 λ 处都有一套 (2.4) 所定义的 Stokes 参量，Stokes 参量是波长 λ 的函数，即应写成 $I(\lambda)$, $Q(\lambda)$, $U(\lambda)$ 和 $V(\lambda)$ ，这就是 Stokes 轮廓。当磁场存在时，理论的 Stokes 轮廓可以在一定的大气和磁场模型以及吸收机制假定下，求解 Stokes 参量转移方程获得。

(b) Stokes 参量转移方程

Unno 在 1956 年首先得到一套 Stokes 参量转移方程^[34]，并在假定磁场为均匀、谱线为真吸收以及线吸收系数与连续吸收系数之比与深度无关等条件下，求得理论 Stokes 轮廓，为现有的天体磁场测量奠定了理论基础。Unno 在最初的求解 Stokes 参量转移方程的过程中，没有考虑磁光效应引起的偏振面的旋转。1962 年 Rachkovsky 对此进行了改进^[35]，加入了代表磁光效应的系数，建立了 Unno-Rachkovsky 方程组。Unno 方程组和 Unno-Rachkovsky 方程组为处理现有的斯托克斯参量仪 (Stokesmeter) 在取得四个 Stokes 参量的观测资料后进一步处理的理论基础。在此之后不少太阳物理学家从事此方向的研究，例如 Jefferies, Lites 和 Skumanich 从经典力学的角度对 Stokes 参量的辐射转移做了细致的推导和描述^[36]。E. Landi Degl'Innocenti 从量子力学的角度对偏振光的辐射转移做了更为精确的推导和描述^[37]。

§ 2.2 太阳矢量磁场测量仪器

磁场测量的任务是测定磁场向量 \mathbf{B} (B , γ , x) 的三个要素，即磁场强度 B ，磁场向量与视线的夹角 γ ，以及横向磁场的方位角 x ，如图 2.3 所示。从原理上讲，只要测出 Q 、 U 和 V 三个 Stokes 参量的值，便可推算出代表磁场向量的三个量 B 、 γ 和 x 。因此就实质来说，磁场测量是一种光的偏振测量。尽管现有仪器各有特色，他们的基本原理是相似的。即先是让望远镜所成太阳向上的光通过偏振光分析器，得到处于不同偏振状态的光线，组成不同的 Stokes 参量组合，然后用这些组合可以把各个 Stokes 参量分别测定出来，通过求解 Stokes 参量转移方程，进一步得到磁场向量的 B 、 γ 和 x 三个要素。

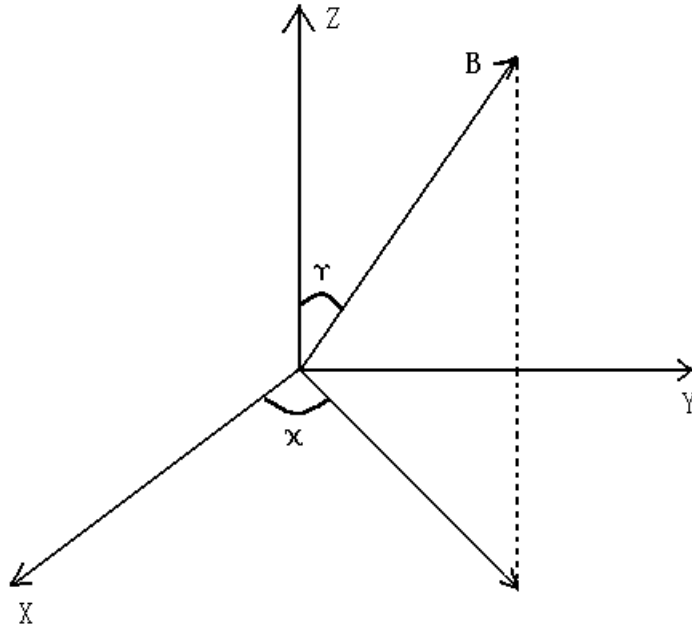


图 2.3 磁场向量与视线方向的关系

目前世界上测量太阳向量磁场的仪器主要有两大类型：滤光器型的和光谱仪型的向量磁像仪。属于前者的有国家天文台怀柔观测基地的太阳磁场望远镜^[38]，日本国立天文台的太阳耀斑望远镜^[39]，以及美国大熊湖天文台^[40, 41]和马歇耳飞行中心的向量磁像仪^[42]等；属于后者的有美国夏威夷大学 Mees 天文台的斯托克斯参量仪^[43]和俄国 Sayan 天文台^[44]的向量磁像仪等。表 2.1 是目前在工作的一些向量磁像仪^[45]。

表 2.1 向量磁像仪列表

位置	观测磁场 ^(a)	视窗 ^(b)	类型 ^(c)
----	---------------------	-------------------	-------------------

Big Bear, USA	V	P	F
Crimea, Ukrain	L	F	S
HAO, USA	V	P	S
Hawaii, USA	V	P	S
	V	P	F
Huairou, China	V	P	F
	L	F	F
Huntsville, USA	V	P	F
Kitt Peak, USA	L	F	S
Mitaka, Japan	V	P	F
	L	F	F
Mitaka, Japan	V	P	F
Mt. Wilson, USA	L	F	S
Ondrejov, Czech	L	P	S
Potsdam, Germany	V	P	S
San Fernando, USA	V	P	S
Sayan, Russia	V	P	S
	L	F	S
Stanford, USA	L	F	S

(a) V 表示矢量磁场, L 表示视向磁场,

(b) F 表示全日面, P 表示日面一部分,

(c) S 代表光谱仪型, F 代表滤光器型.

§ 2.2.1 怀柔太阳磁场望远镜

怀柔太阳磁场望远镜由 35cm 真空折射望远镜、 $1/8 \text{ \AA}$ 双折射滤光器、3 组 KD*P 晶体调制器、由 AST-386 电脑控制的 CCD 摄象机和 151 成像技术系统组成, 能获得光球的矢量磁图和多普勒速度图, 色球的纵向磁图和多普勒速度图^[38]。

磁场望远镜的偏振光分析器如图 2.4 所示, 包括一个 $1/4 \lambda$ 波片, 光轴方位角为 θ ; 一个 KD*P 晶体调制器, 其光轴方位角为 45° , 由不断变化的电压引起的位相延迟为 $\delta(t)$; 其后还有一个光轴方位角为 0° 的偏振片。

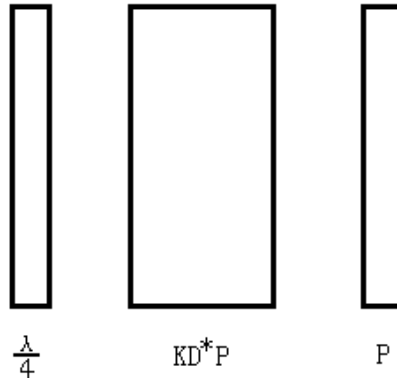


图 2.4 偏振光分析器的组成

KD^*P 晶体位于滤光器的最前端。当给它加上方波电压时，它是 $1/4 \lambda$ 波片或负 $1/4 \lambda$ 波片。左旋光或右旋光通过它，便变成线偏振光。因为滤光器前是一偏振片，所以当 KD^*P 调制时，总是只有一种（左旋或右旋）圆偏振光被通过。

根据塞曼效应，纵向磁场使谱线分裂成左旋和右旋圆偏振光，它们的位相差为 $\Delta \lambda_H$ 。当 KD^*P 上的电压为正时，只有左旋光波通过。CCD 接收的光强度为 I_- ；当 KD^*P 上的电压为负时，只有右旋光通过，CCD 接收的光强度为 I_+ 。此时产生光强差 $(I_+ - I_-)$ ，它正比于磁场强度 H 。因此，可以建立起于磁场强度间的对应关系。这样就得到纵向场 V 。

当 KD^*P 调制器前加上光轴为 0° 或 45° 的消色差 $1/4 \lambda$ 波片时，可以测得磁场的横向分量 Q 或 U 。

从 Q 、 U 和 V 可以求出：

纵向磁场的大小：

$$B_{//} = C_{//} V \quad (2.5)$$

横向磁场的大小：

$$B_{\perp} = C_{\perp} (Q^2 + U^2)^{1/4} \quad (2.6)$$

横向磁场的方位角：

$$\phi = 0.5 \text{tg}^{-1}(U/Q) \quad (2.7)$$

其中， $C_{//}$ 和 C_{\perp} 分别为纵向磁场和横向磁场的定标系数。

太阳磁场望远镜测量光球矢量磁场时的工作谱线是 Fe I 5324.191Å。光球横向磁场的测量是在谱线线心，纵向磁场的测量是在偏离线心 -0.075 \AA 处。观测磁场时 CCD 照相机可采集 512×512 像素点，视场为 $5.23' \times 3.63'$ 。矢量磁场的纵向分量和横向分量由 256 帧迭加而成，其时间分辨率为 5 分钟。对观测数据做 3×4 平滑后，空间分辨率约为 $2'' \times 2''$ 。光球纵向磁场的噪声不超过 20 高斯，横向磁场的噪声不超过 160 高斯。FeI 5324.19 Å 的谱线形成和理论定标最初是由艾国祥、李威和张洪起于 1982 年完成的^[46]。1996 年，王同江、艾国祥和邓元勇利用太阳较差自转方法完成了对 FeI 5324.19 Å 和 Hβ 4861.24 Å 的观测定标^[47]。

§ 2.2.2 Mees 天文台斯托克斯参量仪

美国夏威夷大学 Mees 天文台的斯托克斯参量仪的由安装在 3.6m 的赤道式组合太阳望远镜上的直径 15cm、焦距 254cm 的反射式望远镜，磁偏振分析器，316 线/mm 的阶梯光栅和由计算机控制的 128 像素光电二极管阵列终端接收系统等组成，能同时获得日面上一点高精度 I, Q, U 和 V 的谱线轮廓，通过逐点扫描可获得日面活动区的矢量磁场图^[42]。

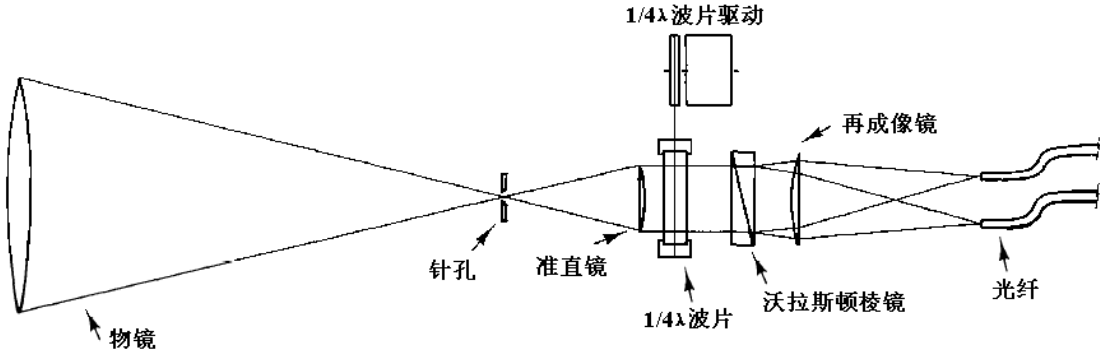


图 2.5 Mees 天文台斯托克斯参量仪的磁偏振分析器和光学系统。

该斯托克斯参量仪的磁偏振分析器是由一面准直镜，一个光轴方位角为 θ 的 $1/4 \lambda$ 波片，一面沃拉斯顿 (Wollaston) 棱镜，一面再成像镜组成，如图 2.5 所示。经过偏振光分析器后的入射光的辐射强度 S 可表示为：

$$S_{\pm} = 0.5I[1 \pm 0.5(1 + \cos \rho)Q \pm 0.5(1 - \cos \rho)Q \cos 4\theta \pm 0.5(1 - \cos \rho)U \sin 4\theta \mp V \sin \rho \sin 2\theta] \tag{2.8}$$

其中 ρ 和 θ 分别是 $1/4 \lambda$ 波片的位相延迟和光轴方位角，式中的+和-分别指沃拉斯顿棱镜上面和下面的光束。通过 S_+ 和 S_- 的组合，便可以得到 I, Q, U 和 V 四个 Stokes 参量的谱线轮廓。

该斯托克斯参量仪在其可调谱线范围内（4000-11000 Å），具有很高的光谱分辨率（160000）和偏振精度（ 10^{-4} ）。由于采用逐点扫描，如采用 2.8" 的步长，观测一片 60×40 点的日面区域，约需要 2 个小时。

该斯托克斯参量仪有两种定标方法，一是 Skumanich 和 Lites 采用的最小二乘法拟合观测的 Stokes 谱线轮廓^[48]，另一种是积分方法^[49]。其中最小二乘法拟合的定标方法考虑了磁光效应。

上述两架仪器分别是滤光器型的和光谱仪型的向量磁像仪。两者的测量原理是相似的，即都通过偏振光分析器给出的讯号求得各个 Stokes 参量，然后描绘向量磁图。它们的差异只是从广阔的光谱波段中分离磁敏线范围的辐射方法不同。前者用窄带滤光器，而后者用光谱仪。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一下子得到完整的磁图，而后者需要逐点扫描。（2）光谱仪型的测量精度较高，对精密的定量观测较为适宜。

§ 2.3 影响太阳磁场测量的一些因素

§ 2.3.1 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 $\phi + 180^\circ$ 也可能是该横场的指向）。这就是所谓“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。

Harvey 首先比较全面的考虑了这个问题^[50]。Aly^[51]，Gary 和 Hagyard^[52]以及 Wang^[53]等对这个问题也都做过的总结和发展。

下面是一些常用的，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：

(a) 势场校准法

势场校准法首先由 Harvey^[50]和 Sakurai 等^[54]引入。假定太阳大气的磁场位形接近势场，则可借助势场的横场方位角对观测的横场进行方位角校准。把观测的光球纵向磁场作为边界条件，对势场必须要满足的 Laplace 方程 $\Delta\phi=0$ 求解，得到活动区在光球面上的横向磁场分布，把它与观测到的横场方位角的两个可能值 χ 和 $(\chi+180^\circ)$ 进行比较，选定与势场方位角相近者为正确的观测横场方位角。势场校准法适用于偏离势场不大的活动区磁场。对于磁场结构比较复杂的活动区，用势场校准法得到的横场分布仅代表活动区大尺度磁场的平均结构。

(b) 无力场近似法

由于耀斑活动区存在强电流系统，原则上不能采用势场校准法。Krall 等人根据太阳表面磁场通常从 N 极向上空发散和由 S 极上空向下收敛的特点，提出如下经验判据^[55]：

$$B_{\perp} \cdot \nabla B_{\parallel} < 0 \quad (2.9)$$

即横场方向应采取为与纵场的横向梯度相反，以此式为判据来确定观测横场方位角中何者为正确。不等式(2.17)纯为经验判据，吴林襄和艾国祥^[56-57]以及王华宁^[58]等人已指出其缺乏普适性，并论证了式(2.17)成立所必须满足的附加条件。实际上，该经验判据是和无力场近似相一致的。由无力场近似 $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0$ 可得到：

$$B_{\perp} \cdot \nabla B_{\parallel} < \frac{\partial(B_{\perp}^2)}{\partial z} \quad (2.10)$$

公式的右端小于零使无力场有物理意义的解。

与势场校准法相比，该方法的明显优越性是它可以用于偏离势场较大的活动区，它允许磁场有一定程度的扭绞和剪切。

(c) 散度约束法

该方法首先由 Harvey 提出^[50]，吴林襄和艾国祥在 1990 年对此方法进行了进一步的发展和应^[56]。由磁场无源方程 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ 出发，有

$$(\nabla \cdot \mathbf{B}_\perp) \frac{\partial B_z}{\partial Z} \leq 0 \quad (2.11)$$

其中 $(\partial B_z / \partial z)$ 由双层太阳大气(例如光球和色球)的纵向观测磁场得到。该方法无任何附加假定，原理上可以说很完善，但对观测资料的要求非常高。其前提是必须要有同时性观测的太阳大气两个层次的磁场数据，目前大多数磁像仪还不具备此项观测功能。另外，即使有的磁像仪已具备了此项观测功能，如国家天文台怀柔太阳观测站的磁场望远镜，但由于光球层和色球层的物理条件和观测条件的差异，两个层次磁场数据之间很难同时性和同等观测精确度兼顾，大大限制了该方法的实际应用范围。

(d) 磁荷法

磁荷法最早有 Gray 等人提出^[59]。此假设认为某一点的横场方向应接近于最靠近它的正磁极中心指向负磁极中心的方向。假设活动区磁场中各点充满磁荷，则某测点处单位磁荷受到周围磁荷作用的库仑力 $F_m = \iint (\mathbf{r} / r^3) B_z dx' dy'$ 的方向，应与该测点处最靠近的正磁极中心指向最靠近的负磁极中心的方向一致。其中 $\mathbf{r} = (x - x')\mathbf{i} + (y - y')\mathbf{j}$ ， (x, y) 为测点坐标， B_z 为纵向磁场。于是可按 $F_m \cdot \mathbf{B}_t > 0$ 来确定 \mathbf{B}_t 的方向。

(e) 连续性方法

该方法是用假定太阳上磁场区域中相邻两点的横场方位角连续变化(变化小于 90°)作为观测横场方位角的校准判据的。Aly^[51]把这种判据应用到整个活动区。他以某点的横场为基准，应用连续性条件拓延到整个活动区，得到一种横场分布，而把所有横场变化 180° 作为另一种分布，再有其他方法(如势场校准法)来判别哪种分布为合理。

上述各种依靠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，都是首先做了一定的物理假设，而这些物理假设都只是在一定近似程度上成立的。并且即使某种物理假设对某个活动区符合的比较好，观测和数据处理过程中的各种误差的影响，也会使采用该物理模型只能部分的比较好的消除横场方位角 180° 的不确定性。

另一方面，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。从观测上讲，下面两种方法相对比较重要^[60]。

(a) H α 纤维结构

由于太阳大气的磁雷诺数在 10^6 到 10^{10} ，远远大于 1，一般情况下太阳大气满足磁冻结条件，磁场和物质冻结在一起。H α 纤维结构保持了活动区磁力线的拓扑连接性，反应了光球磁足点之间的连接走向，可以借此来确定横向磁场的方向。

(b) 活动区磁流浮现历史

活动区磁流的浮现历史，同样反应了相反极性的磁足点之间的磁力线的拓扑连接性，以及此连接性的变化倾向，可以提供横向磁场的走向信息。

由于上述各种解决磁场测量中横场方位角 180° 不确定性的方法各有其不同的适用范围，没有一种方法能对所有的活动区横场方位角都确定的非常合理。现在人们多综合采用多种方法，多步到位来校准横场的方位角。已经提出的有以下几种：

(a) 综合方法

王华宁和林元章提出的综合方法的要点为^[58, 61-62]：(1) 对一个具体活动区，先用势场校准法和 Krall 的经验判据分别对观测的横场方位角进行校准，比较两种结果，分出强非势区和弱非势区。两者判断相同的区域，认为是弱非势区，认为这一区域横场方位角已确定。(2) 对于未确定横场方位角的强非势区，则采用无力场模型，假定其无力场因子是连续变化的，来校准这一区域的横场方位角。

(b) 逐步逼近法

夏威夷大学的 Canfield 等人采用一种逐步逼近的校准方法^[63]。其步骤为：(1) 用势场法对活动区磁场初步较准。(2) 由初步较准后的横场计算无力因子 α ，用常 α 无力场模型做进一步校准。(3) 由活动区中一点(如黑子中心)出发，采用连续性方法进一步校准。(4) 对磁场强度 $|\mathbf{B}| > 1000\text{G}$ 和横场方向对势场偏离大于 85° 的测点，应用 $|\nabla \cdot \mathbf{B}|$ 为极小的判据，再进行校准。(5) 对弱磁场区，则用连续性方法再进行校准。

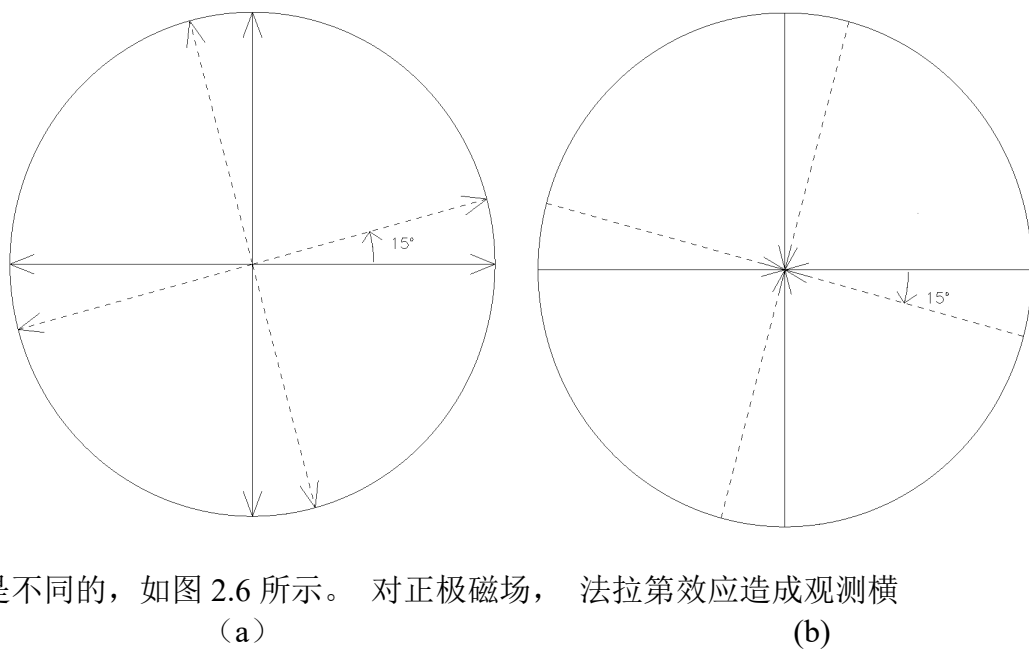
(c) 等效磁荷法

汪景琇提出的等效磁荷法由两步校准完成^[64]。第一步实际是把 Gary 等人提出的磁荷法定量化^[59]。第二步是由独立的 H α 单色光观测活动区演化历史，分析和确定磁力线的拓扑连接性，对第一步确定的横场方向进行经验修正。

一般说来，对于一个具体的太阳活动区磁场，采用上述综合方法，可以得到比较满意的横场分布。

§ 2.3.2 磁光效应的影响

磁光效应是由于偏振光通过有磁场的物质时产生的反常色散，会引起偏振光旋转面的偏转。在谱线线心主要是法拉第旋转，在线翼表现为 Voigt-Faraday 效应^[65]。法拉第效应对左旋光和右旋光造成的偏振面的旋转是相反的，表现为在用吸收线的逆 Zeeman 效应测日面活动区的磁场时，法拉第效应对活动区正极和负极的影响也



