

文章编号: 1000-8349(2012)01-035-47

太阳米波和分米波 II 型、III 型射电暴及其精细结构观测研究进展

高冠男^{1,2,3}, 林 隽¹, 汪 敏¹, 谢瑞祥¹

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650011; 2. 中国科学院 太阳活动重点实验室, 北京 100012; 3. 中国科学院 研究生院, 北京 100049)

摘要: 太阳米波和分米波的射电观测是对太阳爆发过程中耀斑和日冕物质抛射现象研究的重要观测手段。米波和分米波太阳射电暴以相干等离子体辐射为主导, 表现出在时域和频域的多样性和复杂性。其中 II 型射电暴是激波在日冕中运动引起电磁波辐射的结果。在 II 型射电暴方面, 首先对米波 II 型射电暴的激波起源问题和米波 II 型射电暴与行星际 II 型射电暴的关系问题进行了讨论; 其次, 结合 Lin-Forbes 太阳爆发理论模型对 II 型射电暴的开始时间和起始频率进行讨论; 最后, 对 II 型射电暴信号中包含的两种射电精细结构, Herringbone 结构(即鱼骨结构) 和与激波相关的 III 型射电暴也分别进行了讨论。III 型射电暴是高能电子束在日冕中运动产生电磁波辐射的结果。在 III 型射电暴方面, 首先介绍了利用 III 型射电暴对日冕磁场位形和等离子体密度进行研究的具體方法; 其次, 对利用 III 型射电暴测量日冕温度的最新理论进行介绍; 最后, 对 III 型射电暴和 II 型射电暴的时间关系、III 型射电暴和粒子加速以及 III 型射电暴信号中包含的射电精细结构(例如斑马纹、纤维爆发及尖峰辐射) 等问题进行讨论并介绍有关的最新研究进展。

关键词: 太阳; 耀斑和 CME; 射电暴; 射电精细结构; 激波; 粒子加速

中图分类号: P145.2 **文献标识码:** A

1 引 言

耀斑和日冕物质抛射(CME)是最剧烈的太阳爆发现象。CME 将大量的等离子体物质, 以超过 $10^3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的速度抛向行星际空间, 对日地空间环境及地磁场产生剧烈的扰动, 并直接影响航天器、通讯和电力等现代化技术设施的正常运行, 对人类的生产生活产生很多不利的影响^[1, 2]。太阳爆发时在射电波段出现的剧烈且短促的流量增强现象叫做太阳射电暴。在米波和分米波太阳射电暴以相干等离子体辐射为主导, 表现出在时域和频域的多样性和复杂性, 并且显著地区别于厘米和毫米等其他波段的射电爆发现象。考虑到不同的波段对

收稿日期: 2011-06-20; 修回日期: 2011-08-26

资助项目: 国家自然科学基金(10873030, 10978006); 973 计划(2011CB811403); 中国科学院太阳活动重点实验室基金

应不同的日冕高度和物理环境,对于 0.5 ~ 2 个太阳半径范围内的 CME 事件的研究,米波和分米波的太阳射电观测是一个非常重要的方法。根据其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^[3]。其中,II 型射电暴是日冕激波的最佳示踪器,对灾害性空间天气的预警预报具有重要的实用价值;III 型射电暴是高能电子束在日冕中运动的最佳示踪器,对研究耀斑/CME 过程中的能量释放和粒子加速等物理过程有着重要的意义;射电精细结构则反映了太阳爆发时日冕中微小的能量释放过程和日冕磁场小尺度变化过程。因此,对米波和分米波 II 型、III 型射电暴及其伴随的射电精细结构的观测和研究始终是太阳物理观测研究的热点领域之一。

本文第 2 章将详细介绍对 II 型射电暴及其精细结构的观测和研究,以及目前的热门话题和未解之谜。在第 3 章中我们将讨论 III 型射电暴的特征、研究成果,II 型射电暴和 III 型射电暴之间的关系,以及研究 III 型射电暴对了解和认识磁重联、电流片及其中的带电粒子加速的重要意义。最后,我们总结本项工作并展望未来的发展方向和相关的重要课题。

2 II 型射电暴

1947 年,Payne-Scott 等人^[4]在 200 MHz、100 MHz 和 60 MHz 频率上发现一种具有慢速频率漂移的太阳射电暴,Wild 和 McCready^[5]于 1950 年把这种具有缓慢漂移特征的太阳射电暴定义为 II 型射电暴。它的频谱特征是:(1)缓慢的频率漂移(通常 $\leq 1 \text{ MHz}\cdot\text{s}^{-1}$),而且有一个起始频率(约为几百 MHz),在高于这个频率的频段则没有信号^[6];(2)带宽比较窄,通常不会超过几百 MHz,持续时间约为 5 ~ 10 min。目前通常认为 II 型射电暴是由于激波在日冕中向外传播引起等离子体振荡产生朗缪尔波,再转换为电磁波辐射并以本征等离子体频率和二倍频向外辐射。所以,II 型射电暴的观测特征一般具有基波和二次谐波结构,并且在射电动态频谱上通常表现为高频向低频缓慢的频率漂移。

1998 年,Zlotnik 等人^[7]首次报道了三次谐波结构的 II 型射电暴,认为三次谐波的产生机制可能是:(1)等离子体波之间的相互耦合作用;(2)等离子体波和电磁波之间的相互作用。另外,观测发现 II 型射电暴的基波或谐波具有分裂结构^[8],很多科学家认为这种分裂结构是由于激波以球面波的形式在日冕中传播造成的^[9];但这种理论无法解释观测到的行星际的 II 型射电暴的分裂结构,因为行星际激波通常被认为是以平面波的形式向外传播的。1974 年,Smerd 等人^[10]提出激波不同位置的辐射产生了 II 型射电暴基波或谐波的分裂结构,他们认为低频结构来自于激波前,高频结构则来自于激波后。1992 年,Treumann 等人^[11]提出激波附近的日冕密度不均匀造成了这种分裂结构,这种理论可以解释日冕和行星际 II 型射电暴的分裂结构。

