分类号 ________________ 密级 ________________

UDC ________________ 编号 ________________

中国科学院研究生院
博士学位论文

双带耀斑分离运动和磁场的关系研究

谢文彬

指导教师	张洪起 研究员 中国科学院国家天文台		
	王海民 教授 美国新泽西理工学院		
申请学位级别	博士	学科专业名称	天体物理
论文提交日期	2009年5月	论文答辩日期	2009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

Typeset by LaTeX 2_ε at May 30, 2009

With package `CASthesis` v0.1d of CTeX.ORG

Research on the relationship between two-ribbon flare expansion and solar magnetic field

Wen-Bin Xie

Supervisor:

Prof. Hong-Qi Zhang

Prof. Hai-Min Wang

National Astronomical Observatories

Chinese Academy of Sciences

New Jersey Institute of Technology, USA

May, 2009

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

摘　要

太阳耀斑是最剧烈的太阳活动现象，耀斑最普遍的观测现象是耀斑带向磁中性线两侧分离。本文通过典型的耀斑爆发事件研究了双带耀斑的耀斑带分离和磁场的关系以及在不同背景磁场的耀斑事件中这种关系的变化趋势。第一部分工作首次对耀斑带的分离速度和纵向磁场做定量研究，耀斑带的分离速度和纵向磁场负相关；第二部分工作首次用幂律相关来描述耀斑带的分离速度和纵向磁场的关系，而且此幂律相关指数在简单背景磁场位形的耀斑事件中较大而且在耀斑期间比较稳定。

主要成果详细归纳如下：

1、我们研究了 2001 年 4 月 10 日爆发的太阳耀斑的耀斑带分离速度（ V_r ）和磁场（ B_z ）的关系。这个耀斑事件有很清晰的双带结构和沿耀斑带不均匀的磁场分布，便于我们研究爆发过程中耀斑带每个部分和磁场的关系。研究首次发现耀斑带的分离速度和纵向磁场负相关，尽管这种负相关较弱。从爆发时间上看，这种相关在耀斑峰值的时候最弱；沿耀斑带分析，这种相关在硬 X 射线源区域最弱。此外，我们还估算了磁重联率（重联电场 E_{rec} ），在耀斑爆发期间，磁重联率和耀斑带的分离速度有相似的变化趋势，但是，除了硬 X 射线源附近的磁重联率有很大增长外，沿耀斑带其他地方的磁重联率并无较大变化。

2、通过两个不同背景磁场的耀斑事件，研究了耀斑带的分离速度和纵向磁场的关系及其变化趋势。这两个事件是 2000 年 9 月 12 日爆发的 M 1.0 级耀斑和 2001 年 4 月 10 日爆发的 X 2.3 级耀斑，M 1.0 级耀斑的磁位形比较简单而 X 2.3 级耀斑的磁位形很复杂。研究发现耀斑带的分离速度和纵向磁场的负相关在不同的背景磁场事件中是不同的，首次用一个经验关系式 $V_r = A \times B_z^{-\delta}$ 来描述V_r-B_z的相关，其中：A 是常数，δ 是 V_r-B_z 幂律相关的指数，而且，在磁位形比较简单的 M 1.0 级耀斑事件中 δ 值较大且在耀斑期间比较稳定，在复杂磁位形的事件中 δ 值很小。

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，太阳耀斑，太阳磁场

Abstract

Solar flare is one of the most prominent manifestations of the solar eruptions. The often-observed ribbon expansion is the prevalent phenomena of the solar flare. We study the correlation between the speed of flare ribbon separation and the magnetic flux density and its trend for the events with different magnetic configurations. The separation speed is negatively correlated with the longitudinal magnetic field. The correlation can be described by an empirical power-law correlation, and the index of the power-law correlation is larger for the event with the simple magnetic configuration.

Our main contributions are as follows:

1. We present a study of the correlation between the speed of flare ribbon separation and the magnetic flux density during the 10 April 2001 solar flare. The study includes the section of neutral line containing flare core and its peripheral area. This event shows clear two-ribbon structure and inhomogeneous magnetic fields along the ribbons, so the spatial correlation and distribution of the flare and magnetic parameters can de studied. A weak negative correlation is found between the ribbon separation speed (V_r) and the longitudinal magnetic flux density (B_z). This correlation is the weakest around the peak of the flare. Spatially, the correlation is also weakest at the positions of the HXR sources. In addition, we estimate the magnetic reconnection rate (electric field strength in the reconnection region E_{rec}) by combining the speed of flare ribbons and the longitudinal magnetic flux density. During the flare evolution, the time profiles of the magnetic reconnection rate are similar to that of the ribbon separating speed, and the speeds of ribbon separation are relatively slow in the strong magnetic fields (i.e. V_r is negatively correlated with B_z). While, along the flare ribbons, E_{rec} fluctuates in a small range except near the HXR source. A localized enhancement of the reconnection rate corresponds to the position of the HXR source.

2. It is compared that the correlations between the expansion speed of two-

ribbon flares and the magnetic field measured in the ribbon location for two events with different magnetic configurations. These two events are: an M1.0 flare in quiet sun on 2000 September 12 and an X2.3 flare in Active Region NOAA 9415 on 10 April 2001. The magnetic configuration of the M1.0 flare is simple, while that of X2.3 event is complex. We derived a power-law correlation between the ribbon expansion speed and the longitudinal magnetic field with an empirical relationship $V_r = A \times B_z^{-\delta}$, where A is a constant and δ is the index of the power-law correlation. We found that δ for the M1.0 flare in the simple magnetic configuration is larger than that for the X2.3 flare in the complex magnetic configuration.

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 flares, Solar magnetic field

目　录

插　图

第一章　引言

在茫茫宇宙之中，与人类关系最密切的天体就是太阳。太阳是离地球最近的恒星，为地球上的一切生命活动提供了必需的生存环境。随着科学技术的日益进步，人们不断向太空探索，太阳为我们研究宇宙提供了一个天然的实验室，为揭开宇宙之迷提供了重要的理论和观测依据。太阳的各种活动现象（如：黑子、日珥、耀斑、谱斑、日冕物质抛射、冕洞、太阳风等）对日地空间环境造成极大影响，严重威胁着航天器的安全和人们的正常生活。因此研究和预报太阳活动，对人类的生存和科技的发展有着非常重要的意义。

1.1　太阳的结构

太阳是一个炽热的发光球体，图 1.1 为太阳结构示意图。当我们用肉眼观察太阳时，看到的是明亮的日轮，这是太阳的光球层。太阳在可见光波段的辐射几乎全部是由光球发射出去的，通常我们所说的太阳表面就是指光球的外边界，太阳半径（ $R_\odot$，约 6.96×10^{10} cm ）也是由此来计算的。光球是一层不透明的气体薄层，厚度约 500 km。在光球上我们能够观测到黑子、光斑以及米粒组织，一些大的黑子群甚至可以透过减光装置用肉眼直接看到。自光球层内边缘到 0.75 $R_\odot$，是太阳的对流层，其中的物质处在剧烈的对流状态，以对流的方式把太阳内部的能量向外传递。自 0.75 $R_\odot$ 到 0.25 $R_\odot$ 处称为太阳中层，也叫辐射层。0.25 $R_\odot$ 以内的区域是太阳的产能区，称为日核，日核的温度和密度都非常高，不停地进行着由氢原子聚变成氦的热核反应，把少部分氢物质变成向外发射的辐射能。日核反应发出的能量开始是以高能 γ 射线的形式发出的，辐射层通过对这些高能粒子的吸收、再发射实现能量传递，经过无数次这种吸收再辐射的漫长过程，高能 γ 射线经过X射线、极紫外线、紫外线逐渐变为可见光和其他形式的辐射。若没有辐射区的中介作用，太阳将是一个仅发射高能射线的不可见天体。从日核到光球层，温度和密度逐渐减小，温度从几百万度下降到 6000 K 左右，日核密度约 150 $g{\cdot}cm^{-3}$，而光球的密度约为 10^{-9} $g{\cdot}cm^{-3}$。

光球外面是一个较厚的外边缘参差不齐的层次，称之为色球层或色球。色球层的厚度大约是 2500 km，密度比光球层低，但温度反而光球高。从色球低层

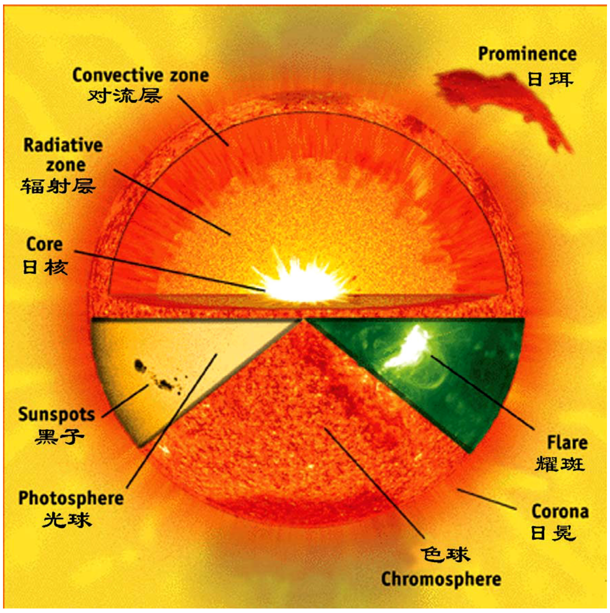

图 1.1: 太阳结构。

到高层密度下降了 5 个量级，而温度则上升了 3 个量级。在 1500 km 以下的色球比较均匀，1500 km 以上刚由所谓的针状体充满。色球的亮度比光球微弱得多，比白昼天空的背景亮度还要暗，只有在日全食发生时，在月亮遮掩了光球明亮光辉的一瞬间，人们才能看到日轮边缘上一层玫瑰红的绚丽光彩，那就是色球层。现在利用加了窄带滤光器的色球望远镜，可以对色球进行常规观测。色球上面是一个密度更小但温度更高而且延伸范围更广的层次——日冕。日冕的密度小于 10^{-14} g·cm^{-3}，温度却高达百万度。日冕的亮度仅为光球亮度的百万分之一左右，相当于满月的亮度，地面上大气的散射光和观测仪器的散射光均超过日冕本身的亮度而将其淹没，所以人们只能在日全食的时候，才能观测到日冕。1930 年法国默东天文台的太阳物理学家 B. Lyot 发明了日冕仪，从此可以对日冕进行常规观测。近年来，随着空间探测事业的发展，日冕仪被放到轨道天文台或天空实验室上，不仅可以观测日冕的可见光波段，而且还可以对紫外、远紫外及 X 射线辐射进行探测。

日核、辐射层和对流层本身的辐射由于被它上面的气体物质全部吸收而不能到达地球，因此把太阳对流层以内的部分称为太阳内部，或太阳本体。而太阳光球层以外的辐射可以到达地球，可通过仪器测量直接获得太阳的信息，因

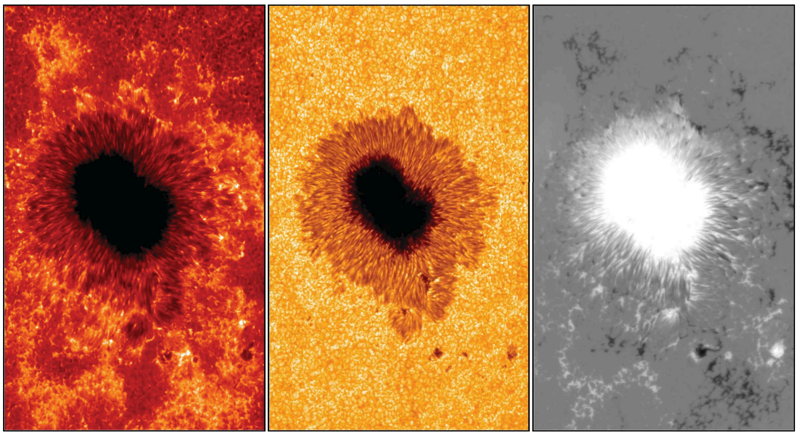

图 1.2: Solar B 观测到的太阳黑子像。

此把光球、色球和日冕称为太阳大气。关于太阳内部的知识是通过以太阳大气的观测为边值依靠理论推测来获得的。

1.2　太阳活动现象

太阳活动现象是太阳大气中局部区域各种不同活动的总称，主要包括：黑子、耀斑、暗条（日珥）和日冕物质抛射（Coronal Mass Ejection，即CME）等。

1.2.1　黑子

人类认识太阳活动是从太阳黑子开始的，在各种太阳活动现象中，最容易观测到的现象就是太阳黑子。日面上较大的黑子群，当太阳在地平线附近或是薄云天气时，可以用肉眼观测到。我国很早就有太阳黑子的目视记录，《汉书》五行志中所记载的汉元帝永光元年（公元前 43 年）四月某日“日色青白，亡景（无影），正中时有景（影）亡（无）光”，这是世界上最早的太阳黑子观测记录；《汉书》中另一条比较确切的黑子记录是，成帝河平元年（公元前 28 年）三月乙未，“日出黄，有黑气，大如钱，居日中央”。从公元前 43 年至明末，在我国史书上整理出的太阳黑子记录多达 100 多条。这些在望远镜发明之前的黑子记录，是研究太阳活动长期变化规律的珍贵资料。从 1610 年开始用望远镜断断续续地观测太阳黑子，1818 年开始有比较常规的每日黑子观测。图 1.2 是日本 Solar B 卫星观测到的太阳黑子像。

通过长期观测发现，太阳上黑子多的时候，其他活动现象也会比较频繁，而

且绝大多数活动现象是发生在黑子上空的大气中。所以太阳大气从低层到高层，以强磁场的黑子为核心，形成了一个活动中心，称为太阳活动区。黑子是活动区最明显的标志，因此日面上黑子群和黑子的多寡就代表了某一时期太阳活动的整体水平（ 林元章，2000 ）。

目前太阳物理界普遍认为，太阳表面磁场主要来源于位于对流层与辐射层之间的自激发发电机的作用。这种发电机机制实现了表面磁场环向分量与极向分量之间不断相互转化的循环。发电机理论能够较好地解释诸如11年太阳活动周、Spurror 定律、(描述黑子群在日面的浮现位置随太阳活动周变化的特征）Hale-Nicholson 极性定律（描述双极黑子群前导黑子与后随黑子在每次太阳活动周结束期间极性均发生反转的现象）和 Maunder 蝴蝶图（指以时间为横轴，黑子群出现的平均纬度与纵轴做出的连续多个太阳活动周的黑子群在日面的分布图样，因酷似一只只展翅飞舞的蝴蝶而得名）等一系列实测现象。

1.2.2 耀斑

1859 年，英国太阳物理学家 Carrington 发现在太阳黑子附近的太阳表面有明显的增亮现象。现在我们知道，他所观测到的增亮现象其实是一个很典型的剧烈的耀斑。20 世纪 50 年代以前关于太阳耀斑的定义是指用 Hα 单色光看到的太阳色球层谱斑中的突然增亮现象，因此早先也称为色球爆发。然而后来用多种手段的综合观测表明，与 Hα 突然增亮的同时，还伴随有一系列更高能的现象发生，包括从波长短于 1 Å 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。现在所说的太阳耀斑是指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。色球谱斑增亮被称为光学耀斑，是耀斑在可见光（ Hα ）辐射增强的表现，是耀斑发生的一种标志。

太阳耀斑是最剧烈的太阳活动现象。一次大耀斑输出的总能量可达 4×10^{32} erg，其中电磁辐射部分只占 1/4，即 10^{32} erg，而且主要集中可见光波段，其余 3/4 能量（ 3×10^{32} erg ）则以高能粒子和等离子体动能的形式释放。中等耀斑释放的能量为 $10^{30} \sim 10^{31}$ erg，小耀斑（亚耀斑）为 $10^{28} \sim 10^{29}$ erg，释放能量为 $10^{26} \sim 10^{27}$ erg 的称为微耀斑，释放能量小于 10^{25} erg 的称为纤耀斑。

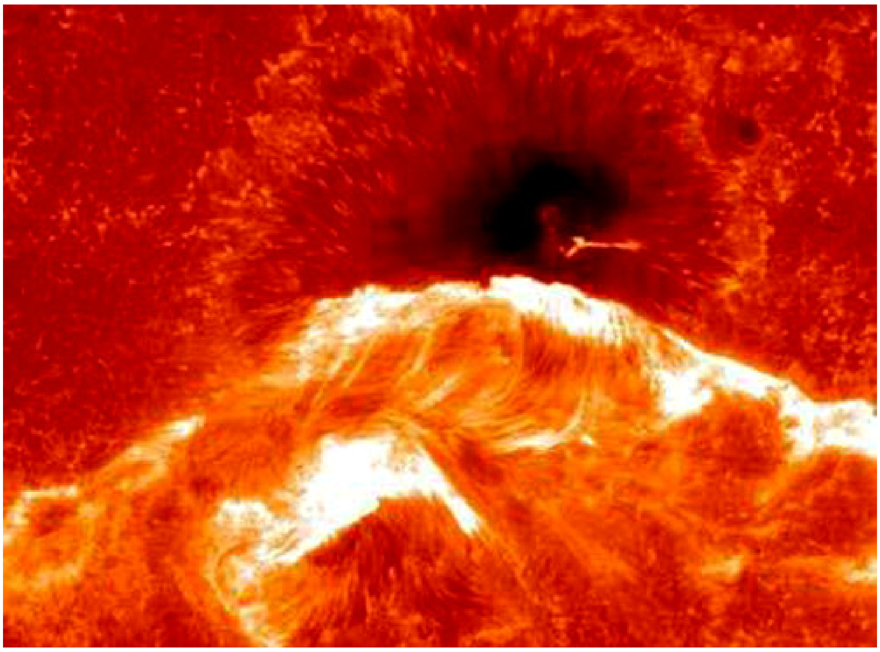

图 1.3: Solar B 观测到的太阳耀斑。

一个活动区发生耀斑时，往往有几个亮块，耀斑亮度增大时，亮块面积也在增大，耀斑面积的大小是耀斑辐射规模的重要指数，因此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，用 B、N、F 定性表示耀斑的亮度为很亮、中等和较暗。除了这种根据 Hα 单色光面积和亮度表示耀斑级别外，通常还会加上该耀斑在 $1 \sim 8$ Å 软X光辐射强度的定级。耀斑的 X 光级别是根据空间飞行器 GOES（Geostationary Operational Environmental Satellites）测量的 $1 \sim 8$ 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。

耀斑出现的频数与黑子相对数大致平行，绝大部分耀斑发生在黑子附近的谱斑中，只有不足 10% 的耀斑附近无黑子。结构复杂的黑子活动区发生大耀斑的概率较大。一些较大的活动区有时会在几天当中在几乎同样的位置发生几次耀斑，这些耀斑的外观形态和其他特性也大致相似，因此称它们为相似耀斑。这一现象表明，一个活动区的磁场位形及其产生耀斑的主要条件不会因一次耀斑发生而彻底破坏，而是可以在一天左右的时间内重新建立并积累起足以提供另一耀斑释放的能量。

根据 Hα 观测到的耀斑形态可以把耀斑分为两大类，即致密耀斑和双带耀斑。致密耀斑的外观较小，其发射区似乎被限制在高度较低的单一弧形磁流管当中，在耀斑过程中，变化不明显，很像就在当地自生自灭。而双带耀斑则有两个较大的亮带，分别处在相反的磁极性区，两条亮带由一些近于平行的弧形磁流管联接，两条亮带就是这些弧形磁流管的足根。双带耀斑往往与活动日珥相联系，日珥位于双带之间的中性线上，耀斑发生过程中，两条亮带愈益分离，连接两条亮带的弧形磁流管系也逐渐变大和增高，最终导致日冕物质抛射。有时在双带耀斑发生前，中性线上的日珥出现扰动，甚至突然消失。图 1.3 是日本 Solar B 卫星 2006 年 12 月 13 日观测的太阳耀斑。

1.2.3 日珥和暗条

日珥是指突出于太阳边缘色球之上的火焰状物体，在日全食的时候可以用肉眼看到。因日珥辐射比日轮背景辐射弱，日珥在日轮上的投影就成了暗条。图 1.4 展示了太阳日珥和暗条。日珥（暗条）的主体部分在日冕中，底端与色球相连。日珥的分布范围比黑子广，除了中纬和低纬的黑子带日珥外，还有纬度超过 40° 的极区日珥，黑子带日珥的出现规律与黑子相似，其出现频数和平均纬度都有 11 年周期变化，而极区日珥则在黑子数极大过去大约三年后才开始出现，

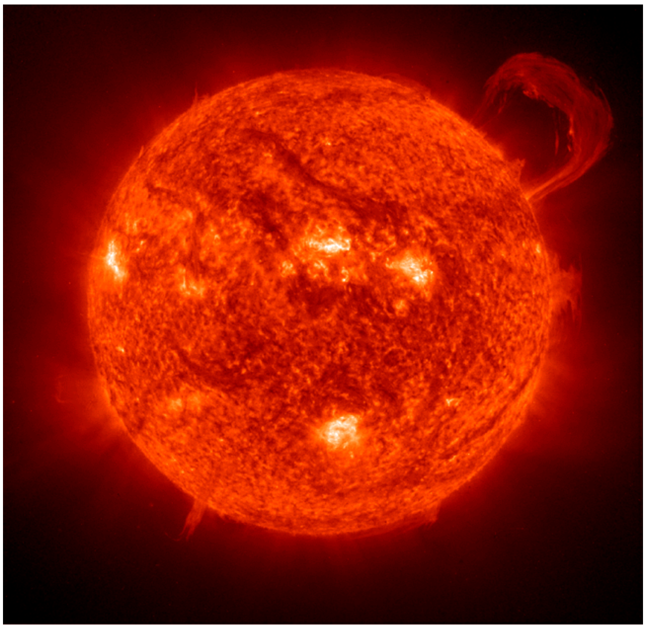

图 1.4: 太阳日珥和暗条。

持续到黑子极小期。有些日珥（暗条）的形状长期稳定，体积较大，寿命可达 2 ～ 3 个太阳自转周，这样的日珥被称为宁静日珥；有些日珥经常出现在黑子群附近，并且形状不断变化，并可觉察到其中物质的缓慢运动，这是活动日珥；如果宁静日珥或活动日珥突然发生猛烈的爆发性膨胀或向外抛射，则被称为爆发日珥，日珥爆发抛射出去的物质，一部分可达到逃逸速度进入行星际空间，另一部分往往是沿磁力线的曲线回落到日面。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。

1.2.4 日冕物质抛射（ CME ）

日冕物质抛射（ CME ）是指大尺度的日冕等离子体物质从太阳日冕中抛射出来并在行星际空间传播的一种太阳爆发现象（图 1.5 是一个典型的日冕物质抛射图像）。CME 主要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，速度从每秒几十公里到数千公里，使很大范围的日冕受到扰动，从而剧烈地改变了白光日冕的宏观形态和磁场位形。CME 是日冕大尺度磁场平衡遭到破坏的产物，其所携带的巨大的能量和物质，以及 CME 发生时所产生的大量

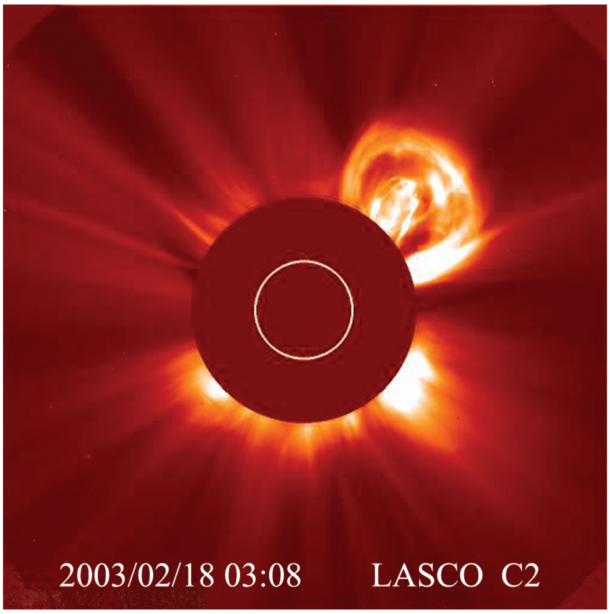

图 1.5: LASCO C2 观测的一个典型的日冕物质抛射。

的高能粒子和高能射线会在很短的时间内穿过日地空间到达地球大气层，引起近地空间的地磁爆、电离层爆以及极光等现象。地磁爆是影响空间天气的重要因素，它会威胁宇航员的生命、引起电力供应中断、造成卫星失控及地面的无线通讯中断等。从上世纪 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，暗条爆发、耀斑和 CME 是一次大爆发事件的一体多面。

