

太阳射电快速活动的理论研究

史建魁 赵仁扬

(中国科学院北京天文台)

提 要

本文着重介绍了太阳射电快速活动的机制(主要是电子回旋微波激射不稳定性机制和等离子体波-波相互作用机制)研究进展情况,并做了简单的述评。

一、前 言

太阳射电辐射中的快速活动精细结构(FFS),是迭加在射电连续背景上的一些ms级尖峰(spike),具有高辐射流密度($>10^3$ s.f.u.,最高可达 10^6 s.f.u.)、高偏振度(可达100%)、源区高亮温度(可达 10^{15} K)、准周期性、窄辐射频带宽和频率漂移等主要特征^[1]。这些由太阳快速活动所产生的迷人的观测现象,正吸引着越来越多的太阳物理学家投入到这一研究领域中。

关于太阳快速活动产生的机制问题,在目前尚无定论。这方面的研究工作主要分为两大类:一是电子回旋微波激射(maser)不稳定性机制,二是等离子体波-波相互作用机制。电子回旋微波激射理论,最先被用以研究木星分米波辐射问题^[2],后来又被用来研究地球极光千米波辐射问题^{[3],[4]}。近年来,它被用来研究太阳快速活动的产生问题,本文将在第二节重点介绍这方面的研究情况。等离子体波-波相互作用理论在空间科学和天文学中有着广泛的运用,本文将在第三节着重介绍其在太阳快速活动中的研究情况。

二、电子回旋微波激射不稳定性机制

1. HEK的回旋同步微波激射机制^[5]

1980年, Holmann、Eichler和Kundu(简称为HEK)提出用相干的同步微波激射机制来解释太阳快速活动现象。他们认为:在太阳耀斑磁拱顶部被加速到100keV的高能电子,沿磁拱中磁力线向磁拱底部作束流运动,由于磁场逐渐增强,投掷角较大的电子,在磁拱底部磁镜点处被反射,其余电子继续向下运动而成为沉降电子。反射电子形成损失锥分布,这种具有损失锥分布的电子的自由能,驱动电子回旋微波激射不稳定性增长,这样增长起来的不稳定性波模的发射,可解释太阳快速活动现象。

参照 Slottje 的观测^[6], HEK 认为: 这种快速活动的辐射, 要求源区磁场为 10^3G , 取背景电子数密度 $n_0 = 10^9 - 10^{10}\text{cm}^{-3}$, 反射电子数密度为 $n_r = 10^{-4} - 10^{-3}n_0$, 对于基频上的回旋同步相干辐射, 其流量密度可达观测到的量级。取源区标长为 10^3km , 则可解释观测到的辐射源区高亮温度。由于辐射为 O 模, 则可得到 100% 的高 O 模偏振。他们求得, 在相对于磁场的大角度上辐射占优势。

HEK 认为: 二次共振层可完全吸收掉基频波模, 只有散射或折射后的基频发射, 才有可能沿磁场方向传播出日冕, 进而被人们在地球上接收到。直接逃逸的二次和三次回旋微波激射辐射, 也可用来解释太阳快速活动现象。

HEK 的工作, 第一次把微波激射放大理论引入到太阳快速活动的研究领域中, 在一些基本假定下, 估计了一些源参数, 并提出了他们的一些看法。

2. MD 的电子回旋微波激射机制^[7]

1981 年, Melrose 和 Dulk (简称 MD) 用电子回旋微波激射不稳定性理论来研究太阳射电快速活动。基本模式为: 磁拱中磁镜点处损失锥分布的反射电子, 驱动电子回旋微波激射不稳定性增长, 这种增长起来的波模, 可支配太阳快速活动。

