

太阳电流片的射电天文研究

李春生 顾益民

(南京大学天文系)

提 要

本文评述了近年来太阳电流片的射电天文探测和研究进展,着重介绍了理论研究方面的S-K体系和Zh-Z体系的成就,以及它们对耀斑物理和耀斑预报的可能应用。

一、引 言

许多天体物理学家认为电流片或称中性电流片是出现于太阳大气、行星际空间和地球及其它天体磁层中的磁中性区结构。多年来,在太阳物理学中,电流片已成为阐明太阳耀斑产生和发展过程的重要磁场位形^[1]。因此,探测中性电流片的存在并研究其天体物理特性,就具有极其广泛的理论和实际意义。

从目前的情况看来,射电天文方法在对电流片的探测和研究中已愈来愈显示出它的有效作用;为此,本文拟就这方面的新近进展作出初步的综合介绍和评述。

早在七十年代初,就开始了太阳高层大气和行星际空间的大尺度电流片的一些直接和间接探测,例如对地球磁尾和行星际空间太阳总体磁场的扇形边界面等的探测。Rusin和Rybansky曾经利用日食机会观测到日冕中的大尺度磁中性片^[2]。但是,由于观测手段的限制,例如测量日冕磁场的困难,射电观测的低分辨率等原因,一直没有探测到位于低层日冕活动区上方的小尺度电流片。

耀斑预报是太阳物理和日地物理研究中的一个重要课题。耀斑前电流片的探测与耀斑理论研究的结合将可使这一课题获得重大进展。由于过去的耀斑预报工作大都是经验或半经验型的^[3],是建立在对耀斑共生现象统计研究的基础上,因此,并不直接联系到耀斑机制的本质。

在Syrovatskii^[1]的耀斑模型中,耀斑初相对应于电流片的发展和耀斑能量的聚结过程,持续时间可达数小时,甚至可达几十小时之久。这样长的初相为耀斑短期预报或警报提供了可能性。

近年来,几位苏联学者在这方面作了许多值得注意的工作。除了理论方面的研究,在观测上也取得了一定的进展。

Syrovatskii 和 Kuznetsov 等人从理论上详细研究了探测耀斑前电流片及预报耀斑的可能性, 特别讨论了局部区域电流片的存在对射电频谱的影响。Zheleznyakov 和 Zlotnik 也对电流片的射电频谱特征进行了研究。但他们的着重点不同, 所讨论的电流片的物理条件也不同。下面分别将这两组研究者的工作简称为 S-K 体系和 Zh-Z 体系, 并分别予以介绍和评述, 最后作几点讨论。

二、S-K 体系——耀斑前(冷)电流片的探测与诊断以及耀斑预报问题

1. 探测耀斑前电流片的可能性

1977 年 Syrovatskii 根据他的耀斑模型^[1]提出了利用磁场测量、紫外及射电观测在太阳大气中寻找中性电流片的可能性^[4]。但是, 要利用前两种方法探测电流片至少在目前是不现实的。首先, 目前还没有观测高层色球和日冕磁场的有效手段, 另外, 由韧致机制产生的紫外辐射在任何密度增强区域都可得到增强, 并非仅与电流片产生的高密度区相关, 但这种增强却可作为探测电流片的有效辅助手段^{[5], [6]}。

利用电流片的屏蔽和自发射效应, 可以从射电频谱上探测到日冕中耀斑前的电流片^[7-9]。在 Syrovatskii 的耀斑模型中, 稳定的耀斑前电流片的温度 $T \lesssim 8 \times 10^4 \text{K}$ (冷电流片), 相当于宁静太阳在 $\lambda \sim 10 \text{cm}$ 波长处的亮温度。在 $\lambda > 10 \text{cm}$ 波段时, 电流片可视为射电观测的“冷结构”, 而在 $\lambda < 10 \text{cm}$ 上则是“热”结构。所以, 在厘米波段将可能观测到因电流片自辐射引起的亮温度增强, 在分米波段则可能观测到因电流片的屏蔽引起的亮温度减弱。进一步的工作证实了这一定性结论的正确性。考虑磁回旋辐射时, 发现在更长波段上将出现一个因回旋辐射增强引起的衬比谱峰值。

2. 电流片模型及相应的射电频谱

对于准静态的耀斑前电流片(见图 1), 在 S-K 体系和 Zh-Z 体系中都采用所谓的“Harris”电流片模型(参见[10])。该模型中电流片内的磁场和电子密度分布为(见图 2)

