

# Ⅲ型爆发及其在太阳大气行星际 等离子体中的传播

纪树臣 张柏荣 黄占奎

(中国科学院云南天文台)

## 提 要

本文以近20年来Ⅲ型爆发的地面观测和空间探测的巨大成就,概述了Ⅲ型爆发的主要特征,源的高度、大小以及波的传播效应。它的内向漂移特征,同 spike、X 射线辐射及其色球耀斑的可能关系;它的外向漂移特征,同行星际磁场线的关系及其对宇宙线的可能调制作用。

## 一、 引 言

直到 1942 年之前,人们对于太阳的了解仅仅来自光学观测。1942 年 2 月, Hey<sup>[1]</sup>发现了太阳射电爆发之后,关于太阳射电性质的发现相继出现,Ⅲ型爆发就是其中之一。但是,直到 1950 年之前,人们还一直认为Ⅲ型爆发是孤立的爆发,并且是非偏振特性的。自 1950 年 Wild 和 McCready<sup>[2]</sup>将动态频谱仪投入观测后,人们才看到Ⅲ型爆发的全貌。

在近 20 年的观测研究中,Ⅲ型爆发有了突破性的进展。由于无线电技术的迅猛发展,推动着大型地面观测设备的不断问世;星际航行事业的发展,带来了空间探测的日新月异;等离子体物理的发展,推进了人们对处于变化磁场中等离子体态的太阳大气的新认识。它们从观测到研究带来了Ⅲ型爆发的四次突破性进展。

(1) 空间探测将原来观测日冕的Ⅲ型爆发,开拓到 0.03—1AU 处的Ⅲ型爆发探测。

(2) 卫星观测证实,引起Ⅲ型爆发是 $\geq 10-100$  keV 的快速电子,而不是质子流。

(3) 地面观测和空间观测同时指出,Ⅲ型爆发的快速电子流是沿磁场运动,而不是作回旋运动。

(4) 理论研究证实,当太阳活动区的电子被加速到 $\geq 10-100$  keV 时,Ⅲ型爆发就要发生,电子沿开放的磁场线逃逸,并激励起等离子体辐射。在逃逸的连续高度上,一些 Langmuir 波的能量就转换成电磁波。

由于Ⅲ型爆发快速电子有沿磁场线逃逸的特性,带来了Ⅲ型爆发可探测日冕磁场和行星际磁场的广阔前景。在这方面的先驱工作者 Dulk<sup>[3]</sup>等人,用 ISEE-3 飞船上的射电天文接收机,于 1980—1981 年成功地测量出行星际磁场线的纬度分布。法国 Nançay Mark III 太阳射电日像仪又观测到了同期的日面高经度处的Ⅲ型爆发源,并找到了对应关系,以及东西不

对称和南北不对称性, 为行星际磁场对宇宙线的调制找到了证据。

关于Ⅲ型爆发的地面观测设备和空间探测技术, Kundu<sup>[4]</sup>已做过综合概述, 这里不准备再述。本文只对Ⅲ型爆发本身特性及观测研究结果进行评述。

## 二、Ⅲ型爆发的观测特性

### 1. 快速频率漂移

在米波五种爆发类型中, Ⅲ型爆发最突出的特征是爆发中出现快速频率漂移, 在 100MHz 附近漂移速率约 20MHz/s, 如图 1 所示。频率越高漂移越快, 在 550MHz 约为 700MHz/s; 频率越低漂移越慢, 在 8MHz—41MHz 漂移率为 1—10MHz/s。

### 2. 爆发频率的上限和下限

(1) Ⅲ型爆发起始频率可达 10000MHz, 它随着太阳活动周的变化而变化。Malville<sup>[5]</sup>最早做过的研究如图 2 所示。

在太阳活动 19 周到 20 周之间的低年期(1964), 起始频率达到最低, 起始频率变化范围约在 100—600MHz, 它意味着Ⅲ型爆发源的起始高度。

1987 年 Stähli 和 Benz<sup>[6]</sup>发现了微波Ⅲ型爆发(Ⅲ<sub>μ</sub>), Ⅲ<sub>μ</sub>型爆发的起始频率高达 10000

