

文章编号: 1000-8349(2010)01-010-029



灾变理论在太阳物理和天体物理 其他研究领域中的应用

林 隽^{1,2}, 王修鹏^{1,3}, 蒙 盈^{1,3}

(1. 中国科学院 国家天文台 / 云南天文台, 昆明 650011; 2. Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA; 3. 中国科学院 研究生院, 北京 100039)

摘要: 叙述和介绍了太阳爆发的磁通量绳灾变理论和模型的发展过程, 强调了建立这样的模型所需要的观测基础。讨论了由模型所预言的爆发磁结构的几个重要特征以及观测结果对这种预言的证实。在此模型的基础上, 讨论了一个典型的爆发过程中所出现的不同现象及它们之间的相互关系。最后, 介绍了作者的一项最新尝试: 将太阳爆发的灾变理论和模型应用到对黑洞吸积盘间歇性喷流的理论研究当中, 以及研究所取得的初步结果。

关键词: 耀斑; 爆发日珥; CME; 磁重联; 电流片; MHD 理论和模型; 等离子体不稳定性; 黑洞吸积盘喷流

中图分类号: P182.9

文献标识码: A

1 引 言

驱动太阳爆发的能量来自光球和对流层中等离子体运动的动能, 并事先储存在日冕磁场当中, 这已成为太阳物理研究领域内各位同行的共识。植根于光球层的日冕磁场随着光球物质的运动不断改变形状, 将光球物质的动能转化为磁能储存在日冕当中, 直到日冕磁场不能继续储存更多的能量。由于光球物质的运动非常缓慢, 因此相关磁场结构的变化也很缓慢, 其演化特征可以用准静态来描述, 磁场结构处于平衡状态, 往日冕输送足够驱动一次爆发的能量的过程也需要一段时间。一般来说, 这段时间在十几个小时到几天之间。光球物质的运动引

收稿日期: 2009-06-08; 修回日期: 2009-10-02

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (40636031, 10873030); 国家科技部 973 计划支持项目 (2006CB806303); 中国科学院方向性创新项目 (KJ CX2-YW-T04); NASA 项目 (NNX07AL72G 号)

起的能量转换和传输的方式有好几种, 本文不在这里一一叙述, 有兴趣的读者可以参考文献 [1-8]。因为这个过程长而缓慢, 所以没有很明显的能够被观测到的效果(见参考文献 [8] 中的讨论)。当储存在日冕中相应磁场结构内的能量达到临界点时, 磁结构的进一步演化(不论什么原因)将不再以缓慢的准静态方式进行, 而是以快速而剧烈的动力学方式进行, 事先储存在磁结构中的能量也迅速转化为等离子体的动能和热能, 以及高能带电粒子的动能。这个过程持续的特征时间一般在几十 min 到几 h 之间。由于与能量储存的时间尺度相差太大, 所以能量的释放过程看上去要更加剧烈、快速, 而且观测效果也非常明显 [8]。

使日冕磁场失去平衡、引起爆发的机制有多种, 灾变是其中的一种 [4]。Sturrock [9]。最先提出磁场系统以灾变的方式失去平衡是产生太阳耀斑的可能机制。他指出, 作为一个对某控制参数缓慢变化的反应, 系统的演化在 μ 达到临界值 μ_c 之前, 可能经历一系列准静态的稳定平衡阶段。一旦 μ 超过了 μ_c , 磁场的状态将会发生剧烈的变化, 导致不稳定性的产生以“爆发”的形式出现。也可将其称之为“灾变式的变化”。Sturrock [9] 提出, 太阳耀斑以及“其他灾变的物理现象”都是不稳定性以爆发的方式产生的结果。这一先驱性的工作以定性的方式从总体上讨论了灾变这一概念, 但 Sturrock 并没有将之运用于任何特定的磁场系统中并进行定量的研究。对太阳磁场结构中发生灾变和失去平衡的定量研究始于 20 世纪 70 年代末。

有两组科研人员几乎同时从不同途径各自开始了他们对灾变的研究。一组人员通过生成函数的方法研究了剪切磁拱的演变 [10-12]。在这一方法中, 磁场随着控制参数 λ 的变化而发展, 处于 MHD 平衡的结构以一定的准静态顺序演化。而另一组人员则研究了处于日冕当中的带电流导线的平衡。这根导线被用来描述处于日冕当中的日珥 [13,14]。在这一方法中, 平衡状态随着导线中的电流变化而发展。这种方法现在已经发展成为磁通量绳(灾变)模型 [15-17]。

本文将详细讨论由 van Tend 和 Kuperus 模型 [13-14] 到磁通量绳(灾变)模型 [15-17] 的发展过程, 以及后者在研究太阳爆发和发生在宇宙中其他地方的爆发过程当中的运用。下一章介绍早期的灾变模型, 以及其需要完善的部分; 第 3 章叙述磁通量绳(灾变)模型的发展过程; 第 4 章讨论在灾变模型的基础上对 CME 与耀斑和爆发日珥关系的研究; 第 5 章介绍如何将该模型应用到对黑洞吸积盘系统中的间歇性喷流的研究当中; 最后, 第 6 章总结这项工作和并对未来工作和研究方向进行展望。

2 早期的灾变模型

用生成函数的方法来研究磁场准静态的演化进程和寻找爆发过程开始的临界状态是 Low [10] 首先开始的, Birn 等人 [11] 几乎和 Low 同时开始了类似的工作。他们的研究指出, 当参数 λ 位于一个特定的参数空间之外时, 磁场结构(无论是无力场 [10] 还是包括了等离子体气压的非无力场 [11]) 的准静态演化就不再适用, 相对应的演化则必定是爆发性的动力学过程。但是由于参数 λ 并不描述光球边界条件的任何特性, 在生成函数模型

中, 数学上的灾变行为能否代表物理上的真实过程是一个问题, 这是生成函数模型的主要缺陷。Klimchuk 和 Sturrock^[18] 利用近似的光球边界条件重新检验了 Low^[10] 的无力场结构。他们发现, 系统随着边界条件的缓慢改变而平缓地演化, Low^[10] 所认为的爆发现象并不会产生。因此, 发生在 Low^[10] 的磁场结构中的灾变现象只不过是生成函数方法的人造产物。由于 Birn 等人^[11] 用的是同一方法来研究灾变, 所以即使他们的模型中的磁场结构不是无力场, 但依然存在同样的缺陷。

Zwingmann^[19] 将 Birn 等人^[11] 的工作进行了改良, 他考虑到了系统的演化对于足点处的位移和剪切的响应。这里剪切位移的大小是由参数 λ_s 所描述的。然而 Zwingmann^[19] 并没有意识到系统的磁场结构包含有一系列的简单联接着的磁拱 (即磁拱的两端都联接到光球当中), 在这种结构当中, 仅仅由足点剪切引起的演化是不足以导致系统爆发的。这一事实后来被 Mikić 等人^[20] 注意到, 并被 Finn 和 Chen^[21] 所证实。为了产生灾变现象, Zwingmann^[19] 应用了一种类似于生成函数的方法来进行分析。在他的工作中, 参数 λ 被明确为日冕中等离子体的气体压力。当 λ_s 在一定的范围内时, λ 的改变会导致系统灾变的发生。因为系统受到 λ 和 λ_s 两个参数的约束, 根据标准灾变理论^[22-25], 其发展应该呈现尖点灾变的现象。然而, Zwingmann 的灾变还是不能有物理结果, 仍然是因为 λ 不是描述光球边界条件的参数。Platt 和 Neukirch^[26] 进一步指出, Zwingmann 的结果还显著地受到数值模拟区域两侧和上边界条件的影响。由于生成函数方法存在的这些不足之处, 目前已不再运用该方法来研究爆发问题并构建相应的模型。

通量绳 (灾变) 模型最初是由 van Tend 和 Kuperus^[13] 提出的。它和生成函数模型不同, van Tend^[14] 认为当日冕中磁通量绳 (以无限细的线电流出现在 van Tend 和 Kuperus 的早期模型中) 的电流超过临界值时, 它就会失去平衡。在他们的模型中, 通量绳在一对力的平衡下浮在日冕里。这一对力分别是通量绳下方的磁力线产生的磁压力和越过通量绳的磁力线产生的磁张力。在大多数情况下, 这一平衡是稳定的, 当通量绳受到扰动时, 它将在其平衡位置上下振荡 (见文献 [24] 中的详细讨论)。van Tend^[14] 指出, 随着通量绳中的电流不断增大并超过其极限时, 这一平衡将不再稳定。平衡的失去将导致通量绳向上的灾变式的跳跃。严格来说, van Tend 和 Kuperus 提出的灾变也不完全是发生在日冕磁场中的物理过程 (有兴趣的读者也可以参考文献 [24] 的讨论)。但是, 与生成函数方法相比, van Tend 和 Kuperus 模型的优点在于它所涉及的参数都是能用来直接描述相关日冕磁场结构特征的重要的物理量。

Kaastra^[27], Molodenskii 和 Filippov^[28], 以及 Martens 和 Kuin^[29] 沿用了 van Tend 和 Kuperus 的电路理论的框架, 并将他们的模型进行推广 (尽管 Martens 和 Kuin 将他们的模型称之为“电路模型”, 但除了对磁重联和激波引起的耗散过程的处理方法与其他的 MHD 模型不同以外, 它更像是一个 MHD 模型)。在电路理论中, 通量绳 (或称电流暗条) 被简单地处理成位于真空中的载流导线, 和日冕中理想 MHD 环境不同, 磁场并没有被冻结在等离子体中。在他们的模型中, 磁重联可以在中性点 (或称 X 点) 处自由地发生。要注意的是, 在真实的日冕等离子体环境中, 由于等离子体具有较高的电导率, 磁重联并不那么容易产生。任何试图使得含有 X 点的磁场结构产生快速变化的努力, 都会导致从 X 点附近发展出一个电流片。Kaastra^[27] 以及 Martens 和 Kuin^[29] 在电路模型中用近似的方法加入了一个短电流片而解决

了这一问题。不过这种近似限制了他们进一步的工作, 因为这个电流片不能太长, 否则保证近似适用的条件就不成立了 (见参考文献 [16] 中的讨论), 并且电流片中的电流强度总是比通量绳中的弱。

3 磁通量绳灾变模型

Priest 和 Forbes^[30] 继承并发展了 Kaastra^[27] 及 Martens 和 Kuin^[29] 的工作, 他们找到了一个精确解, 使得结构中的电流片可以为任意长度 (见文献 [30] 中的图 7)。在这个结构中的背景磁场 (本质上可能是由光球内部的磁源所产生) 是由位于其边界面上的一个磁耦极子所产生的磁场来描述。因此, 这个结构的磁场当中存在一个非物理的奇点。这项工作的另一个缺点就是通过变化通量绳中的电流来演化整体的磁场结构, 但是, 通量绳中的电流并不能代表控制系统演化的基本物理要素 (见文献 [31] 中的讨论), 它的值不能单独决定, 而必须根据边界条件决定。因此, 尽管在平衡条件下通量绳中的电流可以轻易地和边界特征 (比如特征长度和背景磁场的强度, 并且调整电流的值相当于间接调整边界条件) 相关联, 但仅仅指出通量绳的高度是它的电流的函数而且平衡曲线的确存在一个极值点 (电流曲线拐点), 并不足以证明灾变在系统演化的过程中一定会发生。物理内涵的部分缺失一直是引起灾变模型研究者们困惑的原因, 即使实际上在高度 - 电流强度的函数曲线中, 灾变的临界点离电流拐点并不远 (见参考文献 [24, 31] 中的研究结果和讨论)。