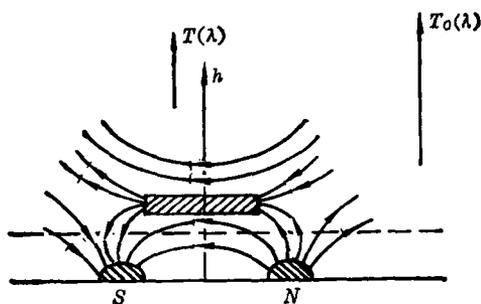


图 1a 带有电流片的活动区太阳大气磁场位形示意图。

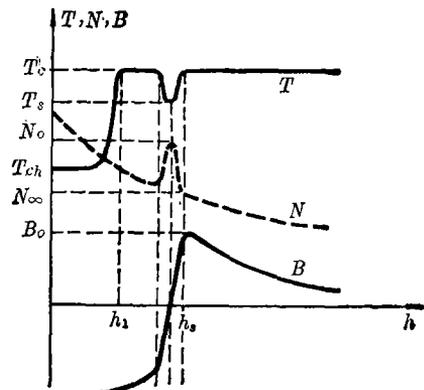


图 1b 当活动区冷电流片位于日冕中时, 太阳大气中参量的高度分布定性示意图。

$$B = B_0 \operatorname{th}\left(\frac{x}{a}\right) \quad (1a)$$

$$N = N_0 \operatorname{ch}^{-2}\left(\frac{x}{a}\right) \quad (1b)$$

其中 a 为电流片厚度, 片中温度为 T_s , 是均匀分布。片的参量满足静态平衡条件

$$2N_0 k T_s = B_0^2 / 8\pi \quad (2)$$

电流片尺度可达 $b \times l = 20'' \times 150''$ ^[11], b 和 l 分别为电流片的宽度和长度。

对于如图 1a 所示的电流片位形, 设电流片局部区域亮温度为 $T(\lambda)$, 宁静太阳亮温度为 $T_0(\lambda)$, 它们的比值 $t(\lambda) = T(\lambda)/T_0(\lambda)$ (以下简称对比谱(contrast spectrum))。对比谱的特征取决于电流片的参量。

对于图 1b 中带有电流片的太阳大气结构, 可得出^[8]

$$T_0(\lambda) = T_c (1 - e^{-\tau_c}) + e^{-\tau_c} \int_0^{\tau_c} T_{tr}(\xi) e^{-\xi} d\xi + T_{ch} (1 - e^{-\tau_{ch}}) e^{-\tau_c} e^{-\tau_{tr}} \quad (3)$$

$$T(\lambda) = T_s (1 - e^{-\tau_s}) e^{-\tau_c} + (1 - D^2) \cdot T_c (1 - e^{-\tau_c}) + D^2 T_0(\lambda) \quad (4)$$

$$t(\lambda) = T(\lambda)/T_0(\lambda) = D^2 + [T_s (1 - e^{-\tau_s}) e^{-\tau_c} + (1 - D^2) T_c (1 - e^{-\tau_c})] / T_0(\lambda) \quad (5)$$

这里假定除过渡区外, 其余区域的温度都是均匀的。其中 τ 、 T 分别表示各层的光学厚度和温度, 下标 c 、 ch 、 tr 、 s 分别表示日冕、色球、过渡区及电流片的相应量。观测方向如图 1a 中所示是垂直于电流片平面的。 D^2 是电流片的透射系数:

$$D^2 \approx D_0^2 e^{-\tau_s}, \quad D_0^2 = \frac{1}{1 + e^{2\delta_0}}$$

$$2\delta_0 = \frac{2\pi a}{c} (\omega - \omega_0) \quad (6)$$

ω_0 是对应于片中心(电子密度 N_0) 的等离子体频率。

$T_0(\lambda)$ 可认为是已知的。例如, Zheleznyakov 曾给出, 在 $4\text{cm} < \lambda < 150\text{cm}$ 波段, 可取^[12]

$$T_0(\lambda) = 5 \times 10^3 \lambda \text{ (K/cm)} \quad (7)$$

另外, 日冕的光学厚度也可取为^[6]

$$\tau_c(\lambda) \simeq (\lambda/\lambda_h)^2, \quad \lambda_h = 131\text{cm} \quad (8)$$

求解 $T(\lambda)$ 或 $t(\lambda)$ 的关键在于求出 $\tau_s(\lambda)$ 。对满足(2)式的静态电流片, 显然有 $\left(\frac{\omega_{B_0}}{\omega_0}\right)^2 = \frac{4kT_s}{mc^2} \ll 1$ (对非相对论性等离子体)。因而, 至少在 ω_0 附近的频区可以忽略电流片中磁场对

辐射的影响。这样, 只有韧致吸收对 τ_s 有贡献

$$\tau_s = \int_{\epsilon > 0} \mu dx = \frac{a}{\lambda_s} v_0 I, \quad I = \int_{\epsilon > 0} \frac{dy}{\operatorname{ch}^3 y \sqrt{\operatorname{ch}^2 y - v_0^2}} \quad (9)$$

