

文章编号: 1000-8349(2012)02-125-34

# 太阳爆发过程中的大尺度磁重联电流片: 理论和观测

吴 宁<sup>1</sup>, 李 燕<sup>2,3</sup>, 沈呈彩<sup>2,3,4</sup>, 林 隽<sup>2,4</sup>

(1. 云南师范大学 旅游地理学院, 昆明 650031; 2. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650011; 3. 中国科学院 研究生院, 北京 100039; 4. Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge 20138, USA)

**摘要:** 从理论和观测两个方面来介绍和讨论出现在太阳爆发过程中的磁重联电流片及其物理本质和动力学特征。首先介绍在理论研究和理论模型中, 磁重联电流片是如何在爆发磁结构当中形成并发展的, 对观测研究有什么指导意义。然后介绍观测工作是从哪几个方面对理论模型预测的电流片进行证认和研究的。第三, 将介绍观测研究给出了哪些过去所没有能够预期的结果, 这些结果对深入研究耀斑-CME 电流片以及其中的磁重联过程的理论工作有什么重要的、挑战性的意义。第四, 讨论最新的与此有关的理论研究和数值实验。最后, 对未来的研究方向和重要课题进行综述和展望。

**关键词:** 耀斑; 日冕物质抛射; MHD 理论和模型; 等离子体不稳定性; 磁重联; 电流片

**中图分类号:** P182      **文献标识码:** A

## 1 引 言

磁重联是宇宙等离子体中磁场能量转化为其他能量(动能和热能)的一种普遍形式, 是磁场发生湮灭, 同时将磁能转化为等离子体动能和热能的重要过程。在这个过程中, 方向相反的磁场相互接近, 在它们之间形成一个磁中性区, 或中性点。磁中性点往往具有 X 形的结构, 因此也被称为 X 点。在此区域中, 磁场结构原有的联结方式被破坏, 形成新的联结方式, 磁场在这里发生耗散, 并释放出能量, 所以, 磁重联区又叫耗散区(见图 1)。形象地说, 这是一个磁力线断开再重新联结的过程, 简称磁重联。有些时候这个磁中性区会有一定的延展,

收稿日期: 2011-10-09; 修回日期: 2011-12-20

资助项目: 国家自然科学基金(10873030, 10903027); 973 计划(2011CB811403); 中国科学院方向性创新项目(KJ CX2-EW-T07); 云南省引进海外高层次人才项目; 云南省自然科学基金(2009CD120), 美国 NASA 项目 NNX11AB61G。

通讯作者: 林隽, 男, 研究员

具有片状结构, 因此又称磁重联电流片, 或电流片。更多的有关磁重联、磁中性点和电流片的讨论可参见文献 [1]。

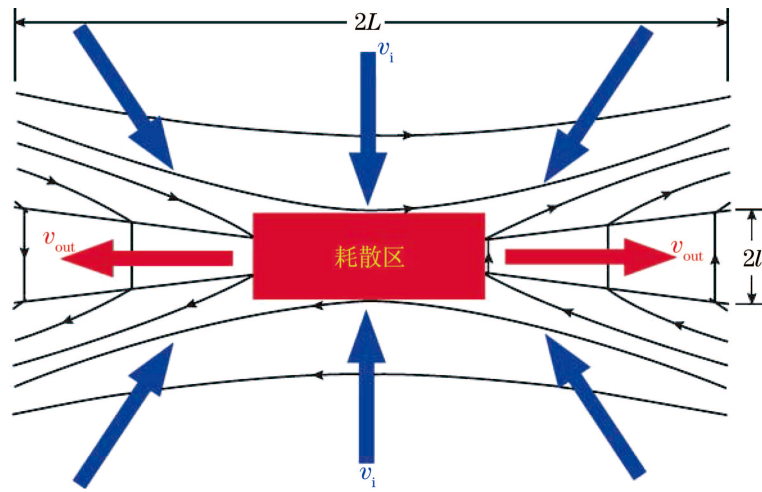


图 1 磁重联和电流片示意图。带有小箭头的连续曲线代表磁力线, 中间红色区域就是磁重联区或电流片; 蓝色箭头代表将磁场和等离子体带入重联区的等离子体流, 速度为  $v_i$ ; 红色箭头表示经过磁重联后的等离子体和磁场离开重联区的方向, 速度为  $v_{out}$ ; 电流片的长度为  $2L$ , 厚度为  $2l$ 。

在太阳爆发过程, 特别是在较大的爆发过程中, 磁重联区一般以电流片的形式出现。与太阳爆发有关的磁重联电流片以及相关的磁场结构最早由 Carmichael<sup>[2]</sup> 提出, 随后发展成为著名的 Kopp-Pneuman 双带耀斑模型<sup>[3-5]</sup>。在这一模型中, 能量在爆发前存储在一个闭合的拱状磁场结构中。由于不稳定性, 这个闭合磁场向外爆发, 形成一个包含中性电流片的完全开放的磁场结构, 电流片将磁场分成两个极性相反的区域。然后这些开放的磁力线通过电流片重联, 释放出储存在日冕磁场当中的能量, 而后又回到初始状态。这一过程在早期观测上的印证即是日面上两个明亮并相互分离的耀斑带和日冕中一个不断增大的耀斑环系统, 一般被称为“双带耀斑”<sup>[4, 5]</sup>。文献 [5] 列举了若干双带耀斑模型的磁结构, Kopp-Pneuman 模型也在其中。有兴趣的读者可以参看。

研究表明, Kopp-Pneuman 双带耀斑模型中的磁位形并不能在太阳低层大气中长期存在, 产生双带耀斑的磁位形必须在一次爆发过程的早期阶段, 由闭合磁场快速向外延伸演化而来。根据这一模型的基本物理内涵, Forbes 及其合作者深入研究了日冕闭合磁场演化为 Kopp-Pneuman 结构的物理过程 (见文献 [6] 及其中给出的文献)。他们指出爆发之前的日冕磁场处于不停的演化之中, 驱动其演化的能量来自于光球物质不断运动的动能。

太阳不同大气层中的温度不同, 等离子体的状态也各有不同。日冕的温度最高, 可达一百多万度以上, 所有物质都处于电离状态, 属于完全电离等离子体, 其导电性能最好, 可看作是理想导体, 其中的等离子体和磁场结构之间不能有相对运动, 两者之间任何相对运动的趋势都会引起磁场的变形而受阻。此即所谓“等离子体的磁冻结”效应, 简称“磁冻结”。由于日冕当中的等离子体很稀薄, 其密度一般低于  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , 所以日冕的性质完全由其中的

磁场决定。

光球的温度最低, 只有  $6000^{\circ}\text{C}$  左右, 物质的电离度也最低, 属于低电离度的部分电离等离子体, 其导电性能与金属铜相当, 属于良导体。然而光球的物质密度非常高, 可达  $10^{17}\text{ cm}^{-3}$  以上。因此, 虽然光球的导电性不如日冕, 但是其高密度等离子体的巨大惯性却可以将磁场束缚住, 最终结果与日冕中的磁冻结类似。不过, 与日冕相反的是, 光球磁场的性质是完全由等离子体决定的。

光球当中磁冻结的结果使得日冕磁场在光球中的足点和等离子体一起运动, 牵动日冕磁场发生形变而积累能量。在这个过程中, 光球物质运动的动能转换为磁能储存在日冕磁场当中。当日冕磁场中的能量超过阈值以后, 有关的磁结构就会失去平衡而产生爆发, 并将日冕当中的一部分磁结构以及其中的等离子体迅速抛向行星际空间。在此过程中, 原先闭合的磁结构由于其足点被冻结在光球当中而被急剧拉伸, 形成类似于 Kopp-pneuman 模型中的磁结构。不同的是, 磁结构的上半部分并没有被完全打开 (见文献 [6] 中的有关插图), 中间的电流片也只有有限长度。数值模拟也显示了当闭合磁场结构中的平衡状态被破坏导致整个结构被向外拉伸时, 都会有有限长度的电流片形成<sup>[7]</sup>。由于电流片中等离子体不稳定性引起的耗散, 被拉伸的磁力线会通过电流片发生重联, 并在这个结构成为完全开放之前就恢复到初始的闭合状态, 因此先前闭合的磁场并不一定要完全打开、形成开放场之后才能产生日冕物质抛射 (即 CME) 和耀斑。这一过程, 特别是电流片的形成和发展, 在太阳爆发的磁通量绳灾变模型中得到了完整而自洽的描述<sup>[8]</sup>。

Lin 和 Forbes 在文献 [6] 的基础上, 研究了电流片形成后磁重联可以在电流片中自然发生的后果<sup>[8]</sup>。他们以解析的方式自洽地考察了磁重联以给定速率发生时, 包括电流片在内的整个爆发磁结构的演化特征和有可能由观测证实的细节。Lin 和 Forbes 发现, 在典型太阳爆发过程中, 电流片将太阳耀斑和 CME 有机地连成一体, 而磁重联在爆发过程中发挥了多重作用 (见图 2)。首先, 磁重联断开了那些越过通量绳顶部并以两端植根于光球层的磁场线, 减弱了阻止通量绳逃离的磁张力。其次, 磁重联将大量的磁通量、等离子体和能量输送到太阳低层大气 (如色球, 甚至光球), 造成对低层大气的剧烈加热和色球物质蒸发, 产生耀斑带和耀斑环<sup>[4, 5]</sup>。更重要的是, 磁重联的非理想 MHD 性质解决了所谓的 Aly-Sturrock 佯谬, 即在无力场结构中通过纯粹的理想 MHD 过程打开闭合磁力线并产生 CME 的困难, 使我们在构造 CME 的理论模型的时候, 不必太过于顾虑闭合磁场能否完全打开的问题<sup>[9, 10]</sup>。第三, 磁重联同时将相同数量的磁通量、几乎相同质量的等离子体和大致相同的能量送到 CME 当中, 使其体积和质量都在爆发过程中迅速增加, 并将这些物质和磁通量都带到行星际空间当中 (见文献 [11] 及其中的图 4, 6 和 8), 成为灾害性空间天气的重要驱动源。

Lin 和 Forbes<sup>[8]</sup> 进一步的研究发现, 爆发过程中的磁通量绳 (CME) 的运动特征、电流片以及周围的磁场是一个整体结构当中相互联系、相互制约的部分, 当中某一部分的性质特征必然影响其他部分, 同时也反过来受其他部分的影响。通量绳向上的快速运动帮助电流片发展, 由于电流片发展而增加的磁张力又试图阻止通量绳的运动。但是电流片的发展又有利于其中等离子体不稳定性的发生, 由不稳定性引发的等离子体湍流和耗散造成的磁力线重联又会很快减弱磁张力的作用, 帮助通量绳迅速离开太阳而发展成为通常意义下的 CME。因

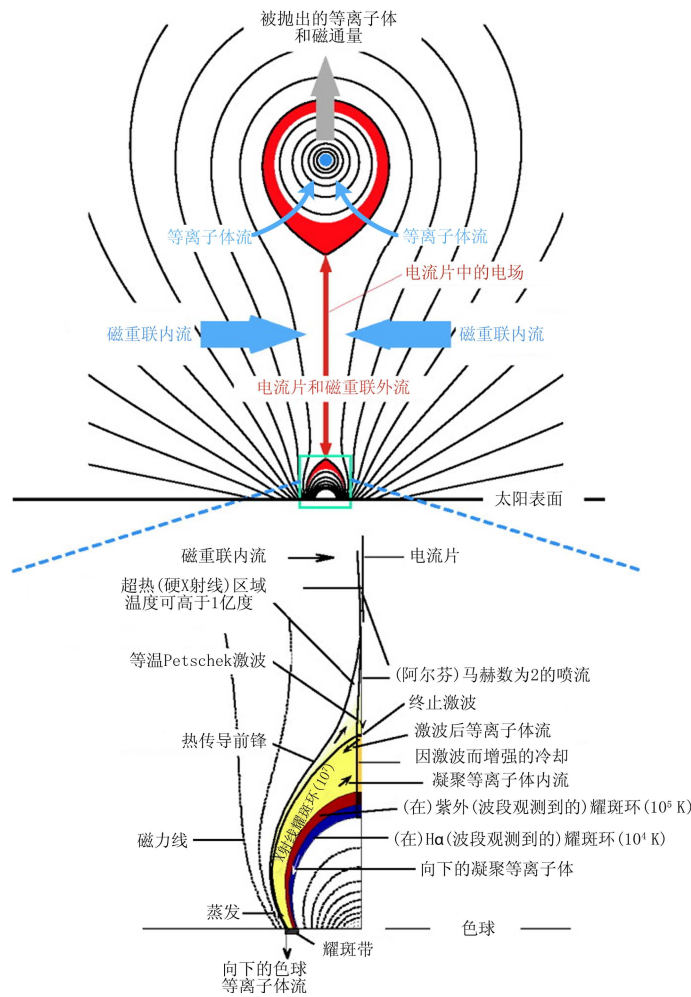


图2 在爆发过程中形成的包含 CME、耀斑、和电流片的磁场结构<sup>[12]</sup>。爆发初始阶段，磁结构失去平衡的过程使得闭合磁结构中的磁力线被剧烈拉伸而形成一个 Kopp-Penuman 式的位形。电流片既是能量转换的区域，又是连接 CME 和耀斑的中介。

此在这个闭合的正反馈关系环中，磁重联又是帮助电流片发展的间接因素。磁重联在太阳爆发过程当中的重要性，我们已经在另外的文章当中进行了详细讨论(有兴趣的读者，可以参看文献 [9, 10, 13])，这里不再重复。本文将重点讨论 CME-耀斑过程中的磁重联电流片本身的观测特征、理论研究及数值实验的结果。

## 2 Martens 和 Kuin 的电流回路模型

在展开对 CME-耀斑过程中的磁重联电流片的详细讨论之前，我们有必要指出的是，

在 Lin 和 Forbes<sup>[8]</sup> 建立灾变模型之前就有研究工作考察过包含有电流片的太阳爆发模型。Martens 和 Kuin<sup>[14]</sup> 根据当时已有的工作和模型 (见文献 [15, 16]), 发展了一个类似的模型——太阳爆发的 (电流) 回路模型, 把我们经常在爆发过程中观测到的双带耀斑和爆发日珥有机地结合起来。该模型将爆发日珥和耀斑通过两者之间的一条电流片连接在一起, 并指出是发生在电流片当中的磁重联过程将磁场能量耗散掉, 产生耀斑和物质抛射 (见文献 [14] 的图 2)。日冕物质抛射的概念在那个时代还不是很清晰, 只能意识到爆发过程中的物质抛射主要是爆发日珥 (或暗条)。在这个模型当中, 系统的演化经历 4 个阶段: (1) 能量的缓慢积累, 持续大约 2 d 左右, 暗条的演化在这个阶段是准静态的。(2) 系统进入“亚稳”状态, 持续大约 3 个多小时; 在此过程中, 暗条的演化是会触发耀斑的, 并且电流片在这个阶段开始形成。(3) 爆发相, 暗条以很大的加速度往外 (向上) 运动, 有大的电流在电流片中被诱发进而被耗散掉, 能量进入到耀斑后环当中。(4) 耀斑后相, 暗条加速度下降, 电流片 (因耗散而) 消失。

他们的计算表明, 只有当输送到暗条回路当中的磁通量超过某个阈值才会引起爆发, 低于那个阈值时, 有关方程的解描述宁静暗条的基本状态。在这个模型当中, 磁结构中发生的耀斑既不是爆发产生的必要条件, 也不是充分条件; 但是当系统处于亚稳态阶段时, 耀斑则可以导致磁结构的爆发。爆发之前, 暗条当中的磁场剪切度是在增加的, 而其中的电流则是在减弱的。这与其他很多的模型不同, 在那些模型当中, 电流在爆发之前是增强的 (见文献 [14] 中的详细讨论)。模型给出的抛射物的动能与耀斑过程中的辐射能之比非常敏感地依赖于电流片当中的电阻率。作者指出, 该模型可以用来预报耀斑, 但是在亚稳态阶段存在的耀斑会触发磁结构爆发的可能性使得预报爆发的准确时刻变得很复杂、很困难。

