

太阳耀斑MHD理论简评

曹天君

许敖敖

(中国科学院紫金山天文台) (南京大学天文学系)

提 要

本文概略地回顾及评述了早期的太阳耀斑理论模型,并介绍了目前国际太阳物理界在地面高分辨观测资料和空间观测资料分析基础上对此课题研究的主要倾向。着重讨论了耀斑理论模型中的磁流体力学方面的问题,并指出了其存在的问题。

太阳耀斑是太阳大气中激烈的爆发现象,它可以在几十分钟时间内释放 10^{30} — 10^{32} 尔格的能量。这种能量释放表现为在很宽波段上的电磁辐射和高能粒子的发射。前者的波段范围可从 0.02\AA ($\sim 6.1\text{MeV}$) 直至 10 公里 (30kHz), 其中某些波段上表现为连续发射,而在另一些波段上则表现为线发射,有时也为两者的结合。不同的耀斑可呈现不同的频谱分布。

但是,一般说来,所有耀斑往往都在 $H\alpha$ 谱线上呈现很强的发射。这也是为什么常常利用 $H\alpha$ 单色光望远镜来巡视并观测耀斑的原因。在总结几十年来 $H\alpha$ 耀斑观测和近年来高空观测资料的基础上, Svestka 已经在 [1] 中概括出耀斑的基本特征达三十七个之多。可想而知,耀斑是一个相当复杂的太阳大气爆发现象,不同的耀斑可以呈现不同的形态及辐射特征。至今还没有一个理论能对上述的基本特征作出较完整的令人满意的解释。

耀斑理论包括多方面的问题,主要有,磁能如何贮存并释放? 宏观及微观水平上究竟是何种不稳定性在起作用? 粒子如何加速到高能? 什么因素驱使各种等离子体的运动? γ 射线—X 射线—可见光—无线电波是如何产生的等等。其中包含着大量磁流体力学、等离子体物理、光谱学、辐射转移等方面的问题。

本文只限于讨论耀斑的 MHD 理论(至于粒子加速的问题,五年前 Heybaerts^[2] 已作出了综合性的评论); 包括回顾及评述早期的耀斑理论,这对不断改进和发展耀斑理论是十分必要的; 然后讨论耀斑 MHD 理论的近况及其最新发展。

一、早期的耀斑理论

从耀斑期间所释放的总能量 10^{30} — 10^{32} 尔格和耀斑前后的磁场形态、色球形态的变化来看,绝大多数太阳物理工作者认为,只有活动区中的磁场能量才足以提供耀斑的能量和解释形态的变化。所以早在五十年代之前,有些太阳物理工作者就已从事这方面的理论研究。由于耀斑常常出现在太阳活动区磁场中性线附近, Giovanelli^[3-5] 于 1946 年首次提出了中性点

1984年4月18日收到。

1985年4月19日收到修改稿。

耀斑理论。接着, Sweet^{[6],[7]}、Syrovatskii^[8-10]、Sturrock^[11-18] 先后发展并完善了这方面的理论,认为耀斑的产生是由于中性电流片中的磁能湮灭,形成了耀斑物理中最具生命力的耀斑“中性电流片理论”。为了进一步改进和完善耀斑理论,回顾和概括一下早期的几个主要耀斑理论是十分必要的。

1. 耀斑机制

很久以前,人们已认识到活动区中的环(loop)包含着足够多的能供耀斑释放的能量。例如半径 5Mm、长 100Mm、磁场强度为 500G 的环,扭转 2π 角,它能贮存 3×10^{30} 尔格的能量。而半径 20Mm、长 100Mm、磁场强度为 500G 的环,扭转 $\pi/4$ 角,能贮存 6×10^{32} 尔格的能量。这也就是说,前者可对应于一个小耀斑的能量,而后者对应于一个大耀斑的能量。但是,最大的问题是,这么大的能量以什么形式释放? 如果以欧姆耗散形式释放,则时间尺度成了相当大的问题。

因为扩散时间 $\tau_0 = l^2/\eta$, $\eta = 10^9 T^{-3/2} m^2 s^{-1}$, l 是磁场变化的特征长度, η 是磁扩散系数,则对应于 10Mm 长度并具有 $10^4 K$ 温度的区域,欧姆耗散时间约为 10^{11} 秒。这对耀斑而言实在太长了。因此,把耀斑设想为在电流片中形成的物理过程更为合理。

Sweet^{[6],[7]} 曾指出,电流片可以在两个相互接近的偶极黑子群之间形成。这个电流片即为两个受压缩的反向磁力线区(图 1), 其中心区域磁场垂直分量近似为零(图 2)。利用这个区域中的质量守恒、动量守恒和磁场扩散方程,可以求得,

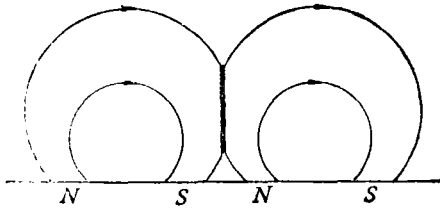


图 1. Sweet 机制中电流片的形成。

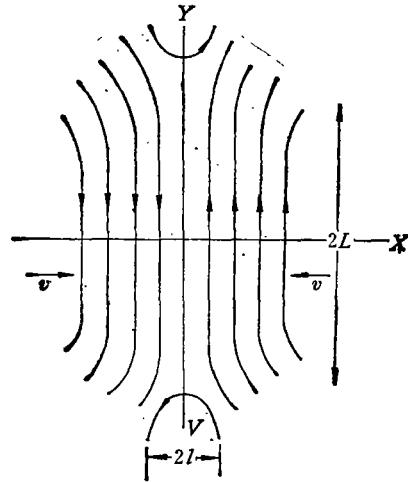


图 2. 电流片的磁位形。

$$Lv = lV$$

$$V = B/\sqrt{4\pi\rho}$$

$$v = c^2/l\sigma = v_A R_0^{-1/2}$$

其中 R_0 为磁雷诺数。即磁场湮灭速率是阿尔文波速的 $R_0^{-1/2}$ 倍。由于太阳活动区中通常 R_0 很大,因而欧姆耗散的时间仍然可以相当长。这是 Sweet 机制的致命弱点,它必须要求一个很小的电流片宽度 l 和较小的电导率 σ 。

六十年代初, Petschek^[19] 在 Sweet 机制的基础上提出了快速重连的物理机制。他认为当

两个反向磁场在垂直于电流片方向上存在磁场分量的情况下(图 3), 电流片中除了有一个欧姆耗散起主要作用的“扩散区”外, 还会存在着一对自中心向外传播的阿尔文波(或慢磁激波)。这个图象类似于流体力学中两个反方向射流的碰撞。在稳定的情况下, 向电流片中心的流体运动与从中心向外的阿尔文波(或慢磁激波)保持平衡, 以发生稳定重连。由于波的传播速度为 $v_w = B_n / (4\pi\rho)^{1/2}$, 则“波动区”中流体流动速度与磁场垂直分量 B_n 有关, 而与电导率 σ 无关(图 4)。