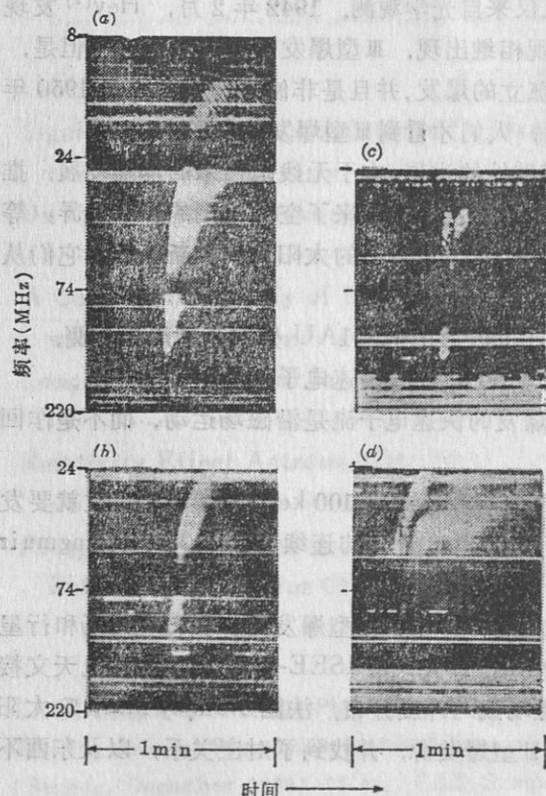


图 1 澳大利亚 Culgoora 观测站早期获得的Ⅲ型爆发图

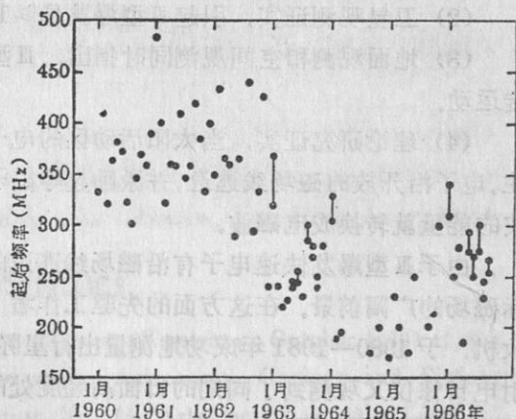


图 2 Malville 作出月平均值的起始频率

MHz。这一结果表明, 爆发的高频极限接近源区等离子体的电子密度, 已超出了色球一日冕过渡区。III型爆发不仅是日冕现象, 也是色球现象。

(2) 因飞船将接收机带上天, III型爆发频率的下限已延拓到 30kHz(1AU 处), 随着空间探测技术的不断发展, 它将向更低频率继续延拓。

### 3. 爆发的瞬时带宽

由于III型爆发存在着快速频率频移, 因此只能获得瞬时带宽, 一般变化范围在 10—100 MHz, 绝大多数爆发的瞬时带宽大于 60MHz。

### 4. 爆发持续期

因III型爆发是高能电子沿太阳开放磁场从起始源向行星际逃逸, 其频率不断变化。因此爆发持续时间只能讲固定频率上的持续期。在 70—100MHz, 大约 3—4 分钟, 但持续时间有随频率降低而增加的趋势。

### 5. 谐波结构

谐波结构在III型爆发中屡见不鲜。在 40—240MHz 范围内约有 60% 的爆发出现谐波结构。在大多数情况下, 谐波的频率比在 1.8—2.0 之间。在二次谐波与基波之间的时间延迟约为 1.5—5 秒。

### 6. 偏振特性

III型爆发约有 50% 近似圆偏振。多数III型爆发偏振不强。有谐波结构的爆发, 基波的偏振要比谐波强。

### 7. U型爆发

U型爆发是III型爆发的变型, 如图 3 所示。爆发先在高频端发生, 向低频快速漂移, 到达某一频率(一般在 100—150MHz)后开始转折。反过来向高频漂移。一般第二分支要比第一分支小, 因而被 Hughes<sup>[7]</sup>等人叫做 J 型爆发。这种爆发尽管出现的丰度远比III型爆发低, 但在太阳活动峰年期并不罕见。从 Leblanc<sup>[8]</sup>给出的 U 型爆发可以清楚地看出日冕磁场及其磁环的位置。

