

太阳耀斑磁环动力学研究进展*

章振大

R.N.Smartt

(南京大学天文系 南京 210008)

(National Solar Observatory, Sunspot, U.S.A.)

摘 要

讨论了磁环(电流环)在耀斑的贮能和释能过程中的重要作用。贮存于环中的磁能可能通过两种方式经由磁重联而散逸,即磁环的相互作用和环的扭转,并给出一些观测证据和理论分析结果。

1 前 言

众所周知,太阳耀斑所释放的能量可达 10^{29} — 10^{32} erg 以上,这么巨大能量的来源仍是一个未解决的问题。目前普遍认为,最可能的方式是贮存于磁环中的磁能通过某种机制的触发而释放出来,从而导致等离子体加热和高能粒子加速,产生了 X 射线、射电和光学辐射以及物质抛射等现象。因此,耀斑的贮能、触发和释能过程一直是耀斑物理的核心问题之一。

最近的观测表明,耀斑可能发生于低日冕区,甚至日冕高层,因而与耀斑过程有关的日冕活动的研究引起人们的重视。从空间和地面观测所获得的 X 射线和高温冕线以及低温 $H\alpha$ 线的资料显示,日冕,尤其是活动日冕由环状结构所组成,而这些环可能刻划着磁场;同时环系也是耀斑的基本结构,而环系是由许多在不同高度形成的或被激活的磁环(电流环)所构成。因此人们越来越认识到磁环在耀斑的贮能和释能过程中的重要作用,贮存于环中的磁能可能通过两种方式经由磁重联而散逸:即磁环的相互作用和磁环的扭转,如图 1 所示。由于耀斑的复杂性,也可能由其他形式如物质抛射或磁场切变等通过磁重联而释放能量。

下面我们将就这些问题的观测和理论研究的最新情况作简要介绍。

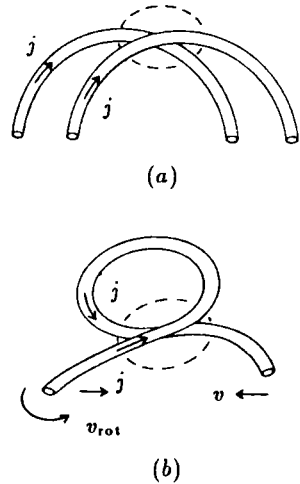


图 1(a) 磁环相互作用;
(b) 磁环扭转^[33]

* 国家自然科学基金资助项目

1993年11月11日收到

2 观测研究

1. 空间 X 射线和远紫外线观测给出许多耀斑磁环动力学特性的新结果。Svestka 等人^[1,2]由 X 射线观测得出相互连接活动区的磁环瞬时增亮。这种增亮经常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发生。Spicer 等人^[3]也观测到相互连接环的瞬时 X 射线增亮。Rust 等人^[4]得出, X 射线增亮开始于两个耀斑磁环交叉处附近, X 射线辐射源约以 $1600\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 速度沿着环扩展。Machado 等人^[5-7]由硬 X 射线单色像和向量磁像仪的观测表明, 耀斑活动常在活动区里包含两个以上相互作用磁偶极中观测到。耀斑的基本结构经常包含一个触发偶极和与之相碰的一个以上相邻偶极。能量释放是在触发偶极内或在偶极间的相互作用位置开始的。大多数脉冲或最高能粒子的加速可发生在相互作用区, 并认为磁环相互作用是触发耀斑能量释放的一个基本要素。

Mandrini 等人^[8]由 X 射线辐射观测得出, 微耀斑也与耀斑类似, 能量释放也是通过磁环的相互作用而进行, 不同结构具有不同等级的能量释放, 而大部分能量是贮存于两环间分界面的电流片里。这种微耀斑可能对活动日冕的加热起着重要作用。

Shimizu 等人^[9]最近由阳光 (YOHKOH) 卫星的软 X 射线像显示活动区中, 许多磁环相互连接并引起瞬时 X 射线增亮。共发现 144 个瞬时增亮事件, 其中单环事件 61 个, 多环事件 69 个, 类点事件 14 个。计算得出每个事件所释放的热能约 $5 \times 10^{28}\text{erg}$, 比亚耀斑低些。

