

两个太阳爆发事件中磁重联电流片的观测研究*

蔡强伟^{1,2†} 吴 宁^{3‡} 林 隽¹

(1 中国科学院云南天文台 昆明 650011)

(2 中国科学院大学 北京 100049)

(3 云南师范大学旅游与地理科学学院 昆明 650031)

摘要 日冕物质抛射 (Coronal Mass Ejection, CME) 通常会将其后面区域中的磁场急剧拉伸, 使得极性相反的磁力线相互靠近而形成磁重联电流片. 磁重联电流片在爆发过程中, 既是磁自由能迅速转化为热能、等离子动能和高能粒子束流的重要区域, 又起着连接日冕物质抛射和耀斑的作用. 2003 年 1 月 3 日和 11 月 4 日的两次 CME 事件, 在 CME 离开太阳表面附近之后, 均有电流片被观测到. 结合搭载在 SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) 上的 LASCO (Large Angle and Spectrometric Coronagraph)、UVCS (Ultraviolet Coronagraph Spectrometer) 数据, 以及大熊湖天文台和云南天文台的 $H\alpha$ 资料, 研究两次爆发事件的动力学特征, 以及电流片的物理特性. 电流片中高电离度粒子的存在, 如 Fe^{+17} 、 Si^{+11} , 表明电流片区域中温度高达 $3\times 10^6\sim 5\times 10^6$ K. 直接测量发现电流片的厚度在 $1.3\times 10^4\sim 1.1\times 10^5$ km 范围之间, 并随时间先增大后逐渐减小. 利用 CHIANTI (ver 7.1) 光谱代码, 进一步计算得到 2003 年 1 月 3 日电流片中的电子温度和相应辐射量 (Emission Measure, EM) 的均值分别为 3.86×10^6 K 和 6.1×10^{24} cm⁻⁵. 另一方面, 利用 SOHO/UVCS 观测数据对 2003 年 11 月 4 日的 CME 爆发事件中的电流片进行分析, 发现电流片呈现准周期性扭转运动.

关键词 太阳: 日冕物质抛射, 太阳: 电流片, 太阳: 辐射量, 太阳: 紫外辐射

中图分类号: P182; **文献标识码:** A

1 引言

日冕物质抛射 (Coronal Mass Ejection, CME) 是太阳大气中最剧烈的爆发现象, 短时间内抛射大量 ($10^{14}\sim 10^{16}$ g) 等离子体物质进入行星际空间^[1]. 除了等离子体之外, CME 还携带着大量的磁通量 ($10^{20}\sim 10^{22}$ Mx) 进入行星际空间. 这些磁通量与等离子

2015-03-18 收到原稿, 2015-04-30 收到修改稿

*973 项目 (2013CBA01503)、国家自然科学基金项目 (11273055, 11333007) 及中国科学院先导专项 B 类项目 (XDB09040202) 资助

[†]caiqiangwei@ynao.ac.cn

[‡]Ningwu@ynnu.edu.cn

体以及爆发前的日冕磁结构关联在一起, 在爆发过程中因部分磁场结构被破坏而被抛离太阳. CME 爆发通常与日珥爆发以及和耀斑 (flare)、高能粒子事件 (SEP events)、射电暴等现象有关的活动区域有关联^[2], Cheng 等^[3-4] 中分析表明快速 CME 同超强质子事件有关联.

CME 的触发需要日冕磁场结构中的平衡被破坏, 而 CME 的传播则需要磁重联的发生^[5-7]. 磁重联在太阳爆发事件中占据着重要作用, 是反向磁力线局部耗散引起重构以及磁能释放的过程. 在经典太阳耀斑的 CSHKP 模型^[8-11] 中, 磁力线在爆发开始阶段被极度拉伸, 并在反向磁力线相互靠近的区域中形成电流片 (current sheet, CS). Lin & Forbes^[12] 利用二维磁通量绳模型研究了由灾变过程驱动的磁重联如何帮助磁通量绳逃逸而形成 CME, 以及磁通量绳的运动是如何反过来影响磁重联过程的. Lin & Forbes^[12] 灾变模型中最为突出的结构特征就是连接 CME 和耀斑的长磁重联电流片. Ciaravella 等^[13] 利用 SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) 卫星上的 UVCS (Ultraviolet Coronagraph Spectrometer) 光谱资料对 1998 年 3 月 23 日爆发事件进行分析, 首次通过光谱资料从观测上证实了 CME/耀斑电流片的存在.

跟在 CME 之后的电流片的一个最显著的特征就是与周围 CME 的大尺度结构相比, 具有较小的厚度, 以及其中的等离子体的较高的温度 (见 Ciaravella 等^[14] 的总结). 电流片典型的观测特征是狭窄的高温 (几百万开) 区域, 经常出现在大约 6×10^6 K ($\lg(T/K)=6.8$) 处形成的 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]\lambda 974$ 高温谱线的光谱图或是单色像中. 通常, 这个高温辐射区域在 CME 扫过 UVCS 的狭缝之后被观测到 (Ciaravella & Raymond^[15]; Lee 等^[16]; Schettino 等^[17]), 持续多个小时甚至数天 (如 Ciaravella 等^[13]; Ko 等^[18]; Bemporad 等^[19]). 电流片在白光和 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]\lambda 974$ 发射线的图像中表现为跟随着向外移动的 CME 核之后的狭窄的射线状结构. 最近, Ciaravella 等^[14] 对 CME 的白光射线和紫外辐射进行的统计分析表明两者之间不存在一一对应关系: 白光射线 (样本量为 157) 中只有 40% 显示出紫外辐射, 其中的 18% 表现出高温特性; 而且, 许多 CS 显示出紫外辐射而无关联的白光图像. 这种不对应性主要是由观测仪器的空间位置和观测条件造成的.

早期人们认为电流片的厚度 d 受到质子拉莫半径的约束, 在日冕环境下大约是几十米, 认为电流片太薄而无法观测^[20-21]. 这种观点是基于实验室的小尺度磁重联 (几十米的大小) 或者是在空间准静态过程 (数十小时或者几天的时间尺度). 但目前的观测已经证实 CME/耀斑电流片的存在, 且表明电流片有较大的厚度. 比如 Lin 等^[22] 直接测量了电流片的厚度, 发现其大小达到出人意料的 6.4×10^4 km, Ciaravella & Raymond^[15] 发现这一厚度在 $5.6 \times 10^4 \sim 1.4 \times 10^5$ km 之间, 而 Bemporad 等^[19] 则估计出电流片的厚度在 3×10^5 km 左右. 最近, Ciaravella 等^[14] 对已有的有关电流片的工作进行了归纳和总结. 其结果表明, 直接观测到的电流片的厚度在 $3 \times 10^4 \sim 3.5 \times 10^5$ km.

观测同时表明沿 CS 方向有持续的等离子团流动, 且有靠近 (McKenzie & Hudson^[23]) 和远离 (Ko 等^[18]; Lin 等^[22]) 太阳两种运动方式. 一般认为它们是 CS 中的磁重联外流. 在这些流体中, 还能够识别出许多等离子团 (如 Ko 等^[18]; Lin 等^[22]; McKenzie & Hudson^[23]; Savage 等^[24]; Reeves 等^[25]). 在 Forbes & Malherbe^[26]、Riley 等^[27]、Bárta 等^[28]、Shen 等^[29]、Mei 等^[30]、Song 等^[31] 和 Shen 等^[32] 的数值实

验中,一系列同样形式的等离子团的运动均被观测到. 尽管这些数值实验没有能够重现某些特殊事件,但在 CS 的形成和沿着 CS 运动的等离子团的形成和发展方面,均达到了很好的共识. Riley 等^[27]指出,CS 中团块的形成和演化强烈地表明撕裂膜不稳定性^[33]或是混沌(即分数维)磁重联^[34]在磁场耗散和控制 CS 的尺度上发挥着很重要的作用(也可参见文献[35-36]).

在上述工作的基础上,本文利用白光和紫外光谱数据对 2003 年 1 月 3 日(事件 1)和 11 月 4 日(事件 2)的两次爆发事件进行分析. 在两个事件中,CMEs 经过 UVCS 狭缝的视场之后,都在 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]\lambda 974$ 发射线的单色像中留下了狭窄而明亮的结构. 本文的第 2 部分是对主要的观测仪器和 CHIANTI 光谱代码的介绍;第 3 部分是对两次爆发事件在白光(Large Angle and Spectrometric Coronagraph C2, LASCO C2)观测到的演化过程进行描述,并对事件的动力学特征进行分析;第 4 部分是对两次事件在紫外光谱数据(UVCS)中识别出的电流片的结构演化及物理特征进行分析;最后,我们在第 5 节对此次工作进行总结和讨论.