3.1 理想 MHD 过程

在以上前人探索的基础上, Forbes 和 Isenberg^[24] 发展出二维理想 MHD 无力场磁通量绳模型。随着标准灾变理论^[22] 的发展和相关的数学描述的完善^[23], Forbes 和 Isenberg^[24] 将 van Tend 和 Kuperus 模型中的线电流替换为具有有限大小截面的带电流的磁通量绳。日冕在这里被看作理想 MHD 介质, 其中的磁重联是被禁止的, 因此电流片可以先于爆发而形成并发展。在此模型中, 通量绳中的电流是光球边界条件的函数, 通量绳表面的通量冻结条件可以被用来确定其值。这一改进使得光球边界条件成为系统演化的唯一控制因素。

系统的演化通常要经过两个阶段: 第一个阶段为储能过程, 而第二个阶段为爆发过程。在储能阶段, 光球物质的对流运动增大日冕磁场的受力, 使之变形, 并导致磁场能量的储存。这个阶段的演化非常缓慢 (其时间尺度为光球运动时标, 一般在十几 h 到几 d 之间), 因此可将之看作准静态过程。而在第二个阶段, 即爆发阶段, 系统失去其机械平衡, 并以日冕当中的 Alfvén 时标 (十几到几十 min) 迅速演化。正是在这第二阶段, 磁通量绳被向上抛出, 原先储存在系统中的磁场能量被迅速释放出来。因为爆发时的演化速率远远大于能量从光球传输到日冕的速率, 所以爆发过程中从光球传输到日冕的能量可以完全忽略不计。这种从缓慢演化到快速演化的转变就是我们所说的灾变 (有兴趣的读者可以参考文献 [24] 中的图 1)。

在这一模型中, 背景磁场由一个处于光球层内部的线状耦极子产生的磁场来描述。系统的演化由光球物质的汇聚运动所控制: 光球中的物质流将磁场从远处带到原点 (见图 1), 并迫使极性相反的磁力线在原点发生重联 (由于问题的对称性和为处理问题方便, 坐标系的原点和 y 轴就选择在对称面上)。随着磁力线在原点处的磁重联不断进行, 磁通量以及磁场能量被

持续不断地输运到日冕磁场当中，而磁通量绳的平衡高度也随之不断增加(见图 1(a)–(c))，直到失去平衡(图 1(d))。在此系统当中，如果以发生在原点的磁重联送到日冕中的磁场能量的多少作为自变量，以磁通量绳的平衡高度为因变量(或函数)作图，则得到图 1(e) 中的磁通量绳平衡曲线。系统随日冕磁场能量的增加而演化的过程可以由此曲线来描述。

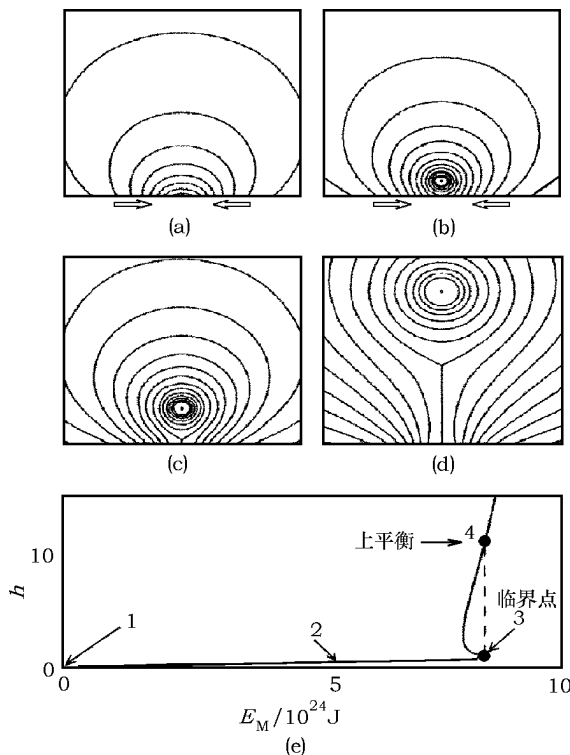


图 1 Forbes 和 Isenberg^[24] 的解析模型中处于不同演化阶段的磁场结构 (1(a)–(d)) 以及相应的平衡曲线 (1(e))。当磁结构演化到子图 (c) 所描述位形时，系统立刻失去平衡，磁结构迅速向子图 (d) 所描述的位形演化。子图 (e) 当中的曲线描述暗条平衡高度如何随系统所储存的磁场能量变化，系统演化的各个阶段在曲线上也做了相应的标记。虚线标明了当系统达到临界点时通量绳应该有的运动轨迹^[32]。

受到光球物质流驱动、发生在光球表面附近的磁重联通常被称为磁对消。这一过程中发生的磁通量和能量从光球向日冕的传输实际上应该是真实的^[33,34](严格的证明在目前还做不到)，因此图 1 所描述的过程应该是具有物理意义的。有研究指出，光球上小尺度磁场元胞的运动和对消在推动磁场结构上升直至引起一个典型爆发的过程中扮演了关键的角色^[35,36]。笔者最近的对比研究结果^[8]表明，发生在光球当中的磁重联不会产生非常显著的观测结果，而它的重要性在于把光球内的磁通量和磁场能量输送到日冕中，为随后发生的爆发过程储存能量。

有人或许已经注意到，在这些模型中运用光球的物质流动来驱动系统的演化存在一个明显的矛盾^[24,37,38]。在这些模型中，边界流动比较缓慢，但是位于光球的重联点(通常被选为坐标中的原点)及其周围的流速以 $1/x$ 的速度发散，所以原点及其附近的流动不可能是准静

态的。不过, 在实际的日冕等离子体环境中, 这是一个伪发散, 是由理想 MHD 的前提所导致的。在这些模型中, 为了得到对问题的解析描述, 而在数学上进行一些必要的简化。人们常常假设系统演化发生在理想的 MHD 环境当中, 在这种情况下, 根据理想 MHD 欧姆定律: $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$, 要保证重联处的电场 \mathbf{E} 有限, 就会导致在磁场为零的位置上 (无论该零点位于何处) 存在发散的 \mathbf{V} 。等离子体速度的这一非物理性质事实上指出了在零点附近理想 MHD 欧姆定律不再适用, 而必须使用电阻欧姆定律: $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c + \eta \mathbf{j}$, 这里 η 为电阻率, 是必须考虑到的。在零点附近的区域中, 尽管 \mathbf{V} 有限而 \mathbf{B} 几乎为零, 但 $\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$ 的作用完全被 $\eta \mathbf{j}$ 所取代, 所以 \mathbf{E} 仍然可以保持为有限值。因此, 当欧姆定律的公式中包含有电阻 $\eta \mathbf{j}$ 时, 流入零点的等离子体的速度将不再是无穷大, 而仍然可以保持为一个较小的值, 流场因此可以保持准静态。另一方面, 因为在光球等离子体的实际条件下, 理想 MHD 欧姆定律失效的地方只在非常局部的范围内, 所以偏离理想 MHD 的环境被完全限制在一个很小的区域内, 不会影响到整体, 上面提到的矛盾因此得以解决。

图 1 显示了演化的 4 个阶段。其中图 1(a)–(c) 显示了沿着平衡曲线, 系统的准静态演化经历了从开始的准势场结构到灾变发生前后 (对比图 1(c)、(d)) 的结构的过程。由于在这一模型里日冕中的磁重联被完全禁止, 在平衡失去之前, 一个连接光球表面的短电流片, 会随着一个磁中性的 X 点在光球表面出现之后形成 (对比图 1(b) 和 (c))。

在理想无力场的环境中, 图 1 中的电流片是无限薄的, 所以光球中经过磁重联的磁通量可以立即在电流片的顶端出现。对于一个充分小的磁通量绳半径来说 (小于系统空间尺度的千分之一), 平衡曲线出现了对应于多个取值的拐点或转折点 (如图 1(e) 中的曲线所示)。正如前面所述, 伴有转折点的多值平衡曲线并不表明灾变一定会发生, 因为需要明确另外一个问题: 系统的演化在持续变化的边界条件的驱动下能不能真正越过该点? 图 1(e) 中的曲线说明了磁通量绳的平衡高度是储存在日冕中的磁场能量的函数。而传递到这个系统中的能量是一个可以用来体现光球变化的参数。因此, 图 1(e) 中的平衡曲线真实地描述了系统随着边界条件的变化而发生的演化, 曲线上的转折点在系统由低位平衡 (图 1(c)) 到高位平衡 (图 1(d)) 的突然转变中具有实际的物理意义。所以, 发生在拐点附近的系统的演化特征的变化对应着具有实际物理意义的灾变的产生^[31]。

虽然这一突然的转变 (对比图 1(c) 和图 1(d) 之间的磁场结构) 很容易使人联想到 CME 爆发的产生, 但是磁通量绳在位置 4 处稳定平衡的存在暗示了与连接着边界表面的电流片 (图 1(d)) 的发展相联系的磁张力可以变得足够强, 使得系统的动力学演化最终停止。因此仅仅是理想 MHD 灾变过程的发生并不能最后发展成真实的爆发。Forbes^[39] 早期所作的数值试验肯定了这一结论。事实上更糟糕的是, 从位置 3 到 4 的理想 MHD 跳变能释放的能量不到储存在系统中总自由能的 1% (这里自由能是总能量与相应势场能量之差); 而且如果通量绳的半径过大 (大于系统特征尺度的千分之一), 就连灾变都不会发生^[24]。不过, Lin 和 van Ballegooijen^[38] 发现, 如果日冕中的磁重联并不是完全被禁止, 则对磁通量绳半径大小的约束就可以被取消。在将耦极子的边界条件换成四极子之后, 灾变的产生变得容易了许多^[31]。但是, 没有磁重联的发生, 在理想 MHD 灾变过程中, 储存的磁场能量只能有一小部分被释放出来。当边界条件分别为四极子、六极子和两个点源时, 能量释放的最大比例为 5.8%、8.3% 和 8.6%^[31,40]。Forbes 等人^[40] 还考虑了在更加复杂的背景场, 发现在理想 MHD 灾变过程中, 能量释放的最

大值可以达到总自由能的 20.8%。

3.2 新浮现磁通量对系统演化和灾变过程的影响

除了前面提到过的光球物质的汇聚和剪切运动可以将光球内的能量和磁通量传输至日冕以外,光球等离子体的另外一种运动过程也可以起到同样的作用。那就是在光球层内部业已存在的磁场结构,甚至是一个完整的磁通量绳,直接从光球浮现到日冕中^[41],这就是人们通常所说的新磁通量的浮现过程。

在 20 世纪 70 年代,新浮磁通量被认为是触发太阳耀斑的主要原因,并且有可能也是触发 CME 的主要原因^[42]。一些地面观测显示出太阳耀斑和新浮磁通量的出现有着很强的相关性^[43,44]。Rust^[43]和他的同事们^[45-47]发现耀斑有时在靠近迅速演化的磁场附近发生,这些磁场和周围环境磁场的极性相反^[48]。他们的结论也被 Vorpahl^[49]在 H α 波段的观测所支持。在这些工作的推动下,Heyvaerts 等人^[41]提出了一种太阳耀斑可能的模型,随后受到大量的关注。在这个模型中,耀斑起源于突然开始的发生在新浮磁场和旧磁场系统之间的磁重联。这一突然开始的磁重联,是极性相反的新旧磁场之间的电流片中等离子体的微观不稳定性的突然出现导致的,极大地提高了电流片的有效电阻率。但那个时候对这一微观不稳定性的性质尚不清楚。在 Švestka^[50,51]、van Hoven 等^[52]、Sturrock^[53]以及 Zirin^[54]等人的综述中可以找到更多关于在这之前的观测和理论模型的信息。

