

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2017.02.01

电子回旋脉泽辐射机制 在太阳物理中的进展

唐建飞¹, 吴德金², 赵国清³, 陈 玲²

(1. 中国科学院 新疆天文台, 乌鲁木齐 830011; 2. 中国科学院 紫金山天文台, 南京 210008; 3. 洛阳师范学院 空间物理研究所, 洛阳 471934)

摘要: 电子回旋脉泽辐射是一种重要的射电辐射机制, 将其应用在太阳物理中, 需要解决两个困难: 一是自由能来源问题; 二是辐射的逃逸问题。高能电子束离开加速区后, 在磁等离子体中与磁场、波等相互作用可以形成不同的速度空间分布, 可以为脉泽辐射提供自由能。对于辐射逃逸问题, 日冕低密度导管的假设可以解决这一困难。介绍了近几年回旋脉泽辐射研究的进展及其在太阳射电爆发中的应用, 以及阐述了该领域未来研究方向。

关键词: 辐射机制; 电子回旋脉泽不稳定性; 射电暴; 幂律谱

中图分类号: P142.8 **文献标识码:** A

1 引 言

太阳射电爆发与太阳耀斑等活动密切相关, 一直是人们关注和深入研究的对象。通过太阳射电的观测研究, 我们能更好地理解有关活动区的起源和演化、磁能的储存和转换、粒子的加速和输运、背景等离子体加热等物理过程。随着观测技术和仪器设备的日益完善, 特别是在中国科学院国家天文台的太阳宽带射电频谱仪投入观测后, 发现了许多新的爆发形态和精细结构^[1, 2]。如微波 III 型暴、微波尖峰辐射、斑马纹结构、纤维结构、漂移脉动结构和微波斑块等。这些小尺度微波爆发源的共同特征是具有很高的亮温度, 这意味着它们来自非热相干辐射源的受激辐射过程^[3]。等离子体中的受激辐射过程主要有两种: 一是波-波相互作用引起的非线性辐射过程^[4], 在等离子体频率附近的朗缪尔振荡或朗缪尔波, 可能通过复杂的非线性物理过程转化为电磁辐射, 即等离子体辐射机制^[5]; 另一种是由于波-粒相互作用而激发的等离子体的不稳定性, 进而直接放大包括电磁波在内的某些等离子体波动。类似于激光

收稿日期: 2016-10-10; 修回日期: 2016-11-28

资助项目: 新疆维吾尔自治区自然科学基金青年项目 (2013211B40)

通讯作者: 唐建飞, jftang@xao.ac.cn

(laser) 的辐射机制, 在射电波段通常称为脉泽 (maser) 辐射机制^[3]。

电子回旋脉泽辐射 (ECME) 是由磁场捕获的高能电子通过波粒相互作用而直接放大电磁波的一种重要辐射机制。20 世纪 50 年代末, Twiss^[6] 和 Schneider^[7] 指出, 回旋脉泽不稳定性可以在电子回旋频率及谐频率附近直接放大高频电磁波。随后, Hirshfield 和 Bekefi^[8] 指出电子回旋脉泽辐射机制在磁化行星中起作用, 并用回旋脉泽辐射解释了木星十米波辐射。同时也在实验室中用相对论电子演示了回旋脉泽辐射^[9]。再后来, Melrose 进一步发展了非相对论电子温度各向异性驱动的回旋脉泽辐射理论^[10], 由于非相对论共振条件的限制, 要求高能电子具有非常强的温度各向异性分布才能有效激发不稳定性, 因而很大程度上限制了回旋脉泽辐射的推广应用。直到 1979 年, Wu 和 Lee^[11] 考虑了弱相对论近似下的共振条件后发现, 地球极区由于地球磁层的磁镜效应而具有损失锥分布的高能电子可以有效激发电子回旋脉泽辐射, 并很好地解释了地球的极光千米波辐射 (AKR) 现象。从此, 电子回旋脉泽辐射作为天体射电辐射的一个重要机制, 被广泛应用于解释各种相干射电爆发现象, 例如木星和土星等磁行星的射电辐射^[12-15]、太阳及其他恒星的射电爆发与尖峰辐射等^[16-20]。

Wu 和 Lee^[11] 在解释 AKR 时提出了两个基本假设: 一是认为高能电子具有损失锥分布函数; 二是关于局域电子密度和磁场强度大小的假设, 即要求电子等离子体频率远小于当地电子回旋频率。这些辐射图景符合后来的观测结果^[21, 22]。这两个基本假设的本质是电子回旋脉泽辐射能够激发的基本条件: 一是关于辐射放大自由能来源的假设; 二是关于辐射在等离子体中逃逸的假设。一般来说, 太阳爆发中产生的高能电子, 最初离开加速区时都是沿着磁场方向运动的, 也就是说电子在垂直方向没有足够的自由能。另外, 对于一般的太阳大气等离子体, 也不能满足等离子体频率小于电子回旋频率这一条件。因此, 电子回旋脉泽辐射要应用在太阳射电爆发中, 需要解决这两个困难。高能电子束在太阳大气中传播, 与磁场及等离子体波相互作用, 可以形成如损失锥等各种各向异性分布, 使电子的平行能量转化为垂直方向能量而为辐射提供自由能。关于辐射逃逸的问题, Wu 等人^[23] 在解释太阳 III 型暴时, 提出了密度掏空管的假设。而光学观测也显示日冕中普遍存在纤维状密度不均匀结构, 这是因为在低 β 的日冕中, 一个很小的磁场波动就可以引起很大的密度波动。Wu 等人^[24] 研究了密度掏空管的两种可能机制: 一种是由于高能质子束存在引起; 另一种是由磁压力平衡引起。

进一步的计算发现, 损失锥分布电子驱动的脉泽增长率仍然过低, 因而在随后的三十多年里, 电子回旋脉泽辐射机制的一个重要研究方向是寻找在何种条件下会产生高增长的回旋脉泽辐射。根据不同的天体磁等离子体环境, 学者们提出了各种类损失锥各向异性分布, 像激波加速形成的环壳 (ring-shell)^[25] 和环束 (ring-beam)^[26] 分布, 不完全环壳 (horseshoe)^[27] 与电子洞 (electronhole)^[28] 耦合分布等。事实上, 观测分析显示太阳和其他天体的高能电子能量分布形式常常呈幂律谱^[29, 30]。爆发过程的能量收支平衡要求, 高能电子的幂律谱必定存在一个截止能量远高于背景热电子能量的低能截止, 但具体的截止行为通常很难由观测分析确定。最近的研究^[31-33] 中, Wu 等人引入了陡化指数 δ 这一特征参数, 通过一个连续的双曲正切函数来描述幂律谱电子的低能截止行为, 并初步探讨了幂律谱电子的低能截止行为对回旋脉泽辐射机制的驱动, 结果显示幂律谱电子的低能截止行为可以为回旋脉泽辐射提供自由

能而有效激发不稳定性。也就是说, 即使在电子束各向同性分布时, 低能截止仍然可以为辐射提供自由能, 同时由于低能截止的存在, 脉泽辐射的增长率可以大幅度提高, 因而大大放宽了这一辐射机制的适用条件。

考虑由束流电流不稳定性产生的阿尔文波的影响, Wu 等人^[34] 建立了一个自洽的回旋脉泽辐射模型, 很好地解决了电子回旋脉泽辐射在太阳上应用的两个困难。当高能电子束在等离子体中传播时, 束流电流不稳定性激发阿尔文波, 由于阿尔文波波压的作用, 沿着电子束传播方向可以排开周围等离子体而形成低密度导管, 在这个低密度导管内, 电子回旋频率能够高于等离子体频率。另一方面, 由于阿尔文波投射角散射作用, 可以使高能电子束散射成月牙形分布, 为电子回旋脉泽辐射提供自由能。

2 电子回旋脉泽辐射理论

2.1 电子回旋脉泽不稳定性产生条件及共振条件

回旋脉泽辐射是在电子回旋频率或其低次谐波频率附近直接放大电磁波而产生的一类辐射。回旋脉泽不稳定性产生应满足两个基本条件^[35]: (1) 高能电子在垂直方向要存在粒子数反转分布(与平衡分布相比), 也就是要有一个脉泽泵。即作为激发不稳定性所需要的自由能的载体——非热电子的速度分布 $F(v_{\parallel}, v_{\perp})$ 的斜率 $\partial F/\partial v_{\perp}$ 在一定条件下要出现正值。对于平衡态的麦克斯韦分布, 高速电子总是少于低速电子, 在 v_{\parallel} 或 v_{\perp} 取正值时, 斜率总小于零, 因而麦克斯韦分布是稳定的。(2) 磁场要相对强, 或等离子体密度相对低, 这样才可以保证 $\Omega_e \gtrsim \omega_p$ 。如果这个条件不能满足, 那么自由能多半会进入各种等离子体波内, 而不能直接进入电磁辐射中。

当高能电子与波之间满足共振条件时, 即

$$\gamma - s\Omega_e/\omega_q - N_q\mu \cos\theta u/c = 0, \quad (1)$$

电磁波可以被放大。其中, γ 是洛仑兹因子, s 是谐波数, Ω_e 是电子回旋频率。 ω_q 和 N_q 分别是被放大的波的频率和折射率, 下脚标 q 表示波模: $q = +$, 代表正常(O)模; $q = -$, 代表反常(X)模。 θ 是波的传播方向与磁场的夹角, $\mathbf{u} = \mathbf{p}/m$ 代表单位质量的动量, $u^2 = u_{\perp}^2 + u_{\parallel}^2$, 下标 \perp 和 \parallel 分别表示动量 \mathbf{u} 在垂直和平行于磁场方向的分量, 参数 $\mu = u_{\parallel}/u$ 代表动量空间的投掷角。

2.2 电子回旋脉泽不稳定性生长率表达式

假设等离子体中背景热电子密度比高能电子束密度高得多, 考虑高频电磁波, 波的相速度远大于背景电子的热速度, 则色散关系可以用冷等离子体近似:

$$N_q^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_q(\omega_q + \tau_q\Omega_e)}, \quad (2)$$

其中,

$$\tau_q = -s_q + q\sqrt{s_q^2 + \cos^2\theta}, \quad (3)$$

$$s_q = \frac{\omega_q \Omega_e \sin^2 \theta}{2(\omega_q^2 - \omega_p^2)} . \quad (4)$$

$\omega_q^2 > \omega_p^2$, ω_p 是背景等离子体频率。

当波的频率满足 $\omega \approx s\Omega_e$ 时, 波的增长率可以表示为^[23, 26]:

$$\begin{aligned} \Gamma = & \frac{\pi n_b \omega_p^2}{2 n_0 \omega_q (1 + T_q^2) R_q} \int d^3 \mathbf{u} \gamma (1 - \mu^2) \delta \left(\gamma - \frac{s\Omega_e}{\omega_q} - \frac{N_q u \mu}{c} \cos \theta \right) \times \\ & \left\{ \frac{\omega_q}{\Omega_e} \left[\gamma K_q \sin \theta + T_q \left(\gamma \cos \theta - \frac{N_q u \mu}{c} \right) \right] \frac{J_s(b_q)}{b_q} + J'_s(b_q) \right\}^2 \times \\ & \left[u \frac{\partial}{\partial u} + \left(\frac{N_q u \cos \theta}{c\gamma} - \mu \right) \frac{\partial}{\partial \mu} \right] F_b(u, \mu) , \end{aligned} \quad (5)$$

其中,

$$\begin{aligned} b_q &= N_q (\omega_q / \Omega_e) (u/c) \sqrt{1 - \mu^2} \sin \theta , \\ R_q &\equiv 1 - \frac{\omega_p^2 \Omega_e \tau_q}{2\omega_q (\omega_q + \tau_q \Omega_e)^2} \times \left(1 - q \frac{s_q}{\sqrt{s_q^2 + \cos^2 \theta}} \frac{\omega_q^2 + \omega_p^2}{\omega_q^2 - \omega_p^2} \right) , \\ K_q &= \frac{\omega_p^2 \Omega_e \sin^2 \theta}{(\omega_q^2 - \omega_p^2)(\omega_q + \tau_q \Omega_e)} , \\ T_q &= -\frac{\cos \theta}{\tau_q} . \end{aligned} \quad (6)$$

n_b 和 n_0 分别代表高能电子和背景电子数密度, $J_s(b_q)$ 和 $J'_s(b_q)$ 是第一类贝塞耳函数和它的导数, $F_b(u, \mu)$ 是高能电子束分布函数。