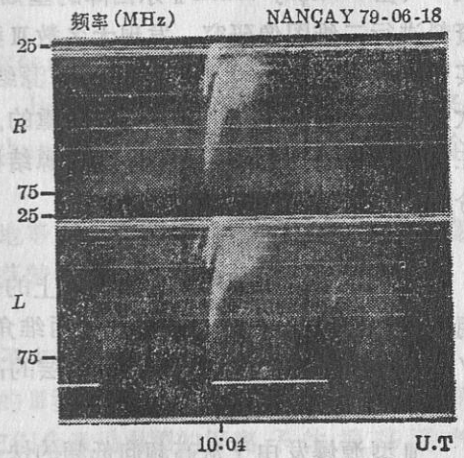


图 3 Leblanc 给出的 1979 年 6 月 18 日的 U 型爆发

## 三、III型爆发源的性质

### 1. III型源的结构

1979 年 Raoult 和 Pick 使用 Nançay Mark II 太阳射电日像仪<sup>[9]</sup>的观测结果第一次比较系统地研究 III 型爆发源结构。这架具有高空间高时间分辨本领的大型地面观测设备, 使她们看到了 III 型爆发源的细节, 如图 4。许多复杂的 III 型爆发源往往是由两个或数个爆发子源组成。其中也有少数 III 型源不可分解。因此她们提出了“III 型爆发源的多重子源结构模型”<sup>[10]</sup>和无结构源的概念。这项研究推动并加深了人们对 III 型爆发源的认识和研究<sup>[11,12]</sup>。可是, “多



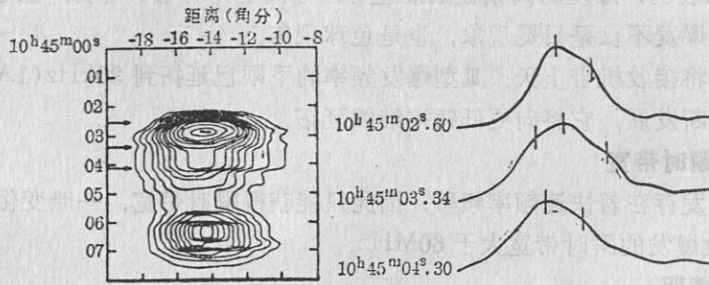


图 4 Nançay Mark I 日像仪 1977 年 9 月 11 日观测到 III 型爆发的多重结构图

“重子源结构模型”及无结构源的概念，是建立在 Nançay Mark II 太阳射电日像仪观测的基础上，而这架仪器只有东西向 3.2km 的天线阵，观测到的多重子源只是东西分量，那么南北分量是什么样子？东西方向看到的无结构源，南北方向是否可分？由于波的传播效应带来的致宽上限有多少？它们同行星际 III 型爆发源是什么关系？这些都是人们深入研究后向 Nançay Mark II 日像仪提出的问题。

1986 年，Pick 等人<sup>[13]</sup>，使用高空间高时间分辨率的 Nançay Mark III 太阳射电日像仪<sup>[14]</sup>（在 Nançay Mark II 东西阵的基础上，又加了 1.6km 的南北阵）21 周峰年极大期观测资料进行二维图像研究，发现大多数 III 型爆发源都能被分解开，具有多重子源结构特征，证实了 Raoult 和 Pick 提出的多重子源结构是正确的。同时，将 III 型爆发源的南北分量第一次分开，其结构特性大多数也是多重的。此外，有的 III 型爆发源在东西方向虽是无结构源，在南北方向仍然可分，具有多重子源结构，这样的源找到 5 个；东西方向和南北方向都不可分解的无结构源找到 9 个。

## 2. III 型源的角径

Raoult 和 Pick<sup>[9]</sup>在 169MHz 上的研究指出，III 型爆发源的角径范围在 2'—6'。我们使用 Nançay Mark III 日像仪得到的二维角径范围在 1'.4—5'.3。但平均来说典型角径在 2'—3'，而且 III 型爆发源的角径随日冕层的高度而加大。

## 3. III 型源的高度

III 型源爆发由于从高频向低频的快速频率漂移，源的高度逐渐变高。对于 169MHz 起始源的高度 Mercier 和 Rosenberg<sup>[15]</sup>作过统计研究，其结果为  $1.3R_{\odot}$ 。1976 年 Stewart<sup>[16]</sup>使用 Culgoora 太阳射电日像仪对 I 型和 III 型爆发源的高度做了系统研究。结果指出，两类爆发源的高度相近。对于 III 型爆发来说 160MHz 高度范围在  $1.2—1.8R_{\odot}$ ，但在  $1.5—1.6R_{\odot}$  出现的最多；对于 80MHz，高度范围在  $1.5—2.1R_{\odot}$ ，在  $1.7—1.8R_{\odot}$  出现最多；对于 43MHz，高度范围在  $2.2—2.7R_{\odot}$ ，在  $2.2—2.4R_{\odot}$  出现最多。

