

分类号 _____

密级 _____

UDC _____

编号 _____

中国科学院研究生院 博士学位论文

日冕物质抛射和太阳表面活动研究

包星明

指导教师 _____ 艾国祥 院士 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 太阳物理

论文提交日期 2006年11月 论文答辩日期 2006年12月21日

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 汪景秀 研究员

Typeset by L^AT_EX 2_ε at January 5, 2007

With package C_ASt_Hesis v0.1g of C_TE_X.ORG

Coronal Mass Ejections and The Associated Activities on the Solar Disk

Xingming Bao

Supervisor:

Prof. Guoxiang Ai

Prof. Hongqi Zhang

National Astronomical Observatories
Academy of Mathematics and Systems Science
Chinese Academy of Sciences

January, 2007

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

摘 要

本论文的研究内容涉及暗条色球磁场的测量和日冕物质抛射(CME)及日面活动的研究。主要由三个部分组成,其中包括:暗条色球磁场的测量、对CME前沿的形成以及日冕物质抛射与日面活动的综合分析。取得的主要结果和进展表现在三个方面。一、我们利用怀柔太阳磁场望远镜首次观测到了暗条本身的色球谱线偏振信号。从这些圆偏振信号推算出的暗条视线方向的磁场具有不同的方向,并且随时间变化,表明暗条内部的磁场具有缠绕的位形。暗条磁场观测结果对于理解暗条的演化过程具有重要意义;二、我们定量分析了一个典型的CME事件在早期阶段的演化,发现CME在其前沿的形成之前经历了一个缓慢的,不易被观测到的暗腔的形成过程,这一过程与爆发暗条的缓慢上升过程基本同步。说明暗条的爆发与CME为同一种物理机制所驱动。在暗条爆发的初期,我们还在 $H\alpha$ 单色像中观测到了暗条底部的增亮现象,表明磁重联有可能发生在暗条的下面,它所产生的热能加热了暗条底部。三、我们研究了四个不同性质、具有不同日面活动相伴随的CME事件。我们发现其中的三个CME,不论其速度大小,都伴随有明显的典型耀斑特征的日面活动,而且在低日冕层都有明显的加速。这些观测特征表明CME的主要动力学过程演化发生在低日冕层。

在论文的第一部分,我们用国家天文台怀柔基地太阳磁场望远镜测量了一个出现在2001年9月6日日面上的宁静暗条的色球纵向磁场。通过与光球磁场对比,我们发现暗条两侧的色球网络磁场与对应的光球磁场有许多相似之处。不同的是在对应暗条的位置处,光球磁图上只有零星的磁极,位于暗条的断裂处,说明处于磁中性线的磁场对暗条的轮廓有很大的影响。在暗条的几个边足附近都发现了寄生磁极,说明它们之间存在密切关系。我们用色球谱线观测到了与暗条位置相对应的与纵向磁场有关的圆偏振信号。暗条的圆偏振信号强度明显比背景噪声明显高,磁偏振信号所反应的暗条磁场随时间变化。我们讨论了产生这些代表磁场的偏振信号的几种原因。暗条磁场的观测结果表明暗条内部可能具有缠绕的磁场位形。

在论文的第二部分,我们分析了一个典型CME前沿的形成。2003年2月18日在日面的西北部边缘发生了一个典型的CME。空间和地面的观测仪器对该CME以及爆发时的所伴随的耀斑和暗条爆发都进行了比较完整的观测。我们

通过定量地分析这个爆发活动的早期演化,认为CME、暗条爆发和耀斑的开始时间并不是在一特定时刻,而是可能在一段几分钟到几十分钟的时段当中。日冕白光像显示CME最先由一个逐渐变暗、面积逐渐扩大的区域开始,然后在变暗区域的周围形成一个亮环,即日冕物质抛射的前沿。我们的观测表明CME的开始时间比耀斑出现的时间要早几十分钟。在白光像中该CME暗腔位置变暗的过程与暗条明显加速前的缓慢上升过程基本同步,而CME的前沿形成则在暗条开始明显加速的阶段。我们认为导致CME前沿和暗腔形成的可能机制是在暗条到达一定高度时开始的磁重联。当暗条上升到一定高度时,我们在 $H\alpha$ 单色像中发现暗条的下边缘开始发亮,并且随着暗条的高度增加,其中的亮结构向暗条的两端扩展,这说明暗条有可能被发生在下面的磁重联加热;另外,发生在暗条内的纳耀斑也可能是导致暗条加热的机制之一。

在论文的第三部分,我们研究了几个不同类型的CME及其伴随的日面活动。我们挑选了发生在2003年10月26日日面西边缘的四个CME事件。它们的最大速度从300到1800 km s^{-1} 不等,涵盖了快速和慢速CME的速度范围。它们的加速度最小的为6 m s^{-2} ,最大的达到330 m s^{-2} 。四个CME所伴随的日面活动包括三种典型的类型:暗条爆发,耀斑和盔状冕流解体。我们分析了每个CME早期阶段的演化和性质。其中的三个CME,不管是快CME还是慢CME,在低日冕范围都有明显的加速度,并伴有明显的日面活动如耀斑带和耀斑环。而在太阳表面没有相应日面活动的CME的速度却不是最慢的,约为400 km s^{-1} 。这说明目前的一些关于慢CME几乎观察不到日面活动的结论需要进一步仔细研究。另外我们也讨论了不同日面活动所对应的CME的物理过程以及CME的速度与张角的关系。我们的工作进一步证实CME的主要动力学过程发生在日面以上一个太阳半径的范围内,因此在低日冕层表现出明显的加速度。到更高的高度以后,加速度趋近于零。

关键词: 暗条, 磁场, 日冕物质抛射(CME), 耀斑

Abstract

This thesis consisted of three pieces of work, including measuring the chromospheric magnetic field of a quiescent filament, investigating the formation of the leading edge of a Coronal Mass Ejection (CME) with the typical three-component structure and four CMEs from different source region on the disk and with different associated activities.

In first part, we present a new result of measuring of the chromospheric magnetic field of a quiescent filament in $H\beta$. We observed the line of sight magnetic field both in the chromosphere and photosphere of the quiescent filament on the solar disk on 6 September 2001 by using the Solar Magnetic Field Telescope in Huairou Solar Observing Station, National Astronomical Observatories of China. Corresponding to the location of the filament, significant signal of Stokes V component was seen in the $H\beta$ chromospheric magnetograms. The field strength and direction changed with time, of which the possible mechanisms which may produce observational polarization signals were discussed. We suggest that the magnetic field in filament has a twisted magnetic configuration.

In second work, we reports the investigation of a typical coronal mass ejection (CME) observed in white light, $H\alpha$, EUV and X-ray by various instruments both in space and on ground on 18 February 2003. The white light coronal images show that the CME initiated with the rarefaction of a region above the solar limb and was followed by the formation of a bright arcade at the boundary of the rarefying region at altitude of $0.46 R_{\odot}$ from the solar surface. The rarefying process synchronized the slow rising phase of the filament eruption, and the CME leading edge was observed to form as the filament eruption started to accelerate apparently. The lower part of the filament was brightened in $H\alpha$ images as the filament reached to a certain height. In the GOES X-ray images, some parts of the filament was visible in the progress of lifting. As the filament reached to a certain height, some bright structures appeared in the lower part of the lifted section of the filament. These brightenings imply that the filament may

be heated by magnetic reconnection below the filament in the early stage of the eruption. We suggest that the possible mechanism which lead to the formation of the CME leading edge and cavity is magnetic reconnection which occurred under the filament when it reached a certain height.

Finally, we present the result of four CMEs observed taking off near the west limb of the Sun on 26 October 2003. Their maximum speeds varied from 300 to 1800 km s⁻¹, which roughly span over the range of the typical speeds from slow to fast CMEs, and the accelerations from 6 m s⁻² to 330 m s⁻². Evolution and property of each CME at early stage and the corresponding processes on the surface are examined. Three of the four CMEs, including slow and fast ones, showed apparent acceleration at early stage, and apparent association with surface activities manifested by flare ribbons and loops. But the CME that was not associated with any surface activity was not the slowest one. Instead, among the four, it had a median speed (≤ 400 km s⁻¹). This suggests that some existing conclusions about the CME-flare correlation need to be re-investigated. In addition, the correlation of the coronal mass ejection angular widths to their speeds is also discussed.

Keywords: Filament, Magnetic Field, Coronal Mass Ejections, Flare

目 录

| | |
|--------------------------|-----|
| 摘要 | i |
| Abstract | iii |
| 目录 | v |
| 第一章 引言 | 1 |
| 1.1 暗条 | 2 |
| 1.1.1 暗条的分类 | 2 |
| 1.1.2 暗条的手征性(chirality) | 2 |
| 1.1.3 暗条的模型 | 4 |
| 1.1.4 偏振光的斯托克斯(Stokes)参数 | 4 |
| 1.1.5 太阳大气的辐射转移 | 5 |
| 1.1.6 塞曼效应 | 7 |
| 1.1.7 太阳磁像仪 | 8 |
| 1.1.8 汉勒效应 | 9 |
| 1.1.9 塞曼效应和汉勒效应的比较 | 10 |
| 1.2 日冕物质抛射(CME) | 10 |
| 1.2.1 CME的观测性质 | 10 |
| 1.2.2 CME与磁流浮现 | 12 |
| 1.2.3 CME的模型 | 12 |
| 1.2.4 CME与耀斑 | 14 |
| 1.2.5 CME与爆发暗条 | 16 |
| 1.2.6 CME与冕流爆发 | 16 |

| | |
|---------------------------|-----------|
| 第二章 宁静暗条磁场的测量 | 19 |
| 2.1 引言 | 19 |
| 2.2 资料观测与处理 | 20 |
| 2.3 观测结果 | 22 |
| 2.3.1 暗条的光球磁场 | 22 |
| 2.3.2 暗条的色球磁场 | 22 |
| 2.4 讨论 | 24 |
| 2.5 结论 | 28 |
| 第三章 日冕物质抛射前沿的形成 | 29 |
| 3.1 引言 | 29 |
| 3.2 观测资料 | 30 |
| 3.3 结果分析 | 32 |
| 3.4 讨论 | 37 |
| 3.5 结论 | 41 |
| 第四章 日冕物质抛射及其日面活动 | 43 |
| 4.1 引言 | 43 |
| 4.2 观测数据描述 | 44 |
| 4.3 观测结果 | 45 |
| 4.3.1 事件1: 由长暗条爆发开始的CME | 46 |
| 4.3.2 事件2: 伴有短暗条爆发的CME | 51 |
| 4.3.3 事件3: 从盔状冕流解体而发展的CME | 53 |
| 4.3.4 事件4: 伴有X1.2级耀斑的CME | 55 |
| 4.4 讨论和结论 | 59 |
| 第五章 今后工作展望 | 65 |
| 参考文献 | 67 |
| 发表文章目录 | 77 |

表 格

| | | |
|-----|---------------------------------------|----|
| 2.1 | 2001年9月6日宁静暗条的磁场观测资料 | 21 |
| 4.1 | 四个CME高度-时间变化曲线的拟合函数系数 a_i | 49 |
| 4.2 | 四个CME的主要性质 | 61 |

插 图

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | 大熊湖太阳天文台2002年7月17日观测的包含各种暗条的全日面 $H\alpha$ 单色像。 | 3 |
| 1.2 | 磁分析器的构造示意图。 | 8 |
| 1.3 | LASCO C2日冕仪观测的一个典型的CME。 | 11 |
| 1.4 | 灾变模型示意图(Lin 等 2004)。 | 13 |
| 2.1 | 暗条的 $H\beta$ 圆偏振像。 | 20 |
| 2.2 | 怀柔基地2001年9月6日02:55:30 UT观测到的 $H\alpha$ 单色像。 | 23 |
| 2.3 | 暗条 $H\beta$ 单色像和光球纵向磁场。 | 24 |
| 2.4 | 暗条的色球 $H\beta$ 磁场在不同时刻的演化。 | 25 |
| 2.5 | 暗条的 $H\beta$ 偏振信号与宁静区偏振信号比较。 | 27 |
| 3.1 | 云南天文台的全日面 $H\alpha$ 望远镜和MLSO的PICS观测的全日面 $H\alpha$ 像。 | 31 |
| 3.2 | 2003年2月18日爆发事件在不同波段大气表现。 | 33 |
| 3.3 | CME暗腔和前沿的形成。 | 34 |
| 3.4 | CME和暗条的高度-时间图、速度-时间图和加速度图。 | 35 |
| 3.5 | 耀斑、暗条和CME初始阶段的时间和空间关系图。 | 36 |
| 4.1 | 2003年10月26日日面西部不同波段的各种特征。 | 45 |
| 4.2 | 2003年10月26日GOES卫星1-8Å频段X-射线流量随时间变化曲线。 | 46 |
| 4.3 | 第一个事件的全过程。 | 47 |
| 4.4 | 用WICE技术处理过的EIT 195 Å像和未处理的EIT 195 Å像比较。 | 48 |
| 4.5 | 暗条F1和CME1非径向传播示意图。 | 48 |
| 4.6 | CME1前沿的高度-时间、速度-时间和加速度-时间变化曲线图。 | 50 |
| 4.7 | 第二个事件的全过程。 | 51 |
| 4.8 | CME2前沿和暗条F2的高度-时间, 速度-时间和加速度-时间变化曲线。 | 52 |

| | |
|--|----|
| 4.9 盔状冕流解体的全过程。 | 53 |
| 4.10 CME3的高度-时间、速度-时间和加速度-时间变化曲线图。 | 54 |
| 4.11 EIT 195 Å像(03:00 UT)与LASCO C2(02:54 UT)合成图。 | 55 |
| 4.12 用WICE技术处理过的EIT 195 Å像揭示了发生在活动区10484的X- 射线1.2级耀斑的全过程。 | 56 |
| 4.13 初始阶段X-射线1.2级耀斑的EIT 195 Å像。 | 57 |
| 4.14 大熊湖天文台观测的X1.2级耀斑的H α 像。 | 57 |
| 4.15 CME4的MK4白光日冕像。 | 58 |
| 4.16 CME4在LASCO C2的演化。 | 58 |
| 4.17 CME4前沿的高度-时间, 速度-时间和加速度-时间变化曲线。 | 60 |
| 4.18 CME的速度与张角的关系。 | 62 |

第一章 引言

太阳是离我们地球最近的恒星，几十亿年来其内部核聚变释放的能量一直为我们人类提供赖以生存的光和热。太阳又是一个良好的天然等离子体物理实验室，这为我们理解等离子体的物理性质提供了在地球表面难以复制的物理环境，进而为实现受控核聚变，得到清洁、可再生的能源提供一个可以参考和借鉴的理论和实验样本。从地球的角度看，太阳是宇宙中唯一在空间上可以分辨其表面细节的恒星，在其他天体上无法观测到细节的活动现象如耀斑、暗条爆发等，通过观测太阳能够对其他恒星上发生的类似现象进行详细的研究。更重要的是太阳的爆发活动对日地空间物理环境，地球大气，以及人类的太空活动产生重要的影响，相应研究已形成一门新的学科——空间天气学。

暗条是太阳色球表面最明显，最突出，最令人遐想的特征之一。它是太阳磁场从光球延伸到日冕的集中体现。因为总是悬浮在日冕层，暗条磁场的测量一直是太阳物理领域一个十分具有挑战性的课题，到目前为止仍然没有可靠的测量结果。暗条在太阳的爆发活动中扮演着十分重要的角色。许多太阳爆发模型中都包含暗条。如果说暗条的爆发间接地表明太阳大气的大尺度结构的变化，那末日冕物质抛射则是太阳大尺度磁场重组的直接表象。暗条的爆发通常会引起日冕物质抛射(以下简称CME)。CME是大量的日冕物质和磁场在短时间内(几个小时)从太阳低日冕大气层被抛向行星际空间的物理过程，每次抛射的等离子体质量有 10^{15-16} 克，带出的磁通量达到 10^{23} 麦克斯韦(Mx)。CME的研究为传统的耀斑活动研究提供了一个新的视角，如果说耀斑只是反映太阳大气底层(色球层)的活动的活动的话，那么CME则反映太阳更高层大气的活动，更准确地说耀斑只是太阳活动在色球层的表现。CME的观测研究，特别是近十几年来X-射线以及空间紫外和远紫外波段的观测已经说明太阳活动最早起源于日冕，而不是色球。CME结合太阳日面活动的研究更能够帮助我们理解太阳活动的本质，这也是太阳理论理论研究所要解决的问题。下面就对本论文的两个主要研究对象暗条和CME作一个简单的综述性介绍。

1.1 暗条

1.1.1 暗条的分类

暗条可以形成在日面上从赤道到极区的各个不同纬度(图1.1)。磁场观测表明,暗条总是位于光球磁中性线的上方(Babcock & Babcock 1955),但磁中性线并不是暗条形成的充分条件(Martin 1998)。暗条经常出现在活动区附近,称为活动暗条¹。因为活动区的磁场较强而且复杂,活动暗条沿着弯曲的纵向磁场中性线的方向分布,形状短而弯曲,并且高度较低。与活动暗条相反,宁静暗条分布在远离活动区的宁静区,或者在两个活动区之间(Tang 1987)。背景磁场一般是衰减的活动区强磁场在较差自转运动下弥散形成的。虽然磁场强度较弱,但分布规整且尺度较大,所以宁静暗条多为东西走向,高度较高,又长又直,尤其是极区附近的极冠暗条(polar crown filament)。不管是活动暗条还是宁静暗条,它们最终都会以爆发的形式从日面消失。

在活动区还有一类连接偶极磁场的一系列平行的暗环,称为拱形暗条系(arch filament system, AFS, Bruzek 1967)。与通常的暗条磁场不同,它们的磁场基本上是势场位形(无电流或剪切角为零)。在AFS中,物质从磁环的足点向下流动,速度约为 50 km s^{-1} ;在磁环的顶点向上流动,速度约为 10 km s^{-1} 。

1.1.2 暗条的手征性(chirality)

暗条总是位于光球磁场的中性线(相反极性磁场的分界线)的上面,暗条的下面基本上没有光球纵向磁场。暗条及其附近的区域形成了一条长廊,称为暗条通道。暗条通道是暗条存在的磁场环境,一旦形成,暗条可以在暗条通道内形成、爆发,并且重新形成好几次。暗条通道附近的 $H\alpha$ 纤维的指向倾向平行于磁中性线(Martin 1973),表明磁场附近存在很强的剪切(Foukal 1971)。

暗条的主要部分称为主干(backbone 或者 spine),从主干向两侧延伸出来的分叉称为边足(lateral feet)。从日面边缘观察,有的暗条边足延伸到色球以下。Rust & Kumar (1994)认为边足是暗条螺旋结构的底部。Aulanier & Démolin (1998)提出边足位于没有纵向磁场的“秃块”(bald patch),磁场与光球水平相切,两边向上弯曲。这些“秃块”自然位于有寄生磁极(parasitic polarities)的区域附近。寄生磁极是指与暗条的一侧占主导地位的磁场的极性相反的少数磁场。

¹本文中的活动暗条是指活动区内或附近的暗条,不是指即将爆发的暗条

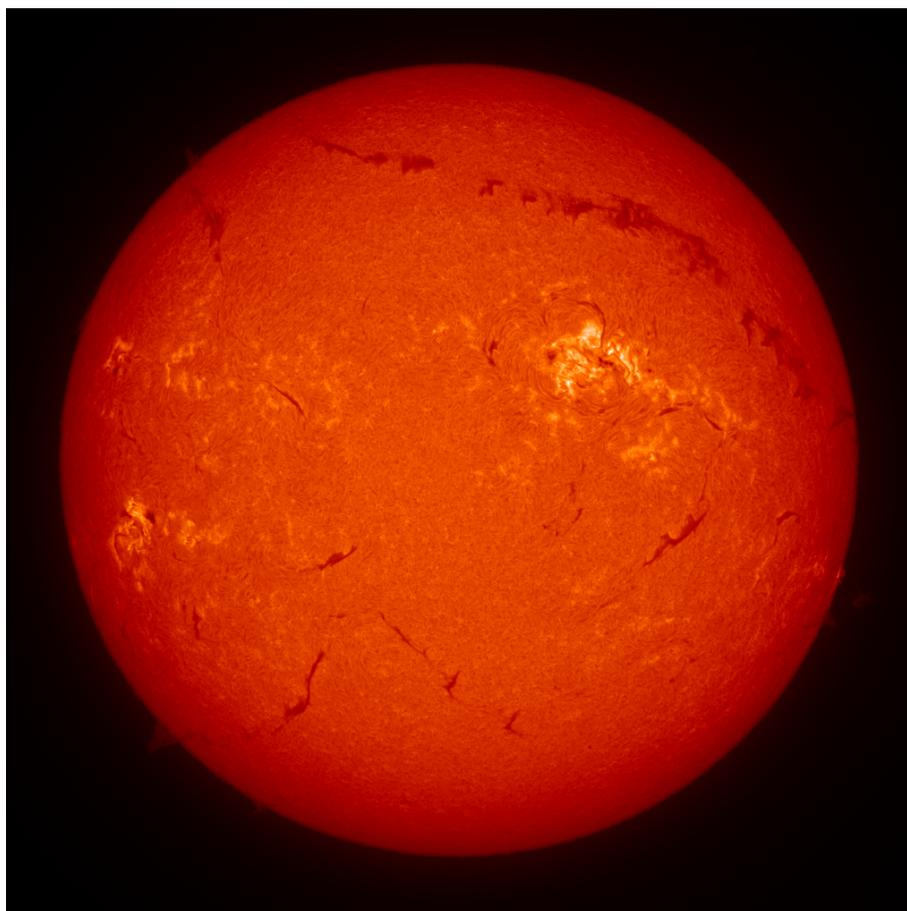


图 1.1: 大熊湖太阳天文台2002年7月17日观测的包含各种暗条的全日面 $H\alpha$ 单色像。靠近北极区有一个几乎横跨日面的极冠暗条, 活动区(亮区)附近的暗条比较弯曲, 宁静区的暗条相对比较直, 日面左下方和右下方各有一个暗条延伸到日面以外, 称为日珥。

暗条在全日面表现出一种南北半球手征性(chirality)的倾向性。在一个暗条通道中, 从磁中性线一侧的正极磁场看, 如果暗条的轴向磁场指向右端, 就定义为右旋(dextral), 反之为左旋(sinistral, Martin 等 1994)。暗条边足的手征性也可以从边足的伸展方向判断出来。如果把暗条的主干和边足比作高速公路的主路与匝道出口, 主路的行驶方向与暗条主干的磁场方向相同, 那末与靠右行使的高速公路相同的暗条边足位形为右转(right-bearing); 与靠左行使的高速公路相同的暗条边足位形为左转(left-bearing)。右旋的暗条在北半球居多, 而左旋的暗条在南半球居多(Martin 等 1994)。从暗条上面跨过的磁拱也是暗条形成的一

个必要环境(Martin 1990), 磁拱以一定的角度穿过磁中性线, 也有相应的方向性。

1.1.3 暗条的模型

暗条的模型最主要有两种, 一种是Kippenhahn & Schlüter (1957)提出连接暗条足点的磁拱的顶端有个下陷的凹槽(dips), 暗条的冷物质就在凹槽内, 由磁张力支撑着暗条抵抗重力悬浮在日冕层。这个模型比较直观地解释了暗条为什么能悬浮在日冕层中, 主要强调磁场对暗条内的等离子体的静态支持。Aulanier & Démolin (1998)用线性无力场方法模拟了暗条的磁凹槽的存在。可是H α 电影和谱线多普勒直接测量都表明即使是宁静暗条中的等离子体也不是静态的, 而是在持续的运动当中(Engvold 1976; Schmieder 等 1985)。最近的数值计算也表明磁凹槽对于暗条的形成以及高密度的等离子体的支撑都不是必须的(Karpen 等 2001)。从动态的方面考虑, 暗条的爆发总是被向外抛射。如果是靠磁场的张力来平衡重力, 在磁场突然变化后有可能会落回到日面。Kuperus & Raadu (1974)提出暗条的另一种模型(称为K-R模型)。K-R模型认为暗条位于带有电流的磁绳内, 穿过暗条的磁场方向与从暗条的足点推算方向相反, 被称为反常位型。这种反常的磁位形也被一些实际的磁场测量结果所证实(Leroy 等 1983, 1984)。

1.1.4 偏振光的斯托克斯(Stokes)参数

由于无法靠近太阳, 我们只能从太阳大气辐射到地球的电磁波的特征来认识太阳。在很多时候, 观测到的太阳光具有偏振的性质, 而导致太阳光的偏振一部分原因是太阳大气中存在磁场, 因此我们可以通过对太阳光偏振性质的分析来“遥感”太阳大气中的磁场信息。

一束光的偏振状态可以用斯托克斯(Stokes)参数表示。对于沿z方向传播的电磁波, x-y平面的电矢量为

$$E_x = A_x \cos \phi, E_y = A_y \cos(\phi + \delta) \quad (1.1)$$

其中 $\phi = \omega t - kz$ 为电磁波相位, δ 为电磁波相位差, A_x 和 A_y 为电场的振幅。

斯托克斯参数矩阵定义为

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

其中

$$\begin{aligned} I &= A_x^2 + A_y^2 \\ Q &= A_x^2 - A_y^2 \\ U &= 2A_x A_y \cos \delta \\ V &= 2A_x A_y \sin \delta \end{aligned}$$

用斯托克斯参数可以清楚地描述一束光的偏振状态，例如，圆偏振光的Stokes矩阵为

$$S = \begin{pmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ V \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

而线偏振光的Stokes矩阵为

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

1.1.5 太阳大气的辐射转移

太阳大气中的夫朗和斐光谱线在太阳大气中的辐射转移方程为

$$\cos \theta \frac{dI_\nu}{dr} = -k_\nu \rho (I_\nu - \mathbf{S}_\nu) \quad (1.5)$$

其中 θ 是视线方向与太阳表面法线的夹角， k_ν 为吸收系数， \mathbf{S}_ν 为源函数，在局部热动平衡(local thermal equilibrium, LTE)条件下， $\mathbf{S}_\nu = \mathbf{B}_\nu$ ，于是

$$\cos \theta \frac{dI_\nu}{dr} = -k_\nu \rho (I_\nu - \mathbf{B}_\nu) \quad (1.6)$$

B_ν 是黑体辐射的基尔霍夫-普朗克函数

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kt} - 1} \quad (1.7)$$

定义光学厚度 $d\tau = -k_\nu \rho dr$, (1.5)式就变为

$$\cos \theta \frac{dI_\nu}{d\tau} = I_\nu - S_\nu \quad (1.8)$$

在磁场存在时, 辐射转移方程的矢量形式可以写成

$$\cos \phi \frac{d\mathbf{S}}{d\tau} = (1 + \eta)(\mathbf{S} - \mathbf{B}_\lambda) \quad (1.9)$$