2 观测仪器和 CHIANTI 光谱代码

2.1 观测仪器

文中的研究数据主要来源于搭载在 SOHO 上的 LASCO 和 UVCS 两台仪器. LASCO C2 是能够在从 $2.3 R_{\odot}$ 到 $6 R_{\odot}$ 的高度范围内连续观测日冕的白光日冕仪,拍照周期为 20 min,像素尺寸为 $11.4''$ (Brueckner 等^[37]). 同白光日冕仪观测到的日冕完整视野不同,UVCS 光谱仪(Kohl 等^[38])的视场被它的 $42'$ 长和 $84''$ 宽的狭窄入射狭缝所限制. 狭缝可以放置在位于 $1.5 R_{\odot} \sim 10 R_{\odot}$ 之间的任意方位角(PA)处.

UVCS 有两个通道,即 O_{VI} 和 $\text{Ly}\alpha$ 通道,分别用于探测 $\text{O}_{\text{VI}}\lambda\lambda 1032/1037$ 双线和 $\text{HI Ly}\alpha$ 谱线,在 $945 \sim 1270 \text{ \AA}$ (次级 $473 \sim 635 \text{ \AA}$, 详细描述可参考 Kohl 等^[38]) 的波长范围内也可观测到许多其他谱线. 出现在这些波长范围内的谱线主要有 $\text{O}_{\text{VI}}\lambda\lambda 1032/1037$ 双线, $\text{C}_{\text{III}}\lambda 977$, $\text{HI Ly}\alpha$, $\text{Ly}\beta$, 以及 $\text{Mg}_{\text{X}}\lambda 610$ 和 $\text{Si}_{\text{XII}}\lambda 520$ 的次级谱线. 在 CME 物质中观测到的主要谱线是 $\text{O}_{\text{VI}}\lambda\lambda 1032/1037$ 双线, $\text{C}_{\text{III}}\lambda 977$, $\text{HI Ly}\alpha$, $\text{Ly}\beta$ 等低温谱线. O_{VI} 通道有一个冗余路径允许进行 $\text{HI Ly}\alpha$ (一级) 和 $\text{Mg}_{\text{X}}\lambda\lambda 610/625$ (二级) 谱线的探测. 用作探测器的 CCD 每个像素的空间尺寸为 $7''$, 在 O_{VI} 和 $\text{Ly}\alpha$ 通道上,每个像素占据的色散范围分别为 $0.0993 \text{ \AA}$ (冗余路径为 $0.0915 \text{ \AA}$) 及 $0.1437 \text{ \AA}$; 光谱分辨率是 $0.18 \sim 0.6 \text{ \AA}$, 曝光时间范围是 $120 \sim 600 \text{ s}$ (每两次曝光之间间隔 10 s 用于读出数据).

由于观测技术的限制,UVCS 只能用低空间和低光谱分辨率的模式在它的设计的波长范围内进行观测. 观测是在一个固定高度或在若干高度之间转换. 典型的观测高度是 $1.6 R_{\odot} \sim 2.3 R_{\odot}$, 且能够覆盖很宽的温度范围,从如 $\text{C}_{\text{III}}(10^5 \text{ K})$ 的低温谱线到如 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}](10^{6.8} \text{ K})$ 的高温谱线. 大多数 UVCS 观测得到的数据具有 $3(21'')$ 个或 $6(42'')$ 个像素的空间分辨率,这些数据会在某几个波长范围内有缺失. 对 CME 的观测要求 UVCS 在恰当的时间和位置处将入射狭缝放置在正确的地方中,否则有可能会致 UVCS 观测错过 CME 的爆发位置. 当 CME 扫过狭缝的视场时,我们可以得到事件的光谱. 获得的光谱数据是一个二维图像,纵轴方向包含的是目标沿着入射狭缝的空间信息,横轴方向给出的是目标色散信息.

2.2 CHIANTI 光谱代码

CHIANTI 数据库在 1996 年首次发布 (Dere 等^[39]), 基本上包含了所有天体物理中重要离子的能级、辐射数据和电子激发率. 另外, 还有许多利用 IDL 编写的计算机程序, 允许用户计算合成光谱, 研究等离子诊断特征. CHIANTI 原子数据库的目标是提供一系列原子数据, 来解释以碰撞为主、高温、光学薄源所激发的天体物理光谱. 随着数据库的发展, 逐渐包括原子能级, 电离和重组率系数, 以及用于计算自由-自由、自由-束缚、双光子连续辐射的数据. CHIANTI 版本 7 的发布, 对库中已存在离子进行更新, 并增加了一些新的离子. 自从发布之后, CHIANTI 已应用于天体物理中许多不同领域, 其中在太阳物理中使用很普遍, 尤其是针对搭载在 SOHO 上 CDS (Coronal Diagnostic Spectrometer)、SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation)、UVCS 光谱分析仪得到的光谱数据 (如 Young & Mason^[40]; Landi 等^[41]; Akmal 等^[42]). 经过 CHIANTI 团组的努力, 它已经成为适用于在 1~2000 Å 波长范围内光学薄辐射的最广泛、完整、准确的光谱代码之一.

3 CME 事件分析

事件 1 和事件 2 由搭载在 SOHO 卫星上的 LASCO 仪器分别在 2003 年 1 月 3 日和 11 月 4 日观测到, 其中后者为晕状 CME. 事件 1 中的 CME 由处于日面边缘的暗条 (日珥) 爆发引起. 在 CME 之后, 通过 UVCS 光谱数据能够发现电流片结构的存在 (图 1(a)~(d)), 但由于观测位置问题, 在 LASCO 视场中无法看到. 事件 2 中同 CME 爆发事件相关联的是剧烈的太阳耀斑的产生. 同事件 1 类似, 我们能够在 LASCO 视场中以及 UVCS 光谱数据中观测到电流片的存在 (图 1(e)~(h)). 下面, 我们对两次 CME 爆发事件的动力学过程进行描述和分析.

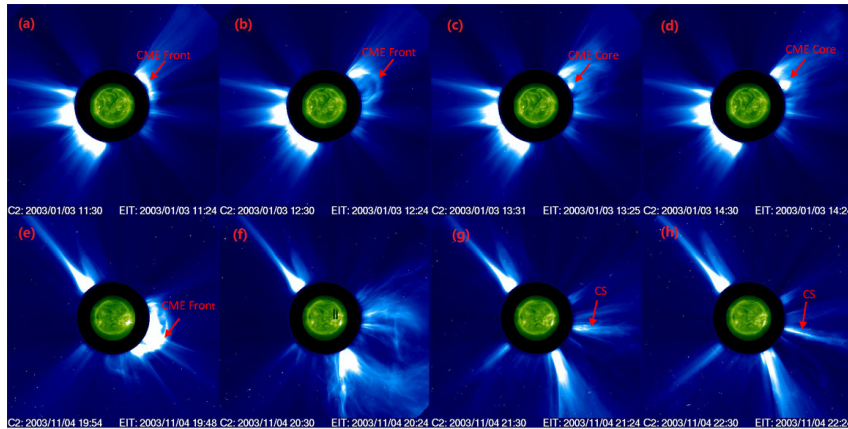


图 1 LASCO C2 及 EIT 195 Å 视场中两个 CME 事件的演化过程, 第 1 排为事件 1, 第 2 排为事件 2. 图中我们已经标注出事件 1 中 CME 前沿和亮核, 以及事件 2 中的 CME 前沿和电流片位置.

Fig. 1 The evolution process of both CMEs in the field of view of LASCO C2 and EIT 195 Å. Top panel: the first event; Bottom panel: the second event. We have marked the position of CME front and core of the first event, as well as CME front and current sheet of the second event.

3.1 2003 年 1 月 3 日 CME 事件

搭载在 SOHO 卫星上的 LASCO 仪器于 2003 年 1 月 3 日在白光波段观测到一个 CME 爆发事件, 这次事件同时也被 SOHO 上的 UVCS、EIT (Extreme ultraviolet Imaging Telescope) 等仪器以及 YNAO (Yunnan Observatories)、BBSO (Big Bear Solar Observatory) 和 KSO (Kanzelhoehe Solar Observatory) 的全日面 $H\alpha$ 望远镜观测到. 此次 CME 的爆发位于太阳的西北部边缘, 在 11:30 UT 进入 LASCO C2 的视场中. 校准后的数据分析专题研究组 (CDAW) 的网站^[43] 给出 CME 前沿在 LASCO 视场图像中的线性拟合速度为 521 km/s. 但是, 在 17:30 UT 时刻, 附近发生的另一个爆发事件将这个 CME 淹没, 所以该 CME 的后续演化过程和特征就无法观测和研究. 将 2003 年 1 月 1 日至 1 月 3 日的 BBSO、KSO 及 YNAO $H\alpha$ 图像 (图 2) 同相应的 EIT 195 Å 图像相对比, 我们发现这次的 CME 爆发没有发生于活动区, 而是由位于日面边缘的一个暗条爆发所引起. 图 2 中标注出了 3 条暗条 (日珥), 与我们研究事件相关的是东西走向的暗条 (如红色箭头所示. 由于这个暗条非常接近日面边缘, 所以要严格区分它是暗条还是日珥不太容易. 我们这里采用一个折衷的表述方法). 在 EIT 195 Å 图像中, 我们能够清晰地看到这个暗条在 10:00—10:28 UT 之间的某时刻发生了“破裂”, 接着产生了这次爆发.

