

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2016.02.01

# 对地 CME 研究进展与 太阳雷达的潜力

陈何超<sup>1,2</sup>, 汪 敏<sup>1</sup>, 高冠男<sup>1</sup>, 吴 宁<sup>3</sup>, 林 隽<sup>1</sup>

(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 旅地学院, 昆明 650031)

**摘要:** 日冕物质抛射 (CME) 是由太阳磁场驱动向行星际空间喷射等离子体物质和磁场的大尺度太阳爆发活动, 是灾害性空间天气事件最主要的驱动源之一。朝着地球方向爆发的 CME 极易到达地球并造成灾害性空间天气, 因此研究这类 CME 对于空间天气预报与太阳物理研究具有极为重要的意义。随着观测技术的发展, CME 的观测及预报和研究工作取得了长足的进展。但由于常规观测手段与预报方法的局限, 对朝着地球爆发的 CME 进行准确有效预报的目标至今仍未实现。首先阐述 CME 与空间天气的关系, 强调对 CME 预报研究的重要性; 然后介绍预报研究中 CME/ICME 复杂的动力学过程, 讨论这些过程对 CME 预报可能产生的影响; 接着, 回顾 CME 的常规观测手段, 并讨论观测手段存在的不足; 第 4 章, 介绍 CME 主要的预报方法, 同时讨论预报工作中存在的困难; 第 5 章, 讨论太阳雷达主动探测技术在日冕探测与 CME 预报研究中的可能应用前景; 最后, 总结 CME 预报研究现状, 对预报研究工作中重要的问题进行综述, 展望太阳雷达的未来应用。

**关键词:** 日冕物质抛射; 空间天气; 地磁暴; 太阳雷达

**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) 是太阳系内规模最大、程度最剧烈的能量释放和物质喷射过程。CME 在太阳极大年期间平均每天爆发 5 次, 太阳极小年平均 3 至 5 天 1 次, 并且爆发过程通常能持续数小时<sup>[1, 2]</sup>。一次典型的 CME 可向行星际空间喷射多达  $10^{25}$  J 的能量和  $10^{13}$  kg 的高温等离子体, 释放出复杂的磁场结构, 同时产生 10 keV~1 GeV

收稿日期: 2015-10-08; 修回日期: 2016-04-16

资助项目: 国家自然科学基金 (11273055, U1431113, 11403099, 11333007); 中国科学院“宇宙结构起源”B 类先导专项 (XDB09040202); 973 项目 (2013CB01503)

通讯作者: 吴宁, Ningwu@ynnu.edu.cn

的高能粒子,并且会伴随着从射电到 X 射线多波段的电磁辐射加强现象<sup>[1]</sup>。此外,CME 通常还伴随其他不同尺度的爆发现象,如:太阳耀斑、暗条爆发、高能粒子事件(SEP)、EUV 波、射电暴等。这些活动都不同程度地影响着地球周围的空间环境(或称为空间天气)。

标准太阳爆发理论认为,爆发的能量事先存储于日冕磁场中,这些磁场能量来自于光球中的等离子体和磁场的运动以及新的磁场结构浮现。当日冕磁场能量累积达到某一阈值时,日冕磁结构就会因为失去平衡而产生爆发,迅速释放之前贮藏的能量<sup>[3-5]</sup>。爆发产生的 CME 将会向着行星际空间运动并发生扩张,成为行星际日冕物质抛射(ICME)。ICME 携带的高温等离子体伴随复杂磁场结构,对行星际空间会产生很大的影响,其范围甚至能波及到日球层边沿。当 ICME 到达近地空间,它所携带的大量磁化物质和巨大能量可能会直接冲击地球(图 1 为 CME 在行星际空间传播的示意图)。此时,ICME 内部的南向磁场分量会与地磁层顶的北向磁场发生相互作用,发生磁重联,将 ICME 当中携带的磁通量和能量送入地球磁层,并在磁尾中引发以地磁暴、电离层扰动为后果的磁重联过程及其相应的灾害性空间天气<sup>[6-10]</sup>。由于地球磁场基本上是由南向北,从太阳来的由北向南的磁场与地球磁场相遇时就会发生磁重联,并最终引发磁暴,所以,CME/ICME 中的南向磁场分量是其地磁效应的最直接和最重要的因素。

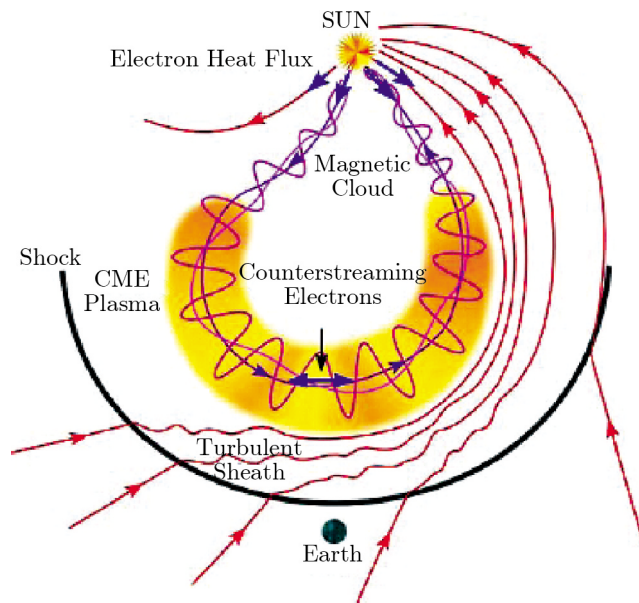


图 1 CME 在行星际空间传播的示意图<sup>[11]</sup>

我们通常将在日冕仪视野中角度超过  $120^\circ$  的 CME 称为晕状 CME,即 Halo CME,其中角度到达  $360^\circ$  的被称为全晕状 CME (full halo CME),角度在  $120^\circ \sim 360^\circ$  之间的被称为半晕状 CME (partial halo CME)。晕状 CME 可初发于对着地球的可见日面,沿着日地连线方向向地球传播,也可能发生在不可见的太阳背面,沿背离地球的方向传播<sup>[12]</sup>。特别值得注意的是,朝向地球方向传播的晕状 CME 通常比其他的 CME 具有更强的对地效应(即

对地球周围环境或空间天气的扰动), 更容易到达地球并造成灾害性空间天气。这类特殊的 CME 通常也被称为对地 CME (Earth-directed CME), 在空间预报中具有非常重要的研究意义, 因此在空间物理和太阳物理研究中备受关注<sup>[13]</sup>。观测发现, 对地 CME 一般具有更大的能量, 其平均速度约为 1 000 km/s, 是其他 CME 平均速度的近两倍<sup>[14]</sup>。Gopalswamy 等人<sup>[15]</sup>对第 23 太阳周期的 378 个对地 CME 进行了分析, 发现其中 71% 的对地 CME 产生明显的对地效应, Zhao 和 Webb<sup>[16]</sup>也得到了相同的结果。为描述简单起见, 我们将能够到达地球的 CME 称为对地有效 CME。

对地 CME 爆发之后, 其经过 1~5 d 就可能到达近地空间, 一旦对地 CME 中的磁场与地球磁层发生重联, 地磁暴就会发生, 同时伴随一系列后续地磁扰动<sup>[17]</sup>。地磁暴期间, 地球电离层会被充能, 同时地磁场的水平分量大幅下降<sup>[18]</sup>。Gopalswamy 等人发现强度更强的地磁暴 ( $Dst < -100$  nT) 几乎都是由快速对地 CME 所引发的, 因此对地 CME 成为了灾害性空间天气的首要驱动源<sup>[7-10]</sup>。但并非所有的对地 CME 都会到达地球<sup>[19]</sup>, 因此有时也将它们作为一个可能地磁暴的警告<sup>[10, 20]</sup>。1989 年 5 月 13 日的对地 CME 导致了 Dst 指数高达  $-548$  nT 的极强地磁暴, 其强烈的地磁效应导致加拿大魁北克省电力系统陷入瘫痪, 致使 600 万人口的城市停电长达 9 h, 造成了巨大的经济损失, 这就是著名的魁北克断电事件<sup>[21]</sup>。

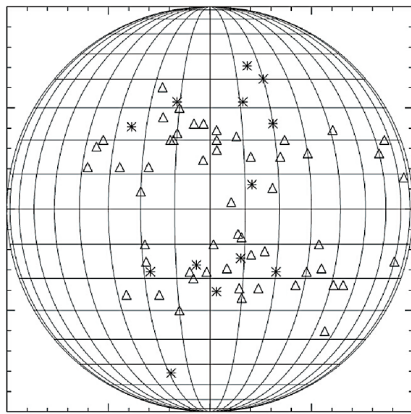
简言之, CME 的影响可能覆盖地球上人类生活中的各个层面, 从空间探测和宇航任务、卫星运行到通讯、电网和电力设施, 甚至输油管道均会受到不同程度的影响。因此, 进行对地 CME/ICME 预报和研究对于现代科技社会具有重要意义。而如何形成及时有效的预报机制, 如何预警 CME 的对地有效性与地磁效应已成为太阳物理及空间物理中亟待解决的重要问题。

## 2 CME 的动力学过程

CME 在太阳爆发过程中产生并向外传播的同时, 其体积会迅速膨胀。随着 CME 远离太阳, 其周围磁场强度逐渐减弱, 行星际背景磁场对 CME 的传播和演化过程的影响将渐渐成为主导。因此, 行星际空间的复杂磁场环境使得 CME 在传播演化过程中的形态与运动变得复杂多样。随着观测技术的进步, CME 在行星际空间偏转、旋转以及 CME 相互作用的复杂动力学现象被陆续发现, 成为 CME 行星际动力学研究和灾害性空间天气预报的热门话题。

### 2.1 CME 偏转

一般来说, CME 从高纬度向低纬度的纵向偏转较为明显, 尤其在太阳极小年期间发生的偏转更为明显, 因此已被位于第一拉格朗日点 (L1) 的日冕仪陆续观测到<sup>[22-24]</sup>。这大多是由于 CME 与低日冕的磁结构发生相互作用所引起, 例如与冕洞等大尺度磁结构的相互作用通常被认为是对 CME 初始方向影响最为明显的因素<sup>[14, 22]</sup>。然而, 由于天空平面上的投影效应, 发生在行星际空间中的 CME 在经度方向的横向偏转很难被观测到。因此, 早期人们并未意识到 CME 在行星际空间的传播过程中还会发生横向偏转。Webb<sup>[25]</sup>、Cane<sup>[26]</sup>、Gopalswamy 等人<sup>[27]</sup>均认为, 爆发源区靠近中央子午线朝着地球爆发的 CME 在经度方向是对称的。



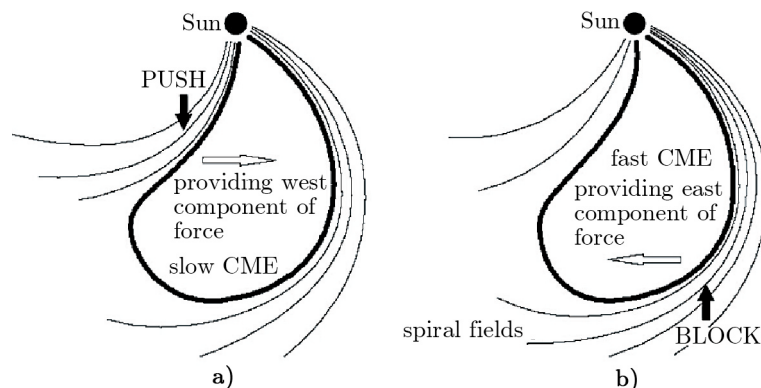
注:  $\Delta$  和 \* 分别代表速度大于和小于太阳风速度的事件, 太阳风的平均速度为 450 km/s。

图 2 1997 年 3 月—2000 年对地有效的对地 CME 对应的太阳源区日面分布<sup>[29]</sup>

风的阻碍向东偏转, 致使来自西面的事件具有更明显的对地有效性。

直到 2002 年, Wang 等人<sup>[28]</sup> 结合遥感和局地观测对 1997 年 3 月到 2000 年 12 月的 132 个对地晕状 CME 进行了细致的分析, 他们从统计结果中发现 CME 在传播过程中可能会发生经度方向偏转。2004 年, Wang 等人<sup>[29]</sup> 利用不同的事件的多个样本又进一步对该问题进行了研究。他们发现, 来自太阳西半球的对地有效 CME 比来自东半球的多 57%, 并且其中最靠西面的 CME 可能来自 W70° 附近的区域, 而来自太阳东半球的对地有效 CME 的分布却不超过 E40° (见图 2)。

Wang 等人<sup>[28]</sup> 和 Zhao<sup>[16]</sup> 认为这是由于 CME 在其传播过程中与背景太阳风和 Parker 螺旋状的行星际磁场<sup>[30]</sup> 发生相互作用, 导致了 CME 在经度方向上的偏转 (见图 3)。速度小的 CME 受到背景太阳风的推动向西偏转; 速度大的 CME 受到太阳

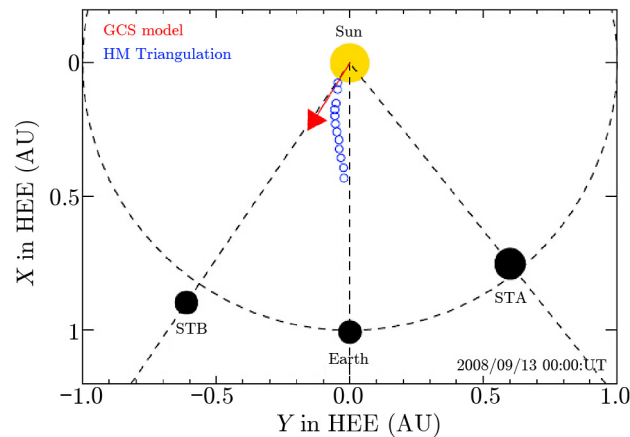


注: a) 慢 CME 和 b) 快 CME 在行星际介质中的传播。速度小于背景太阳风速度的 CME 受到加速, 向西偏转; 速度大于背景太阳风速度的 CME 受到阻碍, 向东偏转。

图 3 CME 与背景太阳风的相互作用<sup>[29]</sup>

2013 年, Wang 等人<sup>[31]</sup> 利用 STEREO<sup>[32]</sup> 双星与 LASCO 以及局地卫星数据, 分析研究了一个孤立 ICME 事件的偏转, 有力地证实了 CME 在行星际空间传播过程中会因为与背景太阳风发生相互作用而发生经度方向偏转。在事件发生的前后, 太阳、地球、STEREO 双星的相对位置如图 4 所示。该事件初始的爆发方向朝着 STEREO-B, 在传播过程中, 发生了横向偏转成为对地有效 CME 事件。Wind 卫星的观测数据也表明该事件对应的 ICME 确实到达地球附近 (见图 4)。

在早期的 CME 观测中, 人们发现对地 CME 仅有 60% ~ 70% 到达了地球<sup>[25, 33, 34]</sup>; 而部



注: 红色箭头代表的是依据 GCS 模型重构获得的 CME 事件爆发初始方向, 蓝色圆圈标记的轨迹为利用调和平均三角定位法 (the Harmonic Mean triangulation method) 得到的 CME 传播轨迹。蓝色传播轨迹表明 CME 事件经历了行星际空间的偏转过程, 该事件在行星际空间的经度偏转角达到了  $20^\circ$ 。

图 4 2008 年 9 月 13 日 CME 在行星际空间的偏转观测<sup>[31]</sup>

分爆发于太阳日面边缘的 CME 却具有较为显著的对地效应<sup>[16, 25, 35]</sup>。这些令人费解的观测现象用 CME 在行星际空间的偏转现象就可以得到合理的解释。另外, “问题磁暴” 一直以来也是困扰空间物理研究者的问题, 因为这样的磁暴无法找到任何对应的日面事件; 科学家推测是发生在日面边缘的 CME 在行星际空间中传播时发生了偏转, 最终变成了对地有效 CME 所导致的<sup>[31]</sup>。

通过这些研究, 人们逐渐认识到 CME 能否到达地球, 不仅取决于 CME 的源区、初始爆发方向, 还与 CME 在行星际空间中的偏转密切相关。仅仅依靠在日冕仪有限视野内的观测只能判定 CME 经历低日冕加速过程之后的爆发方向, 以此来预报 CME 是否能到达地球显然不够可靠。因此, 要完成对地 CME 的更为准确的预报, 我们还必须探究 CME 发生偏转的原因, 理解其偏转中的动力学过程, 并且在预报中加以考虑。

## 2.2 CME 旋转

如上所述, CME 在行星际空间的偏转是大尺度的现象, 直接决定着 CME 是否会到达地球。与之相比, CME 的旋转现象可能会改变 CME 到达地球时的南向磁场分量, 影响其相应的地磁效应。CME 旋转指的是 CME 的磁通量绳结构在爆发过程中绕着自身主轴方向旋转的现象。该现象在早期观测中和理论上都引起了人们的兴趣, 但由于没有很好的参照物, 并且受到投影效应的影响, 单一视角的观测难以辨认出 CME 是否发生了旋转, 这使得 CME 在传播过程中发生的旋转一直都很难以被直接观测到。长期以来, CME 在行星际空间旋转的证据都是基于暗条爆发观测<sup>[36]</sup>、理论探讨<sup>[37]</sup>、太阳表面爆发源区中性线的方向、局地探测信息的对比结果获得。随着观测技术的发展, 多卫星联合观测成为可能, CME 在日冕及行星际空间的旋转才得到了更多的关注和研究。

Yurchyshyn<sup>[38]</sup> 利用 SOHO/LASCO 的日冕仪数据分析了 1997—2005 年伴随爆发后磁

拱 (post-eruption arcades, PEA) 出现的 101 个 PEA-CME 事件, 注意到了 CME 的旋转。根据他们的推测, 这些事件中大多数 CME 都发生了旋转, 并且快速的 CME ( $v > 1\,200\text{ km/s}$ ) 相较于慢 CME ( $v < 1\,200\text{ km/s}$ ) 似乎具有更快的旋转速率 (见图 5)。