## 4. III 型源的运动速度

多数干涉仪观测指出，在 60—45MHz 等离子体层之间，源的平均径向运动速度为 0.2—0.8c。从 200—12MHz 由 III 型爆发频率漂移速率推出的源的径向速度约为  $c/3$ 。在  $1.15—3R_{\odot}$  的远距离上源的径向速度分量几乎保持恒定，表明引起 III 型爆发的扰动快速电子是沿磁力线运动，而不是回旋运动。

### 5. III型源的亮温度

由于III型爆发源流量大部份在4—50s.f.u., 源的亮温度一般在 $4 \times 10^6 \text{K} - 5 \times 10^7 \text{K}$ ; 峰年期较强的源可超过200s.f.u., 因此源的亮温度可达 $2 \times 10^8 \text{K}$ 。

### 6. 波的传播效应

III型爆发源从太阳大气向外传播过程中, 由于散射效应而不断加宽。源的致宽上限是多少? 很早就被提出而且一直是悬而未决的问题。Pick等人利用Nangay Mark III日像仪获得的日面高经度处188个III/V型爆发源, 低经度处( $\leq 0.4R_{\odot}$ )32个III/V型爆发源, 解决了源的致宽上限为 $35^{\circ}$ [17]。

## 四、III型爆发理论

同米波其他类型爆发理论相比, III型爆发理论解决的比较早, 又得到空间和地面观测的证实, 因此该理论随着时间的推移, 越来越得到更多人的支持和接受。III型爆发理论文章很多, 按历史发展主线, 可以简略概括如下:

1. 1958年Ginzburg和Zheleznyakov[18]首先提出III型爆发是从耀斑区域中发出, 以0.2—0.8倍的光速在日冕中运动的带电质点流为媒介物, 将等离子体放大并经过某种转化过程, 等离子体波的一部分能量转化成III型射电波。

2. 1960年, de Jager[19]也指出, III型爆发为高能电子流所激励。

3. 1961—1968年, Sturrok[20], Tidman[21], Birmingham和Stainer以及后来的Kaplan[22]和Tsytoich都相继改进并修正了Ginzburg等人的理论, 并归结为两个过程[23]:

(1) 由于耀斑电子激励双流不稳定性引起了当地等离子体频率上的电子等离子体振荡。

(2) 由于非线性波的相互作用, 使等离子体振荡转换成电磁辐射。

4. 1970年Smith[24]提出质子流激励III型爆发。

5. 1972年Alvarez[25]等人通过观测找到了电子束流激励III型源辐射的证据。

6. 1970年, 1975年, 1980年Melrose[26-28]的III型爆发等离子体理论指出, 当日冕或行星际介质中飞越的电子束流 $\geq 10-100 \text{keV}$ 时, 它们会激励周围的等离子体振荡而产生Langmuir波。Langmuir波( $l$ )同低频磁声波( $\sigma$ )相互作用会产生横向电磁波( $t$ ), 并满足下列动量和能量守恒公式

$$\omega_l \pm \omega_{\sigma} \rightarrow \omega_t$$

$$\mathbf{k}_l \pm \mathbf{k}_{\sigma} \rightarrow \mathbf{k}_t \quad (1)$$

这里的 $\omega_l$ ,  $\omega_{\sigma}$ 和 $\omega_t$ 分别代表Langmuir波, 低频磁声波和横向电磁波。而等离子体频率的基波和二次谐波可由下式给出,

$$f_p = 9 \times 10^3 j n_e^{1/2} (\text{Hz}) \quad (2)$$

此处的 $n_e$ 是激励源处的电子密度, 以 $\text{cm}^{-3}$ 为单位,  $j=1$ 为等离子体频率的基波,  $j=2$ 为二次谐波,  $f_p$ 单位为Hz。由(2)式可看出, III型爆发由高频向低频的快速频率漂移, 是由于激励源在太阳大气内由里向外快速运动时电子密度降低所致, 因此, 频率漂移实际表征源

的运动速度；漂移越快，源的运动速度越高。

人造卫星观测表明，太阳耀斑和Ⅲ型爆发后 30 分钟，地球轨道附近观测到脉冲电子，而不是质子。Imp-6 空间飞船同时观测到电子和百米波长上的Ⅲ型射电爆发。这表明，在 1AU 处射电辐射的起始时刻与大约 100keV 快速电子到达时刻是一致的。而观测到 10—100keV 的电子同米波Ⅲ型爆发推断的电子速率相符。