II 型射电暴通常发生在比较低的频率,起始频率一般不会超过几百 MHz^[6]。2007 年,White 等人^[12]报道了 II 型射电暴基波起始频率发生在 380 MHz,二次谐波频率起始于 760 MHz 的高频事件(见图 1(a)),加深了人们对 II 型射电暴起始频率的认识。在 2001 年 4 月 2 日的事件中,II 型射电暴的分叉结构被观测到^[13](见图 1(b));频率漂移由 100 MHz 到

30 MHz 的 II 型射电暴与频率漂移由 100 MHz 到 300 MHz 的 II 型射电暴几乎同时被观测到, 而且两组频率漂移相反的 II 型射电暴都具有基波和二次谐波结构。这种现象有可能是由于活塞式球面激波与附近的盔状冕流中的电流片相互作用导致的。此外, 1997 年 4 月 7 日零频率漂移率的 II 型射电暴也被观测到, 这种零频率漂移率的 II 型射电暴被认为是电流片中快速的磁重联外流在耀斑环顶产生的终止激波 (termination shock) 引发的射电辐射^[14, 15]。

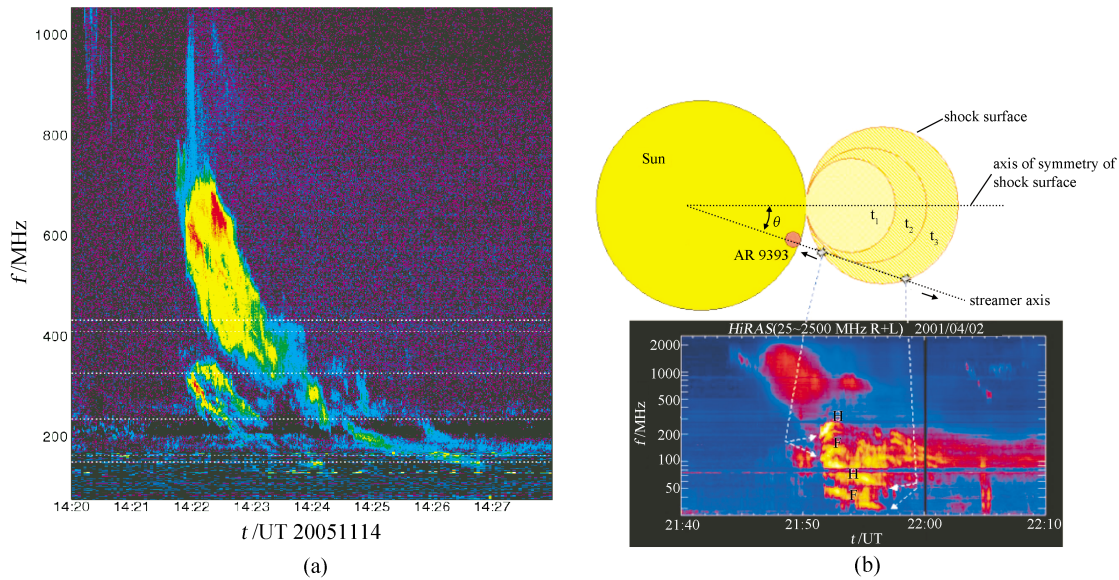


图 1 (a) 2005 年 11 月 14 日观测到的 II 型射电暴的高频事件^[12]; (b) 2001 年 4 月 2 日观测到的 II 型射电暴的分叉结构及可能的形成机制^[13]。

2.1 米波 II 型射电暴的起源问题

米波 II 型射电暴的激波起源问题目前仍然倍受争议。1983 年, Wagner 和 MacQueen 就认为太阳爆发能够产生两种激波^[5]: 一种是来自耀斑的暴震波 (Blast Waves), 另一种是来自 CME 驱动的 (CME-driven) 激波。引起米波 II 型射电暴的激波究竟是由 CME 驱动产生还是耀斑暴震波产生, 或者另有其他的驱动机制, 该问题仍然悬而未决^[13, 16, 18]。暴震波理论认为^[5], 激波是产生于耀斑区域的暴震波。CME 驱动激波理论认为^[6], 太阳爆发时向日冕和行星际空间抛射大量的等离子体物质 (即 CME) 在日冕中快速运动, 当速度超过当地的阿尔芬速度时 (严格来说应该是当地的快磁声波速, 但由于日冕磁场均近似于无力场的特点, 两者的差别可以忽略), 就会在 CME 的顶部或者侧翼产生活塞式激波, 由此引发 II 型射电暴。此外, Pohjolainen 等人^[21] 研究分析了 2003 年 6 月 2 日太阳射电爆发事件, 提出激波可能来自于超级阿尔芬环的膨胀, 这对米波 II 型射电暴的激波问题又给出了新的解释。

2.2 II 型射电暴的发生时间和起始频率

II 型射电暴的基波起始频率通常不会超过 200 MHz, 这就意味着 II 型射电暴发生的日冕高度不会太低^[6]。Sittler 和 Guhathakurta^[19] 提出日冕等离子体密度的经验模型, 得到 200

MHz 对应于离开太阳表面的高度为 0.37 个太阳半径。2006 年, 林隽等人^[6] 基于 Lin-Forbes 太阳爆发磁通量绳灾变模型 (见图 2), 进一步定量地分析计算了磁场强度、等离子密度和磁重联率等参数对 II 型射电暴的发生时间和起始频率的影响, 从理论上解释了 CME 驱动的激波产生的 II 型射电暴的起始频率通常不会高于几百 MHz 的现象。首先, 因为 CME 的运动速度要超过当地的阿尔芬速度需要一定的加速时间, CME 从爆发开始之后要在日冕当中运动一段距离, 所以 II 型射电暴的产生位置不会太低, 相应地起始频率就比较低; 其次, 磁场强度、磁重联率和等离子体密度等参数也制约了 II 型射电暴的产生和起始频率, 这就解释了为什么有些快速的 CME (速度 ≥ 800 km/s) 并不伴随着 II 型射电暴的原因 (这样的 CME 称为射电静默 CME)。2009 年, Shanmugaraju 等人^[16] 通过对 142 个 II 型射电暴的起始频率进行统计研究发现, 起始频率比较高的 II 型射电暴通常与耀斑有关; 相反, 起始频率比较低的通常与 CME 相关。但是由于耀斑的脉冲相和 CME 的加速过程具有同步性, 所以对 II 型射电暴的起始频率以及日冕激波的起源问题需要进一步细致的研究。