其中 ϕ 为磁倾角, 即磁场方向与视线方向的夹角, τ 是光学深度, $B_\lambda = (B_\lambda, 0, 0, 0)$ 为普郎克函数。 η 是吸收系数矩阵,

$$\eta = \begin{bmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & 0 & 0 \\ \eta_U & 0 & \eta_I & 0 \\ \eta_V & 0 & 0 & \eta_I \end{bmatrix} \quad (1.10)$$

其中

$$\eta_I = \frac{1}{2}\eta \sin^2 \gamma + \frac{1}{4}(\eta_b + \eta_r)(1 + \cos^2 \gamma) \quad (1.11)$$

$$\eta_Q = \left[\frac{1}{2}\eta + \frac{1}{4}(\eta_b + \eta_r) \right] \sin^2 \gamma \cos 2\theta \quad (1.12)$$

$$\eta_U = \left[\frac{1}{2}\eta + \frac{1}{4}(\eta_b + \eta_r) \right] \sin^2 \gamma \sin 2\theta \quad (1.13)$$

$$\eta_V = \frac{1}{2}(\eta_b - \eta_r) \cos \gamma \quad (1.14)$$

γ 为磁倾角, 即磁场方向与视线方向的夹角, θ 为方位角, 在弱场近似的假设下, 谱线的塞曼分裂比多普勒致宽小得多。通过推导, 可得

$$V = \lambda_H \cos \gamma \frac{dI(\lambda)}{d\lambda} \quad (1.15)$$

$$Q = -\left(\frac{\lambda_H \sin \gamma}{2}\right)^2 C \frac{dI}{d\lambda} \cos 2\theta \quad (1.16)$$

$$U = -\left(\frac{\lambda_H \sin \gamma}{2}\right)^2 C \frac{dI}{d\lambda} \sin 2\theta \quad (1.17)$$

B_{\parallel} 正比于 $\lambda_H \cos \gamma$, B_{\perp} 正比于 $\lambda_H \sin \gamma$, 于是通过

$$B_{\parallel} \propto V \left(\frac{dI(\lambda)}{d\lambda}\right)^{-1} \quad (1.18)$$

$$B_{\perp} \propto \sqrt[4]{U^2 + Q^2} \left(\frac{dI(\lambda)}{d\lambda}\right)^{-1/2} \quad (1.19)$$

$$\tan 2\theta = \frac{U}{Q} \quad (1.20)$$

就可以得到矢量磁场的信息。但对于磁场横向分量还存在180度不确定性的问题。

1.1.6 塞曼效应

塞曼效应(Zeeman effect)的产生是原子磁矩与外加磁场作用的结果。根据原子物理理论,原子中的电子既作轨道运动又作自旋运动。电子自旋磁矩S与轨道磁矩L耦合为总磁矩。对于LS耦合

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(s+1)}{2J(J+1)} \quad (1.21)$$

其中 g 为朗德因子(Landé), J 代表量子数, L 代表角动量量子数, S 代表自旋量子数。从量子力学的角度看电子自旋在没有磁场的情况下处于简并态,当有外界磁场时,电子能级的简并因自旋磁矩与磁场偶合而消失,从原来的单一能级分成高低不同的多个能级。当电子在不同的能级间跃迁时,原先单一的谱线就产生了分裂。正常塞曼效应指谱线的三分裂形态,即包括两个波长偏移的 σ 分量和一个不偏移的 π 分量。当磁场方向与视线方向平行时,观测者只能看到两个 σ 分量,分别是左旋和右旋方向的圆偏振光。当磁场方向与视线方向垂直时,观测者可以同时看到一个线偏振的 π 分量及两个分裂的线偏振光 $+\sigma$ 和 $-\sigma$ 分量。谱线分裂成多个子线的Zeeman效应,称为反常塞曼效应。由此看出正常塞曼效应是反常塞曼效应的特例。

由于太阳的谱线有一定的宽度,因此只有在足够强的磁场情况下,谱线的 σ 子线才能彻底分开,我们可以通过谱线的裂距来推算磁场强度。在弱场的情况下,由于裂距小,我们观测到的只是谱线加宽,无法确定谱线的裂距。对于这种情况,我们只有借助对偏振光的分析,才能推算出磁场的大小和方向。

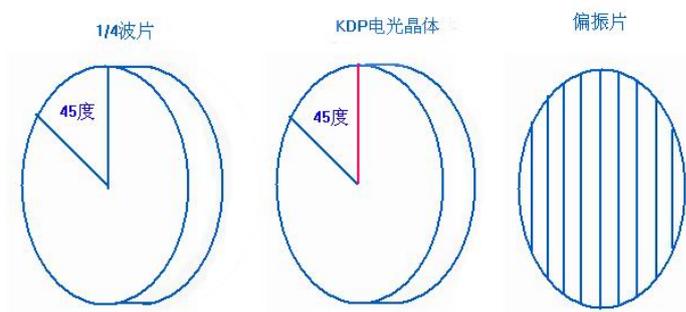


图 1.2: 磁分析器的构造示意图。

1.1.7 太阳磁像仪

测量太阳磁场的方式主要有两种，一种是光谱分析，具有较高的光谱分辨率，但空间上只能测到一维(即狭缝)的磁场分布。要得到二维的磁场，可以用在与狭缝垂直的方向上扫描的办法实现。另一种是通过滤光器观测的方法，这种方法能直接测出太阳局部或全日面的二维偏振信号。同光谱分析方法相比，它的缺点是光谱分辨率低。下面我们以国家天文台怀柔基地太阳磁场望远镜为例说明利用滤光器进行太阳磁场测量的具体方法。

二维磁像仪的关键部分是磁分析器(如图1.2)，由四分之一波片、KD*P(磷酸二氢钾)电光晶体和偏振片组成。KD*P的方位角是 45° ，偏振片的方位角是 0° 。在测量纵向磁场时，四分之一波片不用，移到光路以外。在KD*P晶体加矩形正负高压，使得光的延迟在 $\pm\lambda/4$ 之间调制，于是左右圆偏振光交替通过滤光器。斯托克斯V信号可以从右旋圆偏振光与左旋圆偏振光的差中得到。在测量横场时，将四分之一波片放在光路中，先将它的光轴的方位角调为 0° ，然后在KD*P晶体加矩形正负高压，于是偏振面方位角分别为 0° 和 90° 的线偏振光交替通过滤光器，它们的差就是斯托克斯U信号。当1/4波片的光轴方位角为 45° 时，在KD*P晶体加矩形正负高压，偏振面方位角分别为 45° 和 135° 的线偏振光交替通过，相减后，可得到斯托克斯Q信号。下面式子更清楚地表示出斯托克斯分量的测量过程。

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ \text{垂直线偏振光-水平线偏振光} \\ \text{45度线偏振光-135度线偏振光} \\ \text{右旋圆偏振光圆-左旋圆偏振光} \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

最后通过理论或经验定标, 确定磁场强度。

1.1.8 汉勒效应

暗条的磁场也可以用另一种磁光效应—汉勒效应来测量。磁场对散射光线偏振所产生的影响统称为汉勒(Hanle)效应, 最早是德国物理学家汉勒(Hanle 1924)在研究弱场情况下水银蒸气发出的各向异型性的荧光谱线散射偏振时发现的。

在太阳物理领域里Hanle效应是指由外部磁场对太阳大气的相干散射辐射引起的偏振效应。与没有磁场的情况下相比, 弱磁场对线偏振的影响是使线偏振面偏转和减偏(偏振度减少)。汉勒效应由于直接引入了相干重叠概念的分类, 因此, 在量子力学的发展中起到了非常重要的作用。在量子物理学中, 汉勒效应主要用来测量原子能级寿命。汉勒效应在强度较弱的磁场, 方向更为敏感, 适合确定暗条的磁场方向。在确定磁场强度时, 利用对于被扰动的磁场强度的最大值与原子能级的寿命的关系:

$$10^6 Bg \approx 1/t_{life} \quad (1.23)$$

其中B为磁场强度(单位为高斯), g 为朗德因子, t_{life} 为原子能级的寿命(单位为秒)。

汉勒效应对于不同的磁场方向具有相同的线偏振信号, 而对于塞曼效应来说Stokes V信号对不同的纵场方向具有不同的符号。Sahal-Brechót 等(1977)理论上证实了日珥观测到的汉勒效应, 即线偏振度的减低和线偏振面的旋转, 是磁场存在的结果。Sahal-Brechót 等(1984)观测了日珥的磁场, 其中多数日珥为反常磁位形。他们测量出日珥的线偏振强度 Q/I 超过 10^{-2} 。Lin 等(1998)用He I 10830 Å红外谱线观测了一个日面内暗条的偏振信号, 并发展了一套用汉勒效应诊断暗条磁场的方法。测量结果表明暗条的磁场是沿着主轴方向, 在暗条主轴的另一边改变方向。

最近Bueno 等(2002)观测到一个日珥的磁场强度为40高斯, 一个暗条的磁场强度为20高斯。Wiehr & Bianda(2001) 对日珥的偏振测量表明在 $H\alpha$ 和 $H\beta$ 波段没有可观测到的线偏振信号。Bianda 等(2005)用偏振光谱仪对暗条进行了偏振观测。在 $H\alpha$ 谱线的Stokes像中, Q/I 和 U/I 的轮廓分别在线心和线翼达到最大, 强度约为 10^{-3} , V/I 并没有明显的信号。而在氦 $He D_3$ 线的斯托克斯像中, Q/I 的最大强度约为 2×10^{-4} 。

1.1.9 塞曼效应和汉勒效应的比较

从上面的介绍中我们可以比较塞曼效应和汉勒效应对于测量暗条磁场的不同特点。在汉勒效应中, 相干散射对谱线形成的具有主要贡献。而塞曼效应与原子子能态的相干性无关。磁场强度对汉勒效应的灵敏度与塞曼分裂与自然制宽的比率有关, 而对塞曼效应的灵敏度与塞曼分裂和多普勒至宽的比率有关。在汉勒效应比较明显的情况下, 不同方向的磁场对于线偏振的影响是关于线心对称的, 而在塞曼效应中, 不同方向的纵向磁场产生的斯托克斯 V 的信号符号相反。汉勒效应不适合测量较强的磁场, 同塞曼效应相比, 更适合测量弱磁场(Stenflo 1994)。对于暗条的螺旋缠绕的磁位形, 塞曼效应更适合测量其不同方向的纵向磁场。

1.2 日冕物质抛射(CME)

1.2.1 CME的观测性质

我们通常看到的CME是类似于气球状的立体结构沿着视线方向在天空平面的投影(如图1.3所示)。CME轮廓的最外侧的边缘, 即离日心最远的外边缘称为CME前沿, CME两侧的边缘称为CME的侧沿。CME的速度通常是指它的前沿向外传播的速度, 最低不到 100 km s^{-1} , 最高可超过 2000 km s^{-2} 。当CME的源区离日面边缘较近时, 首先测量CME在天空平面投影的速度, 然后根据源区的位置进行投影改正。当CME的源区靠近日面中心时, CME的传播方向指向地球, 简单的投影改正就无法适用, 因为对于全晕CME(halo CME), 投影在天空平面的速度实际是CME的侧沿横向的扩展速度。对于这种情况, Dal Lago 等(2003)统计51个边缘CME的径像扩展速度和侧向扩展速度, 即前沿和侧沿的扩展速度。她们发现径向扩展速度是侧向扩展的速度的88%, 这样就可以根据侧

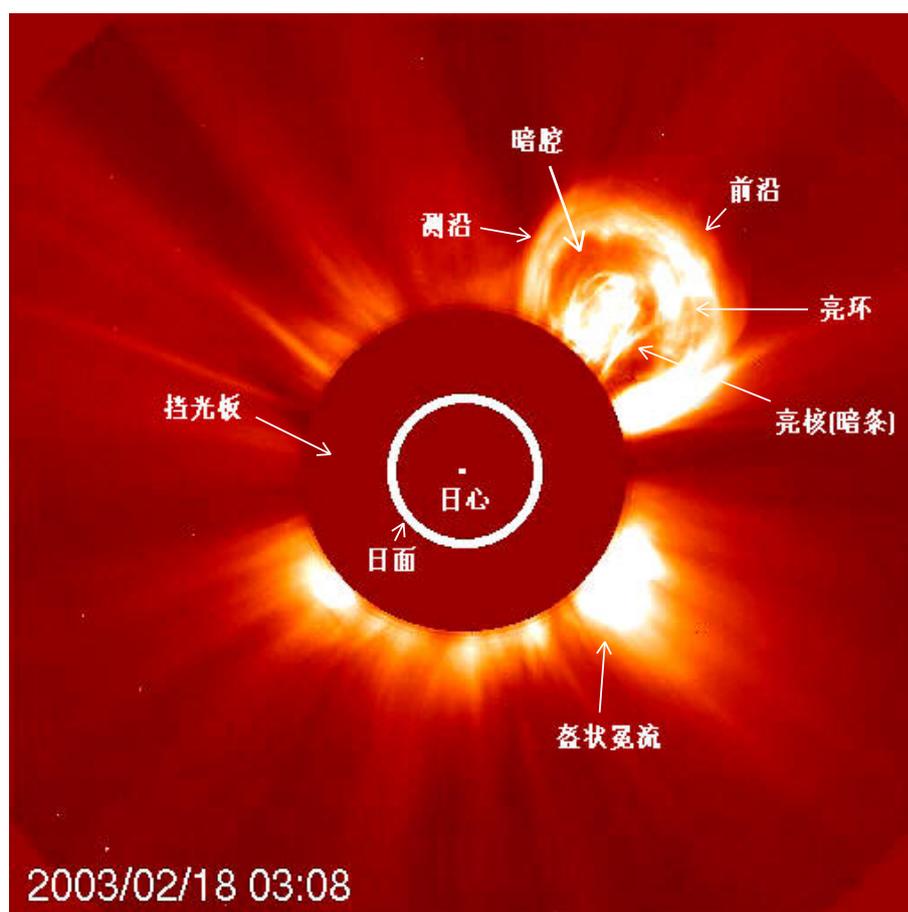


图 1.3: LASCO C2日冕仪观测的一个典型的CME。

向扩展速度推算全晕CME指向地球的速度。CME的张角指它的两个侧沿通过日心所成的角度。Hundhausen (1993)的统计工作表明CME的平均张角为45度。

CME的加速度在不同的高度有明显的变化，主要发生在初始阶段(1-5 R_{\odot})，特别是在内冕(1-2 R_{\odot} ，Zhang 等 2001)。在高度超过2 R_{\odot} 后，大多数CME的加速度趋近于零。这也说明太阳爆发的主要动力学过程发生在日面以上一个太阳半径的范围内。在两个太阳半径高度以上，CME的时间-高度图可以用二次曲线拟合，即加速度较小，大小基本保持不变(Andrew & Howard 2002)。如果能测到CME在内冕高度随时间变化的曲线，其加速度按指数衰减(Alexander 等 2003)。

1.2.2 CME与磁流浮现

由于驱动太阳爆发活动的能量储存在日冕的磁场, 而日冕磁场是光球磁场向外延伸的部分, 并随着光球物质的运动而演化, 因此CME的产生与太阳表面光球的变化有着密切的关系。Zhang 等 (2001b)研究了一个与爆发暗条相伴的全晕CME事件, 他们发现太阳表面磁场的主要变化表现为磁对消(相邻的极性相反的磁通量同时减少), 当磁对消达到一定的量值时, 爆发活动就会发生。Lin 等 (2001)从理论上指出当太阳表面的磁对消达到原来磁通量的20%时, 日冕中的相关磁场结构就会失去平衡并触发太阳爆发。

新浮磁通量的出现对触发太阳的爆发活动同样具有重要作用。早在上个世纪七十年代, 新浮磁通量的浮现被认为是太阳耀斑的主要触发机制(Rust 等 1980)。Rust (1972)发现一些耀斑有时出现在磁场快速演化的区域, 这些区域会有一些与周围磁场极性相反的磁场浮现出来。Heyvaert 等(1977)提出了一个耀斑模型, 认为耀斑起源于日冕原有磁场和新浮磁场之间磁重联的突然增强。而磁重联的开始是由于使得有效电阻异常增大的电流片内的等离子体微观不稳定性的出现。Feynman & Martin (1995)观察到新浮现磁场和原有磁场的相互作用有时会导致暗条爆发和CME。通过三个爆发活动事件的研究, Wang & Sheeley (1999)揭示了新浮现偶极磁场活动区与太阳活动爆发的关系。新浮现磁场还直接导致一些小规模的太阳爆发, Liu 等(2005)分析了一个日浪(surge)磁场演化, 发现磁场浮现与日浪活动有密切关系, 并且发展为一个喷流状的CME。Chen & Shibata (2000)和Lin 等(2001)在理论上确认了新浮现磁场在触发太阳活动的重要性。

1.2.3 CME的模型

CME模型应该回答两个问题: 一、CME是怎样触发的。二、CME开始后出现的各种形态特征。

灾变模型(catastrophe model)

图1.4是太阳爆发过程中各种物理和形态特征的示意图(Lin 等 2004)。这一过程更像是一个大爆发中的一个耀斑、CME和爆发暗条等不同表象发生在不同的时间阶段和空间位置。灾变模型认为CME由于光球磁场的汇聚运动, 使得磁通量绳上升到一定的高度, 磁结构失去了机械平衡所导致的(Forbes & Priest 1995)。在这一模型中, 磁通量绳通常用来描述悬浮于日冕中的日珥或暗

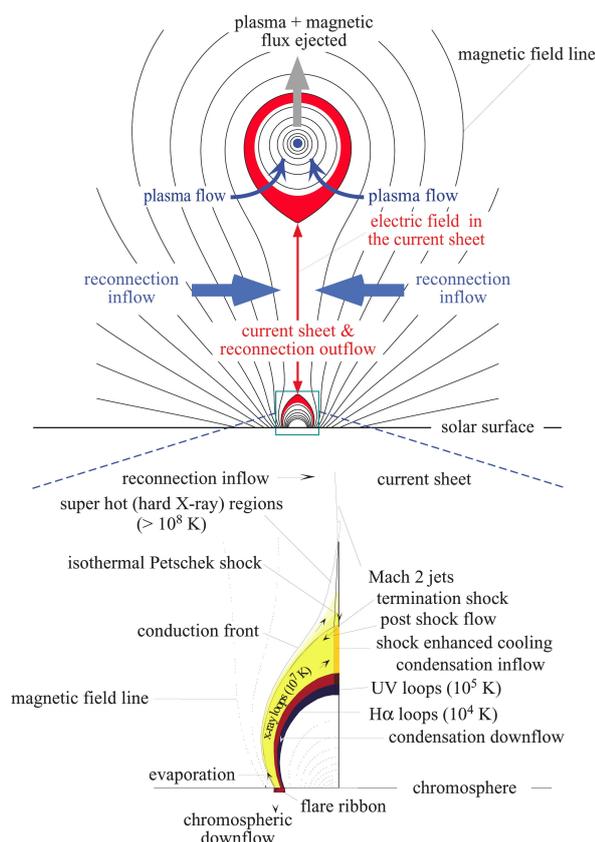


图 1.4: 灾变模型示意图(Lin 等 2004)。

条(Lin 等 2001)。驱动爆发的能量是从光球逐步积累在日冕。在能量的逐步积累过程中，通量绳的平衡高度也在不断变化，可能上升(Forbes & Isenborg 1991; Isenborg 等 1993)，也可能下降(Forbes & Priest 1995)。当演化进行到临界点时，磁场位形的平衡度会被破坏，原先的准静态演化就会转变为快速动态演化，磁通量绳就会被迅速向外或向上抛出。系统中的闭合磁场被严重拉伸，从而在方向相反的磁场之间形成中性电流片。磁重联就在电流片当中进行(Lin & Forbes 2000)。磁重联使得磁场和等离子体在水平方向流入电流片内(图1.4中的蓝色箭头)，在垂直方向流出电流片(图1.4中的红色箭头)。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则带出物质和磁场，形成爆发过程中CME迅速变化的观测形态特征。目前我们所了解的灾变模型是个二维解析模型，基本能够描述太阳爆发中CME和耀斑的主要典型的形态特征。

质量加载模型(mass-loading model)

质量加载模型中主要由一个悬浮在日冕层, 包含暗条的磁通量绳组成(Low 1996; 2001)。在这一模型中质量和盔状冕流扮演中心角色。质量加载模型对应着CME的典型的三分量结构。CME的前沿对应着冕盔, 磁绳作为CME的主要驱动机制, 可以解释CME中环绕亮核(日珥)的暗腔。质量加载模型认为暗条在触发CME中起着最基本的作用, 许多观测也支持这一结论(Plunkett 等 2002; Golpaswamy 等 2004)。虽然有些CME与盔状冕流的爆发有关, 但有些CME之前既没有冕流, 也没有暗腔被观测到。

爆破模型(breakout model)

Antiochos 等 (1999) 提出了太阳爆发的爆破模型(breakout model), 这种模型需要磁重联来触发爆发活动。最初的磁场位形是个球对称的四极磁结构, 磁重联发生在磁拱的顶部。当位于系统顶部的磁拱被磁重联断开后, 磁拱以下的结构就向外逃逸出去。爆破模型可以解释一些发生在活动区的CME现象(例如Sterling & Moore 2004; 2005), 但对于发生在宁静区与暗条爆发相伴的CME的情况无法给出比较满意的解释, 因为磁场位形是偶极磁场。

从上述模型的介绍中, 我们可以发现每一个模型都能解释太阳爆发中的一部分演化现象。例如灾变模型可以解释CME是如何触发以及耀斑带的分离, 但没有反映出磁场的缠绕特性; 爆破模型可以解释一些发生在活动区的快速CME的观测特征, 这些活动区的磁场较强, 磁场位形比较复杂; 而质量加载模型能很好地解释从盔状冕流出发与暗条爆发相伴的CME。该模型认为CME的典型结构在CME开始之前就已经存在, CME是冕流膨胀的结果。从观测上检验该模型的办法方法之一是观察CME的暗腔是从日面边缘附近直接扩展出来的, 还是后来才形成的。Gibson 等(2005)列出了一些暗腔在CME开始之前被观测到的例子。本论文的一部分工作是通过观测CME的早期演化, 观察是否冕流和暗腔在爆发前就已经存在, 还是在爆发开始后才形成的。

1.2.4 CME与耀斑

CME是太阳大气中一种大尺度磁场的重组, 相比之下, 比CME小好几倍的耀斑只是色球局部区域增亮的结果。耀斑的观测研究已有一百多年的历史, 也是早期唯一能观测到的太阳瞬变活动现象。耀斑最直接表现为太阳表面色球 $H\alpha$ 单色像(耀斑带)和日冕层(耀斑后环)的局部突然增亮, 同时在X-射线, 射

电, 紫外及远紫外等波段辐射流量明显增加。早期耀斑开始时间定义为 $H\alpha$ 像开始变亮或者突然增亮(达到背景的两倍)的时刻。观测表明在耀斑开始之前经常有暗条爆发(Kahler 1988)。这也是耀斑的前兆之一。随着空间观测技术的进步, 许多暗条爆发都具有耀斑的观测特性, 因此, 耀斑并不是简单的色球活动, 而是起源于日冕层的磁场爆发。最近的空间观测表明EIT 195 Å单色像比 $H\alpha$ 单色像在耀斑增亮时更加灵敏, 一些在 $H\alpha$ 像中非常暗弱的耀斑, 并且在X-射线流量上几乎察觉不到的突然增加, 却能在远紫外像清楚地显示出来(Bao 等 2006b)。因此传统的耀斑的概念正在随着我们对CME新的认识而不断得到改进和充实(Gosling 1993)。耀斑的定义不再限于指只是产生亮的色球发射线的爆发现象。Priest & Forbes (2003) 就建议称抛出大量等离子体的太阳大尺度现象为爆发耀斑(eruptive flare)。按照这种定义, 显然CME属于爆发耀斑。对于X-射线M级以上的耀斑, X-射线流量的变化可以很好地反映耀斑的开始和极大的过程。可对于X-射线M级以下的耀斑, X-射线流量的增加经常被淹没在背景变化中。

从观测到的时间顺序上看CME似乎是耀斑在太阳日冕层的响应。而大量的观测表明CME与耀斑在时间和空间的关系比我们预料的要复杂的多。CME的特征张角宽度要比相应的耀斑和活动区大好几倍(Hundhausen 1988, Harrison 1991)。Lin (2004) 指出CME和耀斑的这种差别是由于太阳爆发活动在不同的等离子体环境引起的。Harrison (1991) 发现耀斑可能出现在CME的范围内任何位置, 而不是在CME范围的中心, 这是由于CME所在低日冕的非径向扩展所致(Zhang 等 2004)。

CME与耀斑的关系同时也表现在开始时间的顺序上。Solar Maximum Mission (SMM)卫星上的日冕资料表明CME的开始时间可能在耀斑开始爆发前后的几十分钟(Harrison 1995)。Zhang 等 (2001a)通过对CME的运动学特性的分析发现CME的早期过程分为三个阶段: 1)初发阶段, 这时CME经历一个缓慢的上升过程, 速度低于 80 km s^{-1} , 这一过程发生在耀斑开始之前。2)突然加速阶段, 这一过程中CME经历了明显的加速, 同耀斑的X-射线流量突然增的加过程同步, 直到X-射线流量达到最大值。3)传播阶段, CME基本以匀速向外传播。对LASCO日冕资料的统计研究表明CME的速度越快, CME开始的时间与耀斑达到极大的时间相关的越好(Zhang 等 2002)。基于以前的工作, Lin (2004)从理论上发现CME与耀斑的相关性依赖于储存在磁结构中驱动爆发的自由能: 这种能量储存的越多, 它们的相关性越好, 反之它们时间的相关性越差。

1.2.5 CME与爆发暗条

CME也同暗条爆发有着密切的关系。Gilbert 等(1999)的统计研究表明有94%的爆发暗条与CME有关联。传统的暗条爆发被认为是“暗条消失”或“暗条突逝”(disparition brusques, Hydes 1967; Tendhanson 1974), 是与耀斑不同的活动。随着观测技术的提高, 暗条爆发也显示具有大耀斑的典型特征(Priest & Forbes 2002), 暗条爆发之后也有耀斑带和后环。因此, Forbes (2000)指出CME、暗条爆发和耀斑是磁场爆发的同一种物理过程的在不同时间和不同太阳大气高度上的表现。许多理论和观测都支持这一结论。在这种认识下, 单纯讨论耀斑和CME之间的因果关系已没有太大意义, 而进行深入分析耀斑, 暗条爆发和CME的时间顺序和空间关系, 对于理解太阳爆发的物理机制有很大帮助。