3 电子回旋脉泽辐射新进展

3.1 具有低能截止特征的幂律谱电子驱动的回旋脉泽辐射

天体磁场中的高能电子激发的回旋脉泽辐射作为天体射电辐射的一个重要物理机制, 在天体物理研究中被广泛应用于解释各种非热射电辐射现象, 特别是短时标的相干射电爆发现象。在以往的研究中, 激发电子回旋脉泽不稳定性的驱动源是高能电子的各向异性分布^[10, 11, 23]。然而, 大量的天文观测数据显示, 太阳和其他天体的高能电子的能量分布常常呈幂律谱形式, 例如, 太阳硬 X 射线辐射的观测分析显示, 太阳耀斑爆发产生的高能电子的能量分布大都呈现为具有低能截止的幂律谱。对于太阳高能粒子的加速, 耀斑爆发过程中的磁重联加速和日冕激波加速 (特别是激波扩散加速) 被认为是两种最重要的加速机制, 而且被加速粒子的能谱与耀斑过程中硬 X 射线和射电辐射得到的电子能谱有相似之处, 也呈幂律谱分布。Stupp^[36]、Zaitsev 等人^[37] 以及 Fleishman^[38] 分别从不同角度研究过幂律谱电子驱动的脉泽不稳定性, 他们对幂律谱低能端的截止行为一般都做特殊化处理。

假设高能电子具有幂律谱形式, $F(E) = AE^{-\alpha}$, 则由高能电子携带的总能量为:

$$S = \int_{E_c}^{\infty} AE_0^{-\alpha} E_0 dE_0 = \frac{A}{\alpha - 2} E_c^{2-\alpha} (\text{keV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}), \quad (7)$$

这里 α 为幂律谱能谱指数, 且 $\alpha > 2$ 。高能电子的总能量取决于其幂律谱的低能截止阈值 E_c 。当 $E_c \rightarrow 0$ 时, $S \rightarrow \infty$, 为保证总能量有限, 幂律分布不可能一直向低能端延伸, 必然要有一个阈值 E_c 。

一般来说, 很难由观测分析得到高能电子的低能截止行为。Gan 等人^[30] 讨论了两种极限情况, 即中断截止 (sharp cut-off) 和饱和截止 (saturation cut-off), 表达式为:

$$F(E) = \begin{cases} AE^{-\alpha} & (E > E_c) \\ 0 & (E < E_c) \end{cases}, \quad (8)$$

$$F(E) = \begin{cases} AE^{-\alpha} & (E > E_c) \\ AE_c^{-\alpha} & (E < E_c) \end{cases}. \quad (9)$$

2008 年, Wu 和 Tang^[31] 讨论了介于这两者之间的情形, 引入了陡化指数参数, 通过一个连续的双曲正切函数来描述幂律谱电子低能截止的一般行为。高能电子的分布函数为:

$$F_b(E) = A_b \tanh(E/E_c)^\delta (E/E_c)^{-\alpha}, \quad (10)$$

这里 α 是幂律谱电子的能谱指数, 陡化指数 δ 和低能截止 E_c 描述了幂律谱电子低能截止的行为, A_b 是归一化系数, $A_b = 1/\int_0^\infty \tanh(E/E_c)^\delta (E/E_c)^{-\alpha} dE$ 。

也就是说低能截止行为由双曲正切函数 $\tanh(E/E_c)^\delta$ 决定。当能谱指数 $\alpha = 3$, 陡化指数 δ 取不同的值时, 分布函数的特征如图 1 所示。从图 1 可以看到, 当 $\delta \gg \alpha$ 时, 低能截止趋近于中断截止行为; 当 $\delta \leq \alpha$ 时, 就是饱和截止。对于一般的情形, $\delta > \alpha$, 幂律电子的分布函数具有陡化截止行为, 即在低能截止 E_c 处存在反转分布。

Wu 和 Tang^[31] 研究了高能电子在速度空间各向同性时对脉泽辐射的驱动情况, 此时回旋脉泽不稳定性的驱动源只有低能截止行为。高能电子的分布函数为:

$$F_b(u) = A_1 \tanh\left(\frac{u}{u_0}\right)^{2\delta} \frac{1}{u^{2\alpha_1}}, \quad (11)$$

这里, u_0 是幂律谱电子单位质量的最小动量, A_1 是归一化系数。把分布函数写成能量的形式, 即式 (10), 其中 $\alpha_1 = \alpha + 1/2$ 。

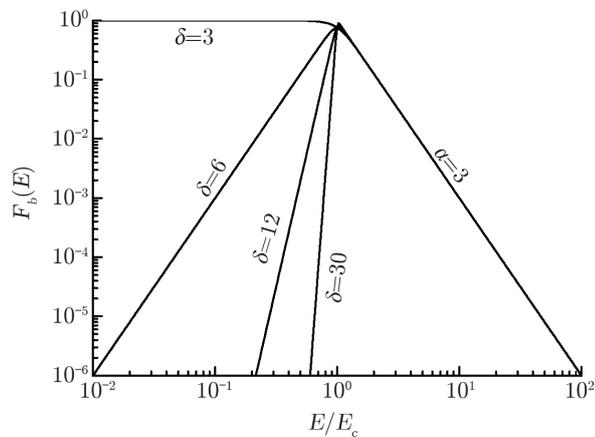


图 1 幂律谱电子的低能截止行为^[31]

图 2 是增长率的计算结果, a) 是峰值增长率与传播角 θ 的关系, b) 是最大增长率与低能截止 E_c 的关系。O1 和 O2 分别代表正常模的基波和谐波, X1 和 X2 代表反常模的基波和谐波。计算结果表明, 当 $\delta \leq \alpha$ 时, 增长率都是负值, 换句话说, 如果高能电子的分布在低能端具有饱和截止状态, 则不能激发等离子体的脉泽不稳定性, 因为这时候不存在粒子数反转分布。值得注意的是, 所有波模的增长率都随着 δ 的增加而增大, 这说明具有陡化低能截止的幂律谱电子能够有效激发脉泽不稳定性, 而且低能截止陡化指数 δ 越大, 越容易激发不稳定性。从图 2 b) 可以看出, 波的增长率随着低能截止 E_c 的增大而增大。Wu 和 Tang^[31] 的研究结果表明, 即使高能电子具有各向同性的速度分布, 其低能截止行为仍然可以为回旋脉泽辐射提供足够的自由能。

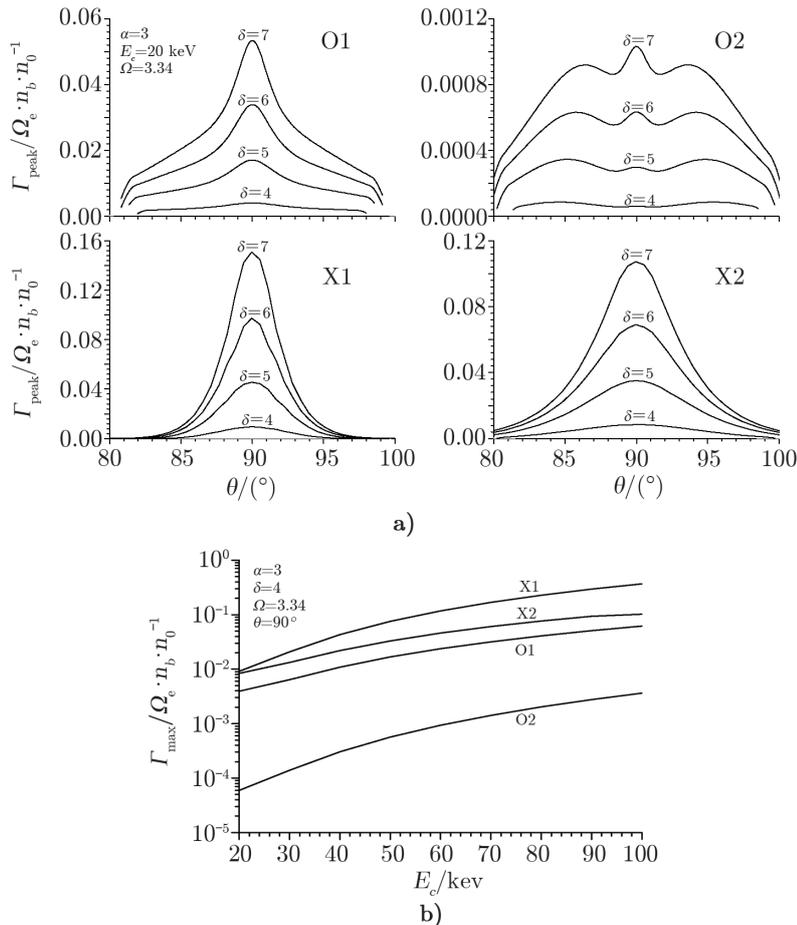


图 2 低能截止行为驱动的回旋脉泽辐射增长率^[31]

3.2 电子速度空间各向异性对不稳定性的影响

从前面的讨论可以看出, 幂律谱电子的低能截止行为可以提供足够的自由能而有效地激发回旋脉泽辐射。如果进一步考虑到磁场捕获造成的电子速度各向异性, 完整的电子分布应该是具有低能截止的幂律能谱和速度空间各向异性分布的适当组合, 回旋脉泽辐射则由低能

截止行为和速度各向异性共同驱动, 而不同的各向异性分布对低能截止驱动的回旋脉泽辐射存在不同影响。

首先我们讨论损失锥 (loss-cone) 各向异性分布的情况, 在天体物理中, 损失锥分布是粒子数反转最普通的例子, 也是研究得最多的一种情况。在太阳或其他天体的活动区中, 存在着许多磁环, 其腿部向下汇聚, 足点处于高密度等离子体中。当电子在这些磁环中由于某种机制被加速时, 会沿着磁环向上、向下运动。由于磁矩守恒, 那些具有较大平行速度的电子可以逃离磁流管, 而具有较大垂直速度的电子将会被束缚在磁流管内而产生损失锥分布。结合幂律谱分布特征, 高能电子分布函数表达式为^[32]:

$$F_b(u, \mu) = A\Theta(\mu) \tanh\left(\frac{u}{u_c}\right)^{2\delta} \frac{1 - \exp(-y)}{u^{2\alpha-1}}, \quad (12)$$

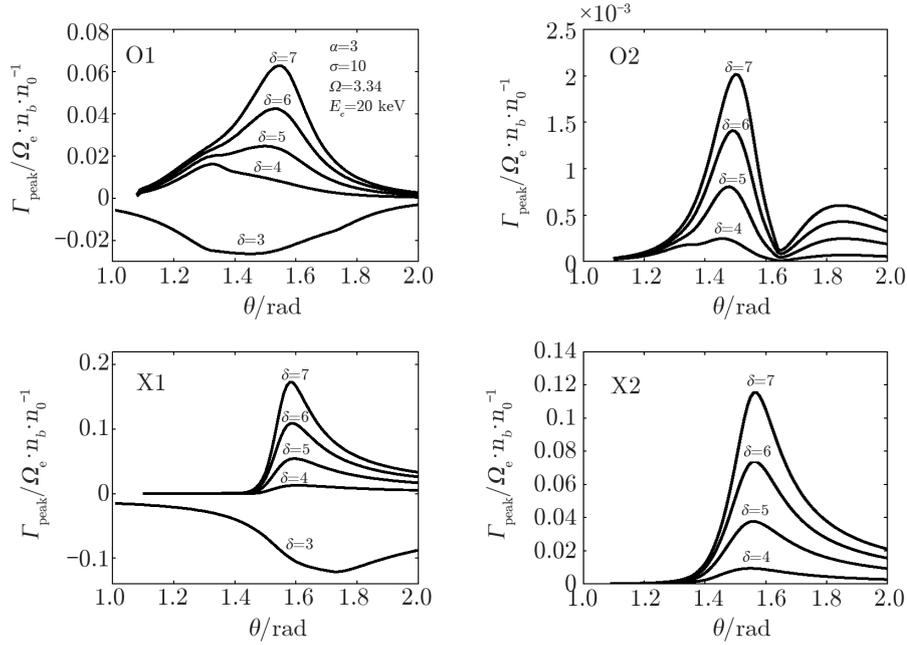
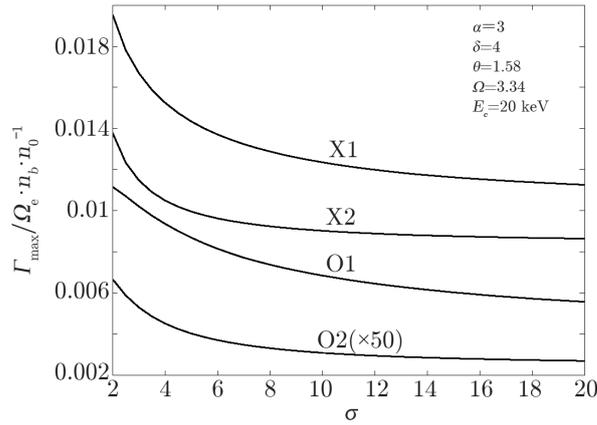
这里的 $y = (\sigma - 1)(1 - \mu^2)/\mu^2$, 代表着电子的损失锥分布特征。 $\Theta(\mu)$ 是阶梯函数, 当 $0 < \mu \leq 1$ 时, $\Theta(\mu) = 1$; 当 $-1 \leq \mu < 0$ 时, $\Theta(\mu) = 0$ 。 A 是归一化常数, 定义为:

$$\iiint F_b(u, \mu) d^3\mathbf{u} = 1 \Rightarrow A = \left[\iiint d^3\mathbf{u} \Theta(\mu) \tanh\left(\frac{u}{u_c}\right)^{2\delta} \frac{1 - \exp(-y)}{u^{2\alpha-1}} \right]^{-1}. \quad (13)$$

