

文章编号: 1000-8349(2004)04-0284-12

日冕物质抛射的低频射电特征

温亚媛, 汪景琇

(中国科学院 国家天文台, 北京 100012)

摘要: 日冕物质抛射 (CMEs) 经常被观测到和其他日面活动相伴生, 太阳耀斑、日珥爆发、盔状冕流等许多太阳现象, 都与它有直接或间接的关系。射电观测是研究 CMEs 的一种重要的补充工具。多频率的射电成像观测能很好地研究 CMEs 的初始阶段, 而且可以得到关于 CMEs 触发机制特征的更多信息。概括了 CMEs 与低频射电的关系, 介绍了低频射电的观测仪器, 分析了 CMEs 低频射电所表现出来的特征, 考虑了 CMEs 的初发机制, 总结了尚待解决的问题, 表明了 CMEs 研究是基于多类数据和全电磁辐射波段的。

关键词: 天体物理学; 日冕物质抛射 (CMEs); 综述; 低频射电; 射电特征

中图分类号: P182.6⁺2 **文献标识码:** A

1 引 言

日冕物质抛射 (Coronal Mass Ejections, CMEs) 是尺度最大、最壮观的太阳活动现象^[1]。它出现时, 大块等离子体物质被抛向日地空间或行星际空间, 并驱动日冕或行星际激波的产生, 使带电粒子得到加速而变成高能粒子。这些高能粒子和激波能够影响空间航天器中科学仪器的功能和人身安全, 阻碍航天器的空间航行, 形成灾害性的空间天气, 产生严重的地球物理效应。实际上, CMEs 经常被观测到和其他日面活动相伴生^[2~5], 太阳耀斑、日珥爆发、盔状冕流、高速太阳风、日冕激波和行星际激波等许多太阳现象, 都与它有直接或间接的关系。对于太阳物理和日地空间物理来说, 研究 CMEs 的产生机制及其与日冕等离子体和行星际介质相互作用的物理过程是极有意义的。但是经过 20 多年的研究, CMEs 产生的基础和起源还不清楚, 其产生、加速和传播的机制在太阳物理学中仍然是一个具有挑战性的重大问题。

早在 19 世纪 70 年代初, 通过日冕仪的空间观测, CMEs 首先被认为是从太阳排斥出来的一种大尺度的磁场结构^[6]。从那以后, 人们已经观测到上千个 CMEs, 并且逐渐了解了它们的物理特征^[7,8]。CMEs 在决定近地空间的物理条件中起着至关重要的作用^[9]。快 CMEs 驱动行星际激波, 行星际激波反过来又能加速太阳高能粒子^[10]。当然 CMEs 的初发机制仍然不为人知。近年来, 不同波长的宇宙飞船观测 (包括传统的白光观测) 给太阳爆发前的封闭磁场区域的结构和动力学提供了很多有关信息^[11]。

收稿日期: 2004-04-16; 修回日期: 2004-06-14

白光观测可以研究 CMEs 的分布和质量动力学^[12]; CMEs 的 $H\alpha$ 和软 X 射线观测可以表明相关的物质是热的还是冷的, 是加热的物质还是非加热的物质, 是在近太阳表面还是远离太阳表面^[13]; 大视角分光日冕仪 (LASCO) 把对 CMEs 的观测扩展到 $30 R_{\odot}$ 范围^[14]; 远紫外成像望远镜 (EIT) 提供了与 CMEs 相关的过渡区和低日冕区的动力学过程的图像^[15]; Michelson Doppler 成像仪 (MDI) 提供了全日面磁场的系统观测^[16], 其磁图分辨率和灵敏度是前所未有的。另一方面, 米波 - 十米波段的非热射电辐射观测可以研究高能粒子和 CMEs 与周围介质相互作用的动力学过程; 射电爆发成像观测可以为白光 CMEs 不同射电爆发源区的位置提供重要信息。白光和射电波段同时观测还可以揭示带电粒子和 CMEs 相互作用的本质特征^[17]。

射电观测是研究 CMEs 的一种重要的补充手段^[18]。由非热电子产生的射电爆发被认为是描述日冕结构最好的工具。低频射电观测是 CMEs 的非日冕仪观测, 它比日冕仪观测具有更高的步调信号, 而且射电成像观测不受遮挡板的限制, 可以对边缘事件或者日面上事件的初发过程进行观测, 因此结合射电观测和日冕仪观测是一种重要的研究手段^[19]。多频率的射电成像观测能很好地研究 CMEs 的初始阶段, 而且可以得到很多关于 CMEs 触发机制特征的信息^[20]。

2 低频射电

米波 (或波长更长的波) 爆发, 是指在频率 $f \leq 300$ MHz 的范围中所观测到的射电爆发。它是一种强度最大的射电爆发, 亮温度为 $10^8 \sim 10^{12}$ K, 有些个别类型的爆发在某些频率上甚至高达 10^{15} K。根据频谱随时间变化的特性, 米波爆发大致可以分为 I 型、II 型、III 型、IV 型和 V 型爆发。其主要特性见表 1^[21]。

