

天文学进展

PROGRESS IN ASTRONOMY

第4卷

Vol.4

第2期

No.2

1986

天文学进展编辑部编辑
知识出版社出版

天 文 学 进 展

第 4 卷 第 2 期

目 录

述 评

太阳活动区常 α 无力场数值计算及其在耀斑预报中的可能应用	林元章(91)
太阳射电快速活动的理论研究	史建魁 赵仁扬(99)
甚高能 γ -射线点源观测的概况	姜印琳(108)
活动星系核的光学变化	徐 聪(119)
动力系统的数值研究	孙义燧(127)
光纤技术及其天文应用现状	王顺德(136)

前 沿

类星体连续谱中的“3,000Å突起”	J. B. Oke(147)
--------------------------	----------------

研究简讯

哈雷彗星羟基(OH)的射电图象	L. E. Snyder, 范英 (152)
-----------------------	------------------------

消 息

4U0115+63: 一个高能 γ 射线双脉冲星(154); 动力演化星际云中的化学(154); γ 射线爆发的光学观测(155); 1979年3月5日 γ 射线爆发的光学研究(156); 哈雷彗星彗发的新发现(157)。

学术活动

中国青年天文学家联合会成立(158); 中国天文学会1983年学术讨论班(序号2): 空间天文学术讨论班(1985年11月, 厦门)(158); 中国天文学会1985年学术讨论班(序号5): 射电天文仪器技术讨论班(1985年12月, 浙江乐清)(158); 国际天文学联合会(IAU)第19届大会决议(159); 国际天文学联合会历届大会年表(165); 国际天文学联合会1985—1988年间的专业委员会(166); 国际天文学联合会学术讨论会(序号126—133)(167)。

PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol.4 No.2

CONTENTS

REVIEWS

- The Numerical Calculation of the Force-free Magnetic Field for Solar Active Regions and It's Possible Application to the Prediction of Solar Flares *Lin Yuanzhang*(97)
- Survey on Theoretical Studies of the Fast Activities of Solar Radio Emission *Shi Jiankui, Zhao Renyang*(107)
- The Observational Situation of Very High Energy Gamma Ray Point Sources *Jiang Yinlin*(118)
- Variability in Optical Luminosity of Active Galactic Nuclei *Xu Cong*(126)
- Numerical Studies of Dynamical System *Sun Yisui*(135)
- Optical Fibres Technique and Their Present Application Status in Astronomy *Wang Shunde*(146)

FRONTIER

- "3,000Å Bump" in the Qursar's Continuum Spectrum *J. B. Oke*(151)

RESEARCH NOTES

- OH Radio Map of Comet Halley *L. E. Snyder, Fan Ying*(153)

NEWS

4U 0115+63; An Energetic Gamma-ray Binary Pulsar (154); Chemistry in Dynamically Evolving Interstellar Clouds (155); Optical Observation of γ -ray Burster (156); Optical Study of the γ -ray Burster of 5 March 1979 (156); The New Discovery of Comet Halley's Coma (157).

ACADEMIC ACTIVITIES

The Chinese Association of Young Astronomers (158); CAS 1983 Workshop No.2: Astronomy from Space (Xiamen, November 1985) (158); CAS Workshop 1985 No.5: Radio Astronomy Instrumentation (Luoqing, Zhejiang, December 1985) (159); Resolutions Adopted by the IAU 19th General Assembly (164); The IAU over the Years (165); IAU Commissions for 1985—1988 (166); IAU Symposium No. 126—133 (167).