图 3 是峰值增长率与传播角的关系, 这里取能谱指数 $\alpha = 3$, 截止能量 $E_c = 20$ keV, 回旋频率与等离子体频率的比值 $\Omega = 3.34$, 磁镜比 $\sigma = 10$; 图中不同曲线分别对应于 $\delta = 3, 4, 5, 6, 7$ 。增长率 Γ 用 $\Omega_e n_b/n_0$ 归一化。从图 3 可以看出, 当 $\delta = \alpha$ 时, 脉泽增长率是负值, 这说明低能截止为饱和截止时不能激发脉泽不稳定性。与各向同性情形相似, 图 3 中还可以看出, 反常模 (X) 的增长率明显比正常模 (O) 的大, 正常模谐波 (O2) 的增长率比它的基波 (O1) 小得多, 大概只有基波增长率的 1/50; 而反常模谐波 (X2) 的增长率只比基波 (X1) 的略小, 大概是基波增长率的 2/3 左右。另外, 所有波模的增长率都随着陡化指数 δ 的增大而增大, 这说明具有陡化低能截止的幂律谱电子能够有效激发脉泽不稳定性, 而且陡化指数 δ 越大, 不稳定性的增长率越高。与各向同性情形不同的是, 所有波模的增长率都在接近垂直磁场方向上达到最大, 但并不对称。

图 4 是最大增长率随磁镜比 σ 的变化关系, 能谱指数 $\alpha = 3$, 陡化指数 $\delta = 4$, 低能截止 $E_c = 20$ keV, 归一化的回旋频率 $\Omega = 3.34$ 。从前面的计算知道, 峰值增长率的最大值出现在垂直磁场方向附近, 这里取波的传播方向角 $\theta = 1.58$ 近似计算最大增长率。结果显示所有波模的增长率在我们取值范围内都随 σ 的增大而减小, 特别是在 $\sigma < 5$ 时, 增长率随 σ 迅速减小, 而在 $\sigma > 10$ 以后, 增长率减小得非常缓慢, 几乎是一个常数。另外需要说明的是, 由于正常模谐波 (O2) 的增长率太小, 图中的曲线放大了 50 倍。

除了上面讨论的损失锥分布之外, 环束分布和温度各向异性分布也是天体等离子体中十分常见的各向异性分布, 下面将分别讨论环束分布和温度各向异性分布对低能截止驱动的脉泽不稳定性的影响。有关行星际介质中射电源的观测表明, 与 II 型暴相关的快激波可以加速电子并产生投掷角各向异性分布。Potter^[39] 在 2 keV 附近观测到了电子的这种投掷角各向异性, 这表明激波波后可能产生环束分布。Feldman 等人^[40, 41] 指出 ISEE2 和 ISEE3 卫星在地

图 3 峰值增长率与传播角的关系^[32]图 4 最大增长率与背景等离子体的参数磁镜比 \$\sigma\$ 的关系^[32]

球弓激波附近观测到了宽投掷角电子束和投掷角各向异性分布。产生环束电子分布的机制有好几种，Winglee 和 Dulk^[42] 指出电子沿场向加速可以形成环状或者球壳状分布，这种分布可以激发电子回旋脉泽辐射。Wu 等人^[43] 指出激波的费米加速可以形成电子的环束分布。同样考虑电子幂律谱分布，在球坐标系下高能电子的分布函数写为^[44]：

$$F_b(u, \mu) = A\Theta(\mu) \tanh\left(\frac{u}{u_0}\right)^{2\delta} (u/\gamma)^{-2\alpha-1} \exp\left[-\frac{(u-u_0)^2}{\Delta^2} - \frac{(\nu(\mu)-\nu_0)^2}{\Delta_{\perp}^2}\right], \quad (14)$$

同样, 这里系数 A 是归一化因子。 $\Theta(\mu)$ 是阶梯函数, 当 $0 < \mu \leq 1$ 时, $\Theta(\mu) = 1$; 当 $-1 \leq \mu < 0$ 时, $\Theta(\mu) = 0$ 。参数 Δ 和 Δ_{\perp} 分别表示 u 和 u_{\perp}/u_0 在动量空间的弥散度。这里 $\nu(\mu) = \sqrt{1 - \mu^2}$, $\nu_0 = u_{\perp 0}/u_0$, u_0 和 $u_{\perp 0}$ 分别是 u 和 u_{\perp} 的平均值。参数 α 是幂律谱电子的能谱指数, 双曲正切函数 $\tanh(u/u_0)^{2\delta}$ 表示幂律谱电子的低能截止行为, δ 为陡化指数。

图 5 给出了峰值增长率与 ν_0 以及 θ 之间的关系。O1 和 X2 分别代表正常模基波和反常模谐波。不同的曲线对应于不同的 $\nu_0 = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ 。这里高能电子的能谱指数 $\alpha = 3$, 陡化指数 $\delta = 4$, $u_0 = 0.3c$, $\Delta = 0.4u_0$, $\Delta_{\perp} = 0.3$, 背景等离子体参数 $\Omega = 1.25$ 。图 5 显示, X2 模的增长率明显依赖于参数 ν_0 , 随 ν_0 的减小迅速减小。图 5 没有给出 $\nu_0 = 0.2$ 这条曲线, 因为它的增长率比 $\nu_0 = 0.8$ 的小 2~3 个数量级。对于 O1 模, 增长率随参数 ν_0 的变化关系比较复杂, $\nu_0 = 0.2$ 的增长率是 $\nu_0 = 0.8$ 增长率的 0.1~0.5 倍, 这意味着垂直驱动的不稳定性更容易驱动反常模辐射; 当 ν_0 适当小的时候, 从图中可以看出正常模辐射将占主导地位。另外, 图 5 还可以看出反常模谐波的辐射更具有方向性, 接近于垂直磁场的方向; 而正常模基波的方向性比较弥散, 在 $60^{\circ} \sim 90^{\circ}$ 之间。

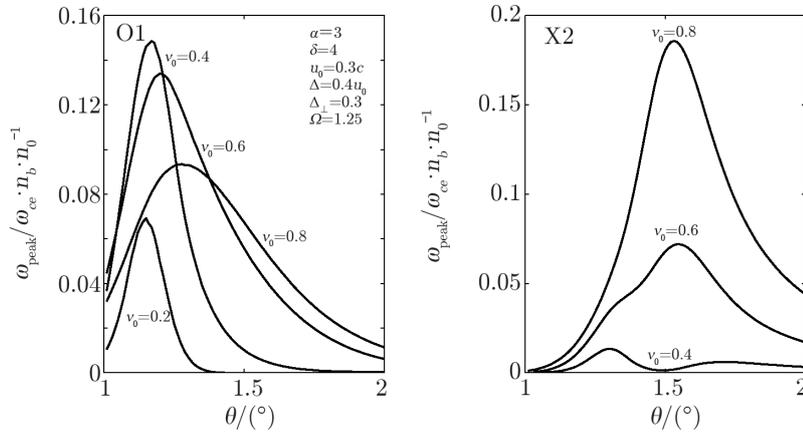
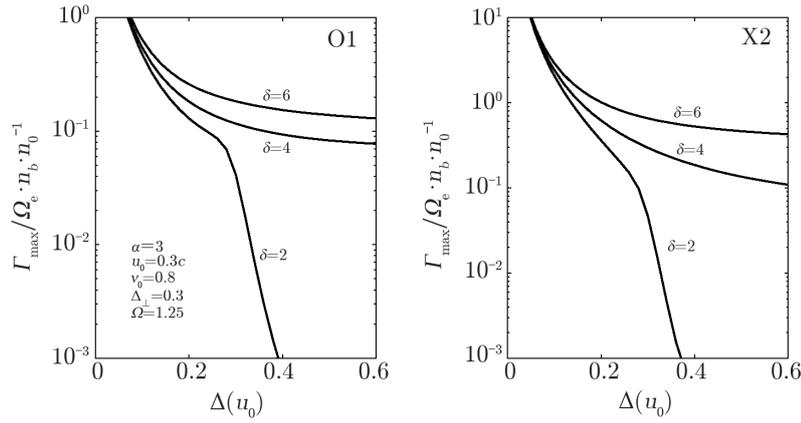


图 5 峰值增长率与 ν_0 的关系^[44]

图 6 是最大增长率与参数 Δ 的关系。能谱指数 $\alpha = 3$, $u_0 = 0.3c$, $\nu_0 = 0.8$, $\Delta_{\perp} = 0.3$, 背景等离子体参数 $\Omega = 1.25$ 。三条不同的曲线代表不同的陡化指数 $\delta = 2, 4, 6$ 。从图 6 可以看到, 当 $\Delta < 0.3u_0$ (即 $\Delta/u_0 < \Delta_{\perp}$) 时, O1 模和 X2 模的最大增长率随 Δ 的增大迅速减小; 当 $\Delta/u_0 > \Delta_{\perp}$ 时, $\delta = 2$ 的增长率随 Δ 的减小而减小得更快, 对于较大 δ 值的增长率, 其减小的速率则明显比 $\Delta/u_0 < \Delta_{\perp}$ 时慢。Chen 等人^[26] 取 $\Delta = 0.1u_0$, 它可以有效激发脉泽不稳定, 但这种强各向异性分布是一个比较苛刻的条件。在本文中, 由于低能截止的存在, $\Delta = 0.4u_0$ 时高能电子仍然可以有效激发脉泽辐射。

温度各向异性在磁化等离子体中普遍存在, 电子温度各向异性分布是天体等离子体中一种重要的分布形式。经典双绝热理论^[45] 认为, 沿着螺旋状磁场运动的太阳风电子可以有很大的温度比, 这个温度比随着离太阳中心的距离增大而无限增大。而观测发现, 由于动力学不稳定性的存在, 1 AU 处的太阳风电子温度各向异性是有限的^[46]。Phillips 等人^[47] 利

图 6 最大增长率与 Δ 的关系^[44]

用 ISEE 3 卫星观测数据发现, 太阳风电子的温度各向异性 T_{\parallel}/T_{\perp} 是密度的函数, 大概在 1.5~4 之间, 在密度特别低的特殊情况下, 电子温度的各向异性可以变得很强。Camporeale 和 Burgess^[45] 模拟了无碰撞星风中膨胀等离子体流电子温度各向异性的形成过程。虽然卫星可以直接测量的范围极为有限, 但是可以推测, 温度各向异性同样存在于其他各种天体的磁等离子体中。在球坐标系下, 同时考虑电子的幂律谱分布, 高能电子的分布函数为^[33]:

$$F_b(u, \mu) = A \Theta(\mu) \tanh\left(\frac{u}{u_c}\right)^{2\delta} (u/\gamma)^{-2\alpha-1} \exp\left[-\frac{u^2(1-\mu^2)}{2\beta_{\perp 0}^2 c^2} - \frac{(u\mu - \beta_s c)^2}{2\beta_{\parallel 0}^2 c^2}\right]. \quad (15)$$

其中, A 是归一化系数。 $\Theta(\mu)$ 是阶梯函数, 当 $0 < \mu \leq 1$ 时, $\Theta(\mu) = 1$; $-1 \leq \mu < 0$ 时, $\Theta(\mu) = 0$ 。 α 是幂律谱电子的能谱指数。双曲正切函数 $\tanh(u/u_c)^{2\delta}$ 描述了高能电子的低能截止行为, δ 是陡化指数, $\beta_{\parallel 0}c$ 和 $\beta_{\perp 0}c$ 是电子在平行和垂直方向上的速度。

图 7 给出最大增长率与垂直温度 $\beta_{\perp 0}$ 的关系。三条曲线对应于三个不同的平行温度 ($\beta_{\parallel 0} = 0.1, 0.3, 0.5$)。高能电子的能谱指数 $\alpha = 3$, 陡化指数 $\delta = 6$, $\beta_s = 0.5$, $u_c = 0.3c$, 背景等离子体参数 $\Omega = 3.34$ 。图 7 显示, O1 模和 X2 模的增长率都随 $\beta_{\perp 0}$ 增大而增大, 并且存在一个阈值 (大约在 0.2~0.4 之间), 当 $\beta_{\perp 0}$ 小于这个阈值的时候, 增长率随 $\beta_{\perp 0}$ 增大迅速增大; 当 $\beta_{\perp 0}$ 大于这个阈值后, 增长率只是很缓慢地增加。

