

# 日冕中爆发活动频谱观测的某些进展

夏志国

(中国科学院云南天文台)

## 提 要

太阳米波射电爆发是活动区上空日冕中的现象,与太阳耀斑有密切关系。近些年来,高空间分辨率的动态频谱仪获得了大量观测资料。在资料分析、理论模型和综合评述等各方面发表了许多文章。在日冕质量抛射和太阳周围磁场相互关系的研究中也取得了很大进展。

太阳耀斑现象是太阳物理学的中心问题之一,随着空间天文观测技术的发展,对耀斑的研究已从过去仅限于对H $\alpha$ 的观测发展到建立起耀斑环的立体图象。卫星观测证实,耀斑首先发生在日冕中<sup>[1]</sup>。日冕粒子加速区的能量以各种形式传向色球,引起H $\alpha$ 闪光,然后一系列的抛射物又返回来穿越日冕向行星际空间传播。耀斑抛射物所引起的微弱激波往往首先在内层日冕中激发出噪暴,然后在较外层日冕中激发出运动IV型爆发,并引起强烈的地球物理效应。米波射电的观测研究对于研究耀斑的触发过程及耀斑后的各种关联现象都具有重要的意义。

## 一、I型爆发的特点及可能的产生机制

噪暴是I型爆发加宽带(50—100MHz)连续辐射。I型爆发的特点是短周期(约1秒)、窄带( $\Delta f/f \approx 0.025$ )、强偏振。通常I型爆发群出现时持续若干小时或若干天<sup>[2]</sup>。这说明单个I型爆发是在一定的日冕环境条件下孕育出现,而日冕环境是由活动区演化过程决定的,因而I型爆发可能成为活动区演化程度的指示信号<sup>[3]</sup>。但这就必须用几个统计参量来定量描写I型爆发群。孕育I型爆发的日冕环境,与活动区上空日冕温度、电子密度及磁场强度有关。单个I型爆发短周期表明,它是在日冕中局部区域里发生的过程。I型源区的电子被加速,在数值上达到热电子能量的几倍。从I型源区高度和辐射频率的关系可以判断I型爆发和等离子体辐射有关。假定I型爆发是某种形式的基波等离子体辐射,可以解释I型暴群的重要观测事实,特别是高的亮温度和强的寻常O波偏振。Melrose(1980d)把基波等离子体辐射归因于朗缪尔波和低频波的相互作用。这里低频波是指离子声波或低混波。Spicer和Benz也讨论了类似的机制<sup>[4]</sup>。对于I型爆发来说另一个可供选择的理论是放大的回旋辐射(Fung Yip, 1966)<sup>[5]</sup>。但是,在二次谐波和X模式偏振这两个问题上,回旋辐射理论遇到了困难<sup>[6-9]</sup>。Melrose

1973年开始对回旋辐射理论提出了怀疑,并试图用等离子波辐射理论来代替它。尽管Mangency 1976年详细发展了回旋辐射理论,但上述困难依旧存在<sup>[10]</sup>。宋慕陶等认为在一定条件下日冕等离子体湍流就可能产生 I 型辐射<sup>[11]</sup>。McLean(1985)等认为 I 型爆发的产生与新浮出的磁力线挤压原先存在的磁场而导致磁力线的重联有关系<sup>[2], [12], [4]</sup>。虽然 I 型爆发已被研究了30年,近年来还发展了一些有相当说服力的理论,但要完全理解 I 型爆发的基本问题还面临着许多困难。