观测表明, 有几种米波射电爆发常与 CMEs 一起被观测到, 因而射电爆发的观测研究不仅能提供重要的物理信息, 而且对探讨 CMEs 的起源也非常重要。一般认为 II 型射电爆发是由被激波加速的电子的等离子体辐射引起的, 当观测到来自 CMEs 的这些米波有限频率射电爆发时, 就能了解引起这种等离子体抛射的不稳定性以及它在日冕产生的激波^[22]。对于米波, 虽然还不清楚究竟是 CMEs 驱动激波还是 CMEs 为激波的传播提供有利条件, 但是 II 型爆发和 IV 型爆发与 CMEs 是密切关联的^[23~25]。Sheeley 等人^[26]研究了 1979~1982 年间米波 II 型爆发与 CMEs 的相关性。结果表明, 70% II 型爆发与 CMEs 有确定的相关性, 而 30% 没有; 41% CMEs 与 II 型爆发有确定的相关性, 而 59% 没有。Caroubalos 和 Hillaris 等人^[27]对 1998~2000 年的米波 II 型爆发和 IV 型爆发进行统计研究表明: 45% 的 II 型爆发与 CMEs 有关, 71% 的 IV 型爆发与 CMEs 有关, 79% 的 II/IV 型爆发与 CMEs 有关。Robinson 和 Stewart^[28]对与 CMEs 有关的 II 型射电爆发进行了统计研究, 发现 II 型射电爆发有时产生于 CMEs 的前沿附近, 有时产生于 CMEs 前沿的后面。至于 II 型爆发产生的机制, Claßen 和 Aurass^[29]的统计研究表明, 产生米波 II 型射电爆发的机制可能有 3 种: (1) 由与耀斑有关的爆震波激波产生; (2) 由 CMEs 前沿驱动的激波产生; (3) 由 CMEs 侧面或内部驱动的激波产生。Jackson 等人^[30]在 1978 年分析了 CMEs 和以米波 III 型爆发形式存在的射电前兆的统计关系, 发现 CMEs 在被观测到之前平均约 6 h 中, CMEs 中心周围 20° 范围内常常有许多 III 型爆发, 大约在 CMEs 前 1 h, III 型射电爆发的数目达到最大值。因此, 若观测能进一步证实 III 型爆发确实是 CMEs 的前兆活动, 将更有利于 CMEs 发生条件及

预报的研究。但是强 III 型爆发倾向于与脉冲耀斑伴生, 因而它不是诊断 CMEs 的好手段^[31]。

表 1 低频太阳射电爆发的主要特性^[21]

爆发类型	在 100 MHz 或 10 GHz 上的持续时间	亮温度 /K	偏振 (圆)	频率范围 / 带宽	高度范围 / 磁拓扑	联系	辐射机制
I	≤ 1 s	≥ 10 ¹⁰	50%~100%	50~300 MHz / 1 MHz	0.1~0.6 R _☉ / 封闭	大黑子	基波等离子体
I 暴	几天 ~ 几周	≥ 10 ⁹	o 模	50~300 MHz / 100 MHz			
III 暴	几天 ~ 几周	≥ 10 ⁹	o 模	50 MHz~30 kHz	0.6 R _☉ ~ 1 AU / 开放	I 暴	基波和 (或) 谐波等离子体
II	≥ 10 min	10 ⁸ ~10 ¹¹	通常无	200~1 MHz / 10 MHz	0.2~200 R _☉ / 开放	耀斑激波	基波和谐波等离子体
III	几秒钟	10 ⁸ ~10 ¹² (在约 1MHz 上为 10 ⁸ ~10 ¹⁵)	基波 30% 谐波 10% o 模	200~1 MHz / 10 MHz 2 个谐波	0.2~200 R _☉ / 开放	c/3 电子流	基波和谐波等离子体
IV(运动)	约 30 min	10 ⁸ ~10 ⁹	低 → 高 x 模	200~10 MHz / >10 MHz	0.5~几 R _☉ / 等离子粒团	小耀斑	回旋同步加速和 (或) 等离子体
IV (耀斑连续谱)	约 20 min	10 ⁸ ~10 ¹²	0~40% o 模?	200~10 MHz / 100 MHz	0.1~1 R _☉ / 封闭?	中到大耀斑初始阶段	等离子体?
IV (暴连续谱)	几小时	> 10 ⁹	60%~100% o 模	50~300 MHz / 100 MHz	0.1~0.6 R _☉ / 封闭?	耀斑, 后期阶段	基波等离子体
V	> 1 min	10 ⁸ ~10 ¹¹	< 10% x 模	100~10 MHz / 50 MHz	0.5~2 R _☉ / 开放?	跟随 III	谐波等离子体

十米 - 百米波 (DH) 与 21~300 m 波长相对应 (频率 14~1 MHz), 它填补了长期以来地面观测 (>15 MHz) 和空间观测 (<2 MHz) 之间的空白。所有十米 II 型爆发都与 CMEs 有关, 而只有一部分 CMEs 与十米 II 型爆发有关^[29]。在 DH 波段, 可以观测到 II 型爆发和 III 型爆发, 偶然也可以观测到 IV 型爆发^[32]。DH II 型爆发也由激波产生, 那么这些激波究竟是不是由 CMEs 驱动的? 为此, Gopalswamy 等人^[33]研究了 DH II 型爆发, 发现它们大多与较快的和较宽的 CMEs 有关, 这为探测较快的和较宽的 CMEs 提供了较好的工具。

虽然米波和 DH II 型爆发的起源是有争议的^[34], 但毫无疑问的是 DH II 型爆发可以作为 CMEs 离开外日冕进入行星际介质的一种标志^[35,36]。

千米波与行星际介质相对应, 它始于 DH 长波波段的尾部。由观测可知, 产生千米波 II 型爆发的所有行星际激波都与 CMEs 有关, 且这些 CMEs 都是大面积、高能的^[37]。Reiner 等人^[38]在 1999 年又进一步证明: 千米波 II 型爆发产生于 CMEs 驱动的激波的基频与谐频的上流区域。

对于长时间的米波噪暴迅速下降甚至几乎消失, Chertok 等人^[39]进行了详细的事例分析, 发现这一现象可能是 CMEs 和事先存在的冕拱结构相互物理作用的结果。目前虽然它们之间作用的细节还不很清楚, 但是已经知道 CMEs 和它们抛射以后的能量释放是包括磁场结

构延伸到日冕区域的大尺度扰动。

除此之外, EIT 波和 II 型爆发的关系、II 型爆发的分裂和激波的结构, 以及用 II 型爆发估算 Alfvén 速度的大尺度分布等^[40~42], 都对 CMEs 的研究非常重要。

3 低频射电观测仪器

3.1 Wind/WAVES

Wind 飞船于 1994 年 11 月发射成功。WAVES 是 Wind 上的射电仪器, 它包括几个射电接收器, 频率范围从 4.0876 kHz~13.825 MHz。目前大多选用超外差接收器: RAD1 (Radio Receiver Band 1) 接收器, 它有 32 个不连续的频率, 频率范围 20~1040 kHz, 带宽 3 kHz; RAD2 (Radio Receiver Band 2) 接收器, 它在 16.192 s 内扫描 256 个频率, 频率范围 1.075~13.825 MHz, 频率分辨率 50 kHz^[43]。