3.3 一个自洽的回旋脉泽辐射模型

天体的射电辐射现象非常丰富, 从遥远的活动星系核、脉冲星到最近的太阳、地球、木星等磁化行星都有射电辐射现象, 而一个最基本也是长期存在争议的问题就是这些射电辐射现象如何产生的^[28]。从 Wu 和 Lee^[11] 用电子回旋脉泽辐射解释了地球极光千米波辐射 (AKR) 后, 在天体磁场中捕获的高能电子束激发的回旋脉泽辐射被认为是产生各种天体射电辐射的机制。AKR 是唯一可以实地测量的射电源, 然而, 电子回旋脉泽辐射要在天体物理中应用, 需要解决两个基本困难: 一个是磁化条件, 要求当地电子回旋频率大于等离子体频率, 这在大部分天体等离子体中都很难满足; 另一个是辐射自由能问题, 要求电子束在垂直

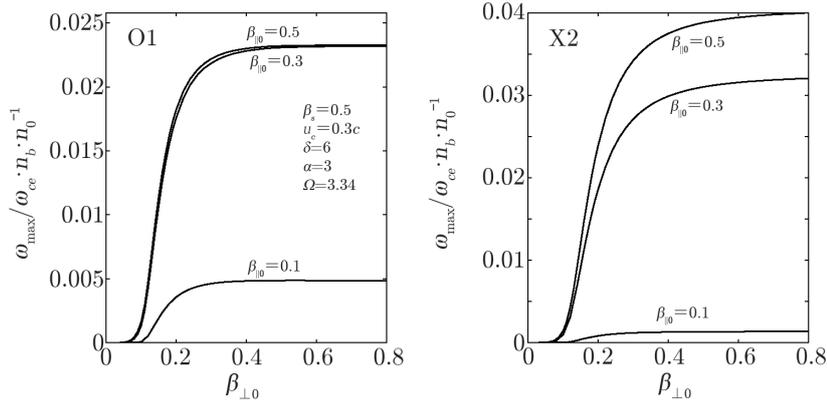


图 7 最大增长率与垂直温度 $\beta_{\perp 0}$ 的关系^[33]

速度空间有一个反转分布, 然而, 电子离开加速区时通常是沿着磁场被加速的。

高能电子束是各种天体爆发活动 (如太阳耀斑等) 最普遍的产物。当一束密度为 n_b ($n_b \ll n_0$) 的稀薄快电子束以速度 v_b ($v_b \gg v_A$) 在背景等离子体中沿着磁场运动时, 会产生一个 $j_b = -en_b v_b$ 的场向电流, 这里 n_0 和 v_A 分别是背景等离子体密度和阿尔文速度。在低频 ($\omega \ll \omega_{ci}$) 和长波极限 ($k \ll \omega_{ci}/v_{Ti}$) 下, 由于阿尔文波不稳定性, 这个场向电流会引起磁场的波动^[48-50], 这里 ω 和 k 是阿尔文波的频率和波数, ω_{ci} 和 v_{Ti} 是离子回旋频率和离子的热速度。太阳大气中普遍存在着阿尔文波, 考虑阿尔文波三个方面的影响: 投射角散射改变电子的速度分布、通过改变电子的轨道影响波粒共振图像、影响电子回旋脉泽辐射机制, 作者提出了一个自洽的电子回旋脉泽辐射模型, 可以很好地解决磁化条件和自由能的问题。

考虑阿尔文波的影响下, Wu 等人^[51] 研究了电子回旋脉泽辐射机制, 通过动力学方程得到正常模和反常模的色散关系, 并得到两种波模的增长率, 其中正常模增长率的表达式为:

$$\Gamma \approx \frac{n_b}{n_0} \pi \frac{\omega_{pe}^2}{2} \sum_n \sum_q \int d^3 v v \mu^2 (1 + \varepsilon q) J_n^2(p) J_q(\rho) \times \delta[\omega_k - (n + q) \Omega_e / \gamma - k_z v \mu] \left(\frac{\partial F_b(v)}{\partial v} - \frac{\mu}{v} \frac{\partial F_b(v)}{\partial \mu} \right). \quad (16)$$

反常模增长率的表达式为:

$$\Gamma \approx \frac{n_b}{n_0} \pi \frac{\omega_{pe}^2}{2[N^2 + \omega_k^2 \omega_{pe}^2 / (\omega_k^2 - \Omega_e^2)]} \sum_n \sum_q \int d^3 v v (1 - \mu^2) [J_n'(p)]^2 J_q(\rho) \times \delta[\omega_k - (n + q) \Omega_e / \gamma - k_z v \mu] \left(\frac{\partial F_b(v)}{\partial v} - \frac{\mu}{v} \frac{\partial F_b(v)}{\partial \mu} \right). \quad (17)$$

束流电流激发的阿尔文波不稳定性可以在动力学理论的磁流体极限下处理^[48-50]。为了简单起见, 假设阿尔文波沿着背景磁场方向 (B_0) 传播, 即波矢为 $k = (0, 0, k_z)$ 。对于平行传播

的阿尔文波，其包含快电子束贡献的色散方程可以写为^[49]：

$$\frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2} + \alpha_Q \frac{\omega}{\omega_{ci}} - (\alpha_J + k_z \lambda_i) k_z \lambda_i = 0 \quad , \quad (18)$$

方程的解，即色散关系为：

$$\frac{\omega}{\omega_{ci}} = -\frac{\alpha_Q}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 + 4 \frac{\alpha_J + k_z \lambda_i}{\alpha_Q^2} k_z \lambda_i} \right) \quad , \quad (19)$$

其中， $\alpha_Q \equiv \frac{n_Q}{en_0} = -\frac{n_b}{n_0}$ 和 $\alpha_J \equiv \frac{j_b}{en_0 v_A} = -\frac{n_b v_b}{n_0 v_A} = \alpha_Q \frac{v_b}{v_A}$ 是快电子束的归一化电荷和电流密度， $\lambda_i \equiv v_A / \omega_{ci}$ 是离子的惯性长度。从色散关系式 (19) 可以看出，当 $\alpha_J < -\frac{\alpha_Q^2}{4k_z \lambda_i} - k_z \lambda_i \Rightarrow \frac{v_b}{v_A} > \frac{n_b/n_0}{4k_z \lambda_i} + \frac{k_z \lambda_i}{n_b/n_0} \geq 1$ 时，阿尔文波变得不稳定，其增长率为：

$$\Gamma = \omega_{ci} \sqrt{-(\alpha_J + k_z \lambda_i) k_z \lambda_i - \frac{\alpha_Q^2}{4}} \quad . \quad (20)$$

当阿尔文波产生后，由于阿尔文波的波压作用，会在其传播路径上沿途排开周围等离子体而形成一个低密度导管。在这个低密度导管内，当地的阿尔文波速度 v_{AD} 为管外阿尔文波速度的 $\sqrt{n_0/n_D}$ 倍，即：

$$v_{AD} = \sqrt{n_0/n_D} v_A \quad , \quad (21)$$

这里 n_D 是低密度导管内的等离子体密度。当 $v_{AD} = v_b$ ，即 $\frac{n_D}{n_0} = \frac{v_A^2}{v_b^2} \ll 1$ 时，阿尔文波的不稳定性条件不再满足，也就是说阿尔文波的生长达到了饱和。这意味着若束流速度 v_b 远大于背景的阿尔文速度 v_A 时，所形成导管中的密度 n_D 将远远小于原来背景的密度 n_0 。阿尔文波的饱和水平 B_w^2 则可以通过密度管内外的压力平衡方程来估算，表示为：

$$\frac{B_0^2}{2\mu_0} + \frac{B_w^2}{2\mu_0} + n_D T_D = \frac{B_0^2}{2\mu_0} + n_0 T_0 \quad (22)$$

这里 T_D 和 T_0 是管内外的温度，通常情况下 T_D 会稍大于 T_0 。从压力平衡方程可以得到：

$$\frac{B_w^2}{B_0^2} = \left(1 - \frac{n_D T_D}{n_0 T_0}\right) \beta_0 = \left(1 - \frac{v_A^2 T_D}{v_b^2 T_0}\right) \beta_0 \lesssim \beta_0 \quad , \quad (23)$$

这里 $\beta_0 \equiv n_0 T_0 / (B_0^2 / 2\mu_0)$ 是背景等离子体的 β 值。上式表示阿尔文波相对于背景磁场的最大能量密度会趋近于背景等离子体 β 值，但不会超过该值。考虑具体的日冕等离子体参数，计算表明在低密度导管内，很容易满足电子回旋频率大于当地等离子体频率这一条件^[52]，这对电子回旋脉泽辐射的激发非常有利。

另外，由于阿尔文波会对电子束产生投射角散射作用，结合电子束最初的环束流分布特征，电子束最终会形成具有月牙形的速度分布^[51, 53, 54]：

$$f_b(v, v_\perp) = A \exp\left(-\frac{(v - v_b)^2}{V_T^2} - \frac{v_\perp^2/v^2}{V_\perp^2}\right) \quad , \quad (24)$$

这里 A 是归一化系数, V_T 和 V_{\perp} 分别是束流电子的速度弥散度和投射角弥散度, V_{\perp} 取决于阿尔文波的散射, 可以近似写为^[51, 53, 54]:

$$V_{\perp} \simeq \frac{V_T}{v_b} \sqrt{1 + 2 \frac{B_w^2}{B_0^2} \frac{v_b^2}{V_T^2}}. \quad (25)$$

图 8 是分布函数式 (24) 在不同情况下的等值线分布图, 阿尔文波水平分别取 $B_w^2/B_0^2 = 0$, $B_w^2/B_0^2 = 0.025$ 和 $B_w^2/B_0^2 = 0.05$, 电子束流速度 $v_b = 0.2c$. 从图中可以看出, 在没有阿尔文波作用时, 电子束是传统的环束分布; 而当有阿尔文波存在时, 由于阿尔文波的散射作用, 电子束流变成了月牙形分布。

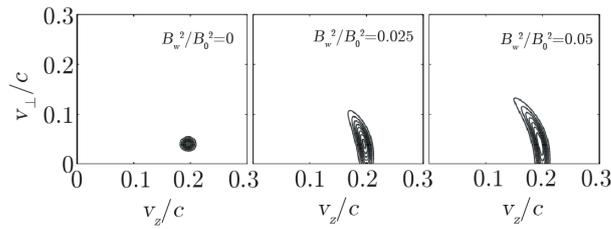


图 8 电子束分布函数等值线图^[52]

图 9 给出了月牙形分布函数式 (24) 的增长率计算结果, 其中电子束流速度 $v_b = 0.2c$, 考虑日冕低 β 环境, 我们取参数 $B_w^2/B_0^2 = 0.01$. 其中 O1、O2 分别是正常模基波和谐波, X1 和 X2 是反常模基波和谐波. 图 9 a) 显示了各波模最大增长率随等离子体参数 ω_{pe}/Ω_e 的变化. 可以看出谐波在更大的参数范围可以被激发, 仅当 $\omega_{pe}/\Omega_e \lesssim 1$ 时, 基波和谐波才可以同时被激发; 另外图中还可以看出, 由于阿尔文波的影响, 正常模基本的增长率超过了反常模基本. 图 9 b) 和 c) 分别对应最大增长率的波频率 ω_{\max} 和波传播角 θ_{\max} 随等离子体参数 ω_{pe}/Ω_e 的变化情况.

