

冕环与太阳耀斑的形成

章振大

(南京大学天文系)

提 要

本文讨论近年来在通过冕环相互作用而形成太阳耀斑的研究上所取得的进展。在观测上,无论在射电波段,或者X射线和光学波段的观测都提供了一些可靠的证据,说明耀斑冕环的相互作用可能导致耀斑的产生。在理论上,等离子体环的相互作用所引起的结合不稳定性将触发耀斑,释放大量的能量以产生观测到的各种辐射特性。

一、前 言

众所周知,太阳耀斑是发生于太阳大气的最复杂、最剧烈的活动现象,它所发出的能量有时高达 10^{32} 尔格。耀斑过程除了表现为粒子的加热和加速以及一系列的动力学现象(日浪、日喷、日冕瞬变和耀斑后环等等)外,对于特大耀斑,几乎在整个波段(包括了从 γ 射线、X射线、紫外、可见光和射电)都发出可观的辐射。这些辐射和高能粒子对日地空间物理和地球物理现象(如电离层扰动、极光、磁暴等等)造成严重影响。同时,作为一颗普通恒星的太阳,在它上面所发生的如此巨大的物理过程,对于类太阳恒星(这个课题是近年来国际上很活跃的研究领域之一)和其他恒星的活动及演化的研究也有很重要的意义。例如,已知一些暗弱M型矮星也显示出惊人的耀斑活动,亮度瞬时增加到太阳大耀斑能量的 10^3 倍^[1]。如果太阳耀斑能量是磁能通过中性点重联而迅速耗散,那么,在M型矮星上是什么条件能引起 10^{34} 尔格以上的能量释放呢?这是一个非常有趣的问题。因此,对耀斑过程的研究在理论上和实用上的重要性是不言而喻的。我们相信在今后相当长的一段时间里,它仍然是太阳物理的最主要课题。而耀斑的形成却是耀斑研究的中心问题之一,引起人们的高度重视,国际上也曾多次组织专门会议讨论这个问题。

早在六十年代,地面的观测已发现耀斑起因的两种可能途径。Severny^[2]指出耀斑沿着磁中性线出现;Martin等^[3]认为暗条活动将产生或伴生许多耀斑。与此同时,Gold等^[4]从理论上提出两个磁偶极之间重联的可能性。由于这些观测资料,往后人们对磁场重联过程进行了许多研究,并累积了一些证据说明重联可能产生耀斑。重联的两个要素是磁场改变(由新磁通量的浮现、黑子运动等所引起)和围绕暗条的剪切中性线的形成。这两者对耀斑的产生

都是很重要的。Zirin^[5]发现耀斑与产生卫黑子的小浮现通量区伴生,而这些卫黑子又与附近较大的黑子联系着。Dezso等^[6]曾用白光观测到黑子的运动导致耀斑产生的例子,而Martin等^[7]曾广泛分析过通量浮现的位置同耀斑的关系。已知暗条与耀斑有密切的联系,暗条不仅标志着剪切磁场中性线,而且耀斑也常发生于其中。暗条有时增亮,有时则迅速扭转和爆发。暗条中增强的电阻率(由于中性原子的高密度和低温所造成)促进了重联过程的发生。暗条的上升运动可作为重要的耀斑前现象。在耀斑闪相,暗条经常上升,并可达到很大高度,而在脉冲相则出现亮度急剧增加。上升的暗条(尽管它不一定发生)是重联过程性质的重要线索,它表示着不稳定性,而这种不稳定性可能由于黑子运动引起横向场增强造成的。Zirin^[5]在分析极性相反的黑子的碰撞而导致重联时发现,当一个新的或移动的前导黑子伸入后随黑子时就发生剪切,并迅速出现一个剪切场区,它可用一个暗条或小纤维来表示。他认为耀斑发生在两种极性之中,表示前导和后随极性场已经重联。但初始的重联是如何发生的?这仍然不十分清楚。