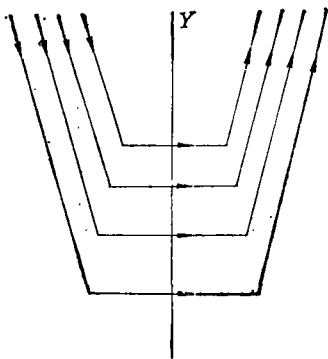


图 3. Petschek 机制的磁位形。

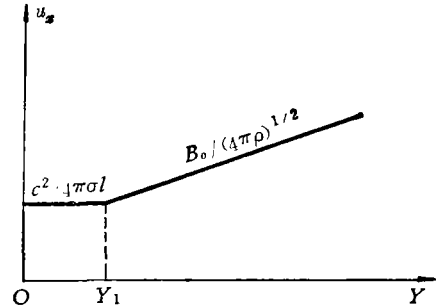


图 4. Petschek 机制中的流速。

在实际的电流片中(图 2), 扩散区仅仅只是存在于 $y \sim 0$ 附近的中心小区域内。在这个区域内, 欧姆耗散是主要的耗散机制, 湮灭速率 $u_x = c^2 / 4\pi\sigma l$ 。但是稍离开中心部分往外, 由于 B_n 的存在并增大, 则以波动耗散代之, 其湮灭速率 $u_x = B_n / (4\pi\rho)^{1/2}$ (图 4)。该波动区由四个稳定的阿尔文波(或慢磁激波)所固定。

在 Petschek 机制中, 由于考虑了波动效应, 除欧姆耗散发生在中心部分之外, 波动效应还可以在 y 方向上加速等离子体, 这将大大扩大磁能转化的区域, 加剧了湮灭速率。考虑到电流片的稳定性, 计算可得极大湮灭速率为 $0.1v_{Ae}$ (v_{Ae} 是外部的阿尔文速)。Petschek 机制是目前在许多电流片耀斑模型中经常采用的物理机制。

2. 早期耀斑模型

(1) Sweet 模型和 Gold-Hoyle 模型

图 1 给出了在两个相互接近的偶极黑子群之间形成的中性电流片耀斑模型。这是 Sweet 继 Giovanelli 之后首先提出的电流片耀斑模型。如上所述, 电流片中是由于焦耳耗散释放磁场能量的。

与此模型相类似, Gold 和 Hoyle^[20] 提出了由两对偶极黑子形成的扭转磁流管之间产生的电流片(图 5)。当两个异极性黑子向相反方向转动时, 对应的磁流管会反向扭转。这时, 两根磁流管的方位磁场分量之间会形成一个电流片, 电流片中的磁场湮灭将产生耀斑。

但是, 由于当时对电流片性质的理解还很肤浅, 特别是所采用的物理机制仅仅停留在 Sweet 机制的基础上, 致使这两个模型与实际观测结果还很不一致。这种不一致不但表现在能量释放的时间尺度上, 同时还对产生耀斑的黑子位形要求苛刻, 既要求有相对挤压, 还要求有反向旋转, 这与大多数观测结果是不相符的。

(2) Syrovatskii 模型

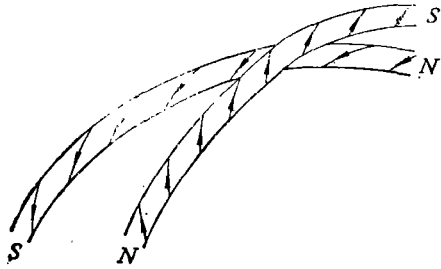


图 5. Gold 和 Hoyle 模型中电流片的形成。

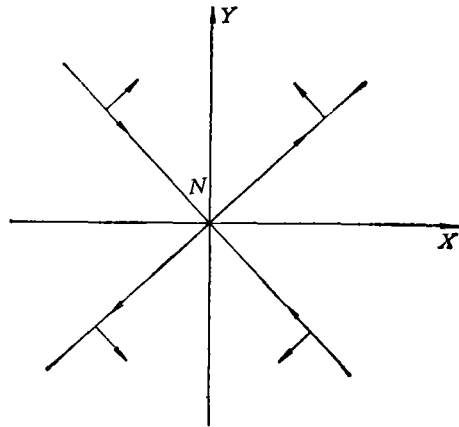


图 6. Syrovatskii 模型中电流片的形成。

对含有一个X型中性点 N 的无电流磁场, Dungey^[21]已指出, 假如磁源能移动, 则该中性点 N 是局部不稳定的, X型中性点 N 会瓦解成电流片。设在无电流情况下(见图6),

$$\begin{cases} B_x = y \\ B_y = x \end{cases}$$

如果磁场稍稍扰动成

$$\begin{cases} B_x = y \\ B_y = ax \end{cases}$$

当 $a > 1$, 则扰动之后所引起的电流密度 $j_z = (a-1)/\mu$ 会产生一个 Lorentz 力, 使磁力线位形象剪刀一样剪紧。

Syrovatskii^[8-10]在上述局部分析的基础上, 研究了当两个磁源以速度 v_0 接近 δ 距离时, 所产生的磁场演化。

当磁源移动速度 $v_0 \gg v_s$ (声速)时, 并移动足够大的距离 δ 时, 根据理论推导, 会形成三个等离子体压缩区(见图7), 两个在中性片两端 $\pm(2\delta)^{1/2}$ 处, 而另一个在中性点 N 处。Syrovatskii把中性片两端的两个密集区解释为双带耀斑中的“双带”。但是, 与观测不相符的是, 这里的双带在初始形成过程中必须以阿尔文速度抛出。

另一个重要的特点是, 计算表明当 δ 足够大时, 在 $r=r_s$ (r_s 为气体压力与磁压力相等的位置距离), 电子传导速度 $u = j/ne$ 会超过电子热运动速度 $(kT_e/m_e)^{1/2}$ 。这时, 在电流片中将发生离子声波湍动, 增强的电阻率会加热等离子体, 产生 Ha 增亮和软 X 射线增亮。

Syrovatskii 耀斑模型存在着两个问题: (1) 他认为能量不是在耀斑之前预先贮存于太阳大气之中, 而是假设在初相期间从下面传到中性片的。但观测表明, 光球磁场在耀斑发生之前瞬间没有明显变化。(2) 当 u 超过电子热速度时, 离子声波仅仅出现在初始阶段, 这种湍动会导致等离子体越过磁场而扩散, 足以能阻止 u 继续扩大为相对论性速度。

(3) Sturrock 模型

在六十年代后期, Sturrock^[11-16]曾提出在偶极黑子中部的暗条上空, 由于某种原因可以形成一个Y型中性点, 其上层的磁力线呈开放形, 下层为封闭形(见图8)。这样的磁场位形