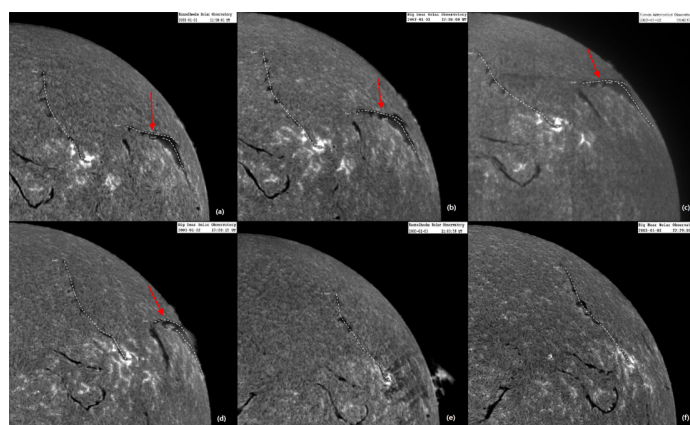


图 2 BBSO、KSO 及 YNAO $H\alpha$ 图像. 其中红色箭头标示的大致沿东西走向的暗条是我们的研究对象. 右上角白框中是观测望远镜及相应观测时间.

Fig. 2 BBSO, KSO, and YNAO $H\alpha$ images. The filament marked by red arrow nearly along west-east is our research object. The observational telescope and times are included in the white box of upper right corner.

LASCO C2 的白光图像 (图 1(a)~(d)) 表明在西北 30° 处有一个向西面扩展的明亮前端, 其后跟随有一个弥散和亮度微弱的结构, 这应该是 CME 的暗腔. 在 LASCO C2 遮光板附近出现的不断变大的亮斑是 CME 的核. CME 的前沿在 11:30 UT 首次出现在 LASCO C2 的视场中, 核进入 LASCO C2 的视场内的时刻大约在 12:54 UT 左右. 从 12:54 UT 至 17:54 UT, 我们注意到 CME 核在日冕仪遮光板附近有明显增亮膨胀的趋势, 然后同随后发生的爆发事件中的 CME 相重叠, 后者的腿部将该 CME 的核向北推挤, 使其偏离了原先的传播方向.

根据 CDAW 网站中给出的 CME 前沿在 LASCO C2 和 C3 中的高度随时间的变

化, 我们利用二项式拟合, 可以得到 CME 上升的加速度为 34.2 m/s^2 , 也可以推算得到 CME 前沿在某高度处的速度. 例如, 在 $5 R_{\odot}$ 处的速度大约为 368.17 km/s , 在 $10 R_{\odot}$ 处的速度大约为 610.94 km/s . 通过将拟合结果外推, 得到 CME 前沿速度为零时的日心距离为 $2.15 R_{\odot}$, 时间为 10:06 UT. 这个时刻位于 10:00—10:28 UT 之间, 与根据 EIT 资料推算出来的暗条 (日珥) 爆发的时间域大致吻合.

从 LASCO C2 的相减图像中我们还能很清晰地分辨出 CME 暗腔当中的一些等离子团块 (图 3), 在 CME 向外传播的过程中, 它们大致沿着径向运动. 在 13:31 UT 时刻我们能够清晰地识别出两块等离子团 (见图 3(a) 中红色和蓝色箭头所示); 随着事件的发展, 在 13:54 UT 时刻出现了第 3 个等离子团 (图 3(b) 中绿色箭头所示); 但在后续的发展过程中, 等离子团逐渐变暗, 尤其是第 3 个等离子团, 到 14:00 UT 之后就已经消失不见 (参考 14:06 UT 时刻的图 3(c) 和 14:30 UT 时刻的图 3(d)). 根据这些等离子体团块的位置变化, 可以得到相邻时间间隔内等离子团运动的平均速度 (见表 1). 可以看出, 它们的运动整体呈现出减速的趋势: 第 1 个团块的运动速度从每秒 400 多公里下降到每秒 100 多公里, 第 2 个团块的速度从每秒 300 多公里下降到 100 km/s 以下, 而第 3 个团块的速度则无法估算, 它在第 1 个时刻出现一下之后, 到第 2 个时刻就消失不见.

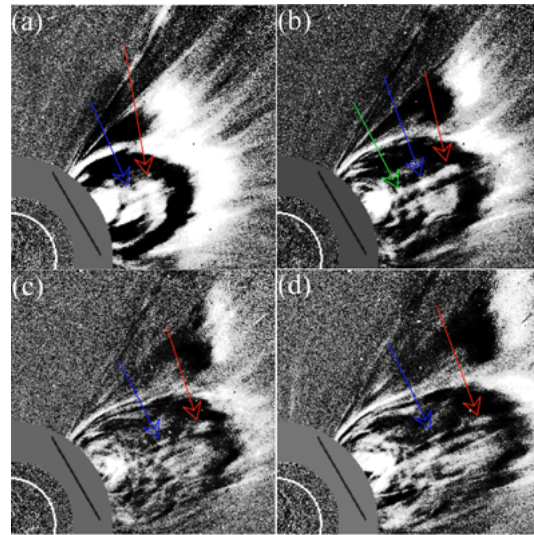


图 3 CME 的 LASCO C2 图像相减像, 时间分别为 13:31 UT, 13:54 UT, 14:06 UT, 14:30 UT.

Fig. 3 The running-difference LASCO C2 images taken at several times during the 2003 January 3 CME event, at 13:31 UT, 13:54 UT, 14:06 UT, and 14:30 UT, respectively

表 1 等离子团流动速度
Table 1 Flow velocity of plasma blobs

Time interval	Plasmoid 1	Plasmoid 2
13:31—13:54 UT	428.6 km/s	337.1 km/s
13:54—14:06 UT	470.6 km/s	133.3 km/s
14:06—14:30 UT	164.3 km/s	93.9 km/s

3.2 2003 年 11 月 4 日 CME 事件

事件 2 中产生了一个晕状 CME. 该 CME 在 19:54:05 UT 进入 LASCO C2 视场中, 前端日心距离为 $4 R_{\odot}$, CDAW 网站数据给出的相应速度为 2657 km/s. 此次 CME 的爆发起始于活动区 AR10486, 事件发生时, 该活动区位于 S19W83. 与 CME 爆发同时发生的是在 19:36:13 UT 时刻于太阳西部日面边缘产生的 X30.6 X 射线耀斑. GOES(Geostationary Operational Environmental Satellite) 观测显示软 X 射线流量最大值大约在 19:47 UT, 这是目前观测到的最大的软 X 射线耀斑爆发, 其释放的总能量和活动区的磁场能量相当^[44]. 同时 CDAW 给出其加速度为 434.8 m/s^2 . 但由于缺少高度测量, 加速度存在很大的不确定性.

图 1(e)~(h) 给出事件 2 中 CME 的演化. CME 前沿在 19:54 UT 首次出现在 LASCO C2 的视场中. 这次事件同事件 1 中 CME 爆发的区别在于, 我们能够在 LASCO C2 视场中清楚地观测到射线状结构 (即电流片) 的存在. 同时, 我们还观测到有等离子团沿着电流片远离太阳向外运动. Ciaravella & Raymond^[15] 中给出其运动速度范围为 480~870 km/s. Song 等^[45] 中同样对此次事件中电流片内部等离子团的运动特征进行了分析, 给出观测到的 5 个团块的运动速度范围为 586~786 km/s, 加速度范围为 $-26.1 \sim 22.9 \text{ m/s}^2$. 由于 UVCS 狭缝在 LASCO C2 遮光板的下方, 假设等离子团出现在这两个不同仪器视场中时速度相同, 根据 Ciaravella & Raymond^[15] 中给出的等离子团运动速度范围, 我们得到等离子体团沿着 CME 爆发方向的长度范围为 $1.2 \times 10^6 \sim 2.7 \times 10^6 \text{ km}$.

4 电流片的光谱特征

UVCS 通常在 $1.5 R_{\odot} \sim 10 R_{\odot}$ 高度范围内观测 CME 及其后面的磁重联电流片. 这个范围往往是 CME 经历最剧烈加速, 并获得最大动能的区域. 另外, 发生在紧随 CME 之后电流片中的磁重联能够增加 CME 结构中的环向磁场分量以及相应的磁通量, 在原先没有磁通量绳的磁位形中产生一个螺旋磁通量绳^[46], 而在原先已有磁通量绳的磁位形中, 迅速地增加 CME 的尺度、其中的磁通量及其内部磁场结构的复杂程度^[47]. 因此, UVCS 能够观测到 CME 处于最剧烈演化过程中的许多重要特征和物理性质.