是不同的，如图 2.6 所示。对正极磁场，法拉第效应造成观测横

图 2.6 法拉第效应引起的横场方位角的偏转. 实线为原始磁力线的方向，虚线为由于法拉第效应引起的对初始磁力线的偏转。(a) 为法拉第效应对活动区正极附近磁力线的影响。(b) 为法拉第效应对活动区负极附近磁力线的影响。

场方向逆时针的偏转；对负极磁场，法拉第效应造成观测横场方向顺时针的偏转。根据 Landolfi 和 Landi 等的理论分析，在谱线的远线翼观测时，法拉第效应的影响远远小于在谱线线心观测时的影响^[66]

§ 2.3.3 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^[52, 67-71]。

(a) 几何变换

从球面系 (B, L) 到像面系 (ξ, η) 的变换公式为：

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos(p) & \sin(p) \\ \sin(p) & \cos(p) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} R \cos(B) \sin(L - L_0) \\ R(\cos(B_0) \sin(B_0) - \sin(B_0) \cos(B) \cos(L - L_0)) \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

其中 (B₀, L₀) 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。

(b) 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 φ 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：

$$\begin{cases} B_X = B_T (A_1 \sin \phi + A_2 \cos \phi) - A_3 B_L \\ B_Y = B_T (B_1 \sin \phi + B_2 \cos \phi) - B_3 B_L \\ B_Z = B_T (C_1 \sin \phi + C_2 \cos \phi) - C_3 B_L \end{cases} \quad (2.13)$$

其中的系数如下：

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

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。

§ 2.3.4 有限分辨率的影响

Stenflo 在 1973 年发表了关于基本磁流管的著名论文，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 1KG，直径小于 150Km^[22]。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^[37,72-79]。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。

§ 2.3.5 磁饱和效应的影响

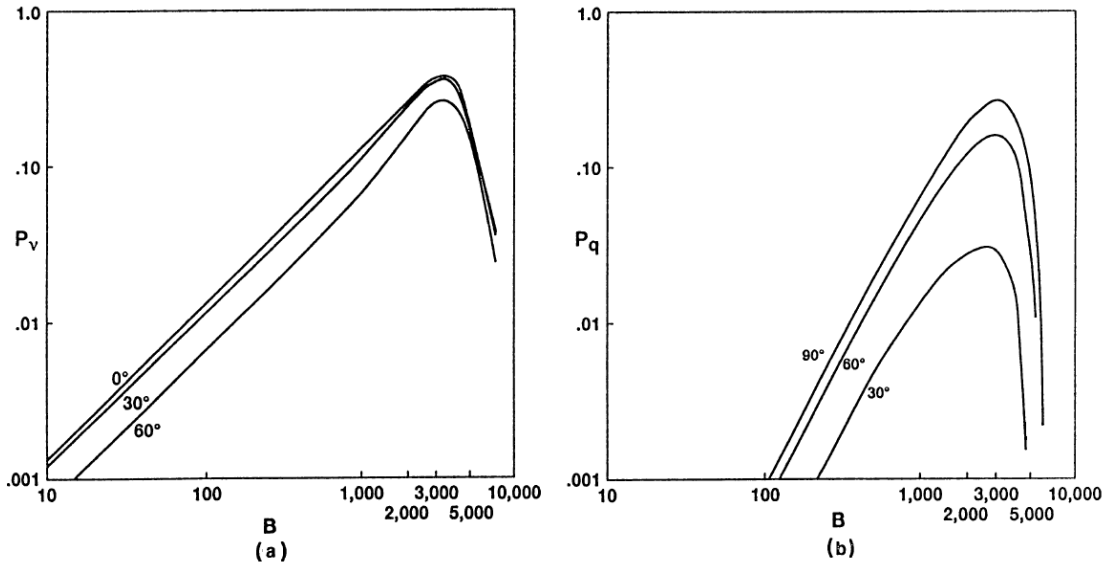


图 2.7 偏振光强度和磁场强度的关系。(a) 圆偏振强度 P_v 和磁场强度 B 的关系，相应的磁场倾角分别为 0° ， 30° 和 60° 。(b) 线偏振强度 P_q 和磁场强度 B 的关系，相应的磁场倾角分别为 30° ， 60° 和 90° 。磁场强度单位为高斯。

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，这就导致了磁饱和效应的出现。图 2.7 是由 Hagyard 等用黑子半影大气模型计算的马歇尔飞行中心矢量磁像仪偏振光强度和磁场强度的关系^[80]。开始时，测量到的偏振光的强度随着磁场强度成正比增加，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。Hagyard 等建议在处理矢量磁场资料时，小心的选择一定的阈值来消除磁饱和效应的影响^[81]。

§ 2.3.6 交叉效应的影响

由于制造精度和温度变化的影响， $1/4\lambda$ 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^[82-83]。

§ 2.3.7 $\pi - \sigma$ 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， $\pi - \sigma$ 效应会影响由 $\alpha = (1/2)\tan^{-1}(U/Q)$ 确定的横场方位角，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 α 也要改变 90° 。Haygard 等称此为 $\pi - \sigma$ 效应，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^[81]。

§ 2.3.8 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^[84-86]。

§ 2.3.9 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^[87]。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。

§ 2.3.10 其他因素的影响

除了上述几种因素对太阳矢量磁场观测的影响，其他一些因素也会造成对太阳矢量磁场观测的影响。如仪器的偏振，日面物质的运动等^[81]。

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^[87]。

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。

§ 2.4 法拉第效应对横场方位角测量的影响

由 § 2.3.2 我们知道，磁光效应是用矢量磁像仪探测太阳磁场时的一个固有的问题。虽然光谱型的 Stokes 参量仪观测得到的是关于 Stokes 参量的完整轮廓，可以借助理论模型来部分的消除磁光效应的影响，但对于滤光器型向量磁像仪，由于其得到的仅仅是 Stokes 参量谱线轮廓一条窄带上的信息，磁光效应的影响可能会是个比较显著的问题。尤其是对于在谱线线心附近测量横场分量的滤光器型向量磁像仪，磁光效应的影响可能会更加显著。由于怀柔磁场望远镜是在工作谱线 Fe I 5324.191Å 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。

艾国祥等在分析 Fe I 5324.191Å 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° 的系统偏差^[89]。在 2000 年，包曙东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° 的系统偏差^[90]。同样在 2000 年，张洪起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^[91]。他比较了在工作谱线 Fe I 5324.191Å 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 Fe I 5324.191Å 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° 的系统偏差。

为了进一步了解 Faraday 旋转效应对怀柔磁场望远镜横场测量的影响，我们对这一问题从统计上进行了以下计算和分析。

§ 2.4.1 观测资料

我们所用的资料是怀柔磁场望远镜在 2000 年 3 月份到 6 月份对 43 个日面活动区观测的 70 组矢量磁图。对于每组矢量磁图，观测是准同时的(时间间隔小于 5 分钟)，纵向磁场分量的观测是一样的，在偏离工作谱线 Fe I 5324.191Å 线心 -0.075 \AA 的线翼处观测得到；对于横向磁场分量的观测，一幅是在工作谱线 Fe I 5324.191Å 线心观测得到，另一幅是在偏离工作谱线 Fe I 5324.191Å 线心 -0.15 \AA 的线翼处观测得到。活动区既有单极的，也有偶极的，还包括复杂的多极活动区。观测时，天气情况和视宁度都比较好。这些活动区几乎都位于日面中心附近。图 2.8 是它们的日面位置分布图。

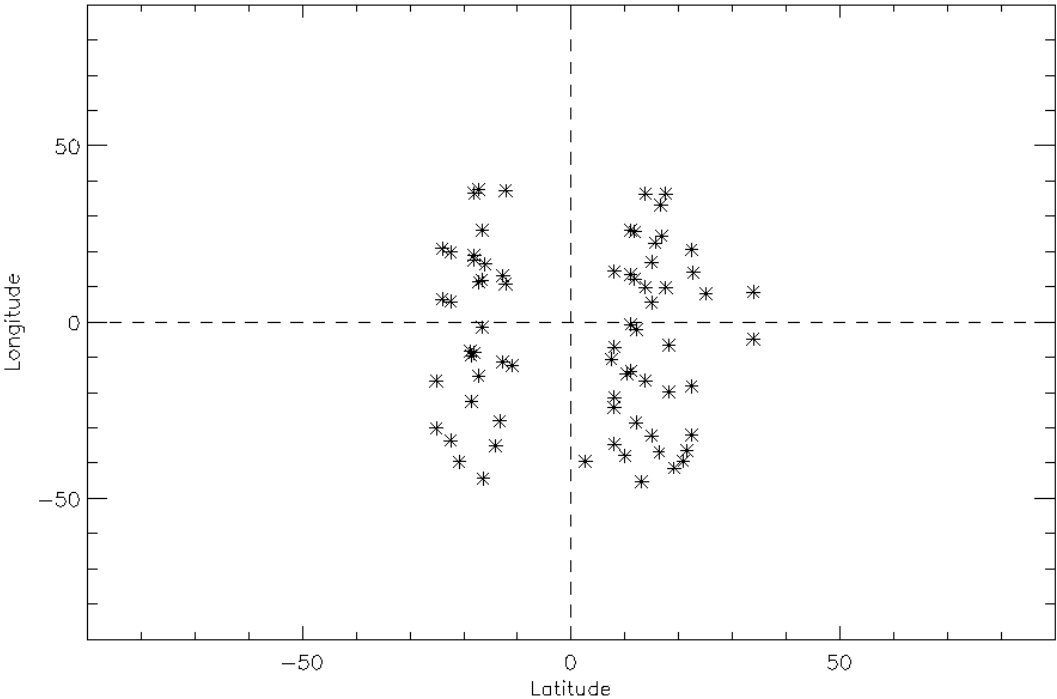


图 2.8 72 组矢量磁图的日面位置分布。

§ 2.4.2 资料处理

根据 Landi 等的理论分析，在谱线的远线翼观测时，法拉第效应的影响远远小于在谱线线心观测时的影响。我们通过对在谱线线心和线翼测量的横场方位角的比较，定义了如下的方位角偏离值 $\overline{\Delta\chi}$ ，来研究法拉第效应的影响。

$$\overline{\Delta\chi} = \sum_{i=0}^n (\chi_{ci} - \chi_{wi}) \quad (2.14)$$

其中 χ_{ci} 和 χ_{wi} 分别为在线心和偏离线心 -0.15 \AA 处测量的第*i*个像素处的横场方位角。

对于观测资料中的每幅矢量，我们采用§2.2.1中介绍的定标方法进行了磁场定标。其中对于在线翼 -0.15 \AA 处观测的横场的定标，在横场的数值大小上我们采用了在线心的观测值，而保留了原来横场方位角的值。

对于观测资料的中横场方位角 180° 不确定性，我们主要采用§2.3.1中介绍的势场校准法来确定横场的方向，但对个别偏离势场比较强的区域也采用了连续性方法作为补充。由于所观测的活动区多数位于日面中心，再考虑到投影效应的改正会增加噪声的影响，我们没有做投影效应的改正。

图2.9是对观测数据做上述处理后，对70组观测数据中一组分别在线心和线翼(偏离线心 -0.15\AA)处观测的磁场横场方位角的比较。图中只显示了纵向磁场分量绝对值大于(等于)20高斯，并且横向磁场分量大于(等于)500高斯的区域的横场方位角的值。此组数据对应的活动区为一正极活动区，由图中可以看到，数据点几乎都在对角线附近，并且多数点明显的落在对角线的上方。图2.10是对此组数据的 $\Delta\chi$ 的统计直方图，其峰值和平均值都落在正的一侧，其平均值为 $\overline{\Delta\chi}=15.29^\circ$ 。表2.2是对此活动区按不同的总磁场强度范围计算的结果。

表 2.2 图 2.11(a)所示活动区横场方位角偏离值 $\overline{\Delta\chi}$

总磁场强度(高斯)	<1000	>1000	整个活动区
$\overline{\Delta\chi}$ (度)	10.09	36.27	15.29

表 2.3 图 2.11(b)所示活动区横场方位角偏离值 $\overline{\Delta\chi}$

总磁场强度(高斯)	<1000	>1000	整个活动区
$\overline{\Delta\chi}$ (度)	5.17	25.50	6.22

图 2.11 (a) 是对一个正极活动区在线心附近观测的横场分量(带箭头的细线段)和在线翼(偏离线心 -0.15\AA)观测的横场分量(带箭头的粗线段)的比较。图 2.11 (b) 是对一个负极活动区观测横场分量所做的相似的比较。表 2.2 和表 2.3 是对这两个活动区按不同的总磁场强度范围计算的结果。

从图 2.11 可以明显看出：对正极磁场，法拉第效应造成观测横场方向逆时针的偏转；对负极磁场，法拉第效应造成观测横场方向顺时针的偏转。但是我们也可以看到有不少地方，线心附近观测的横场方向相对线翼观测的横场方向的偏转并没有遵循上述一般性规律，并且，在活动区不同的区域，横场方向偏转的大小也都是不一样的，因此，在实际磁场观测中，法拉第效应的影响是十分复杂的。

理论上，随磁场强度和倾角 γ （矢量磁场方向和视线的夹角）的不同，法拉第效应的影响也不一样。为了更进一步研究法拉第效应对怀柔磁场望远镜横场方位角测量的影响，我们按不同的磁场强度范围和不同的倾角范围，来分析和研究法拉第效应的影响，具体方法如下：

(1) 不同的磁场强度范围

我们把磁场强度分成如下四个范围：

- (a) 纵向磁场大于(等于)20 高斯，总磁场小于 1000 高斯，
- (b) 纵向磁场大于(等于)20 高斯，总磁场大于(等于)1000 高斯，
- (c) 纵向磁场小于(等于)-20 高斯，总磁场小于 1000 高斯，
- (d) 纵向磁场小于-20 高斯，总磁场大于(等于)1000 高斯。

我们分别计算了观测资料中每组磁图在上述四个范围内的横场方位角偏离值 $\overline{\Delta\chi}$ ，其统计结果如表 2.4 和图 2.12 所示。由图 2.12 可以看出，随着总磁场强度的增加，法拉第效应的影响也越大。在怀柔磁场望远镜的实际观测中，对于总磁场强度小于 1000 高斯的区域，法拉第效应的影响是比较小的。但对于总磁场强度大于 1000 高斯的区域，法拉第效应的影响明显变大。

表 2.4 所有 43 个活动区横场方位角偏离值 $\overline{\Delta\chi}$ 的均值

总磁场强度(高斯)	<1000	>1000	所有活动区
$\overline{\Delta\chi}$ (度)	11.54	14.48	13.00

我们把倾角 γ 分成如下六个范围：

- (a) $0^\circ \leq \gamma < 15^\circ$
- (b) $15^\circ \leq \gamma < 30^\circ$
- (c) $30^\circ \leq \gamma < 45^\circ$
- (d) $45^\circ \leq \gamma < 60^\circ$
- (e) $60^\circ \leq \gamma < 75^\circ$
- (f) $75^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$

我们分别计算了观测资料中每对磁图在上述六个范围内的横场方位角偏离值 $\overline{\Delta\chi}$ ，其统计结果如表 2.5 和图 2.13 所示。由图 2.13 可以看出，在 $0^\circ \leq \gamma < 15^\circ$ 的倾角范围内， $\overline{\Delta\chi}$ 的统计分布明显的集中在 0° 附近，其平均值和峰值所对应的值分别只有 0.12° 和 0° ，法拉第效应的影响可以认为很小。在 $\gamma < 30^\circ$ 的倾角范围内，可以认为法拉第效应的影响很小。在 $30^\circ \leq \gamma < 60^\circ$ 的倾角范围内，法拉第效应的影响明显变大。当倾角 $\gamma \geq 75^\circ$ 后，法拉第效应的影响又明显变小。法拉第效应影响随倾角的变化，可以更明显的由图 2.14 所示的横场方位角偏离值 $\overline{\Delta\chi}$ 在不同倾角范围内的平均值和峰值对应值得变化曲线看出。

表 2.5 横场方位角偏离值 $\overline{\Delta\chi}$ 随倾角的变化

倾角范围	$\overline{\Delta\chi}$ 均值 (度)	峰值对应值 (度)
$0^\circ \leq \gamma < 15^\circ$	0.12	0.00
$15^\circ \leq \gamma < 30^\circ$	-2.93	2.50
$30^\circ \leq \gamma < 45^\circ$	-1.75	-5.00
$45^\circ \leq \gamma < 60^\circ$	-3.25	-2.50
$60^\circ \leq \gamma < 75^\circ$	-9.62	-5.00
$75^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$	4.37	0.00

§ 2.4.3 小结

根据前面的统计计算，我们知道，随着总磁场强度的增加，法拉第效应的影响也越大。在怀柔磁场望远镜的实际观测中，对于总磁场强度小于 1000 高斯的区域，法拉第效应的影响是比较小的。但对于总磁场强度大于 1000 高斯的区域，法拉第效应的影响明显变大。

另外，法拉第效应的影响随倾角 γ 的变化是：在 $\gamma < 30^\circ$ 的倾角范围内，可以认为法拉第效应的影响很小；在 $30^\circ \leq \gamma < 60^\circ$ 的倾角范围内，法拉第效应的影响明显变大；当倾角 $\gamma \geq 75^\circ$ 后，法拉第效应的影响又明显减小。

对所有 43 个活动区 72 组矢量磁图的统计结果表明，法拉第效应对怀柔磁场望远镜横场观测中方位角的平均影响为 13° ，这和以前使用单个活动区资料研究此问题得到的结果是一致的^[88-91]。

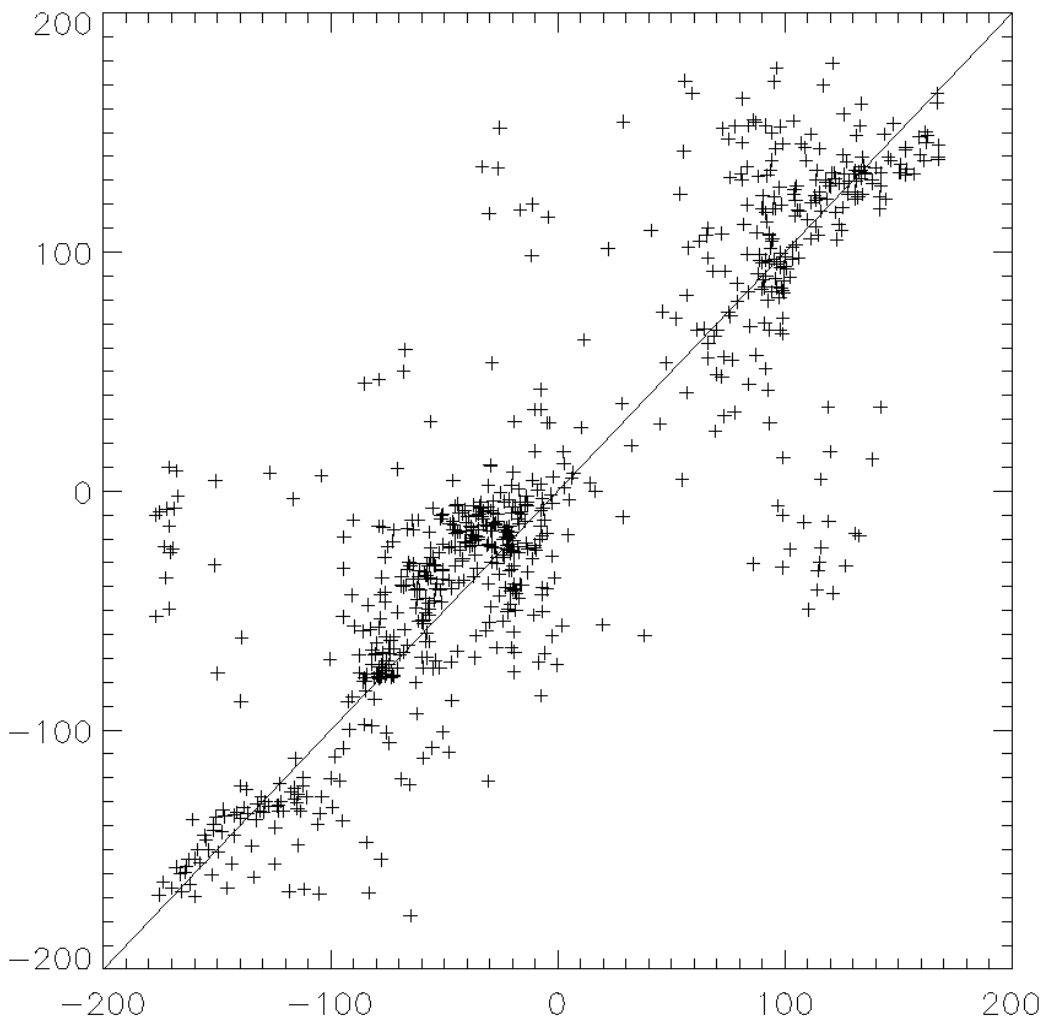


图 2.9 在线心和线翼(偏离线心 -0.15\AA)处观测的横场方位角的比较。横坐标是在线心附近观测的横场方位角,纵坐标是在线翼观测的横场方位角,单位为度。

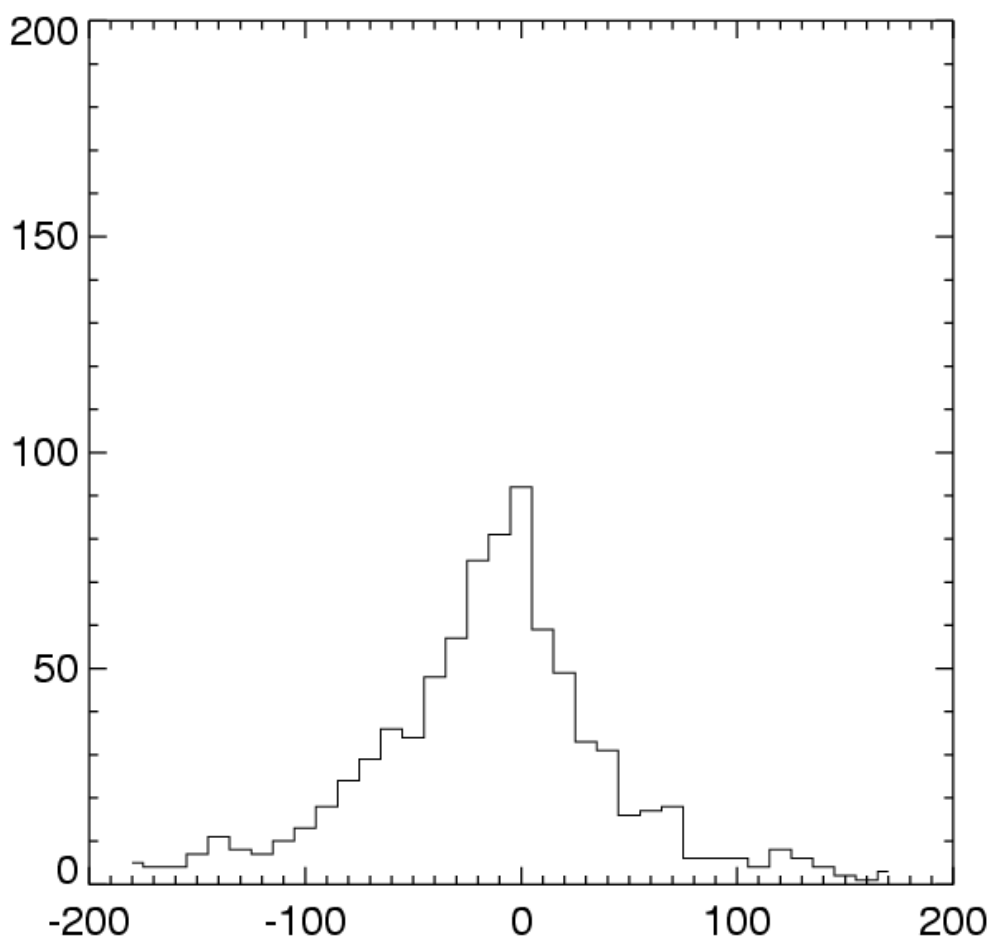


图 2.10 对一个活动区横场方位角偏离值的统计分布直方图。横坐标为对横场方位角偏离值，单位为度；纵坐标为相对应的矢量磁图像素点的数目。

第三章 太阳活动区非势性研究

§ 3.1 太阳活动区的非势性

太阳活动是在太阳大气中进行的激烈扰动的物理过程，太阳活动爆发时，在太阳大气的局部区域会出现的能量辐射的增强，释放大量的能量到日地空间和行星际空间，例如一次太阳耀斑所释放的能量约 10^{30} - 10^{32} 尔格，这么巨大的能量的来源是什么呢？由于太阳活动和太阳磁场的密切关系，一般认为，太阳大气的各种活动现象的能量来源于磁场能量的释放和转化，尤其是各种太阳爆发现象产生的原因被认为是储存于磁场的非势部分能量的快速释放过程^[1]。