1.3 太阳耀斑活动

太阳耀斑是最剧烈的太阳活动现象，耀斑活动一直是现代太阳物理学家研究的热点问题之一。耀斑爆发常表现为在太阳表面局部区域释放大量的能量并伴有太阳色球层突然增亮，增亮区域较小的通常被称为致密耀斑，而且在耀斑过程中其增亮变化不明显；而增亮区域较大的，通常是两个较大的亮带，分别处在相反的磁极性区，称为双带耀斑。双带耀斑往往与日珥爆发、日冕物质抛射等太阳活动现象相联系。近年来，许多太阳物理学家对双带耀斑活动进行了大量的观测和理论方面的研究。

1.3.1 耀斑活动研究的历史

1.3.1.1 早期的耀斑研究

太阳耀斑是较早被观测到的太阳活动现象之一。1859 年 9 月 1 日下午，当 Carrington (1859) 在记录当天的黑子位置的时候发现：在黑子区域突然出现小面积增亮的现象。为了检证这一增亮现象会不会是杂散光引起的，Carrington 立刻查看之前 60 秒之内的观测，发现这种增亮的面积有很大的变化，前一时刻的增亮面积要比后来的小很多，因此，这种增亮不是杂散光造成的。幸运的是，在不同地点观测的天文学家 Hodgson (1859) 也观测到了这个增亮现象。现在我们知道，Carrington 和 Hodgson 观测到的是一个罕见的白光耀斑（大多数耀斑只能通过专用的滤光器才能看到)。在这次耀斑发生大约 17 个小时之后，在地球上发生了巨大的磁爆和灿烂的极光（ Kimball 1960 ）。由于当时无法知道耀斑和地磁爆在时间上的密切联系是不是相关事件，所以 Carrington (1859)

犹豫地认为：太阳耀斑和地磁爆是相关事件。78 年后，Bartels (1937) 证实了 Carrington 的猜想是正确的。

尽管第一次观测到的太阳耀斑是一个白光耀斑（也就是太阳连续谱观测的），但是大多数传统意义上的耀斑只有在望远镜中加入为了能够看到色球发射线而阻挡光球发射线的滤光器之后才能观测到。耀斑观测最重要的谱线是巴尔莫（ Balmer ）线系 n=3 $\longrightarrow$ n=2 的跃迁，也就是 Hα 单色光，因此多数耀斑都是在 Hα 单色光上观测的。但是，耀斑相关辐射实际在一个很大的波长范围内发生，从 0.002 Å 的 γ 射线到大于 10 km 的射电辐射。

在 Hale (1892) 发明太阳单色光照相仪（在 Hα 单色光观测太阳的仪器）之前，太阳耀斑只能用白光观测。由于白光耀斑很少，再加上能够有效记录耀斑图像仪器的缺乏因此那个时候耀斑研究的进展是很缓慢的。

1.3.1.2　Hα 单色光的耀斑观测

太阳单色光照相仪发明之后（ Hale 1929 ），耀斑以及耀斑和其他太阳爆发现象的关系迅速成为太阳物理学家研究的热点。McMath （ 1937 ）等研究了一个伴随爆发日珥的太阳耀斑事件，得到日珥向外移动的速度大约是 700 km/s ，这个速度大于太阳表面的逃逸速度，可见距离大约 10^6 km，后来研究的一些事件的速度在 400 km/s 到 1400 km/s 的范围内（ Dodson and McMath 1952; Reid 1959; Valníček 1962 ）。

用 Hα 太阳单色光照相仪观测到的太阳耀斑通常是成对出现的，并且两条亮带是相互分离运动的，分离速度高达 100 km/s，但在几个小时之后此速度减小到低于 1 km/s（ Dodson 1949; Dodson and Hedeman 1960; Švestka 1962; Malville and Moreton 1963 ）。耀斑几乎总是发生在日面磁场比较复杂的区域（Waldmeier 1938; Giovanelli 1939 ），而且耀斑带总是在磁中性线的两边（Bumba 1958; Severny 1958）。

1.3.1.3　其他波段的耀斑观测

随着科学技术的发展，观测太阳的窗口日益扩大，研究太阳耀斑的谱线范围也在不断扩大。

（1）太阳射电爆发

与耀斑有关的太阳射电辐射增强称为太阳射电爆发。1942 年，太阳米波射电辐射首次被英国军方的电波探测器获得，由于是二战期间，这一发现被严格

保密，直到 1945 年第一个很好的米波射电爆及其和太阳耀斑的关系（ Appleton and Hey 1946 ）被发表，太阳米波射电研究才被世人所知。现在我们知道，米波射电爆被认为是耀斑的脉冲相，也是粒子加速和等离子体加热的证据（ Švestka 1976; Wild 1985; Suzuki and Dulk 1985 ）。

（2）耀斑粒子发射

一些耀斑或者和耀斑相关的事件，由于它们产生的超过 500 MeV 的高能质子会在地球表面产生可观测到的瞬时增长的宇宙射线流，这样的耀斑被称为宇宙光耀斑或质子耀斑，例如：非常罕见的白光耀斑。Forbush （ 1946 ）首次观测到了这种宇宙光耀斑，从 1942 年到 1972 的三十年内，只观测到 20 个这样的耀斑。

经典的质子耀斑显示了耀斑的所有特征，例如：色球上两条明亮的耀斑带、多种类型的强射电爆等（ Ellison et al. 1961; Sawyer 1968; Martres 1968; Švestka 1968 and 1976 ）。一般认为，能量粒子的起源归因于耀斑在 Hα 和 X 射线辐射产生的一些未知过程，但是，对比太阳能量粒子事件和相关的耀斑辐射的持续时间增加了人们对二者密切相关的怀疑（ Meyer et al. 1956 ）。

除了 Hα 、射电波和能量粒子辐射外，耀斑也产生硬 X 射线（大于10 keV ）和 γ 射线辐射。是什么造成的这些辐射的增长还不知道，但一般认为这些辐射增长是由轰击太阳表面的高能电子和质子产生的。

1.3.1.4 耀斑的空间观测

1960 年以前，研究太阳耀斑严重依赖 Hα 观测，对太阳耀斑的认识极其有限。二十世纪六十年代后，人们对太阳耀斑的了解戏剧性的增长，这主要归功于美国轨道太阳观测台（ OSO ）系列卫星成功发射，为广大太阳物理学家提供了新的窗口去研究太阳耀斑详细特性。此后太阳研究的空间观测卫星越来越多，比如：欧洲空间局 1972 年发射了 TD-1A 卫星、美国 1973 年空间站 skylab 1979 年 P78-1 卫星等。更有价值的耀斑观测数据是从 1980 年美国发射的太阳峰年观测卫星（ SMM ）和 1981 年日本发射的雏鸟天文卫星（ Hinotori ）开始的，他们的重点是研究太阳高能辐射方面。由于二十世纪六十年代 X 射线照相技术开始被用于研究太阳耀斑活动（第一张太阳耀斑 X 射线 3 Å 和14 Å的照片在1968年被获得（ Vaiana et al. 1968; Vaiana and Giacconi 1969 ））以及空间天文仪器的发展，太阳耀斑研究进入了一个崭新的时代。

虽然第一张 X 射线太阳耀斑相的分辨率很低（大约 20” ，现在的分辨率大约是 1” ），但是 X 射线的增亮区域和 Hα 的增亮区域的对应性还是很明显的。详细分析 X 射线和 Hα 图像上的增亮区域可以看出，X 射线耀斑环在 Hα 耀斑环的上面。这证实了很长时间以来的疑惑，确定了耀斑环系包括较热的环结构和以前地基仪器观测到的较冷的（ Hα）环。

1.3.2 双带耀斑的模型

耀斑最重要的特征就是在 Hα 波段上观测到的日面上长长的亮带，亮带通常是成对出现并且相互分离，分离速度开始时最大可达 100 km/s，几小时后速度降低到 1 km/s （ Dodson, 1949; Dodson and Hedeman, 1960; Švestka, 1962; Malville and Moreton, 1963 ）。耀斑几乎总是发生在太阳表面磁场比较复杂的地方（ Waldmeier, 1938; Giovanelli, 1939 ），而且耀斑带总是分布在磁中性线的两边（ Bumba, 1958; Severny, 1958）。

伴随耀斑带一起出现的是耀斑环系，耀斑环首先在较低的高度上出现，然后随着耀斑带的运动耀斑环也逐渐向上运动进入日冕（Moore et al. 1980）。Bruzek（ 1964a ）最先对 Hα 观测的耀斑环进行了经典描述：耀斑带实质上是形成耀斑环拱形结构的耀斑环系的足点。后来，通过 Hα 、EUV 和软 X 射线等各种波段的观测证实了 Bruzek 的结论（ Bruzek 1964b; Neupert et al. 1974; Kahler et al. 1975; Cheng and Widing 1975; Nolte et al. 1979; Martin 1979; Pallavicini and Vaiana 1980 ）。多普勒谱线移动（ Doppler-shift ）的测量也显示耀斑带和环的这种明显运动不是由于等离子体物质的运动造成的，而是由于能量沿新磁力线连续传播的结果（ Schmieder et al. 1987 ）。高分辨率的观测也显示较冷的耀斑环藏在较热的耀斑环的底下，在 Hα 上看到的最冷的耀斑环根植于耀斑带的内边缘，而在 X 射线上看到的最热的耀斑环则根植于耀斑带的外边缘（ Moore et al. 1980 ）。

迷惑太阳物理界很长时间的耀斑动力学另一个重要现象是在耀斑期间冷 Hα 环中的物质持续向下流动。在早期，科学家们认为这是由于热不稳定性使得日冕热等离子体凝聚引起的，但是，Kleczek （ 1964 ）估算了这种向下流动运送到色球的物质的总质量大约是 10^{16} g，这几乎是整个日冕物质的质量，所以靠日冕热等离子体凝聚无法解释这种现象（ Jefferies and Orrall, 1963, 1965a, b; Kleczek, 1963, 1964 ）。这些估算只是基于 Hα 观测，后来，Pneuman（1981）对

1973 年 7 月 29 日爆发的耀斑使用 X 射线观测资料积分了耀斑环系的密度，他得到的总质量大约是 7.5×10^{16} g，而且推断耀斑环系的高质量表示更高的环在 Hα 没有被观测到，因为他们不会变冷到日冕温度以下（ Pneuman and Orrall, 1986）。

排除日冕物质凝聚，那么在 Hα 环中向下流动的大量物质就意味着这些物质一定要以某种方式从色球补充过来，而这种热物质的向上流动在 Hα 上是看不到。为了解释物质向上流动，许多科学家认为是色球“蒸发”的过程（ Hudson and Ohki, 1972; Sturrock, 1973; Hirayama, 1974; Lin and Hudson, 1976; Antiochos and Sturrock, 1978; Colgate, 1978; Withbroe, 1978 ），色球物质的“蒸发”过程可能是色球物质被高能粒子加热（ Sturrock, 1973; Lin and Hudson, 1976 ）也可能是耀斑环上方的能量沿磁力线的热传导（ Hirayama, 1974; Antiochos and Sturrock, 1978; Colgate, 1978; Withbroe, 1978 ）。

Carmichael（ 1964 ）是最早认为耀斑环和带是被太阳喷出到行星际空间的等离子体拉伸的磁力线弛豫的结果。由于闭合磁环力线的足点根植在光球，当环顶的等离子体在爆发期间被喷射出去的时候，这些力线被向更高的地方拉伸，磁力线的这种拉伸被叫做“打开”，然后这些磁力线通过一个被称为磁重联的过程再形成一个小的闭合的环（ 图 1.6 ）。这个过程的模型显示磁重联释放了足够的磁能，可以解释在耀斑爆发期间观测到的辐射和动能（ Sturrock, 1968, 1972; Kopp and Pneuman, 1976; Bruzek, 1969; Roy, 1972; Hirayama, 1974 ）。耀斑环系的向上增长可以这样来解释，就是越来越多的磁力线重联使得重联点持续向上移动，同时耀斑带外观上的相互分离，而事实上耀斑带内没有任何等离子体流动，而且最热的 X 射线环在耀斑环系的最顶部（ Kopp and Pneuman, 1976; Heyvaerts et al., 1977; Cargill and Priest, 1982; Pneuman, 1981 ）。

但是，这种说法不能解释为什么在耀斑环的整个存在期间耀斑环系持续向下流动的物质并没有排尽所有日冕物质，Forbes 和 Malherbe （ 1986a ）认为可以这样来解释：色球蒸发沿磁力线进入到重联区域（图 1.7a ），很多数值模拟证实了这一说法（ Forbes and Malherbe, 1986a, 1986b; Forbes et al., 1989; Forbes and Malherbe, 1991; Yokoyama and Shibata, 1997, 1998 ）。

1.3.3 太阳爆发的理论

太阳耀斑的研究在很长一段历史时期是太阳物理研究的主题，现在，虽然

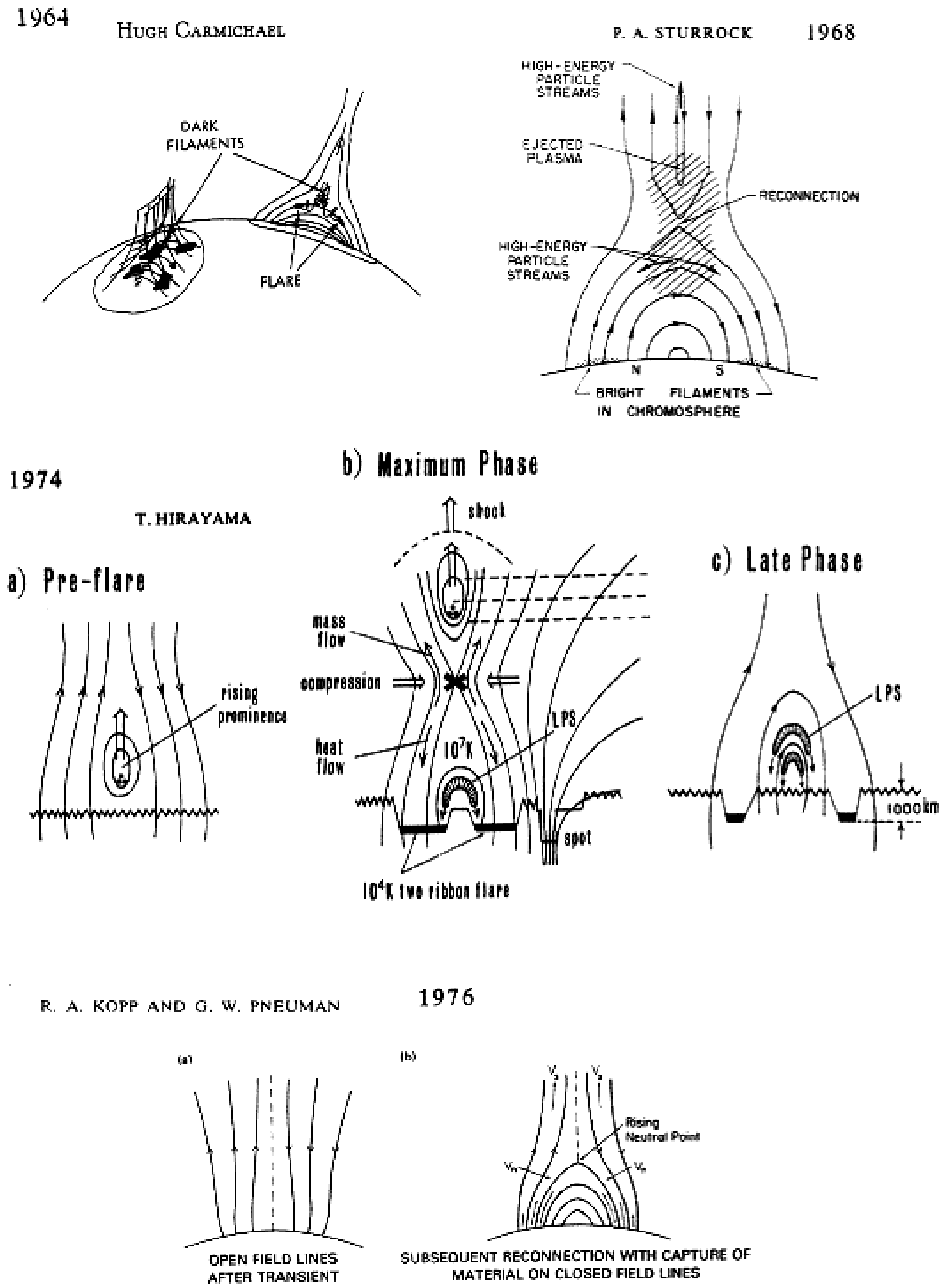

图 1.6: 耀斑爆发最初研究的磁场位形。上左图：Carmichael (1964)；上右图：Sturrock (1978)；中间图：Hirayama (1974)；下图：Kopp and Pneuman (1976)。

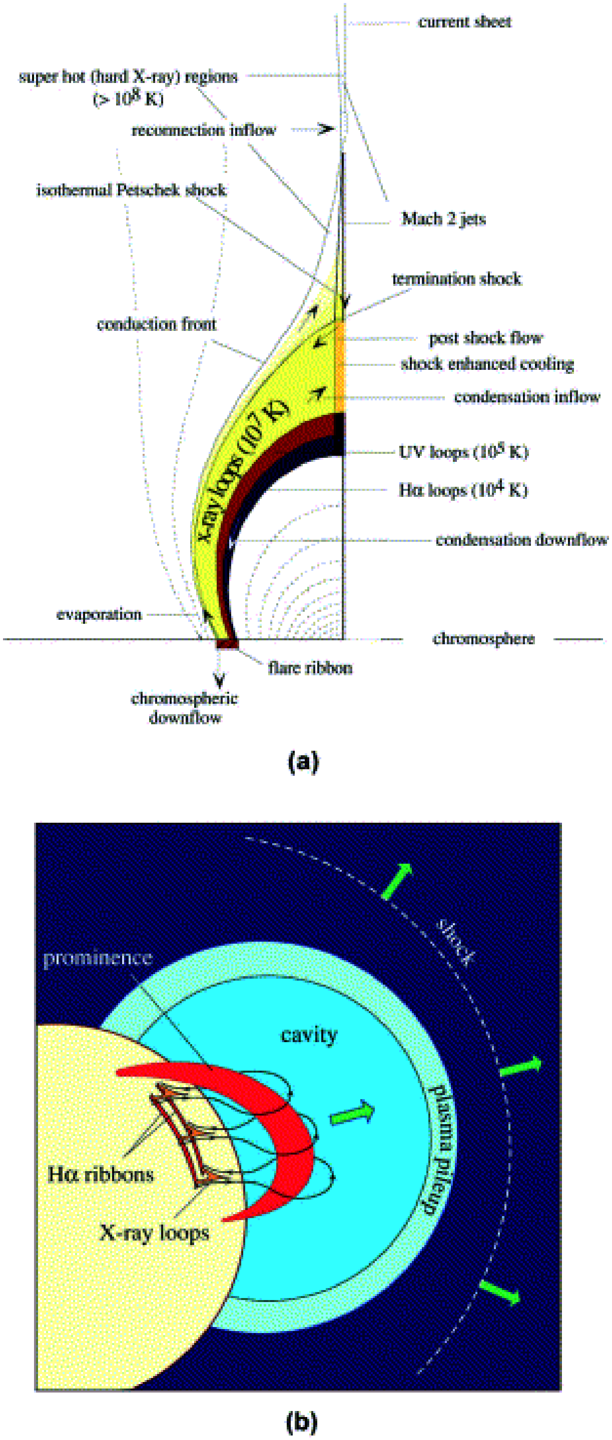

图 1.7: (a) 双带耀斑示意图。实线表示不同等离子体区域的边界，点线表示磁力线。由于对称假设，图只显示了左半边（Forbes and Acton, 1996）。(b) 太阳耀斑-日珥-CME 爆发的关键要素的示意图（Lin et al. 2003）。

太阳耀斑仍然是一个很重要的课题，但太阳物理研究已经扩展到覆盖更广的太阳爆发研究（地球及其附近的空间环境）。随着太阳爆发知识的积累，现在我们知道图 1.7a 中描述的双带耀斑结构在耀斑开始的时候是不存在的，当耀斑爆发开始位于环顶的等离子体被喷射出去之后才会形成一个封闭的环结构，被喷射出去的等离子体物质通常被称为 CME 或爆发日珥。现在爆发日珥、CME 和耀斑现象的区分已经越来越模糊了。

1.3.3.1　早期模型（ Early models ）

随着二十世纪七十年代太阳研究空间卫星观测时代的来临，空间卫星观测到太阳日冕物质抛射（ CME ）（ Hundhausen, 1972; Tousey, 1973; MacQueen et al., 1974），许多太阳物理学家立即尝试对太阳爆发现象构建理论推测并寻找耀斑、暗条爆发和 CME 的关系。在较早的理论模型中，认为耀斑、CME 被相关联的观测到是可能的，七十年代后得到确认，CME 是在日冕被耀斑释放的能量突然注入而产生的动力学反应（ Dryer, 1982 ）。这些模型中的一些几乎是单纯的流体（ Wu et al., 1975 ）和基于压力和速度脉冲的大气模型的数值模拟。后来，这些模型扩充为包括二维磁流体（ MHD, Magnetohydrodynamics ）的过程（ Nakagawa et al., 1978, 1981; Wu et al., 1978, 1981. Steinolfson et al., 1978; Dryer et al., 1979 ）。在这些模型中，磁力只是对瞬变物质的引导和限制起到被动的作用。这些模型遭遇到了一些普遍问题：不现实的低磁场强度或开始就打开的磁拓扑结构而不是象观测到的磁场是从封闭开始的。

实际上太阳日冕的动力学是被磁场力控制的，一些太阳物理学家研究了在 CME 触发过程中磁场的作用。Sakurai （ 1976 ）、Anzer （ 1978 ）、Mouschovias 和 Poland （ 1978 ）建立的模型，一个扭曲的磁流管被自身存储的能量向外驱动。Pneuman （ 1980a ）发展了一个 CME 和爆发日珥紧密联系的模型，盔状冕流下面磁场强度的增大很容易的推动日珥。Pneuman （ 1980b ）and Anzer and Pneuman （ 1982 ）认为双带耀斑的这种驱动力可能来自上升日珥下面磁重联处的向外流动。其他触发 CME 的可能性也是基于各种磁场力驱动考虑的（ Liu, 1983; Yeh and Dryer, 1981; Yeh, 1982; Yeh, 1983; Hu and Tang, 1984; Hu and Jin, 1987 ）。虽然有些 CME 的观测特征能够再现，但是这些模型仍然是基于在耀斑过程引发的某种驱动力的原理。

除了耀斑作为 CME 触发驱动，还需要寻找爆发开始的基本物理原因。两种机制触发了 CME 爆发，一种机制需要磁能快速注入到日冕磁场中导致后来

的爆发，在这种机制中爆发能量来自对流层的发电机过程；另一种机制需要爆发前能量缓慢存储到日冕磁场中，这种机制中累积能量来自磁场足点在光球上的移动或者从对流层出现的新磁流浮现。以前的触发机制被认为是发电机或磁流注入模型，后来的是能量存储模型。

1.3.3.2 发电机模型和磁流注入模型（ Dynamo model and flux injection model ）

Sen 和 White（ 1972 ）, Heyvaerts（ 1974 ）, Kan et al. （ 1983 ）, Hénoux（ 1986 ）最先建立了发电机模型。在这些模型中爆发的能量源来自隐藏在对流层的发电机区域，当发电机区域的等离子体突然在磁环中移动产生电流的时候爆发发生（ 图 1.8 ），因此这个模型被称为发电机模型。磁环中电流的增大驱使环向外产生爆发过程和 CME ，环中的电流耗散加热了日冕和产生色球耀斑。发电机模型的电流存在形式不是产生对流层等离子体突然移动的原因，因此它不能真正解释爆发机制，而且当电流注入到日冕的时候，爆发的脉冲相阶段光球将发生大尺度的移动。尽管光球等离子体电离很弱，可仍然具有很高的电导率，磁力线还是冻结到等离子体上的，因此从对流层经过光球到日冕的电流的任何突然增强必然会引起光球等离子体的移动（ 图 1.8a ），但是在光球并没有观测到这种移动。

类似发电机模型，Chen （ 1989, 1990, 1996, 2001 ）提出了磁流注入模型。在这个模型中，极向磁流和能量通过磁流绳（日珥）在几小时或几十分钟内从光球下注入到日冕（ 图 1.8b ），就象发电机模型一样，磁流注入模型也导致了日冕磁能的快速增长，但是模型没有解释对于这样的磁流注入光球有什么样的反应。和发电机模型不同，磁流注入模型在光球将发生向上和水平两种流动。就象先前指出的那样，在光球磁场和等离子体是冻结的，当磁流绳被向上拉伸的时候，等离子体将会流动，在光球表面，等离子体也会和磁流绳一起向上流动和水平传播，因为光球等离子体是很密集的，因此推断前者的情况在实际太阳活动中既不容易也不可能发生。