Cheng 等人^[10]由 SMM 卫星资料也求得耀斑可由相互作用环结构产生。对于脉冲 UV 爆发、硬 X 射线爆发与脉冲 OV 辐射时间相关性的分析得出, 它们发生于小局部核里。通过对比耀斑 OV、Fe X X I 和 X 射线图及磁图, 证认出这些辐射核就是相互作用磁环的垂足。Doyle 等人^[11]曾研究 1973 年 9 月 7 日双带耀斑环的膨胀速度。由测量 Fe X II $\lambda 195(T_e = 1.4 \times 10^6\text{K})$, Fe X IV $\lambda 265(T_e = 1.8 \times 10^6\text{K})$, Fe X VI $\lambda 263(T_e = 2.2 \times 10^6\text{K})$ 和 Ca X VII $\lambda 192(T_e = 5 \times 10^6\text{K})$ 线磁环垂足的分离, 得出不同环的膨胀速率各不相同。例如对于 Fe X IV 线, 在耀斑极大之后短时间内为 $6-8\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$, 而在衰减相后期为 $0.5-1.0\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$; 对于 Ca X VII 则在整个观测期间近似为常数 $2-3\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。Widing 等人^[12]也曾分析 1973 年 9 月 7 日双带耀斑环系的性质, 得出环的强度和密度在 1 小时的观测时间里约减小 2 倍。上升环系的上部和外层比下部和内层更热更密, 而环顶的电子密度比环垂足约大 50%。

此外, de Jager 等人^[13]还观测到日冕的爆发现象。在爆发区即 X 射线强度极大区发生在耀斑脉冲相附近, 等离子体流速达到 $100\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$, 认为是耀斑磁环相结合的特征。他们^[14]还观测到所谓基本耀斑爆发具有十分类似的时间轮廓, 平均爆发时间为 5—25s, 发生于 X 射线耀斑脉冲相, 在其发生时能量输入耀斑区, 耀斑热能达到极大值^[15,16], 这种现象也可能是磁环相结合的结果。

2. 在射电波段, Kundu 等人^[17-20]由 VLA2cm 和 6cm 射电观测资料, 也认为得到由磁环的相互作用而触发磁能释放的证据。这些资料显示, 射电暴源演化的特征是: 在脉冲暴之前出现的沿着南北中性线延伸的强辐射, 可能由磁重联引起。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 $T_b \sim 10^9\text{K}$)的 20s 里, 环拱(暴源)发生变化, 并发展成两个强偶极区或一个四极结构。它们的指向是: 在环顶附近, 磁力线彼此相反。这种四极场位形联系着这样的耀斑模型, 即电流片在两个磁环之间分界面发展。脉冲能量的释放可能由联系着两个偏振方向相反偶极区的磁力线重联造成的, 而释放位置在中心位于中性线附近的磁环。亮的紧密偶极环显然与能量释放区有关。Lang 等人^[21]由 VLA20cm 的观测也认为得出由磁环相互作用引起射电爆发的证据: (1) 大约在脉冲暴发前 30min, 单环开始加热, 并变为不稳定, 然后爆发; (2) 新磁环浮现并与原先的环相互作用而引起爆发。

Nakajima 等人^[22]和 Kiplinger 等人^[23]由 X 射线和射电辐射资料分析也得出, 通过两个磁环结合可导致尖峰结构出现。Sakai 等人^[24]研究了 1984 年 5 月 21 日高能耀斑给出的微波和 X 射线辐射的尖峰结构, 每个尖峰寿命约 0.1s, 它们由发射高能粒子的小等离子体节引起, 每个节约在 50ms 内损失其能量, 而这些节由 X 型磁环结合产生。

3. 在光学波段, 我们^[25,26]曾利用多波段(Fe X IV $\lambda 5303$, Fe X $\lambda 6374$ 和 $H\alpha$ 线)日冕仪观测, 分析了 1979—1989 年资料, 发现 90 余个耀斑磁环相互作用事件。相互作用形式大致可分为 4 种: (a) 两环腿相交叉; (b) 两环顶相交; (c) 新浮现环与老环相交; (d) 两环相切。在相互作用区的辐射强度有很大的增加。计算表明, 若设这种瞬时增亮由磁重联所引起, 则可估算出其能量约 $6 \times 10^{28}\text{erg}$ 。