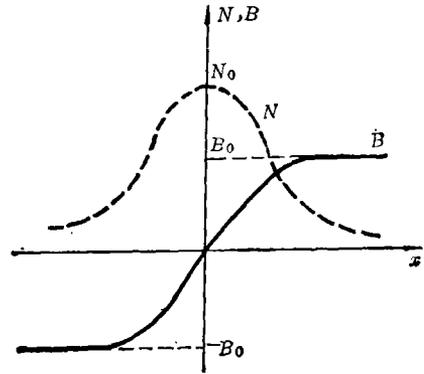


图 2 电流片参量的 Harris 分布(虚、实线分别表示密度和磁场分布)。

$$\mu = \frac{\omega_p^2 \nu}{\omega^2 c \sqrt{\epsilon}}, \quad \epsilon = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$$

$$\nu = \nu_c / \text{ch}^2 y, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{m} = \omega_0^2 \text{ch}^{-2} y, \quad y \equiv \frac{x}{a}$$

$$\lambda_s = \frac{c}{\nu_c}, \quad \nu_c = 2 \sqrt{2\pi} \cdot \frac{e^4}{(mk^3)^{1/2}} \cdot \frac{N_0}{T_s^{3/2}} \ln \left(220 \frac{T_s}{N_0^{1/3}} \right) \quad (10)$$

这里 ν_c 实际上是电子与离子之间的碰撞频率^[10]。韧致吸收系数 μ 是在粒子为麦克斯韦速度分布下得到的。在 Syrovatskii 的耀斑电流片模型中, 只要 $a \gg \lambda_0$, 这样做是完全可行的^[7]。

对(9)式的详细分析表明^[6~10], 在 $\lambda \approx \lambda_0$ 处 (λ_0 是对应于 ω_0 的波长), 由于电流片的“热”特征 ($T_s > T_0(\lambda_0)$), 它的自韧致辐射将使谱增强, 而在较长波长 λ_1 处, 由于电流片的“冷”特征, 它的自辐射不足以使谱增强, 但由于片中很高的密度 (ω_0 很高), 导致对电流片下层发出的 $\omega < \omega_0$ 的辐射的屏蔽, 因此引起 λ_1 波长附近辐射的减弱。参见图 3 中的曲线 ABCDE。图中 λ_x 和 λ_y 确定电流片对频谱发生影响的范围。在适当条件下, 图中标出的量(“可观测量”)可以与电流片参量用关系式联系起来, 例如[11]

$$\lambda_x \approx 6.8 \times 10^{12} / N_0 \sqrt{Z} \quad (11)$$

$$\lambda_1 \approx 3.4 Z^{1/4}, \quad t_1 \approx \frac{7.8 \lambda_1^2}{T_0(\lambda_1)} \quad (12)$$

其中:

$$Z = \frac{a \ln A}{T_s^{1/2}}, \quad \ln A = \ln \left(220 \frac{T_s}{N_0^{1/3}} \right)$$

而且 λ_0 与 N_0 显然是唯一相关的。对很薄的电流片, 还可写出

$$t_0 \approx \frac{1}{2} + T_s \tau_s / T_0(\lambda_0) \quad (13)$$

由此可见, 观测量——频谱特征参量是与电流片参量密切联系的, 由观测量可以反推出电流片的参量, 这便是对电流片的“诊断”。

以上都没有考虑磁场对辐射谱的影响。显然, 在 $\omega \ll \omega_0$, 且 $\omega \sim \omega_B$ (电流片边缘处的回旋频率) 的情况下, 磁场将通过回旋共振辐射(和吸收)对频谱产生影响。实际上, 在电流片密度的增强和中性面两边磁场的反转这两个特征中, 后者起着更特殊、更本质的作用。因此忽略了磁场, 实际上就是忽略了与电流片有关的重要信息, 显然这部分信息包含在频谱的长波区 (~分米波)。所以说, S-K 体系早期的工作是不完善的(只考虑了图 3 中的 ABCD 段, 见[7])。

1982年, Kuznetsov 引用了 Zh-Z 体系的结果, 在长波区中考虑了回旋共振辐射的影响, 得到如图 3 中曲线 ABCDFE 形状的衬比谱^[9]。由于电流片上边缘附近极大磁场结构的存在, 回旋共振辐射将使谱在 $\lambda \geq \lambda_{cr}$ 波段得到增强: $T(\lambda) = T_e$, $t(\lambda_{cr}) = t_{cr} = T_e / T_0(\lambda_{cr})$ 。这里

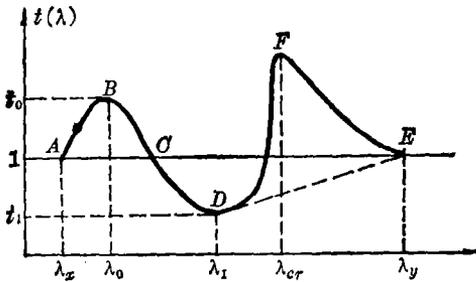


图 3 带有日冕电流片的太阳大气局部射电源的衬比谱。图中 DE 段虚线表示未考虑磁场影响时的长波部分衬比谱。

$$\lambda_{cr} = \frac{2\pi c}{s\omega_{B_m}} = \frac{A_{10}}{s\omega_{B_m}}, \quad A_{10} = 1.07 \times 10^4 \text{ (cm} \cdot \text{G)} \quad (14)$$

