第12卷 第1期 空间科学学报 Vol. 12, No. 1
1992 年 1 月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Jan., 1992

# 螺旋结构日珥与 Kippenhahn-Schlüter 模型*

许敖敖
(南京大学天文系)

**摘 要**

利用具有螺旋结构的宁静日珥观测资料，基于：(1) 日珥内部的磁场位形具有无力性质；(2) 日珥整体电流性质可用 Kippenhahn-Schlüter 模型描述；从理论上探讨了这些日珥的电流特性．并将所得结果与 Kuperus-Raadu 日珥模型进行了比较，结果表明：(i) 日珥内部的磁场和电流确实具有无力性质；(ii) 不考虑虚镜电流的 Kippenhahn-Schlüter 模型可能是描述宁静日珥电流特性的较好模型；(iii) 可能存在两类导致日珥爆发的物理原因．

**关键词** 宁静日珥，电流迴路，Kippenhahn-Schlüter 模型

## 一、引 言

Kippenhahn-Schlüter 日珥模型[1]（以下简称 KS 模型）是一个用来描述宁静日珥物理特性的合理模型，但如何从电流角度，特别是把它放在与背景磁场相互作用的位置上，探讨宁静日珥的准静态演化规律，还做得不多．其主要原因之一是由于观测上的困难．

Vršnak 等人获得了几个具有螺旋结构的宁静日珥及爆发日珥的高质量观测资料[2]；并讨论了它们的结构和稳定性问题，得到了一些有趣的结果．根据我们对太阳大气中电流迴路基本形式的理解[3]，与 KS 日珥模型对应的电流迴路，从整体上讲，可用在远离活动区外闭合的单一“线电流”描述；而日珥内部的电流分布则取无力位形．在这种框架下，我们从理论上计算并分析了 Vršnak 等人的观测结果，特别是对其中一个具有 4 个不同时刻观测值的日珥的讨论，揭示了宁静日珥演化的内禀性质，从观测上证实我们对 KS 模型电流迴路的理解是正确的．

进一步的分析和讨论，还显示可能存在两类导致日珥爆发的物理原因．

## 二、观 测 资 料

通常，由于日珥结构的复杂性以及观测条件的限制，很难得到有关的详细而可靠的定量观测资料．而且由于日珥还经常出现一些形态上的变化，这就更增加了研究上的困难．因而，迄今为止可供进行定量分析的螺旋结构日珥的资料很少．

本文于 1990 年 12 月 18 日收到．
* 自然科学基金资助项目．

表 1 6 个具有螺旋结构的日珥

| 日珥编号 | 观测日期 | 观测时间 (UT) | 日面位置 | 参考文献 |
|---|---|---|---|---|
| $P_1$ | 1977 年 3 月 15 日 | 13:16 | 西边缘 | [5] |
| $P_2$ | 1977 年 3 月 15 日 | 13:16 | 西边缘 | — |
| $P_3$ | 1980 年 7 月 29 日 | 10:12 | 西边缘 | [7] |
| $P_4$ | 1982 年 5 月 26 日 | 09:10 | 东边缘 | [6] |
| $E_1$ | 1980 年 8 月 18 日 | 09:12 | 东边缘 | [13] |
| $E_2$ | 1979 年 9 月 19 日 | 06:08 | 东边缘 | — |