对于一个典型的太阳爆发，在 10^{3} s 内大约释放 10^{32} erg 的磁能，如果相关区域的面积是 10^{20} cm ^{2}、磁场是 100 G ，那么爆发期间通过磁流注入引起的光球物质流动的速度大约是 12.5 km/s （ Forbes, 2001 ），然而在大耀斑爆发过程中观测到的最大光球物质流动大约是 2 km/s ，而且只持续了 7 分钟（ Anwar et al., 1993 ）。因此，磁流注入模型要求的光球物质流动速度太快而不能实现，

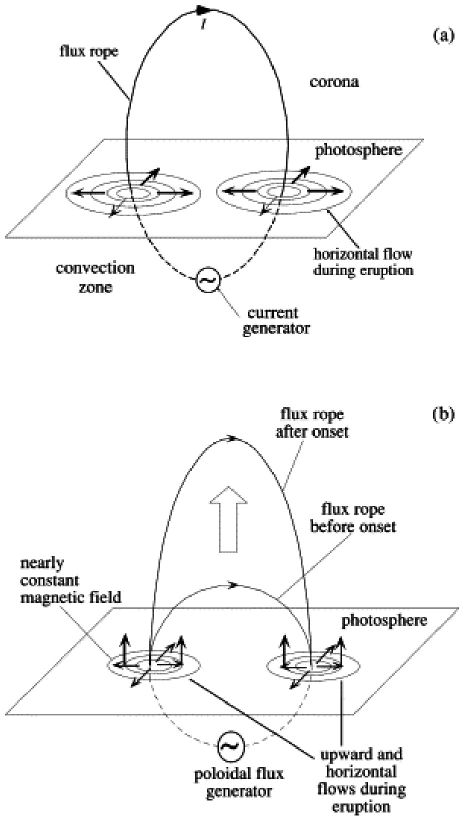

图 1.8: 光球物质移动。(a) 发电机模型，该模型期望产生光球物质的水平移动（Forbes, 1993 ）；(b) 磁流注入模型，该模型期望产生光球物质的向上和水平移动，还没有这样的移动被观测到（ Lin et al. 2003）。

一种降低流动速度的方法就是增加磁流注入的时间尺度。

Chen et al. （ 2000 ）尝试在 2.5 小时内注入磁流，而 Krall et al. 研究了 6 小时内总磁流注入，这两个研究中对应的光球物质流动速度分别降低到 1.38 km/s 和 0.58 km/s，这些速度和典型的光球流动速度大小相当，但是，这样的速度在磁流注入期间将使光球物质产生向上的 1.25×10^{4} km 的位移，依据现在的观测技术，光球等离子体位移大于 1.3×10^{3} km 和水平速度持续 6 个小时大于 0.06 km/s 都是很容易观测到的，但是，到目前为止在光球上还没有观测到这种等离子体位移。因此，在发电机模型和磁流注入模型中这种预测的但仍没有观测到的光球等离子体位移是一个很主要的问题。

1.3.3.3 能量存储模型（ Storage models ）

目前，太阳物理界最普遍接受的太阳爆发模型是能量存储模型。假设太阳爆发释放的能量在爆发前被存储到日冕中，然后日冕磁场失去平衡或稳定性导致爆发和能量释放。

这种模型从对流层向上的能量传递时间很长（比发电机模型和磁流注入模型能量传递的时间更长）。从对流层向上不断浮现的新磁流和闭合的日冕磁力线的足点的移动使日冕磁场的压力不断增大，最后，压力超过一个阀值，日冕磁场的稳定平衡被打破而爆发。这种模型是基于日冕磁场的能量累积机制，因此称为能量存储模型（ Priest and Forbes, 2000 ）。

能量存储模型中，能量累积一般需要十多个小时甚至几天的时间，在这个过程中，日冕磁场从势场演化到非势场，因此日冕磁场的自由能及非势场和势场的能量差异逐渐增大。很显然，日冕磁场不是必须从势场开始演化，从非势场位形开始也是非常合理和可能的。最终，非势结构变得不稳定或到达平衡态到不平衡态的临界点，导致非势结构失去平衡而释放自由能，在这个过程中，大部分存储的能量通过磁重联释放。

太阳爆发模型的一个重要约束条件已经从许多爆发事件的观测中得到积累，那就是光球磁场的纵向分量事实上在爆发期间仍然没有变化。黑子的缓慢移动和光球其他磁场特征并没有受到太阳爆发的影响，因为光球等离子体密度比爆发发生地－－日冕的等离子体密度高 10^9 倍。由于密度上的巨大差异，稀薄的日冕扰动要影响厚重的光球是很困难的。日冕磁力线的足点实际上在爆发过程中是很稳定的，因此，由于稳定的光球磁场使得日冕磁场在爆发期间也保持恒定，对快速的能量释放也无贡献。

1.3.4 四类爆发模型

要建立一种精确的太阳爆发模型，上一节提到的所有或者部分模型需要同时被考虑。Forbes （ 2000 ）把爆发模型分为四个不同的类别，第一类是非无力模型，假设重力和气压在爆发开始和能量存储中起重要作用；第二类是无力模型，尝试依据理想磁流体（ MHD ）过程解释爆发现象；第三类是有电阻的 MHD 过程，例如：磁重联触发了爆发；第四类是混合模型，爆发开始的时候是理想 MHD 过程但是需要非理想 MHD 过程的磁重联来维持爆发。

1.3.4.1 非无力模型（Non-force-free models）

爆发的非无力模型通常是两步过程（Low, 1990, 1997; Hundhausen, 1999），第一步是闭合的日冕磁场被打开并把先前存储的物质喷射出去；第二步是被打开的磁场靠磁重联再闭合并产生耀斑（Hirayama, 1974; Kopp and Pneuman, 1976）。第一步是理想 MHD 过程，而第二步是非理想 MHD 过程，产生耀斑的激烈的热特性（Hiei et al., 1994, 1997; Low, 1994）。

如果无力场被一个刚性的“墙”（边界条件）限制在一个固定的体积内，它的能量可以无限制的增长，增长的压力压缩这个场来对抗“墙”。Low 和 Smith（1993）认为，尽管在太阳大气中没有这样刚性的“墙”，但是在非无力磁场中等离子体的重力就象刚性的“墙”一样限制了磁场的活动。Low （1999）认为静止日珥的重力维持着磁场，就象弹簧顶部的重力一样（Klimchuk, 2001）。

经常观测到爆发日珥中的部分冷等离子体落回到日面，这暗示了如果磁场缓慢演化到一个临界点（磁场保持不住日珥）那么 CME 会被触发（Low, 1996, 1997, 1999）。换句话说，日珥的重力就象一个盖子一样允许磁能不断增长，当盖子突然移开，磁场就会向外弹出。但是，许多 CME 没有出现日珥，因此这种机制不能解释所有 CME 。如果气压和重力被包括在内（Low and Smith, 1993; Wolfson and Dlamini, 1997; Wolfson and Saran, 1998），气压缩减日冕中存储的磁能（Low, 1999; Forbes, 2000），但不象重力，气压本身能够向外推动物质。迄今为止，所有引入气压的模型（即使仅仅是作为触发）长期以来都被这样的问题困扰，那就是等离子体的 β（气压和磁压的比率）值在低日冕中太小（10^{-4} - 10^{-3}），气压不能真正发挥重要作用。

1.3.4.2 理想 MHD 模型（Ideal MHD models）

耀斑爆发模型的第二类是基于纯理想 MHD 。这类模型的处理过程中磁场没有耗散和扩散发生，尽管磁重联能够发生，但是假设在系统触发开始或长期演化过程中不起作用。Wolfson 和 Low （1992）发现在同样光球边界条件的情况下部分开放磁场的磁能比全封闭磁场的低。但是他们的方法不允许他们确定在不利用磁重联的情况下闭合的磁场是否会转变为开放状态。因此，部分开放的磁场结构能否通过失去平衡的理想 MHD 来单独实现还不清楚（Forbes, 2000）。

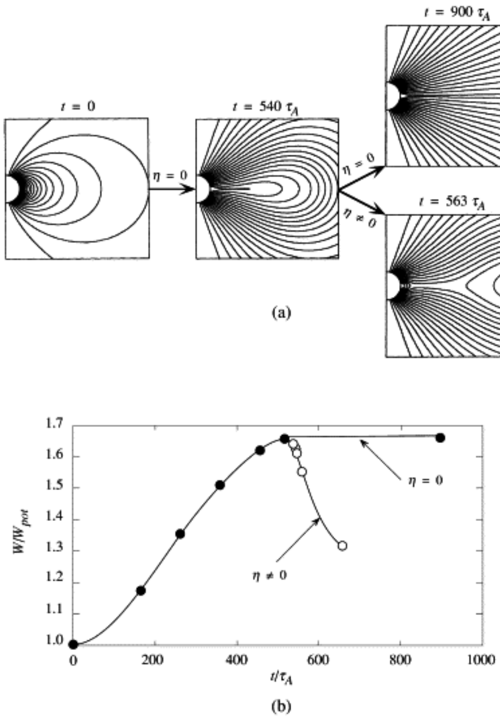

图 1.9: (a) 轴对称剪切拱的准静态演化。t=0 为初始态；在 t=540 τ_A 的时候磁场演化成无力场；此后旋转 126° 磁场在 t=900 τ_A 的时候变成完全开放，此时 η 仍然为 0 ；但是在 t=563 τ_A 的时候，如果 η 突然增大则爆发发生。(b) 对应的总能量除以势场能量的演化。(Forbes, 2000)。

1.3.4.3 电阻 MHD 模型(Resistive MHD models)

和理想 MHD 模型相比电阻 MHD 模型的爆发过程允许有一个理想 MHD 的开端，然后必须借助于电流片(图 1.7a)中的电阻来耗散磁场以便维持爆发的发展和演化。引入电阻增加了和耀斑相关的剧烈加热的理由，因此，这类模型为太阳爆发物理机制提供了更加现实的描述。

(1)剪切拱模型(Sheared arcade model)

在简单联接的无力磁拱中，由于磁拱足点的剪切运动自由能不断增长。光球磁场剪切的时候稳定平衡继续保持，因此突然的动力学作用或反应绝不会发生，数值模拟(Mikić et al., 1988; Linker and Mikić, 1994; Mikić and Linker, 1994; Amari et al., 1996a)和解析研究(Priest and Forbes, 1990a)认为简单

联接的磁拱在球面或平面的时候不爆发，但足点剪切的增强磁拱平稳地向外扩张，当剪切超过临界值的时候完全开放的磁场就形成了。由于磁场的扩张，一个电流片形成了，正负极磁场在电流片的两侧，但是没有爆发，整个系统仍然保持平衡。Finn 和 Chen （ 1990 ）展示了剪切一个简单联接磁拱是不能产生耀斑和 CME 爆发的。

一种方法可以触发上述剪切拱系，那就是在特殊的时间通过反常电阻引入耗散机制。例如：可以假设当电流片变得足够窄的时候，可能会产生撕裂模不稳定性（ Furth et al., 1963 ）。如果发生撕裂模不稳定性，那么电流片中的电阻就会突然增大并促使磁力线重联，(Galeev and Zelenyi, 1975; Heyvaerts and Priest, 1976)，此过程继续就形成了一个磁岛（ 图 1.9a $\eta \neq 0$ ）。因此，这个模型中的重联率一定是比爆发前光球移动挤压磁场的速率更慢，但是一旦爆发发生，重联率一定会变得足够快使得能量可以被快速释放（ Forbes, 2000 ）。

（2）爆破模型（ Break-out model ）

Antiochos et al. （ 1999 ）提出了另一个剪切拱模型，模型也需要磁重联来触发爆发。这个模型的磁场是球对称的四极位形而不是偶极的，模型的光球磁场有三个磁中性线和四个明显的磁流系（图 1.10)，中间的磁拱横跨赤道，另两个拱的中性线大约在纬度 $\pm$ 45^o，偶极磁流系在三个磁拱的上面。上升的中间磁拱将挤压上方的 X 线并在剪切拱上方产生一个弯曲的水平电流层（ 图 1.10 ），没有气压和电阻，这个层是一个非常薄的片，如果在这个电流片中没有重联发生的话，中间拱将不会爆发。Antiochos et al. （ 1999 ）发现当气压和重联被考虑的时候，X 线上的重联会突然从慢变得很快。电流片由于气压的存在而保持一定的厚度，但是下面的剪切拱挤压电流片又使电流片变薄。数值模拟这种变薄过程发现电流片中重联有相当大的加速，尽管很难证明这一活动，因为加速发生的时候，电流片不再有数值解。

爆破模型和Mikić and Linker (1994) 的剪切拱模型的主要差别是爆破模型的磁重联发生在剪切拱的顶部。虽然爆破模型的触发机制仍然存在问题，但是这个模型清晰地论证了磁场从封闭到部分开放的转变过程还是很令人赞同的。

（3）扭曲磁流绳模型（ Twisting flux rope models ）

Amari 等做了一系列三维数值模拟的工作（ Amari et al., 1996b; Amari and Luciani, 1999; Amari et al., 2000 ）。他们的三维模拟一般是从光球偶极磁场产生的势场位形开始的，然后在边界面上磁中性线两边的足点平行旋转演化，结

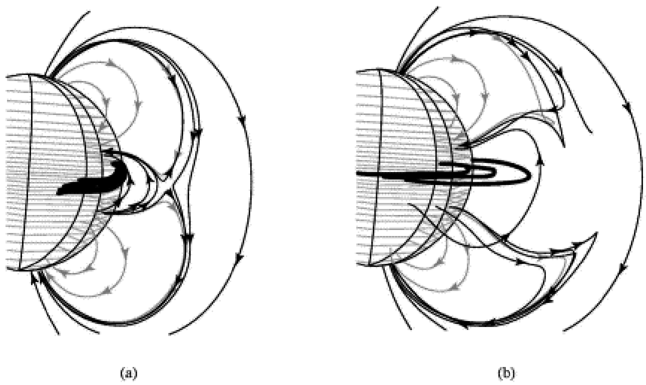

图 1.10: Antiochos et al. （ 1999 ）模型的磁场结构。(a) 演化早期；(b) 演化后期。(Forbes, 2000)。

果，开始时的势场磁拱扭曲，出现 S 形结构，磁结构呈现快速膨胀，从准静态演化向动力学演化急剧转变。在这些模型中，旋转被限制在足点周围的区域，剪切也在局部限制区域内发生。和剪切拱模型、爆破模型相比，扭曲磁流绳模型的剪切在空间范围上更加具体。

在 Amari et al.(1996b) 的工作中，足点处的旋转速度随着时间而增加，上面提到的动力学转变发生，随后旋转达到最大，旋转速度大约是日冕 Alfvén 速度的百分之一，日冕 Alfvén 速度大约是 10^3 km/s，百分之一就是 10 km/s，这样的旋转速度大约是观测到的速度的 10 倍甚至 20 倍。通过在扭曲磁绳和覆盖磁拱系中引入磁重联，Amari and Luciani,(1999) 发现磁流绳拓扑结构突然变化，开始的单一磁绳被分成两个，但是，相应的动力学演化仍在局部发生，覆盖磁拱仍然是闭合的。Amari and Luciani, （ 1999 ）认为这个过程可以解释已观测到的致密耀斑环。

为了展现包括扭曲磁流绳的磁结构的爆发。Amari et al., 2000 通过剪切拱系足点的重联模拟了磁流绳的形成 (图 1.11a 和 1.11b)，并中止了足点剪切运动通过粘滞弛豫让系统演化到接近稳定的平衡态，然后，背景场中的部分磁流淹没（或相反极性的磁源浮现）降低了完全开放场的总存储能量，随着背景场的变弱并在磁绳下方出现垂直电流片，闭合磁场经历了一个象爆发一样的快速扩张 (图 1.11c 和 1.11d)。但是有一点是不清楚的，如果这样的转变是一个真实的灾变过程，那么由于光球边界条件在模拟中转变速率太快因此不能是准静态过程。

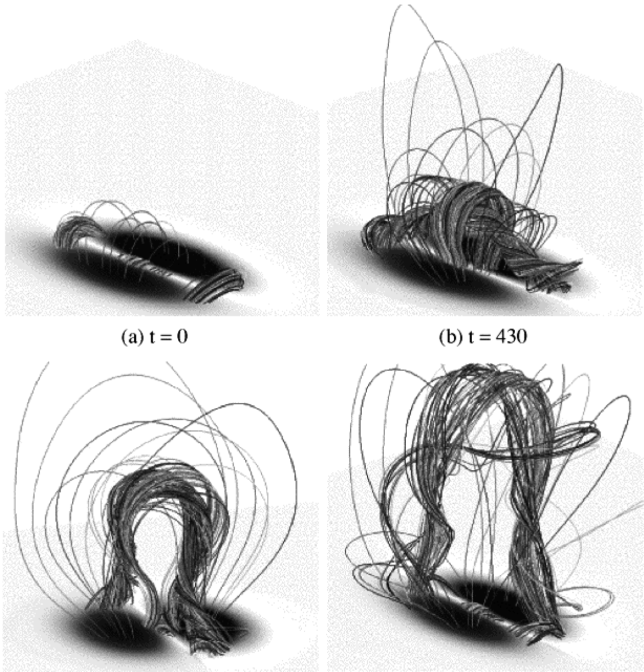

图 1.11: CME 爆发模型四个阶段的磁场位形。(a) 开始时的势场结构；(b) 通过足点重联形成扭曲磁流绳；(c) 由于部分背景磁流淹没磁绳开始扩张；(d)磁结构爆发。(Amari et al., 2000)。

1.3.4.4 灾变模型(catastrophe models)

图 1.12 是太阳爆发过程中各种物理和形态特征的示意图。这一过程更像是一个大爆发中的一个耀斑、日冕物质抛射和爆发暗条发生在不同的时间阶段和空间位置。灾变模型认为日冕物质抛射由于光球磁场的汇聚运动，使得磁绳上升到一定的高度，磁场失去了机械平衡所导致的(Forbes 和 Priest 1995)。爆发的能量是从光球逐步积累在日冕。在磁绳上升到一定的高度，暗条的磁场被严重拉伸，下面形成电流片，磁重联就发生在电流片的附近。磁重联使得磁力线在水平方向向内移动，在竖直方向向外流动。其中经过电流片的下端向下的等离子体流加热了色球，形成耀斑；而经过电流片上端的等离子体流带出物质和磁场，形成日冕物质抛射。灾变模型是个二维解析模型，基本能够描述太阳爆发中日冕物质抛射和耀斑的主要典型的形态特征。

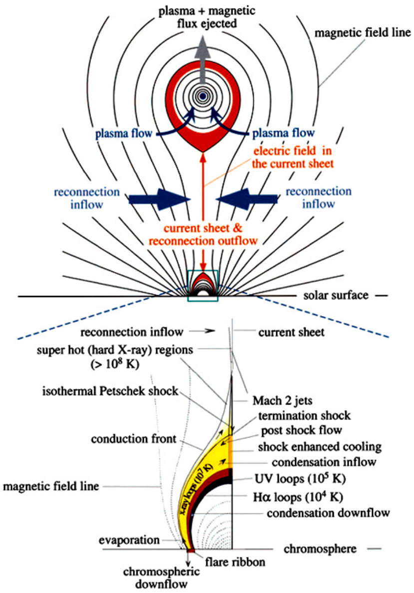

图 1.12: 灾变模型示意图（Lin et al., 2004）。

1.3.5 爆发过程中磁重联的作用

太阳爆发过程一定要引入磁重联机制。由于爆发驱动电流片上的磁重联，使随后失去平衡的灾变动力学演化得以继续。当磁重联发生的时候，磁位形一般不在平衡态（如图：1.13）。描述系统动力学行为的参数（如：磁流绳的高度（h）和速度（$\dot{h}$）、电流片参数（p, q）以及输出能量（P）通常是电场（E_z）的函数，E_z通常表示电流片里的绝对重联率，而 Alfvén 马赫数（M_A）则是测量的电流片附近流入重联区的速度，被称为相对重联率。E_z和M_A都依赖于磁绳电流片系的其他参量。

一般来说，为了得到自洽的M_A，必须求解电流片附近的随时间变化的耗散 MHD 方程。这个解的关键参数是电流片的厚度，因此流进电流片的等离子体对流速度必须等于磁力线通过电流片耗散的速度，那就是：$M_A \approx \eta/(lV_A)$，其中：η是磁耗散率，l是电流片的厚度。

如果电流片的演化足够慢，那么象 Sweet-Parker 或 Petschek 的稳态理论就可以被用于表示l（l是M_A和η的函数），足够慢的意思是电流片增长的时间比 Alfvén 波传播的时间长。如图1.13所示，电流片演化的速度决定于 d(q-p) / dt = $\dot{q}$ - $\dot{p}$ 。条件 $\dot{q} \gg \dot{p}$ 通常被用于爆发开始后 2 或 3 小时之内（Lin and Forbes,

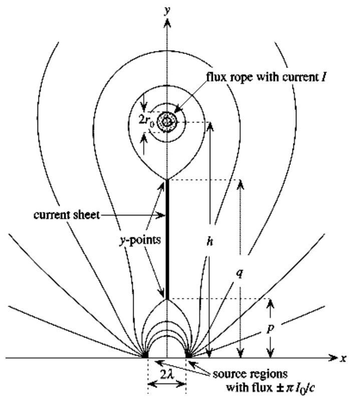

图 1.13: 两点源模型磁重联的磁场位形示意图（ Lin and Forbes, 2000）。

2000; Lin, 2002)，因此准稳态要求 q $\ll V_A$ ，但这个条件直到爆发后 2 $\sim$ 3 个小时才满足（Forbes and Lin, 2000; Lin and Forbes, 2000; Lin, 2001, 2002)，因此准稳态要在时间上延后一些才可以使用。

如果是理想 MHD （$M_A = 0$)（如图1.14a)，没有重联发生并假设没有能量耗散，磁流绳会在低平衡点失去平衡后在上平衡点抖动而不会发生爆发。另一方面，如果磁重联过程没有限制，向里流动的等离子体 Alfvén 马赫数（M_A）是无限的，因此不会形成电流片，在电流片的位置出现 X 型中性点，那么向上流动和磁流绳逃脱将是无限的（图1.14b)。事实上，假设等离子体环境没有耗散是错误的，但假设耗散无限大（$M_A \longrightarrow \infty$）也是不合理的，因为快模激波能出现在中性点或$M_A > 1$ 的电流片附近。因此，重联率最可能的值是$0 < M_A < 1$（图1.14c)，在实际的 CME 过程中哪种重联发生不重要，重要的问题是至少要多大的 M_A ，磁流绳才会平稳的逃离并向无限远处喷出而不会反转方向。

Lin 和 Forbes （2000）发现：如果日冕密度随高度按指数规律减小，那么 $M_A > 0.005$ 的任何值磁流绳都会平稳逃离；如果 $0.005 < M_A < 0.041$，那么磁流绳逃离前会减速；如果 $M_A > 0.041$ 磁流绳爆发根本不减速。Sittler 和 Guhathakurta （1999）给出了更加真实的日冕环境，Lin（2002）得到了上面提到的两个 M_A 的临界值分别是 0.013 和 0.034 。

图1.15显示了 $M_A = 0.1$ 时的磁流绳和电流片上、下端点随时间变化的曲线。磁流绳开始时缓慢升高但在 20 分钟内速度达到 1500 km/s，最大加速度达到 4 km/s，在此期间磁流绳被抛出超过 3 个太阳半径的距离。由于 Lin 和

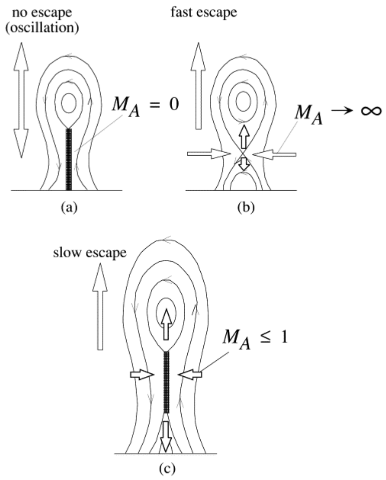

图 1.14: 电流片形成的三种可能性。(a) $M_A = 0$ ，没有重联发生，电流片粘缚在太阳表面；(b) $M_A \longrightarrow \infty$ ，快重联，没有电流片；(c) $M_A < 1$ ，重联率是合理的。(Forbes and Lin, 2000)。

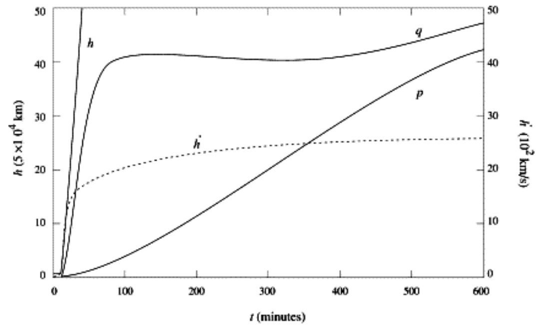

图 1.15: $M_A = 0.1$ ，等温太阳大气模型中重联的 h，$\dot{h}$，p 和 q 随时间变化的曲线。(Lin and Forbes, 2000)