其中 s 是逃逸谐波数, 对寻常波 $s=2$, 非常波 $s=3$ (参见[14]及下面 Zh-Z 体系的介绍), B_m 是电流片上边缘外的极大磁场 (见图 4)。在 $\lambda < \lambda_{cr}$ 处, 回旋辐射的增强按指数律迅速衰减, 形成一个高频截止^[9]。

3. 耀斑预报问题

Syrovatskii 在 1977 年就提出了利用电流片观测建立起耀斑预报体系的可能性^[4]。后来, Kuznetsov 从理论上更为系统地提出了这个体系^{[8], [9]}。他将耀斑预报问题归结为三点:

- (1) 探测太阳大气中的电流片;
- (2) 对电流片进行诊断, 确定其参量;
- (3) 预报耀斑发生的可能性, 耀斑参量及其共生现象。

下面分别予以介绍。

第一个问题的解决主要依靠观测手段的改善, 要求仪器具有高(空间、时间、频率)分辨率和高灵敏度。设用一方向图主瓣立体角为 Ω_A 的天线对准一个带有电流片的局部源进行观测, 如果这是一个亮温度均匀的孤立电流片, 它与方向图重合部分的主体角为 Ω_b , 记观测衬比谱与实际衬比谱分别为 t_{Ω_A} 和 t_{Ω_b} , 则当 $\Omega_A > \Omega_b$ 时^[9]

$$t_{\Omega_A} - 1 = (t_{\Omega_b} - 1) \cdot \frac{\Omega_b}{\Omega_A} \quad (15)$$

可见, 当天线分辨率很低、 $\Omega_A \gg \Omega_b$ 时, 实际频谱受到很大的平滑。而且还会因为缓变源辐射的影响使谱发生严重畸变。因此, 为了有效地探测太阳大气中的电流片, 要求有高空间分辨率的天线系统; 如对铅笔束天线, 要求其角分辨率 $\lesssim 15''$ 。另外, 为了测量由厘米波直到分米波的频谱, 必须采用宽频带频谱仪或多通道接收机与高分辨率天线系统的组合。当然, 高灵敏度也能部分地弥补天线分辨率的不足。

磁场测量和紫外观测等都可作为寻找电流片的辅助手段。例如, 磁场中性线附近最可能发现电流片, 紫外谱线的增强也可能是由电流片引起的^[5]。但是当电流片与观测方向接近平行时, 用射电观测很难发现。这时紫外和磁场观测就显得很有效: 增强的紫外谱线将因为电流片中的物质运动而受到加宽(弥散)^[4]; 而磁场观测则会发现纵向场的高梯度和中性线两边的极性反转。

还有其他一些辅助手段可以帮助找到电流片。如, 利用色球射电网络与光学结构的对应关系, 从局部区域射电米粒的变暗(而相应的光学结构不变)推测该区域上方可能有电流片的存在^[7]; 又如, 最近的一些有关电流片的理论工作表明^[15], 如果在光学上观测到两对相互远离强度相近的偶极黑子, 则在它们之间很可能形成一平行于太阳表面的电流片, 如果它们相互接近, 则可能形成一垂直的电流片。

第二个问题主要是从电流片区域的频谱观测资料推出电流片的参量。Kuznetsov 在文献[8]中系统地解决了高密度的“冷”(耀斑前)电流片这个问题。他对各种不同情形都作了讨论, 详细结果这里不予叙述。Kuznetsov 指出, 只有利用从短厘米波直到分米波的频谱特征, 才可以证认出电流片并确定其参量。带有电流片的孤立源的频谱特征是: 分米波段的高频阶梯(图

3 中 DF 段)、短厘米波的非偏振辐射峰, 以及稍长波长处的亮温度减弱。他给出了观测量和电流片参量的关系式, 以及各种情况下电流片的辐射度量 (emission measure) 与射电谱的联系。

第三个问题是要将某一对应于耀斑起始的阈值及其他耀斑参量通过第二个问题的解与观测量联系起来。这里, 耀斑预报的根本问题在于阈值的选取及其与耀斑参量的联系。S-K 体系采用 Syrovatskii 的模型, 认为当电流片发展到某一临界状态后, 热传导不能平衡焦耳耗散引起的加热, 于是发生热不稳定性, 这便是耀斑爆发相的开始。Kuznetsov 指出^[8], 在 Syrovatskii 模型中, 这种热不稳定性是先于电流增强导致的流动不稳定性而发生的。S-K 体系取临界温度 $T_c = 8 \times 10^8 \text{K}$, 故该体系中的耀斑前电流片是“冷”电流片。S-K 体系采用一个由观测量确定的参量 ψ 的临界值作为耀斑预报依据, 将电流片的坍塌条件写成^[8]

$$\psi = \frac{[T(\lambda_0) - \frac{1}{2}T_0(\lambda_0)] \cdot \lambda_0^2}{T_0(\lambda_1) \cdot \lambda_1^2} \leq \psi_c = 1.13 \quad (16)$$