### 五、Ⅲ型爆发的内向漂移

当Ⅲ型爆发出现  $df/dt > 0$  时，便产生内向漂移。这是高能电子束流从太阳大气的高层向低层飞越，它们穿过低日冕、日冕-色球过渡区及色球层。因此常与 spike、X 射线及太阳色球耀斑相伴生。

#### 1. Ⅲ型爆发与 spike

Ⅲ型爆发与 spike 关系的提出，首先是由解释微波爆发中的 spike 而找到了Ⅲ型爆发的快速电子流，其根源来自Ⅲ型爆发。在解释微波爆发 spike 的理论中，一个比较成功的理论模型由李春生<sup>[29]</sup>等人提出，见图 5。当高能电子流通过加速区 A 以一定的入射角向下喷注在耀斑磁拱上时，形成螺距角为各向异性的“空心束”分布，从而激发电子回旋脉泽并产生 spike 辐射。可是，地面能收到 spike 并不多，因它的方向角太窄，约  $\pm 5^\circ$  左右。事实上，根据 de Groot<sup>[30]</sup>所引进的并为广大射电天文学家所接受的 spike 定义，是那些持续期  $\leq 100\text{ms}$  射电脉冲。也许引起微波爆发的 spike 是垂直打入冕环 B 区上的Ⅲ型爆发 spike 引起的。

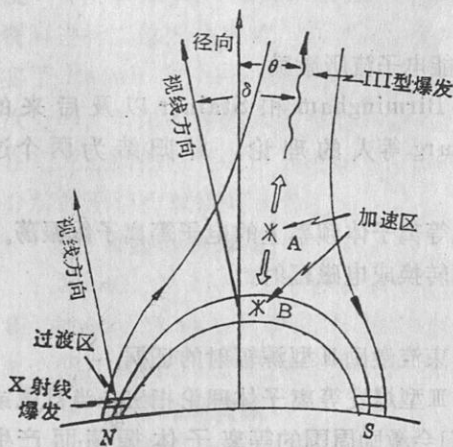


图 5 李春生等人提出的微波爆发中的 spike 理论模型

辐射。在图 5 中，产生 spike 快速电子因辐射而迅速损失掉其垂直于磁场方向的动能，剩下平行于磁场方向的动能便沿着磁力线沉降到过渡区或色球层，与周围等离子体碰撞后，产生硬 X 射线辐射。

#### 2. Ⅲ型爆发与 X 射线的辐射

在图 5 中，产生 spike 快速电子因辐射而迅速损失掉其垂直于磁场方向的动能，剩下平行于磁场方向的动能便沿着磁力线沉降到过渡区或色球层，与周围等离子体碰撞后，产生硬 X 射线辐射。

在微波爆发过程中，使得耀斑环下面的等离子体迅速加热，因而产生了部分色球蒸发，使得软 X 射线辐射开始形成。

#### 3. Ⅲ型爆发与色球耀斑

色球耀斑爆发过程中具有绚丽多彩的形态特征，包含着许多物理上的疑难问题。其中耀斑的触发过程，现在还说法不一。到 70 年代中，由于空间探测技术的发展，人们才开始认识到太阳耀斑是在日冕中触发的，而色球耀斑只是一种次级效应<sup>[31]</sup>。大的色球耀斑往往伴随着Ⅲ型爆发。可能存在两种情况：(1)在色球耀斑能量释放中，电子被加速到  $\geq 10-100\text{keV}$  时，产生了向外逃逸的Ⅲ型爆发；(2)当在日冕中产生了Ⅲ型爆发时，内向漂移的快速电子向下打。进入耀斑环后，部份电子产生硬 X 射线辐射，另外一些电子在某种条件下可能引起



色球耀斑。也有的色球耀斑没产生足够的高能电子, 因而没有 III 型爆发相对应; 或者日冕中虽然产生了 III 型爆发, 只产生向外漂移的电子; 或者虽然产生了向内漂移的电子, 没能遇到产生色球耀斑的条件, 使得 III 型爆发没有色球耀斑相对应。这些有趣的现象正是当前太阳射电辐射研究的课题。

## 六、III 型爆发的外向漂移

当 III 型爆发出现  $df/dt < 0$  时, 便产生外向漂移。这是 III 型高能电子束穿越日冕大气向行星际中逃逸的运动过程。因此, 它在探测日冕磁场、行星际磁场、物质分布及空间结构方面有着广泛的前景。