在边长为 L 的立方体内的磁能为

$$W = L^3 \times \frac{B^2}{8\pi} \quad (3.1)$$

原则上，它所产生的磁能足够供给一个耀斑所需的能量。但对于稳定的、处于能量最低状态的磁场结构（即势场），这么巨大的磁能是不会释放出来的。太阳爆发所需的能量，应该来自可供释放的自由磁场能，亦即总磁能 W 与势场能 W_0 之差

$$\Delta W = W - W_0 \quad (3.2)$$

$$W = \frac{1}{8\pi} \iiint B^2 dV \quad (3.3)$$

$$W_0 = \frac{1}{8\pi} \iiint B_p^2 dV \quad (3.4)$$

其中 B 为耀斑区磁场， B_p 为与耀斑区光球面上纵向磁场分布对应的势场，积分体积为整个耀斑区。耀斑区磁场 B 对势场 B_p 的偏离越大，自由磁场能 ΔW 也越大，这意味着将有越多可供释放的自由能储备。活动区磁场对势场的偏离称为非势性（nonpotenciality）。一般而言，活动区磁场的非势性越强，爆发太阳活动的可能性越大。

活动区磁场非势性的观测表现为活动区磁图有明显的缠绕（涡旋状结构）和剪切形态（横向磁场与纵场中性线近于平行）。活动区磁场的非势性广泛采用磁场的剪切角、无力因子、电流和电流螺度等来表示。

§ 3.1.1 磁场的剪切

自二十世纪七十年代起，磁剪切的概念在太阳活动现象（特别是耀斑）与太阳磁场的联系中一直扮演着十分重要的角色。Zirin 和 Tanaka^[92]观测 1972 年 8 月份的大耀斑时发现，在耀斑爆发过程中，H α 耀斑环的走向由平行于磁场中性线（H α 暗条）演变为垂直于磁场中性线，如图 3.1 所示。由于在太阳大气中磁场与物质冻结在一起，他们认为在耀斑爆发前，活动区上空的磁环和活动区磁场处于高剪切状态，随着耀斑的爆发和非势能量的释放，逐步恢复到势场状态。

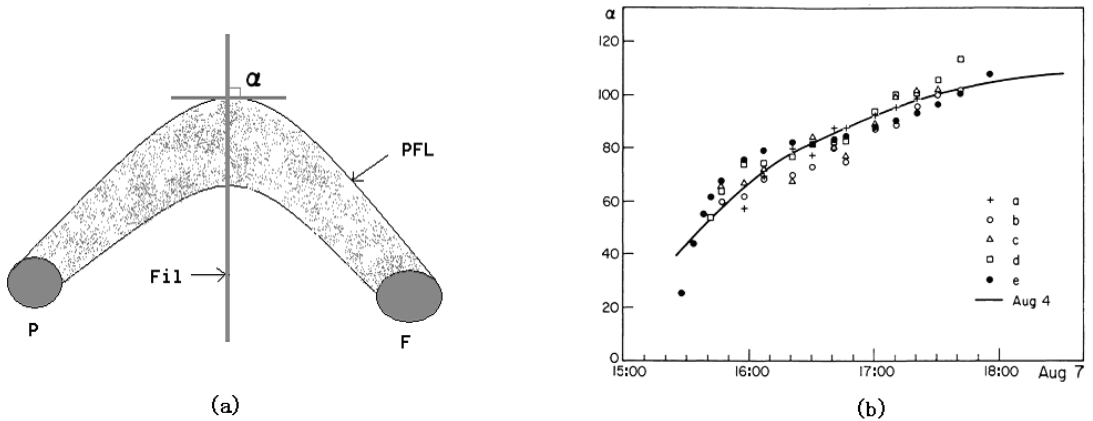


图 3.1 剪切角 α 的示意图及其随时间的演化。(a) H α 耀斑后环 (PFL) 和暗条走向 (Fil) 的夹角 α 的示意图，其中 p 为前导黑子，F 为后随黑子。(b) 剪切角 α 随时间的演化，横坐标为世界时，其中 a, b, c, d, e 为耀斑 8 月 7 日耀斑不同后环的演化，实线为 8 月 4 日耀斑 α 的演化（时间上做了平移）。

剪切在研究磁场位形变化和太阳爆发现象之间的关系中一直占有很重要的地位，特别是在 Hagyard 等提出磁场剪切角的定量定义后，许多太阳物理学家在这方面做了一系列的研究^[93-102]。Hagyard 定义的剪切角为在光球层的势场方位角与观测到的横场方位角之差，即 $\Delta\Phi = \Phi_p - \Phi_o$ ，如图 3.2 所示。

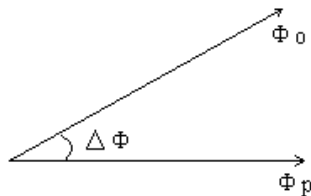


图 3.2 剪切角 $\Delta\Phi$ 的定义示意图。

Hagyard 认为 $\Delta\Phi$ 是代表磁场非势性的一个很好的量度，因为一些耀斑在磁场中性线附近爆发的时候，该处的 $\Delta\Phi$ 和 B_T （横场强度）都达到极大值。磁场剪切

角反映了太阳活动区磁场对势场位形的偏离程度，是磁场位形的非势特征的一种描述。

以前人们非常注重于研究单个或几个太阳活动事例过程中磁场中性线附近剪切角的变化。观测表明，许多太阳耀斑发生在 $\Delta\Phi$ 很大的区域^[93-94]，显示光球面上的强剪切局部区易于发生耀斑。但是也有不少例外，即既有 $\Delta\Phi$ 很大的区域并未发生耀斑，也有许多耀斑发生在 $\Delta\Phi$ 较小的区域^[96,99]。吕艳萍等人提出用向量剪切角的概念来更好的表示磁场的非势程度^[102]。向量剪切角的 $\Delta\Psi$ 定义为实测的空间磁场向量 \mathbf{B} 与相应的势场向量的夹角。

磁剪切的提出，实际上是希望将整个活动区的变化联系起来，如不同类型的黑子运动、新磁流的涌现等。因此似乎需要发展一种描述区域剪切的方法，而不是仅限于中性线附近的角剪切分析。现在有大量的文章开展了这方面的探讨。到目前为止，关于磁剪切和耀斑之间密切关系的研究还远未结束。

§ 3.1.2 磁场无力因子 α

除了在剧烈的太阳活动（如耀斑）过程中，由于磁压力远远大于气体压力和重力，活动区在光球上空的磁场近似为无力场，等离子体的磁场静力学平衡方程可近似写为：

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0 \quad (3.1)$$

上式表明此时电流与磁场平行，既 Lorentz 力为零，因此称为无力场方程。上式也可写为

$$(\nabla \times \mathbf{B}) = \alpha(r)\mathbf{B} \quad (3.2)$$

其中 $\alpha(r)$ 为空间位置 r 的函数，称为无力因子。同时磁场还应满足无散条件

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.3)$$

式 (3.2) 和式 (3.3) 就是无力场应满足的两个方程。对式 (3.2) 两端取散度，考虑到无散条件，可得

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha(r) = 0 \quad (3.4)$$

上式表明无力因子 $\alpha(r)$ 在磁力线的方向无梯度，即在同一条磁力线上 $\alpha(r)$ 为常数。当 $\alpha(r)$ 对所有磁力线为常数时， $\alpha(r) = \alpha$ ，成为常 α 无力场，也叫线性无力场。而当 $\alpha = 0$ 时，式 (3.1) 成为

$$(\nabla \times B) = 0 \quad (3.5)$$

无力场成为无电流场，也称势场，是无力场中的特例。势场是给定边界条件下所有磁场位形中能量最低的位形，因此也是最稳定的位形^[103]。如果活动区的电流都位于光球下面，则光球和光球上空的磁场是势场，磁场的三维结构可由光球磁场的纵向分量（或横向分量）的分布来唯一确定。

无力因子 α 的大小表征磁力线扭曲的程度，同时也表征电流密度与磁感应强度的比值的大小； α 的正负表征磁力线扭曲的方向与势场磁力线方向的相对关系，即扭曲的螺旋方向（右手旋或左手旋），同时也表示电流密度矢量与磁感应强度矢量的平行或反平行的关系。无力因子 α 把磁场的几何特征与物理特征联系到了一起，成为研究太阳活动区磁场特征，尤其是研究磁场非势特征的一个重要物理参量。

§ 3.1.3 磁螺度和电流螺度

太阳活动区的磁场如果偏离势场，就是 $(\nabla \times B) \neq 0$ ，由 Ampere 定律

$$J = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times B) \quad (3.6)$$

可知，就是形成了电流系统。因此磁场非势性和存在电流是等价的。太阳大气中的电流无法直接测量，只能通过向量磁像仪测得向量磁场 B 的分布后，再由 Ampere 定律 (3.6) 式计算电流分布。由于迄今为止比较可靠的磁场测量仍限于光球层次，因此通常只能按照下式获得光球面上的纵向电流密度：

$$J_z = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \quad (3.7)$$

电流也是反映非势磁场结构的一个物理量，可以更为直观的由活动区中的分布看到何处有可供释放的能量和能量到底在何处释放。世界上首先观测研究耀斑 $H\alpha$ 发射与电流之间关系的人是 Moreton 和 Severny^[104-105]。他们研究了 30 个耀斑，发现其中大约 80% 的 $H\alpha$ 初始增亮与电流的主要位置一致。随着光球矢量磁图观测

的不断改进，人们有望找到并建立起耀斑发生地点与电流之间更详细的时空关系 [106-114]。

在最近中美“日不落”联合观测中，李威等人利用大熊湖天文台和怀柔观测站的高时空分辨率的磁图及白光像，对超级活动区（NOAA AR 6891）作了详细研究，首次对电流演化与磁场、黑子运动和耀斑活动的时空联系进行了长时间跟踪

研究^[115]。从观测中得到的主要结果是：（1）该活动区的电流通常出现在正磁场区域而消失于负磁场区域；（2）在强剪切中性线两边存在着一对相反极性的相距很近的集中电流系统。磁剪切度反映了中性线与电流系统的符合程度，但最大的集中电流并不与强剪切区域一致；（3）存在一些横场很强的区域，虽磁剪切很强但并没有耀斑发生；（4）磁场演化（时间、空间）、黑子运动以及耀斑的产生都与纵向电流相对应。该活动区耀斑活动的日变化，并不与总电流密度有关，而是与剩余电流的变化密切相关。他们也首次从载有电流的磁流绳的角度解释了该 δ 位形群异常活动的动力学起源，并提出：太阳耀斑触发及其大小与两个因素有关，（1）涌现剪切，即由磁流涌现产生的剪切；（2）移动剪切，即由集中电流的移动产生的剪切。这两个因素是产生耀斑的能量。

磁场的螺度密度的定义为：

$$h_m = A \cdot B \quad (3.8)$$

其中 A 为磁场 B 的向量势， $B = \nabla \times A$ ，而 $\nabla \cdot B = 0$ 。一定空间体积 V 中的总磁螺度为

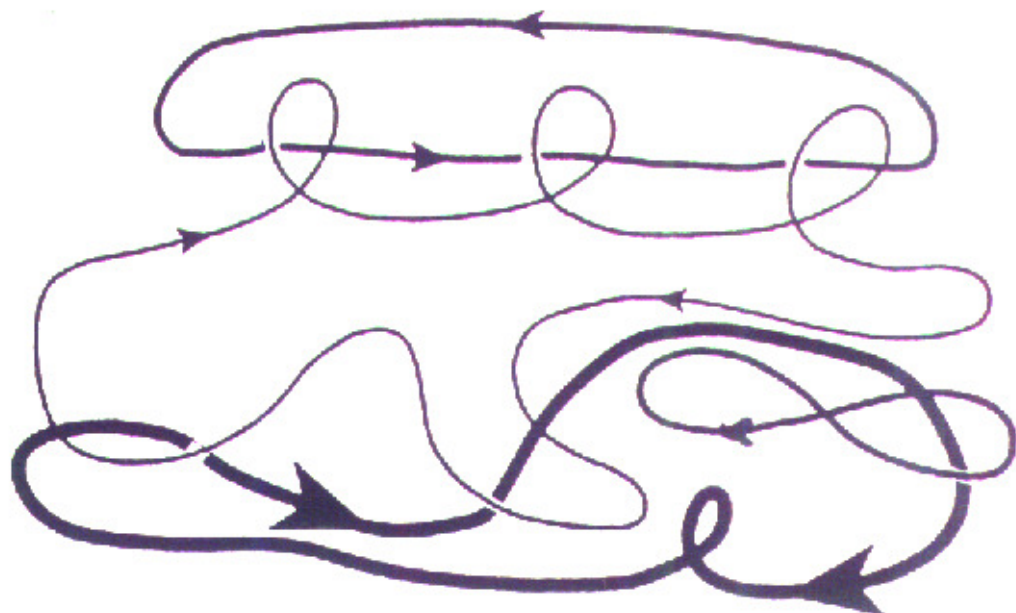
$$H_m = \iiint h_m dV \quad (3.9)$$

同样的，可以定义电流螺度密度

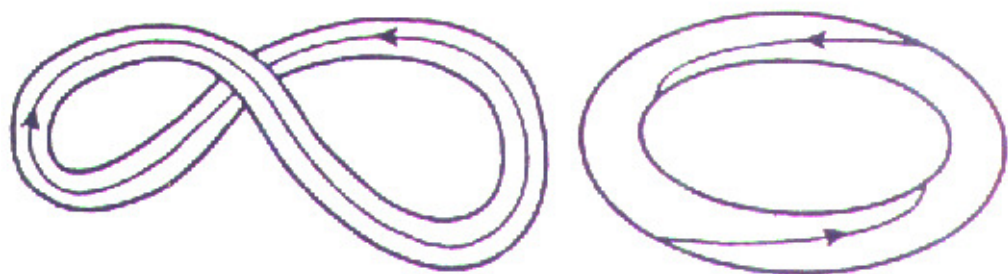
$$h_c = B \cdot (\nabla \times B) \quad (3.10)$$

其中 $\nabla \times B$ 代表电流 $J = 1/\mu_0(\nabla \times B)$ ，而 $\nabla \cdot J = 0$ 。一定空间体积 V 中的总电流螺度为

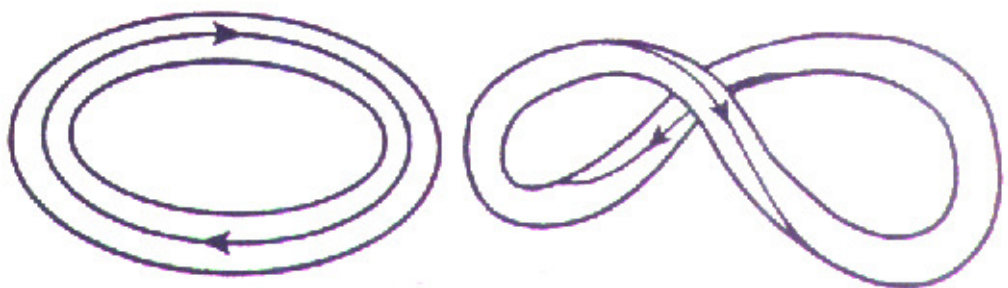
$$H_c = \iiint h_c dV \quad (3.11)$$



(a)



(b) $H_m = -\Phi^2$



(c) $H_m = 0$

图 3.3 磁螺度的拓扑结构和守恒。(a)磁力线复杂的自缠绕和相互嵌套。(b)保持磁螺度守恒的磁绳扭绞和剪切之间的转化。(c)磁螺度为零的磁绳和既有扭绞又有剪切的磁绳具有相同的磁螺度。后者扭绞和剪切的磁螺度大小相等但方向相反。

磁螺度是磁力线的自缠绕和相互嵌套程度的一种表征。 H_m 是磁力线的缠绕 (twisting) 和扭绞 (writhing) 的一种量度。例如, 对于一个封闭的, 缠绕的磁环, $H_m = \pm T\Phi^2$, 其中 T 是缠绕的数目, Φ 是磁通量。 H_m 的符号, 也叫 H_m 的手征性 (chirality), 是由磁力线按右手螺旋或左手螺旋的方向缠绕来确定的^[116]。

图 3.3(a) 所示磁力线有着许多的自缠绕和相互嵌套。Wolljer 已证明在电导率位无限大的理想等离子体中, 磁螺度是严格守恒的^[117]。在磁螺度守恒的情况下, 磁力线自缠绕和相互嵌套的数目是不会改变的, 也就是说, 不会发生磁重联。但是磁力线的缠绕和扭绞之间却是可以相互转化的, 同时保持总的磁螺度守恒, 如图 3.3(b) 和 (c) 所示。图 (b) 中, 没有剪切但扭绞的磁绳的磁螺度和没有扭绞但剪切的磁绳的磁螺度是相同的。图 (c) 中, 既没有剪切有没有扭绞的磁绳的磁螺度为零, 而既有剪切, 又有扭绞的磁绳的总磁螺度也可以为零, 只要后者剪切和扭绞的磁螺度大小相等, 方向相反即可。

等离子体试验表明, 甚至在小电阻的等离子体中, 磁螺度的衰减也要比磁能的衰减缓慢的多, 也可以认为磁螺度是守恒的^[118]。Berger 证明, 在日冕中, 磁螺度的衰减和磁扩散是在同一时间尺度上的, 相对于日冕物资抛射和其它快速日冕活动现象, 可以近似认为磁螺度是守恒的^[116]。但对于太阳上的一个具体活动区来说, 磁螺度却不一定是守恒的。Taylor 猜测, 对高雷诺数等离子体, 在磁重联的时标内, 磁螺度守恒^[119-120]。Taylor 假说虽未被证实, 却得到了广泛的认可。作为一个拓扑约束, 磁螺度守恒的意义在于, 系统所能达到的最小能量位形, 是常 α 无力场, 即线性无力场。

在拓扑上, 电流螺度与磁螺度有相似的意义。式 (3.11) 的总电流螺度的几何意义, 是在所考虑的体积内, 电流密度线自缠绕和相互嵌套程度的量度。

假定磁场为无力场, 则由 $\nabla \times B = \alpha B$ 和 (3.10) 式可得:

$$h_c = \alpha B^2 \quad (3.12)$$

这时电流螺度密度 h_c 和无力因子 α 成正比, 但依赖于 B 。无力因子 α 反映了磁能归一化的电流螺度, 并与电流螺度符号相同。

由于磁场的向量势 A 不可观测, 磁螺度 h_m 不能由观测量直接得到。而由向量磁像仪可观测得到向量磁场 B , 进而由式 (3. 10) 推算出电流螺度 h_c 。因此在目前关于活动区螺度的研究中, 大多选用 h_c 作为观测和研究参量。而且由于目前太阳的向量磁场的精确测量仅限于光球层, 所以关于电流螺度的观测和计算也大多限于它的纵向分量, 即:

$$(h_c)_{//} = B_{//} \bullet (\nabla \times B)_{//} \quad (3. 13)$$

而与视向垂直的横向分量

$$(h_c)_{\perp} = B_{\perp} \bullet (\nabla \times B)_{\perp} \quad (3. 14)$$

目前尚无实测方法。

近年来关于活动区电流螺度的研究主要集中在两个方面: 一是研究活动区总电流螺度 $(H_c)_{//}$ 的符号与活动区日面位置的关系^[121-126], 这方面最主要的研究结果是电流螺度符号的半球规则: 北半球的活动区中 H_c 为负值的占大多数 (70%~85%), 而南半球活动区中 H_c 为正值的占大多数。活动区总电流螺度 H_c 的正号和负号实际上代表了活动区磁场的不同旋转方向。电流螺度符号的半球规则, 与 Hale 早期根据活动区 $H\alpha$ 纤维的漩涡形态得到的结论是一致的, 即大约 80% 北半球活动区的 $H\alpha$ 纤维为逆时针旋转, 而大多数南半球活动区的 $H\alpha$ 纤维为顺时针旋转^[127]。Richardson 和丁有济等的统计研究也表明, 在南半球太阳黑子的半影纤维结构顺时针旋转和逆时针旋转的比例约为 3: 1, 而在北半球正好相反^[128-129]。

考虑太阳南北半球活动区电流螺度具有相反的优势符号这一事实产生的原因时, 人们马上就联想到了太阳发电机理论。如果假定光球表面活动区中观测到的总电流螺度正是光球下面流场涡度的反映, 那么通过活动区电流螺度在日面的分布及其随太阳活动周变化的观测研究, 将有助于了解光球下面的流体与磁场相互作用的过程, 并从观测上为太阳发电机理论提供某些制约。