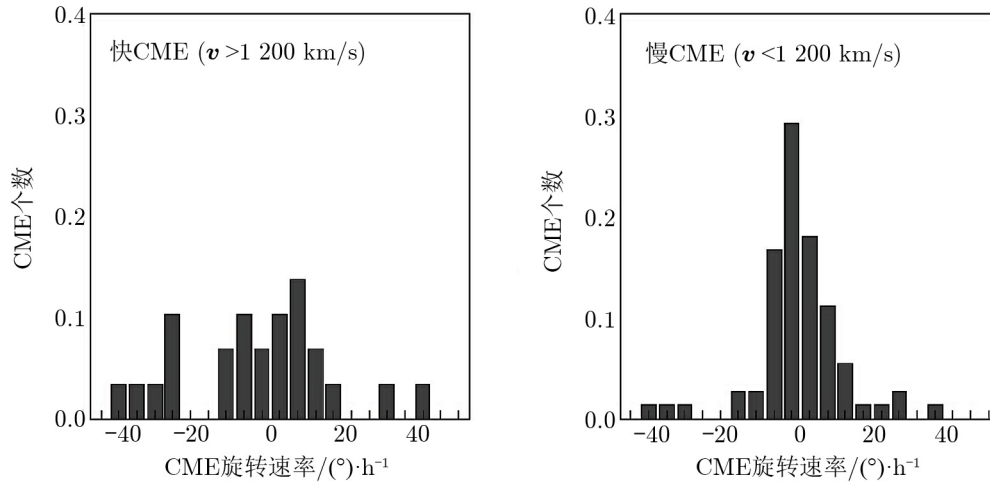
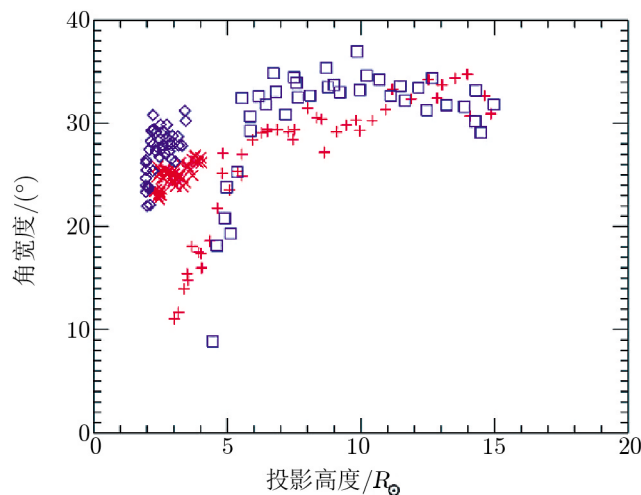


图 5 快、慢 CME 关于旋转速率分布对比<sup>[38]</sup>

Vourlidas 等人<sup>[39]</sup>第一次直接观测到了 CME 在日冕和行星际空间传播过程中所发生的旋转。这一对地 CME 事件的观测资料由 STEREO/SECCHI 和 SOHO/LASCO 同时获得。事件发生于 2010 年 6 月 16 日。利用三维重构技术, 他们研究了 CME 在  $5\sim 15R_{\odot}$  的距离范围内的旋转过程, 获得该 CME 的三维形态和对应的通量绳的方向。他们发现该 CME 在  $2\sim 3R_{\odot}$  的距离上发生了约  $30^{\circ}$  的旋转, 当 CME 运动到  $5R_{\odot}$  时旋转角度达到了  $35^{\circ}$ , 之后在更远的行星际空间中, CME 的旋转逐渐变慢, 最终旋转角速度降到  $60^{\circ}/\text{d}$  (见图 6)。Vourlidas 等人<sup>[39]</sup>认为该事件的显著快速旋转并不是由洛伦兹力驱动, 而极有可能是早期爆发过程中磁通量绳的一个足点与太阳分离, 使得 CME 的旋转与扭曲成为可能。与之相比, Lynch 等人<sup>[40]</sup>报道的 2008 年 6 月 2 日的事件产生 CME 爆发, 当天的旋转角速度仅有  $24^{\circ}/\text{d}$ 。

目前的 CME 观测表明, 并不是所有到达地球的对地 CME/ICME 都有明显的地磁效应, 成因大多被解释为 CME 不具备显著的南向磁场分量。从空间天气预报的角度来说, 进行 CME/ICME 南向磁场分量的研究和预报是非常有意义的。然而, 为何有的 CME 具有显著南向磁场, 而有的却没有? 目前还没有确定的答案。CME 中包含的磁通量绳结构的方向反映出其内部磁场的走势, 很大程度上也决定了 CME 地磁效应的强弱。CME 旋转有可能改变 CME 内部磁通量绳所处的主平面, 导致 CME 内部南向磁场的变化。因此, CME 旋转可能是进行南向分量研究和预报的突破口, 对它的研究将有可能有助于 CME 事件对地有效性的预报。

此外, 什么原因导致了 CME 旋转? 是由洛伦兹力驱动, 或是由于 CME 与背景相互作用



注: CME 的旋转由 GCS 模型拟合得到; SECCHI/COR1-A、B 以及 LASCO/C2、C3 的数据用于拟合  $3R_{\odot}$  之上, SECCHI/COR1-A、B 用于拟合  $3R_{\odot}$  之下。相对于太阳赤道逆时针方向的旋转为正。红色十字由 COR1-A 测得; 红色叉由 COR1-B 测得; 蓝色菱形由 COR2-B 测得; 蓝色方形由 COR2-B 测得。COR2 掩日板的遮挡使得 COR1 与 COR2 之间约  $5R_{\odot}$  处数据缺失。在  $2 \sim 15R_{\odot}$  之间, CME 角宽度的增加仅  $10^{\circ}$ 。

图 6 不同投影高度测得的 CME 投影角宽度<sup>[39]</sup>

用, 还是由于 CME 自由能的释放? 在日冕中传播和在行星际中传播的 CME 的旋转有没有差别? 如何进行 CME 旋转的有效观测? 这些问题都还有待进一步的研究。

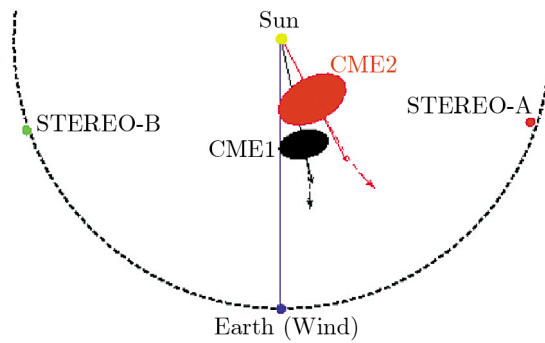
### 2.3 CME 相互作用

Burlaga 等人<sup>[41]</sup>首次证实了 CME 之间的相互作用及其在不同观测波段上的反映。早期对 CME-CME 相互作用物理机制的了解主要来自于数值模拟和实验, 如 Vandas 等人<sup>[42]</sup>与 Schmidt 和 Cargill<sup>[43]</sup>所进行 2.5D 和 3D 的 MHD 的模拟<sup>[44-47]</sup>。基于这些工作, 我们了解到先后传播的 CME 的相互作用可能导致抛射物质的南向磁场分量的强度增大, 以及与地球磁场相互作用的时间增长<sup>[48]</sup>。

随着观测技术的不断改进, 两个或多个 CME/ICME 之间的相互碰撞和融合形成的复杂磁场结构被观测到, 并被不断地研究和报道<sup>[49-51]</sup>。当先后两个或多个 CME 满足爆发源区靠近、爆发时间临近时, CME 之间的碰撞就极易发生。在太阳活动的极大年, CME 的爆发次数平均可达每天 5 次, CME-CME 相互作用的发生也相应增加。CME-CME 相互作用的后果通常远比 CME 与背景太阳风相互作用的后果更加显著, 对空间天气的影响也更加强烈。

Lugaz 等人<sup>[52]</sup>报道了发生在 2010 年 3 月 24—27 日期间的两个 CME 事件, 并结合 STEREO-A、B 以及 Wind 卫星的数据分析了事件的传播过程及地磁效应。由于两个 CME 的运动方向大致相同, CME2 追上 CME1 之后发生的相互作用使得两个 CME 原有的传播方向均发生了改变。图 7 展示了两个 CME 由于相互作用而使得其传播方向发生改变的过程和图像。

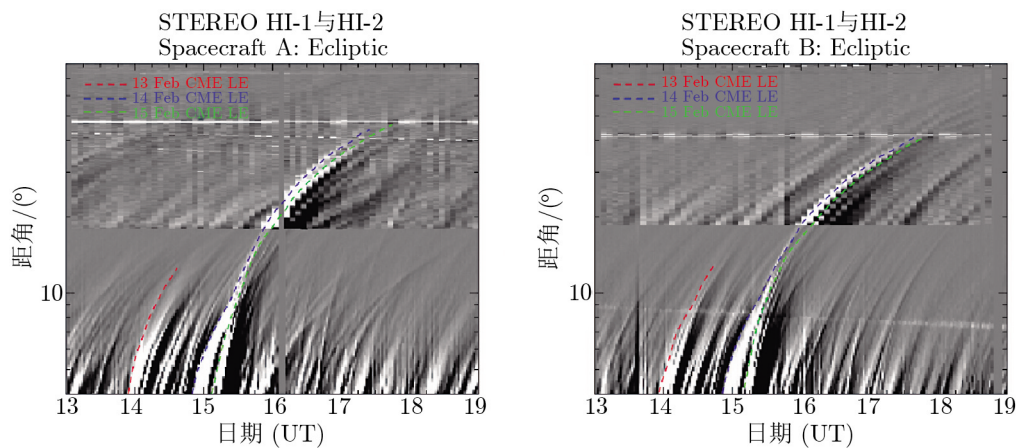
Mishra 与 Srivastava<sup>[53]</sup>利用 STEREO 和 Wind 卫星观测资料研究了 2011 年 2 月 13—



注: STEREO-A、B 以及 Wind 卫星位置均已给出。CME1 与 CME2 的初始方向与日地连线的夹角分别为:  $12^\circ$  和  $28^\circ$ , 由实线箭头标出; 相互作用偏转后的方向由虚线箭头标出。

图 7 2010 年 5 月 24—27 日两个连续 CME 相互作用前后爆发方向的变化<sup>[52]</sup>

15 日 3 个先后在 AR NOAA 1158 爆发的朝着地球运动的 CME 事件的相互作用, 得到了 CME 相互作用前后的方向、速度以及相互作用的位置, 并对 CME 相互作用前后内能与动量的变化进行了分析。他们发现, CME2 与 CME3 的相互作用发生于  $24\sim 28R_\odot$  的距离范围内, 而 CME1 与 CME2 的相互作用则发生于  $138\sim 157R_\odot$  的范围内, 这意味着 CME 之间的相互作用可能发生于 CME 在日球层空间传播的整个动力学过程中。图 8 给出的是 STEREO-A、B 的日球层成像仪 HI-1 与 HI-2 在黄道面内得到的连续的 CME 的空间位置随时间的变化。他们注意到 CME 相互作用过程导致的内能损失为 1.3%, 动量交换所致内能损失可能达到 35%~68%。并且, 在 1 AU 处局地探测表明, CME1 与 CME2 感受到了 CME3 及其驱动的激波的加速、加热及压缩。另外, 尽管三个先后发生的事件仅引起弱磁暴 (约  $-32$  nT), 但其持续时间比单一事件长很多, 与之前提到的模拟结果相符。



注: 红、蓝、绿分别表示 2011 年 2 月 13—19 日内 3 个连续 CME 前沿在日球层中的传播。

图 8 2011 年 2 月 13—19 日内 STEREO-A、B 的日球层成像仪 HI-1 与 HI-2 在黄道面内得到的连续的 CME 的空间位置随时间的变化<sup>[53]</sup>



更加有趣的是, Shen 等人<sup>[54]</sup>通过对发生于 2008 年 11 月 2—8 日期间的两个 CME 的追赶与碰撞过程进行了分析研究, 在 CME 相互作用过程中发现了“超弹性碰撞”的特点。由于事件发生于在太阳极小年, STEREO/SECCHI 的 COR1、COR2 以及 HI1 和 HI2 都清晰、无间断地观测到了两个 CME 的相互作用过程, 为进一步研究 CME 碰撞的物理过程提供了极佳的机会。他们的研究表明: 两个 CME 在碰撞过程中总能量发生了增加, 呈现出了“超弹性碰撞”的特点; 同时, CME 之间的碰撞过程显著地影响了 CME 原有的传播方向和传播速度。这意味着 CME 相互作用过程中存在复杂的能量交换过程, 而这些过程均有可能改变原有 CME 的传播性质, 值得我们进一步的研究。

此外, CME 的相互作用还通常伴随着太阳高能粒子 (Solar Energetic Particle, SEP) 事件, 具有比一般 CME 事件更为显著的对地有效性。SEP 的早期统计研究表明, SEP 事件的发生与背景粒子的强度有关<sup>[55]</sup>, 并且 SEP 事件的强度与行星际快模激波的速度有较好的相关性<sup>[56]</sup>。Gopalswamy 等人<sup>[57]</sup>统计发现 SEP 的出现与先行 CME (preceding CME, PCME) 的存在有很强的相关性。2005 年, Li 和 Zank<sup>[58]</sup>参考 Gopalswamy 等人的工作, 提出了孪生 CME 假说。他们认为, PCME 驱动的激波能够提供能量相对较高的“种子粒子”。一旦后随 CME (the followed CME, FCME) 到来, 就会导致一个更为有效的激波加速过程。Li 等人<sup>[59]</sup>随后研究了第 23 太阳周活动峰年中观测到的 16 个地面宇宙射线增强事件 (Ground Level Enhancement event, GLE), 发现其中 14 个有效事件中有 11 个事件的表现与相互作用对 SEP 事件的发生有贡献的猜想相符。Ding<sup>[60]</sup>也进行了类似的统计工作, 也发现第 23 周活动峰年中剧烈的 SEP 事件都倾向于有 CME 相互作用的起源。Shen 等人<sup>[61]</sup>和 Ding 等人<sup>[62]</sup>利用日冕仪成像与射电观测数据分别分析了 CME 相互作用伴随 SEP 的典型事件, 发现了 SEP 事件爆发与 CME 相互作用在时间上的一致性。与此同时, 也有人认为出现连续的 CME 是太阳活动变得剧烈的直接表现, 对应频发的 SEP 事件并不奇怪。由于仅依靠白光日冕仪与射电手段研究 CME 相互作用的物理机制存在一些困难, 目前 CME 相互作用是否对 SEP 事件有贡献仍是未解决的问题, 有待进一步的研究。

由于 STEREO 任务投入运行的时候几乎均处在太阳极小年期间, 所以 CME 连续发生的观测事例并不是很多。因此对于 2007 年 1 月 24—25 日、2010 年 7 月 30 日到 8 月 1 日发生的几个典型 CME 相互作用观测事件, Harrison 等人<sup>[63]</sup>, Webb 等人<sup>[64]</sup>, Lugaz 等人<sup>[65]</sup>, 以及 Liu 和 Luhmann<sup>[66]</sup>均进行了详细分析, 感兴趣的读者可参见文献 [63—66]。目前, 由于 STEREO<sup>[32]</sup>日冕仪所能提供的数据有限 (可覆盖大约 0.15 AU 的空间范围), 并且, 行星际局地测量设备大都受到自身飞行计划的限制, 无法配合已有的遥感设备对 CME 相互作用过程进行深入的探究, 所以尽管 CME 的相互作用对于灾害性空间天气可能有贡献, 但是其动力学、能量交换等过程还并不清楚。

对于空间天气预报而言, 对地 CME 到达地球的时间以及 CME 的地磁效应都是人们最关心的问题。CME 之间的相互作用能改变日球层中 CME 的动力学过程, 一方面影响 CME/ICME 原有的传播方向, 可能会对其对地有效性、到达地球的时间产生影响; 另一方面则可能会造成额外的激波对粒子的加速, 会增强 CME/ICME 的对地影响。更重要的是, CME 之间的相互作用后形成的复杂结构有可能包含更强的南向磁场分量, 造成强烈的

地磁暴<sup>[67, 68]</sup>。因此,在预报对地 CME 的过程中,这种相互作用应该受到重视。

### 3 利用常规手段观测对地 CME 存在的不足

目前,针对 CME 的观测仪器主要包括:日冕仪、射电日像仪、局地探测卫星和空间射电频谱仪。这些观测手段在对地 CME 观测过程中都会由于观测技术的特点及爆发事件位置的特殊性而存在一些难以克服的缺陷,使得对地 CME 的观测及预报存在一定的困难。我们在下面的章节中对这些问题分别进行讨论。

#### 3.1 日冕仪

日冕仪作为最主要的 CME 观测仪器,也是人们发现 CME 这类日冕大尺度扰动的观测设备。依靠电子的汤姆孙散射<sup>[69]</sup>,白光日冕仪可以观测到日冕以及 CME 中的自由电子所散射的来自光球的白光辐射,从而得知这类日冕大尺度扰动现象的发生、演化及传播过程。

1970—1979 年是 CME 开始被发现的时代,不过这一时期的 CME 观测数据实际上并不多。人类对 CME 研究的兴趣始于 1980 年。1980 年 2 月,太阳极大年任务 (Solar Maximum Mission, SMM) 卫星成功发射<sup>[70]</sup>,并成为这一时期观测 CME 最重要的设备。SMM 观测到超过 1 000 个 CME 事件,确认了 CME 的经典三分量结构。1995 年 12 月 2 日太阳日球层观测站 (SOHO)<sup>[72]</sup>发射成功,为我们提供了更多的 CME 的观测数据,使得太阳物理界对 CME 的关注度迅速超过了太阳耀斑,对 CME 的研究成为了太阳物理最热门的课题之一。日地关系观测站 (STEREO)<sup>[71]</sup>,作为新一代的太阳观测设备于 2006 年发射升空,首次实现了对 CME 的多视角观测,并且实现了对 CME 从太阳到 1 AU 范围的观测覆盖。因此,SOHO 与 STEREO 成为了对地 CME 观测中最主要的空间观测设备。SOHO<sup>[72]</sup>位于 L1 点,全天 24 h 观测太阳,至今 C2、C3 两个日冕仪还在正常运作,分别能提供  $1.5 \sim 6R_{\odot}$  和  $3.5 \sim 30R_{\odot}$  空间范围内的时间分辨率为 12 min 的观测资料。STEREO-A 和 STEREO-B 两颗卫星在地球轨道附近运行,而且以每年  $45^{\circ}$  的速度相互远离。其星载日冕仪 COR1 与 COR2 能够提供  $1.4 \sim 15R_{\odot}$  的实时观测数据,日球层成像仪 (Heliospheric Imager, HI) 能提供  $12R_{\odot} \sim 1$  AU 的极大视野内的观测资料,时间分辨率比 LASCO 高一倍。

