分类号	密级
UDC	编号

中国科学院研究生院 博士学位论文

太阳活动区磁场的螺度传输和动态演化研究

刘继宏

指导教师	张洪起 研究员			
	中国科学院国家天文台			
申请学位级别	博士	学科专业名称_	天体物理	
论文提交日期	2007年6月	论文答辩日期_	2007年6月	
培养单位	中国科学院国家天文台			
学位授予单位	中国科学院研究生院			

答辩委员会主席 王华宁 研究员

Research on helicity and non-potentiality of solar magnetic field of Chinese Academy of Sciences

Ji-Hong Liu

Supervisor:

Prof. Hong-Qi Zhang

National Astronomical Observatories Chinese Academy of Sciences

June, 2007

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

in Astrophysical Science

摘 要

太阳物理研究的最关键的问题就是对太阳磁场的研究。活动区的非势性是太阳磁场研究中一个非常重要的方面。基于良好的空间和地面观测资料,并且受益于LCT方法于太阳磁场观测资料的应用,本文对太阳磁场的内禀特性和活动事件做了详细研究。包括对快速上浮 δ 活动区 NOAA 10488 的磁场、运动和螺度的研究,以及对磁场和速度场的动态演化及其与强耀斑的关系的研究。第一个工作首次比较了电流螺度和磁螺度两个螺度,并且有一个重要发现,即:两个磁流系统的相互作用比单个系统的扭绞传输了更多的螺度到日冕中。第二个工作提出并且首次从观测上计算了一个新的定量描述活动区复杂性和动态演化的物理量 \mathbf{E} ,也就是感应电场。

主要成果详细归纳如下:

1.给出了快速上浮 δ 活动区 NOAA 10488 的磁场、运动和螺度的演化特征。 研究过程中运用了局部相关跟踪(LCT)方法来确定磁力线足点的水平拖动速 度和磁螺度传输率。我们发现活动区的上浮可以分为两个阶段:旋转相和剪切 相。光球足点的扭绞形成在活动区上浮的旋转相,而两个磁流系统之间的强剪 切形成在接下来的剪切相。在主黑子成熟之后,它的扭绞下降,强剪切变得重 要起来并最后成为此活动区的太阳大气中的磁非势性的主要贡献者。所以我们 认为在这个活动区与不同磁流系统的链环相关的相互作用与单个磁流系统的扭 绞相比可能传输更多的磁螺度到上层大气中去并且对非势性的传输和积累的贡 献更大。由水平运动推算出的这个活动区的日冕螺度达到 $-6 \times 10^{43} \, \mathrm{Mx}^2$ 。此值 与以前工作报道的产生伴生 CME 的耀斑的活动区的日冕螺度或者磁云带走的 螺度相当 (Nindos, Zhang & Zhang 2003; Nindos & Andrews 2004)。我们特别 的分析了感应电场的纵向分量 E_z 。它的极值约为 $0.1\sim0.2~V~cm^{-1}$ 。我们发现 E_z 的极大值在旋转相位于扭绞区域, 在剪切相转移到强剪切区域, 这意味着参数 E_z 可能与此活动区太阳大气的非势性有关。然而对于此活动区发生的 M1.6 级 的耀斑,没有发现 $H\alpha$ 耀斑核和 E_z 的明显相关。只是在 $H\alpha$ 单色相上强剪切区 域有个弱的亮带,对应着强的 E_z 值,这值得进一步研究。这一部分还很好的描 述了一个 δ 活动区的形成及其螺度传输。

2.提出了活动区的复杂性及其动态演化的定量描述方法: $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$, 其中 \mathbf{u} 是

磁场力线足点的运动速度,**B** 是磁场通量。由于这个矢积跟电场有相同的量纲,我们定义它为:

$$\mathbf{E} = \mathbf{u} \times \mathbf{B} \,. \tag{1}$$

它描述光球速度场和磁场的动态演化,可以由观测得到。它显示磁力线足点的拖动运动,与光球非势性的变化密切相关。 \mathbf{E} 实际上显示了电流形成的动态过程:磁流管上浮过程中磁力线由于垂直于磁力线方向运动的等离子体的推动作用由直变弯,这个过程中新的电流产生并以静电流的形式积累在扭绞的磁力线之中。正是磁场和速度的相互作用使得它们进一步变化。我们分析了这个参量和四个活动区的十个 \mathbf{X} 级耀斑的关系。发现:耀斑核的初始亮点大致位于磁极性反转线附近 \mathbf{E} 的强度很高的地方; \mathbf{E} 和 \mathbf{E}_n 的平均密度的日平均倾向于在耀斑后下降; \mathbf{E}_t 的平均密度的日平均总是比 \mathbf{E}_n 的高。我们的结果显示了光球的 \mathbf{E} 和日冕中非势性的变化之间良好的对应关系。这意味着磁流浮现和表面运动对日冕自由能的积累和释放一起有贡献。从前述结果和分析得到以下主要结论:(1)一些情况下(例如我们所研究的大部分耀斑) \mathbf{E} 跟非势性从光球到日冕的传播有关。(2) 较大磁结构的运动可能是强耀斑的一个触发机制。(3) 表面运动可能在耀斑的触发中起了更关键的作用,而磁流浮现可能对自由能的积累更为重要。

论文具体安排如下:第一章引言,第二章和第三章详细介绍作者的研究工作。最后在总结所做工作的同时,对今后的工作进行了展望。

关键词: 太阳活动,太阳磁场,耀斑,螺度

Abstract

Magnetic field is the pivotal research topic in the study of solar physics. One of its most important aspects is the non-potentiality of active regions. Based on good space-borne or ground-borne observations, and benefit from the applying of the LCT method in them, we analyzed the characteristics of the magnetic field and their relationship to powerful flares. We have carried out the study on the behavior of magnetic field, horizontal motion and helicity in a fast emerging flux region NOAA 10488 which eventually forms a δ spot. We have also proposed and calculated a new parameter $\bf E$ which dynamically and quantitatively describes the complexity of the active region and have analyzed its relationship with ten X-class flares of four flare prolific ARs.

Our main contributions are as follows:

1. We have studied the evolution of magnetic field, the magnetic helicity inferred from horizontal motion, the vertical component of current helicity, and the vertical component of induction electric field in the photosphere of a fast emerging flux region NOAA 10488. The local correlation tracking technique (LCT) has been applied to measure the horizontal velocities of the magnetic footpoints and the transport rate of magnetic helicity from the photosphere to the corona. We have found that the emerging process of the AR can be separated into two phases: rotation phase and shear phase. The twist of photospheric footpoints forms in the rotation phase of the AR and the strong shear motion (SSM) between two different flux systems does in the subsequent shear phase. The SSM brings more magnetic helicity into the corona than the twist one does. After the maturity of the main bipolar spots, the twist of them decreases and the SSM becomes dominant and finally becomes the main contributor of magnetic non-potentiality in the solar atmosphere in this AR. So we consider that in this AR the interaction which may relates to the linkage of different flux systems brings more helicity into the upper atmosphere and possibly contribute more to the transportation and accumulation of the non-potentiality than the twist

of a single flux system does. The coronal helicity inferred from the horizontal motion in this AR amounts to -6×10^{43} Mx². It is comparable with the coronal helicity of ARs producing flares with CMEs or helicity brought by MCs reported in previous studies (Nindos, Zhang & Zhang 2003; Nindos & Andrews 2004). The vertical component of induction electric field, E_z , has been analyzed particularly. The maxima of E_z of our computation are about $0.1 \sim 0.2$ V cm^{-1} . We have found that the maxima of E_z are located in the twisting areas in the rotation phase, and shift to the 'strong shear areas' in the shear phase, which means that the parameter E_z possibly relates to the non-potentiality in the solar atmosphere in this AR. However, no obvious correlation is found between the kernels of H_α flare and E_z for the M1.6 flare in this AR, excluding a less brighter strip in $H\alpha$ filtergram in the 'strong shear area' correlating with intense E_z which deserving further investigation. This paper also presents a fine depiction on the formation and transportation of helicity in a δ active region.

2. We have proposed a dynamic and quantitative depiction of the complexity of ARs: u cross B, where u is the velocity of the foot-point motion of the magnetic field lines and **B** is the magnetic field. Since this vector product has the unit same as that of the electric field, we define it as $\mathbf{E} = \mathbf{u} \times \mathbf{B}$. E shows the sweeping motions of magnetic foot points and relates closely to the changes in non-potentiality in the photosphere. It exhibits the dynamic process of the buildup of current: the magnetic field lines turn helical from their initial straight state when they are impelled by the plasma moving orthogonal to them during the flux emergence, along with the birth of new current which is accumulated in the twisted magnetic field lines as static current. It is just the interaction between the velocity and the magnetic field that contributes to the changes of themselves. We have analyzed its relationship with ten X-class flares of four flare prolific ARs. It is found that: the initial brightenings of flare kernels are roughly located near the inversion lines where the intensities of E are very high; the daily averages of the mean densities of \mathbf{E} and \mathbf{E}_n are inclined to decrease after flares; the daily averages of the mean densities of \mathbf{E}_t are always higher than those of \mathbf{E}_n . Our results present a good correspondence between \mathbf{E} in the photosphere and the change in non-potentiality in the corona. It implies that flux emergence

ABSTRACT

and surface motion contribute to the accumulation and release of free energy in the corona **together**. From the results and analysis above we get our main conclusions which are: (1) **E** is in some cases related to the transport of non-potentiality from the photosphere to the corona. (2) Motions of relatively large magnetic features is one possible trigger of powerful flares. (3) Surface motions probably play an more important role in flare initiation, while flux emergence is possibly more important in free energy accumulation.

We arrange the thesis as follows: A brief introduction is presented in Chapter 1. Our main work are presented in Chapter 2 and Chapter 3. The summary of our work and prospects are given in the last chapter.

Keywords: solar activity, solar magnetic field, flare, helicity

目 录

摘要		i
Abstra	act	iii
目录		vii
第一章	引言	1
1.1	太阳物理研究概述	1
	1.1.1 太阳物理研究意义	1
	1.1.2 太阳磁场	1
	1.1.3 太阳磁活动现象	2
1.2	磁场非势性和非势参量	7
	1.2.1 无力因子 α	8
	1.2.2 剪切运动和磁场剪切	9
	1.2.3 电流	9
	1.2.4 梯度	10
1.3	螺度	11
	1.3.1 电流螺度	12
	1.3.2 磁螺度	13
1.4	磁螺度的计算方法	15
	1.4.1 局部相关跟踪法 (LCT)	16
	1.4.2 局部相关跟踪与感应方程结合法(ILCT)	18
	1.4.3 最小能量法	19
	1.4.4 较差自转	19
1.5	太阳大气中的电场*	20
	1.5.1 光球的电场和运动感应电场	20

	1.5.2 与光球电流有关的电场	22
	1.5.3 重联电流片里的电场	23
1.6	怀柔太阳磁场测量简介	24
	1.6.1 多通道太阳磁场望远镜	24
	1.6.2 全日面太阳矢量磁场望远镜	26
1.7	怀柔太阳磁场观测研究和进一步发展的设想	27
第二章	一个最终形成 δ 黑子的快速上浮活动区的磁场,水平运动和螺度	31
2.1	引言	31
2.2	数据和方法	33
2.3	磁场,水平运动和螺度	34
	2.3.1 磁场演化	34
	2.3.2 磁螺度传输	37
	2.3.3 电流螺度密度	41
	2.3.4 感应电场	43
	2.3.5 磁螺度预算	45
2.4	讨论	46
2.5	小结	47
第三章	大耀斑和太阳表面磁场的动态演化之间的关系	49
3.1	引言	49
3.2	E 的物理意义	50
3.3	数据和方法	51
3.4	感应电场 E 和耀斑	52
	3.4.1 感应电场 E 的分布	52
	3.4.2 感应电场 E 的演化	61
3.5	讨论	66
3.6	小结	67

目 录		ix
第四章	总结与展望	69
4.1	总结	69
4.2	展望	69
参考文献	就	71
发表文章	章目录	79
致谢		81

1.1 太阳物理研究概述

1.1.1 太阳物理研究意义

太阳是离我们最近的恒星,它上面的任何微小变化都可能对日地空间中的地球环境造成重大影响。太阳上存在磁场,太阳物理的研究的最关键问题就是对太阳磁场的研究。太阳磁场导致了各种太阳活动现象。例如:黑子群、日珥、耀斑、谱斑、X射线亮点、日冕物质抛射(CME)、冕洞、太阳风等。太阳活动使得各种粒子、射线进入日地空间,从而改变空间天气。因此探讨太阳活动现象的规律,并对它们进行预报,将会对预报日地空间灾害性天气和保障空间天气安全有非常重要的意义。

另外,太阳是一颗典型的光谱型为 G2V 型的恒星,对于它的详细研究可以帮助我们了解广阔的恒星世界。而且太阳提供了地面难以实现的物理环境,对它的研究促进了和物理学、等离子体物理学和磁流体力学等物理学科的发展。

1.1.2 太阳磁场

太阳大气到处存在磁场。目前对于太阳磁场的观测主要有光球和色球的磁场和速度场的观测(SOHO/MDI、HSOS等)、日冕的硬 X 射线和软 X 射线的形态和通量观测(Yohkoh、GOES等)、 H_{α} 、 H_{β} (BBSO、HSOS等)和其它在色球高层以及过渡区发射的如 1600Å、171 Å谱线的耀斑亮带的形态观测(TRACE、SOHO/EIT等)以及有关日冕物质抛射的形态和高能粒子事件观测(SOHO/LASCO、GOES、RHESSI等)。另外还有日震的观测。其中太阳磁场的观测是最基本的也是本论文最关心的问题。目前在观测上只能对光球层的磁场分布进行比较精确的测量。对色球可以做精度差些的观测。日冕是光学薄的太阳大气,光学观测到的是积分效应,因此只能粗略估测。太阳光球磁场的观测是分析太阳磁活动现象的基础,同时也为太阳大气的物理研究提供了边界条件。它的观测大体上分为以下几类:

(1)活动区磁场。这是太阳上最强的磁场,出现在以黑子为中心的活动区中。黑子本身的磁场强度约为 1000 – 4000 高斯。黑子本影温度一般为 4000 –

4500 K, 半影温度一般为 5500 K。每个活动区在日面上延伸范围约几百至十几万公里, 并且出现在赤道两边 50°以下的中纬度带中。活动区的数目和总磁流具有平均长度为11年的周期变化。

- (2) 极区磁场。20 世纪 50 年代初观测到太阳的两极地区($\varphi > 55^{\circ}$)存在强度约为 1-2 高斯的磁场,南北两极区磁性相反,在太阳活动极大期附近发生极性转换。
- (3)宁静区磁场。20世纪70年代以后的观测表明,活动区之外存在网络磁场,强度为20-200高斯,尺度为3万公里,寿命超过一天。网络内部有网络内磁场,强度为5-25高斯,最小尺度几百公里,寿命从几分钟到几十分钟。

1.1.3 太阳磁活动现象

太阳上的活动现象中最重要的是黑子、耀斑、CME和暗条(日珥)(图 1.1、1.2、1.3、1.4)。人类对太阳物理的认识是从黑子开始的,对以太阳黑子群为主的太阳活动区的磁场的研究一直是太阳物理最重要的研究课题。而耀斑和日冕物质抛射(CME)是太阳活动最剧烈的爆发形式,对它们的研究对于理解太阳非势能量的积累、释放和转化有非常重要的意义。

1.1.3.1 黑子

太阳上的各种活动现象中最醒目的就是黑子。谱斑、耀斑等现象往往集中在太阳黑子附近的太阳大气的局部区域(实际上这些区域就是太阳活动区)。经过多年研究,人们已经发现了有关黑子演化的许多规律,比如黑子的长期演化遵从11年周期规律,黑子演化历史上曾有 Maunder 极小期,黑子群出现的平均纬度随时间的长期变化遵从 Maunder 胡蝶图规律,黑子的前导和后随极性的变化遵从 Hale-Nicholson 定律(双极黑子的前导和后随随太阳活动周的结束而极性变换,并且同一活动周中北半球的前导/后随黑子和南半球的后随/前导黑子极性相同)和 Joy's law (新浮磁流管由于 Coriolis 力的作用,前导黑子比后随黑子更接近赤道)。另外黑子的半影存在 Evershed 流,黑子中有黑子振动等观测现象。

人们很早就认识到活动区磁结构的非势性对于耀斑的能量积累和触发极 其关键 (Hagyard 等人 1984)。非势性最重要的表现者就是 δ 黑子。它定义为相 反磁极性的本影共用同一个半影。三十多年来, δ 黑子的磁位形演化以及它们



图 1.1: 太阳黑子。

与强耀斑活动的密切相关受到广泛关注(Tang 1983; Hagyard等人1984; Zirin 1987; Tanaka 1991)。用 BBSO(美国大熊湖太阳观测站)的 18 年的观测数据,Zirin(1987)总结了 δ 黑子的演化,将它们归结为三类,并且得出结论: 几乎所有的强耀斑都与 δ 黑子密切相关。

1.1.3.2 耀斑

太阳耀斑是最剧烈的太阳活动现象。20世纪50年代以前关于太阳耀斑的定义是用 H_{α} 单色光看到的太阳色球层谱斑中的突然增亮现象,因此早先也称色球爆发。然而后来多种手段的综合观测表明,与 H_{α} 突然增亮的同时,还伴有一系列更高能现象的发生,包括从波长短于 1Å 的 γ 射线和X光,直到波长达几公里的射电波段几乎全波段的电磁辐射增强,以及发射能量从 10^3 eV 直到 10^{11} eV 的各种粒子流,同时还观测到大规模的物质运动和抛射现象。较大的耀斑释放的能量为 10^{32} erg 量级。因此现代的太阳耀斑概念应包括所有这些突变现象,从而更合理的把耀斑定义为发生在太阳表面局部区域中突然和大规模的能量释放过程。色球谱斑增亮则称为光学耀斑。耀斑的发生过程可以分成几个阶段:脉冲相,闪相,爆发相。

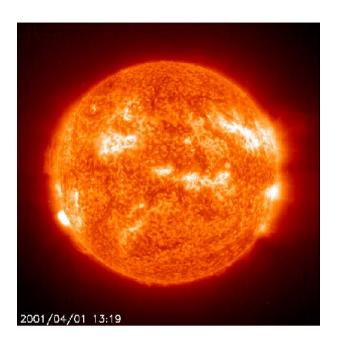


图 1.2: 太阳耀斑。

国际上规定用耀斑光度到达极大时的面积作为耀斑级别的主要依据,同时用 B、N、F 定性表示耀斑的亮度为很亮、中等和较暗。另外,耀斑按照空间飞行器GOES测量的 1-8 Å 峰值流量 F_x 分为 C、M、X 三大级,各大级再细分为 9 个小级。用 H_α 看到的光学耀斑可以大致分为两大类,致密耀斑和双带耀斑。耀斑有外观形态和光度变化曲线以及射电爆发情况等大致相似的相似耀斑,在可见区波段强的连续辐射的白光耀斑。耀斑的发生常常伴随III型射电爆发、硬X光辐射和射电微波爆发等非热相现象以及软X光辐射、日浪和日喷和日珥(暗条)爆发,大的双带耀斑后期往往会出现耀斑后环系等热相现象。另外对于特大耀斑事件,还伴有粒子二次加速、II型射电爆发和IV型射电爆发等附加现象。导致耀斑发生的磁场位形主要有 Gold 和 Hoyle 提出的二磁环相互作用(I型、Y型、X型)、Alfven-Carlqvist 和 Kopp-Pneuman 等人的单一磁环扭绞破裂、Carmichael 和 Sturroek 提出的倒 Y 型磁场以及 Heyvaerts 等人提出的新浮磁环与原磁环碰撞等模型(参考林元章的《太阳物理导论》一书P520及其引文)。

耀斑前、中、后的光球磁场的演化十分重要。前人通过对活动区位形的研究形成了一个普遍认识,强耀斑总是倾向于发生在活动区纵向磁场中性线附近,

这里的纵向磁场梯度很强, 横场剪切很强。但是人们对耀斑前后的磁场演化的 理解还远没达到清晰的程度。有些研究者报道耀斑后磁场强度变弱(Severny 1964; Moore 等人 1984),另外一些研究者认为耀斑后的磁场演化与活动区的常 规演化并无不同(Sakurai & Hiei 1996)。Wang 等人(1994)认为活动区的磁剪切 在X-级耀斑发生后可能会增强。Chen等人(1994)研究了二十多个 M 级的耀斑, 认为耀斑前后磁场没有明显变化。而 Marshall Space Flight Center 的 Ambastha 等人 (1993) 和 Hagyard 等人 (1999) 对此也没有给出定论性结果, 活动区磁场 的位形在耀斑前后可能变也可能不变,活动区的磁剪切可能降、升,也可能不 变。对于耀斑前后的磁通量的变化的研究结果也同样没有定论。Kosovichev & Zharkova (2001) 研究了 2000 年 7 月 14 日的 Bastille Day Flare 的高分辨率的 MDI 磁图, 发现耀斑后磁通量下降并且有短期磁瞬时活动现象。前者可能源于 磁能释放,后者可能是电子轰击光球表面。Spirock等人(2002)研究了一个X20 级的耀斑,发现前导黑子的磁通量显著增加,后随黑子没有明显的通量变化。 这可能是新浮磁流的结果, 也可能是磁场从原来的比较垂向变成比较切向的结 果。Wang 等人(2002)研究了6个X级耀斑,发现不平衡的、快速的、持久的 通量增加可能是强耀斑的共同特征。另外有一个比较有意思的发现, Wang 等 人(2004)研究了3个X级耀斑,发现耀斑后黑子半影衰减。他们认为,耀斑后 一个小时左右, 磁场由原来的倾斜变成垂向, 一部分半影磁场转化成本影磁场。 总之,活动区磁场和耀斑的关系这个问题虽然人们研究了几十年,依然没有结 论性结果,依然需要发展仪器和强化理论来进一步研究。

1.1.3.3 日冕物质抛射(CME)