这方面的另一类工作是研究活动区电流螺度与耀斑、日冕物质抛射等剧烈太阳爆发现象的关系^[130-133]。包曙东等人的研究表明, 耀斑的发生并非依赖于 h_c 本身的大小, 而是与 h_c 的变化有关。耀斑倾向于发生在 h_c 快速变化的局部区域附近, 耀斑位置并不与 h_c 极大重合^[130]。Demoulin 等^[132] 利用一个活动区在太阳七个自转周的观测资料来研究光球层螺度向日冕层输送的问题, 认为较差自转产生

的螺度不足以支持日面物质抛射的爆发和提供星际磁云携带的螺度。他们认为日面物质抛射带到星际空间的螺度的主要来源于形成活动区的磁流管本身的剪切和扭绞。Jongchul^[133]最近研究了由于较差自转和磁力线足点的水平运动产生的螺度向日冕输送的情况，计算了磁力线在光球的足点的水平运动的螺度产生率，认为磁力线光球足点的剪切运动产生的螺度可能是造成日面物质抛射爆发的主要来源。

§ 3.2 太阳 23 周活动上升期非势性的演化

为了研究太阳 23 周活动上升期非势性的演化，我们选用了国家天文台怀柔太阳观测站在 1995 到 1998 年观测数据中 234 个活动区的共 700 幅矢量磁图，涵盖了这期间怀柔太阳观测站有较好观测资料的所有活动区，并且 90% 以上的活动区选取的是该活动区过日面中心前后一天内观测到的矢量磁图。对于每幅矢量磁图，我们都计算了它的磁通量，磁场剪切角和磁场的非势能。在计算过程中，对于每幅矢量磁图，我们均采用势场的方法来确定横场的方向。对于只用到纵向磁场的计算量，我们只计算纵向磁场 B_l 绝对值大于（等于）20 高斯的区域；对于既用磁场的纵向分量 B_l ，也用磁场的横向分量 B_t 的计算量，我们只计算纵向磁场绝对值大于（等于）20 高斯且横向磁场大于（等于）160 高斯的区域；特别的地方我们另外做了说明。下面分别予以描述。

§ 3.2.1 磁场通量

活动区磁场的纵场通量为：

$$\Phi = \int B_l \cdot dS = \sum_{i=0}^n (|B_{li}| \Delta a_i) \quad (3.15)$$

其中 B_{li} 和 Δa_i 是观测磁图中第 i 个像素处的纵向磁场分量和面积，求和遍及整个活动区。

利用上式我们计算了所挑选 700 幅矢量磁图每幅磁图的磁场的纵场通量 Φ 。为了研究方便，我们还从 SGD 上查找了 1995 年到 1998 年的黑子月平均相对数和黑子面积的资料，它们的时间演化如图 3.4 所示。我们把对所有磁图计算的结果按月做了平均，得到一个类似于黑子月平均相对数的纵场通量的月平均值，它随时间的演化如图 3.5 所示。

由图 3.4 可以明显看出，太阳活动在 1996 年处于低谷阶段，从 1997 年下半年开始有着很快的增长。纵向磁场通量的演化和黑子相对数的演化趋势非常一致。

上述结果表明，从太阳活动低年到太阳活动峰年，太阳上活动区的数目、活动区的面积和纵向磁场的通量都在增强，这和人们的普遍认识是一致的。为了研究太阳活动区的非势性是否也具有相同的演化趋势，我们下面对太阳活动非势性的两个量度指数—磁场剪切角和非势能做了统计计算。

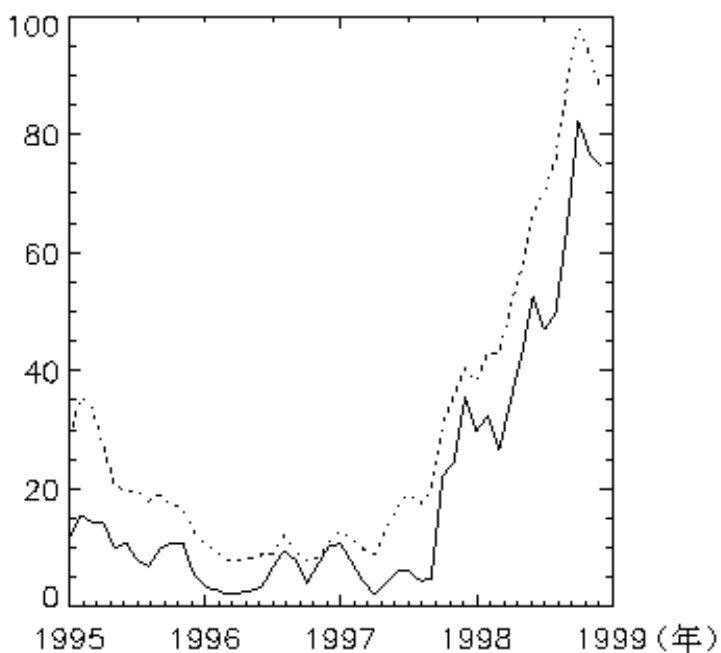


图 3.4 黑子月平均相对数（虚线）和面积（实线）演化曲线，黑子面积单位为太阳圆面积的 10^{-5} 。

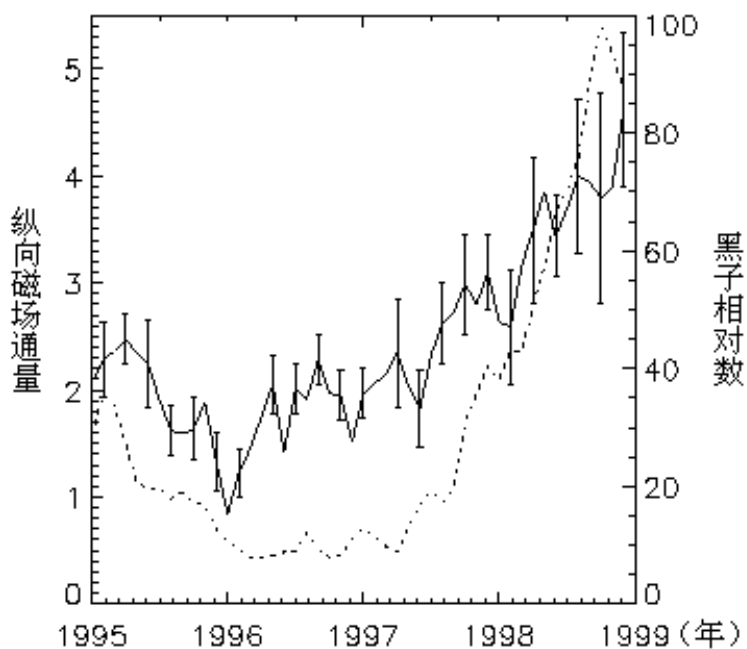


图 3.5 纵向磁场通量随时间的演化。实线为纵向磁场通量月平均值，其上的竖线段为求月平均值时的标准方差棒，间隔为两个月。纵向磁场通量单位为： $10^{22}Mx$ 。虚线为黑子月平均相对数。

§ 3.2.2 磁场剪切角

在计算磁场剪切角时，我们采用下面所定义的平均剪切角：

$$\overline{\Delta\phi} = \left(\sum_{i=1}^n (\phi_{oi} - \phi_{pi}) \right) / n \quad (3.16)$$

其中 ϕ_{oi} 为观测磁场的第 i 个像素点处横场的方位角， ϕ_{pi} 为由观测纵向磁场为边界得到的势场的第 i 个像素点处横场的方位角。 n 为每幅矢量磁图中要计算的所有像素点。

在计算过程中，我们对剪切角的方向做了以下的规定：沿着视线方向，观测磁场逆时针偏离势场的剪切角为正，反之为负。并且对每幅矢量磁图，在中性线附近的区域，则凡是横向磁场大于(等于)500 高斯的像素点都选取。

利用式 (3.16) 我们计算了所挑选 700 幅矢量磁图每幅磁图的磁场平均剪切角 $\overline{\Delta\phi}$ ，其月平均值随时间演化如图 (3.6) 所示。

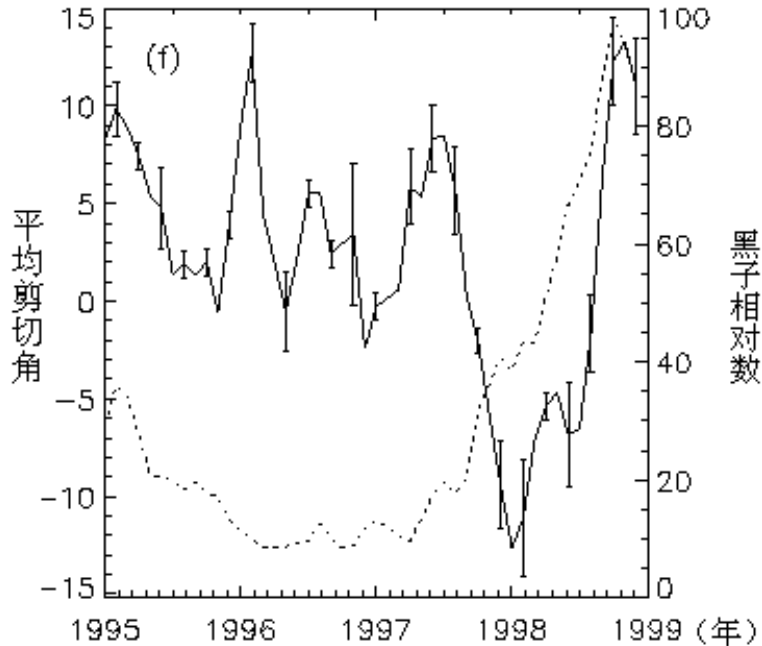


图 3.6 磁场剪切角随时间的演化。实线为磁场剪切角月平均值，其上的竖线段为求月平均值时的标准方差棒，间隔为两个月。磁场剪切角单位为：度。虚线为黑子月平均相对数。

由图 3.6 可以看出，磁场剪切角的演化与太阳黑子相对数的演化并没有明显的相关性。在太阳活动处于低谷的 1996 年，磁场剪切角也没有明显的减小。但在 1997 年下半年，磁场剪切角有一个明显的极小值，并且符号也发生了翻转。同样的现象也发生在 1998 年下半年。磁场剪切角这样变化的具体原因我们并不清楚。我们猜测可能是随着 23 周太阳活动峰年的即将到来，日面上新浮活动区的数目和强度都在急剧增加，而新浮活动区的剪切和扭绞情况非常复杂，从而导致我们计算的磁场剪切角在这段时期发生急剧的变化。

§ 3.2.3 磁场非势能

假定活动区是孤立的无力场，则光球矢量磁场的总能量可由下式得到^[134]：

$$W_{obs} = \frac{1}{4} \pi \iint B_z (xB_x + yB_y) dx dy \quad (3.17)$$

其中 B_x, B_y, B_z 分别为观测磁场的在 X, Y, Z 轴上的分量, Z 轴指向观测者。

由观测的纵向磁场, 可以得到以观测纵场为边界的势场, 其横向磁场分量分别为 B_{xp}, B_{yp} , 则势场的能量可由下式得到:

$$W_{pot} = \frac{1}{4} \pi \iint B_z (xB_{xp} + yB_{yp}) dx dy \quad (3.18)$$

由上面两式可以得到活动区的磁场非势能为:

$$W_{non} = W_{obs} - W_{pot} \quad (3.19)$$

上式对活动区体积求平均, 可得到磁场非势能密度:

$$\omega_{non} = \frac{W_{non}}{V} \quad (3.20)$$

其中 V 为活动区的体积。由于我们在光球观测的只是一个平面, 因此, 我们对活动区的厚度做了如下假设: 活动区的厚度为活动区面积的平方根。

同样的, 可得到活动区观测磁场能量密度:

$$\omega_{obs} = \frac{W_{obs}}{V} \quad (3.21)$$

和活动区磁场势场能量密度:

$$\omega_{pot} = \frac{W_{pot}}{V} \quad (3.22)$$

我们由式 (3.17) 到式 (3.22) 分别计算了所挑选 700 幅矢量磁图每幅磁图的上述三种磁场能量密度, 它们的月平均值随时间演化如图 (3.7-3.9) 所示。

由图 3.7 到图 3.9 可以看出, 上述三种磁场能量密度都和另一个太阳活动指数—黑子月平均相对数有着非常好的正相关, 都随着太阳整体活动的增强 (或减弱) 而增加 (或减小)。在 1995 年到 1996 年太阳 22 活动周快要结束的下降期, 上述

三种磁场能量密度都在减小，而在 1997 年和 1998 年太阳 23 活动周的上升期，上述三种磁场能量密度都和黑子月平均相对数一样有着明显的增加。

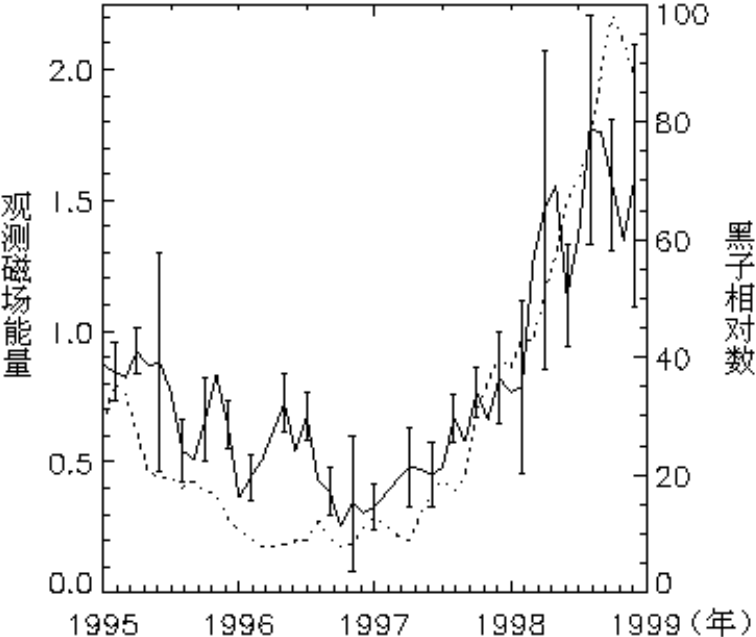


图 3.7 观测磁场能量密度随时间的演化。实线为观测磁场能量密度月平均值，其上的竖线段为求月平均值时的标准方差棒，间隔为两个月。观测磁场能量密度单位为： 10^9 erg cm^{-3} 。虚线为黑子月平均相对数。

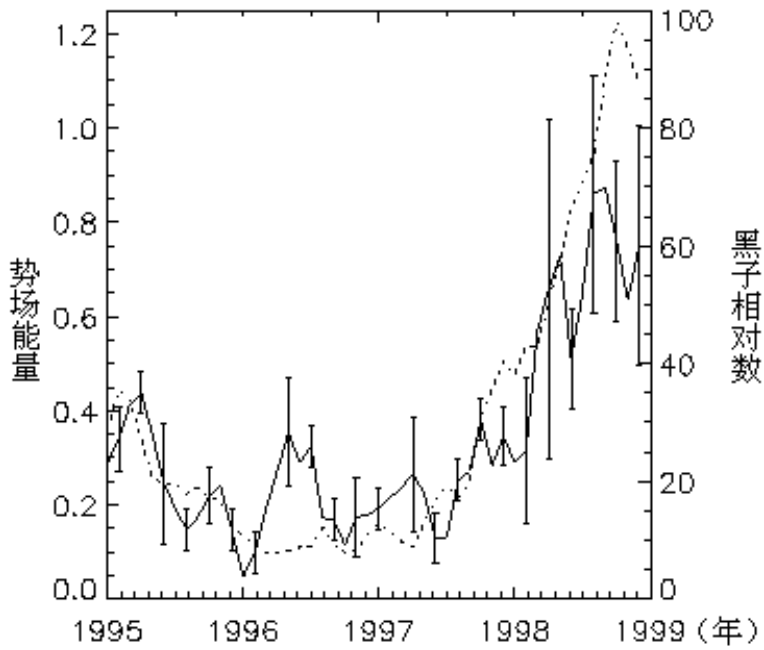


图 3.8 势场能量密度随时间的演化。实线为势场能量密度月平均值，其上的竖线段为求月平均值时的标准方差棒，间隔为两个月。势场能量密度单位为： 10^9ergscm^{-3} 。虚线为黑子月平均相对数。

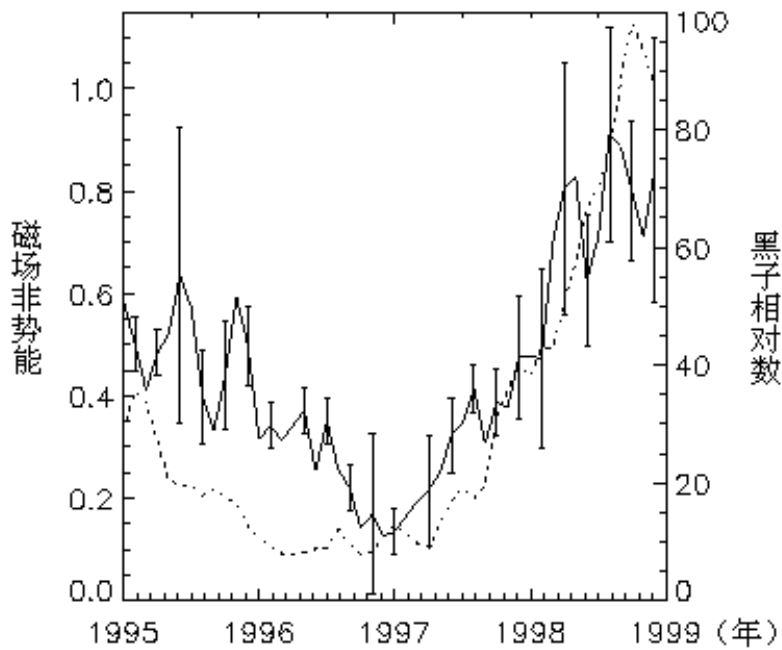


图 3.9 磁场非势能量密度随时间的演化。实线为非势能量密度月平均值，其上的竖线段为求月平均值时的标准方差棒，间隔为两个月。磁场非势能量密度单位为： 10^9ergscm^{-3} 。虚线为黑子月平均相对数。

一般认为，随着太阳活动由低年到峰年的增强，活动区的磁场能量也在增强。这是很自然的结论，因为从太阳活动低年到太阳活动峰年，太阳上活动区的磁场强度和活动区的面积都在增强。上述三种磁场能量密度的随太阳活动的上述演化趋势表明，随着太阳活动的增强（或减弱），不仅仅日面上太阳活动区的数目、面积和磁场强度在增加（或减小），而且日面上单位体积内所蕴含的磁场能量和潜在的、可以供给各种太阳活动现象（如耀斑、日面物质抛射等）的非势能量也在增加（或减小）。

§ 3.2.4 小结

由前面的计算结果我们知道，从太阳活动低年到太阳活动峰年，太阳上活动区的数目、活动区的面积、纵向磁场通量和磁场所蕴含的磁能都在增强，而且日面上单位体积内所蕴含的磁场能量和潜在的、可以供给各种太阳活动现象（如耀斑、日面物质抛射等）的非势能量也在增加，磁场剪切角的变化虽然没有上述随时间的演化趋势，但是在太阳活动的上升期，磁场剪切角的符号和大小在剧烈的变化，从另一个角度反映了太阳上活动区的非势性随着太阳活动峰年的即将到来而变得强烈、复杂。

§ 3.3 法拉第效应对计算太阳活动区电流螺度的影响

§ 3.3.1 电流螺度的计算

活动区的平均水平电流螺度 $\overline{h_{c//}}$ 是由下式得到的：

$$\overline{h_{c//}} = \left(\sum_{i=1}^n h_{ci} \right) / n \quad (3.23)$$

其中 h_{ci} 为由式 (3.13) 计算的第 i 个像素点的纵向电流螺度， n 为每幅矢量磁图中要计算的所有像素点。

§ 3.3.2 法拉第效应对电流螺度的影响随磁场强度的变化

由 § 2.4.2 我们知道,在不同的磁场强度范围内,法拉第效应的影响对怀柔磁场望远镜横场方位角测量的影响也不一样。为了更进一步研究法拉第效应在怀柔磁场望远镜观测数据中的影响,我们按不同的磁场强度范围来分析和研究利用怀柔磁场望远镜观测数据计算电流螺度时法拉第效应的影响。具体方法如下:

我们把磁场强度分成如下三个范围:

- (a) $B_s < 1000$ 高斯,
- (b) $1000 \text{ 高斯} \leq B_s < 2000$ 高斯,
- (c) $B_s \geq 2000$ 高斯,

其中 B_s 为的活动区总的磁场强度,由下式得到。

$$B_s = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2} \quad (3.24)$$

我们利用 § 2.4.1 所描述的 72 组怀柔磁场望远镜分别在工作谱线线心和线翼(偏离线心 -0.15\AA)处观测的矢量磁图,计算了每幅矢量磁图在上述三个范围内的平均水平电流螺度值,其统计结果如图 3.10 所示。

在处理数据过程中,由于在线翼处横场观测的定标问题还没有解决,对于在线翼处观测的资料,我们采用在线心处观测的横场的强度来替代在线翼处观测的横场强度,但横场方位角仍然采用在线翼处观测值。

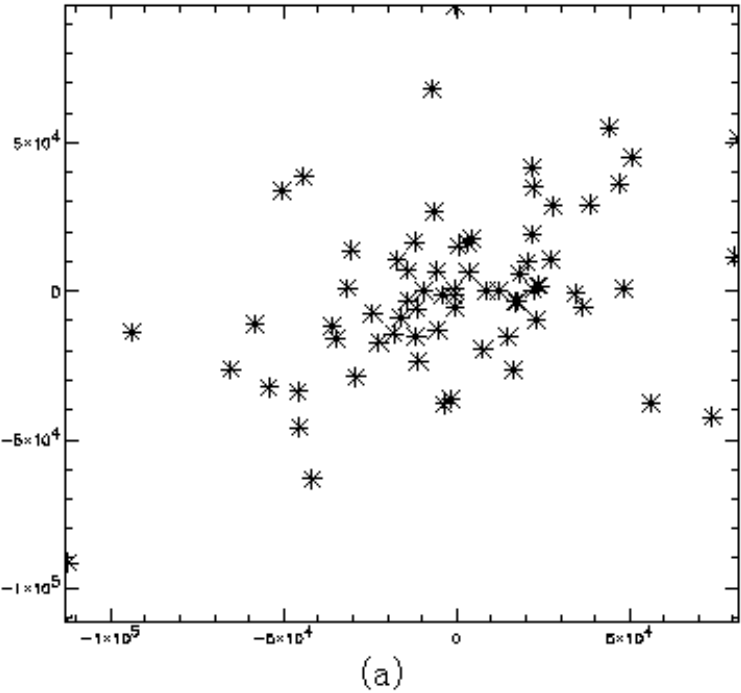
在计算过程中,对于每幅矢量磁图,我们均采用势场的方法来确定横场的方向。对于不在中性线附近的区域,我们只选取纵向磁场 B_l 绝对值大于(等于)20 高斯且横向磁场大于(等于)160 高斯的区域;在中性线附近的区域,则凡是横向磁场大于(等于)500 高斯的像素点都选取,但对磁场 B_l 绝对值小于 20 高斯的像素点,我们根据它们的符号,分别赋予 20 或-20 高斯的纵向磁场值,以便于电流螺度值的计算。