一些作者曾研究 $H\alpha$ 日面耀斑环的相互作用问题。例如 Vrtnak 等人^[27]分析 1981 年 5 月 16 日 $H\alpha$ 耀斑环的连续相互作用引起能量释放。这种相互作用可通过机械的^[28]或电流环的感应耦合^[16]来进行。能量释放位置以速度 $v < 200\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 位移, 而微波辐射在某一位置的上升时间约 1min。这就排除了用结合不稳定性非线性发展的爆发模式来解释的可能性, 因为后者以阿尔文时标发展; 同时认为能量传输不是由电子流, 而可能由传导热波(传导波前), 这与 Rust 等人^[4]的看法一致。Mandrini 等人^[29]由分析 1980 年 4 月 5—11 日 AR2372 的光球磁图, 也认为 1980 年 4 月 6 日 $H\alpha$ 耀斑可由大尺度磁结构的相互作用而引起。Demoulin 等人^[30,31]也提供了 $H\alpha$ 耀斑环相互作用的观测证据。他们分析活动区(AR2511, June13-15, 1980)磁结构, 利用观测纵向场来模拟日冕场(势场)。这种计算场满意地拟合 $H\alpha$ 纤维和观测的横向场方向。两个不同磁位形连续地引起耀斑的产生: 首先在后随极性中侵入新的方向相反的磁流; 其次在两个主极性又浮现新的磁流。在后一种情况下就出现耀斑, 尽管浮现的偶极几乎与主极平行。在这种偶极位形中, 出现了磁分界面(separator), 观测到的 $H\alpha$ 耀斑双带位于计算的磁分界面交叉附近。这就提供了对通过重联把所贮存磁能释放出来的模型的有力支持。

上述观测资料表明, 耀斑通过磁环相互作用触发磁能释放可能是较普遍的现象之一。

Svestka^[32]提出另一种触发耀斑能量释放的形式, 即磁环的扭转通过磁重联也可导致磁能的散逸, 它是由于环的一个或两个垂足的运动造成的。在这种情况下, 单环或环束通过扭转不稳定性而触发耀斑。不过在耀斑环中未曾见到强的螺旋扭转。因此若这种扭转确实存在并引起耀斑, 这种扭转的尺度应是难以分辨的; 或者在用 $H\alpha$ 线看到的耀斑结构中, 扭转已松弛了。他提出环扭转的可能例子是: 5 个亮块在超米粒胞边界, 它们可能是强运动和速度剪切的位置, 其中两个最亮块($H\alpha$)是一个亚耀斑, 而另外三个

亮块在 30min 后才变为耀斑, 它们可能是连接着垂足的磁环的扭转结果。此外, 前面提到 Shimizu 等人^[9]所得出的单环瞬时增亮事件, 可能也是磁环扭转的结果。

3 理论研究

上面提供的观测事实似乎表明, 耀斑磁环相互作用可能对耀斑触发、能量释放位置和过程起着十分重要的作用。显然, 由于耀斑种类较多, 过程极其复杂, 理论研究的难度是很大的, 但不少作者仍依据现有的观测资料进行理论探索, 并取得一些结果。

3.1 关于磁重联

Sakai 等人^[33]提出, 贮存于磁环(电流环)中的磁能可通过两种类型磁环结合而引起磁重联并迅速耗散。第一, 在同一时间里几个环之间发生相互作用, 而在其中两个磁环相互作用是最基本的过程; 第二, 在一个磁环里通过非线性扭转而发生。连续的光球旋转运动将使环中电流增加, 而与黑子彼此靠近运动的配合可导致扭转不稳定性。因此在耀斑磁环相互作用中, 磁重联是引起能量释放的最主要机制。他们指出, 目前有三种重联过程: 即稳定、快速和爆发的。所有这些重联过程都可在 MHD 计算机模拟中看到。

(1) 稳定激发重联, 在高电流密度附近的重联磁通量 $\Delta\psi \sim t$, t 为时间。这种机制是 Sweet^[34] 和 Parker^[35] 所提出。

(2) 快速重联, $\Delta\psi \sim t^m$, $m > 1$, 这是 Petschek^[36] 机制。

(3) 爆发重联, $\Delta\psi \sim (t_0 - t)^{-m}$, $m > 0$, t_0 为爆发时间, 此为 Tajima 和 Sakai^[37] 所提出, 如图 2 所示。电流环结合模型类似于 Gold 等人^[38] 模型和浮现磁流模型^[39], 但细节很不相同。Sakai 等人^[40] 提出了这种电流环结合的形态模型的物理基础, 即电流环结合时磁重联过程和粒子加速机制。