尽管如此,空间日冕仪在对地 CME 的观测预报中仍旧存在难以消除的缺陷,包括:(1) 空间日冕仪可清晰地观测发生于日面边缘附近的 CME,但是对于源于日面中心附近、朝着地球爆发的对地 CME 基本束手无策,因为此时投影效应最显著;来自背景日冕强烈的散射光会影响对地爆发的 CME 的成像观测,使得 CME 的形态难以识别。然而,在绝大多数观测中,投影效应、背景散射光的影响不可忽略,并且难以消除(尽管三维重构技术在此方面有所弥补,但是重构中仍旧存在很多不可靠性,我们将在 4.3 节中具体讨论)。(2) LASCO/C2、C3 与 STEREO/COR1、COR2 日冕仪提供的立体观测视野至多只能达到  $15R_{\odot}$ <sup>[73]</sup>,仅能追踪 CME 事件在距离太阳相对较近时的传播。尽管 STEREO-HI 能够观测到 1 AU,甚至比 1 AU 更远的空间,但是这时的投影效应更为严重,难以准确地重构与预报。(3) 日冕仪的观测大多是图像数据,根据其推算的质量、密度等物理信息都在假设与近似下获得,对模型的依

赖性很高。(4) 空间日冕仪观测还会受到叠加效应的影响: 由于 CME 等离子体结构是光学薄的, 在太阳活动峰年爆发的 CME 往往会发生相互作用, 出现重叠效应, 使得其边界更难以界定; 同时, CME 边沿轮廓常因太阳风作用及投影效应变得模糊不清, 从而难以辨认。此外, 就 STEREO 的多视角成像的数据而言, STEREO-A 和 STEREO-B 双星每年以  $45^\circ$  的速度相互分离, 这意味着某些年份 STEREO 双星会运行至太阳背面, 无法与 SOHO/LASCO 同时提供三维观测数据。并且, 在 STEREO 立体视角观测中投影效应也无法避免, 或多或少地影响着重构的准确性。

### 3.2 局地卫星探测

局地卫星如同放入行星际空间的“探针”, 能够直接探测和记录 ICME 经过时的物理参数, 如: 等离子体密度、温度、磁场、速度等。局地卫星提供的 CME 观测数据具有较高的可靠性, 是遥感手段无法获得的。例如, Voyager, Helios, Ulysses, IMP 8 等早期局地卫星都先后探测到过 ICME<sup>[1]</sup>。在此之后, Wind<sup>[74]</sup> 和 ACE<sup>[75]</sup> 则成为 ICME 局地探测最主要的设备。ACE 作为最重要的早期空间天气探测系统, 始终处于地球的向日面, 能够检测 ICME 的动压及其磁场方向。尽管 WIND 也提供与此类似的监测服务, 但是 WIND 卫星的数据并不是实时可用的。

在对地 CME 预报方面, 局地探测可以记录下 ICME 的局地信息, 进行一定程度的预报, 但是在很多方面也同样存在不足。例如, 局地探测是单点探测, 无法提供 ICME 或是磁云 (Magnetic Cloud, MC) 的全局信息, 更不可能追踪记录 ICME 和 MC 的传播过程; 而且局地探测无法进行有针对性的主动探测, 唯有当 ICME 及 CME 传播经过卫星时才能被动地记录下相应的物理参数。更为重要的是, ACE、WIND 卫星都处在 L1 附近, 太靠近地球, 发出预警后留给我们反应的时间太短。

### 3.3 射电观测

在太阳爆发过程中, 我们经常在射电波段观测到剧烈且短促的流量增强现象, 其称作太阳射电暴。根据其射电动态频谱形态可以将太阳射电暴分为 I、II、III、IV、V 型射电暴及其伴随的精细结构<sup>[76]</sup>。射电观测往往可以记录下不同于白光日冕仪的重要射电信息, 通过对射电数据的分析和处理可以展开对 CME 及激波的等离子体诊断和进一步的研究。

当 CME 在行星际空间传播时, 其自身的等离子体物质团往往会与行星际介质发生相互作用。当 CME 传播速度足够大, 并超过当地的快磁声波的传播速度时, 在其前端就会有快模激波形成。快模激波会加速带电粒子, 被加速的电子会在激波的前后激发等离子体湍流—朗缪尔波, 经过复杂的波—波和波—粒相互作用从而形成我们经常观测到的射电 II 型暴<sup>[81]</sup>。观测表明, 射电 II 型暴起始于某一频率, 在高于这个频率的频段内则没有信号<sup>[77]</sup>, 并且一般还具备基波和二次谐波的特征结构, 有时甚至具有三次谐波结构<sup>[78]</sup>; 射电 II 型暴的带宽比较窄, 通常不会超过数百兆赫兹, 并且在射电动态频谱上通常表现为信号从高频向低频缓慢的频率漂移 (小于 1 MHz/s) 特征。

根据等离子体频率 ( $f_{pe}$ ) 与电子密度 ( $n_e$ ) 的关系  $f_{pe} = 0.00898 \sqrt{n_e}$  MHz, 以及  $f_{obs} = S f_{pe}$  ( $f_{obs}$  为观测频率,  $S$  为射电 II 型暴信号对的谐波数), 通过分析射电 II 型暴在

动态频谱图上出现的频率,我们可以获得射电 II 型暴发生区域的等离子体密度的信息。射电 II 型暴在动态频谱上通常表现为从高频向低频漂移的特征,这意味着射电暴的激发源从高密度等离子体区域移动到低密度等离子体区域;由于在日冕和行星际空间中等离子体密度都随日心距的增加而迅速降低,因此结合相应的日冕密度模型,根据射电 II 型暴的频率漂移率  $df/dt$ ,我们可以计算出日冕激波的运动速度,并进一步估算相应 CME 的传播速度,进而预测该激波到达地球的时间;另外,结合相应的模型,根据射电 II 型暴的起始频率和动态频谱图上的信号带宽  $\Delta f$ ,可以估算出激波出现区域的日冕磁场强度等重要信息<sup>[79]</sup>。

观测表明,行星际射电 II 型暴与行星际激波存在较好的相关性,所以射电 II 型暴的频率漂移可用于研究激波的传播速度;不过已有的观测结果表明,并不是所有的 CME 都伴有相应的射电 II 型暴<sup>[79, 80]</sup>。Lin 等人<sup>[77]</sup>基于 Lin-Forbes 太阳爆发磁通量绳灾变模型,定量地分析计算了磁场强度、等离子体密度和磁重联率等参数对射电 II 型暴的发生时间和起始频率的影响,其结果表明磁场强度、磁重联率和等离子体密度制约了射电 II 型暴的产生和起始频率。在有些区域中,磁声波的速度会很大,即使 CME 很快也不会产生射电 II 型暴;这就解释了为什么一些快 CME ( $v \geq 800$  km/s) 并不产生射电 II 型暴的原因。这类 CME 通常被称作射电静默的快 CME。这些结果表明射电 II 型暴出现时,就一定有快模激波和驱动快模激波的 CME 在日冕和行星际空间传播,但是反过来不一定正确。因此射电 II 型暴的出现可以作为有 CME 形成并快速传播的证据之一,然而,更多 CME 细节还需要借助别的手段才可能确定。

除此之外,当 ICME 在日球层空间传播时会引起近地空间的行星际闪烁 (Interplanetary Scintillation, IPS),因此 IPS 技术也是进行 ICME 探测的一种手段<sup>[81]</sup>。IPS 现象最早由 Hewish 等人<sup>[82]</sup>发现,其成因是由于行星介质的扰动导致了宇宙射电源信号的变化,通常在射电源的米波频段 (约 100 MHz) 被探测到。利用 IPS 技术可以实现太阳风的监测,也能够对行星际介质的密度扰动进行探测。早在白光日冕仪发现 CME 之前,IPS 技术便有可能已经探测到 ICME<sup>[83]</sup>。

ICME 和共转轴相互作用区 (Corotating interaction regions, CIRs) 均会伴随 IPS 现象,通常,与 ICME 相关的 IPS 仅持续 24 h 左右,而与 CIRs 相关的 IPS 则可能长达数天<sup>[84]</sup>。通过 IPS 技术对 ICME 伴随的行星际密度扰动的分析和研究,我们可以诊断 ICME 的空间传播性,进行 ICME 的识别和追踪,以及对 ICME 密度、结构等信息的提取<sup>[85, 86]</sup>。但是,IPS 技术一方面依赖于背景射电源的选择,这限制了技术自身对 ICME 追踪的范围;另一方面,尽管 IPS 技术对于小尺度扰动的诊断是可靠的,但对于 ICME 这类大尺度扰动的探测存在困难<sup>[87]</sup>。

总体而言,虽然射电频谱仪的观测具有长时间、高频率分辨率和宽频带观测的特点<sup>[88-90]</sup>,但它并不具备空间分辨率,无法得知 CME 的传播方向。近期在明安图建成的射电日像仪已具备一定空间分辨观测能力,但是由于技术等原因其观测频段又相对有限,难以达到很高的时间和频率分辨率。因此,利用现有的射电观测手段单独进行对地 CME 探测和预报,也存在明显的局限性。当然,结合对其他波段的观测资料的分析,能够在一定程度上克服这样的局限性<sup>[91, 92]</sup>。

## 4 现有对地 CME 空间效应的预报方法及其困难

在对 CME 预报方法的研究中, 人们最关注的问题是: CME 能否到达地球? CME 何时到达地球或近地空间? CME 是否携带南向磁场分量, 是否会对地球产生影响? 由 CME 引起的地磁暴强度会有多大, 会持续多长时间? 为了回答这些问题, 人们结合日冕仪、局地探测、射电观测对 CME 进行全方位、多角度、深层次的观测和研究, 发展了多种 CME 的预报方法。下面, 我们对这些方法及其优点与不足作详细介绍。

### 4.1 经验预报与动力学模型

2000 年, Gopalswamy 等人<sup>[93]</sup>在进行 CME 大样本统计时发现, CME 在日地空间中传播时会经历一个有效的加速过程, 并且加速过程与 CME 初始速度具有很高的相关性。于是, 他们提出一个以 CME 的初始速度作为输入变量的动力学模型, 简称 G93 模型, 以方便计算 CME 到达地球的时间。不过, 由于该模型仅考虑 CME 的动力学特性, 没有考虑 CME 的内能演化, CME 的加速过程被设定为从日冕到 1 AU 的整个空间范围, 而且作为模型输入量的 CME 初始速度会受到投影效应的影响这一因素并没有被考虑到, 因此该模型给出的预报结果很不理想。但是, 作为最早的 CME 预报方法, 该方法为后续的尝试提供了重要的参考, 同时, 他们还发现了“快速 CME 在背景太阳风作用下发生减速, 慢速 CME 在背景太阳风作用下发生加速”的现象<sup>[94, 95]</sup>。

之后, Gopalswamy 等人<sup>[94]</sup>、Manoharan 等人<sup>[95]</sup>、Michalek 等人<sup>[96]</sup>对 G93 模型进行了优化, 将 CME 的加速过程限制在某一有限高度内而非整个日地空间的范围内。由于 CME 有效加速截止距离未知, 因此, 他们通常假设 0.76 AU 作为有效加速的截止距离<sup>[97]</sup>; 同时, 他们还用 CME 的几何形态模型对 CME 的初始速度进行了一定的投影修正。G93 模型经过这样的修正后, CME 到达地球的预报时间的平均误差从 15.4 h 减小到 10.7 h。对于高速 CME 的预报则与观测结果符合得较好, 但是对于低速 CME 的预报结果则不甚理想。这极有可能是因为低速 CME 受背景磁场和太阳风的影响更为显著。

基于 CME/ICME 与背景太阳风的相互作用, Vršnak 等人<sup>[98]</sup>在 2007 年从动力学的角度提出基于等离子体阻滞的 CME 传播模型 (drag-based model, DBM)。他们考虑了 ICME 与背景太阳风的相互作用导致的加速/减速, 并进一步对模型进行了完善, 提高了预报结果的准确性<sup>[99]</sup>。2014 年, Vršnak 和 Temmer<sup>[100]</sup>对 2010 年 3 月—2011 年 4 月的 32 个 CME 进行了统计研究, 考察了这些 CME 到达地球的时间。他们将 CME 到达地球的时间与利用 DBM 模型和 Wang-Sheeley-Arge-锥状-日球层耦合模型 (WSA-ENLIL+CONE model) 估算的时间进行对比, 发现 DBM 模型得到的平均误差为 14.8 h, 与 WSA-ENLIL+CONE model 给出的平均误差 14.1 h 相近 (有关 ENLIL 模型的细节, 我们将在 4.3 节中提到)。他们认为这是由于太阳活动的增加使得预报误差偏大。DBM 模型作为动力学模型, 考虑了 ICME 与背景太阳风的相互作用, 但是仅能预报 CME 前端边界的到达时间, 无法提供 ICME 事件的持续时间以及对地影响估计。并且, DBM 模型中 CME 的形态未被考虑, 在实际情况中, CME 究竟是前沿到达还是其侧翼先到达地球不得而知。此外, DBM 模型也没有考虑可能发生的

CME 相互作用以及 CME/ICME 的偏转等复杂动力学过程,这也使得该模型仅仅能够为实际的预报提供一个参考,有可能出现误报。这个问题在太阳活动峰年复杂的背景太阳风环境下会更加明显。

另一方面,对于日地连线方向爆发的对地 CME 事件,由于爆发位置的特殊性,只有当 CME 扩张到超过掩日挡板时才能被地球附近的日冕仪观测到。而白光日冕仪所获得的 CME 的初始速度均来自对天空平面内 CME 单色像的观测,因此利用 CME 初始速度作为重要初始参数的经验模型会受到投影效应影响。为了减小天空平面投影效应的影响,CME 锥状模型<sup>[101]</sup>、冰激凌模型<sup>[102]</sup>等几何模型被用于 CME 投影效应的消除与修正。Xie 等人<sup>[101]</sup>在 2006 年利用锥状 CME 模型来减小观测投影效应,获得 CME 的径向速度。然而,这些尝试并没有起到显著消除投影效应的效果,单一视角观测 CME 的弊端使得经验与动力学模型预报的结果都存在很大的误差。

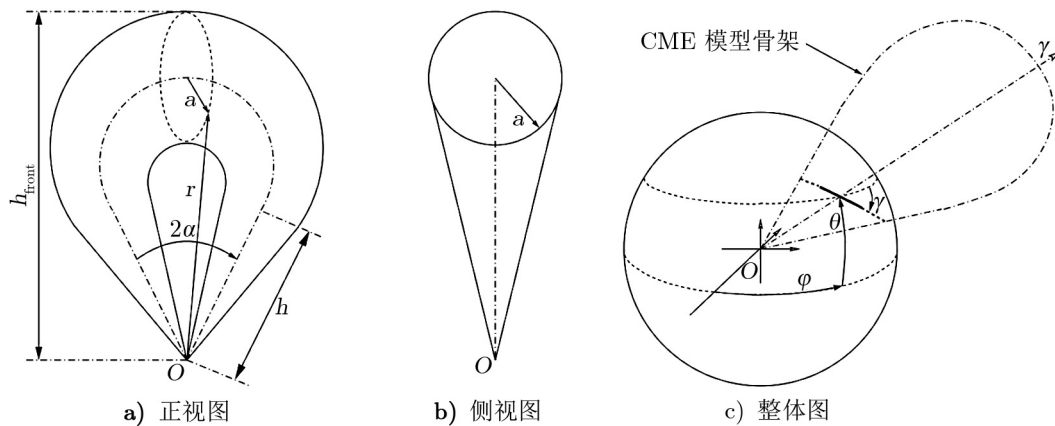
#### 4.2 三维重构技术

在 SOHO 时代,对 CME 的观测主要依赖于单一视角的日冕仪进行,观测图像通常会受到投影效应的影响而丧失 CME 真实空间结构的细节,使我们难以全面把握 CME 的形态与爆发后的动力学演化过程。尽管有不少针对几何形态的模型被提出,可对 CME 进行全面描述并消除投影效应,但效果仍不够理想<sup>[103-106]</sup>。为了解 CME 的三维空间形态参数,深入研究 CME 的起源与动力学演化过程及其对行星际空间的影响,美国于 2006 年 10 月成功发射了日地关系观测站 (STEREO)<sup>[32]</sup>,装载于其上的 SECCHI 日冕仪首次获取到太阳大气立体视角图像。结合 SOHO/LACSCO 观测,STEREO 提供的多视角、高分辨观测让 CME/ICME 的三维重构成为可能。三维重构技术作为研究 CME/ICME 的重要手段,为人们进行对地 CME 的预报研究提供了技术支持。三维重构技术作为对地 CME 预报研究中的辅助手段,可以帮助我们了解一些 CME 在被日冕仪挡板遮挡的视场中(最高到  $15R_{\odot}$ )的传播方向和三维结构。

对 CME 重构的研究方法多样,主要包括节点重构法 (Tie-pointing, TP)、正/反演模拟重构法、极化率技术、质量约束计算方法等等。早期应用较为广泛的方法是节点法,与之相近的是三角重构法 (triangulation, Tr)<sup>[107]</sup>。节点法<sup>[108]</sup>是基于立体视觉研究中的重要数学方法——对极几何 (Epipolar Geometry) 发展的三维图像重构方法。其基本原理为:如果我们从不同的角度得到了同一物体的图像,那么该物体上的任意一点在两幅图像中的相对位置应该存在某种对应关系,而这种对应关系则受到两个图像所在平面的空间几何关系的约束。这种约束关系在计算机视觉与图像识别中就被称为对极几何关系。根据这样的关系,我们就可以通过分析从不同角度获得的目标的照片来重建目标的三维或立体结构。依据这个原理,我们利用 STEREO 的双星观测数据来重构和获取 CME 的空间三维信息。在实际操作中,可以利用裸眼或局地相关追踪技术,依靠观测到的 CME 上的一些特殊位置或特殊结构,如前沿、密度变化较为明显的区域、或是等离子体团来建立上述对极几何关系。一旦各个像素对应的点之间的相应关系被建立起来,运用对极几何的有关方法,就可以将照片上的目标的三维结构反演出来,实现对观测目标的定位和三维重构。在此基础上,Mierla 等人<sup>[109]</sup>、Maloney 等人<sup>[110]</sup>又发展了三维高度-时间技术 (3D-HT),局地相关追踪-节点重构技

术 (LCT-TP)<sup>[111]</sup>等。需要注意的是, 节点重构方法必须要求同时从不同的视角来识别对应 CME 结构, 但并不是所有 CME 事件的观测都能达到要求。