这里 ψ_c 是从电流片耀斑理论推出的临界值, 而不是由经验(统计)得来的。

三、Zh-Z 体系——热(耀斑)电流片的回旋共振谱线和耀斑等离子体诊断

与 S-K 体系不同, Zh-Z 体系从另一着重点来研究电流片中非相对论电子的热回旋辐射引起的频谱精细结构和它们的偏振特征。Zh-Z 体系也包括对一些非电流片磁场结构中产生的射电谱的研究, 如缓变源模型、极大磁场位形^{[14], [16]}以及耀斑硬 X-射线核^[17]等。这里只介绍电流片位形中的频谱, 对其它位形的处理与此相似, 详细讨论可参阅有关文献, 如[14]。

1. 回旋共振谱线的产生

Zh-Z 体系采用与 S-K 体系相同的电流片参量分布的 Harris 模型, 但电流片是“热”的, 参见图 4。引入等离子体电磁波传播理论中常用的符号

$$v = \omega_p^2 / \omega^2, \quad u = \omega_B^2 / \omega^2 \quad (17)$$

并以 v_0, u_0 表示相应于 N_0, B_0 的 v, u 值。则平衡条件(2)可写成:

$$v_0 = u_0 / 4\beta_T^2 \quad (18)$$

其中 $\beta_T = v_T / c$, v_T 是电子热速度。对 $T_e \lesssim 10^8 \text{K}$, 有 $\beta_T \lesssim 10^{-1}$ 。由此可见, 就非相对论情形, 总有 $v_0 \gg u_0$ 。因非相对论情形下只有回旋辐射的低次谐波才有效 ($s \leq 4$), 故一般总有 $v_0 > 1$ 。这时电流片中折射率随坐标的变化如图 5 所示。由该图可以看出, 波只能由电流片上半片(接近观测者一侧)一个限定的区域中逃逸出来(逃逸区满足 $n^2 > 0$)。区域的下边界由 $v = 1$ (寻常波)和 $v = 1 - \sqrt{u}$ (非常波)所确

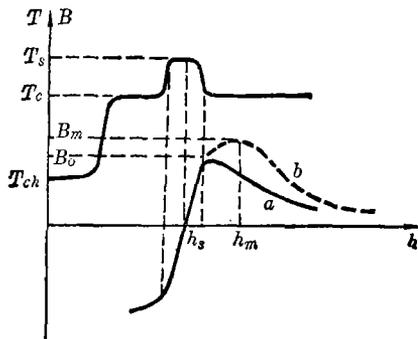


图 4 活动区热电流片位于日冕中时, T, B 参量随太阳大气高度的分布。磁场分布有两种可能性。

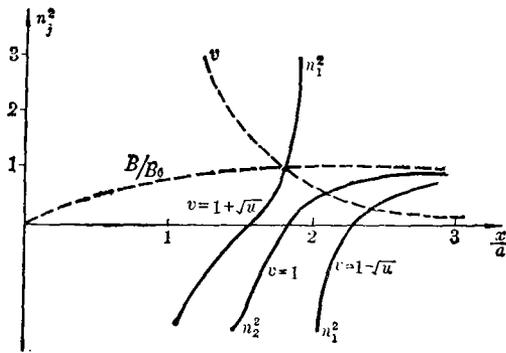


图5 电流片折射率与坐标关系曲线。 n_1 、 n_2 分别对应于非常波和寻常波。所取参量： $v_0=10$ ， $u_0=0.4$ ， $\alpha_0=45^\circ$ 。图中也用虚线表出了 v 和 $u(B)$ 的坐标曲线^[13]。

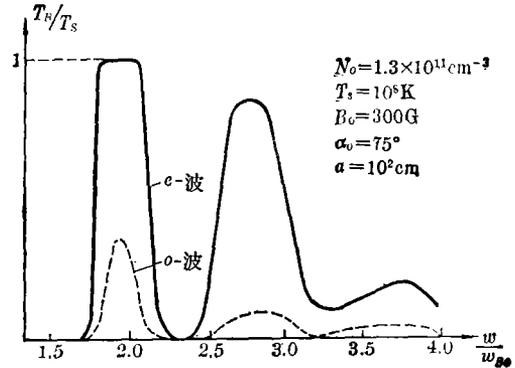


图6 在给定参量下, 孤立电流片的回旋共振辐射谱^[13]。

定。对斜入射波, 反射点坐标由 Descartes-Snell 定律给出:

$$n(x_r) = \cos\alpha_0 \quad (19)$$

由折射率表达式:

$$n_j^2 = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - u\sin^2\alpha \pm \sqrt{u^2\sin^4\alpha + 4u(1-v)^2\cos^2\alpha}} \quad (20)$$