3.2 新浮现磁环与原先磁环相互作用模型

Heyvaerts 等人^[39] 首先提出耀

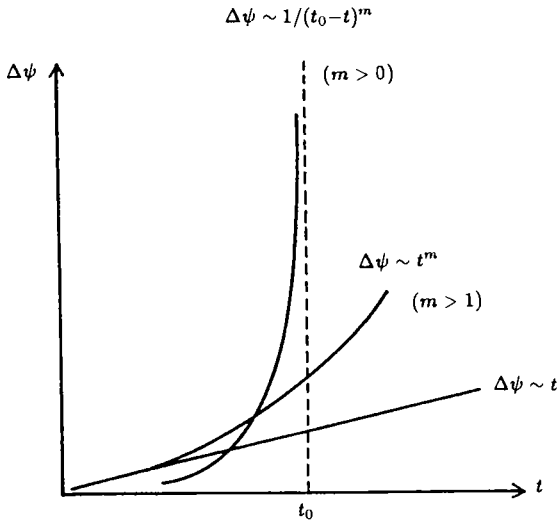


图 2 重联磁通量 $\Delta\psi$ 随时间 t 的变化示意图^[33] 斑由浮现磁环与原先存在磁环相互作用而产生。当磁环从光球浮现并与上面磁环相互作用时, 许多耀斑便以三个阶段发生: (1) 耀斑前加热相, 在新老磁环之间形成的电流片中发生连续的重联。从电流片两端发射的波将加热等离子体, 并导致软 X 射线辐射的增强。(2) 接着浮现磁环达到临界高度(一般在色球高层), 不再与周围处于平衡, 电流片加热, 趋于新的平衡状态, 电流密度超过发生等离子体微观不稳定性的数值, 此时就出现脉冲相和闪相。电流片中出现湍动电阻率并迅速扩展, 使电场强于 Dreicer 场值, 粒子被加速到高能并沿力线逃逸。当它们向

下到达色球层便产生 $H\alpha$ 耀斑节, 而向上进入日冕区便激起 III 型射电爆发。(3) 主相, 此时稳定磁重联到达新的状态, 电流片比以前大得多。在 Shibata 等人^[41] 的浮现磁环模型中, 磁环开始位于光球底部。当磁浮力不稳定性 (Parker 不稳定性) 发展时, 气体就进入膨胀的环。由于磁浮力增强, 环便上升。这种膨胀磁环即浮现磁环, 与预先存在的日冕磁环相互作用而引起磁重联。

3.3 2 个以上磁环相互作用

Tajima 等人^[42,37] 得出, 耀斑脉冲能量释放的最可能机制是结合不稳定性和爆发式磁重联。根据他们的数值模拟结果, 在线性阶段 (能量释放很少) 过去之后, 两个磁环 (磁孤立区) 相互接近, 磁环被压缩。在环接触面附近的等离子体就被挤压并具有很高密度。仅在 1—2 阿尔文时间内将发生两个环结合成一个环的总磁通量重联, 而包含在环场内的磁能便能爆发式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, 两个等离子体块碰撞引起湍动, 并迅速把它们的能量耗散为热能, 从而减小了温度振荡的振幅。因此在等离子体电子和离子的动量分布中就出现大部分强的加热和少部分的加速。

Sakai 和 de Jager^[43] 得出, 磁环结合过程具有不同特征, 取决于磁环相互作用区的结构, 即两环相互作用区长度 L 和环半径 R , 其特征如下 (见图 3):

(1) 一维结合, $L \gg R$, $B_p > B_t$, 称为 I 型结合, 其中 B_p 为由电流引起的场 (绕着环), B_t 为沿着环的场。此时会产生准周期能量释放和高能粒子加速, 它对应于 1980 年 6 月 7 日和 1982 年 11 月 26 日耀斑; 而在 $B_p < B_t$ 时则无强的辐射准周期振荡。