本文研究的两个事件中, 事件 1 发生时, UVCS (Kohl 等^[38]) 入射狭缝的中心位置在 $\text{PA}=300^\circ$ 处, 日心距离为 $1.72 R_{\odot}$, 能够获得 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 谱线的有效时间在 11:03—13:02 UT 之间. 光谱数据的曝光时间为 120 s, 通过狭缝可以观测到在 $270.4^\circ \sim 336.2^\circ$ 范围内的日冕部分. 沿着狭缝的空间分辨率是 10 个 CCD 的像元大小 (约合 $70''$). 事件 2 发生时, UVCS 入射狭缝的中心位置在 $\text{PA}=262^\circ$ 处, 日心距离为 $1.66 R_{\odot}$. CCD 拍摄获取光谱数据时的曝光时间为 120 s, 狭缝长度覆盖的日冕范围在 $228^\circ \sim 302^\circ$ 之间, 沿着狭缝的空间分辨率是 6 个 CCD 像元 (约合 $42''$).

两个事件的 UVCS 观测数据主要集中在 3 个波段范围内, 分别是 $\text{Ly}\alpha$, $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]\lambda 974$ 和 $\text{O}_{\text{VI}}\lambda\lambda 1032/1037$. 我们利用为 UVCS 配备的数据分析软件包 (DAS5.1) 对观测数据进行分析, 所使用的数据均已进行波长和光通量校正. 校正中的不确定性对一级谱线是 20%^[48], 对次级谱线是 50%^[49]. UVCS 的光路和机械结构能够很好地抑制杂散光, 因此杂散光很弱, 数据中杂散光的影响可被忽略, 因此不需要进行杂散光的校正. 为了得到

沿着狭缝在不同空间位置 and 不同时间处观测到谱线强度的二维图像, 每条光谱线已在光谱方向进行积分, 并消除了平均谱线背景. 表 2 中我们列出两个事件中观测期间检测和识别出的谱线, 并给出利用 CHIANTI 7.1(Bryans 等^[50] 电离平衡方程) 得到的辐射离子形成温度 (其中, λ_{obs} 为谱线的观测波长, λ_{ID} 为谱线的理论波长).

表 2 UVCS 光谱中的谱线识别
Table 2 Lines identified in UVCS spectra

$\lambda_{\text{obs}}/\text{\AA}$	$\lambda_{\text{ID}}/\text{\AA}$	Ion	Transition	$\lg(T_{\text{max}}/\text{K})$
974.77	974.86	[FeXVIII]	$2s^2 2p^5 \ ^2P_{3/2} - 2s^2 2p^5 \ ^2P_{1/2}$	6.7
976.99	977.02	CIII	$2s^2 \ ^1S_0 - 2s2p \ ^1P_1$	4.8
998.76	499.37	SiXII	$1s^2 2s \ ^2S_{1/2} - 1s^2 2p \ ^2P_{3/2}$	6.3
1025.69	1025.72	H _I	Ly β	4.5
1031.90	1031.91	OVI	$1s^2 2s \ ^2S_{1/2} - 1s^2 2p \ ^2P_{3/2}$	5.5
1037.63	1037.61	OVI	$1s^2 2s \ ^2S_{1/2} - 1s^2 2p \ ^2P_{1/2}$	5.5
1041.04	520.66	SiXII	$1s^2 2s \ ^2S_{1/2} - 1s^2 2p \ ^2P_{1/2}$	6.3

图 4 是两个事件的 LASCO C2 白光像、EIT 195 $\text{\AA}$ 单色像、UVCS 狭缝 [FeXVIII] 单色像的叠加图, 箭头标识出电流片的位置, 从中可以看出, 高温等离子体只出现在一个相对较为狭窄的区域中. 图 5 是在不同时刻获得的 UVCS 狭缝在 [FeXVIII] $\lambda 974$ 波段处的一系列单色像, 纵坐标是沿着狭缝度量的方位角 (PA), 横坐标是 UT 时间. 注意: 图 5(a) 中 PA=298° 附近和图 5(b) 中 PA=255° 附近的明亮狭窄结构就是电流片; 图 5(b) 中的竖直亮线为 CME 的高温前沿 (见 Lin 等^[47] 和 Lin & Soon^[51] 的理论计算以及 Raymond 等^[52] 的观测结果). 图 6 给出了两次事件中不同时刻的 UV 光谱, 其中主要的谱线是 OVI $\lambda\lambda 1032/1037$ 双线、CIII $\lambda 977$ 、Ly β 、SiXII $\lambda\lambda 499/520$ 和 [FeXVIII] $\lambda 974$. 下面我们对获得的这两个事件的有关电流片的观测数据逐一进行介绍, 并给出分析结果.

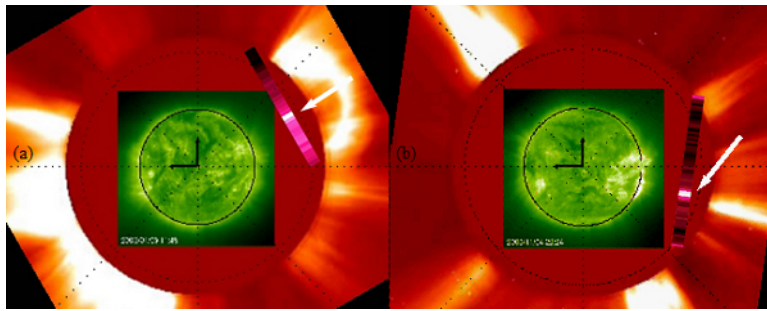


图 4 (a) 事件 1 中 LASCO C2 (11:54 UT)、EIT 195 $\text{\AA}$ (11:48 UT)、UVCS (11:48 UT) 的叠加图像. (b) 事件 2 中 LASCO C2 (22:30 UT)、EIT 195 $\text{\AA}$ (22:24 UT)、UVCS (22:24 UT) 的叠加图像. 箭头标示位置处为电流片所在处.

Fig. 4 (a) The combination image of LASCO C2 (11:54 UT), EIT 195 $\text{\AA}$ (11:48 UT), and UVCS (11:48 UT), in the 2003 January 3 event. (b) The combination image of LASCO C2 (22:30 UT), EIT 195 $\text{\AA}$ (22:24 UT), and UVCS (22:24 UT), in the 2003 November 4 event. The arrow indicates the position of CS.

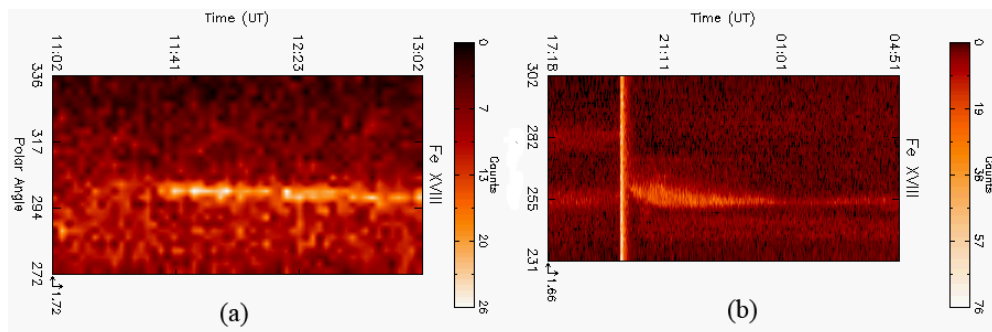


图 5 $[\text{Fe XVIII}]\lambda 974$ 谱线强度随时间的变化, (a) 为事件 1, (b) 为事件 2.

Fig. 5 The evolution of $[\text{Fe XVIII}]\lambda 974$ line intensity with time. (a) For the first event, and (b) for the second event

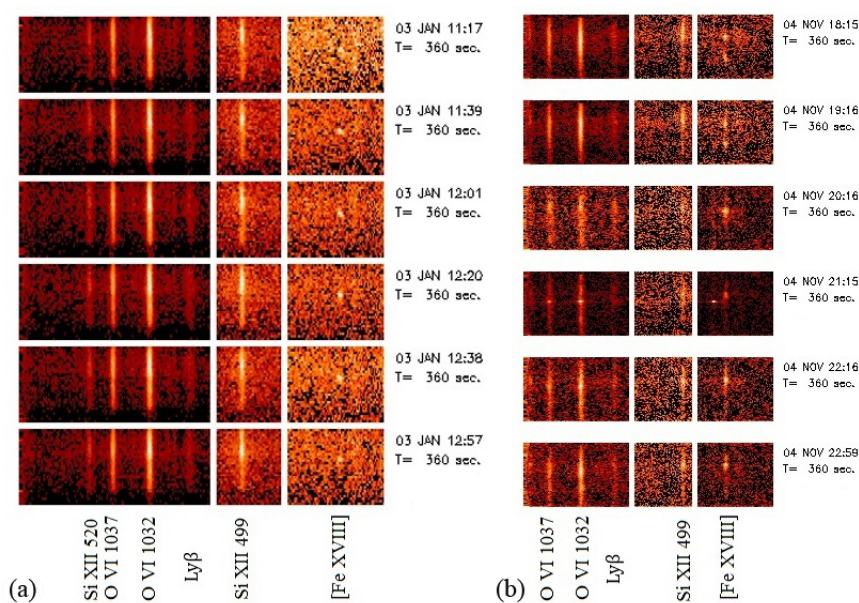


图 6 UVCS 在电流片区域可检测到的主要发射线. 子图 (a) 中给出的是事件 1 中观测到的发射线, 子图 (b) 给出的则是在事件 2 中获得的相应信息. 图中已标注出对应谱线位置.