由(18)式(注意到在反射点 $\cos\alpha = 1$)可得到:

$$v(x_r) = [1 \pm \sqrt{u(x_r)}] \cdot \sin^2\alpha_0 \quad (21)$$

这里 x_r 是反射点坐标。

可以证明, 在所讨论情况下, 电流片边缘逃逸区的磁场是基本均匀的。而且, 因为电流片由中心向外磁场是增强的(正好与缓变源模型相反), 对 $s \leq 4$ 的低次谐波, 相应谐波的反射点比低次谐波的共振层要更接近电流片边缘, 因而对于电流片的辐射在给定频率上只有最低次回旋共振层的贡献。从对各层光学厚度的分析也可得到这一结论^[10]。正是逃逸区的这些特征导致了回旋共振谱线的产生。

2. 回旋谱线的计算

谱线亮温度的计算取决于相应频率处逃逸区的光学厚度 τ_s ,

$$\tau_s = 2 \int_{x_r}^{\infty} \mu_s dx / \sin\alpha \quad (22)$$

$$\text{其中} \quad \mu_s = B_s \frac{s^{2s}}{2^s s!} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \beta_{T_s}^{2s-3} \exp\left\{-\frac{(\omega - s\omega_B)^2}{2\omega^2 n^2 \beta_{T_s}^2 \cos^2\alpha}\right\} \quad (23)$$

B_s 是等离子体参量与波参量的一个组合函数^[12]。

文[10]中给出了在确定参量下孤立电流片的回旋谱线, 如图6所示。基波($\omega = \omega_B$)不能逃逸出电流片, 所以不予考虑。谱线对“线心”($\omega = s\omega_B$)的偏离是由磁场的弱不均匀性造成的。

谱线的宽度取决于两个因素: 磁场不均匀性和多普勒效应。逃逸区中对应于 $s = \frac{1}{\sqrt{u_0}}$ 次

谱线的谱线因磁场弱不均匀性所导致的宽度为^[13]

$$(\Delta\omega)_{1,2} \approx 2\beta^2_{T_e} \cdot s\omega(s \mp 1)\sin^2\alpha_0 \quad (24)$$

但当 $\alpha_0 > \alpha_{0cr}$ 时寻常波的线宽由下式给出

$$(\Delta\omega)_2 \approx 4\beta^2_{T_e} \cdot s\omega \quad (25)$$

α_{0cr} 是由(21)式右边=1所确定的 α_0 值。多普勒加宽则为

$$(\Delta\omega)_D \approx 2\omega\beta_T \cos\alpha_0 \quad (26)$$

因 $\beta_T \ll 1$, 故对不太大的 α_0 角度, 多普勒加宽将掩盖掉磁场不均匀性所引起的加宽。

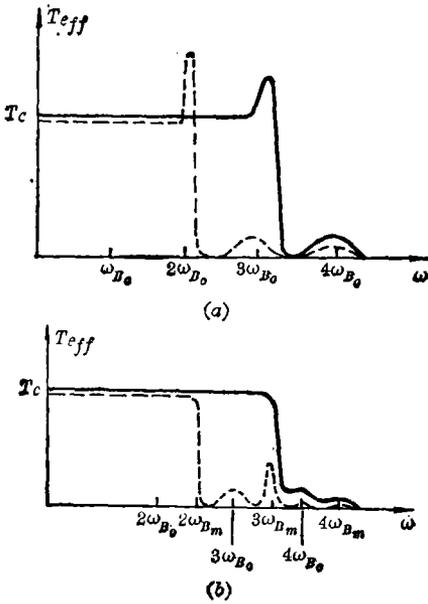


图7 对应于图4中两种磁场位形a、b的有效辐射温度谱^[14]。

当电流片的参量变化时, 谱的亮温度分布、谱线宽度和偏振特征都将发生相应的变化。例如, 当电流片的温度下降时, 谱线就变弱, 同时也变窄。

但上面讨论的都是孤立电流片的理想情形, 在实际太阳大气中, 电流片的回旋谱将会因为缓变源的吸收而大大减弱并受到畸变。对于如图4中所示的电流片结构, 可得到大致如图7所示的谱形。实际上, 这里的结果是对垂直于电流片方向观测而得到的。详细的讨论参见[14]。

Zh-Z的工作首次从理论上提出了观测太阳射电谱线的可能性——但这不是宇宙射电中由原子过程产生的谱线, 而是在特定磁场位形下产生的回旋共振谱线。对这种谱线的探测有着十分重要的意义, 因为它使我们能用射电天文方法测量日冕活动区的磁场, 从而能实现对活动区等离子体的诊断(如对电流片、耀斑硬X-射线核等, 参见[14, 17])。