太阳活动区常 α 无力场数值计算 及其在耀斑预报中的可能应用

林元章

(中国科学院北京天文台)

提 要

本文综述作者及其合作者近年来在太阳活动区无力场数值计算及其应用方面的研究概况。文中简要评价了现有几种太阳活动区常 α 无力场数值计算表达式,并且叙述了把常 α 无力场数值计算应用于耀斑研究的结果。得到的主要结论为:(1)现有几种活动区常 α 无力场数值计算表达式中,Chiu的公式比较好;(2)用Chiu公式外推得到的活动区磁场结构,能够较好地解释观测到的许多现象,表明常 α 无力场近似仍不失为一种可以接受的活动区磁场模型;(3)活动区无力场的某些参数,如无力因子 α 和自由磁场能 ΔE (定义为无力场能与势场能之差),与耀斑发生率密切相关,可以作为耀斑预报的判据。

一、引 言

太阳耀斑预报的重要意义已为人所熟知。然而,由于对耀斑发生的物理机制尚未完全弄清,耀斑预报的方法目前仍以建立在相关现象统计规律上的统计预报和包含很大主观因素的“看图识字”式预报为主。不过,近年来随着人们对耀斑过程理解的不断深入,以耀斑发生的物理背景为依据的所谓物理预报,正在逐步地提上日程。

长期观测和理论分析均已表明,太阳活动区中磁场是主导因素。耀斑的发生取决于活动区的磁场位形和磁场能的贮备^{[1],[2]}。因此,以耀斑区的磁场结构,特别是磁场扭绞程度和自由磁场能贮备作为耀斑预报的主要判据,应当被认为是一种比较合理的物理预报方案。

但是,受到现有观测手段的限制,目前从观测上所能提供的比较可靠的活动区磁场资料仅限于太阳光球层次,并且主要是磁场的纵向分量。至于光球以上的活动区磁场,目前主要依靠理论推测,即在假定某种磁场模型的前提下,以观测的光球磁场作为边值,进行理论外推。

观测已经证实,活动上空的太阳大气中存在电流,因此势场模型原则上不适用于太阳活动区。然而,由于活动区的磁场很强,其中电流产生的 Lorentz 力远大于其他各种非电力。因此,通常认为,光球以上直到低日冕的活动区磁场,基本上应是电流与磁场平行,从而 Lorentz 力为零的无力磁场,它满足无力场方程。

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \quad (1)$$

其中无力因子 α 是空间位置 and 时间的标量函数。当活动区不处在激烈变化过程之中时, 可以近似地将其作为静态来处理。这时对于一给定时刻, α 仅是空间位置的函数。 α 为常数时的无力场(有时也称线性无力场)是变 α 无力场的简单特例。

如何在无力场模型假定下, 以观测到的光球磁场为边值, 按一定公式外推出光球以上三维磁场结构的理论, 能够应用于对实际活动区进行计算的, 目前尚局限于常 α 无力场。至于非常 α 无力场理论, 则尚未达到实用阶段^[8]。

于是, 对常 α 无力场理论, 必须回答如下的重要问题: 常 α 无力场是否能够真实地代表活动区的磁场结构? 迄今已经提出的各种用常 α 无力场模型计算活动区三维磁场结构的表达式中, 哪一种最合理? 以及活动区无力场的数值计算是否能够对太阳耀斑预报有所贡献? 近年来我们在上述几方面做了一些探讨, 现略予介绍如下。

二、太阳活动区常 α 无力场的数值计算

1. 现有几种常 α 无力场数值计算公式的可用性问题

在直角坐标系中可以证明, 满足无力场方程(1)的磁场 $\mathbf{B}$ 可以用一标量函数 P 表示成

$$\mathbf{B} = \nabla \times \nabla \times (P \hat{z}) + \alpha \nabla \times (P \hat{z}) \quad (2)$$

$$\text{或} \quad \mathbf{B} = \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x \partial z} + \alpha \frac{\partial P}{\partial y} \right) \hat{x} + \left(\frac{\partial^2 P}{\partial y \partial z} - \alpha \frac{\partial P}{\partial x} \right) \hat{y} - \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right) \hat{z} \quad (3)$$

其中 P 满足 Helmholtz 标量方程

$$(\nabla^2 + \alpha^2)P = 0 \quad (4)$$

由于对(4)式的不同解法, 出现了关于太阳活动区常 α 无力场数值计算的不同公式。在文献中见到已被应用于计算具体活动区的有 Nakagawa 和 Raadu^[4], Seehafer^{[5], [6]} 以及 Chiu 和 Hilton^[7] 等人提出的公式(见附录)。