Fig. 6 The main emission lines detected in the current sheet region by UVCS. (a) For the first event, and (b) for the second event. We have marked the positions of spectral lines.

4.1 谱线强度的空间分布

在图 6(a) 中我们注意到在 Si XII 谱线上的辐射先于 $[\text{Fe XVIII}]$ 辐射出现, 且分布范围更广, 这很有可能是由 CME 出现之前的日冕所产生. 图 7 给出 UVCS 狭缝

[FeXVIII] λ 974, SiXII λ 998, OVI $\lambda\lambda$ 1032/1037 等谱线上的单色像沿着狭缝的强度分布. 沿着狭缝的方向, SiXII 有两处分别位于 PA=286° 和 315° 的明亮辐射, 非对称地分布在 [FeXVIII] 辐射的两侧 (对比图 7 中第 1 行的强度分布). 在南侧的 SiXII 辐射强度约为北侧的 3 倍, 并且在两者之间的强度有所降低, 表明在这个波段观测到的相应区域的亮度比周围区域的低. 对比图 7 左上中在 [FeXVIII] 谱线中观测到的辐射亮区与图 7 右上中在 SiXII 谱线中观测到的暗区的空间位置, 我们发现它们之间有部分重叠. 这表明重叠位置处的等离子体的温度较高, 因此高温谱线出现, 而低温谱线则消失.

Shen 等 [32] 的研究表明在磁重联电流片内部, 在 [FeXVIII] 谱线上的辐射轮廓在 CS 的中心位置处达到最大峰值, 而 SiXII 的强度轮廓以及其他低温 UV 谱线在电流片中心的亮度要比邻近日冕中的低. 图 7 中 [FeXVIII] λ 974, SiXII λ 998, OVI $\lambda\lambda$ 1032/1037 谱线的分布, 符合 Shen 等 [32] 中的描述, 表明我们这里获得的结果支持他们的结论.

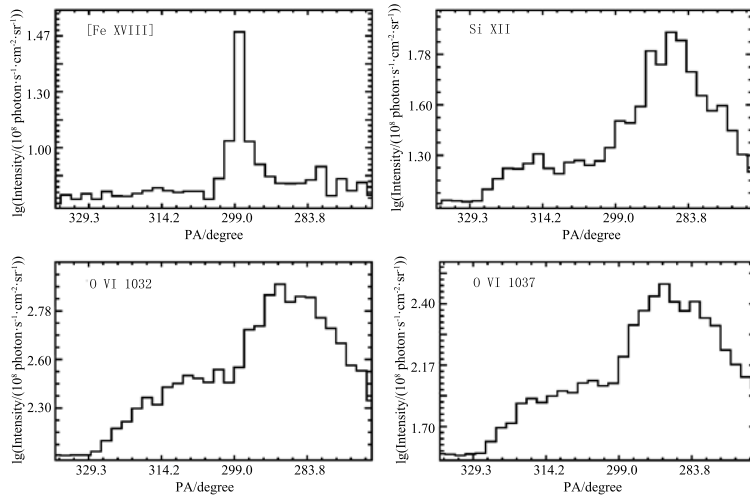


图 7 沿着 UVCS 狭缝的日冕谱线强度分布, 从左上角到右下角分别是 [FeXVIII] λ 974、SiXII λ 998、OVI $\lambda\lambda$ 1032/1037 双线, 横轴为沿着狭缝方向的方位角.

Fig. 7 Line intensity distributions of the pre-CME corona along the UVCS slit. From top-left to bottom-right: [FeXVIII] λ 974, SiXII λ 998, and OVI $\lambda\lambda$ 1032/1037 double lines. The horizontal axis is the position angle along the UVCS slit.

同事件 1 中的电流片的谱线分布类似, 事件 2 中在 [FeXVIII] 谱线上看起来是明亮的区域, 在 OVI $\lambda\lambda$ 1032/1037 双线的波段上却是相对较暗的区域 (图 6(b)). OVI $\lambda\lambda$ 1032/1037 主要分布在电流片的两侧, 而 OVI $\lambda\lambda$ 1032/1037 双线在 CME 前端通过狭缝之前 (即没有出现电流片) 则是充满着这一区域. 这看起来如同高温的 [FeXVIII]($10^{6.8}$ K) 把低温的 OVI($10^{5.3}$ K) 推向两边. 我们认为这是由于电流片两边的反向磁场相互汇聚, 将日冕环境中的低温物质聚集到电流片的两边, 这样 OVI 双线中显示出明亮的区域. 而当这些低温物质随磁场结构继续往电流片中汇聚时, 原本的低温物质被加热到更高的温度, 因此 OVI $\lambda\lambda$ 1032/1037 双线消失, 出现高温谱线 [FeXVIII].

4.2 电子温度和辐射量

一般情况下, 由 UVCS 探测到的谱线辐射的改变是等离子中电子温度和密度演化的结果 (元素丰度变化引起的强度改变通常是可以忽略的). 仿照先前他人的工作 (如 Ciaravella & Raymond^[15]), 我们利用 Si_{XII} 同 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 谱线强度的比值来估算电流片区域中的电子温度 T_e . 日冕条件下, 电子密度足够低, 两条谱线都是取决于跟随有自发辐射的碰撞激发, 其强度可表达如下:

$$I_{\text{coll}}(X_a) \simeq \frac{1}{4\pi} A_X C_{X_a}(T_e) \text{EM} (\text{photon} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}), \quad (1)$$

其中 X_a 是元素 X 的离子态, A_X 是相对丰度, $G(T) = A_X C(T)$ 是贡献函数, 正比于离子的碰撞激发率和电离平衡, EM 是辐射量, 定义为 $\text{EM} = \int_{\text{LOS}} n_e^2 dl$, n_e 是电子密度, 沿着视线方向积分. 电流片中谱线辐射的改变表明温度随时间变化. 我们可以将两条谱线的观测强度的比值同 CHIANTI 光谱代码中给出的期望值相比对, 得到电子温度. 一旦电子温度确定, 我们就可以利用 (1) 式来推测辐射量 EM 值. 针对事件 1, 基于 Bryans 等^[50] 的电离平衡方程, 我们利用 CHIANTI(ver 7.1) 光谱代码得到 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]\lambda 974$ (实线) 和 $[\text{Si}_{\text{XII}}]\lambda 998$ (虚线) 的辐射 (图 8). 假设日冕中电子密度为 10^8 cm^{-3} , 我们进一步推算电流片中的电子温度和相应的辐射量 EM, 见表 3.

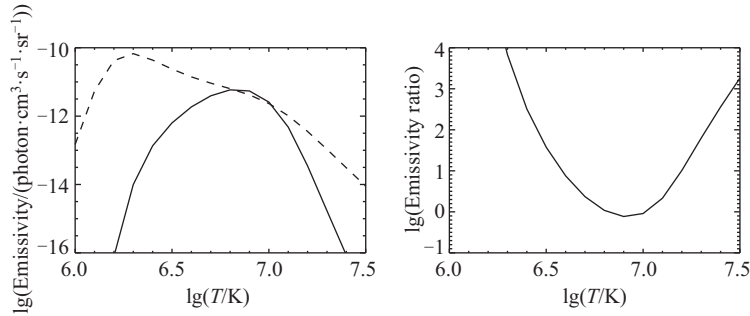


图 8 左图: 利用 CHIANTI 光谱代码 (ver 7.1) 得到 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]\lambda 974$ (实线) 和 $\text{Si}_{\text{XII}}\lambda 998$ (虚线) 的辐射, 基于 Bryans 等^[50] 的电离平衡方程. 右图: Si_{XII} 同 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 谱线辐射的比值

Fig. 8 Left panel: emissivities of the $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]\lambda 974$ (solid line) and $\text{Si}_{\text{XII}}\lambda 998$ (dashed line) lines from the CHIANTI spectral code (ver 7.1), based on the ionization equilibria of Bryans et al^[50]. Right panel: ratio of the Si_{XII} to $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ line emissivity

需要指出的是, 电子温度确定过程中的不确定性主要来源于 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 和 Si_{XII} 的最大谱线辐射的范围在温度上仅有部分重叠 (图 8 左图). 这意味着, 当等离子在某条谱线的显著响应范围内时, 另一条谱线将会很微弱. 因此, 为了提高信噪比, 我们将多个曝光时间叠加并平均, 然后在多个空间间隔上对观测到的谱线强度进行平均.