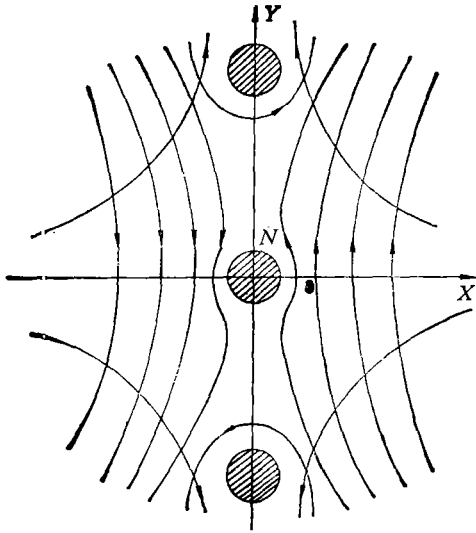


图 7. Syrovatskii 模型中的电流片和磁位形。

曾被日全食时所观测到的盔状冕流所证实。

这个模型在当时十分流行,这不仅是由于它的位形可由观测证实,而且,它还能解释很多耀斑观测特征。在 Y 型中性点处,由于电流片内部磁力线的重连而释放大量能量。从重连区出来的高能粒子沿着磁力线向下,运动至足根,轰击色球产生色球亮带。同时封闭在磁力线环内部的电子会产生 IV 型射电爆。向上部分将沿开放磁力线逃逸,产生 III 型与 II 型射电爆。

但是,随着对电流片性质的深入研究,发现此模型的主要问题是:究竟是什么机制驱使电流片中发生重连。事实上,由于 Y 型中性点两边,在重连过程中没有新磁流继续向内运动和补充,所以在电流片中仅仅只能发生撕裂模不稳定,而不能产生 Petschek 快速重连。虽然,撕裂模不稳定性能以足够大的增长率来解释耀斑的时间尺度,但撕裂模本身不能释放足够的磁能,而仅仅只释放电流片中开始所包含的能量。并且,撕裂模不稳定仅仅只能在电流片中产生小尺度运动和欧姆耗散,不会造成急剧的等离子体运动。

对此,Sturrock 提出,撕裂模的非线性发展可以成为 Petschek 机制,从而引进快速重连来弥补理论上的缺陷^[22]。但它需要一定的边界条件,因为 Petschek 机制中的流动要求存在明显的压力梯度。另一方面,无力场爆发成 Sturrock 模型中的初始电流片位形,在理论上还是一个值得探讨的问题。而且,由于电流片位于日冕中,其磁场强度远小于色球和光球,显然日冕磁场能量不足以满足耀斑能量的需要。

(4) 电流中断模型: Alfvén-Calqvist 模型

一般认为,在活动区大气中存在着磁环,这种磁环可以是扭转的(图 9)。于是环中将存在电流。当电流密度足够大时,且满足

$$|\dot{i}| > i_c = n_e \left[\frac{kT_i}{M_e} \right]^{1/2}$$

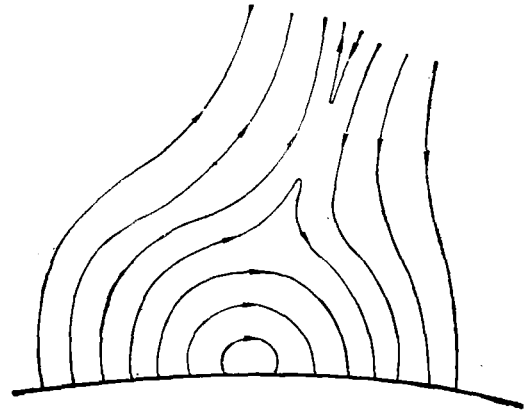


图 8. Sturrock 耀斑模型。

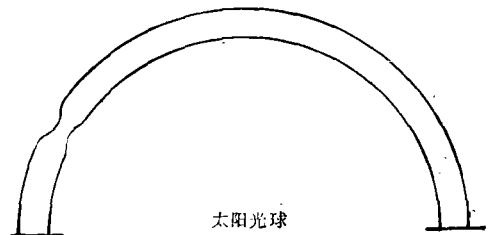


图 9. 电流中断模型中的电流环。

时, 环中等离子体的任何局部扰动, 都将发生电流相关不稳定性 (current dependent instability), 引起环中出现高阻抗区, 从而导致电流环的中断^{[23], [24]}。

此时, 它会释放储存在电流环中的全部能量,

$$W_f = \frac{1}{2} LI^2$$

对于环半径 $R \sim 10^7 - 10^8$ 米, 环截面半径 $r_0 \sim 10^5$ 米的磁环, 求得其自感系数 $L = 3 - 30$ (H)。当环电流 $I = 10^{10} - 10^{12}$ (A) 时, $W_f = 10^{20} - 10^{22}$ 尔格。它足以提供一个耀斑的能量。能量的释放集中在高阻抗区中, 在高阻抗区里加速的电子产生微波爆, 加速的离子在太阳活动区大气中造成各种光学及 X 射线耀斑现象, 并在日地空间和地球上产生太阳宇宙射线。

尽管电流中断模型太简单了些, 但却是所有无电流片模型中最引人注意的一个。它最大的优点在于直接涉及并解释了粒子的加速, 这个过程还被其他作者考虑为耀斑脉冲相期间质点第一次加速的可能机制。Smith 和 Priest^[24]曾对这个模型提出一系列的反对意见: 指出在完全电离气体中, 离子-声电流不稳定性的发展快于电流相关不稳定性, 因此前者将代替后者作为电流耗散机制; 此外, 离子-声电流不稳定性将引起湍动电导率, 它将阻碍质点被有效地加速到超热能量, 于是, 结果将是加热而不是加速。因此, 他们指出电流的极限将是一种加热机制而不能作为一种合适的质点加速机制。可是, Spicer 却指出, 模拟实验证实了电流中断模型的正确性。这个模型仍然是一个用来解释耀斑中质点第一次加速的良好机制。

耀斑现象是一个复杂的物理现象。在作者的讨论中, 仅考虑了一个相当简单的电流系。可是, 这个模型显然存在着进一步发展的条件。正如作者自己所指出的, 可以认为耀斑的能量贮存在几个电流暗条里, 这是完全可能的。它意味着在某一段时间内释放的磁能仅仅只是其中的一部分 (只是一个电流暗条的能量), 其余能量稍后再释放。这样也就可能出现一些重复的、复杂的事件, 更有利于解释耀斑的物理过程。

(5) 阿尔文波模型: Piddington 模型

Piddington 认为^{[26], [27]}, 耀斑现象是由一系列分离事件所组成。这种分离可以是时间上的, 即耀斑按时间先后有“预热”相、闪光相 (包括脉冲相和爆发相) 和衰减相 (后相)。不同的位相存在着不同的事件。也可以是空间上的, 如向外抛射的磁流会引起行星际爆震波 (Blast),

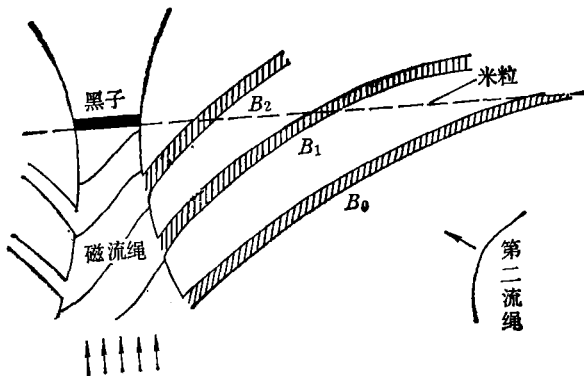


图 10. Piddington 设想的活跃区磁场位形。

向下的粒子流会引起热耀斑。而这些分离事件是通过活动区磁场结构使其相关在一起的。图 10 表示黑子是由生根于光球之下的母磁流绳组成, 以扭曲形式储存大量的能量。在浮现的过程中, 由于 B_0 分量的减小而失去内聚力, 母磁流绳会松散成小股延伸在太阳大气中, 如图 11。图 11 中的每一根流绳对应于图 12 中的 16 根。另一方面, 每一根磁流绳既是扭转的, 又是剪切的。