3.2 法国 Nançay 射电日象仪 (NRH)

NRH 是世界上第一台真正意义上的太阳射电日象仪, 于 1967 年 7 月开始观测。其数据系统经过 Mark II、Mark III, 到 1988 年已经发展为 Mark IV 系统。NRH 是 10 个频率可以同时观测且可以得到快速二维成像的一种干涉仪, 频率范围 150~450 MHz。目前主要选择 5 个频率 (435、410、327、236、164 MHz), 每个频率的时间分辨率是每秒 8 个象, 角分辨率是 $0.3' \sim 6'$, 具体数值取决于频率和方向。每天观测的时间大约是 7.5 h (08:00~15:30 UT)^[44]。

3.3 俄罗斯的 IZMIRAN 射电频谱仪

这个射电频谱仪于 1949 年开始观测, 覆盖范围是 25~275 MHz, 频率分辨率是 0.2 MHz, 时间分辨率是 0.04 s。它不仅可以从不同的动力学频谱图分析不同时段的射电特征, 而且还可以选取任意固定频率的时间-强度轮廓图来进行数据分析^[45]。

3.4 希腊 Thermopylae 的 ARTEMIS-IV 太阳射电频谱仪

这个射电频谱仪频率覆盖范围是 110~687 MHz。由两个接收器平行操作: 扫频接收器 ASG (Global Spectral Analyser) 和高灵敏度的多通道声光接收器 SAO (Acousto-optic Spectrograph)。ASG 覆盖整个频带, 时间分辨率是每秒 10 个子样; SAO 覆盖范围是 265~450 MHz, 时间分辨率是每秒 100 个子样, 它的数据记录通常用来研究精细结构。每天观测时间是 05:30~15:00 UT^[46]。

3.5 德国波茨坦 Tremsdorf 频谱仪 (AIP)

这个射电频谱仪包括 4 个频率段: 40~100 MHz、100~170 MHz、200~400 MHz、400~800 MHz。观测时间: 夏天大约是 04:00~19:00 UT, 冬天是 08:00~14:00 UT^[47]。

4 低频射电特征

4.1 从射电成像观测推断 CMEs 的形成和发展

CMEs 最初是在耀斑附近的相对小的日冕区传播出来的, 它不断地膨胀, 直到遍布整个日面。Maia 等人^[48]在研究 2000 年 7 月 14 日晕 CMEs 和耀斑时指出: 射电观测证明“巴士底事件”是一个接近全球性的事件, 其最初的活动开始于日面中心和西南边缘, 射电源区不到 15 min 便在经度和纬度上延伸到整个可见范围 (如图 1 所示)。

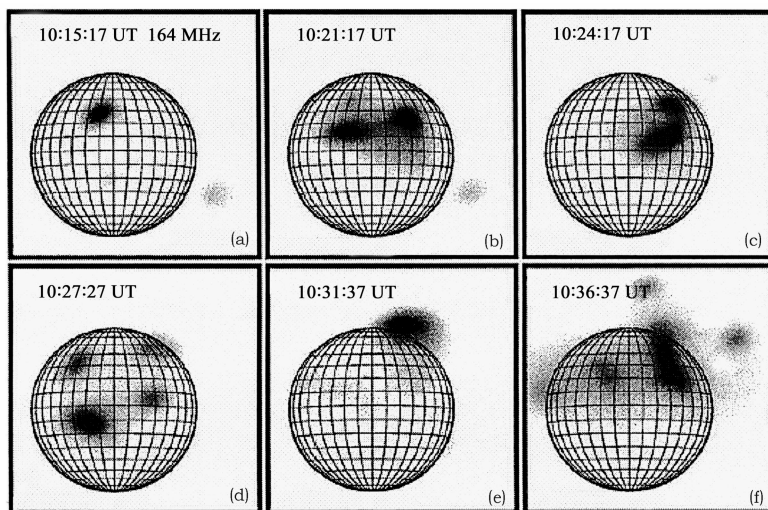


图 1 2000 年 7 月 14 日 NRH 在 164 MHz 上的成像图^[48]

10:20 UT 左右, 主要活动开始触发, 射电流量迅速增强, 活动现象扩展到整个日面。

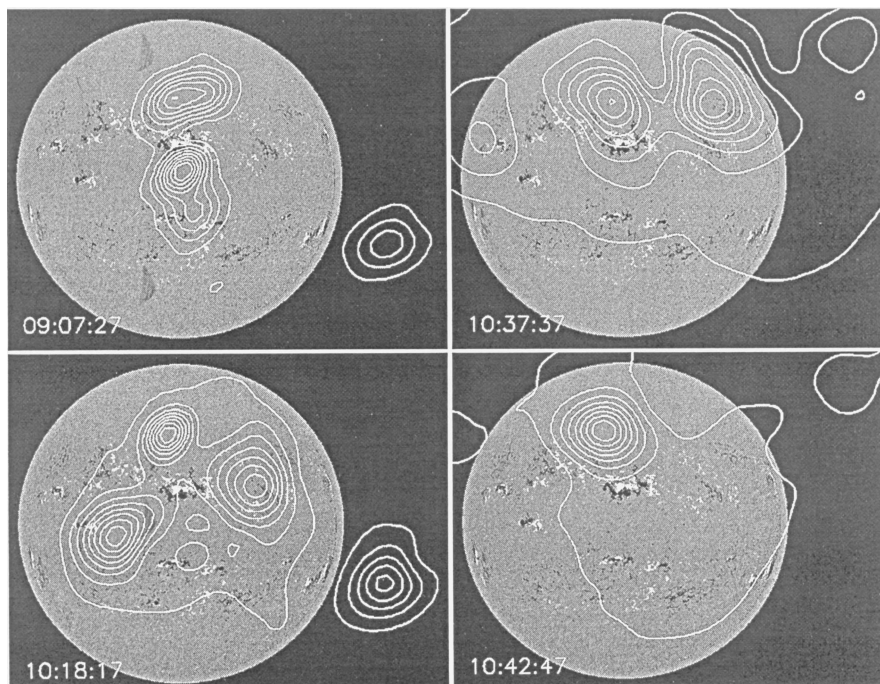


图 2 在 164 MHz 上 NRH 不同时间的射电源轮廓叠加到 7 月 14 日 9:40 UT 的磁图^[49]