日冕物质抛射(Coronal Mass Ejection)是日冕大尺度磁场平衡遭到破坏的产物,表现为在几分钟至几小时内从太阳向外抛射一团日冕物质(速度一般从每秒几十公里到超过每秒 1000 公里),使近一个日轮面积内的日冕受到扰动,从而剧烈的改变了白光日冕的宏观形态和磁场位形。耀斑和CME是两个相关联的从光球爆发性的释放能量的最重要的形式。它们能够在很短时间内带走高达10³³ erg 的能量,并且会引发日球和近地环境各种效应。理解耀斑和 CME 的物理并且尽早的预报它们是一个重要的课题。在所有的爆发事件中,最重要的是与X级耀斑相关的 Halo-CMEs(对地 CMEs)。这些事件多数会引起日地磁效应和使近地环境被能量粒子淹没(Wang等人 2006)。从 70 年代开始人们在观测太阳的空间飞行器上放置日冕仪来观测日冕中的瞬变和 CME 现象。CME 的观测

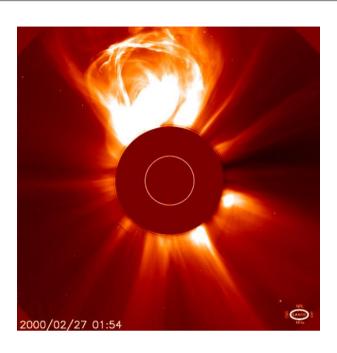


图 1.3: 日冕物质抛射。

特征包括它们的大小(角宽度)、质量、能量、抛射速度、发生频率、纬度分布以及它们与其它太阳活动现象的相关。CME与耀斑是共生还是因果关系一直难以定论。目前很流行的说法认为,耀斑、CME、暗条爆发是一次大爆发事件的一体多面。

1.1.3.4 暗条(日珥)

暗条是太阳磁场从光球延伸到日冕的集中体现(图1.4)。它总是悬浮在日冕层,因此暗条磁场到目前仍无可靠的测量结果。暗条在太阳的爆发活动中扮演着十分重要的角色。暗条的爆发通常会引起日冕物质抛射。磁场观测表明,暗条总是位于光球磁中性线的上方。暗条有位于活动区附近的活动暗条和位于宁静区的宁静暗条,两者都最终以爆发的形式从日面消失。暗条在全日面表现出一种南北半球手征性的倾向性。观测者站在暗条正的磁场一边看,如果纤维向右流,为 dexstral 位形,向左流,则为 sinistral 位形。Martin 等人(1985)发现多数暗条北半球为 dexstral 位形,南半球为 sinistral 位形。

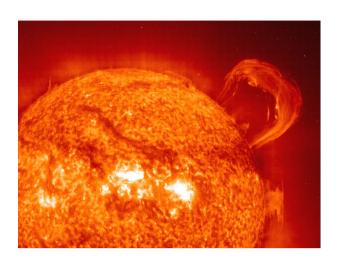


图 1.4: 太阳日珥和暗条。

1.2 磁场非势性和非势参量

观测表明,太阳耀斑大多发生在黑子面积较大和磁结构复杂的活动区中。一次太阳耀斑所释放的能量高达 $10^{30}-10^{32}$ erg,来自可供释放的自由磁场能,亦即总磁场能E与势场能 E_0 之差:

$$\Delta E = E - E_0 \,, \tag{1.1}$$

$$E = \frac{1}{8\pi} \int \int \int \mathbf{B}^2 dV \,, \tag{1.2}$$

$$E_0 = \frac{1}{8\pi} \int \int \int \mathbf{B}_p^2 dV, \qquad (1.3)$$

其中 \mathbf{B} 为耀斑区磁场, \mathbf{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。由此可见,耀斑区磁场 \mathbf{B} 对势场 \mathbf{B}_p 的偏离愈大, \mathbf{E} 与 \mathbf{E}_0 的差别也愈大,意味着将有愈多可供释放的自由能储备,发生耀斑的概率也就愈大。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愈强,耀斑出现也愈频繁。

活动区磁场的非势性的产生主要有三种方式:(1)光球下面和光球中流体的各种运动(特别是扭绞和剪切运动)带动磁力线足跟运动,使磁场位形偏离势场(López Fuentes 等人 2003);(2)光球下面新磁流的浮现使原有磁场受到干扰而形成非势磁场(Hagyard 等人 1984; Chen, Wang & Zirin 1994; Zhang 2001a; Liu & Zhang 2006);(3)新浮现的磁流本身就是非势的,这是光球下面

特别是对流层中流体运动和湍动造成的结果 (Tanaka 1991; Wang, Xu & Zhang 1994; Leka 等人 1996; Wang & Abramenko 2000; Liu & Zhang 2001; Zhang 2001b)。活动区磁场非势性的观测表现为活动区磁图有明显的扭绞形态 (涡旋状结构) 和剪切形态 (横向磁场与纵向磁场中性线近于平行)。表征活动区磁场非势性的参量包括无力因子 α ,剪切角,梯度,以及磁螺度和电流螺度等。

1.2.1 无力因子 α

磁场与等离子体的平衡结构由磁流体静力学方程描述:

$$-\nabla p + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \rho \mathbf{g} = 0, \qquad (1.4)$$

其中p为压力,**B** 为磁场, ρ 为密度,**g** 为重力加速度, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-3} G \cdot m \cdot A^{-1}$ 为真空磁导率。在色球和日冕中,磁压力远大于气体压力和重力,式 1.4 可近似 为无力场形式:

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0, \tag{1.5}$$

即电流与磁场平行, Lorentz 力为零。式 1.5 也可以写成

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha(r)\mathbf{B}\,,\tag{1.6}$$

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

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \tag{1.7}$$

在同一条磁力线上 $\alpha(r)$ 为常数。当所有磁力线上的 $\alpha(r)$ 均为同一常数时,磁场为常 α 无力场或线性无力场。当 $\alpha=0$ 时,

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0, \tag{1.8}$$

就是无电流场, 亦即势场。无力场是非势场中最简单的位形。

无力因子 α 可以表示扭绞程度。许多关于耀斑发生率和无力因子 α 之间的关系的研究表明二者成正相关或大体同步(林元章和王正志 1981; 林元章和陈建 1989; Zhang 2001a)。有矢量磁图就可以计算光球面上的 α 分布,从而可以看出活动区中的非势性分布。

1.2.2 剪切运动和磁场剪切

尽管很久以来人们都认为太阳耀斑最重要的机制是磁重联,但是能量的积累和释放的确切过程仍然没有很清晰的认识。许多耀斑模型表示光球的剪切运动能够提供能量的积累。这样的剪切运动对储存磁自由能的剪切磁位形有贡献。另外,剪切磁场在达到某个临界点后平衡会被打破,磁场则会以比较接近势场的形式重新组合。这个过程中,自由能以耀斑或CME的方式释放出来。最近磁螺度被广泛的用来衡量扭绞、剪切和太阳磁场的手征性。此中最重要的螺度注入可能源于拖动了磁力线的剪切运动。剪切另一个重要的方面就是磁通道结构的发现(Zirin & Wang 1993),现在看来磁通道结构是超级活动区的普遍特征。这些通道被拉长,混合极性,沿着它们有很强的磁流。Harvey & Harvey(1976)发现在耀斑区磁中线附近色球有强的水平剪切运动,认为水平剪切对于耀斑的发生是个非常重要的因素。Tang & Wang(1993) 观测到大的 δ 结构黑子中的反常流,认为磁极性反转线附近的剪切运动提高了耀斑产率。Yang 等人(2004)通过对活动区 10486 的以高分辨率的白光像推算的水平流速度的分析,得出强的速度剪切跟白光耀斑核密切相关。

磁场剪切的概念是Zirin & Tanaka (1973) 提出的。Hagyard 等人 1984 提出,活动区磁场的非势程度可以用光球面上的横向磁场剪切角 $\triangle \varphi$ 来表示。它是活动区光球面上某一点观测到的横场的方向与由理论推算的该点势场的横场方向的夹角。观测表明,许多太阳耀斑发生在 $\triangle \varphi$ 很大的区域。她们发现 δ 黑子中的磁剪切角较大,最大可到 85°,而剪切角最大的地方就是X射线耀斑触发的地方。吕艳萍等人(1993)提出了向量剪切角的概念,定义为实测的空间磁场向量 **B** 与相应的势场向量的交角,可以更好的表示磁场的非势程度。Falconer等人(2001,2002,2003)提出用活动区矢量磁场的强场强剪切中性线长度或者强场强梯度中性线的长度来测量活动区的非势性。这些结果表明,强剪切是耀斑高产黑子的重要特征。

1.2.3 电流

电流也是反映非势磁场结构的物理量。太阳活动区的磁场如果偏离势场,就是 $\nabla \times \mathbf{B} \neq 0$,由 Ampere 定律

$$J = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \tag{1.9}$$

可知形成了电流系统。因此磁场非势性与存在电流是等价的。式 1.1 中的可供 释放的磁自由能就是活动区中电流系统的能量。由于只有光球层的磁场可以 较准确的测得, 其它层次上磁场难以得到, 故而只有纵向电流可以由矢量磁 场推算得出。矢量磁场的分析还存在许多困难,比如定标、180度不确定性等 等。电流与耀斑的关系人们做了很多研究。早在 20 世纪 50 年代, Severny 等 人(1958)利用 Crimea 天体物理台向量磁像仪最先开展 H_a 耀斑在活动区磁场 中的位置的观测研究。他们对30个耀斑与活动区中电流关系的分析表明,大 约80%的H。耀斑亮块处在电流密度极大点附近。林元章和王华宁(1993)利 用怀柔的观测资料分析了两个耀斑和电流的关系,发现耀斑初始亮核与电流 极大位置相对应。Canfield 等人(1993)用 Stokes 偏振仪的观测结果分析了 5 个耀斑,认为日冕高压区倾向于包围电流密度极大区,但电子冲击却处在中 性线上,且多在电流极大点边缘。王同江等人(1994)研究了活动区的矢量磁 场和纵向电流的演化以及它们和太阳耀斑的关系。在解决了横场的 180 度不 确定性,并把 image 坐标转换到球坐标后,他们确定了活动区光球纵向电流 密度分布并得到如下结果: 1) 反极性的两个磁流管与它们的分离运动同步浮 现,其中一个与旧有的磁结构湮没并引发一系列耀斑; 2) 随磁流上浮过程,存 在新的电流系统; 3) H₈ 初始增亮的核发生在有陡峭梯度的纵向电流的中性 线(iz=0)附近,但不是在纵向电流峰值区域;4)耀斑可能被新浮电流系统 和旧电流系统的相互作用触发。Zhang (2001b) 把活动区的纵向电流分成两 项, $J_z = \frac{B}{\mu_0} (\frac{\partial \mathbf{b}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathbf{b}_x}{\partial y}) + \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{b}_y \frac{\partial B}{\partial x} - \mathbf{b}_x \frac{\partial B}{\partial y})$, 指出该式中第一部分与磁场手征性 有关, 第二部分与磁场剪切和梯度有关。可见电流与耀斑密切相关。

1.2.4 梯度

从20世纪50年代起,研究者们认识到磁梯度对于耀斑的重要性。Severny(1960)提出耀斑发生的磁梯度的阈值为0.1G km⁻¹。Zhang(2001a)发现磁剪切和磁梯度对于定义磁活动区的非势性都很重要,并且反映了活动区电流的强度。Falconer等人(2003)指出磁梯度强度跟活动区 CME 的产率相关。Wang等人(2006)研究了5个活动区的6个X级耀斑,发现磁梯度和磁剪切相关很好达到90%,并且磁梯度可以比磁剪切更好的预报耀斑的发生位置。由于梯度能从视向磁图算出,而视向磁图可以很方便的得到,或许可以在耀斑和CME的预报中用磁梯度作为研究参量来替代磁剪切。这需要进一步的统计研究。

螺度和电场也都是表征太阳磁场非势性的参量。由于这两个量是本论文的

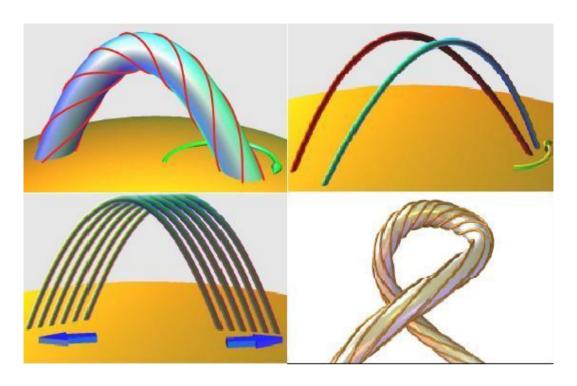


图 1.5: 太阳磁场的螺度: twist、braid、shear、writhe。

重点研究内容, 我们专门分出两个小节来介绍。

1.3 螺度

磁螺度和电流螺度表征磁力线相互缠结的程度。它表征的非势性比电流等更为复杂。观测上,太阳黑子漩涡,宁静暗条,S形日冕环,都显示出磁场的扭绞结构。并且这些扭绞结构显示出半球优势手征性倾向。Hale (1927) 最早报告了太阳上的磁扭绞结构,指出约80%的太阳黑子的磁纤维结构在北半球是逆时针旋转的,在南半球顺时针旋转。Martin等人(1993)发现多数暗条北半球为dexstral 位形,南半球为sinistral 位形。Rust & Kumar等人(1996)利用 Yohkoh的 SXT 发现北半球日冕环多为反 S 形和左手的,而在南半球多为 S 形和右手的。

螺度是对这些复杂非势位形拓扑结构的定量描述。螺度按照流管的缠绕形式可以分为扭绞螺度(twist,参看图 1.5 左上角小图)和弯曲螺度(writhe,参看图 1.5 右下角小图)。前者是指磁力线绕流管轴的缠绕对螺度的贡献,后者是指

流管的轴本身变形对螺度的贡献。一个流管的螺度通常是指二者之和。在理想磁流体情况下,总磁螺度守恒,故而扭绞螺度和弯曲螺度可以互相转化。螺度按照流管的作用关系还可以分为自螺度和互螺度。自螺度是单一流管自身的扭绞和弯曲对螺度的贡献,互螺度是指不同流管之间的作用如链环对螺度的贡献。

太阳磁场中的螺度主要分为电流螺度和磁螺度,它们实际上是太阳磁场螺度的两个不同表现形式。螺度在磁场中可以表现为扭绞(twist)、剪切(shear)、编结(braid)、链环(linking)、纽结不稳定(kink)以及螺旋手征性等等(图1.5)。由于磁螺度本身不能由观测简单的直接计算(详述见§1.3.2),许多年来关于太阳活动区的螺度的研究中,大多选用电流螺度这个参量。近几年来受益于LCT方法,太阳表面的水平流速度场可以由观测得到,磁螺度随时间的传输也受到了广泛关注。

1.3.1 电流螺度

电流螺度是太阳大气非势性的一个重要诊断特征。电流螺度密度的定义为

$$h_c = \mathbf{B} \cdot (\nabla \times \mathbf{B}), \qquad (1.10)$$

其中 $\nabla \times \mathbf{B}$ 正比于电流 $J = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}$,而稳恒条件下 $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ 。一定空间体积 ∇ 中的总电流螺度为

$$H_c = \int \int \int h_c dV. (1.11)$$

由于矢量磁场的精确测量仅局限在光球,所以迄今关于电流螺度的观测和计算大多限于电流螺度密度 h_c 的纵向分量,即

$$hc_{\shortparallel} = B_{\shortparallel} \cdot (\nabla \times B)_{\shortparallel} . \tag{1.12}$$

从电流螺度密度的演化我们可以得到一些关于光球下面扭绞磁场的产生的信息。电流螺度在太阳活动区的跨赤道符号规律被 Seehafer(1990)发现,即:活动区的电流螺度在北半球多数为负(左手螺旋)在南半球多数为正(右手螺旋)。Bao & Zhang(1998)验证了这一结论。对这种半球优势手征性的解释尚未定论。主要有四种影响因素:较差自转,Coriolis 力,α效应以及表面流和磁重联。Bao 等人(2002)认为,在光球中,较差自转作用于已出现的太阳黑子磁场会造成北半球负螺度和南半球正螺度,但 Coriolis 力的作用会造成相反螺度符号结果。在湍动对流区,Coriolis 力作用于上浮磁流管会造成北半球负螺度和南

半球正螺度,但对应的较差自转作用会造成相反螺度符号结果。另外,在湍动对流区, α 效应不能解释观测得到的磁场扭绞方向。应当注意 α 效应可产生平均场和涨落场两种电流螺度,它们符号相反。前者在北半球为正南半球为负,后者在北半球为负南半球为正。在对流区底部的过冲区, α 效应造成的电流螺度符号与观测相符合。最后,他们指出一些表面流(能引起光球中反极性流发生磁对消的汇聚流)和磁重联对于活动区的磁扭绞的重新分布和再产生也很重要。

近年来关于电流螺度的研究主要集中在两个方面, 一是前面提到的电 流螺度分布的半球符号法则,二是电流螺度与耀斑/CME的关系。另外还有 一些关于电流螺度的精确计算的研究(如考虑法拉第旋转效应等)。Bao等 人(2001)发现螺度符号与半球规律相反的活动区耀斑活动较频繁。Bao等 人(2000), Pevtsov 等人(2001)发现半球符号规律很可能不随太阳活动周期 变化。Zhang & Bao (1999) 发现与半球符号规律反号的活动区发生在特定的 经度并且周期较长。Bao 等人(2000)就活动区 5547 比较了分别用 HSOS 和 MSO 的数据所得电流螺度,并定性分析了法拉第旋转对计算产生的影响,发 现法拉第旋转不改变半球螺度符号规律。张枚(2006)将怀柔数据每张磁图分 成强场(大于1000G)和弱场(100-500G)两部分来分析,并认为弱场符合半 球符号法则,强场不符合,对应于发电机理论的平均场和起伏场,因而较差自 转可能是太阳内部螺度的来源。电流螺度密度跟太阳表面的太阳活动联系很 密切。Bao & Zhang (1998) 发现平均电流螺度密度与太阳活动有良好的相关 性。Kim 等人(2002)给出了耀斑活动和电流螺度密度的变化之间关系的理论 解释。Liu & Zhang (2002) 研究了电流螺度演化和 δ 位形的关系。Wang, Zhou & Zhang (2004) 分析了与 CME 有关的活动区的螺度模式。

1.3.2 磁螺度

磁螺度的起源要追溯到19世纪早期的数学家高斯。他发现了两个曲线的链环数的积分公式。Elsasser (1956) 在磁流体力学的研究中最早注意到磁螺度的积分形式,并指出理想磁流体力学情况下总磁螺度守恒。Woltjer (1958) 把磁螺度积分形式用到了空间物理和天文学上,论述了静态磁结构的磁场可能接近磁场的平衡态。磁螺度的定义如下:

$$H_m = \frac{1}{4\pi} \int \int \mathbf{B}(\mathbf{x}) \cdot \frac{\mathbf{r}}{r^3} \times \mathbf{B}(\mathbf{y}) d^3 y d^3 x, \qquad (1.13)$$

其中 $\mathbf{r} = \mathbf{v} - \mathbf{x}$ 。由 Coulomb 规范下的 Biot-Savart 定律,有

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\mathbf{r}}{r^3} \times \mathbf{B}(\mathbf{y}) d^3 y. \tag{1.14}$$

A 为磁场 **B** 的矢量势,满足 **B** = $\nabla \times$ **A**,并且注意到磁场无散,即 $\nabla \cdot$ **B** = 0。 磁螺度的密度定义为

$$h_m = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \,, \tag{1.15}$$

一定空间体积 V 中的总磁螺度为

$$H_m = \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \ d^3x \,. \tag{1.16}$$

应当注意,公式1.16只有当磁场是完全容纳在体积 V 中的时候才有意义。也就是说,包围体积 V 的界面上的任意一点的磁场的法向分量 $B_n = \mathbf{B} \cdot \hat{n}$ 等于零。这是因为矢量势 **A** 满足规范变换($\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla \phi$),而 \mathbf{H}_m 只有在 $B_n = 0$ 的时候才是规范不变量(Démoulin & Berger 2003)。

磁螺度与亚大气中的磁场产生和太阳表面的太阳活动都有着密切的关系。按螺度的半球符号法则,太阳上产生的螺度在大尺度范围内南、北半球各自为某一种优势符号,而可以使两个半球的符号相反的螺度抵消的跨赤道环比较少,螺度的耗散也很小,这就意味着太阳上的螺度总是在增加。而CME等爆发现象实际上就是太阳甩掉多余的螺度的过程。磁螺度在理想磁流体力学情况下守恒。但是在开放体系中(如太阳大气),它不守恒。它可以从亚大气往日冕中传输(螺旋磁场线穿过光球表面,或者已有日冕场线足点的拖拽)(Berger & Field 1984)。Chae 2001 用 November & Simon 1988 建议的 LCT 的方法用一系列的视向磁图首次确定出已有日冕场线足点的拖拽所传输的磁螺度。Démoulin & Berger (2003)认识到 LCT 方法得到的磁螺度不仅包含剪切运动注入日冕的磁螺度而且也包含磁流上浮所注入的磁螺度,并且指出由于 LCT 水平流速度的介入,磁螺度通过光球水平运动从亚光球到日冕的传输率可以由Berger & Field (1984)给出的公式的法向上浮和切向剪切两项的表达式(公式1.19)而简化为:

$$\frac{dH}{dt} = -2 \oint (\mathbf{A}_p \cdot \mathbf{u}) B_n \, dS \,. \tag{1.17}$$

其中 \mathbf{A}_p 是势场的矢量势, \mathbf{u} 是 LCT 计算所得的水平速度, B_n 是磁场的法向分量。关于磁螺度传输的计算有 LCT (Chae 2001; Chae 等人 2001; Moon 等