表 2 6 个日珥的参数

| 日珥编号 | 观测时间 (UT) | $R$ ($10^3$km) | $h$ ($10^3$km) | $S$ ($10^3$km) | $2d$ ($10^3$km) | $\alpha$ (km$^{-1}$) | ctg$\theta$ | $I$ (A) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $P_{1a}$ | 13:40 | 6 | 40 | 126 | 80 | $1.55\times10^{-4}$ | 0.75 | $6.3\times10^{10}$ |
| $P_{1b}$ | 15:20 | 6 | 45 | 134 | 80 | $9.83\times10^{-5}$ | 0.59 | 4.5 |
| $P_{2a}$ | 13:23 | 10 | 60 | 214 | 150 | $1.08\times10^{-4}$ | 1.08 | $1.2\times10^{11}$ |
| $P_{2b}$ | 13:40 | 6 | 56 | 207 | 150 | $8.33\times10^{-5}$ | 0.50 | $3.5\times10^{10}$ |
| $P_{2c}$ | 14:48 | 6 | 52 | 205 | 150 | 6.67 | 0.40 | 2.9 |
| $P_{2d}$ | 15:52 | 4.5 | 50 | 198 | 150 | 5.11 | 0.23 | 1.1 |
| $P_3$ | 10:20 | 20 | 30 | 176 | 150 | 3.80 | 0.76 | 1.7 |
| $P_4$ | 09:32 | 20 | 45 | 239 | 200 | 4.10 | 0.59 | 1.9 |
| $E_1$ | 10:00 | 38 | 100 | 275 | 150 | 5.79 | 2.2 | $5.2\times10^{11}$ |
| $E_2$ | 07:10 | 26 | 65 | 180 | 100 | 9.62 | 2.5 | 3.3 |

本文采用的观测资料取自 Hvar 天文台[2]. 6 个日珥中，4 个为宁静日珥，2 个为爆发日珥（见表 1）. 这些日珥选自大量具有螺旋结构的日珥中，它们至少在 1 小时内具有足够好的空间分辨本领（小于2″）. 挑选时还排除了那些结构过于复杂的日珥. 有关这些日珥的详细描述可参考有关文献[4—7]. 图 1 给出观测到的螺旋日珥的基本结构，取自文献 [2]. 与 6 个日珥对应的有关测量数据列于表 2 中.

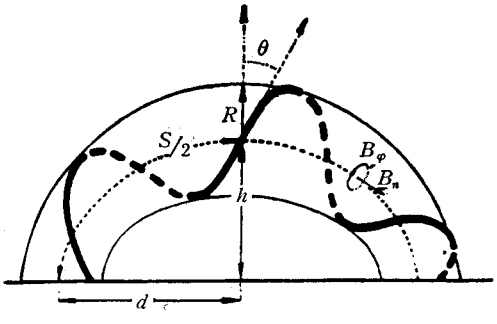



图 1 螺旋日珥的基本结构

Fig. 1 The schematic of prominences with helical structure (from B. Vršnak et al.)

根据太阳活动区的观测和分析，并基于 MHD 理论的考虑，可把日珥纤维走向看作它内部磁力线的走向. 由此可确定螺距角 $\theta$ 这一重要特征量. 其中，日珥 $P_2$ 具有 4 个不同时刻的观测资料，可用来研究宁静日珥演化过程的特性.

## 三、理 论 计 算

研究螺旋日珥的理论意义在于探讨日珥内部的磁场和电流结构，并进而解释日珥的平衡、演化及其它有关的动力学过程，甚至可以改进我们对太阳大气中其它活动现象，例

如耀斑、冲浪等物理过程的理解。

1. 日珥内部的磁场和电流结构

观测表明，日珥内部的物质运动一般并不改变日珥的形状和内部结构。这意味着磁场在日珥物理过程中占有主导地位，它们所取的位形应该是无力场。由于几个螺旋日珥的形态均具柱对称性质，我们认为采用 Lundquist 场表示日珥内部的无力位形是合适的，这种线性无力场由下式确定[8]：

$$B_r = 0, B_\varphi = B_1 J_1(\alpha r), B_z = B_1 J_0(\alpha r). \tag{1}$$

(1) 式中 $\alpha$ 为常数无力因子，$J_0(\alpha r)$ 和 $J_1(\alpha r)$ 分别为零级和一级 Bessel 函数。为了从观测上验证上述位形的合理性，可计算 $\mathrm{ctg}\theta$ 所遵循的规律。对于 Lundquist 场，$\mathrm{ctg}\theta$ 可表示为

$$\mathrm{ctg}\theta = \frac{B_\varphi}{B_z} = J_1(\alpha r)/J_0(\alpha r). \tag{2}$$