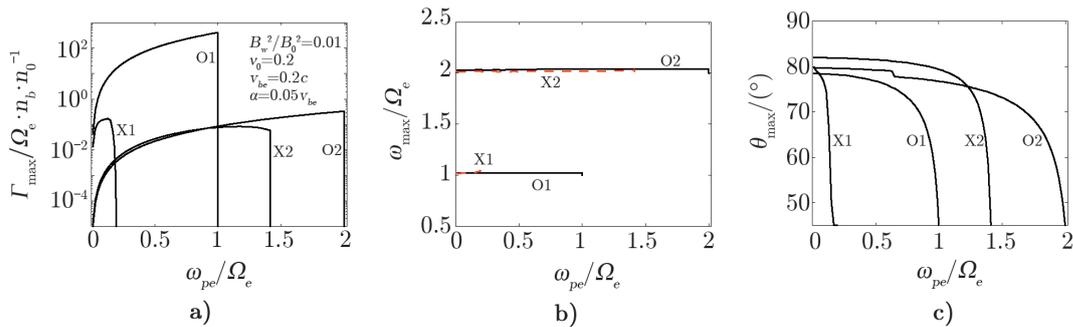


图 9 最大增长率及其对应的波频率和波传播角与等离子体参数 ω_{pe}/Ω_e 的关系^[52]

可以看出, 考虑束流电流产生的阿尔文波的影响, 可以很好地解决电子回旋脉泽辐射在太阳等离子体中应用的两个困难, 从而建立一个自恰的电子回旋脉泽辐射模型. 束流产生的

阿尔文波, 由于阿尔文波波压的作用, 可以排开周围等离子体而形成低密度导管, 在这个低密度管内, 很容易满足电子回旋频率高于等离子体频率这个条件; 另一方面, 由于阿尔文波的投射角散射, 可以使束流电子散射成月牙形分布, 为电子回旋脉泽辐射提供自由能。

4 电子回旋脉泽辐射在太阳射电物理中的应用

4.1 太阳射电 I 型暴的解释

太阳射电 I 型暴是太阳射电爆发的一种重要形态^[55, 56]。I 型射电暴在动态频谱图上表现为持续数小时或数天的宽带连续谱辐射 ($df/f \approx 100\%$), 而且在连续谱上常常叠加一些短时间 ($0.1 \sim 1$ s) 的窄带 ($df/f \approx 3\%$) 爆发。I 型暴是强偏振的正常模辐射, 尤其是靠近日面中心的 I 型辐射, 偏振度经常可高达 100% ^[57]。I 型暴连续谱辐射的亮温度在 $10^7 \sim 10^{10}$ K 之间, 而窄带爆发的亮温度可超过 10^{11} K。另外, 连续谱辐射的源尺度大约为几角分, 窄带爆发的源尺度约为 $1'$ ^[58]。I 型暴通常和日冕磁场的演化密切相关, 被认为是能量持续释放的信号^[59-63]。

太阳射电 I 型暴的辐射机制仍然存有争议^[61, 64]。通常认为 I 型暴是由捕获在黑子上方闭合磁环中的高能电子产生^[55, 65-68]。在这些闭合的磁结构 (冕环) 中, 由于磁镜效应, 高能电子通常具有损失锥各向异性分布特征。另外, 太阳和其他天体的高能电子通常具有低能截止行为的幂律谱能量分布^[29, 30]。Wu 和 Tang^[31] 引进陡化指数 δ 参数, 用一个连续的双曲正切函数描述了幂律谱电子低能截止的一般情形。Wu 等人^[51] 在研究中引入参数 β 来描述分布函数中的速度弥散。基于这些工作, 作者采用的分布函数具体如下:

$$F_b(u, \mu) = A\Theta(\mu) \frac{1 - \exp[(1 - \sigma)(1 - \mu^2)/\beta^2]}{u^{2\alpha+1}} \tanh\left(\frac{u}{u_c}\right)^{2\delta} . \quad (26)$$

其中, A 是归一化系数, α 为能谱指数, $u_c = \sqrt{2E_c/m_e}$, m_e 为电子质量。 $\mu = u_{\parallel}/u$ 是电子平行速度分量与速度的比值。 $\Theta(\mu)$ 是阶梯函数, 当 $0 \leq \mu \leq 1$ 时, $\Theta(\mu) = 1$; 当 $-1 \leq \mu < 0$ 时, $\Theta(\mu) = 0$ 。

把分布函数式 (26) 代入回旋脉泽增长率表达式 (16) 和 (17), 可以得到在阿尔文波影响下正常模和反常模的增长率。图 10 展示了各波模最大增长率与等离子体参数 ω_{pe}/Ω_e 的关系。阿尔文波水平参数 $\xi \equiv B_w^2/B_0^2 = 0.05$ 。 Γ_{\max} 是最大增长率, 由 $\Omega_e n_b/n_0$ 归一化。从图 10 可以看出, 所有波模的最大增长率开始时均会随 ω_{pe}/Ω_e 增加而增加, 并且在 ω_{pe}/Ω_e 增加到某一值时增长率迅速减小。每一支波模都是在特定的等离子体参数范围内才能被激发, 如 X1 模在 $\omega_{pe}/\Omega_e \leq 0.1$ 时, 才能有效增长; 这是因为当 $\omega_{pe}/\Omega_e > 0.1$ 时, X1 模的发射频率 $\omega_k \simeq \Omega_e$ 会小于它的截止频率。图 10 还显示, 当 $\omega_{pe}/\Omega_e < 1$ 时, O1 模的增长率总是大于其他波模的增长率, 特别是在 $0.2 < \omega_{pe}/\Omega_e < 1$ 时, O1 模的增长率明显高于另外两支波模而成为整个 $\omega_{pe}/\Omega_e < 1$ 范围内的优势模; 这一结果与 Tang 和 Wu^[32] 的研究结果不同, Tang 和 Wu 没有考虑阿尔文波, 其结果显示 X 模是优势模。

正常模为优势模这一数值计算结果和太阳射电 I 型暴的观测结果是一致的。20 世纪 40

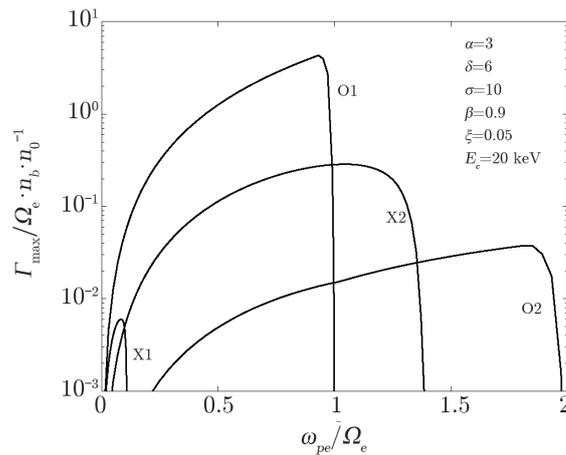


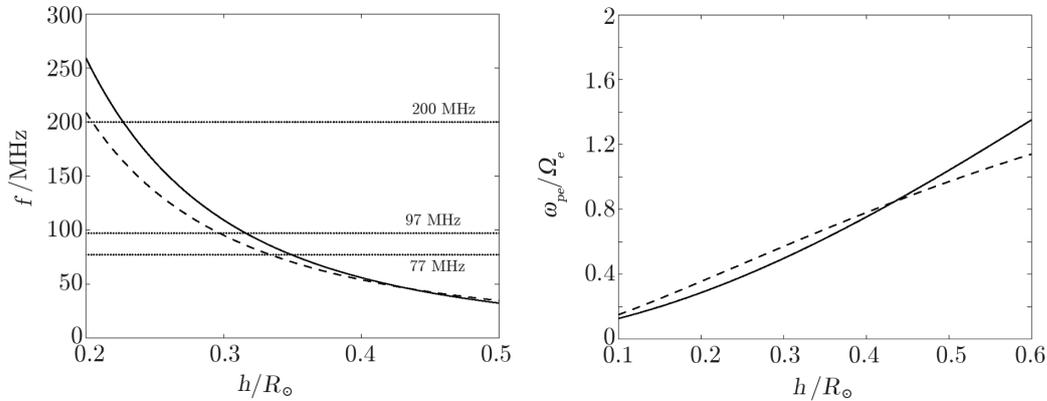
图 10 最大增长率与频率比 Ω 的关系^[69]

年代时, Hey^[70] 就发现 I 型射电暴和太阳黑子密切相关。观测显示, I 型暴的圆偏振态依赖于与其关联的黑子磁场的极性, 当黑子的极性为北极时, I 型暴的圆偏振态通常为左旋偏振; 当黑子的极性为南极时, I 型暴的圆偏振态通常为右旋偏振^[57]。这预示着 I 型太阳射电暴为 O 模偏振。

数值计算表明, 该理论在强磁化 ($\omega_{pe}/\Omega_e < 1$) 等离子体中有效, 而观测也显示 I 型射电型暴通常发生在强磁场活动区。Allen 发现, 相比于黑子数目, 黑子面积与 I 型暴的发生具有更强的关联性^[71]。既然黑子磁场强度和黑子面积存在密切关系, 这些观测结果很可能暗示着足够强的磁场是产生 I 型暴的必要条件。Dodson 和 Hedeman 研究了 1954 年前后观测到的 7 个 I 型暴, 发现和 I 型暴关联的黑子磁场强度大约在 0.13 ~ 0.33 T 之间^[72]。另外, 观测上的强偏振也支持 I 型暴和强磁场相关^[73]。

太阳射电 I 型暴的主要观测结果显示: 频率为 200 MHz 的 I 型暴其源区高度约为 $(0.2 \sim 0.3) R_{\odot}$ ^[74], 97 MHz 的源区高度约为 $(0.3 \sim 0.4) R_{\odot}$ ^[57], 77 MHz 的源高度约为 $0.32 R_{\odot}$ ^[75]。电子回旋脉泽辐射应用于 I 型暴, 有两个参数需要评估: 第一个是磁场强度 (以高斯为单位), 它决定了射电波的频率 $f = 2.8 \times B$ (单位为 MHz); 第二个是等离子体参数 ω_{pe}/Ω_e 。为了使脉泽辐射能高效地驱动基波辐射, 该参数应小于 1。结合传统的电子密度模型和黑子磁场模型, Fung 和 Yip^[76] 研究过等离子体参数随高度的变化, 其结果显示, 在小于 $0.5 R_{\odot}$ 的区域, $\Omega < 1$ 的条件可以满足。Zhao 等人^[69] 利用 Allen 提出的太阳大气电子密度模型^[77] 和黑子磁场模型, 分别讨论了频率与高度之间的关系和参数 ω_{pe}/Ω_e 与高度的关系 (见图 11)。图中实线和虚线代表两个不同的黑子磁场模型, 取在光球黑子中心处的最大磁场强度为 0.25 T^[78, 79]。从图 11 容易理解, 在粗略为 $(0.2 \sim 0.5) R_{\odot}$ 的高度上产生 I 型暴。然而我们还需要探讨为什么 I 型暴极少在更低的高度被观测到, 既然在更低的高度 $\omega_{pe}/\Omega_e < 1$ 的条件容易被满足。一个可能的解释是, 在更低的高度, 阿尔文波水平太低, X 模辐射仍然是优势模, 而此时 X 模容易被吸收不能逃出日冕; 另一个可能的原因是激发 I 型暴辐射的高能

电子就在高度为 $(0.2 \sim 0.5) R_{\odot}$ 处产生。行星际空间对高能电子实地探测表明, 高能电子的暴律谱经常向低能端延伸至约 1 keV 处, 这意味着高能电子的加速源在 $0.2 R_{\odot}$ 以上^[80]。



注: 实线和虚线分别代表由 Takakura 和 Ginzburg 提出的黑子场模型。

图 11 辐射波频率和等离子体参数 ω_{pe}/Ω_e 随高度的变化^[69]

正如前面所说, I 型暴在其宽带连续谱辐射中常常叠加有窄带的爆发辐射, 对于这些窄带结构如何产生, Zhao 等人^[69]认为: 宽带连续谱辐射是由捕获在大尺度结构中的高能电子激发的辐射产生, 而窄带爆发辐射则对应于小尺度的磁重联引起的能量释放单元。小尺度磁重联可以间歇地(几秒至几十秒)加速高能电子^[81]。这些被加速的高能电子, 其中具有足够大垂直动量的那部分会被封闭的磁结构捕获而形成损失锥分布, 当条件 $\omega_{pe}/\Omega_e < 1$ 被满足, 回旋脉泽辐射便会发生。而 I 型暴是长寿命的射电辐射, 在源区需要存在一个持续时间长且准连续的能量释放过程。Zhao 等人^[69]认为这一过程与磁通量浮现有关, 新浮现的磁通量会和原来的日冕磁场发生大量的小尺度磁重联过程。同时, 观测表明 I 型暴是由日冕磁场结构的变化引起的, 并且所有日冕磁场结构变化均与新浮现的磁通量有关, 而这些磁通量浮现的时标为几个小时至几天^[59]。