(2) 二维结合, $L > R$, 称为 Y 型结合。此时会出现强的等离子体抛射和激波, 它对应于 1980 年 5 月 26 日耀斑。

(3) 三维结合, $L \approx R$, 称为 X 型结合。此时 (a) 一维结合 (b) 二维结合 (c) 三维结合^[43] 会出现强的类点状等离子体爆发和快磁声激波, 它对应于 1984 年 5 月 21 日耀斑。

根据文献 [9] 的统计结果, 在 69 个多环相互作用事件中, X 型结合占 30%, Y 型占 57%, 其他占 13%; 而由文献 [25] 90 余个相互作用事件中, 绝大多数属 X 和 Y 型结合。按照 Sakai 等人^[43] 的分析, X 型结合的耀斑起源机制只有在如下情况下才起作用, 即该处已存在初始不稳定性, 它使两个以上的磁环彼此靠近, 而这种不稳定性实际上是耀斑前区的一个基本特性。耀斑前区被许多磁流管所穿透, 它们来自光球活动区很小面积里。由耀斑硬 X 射线像所显示的这些面积的特征大小约 10^4 km , 常称为足点 (footpoint)。这些足点就是用硬 X 射线所观测到的色球 / 日冕层的耀斑初始位置。有大量的磁丝从足点

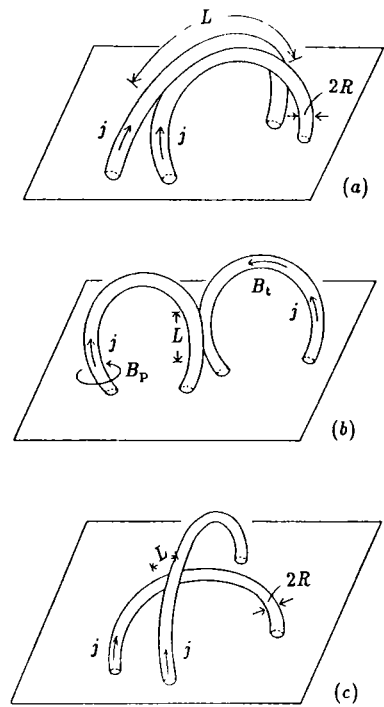


图 3 磁环结合示意图

发出并会聚在一起。观测表明,黑子常有规则的、有时是很强的剪切运动,而在剪切最大处产生耀斑的概率也最大。根在光球的磁丝由于光球的剪切运动而进行不规则相互运动。因此耀斑前区处于不稳定状态,而磁丝的运动可望能引起 X 型结合。

Chargeishvili 等人^[44]通过 MHD 数值来研究耀斑磁环不同模式的结合,以便说明耀斑脉冲相的性质。结果表明,在发生磁重联之后,影响所有物理量的最重要参数是等离子体 $\beta (=p/8\pi B, p$ 为压力, B 为磁场) 值和纵向与径向压力梯度初值的比值。对于 Y 型相互作用(初始纵向压力梯度等于径向压力梯度),低 β 值情况显示迅速箍缩效应和所有物理量(包括电场分量——对高能粒子的加速是很重要的)的同时增强;而等离子体 β 值的增大就使箍缩效应减弱和所有物理量减小。对于 X 型相互作用(初始纵向压力梯度远大于径向压力梯度),有喷流发生;当 β 值增大时,喷流速度也加大。对于 I 型相互作用(初始纵向压力梯度远小于径向压力梯度),不出现喷流和物理量增大。