Forbes (2000) 假设所有释放的磁能都转换为磁绳的动能，因此上面的速度和加速度的值应该是真实值的上限。在真实的情况下，能量释放的重要部分（或许一半以上）将转化为重力的形式，通过加热耗散和/或转化为磁流绳前面快模激波的波能量。

图1.15中的q随时间t变化的曲线显示了开始时电流片上端点以小于磁流绳速度 2 倍的速度增长，但大约 1 小时后变得稳定并持续几个小时。和上端点相比，电流片的下端点 (p) 开始时上升的很缓慢，但大约 1 小时后速度开始上升，

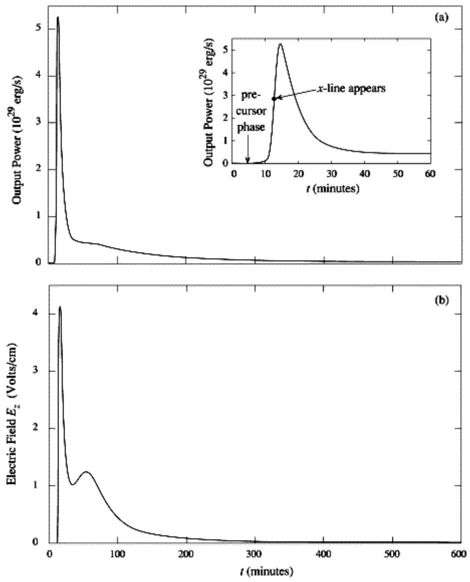

图 1.16: $M_A = 0.1$ ，等温太阳大气模型中（a）输出能量 P（b）电流片中的电场 E_z 随时间变化的曲线。(Lin and Forbes, 2000)。

大约 10 小时后下端点（p）的高度已经接近上端点（q）的高度，因此电流片变得非常短。

和上述过程对应的电流片里的能量输出P和电场E_z随时间变化的曲线分别在图1.16a和图1.16b中显示。P随时间变化的曲线（图1.16a）显示耀斑前阶段大约是 10 分钟，而最大能量输出的持续时间小于 15 分钟，这两个阶段之后是持续几个小时的长期渐进阶段，也就是电流片从早期开始演化到最后消失的时期。能量释放率上升和下降比率的不同反映了不同物理过程的时间尺度。演化的最初阶段主要是被理想 MHD 过程所驱动，也就是说平衡被打破是受 Alfvén 时间尺度支配的，但这一过程导致电流片的发展，除非重联开始否则进一步的动力学演化过程将停止。因此演化的第二个阶段的时间尺度是重联率决定的，重联的时间尺度要比 Alfvén 的时间尺度长。所以，上升时间和下降时间的不同反映了 Alfvén 和重联的时间尺度的根本差异。

爆发发生前，直到脉冲相阶段开始重联 X 点才出现，因此当 X 点出现的时候（图1.16a中的小图），很强的流动已经存在并驱动快速重联，结果电场 E_z 在几分钟之内达到最大值，大约 4 V/cm （图1.16b）。由于日冕密度随高度快速下降，日冕 Alfvén 速度随着高度的增加而增大，大约在爆发开始后 70 分钟的时

候，产生了电场的第二个峰值。电场第二个峰值的时间和图1.15中电流片的长度随时间减小的时间是对应的，也就是说，此是就是一个分界点：重联耗散电流片比磁流绳移动产生电流片更快。

E_z 实质上不但驱动磁重联和能量转化而且也产生高能粒子。从 X 射线和 γ 射线观测的伴随 CME 的巨大双带耀斑可以推断：一个高峰值的强电场和后来长期的低电场的组合暗示着产生高能粒子。这些爆发在脉冲相阶段释放出大量的高能粒子，强硬 X 射线辐射和三型射电爆发之后是持续数小时的低能量释放。

1.3.6 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，扭曲、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。

（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：

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}\times\mathbf{B} + \mathbf{j}/\sigma\,. \tag{1.1}$$

其中 $\mathbf{j}$ 是电流密度，σ 是电导率，单位是 mho/m。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）。Liu 和 Zhang（2007）研究的活动区电场的观测结果也证实了这一点。因此，光球中的电场可以近似写为

$$\mathbf{E} \doteq -\mathbf{v}\times\mathbf{B}\,. \tag{1.2}$$

（2）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

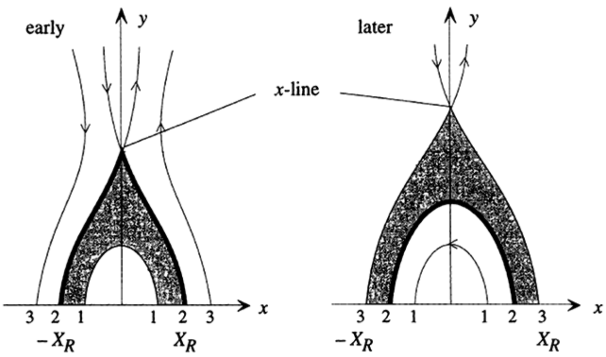

图 1.17: 不同时刻的耀斑重联模型中磁场拓扑结构示意图。阴影部分是 X 射线环系，数字标记了个别磁力线的足点，耀斑带的最外边缘用 X_R 和 -X_R 表示。

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（Švestka and Cliver, 1992；Hundhausen, 1999）。磁重联发生在电流片附近。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。

磁重联对耀斑带和环的运动提供了一个简单的解释，由于磁力线重联，闭合的磁环区域上升（如图 1.17 所示），新重联的磁力线是最热的而且有一个尖端形状，然后逐渐向下变低变冷，尖端变成圆形，已经重联的磁力线向下运动的同时 X 线向上移动（由于新磁力线的重联）。如果假设 X 射线耀斑环系的外边缘沿磁力线连接到 X 线，那么由于 X 线的向上移动引起耀斑环系的向上移动，再假设耀斑带的外边缘对应于 X 射线环系外边缘的足点，那么耀斑带外观上的移动也就是 X 线向上移动的结果，关于重联率和耀斑带的移动，二维结构有一个简单的关系，根据法拉第电磁感应定律，在此闭合磁流系统（对应的矢势A_0）中的重联电场E_0是：

$$E_0 = -\frac{\partial A_0}{\partial t} = -\frac{\partial A_0}{\partial X_R}\frac{\partial X_R}{\partial t} \tag{1.3}$$

其中：X_R 是耀斑带的位置。因为 A_0 也是 X 线处的矢势大小，所以上式可以写为：

$$E_0 = B_y(X_R)V_R \tag{1.4}$$

其中：$V_R = \partial X_R/\partial t$ 是耀斑带外边缘移动的速度，$B_y = \partial A_0/\partial X_R$ 是 X_R 处的法向磁场（Forbes and Priest, 1984; Forbes and Lin, 2000）。Poletto 和 Kopp（1986）研究了1973年7月29日发生的一个大耀斑，利用上式得到的重联电场最大可达 2 V/cm。Qiu et al.（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，得到的最大重联电场为 90 V/cm，这个极大出现在硬 X 射线峰值时刻。Wang et al.（2003）研究了一个双带耀斑，指出重联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，而且他们还研究了重联电场和暗条爆发、日冕物质抛射的速度和加速度的相关（Wang et al., 2003; Qiu et al., 2004; Jing et al., 2005）。

1.4 耀斑活动区磁场的非势性

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：

$$\triangle E = E - E_0\,, \tag{1.5}$$

$$E = \frac{1}{8\pi}\int\int\int \mathbf{B}^2 dV\,, \tag{1.6}$$

$$E_0 = \frac{1}{8\pi}\int\int\int {\mathbf{B}_p}^2 dV\,, \tag{1.7}$$

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，E 与 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 et al., 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 et al., 1984；Chen et al., 1994；Zhang, 2001a；Liu and 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 et al., 1994；Leka et al., 1996；Wang and Abramenko, 2000；Liu and 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剪切角、梯度、以及磁螺度和电流螺度等。

（1）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 and 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和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 和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 et al.（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 和 Tanaka（1973）提出的。Hagyard et al. 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 $\mathbf{B}$ 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 et al.（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。

（2）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

$$J = \frac{1}{\mu_0}(\nabla \times \mathbf{B}) \tag{1.8}$$

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 1.5 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 et al.（1958）利用 Crimea 天体物理台向量磁像仪最先开展 H_α 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_α 耀斑亮块处在电流密度极大点附近。Lin 和 Wang（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 et al.（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。Wang et al.（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）H_β 初始增亮的核发生在有陡峭梯度的纵向电流的中性线（j_z=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。

（3）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 et al.（2003）指出磁梯度强度跟活动区 CME 的产率相关。Wang et al.（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。

（4）螺度

螺度是对磁场复杂非势位形拓扑结构的定量描述。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。由于磁螺度本身不能由观测简单的直接计算，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。Bao et al.（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。Zhang 和 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。Zhang（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 和 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 et al.（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。

1.5　耀斑带的运动

1.5.1　理论解释

Lin（ 2004 ）基于包括一个垂直电流片和各种背景磁场的Kopp-Pneuman-type 磁位形（ Kopp and Pneuman,1976; Forbes and Isenberg,1991; Lin, Soon, and Baliunas, 2003 ）对耀斑带的运动进行了理论研究。磁重联发生后电流片上的耗散使磁重联得以维持和发展，随着重联的继续，耀斑环逐渐升高和耀斑带逐渐向磁中性线两侧分离。原理上，耀斑环系的生长仅被日冕磁重联过程所支配，耀斑带的行为则受到重联率和被背景磁场的影响。

图 1.18 显示了有垂直电流片的三种不同背景磁场（偶极、四极和两点源）的磁位形（Lin, 2004），图 1.18b 中的虚线表示联接不同磁极的分界线，两条虚线中间的部分是发生重联的两个磁极的闭合磁力线区域，虚线下方的磁力线则

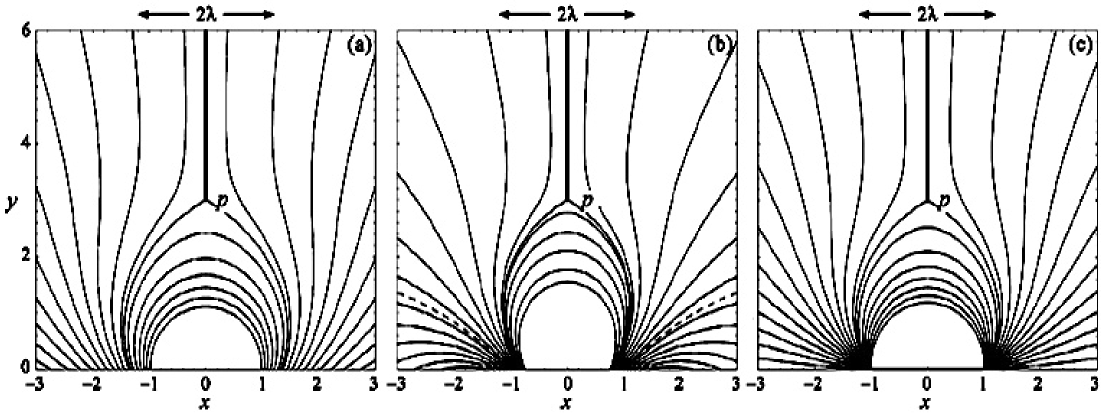

图 1.18: 不同背景磁场情况下有垂直电流片（粗线）的磁位形示意图：(a）偶极；(b）四极，虚线表示联接不同磁极的分界线；(c）两点源。(Lin, 2004)。

是和另外两个磁极相联的磁力线。随着日冕磁重联的继续，耀斑带一般向磁中性线两侧分离，但是，在这三种磁位形中，偶极磁场位形的耀斑带分离的距离最大而且只要磁重联继续进行则耀斑带会继续分离；四极磁场位形次之，耀斑带最远只能运动到磁极分界线以内；两点源的磁场位形的耀斑带则不分离。

1.5.2 观测结果

耀斑带是最明显也是最早观测到的耀斑表现形式，耀斑带有的外观较小（致密耀斑）、有的呈现两条较大的亮带（双带耀斑）甚至在比较复杂的活动区会同时出现多条亮带。双带耀斑的两条亮带分别处在相反的磁极性区，耀斑过程中，经常会观测到两条耀斑带相互分离，但有些发生在磁流密度很大的区域的耀斑带是不移动的（ Švestka, 1986 ），还有的耀斑带在耀斑开始阶段是相互靠近的（ Ji et al., 2006 ）。

Kitahara 和Kurokawa （ 1990 ）发现耀斑带在开始分离阶段的分离速度是最快的，当 Hα 耀斑带接近黑子本影的时候减速或停止。Asai et al.（ 2004, 2006）研究了活动区的耀斑带分离运动和能量释放率，他们发现 Hα 耀斑核的分离速度在硬 X 射线爆发的时候开始减弱。

活动区磁场是很复杂的，耀斑带的运动也多种多样，耀斑带的分离运动和磁场的关系尚不清楚，本文通过两个耀斑事件来研究耀斑带的分离运动和磁场的关系。

第二章　一个双带耀斑事件的耀斑带分离速度和磁重联率

2.1　引言

太阳耀斑的色球辐射是太阳爆发最明显的现象之一。一个典型的双带耀斑在图像上通常表现为有两条分开的亮带和一系列耀斑环。有一些耀斑的亮带虽然在 Hα 上不容易分辨，但能在极紫外（EUV）波段和软 X 射线（SXR）波段上看到（Bao, Zhang, and Lin, 2006, 2007）。耀斑的演化及耀斑带的分离等方面的研究为研究太阳爆发的能量释放过程提供了很多信息。自二十世纪七十年代以来，许多太阳物理学家认为：暗条（日珥）爆发打开了日冕磁力线结构，随后的磁重联产生了耀斑的两条亮带（Švestka and Cliver, 1992）。通常观测到的耀斑带的向外扩张是日冕磁重联过程的色球信号，磁重联过程中重联点随着重联的继续会越来越高，新重联的磁力线在先前重联的磁力线的上方（外面）。色球耀斑带扩张的速度是和日冕磁重联的速度相关的，但是日冕磁重联很难直接观测。物理上讲，耀斑足点运动的速度反映了日冕重联区域磁重联的速率。在一些假设和近似的条件下，Forbes（Forbes and Priest, 1984; Forbes and Lin, 2000）等太阳物理学家得到了一个用两个观测参数来表示沿重联电流片的电场强度（E_{rec}）的简单关系式：

$$E_{rec} = V_r B_z \tag{2.1}$$

其中：V_r 表示耀斑带移动的速度；B_z 是耀斑带所在位置的磁流密度的径向分量（纵向磁场）。用这个关系式得到的重联电场强度是和日冕磁重联率成比例的。Poletto and Kopp（1986）研究了一个大的双带耀斑事件得到的最大重联电场是 2 V/cm；Qiu et al.（2002）估计在硬 X 射线峰值的时候最大重联电场是 90 V/cm；而且，Wang et al.（2003）研究了 2000 年 9 月 12 日耀斑事件的重联电场和暗条爆发及日冕物质抛射（CME）的相关关系，继其之后，Qiu et al.（2004）研究了 2 个事件 Jing et al.（2005）研究了 13 个事件，他们认为：磁重联率（E_{rec}）和磁流绳（暗条）的速度、加速度是相关的，和 CME 的速度也有一定的相关。

由于日冕磁冻结效应，热的等离子体被磁重联分界线处的磁力线引导流出电流片，热传导也以类似的方式发生（Forbes and Acton, 1996）。分布在相反

磁极性两边的耀斑带通常被观测到向远离磁中性线的方向运动，但有些在磁流密度很大的区域的耀斑带是不移动的（Švestka, 1986），还有的耀斑带在耀斑开始阶段是向靠近中性线的方向移动的（Ji et al., 2006）。理论上，耀斑带的分离速度是依赖磁场的（Lin, 2004）。Kitahara 和Kurokawa（1990）认为：耀斑带在开始分离阶段的分离速度是最快的，当 Hα 耀斑带接近黑子本影的时候减速或停止。Asai et al.（2004，2006）研究了 NOAA 9415 活动区的耀斑带分离速度和能量释放率，他们发现 Hα 耀斑核的分离速度在硬 X 射线爆发的时候开始减弱。Miklenic et al.（2007）发现局部和全日面的磁重联率、坡印廷（Poynting）流量以及硬 X 射线流量的时间轮廓有很好的时间相关。耀斑双带的扩张是耀斑爆发过程中最显著的观测现象，耀斑的二维模型显示耀斑带移动的速度和位移在不同的背景磁场中是不一样的（Lin, 2004），双极型磁场位形的耀斑带分离是最明显的，但是在先前的研究中，关于耀斑带的分离速度和磁场强度的关系并没有一个很清晰的描述。Jing、Chae 和 Wang（2008）研究 2006 年 12 月 13 日的白光耀斑时发现耀斑带的分离速度和磁流密度是弱相关的。尽管过去关于耀斑的研究已经做了很多，但是关于耀斑带的分离速度和磁流密度的定量关系尚不清楚，我们选择 2001 年 4 月 10 日发生的 X 2.3 级耀斑事件来研究这一问题，这个耀斑事件有两条非常清晰的耀斑带而且沿耀斑带的磁场变化很大。

在这一章中，我们主要研究耀斑带的分离速度和磁流密度、磁重联率之间的关系。观测数据和处理方法在第二节中说明；在第三节中我们研究了 V_r 和 B_z 的统计相关以及 V_r、B_z 和 E_{rec} 的时间和空间演化；最后一节概述耀斑带分离速度和磁流密度的关系及物理意义。

2.2　观测数据和处理方法

2001 年 4 月 10 日的耀斑事件发生在太阳表面 南 22° 西 01°，国际太阳活动区编号是 NOAA 9415。耀斑带的图像来自空间卫星 TRACE（ Transition Region and Coronal Explorer ）的观测（ Handy et al., 1999 ）。数据的时间间隔和像素分辨率分别是 8 秒和 0.5 角秒。TRACE 171 Å 有这个耀斑 05：00 UT 左右的连续观测数据。图 2.1 显示了 TRACE 卫星观测的一系列 171 Å 耀斑图像和一个对应的 1600 Å 图像。

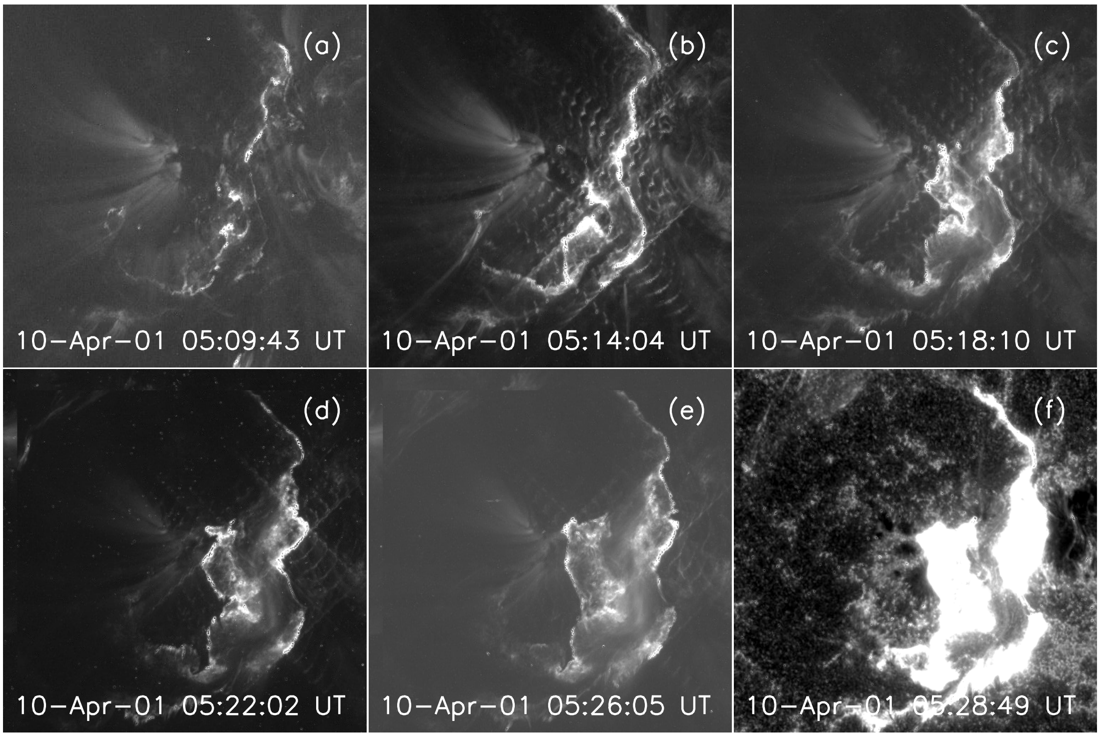

图 2.1: （a）-（e） TRACE 171 Å 观测的耀斑演化图像，（f） 对应的 TRACE 1600 Å 观测的耀斑图像。图像的视场是 256” × 256” 。

磁场数据使用的是耀斑爆发前通过空间卫星 SOHO（ Solar and Heliospheric Observatory; Domingo, Fleck, and Poland, 1995 ）/ MDI （ Michelson Doppler Imager; Scherrer et al., 1995 ）观测的光球磁流密度获得的，MDI 磁图的像素分辨率大约是 2 角秒。图 2.2 是 TRACE 耀斑带形态和对应的 MDI 磁图在相同视场（ 320” × 320” ）情况下的对比。通过使用 TRACE 1600 Å 和 SOHO 白光图

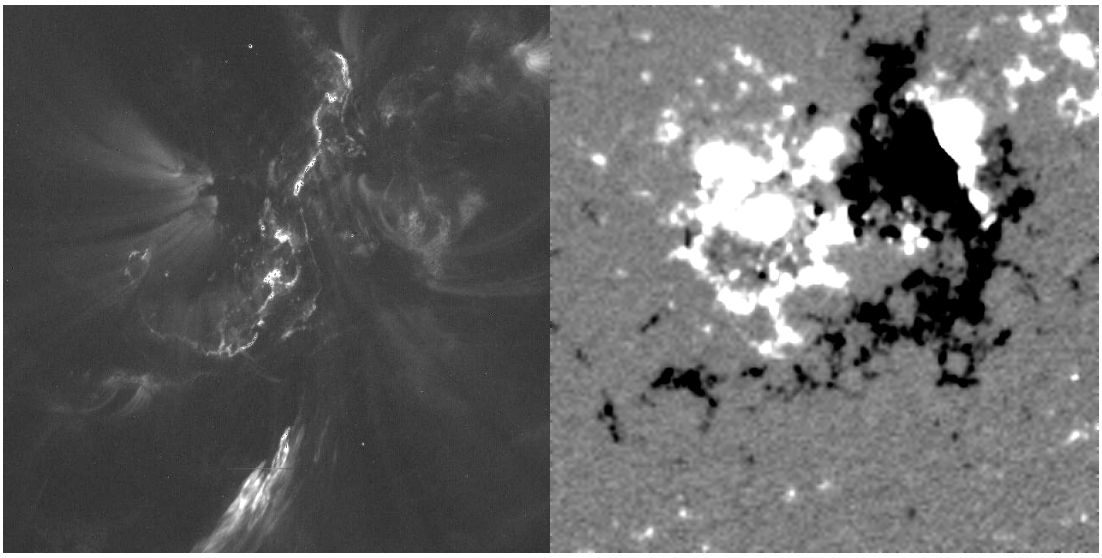

图 2.2: 对比 TRACE 171 Å 耀斑图像和对应的 MDI 磁图，图像视场（320” × 320”）。

像上的相似的黑子特征，我们对齐了 TRACE 171 Å 图像和 SOHO MDI 磁图，对齐精度大约是 2 角秒。

理论和观测都认为耀斑带的移动不是耀斑带里的等离子体物质移动引起的，而是日冕新重联磁力线的能量释放位置连续传播的结果（ Pneuman, 1981; Schmieder et al., 1987; Lin et al., 1995; Lin, Raymond, and van Ballegooijen, 2004; Lin, 2004 ）。为了准确计算耀斑带分离的瞬时速度，我们进行了下面两个步骤的准备：第一步、我们跟踪了每个 TRACE 图像上耀斑带的外边缘。在计算上我们设定了一个阀值，定义强度超过这个阀值的位置作为耀斑带的外边缘，通过跟踪耀斑带的外边缘，我们可以确定耀斑带的移动方向。在 MDI 磁图上，我们显示了 05:10 UT 和 05:20 UT 的耀斑带的边缘（图 2.3 ），实线和点线分别表示 05:10 UT 和 05:20 UT 的耀斑带的位置，左边的耀斑带用黑色线显示而右边的耀斑带用白色线显示。根据磁中性线（图 2.3 中的白色粗实线）的位置和耀斑带外边缘的演化，我们确定了耀斑带分离的方向。为了有助于跟踪耀斑带外边缘的位置，我们沿着耀斑带选择了 46 个参考点，图 2.3 中的黑色和白色直线表示每个参考点处耀斑带的外边缘的移动方向并用 L_0 - L_{45} 标出；第二