早期的研究表明与暗条爆发有关的CME的速度通常比较慢, 而与耀斑相关的CME的速度相对较快(Gosling 等 1976)。MacQueen & Fisher (1983)发现与耀斑相伴的CME的加速度很小而与暗条爆发相伴的CME的加速度较大。他们认为这两种CME经历了两种不同的物理过程。通过分析LASCO观测的四个CME的运动学特性, Andrew & Howard (2001)指出CME主要有两类: 一类具有恒定的加速度, 另一类具有恒定的速度。Moon 等(2002)对LASCO观测到的CME统计结果表明快速CME倾向于速度减小而慢速CME则倾向于加速。我们需要指出的是适合观测内冕的LASCO C1日冕仪在运行了一年多就不能工作了, 大部分的CME都是LASCO C2和C3观测的。CME的主要加速发生在CME出现在LASCO C2的视场内之前($<2R_{\odot}$), 因此上述的统计结果所反映的CME的加速度, 与其在太阳内冕的加速度相比要小很多, 从而无法真实地反映CME的加速度性质。一些CME的事例分析也不支持两类CME的概念, Vršnak 等(2005)的统计研究发现与耀斑相伴的CME和与暗条相伴的CME具有相同的特性。他们注意到虽然与大耀斑有关的CME比与没耀斑或者与小耀斑有关的CME的速度快, 并且张角大, 但是许多没有伴随耀斑的CME的性质与伴随X-射线B级和C级耀斑的CME的性质非常相似, 表明不同速度的CME组成了一个“连续谱”, 而不是明显不同的两类。最近Bao 等(2006b)的工作也得出了相同的结论。

1.2.6 CME与冕流爆发

盔状冕流是日冕中最常见的一种结构(如图1.3)。分为顶部和底部, 底部呈拱形, 顶部像头盔。CME经常被观测到从盔状冕流当中产生(Sheeley 1982)。

这些CME通常以已经存在的盔状冕流开始膨胀最后消失的方式出现。Sheely等(1982)称这种CME为“冕流解体”(streamer blowout)。Sheeley等(1982)分析了用Solwind空间日冕仪观测的日冕瞬变事件(即CME),发现有30%具有尖峰结构特征。Howard等(1985)发现这种CME的速度比其他日冕物质抛射的速度要低。在太阳极小年期间,CME与表明大尺度磁结构的盔状冕流解体有密切关系(Hundhausen 1993)。理论上Low (2001)认为CME的活动的磁位形,是冕流下有一个磁绳,中间是个暗条。CME开始时,磁重典型的盔状冕流内的暗腔并包含有暗条的物理图像似乎符合一些CME的演化过程(Plunkett等2002; Gopalswamy等2004)。然而这一CME的物理图像同时也面临观测上的挑战。我们注意到这一物理图像只是适合解释一部分与盔状冕流有关的CME的观测,而不是全部。Hundhausen (1993)用SMM观测的日冕资料统计分析后指出有51%的CME是盔状冕流膨胀解体的结果,可是他并没有提另外一部分的CME。Forbes (2000)就认为盔状冕流的尖部对CME的模型来说并不是必须的。Subramanian等(1999)用SOHO/LASCO的资料对CME和盔状冕流解体的关系作的统计研究。他们发现大部分的CME与盔状冕流解体没有直接的关系,有直接关系的CME只占一小部分(17%)。这一结论显然与上述提到的物理过程不相符合。

我们注意到Hundhausen (1993)和Subramanian等(1999)所选取的CME样本分布在太阳活动周的不同阶段:极大年和极小年,并且他们都把CME作为孤立的日冕活动事件,而没有与太阳表面活动结合起来。所以很难判定他们哪个结论更为准确。因为与不同的日面活动对应的CME会有不同的性质。观测显示盔状冕流有可能被下面的暗条爆发(Illing & Hundhausen 1986)或者被强烈的X级耀斑所瓦解(Raymond等2003),也有可能被附近的CME掠过而发生侧向摆动,甚至解体(Lin等2005; Bao等2006b)。因此,只有结合相应的日面活动,才能更好地理解作为太阳爆发活动在日冕层的扰动的CME物理过程,冕流爆发的概念在不同的时代,不同作者的而有所不同,本文中“冕流解体”指冕流自身膨胀随后发展成CME。

第二章 宁静暗条磁场的测量

2.1 引言

暗条是悬浮在日冕的一团温度较低的等离子体。暗条的形成、维持和爆发都为它内部和周围磁场位形的演化所控制。暗条的大尺度走向通常由背景的光球磁场所确定(Parker 2001)。Babcok & Babcock (1955)最早观测到暗条的光球纵向磁场,他们发现暗条总是位于分开两块极性相反的磁场中性线的上方。后来Howard (1959)也得到了相同的结果。磁中性线附近的磁场对暗条轮廓的精细结构和向两侧延伸出来的边足起着决定性的作用。Martin & Echos (1994)发现暗条的边足与位于磁中性线的寄生磁场有密切关系,这种磁场的极性与周围的磁场极性相反。Aulanier 等(1999)用无力场模型模拟了暗条边足的形成和演化。

在上世纪六十年代,用一些色球谱线通过塞曼效应测量的日珥纵向磁场能够反映暗条本身的磁场分布(Rust 1966; Harvey 1969; Tandberg-hanssen 1970),因为在光球无法观测到暗条,而在色球的单色像上能看到暗条。观测表明暗条的平均磁场强度小于10高斯,方向平行于日面。塞曼效应对平行于视线方向的磁场比较灵敏。通过两条谱线的同时偏振测量,汉勒效应能得到磁场三个方向的分量大小。而测量表明暗条磁场的方向基本为水平方向,与暗条主轴的夹角为25-30度(平行于日面, Athay 等 1983)。磁场强度在日珥的不同位置基本相同,随着高度的增加略有增加(Leroy 1989)。

暗条的模型用以解释暗条中的冷的高密度的等离子体是如何悬浮在温度高达百万度以上,但密度 I 却是暗条物质密度 I_0 的百分之一的日冕中。依据磁场穿过暗条的方向是否与从暗条的光球磁场预期的相同将之分为两种:正常的磁凹陷(dip)和反常的磁绳模型。正常的磁凹陷模型也称K-R模型(Kippenhahn & Schlüter 1957, 该模型认为暗条位于磁拱顶部的凹陷部分的磁张力托着以克服重力。反常磁绳模型,也称为K-R模型(Kuperus & Raadu 1974),该模型认为有一个环形的磁绳,暗条就在绳底部,相应的磁场方向与光球磁场推算的方向相反。

不管是理论还是观测都表明日珥的磁场方向主要是平行于日面。这些结果大都来自对日面边缘以外的日珥磁场的测量。而对位于日面以内的暗条纵场观

测却比较少。我们在这一部分工作中对一个宁静暗条在 $H\beta$ 4861.34 Å波段进行了纵向磁场观测, 并与同时观测到的光球纵场进行了对比。

2.2 资料观测与处理

位于北京怀柔水库北岸的的国家天文台太阳磁场望远镜是我国第一台能够准同时在两条谱线(光球和色球)测量太阳二维磁场的观测设备(艾国祥和胡岳风 1986)。望远镜主镜口径35厘米, 焦距280厘米, 采用折射式卡塞格林赤道装置(王亚男等 1986)。镜筒抽成真空, 以减少光路受到空气对流的影响。双折射滤光器的透过带可以在两个波长调节: 一条是铁线 $Fe\ I\ 5324.19\ \text{Å}$, 滤光器的透过带宽是 $0.15\ \text{Å}$, 谱线宽度 $1/8\ \text{Å}$, 形成于光球, 朗德因子 $g=1.5$; 另一条是色球谱线 $H\beta\ 4861.34\ \text{Å}$, 滤光器的透过带宽是 $0.15\ \text{Å}$, 谱线宽度是 $4\ \text{Å}$, 朗德 g 因子约为1.0, 形成高度在光球以上1900公里的色球层底部(Allen 1973)。磁场望远镜的CCD探测器在2001年9月期间有 512×512 个像素, 视场为 $4.07'\times 2.77'$ 。

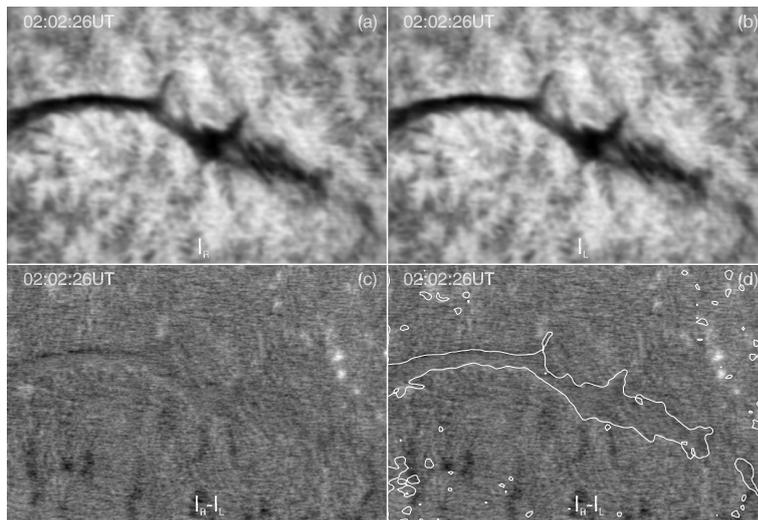


图 2.1: 暗条的 $H\beta$ 圆偏振像。(a) 右旋圆偏振光像(I_R), (b) 左旋圆偏振光像(I_L), (c) 斯托克斯V信号($I_R - I_L$), (d) 暗条的轮廓叠加在斯托克斯V信号上。

光球的纵向(视线方向)磁场是在 $Fe\ I\ 5324.19\ \text{Å}$ 的线翼 $-0.075\ \text{Å}$ 处进行观测, 色球的纵向磁场是在 $H\beta\ 4861.34\ \text{Å}$ 的线翼 $-0.24\ \text{Å}$ 处进行观测。测量磁场时在磷酸二氢钾(KD^*P)晶体电光调制器加正负矩形高压, 使得左右旋圆偏振光交替通

过双折射滤光器。磁场的强度可以表示为

$$B_{\parallel} = C \frac{I_R - I_L}{I_R + I_L} \quad (2.1)$$

其中C是纵向磁场的定标系数, I_R 和 I_L 分别为右旋和左旋圆偏振光的强度。通过假定在弱场近似情况下应用一定的大气模型对辐射转移方程求解, 我们可以得到 $B_{\parallel} \propto V$ 。(2.1)式中的分母 $I_R + I_L$ 是用作归一化的项。

表 2.1: 2001年9月6日宁静暗条的磁场观测资料

| 时间(UT) | 观测资料 | 时间间隔 |
|-------------|--------|--------|
| 00:48-00:53 | L4.dat | ~ 1 分钟 |
| 01:55-02:00 | L4.dat | ~ 1 分钟 |
| 02:55-03:00 | L4.dat | ~ 1 分钟 |
| 01:03-01:08 | L5.dat | ~ 1 分钟 |
| 01:14-01:17 | L5.dat | ~ 1 分钟 |
| 02:04-02:14 | L5.dat | ~ 1 分钟 |
| 03:04-03:13 | L5.dat | ~ 1 分钟 |
| 00:54-00:55 | L4.dad | ~ 1 分钟 |
| 02:01-02:02 | L4.dad | ~ 1 分钟 |
| 03:01-03:02 | L4.dad | ~ 1 分钟 |

L4: H β 4861 Å色球纵向磁场

L5: Fe I 5324 Å光球纵向磁场

dat: 左右旋光相减过磁图

dad: 左右旋光分别保存的磁图

实际测量中为了提高磁偏振的信噪比, 左旋圆偏振光和右旋圆偏振光交替采集256帧, 然后各自叠加。在普通的观测模式下我们测量的原始文件是右旋圆偏振光与左旋圆偏振光的差除以右旋圆偏振光与左旋圆偏振光的和, 其扩展名为dat。在本部分的工作中, 为了将观测到的暗条的单色像与相应的磁场结构对齐, 我们在观测时, 将H β 测到的磁场的左旋光和右旋光信号积分(分别记为 I_R 和 I_L)累加的结果保存在一个文件中(扩展名为dad, 简称dad文件), 而不是

将它们相减。这样从一个dad文件中, 我们即可以得到暗条的单色像($I_R + I_L$), 同时又可以得到暗条的纵向磁场($I_R - I_L$), 自然它们是对齐的(图2.1)。光球的单色像上无法看到暗条。对于同一个区域, 光球和色球的磁场具有一定的相似性, 可以通过快速付立叶变换把它们对齐。表2.1列出了对2001年9月6日暗条进行观测资料的时间。

2.3 观测结果

2001年9月6日, 在日面东部有一个东西方向的宁静暗条。在9月1日暗条刚出现在日面东部边缘时, 可以估算出暗条的高度有两万公里。暗条主轴沿东西方向, 长度约有6角分, 位于北纬15-27度, 东经35-65度的范围内(图2.2)。

2.3.1 暗条的光球磁场

图2.3是暗条的 $H\beta$ 色球单色像和光球纵向磁场。光球磁场是在Fe I 5324 Å谱线测量的。暗条的两段结构明显不同: 东段比较致密, 西段比较弥散。光球磁图中F1、F2、F3和F4分别表示从侧面延伸出来的暗条边足(lateral feet), D点表示暗条断点的位置。在光球磁场中, 暗条的轮廓被叠加在上面(图2.3a)。暗条所在的位置纵向磁场为零, 暗条的两侧分别是A附近N极和B点附近的网络磁场。在暗条的断点处, 有一个N极纵向磁场。在暗条的四个边足附近, 有极性相反的纵向磁场, 即寄生磁场存在。在光球磁场的上方没有磁场的区域(图2.3b中方框内的区域), 我们测量了磁场的噪声水平约为13.7高斯。点A和B附近的区域磁场极性正好相反, 分别位于暗条的两侧。

2.3.2 暗条的色球磁场

图2.4是在 $H\beta$ 4861.34 Å谱线观测的暗条及附近的色球磁场, 暗条的轮廓(白色实线)也被叠加在每张磁图上。三个磁图的时间间隔是一小时。同对应的光球磁场(图2.3b)相比, 我们看到暗条两侧A和B点附近的磁场都有相似的结构。利用怀柔的太阳磁场望远镜, Zhang 等 (1991)对一个活动区进行了光球矢量磁场和 $H\beta$ 色球纵向磁场的观测。发现在大尺度结构和强磁场结构上光球和色球的纵向磁场具有一致性。但在其他一些精细结构存在一些差异, 这反映出磁力线从光球到色球的变化。网络的 $H\beta$ 色球磁场结构与 $H\beta$ 单色像的暗纤维十分类似, 而这些磁纤维的足点位于光球的磁元位置。在A点附近的正极网络磁场和B点附

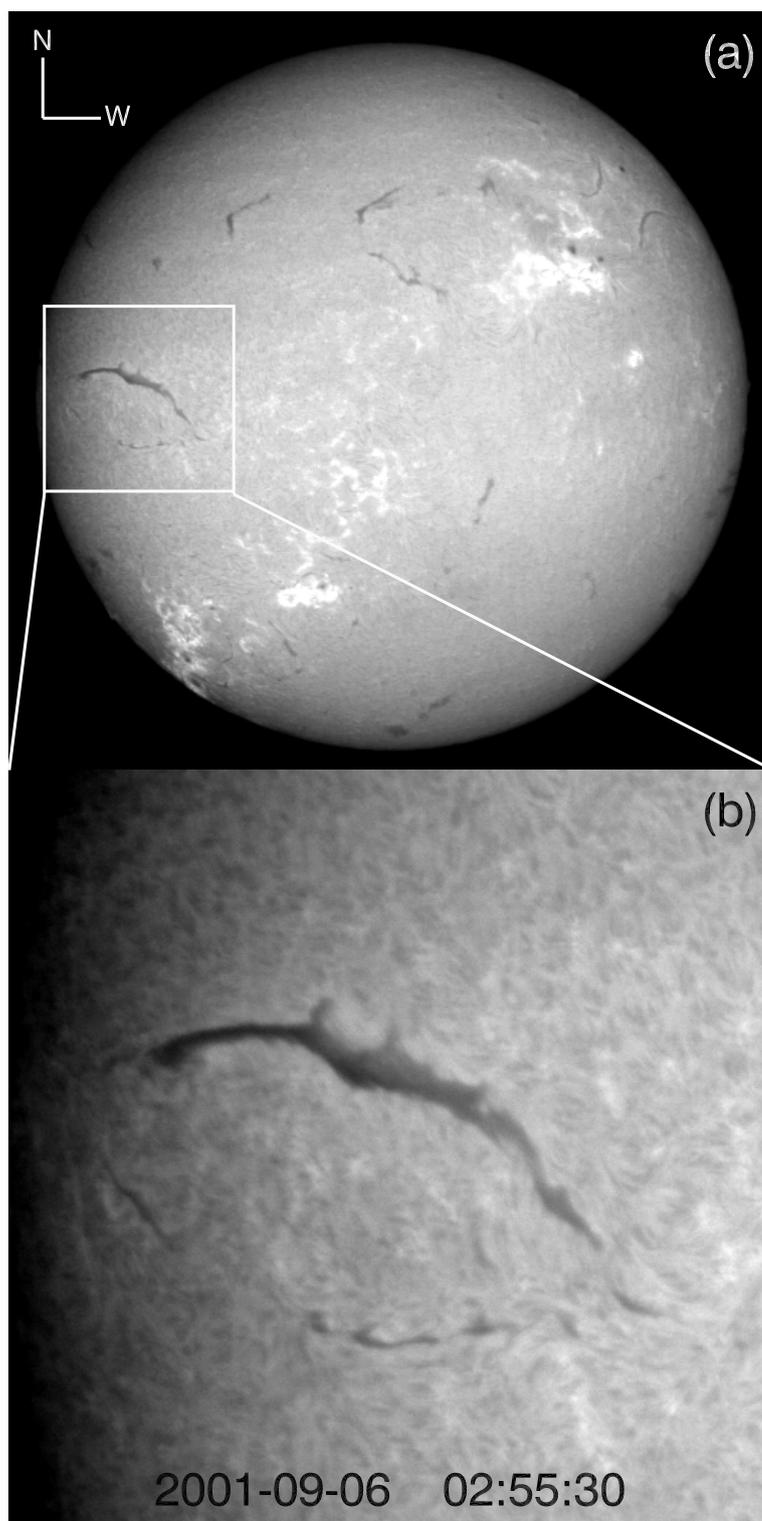


图 2.2: 怀柔基地2001年9月6日02:55:30 UT观测到的 $H\alpha$ 单色像。(a) 暗条的全日面 $H\alpha$ 单色像, 白色方框标出了宁静暗条的位置。(b) 暗条的 $H\alpha$ 局部单色像。

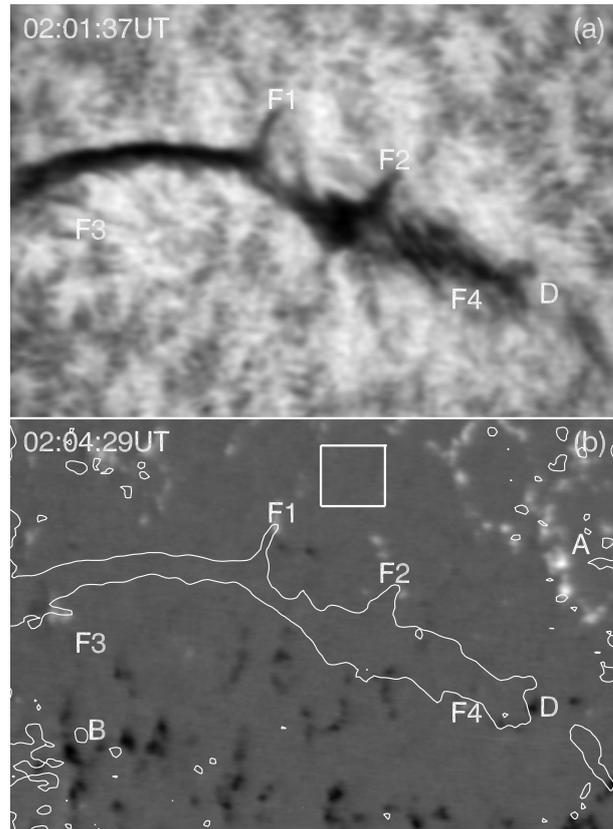


图 2.3: (a) 暗条 $H\beta$ 单色像。(b) 暗条周围的光球纵向磁场, 白色实线为 $H\beta$ 单色像暗条的轮廓。

近的正极网络磁场具有很多相似性。这与Zhang & Zhang (2000)的观测结果一致。与 $H\beta$ 色球单色像比较, 暗条以外的纤维结构在 $H\beta$ 色球磁场有一定的对应关系。Zhang 等 (1991)也有类似的观测。与光球磁场不同的是在暗条的位置色球 $H\beta$ 磁图有明显的磁偏振信号, 特别是在暗条的东段。磁偏振信号的强度明显比背景噪声要强。图2.5中画出了暗条磁场在空间的分布, 图2.4a中标出了直线的位置, 箭头filament指出了暗条的磁偏振信号强度。我们可以看出暗条位置对应的磁场信号明显比其它位置的信号强。

2.4 讨论

在这部分工作中我们比较了暗条的以及相应的光球和色球磁场。一般来讲暗条的走向主要由背景的光球磁场所确定。从四个边足附近的磁场分布, 我们都

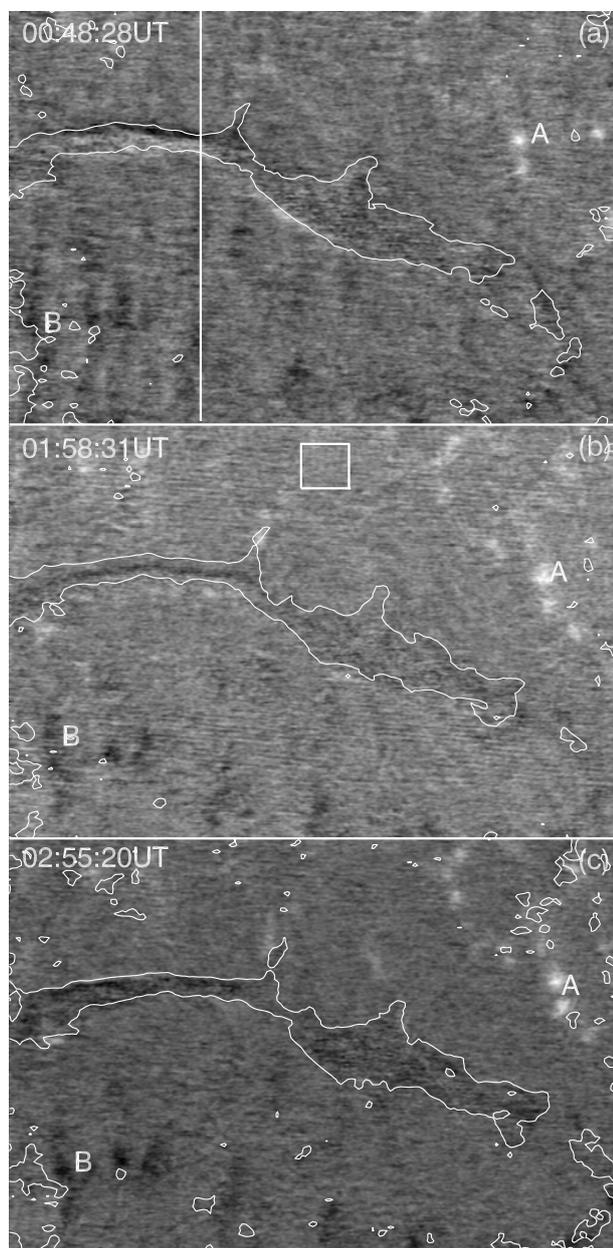


图 2.4: 暗条的色球 $H\beta$ 磁场在不同时刻的演化。(a) 00:48:28UT, 白色竖线表示磁场分布的位置; (b) 01:58:31 UT, 方框表示计算磁场噪声的区域; (c) 02:55:20UT, 白色实线为 $H\beta$ 单色像暗条的轮廓。

看到了与光球背景磁场相反的异性磁场,即寄生磁场。其中图2.3b中F1和F3的端点附近还有偶极磁场出现,表明暗条的边足有可能是暗条的次级结构,即更小的暗条。

在暗条以外,色球 $H\beta$ 磁场的结构与光球磁场结构具有一定的相似性,比如在点A附近的正极磁场和点B附近的负极磁场,不同的是 $H\beta$ 色球磁场的噪声水平较高($3\sigma \approx 39$ 高斯)。这与Zhang & Zhang (2000)观测的结果一致。同样用怀柔基地太阳磁场望远镜,Zhang & Zhang (2000)观测了宁静区的光球和色球的纵向磁场,发现太阳光球和色球的网络磁场都存在一定的相似性。

边足F1和F3附近的两个寄生磁场在 $H\beta$ 色球磁图中仍然可以分辨出来。这说明较强的磁场可以延伸到更高层大气。

在这部分工作中,我们观测到的最值得关注的现象是在暗条的位置观测到了色球磁场信号。暗条的磁场强度达到70高斯,明显超过39高斯的噪声水平。考虑到暗条离日面中心较远,纵向磁场应该包括暗条的水平和垂直分量。以前的观测通常测量位于日面边缘以外的日珥的不同点的视线方向的磁场强度,而我们则是首次观测了日面暗条内部纵向磁场的二维分布。

$H\beta$ 4861.34 Å谱线的等值宽度较宽,有4.2Å。在吸收线的情况下表现为反常塞曼效应,即有三条以上的子线分裂。朗德因子约为1。 $H\beta$ 谱线的线心形成在光球以上1900公里(Allen 1973; Qu & Xu 2002),适合测量色球磁场(Stenflo 1985)。怀柔磁场望远镜滤光器的透过带宽为0.12 Å,多普勒运动加宽主要在线心,线翼的加宽主要是由共振阻尼和斯塔克效应所致(Zhang & Zhang 2000)。斯塔克效应是谱线在外部电场的作用下产生分裂,这种效应对谱线轮廓产生的影响不像Zeeman的分裂那样关于线心是对称的,而是在谱线的一翼。宁静暗条的速度通常在3至8 km s⁻¹之间(Engvold 1986; Aulanier 等 1998)。暗条内部3km s⁻¹的运动产生的谱线位移仅为0.05 Å,因此暗条内部的运动引起的多普勒位移相对于 $H\beta$ 谱线的等值宽度不是很大。

在256帧叠加时,如果不同帧之间没有对齐,左右旋圆偏振光相减时也会产生不真实的偏振信号。我们观测一个 $H\beta$ 色球纵向磁图只需要40秒的时间,并没有进行更多帧的叠加。因此第一帧和最后一帧的移动不是很大。而且,左旋圆偏振光和右旋圆偏振光是相互交替保存的,时间间隔不到0.02秒。相减时至少对应的两帧偏振像是基本对齐的,当然,开始几帧和最后几帧也有不对齐的可能。