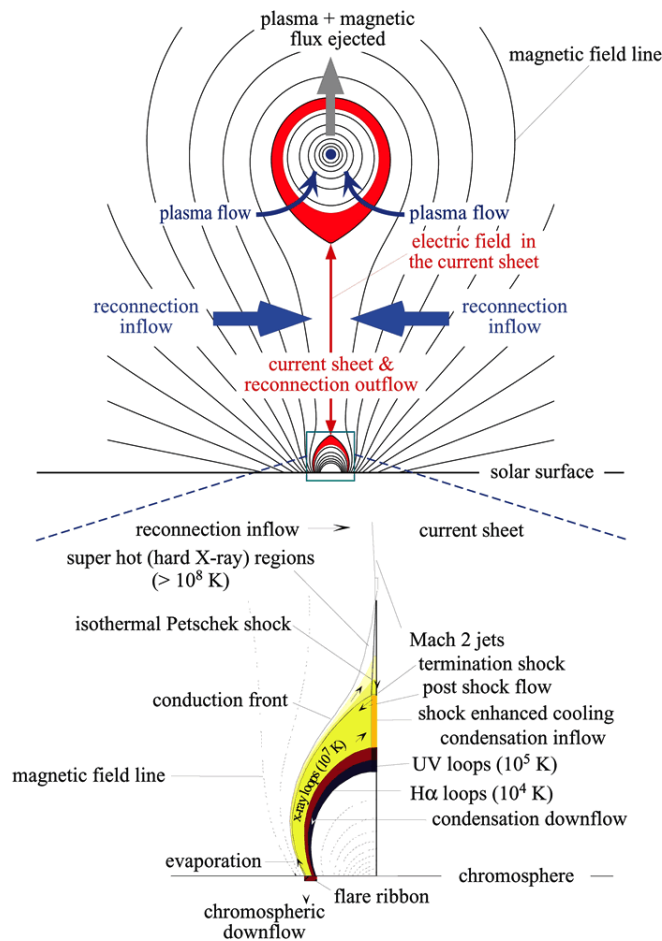


图 2 Lin-Forbes 太阳爆发磁通量绳灾变模型^[20]

2.3 米波 II 型射电暴和行星际 II 型射电暴的关系

行星际空间 (IP) 的 II 型射电暴是 Malitson 等人^[17] 利用 IMP6 的数据于 1973 年发现的, 随后 Voyager 的数据也证实了行星际 II 型射电暴存在^[5]。有资料表明发生行星际 II 型射电暴的同时还探测到了行星际激波。起初科学家发现行星际激波似乎都与白光 CME 有很好的对应关系, 之后才意识到行星际激波可能是由 CME 驱动产生的^[5]。后来, 通过统计研究, 人们分别发现千米 (km) 和十米-百米 (DH) 波 II 型射电暴与行星际激波关系密切, 因此, 目前通常认为行星际 II 型射电暴是由 CME 驱动的激波产生^[5]。Gopalswamy 等人^[5] 发现分别仅有 18% 和 25% 的米波 II 型射电暴伴有十米-百米和千米波 II 型射电暴。所以, 米波 II 型射电暴与千米和十米-百米波 II 型射电暴的相关性并不高。1983 年, Cane 等人^[22] 的统计研究表明: 起始频率高于 1 MHz 的 II 型射电暴, 是米波 II 型射电暴在行星际空间的延伸; 而起始频率低于 1 MHz 的 II 型射电暴, 则是由行星际激波所产生的。此外, Holman 等人^[23] 认为日冕激波也可以加速高能电子束并引起行星际的 II 型射电暴。目前, 米波 II 型射电暴和行星际 II 型射电暴的关系问题仍然是观测统计研究的重点之一。

2.4 II 型射电暴信号中包含的两种射电精细结构

II 型射电暴的精细结构中“与激波有关的 III 型射电暴” (shock-associated type III radio bursts 称为 type III-like radio burst)^[24] 和“II 型射电暴的 Herringbone 结构”都被认为是激波加速粒子的直接观测证据。1959 年, Roberts 首先发现并命名了 Herringbone 结构^[25], 它们成组地出现在 II 型射电暴的基波和二次谐波的结构上 (称为 Backbone), 具有带宽窄 (约为 10 MHz ~ 30 MHz)、频率漂移相对 II 型射电暴比较快 (在频率为 55 MHz 附近的相对频率漂移率 $\frac{df}{fdt}$ 约为 0.1636 s^{-1}) 和双向漂移的特点^[26] (见图 3(a))。与激波有关的 III 型射电暴起始频率也叠加在 II 型射电暴的 Backbone 结构之上, 但它们的带宽很宽, 可以达到 GHz 量级; 通常起始频率源于 Backbone 结构之上而且只向低频漂移^[8, 27] (见图 3(b))。