人2002a, b)、ILCT (Kusano 等人2002)、最小能量法等多种方式,在§1.5中有详细介绍。

最近几年来,许多作者在研究耀斑、暗条、CME 和磁云的工作中都计算了 光球的磁螺度流。Démoulin 等人(2002b)发现较差自转不能为日冕或者星际空 间提供足够的磁螺度。Welsch (2003) 指出宁静太阳磁场中由表面运动注入日冕 的螺度在一个太阳周大约为 10⁴³ Mx², 这跟活动区螺度流传输率对比来说是微 不足道的。Chae 等人 (2001b) 研究了活动区 NOAA 8668, 指出光球剪切运动产 生的磁螺度远不止于满足一个暗条的形成。Moon 等人(2002a)认为光球剪切 运动对于相似耀斑的产生至关重要。Yang 等人(2004)认为强速度剪切跟白光 耀斑核密切相关。但是, Nindos (2002) 认为剪切运动对于 CMEs 爆发所需要 的自由能的建立影响很小。Nindos (2003) 比较了六个活动区的光球瞬时水平 流注入到日冕中的磁螺度和 CMEs 带走的磁螺度 (用磁云的磁螺度作为 CME 磁螺度的参照),认为水平流是否能注入足够的螺度到日冕中满足 CME 的发 生,取决于磁云流管的长度。Kusano等人(2002)研究了活动区 NOAA 8100, 指出光球剪切运动和磁流上浮过程对于磁螺度注入的量的贡献相当, 但是注入 到活动区中去的磁螺度符号相反。Pevtsov等人(2003)认为磁螺度是被从对流 层上浮的扭绞的磁流管带来的,并且被在磁矩作用下旋转的磁极传输穿过光 球。Chae 等人(2004) 指出 LCT 方法可以应用到倾斜磁场(以前的研究都是在 假定光球磁场主要为垂向的基础上), MDI 96 分钟磁场可以用来研究活动区的 磁螺度随时间的演化,并且研究了上浮活动区 NOAA 10365 的完整的上浮过程, 指出此上浮活动区的磁流和螺度都稳定增加。磁螺度传输从观测出发的研究加 深了人们对太阳物理的认识。

1.4 磁螺度的计算方法

理论上来说有两种办法来计算特定时刻的包含活动区的日冕体之中的磁螺度。一种是用原始的开放磁场的磁螺度的 Finn-Antonsen 方程 (Finn & Antonsen 1985),即

$$H = \int (\mathbf{A} + \mathbf{A}_p) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_p) dV, \qquad (1.18)$$

其中 \mathbf{B} 和 \mathbf{B}_p 是磁场以及和它相关的势场, \mathbf{A} 和 \mathbf{A}_p 分别为这两种磁场的矢量势。这个公式描述的是将日冕磁螺度看作日冕真实磁场的螺度和参照磁场(势

场)的螺度之差(此差是规范不变量),而光球下面的磁场的螺度情况不会影响相对磁螺度的值。但是这个公式本身在太阳上不能直接应用。这主要是因为在日冕中把这四个矢量在三维空间中都确定是非常困难的甚至是不可能的。人们通常把日冕磁场近似为线性无力场。这种情况下公式 1.18 就变成很简单的形式,只要几个简单参数就可以测得活动区的螺度,比如 Wang (1996) 指出的线性无力场情况下电流螺度密度与磁螺度密度成正比 $(h_c = (\frac{\alpha^2}{\mu^2})h_m)$ 。

另外一种方法就是利用开放体系中的螺度的变化率的表达式(Berger & Field 1984):

$$\frac{dH}{dt} = -2\int (\mathbf{A}_p \cdot \mathbf{v}_t) B_n \, dS + 2\int (\mathbf{A}_p \cdot \mathbf{B}_t) v_n \, dS \,, \tag{1.19}$$

其中n代表磁场 B和v指向日冕体内部的法向方向分量,类似的,另一个角标t代表切向。积分沿活动区所覆盖的光球界面。这样,某一特定时刻的活动区的磁螺度就可以由这个磁螺度变化率的时间积分得到,积分需要从活动区的诞生一直到那一特定时刻。公式1.19相比公式1.18最大的优点就是只要光球活动区的磁场和速度场可以由观测获得,它的磁螺度就可以作为时间的函数而得到。既不需要三维磁场分布也不需要做线性无力场假定。最近几年来,对于公式1.19中右边第二项的研究进展很快。

由于只有光球界面上的磁场和速度场可以由观测获得,所以目前由公式 1.17 出发衡量螺度传输率的所有的方法都局限于穿过光球面的传输。对于磁螺度和由光球向日冕传输的计算主要有局部相关跟踪(LCT方法,November & Simon 1988)、感应方程与局部相关跟踪综合法(ILCT,Kusano等人 2002; Welsch 2004)、最小能量法(MET,Longcope 2004)等。另外较差自转(Berger & Ruzmaikin 2000; DeVore 2000)也会影响磁螺度的传输。以下逐一介绍。由 Chae 等人(2004)的分析可知,这些测量方法都是等价的。

1.4.1 局部相关跟踪法(LCT)

LCT 方法的全称是 local correlation tracking techenique。November & Simon (1988) 最早提出了 LCT 方法,他们用这个方法计算得到了米粒组织的自行轨迹。Chae (2001) 首次将这个方法用于时间序列的MDI的视向磁图来计算光球水平流速度进而计算磁螺度的传输率。Nindos 等人 (2003) 将 LCT 方法用于白光像来确定瞬时横速度和计算磁螺度由光球到日冕的传输情况。Démoulin

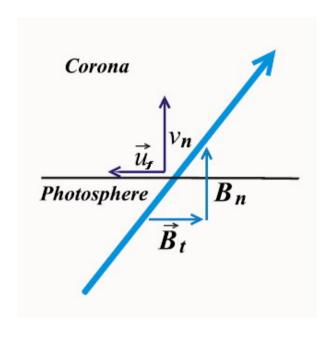


图 1.6: LCT 测量的速度

& Berger (2003) 指出 LCT 方法得到的水平流速度不仅包含剪切运动的贡献而且也包含磁流上浮的贡献。在光球等离子体的速度 \mathbf{v} 可以分为切向和法向两个分量 \mathbf{v}_t 和 \mathbf{v}_n 。类似的,磁通量 \mathbf{B} 也可以分成切向和法向两个分量 \mathbf{B}_t 和 \mathbf{B}_n 。这里法向单位矢量 \hat{n} 向上指向日冕。由图1.6可知,当一束磁力线仅以法向速度 \mathbf{v}_n 向上上浮穿过光球表面的时候,流管与光球的交点会以速度 \mathbf{u}_f 向与切向速度 \mathbf{v}_t 相反的方向运动。由图可知流管的法向和切向的速度以及磁场之间存在关系 $|\mathbf{u}_f|/v_n = |B_t|/B_n$,且 \mathbf{u}_f 与 \mathbf{B}_t 指向相反。因此有 $\mathbf{u}_f = -\frac{v_n}{B_n}\mathbf{B}_t$ 。LCT 方法本意是跟踪光球足点,它测量的速度 \mathbf{u} 应为 \mathbf{v}_t 与 \mathbf{u}_f 之和,即

$$\mathbf{u} = \mathbf{v}_t - \frac{v_n}{B_n} \mathbf{B}_t \,. \tag{1.20}$$

因此 LCT 方法得到的速度不仅包含剪切运动的贡献而且也包含磁流上浮的贡献。将 1.20 式代入 1.19 式可以消去法向速度 \mathbf{v}_n ,得到 1.17 式。1.17 式就是广为应用的磁螺度传输率的计算公式。可见由 LCT 方法得到的由光球传输到日冕中的磁螺度同样也不仅包含剪切运动注入日冕的磁螺度而且也包含磁流上浮所注入的磁螺度。

实际上我们不可能完全跟踪每个活动区由浮出日面到消亡的全过程,尤其是浮出日面的过程。因此对磁螺度变化率的时间积分只能得到一段时间内由光

球下面穿过光球表面传到日冕中的螺度,而不是某一时刻活动区所具有的螺度。 只有对于观测到完整上浮过程的活动区,初始时刻磁螺度为零,才能得到任一 时刻的活动区上空日冕的磁螺度。

LCT 方法计算水平流速度有两个重要参数需要恰当选取: 切趾窗函数的峰值半宽 FWHM 和所用时间序列的图像的时间间隔 \triangle t。通常取切趾函数为高斯函数,此情况下的 FWHM 的宽应该大于图像中最小特征流体强度的尺度; \triangle t应该小于所跟踪特征流体的寿命,同时大于跟踪函数对流体位移的分辨 (Chae 等人 2001)。

LCT方法有一些内禀局限,使得 u 偏离磁力线足点的速度。首先,正像 Démoulin & Berger(2003)指出的那样,有些横向速度 LCT 方法是测不出来的,比如磁场法向分量等高线上的运动速度,旋转或者扭绞的磁流管如果在光球上的截面是圆的话,LCT 将不能测出任何速度。因此 writhe 比 twist 更容易被测到。其次,在磁极性反转线附近,LCT 方法算出的速度 u 漏掉了等离子速度的法向分量的贡献(Chae, Moon & Park 2004)。

1.4.2 局部相关跟踪与感应方程结合法 (ILCT)

矢量磁图可得以后,许多研究致力于确定跟感应方程自恰的垂向速度分量。Kusano 等人(2002)率先做出这一努力。他们指出如果光球表面的横向速度 \mathbf{v}_t 和矢量磁场 $\mathbf{B}(\mathbf{t},\mathbf{r})$ 可得,则由感应方程可以唯一的确定法向速度 \mathbf{v}_n 。Kusano 等人(2004)进一步指出只要垂至于 \mathbf{B}_t 的 \mathbf{v}_t 可得,即可唯一的确定 \mathbf{v}_n 。Welsch(2004)也将感应方程和 LCT 得到的信息结合起来,不同于用Kusano 等人的工作,他们使用标准傅立叶和二维代数方法来解感应方程。

感应方程定义等离子体的运动为

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \qquad (1.21)$$

它的垂向分量可以写成

$$\frac{\partial \mathbf{B}_n}{\partial t} + \nabla_t \cdot (\mathbf{B}_n \mathbf{v}_t - \mathbf{v}_n \mathbf{B}_t) = 0. \tag{1.22}$$

由于平行于磁场方向的速度不受感应方程限制,故可以假设速度与磁场垂直,即

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{B} = 0. \tag{1.23}$$

再结合 LCT 计算得到横向速度 1.20 式,我们得到简单的切向和法向速度的表达式 (Welsch 2004)

$$\mathbf{v}_t = \mathbf{u} - \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}_t}{|\mathbf{B}|^2} \mathbf{B}_t \,, \tag{1.24}$$

$$v_n = -\frac{B_n}{|\mathbf{B}|^2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{B}_t. \tag{1.25}$$

应当注意不可能由感应方程自恰的得到所有的速度分量,因为速度场的排列并不影响磁场的感应。因此从 LCT 方法或者引导方程确定出的速度可能与等离子的真实速度不相同。Kusano 等人(2004)将引导方程方法得到的速度称为虚速度(virtual velocity)。尽管虚速度与等离子的真实速度有差别,但是由于它跟真实等离子体产生相同的感应电场 $(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_t$,因而它对于磁螺度以及其它磁场非势性的研究还是很有用的。

1.4.3 最小能量法

Longcope (2004)除了加入感应方程之外,又添加了一个新约束,即速度矢量应该尽可能的接近参照流。引入额外参考速度 \mathbf{u}_{ref} ,由于磁图一般由有明显的分别的几个区域 M_i 组成,在这些区域中令以下公式的值最小,

$$w(\Psi, \mathbf{v}_n) \equiv \frac{1}{2} \int_{M_j} (|\mathbf{v}_t - \mathbf{u}_t|^2 + |\mathbf{v}_n - \mathbf{u}_n|^2) dx dy, \qquad (1.26)$$

Ψ是个与动能类似的量,因此这种方法也称作最小能量法。由于这个约束,LCT的信息就不需要了。这个方法的优点是有矢量磁场观测后可以由理想情况下的感应方程直接得出。LCT方法可以单独应用计算速度,来约束MEF (minimum energy fit)方法的水平流速度场。

1.4.4 较差自转

早期的关于磁螺度传输的研究着重于表面较差自转的影响

$$\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} = -2 \oint (\mathbf{v}_{\Omega}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{A}_{p}(t, \mathbf{r}) \mathbf{B}_{n}(t, \mathbf{r}) dS.$$
 (1.27)

源于太阳表面较差自转的剪切流 $\mathbf{v}_{\Omega}(\mathbf{r})$ 早已人所共知,它不随时间变化。上式中磁场的分布可以从时间序列的观测磁图测定,也可以由初始流量分布为 $\mathbf{B}_n(t,\mathbf{r})$ 来解描述磁流被较差自转传输过程的感应方程来确定。注意跟 \mathbf{B}_n 有关的势场的磁矢量势 $\mathbf{A}_n(t,\mathbf{r})$ 可以由 $\mathbf{B}_n(t,\mathbf{r})$ 完全确定。

1.5 太阳大气中的电场*

太阳大气中充斥着磁场,同时置于其中的等离子体不停的运动,扭绞、缠绕等位形变化,耀斑、CME、日珥爆发等各种爆发现象,扩散、耗散、磁重联等各种磁过程在不停的进行。这就势必要产生各种电场。对它们的研究对于太阳物理的意义十分重要。太阳大气中的各种电场基本上可以分为三大类,光球的感应电场,与电流有关的电场以及重联电流片里的电场。下面一一介绍。

1.5.1 光球的电场和运动感应电场

以非相对论速度在磁场中运动的等离子体除了受到对静止物质作用的电场力 \mathbf{E} 以外还受到一个附加电场的作用 ($\mathbf{v} \times \mathbf{B}$),即运动感应电场。其中 \mathbf{v} 是等离子体的速度, \mathbf{B} 是磁场通量 (Priest 1984)。由欧姆定律,我们知道电流密度正比于总的电场 (在随等离子体运动的参照系中),故而有:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathbf{j}/\sigma. \tag{1.28}$$

其中**j**是电流密度, σ 是电导率,单位是 $mho\ m^{-1}$ 。在许多太阳研究的应用中,比如光球,粒子碰撞的平均自由程很长,所以电导率大,近似于冻结,因此以上公式中的电流项是个小量可以忽略不计,总的电场主要来自于运动产生的感应电场(Priest 1984)。在第三章中我们研究的活动区的电场的观测结果也证实了这一点。取温度为 10^4 K,取库仑对数($\ln\Lambda$)为 8,我们得到电导率大约为 $2000\ mho\ m^{-1}$ 。由怀柔矢量磁场我们计算得到电流密度的平均值为 10^{-3} A m^{-2} , $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 为 1 V m^{-1} 。因此上式中电流项比 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 项小 10^{-6} 量级。因此,光球中的电场可以近似写为

$$\mathbf{E} \doteq -\mathbf{v} \times \mathbf{B} \,. \tag{1.29}$$

由上式可知光球的电场近似的与光球的运动感应电场只差一个负号。它可以由观测得到。磁场通量可以由怀柔太阳观测站(HSOS)的矢量磁图得到。光球磁流管足点的速度可以由 LCT 方法用时间序列的 SOHO/MDI 的纵场磁图得到。通过简单的推导(详见第三章)可知,可以用 LCT 计算得到的水平流速度 u 来代替上式中的等离子体的速度 v:

^{*}这部分的主要工作发表在 Advance in Space Research 上。

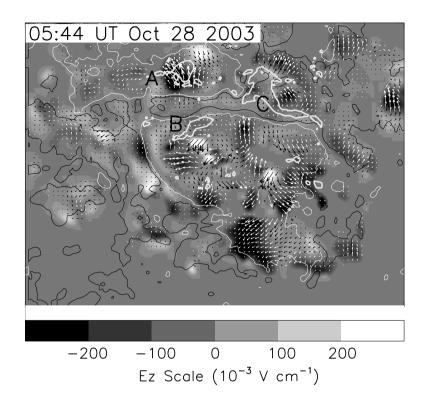


图 1.7: 活动区 NOAA 10486 的 04:55 UT 的电场 **E** 的分布图。灰度图是 **E**_n 的分布,标度在 ± 0.2 V cm⁻¹ 之间。箭头是 **E**_t。最大箭头长度对应于 **E**_t 为 1.5 V cm⁻¹。白色粗实等高线标出 TRACE 1600 Å 像上的耀斑初始亮点。细的白色和黑色等高线代表纵向磁场强度 ±200 G。视场为 225" × 168"。大写字母对应标出耀斑核的初始亮点。

$$\mathbf{E} \doteq -\mathbf{u} \times \mathbf{B} \,. \tag{1.30}$$

注意 LCT 方法测得的速度包含了表面运动和磁流浮现两者的贡献 (Démoulin 等人 2003)。因而由 u 和 B 推算得出的 E 不仅包含了剪切运动的贡献也包含了磁流浮现的贡献。图 (1.7) 显示了从观测上确定出的活动区 NOAA 10486 的光球的电场,粗的白色等高线是TRACE 1600 Å 图上的耀斑初始亮核的位置。有关它们的关系的详细分析可参考第三章。

运动感应电场是活动区复杂性的定量和动态的描述,显示磁力线足点的拖动运动,代表速度场和磁场的实时演化,与光球非势性的变化密切相关。它实际上显示了电流形成的动态过程:磁流管上浮过程中磁力线由于垂直于磁力线

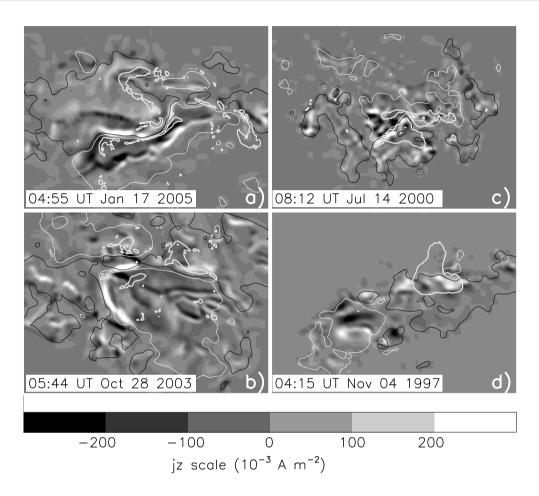


图 1.8: 活动区 NOAA 10720 (a)、10486 (b)、9077 (c) 和 8100 (d) 的纵向电流的分布图。粗的白色实线的等高线标出TRACE 1600 Å 像的耀斑亮核 (前三个活动区) 和怀柔的 H_{β} (8100) 的耀斑核。

方向运动的等离子体的推动作用由直变弯,这个过程中新的电流产生并以静电流的形式积累在扭绞的磁力线之中。正是磁场和速度的相互作用使得它们进一步变化。关于感应电场的分析详见第三章。

1.5.2 与光球电流有关的电场

也就是与 §1.2.3 中提到的与**j**有关的电场。这种电场与在任何运动情况下的参照系里都存在。由公式 1.9 可知,只要磁场有旋,也就是说磁力线有弯曲,就会存在电流。因而由1.28式也就会存在与此电流有关的电场。即使是在没有

第一章 引言 23

任何运动的情况下 ($\mathbf{v} = 0$),这个电场也存在。注意这里电流由1.9式确定,而不是由1.28式确定。

许多前人的工作发现耀斑带倾向于位于由矢量磁场推算出的纵向电流的集中区域的附近(Wang等人 1994)。图 1.8 给出了活动区 NOAA 10720、10486、9077 和 8100 的纵向电流的分布图,粗的白色等高线标出 TRACE 1600 Å 像的耀斑亮核(前三个活动区)和怀柔的 H_{β} (8100) 的耀斑核。对于活动区 9077,耀斑核是 10:22 UT 的,这个时刻是 GOES X-ray 的峰值时刻。对于活动区 10486 和 10720,耀斑核是初始耀斑亮点。而对于活动区 8100,由于耀斑是致密耀斑,因而耀斑初始亮核和峰值亮核位置无明显变化。比较图 1.8 的 b 图的电流分布和图 1.7 的电场的分布以及第三章中图 3.3、3.5、3.6 中其它几个活动区的电场的分布,我们发现电流分布与E的分布是不同的。对于这四个活动区,电流密集的区域对应于耀斑的峰值亮点,而电场的分布则倾向于跟耀斑的初始亮点相关。

1.5.3 重联电流片里的电场

等离子黏着在磁力线上,当磁力线扭绞或者剪切时,磁力线在某些条件下可能会快速的断开并重新联结,同时磁能转化为热能、动能以及快速粒子的能量。这就是磁重联。磁重联有两个必要条件,一是存在反向磁力线,二是存在电阻。而这个电阻是由于不稳定性造成的反常电阻。20世纪70开始至今,研究者们认为双带耀斑是由磁重联引起的,而日冕磁场在这个过程中会被爆发暗条或者日冕物质抛射打开为开放的磁场位形(Svestka & Cliver 1992; Hundhausen 1999)。磁重联发生后会有个很薄的电流片产生。电流片有时也称磁场反转区,它包括中心部分的磁力线重联区和外围的磁场扩散区两部分。在电流片外,磁场是冻结的,在电流片内,耗散效应和对流效应同时起作用。太阳耀斑区的电流片可能只有几十米的量级,但是其中的电流密度却非常大。冻结在等离子体中的磁力线从两侧向电流片运动,到达扩散区后磁力线会扩散,一条变成一片。这样磁力线在扩散区会断开,过了扩散区后会与对面来的磁力线重新联成一条磁力线,实际上这个过程就是磁重联过程。

Forbes & Priest (1984) 和 Forbes & Lin (2000) 经过一系列假定和简化后提出了沿着重联电流片的电场强度可以写成

$$E_c = V_t B_n \,, \tag{1.31}$$

其中 B_n 是耀斑带的法向磁场强度, V_t 是耀斑带的横向速度。Poletto & Kopp (1986) 分析了一个大耀斑,推出它的重联电流片里的电场最大可达 2 V cm⁻¹。Qiu 等人 (2002) 用美国大熊湖的 H_α 观测资料研究了一个大的双带耀斑,给出重联电流片里的最大电场为 90 V cm⁻¹,这个极大出现在硬 X 射线峰值时刻。磁重联的速度可以由重联率来描述,这个量被日冕磁场和动力学完全约束。她们还指出重联电流片里的电场 E_c 正比于磁重联率。Wang 等人 2003 研究了一个双带耀斑,指出重联电流片里的电场的演化在耀斑过程中分为两个阶段(分别对应耀斑的脉冲相和衰减相),前一阶段的电场强度比后一阶段的大一个量级,他们认为耀斑的脉冲相的能量释放由日冕中的快速磁重联约束。