Martin 等人^[55,56]认为,新浮磁通量和耀斑之间的表面关系并不能够有力地支持 Heyvaerts 等人^[41]的模型。他们的研究显示,在一个简单的电流片中,除了磁重联的发生,应该还涉及到其他更多的内容。此后,人们对作为耀斑触发机制的磁浮现过程的兴趣逐渐减弱了。但是 10 年后,Feynman 和 Martin^[57]提供的新的观测证据使人们对新浮磁通量重新产生了兴趣。他们的观测显示,宁静日珥及其相关的 CME 有时候是新浮活动区和先前存在的包含日珥(暗条)的大尺度磁场之间相互作用的结果。通过对 30 多个事例的研究,他们发现通常当位于日珥磁通道旁的新的双极磁结构出现后,很快就会发生日珥爆发。他们还发现,如果这个双极结构在暗条磁通道中靠近磁中性线(PIL)的地方出现,则其相对于暗条通道的方向并不重要。然而如果它在暗条通道的外面但仍然靠近日珥(或暗条)的地方出现,那么这个方向则变得重要起来了。在后一种情况中,他们发现,若新浮现的磁双极结构和原先存在的暗条磁场之间的相对取向允许在它们之间形成 X 型磁中性点(或简称 X 点)(这样的取向明显是有利于磁重联的产生的),那么常常就会导致爆发的发生;而那些不利于 X 点形成(即取向被认为不利于磁重联产生)的取向,则通常不能导致爆发。然而并不是所有的事例都符合这个模式,依然存在一些例外,即有的时候爆发并不伴随着新浮磁结构的出现而产生,而有的时候则即使出现了新浮磁结构,也未必会有爆发出现。而且,有些例子还显示即使磁场取向并不利于磁重联的发生,爆发依然出现;而另外的例子则相反,即使取向有利于磁重联也不能导致爆发。

在这之后,Wang 和 Sheeley^[58]报告了 3 个在新形成的双极磁场区域的暗条爆发的例子,支持了 Feynman 和 Martin^[57]的发现。Canfield 等人^[59]、Kurokawa 和 Santo^[60]、Srivastava 等人^[61]、Tang 等人^[62]以及 Chen 和 Shibata^[63]随后又对新浮磁结构的基本性质及其对太阳爆发过程的触发作了进一步的研究,其目的在于进一步证实 Feynman 和 Martin^[57]的结果。

Lin 等人^[25]在 Forbes 和 Isenberg^[24]的灾变模型的基础上,利用一个简单的太阳爆发的

触发模型, 研究了一个包含带电流的磁通量绳的磁场结构随着新浮磁通量的出现而演化的过程。他们的研究结果显示, 在特定情况下, 新浮磁结构的出现可以导致理想 MHD 平衡的破坏, 但是能导致爆发的情况远比对这个简单模型所预期的结果要丰富和复杂得多。从这个模型得到的结果显示, 产生爆发的实际情况不仅仅是与浮现区域的极性相关, 而且同一些其他的参数也关系密切, 如不同区域当中磁场的强度, 以及浮相对距离和相对位置等。

图 2 给出了在一个包含有磁通量绳 (用来描述日珥或暗条) 的日冕磁结构附近有一新的磁结构出现后的磁场位形, 这是一个稳定平衡的结构。图中的“十”字代表磁通量绳的中心位置。这样的结构可以在图 1(b) 所描述的磁场位形的光球边界表面的右下方增加一个磁源 (或浮现一个新的磁结构)。如果保持原先的由图 1(b) 所对应的磁源的各种参数不变, 而仅仅变化新浮磁源的参数, 如与原点的距离 x_d 和磁源的相对强度 S , 就可以研究磁通量绳的平衡高度 y_h 随这 2 个参数的变化。图 3 给出了这种变化关系。这是一个平衡曲面, 一个形状非常复杂的曲面。如果以 $x_d = \text{常数}$ 的平面来切这个曲面的话, 可以得到行状和性质各异的平衡曲线, 甚至会有闭和的平衡曲线出现。与图 1 所描述的灾变过程 (尖点型灾变)^[24,31] 相比, 图 3 所描述是另外一种相关特征更复杂、内容变化更丰富的灾变过程——脐型灾变 (见 Poston 和 Stewart^[23] 给出的灾变类型的定义以及 Lin 等人^[25] 的详细讨论)。这仅仅是 Lin 等人^[25] 考虑的多种情形中的一种, 还有许多种变化方式由于数学描述过于复杂而无法在此重复。因此尽管他们的二维模型看上去明显简单了一些, 但其结果透露出来的信息却比人们原先想象的要复杂得多。这说明了一个问题, 即新浮磁结构和原先存在的磁结构之间的相互作用以及对整个磁系统演化的影响实际上是一个相当复杂的过程, 其实人们很难从有关的结果中提炼出一种简单的规则来预测哪种新浮磁通量会导致爆发, 哪种不会。

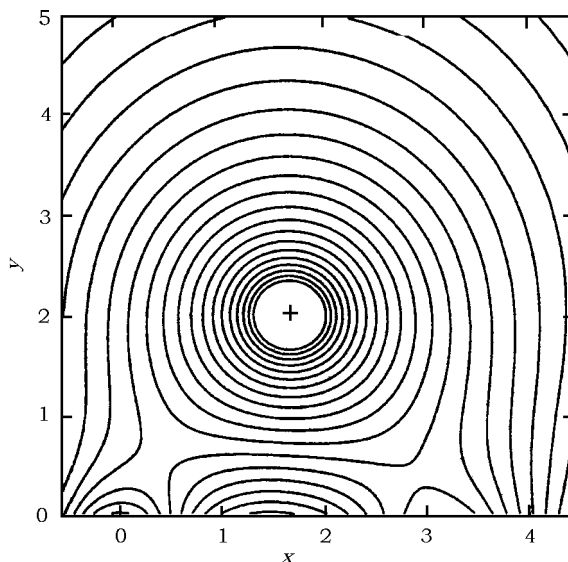


图 2 在一个包含有磁通量绳 (用来描述日珥或暗条) 的日冕磁结构附近有一新的磁结构出现后的磁场位形。在此位形中, 新磁源相对于原有磁源的强度 $S = 1.5$, 新磁源坐标 $x_d = 3.25$, $y_d = -1.5$; 磁通量绳坐标 $x_h = 1.72$, $y_h = 2$ ^[25]。

所以, 当新浮磁结构与原有磁结构之间的磁场方向有利于磁重联时, 通过磁重联切断束缚磁通量绳的磁力线就可以驱动爆发的简单图像不足以描绘 Lin 等人^[25]发现的简单磁结构的复杂的具体行为。不过在基于理想 MHD 平衡系统被破坏的磁通量绳灾变模型的框架内, 这一现象并不像看起来的那么令人惊讶。无论是由磁通量绳处的磁场张力的减弱, 或者是将其往上推

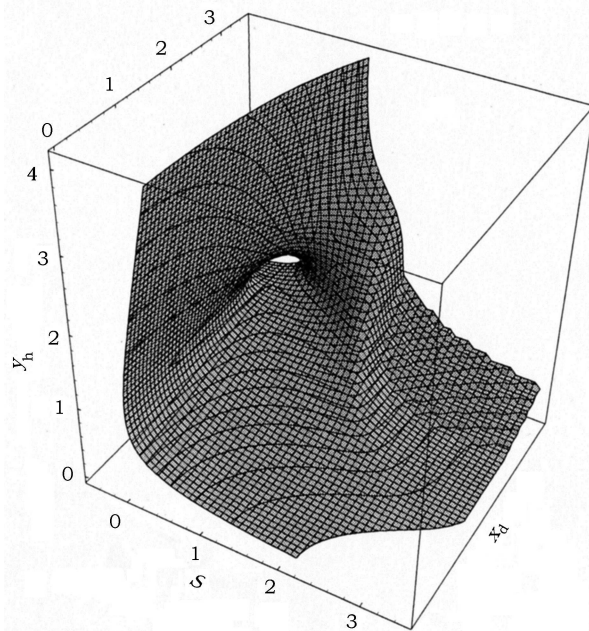


图3 磁通量绳平衡高度 y_h 随新浮磁通量的强度 S 和距离 x_d 的变化。其中, $y_d = 1.5$, S 以原有磁源强度为单位^[25]。

的磁场压力的增强, 都不会简单地导致系统灾变行为的发生。通常, 这两种力的一方的增强或减弱都会引起另一方相应的补偿, 使平衡能够继续存在而不发生灾变。只有在一些特殊位置(比如平衡曲线的临界点), 力的平衡才会终结, 灾变才会发生。Lin 等人^[25]注意到新旧系统之间的磁重联并不总是导致这个系统向临界点演化。取而代之的是, 只有在仔细选择了新磁通量浮现的方式之后, 如在保持新浮磁通量强度不变的情况下, 减小它们在光球表面以下的深度, Lin 等人^[25]重复了 Feynman 和 Martin^[57]的结果。因此, Feynman 和 Martin^[57]观测到的日冕磁场结构的演化行为要比模型中研究的个例的表现要简单这一事实可能是由于太阳上新的磁通量的浮现方式所决定的。换句话说, 更为复杂或较为复杂的情形没有被观测到, 这说明高精度、高分辨率观测的重要性和必要性。同时, 也需要一个更加符合实际的三维模型来帮助人们更广泛而深入地来研究这一问题。

3.3 由多个活动区相互作用引起的爆发

一般来说, 在日面上的简单的两极系统中的爆发, 通常在磁极性分界线的两边产生出一对大致平行的耀斑带。在这种情况下, 耀斑带在几乎垂直于极性分界线的方向上运动。这使得人们很容易通过分析耀斑带和环的运动来研究电流片中磁重联的物理属性。在 Švestka^[50]、Moore 等人^[64]、Poletto 和 Kopp^[65]、Wang 等人^[66]还有 Qiu 等人^[67]的工作中可以找到

这类事件的例子。

而绝大多数的日珥都形成于活动区域的分界线上, 或者在活动区域之间^[68]。例如, Gaizauskas 等人^[69]描述了一个活动区域和一个更老更弥散的区域之间的暗条通道的形成过程和特点。这表明日冕磁场中的多极结构在暗条通道的形成过程中扮演重要的角色。Liu 等人^[70]描述了这样一个例子, 一个日珥出现于两个活动区域之间, 之后随着它的爆发产生了一个螺旋状的磁通量绳和一个 X3 级的双带耀斑。

图 4 显示了在两活动区之间的磁通量绳形成的示意图^[71]。当两个活动区出现于太阳大气并相距较远时, 它们最初形成两个单独的磁通量系统(见图 4(a))。之后不久, 在它们之间产生了磁重联(也可参考 Priest 和 Raadu^[72]的工作), 并在日冕中这两个区域之间形成包含一个 X 型中性点的四极结构(见图 4(b))。在一个新的活动区诞生之后的几天内, 在连结不同活动区的 X 射线环中可以找到这种磁重联的证据^[73-76]。然后, 由于太阳较差自转和超米粒组织流的作用, 磁场结构进一步演化, 导致活动区域在数天或数月的时标上

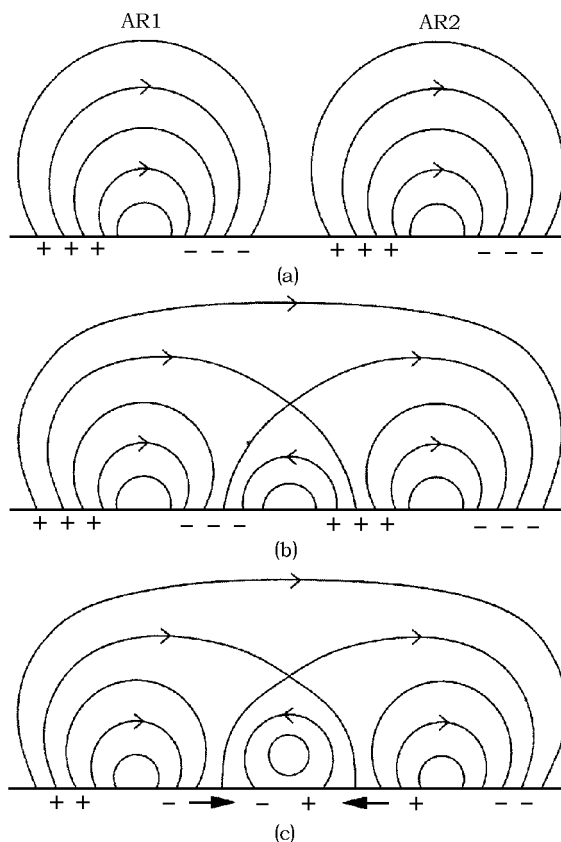


图 4 两个活动区相互作用产生磁通量绳的过程的示意图。(a) 为两个活动区出现在太阳大气中, 由于距离较远, 还未发生明显的相互作用; (b) 为两个活动区开始相互作用, 在日冕中形成了一个 X 型中性点; (c) 为在日冕 X 型中性点和光球磁分界线上发生的磁重联与光球物质的其他运动一起作用, 产生了一个悬浮于日冕中的磁通量绳(暗条)^[71]。