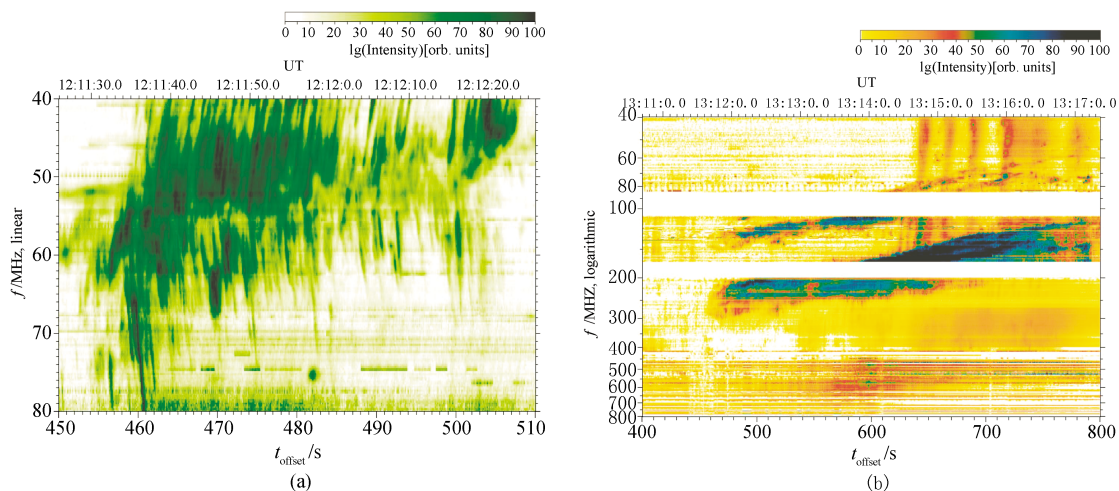


图 3 (a) 1995 年 6 月 3 日观测到的 Herringbone 结构^[26]; (b) 2000 年 11 月 18 日观测到的与激波有关的 III 型射电暴^[27]

对于 II 型射电暴的 Herringbone 结构和与激波有关的 III 型射电暴的关系, George 等人^[28]认为 Herringbone 结构是一种 III 型射电暴; Cane 等人^[8]认为与激波有关的 III 型射电暴是 Herringbone 结构在低频的延伸。Cairns 和 Robinson^[29]于 1987 年分析了 Culgrooa 的频谱分辨率为 MHz 量级的观测资料, 认为 Herringbone 与 III 型射电暴不应该混为一谈, 因为它们具有不同的频谱结构特征和辐射机制; 后来 Zlobec 等人^[30]也支持这个观点。Knock 等人^[31]于 2001 年建立了激波产生 II 型射电暴的物理模型, 并认为是激波漂移加速机制 (shock-drift acceleration) 加速了高能电子并形成损失锥分布引起了等离子体振荡, 最终产生叠加在 II 型射电暴 Backbone 结构上的射电精细结构^[32, 33]。但如何产生这两种频谱形态不同的射电精细结构目前仍然没有确切的答案。

另外, 在时间顺序上, 通常 II 型射电暴 Backbone 结构起始频率先于叠加在其上的精细结构, 有人认为这与激波加速电子束的位置有关^[23]; 还有人认为这与激波在日冕中运动方向和日冕中磁场方向之间的夹角有关^[33]。此外, 与激波有关的 III 型射电暴的带宽很宽, 这说明激波加速电子是非常有效的。Holman 等人^[23, 34]认为这些高能电子束可以沿着开放的磁力线运动逃逸到行星际空间, 并可能会引起行星际 (IP) II 型射电暴。

3 III 型射电暴

20 世纪 40 年代末, 一种快速移动的太阳射电暴在米波波段首次被发现^[5](后来称为 III 型射电暴)。射电动态频谱图上表现为由高频向低频漂移的 III 型射电暴, 被解释为高能电子束以 $0.2 \sim 0.6 c$ 的速度沿着开放的磁力线向上运动通过日冕, 从而引起等离子体振荡, 产生朗缪尔波, 再转换为电磁波辐射。与 II 型射电暴不同, III 型射电暴可以发生在很高的频率, 据报道最高可以达到 8.5 GHz ^[35], 也就是说 III 型射电暴可以在很低的日冕产生, 在那里等离子体的密度很高 (8.5 GHz 的等离子体频率对应于大约 10^{12} cm^{-3} 等离子体密度)。并且这些发生在高频的 III 型射电暴, 在动态频谱图上多数表现为由低频向高频漂移的特征, 这是由于高能电子束在日冕中向下运动所引起的。

早期科学家认为日冕结构相对简单, 后来才逐渐意识到日冕结构的复杂性。III 型射电暴是日冕密度的标识者^[35, 38], 因此一直是科学家研究日冕密度的重要工具。太阳爆发时产生大量的高能电子, 这些高能电子束在日冕和行星际空间运动, 并产生在本征等离子体频率 f_{pe} 上的电磁波。由于等离子体频率和日冕密度的关系可以表示为 $f_{pe} = 0.00898\sqrt{n_e(\text{cm}^{-3})} \text{ MHz}$ ^[39], 因此, III 型射电暴可以直接提供日冕等离子体密度的信息, 并常被用于构建和检验日冕密度模型^[38, 40, 41]。1998 年, Leblanc 等人利用 WAVE 卫星观测到的 III 型射电暴推导出, 从日冕到 1 AU 的电子密度分布公式 $n_e(r) = (3.3 \times 10^{11}r^{-2} + 4.1 \times 10^{12}r^{-4} + 8.0 \times 10^{13}r^{-6}) \text{ m}^{-3}$ ^[38, 41] (这里, n_e 是日冕电子数密度, r 是以太阳半径 r_\odot 为单位的日冕高度)。

另外, III 型射电暴还是日冕磁力线分布的一个示踪器^[35]。通过对 III 型射电暴的观测研究可以判断日冕磁场的位形, 进而检验和改进太阳爆发的物理模型。米波 III 型射电暴通常

位于磁力线开放区域, 信号在射电动态频谱图上表现为高频向低频漂移, 这是高能电子束沿着开放的磁力线向上运动产生的结果。其中的高能电子束还可以逃逸到行星际空间形成千米波段的 III 型射电暴^[35]。分米波的 III 型射电暴通常出现在具有闭合磁结构的区域, 信号在射电动态频谱图上有时表现为低频向高频漂移, 这是高能电子束沿着磁力线向下运动产生的结果。U 型射电暴是 III 型射电暴的一种变型^[35], 信号在射电动态频谱图上表现为先由高频向低频漂移再由低频向高频漂移, 形态像反转过来的字母 U, 通常被认为是高能电子束在封闭的磁场中运动的结果。通常认为分米波段的 III 型射电暴所在区域位于耀斑中的粒子加速和能量释放区域, 通过双向频率漂移的 III 型射电暴的观测, 可以判断高能电子束被加速的空间位置。Aschwanden 等人^[36]根据统计研究认为, 起始频率高于 1 GHz 的 III 型射电暴, 其高能电子束经常在日冕中向下传播, 信号在射电动态频谱图上表现为由低频向高频漂移。