1.6 怀柔太阳磁场测量简介

1.6.1 多通道太阳磁场望远镜

怀柔多通道太阳磁场望远镜属于赤道仪式装置。它是在艾国祥院士的带领下建成的。其中的 35 cm 太阳局部矢量磁场望远镜是怀柔建站以来用处最大资料最多的观测仪器(图 1.9)。它由口径 35 cm 的真空折射望远镜、1/8Å 双折射滤光器、3 组 KD*P 晶体调制器、由奔腾-4 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。其余镜筒不一一赘述,详情请参看刘煜的博士论文。35 cm 望远镜迄今为止已经换过三次CCD。2000年以前的数据视场为 5.23′× 3.63′, 2001年以后的数据视场为 3.75′× 2.81′。图 1.10 给出了一张优质的怀柔 35 cm 望远镜测得的局部矢量磁场图。

多通道太阳磁场望远镜的观测原理是根据磁敏谱线 FeI 线 $\lambda = 5324.191$ Å 的 Zeeman 效应进行测量。其谱线分裂的裂距为

$$\Delta \lambda = 4.67 \times 10^{-10} \lambda^2 g \mathbf{B} \,, \tag{1.32}$$

其中 g 为朗德因子,对于 5324.19 Å 这条谱线朗德因子g = 1.5,谱线的宽度大约为 0.3Å。但实际的磁场测量并不是直接测量裂距,而是测量与裂距有关的偏振信号并用辐射转移方程间接推出磁场。可以测量偏振光的 STOKES 参数 I,Q,U,V,然后解 Unno-Beckers 方程得到它们的轮廓,再通过理论定标转换为磁场。在弱场近似和忽略磁光效应情况下,可以得到 STOKES 参数与磁场的

第一章 引言 25



图 1.9: 多通道太阳磁场望远镜。

关系:

$$\mathbf{B}_{\parallel} = C_{\parallel} \frac{V}{I} \,, \tag{1.33}$$

$$\mathbf{B}_{\perp} = C_{\perp} (Q^2 / I^2 + U^2 / I^2)^{1/4} , \qquad (1.34)$$

其中 C_{\parallel} 、 C_{\perp} 是纵场和横场的定标系数。磁场倾角

$$\theta = \arctan(\mathbf{B}_{\perp}/\mathbf{B}_{\parallel}), \qquad (1.35)$$

磁场方位角

$$\chi = \frac{1}{2} arctan(U, Q). \tag{1.36}$$

横场在线心观测,纵场在线翼观测。

使用和处理怀柔的局部矢量磁场观测数据时需要考虑以下的几个主要问题:

- (1) CCD平场改正(各个象素的量子效率不能制作的完全均匀);
- (2) 消除天光背景 (扣除散射光的影响);
- (3) 线偏振量的本底改正(仪器效应带来的偏振);

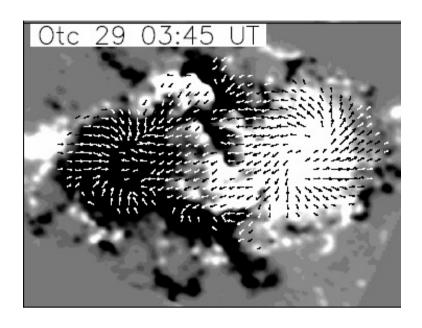


图 1.10: 35 cm 太阳磁场望远镜测得的一副优质的矢量磁图。

- (4) 各偏振量之间的交叉串扰改正;
- (5) 偏振量的不同大气层次的改正:
- (6) 磁图的投影改正; †
- (7) 消除180°不确定性(势场法,线性无力场方法); †
- (8) 磁光效应一法拉第旋转。

带剑号标志的两个问题是局部矢量磁场和全日面矢量磁场都需要考虑的问题。

1.6.2 全日面太阳矢量磁场望远镜

全日面太阳矢量磁场望远镜于 2005 年年底在怀柔太阳观测基地成功的落成 (图1.11, Zhang 等人 2007)。该望远镜已经取得了很好的观测资料并实现了数据上网,中国科学院空间研究与应用中心和国家天文台太阳预报组已经将这些数据投入应用。全日面太阳磁场望远镜的观测原理与多通道望远镜类似。原理上的主要不同之处有二。一是全日面像的视场大,故采用远心光路。因为视场大,日面中心和边缘处透过光学元件后波长漂移差别就大,远心光路减小了视场对像面均匀性的影响。二是横、纵场均在线翼观测,这样就减小了磁光效应的影响。使用和处理怀柔的全日面矢量磁场观测数据时,除了要考虑 35 cm望远镜资料要考虑的第 (6)、(7)问题之外,还需要考虑以下的几个问题:

第一章 引言 27



图 1.11: 全日面太阳矢量磁场望远镜。

- (1) 去除圆偏振信号和线偏振信号的相互干扰:
- (2) 去除多普勒效应的影响:
- (3) 去除宽视场问题(波长漂移)。

这三个问题可以用一个比较简单的方法全部解决,将在谱线的红移端测得的信号和蓝移端测得的信号相加即可。图 1.12 显示了一张优质全日面矢量磁场观测资料。

1.7 怀柔太阳磁场观测研究和进一步发展的设想

自怀柔建站二十多年来,怀柔太阳磁场观测研究一直处于国内领先国际先进。主要的研究方向有以下几个方面:

- (1) 太阳矢量磁场的偏振测量诊断,包括太阳光球和色球磁场的定标、太阳矢量磁场测量中磁光效应分析以及近红外磁敏谱线的选择和分析研究;
- (2)太阳活动区的磁非势研究,包括了太阳磁流浮现、演化和非势的形成、太阳磁剪切、电流和磁螺度传输以及活动区中能量存储、耗散和耀斑一日冕物质抛

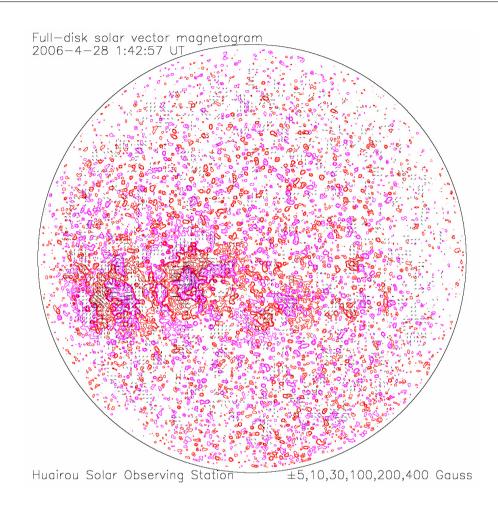


图 1.12: 全日面太阳磁场矢量望远镜测得的一副优质的矢量磁图。

射的内在关系:

- (3) 太阳活动区矢量磁场的统计研究,包括太阳磁非势与太阳爆发活动的统计特征以及太阳活动区螺度统计分布特征与太阳发电机理论内在关系。
- (4) 太阳色球磁场的研究,包括色球磁场与光球磁场的内在联系以及太阳磁场的空间拓扑结构。

太阳红外波段地基观测是太阳磁场观测的敏感窗口和待深入探讨的领域, 怀柔站下一步的发展方向可能就在这里。红外波段具有磁场观测的极大敏感性, 可能发现在可见光波段无法捕捉的新信息,它是诊断网络和内网络磁场(弱场) 的分布状态和演化的重要手段,它可诊断从太阳的低光球到高色球(包括日珥) 不同大气层次的物理(磁场)信息,它是地基观测望远镜,比空间观测的工作时 第一章 引言 29

间长,故而具有观测资料的连续性和稳定性,这样可以获得有关太阳周期变化的细节信息,例如太阳爆发(非势)区域磁能的积累和释放的详细过程。

用于太阳红外偏振成像观测的谱线有 He 10830 Å 等谱线(卡纳利群岛和夏威夷等),可以测太阳宁静区和暗条的偏振和磁场; FeI 15648.5 Å 等谱线(大熊湖天文台),可以测太阳活动和宁静区磁场; FeXIII 10750 Å等谱线(夏威夷密斯天文台),可以测量日冕区域的偏振和磁场。

第二章 一个最终形成 δ 黑子的快速上浮活动区的磁场,水平运动和螺度

2.1 引言

一般认为太阳磁场形成在对流层底部,然后上浮到太阳表面形成活动区。当磁场上浮时,磁能和螺度均随着磁流被带到日冕中去。太阳活动现象(耀斑,CME等)中释放的磁能是由活动区磁场能量的非势部分提供的。太阳大气中非势磁能的积累有各种可能的形式。最主要的有两种。一种是在太阳光球下面存在着扭绞的磁流,此磁流上浮形成了观测上的 δ 活动区的扭绞的磁绳或者磁结(Tanaka,1991; Wang,Xu & Zhang 1994; Leka等人 1996; Liu & Zhang 2001)。另一种表现为光球活动区不同磁结构之间的剪切和挤压(这可能反映了不同磁流系统的相互作用,实际上来源于新磁浮现),而使得自由磁能形成在太阳高层大气中(Hagyard等人 1984; Chen,Wang & Zirin 1994; Zhang 2001a,b; Deng等人 2001)。

磁螺度与亚大气中的磁场产生和太阳表面的太阳活动都有着密切的关系。它在理想磁流体力学情况下守恒。但是在开放体系中(如太阳大气),它不守恒。它可以通过穿过光球表面的螺旋磁场线或者已有日冕磁场线足点的拖拽作用从亚大气传往日冕中(Berger & Field 1984)。后者已经从观测上可以确定。通过 November & Simon (1988) 提出的 LCT 的方法,Chae (2001) 用时间序列的 SOHO/MDI 视向磁图确定出已有日冕场线足点的拖拽所传输的磁螺度。Démoulin & Berger (2003) 认识到 LCT 方法得到的磁螺度不仅包含剪切运动注入日冕的磁螺度而且也包含磁流上浮所注入的磁螺度。最近几年来,许多作者在研究耀斑,暗条,CME 和磁云的工作中都计算了光球的磁螺度流(Chae 等人 2001; Moon 等人 2002a,b; Nindos & Zhang 2002; Kusano 等人 2002; Nindos,Zhang & Zhang 2003; Nindos & Andrews 2004; Yang 等人 2004)。

电流螺度是太阳大气非势性的一个重要诊断特征。由于观测限制,只有电流螺度密度的纵向分量,即

^{*} 这部分工作发表在太阳物理上, 2006, 234卷, P21

$$hc_{\shortparallel} = B_{\shortparallel} \cdot (\nabla \times \mathbf{B})_{\shortparallel}, \tag{2.1}$$

能够从观测得到的矢量磁图推算出来(Bao & Zhang1998)。从电流螺度密度的演化我们可以得到一些关于光球下面的扭绞磁场的信息。电流螺度密度跟太阳的表面活动联系非常密切。Seehafer(1990)发现了电流螺度在太阳活动区的跨赤道符号规律。Bao,Ai & Zhang(2001)给出了活动区耀斑的发生与反常螺度符号的关系。Kim 等人(2002)给出了耀斑活动和电流螺度密度的变化之间关系的理论解释。Liu & Zhang(2002)研究了电流螺度演化和 δ 位形的关系。Wang,Zhou & Zhang(2004)分析了与 CME 有关的活动区的螺度模式。

物理上来说,感应电场 $\mathbf{E} = \mathbf{V} \times \mathbf{B}$ 对应于磁场线足点在太阳表面的拖动 (sweeping),它可能与太阳大气的非势性有关。经过第三章的研究之后我们发现其实它与非势性的变化密切相关。在本章中,我们只讨论感应电场的纵向分量,也就是

$$E_z = (\mathbf{V} \times \mathbf{B})_z \,, \tag{2.2}$$

它反映了横场力线被水平运动拖拽的量,显示了横场和水平运动的关系。我们用矢量磁图得到的横场以及 LCT 方法计算得出的水平速度来推算光球的 E_z 。 关于 E_z 的推算很少有报道。

光球 δ 位形的形成是太阳磁场非势性研究的重要课题。Zirin & Liggett (1987) 从统计上将 δ 黑子的形成分成三类:单个光球下面形成的复杂活动区的整体浮现,旧有黑子周围的大的卫星黑子的浮现,或者是两对偶极的异极碰撞。Liu & Zhang (2002) 报道了另外一种 δ 位形的形成模式:新的 δ 位形来自旧有 δ 位形的分解和重组。很明显,活动区 10488 的 δ 位形的形成属于 Zirin & Liggett (1987) 提出的模式中的第三种。Tang (1983) 详细研究了这种 δ 位形的形成。有关活动区 10488 的 MDI 的的视向磁图和怀柔的矢量磁图数据为我们研究这个 δ 黑子的形成及其行为提供了方便。

在这章中,我们把重点放在活动区 10488 的磁螺度和非势性的传输和积累上。这个活动区是个快速上浮活动区。一个磁流系统先从光球下面浮上来,同时力线足点迅速旋转。另外两个新的磁流系统接着浮出并且与旧有磁流系统发生强剪切(此时旧有磁流系统已经不再有明显的足点旋转)。这样,这一个活动区的演化过程就在两个连续的时间段分别显示了单个磁流系统的扭绞(twist)和不同磁流系统之间的相互作用。这样我们就可以方便的比较这两者在磁螺度和非势性的传输和积累中所起的作用,有关这一问题尚无定论。另外,我们同

时分析了此活动区的磁螺度和电流螺度两种螺度的演化情况,故而可以得到有关螺度的更多的信息。

2.2 数据和方法

我们使用 SOHO 卫星上的 Michelson Doppler Imager (MDI) 测得的一分钟时间分辨率的全日面纵向磁图,观测时间是从 2003 年 10 月 26 日 13:00 UT 到 10 月 31 日 22:00 UT。MDI 的全日面磁图是由 1024×1024 的分辨率为 2"的 CCD 探测仪记录的。我们分析的局部磁图的视窗为 400"×400",覆盖了整个 NOAA 10488 活动区。参照时间选在 2003 年 10 月 28 日 18:00 UT,活动区在这个时刻过日面中心。

MDI 的磁图数据受仪器影响限制。研究发现 MDI 测得的 1200 G以下的磁场比怀柔的磁场呈线性偏低大约 1.54 倍 (Berger & Lites 2003)。Nindos,Zhang & Zhang (2003) 给出了一个非线性公式来分别改正 1200 G 以下和以上的磁场。但这里我们做 LCT 时用初始的 MDI 数据,故而我们的计算给出下限结果。

磁螺度通过光球表面的水平流运动从光球下面向日冕的传输率可以由以下 公式描述

$$\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} = -2 \oint (\mathbf{A}_p \cdot \mathbf{u}) B_n \mathrm{d}^2 x, \qquad (2.3)$$

其中 A_p 是势场的矢量势, \mathbf{u} 是 LCT 计算所得的水平流速度, B_n 是磁场的法向分量。计算磁螺度传输率时,我们沿用 Chae 等人(2001)提供的 LCT 方法。非线性映射(nonlinear mapping),流密度内插以及几何短缩改正都沿用 Chae 等人(2001)的方法。这样,做 LCT 时,磁图已经扣除了较差自转的影响,分辨率已经内插升高为1",纵场强度取为视向场强度乘以 $1/\cos\psi$ (ψ 是活动区的球面角)。为了提高信噪比,我们把五张一分钟时间分辨率的 MDI 磁图做时间平均。我们按 Chae 等人(2001)所说,取切趾窗函数的半峰全宽(FWHM)为 8",时间隔为 20 分钟,并把磁流密度低于 10 G 的和相关系数小于 0.9 的区域的水平流速度取为零以降低噪声干扰。为减小周期性边界条件的影响,计算 A_p 时将区域扩大到原来研究区域视窗的 9 倍。

怀柔太阳观测站在 2003 年 10 月 27 到 30 日有很好的光球矢量观测资料。用这些磁图我们计算了电流螺度密度的纵向分量。横场的 180° 不确定性用 Wang & Abramenko (2000) 提供的线性无力场的方法解决。矢量磁场的投影改正和测

得的磁场由平面坐标向球面坐标的变换按照 Gary & Hagyard (1990) 提供的方法完成。

2.3 磁场,水平运动和螺度

2.3.1 磁场演化

活动区 NOAA 10488 的纵向磁场演化在图 2.1 中给出。此活动区位于纬度 $7^{\circ} < b < 9^{\circ}$ 范围内,在 2003 年 10 月 26 日 ~ 11 月 3 日期间过日面。主偶极黑子从光球东部于 2003 年 10 月 26 日 11:00 UT 快速上浮,同时顺时针快速旋转。大约在 10 月 27 日 17:00 UT,一对新的偶极黑子从主黑子的东边浮出,快速增长并逐渐接近主黑子。另外一对小的偶极黑子于 10 月 28 日从主黑子的北部浮出,但是由于它们跟主黑子没有明显的剪切,本章不讨论。10 月 29 日,整个活动区形成了 δ 位形。当活动区的两个相反极性黑子的分离间隔趋于恒定时我们称此活动区成熟,10 月 29 日这个活动区已经成熟。此时活动区已经不再有明显的旋转运动并遵从黑尔定律。从 29 日 8:00 UT 之后,新浮偶极黑子的正极性半影与旧有主黑子的负极半影强烈剪切并且前者沿后者逐渐爬升。故而活动区的演化可以分成两个阶段。我们定义,29 日 8:00 UT 之前当光球场线足点旋转时为旋转相,之后当两个不同的磁流系统强剪切时为剪切相。

在图 2.2 第一列我们给出了投影改正之后的怀柔矢量磁图。由于从 10 月 27~30 日活动区离日面中心较近,投影效应的改正很小。标记为 'c' 的负极黑子总是左手扭绞。前导正极黑子在 10 月 27 日和 28 日是右手扭绞。前导黑子的上半部分(图中标记为 'a')在 10 月 29 日和 30 日仍然保持着右手扭绞,但下半部分(图中标记为 'b')在这两天却具有弱的左手扭绞。关于活动区扭绞的进一步的讨论将稍后给出。

图 2.2 第二列给出了 LCT 计算所得的水平速度。由图可见,活动区大部分区域的速度矢量的旋转方向与横场旋向相反。例如,27 日速度矢量顺时针旋转,明显地与磁场旋向相反。28 日,前导正极黑子下方标记为 'B'的部分以及后随负极黑子的大部分(标记为'C')速度场也都与横场旋向相反。29 日和 30 日的情况与 28 日相似。前导正极黑子上半部分标记为'A'的部分在 29 日和 30 日速度场也与横场旋向相反,但这部分在 28 日与横场旋向相同。

横场可以看作是螺旋磁流系统在光球面上的水平投影。LCT 计算得出的横向速度代表磁场线足点的水平运动。所以当一束磁流管从光球下面上浮时,磁

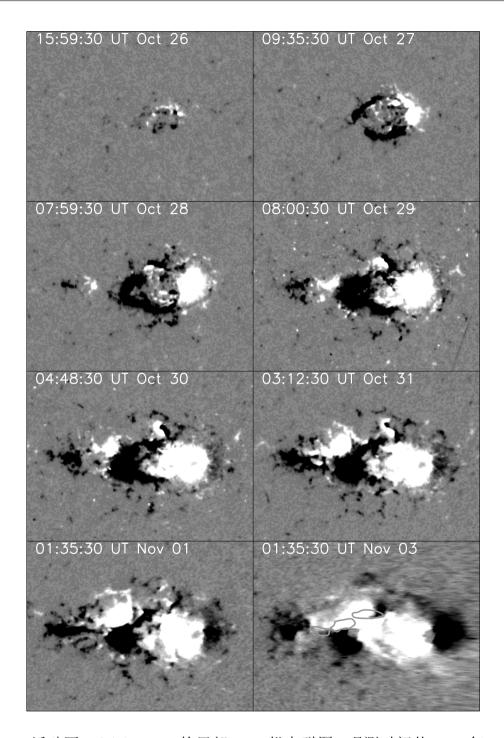


图 2.1: 活动区 NOAA 10488 的局部 MDI 纵向磁图,观测时间从 2003 年 10 月 26 日~31日. 叠加的等高线是 HSOS 11 月 3 日 01:25 UT 测得的 H α 耀斑亮核,已经做过了几何投影改正。视窗是 $400'' \times 300''$ 。

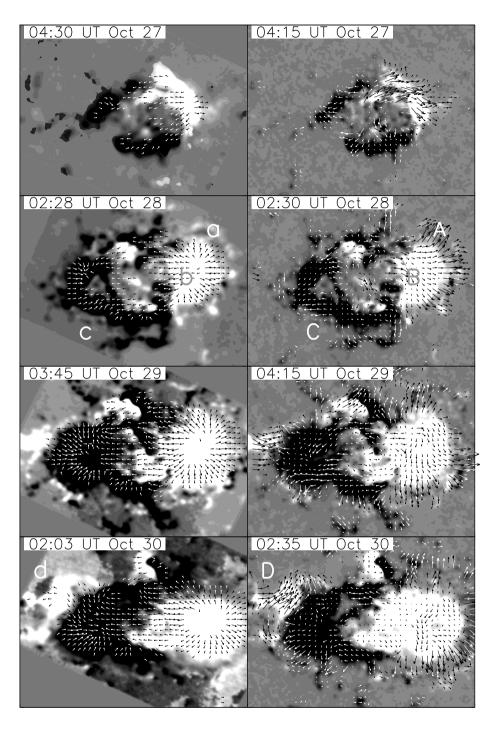


图 2.2: 怀柔矢量磁图 (左) 和叠加在 MDI 纵向磁图上的 LCT 计算所得的水平速度矢量图 (右)。横场的最大箭头长度为 $1200~\mathrm{G}$,速度场的最大箭头长度为 $0.8~km~s^{-1}$ 。视场为 $225'' \times 168''$ 。

场的足点会按横场旋向相反的方向做旋转运动。图 2.2 正证实了这一点。至于 28 日标记为 'A'的部分的反例情况,可能是由于磁流管快速上浮过程中的快速 膨胀而造成的。

