

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^[3]。

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 $\cos\sqrt{\alpha^2 - k^2}$ 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 的表达式的确实比 Nakagawa 和 Raadu, 及 Seehafer 的表示式优越, 而且具有

表示强扭曲磁场的的能力,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。

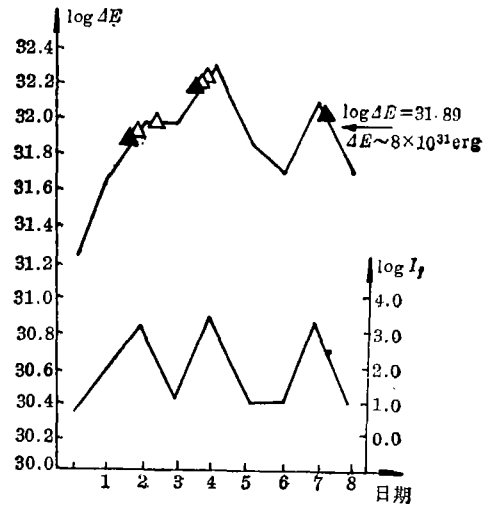


图1. 1972年7月31日—8月8日 McMath 11976 活动区中 ΔE 与 I_p 的关系 (Δ 为二级耀斑, \blacktriangle 为三级耀斑)。

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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 $B_x(x, y, 0)$ 取自观测值, 区域外取 $B_x(x, y, 0) = 0$, 磁场各分量为

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

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 $B_x(x, y, 0)$ 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] Seehafer, N., *Solar Phys.*, 58 (1978), 215.
- [6] Seehafer, 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] 邬飞, 王正志, 天体物理学报, 4 (1984), 272.
- [10] 林元章, 王正志, 邬飞, 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, 邬飞, (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.