基本理论为: 当共振条件

$$\omega - m\Omega_e/\gamma - k_{\parallel}u_{\parallel} = 0 \quad (1)$$

得到满足时, 电子回旋微波激射不稳定性在 m 次谐频上的波模才能够增长起来(ω 为波频, Ω_e 为电子回旋频率, $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ 为洛伦兹因子, \mathbf{k} 为波矢, “ \parallel ” 标注平行分量, u_{\parallel} 为电子平行速度)。求得其增长率为:

$$\Gamma_m(\mathbf{k}) = \int d^3p A_r(\mathbf{p}, \mathbf{k}) \delta(\omega - m\Omega_e/\gamma - k_{\parallel}u_{\parallel}) \times \left(\frac{m\Omega_e}{\gamma u_{\perp}} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} + k_{\parallel} \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \right) f_r(\mathbf{p}) \quad (2)$$

其中 \mathbf{p} 为电子动量, A_r 为 \mathbf{p}, \mathbf{k} 的函数^[7], $f_r(\mathbf{p})$ 为反射电子的分布函数, $\delta(\omega - m\Omega_e/\gamma - k_{\parallel}u_{\parallel})$ 为 δ -函数, 宗量为 $\omega - m\Omega_e/\gamma - k_{\parallel}u_{\parallel}$ 。

共振条件(1)实质上为 $u_{\perp} - u_{\parallel}$ 平面上椭圆方程, 仅当电子速度位于该椭圆上时, 电子才参与共振而驱动不稳定性增长。取反射电子的分布函数

$$f = \begin{cases} 0 & (a < a_0 - \Delta a) \\ \propto a & (a_0 - \Delta a < a < a_0) \\ \propto u^{-a} & (a > a_0) \end{cases} \quad (3)$$

来表示损失锥分布(a 为 $u_{\perp} - u_{\parallel}$ 平面上 \mathbf{u} 与 u_{\parallel} 轴的夹角, a 为幂律指数, Δa 为一参量), 并把(2)式积分变换到共振椭圆上进行推算, 可求得:

$$\frac{\Gamma_m}{\Omega_e} = n_r \cdot \frac{n_0'}{n_r} \left(\frac{\omega_e}{\omega} \right)^2 \frac{c^2}{v_0^2} \left(\frac{v_0}{c} \sin \alpha_0 \cos \alpha_0 \right)^{2m-2} \quad (4)$$

n_r, n_0' 的表达式可参看文献[7], ω_e 为电子等离子体频率, v_0 为共振椭圆中心的 u_{\parallel} 坐标, c 为光速, 取 $n_r \sim 10^{-2}n_0$ 。

波与电子相互作用, 可使损失锥分布的电子经历准线性弛豫过程而逐步各向同性化, 一旦各向异性分布消失, 不稳定性就会截止增长, 由此可求得增长最快的饱和波模的波能密

度, 进而可求得辐射亮温度。

结合分析磁拱中高次共振吸收层的共振吸收, 求得基频上的微波激射波模不能够从日冕中逃逸出来, 着重对二次谐波 X 模进行计算, 求得亮温度 $T_b \sim 10^{16-17} \text{K}$; 由于二次 O 模比二次 X 模弱得多, 所以辐射为 100% 的 X 模偏振, 并求得辐射的相对带宽 $\Delta\omega/\omega \sim 1\% - 10\%$, 辐射角方向集中在相对磁场方向 70° 的薄圆锥面上, 这样, 仅当观测者方向与这一锥面延伸方向一致时, 才有可能接受到快速活动的辐射, 这可用以解释接收到的快速活动为何是一种稀少现象的原因。

MD 的计算结果与观测相符合的程度是令人满意的, 但由该文求得的电子回旋微波激射不稳定性基频波模要比二次谐波波模增长快得多, $\Gamma_1/\Gamma_2 \sim 100$, 这样, 一旦反射电子的损失锥分布形成, 基频微波激射波模将比二次谐波波模以大得多的增长速度增长, 当损失锥分布消失时, 基频波模将增加到非常高的程度, 而二次谐波波模还未增加到可观程度。基频波模不能够从日冕中逃逸, 而会被二次共振吸收层完全吸收掉, 这就给该文中用电子回旋微波激射不稳定性二次谐波波模发射解释太阳快速活动带来了很大的困难。