让我们关注一下图 2.2 中标记为 'D'/'d' 的区域。从 29 日以后,新旧偶极黑子之间的剪切越来越强。在这个区域,横向磁场是弱的左手扭绞而速度场是强右手旋转。这可能意味着一个新的左手扭绞的磁流系统从光球下浮出光球表面。然而这个区域的强剪切比扭绞更明显,因而强剪切可能更重要。

2.3.2 磁螺度传输

图 2.3b 和 2.3c 分别给出磁螺度传输率 $\mathrm{d}H/\mathrm{d}t$ (由水平运动推算出) 和磁螺度累积变化量 $\triangle H(t)$ (由磁螺度传输率的时间积分计算得出)的时间演化。由于有些时间段的 1 分钟 MDI 磁图没有观测数据,故而这些时间段的磁螺度传输率无法得知。按照 Nindos & Zhang (2002) 所说,我们用 spline 内插来估计这些缺失的磁螺度传输率。内插后计算所得的磁螺度累积变化量的曲线在图 2.3 c 中用细线给出。从图中可以看出,在活动区的发展过程中,磁螺度传输率为负值,磁螺度累积变化量的绝对值随时间增长。10 月 29 日对于磁螺度累积变化量是个临界时间。在 29 日 8:00 UT 之前,也就是在旋转相,磁螺度传输率较小,磁螺度的变化较慢。在剪切相, $\mathrm{d}H/\mathrm{d}t$ 较大,磁螺度变化快而显著。在几乎相同的时间里,剪切相的磁螺度累积变化量大约是旋转相的 3 倍。剪切比扭绞传输了更多的磁螺度到日冕中去意味着两个不同磁流系统的相互作用比单个磁流系统的扭绞携带了更多的磁螺度到上层大气中去。

然而,我们是否可以下结论说不同磁流系统之间的强剪切比单个磁流系统的扭绞在磁螺度传输中更有效?还是应该把 29 日以前的低磁螺度传输率归功于低磁场流量?为了检验磁螺度对磁通量的依赖性,我们用通量的平方做除数去除磁螺度的累积变化量。图 2.3 a 给出了活动区正负磁通量随时间的变化。假定活动区的磁场是一个整个扭绞着的的磁流系统,比率 H/F^2 (见图 2.4) 就对应于缠绕圈数,它代表整个活动区的缠绕。当活动区从光球下面上浮时,缠绕和复杂性就被带到上层大气,表现为 H/F^2 的绝对值增加。从图 2.4 我们发现在研究的活动区浮出光球表面后 5.5 天, H/F^2 达到-0.04。这个值跟前人结果一致(Chae,Moon & Park 2004 及其引文)。我们还发现 H/F^2 的增长率在剪切相与在旋转相的前 50 个小时很接近。所以对于活动区 NOAA 10488,扭绞和剪切

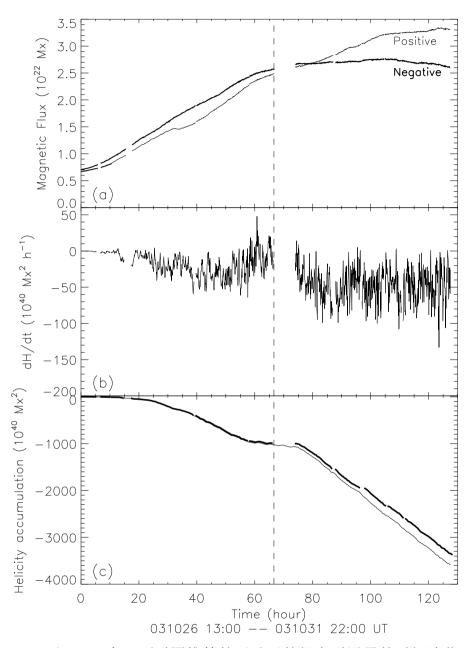


图 2.3: (a)由 MDI 全日面磁图推算的活动区的纵向磁通量的时间演化。(b)磁螺度传输率 $\mathrm{d}H/\mathrm{d}t$ 的时间演化。(c)由 $\mathrm{d}H/\mathrm{d}t$ 推算得出的磁螺度累积变化量 $\Delta H(t)$ 的时间演化(粗线),和经 spline 内插估计缺失观测数据时间段的 $\mathrm{d}H/\mathrm{d}t$ 而计算得出的磁螺度累积变化量 $\Delta H(t)$ 的时间演化(细线)。垂直虚线表示分开旋转相和剪切相的时刻。

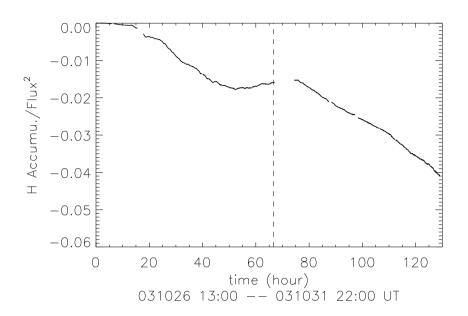


图 2.4: 日冕磁螺度累积变化量与磁流量平方的比值。垂直虚线表示分开旋转相和剪切相的时刻。

对于磁螺度的传输都很有效。

但是,我们从图 2.4 也发现 H/F^2 的绝对值在旋转相的后16个小时不再继续增加并且小有下降,这意味着在这段时间活动区的总的缠绕的稳定和下降。在接下来的剪切相, H/F^2 的绝对值增加显著而持续,这是由于新旧磁流系统的相互作用的结果。所以对于这个活动区,两个不同磁流系统的强剪切的确是日冕磁螺度注入的主要贡献者。

一个衡量观测磁流对于磁螺度传输的重要性的简单的办法就是研究分布 $G = -2(\mathbf{v} \cdot \mathbf{A}_p)B_z$ 。它描述力线足点运动对磁螺度传输率的局部贡献(Chae 2001)。图 2.5 给出了某些时刻的 G 的灰度图。由于我们感兴趣的是螺度变化的大尺度趋势,G 是图中所注时刻前后一个小时的平均计算结果。在旋转相,G 的极大值主要位于主黑子的旋转和扭绞的地方。在剪切相,G 的极大值主要位于新浮正极黑子和旧有负极黑子发生强剪切的磁中性线附近(在图中由长方框标出)。这进一步证实了我们的前段所述结论。

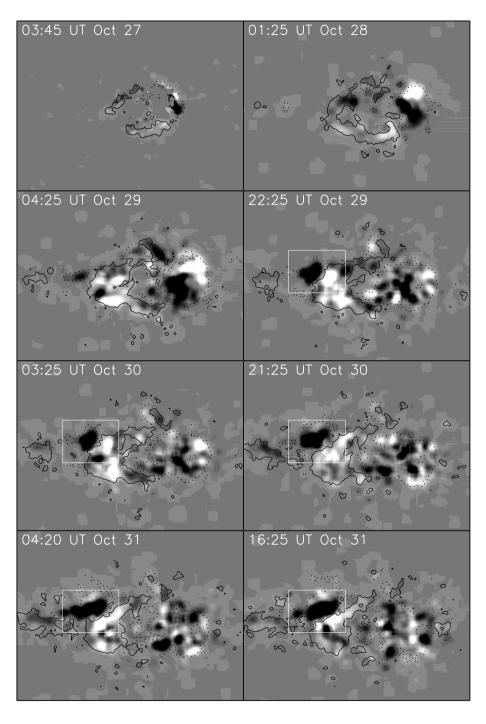


图 2.5: 一小时平均的 $-2(\mathbf{v}\cdot\mathbf{A}_p)B_z$ 的灰度图。黑色虚线和实线的等高线代表纵向磁场强度 ± 200 G,视场是 $400''\times 300''$ 。

2.3.3 电流螺度密度

电流螺度密度的纵向分量反映了光球磁场的局部扭绞信息。图 2.6 第一列给出了纵场大于 200 G 的点的电流螺度密度的灰度图。 hc_{\parallel} 的灰度图是图中表示时间前后一个或者几个小时的平均。平均电流螺度密度在10月27日04:30 UT,10月28日02:28 UT,10月29日03:45 UT,10月30日02:03 UT分别为-1.8,-4.0,-4.8,-4.6(单位是 10^{-3} G^2 m^{-1})。此活动区平均电流螺度密度的符号为负,与 $\Delta H(t)$ 相同。活动区的磁螺度累积变化量与缠绕同号意味着计算得出的光球运动对日冕磁螺度的增加有贡献。此活动区的平均电流螺度密度的绝对值随时间大致呈增加趋势。但是从10月29日以后,平均电流螺度密度的绝对值不再增加,相反的,还有轻微的下降。由于怀柔磁图的视场不够大,只能测到此活动区的主黑子和新浮黑子的一小部分,推算出的电流螺度密度主要是主黑子的。因此在主黑子成熟以后,它的扭绞保持不变或者略有下降。

为了比较电流螺度密度和磁螺度传输,我们把相应时间的G因子的灰度图在图2.6第二列给出。G因子也是图中所表示时间前后一个或者几个小时的平均。尽管每张图的G与 hc_{\parallel} 在总量上都为负号,但它们在局部分布上在活动区的大部分区域都反号。G因子是足点运动对磁螺度传输率的局部贡献。因而G为正的区域在下一时刻将会比当前时刻具有更高的磁螺度,也就是正的磁螺度增加,或者负的磁螺度降低。由于磁螺度和电流螺度都是磁场缠绕性的描述,所以当活动区缠绕增加的时候,它们两者都应该绝对值增加,反之亦然。故而在G与 hc_{\parallel} 反号的区域, hc_{\parallel} 的强度在下一时刻可能会下降。但是,磁螺度传输率和光球电流螺度密度反映了磁缠绕的不同方面,这样注入日冕的磁螺度可能与光球电流螺度密度不成比例。

这一点可以被活动区 NOAA 10488的演化证明,如图2.6所示。从10月28日 开始,在活动区的 G 与 hc_{\parallel} 同号的大部分区域,局部电流螺度密度的强度在下一天增强,在活动区的 G 与 hc_{\parallel} 反号的大部分区域,局部电流螺度密度的强度在下一天减弱。例如,10月28日,前导主黑子的一部分(图2.6中两个参数灰度图中分别标为 'A' 和 'a')G 和 hc_{\parallel} 均为正,在29日这个区域的电流螺度密度的绝对值增加。而在图2.6中标为 'B' 和 'b' 的 G 与 hc_{\parallel} 反号区域,电流螺度密度从28日的正值减小变成29日的弱的负值。在29日,前导和后随黑子的大部分区域 G 与 hc_{\parallel} 反号,故而29日的电流螺度密度强度明显地减小变成30日的较弱的分布。主黑子的大部分区域在30日仍然保持着 G 与 hc_{\parallel} 反号,因而我们可以推

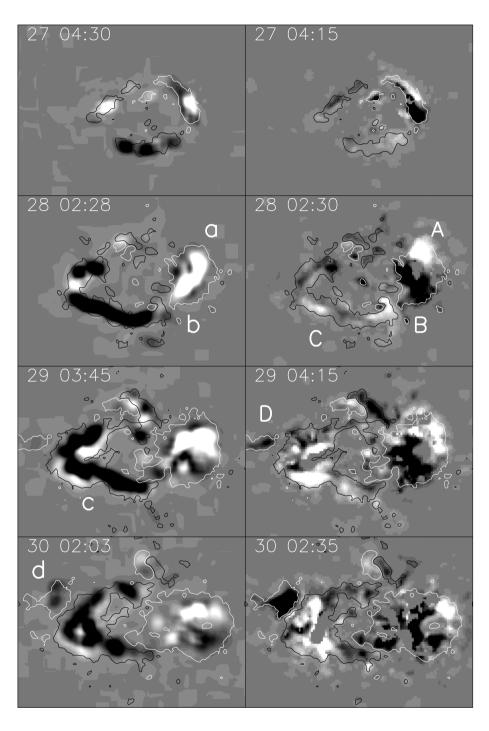


图 2.6: 电流螺度密度 (hc_{\shortparallel}) 的时间平均的灰度图 (左) 和 $-2(\mathbf{v}\cdot\mathbf{A}_p)B_z$ 的时间平均的灰度图 (右)。白色和黑色等高线代表纵向磁场强度 ± 200 G,视场是 $225''\times 168''$ 。

断这些区域的电流螺度密度的强度在下一天可能降低。所以主黑子的扭绞很可能在10月29日主黑子成熟以后的时间里下降。

然而,10月28日的电流螺度密度明显的不符合27日 G 与 hc_{\parallel} 的符号关系所预示的演化,这可能与磁流快速上浮有关。另外,在图2.6标为 'C'和'c'的区域,G 与 hc_{\parallel} 在28日反号,在29日 hc_{\parallel} 的强度也没有明显下降。这些情况给出了注入日冕的磁螺度与光球电流螺度密度不成比例的例子。

图2.6中标为 'D' 和 'd' 的区域值得我们特别注意。它是个正的磁结构并且与旧有负的后随黑子强剪切。这个区域在29日 G 为负,并且电流螺度密度不明显。30日负的电流螺度密度在此区域出现。30日 G 依然保持为负,所以我们可以预测此区域的电流螺度密度的强度在下一天将会增强。但不幸的是我们没有全时间段的矢量磁图来研究剪切相的非势性。然而在11月3日01:25 UT,怀柔的 Hα 望远镜拍到了三个恰好位于新正极黑子与旧负极黑子之间的耀斑核(见图2.1中最后一副图的耀斑核亮度等高线)。之前在这个活动区没有任何 X 级耀斑发生。尽管我们并不知道耀斑前磁位形的确切改变,新旧偶极之间的强剪切毫无疑问的对磁非势性的传输和积累做了重要贡献。综合考虑螺度和大耀斑提供的信息,我们推断新旧偶极之间的强剪切最终成为此活动区太阳大气中磁非势性的主要贡献者。所以,对于活动区 NOAA 10488,单个磁流系统的扭绞和不同磁流系统之间的相互作用都对磁非势性的传输和积累有贡献,而且后者可能比前者更强大。

2.3.4 感应电场

为了更好的理解磁非势性形成,我们研究感应电场,即 $\mathbf{E} = \mathbf{V} \times \mathbf{B}$, \mathbf{V} 是等粒子体的速度, \mathbf{B} 是磁流量。 \mathbf{E} 物理上对应于太阳表面的磁场线的扫动(sweeping)运动。磁力线足点的上浮速度的法向分量并不能直接得到。所以这里我们只讨论 E 的纵向分量。光球上磁冻结近似成立,而且磁场线的法向速度对 E_z 没有贡献。所以我们可以用LCT计算所得的横向速度来代替等离子体的水平速度。 E_z 实际上代表横场线被水平运动拖动的量,显示了水平运动和横场的关系。

图2.7给出了 E_z 的灰度图。在旋转相, E_z 的极大值位于主正极黑子旋转或扭绞的区域附近。在剪切相, E_z 的极大值移到新正极旧负极之间的强剪切的区域。 E_z 的极大值达到 $0.1\sim0.2~V~cm^{-1}$,这个值与 Wang et~al.(2003)报道的双带

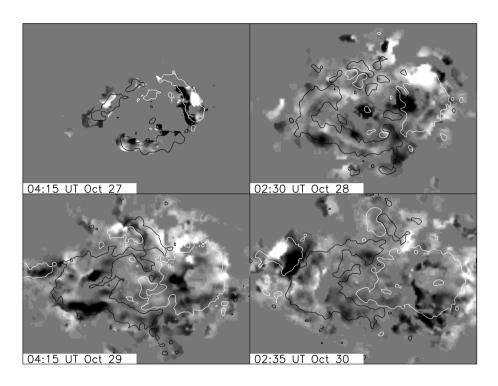


图 2.7: E_z 的灰度图。白色和黑色等高线代表纵向磁场强度 ± 200 G,视场是 $225'' \times 168''$ 。

耀斑的慢磁重联阶段的电场值相当。

 E_z 的极大值的位置预示着参数 E_z 可能与太阳大气的磁非势性有关。为了弄清这一点,我们特别研究了这个活动区的一个耀斑。在10月30日,怀柔的 $H\alpha$ 望远镜拍到了一个 M1.6级的耀斑。它01:56 UT 开始,02:07 UT 达到极大,02:29 UT 结束。图2.8给出这个耀斑在02:03 UT 时的 $H\alpha$ 单色像,叠加的感应电场等高线是 E_z =±0.12 V cm^{-1} (粗线)。由图可见, E_z 的极大值和耀斑亮核没有明显的关系。但是, E_z 在强剪切区域强度很大,并且 $H\alpha$ 单色像显示出一个稍弱一些的亮带(见图2.8标为'f'处)。这个现象在耀斑时刻前后保持了几个小时,值得进一步研究。回想一下 X 级耀斑核在11月3日01:25 UT 恰好位于新正极和旧负极黑子之间,我们认为强剪切区域的强剪切持续积累磁自由能。我们需要关于更多耀斑的更全面和更精确的数据,尤其是关于大耀斑的,来进一步研究 E_z 和耀斑的关系。

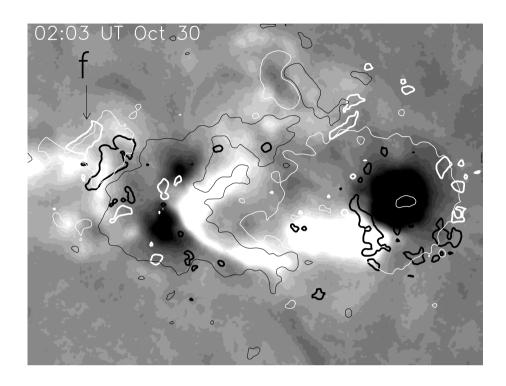


图 2.8: 怀柔10月30日观测到的一个 M1.6级的 H α 耀斑,粗的白色和黑色等高线代表 E_z =±0.12 V cm^{-1} ,细的白色和黑色等高线代表纵向磁场强度±200 G,视场是225" × 168"。

2.3.5 磁螺度预算

主黑子成熟后平均 $\mathrm{d}H/\mathrm{d}t$ 大约为 -5×10^{41} $\mathrm{Mx^2}$ $\mathrm{hr^{-1}}$ 。直到10月31日22:00 UT,磁螺度的累积变化量达到了 -4×10^{43} $\mathrm{Mx^2}$,磁通量达到 $\pm3\times10^{22}$ Mx 。如果磁螺度的累积变化量按照主黑子成熟后的速度持续增长,到11月3日00:00 UT 它将会达到 -6×10^{43} $\mathrm{Mx^2}$ 。这在活动区螺度值中是比较大的。Chae,Moon & Park(2004)计算得到的另一个活动区的螺度值为 8×10^{42} $\mathrm{Mx^2}$ 。造成两值较大差别的主要原因可能是所研究的活动区磁通的不同。Nindos & Andrews(2004)指出耀斑前日冕储存的磁螺度对于无伴生 CME 的耀斑要低于有伴生 CME 的耀斑,有伴生 CME 的耀斑的日冕磁螺度的最大绝对值为 7×10^{43} $\mathrm{Mx^2}$,平均值为 $2.68\pm1.81\times10^{43}$ $\mathrm{Mx^2}$ 。所以到11月3日00:00 UT,活动区 NOAA 10488由水平运动推出的日冕磁螺度足够一两个有伴生 CME 的耀斑。实际上,此活动区过日面期间共发生了17个 C 级,6个 M 级和2个 X 级耀斑。考察耀斑和 CME

的发生时间并看LASCO拍到的它们的电影,我们发现有两个 CME (分别发生在11月3日01:59 和UT 10:06 UT) 分别与两个耀斑有关(分别发生在11月3日01:09 UT 和09:43 UT 的 X2.7和 X3.9级耀斑)。应该指出,单个 CME 或者 MC 的螺度依赖于计算时所取磁云流管的长度 (用磁云螺度计算作为 CME 螺度计算的参照)。如果采用较短的磁云流管长度0.5 AU,单个 CME 或者 MC 的螺度的典型值为 2×10^{42} Mx² (DeVore 2000)。活动区 NOAA 10488由水平运动推出的日冕螺度远远大于这个值,并且与 Nindos,Zhang & Zhang (2003) 报道的磁云带走的螺度量 (10^{43} Mx²量级)相当——尽管此活动区没有磁云被观测到。

2.4 讨论

较差自转在磁螺度传输过程中对于有些活动区很重要对于另一些活动区可以忽略(Chae 2001,Chae et al. 2001,Démoulin et al. 2002,Nindos,Zhang & Zhang 2003)。按照 Chae (2001)所说,我们用 DeVore (2000)的公式(15)来估计所研究活动区较差自转贡献的磁螺度变化率: $\mathrm{d}H/\mathrm{d}t=\pi/32\Omega\mathrm{F}^2$,其中 $\Omega=-8.6\times10^{-7}\sin b\cos^2 b\,\mathrm{s}^{-1}$ 。对于我们所观测活动区取 $F=3.0\times10^{22}\,Mx$ 和 $b=9^\circ$,得到 $\mathrm{d}H/\mathrm{d}t=-4.1\times10^{40}\,\mathrm{Mx}^2\,\mathrm{hr}^{-1}$ 。此值大约是水平运动推得的磁螺度变化率的平均值的八分之一。

按照 Chae $et\ al.$ (2001)所说方法,我们发现伪运动引入的v的误差是很局部性的并且对最后结果的影响不超过 $\pm 10\%$ 。计算所得速度的极大值为 $0.8\ km\ s^{-1}$,其 rms 为 $0.2\ km\ s^{-1}$ 。LCT 方法本身的缺陷使得有些运动无法测算出,例如,磁场垂向分量的等高线上的运动(Démoulin & Berger 2003)。所以我们可能低估了活动区的扭绞运动。MDI 的磁图在 $1.5\sim 2\ KG$ 遭受磁饱和效应的影响。这就使得我们低估正极主黑子强垂向磁场的区域的G 的值,从而低估那里的 ΔH 。Nindos & Zhang(2002)指出把 MDI 的大于500 G 的磁场乘以因子1.6,最后计算得到的 dH/dt 是原来的 $1.1\sim 1.4$ 倍。我们使用的是原始的 MDI 数据,因而结果给出下限值。