Martens 和 Kuin<sup>[14]</sup> 的模型第一次比较完整地描述了太阳爆发之前制约系统平衡和导致爆发的有关参数的物理本质, 爆发过程中各种特征和结构之间的有机联系; 第一次给出了耀斑和抛射物 (即我们今天已经了解得比较深入的 CME) 之间的关系, 并且定量计算了在爆发过程当中被释放的磁能如何在 CME 的动能和耀斑的辐射能之间分配, 以及制约这种分配的物理参数。这一模型定性描述了日珥或暗条内部结构, 指出是日珥内部的螺旋状磁场支撑着日珥物质, 隔绝了这些物质与日冕之间的能量交换, 使得重而冷的日珥物质能够在轻而热的日冕当中长时间存在; 但是在定量计算方面, 暗条是用一根无限细的载流导线来近似表述的。

值得注意的是, Martens 和 Kuin<sup>[14]</sup> 通过考察暗条准静态演化的过程, 定量地确定了日冕磁结构当中磁中性点出现的时刻, 即电流片开始形成的时刻。Syrovatskii<sup>[17]</sup> 早在 1971 年就指出, 在低  $\beta$  (即等离子体气压与当地磁压之比) 值 (远小于 1) 和演化缓慢 (磁场和等离子体的运动速度均远低于当地 Alfvén 速度) 的磁化等离子体结构当中, 这样的中性点 (或线) 是等离子体当中唯一的通过感应过程可以产生电流片的地方。很明显, 跟着光球等离子体缓慢运动的磁场和稀薄的日冕正好提供了这样的环境, 因此在缓慢演化的磁场结构当中形成电流片是很自然的。然而, 随着灾变模型的出现, 在对有关磁结构灾变特征进行深入研究的过程中, 我们发现尽管日冕的  $\beta$  值很低, 电阻耗散也很小, 但毕竟不是零, 耗散的速度略高于电流片形成的速度<sup>[18, 19]</sup>。因此在磁结构的慢演化的过程当中, 不会有电流片形成和发展。

电流片只会在灾变发生之后开始形成和发展。详细讨论参见文献 [9, 10]。Martens 和 Kuin 首次指出了电流片是在磁结构的演化过程当中发展起来的, 与前人的工作相比, 这是一个大进步。

另外, 该模型还率先提出了磁场结构演化亚稳态阶段的概念, 与后来的灾变模型中描述的临界状态几乎是同一个概念 (见文献 [20] 中的相关论述)。Martens 和 Kuin<sup>[14]</sup> 指出, 爆发生前的亚稳态阶段持续大约 3 h; 而我们根据灾变模型的计算表明从系统进入临界状态到爆发状态出现之前的时间间隔与背景磁场的强度有关, 一个典型爆发之前的临界状态大约持续 15~30 min<sup>[21, 22]</sup>。因此从本质上来讲, Martens 和 Kuin<sup>[14]</sup> 发展的这个“电流回路模型”与早期的电流回路模型相比更像是我们今天常提起的灾变模型 (参见我们前面已提到的文献当中对此问题的论述)。

当然, 由于 Martens 和 Kuin<sup>[14]</sup> 的“电流回路模型”在推广过程中遇到了两个当时无法克服的障碍, 使得他们的文章发表之后没有受到太多的重视, 而这个模型现在也几乎被人遗忘了。第一个障碍是模型本身的不足。除了指出爆发的结果是暗条消失之外, 该模型没有给出更多的关于日珥爆发之后的信息, 而是把更多的工作放在对双带耀斑的描述上。当时人们对 CME 还没有什么认识, 只知道日珥爆发之后, 磁场和等离子体被抛入行星际空间引起日冕瞬变<sup>[4]</sup>, 而进一步的发展和相应的观测结果是什么就不是太清楚了。同时, 电流回路模型当中的电流片很短。一方面这是因为模型的数学描述使然, 用来描述模型的公式和方法无法处理太长的电流片; 另一方面是因为电流片当中的电阻取得过大, 电流片很快就被耗散掉了而无法长时间存在。因此, 即使有人想从观测上来检验和证实该模型的合理性, 也很难确定哪些是可以证实该模型独特的观测目标以及如何观测这些目标。可以表现模型本身不足的又一个是, 电流回路模型的基本框架搭建起来之后, 就没有了进一步的跟进研究; 第一篇文章发表之后, 就没有了更多的文章发表。第二个使得该模型没有引起大多数人注意的原因是当时的技术还达不到这样的水平, 可以让我们能够观测到耀斑和爆发日珥之间的磁重联电流片; 而且那时候获取的资料不够全面, 不足以让我们构造能够与模型对比的、比较完整的爆发过程中的磁位形。

时间进入 20 世纪 90 年代, 以失去磁结构机械平衡而触发爆发过程为标志的太阳爆发灾变理论和模型开始发展起来<sup>[9, 10, 13, 23-27]</sup>。在灾变模型中, 连接耀斑和 CME 的中性电流片作为一个重要的组成部分, 开始进入人们的视野, 并引起大家的注意。在构造灾变模型的过程当中, Lin 和 Forbes<sup>[8]</sup> 注意到磁结构失去平衡之后的一段时间内, 磁结构的演化过程基本上是无耗散的, 且由 Alfvén 特征时间主导, 以耗散为特征的磁重联还不能立刻发挥作用。因此, 在爆发的开始阶段应该有大尺度电流片形成和发展。进一步的理论研究发现<sup>[21]</sup>, 在实际的爆发过程当中, 电流片的上端几乎与 CME 同步发展, 可以进入到行星际空间几十, 甚至上百个太阳半径的距离以外, 而其下端的高度不会与 X 射线耀斑环的顶端相差太远, 最多可以达到 0.3 个太阳半径的高度 (参看文献 [21] 中的图 6(f-h), 以及图 7)。因此一般的大爆发过程中都会有大尺度电流片形成。由图 2 示意的包括了电流片的 CME-耀斑磁场结构在 SOHO 的观测中首次得到了证实<sup>[28]</sup>, 因而促进了太阳爆发灾变模型的进一步发展和对 CME-耀斑电流片研究的深入进行。

### 3 CME-耀斑电流片的首次证认

日冕环境当中的高导电率使得电流片通常被限制在一个较窄的带状区域中,而且在低 $\beta$ 值的日冕环境中,磁重联总是在电流片中产生高温等离子体<sup>[29]</sup>,因此它几乎不可能被地面的光学观测直接发现,并且在空间观测中也很难被发现(参考Ko等人<sup>[12]</sup>的介绍)。[最近Ling等人(2011, SHINE Meeting)利用MLSO MK4的白光资料,对2005年9月7日大爆发事件中的电流片进行了分析研究,并测量了其厚度。这是首次利用地面观测资料对CME-耀斑电流片厚度进行的测量。]直到Švestka等人<sup>[30]</sup>, McKenzie和Hudson<sup>[31]</sup>,以及McKenzie<sup>[32]</sup>利用Yohkoh和SOHO的资料,对耀斑顶部上方的磁重联区和磁重联内流进行研究并取得了初步的成果,太阳爆发过程中的磁重联以及相关区域中的细节和性质才逐渐开始被系统地研究。

Lin和Forbes<sup>[8]</sup>灾变模型中最为突出的结构特征就是连接CME和耀斑的那条长长的磁重联电流片(见图2)。与Martens和Kuin<sup>[14]</sup>的电流回路模型类似,灾变模型的电流片长度也是由其中的耗散强度决定的:当耗散不受抑制,能够发展到比较强的时候,电流片很快就变短,直至消失;而当耗散受到抑制,不能随意发展的时候,电流片就会变得很长(见文献[8]和文献[21]中的详细讨论)。与Martens和Kuin<sup>[14]</sup>的电流回路模型相比,灾变模型的长处在于,载流磁通量绳(即回路模型当中的暗条)、电流片和耀斑环系统都是由一整套数学模型自洽地联系在一起,因此根据物理环境的允许,其中的电流片可长可短,或者说其长度可以不受数学工具的限制。这样,就给利用观测来检验该模型的工作提供了比较大的操作空间和自由度,换句话说,通过观测来检验模型就变得比较容易。

根据Lin和Forbes<sup>[8]</sup>灾变模型所描述的CME的磁结构特征和电流片可能的空间位置,Raymond(2001,私人交流和沟通)从SOHO卫星的CME观测资料当中注意到了在1998年3月23日爆发事件中磁重联电流片的踪迹。通过对比图2给出的位形和SOHO卫星上远紫外日冕光谱仪(UVCS)、LASCO和EIT获得的一个爆发事件的CME-耀斑图像和光谱,Raymond注意到在耀斑和CME之间,在图2所示的位形当中可能的电流片所在的位置上,有非常明显的高温谱线的发射线出现,而这些谱线在别的位置上则观测不到。最具有代表性的是17次电离铁[Fe XVIII]的波长为975 Å的发射线和13次电离钙[Ca XIV]的波长为943 Å的发射线。这里的方括号表示这条谱线为日冕禁线。前一条谱线的出现意味着在相关区域当中的等离子体整体温度达到了 $6.3 \times 10^6$  K,而后一条谱线的出现则意味着温度达到了 $4.0 \times 10^6$  K。这些谱线在宁静日冕(温度通常在 $10^6$ 和 $2 \times 10^6$  K之间)当中是观测不到的。现在,这些谱线出现在了太阳爆发过程中由灾变模型描述的电流片的位置上,说明在那个区域中有加热过程发生,其中的等离子体受到了明显的加热。这与“发生在电流片当中的磁重联过程会把事先储存在磁场中的能量迅速转化为等离子体的动能和热能”的物理图像<sup>[23, 33]</sup>是一致的。因此Raymond认为,UVCS观测到的高温狭窄的区域就是Lin和Forbes<sup>[8]</sup>模型所描述并预言的电流片。

随后,Ciaravella等人<sup>[28]</sup>详细分析了1998年3月23日爆发事件的观测资料,研究了

CME 和耀斑之间的电流片的各项参数和相关的重要性质。这次事件产生的 CME 出现在 LASCO/C2 的视场里的时候是 09:33 UT, 在 P. A. = 269° 的方位上。到了 12:51 UT, 它作为一个较大、较暗的环系的核心出现在日心距为  $3.5 R_{\odot}$  的高度上, 相应的速度为  $100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。当它在 23:21 UT 被 LASCO/C2 观测到的时候, 它的日心距为 15 个太阳半径, 平均速度为  $180 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。对于慢 CME 而言, 在几个太阳半径的地方出现加速是比较正常的现象<sup>[34]</sup>。在整个过程当中, LASCO/C1 都观测到低日冕中耀斑环系的强烈活动。而对于电流片的观测和研究而言, 有意义的观测开始于 15:56 UT, 此时 UVCS 的狭缝正好转到中心位于 P. A. = 245° 的位置上。

在这个位置上, UVCS 在一个很宽、有些弥散的多个活动区组合 (AR 8176, AR 8178, AR 8179; P. A. 的范围在 212° 到 246° 之间) 之上的区域内观测到了日冕禁线 [Fe XVIII] 和 [Ca XIV] 的发射线, 以及普通谱线 Fe XVII 和 Ne IX 的发射线。这些谱线与一些日冕的常见谱线一起被观测到, 但是它们出现在 1 个明亮的、狭窄的结构当中。图 3 给出了 1 个 EIT 304 Å 的单色像、LASCO/C2 的白光像和在 4 个波段上辐射强度沿着 UVCS 狭缝分布的叠加图。图中的箭头标了 UVCS 的狭缝位置, 而沿着狭缝分布的亮斑则来自于 [Fe XVIII] 的辐射。我们注意到这个位置正好位于 LASCO/C2 观测到的 CME 之下和 LASCO/C1 观测到的耀斑环之上, [Fe XVIII] 和 [Ca XIV] 发射线的出现意味着高温等离子体的存在。

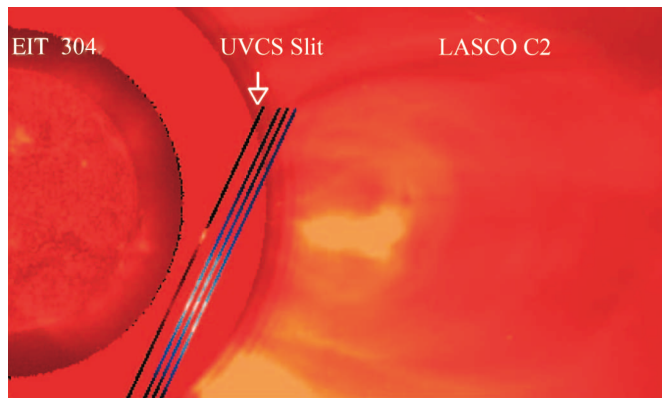


图 3 用 1998 年 3 月 23 日获取的 EIT 304 Å (22:24UT) 单色像、LASCO/C2 (12:33 UT) 白光像以及沿 UVCS 狭缝分布的光强 (16:56 UT) 制成的合成图<sup>[28]</sup>。箭头所指的是狭缝的真实位置, 上面的强度分布是在 [Fe XVIII]  $\lambda 974$  波段获取的。旁边放置的其他三条狭缝的单色像用做对比, 从左到右分别是 Si XII  $\lambda 499$ 、O VI  $\lambda 1032$ 、和  $\text{Ly}\alpha$  的强度沿狭缝的分布。

由于 LASCO/C1 资料的空间分辨率不够高, 也由于获取 LASCO/C1 资料所用的谱线形成温度偏低 (在  $10^6 \sim 2 \times 10^6 \text{ K}$  范围内), 从其图像上难以辨认出电流片的下端。一般用于电流片诊断的谱线是 [Fe XVIII]  $\lambda 974$  和 [Ca XIV]  $\lambda 943$  的发射线, 温度在  $3 \times 10^6 \text{ K}$  以上。不过, 由于 LASCO/C1 的数据很少, 迄今为止我们还没有注意到有谁用过该数据来分析和研究电流片。因此, 不是很清楚如果获得足够多的 LASCO/C1 资料, 我们能否用它们来对电流片进行有效的等离子体诊断。



经过查验已有的 UVCS 资料, Ciaravella 等人<sup>[28]</sup> 意识到这是首次在日心距为 1.5 个太阳半径的高度上观测到的高温谱线。将图 3 的叠加图与 Lin 和 Forbes 灾变模型中的磁场结构相比较, Ciaravella 等人<sup>[28]</sup> 进一步确认了这个狭窄的高温结构就是联接 CME 和双带耀斑的磁重联电流片。这项工作首次从观测上证实了 CME-耀斑电流片的存在, 对大尺度磁重联电流片的系统研究由此开始了。

## 4 爆发过程中磁重联电流片当中及附近的等离子体流

除了高温以外, 磁重联电流片还有其他重要的观测特征。经磁重联之后在电流片当中沿相反方向运动的等离子体流以及随之运动的等离子体团块就是其中的两个。如图 2 所示, Lin 和 Forbes 模型<sup>[8]</sup> 也预示了经过磁重联后的等离子体还会沿着电流片以其附近的阿尔芬速度向上和向下运动。(在后面章节中的讨论我们会发现, 磁重联等离子体的流动速度是由电流片中的一个主 X 点附近的阿尔芬速度决定的。也可参见 Shen 等人<sup>[35]</sup> 最近的研究。) 这就暗示了我们应该能够在一个爆发过程中观测到一对沿着电流片朝向太阳和远离太阳的等离子体流。它们一个对耀斑环系统的形成作出贡献, 另一个则控制着 CME 泡内部结构的演化(见文献 [11] 和 [36] 的结果和详细讨论)。

### 4.1 朝向太阳(向下)的磁重联喷流

McKenzie 和 Hudson<sup>[31]</sup> 第一次证认出了耀斑(后)环系统之上明显的物质运动。这个耀斑是 Yohkoh 在 1999 年 1 月 20 日观测到的。这个长时间的事件显示了一组正在膨胀的耀斑后环, 它们和 CME 以及在耀斑环之上沿着电流片朝向太阳的大尺度物质运动有关联。将他们的图像与图 2 中的图形对比, 我们相信 McKenzie 和 Hudson<sup>[31]</sup> 完全, 或者几乎是完全地从正面观测到了电流片。这个电流片显示了一个针状放射的扇形结构, 这与 Šveskta 等人用 Yohkoh 曾经观测到的结构非常相似<sup>[30]</sup>。但是这次事件呈现了一个耀斑环顶端的电流片当中物质运动更清晰的图像。他们发现在稍后的时段当中, 向下的运动是以软 X 射线(SXR)暗腔的形式在  $100\sim 200\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  的速度范围内进行的, 在这一区域的温度高达  $9 \times 10^6\text{ K}$ , 而密度则在  $10^9\text{ cm}^{-3}$  的数量级。这些数据表明 SXR 暗腔是一些在磁重联电流片中的等离子体团, 或者是一些磁岛。这些结构应该是等离子体不稳定性 and 湍流在 CME-耀斑电流片中存在的观测证据<sup>[29, 37]</sup>。McKenzie<sup>[32]</sup> 还报告了 11 个类似的由 Yohkoh/SXT 观测到的长时间事件中的向着太阳方向喷流的例子。这些喷流的速度在  $50\sim 500\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  之间, 并且所有的事件都伴随着 CME 出现。