Van Hoven^[8]提出耀斑能量的释放可能由于剪切场的重联或撕裂不稳定性所引起。他认为磁场重联是通过有限的等离子体电阻率实现的,并仅能发生于电流片或磁场比较复杂的窄“单层”中。重联的必须条件要求耀斑初始的不稳定性出现在高温和低密度的高色球层或低日冕层次里,尽管这些层次能发出可被观测到的足够辐射,但它们仍远小于仪器空间分辨率的极限。这就使得从实测来研究耀斑形成时能量的释放及其随时间的变化遇到不少困难。

过去一些作者已提出通过磁场重联而释放能量的三种基本形态,即磁通量环、拱和电流片。后一种因为结构较简单而最引人注目,也有人^{[9], [9]}提出电流片与拱相配合的模型。

Alfvén等^[10]和Carlqvist^[11]最早提出通量环模型。他们认为在耀斑前相,环缓慢扭转并引起某种动力学不稳定性,从而增大局部电流密度 i 。若电流密度变得如此之大,使得电子传导(漂移)速率 $v_d(\equiv i/(ne)$, n 为数密度)超过某一临界值,即 $v_d > v_c(\equiv (kT_e/m_e)^{1/2}$, T_e 为电子温度),则将发生离子声不稳定性,从而可能产生一个静电双层并导致耀斑出现。

Syrovatskii^[12]首先给出电流片模型。他认为光球场源的迅速运动将使这种电流片形成。在电流片形成时,电流密度 i 增加和等离子体的抛出将引起数密度减小。当电子传导速率 v_d 的增加超过临界值 v_c 时,将产生离子声湍动并使等离子体加热。在这一模型中,当 v_d 接近于光速或者电流片出现撕裂不稳定性时便出现耀斑脉冲相。但是Anzer^[13]认为Syrovatskii模型有些不自洽,而它也不会使荷电粒子达到相对论性速度。Sturrock等^[14]曾提出电流片与无力场相结合的模式。他们设想在耀斑前相,由于光球磁垂足的剪切运动就慢慢形成无力场。在达到临界剪切时,磁场便爆发成电流片形态,而在其中撕裂不稳定性的发展将造成耀斑和粒子加速等现象。Heyvaerts等^[15]则给出了浮现通量管模型。他们认为在新通量管浮现并进入周围势场时,将发生耀斑前加热。当新与老的通量管之间的电流片达到某一临界高度时,便失去了势平衡,电流片被加热,引起微观不稳定性的临界电流就过剩,出现等离子体湍动和粒子加速,耀斑便开始了。

最近由于地面和空间观测仪器的时间、空间和分光的分辨率的提高,获得不少很有价值的资料,大大增进了对耀斑的认识;加上等离子体不稳定性理论的发展和计算机模拟的成就,使得人们对耀斑起因的研究取得了一些很有意义的结果。下面我们对近年来在这个课题

研究的新进展, 作出简要的综述。

二、观测事实

美国天空实验室用 X 射线和远紫外线观测的结果表明, 活动日冕由环状结构组成, 而这些环可能刻划着磁场。前些时候太阳耀斑理论曾集中研究电流片, 现在已比较清楚, 当一个日冕通量环变得不稳定时便可能发生小耀斑。因此, 人们已注意研究孤立平衡环的磁的和等离子体的结构以及其不稳定状态。Priest^[16] 曾把冕环分为五种: (1) 最大的, 称为相互连接环, 它们把不同活动区连接起来, 其长度 $L \approx 2-70 \times 10^4$ 公里, 数密度 $N \approx 7 \times 10^8$ 厘米⁻³, $T_e \approx 2-3 \times 10^6$ K; (2) 宁静区环, 其 L 与 (1) 相当, $N \approx 2-10 \times 10^8$ 厘米⁻³, $T_e \approx 1.5-2.1 \times 10^6$ K; (3) 活动区环(在软 X 射线可观测到), $L \approx 1-10 \times 10^4$ 公里, $N \approx 5-50 \times 10^8$ 厘米⁻³, $T_e \approx 2.2-2.8 \times 10^6$ K; (4) 耀斑后环, $L \approx 1-10 \times 10^4$ 公里, $N \approx 10^9$ 厘米⁻³, $T_e \approx 4 \times 10^6$ K; (5) 单耀斑环, $L \approx 5-50 \times 10^4$ 公里, $N \approx 10^8$ 厘米⁻³, $T_e \approx 4 \times 10^7$ K。