## 二、I 型爆发的方向性及其在日面上的分布

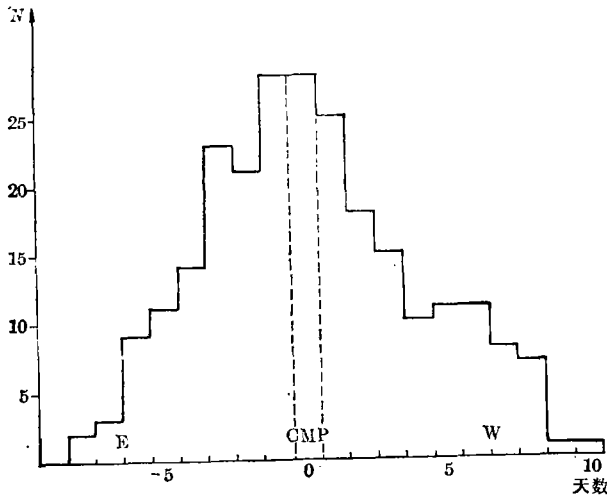


图 1. 噪暴和活动区位置间的关系。

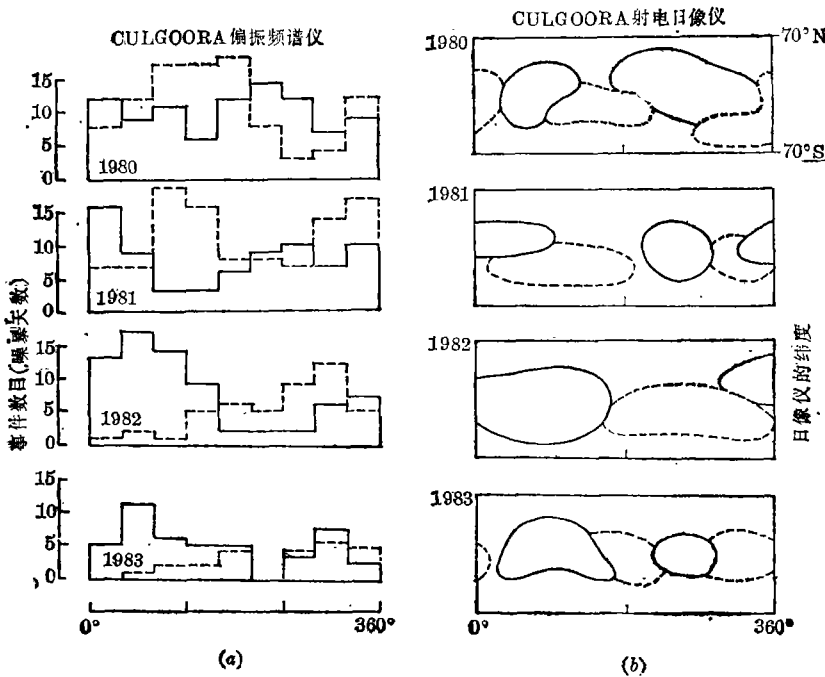


图 2. 米波 I 型爆发圆偏振方向和该 I 型源区所在卡林顿经度有关。这说明日冕中存在着固定的大尺度磁场。

(a) 是噪暴极性随卡林顿经度变化的年变图;

(b) 是噪暴偏振方向的两维分布图。

在空间飞船和地面上同时观测记录 I 型爆发, 可以直接确定 I 型爆发辐射角锥的大小。实测表明在  $20-35^\circ$  范围内, 两个探测器能同时观测到同一个 I 型爆发。这说明 I 型爆发辐射的方向性是很强的<sup>[13], [14]</sup>。所以, 当 I 型源位于日面上中央子午线附近的几天里, 容易观测记录到噪暴的发生。