我们曾对这些表达式做过理论分析和计算比较^[8], 发现 Nakagawa 和 Raadu 以及 Seehafer 的公式存在如下两个严重缺陷。

(1) 理论上可以证明 Helmholtz 方程(4)的完全解中(取柱坐标)应包含如下各项

$$P(\rho, \varphi, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im\varphi} \left\{ \int_0^{\infty} [A_m(k) e^{-\sqrt{k^2 - \alpha^2} z} J_m(k\rho) dk + \int_0^{\alpha} [A'_m(k) \cos(\sqrt{\alpha^2 - k^2} z) + C_m(k) \sin(\sqrt{\alpha^2 - k^2} z) J_m(k\rho) dk] \right\} \quad (5)$$

其中 $A_m(k)$, $A'_m(k)$ 和 $C_m(k)$ 为待定系数, k 为水平波数, $J_m(k\rho)$ 为 Bessel 函数。Nakagawa 和 Raadu 及 Seehafer 通过二维 Fourier 变换得到的标量 P 以及磁场的分量式中只包含 $e^{-\sqrt{k^2 - \alpha^2} z}$ 的项, 完全舍弃了 $\cos \sqrt{\alpha^2 - k^2} z$ 和 $\sin \sqrt{\alpha^2 - k^2} z$ 的各项, 因而不完整的, 其结果是导致对无力因子 α 绝对值的如下限制:

$$\text{Nakagawa 和 Raadu 的表示式中, 要求 } |\alpha| \leq \min \left[\frac{2\pi}{L_x}, \frac{2\pi}{L_y} \right], \quad (6)$$

$$\text{Seehafer 的表示式中, 要求 } |\alpha| \leq \min \pi \sqrt{\frac{1}{L_x} + \frac{1}{L_y}}, \quad (7)$$

其中 L_x 和 L_y 为区域尺度。这些限制完全是数学上的要求(保证磁场各分量式为实数), 并无物理意义。这种数学缺陷注定了这两种表达式不适用于表示具有强扭绞特征(α 值较大)的活动区磁场。

(2) Nakagawa 和 Raadu, 以及 Seehafer 表达式的含义实际上是把一个定义在有限区域 L 的函数用空间周期为 L 并作无限延伸的周期函数所代替。为了保证空间上的周期性重复, 公式所表示的磁场在区域的两个相对边界处是严格相等的, 这当然不符合真实的活动区磁场。因此, 在区域边界附近会出现歪曲真实磁场的 Gibbs 效应和混淆效应。换句话说, 这两种公式在区域边界附近是不适用的。而在区域以外, 公式所表示的磁场与真正的太阳表面磁场更是风马牛不相及。

此外, 这两种方法还有一个共同的缺陷, 即他们的磁场表达式为无穷级数求和, 在实际计算中不得不在某个有限的水平波数 k_0 处截断, 从而造成截断误差。

与此对照, 以 Green 函数表示磁场各分量的 Chiu 表达式在以下三个方面优于其他两种表达式。

(1) 其磁场表达式中除了指数项 $e^{-\sqrt{k^2 - \alpha^2} z}$ 之外, 还含有 $\cos\sqrt{\alpha^2 - k^2} z$ 的项, 其完整性高于其他两种。可是, 由于边值不充分, Chiu 和 Hilton 的表示式中仍然舍弃了含 $\sin\sqrt{\alpha^2 - k^2} z$ 的项(即 $C_m(k) = 0$), 因此仍是不完全解, 它将导致解的非唯一问题, 这一点尚需进一步研究解决^[9]。