4.3 电流片的物理特征

CME 爆发之后, $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]\lambda 974$ 的辐射是电流片存在的最显著表征, 尤其是沿着狭缝在很狭窄的区域中观测到, 并存在很长时间. 对电流片结构的物理特征的分析, 也主要是依据 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]\lambda 974$ 的辐射. 这里, 我们先给出数据分析的主要方法.

表 3 电流片中参量
Table 3 Parameters of CS

Time (UT)	PA/degree	I_{974}^a	I_{998}^a	$\lg(T/K)$	EM/(10^{24} cm^{-5})
11:41—11:45	296.4-301.2	1.24	10.01	6.596	5.73
11:54—11:58	296.4-301.2	1.34	12.2	6.590	6.72
12:08—12:12	296.4-301.2	1.05	12.17	6.573	5.94
12:21—12:25	296.4-301.2	1.34	9.04	6.608	5.40
12:44—12:48	296.4-301.2	1.03	14.28	6.563	6.74

^a Line intensity is in units of $10^9 \text{ photon} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$

利用 UVCS 资料的数据分析软件 (DAS 5.1), 我们可以选定某一时时刻的数据 (以事件 2 中光谱数据的 20:23 UT 时刻为例), 对其在波长方向上的谱线强度进行高斯拟合 (图 9(a)). 然后根据得到的拟合强度, 在时间序列上进行排列, 就能够得到图 10(c) 和 (d). 根据 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]\lambda 974$ 在波长方向上 (图 6 光谱图中的横向) 线心位置为基准, 我们对该位置处的 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 辐射沿狭缝的分布 (图 6 光谱图中的纵向) 进行高斯拟合. 这样我们可以得到电流片中高温等离子体在空间上的分布, 并将拟合结果的线心作为电流片中心的空间位置, 拟合结果的半高全宽做相应转换, 即为电流片的宽度:

$$W = 2 \times D \times \tan\left(\frac{\text{FWHM}}{2}\right), \quad (2)$$

其中, W 为电流片的宽度, D 为 UVCS 狭缝位置距离日心的高度, FWHM 为拟合得到的半高全宽 (单位为弧度). 这样我们既获得了电流片的空间位置随时间的变化, 也获得了其宽度随时间的变化. 这里, 我们选取高斯拟合的近似公式为:

$$f(x) = A_0 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - A_1}{A_2}\right)^2\right] + A_3, \quad (3)$$

其中, x 为变量, $f(x)$ 描述了函数在 x 上的分布; 参量 A_0 是拟合曲线的高度, A_1 是曲线线心所在位置, A_2 是曲线的宽度 (标准偏差), A_3 则是一个常数项. 通过拟合结果反馈的 A_1 和 A_2 的值, 我们得以获取其谱线轮廓的线心值和半高全宽. 同样, 我们以 2003 年 11 月 4 日事件 20:25 UT 时刻的数据为例, 可以得到方位角-强度的轮廓图 (图 9(b)), 进一步得到电流片中心的空间位置, 以及电流片的宽度. 同样地, 在两个事件的时间序列上进行排列, 就能够得到图 10(a) 和 (b) 以及 (e) 和 (f).

通过对两次爆发事件的 UVCS 数据分析, 我们发现电流片结构在垂直视线方向上的空间位置都存在偏移. 图 6 给出了两次事件中观测期间电流片的整体演化过程. 结合图 10(a) 和 (b) 中测算的电流片结构方位角变化, 我们发现两次事件中的电流片结构均存在南向偏移. 事件 1 中电流片结构在大约 85 min 内向南偏移 4° (即 $2.82^\circ/\text{h}$), 事件 2 中电流片的中心极角值在 20:12 UT 到 00:30 UT 期间由 PA 258.64° 偏移至 PA 253.14° , 大约 $1.28^\circ/\text{h}$. 太阳在附近纬度处的自转速度大约为 $0.6^\circ/\text{h}$, 因此太阳自转完全无法导致这种偏转. Ko 等^[18] 对电流片的动力学特征分析时, 指出这种现象应该是爆发过程中磁结构的自我调节所致. Ciaravella 等^[14] 对电流片的偏移给出另两种解释: 一

是电流片两侧的内流速度不对称引起;二是冷物质从电流片分离,占据了电流片附近的类似于盔状冕流的磁力线,在这些位置上,等离子体流进电流片的时间尺度长于沿着磁场通道的流动时间尺度.

从图 10(c) 和 (d) 中我们可以发现, $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 谱线强度随时间呈现先增大后减小的趋势. 这同 Ciaravella & Raymond^[15] 和 Bemporad 等^[19] 中指出的 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 强度增加之后, 会随着 CS 传播而呈现衰减趋势的观点是相一致的. 图 10(e) 和 (f) 是两次事件中 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 辐射出现在 UVCS 狭缝中之后, 电流片宽度随时间的变化. 通过计算 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 谱线强度的半高全宽, 我们得到电流片的宽度数量级为 10^4 km, 且电流片的宽度随时间呈现先增大后变小的变化趋势, 这同电流片的辐射强度的变化基本是一致的. 产生电流片先增大后减小现象的原因有可能是, 在 CME 爆发初期, 磁场结构加速向外爆发, 其拉伸的电流片两边的反向磁场迅速向位于中心的电流片靠近, 并将大量的环境日冕物质带入电流片中加热, 这使得电流片在一段时间内增宽. 当 CME 爆发后的磁场逐渐趋于平缓, 电流片两边的磁场结构向中心靠拢的速率明显减小, 因此电流片的厚度也逐渐减小.

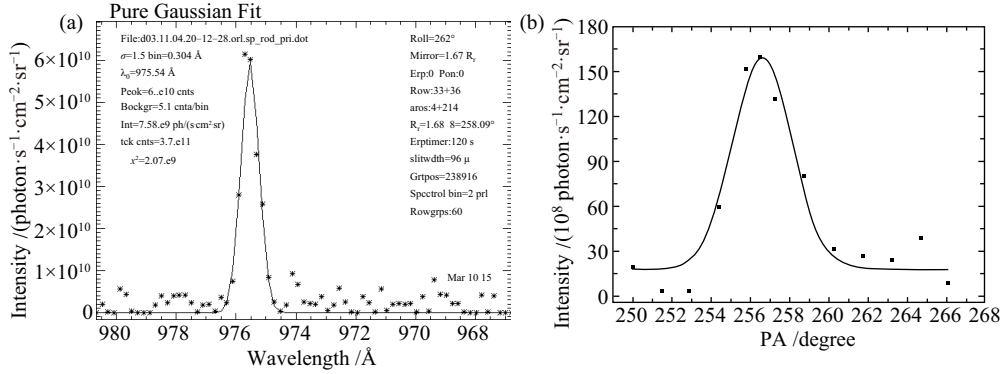


图 9 (a) DAS 数据分析软件给出的事件 2 中 20:23 UT 时刻的谱线轮廓. (b) 20:25 UT 时刻的 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 谱线的方位角-强度拟合曲线

Fig. 9 (a) Line profile of 20:23 UT in the 2003 November 4 event, given by DAS software. (b) Fitting PA-intensity profile of $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ line of 20:25 UT

另外, Lin 等^[53] 中根据磁重联与电流片耗散过程的特点, 将湍动波数 κ 和电流片半宽度 l 与磁重联率 M_A 联系起来: $M_A^{\frac{1}{4}} < \kappa l < 1$. 在确定了等离子团对应于撕裂模不稳定所产生的磁岛之后, 我们需测量出两个相邻团块间的距离 λ . 由 $\kappa = 2\pi/\lambda$, 可得到 κ 值, 进一步通过不等式推算得到电流片宽度的下限值. 针对事件 1, 我们得到相邻等离子团距离最小值为 7.11×10^5 km. 我们取磁重联率为 0.01, 得到 $l_{\min} = 3.58 \times 10^4$ km, 及 $d_{\min} = 7.16 \times 10^4$ km. 我们发现 $d_{\min}$ 明显大于电流片的平均宽度, 且接近最大宽度 $d_{\max}$. 这一方面可能是我们选取磁重联率的问题, 另一方面也有可能是在事件发展过程中电流片宽度不断增加造成的.

不管是利用 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 谱线强度的半高全宽, 还是利用 Lin 等^[53] 中的方法对电流片宽度进行计算, 得到的结果同之前研究文章 (如 Ciaravella & Raymond^[15]、Ko 等^[18]) 中给出的结论相符合. 同时, 对两次事件做对比, 我们发现电流片的宽度同 CME 的初

始起源区域关联不大, 这也从侧面说明了电流片的大尺度结构.

根据前面介绍的方法和得到的结果, 在我们获得各个时刻电流片中心所在的空间位置之后, 反过来可以指导我们将电流片分为上下双翼. 我们注意到, 空间中电流片的两翼, 即在狭缝方向上电流片亮度峰值处的上下两侧, $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 谱线的多普勒位移有时并不相同. 也就是说, 电流片的两翼的速度并不相同, 存在细微的速度差别. 因此我们对电流片两翼的 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 谱线作高斯拟合, 获得南北两翼各自谱线线心的位置. 根据多普勒效应计算出电流片两翼各自的速度, 我们就可得到两翼的速度差值, 即它们的相对速度.