当日面上活动区单一或者使用高空间分辨率的射电望远镜时, 可以发现 I 型爆发的频度和温度随着黑子群离日面中心的距离减小而逐渐增加。许多作者统计研究了 I 型爆发出现的频度和相关黑子群所在经度间的关系 (Fokker; Suzuki; Morimoto; le Squeren)。图1是 I 型爆发频度和源在日面上所处经度位置之间的关系图。CMP 代表中央子午线位置, 横坐标用通过中央子午线之前或之后的天数表示。Le Squeren 获得了 I 型暴群平均流量密度随源区在日面上位置的变化情况。Zlobec (1982)<sup>[15]</sup> 比较详细地讨论了不同偏振情况的 I 型爆发在日面上的经度分布, 对东西不对称性作出了解释。有观测数据表明, 西半球发生的频度比东半球大 35%。西半球上 I 型爆发的平均流量密度也比东半球大。一些作者试图用活动区磁力线和太阳径向间夹角不对称来解释东西不对称性。许多作者指出了 I 型爆发群发生的频度若在西半球则有更为频繁的倾向 (Fokker; Maltby; Suzuki)。R. T. Stewart 注意到米波 I 型爆发圆偏振方向和该 I 型源区所在的卡林顿经度有关系<sup>[16]</sup>。其他一些作者也提出在某些卡林顿经度上易产生活动区, 说明日面上存在着某些大尺度的固有结构。Stewart 还给出了 1980—1983 年期间 Culgoora 偏振频谱仪获得的噪暴资料 (见图2)。图 2(a) 是噪暴极性随卡林顿经度分布的年变图。实线代表左旋圆偏振, 虚线代表右旋圆偏振。图 2(b) 是 1980 年至 1983 年期间噪暴偏振的两维分布。噪暴极性经度分布的发现令人感到意外, 因为按传统的说法是假定噪暴极性与前导黑子的极性有关。经度效应可以有两种解释: 噪暴极性可能在传播过程中形成, 此时偏振将由高层日冕或行星际磁场的极性所决定; 另一种可能是由黑子群占优势的极性所决定。由于在非峰年期间, 太阳上大尺度磁场的结构在一年期间保持相对的稳定性, 所以若把 13 个太阳自转周上的测量结果进行平均, 可望得出噪暴极性的真实经度分布。用这种射电方法可以测量日冕的大尺度磁场结构。曾经有人试用灵敏度更高的射电望远镜和用类似的方法来测量恒星的自转和磁场图, 但由于受到目前仪器灵敏度的限制而尚未能获得肯定的结果。

### 三、I 型爆发和活动区演化程度的关系

由于 I 型爆发的出现是相当频繁的, 许多 I 型爆发并不伴随着有关联的耀斑。但是, 耀斑常伴随出现 I 型爆发, 这就是说 I 型爆发仅仅是部分地和耀斑相关。曾经有一种看法认为, 米波 I 型爆发是产生在闭合磁环上部, 会引起强烈地球物理效应的强能量爆发过程。例如, 运动 IV 型爆发和质子事件常与开放的磁场位形有关。米波爆发的型别和磁场位形间的这种关系得到了许多研究者的承认。但有的作者据此得出结论, 认为米波 I 型爆发和太阳质子耀斑是彼此排斥的太阳活动现象。这种看法未能得到观测事实的进一步支持。许多观测事实表明耀斑和 I 型爆发可以相关出现。事实上, 在日冕的不同层次上同时存在着封闭的和开放的磁场位形, 它们不一定会互相排斥, 因为它们处于不同的日冕高度上。许多作者认为, I 型爆发和 H $\alpha$  耀斑、抛射物、运动 IV 型爆发、日冕瞬变等现象是密切相关的<sup>[2]</sup>。

Benz认为“I型爆发和太阳日冕的演化有密切的关系,甚至可能是和恒星大气中的基本过程有联系。特别值得注意的是I型爆发可能是日冕演化中许多小进程的征兆。小进程的累积效应就是日冕的渐进演化。”<sup>[15]</sup>

I型爆发和Ha耀斑的关系是一个容易引起争议的问题。许多作相关统计的作者有时会得出相反的结论。出现这种情况的原因可能有:

1. 由于I型辐射窄的方向性; 2. 由于接收天线低的空间分辨率,未能区分来自不同活动区的I型爆发; 3. 对I型爆发群尚无定量的参数描述。

认为I型爆发和耀斑之间确实相关的作者有Fokker、Smith和Le Squern。某些噪暴群发生时没有伴随Ha耀斑。显然,仅用I型爆发的有无是不能作为充分判据的。要说明I型爆发统计参数和活动区演化程度之间的关系还有待于进一步积累资料。Spicer (1981)<sup>[16]</sup>提出了一个假定,他认为I型爆发是由活动区里新浮现的磁流管引起的微弱日冕激波激发和维持。

根据最近的耀斑环模型,耀斑首先在日冕中发动。日冕中正在活动的粒子加速区很可能出现标识性的辐射。观测表明II、IV型爆发是Ha耀斑之后的现象,不可能是Ha闪光之前日冕加速区正在活动的标志;而I型爆发有可能成为这样的标志。有些I型爆发并不成为Ha耀斑出现的前兆,由于某些条件不适宜,耀斑环的演化中止,后面几个阶段不会出现。