López Ariste 等(2005)最近对一个日珥用 $H\alpha$ 线进行了偏振光谱观测,他们

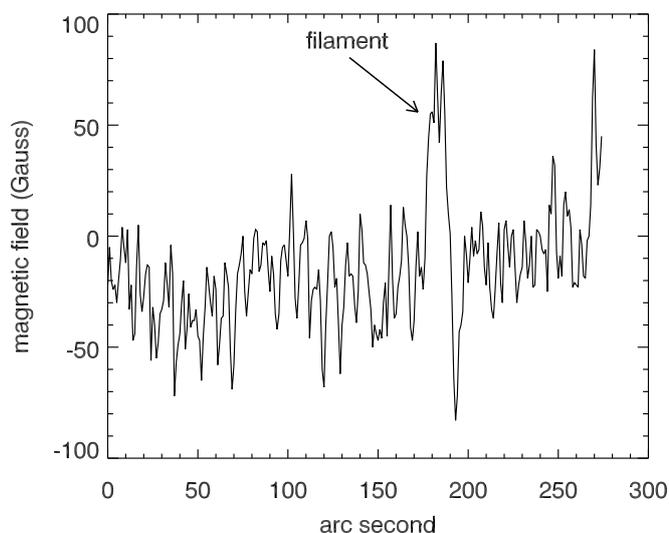


图 2.5: 暗条的 $H\beta$ 偏振信号与宁静区偏振信号比较。测量的位置是沿着图2.4a的垂直白线强度分布, 这条白线通过暗条及其附近的宁静区。箭头指出了暗条的磁场强度。

发现Stokes Q和U的分量表现为共振散射所形成的轮廓。而斯托克斯V信号并没有表现出如同塞曼效应所形成的关于线心反对称的轮廓, 他们认为产生这种V信号的机制可能有两种: 一种是塞曼效应, 另一种是共振散射的指向对齐机制。目前这两种机制在形成圆偏振信号的过程中哪一个占有更大的比重还不是很清楚, 仍然需要进一步的理论和观测研究工作。

由于暗条离日面中心较远, 我们测量的暗条视线方向的磁场也有沿着暗条主轴方向的分量。当暗条靠近日面边缘时, 散射的成分也会有所增加, 这意味着谱线的偏振由汉勒效应产生的可能性也有所增加(Stenflo 等 2002)。暗条处于较高的色球层, 由于暗条的在日冕对 $H\beta$ 谱线的辐射转移理论研究到目前为止还不是发展得很完善, 暗条本身的磁偏振信号与磁场对应关系没有象光球磁场那样具有可靠的对应关系。按照光球磁场的定标方法推算的暗条磁场强度是40-70高斯, Zhang & Zhang (2000) 的结果表明, $H\beta$ 磁场强度的5倍与光球磁场强度相关很好。如果按照这样定标的话, 我们测量的暗条的色球磁场强度大约在十几高斯左右。

从暗条的二维纵向磁图中我们发现暗条的磁场正负极性都有, 而且随时间

变化：有时只有单个极性，有时两侧的极性相反。从 $H\alpha$ 像看，暗条的几何形状一般像竖立着的薄板，垂直方向的纵向磁场与这种形状的相符合。用汉勒效应观测的结果表明日珥的磁场方向主要是水平方向，和暗条的主轴有一个较小的夹角(25-30°)。那么暗条的磁场到底是什么样的呢？我们的结果暗示暗条的磁场可能具有缠绕位形。所以同一个暗条中可以才有不同方向的磁场。

2.5 结论

我们在这部分工作中观测了一个宁静暗条的光球和色球磁场。通过与暗条的色球单色像比较，我们发现暗条的下面没有纵向磁场，暗条的边足附近存在寄生磁场。在暗条附近，我们发现光球和色球的宁静区磁场结构存在一定的相似性。用 $H\beta$ 4861.34 Å谱线我们在暗条对应位置测出了明显的Stoke V圆偏振信号，表明暗条本身内部存在方向不同的纵向磁场，并且随着时间变化。我们的结果暗示暗条的磁场具有缠绕位形。由于色球谱线在太阳大气中的辐射转移过程的理论还有待完善，我们测量暗条色球磁场的工作只是一个初步结果。还需要在观测和理论方面做进一步深入发展，才能测量到更为可靠的暗条磁场。

第三章 日冕物质抛射前沿的形成

3.1 引言

日冕物质抛射(CME)是太阳向行星际空间突然抛射等离子体和磁场的一种瞬变现象。最早的日冕活动是从每日的日冕白光像的变化中察觉到的,称为“日冕瞬变”(MacQueen 等 1974)。到上世纪七十年代,随着空间日冕仪投入观测,人们才从较高时间分辨率的日冕白光像中看到CME的壮丽画面。早期的CME观测表明CME与太阳表面活动,例如耀斑和暗条爆发,有密切的关系(Gosling 等 1976)。一般来说,CME总在日面以上一个太阳半径的高度被观测到,因此从时间上看比出现在色球层的耀斑晚。于是,CME自然地看成是耀斑在日冕大气的反应。然而,Harrison (1995)通过比较太阳极大年任务(Solar Maximum Mission, SMM)卫星上的日冕仪的资料,发现耀斑的开始时间并不总是比CME的开始时间早,而是在耀斑开始前后的一两个小时以内。说明CME并不一定是由耀斑引起的。于是,研究CME的起源,比较CME及其相伴的耀斑的开始时间顺序,成为目前太阳物理研究领域内的一个重要课题,是理解太阳爆发物理机制的重要依据。

因为CME一般在日面边缘以外观测,而耀斑与暗条爆发通常出现在日面,所以在空间日冕观测之前,很难将这几种活动结合在一起研究。现在结合地面和空间各种观测仪器的资料使得我们可以用不同波段的观测资料研究一个爆发活动在不同大气环境的不同表现。CME在白光日冕像上通常最早以亮环的形式出现在日面以上0.5个太阳半径的高度(Fisher 等 1981; Gopalswamy 等 1997; Srivastava 等 2000),而CME的前沿和暗腔在接近日面以上一个太阳半径(R_{\odot})的高度才完全形成。由于靠近日面边缘的内冕的散射光较强,CME的前沿形成之前的演化很难观测到。而在色球单色像上显示出精细结构的暗条也许是CME早期产生和发展最好的示踪器(Maričić 等 2004)。

CME的前沿的形成是一个长期困扰太阳物理学家的问题。Fisher 等(1981)用Maona Lao太阳天文台的MK3日冕仪观测了一个CME,发现在亮环形成之前,有一个暗区围绕在暗条的周围。Dere 等(1997)研究了一个用SOHO卫星观测的CME事件。在刚开始爆发时,日珥周围是一个暗腔,外边缘有一个亮

环。CME的亮环被认为是等离子体在跨过活动区的冕流环顶的堆积(Plunkett等 2002)。在灾变模型的基础上, Lin & Soon (2004)以及Lin 等(2004)从理论上研究了CME的形态特征的演化, 提出CME外边缘的高密度壳有可能对应CME的前沿, 而快速膨胀的暗腔充满了低密度的等离子体, 中心的亮核是爆发的暗条。

在上述过程以及产生各种各样的形态特征中, 磁场重联具有重要的作用(Martens & Kuin 1989; Forbes & Priest 1995; Lin & Forbes 2000; Lin 2002)。随着活动区的磁场系统逐渐失去力学平衡, 磁通量绳被向上抛出去, 外面闭合的磁场被撑开。这样一来两侧的方向相反的磁场相互靠近, 在交界处形成了电流片。通过发生在电流片中的磁重联, 原来贮存在磁场中的自由能转化为动能向外抛射等离子体和磁场, 产生CME, 同时转化的热能加热了太阳大气, 产生耀斑以及耀斑后环。

重联过后的磁通量从电流片下端被送到太阳表面附近, 形成不断膨胀的耀斑环系。磁扩散(或电流片)以外的区域磁通量守恒以及磁场在任何地方的散度为零要求同样多的重联磁通量从电流片的上端被送出, 于是就形成了快速扩展的CME气泡(bubble)。等离子体以及磁场填充在外部壳层里。Lin 等(2004) 以及Lin & Soon (2004)尝试性地将外壳、膨胀的气泡和磁通量绳分别对应于CME典型的三分量结构: 前沿、暗腔和亮核(Hundhausen 等 1994; Low 2001)。

在论文的本部分工作中, 我们分析了一个2003年2月18日出现在日面西北边缘的具有典型的三分量结构的CME事件的早期演化过程。该事件伴有一个极冠暗条的爆发和一个双带耀斑。尽管耀斑的X-射线流量较低, 但相对缓慢的初始过程使得我们能够更为仔细的研究爆发过程的早期阶段。这部分工作的主要目的是定量地分析CME的各个结构特征的形成以及它们与暗条爆发和耀斑的时间顺序关系。另外我们对爆发暗条早期在不同波段的形态特征的演化也进行了研究。

3.2 观测资料

2003年2月18日的爆发事件是从一个位于日面西北部边缘的长暗条(N30-43, W40-48)的爆发开始的。这一过程为空间和地面的几个观测仪器所记录, 它们包括太阳日球天文台(Solar Heliospheric Observatory, 缩写为SOHO)卫星上的极紫外成像望远镜(Extreme Ultraviolet Imaging Telescope, 缩写为EIT)、大角

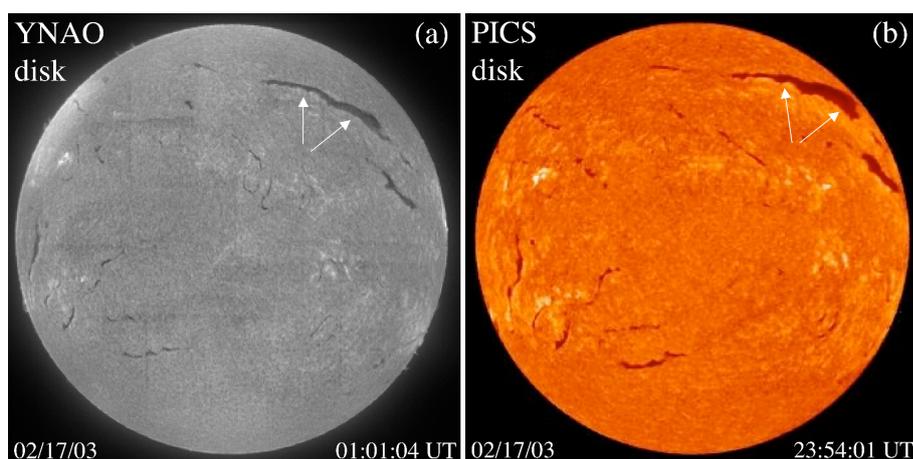


图 3.1: 云南天文台的全日面 $H\alpha$ 望远镜和MLSO的PICS观测的全日面 $H\alpha$ 像。两个箭头标出了即将爆发的暗条。

度分光日冕仪(Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment, 缩写为LASCO), 同步环境实用卫星(Geostationary Operational Environmental Satellite, 缩写为GOES)上的太阳X-射线成像仪(Solar X-ray Imager, SXI), 以及还有美国夏威夷的Mauna Loa太阳天文台(MLSO)的内冕研究偏振计(Polarimeter for Inner Coronal Studies, 缩写为PICS)和MARK IV K冕仪(MK4)。该暗条在2003年2月18日爆发前的四天内一直保持稳定。图3.1是用云南天文台的全日面 $H\alpha$ 望远镜和MLSO的PICS记录的暗条爆发前的 $H\alpha$ 单色像, 箭头指出了将要爆发的暗条。

PICS望远镜带有一个可移动的遮挡盘, 既可以观测日面的 $H\alpha$ 像, 又可以把日面遮住观测日面边缘的日珥像。PICS的视场大小是 $0-2.25R_{\odot}$, 时间分辨率是3分钟。结合日面和日面边缘以外的 $H\alpha$ 像, 我们就可以捕捉暗条爆发的早期从日面到低日冕的整个演化过程¹。时间间隔为12分钟的EIT 195 Å像反映了爆发暗条在低日冕以及耀斑在日面的演化。EIT 195 Å的电影可以在SOHO的网站上找到, 而局部像电影显示的精细结构更加清楚²。

SXI的软X-射线像的时间分辨率是4分钟, 空间分辨率是每个像素5角秒。观测波长范围是1-100 Å, 反映了 10^6-10^7 的温度下的爆发暗条和耀斑的演化特征。尽管软X-射线像的空间分辨率较低, 图像比较模糊, 但暗条和耀斑带的轮廓仍

¹ http://sun.bao.ac.cn/staff/baoxm/halpha_0218.gif

² <http://sun.bao.ac.cn/staff/baoxm/0218-eit.gif>

然可以从动画中分辨出来,并很容易找到 $H\alpha$ 和EIT像的对应结构。MK4的白光像的视场范围是日面以外 $0.08-1.85R_{\odot}$ 。LASCO C2和C3的视场为 $2-30R_{\odot}$ 。

结合这些观测资料,我们就能研究爆发暗条在从太阳表面到距日心 $6R_{\odot}$ 范围内的初始演化以及发展过程。本部分工作主要定量地分析了CME前沿的形成及其相应的耀斑和暗条爆发的时间关系。同时也讨论了暗条在爆发的初始阶段的加热过程。

3.3 结果分析

图3.2反映了该爆发活动在各种不同波段的早期阶段演化,包括 $H\alpha$, EIT 195 Å和软X-射线像。图3.2的最上面一行是 $H\alpha$ 日面以及日面以外的合成像。爆发的暗条结构在日面内外都可以看到(图3.2a-d)。在01:50 UT时刻,暗条的中部上升至 9.0×10^4 km,我们看到暗条上升部分的底部变亮(图3.2a中的箭头)。到01:59 UT,暗条的顶部上升至 1.6×10^5 km,暗条底部的亮结构向两端扩展(图3.2b中的箭头)。由于日面被遮挡,在暗条上升到半个太阳半径的高度我们仍然能够看清暗条的整个轮廓(图3.2c)。在02:26 UT时刻,暗条上半部移出了PICS的视场。

EIT 195 Å像和软X-射线像分别显示在图3.2的下面两行。同 $H\alpha$ 像相比,我们从图3.2f和3.2g中看出暗条的缠绕结构。比较图3.2a, 3.2b和图3.2f和3.2g,我们注意到耀斑带在 $H\alpha$ 像比EIT 195 Å像要早出现。通过仔细观看SXI电影³,我们发现在暗条爆发前,从SXI像中无法分辨出暗条。一旦暗条开始上升运动,它的轮廓就能分辨出来。在02:01 UT,暗条顶部出现了一个特别亮的圆点(如图3.2j中箭头所指),同时暗条的足点部分也开始增亮。随后位于暗条的顶端的亮点消失,而暗条足点的亮点则逐渐变亮,与 $H\alpha$ 和EIT耀斑带对应,这说明暗条(更准确地说是磁环)的顶点和足点被加热到 1.5×10^6 K以上。

考虑到太阳耀斑,爆发暗条和CME的相伴关系(例如Lin & Forbes 2000; Lin 2004),我们认为这些增亮表明在CME之后(或者暗条的下面)的低日冕磁重联区域有加热过程在进行(Forbes & Acton 1996)。这些热能首先传到色球($H\alpha$ 增亮),然后再到更高的大气(极紫外增亮)。

在EIT 195 Å像中,耀斑发展成两条平行的亮带以及增长的耀斑后环,同时软X-射线像当中一些亮的特征也出现在暗条的顶部和耀斑带的位置。这说明暗条首先上升的部分被加热到更高的温度。由于SXI的动态范围有限,暗条的亮结

³ http://sun.bao.ac.cn/staff/baoxm/sxi_0218.gif

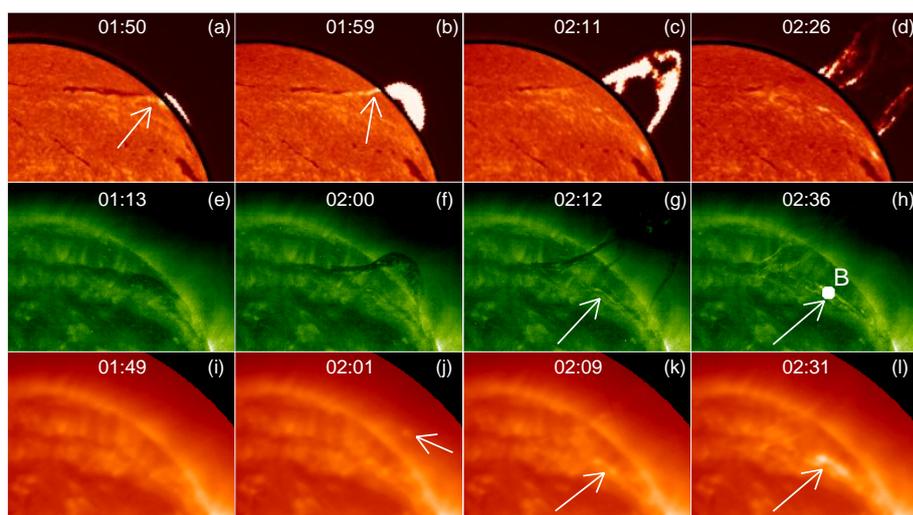


图 3.2: 2003年2月18日爆发事件在不同波段大气表现。最上面一行是PICS的 $H\alpha$ 日面和边缘的合成图。箭头标明了暗条底部的增亮位置。中间一行是EIT 195 Å像。点B标明了测量耀斑亮度变化的位置。下面一行是GOES SXI 像, 白色箭头分别指明的暗条的顶点在02:01 UT和在02:09 UT以及02:11 UT暗条足点(耀斑)增亮的位置。

构在图3.2的最下面一行的图中很难看到, 但在SXI的电影中可以比较容易的看出来。这些亮特征在 $H\alpha$ 像中也能找到对应关系。到03:30 UT以后, 耀斑后环出现在EIT 195 Å像上, 并在耀斑带变暗后仍然持续了三个多小时。同一时间, 由于空间分辨率较低, 在SXI像中耀斑后环呈现出模糊的发射线特征。

在爆发暗条完全离开PICS和EIT 195 Å像的视场之前, MK4白光像中就能分辨出后来导致CME在日冕中产生的扰动(图3.3), 这种扰动表现为在靠近日面边缘的一块面积逐渐变大, 亮度逐渐变暗的区域(图3.3a-3.3d 以及gif电影⁴)。变暗的区域最早是从01:52 UT时刻辨认出来的(如图3.3c中的箭头所示)。在01:58 UT CME的前导边缘形成在变暗区域的边界, 高度为 $1.46R_{\odot}$ 。在02:01 UT 时前导边缘变的更加清楚, 高度升至 $1.65R_{\odot}$ 。与此同时, 暗条的顶部也露出了MK4日冕仪的遮挡面。具有典型的三分量结构的CME在02:04 UT已经基本形成, 图3.3g里的箭头EP, CA和LE分别标明了CME的亮核(或爆发暗条)、暗腔以及前导边缘。CME的三分量结构也可以在LASC0 C2和LASC0 C3的日冕

⁴ <http://sun.bao.ac.cn/staff/baoxm/mk4.0218.gif>

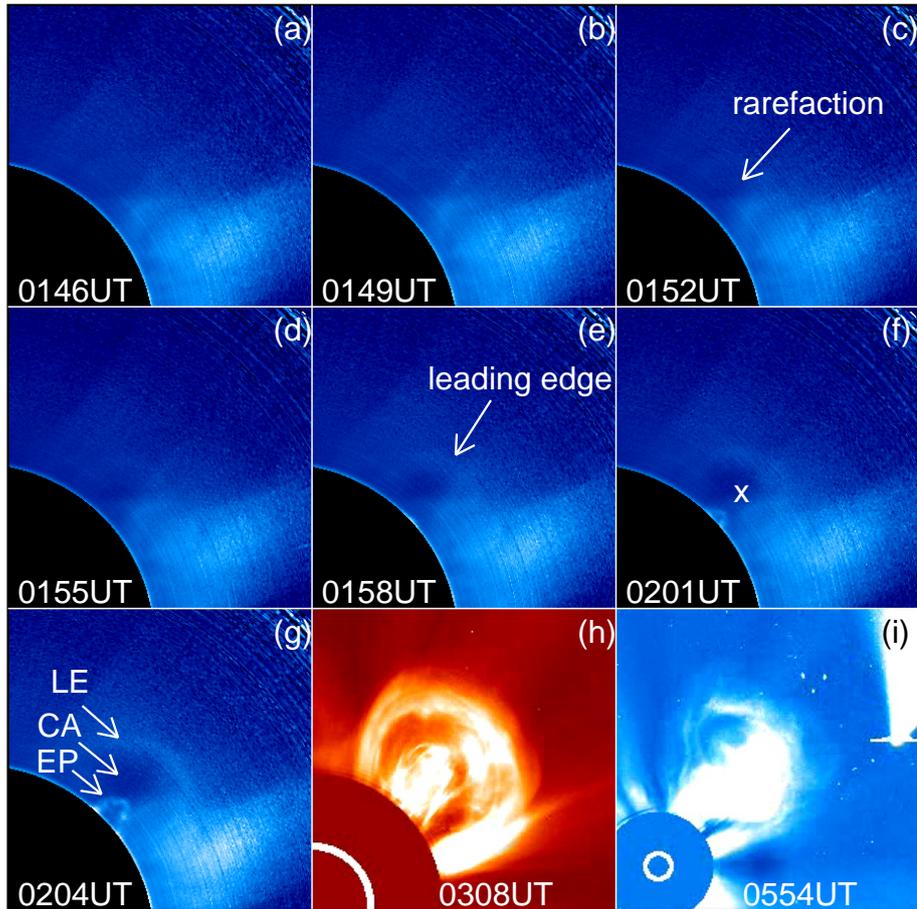


图 3.3: CME暗腔和前沿的形成。(a)-(b) 日冕白光像强度变暗几乎察觉不到。(c) 可以察觉到的变暗的区域(箭头)表明CME的最初开始。(e) 箭头所示的亮环标志着CME的前沿的形成。(f) 中的×号指出了图2.5中测量日冕白光像亮度的位置。(g) 中的箭头EP、CA和LE分别标出了CME的亮核(暗条)、暗腔和前沿。(h) CME在LASCO C2像中具有典型的三分量结构。(i) CME的LASCO C3像。

像中看到。如果我们仔细比较耀斑带在 $H\alpha$ 像中的增亮和CME的前导边缘的形成的时间,我们发现它们相关得很好。这就间接地证明了Lin 等(2004)所预言的CME的气泡与耀斑环都是磁重联的产物。

图3.4画出了CME各部分随时间变化的曲线。在CME的前沿形成之前,暗条一直在缓慢上升。在01:58 UT,前导边缘形成之后,CME和暗条同时加速,最大瞬时加速度接近 1 km s^{-2} ,在LASCO C2 范围内平均加速度为 135 m s^{-2} ,CME和暗条在C2的视场范围内加速度明显减少。根据SOHO LASCO CME目录列出

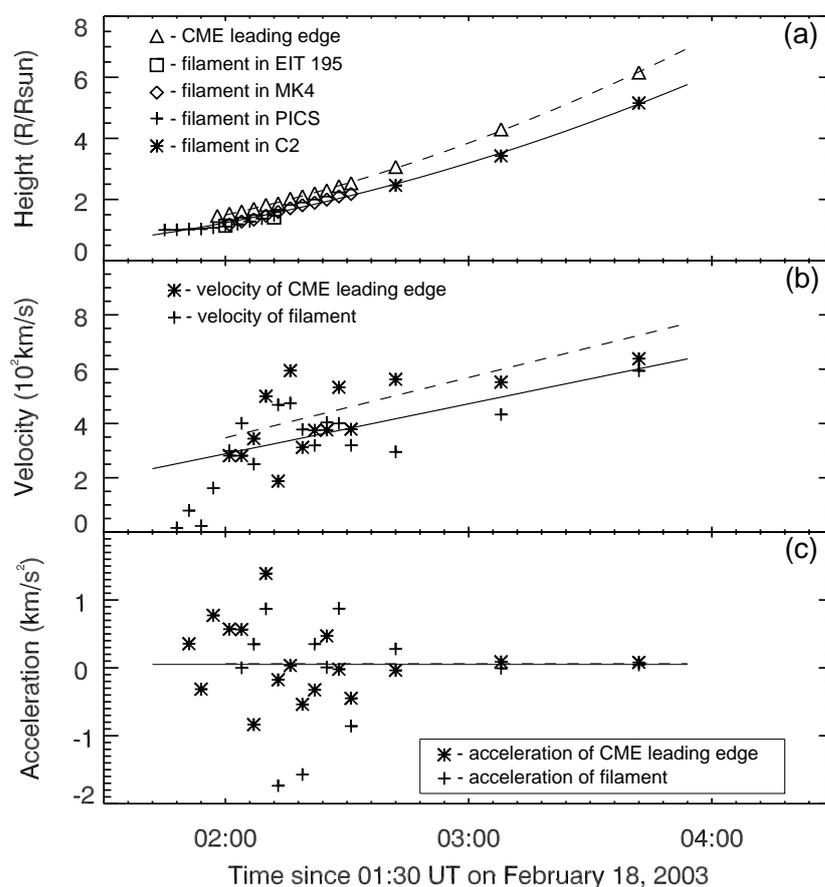


图 3.4: CME和暗条的高度-时间图(a)、速度-时间图(b)和加速度图(c)。虚线(实线)表示CME前沿(暗条)高度-时间数据的二次拟合曲线。

的数据, 该CME的线性拟合速度大约为 888 km s^{-1} , 最终速度将近 1000 km s^{-1} 。

为了更好的说明暗条初始爆发, CME的初始发展以及耀斑的出现, 我们把暗条和CME前沿的高度随时间的变化, GOES的X-射线流量变化, MK4和EIT 195 Å 像的亮度变化分别画在图3.5中。在测量EIT 195 Å 像的亮度时, 为避免不同位置亮度的突变影响测量结果, 我们在耀斑带的中心选一个点, 以该点为圆心, 以5个像素为半径的圆形区域(如图3.2h中的白色实心圆所示), 这一区域的亮度最大值即为EIT 195 Å 像中耀斑的亮度。MK4白光像的亮度是测量距日心1.3太阳半径的固定点(如图3.3f中的×号所示)。因为MK4白光像是由电子对来自光球的汤姆逊散射沿着视线方向穿过光学薄的日冕等离子体的积分贡献形成的, 因此MK4的亮度正比于日冕的电子密度。从而日冕像亮度的变化可以定量