出现耗散和强度衰减^[77-79]。在这一过程中,极性相反的磁通量在3个极性分界线上相互抵消(两条各在一个活动区内,另一条在两个活动区之间)。这对活动区上方的日冕磁场有较大影响:磁场在光球层的足点消失后,日冕中的磁力线必须要重新联结起来,特别是在磁场沿着极性分界线剪切较强的地方^[37]。这种发生于极性分界线上的磁重联会在每一条分界线的上方产生磁通量绳(如图4(c)所示,只显示了出现在中心分界线之上的磁通量绳的横截面)。磁通量绳的形成也可以利用磁摩擦的方法进行数值模拟^[80],但是这个(磁摩擦)方法并不能用来考察同一个系统灾变式失去平衡的过程,因为灾变只会发生在系统处于临界点的时候,而与这个方法相联系的早期计算程序很难模拟系统往临界点的方向演化。不过这些计算程序的最新发展使追踪暗条的形成和爆发的整个过程成为可能^[81,82]。

Lin 和 van Ballegooijen^[71]利用解析的方法,对磁通量绳形成之后的磁场位形的演化及其灾变性质(如图4所示)进行了研究。值得指出的是,他们研究的磁场结构和 CME 的爆破模型中的结构非常相似^[83-85],都在中心磁拱之上存在一个 X 型的中性点。但是在爆破模型中的磁通量绳是在爆发之后形成,而在灾变模型当中磁通量绳在爆发发生之前就已经存在。Lin 和 van Ballegooijen^[71]工作的另一个重要方面是,磁场的演化明显地显示出灾变的行为,而在爆破模型中,即使磁场的特征大尺度类似,却没有这样的行为出现。两者不同的演化特征是由爆发前的磁结构中是否包含有载流的磁通量绳和与之相关的螺旋磁场的存在所决定的。

很多研究者都支持 CME 产生于伴随着轻度扭曲的磁通量绳的螺旋状日冕磁场这一观点^[86,87]。以磁通量绳为基础的日珥三维模型有力地支持了 CME 触发前磁通量绳存在的观点^[88],而且包含有磁通量绳的磁结构特别容易受到理想 MHD 不稳定性(特别是 kink(扭绞)不稳定性)的影响,这就自然地解释了为什么这样的磁结构会发生灾变^[89,90]。

事实上,通过对剪切拱模型^[20,91,92]和爆破模型中的磁场结构特性的仔细分析^[83],研究者发现,位于爆破模型中的中心磁拱与它顶上包围着它的磁场之间的磁重联,是从最初的时候就开始的,系统平衡的破坏和因此产生的爆发要在剪切磁拱两足之间的重联发生之后才出现^[84,85]。van Ballegooijen 和 Martens^[37]、Amari 等人^[93]、MacKay 和 van Ballegooijen^[80]的工作似乎指出,对于失去平衡的系统,日冕磁场中必须首先产生一个螺旋状的结构,无论它是由日冕中的磁重联还是由光球层中磁重联产生的。换句话说,对于大型爆发来说,螺旋状的磁结构是必不可少的。这一结果在 Lin 和 van Ballegooijen^[71]的工作中得到了进一步的证实。

3.4 Kopp-Pneuman 结构的形成和磁重联在 CME 传播过程中的作用

在一个大的爆发过程中,日面上明亮的相互分离的耀斑带和日冕中不断增大的耀斑环,清晰地展示了日冕中发生的磁重联过程的副产品。耀斑带和环的运动显示了能量释放的位置在相关磁场结构当中的传播^[3,94],并且耀斑环运动的方式基本上是由电流片中磁重联速率决定,而这个速率是受到当地的 Alfvén 速度控制^[16,17],耀斑带的运动速率和方式则是由磁重联速率和太阳表面的磁场分布两者共同来决定^[95]。

Kopp 和 Pneuman^[96]提出了大(双带)耀斑的模型(见文献[96]中的图1)。这一模型是在1964年 Carmichael^[97]第一次提出的想法上发展而来的(更多细节可参看文献[98])。

在这一模型中, 能量在爆发前存储在一个闭合的无力场磁拱中。然后, 这个场向外爆发, 形成一个包含中性电流片的完全打开的磁场结构, 电流片将磁场分成两个极性相反的区域, 然后这些打开的磁力线通过电流片中的磁重联回到初始状态。这一过程在观测上的印证即是日面上两个明亮的分离的耀斑带和日冕中一个不断增大的耀斑环系统。耀斑带和环的运动并不是等离子体的物质运动, 而是电流片的不断消耗和相关的能量转换区域不断地向上传播到新的磁力线的结果^[94]。

在 Forbes 和 Isenberg^[24]、Isenberg 等人^[31] 及 Forbes 和 Priest^[99] 等工作的基础上, Lin 和 Forbes^[16] 研究了电流片形成后, 磁重联可以在电流片中自由发生的后果。他们的工作表明, 在 Kopp-Penuman 型的爆发过程中, 闭合的磁场并不一定需要完全打开, 取而代之的是, 闭合的磁场结构在灾变的过程中被高度拉伸, 并在其中形成电流片^[16,17,100,101]。数值模拟和理论分析都显示了当闭合磁场结构的足点被剪切^[83,85,91,102], 或者当在磁通

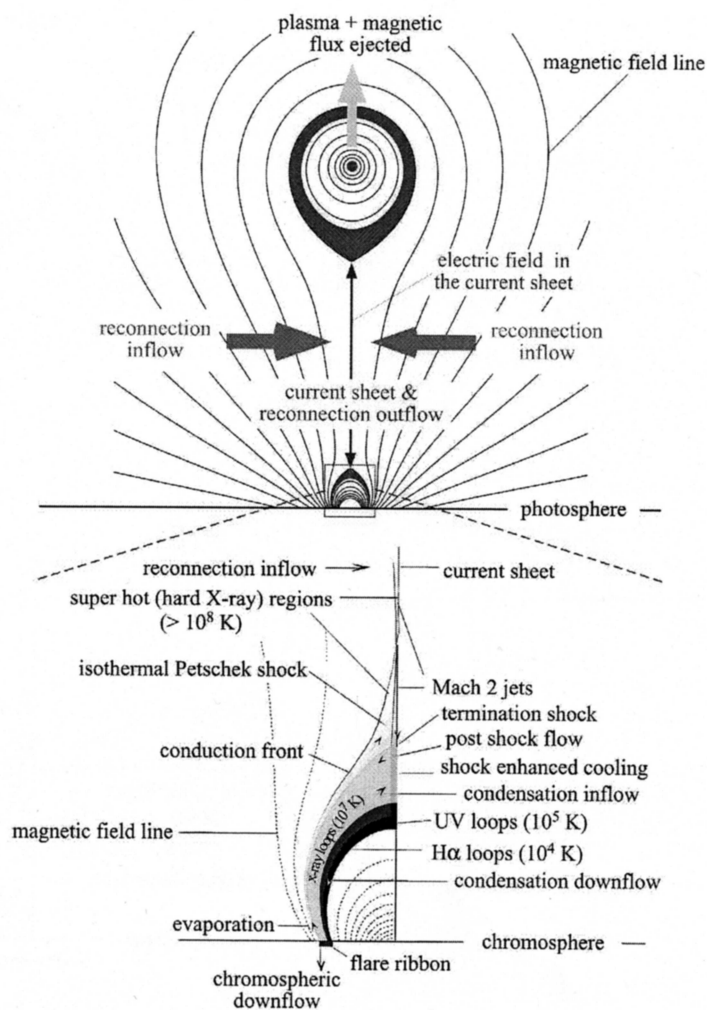


图 5 在爆发过程中形成的包含 CME、耀斑和电流片的磁场结构^[107]

量绳中平衡状态发生灾变式的破坏导致整个结构被向外拉伸时^[24,31,99,103,104]，在这些被拉伸的结构中都会有电流片形成。由于电流片中的耗散作用，被拉伸的反平行的磁力线开始通过电流片进行重联，并在这个结构的上部趋向无穷远之前使其恢复到初始的闭合状态(见图 5)，因此先前闭合的磁场并不一定要完全打开才能产生 CME 和耀斑。

如图 5 所描绘的那样，磁重联在爆发中扮演了多重角色。首先，磁重联断开了那些越过通量绳顶部并以两端植根于光球层的磁力线，减弱了阻止通量绳逃离的磁张力。其次，磁重联将大量的能量输送到太阳低层大气(如色球，甚至光球)，造成对低层大气的剧烈加热和色球物质蒸发，产生耀斑带和耀斑环。更重要的是，磁重联的非理想 MHD 性质解决了所谓的 Aly-Sturrock 佯谬^[1,4,105,106]，即在无力场结构中通过纯粹的理想 MHD 过程打开闭合磁力线并产生 CME 的困难，因此学者在构造 CME 的理论模型的时候，不必太过于顾虑闭合磁场能否完全打开的问题。

当磁重联发生时，由图 5 所描述的磁场结构一般不会处于平衡状态。整个系统的运动学和动力学特性是磁重联速率(E_z 或 M_A)和周围背景磁场强度 B_0 的函数。这些特征一般由磁通量绳的高度 h 、速度 v 、加速度 a 、爆发过程的输出功率 P ，以及电流片本身的参数(下端距太阳表面的高度 p 和上端高度 q)随时间 t 的变化来描述。这里， E_z 是电流片中的磁重联电场，一般用于描述绝对磁重联率，在地球物理和空间科学的领域内用得较普遍^[8]。而 M_A 称为磁重联的阿尔芬(Alfvén)马赫(Mach)数，它是磁重联电流片边沿附近磁重联内流速度与周围阿尔芬波速之比。作为对磁重联相对速率的描述， M_A 经常被用在太阳物理和等离子体物理的研究领域内^[16]。

图 6 给出了 $M_A = 0.1$ 时，在一个比较接近实际的大气环境当中^[108]，磁通量绳的上述参数在系统发生灾变之后随时间的演化^[17]。图 6 用不同式样的曲线代表不同的背景磁场对应的情形：点划线对应于 $B_0 = 0.02$ T，实线对应于 $B_0 = 0.01$ T，虚线对应于 $B_0 = 0.005$ T。图 6(a)–(c) 描述了通量绳的运动特征。通量绳失去平衡后，先缓慢向上运动，逐渐加速，这段时间持续大约 10 min 到半 h。当电流片在其下端形成，并引发磁重联后，它的运动经历了一个非常明显而且剧烈的加速，速度在半 h 之内从几 km/s 跃升到几千 km/s，加速度可以达到若干 km/s^2 。之后，CME 进入终止速度阶段，以大致不变的速度运动。这种运动特征对应一类不减速的 CME。它们的运动特征在观测上已经由 Zhang^[109] 的研究结果得到了证实。另外一类在传播过程中表现出减速的 CME(见文献[10–15]及与之有关的参考文献)情况有些复杂，它可能是由于电流片中磁重联的速率不够，阻止磁通量绳(CME)运动的张力没有被足够快地消除引起的，也可能是由于 CME 前方等离子体密度过高，其额外质量累积过多造成的。前一种情况已经在有关工作中详细讨论过^[6,17,107,114]，后一种情况与灾变过程无关。