#### 四、活动区物质抛射和运动IV型爆发

在强的Ha耀斑之后常常伴随出现长时间的宽带连续辐射,其频率范围覆盖分米和米波段。这类连续辐射曾经被统称为IV型爆发(Boischot 1957)<sup>[17]</sup>。后来,从干涉仪观测发现,强的连续辐射源通常保持在一个固定的位置附近(Weiss 1963b)<sup>[18]</sup>。因此Weiss把它叫做稳定的IV型爆发。Wild(1970)把这种爆发叫做连续噪暴。一个稳定的IV型爆发发生在耀斑之后,开始有几个连续的强爆发,随后演化为普通的I型爆发,爆发源的位置未发生明显变化。因此,McLean认为“稳定IV型爆发”、“连续噪暴”和“I型爆发”合并称为“噪暴”更为恰当。

在Ha耀斑之后发生的连续辐射中最值得注意的还是运动IV型爆发。运动IV型爆发常常发生在活动区抛射现象之后,它是一个连续辐射源,穿越日冕区向外运动,一般在 $1R_{\odot}$ 之外宽带连续辐射消失。射电日像频谱仪观测表明,不同频率的辐射源在日冕中的位置差别不大。1973年3月22日McLean取得了一个很重要的观测资料<sup>[19]</sup>。当时有一个爆

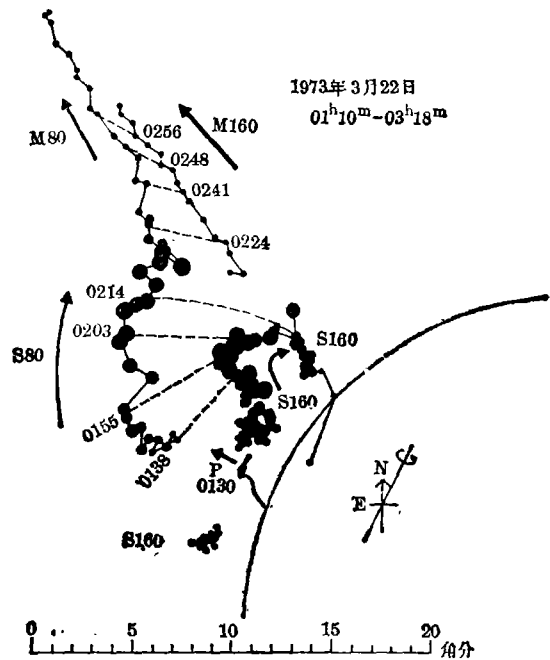


图3. 一个典型的运动IV型爆发的时间空间演化图。

发日珥，在爆发之后出现了噪暴和运动IV型爆。他用Culgoora高空间分辨率的射电日像仪在频率80MHz和160MHz上观测爆发源位置随时间的变化情况。这样，可以作出爆发日珥质量抛射、噪暴和运动IV型爆发相互演化的时间空间关系图。图3是演化过程示意图。图中每个圆点代表源的中心位置，点的面积大小和流量密度成正比。S80和S160是80MHz和160MHz的噪暴成份。M80和M160是运动IV型爆成份耀斑抛射、噪暴及运动IV型爆发依次出现。等离子体云在向日冕外层运动过程中辐射频率保持不变，两源的位置逐渐靠拢。图上还标出了各点的爆发时间，两个频率上的相同时间用间断线连接起来。在这一事件的早期发展阶段即噪暴阶段，源的运动方向较为复杂。后一阶段出现了稳定向外的运动，并且在两个不同频率上观测到的源区位置逐渐靠近。1969年3月2日观测到的一个运动IV型爆发也有类似的特点<sup>[20]</sup>。这是两个典型的运动IV型爆发，它以每秒几百公里的速度通过日冕向外运动，但澳大利亚Culgoora的资料只给出了80MHz和160MHz两个频率上的时空关系。云南天文台1986年2月6日得到了一个大耀斑之后米波射电爆发在230MHz—300MHz频率范围内随时间演化的资料。这个观测资料表明爆发开始于高频段，首先出现I型爆发，然后逐渐加强并扩展至整个观测频段内成为宽带连续辐射。图4显示的是1969年3月2日一个运动IV型爆发，源在向日冕外层运动过程中辐射频率保持不变，同一频率的AB两个源在运动过程中位置逐渐靠拢。