在这之后, 3 个一连串类似事件被观测到。Sheeley 和 Wang<sup>[38]</sup> 报告了 LASCO 在距离太阳中心  $2\sim 6 R_{\odot}$  的地方观测到日冕物质向下运动。每个向下喷流的最高速度从  $50\sim 100\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  不等。TRACE 在 2002 年 4 月 21 日观测到的发生在西边缘上空的事件为很多人提供了一个很好的机会来研究朝向太阳的向下的磁重联喷流(见文献 [39] 的图 5 及相应的讨论)。这一事件产生了一个 X-1.2 级耀斑和一个非常快速的 CME(速度大于  $2500\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ), 并且 SOHO 上的仪器包括 LASCO、SUMER 和 UVCS 也很好地观测到了

这一事件<sup>[40-42]</sup>。由于向下的喷流是在爆发的早期时段被观测到的,所以等离子体流的速度和温度都相当高,分别达到了 $10^3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 和 $10^7 \text{ K}$ 的数量级。

Sheeley 等人<sup>[42]</sup>利用一种新发展的技术来研究外层日冕中的物质移动<sup>[34]</sup>,以此追踪上述同一事件中等离子体向下的喷流。具体做法是选择一团运动特征显著的等离子体,大致沿着这团等离子体运动的路径放置一狭缝,将出现在这条狭缝内的图像截取出来,然后按时间顺序排列起来,就可以明显看出这团等离子体的位置随时间变化的特征。图4给出了利用此项技术得到的如文献[39]的图5当中左边两个箭头所指的等离子体团的位置随时间的变化。这一技术的优势在于,它可以展现出在耀斑环顶上的与磁重联有关的等离子体流的一些重要性质。这些性质包括快速的磁重联外流( $100 \sim 600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ )和在喷流接近闭合的耀斑环顶部显著的减速(约 $1500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ )。这一减速过程明显意味着喷流与耀斑环顶部的相互作用以及终止激波的产生(对比图2当中对耀斑环顶部特征的描述,并参考文献[43]中的详细讨论)。

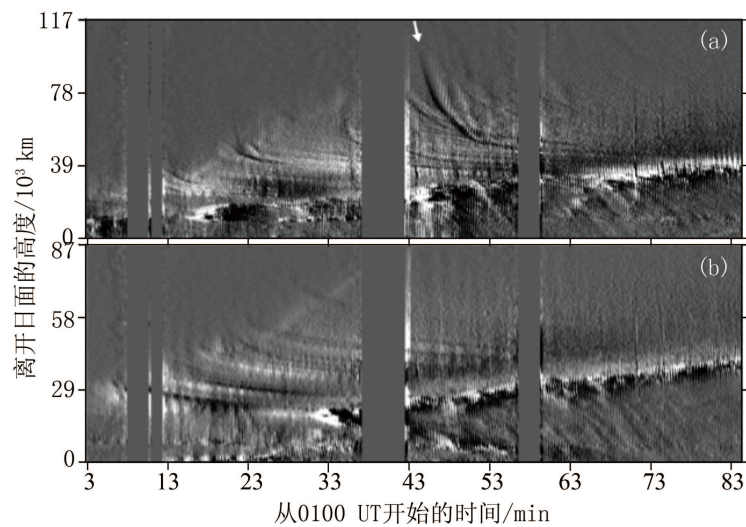


图4 2002年4月21日事件产生的电流片中等离子体团块的位置随时间的变化<sup>[42]</sup>。上半部分(a)显示了文献[39]中的图5中左边的双箭头指示的团块的运动,下半部分(b)给出了周围团块的运动特征。

Asai 等人<sup>[44]</sup>详细研究了2002年7月23日的事件中位于耀斑环之上的向下喷流运动。这一事件产生了一个X-4.8级耀斑和一个快速的(约 $2.6 \times 10^3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ )CME,它同时被TRACE、RHESSI、NoRH、UVCS和LASCO观测到<sup>[41, 45]</sup>。在这个例子中,耀斑后环上方的向下喷流不仅仅是在衰减相中可见,在脉冲相和主相中同样可见,并且清楚地显示了它与微波波段的非热辐射和硬X射线(HXR)辐射的相关性。磁重联被想到用来解释这些特征。考虑到这个X-4.8级耀斑也和一个高能量的CME相关这一事实,我们认为向下的喷流和在各种波段中观测到的辐射特征一起呈现了发生在一个大爆发过程中的典型的能量释放现象,这与图2中模型的描述非常相似。

在靠近耀斑环顶端的向下的运动也被RHESSI在HXR(25~50 keV和12~25 keV)和SXR(6~12 keV)波段观测到<sup>[46, 47]</sup>。在Sui和Holman<sup>[46]</sup>与Sui等人<sup>[47]</sup>研究的3个事件

中,高温耀斑环或者在观测到的高能带(12~25 keV 或者 25~50 keV)的耀斑环位于低能带(6~12 keV)的上边,在 HXR 脉冲相的开始阶段这两条能带的顶端显示出明显的向下运动。向下运动的速度从  $8\sim 23\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ,并且高能带中的耀斑环比低能带中的移动要快。在频率为 17~32GHz 的射电波段观测到的耀斑环和 TRACE 在 195Å 观测到的耀斑环也证实了类似的运动<sup>[48, 49]</sup>。Veronig 等人<sup>[50]</sup>在研究一个 X-3.9 级的耀斑时,也发现了同样的运动特征。这可能是耀斑环系在爆发的最初阶段的共同特征。这样的运动与我们通常所说的单个耀斑环的收缩<sup>[43, 51-53]</sup>不一样,它似乎是整个环系表现出来的状况。Sui 等人<sup>[47]</sup>建议,这是由于电流片是从 X 型中性点坍塌(Collapse)发展而来的缘故<sup>[54]</sup>。Dungey<sup>[54]</sup>认为,当产生相应磁结构的源区可以自由运动时,X 型中性点在局部区域内是不稳定的。其后果就是该中性点会坍塌和发展成为电流片,并在其两端形成 Y 型中性点或反向电流区(见文献[1]中的图 2.10 及相关的详细讨论),而反向电流区的形成很可能对应着前面提到的耀斑环顶的整体下降。

但是考虑到日冕磁结构失去平衡时,闭合的磁力线会受到急剧拉伸,所以在此过程当中形成的电流片应该是从 X 型中性点拉伸出来,而不是由于中性点的坍塌挤压形成的。因此,Lin<sup>[53]</sup>指出,尽管这个运动位于电流片外面,但它却非常接近电流片下方的尖端,并且他建议了另一种可能的过程来描述这个运动,即大家知道的耀斑后环的收缩过程<sup>[43, 51-53]</sup>。在这一过程中,在耀斑环所处的位置,由于磁重联形成的闭合的磁力线不会停留在它们形成的高度上,而是会向下运动至较低的高度,以更接近于势场状态。在耀斑的早期(比如 HXR 脉冲相的开始),单个新生的耀斑环的收缩比整个耀斑环系统的增长要显著得多<sup>[53]</sup>。当这两种运动结合在一起,若他们不可分辨,则速度较快的分量主导最终的结果。所以上述所观测到的在耀斑环顶部的向下运动很有可能是由于爆发早期刚刚形成的耀斑环收缩的结果。

最近,Savage 和 McKenzie<sup>[55]</sup>通过他们所能搜集到的资料发现在 62 个耀斑事件的过程当中,可以证认出耀斑环顶之上朝向太阳(向下)的等离子体流动(见他们文章的表 1 给出的信息)。获得这些资料的仪器包括了 *Yohkoh*, TRACE, SOHO/LASCO, SOHO/SUMER, 以及 Hinode/XRT, 时间跨度几乎是 20 年。他们详细分析了 35 个事件中出现的朝向太阳的流动,在这其中的 10 个事件当中观测和分析的是与耀斑环顶的收缩运动有关的等离子体流动,而在其他 25 个事件中针对的则是真正的电流片当中的等离子体流。单个事件过程中,在电流片当中辨认出的最多的等离子体团的数目是 25 个;而与耀斑环收缩有关的等离子体流动最多的则被辨认出有 60 个。这些运动的综合平均速度在  $150\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  左右。

同时,Hara 等人<sup>[56]</sup>利用 Hinode / EIS 的观测资料得出耀斑环顶部的磁重联外流速度在  $200\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  左右;而 Warren 等人<sup>[57]</sup>利用 SDO/AIA 的资料分析得到的速度大约为  $150\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。与沿着电流片离开太阳的磁重联外流相比,朝向太阳的流速明显要低很多。Shen 等人<sup>[35]</sup>对其他已有的观测结果进行了总结,发现这是一个普遍的规律。他们指出这是因为流向太阳的磁重联外流受到闭合的耀斑环的阻挡而减慢了流速。由 Takasao 等人<sup>[58]</sup>最近分析研究的 SDO/AIA 观测到的事件中,远离太阳的磁重联外流的速度在  $220\sim 460\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  之间,而朝向太阳的磁重联外流速度在  $250\sim 280\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  之间。总的说来,朝向太阳的流速还是低于远离太阳的流速。

#### 4.2 离开太阳(向上)的磁重联外流和电流片附近的磁重联内流

目前已经知道,由 Lin 和 Forbes<sup>[8]</sup> 的模型所预言的大型爆发过程中会出现的长电流片及其等离子体特征最早被 Akmal 等人<sup>[59]</sup> 和 Ciaravella 等人<sup>[28]</sup> 所证实。而第一次定量分析研究沿着电流片离开太阳的磁重联喷流的工作则是由 Ko 等人<sup>[12]</sup> 完成的,虽然这样的喷流不是他们第一次观测到的(见 Webb 等人<sup>[60]</sup> 和 Simnett<sup>[61]</sup> 对此问题的讨论)。由 Ko 等人<sup>[12]</sup> 报告的 2002 年 1 月 8 日事件产生了一个快速 ( $1.8 \times 10^3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ) CME 和一组 SXR 耀斑环(由于耀斑的主要部分位于日面的后方,所以难以确定其级别)。分析这个事件的优势和好处在于耀斑环上方的电流片的轮廓从侧面被观测到,这就允许探测器能够接收到来自电流片足够的辐射,因此得以可靠地诊断和研究电流片中等离子体的性质。

将 UVCS, EIT, LASCO, CDS 以及位于 Mauna Loa 山太阳塔的 MK4 日冕仪 (MLSO MK4) 的数据结合起来, Ko 等人<sup>[12]</sup> 研究了这一事件的形态和动力学特性。电流片中高电离度离子的出现,比如电离了 17 次的铁离子 [Fe XVIII] 和电离了 13 次的钙离子 [Ca XIV], 显示了温度高达  $(3\sim 6)\times 10^6 \text{ K}$  的等离子体以及电子加热过程的出现。LASCO/C2 的资料显示,电流片内部的等离子体密度在  $4 \times 10^6$  和  $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$  之间。而 EIT 195 Å 图像和 MK4 图像的合成图显现了双带耀斑的标准 Kopp-Pneuman 结构<sup>[3]</sup>。对比文献 [12] 中的图 1 和图 10 就会发现这一事件几乎是按照 Kopp-Pneuman 模型来发展的。根据上述等离子体诊断得到的温度和密度,再假定电流片周围的磁场能量完全转换成了动能和热能,他们得出电流片附近的磁场强度范围为  $(0.47\sim 1.2) \times 10^{-4} \text{ T}$  之间。

在 LASCO 上的图像(电影)中,离开太阳的等离子体喷流可以被一组沿着电流片移动的等离子体团块辨认出来。文献 [12] 中的图 18 展示了两个这样的例子,其中一个团块显示出加速的运动,而另一个的运动则显示出减速的迹象。从 Ko 等人<sup>[12]</sup> 的观测结果中挑选出 5 个边缘比较明显、便于辨认的团块,跟踪它们的运动,可以得到不同时刻它们与太阳之间的距离<sup>[37]</sup>。图 5 标出了这些距离随时间的变化,从中我们可以计算出这些团块的运动速度。我们发现它们的速度范围在  $300\sim 650 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  之间。在图中,我们还标出了每两个相邻团块的距离,它们还有另外一层重要意义,我们会在后面的小节中详细讨论。

最近, Song 等人<sup>[62]</sup> 通过分析 1996 年至 2009 年之间 LASCO 的观测资料,发现和证认了更多的在 CME 之后的电流片中流动的等离子体团块。这些团块的速度散布在  $200\sim 1000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  的范围内,与 Ko 等人<sup>[12]</sup> 及 Lin 等人<sup>[63]</sup> 的结果基本一致。除此之外, Song 等人<sup>[62]</sup> 还对比研究了盔状冕流中的等离子体团的运动。他们发现盔状冕流当中的等离子体团的运动明显比 CME-耀斑电流片中等离子体团的运动要慢,认为这是因为不同磁结构环境当中磁重联过程的不同造成的。

另外,上述工作中的观测结果也表明,等离子体团的运动速度在其运动过程中会发生变化。这个现象在过去和最近的数值实验当中也都出现过<sup>[35, 64, 65]</sup>。不过,到目前为止,我们还没有注意到有什么针对此现象的研究成果发表。我们推测这可能是由于电流片内部和周围环境当中的湍流以及其他不规则结构引起的磁重联过程的不均匀性和起伏造成的。当然,更深层次的原因还需要我们进一步仔细研究。

射电波段的观测也揭示了等离子体团在电流片当中的运动特征。Liu 等人<sup>[66]</sup> 在分析

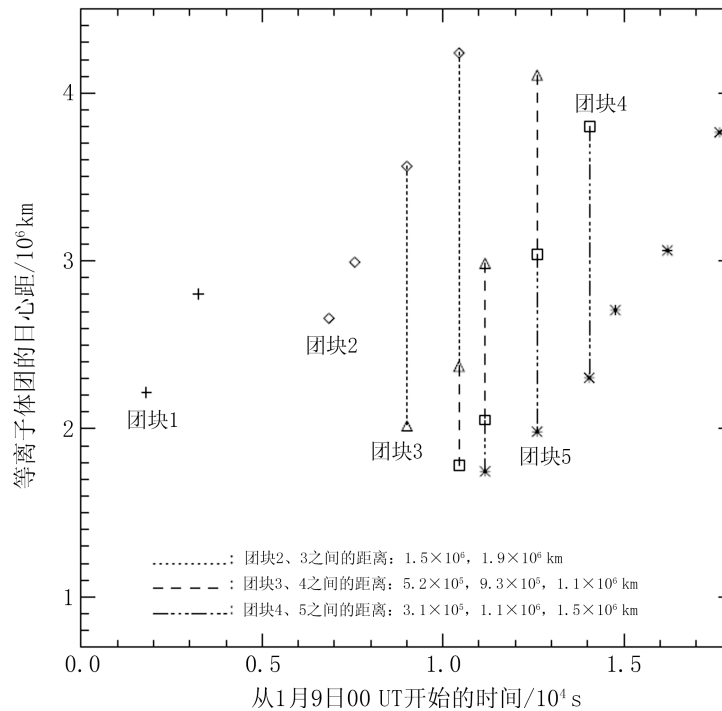


图 5 在 2002 年 1 月 8 日事件产生的电流片中的等离子体团块的高度随时间的变化<sup>[37]</sup>。不同的符号表示不同的团块, 不同式样的垂直线段则表示各相邻两个团块之间的距离。两个团块之间的距离有多个不同的值表明团块运动的不均匀性。