缠绕包括单个磁流系统的扭绞(twist)和弯曲(writhe),以及不同磁流系统的链环(linkage)。两者很难从光球观测数据上分辨出来,尤其是对于 δ 活动区。扭绞和弯曲在螺度和 δ 活动区的研究中经常被谈到,但链环却往往被忽略。如此一些螺度的信息就被丢掉了。活动区 NOAA 10488的强剪切对于螺度有重要的贡献,它可能与不同磁流系统的链环有关。

一些以前的研究工作报道了单个磁流系统中性线附近的剪切运动(Chae et al. 2001; Chae, Moon & Park 2004; Nindos & Zhang 2002)。将我们的结果与之 比较将会很有意义。Chae, Moon & Park (2004) 从活动区刚刚浮出光球表面开 始,研究了上浮活动区 NOAA 10365。他们指出活动区的磁流和螺度都稳定增 加, 4.5天之后分别达到 1.2×10^{22} Mx 和 8×10^{42} Mx²。从他们的流量和螺度随时 间的演化图上我们推算出 H/F2 在活动区浮出的前4天里持续增加达到峰值(大 约为0.09), 然后在接下来的一天中降至0.05。 这跟我们研究的活动区的旋转相 的情况很相似。Nindos & Zhang (2002) 研究活动区 NOAA 9165也是类似情况。 他们报道流量和螺度分别达到 $8 \times 10^{21} \text{ Mx}$ 和 $-6 \times 10^{42} \text{ Mx}^2$ 。我们推算出他们的 H/F^2 在活动区上浮阶段的前50个小时持续增加,达到-0.07,然后的10个小时变 得稳定。尽管 H/F^2 在接下来的时间里绝对值接着增加,并在另外40个小时达 到-0.1, 它的绝对值的后期的增加归功于活动区的衰减, 与上浮无关。 所以我们 认为单个磁流系统中性线附近的剪切与扭绞有着相似的行为, 两者在光球下可 能有着相似的起源(可能与单个磁流系统的扭绞和弯曲有关)。考虑到我们研究 的活动区中强剪切传输的磁螺度在相同时间里是扭绞的3倍,我们认为两个不同 磁流系统之间的强剪切可能比单个磁流系统磁中性线附近的剪切有能力传输更 多的磁螺度到日冕中去。强剪切可能在光球下面有着完全不同的起源(可能与 不同磁流系统的相互作用有关)。这一点需要进一步验证。

我们研究的活动区的 δ 位形的形成属于 Zirin & Liggett (1987) 提出的第三种类型: 两个独立的偶极的碰撞。一对新偶极黑子像已有主黑子的尾巴一样诞生在后方,接着两个相毗邻的反极性黑子相互冲入并相互剪切。 δ 黑子于是形成了。Zirin & Liggett 指出这样的 δ 黑子不是那么活跃。活动区 NOAA 10488的磁螺度累积比Chae et al. (2001),Chae,Moon & Park (2004) 和 Nindos & Zhang (2002) 报道的值要高一些。Chae et al. (2001) 研究的活动区有暗条形成,Nindos & Zhang (2002) 研究的活动区有磁云,Chae,Moon & Park (2004) 研究的活动区在其上浮期间有2个 X 级耀斑。然而,在11月3日以前,在7.5天的长时间期间,没有任何 X 级耀斑或者其它强太阳活动事件发生在我们研究的活动区。的确,活动区10488在它上浮的相当长时间里不是很活跃。

2.5 小结

本章研究了快速上浮活动区 NOAA 10488的磁场,水平运动推算的磁螺度,

电流螺度密度的纵向分量,和感应电场的纵向分量。光球足点的扭绞形成在活 动区上浮的旋转相,两个磁流系统之间的强剪切形成在接下来的剪切相。强剪 切比扭绞带了更多的磁螺度到日冕。在主黑子成熟之后,它的扭绞下降,强剪切 变得重要起来并最后成为此活动区的太阳大气中的磁非势性的主要贡献者。所 以我们认为在这个活动区,与不同磁流系统的链环相关的相互作用与单个磁流 系统的扭绞相比可能传输更多的磁螺度到上层大气中去,并且对非势性的传输 和积累的贡献更大。由水平运动推算出的这个活动区的日冕螺度达到 -6×10^{43} Mx²。此值与以前工作报道的产生伴生 CME 的耀斑的活动区的日冕螺度或者 磁云带走的螺度相当 (Nindos, Zhang & Zhang 2003; Nindos & Andrews 2004)。 我们特别的分析了感应电场的纵向分量 E_z 。它的极值约为 $0.1\sim0.2~\mathrm{V}~cm^{-1}$ 。我 们发现 E_z 的极大值在旋转相位于扭绞区域, 在剪切相转移到强剪切区域, 这 意味着参数 E_z 可能与此活动区太阳大气的非势性有关。从理论上来说,由 $\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ 可知,除非 \mathbf{E}_z 不随时间变化,否则一定会有新的电流产生,也就 是非势能一定会发生改变。然而对于此活动区发生的 M1.6 级的耀斑,没有发现 $H\alpha$ 耀斑核和 E_z 的明显相关。只是在 $H\alpha$ 单色相上强剪切区域有个弱的亮带, 对应着强的 E_z 值,这值得进一步研究。本章还很好的描述了一个 δ 活动区的形 成及其螺度传输。

第三章 大耀斑和太阳表面磁场的动态演化之间的关系

3.1 引言

几十年来, 光球磁场演化和耀斑之间的关系一直是个重要的研究课题。 以前的研究工作多数着重于活动区耀斑发生前,发生中以及发生后的的磁通 量变化、磁拓扑结构、磁剪切、磁梯度、磁流浮现和对消、足点运动和非势 参数 (如电流和螺度) 等 (Hagyard 等人 1984; Wang 等人 1991; Zhang 等人 1994; Bao & Zhang 1998; Deng 等人 2001; Lin, Forbes & Isenberg 2001; Liu & Zhang 2001; Zhang 2001a, b; Moon 等人 2002a, b; Wang 等人 2002; 2005; Liu & Zhang 2006; Wang 等人 2006; Zhang, Zhang, Flyer & Low 2006; Schrijver 2007)。人们早就注意到,代表了活动区非势能的太阳表面磁场复杂位形的演 化对于能量储存和耀斑触发非常重要。太阳大气的磁场演化的研究中最关键的 参数是磁场强度和磁场演化速度。当具有非势磁场的磁流管从光球下上浮出光 球表面的时候, 磁力线由于垂直于磁力线方向的等离子的推动作用而变弯。活 动区的位形越复杂, 磁力线的扭绞就越厉害, 从而活动区的磁非势性就越高, 活动区就越耀斑多产。对于活动区的复杂性的定量描述比较少,有结构参数等 等(Chumak & Chumak,1987; Guo & Zhang 2006)。我们提出一个对活动区的 复杂性的动态的和定量的描述方法: $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$, 其中 \mathbf{u} 是磁场力线足点的运动速 度, B 是磁场通量。由于这个矢积跟电场有相同的量纲, 我们定义它为:

$$\mathbf{E} = \mathbf{u} \times \mathbf{B} \,. \tag{3.1}$$

注意本章中的 E 是光球速度场和磁场的动态演化,不是重联电流片中的电场。

光球的 E 可以由观测得到。光球磁流管足点的速度可以由 local correlation tracking (LCT) 方法用时间序列的 SOHO/MDI 的纵场磁图得到。磁场通量可以由怀柔太阳观测站 (HSOS) 的矢量磁图得到。注意 LCT 方法测得的速度包含了表面运动和磁流浮现两者的贡献 (Démoulin 等人 2003)。因而由 u 和 B 推算得出的 E 不仅包含了剪切运动的贡献也包含了磁流浮现的贡献。

^{*} 这部分工作已投稿在太阳物理, 基本接收

由公式 3.1 我们看到 E 的强度很高的活动区应该有强磁场或者快运动或者两者兼备。E 的强度描述活动区复杂性的变化,而这个变化表现为磁场强度和运动的演化,这样从物理上来说 E 与光球活动区的非势性的变化相关。因此 E 与大耀斑很可能有某些关系。关于 E 的物理意义的进一步的讨论稍后给出。

在这个工作中,我们从观测的角度讨论 E 和耀斑的关系。这样的工作以前很少有报道。Liu & Zhang (2006) 对这个课题做了初步的研究,讨论 E 的法向分量,并没有得到结论性结果。

3.2 E 的物理意义

从前述的定义我们知道 E 的字面意义: 它是活动区复杂性的定量和动态的描述,显示磁力线足点的拖动运动,代表速度场和磁场的实时演化,与光球非势性的变化密切相关,并且具有电场的量纲。下面我们进一步研究它的物理意义。

以非相对论速度在磁场中运动的等离子体除了受到对静止物质作用的电场力以外还受到一个附加电场的作用 $(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$, 其中 \mathbf{v} 是等离子体的速度, \mathbf{B} 是磁场通量 (Priest 1984)。通过以下简单的推导我们会发现以磁力线足点的速度来表达的电场的等价表示。

在光球等离子体的速度的三维矢量 \mathbf{v} 可以分为沿切向(这里的切向是指光球面上的 \mathbf{x} 、 \mathbf{y} 平面)和沿法向两个分量 \mathbf{v}_t 和 \mathbf{v}_n 。类似的,磁场 \mathbf{B} 也可以分成切向和法向两个分量 \mathbf{B}_t 和 \mathbf{B}_n 。这里法向单位矢量 \hat{n} 向上指向日冕。LCT 方法本意是跟踪光球足点:它测量速度

$$\mathbf{u} = \mathbf{v}_t - \frac{v_n}{B_n} \mathbf{B}_t \tag{3.2}$$

(Démoulin & Berger 2003)。由于光球上的磁场非常近似于冻结在等离子上,我们假定它就是完全冻结的。考虑到

$$\mathbf{v}_n \times \mathbf{B}_n = 0 \tag{3.3}$$

和

$$\frac{v_n}{B_n} \mathbf{B}_t \times \mathbf{B}_n = -\mathbf{v}_n \times \mathbf{B}_t, \qquad (3.4)$$

我们得到

$$(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_n = \mathbf{u} \times \mathbf{B}_t \tag{3.5}$$

和

$$(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_t = \mathbf{u} \times \mathbf{B}_n \tag{3.6}$$

(相似的和详细的推导可以参考Chae, Moon & Park 2004的工作), 所以

$$\mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{u} \times \mathbf{B} \,. \tag{3.7}$$

注意公式 3.5 中水平速度和磁场虽然都是沿切向,但这里的切向是指光球的 \mathbf{x} 、 \mathbf{y} 平面,因而它们的矢积不为零(比如 v_xb_y 、 v_yb_x)。从公式 3.7 我们看到 \mathbf{E} 的确具有电场的物理意义。它实际上是光球上的感应电场。它显示了电流形成的动态过程:磁流管上浮过程中磁力线由于垂直于磁力线方向运动的等离子体的推动作用由直变弯,这个过程中新的电流产生并以静电流的形式积累在扭绞的磁力线之中。正是磁场和速度的相互作用使得它们进一步变化。 \mathbf{E} 描述活动区复杂性的变化,它是个非势参数,与光球非势性的变化密切相关。

3.3 数据和方法

这个工作共研究了四个活动区的十个耀斑。它们的特征参数在表 3.1 中给出。这些活动区在日面纬度 ± 20°之内。实际上这些活动区发生的耀斑多于表 3.1 列出的。我们选择的是那些距离日面中心经度比较近的(±37°之内),并且 MDI 和 HSOS 的 SMFT 都有观测的。耀斑前后 1.5 小时之内的磁图没有被采用,因此可以不考虑耀斑爆发可能造成的磁信号污染。

水平速度用 Chae (2001) 和 Chae, Moon & Park (2004) 提出的 LCT 方法,用 MDI 的 96 分钟时间分辨率的全日面磁图计算。切趾窗函数的 FWHM 选取为 10"。非线性映射(nonlinear mapping),流密度内插以及几何短缩改正都沿用 Chae 等人(2001)的方法。为减少计算时间,计算速度矢量时只计算那些磁通量密度高于 10 高斯的象素。我们用活动区在赤经 ±44°以内的磁图。这样数据序列大约为 150 小时。由于MDI磁图数据受仪器限制的影响,我们按照 Nindos,Zhang & Zhang (2003)给出的非线性校正公式对 1200 高斯以上和以下的磁场分别做了通量改正。

对于这些耀斑, 怀柔太阳观测站的太阳磁场望远镜 (SMFT, Ai & Hu 1986; Zhang & Song 1992) 都有很好的光球矢量观测资料。横场的 180° 不确定性用 Wang, Yan & Sakurai (2001) 提供的线性无力场方法解决。矢量磁场投影改正和测得磁场从平面坐标向球面坐标的变换按照 Gary & Hagyard (1990) 提

1111年7年。						
AR	Date	Begin	Max	End	X-Ray Class	Location
10720	05/01/15	00:22	00:43	01:02	X1.2	N13E06
	05/01/15	22:25	23:02	23:31	X2.6	N13W07
	05/01/17	06:59	09:52	10:07	X3.8 *	N13W27
10486	03/10/26	05:57	06:54	07:33	X1.2	S15E35
	03/10/28	09:51	11:10	11:24	X17.2*	S16E05
	03/10/29	20:37	20:49	21:01	X10.0	S17W14
9077	00/07/11	12:12	13:10	13:35	X1.0	N17E31
	00/07/12	10:18	10:37	10:46	X1.9	N18E20
	00/07/14	10:03	10:24	10:43	X5.7 *	N17W10
8100	97/11/04	05:52	05:58	06:02	X2.1 *	S20W37

表 3.1: 所研究的十个耀斑的详细特性。第六列中的标有星号的是图3.3-3.6中 选出的耀斑。

供的方法完成。为了使结果更统一和减少 seeing 条件的影响,我们把 HSOS 磁图按照 MDI 的磁场通量演化进行了归一。归一系数在 0.9-1.1 范围内。活动区 10486 太大以致于不能被 HSOS 的 SMFT 的视场完全囊括。所以观测时这个活动区被分为两部分分别观测。在计算之前我们把这两部分拼接在一起。10486 做 归一时,我们将一个稳定磁结构在不同天的观测资料中的磁通量的极大值当作常数(Wang 等人 1996)。为了减少噪音,我们计算 **E** 的时候取 B_z 大于 60 高斯和 B_t 大于 200 高斯(3σ levels)。

TRACE 1600Å 像和 HSOS 的 HB 单色像被用来确认耀斑核。

3.4 感应电场 E 和耀斑

3.4.1 感应电场 E 的分布

共研究了四个活动区: NOAA 10720, 10486, 9077, 8100。它们的演化在图 3.1 给出。对于每一个活动区,我们选出一个有好的观测资料的并且发生时活动区距离日面中心经度不远的大耀斑来研究 E 的分布和耀斑核的位置之间的关系。图 3.2 第一列给出投影效应改正之后的矢量磁图,第二列给出了叠加在 MDI 纵向磁图上的水平速度矢量,时间都是在耀斑开始时刻左右。图中的大写

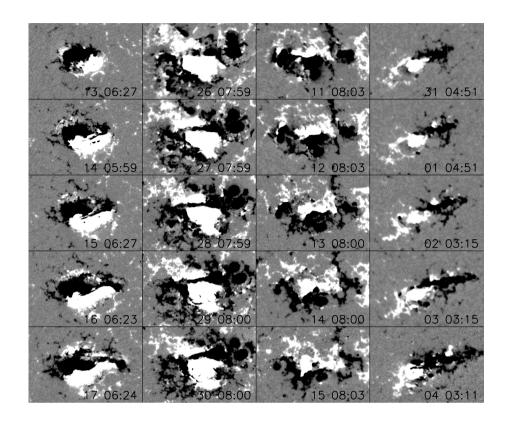


图 3.1: 显示四个活动区的演化的 MDI 纵向磁图。从左至右依次为2005 年 1 月活动区 NOAA 10720, 2003 年 10 月活动区 NOAA 10486, 2000 年 7 月活动区 NOAA 9077, 1997 年 10 月和 11 月活动区 NOAA 8100。视场为 360″ × 240″。

字母标出图 3.3 – 3.6 中的耀斑核的位置。我们看到有些耀斑核位置的磁场强度很高或者磁力线足点速度很大或者两者兼备。

活动区 NOAA 10720 是个发展的 βδ 区和快速上浮活动区 (Guo & Zhang 2006),它在经过日球表面的时候共产生了 5 个 X 级耀斑。像这样多耀斑的新浮活动区是比较少见的。2005 年 1 月 17 日,一个 X3.8 级的耀斑在活动区 NOAA 10720 发生。这个耀斑是个长期事件,大约进行了 3 个小时。GOES 软 X 射线流在 06:59 UT 开始上升。图 3.3 的上面那张是采于 08:30 UT 的 TRACE 1600Å像,它显示了耀斑的初始亮点(标有 'a', 'b', 'c', 'd' 和 'e' 的区域)。从早些时刻的 TRACE 1600Å像我们知道标有 'f' 的亮带是由 'a' 点触发的,并不是初始亮点。图 3.3 的下面那张是耀斑开始之前两个小时时刻的 E 的分布图。实粗灰线是 08:30 UT 的 TRACE 1600Å像上的耀斑带。我们看到 E 在标有 'A', 'C', 'D'

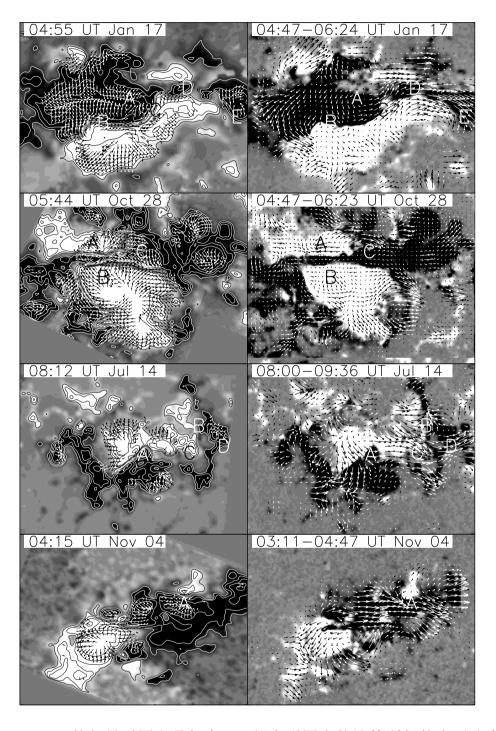


图 3.2: HSOS 的矢量磁图和叠加在MDI纵向磁图上的计算所得的水平速度矢量场。最大箭头长度分别对应于矢量磁场 1200 高斯 (左),以及活动区 NOAA 10720,10486,9077,8100 的磁力线运动速度 0.6,0.7,0.7,0.6 km s⁻¹ (右)。活动区 NOAA 10486(第二行)的视场为 $281'' \times 210''$,其它活动区的视场为 $225'' \times 168''$ 。每张图上的大写字母标出图 3.3-3.6 中的耀斑初始亮点。

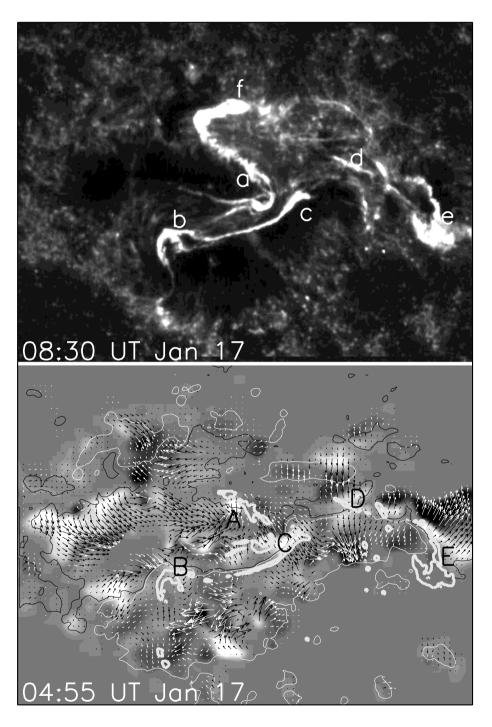


图 3.3: 上:活动区 NOAA 10720 的TRACE 1600 Å 像,采于 2005 年 1 月 17 日 08:30 UT,它显示了 X3.8 级耀斑的初始亮点。下: 04:55 UT 的 E 的分布图。灰度图是 \mathbf{E}_n 的分布,标度在 \pm 0.2 V cm⁻¹ 之间。箭头是 \mathbf{E}_t 。最大箭头长度对应于 \mathbf{E}_t 为 0.8 V cm⁻¹。实粗灰线标出上图 TRACE 1600 Å 像上的耀斑初始亮点。细的白色和黑色等高线代表纵向磁场强度 \pm 200 G。视场为 225" × 168"。下图中的大写字母和对应的上图中的小写字母标出耀斑核的初始亮点。标有'f'的亮带是由'a'处触发的,不是初始亮点。

的区域和标有 'B' 和 'E' 的区域附近都强度很高。换句话说,耀斑的初始亮点大致位于磁极性反转线附近 \mathbf{E} 很强的地方。

活动区 NOAA 10486 是个 δ 活动区 (Zhang等人 2003),快速旋转和强剪切。它经过日球表面的时候产生了七个 X 级耀斑,包括几个耀斑观测历史上最大的耀斑。2003 年 10 月 28 日一个 X17.2 级的双带耀斑发生在这个活动区。GOES 软X射线流在 09:51 UT 开始上升。图 3.4 的上面那张是采于 09:55 UT 的 TRACE 1600Å 像,它显示了耀斑的初始亮点(标有 'a','b'和'c' 的区域)。研究活动区的拓扑结构我们认为标有'f' 的亮带可能跟耀斑的触发无关,它可能与其他过程相关。从早些时刻的 TRACE 1600Å 像我们知道'f'并不是耀斑初始亮点。另外,由于 10486 的矢量磁图是两张图拼接而成,在拼接连接处,标有'g'的区域附近有一部分象素的 E 的值为零,因为矢量磁图在那个区域没有数据。图 3.4 的下面那张是耀斑开始之前四个小时时刻的 E 的分布图。实粗灰线是 09:55 UT 的 TRACE 1600Å 像上的耀斑带。我们看到类似于活动区 NOAA 10720,活动区 NOAA 10486 的耀斑的初始亮点也大致位于磁反转线附近 E 很强的地方。