Takeo Kosugi (1976)<sup>[21]</sup> 分析对比了1971年12月14日的IV型爆发和OSO-7上的白光日冕图，它表明运动IV型爆发是和耀斑区向日冕外层抛射的等离子体云相对应。向外运动的等离子体云穿出日冕引起太阳风和行星际激波，最后引起一系列地球物理效应。这次米波事件是混合型的，III、II和IV型爆发叠加在微弱的噪暴上，噪暴持续了一天时间。

日冕瞬变质量抛射现象和米波射电都是发生在日冕中的活动现象，它们之间存在着一定的关系。G. A. Dulk等(1976)<sup>[22]</sup> 认为日冕瞬变是受磁场控制的，是日冕对大尺度磁位形变化的响应，30%的白光日冕瞬变伴随着II—IV型射电爆发。R. D.

Robinson等(1986)<sup>[23]</sup> 进一步研究了米波事件的性质和日冕质量抛射之间的关系。他们发现日冕质量抛射事件(CME)的存在是产生米波连续事件的条件。CME的宽度和前沿速度明显地影响着II型爆发和IV型爆发的强度及频谱的复杂性和频率覆盖。一般说II、IV型爆发与前沿速度大于500公里/秒的CME事件有关。R. M. MacQueen<sup>[24]</sup> 总结了日冕瞬变现象与它周围磁场的关系，认为日冕质量抛射和它周围磁场的相互作用，可引起日冕磁场的扰动。研究日冕质量抛射的频度、位置和传播方向与日冕磁场之间的关系，有助于对日冕磁场的认识。我们在前面已经提到，新浮现的磁流力管也能引起日冕局部磁场的扰动。在日冕内层的封闭磁

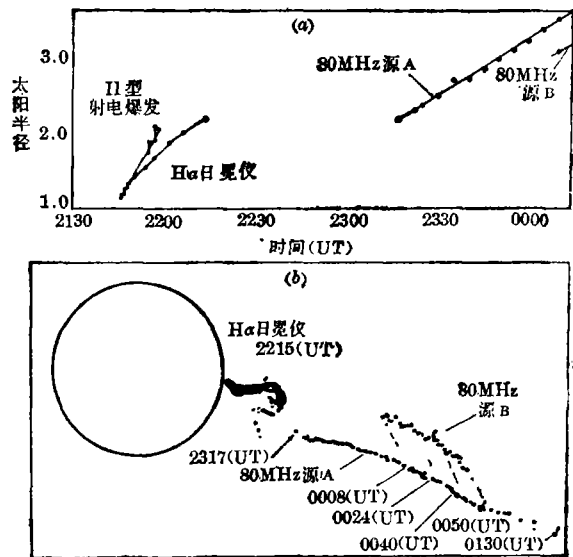


图4. 1969年3月2日的一个运动IV型爆发。

环位形区，磁场的扰动能激发出噪暴。

运动IV型爆发可能是能量为 100keV左右的电子在强磁场中的回旋同步辐射，也可能是等离子体辐射。被抛出的等离子体云中的电子密度必然是正常背景的若干倍。回旋同步辐射理论已被采用了多年，并作了许多细致的工作，但现在的白光射电联合观测更倾向于支持等离子体辐射理论。

对运动IV型爆发进行深入的观测研究将有助于透彻理解耀斑物质抛射、太阳整体磁场性质及它们之间的相互关系。在太阳耀斑地球物理效应预报中是一个重要的判据。

### 五、低频III型暴群及 I、III 型暴群之间的关系

I型和III型爆发常常成群出现，可以称之为I型或III型暴群。I型和III型暴群发生的时间往往密切相关(Boischot, 1970; Stewart, 1972)。这表明它们很可能是由一个共同的日冕扰动所引起。因它们发生在米波和十米波段，说明扰动发生在中上层日冕中。I、III型暴群持续时间较长，以天为计算单位。在加速区产生的电子流若被封闭的磁环俘获时产生I型暴群，