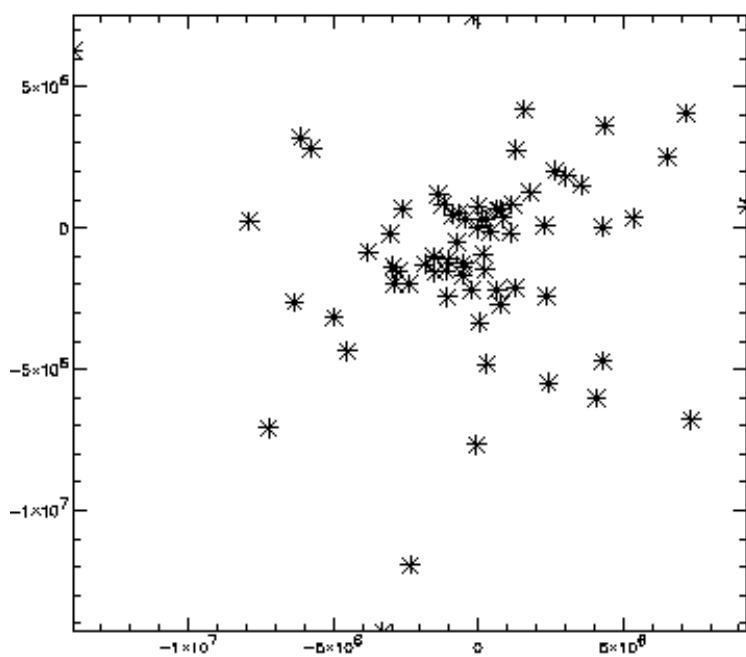
在下节讨论法拉第效应对电流螺度影响随倾角的变化时,对像素点的选取和数据的预处理和我们也采用了相同的方法。

由图 3.10 很难发现法拉第效应对电流螺度影响随磁场强度变化的明显规律,但可看出图 3.10 三幅图的坐标范围有着很大的不同。因此,我们把图 3.10 的三幅图的坐标定为同一尺度,重新绘制了法拉第效应对电流螺度影响随磁场强度变化的统

计结果图，如图 3.11 所示。在同一尺度的坐标范围内，我们可以明显看到：随着总的磁场强度的增强，法拉第效应对电流螺度的影响也明显变大。

在图 3.11 (a) 所示的总磁场强度小于 1000 高斯的范围内，分别对 72 组在线心和线翼处观测磁场计算的电流螺度值几乎都重叠在一起。这表明，在这么小的总磁场范围内，法拉第效应对平均电流螺度计算值的影响几乎是可以忽略不计的。





(b)

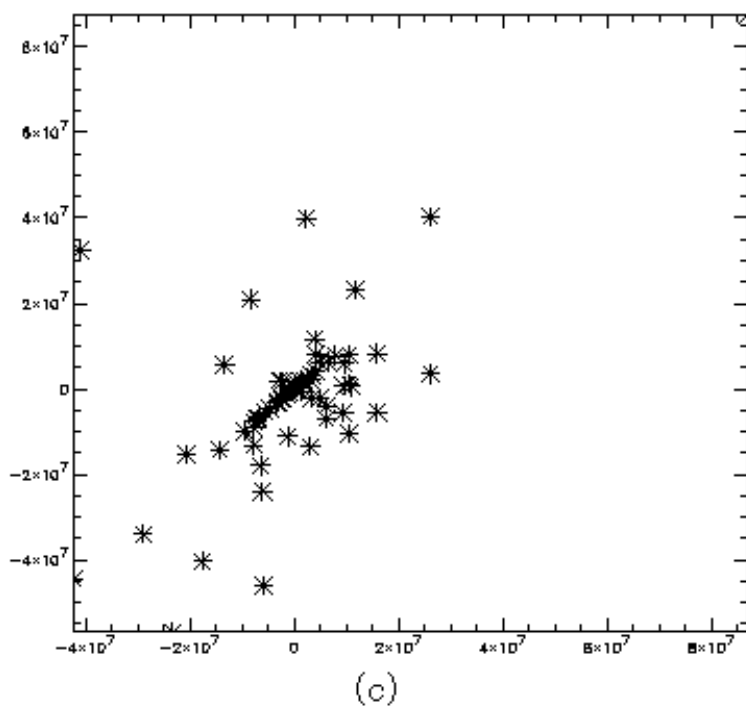
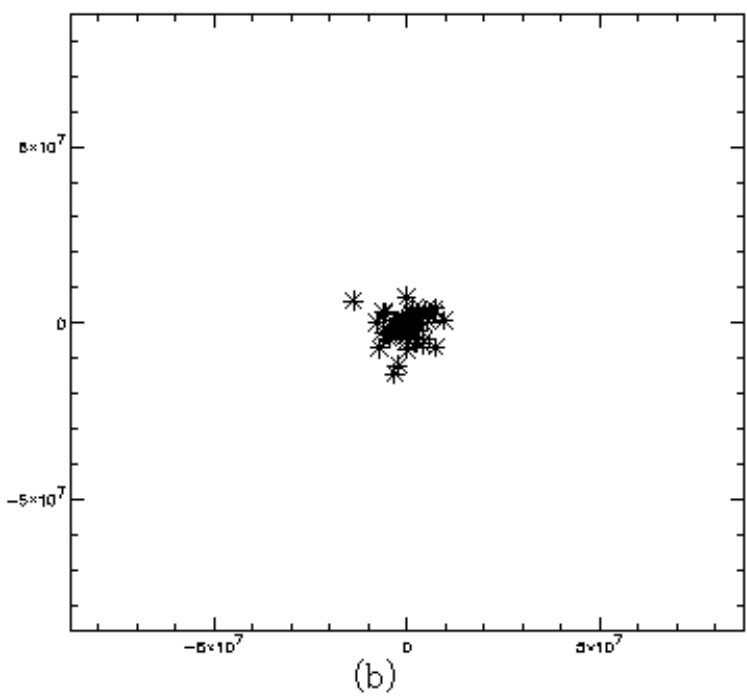
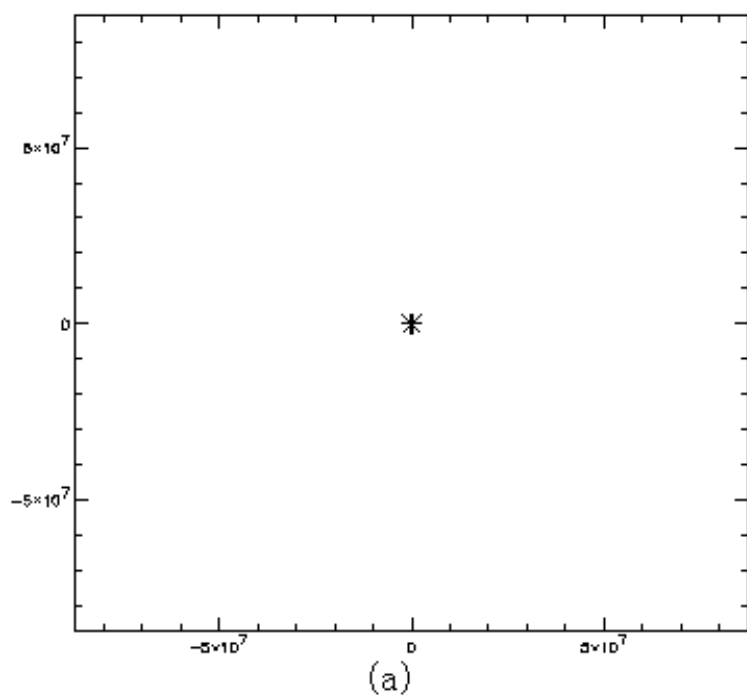


图 3.10 由 70 组在线心和线翼(偏离线心 -0.15\AA)处观测的矢量磁图在不同的总磁场强度范围内的平均水平电流螺度值比较。横坐标为在线心处的电流螺度值, 纵坐标为在线翼处的电流螺度值。(a) 总磁场强度小于 1000 高斯。(b) 总磁场强度大于(等于) 1000 高斯且小于 2000 高斯。(c) 总磁场强度大于(等于) 2000 高斯。



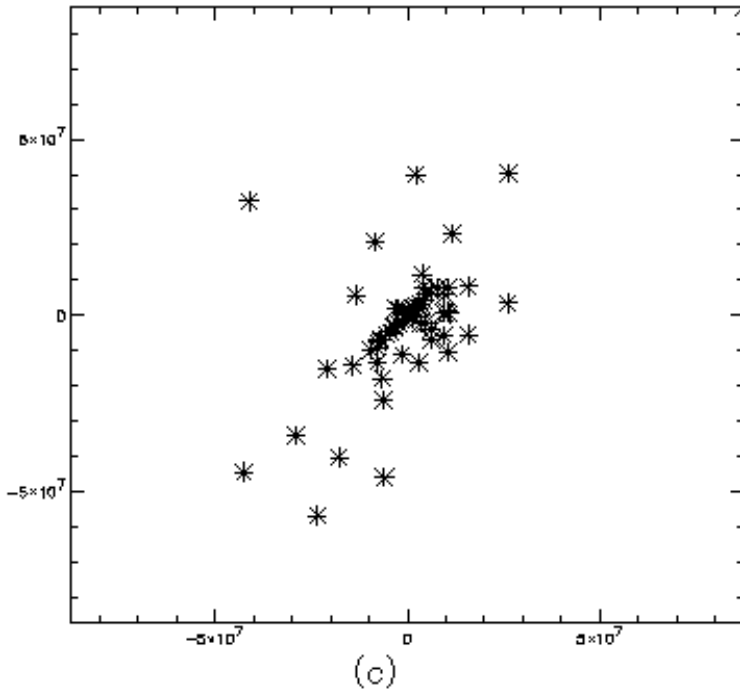


图 3.11 由 70 组在线心和线翼(偏离线心 -0.15A)处观测的矢量磁图在不同的总磁场强度范围内的平均水平电流螺度值比较。横坐标为在线心处的电流螺度值,纵坐标为在线翼处的电流螺度值。(a)总磁场强度小于 1000 高斯。(b)总磁场强度大于(等于)1000 高斯且小于 2000 高斯。(c)总磁场强度大于(等于)2000 高斯。图(a-c)都采用了一致的坐标范围。

在图 3.11 (b) 所示的总磁场强度大于 (等于) 1000 高斯且小于 2000 高斯的范围内, 分别对 72 组在线心和在线翼处观测磁场计算的电流螺度值与图 3.11 (b) 相比有了一些扩散, 表明法拉第效应对平均电流螺度计算值的影响随着总磁场强度的增大而变得比较显著起来。而在图 3.11 (c) 所示的总磁场强度大于 (等于) 2000 高斯的范围内, 在线心附近和在线翼处观测磁场计算的电流螺度值有了非常明显的差异, 表明这时法拉第效应的影响已经很显著。

§ 3.3.3 法拉第效应对电流螺度影响随倾角的变化

由 § 2.4.2 我们知道, 在不同的倾角 (γ , 矢量磁场方向和视线的夹角) 范围内, 法拉第效应的影响对怀柔磁场望远镜横场方位角测量的影响也不一样。为了更进一步研究法拉第效应在怀柔磁场望远镜观测数据中的影响, 我们按不同的倾角范围来分析和研究利用怀柔磁场望远镜观测数据计算电流螺度时法拉第效应的影响。具体方法如下:

我们把倾角 γ 分成如下六个范围:

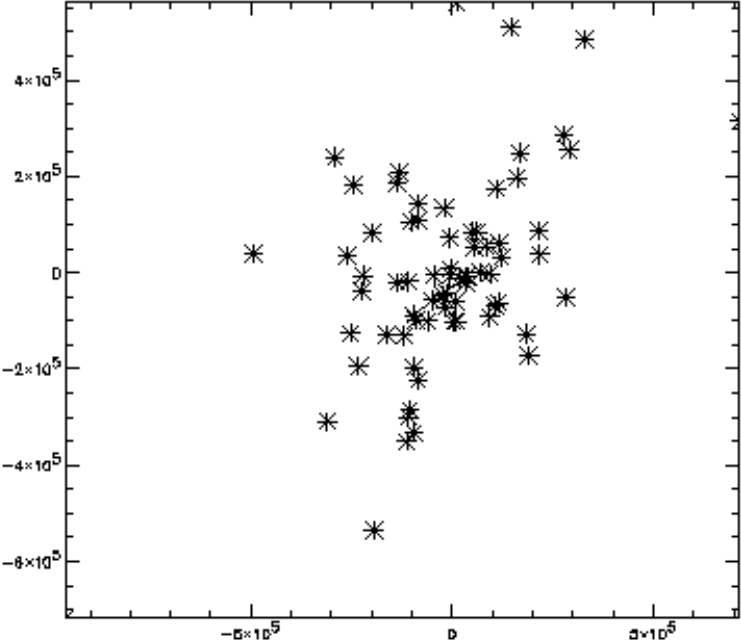
- (a) $0^\circ \leq \gamma < 15^\circ$,
- (b) $15^\circ \leq \gamma < 30^\circ$,
- (c) $30^\circ \leq \gamma < 45^\circ$,
- (d) $45^\circ \leq \gamma < 60^\circ$,
- (e) $60^\circ \leq \gamma < 75^\circ$,
- (f) $75^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$ 。

我们利用 § 2.4.1 所描述的 72 组怀柔磁场望远镜分别在工作谱线线心和线翼 (偏离线心 -0.15\AA) 处观测的矢量磁图, 计算了每幅矢量磁图在上述六个范围内的平均水平电流螺度值, 其统计结果如图 3.12 所示。

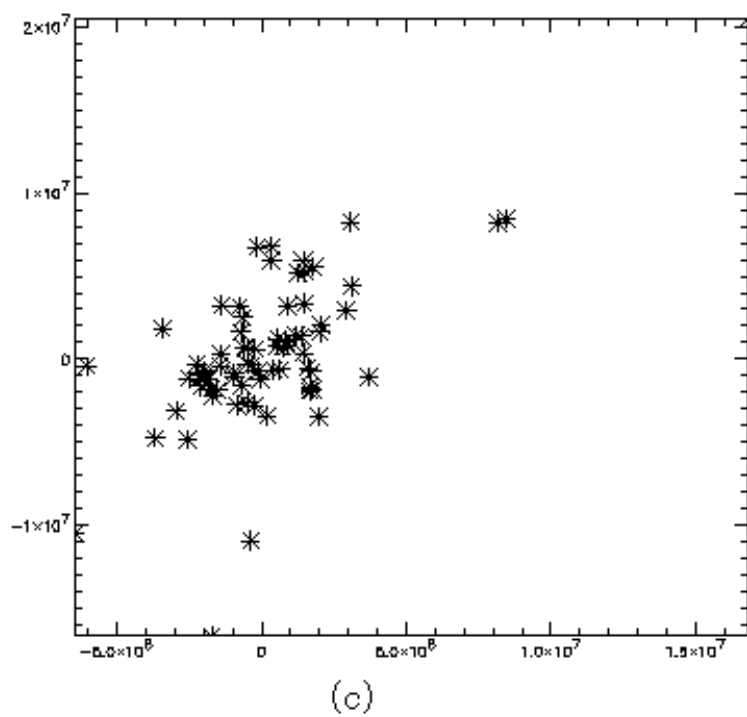
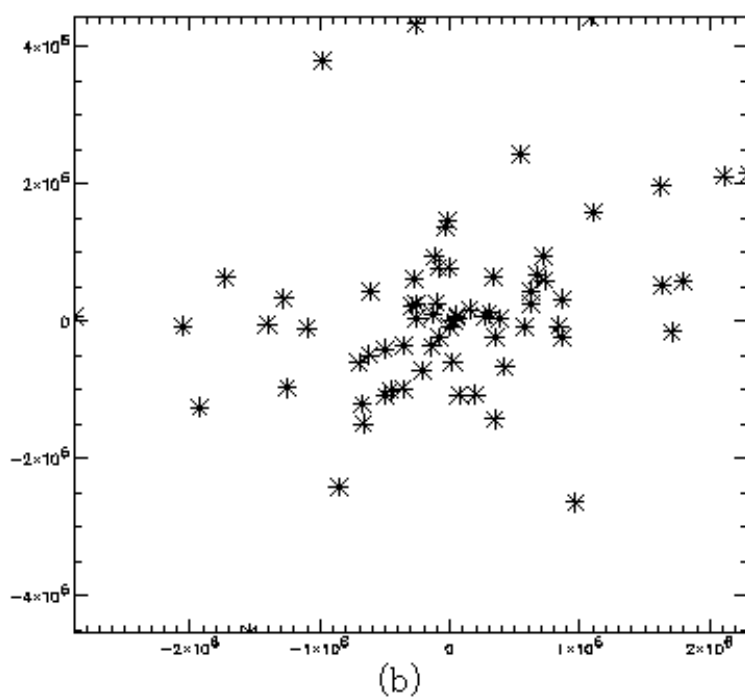
比较图 3.12 的六幅图, 可以比较明显看出图 (a) 和 (f) 两幅幅与其它四幅图相比, 在线心附近计算的平均电流螺度值与在线翼处计算的平均电流螺度值有比较好的相关性, 说明在倾角 γ 小于 15° 和大于 75° 的两个范围内, 法拉第效应对平均电流螺度计算值的影响比较轻微。而在倾角 γ 从 15° 到 75° 的范围内, 法拉第效应对平均电流螺度计算值的影响相对比较明显。

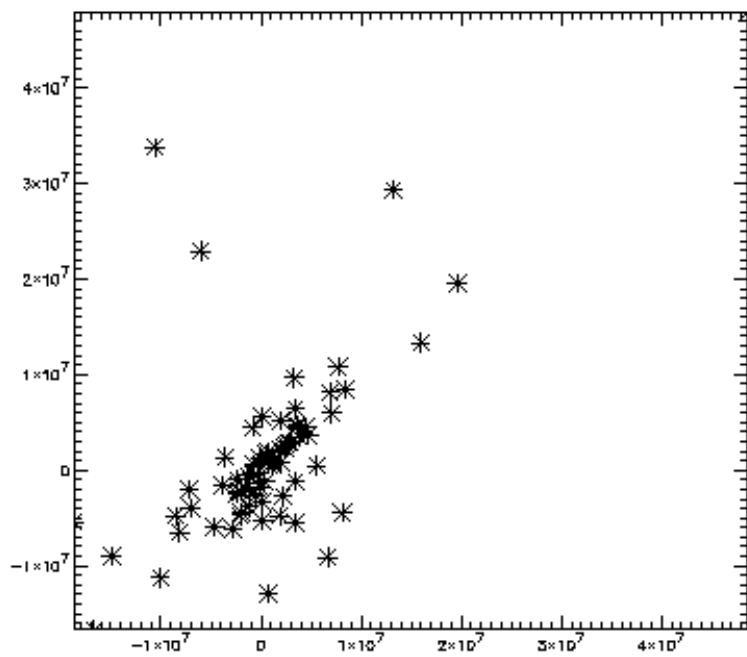
同在 § 3.3.2 节的做法, 为了更明显的比较法拉第效应对平均电流螺度计算值的影响在上述六个不同的倾角范围内的影响, 我们把图 3.12 的六幅图的坐标定为同

一尺度，重新绘制了法拉第效应在不同倾角范围内对电流螺度影响的统计结果，如图 3.13 所示。

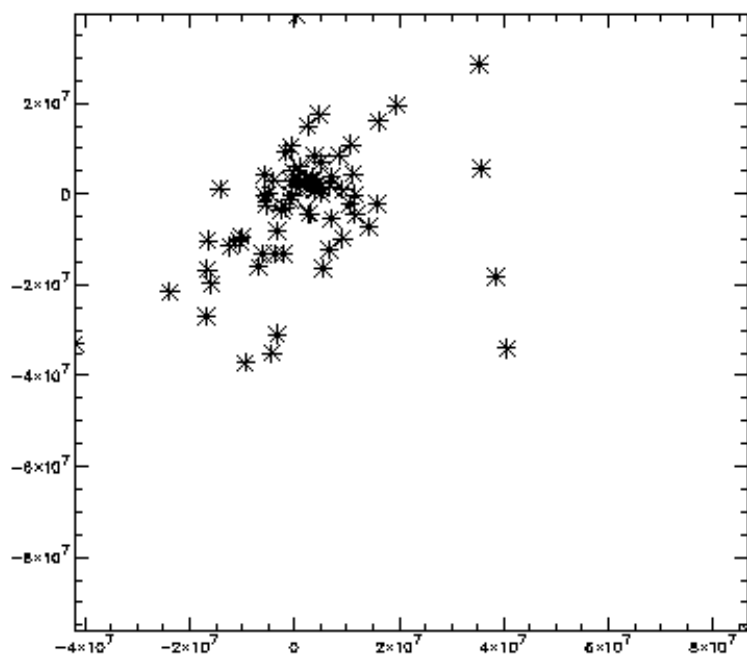


(a)





(d)



(e)