活动区 NOAA 9077 是位于北半球的超级活动区,产生了三个 X 级耀斑,包括著名的 Bastille Day 事件。这个活动区有明显的磁流对消 (Deng等人2001)。2000年7月14日这个活动区发生了一个 X5.4 级的双带耀斑。GOES软 X 射线流在 10:03 UT 开始上升。图 3.5 的上面那张是采于 10:04 UT 的TRACE 1600 Å 像,它显示了耀斑的初始亮点 (标有 'a','b','c'和'd'的区域)。图 3.5 的下面那张是耀斑开始之前两个小时时刻的 E 的分布图。实粗灰线是 10:04 UT 的 TRACE 1600 Å 像上的耀斑带。我们看到类似于活动区 NOAA 10720 和 10486,活动区 NOAA 9077 的耀斑的初始亮点也大致位于磁反转线附近 E 很强的地方。

活动区 NOAA 8100 是另外一个有名的耀斑多产活动区。具有与活动区主导螺度相反缠绕性的新的磁流在此活动区的耀斑发生的位置附近浮出日面(Wang, Zhou & Zhang 2004)。不像前述三个活动区,8100 产生了一个非双带耀斑。图 3.6 的给出了耀斑开始之前 1.5 个小时时刻的 \mathbf{E} 的分布图。实粗灰线是 HSOS 的 $\mathbf{H}\beta$ 单色像上的耀斑带。我们看到在耀斑核位置附近 \mathbf{E} 的强度很高,那里也是一段磁极性反转线附近。

然而,人们可能会怀疑我们的结论,质疑我们用仅仅拿眼睛看的办法来确定 E 和 TRACE 耀斑亮点的关系的方式太过主观。为了给出更客观可信的证据,

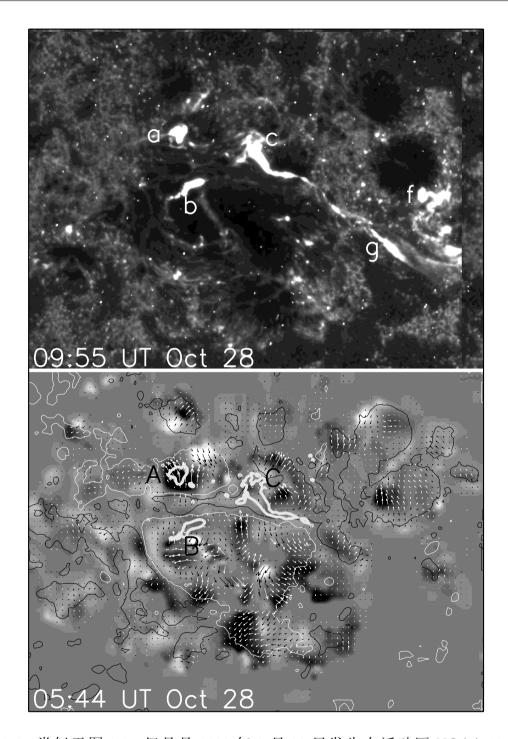


图 3.4: 类似于图 3.3, 但是是 2003 年 9 月 28 日发生在活动区 NOAA 10486 的 X17.2 级的耀斑。下图中箭头的最大长度对应于 \mathbf{E}_t 为 1.5 V cm⁻¹。视场为 281" × 210"。

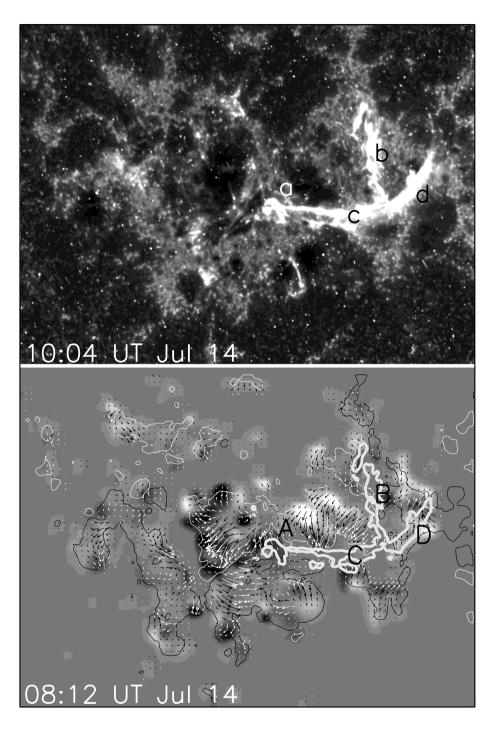


图 3.5: 类似于图 3.3, 但是是 2000 年 7 月 14 日发生在活动区 NOAA 9077 的 X5.4 级的耀斑。灰度图是 \mathbf{E}_n , 其标度为 \pm 0.18 V cm⁻¹ 之间,下图中箭头的最大长度对应 \mathbf{E}_t 为 0.6 V cm⁻¹。视场为 313" × 218"。

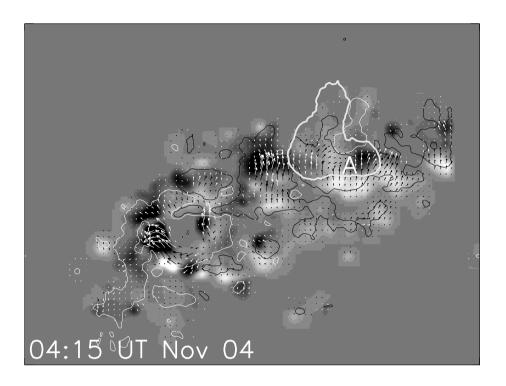


图 3.6: 1997 年 11 月 4 日 04:15 UT 的活动区 NOAA 8100 的 E 的分布图。灰度图是 \mathbf{E}_n ,其标度为 \pm 0.18 V cm⁻¹ 之间。箭头的最大长度对应于 \mathbf{E}_t 为 0.3 V cm⁻¹。实粗灰等高线表示 05:55 UT 的 HSOS 的 H β 单色像上的耀斑核。细的白色和黑色的等高线分别代表纵向磁场强度 \pm 200 高斯。视场为 313" × 218"。

我们计算电场和TRACE强度的散点图的相关系数。在做这一步之前,我们将TRACE强度内差为和 E 相同的网格数,并且这两者的分辨率都降低 26 倍,以使得耀斑核亮点与其附近的强 E 可以相关。图 3.7 和图 3.8 分别给出 E 的切向分量和法向分量与 TRACE 强度的散点图。每个活动区中这两个量之间的相关系数在图中分别标出。从图中我们看到,对于活动区 NOAA 10720,10486,9077,相关系数都比较高,E 的切向分量和法向分量的相关系数分别高于 0.88 和 0.74。对于 NOAA 8100,相关系数比较低,E 的切向分量和法向分量的相关系数分别为 0.75 和 0.58。总的来说,图 3.7 和图 3.8 显示 TRACE 亮点和强 E 的区域之间强相关。

通过以上分析,我们看到尽管没有点点对应,耀斑核的初始亮点和 E 的强度高的地方有很好的相关,前者大致位于极性反转线附近后者很强的地方。耀斑亮核来源于高层大气中自由能的释放。光球中的 E 代表足点拖动运动,这个

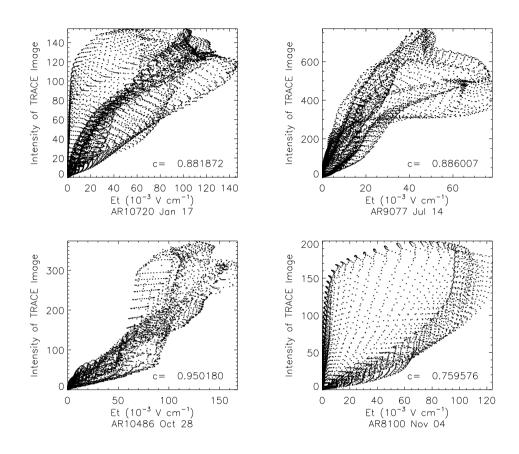


图 3.7: 电场的切向分量和 TRACE 强度的散点图。它们的相关系数在每幅图中给出。

运动与磁场结构的变化有关,这样 E 就与光球非势性的变化相关。因此以上结论意味着对于我们研究的事件来说, E 跟非势性由光球向日冕的传播相关。

E的强度很高的地方磁场强度强或者磁力线足点的拖动运动快。我们用 MDI 96 分钟时间分辨率的数据来推算速度。这样推得的速度就是较大尺度磁结构的持续运动的 96 分钟的平均。因此,不仅磁流浮现可以触发耀斑——就像大家公认的那样(Wang,Zhou & Zhang 2004; Schrijver 2007)——较大尺度的磁结构的持续运动也可以触发耀斑,比如我们所研究的这四个耀斑。尽管活动区 NOAA 8100 的耀斑核位于磁极性反转线附近有明显磁流浮现的地方,但是这个区的耀斑发生在主磁流浮现之后,而且耀斑核位于浮现附近显出明显的剪切运

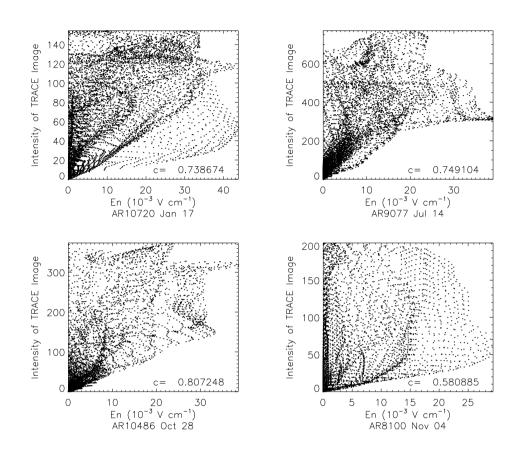


图 3.8: 电场的法向分量和 TRACE 强度的散点图。它们的相关系数在每幅图中给出。

动的地方(图 3.2 和图 3.6 中标有'A')。然而,在我们观测到活动区的运动正在发生的时候,可能某些实际上触发了耀斑的其它过程会在此期间发生。所以磁结构的运动触发了耀斑这一论点仍未被证实。这需要研究更大样本(统计上足够多的)的活动区来比较耀斑前后的运动情况。

3.4.2 感应电场 E 的演化

为了更进一步的理解 \mathbf{E} 与耀斑的关系,我们研究它的演化。图 3.9 给出了 \mathbf{E} , \mathbf{E}_t 和 \mathbf{E}_n 的平均密度的日平均。这里平均密度定义为这三个参量的每一个分布图的所有象素点上的值的和,除以总的象素数。由图可知,所研究的 10 个

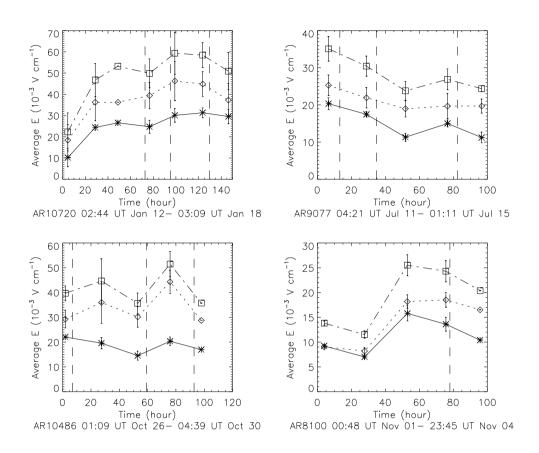


图 3.9: \mathbf{E} (点划线), \mathbf{E}_t (点线) 和 \mathbf{E}_n (实线) 的平均密度的日平均。竖划线表示 GOES X-射线强度峰。误差棒长表示的误差水平为 1σ 。

耀斑中,有7个耀斑的 \mathbf{E} 的平均密度的日平均在耀斑前后显示出下降的趋势,有3个耀斑的 \mathbf{E} 的平均密度的日平均在耀斑前后显示出上升的趋势。 \mathbf{E}_n 也有类似的结果: 8个耀斑的 \mathbf{E}_n 的平均密度的日平均值在耀斑前后显示出下降的趋势,2个耀斑的 \mathbf{E}_n 的平均密度的日平均值在耀斑前后显示出上升的趋势。然而, \mathbf{E}_t 的平均密度的日平均值没有显示出任何规律,耀斑前后一半上升一半下降。

然而,人们可能会将 \mathbf{E} 和 \mathbf{E}_n 的演化趋势归因于磁场强度或速度的演化,或者质疑磁场强度的定标进而质疑我们的计算结果。图 3.10 给出了 HSOS 横场 \mathbf{B}_t 和纵场 \mathbf{B}_n 的平均强度的平均值的演化。由图可知 \mathbf{B} 的演化趋势跟 \mathbf{E} 有根

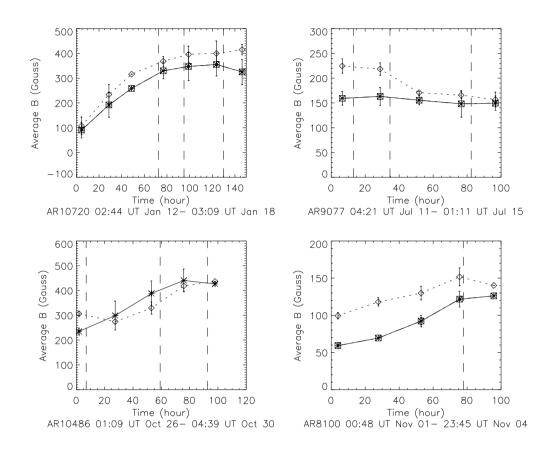


图 3.10: 横场 (点线) 和纵场 (实线) 的平均密度的日平均。 竖划线表示 GOES X-射线强度峰。 误差棒长表示的误差水平为 1σ 。

本不同。LCT 方法推算得到的平均速度的演化也在图 3.11 给出。 由图可知 \mathbf{u} 的演化趋势也没有类似于 \mathbf{E} 那样的规律可循。 \mathbf{E} 是 \mathbf{u} 和 \mathbf{B} 调制的结果,显示了它们的相互作用。 \mathbf{E} 的演化趋势不能由 \mathbf{u} 和 \mathbf{B} 的演化趋势自然推出。所以 \mathbf{E} 是一个描述活动区复杂性的变化比速度和磁场强度更好的物理参量。

图 3.12 给出了 \mathbf{E}_t 的长期演化。 \mathbf{E}_t 的这个长时间轮廓是用MDI的磁通量由公式 3.6 推算出来的。我们看到在长时间尺度上, \mathbf{E}_t 也没有明显的特别的演化规律。五个耀斑发生在 \mathbf{E}_t 演化的下降阶段,五个发生在上升阶段。

因此我们认为对于我们研究的十个耀斑来说,强耀斑的触发跟 \mathbf{E}_n 的关系比跟 \mathbf{E}_t 的关系密切。

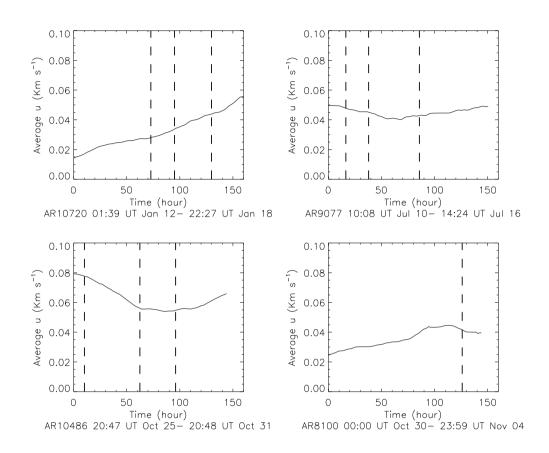


图 3.11: LCT 方法推算得出的平均速度。竖划线表示 GOES X-射线强度峰。

从图 3.9 我们还发现 \mathbf{E}_t 的平均密度的日平均总是比 \mathbf{E}_n 的平均密度的日平均高。然而,由图 3.10 可知 \mathbf{B}_n 的平均密度的日平均并不比 \mathbf{B}_t 的平均密度的日平均高。因此这个结论并不能由 \mathbf{B}_n 和 \mathbf{B}_t 的平均密度的日平均的情况自然得出。

物理上来说, \mathbf{E}_n 代表横向磁场的挤压和剪切,它来源于光球活动区中不同磁结构之间的表面运动(参看公式 3.5)。这样的运动包含不同磁流系统之间的相互作用和单一磁流系统内部的运动。 \mathbf{E}_t 代表活动区的纵向磁场在水平方向上的挤压和振动以及横向磁场在法向方向上的挤压和振动(参看公式 3.6)。这些运动可能与磁流浮现有关。耀斑的发生需要太阳大气中非势性的积累,和一个触发机制来促使其爆发。当磁流系统从光球下面上浮出光球表面,非势性就会

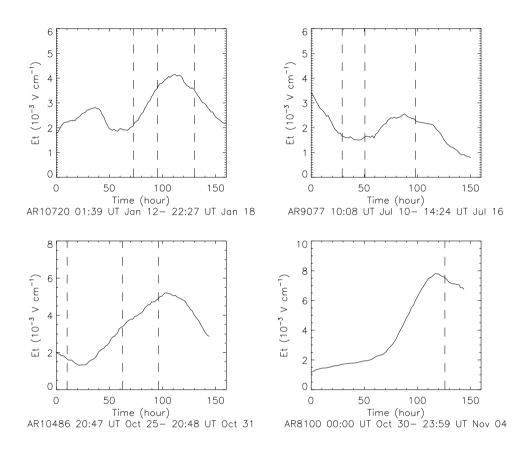


图 3.12: \mathbf{E}_t 的时间轮廓。由在公式 3.6 中用 MDI 的纵向磁图得到。竖划线表示 GOES X-射线强度峰。

在光球中积累并且传输到日冕中去。在这个过程中,磁场运动和演化表现为表面运动。因此单从磁场演化的角度很难把磁流浮现和表面运动分开。但是它们对活动区耀斑的贡献可以由参数 \mathbf{E} 分开。耀斑与 \mathbf{E}_n 关系比与 \mathbf{E}_t 关系更加密切这个结果说明对于我们所研究的事件来说耀斑的触发与表面运动的关系比与磁流浮现的关系更加密切。 \mathbf{E}_t 的平均密度的日平均总是高于 \mathbf{E}_n 这个结果可能意味着 \mathbf{E}_t 比 \mathbf{E}_n 传输了更多的非势能到日冕中去。然而,后面的这个结论是尚未证实的,需要进一步验证。因为:首先,正比于 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 的玻印亭能流(Poynting flux),可以为正可以为负,意味着能量可以流入和流出日冕。这样,电场究竟是增加还是减少日冕中的能量就不清楚;其次,磁足点的运动不仅可以改变日冕

磁场的能量还可以改变满足同样法向边界条件的势场的能量,日冕磁场的自由能等于两者之差,所以增加日冕磁场能量的电场可能增加也可能减小日冕磁场的自由能。关于这一点的详细分析可以参照 Welsh (2006)。

3.5 讨论

LCT方法的一些内禀局限使得 \mathbf{u} 偏离磁力线足点的速度。这样由 \mathbf{u} 推算出的 \mathbf{E} 就会有一些伪信息。首先,正像 Démoulin & Berger(2003)指出的那样,有些横向速度 LCT 方法是测不出来的,比如磁场法向分量等高线上的运动速度。因此由公式 3.1 推得的 \mathbf{E} 可能漏掉了磁流管某些有关 twist 的信息。然而,既然所研究的活动区是成熟的和结构复杂的或者快速演化的,我们的结果不会低估 \mathbf{E} 太多。其次,在磁极性反转线附近,LCT 方法算出的速度 \mathbf{u} 漏掉了等离子速度的法向分量的贡献(Chae,Moon & Park 2004)。如果这一点可以改进的话,耀斑核初始亮点和高强度的 \mathbf{E} 的粗略对应可能会有所改善。然而,由于 \mathbf{E} 的平均密度的日平均是整个活动区尺度上的平均,所以它不会受这一点影响太大。类似于 Chae 等人(2001)所说,我们发现伪运动引入的 v 的误差是很局部性的并且对最后结果的影响不超过 $\pm 10\%$ 。为了降低噪声,我们计算 \mathbf{E} 的时候采取纵场高于 $\pm 10\%$ 0 高斯($\pm 10\%$ 0 高斯($\pm 10\%$ 0 高斯($\pm 10\%$ 0 高斯($\pm 10\%$ 0 高斯和横场高于 $\pm 10\%$ 0 高斯($\pm 10\%$ 0 高斯和横场高于 $\pm 10\%$ 0 高斯($\pm 10\%$ 0 高)(± 10

有少数几个耀斑不符合多数耀斑的 E 和 E_n 的演化规律。由于 E 是它的法向和切向分量之和,我们只要讨论那些不符合 E_n 的演化规律的耀斑就可以了,亦即,图 3.9 左上角所示的 2005 年 1 月 15 日 23:02 UT 发生在活动区 NOAA 10720 的 X2.6 级的耀斑和左下角所示的 2003 年 10 月 28 日 11:10 UT 发生在活动区 NOAA 10486 的 X17.2 级的耀斑。当扭绞的磁流管穿过光球浮上来,非势性从光球下面传到光球中,接着从光球传到日冕中去。故而光球和日冕的非势性在磁流上浮过程中都会增加。耀斑发生后,后者降低,腾出空间给前者持续传输进来。因此光球和日冕的非势性的变化对于结构很复杂的活动区可能不同步,比如产生 X17.2 级耀斑的活动区 NOAA 10486。另一方面,光球的非势性是从光球下传入光球的非势性和从光球传到日冕中的非势性的代数和。在前者比后者大的情况下,比如在像 NOAA 10720 这样的快速磁流上浮的活动区,光球的非势性在耀斑后可能会增加。实际上,当活动区 10720 的 X2.6 级的耀斑发生时,