目前, 使用较为普遍的重构方法为正演模拟方法<sup>[112, 113]</sup>。在正演模拟过程中要事先假设一个参数模型, 然后通过迭代拟合直到参数模型图与实际观测数据达到最佳吻合。正演模拟基于模型假设能给出自洽的物理解, 并且通常会有唯一解。与之相比, 反演模拟则不需要预先设置 CME 形状, 通过与实际观测到的日冕仪图像数据对比, 利用网格最小化来解决 CME 的 3D 电子密度分布。由于限制相对较少, 反演模拟的解通常不唯一。从本质上来说, 反演模拟是欠约束的, 而正演模拟却又是过度约束的。Antunes 等人<sup>[114]</sup>尝试结合正演模拟与反演模拟, 利用像元法 (the PIXON method)<sup>[115]</sup>对 STEREO 观测到的 CME 事件进行 3D 重构, 但是, 他们采用的方法自身的限制太多, 并且出现了多个可能的解。由于正演模拟需要预设 CME 的几何模型, 因此, 有许多 CME 的几何模型被提出。基于 CME 形态观测, Thernisien 等人<sup>[112]</sup>在 2006 年提出渐变圆柱壳模型 (the Graduated Cylindrical Shell model, GCS model), 并提出了基于磁通量绳状的 CME 正演模拟技术。目前, 这是主流的三维重构模拟技术 (GCS model-正演模拟)。GCS 模型作为 CME 的几何模型, 能在重构中实现大尺度通量绳状 CME 的重建。GCS 模型的主体为管状, 连接太阳表面的两个圆锥对应着 CME 的两个脚, 电子密度按照非对称的高斯分布沿径向充满了目标的磁结构, 图 9 为 GCS 模型的示意图。



注: a)、b) 中虚线代表圆柱的中心轴线, 实线代表 GCS 模型平面截线,  $O$  点对应太阳中心。a) 中  $h$  为 CME 的脚高度,  $h_{\text{front}}$  为 CME 前沿高度,  $\alpha$  为两脚之间的半角宽度,  $a$  为圆柱半径,  $r$  为从太阳中心到圆柱的距离; c) 虚线环对应 CME 的中心线或者说是 CME 骨架,  $\varphi$  和  $\theta$  分别为经、纬度,  $\gamma$  为相对于模型对称轴的倾角。

图 9 渐变圆柱壳模型 (GCS model) 示意图<sup>[113]</sup>

2009 年, Thernisien 等人<sup>[113]</sup>利用 GCS 模型-正演模拟方法对发生在 2007 年 11 月至 2008 年 8 月之间的 26 个 CME 进行了三维重构模拟, 通过正演模拟获得了 CME 事件的三维速度、前沿加速度, 以及绝大多数 CME 事件的爆发方向等信息。Wang 等人<sup>[31]</sup>所开展的 CME 偏转观测的工作, 正是利用 GCS 模型-正演模拟的三维重构方法获得 CME 事件的初

始爆发方向等空间参数,对 ICME 的行星际偏转现象进行了认证。图 10 为用 GCS 模型-正演模拟方法对 2011 年 2 月 14 日 21:39 UT 的 CME 的三维重构结果<sup>[116]</sup>。

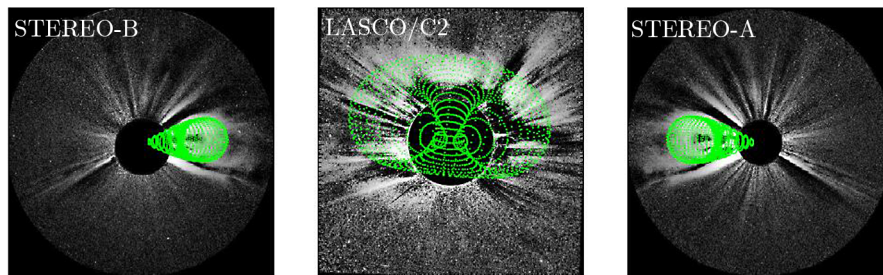


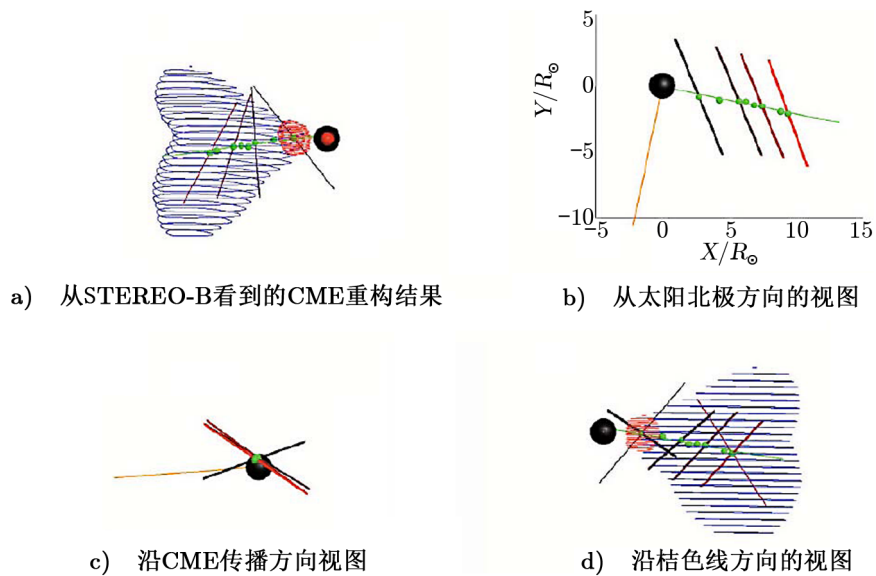
图 10 GCS 模型-正演模拟方法对 CME 事件的三维重构<sup>[116]</sup>

值得一提的是, Feng 等人<sup>[117]</sup>随后发展了 3D 遮罩拟合重构法 (3D mask fitting reconstruction method)。在这个方法中没有设置任何预先的 CME 形状,而是通过对多视角 CME 投影图像的遮罩获得接近真实 CME 的三维空间结构,因此能够适用于形态相对复杂的 CME 事件,不像正演模拟方法那样必须预设受到严格限制的 CME 几何模型。在进行 CME 结构的三维重构时,首先要识别每幅图像中 CME 的边缘;之后建立三维网格,依据 CME 边缘信息进行网格切割;然后,利用 Bezier 曲线完成对各幅图像中空间网格边缘的平滑处理,对比日冕仪的观测结果,获得具有光滑表面的 CME 三维图像;最后,计算 CME 三维结构的几何中心以及主轴线。通过对不同时刻日冕仪数据的重构,就能够获得 CME 的经纬度、传播方向等物理信息,并跟踪 CME 的空间扩张过程。利用这一方法, Feng 等人<sup>[117]</sup>对 2010 年 8 月 7 日 CME 事件进行了三维重构,并结合金星特快卫星 (VEX)、STEREO 与 ACE 局地卫星数据进行了检验 (见图 11)。

不过,目前三维重构技术与 STEREO 立体视角的观测,在对地 CME 的观测研究与预报工作中,仍然存在一些困难与问题:一方面是三维重构技术本身的缺陷,另一方面是立体视角数据的限制。本质原因是由于对地 CME 的观测手段存在一些缺陷: STEREO 的多视角观测的效果并未达到原先的科学预期,无法提供计算或重构 CME 三维结构所需的完整的观测数据<sup>[73]</sup>。

就重构技术本身而言,目前所使用的三维重构方法仍需要依靠某些假设与限制来解决 CME 的形状重建。由于 CME 形态各异,演化多样,这使得假设与限制的选择尤为关键,不同的假设通常导致差别较大的结果,甚至造成结果不唯一的困难。同时, CME 在不同日冕仪视野中的识别与数据整合存在一定的难度,并不是所有具有立体视角观测到的 CME 均可进行重构。在很多情况下,从不同视角获得的观测资料不一定能较好地匹配整合,描述 CME 的参数时有多种可能性存在。尽管 STEREO-A 和 B 双星可以从不同角度观测 CME,但是它们各自与太阳连线之间的夹角必须大于某一临界值才能较好地消除投影效应,进行图像匹配。此外,三维重构技术能够较好地完成重构并提取爆发于宁静背景下单一 CME 的三维信息;对于爆发于太阳极大年附近年份的 CME,通常难以进行识别和重构,因为此时 CME 爆





注: 各图中黑到红四条 CME 主轴线分别表示 2010 年 8 月 7 日 CME 事件分别在 18:48, 19:54, 20:39 和 21:24 UT 四个时刻的方向; 绿色点表示 CME 在不同时刻的几何中心位置; 绿色实线表示 CME 传播的方向; 桔色实线垂直于传播方向, 并且处在太阳赤道平面内。

图 11 3D 遮罩拟合重构法对 2010 年 8 月 7 日 CME 事件的重构<sup>[117]</sup>

发频繁导致行星际空间的磁场背景复杂, 而且还常发生 CME-CME 的相互作用、CME 与背景太阳风相互作用等更为复杂的过程, 这使得 CME 的形态变得更加复杂多变, 难以拟合重构。Mierla 等人<sup>[73]</sup> 利用常见的多种三维重构方法对具体事件进行了重构, 并详细地分析对比了各种重构方法, 讨论了不同重构方法的缺点, 有兴趣的读者可自行查阅。

对上述结果作一简单总结, 我们意识到, CME 在日冕和行星际空间中所发生的偏转、旋转、CME 相互作用等复杂动力学过程在很大程度上会改变原有 CME 的几何形态、传播方向、传播速度、南向磁场分量等空间和物理特性, 对利用三维重构技术来获取 CME 的三维信息的方法以及获得的信息存在负面影响。因此, 单纯使用三维重构技术很难直观地帮助我们探究这些复杂的动力学过程和 CME 的几何结构, 特别是对那些发生在太阳极大年期间或附近年份的连续发生的 CME 事件则更是如此。

#### 4.3 数值模拟方法

数值模拟作为研究和了解太阳爆发的重要工具, 能用于探讨卫星或地基观测设备无法进行观测的物理过程。为了克服观测的不足, 不少数值模拟模型被建立和发展起来。在早期的模拟研究中, Dryer 和 Smart<sup>[118]</sup>、Smart 等人<sup>[119]</sup>、Smith 和 Dryer<sup>[120]</sup>、Fry 等人<sup>[121]</sup> 先后发展了三个应用于 CME 与激波预报的数值模拟模型: 激波到达时间模型 (STOA)、行星际激波传播模型 (ISPM)、Hakamada-Akasofu-Fry2.0 模型 (HAFv.2)。

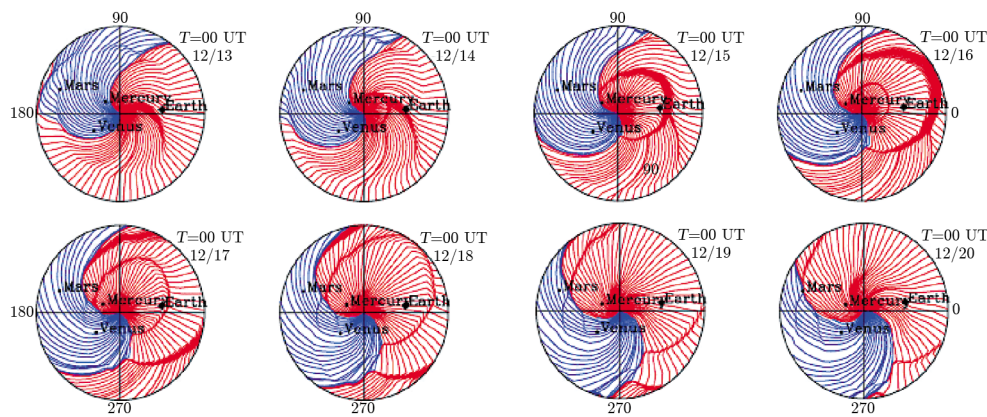
STOA 模型<sup>[118, 122, 123]</sup> 基于爆炸波相似理论, 同时利用定向爆发源加以修正。这样的理论也被应用于超新星与氢弹爆炸模拟。在该模型中, 激波由初始的爆炸 (耀斑) 驱动, 被假设

在一段距离中以常速度  $v_s$  传播。当激波向外扩张后,会以爆炸波的形式减速 ( $v_s \approx R^{-\frac{1}{2}}$ )。其中,总能量转换过程决定着准球形激波的立体角,以及激波在均匀太阳风中传播的距离。在这个模型中,激波最快的部分被认为是沿着从太阳中心到耀斑发生位置的矢量方向传播的,而激波的侧翼会最先因黏性欧姆耗散退化为磁流体力学波。耀斑之上的激波速度直接由观测到的射电 II 型暴的频谱漂移结合日冕密度模型计算得到。激波强度以日心-耀斑矢量方向为最大值,在黄道平面内以余弦函数形式减弱,不考虑行星际存在的磁场和等离子体结构的影响(包括如 CME-CME 相互作用在内)。对模型输入变量的确定需要以下观测数据:耀斑发生时的日面纬度,米波射电 II 型暴的起始时间(本质上是软 X 射电流量的峰值时间),定向爆发的持续时间,以及第一拉格朗日点(L1)的太阳风速度  $v_{sw}$ 。而 STOA 模型结果包括:(1)黄道平面内任意位置的激波到达时间(SAT);(2)激波的阿尔芬马赫数,当马赫数小于 1.0 时认为激波演化成了磁流体力学波;(3)激波从低日冕到达地球的总时间。

ISPM 模型<sup>[120]</sup>基于 2.5D 激波数值模拟工作中的磁流体力学。模型假设太阳源区注入到太阳风中的净能量与太阳源区位置已知,就能根据 Smith 和 Dryer<sup>[124]</sup>推导的代数方程计算获得激波到达 1 AU 处的时间与强度。模型中,驱动源持续时间超过 2 h 的事件持续时间均被设定为 2 h,计算表明这并不影响前沿激波的特性。此外,模型使用的输入数据与 STOA 模型相同,仅在太阳风速度的输入上有所不同,ISPM 模型设定  $v_{sw} = 340$  km/s,其输出结果包括:(1) SAT;(2)从低日冕到地球的总传播时间;(3)激波到达地球时间的动压跳变;(4)激波强度指数(SSI)。不过,ISPM 模型也没有考虑 CME 在传播过程中与周围环境可能发生的相互作用。

HAFv.2 模型由 Fry 等人<sup>[121]</sup>建立,能够完成作为时间、位置的函数的太阳风速度、密度、磁场以及动压计算。之前,该模型曾被用于模拟宁静与活动时期的太阳风环境<sup>[125, 126]</sup>,也被用来研究行星际扰动的传播,并进行日球层及日球层电流片的三维结构可视化研究<sup>[127]</sup>。HAFv.2 模型本质上是一个动力学修正模型,模型考虑了:(1)来自太阳非同源的太阳风;(2)太阳风流之间的相互作用,认为快速流会追赶低速流。模型结合 MHD 解和动力学方程获得速度,由方程的二次积分获得太阳风流体元胞位置,并以其他研究者的 MHD 数值模拟结果进行模型的内部参量校准<sup>[128]</sup>。HAFv.2 模型同时还可以使用来自太阳源区的磁场分析数据,进行激波传播演化与太阳风位形模拟。HAFv.2 模型使用的观测数据与 STOA、ISMP 模型相同,不同之处在于模型自身可进行太阳风速度计算,更符合预报要求。该模型模拟计算输出结果包括:(1)太阳风速度、密度、行星际磁场强度以及极性;(2)相关物质流量;(3)预报结果的置信度。图 12 为 HAFv.2 模型对 2006 年 12 月 13 日—20 日期间两个耀斑发生后的行星际激波在黄道平面的数值模拟的结果<sup>[129]</sup>,模拟范围为 2 AU。从图中可以清楚地辨认出,两个先后发生的激波于 12 月 19 日发生相互作用。

Oler 等人<sup>[130-132]</sup>为了对比分析上述三个模型的预报效果,先后检验了数百个事件(包括 2003 年 10—11 月的万圣节事件),发现以上提到的所有预报模型所获得的 ICME 激波到达地球时间的平均误差,或者说均方根误差都达到约 10 h 或者 10 h 以上。表 1 给出的是 2002 年 McKenna-Lawlor 等人<sup>[133]</sup>得到的检验结果。他们利用 STOA、ISPM 和 HAFv.2 三个模型分别对 11 个伴随耀斑的晕状 CME 所产生的激波进行数值模拟,结合观测对比分析了三



注: 图中标出了地球、水星、金星和火星的位置; 以红色、蓝色标记行星际磁场的极性, 红色是向内, 蓝色是向外。

图 12 HAFv.2 模型对 2006 年 12 月 13 日—20 日之间两个耀斑发生后的行星际激波的数值模拟<sup>[129]</sup>

个模型对激波的预报结果, 细节可见表 1。

在上述模型被提出并被使用的同时, ICME 与激波的不同预报模拟模型也逐渐被建立和发展起来。2007 年, Wu 等人<sup>[134]</sup>结合 HAFv.2 与 3D-MHD 数值模拟提出新的混合模型, 并研究了 1997 年 5 月 12 日至 2007 年期间的 ICME 事件。Toth 等人<sup>[135]</sup>在空间天气模型框架 (Space weather modeling framework, SWMF) 下对 2003 年 10 月 28—30 日磁暴事件由太阳到电离层的模拟, Lugaz 等人<sup>[136]</sup>也利用 SWMF 对 2000 年 11 月 24 日的 CME 事件进行了模拟。为了消除投影效应、简化对地 CME 参数的测定, CME 锥状模型这一基于观测提出的 CME 几何模型也被应用于模拟工作之中<sup>[101]</sup>。