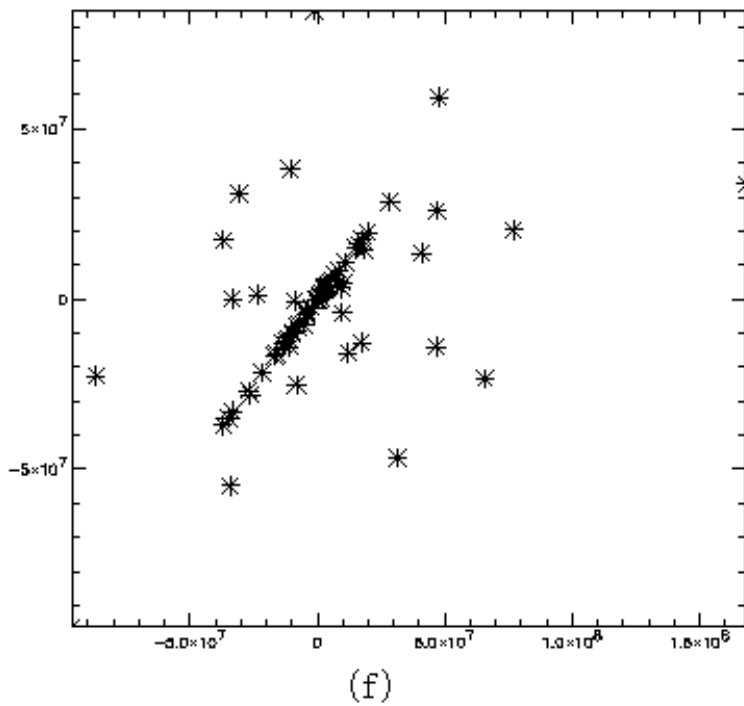
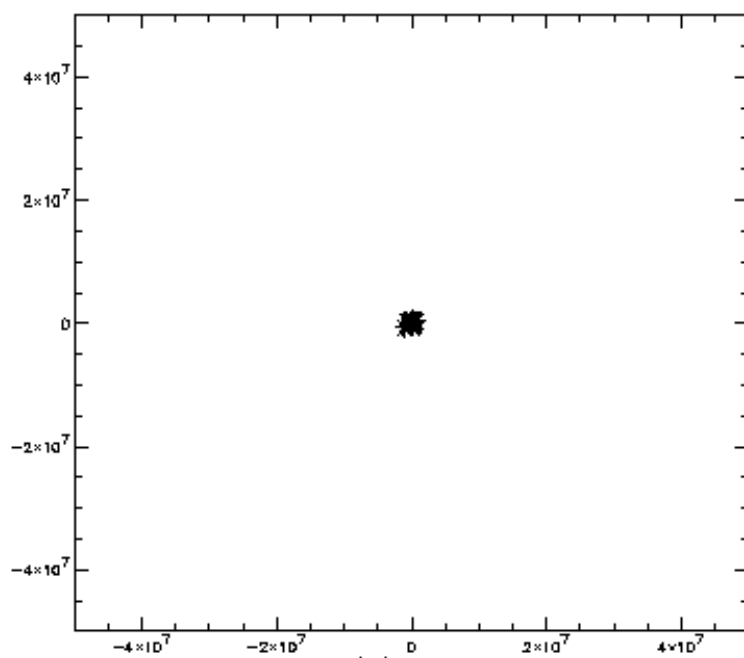
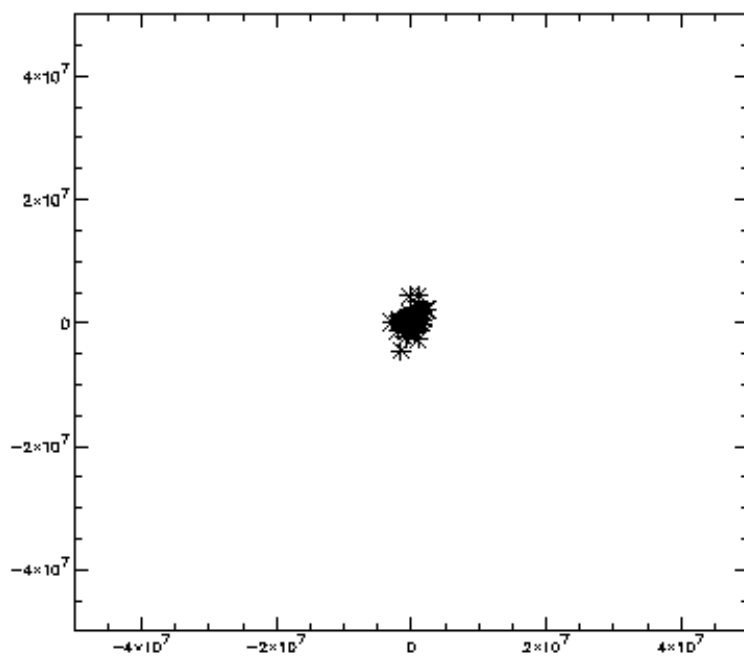


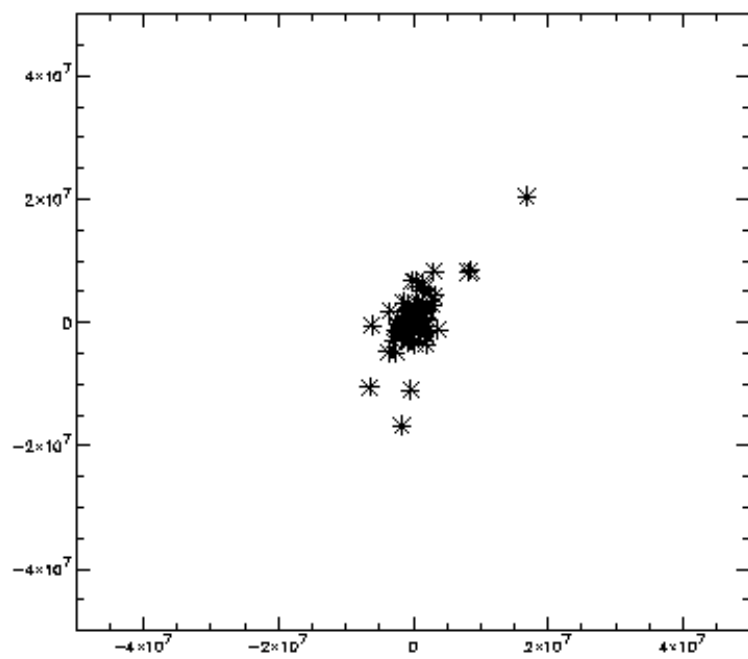
图 3.12 由 70 组在线心和线翼(偏离线心 -0.15\AA)处观测的矢量磁图在不同的倾角 γ 范围内的平均水平电流螺度值比较。横坐标为在线心处的电流螺度值, 纵坐标为在线翼处的电流螺度值。(a) $0^\circ \leq \gamma < 15^\circ$ 。(b) $15^\circ \leq \gamma < 30^\circ$ 。(c) $30^\circ \leq \gamma < 45^\circ$ 。(d) $45^\circ \leq \gamma < 60^\circ$ 。(e) $60^\circ \leq \gamma < 75^\circ$ 。(f) $75^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$ 。



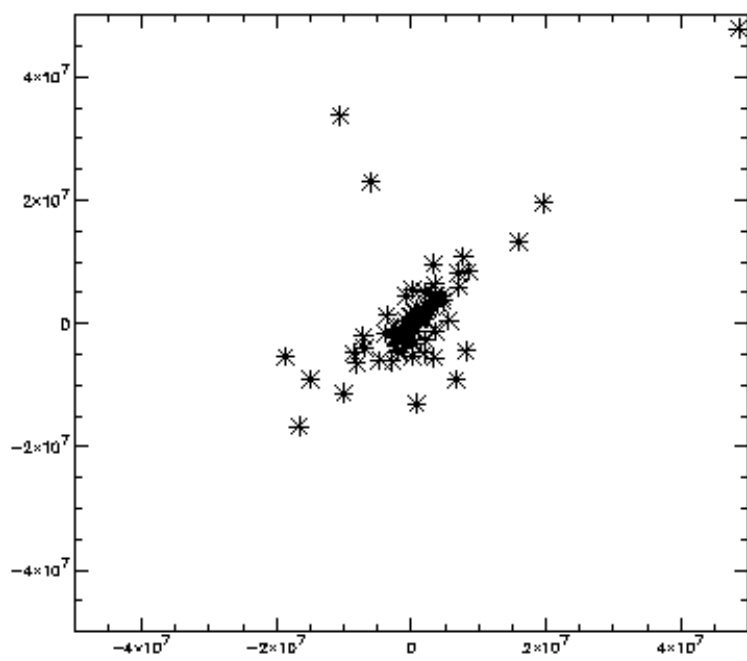
(a)



(b)



(c)



(d)

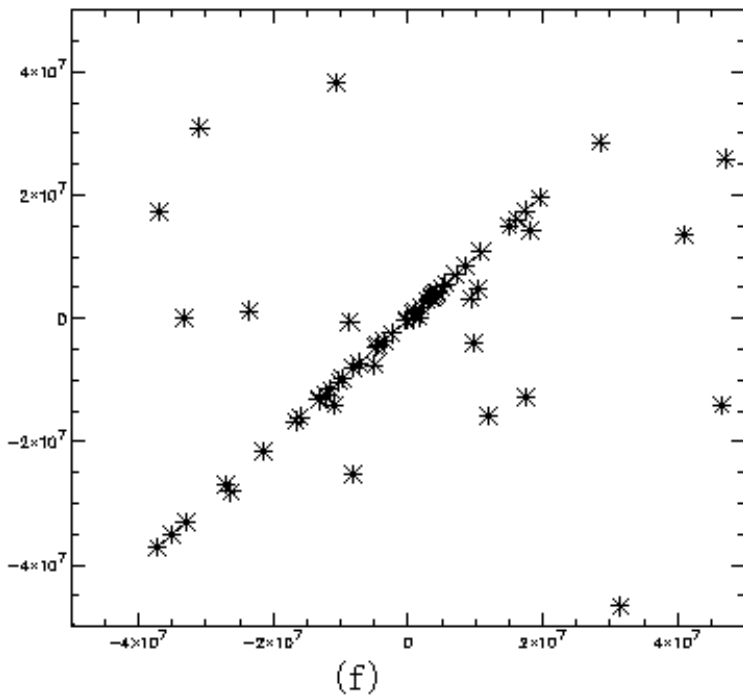
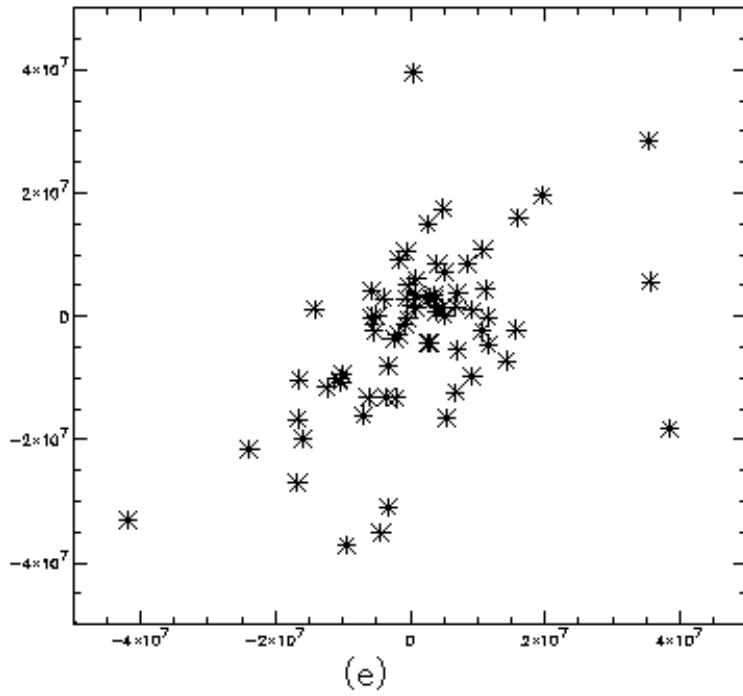


图 3.13 由 70 组在线心和线翼 (偏离线心 -0.15\AA) 处观测的矢量磁图在不同的倾角 γ 范围内的平均水平电流螺度值比较。横坐标为在线心处的电流螺度值, 纵坐标为在线翼处的电流螺度值。(a) 0°

$\leq \gamma < 15^\circ$ 。(b) $15^\circ \leq \gamma < 30^\circ$ 。(c) $30^\circ \leq \gamma < 45^\circ$ 。(d) $45^\circ \leq \gamma < 60^\circ$ 。(e) $60^\circ \leq \gamma < 75^\circ$ 。(f) $75^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$ 。图(a-f)都采用了一致的坐标范围。

由图 3.13 我们可以明显看出，在倾角 γ 小于 30° 的范围内，用在线心的观测数据计算的平均电流螺度值与用在线翼处观测数据计算的平均电流螺度值有比较好的相关性，说明在倾角 γ 小于 30° 的范围内，法拉第效应对平均电流螺度计算值的影响比较轻微。随着倾角 γ 的增大，法拉第效应对平均电流螺度计算值的影响越来越明显，在从 60° 到 75° 的范围内，法拉第效应对平均电流螺度计算值的影响最为严重。而当倾角 γ 大于 75° 以后，法拉第效应对平均电流螺度计算值的影响又回落到比较轻微的程度。

§ 3.3.4 小结

通过前面的计算和比较，我们得到如下结论：

- (1) 总磁场强度小于 1000 高斯的范围内，法拉第效应对平均电流螺度计算值的影响非常小，随着总磁场强度的增大，法拉第效应的影响越来越明显。
- (2) 在倾角 γ 小于 30° 和大于 75° 的两个范围内，法拉第效应对平均电流螺度计算值的影响非常轻微，而在 30° 到 75° 的范围内，法拉第效应的影响随倾角的增加而变得越来越强。

第四章 太阳活动不对称性研究

§ 4.1 太阳活动的不对称性

§ 4.1.1 太阳活动的南北半球不对称性

人们很早就已知道太阳活动在南北半球上的分布是有差异的^[135]。1955年，Neuton 和 Milson 利用早期的黑子观测资料（黑子相对数和黑子面积数）计算南北半球上的平均值，发现南北半球分布存在着不对称性^[136]。后来 Bell 用第 8 到 18 太阳活动周的黑子观测资料，发现在 8—9 周和 14—18 周，太阳活动在北半球占优势，在 10—13 周，太阳活动在南半球占优势，太阳活动不对称分布长期存在^[137]。Waldmeier 调查了 1874—1954 年黑子面积的不对称和 1955—1969 年黑子数、光斑、白光日冕和单色日冕及日珥面积的不对称性，发现南北半球太阳活动不对称的确存在^[138]。Carbibell 等人用现代定量技术分析了 1874—1989 年期间黑子面积的统计资料，也证实南北半球太阳活动不对称确实存在^[139]。

1968 年 Reid 利用 1958—1965 年的耀斑统计资料发现对耀斑爆发也存在南北半球不对称，耀斑爆发在第 19 太阳周内北半球占优势^[140]。Roy 考察了 1955—1974 年期间的大耀斑，1859—1974 年期间的白光耀斑，1962—1974 年期间的黑子磁位形及大黑子的发生数，发现在上述考察期内，所有被考察的太阳活动现象都在北半球占优势^[141]。Wilson 详细地研究了 1975 年耀斑不对称分布的统计意义，发现统计上北半球分布数量多^[142]。Verma^[143]利用第 19 和 20 太阳活动周大耀斑，II 型射电暴，白光耀斑， γ 射线爆，硬 X 射线爆和 CME 事件的统计资料，发现太阳活动从第 19、20 太阳周在北半球占优势过渡到第 21 周的南半球占优势。Garcia 利用第 20 和 21 太阳活动周的 $\text{IMP} \geq \text{M9}$ 的 X 射线耀斑资料，发现太阳活动在第 20 太阳周是北半球占优势，第 21 太阳周南半球占优势^[144]。李可军等人用第 22 太阳周 X 射线耀斑资料，发现其在南半球占优势^[145]。

太阳活动南北半球的不对称性确实是普遍存在的，也反映在其他的多种太阳活动现象，如日冕绿线强度，暗条数目和活动程度，太阳大尺度磁场等。对太阳活动南北半球的不对称性的研究，加深了人们对太阳活动规律的认识，也推动着天体发电理论的发展。

§ 4.1.2 太阳活动的东西半球不对称性

早在 1907 年，Maunder 就提出了黑子面积存在轻微的东西半球不对称性，但他解释为图形表现效应 (Figurative Effect)^[146-147]。1946 年 Minnaert 则解释为：太阳自转引起黑子的垂直轴向向西倾斜平均约 0.5° ，倾斜系统地使黑子表面视面

积减小,但在西半球减小得更多^[148]。Letfus 利用 1935—1958 年的色球耀斑资料研究太阳活动东西半球不对称,结果发现不对称在太阳活动周极小附近至上升段之间达到相当高的正值(东半球数量多为正),在下降段则下降到接近于零的极小值^[149]。他后来又利用 1959—1976 年的色球耀斑资料再次研究太阳活动东西不对称规律,得出结论和上文结论相抵触。因此他得出结论:虽然耀斑发生频率一直存在着正的不对称,但随太阳活动的变化确是无规律的;总的来说,这种不对称研究可能不会给太阳的物理理论带来新的依据^[150]。

Heras 等人研究 1876—1985 年期间耀斑和亚耀斑资料时发现存在着显著的东西半球太阳活动不对称,不对称与太阳活动负相关:在太阳活动极大时,不对称值较小,在太阳活动极小时,不对称值较大^[151]。Atac 利用太阳 21 活动周的耀斑指数研究发现不存在东西半球不对称^[152]。李可军等人利用 22 周 X 射线耀斑资料研究太阳活动不对称性时发现:太阳活动在经度上分布是不均匀的,但不存在东西半球不对称^[145]。

上述研究结果表明,对于是否存在太阳活动的东西半球不对称性,目前还没有定论,即使那些表明存在东西半球不对称性的研究结果中,也有的是东半球活动比较强烈,有的是西半球活动比较强烈。

尽管太阳活动的东西半球不对称性还没有广为认可的结论,但可以肯定的是:太阳活动在经度上的分布是不均匀的^[145, 146, 151]。

§ 4.2 太阳活动的手征性 (chirality)

大尺度的太阳活动现象普遍存在南北半球的不对称性。越来越多的研究表明,这些被观测到的各式各样的大尺度结构在南北半球上的分布还呈现出以某种手性(左手系,或者右手系)为主导的旋转和扭曲。Hale 研究活动区 H α 纤维的漩涡形态的到的以下结论:大约 80% 北半球活动区的 H α 纤维为逆时针旋转,而大多数南半球活动区的 H α 纤维为顺时针旋转^[127]。Richardson^[128] 和丁有济等^[129] 的统计研究表明,在南半球太阳黑子的半影纤维结构顺时针旋转和逆时针旋转的比例约为 3: 1,而在北半球正好相反。Martin 等^[153] 发现,在南半球,大多数 H α 暗条是左手型 (Sinistral) 的,而在北半球,大多数 H α 暗条是右手型 (Dextral) 的。Martin 和 Mcallister^[154] 研究 Yohkoh 卫星观测的 X 射线日冕拱的扭转时发现,在南半球大多数是向右扭转的,在北半球大多数是向左扭转的。研究还表明,南半球中 S 形状的 X 射线日冕环数目远远大于反 S 形状的数目,而在北半球恰好相反^[155]。

上述形态和现象在南北半球上所表现出的反对称性实际上是太阳大气中不同磁结构的位形具有南北反对称性的体现。这已被大量统计工作所证实，如 Pevtsov 等研究了 69 个活动区的光球磁场无力因子 α ，发现在北半球 76% 的 α 是负值，而在南半球 69% 的 α 是正值^[122]。对上述研究扩展到 203 个活动区也揭示了相同的规律，在北半球 62% 的 α 是负值，而在南半球 66% 的 α 是正值^[125]。包曙东等计算了 422 个活动区的光球磁场平均电流螺度，发现在北半球有 84% 的活动区的螺度是负的，南半球 79% 是正的^[124]。

§ 4.3 太阳 23 周活动上升期磁场剪切角的统计分布

以前人们常注重于研究单个或几个太阳活动事例过程中磁场中性线附近剪切角的变化。汪璟琇在研究磁场剪切的发展及形成的模式和原因时指出，单个活动区的磁场剪切角分布也有一定的正的或负的符号趋势（观测磁场逆时针或顺时针偏离势场）^[97]。我们将从统计的角度出发，研究和探讨磁场剪切角是否也象磁场无力因子和电流螺度那样存在南北半球符号的反对称性。因为无论是黑子数目、耀斑爆发等太阳活动的南北半球的不对称性，还是黑子纤维结构、X 射线环等太阳结构的南北半球的手征性（或反对称性），都是太阳内部和太阳大气中磁场结构和位形的形成和演化规律的一种外在的、统计意义上的表现。我们试图从光球层矢量磁场的剪切的角度出发，进一步研究和探讨太阳活动的不对称性和手征性在第 23 活动周的表现，深化对本太阳活动周规律的认识和理解。

§ 4.3.1 观测资料

我们所用数据是国家天文台怀柔太阳观测站在太阳 23 周活动上升期（1996—2000 年）观测数据中 274 个活动区的共 759 幅矢量磁图，涵盖了这期间怀柔太阳观测站有较好观测资料的所有活动区，并且 90% 以上的活动区选取的是该活动区过日面中心前后一天内观测到的矢量磁图。

§ 4.3.2 磁场剪切角的计算

在计算磁场剪切角时，我们采用下面所定义的平均剪切角：

$$\Delta\phi = \left(\sum_{i=1}^n (\phi_{oi} - \phi_{pi}) \right) / n \quad (4.1)$$

其中 ϕ_{oi} 为观测磁场的第 i 个像素点处横场的方位角， ϕ_{pi} 为由观测纵向磁场为边界得到的势场的第 i 个像素点处横场的方位角。 n 为每幅矢量磁图中要计算的所有像素点。

在计算过程中，对于每幅矢量磁图，我们均采用势场的方法来确定横场的方向，由于所观测的活动区多数位于日面中心，再考虑到投影效应的改正会增加噪声的影响，我们没有做投影效应的改正。我们对剪切角的方向做了以下的规定：沿着视线方向，观测磁场逆时针偏离势场的剪切角为正，反之为负。并且对每幅矢量磁图，不在中性线附近的区域，只计算纵向磁场绝对值大于 20 高斯且横向磁场大于 160 高斯的像素点；在中性线附近的区域，则凡是横向磁场大于 500 高斯的像素点都选取。