2004 年 7 月 29 日一个跨赤道冕环结构爆发事件时发现, 有电流片在爆发过程的初始阶段形成; 而且, 在耀斑的脉冲相还同时观测到具有群体漂移特征的米波 III 型射电暴。他们认为这反映了电流片碎化 (fragmentation) 的过程和结果 (有兴趣的读者也可参见文献 [67] 中有关电流片碎化的详细讨论和论述)。而电流片碎化的另外一种表述方法就是电流片中小尺度结构 (或等离子体团) 的形成, 表明了其中等离子体不稳定性和湍流的出现和发展。电流片碎化或分形 (fractal) 磁重联的概念就是由 Shibata 和 Tanuma<sup>[68]</sup> 在研究电流片内部出现湍流结构及其后果时提出来的。仔细研究 Liu 等人<sup>[66]</sup> 提供的射电动态频谱图, 我们发现上述群体漂移是从高频往低频漂, 意味着高能粒子加速区 (或电流片) 本身及其内部的等离子体团从低日冕往高日冕运动的过程 (也可参见文献 [69] 中的讨论)。

在 Ko 等人<sup>[12]</sup> 直接观测到沿着电流片离开太阳的磁重联外流之前, Yokoyama 等人<sup>[70]</sup> 首次做了测量磁重联区域周围的磁重联内流速度的尝试。他们研究了 SOHO/EIT 和 Yohkoh/SXT 观测到的耀斑环系统顶部的尖顶结构的图像, 并注意到在 SXT 的图像 (影片) 中有一个很好的尖点结构和一个团块, 以及在 EIT 195 Å 的图像 (影片) 中的一个气泡状暗腔喷流。此暗腔的核在 EUV 波段上看比较暗, 但在 SXR 射线上看则比较明亮。这表明暗腔内等离子体的温度大约在  $4 \times 10^6$  K 左右。随着暗腔离开太阳边缘, 一个 X 形的结构在它的后面形成, 并且可以清楚地看到有些细丝状的结构从两旁朝 X 点汇聚的趋势。他们认为

这个汇聚的图案显示了磁重联区域周围重联内流的轨迹。经过测量 EIT 195 Å 影片中显示的汇聚速度, 他们得到磁重联内流的速度为  $1.0\sim 4.7\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。但是在 EIT 195 Å 图像(影片)中见到的结构一般比较弥散, 这导致很难对一个被关注的客体精确定位并测出其运动速度。此外, Chen 等人<sup>[71]</sup>重新分析了 Yokoyama 等人<sup>[70]</sup>的结果, 发现这个朝向 X 点的视运动事实上是重联点的位置变化造成的, 而不是真正的内流。

受到 Yokoyama 等人<sup>[70]</sup>和 Ko 等人<sup>[12]</sup>对电流片和相关磁重联过程的成功研究的鼓励, Lin 等人<sup>[63]</sup>研究了发生在 2003 年 11 月 18 日的一个事件。这一事件发生在太阳的东部边缘, 并发展出一个快速的局部晕状 CME(速度约  $2\ 000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ), 在 CME 之后出现一个长长的电流片和一组明亮的耀斑环。在空间和地面的许多设备都观测到了这一事件, 包括 EIT、UVCS、LASCO、RHESSI 以及 MLSO-MK4。电流片以及其中向外的等离子体(团块)流也被从侧面观测到, 文献 [63] 中的图 4 和相应的电影详细描述了 CME 的传播和电流片的发展。从这些图片和电影当中, 我们还可以辨别出沿着电流片向外运动的等离子体团块。Lin 等人<sup>[63]</sup>发现这些团块的运动速度在  $(0.46\sim 1.075)\times 10^3\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  之间。

在爆发开始后的一段时间当中, 从 EIT 195 Å 的电影当中, 可以清晰地看到被爆发极度拉伸的磁场结构的极性相反的两个部分迅速相互运动, 向中间电流片的位置靠拢。在这个过程中进行的同时, 一系列耀斑后环也在较低的空间位置上形成并发展。对此有兴趣的读者可以进一步参看 Lin 等人<sup>[63]</sup>为辅助说明问题而提供的电影资料。将上述这些观测数据结合起来, Lin 等人<sup>[63]</sup>分析了爆发过程的各种性质, 包括那些在电流片周围磁场和等离子体的性质。他们工作的最重要的一个方面是, 运用了 UVCS 的数据推算出电流片附近磁重联内流的速度, 避免了直接使用 EIT 195 Å 图像时造成的不确定性。

图 6 是一幅 2003 年 11 月 18 日事件在某一个时刻的由 C2、UVCS 和 EIT 195 同时观测到的图片的拼图。除去这些图片不是完全同时拍摄得到而带来的误差, 这幅图几乎就是图 2 的观测版本。UVCS 狭缝像其实是 5 个不同时刻的  $\text{Ly}\alpha$  的单色像重叠在一起做成的。平行于狭缝方向的亮度变化反映了沿着狭缝在  $\text{Ly}\alpha$  波段的辐射强度分布, 而在垂直于狭缝的方向上则透露出这个分布随时间的变化。UVCS 的狭缝像显示出明显的两亮夹一暗的强度分布特征, 而且中间暗区的范围随着时间的推移在不断减小。感兴趣的读者可以参看文献 [63] 的图 11, 它给出了从 5 个不同时刻的 UVCS 狭缝像得到的  $\text{Ly}\alpha$  的亮度沿狭缝的分布, 从中我们可以清楚地看出暗区收缩的特征。

将不同时刻测量得到的暗区宽度在图 7 中表示出来, 可以得到 4 个时间段内的平均速度。从原理上讲, 这应该是磁重联内流速度在垂直于视线方向上的分量。由于这次事件正好发生在太阳东边缘, 根据图 6 所示的 CME-电流片-耀斑的相对位置, 我们可以判断这些速度基本上就是磁重联内流的速度(更多细节可以参看文献 [63] 的详细讨论)。结果表明, 磁重联内流的速度在  $10\sim 70\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  之间(也可参考文献 [37] 的有关内容), 明显高于 Yokoyama 等人<sup>[70]</sup>的结果。不久以前, Liu 等人<sup>[66]</sup>在分析研究跨赤道冕环系统的爆发过程时注意到, 当冕环向外爆发时, 其两边腿部极性相反的磁场相互靠近, 最终发生磁重联, 形成耀斑环系及其上部的尖点结构。测量表明, 两边磁结构相互靠近的速度大约是  $6\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 与 Lin 等人<sup>[63]</sup>得到的结果基本一致。

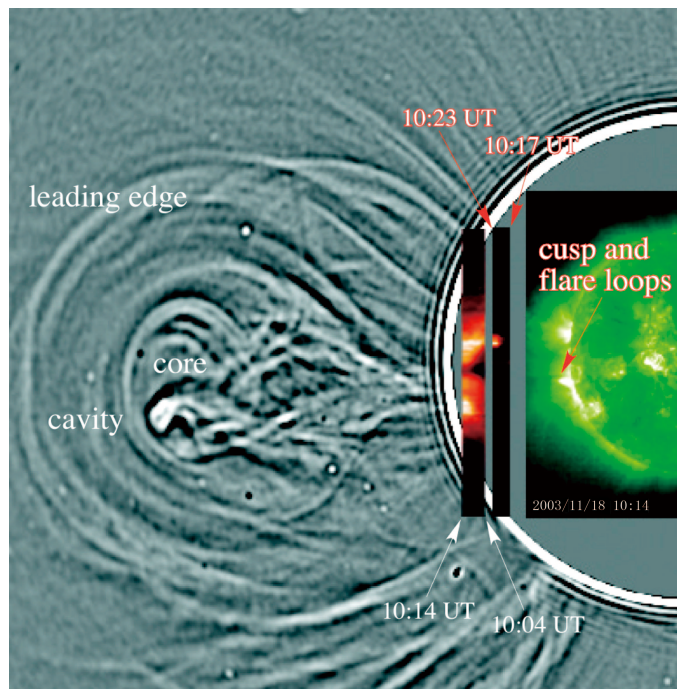


图 6 2003 年 11 月 18 日事件的 C2-UVCS-EIT 合成图<sup>[63]</sup>。耀斑、CME 以及 CME 当中的一些细节都清晰可辨。UVCS 狭缝的 Ly $\alpha$  单色像上两团亮斑之间的暗区和两边 CME 及耀斑的相对位置大致给出了磁重联电流片的位置和延伸方向。

在图 6 所示的空间位置上, 观测得到的 Ly $\alpha$  波段的辐射来自于相应位置附近的日冕当中的中性氢原子 (HI) 对光球辐射的共振散射, 其强度正比于 HI 的数密度。另一方面, 这一强度也与 HI 在垂直于视线方向上的运动速度有关。如果其速度超过  $370 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 就会因为 Doppler 效应而将来自于光球的辐射在其他波长上散射出来, 那么在 Ly $\alpha$  波段上也就不会看到发亮了。这种现象称为 Doppler 变暗 (即 Doppler dimming, 见文献 [72] 以及其中提到的参考文献)。一般情况下, 当垂直于视线方向的速度超过  $200 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  后, Doppler 变暗就比较明显了。

因此, UVCS 狭缝像中亮的部分表明中性氢原子 (HI) 比较集中、密度高、速度低 (远小于  $370 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ), 温度在  $(0.7 \sim 3) \times 10^5 \text{ K}$  之间。而中间的暗区则表明要么该区域中缺乏 HI 原子, 或者是 HI 的速度过快, 或者是两者兼而有之。缺乏 HI 原子表明其中温度过高, 氢原子都电离了。深入研究发现, 这中间的温度可达到  $6.7 \times 10^6 \text{ K}$ , 但更可能的是其中等离子体的速度较高<sup>[63]</sup>。不管是哪一种情况, 都暗示着连接 CME 和耀斑后环系的磁重联电流片就位于暗区当中, 因此, 暗区尺度的减小意味着磁重联内流不断地将 HI 含量较高的等离子体带入了电流片, 其随时间的变化趋势实际上是对磁重联内流的描述。从文献 [63] 中的图 11, 我们可以得到暗区在 5 个不同时刻的宽度, 这些宽度随时间的变化实际上给出了前面我们提到的电流片附近的磁重联内流的速度, 在  $8 \sim 80 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  之间; 而且其变化趋势还有更重要的一层意

义,我们会在下一小节中详细讨论。

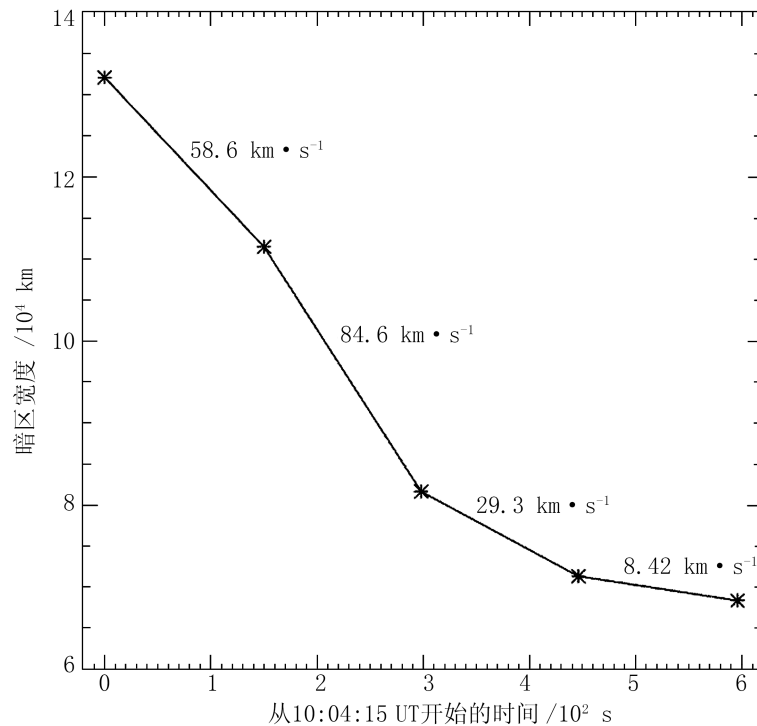


图 7 由文献 [63] 的图 11 得出的 Ly $\alpha$  暗区 (见图 6 中 UVCS 狭缝像上两块亮斑之间的暗斑) 的宽度随时间的变化<sup>[37]</sup>。从这些变化计算出的电流片附近磁重联内流在不同时段的速度已标注在相应的线段附近。

Yokoyama 等人<sup>[70]</sup> 工作的另一个值得关注之处在于,在得到了磁重联内流的速度之后,为进一步估计磁重联率  $M_A$ , 需要知道电流片附近的局地 Alfvén 速度  $V_A$ 。但在他们的工作中,  $V_A$  没有被直接测定,而是通过对 SXR 的总辐射量估计出来的。他们首先假设所有的磁场能量都在爆发中释放出来,并通过磁重联转换为热量;其次,在估计电子密度的时候,假设在视线方向上,辐射源的厚度 ( $L$ ) 和耀斑环的尺度在同一个量级上,因此 SXR 辐射源充满了整个  $L^3$  那么大的体积。这两个假设导致了结果的不确定性:第一个假设显然造成了磁重联点旁的磁场强度被低估,因为被释放出来的能量中有很多(或许有一半)转化成磁重联等离子体外流的动能;而第二个假设则造成热能的总量被高估,因为 SXR 源不可能完全充满着整个  $L^3$  那么大的体积。

为了避免这些不确定因素, Ko 等人<sup>[12]</sup> 和 Lin 等人<sup>[63]</sup> 选择通过直接测量磁重联外流的速度来估计重联区域附近的当地 Alfvén 速度。磁重联的标准理论指出这两个速度是大致相等的<sup>[1]</sup>。由于在 2003 年 11 月 18 日的事件中电流片的演化也从其侧面观测到,磁重联外流的性质和特点也可以很容易被注意到。我们已经在前面对有关结果进行了总结,通过对比磁重联内流和外流的速度,可以得出 2002 年 1 月 8 日事件中的磁重联率  $M_A$  在 0.01~0.03 之



间;在2003年11月18日的事件中, $M_A$ 在0.008~0.18之间。

最近,Narukage和Shibata<sup>[73]</sup>在分析了一组事件的EIT数据之后,报告了对一些重联点周围的重联内流的观测。他们调查了EIT从1996年到2000年观测的事件,并注意到有6个事件存在明显的重联内流。Yokoyama等人<sup>[70]</sup>用来估算重联内流速度的方法已被改进,通过新方法测量出来的速度比之前的要大,为其2.5倍。相应地,Narukage和Shibata<sup>[73]</sup>发现包括被Yokoyama等人<sup>[70]</sup>研究过的事件中的磁重联率为0.001到0.07之间。这一结果与其他一些研究者得到的结果一致(见文献[73]中的表4)。

#### 4.3 在同一事件当中观测到的双向磁重联等离子体外流

由于我们已经讨论过的直接观测CME-耀斑电流片的一些障碍,使得在某个具体事件当中只能观测到一个方向的磁重联等离子体外流,同时观测两个方向的外流则非常困难。不过,最近的一项工作在这方面取得了突破<sup>[74]</sup>。

2008年4月9日,一个X级耀斑发生在太阳西边缘的活动区AR 10989之上。这时的活动区已经在西边缘背后大约 $23^\circ$ 的位置,有几台空间望远镜,包括Hinode上的X射线望远镜(XRT<sup>[75]</sup>)、STEREO A星上的SECCHI、TRACE以及SOHO上的LASCO,同时观测到了这次爆发。由于耀斑的主要部分发生在太阳背面,GOES卫星的观测没有对这次事件中的耀斑进行X射线级别的标定。但是由于太阳边缘挡住了耀斑最亮的部分,使得许多相对亮度较弱,经常被较亮的耀斑环掩盖的结构显露出来,并被观测到。

这次事件产生的CME有个昵称,叫“车轮CME”。这是因为爆发出来的CME像车轮一样滚动着离开太阳(见文献[74]的图1)。而滚动的这部分结构则被证认为是磁通量绳。SECCHI的观测资料表明该事件起源于边缘背后的暗条爆发,起始时间大约是08:53 UT,而XRT对此事件中的耀斑的观测数据则是在09:16 UT和17:32 UT的时间段中获得的。

Savage等人<sup>[74]</sup>以SECCHI的资料做备用和参考,重点分析研究了XRT和LASCO的观测资料。事件过程中,大团被抛出的、有远紫外和X射线辐射的物质在09:16 UT和10:11 UT之间被XRT观测到,速度从 $80 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 增加到 $180 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。在XRT视场当中的耀斑被太阳边缘挡住的部分有大约 $7\times 10^4 \text{ km}$ 高。相关的白光CME在11:06 UT进入SOHO/LASCO的视场,并以大约 $450 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的速度掠过LASCO C2的视场<sup>[76]</sup>。