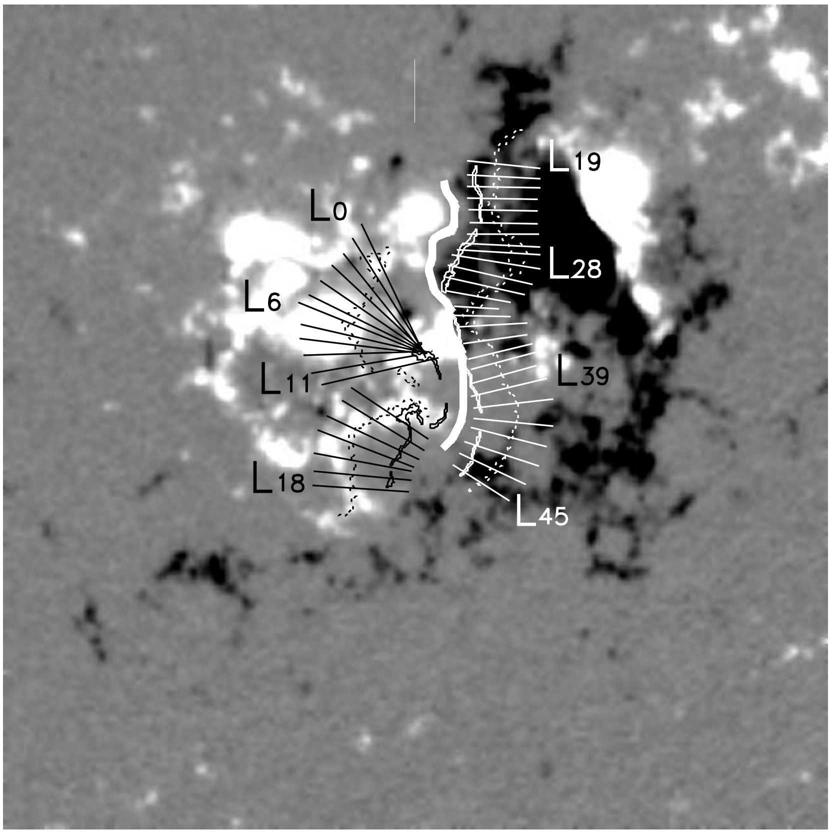

图 2.3: 叠放了耀斑带外边缘及其移动方向的 MDI 磁图。实线和点线分别表示 05:10 UT 和 05:20 UT 的耀斑带的边缘，黑色和白色用以区分左右耀斑带，耀斑带中间的白色粗实线是磁中性线，黑色和白色直线（ L_0 - L_{45} ）表示每个参考点耀斑带的移动方向。

步、记录所有 TRACE 171 Å 图像上每个参考点耀斑带外边缘的位置。为了避免 TRACE 171 Å 图像上鱼骨纹的影响，在计算机识别耀斑带外边缘位置之后还要人工确认，最后确定耀斑带外边缘的位置。每个参考点耀斑带的分离速度是通过相邻两副图像上耀斑带的位移除以这两副图像的时间差来得到的，耀斑带分离速度计算的最大误差是 ± 24 km/s。

然后，通过 MDI 纵向磁图推测沿耀斑带外边缘的磁流密度。我们的结果有以下两个因素的局限：（1）理论上说，研究耀斑带分离和磁重联的关系的数据应该是在太阳大气相同层次的观测资料（ Lin, 2004 ），但是，通过光球磁场直接估算 TRACE 171 Å 形成高度的磁场是很难的，从光球到日冕的磁场随高度

的变化是很复杂的（ Leka and Metcalf, 2003 ）。我们在这个研究中没有考虑磁场的这一差别，使用光球磁场来简单计算磁重联率。（2）由于空间分辨率的限制，MDI 磁图测量的只是磁流密度不是磁场强度，但是没有可用的高分辨率的光谱偏振数据，因此我们只好使用测得的磁流密度代替磁场强度。MDI 磁图的噪声水平大约是 12 G （ Scherrer et al., 1995 ），因此在这项工作中我们只考虑磁流密度超过 30 G 的参考点来研究。

2.3　耀斑带分离速度、纵向磁场及磁重联率的关系

首先，我们测量了耀斑带的分离速度（ V_r ）和光球纵向磁流密度（ B_z ），在耀斑发生的 18 分钟的时间里共获得 823 组耀斑带分离速度和对应磁场的数据。在表 2.1 中列出了 46 个参考点中每分钟的耀斑带分离速度超过 30 km/s 的百分比、最大分离速度、最高磁流密度和最大磁重联率。耀斑带的快速分离从 05:12 UT 开始。为了研究 V_r - B_z 的关系，我们在 05:12 UT 之后每 4 分钟一个时间段来分析耀斑带分离速度和纵向磁场的统计分布。图 2.4 显示了在这五个时间段内耀斑带的分离速度和纵向磁场的绝对值的统计分布。当 B_z 小于 400 G 的时候，耀斑带最大分离速度是 260 km/s；磁场在 400 - 1300 G 的时候，最大分离速度是 95 km/s；磁场高于 1300 G 的时候，最大分离速度是 30 km/s。很明显，磁场较强的区域耀斑带分离的速度较慢。图 2.4 中，实线是 V_r 和 B_z 的数据用下面的形式拟合的结果：(a), $V_r = 168.5 \times B_z^{-0.38}$; (b), $V_r = 23.8 \times B_z^{-0.04}$; (c), $V_r = 32.4 \times B_z^{-0.03}$; (d), $V_r = 40.8 \times B_z^{-0.15}$; (e), $V_r = 26.4 \times B_z^{-0.13}$，其中 V_r 的单位是 km/s，磁场的单位是 G，交叉相关系数（ C.C. ）从（ a ）到（ e ）分别是 -0.37、-0.07、-0.06、-0.12 和 -0.23。由此可见，耀斑带的分离速度和纵向磁场是负相关的，在 05:16 UT 到 05:19 UT 的时间段内 V_r - B_z 的负相关指数和交叉相关系数都是最弱的。

为了理解耀斑带分离速度与磁场负相关的物理意义，我们分析了另一个相关的参数：日冕磁重联率。日冕磁重联率是通过两个可观测量（耀斑带分离速度和纵向磁流密度）来估算的。我们研究了沿耀斑带的每个参考点的 V_r 、E_{rec} 和 B_z 的时间演化，三个有代表性的结果在 图 2.5 中显示出来，图 2.5a 代表了有以下共同特征的一类参考点的 V_r 、E_{rec} 和 B_z 的时间演化：耀斑带的外边缘在 TRACE 171 Å 图像上清晰可见和纵向磁场强度在 40 G 以上，满足这两个条件的参考点大约占参考点总数的 74%（ 34/46 ）。

通过对这 34 个参考点的 V_r 、E_{rec} 和 B_z 时间演化的分析，我们发现：V_r 和 E_{rec} 有类似的时间轮廓，这说明磁场对耀斑带的分离没有很大的改变、日冕重联率高的地方耀斑带分离的速度快。图 2.5a 显示了这些参考点中的一个。但是，当 E_{rec} 的值相差不多的情况下，磁场较弱的区域耀斑带的分离速度相对较大。通过比较 图 5a 中 A 和 C 时间段的 V_r 、E_{rec} 和 B_z 我们可以看出耀斑带分离到强磁场区的时候耀斑带的分离速度明显降低，但是，在耀斑的快速重联阶段（ 图 2.5a 中的 B 时间段 ） B_z 和 E_{rec} 都很高，可耀斑带的分离速度没有期望

表 2.1: 耀斑带的V_r、B_z 和E_{rec} 。

$Time$ (UT)	$Rate^a$	V_r (km/s)	B_z(G)	E_{rec} (V/cm)
5:11	0%	26.2	481.3	11.9
5:12	36%	90.7	564.5	9.0
5:13	29%	91.3	626.6	19.8
5:14	13%	43.4	639.1	23.3
5:15	19%	56.0	666.0	19.6
5:16	31%	94.6	555.3	14.1
5:17	45%	110.1	619.7	43.0
5:18	28%	66.5	947.2	29.7
5:19	28%	60.5	1221.7	56.4
5:20	24%	57.0	1345.8	41.1
5:21	24%	50.2	1444.7	19.8
5:22	23%	54.5	1281.8	21.2
5:23	18%	41.6	1456.9	12.1
5:24	12%	51.3	1422.2	27.2
5:25	10%	67.8	1441.5	11.6
5:26	4%	42.0	1484.3	19.7
5:27	7%	38.0	984.6	13.5
5:28	3%	45.0	1525.8	13.0

[a] 46 个参考点中耀斑带分离速度超过 30 km/s 的百分比。

的那么大。

为了研究耀斑爆发的峰值时间，硬 X 射线观测是非常必要的，但是 Yohkoh 硬 X 射线望远镜对这个事件的观测是从 05:19 UT 开始的，而此耀斑爆发开始于 05:09 UT，我们无法确认耀斑爆发的峰值时间，因此我们使用 GOES 软 X 射线流量的时间导数来代表硬 X 射线的时间轮廓（假设在这个事件中 Neupert 效应是有效的）。图 2.5d 显示了 GOES 软 X 射线流量导数的时间轮廓，可以看出，耀斑的峰值时间大约是 05:16 UT。根据 图 2.5d 的曲线可以推测 05:16 UT - 05:19 UT 是耀斑爆发峰值时期，此时的日冕重联率也是很高的，这和我们估算的高重联率在时间上是吻合的。

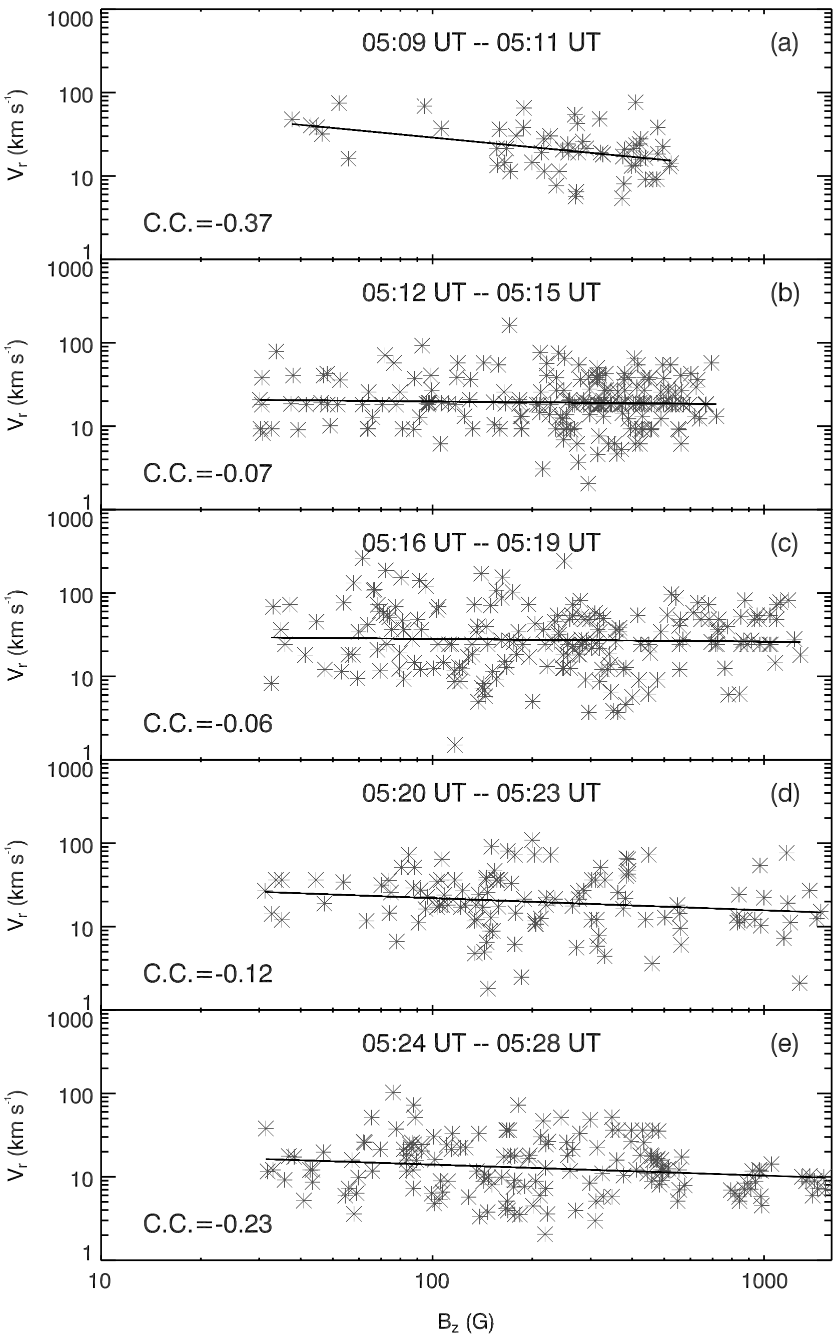

图 2.4: 五个时间段的耀斑带分离速度（V_r）和纵向磁流密度（B_z）的统计分布。实线是 V_r 和 B_z 的拟合曲线：(a), $V_r = 168.5 \times B_z^{-0.38}$; (b), $V_r = 23.8 \times B_z^{-0.04}$; (c), $V_r = 32.4 \times B_z^{-0.03}$; (d), $V_r = 40.8 \times B_z^{-0.15}$; (e), $V_r = 26.4 \times B_z^{-0.13}$，每个图的左下角（C.C.）是交叉相关系数。

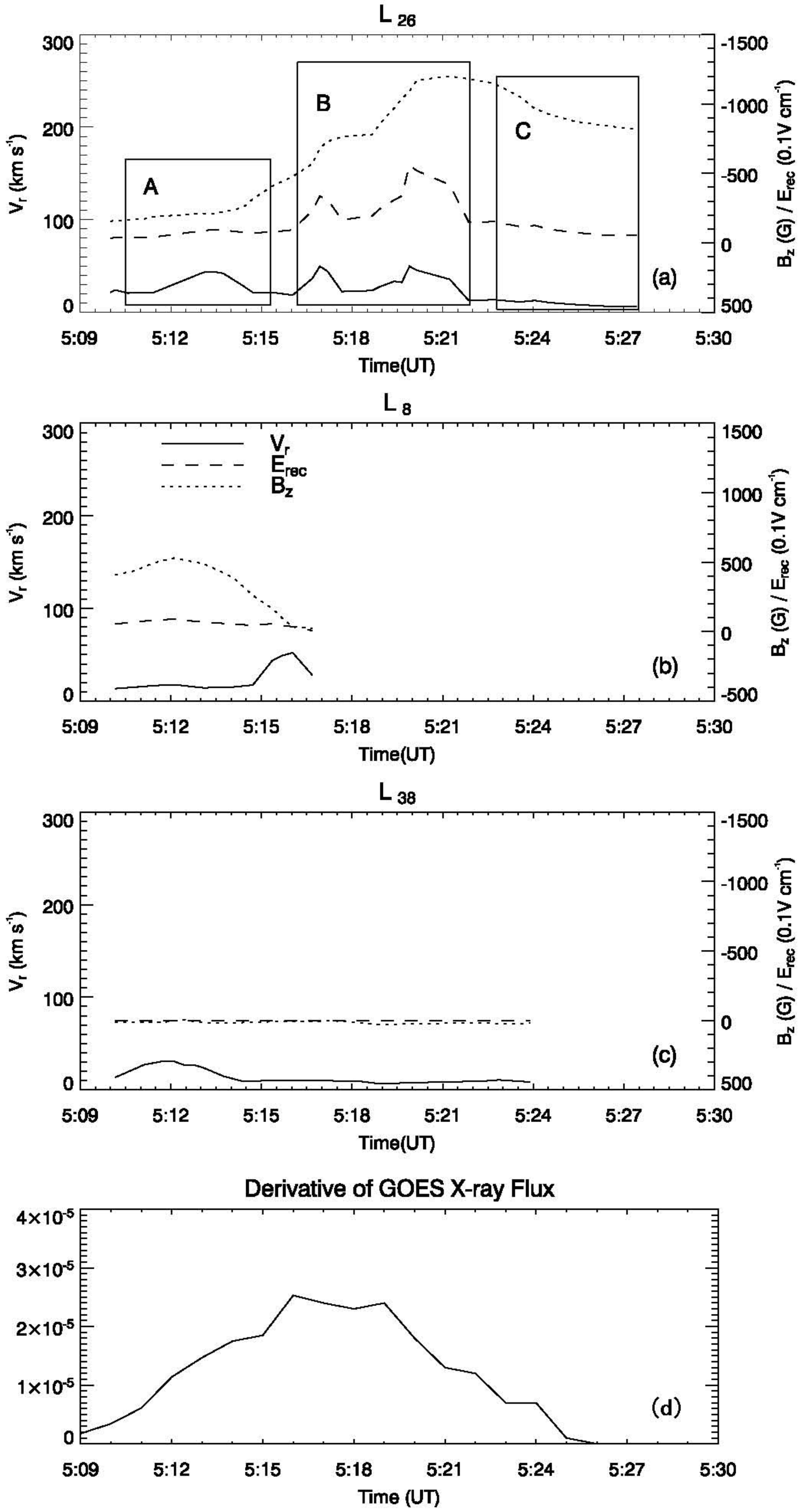

图 2.5: （a）-（c）是三个有代表性的参考点（ L_{26}、L_8、L_{38}）的 V_r 、E_{rec} 和 B_z 的时间演化，时间段 A 对应着弱磁场弱重联；时间段 B 对应着强磁场强重联；时间段 A 对应着强磁场弱重联。(d) 是耀斑期间 GOES 软 X 射线流量的导数。

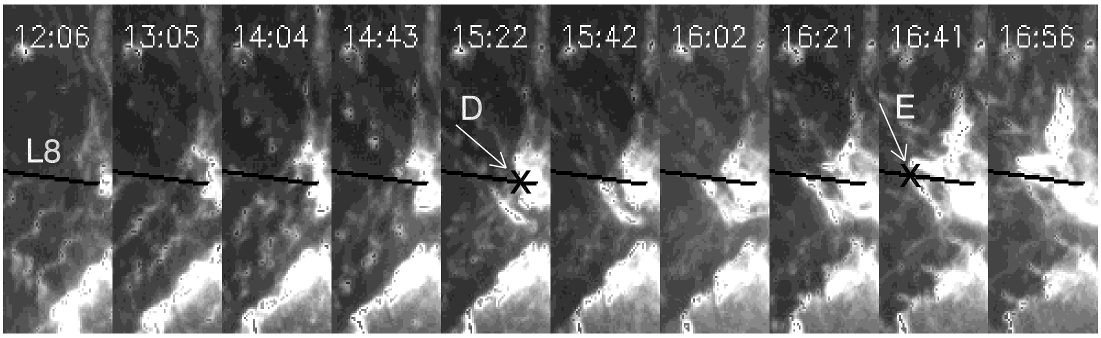

图 2.6: 左耀斑带的参考点 L_8 的时间演化。黑色直线表示耀斑的扩张方向，“×”的中心是 05:15:22 UT 和 05:16:41 UT 的耀斑带的外边缘 D 点和 E 点。

在耀斑爆发峰值期间，有几个参考点的耀斑带外边缘很难辨别。例如：图 2.6 中显示的参考点 L_8 在耀斑峰值的时候外边缘的变化是很复杂的，图中标记的耀斑带外边缘连续扩张的 D 点被后面出现的耀斑带 E 点吞并。这样的参考点共有 4 个，我们在研究的时候，只考虑耀斑峰值前耀斑带连续扩张时的数据。从这 4 个参考点现有的数据来看，耀斑带的分离速度和纵向磁场仍然是负相关的。此外，在耀斑期间有 8 个参考点的磁场始终在 40 G 以下，V_r 和 E_{rec} 、B_z 不相关，图 2.5c 显示了这 8 个参考点中的一个。

Asai et al. （ 2002 ）研究了同一事件（ AR 9415 ）的硬 X 射线源的分布，他们发现高磁重联率和高能量释放率发生在有硬 X 射线辐射源的地方。图 2.7 显示了硬 X 射线源和耀斑带的相对位置（ 图 2.7 即 Asai et al., 2002 文章中的图 1b ）。通过对比我们可以看出对应于左、右硬 X 射线源的参考点分别是 L_5、L_6、L_7 和 L_{26}、L_{27}、L_{28}、L_{29}。在硬 X 射线辐射源区域的这些参考点的 E_{rec} 在 05:19 UT 左右有明显的增强，而其他参考点的 E_{rec} 在耀斑过程中没有太大的变化。图 2.8 显示了硬 X 射线辐射源区域两个参考点的 V_r 、E_{rec} 和 B_z 的时间演化以及在耀斑期间 GOES 软 X 射线流量的导数变化曲线，其中 图2.8a 是左硬 X 射线源中心区域的参考点 L_6，图2.8b 是右硬 X 射线源中心区域的参考点 L_{27}。硬 X 射线源区域的磁场是很强的，大约是其他地方的三倍（ Asai et al., 2002 ），但是在硬 X 射线源区域的耀斑带的分离速度也是很快的。图 2.9 显示了硬 X 射线源区域和非硬 X 射线源区域的参考点的 E_{rec} 的分布。硬 X 射线辐射源区域的 E_{rec} 在 05:19 UT 左右有明显的增强变化，E_{rec} 的值超过 40 V/cm，而非硬 X 射线辐射源区域的 E_{rec} 在耀斑爆发期间均低于 40 V/cm。因此，硬

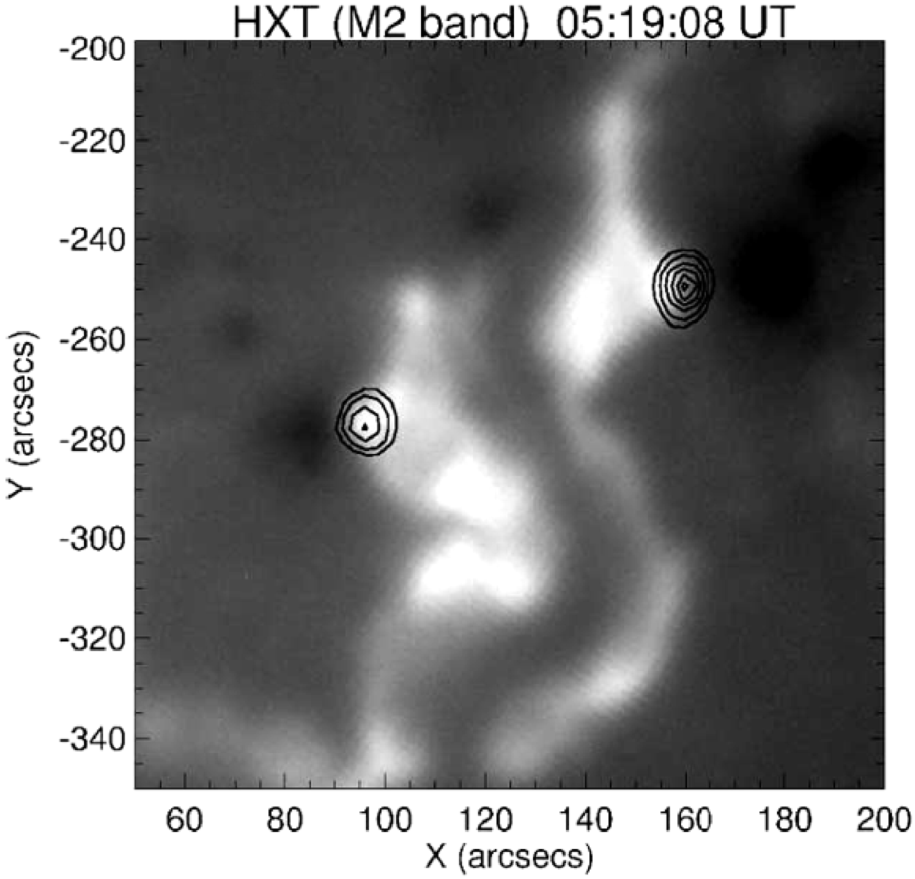

图 2.7: Hα 图像上叠放了硬 X 射线等值线图，比较硬 X 射线源和耀斑带的相对位置。等值线分别是峰值强度的 95%、80%、60%、40%、20% 和 10%。（Asai et al., 2002）