10:18 UT 时射电辐射区域开始延伸, 表明此时耀斑非常活跃; 到 10:20 UT 时耀斑达到最大值; 在 10:37 UT 时射电辐射区域几乎延伸到整个日面, 表明此时有 CMEs 出现并不断演化和发展。

Pick 等人^[20]在研究 1997 年 11 月 6 日的耀斑事件时发现, 不同频率的 Nançay 射电成像显示了辐射区的复杂性。辐射从耀斑活动区的附近向北半球延伸, 在 10 min 后达到完整, 这表明 CMEs 的纬度范围和射电辐射的位置是相应的。在分析 2001 年 4 月 15 日的事件时 Pick 等人也得出同样的结论。Maia 等人^[19]把这种现象归结为多极磁系统环与环之间的相互作用导致的大尺度结构的日冕重组。

Wang 等人^[49]对“巴士底事件”也进行了认真的分析。运用 EIT、软 X 射线、H α 射线和磁图的观测结果, 他们认为该事件的晕 CMEs 不是单个活动区的现象, 活动区的暗条爆发只是大的跨赤道暗条的一部分, 或者活动区的暗条至少连接着大的跨赤道的暗条。Nançay 射电日象仪的观测显示, 射电源区在很短时间内延伸到整个可见日面, 而且晕 CMEs 的发展涉及多个不同的磁通量系统(如图 2 所示)。

Gopalswamy 和 Kundu^[50]用 3 个频率来跟踪运动的、覆盖几个太阳半径范围的 IV 型爆发, 发现射电源随着相关的白光 CMEs 运动而运动, 并且可以通过连接射电源区的质心推断出 CMEs 具有环状结构。由射电观测估计的 CMEs 质量与白光观测得到的结果一致。在长波段中也能探测到 CMEs 后的密度损耗^[51]。近年来 Nançay 射电日象仪的成像表明, 射电源区的结构与 CMEs 的前端结构相对应^[52]。

4.2 CMEs 在行星际中的减速传播

Reiner 等人^[38]曾在 1998 年提出一种研究 CMEs 的新方法: 绘出射电动态谱的频率倒数-时间图, 通过这些射电辐射的频率漂移来更好地研究和跟踪与 CMEs 有关的 II 型射电辐射。该方法基于行星际等离子体密度 n 一般随 $1/r^2$ 变化(r 是日心距)这一前提, 考虑到等离子体频率与等离子体密度的平方根关系, 即 $f_p(\text{kHz}) = 9\sqrt{n(\text{cm}^{-3})}$, 因此绘出的 $1/f-t$ 图与 $r-t$ 图是相当的^[53]。

Reiner 等人^[54]在 2001 年利用上述方法研究“巴士底事件”, 进一步证明 CMEs 在从日冕到行星际介质中的传播是减速的(如图 3 所示)。图 3(a) 是 2000 年 7 月 14 日 10:54 UT 到 14:00 UT 的时间内由 CMEs 驱动的激波在从高日冕到行星际传播过程中所产生的十米-千米 II 型射电辐射, 频漂范围是 14 MHz~400 kHz; 图 3(b) 显示的时间范围延长到 7 月 14 日 24:00 UT, 由 CMEs 驱动的激波在行星际中传播所产生的 II 型射电辐射, 频漂延伸到 67 kHz; 图 3(c) 显示的时间范围延长到 15 日 16:00 UT, 也就是 CMEs 到达地面以后, 频漂延伸到 40 kHz。为了把频率漂移的 II 型射电辐射与 CMEs 的动力学联系起来, 还必须考虑日冕和行星际介质的密度-距离关系。从图中可以看出产生这些辐射的激波在从日冕到行星际的传播过程中是减速的。

Manoharan 等人^[55]以“巴士底事件”为例, 在研究 CMEs 对地影响时, 采用射电成像技术、IPS (Interplanetary Scintillation) 技术以及空间观测数据来研究 CMEs 在行星际介质中的传播。当传播距离 R 小于 $100 R_{\odot}$ 时, $V_{\text{CME}} \propto R^{-0.08}$; 当传播距离 R 大于 $100 R_{\odot}$ 时, $V_{\text{CME}} \propto R^{-0.72}$ 。CMEs 在传播过程中的能量损失不时地得到 CMEs 自身储存的能量补偿。Manoharan 等人认为在低日冕时形成 CMEs 及传播过程中的能量是由与 CMEs 有关的扭缠的 (twisted) 磁通量绳系统提供的。当能量损失相当多时, CMEs 就开始迅速减速; 当速度跟太阳风的速度差不多时, CMEs 就会跟着太阳风一起传播^[56]。

Pick 等人^[20]在研究 2001 年 4 月 15 日事件时, 结合射电观测和 C2、C3 的数据所作的高度-时间图, 也得到了 CMEs 以恒定的速度传播到 $7R_{\odot}$ 以外就开始减速的结论。