Sakai 等人^[24,43,45],曾根据 3 维 X 型爆发式结合机制研究耀斑性质。数值模拟表明,两个磁环的接近是加速进行的,一直到它们爆发式结合为止。结合过程时标极短,约为所研究面积的阿尔文时间的百分之几,即环接近速度约几千公里每秒。碰撞气体热化将使 T_e 很高,而 T_i 保持不变,因为电子-离子碰撞时间比结合时间长得多。但离子也将被加速(稍后一点),因为磁场迅速变化产生的强电场可加速电子和离子。碰撞气体接着爆发将产生强湍动等离子体,它可能是电子和离子湍动加速位置。假设爆发数等于磁环相互作用数,由每一爆发时间 10—15s,磁场 100—200G, $T_e=3-5\times 10^7$ K,可得 $n_e=10^{10}-10^{11}\text{cm}^{-3}$ 。根据 SMM 和 Hinotori 卫星资料,还得出两类 γ 射线/质子 (GR/P) 耀斑,即脉冲的 ($t < 100\text{s}$) 和渐变的 ($t > 200\text{s}$),它们产生 γ 射线或高能行星际质子。在脉冲 GR/P 耀斑,有两个粒子加速相:第一相是在 1s 内把电子和质子两者加速到 $\sim 10\text{MeV}$ 和 $\sim 100\text{MeV}$;第二相是在几秒到 100s 内电子被加速到 100MeV,而质子则到 1GeV。在由 3 维 X 型磁环结合激起的爆发中,在 $t < 1\text{s}$ 内电子和质子可被加速到 $\sim 100\text{MeV}$ 和 $\sim 100\text{GeV}$ 。这种瞬时同时加速机制可解释观测到的第一相加速;同时随着爆发能引起强等离子体爆发,它能激起快磁声激波,进一步把电子和质子同时加速到相对论性能量。Cliver 等人^[46]提出日冕高层耀斑,它产生于光球之上 $h > 0.5R_\odot$,能把电子脉冲加速到 $< 15\text{keV}$,其 $T \sim 10^7\text{K}$ 。这种耀斑由冕流电流片而发生,其磁场结构类似于由日冕物质抛射造成的磁场位形。这类耀斑与一般认为脉冲加速发生于光球之上 $h \leq 10^4\text{km}$ 的有所不同,它不与 $H\alpha$ 耀斑伴生。Phollips^[47]和其他人提出耀斑也可由日冕物质抛射而触发。

上述是关于耀斑脉冲相磁环结合的情况,至于主相的磁环相互作用,我们^[48]曾用两维磁重联和阻抗不稳定性来分析上述用日冕线所得出的磁环相互作用事件。计算结果表明,不稳定性的特征时间与相互作用事件的时标相等,而每次事件所释放能量约 $5\times 10^{28}\text{erg}$,相当于一个亚耀斑的能量。

4 结 束 语

上述最新观测结果和理论研究表明,耀斑磁环相互作用已能在 X 射线和可见光波段观测到,它们可能是触发耀斑的较普遍的形式,对探讨耀斑能源和释放过程等都有十分重要意义。对短时标磁环相互作用,似可采用结合不稳定性 and 爆发的磁重联机制,它能

说明耀斑的一些观测特征, 如爆发等离子体加热、高能粒子加速和电磁辐射的准周期振荡(在 X 射线和射电辐射中的尖峰结构)等。对时标较长相互作用, 则似乎要用其他机制解释。显然, 在今后研究中, 利用空间和地面各种观测手段, 在多波段同时观测, 对耀斑的贮能、触发和能量释放及粒子加速过程等研究, 以揭示耀斑本质, 都是至关重要的。