当CME离开了XRT的视场之后,增强的图像系列(或电影资料)表明有朝向和远离太阳的等离子体流动,以及耀斑环的收缩。这些朝向和远离太阳的等离子体流都是沿着一条亮的、细线一样的结构(见图8)运动的。这一结构在11:00 UT的时候变得明显起来,然后在6.5 h之内向南慢慢偏移了 $25^\circ$ ,偏移速度大约是 $4^\circ/\text{h}$ 。太阳在这个纬度上的自转速度大约是 $0.6^\circ/\text{h}$ 。因此,太阳自转无法完全导致这种偏移。Ko等人<sup>[12]</sup>指出这应该是爆发过程当中磁结构的自我调节所致。

在XRT的视场之中,这个结构相对很窄,位于CME之下,耀斑环之上。与已有的工作及其结果相对比<sup>[12, 28, 37, 60, 63, 77-79]</sup>,很显然,这就是一个典型的耀斑-CME电流片。在12:18 UT和12:35 UT之间,令人特别感兴趣的是一系列流动的等离子体团出现在电流片当中。这

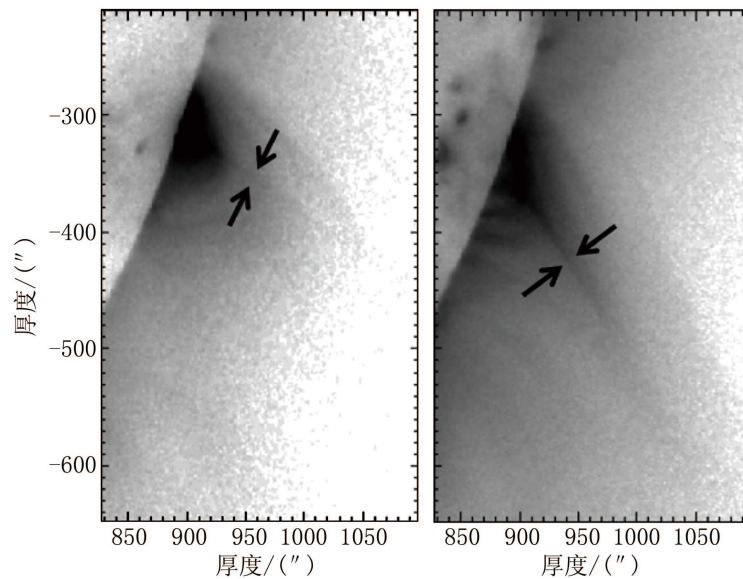


图 8 2008 年 4 月 9 日“车轮 CME”事件中生成的电流片(两个箭头之间的区域)<sup>[74]</sup>。左图获取的时间是 11:08:42 UT, 右图获取的时间是 17:31:55 UT。电流片指向的差别表明磁结构在爆发过程当中进行的自我调整, 速度大约是  $4 (^{\circ})/\text{h}$ 。

些离子体团基本上是成对出现的, 有离开太阳的, 也有朝向太阳的向外运动的, 与以前在高日冕位置上观测到的非常类似(见文献 [12, 42, 63, 80])。由于受到资料信噪比偏低的影响, 用于分析的等离子体团都是通过人工方法用肉眼辨别出来的。在 11:11 UT 到 17:24 UT 之间的 6 h 13 min 期间一共辨别出 16 个等离子体团, 其中 13 个向外流动, 3 个向内流动。

通过研究利用人工识别的办法辨别出来的等离子体团及其在天空平面的运动轨迹, Savage 等人<sup>[74]</sup>在 XRT 的视场之中测量得到消除了投影效应之后的流动速度在  $21\sim 165 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  之间, 其中中位值是  $120 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 平均值是  $109 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。朝向太阳和远离太阳的运动都包括了。这当中最慢的速度 ( $21 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ) 应该对应着耀斑环收缩的速度(见文献 [52] 和 [53])。整体上来说, 离开太阳运动的等离子体团比朝向太阳的速度快, 而且所有朝向太阳运动的等离子体团的速度都低于当地的自由落体的速度。这表明流向太阳的等离子体团在运动过程中受到了明显阻碍。考虑到电流片下端形成的闭合耀斑环, 朝向太阳的磁重联外流必然要和这些磁环发生作用而减速。Kołomański 和 Karlický<sup>[81]</sup>对 Yohkoh/SXT 观测到的耀斑环顶附近的等离子体流进行分析并得到, 那附近的等离子体流速在  $16 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  左右; 而 Milligan 等人<sup>[82]</sup>发现, RHESSI 观测到的等离子体流在环顶也只有大约  $12 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。这说明磁重联外流到了耀斑环顶附近, 受到环顶的阻挡而减速是普遍现象。最近我们对双带耀斑的数值模拟也证实了这一结果<sup>[35]</sup>。

当向外运动的等离子体出了 XRT 的视场之后, 就很难对其进行追踪, 但也不是不能做。将根据 XRT 的资料得到的速度外推, 就可以估计一个等离子体团出了 XRT 的视场之后, 在给定的时间会大致出现在 LASCO 视场中的什么位置。这就可以把从 XRT 和 LASCO 的资

料得到的信息结合起来, 长时间地追踪等离子体流, 并进而得到等离子体团在电流片当中运动的比较完整的信息。Savage 等人<sup>[74]</sup>的测量结果表明, 从 XRT 的视场进入 LASCO 视场的过程当中, 等离子体团的运动速度几乎没有什么变化。

## 5 耀斑–CME 磁重联电流片的内部结构和厚度

高电导率和日冕中的无力场环境将磁重联区域限制在一个薄层中, 因此在大型爆发过程中应该会发展出一个长且薄的电流片。电流片的这一特点允许我们在以研究爆发的整体行为为主要目标的时候将其看作一个无限窄的线或片<sup>[8]</sup>。但这对我们研究电流片本身及其内部结构却是不利的。即使间接的证据证实了爆发过程中电流片的存在(见文献[43]中的简明综述式的讨论), 直接观测一个狭长的电流片却不容易。这是因为它的大小和辐射都很容易受到周围其他大尺度结构的影响(详见文献[12]中的讨论)。

所以, 很长一段时间以来人们一般认为电流片的厚度  $d$  受到质子 Larmor 半径的约束(见文献[83, 84]所展开的讨论以及其中的参考文献)。在宁静日冕中 Larmor 半径不过才几十米, 因此通常它被认为是薄到不可能被观测到的。这一观点是基于对实验室里小尺度(米的量级)磁重联的研究得到的。另一方面, 当在太阳爆发中形成了电流片, 它可以在长度方向上以几百  $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  的速度发展<sup>[8, 21, 85]</sup>。在如此高度的动力学过程中, 粒子的 Larmor 半径不可能主导磁场结构的尺度。相反, 各种等离子体不稳定性应该在耗散磁场和决定电流片的尺度方面起到重要作用<sup>[86, 87]</sup>。

理论分析<sup>[1, 86–89]</sup>和数值模拟实验<sup>[65, 90, 91]</sup>都指出一个长电流片可以很容易地变得对撕裂模湍流不稳定。当湍流发生的时候, 电流片被撕成很多小尺度的磁岛或湍流元胞(见文献[1]的图 6.1 和 6.3)。磁岛的形成能明显地增加电流片的厚度<sup>[86, 87]</sup>, 撕裂模湍流引起的磁场湮灭能以一种非常有效的方式将磁场能量耗散掉<sup>[89]</sup>, 并将相应的磁场能量化为等离子体的热能和动能。这就意味着, 即使电流片很厚, 磁重联也可能以很高的速率进行。这些从理论上推导得出的信息表明, 我们下面要讨论的根据观测资料测量得到的电流片厚度不是没有道理的。

### 5.1 耀斑–CME 电流片的视厚度

前面我们讨论了 Ko 等人<sup>[12]</sup>和 Lin 等人<sup>[63]</sup>对两个爆发事件的分析和研究, 介绍了他们对磁重联内流和外流的研究, 得到了磁重联率等重要参数。除此之外, 图 7 给出的  $\text{Ly}\alpha$  暗区宽度随时间的演化曲线显示出了某种渐近特征, 表明磁重联内流在某一个位置上趋于停滞并消失(表现为  $\text{Ly}\alpha$  亮斑的变暗和消失)。对照着图 6 展示的爆发过程中磁场结构各个部分的特点, 我们发现磁重联内流趋于停滞的位置大致应该在电流片的边界附近。从图 7 的曲线可以估计出磁重联内流完全消失的位置, 大约在相当于暗区的宽度为  $6.8 \times 10^4 \text{ km}$  的地方。这就意味着电流片厚度  $d = 6.8 \times 10^4 \text{ km}$ 。由于观测投影效应的影响, 这个值应该被认为是电流片实际厚度的上限。

利用类似的方法, 可以通过分析 UVCS 狭缝在  $[\text{Fe XVIII}]$  发射线波段上的单色像来推导

出电流片的厚度。文献 [12] 中的图 15 和文献 [28] 中的图 3 都给出了 UVCS 观测到的电流片的实例。在 UVCS 狭缝上的 [Fe XVIII] 亮斑大致给出了电流片的位置和范围。我们可以得到 [Fe XVIII] 亮斑的强度沿着狭缝的分布, 并求出此分布曲线的全半宽, 这就是电流片的视厚度。利用这个方法, 我们可以求出 2002 年 1 月 8 日事件的电流片的厚度  $d = 1.3 \times 10^5$  km (见文献 [79] 中的详细讨论)。重复 Ciaravalle 等人<sup>[28]</sup>的工作, 我们还推导出 1998 年 3 月 21 日事件的电流片厚度  $d = 1.0 \times 10^5$  km。

Lin 等人<sup>[79]</sup>同时分析了由 LASCO/C2 和 LASCO/C3 观测到的电流片资料, 利用截图法<sup>[92]</sup>测量了 2002 年 1 月 8 日事件和 2003 年 11 月 18 日事件中的电流片厚度。结果表明两个事件中的电流片的厚度都在  $10^4 \sim 10^5$  km 的量级上。在研究分析 2005 年 6 月 26 日事件的 LASCO 白光资料的同时, Vršnak 等人<sup>[93]</sup>重新分析了 2002 年 1 月 8 日和 2003 年 11 月 18 日两个事件的 LASCO 白光资料, 并再次得出电流片的厚度在  $10^4 \sim 10^5$  km 量级的结论。

最近, Webb 等人 (2011, 私人交流和沟通) 研究了 2005 年 9 月 7 日事件中的耀斑-CME 电流片。这个事件产生了一个 GOES 级别高于 X17 级, 传统耀斑分类达到 3B 级的耀斑和前锋速度达到  $2500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  的 CME。这是 23 周太阳活动峰年结束之前的最后一次强爆发, 到现在 24 周峰年期间还没有观测到这样强的爆发! Mauna Loa 太阳天文台 (MLSO) 的 MARK-IV(MK4) 日冕仪观测到了白光 CME 以及 CME 后面的电流片。这次事件在 CME 之后形成的电流片在 MK4 的资料中可以如此清晰地分辨出来, 以致于电流片的视厚度很容易就被测量出来了。他们发现电流片最窄处的视厚度有  $3.7 \times 10^4$  km。这是首次通过分析地面观测资料而测量得到的耀斑-CME 电流片视厚度! 对该事件进一步的分析研究正在进行当中, 应该很快会有更新的结果出来。

在研究“车轮 CME”电流片的等离子体流动的同时, Savage 等人<sup>[74]</sup>通过分析 Hinode/XRT 获得的 X 射线资料 (见图 8), 还测量了电流片的视厚度, 得到的结果是电流片的视厚度  $\leq 4 \times 10^3$  km。这似乎说明其他的测量受到投影效应的影响非常显著。不过最近 Landi 等人<sup>[94]</sup>重新分析了相同的资料, 发现同一条电流片的厚度超过了  $1.3 \times 10^5$  km。分析造成其中的差别的原因之后, Landi 等人<sup>[94]</sup>指出, Savage 等人<sup>[74]</sup>在测量厚度之前, 为了突出电流片的一些观测特征, 先对资料进行了强化处理, 提高了图像的对比度, 这样一来, 就抹掉了中心部分以外的一大部分信息。同时, Savage 等人<sup>[74]</sup>在对亮度分布的宽度进行测量时, 没有测量强度分布半高处的全宽 (FWHM), 而是测量更靠近强度分布峰值处的宽度, 这使得测到的宽度更小。更进一步, Landi 等人<sup>[94]</sup>测量的电流片的位置与 Savage 等人<sup>[74]</sup>所测量的位置可能有所不同, 这也是造成结果不一致的原因之一。总之, 这是一个很有意义, 也需要持续研究的问题。

## 5.2 投影效应对观测结果的影响

由于使用遥感手段获得的图像和数据都是目标的三维结构投影在探测器平面上所获得的二维信息, 视线方向上的信息失去了空间分布的细节, 我们得到的只是在这个方向上所有信息的叠加或总和。它依赖于目标物在这个方向上的亮度 (或辐射强度) 分布和几何尺度, 使得我们从不同角度观测同一物体时会得到完全不同的结果 (见参考文献 [43] 的图 15)。这就是我们所说的投影效应, 它使得我们观测到的电流片的视厚度只是真实厚度的上限。

在实际观测中, 如果我们足够幸运, 可以直接从电流片的侧面看过去 [如图 9(a) 所示], 那么我们可以观测到最强的亮度, 这时候测到的就是电流片的真实厚度  $d$ ; 如果视线垂直于电流片平面 [如图 9(c) 中的  $\theta = 90^\circ$ ], 那么我们就观测到最小的亮度。相对于周围的 CME 和耀斑环, 电流片属于相对暗弱的结构。如果不是大致从侧面观测, 它很容易被淹没在周围其他亮结构的光芒当中 [Bemporad 等人<sup>[77]</sup> 所分析研究的那个事件, 是个特殊的情况: 爆发过程中形成的电流片是正对着观测者的, 即图 9(c) 中的  $\theta = 90^\circ$ , 但是仍然被证认出来了]。因此从直觉上来说, 当电流片可以被观测到、并被证认出来的时候,  $\theta$  角不应该会很大, 不会造成实际厚度只有几百米而观测厚度达到几万千米的差别!