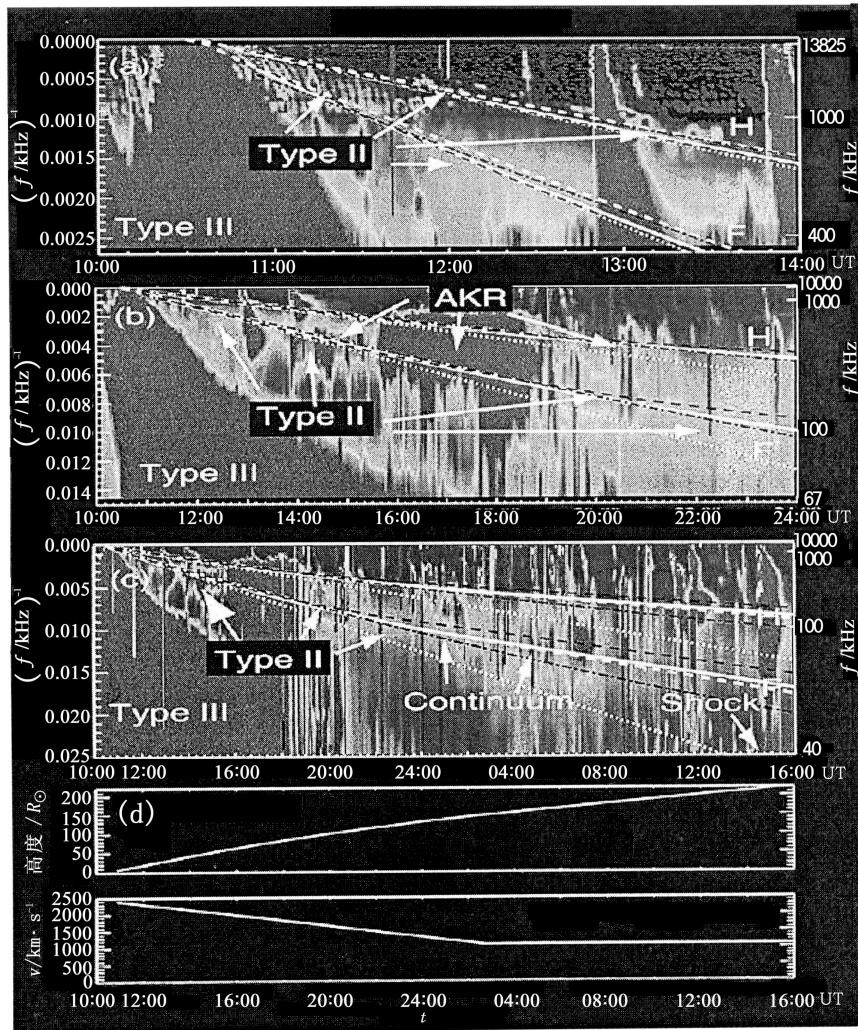


图3 “巴士底事件”的 Wind/WAVES 动力学频谱图 [54]

图 (a)~(c) 是由 CMEs 产生的 II 型射电辐射动力学频谱图, 图 (d) 是与动力学频谱图的白实线所对应的高度 - 时间曲线和速度 - 时间曲线。

4.3 CMEs 在行星际中的相互作用

Gopalswamy 等人 [57] 在 2001 年研究 2000 年 6 月 10 日事件时就提出, 日面射电辐射增强是 CMEs 在行星际中的相互作用造成的。当两个 CMEs 以相同的路径抛射出来, 前一个 CMEs (CME1) 的速度比第二个 CME (CME2) 的速度慢, 快 CME2 驱动的激波通过慢 CME1 的核时, 射电辐射就开始增强, 同时慢 CME1 的核由于快 CME2 的作用改变了其原先的运动轨道 (如图 4、5 所示)。

Gopalswamy 等人 [58] 在 2002 年研究 1999 年 9 月 2 日事件时又发现一种新的射电辐射现象: 以相同路径抛射出来的两个 CMEs 行星际中相遇时, 也就是快 CME2 的前沿与慢 CME1

的尾部相遇时, 会产生射电辐射现象, 而在它们相互作用之前并没有观测到已经存在着的射电辐射现象。Gopalswamy 等人认为, 两个 CMEs 相互作用, 它们的磁场线发生重联时会产生非热电子, 且形成新的激波, 产生新的射电辐射。

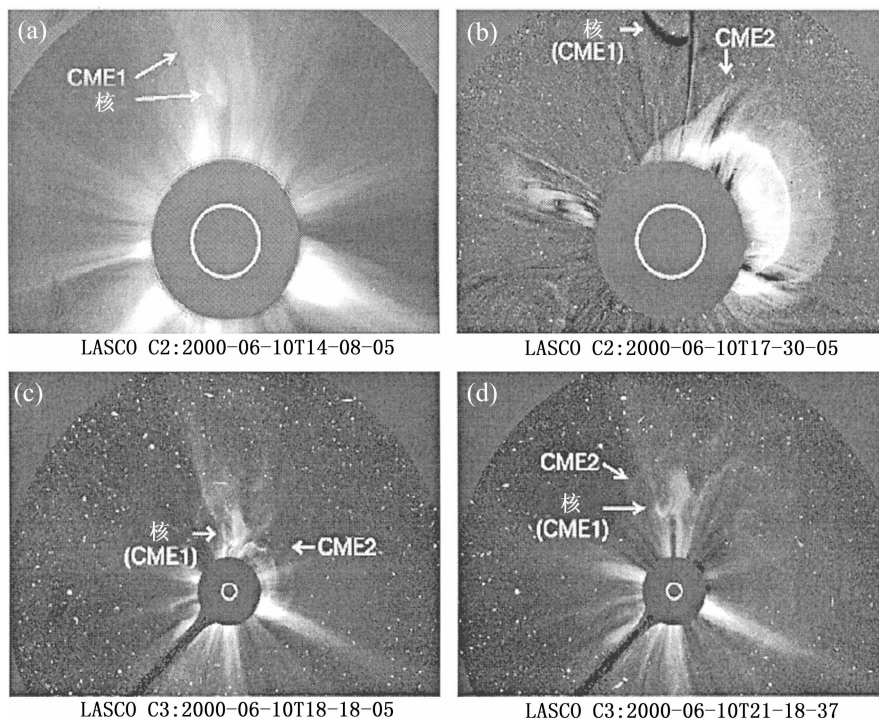


图 4 SOHO/LASCO 成像显示的快 CME2 靠近慢 CME1 核的情况^[57]