于是有

$$\frac{d}{dr}(\mathrm{ctg}\theta) = \alpha \frac{d}{dx}[J_1(x)/J_0(x)]. \tag{3}$$

根据 Bessel 函数的性质，当 $x < 1.5$ 时，$\frac{d}{dx}[J_1(x)/J_0(x)] \approx 1$，因而可得

$$\mathrm{ctg}\theta \approx \alpha r. \tag{4}$$

这个结果与 Vršnak 等人分析 4 个宁静日珥 $P_1$、$P_2$、$P_3$ 和 $P_4$ 观测资料所得的结果一致，如图 2 所示(图 2 取自文献[2])。由观测确定的 $\alpha$ 值列于表 2 第 7 行中。由 Lundquist 场表示的日珥，其内部轴向电流应由下式确定

$$I = \int j_z \mathrm{d}S = \int \frac{c}{4\pi} \alpha B_z 2\pi r \mathrm{d}r$$

$$= \frac{cB_1 R}{2} J_1(\alpha R). \tag{5}$$

(5) 式中，$c$ 为光速，$R$ 为日珥圆柱半径。(5) 式积分中应用了 Bessel 函数的性质

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}[xJ_1(x)] = xJ_0(x).$$

在取无力场位形的情况下，日珥内部应该有

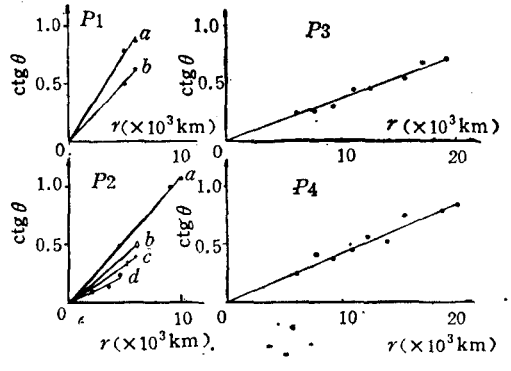



图 2　螺距角 $\theta$ 的变化规律
Fig. 2 The change of pinch angle $\theta$ (from B. Vršnak et al.)

$$\frac{B^2}{8\pi} \gg \frac{\rho v^2}{2}, \quad \frac{B^2}{8\pi} \gg \rho g h.$$