当第二根母流绳与图 10 中的第一

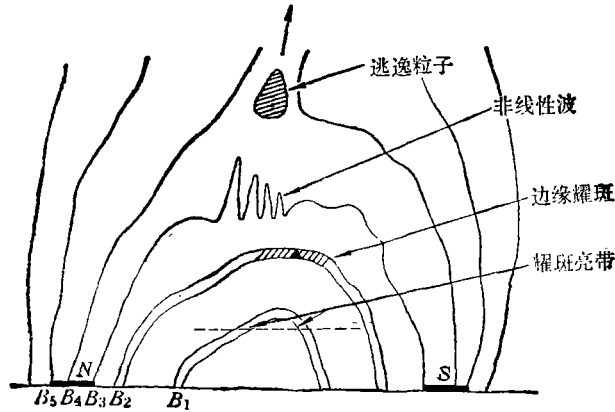


图 11. Piddington 耀斑模型。

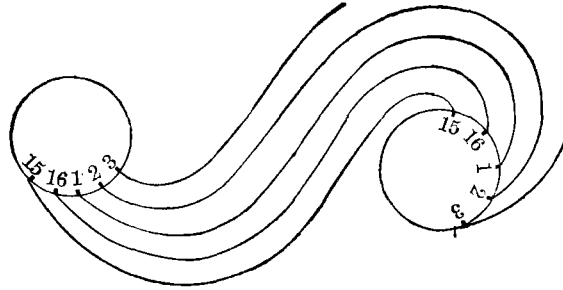


图 12. 母磁流绳的松散结构。

根相碰撞时, 则会以阿尔文波的形式依次使 B_0, B_1, B_2, \dots 磁流绳增能, 并往上传递, 因而将以单带耀斑发亮开始, 并发展成双带。当阿尔文波耗散之后, 又会以谱斑代之。而这种母磁流绳的碰撞, 在实际观测中是以两个异极性黑子的靠近来表征的。

如果扰动磁场 b 和扰动速度场 u 分别为 160 高斯和 1 公里/秒, 而流绳的非扰磁场强度为 1,000 高斯, 光球层密度取 $\sim 2 \times 10^{-7}$ 克/厘米³, 则在 1,000 秒时间内, 面积约 10^{20} 平方厘米的耀斑区域上, 通过阿尔文波耗散能提供 10^{32} 尔格的能量。

由此可见, 这种耀斑模型不需要耀斑能量的预先贮存, 而是由在耀斑过程中从光球下层向上传播的阿尔文波所提供。这是 Piddington 模型与上述其他模型主要不同之处。但是, 理论计算表明这种阿尔文波不易耗散。Uchida 和 Kaburak^[26] 的研究指出, 慢磁声波的耗散可以很有效, 而阿尔文波可以非线性地与慢磁声波耦合, 所以这种模型可能对活动区上空的加热是合适的。目前还不清楚它对急剧的耀斑加热能应用到什么程度。

二、耀斑 MHD 理论的趋向及存在问题

七十年代以来, 一方面是对磁场重连过程和电流片理论的更进一步的理解; 另一方面由于地面高分辨光学及射电观测资料的取得, 和美国的 SMM 卫星、日本的火鸟卫星新的空间

观测成果,使耀斑理论在原来基础上有了新的发展。特别是从活动区高分辨磁场的观测中发现,在一些耀斑爆发之前,活动区中出现新浮磁流^[29]。在此观测基础上提出了耀斑过程的新浮磁流模型^{[30],[31]}。这个模型在一定程度上是对 Sweet 模型的发展和修正。它以不同的磁流系统代替 Sweet 模型中的单一磁流系统。越来越多的观测资料证明这一模型具有极强的生命力。而天空实验室上取得的“热”耀斑后环的资料,对 Kopp-Pneuman 模型^[32]的主相给了有力的支持,在许多方面又都归属到 Sturrock 模型的早期图象。这些都使我们对耀斑现象的理解趋向于深刻和完整。

1. 新的观测结果

下面简单介绍几个主要观测结果:

(1) 在日面耀斑刚发生时,即脉冲相刚开始时,观测常常发现 X 射线波段中谱线的加宽和紫移。与此同时,在该区域上出现密度的增强^[33]。这被认为是色球物质蒸发所致。蒸发可能由高速电子流所驱动,它也是提供热耀斑等离子体的物质源。

(2) 高温耀斑在软 X 射线中呈现为一个弧(loop, arcade)。这种结构并不说明耀斑与电流片无关,因为弧中同样可以存在电流片。

(3) 高分辨磁图显示,在耀斑之前或耀斑期间,活动区有新磁流从光球下浮现出来。例如在一个特殊活动区中,16 个耀斑中有 15 个发生在新浮磁流区域附近,并以新浮磁流为前导^[35]。又如 1981 年 4 月 7 日—11 日和 1980 年 5 月 21 日这两个活动区(它们是 1981 年在法国 Annecy 举行的 SMY 学术讨论班上主要讨论的活动区),也都显示出新浮磁流和耀斑爆发间的密切关系。

尤其是耀斑活动区速度和强度同时观测的结果^[36],强烈支持新浮磁流触发耀斑的观点。新老磁场界面上形成的电流片中的磁场重连,造成活动区中三个点同时最早发亮。它们也就是由 Rust 等人所发现的初始耀斑亮点的位置:新浮磁流处以及附近暗条的两个端点处。这是支持耀斑过程的浮现磁流模型的最重要的观测事实。

2. 耀斑发展过程的基本特征和分类

总结地面和空间观测的大量资料,典型的双带耀斑的发展过程大致分如下几个阶段^[37]:

(1) 耀斑前相(preflare phase) 耀斑活动区暗条变得活动(包括暗条变黑、变粗和作缓慢上升运动等);周围日冕中软 X 射线辐射增强。有时也观测到新磁流在暗条附近(甚至直接在它的下面)浮现以及暗条中物质的流动。这个相可持续一小时。

(2) 脉冲相(impulsive phase) 耀斑现象突然以激烈的形式显示,出现 H α 亮结和时标为几秒的具有复杂锐结构的硬 X 射线爆,并发生快速粒子的加速;同时也观测到微波脉冲爆和其他形式的射电爆发。它的持续时间为 100—1,000 秒。

(3) 闪光相(flash phase)(或称爆炸相——explosive phase) 色球耀斑的强度和面积随着辐射的快速增强而迅速增大,它填满暗条两旁的耀斑双带;有时也伴随有猛烈的物质抛射。活动暗条有时仍然存在,有时则完全消失。它持续约 300 秒左右。

(4) 主相(main phase) H α 辐射和 X 射线辐射从极大强度缓慢下降;H α 耀斑双带彼此分开,连接 H α 双带的 X 射线环和 H α 环缓慢升高,而环中物质沿环有明显的下落迹象。这个相可持续几小时,如果计及那些被称作耀斑后环的现象的话,则可达一、二十小时^[32]。