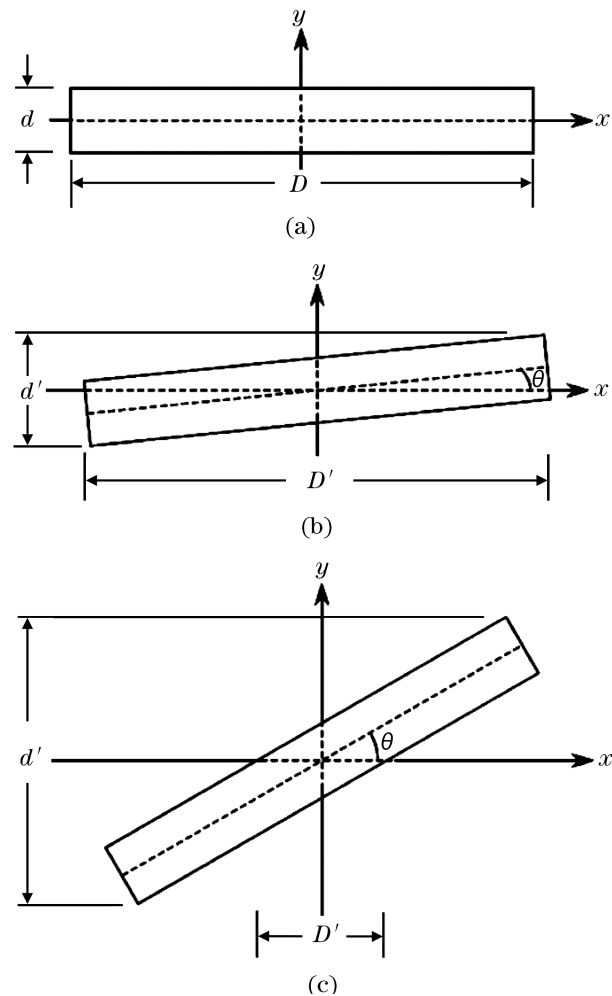


图 9 在不同倾角情况下观测电流片的示意图和相应的观测参数<sup>[79]</sup>。(a): 从侧面观测电流片; (b): 小角度斜侧面观测; (c): 大角度斜侧面观测。

Lin 等人<sup>[79]</sup> 发现, 如果假定电流片当中的物质分布是均匀的, 那么在小偏角 ( $\theta \leq 5^\circ$ )

的情况下 [见图 9(b)], 电流片的视厚度  $d'$  与真实厚度  $d$  之间有这样的关系:

$$d'/d \leq 2 \quad ; \quad (1)$$

如果  $\theta$  角增大, 那么从电流片侧面 (见图 9(a) 的情形) 观测到的亮度  $b$  与斜着观测到的亮度 (见图 9(c) 的情形)  $b'$  之间有这样的关系:

$$\frac{b'}{b} = \frac{1}{d'/d - \cos \theta} \quad . \quad (2)$$

这里  $d'/d$  总是大于 1 的, 而  $\cos \theta$  在 0 和 1 之间变化。当  $d'$  和  $d$  的差别过大的时候,  $\cos \theta$  可以忽略, 电流片的视亮度与视厚度成反比。在实际观测当中, 除了周围亮物体的干扰之外, 仪器本身的信噪比也严重制约着对电流片的直接观测。实际观测的经验证明, 当  $d'/d$  接近 10 的时候, 电流片就很难被证认出来 (见文献 [43] 中的图 15 所展示的投影效应对观测结果的影响)。Lin 等人<sup>[79]</sup> 进一步的分析表明, 视厚度与真实厚度的差别在 2 到 3 倍之间。Ciaravella 和 Raymond<sup>[78]</sup> 分析研究了在 2003 年 11 月 4 日的爆发过程中形成的电流片, 发现其视厚度为  $1.4 \times 10^5$  km。消除投影效应之后, 得到实际厚度在  $(2.8 \sim 5.6) \times 10^4$  km 之间。投影效应造成的差别在 2.5~5 倍之间。

### 5.3 磁重联电流片内部的湍流及其厚度的下限

前面分析的事例及数据说明, 在某些情形下, 电流片是可以被直接观测到的, 其厚度的上限在  $10^4 \sim 10^5$  km 之间, 投影效应的影响有限。因此, 造成厚电流片的原因是物理上的。然而要得到比较可靠的结果, 最好还是能够将投影相应消除掉。但是, 以目前的技术和水平, 仅仅依靠观测难以达到完全消除投影效应的影响。不过我们可以通过已有的观测数据和理论结果, 来估算一下电流片厚度的下限, 以尽量接近消除投影效应的目的。

根据前面的讨论, 我们注意到出现在长电流片当中的那些等离子体团块可能是发生在电流片中的等离子体湍流造成的小尺度结构。电流片的内部结构也可由耀斑环上方的日冕 HXR 源的位置来间接证明<sup>[95]</sup>, 或者由 HXR 辐射的亚秒脉冲 (见文献 [96] 以及其中的参考文献) 和频率在 17 GHz 的射电偏振辐射的准周期反转<sup>[97]</sup> 随时间的变化来间接证明。这些结果通过说明粒子在电流片中被加速的方式揭示了在太阳耀斑过程中磁重联的作用, 并暗示了磁重联电流片中精细结构的存在。这样的结构可能是由于等离子体不稳定性 (湍流), 或者由电流片中的磁重联过程在空间和时间上的不均匀性造成的 (有兴趣的读者也可参见文献 [66-69] 当中的详细讨论)。

在各种可能发生的湍流当中, 由电阻撕裂模不稳定性引起的湍动是最重要的一种 (见文献 [1] 和文献 [98] 的讨论)。如果连接 CME 和耀斑后环系的电流片中发生了撕裂模不稳定性, 我们观测到的那些等离子体团块就应该是撕裂模产生的磁岛。借助已知的磁重联和等离子体理论, 我们就有可能找到确定电流片厚度下限的方法。

电流片中发生的主要是磁能向其他形式的能量的转化过程, 而磁化等离子体中发生的过程基本上由两个时间尺度控制, 经典电阻耗散时标  $\tau_d$  和 Alfvén 时标  $\tau_A$ 。如果有关过程发生的特征时间为  $\tau$ , 那么这个不等式所约束的关系  $\tau_A < \tau < \tau_d$  总是成立的。对于我们所考虑

的磁重联电流片及其中所发生的过程,我们有:  $\tau_A = l/V_A$ ,  $\tau_d = l^2/\eta_m$ ,  $l = d/2$ 。这里,  $\eta_m$  是电流片等离子体的磁扩散系数,  $\tau_A$  和  $\tau_d$  分别代表 Alfvén 波和经典电阻耗散横穿电流片所需的时间(见文献 [37] 的图 2)。如果湍动的波数为  $k$ , 那么上述 3 种时间尺度之间的关系就决定了  $k$  和  $l$  的范围:  $(\tau_A/\tau_d)^{1/4} < kl < 1$ 。根据磁重联以及电流片耗散过程的特点, 我们发现  $k$  和  $l$  可以与  $M_A$  联系起来<sup>[37]</sup>:  $M_A^{1/4} < kl < 1$ 。这个不等式表明等离子体不稳定性及其相关的湍流出现后, 湍流的波长和电流片的厚度是相互约束的, 并且只与相对磁重联率  $M_A$  有关。由于对  $M_A$  的估计可以独立于对  $l$  或  $d$  的测量, 我们于是找到了一个大致确定电流片厚度下限的方法。

在确定了由 Ko 等人<sup>[12]</sup> 和 Lin 等人<sup>[63]</sup> 观测到的电流片当中的等离子体团块对应于撕裂模不稳定性所产生的磁岛(或湍动元胞)之后, 我们下一步要进行的工作就是测量出两个相邻团块之间的距离  $\lambda$ 。根据  $k = 2\pi/\lambda$  (见文献 [37] 的图 2), 可以求出  $k$ , 然后再根据对各个事件求出的  $M_A$ , 就可以由前面的不等式估算出在该事件中电流片厚度的下限  $d_{\min}$  或  $l_{\min}$ 。对于 2002 年 1 月 8 日事件, 我们得到 8 对相邻等离子体团的距离(见图 5), 其中最小的一个值是  $3.062 \times 10^5$  km, 磁重联率  $M_A$  在 0.01~0.03 之间<sup>[12]</sup>。我们取  $M_A = 0.01$ , 由此可以得到:  $l_{\min} = 1.7 \times 10^4$  km, 以及  $d_{\min} = 3.4 \times 10^4$  km。与前面得到的  $d_{\max} = 1.3 \times 10^5$  km 相比, 相差 4 倍左右, 属于合理范围。这一结果与 Ciaravalle 和 Raymond<sup>[78]</sup> 得到的比例是一致的。

进一步的研究表明<sup>[79]</sup>, 对于不同的边界条件和不同的撕裂模不稳定性模式(比如双重、甚至是多重撕裂模), 上述  $l_{\min}$  和  $\lambda$  之间的关系可以有更普遍的形式:  $l_{\min} = M_A^\alpha \lambda / (2\pi)$ , 其中  $\alpha$  是 1/7 到 1 之间的常数。在这个关系之下, 我们可以获得更小的  $l_{\min}$ : 740~4 550 km 之间, 与直接观测到的  $l$  相差 10~100 倍。尽管与前面得到的 4 倍的差别大了许多, 但是这与最初认为的  $l$  与  $l_{\min}$  可相差  $10^5$  倍以上的结论已经有了实质性的改进。这再次说明在电流片能够被直接观测到的情况下, 其视厚度与实际厚度相差不会太大。

对于 2003 年 11 月 18 日事件, 等离子体团块在 UVCS 狭缝上的暗区被观测到 6 h 以后出现在被 LASCO 观测到的长电流片中。在这些团块或元胞当中, 我们通过测量得到最小的一个  $\lambda$  值是  $9.1 \times 10^5$  km, 取  $M_A = 0.008$ <sup>[63, 79]</sup>, 我们得到  $l_{\min} = 4.3 \times 10^4$  km, 以及  $d_{\min} = 8.6 \times 10^4$  km。我们在这里遇到一个小麻烦, 对 2003 年 11 月 18 日事件得到的  $d_{\min}$  比  $d_{\max}$  要大。

这个矛盾应该是由电流片的厚度在事件发展过程中不断增加造成的。LASCO 观测到的等离子体团块晚于 Ly $\alpha$  暗区 6 h 出现, 在这么长的时间段中, 电流片的厚度完全可以因为撕裂模不稳定性的发展而明显增加(见文献 [87] 和文献 [91] 的讨论)。这也意味着爆发过程中大尺度的等离子体湍流在厚电流片里充分发展, 并对磁场的耗散起到主要作用。要解决这个矛盾, 需要对电流片的光谱观测和形态观测同步进行。这对今后观测仪器的研制和发展是一个新的问题和挑战。

## 6 数值实验中的耀斑电流片及其内部精细结构

上述关于厚电流片的结果和讨论带来的一个必然的问题就是：支持耀斑过程的快速磁重联如何能在这样的电流片中发生？答案当然是其中的撕裂模不稳定性导致的湍流，产生的小尺度结构加速了磁场的耗散，使得磁场能量即使在一个厚的电流片当中也能以较快的速率被转化为热能和动能。那么接下来的问题就是：在耀斑过程中，这些小尺度的结构要变得多小才能足够快地耗散磁能？Ichimaru<sup>[99]</sup>很早就提出，磁重联过程的本质就是湍流，磁重联电流片中应该包括一个广谱的不同尺度的结构。Shibata 和 Tanuma<sup>[68]</sup>明确指出，在高磁雷诺数的环境当中，比如太阳日冕和其他天体物理环境，磁重联必然发生在一个分形的(fractal)电流片当中，其中不同尺度的磁岛结构将电流片本身和外部环境的宏观结构与电流片内部的微观结构有机地联系起来。

当电流片的长宽比变大之后，撕裂模不稳定性开始发展<sup>[88]</sup>，在线性阶段，电流片慢慢被分割成许多中等尺度的结构(即磁岛)。进入非线性阶段以后，不稳定性加速发展，使得最初出现的磁岛被进一步分割成小尺度的结构(即所谓二级磁岛)；这个过程不断地发展下去，磁岛的尺度也不断减小，直到二级磁岛的尺度允许磁场的快速耗散(或快速磁重联)可以发生。Shibata 和 Tanuma<sup>[68]</sup>发现，在典型的日冕环境当中，这种磁岛分裂的级联次数达到6之后就可以满足快速磁重联发生的条件。撕裂模在线性阶段发展比较慢，从开始到第一个磁岛出现的时间间隔比较长，在 $3 \times 10^4 \sim 10^6$  s 之间。当这一过程进入非线性发展阶段之后，时间尺度明显缩短，在大约100~1000 s 之间，电流片碎化(fragmentation)过程的特征非常明显。因此，等离子体团的出现在高磁雷诺数的环境当中对加速磁重联的进行是至关重要的。由于在这一阶段有大量的磁岛(或等离子体团, plasmoid)形成和发展，其不稳定性又被称为等离子体团不稳定性(plasmoid instability)<sup>[100, 101]</sup>。

数值模拟和实验给深入研究这些不稳定性及其对磁重联过程的影响提供了非常重要和实用的途径。在等离子体物理、地球和空间物理、恒星和星系物理等领域当中都有众多的针对磁重联的研究课题和成果，感兴趣的读者可以参看 Priest 和 Forbes<sup>[1]</sup> 以及 Biskamp<sup>[102]</sup> 有关磁重联的专著，也可以参看 Shay 等人<sup>[103]</sup> 和 Opher 等人<sup>[104]</sup> 最新的结果(和其中的参考文献)，以及 Cassak 和 Shay<sup>[105]</sup> 最近的综述。我们在这里只集中讨论针对太阳爆发过程中的电流片及磁重联的数值实验和结果，以及这些结果透露出来的磁重联和电流片的物理本质。

Forbes 和 Priest<sup>[106]</sup> 最早开始了对发生在双带耀斑电流片当中的磁重联过程的研究，证实了 Kopp-Pneuman<sup>[3]</sup> 模型中的耀斑后环的运动学特征，同时研究了在足点冻结的磁位形当中耀斑后环的上升以及朝向太阳的磁重联外流与耀斑环顶的相互作用。他们注意到了双带耀斑环顶特有的倒Y型结构和环顶附近的慢磁声波，而且快速磁重联的发生需要一些时间。Forbes 和 Priest<sup>[107]</sup> 进一步研究了磁重联位形的非线性演化过程。演化过程中出现了当时已有的耀斑环模型中都没有考虑到的两个新特征。其一是耀斑环顶部的快模激波(见文献[107]中的图2)，发生位置在电流片底端以下及一对慢模激波之间；另一个就是耀斑环之上的电流片当中磁岛的形成和湮灭(见文献[107]中的图7)。在这个过程中，有些磁岛向上运



动, 而有些向下运动 (见文献 [107] 中的图 9), 并认为磁岛的湮灭是电流片中合并不稳定性的表现。

前一个现象就是我们现在所熟知的耀斑环顶的终止激波, 它是电流片中的磁重联外流与耀斑环顶相互作用的结果, 也就是高速运动的流体遇到障碍物时两者相互作用的产物。它与地球磁层顶部的弓激波 (参见文献 [1] 的图 10.1 和文献 [29] 的图 1 以及其中的相关讨论) 和太阳系边界附近的终止激波的成因和性质是完全一样的。在磁重联电流片中, 磁重联外流的速度大约为处于较高日冕层中的主 X 点 (见文献 [35] 中的详细讨论) 附近的阿尔芬速度。在接近耀斑环顶的过程中, 等离子体受到闭合的耀斑环的阻碍而迅速减速, 形成静止激波 (见文献 [43] 图 1 中的各个细节)。时常在环顶观测到的几乎没有频率漂移的静止射电 II 型暴就是这种激波的直接后果 (见文献 [108] 中的详细讨论)。Forbes 和 Malherbe<sup>[109]</sup> 进一步研究了终止激波的特性, 发现终止激波会在环顶增强热量堆积, 促进耀斑后环的形成。

第二个特征在现代的数值实验当中以更高的分辨率表现出来, 有关结果进一步证实了日冕这样的高磁雷诺数环境当中, 必然会有磁岛出现在电流片中, 并且有中小磁岛形成之后合并成大磁岛的普遍现象<sup>[35, 64, 65, 110-114]</sup>。最近, Karlický 和 Bárta<sup>[115]</sup> 的理论研究和数值实验表明, 磁岛之间的相互作用能够产生高能粒子, 还能对耀斑过程中的硬 X 射线和射电辐射做出贡献。

根据我们掌握的信息, Forbes 和 Priest<sup>[107]</sup> 应该是首次发现并证实了在耀斑电流片中出现的撕裂模不稳定性。Forbes 和 Malherbe<sup>[64]</sup> 的工作进一步研究了电流片内磁岛的形成和演化规律, 明确指出撕裂模不稳定性和热量堆积不稳定性在非线性阶段加速磁重联过程中发挥了重要作用。在此工作的基础上, Yokoyama 和 Shibata<sup>[116, 117]</sup> 考察了各向异性的热传导和色球蒸发对磁重联和耀斑环形成过程的影响, 使得这项工作的内容更加充实, 揭示的信息更加丰富并接近实际。

随后的数值实验则更多地关注磁重联电流片当中的小尺度结构以及相应的观测结果。受 Ko 等人<sup>[12]</sup> 和 Lin 等人<sup>[63]</sup> 有关电流片中等离子体团运动在光学波段的观测结果的启发, Riley 等人<sup>[65]</sup> 模拟了 CME 爆发之后, 电流片的演化过程以及其中磁岛或等离子体团的运动特征, 第一次展示了出现在 CME-耀斑电流片中等离子体团的运动特点, 再次演示了等离子体团分为两组: 一组向外, 一组向内; 分界点在 CME-耀斑电流片的中点更靠近太阳的一侧。在此基础上, Shen 等人<sup>[35]</sup> 详细研究了等离子体团的形成过程, 对磁雷诺数大小的要求, 以及对磁重联速率的影响。他们发现, 当磁雷诺数低于  $10^3$  时, 电流片可以很平稳地耗散, 没有磁岛出现; 当磁雷诺数超过大约  $3 \times 10^3$  之后, 就会有磁岛产生。