Svestka 等^[17] 由 X 射线的观测得出, 相互连接活动区的冕环会突然增亮。这种增亮常常出现在新的相互连接环浮现之后 1—2 天以及在某些老的相互连接环里。年轻环的增亮显然与它们附近的新浮现磁通量伴生, 而老环的增亮则可能由其他活动中心传来的缓慢扰动所触发。有些环的增亮与耀斑伴生, 但环的增亮并非耀斑提供能量的缘故。耀斑与环的增亮是由一个共同的原因(可能是新浮现通量)引起的。在环增亮的初相, 环顶部是增亮最强的位置。他们认为不能排除这种可能性, 即所有新的重联都经历过突然增亮这个相。这种 X 射线环的突然增亮有两种可能的解释: 在新形成的相互连接环内, 快撕裂模式可被激发, 其中贮存有足够磁能以激发这种模式; 其次, 反常焦耳加热也可能引起增亮, 而这种加热是由平行于磁场的感应电场所激发的, 其时标约 1 分钟。

Machado^[18] 报告, 基本上所有 X 射线耀斑由两个以上的环结构组成, 它们相交于一个共同点, 其中一个环较长和较高, 而且也较热。耀斑环的另一个重要特征是在脉冲相, 在环的密度增加之前, 温度首先增高。Rust 等^[19] 认为来自共同热源的热传导可以解释观测资料, 从耀斑环的相交处有 X 射线辐射传播。他们发现 3.5—11.5 keV X 射线辐射增亮是从两个环交叉处附近开始的, X 射线辐射源以大约 1,600 公里/秒速度沿着大的环扩展。他们假设在两个环交叉处附近有一个热源(暂不管能量是如何释放的), 而从热源有热能流入每个环, 导致它们的加热。

Cheng 等^[20] 利用 SMM 卫星所观测的耀斑资料表明, 耀斑可由相互作用环结构产生。对脉冲 UV 暴, 硬 X 射线暴与脉冲 OV 辐射时间相关性的分析得出, 它们发生于小的局部核里。通过比对耀斑 OV, Fe X X I 和 X 射线图象及磁图, 可证认出这些辐射核就是相互作用磁通量环的垂足。OV 与 Fe X X I 辐射的时间演化显示出在主硬 X 射线暴发前 8—9 分钟, 耀斑等离子体有可观的预加热。这结果可解释为主要的耀斑能量释放发生于高度剪切的相互作用多重环结构中, 而这种结构是沿着磁中性线延伸的。通过束粒子传播或对流运动, 耀斑能量从一个共同的垂足传至另一环, 而后者增亮就比前者迟些。耀斑等离子体的预加热造成了高能粒子加速的更有利环境, 而这种粒子加速就导致主脉冲 X 射线暴。

Smartt等^[21]利用日冕绿线($\lambda 5, 303 \text{ \AA}$)和红线($\lambda 6, 374 \text{ \AA}$)对三个耀斑冕环系的观测表明,在环的相交处附近辐射有很大的增强,其强度比没有相交的环部分大许多倍。如果假设这种亮度增强是由等离子体环的结合不稳定性所引起,则可算出其相应的能量约为 10^{29} 尔格。这说明在耀斑主相过后几小时内仍继续有能量释放,引起了耀斑后的各种物理过程。