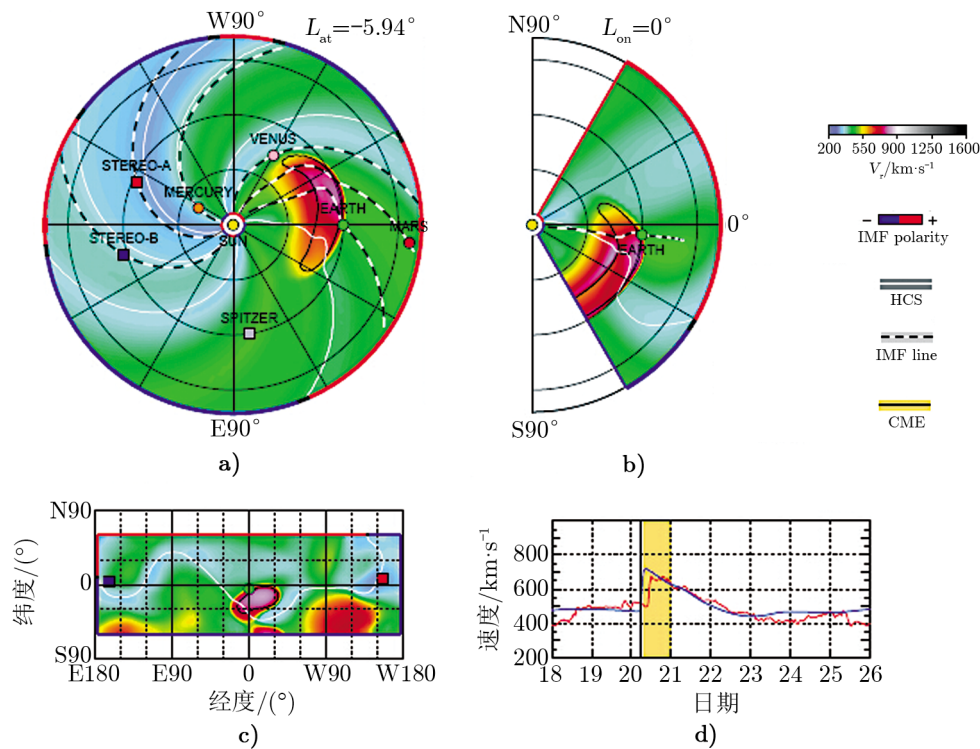
此外, 由于 ENLIL 模型<sup>[137]</sup>是一个随时间变化的三维 MHD 日球层模型, 可以利用 Lax-Friedrichs 总变量消除算法进行等离子体质量、动量、能量密度以及磁场的计算。ENLIL 模型在径向上的计算区域从  $21.5R_{\odot}$  延伸至近 10 AU, 并且能接受 Wang-Sheely-Argge (WSA) 日冕模型<sup>[138]</sup>提供的边界条件, 从而对 CME 与太阳风同时进行模拟。2009 年, Taktakishvili 等人<sup>[139]</sup>利用 ENLIL 锥状模型模拟了 CME 在行星际空间的传播, 用 ACE 卫星观测数据对预报结果进行了检验; 同时, 还对比了 Gopalswamy 等人于 2005 年提出的激波经验预报模型<sup>[140]</sup>。他们发现 ENLIL 锥状模型比 ESA 模型表现得更好, 在 14 个模拟事件中 9 个事件的预报结果比实际到达的时间早; 所有预报时间的绝对误差平均值接近 6 h。另外, Mays 等人<sup>[141]</sup>也利用 Wang-Sheely-Argge-锥状-日球层耦合模型 (WSA-ENLIL+CONe model) 对 2013 年 1 月至 2014 年 7 月的 35 个 CME 事件进行了模拟。他们发现其中 17 个 CME 预言会到达地球, 正确性达 62%, 到达时间的平均误差为 12.3 h。图 13 给出 2014 年 4 月 18 日爆发的 CME 事件在 4 月 20 日 06:00 UT 的模拟结果。

冯学尚等人<sup>[142]</sup>对 SWMF、HHMS、SSCS 等多个近期发展起来的模型从物理内容、计算格式和计算结果等方面对日冕和行星际空间太阳风暴数值模拟工作中要注意的问题进行了详细总结, 同时也指出了各个模型的优势与限制。

表 1 三个早期模型对 11 个激波事件数值模拟结果对比<sup>[133]</sup>

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
Event	IP Shock						STOA			
	Date		S/C	$V_{tr}$	$V_{sh}$	$V_{sh}/V_{tr}$	$TTd$	$TTs$	$Ma$	
No.	DD/MM/YY	UT		/km·s <sup>-1</sup>	/km·s <sup>-1</sup>		/h	/h		
1	15/05/97	1:15	W	613	467	0.76	68	46	7	
2	06/11/97	22:18	W	651	495	0.76	64	52	4.8	
3	04/05/98	2:25	A	1126	780	0.69	37	38	7.8	
4	20/02/00	20:47	A	563	487	0.86	74	75	1.5	
5	"	"	"	579	"	0.84	72	77	1.3	
6	06/04/00	16:03	A	850	756	0.89	49	46	5.6	
7	08/06/00	8:41	A	1016	864	0.85	41	49	4.3	
8	15/07/00	14:17	A	1488	1150	0.77	28	29	7.9	
9	23/01/01	10:07	A	661	660	1.00	63	89	1.4	
10	"	"	"	683	"	0.97	61	62	3.7	
11	31/01/01	7:22	A	661	470	0.71	64	66	2.3	
	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Event	ISMP		HAFv.2		$T_s$	$T_i$	$T_h$	Contingency		
	$TTi$	$SSI$	$TT_h$	$SSI$	pred.-obs.			Table-info		
No.	/h		/h		/h	/h	/h	S	I	H-v.2
1	30	1.3	37	0.13	-22	-39	-31	H	m	m
2	40	0.9	41	0.01	-12	-24	-23	H	H	H
3	25	1.4	24	0.3	1	-12	-13	H	H	H
4	81	5	63	0.3	1	7	-11	H	H	H
5	86	0.6	62	0.3	in	in	in	cn	cn	cn
6	45	0.6	42	-0.13	-3	-4	-6.6	H	H	H
7	38	1	33	0.2	8	-4	-8.3	H	H	H
8	25	1.4	28	0.35	1	-3	0	H	H	H
9	mHd	-0.2	48	0.07	in	mHd	in	cn	cn	cn
10	51	0.6	46	0.07	1	-10	-15	H	H	H
11	mHd	-0.3	71	-0.04	3	m	8	m	m	m

注：表中 2—3 列为行星际激波发生的时间；第 4 列为观测激波的卫星 (Wind 或者 ACE)；5—7 列分别为：日地传播平均速度 ( $V_{tr}$ )、局地激波速度 ( $V_{sh}$ )、两者比值 ( $V_{sh}/V_{tr}$ )；第 8 列是激波实际到达时间；9—10 列为 STOA 模型预报时间 ( $TTs$ ) 和模拟的磁声波马赫数 ( $Ma$ )；11—12 列为 ISMP 模型预报时间 ( $TTi$ ) 和模拟激波强度指数 ( $SSI$ )；13—14 列是 HAFv.2 模型预报时间 ( $TT_h$ ) 和对应激波强度指数 ( $SSI$ )；15—17 列为三种模型预报时间误差；18—20 列为事件可能性：到达 (H)、错过 (m)、纠正无效 (cn)。表中“”代表同上；“mHd”代表演化为磁流体力学波；“in”代表发生相互作用。



注: a) 为常数纬度面; b) 为子午线面; c) 为 1 AU 处的投影平面, 输出的 CME 参数: 速度  $1394 \text{ km/s}$ , 方向: 纬度  $9^\circ$ , 经度  $-35^\circ$ , 半角宽度  $46^\circ$ ; d) 为地球处 CME 实测速度 (红色) 与模拟速度 (蓝色) 的时间曲线, 两者符合得很好。

图 13 2014 年 4 月 18 日爆发的 CME 事件在 4 月 20 日 06:00 UT 的模拟<sup>[141]</sup>

我们注意到, 因为数值模拟预报方法中用了不少近似条件, 使得模拟结果不能准确预报 ICME 及激波。早期行星际激波的数值模拟预报充满了不确定性: 耀斑产生激波在模型中已经是较为安全保守的假设, 但实际上激波的产生和驱动比假设复杂得多; 激波的测定依赖日冕密度模型假设, 这使得激波速度测定通常偏离真实值; 没有实时测定耀斑输出能量的方法, 使得激波产生的输入参数总是依靠经验进行设定; 实际的背景太阳风具有非均匀性, 激波与 CME 会在传播过程中经历更复杂的动力学过程, 存在发生变形、偏转、甚至是被破坏的可能, 而数值模拟往往难以模拟这些复杂情况。另外, 数值模拟的初始条件与边界条件设置大多来自实际观测, 在日地连线附近传播的 CME 通常受到投影效应的明显影响, 使得很多输入参数存在偏差。

一般来说, 发生在宁静背景中的情况比较简单, 容易把握, 因此对宁静背景下得到的 CME 事件与激波的模拟结果是可以接受的。目前, CME 与激波的模拟预报研究能较好地再现太阳活动极小期与下降期的太阳风背景结构。但是对于爆发活动频发的太阳极大年基本上很难进行有效的模拟, 也难以考虑模拟 CME-CME 相互作用等复杂动力学过程。因此, 数值预报与有效准确预报对地 CME 之间还存在一段可观的距离。

总而言之,目前的对地 CME 常规观测手段和预报方法都无法实现对地 CME 准确有效的预报。Zhao 与 Dryer<sup>[143]</sup>对现有的 CME 预报模型进行了详实的介绍,同时对比分析了常用预报模型的特点。他们指出,有的模型考虑了很多可能影响预报结果的因素,但是与一些简单的预报模型相比,这些复杂模型的预报能力和准确性并没有得到明显的提高。对 CME 的大样本数据预报中,各类模型的预报结果通常都会产生大约 12 h 的均方根误差和 10 h 的绝对误差,换句话说,现有的预报模型中没有哪一个会明显地比其他模型更具优势。

另外,在太阳极大年份太阳活动剧烈,CME 爆发频繁,经常涉及到较为复杂的磁场结构,而且相邻两次爆发时间间隔小。那些剧烈程度较高的对地 CME 对空间天气的影响会很显著。因此,在太阳活动极大年期间及时发现和跟踪快速 CME,掌握其结构特征和演化规律,对准确预报可能发生的灾害性空间天气就显得尤为重要。但由于爆发位置的特殊性,对地 CME 的观测常常受制于投影效应、日冕仪遮挡、三维信息不全面等因素。并且,CME/ICME 在传播的过程中可能出现偏转、旋转、CME 相互作用等复杂动力学过程,也会影响 CME/ICME 的传播方向以及对地有效性。鉴于这些常规被动式观测手段与预报方法的局限性,我们必须发展更加直接、准确、高效的 CME/ICME 诊断与监测技术。而太阳雷达则极有可能成为实现这一目标的有效手段。

## 5 太阳雷达

太阳雷达是通过雷达装置向太阳发射特定频段的电磁波,然后接收并分析被太阳反射回来的电磁波信号,从而实现太阳大气等离子体物理性质进行诊断和研究的探测技术。由于我们接收的是主动发射到太阳的雷达信号的回波,所以利用雷达技术对太阳进行探测的手段又称为主动探测手段。

用雷达技术来探测太阳的最初设想在 1952 年由 Kerr<sup>[144]</sup>提出,接着 Bass 和 Braude<sup>[145]</sup>进一步从理论上确定了最基本的设备需求,并强调了太阳雷达的重要性。最早的太阳雷达实验在上述理论基础上开展进行,并于 1959 年第一次收到回波<sup>[146]</sup>。随后人们对太阳雷达探测这一科学目标进行了一段时间的实验探究。1961 年,James<sup>[147]</sup>领导的研究组以日冕探测为课题,在美国德克萨斯州 El Campo 进行了长达 8 年的太阳雷达实验,并且接收到大量的太阳雷达回波信号。可惜的是,由于当时对太阳活动观测和日冕结构认识的匮乏,导致很长一段时期内这些数据并未得到深入的分析和研究,以及进一步的理解。1969 年后 El Campo 太阳雷达探测实验完全终止。

该项实验被终止的原因很多,在科学上主要是因为 20 世纪 70 年代以前,人们对太阳物理大尺度活动的观测及研究还处于起步阶段,CME 这样的大尺度日冕扰动还未被发现;而且,当时不具备结合多波段联合观测的条件。这使得对 El Campo 太阳雷达回波数据的解释遇到了极大的困难。此外,当时利用高频雷达进行天文探测是主流研究方向,太阳雷达的工作频段偏高。利用高频雷达波观测太阳时,雷达波要么直接穿透日冕和过渡区,到达稠密的色球层并发生严重衰减,微弱的回波信号往往难以在太阳强烈的背景噪声中被识别和提取出

来; 要么在日冕中发生折射, 与太阳擦肩而过而没有任何回波。由上述原因可知高频雷达波不适合用于太阳雷达探测。与此同时, 伴随着 SMM、Yohkoh 与 SOHO 等空间观测卫星的发射升空并成功传回观测数据, 大量具有高空间、高时间分辨率的单色像观测数据丰富了太阳物理研究。与之相比, 射电观测由于缺乏空间分辨率, 而当时的技术还未达到可以支持发展射电日像仪的水平, 因此太阳物理的射电研究被逐渐边缘化了。自然, 在射电波段进行的对太阳活动探测的太阳雷达实验也跟着没落了。

随着太阳活动的多波段观测研究不断发展, 人们对太阳活动有了更全面的了解。CME 作为导致地球上灾害性空间天气的主要驱动源, 对其进行探测与研究成了太阳物理和空间物理领域中的重要课题。现在, 根据对太阳活动和 CME 的已有知识, 人们认为 El Campo 太阳雷达作为超越时代的大型太阳探测设备, 极有可能已记录下对地 CME 相应的雷达回波信号<sup>[149]</sup>。考虑到常规太阳活动观测手段的不足与缺陷, 以及现代雷达技术的提高, 利用太阳雷达进行太阳活动研究, 尝试对地 CME 的探测与预报又成为新的研究课题。

### 5.1 太阳雷达原理

雷达波在日冕中的传播, 实际上就是电磁波在各向异性的磁化等离子体中的传播。某一频率的电磁波进入等离子体后, 能够在等离子体频率低于电磁波频率的区域内传播, 但是会在等离子体频率高于电磁波频率的边界上被反射回来。由于等离子体频率直接取决于等离子体的密度, 因此电磁波在日冕中的传播特点很大程度上依赖于日冕的密度分布。等离子体中与电磁波传播有关的两个特征频率是: (1) 与等离子体密度有关的等离子体频率; (2) 与磁场有关的电子回旋频率  $\Omega_e$ 。等离子体与电磁波的相互作用使得日冕物质对于从远处 (等同于真空) 传来的电磁波而言属于光疏介质。正是电磁波从光密介质进入光疏介质时会在分界面上发生全反射的特点, 构成了利用雷达技术探测太阳的基本物理原理, 图 14 为太阳雷达探测对地 CME 的原理示意图。

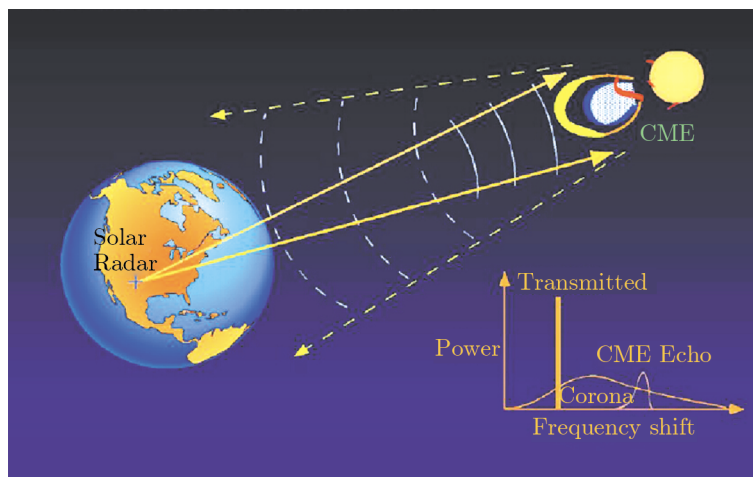


图 14 太阳雷达探测对地 CME 原理示意图<sup>[148]</sup>

### 5.1.1 电磁波在等离子体中的传播

电磁波在等离子体中的传播特征依赖于等离子体密度、电子温度和磁场，以及电磁波本身的频率。一方面，电磁波向着日冕等离子体入射时，频率越高的电磁波受到日冕的吸收作用越强烈<sup>[150]</sup>。对于频率过高 (500 MHz 以上) 的电磁波，它可以很轻易地穿透日冕，要么进入太阳低层的稠密大气被完全吸收，要么与太阳擦肩而过。另一方面，在雷达波向着日冕传播的过程中，地球电离层中的等离子体会对电磁波产生屏蔽效应。为了避开地球电离层的影响，地基雷达的探测频率应该高于 10 MHz。因此，雷达波工作频段的选择尤为关键。

电磁波在等离子体中的波数为  $k = n\omega/c = \beta + j\alpha$ ，其中  $j = \sqrt{-1}$ ， $\beta$  取决于当地日冕的等离子体密度和磁场，而衰减项  $\alpha$  则取决于电磁波的频率、等离子体密度和电子温度  $T_e$ 。当入射电磁波在日冕中传播到某一深度  $h$  时，其频率会与当地的  $\omega_p$  相同使得  $\beta = 0$ ，这时入射电磁波会被完全反射回来。以 El Campo 雷达为例，38.25 MHz 的雷达波的反射点主要分布在  $1.3 \sim 1.6R_\odot$  高度范围的日冕层内，偶尔也能到达  $2 \sim 3R_\odot$  甚至  $5R_\odot$  的高度。而等离子体与电磁波的相互作用也会造成电磁波在传播过程中的衰减。Yoh<sup>[151]</sup> 的计算结果表明，经过太阳大气反射回来的雷达波，其衰减因子 (或称光学厚度) 分别与温度的  $3/2$  次方成反比、与入射波频率的  $3/2$  次方成正比、与等离子体密度的  $1/4$  次方成正比。如果不考虑其他因素，根据 Yoh<sup>[151]</sup> 的计算，我们发现对着日心直射的雷达回波的衰减率在频率为 50 MHz、80 MHz 时分别为 5% 和 40%，而在 2 GHz 时，衰减率则高达 97% 以上！因此，使用高频雷达进行太阳探测实验，几乎不可能得到任何有意义的结果。Coles<sup>[152]</sup> 以冕洞与赤道冕流为例，近似估算了两类结构中雷达波频率与反射高度的关系，指出用太阳雷达进行日冕探测的理想工作频段在 15~100 MHz 之间。