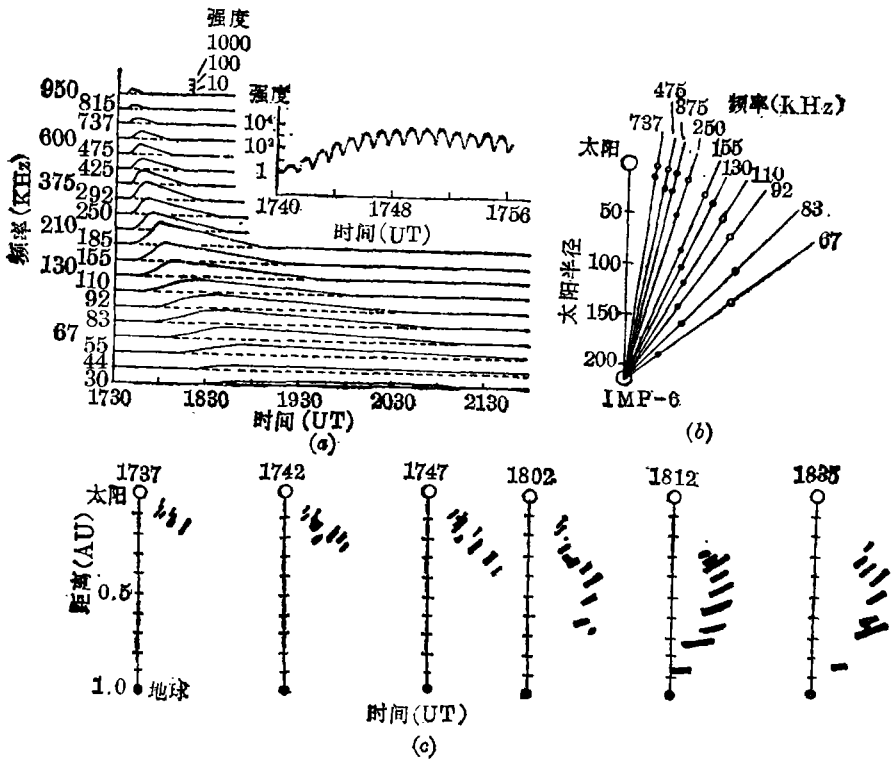


图 5. III型爆发源在行星际空间的轨迹。

若沿开放的磁力线逃逸时则产生III型暴群。在日冕中粒子加速区产生的电子流沿磁场中性片向外逸出并向行星际空间传播时形成III型暴群。这些电子流在0.15R<sub>0</sub>至100R<sub>0</sub>范围内具有恒定的速度。由于地面射电观测的低频极限是10MHz，所以上述观测只能在卫星或飞船上进行，

最低频率达到10kHz<sup>[25]</sup>,<sup>[26]</sup>。Ⅲ型爆发辐射源的位置从0.3R<sub>☉</sub>延伸到1AU,即日冕加速区喷出的电子流可以到达地球附近。当电子流远离太阳时沿途激发日冕等离子体振荡,距离太阳愈远,Ⅲ型爆发被激发时频率就愈低。对低频Ⅲ型爆发的轨迹进行三维立体测量时,是用两艘飞船Helios 1、Helios 2和两个卫星IMP-8、Hawkeye进行的。在Ⅲ型爆发源区确实测到了电子流<sup>[27]</sup>。图5显示出Ⅲ型爆发源在行星际空间的轨迹。

在卫星上得到的低频Ⅲ型爆发观测资料表明,Ⅲ型爆发源在行星际空间的轨迹和磁场的扇形结构相一致,说明行星际磁场是太阳磁场的延续。

典型的Ⅲ型爆发是从I型爆发的低频极限附近开始向更低的频率漂移。Duncan (1981)在Culgoora的观测,表明I、Ⅲ型暴群的视位置大体上是重合的<sup>[28]</sup>。他认为可能存在着波导,视位置的重合并不能证明实际辐射区的重合。但确实表明辐射来自同一磁力线,即是来自同一电子束流。而Kai (1970)和Stewart (1972)的意见则相反,认为在两个有关的I型源和Ⅲ型源之间存在着明显的位置上的偏离<sup>[29]</sup>,<sup>[30]</sup>。然而,Aubier和Duncan认为,那是因为在复杂的情况下把不同的源误认为是有关的源造成的<sup>[31]</sup>,<sup>[28]</sup>。