必须指出, 并不是所有双带耀斑都准确遵循上述模式。在不同时标下可能有较大变化, 并且可能缺少耀斑前相和脉冲相; 脉冲相也可能在闪光相以后出现。

根据耀斑的各种观测特征, 目前倾向于把耀斑大致分成具有不同物理机制的两大类:

(1) 单环耀斑(single loop flares, 或称密集耀斑[compact flares]) 这类耀斑较小, 典型特征为单个弧的增亮, 其在太阳大气中的高度一般达 10Mm; 位置和形状在整个过程中基本不变; 温度可达 $2 \times 10^7\text{K}$, 密度可上升至 $10^{17} - 10^{18}\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 。

(2) 双带耀斑(two-ribbon flares) 一般大耀斑都以双带耀斑形式出现, 它常常与活动区暗条的激活相关。活动区暗条首先向外爆发, 然后暗条两侧形成 Ha 亮带, 双带分离的典型速度为 $2 - 10\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。耀斑主相中可观测到 Ha 亮带由后环的上升弧相连。耀斑后环中冷的 Ha 弧位于热 X 射线弧之下。其详尽的物理过程前面已经阐述。

双带耀斑与伴随它爆发的宁静暗条不但物理机制密切相关, 而且从磁场观点来看, 两者也极其相似, 仅仅只是尺度和磁场强度上的差异。因此, 研究双带耀斑首先应该研究暗条爆发的机理, 因为暗条的磁场结构更为简单。

3. 现代耀斑 MHD 理论的基础

综合全部耀斑观测资料进行分析研究, 发现现代耀斑 MHD 理论主要包括如下三个方面:

(1) 环中物质的流动

环是耀斑结构中的基本部分。许多作者处理了这方面的流体力学问题^[37-48]。他们求解给定形状的环中的一维流动, 其流体力学方程组为

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial v}{\partial s} = 0$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = - \frac{\partial p}{\partial s} + \rho g \cos\theta_{(s)}$$

$$p = R\rho T$$

$$\frac{\rho}{r-1} \frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial s} \left(k_t \frac{\partial T}{\partial s} \right) - p \frac{\partial v}{\partial s} - R + H$$

上式中 $\theta_{(s)}$ 为环在距离 s 处与垂直方向的夹角, R 为辐射, H 为加热。所得结果表明, 当突然出现附加的热源时, 一对传导前锋和激波分别离开源的位置, 沿环的两腿向下传播。它们到达环足时加热色球, 造成色球物质向上扩张(即蒸发), 以热密的等离子体充满环中。以后, 等离子体由于辐射和传导而冷却, 并重新下落。与此同时, 还发现环中存在振荡, 其周期约为声波沿环传播所需之时间。

对此过程进行数值模拟存在许多困难, 即使是同样的初始条件和同样的边界条件, 但在环顶处所得的密度值仍然存在量级上的差别。其主要原因可能是模拟的区域太窄, 而且只是模拟了色球的辐射转移; 此外把磁流管当作刚性管处理以及不考虑环与外界的互作用, 也将影响结果的正确性。

(2) 磁重连

磁力线的折断和重连能以几种方式出现。它可以在电流片中以线性撕裂模不稳定性的形式发生, 其时标大致为

$$\tau_{i_{mi}} = (\nabla_d \tau_A)^{1/2}$$

扩散时间 $\tau_d = d^2/\eta$, 阿尔文时间 $\tau_A = d/v_A$ 。辐射撕裂模^[44]的时标要短得多。但是光球中磁力线足点的系连效应一般能阻止不稳定性的发生^[45]。看来磁流管的直接电阻扭曲不稳定性或柱体撕裂模不稳定性, 不象是有生命力的耀斑机制。

重连也可能由稳定重连的快速非线性 Petschek-Sonnerup 模所驱动。其中, 中心扩散区两端分叉成两对慢磁声激波^{[191, [46]}, 在激波中磁能转化成一对热快速射流的热能和动能。

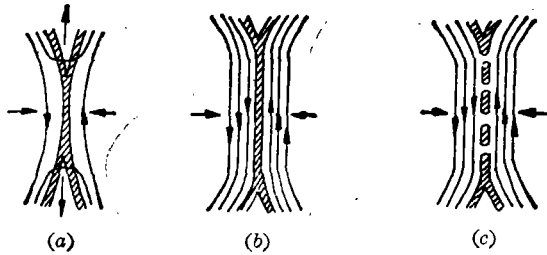


图 13. 快速磁重连的几种形式。

目前在磁重连领域中已进入数值模拟时代, 数值模拟提供了新的有意义的结果^[47]。首先, 它证明了在非线性的发展中, 当外部流动的边界条件是自由时, 撕裂模能演变为快速 Petschek-Sonnerup 模。其次, 它也显示了一种非常快速非线性重连的新形式(如图 13 所示)。

图 13 中的形式(a)就是前面所提到的 Petschek-Sonnerup 形式。它仅仅适合于离

电流片距离较大处的流入速度 v 小于某个极大值 v_{\max} 时

$$v < v_{\max}$$

v_{\max} 的典型值为 $0.01v_A - 0.1v_A$, v_A 为大距离处的阿尔文速度。数值模拟的新结果是发现了向外射流中的快模激波, 它将使大量动能变成热能^[48]。

形式(b)是磁流堆积的形式^{[49], [50]}, 它出现在

$$v > v_{\max}$$

这时不能驱动磁流快速重连, 而是中心电流片长度增长。

在上述两种形式中, 当中心电流片的长度 L 满足

$$L > L_{\max}$$

将出现新的脉冲重连^{[49], [50]}。电流片趋向于不稳定从而发生第二次撕裂和快速重连, 电流片被打碎成一系列磁岛或电流纤维。其结果是在一系列爆发中快速地释放能量。

(3) 与耀斑有关的基本磁不稳定性

(i) Kink 不稳定性

考虑一个长为 $2L$ 的弧, 它们的端点是自由的, 当它绕轴旋转 ϕ 角, 则它的平衡可以由一个柱对称的无力场 $(0, B_\phi(R), B_s(R))$ 所模拟, 即

$$\frac{d}{dR} \left[\frac{B_s^2}{2} \right] + \frac{B_\phi^2}{R} = 0$$

绕缠量 $\phi(R) = \frac{2L}{R} \frac{B_\phi}{B_s}$ 。对这种两端自由运动的流管, Kruskal^[51], Shafranov^[52], Tay-

lor^[53] 都曾研究过它的稳定性, 它对所有波数 $k < \frac{\phi}{2L}$ 的扰动都是不稳定的。

事实上, 太阳大气中弧的不稳定性不是那么容易产生的。这是由于它的两端端结在太阳

表面上, 而并非是自由的。这种所谓光球系连效应(line-tying effect), 存在着强有力的致稳作用, 密集的光球等离子体使弧足处垂直于磁场方向的扰动 ξ_{\perp} 为零。Raadu^[54], Giachetti 等人^[55], Hood 和 Priest^{[56], [57]}, Einaudi 和 Van Hoven^[58] 等都相继研究过这种系连效应。他们的一致结论是, 对小扭缠而言, 磁流管是稳定的, 但当扭缠超过一定的临界值 ϕ_{crit} 时, 就成为不稳定。Hood 和 Priest 发现不稳定阈值 $\phi_{\text{crit}} \sim 2.5\pi$ 。