### 1. 日冕和行星际物理状态

从能量考虑, 我们知道当单位体积的磁场能量 ( $H^2/8\pi$ ) 远大于气体热运动的能量 ( $\frac{1}{2}\rho v^2$ ) 时, 磁场对等离子体运动起支配作用。在太阳日冕和行星际介质中, 磁场较强而密度甚低, 完全满足下列判据<sup>[32]</sup>:

$$\frac{H^2}{8\pi} \gg \frac{1}{2}\rho v^2 \quad (3)$$

这时气体“冻结”在磁场中, 物质基本上沿磁力线分布和运动。因此, 测得到磁场, 也就找到了物质分布。

### 2. 冕环的直接证据

III 型爆发是快速电子沿开放磁场线向行星际逃逸。当一些电子误入到封闭的磁拱中, 它们就逃不出来。若这些电子沿磁拱运动一次就逸散掉了, 我们看到的就是 U 型爆发, 如图 3。U 型爆发明确地显现出磁拱及沿磁拱分布的物质而形成的冕环。

再一个显现的例子是耀斑后环。它发生在日面边缘时看得最清楚。耀斑爆发时将物质抛向高层日冕, 如果高层有较强的磁拱, 则这些物质将很快按磁拱分布, 我们就观测到耀斑后环。

### 3. 行星际磁场的纬度分布

Dulk 等人根据 III 型爆发理论在 ISEE-3 飞船上装了射电接收机, 工作频率范围为 2MHz—30kHz, 测量的行星际范围为 0.03—1AU 处的 III 型爆发。在 1980—1981 峰年极大期, 他们成功地测量出 120 个 III 型爆发的轨迹, 从而也找到了行星际磁场线的纬度分布, 如图 6 所示。

这一结果, 不仅得出了行星际磁场线的纬度分布图, 更重要的是通过空间探测证实了 III 型爆发理论。

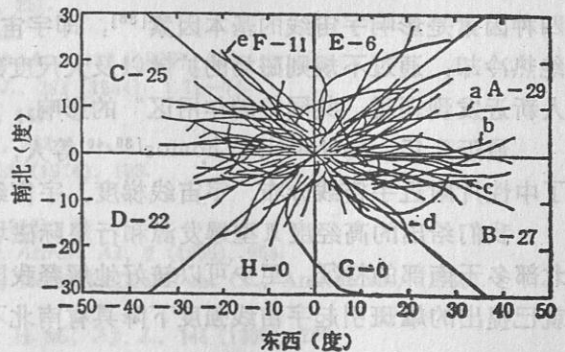


图 6 1980—1981 年, G. A. Dulk 等人用 ISEE-3 飞船上的射电天文接收机测量出行星际磁场线纬度分布

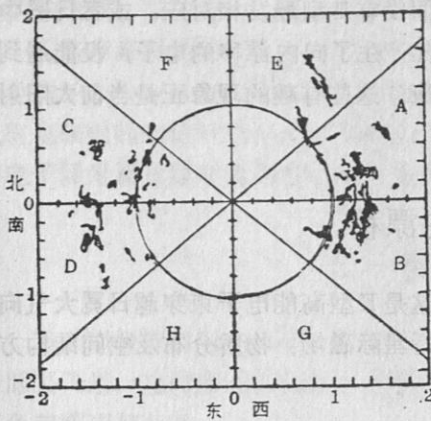


图 7 1980—1981 年, 使用法国 Nançay Mark III 太阳射电日像仪的观测资料, 测出日面 188 个高纬度 III 型爆发源的纬度分布

#### 4. 高纬度处 III 型爆发源的纬度分布

ISEE-3 飞船虽然成功地测量出 0.03—1AU 处的 III 型爆发源的纬度分布, 并证实了 III 型爆发理论。但人们经过深入研究后发现基础不牢。因为受飞船上接收机频率的限制, 在 1—6.4 $R_{\odot}$  的广大范围内没能测到 III 型爆发, 因此人们提出是否太阳边缘有 III 型爆发, 如果没有对应的 III 型爆发, 理论的证明和行星际磁场线又从何谈起呢?