(a) 14:08 UT 时慢 CME1 及其亮核; (b) 17:08~17:30 UT 时快 CME2 及其亮前端和明亮的日珥核, 此时快 CME2 的宽度范围超过慢 CME1 的中心位置角。图中所示的是 17:08~17:30 UT 的差像; (c) 18:18 UT 射电增强时 LASCOC3 所观测到的像; (d) 21:18 UT 快 CME2 超过慢 CME1 核, 慢 CME1 核被快 CME2 推向左边, 改变了运动轨道。

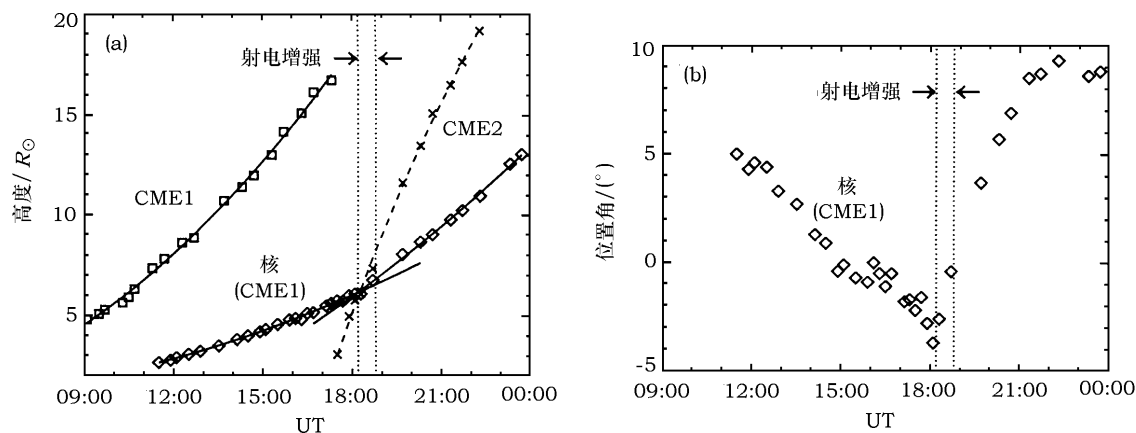


图 5 (a) CMEs 的高度 - 时间曲线^[57]; (b) CMEs 的位置角 - 时间曲线^[57]。

射电突然增强是快 CME2 通过慢 CME1 核, 慢 CME1 核改变了原有的运动轨道。

CMEs 的相互作用不仅有利于空间天气应用的研究, 而且还可以解释对地 CMEs 的一些特征很难被地面观测到的原因, 从而使我们能进一步理解复杂行星际中的抛射物^[57,59]。

5 CMEs 的初发机制

对 CMEs 物理机制的研究已经成为天文学中的一个热点。近年来, CMEs 研究已经成为空间科学中的一个单独分支, 但是无论从观测还是理论上, CMEs 初发的物理过程至今仍不清楚^[60]。

1997 年 Low^[61] 从理论上推出, CMEs 是一种磁过程, 它使大尺度日冕在 11 yr 活动周里系统地重新形成并导致整体磁场的极性反变。这种看法的中心点是, 在演化时标里扭转磁场整个从太阳低层大气上升到日冕, 形成盔状冕流的暗腔。当盔状冕流动力学爆发时, 堆积在暗腔里的磁场就与日冕物质一起离开日冕形成 CMEs。这是老的磁通量离开日冕被属于新活动周的极性相反的磁通量所代替的过程。所以 CMEs 是日冕磁场重新形成的基本机制^[20]。1995 年 Feynman 和 Martin^[62] 统计研究表明, 许多 CMEs 与新浮现出的磁通量有相关性, 因而磁重联的新浮现出的磁通量对于触发暗条爆发和 CMEs 可能有很大的帮助。基于观测到的相关性和爆发的磁通量绳模型, Chen 和 Shibata^[63] 通过数值模拟提出了新浮现出的磁通量触发 CMEs 的机制: 无论是在暗条通道内还是在暗条通道外, 新浮现的磁通量触发磁通量绳使之失去平衡且在磁通量的下面形成电流片; 在电流片里的快速磁重联导致 CMEs 和尖点型的太阳耀斑或 X 射线拱环爆发。2002 年 Chen 等人^[64] 通过事例分析发现, 在暗条通道内, 即使是很小的新浮现的磁通量也能触发磁通量绳使之失去平衡; 而在暗条外, 新浮现的磁通量要触发磁通量绳使之失去平衡就需要一个阈值。这一结果既可以很好地解释为什么 CMEs 不是以耀斑为中心, 也为 CMEs 和耀斑的时间和空间相关性提供了重要线索。在观测上, 基于对一组初发于可见日面的 CMEs 的研究, 汪景琇等人^[1] 提出, CMEs 是某类太阳大尺度结构不稳定性的发生、向外膨胀乃至部分抛入行星际空间的物理过程。这些大尺度结构是太阳磁场的内禀分量, 大致可以分为两类: 一类是连接太阳南北半球两个活动带的巨磁环, 一类是巨暗条及与之相关的大尺度磁场结构。

Maia 等人^[65] 利用 SOHO/LASCO 日冕仪和 Nançay 射电日象仪对 1996 年 7 月 1 日的 CMEs 事件进行观测。这种联合观测能有效地确定初始不稳定性的位置和从 CMEs 爆发前状态到抛射至日冕及行星际空间的早期演变过程, 即把 CMEs 的触发和早期的演变联系起来。Pick 等人^[66] 也利用 SOHO/LASCO 日冕仪和 Nançay 射电日象仪对 1996 年 7 月 9 日的 CMEs 进行了联合观测。结果显示, 与 CMEs 相伴生的射电爆发的时间和空间演变都很复杂并有长寿命连续谱。对射电连续谱时序的分析表明 CMEs 存在不同的相位, 它们与不同的重联过程和日冕磁场调整过程伴生。射电源与 CMEs 的位置和范围之间也有很好的空间伴生性。射电连续源的结构和演变与两个环系的接连相互作用有关, 这种接连相互作用引起磁重联并导致日冕大尺度磁场的调整, 其中磁重联伴生电子被加速过程^[22]。

Maia 等人^[67] 在 2003 年借助多波段观测, 包括 SOHO/LASCO (Large-Angle and Spectrometric Coronagraph)、MDI (Michelson Doppler Imager)、Yohkoh/SXT (Soft X-ray Telescope) 成像和 Nançay 射电频谱的观测, 以及运用线性无力场外推近似方法对 1999 年 10 月 14 日事件进行综合研究, 结果发现这个涉及多个磁通量系统的复杂的 CMEs 触发机制和演化是从磁重联电流片到非常大的活动区内的磁连接耦合的结果。

6 总结与展望

虽然人们对 CMEs 的认识和研究已经取得了一定进展, 但是仍存在许多问题有待解决:

(1) CMEs 的源区在哪? 它所对应的磁场结构是怎样的? 它的触发机制是什么? 不同类的 CMEs 是否都由同一种机制产生?