作为 Forbes 和 Malherbe<sup>[64]</sup> 工作的一个后续, Shen 等人<sup>[35]</sup> 重新考察了发生在同样的磁结构当中的磁重联过程, 甚至使用的程序都一样。不同的是, Shen 等人<sup>[35]</sup> 对程序进行了自适应网格改造, 同时由于计算机技术的提高, 在计算一开始就使用了更高分辨率的计算网格, 由此获得了更丰富的实验结果。

首先, 在不对称环境中 (足点冻结在边界上, 而上端和周围可自由运动) 的电流片与对称环境中<sup>[118, 119]</sup> 的电流片类似, 撕裂模不稳定性并不会在电流片的长宽比一超过  $2\pi$  时就发生。那只是在线性分析中得出的结论<sup>[88]</sup>。由于非线性效应的存在, 长宽比要发展到远比这

个值大的阶段,才会有撕裂模出现。比如 Loureiro 等人<sup>[118]</sup>和 Ni 等人<sup>[119]</sup>就发现,在他们的实验中,长宽比要超过 50 甚至接近 100 才会有撕裂模出现。由于 Shen 等人<sup>[35]</sup>考察的是 Kopp-Pneuman<sup>[3]</sup>式的磁场结构,这一比例无法确定,但是其结果是很明显的。初始电流片当中并没有立即出现标志着撕裂模的磁岛,而是当电流片被两边的外部压力挤压到一个比初始厚度小很多的厚度上时,才开始有磁岛形成并发展。而且这以后的过程当中,电流片的厚度就基本上保持为一个常数。

其次,磁岛出现之前,电流片当中的电流缓慢地上升,随着第一个磁岛的出现,电流密度出现一个大幅增加,而后就基本保持在一个常数的水平(见文献[35]中的图5)。与 Shibata 和 Tanuma<sup>[68]</sup>估计的基本一致,第一个磁岛的出现要花较长的时间,但后来的磁岛形成就很容易了,时间尺度大大减小,出现的频率明显增加(见文献[35]中的图4)。

Shen 等人<sup>[35]</sup>的第3个重要的实验结果就是以磁重联内流的阿尔芬马赫数(磁重联内流速度与电流片外侧的当地阿尔芬速度之比)标识的磁重联率  $M_A$  随着磁岛的出现突然增加,而且随着新磁岛的形成呈现振荡特征,但是平均值可达到 0.1 的水平(见文献[35]中的图9)。其中的细节都是借助高分辨率的计算网格得以实现的,并且与其他的数值实验的结果非常接近(参见文献[120])。

Shen 等人<sup>[35]</sup>的第4个重要结果是从理论上证实了不对称磁重联电流片中存在一个主 X 点,在这附近的磁重联率达到最大,而且磁重联外流在这点附近分为方向相反的两股。这一现象首先是在研究地球磁尾中的磁重联过程中被注意到的,随后又在分析 CME-耀斑电流片中的等离子体团块的运动中被发现(见文献[29]中的详细讨论)。仔细分析主 X 点附近的等离子体流场后,Shen 等人<sup>[35]</sup>进一步发现,在主 X 点附近存在一个流体速度为 0 的驻点(简称 S 点)。主 X 点与 S 点非常靠近,但是不重合。这与 Forbes 的推测正好是吻合的(2009,私人交流和沟通)。随着磁重联的进行,耀斑环系统不断上升,它们也跟着上升,而且它们的相对位置不断地交换着(见图10中的虚线和实线)。图10中的那些白色圆点代表各个等离子体团,有向上(离开太阳)运动的,也有向下(朝着太阳)运动的。仔细辨认主 X 点与 S 点的相对位置可以发现,等离子体团总是在 S 点一侧远离主 X 点运动。也就是说,当 S 点位于主 X 点之上时,附近的等离子体团向上运动;而当 S 点位于主 X 点之下时,附近的等离子体团向下运动。这也是在低分辨率的网格中进行的数值实验所不能反映出来的特征。

除了上述这些针对光学波段的观测特征进行的数值实验之外,值得一提的是,在我们开始利用光学波段的资料对这些磁岛进行深入研究之前,Kliem 等人<sup>[67]</sup>就指出磁重联电流片中的等离子体团(或磁岛)可以在射电波段通过一些特别的射电特征被“看见”。这些特征就是由于高能粒子被磁岛俘获之后在射电动态频谱图上出现的那些有慢漂移性质的脉冲结构。

根据这一思想,Bárta 等人<sup>[110]</sup>首先对有关的观测结果做了一番简单的统计分析,然后在考虑了重力分层的大气当中,对 Kopp-Pneuman<sup>[3]</sup>结构的磁场位形进行了数值演化。在实验过程中,他们将由撕裂模不稳定性产生的磁岛当作高能粒子的陷阱来跟踪,同时计算了这些磁岛的等离子体参数。根据数值实验的结果,构造了磁岛中等离子体辐射的射电频谱图,得到的结果与观测基本一致。在有些频段上,观测表明有很快的脉冲出现,但是在根据模型计算结果构造出来的射电频谱图上却没有这些特征出现。这有可能是在实际爆发过程

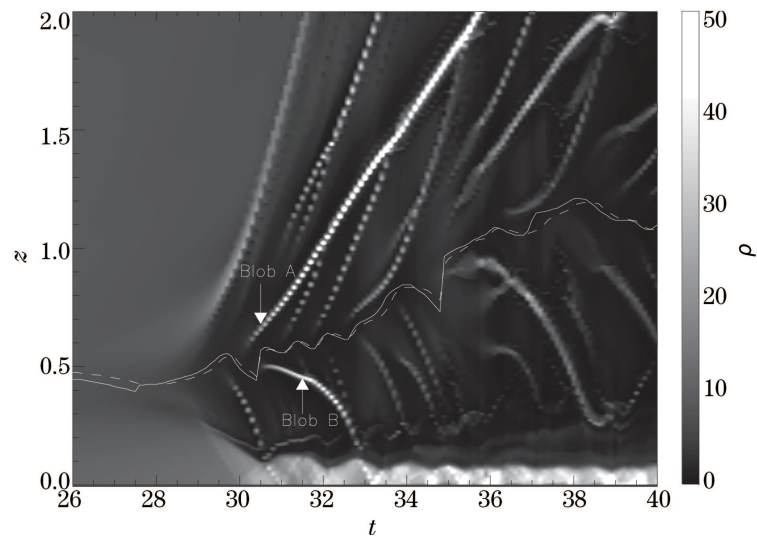


图 10 不同时刻电流片中等离子体密度分布随时间变化的灰度图<sup>[35]</sup>。一些比较容易辨认的等离子体团块用白色原点标识出来, 其中的团块 A 和团块 B 分别是向上运动的团块和向下运动的团块的代表, 实线表示主 X 点随时间的变化, 虚线代表 S 点随时间的变化。时间单位是系统的阿尔芬时标  $\tau_A$ 。

中一直都有磁岛的产生, 并持续出现在不断减小的尺度上, 直到尺度小到耗散可以发挥显著作用的阶段; 但是在数值实验当中, 无论在时间还是在空间上都达不到实际过程所要求的高分辨率水平, 许多细节都被平滑掉了。当然也有可能是计算当中使用的等离子体  $\beta$  值过大 ( $\beta = 0.1$ ), 而实际日冕环境当中的  $\beta$  值要小得多 ( $\beta \leq 0.001$ )。Karlický 和 Bárta<sup>[115]</sup> 进一步研究了磁岛的产生及合并, 发现合并的磁岛对自由电子具有非常明显的加速作用, 被加速的电子可以达到在耀斑环顶产生硬 X 射线的能量。另外, 发生在两个正在合并的磁岛之间电流片的碎化过程又会在分米波产生窄带的尖峰辐射 (spike)。Bárta 等人<sup>[112]</sup> 进一步研究并模拟了上述过程在  $H\alpha$  波段的表现, 实验结果与观测结果符合得很好。

Bárta 等人<sup>[121]</sup> 在以往工作<sup>[110]</sup> 的基础上提高了数值实验的格点分辨率, 详细研究了磁场在磁重联过程中是如何被迅速耗散的。他们的结果证实了 Shibata 和 Tanuma<sup>[68]</sup> 的推测, 表明大尺度的磁场能量通过级联过程, 不断转移到尺度越来越小的结构上, 直到相应结构减小到能导致磁能迅速耗散的尺度。这个过程有些类似于不可压流体 (如液态水) 当中产生的涡旋。涡旋的出现使得流体的整体动能很快耗散掉。他们发现撕裂模的发展和磁岛的合并过程对于磁场能量通过级联向小尺度结构转移同等重要, 当这两个过程达到动态平衡之后, 级联过程的典型特征——能量随尺度按幂律谱分布, 就表现出来了 (见文献 [121] 中的图 6)。这从定性和定量两个方面都证实了 CME-耀斑电流片中磁重联过程的湍流性质, 即宏观上的大尺度厚电流片中包含着无数的小尺度结构 (也可参见文献 [122] 由分析观测结果得出的结论), 使得发生在厚电流片当中的磁重联过程也有很高的速率, 从而保证了典型太阳爆发过程所要求的能量转换速率。

## 7 总结和展望

本文简要回顾并介绍了对 CME-耀斑电流片的研究,特别是太阳爆发的灾变模型(见文献 [8] 和 [21]) 建立之后对电流片的证认和对其内部物理性质的研究。观测结果首先证明了爆发过程中的耀斑和 CME 的确是由一条很长的电流片联接着的,而发生在电流片当中的磁重联则是爆发过程中能量转换的主要方式,耀斑和 CME 是同一能量转换过程的不同产物。随后又利用观测资料测量了 CME-耀斑电流片的厚度。这个参数是理论研究没有能够事先给出的。传统上一般认为电流片的厚度在几个质子回旋半径的范围内,否则经典的等离子体电阻率不足以维持太阳爆发所需要的能量转换速率。在日冕环境当中,质子回旋半径大约在几米到十几米的尺度上,最多能达到几百米,但不会超过千米。

出乎所有人的意料之外,对具体爆发事件中的电流片的研究表明,其厚度可以达到上万千米、甚至是几十万千米的量级!这与几米、几十米的期待值相去甚远,而且对不同事件、或对同一事件采用不同方法测量到的厚度基本上都在这个范围内。对观测当中投影效应的分析表明,投影效应的确会给观测结果造成影响,但是它的影响是有限的,不会造成将只有几十米厚的电流片看成是几万、几十万千米厚的后果。由此得出的结论是,造成超厚 CME-耀斑电流片的原因不是光学的而是物理的。

电流片的观测特征和进一步的理论研究结果均表明,其中的磁重联过程是由内部的湍流和相应的小尺度结构(或者称为碎片状的小电流片)所控制的。电流片的厚度和磁重联的速率都不由单个粒子的性质和动力学特征决定,而是由撕裂模不稳定性及其诱发的等离子体团不稳定性决定的。磁能量在由不稳定性产生的各种尺度的湍流元胞之间传递,直到元胞的尺度小到耗散可以发生明显作用为止。一般来说,第 1 个湍流元胞的出现会慢一些,但是第 2 个、第 3 个以及后面的元胞出现的速度就快得多<sup>[35, 68, 121]</sup>。这些湍流元胞出现的直接后果就是磁重联速度的突然提高,同时电流片的厚度还可以保持在一个可观的水平上。

这些结果除了帮助我们认识 CME-耀斑的内部结构和物理本质之外,对于其他领域的研究意义也很明显。首先,一块长而厚的电流片对于耀斑过程中带电的粒子加速是非常有利的。在目前流行的几种电流片粒子加速的模型当中<sup>[83, 84, 123]</sup>,电流片的厚度非常小(十几米的量级)。在这样的电流片当中,粒子能够停留的时间非常短( $< 10^{-3}$  s,一般在  $10^{-5}$  s 左右)。因此粒子的加速效率非常低,很难满足典型耀斑过程中高能( $> 10$  keV)电子  $10^{35}/\text{s}$  的产生率<sup>[124]</sup>。当电流片很厚,而且其中有等离子体不稳定性和湍流发展时,就能使带电粒子在其中有更大的回旋余地和停留时间,可以极大地提高加速效率。这是一个值得研究的课题,最近已经有人开始了这方面的探索<sup>[123, 125-127]</sup>。

其次,过去对等离子体不稳定性和湍流的认识和研究都是停留在实验室尺度或者是质子的平均自由程(约几米)的尺度上<sup>[91]</sup>。而现在的观测表明,这些现象可以在上万甚至几十万千米的尺度上发生。显然原有的在实验室尺度上建立起来的理论和认识需要修改甚至重建。Bemporad<sup>[122]</sup>的工作为理论工作提供了观测依据,而相应的理论工作也在同步进行着(见 Bárta 及其合作者最近的一系列工作和 Shen 等人<sup>[35]</sup>的工作)。同时,Shibata 和

Tanuma<sup>[68]</sup> 10年前开展的工作也值得进一步深入研究。

总之, CME-耀斑电流片是最近10年来太阳物理领域内发展起来的新课题, 针对许多重要问题的研究才刚刚开始, 我们关于电流片内部结构和物理性质的认识还处于初级阶段。目前争议最多的就是电流片厚度的问题。尽管已经有一些工作重复地表明 CME-耀斑电流片具有非常可观的厚度, 但这些结果都是根据电流片的亮度分布测量得到的。依据磁重联电流片的标准定义, 电流片的厚度应该由其中的电流强度或电流密度分布来决定, 即在垂直于电流片平面的方向上, 电流密度分布轮廓的极大值一半处的轮廓宽度(或称为轮廓的全高半宽)被定义为电流片的厚度。很显然, 我们通过直接观测得到的亮度、温度和物质密度分布不能完全等同于其中的电流密度分布, 因此, 通过分析这些参数的性质得到的结果也不能完全等同于真正意义上的电流片厚度。

然而, 以现有的观测手段和技术还无法获得电流片内部的电流密度或强度的信息, 我们暂时还只能以由亮度(或物质密度)分布的全高半宽近似作为电流片的厚度。也许电流片的真实厚度要比这个尺度小很多。这与宁静日冕中的盔状冕流结构当中的电流片的情况类似: 射线状的等离子体结构内嵌着电流片, 而电流片的厚度要明显小于等离子体片的厚度。所以, 关于 CME-耀斑电流片的真实厚度及其正确的测量方法, 将是今后很长一段时期内我们必须认真思考和研究的重要问题。

另一方面, 发生在电流片当中的物理过程也是一个重要的课题。如果电流片的真实厚度与现在已有的结果相差不远, 那么是什么样的物理过程使得其中磁场的耗散能够足够快地进行以支持典型太阳爆发, 并能以我们所观测到的速率进行? 目前一般认为电流片中的等离子体不稳定性 and 由此引发的湍流造成的耗散为磁场能量的快速耗散提供了最关键的途径, 保证了磁重联能够在很厚的电流片内以足够快的速率发生。但是有关湍流的物理性质及其内部结构我们几乎完全不了解。即使我们目前的观测和数值实验的结果都表明了磁岛这一湍流的标志性结构的存在, 但是, 也许在这些磁岛内部和周围还有许多更小尺度的结构是现有观测技术无法分辨和测量的。因此, 对它们的深入研究和精确测量将会直接影响我们对电流片物理本质和几何结构的真正掌握。

对这些小尺度结构研究的意义在于, 作为对限定电流片厚度的一个线索, 我们使用了等离子体团之间的距离。但是, 我们也意识到较大的结构是由许多小的结构合并而成的, 而这些小结构之间的距离可能才是真正可以用来限定电流片厚度的参数。然而这些小尺度结构在目前的观测技术水平下是无法分辨出来的, 如果有朝一日它们能够被分辨出来, 将会深刻地影响我们今天对电流片的几何尺度, 特别是对其厚度的认识。当然, 我们对磁重联物理本质的认识也会发生相应的飞跃。

第3个问题涉及到在一个动态演化的电流片内的等离子体不稳定性的发展和发生。在现有的研究磁重联和等离子体不稳定性的框架和图像当中, 不稳定性 and 湍流是在静态的、事先存在的电流片当中发展起来的。但是在实际的 CME-耀斑过程中, 电流片不是静态的, 而且事先并不存在。它的形成和发展与爆发同步进行, 是一个高度动态的过程。在这样的电流片当中, 不稳定性 and 湍流是如何产生并发展的? 它们的性质与静态电流片中的不稳定性 and 湍流有何异同? 将会对我们现有的知识提供哪些影响和补充? 等等。这些都是值得我们在今后的