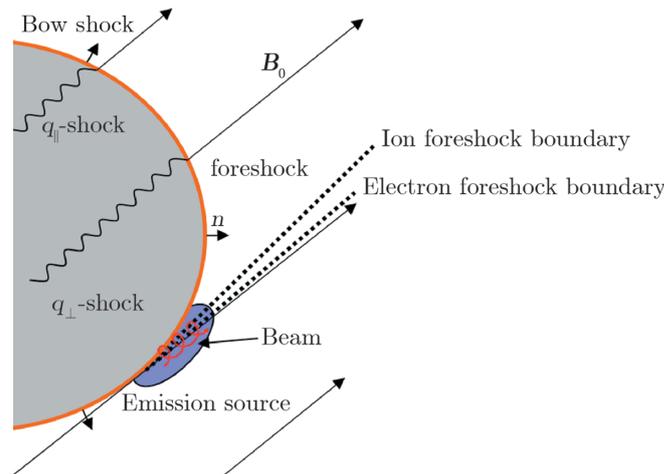
4.2 太阳射电 II 型暴的解释

太阳射电 II 型暴是一种强烈的射电爆发事件, 它在动态频谱图上最显著的特征是以很小的速率 (1 MHz/s) 从高频缓慢地漂移到低频, 漂移带的典型瞬时带宽从几兆赫到 100 兆赫左右^[82, 83]。持续时间典型值为 $5 \sim 15 \text{ min}$ 。约 60% 的事件存在基波-谐波结构, 其谐波与基波的频率比略低于 2:1, 而且有时基波和二次谐波的频带还会进一步分裂成一对相似的距离近似的 ($\Delta f/f \approx 10\%$) 窄带^[84]。II 型暴大多都是非偏振的, 即使有也只是很弱的偏振。不同事件所产生的 II 型暴的亮温度可能相差很大。对于基波, 其起始频率通常低于 150 MHz , 最大者也不超过几百兆赫。对于大多数事件, 在其动态频谱漂移至 20 MHz 之前其观测的流量会完全消失; 也有少数的事件会持续下去而变为行星际 II 型暴。

关于 II 型暴的产生机制, 主流观点认为其由激波导致的等离子体振荡产生。然而等离子体辐射依赖复杂的非线性耦合过程, 效率过低, 而且也无法同时解释 II 型暴的主骨与鱼骨辐

射。Yoon 等人^[85] 研究发现, 由激波加速产生的环束 (ring-beam) 分布的高能电子激发的回旋脉泽辐射可能是 II 型暴的机制, 它可以解释其频谱上主骨与鱼骨辐射特征。但是 II 型暴的问题仍然存在着许多争议: 如日冕激波的起源问题, 日冕激波和行星际激波的关系, 耀斑、CME、II 型暴之间相互关系的本质等^[86, 87]。人们普遍认为行星际 II 型暴是由 CME 驱动的激波产生, 因此可以推断日冕 II 型暴也是由 CME 驱动的激波产生。

Zhao 等人^[52] 提出源区模型: 考虑一向外传播的日冕激波, 该激波包含准平行和准垂直部分, 如图 12 所示。准平行是指上游磁场线 B_0 和激波的法向 n 之间的夹角小于 45° , 准垂直则指此夹角大于 45° 。从激波到切向磁场线的空间则是人们熟知的 foreshock 区域, 该区域充满着来自激波的各种粒子流。图中两条虚线分别表示离子 foreshock 边界和电子 foreshock 边界。值得注意的是, 图中蓝色椭圆形标注的区域使得上游磁场和激波近似相切, 切点附近离子的 foreshock 边界和电子的 foreshock 边界近似重合。这个重合的区域就是辐射源区, 在辐射源区将发生以下过程: (1) 离子束流激发阿尔文波; (2) 激发的阿尔文波排开周围等离子体并形成低密度导管; (3) 被加速的高能电子在低密度导管内激发脉泽辐射。有关束流激发阿尔文波、阿尔文波的波压排开等离子体形成低密度导管, 以及投射角散射形成的月牙形分布的高能电子在密度导管内激发脉泽辐射的过程在 3.3 节中有介绍, 这里不再重复。



注: q_{\parallel} -shock 和 q_{\perp} -shock 分别指准平行激波和准垂直激波。两条虚线分别表示离子 foreshock 边界和电子 foreshock 边界。其中蓝色区域上游磁场线相切于激波的切点附近, 是辐射源区。

图 12 弓形激波、foreshock 及辐射源区示意图^[52]

目前普遍认为太阳射电 II 型暴是由激波加速的高能电子驱动的某种相干辐射产生^[86, 88]。这一认识与观测相符: (1) II 型射电源的传播速度和激波的速度相吻合; (2) II 型暴通常发生在耀斑或日冕物质抛射触发后的活动区附近, 而这些区域中容易存在激波; (3) 相干辐射具有和 II 型暴观测相吻合的窄带辐射特征。然而, II 型暴的一些基本观测现象仍难以理解。

跟 III 型暴类似, II 型暴常常具有谐波结构, 而且相同频率的基波和谐波带, 其观测源区会重叠在一起^[84]。这一观测现象令人费解, 因为传统的模型都预示着, 谐波源区的高度应

比具有相同频率的基波的源区高度更高。在 Zhao 等人^[52] 提出的激波辐射模型中, 激波加速的离子束可以产生阿尔文波, 产生的阿尔文波又会沿途排开等离子体而形成低密度导管。在低密度导管里, 脉泽辐射的激发条件容易满足, 即 $\omega_{pe}/\Omega_e \lesssim 1$ 。在辐射源区, 离子和电子的 foreshock 边界近似重合, 因而由激波加速的高能电子在低密度导管中运动而激发脉泽辐射。另一方面, 导管外的等离子体频率(截止频率)实际上比当地的电子回旋频率(即辐射波的频率)高得多。因此, 回旋脉泽辐射产生后, 并不能马上逃离低密度导管而是被约束在导管中传播。随着辐射向外传播, 导管外的截止频率(等离子体频率)会随着高度增高而降低, 当辐射波传播到某一高度, 即波的频率大于等于导管外的等离子体频率时, 辐射波才能从低密度导管中逃逸出去。其逃逸的高度便是人们观测到的辐射源区高度, 也就是说, 观测源区的高度仅取决于波的频率, 与最初激发时是基波还是谐波无关。

对于射电 II 型暴频率漂移的理解, Zhao 等人^[52] 的模型与基于等离子体辐射的传统模型不同。在 Zhao 等人的模型中, II 型暴的频率漂移反映了源区路径上磁场强度的减小, 而不是传统模型所认为的等离子体密度的减小。因此, 源的运动速度应该由观测到的频率漂移率和磁场分布决定。对某一特定的频率漂移率, 由磁场分布计算的速度通常会小于由密度分布决定的速度, 这是因为日冕中磁场的梯度通常大于密度的梯度。Nakajima 等人^[89] 基于传统的密度模型, 计算了 II 型暴的源区径向速度高达甚至超过 10^4 km/s; 而 Zhao 等人^[52] 根据活动区磁场模型推算的源区速度大约为 3 000 km/s。

4.3 太阳射电 V 型暴的解释

太阳射电 V 型暴, 在频谱图上显示弥散的连续谱辐射, 最早由 Wild 等人^[90] 观测到, Wild 等人^[91] 对 V 型暴的观测特征进行了详细研究, 随后, Weiss 和 Stewart^[92] 与 Robinson^[93] 也对 V 型暴做了全面的研究。Dulk 等人^[94] 则对 V 型暴的源位置和偏振特性做了大量的研究。结合前面的研究, 我们总结了 V 型射电暴的观测特征: (1) 射电 V 型暴跟在 III 型或 III 型暴群后面。(2) 与 III 型暴一样, 源的高度与频率存在关系^[93, 94], 平均而言, V 型暴的原高度与 III 型暴一致, 但是两者之间有十分之几个太阳半径的间隔^[92-95]。(3) V 型暴的源尺度比 III 型暴的大得多, 并且随频率的减小迅速增大^[93, 94]。(4) V 型暴的高频端一般在 120 MHz 左右, 有时候也会达到 200 MHz 附近^[94], 低频端未知, 但还没有低于 1 MHz 的报道; V 型暴的带宽一般在 100 MHz 左右^[92]。(5) V 型暴的持续时间随着频率的减小而增加, 一般来说从 200 MHz 的 40 s 左右增加到 20 MHz 的 200 s 左右^[94]。(6) V 型暴的偏振度通常都很低^[94], 如果 V 型暴具有一个可以测量的偏振, 通常与前随的 III 型暴偏振特性相反^[42]; 统计研究表明, III 型暴与 V 型暴的源间距越大, 两者的偏振状态越容易相反^[94]。

Wild 等人^[91] 认为 V 型暴产生于相对论电子的同步辐射。然而, 数值计算表明, 同步辐射要达到 V 型暴的强度, 需要很高的高能电子的密度和几乎接近太阳尺寸的源区^[92, 96]。随后的观测表明如此多的高能电子(大于 2 MeV)和如此大的源区尺度是不可能的^[96]。因此, Weiss 和 Stewart^[92] 认为 V 型暴来自等离子体辐射机制, 他们认为产生 V 型暴的快电子束捕获在日冕磁环中, V 型暴的持续时间由碰撞能量损失决定。Winglee 和 Dulk^[42] 则认为 V 型暴来自于电子回旋脉泽产生的高混杂波, 但前随的 III 型暴由等离子体辐射产生。

观测研究表明, 太阳射电 III 型、V 型暴, 包括别的射电暴现象, 都发生在活动区附近^[23, 97, 98], 因此, 等离子体辐射不考虑辐射源区磁场的影响是不合适的。Wu 等人^[23] 引进低密度导管假设, 用电子回旋脉泽辐射解释了太阳射电 III 型暴。鉴于太阳 III 型射电暴和 V 型暴的密切相关性, Tang 等人^[99] 认为它们可能产生于同一物理过程, 提出了如图 13 的源区磁位形模型: 产生射电 III 型暴和 V 型暴的高能电子来自同一加速区, 该加速区连接着开放磁力线和闭合磁环。高能电子离开加速区后, 一部分沿着开放磁力线向上运动, 沿途激发回旋脉泽辐射而产生 III 型射电暴; 另一部分沿着闭合磁环的一端向上运动, 由于磁镜效应, 电子会束缚在磁环中并激发回旋脉泽辐射产生 V 型射电暴。

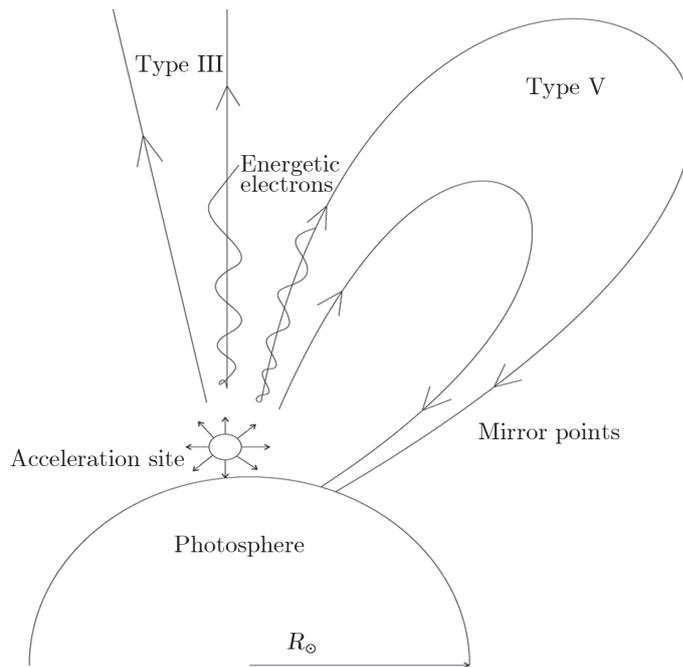


图 13 太阳射电 V 型暴源区磁位形模型^[99]

考虑磁镜效应, 捕获在磁环中的高能电子分布函数可以用式 (12) 表示, 通过前面的讨论知道, 这样一束高能电子可以有效激发回旋脉泽不稳定性。而产生的 V 型射电暴的持续时间由高能电子在磁环中保持捕获状态并可以激发回旋脉泽辐射的时间尺度决定, 这个时间尺度可以通过库伦碰撞的能量损失过程来估计。当一束高能电子进入背景等离子体中, 与背景冷等离子体相互作用, 然后产生四个弛豫过程: 慢化过程、横向扩散、垂直扩散和能量损失过程。在相同的条件下, 能量损失率 ν_e 可以表示为^[100]:

$$\nu_e = 2\nu_s - \nu_{\perp} - \nu_{\parallel} \quad , \quad (27)$$

这里 ν_s , ν_{\perp} 和 ν_{\parallel} 分别表示慢化率、横向扩散率和垂直扩散率。在快极限情况下, 如高能电

子速度大约为 $c/3$ 时, 上述慢化率、横向和垂直扩散率的表达式为:

$$\begin{cases} \nu_s^{e/e} \simeq 7.7 \times 10^{-6} \epsilon^{-3/2} n_e \lambda_{ee} \\ \nu_{\perp}^{e/e} \simeq 7.7 \times 10^{-6} \epsilon^{-3/2} n_e \lambda_{ee} \\ \nu_{\parallel}^{e/e} \simeq 3.9 \times 10^{-6} T \epsilon^{-5/2} n_e \lambda_{ee} \end{cases}, \quad (28)$$

$$\begin{cases} \nu_s^{e/i} \simeq 3.9 \times 10^{-6} \epsilon^{-3/2} n_i \lambda_{ei} Z^2 \\ \nu_{\perp}^{e/i} \simeq 7.7 \times 10^{-6} \epsilon^{-3/2} n_i \lambda_{ei} Z^2 \\ \nu_{\parallel}^{e/i} \simeq 2.1 \times 10^{-9} \xi^{-1} T \epsilon^{-5/2} n_i \lambda_{ei} Z^2 \end{cases}. \quad (29)$$

这里上标 e/e 和 e/i 表示电子-电子和电子-离子相互作用, 所有的速率单位都是 s^{-1} , 高能电子的能量 ϵ 和背景等离子体温度 T 的单位是 eV. 参数 ξ 和 Z 分别表示离子与质子的质量比和离子的电荷数.