(2) CMEs 和太阳表面磁场的结构和演化的关系如何? CMEs 和太阳表面磁活动现象的相关关系和物理关系如何?

(3) CMEs 的能量来自何处? 能量是如何储存和释放的? 磁重联在 CMEs 事件中起什么作用?

(4) CMEs 激波形成和激波中的粒子如何获得加速? 其主要的加速机制有哪些? 目前的加速机制是否能够解释它的射电辐射的粒子加速过程?

(5) CMEs 在行星际空间如何传播? 它们在传播过程中是如何相互作用的? CMEs 与地球磁层如何作用并导致地磁辐射方向的粒子暴?

现在还不能够精确地测出 CMEs 发生的时间和位置, 特别是当 CMEs 发生在日面而不是太阳边缘时, 这就要借助低频射电观测。低频射电观测是 CMEs 的非日冕仪观测, 它比日冕仪观测具有更高的步调信号, 而且射电成像观测不受遮挡板的限制, 可以对边缘事件或者日面上事件的初发过程进行观测。当然, 研究 CMEs 不能仅仅靠低频射电这一诊断手段, 还必须把射电观测和其他波段的观测结合起来才能更好地进行研究。

下一步我们主要要做 3 部分工作: (1) 通过分析重大事件, 结合射电频谱和成像观测资料, 结合矢量磁场以及我国射电多波段动态频谱观测, 来分析全日面大尺度磁场的特征, 以对 CMEs 的源区和初发过程取得新的认识, 进一步证认 CMEs 的源区和初发过程; (2) 通过谨慎地筛选对地 CMEs 的子样, 结合射电频谱来具体分析这些 CMEs 事件的动力学频谱特征, 包括流量、偏振度和漂移率等; (3) 通过分析低频射电频谱来研究 CMEs 产生的激波的射电频谱特征, 进一步研究 CMEs 的激波形成过程。用 In situ 测量来分析 CMEs 与激波的关系及与激波的相互作用。把射电频谱与 In situ、X 射线能谱、粒子能谱结合起来, 分析激波中的粒子加速过程。

总之, CMEs 这种大尺度现象反映了全波段的电磁辐射、粒子辐射、等离子体辐射和磁通量输出等方面, 靠单方面的数据分析很难理解这一复杂的物理过程, 因此开展包括白光日冕仪、EUV (Extreme Ultraviolet)、X 射线、射电频谱和行星际等离子体的实测研究也就十分必要了。射电频谱研究更是一种无缝隙的空间天气监测手段, 在千米波、百米波、十米波、米波、分米波、厘米波以及微波波段都可以进行不同程度的观测。目前, 我国怀柔观测基地 1~7.6 GHz 的太阳射电频谱仪也为我们进行 CMEs 研究提供了具有很高学术价值的信息^[68,69]。

基于这些丰富的观测资料, 再结合太阳物理学家提出的多种初发机制模型, 相信 CMEs 的神秘面纱不久就会被太阳物理学家揭开。

参考文献:

- [1] 汪景琇, 张军, 邓元勇等. 中国科学, 2001, 31(增刊): 46
- [2] Zhang J, Dere K P, Howard R A *et al.* ApJ, 2001, 559: 452
- [3] Zhang J, Wang J, Nariaki N. CJAA, 2001, 1: 85