图 6(d) 和 6(e) 给出了爆发过程中的输出功率和电流片当中的磁重联电场随时间的变化。输出功率的变化重现了典型爆发的光变曲线主要特征^[50,115]：在短时间(十几 min 到半 h)内的快速上升，到达峰值后再经历一段长时间(几 h 到十几 h)的缓慢衰减。而磁重联电场的演化特征则重现了过去的观测结果^[65]，并且进一步证实了后来的观测^[66,67,116]，其绝对值的大小也和观测符合得很好。图 6(f)–(h) 则给出了爆发过程中电流片各个参数随时间的变化，其实也就是电流片的宏观结构随时间的演化。这当中透露出三点重要信息：(1) 对照图 6

可以发现以电流片下端作为顶点的耀斑环, 其运动速度和尺度比起相应的 CME 来都要小得多, 因此不能指望耀斑环的运动会产生更重要、更显著的观测后果; (2) 耀斑环不会无限上升, 在一个典型爆发过程中, 其最大高度约为 $0.4R_{\odot}$, 这一结果与观测符合得很好^[117], 而且其运动特征由磁重联速率 E_z 或 M_A 决定, 而不是由周围的磁场强度决定^[118]; (3) 电流片的上端与磁通量绳几乎同步运动, 所以其长度增加得非常快, 可以达到几百 km/s^[15]。由于其下端运动很慢, 因此一般的大爆发过程中, 都可以观测到长电流片的存在和发展^[119-123], 这一结果在数值实验中也得到了重复^[92,124]。关于一个在典型爆发过程中形成的电流片及其演化, 有兴趣的读者可以参看文献^[122]中的图 1, 并与同一文献中的图 5 和图 8 以及文献^[119-121,125]中提到的电流片的图像作一对比, 则更能加深印象。

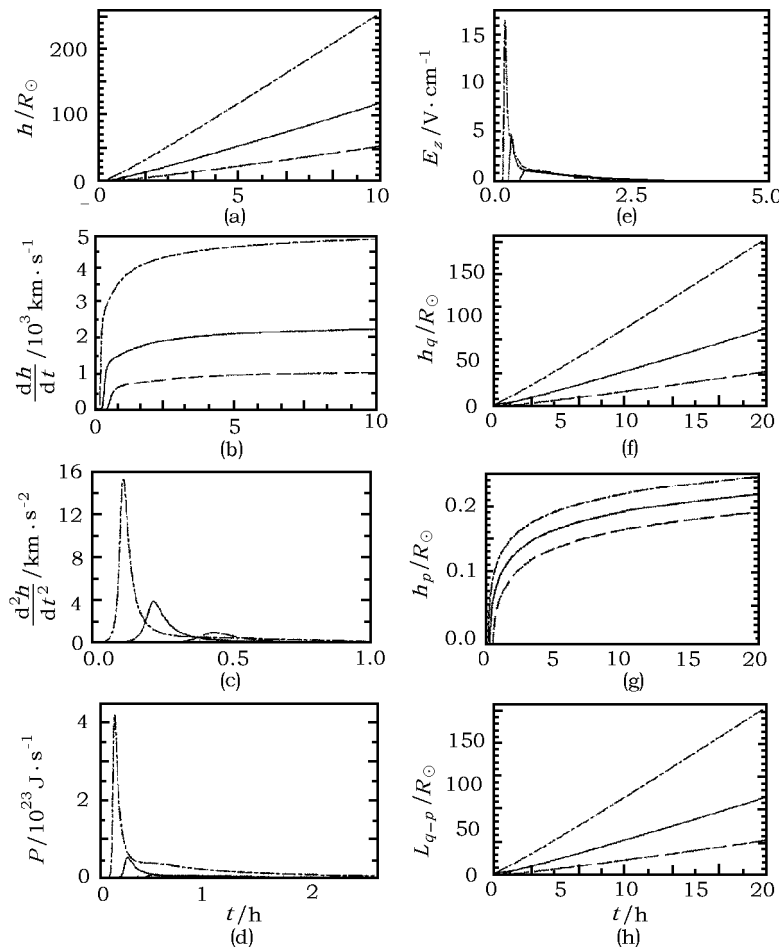


图 6 灾变发生后, 描述图中的磁场结构的演化的重要参数随时间的变化。(a) 通量绳的高度, (b) 通量绳的速度, (c) 通量绳的加速度, (d) 系统演化过程释放的功率, (e) 磁重联电场, (f) 电流片上端高度, (g) 电流片下端高度, 以及 (h) 电流片长度。在计算中, $M_A = 0.1$, 而且, 点划线对应于 $B_0 = 200$ G, 实线对应于 $B_0 = 100$ G, 虚线对应于 $B_0 = 50$ G^[17]。

一般来说, 相对磁重联率 M_A 和绝对磁重联率 E_z 都应该是时间、空间和电流片参数 (p 、 q 和电阻率) 的函数。Priest 和 Forbes^[126] 总结和讨论了半个多世纪以来的有关磁重联的研究结果以及相关的在地球和空间物理、太阳物理领域内的运用, 给出了许多有关 M_A 和 E_z 在不同磁场结构和不同电流片边界条件下的重要结果。但是这些工作的结果很难直接应用到实际的太阳爆发过程当中。特别是当研究者试图利用这些结果来帮助理解在爆发过程中的电流片的演化特征时, 研究者找不到任何一项研究工作是关于在 p 与 q 迅速变化的电流片中的 M_A 和 E_z 演化特征。事实上, 到目前为止也没有这方面的工作被报道过。而且, 所有的这些理论和运用要么是针对静态、准静态的磁重联^[127], 要么是针对在业已存在的电流片中的磁重联动力学演化过程^[128], 或者干脆就是针对在 X 点而没有电流片的磁重联^[126]。因此当 Lin 和 Forbes^[16] 在构造一个包含磁通量绳 (随后在爆发过程中演化为 CME 的核心)、电流片和耀斑的动力学模型时发现, 并没有一个普遍认可的理论能够解决由灾变引起的磁重联能进行得多快的问题。所以在随后进行的一系列与灾变有关的研究和计算当中, M_A 的取值都为常数, 并位于 0 和 1 之间^[17,107,114,129]: $M_A = 0$ 意味着没有磁重联发生, 所有过程都具有理想 MHD 的性质; $M_A = 1$ 表明磁重联的速率非常高, 以至于重联内流的速度要达到当地的阿尔芬速度, 才能足够快地将磁场和等离子体送进重联区以维持磁重联的持续进行。后一种情况实际上不会发生, 因为当 $M_A = 1$ 时, 在流体周围就可能会产生激波, 由激波引起的耗散又会很快带走流体的能量而使其速度降下来, 所以, M_A 的取值都小于 1。目前由观测结果计算得到的 M_A 的值在 0.001~0.1 之间^[120,122,130]。

Lin 和 Forbes^[16] 注意到, CME 的传播速度和整个爆发过程所释放的总能量与周围背景磁场强度有关; 而由于磁场张力的作用, 灾变发生之后向外运动的磁通量绳能否一直运动下去从而发展成为真正意义上的 CME 及相应的爆发过程, 则取决于 M_A 的大小。他们发现在等温大气当中, 忽略掉通量绳当中等离子体的重量, 那么 M_A 不必很大 (≥ 0.005) 就能允许灾变发生后的磁通量绳能够挣脱磁张力的束缚而运动到无限远处; 当 M_A 增大到 0.042 以上, 那么 CME 的传播就不会减速。另一方面, 在一个比较接近实际的大气模型当中, M_A 的这两个特征值就分别变成了 0.013 和 0.034^[17]。如果再考虑到磁通量绳 (暗条或日珥) 当中原有等离子体和后来在 CME 传播过程中增加的等离子体重量因素, 上述 M_A 的值又变得更大一些, 分别为 0.034 和 0.042^[114]。这两个特殊的 M_A 的值表明, 爆发过程中的磁通量绳 (CME)、电流片及周围的磁场是一个整体结构当中相互联系、相互制约的部分, 其中某一部分的性质特征必然与其他部分的相互影响。通量绳向上的快速运动帮助电流片发展, 由于电流片发展而增加的磁张力又试图阻止通量绳的运动。但是电流片的发展又有利于其中等离子体不稳定性的发生^[126,131], 由不稳定性引发的等离子体湍流和耗散造成的磁力线重联又会很快减弱磁张力的作用, 帮助通量绳迅速离开太阳而发展成为通常意义下的 CME。因此在这个闭合的正反馈关系环中, 我们发现磁重联也是帮助电流片发展的间接因素。

3.5 磁重联在爆发过程中对磁结构其他演化特征的影响

和磁重联电流片相关的 CME 的另一个重要的形态特征是爆发过程中快速增大的 CME 的泡状结构。Lin 等人^[100] 以及 Lin 和 Soon^[132] 发现, 如同耀斑环一样, 这个包围着磁通

量绳的以磁分界面为外围(图 5 中阴影区壳层包围的区域)的 CME 泡和里面的高温等离子体都是磁重联的产物。随着磁重联将越来越多的等离子体和磁通量输送进泡中, 这个泡以非常快的速度膨胀(比磁通量绳本身的绝热膨胀要快得多)。通常被日冕仪观测到的“磁通量绳”很有可能就是这个快速扩张的 CME 泡。

Lin 等人^[100]以及 Lin 和 Soon^[132]的计算表明被 CME 带行星际空间的磁通量由两个分量组成: 一个来自环向(poloidal)磁场的贡献, 另一个则来自轴向(toroidal)磁场。由轴向磁场贡献的磁通量在爆发前主要存在于磁通量绳当中。他们的计算表明, 在一个典型爆发过程中, 轴向磁场贡献的磁通量可达到 6.53×10^{12} Wb。而通过对观测数据的分析和估计, Lepping 等人^[133,134]和 Webb 等人^[135]发现相应的磁通量的值范围在 4.55×10^{12} 和 1.46×10^{14} Wb 之间。至于由环向磁场贡献的磁通量, 他们的工作指出, 它应该有多个源, 但是从观测上目前还无法将这些源区分开。实际测量得到的来自于所有源的环向磁通量的总值在 $3.35 \times 10^{13} \sim 2.68 \times 10^{14}$ Wb 之间变化, 而理论计算给出该值为 10^{14} Wb 的数量级。

Lin 等人^[100]以及 Lin 和 Soon^[132]进一步指出, 经过磁重联的等离子体和磁通量是从电流片的两端流出重联区的。向下流出的磁通量和等离子体(与磁重联产生的高能粒子和热传导前锋一起)最终到达色球层并导致色球蒸发, 产生明亮的耀斑环和耀斑带(见文献[136]引言中的讨论); 向上流出的磁通量则最终被封入 CME 泡中, 形成一个迅速膨胀的结构, 观测者们通常将这个迅速膨胀的 CME 泡证认为磁通量绳; 而伴随这些磁通量的高温等离子体则充满了这个 CME 泡的外壳, 使之具有比外围日冕环境以及 CME 泡内部其他部分(磁通量绳除外)高出许多的密度。于是, 在 CME 泡的内部形成高温高密外壳—低密空腔—低温高密核心的三层结构(见文献[132]的图 9 和图 10)。这种结构很好地对应了许多 CME 具有的三分量结构, 并且被 UVCS 的观测所证实^[137]。图 7 给出了爆发过程中 CME 泡和相关磁场结构的一组演化示意图。时间的零点从灾变开始时算起, 由于电流片的形成滞后于灾变发生的时刻, 磁重联也就不会在灾变一发生时就开始。在图 7 所示的特例中, 电流片在灾变发生大约 12 min 后开始形成, 磁重联也基本上在这个时刻发生。电流片的形成时间与背景磁场的强度和磁通量绳的起始重量有关, 具体细节可参考文献[17,107,114]。