参 考 文 献

- [1] Svestka Z *et al.* *Solar Phys.*, 1979, 63: 297
- [2] Svestka Z *et al.* *Adv. Space Res.*, 1984, 4: 287
- [3] Spicer D S *et al.* *Solar Phys.*, 1983, 87: 271
- [4] Rust D M *et al.* *Solar Phys.*, 1984, 93: 95
- [5] Machado M E *et al.* *Adv. Space Res.*, 1982, 2: 115
- [6] Machado M E *et al.* *Solar Phys.*, 1987, 113: 57
- [7] Machado M E *et al.* *Ap. J.*, 1988, 326: 425, 451
- [8] Mandrini C H *et al.* *Adv. Space Res.*, 1990, 10: 115
- [9] Shimizu T *et al.* *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1992, 44: L147; *Solar Phys.*, 1993, 145: 297
- [10] Cheng Chung-chieh *et al.* *Ap. J.*, 1985, 298: 887
- [11] Doyle J G *et al.* *Ap. J.*, 1990, 352: 754
- [12] Widing K G *et al.* *Ap. J.*, 1990, 352: 760
- [13] de Jager C *et al.* *Solar Phys.*, 1984, 92: 227
- [14] de Jager C *et al.* *Solar Phys.*, 1978, 58: 127
- [15] de Jager C. *Solar Phys.*, 1985, 98: 143
- [16] de Jager C. *Space Sci. Rev.*, 1986, 44: 43
- [17] Kundu M R *et al.* *Ap. J.*, 1982, 253: 963
- [18] Kundu M R *et al.* *Solar Phys.*, 1983, 86: 205
- [19] Kundu M R *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1984, 132: 241
- [20] Kundu M R *et al.* *Adv. Space Res.*, 1990, 10: 85
- [21] Lang K R *et al.* *Adv. Space Res.*, 1984, 4: 105
- [22] Nakajima H *et al.* *Bulletin of Faculty of Engineering, Tayama University*, 1985, 36: 39
- [23] Kiplinger A L *et al.* *Ap. J.*, 1983, 273: 783
- [24] Sakai J I *et al.* *Solar Phys.*, 1989, 123: 389
- [25] 章振大, Smartt R N. *天文学报.* 1991, 32: 233
- [26] Smartt R N, Zhang Zhenda, Smutko M F. *Solar Phys.*, 1993, 148: 139
- [27] Vrsnak B *et al.* *Solar Phys.*, 1986, 111: 23
- [28] Emslie A G. *Ap. J. Lett.*, 1981, 22: 171
- [29] Mandrini C H *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1991, 250: 541
- [30] Demoulin P *et al.* *Solar Phys.*, 1992, 139: 105
- [31] Demoulin P *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1993, 271: 292
- [32] Svestka Z. In: Neidig D F ed. *The lower atmosphere of solar flares*, Proc. of NSO/ SMM symp., Sunspot, NM, USA, 1986, Sunspot, NM: National Solar Observatory, 1986: 348
- [33] Sakai J I. *Space Sci. Rev.*, 1987, 46: 113
- [34] Sweet P A. In: Lehnert B ed. *Electromagnetic phenomena in cosmic physics*, IAU symp. No.6, Stockholm, Sweden, 1956, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1958. 123
- [35] Parker E N. *Ap. J. Suppl.*, 1963, 8: 77

- [36] Petschek H E. In: Hess W N ed. Proc. ASS/NASA symp. on the physics of solar flares NASA SP-50, Washington, D. C. 1964: 425
- [37] Tajima T, Sakai J I. IFSR No. 197, Institute for Fusion Studies, University of Texas, 1985; IEEE Trans. Plasma Sci. PS-14, 1986: 929
- [38] Gold T *et al.* M. N. R. A. S., 1960, 120: 89
- [39] Heyvaerts J *et al.* Ap. J., 1977, 216: 123
- [40] Sakai J I *et al.* Proc. of the Joint Verenna- Abastumani Int. School and Workshop on Plasma Ap., ESA-SP-251, 1986: 77
- [41] Shibata K *et al.* Ap. J., 1989, 345: 584
- [42] Tajima T *et al.* Ap. J., 1982, 258: L45; 1987, 321: 1031
- [43] Sakai J I, de Jager C. Solar Phys., 1991, 134: 329
- [44] Chargeishvili B *et al.* Solar Phys., 1993, 145: 297
- [45] Sakai J I *et al.* Ap. J., 1990, 365; 354; Solar Phys., 1992, 140: 90; 142: 399
- [46] Cliver E, Kahler S. Ap. J., 1991, 366: L91
- [47] Phollips K J H. Vistas in Astron., 1991, 34: 353
- [48] Li Xiaoqing, Zhang Zhenda, Smartt R N. Astron. Astrophys., 1994, 290: 963

(责任编辑 刘金铭)

Progress in Dynamic Research of Solar Flare Magnetic Loops

Zhang Zhenda

(Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210008)

R.N.Smartt

(National Solar Observatory, Sunspot, U.S.A.)

Abstract

In this review the important role of magnetic loops (current loops) in energy storage and release process of solar flares is discussed. The observations by the Solar Maximum Mission showed that the interaction of magnetic loops is an essential ingredient in the triggering of the solar flares. Recent observations have revealed that occasional transient enhancements in soft X-ray and visible light images are related to loop interactions in active regions of solar flares. Observations with the VLA operating at 6cm, 2cm have also provided evidences of interacting loops. Theoretical analyses have indicated that the magnetic energy stored in the loops may be dissipated through two ways: loop-loop interactions and loop twists. The current loop coalescence is one of the main loop-loop interactions, which can rapidly dissipate magnetic energy through the explosive magnetic field line reconnection in the region between two current loops. The current loop coalescence may also occur in one current loop through the nonlinear kink instability. Some research results are given.