3. SVP对电子回旋微波激射不稳定性有效增长率的研究^[8]

针对 MD 工作中遇到的困难, 同年, Sharma、Vlahos 和 Papadopoulos (简称 SVP) 考虑到背景电子的热阻尼效应、背景等离子体密度的影响和回旋共振吸收层的吸收作用, 对电子回旋微波激射不稳定性的有效增长率进行了研究。

SVP 仍考虑反射电子的损失锥分布自由能驱动电子回旋微波激射不稳定性的增长, 支配了太阳射电快速活动的发射。他们取反射电子损失锥分布的分布函数为

$$f_r = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{a^3} \frac{n_r}{n_0} \exp\left[-\frac{(u_{\perp} - u_b)^2}{2a^2} - \frac{u_{\parallel}^2}{2a^2}\right] H\left(u_{\perp} - \frac{u_{\parallel}}{\sigma}\right) \quad (5)$$

σ 为各向异性指数, $H(u_{\perp} - u_{\parallel}/\sigma)$ 为阶梯函数, $u_{\perp} - u_{\parallel}/\sigma$ 为阶梯函数的变元, u_b 为入射电子束速度^[8], a 为速度参量。考虑弱相对论情况, 取洛仑兹因子 $\gamma \doteq 1/(1 - u^2/2c^2)$, 共振条件为

$$\omega - m\Omega_e \left(1 - \frac{u^2}{2c^2}\right) - k_{\parallel}u_{\parallel} = 0 \quad (6)$$

求得仅当 $\omega_e/\Omega_e \gtrsim 0.4$ 时, 二次谐波的波模才能与基频波模的增长率相比较, 从而才有可能支配太阳快速活动发射。

反射电子所驱动的电子回旋微波激射不稳定性的增长率为

$$\Gamma_m = - \frac{I_m(D(\omega_r, k))}{\frac{\partial}{\partial \omega_r} R_e(D(\omega_r, k))} \Bigg|_{N^+ = N_{\pm}^+} \quad (7)$$

由背景 Maxwell 分布的电子所产生的阻尼率为

$$\begin{aligned} \Gamma_d = & \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\omega_e}{\omega_r}\right)^2 \left(\frac{\omega_r}{\Omega_e}\right) \left[\sum_n \left(\frac{\omega_r}{k_{\parallel}u_e}\right) \exp\left(-\frac{(\omega_r - n\Omega_e)^2}{2k_{\parallel}^2u_e^2}\right)\right] \\ & \times (S_{XX}A_{XX} + S_{YY}A_{YY} + S_{ZZ}A_{ZZ} + S_{XY}A_{XY} + 2S_{XZ}A_{XZ}) \\ & \times \omega_r \partial D_r / \partial \omega \Bigg|_{N^+ = N_{\pm}^+} \quad (8) \end{aligned}$$

(7)、(8) 两式中各量可参看文献[8]的附录部分, N_+^2 和 N_-^2 分别代表 O 模和 X 模。

不稳定性的有效增长率为

$$\Gamma_e/\Omega_e = (\Gamma_m - \Gamma_d)/\Omega_e \quad (9)$$

通过计算,发现当背景电子温度高达 $5.6 \times 10^6 \text{K}$ 时,有效增长率小于零,不稳定性将被阻尼掉,就不会有太阳快速活动的发射。结合日冕参数,求得最快增长的微波激射不稳定性二次谐频 X 模的辐射流密度可高达 10^5s.f.u. ,亮温度可高达 10^{15}K 。通过解准线性的电子弛豫方程,求得最快增长率波模的波能饱和密度 w_s ,

$$\frac{w_s}{n_0 m a^2} = \left(\frac{\Omega_e}{\omega_e} \right)^2 \left(\frac{k_1 a}{\Omega_e} \right) \frac{\Gamma_e}{\Omega_e} \quad (10)$$