Kundu等^{[22], [23], [24], [25]}利用美国甚大阵(VLA)射电望远镜在6厘米波段的观测结果,提供了关于环的相互作用触发耀斑的明显证据,以及耀斑冕环相互结合的直接证据。这些射电资料表明,射电暴源演化的最明显特征是:刚好在脉冲暴之前出现的沿着南北中性线延伸的强辐射,可能是由于磁场重联所引起。这种南北中性线应是浮现新环系的表征。在发生脉冲峰(亮温度 $T_b \sim 1.1 \times 10^9 \text{ K}$)的20秒里,环拱(暴源)发生变化,最后发展成两个强偶极区或一个四极结构。它们的指向是这样:在环顶附近,场力线彼此相反。这种四极场位形联系着这样的耀斑模型,即电流片在两个封闭环之间的分界面发展。脉冲能量释放应发生在中心位于中性线附近的环。亮的紧密偶极环显然与能量释放区有关。而脉冲能量的释放可能是由连着两个偏振方向相反的偶极区的磁力线重联造成的。重联过程把电子加速到100keV以上的能量,它们导致微波暴和硬X射线暴的产生。在脉冲相,紧密环源位于偶极区之间,而在极大之后不久,在紧密源周围出现温度较低($T_b < 3 \times 10^8 \text{ K}$)的类环结构,环的垂足有方向相反的圆偏振,双带 H_α 耀斑与环垂足附近的暴伴生。其次,在[24]所给出的环相互作用的事例中可看出,6厘米暴源很复杂,初始由相隔大约 $1'.5$ (东西方向)的两个偏振相反的偶极源组成。在共生的硬X射线暴峰值时间,大约在东西两分量之间出现第三个分量。这一源的出现再次伴随着偏振变化,尤其是几个偶极环的浮现,其位置迭盖着两个偏振相反区,这表示它位于环顶附近。在第三个暴强度极大时间,暴源位于两个偏振相反的环的分界面上。显然,这可当作多重环结构之间的相互作用,并在两个偏振相反环结构之间形成电流片。磁重联过程使电子加速,从而产生脉冲微波辐射。上述两套资料提供了微波耀斑磁重联的第一个观测证据。

Kundu等^[26]的研究似乎提供了支持某种耀斑模型的证据。在某些情况下,它有利于孤立环模型,其中来自偶极环的辐射起源于环顶的大部分。在少有情况下,与两个偶极环相联的四极结构被认为是对耀斑的触发有贡献。可能,在两环之间分界面发展的中性片或两环的相互作用大大影响各个环内的电流。耀斑区磁场结构可能各不相同,而这种磁结构的差别可能意味着耀斑中磁能耗散的方式各异。

Lang等^[27]利用VLA在20厘米波段所进行的测量也给出了在冕环中形成耀斑的观测证据。他们总结了如下的观测特征:(1)大约在脉冲暴发生前30分钟,单个冕环或环拱常常开始加热并改变结构,环变为不稳定,然后爆发;(2)新的偶极环浮现并与原先的环相互作用,从而触发爆发。当新浮现通量极性与原先通量极性不同时,便形成电流片并触发暴辐射。当原先存在的环附近出现磁变化并触发邻近冕环爆发时,也发生类似过程;(3)在磁复杂区内可能触发微波暴;(4)当一个渐变的偏振相反的分量从环的一个垂足发出时,在另一冕环垂足也可触发脉冲暴。这些观测结果表明,由新偶极环与老环相互作用所产生的微波暴,可用一个强偏振的密集($5'' - 30''$)脉冲分量来表征,其 $T_b \sim 10^7 - 10^{10} \text{ K}$,持续1—5分钟。微波暴脉冲相通常位于磁场极性相反的两个 H_α 核之间的中性线附近,即微波暴能量释放位置通常在冕环顶部,而 H_α 辐射则发生在色球层磁环的垂足。他们认为脉冲暴是由能量100—500keV的中等