Aubier关于I型辐射的模型涉及到同步辐射的理论,这个理论在偏振方面与事实不符,因而受到了批评。目前还不清楚Aubier等所假设的模型能否适用于不同的I型源机制。

本文得到了李春生、吴铭翰的帮助,在此表示感谢。

## 参 考 文 献

- [1] 胡文瑞等,太阳耀斑,533,科学出版社,(1983).
- [2] McLean, D. J. et al., *Solar Radiophysics*, Cambridge, (1985).
- [3] Benz, A. O. and Wentzel, D. G., *Astron. Astrophys.*, 94(1981), 100.
- [4] Spicer, D. S. and Benz, A. O. *Astron. Astrophys.*, 105(1981), 221.
- [5] Fung, P. C. and Yip, W. K., *Aust. J. Phys.*, 19(1966), 759.
- [6] Melrose, D. B., *Aust. J. Phys.* 26(1973), 229.
- [7] Melrose, D. B., *Solar Phys.*, 43(1975), 211.
- [8] Melrose, D. B., *Solar Phys.*, 67(1980), 357.
- [9] Melrose, D. B., and Dulk, G. A., *Astrophys. J.*, 259(1982), 844.
- [10] Mangeney, A. and Veltri, P., *Astron. Astrophys.*, 47(1976), 165.
- [11] 宋慕陶等,天文学报,1(1980),20.
- [12] Wentzel, D. G., *Astron. Astrophys.*, 100(1981), 20.
- [13] Steinberg, J. L., *Astron. Astrophys.*, 37(1974), 109.
- [14] Sheridan, K. V., in Proceedings of the 4th Cesra Workshop on Solar Noise Storms, p.17, Italy, (1982).
- [15] Zlobec, P., in Proceedings of the 4th Cesra Workshop on Solar Noise Storms, p.89, Italy, (1982).
- [16] Stewart, R. T., Preprint, (1985).
- [17] Boisshot, A., *C. R. Acad. Sci., Paris*, 244(1957), 1326.
- [18] Weiss, A. A., *Aust. J. Phys.*, 16(1963), 240.
- [19] Wild, J. P. *Proc. ASA*, 1(1970), 365.
- [20] Riddle, A. C., *Solar Phys.*, 13 (1970), 448.
- [21] Takeo Kosugi, *Solar Phys.*, 48 (1976), 339.
- [22] Dulk, G. A., *Solar Phys.*, 49(1976), 369.
- [23] Robinson, R. D., *Solar Phys.*, 105(1986), 149.
- [24] Marsden, R. G., in *The Sun and the Heliosphere in Three Dimensions*, 5, Netherlands, (1986).

- [25] Kundu, M. R., *Rep. Prog. Phys.*, 45(1982), 1523.  
[26] Kellogg, P. J., in *World Data Center A UAG-28 Part 11, Boulder, Colorado*, 288.  
[27] Gurnett, D. A., *J. Geophys. Res.*, 83(1978), 4147.  
[28] Duncan, R. A., *Proc. Astron. Soc. Australia*, 4(1981), 230.  
[29] Kai, K., *Solar Phys.*, 11(1970), 310, 456.  
[30] Stewart, R. T., *Solar Phys.*, 27(1972), 192.  
[31] Aubier, M. G., in *IAU Symp. No.86, p.363, (1980)*.

(责任编辑 林一梅)

## Advances of Spectral Observations for Burst Action in the Corona

Xia Zhiguo

(Yunnan Observatory, Academia Sinica)

### Abstract

Solar radio burst on metric wavelengths, which is associated with solar flare, is a phenomenon in the corona above solar active regions. A lot of observations has been obtained recently by the dynamic spectrograph with a high space resolution. An introduction to this field, including the progress of data analysis and theoretical model, is given in this paper.