Benz^[37]认为一个大的爆发过程常常是由很多个小的能量释放过程构成的。许多科学家认为高能电子束产生于电流片磁重联区域。在磁重联电流片当中, 诱发电场和湍流可以使带电粒子得到很高的能量, 然后在日冕中传播引发 III 型射电暴^[6, 35]。1995 年, Aschwanden 等人^[42]发现了具有群体频率漂移的分米波 III 型射电暴。2008 年, Meszarosova 等人^[43]通过对这种 III 型射电暴进行统计研究, 认为这种具有群体频率漂移的 III 型射电暴是由于高能电子束被束缚在半封闭的磁化等离子体团中并产生电磁波辐射的结果。最近 Meszarosova 等人^[44]基于小波分析技术, 从 2001 年 4 月 11 日观测到的复杂且重叠的射电频谱结构中提取出 4 组频率漂移的频谱结构, 认为这是等离子团在电流片中运动的结果。他们的工作同样也证明了小波分析技术应用于复杂重叠的射电频谱分析的可行性和优越性。

2010 年, 李波等人^[45, 46]在最新的研究工作中, 将日冕温度变化 (包括电子温度 T_e 的变化和离子温度 T_i 的变化) 因素考虑到 III 型射电暴的模型中。在模拟中发现日冕局部区域电子温度 T_e 的变化和 (或) 局部区域离子温度 T_i 的变化对 III 型射电暴模拟结果的影响非常显著; 此外, 他们还发现日冕局部区域的电子温度 T_e 变化和 (或) T_i 的变化可以导致射电精细结构的产生; 因此, 他们认为日冕局部区域温度变化导致了射电精细结构的产生。此外, 他们还认为利用该模型以及 III 型射电暴的频谱特征可以反演得到日冕局部区域温度; 因此, III 型射电暴可以成为探测日冕局部区域温度变化的工具; 这也为日冕温度的测量提供了一个新的思路和途径。

3.1 III 型射电暴与 II 型射电暴的时间关系

据统计, 50% 的 III 型射电暴先于 II 型射电暴发生^[6], 所以 III 型射电暴通常被称为 II 型射电暴的先导。而少数的 III 型射电暴在 II 型射电暴之后发生, 这种类型的 III 型射电暴往往和激波有关。与激波有关的 III 型射电暴的高能电子束被认为是由激波加速的, 因此这种 III 型射电暴的形成和出现就对 CME 的激波加速理论提供了直接的证据^[27]。

对于 III 型射电暴往往先于 II 型射电暴这种现象, 林隽等人^[6]基于 Lin-Forbes 模型的研究结果表明, 当 CME 的速度超过当地的阿尔芬速度时才有可能在 CME 的顶部产生活塞式激波, 进而引发 II 型射电暴, 这需要一定的时间; 而引发 III 型射电暴的高能电子束的产生方式相对比较自由, 可以在最初的磁重联过程中被磁重联电场加速, 然后沿着日冕磁力线运动直接产生 III 型射电暴。因此 III 型射电暴往往先于 II 型射电暴发生。然而 Kerdraon 等

人^[47]通过对2007年5月19日事件多波段的分析研究认为,有些III型射电暴发生在II型射电暴之后也并不一定是激波引起的,只是由于产生II型射电暴的源和产生III型射电暴的源并不是同一个,凑巧两个源产生的射电暴在时间上先后被观测到。

3.2 III型射电暴与粒子加速

带电粒子加速问题一直是太阳物理领域中一个重要的问题(带电粒子包括电子、质子和重离子),不仅对粒子加速的物理机制还没有完全弄清楚,而且对加速区域的空间位置也没有定论^[49]。目前普遍认为带电粒子加速机制有3种^[50]:磁重联产生的电场加速带电粒子,激波加速带电粒子,以及波粒相互作用的随机加速机制也可以加速带电粒子。我们在前面已经介绍了2种伴随II型射电暴的激波加速带电粒子的射电精细结构。林隽等人^[6]基于Lin-Forbes模型认为,电流片磁重联电场可以加速带电粒子,被加速的高能带电粒子束在日冕中运动产生了III型射电暴。对于带宽范围比较窄,持续时间比较短的III型射电暴,则是由于高能电子束被束缚在电流片附近的磁场内产生的带电粒子辐射。他们认为这种III型射电暴的频谱形态反应了电流片的演化过程。电流片形成后,带电粒子通过磁重联入流被注入到电流片内,随后被磁重联电场加速。最初CME和电流片被限制在低日冕的封闭磁场里,因此,高能粒子束在很小的区域中运动,产生了带宽窄而且持续时间短的先兆型III型射电暴。随着CME快速运动,电流片被迅速拉长,高能粒子束可以在更大的范围内运动,直到逃离日冕、进入行星际空间,因此产生了带宽比较宽的III型射电暴。此外他们还认为,理论上由高频向低频漂移的III型射电暴应该有高频的截止频率,该截止频率随着爆发过程的持续和耀斑环的膨胀而降低,它可以用来追踪耀斑环的演化及环顶的运动速度。

3.3 III型射电暴信号中的射电精细结构

斑马纹(zebra)和纤维爆发(fiber)是米波和分米波最奇特的射电精细结构之一(见图4(a))。斑马纹和纤维爆发与CME等太阳爆发现象有着密切的关系。其频谱特点主要有以下3点^[53]:(1)具有带状的吸收和辐射特征;(2)正向或反向的频率漂移;(3)通常都叠加在IV型射电暴的连续辐射或者短时间III型射电暴之上。因为它们的频谱形态比较复杂,所以其理论模型也十分复杂。据统计,目前大约有十几种不同的理论模型被用于解释叠加在IV型射电暴上的斑马纹现象^[53]。相比IV型射电暴上的斑马纹研究,对叠加在短时间III型射电暴上斑马纹的研究工作就相对少了,主要是因为这种叠加在III型射电暴上的斑马纹结构的持续时间比较短而不容易被发现。2009年,Zlotnik等人^[54]通过分析认为,这种存在时间很短、频率漂移很快、叠加在III型射电暴之上的斑马纹结构,是电子束在日冕中被磁场捕获后产生等离子体辐射的结果,且可以用来诊断捕获电子的日冕磁场的结构和其他特征。同时,通过测量斑马纹和纤维爆发的频率间隔、频率漂移、频率带宽和偏振等参数,再结合相应的理论模型,可以对日冕磁场和等离子体环境进行诊断^[52]。