(ii) 电阻 Kink 不稳定性

线性化的感应方程为

$$\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0) = \eta \nabla^2 \mathbf{B}$$

在奇异层中, $\nabla \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0) = 0$, 这时右边的电阻项非但不能忽略, 反而变得十分重要。在电流片中, 同样应考虑电阻的作用。Furth 等人^{[59], [60]} 求解了边界层(即电流片)外部的理想 MHD 方程和内部的电阻方程。然后在界面上使两个解衔接, 便得到平面撕裂模不稳定性的物理性质。长波扰动增长最快, 其增长率为

$$\omega = \tau_D^{-1/2} \tau_A^{-1/2}$$

若将平面分析式展开成柱形, 则撕裂模的最大增长率为

$$\omega = \tau_D^{-1/3} \tau_A^{-2/3}$$

它比平面撕裂模增长得快。

上述两种磁不稳定性在单环耀斑中可能具有重要作用。

(iii) 磁拱爆发的不稳定性

在耀斑的物理过程中, 是什么机制导致日珥磁拱的爆发呢? 目前的看法是, 日冕磁场通过一系列与足点运动相对应的平衡态而变化着, 这个过程将把能量贮存在无力场中。磁场的变化一直持续到场趋向于不稳定或失去平衡为止。

考虑可能的平衡态, 并寻找相同边界条件下的多重解; 如果找到在低磁能下的新平衡解, 则初始的平衡态便是不稳定的。这方面已经取得了可喜的进展。例如, Low^[61], Birn 等人^[62], Heyvaerts^[63] 以及 Priest 和 Milne^[64] 所从事的工作。

另一种研究方法是直接从拱平衡的理想磁稳定性考虑。与一般实验室平衡的重要差别是, 这里必须包括系连效应^[57, 65-69]。特别是 Hood 和 Priest 发现对无磁岛的简单拱, 似乎理想模和电阻模都是稳定的。然而, 包含磁岛的拱(暗条多半沿着它形成)能变得甚至对于理想模都是不稳定的。对横躺在太阳大气中的磁流管(即暗条), 如果它的磁轴过高, 磁力线的扭缠角变得太大, 则它将变得不稳定。正如 Van Tend 和 Kuperus 以前所指出^[70], 当暗条中电流太大时, 暗条便将爆发。

4. 新浮磁流在耀斑过程中的作用

越来越多的观测资料揭示, 经常在耀斑前可以观测到从光球垂直向上浮现的新磁流, 以及进行高速度水平运动的卫星黑子(这是活动区磁流变化的另一种形式, 其效果与上浮磁流相似)。它们可能有三种作用: (i) 产生小的单环耀斑; (ii) 为准备耀斑爆发而在日冕中贮存能量; (iii) 当位于它上面的磁位形中包含大量超势场能量时, 触发大(双带)耀斑的爆发。

新浮磁流导致耀斑爆发的决定性过程, 是新磁流和活动区老场之间界面上磁力线的湮灭

和重连。由此而提出的耀斑过程的新浮磁流模型(简称 EMF 模型)指出,耀斑的类型取决于新浮磁流区的磁环境。一般情况下将产生 X 射线亮点,但在单极黑子或非剪切区附近浮现时便发生单环耀斑;而当新磁流浮现在以活动区(或谱斑)暗条为标志的强剪切场附近时,新磁流将触发贮存在剪切场中磁能的释放,爆发双带耀斑。

EMF 模型描述的耀斑过程基本上如图 14 所示。当新磁流环从光球下向上浮现时,它与上面原有的磁场相互作用,其过程大致可分三个阶段。首先,在新老磁流之间形成的电流片中出现规模较小的连续重连,在电流片两端辐射的波通过周围等离子体时,加热等离子体(如图 14(a)所示),造成软 X 射线辐射的增强。这对应于耀斑前的加热相。当磁流环不断上升时(即电流片不断上升时)为了与周围环境相平衡,电流片中的物理量不断变化着。最终,磁流环达到一个临界高度(根据理论计算这个高度取决于磁流浮现速度和周围的磁场强度,一般在低日冕或上色球层)。在这个高度上失去了与周围的平衡,电流片的温度和电流密度急剧上升,当电流密度超过等离子体微观不稳定性的阈值时,电流片中出现湍动电导率,导致电流片快速膨胀,其间感应的电场加速粒子到高能。被加速的粒子一部分沿磁力线向下,造成硬 X 射线爆和 $H\alpha$ 耀斑亮结;而沿磁力线向上到达日冕的粒子将激发 III 型射电爆。这就是耀斑过程中的爆发相和闪光相(如图 14(b)所示)。显然,等离子体微观不稳定性在耀斑过程中起了触发作用。最后,在扩展了的电流片中进行大规模的稳定的磁场快速重连,这对应于耀斑的主相(如图 14(c)所示)。

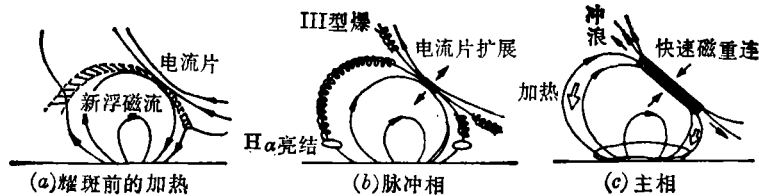


图 14. 单环耀斑的物理过程。

Heyvaerts 等人^[13]曾利用电流片方程式加上能量平衡方程

$$(\gamma - 1)^{-1} n_c \gamma (\mathbf{v} \cdot \nabla) \left(\frac{p_c}{n_c \gamma} \right) = n_c H + \frac{j_c^2}{\sigma} - n_c^2 Q(T_c) + \nabla \cdot (k \nabla T_c)$$

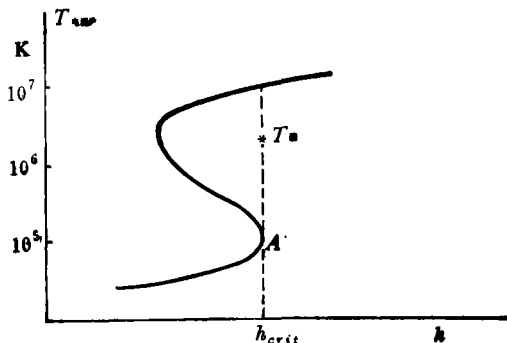


图 15. 电流片温度随高度的变化。

(下标“c”表示电流片中的物理量),计算电流片中温度随高度变化的规律,所得结果如图 15 所示。临界高度 h_{crit} 的值为 10Mm 量级,与观测结果相符。Milne 和 Priest 最近的工作^[17]对 Heyvaerts 等人的工作又有新的改进。