(2) Chiu 的方法中不存在对无力因子 α 的任何限制, 使其能胜任表达各种扭绞程度的无力场。

(3) 其边值问题是水平无界的, 在区域 Ω 内, $B_z(x, y, 0)$ 取观测值, 在 Ω 外取 $B_z(x, y, 0) = 0$ 。因此只要所研究的活动区周围磁场很弱, 其磁场表示式即使在 Ω 的边界附近, 甚至在 Ω 外部, 也能在一定程度上表征真实的太阳磁场。

此外, Chiu 和 Hilton 的公式中包含全部 k 谱, 不存在截断误差。

由于 Chiu 的表达式具有上述几种重要优点, 因此它表达真实活动区磁场的的能力远优于其他两种表达式。

2. 常 α 无力场模型的合理性问题

我们曾对 1972 年 8 月的大活动区 McMath11976 取同样的光球纵场边值和一系列不同的 α 值, 同时用上述三种常 α 无力场表示式计算光球和色球的横场形态, 并与该活动区的黑子半影纤维和 H_α 色球纤维走向比对, 结果发现, 当 α 值取为 $0.6 - 0.8 (6,000 \text{ km}^{-1})$ 时, 用 Chiu 和 Hilton 公式计算的光球和色球横场形态能够在整个活动区范围内大体上与黑子半影纤维和 H_α 色球纤维走向相符。而用 Nakagawa 和 Seehafer 公式计算得到的横场则不符合, 而且这样大的 α 值已超过这两种方法所规定的 $|\alpha|$ 上限(分别为 0.33 和 0.23), 原则上已不允许。

随后我们又研究了 1980 年 4 月 5—9 日 Hale 16747 活动区磁场的逐日变化^[10], 发现用 Chiu 和 Hilton 的公式计算得到的三维磁场结构及其演化特征, 能够很好解释此活动区中的一些现象, 包括此活动区耀斑产率随时间变化和两个相似耀斑的磁场特征。

这些结果无疑表明可以得到如下几个结论:

(1) Chiu 的表达式的的确比 Nakagawa 和 Raadu, 及 Seehafer 的表示式优越, 而且具有

表示强扭曲磁场的能力, 这一结论与理论分析结果完全一致。

(2) 看来按常 α 无力场模型用 Chiu 公式计算的磁场能够在整个活动区范围表达真实的活动区磁场。在目前非常 α 无力场理论尚不完善的情况下, 常 α 无力场近似仍不失为一个可以接受的活动区磁场模型。

(3) 过去一些研究者采用 Nakagawa 和 Raadu 的表达式计算的色球横场与 H_α 纤维形态相差较远, 可能主要是由于他们的表示式本身存在缺陷所致, 把这种不符归罪于常 α 无力场假定可能是不公正的。

3. 无力因子 α 的确定

虽然大部分研究者都承认太阳活动区由于存在电流, 其磁场并非势场。但是许多研究者在计算活动区磁场时, 仍然采用最简化的势场模型(即 $\alpha=0$ 的无力场特例), 其原因就在于按无力场模型计算时必须先从观测资料上确定无力因子 α 的值, 这在某些情况下是颇为困难的。

对于某一活动区, 如果有足够分辨率的 H_α 色球单色像照片, 可以根据观测到的光球纵场边值(对于处在日面中心的活动区, 可以用黑子总场代替), 选取一系列可能的 α 值, 计算各种 α 值时的色球横场和光球横场分布形态, 再与色球和白光照片上的纤维形态比对, 确定最可能的 α 值。文献^{[11], [12]}中提出利用磁场中性线的曲率粗略确定 α 值, 可以作为选取 α 值范围的参考, 也可以近似地直接使用。

活动区磁场的理论计算与观测比较表明, 太阳上既有大体符合势场的活动区, 也不乏偏离势场的事例。我们的分析表明^[13], 采用势场或无力场模型, 将会导致某些物理参量的很大差别(例如黑子上空的纵场垂向梯度)。因此, 一般说来, 在活动区磁场的理论推算中(尤其是对强扭绞的活动区), 应当避免采用势场, 而必须采用无力场近似, 那怕是常 α 无力场近似。