在上个太阳活动峰年期间,我国的射电频谱仪对斑马纹和纤维爆发的观测研究起到了推动作用^[51]。最近,云南天文台在太阳射电数字频谱仪的研制方面取得了很大进展。新研制的数字频谱仪的时间分辨率为80 ms,频率分辨率达到200 kHz;若与积分时间相协调后,频率分辨率最高甚至可以达到50 kHz,比上个峰年时的频率分辨率提高了约一个数量级。

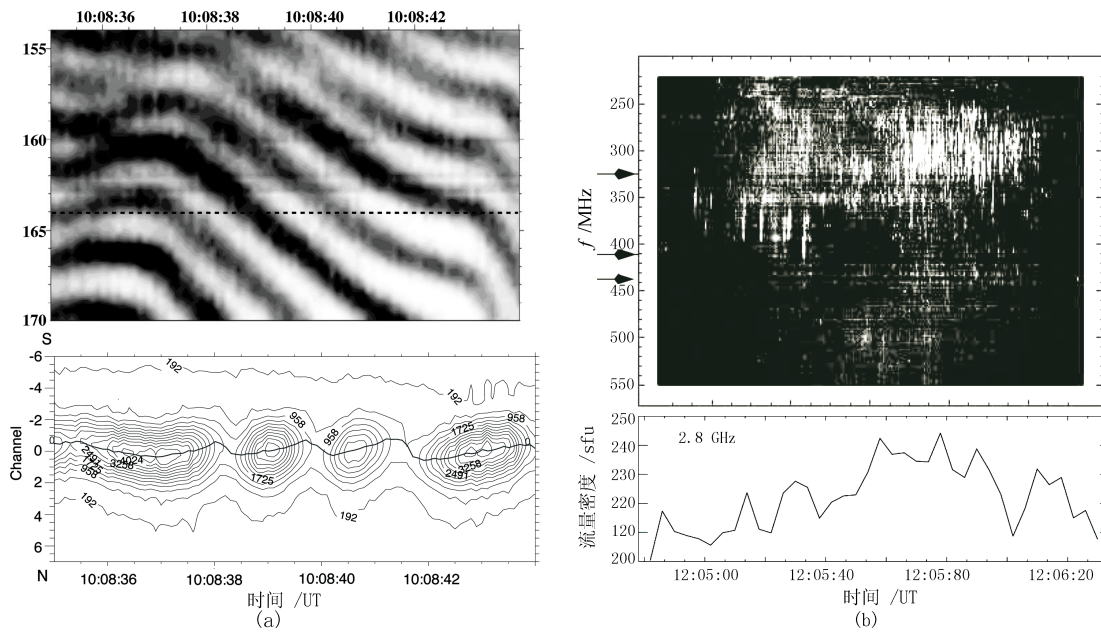


图 4 (a) 德国 AIP 射电频谱仪观测到的 1994 年 10 月 25 日的斑马纹^[48]; (b) Phoenix-2 射电频谱仪观测到的 2000 年 7 月 20 日的尖峰辐射^[49]

目前, 观测频段为 625 ~ 1500 MHz 的太阳数字频谱仪已于 2009 年下半年投入试观测, 并获得了包含有很多射电精细结构的观测数据。这些观测数据每天发布在云南天文台的网站上 (<http://159.226.148.131/~solar/>)。工作在 70 ~ 700 MHz 的米波射电频谱仪已于 2011 年 7 月投入试运行。它们的频率分辨率要优于德国 AIP (几百 kHz) 和澳大利亚 Culgoora (1 MHz) 太阳射电频谱仪, 与瑞士 Phoenix-3 (61 kHz) 和美国 GBSRBS (30 kHz) 的频率分辨率相当, 处于国际领先水平。在 24 周太阳活动峰年期间将有望发现更精细的射电精细结构。

目前观测到的时标最短、带宽最窄和亮温度最高的射电精细结构是尖峰辐射 (spike) (见图 4(b))。它们在频谱图上呈现“簇”状或者“链”状分布, 有很窄的带宽 ($\Delta f/f \leq 1\%$), 很短的存在时间 (≤ 0.1 s), 以及具有很高的亮温度 (10^{15} K)^[55]。目前普遍认为, 它们与耀斑/CME 过程中磁重联和粒子加速现象密切相关。2002 年, Benz 等人^[49]认为尖峰辐射与耀斑后的磁场重构有关。2006 年, Khan 等人^[55]认为尖峰辐射是耀斑/CME 过程中磁重联加速带电粒子的射电信号。2010 年, Aurass 等人^[56, 57]的研究结果支持尖峰辐射的源位于电流片磁重联区域的观点。统计表明米波 III 型射电暴和尖峰辐射的开始频率很接近^[58], 但是米波尖峰辐射表现为强偏振, 和 III 型射电暴具有明显不同。这有可能是因为两者的起源并不相同, 或者是两者虽然出现在相近的频率上却有不同辐射机制所导致的结果。

3.4 III 型射电暴和尖峰辐射与硬 X 射线辐射的关系

据统计, 仅有 3% 的米波 III 型射电暴与硬 X 射线相关, 而 48% 的由低频向高频漂移的分米波的 III 型射电暴和硬 X 射线相关^[35]。观测表明 30% 的米波 III 型射电暴与米波尖峰