根据斯涅耳定律，电磁波在日冕中的传播路径满足如下关系 (见图 15 a))<sup>[153]</sup>：

$$n\rho \sin i = a, \quad (1)$$

其中  $n$  是折射率， $\rho$  为日心距离， $i$  为入射角， $a$  为瞄准距离。对于给定的一束入射波，瞄准距离  $a$  是常数<sup>[153]</sup>。如图 15 a) 所示，对于雷达波传播路径中的点  $(\rho, \theta)$ ， $\rho$ 、 $\theta$  与  $i$  之间的关系为：

$$\frac{\rho d\theta}{d\rho} = -\tan i. \quad (2)$$

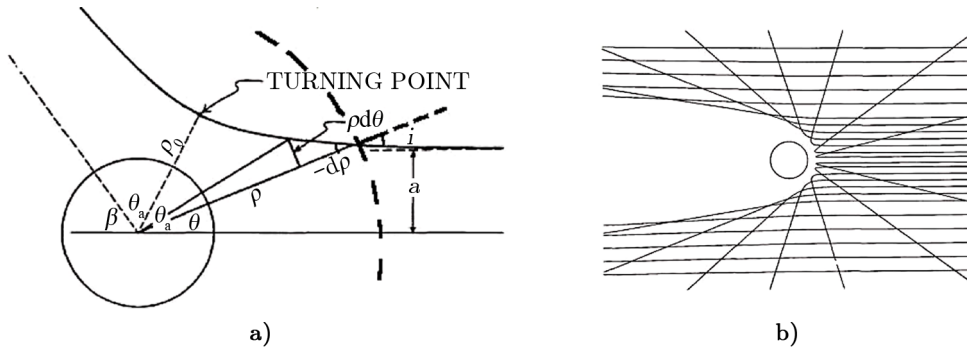
如果折射率  $n$  仅是距离  $\rho$  的函数，并且雷达波传播的路径上没有磁场，那么将式 (1) 代入式 (2)，经过简单的代数运算，并在等式两边积分，即可获得路径积分公式：

$$\theta = \int_{\rho}^{\infty} \frac{a}{\rho(n^2\rho^2 - a^2)^{1/2}} d\rho. \quad (3)$$

根据式 (3) 在对应不同  $\omega$  的情况下，我们计算得到雷达波在太阳附近的传播路径 (见图 15 b))。

对于我们感兴趣的低频电磁波，当日冕等离子体中存在磁场时，其折射系数由著名的





注: a) 电磁波路径计算的原理示意图, 其中  $\rho$  为雷达波传播路径上某一点与原点的距离,  $\theta$  为这一点的极角, 虚线圆弧为入射波的反射界面; b) 频率为 38 MHz 的从地球射向太阳的雷达波在日冕中的传播路径示意图。

图 15 电磁波在日冕中的传播示意图<sup>[153]</sup>

Appleton-Hartree 公式<sup>[154]</sup>决定 (无耗散情况):

$$n_{1,2}^2 = 1 - \frac{2\omega_p^2(\omega^2 - \omega_p^2)}{2\omega^2(\omega^2 - \omega_p^2) - \omega^2\Omega_e^2\sin^2\phi \mp \sqrt{R}}, \quad (4)$$

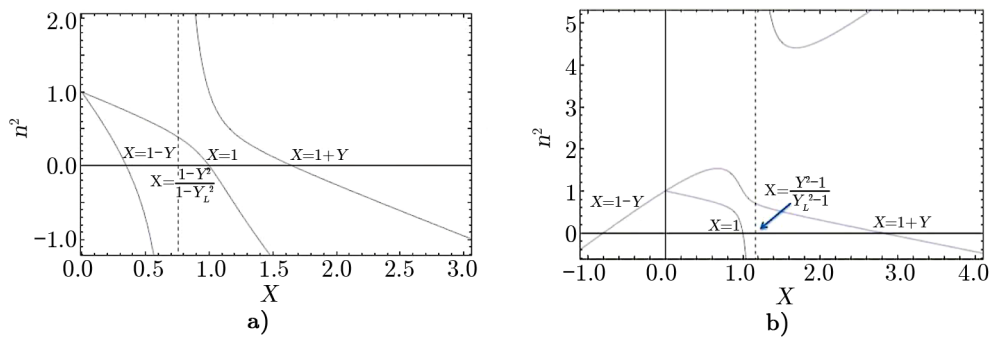
$$R = \omega^4\Omega_e^4\sin^4\phi + 4\omega^4\Omega_e^2(\omega^2 - \omega_p^2)^2\cos^2\phi, \quad (5)$$

其中,  $\omega$  是入射波频率,  $\omega_p$  是等离子体频率,  $\Omega_e$  是电子回旋频率,  $\phi$  是磁场方向和波传播方向的夹角。令式 (4) 取负号, 我们得到非常波 (X 波) 的折射率  $n_1$ , 而寻常波 (O 波) 则对应着公式 (4) 中的正负号选项取正号的折射率  $n_2$ 。为阐述简单起见, 令  $X = (\omega_p/\omega)^2$ ,  $Y = \Omega_e/\omega$ 。将  $X$  与  $Y$  代入公式 (4), 并对公式 (5) 进行相应的改造, 我们得到:

$$n_{1,2}^2 = 1 - \frac{X}{1 - \frac{Y_T^2}{2(1-X)} \mp \left[ \frac{Y_T^4}{4(1-X)^2} + Y_L^2 \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (6)$$

其中  $Y_L = Y \cos\phi$  与  $Y_T = Y \sin\phi$  分别是  $Y$  在平行于和垂直于传播方向上的分量。这里, 我们只考虑雷达波的传播, 暂时不考虑它在传播过程中的衰减。如前所述, 在我们感兴趣的工作频率范围内, 雷达波的衰减是可以忽略的。在这种情况下,  $n^2$  有 3 个零点, 分别是:  $X = 1$ ,  $X = 1 + Y$ , 以及  $X = 1 - Y$ 。与此相对应的, 从远处来的一束正常电磁波进入磁化等离子体之后会变成三束波, 一束正常 (O) 波和两束非常 (X) 波; 正常波在  $X = 1$  的地方被反射, 不带有磁场信息; 而非正常波当中的左旋波在  $X = 1 - Y$  的地方被反射, 右旋波则在  $X = 1 + Y$  处被反射, 二者都带有反射点附近的磁场信息<sup>[154]</sup>。图 16 给出了这三种波对应的  $n^2$  的变化, 其中图 16 a) 对应着  $Y < 1$  的情况, 此时, 反射波中可以探测到三种偏振状态的波; 而图 16 b) 对应着  $Y > 1$  的情况, 此时, 左旋偏振波只出现在  $X < 0$  的区域, 实际上是不存在的。

折射系数  $n^2$  随  $Y$  的这种变化给我们提供了直接诊断日冕磁场的可能性。现在的雷达技术可以将波束做到只有 1" 的宽度, 回波时间探测达 1 ms 的精度。这样我们可以将到达太阳



注：频率为  $\omega$  的平面电磁波进入日冕后，分解成 3 支波（2 支 X 波和一支 O 波），它们具有不同的折射率、不同的群速度和不同的圆偏振态，分别会在  $X = 1 + Y$ 、 $X = 1 - Y$ 、和  $X = 1$  时被反射。a)  $Y < 1$ ，此时，反射波中可以探测到三种偏振状态的波；b)  $Y > 1$ ，此时，左旋偏振波只出现在  $X < 0$  的区域，实际上是不存在的，回波中只有正常波和右旋偏振波的成分。

图 16 磁化等离子体的注射系数  $n^2$  随入射频率  $\omega$  (或  $X$ ) 以及磁场强度  $B$  (或  $Y$ ) 的变化

的雷达波束定位在一个  $(300 \times 700 \times 700) \text{ km}^3$  的体积内，在尽量短的时间内变化  $\omega$ ，研究回波偏振状态的变化。在  $Y < 1$  的时候，我们总能够探测到三种性质的回波。随着  $\omega$  的减小， $Y$  增大，左旋偏振的回波强度会在  $Y$  接近 1 的时候突然下降。在理想状态下，回波强度可以降为零。然而在实际情况不会下降为零，只是会有大幅下降，这意味着在探测误差范围内，这时候的  $Y = 1$ 。根据  $Y$  与  $\omega$  的关系，我们就可以直接得到在这个区域当中的磁场强度  $B$ 。

另外，折射系数  $n^2$  还有一个奇点，出现在  $X = (1 - Y^2)/(1 - Y_L^2)$  的位置上。如图 16 a) 所示，右旋的非常波的折射系数会超过 1。这意味着，等离子体此时变成了光密介质，其传播路径也会发生明显改变：由原先的发散型传播变成了汇聚型传播。在性质缓慢变化的介质当中，如果电磁波从高密度区域向低密度区域传播时，在奇点附近，右旋的 X 波的折射系数逐渐增大，最终波被等离子体完全吸收；如果电磁波从低密度介质向高密度介质传播，那么它会首先遇到折射系数为零的区域而被反射回来。这是在  $Y < 1$  时发生的现象，发生在右旋的 X 波上（见图 16 a)）。当  $Y > 1$  时，奇点位置变为  $X = (Y^2 - 1)/(Y_L^2 - 1)$ ，折射系数  $n^2$  趋于无穷大的情况将发生在 O 波之上（见图 16 b)），这时，O 波消失。从理论上讲，通过调节入射雷达波的频率，可以将这两个奇点位置找出来，同时确定  $Y$  和  $Y_L$ ，这样可以将包括磁场强度及其方向的信息都提取出来，实现对日冕磁场的直接观测。

需要指出的是，上述 Appleton-Hartree 公式只在雷达波的波长远比日冕等离子体密度波动的幅度大的时候成立，此时等离子体的波动不会对电磁波的传播造成严重影响。若利用高频电磁波探测日冕，则电磁波的波长可能会下降到与等离子体密度波动的范围差不多，等离子体的密度波动就会对电磁波信号造成畸变，降低探测信号的精度和可靠性。这也是高频雷达不适合用于探测太阳的另外一个原因。

### 5.1.2 雷达探测中的重要参量

前面讨论的是利用雷达技术进行太阳探测的基本原理，而在实际观测中，对这些原理的

应用需要落实到对一些物理参量的探测之上。

这些物理参量中最重要的是雷达散射截面 (Radar cross section, RCS)。它反映了探测目标对电磁波的散射能力, 通常以  $\sigma$  表示。通俗地说, RCS 代表的是一个能与探测目标产生相同散射截面的理想球面所对应的等效面积。RCS 只是一个抽象的概念, 对应着目标先是截获雷达信号, 然后各向同性地向四周反射电磁波的假想平面。通常探测目标的 RCS 与探测目标的形状、材料等因素有关, 与其几何大小没有直接的对应关系。

利用雷达方程, 我们可以更好地理解这一参量的意义。若雷达发射装置的功率为  $P_t$ , 天线增益为  $G$ , 那么距离雷达  $R$  处的探测目标可接收到的电磁波功率密度为  $P_t G / (4\pi R^2)$ 。如果探测目标的 RCS 为  $\sigma$ , 那么目标可以截获的电磁波功率为  $P_{\text{obs}} = P_t G \sigma / (4\pi R^2)$ 。如果探测目标能够将截获的电磁波各向同性地散射回去, 则在雷达接收机附近的回波功率密度为  $P_{\text{obs}} / (4\pi R^2)$ 。于是在考虑偏振影响的情况下, 雷达能够接收到的总回波功率  $P_r$  为:

$$P_r = \frac{P_t G A_r p \sigma}{(4\pi R^2)^2}, \quad (7)$$

其中  $A_r$  为雷达的有效接收面积,  $p$  为法拉第旋转引起的偏振因子, 表示偏振失调损失后所剩余的那部分回波功率占原有发射功率的比率。

太阳雷达的散射截面  $\sigma$  一般以太阳可视圆面的面积  $\pi R_{\odot}^2$  (记为  $\sigma_{\odot}$ ) 为单位。在 El Campo 太阳雷达实验中使用的电磁波频率为 38 MHz, 这样的电磁波在日冕等离子体中发生反射的高度大约为  $1.4R_{\odot}$  (约为  $\sqrt{2}R_{\odot}$ )。根据朗伯余弦定律: 粗糙的太阳表面对应的 RCS 是理想球面的 RCS (即  $\pi R^2$ ) 的 2 倍, 因此宁静太阳被观测到的 RCS 最大可以达到  $4\pi R_{\odot}^2$ , 即  $4\sigma_{\odot}$ <sup>[150]</sup>。图 17 展示了早期 El Campo 太阳雷达实验期间获得的太阳 RCS<sup>[155]</sup>。RCS 的大小反映了日冕大尺度结构的情况。太阳活动频繁的时候, 日冕磁结构变得较复杂, 在射电波段看来, 太阳表面变得很“粗糙”, 对应的 RCS 也会更大。图 17 中的 RCS 有很多明显超过  $4\sigma_{\odot}$ , 这应该与日冕及其周围环境中的大尺度磁场和等离子体结构有关。根据 James<sup>[156]</sup> 给出的猜测, 并结合现在已有的认识, 我们推断这些“异常”的 RCS 有可能与 CME 有关。

在雷达探测中, 多普勒频移也是一个重要参量, 可用于研究探测目标的运动。对于视速度为  $v$  ( $v \ll c/n$ ) 的探测目标, 雷达回波的多普勒频移  $\Delta f$ <sup>[156]</sup> 表示如下:

$$\Delta f = \frac{-2v \cdot n}{c} \cdot f, \quad (8)$$

其中,  $f$  为雷达波频率,  $c$  为光速。因为地球在赤道附近的自转速度不到 0.5 km/s, 因此由地球自转引起的多普勒频移基本可以忽略<sup>[150]</sup>。地球公转的速度大约是 30 km/s, 不过因为地球的运动方向大致垂直于日地连线, 因此地球公转不会对雷达探测造成影响。由地球自转引起的多普勒频移虽然受雷达所处地理纬度、太阳活动周期、地方时角等因素的影响, 但在 30 MHz 波段, 我们很容易地估算出它所导致的频移量不会超过 93 Hz。而太阳的自转更慢 (每 21 天转一圈), 因此对于地基太阳雷达实验而言, 太阳与地球各自的自转以及地球公转导致的频移都是可以忽略的。所以, CME 作为日冕大气中的大尺度结构活动是可能引起较大的多普勒频移的主要原因。

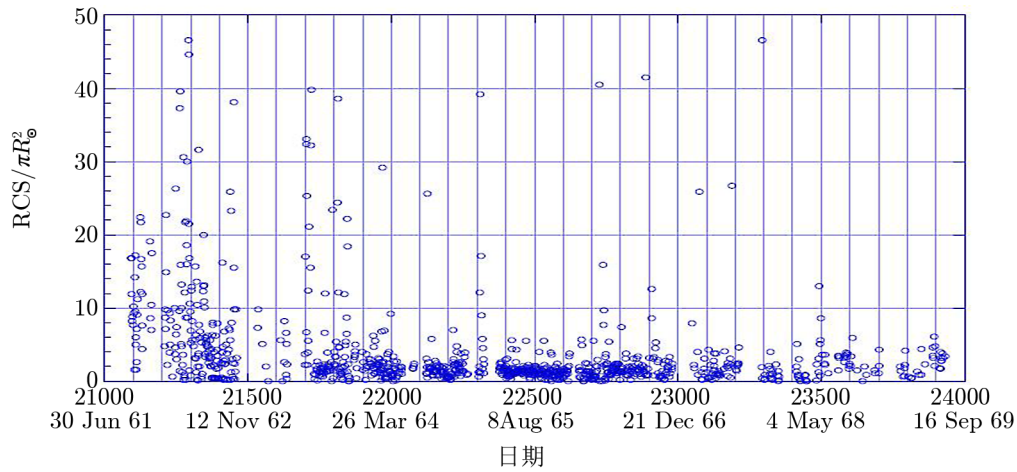


图 17 El Campo 雷达实验工作期间获得的雷达散射截面<sup>[152]</sup>

雷达探测中的另一个重要参数是回波时延。对于日冕等离子体，折射率满足  $n < 1$ ，并且日冕中传播的雷达波是高度色散的，所以群速度  $V_g = d\omega/dk = nc < c$ 。雷达波在传播与接收过程中，功率损失项为  $2\alpha = \nu(1 - n^2)/(nc)$ ，其中， $\nu$  为碰撞频率。据此，可以计算雷达波在往返传播过程中的时延  $T_d$ <sup>[152]</sup>：

$$T_d = 2 \int_0^H ds/V_g, \quad (9)$$

其中， $H$  是雷达波反射点与地球之间的距离。通过测量雷达回波的时延，就可以估算出  $H$ ，这在对地 CME 的直接探测与预报中具有重要的意义。

### 5.1.3 太阳雷达的偏振测量

太阳雷达发射的电磁波入射到日冕后会与日冕等离子体发生相互作用，在日冕磁场作用下其偏振面会发生旋转，被称为法拉第旋转。因此回波携带了日冕的磁场信息，通过对雷达回波的偏振分析可以计算日冕磁场。

在射电偏振研究中，由于射电源的初始偏振角（内秉角）未知，一般采用测量两个频率的偏振方向来确定信号中的法拉第旋转角。这种方法很容易受到信号源频率带宽（测量模糊）、无线电环境以及极化隔离度等多种因素的影响，测量结果的精度不高。而太阳雷达探测采用的是主动信号发射方式，能够让这些问题得到解决。首先，雷达发射的信号初始偏振角（内秉角）已知；再采用强线极化波发射，回波中的偏振测量会更加容易；另外，接收时间（光程）已知。这使得雷达波在接收过程中，信号采集与处理更加容易，便于提高分析精度。早期的 El Campo 太阳雷达装置中并未考虑进行偏振测量，但现在的雷达技术已经可以实现偏振信号的发射与测量，通过对太阳回波信号的偏振状态的分析，可以确定目标区域的磁场强度和等离子体的相关参数。

## 5.2 El Campo 太阳雷达实验

1961 年, James 领导的研究小组<sup>[147]</sup>利用位于美国德克萨斯州 El Campo 的雷达开始了系统性的太阳雷达科学探测实验, 其雷达发射功率为 0.5 MW, 频率 38.25 MHz, 接收面积是 18 000 m<sup>2</sup>。El Campo 太阳雷达实验对太阳的定期观测始于 1961 年 4 月, 一直持续到了 1969 年, 每年进行大约 200 次观测。每次实验时, 太阳雷达发射装置持续发射长达 16 min 的经编码处理后的雷达信号, 之后利用接收天线阵列进行 16 min 的接收过程, 再将接收到的数据与发射编码进行相关, 分析回波的时延和频移。该工作进一步确认接收到了来自日冕的回波, 获得了许多宝贵的太阳雷达数据。El Campo 太阳雷达实验获得的数据非常有趣, 极有可能探测到了 CME 事件。

El Campo 雷达实验中的电磁波频率为 38.25 MHz, 回波的预期时间为 994 s。实验中接收到的回波的平均时延是接近计算值的, 这证明利用 Pottasch 日冕密度模型<sup>[157]</sup>计算日冕平均电子密度是合理的。让人意外的是, 有的回波到达接收器的时间比平均值早, 有的则比平均值晚, 图 18 a) 给出了 El Campo 实验的长期平均时延分布。这些有趣的时延数据直到 40 年后才得到合理的解释: 比 994 s 更早的雷达回波可能部分来自日冕中心附近具有高密度的冕流, 其中回波能量更高的部分则可能来自快速对地 CME; 比 994 s 更晚的雷达回波则一定来自日面边缘的等离子体结构<sup>[152]</sup>。当然, 这些解释还依赖于具体的日冕等离子体密度分布模型。