磁重联开始后, 磁通量和被加热的等离子体很快被送入 CME 泡当中, 形成泡的外围包层。持续的磁重联送来的磁通量使得包层不断向外扩张, 造成 CME 快速膨胀的观测效果。因此人们通常观测到的快速增加的 CME 体积, 一方面是 CME 向外运动的结果, 另一方面就是在外围不断增加的磁重联等离子体和磁通量。而通量绳本身的绝热膨胀比较起来是非常慢的(见文献[100,132]的计算结果)。文献[132]中的图 4 显示了经由磁重联电流片进入 CME 泡的等离子体质量和磁通量随时间的变化, 爆发前磁通量绳当中的等离子体质量为 2.1×10^{16} g, 这比暗条中的平均质量(5×10^{15} g)要高一些^[138,139]。该图的内容透露出来的信息包含了三层基本意思: (1) CME 带行星际空间的等离子体和磁通量至少有一半来自于日冕, 通过磁重联电流片进入 CME 泡; (2) 由此带行星际空间的等离子体和磁通量可分别达到 2×10^{16} g 和 5×10^{13} Wb; (3) 大约 80% 左右的等离子体和磁通量是在爆发开始后的 1~1.5 h 内被送入 CME 泡的。由于低层日冕内的磁场强度和等离子体密度较

高，发生在爆发初期的在低层日冕的磁重联，能够在相同的时间内输送更多的等离子体和磁通量到 CME 当中。所以，早期进入 CME 泡的等离子体和磁通量占了很大的比例。

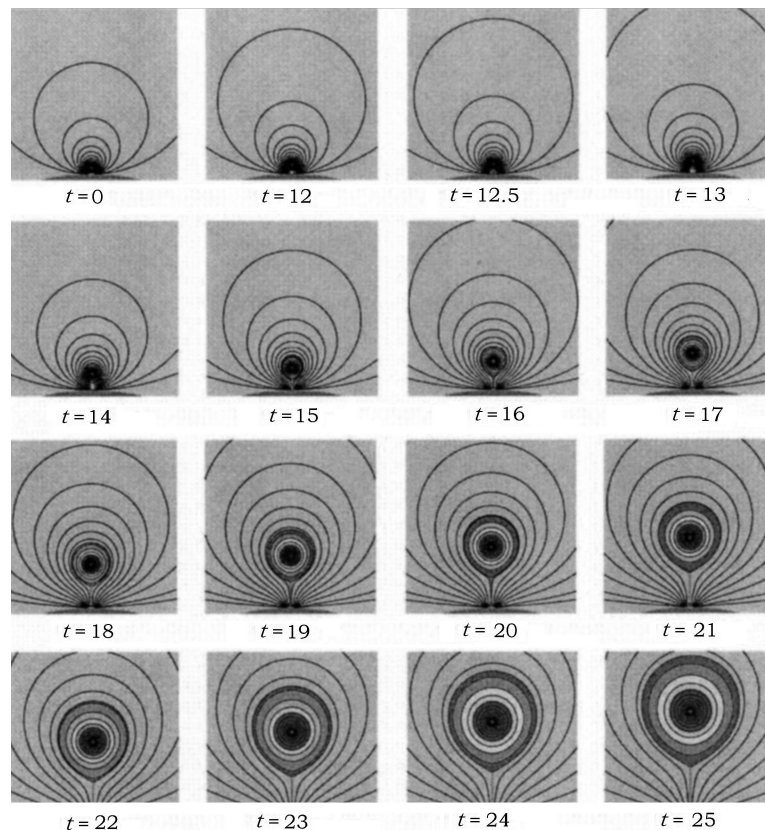


图 7 一个包含磁通量绳的日冕磁结构爆发开始之后 25 min 内的演化过程^[100]。每幅图中众多的连续曲线代表磁力线，那些闭合磁力线中间包围的圆点代表磁通量绳，闭合磁力线下方的垂线代表电流片，深浅不同的灰度标识的区域大致刻划出 CME 泡当中的温度分布：中间冷，边缘热。在获取这一系列磁结构演化的计算当中， $B_0 = 100 \text{ G}$ ， $M_A = 0.1$ ；电流片在灾变发生 12 min 后开始形成。

等离子体注入 CME 泡这一过程也可被射电观测间接地证实。图 8 显示了一组 MDI 太阳磁场分布图和 164 MHz 射电辐射轮廓的复合图^[140]。射电轮廓的图像来自于 Nançay Radioheliograph (NRH) 2000 年 7 月 14 日的观测。图中射电轮廓的演化表示一个正在膨胀的结构。通过和在其他波长得到的图像进行比较，Wang 等人^[140]指出图 8 的膨胀结构就是可见光波段观测的 CME 图像在射电波段的对应体。考虑到由 NRH 观测到的射电辐射只是等离子体密度的函数，笔者发现上面膨胀结构的等离子体的密度在爆发过程中并无明显变化。这就暗示着，这个膨胀过程是非绝热的，而是一种连续不断的具有相似密度的磁化物质的堆积，或者有等离子体持续地注入膨胀结构内。事实上，Lin 等人^[100]以及 Lin 和 Soon^[132]的工作显示了这两个过程可能在爆发过程中同时产生。Maia 等人^[141]的观测支持了这一图像。

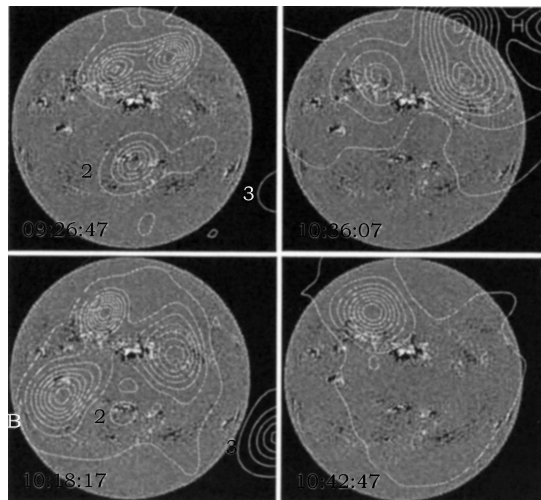


图 8 Nançay 射电的观测到的 2000 年 7 月 14 日时间的 164Hz 辐射等强度线与 MDI 磁图的叠加图, NRH 等强度线的视场为 $5.5' \times 3.3'$ [140]

不过, 必须进行更多更详细的计算来证实这一结果。特别要说明的是, Lin 等人 [100] 以及 Lin 和 Soon [132] 只是简单地假设了等离子体以一个足够高的速度被注入 CME 泡的外壳, 这导致了如图 7 中不同时刻的图片所显示的等离子体在外壳中均匀的分布。然而, 在实际当中, 缓和一些的注入速度可能会导致 CME 泡的前端出现低密度区域, 而在 CME 的后端或电流片的前端出现 U 或 V 形结构。目前, U 形和 V 形结构确实在至少 10% 的 CME 中被观测到, 它们一般被归类为爆发过程中的日冕磁结构断开事件 [121]。更多详细的计算也将帮助人们了解相关加热的总量, 以及注入的等离子体是否应该如同在一些快速 CME 中观测到的那样在高温谱线 (如 [Fe XVIII]) 中出现 [137]。

4 CME 与耀斑及爆发日珥的关系

对于太阳耀斑和 CME 之间的相关性, 首先是由 Gosling 等人 [142] 根据 Skylab 的观测提出来的, 随后又有 MacQueen 和 Fisher [143] 及 Harrison [144] 根据 K 冕光度计的数据对此话题进行过讨论。接着, Dere 等人 [145]、Neupert 等人 [146] 还有 Zhang 等人 [109] 根据 LASCO 的观测以及 Alexander 等人 [147] 根据 LASCO 和 *Yohkoh* 的观测进行了研究。Zhang 等人 [109] 指出 CME 早期的脉冲加速阶段和与其关联的 X 射线耀斑的上升段一致, 并且 CME 速度的增加总是与 SXR 流量的增加一致。涉及到这一相关性的是 CME 的分级和各种被观测到的 CME 产生的机制。人们习惯于用速度来区分两种不同的 CME: 慢速 (缓变的) CME 和快速 (脉冲的) CME。慢速 CME 通常以低于 500 km/s 的速度平缓并持续地传播, 其加速度的最大值不到 100 m/s^2 [148], 属于中低能过程; 快速 CME 则通常表现为速度超过 500 km/s、加速度最大值超过 100 m/s^2 的高能过程。而速度达到 2 000 km/s, 加速度最大值达到 $1 000 \text{ m/s}^2$ 以上的 CME 也时常被观测到 [109,137,147]。

对于和耀斑相关的 CME 以及不和耀斑相关的 CME，当很多人试图寻找并讨论两者的区别时^[142,143,149-152]，Švestka^[153] 首先指出在这两种情况下导致 CME 的原因都是一样的，唯一不同的是产生爆发的区域内的磁场强度不同^[98,154]，并且耀斑和 CME 之间的相关性也会持续地随着相应的磁场强度而变化^[17,107]，同时在好的相关性和差的相关性之间也没有清晰的界限。Goff 等人^[155] 观测到的事件清晰有力地证明了这一观点。这一事件被许多仪器观测到，包括 SOHO 上的 CDS 和 LASCO，以及 TRACE 和 RHESSI。在这一事件中包含有一个速度约为 130 km/s 的慢速 CME，和一个不断增长的耀斑环系统，并有一个上升的 HXR 源位于该耀斑环系统的顶端。

Vršnak 等人^[156] 的工作进一步支持了 Švestka 的观点。通过分析了 545 个伴随耀斑的 CME 和 104 个没有耀斑的 CME 之后，Vršnak 等人^[156] 发现这两类数据都具有非常相似的特点，这些结果不支持存在两种性质截然不同(有/无耀斑)的 CME 的观点。他们注意到，平均而言，伴随着大耀斑的 CME 通常比没有耀斑的或伴随小耀斑的 CME 要更快更宽，并可以确立 CME 速度和耀斑强度的明确的相关性。由无耀斑的 CME 显示出的许多特性都被发现和伴随着 B 级或 C 级 X 射线耀斑的 CME 很相似，这暗示了爆发事件在这个问题上实际上是以“连续谱”而非“分立谱”的形式分布的。根据 Bao 等人^[157] 的结果，也可以得出相似的结论。

Zhang 等人^[158] 第一次根据耀斑极大值的时间随相关联的 CME 的速度的变化，定量地研究了 CME 和耀斑之间的相关性。通过分析 TRACE 所观测到的耀斑、LASCO 所测的 CME，以及利用 GOES 的 X 射线流量的数据来确定耀斑极大值的时间，他们发现 CME 越快，相关联的耀斑越早达到其极大值，并且相比于慢速 CME，快速 CME 和其耀斑的相关性更好更明显。在他们所选的样本中，大多数的 X 级耀斑(13 个中有 12 个)和快速 CME 一起出现，超过一半的(30 个中有 18 个)快速 CME 伴随有 M 级耀斑，而只有 1 个 X 级耀斑伴随着慢速 CME。

在另一项类似的研究中，Moon 等人^[159] 发现在 3 217 个 CME 中伴随着耀斑的 CME 数量随着速度的增加趋向于增多：只有不足 5% 的慢速 (< 200 km/s) CME 伴随有耀斑，而这一比例随着 CME 的速度达到 1 000 km/s 而接近 15%。但是这个比例只可作为下限来看待，因为 Moon 等人^[159] 在筛选他们的样本的时候过于严格，将那些同时伴随有耀斑和爆发日珥的 CME 给排除了。不过他们以另一种方式重复了 Zhang 等人^[158] 的结论。以上关于相关性的结论同样适合于那些发生于太阳极小年的爆发：慢速 CME 和太阳表面的其他活动几乎没有关系，总是伴随有日面活动的 CME 的平均速度明显比没有相关活动相伴的 CME 的速度要高^[160,161]。