三、无力场数值计算用于耀斑预报的设想

我们曾经利用四极对称无力场的解析解和磁场能量公式, 研究了 1972 年 7 月 31 日—8 月 8 日期间 McMath 11976 活动区的自由磁场能贮备 ΔE (定义为扭绞无力场能 E 与势场能 E_0 之差) 的逐日变化, 并与表征活动区每天耀斑产率的耀斑指数 I_f 对比^[2]。 I_f 的定义为

$$I_f = \frac{0.76}{T} \sum A_d^2 \quad (8)$$

其中 A_d 为发生于该活动区的耀斑视面积(以平方度为单位), T 为当天有效观测时间(以分钟为单位)。结果如图 1 所示。

图中最明显的特点即 ΔE 与 I_f 大体同步变化。这一点似乎绝非偶然, 它表明自由磁场能贮备多的时候, 发生耀斑的概率增大。 ΔE 的变化可能是由于这期间黑子本影的自行和旋转引起的。更有意思的是由图中可见, 二级以上耀斑总是发生在 $\lg \Delta E > 3.89$, 即 $\Delta E \sim 8 \times 10^{31}$ 尔格时, 这很像是二级以上耀斑的自由磁场能阈值。

前已述过, 对于 1980 年 4 月 Hale 16747 活动区磁场的研究表明^[10], 此活动区在 4 月 4 日—12 日期间耀斑发生规律可以用活动区磁场演化特征来解释, 并且主要依赖于无力因子 α

的演变。

其他一些研究者的工作也得到类似的结果, 即活动区中耀斑和质子耀斑产率与活动区磁场的扭绞和剪切相关, 因而与无力因子 α 密切相关^{[1], [11], [12], [14]}。

因此, 似乎存在着建立无力因子 α 或者自由磁场能贮备(必须规定一定的空间范围)与耀斑或质子耀斑发生概率之间定量关系的可能性。如果能够建立这样的关系, 我们就能依据无力因子 α 或自由能贮备 ΔE 作为耀斑或质子耀斑预报的判据。

显然, 这种预报必须首先取得重要活动区的光球纵场以及有足够分辨率的 H_α 色球(最好还有光球)观测资料。然后把光球纵场边值输入计算机, 并选取一定范围的 α 系列计算色球和光球横场形态, 再与纵场中性线以及 H_α 和白光照片中的纤维走向对比, 确定 α 的最佳值。同时, 依据所确定的 α 值计算一定空间范围(例如光球上空500—100,000公里)的自由磁场能 ΔE 。最后, 以 α 和 ΔE 为依据作出预报决策。此外, 还可以由计算机计算和自动绘制出活动区的三维磁场图, 作为耀斑预报和研究活动区中各种活动现象的重要参考。所有这些都可以预先设计成固定程序, 把每天对重要活动区的这些计算作为一项常规工作。

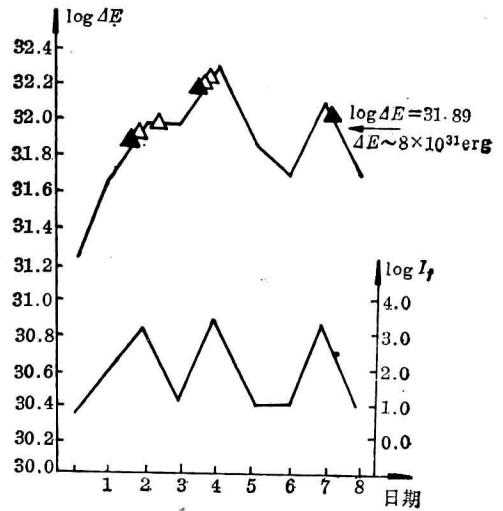


图1. 1972年7月31日—8月8日 McMath 11976 活动区中 ΔE 与 I_f 的关系 (Δ 为二级耀斑, $\blacktriangle$ 为三级耀斑)。