3. 关于回旋共振谱线的观测

Caverin等人早在1976年就利用4.5米天线在4.5—7.0GHz频区观测到缓变源频谱的精细结构^[18], 并推测这种精细结构可能起源于具有准均匀磁场的日冕磁等离子体(磁环)的回旋共振辐射。后来Caverin等人又采用了高分辨率的天线系统测量了与黑子群相对应的局部源在5.0—12.0GHz频区的频谱^[19], 发现了在很窄频率区间中的流量跃变(相对幅度可达20%), 而且这种结构是随活动区的发展而变化的。Caverin等人将这些结构解释为电流片的屏蔽效应, 并对电流片的透射系数作了计算, 他们推测某些精细结构也可能是由回旋共振谱线所引起的。

显然, 对回旋谱线的观测同样要求有高分辨率的仪器系统(见前面2、3节中的讨论)。Caverin等人的工作由于仪器的空间分辨率不高, 所以很难对回旋共振谱作更深入的分析, 尽管他们的频谱仪系统的频率分辨率和灵敏度都较高(60MHz, 1.7K, 参见[20])。

最近, Willson^[21]利用美国的甚大阵(VLA)在分米波段的150MHz附近的三个频率上对一些活动区进行了角分辨率高达 $3'' \times 4''$ 的高分辨观测(1,380, 1,540, 1,705MHz, 各频率处的带宽均为12.5MHz), 结果发现某些小区域($10''$ — $30''$)在这些频率上的亮温度变化超过100%—

Willson将这种结构解释为Zh-Z体系中的回旋谱线。他综合考虑了热韧致和热回旋辐射谱线的贡献, 计算出的理论谱与三个观测点符合得很好。尽管还有其他可能的解释, 但Willson认为热回旋谱线是最好的解释。他还指出, 对韧致辐射与回旋辐射的联合测量将提供对日冕活动区(如冕环和电流片)的灵敏探测, 特别是对日冕磁场的精确测量。另外, 值得提出的是, Willson的观测包含了偏振测量, 他在理论计算中利用偏振资料来选取角度 α_0 的值。

遗憾的是, 尽管甚大阵提供了足够高的空间分辨率, 但Willson工作的频率区间太窄, 只有1,500MHz附近的三个频率点, 不足以建立一个较完整的射电谱。

四、小结和讨论

1. 小结

从以上的介绍中可以看出, 根据耀斑机制研究所获得的对电流片性质的了解, 使我们从理论上能够建立起一个耀斑预报的方案, 并且可以从高分辨率的射电天文观测来实现这一方案。该方案至少对一部分耀斑(由于电流片不稳定性所发生的, 且电流片位形是可观测的)是有效的。尽管这种方案还不很成熟, 但原则上却是可行的。因而这将是人们第一次根据对耀斑机制的了解、而不是根据经验建立起来的耀斑预报方案(即这里介绍的S-K体系)。

S-K和Zh-Z体系还为我们提供了利用局部源的射电谱观测对活动区等离子体进行诊断的可能性, 而且这一可能性已经得到了部分实现(如Caverin和Willson等人的工作)。这有着十分重要的意义, 因为到目前为止, 人们还没有一个很有效的方法来探测高层色球和日冕中的磁场及其它等离子体参量。现在, S-K和Zh-Z体系从理论上为我们提供了这样一个方法, 而且, 目前的观测水平已有可能将该方法付诸实施。

2. 讨论

尽管S-K体系和Zh-Z体系在理论上取得了很大的进展, 但还有许多问题需要作进一步的研究, 而且许多理论结果都有待于观测的验证。

S-K体系中只对Syrovatskii耀斑模型进行了研究, 并假定耀斑开始就是电流片热不稳定性的表现。实际上在不同条件下, 耀斑也可能是其他不稳定性如撕裂模不稳定性等所产生的^[22]。显然, 不同的不稳定性将给出不同的阈值。另外, 为使体系更加完整, 有必要对其它电流片模型例如对Priest的新磁流浮现耀斑模型也作相应的讨论。

具体的耀斑是多种多样、形态各异的。因此, 对典型的活动区环境中典型的电流片位形, 用数值方法对不同的参量求出一系列可能的射电谱(可以包含时间参量), 以便与观测作比较, 这将是很有意义的。

注意到电流片磁场位形的本质特征是中性的边界层的存在。在S-K和Zh-Z体系中, 这个边界层(面)本身对辐射谱的影响只表现在其中高密度等离子体的屏蔽和辐射效应, 作为中性面的“磁”特性对谱的影响, 也只表现在电流片上边缘附近的极大磁场位形所产生的回旋谱线。可是这两点都不是电流片所独有的。例如, 充满冷等离子体的磁环也能产生屏蔽和发射效应; 两个偶极黑子之间也能产生极大磁场位形并导致相似的谱^[14]。这些都会给电流片证认带来不确定性。可以想象, 如果能够观测到“磁”中性界面本身对射电谱的影响, 显然, 这