仅为各向异性分布的反射电子自由能密度的 0.1%,说明损失锥分布的反射电子 ($n_r \sim 10^{-2} n_0$) 足以激发太阳快速活动。

SVP 还给出了磁拱中磁场的拓扑结构,研究了各共振吸收层的吸收情况。

他们的工作首次考虑到背景等离子体密度的影响,研究了不稳定波模的有效增长率,并结合共振吸收层的吸收,解决了电子回旋微波激射不稳定性二次谐频的波模支配太阳快速活动的发射问题。

前述的几项工作都仅考虑到电子回旋微波激射不稳定性波模支配太阳快速活动发射。而辐射源区往往同时存在着多种不稳定性波模,当这些不稳定性被损失锥分布电子的各向异性自由能所驱动时,都会竞相争长,当各向异性消失后,一般是增长最快的波模增长到很高的程度,而别的波模都仅增长到热噪声程度之上。所以,究竟哪种波模增长最快而支配发射,这就要求对源区可能存在的各种不稳定性进行全面的分析研究,通过比较才能得出结论。

4. SV 对损失锥分布电子驱动的不稳定性的不同波模的比较研究^[9]

1983年5月, Sharma 和 Vlahos(简称 SV)对损失锥分布电子驱动的电子回旋微波激射不稳定性、电子哨声模不稳定性和高混杂不稳定性进行了比较研究。

他们仍考虑共振条件 $\omega - m\Omega_e/\gamma - k_1 u_1 = 0$,有效增长率为 $\Gamma_e = \Gamma_m - \Gamma_d$ ^[9],所研究的不稳定性波模具体为:

- (1) 电子回旋微波激射不稳定性的基频和二次谐频波模;
- (2) 电子哨声模不稳定性波模,其频率范围为 $\Omega_i < \omega < \Omega_e$, $\theta = 0$ (Ω_i 为离子回旋频率);
- (3) 高混杂不稳定性,由非相对论共振所驱动。

用“j”标注不同的波模, w_{sj} 为波能密度,则在地球上接收到的辐射功率为

$$P_j = \frac{w_{sj} v_{grj} A_0}{4\pi R_0^2 \Delta f} \quad (11)$$

$$w_{sj} = w_0 \exp \left[\beta \frac{\Gamma_{ej}}{\Gamma_{e2}} \right] \quad (12)$$

v_{gr} 为群速度的 r 分量, A_0 为辐射源面积, R_0 为日地距离, Δf 为辐射频带宽, Γ_{e2} 为电子回旋微波激射不稳定性二次谐频波模的有效增长率, $\beta = |\ln(w_{sj}/w_0)|$, w_0 为热噪声能密度。

他们采用两种不同的分布函数来描述损失锥分布的反射电子,以进行比较^[9]。

其研究结果为:

(1) 当 $\omega_e/\Omega_e < 0.35$ 时,电子回旋微波激射不稳定性的基频 X 模增长率最大,且背景电子的温度效应对其影响甚微,这种波模的波能足以支配太阳快速活动的发射;

(2) 当 $0.35 < \omega_e / \Omega_e < 1.0$ 时, 电子回旋微波激射不稳定性基频 O 模增长最快, 背景电子的温度效应对其影响亦甚微, 这种波模可支配太阳快速活动的发射;

(3) 当 $\omega_e / \Omega_e > 1.0$ 时, 增长率最大的波模不能够从日冕中逃逸出去, 因而不会有太阳快速活动发射产生;

(4) 各种不稳定性波模的有效增长率依赖于损失锥分布电子的各向异性程度, 而对分布函数的具体形式反应甚微。

他们研究的结论是: 如果电子回旋微波激射不稳定性基频波模不能够从日冕中逃逸, 就不会有快速活动辐射发生; 在太阳耀斑脉冲上升相中, 仅当 $0.1 < \omega_e / \Omega_e < 1.0$ 时, 才有可能产生太阳快速活动辐射, 它是在一定的日冕条件下, 由电子回旋微波激射不稳定性的基频波模所产生的。