采用上述定义和计算方法，我们计算了所选取的每幅矢量磁图的平均磁场剪切角，并分别做了南半球、北半球和所有活动区的磁场剪切角的统计分布直方图，如图 4.1 所示。

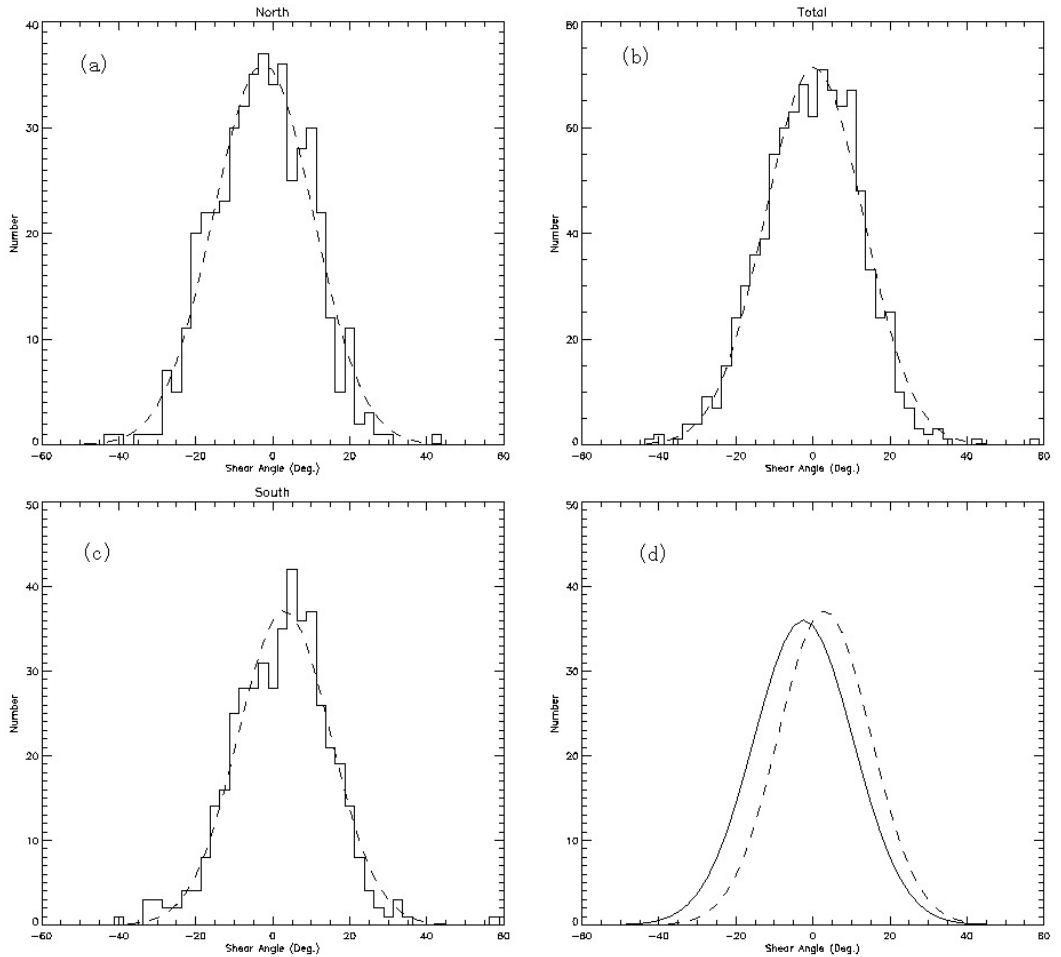


图 4.1 1996—2000 年太阳活动区光球磁场平均剪切角统计分布直方图，横坐标为磁剪切角的大小，纵坐标为相对应的活动区的数目。实线分别是在北半球 (a)、整个光球 (b) 和南半球 (c) 的活动区的磁场剪切角统计分布直方图，虚线是对应的高斯拟合。(d) 实线和虚线分别是北半球和南半球磁场剪切角统计分布的高斯拟合。

§ 4.3.3 结果和讨论

由图 4.1 可以看到，磁场剪切角在南、北半球和所有活动区的统计分布都近似为正态高斯分布，可用高斯曲线的得到很好的拟合。与南半球，北半球和所有活动区的统计分布相对应的高斯曲线线心分别为 3.5° ， -3.0° 和 0.25° 。与南半球，北半球和所有活动区的统计分布相对应的高斯曲线半宽分别为 11.98° ， 12.93° 和 12.75° 。

由图 4.1 (d) 可以明显地看出磁场剪切角的南北半球符号倾向。在南半球大约有 53% 的活动区的磁场剪切角是正的, 北半球约 62% 是负的。为了确定这种分布是否具有统计意义, 下面我们计算了这种分布的概率。

对于两类事件, 有 k 个事件在一类, 有 $(n-k)$ 个事件在另一类的分布概率 $P(k)$ 为:

$$P(k) = \binom{n}{k} P^k (1-P)^{n-k} \quad (4.2)$$

获得不少于 d 个事件的概率 $P(\geq d)$ 为

$$P(\geq d) = \sum_{k=d}^n P(k) \quad (4.3)$$

一般认为, $P(\geq d) \leq 10\%$ 是具有统计意义^[156]。对于北半球, 有 248 幅磁图剪切角符号为正, $P(\geq 248) \approx 9 \times 10^{-7}$, 具有明显的统计意义。对于南半球, 有 191 幅磁图剪切角符号为负, $P(\geq 191) \approx 9 \times 10^{-2}$, 也是具有统计意义的。因此可以认为, 磁场剪切角的南北半球符号倾向这种分布并不是随机起伏, 而是具有统计意义的, 在北半球负的剪切角占优势, 南半球正的剪切角占优势。

在磁场剪切角的计算过程中, 我们发现, 对于同一幅磁图, 不同像素点的剪切角的离散特别大, 例如对其中有一幅磁图, 平均剪切角为 2.5° , 但它的均方差达到 30° 。我们认为这仅仅是表示一个活动区的不同像素点剪切角对平均剪切角的平均偏离程度, 不代表计算误差。对于噪声和观测误差对计算结果的影响, 我们认为:

(1) 剪切角主要和横场方位角的测量有关, 由于我们选取是横场强度大于噪声的像素点, 并且噪声的分布应该是随机的, 因此, 对我们的统计结果影响很小。

(2) 采用势场的方法确定横场的方向, 虽然会有个别地方横场方向的确定会偏离其真实方向, 但从统计上讲, 这种偏离是不影响剪切角的计算的。

(3) 法拉第效应的影响。由于法拉第效应引起的旋转对不同极性的磁场是相反的, 对于我们选取的偶极和多极的活动区, 其影响基本上是可以忽略的。对于单极黑子组成的活动区, 由于法拉第效应在磁场最强的黑子中心附近影响最大, 在中性线附近, 影响较小, 而磁场剪切角一般在黑子中心较小, 在磁场中性线附近较大, 对平均剪切角的贡献主要来源于中性线附近的点。因此, 定性的讲, 法拉第效应的影响不会改变我们最终的统计结果。法拉第效应对于活动区剪切角计算的影响的定量分析, 我们将在未来的工作中予以详细讨论。

对太阳活动南北半球的不对称性和手征性, 目前还缺乏统一的物理解释。Carbone11 等人认为现有的发电机理论及 Morfill 等人的经验再造太阳活动周都

不能解释太阳活动的不对称性特征及演化行为^[139]。Verma 认为产生不对称的原因目前并不清楚，可能与太阳内部的磁结构有关^[157]。Garcia 及李可军等人猜测太阳活动的不对称可能与太阳对流区元胞有关^[144-145]。Leka^[158] 等用光球磁场测量来探究光球层下的结构，得到磁通量在上浮时携带电流的结论，观测到的活动区磁场的手征性应产生于光球层下的磁流管内。Longcope 等^[125, 159] 利用 Spruit 模型方程^[160] 研究了弱缠绕磁流管在柯里奥利力、磁张力、磁浮力的作用下，磁流管在上升过程中所产生的扭转、管内磁力线的初始缠绕、最后的缠绕之间的关系，由此来探讨太阳活动现象和一些特征量（无力因子 α 和电流螺度）手征性产生的物理机制，认为除了发电机产生的初始缠绕外，磁力线的缠绕还另外有三种可能来源：大尺度柯里奥利力的作用、小尺度湍动对流的作用和较差自转的作用。但不能判断具体那一种起着决定性作用，对观测结果也不能得到很好的解释。

我们的计算结果表明，在太阳 23 周峰年上升段，太阳活动区光球磁场的剪切的统计分布为高斯分布，也具有南北半球符号的反对称性（手征性），在南半球大约有 53% 的活动区的磁场剪切角是正的，北半球约 62% 是负的。这种特征性是否在整个 23 太阳活动周都存在，是否随太阳活动周变化，以及较好的物理起源解释，还需要我们在以后的工作中进一步的分析和探讨。

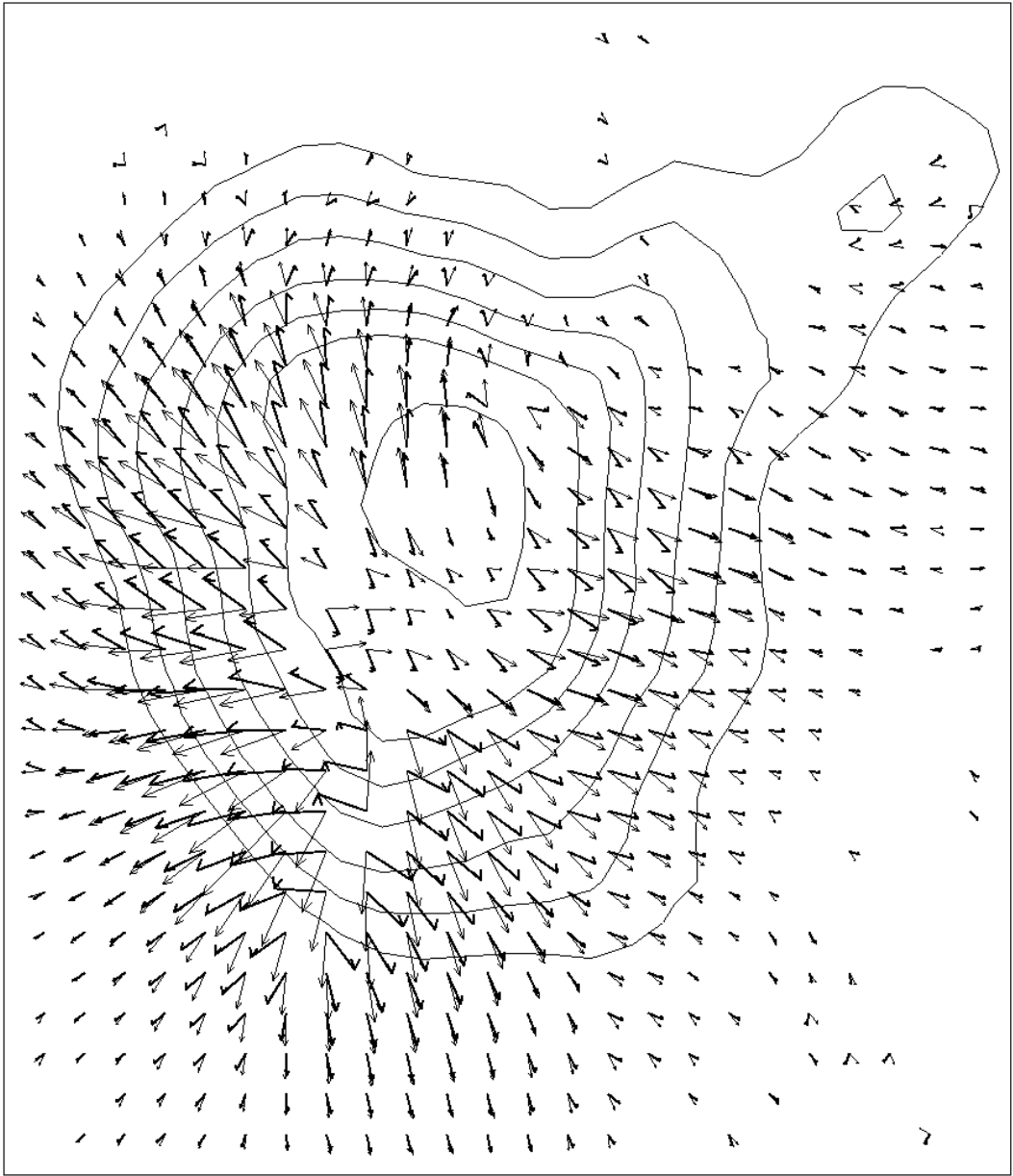


图 2.11 (a) 在线心观测的横场分量(带箭头的细线段)和在线翼(偏离线心 -0.15\AA)观测的横场分量(带箭头的粗线段)的比较。其中等高图的实线代表正的纵向磁场分量, 梯度为: 80, 160, 320, 640, 960, 1280, 1920G。视场大小为: $48'' \times 56''$ 。

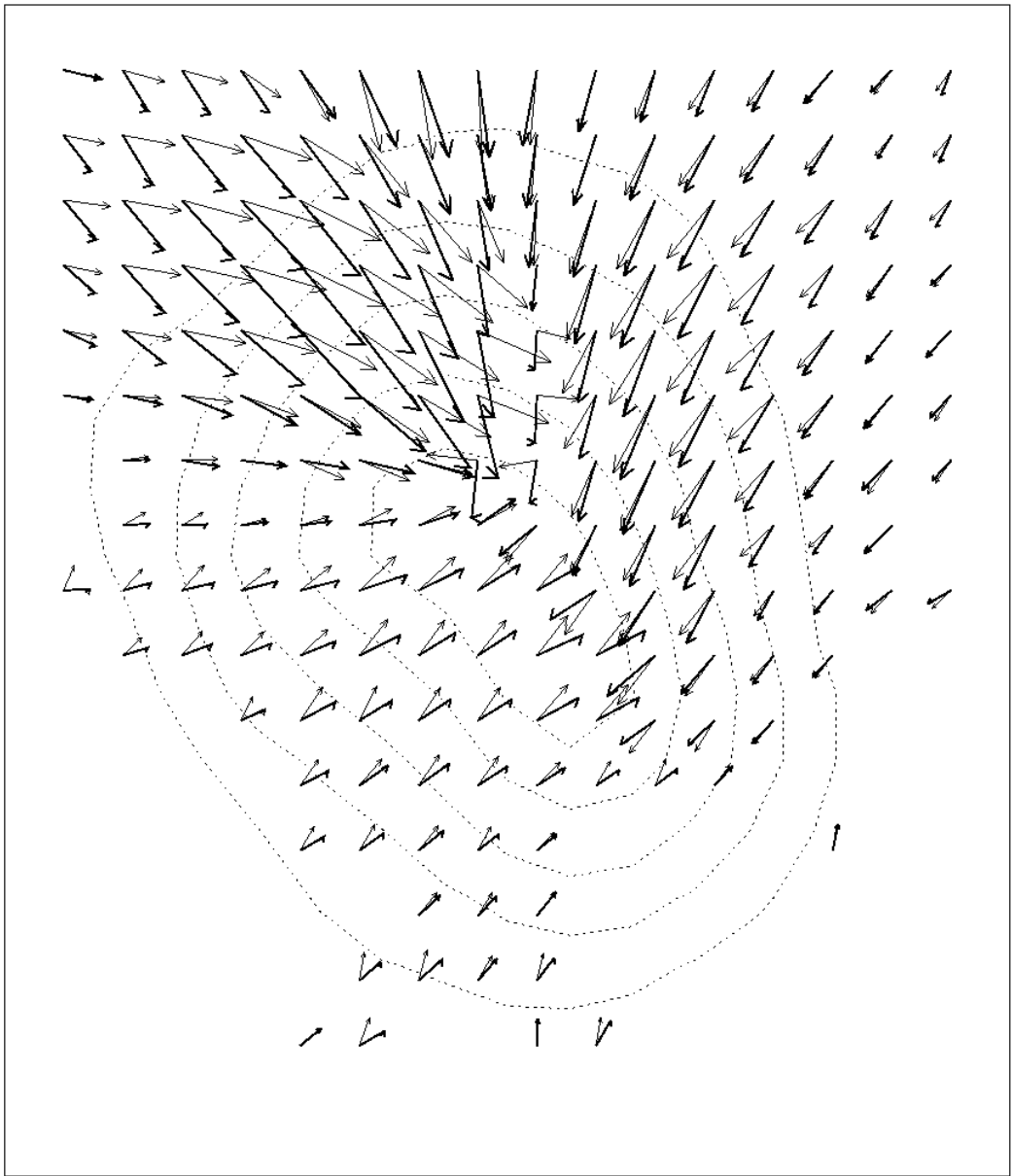


图 2.11 (b) 在线心观测的横场分量(带箭头的细线段)和在线翼(偏离线心 -0.15λ)观测的横场分量(带箭头的粗线段)的比较。其中等高图的虚线代表负的纵向磁场分量, 梯度为: $-80, -160, -320, -640, -960\text{G}$ 。视场大小为: $32'' \times 34''$ 。

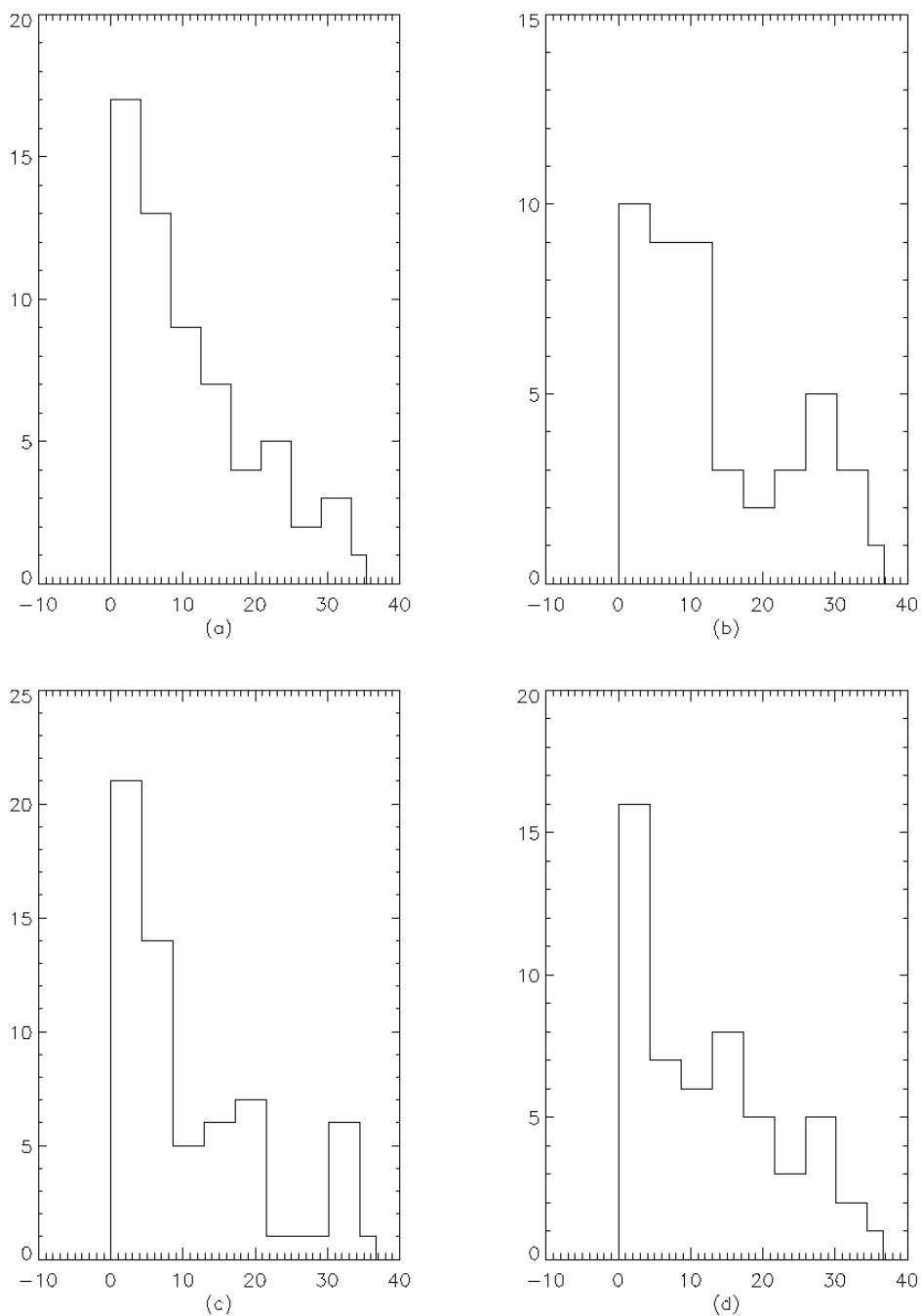


图 2.12 70 组矢量磁图横场方位角偏离值的统计分布直方图.横坐标为对横场方位角偏离值, 单位为度; 纵坐标为相对应的矢量磁图组的数目。(a)纵向磁场大于(等于)20 高斯, 总磁场小于 1000 高

斯(b) 纵向磁场大于(等于)20 高斯, 总磁场大于(等于)1000 高斯(c) 纵向磁场小于(等于)-20 高斯, 总磁场小于 1000 高斯(d) 纵向磁场小于-20 高斯, 总磁场大于(等于)1000 高斯。