辐射相关,且单个的 III 型射电暴与尖峰辐射的相关性更高^[49]。分米波的尖峰辐射与硬 X 射线演化有很强的相关性。通过多波段的观测研究表明,分米波的尖峰辐射与硬 X 射线的辐射源相差很远但又联系紧密^[35, 55, 59]。但分米波的 III 型射电暴通常不与分米波的尖峰辐射相关,这可能与它们各自的加速和辐射机制不同,以及与周围的日冕磁场和等离子体环境有关;此外,我们还注意到之前的统计研究工作表明,由低频向高频漂移的分米波的 III 型射电暴和分米波的尖峰辐射均与硬 X 射线有很好的相关性^[55]。不过,之前的研究工作忽略了由低频向高频漂移的分米波的 III 型射电暴与分米波的尖峰辐射的统计研究。或许这两者也会有很强的相关性,若果真如此,这将帮助我们重新认识分米波的 III 型射电暴和尖峰辐射的起源关系。这值得我们在今后的工作当中进一步深入研究。

4 总结和展望

20 世纪 40 年代末至今,对 II 型、III 型太阳射电暴及其伴随的射电精细结构的观测研究始终是太阳物理研究的热点之一。II 型射电暴及其射电精细结构对定量研究日冕激波的产生高度、强度和粒子加速具有不可替代的作用,对灾害性空间天气的预警预报具有重要的实用价值。

米波 II 型射电暴的激波起源问题以及行星际 II 型射电暴与米波 II 型射电暴之间的关系问题一直悬而未决,也是目前观测和理论统计研究的重点。II 型射电暴伴随的两种射电精细结构是激波加速粒子的直接证据,它们的频谱形态差异很大,对它们进行深入研究可以进一步了解激波加速粒子的物理过程。而随着太阳射电频谱仪的时间分辨率和频率分辨率的不断提高,我们有可能发现更为精细的射电精细结构,并展开对日冕磁场中小尺度的能量释放过程的研究。

此外,根据 2010 年李波等人^[45, 46]对 III 型射电暴最近的模拟结果表明,利用该模型以及观测到的 III 型射电暴的频谱特征可以反演得到日冕局部区域温度,相应研究手段将来可能成为测量日冕局部温度的新方法。随着观测设备的时间分辨率和频谱分辨率的逐步提高,持续时间短、频率漂移快的叠加在 III 型射电暴上的斑马纹结构也将会成为研究的重点。尖峰辐射和 III 型射电暴以及硬 X 射线关系的探讨,将为研究粒子加速区域的空间尺度和位置,以及物理过程提供重要依据。小波分析方法已经开始被试探性地应用在太阳射电暴的频谱分析中。这种分析方法的应用与发展将对复杂且重叠在一起的射电频谱分析大有帮助。最后,需要指出的是,多波段观测对太阳爆发中的耀斑和 CME 事件的研究仍然有着非常重要的意义,对射电辐射的研究只有纳入到统一的耀斑/CME 物理模型框架内,才能更好地帮助我们认识和解决目前许多亟待解决的问题。

参考文献:

- [1] Lin J. Chinese Journal of Astronomy Astrophysics, 2002, 2: 539
- [2] Lin J, Soon W, Baliunas S L. New Astronomy Reviews, 2003, 47: 53
- [3] 胡中为, 萧耐园. 天文学教程. 北京: 高等教育出版社, 2003: 392
- [4] Payne-Scott R, Yabsley D E, Bolton J G. Nature, 1947, 160: 256
- [5] Gary D E, Keller C U. Solar and Space Weather Radiophysics, 2004, 150: 111
- [6] Lin J, Mancuso S, Vourlidas A. ApJ, 2006, 649: 1110
- [7] Zlotnik E Y, Klassen A, Klein K L, Girardi L, et al. A&A, 1998, 331: 1087
- [8] Cane H V, Stone R G, Fainberg R T, et al. Geophys. Res. Lett., 1981, 8: 1285
- [9] Mclean D J, Labrum N R. Solar radio Physics, 1985
- [10] Smerd S F, Sheridan K V, Stewart R T. IAU Symp, 1974, 57: 389
- [11] Treumann R A, Labelle J. ApJ, 1992, 399: L167
- [12] White S, Mercier C, Bastian T, et al. National Radio Astronomy Observatory. Newsletter, 2007, 110: 9
- [13] Mancuso S, Abbo L. A&A, 2004, 415: L17
- [14] Aurass H, Vrsnak B, Mann G. A&A, 2002, 384: 273
- [15] Forbes T G, Acton L W. ApJ, 1996, 459: 330
- [16] Shanmugaraju A, Moon Y J, Vrsnak B. Solar Phys, 2009, 254: 297
- [17] Malitson H H, Fainberg J, Stone R G. Astrophys. Lett., 1973, 14: 111
- [18] Lin J. Advances in Geosciences, Solar Terrestrial, 2007, 14: 141
- [19] Sittler E C Jr, Guhathakurta M. ApJ, 1999, 523: 812
- [20] Lin J, Soon W. New Astronomy, 2004, 9: 611
- [21] Pohjolainen S. A&A, 2008, 483: 297
- [22] Cane H V. JPL Solar Wind Five, 1983, 2280: 703
- [23] Holman G D, Pesses M E. ApJ, 1983, 267: 837
- [24] Melnik V N, Konovalenko A A, Rucker H O, et al. Solar Phys, 2008, 250: 133
- [25] Roberts J A, Australian J. Phys., 1959, 12: 322
- [26] Miteva R, Mann G. A&A, 2007, 474: 617
- [27] Mann G, Klassen A, Aurass H, Classen H T. A&A, 2003, 400: 329
- [28] George A, Yolande Leblanc, Bastian T S, et al. J. Geophys. Res., 2000, 105: 343
- [29] Cairns I H, Robinson R D. Solar phys., 1987, 111: 365
- [30] Zlobec P, Messerotti M, Karlicky M, et al. Solar phys., 1993, 144: 373
- [31] Knock S A, Cairns I H, Robinson P A, et al. J. Geophys. Res., 2001, 106: 25041
- [32] Knock S A, Cairns I H, Robinson P A, et al. J. Geophys. Res., 2003, 108: 1126
- [33] Mann G, Classen H T. A&A, 1995, 295: 775
- [34] Mann G, Classen H T, Motschman U. J. Geophys. Res., 2001, 106: 323
- [35] Bastian T S, Benz A O, Gary D E. Annu.Rev. Astron.Astrophys., 1998, 36: 131
- [36] Aschwanden M J, Benz A O, Schwartz R A. ApJ, 1993, 417: 790
- [37] Benz A O. Space Science Review, 1994, 68: 135
- [38] Lobzin V V, Cairns I H, Robinson P A, et al. ApJ, 2010, 724: 1099
- [39] Mancuso S, Raymond J C, Kohl J, et al. Astron.Astrophys., 2002, 383: 267
- [40] Alvarez H, Haddock F T. Solar phys., 1973, 29: 197
- [41] Leblanc Y, Dulk G A, Bougeret J L. Solar phys., 1998, 183: 165
- [42] Aschwanden M J, Benz A O. ApJ, 1995, 438: 997
- [43] Meszarosova H, Karlicky M, Sawant H S, et al. A&A, 2008, 529: 536
- [44] Meszarosova H, Rybak J, Karlicky M. A&A, 2011, 525: A88
- [45] Li B, Cairns I H, Robinson P A. ApJ, 2011, 730: 20
- [46] Li B, Cairns I H, Robinson P A. ApJ, 2011, 730: 21
- [47] Kerdran A, Pick M, Hoang S, et al. ApJ, 2010, 715: 468