地表明日冕物质密度的变化。

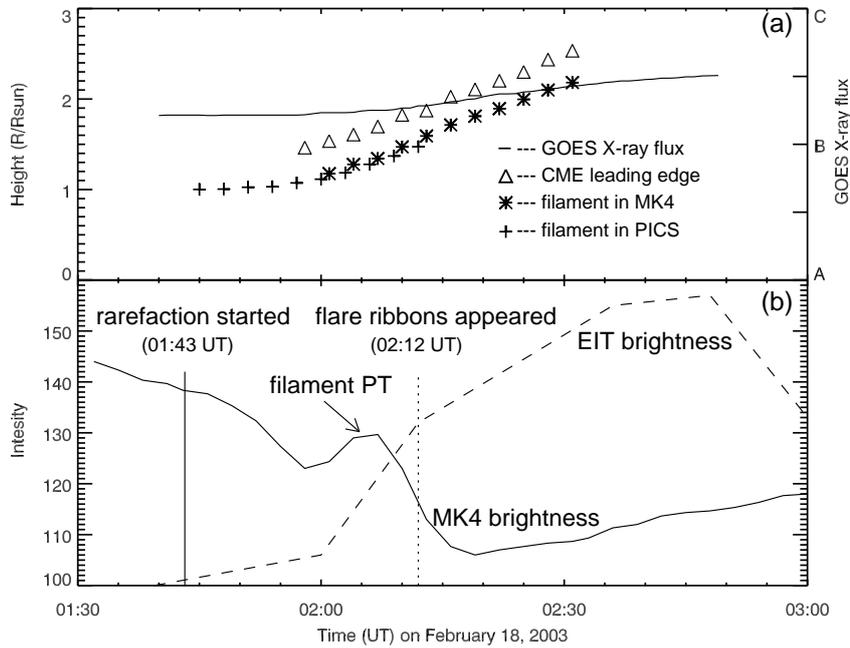


图 3.5: 耀斑、暗条和CME初始阶段的时间和空间关系图。(a) GOES的X射线流量、暗条(*)和CME(+)的高度随时间的变化。(b) EIT 195 Å像的亮度变化反映耀斑的出现时间。MK4白光像的亮度变化反映了CME的初始过程。箭头PT标出了爆发的暗条通过测量点(图3.3f中×点)时,使亮度突然增加的过程。竖直实线标明CME开始变暗过程的开始,竖直虚线标明耀斑开始时间。

通过比较图3.5a和3.5b,我们发现当暗条刚上升时,软X-射线流量增加十分缓慢,对应的耀斑为B级。CME开始的过程通常是从暗条或CME的高度反映出来。CME前沿的最早的高度即是CME开始的时间。而日冕像亮度变化的曲线能定量的反映出CME过程更早时间的演化。从图3.5b中我们可以看出日冕像的亮度变化可以分为三个阶段:第一个阶段是在CME的前导边缘形成之前(01:58 UT),日冕像的亮度开始缓慢减低,定量地表明变暗的过程已经开始。这一过程在日冕像中很难察觉到。我们注意到这一变暗的过程与暗条的缓慢上升过程基本同步。第二个阶段(02:01 UT-02:20 UT) CME的前导边缘开始形成,日冕像的亮度明显下降到最低点。在此期间,有一个突然上升的峰(如图3.5b中的箭头PT所示),是由于明亮的暗条通过亮度测量点时所导致。这时暗条和CME前

沿同时开始加速。在此其间EIT 195 Å 像的亮度一直在增加,当达到一定的值时(02:12 UT)耀斑带出现(图3.5b中的垂直曲线),耀斑带的亮度到02:48 UT时达到最大。第三个阶段(02:20 UT-03:00 UT),CME暗腔的亮度从最低点开始逐渐增加,CME的加速度也逐渐减小。

3.4 讨论

在这部分工作中我们讨论了发生在2003年2月18日的一个典型的CME事件。日冕像显示这一事件有明显的三分量结构,由一个逐渐变暗的区域开始,前导边缘就形成在变暗区域的周围。因为暗条位于日面的西北边缘附近,爆发事件的各种特征比如暗条爆发,耀斑和CME都从很好的角度得到观测,特别是MK4的白光日冕像以非常高的时间和空间分辨率揭示了CME早期阶段的演化过程。远紫外像和日冕像的亮度变化定量地反映了CME各种特征的时间顺序关系。

尽管暗条极其缓慢的运动从00:00 UT和00:12 UT的EIT 195 Å 像的对比中就可以看出,但暗条比较明显的运动还是从02:30 UT开始,而CME在日冕中引起的变暗过程也是在同一时间开始。这说明暗条和CME为同一种物理机制所驱动(Srivastava 等 2000)。虽然X-射线流量比较弱(X-射线流量B级),可是在EIT 195 Å 像的耀斑带和耀斑后环十分清楚。CME开始后40分钟,耀斑带开始变亮,而耀斑后环在03:30 UT后才升起。值得注意的是虽然耀斑不是十分的明亮,CME的最终速度达到了接近 1000 km s^{-1} 。这说明快速CME不一定总是伴随着传统($\text{H}\alpha$)大耀斑。

CME的开始时间是一个近年来广泛研究的课题。首先,CME的开始时间一直没有明确的定义。其次,CME的初始阶段十分接近日面,日冕仪很难观测到。以前的研究一般是通过CME在 $2R_{\odot}$ 的速度以匀速或加速度来反推到太阳表面。这种推算方法有很大的误差,因为我们既不知道CME在初始阶段有多大的加速,也不知道CME是否起源于太阳表面或者开始于一定的高度。Harrison (1995) 分析了太阳极大年任务(SMM)的日冕资料,指出CME可能在耀斑开始前后的几十分钟内的任何时刻开始,起始高度在太阳表面以上 $0-0.5R_{\odot}$ 范围内。Zhang 等(2001)利用LASCO C1的日冕资料来确定CME的前沿最早观测到的时刻。由于LASCO C1的观测谱线是日冕发射线($\text{Fe XII } 5303 \text{ \AA}$),CME的特征只能从较差像中呈现出来,因而无法看到CME前沿形成之前更精细的演化特

征。另外, Fe XII 5303 Å 发射线的强度与温度为二百万度的等离子体密度的平方有关, 而日冕白光像的强度只与电子密度有关(Harrison 2003)。所以, 我们用MK4的白光日冕像能观察到CME前沿形成之前的过程, 进而可以得出有关前沿的形成更为可靠的结论。

暗条在爆发前经常会经历一个缓慢的上升过程(Sterling & Moore 2004, 2005), 这一过程表明整个磁系统在失去力学平衡之前经历了一系列缓慢的准静态过程。在此期间, 虽然MK4日冕像没有明显的CME特征, 但日冕亮度的减少暗示着暗腔的形成, 即CME已经开始。从另一方面也说明暗条活动是CME的一部分, 也就是说暗条及周围整个磁系统的爆发。

图3.5表明CME前沿的形成是在暗条开始明显加速, 同时也是暗腔的亮度减低到一定值的时候。由此我们可以推测CME的前沿可能是暗腔内的等离子体和磁场被向外抛射的结果。如果我们定义耀斑的开始时间为EIT 195 Å像开始增亮的时刻, 那么耀斑开始时间为02:12 UT, 比CME的开始过程晚约四十分钟。对于自由能较大的爆发活动, 耀斑和CME的相关性较好, 即它们的开始时间较近(Zhang & Low 2002; Lin 等 2004)。从某个方面讲, 图3.5是一个典型的太阳爆发的时间和空间顺序表。

我们的观测结果可以与目前有关CME/耀斑的模型进行对比。一些模型认为, CME爆发之前就有类似的结构如冕流、暗腔和内部的暗条。CME就是这些结构的膨胀结果。的确, 有些CME是与这些冕流的结构爆发有关, 如2003年10月26日的一个CME就是冕流膨胀的结果, 而日面上却没有观测到任何活动特征(Bao 等 2006b)。但还是有些CME在开始之前没有观测到相应的冕流。我们在这部分工作中研究的CME事件就没有冕流, 它的前沿是后来形成的。这说明CME与冕流并不存在必然的联系。此次CME事件的各个特征在磁流绳的灾变模型中找到很好的对应。这些特征包括暗条的缓慢上升, CME前沿的形成, CME的加速, 耀斑的开始时间和CME的速度等。

在爆发活动的早期, 即暗条的缓慢上升阶段, 我们没有在暗条以及足点附近观测到增亮出现, 说明磁系统正经历接近失去机械平衡的过程, 而磁重联并没有发生。当暗条继续上升时, 跨过暗条的磁场被强烈的拉伸, 于是在暗条的下部电流片就形成在磁场方向相反的交界面, 当磁重联过程在电流片中开始进行时, 暗条的运动就开始加速了(见Lin 等 2004图8a和8c)。而重联后的磁通量和等离子体通过电流片的上下两端离开电流片。向下的流动(参考McKenzie &

Hudson 1999; Asai 等 2004; Sheeley 等 2004的观测证据) 加热色球产生了耀斑带和耀斑后环; 向上的流动将电流片中的等离子体和磁通量送入CME分界面的气泡(separatrix bubble), 填充在CME的外层边缘, 形成了CME的前沿, 并且快速向外扩展。

结合我们的观测, 我们察觉到日冕像变暗发生在01:52 UT, 表明重联的等离子体向外(向上)流动, 这时暗条的高度是 $9.0 \times 10^4 \text{ km}$ (约 $0.11R_{\odot}$)。在01:58 UT, 暗条上升至 $1.6 \times 10^5 \text{ km}$ ($\sim 0.23R_{\odot}$), CME的前沿形成, 表明磁绳的外壳密度越来越大。到02:12 UT, 耀斑带出现, 表明暗条的色球足点被沿着电流片的向下的等离子体和高速粒子流加热, 这时暗条的高度是 $3.9 \times 10^5 \text{ km}$ ($\sim 0.56R_{\odot}$)。

Fisher 等(1981)用MLSO当时的MK3日冕仪同样观测到了一个CME早期阶段在CME前沿形成之前的日冕像变暗的现象。与我们目前的工作一样, CME的前沿形成在暗条开始加速之前, 这时有一个变暗的区域向外扩展。另一个值得注意的重要特征是亮环形成在变暗区域的前面。在Fisher 等(1981)的情形中, 亮环形成在变暗区域的两边, 一小时后才完全把变暗区域围绕起来。而在此次CME事件中, 亮环的各个部分几乎同时变亮。在两种情况中, 亮环都位于CME的前沿位置。

如果像一些作者所建议的那样: CME的前沿是由等离子体堆积在CME前面部分(Plunkett 等 2002, Forbes 2000中的图3), 那末CME气泡的最远的部分应该首先增亮, 因为这部分的CME前沿运动得最快, 最有可能堆积在一起。显然Fisher 等(1981)以及目前的观测很难被等离子体堆积在CME的前部所解释。考虑到一部分经过磁重联后的等离子体和磁通量离开电流片的上端, 变成CME气泡的一部分沿分(例如Lin 等 2004; Lin & Soon 2004), 从电流片流出的质量可以使CME气泡的密度增加。由于等离子体被冻结在电流片附近的磁场, 重联的等离子体只能沿着磁分界面进入CME气泡, 并持续地填充非常薄的气泡外壳。这样环绕在CME气泡的外壳的密度明显高于周围日冕环境的密度(对CME气泡的详细讨论可参考Lin 等 2004中的图9和Lin & Soon 2004中的图6)。

Lin 等(2004)和Lin & Soon (2004)的理论工作发现外层的等离子体密度可以达到CME 以外的日冕密度的100倍, 是CME气泡与磁绳之间区域等离子平均密度的5倍。Lin & Soon (2004)注意到直到电流片形成以及磁重联开始以后CME气泡外层的等离子密度才比其他部分高(参看Lin & Soon 2004中的图10)。对比

本项工作的有关结果,我们发现2003年2月18日事件所产生的CME基本上证实了Lin等(2004)和Lin & Soon(2004)的结论,即高密度的外壳,低密度的气泡和磁绳与CME的前沿,暗腔和亮核一一对应。

除了CME的演化特征外,另一个值得提起的现象是当暗条升到一定的高度时,它首先升起的中间一段的底部出现了增亮特征。最早是在01:50 UT时刻看到的。通常情况下,暗条从日面上升到日面以外时,由于背景突然变暗,暗条也会由暗变亮,成为日珥。然而在此次事件中,暗条的增亮部分出现在暗条靠日面的部分,并且暗条还未完全移出日面。我们认为暗条的下部增亮并不是由于边缘效应,很可能是由于暗条被加热所致。

爆发暗条内的加热机制目前还不是很清楚,有可能类似于冕环加热。观测表明亮冕环比冕环的等离子体冷却时间长。因此为了平衡环内等离子体的冷却应该存在加热过程。纳耀斑(nano-flare)通常被用来解释冕环内的加热过程(例如Parker 1988; Cargill 1994; Cargill & Klimchuk 1997; Patsourakos & Klimchuk 2005)。Parker(1988)利用纳耀斑来解释日冕加热,而一些作者(Cargill 1994; Cargill & Klimchuk 1997; Patsourakos & Klimchuk 2005)则用来解释冕环的加热。不管应用到什么情况,都是假设发生加热的区域充满了一些磁场纤维。这些磁场纤维相互作用形成小电流片,其中的耗散则加热纤维中的等离子体。Parker(1988)认为储存在磁纤维间因重联耗散的能量为 10^{24} 尔格,因而称为纳耀斑。

考虑到暗条内部充满了磁纤维,这些磁纤维在暗条爆发的早期阶段处于非线性无力场状态,而发生在冕环内部的纳耀斑过程也可能发生在暗条内部,并且可以说明暗条的加热。卫星实地测量表明靠近地球的CME磁云中的磁场可以很好地用线性无力场来近似描述(Goldstein 1983; Marubashi 1986)。这说明一开始是非线性无力场的磁场在接近地球时必须以一定的方式发生耗散。Lin等(2004)的计算结果表明这种耗散很可能发生在处于并不守恒的极向场。Filippov & Koutchmy(2002)以及Ji等(2003)观测到了爆发暗条内部的加热现象。因为两个暗条在到达一定的高度是停止了上升,它们最后并没有发展成CME。这为我们提供了一个很好的机会仔细观察暗条的内部结构。暗条内缠绕的特征说明在暗条刚开始上升时可能发生了内部重联。Filippov & Koutchmy(2003)指出暗条加热主要是发生在不同的纤维之间的磁重联导致的许多小的慢模激波引起的。

另外,我们也注意到暗条上升段的底部在暗条刚开始爆发时变亮,这可能是被发生在电流片中的磁重联送出的部分等离子体所加热,使暗条的谱线由吸

收变为发射。这一加热过程也与暗条内部和周围的磁场结构的复杂性以及由磁重联引起的磁能耗散中转化成热能与动能的比例有关。总的来讲,爆发暗条的加热仍然是太阳物理的一个比较活跃的领域,目前很难有一个令人满意的物理机制来解释所观测的现象,还需要更为细致的理论和观测研究。

3.5 结论

通过对观测结果的分析 and 讨论,我们的主要结论总结如下:

(1)我们所研究的CME的前沿形成在日面边缘以外一个逐渐变暗区域的边界,CME的亮环最初形成高度约为 $1.46 R_{\odot}$ (从日心算起)。

(2)白光日冕像的亮度变化表明CME的初始过程几乎与暗条的缓慢上升同步,在CME的前沿形成后与暗条同时加速。

(3)定量的分析表明该爆发事件中的CME、暗条爆发和耀斑的开始时间不是某一时刻,而是一段几分钟到几十分钟的过程,其中该CME的开始时间明显比相应的耀斑早几十分钟。

(4)当暗条上升到一定的高度时,在 $H\alpha$ 像中观测到暗条的底部变亮,随着暗条高度继续增加,这种增亮的特征向暗条两边底部扩展,同时在软X-射线像中,暗条的顶点和足点对应位置出现增亮现象。这些观测现象说明暗条可能被发生在下面电流片中或暗条内部的磁重联过程加热。

第四章 日冕物质抛射及其日面活动

4.1 引言

自从轨道太阳天文台7号(Orbit Solar Observatory-7, Tousey 1973)和空间实验室(Skylab, Gosling 等 1974)卫星上搭载的空间日冕仪在上世纪七十年代初首次从空间观测到CME现象以来, CME 成为太阳物理最为广泛研究的课题之一。这不仅是因为CME为研究传统的太阳活动, 如耀斑和暗条爆发, 开辟了一个新的视角, 而且对日地空间环境(即空间天气, Klimchuk 2001)也会产生重要的影响。

观测和理论都表明CME表现为日冕层大尺度磁场的重组, 与太阳表面的耀斑等活动有密切的关系(Munro 1979)。Harrison (1995) 分析了用SMM观测的CME, 发现CME的开始时间介于耀斑开始时间的前后一两个小时的范围之内。在确定CME的开始时间的问题上, 有一点我们必须记住的是, 由于日面边缘附近的散射光较强, 低日冕部分总是被日冕仪的挡光板(occulting disk)所遮挡, 因而很难观测到CME的初始阶段的演化。LASCO的日冕观测资料表明不管是快速CME还是慢速CME在初始阶段都有明显的加速度(Srivastava 等 1999; Zhang 等 2001; Alexander 等 2002; Burkipile 等 2002; Wang 等 2003)。而且一些CME最初的前沿并不一定出现在太阳表面($1.0R_{\odot}$), 而是在一定的高度, 例如 $1.3-1.7R_{\odot}$ 的范围内(Fisher 等 1981; Srivastava 等 2000; Gopalswamy 等 1997)。Harrison (1995)通过假定CME在内冕以匀速向外扩展, 从 $2R_{\odot}$ 的高度反推到太阳日面的方法来确定CME的开始时间, 由此产生的误差是比较大的。Zhang 等 (2001)利用LASCO C1 (挡光板的半径为 $1.1R_{\odot}$)的日冕资料确定CME的开始时间, 由于LASCO C1用日冕Fe XIV 5303 Å 发射线观测内冕, CME的前沿只能通过前后两张像相减的办法看到, 因而日冕更为精细的形态特征在相减中被抹去了。在这部分工作中, 我们将采用SOHO上的EIT和Moana Lao太阳天文台的MK4日冕仪的观测资料来研究CME在低日冕的演化以及与日面以上各种活动, 包括耀斑的时间关系。EIT资料揭示了太阳低层大气的活动, MK4使我们能够分析CME在接近日面($1.08-2.85R_{\odot}$)时的运动学和动力学性质。

2003年10月26日太阳边缘连续发生了6个CME事件, 为我们研究各种CME的

性质提供了很好的例子: 两个CME起源于在无黑子区的两个爆发暗条, 一个CME伴随着活动区10486的X级耀斑, 一个CME出现在日面东边缘, 一个CME由一个盔状冕流解体发展而成, 还有一个源自活动区10484的耀斑。在这六个CME中, 第三个CME从CME的形态和源区活动与第六个CME都十分相似, 第五个CME的源区可能在太阳的背面。在本部分的工作中, 我们挑选了其中四个CME作为研究对象, 这四个CME不仅在一天内连续出现在日面西边缘, 而且代表了具有不同的源区、初始爆发、传播速度以及物理过程的三种CME。在本章的下一节, 我们将概括地介绍观测资料, 在第三节我们分析观测结果, 在第四节中我们给出讨论和结论。

4.2 观测数据描述

为了分析以上四个事件的演化, 我们采用了 $H\alpha$, 远紫外和白光波段的观测资料。 $H\alpha$ 像反映了太阳表面的爆发活动如耀斑和暗条爆发。在本文中的 $H\alpha$ 资料来自怀柔太阳观测基地和美国大熊湖天文台, 它们的时间间隔分别是5分钟和1分钟。

EIT 195 Å 的全日面像的空间分辨率为2角秒/像素, 反映了低日冕的活动。我们应用基于小波变换的对比度增强(Wavelet-based Intensity Contrast Enhancement, WICE)技术对原EIT 195 Å像作了处理, 这样爆发暗条的精细结构(如螺旋结构)以及原来较弱的耀斑带能显示得十分清楚¹。WICE技术是Stenborg 和Cobelli (2003)发展的一种可将原来比较暗弱并且弥散的结构边界和内部细节都增强的图像处理技术, 可用于任何二维图像数据。它通过基于 \hat{a} trous函数的小波变换, 局部噪声处理和交互式的权重重组, 应用了多重分解方法增强图像的对比度。该方法代表一个处理模糊图像的主要发展方向, 并为进行静态和动态的日冕结构的形态研究提供了一个定量的分析工具。有关这一技术的详细描述和讨论可参考Stack 等(1997)以及Stenborg & Cobelli (2003)的工作。

MK4的白光像的时间分辨率为3分钟, 视场范围在 $1.08-2.85R_{\odot}$, 主要反映了太阳内冕的活动, 许多CME的前沿通常在这个范围形成(见前一章的工作)。LASCO C2和C3的视场范围是 $2-30R_{\odot}$ 。我们测量的CME的高度是从不同时间日冕像中CME的最远点到日面中心的距离, 因为四个CME基本上出现在

¹ <http://sun.bao.ac.cn/staff/baoxm/031026.gif>

日面西边缘, 投影效应不是十分严重。CME的速度改正方法为 $v = v_p \cos\theta$, 其中 v_p 是测量的投影在天空平面的速度, v 是投影改正后的速度, θ 是日面源区的径向方向与天空平面的夹角。另外安装在SOHO卫星上的麦克尔逊多普勒成像仪(Michelson Doppler Imager, 缩写为MDI)的纵向磁图也用来分析 $H\alpha$ 、EIT像对应区域的磁场。

4.3 观测结果

图4.1分别列出了怀柔太阳观测基地00:09 UT记录的 $H\alpha$ 像(图4.1a), 00:12 UT的EIT 195 Å像(图4.1b) 和对应的MDI在00:10 UT时刻纵向磁图(图4.1c)。一个长暗条(图中F1)位于日面西北部边缘, 中心位置是S17W55。长暗条的北边还有一个短暗条位于太阳西边缘, 中心位置是S01W63。10484活动区位于N50W63, 磁位形为 β - γ - δ 类型。一个X-射线1.2级耀斑从17:24 UT开始出现在10484活动区当中。除了上述三个有表面活动的事件外, 位于太阳西北边缘以外的盔状冕流产生了一个爆发慢CME, 但没有发现任何日面活动伴随。2003年10月26日

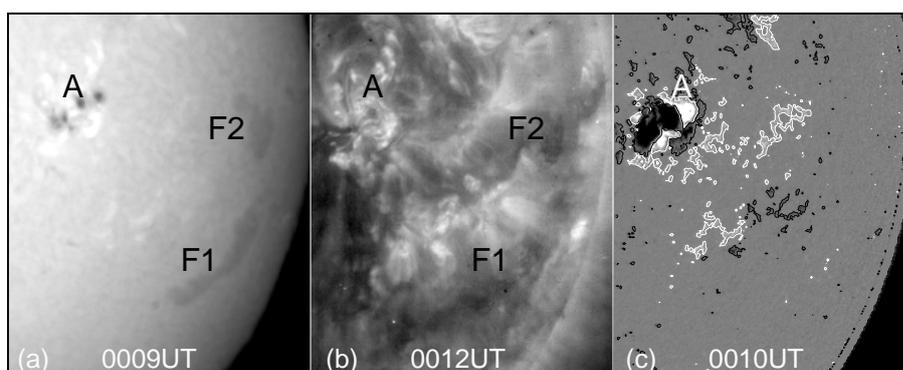


图 4.1: 2003年10月26日日面西部不同波段的各种特征。(a) 怀柔太阳观测基地在00:09 UT观测的 $H\alpha$ 像; (b) 00:12 UT时刻的EIT 195 Å像; (c) 00:10 UT时刻的MDI纵向磁场: 白黑色区域代表正负极性磁场, 黑白等值线表示磁场强度为 ± 60 高斯。活动区10484用字母A标出, 具有复杂的 β - γ - δ 磁位形。两个暗条分别用字母F1和F2标出。

的GOES 1-8Å的X射线流量变化显示在图4.2中。每个CME抛射在LASCO C2的视场中出现的时间分别用水平线标出。暗条F1和F2以及X-射线1.2级耀斑的爆发时间分别标为F1、F2和X。

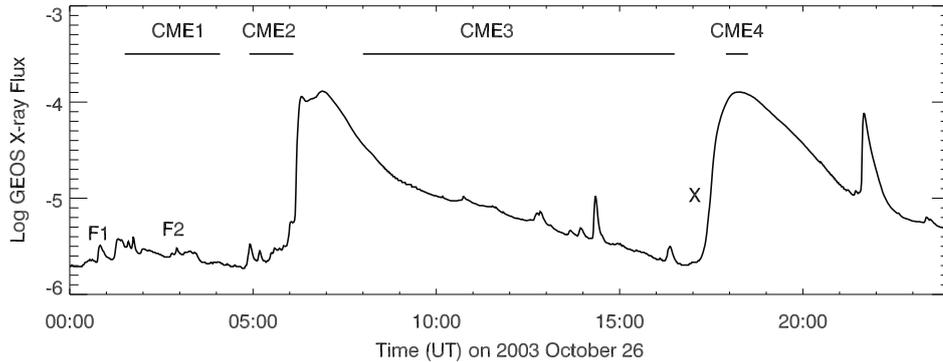


图 4.2: 2003年10月26日GOES卫星1-8Å频段X-射线流量随时间变化曲线。水平线段的长度表示每个CME 在LASCO C2视场内出现的时间。字母F1、F2和X分别表示暗条F1和F2以及X-射线1.2级耀斑的开始爆发时间。CME3没有对应的日面活动。

4.3.1 事件1: 由长暗条爆发开始的CME

第一个爆发事件开始于一个长暗条的爆发。图4.3展示了由EIT和LASCO观测的全过程, 由于用WICE技术处理了EIT 195 Å像, 暗条和耀斑看起来都很清楚。

一开始暗条的中间部分从00:00 UT慢慢上浮。到00:36 UT, 暗条的上升运动变得明显起来。由于暗条的中间部分上升得比两边的快, 暗条形成了Ω形状。在00:48 UT, 暗条的高度上升到 $\sim 9 \times 10^4$ km。为显示暗条F1在这一时刻的精细结构, EIT 195 Å普通的和用WICE技术处理过的像被一起放在图4.4中。我们可以在处理过的EIT 195 Å像(图4.4a)中清楚地看到螺旋结构。这种螺旋结构在暗条开始爆发之前很难看到。可能是由于在暗条爆发之前暗条内部的磁结构缠绕不是非常得紧, 以环向磁场为主(van Ballegooijen 2004), 而在暗条爆发期间, 电流片形成之后, 磁重联使得暗条的极向场的增加产生了暗条的缠绕特性(Lin 等 2004)。

随着暗条的上升到一定高度, 两条耀斑带出现在暗条以前的位置两边。在02:00 UT之后耀斑变得更亮, 随后, 从02:24 UT开始, 一系列连接双带耀斑的亮环逐渐升起。