上述物理过程可以较好地说明单环耀斑现象。至于双带耀斑,情况要复杂得多,新浮磁流主要起触发作用。

Forbes 和 Priest 已开始了磁流浮现的数

值试验^[72]。结果表明, 整个过程要比我们早先想象的复杂得多。当取磁雷诺数为 2,000, 等离子体 β 为 0.1 和均匀水平磁场, 以及对顶部和两边采用自由浮动条件, 并要求反向新磁流以 $v_A/8$ 的速度快速通过底部时, 计算发现了磁流堆积形式的重连, 并出现快激波; 等离子体被加热到周围日冕温度的 10 倍。到 $t=4$ 时 (以阿尔文时间为单位), 便不再有较多磁流通过底部向上; $t=4.9$ 时, 少量持续上升的新磁流在底部附近箍缩, 然后重连并形成等离子体团 ($t=5.4$)。 $t=14$ 时等离子体团逐渐消失, 并最终流动停止形成势场。可以进一步去模拟在更高磁雷诺数情况下, 会否给出更大湍动的重连状态。总之, 这是一个十分有前途的课题。

现在, 对新浮磁流的许多细节作用还缺少了解, 在这方面还需作大量的理论和观测工作, 尤其是需要细致研究新浮磁流的观测性质。

5. 双带耀斑和耀斑后环

如前所述, 双带耀斑的物理过程比单环耀斑复杂。它常常由活动区暗条触发所引起。一般认为暗条是由大的无力磁弧所支撑, 光球中的运动导致暗条通过一系列平衡态缓慢地变化着。但是, 暗条中的磁场结构, 究竟是象 Kippenhahn-Schlüter 模型中的简单磁弧穿越暗条, 还是由磁力线包围暗条, 至今还不清楚。可是, 不管是哪种状态, 总可在暗条某些点上, 由于弧的不稳定性而向外爆发, 其后留下一个开场结构。在这种开场结构中磁力线的重连并向下闭合, 会形成一个热弧, 这就是所谓的耀斑后环, 而被加速的电子流沿弧向下, 在弧足处产生 $H\alpha$ 亮带。新形成的热弧位于老弧之上, 于是就有对应其足部的 $H\alpha$ 双带的分离 (详见图 16)。

目前主要的兴趣集中在初始暗条爆发的原因是什么? 倾向于认为是磁拱的爆发不稳定性所致。这已在前面作了论述。

新浮磁流可以引起双带耀斑: 它或者撕裂上面的磁流; 或者建立一个小的湍动电流片触发其上延伸广得多的无力场磁能的释放。小区域的电阻增强能引起大尺度的重连, 或者由于湍动的传播而减少位形中的撕裂时间。此外, 暗条内部的热不稳定性也可能是导致暗条爆发的原因之一。

双带耀斑理论中的质点加速仍然是一个大问题, 看来必须仔细研究重连过程中产生的激波。它们可能对质点加速具有重要作用。

与典型大双带耀斑相关的最壮观最持久的特征, 就是耀斑环 (或称耀斑后环)。可以观测到这个环系统在耀斑主相期间缓慢地向上升入日冕中。它的上升速度随高度而减小, 从开始时 10—20 km/s, 下降到小于 1 km/s。它们并不是单个环的上升, 而是一些新形成的环连续在较高处出现。可以这样说, 耀斑后环是耀斑的主要部分; $H\alpha$ 耀斑双带仅仅是耀斑环的足, 只占整个耀斑体积的一小部分。观测表明, 色球耀斑并不产生耀斑环, 而是耀斑环产生色球耀斑。

作为双带耀斑的主要部分, 耀斑后环的理论 with 双带耀斑模型应该是统一的。观测结果支

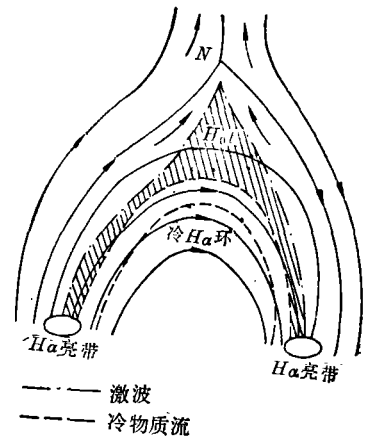


图 16. 双带耀斑与耀斑后环。

持了用由于爆发而被打开的磁力线的重连过程来解释耀斑后环的形成(见图16)。利用上述物理图象, Kopp和 Pneuman 从理论上推得沿运动磁力线的流动解, 并求出环中等离子体的温度和密度^[32]。这就是著名的耀斑后环的 Kopp-Pneuman 模型。虽然它是目前双带耀斑主相的主要理论机制, 但仍然有两个重要问题必须考虑。其一是如何将环中等离子体加热到 10^7K 或更高的温度。因为在 Kopp-Pneuman 模型中, 流体力学激波只能将等离子体加热到 $4-5 \times 10^6\text{K}$ 。Cargill 和 Priest^[73] 证明, Petschek 慢磁激波可给出附加的磁能释放, 它能使温度与观测结果相符。其二是如何提供巨大的物质源, 观测发现有大量物质在冷的耀斑后环中向下降落, 而 Kopp-Pneuman 模型中的自由磁吸入是不够的^[74]。一种可能的解释是, 由于快速粒子和传导加热, 使等离子体从色球向上蒸发, 激波加热这些蒸发的等离子体, 随后它冷却并下落。

耀斑后环的研究是目前耀斑物理的重要方面, 理论研究也进入了数值模拟的阶段, 估计不久也将有不少有趣的结果出现。

6. 结论

观测技术的更新和理论研究的发展, 使我们对耀斑过程的了解比十多年前要深刻得多。不断提高观测手段的空间分辨率和时间分辨率, 获得几组包括高分辨 $H\alpha$ 图、磁图、速度图、X 射线照片、日冕和过渡区的照片等较完整的耀斑过程的资料。向我们展示耀斑脉冲相和闪光相之前或其期间一系列事件的清晰图象, 这无疑是太阳物理学家们所渴望的。至于在理论研究方面, 数值试验显示了极强的生命力。刚开始进行的一些工作已经呈现出新奇而有趣的结果。目前正在应用专门的数值模拟研究环流动和磁重连的基本理论, 并着手新浮现磁触发耀斑的数值模拟。对冕环和拱廊的 MHD 不稳定性, 在处理中也把光球系连效应包括进去。预计太阳二十一周年峰年前后对太阳耀斑的观测和理论研究, 将使耀斑物理掀开新的一页。可是, 要完全揭开耀斑之谜还要走一段相当长的路程。

参 考 文 献

- [1] Svestka, Z., (ed): in *Solar Flares*, 300, D. Reidel, Dordrecht, Holland, (1976).
- [2] Heybaerts, J., in *Pleins Feux sur La Physique Solaire*, 193, Editions du CNRS, (1978).
- [3] Giovanelli, R. G., *Nature*, **158** (1946), 81.
- [4] Giovanelli, R. G., *MNRAS*, **107** (1947), 338.
- [5] Giovanelli, R. G., *MNRAS*, **108** (1948), 163.
- [6] Sxeet, P. A., *IAU Symp.*, No. 6, (1958), 123.
- [7] Sweet, P. A., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **7** (1969), 149.
- [8] Syrovatskii, S. I., *Soviet Astron.*, **10** (1966), 270.
- [9] Syrovatskii, S. I., in *Solar flares and Space Research*, 346, ed by C. de Jager and Z. svestka, (1969).
- [10] Syrovatskii, S. I., *Soviet Astron. Letters*, **2** (1976), 35.
- [11] Sturrock, P. A., *Nature*, **211** (1966), 695.
- [12] Sturrock, P. A., *IAU Symp.*, No. 35, (1968), 471.
- [13] Sturrock, P. A., *Solar Physics*, **23** (1972), 438.
- [14] Sturrock, P. A., *SU-IPR Rept*, No. 453, (1972).
- [15] Sturrock, P. A., in *Flare-related Magnetic Field Dynamics*, 187, ed by Y. Nakagawa and D. Rust, (1974).
- [16] Sturrock, P. A. and Coppi, B., *Nature*, **204** (1964), 61.
- [17] Sturrock, P. A. and Coppi, B., *Astrophys. J.*, **143** (1966), 3.
- [18] Sturrock, P. A. and Coppi, B., *Solar Flares*, Colo. Ass. Univ. Press, Boulders, U. S. A., (1980).
- [19] Petschek, H. E. in *AAS-NASA Symp. On Phys. of Solar Flares*, NASA SP-50, 425, ed by M. N.