将给电流片的证认带来很大的方便。

Zheleznyakov 和 Zlotnik 在文[23]、[24]中讨论了这种影响。结果表明,非常波和寻常波在由一个横场区通过中性面(零磁场面)到达另一横场区时,将发生一种新的线性耦合^[23](即波-波间的线性相互作用)。这里横场区实际上是指波的准横传播区。在文[24]中,他们详细讨论了这种耦合效应对穿过电流片射电波谱的影响,结果得出,这种影响只发生在低频区一个很窄的区间内(在日冕条件下),因而实际观测将很困难。而且他们考虑的也只是一个孤立电流片对透射波的影响。至于太阳上的实际电流片结构,情况将有变化,这有待于进一步的研究。附带说明一下,在文[24]中还考虑了波通过电流片的渗透、衍射等效应。但这些效应对太阳日冕中的具体电流片可能意义不大,因为其它效应和缓变源的影响远要比该效应大。但 Zheleznyakov 和 Zlotnik 指出,当电流片破裂时(这时片中心密度急剧下降),将使耦合效应导致的低频谱边缘的特征范围变宽,从而有利于观测。因此,进一步研究这种效应对实际日冕电流片区域射电谱的影响,将可能提供证认电流片的更好的判据。

参 考 文 献

- [1] Сыроватский, С. И. (Syrovatskii, S. I.), *Письма в А. Ж.*, 2 (1976), 35.
- [2] Rusin, V., Rybansky, M., *Bull. Astron. Inst. Czechslovakia*, 30 (1979), 59.
- [3] 胡文瑞等, 太阳耀斑, 科学出版社, (1983).
- [4] Сыроватский, С. И. (Syrovatskii, S. I.), *Письма в А. Ж.*, 3 (1977), 133.
- [5] Кузнечов, В. Д. (Kuznetsov, V. D.), *Письма в А. Ж.*, (1981), 238.
- [6] Кузнецов, В. Д. (Kuznetsov, V. D.), *Изв. Вуза. Радиофизика*, 23 (1980), 648.
- [7] Syrovatskii, S. I. and Kuznetsov, V. D., in IAU Symp. No.86, *Radio Physics of the Sun*, ed. by Kundu, M. R. and Gergely, T. E., 445 (1980).
- [8] Kuznetsov, V. D., *Soviet Astron.*, 25 (1981), 220.
- [9] Kuznetsov, V. D., *Soviet Astron.*, 26 (1982), 67.
- [10] Zheleznyakov, V. V. and Zlotnik, E. Ya., *Sol. Phys.*, 68 (1980), 317.
- [11] Kuznetsov, V. D. and Syrovatskii, S. I., *Sol. Phys.*, 69 (1980), 361.
- [12] 日列兹尼亚科夫, V. V., 太阳射电辐射理论, 科学出版社, (1973).
- [13] Ginzberg, V. L., *The Propagation of EM Waves in Plasma*, p.53, p.98, Pergamon Press.
- [14] Железняков, В. В., Злотник, Е. Я., *А. Ж.*, 57 (1980), 778.
- [15] Hu, Y. Q. and Low, B. C., *Sol. Phys.*, 81 (1982), 107.
- [16] Zheleznyakov, V. V. and Zlotnik, E. Ya., 同[7], p.87.
- [17] Zheleznyakov, V. V. and Tikhomirov, Yu. V., *Sol. Phys.*, 81 (1982), 121.
- [18] Каверин (Caverin), Н. С. и др., *Письма в А. Ж.*, 2 (1976), 577.
- [19] Каверин (Caverin), Н. С. и др., *А. Ж.*, 57 (1980), 767.
- [20] Ваулин, Н. А. и Каверин, Н. С. и др., *Радиофизика*, 21 (1978), 289.
- [21] Willson, R. F., *Sol. Phys.*, 89 (1983), 103.
- [22] Priest, E. R. (ed.), *Solar Flare MHD*, Chapter 3, (1981).
- [23] Железняков, В. В. (Zheleznyakov, V. V.), Злотник, Е. Я. (Zlotnik, E. Ya.), *Радиофизика*, 20 (1977), 1444.
- [24] Железняков, В. В. (Zheleznyakov V. V.), Злотник, Е. Я. (Zlotnik, E. Ya.), *А. Ж.*, 57 (1980), 1038.

Radio Astronomical Investigation on Current Sheets in the Solar Atmosphere

Li Chunsheng Gu Yiming

(Department of Astronomy, Nanjing University)

Abstract

This paper reviews the progress in the detection and research of current sheets in the solar atmosphere by radio astronomical method in recent years, with emphasis on the achievements made in the theoretical studies by Syrovatskii-Kuznetsov and Zheleznyakov-Zlotnik on current sheets associated with solar flares. The possible applications of these theories to the physics and forecast of solar flares are also given.