我们假设日冕等离子体由电子和氢离子组成, 则 $n_e = n_i$, $\xi = m_i/m_p \simeq 1$ 和 $Z=1$. 假设高能电子的能量为 $\epsilon = 25$ keV, 背景等离子体的温度为 $T = 100$ eV, 库仑对数取 $\lambda_{ee} = \lambda_{ei} = 20$, 那么, 当背景等离子体密度为 $n_e = 10^8$ cm^{-3} 、 2×10^8 cm^{-3} 、 5×10^8 cm^{-3} 时, 对应的能量损失率 ν_{ϵ} 为 $\nu_{\epsilon} \approx 3.946 \times 10^{-3} s^{-1}$ 、 $\nu_{\epsilon} \approx 7.892 \times 10^{-3} s^{-1}$ 、 $\nu_{\epsilon} \approx 1.973 \times 10^{-2} s^{-1}$. 根据 $t_D = 1/\nu_{\epsilon}$ 得到源区电子能够激发回旋脉泽辐射的时间尺度分别为 $t_D \simeq 250$ s、 120 s 和 50 s, 与 V 型暴的持续时间符合得很好.

根据回旋脉泽辐射理论, 可以得到频率为 f (单位 GHz) 的辐射的源高度: $H = D[(11.2B_0/f)^{1/3} - 1]^{101, 102}$. 这里 B_0 是偶极场在光球上的磁场强度, D 是偶极子在光球下的深度. 取 $D \approx 3.5 \times 10^4$ km, 磁场 $B_0 \approx 1.5$ kG, 那么 V 型暴的最大径向尺度为 $\Delta H_{\max} \simeq 2.08 \times 10^5$ km. 观测显示冕环结构可以从光球层一直经过色球层和日冕层到达几个太阳半径以外^[103-108], 这可以为高能电子在磁环中捕获时产生弥散 V 型暴提供足够的源区.

Dulk 等人^[94] 研究后发现, V 型射电暴的偏振通常比较弱, 如果有可测量的偏振, 大部分 (大约 60%) 的偏振状态与前随的 III 型射电暴相反, 极少数 (41 个事件中只有 2 个) 具有相同的偏振状态, 剩下的则左右旋都有或者不偏振, 而且两者之间的源间距越大越容易发生偏振相反. 根据等离子体辐射理论, Dulk 等人认为有三种可能的原因造成偏振相反: (1) III 型暴与 V 型暴的源区磁场方向相反; (2) III 型暴的模式耦合比 V 型暴的强; (3) III 型暴来自 O 模辐射而 V 型暴来自 X 模辐射. 结合 Tang 等人^[99] 的磁位形模型和回旋脉泽辐射机制, 可以排除第 2 和 3 种原因, 两种辐射的偏振相反是由于磁场方向相反造成的. 图 14 可以很好地展示 V 型射电源位置与偏振之间的关系.

图 14 a) 给出 V 型射电源的第一种可能位置, 这时 V 型射电源区的磁场方向大概与 III 型射电源区的磁场相同, 因此两者的偏振状态一致. 如果 V 型射电源位于磁环顶部区域 (见图 14 b)), 此时源位置左右比较对称, 则相应会产生左右旋偏振或不偏振的情形. 如果 V 型射电源位于磁环右边 (见图 14 c)), 此时 V 型源区的磁场方向与 III 型的相反, 则 V 型射电暴的偏振与 III 型暴相反; 而且也正好说明了两源之间间距越大, 偏振越容易相反这一观测特征.

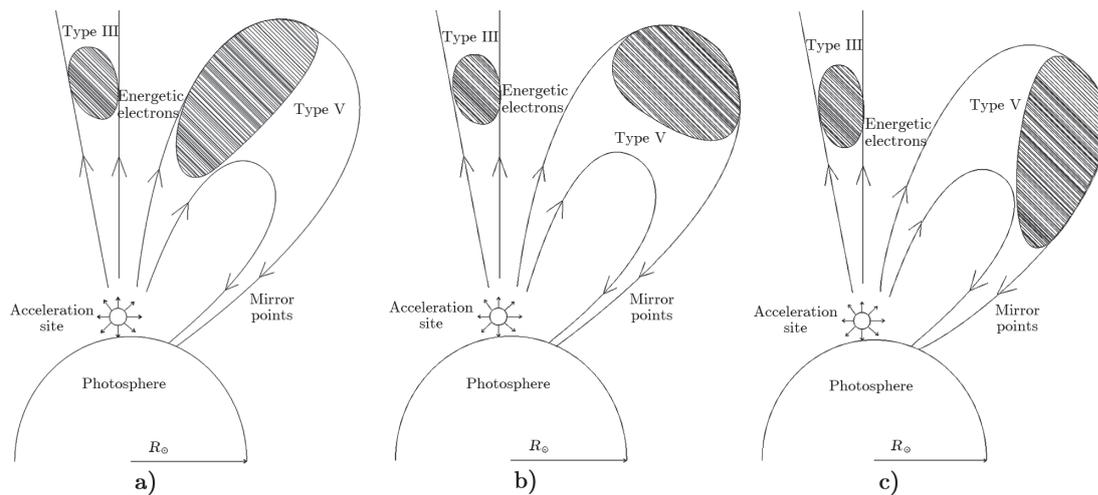


图 14 V 型射电源在磁环中三种可能的位置状态^[99]

5 总结与展望

天文学观测研究基于各种天体产生的全波段的电磁辐射, 并根据这些辐射的观测特性, 反演天体的基本属性。因此, 天体辐射机制的理论研究是天文学和天体物理研究的一个重要的基础研究课题。射电波段的观测现象非常丰富, 从地球、木星等磁化行星、太阳、星系, 到类星体的各种天体, 都有射电辐射现象。太阳射电暴与太阳耀斑等活动密切相关, 一直是人们关注和研究的对象。我们知道, 太阳耀斑涉及到活动区的起源和演化、大气中波的激发和耗散、磁能的储存和转换、粒子的加速和输运、背景等离子体的加热等一系列重要课题。通过太阳射电的观测研究, 可以使我們更好地理解这些相关的物理过程。

在天体磁场中捕获的高能电子的回旋脉泽辐射是天体射电辐射的一个重要机制, 特别是在解释天体爆发过程中的短时标相干射电辐射现象方面得到了广泛应用。激发电子回旋脉泽辐射需要两个条件: (1) 作为辐射激发源的高能电子需要有损失锥或类损失锥的速度各向异性分布, 为辐射放大提供自由能来源; (2) 要求当地的电子回旋频率大于等离子体频率, 也就是强磁化条件。观测表明, 这两个条件在极光千米波的辐射源区是容易满足的。然而, 太阳和其他天体的爆发活动中产生的高能电子, 离开加速区时都是沿着磁场方向运动的, 也就是说在垂直方向没有自由能存在。另外, 对于一般的天体和太阳大气等离子体, 也不能满足强磁化条件。因此, 电子回旋脉泽辐射要在太阳物理中应用, 需要解决这两个困难。

然而, 太阳硬 X 射线辐射的观测分析显示, 太阳耀斑爆发产生的高能电子的能量分布大都呈现为具有低能截止的幂律谱分布。Wu 等人的一系列研究^[31-33, 44]表明, 具有适当低能截止行为的幂律电子可以为回旋脉泽辐射提供自由能而有效激发回旋脉泽辐射, 从而解决了严重制约电子回旋脉泽辐射机制适用性的高能电子源必须具有类损失锥分布的问题, 极大地放宽了电子回旋脉泽辐射机制的适用条件。

通过考虑由束流电流不稳定性产生的阿尔文波的影响,可以很好地解决脉泽辐射的两个基本困难,建立一个自洽的回旋脉泽辐射模型。当高能电子束在等离子体中传播时,束流电流不稳定性可以激发阿尔文波,由于阿尔文波波压的作用,沿着电子束传播的方向可以排开周围等离子体而形成一个低密度导管。在这个低密度导管内,回旋频率能够高于等离子体频率。另一方面,由于阿尔文波投射角散射作用,改变高能电子束的速度空间分布而形成月牙形分布,可以为电子回旋脉泽辐射提供自由能。

解决了电子回旋脉泽辐射的两个困难,脉泽辐射在太阳射电暴中可以得到很好的应用。首先,考虑冕环环境下阿尔文波对电子回旋脉泽辐射的影响,可以很好地解释太阳射电 I 型暴。高能电子捕获于冕环中,考虑了阿尔文波影响后,脉泽辐射由正常模主导;这与 I 型暴具有强烈正常模圆偏振的观测结果相符合。另外,脉泽辐射要求强磁化条件, I 型暴的发生也和强磁场密切相关。计算表明,在等离子体频率和回旋频率的比值接近于 1 时,脉泽辐射具有最高的增长率,这也与 I 型暴的频率接近当地等离子体频率的观测结果相符。然后,建立了一个日冕激波产生射电辐射的物理模型,并应用于太阳射电 II 型暴。在这个模型中,激波加速的离子束流首先激发阿尔文波,被激发的阿尔文波又通过磁压缩作用排开周围等离子体形成一个低密度导管,在这个导管中很容易满足强磁化条件,因而激波加速产生的高能电子在低密度导管中激发脉泽辐射产生射电 II 型暴。最后,根据太阳射电 V 型暴与 III 型暴的关系,建立了一个 V 型暴的源区磁位形模型。在这个模型中,激发 V 型暴和 III 型暴的高能电子产生于同一个加速区,一部分高能电子离开加速区,然后沿开放磁力线向上运动激发 III 型暴;另一部分沿着闭合磁环运动,在磁环中激发 V 型暴。根据电子回旋脉泽辐射理论,可以很好地解释 V 型暴的持续时间、带宽以及偏振等物理特性。

研究表明,电子回旋脉泽辐射在太阳射电暴中有很好的应用前景,特别是在引进阿尔文波的影响后,电子回旋脉泽辐射在太阳大气等离子体中的激发变得更自洽,而且 I 型暴的正常模偏振现象、II 型暴同频率的基波谐波观测源重合现象都得到了很好的解释。当然,回旋脉泽辐射理论仍然存在诸多困难,如目前我们还难以确定辐射源区阿尔文波的真实水平,这有待于针对阿尔文波的进一步理论研究,以及观测设备的发展。此外,随着观测设备分辨率的提高,将发现越来越多的精细结构现象,这些精细结构的产生机制需要进一步探讨。当然,天体射电爆发现象并不是一个孤立事件,而是一系列爆发活动过程中的一个局部环节。例如,作为辐射源的高能电子的加速过程,电子在等离子体中传播与演化过程,辐射传播过程中源区结构和吸收过程的影响,以及辐射谱的动力学演化等,都有待进一步深入研究。

参考文献:

- [1] Jiříčka K, Karlický M, Mészárosová H, et al. *A&A*, 2001, 375: 243
- [2] Fu Q J, Yan Y Y, Liu Y Y, et al. *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 2004, 4: 176
- [3] Wu C S. *Space Sci. Rev.*, 1985, 41: 215
- [4] Robinson P A, Cairns I H. *Sol. Phys.*, 1998, 181: 363
- [5] Ginzburg G L, Zheleznyakov V V. *Sov. Astron.*, 1958, 2: 653