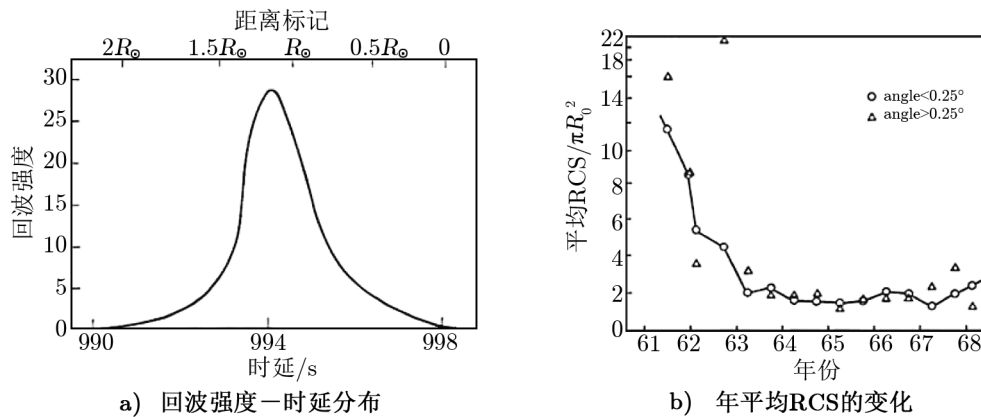


图 18 El Campo 太阳雷达实验数据<sup>[150]</sup>

在实验开始之前, El Campo 雷达小组对回波的预期强度进行了估算, 结果发现雷达回波的强度比预期的要弱, 同时强度的变化也很显著。另外, El Campo 雷达实验在太阳活动下降期开始, 太阳活动在逐年减弱, 而观测到的平均回波强度也在不断变弱。图 18 b) 给出了雷达实验中 1961—1969 年的年平均 RCS 变化。Coles 的分析结果表明, RCS 的这种变化与太阳活动的变化是高度相关的<sup>[158]</sup>。回波强度的日变化更加显著, 这远远超过预期情况。与图 17 相比, 我们发现 RCS 的日变化要显著得多, 有的 RCS 甚至接近了  $50\sigma_{\odot}$ , 是正常情况下 RCS 的数十倍。当然, 由于当时对太阳爆发的理解只是停留在耀斑的水平上, 因此, 这些异常的 RCS 在当时是难以理解的。

其次, 雷达数据中包含信息最为丰富的是多普勒频谱。图 19 是 El Campo 雷达数据中挑选出的可能由对地快速 CME 造成的频谱频移事件。这些频谱的展宽约 100 km/s, 存在明显的向右漂移; 其中低频范围的回波可能来自 CME 的侧翼, 这部分的速度不是朝着地球方向<sup>[152]</sup>。回波的平均漂移速度为 50 ~ 100 km/s, Coles<sup>[152]</sup>认为其与同一高度上测量的快速 CME 速度相符。但是, 38.25 MHz 的电磁波所对应的反射临界密度要比典型 CME 的密度小一个量级以上, 入射电磁波极可能在 CME 顶部的低密度区域已发生了反射。CME 爆发前往往会有一个缓慢抬升的过程, 使得 CME 顶部存在一个密度与反射临界密度接近的区域(其密度较 CME 密度略低, 较周围日冕平均密度略高), 并且该区域在缓慢抬升过程里具有与 CME 相近的初始速度。因此, Coles 讨论的回波更有可能是 CME 抬升时其顶部的低密度区域造成的。El Campo 太阳雷达数据中还存在一些更为复杂多变的结构<sup>[155]</sup>。这些结构有更小的展宽, 并且展宽并不光滑, Coles<sup>[152]</sup>认为这极有可能是一些延伸到日冕中的冷物质的运动造成的。El Campo 太阳雷达多普勒频谱的分辨率约为 5 kHz, 未来分辨率的提高或许能让我们更好地解释这些现象。

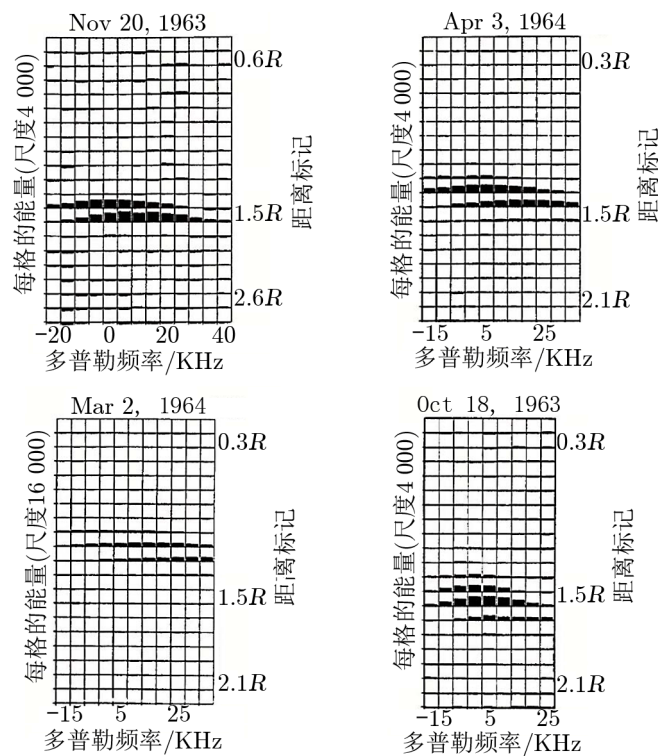


图 19 El Campo 雷达实验中的回波能量与时延的关系<sup>[152]</sup>

在 El Campo 的雷达实验中, 由于 El Campo 的扇形波束在南北及东西向的观测幅角分别为  $1^\circ$  和  $6.5^\circ$ , 而太阳的漂移速度为  $15^\circ/\text{h}$  (可由地球自转速率算出), 因此 El Campo 每天只能进行一次短暂的太阳观测<sup>[158]</sup>。另外, El Campo 雷达采用单基天线阵, 工作频率单一、

带宽很窄, 极大地限制了它的日冕探测能力。尽管如此, El Campo 作为雷达探测日冕的先驱, 为未来雷达主动探测日冕的发展提供了较好的引导, 同时还获得了许多宝贵的雷达数据。结合现代对 CME 的研究成果, Rodriguez<sup>[149, 159-161]</sup> 和 Coles<sup>[152]</sup> 对 El Campo 实验数据中有大的 RCS、显著多普勒展宽、短时延的“异常数据”进行了分析, 均认为太阳雷达探测到快速 CME 事件。当然, 这些雷达数据并未得到全面的解释, 其中还有很多有趣的问题值得我们进一步的挖掘与探讨。

叶林等人<sup>[162]</sup> 运用 Lomb-Scargle 算法<sup>[163]</sup> 对 El Campo 太阳雷达在 1961 年—1969 年期间获得的雷达散射截面数据进行了周期性分析。他们发现这些数据存在 200 d 和 540 d 的周期性变化 (见图 20)。对于其中的 200 d 周期, 与 Lou 等人<sup>[165]</sup> 用小波方法分析得到的“CME 存在  $(195.88 \pm 13.38)$  d 周期, AP 指数存在  $(187.34 \pm 12.05)$  d 周期”的结论非常接近; 而 540 d 的周期则与宋文彬和汪景琇<sup>[166]</sup> 对太阳光球磁通量变化的周期性分析中所获得的 500 d 周期非常接近。Krivova 与 Solanki<sup>[167]</sup> 对太阳表面新浮现磁通量绳和 Obridko 与 Shelting<sup>[168]</sup> 对太阳大尺度磁场的研究中也证实了 500 d 的周期, 它有可能对应 Howe 等人<sup>[169]</sup> 的结论, 即太阳具有 1.3 a 周期的自转速度变化。但是 200 d 周期存在的原因到目前为止还不清楚, 同时太阳大气中不同高度的特征活动以及地磁指数等所表现出的这种周期共性, 目前也还没有得到很好的解释, 它们之间的联系以及更深层次的物理本质也有待进一步研究。

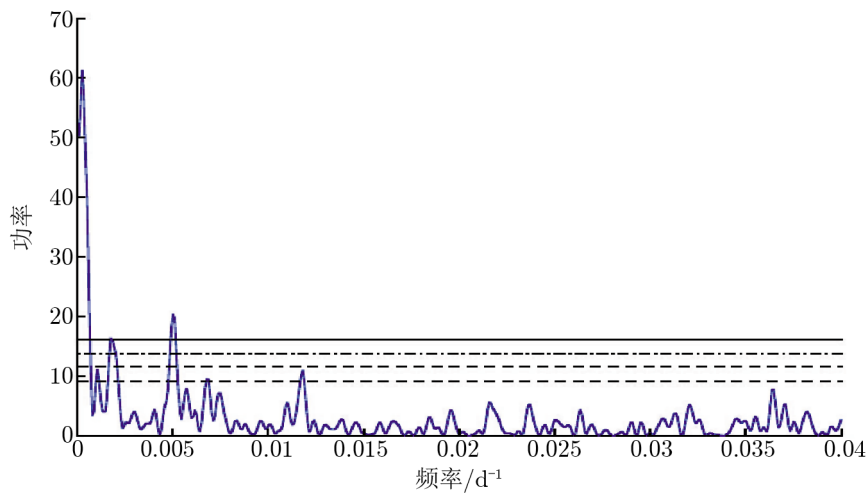


图 20 对 8 年的 El Campo 太阳雷达观测数据的雷达散射截面的周期性分析<sup>[162]</sup>

### 5.3 太阳雷达的优势与面临的挑战

从理论角度来看, 利用太阳雷达主动探测技术进行对地 CME 进行的探测及预报将具有其独特的优势, 能够弥补现有观测手段的不足。首先, 太阳雷达主动探测的原理和特性使得我们可以避开观测目标辐射机制在对观测资料进行分析和理解时存在的影响, 可以通过处理和解析雷达回波直接获得观测对象的物理参数和性质; 此外, 太阳雷达通过主动发射雷达波直接探测日地方向的目标, 不存在日冕仪挡板对目标的遮挡问题, 还能够有效地克服日地连

线方向上的投影效应、汤姆孙散射等影响；第三，太阳雷达回波在与等离子体发生相互作用并被反射回来的过程中携带了比单色像观测更丰富的物理信息。

当然，太阳雷达实验也存在一些挑战和困难。早期的太阳雷达装置由于技术水平的限制，只能在单一波段工作，并且每天进行有效雷达实验的次数仅有1次<sup>[150, 158]</sup>。因此，El Campo这类早期太阳雷达获得的实验结果往往存在回波数据不连续、对日冕的探测范围小等问题，难以完成对太阳日冕的持续观测，也无法实现更高层日冕及行星际等离子体物质的探测。同时，雷达波需要由地基设备发射，经日冕等离子体反射后返回地球。由于日地距离遥远，需要避开自然射电噪声，所以太阳雷达需要极大的发射功率。并且，太阳雷达回波的信号很微弱，要从复杂背景噪声中提取有价值的雷达回波，要有较高的信号分析及处理水平。另外，接收天线阵列与观测目标(太阳)的观测角度的准确匹配也极为重要，这要求雷达回波设备具有很好的追踪能力。这些都是未来太阳雷达工作中需要解决的问题。

目前建于美国新墨西哥州的长波阵列射电望远镜(LWA)<sup>[148]</sup>具有前所未有的高空间分辨率、高灵敏度，将在10~90 MHz的频率范围内进行天文探测，并计划将来配装太阳雷达发射装置。新一代的LWA太阳雷达设备，将通过更先进的发射、接收及追踪技术实现对太阳长达数小时的多波段连续观测。这样的观测还具有极高的空间分辨率，将为日冕诊断和对地CME的探测提供更加丰富的物理信息，这是早期太阳雷达无法相比的。

就对地CME探测而言，连续数小时的雷达实验能够提供太阳的雷达散射截面(RCS)、多普勒频谱位移、回波时延的不间断数据；而多波段观测的能力则能够使太阳雷达具有更广的观测范围，可进行从 $1.4R_{\odot}$ 到更高层的日冕，甚至行星际空间的主动探测。与目前所开展的对太阳的常规探测手段相比，太阳雷达在以下几方面具有明显优势：(1) 利用获得的雷达散射截面的大小及其变化，我们可以获得CME的三维形态结构的演化规律，帮助确定CME冲击地球的部位是前沿还是侧翼，这对于进一步优化CME预报模型非常重要；并且，对RCS的连续变化过程的研究还可能为CME的偏转与相互作用提供直接的观测证据。(2) 凭借多次探测到的雷达回波的时延数据，可以诊断CME传播过程中等离子体团的位置，帮助我们了解CME的运动学特性，并实时预报对地CME到达地球的时间。(3) 凭借多普勒频谱分析，能够根据回波的红、蓝移信息有效地讨论边缘CME事件的旋转运动，甚至可能依据频移不对称性研究对地CME的旋转运动。(4) 获得的在不同距离上传回的回波可以帮助我们实现对CME从低日冕至高层日冕的探测，还能够很好地克服投影、遮挡等效应的干扰，有利于全方位地开展CME动力学过程的研究。(5) 利用扫频技术(类似于医学上的CT技术)可帮助我们诊断CME密度分布的不均匀性，分析CME内部等离子体结构。(6) 通过对比雷达的发射波与回波，并对回波中偏振信息变化的分析，我们可以详细研究雷达波的法拉第旋转，有可能通过反演获得观测对象的磁场信息。总而言之，未来新一代的太阳雷达，可以帮助我们构建日冕密度和磁场分布，以及实施对地CME的三维动态成像，实时提供CME的多个关键物理参数(物质密度、速度、磁场)。这对于CME日球层动力学演化与传播的研究具有重要意义，能为灾害性空间天气预警预报提供至关重要的直接观测数据。



## 6 总结与展望

本文以 CME 研究预报为核心问题, 详细介绍了 CME 与空间天气的相互关系, 强调了对地 CME 预报的科学意义。日冕物质抛射作为空间灾害天气最主要的驱动源之一, 在空间天气预报与太阳物理研究中具有极为重要的意义。对地 CME 作为极强地磁暴最直接的行星际扰动源, 是对空间与航天安全影响最恶劣的太阳爆发事件。如何形成有效准确的对地 CME 有效性预警预报是未来空间安全的重要课题, 也是未来航天航空发展道路上必须解决的难题。要建立空间安全预警预报的有效机制, 实现准确有效预报对地 CME, 我们还有很长的路要走。

CME 从低日冕爆发加速并传播至近地空间的动力学过程中存在复杂的动力学现象。本文详细介绍了 CME/ICME 行星际动力学过程, 讨论了 CME 偏转、旋转以及 CME-CME 预报研究中可能存在的影响。在未来的预报研究中, CME 加速及传播演化的复杂动力学过程都应该得到考虑。同时, 我们还应该弄清这些复杂动力学过程发生的条件及背后的物理本质。因此, 还有许多重要问题有待进一步深入研究, 例如: 对地 CME 是否都对地有效? 究竟何时到达地球或近地空间 CME 才会产生强磁暴? CME 偏转在行星际空间是否普遍存在? CME 的偏转与旋转是否会改变其对应 ICME 南向磁场分量? 如何进行对地 CME 南向磁场分量的有效观测? CME 旋转究竟是由于自身磁自由能的释放还是与背景太阳风相互作用引起? CME-CME 相互作用是否真的对粒子加速过程有贡献, 加速过程中的物理本质又是如何? 等等。

另外, 由于爆发位置的特殊性, 对地 CME 的观测研究常常受到显著投影效应、日冕仪遮挡以及背景汤姆孙散射效应的影响, 使得对地 CME 观测预报研究遇到了极大挑战。日冕仪广角观测、卫星局地探测以及射电观测这三种观测手段一直以来是进行 CME 观测研究最主要的手段, 但是应用于对地 CME 的观测和预报无疑都是不够理想的。以 SOHO/LASCO 日冕仪为例, 显著的投影效应、背景日冕汤姆孙散射以及日冕仪遮挡, 使其难以进行对地 CME 的观测。特别是对于那些发生在太阳极大年附近的 CME 事件, 复杂的爆发背景、频现的 CME-CME 相互作用过程以及难以处理的 CME 堆叠效应, 成为空间日冕仪观测最大的困难。我们回顾了被动式常规观测手段的局限性, 同时结合已有对地 CME 预报研究的现状, 指出了预报方法中存在的缺陷。

随着对太阳及其爆发活动认识的不断深入和拓展, 以及面对日冕磁场测量及对地 CME 监测带来的困扰, 人们重新意识到用雷达探测太阳日冕和 CME 的独特性和优势。特别是随着射电天文技术的飞速进步, 构建一个利用基于海量高速信号处理技术的、多频率、双极化、相控收发技术的新型太阳雷达已经成为可能, 而太阳雷达能够为日冕磁场测量和对地 CME 的观测及预警预报, 提供一个全新的探测手段, 为我们进一步认识理解太阳及其爆发活动, 打开一个全新的窗口。作为空间日冕仪单色像观测、局地卫星探测的补充, 利用太阳雷达主动探测技术研究太阳活动, 探测及预报对地 CME 的结构、演化规律以及可能的空间天气灾害, 是非常有价值的。

LWA<sup>[148]</sup>作为高灵敏度高分辨率成像的新一代射电观测设备, 被设计用来研究从近地空

间电离层至宇宙最远距离目标的科学问题,将会对电离层、太阳系、太阳物理及空间天气、射电瞬变天区、早期宇宙等多个重要研究领域做出前所未有的推动。令人兴奋的是, LWA 研究组正在积极筹划配装太阳雷达的发射装置,这意味着比 El Campo 更加先进的太阳雷达将出现并投入使用。太阳雷达技术极有可能成为实现准确探测及预报对地 CME 的地基主动探测的有效手段。在未来,结合现有空间日冕仪、局地探测卫星以及地基高分辨率日冕仪的观测支持,利用太阳雷达进行太阳日冕大尺度爆发活动的探测、预报研究将成为可能。