X 射线源的位置和局部重联率（ E_{rec} ）的增强是相对应的，而且重联电场的增强也只是发生在耀斑峰值左右的时候，在耀斑峰值前、后的 E_{rec} 的值也是低于 40 V/cm。此外，在硬 X 射线辐射源区域的 V_r 和 B_z 也是负相关的，而且 V_r - B_z 的相关指数在 05:16 UT - 05:19 UT 也是最小的，大约是 -0.03。在耀斑峰值前、后 V_r - B_z 的相关指数分别是 -0.15 和 -0.22。图 2.10 显示了在硬 X 射线辐射源区域的 V_r 和 B_z 的统计分布，实线是 V_r - B_z 的拟合曲线：耀斑峰值前（a），$V_r = 50.8 \times B_z^{-0.15}$；耀斑峰值期间（b），$V_r = 37.1 \times B_z^{-0.03}$；耀斑峰值后（c），$V_r = 44.2 \times B_z^{-0.22}$。

最后，我们分析了 V_r 、E_{rec} 和 B_z 沿耀斑带的空间分布，V_r - B_z 的负相

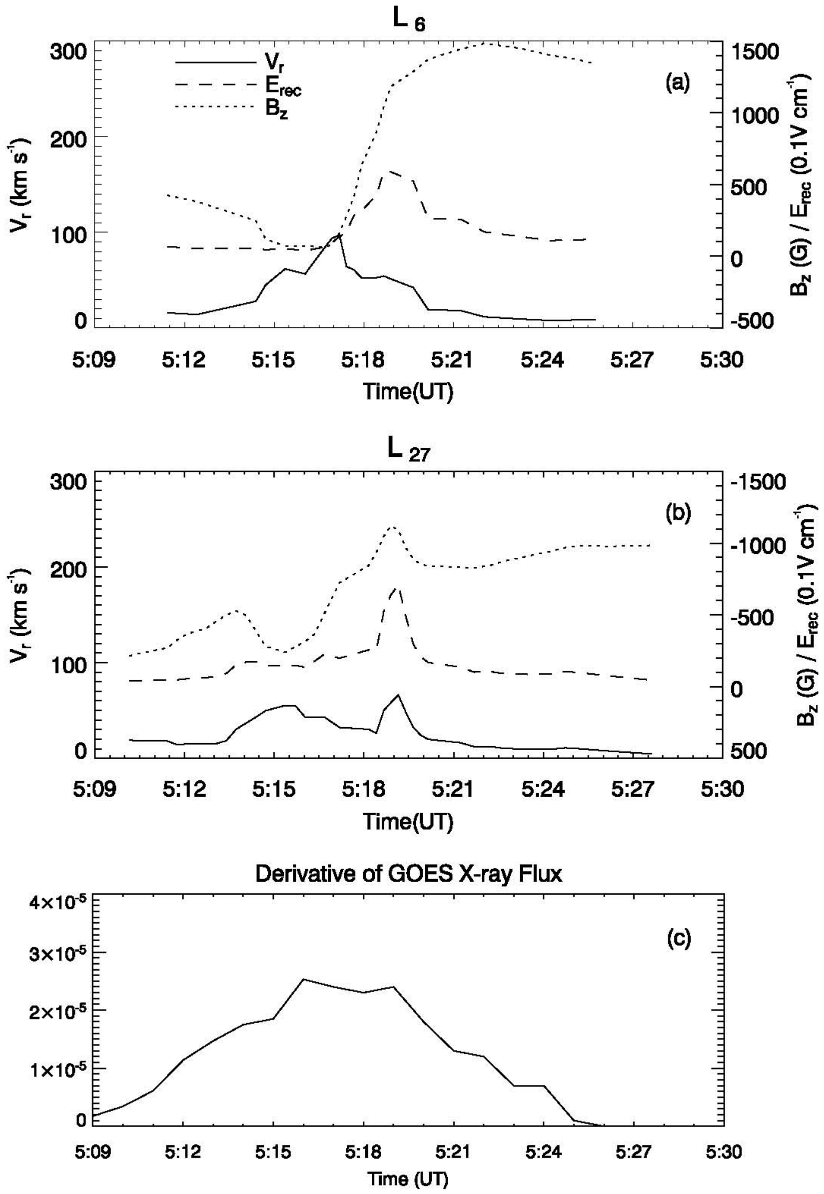

图 2.8: （a）和（b）是左、右硬 X 射线源中心区域的参考点的 V_r 、E_{rec} 和 B_z 的时间演化，L_6 和 L_{27} 分别对应于左、右硬 X 射线源。(d）是耀斑期间 GOES 软 X 射线流量的导数。

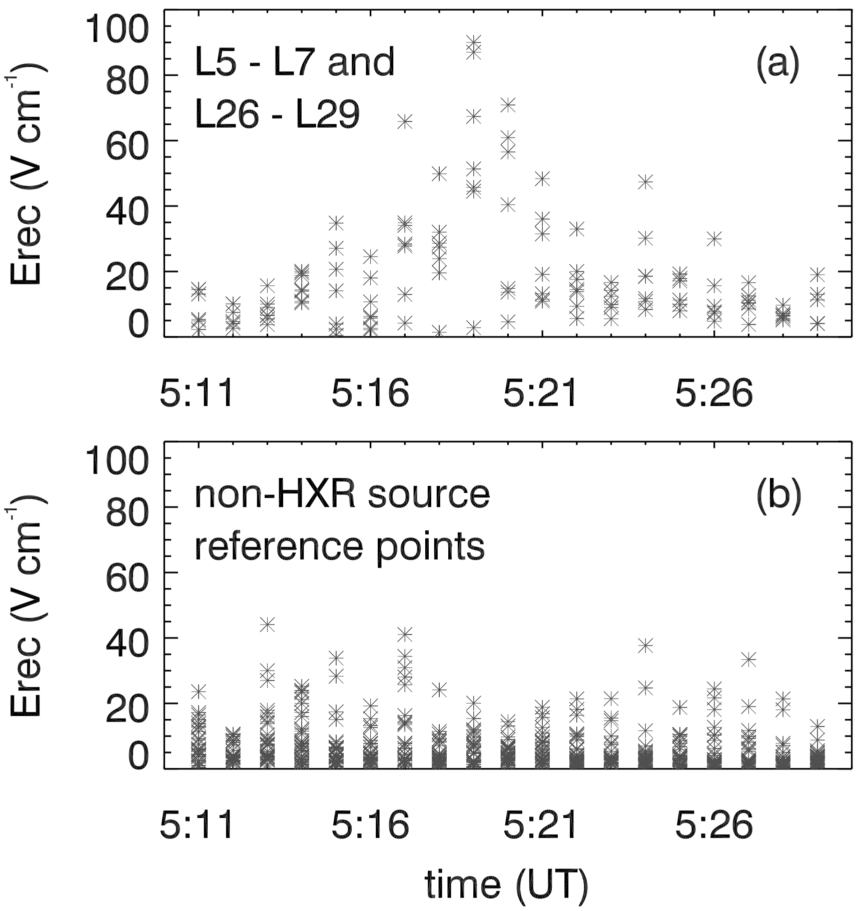

图 2.9: （a）硬 X 射线源区域的参考点（ L_5 - L_7 和 L_{26} - L_{29} ）的 E_{rec} 的分布,（b）非硬 X 射线源区域的参考点的 E_{rec} 的分布。

关也是很明显的。我们发现：B_z 和 V_r 沿耀斑带有明显的波动（即：耀斑带各处的分离速度不均匀、沿耀斑带的磁场变化很大），然而 E_{rec} 并没有太大的变化（即：除了某些特殊位置（ 硬 X 射线辐射源区域 ），沿耀斑带的重联率变化不大）。在表 2.1 中列出了每分钟有关耀斑带分离的信息，包括：耀斑带分离速度超过 30 km/s 的百分比、最大分离速度（ V_r ）、最大光球磁场强度（ B_z ）和沿重联电流片的最大电场（ E_{rec} ）。从表中我们可看出，耀斑带快速分离阶段是从 05:12 UT 到 05:26 UT。图 2.11 显示了耀斑带快速分离阶段的开始、峰值和结束时刻的 V_r 、E_{rec} 和 B_z 沿耀斑带的空间分布。05:12 UT 耀斑带的分离速度开始增长，大约 36% 的参考点的分离速度超过 30 km/s，沿耀斑带的重联电

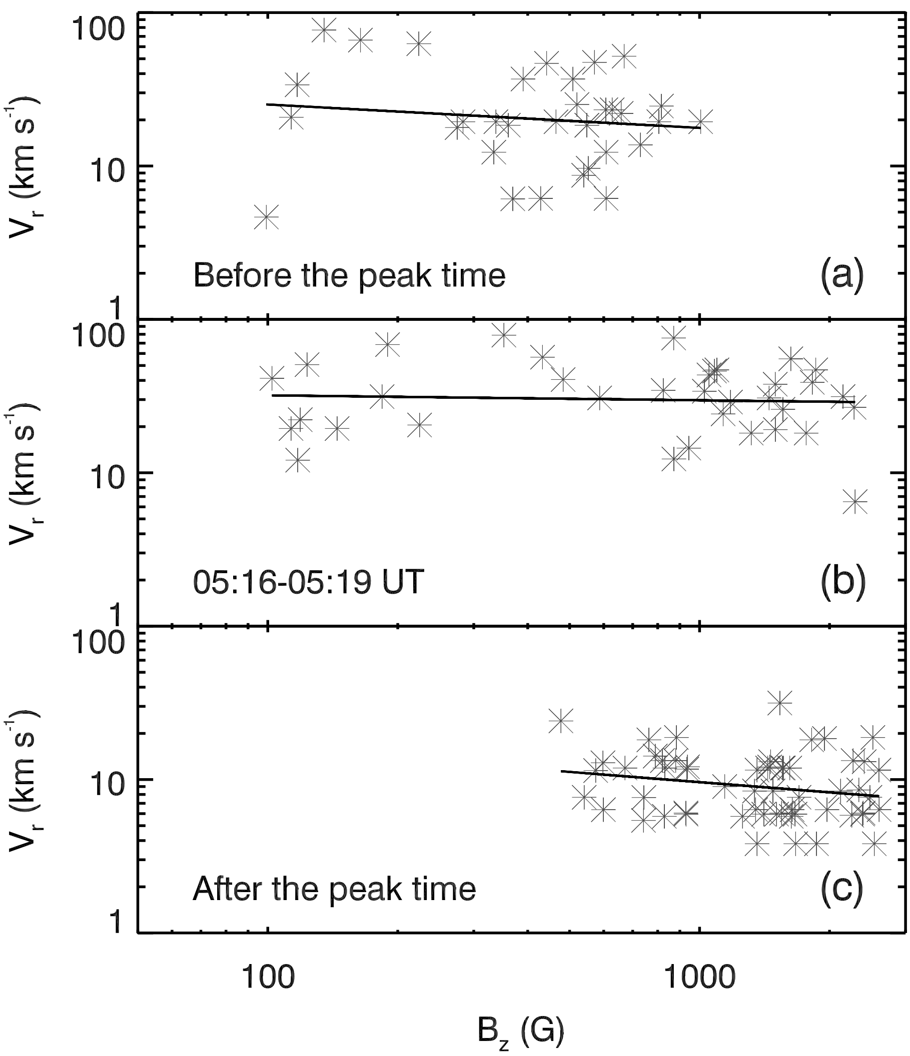

图 2.10: 硬 X 射线源区域的参考点（ L_5 - L_7 和 L_{26} - L_{29} ）的 V_r - B_z 的统计分布。实线是 V_r - B_z 的拟合曲线：(a) $V_r = 50.8 \times B_z^{-0.15}$; (b) $V_r = 37.1 \times B_z^{-0.03}$; (c) $V_r = 44.2 \times B_z^{-0.22}$。

场（ E_{rec} ）几乎不变，耀斑带分离速度和纵向磁场是负相关的（ 图 2.11a ）；在 05:17 UT，耀斑带分离的最快，最大分离速度超过 100 km/s，大约 45% 的参考点的分离速度超过 30 km/s，重联电场（ E_{rec} ）的明显增大仅发生在硬 X 射线辐射源区域（ 图 2.11b ）；05:26 UT 耀斑带快速分离结束，只有 4% 的参考点的分离速度超过 30 km/s，E_{rec} 没有波动。因此，耀斑爆发过程中，最强的重联发生在硬 X 射线辐射源区域。

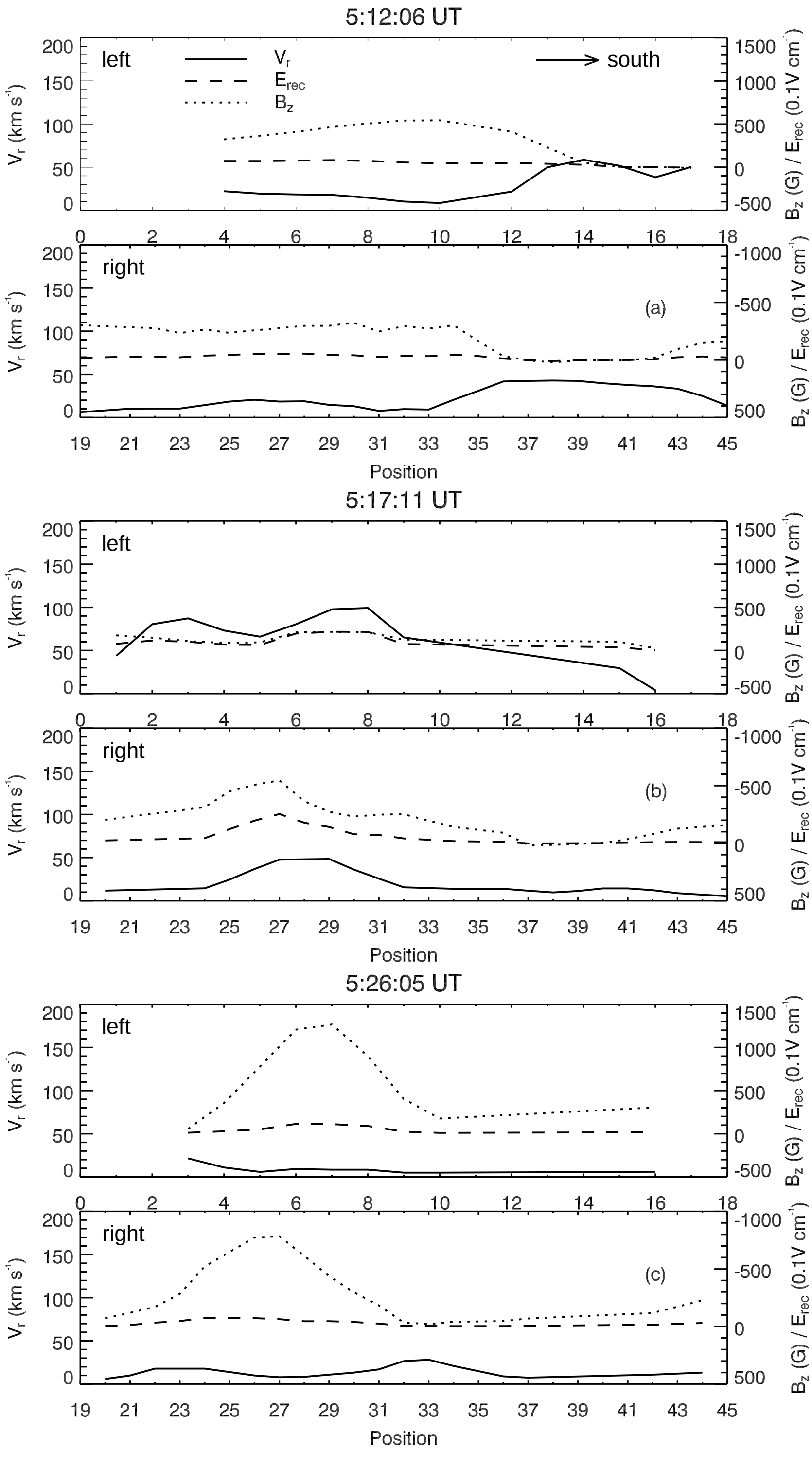

图 2.11: 耀斑带快速分离阶段的开始、峰值和结束时刻的 V_r、E_{rec} 和 B_z 沿耀斑带的变化。

2.4　总结和讨论

在这一章中，我们研究了在一个双带耀斑事件中耀斑带的分离速度和纵向磁流密度以及磁重联率之间的定量关系。我们选择这个 X 2.3 级的耀斑事件（AR 9415）做为研究对象，是因为这个事件的耀斑带清晰可见而且分离明显、同时沿耀斑带的磁场强度不均匀。TRACE 171 Å 观测有这个耀斑爆发过程的完整数据。

我们测量了整个耀斑过程中耀斑带的分离速度和纵向磁流密度，发现：耀斑带的分离速度（ V_r ）负相关于纵向磁场（ B_z ），而且 V_r 和 B_z 的这种负相关在耀斑峰值的时候是最弱的，相关指数大约是 -0.03。通过对耀斑带运动从耀斑开始到结束的全程跟踪，我们发现：V_r 和 B_z 的负相关在时间上是耀斑开始阶段最强、在空间上是硬 X 射线源区域最弱。Jing、Chae 和 Wang（ 2008 ）在研究 2006 年 12 月 13 日 X 3.4 级耀斑的时候，在耀斑峰值时得到了类似的关系：$V_r = 10.5 \times B_z^{-0.03}$。我们认为 V_r 和 B_z 负相关比较弱的原因可能是沿耀斑带的磁重联率不均匀，由于日冕高磁重联率造成强磁场区耀斑带的分离速度也很快，特别是在耀斑峰值时硬 X 射线源区域。

磁重联率可以通过耀斑带的分离速度和纵向磁场来估算，我们发现耀斑带的分离速度和磁重联率（ E_{rec} ）有类似的时间轮廓，这也证实了 Wang et al.（2003）预测的结果，这一结果为日冕磁重联率决定耀斑带的分离速度提供了证据，但是，在强磁场区耀斑带的分离速度没有期望的那么高，这说明耀斑带的分离速度受到了强磁场的抑制，此外，磁重联率（ E_{rec} ）的时间演化有多个峰值，这很可能预示着在耀斑过程中磁重联的多次爆发。耀斑带上（除了硬 X 射线源区域）的 E_{rec} 变化不大，重联率的局部增强对应于耀斑峰值时硬 X 射线源的位置，而在耀斑峰值前后硬 X 射线源区域的 E_{rec} 并无明显增强。耀斑带上的重联率分布是不均匀的，有硬 X 射线辐射的地方 E_{rec} 很强，这一结果和 Temmer et al.（ 2007 ）的结果是一致的。重联电场的这些变化可能是由于能量释放的三维结构引起的。Jing et al.（ 2007 ）研究了耀斑不同阶段不均匀变化的物理过程，他们认为这是由于 tether-cutting 模型（ Moore et al., 2001 ）的结构中 S 形向拱形转变的结果。

第三章　不同磁位形的耀斑带分离和磁场的关系

3.1　引言

双带耀斑的耀斑带向磁中性线两侧分离通常可以在不同的波段（Hα、EUV 等）上观测到，但是也有一些耀斑带是稳定不动的，甚至有些耀斑带在耀斑开始的时候是向中性线靠近的（Ji et al., 2006）。耀斑带向磁中性线两侧分离已经是太阳耀斑标准模型（Carmichael, 1964; Sturrock and Coppi, 1966; Hirayama, 1974; Kopp and Pneuman, 1976）描述的日冕磁重联持续向上进行的最可靠的证据之一。通过对二维磁重联过程的简化，得到一个简单但非常有用的表示重联 X 点的电场的定量表达式：$E_{rec}=V_r B_z$，V_r 是耀斑带的分离速度、B_z 是耀斑带所在位置的磁场强度的纵向分量（Forbes and Priest, 1984; Forbes and Lin, 2000）。应用这个简单的关系式，一些较好观测的耀斑事件的重联电场（E_{rec}）被估算，得到的 E_{rec} 大约在 0.2 - 3 V/cm（Poletto and Kopp, 1986; Qiu et al., 2002; Jing et al., 2005）。Asai et al.（2002）研究认为高磁重联率和高能量释放率趋向于发生在硬 X 射线源区域。

标准的耀斑模型只能处理二维形态的耀斑带沿重联 X 点对称的移动，但是，对于观测来说几乎所有的耀斑带的移动和磁结构的空间特性都明显没有这样的对称移动。例如：耀斑带的不同位置分离的速度是不一样的而且强磁场区的耀斑带分离的速度相对较慢（Jing et al., 2008; Xie et al., 2009）。此外，在耀斑的不同阶段耀斑带的分离速度也是不一样的，Kitahara 和 Kurokawa（1990）认为耀斑带在耀斑开始阶段分离的最快，当耀斑带浸入到黑子本影的时候减速或停止。Asai et al.（2004）发现当硬 X 射线爆发的时候 Hα 耀斑核的分离速度减慢。Fletcher 和 Hudson（2001）研究了双带耀斑的发生和磁结构。

这一章我们主要研究耀斑带的分离和磁场的关系以及在不同磁场位形下的变化趋势。选择两个耀斑事件来研究这一问题，一个是 2000 年 9 月 12 日发生的 M1.0 级的耀斑、另一个是 2001 年 4 月 10 日发生的 X2.3 级的耀斑。第二节：事件选择和研究方法，第三节：主要研究结果，最后概述结论和讨论其物理意义。

3.2 事件选择和研究方法

为了研究不同磁场位形中耀斑带的分离速度（ V_r）和磁场（ B_z ）的关系，我们选择了两个耀斑事件：2000 年 9 月 12 日发生的 M1.0 级的耀斑（ 事件1 ）和 2001 年 4 月 10 日发生的 X2.3 级的耀斑 NOAA AR 9415 （ 事件2 ）。

这两个耀斑事件的磁场数据是从空间卫星 SOHO（ Solar and Heliospheric Observatory; Domingo, Fleck, and Poland, 1995 ）/ MDI （ Michelson Doppler Imager; Scherrer et al., 1995 ）观测的光球径向磁场获得的，考虑到耀斑期间强烈的轰击可能影响磁场测量的正确性，在研究中我们使用耀斑发生前的 MDI 磁图。磁图的像素分辨率大约是 2" 。 由于空间分辨率的限制，MDI 磁图测量的只是磁流密度不是磁场强度，但是没有可用的高分辨率的光谱偏振数据，因此我们只好使用测得的磁流密度代替磁场强度。MDI 磁图的噪声水平大约是 12 G （ Scherrer et al., 1995 ），因此在这项工作中我们只考虑磁流密度超过 30 G 的参考点来研究。

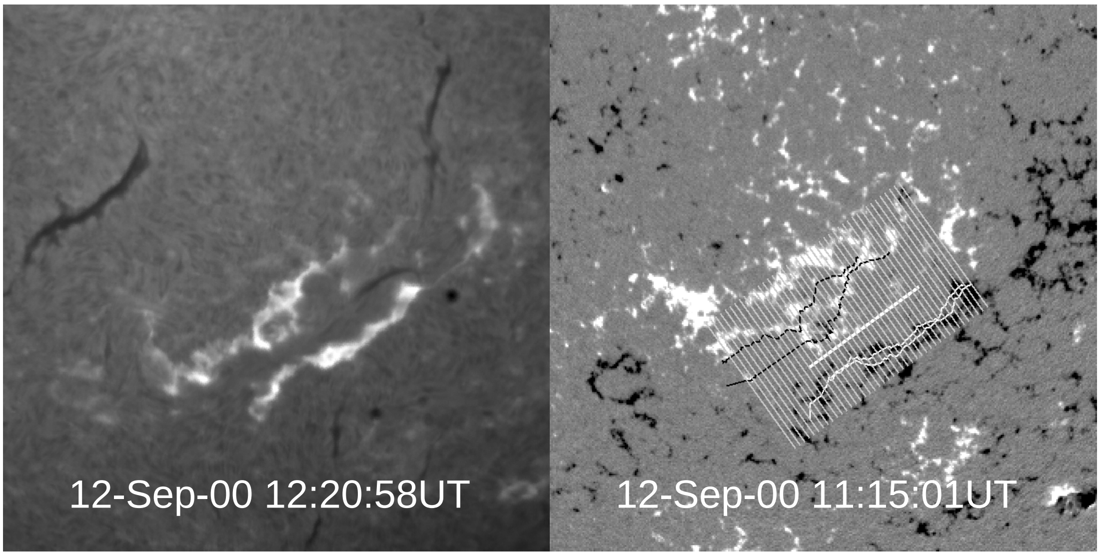

图 3.1: 左图是 2000 年 9 月 12 日 M1.0 级耀斑的 Hα 图像；右图是和 Hα 图像对应的相同视场的 MDI 纵向磁图，图像视场（700" $\times$ 700"）。右图在 MDI 纵向磁图上叠加的黑（左带）、白（右带）色曲线显示了两个时刻观测的耀斑带的外边缘，耀斑带中间的白色粗线表示磁中性线，灰色直线表示耀斑带各参考点的运动方向。