-
- [6] Twiss R Q. *Australian J. Phys.*, 1958, 11: 564
- [7] Schneider J. *Phys. Rev. Lett.*, 1959, 2: 504
- [8] Hirshfield J L, Bekefi G. *Nature*, 1963, 198: 20
- [9] Hirshfield J L, Wachtel J M. *Phys. Rev. Lett.*, 1964, 12: 533
- [10] Melrose D B. *ApJ*, 1976, 207: 651
- [11] Wu C S, Lee L C. *ApJ*, 1979, 230: 621
- [12] Zarka P, Le Q D, Genova F. *J. Geophys. Res.*, 1986, 91: 13542
- [13] Zarka P. *Adv. Space Res.*, 1992, 12: 99
- [14] Zarka P. *J. Geophys. Res.*, 1998, 103: 20159
- [15] Zarka P. *Adv. Space Res.*, 2004, 33: 2045
- [16] Melrose D B, Dulk G A. *ApJ*, 1982, 259: 844
- [17] White S M, Melrose D B, Dulk G A. *Proc. Astron Soc. Aust.*, 1983, 5: 188
- [18] Benz A O. *Sol. Phys.*, 1986, 104: 99
- [19] Benz A O, Conway J, Gudel M. *A&A*, 1998, 331: 596
- [20] Stepanov A V, Kliem B, Zaitsev V V, et al. *A&A*, 2001, 374: 1072
- [21] Calvert W. *J. Geophys. Res.*, 1981, 86: 76
- [22] Hilgers A. *Geophys. Res. Lett.*, 1992, 19: 237
- [23] Wu C S, Wang C B, Yoon P H, et al. *ApJ*, 2002, 575: 1094
- [24] Wu C S, Wang C B, Lu Q M. *Sol. Phys.*, 2006, 235: 317
- [25] Pritchett P L. *J. Geophys. Res.*, 1984, 89: 8957
- [26] Chen Y P, Zhou G C, Yoon P H, et al. *Physice of Plasmas*, 2002, 9: 2816
- [27] Chiu Y T, Schulz M. *J. Geophys. Res.*, 1978, 83: 629
- [28] Treumann R A. *A&A Rev.*, 2006, 13: 229
- [29] Lin R P. *Space Sci. Rev.*, 1974, 16: 189
- [30] Gan W Q, Li Y P, Chang J. *ApJ*, 2001, 552: 858
- [31] Wu D J, Tang J F. *ApJ*, 2008, 677: L125
- [32] Tang J F, Wu D J. *A&A*, 2009, 493: 623
- [33] Tang J F, Wu D J, Yan Y Y. *ApJ*, 2011, 727: 70
- [34] Wu D J, Chen L, Zhao G Q, et al. *A&A*, 2014, 566: 138
- [35] 赵仁扬. *太阳射电辐射理论*. 北京: 科学出版社, 1999: 390
- [36] Stupp A. *MNRAS*, 2000, 311: 251
- [37] Zaitsev V V, Kruger A, Hildebrandt J, et al. *A&A*, 1997, 328: 390
- [38] Fleishman G D. *Astronomy Let.*, 2004, 30: 603
- [39] Potter D W. *J. Geophys. Res.*, 1981, 86: 11111
- [40] Feldman W C, Anderson R C, Asbridge J R, et al. *J. Geophys. Res.*, 1982, 87: 632
- [41] Feldman W C, Anderson R C, Bame S J, et al. *J. Geophys. Res.*, 1983, 88: 96
- [42] Winglee R M, Dulk G A. *ApJ*, 1986, 310: 432
- [43] Wu C S, Steinolfson R S, Zhou G C. *ApJ*, 1986, 309: 392
- [44] Tang J F, Wu D J, Yan Y Y. *Science China, Physica, Mechanics & Astronomy*, 2012, 55: 744
- [45] Camporeale E, Burgess D. *ApJ*, 2010, 710: 1848
- [46] Gary S P, Lavraud B, Thomsen M F, et al. *Geophys. Res. Lett.*, 2005, 32: 13109
- [47] Phillips J L, Gosling J T, McComas D J, et al. *J. Geophys. Res.*, 1989, 94: 6563
- [48] Hasegawa A. *Plasma Instabilities and Nonlinear Effects*. New York: Springer-Verlag, 1975: 145
- [49] Hasegawa A, Uberoi C. *The Alfvén Waves*. Oak Ridge: Technical Information Center, US Dept. of Energy, 1982: 121
- [50] Wu D J. *Kinetic Alfvén Wave: Theory, Experiment, and Application*. Beijing: Science Press, 2012: 77
- [51] Wu C S, Wang C B, Wu D J, et al. *Physics of Plasmas*, 2012, 19: 2902
- [52] Zhao G Q, Chen L, Wu D J. *ApJ*, 2014, 786: 47
- [53] Yoon P H, Wang C B, Wu C S. *Phys. Plasmas*, 2009, 16: 2102

- [54] Zhao G Q, Wu C S. *Phys. Plasmas*, 2013, 20: 034503
- [55] Kai K, Melrose D B, Suzuki S. *Solar radiophysics*, McLean D J, Labrum N R, eds. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985, 415
- [56] Wild J P, McCreedy L L. *Australian Journal of Scientific Research A Physical Sciences*, 1950, 3: 387
- [57] Payne-Scott R, Little A G. *Australian Journal of Scientific Research A Physical Sciences*, 1951, 4: 508
- [58] Benz A O. Radio bursts of the non-thermal sun, in *Solar System*, Trümper J E, ed. Berlin: Springer, 2009, 4B: 189
- [59] Brueckner G E. *Sol. Phys.*, 1983, 85: 243
- [60] Stewart R T, Brueckner G E, Dere K P. *Sol. Phys.*, 1986, 106: 107
- [61] Raulin J P, Klein K L. *A&A*, 1994, 281: 536
- [62] Bentley R D, Klein K L, van Driel-Gesztelyi L, et al. *Sol. Phys.*, 2000, 193: 227
- [63] Willson R F. *Sol. Phys.*, 2005, 227: 311
- [64] Malik R K, Mercier C. *Sol. Phys.*, 1996, 165: 347
- [65] Melrose D B. *Sol. Phys.*, 1980, 67: 357
- [66] Benz A O, Wentzel D G. *A&A*, 1981, 94: 100
- [67] Thejappa G, Kundu M R. *Sol. Phys.*, 1991, 132: 155
- [68] Willson R F. *Sol. Phys.*, 2002, 211: 289
- [69] Zhao G Q, Chen L, Yan Y H, et al. *ApJ*, 2013, 770: 75
- [70] Hey J S. *Nature*, 1946, 157: 47
- [71] Allen C W. *MNRAS*, 1947, 107: 386
- [72] Dodson H W, Hedeman E R. *ApJ*, 1957, 125: 827
- [73] Ramesh R, Shanmugha Sundaram G A. *A&A*, 2000, 364: 873
- [74] Morimoto M, Kai K. *PASJ*, 1961, 13: 294
- [75] Ramesh R, Kathiravan C, Narayanan A S. *ApJ*, 2011, 734: 39
- [76] Fung P C W, Yip W K. *Australian Journal of Physics*, 1966, 19: 759
- [77] Allen C W. *MNRAS*, 1947, 107: 426
- [78] Takakura T. *PASJ*, 1961, 13: 166
- [79] Ginzburg V L. *The propagation of electromagnetic waves in plasma*. New York: Pergamon, 1964
- [80] Lin R P. *Sol. Phys.*, 1985, 100: 537
- [81] Mercier C, Trotter G. *ApJ*, 1997, 474: L65
- [82] Roberts J A. *Aust. J. Phys.*, 1959, 12: 327
- [83] McLean D J. *Radio Physics of the Sun*, Kundu M R, Gergely T E, eds. MD U.S.A.: D. Reidel Publishing Company, 1980, 86: 223
- [84] Nelson G J, Melrose D B. *Solar Radiophysics*, McLean D J, Labrum N R, eds. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985: 333
- [85] Yoon P H, Wang C B, Wu C S. *Physics of Plasmas*, 2007, 14: 2901
- [86] Cliver E W, Webb D F, Howard R A. *Sol. Phys.*, 1999, 187: 89
- [87] Shanmugaraju A, Moon Y J, Dryer M, et al. *Sol. Phys.*, 2003, 215: 161
- [88] Uchida Y. *PASJ*, 1960, 12: 376
- [89] Nakajima H, Kawashima S, Shinohara N, et al. *ApJS*, 1990, 73: 177
- [90] Wild J P, Sheridan K V, Trent G H. in *Paris Symp. on Solar Radio Astronomy*. Bracewell R N, ed. Stanford: Stanford Univ. Press, 1959, 176
- [91] Wild J P, Sheridan K V, Neylan A A. *AuJPh*, 1959, 12: 369
- [92] Weiss A A, Stewart R T. *AuJPh*, 1965, 18: 143
- [93] Robinson R D. *Sol. Phys.*, 1977, 55: 459
- [94] Dulk G A, Suzuki S, Gary D E. *A&A*, 1980, 88: 218
- [95] Labrum N R, Duncan R A. *IAUS*. 1974, 57: 235
- [96] Robinson R D. *Sol. Phys.*, 1978, 56: 405
- [97] Suzuki S, Dulk G A. *Solar Radiophysics*. McLean D J, Labrum N R, eds. Cambridge: Cambridge Univ.

- Press, 1985, 289
- [98] Poqerusse M, McIntosh P S. *Sol. Phys.*, 1995, 159: 301
- [99] Tang J F, Wu D J, Tan C M. *ApJ*, 2013, 779: 83
- [100] Huba J D. *NRL Plasma Formulary* · Washington, DC: Naval Research Laboratory, 2009, 30
- [101] Zhao R Y. *ApSS*, 1995, 234: 125
- [102] Wu D J, Hang J, Tang J F, et al. *ApJ*, 2007, 665: L171
- [103] Sheeley N R Jr, Golub L. *Sol. Phys.*, 1979, 63: 119
- [104] Bruzek A, Kuperus M. *Sol. Phys.*, 1972, 24: 3
- [105] Riddle A C. *Sol. Phys.*, 1970, 13: 448
- [106] Sakurai K. *Sol. Phys.*, 1973, 31: 483
- [107] Stewart R T, Vorpahl J. *Sol. Phys.*, 1977, 55: 111
- [108] Syrovatskii S I. *Sol. Phys.*, 1982, 76: 3

Research Progress of Electron Cyclotron Maser Emission on Solar Physics

TANG Jian-fei¹, WU De-jin², ZHAO Guo-qing³, CHEN Ling²

(1. *Xinjiang Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Urumqi 830011, China*; 2. *Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008, China*; 3. *Institute of Space Physics, Luoyang Normal University, Luoyang 471934, China*)

Abstract: Electron-cyclotron maser (ECM) emission is a well-known radiation emission mechanism in astrophysics. It has been extensively applied to various nonthermal coherent radio emission, especially to the short-timescale coherent radio bursts. Excitation of electron cyclotron maser radiation requires two basic conditions. One is the inversion distribution of the energetic electrons in the direction perpendicular to the ambient magnetic field. The other is the escape difficulty that requires the local electron cyclotron frequency over the plasma frequency. These two conditions are hardly satisfied in the corona under the conventional solar atmosphere models, which limit the application of ECM emission mechanism to solar radio astronomy. In general, flare associated energetic electrons are accelerated initially mainly along the magnetic field, it means that these energetic electrons do not have enough free energy to drive ECM emission. After the energetic electrons leave the acceleration site and propagate in the solar atmosphere, the energy of the energetic electrons in the parallel orientation can be transfer to the perpendicular orientation, and form an anisotropic distribution due to the interaction of energetic electrons with magnetic field and plasma waves. For the escape difficulty, a density depletion duct in the corona is necessary and may be rational as optical observations show fibrous density structures exist commonly in the corona. This paper presents a systematic review on the recent development of ECM emission mechanism,

especially on the new models which may overcome the above difficulties and can be applied in several kinds of solar radio bursts, such as type I bursts, type II bursts, and type V bursts. Some perspectives on the study of ECM mechanism and solar radio emission processes are also presented.

Key words: emission mechanism; electron-cyclotron maser (ECM) instability; radio bursts; power-law spectrum

《天文学进展》征稿启事

一、本刊刊登反映国内外天文学研究的最新进展和作者见解的述评、研究论文、前沿介绍、专题讲座、研究快报。反映新思路、新手段、新成果的短评优先发表。

二、来稿须包括：题名、作者署名、作者单位及所在地与邮政编码、摘要、关键词、正文、参考文献、英文摘要、英文关键词等。

三、来稿应论点明确、叙述精练、条理清晰、深入浅出，以利非本分支学科的读者阅读。

四、摘要应简明扼要地概括正文中的主要信息。采用第三人称的写法，不用“本文”、“作者”等作主语。稿件如果以中文发表，英文摘要应有近一页的篇幅。

五、关键词请尽可能参照 ApJ、MNRAS 和 A&A 共同采用的关键词表选用，可适当扩充。

六、稿件中引用论点、公式、图、表均需注明参考文献（按文中出现顺序编码，在右上角用小方括号标出）。正文后则按编码次序依本刊要求的编排格式列出相应的参考文献。

七、审定稿后需提供清稿样的电子文本。本刊采用中西文 Latex 系统软件排版，请从本刊网站 (<http://202.127.29.4/twxjz/index.htm>) 下载排版模版。

八、图、表务求精、简、规范，以配合文字阐明观点。公式务求精约，杜绝公式推导过程。

九、请勿一稿两投。来稿请通过 E-mail 发送至 twxjz@shao.ac.cn。

《天文学进展》编辑部

2017 年 5 月