#### 参考文献:

- [1] Howard T. Coronal Mass Ejections. New York: Springer, 2011: 3
- [2] Gopalswamy N, Lara A, Yashiro S, et al. Eur Space Agency Spec Publ SP-535, Slovakia: ESA, 2003: 403
- [3] Lin J, van Ballegoijen A A. ApJ, 2002, 576: 1
- [4] Lin J, Soon W, Baliunas S. NewA, 2003, 47: 53
- [5] Forbes T G. JGR, 2000, 105: 23
- [6] Webb D F. ILWS WORKSHOP. india: GOA, 2006: 19
- [7] Gosling J T, McComas D J, Phillips J L, et al. JGR, 1991, 96: 7831
- [8] Gosling J T. PhFIB, 1993, 5: 7
- [9] Tsurutani B T, Gonzalez W D, Tang F, et al. JGR, 1988, 93: 8519
- [10] Schwenn R. Space weather: The solar perspective. LRSP, 2006, 3: 2
- [11] Zurbuchen T H, Richardson I G. SSRv, 2006, 123: 31
- [12] 宋丽敏, 张军, 杨志良等. 天文学进展, 2002, 20: 1
- [13] Howard R A, Michels D J, Sheeley J N, et al. ApJ, 1982, 263: 101
- [14] Gopalswamy N. EP&S, 2009, 61: 595
- [15] Gopalswamy N, Yashiro S, Akiyama S. JGR, 2007, 112: A06112
- [16] Zhao X P, Webb D F. JGR, 2003, 108(A6): 1234
- [17] Burton R K, McPherron R L, Russell C T. JGR, 1975, 80: 4204
- [18] Carrington R C. MNRAS, 1859, 20: 13
- [19] Schwenn R, Dal Lago A, Huttunen E, et al. AnGeo, 2005, 23: 1033
- [20] Zhukov A N. Space Weather research Towards Applications in Europe. Dordrecht: Springer, 2007: 5
- [21] Liu D Y, Luhmann J G, et al. NatCo, 2014, 5: 3481
- [22] Cremades H, Bothmer V, Tripathi D. AdSpR, 2006, 38, 3: 461
- [23] Gopalswamy N, Shimojo M, Lu W, et al. ApJ, 2003, 586: 562
- [24] Wang Y M, et al. JGR, 2011, 116: A04104
- [25] Webb D F, Cliver E W, Crooker N U, et al. JGR, 2000, 105: 7491
- [26] Cane H V, Richardson I G, St Cyr O C. GeoRL, 2000, 27: 21
- [27] Gopalswamy N, Lara A, Lepping R P, et al. GeoRL, 2000, 27: 145
- [28] Wang Y M, Ye P Z, Wang S, et al. JGR, 2002, 107: 1340
- [29] Wang Y M, Shen C L, Wan S, et al. SoPh, 2004, 8: 222
- [30] Parker E N. Interplanetary dynamical processes. New York: Wiley Interscience, 1963: 272
- [31] Wang Y M, Wang B Y, Shen C L, et al. JGRA, 2013, 119: 5117
- [32] Kaiser M L, Kucera T A, Davila J M, et al. SSRv, 2008, 136: 5
- [33] Webb D F, Forbes T G, Aurass H, et al. SoPh, 1994, 153: 73
- [34] Cane H V. JGR, 1998, 93: 1
- [35] Cid C. JGR, 2012, 117: 111
- [36] Torok T, Kliem B, Thompson W T, et al. AGU Fall Meeting Abstracts, 2010: 43

- [37] Lynch B J, Antiochos S K, Li Y, et al. *ApJ*, 2009, 697: 1918
- [38] Yurchyshyn V. *ApJ*, 2009, 705: 426
- [39] Vourlidas A, Colaninno R, Nieves-Chinchilla T, et al. *ApJ*, 2011, 733: L23
- [40] Lynch B J, Li Y, Thernisien A F R, et al. *JGRA*, 2010, 115: 7106
- [41] Burlaga L F, Behannon K W, Klein L W. *JGR*, 1987, 92: 5725
- [42] Vandas M, Fischer S, Dryer M, et al. *JGR*, 1997, 102: 22295
- [43] Schmidt J, Cargill P. *AnGeo*, 2004, 22: 2245
- [44] Wu C C, Fry C D, Wu S T, et al. *JGR*, 2007, 112: A09104
- [45] Odstrcil D, Vandas M, Pizzo V J, et al. *SolarWind 10. Italy: AIP Conf Proc*, 2003: 699
- [46] Lugaz N, Manchester W B, Gombosi T I. *ApJ*, 2005, 634: 651
- [47] Xiong M, Zheng H, Wang Y, et al. *JGR*, 2006, 111: A08105
- [48] Lugaz N, Manchester W B, Roussev I I, et al. *JASTP*, 2008, 70: 598
- [49] Gopalswamy N, Yashiro S, Kaiser M L, et al. *ApJ*, 2001, 548: L91
- [50] Burlaga L, Plunkett S P, St Cyr O C. *JGR*, 2002, 107: 1266
- [51] Burlaga L, Berdichevsky D, Gopalswamy N, et al. *JGR*, 2003, 108: 1425
- [52] Lugaz N, Farrugia C J, et al. *ApJ*, 2012, 759: 68
- [53] Mishra W, Srivastava N. *ApJ*, 2014, 794: 64
- [54] Shen C L, Wang Y M, Wang S, et al. *NatPh*, 2012, 8: 923
- [55] Kahler S W, Reames D V, et al. *High Energy Solar Physics: Anticipating HESSI. ASP Conf. 2000*, 206: 468
- [56] Kahler S W. *High Energy Solar Physics: AIP Conference Proceedings*, 1996, 374: 61
- [57] Gopalswamy N, Yashiro S, et al. *JGR*, 2004, 109: A12
- [58] Li G, Zank G. *The Physics of Collision Less Shocks*. NY: AIP, 2005: 233
- [59] Li G, Moore R, Mewaldt R A. *SSRv*, 2012, 171: 141
- [60] Ding L G, Jiang Y, Zhao L L, et al. *ApJ*, 2013, 763: 30
- [61] Shen C L, Li G, et al. *ApJ*, 2013, 763: 114
- [62] Ding L G, Li G, Jiang Y, et al. *ApJ*, 2014, 793: L35
- [63] Harrison R A, Davies J A, Rouillard A P, et al. *SoPh*, 2009, 256: 219
- [64] Webb D F, Howard T A, Fry C D, et al. *SoPh*, 2009, 256: 239
- [65] Lugaz N, Vourlidas A, Roussev I I. *AnGeo*, 2009, 27: 3479
- [66] Liu Y D, Luhmann J G. *ApJL*, 2012, 746: L15
- [67] Farrugia C J, Jordanova V K, Thomsen M F, et al. *JGR*. 2006, 111: A11104
- [68] Xie H, Gopalswamy N, Manoharan P K, et al. *JGR*, 2006, 111: A01103
- [69] Billings D E. *A Guide to the Solar Corona*, New York: Academic Press, 1966
- [70] MacQueen R M, Csoeke-Poeckh A. *SoPh*, 1980, 65: 91
- [71] Howard R A, Moses J D, Vourlidas A, et al. *SSRv*, 2008, 136: 1
- [72] Hundhausen A. *Coronal mass ejections: in the Many Faces of the Sun*. New York: Springer, 1999: 143
- [73] Mierla M, Inhester B, Antunes A. *AnGeo*, 2010, 28: 203
- [74] Ogilvie K W. <http://spdf.gsfc.nasa.gov/istp/wind/>. Cited 2015, 2015
- [75] Stone E C, Frandsen A M, et al. *SSRv*, 1998, 86: 1
- [76] McLean D J, Labrum N R. *Solar Radiophysics. Division of Radiophysics. Australia*, 1985: 291
- [77] Lin J, Mancuso S, Vourlidas A. *ApJ*, 2006, 649: 1110
- [78] Zlotnik E Y, Klassen A, Klein K L, Girardi L, et al. *A&A*, 1998, 331: 1087
- [79] Gary D E, Keller C U. *Solar and Space Weather Radiophysics*, 2004, 150: 111
- [80] Shanmugaraju A, Moon Y J, Vrsnak Bojan. *SoPh*, 2009, 254: 297
- [81] Tappin S J. *PhD thesis. Cambridge: Univ. Cambridge*, 1984
- [82] Hewish A, Scott P F, Wills D. *Natur*, 1964, 203: 1214
- [83] Howard T. *Coronal Mass Ejections*. New York: Springer, 2011: 31
- [84] Vlasov V I. *Ge&Ae*, 1981, 21: 324

- [85] Jones R A, Breen A R, Fallows R A, et al. *JGR*, 2007, 112: 8
- [86] Hewish A, Tappin J, Gapper G R. *Natur*, 1985, 314: 14
- [87] MacQueen R M. *RSPTA*, 1980, 297: 605
- [88] Fu Q J, Yan Y H, Liu Y Y, et al. *ChA&A*, 2004, 4: 176
- [89] Fu Q J, Ji H R, Qin Z H, Xu Z C, et al. *SoPh*, 2004, 222: 167
- [90] Gao G N, Wang M, Dong L, Wu N, et al. *NewA*, 2014, 30: 68
- [91] Manoharan P K, et al. *ApJ*, 2001, 559: 1180
- [92] Manoharan P K. *SoPh*, 2006, 235: 345
- [93] Gopalswamy N L, Lepping A, Kaiser R P, et al. *JGRL*, 2000, 27: 145
- [94] Gopalswamy N L, Yashiro A, Kaiser S, et al. *JGR*, 2001, 106: 29207
- [95] Manoharan P K, Gopalswamy N, Yashiro S, et al. *JGR*, 2004, 109: A06109
- [96] Michalek G, Gopalswamy N, Manoharan P K. *A&A*, 2004, 423: 729
- [97] Manoharan P K, Rahman A M. *JASTP*, 2011, 73: 671
- [98] Vršnak T Žic. *A&A*, 2007, 472: 937
- [99] Vršnak T Žic, Vrbanec D, Temmer M, et al. *SoPh*, 2012, 5: 1
- [100] Vršnak T Žic, Temmer M. *ApJS*, 2014, 213: 21
- [101] Xie H, Gopalswamy N, et al. *SpWea*, 2006, 4: S10002
- [102] Xue X H, Wang C B, Dou X K. *JGR*, 2005, 110: A8
- [103] Zhao X P, Plunkett S P, Liu W. *JGR*, 2002, 107: 1223
- [104] Michalek G, Gopalswamy N, Yashiro S. *ApJ*, 2003, 584: 472
- [105] Xie H, Ofman L, Lawrence G. *JGR*, 2004, 109: A03109
- [106] Krall J, Yurchyshyn V B, Slinker S, et al. *ApJ*, 2006, 642: 541
- [107] Liewer P C, De Jong, et al. *SoPh*, 2009, 256: 57
- [108] Inhester B. Stereoscopy basics for the STEREO mission, *Publ. Inst, astro-ph/0612649*, 2006
- [109] Mierla M, Davila J, Thompson W, et al. *SoPhys*, 2008, 252: 385
- [110] Maloney S A, Gallagher P T, McAteer R T. *SoPh*, 2009, 256: 149
- [111] Mierla M, Inhester B, Marque C, et al. *SoPhys*, 2009, 259: 123
- [112] Thernisien A, Howard R A, Vourlidas A. *ApJ*, 2006, 652: 763
- [113] Thernisien A, Vourlidas A, Howard R A. *SoPh*, 2009, 256: 111
- [114] Antunes A, Thernisien A, Yahil A. *SoPh*, 2009, 259: 199
- [115] Puetter R C, Gosnell T R, Yahil A. *ARA&AS*, 2005, 43: 139
- [116] Temmer M, Veronig A M, Peinhart V, et al. *ApJ*, 2014, 785: 85
- [117] Feng L, Inhester B, Wei Y, et al. *ApJ*, 2012, 751: 18
- [118] Dryer M, Smart S F. *AdSpR*, 1984, 4: 291
- [119] Smart D F, Shea M A, Dryer M, et al. *Proceedings of the Symposium on Solar-Terrestrial Predictions*. France: IOP, 1986: 471
- [120] Smith Z, Dryer M. *SoPh*, 1990, 129: 387
- [121] Fry C D, Sun W, et al. *JGR*, 2001, 106: 20
- [122] Smart D F, Shea M A. *JGR*, 1985, 90: 183
- [123] Lewis D, Dryer M. *NOAA/SEL Contract Rep. US: Air Weather Service*, 1987
- [124] Smith Z, Dryer M. *NOAA Tech. Memo*, 1995, ERL/SEL-89
- [125] Hakamada K, Akasofu S I. *SSRv*, 1982, 31: 3
- [126] Fry C D, Akasofu S I. *SSRv*, 1985, 33: 925
- [127] Akasofu S I. *Space Weather, Geophys Monogr Ser. Washington: AGU*, 2001, 125: 329
- [128] Sun W, Akasofu S I, Smith Z K, et al. *P&SS*, 1985, 33: 933
- [129] McKenna-Lawlor S M P, Dryer M, Fry C D. *JGR*, 2008, 113: A06101
- [130] Oler C. *SpWea*, 2004, 2: S08001
- [131] Dryer M, Smith Z, Fry C D, et al. *SpWea*, 2004, 2: S09001
- [132] McKenna-Lawlor S M P, Dryer M, Kartalev M D, et al. *JGR*, 2006, 111: A11103

- [133] McKenna-Lawlor S M P, Dryer M, Smith Z. *AnnGeo*, 2002, 20: 917
- [134] Wu C C, Fry C D, Wu S T, et al. *JGR*, 2007, 112: A09104
- [135] Toth G, Zeeuw D De, Gombosi T I, et al. *SpWea*, 2007, 5: S06003
- [136] Lugaz N, Manchester W B IV, et al. *ApJ*, 2007, 659: 788
- [137] Odstrcil D, Pizzo V J. *JGR*, 1999, 104, 28: 225
- [138] Arge C, V. Pizzo V J. *JGR*, 2000, 105, 10: 465
- [139] Taktakishvili A, Kuznetsova M, MacNeice P, et al. *SpWea*, 2009, 7: S03004
- [140] Gopalswamy N, Lara A, Manoharan P K, et al. *AdSpR*, 2005, 36: 2289
- [141] Mays M L, Taktakishvili A, Pulkkinen A. *SoPh*, 2015, 290: 6
- [142] 冯学尚, 向长青, 钟鼎坤. *中国科学: 地球科学*, 2011, 41: 1
- [143] Zhao X H, Dryer M. *SpWea*, 2014, 11: 2
- [144] Kerr F J. *PIRE*, 1952, 40: 660
- [145] Bass F G, Braude S I. *Ukrain J Phys*, 1957, 2: 149
- [146] Eshleman V R, Barthle R C, Gallagher P B. *Scis*, 1960, 131: 329
- [147] James J C. *ITGE*, 1964, 12: 876
- [148] Kassim N, White S, Rodriguez P, et al. *Proceedings of the Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference*. 2010, 9: 59
- [149] Rodriguez P. *Radio Astronomy at Long Wavelengths*. US: wiley, 2000: 155
- [150] Evans J V, Hagfors T. *Radar astronomy*. New York: McGraw-Hill, 1968: 1
- [151] Yoh P. *NatSR*, 1961, 2: 18
- [152] Coles W A. *Solar radar*, New York: Springer, 2005: 335
- [153] Bracewell R N, Preston G W. *ApJ*, 1956, 123: 14
- [154] Budden K G, *Radio waves in the ionosphere*, Cambridge: Cambridge University Press, 1966
- [155] James J C. *Radar Astronomy*. McGraw-Hill: Springer, 1968: 7
- [156] James J C. *ApJ*, 1966, 146: 356J
- [157] Pottasch S R. *ApJ*, 1960, 131: 68
- [158] James J C. *SoPh*, 1970, 12: 143
- [159] Rodriguez P. *TrAGU*, 2000, 199: 155
- [160] Rodriguez P. *Solar Drivers of Interplanetary and Terrestrial Disturbances*, ASP Conference Series, 1996: 95
- [161] Rodriguez P. *P&SS*, 2004, 52: 1391
- [162] 叶林, 屈智宁, 汪敏, 高冠男等. *天文学报*, 2014, 55: 1
- [163] Lomb N R. *Ap&SS*, 1976, 39: 447
- [164] Scargle J D. *ApJ*, 1982, 263: 835
- [165] Lou Y Q, Wang Y M, Fan Z H, et al. *MNRAS*, 2003, 345: 809
- [166] 宋文彬, 汪景琇. *中国科学 (G 辑)*, 2006, 2: 213
- [167] Krivova N A, Solanki S K. *A&A*, 2002, 394: 701
- [168] Obridko V N, Shelting B D. *AdSpR*, 2007, 40: 1006
- [169] Howe R, Christensen D J, Hill F, et al. *Scis*, 2000, 287: 2456

## Progress in Studying the Halo CME and the Potential of the Solar Radar

CHEN He-chao<sup>1,2</sup>, WANG Min<sup>1</sup>, GAO Guan-nan<sup>1</sup>, WU Ning<sup>3</sup>, LIN Jun<sup>2</sup>

(1. Yunnan Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 2. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China; 3. School of Tourism and Geography, Yunnan Normal University, Kunming 650031, China)

**Abstract:** Coronal mass ejection (CME), the large scale plasma structure driven by solar magnetic field into interplanetary space, is one of the most important drivers of the space weather. When the CME erupts toward the earth (the so-called halo CME), the high temperature plasmas and magnetic structures inside the CME are very likely to impact the environment around the Earth, which causes the disastrous space weather. The paper introduces the relationship between CME/ICME and the space weather, discusses the negative effect on space and geomagnetic environment and emphasizes the importance and necessity of forecasting this solar activities and possible impacts on the space weather.

First, CME deflection, rotation and interactions with the interplanetary medium observed from the sun to the place around 1AU are introduced and we point out that in the future forecast, these dynamical phenomena should be considered. Second, we discussed disadvantages of the coronagraph, in-situ satellite and radio observations in detecting the halo CME. When introducing empirical/statistical methods, dynamical method, numerical method and 3D reconstruction techniques for forecasting the halo CME, and the weakness of them appears. Considering these limitations to the existing techniques, we point out that new powerful solar observation techniques should be developed. As an active detection, solar radar may become the most promising method to detect the solar activities. We introduce the history and results of the ever-existing solar radar experiments, and discuss the advantages of solar radar in detecting and forecasting the halo CME. Finally, we summarize the weakness or disadvantages of the existing method in detecting the halo CME and in forecasting the disastrous space weather, and point out that solar radar, as an active technique, possible appear potential in achieving the goal of space weather forecasting.

**Key words:** coronal mass ejection; space weather; geostorm; solar radar