在 Forbes 和 Priest^[99]、Lin 和 Forbes^[16]，以及 Lin^[17] 发展出来的 CME 灾变模型基础上，Lin^[107] 在计算中考虑了重力的作用，并研究了 CME 和相关的耀斑之间的关系，发现了伴随着快速 CME 的耀斑比伴随着慢速 CME 的更快达到极大值。这一结果和 Zhang 等人^[158] 由观测推断出来的一致。图 9 展示了耀斑极大时刻与相关 CME 速度之间的关系，其中用十字标识的数据来自于 Zhang 等人^[158] 的观测结果，用圆圈标识的数据则来自于 Zhou 等人^[162] 的观测结果。两条连续曲线给出了有关的理论结果：上面一条对应于在计算中忽略了重力的作用，而下面一条则包括了重力的因素在内。在小速度区域，数据的弥散较大，表明相关性很差。Lin^[107] 同时注意到 CME 和耀斑之间的相关性受磁场结构爆

发前所贮存的自由能所主导: 自由能越高则相关性越好, 反之亦然。因为自由能大致和背景场的平方成比例, Lin^[107] 的结果由此在理论上证实了 Švestka 的结论。

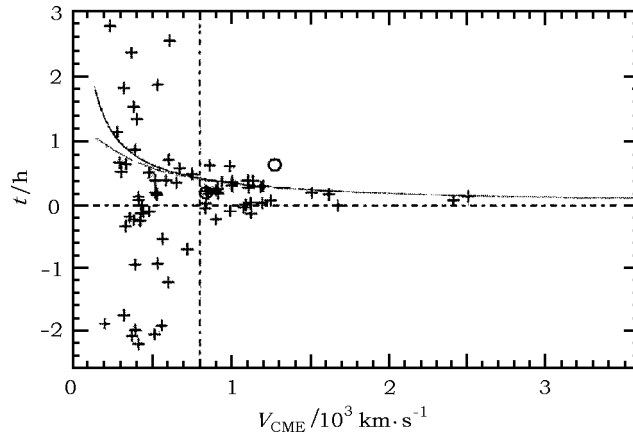


图 9 耀斑极大时间随相关 CME 速度的变化^[107]

水平虚线表示爆发的零时刻, 垂直虚线标定快慢 CME 的分界线, 800 km/s^[158]

在重新分析了一些之前关于 CME 和爆发日珥的工作的结果之后, 再结合上述的 CME—耀斑关系的定量研究, Lin^[107] 注意到, CME 和爆发日珥之间的相关性与 CME 和耀斑之间的相关性所揭示的物理内涵有所不同, 耀斑和 CME 的相关性在很大程度上反映了爆发磁结构的物理特征。而爆发日珥与 CME 的相关性仅仅依赖于在爆发之前的磁场结构中物质的分布和聚集程度: 如果爆发前磁场中拥有足够的和相当集中的等离子体 ($> 5 \times 10^{15}$ g, CME 的平均质量), 则 CME 就会被观测到以爆发日珥为开始, 否则 CME 就没有明显的爆发日珥相伴。这也是说日珥中的等离子体仅仅是起到一个相关磁结构的标识物的作用, 而对磁结构本身的爆发并不起太大的作用, 特别是在大爆发过程中 (见图 9 中的 2 条曲线的重叠部分)。

5 黑洞吸积盘间歇性喷流的 MHD 模型 —— 太阳爆发灾变理论在天体物理其他领域的应用

同天体物理的其他领域内的研究相比, 以太阳物理研究为背景和平台开展的宇宙等离子体和 MHD 研究和取得的成果要全面、复杂和丰富得多。作为距离地球最近的一颗恒星, 太阳为研究者提供了一个独一无二的宇宙等离子体和 MHD 的实验室, 使人们在相关领域内的研究和实验受益匪浅。随着不同领域内研究方向、研究内容、和研究结果的相互渗透, 天文学家开始试探着将在太阳物理领域内发展出来的一些思想、方法和结果应用到天体物理的其他研究领域当中。将太阳爆发的灾变理论及其结果应用到对黑洞吸积盘间歇性喷流的研究当中, 就是其中的一次尝试^[163]。喷流在天体物理吸积系统中普遍存在, 大尺度的喷流一般是稳定和连续的, 但是吸积系统中也存在着间歇性的、偶发的向外喷流并

伴随耀斑辐射。一个比较典型的例子就是从 Sgr A* 出来的间歇性喷流。

在 Sgr A* 这个银河系中心存在的大质量黑洞当中, 射电、红外和 X 射线耀斑每天都发生几次^[164], 不同波段光变曲线的峰值表现出时间上的延迟^[165]。这些延迟和快速上升、缓慢衰减的亮度以及耀斑辐射的偏振, 都被认为是由吸积流的等离子体抛射和膨胀引起的^[165,166]。对活动星系 3C 120 超过 3 年的 X 射线和射电观测结果也表现出间歇性喷流的特征, 它以超光速亮结的形式存在^[167]。在活动星系核中, 这种亮结在喷流中非常普遍(例如 M 87)。它们通常被解释为由中央引擎抛射出的壳层碰撞形成。有人提出这种等离子体团的抛射应该是瞬变的或“II 型”喷流^[168,169]。

银河系的微类星体也曾被观测到类似的等离子体抛射, 如 GRS 1915+105^[170-172]、GRO J1655+40^[173] 和 XTE J1550+564^[174]。伴随着 X 射线耀斑 (GRS 1915+105) 还有红外耀斑的短促的强射电耀斑主要在 HXR 光谱态到 SXR 光谱态的转换中被观测到。与发生在 Sgr A* 中的爆发情况相同, 这些耀斑一般伴随着等离子体团块的抛射。

间歇性等离子体抛射(喷流)的特征和稳定连续的喷流之间的特征具有明显区别。间歇性喷流发生在 X 射线辐射的硬谱和软谱的转换过程中^[169], 而连续的喷流仅在硬谱态中被观测到。观测通常表明间歇性喷流的洛仑兹因子较大^[169], 它们的光谱变化很快并且辐射是光学薄的, 这与连续喷流不透明的亮射电辐射相反。有证据表明, 被抛射出的等离子体的辐射比连续喷流的辐射具有更高的偏振度^[168], 这表明间歇性抛射出来的等离子体与磁场的关系很密切。

吸积流的 MHD 数值模拟结果表明, 爆发式的物质抛射会嵌在稳定、连续的喷流状外流中^[175,176], 间歇性喷流事件往往是准周期性的。相继两次抛射之间的时间间隔约为 $1\ 600\ GM/c^3$ ^[176], 其中 G 、 c 和 M 分别为引力常数、光速和黑洞质量。选择 Sgr A* 的参数计算出的时间间隔大约为 6 h。如果假设每次强度足够高的耀斑都与抛射事件相伴, 计算出的时标与目前的观测是符合的^[165]。

连续喷流的形成及其机制已被广泛研究, 人们建立了很多模型^[177,178], 已经知道了它们与大尺度磁场有关。但导致等离子体的间歇性喷射现象的物理本质还属未知。最近, Yuan 等人^[163] 通过与太阳 CME 进行类比, 提出了从黑洞吸积盘产生的与吸积流当中的闭合磁场有关的间歇性喷流的 MHD 模型, 这样做的依据有 2 条: (1) 在黑洞周围的吸积盘中, 高温使得其中的物质大部分电离, 形成等离子体盘和冕。磁场与等离子体的冻结使得磁场可以在具有较差转动的吸积流中被放大并被送入吸积盘冕当中(见文献 [126] 第 12 章第 2 节当中的讨论)。进入冕中的磁场并不会停止演化, 随着其足点在盘中的运动以及一些等离子体不稳定性发生, 很有可能在冕当中形成与日珥类似的磁通量绳的结构(见文献 [164] 中的图 1(a))。这一过程伴随着磁场能量和磁螺度的传输和积累^[6,179]。正如本文前面所提得到的, 在具有螺旋状磁场结构存在的系统当中, 边界条件的改变不一定会立即造成系统平衡的失去, 系统可以以准静态方式演化, 而平衡状态也可以持续一段时间以积累更多的能量和螺度。不过随着能量和螺度的积累到了临界点或临界状态, 系统的进一步演化或对系统的任何扰动就会立即导致灾变的发生, 直接的后果就是磁场和等离子体结构的突然抛出和耀斑的产生(见文献 [4,6,7,179] 给出的详细讨论)。(2) 由 Sgr A* 的参数计算出的间歇性喷流的特征时间间隔为 6 h 左右, 这与太阳活动峰年期间典型爆发

之间的平均时间间隔相当。当然, 主要还是前一个因素决定了两者在物理上的相似性。因此, 研究者根据对目前太阳环境下磁场结构和磁通量抛射的理解, 寻求建立黑洞吸积盘磁场和物质抛射模型的途径。

在实际的吸积盘冕当中磁通量绳的结构不会一直稳定地存在下去, 当能量和螺度的积累超过阈值, 系统的平衡就会被破坏, 磁通量绳会以灾变的形式被抛出去^[4,16,24]。随后磁场被剧烈地拉伸, 一个中性区域(电流片) 随即在相反极性的磁场之间形成(参考文献[163]中的图 1(b))。由等离子体不稳定性引起的耗散使得快速磁重联在电流片当中发生^[4,16]。这个过程极大地削弱了磁张力并帮助磁压力顺利地把磁通量绳推离吸积盘, 形成 CME。一方面, 磁重联把储存的磁场能量转化成等离子体微观粒子的动能, 产生耀斑辐射; 另一方面, 它把磁能转化成等离子体动能并促使 CME 传播^[6,16]。这就像在微类星体和 Sgr A* 上观测到的那样, 表明耀斑不仅是纯粹的辐射过程, 它还具有动力学特征。这可以对耀斑伴随的物质抛射事件提供合理的说明。

根据以上讨论, 再利用已知的在太阳物理领域内的相应数学公式和运算, 以 Sgr A* 作为一个例子, Yuan 等人^[163] 考察了一个具有典型质量的黑洞吸积盘间歇性喷流的运动特征。结果发现失去平衡后的磁通量绳在灾变和磁重联的联合作用下, 其速度可以在 10 几分钟之内从 $0.05c$ 增加到 $0.8c$ (见文献[163]中的图 2)。如此显著的加速暗示了这种能量释放过程的突发性, 也非常符合间歇性喷流的观测特征。

6 总结和展望

本文简要介绍了太阳爆发现象的灾变理论的形成和发展过程, 着重讨论了该理论在此过程中在帮助人们理解和解释爆发现象的物理机制、爆发过程中磁场结构的演化特征, 以及这些特征所反映的物理本质方面所发挥的作用。具体来说, 该理论首先明确指出一个典型的爆发过程总是从日冕磁场结构中储存的能量和螺度达到极限而失去平衡开始的。系统由失去平衡前的准静态演化到失去平衡后的动力学演化的转换构成了灾变过程的典型特征。其次, 单纯的灾变过程还不能使日冕磁结构在失去平衡后直接而顺利地发展成为通常意义下的太阳爆发过程, 还需要借助于磁重联的作用。磁重联将一部分磁场迅速耗散掉, 相应的磁场能量被转化为等离子体的热能和动能, 使得失去平衡的磁场结构的一部分被抛离太阳形成 CME, 而加热的过程则产生耀斑。在灾变过程中形成的电流片是磁重联发生的主要区域。其中出现的各种各样的等离子体不稳定性和湍动让磁重联以足够快的速度进行, 为爆发能够持续进行提供足够的热能和动能。第三, 在爆发过程中形成的电流片一方面随着磁通量绳(CME)的运动而增长, 另一方面又由于磁重联的耗散而缩短。一般来说磁重联的作用要滞后一段时间, 因此在比较大的爆发过程中都会有长的电流片出现。第四, 磁重联在耗散磁场的同时, 也将可观的日冕物质和磁通量通过电流片带入 CME 当中, 并最终将其送入行星际空间。如果 CME 是朝着地球来的, 那么这部分物质和磁通量就会对空间天气产生不可忽视的影响, 这一结果对人们研究和预报灾害性空间天气具有非常重要的意义。随着理论研究和观测分析的不断深化, 太阳爆发过程中产