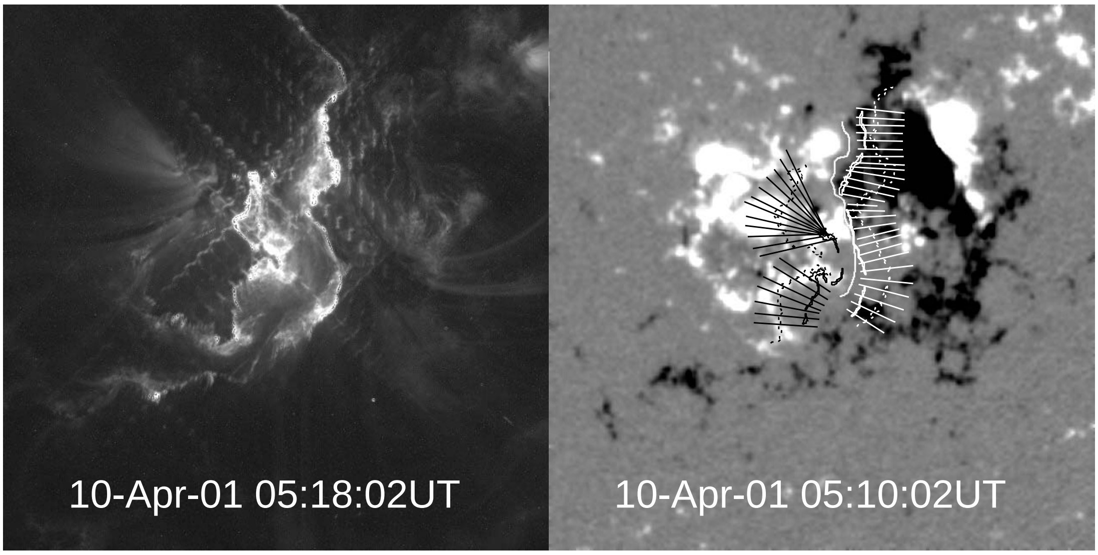

图 3.2: 左图是 2001 年 4 月 10 日 X2.3 级耀斑的 TRACE 171 Å 图像；右图是对应的相同视场的 MDI 纵向磁图，图像视场（320” × 320”）。黑（左带）、白（右带）线表示两个时刻的耀斑带的位置。耀斑带中间的白色实线是磁中性线。黑色和白色直线表示耀斑带分离的方向。

这两个耀斑事件是不同仪器在不同波段观测的。事件 1 是全球 Hα 全日面观测网络（ full-disk global Hα network, GHN ）之一的奥地利的 KSO（Kanzelhöhe Solar Observatory）天文台在 Hα 波段观测的，图像的时间分辨率和像素分辨率分别是 180 秒和 1.1 角秒。图 3.1 显示了 Hα 图像（左图）和对应的 MDI 磁图（右图）。事件 2 是空间卫星 TRACE 在 171 Å 波段观测的，时间分辨率和 EUV 图像像素分辨率分别是 8 秒和 0.5 角秒，图 3.2 显示了 TRACE 171 Å 图像（左图）和对应的 MDI 磁图（右图）。不同波段观测图像的对齐方法是这样的：首先，把 MDI 全日面磁图、MDI 全日面白光像和 SOHO EIT 195 Å 全日面图像的分辨率调整为和 TRACE 171 Å 图像的像素分辨率相同并依据太阳边缘位置将这三个全日面像对齐；然后，依据耀斑带特征把 TRACE 171 Å 图像和 SOHO EIT 195 Å 图像对齐，依据黑子和网络结构等特征对齐 TRACE 1600 Å 图像和 MDI 白光像；因此，TRACE 171 Å 、1600 Å 图像和 MDI 磁图就自动对齐了。这两个事件中 TRACE 171 Å 图像、Hα 图像和 MDI 磁图的对齐精度大约是 2 角秒。

耀斑带的移动不是耀斑带里的等离子体物质运动引起的，而是日冕新重联磁力线的能量释放位置连续传播的结果（ Pneuman, 1981; Schmieder et al., 1987; Lin et al., 1995; Lin, Raymond, and van Ballegooijen, 2004; Lin, 2004 ）。为了计算耀斑带的分离速度我们采取了下面两个步骤：首先，跟踪每一张耀斑观测图像的耀斑带的外边缘。我们设定了一个阀值，定义强度超过这个阀值的位置作为耀斑带的外边缘，图 3.1 和 3.2 的右图在 MDI 磁图上显示了耀斑带的外边缘、磁中性线和耀斑带的分离方向，图 3.1 （事件 1 ）中黑（左带）、白（右带）曲线标记了耀斑不同阶段耀斑带外边缘的位置，事件 1 的磁位形很简单，磁中性线（图 3.1 右图中的白色粗线）近似一条直线，我们选择垂直于中性线的方向作为耀斑带的分离方向，为了准确跟踪耀斑带外边缘的位置，沿耀斑带平均分割成若干个参考点，图 3.1 右图中的黑、白色直线表示这些参考点的耀斑带分离方向。然后，沿耀斑带的分离方向记录每个参考点的耀斑带外边缘的位置，耀斑带的分离速度是通过相邻图像间耀斑带的位移除以时间间隔得到的。事件 2 的详细计算过程请参看第二章第二节。通过 Hα 图像（事件1）和 TRACE 171 Å 图像（事件2）计算的耀斑带分离速度的最大误差分别是±5 km/s 和±24 km/s。

3.3 不同磁位形的耀斑带分离和磁场的关系

首先，我们研究了耀斑带的分离速度和纵向磁场之间的统计分布。考虑到耀斑的不同阶段的分离速度不同，我们把整个耀斑过程分成几个时间段来研究。事件 1 的时间分辨率较低，数据量少，分成四个时间段；事件 2 每四分钟为一个时间段，共分为五个时间段。图 3.3 显示了事件 1 的耀斑带分离速度（ V_r ）和纵向磁场（ B_z ）的统计分布。实线是 V_r - B_z 的拟合曲线；(a), $V_r = 16.6 \times B_z^{-0.17}$; (b), $V_r = 25.0 \times B_z^{-0.29}$; (c), $V_r = 19.0 \times B_z^{-0.34}$; (d), $V_r = 15.8 \times B_z^{-0.36}$，交叉相关系数分别是：(a), -0.19; (b), -0.32; (c), -0.33; (d), -0.36。图 3.4 显示了事件 2 的 V_r 和 B_z 的统计分布。V_r - B_z 的拟合形式为；(a), $V_r = 168.5 \times B_z^{-0.38}$; (b), $V_r = 23.8 \times B_z^{-0.04}$; (c), $V_r = 32.4 \times B_z^{-0.03}$; (d), $V_r = 40.8 \times B_z^{-0.15}$; (e), $V_r = 26.4 \times B_z^{-0.13}$，交叉相关系数分别是：(a), -0.37; (b), -0.07; (c), -0.06; (d), -0.12; (e), -0.23。从两个事件的耀斑带分离速度和纵向磁场的统计分布，我们可以看出 V_r 和 B_z 是负相关的，事件 1 的相关系数从 -0.19 到 -0.36 ，在耀斑开始的时候此相关最弱；然而，事件 2 的耀斑带分离速度和纵向磁场的负相关整体弱于事件 1 ，而且在耀斑爆发峰值的时候负相关最弱，大约是 -0.06。

为了描述耀斑带分离速度和纵向磁场的关系，我们对耀斑带分离速度和纵向磁场的统计分布数据进行拟合，图 3.3 和 3.4 中的实线即为拟合结果，耀斑带的分离速度和纵向磁场的关系可用下面的关系式描述：

$$V_r = A \times B_z^{-\delta} \tag{3.1}$$

其中，A 是一个常数，δ 是 V_r - B_z 幂律相关的指数。事件 1 的 V_r - B_z 表达式为：$V_r = (19.1 \pm 4.2) \times B_z^{-0.29\pm0.09}$，事件 2 的 V_r - B_z 表达式为：$V_r = (58.4 \pm 61.9) \times B_z^{-0.15\pm0.14}$。图 3.5 显示了这两个耀斑事件的 δ 值的变化趋势，事件 1 和事件 2 的 δ 值分别用方块和三角形符号表示，符号的大小表示 V_r - B_z 交叉相关系数的强弱。从图 3.5 我们可以看出：事件 1 的 δ 较大，平均值在 0.3 左右，耀斑开始阶段 δ 值最小，后来 δ 值一直增大，而且交叉相关系数也很大；然而，事件 2 的 δ 值在耀斑过程中变化很大，除在耀斑开始阶段 δ 值较大外，其他时间的 δ 值都很小，并且在耀斑峰值的时候 δ 值最小，此时的交叉相关系数也最小。

事件 1 和事件 2 的 δ 值相差很多而且变化趋势也不一样，为了分析这种差别的原因，我们分析了这两个双带耀斑事件的磁场位形。从图 3.1b 和 3.2b 中我

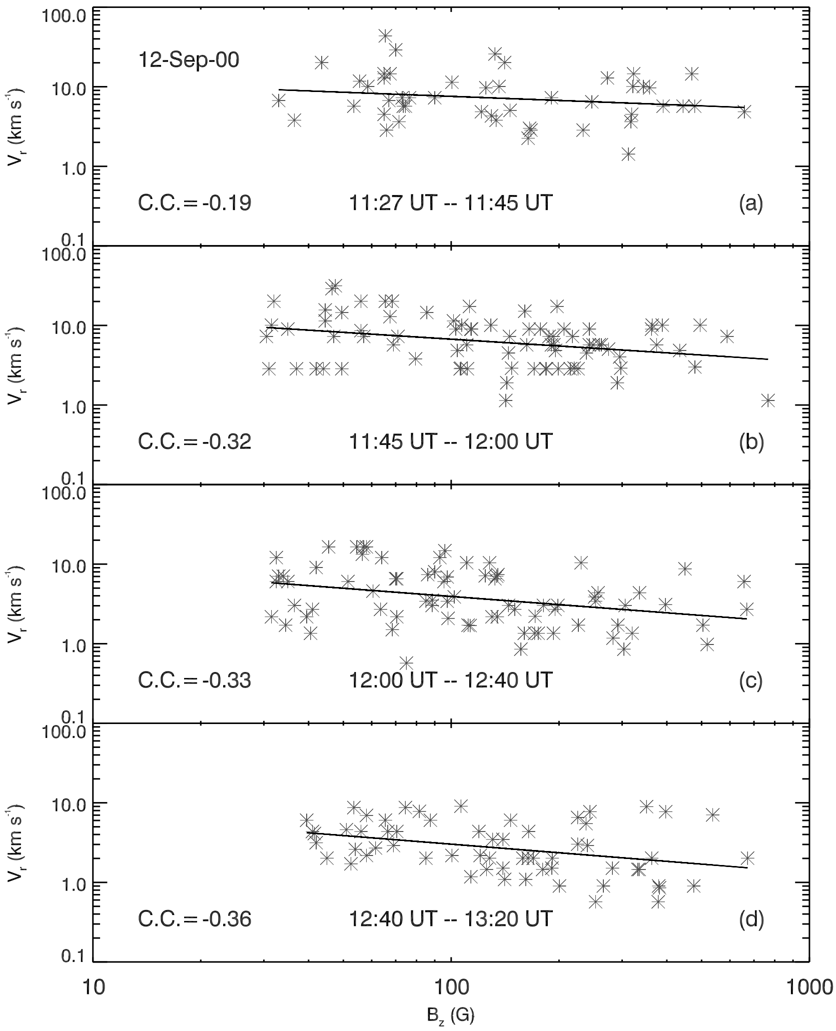

图 3.3: 事件 1 的耀斑带分离速度（ V_r ）和纵向磁场（ B_z ）的统计分布。实线是 V_r - B_z 的拟合曲线；(a), $V_r = 16.6 \times B_z^{-0.17}$; (b), $V_r = 25.0 \times B_z^{-0.29}$; (c), $V_r = 19.0 \times B_z^{-0.34}$; (d), $V_r = 15.8 \times B_z^{-0.36}$，交叉相关系数分别是：(a), -0.19; (b), -0.32; (c), -0.33; (d), -0.36。

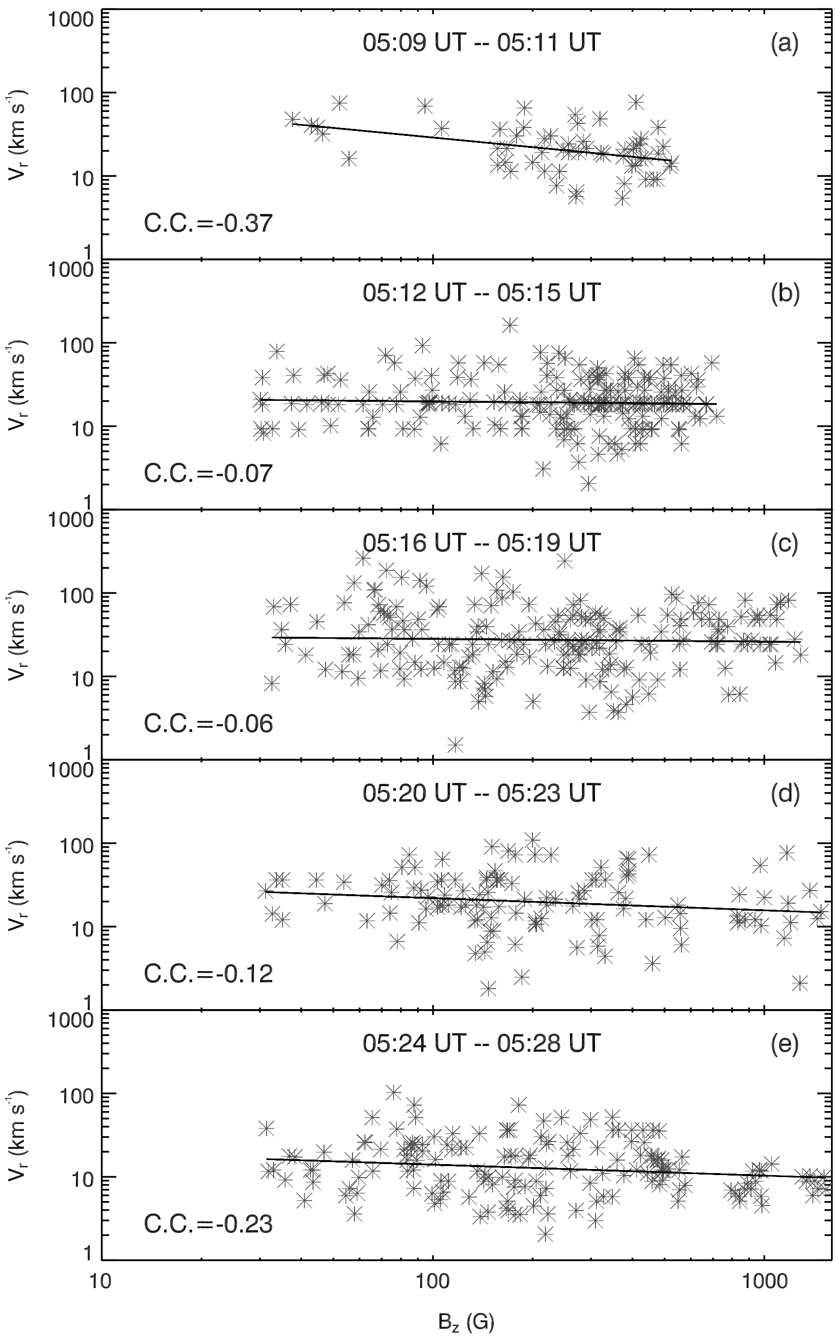

图 3.4: 事件 2 的耀斑带分离速度（ V_r ）和纵向磁场（ B_z ）的统计分布。实线是 V_r - B_z 的拟合曲线；(a), $V_r = 168.5 \times B_z^{-0.38}$; (b), $V_r = 23.8 \times B_z^{-0.04}$; (c), $V_r = 32.4 \times B_z^{-0.03}$; (d), $V_r = 40.8 \times B_z^{-0.15}$; (e), $V_r = 26.4 \times B_z^{-0.13}$，交叉相关系数分别是：(a), -0.37; (b), -0.07; (c), -0.06; (d), -0.12; (e), -0.23。

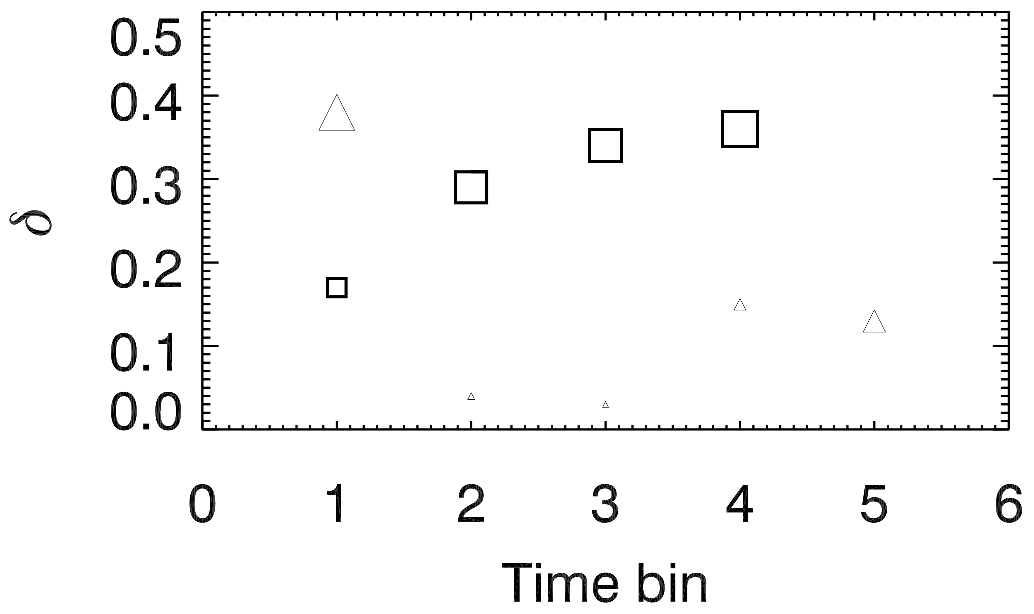

图 3.5: δ 值的变化趋势。方块表示 2000 年 9 月 12 日耀斑的 δ 值的变化趋势；三角形表示 AR 9415 耀斑的 δ 值的变化趋势。图形的大小表示表示交叉相关系数的高低。

们可以看出：事件 1 的磁场位形比较简单，磁中性线近似为一条直线，是比较典型的双极型磁场位形；然而，事件 2 的磁中性线非常弯曲，正负极磁场有部分相互渗透，磁场分布比较复杂。事件 1 的沿耀斑带的磁重联率在较小的范围内波动（ Wang et al. 2003 也得到了相同的结果）；而事件 2 的磁重联率和能量释放率沿耀斑带变化很大，特别是在硬 X 射线源的位置，磁重联率和能量释放率有明显的大幅度的增强（ Asai et al. 2004 ）。因此，我们认为：磁场位形和磁场的复杂性是影响 V_r - B_z 幂律相关指数的主要原因，在磁位形比较简单和规则的耀斑事件中，V_r - B_z 幂律相关指数较强而且在耀斑过程中比较稳定。在事件 2 中，硬 X 射线源区域强烈的能量释放和磁重联，使得在强磁场区，耀斑带的分离速度也很快，这也可以解释为什么事件 2 的 V_r - B_z 幂律相关指数在耀斑峰值的时候最弱。

3.4　小结

在这一章中，我们研究了两个不同磁位形的双带耀斑事件的耀斑带分离速度（ V_r ）和纵向磁场（ B_z ）的关系。V_r 和 B_z 是负相关的，可以用一个关系式来表示：$V_r = A \times B_z^{-\delta}$ ，其中，A 是一个常数，δ 是 V_r - B_z 幂律相关的指数。

我们分析了这两个耀斑事件的 V_r - B_z 幂律相关指数 δ 的变化趋势。事件 1 的 δ 较大，平均值在 0.3 左右，耀斑开始阶段 δ 值最小，后来 δ 值一直增大；然而，事件 2 的 δ 值在耀斑过程中变化很大，除在耀斑开始阶段 δ 值较大外，其他时间的 δ 值都很小，并且在耀斑峰值的时候 δ 值最小。

这两个耀斑事件的 δ 的变化趋势明显不同，其磁场分布有如下特点：事件 1 的磁场位形比较简单，磁中性线近似为一条直线，是比较典型的双极型磁场位形；然而，事件 2 的磁中性线非常弯曲，磁场分布比较复杂。因此，我们认为：磁场位形和磁场的复杂性是影响 V_r - B_z 幂律相关指数的主要原因，在磁位形比较简单和规则的耀斑事件（例如：事件 1 ）中，V_r - B_z 幂律相关指数较强而且在耀斑过程中比较稳定。

第四章　总结与展望

4.1　总结

本文主要研究了双带耀斑爆发事件中耀斑带的分离速度（ V_r ）和纵向磁流密度（ B_z ）、磁重联率（ E_{rec} ）之间的关系，以及在不同背景磁场情况下 V_r - B_z 关系的变化趋势。

通过对 2001 年 4 月 10 日发生的 X 2.3 级耀斑的研究发现：耀斑带的分离速度负相关于纵向磁场，而且 V_r 和 B_z 的这种负相关在时间上是耀斑峰值的时候最弱、在空间上是硬 X 射线源区域最弱；耀斑带的分离速度和磁重联率有类似的时间轮廓，这一结果为日冕磁重联率决定耀斑带的分离速度提供了证据；然而，在重联率很高的硬 X 射线源区域，耀斑带的分离速度没有期望的那么高，这说明耀斑带的分离速度受到了强磁场的抑制。

在不同背景磁场（简单、复杂磁位形）情况下，耀斑带分离速度和纵向磁场仍然是负相关的，可以用一个关系式来表示：$V_r = A \times B_z^{-\delta}$ ，其中，A 是一个常数，δ 是 V_r - B_z 幂律相关的指数。磁位形比较简单的耀斑事件的 δ 值较大，平均值在 0.3 左右；然而磁位形比较复杂的耀斑事件的 δ 值在耀斑过程中变化很大，除在耀斑开始阶段 δ 值较大外，其他时间的 δ 值都很小，并且在耀斑峰值的时候 δ 值最小。我们认为：磁场位形和磁场的复杂性是影响 V_r - B_z 幂律相关指数的主要原因。

4.2　展望

目前，耀斑带分离速度和纵向磁场的幂律相关以及在不同磁位形耀斑事件中的幂律相关指数的变化趋势只是个别事件的研究结果，还需要对耀斑事件做大样本的进一步的研究。

Ji et al.（ 2006 ）发现一个耀斑事件开始时耀斑带是相互靠近的，这是耀斑带的个别现象还是其内在物理机制的原因还不清楚，希望能够观测到耀斑爆发开始时耀斑带的运动事件并进行深入研究。而且，有许多耀斑事件在爆发过程中出现的耀斑带很稳定并没有分离现象，还有的耀斑事件出现多条耀斑带且运动很复杂，那么耀斑带的数目、大小和形状是否和活动区磁位形有关？

参考文献

[1] Amari, T., Luciani, J.F., Aly, J.J. and Tagger, M., 1996, *Astron. Astrophys.*, **306**, 913.

[2] Amari, T., Luciani, J.F., Aly, J.J. and Tagger, M., 1996, *Astrophys. J.*, **466**, L39.

[3] Amari, T. and Luciani, J.F., 1999, *Astrophys. J.*, **515**, L81.

[4] Amari, T., Luciani, J.F., Mikic, Z. and Linker, J., 2000, *Astrophys. J.*, **529**, L49.

[5] Antiochos, S.K. and Sturrock, P.A., 1978, *Astrophys. J.*, **220**, 1137.

[6] Antiochos, S.K., DeVore, C.R. and Klimchuk, J.A., 1999, *Astrophys. J.*, **510**, 485.

[7] Anwar, B., Acton, L.W., Hudson, H.S., Makita, M., McClymont, A.N. and Tsuneta, S., 1993, *Solar Phys.*, **147**, 287.

[8] Anzer, U., 1978, *Solar Phys.*, **57**, 111.

[9] Anzer, U. and Pneuman, G.W., 1982, *Solar Phys.*, **79**, 129.

[10] Appleton, E. V., and Hey, J. S., 1946, *Phil. Mag. Ser. 7*, **37**, 73.

[11] Asai, A., Masuda, S., Yokoyama, T., Shimojo, M., Isobe, H., Kurokawa, H., Shibata, K., 2002, *Astrophys. J.*, **578**, L91.

[12] Asai, A., Yokoyama, T., Shimojo, M., Masuda, S., Kurokawa, H., Shibata, K., 2004, *Astrophys. J.*, **611**, 557.

[13] Asai, A., Yokoyama, T., Shimojo, M., Masuda, S., Shibata, K., 2006, *J. Astrophys. Astr.*, **27**, 167.

[14] Bao, S. D., Ai, G. X., Zhang, H. Q., 2001, *IAUS*, **203**, 247.

[15] Bao, S. D., Zhang, H. Q., 1998, *Astrophys. J.*, **496**, L43.

[16] Bao, X., Zhang, H., Lin, J., 2006, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, **6**, 741.