此活动区正快速的从光球下浮出,其总磁通量迅速增加。在主黑子上浮过程中,相反极性的小的磁结构不断的从活动区的北边缘浮出光球表面。最后,正像前面讨论的那样,LCT 方法造成的对 E 的低估以及由于磁图拼接造成的某些局部区域的 E 为零也都会在一定程度上影响我们的结果。

许多以前的研究者从观测角度上研究重联电流片里的电场(Jing等人2005; Qiu等人2002; Wang等人2003)。一般认为色球的耀斑增亮源于日冕中持续的磁重联。Wang等人(2003)指出磁力线足点的拖动运动物理上对应于磁通通过对流进入位于产生重联电流片的日冕重联点的扩散区的比率。因此,光球中的 E 很有可能与重联电流片中的电场有某些关系。这需要进一步的研究。

3.6 小结

本章提出和计算了一个新的参量, $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$,也就是光球的感应电场 \mathbf{E} ,它动态的和定量的描述了活动区的复杂性。我们分析了这个参量和四个活动区的十个 \mathbf{X} 级耀斑的关系。发现:耀斑核的初始亮点大致位于磁极性反转线附近 \mathbf{E} 的强度很高的地方; \mathbf{E} 和 \mathbf{E}_n 的平均密度的日平均倾向于在耀斑后下降; \mathbf{E}_t 的平均密度的日平均总是比 \mathbf{E}_n 的高。我们的结果显示了光球的 \mathbf{E} 和日冕中非势性的变化之间良好的对应关系。这意味着磁流浮现和表面运动对日冕自由能的积累和释放一起有贡献。从以上结果和分析我们得到以下主要结论:

- (1) 某些情况下 E 跟非势性从光球到日冕的传播有关。
- (2) 较大磁结构的运动可能是强耀斑的一个触发机制。
- (3)表面运动可能在耀斑的触发中起了更关键的作用,而磁流浮现可能对自由能的积累更为重要。

第四章 总结与展望

4.1 总结

本论文主要研究了太阳活动区磁场和速度的演化,并分析了活动区的电流 螺度,磁螺度,电场等非势参量,应用了LCT方法,讨论了这些参量与耀斑等 爆发事件的关系。其中,第二章中发现两个磁流系统的相互作用比单个系统的 扭绞传输了更多的螺度到日冕中去是一个重要的发现。第三章中的关于感应电 场从观测角度上的研究和计算也是一个重要的创新点。

4.2 展望

对具体活动区细致的演化分析可以进一步研究耀斑发生前的磁场结构,对 其以及日冕物质抛射和相伴随的磁云的性质做进一步了解。小样本的统计工作 只是研究磁场变化和耀斑触发关系的第一步。利用完整的23周的 CME 源区磁 场演化的样本,我们可以进一步研究大耀斑跟感应电场的关系,从而为耀斑的 预报提供帮助。对新浮活动区浮出日面时跟踪观测和研究,计算各种非势参量 和耀斑指数的关系,可对耀斑的预报提供很好的依据。

目前组内的同学同事们有几位在从事有关螺度的研究。有研究磁光效应对横场的影响的统计工作,有研究计算新浮磁活动区的磁螺度符号与活动区倾角的关系,有分析跨赤道环连接的位于南北两个半球的活动区的螺度的手征性的规律,有将周围点对某点的缠绕的影响加进来,改正G因子,试图从改正后的G分布图上找出有关CME的信息。有了高分辨率的观测资料(比如Solar B),螺度的研究可以更进一步。

我们曾经试图找出 \triangle H 和 H_c 的符号的相关性 (Liu 等人 2005)。我们计算了快速上浮活动区 NOAA 10488 的电流螺度随时间的变化曲线以及磁螺度变化率的时间轮廓,发现两者变化趋势相同。这说明水平运动传输的磁螺度增加了日冕磁螺度的绝对值。我们还统计了 57 个活动区的电流螺度和磁螺度的符号,发现其中 33 个同号,显示出很弱的同号倾向性。 \triangle H 是一段时间内从光球向日冕传输的磁螺度总量,dH/dt是螺度的变化率。 H_c 是某一时刻光球表面的螺度。统计磁螺度和电流螺度的符号关系可以比较一下,是否多数的活动区的水平运

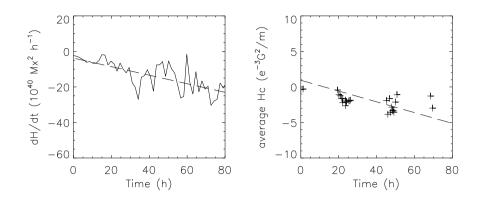


图 4.1: 磁螺度传输率的时间轮廓以及平均电流螺度随时间的变化曲线。

动传输的磁螺度倾向于增加日冕磁螺度的绝对值。这需要仔细观察磁螺度累积传输的符号与活动区的磁通量的变化(新浮活动区还是衰减活动区还是稳定活动区)的关系,与纬度($dH/d\theta$)的关系以及与倾角的关系。这个问题也可以进一步研究。

天文的发展总是仪器的进步带动观测研究的进步。张洪起教授领导下的怀柔太阳观测基地于2005年年底成功研制出全日面矢量磁场望远镜。望远镜的成功运行使怀柔基地全日面矢量磁场的观测能力处于该类仪器中世界先进或领先水平。该望远镜的观测资料已经上网,在国家天文台太阳预报组和空间中心已经投入应用。应用全日面矢量磁场观测资料,大尺度长周期事件的研究有了便利条件。

目前太阳物理学家们在磁场方面的工作主要是在基于中等尺度(SOHO/MDI,2个角秒的分辨率)的观测资料的基础上的有关磁非势性的研究。随着日本的 Solar B 发射成功并取得优良观测资料(0.3个角秒的分辨率),以及不久之后资料的公开,对于磁场精细结构以及微耀斑等的研究将会成为一个热点。

- [1] Ai, G. X. and Hu, Y. F., 1986, Publ. Beijing Astron. Obs., 8, 1.
- [2] Ambastha, A. Hagyard, M. J. & West, E. A., 1993, Solar Phys., 148, 277.
- [3] Bao, S. D., Pevtsov, A. A., Wang, T. J., Zhang, H. Q., 2000, IAUS, 195, 75.
- [4] Bao, S. D., Ai, G. X., Zhang, H. Q., 2001, IAUS, 203, 247.
- [5] Bao, S. D., Sakurai, T., & Suematsu Y., 2002, Astrophys. J., 573, L445.
- [6] Bao, S. D., Zhang, H. Q., 1998, Astrophys. J., 496, L43.
- [7] Berger, M. A., Field, G. B., 1984, J. Fluid Mech., 147, 133.
- [8] Berger, T. E., Lites, B. W., 2003, Solar Phys, 213, 213.
- [9] Berger, B. A., Ruzmaikin, A. 2000, J. Geophys. Res., 105, 10481.
- [10] Canfield, R., C., Beaujardiere, J.-F., Fan, Y. et al., 1993, Astrophys. J., 411, 362.
- [11] Chae, J., 2001, Astrophys. J., 560, L95.
- [12] Chae, J., Moon, Y. J., Park, Y. D., 2004, Solar Phys, 223, 39.
- [13] Chae, J., Wang, H. M., Qiu, J., Goode, P. R., Strous, L., Yun, H. S., 2001, Astrophys. J., 560, 476.
- [14] Chen, J. M., Wang, H. M., Zirin, H., 1994, Solar Phys, 154, 261.
- [15] Chumak, O. V. and Chumak, Z. N., 1987, in Acad. Y.S. Yatskif (ed.), *Kinematika i Fizika Nebesnyh Tel*, 3, 7 (In Russian).
- [16] Démoulin, P., Berger, M. A., 2003, Solar Phys, 215, 203.

- [17] Démoulin, P., Mandrini, C. H., van Driel-Gesztelyi, L., Thompson, B. J., Plunkett, S., Kövári, Zs, Aulanier, G., Young, A., 2002, Astron. Astrophys., 382, 650.
- [18] Deng, Y. Y., Wang, J. X., Yan, Y. H., Zhang, J., 2001, Solar Phys, 204, 13.
- [19] DeVore, C. R., 2000, Astrophys. J., 539, 944.
- [20] Elssasser, W. M., 1956, Res. Mod. Phys., 28, 135.
- [21] Falconer, D. A., 2001, Geophys. Res., 106, 25185.
- [22] Falconer, D. A., Moore, R. L., & Gary, G. A., 2002, Astrophys. J., 569, 1016.
- [23] Falconer, D. A., Moore, R. L., & Gary, G. A., 2003, Geophys. Res., 108, SSH11.
- [24] Finn, J. H., & Antonsen, T. M., 1985, Comments Plasms Phys. Contr. Fusion, 9, 111.
- [25] Forbes, T. G., & Priest, E. R., 1984, in Solar Terrestrial physics: Present and Future, ed. D. M. Butler & K. Paradupoulous (Greenbelt: NASA), 1.
- [26] Forbes, T. G., & Lin, J., 2000, J. Atoms Sol.-Terr. Phys., 62, 1499.
- [27] Gary, G. A., Hagyard, M. J., 1990, Solar Phys, 126, 21.
- [28] Guo, J. and Zhang, H. Q., 2006, Solar Phys, 237, 25.
- [29] Hale, G. E., 1927, Nature, 119, 708.
- [30] Hagyard, M. J., Smith, J. B., Jr., Teuber, D., West, E. A., 1984, Solar Phys, 91, 115.
- [31] Hagyard, M. J., Start, B. A., & Venkatakrishnan, P., 1999, Solar Phys, 184, 133.
- [32] Harvey, K. L., & Harvey, J. W., 1976, Solar Phys, 47, 233.

[33] Hundhausen, A. J., 1999, in The Many Face of the Sun: A summary of the Results from NASA's Solar Maximum Mission, ed. K. T. Strong, et al. (New York: Springer), 143.

- [34] Jing, J., Qiu, J., Lin, J., Qu, M., Xu, Y., and Wang, H. M., 2005, Astrophys. J., 620, 1085
- [35] Kim, J. S., Zhang, H. Q., Kim, J. S., Kim, K. S., Bao, X. M., 2002, Chin. J. Astron. Astrophys., 2, 81.
- [36] Kosovichev, A. G., & Zharkova, V. V., 2001, Astrophys. J., 550, L105.
- [37] Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., Sakurai, T., 2002, Astrophys. J., 577, 501.
- [38] Leka, K. D., Barnes, G., 2003, Astrophys. J., 595, 1277.
- [39] Leka, K. D., Barnes, G., 2007, Astrophys. J., 656, 1173.
- [40] Leka, K. D., Canfield, R. C., McClymont, A. N., van Driel-Gesztelyi, L., 1996, Astrophys. J., 462, 547.
- [41] Lin, J., Forbes, T. G., and Isenberg, P. A., 2001, Journal of Geophysical Research, 106, 25,053.
- [42] Lin, Y. Z., Wang, H. N., 1993, in Zhang, H. Q., Wang, Z. F., Hua, L., eds., Solar Magnetic and Velocity Field, Proc. of Wutai Mountain Workshop, United Laboratory for Optical Astronomy, Chinese Academy of Science, Beijing, P37.
- [43] Liu, J. H. and Zhang, H. Q., 2006, Solar Phys., 234, 21.
- [44] Liu, Y., Zhang, H. Q., 2001, Astron. Astrophys., 372, 1019.
- [45] Liu, Y., Zhang, H. Q., 2002, Astron. Astrophys., 386, 646.
- [46] Longcope, D. W., 2004, Astrophys. J., 612, 1181.

- [47] López Fuentes, M. C., Démoulin, P., Mandrini, C. H., Pevtsov, A. A., & Van Driel-Gesztelyi, L., 2003, Astron. Astrophys., 397, 305.
- [48] Martin, S. F., Livi, S. H. B., & Wang, J. X., 1985, Australian J. Phys., 38, 929.
- [49] Moon, Y. J., Chae, J., Choe, G. S., Wang, H. M., Park, Y. D., Yun, H. S., Yurchyshyn, V., Goode, P. R., 2002a, Astrophys. J., 574, 1066.
- [50] Moon, Y. J., Chae, J., Wang, H. M., Choe, G. S., Park, Y. D., 2002b, Astrophys. J., 580, 528.
- [51] Moore, R. L., Hurford, G. J., Jones, H. P., & Kane, S. R., 1984, Astrophys. J., 276, 379.
- [52] Nindos, A., Andrews, M. D., 2004, Astrophys. J., 616, L175.
- [53] Nindos, A., Zhang, H. Q., 2002, Astrophys. J., 573, L133.
- [54] Nindos, A., Zhang, J., Zhang, H. Q., 2003, Astrophys. J., 594, 1033.
- [55] November, L. J., Simon, G. W., 1988, Astrophys. J., 333, 427.
- [56] Pevtsov, A. A., Maleev, V. M., & Longcope, D. W., 2003, Astrophys. J., 593, 1217.
- [57] Poletto, G., Kopp, & R. A., 1986, in The Lower Atmosphere of Solar Flares, ed. D. F. Neidig (Sunspot: NSO), 453.
- [58] Priest, E. R., 1984, Solar Magnetohydrodynamics, D.Reidel Publishing Company, Reidel, P. 75.
- [59] Qiu, J., Lee, J., Gary, D. E., and Wang, H. M., 2002, Astrophys. J., 565, 1335.
- [60] Rust, D. M., & Kumar, A., 1996, Astrophys. J., 464, L199.
- [61] Sakurai, T. & Hiei, E., 1996, Adv. Space Res., 17, 91.

[62] Schrijver, C. J., DeRosa, M. L., Title, A. M., Metcalf, T. R., 2005, Astrophys. J., 628, 501.

- [63] Schrijver, C. J., 2007, Astrophys. J., 655, 117.
- [64] Seehafer, N., 1990, Solar Phys, 125, 219.
- [65] Severny, A. B., Bumba, V., 1958, The Observatory, 78, 33.
- [66] Severny, A. B., 1960, Izv. krymsk. Astrofiz. Obs., 22, 12.
- [67] Severny, A. B., 1964, ARA&A, 2, 363.
- [68] Spirock, T. J., Yurchyshyn, V., & Wang, H., 2002, Astrophys. J., 572, 1072.
- [69] Svestka, Z., & Cliver, E. W., 1992, in Eruptive Solar Flares, ed. Z. Svestka et al. (Berlin:Springer), 1.
- [70] Tanaka, K., 1991, Solar Phys, 136, 133.
- [71] Tang, F., 1983, Solar Phys, 89, 43.
- [72] Wang, H. M., Ewell, M. W., Zirin, H., and Ai, G. X., 1994, Astrophys. J., 424, 436.
- [73] Wang, H. M., Tang, F., Zirin, H., and Ai, G. X., 1991, Astrophys. J., 380, 282.
- [74] Wang, H. M., Spirock, T. J., Qiu, J., Ji, H. S., Yurchyshyn, V., and Moon, Y. J., Denker, C., and Goode, P. R., 2002, Astrophys. J., 576, 497.
- [75] Wang, H. M., Qiu, J., Jing, J., Zhang, H. Q., 2003, Astrophys. J., 593, 564.
- [76] Wang, H. M., Liu, C., Qiu, J., Deng, N., Goode, P. R., & Denker, C., 2004, Astrophys. J., 601, L195.
- [77] Wang, H. M., Liu, C., Deng, Y. Y., and Zhang, H. Q., 2005, Astrophys. J., 627, 1031.

- [78] Wang, H. M., Song, H., Jing, J., Yurchyshyn, V., Deng, Y. Y., Zhang, H. Q., Falconer, D., and Li, J., 2006, Chin. J. Astron. Astrophys., 6, 477.
- [79] Wang, H. N., Yan. Y. H., and Sakurai, T., 2001, Solar Phys., 201, 323.
- [80] Wang, J. X., Zhou, G. P., Zhang, J., 2004, Astrophys. J., 615, 1021.
- [81] Wang, J. X., 1996, Solar Phys, 163, 319.
- [82] Wang, J. X., Shi, Z. X., Wang, H. N., and Lü, Y. P., 1996, Astrophys. J., 456, 861.
- [83] Wang, T. J., Abramenko, V. I., 2000, Astron. Astrophys., 357, 1056.
- [84] Wang, T. J., Xu, A. A., Zhang, H. Q., 1994, Solar Phys, 155, 99.
- [85] Woltjer, L., 1958, Proc. Natl Acad. Sci. USA, 44, 489.
- [86] Welsch, B. T., & Longcope, D. W., 2003, Astrophys. J., 588, 620.
- [87] Welsch, B. T., Fisher, G. H., Abbett, W. P., & Regnier, S., 2004, Astrophys. J., 610, 1148.
- [88] Welsch, B. T., 2006, Astrophys. J., 638, 1101.
- [89] Yang, G., Xu, Y., Cao, W. D., Wang, H. M., Denker, C., Rimmele, T. R., 2004, Astrophys. J., 617, L151.
- [90] Zhang, H. Q., 2001a, Astrophys. J., 557, L71.
- [91] Zhang, H. Q., 2001b, Mon. Not. R. Astron. Soc., 326, 57.
- [92] Zhang, H. Q. and Song, M. T., 1992, Solar Phys., 138, 69.
- [93] Zhang, H. Q., Ai, G. X., Yan, X., Li, W., and Liu, Y., 1994, Astrophys. J., 423, 828.
- [94] Zhang, H. Q., Bao, X. M., Zhang, Y., Liu, J. H., Bao, S. D., Deng, Y. Y., et al., 2003, Chin. J. Astron. Astrophys., 3, 491.

[95] Zhang, H. Q., Wang, D. G., Deng, Y. Y., Hu, K. L., Su, J. T., Lin, J. B., Lin, G. H., Yang, S. M., Mao, W. J., Wang, Y. N., and 9 coauthors, 2007, Chin. J. Astron. Astrophys., 7, 281.

- [96] Zhang, M., 2006, Astrophys. J., 646, L85.
- [97] Zhang, M., Flyer, N., and Low, B. C., 2006, Astrophys. J., 644, 575.
- [98] Zirin, H., Liggett, M. A., 1987, Solar Phys, 113, 267.
- [99] Zirin, H., & Tanaka, K., 1973, Solar Phys, 32, 173.
- [100] Zirin, H., & Wang, H., 1993, Nature, 363, 426.
- [101] 林元章, 王正志, 1981, 中国科学, 第9期, 1096页。
- [102] 林元章, 陈建, 1989, 空间科学学报, 第9卷, 3期, 206页。
- [103] 林元章, 2000, ≪太阳物理导论≫, 科学出版社, 520页。
- [104] 吕艳萍, 汪景琇, 王华宁, 1993, 天体物理学报, 第13卷, 第291页。

发表文章目录

- [1] **Ji-Hong Liu** and Hong-Qi Zhang. The magnetic field, horizontal motion and helicity in a fast emerging flux region which eventually forms a delta spot. Solar Physics (SCI), vol 234, pages 21-40, 2006. (has been cited two times)
- [2] **Ji-Hong Liu**, Yin Zhang and Hong-Qi Zhang. The relationship between powerful flares and dynamic evolution of magnetic field in solar surface. Solar Physics (SCI), waiting for formal acceptance.
- [3] **Ji-Hong Liu** and Hong-Qi Zhang. The relationship between inductive electric field and flares. Advance in Space Research (SCI), accepted.
- [4] **Ji-Hong Liu**, Yin Zhang and Hong-Qi Zhang. The relationship between magnetic helicity and current helicity. IAU symposium (SCI), vol 226, pages 227-228, 2005.
- [5] Yin Zhang, **Ji-Hong Liu** and Hong-Qi Zhang. The relationship between photospheric magnetic field evolution and major flares. IAU symposium (SCI), vol 226, pages 229-230, 2005.
- [6] Hong-Qi Zhang, Xing-Ming Bao, Yin Zhang, Ji-Hong Liu, Shu-Dong Bao, Yuan-Yong Deng, et al.. Three super active regions in the descending phase of solar cycle 23. Chin. J. Astron. Astrophys (SCI), vol 3, pages 491-494, 2003.
- [7] Yin Zhang, **Ji-Hong Liu** Hong-Qi Zhang. Relationship between rotating sunspots and flares. Solar Physics (SCI), revised.

致 谢

衷心感谢我的导师张洪起研究员。他严谨的治学态度,对新事物的迅速的接受能力,因材施教的教育方式以及勤奋简朴的生活作风,都令我受益菲浅。导师无论在课题的选择、研究和论文的写作上,还是在生活上,都给予我热情的关怀、指导和帮助,我才得以顺利完成本论文的工作。

衷心感谢张枚研究员、包曙东研究员、邓元勇研究员、苏江涛副研究员、王东光高级工程师、胡柯良高级工程师等人的不吝赐教。感谢林刚华副研究员对我计算机方面的帮助。感谢王薏老师、汪国平老师对我工作和生活上的关怀和帮助。感谢怀柔站默默无闻工作的其他工作人员,如:李焕荣、李威、张鼎波、阮文东、卢永宁、齐宏伟和程瑶等。是他们保持了怀柔观测站优良的工作生活环境。另外感谢国家天文台的汪景琇研究员、颜毅华研究员、王华宁研究员、张军研究员,国外专家王海民教授、王同江博士、李京博士、刘煜博士,云南天文台的林隽研究员、紫金山天文台的黎辉研究员等人。衷心感谢毛信杰教授的关于磁流体力学理论的讲解和帮助。衷心感谢班主任杜红荣老师多年来的帮助和指导。

感谢一起工作的师兄弟姐妹们:包星明、张印、陈洁、郭娟、高峪、谢文彬、 张志勇、孙英姿、胡新华、阮桂平、徐海清、王晓帆、杨尚斌、王栋等。与你们一 起的学习、交流和讨论开阔了我的思路。感谢同宿舍的王菲鹿、杨飞、黄静、李 晓欣,这段岁月因为你们的陪伴而温暖多彩。

感谢我的家人,是你们的支持和关怀让我完成学业。

最后我要感谢我的爱人裴会义,虽然我因为求学离家多年,但他敬长抚幼, 毫无怨言。