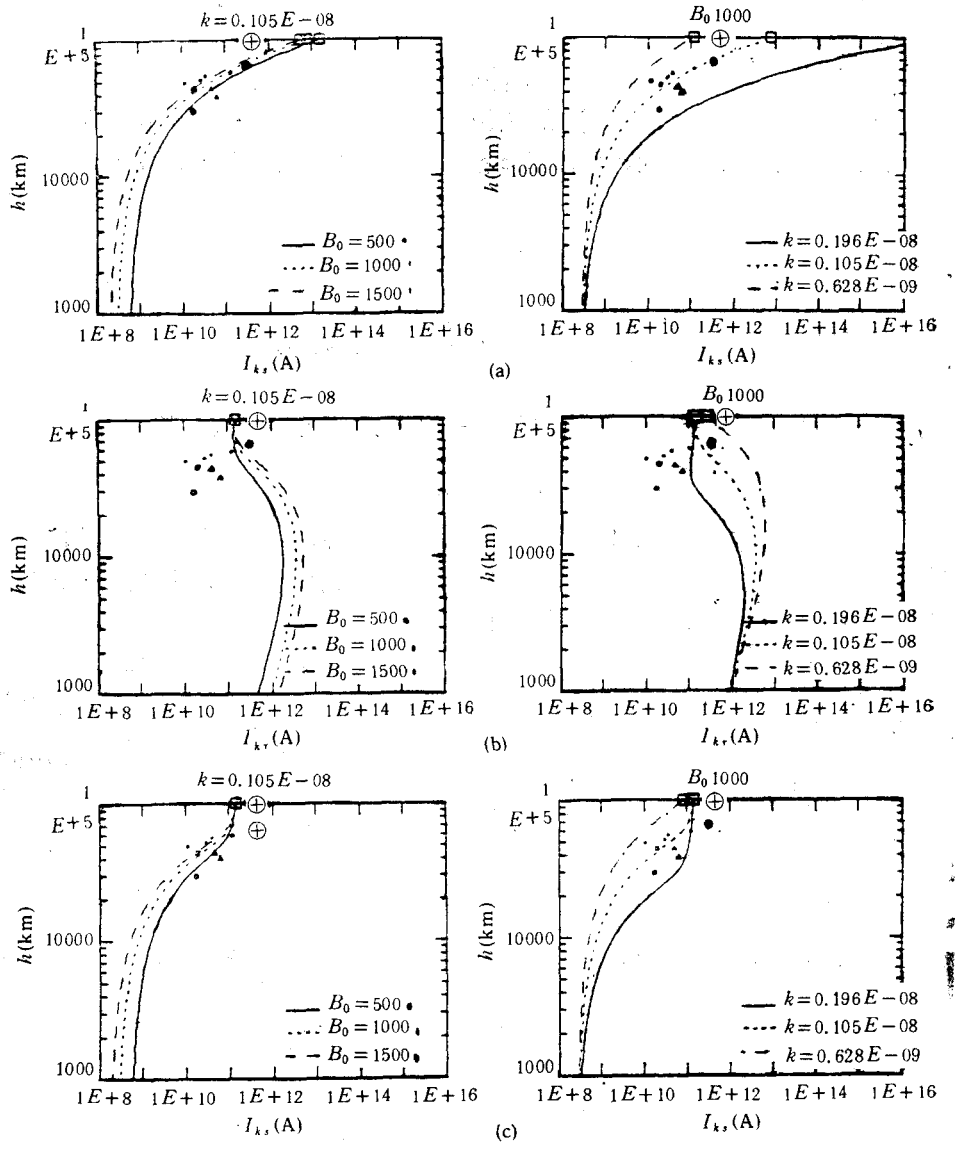
根据观测资料，日珥内部磁场的值大致可取为

$$B_1 = 50\mathrm{Gs}.$$

2. 日珥电流与背景磁场的相互作用

利用 (5) 式可以估计日珥电流强度（列于表 2 第 9 行中）。它们的值大约在 $10^{10}$—$10^{12}$A 之间。这是太阳大气中一股相当强大的电流，它与活动区背景磁场的相互作用，无

疑将在日珥的平衡、演化等过程中起重要作用. 在具体的理论计算中,电流迴路的选择起着关键作用. Van Tend 和 Kuperus[9] 曾用 Kuperus-Raadu 模型[10] (以下简称 KR 模型),讨论日珥(暗条)的平衡高度与内部电流强度的关系, 进而探讨暗条与耀斑爆发之间的联系. 我们认为 KR 模型仅仅是日珥(暗条)电流迴路的一种可能形式, 对于宁静日




△——$P_1$, ●——$P_2$, ○——$P_3$, □——$P_4$, ⊕——$E_1$, ⊗——$E_2$

(a) KS 模型 (According to Kippenhahn-Schlüter model without mirror current)

(b) KR 模型 (According to Kuperus-Raadu model)

(c) 具有虚镜电流的 KS 模型 (According to Kippenhahn-Schlüter model with mirror current)

图 3 电流强度-平衡高度的变化曲线

Fig. 3 The dependence of the equilibrium height on the current intensity of the prominences in solar atmosphere