相对论电子的回旋加速辐射引起的, 其中有些电子被俘获在环的顶部, 产生微波暴, 而其他电子向下流至环足, 导致硬 X 射线暴和 H_{α} 核。

三、理论探索

上面所提供的观测事实表明, 耀斑冕环的相互结合可能是耀斑能量释放的十分重要过程。Tajima 等^{[28], [29]}指出, 耀斑脉冲能量释放的最可能不稳定性便是结合不稳定性。他们认为由撕裂不稳定性引起的磁能湮没, 磁能转化为动能, 对于说明耀斑能量释放过程是太慢了, 因此许多作者曾提出快速磁重联机制。Tajima^[30]发现, 具有弱环形磁场 B_i 的可压缩等离子体的重联速率比强 B_i 的不可压缩等离子体的要大 10^2-10^3 倍, 而当偶极场 B_p (由平行于电流 J_i 的场所造成) 近似大于 B_i 时, 重联形态急剧转变。Brunel 等^[31]进一步发现, 当等离子体是可压缩时, 在 Sweet-Parker 第一相的一个 Alfvén 时间后, 会造成更快的重联第二相, 其重联通量为

$$\psi = \psi_{sp}(t_A) \cdot (t/t_A)^{\rho_i/\rho_e} \quad (1)$$

式中 ψ_{sp} 为 Sweet-Parker 通量

$$\psi_{sp}(t) = \eta^{1/2} B_p (\rho_i/\rho_e)^{1/2} (V_{A\perp} L)^{1/2} \quad (2)$$

式中 ρ_i 和 ρ_e 分别为电流管内外的密度 ($\rho_i \geq \rho_e$), t_A 为 Alfvén 时间 ($t_A = a/V_{A\perp} = a\sqrt{4\pi\rho}/B_p$), η 为电阻率, a 为电流管宽度, L 为重联区长度。按照上述理论, 磁通量湮没的速度 ($\psi \propto t^{\rho_i/\rho_e}$) 比 Sweet-Parker 速度 ($\psi \propto t$) 快得多, 因为对于可压缩等离子体 $\rho_i/\rho_e > 1$ 。这种理论预测与 Brunel 等^[31] 和 Tajima^[30] 的计算机模拟结果很符合。但是重联过程 (在结合不稳定性发生之前) 本身 (尽管它是快的) 对巨大的磁能转变为粒子动能无贡献, 而只有通过电流环结合不稳定性的非线性发展才能释放大量的磁能^[29]。

根据 Tajima^[30] 和 Brunel 等^[31] 计算机模拟的结果, 在线性阶段 (释放能量很少) 过去之后, 两个磁孤立区 (即电流环) 互相接近, 电流环被压缩。在环接触面附近的等离子体就被挤压并具有很高密度, 按照 (1) 式将引起快速重联。因此, 由他们的模拟, 仅在 1—2 Alfvén 时间内将发生两个环结合成一个环的总通量重联, 而包含在环场内的磁能便爆发式地转变为离子和电子的动能。一旦两个磁孤立区结合在一起, 它们便被共同的磁通量所包围, 而所结合的较大孤立区又发生振荡。在所结合的孤立区内, 两个等离子体块的碰撞引起了湍动, 并迅速地把它们的能量耗散为热能, 从而减小了温度振荡的振幅。所以, 在等离子体电子和离子的动量分布中便出现了大部分强的加热和少部分加速。按照 Tajima 等^[28] 所得的结果, 半径为 a 、相距 L 的两个电流环相结合所释放的能量约为

$$W_c \approx \frac{B^2 a^2}{2} \ln \frac{L}{a} \quad (3)$$

式中 B 为环内磁场强度。若取耀斑环的磁场强度 $B = 100$ 高斯, $a = 10^8$ 厘米, $W_c \approx 1.2 \times 10^{20}$ 尔格/厘米, 则在长度 $d \approx L \approx 10^9$ 厘米内所发出能量 $E \approx 1.2 \times 10^{29}$ 尔格; 若取 $a = 10^9$ 厘米, $d = L = 10^{10}$ 厘米, 则 $E \approx 1.2 \times 10^{31}$ 尔格。这些数值接近于耀斑能量的范围^[32]。利用这一磁场值, 可得 Alfvén 时间约为 1 秒, 它近似地为爆发式结合的时标, 而观测到的脉冲相时标也约为秒的量级, 它与上面理论估计相一致。因此, 耀斑脉冲相的突发性^[32] 可由平行于场的电流增