- [48] Aurass H, Klein K L, Zlotnik E Y, et al. *A&A*, 2003, 410: 1001
[49] Benz A O, Saint-Hilaire P, Vilmer N. *A&A*, 2002, 383: 678
[50] Mann G, Klassen A. *ApJ*, 2005, 441: 319
[51] Fu Q J, Ji H R, Qin Z H, et al. *Solar Phys.*, 2004, 222: 167
[52] Chernov G P. *Astronomy Reports*, 2004, 48: 85
[53] Zlotnik E Ya. *Central European Astrophysical Bulletin*, 2009, 33: 281
[54] Zlotnik E Ya, Zaitsev V V, Aurass H, et al. *Solar Phys.*, 2009, 255: 27
[55] Khan J I, Aurass H. *A&A*, 2006, 457: 319
[56] Aurass H, Landini F, Poletto G. *A&A*, 2009, 506: 901
[57] Aurass H, Rausche G, Berkebile-Stoiser S, et al. *A&A*, 2010, 515: A1
[58] Benz A O, Csillaghy A, Aschwanden M J. *A&A*, 1996, 309: 291
[59] Dabrowski B P, Benz A O. *A&A*, 2004, 504: 565

Research and Observation of Metric and Decimetric Type II and Type III Solar Radio Bursts with Fine Structures

GAO Guan-nan^{1,2}, LIN Jun¹, WANG Min¹, XIE Rui-xiang¹

(1. *Yunnan Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China*; 2. *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

Abstract: Observations and studies of solar eruptions in radio wavelengths provide us several diagnostic approaches to answering long-standing questions about shocks, particle accelerations, and particle transports in magnetized plasmas. At decimetric and metric wavelengths, coherent plasma radiation plays a dominant role in observed radio emissions. Coronal mass ejections (CMEs) and solar flares play a pivotal role in the solar terrestrial relationship: they are responsible for major geomagnetic storms and the event of solar energetic particles (SEPs). It is now generally accepted that type II and type III radio bursts in the solar eruption are closely related to flares and CMEs.

Type II radio bursts are the slow frequency drifting signature in the dynamic spectrum. It is interpreted as the result of the outward motion of the fast mode shock driven by CME. Type III radio bursts, on the other hand, are the fast frequency drifting signature in the dynamic spectrum. Usually they are interpreted as the radio signature of energetic electron beams propagating along the magnetic field outward through the corona or interplanetary space at speed of 0.2–0.6 c . The reverse frequency drifting type III radio bursts and the U-shape radio bursts are sometimes observed as well. The reverse-drifting type III radio bursts are believed to result from the Sun-ward energetic electron beams, and the U-shape radio bursts are due to electron beams propagating in a closed magnetic loop. Moreover, groups of type III radio bursts are observed in some special events and they are interpreted

as electron beams trapped in moving plasmoids, which are constrained inside semi-closed magnetic field structures

In this work, we first introduce four kinds of type II radio bursts: (1) the type II radio bursts that include the third component of the plasma emission, (2) the type II burst with high starting frequency, (3) the bifurcation metric type II radio burst, and (4) the type II radio burst of nearly zero frequency drift. We discussed three aspects about the type II radio burst that have long drawn attention of the community: (1) the origin of the metric type II radio burst, (2) the relation of the metric type II radio burst to that in the interplanetary medium, and (3) the onset positions and frequencies of the type II radio burst that are dependent on the local Alfvén speed and the rate of magnetic reconnection. Then, we looked into two kinds of different fine structures about shock-associated type III radio burst (SA) and the herringbone structures. Both of them are associated with type II radio bursts as the signal of particle accelerations by the CME-driven shock.

In the third part of this work, we introduce the details of the type III radio burst, which is used for diagnosing the coronal magnetic field structure and the coronal plasma density. According to recent numerical experiments, type III radio bursts may as well offer a new tool to probe both distributions or structures of T_e and T_i in the corona. We discuss two issues of the type III burst that are related to other activities and phenomena: (1) the time sequence of type II and type III radio bursts, (2) On the basis of the catastrophe model of solar eruptions, particles can be accelerated in current sheet, and produce type III radio bursts, therefore the starting frequency of the type III burst should decrease with time since the current sheet continues to move upward in eruption. This is related to the motion of the flare loop system in the eruption. We also introduce and discuss three kinds of fine structures that are always found associated with type III radio bursts: zebra, fiber as well as spike, and emphasized the relationship among type III radio bursts, spikes and hard X-ray emissions in solar eruptions. Finally, we introduce two new solar radio digital spectrographs (70–700 MHz and 625–1 500 MHz) with high frequency (200 kHz) and high time (80 ms) resolutions at the Yunnan Astronomical Observatory, China, and some observations made by them.

Key words: sun; radio bursts; fine structure; shocks; particle acceleration