珥，特别是那些高度较大的日珥，可能采用 KS 模型更为合适．它的电流迴路可被看作位于远离活动区的地方，因而不需要考虑虚镜电流的作用[3,9]．理想情况下，KS 模型日珥的平衡高度将简单地由下列方程决定

$$\frac{IB}{c}=mg. \tag{6}$$

(6) 式中，$B$ 为背景磁场强度，$m$ 为单位长度日珥的质量 ($m=\pi R^2\rho$)，重力加速度 $g=g_\odot\frac{R_\odot^2}{(R_\odot^2+h)^2}$，$g_\odot$ 和 $R_\odot$ 分别为太阳表面重力加速度和太阳半径．背景磁场可用势场表示：

$$B_x=0, B_y=B_0e^{-kz}\cos(ky), B_z=B_0e^{-kz}\sin(ky). \tag{7}$$

(7) 式中，$k=\frac{\pi}{2X_0}$，$2X_0$ 为背景磁场区域的特征大小．坐标轴的选取为：$z$ 轴沿太阳半径方向，即高度方向；日珥电流位于 $xoz$ 平面中且平行于 $x$ 轴；$xoy$ 平面取在光球平面中．

图 3(a) 给出当 $B_0$ 和 $k$ 取不同值时，根据(6)式和 (7) 式计算所得的曲线，它反映了日珥平衡高度随日珥电流强度演化的规律．为了比较，也在同样条件下对 KR 模型进行了计算．KR 模型下，日珥的平衡方程[6]为

$$\frac{I^2}{c^2h}=\frac{IB}{c}+mg. \tag{8}$$

(8) 式中，$h$ 为日珥高度．计算结果显示在图 3(b) 上．由图可知，两种电流迴路所得结果完全不同：考虑日珥电流与背景磁场的相互作用时，对 KS 模型日珥，电流的增大导致日珥平衡高度单调上升；而在 KR 模型下，日珥电流强度的增大存在临界值，在这个值附近，日珥处于不稳定状态，存在出现剧烈爆发现象的可能性．这个结果与文献 [3] 和 [9] 的结论相一致．

为了检验 KS 模型和 KR 模型哪个更能反映宁静日珥电流的整体特征，我们把根据日珥 $P_2$ 4 个不同时刻的观测高度，以及利用日珥 $P_2$ 其它观测数据由 (5)式计算的电流强度所确定的点，放置到图 3 上．图上清楚表明，$P_2$ 日珥电流强度和平衡高度的演化规律基本上与 KS 模型相符；而与 KR 模型相差很大．可见利用 KS 模型表示宁静日珥电流的整体特征似乎更合适．

在计算图 3 上的曲线时，(6) 式和 (8) 式中的单位长度日珥质量的取值是固定不变的，取 $m=10^6$g/cm．因此，图 3 上的曲线最适合于演化过程中日珥质量不变的情况．对于不同的日珥(单位长度质量会有所不同)以及那些质量随时间变化的日珥，上述曲线所描述的情况只是近似的．由表 2 第 3 行可知，日珥 $P_2$ 在 4 个不同时刻半径 $R$ 有明显变化．若认为它的密度基本不变，则由 $m=\pi R^2\rho$ 可知，$m$ 随 $R^2$ 而变化．为了估算这个变化对观测结果与理论曲线符合程度的可能影响，可联立 (6) 式和 (7) 式，并代入 $m=\pi R^2\rho$，经整理后可得

$$I/R^2=\frac{\pi c\rho g}{B_0}e^{kh}. \tag{9}$$

由 (5) 式可知较大的 $R$ 对应较大的 $I$. 因而,当考虑 $m$ 随 $R^2$ 的变化时,对图 3(a) 上观测点位置的修正将改进观测和理论的符合程度. 把日珥 $P_2$ 4个时刻对应的 $I$、$R$ 和 $h$ 值代入 (9) 式,并由最小二乘法求解 $B_0$ 和 $k$ 的最佳值,可得 $B_0 = 600\text{Gs}$, $k = 8.98 \times 10^{-10}\text{cm}^{-1}$ (即 $2X_0 = 3.5 \times 10^4\text{km}$). 这个结果显然是合理的. 图 4 给出根据 (9) 式和上述参数 ($B_0$, $k$) 所作的理论曲线,及其与观测值的比较. 这里所显示的符合程度比图 3(a) 好,即观测结果完全与 KS 模型相符.