加以及在结合过程中更快的第二重联来解释。电流管的结合也可发生于耀斑环内（磁孤立区的内部结合）。内部结合不稳定性可接连发生，并产生兆伏的离子能量。这种离子加速可能出现在耀斑主相，产生太阳 γ 射线。观测到的能量范围^[33]似乎可用内部结合来说明。

Tajima等^[29]的理论给出了两个耀斑环相互结合所产生的如下辐射特性。为了把相互作用环结合不稳定性的物理图象与观测结果联系起来，必须分析三维磁结构的能量转移问题，而这个问题又关系到相互作用环和高能粒子以及热等离子体离开能量释放区的演化过程。耀斑环相互结合所产生的结果是：(1) 产生了热电子和离子，它们沿着力线从能量释放区流走，其中大部分在几分之一秒内到达色球层。这些粒子与色球的相互作用形成了硬X射线、 γ 射线连续谱和 γ 射线谱线。有一部分高能电子被俘获在相互作用环顶部并发出回旋加速辐射；(2) 热的(几keV)电子和离子分量将沿力线扩展，导致沿力线传播的热波。同时色球也将被这些渗透进来的粒子所加热，其结果是出现在相反方向扩展的磁流体力学热波。热的日冕等离子体与稠密而热的色球等离子体的混合将引起两个耀斑后环的出现，而这些环在耀斑衰减相将慢慢冷却；(3) 磁流体力学波。有相当大部分能量是以磁流体力学波的形式发射的，这些波将以比局部Alfvén波速大的速度离开相互作用区。它们将充满在高达 10^{27} 厘米³体积里。这些波与周围等离子体及预先被加速电子的相互作用，将增加高能粒子的数目和能量。大部分这种电子和离子将到达色球层，但有一部分将逃入行星际空间。由结合不稳定性所激发的磁流体力学波能够使另一冕环不稳定。当这种环膨胀时就形成日冕瞬变现象^[34]和产生II型或IV型射电暴的激波。

Nakajima等^[35]得出，当两个平行电流环具有强电流时，它们就能足够快(大约1个Alfvén时间)地相互吸引，并在环的交叉处发生快速重联；同时由于等离子体的逸出也会使重联中断，出现准周期性的振荡。而当两个平行电流环的电流较弱或离得较远时，它们彼此的吸引力就弱些，重联也较慢。然而相互接近环之间磁场的挤压也导致环系小振幅的阻尼振荡。在Nakajima等^[36]和Kiplinger等^[37]文中曾给出1980年6月7日和1980年6月21日两个大耀斑的硬X射线、 γ 射线以及微波辐射谱，这些谱显示出准周期脉冲。观测的时间轮廓与计算机模拟所得的非常相似。在Nakajima等^[35]文中也给出1980年6月7日和1982年11月26日事件准周期振荡的双次峰结构。因为这两个事件的时间、源大小和高度等很不同，它们提供了检验应用结合不稳定性来解释耀斑粒子加速机制的可能性。分析结果表明，两个事件的观测特性与计算机模拟的结果很一致。当两个电流环的电流强到足以发生快结合时，谱的双次峰结构比较明显，这相应于1980年6月7日耀斑情况；而当环的电流较弱不足以快结合时，谱的双次峰结构便较不明显，这相应于1982年11月26日耀斑情况。

Gibson^[38]根据两个耀斑环的准周期性重联，讨论了与耀斑伴生的微波脉冲模型。这一模型包括：(1) 环的准周期性重联将引起耀斑脉冲，而每次脉冲都伴随着快粒子的新入射；(2) 电子与质子同时被加速，满足了观测到的硬X射线和射电脉冲的相关性；(3) 耀斑起源于浮现通量区。一个浮现环碰击预先存在环便发生重联。假设快粒子均等地充满着环，并通过与周围环气体的相互作用而加热环，环将扩展和变长，其数值取决于等离子体 β 值(动压与磁压的比值)。环顶部的 β 值比下部大，因而环的力学效应将较大，重联过程将中断。被加热的环在一个Alfvén时间内膨胀，接着由于传导致冷而造成两个环收缩，进而恢复到耀斑前位形。倘若环位形没有大的改变，在这种环共振时标内将不断发生重联。当观测到振荡时，通常可看