1986 年, 我们使用了 Nançay Mark III 太阳射电日像仪 1980—1981 年峰年极大期观测资料, 并在默东世界数据中心处理出 188 个高纬度处 III 型爆发源的位置, 如图 7 所示。将此结果同 ISEE-3 飞船同期测出的 120 条行星际磁场线作对比研究<sup>[33]</sup>, 找到了它们的

对应关系, 得出了行星际 III 型爆发起源于太阳活动区的 III 型爆发源的结论。一个月之后, 又为 Kayser<sup>[34]</sup>等人类似的结果所证实。

#### 5. 高纬度处 III 型爆发源同行星际磁场线的纬度分布特征

两者同时具备下列四个特征:

(1) 大多数高纬度 III 型爆发源和行星际磁场线位于纬度  $30^{\circ}$  以内, 大约 85—90% 位于  $40^{\circ}$  以内。

(2) 高纬度 III 型爆发源和行星际磁场线具有南北不对称性和东西不对称性, 西部多于东部, 北部多于南部。

(3) 高纬度 III 型爆发源和行星际磁场线分成 A、B、C、D、E、F、G、H 八族, 每族的特征参数能由 III 型源的有关参数表征出来。

(4) 高纬度处 III 型爆发源位于行星际磁场线的根部。

#### 6. 行星际磁场对宇宙线的可能调制作用

1958 年, Parker<sup>[35]</sup>提出宇宙线在磁场中的扩散-对流模型以来, 到现在普遍认为下述四种因素是影响宇宙线的基本因素<sup>[36]</sup>: 即宇宙线粒子随太阳风的对流; 由于太阳风扩展的绝热冷却; 通过不规则磁场的扩散以及大尺度磁场附近的梯度和曲率漂移。Newkirk<sup>[37]</sup>等人新近发现还受“共同旋转作用区”的影响。

最近几年, Saito<sup>[38]</sup>、Thomos<sup>[39,40]</sup>等人, 把太阳磁场中性片与宇宙线联系起来, 研究了中性片附近宇宙线分布、宇宙线梯度、宇宙线空间图像以及中性片动力学等问题。

我们给出的高纬度 III 型爆发源和行星际磁场线的纬度分布特性, 尤其是南北不对称性, 北部多于南部的特征, 至少可以较好地解释我国在 60 年代研究太阳活动引起的磁扰现象时, 就已提出的耀斑引起宇宙线强度下降具有南北不对称性的问题<sup>[41,42]</sup>。

## 七、结 束 语

III 型射电爆发是太阳耀斑的壮观现象之一, 它随太阳射电天文的诞生而产生, 又随它的



发展而发展。40多年的观测研究,特别是近20年的空间探测结果,使人们认识到它是高能电子束流在太阳大气和行星际介质中作快速飞越,从而带来了它对研究太阳物理和行星际物理的特殊作用和广阔的前景:

1. 产生III型爆发的快速电子流在所到之处激励起Langmuir波,产生波-波相互作用,或波-粒子相互作用<sup>[43]</sup>,进行能量转换,从而为我们提供了研究太阳大气等离子体特性的有利条件。

2. III型爆发的内向漂移,表明高能电子流从太阳大气的高层向下打,它同太阳耀斑的其他现象诸如spike、X射线爆发以及色球耀斑等相接触,从而为人们研究这些现象的触发及产生的条件找到了依据。

3. III/V爆发沿磁场线运动的特性,使人们有可能找到日冕磁场及冕环的路径与结构。

4. III型爆发的偏振特性,可以使人们测量出源区的磁场强度。

5. III型爆发的外向漂移,带来了人们研究行星际磁场的广阔前景。

6. III型爆发的行星际传播特性又带来了太阳活动对宇宙线调制研究的新途径。

1963年,当Alouette-1号卫星揭开了空间射电天文学的历史时刻,便打开了具有漂移特征的III型爆发在探测日冕磁场及行星际磁场的广阔前景。在过去25年的探测研究中,已经取得了辉煌的成就。今天,在太阳活动22周峰年到来之际,庞大而周密的Flare/Max91国际联测计划,必将把III型爆发研究推向一个崭新的里程。