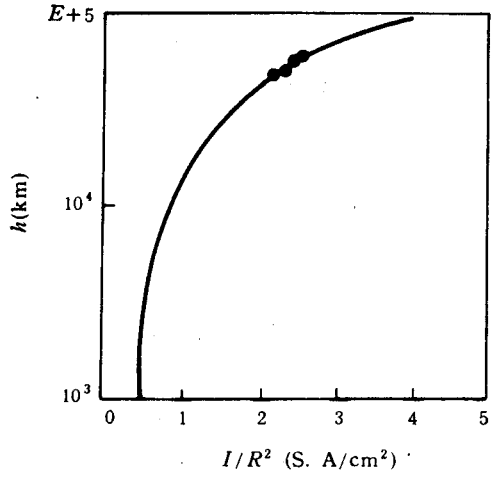



图 4 平衡高度与 $I/R^2$ 的关系

Fig. 4 The dependence of the equilibrium height on the ratio of the current intensity to $R^2$

## 四、讨论和结论

1. Vršnak 等人也曾利用 KS 模型讨论螺旋日珥的稳定性,但他们所取的电流回路位于活动区光球中,因而日珥电流的力学平衡必须考虑虚镜电流的作用,即平衡方程为

$$\frac{I^2}{c^2 h} + \frac{IB}{c} = mg. \qquad (10)$$

上式比 (6) 式增加了一项镜电流的向上作用力 $\frac{I^2}{c^2 h}$. 为了比较 (6) 式和 (10) 式所表示的物理规律上的差别,我们给出相同背景磁场中,利用 (10) 式作出的日珥平衡高度-电流强度曲线(见图 3(c)). 与图 3(a) 相比,在 $I$ 小于 $3 \times 10^{10}$A 时,两种回路的曲线基本相同,平衡重力的主要是日珥电流与背景磁场相互作用的 Lorentz 力. 随着日珥高度增大,背景磁场急剧减小,而使镜电流的作用变得重要起来,于是两种曲线出现较大差别. 若把日珥 $P_2$ 4个时刻的观测值同样点在图 3(c) 上,则可发现它们与理论曲线的符合程度不如图 3(a). 考虑到一般宁静日珥高度较大,它内部电流的形成和变化不一定与它下面的光球层有密切关系,因而它的主要电流回路不一定位于它下面的光球层中,也就可以不考虑镜电流在日珥力学平衡中的作用. 但这并不排除在某些情况下必须计及镜电流的存在.

2. 将其它 3 个宁静日珥和 2 个爆发日珥的电流强度值以及对应的观测高度值都点到图 3 上,可以发现 3 个宁静日珥都不能在 KR 模型的曲线 (图 3(b)) 上找到平衡位置;而在两种 KS 模型(图 3(a)、3(c)) 上却能与某条平衡曲线相对应. 这表明所有宁静螺旋日珥均为 KS 型. 对于 2 个爆发日珥,它们虽能在图 3(a) 上找到合适的平衡位置;但更有意义的是,它们在图 3(b) 和图 3(c) 上均处在不稳定区域中,这里任何小扰动都可使它们快速上升. 由于观测已确定它们的爆发性质,因而可认为,用具有镜电流的日珥模型——KR 模型或由 (10) 式确定的 KS 模型描述它们是合适的.