到耀斑出现5—15次脉冲。为了检验上述模型, Gibson^[23]求出源的脉冲时标为

$$\tau_{\text{脉冲}} = \tau_{\text{膨胀}} + \tau_{\text{收缩}} = \tau_A + \frac{\tau_c \tau_r}{\tau_c + \tau_r} \quad (4)$$

式中 $\tau_A \approx 1.5 \times 10^{-11} n_e^{1/2} h B^{-1}$

$$\tau_c \approx 10^{-9} n_e h^2 T^{-5/2}$$

$$\tau_r \approx 6.65 \times 10^{10} T^{1/2} n_e^{-1}$$

其中 τ_A , τ_c 和 τ_r 分别为 Alfvén、传导和辐射时标, n_e 为源电子密度, h 为源高度, T 为源温度。他利用射电辐射机制推出 $B=2,000$ 高斯, $n_e \approx 4 \times 10^{10}$ 厘米⁻³, $h \leq 3 \times 10^8$ 厘米, $T \approx 10^7$ K, 这样由(4)式可求出 $\tau_{\text{脉冲}} \leq 12$ 秒, 与 Nakajima 等人^[36] 对1981年6月7日耀斑观测到的脉冲时间约9秒大致符合。

四、结 束 语

从上面的观测资料看来, 近年来不论在射电波段, 还是X射线或光学波段都提供相当可靠的观测事实, 说明耀斑冕环的相互作用能够导致耀斑的产生。等离子体理论研究和计算机模拟也表明, 电流环的相互作用引起的结合不稳定性在相当程度上能解释观测到的脉冲相特性。这些都是在探索通过冕环相互作用而形成耀斑问题上所取得的进展。但必须指出, 由于耀斑的复杂性, 尤其是它突然发作和时间短暂, 使得从各个波段同时观测耀斑的发生遇到不少困难, 不易得到比较完整的资料。因此, 上述有限的观测结果只能作为研究耀斑起因的重要线索。人们期待着第22周太阳活动峰年(估计在1990年左右)的到来, 到那时耀斑活动频繁, 如果能更加完善观测手段, 在射电、X和EUV等波段增加观测的波段, 而在光学波段增加更高温日冕线, 如Ca X Vλ5, 694埃(形成温度约 5×10^6 K, 接近于软X射线的形成温度); 同时提高观测的时间和空间分辨率, 特别注意耀斑前兆的观测, 则可望积累和发现更多更完好的观测结果。在理论研究上进一步发展等离子体不稳定性理论和磁流体力学理论, 以及完善计算机模拟技术, 这样, 我们便可能对耀斑这个重要而复杂的物理过程有更深入的认识, 获得更大的进展。

参 考 文 献

- [1] Gibson, D. M., in *Solar Phenomena in Stars and Stellar Systems*, p. 545, ed. by R.M. Bonnet and A. K. Dupree, (1981).
- [2] Severny, A. B., *Izv. Kr. Ast. Obs.*, 22 (1960), 12.
- [3] Martin, S. F. and Ramsey, H. E., *Prog. in Astronautics and Aeronautics*, 30 (1971), 371.
- [4] Gold, T. and Hoyle, F., *MNRAS*, 120 (1960), 89.
- [5] Zirin, H., *Ap. J.*, 274 (1983), 900.
- [6] Dezso, L. and Kovacs, A., *Publ. Debrecen Helio Obs.*, 4 (1981), No.2.
- [7] Martin, S. F. et al., *Advances in Space Research*, 4 (1985), 61.
- [8] Van Hoven, G., *Solar Phys.*, 49 (1976), 95.
- [9] Priest, E. R., *Solar Phys.*, 47 (1976), 41.
- [10] Alfvén, H. and Carlqvist, P., *Solar Phys.*, 1 (1967), 220.
- [11] Carlqvist, P., *Cosmic Electrodyn.*, 3 (1972), 377.
- [12] Syrovatskii, S. I., *Soviet Astron.*, 10 (1966), 270; *Comm. on Astrophys. and Space Sci.*, 4 (1972), 65.