[17] Bao, X., Zhang, H., Lin, J., 2007, *Astron. Astrophys.*, **463**, 321.

[18] Bartels, J., 1937, *Terr. Mag. Atmos. Elect.*, **42**, 235.

[19] Brueckner, G. E., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 357.

[20] Bruzek，A., 1964, *AAS-NASA Symp. on Physics of Solar Flares*, 301.

[21] Bruzek, A., 1964, *Astrophys. J.*, **140**, 746.

[22] Bruzek, A., 1969, *Solar Phys.*, **8**, 29.

[23] Bumba, V., 1958, *Izv. Krymsk. Astrofiz. Obs.*, **19**, 105.

[24] Canfield, R., C., Beaujardiere, J.-F., Fan, Y. et al., 1993, *Astrophys. J.*, **411**, 362

[25] Cargill, P.J. and Priest, E.R., 1982, *Solar Phys.*, **76**, 357.

[26] Carmichael, H. 1964, *A Process for Flares. The Physics of Solar Flares, Proceedings of the AAS-NASA Symposium held 28-30 October, 1963 at the Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD. Edited by Wilmot N. Hess. Washington, DC: National Aeronautics and Space Administration, Science and Technical Information Division*, 451.

[27] Carrington, R. C., 1859, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **20**, 13.

[28] Chen, J., 1989, *Astrophys. J.*, **338**, 165.

[29] Chen, J., 1990, *In: Russell, C.T., Priest, E.R., Lee, L.C. (Eds.), Physics of Magnetic Flux Rope (AGU 58), American Geophysical Union, Washington DC*, 269.

[30] Chen, J. M., Wang, H. M., Zirin, H., 1994, *Solar Phys.*, **154**, 261.

[31] Chen, J., 1996, *J. Geophys. Res.*, **101**, 27499.

[32] Chen, J., Santoro, R.A., Krall, J., Howard, R.A., Duffin, R., Moses, J.D., Brueckner, G.E., Darnell, J.A. and Burkepile, J.T., 2000, *Astrophys. J.*, **533**, 481.

[33] Chen, J., 2001, *Space Sci. Rev.*, **95**, 165.

[34] Cheng, C. C., and Widing, K. G., 1975, *Astrophys. J.*, **201**, 735.

[35] Colgate, S.A., 1978, *Astrophys. J.*, **221**, 1068.

[36] Dodson, H. W., 1949, *Astrophys. J.*, **110**, 382.

[37] Dodson, H. W., and McMath, R. R., 1952, *Astrophys. J.*, **115**, 78.

[38] Dodson, H. W., and Hedeman, H. R., 1960, *Astron. J.*, **65**, 51.

[39] Domingo, V., Fleck, B., and Poland, A. I., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 1.

[40] Dryer, M., Wu, S.T., Steinolfson, R.S. and Wilson, R.M., 1979, *Astrophys. J.*, **227**, 1059.

[41] Dryer, M., 1982, *Space Sci. Rev.*, **33**, 233.

[42] Ellison, M. A., McKenna, A. M. P., and Reid, J. H., 1961, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **122**, 491.

[43] Falconer, D. A., 2001, *Geophys. Res.*, **106**, 25185.

[44] Falconer, D. A., Moore, R. L., and Gary, G. A., 2002, *Astrophys. J.*, **569**, 1016.

[45] Falconer, D. A., Moore, R. L., and Gary, G. A., 2003, *Geophys. Res.*, **108**, SSH11.

[46] Fletcher, L., Hudson, H., 2001, *Solar Phys.*, **204**, 71.

[47] Forbes, T. G., Priest, E. R., 1984, In: Butler, D. M., Paradupoulous, K. (eds.) Solar Terrestrial Physics: Present and Future, NASA, Greenbelt, 1.

[48] Forbes, T.G. and Malherbe, J.M., 1986, *In: Neidig, D.F., Editor, 1986. The Lower Atmosphere of Solar Flares, NSO/Sunspot, NM*, 443.

[49] Forbes, T.G. and Malherbe, J.M., 1986, *Astrophys. J.*, **302**, L67.

[50] Forbes, T.G., Malherbe, J.M. and Priest, E.R., 1989, *Solar Phys.*, **120**, 285.

[51] Forbes, T.G. and Malherbe, J.M., 1991, *Solar Phys.*, **135**, 361.

[52] Forbes, T.G., 1993, *ASPC*, **46**, 415.

[53] Forbes, T. G., Priest, E. R., 1995, *Astrophys. J.*, **446**, 377.

[54] Forbes, T. G., Acton, L. W., 1996, *Astrophys. J.*, **459**, 330.

[55] Forbes, T. G., Lin, J., 2000, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., **62**, 1499.

[56] Forbes, T.G., 2001, *EOS Trans. AGU, 82 (20), Spring Meeting Suppl., Abstract SH41C-03*, S323.

[57] Forbush, S. E., 1946, *Phys. Rev.*, **70**, 771.

[58] Furth, H.P., Killeen, J. and Rosenbluth, M.N., 1963, *Phys. Fluis*, **6**, 459.

[59] Galeev, A.A. and Zelenyi, L.M., 1975, *JETP Lett.*, **22**, 170.

[60] Giovanelli, R. G., 1939, *Astrophys. J.*, **89**, 555.

[61] Hagyard, M. J., Smith, J. B., Jr., Teuber, D., West, E. A,. 1984, *Solar Phys.*, **91**, 115

[62] Hale, G. E., 1892, *Astron. Astrophys.*, **11**, 407.

[63] Hale, G. E., 1929, *Astrophys. J.*, **70**, 265.

[64] Handy, B. N., Acton, L.W., Kankelborg, C.C., Wolfson, C.J., Akin, D.J., Bruner, M. E. et al., 1999, *Solar Phys.*, **187**, 229.

[65] Harvey, K. L., and Harvey, J. W., 1976, *Solar Phys.*, **47**, 233

[66] Hénoux, J.-C., 1986, *Solar Maximum Analysis, VNU Science Press, Utrecht*, 109.

[67] Heyvaerts, J., 1974, *Solar Phys.*, **38**, 419.

[68] Heyvaerts, J. and Priest, E.R., 1976, *Solar Phys.*, **47**, 223.

[69] Heyvaerts, J., Priest, E.R. and Rust, D.M., 1977, *Astrophys. J.*, **216**, 123.

[70] Hiei, E., Sime, D.G. and Hundhausen, A.J., 1994, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 2785.

[71] Hiei, E., Hundhausen, A.J., Burkepile, J., 1997, *In: ASP Conf. Series*, **111**, 383.

[72] Hirayama, T., 1974, *Solar Phys.*, **34**, 323.

[73] Hodgson, R., 1859, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **20**, 15.

[74] Howard, R. A., Sheeley, N. R., Koomen, M. J.,Michels, D. J., 1985, *JGR.*, **90**, 8173.

[75] Hu, W.-R. and Tang, Z.-M., 1984, *Astrophys. Space Sci.*, **100**, 391.

[76] Hu, Y.Q. and Jin, S.-P., 1987, *Chinese Astron. Astrophys.*, **11**, 171.

[77] Hudson, H.S. and Ohki, K., 1972, *Solar Phys.*, **23**, 155.

[78] Hundhausen, A.J., 1972, *Solar Wind. NASA (SP-308), NASA, Washington DC*, 393.

[79] Hundhausen, A.J., 1999, *The Many Faces of the Sun: A Summary of the Results from NASA' s Solar Maximum Mission, Springer, New York*, 143.

[80] Jefferies, J.T. and Orrall, F.Q., 1963, *Astrophys. J.*, **137**, 1232.

[81] Jefferies, J.T. and Orrall, F.Q., 1965, *Astrophys. J.*, **141**, 505.

[82] Jefferies, J.T. and Orrall, F.Q., 1965, *Astrophys. J.*, **141**, 519.

[83] Ji, H., Huang, G., Wang, H. Zhou, T., Li, Y., Zhang, Y., Song, M., 2006, *Astrophys. J.*, **636**, L173.

[84] Jing, J., Qiu, J., Lin, J., Qu, M., Xu, Y., Wang, H., 2005, *Astrophys. J.*, **620**, 1085.

[85] Jing, J., Lee, J., Liu, C., Gary, D.E., Wang, H., 2007, *Astrophys. J.*, **664**, L127.

[86] Jing, J., Chae, J., Wang, H., 2008, *Astrophys. J.*, **672**,L73.

[87] Kahler, S. W., Krieger, A. S., and Vaiana, G. S., 1975, *Astrophys. J.*, **199**, L57.

[88] Kan, J.R., Akasofu, S.-I. and Lee, L.C., 1983, *Solar Phys.*, **84**, 153.

[89] Kim, J. S., Zhang, H. Q., Kim, J. S., Kim, K. S., Bao, X. M., 2002, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, **2**, 81.

[90] Kimball, D. S., 1960, *UAG Rep. 109, Geophys. Inst., Univ. of Alaska, Fairbanks.*

[91] Kitahara, T., Kurokawa, H., 1990, *Solar Phys.*, **125**, 321.

[92] Kleczek, J., 1963, *BAICz* **14**, 167.

[93] Kleczek, J., 1964, *In: AAS-NASA Symp. on Physics of Solar Flares*, 77.

[94] Klimchuk J. A., 2001, *Space Weather, AGU Monograph*, **125**, 143.

[95] Kopp, R. and Pneuman, G., 1976, *Solar Phys.*, **50**, 85.

[96] Krall, J., Chen, J. and Santoro, R., 2000, *Astrophys. J.*, **539**, 964.

[97] Leka, K. D., Canfield, R. C., McClymont, A. N., van Driel-Gesztelyi, L., 1996, *Astrophys. J.*, **462**, 547.

[98] Leka, K. D., Metcalf, T. R., 2003, *Solar Phys.*, **212**,361.

[99] Lin, J., Forbes, T. G., Priest, E. R. and Bungey, T. N., 1995, *Solar Phys.*, **159**, 275.

[100] Lin, J., and Forbes, T. G., 2000, *J. Geophys. Res.*, **105**, 2375.

[101] Lin, J., 2001, *Theoretical Mechanisms for Solar Eruptions, Ph.D. thesis, Physics Dept., Univ. of N.H., Durham.*

[102] Lin, J., 2002, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, **2**, 539.

[103] Lin, J., Soon, W., Baliunas, S. L., 2003, *New Astronomy Reviews*, **47**, 53.

[104] Lin, J., 2004, *Solar Phys.*, **222**,115.

[105] Lin, J., Raymond, J. C., van Ballegooijen, A. A., 2004, *Astrophys. J.*, **602**, 422.

[106] Lin, R.P. and Hudson, H.S., 1976, *Solar Phys.*, **50**, 153.

[107] Lin, Y. Z., Wang, H. M., 1993, *Solar Magnetic and Velocity Field, Proc. of Wutai Mountain Workshop, United Laboratory for Optical Astronomy, Chinese Academy of Science, Bei-jing*, P37.

[108] Linker, J. and Mikić, Z., 1994, *ASPC*, **68**, 251.

[109] Liu, J. H. and Zhang, H. Q., 2006, *Solar Phys.*, **234**, 21.

[110] Liu, J., Zhang, H., 2007, *Advances in Space Research*, **39**, 1835.

[111] Liu, X. P., 1983, *AcApS*, **3**, 31.

[112] Liu, Y., Zhang, H. Q., 2001, *Astron. Astrophys.*, **372**, 1019.

[113] López Fuentes, M. C., Démoulin, P., Mandrini, C. H., Pevtsov, A. A., and Van Driel-Gesztelyi, L., 2003, *Astron. Astrophys.*, **397**, 305.

[114] Low, B.C., 1990, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **28**, 491.

[115] Low, B.C. and Smith, D.F., 1993, *Astrophys. J.*, **410**, 412.

[116] Low, B.C., 1994, *Plasma Phys.*, **1**, 1684.

[117] Low, B.C., 1996, *Solar Phys.*, **167**, 217.

[118] Low, B.C., 1997, *In: Crooker, N., Joselyn, J.A., Feynman. J. (Eds.), Coronal Mass Ejections, AGU Geophys. Monograph 99*, 39.

[119] Low, B.C., 1999, *Solar Wind Nine, AIP, Woodbury, NY*, 109.

[120] MacQueen, R.M., Eddy, J.A., Gosling, J.T., Hildner, E., Munro, R.H., Newkirk Jr., G.A., Poland, A.I. and Ross, C.L., 1974, *Astrophys. J.*, **187**, L85.

[121] Malville, J. M., and Moreton, G. E., 1963, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **75**, 176.

[122] Martin, S. F. 1979, *Solar Phys.*, **64**, 165.

[123] Martin, S. F., Livi, S. H. B., & Wang, J. X., 1985, *Australian J. Phys.*, **38**, 929.

[124] Martres, M. J., 1968, *in IAU Symp. 35: Structure and Development of Solar Active Regions, ed. K. O. Kiepenheuer*, 25.

[125] McMath, R. R., Pettit, E., Sawyer, H. E. and Brodie, J. T., 1937, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **292**,305

[126] Meyer, J. P., Parker, E. N., and Simpson, J. A., 1956, *Phys. Rev.*, **104**, 768.

[127] Mikić, Z., Barnes, D.C. and Schnack, D.D., 1988, *Astrophys. J.*, **328**, 830.

[128] Mikić, Z. and Linker, J.A., 1994, *Astrophys. J.*, **430**, 898.

[129] Miklenic, C. H., Veronig, A. M., Vršnak, B., Hanslmeier, A., 2007, *Astron. Astrophys.*, **461**, 697.

[130] Moore, R. L., et al., 1980, *in Solar flares, A monograph from Skylab Solar Workshop II. (Boulder: Colorado Assoc. Univ. Press)*, 341.

[131] Moore, R. L., Sterling, A. C., Hudson, H. S., Lemen, J. R., 2001, *Astrophys. J.*, **552**, 833.

[132] Mouschovias, T.C. and Poland, A.I., 1978, *Astrophys. J.*, **220**, 675.

[133] Nakagawa, Y., Wu, S.T. and Han, S.M., 1978, *Astrophys. J.*, **219**, 314.

[134] Nakagawa, Y., Wu, S.T. and Han, S.M., 1981, *Astrophys. J.*, **244**, 331.

[135] Neupert, W. M., Thomas, R. J., and Chapman, R. D., 1974, *Solar Phys.*, **34**, 349.

[136] Nolte, J. T., Gerassimenko, M., Krieger, A. S., Petrasso, R. D., and Švestka, Z., 1979, *Solar Phys.*, **62**, 123.

[137] Pallavicini, R., and Vaiana, G. S., 1980, *Solar Phys.*, **67**, 127.

[138] Pneuman, G.W., 1980, *In: IAU Symp. 91: Solar and Interplanetary Dynamics*, 317.

[139] Pneuman, G.W., 1980, *Solar Phys.*, **65**, 369.

[140] Pneuman, G. W., 1981, in E. R. Priest (ed.), Solar Flare Magnetohydrodynamics, Gordon and Breach, London, 379.

[141] Pneuman, G.W. and Orrall, F.Q., 1986, *In: Physics of the Sun Vol. 2, D. Reidel Publishing Co, Dordrecht*, 71.

[142] Poletto, G., Kopp, R. A., 1986, in The Lower Atmosphere of Solar Flares, ed. D. F. Neidig (Sunspot: NSO), 453.

[143] Priest, E.R. and Forbes, T.G., 1990, *Solar Phys.*, **130**, 399.

[144] Priest, E.R. and Forbes, T.G., 2000, *In: Magnetic Reconnection MHD Theory and Applications, Cambridge Univ. Press, Cambridge*, 363.

[145] Qiu, J., Lee, J., Gary, D. E. and Wang, H., 2002, *Astrophys. J.*, **565**, 1335.

[146] Qiu, J., Wang, H., Cheng, C. Z., Gary, D. E., 2004, *Astrophys. J.*, **604**, 900.

[147] Reid, J. H., 1959, *The Observatory*, **79**, 96.

[148] Roy, J. R., 1972, *Solar Phys.*, **26**, 418.

[149] Sakurai, T., 1976, *Publ. Astron. Soc. Japan*，**28**, 177.

[150] Sawyer, C., 1968, *in IAU Symp. 35: Structure and Development of Solar Active Regions, ed. K. O. Kiepenheuer*, 543.

[151] Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., Hoeksema, J. T., Kosovichev, A. G., Schou, J. et al., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 129.

[152] Schmieder, B., Forbes, T. G., Malherbe, J. M., and Machado, M. E., 1987, *Astrophys. J.*, **317**, 956.

[153] Sen, H.K. and White, M.L., 1972, *Solar Phys.*, **23**, 146.

[154] Severny, A. B., 1958, *Izv. Krymsk. Astrofiz. Obs.*, **20**, 22.

[155] Severny, A. B., 1960, *Izv. krymsk. Astrofiz. Obs.*, **22**, 12.

[156] Sittler Jr., E.C. and Guhathakurta, M., 1999, *Astrophys. J.*, **523**, 812.

[157] Steinolfson, R.S., Wu, S.T., Dryer, M. and Tandberg-Hanssen, E., 1978, *Astrophys. J.*, **225**, 259.

[158] Sturrock, P. and Coppi, B., 1966, *Astrophys. J.*, **143**, 3.

[159] Sturrock, P.A., 1968, *IAU Symp. 35: Structure and Development of Solar Active Regions*, 471.

[160] Sturrock, P.A., 1972, *Solar Phys.*, **23**, 438.

[161] Sturrock, P.A., 1973, *In: High Energy Phenomena on the Sun, NASA SP-342*, 3.

[162] Suzuki, S., and Dulk, G. A., 1985, *D. J. McLean and N. R. Labrum. Cambridge University Press*, 290.

[163] Švestka, Z., 1962, *Bull. Astron. Inst. Czech.*, **13**, 190.

[164] Švestka, Z., 1968, *in IAU Symp. 35: Structure and Development of Solar Active Regions, ed. K. O. Kiepenheuer*, 287.

[165] Švestka, Z., 1976, *D. Reidel, Dordrecht, Holland*

[166] Švestka, Z., 1986, Solar Flares, D. Rerdel Publ. Co., Dordrecht, Holland.

[167] Švestka, Z., Cliver, E. W., 1992, in Eruptive Solar Flares, ed. Z. Svestka et al. (Berlin: Springer), 1.

[168] Tang, F., Wang H., 1993, *Solar Phys.*, **143**, 107.

[169] Tanaka, K., 1991, *Solar Phys.*, **136**, 133.

[170] Temmer, M., Veronig, A. M., Vršnak, B., Miklenic, C. H., 2007, *Astrophys. J.*, **654**, 665.

[171] Tousey, R., 1973, *COSPAR Space Research XIII Vol. 2, Akademie-Verlag, Berlin*, 713.

[172] Vaiana, G. S., Reidy, W. P., Zehnpfennig, T., Van Speybroeck, L., and Giacconi, R., 1968, *Science*, **161**, 564.

[173] Vaiana, G. S., and Giacconi, R., 1969, *in Plasma Instabilities in Astrophysics*, 91.

[174] Valníček, B., 1962, *Bull. Astron. Inst. Czech.*, **13**, 91.

[175] Waldmeier, M., 1938, *Z. Astrophys.*, **15**, 299.

[176] Wang, T. J., Xu, A. A., Zhang, H. Q., 1994, *Solar Phys.*, **155**, 99.

[177] Wang, T. J., Abramenko, V. I., 2000, *Astron. Astrophys.*, **357**, 1056.

[178] Wang, H., Qiu, J., Jing, J., Zhang, H., 2003, *Astrophys. J.*, **593**, 564.

[179] 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.

[180] Wild, J. P., 1985, *D. J. McLean and N. R. Labrum. Cambridge University Press*, 3.

[181] Withbroe, G.L., 1978, *Astrophys. J.*, **225**, 641.

[182] Wolfson, R. and Low, B.C., 1992, *Astrophys. J.*, **391**, 353.

[183] Wolfson, R. and Dlamini, B., 1997, *Astrophys. J.*, **483**, 961.

[184] Wolfson, R. and Saran, S., 1998, *Astrophys. J.*, **499**, 496.

[185] Wu, S.T., Dryer, M., McIntosh, P.S. and Reichmann, E., 1975, *Solar Phys.*, **44**, 117.

[186] Wu, S.T., Han, S.M., Dryer, M. and Nakagawa, Y., 1978, *Astrophys. J.*, **219**, 324.

[187] Wu, S.T., Steinolfson, R.S., Dryer, M. and Tandberg-Hanssen, E., 1981, *Astrophys. J.*, **243**, 641.

[188] Xie, W., Zhang, H., Wang, H., 2009, *Solar Phys.*, **254**, 271.

[189] Yang, G., Xu, Y., Cao, W. D., Wang, H. M., Denker, C., Rimmele, T. R., 2004, *Astrophys. J.*, **617**, L151.

[190] Yeh, T. and Dryer, M., 1981, *Astrophys. J.*, **245**, 704.

[191] Yeh, T., 1982, *Solar Phys.*, **78**, 287.

[192] Yeh, T., 1983, *Astrophys. J.*, **264**, 630.

[193] Yokoyama, T. and Shibata, K., 1997, *Adv. Space Res.*, **19**, 1801.

[194] Yokoyama, T. and Shibata, K., 1998, *Astrophys. J.*, **494**, L113.

[195] Zhang, H. Q. and Bao, S. D., 1999, *Astrophys. J.*, **519**, 876.

[196] Zhang, H. Q., 2001a, *Astrophys. J.*, **557**, L71.

[197] Zhang, H. Q., 2001b, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **326**, 57.

[198] Zhang, M., 2006, *Astrophys. J.*, **646**, L85.

[199] Zirin, H., and Tanaka, K., 1973, *Solar Phys.*, **32**, 173.

[200] Zirin, H., and Wang, H., 1993, *Nature*, **363**, 426.

[201] 中国科学院云南天文台古代黑子记录整理小组, 1976, 天文学报, 17卷, 2期, 217页。

[202] 林元章，2000，≪太阳物理导论≫，科学出版社，395页。

[203] 吕艳萍，汪景琇，王华宁，1993, 天体物理学报，13卷，291页。

发表文章目录

[1] **Wen-Bin Xie**, Hong-Qi Zhang and Hai-Min Wang. Study of Ribbon Separation and Magnetic Reconnection Rates in a Two-Ribbon Flare. Solar Physics (SCI), vol 254, pages 271-283, 2009.

[2] **Wen-Bin Xie**, Hai-Min Wang, Ju Jing, Xing-Ming Bao and Hong-Qi Zhang. The correlation between expansion speed and magnetic field in solar flare ribbons. Science in China Series G: Physics, Mechanics & Astronomy (SCI), accepted.

[3] Jiang-tao Su, Yu Liu, Ji-hong Liu, Xin-jie Mao, Hong-qi Zhang, Hui Li, Xiao-fan Wang, and **wen-bin Xie**. Lorentz Force: A Possible Driving Force for Sunspot Rotation. Solar Physics (SCI), vol 252, pages 55-71, 2008.

[4] Xiao-fan Wang, **Wen-bin Xie**, Jiang-tao Su and Hong-qi Zhang. The cross talk in full-disc vector magnetograms. Mon. Not. R. Astron. Soc. (SCI), submitted.

致　谢

在论文完成之际，要衷心感谢我的导师张洪起研究员。张老师广博的专业知识、严谨的治学态度、因材施教的教育方式、勤奋简朴的生活作风以及无私奉献的精神，都令我受益匪浅。无论在课题的选择、研究和论文的写作上，还是在生活上，张老师都给予我深切的关怀、精心的指导和热情的帮助，使我能够顺利完成本论文的工作。

衷心感谢我的导师王海民教授。虽然他身在美国，但是通过电子邮件我能深切感受到王老师敏锐的科学洞察力、锐意进取的科研精神以及宽容、谦逊的品格，而且王老师每次回国或开会都在百忙之中利用自己的休息时间对我研究的课题进行详尽的指导，为我的科研课题掌舵护航，在此，对王老师表示崇高的敬意和深深的谢意。

怀柔太阳观测基地是一个团结向上的研究集体。在这里我深深地体会到了坦然接受帮助和热心帮助别人的快乐，也正是在这个集体中，我逐渐体会到了研究太阳物理的乐趣。衷心感谢在我读博士期间张枚研究员、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。感谢怀柔站的其他工作人员，如：李威、张鼎波、阮文东等。是你们保持了怀柔观测站优良的工作生活环境。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。

感谢一起工作的同学们：包星明、张印、陈洁、刘继宏、郭娟、高峪、张志勇、孙英姿、阮桂平、徐海清、王晓帆、杨尚斌、王栋、王传宇、玄伟佳、林佳本、郝娟、李小波、赵明宇、刘锁、杨潇等，与你们一起的学习、交流和讨论开阔了我的思路。

感谢我的父母妻儿及所有关心我的亲人和朋友，是你们的支持和关怀让我完成学业。