SV 对源区损失锥分布电子驱动的电子回旋微波激射不稳定性及哨声模不稳定性和高混杂不稳定性所进行的分析比较研究, 对该领域的研究工作是一个很大的推进。但是, 从他们的结果可以看出, 他们所强调的用以解释太阳快速活动的电子回旋微波激射不稳定性基频波模如何从日冕中逃逸这一根本问题, 并没有得到解决, 这就给用这种波模解释太阳快速活动带来了很大的困难。尽管如此, 我们仍然认为, 这个工作的主要思想, 即对源区的各种不稳定性波模进行分析比较研究, 还是非常可贵和具有启发性的。

三、等离子体波-波相互作用机制

1. KVS的等离子体快-慢波耦合机制^[10]

早在1981年, Kuijpers、Van de Post和Slottje(简称KVS)提出: 在太阳磁拱磁流管中产生的撕裂模不稳定性所激发的平行于磁场的感应电场, 可将电子加速到逃逸程度。逃逸电子驱动等离子体快、慢波增长, 增长起来的快、慢两波发生耦合, 进而产生足够强的辐射, 可用于解释太阳快速活动。

对于等离子体慢波, 在忽略等离子体碰撞的情况下, 其色散关系为:

$$\omega_s = (1 + 3k^2 k_D^{-2})^{1/2} \frac{|k_{\parallel}|}{k} \omega_e \quad (k \gg k_D) \quad (13)$$

s 标注慢波, $k_D = \omega_e / u_e$, u_e 为电子热速度。在满足反常共振条件 $\omega + \Omega_e - k_{\parallel} u_e = 0$ 时, 发生慢波不稳定性, 并可求得其最大增长率为:

$$\Gamma_s = \frac{\pi}{4} \left(\frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 \frac{\omega_e}{k v_f} \frac{\omega_e}{\Omega_e} \frac{\dot{n}_r}{n_0} \omega_e \quad (14)$$

$$\dot{n}_r = C_1 \left(\frac{E_c}{E} \right)^{3/8} n_0 \nu_c \exp \left[- \frac{E_c}{4E} - \left(\frac{2E_c}{E} \right)^{1/2} \right] \quad (15)$$

ν_f 为逃逸电子的临界速度, n_0 为背景电子数密度(假设无碰撞, 用 Maxwell 分布近似表达), \dot{n}_r 为电子逃逸率, E_c 为 2 倍的 Deicer 电场, E 为电场值, ν_c 为碰撞频率。

对于等离子体快波不稳定性, 其色散关系为

$$\omega_f = (1 + 3k^2 k_D^{-2})^{1/2} \omega_e \quad (16)$$

ω_f 为快波频率, 在切伦科夫共振条件 $\omega - k_{\parallel} u_e = 0$ 被满足时, 快波不稳定性的增长率为

$$\Gamma_f = \frac{n_b'}{n_b} \left(\frac{v_b}{\Delta v_b} \right)^2 \omega_e \quad (17)$$

n_b' 、 v_b 的定义可参看文献[10], 它们分别表征电子块的数密度和平均速度。

通过分析推导, 他们提出, 只有等离子体快慢两波的耦合才是可能的, 而其他诸如两快波、两慢波和多波相互作用, 都不可能发生耦合。他们假定快、慢两波相互耦合而产生太阳快速活动发射。波能密度率由

$$\dot{w} = 0.2 \dot{n}_r \Delta w \quad (18)$$

来估计。 Δw 为电子经过一个撕裂模区所获得的能量, 由撕裂模区的平行电场强度和标长来估计。由观测到的辐射流密度, 他们求得辐射源区等离子体密度约为 $4 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$, 辐射亮温度可高达 10^{14}K 。

这种机制虽然能够解释快速活动源区的高亮温度, 但并没有解决等离子体快慢两波相互耦合后如何转换成电磁辐射这一根本问题, 只是提出了以下几种转换的可能性:

- (1) 等离子体快波在热等离子体中的感应散射产生电子等离子体基频上的发射;
- (2) 等离子体快波在具有大波数低频波中的感应散射产生基频发射;
- (3) 太阳“Ⅲ型”爆发中, 快等离子体波散射过 180° 或朝着小波数方向传播时, 可产生二次谐频上的发射; 等离子体慢波被散射出热等离子体, 可产生基频辐射;
- (4) 由电子等离子体快波或离子声波共振产生的韧致辐射(原作者又提出, 这不能够产生峰状辐射结构)。

2. VSP的电子静电高混杂波相互作用机制^[11]

1982年, Vlahos、Sharma和Papadopoulos(简称VSP)提出: 从日冕磁拱顶部入射的高能电子, 沿磁力线向下运动形成束流, 这种束流电子可放大电子静电高混杂波(e-s波), 而e-s波非线性相干相互作用产生电磁辐射, 可以解释太阳快速活动。这种由两e-s波耦合的电磁辐射, 在时间上呈现出ms级峰状结构。

取束电子分布函数为

$$f_b = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{a^3} \frac{n_b}{n_0} \exp \left[- \frac{(u_{\parallel} - u_b)^2}{2a^2} - \frac{u_{\perp}^2}{2a^2} \right] \quad (19)$$

n_b 为束电子密度, u_b 为束速度。在弱磁场梯度和弱捕获的情况下, 忽略反射电子及温度效应, 求得e-s波被满足的色散关系为:

$$R_e[D(\omega, \mathbf{k})] = 1 - \frac{\omega_e^2}{k^2} \left(\frac{k_{\parallel}^2}{\omega^2} + \frac{k_{\perp}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} \right) \quad (20)$$

在满足共振条件 $\omega - k_{\parallel} u_b = 0$ 时, e-s波的增长率和阻尼率分别为

$$\frac{\Gamma_m}{\omega} = \frac{n_b}{n_0} \left(\frac{u_b}{a} \right)^2 \exp \left[- \frac{\omega_e^2}{2k_{\parallel}^2 u_b^2} - \frac{k_{\perp}^2 a^2}{\omega_e^2} \right] I_0 \left(\frac{k_{\perp}^2 a^2}{\Omega_e^2} \right) \quad (21)$$

$$\frac{\Gamma_d}{\omega} = \left(\frac{u_b}{u_e} \right)^3 \exp \left[- \frac{(\omega - \Omega_e)^2}{2k_{\parallel}^2 u_e^2} - \frac{k_{\perp}^2 a^2}{\omega_e^2} \right] I_0 \left(\frac{k_{\perp}^2 u_e^2}{\Omega_e^2} \right) \Big|_{k_{\parallel} = \omega / (u_b - a)} \quad (22)$$

u_e 为背景电子热速度。

这种不稳定的e-s波模的有效增长率为 $\Gamma_e/\omega = (\Gamma_m - \Gamma_d)/\omega$, 由分析计算求得, 当背景电子温度 $< 10^6 \text{K}$ 时, 在热噪声程度上激发的e-s波模, 在沿磁场向外传播中, 经运流放大和几

何放大进入截止区(群速 $v_g=0$ 的区域)后,其能量集中于很窄的频率带宽 ($\delta\omega/\omega\sim 10^{-3}$)之内,这时使得波粒相互作用变得特别弱,而两列e-s波的波-波相互作用才足够强,从而产生相当强的电磁辐射($\omega=2\omega_{UH}$, ω_{UH} 为高混杂频率)。两e-s波与电磁波三波相互作用,使得电磁辐射流量密度在时间上呈峰状变化。

VSP首先对三波相互作用方程组做时间平均的线性化处理(对应于低时间分辨率观测的情况),取 $n_0=10^{10}\text{cm}^{-3}$, 源区尺度为 10^6cm , 由地球上接收到的辐射流量密度为:

$$P = \frac{(\Delta L)^2}{4\pi R_0^2} \frac{|E_m|^2}{8\pi} \frac{v_{gr}}{\delta\omega} \quad (\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{Hz}^{-1}) \quad (23)$$