在01:31 UT时刻, 这一爆发的CME(以下简称CME1)的前沿首次出现

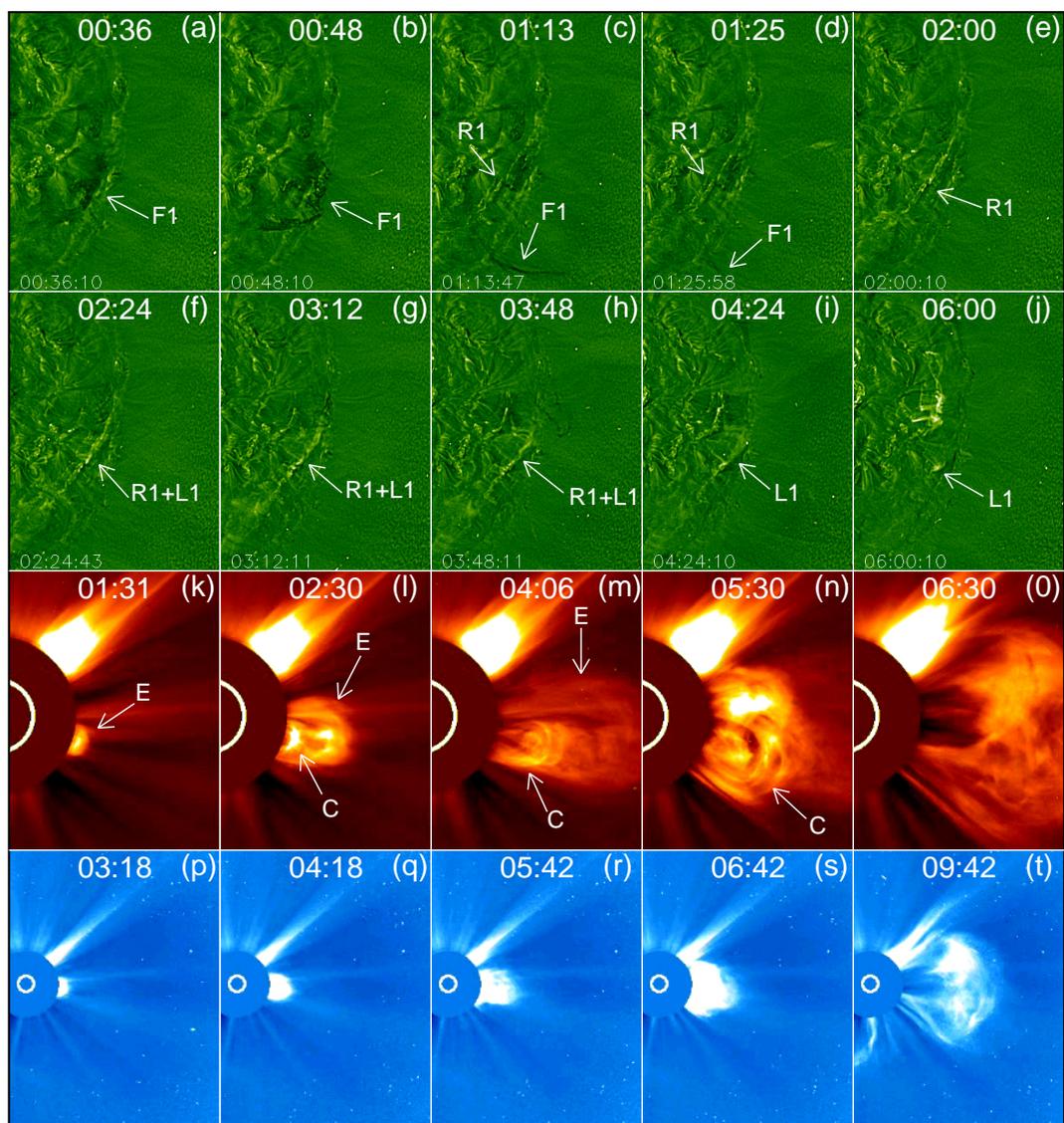


图 4.3: 第一个事件的全过程。暗条用箭头F1标出, 随着暗条爆发后出现的耀斑带和耀斑后环分别用箭头R1和L1标出。箭头E标明CME1的前沿(k)和测沿(l和m), 箭头C表明CME1的亮核(暗条)。

在LASCO C2的视场内是(如图4.3k中箭头E所示)。CME1向外移动得比较缓慢。到02:30 UT, 跟在CME1前沿之后出现的是一个亮核(如图4.3l中箭头C所示)。CME1的亮核(或内核)的呈现出环形结构(图4.3m中的箭头C), 与图4.3c中的爆发暗条十分相像。

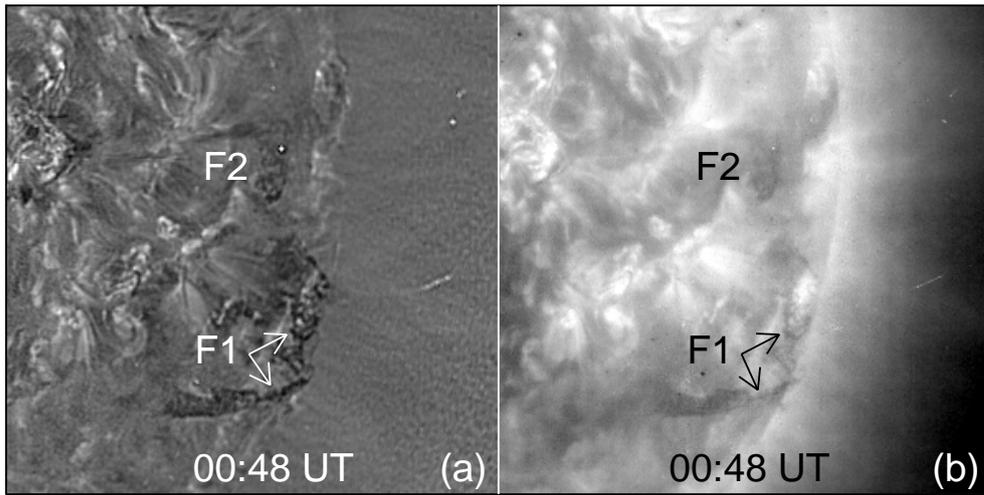


图 4.4: 用WICE技术处理过的EIT 195 Å像(a)和未处理的EIT 195 Å像(b)比较。注意(a)中暗条F1的缠绕结构十分明显。

比较暗条F1和CME1的运动，我们注意到暗条F1在EIT 195 Å像的视场内基本上沿着日面的径向向外传播，而CME1的前沿和亮核的运动在LASCO C2的视场内并不是沿着径向方向(如图4.5所示)。在LASCO C2的挡光板的边

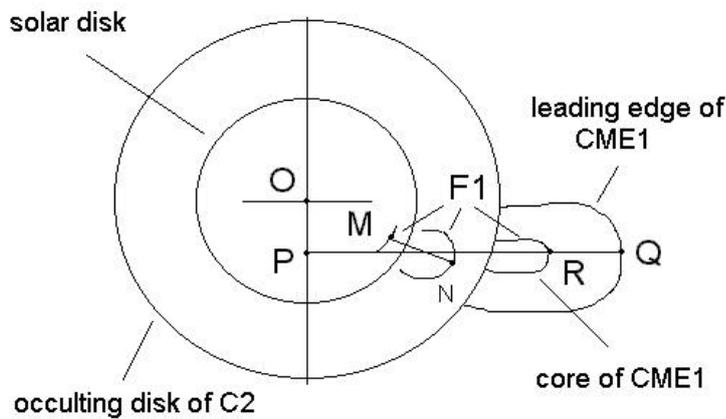


图 4.5: 暗条F1和CME1非径向传播示意图。

表 4.1: 四个CME高度-时间变化曲线的拟合函数系数 a_i

| 事件 | a_0 | a_1 | a_2 | a_3 | 加速度(m s^{-2}) | $t = 0$ 的时间(UT) |
|-----------|-------|--------|-------|--------|--------------------------|-----------------|
| CME1/core | 1.063 | -0.412 | 0.806 | -0.260 | 52.3 | 00:00 |
| CME1/LD | 1.061 | 0.785 | 0.147 | 0 | 15.9 | 00:00 |
| CME2/core | 1.191 | -0.465 | 0.326 | 0 | 35.2 | 00:12 |
| CME2/LD | 1.043 | 1.077 | 0.147 | 0 | 15.4 | 00:12 |
| CME3 | 3.839 | 0.529 | 0.051 | 0 | 5.6 | 07:31 |
| CME4 | 1.43 | 3.530 | 3.133 | 0.350 | 330 | 17:28 |

缘, CME1的前沿出现的方位角(position angle, PA)是 250° , 但它的运动方向却是沿着正西(线段 \overline{PQ})的方向, 即方位角是 270° 。CME1的亮核(即暗条F1)也是沿着正西的方向传播, 速度比CME1的前沿的速度慢, 张角只有CME1的一半左右。我们注意到暗条F1并没有位于CME1的中心, 而是偏南一些。考虑到暗条F1不是十分靠近日面边缘, 由于投影效应, CME1和暗条F1的实际张角比在C2上看到的略小。

由于CME1的向外传播路径不是沿着径向, 我们把CME1的最远点到通过日心的竖直线的距离, 即图4.5中线段 \overline{PQ} , 作为CME1的高度。图4.6a画出了F1和CME1内核的高度随时间变化的曲线。可以看出它们衔接的很好, 说明爆发的暗条F1后来成为该CME的内核。图4.6的实线是对暗条的实测高度的拟合曲线, 函数表达式为

$$h(t) = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 e^{-a_3 t}, \quad (4.1)$$

其中 h 是CME1内核(或暗条F1)的高度, 单位是太阳半径, t 是从00:00 UT算起的时间, 以小时为单位, a_i 是拟合系数。CME的相应参数和拟合系数都列在表4.1中。对(4.1)式求时间 t 的导数就可以得出CME1内核的速度, 求二次导数就能得到相应的加速度。从高度推算出暗条F1的速度和加速度分别显示在图4.6b和4.6c中。暗条F1的最大速度为 200 km s^{-1} 左右。一开始的加速度为 50 m s^{-2} , 后来降到 15.6 m s^{-2} 。

另外, 图4.6a还画出了CME1前沿的高度(以菱形符号表示)随时间变化曲线。因为没有其在 $1-2R_\odot$ 范围内的高度数据, 我们可以把CME1的加速度看成是常数。于是拟合函数中的 $a_3=0$, 拟合函数变成二次函数。虚线表示CME1的高

度-时间拟合曲线, 拟合的加速度为 15.9 m s^{-2} 。平均速度为 315 m s^{-1} , 投影改正后速度达到 390 km s^{-1} 。

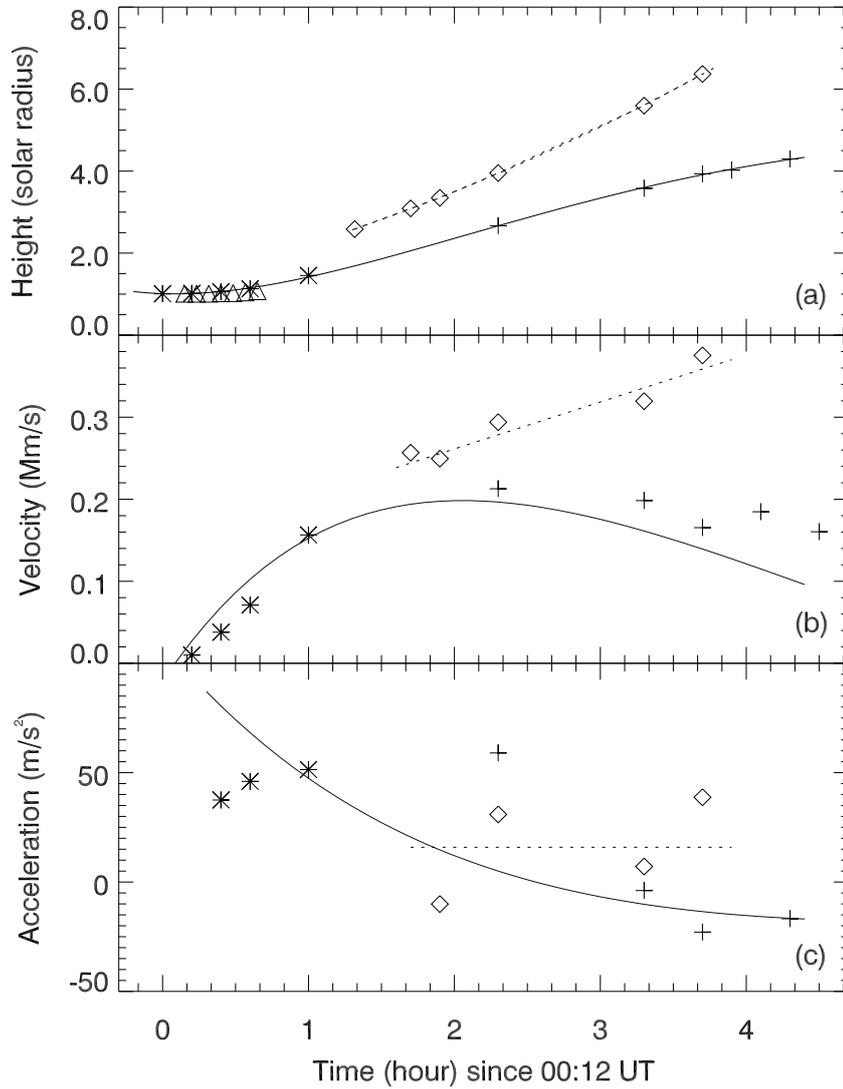


图 4.6: CME1前沿的高度-时间(a)、速度-时间(b)和加速度-时间(c)变化曲线图。*号、△号和+号分别表示暗条F1在EIT 195 Å、 $H\alpha$ 和LASCO C2的高度, ◇形符号表示CME1在LASCO C2的高度。暗条的加速主要发生在日面以上 $1R_{\odot}$ 内, 进入到LASCO C2的视场内后, 速度基本不变。

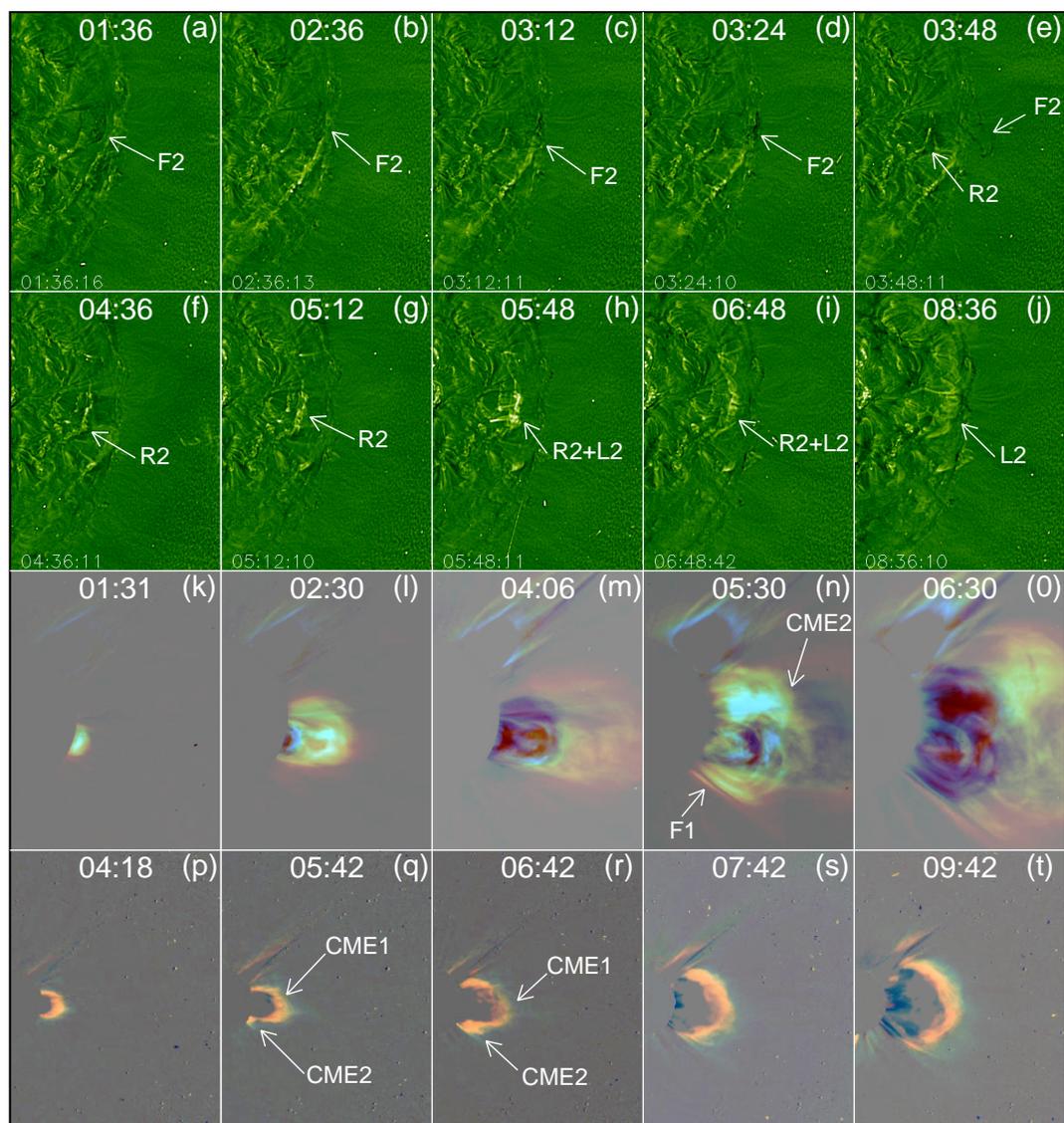


图 4.7: 第二个事件的全过程。上面两行为EIT 195 Å像, 下面两行为LASCO C2和C3的较差像。箭头F2标明暗条F2, 箭头R1和R2分别指明了耀斑带和耀斑后环。CME1和CME2的前沿分别用箭头CME1和CME2标出。

4.3.2 事件2: 伴有短暗条爆发的CME

第二个事件从一个较短的暗条(如图4.7中最上面一行箭头F2所示)爆发开始。暗条F2紧随暗条F1的爆发, 在01:13 UT开始上升(图4.7c中箭头F2), 速度相当缓慢。暗条F2从03:24 UT时刻开始突然加速, 呈半圆弧状(图4.7d)。03:48

UT暗条F2已经移到日面以外，像一条悬浮在半空中的绳子(图4.7e)。同时耀斑带也出现，离暗条F2开始上升有两个半小时。而耀斑后环出现在05:12 UT。

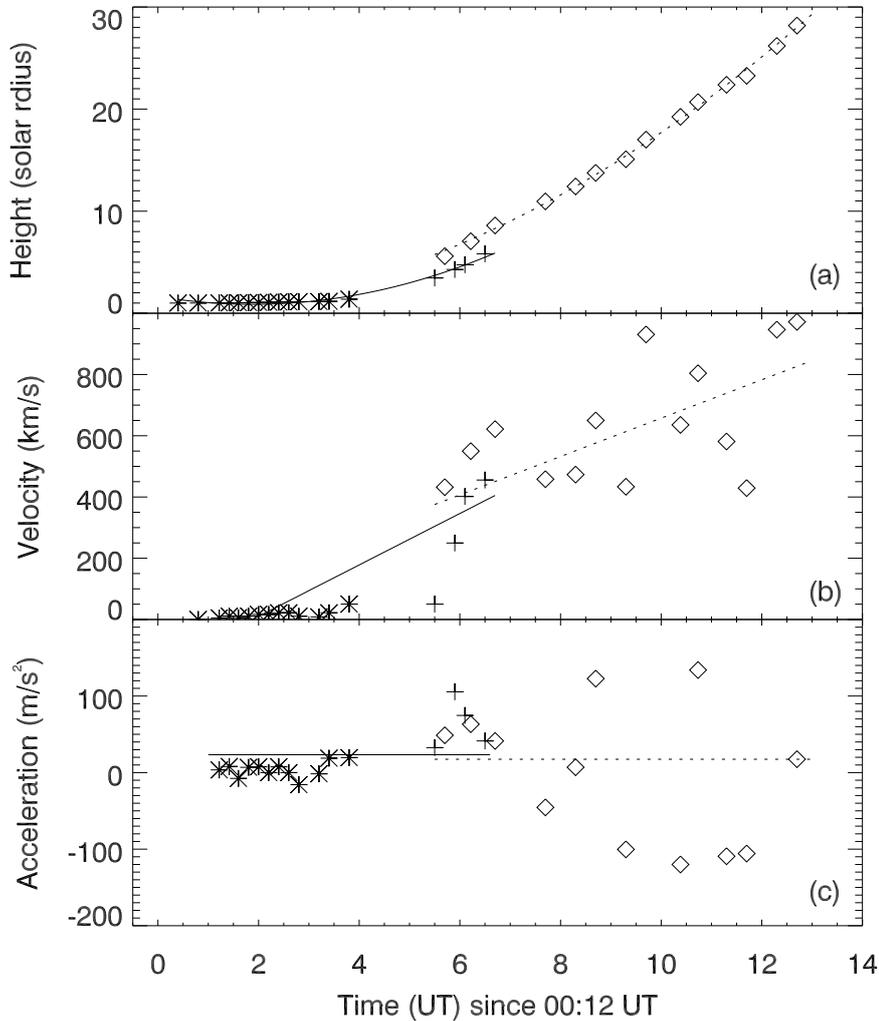


图 4.8: CME2前沿和暗条F2的高度-时间(a), 速度-时间(b)和加速度-时间(c)变化曲线。*号和+号表示暗条F2在EIT 195 Å和LASCO C2的高度, ◇形符号表示CME2在LASCO C2的高度。

与暗条F2相伴的CME(以下简称CME2)最早于05:30 UT出现在LASCO C2的视场内(图4.7第三行)。由于CME2和CME1都出现在日面西边缘, 并且CME2的前沿跟在CME1之后, 因此很难将两个CME完全分开(图4.7n)。由于CME2的张角比CME1大一倍, 也可以利用不同的张角将它们的前沿分辨出来。图4.7n和4.7o还

显示出CME2的北边侧沿与西北边缘的盔状冕流发生了接触,并导致后者爆发。在LASCO C3中我们能看到在06:42 UT和07:42 UT之间CME2的前沿追上CME1,然后它们合二为一,一起向外传播。

图4.8画出了暗条F2从日面到 $30R_{\odot}$ 的高度随时间变化的曲线。可以看出暗条F2在03:48 UT明显上升之前的一个多小时经历了一个相当缓慢的上升过程。暗条F2在加速后速度迅速超过 400 km s^{-1} 。CME2的高度随时间的变化也画在图4.8中。

4.3.3 事件3: 从盔状冕流解体而发展的CME

第三个爆发事件是一个伴随着盔状冕流解体的慢速CME(以下简称CME3)。图4.9是整个过程中在LASCO C2(上面两行)和C3(下面一行)的演化过程。CME3不仅速度较低,而且初始过程也相当缓慢。CME3的演化在C2的视场内延续了8小时,在C3的视场内延续了10小时。

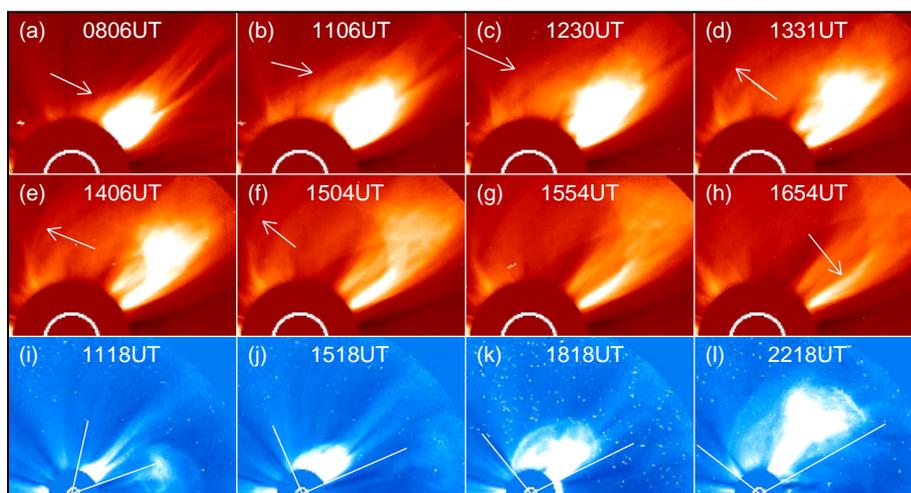


图 4.9: 盔状冕流解体的全过程。上面两行是LASCO C2像,最下面一行是LASCO C3像。(a)-(f)冕流的一侧明显地向侧面扩展(白色箭头所示)。(h)原来的冕流变成一个更细的冕流(白色箭头所示)。(i)-(l)从日心出发的两条直线表示CME3的张角。

因为CME2的张角较大,它的北部侧沿在05:00 UT时扫过了冕流。冕流在侧向摇摆了两下后,开始缓慢膨胀(图4.9a)。到11:06 UT,冕流的膨胀变得更加明显。我们注意到它靠近北极一侧的磁拱扩展得比另一侧快(如箭头所示),而大

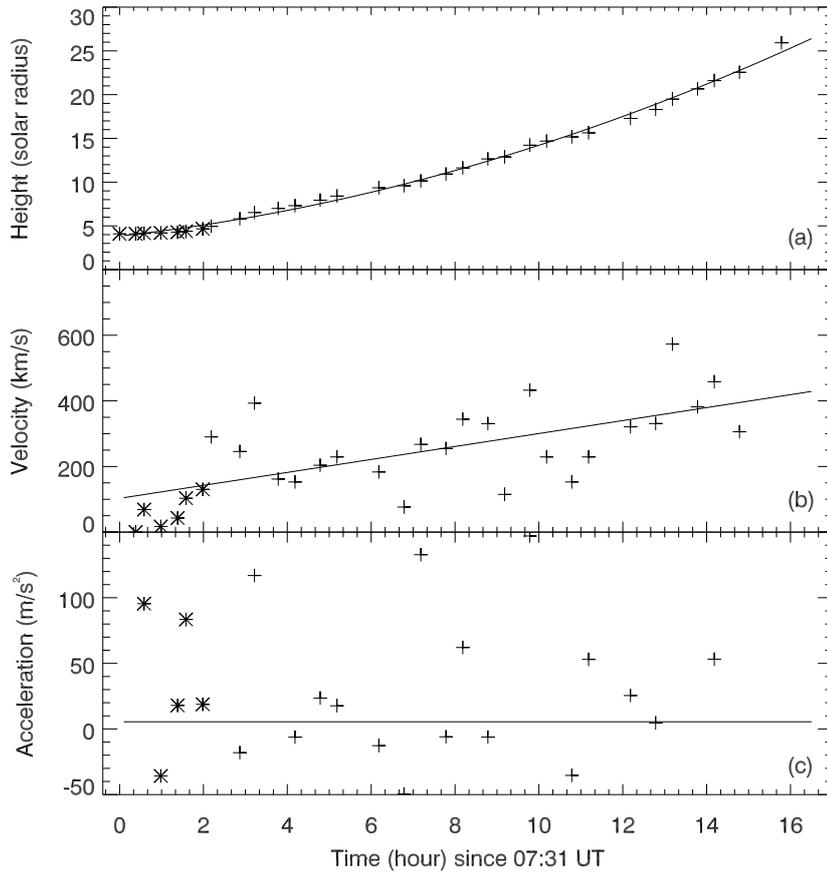


图 4.10: CME3的高度-时间(a)、速度-时间(b)和加速度-时间(c)变化曲线图。*号和+号分别表示CME3前沿在LASCO C2和C3视场内的高度,实线为二次曲线拟合的结果。