附录: 常 α 无力场数值计算公式

I. Nakagawa 表示式

取直角坐标, 光球对应于 $z=0$ 平面, 所研究区域 Ω 的范围为: $0 \leq x \leq L_x$, $0 \leq y \leq L_y$, $0 \leq z < \infty$ 。磁场各分量为

$$B_x(x, y, z) = \sum_{k, p=0}^{\infty} \left\{ \beta_{k, p} [(SB_{k, p} - TC_{k, p}) \cos kX \cos pY + (-SA_{k, p} - TD_{k, p}) \cos kX \sin pY + (SD_{k, p} + TA_{k, p}) \sin kX \cos pY + (-SC_{k, p} + TB_{k, p}) \sin kX \sin pY] \cdot \exp\left(-\left[\left(\frac{2\pi k}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{2\pi p}{L_y}\right)^2 - \alpha^2\right]^{\frac{1}{2}} z\right) \right\}, \quad (I, 1)$$

$$B_y(x, y, z) = \sum_{k, p=0}^{\infty} \left\{ \beta_{k, p} [(-UC_{k, p} - VB_{k, p}) \cos kX \cos pY + (-UD_{k, p} + VA_{k, p}) \cos kX \sin pY + (UA_{k, p} - VD_{k, p}) \sin kX \cos pY + (UB_{k, p} + VC_{k, p}) \sin kX \sin pY] \cdot \exp\left(-\left[\left(\frac{2\pi k}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{2\pi p}{L_y}\right)^2 - \alpha^2\right]^{\frac{1}{2}} z\right) \right\}, \quad (I, 2)$$

$$B_z(x, y, z) = \sum_{k, p=0}^{\infty} \beta_{k, p} [A_{k, p} \cos kX \cos pY + B_{k, p} \cos kX \sin pY + C_{k, p} \sin kX \cos pY + D_{k, p} \sin kX \sin pY] \cdot \exp\left(-\left[\left(\frac{2\pi k}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{2\pi p}{L_y}\right)^2 - \alpha^2\right]^{\frac{1}{2}} z\right), \quad (I, 3)$$

其中

$$X = \frac{2\pi}{L_x} x, \quad Y = \frac{2\pi}{L_y} y; \quad (\text{I}, 4)$$

$$\left. \begin{aligned} A_{k,p} &= \frac{4}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} B_z(x, y, 0) \cos kX \cos pY dx dy \\ B_{k,p} &= \frac{4}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} B_z(x, y, 0) \cos kX \sin pY dx dy \\ C_{k,p} &= \frac{4}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} B_z(x, y, 0) \sin kX \cos pY dx dy \\ D_{k,p} &= \frac{4}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} B_z(x, y, 0) \sin kX \sin pY dx dy \end{aligned} \right\}, \quad (\text{I}, 5)$$

$$\left. \begin{aligned} S &= \frac{a \left(\frac{2\pi p}{L_y} \right)}{\left(\frac{2\pi k}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{2\pi p}{L_y} \right)^2}, & T &= \frac{\frac{2\pi k}{L_x} \left[\left(\frac{2\pi k}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{2\pi p}{L_y} \right)^2 - a^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{2\pi k}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{2\pi p}{L_y} \right)^2}, \\ U &= \frac{a \left(\frac{2\pi k}{L_x} \right)}{\left(\frac{2\pi k}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{2\pi p}{L_y} \right)^2}, & Y &= \frac{\frac{2\pi p}{L_y} \left[\left(\frac{2\pi k}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{2\pi p}{L_y} \right)^2 - a^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{2\pi k}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{2\pi p}{L_y} \right)^2}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{I}, 6)$$

$$\beta_{k,p} = \begin{cases} 0, & \text{若 } k+p=0, \\ 0.5, & \text{若 } k=0 \text{ 且 } p \neq 0, \text{ 或 } p=0 \text{ 且 } k \neq 0, \\ 1, & k, p \neq 0 \end{cases} \quad (\text{I}, 7)$$

$$|a| \leq \min \left[\frac{2\pi}{L_x}, \frac{2\pi}{L_y} \right]. \quad (\text{I}, 8)$$