ΔL 为源尺度, R_0 为日地距离, $|E_m|^2$ 表征电磁波能密度, v_{gr} 为群速在观测者方向的分量。由此求得两e-s波相干相互作用产生的电磁辐射 X模强度可达 10^4s.f.u. , 亮温度可达 10^{15}K 。由于 O模辐射比 X模低两个量级,所以辐射呈现为100%的X模偏振,并求得非相干相互作用比相干相互作用弱得多。

对三波相互作用方程组取空间平均(相当于低空间分辨率观测的情况)得:

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{d\tau} = A_1 - A_1 A_2 \cos\Phi \\ \frac{dA_2}{d\tau} = -\Gamma A_2 + A_1 \cos\Phi \\ \frac{d\Phi}{d\tau} = -\Delta + \left[\frac{A_1^2}{A_2} - 2A_2 \right] \sin\Phi \end{cases} \quad (24)$$

“1”标注e-s波,“2”标注电磁波, A 为波幅, Φ 为位相, Γ 为增长率, Δ 为频带宽,由 A 可求得电磁波电场幅度 E_m ,进而求得辐射流密度。取 $n_0=10^{10}\text{cm}^{-3}$, $\Delta L=10^6\text{cm}$, 进行数值求解,得出电磁辐射在时间上呈现出ms级的峰状结构,与观测得到的 FFS极为相似,且辐射流密度可高达 10^4s.f.u. , 与观测相符。

这种辐射机制,通过三波相互作用解决了电磁波的转换问题。值得一提的是,辐射源区位于磁拱顶部,束流一旦入射到磁拱中,就开始激发e-s波的增长,这与一般的电子回旋微波激射不稳定性机制是不同的。

两e-s波的波-波相互作用,仅当 $\omega_e/\Omega_e > 3$ 时才能足够强到可与波-粒相互作用相比较或占优势。而在太阳日冕中,一般情况下 $\omega_e/\Omega_e \lesssim 1$, 这相当于要求磁场特别弱和电子密度相当大(几乎比通常大一个量级),因而, $\omega_e/\Omega_e > 3$ 的条件是很难达到的,这就是用这种机制来解释太阳快速活动的一个难处。

四、结 语

从理论研究的角度上来说,太阳快速活动辐射的角方向一般位于与磁场成某一个角度的薄锥面上,仅当观测者处于该方向上时,才有可能接收到快速活动的辐射。而且,快速活动的辐射频带非常窄,而现在的观测仪器还难以进行全面的宽频域内的同时观测。这两个因素都导致了接收到太阳快速活动事件的概率大为减小。因此,在观测工作中对快速活动事件的证认相当重要,因而要求进一步提高仪器设备的可靠性。至于理论研究,还应继续进行,并与

观测工作紧密配合,以便使太阳快速活动尽快被人们所认识。

本文所介绍的这两大类太阳快速活动的理论机制,各有其长,也各有其短。各种机制都可以解释太阳快速活动的高辐射强度和高偏振度。至于电子回旋微波激射机制的研究,以文献[9]为其代表,它全面分析比较了源区存在的几种不稳定性,但用它来解释快速活动的基频波模如何逃逸出日冕以及快速时间结构如何形成这两个关键问题,尚未得到满意的结果。至于等离子体波-波相互作用机制,以文献[11]为其代表,它解决了FFS的时间结构问题,但所要求的 $\omega_e/\Omega_e > 3$ 的条件在日冕中通常难以满足。

从目前的研究工作来看,太阳快速活动理论的探讨应朝着以下几方面深入发展:

1. 考虑源区存在的各种不稳定性波模,进行更为细致的分析、比较、研究;
2. 充分考虑波粒共振条件中各量的相对论性修正,进行全面研究;
3. 联系源区背景,对各种阻尼效应进行更进一步的研究;
4. 考虑到饱和的不稳定性波模的增长幅度不仅与增长率有关,而且与波传播经过源区的时间间隔有关^[12]。结合这两种因素,对波能密度和辐射流量密度进行研究;
5. 考虑高次共振吸收层的吸收作用,进行准确的研究;
6. 对太阳快速活动的快速时间结构问题,作更深入一步的探讨。

笔者对太阳射电快速活动的理论机制模型也作了点初步研究^[13-15]。我们考虑到共振条件中的 Ω_e 和 u_1 的相对论性修正以及Landau阻尼和回旋阻尼,研究了源区存在的电子回旋微波激射不稳定性、慢X模不稳定性和电子哨声模不稳定性(后两种不稳定性是由反常共振所驱动)。结果发现,当参数 ω_e/Ω_e 值为1.4—1.8时,二次谐波O模增长最快;当 ω_e/Ω_e 为1.8—2.3时,二次谐波X模增长最快。而在其他 ω_e/Ω_e 取值范围内,增长最快的波模由于高次共振层的严重吸收而不能逃逸出日冕。因此,我们认为仅当 ω_e/Ω_e 值在1.4—2.3时,电子回旋微波激射不稳定性的二次谐波O模和X模才能产生太阳快速活动。而通常日冕磁拱中, $\omega_e/\Omega_e \sim 1$,故不会形成快速活动。为此,我们提出,在太阳活动期间,磁拱底部发生的扰动(例如,等离子体云的注入^[15])可激励出非线性等离子体密度波(已从理论上证明了该波的存在)^{[13], [14]},当该密度波传播经过源区时,可使 ω_e/Ω_e 升高到1.4—2.3,从而产生了具有高强度($T_e > 10^{14}$ K)和ms级时间结构的太阳快速活动。

参 考 文 献

- [1] 史建魁, 赵仁扬, 天文学进展, 2 (1984), 206.
- [2] Carr, T. D. and Gulkis, S., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 7 (1969), 577.
- [3] Wu, C. S., Wong, H. K., Gorney, D. J. and Lee, L. C., *J. Geophys. Res.*, 87 (1982), 4476.
- [4] Freund, H. P., Wong, H. K., Wu, C. S. and Xu, M. J., *Phys. Fluids*, 26 (1983), 2263.
- [5] Holman, G., Eichler, D. and Kundu, M. R., in *IAU Symp. No. 86*, p.457, (1980).
- [6] Slottje, C., *Nature*, 275 (1980), 520.
- [7] Melrose, D. B. and Dulk, G. A., *Ap. J.*, 259 (1982), 844.
- [8] Sharma, R. R., Vlahos, L. and Papadopoulos, K., *A. A.*, 112 (1982), 377.
- [9] Sharma, R. R. and Vlahos, L., *Ap. J.*, 280 (1984), 405.
- [10] Kuijpers, J., van de Post, P. and Slottje, C., *A. A.*, 103 (1981), 331.
- [11] Vlahos, L., Sharma, R. R. and Papadopoulos, K., *Ap. J.*, 275 (1983), 374.

[12] Melrose, D. B., Hewitt, R. G. and Dulk, G. A., *J. Geophys. Res.*, **89** (1984), 897.

[13] 史建魁, 赵仁扬, 科学通报, (1985), No.22, 1762.

[14] Zhao, R. Y. and Shi, J. K., *Solar Physics*, (1986), in press.

[15] Zhao, R. Y., *Adv. Space Res.*, **2** (1983), 177.

(责任编辑 刘金铭)

Survey on Theoretical Studies of the Fast Activities of Solar Radio Emission

Shi Jiankui Zhao Renyang

(Beijing Observatory, Academia Sinica)

Abstract

In the present paper, two kinds of mechanism for the fast activities of solar radio emission, electron cyclotron maser instability and plasma wave-wave interaction, are introduced and reviewed.