- Hees, (1964).
- [20] Gold, T. and Hoyle, F., *MNRAS*, **120** (1960), 89.
- [21] Dungey, J. W., *Phil. Mag.*, **44** (1953), 725.
- [22] Priest, E. R., *Solar Physics*, **47** (1976), 41.
- [23] Alfvén, H. and Carlqvist, P., *Solar Physics*, **1** (1967), 220.
- [24] Alfvén, H. and Carlqvist, P., *Solar Physics*, **7** (1969), 377.
- [25] Priest, E. R., *Physics of Solar Planetary Environment*, **1** (1976), 144.
- [26] Piddington, J. H., *Astrophys. Spac. Sci.*, **24** (1973), 259.
- [27] Piddington, J. H., *Solar Physics*, **38** (1974), 465.
- [28] Uchida, Y. and Kaburak, O., *Solar Physics*, **35** (1974), 451.
- [29] Krivsky, L., *IAU Symp.*, No.35, (1968), 465.
- [30] Heyvaerts, J. and Priest, E. R., *Solar Physics*, **47** (1976), 223.
- [31] Heyvaerts, J., Priest, E. R. and Rust D. M., *Ap. J.*, **216** (1977), 123.
- [32] Kopp, R. A. and Pneuman, G. W., *Solar Physics*, **50** (1976), 85.
- [33] Antiochos, S. and Sturrock, P. A., *Solar Physics*, **49** (1976), 359.
- [34] Smith, D. F. and Priest, E. R., *Ap. J.*, **175** (1972), 487.
- [35] Vorpahl, J., *Solar Physics*, **28** (1973), 115.
- [36] Canfield, R. and Pisher, R., *Ap. J.*, **210** (1976), L149.
- [37] Antiochos, S. K. and Sturrock, P., *Solar Physics*, **49** (1976), 359.
- [38] Somov, B. V., Spector, A. R. and Syrovatskii, S. I., *Izo. Acad. Sci. USSR Phys. Ser.*, **41**(1977), 273.
- [39] Nagai, F., *Solar Physics*, **68** (1980), 351.
- [40] Craig, I. J. D., in *Solar Flare MHD*, ch. 5, ed. by E. R. Priest, Gordon and Breach, (1981).
- [41] Wu, S. T., Kan, L. C., Nakagawa, Y. and Tandberg-Hanssen, E., *Solar Physics*, **70** (1981), 137.
- [42] McClymont, A. N. and Canfield, R. C., preprint (1982).
- [43] Pallavicini, R. and Peres, G., preprint (1983).
- [44] Van Hoven, G., Steinolfson, R. S. and Tachi, T., *Ap. J. Letts.*, (1983).
- [45] Mok, Y. and Van Hoven, G., *Phys. Fluids*, **25** (1982), 636.
- [46] Sonnerup, B. U. O., *J. Plasma Phys.*, **4** (1970), 161.
- [47] Priest, E. R., *Rep. Prog. Phys.*, in press (1984).
- [48] Yang, C. K. and Sonnerup, B. U. O., *Ap. J.*, **206** (1976), 570.
- [49] Biskamp, D., *Z. Naturforsch.*, **37a** (1982), 84; *Phys. Letts.*, **87A** (1982), 357.
- [50] Forbes, T. G. and Priest, E. R., *Solar Physics*, **81** (1982), 303.
- [51] Kruskal, M. D. and Oberman, C. R., *Phys. Fluids*, **1** (1958), 275.
- [52] Shafranov, V. D., *J. Nuc. Energy*, **15** (1975), 86.
- [53] Taylor, R. J., *Proc. Phys. Soc.*, **B70** (1957), 1049.
- [54] Raadu, M. A., *Solar Physics*, **22** (1972), 425.
- [55] Giachetti, R., Van Hoven G. and Chiuceri, C., *Solar Physics*, **55** (1977), 371.
- [56] Hood, A. W. and Priest, E. R., *Solar Physics*, **64** (1979), 303.
- [57] Hood, A. W. and Priest, E. R., *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, **17** (1981), 297.
- [58] Einaudi, G. and Van Hoven, G., *Phys. Fluids*, **24** (1981), 1092.
- [59] Furth, H. P., Killeen, J. and Rosenbluth, M. N., *Phys. Fluids*, **6** (1963), 459.
- [60] Furth, H. P., Rutherford, P. H. and Selberg, H., *Phys. Fluids*, **16** (1973), 1054.
- [61] Low, B. L., *Ap. J.*, **212** (1977), 234.
- [62] Birn, J., Goldstein, H. and Schindler, K., *Solar Physics*, **57** (1978), 81.
- [63] Heyvaerts, J., Lasry, J. M., Schatzman, M. and Witomsky, G., *Lecture Notes Math.*, **782** (1980), 160.
- [64] Priest, E. R. and Milne, A. M., *Solar Physics*, **65** (1980), 315.
- [65] Birn, J. and Schindler, K., in *Solar Flare MHD*, ch.6, ed. by E. R. Priest, Gordon and Breach, (1981).
- [66] Ray, A. and Van Hoven, G., *Solar Physics*, **79** (1982), 353.
- [67] Hood, A. W., *Solar Physics*, **87** (1983), 279.
- [68] Hood, A. W., *Solar Physics*, **87** (1983), 235.

- [69] Migliuolo, S. and Cargill, P. J., *Ap. J.*, **271** (1983), 820.
[70] Van Tend, W. and Kuperus, M., *Solar Physics*, **59** (1978), 115.
[71] Milne, A. and Priest, E. R., *Solar Physics*, **73** (1981), 157.
[72] Forbes, T. G. and Priest, E. R., *Solar Physics*, **94** (1984), 315.
[73] Cargill, P. J. and Priest, E. R., *Solar Physics*, **76** (1982), 357.
[74] Forbes, T. G. and Priest, E. R., *Solar Physics*, **84** (1983), 169; *Solar Physics*, **88** (1983), 211.

A Brief Review of Solar Flare Theory

Cao Tianjun

(Purple Mountain Observatory, Academia Sinica)

Xu Aoao

(Department of Astronomy, Nanjing University)

Abstract

This paper retrospects in brief the early models of solar flare theory. It presents the main prospects of world's solar physics circle in its research of the theory, based on the analysis of ground resolution and space observation data. This paper focuses on elucidating MHD in models of flare theory and the problems in connection with it.