多数CME物质主要是沿着原来的方向向外释放。最后靠近北极的磁拱的足点从北极的西侧移到了北极的东侧(如图4.9f)。而靠近赤道一侧的磁拱变成了一个更细的冕流(图4.9h)。

冕流在LASCO C3的演化与C2类似,靠近北极的磁拱膨胀的更加明显(图4.9j)。到18:18 UT,第四个CME扫过之后,CME3的最外层有一个薄的亮环,22:18 UT,CME3的外环渐渐淡去,里面的高密度等离子体呈现出喇叭形状。

在CME3爆发期间,日面的西北边缘附近,不论在 $H\alpha$ 像,还是EIT 195 Å像上都没有观察到增亮现象。从前几天的MDI全日面磁图中,我们没有看到有光球表面明显相对应的磁结构;在前几天的 $H\alpha$ 电影中,也没有暗条出现在相应的

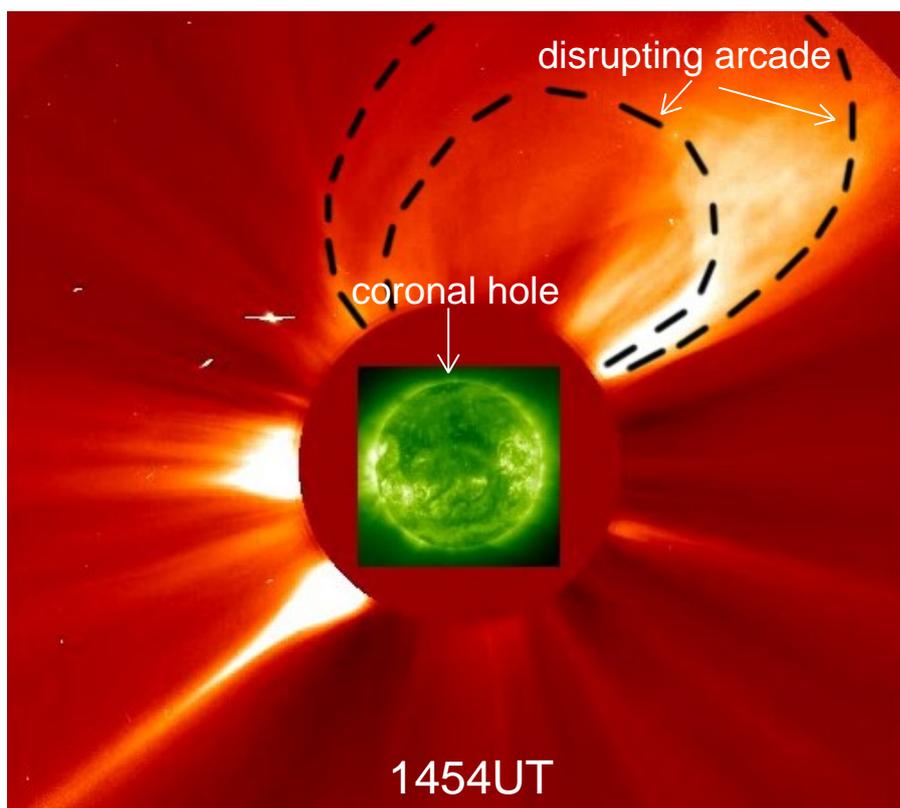


图 4.11: EIT 195 Å像(03:00 UT)与LASCO C2(02:54 UT)合成图。白色箭头标明北极区的冕洞,黑色虚线画出膨胀的磁拱轮廓。

位置附近。在26日,日面西北部边缘附近的一个暗条一直没有爆发。因此我们可以推断没有观测到与CME3对应的日面活动。但也不能排除太阳背面活动的可能性。

从高度时间图中可以看出,CME3不仅速度较低,而且初始阶段的加速度也很小。二次函数的拟合加速度为 5.6 m s^{-2} 。

为了表明盔状冕流的磁结构与CME3的关系及其附近冕洞的相对位置,我们将14:54 UT的LASCO C2和15:00 UT的EIT 195 Å像合成在一起。在太阳北极区有一个冕洞(图4.11箭头所示)。磁拱的轮廓用黑色曲线标出。因为冕洞的磁场是开放的,闭合的磁拱只能绕过冕洞与另一侧的磁结构联结。

4.3.4 事件4: 伴有X1.2级耀斑的CME

第四个爆发事件发生在10484活动区,伴有一个X 1.2级,光学1n级的耀斑和

快速CME。在耀斑爆发之前，活动区附近就有一些小活动不断地爆发，它们包括日喷(spray)、日浪(surge)。图4.12绘出了在EIT 195 Å观测到的耀斑全过程的单色像。它们都经过WICE技术处理过。这些小活动的位置在图4.12b, d和f-i中标为P。从11:00 UT开始，一系列小尺度的水平方向的日浪出现在活动区以南的区域。后来的大耀斑的双带也延伸到这一区域。X-射线1.2耀斑开始时间是17:24 UT, 首先在EIT 195 Å单色像上R1、R2区域开始增亮。17:48 UT这两个亮带继续向外扩展，到18:48 UT达到极大。图4.12k显示耀斑带向南延伸，同时一系列耀斑后环开始升起。我们注意到活动区以南的这片区域在MDI磁图中没有对应的纵向磁场，这可能说明附近的日冕磁场结构的足点位于10484活动区当中，而其他部分则沿水平方向向南。

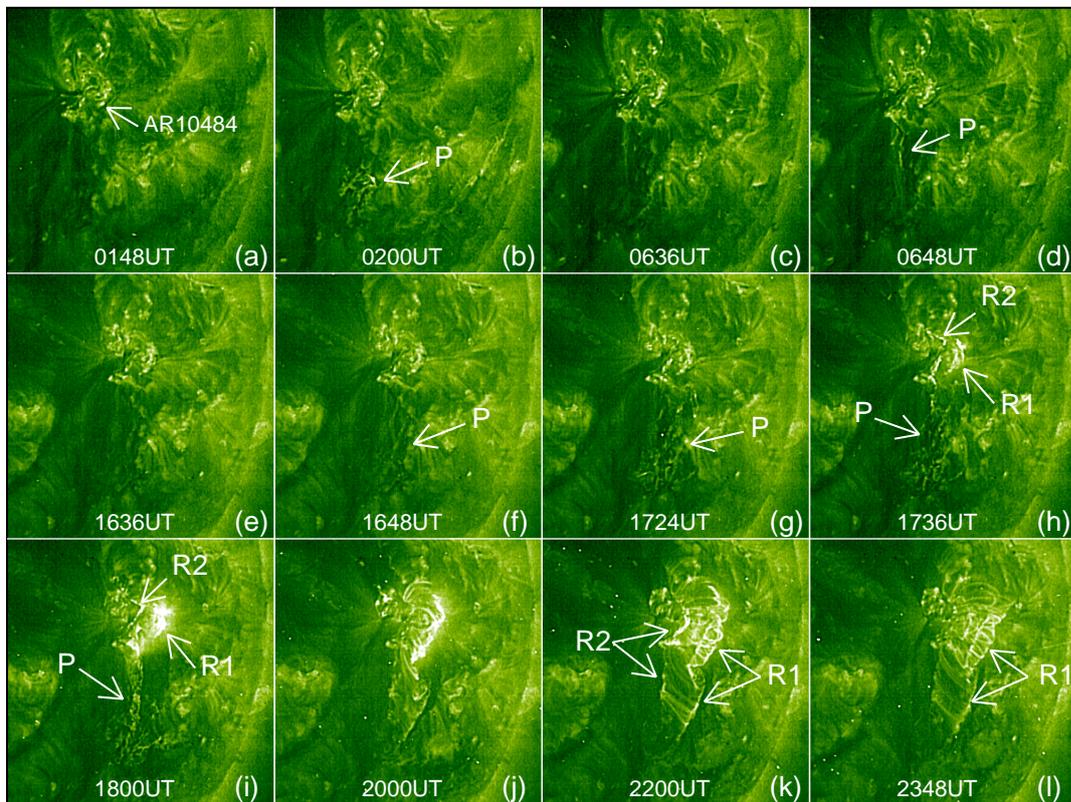


图 4.12: 用WICE技术处理过的EIT 195 Å像揭示了发生在活动区10484的X-射线1.2级耀斑的全过程。(a)-(d)耀斑开始前十小时左右活动区附近有类似日浪(surge)的活动(箭头P所示)。(e)-(f)耀斑爆发前半小时有小尺度的爆发活动(箭头P所示)。(g)-(l)耀斑开始后耀斑带(箭头R1和R2所示)和耀斑后环的演化。

图4.13是三幅未用WICE技术处理过的耀斑EIT 195 Å单色像。在耀斑爆发刚开始(17:24 UT), 活动区10484的结构还比较明显(图4.13a)。耀斑爆发后, 活动区10484几乎变成一片亮区(图4.13b和4.13c)。相比之下, 用WICE技术处理过的图4.12i显示的耀斑带则十分清楚。说明EIT 195 Å像在用WICE技术处理过后图像的对比度和精细结构都有了明显的改进。

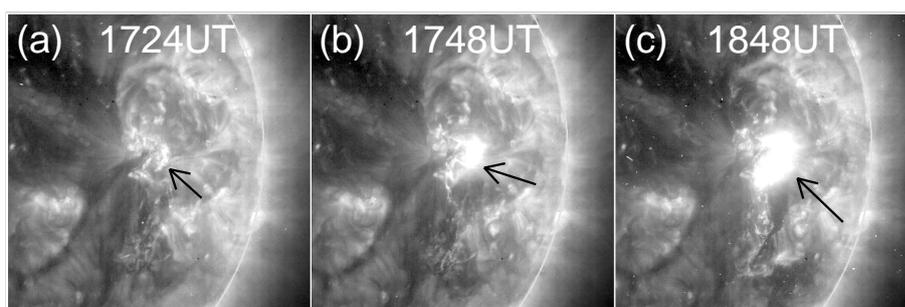


图 4.13: 初始阶段X-射线1.2级耀斑的EIT 195 Å像, 同用WICE技术处过的EIT 195 Å像相比, 耀斑带和耀斑后环由于显示成一团亮区而无法分辨(如黑色箭头所示)。

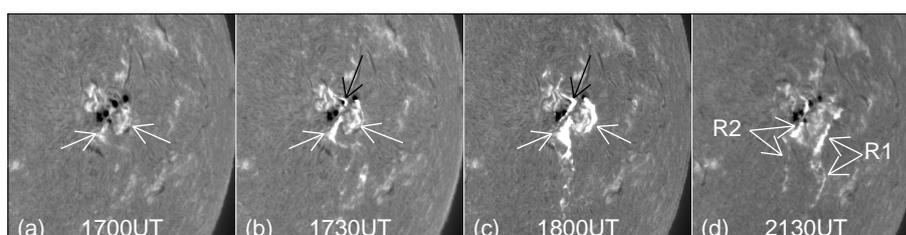


图 4.14: 大熊湖天文台观测的X1.2级耀斑的 $H\alpha$ 像。(a) 17:00 UT 耀斑爆发前只有两条亮谱斑确(白色箭头所示); (b) 17:30 UT 耀斑刚开始时, 两条谱斑开始增亮, 黑色箭头标出了新增的耀斑带; (c) 18:00 UT 耀斑带达到最亮; (d) 21:30 UT 耀斑双带向南延伸。同处理过的EIT 195 Å单色像相比, $H\alpha$ 单色像中看不到耀斑后环。

在 $H\alpha$ 单色像中, 我们注意到在耀斑开始之前(17:00 UT), 活动区10484已经有两条亮带(如图4.14a中的白色箭头所示)。耀斑开始后(17:30 UT), 原来的两条亮带的亮度开始增加(如图4.14b的白色箭头), 同时活动的上部新出现一条亮带(图4.14b中的黑色箭头所示)。耀斑带在18:00 UT达到最亮(图4.14c)。到21:00

UT时, 原来的三条亮带演化为两条平行的耀斑带(如图4.14d中箭头R1 和R2所示), 与EIT 195 Å单色像(图4.12k)的两条亮带相似。不同的是 $H\alpha$ 像中只有耀斑带而没有耀斑环。结合CME1和CME2所对应的日面活动(图4.3和4.7), 我们可以看出, EIT 195 Å像比 $H\alpha$ 像不仅更高的灵敏度, 而且能更清楚地反映耀斑在低日冕层(耀斑后环)的结构特征。

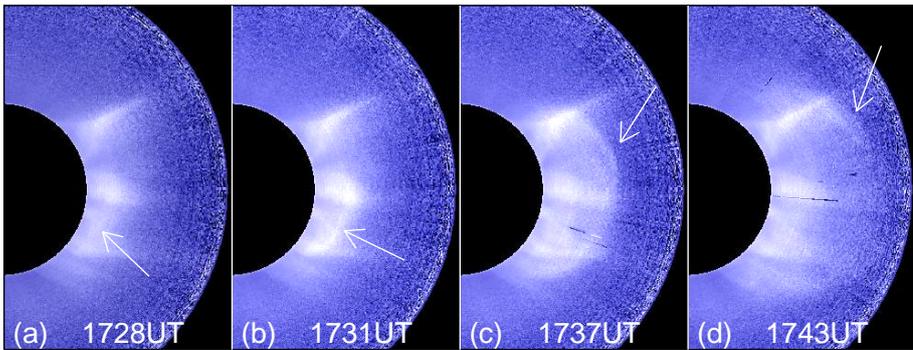


图 4.15: CME4的MK4白光日冕像。值得注意的是CME4在17:28 UT刚出现在MK4视场时张角很小(a), 在从17:31 UT(b)到17:37 UT(c)的6分钟内, CME4的张角从 53° 突然增加到 103° 。最后, 在离开MK4的视场前, 其张角增加到 117° 。

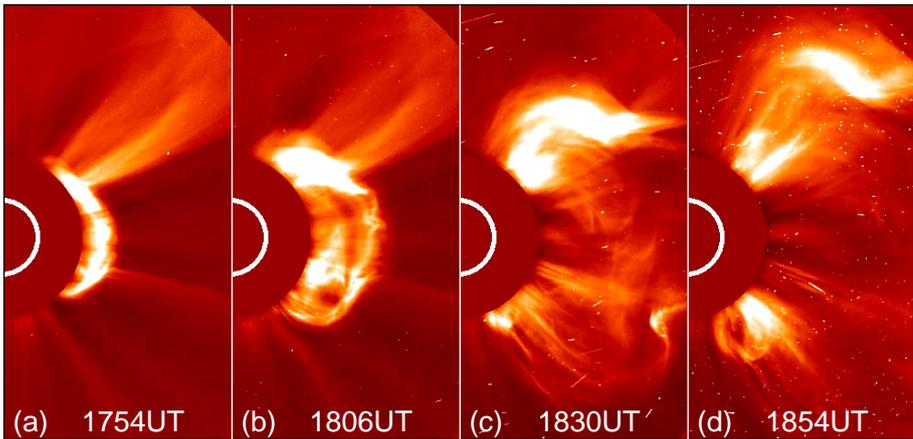


图 4.16: CME4在LASCO C2的演化。CME4的张角在LASCO C2内没有明显的增加。

MK4观测到了与耀斑相伴的CME(以下简称CME4)的早期形态的发展。在耀斑刚开始之后不久(17:25 UT), 紧挨着日面西边缘外的日冕亮度就有微弱的变

化。到17:28 UT, CME4形成了一个扇形前沿(4.15a); 在17:31 UT, CME4的前沿更加明显(图4.17b)。仅过了6分钟CME4的张角突然从 53° 增加到 107° (图4.17b)。这说明CME在日面以上 $1R_\odot$ 的范围内张角增加明显。由于活动区10484并不是十分靠近日面边缘, 在天空平面有 $0.35R_\odot$ 的投影距离, 由此我们估计CME4的开始时间比X-射线1.2级耀斑开始时间要早。图4.16显示了CME4在LASCO C2的演化。CME4的张角最后达到 135° (图4.16d)。与MK4日冕像相比, CME4的张角在LASCO C2视场内的增加不是很明显。这说明CME张角的也主要发生在 $1R_\odot$ - $2R_\odot$ 太阳高度范围内。

CME4的高度-时间图显示在图4.17中。CME4的最终速度为 1466 km s^{-1} , 投影校正后, 其速度达到 1800 km s^{-1} 。它的加速度在一开始出现在MK4视场时瞬时达到 500 m s^{-2} , 在前半小时平均加速度为 330 m s^{-2} , 在高度超过了 $5R_\odot$ 之后加速度急剧下降, 平均加速度不到 100 m s^{-2} 。

4.4 讨论和结论

这部分工作分析了同一天内在日面西边缘发生的四个爆发事件。其中每个事件分别展示了CME各种不同的形态特征(张角大小), 物理特性(速度和加速度)以及活动源区(活动区或者无黑子区)等。在这四个事件中, 我们观测到与CME1和CME2相伴的活动中级别较低的(C级)X射线耀斑, 但没有观测到 $H\alpha$ 光学耀斑。可是在EIT 195 Å单色像中却能看到明显的耀斑特征。CME3开始爆发之前是一个存在时间超过两周的盔状冕流, 爆发后冕流成为CME3的一个边足。没有与之相应的日面活动被观测到。第四个爆发最为强烈, 伴有X1.2级耀斑和速度为 1800 km s^{-1} 的CME。它们的各种特点在表4.2中列出。有三个CME的加速高度范围在 $8R_\odot$ 以内, 只有CME3的加速高度范围超过 $30R_\odot$, 而它的加速基本保持在 5.6 m s^{-2} 左右。

CME1和CME2的源区活动中没有观测到X-射线和光学耀斑。St. Cyr等(1991)曾经推测在一些慢速CME的活动源区之所以很少看到耀斑是因为 $H\alpha$ 、X-射线和射电信号太弱, 低于观测仪器的灵敏度。现在SOHO卫星上的EIT 195 Å单色像对耀斑有很高的灵敏度。在增强的EIT 195 Å单色像可以显示出明显的类似大耀斑的典型特征(对比图4.3, 4.7, 4.12和4.14)。这说明这三个爆发事件(CME1、CME2和CME4)经历了相同的物理过程, 因为出现在太阳大气的耀斑带和后环是磁重联最好的证据(例如Forbes & Acton 1996; Forbes

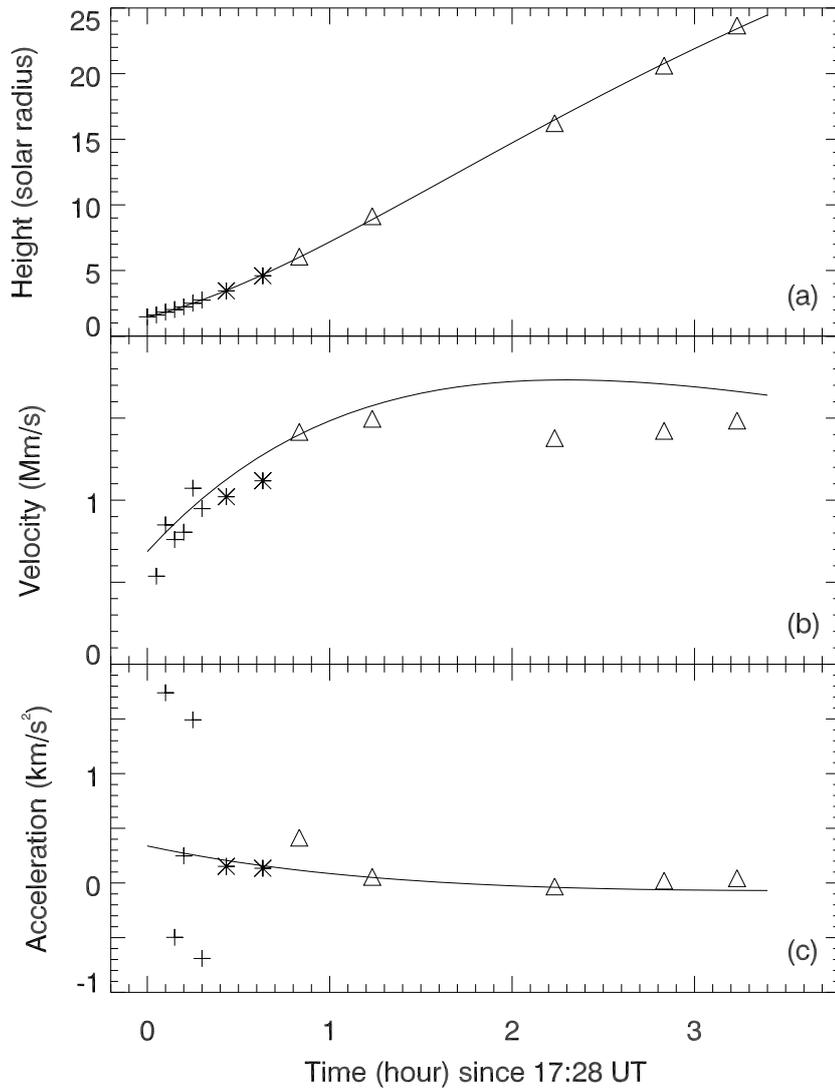


图 4.17: CME4前沿的高度-时间(a), 速度-时间(b)和加速度-时间(c)变化曲线。CME4前沿在MK4、LASCO C2和C3视场的高度分别用+、*和 Δ 号表示。实线是按照(4.1)式与高度-时间数据的拟合曲线。CME4的加速度主要在MK4和LASCO C2的视场内, 到LASCO C3基本上以匀速传播。

2000; Priest & Forbes 2002; Lin 等2003)。当然暗条F1和F2爆发时产生的耀斑带比X-射线1.2级耀斑暗的多, 这可能是由于暗条F1和F2位于太阳的无黑子区域, 磁场较弱, 储存在磁场的自由能有限所致(Lin 2004; Vršnak 等 2005)。

表 4.2: 四个CME的主要性质

| 事件 | 初始速度 (km s^{-1}) | 最终速度 (km s^{-1}) | 加速高度范围 (R_{\odot}) | 耀斑强度 (X-射线级别) | 表面活动 |
|------|--------------------------------|--------------------------------|---------------------------|------------------|---------|
| CME1 | 318 | 390 | 1.0-2.0 | C 3.8 | 暗条爆发和耀斑 |
| CME2 | 567 | 724 | 1.0-8.0 | C 2.2 | 暗条爆发和耀斑 |
| CME3 | 43 | 400 | 1.0-30.0 | - | 无 |
| CME4 | 668 | 1827 | 1.0-5.0 | X 1.2 | 耀斑 |

CME1、CME2和CME4的运动学特性存在共同的特点。尽管暗条F1的速度最大只有 200 km s^{-1} 左右, 但它在初始阶段的加速度有 50 m s^{-2} 。在F1出现在LASCO C2的视场后, 加速度迅速降至 0 m s^{-2} 左右。同样暗条F2也在早期阶段经历了明显的加速度(约 35.5 m s^{-2}), 到4个太阳半径以后加速度减少到 15.4 m s^{-2} 。CME4的初始加速度在前30分钟达到 330 m s^{-2} , 然后迅速减少到 70 m s^{-2} 。总之, 尽管这四个CME的最终速度不同, 但它们一开始的都有明显的加速度, 而CME3在整个过程都以相对不变的加速度向外传播。

从上述讨论可以看出, 这些CME的运动学特性与两种CME的分类不相符合。这种分类认为快速CME的运动特点为减速而慢速CME为加速。最近的统计研究也列出了一些两种CME的反例(Vršnak 等2005)。Moon 等(2004)分析的一个源自盔状冕流的快速CME, 它的加速高度范围一直到11个太阳半径, 他们推测该CME与冕流的不稳定性有关。一般来讲, 两类CME的概念可以看成是一个统计概念或具有两类趋势。实际上CME的速度和加速度与CME的许多性质有关, 比如耀斑强度、自由磁能, 磁场位形(开放或闭合)以及投影效应等。我们的观测结果表明快速和慢速CME在低日冕都有明显的加速度, 然后在外冕加速明显地降低。

上述结果表明, 我们以前对CME-耀斑的关系的认识应作必要的修正和进一步深化。总的来说, 快速CME与大耀斑相伴, 例如CME4, 而慢速CME与暗条爆发有密切关系, 例如CME1和CME2。同CME1一样, CME2与一个短暗条爆发相伴, 但它的速度大于 700 km s^{-1} 。CME3的速度比CME1稍快, 但没有与之相关的日面活动。这也说明CME的速度不仅仅与耀斑的强度有关, 而且与其他因素有关。

从每个CME的张角看, 与CME的速度有一定的相关性。最慢的CME1的

张角仅仅37度，CME2的张角是73度，CME4的张角达到135度。虽然CME3的磁拱的张角有110度，可是它内部的喇叭状结构的张角也只有37度。图4.18画出了CME的速度与张角的变化关系，我们看到它们之间存在很好的线性关系。最近Yoshiro 等(2004)对LASCO日冕仪1996-2002年间的CME资料所作的统计研究说明CME的速度和张角之间存在弱相关。