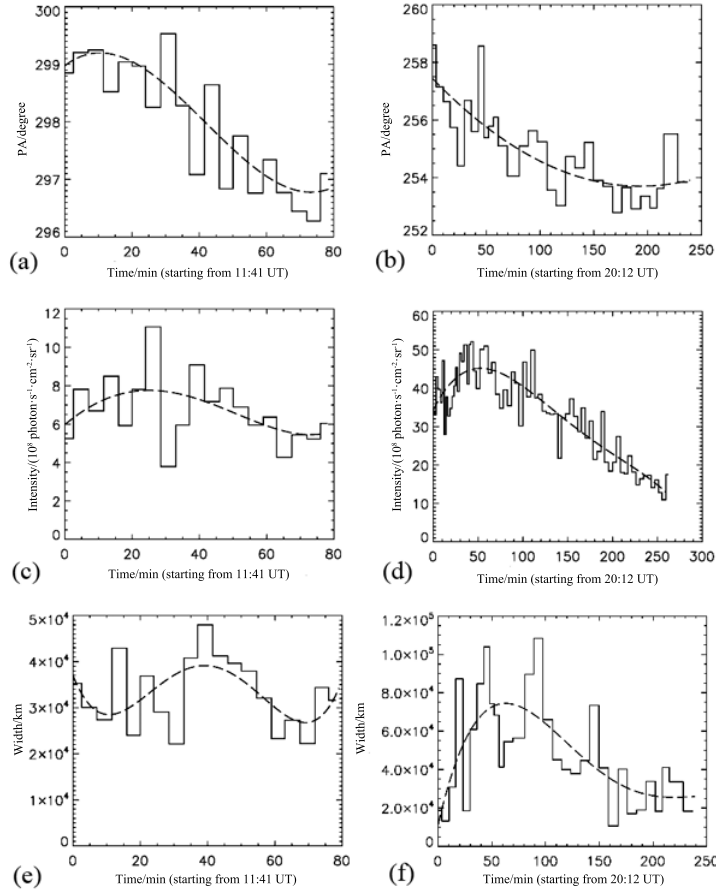


图 10 两个事件中电流片方位角 (PA)、 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 谱线强度和宽度随时间的变化. 左侧为事件 1, 右侧为事件 2.

Fig. 10 The temporal variations of PA, $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ line intensity, and CS width. Left panel: the first event; Right panel: the second event

利用此种方法, 我们在图 11 中给出事件 2 中电流片南北双翼在视线方向上的相对速度, 并进行多项式拟合 (图中实线所示). 相对速度从观测最初时刻的 50 km/s, 在大约 50 min 后下降变为约 -20 km/s, 紧接着 35 min 后相对速度达到第 1 次上升的最大值 (约 43 km/s). 其后, 相对速度开始第 2 次的下降, 在 95 min 后达到反向最大速度 77 km/s. 之后, 相对速度又一次开始上升. 在此过程中, 电流片两翼之间的相对速度在 50 km/s 到 -80 km/s 之间变化, 且从正向极大转变为反向极大所需的时间逐渐增加.

相对速度从正向极大向反向极大的转变过程, 是电流片下翼速度逐渐低于上翼速度的过程. 之后, 相对速度向正向极大转变, 电流片的下翼速度开始占优势. 相对速度在“正向极大-反向极大-正向极大”变化过程中, 电流片两翼的磁结构会存在扭转和反向扭转. 随后, 电流片两翼的相对速度重复前面的变化规律, 开始第 2 次改变. 尽管在分析数据的过程中, 有误差存在, 但是我们从图中拟合实线还是能够看出整个过程的变化具有某种周期特征.

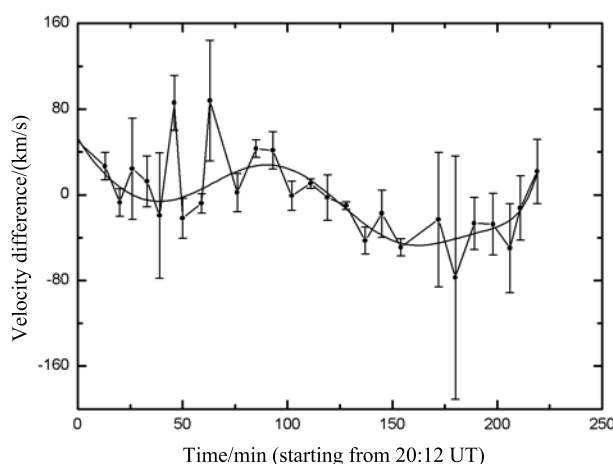


图 11 2003 年 11 月 4 日事件中电流片南北两翼的摆动速度差随时间的变化曲线

Fig. 11 The changing curve of the rotation velocity difference with time in the north-south wing of current sheet in the 2003 November 4 event

5 总结与讨论

本文对 2003 年 1 月 3 日和 2003 年 11 月 4 日的 CME 爆发事件进行了分析. 前者的 CME 由暗条爆发引起, 并在 CME 之后有电流片的形成. 同之前的大多数电流片相关研究文章 (如 Ciaravella 等^[13]; Ko 等^[18]; Lin 等^[22]) 中研究的 CME 事件的不同之处在于此次 CME 的爆发起始于暗条爆发. 由于事件 1 中的耀斑发生在太阳背面, 所以没有被观测到. 文中我们主要对两次事件 CME 的动力学特征, 以及电流片的光谱学特征进行分析和研究, 得到了以下结果:

(1) 我们得到事件 1 中 CME 前沿在 C2 及 C3 图像中上升的加速度为 34.2 m/s^2 . 同时, 对拟合公式进行时间反推, 给出 CME 前沿速度为零时所处的日心距离为 $2.15 R_{\odot}$, 对应时间为 10:06:15 UT. 这个时间和高度符合 EIT 195 Å、BBSO 及 YNAO H α 单色像给出的范围.

(2) 在之前的电流片研究文章中 (如 Ko 等^[18]; Lin 等^[22]), 通常能够在电流片结构中观测到等离子团的存在, 而观测到的暗腔通常呈现弥散状态. 事件 1 中由于 LASCO C2 观测位置的原因, 我们没有在其视场中看到电流片, 但利用 LASCO C2 相减像, 我

们清晰地 CME 暗腔中看见了“类径向”的等离子团运动, 并计算得到等离子团运动平均速度为 93.9~470.6 km/s. 这表明 CME 暗腔内的等离子体和磁场分布是不均匀的.

(3) 通过两次事件的光谱资料的分析, 我们获得了在两次事件产生的电流片的空间位置、强度、厚度等物理参数, 并进行了分析. 结果表明尽管两个事件的起因有所不同, 但是电流片中的物理参量的变化特征类似, 而且厚度基本在同一个量级 (4.8×10^4 km). 在 Ciaravella & Raymond^[15] 研究的事件中, 电流片的厚度在 $10^4 \sim 10^5$ km 之间变化, 我们的结果正好在这个范围内. 这表明电流片的结构特征与 CME 源区的观测特征关系不明显. 其次, 电流片的大尺度 (包括其厚度在内) 应该是一个普遍特征 (也可参考 Ciaravella 等^[14] 的简单综述).

(4) 利用 CHIANTI (ver 7.1) 光谱代码和日冕元素丰度, 我们计算了事件 1 的电流片中的电子温度和相应辐射量 (EM), 其平均值分别为 3.86×10^6 K 和 6.1×10^{24} cm⁻⁵. 这同 Ciaravella & Raymond^[15] 得到的事件 2 的结果相比, 略为偏低, 分别有 1.36 和 1.5 倍的差别. 两次事件的电流片中的电子温度和辐射量差别不大, 再次表明电流片的结构和等离子体的特征参量并不十分依赖于 CME 的起始状态.

(5) 对事件 2 中的电流片的运动特征的分析, 结果表明电流片结构存在南向偏移, 这有可能是电流片内部两侧的等离子体速度不对称造成的; 同时我们还发现电流片两翼在视线方向上的运动, 呈现某种周期性变化, 表明电流片自身存在来回的扭转运动. 这有可能是爆发前由剪切和扭曲储存在磁场结构中的磁螺度在爆发中释放, 从而带动整个磁场结构发生振荡式扭转的结果.

(6) 我们的工作与 Ciaravella & Raymond^[15] 的工作相比有两点不同: 一是测量厚度的方法不同, 但是得到类似的结果; 二是他们没有研究扭转运动. 过去对电流片的研究 (如 Ko 等^[18]; Lin 等^[22]) 涉及到了电流片的偏转, 但是没有研究其扭转运动. 电流片扭转运动的出现, 说明爆发前的日冕磁结构的内部结构要比我们原先想象的复杂得多.