其中 $B_z(x, y, 0)$ 为由观测确定的光球纵场边值, 且要求满足所研究区域的正负磁流相等, 即净磁流为零。

II. Seehafer 表示式

研究区域和坐标选取与方法 I 相同, 磁场各分量为

$$\begin{aligned} B_x(x, y, z) &= \sum_{k,p=1}^{\infty} \left\{ \left[-T \cos \left(k \frac{\pi x}{L_x} \right) \sin \left(p \frac{\pi y}{L_y} \right) + S \sin \left(k \frac{\pi x}{L_x} \right) \cos \left(p \frac{\pi y}{L_y} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. \cdot D_{k,p} \cdot \exp \left[-\sqrt{\left(\frac{k\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L_y} \right)^2 - a^2} z \right] \right\}, \end{aligned} \quad (\text{II}, 1)$$

$$\begin{aligned} B_y(x, y, z) &= - \sum_{k,p=1}^{\infty} \left\{ \left[U \cos \left(k \frac{\pi x}{L_x} \right) \sin \left(p \frac{\pi y}{L_y} \right) + V \sin \left(k \frac{\pi x}{L_x} \right) \cos \left(p \frac{\pi y}{L_y} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. \cdot D_{k,p} \cdot \exp \left[-\sqrt{\left(\frac{k\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L_y} \right)^2 - a^2} z \right] \right\}, \end{aligned} \quad (\text{II}, 2)$$

$$B_z(x, y, z) = \sum_{k,p=1}^{\infty} D_{k,p} \sin \left(k \frac{\pi x}{L_x} \right) \sin \left(p \frac{\pi y}{L_y} \right) \cdot \exp \left[-\sqrt{\left(\frac{k\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L_y} \right)^2 - a^2} z \right], \quad (\text{II}, 3)$$

其中 $D_{k,p} = \frac{4}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} B_z(x, y, 0) \sin \left(k \frac{\pi x}{L_x} \right) \sin \left(p \frac{\pi y}{L_y} \right) dx dy, \quad (\text{II}, 4)$

$$\left. \begin{aligned} S &= \frac{a \frac{\pi p}{L_y}}{\left(\frac{\pi k}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{\pi p}{L_y} \right)^2}, & T &= \frac{\frac{\pi k}{L_x} \left[\left(\frac{\pi k}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{\pi p}{L_y} \right)^2 - a^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{\pi k}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{\pi p}{L_y} \right)^2}, \\ U &= \frac{a \frac{\pi k}{L_x}}{\left(\frac{\pi k}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{\pi p}{L_y} \right)^2}, & V &= \frac{\frac{\pi p}{L_y} \left[\left(\frac{\pi k}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{\pi p}{L_y} \right)^2 - a^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{\pi k}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{\pi p}{L_y} \right)^2}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{II}, 5)$$

$$|a| \leq \pi \sqrt{\frac{1}{L_x^2} + \frac{1}{L_y^2}}. \quad (\text{II}, 6)$$

其中 $B_z(x, y, 0)$ 为光球纵场边值, 不要求净磁流为零。

II. Chiu 表达式

坐标系同前, 在 $z=0$ 平面上的矩形区 ($0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y$) 中 $B_z(x, y, 0)$ 取自观测值, 区域外取 $B_z(x, y, 0)=0$, 磁场各分量为

$$B_i = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} dx' dy' G_i(x, y, z; x', y') B_z(x', y', 0), \quad i=x, y, z, \quad (\text{II}, 1)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} G_x &= \frac{x-x'}{R} \frac{\partial \Gamma}{\partial z} + a\Gamma \frac{y-y'}{R}, \\ G_y &= \frac{y-y'}{R} \frac{\partial \Gamma}{\partial z} - a\Gamma \frac{x-x'}{R}, \\ G_z &= -\frac{\partial \Gamma}{\partial R} - \frac{\Gamma}{R}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{II}, 2)$$