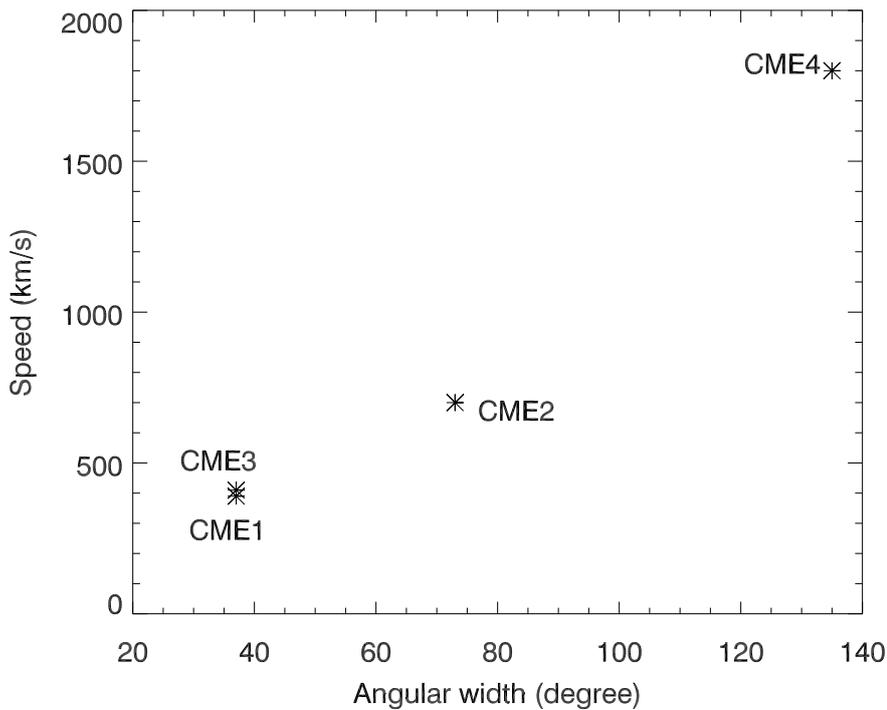


图 4.18: CME的速度与张角的关系。

这里我们需要指出的是尽管CME1和CME3都是慢速CME，它们的形态和运动特征存在很大的不同。CME1源自一个爆发暗条，日面活动有明显的耀斑，而CME3从一个盔状冕流发展出来，类似于“冕流解体”(streamer blowout)。与CME1典型的CME三分量结构不同，CME3有明显的后沿或暗腔，Howard等(1985)称之为“弯曲边缘”CME。它的加速度基本不变，在 5.6 m s^{-2} 左右。在附近的CME2扫过之后，冕流一开始沿侧向摇摆，然后向外膨胀，最后将冕流内的物质向外抛射。它与其它三个CME不同的是没有相应的日面活动。我们检查了日面和边缘以外的EIT 195 Å 像，也没有看到任何增亮现象。所以太与之对应的阳背面的爆发活动产生的可能性也很小。因为CME3从大于 $2R_{\odot}$ 的高度开

始爆发, 而在这个高度上太阳风的气压比磁压大, 所以CME3的产生很有可能是由于太阳风破坏了冕流的磁结构。

另一方面, 虽然CME1是个慢速CME, 并且相伴的耀斑比较弱, 但是CME1具有典型CME的前沿、暗腔和亮核结构, 而且EIT 195 Å单色像中的相伴耀斑具有典型的双带和后环。所以该爆发很可能是由磁结构失去平衡引起的磁重联导致的结果。只是因为爆发之前的自由能(爆发磁场的总能量与势场能量之差)较低, CME1的速度较慢, 耀斑较小(参考Lin 2004中的讨论)。暗条F2比F1短, CME2的速度却比CME1高, 说明驱动CME2的自由能比CME1更大。另外CME2是紧接着CME1出现的, CME2相对高的速度也可能是因为CME1的爆发去掉了部分限制暗条F2上升的作用力。

通过过去三十年的观测研究, CME向我们展示了比我们想象复杂的多的特征。单独几个CME的研究很难代表所有CME的特性。要得到更为确定的关于CME的结论, 还需要更加细致的研究工作。首先CME的运动学特性, 特别是在低日冕($1-5R_{\odot}$)范围内, 仍需要进一步的统计研究, 因为大多数的CME在内冕有明显的加速度。其次CME与冕流的关系仍然需要进一步研究, 例如Gibson 等(2005)的工作, 另外一些爆发事件如一些X-射线X级耀斑没有对应的CME、CME没有对应的日面活动以及CME、暗条爆发和耀斑被同时很好的观测(例如Bao 等 2006a)等值得更进一步的研究。

第五章 今后工作展望

暗条磁场的测量仍然是一个至关重要的课题。暗条的磁场结构及其演化对CME的产生和发展具有重要作用。占有相当重要的位置。目前我们对暗条的磁场观测还只是个初步的结果。要得到更加可靠的测量结果,需要在观测方法、仪器以及理论方面做更加深入的工作。近年来国家天文台怀柔基地的太阳磁场望远镜在观测技术方面进行了一些改进,特别是在图象实时采集中,采用了将每帧圆偏振像通过快速付立叶变换的算法法对齐的技术,得到的磁图避免了因为在四十秒的积分期间图像的抖动而被平滑,因而更为清晰。这样就排除了由于每帧的像没有对齐而产生的不真实的偏振信号。用这种对齐的方式对位于日面暗条进行圆偏振观测可能会得到关于暗条磁场更为准确的结果。暗条磁场偏振圆有可能比较弱, $H\beta$ 谱线的线偏振信号可能比圆偏振更强。我们还可以用磁像仪和偏振光谱仪同时测量暗条的线偏振信号,通过从汉勒效应和塞曼效应等几个物理机制给出产生偏振机制的解释。

日冕物质抛射与冕流解体的关系仍然缺乏系统的事例分析和统计工作。我们曾观测到一种由冕流解体而发展成的一种日冕物质抛射,却没有观测到任何相应的日面活动。通常的日冕物质抛射一开始都有明显的加速度,然后逐渐趋向匀速,而这种日冕物质抛射在从开始到30个太阳半径的范围一直以较低的恒定加速度抛射。从它的运动学特性暗示这种日冕物质抛射与通常的日冕物质抛射的爆发机制有可能不同。日冕物质抛射中的等离子体通常是从内冕中抛射出来,而这种从冕流出来的日冕物质抛射还包括冕流本身内的等离子体。有一种观点认为暗腔在日冕物质抛射之前就存在,只有在特定的观测角度才能观测到。暗腔膨胀后,日冕物质抛射就开始了(Gibson 等 2005)。到底是冕流自身解体导致的日冕物质抛射还是内冕的磁场重联破坏了冕流的平衡形成了日冕物质抛射,还需要更加细致的研究。近几年即将投入使用的新的空间日冕观测仪器,如STEREO、Sola-B计划有可能提供更新的数据,将会使我们更好地理解诸如日冕物质抛射的立体结构,日冕物质抛射-磁云-地磁暴的关系链等问题。

日冕物质抛射的起源也是一个没有很好解决的问题。如同理解太阳的爆发活动是如何被触发的一样面临很大的困难。光球磁场的浮现与对消被认为是最有可能的触发机制,但是日冕磁场本身及其的变化仍然无法可靠地观测到。从

目前的研究表明，太阳爆发的主要动力学过程发生在日面以上一个太阳半径的范围内，因此低日冕的演化过程是至关重要重要的。以下列出了我在将来的日冕物质抛射的研究中要解决的一些问题：

1)在日冕白光像中看到的CME的明亮前沿(亮环)的形成和演化，等离子体和磁场结构。

2)CME暗腔的内部结构，包括等离子体密度和磁场性质。

3)暗条的螺旋缠绕结构在爆发过程中的演化。

4)太阳爆发过程中，磁场能量以何种比例转化为动能和热能？这一比例是否依赖与爆发有关的参数，如磁场强度和磁重联速度？

参考文献

- 艾国祥, 胡岳风, 1986, 北京天文台台刊, 8, 1
- Alexander D., Metcalf T. R., Nitta N. V., 2002, *Geo. Res. Lett.*, 29 (10), 1403
- Allen C. W., 1973, *Astrophysical Quantities*, The Athlone Press, New York.
- Amari T., Luciani J. F., Aly J. J., Mikic Z., Linker J., 2003, *Astrophys. J.*, 585, 1073
- Amari T., Luciani J. F., Mikic Z., Linker J., 2000, *Astrophys. J.*, 529, L49
- Andrews M. D., Howard R. A., 2001, *SSRv*, 95, 147
- Antiochos S. K., DeVore C. R., Klimchuk J. A., 1999, *Astrophys. J.*, 510, 485
- Antiochos S. K., DeLuca E. E., Golub L., McMullen R. A., 2000, *Astrophys. J.*, 542, L151
- Asai A., Yokoyama T., Shimojo M. Masuda S., Kurokawa H., Shibata K., 2004, *Astrophys. J.*, 611, 557
- Athay R. G., Querfeld C. W., Smartt R. N., Landi Degl' innocenti E., Bommier V. M., 1983, *Sol. Phys.* 89, 3
- Aulanier G., Démoulin P., 1998, *A&A*, 329, 1125
- Aulanier G., Démoulin P., Mein N., van Driel-Gesztelyi L., Mein P., Schmieder B., 1999, *A&A*, 342, 867
- Babcock H. W., Babcock H. D., 1955, *Astrophys. J.*, 121, 349
- Bao X., Zhang H., Lin J., 2006a, *Chinses Journal of Astronomy and Astrophysics*, 6, 741
- Bao X., Zhang H., Lin J., Stenborg G. A., 2006b, *A&A*, in press

- Bruzek, A., 1967, *Sol. Phys.*, 2, 451
- Bueno J. T., Landi Degl'Innocenti E., Collados M., Merenda L., Sainz R. M., 2002, *Nature*, 415, 403
- Burkpile J. T., Dranell J. A., Detoma G., 2002, AGU Fall Meeting, abstract SH61A-0431
- Cargill P. J., 1994, *Astrophys. J.*, 422, 381
- Cargill P. J., Klimchuk J. A., 1997, *Astrophys. J.*, 478, 799
- Chen J., 1996, *J. Geophys. Res.*, 101(A12), 27499
- Chen P. F., Shibata K., 2000, *Astrophys. J.*, 545, 524
- Dal Lago A., Schwenn R., Gonzalez W. D., 2003, *Adv. Space Res.*, 26, 2637
- Dere K. P., Brueckner B. E., Howard R. A., et al., 1997, *Solar Physics*, 175, 601
- Dere K. P., Brueckner G. E., Howard R. A., Michels D. J., Delaboudiniere J., P. 1999, *Astrophys. J.*, 516, 465
- Engvold O., 1976, *Sol. Phys.*, 49, 283
- Engvold O., Keil S., 1986, in A. I. Poland(ed), *Coronal and prominence Plasmas*, NASA Conference Publication 2442, 169
- Feynman J., Martin S. F., 1995, *J. Geophys. Res.*, 100(A3), 3355
- Fisher R., Garcia C. J., Seagraves P., 1981, *Astrophys. J.*, 246, L161
- Filippov B., Koutchmy S., 2002, *Sol. Phys.*, 208, 283
- Forbes T. G., Acton L. W., 1996, *Astrophys. J.*, 459, 330
- Forbes T. G., Priest E. R., 1995, *Astrophys. J.*, 446, 377
- Forbes T. G., 2000a, *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A.*, 358, 711
- Forbes T. G., 2000b, *J. Geophys. Res.*, 105(A10), 23153

- Foukal P., 1971, *Sol. Phys.*, 19, 59
- Gibson S. E., Foster D., Burkepile J., de Toma G., Stanger A., 2006, *Astrophys. J.*, 641, 590
- Gilbert H. R., Holzer T. E., Hundhausen A. J., 2000, *Astrophys. J.*, 537, 503
- Gopalswamy N., Hanaoka Y., Kundu M. R. et al, 1997, *Astrophys. J.*, 475, 348
- Gopalswamy N., Shimojo M., Lu W., Yashino S., Shibasaki K., Howard R. A., 2004, *Advances in Space Research*, 33, 676
- Gosling J. T., Hildner E., MacQueen R. M., Munro R. H., Poland A. I., Ross C. L., 1974, *J. Geophys. Res.*, 79, 4581
- Gosling J. T., Hildner E., MacQueen, R. M., Munro R. H., Poland A. I., Ross C. L., 1976, *Sol. Phys.*, 48, 389
- Gosling J. T., 1993, *J. Geophys. Res.*, 98 (A11), 18937
- Hanle W., 1924, *Z. Phys.* 30, 93
- Harrison R. A., 1991, *Adv. Space Rev.*, 11, 25
- Harrison R. A., 1995, *A&A*, 304, 585
- Harrison R. A., 2003, *Adv. Spave Res.*, 32, 2425
- Harvey J., 1969, Thesis, University of Colorado
- Heyvaerts J., Priest E. R., Rust D. M., 1977, *Sol. Phys.*, 216, 123
- Hirayama T., 1985, *Sol. Phys.* 100, 415
- Howard R. F., 1959, *Astrophys. J.*, 130, 193
- Howard R. A., Sheeley Jr. N. R., Michels D. J., Koomen M. J., 1985, *J. Geophys. Res.*, 90, 8173

- Hundhausen A. J., 1988, In Pizzo, V., et al. (Eds) Proc. Sixth International Solar Wind Conf. NCAR TN-306, 1, 181
- Hundhausen A. J., 1993, *J. Geophys. Res.*, 98(A8), 13177
- Hundhausen A. J., Stanger A. L., Serbicki S. A., 1994, in J. J. Hunt, ed., *Solar Dynamic Phenomena and Solar Wind Consequences*, ESA-SP 373, Noordwijk: ESA, p. 409
- Hyder C. L., 1967, *Sol. Phys.*, 2, 49
- Illing R. M. E., Hundhausen A. J., 1986, *J. Geophys. Res.*, 91(A10), 10951
- Isenberg P. A., Forbes T. G., Demolin P., 1993, *Astrophys. J.*, 417, 368
- Jing J., Qiu J., Lin J., Qu M., Xu Y., Wang H., 2005, *Astrophys. J.*, 620, 1085
- Kahler S. W., Moore R. L., Kane S. R., Zirin H., 1988, *Astrophys. J.*, 328, 824
- Kahler S. W., 1992, *A&A Annu. Rev.*, 30, 113
- Karpen J. T., Antiochos S. K., Hohensee M., Klimchuk J. A., 2001, *Astrophys. J.*, 553, L85
- Kippenhahn R., Schlüter A., 1957, *Zs. Ap.* 43, 36
- Ko Y. -K., Raymond J. C., Lin J., Lawrence G., Li J., Fludra A., 2003, *Astrophys. J.*, 594, 1068
- Klimchuk J. A., 2001, In: P. Song, G. Siscoe, H. Singer, ed., *Space Weather*, AGU Monograph 125, p. 143
- Kuperus M., Raadu M. A., 1974, *A&A*, 31, 189
- Leroy J. L., Bommier V., Sahal-Bréchet S., 1983, *Sol. Phys.*, 2, 39
- Leroy J. L., Bommier V., Sahal-Bréchet S., 1984, *A&A*, 131, 33
- Leroy J. L., 1989, in E.R. Priest(ed.), *Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Holland, 77

- Lin H., Penn M. J., Kuhn J. R., 1998, *Astrophys. J.*, 493, 978
- Lin J., Forbes T. G., Isenberg P. A., 2001, *J. Geophys. Res.*, 106(A11), 25053
- Lin J., 2002, *Chinese Journal of Astronomy and Astronom.*, 2(5), 539
- Lin J., 2004, *Sol. Phys.*, 219, 169
- Lin J., Forbes T. G., 2000, *J. Geophys. Res.*, 105(A2), 2375
- Lin J., Ko Y.-K., Sui L., Raymond J. C., Stenborg G. A., Jiang Y., Zhao Y., Mancuso S., 2005, *Astrophys. J.*, 662, 1251
- Lin J., Mancuso S., Vourlidis A., 2006, *Astrophys. J.*, 649, 1110
- Lin J., Raymond J. C., van Ballegooijen A. A., 2004, *ApJ*, 602, 422
- Lin J., Soon W., 2004, *New A.*, 9, 611
- Linker J. A., Mikić Z., Lionello R., Riley P., 2003, *Phys. Plasma* 10(5), 1971
- Liu Y., Su J. T., Morimoto T., Kurokawa H., Shibata K., *Astrophys. J.*, 2005, 628, 1056
- López Ariste A., Casini R., Paletou F., Tomczyk S., Lites B. W., Semel M., Landi Degl'Innocenti E., Trujillo Bueno J., Balasubramaniam K. S., 2005, *Astrophys. J.*, 621, L145
- Low B. C., 1996, *Sol. Phys.*, 167, 217
- Low, B. C., 2001, *J. Geophys. Res.*, 106(A11), 25141
- Lynch B. J., Antiochos S. K., MacNeice P. J., Zurbuchen T. H., Fisk L. A., 2004, *Astrophys. J.*, 671, 589L
- MacNeice P., Antiochos S. K., Phillips A., Spicer D. S., DeVore C. R., Olson K., 2004, *Astrophys. J.*, 614, 1028
- MacQueen R. M., Eddy J. A., Gosling J. T., Hildner E., Munro R. H., Newkirk G. A., Jr., Poland A. I., Ross C. L., 1974, *Astrophys. J.*, 187, 85

- MacQueen R. M., Fisher R. R., 1983, *Sol. Phys.*, 89, 89
- Maričić D., Vršnak B., Stanger A. L., Veronig A., 2004, *Sol. Phys.*, 225, 337
- Martens P. C. H., Kuin N. P. M., 1989, *Sol. Phys.*, 122, 263
- Martin S. F., 1973, *Sol. Phys.*, 31, 3
- Martin S. F., 1990, in Ruždjak and Tandberg-Hanssen E. (eds.), *Dynamics of Quiescent Prominences*, *Lecture Notes in Physics*, 363, Springer-Verlag, p. 1
- Martin S. F., Echols C. R., 1994, in R. J. Retten and C. J. Schrijver, *Solar Surface Magnetism*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Holland, 339
- Martin S. F., Bilimoria R., Tracadas P. W., 1994, in NATO ASI Ser. C-433, *Solar Surface Magnetism*, ed. R.J. Rutten & C.J. Schrijver, Dordrecht: Kluwer, 303
- Martin S. F., 1998, *Sol. Phys.*, 182, 107
- Marubashi K., *Ad. Sp. R.*, 1986, 6, 335
- McKenzie D. E., Hudson H. S., 1999, *Astrophys. J.*, 519, L93
- Moon Y.-J., Choe G. S., Wang H., Park Y. D., Gopalswamy N., Yang, G., Yashiro, S., 2002, *Astrophys. J.*, 581, 694
- Moon, Y.-J., Cho, K. S., Smith, Z., Fry, C. D., Dryer, M., Park, Y. D., 2004, *Astrophys. J.*, 615, 1011
- Munro R. H., Gosling J. T., Hildner E., MacQueen R. M., Poland A. I., Ross C. L., 1979, *Sol. Phys.*, 61, 201
- Neupert W. M., Thompson B. J., Gurman J. B. et al., 2001, *J. Geophys. Res.*, 106(A11), 25215
- Parker E. N., 2001, *Chinse Journal of Astronomy and Astrophysics*, 1, 99
- Parker E. N., 1988, *Astrophys. J.*, 330, 474

- Patsourakos S., Klimchuk J. A., 2005, *Astrophys. J.*, 628, 1023
- Plunkett S. P., Michels D. J., Howard R. A., Brueckner G. E., St. Cyr O. C., Thompson B. J., Simnett G. M., Schwenn R., Lamy P., 2002, *Adv. Space Rev.*, 29, 1473
- Priest E. R., Forbes T. G., 2002, *A & A Rev.*, 10, 313
- Qu Z., Xu Z., 2002, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 2, 71
- Raymond J. C., Ciaravella A., Dobrzycka D., Strachan L., Ko Y.-K., Uzzo M., Raouafi N., 2003, *Astrophys. J.*, 597, 1106
- Rust D., 1966, Thesis, University of Colorado
- Rust D. M., 1972 *Sol. Phys.*, 25, 141
- Rust D. M., 1980, in *Solar Flares: A Monograph from Skylab Solar Workshop II*, (ed.) P. A. Sturrock, pp. 273-339, Colo. Assoc. Univ. Press, Boulder
- Rust D., Kumar A., 1994, *Sol. Phys.*, 155, 69
- Sahal-Bréchet S., Bommier V., Leroy J. L., 1997, *A&A*, 59, 223
- Schmieder B., Forbes T. G., Malherbe J. M., Machado M. E., 1987, *Astrophys. J.*, 317, 956
- Schmieder B., Raadu M. A., Malherbe J. M., 1985 *A&A*, 142, 249
- Sheeley Jr. N. R., Howard R. A., Koomen M. J., Michels D. J., Harvey J. W., Harvey K. L., 1982, *Space Science Review*, 33, 219
- Sheeley Jr., N. R., Warren H. P., Wang Y.-M., 2004, *Astrophys. J.*, 616, 1224
- Srivastava N., Schwenn R., Inhester B. Martin S. F., Hanaoka Y., 2000, *Astrophys. J.*, 534, 468
- Srivastava N., Schwenn R., Inhester B., Stenborg G., Podlipnik B., 1999, *Space Sci. Rev.*, 87, 303

- Starck J.-L, Siebenmorgen R., Gredel R., 1997, *A&A*, 482, 1011
- St. Cyr O. C., Web D. F. 1991, *Sol. Phys.*, 136, 379
- St. Cyr O. C., Howard R. A., Simnett G. M., et al. 1997, *Proc. 31st ESLAB Symp, Correlated Phenomena at the Sun, in the heliosphere and in Geospace*
- Sterling A. C., Moore R. L., 2004, *Astrophys. J.*, 613, 1221
- Sterling A. C., Moore R. L., 2005, *Astrophys. J.*, 630, 1148
- Stenborg G., Cobelli P., 2003, *Astrophys. J.*, 398, 1185
- Stenflo J. O., 1985, in Jargyard M.J. (ed) *Measurement of Solar Vector Magnetic Field*, NASA, 263
- Stenflo J. O., 1994, *Solar Magnetic Fields, Polarized Radiation Diagnostics*
- Stenflo J. O., Gandorfer A., Holzreuter R., Gisler D., Keller C. U., Bianda M., 2002, *A&A*, 389, 314
- Subramanian P., Dere K. P., Rich N. B., Howard R. A., 1999, *J. Geophys. Res.*, 104(A10), 22321
- Tang F., 1987, *Sol. Phys.*, 107, 233
- Tandberg-Hanssen E., 1970, *Sol. Phys.*, 15, 359
- Tandberg-Hassen E. 1974, *Solar Prominences*, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland
- Tousey R., 1973, In *Space Research XIII*, ed. Rycroft, M. J., Runcorn, S.K., 173. Berlin: Akademie-Verlag
- van Ballegooijen A. A., 2004, *Astrophys. J.*, 612, 519
- Vršnak B., Maričić D., Stanger A. L., Veronig A., 2004, *Sol. Phys.*, 225, 355
- Vršnak B., Sudar D., Ruždjak D., 2005, *A&A*, 435, 1149

- Wang H., Qiu, J., Jing, J., Zhang, H., 2003, *Astrophys. J.*, 593, 564
- 王亚男, 苏定强, 陈馨礼, 1986, 北京天文台台刊, 8, 66
- Wang Y., Sheeley Jr. N. R., 1999, *Astrophys. J.*, 510, L157
- Sheeley Jr. N. R., Walters J. H., Wang Y.-M., Howard R. A., 1999, *J. Geophys. Res.*, 104(A11), 24739
- Webb D. F., Burkepile J., Forbes T. G., Riley P., 2003, *J. Geophys. Res.*, 108(A12), 1440
- Wiehr E., Bianda M., 2003, *A&A*, 404, L25
- Yashiro S., Gopalswamy N., Michalek G., St. Cyr O. C., Plunkett S. P., Rich N. B., Howard R. A., 2004, *J. Geophys. Res.*, 109(A7), 7105
- Zhang H., Ai G., Sakurai T., Kurukawa H., 1991, *Sol. Phys.* 136, 269
- Zhang H., Zhang M., 2000, *Sol. Phys.* 196, 269
- Zhang J., Dere K. P., Howard R. A. et al., 2001a, *Astrophys. J.*, 559, 452
- Zhang J., Dere K. P., Howard R. A., Vourlidas A., 2004, *Astrophys. J.*, 604, 420
- Zhang J., Wang J., Nitta N., 2001b, *Chinese Journal of Astronomy and Astronomy*, 1, 85
- Zhang M., Golub L., DeLuca E., Burkepile J., 2002, *Astrophys. J.*, 574, L97
- Zhou G., Wang J., Cao Z., 2003, *A&A*, 397, 1057

发表文章目录

- [1] **Xingming Bao**, Hongqi Zhang, Jun Lin, Guillermo Stenborg, Coronal Mass Ejection and The Associated Activities on Disk Observed on 26 October 26, 2003, 2006, A&A, in press
- [2] **Xingming Bao**, Hongqi Zhang, Jun Lin, Formation of the Coronal Mass Ejection on 18 February 2003, 2006, Chinese Journal of Astrophysics and astronomy, 6, 741
- [3] **Xingming Bao**, Hongqi Zhang, $H\beta$ Chromospheric Magnetic Field of a Quiescent Filament, 2003, Chinese journal of Astrophysics and astronomy, 3, 87
- [4] **Xingming Bao**, Hongqi Zhang, Jun Lin, Yunchun Jiang, Leping Li, Evolution of Coronal Mass Ejections in the Early stage, Adv. Space Res., submitted
- [5] Hongqi Zhang, **Xingming Bao**, Yin Zhang, et al., Three Super Active Regions in the Descending Phase of Solar Cycle 23, Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics, 2003, Vol. 3, No. 6, 491

致 谢

在我的论文完成之际，我衷心地感谢导师艾国祥院士，从我开始读硕士学位以来给我的悉心指导。艾国祥院士严谨的治学态度和无私的奉献精神深深地影响着我，带我走进了太阳物理研究领域。张洪起研究员以身作则的敬业精神，以及对我在生活上周到的关心和学术上严格的要求，使我受益匪浅，为我从事今后的研究工作打下了良好的基础。我还要特别感谢的是林隽研究员，在我攻读博士的研究工作遇到困难的时候，给予了我很大的鼓励和帮助。我能够完成博士论文工作，与林隽的精心指导和付出的大量心血密不可分。感谢杜红荣积极的、有效率的工作，使我有机会一直从事太阳物理的研究。在我完成论文期间，张枚研究员给我提供了MK4的日冕资料，邓元勇研究员同我进行了细致的讨论，汪景琇和张军研究员为我的工作提出了有益的意见和建议，在此表示感谢。对于怀柔基地的汪国平、齐宏伟在观测资料中给予了大力协助，以及李威、包曙东、王艺、张鼎波、卢永宁、阮文东在各方面的帮助，对于同窗朝夕相处的苏江涛、刘继宏、张印、郭娟、阮桂萍、陈洁、孙英姿、张志勇、胡新华、高裕、谢文彬等同学给予的帮助，我深表谢意。

我的妻子郭玲和女儿包璇琪在准备论文期间给予了我悉心的照顾、全力的支持和充分的理解，在此深表感激。感谢我的三位姐姐和家人们，你们的鼓励和挂念一直是我研究工作的动力。

谨把本文献给我最敬爱的父亲母亲！