但在研究事件 1 的过程中, 存在若干问题使我们无法进一步对此事件进行分析:

(1) 由于 MLSO MK4 (Mauna Loa Solar Observatory MK4) 的标准观测时间是 17:00—02:30 UT (天气情况允许的情况下), 故对此次事件没有观测记录. 一方面, 致使我们无法研究这次爆发事件起始阶段的物理特性. 另一方面, 由于观测时间限制, 没有 MLSO MK4 pB 图像. 在数据存在情况下, 我们可以从中得到电子柱密度 N_e , 从而可以利用从 $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 得到的 EM 与 N_e 的比值计算电子密度 $n_e = \text{EM}/N_e$. 给出 n_e 之后, 可计算沿着视线方向的深度 $d = N_e/n_e$. 利用上述物理参量, 可进一步推断相关的投影效应. Ciaravella & Raymond^[15] 利用此方法针对 2003 年 11 月 4 日事件, 推算出观测厚度为真实厚度的 2.5~5 倍.

(2) 爆发过程中, 有电流片的形成, 但我们没有在 LASCO C2 的视场中观测到, 只有由 UVCS 的光谱数据表明电流片的存在, 缺少识别 CS 的一个标准. 在 Lin & Forbes^[12] 模型中, 电流片存在于耀斑和 CME 之间, 但在此次爆发的 EIT 195 Å 图像中没有观测到耀斑的出现.

(3) UVCS 光谱数据中表明电流片存在的时间间隔为 11:40—13:02 UT, 致使我们无法研究电流片的后续演化. Ciaravella & Raymond^[15] 及 Bemporad 等^[19] 文章中后续

[Fe_{XVIII}] λ 974 谱线强度的变化同 Susino 等^[54]中有明显区别(前者缓慢变大,后者缓慢变小),表明电流片在演化过程呈现出复杂性.

参 考 文 献

- [1] 方成, 丁明德, 陈鹏飞. 太阳活动区物理. 南京: 南京大学出版社, 2008
- [2] Webb D F, Howard T A. LRSP, 2012, 9: 3
- [3] 程立斌, 乐贵明, 陆阳平, 等. 天文学报, 2014, 55: 203
- [4] Chen L B, Le G M, Lu Y P, et al. ChA&A, 2014, 38: 439
- [5] Forbes T G. JGR, 2000, 105: 23153
- [6] Forbes T G, Linker J A, Chen J, et al. Coronal Mass Ejections. New York: Springer, 2006: 251-302
- [7] Low B C. JGR, 2001, 106: 25141
- [8] Carmichael H. NASSP, 1964, 50: 451
- [9] Sturrock P A. Nature, 1966, 211: 695
- [10] Hirayama T. SoPh, 1974, 34: 323
- [11] Kopp R A, Pneuman G W. SoPh, 1976, 50: 85
- [12] Lin J, Forbes T G. JGRA, 2000, 105: 2375
- [13] Ciaravella A, Raymond J C, Li J, et al. ApJ, 2002, 575: 1116
- [14] Ciaravella A, Webb D F, Giordano S, et al. ApJ, 2013, 766: 65
- [15] Ciaravella A, Raymond J C. ApJ, 2008, 686: 1372
- [16] Lee J Y, Raymond J C, Ko Y K, et al. ApJ, 2006, 651: 566
- [17] Schettino G, Poletto G, Romoli M. ApJ, 2010, 708: 1135
- [18] Ko Y K, Raymond J C, Lin J, et al. ApJ, 2003, 594: 1068
- [19] Bemporad A, Poletto G, Suess S T, et al. ApJ, 2006, 638: 1110
- [20] Litvinenko Y E. ApJ, 1996, 462: 997
- [21] Wood P, Neukirch T. SoPh, 2005, 226: 73
- [22] Lin J, Ko Y K, Sui L, et al. ApJ, 2005, 622: 1251
- [23] McKenzie D E, Hudson H S. ApJ, 1999, 519: 93
- [24] Savage S L, McKenzie D E, Reeves K K, et al. ApJ, 2010, 722: 329
- [25] Reeves K K, Guild T B, Hughes W J, et al. JGRA, 2008, 113: A00B02
- [26] Forbes T G, Malherbe J M. SoPh, 1991, 135: 361
- [27] Riley P, Lionello R, Mikić Z, et al. ApJ, 2007, 655: 591
- [28] Bárta M, Büchner J, Karlický M, et al. ApJ, 2011, 737: 24
- [29] Shen C C, Lin J, Murphy N A. ApJ, 2011, 737: 14
- [30] Mei Z X, Shen C C, Wu N, et al. MNRAS, 2012, 425: 2824
- [31] Song H Q, Chen Y, Li G, et al. PhRvX, 2012, 2: 021015
- [32] Shen C C, Reeves K K, Raymond J C, et al. ApJ, 2013, 773: 110
- [33] Furth H P, Killeen J, Rosenbluth M N. PhFl, 1963, 6: 459
- [34] Shibata K, Tanuma S. EP&S, 2001, 53: 473
- [35] Strauss H R. ApJ, 1988, 326: 412
- [36] Drake J F, Swisdak M, Schoeffler K M, et al. GeoRL, 2006, 33: 13105
- [37] Brueckner G E, Howard R A, Koomen M J, et al. SoPh, 1995, 162: 357
- [38] Kohl J L, Esser R, Gardner L D, et al. SoPh, 1995, 162: 313
- [39] Dere K P, Landi E, Mason H E, et al. A&AS, 1997, 125: 149
- [40] Young P R, Mason H E. SoPh, 1997, 175: 523
- [41] Landi E, Feldman U, Dere K P. ApJS, 2002, 139: 281
- [42] Akmal A, Raymond J C, Vourlidas A, et al. ApJ, 2001, 553: 922

- [43] Gopalswamy N, Yashiro N S, Michalek G, et al. EM&P, 2009, 104: 295
- [44] Kane S R, McTiernan J M, Hurley K. A&A, 2005, 433: 1133
- [45] Song H Q, Kong X L, Chen Y, et al. SoPh, 2012, 276: 261
- [46] Gosling J T. ARA&A, 1996, 34: 35
- [47] Lin J, Raymond J C, van Ballegoijen A A. ApJ, 2004, 602: 422
- [48] Gardner L D, Atkins N, Fineschi S, et al. SPIE, 2000, 4139: 362
- [49] Gardner L D, Smith P L, Kohl J L, et al. ISSIR, 2002: 161
- [50] Bryans P, Badnell N R, Gorczyca T W, et al. ApJS, 2006, 167: 343
- [51] Lin J, Soon W. NewA, 2004, 9: 611
- [52] Raymond J C, Ciaravella A, Dobrzycka D, et al. ApJ, 2003, 597: 1106
- [53] Lin J, Li J, Forbes T G, et al. ApJ, 2007, 658: 123
- [54] Susino R, Bemporad A, Krucker S&M. ApJ, 2013, 777: 93

An Observational Research on Magnetic Reconnection Current Sheet Occurred in Two Solar Eruptions

CAI Qiang-wei^{1,2} WU Ning³ LIN Jun¹

(1 *Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011*)

(2 *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049*)

(3 *School of Tourism and Geographical Sciences, Yunnan Normal University, Kunming 650031*)

ABSTRACT The coronal magnetic configuration is severely stretched by the disruption in the process of coronal mass ejection (CME), pushing the magnetic fields of opposite polarity to approach one another, and creating a magnetic neutral region (current sheet) behind CME. Magnetic reconnection taking place inside the current sheet converts the magnetic energy into heat and kinetic energy of the plasma, and the kinetic energy of energetic particles. The role of the current sheet in this process is two-fold: the region where reconnection occurs, and connecting the flare to the associated CME. We studied the events of 2003 January 3 and 2003 November 4, respectively. Development of the current sheet was observed in both cases. We investigated the dynamic features of the two events, as well as physical properties of the current sheet, on the basis of analyzing the observational data from LASCO (Large Angle and Spectrometric Coronagraph) and UVCS (Ultraviolet Coronagraph Spectrometer) on board SOHO (Solar and Heliospheric Observatory), and the $H\alpha$ data from BBSO (Big Bear Solar Observatory) and YNAO (Yunnan Observatories). The existence of ions with high ionization state, such as Fe^{+17} and Si^{+11} , indicated a high temperature up to $3 \times 10^6 - 5 \times 10^6$ K. Direct measurements showed that the apparent thickness of the current sheet varies from 1.3×10^4 to 1.1×10^5 km, which increases first and then decreases with time. Using the CHIANTI code (v.7.1), we further calculated the averages of the electron temperature and the corresponding emission measure in the current sheet of the 2003 January 3 event, which were about 3.86×10^6 K and $6.1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-5}$, respectively. We also noticed that the current sheet twisted forth and back in a quasi-periodical fashion during the event on 2003 November 4 by analyzing the data from SOHO/UVCS.

Key words Sun: coronal mass ejections (CMEs), Sun: current sheet, Sun: emission measure, Sun: UV radiation