3. 基于上面的讨论,我们认为,可能存在两类物理本质不同的日珥爆发现象: 一类是重力场中由背景磁场和日珥电流互作用所构成的日珥整体动力学行为所确定. 即由存在

镜电流的 KS 模型和 KR 模型描述的电流-平衡高度曲线(图 3(b)、(c)) 存在临界点，当日珥整体电流达到某一临界值时，电流的继续增长将导致日珥突然快速上升，从而出现爆发现象．这正是文献 [3] 和 [6] 所讨论过，并为本文所引用的 2 个爆发日珥观测资料所证实的．此外，还可能存在另一类由日珥内部的等离子体不稳定性(例如扭曲不稳定性)导致的日珥爆发现象，Hood 和 Priest 对此进行过研究[11,12]．然而，不管是哪类性质的爆发现象，引起日珥爆发的根本原因都是由于日珥电流强度的增大．而增大的原因无疑是活动区 MHD 过程的结果．目前的观测和理论研究都倾向于光球物质的剪切运动和会聚运动等可使活动区电流增强，从而为日珥爆发，甚至耀斑的发生准备条件．Vršnak 等人对几个螺旋日珥稳定性的分析，仅局限于日珥整体动力学过程的稳定性问题．在这个意义上，不论是应用 KR 模型，还是具有镜电流的 KS 模型，日珥 $E_1$ 和 $E_2$ 都是不稳定的．但由于它们的磁力线扭转极大，同样也使它们处于由 Hood 和 Priest 所讨论的扭曲不稳定性区域中．在没有更多观测资料的情况下，还很难判断它们是属于哪类性质的爆发．然而，有一点可以肯定，只要日珥电流足够大，达到任何一类临界值，都将出现日珥爆发现象．

综上所述，可得如下结论：

(i) 通常可用无力场位形，例如 Lundquist 场来表示宁静日珥内部的电流和磁场分布．

(ii) 不考虑虚镜电流的 KS 模型，可能是描述宁静日珥整体电流特性的一种较好模型．

(iii) 可能存在两类导致日珥爆发的物理原因，它们分别由日珥内部的等离子体不稳定性以及日珥整体的动力学性质所决定．但根本原因都是由于日珥内部的电流分布以及整体电流强度的变化所引起．

## 参　考　文　献


[1] Kippenhahn, R. and A. Schlüter, *Z. Astrophys.*, Vol. **43**, p. 36, 1975.
[2] Vršnak, B. et al., *Solar Phys.*, Vol. **116**, p. 45, 1988.
[3] 许敖敖和吴桂平，天文学报，第 **31**卷，第 187 页，1990.
[4] Ruzdjak, V., *Pub. Astron. Obs. Sarajero*, Vol. **1**, p. 205, 1981.
[5] Vršnak, B. and V. Razdjak, *Hvar Obs. Bull.*, Vol. **6**, p. 123, 1982.
[6] Van Tend, W. and M. Kuperus, *Solar Phys.*, Vol. **59**, p. 115, 1978.
[7] Vršnak, B., *Hvar Obs. Bull.*, Vol. **9**, p. 61, 1985.
[8] 许敖敖和唐玉华，宇宙电动力学导论，高等教育出版社，第 80 页，1987.
[9] Vršnak, B., *Hvar Obs. Bull.*, Vol. **8**, p. 13, 1984.
[10] Kuperus, M. and M. A. Rraadu, *Astron. Astrophys.*, Vol. **31**, p. 189, 1974.
[11] Hood, A. W. and E. R. Priest, *Solar Phys.*, Vol. **64**, p. 303, 1979.
[12] Hood, A. W. and E. R. Priest, *Solar Phys.*, Vol. **66**, p. 113, 1980.
[13] Ruzdjak, V. and B. Vršnak, Proc. Workshop Solar Mox. Year, Vol. **2**, p. 256, 1981.

# PREMINENCES WITH HELICAL STRUCTURE AND KIPPENHAHN-SCHLÜTER MODEL

Xu Ao-ao

*(Department of Astronomy, Nanjing University)*

## Abstract

Using observed data of quiescent prominences with helical structure, the current properties of the quiescent prominences are studied with (i) the magnetic field inside prominences is force-free, (ii) the basic characteristics of prominence current is described by Kippenhahn-Schlüter model. The results are compared with Kuperus-Raadu model. They indicate that (1) the magnetic field and current inside prominences must be force-free; (2) Kippenhahn-Schlüter model without mirror current may be a better model of quiescent prominebces; (3) there are two kinds of physical reasons causing the eruption of prominences.

**Key words** Quiescent prominences, Current circuits, Kippenhahn-Schlüter model