工作当中进一步深入思考和探索的问题。

### 参考文献:

- [1] Priest E R, Forbes T G. *Magnetic Reconnection – MHD Theory and Applications*, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000: 8
- [2] Carmichael H. in *AAS-NASA Symp. Phys. Solar Flares*, 1964: 451
- [3] Kopp R A, Pneuman G W. *Sol. Phys.*, 1976, 50: 85
- [4] Švestka Z. *Solar Flares*, Berlin: Springer-Verlag, 1976: 168
- [5] Švestka Z, Cliver E W. *Eruptive Solar Flares*, New York: Springer-Verlag, 1992: 1
- [6] Forbes T G, Priest E R. *ApJ*, 1995, 446: 377
- [7] Linker J A, Mikić Z, Lionello R, Riley P, Amari T, Odrstrcil D. *J. Plasma Phys.*, 2003, 10(5): 1971
- [8] Lin J, Forbes T G. *JGR*, 2000, 105: 2375
- [9] 林隽, Soon W, Baliunas S L. *科学通报*, 2002, 47(21): 1601
- [10] Lin J, Soon W, Baliunas S L. *New Astron Rev*, 2003, 47(2): 53
- [11] Lin J, Soon W. *New Astron.*, 2004, 47: 53
- [12] Ko Y-K, Raymond J C, Lin J, Lawrence G, Li J, Fludra A. *ApJ*, 2003, 594: 1068
- [13] 林隽, 王修鹏, 蒙盈. *天文学进展*, 2010, 28(1): 10
- [14] Martens P C H, Kuin N P M. *Sol. Phys.*, 1989, 122: 263
- [15] van Tend W, Kuperus M. *Sol. Phys.* 1978, 59: 115
- [16] Kaastra J S. *Solar flares: An electrodynamics model*. Ph.D. thesis, Astron. Dept., Rijksuniversiteit, Utrecht, Netherlands, 1985: 1
- [17] Syrivaskii, S L. *Soviet Phys.* 1971, *JETP*, 33: 933
- [18] Lin J, Forbes T G, Isenberg P A. *JGR*, 2001, 106(A11): 25053
- [19] Lin J, van Ballegooijen A A. *ApJ*, 2002, 576: 485
- [20] Forbes T G, Isenberg P A. *ApJ*, 1991, 373: 294
- [21] Lin J. *ChJAA*, 2002, 2: 539
- [22] Lin J. *Solar Phys.*, 2004, 219: 169
- [23] Forbes T G. *JGR*, 2000, 105: 23153
- [24] Klimchuk J A. *Space Weather, Geophys. Monogr.* 125; Washington: AGU, 2001: 143
- [25] Low B C. *JGR*, 2001, 106: 25141
- [26] Forbes T G, Linker J A, Chen J, et al. *Space Sci. Rev.*, 2006, 123: 251
- [27] Lin, J. *ChJAA*, 2007, 7: 457
- [28] Ciaravella A, Raymond J C, Li J, Reiaer P, et al. *ApJ*, 2002, 575: 1116
- [29] Lin J, Cranmer S R, Farrugia C J. *JGR*, 2008, 113(A11): CiteID A11107
- [30] Švestka Z, Fárnik F, Hudson H S, Hick P. *Sol. Phys.*, 1998, 182: 179
- [31] McKenzie D E, Hudson H S, *ApJ*, 1999, 519: L93
- [32] McKenzie D E. *Sol. Phys.*, 2000, 195: 381
- [33] Švestka Z, Fárnik F, Hick P, et al. *Sol. Phys.*, 1997, 176: 355
- [34] Sheeley N R Jr, Walters J H, Wang Y-M, Howard R A. *JGR*, 1999, 104: 24739
- [35] Shen C, Lin J, Murphy N A E. *ApJ*, 2011, 737:14
- [36] Lin J, Raymond J C, van Ballegooijen A A. *ApJ*, 2004, 602: 422
- [37] Lin J, Li J, Forbes T G, Ko Y-K, Raymond J C, Vourlidas A. *ApJ*, 2007, 658: L123
- [38] Sheeley N R Jr, Wang Y-M. *ApJ*, 2002, 579: 874.
- [39] Reeves K K, Guild T B, Hughes W J, et al. *JGR*, 2008, 113(A7): CiteID A00B02
- [40] Innes D E, McKenzie D E, Wang T. *Sol. Phys.*, 2003, 217: 247
- [41] Raymond J C, Ciaravella A, Dobrzycka D, et al. *ApJ*, 2003, 597: 1106

- [42] Sheeley N R Jr, Warren H P, Wang Y-M. *ApJ*, 2004, 616: 1224
- [43] Forbes T G, Acton L W. *ApJ*, 1996, 459: 330
- [44] Asai A, Yokoyama T, Shimojo M, Shibata K. *ApJ*, 2004, 605: L77
- [45] Emslie A G, Kontar E P, Krucker S, Lin R P. *ApJ*, 2003, 595: L107
- [46] Sui L, Holman G D. *ApJ*, 2003, 596: L251
- [47] Sui L, Holman G D, Dennis B. *ApJ*, 2004, 612: 546.
- [48] Li Y, Gan W. *ApJ*, 2005, 629: L137
- [49] Li Y, Gan W. *ApJ*, 2006, 644: L97
- [50] Veronig A M, Karliký M, Vršnak B, et al. *A&A*, 2006, 446: 675
- [51] Švestka Z, Fontenla J M, Machado M E, et al. *Sol. Phys.*, 1987, 108: 237
- [52] Lin J, Forbes T G, Priest E R, Bungey T N. *Sol. Phys.*, 1995, 159: 275
- [53] Lin J. *Solar Phys.*, 2004, 222: 115
- [54] Dungey J W. *Philos. Mag.*, 1953, 44: 725
- [55] Savage S L, McKenzie D E. *ApJ*, 2011, 730: 98
- [56] Hara H, Waranabe T, Harra L K, et al. *ApJ*, 2011, 741: 107
- [57] Warren H P, O'Brien C M, Sheeley N R Jr. *ApJ*, 2011, 742: 92
- [58] Takasao S, Asai A, Isobe H, Shibata K. *ApJ*, 2012, 745: L6
- [59] Akmal A, Raymond J C, Vourlidas A, et al. *ApJ*, 2001, 553: 922
- [60] Webb D F, Burkepile J, Forbes T G, Riley P. *JGR*, 2003, 108(A12): SSH6-1
- [61] Simnett G M. *A&A*, 2004, 416: 759
- [62] Song H, Kong X, Chen Y, et al. *Solar Phys.*, 2012, 276: 261
- [63] Lin J, Ko Y-K, Sui L, et al. *ApJ*, 2005, 622: 1251
- [64] Forbes T G, Malherbe J M. *Sol. Phys.*, 1991, 135: 361
- [65] Riley P, Lionello R, Mikić Z, et al. *ApJ*, 2007, 655: 591
- [66] Liu R, Lee J, Wang T, et al. *ApJ*, 2010, 723: L28
- [67] Kliem B, Karlický, M, Benz A O. *A&A*, 2000, 360: 715
- [68] Shibata K, Tanuma S. *Earth Planets Space*, 2001, 53: 473
- [69] Lin J, Mancuso S, Vourlidas A. *ApJ*, 2006, 649: 1110
- [70] Yokoyama T, Akita K, Morimoto T, et al. *ApJ*, 2001, 546: L69
- [71] Chen P, Shibata K, Brooks D H, Isobe H. *ApJ*, 2004, 602: L61
- [72] Noci G, Kohl J L, Withbroe G L. *ApJ*, 1987, 315: 706
- [73] Narukage N, Shibata K. *ApJ*, 2006, 637: 1122
- [74] Savage S L, McKenzie D E, Reeves K K, et al. *ApJ*, 2010, 722: 329
- [75] Golub L, DeLuca E, Austin G, et al. *Sol. Phys.*, 2007, 243: 63
- [76] Landi E, Raymond J C, Miralles M P, Hara H. *ApJ*, 2010, 711: 75
- [77] Bemporad A, Poletto G, Suess S T, et al. *ApJ*, 2006, 638: 1110
- [78] Ciaravella A, Raymond J C. *ApJ*, 2008, 686: 1372
- [79] Lin J, Li J, Ko Y-K, Raymond J C. *ApJ*, 2009, 693: 1666
- [80] Sheeley N R Jr. Wang Y-M. *ApJ*, 2007. 655: 1142
- [81] Kolománsly S, Karlický M. *A&A*, 2007, 475: 685
- [82] Milligan R O, McAteer R T J, Dennis B R, Young C A. *ApJ*, 2010, 713: 1292
- [83] Litvinenko Y. *ApJ*, 1996, 462: 997
- [84] Wood P, Neukirch T. *Sol. Phys.*, 2005, 226: 73
- [85] Forbes T G, Lin J. *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 2000, 62: 1499
- [86] Strauss H R. *Phys. Fluid*, 1986, 29: 3668.
- [87] Strauss H R. *ApJ*, 1988, 326: 412
- [88] Furth H P, Killeen J, Rosenbluth M N. *Phys. Fluids*, 1963, 6: 459
- [89] Bhattacharjee A, Yuan Y. *ApJ*, 1995, 449: 739
- [90] Ambrosiano J, Matthaeus W H, Goldstein M L, Plante D. *JGR*, 1988, 93: 14383

- [91] Drake J F, Swisdak M, Schoeffler K M, et al. GRL, 2006, 33: L13105
- [92] Li J, Jewitt D, LaBonte B. ApJ, 2000, 539: L67
- [93] Vršnak B, Poletto G, Vujić E, et al. ApJ, 2009, 499: 905
- [94] Landi E, Raymond J C, Miralles M P, Hara H. ApJ, 2012, submitted
- [95] Sui L, Holman G D, Dennis B R. ApJ, 2006, 645: L157
- [96] Aschwanden M J. ApJ, 2004, 608: 554
- [97] Huang G, Lin J. ApJ, 2006, 639: L99
- [98] Priest E R. Rep. Prog. Phys., 1985, 48: 955
- [99] Ichimaru S. ApJ, 1975, 202: 524
- [100] Bhattacharjee A, Huang Y-M, Yang H, Rogers B. Phys. Plasmas, 2009, 16: 112102
- [101] Huang Y-M, Bhattacharjee A. Phys. Plasmas, 2010, 17: 062104
- [102] Biskamp D. Magnetic Reconnection in Plasmas, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 2000: 256
- [103] Shay M A, Drake J F, Eastwood J P, Phan T D. Phys. Rev. Lett., 2011, 107(6): 065001
- [104] Opher M, Drake J F, Swisdak M, et al. ApJ, 2011, 734: 71
- [105] Cassak P A, Shay M A. Space, Sci. Rev., 2011, in press
- [106] Forbes T G, Priest E R. Sol. Phys., 1982, 81: 303
- [107] Forbes T G, Priest E R. Sol. Phys., 1983, 84: 169
- [108] Aurass H, Vršnak B, Mann G. A&A, 2002, 384: 273
- [109] Forbes T G, Malherbe J M. ApJ, 1986, 302: L67
- [110] Bárta M, Karlický M, Žemlička R. Sol. Phys., 2008, 253: 173
- [111] Bárta M, Büchner J, Karlický M. Adv. Space, Res., 2010, 45: 10
- [112] Bárta M, Büchner J, Karlický M, Kotrč P. ApJ, 2011, 730: 47
- [113] 沈呈彩, 林隽. 天文学报, 2009, 50: 391
- [114] Shen C, Lin J. CJAA, 2010, 24: 288
- [115] Karlický M, Bárta M. ApJ, 2011, 733: 107
- [116] Yokoyama T, Shibata K. ApJ, 1997, 474: L61
- [117] Yokoyama T, Shibata K. ApJ, 2001, 549: 1160
- [118] Loureiro N F, Schekochihin A A, Cowley S C. Phys. Plasmas, 2007, 14: 100703
- [119] Ni L, Germaschewski K, Huang Y-M, et al. Phys. Plasmas, 2010, 17: 052109
- [120] Skender M, Lapenta G. Phys. Plasmas, 2010, 17: 2905
- [121] Bárta M, Büchner J, Karlický M, Skála, J. 2011, ApJ, 737: 24
- [122] Bemporad A. ApJ, 2008, 689: 572
- [123] Dauphin C, Vilmer N, Anastasiadis A. A&A, 2007, 468: 273
- [124] Martens P C H. ApJ, 1988, 330: L131
- [125] 李燕, 林隽. 天文学报, 2009, 50: 271
- [126] Li Y, Lin J. CJAA, 2010, 34: 48
- [127] Li Y, Lin J. Sol. Phys., 2012, in press



## Large-Scale Reconnecting Current Sheets in Solar Eruptions: Theories and Observations

WU Ning<sup>1</sup>, LI Yan<sup>2,3</sup>, SHEN Cheng-cai<sup>2,3,4</sup>, LIN Jun<sup>2,4</sup>

(1. School of Tourism and Geography, Yunnan Normal University, Kunming 650031, China; 2. Yunnan Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 3. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039; 4. Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge 02138, USA)

**Abstract:** Magnetic reconnection is a fundamental process with a rich variety of aspects and applications in astrophysical, space, and laboratory plasmas. It is at the core of many dynamic phenomena in the universe, including solar eruptions, geomagnetic substorms, and tokamak disruption. Most of the universe is in the form of a plasma threaded by a magnetic field. When twisted or sheared, the field lines may reconnect rapidly, converting magnetic energy into heat and kinetic energy. Because these phenomena often occur in environments of very high electric conductivity, the process of energy conversion is usually confined to a small local region, such as an X-type neutral point, a current sheet, or a quasi-separatrix layer.

It is traditionally expected that the current sheet is too thin to be observable since its thickness is believed to be roughly the proton Larmor radius, which is about tens of meters in the coronal environment. This view is based on magnetic reconnection on small scales in the laboratory or on quasi-static process in space (with timescale of tens of hours or even a few days). This could be true as well in the solar eruption in the case that the classical Spitzer resistivity dominates the diffusion process.

However, CME/flare current sheets form and develop in a highly dynamical fashion in an eruptive process. Theoretical calculations indicate that the current sheet in major eruptive processes could evolve and extend in length at speed up to  $10^2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , and observational results suggest rapid evolution of the current sheet as well. In such a process, the scale, especially the thickness, of the current sheet should not be as simple as the Larmor radius of particles. Instead various plasma instabilities inevitably occur and play an important role in governing the scale of the current sheet.

Consistent with the above theoretical argument, the combination of observations from LASCO, EIT, UVCS on board SOHO detected directly the CME/flare current sheet soon after the basic framework of the catastrophe model of solar eruptions had constructed, and confirmed that the current sheet predicted by the model does exist and is observable in

major eruptions. Plasma blobs flowing with the reconnection outflow inside the current sheet sunward and anti-sunward were observed subsequently, indicating that magnetic reconnection is occurring or has occurred. The reconnection inflow observed in the eruption marks the location and orientation of the current sheet, and helped estimate the apparent thickness of the current sheet for the first time. The result is astonishing, which shows that the CME/flare current sheet could be as thick as a few times  $10^4$  km! A set of follow-ups by different instruments, one of them is even on the ground, and in different wavelengths consistently provided clear evidence bringing the sheet thickness to range from a few times  $10^4$  km to a few times  $10^5$  km!

The impact of projection effects on measurements surely exists, and causes the sheet to look thicker than it actually is. The geometric structure and relatively tenuous material of the current sheet yields that its size and emission are easily dominated by other large-scale and bright structures nearby. So detailed analyses showed that in the case that the current sheet is recognizable, the impact of the projection effects is limited, and only leads to the difference between the apparent and the true thicknesses less than a factor of 5. Therefore, the reason that causes the observed thick CME/flare current sheet is of physics, rather than optics.

The plasma blobs that successively appear in the CME/flare current sheet are very suggestive of various plasma instabilities inside the sheet. The tearing mode and the consequent plasmoid mode instabilities are the most important ones among them, which yields the fragmentation of the sheet and the fractal reconnection, resulting in extra significantly high resistivity that allows magnetic reconnection to progress at a reasonably high rate in the thick current sheet. Numerical experiments display clear features of fragmentation inside the sheet, indicate that it is the fragmentation that speeds up the reconnection process tremendously, and further confirmed the turbulent or fractal behaviors of CME/flare current sheet and the associated reconnection process.

**Key words:** flares; CMEs; MHD theories and models; plasma instabilities; magnetic reconnection; current sheet