- [4] Moon Y J, Chen G S, Wang H *et al.* ApJ, 2002, 581: 694
- [5] Zhou G P, Wang J X, Cao Z L. A&A, 2003, 397: 1057
- [6] Tousey R. Adv. Space Res., 1973, 13: 713
- [7] Hundhausen A J, Strong K T, Saba J L R *et al.* In: Keith T S, Julia L R S, Bernhard M H *et al.* eds. The Many Faces of the Sun, New York: Springer, 1999: 143
- [8] St Cyr O C, Howard R A, Sheeley N R *et al.* JGR, 2000, 105: 18169
- [9] Sheeley N R. JGR, 1985, 90: 163
- [10] Reames D V. Space Sci. Rev., 1999, 90: 413
- [11] Gopalswamy N. Adv. Space Res., 2003, 31: 869
- [12] Kahler S W, Cliver E W, Sheeley N R *et al.* JGR, 1985, 90: 117
- [13] Schmahl E J, Hildner E. Sol. Phys., 1977, 55: 473
- [14] Brueckner G E, Howard R A, Koomen M J *et al.* Sol. Phys., 1995, 162: 357
- [15] Delaboudiniere J P, Artzner G E, Brunaud J *et al.* Sol. Phys., 1995, 162: 291
- [16] Ogawara Y, Takano T, Kato T *et al.* Sol. Phys., 1991, 136: 1
- [17] Gary D E, Dulk G A, House L L *et al.* A&A, 1985, 152: 42
- [18] Maia D, Vourlidas A, Pick M *et al.* Adv. Space Res., 2000, 25: 1843
- [19] Maia D, Vourlidas A, Pick M *et al.* JGR, 1999, 104: 12507
- [20] Pick M, Maia D, Marque Ch. Adv. Space Res., 2003, 32: 467
- [21] 赵仁扬. 太阳射电辐射理论, 北京: 科学出版社, 1999: 9
- [22] 章振大. 日冕物理, 北京: 科学出版社, 2000: 212
- [23] Cane H V. A&A, 1984, 140: 205
- [24] Gopalswamy N, Yashiro S, Kaiser M L *et al.* GRL, 1998, 25: 2485
- [25] Cliver E W, Webb D F, Howard R A *et al.* Sol. Phys., 1999, 187: 89
- [26] Sheeley N R, Stewart R T, Robinson R D *et al.* ApJ, 1984, 279: 839
- [27] Caroubalos C, Hillaris A, Bouratzis C *et al.* A&A, 2004, 413: 1125
- [28] Robinson R D, Stewart R T. Sol. Phys., 1985, 97: 145
- [29] Claßen H T, Aurass H. A&A, 2002, 384: 1098
- [30] Jackson B V, Sheridan K V, Dulk G A *et al.* Proc. Aust. Soc. Astron., 1978, 3: 241
- [31] Cane H V, Reames D V. ApJ, 1988, 325: 895
- [32] Leblanc Y, Dulk G A, Cairns I H *et al.* JGR, 2000, 105: 18215
- [33] Gopalswamy N, Kaiser M L, Thompson B J *et al.* GRL, 2000, 27: 1427
- [34] Reiner M J, Kaiser M L, Gopalswamy N *et al.* JGR, 2001, 106: 25279
- [35] Reiner M J, Kaiser M L. JGR, 1999, 104: 16979
- [36] Gopalswamy N, Hanaoka Y, Hudson H S. Adv. Space Res., 2000, 25(9): 1851
- [37] Cane H V, Sheeley N R, Howard R A. JGR, 1987, 92: 9869
- [38] Reiner M J, Kaiser M L, Fainberg J *et al.* JGR, 1998, 103: 29651
- [39] Chertok I M, Kahler S, Aurass H *et al.* Sol. Phys., 2001, 202: 337
- [40] Aurass H, Vršnak B, Mann G. A&A, 2002, 384: 273
- [41] Vršnak B, Magdalenic J, Aurass H *et al.* A&A, 2002, 396: 673
- [42] Mann G, Klassen A, Aurass H *et al.* A&A, 2003, 400: 329
- [43] Bougeret J L, Kaiser M L, Kellogg P J *et al.* Space Sci. Rev., 1995, 71: 231
- [44] Kerdraon A, Delouis J M. Coronal Physics From Radio and Space Observations, Berlin: Springer, 1997: 192
- [45] <http://helios.izmiran.troitsk.ru/Lars/LARS.html>
- [46] Caroubalos C, Maroulis D, Patavalis N *et al.* Exp. Astron., 2001, 11: 23
- [47] Mann A, Aurass H, Voigt W *et al.* ESA-Journal, 1992, SP-348: 129
- [48] Maia D, Pick M, Hawkins III S E *et al.* Sol. Phys., 2001, 204: 199
- [49] Wang J X, Zhou G P, Wen Y Y *et al.* ApJ, 2004, submitted
- [50] Gopalswamy N, Kundu M R. Sol. Phys., 1989, 122: 145
- [51] Ramesh R, Sastry Ch V. A&A, 2000, 358: 749
- [52] Maia D, Pick M, Angelos V *et al.* ApJ, 2000, 528: L49
- [53] Bougeret J L, King J H, Schwenn R. Sol. Phys., 1984, 90: 401

- [54] Reiner M J, Kalsner M L, Karlicky M *et al.* Sol. Phys., 2001, 204: 123
- [55] Manoharan P K, Tokumaru M, Pick M *et al.* ApJ, 2001, 559: 1180
- [56] Manoharan P K, Kundu M R. ApJ, 2003, 592: 597
- [57] Gopalswamy N, Yashiro S, Kaiser M L *et al.* ApJ, 2001, 548: L91
- [58] Gopalswamy N, Yashiro S, Kaiser M L *et al.* GRL, 2002, 29: 106-1
- [59] Burlaga L F, Skoug R M, Smith C W *et al.* JGR, 2001, 106: 20957
- [60] 宋丽敏, 张军, 杨志良等. 天文学进展, 2002, 20: 33
- [61] Low B C. In: Crooker N, Joselyn J, Feynman J *et al.* eds. Coronal Mass Ejections, Washington DC: AGU, 1997: 39
- [62] Feynman J, Martin S F. JGR, 1995, 100: 3355
- [63] Chen P F, Shibata K. ApJ, 2000, 545: 524
- [64] Chen P F, Fang C, Shibata K *et al.* Adv. Space Res., 2002, 30: 535
- [65] Maia D, Pick M, Kerdraon A *et al.* Sol. Phys., 1998, 181: 121
- [66] Pick M, Maia D, Kerdraon A *et al.* Sol. Phys., 1998, 181: 455
- [67] Maia D, Aulanier G, Wang S J *et al.* A&A, 2003, 405: 313
- [68] Chernov G P, Yan Y H, Fu Q J. A&A, 2003, 406: 1071
- [69] Huang G L. JGR, 2004, 109: A02105

Low Frequency Radio Signatures of Coronal Mass Ejections

WEN Ya-yuan, WANG Jing-xiu

(*National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China*)

Abstract: Coronal mass ejections (CMEs) are the most spectacular phenomena of solar activities, and the solar events with the largest spatial scale. CMEs are often accompanied with other solar activities. Many solar phenomena are believed to have direct or indirect correlations with CMEs, such as solar flares, prominence eruption, helmet streamers, high-speed solar winds, coronal and interplanetary shock waves, and so on. Radio observations are an important complementary tool to study CMEs. Multi-frequency radio measurements not only study the initiation of CMEs, but also get more information on triggering mechanism of CMEs. In the present paper, we summarize the relationships between CMEs and low frequency radio bursts with the observational instruments and the radio signatures of CMEs being introduced and analyzed. The initiation mechanism and some open questions are discussed as well. Finally we claim that studies of CMEs must base on the multi-species data in all electromagnetic radiation wavelengths.

Key words: astrophysics; coronal mass ejections (CMEs); review; low frequency radio; radio signature