- [13] Anzer, U., *Solar Phys.*, **30** (1973), 459.
- [14] Sturrock, P. A., SU-IPR Rept. No. 453, (1972); *Ap. J.*, **174** (1972), 659.
- [15] Heyvaerts, J., Priest, E. R. and Rust, D. M., *Ap. J.*, **216** (1977), 213.
- [16] Priest, E. R., *Solar Phys.*, **53** (1978), 57.
- [17] Svestka, Z. and Howard, R., *Solar Phys.*, **63** (1979), 297; **87** (1983), 271.
- [18] Machado, M. E., *Adv. Space Res.*, **2** (1982), 115; *Solar Phys.*, **85** (1983), 157.
- [19] Rust, D. M. and Somov, B. V., *Solar Phys.*, **93** (1984), 95.
- [20] Cheng, C. C., Pallavicini, R., Acton, L. W., and Tandberg-Hanssen, E., *Ap. J.*, **298** (1985), 887.
- [21] Smartt, R. N. and Zhang Zhenda, *Solar Phys.*, 1986 (to be Published).
- [22] Kundu, M. R., Schamhl, E. J. and Velusamy, T., *Ap. J.*, **253** (1982), 963.
- [23] Kundu, M. R., *Solar Phys.*, **86** (1983), 205.
- [24] Kundu, M. R., Machado, M. E., Erskine, F. T., Rovira, M. G. and Schmahl, E. J., *Astron. Astrophys.*, **132** (1984), 241.
- [25] Kundu, M. R., IAU Symp. No. 107, p. 185, (1985).
- [26] Kundu, M. R. et al., *Astron. Astrophys.*, **108** (1982), 188.
- [27] Lang, K. R. and Willson, R. F., *Adv. Space Res.*, **4** (1984), 105.
- [28] Tajima, T., Brunel, F. and Sakai, J., *Ap. J.*, **258** (1982), L45.
- [29] Tajima, T. et al., in IAU Symp. No. 107, p. 197, (1985).
- [30] Tajima, T., in Fusion Energy (International Atomic Energy Agency, ICTP, Trieste), p. 403, (1982).
- [31] Brunel, F., Tajima, T. and Dawson, J. M., *Phys. Rev. Lett.*, **49** (1982), 323.
- [32] Sturrock, P. A. (ed.), *Solar Flares: Monograph from Skylab Solar Workshop I*, (1980).
- [33] Svestka, Z., *Solar Flares*, (1976).
- [34] Sakai, J., *Ap. J.*, **263** (1982), 970.
- [35] Nakajima, H., Tajima, T., Brunel, F. and Sakai, J., *Bulletin of Faculty of Engineering, Toyama University*, **36** (1985), 39.
- [36] Nakajima, H. et al., *Nature*, **305** (1983), 292.
- [37] Kiplinger, A. L. et al., *Ap. J.*, **273** (1983), 783.
- [3] Gibson, D. M., *Proc. of the Second Indo-US Workshop on Solar Terrestrial Physics*, (1984) (to be published).

(责任编辑 刘金铭)

Coronal Loops and Solar Flare Build-up

Zhang Zhenda

(Department of Astronomy, Nanjing University)

Abstract

In this review the recent progresses in researches of Solar flare build-up through the interaction of coronal loops are discussed. Observational data in the radio, X-ray and optical wavebands provide the reliable evidences that the interaction between flare coronal loops can lead to the onset of solar flares. Theoretically, the coalescence instability resulted from the interaction of plasma loops will trigger the flare process which can release a large amount of magnetic energy to produce the different characteristics in the observing radiation spectra.