$$\Gamma = \frac{z}{Rr} \cos(ar) - \frac{1}{R} \cos(az), \quad (\text{II}, 3)$$

$$R^2 = (x-x')^2 + (y-y')^2, \quad (\text{II}, 4)$$

$$r^2 = R^2 + z^2 \quad (\text{II}, 5)$$

其中 $B_z(x, y, 0)$ 为光球纵场边值, 要求所研究区域的净磁流为零。

参 考 文 献

- [1] Tanaka, K. and Nakagawa, Y., *Solar Phys.*, 33 (1973), 187.
- [2] 林元章, 王正志, 中国科学, (1981), No.9, 1096.
- [3] Sakurai, T., *Solar Phys.*, 69 (1981), 343.
- [4] Nakagawa, Y. and Raadu, M. A., *Solar Phys.*, 25 (1972), 127.
- [5] Sechafer, N., *Solar Phys.*, 58 (1978), 215.
- [6] Sechafer, N. and Staude, J., *Astron. Nachr.*, 300 (1979), 151.
- [7] Chiu, Y. T. and Hilton, H. H., *Ap. J.*, 212 (1977), 873.
- [8] 王正志, 林元章, 天体物理学报, 4 (1984), 222.
- [9] 郭飞, 王正志, 天体物理学报, 4 (1984), 272.
- [10] 林元章, 王正志, 郭飞, 丁有济, 洪琴芳, 天体物理学报, 5 (1985), 19.
- [11] 马骥, 艾国祥, 天文学报, 20 (1979), 374.
- [12] 艾国祥, 孔繁熙, 天文学报, 23 (1982), 211.
- [13] 林元章, 郭飞, (待发表).
- [14] Krall, K. R., Smith, Jr. J. B., Hagyard, M. J., West, E. A. and Cummings, N. P., *Solar Phys.*, 79 (1982), 59.

(责任编辑 谢应纯)

The Numerical Calculation of the Force-free Magnetic Field for Solar Active Regions and It's Possible Application to the Prediction of Solar Flares

Lin Yuanzhang

(Beijing Astronomical Observatory, Academia Sinica)

Abstract

This is a summary of the investigations on the numerical calculation of the

force-free magnetic field for solar active regions and its application carried out by the author and his collaborators in recent years. In this paper, some existing representations of the numerical calculation of constant α force-free field for active regions are evaluated briefly, and the results of applying the numerical calculation of constant α force-free field to the researches of solar flares are presented. The main conclusions are (1) Among the existing representations for the numerical calculation of constant α force-free field in active regions, Chiu's expression is relatively superior to other ones, which are plagued with severe shortcomings; (2) The fact that many phenomena occurred in an active region could be explained naturally by the structure of magnetic field extrapolated from the Chiu's formula suggests that the approximation of constant α force-free field is an acceptable model for the magnetic field of an active region; (3) Some parameters, such as the force-free factor α and the free energy of magnetic field ΔE (defined as the difference between the force-free field energy and that of the potential field), are closely related to the occurrence rate of solar flares, and hence they could be used as criteria for the prediction of solar flares.

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 10^5 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。

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的增长, 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:

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

其中 $\mathbf{p}$ 为电子动量, A_e 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 $u_{\perp} - u_{\parallel}$ 平面上的一椭圆方程, 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的增长。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, 着重对二次谐频 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频波模增长快得多, $\Gamma_1/\Gamma_2 \sim 100$, 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频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, 而二次谐频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频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

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

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, 取洛伦兹因子 $\gamma \approx 1/(1 - u^2/2c^2)$, 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, 二次谐频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

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

(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 ,

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

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 $\omega - m\Omega_e/\gamma - k_{\perp}u_{\perp} = 0$,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, 这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 $\omega + \Omega_e - k_{\parallel} u_1 = 0$ 时, 发生慢波不稳定性, 并可求得其最大增长率为:

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

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

v_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 $\omega - k_{\parallel} u_1 = 0$ 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], 它们分别表征电子束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

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

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 $\omega - k_{\parallel} u_1 = 0$ 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