### 参 考 文 献

- [1] Hey, J. S., *Nature*, 157 (1946), 47.
- [2] Wild, J. P. and McCreedy, L. L., *Aust. J. Sc. Res.*, A3 (1950), 387.
- [3] Dulk, G. A., Steinberg, J. L., Hoang, S. and Lecacheux, A., *Proc. 19th ESLAB Symposium on Three-Dimensional Structure of the Heliosphere*, ed. by K.-P. Wenzel and R. G. Marsden, in press.
- [4] Kundu, M. R., *天文学进展*, 3 (1985), 213.
- [5] Malville, J. M., *Solar Phys.*, 2 (1967), 484.
- [6] Stähli, M. and Benz, A. O., *Astron. Astrophys.*, 175 (1987), 271.
- [7] Hughes, M. P. and Harkness, R. L., *Ap. J.*, 138 (1963), 239.
- [8] Leblanc, Y. and Hoyos, M., *A. Ap.*, 143 (1985), 365.
- [9] Radioheliograph Group, *Solar Phys.*, 55 (1977), 251.
- [10] Raoult, A. and Pick, M., *A. Ap.*, 87 (1980), 63.
- [11] Steinberg, J. L., Hoang, S. and Dulk, G. A., *A. Ap.*, 150 (1985), 205.
- [12] Lantos, P., Pick, M. and Kundu, M. R., *Ap. J.*, 283 (1984), L71-74.
- [13] Pick, M. and S. C. Ji, *Solar Phys.*, 107 (1986), 159.
- [14] Radioheliograph Group, *Solar Phys.*, 88 (1983), 383.
- [15] Mercier, C. and Rosenberg, M., *Solar Phys.*, 39 (1974), 193.
- [16] Stewart, R. T., *Solar Phys.*, 50 (1976), 437.
- [17] Pick, M., *IAU Reports on Astronomy*, XXA (1988), 55.
- [18] Ginzburg, V. L. and Zheleznyakov, V. V., *Sov. Astron. AJ*, 2 (1956), 653.
- [19] de Jager, C., in *Space Res. I*, ed. by H. K. Biji, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, (1960).
- [20] Sturrock, P. A., *Nature*, 192 (1961), 192.
- [21] Tidman, D. A., Birmingham, T. J. and Stainer, H. M., *Ap. J.*, 146 (1966), 207.
- [22] Kaplan, S. A. and Tsytovich, V. N., *Sov. Astron. AJ*, 11 (1968), 956.
- [23] Gurnett, D. A. and Anderson, R. R., *Science*, 194 (1976), 1159.
- [24] Smith, D. F., *Solar Phys.*, 15 (1970b), 202.
- [25] Alvarez, M., Haddock, F. and Lin, R. P., *Solar Phys.*, 26 (1972), 468.

- [26] Melrose, D. B., *Australian J. Phys.*, 23 (1970), 871.  
 [27] Melrose, D. B., *Solar Phys.*, 43 (1975), 221.  
 [28] Melrose, D. B., *Space Sci. Rev.*, 26 (1980), 3.  
 [29] 李春生, 傅其骏, 严玉华, 江淑英, 李宏为, 天体物理学报, 5 (1985), 9.  
 [30] de Groot, T., *Inf. Bull. Solar Radio Obs. Europe*, 9 (1962), 3.  
 [31] 胡文瑞, 林元章, 吴林襄等, 太阳耀斑, p.1, 科学出版社, (1983).  
 [32] 叶式辉, 天体的磁场, p.6., 科学出版社, (1978).  
 [33] 纪树臣, 科学通报, (1987), №12, 925.  
 [34] Kayser, S. E. et al., *Solar Phys.*, 109 (1987), 107.  
 [35] Parker, E. N., *Phys. Rev.*, 110 (1958), 1445.  
 [36] 王震江, 天文学进展, 6 (1988), 106.  
 [37] Newkirk, G. Jr. and Fisk, L. A., *J. Geophys. Res.*, 90 (1985), 3391.  
 [38] Saito, T. et al., *Planet. Space Sci.*, 26 (1978), 431.  
 [39] Thomas, B. T. and Smith, E. J., *J. Geophys. Res.*, 86 (1981), 11105.  
 [40] Thomas, B. T. et al., *J. Geophys. Res.*, 91 (1986), 2889.  
 [41] 薛顺生, 章公亮, 孙玉莲, 空间物理与探测技术, 3 (1988), 16.  
 [42] 纪树臣, 黄占奎, 薛顺生, 云南天文台台刊, 3 (1989), 92.  
 [43] Huang, G., *Solar Phys.*, (1989), in press.

(责任编辑 刘金铭)

## Type III Burst and Its Propagation in Solar Atmospheric and Interplanetary Plasma

Ji Shuchen    Zhang Bairong    Huang Zhankui

(Yunnan Observatory, Academia Sinica)

### Abstract

Based on the great success of type III bursts obtained by ground and space radio observations in recent two decades, we describe important characteristics of type III bursts, height and size of radio sources, as well as propagation effects of radio wave in solar atmospheric and interplanetary plasma. Their inward drift in solar atmosphere, which is possibly related to spike, X-ray and flare as well as the outward drift, which might have relation with interplanetary magnetic field line and modulation effect to cosmic rays are discussed in this paper.