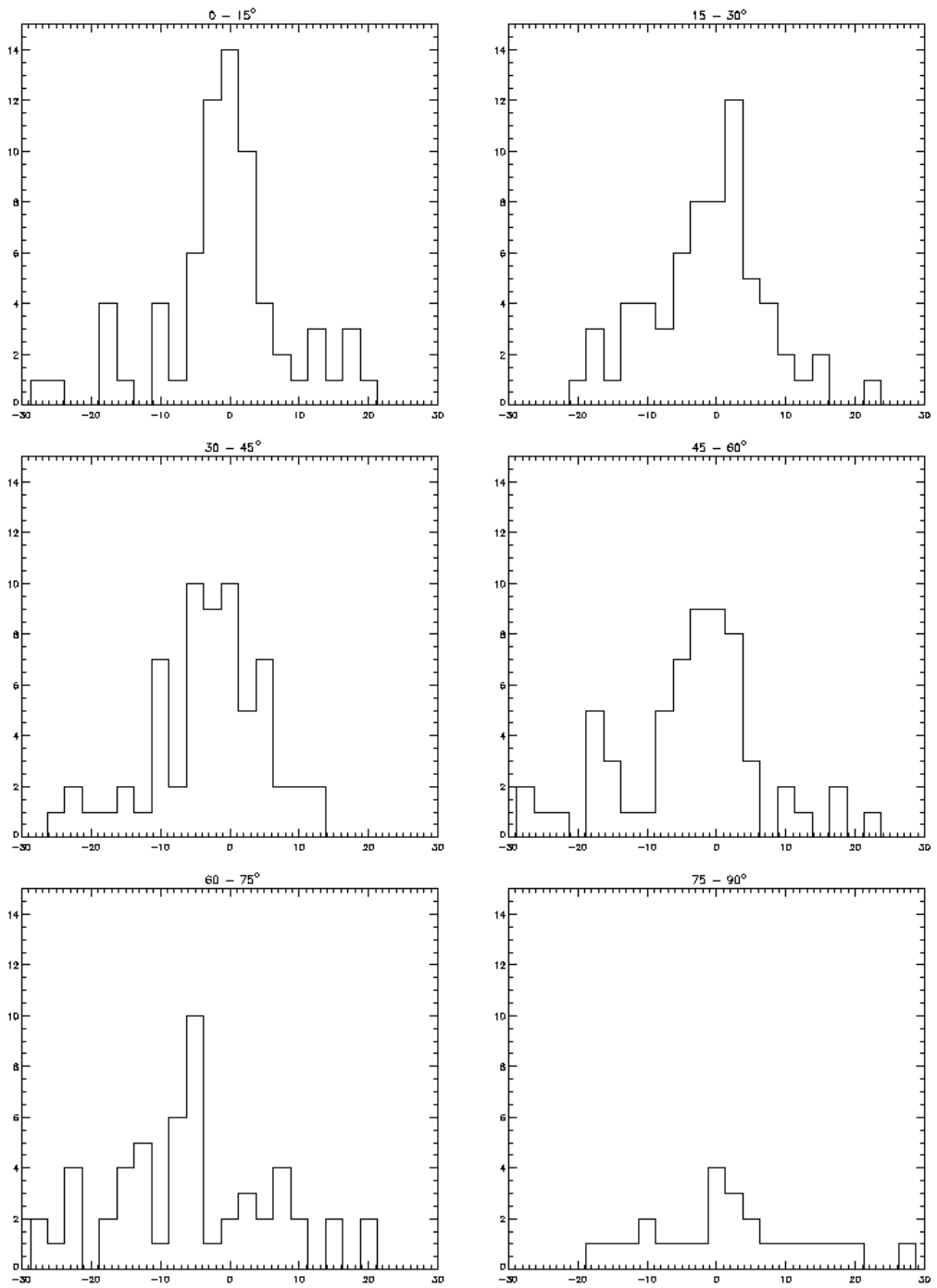


图 2.13 70 组矢量磁图横场方位角偏离值在不同的倾角范围内的统计分布直方图。
横坐标为对横场方位角偏离值，单位为度；纵坐标为相对应的矢量磁图组的数目。

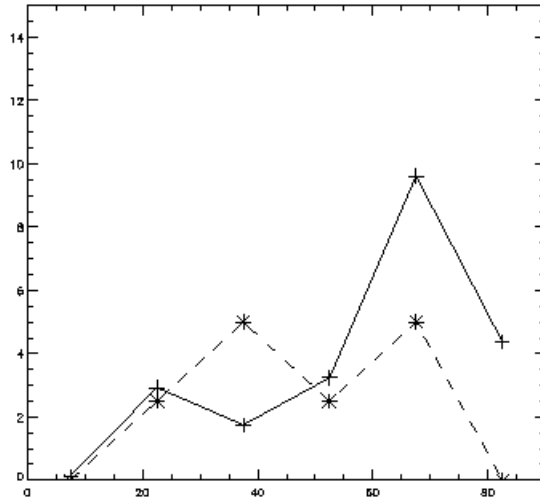


图 2.14 横场方位角偏离值 $\overline{|\Delta\chi|}$ 的平均值(实线)和峰值(虚线)随倾角的变化。二者都是取绝对值。横坐标为倾角, 单位: 度。纵坐标为横场方位角偏离值 $\Delta\chi$, 单位: 度。

参考文献

- [1] 林元章, 太阳物理导论, 北京: 科学出版社, 2000
- [2] Kiepenheuer K.O., 1953, *The Sun*, edited by Kuiper G. , Unive. of Chicago Press, P.322
- [3] Hale, G. E., 1908, *PASP*, **20**, 220
- [4] Hale, G. E., 1908, *ApJ*, **28**, 100, 315
- [5] Babcock, H. W., 1958, *ApJS*, **3**, 141
- [6] Babcock, H. W., Babcock, H. D., 1955, *ApJ*, **121**, 349
- [7] Schrijver, C. J., Title, A. M., Van Ballegooijen, *et al.*, 1997, *ApJ*, **487**, 424
- [8] Schrijver, C. J., Title, A. M., 1999, *Solar Phys.*, **188**, 331
- [9] Uralov, A. M., Nakajima, H., Zandanov, *et al.*, 2000, *Solar Phys.*, **197**, 275
- [10] Demoulin, P., Henoux, J. C., Mandrini, C. H., *et al.*, 1997, *Solar Phys.*, **174**, 73
- [11] McClymont, A. N., Jiao, L., Mikic, Z., 1997, *Solar Phys.*, **174**, 191
- [12] Wu, S. T., Sun, M. T., Chang, H. M., *et al.*, 1990, *ApJ*, **362**, 698
- [13] Sakurai, T., 1981, *Solar Phys.*, **69**, 343
- [14] Amari, T., Aly, J. J., Luciani, J. J., *et al.*, 1997, *Solar Phys.*, **174**, 129
- [15] Mikic, Z., McClymont, A. N., 1994, *ASP Conf. Seris.*, **68**, 225
- [16] Roumeliotis, G., 1996, *ApJ*, **473**, 1095
- [17] Yan, Y. H., Sakurai, T., 1997, *Solar Phys.*, **174**, 65
- [18] Brebbia, C. A., Telles, J. C. F., Wrobel, L. C., 1984, In: *Boundary Element Techniques*, Berlin: Springer-Verlag
- [19] Yan, Y. H., Yu, Q., Shi, H., 1993, In: Kane, J. H.*et al.*,eds. *Advances in Boundary Element Techniques*, Berlin: Springer-Verlag, P. 447
- [20] Beckers, J. M., and Schroter, E. H., 1968, *Solar Phys.*, **4**, 303
- [21] Livingston, W. C., Harvey, J., 1969, *Solar Phys.*, **10**, 294
- [22] Stenflo, J. O., 1973, *Solar Phys.*, **32**, 41
- [23] Chapman, G., 1973, *ApJ*, **191**, 255
- [24] Berger, T. E., Title, A. M., 1996, *ApJ*, **463**, 365
- [25] Miesch, M. S., Elliott, J. R., Toomre, J., *et al.*, 2000, *ApJ*, **532**, 593
- [26] Durney, B. R., 2000, *ApJ*, **528**, 486
- [27] Parker, E. N., 1994, *Spontaneous Current Sheets in Magnetic Fields*, New York: Oxford Univ. Press
- [28] Chotoo, K., Schwardron, N. A., Mason, G. M., *et al.*, 2000, *JGR*, **105**, 23107
- [29] Garcia-Munoz, M., Mason, G. M., Simpson, J. A., 1973, *ApJ*, **182**, L81
- [30] Parker, E. N., 1998, *Adv. Space Res.*, **21**, 267
- [31] Parker, E. N., 2000, *Phys. Today*, [June], 26
- [32] Beer, J. et al., 1990, *Nature*, **347**, 164
- [33] Zhang, Q., Soon, W. H., Baliunas, S. L., *et al.*, 1994, *ApJ*, **427**, L111
- [34] Unno, W., *PASJ*, 1956, 8, 108
- [35] Rachkovsky, D. N., 1962, *Izv. Krymsk. Astrofiz. Obs.*, 27, 148

- [36] Jefferies, J., Lites, B. W. and Skumanich, A., 1989, ApJ, 343, 920
- [37] Landi, D. E., 1982, Solar Phys., 79, 291
- [38] 艾国祥, 胡岳凤, 1986, 天文学报, 27, 173
- [39] Sakurai, T, Ichimoto, K., Nishino, Y., *et al.*, 1995, PASJ, 47, 81
- [40] Mosher, J., 1976, BBSO preprint
- [41] Zirin, H., 1985, Australian J. Phys., 38, 961
- [42] Hagyard, M. J., Cumings, N. P., West, E. A., *et al.*, 1982, Solar Phys., 80, 33
- [43] Mickey, D., 1985, Solar Phys., 97, 223
- [44] Grigoryev, V. M., Osak, B. F., Kobanov, N. I., *et al.*, 1981, Issled. Geoman. Aeron. Fiz., Soluta, 56, 129
- [45] Sakurai, T., and Hiei, E., 1996, Adv. Space Res., 17, 91
- [46] 艾国祥, 李威, 张洪起, 1982, 天文学报, **23**, 39
- [47] 王同江, 艾国祥, 邓元勇, 1996, 北京天文台台刊, **28**, 31
- [48] Skumanich, A., and Lites, B., 1987, ApJ, 322, 473
- [49] Auer, L. H., Heasley, J. N., and House, L. L., 1877, Solar Phys., 55, 47
- [50] Havey, J.W., 1969, Ph. D. Thesis, Colorado University
- [51] Aly, J. J., 1989, Solar Phys., 120, 19
- [52] Gary, G. A. and Hagyard M. J., 1990, Solar Phys., 126, 21
- [53] Wang, H., 1993, ASP Conf. Series, 46, 323
- [54] Sakurai, T., Makita, M., and Shibasaki, K., 1985, In: Schmidt, H. U.(Ed.) Theoretical Problems in High Resolution Solar Phys., MPA 212, P.313
- [55] Krall, K. R., Smith, J. B., Hagyard, M. J., *et al.*, 1982, Solar Phys., 79, 59
- [56] 吴林襄, 艾国祥, 1990, 天体物理学报, 10, 371
- [57] Wu, L. X., 1993, in Zirin, H., Ai, G. X., Wang, H. M., eds., The Magnetic and Velocity Fields of Solar Active Regions, ASP Conf. Series, 46, San Fransisco, 439
- [58] 王华宁, 1991, 硕士论文, 确定太阳横向磁场方位角的综合方法, 中国科学院北京天文台
- [59] Gary, G. A., Moore, R. L., Hagyard, M. J., *et al.*, 1987, ApJ, 314, 782
- [60] Wang, J., 1999, Fundamentals of Cosmic Phys., 20, 251
- [61] Wang, H. N., Lin, Y. Z., 1993, Chinese Aston. Astophys., 17, 423
- [62] Wang, H. N., Lin, Y. Z., in Zirin, H., Ai, G. X., Wang, H. M., eds., The Magnetic and Velocity Fields of Solar Active Regions, ASP Conf. Series, 46, San Fransisco, 461
- [63] Canfield, R. C., Beaujardiere, J.-F. De La, Fan, Y., *et al.*, 1987, ApJ, 314, 782
- [64] 汪璟琇, 1994, 天体物理学报, 14, 166
- [65] Wittmann, A., 1971, Solar Phys., 20, 365
- [66] Landolfi, M. and Landi, D. E., 1987, Solar Phys., 78, 355
- [67] Hagyard, M. J., 1987, Solar Phys., 107, 239
- [68] Wilkinson, L. K., Emslie, A. G., and Gary, G. A., 1989, Solar Phys., 119, 77
- [69] Venkatakrisnan, P., Hagyard, M. J., and Hathaway, D. H., 1988, Solar Phys., 115, 125

- [70] Venkatakrisnan, P., Hagyard, M. J., and Hathaway, D. H., 1989, *Solar Phys.*, 122, 215
- [71] Li, H., 2002, *CJAA*, 2, 174
- [72] Keller, C. U., Deubner, F.-L., Egger, U., *et al.*, 1994, *Astron. Astrophys.*, 286, 626
- [73] Lin, H., 1995, *ApJ*, 446, 421
- [74] Wang, J., Wang, H., Tang, F., Lee, *et al.*, 1995, *Solar Phys.*, 160, 277
- [75] Stenflo, J. O., 1993, *ASP Conf. Series*, 46, 205
- [76] Zirin, H., 1993, *Asp Conf. Series*, 46, 215
- [77] Solanki, S. K., 1993, *Space Sci. Rev.*, 61, 1
- [78] Solanki, S. K., 1995, In: Kuhn, J. R. and Penn, M. J. (Eds.) *Infrared Tools for Solar AstroPhys.: What's Next?*, World Scientific, Singapor, P. 341
- [79] Solanki, S. K., 1996, In: Strassmeier, K. G. and Linsky, J. L. (Eds.) *Solar and Stellar Surface Structure*, IAU, Netherlands, P. 201
- [80] Hagyard, M. J. , and Kineke, J. I., 1995, *Solar Phys.*, 158, 11
- [81] Hagyard, M. J., Adams, M. L. , Smith, J. E.,*et al.*, 2000, *Solar Phys.*, 191, 309
- [82] Baur, T. G., House, L. L., and Howard, K. H., 1980, *Solar Phys.*, 65, 111
- [83] Walker, C. A. H., Johnson, R., Richardson, D., *et al.*, 1990, *PASP*, 102, 1418
- [84] Chae, J., Yun, H., Sakurai, T. *et al.*, 1998, *Solar Phys.*, 183, 229
- [85] Chae, J., Yun, H., Sakurai, T. *et al.*, 1998, *Solar Phys.*, 183, 245
- [86] Barducci, A., Cavallini, F., Ceppatelli, G., *et al.*, 1994, *Astron. Astrophys.*, 281, 955
- [87] 刘学福, 观测天体物理学, 北京: 北京师范大学出版社, 1996
- [88] 艾国祥, 李威, 张洪起, 1996, 北京天文台台刊, **8**, 11
- [89] Wang, H., Varsik, J., Zirin, H., *et al.*, 1992, *Solar Phys.*, 142, 11
- [90] Bao, S., Pevtsov, A., Wang, T.,*et al.*, 2000, *Solar Phys.*, 195, 75
- [91] Zhang, H., 2000, *Solar Phys.*, 197, 235
- [92] Zirin, H., and Tanaka, K., *Solar Phys.*, 1973, 32:173
- [93] Hagyard, M. J., Smith, J. B., Teuber, D., *et al.*, 1984, *Solar Phys.* 91, 115
- [94] Hagyard, M. J., 1990, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 61, 2, 337
- [95] Wang, H., 1992, *Solar Phys.* 140, 85
- [96] Wang, H., Ewell, M.W., Zirin, H., *et al.*, 1994, *ApJ*, 424, 436
- [97] Wang, J., 1994, *Solar Phys.* 155, 285
- [98] Wang, J., Shi, Z., Wang, H., *et al.*, 1996, *ApJ*, 456, 861
- [99] Chen, J., Wang, H., Zirin, H.,*et al.*, 1994, *Solar Phys.* 154, 261
- [100] Zhang, H., Ai, G., Yan, X., *et al.*, 1994, *ApJ*, 423, 828
- [101] Zhang, H. 1995, *Astron. Astrophys.*, 297, 869
- [102] Lu, Y., Wang, J., and Wang, H., 1993, *Solar Phys.*, 148, 119
- [103] Gary, G. A., 1997, *Solar Phys.*, 174, 191
- [104] Moreten, G. E., Severny, A. B., 1968, *Solar Phys.*, **3**, 282
- [105] Severny, A. B., Bumba, V., 1958, *Observatory*, **78**, 33
- [106] Lin, Y. Z., Gaizauskas, V., 1987, *Solar Phys.*, **109**, 81
- [107] Romanov, V. A., Tsap, T. T., 1990, *Soviet Astron.*, **34**, 656

- [108] Canfield, R. C., de La Beaujardiere, J.-F., Fan, Y., *et al.*, 1993, ApJ, **411**, 362
- [109] Van Driel-Gesztelyi, L. , Hofman, A., Demoulin, P., *et al.*, 1994, Solar Phys., **149**, 309
- [110] Wang, T. J., Xu, A. A., Zhang, H. Q., 1994, Solar Phys., **155**, 99
- [111] Zhang, H. Q., 1995, Astron. Astrophys. , **304**, 541
- [112] Zhang, H. Q., 1996, ApJ, **471**, 1049
- [113] Wang, H. M., Tang, F., Zirin, H., *et al.*, 1996, Solar Phys., **165**, 223
- [114] Wang, J. X., Shi, Z. X., Wang, H. N., *et al.*, 1996, ApJ, **465**, 861
- [115] Li, W., Chik-Yin, Lee., Chae, J., *et al.*, 1999, In: Ninth European Meeting on Solar Physics, edited by Wilson, A., Horence, Italy, P. 169
- [116] Berger, M. A. ,and Field, C. B., 1984, J. Fluid Mech., 147, 133
- [117] Woltjer, J., 1958, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 44, 489
- [118] Ji, H., Prager, S. C., and Sarff, J. S., 1995, Phys. Rev. Lett., 74, 2945
- [119] Taylor, J. B., 1974, Phys. Rev. Lett., 33, 1139
- [120] Taylor, J. B., 1986, Rev. Mod. Phys., 58, 741
- [121] Seehafer, N., 1990, Solar Phys., 125, 219
- [122] Pevtsov, A. A., Canfield, R. C., Metcalf, T. R., 1995, ApJ, 440, L109
- [123] Abramemko, V. I., Wang, T., Yurchishin, V. B., 1996, Solar Phys., 168, 75
- [124] Bao, S., and Zhang, H., 1998, ApJ, 496, L43
- [125] Longcope, D.W., Fisher, G. H., and Pevtsov, A. A., ApJ, 1998, 507,417
- [126] Hale, G. E., 1927, Nature, 119, 708
- [127] Richardson, R. S., Astrophys. J., 1941, 93,24
- [128] Ding, Y. J., Hong, Q. F., and Wang, H. Z., Solar Phys., 1987, 107, 22
- [129] Pevtsov, A. A., Canfield, R. C., Zirin, H., 1996, ApJ, 473, 533
- [130] 包曙东, 1998, 博士论文, 太阳活动区光球电流螺度的观测研究, 北京师范大学研究生院
- [131] Devore, C. R., 2000, ApJ, 539, 944
- [132] Demoulin, P., Mandrini, C. H., Driel-Gesztelyi, L., *et al.* , 2002, Astron. Astrophys., 382, 650
- [133] Jongchul, C., 2001, ApJ, 560, L95
- [134] Low, B. C., 1985, in Hagyard ,M. J.,(ed.), ‘Measurement of Solar Vector Magnetic Fields’, NASA CP-2374, P. 49
- [135] Maunder, E.W., 1904, MNRAS, 64, 747
- [136] Neuton, M., 1955, MNRAS, 115,398
- [137] Bell, B., 1961, Astronomical Journal, 66, 38
- [138] Waldmeier, M., 1971, Solar Phys., 20, 332
- [139] Carbonell, M., Oliver, R., Ballester, J. C.,1993, Astron. Astrophys. , 274, 497
- [140] Reid, J. H., 1968, Solar Phys., 5, 207
- [141] Roy, J. R., 1977, Solar Phys., 52, 53
- [142] Wilson, R. M., 1987, NASA Technical Paper 2714
- [143] Verma, V. K., 1987, Solar Phys., 114, 185
- [144] Garcia, H.A., 1990, Solar Phys., 127,185

- [145] Li, K. J., Schmiedel, B., and Li, Q. S., 1998, *Astron. Astrophys. Suppl Ser.*, 131, 99
- [146] Tritakis, V. , Mavromichalaki, H., Petropoulos., B., 1998, *Solar Phys.*, 115,367
- [147] Maunder, A., 1907, *MNRAS.*, 67, 451
- [148] Minnaert, M., 1946, *MNRAS.*, 106, 98
- [149] Letfus, V., 1960, *Bull. Aston. Inst. Czechosl.*, 11, 31
- [150] Letfus, V., Ruzickova, B., 1980, *Bull. Aston. Inst. Czechosl.*, 31, 232
- [151] Heras, A. M., Sanahuja, B., Shea, M. A., *et al.*, 1990, *Solar Phys*, 126, 371
- [152] Atac, T., 1987, *Astophys. Space Sci.*, 135, 201
- [153] Martin, S. F., and LiVi, S. H. B., in *Eruptive Solar Flares*, edited by Z.Svestka, B.V. Jackson and M.E. Machado, Springer-Verlag, Berlin, 1992, P. 33
- [154] Martin, S. F., and Mcallister, A. H., 1995, in *Magnetodynamic Pheomena in the Solar Atmosphere*, IAU Colloq. 153, Makuhari, Japan, P. 497
- [155] Rust, D.M., and Kumar, A., 1996, *ApJ*, 464, L199
- [156] Li, K. J., Yun, H. S., and Gu, X. M., 2001, *ApJ*, 554,115
- [157] Verma,V. K., In: Harvey K.L.(ed.), *The Solar Cycle*, San Francisco: Book Crafters Inc., 1992, P. 429
- [158] Leka, K. D., Canfield, R. C., Mcclymont, A. N., *et al.*, 1996, *ApJ*, 426, 547
- [159] Longcope, D. W., and Klapper, L., 1997, *ApJ*, 488, 443
- [160] Spruit, H. C., 1981, *Astron. Astrophys.*, 98, 155

博士期间发表的论文

- [1] Dun J. P., Zhang H. Q., Zhang B. R. and Li R. F., 2002, Science in China(Series A), in press
- [2] Dun J. P. and Zhang H. Q., 2002, Cospar Colloquium 2001, in press
- [3] Dun J. P. and Zhang H. Q., 2002, Publ. Beijing Astron. Obs., 38, 49
- [4] Pevtsov A. A., Dun J. P. and Zhang, H. Q., 2002, American Astronomical Society Meeting , 200, 304
- [5] 敦金平, 张洪起, 张柏荣, 李如凤, 2001, 中国科学 (A), 31, 8
- [6] Dun J. P. and Zhang H. Q., 2001, Publ. Beijing Astron. Obs., 37, 42
- [7] Gu X. M., Dun, J. P. and Zhong, S. H., 2001, Astron. Astrophys., 380, 704
- [8] Dun J. P., Gu X. M. and Zhong S. H., 2000, Astrophys. and Space Sci., 274, 437
- [9] Dun J. P., Zhang H. Q., Zhang B. R. and Li R. F., 2000, IAU Symposium, 203, 267
- [10] Dun J. P. and Zhang H. Q., 2000, Publ. Beijing Astron. Obs., 35, 65
- [11] Gu X. M., Dun J. P. and Zhong S. H., 1999, Oaaf Conf., 413
- [12] Li R. F., Bi S. L. and Dun J. P., 1999, Oaaf. Conf. , 437

致谢

在此论文即将完成之际,我首先要衷心地感谢我的三位指导教师:张柏荣研究员,李如凤研究员和张洪起研究员。张柏荣研究员以他渊博的知识和生活、工作中积累的丰富经验,在课题研究和生活上给予我许多非常有益的指导和帮助。同样李如凤研究员也以她丰富的学识和经验,给我提出了不少富有建设性的建议。本论文的工作,主要是我在国家天文台怀柔基地完成的,张洪起研究员无论在生活上,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。我为自己能够得到以上三位导师的教诲而感到荣幸,并再次表示深深地感谢。

非常感谢李威研究员、邓元勇研究员、王璟琇研究员、严毅华研究员、王华宁研究员、屈中权研究员、李可军研究员、包曙东副研究员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全体同仁在各方面的关心和帮助。也感谢国家天文台云南太阳光谱组的全体同仁长久以来的关怀和帮助。

感谢原云南天文台人教处的杨正逵、肖贵琪和赵秋老师,原北京天文台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许多的帮助,在此表示作者深深的谢意。

最后我要感谢我的妻子、家人和亲朋好友们对我的所有理解和支持。