生的电流片已逐渐变成了一个备受关注的对象, 对它的研究近年来也慢慢形成了一个新的领域^[119,120,122-125,180-183]。关于 CME-耀斑电流片的观测特征以及相应的研究成果将另文详述。

在由 Lin 和 Forbes^[16]发展的太阳爆发灾变模型中, 尽管连接太阳耀斑和相关 CME 的长电流片是一个非常重要的副产品, 但在最初的数学计算和公式推导当中, 对电流片的认识只是停留在“这是磁重联速率低于灾变发展速率, 而磁场具有保持其原有拓扑结构不变的惯性的必然结果”和“应该在模型计算中将电流片的演化特征自洽地考虑在内”这样的水平上。而实际上, 耀斑和 CME(或爆发日珥)之间存在磁重联电流片的想法也不是由 Lin 和 Forbes^[16]首先提出来的。早在 20 世纪 80 年代, Martens 和 Kuin^[29]就提出了爆发日珥和耀斑的(电流)回路模型, 连接爆发日珥和耀斑的就是一块电流片。在他们的模型中, 由于数学近似计算的限制, 电流片很短, 难以对观测提出有价值的引导和建议, 因而长时间停留在理论假设阶段, 并没有引起太多的关注。Lin 和 Forbes^[16]模型的优势在于: 电流片的尺度与爆发过程的发展是自洽地联系在一起, 其长度就不会成为制约模型本身与观测结果相联系的障碍。长的电流片在灾变模型中出现后, 很快就在 Ciaravella 等人^[119]在对耀斑 CME 的观测结果的分析研究中得到证实。很快, 电流片具有可观的厚度这一事实也被注意到, 而等离子体不稳定性 and 湍流则在其中扮演了非常重要的角色^[180-183]。

另一方面, 就灾变模型和其中的磁结构的细节而言, 在 Lin 和 Forbes^[16]发展的解析模型当中, 为了数学处理的方便, 电流片是无限薄的。而包括笔者自己的工作在内的一系列研究都表明在实际爆发过程中形成的电流片是具有有限厚度的, 因此一个更接近实际的理论模型应该包含有有限厚度的电流片。如何将有限厚度的电流片自洽地包含到未来的灾变模型当中对研究者来说是一个很大的挑战。

值得注意的是, 由于太阳大气中发生的许多过程在其他天体物理环境中也可能会发生, 比如出现在黑洞吸积盘系统中的等离子体间歇性喷流就很有可能是与 CME 类似的物质和磁通量的抛射过程, 所以, 把太阳物理领域内的理论和结果用到天体物理的其他领域将是笔者今后工作的一个发展方向。作为一次尝试, Yuan 等人^[163]将 Lin 和 Forbes^[16]的太阳爆发灾变模型的基本思想应用到对间歇性喷流的理论研究之中, 取得了与观测基本一致的结果。这在天体物理跨领域的合作研究方面开辟了一条通道, 为今后类似的尝试提供了一个可以参考的实例。

参考文献:

- [1] Forbes T G. *JGR*, 2000, 105: 23153
- [2] Klimchuk J A. *Space Weather*, Song P, Siscoe G, Singer H, eds. *Geophys. Monogr.* 125; Washington: AGU, 2001: 143
- [3] Priest E R, Forbes T G. *A&A Rev.*, 2002, 10: 313
- [4] Lin J, Soon W, Baliunas S L. *New A Rev.*, 2003, 47: 53
- [5] Low B C. *ASP Conference Series*, 2003, 286: 335
- [6] Zhang M, Low B C. *Annu Rev. Astron. Astrophys.*, 2005, 43: 103
- [7] Forbes T G, Linker J A, Chen J, et al. *Space Sci. Rev.*, 2006, 123: 251
- [8] Lin J, Cranmer S R, Farrugia C J. *JGR*, 2008, 113(A11): CiteID A11107

-
- [9] Sturrock P A. *Phys. Rev. Let.*, 1966, 16: 270
- [10] Low B C. *ApJ*, 1977, 212: 234
- [11] Birn J, Goldstein H, Schindler K. *Sol. Phys.*, 1978, 57: 81
- [12] Priest E R, Milne A M. *Sol. Phys.*, 1980, 65:315
- [13] van Tend W, Kuperus M. *Sol. Phys.*, 1978, 59: 115
- [14] van Tend W. *Sol. Phys.* 1979, 61: 89
- [15] Forbes T G, Lin J. *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 2000, 62: 1499
- [16] Lin J, Forbes T G. *JGR*, 2000, 105: 2375
- [17] Lin J. *Chinese J. Astron. Astrophys.*, 2002, 2: 539
- [18] Klimchuk J A, Sturrock P A. *ApJ*, 1989, 345: 1034
- [19] Zwingmann W. *Sol. Phys.*, 1987, 111: 309
- [20] Mikić Z, Barnes D C, Schnack D D. *ApJ*, 1988, 328: 830
- [21] Finn J M, Chen J. *ApJ*, 1990, 349: 345
- [22] Thom R. *Stabilité Structurale et Morphogenese*, New York: Benjamin, 1972: 168
- [23] Poston T, Stewart I. *Catastrophe Theory and Its Applications*, San Francisco: Pitman, 1978: 200
- [24] Forbes T G, Isenberg P A. *ApJ*, 1991, 373: 294
- [25] Lin J, Forbes T G, Isenberg P A. *JGR*, 2001, 106(A11): 25053
- [26] Platt U, Neukirch T. *Sol. Phys.*, 1994, 153: 287
- [27] Kaastra J S. *Solar flares: An electrodynamic model*. Ph.D. thesis, Netherlands: Astron. Dept., Rijksuniversiteit, 1985: 88
- [28] Molodenskii M M, Filippov B P. *Sov. Astron.*, 1987, 31: 564
- [29] Martens P C H, Kuin N P M. *Sol. Phys.*, 1989, 122: 263
- [30] Priest E R, Forbes T G. *Sol. Phys.* 1990, 126: 319
- [31] Isenberg P A, Forbes T G, Démoulin P. *ApJ*, 1993, 417: 368
- [32] Forbes T G. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 1991, 62: 15
- [33] Martin S F, Livi S H B, Wang J. *Australian J. Phys.*, 1985, 38: 929
- [34] Wang J, Shi Z. *Sol. Phys.*, 1993, 143: 119
- [35] Liu Y, Zhang H. *A&A*, 2001, 372: 1019
- [36] Zhang J, Wang J. *ApJ*, 2002, 566: L117
- [37] van Ballegooijen A A, Martens P C H. *ApJ*, 1989, 343: 971
- [38] Lin J, van Ballegooijen A A. *ApJ*, 2002, 576: 485
- [39] Forbes T G. *J. Geophys. Res.*, 1990, 95: 11919
- [40] Forbes T G, Priest E R, Isenberg P A. *Sol. Phys.*, 1994, 150: 245
- [41] Heyvaerts J, Priest E R, Rust D M. *Solar Phys.*, 1977, 216: 123
- [42] Rust D M, Hildner E, Dryer M, et al. *Solar Flares: A Monograph from Skylab Solar Workshop II*. Sturrock P A, ed. Boulder: Colo. Assoc. Univ. Press, 1980: 273
- [43] Rust D M. *Solar Phys.*, 1972, 25: 141
- [44] Rust D M. *Optical and magnetic measurements of the photosphere and low chromosphere*, *Physics of the Solar Atmosphere*, London: R. Soc., 1975: 5
- [45] Rust D M, Roy J A. *Environmental Research Papers*, No. 474, MA: Air Force Cambridge Res. Lab., 1974: 10
- [46] Rust D M, Nakagawa Y, Neupert W M. *Sol. Phys.*, 1975, 41: 397
- [47] Rust D M, Bridge III C A. *Sol. Phys.*, 1975, 43: 129
- [48] Rust D M. *Sol. Phys.*, 1973, 33: 205
- [49] Vorpahl J A. *Sol. Phys.*, 1973, 28: 115
- [50] Švestka Z. *Solar Flares*, Boston: D. Reidel, 1976: 120
- [51] Švestka Z. *Solar Flare Magnetohydrodynamics*. Priest E R, ed. NY: Gordon and Breach Science Publishers, 1981: 47

- [52] van Hoven G, Anzer U, Barbosa D D, et al. Solar Flares: A Monograph from Skylab Solar Workshop II. Sturrock P A, ed. Boulder: Colo. Assoc. Univ. Press, 1980: 17
- [53] Sturrock P A. Solar Flares: A Monograph from Skylab Solar Workshop II. Sturrock P A, ed. Boulder: Colo. Assoc. Univ. Press, 1980: 411
- [54] Zirin H. Review – Astrophysics of the Sun, NY: Cambridge University Press, 1988: 80
- [55] Martin S F, Dezsö L, Antalova A, et al. Adv. Space Res., 1982, 2(11): 39
- [56] Martin S F, Bentley R D, Schadee A, et al. Adv. Space Res., 1984, 4(7): 61
- [57] Feynman J, Martin S F. JGR, 1995, 100: 3355
- [58] Wang Y-M, Sheeley N R Jr. ApJ, 1999, 510: L157
- [59] Canfield R C, Blais K A, Reardon K P, et al. Astron. Soci. Paci. Conf. Seri., 2004, 68: 411
- [60] Kurokawa H, Santo S. Adv. Space Res., 2000, 26: 441
- [61] Srivastava N, Schwenn R, Inhester B, et al. ApJ, 2000, 534: 468
- [62] Tang Y, Li Y, Fang C, et al. ApJ, 2000, 534: 482
- [63] Chen P, Shibata K. ApJ, 2000, 545: 524
- [64] Moore R L, McKenzie D L, Švestka Z, et al. Solar Flares: A Monograph from Skylab Solar Workshop II. Sturrock P A, ed. Colo. Assoc. Boulder: Univ. Press, 1980: 341
- [65] Poletto G, Kopp R A. The Lower Atmosphere of Solar Flare. Neidig D F, ed. NM: NSO, 1986: 453
- [66] Wang H, Qiu J, Jing J, et al. ApJ, 2003, 593: 564
- [67] Qiu J, Wang H, Cheng C Z, et al. ApJ, 2004, 604: 900
- [68] Tang F. Solar Phys., 1987, 107: 233
- [69] Gaizauskas V, Zirker J B, Sweetland C, et al. ApJ, 1997, 479: 448
- [70] Liu Y, Jiang Y, Ji H, et al. ApJ, 2003, 593: L137
- [71] Lin J, van Ballegoijen A A. ApJ, 2005, 629: 582
- [72] Priest E R, Raadu M A. Solar Phys. 1975, 43: 177
- [73] Sheeley N R Jr, Bohlin J D, Brueckner G E, et al. Solar Phys., 1975, 40: 103
- [74] Chase R C, Krieger A S, Švestka Z, et al. Space Research XVI, Proceedings of the Open Meetings of Working Groups on Physical Sciences, May 29-June 7, 1975. Berlin, East Germany, Akademie-Verlag GmbH 1976:917
- [75] Švestka Z, Krieger A S, Chase R C, et al. Solar Phys., 1977, 52: 69
- [76] Tsuneta S. ApJ, 1996, 456: L63
- [77] Leighton R B. ApJ, 1964, 140: 1547
- [78] Wang Y-M, Nash A G, Sheeley N R Jr. Science, 1989, 245: 712
- [79] Schrijver C J, DeRosa M L. Solar Phys., 2003, 212: 165
- [80] MacKay D H, van Ballegoijen A A. ApJ, 2005, 621: L77
- [81] MacKay D H, van Ballegoijen A A. ApJ, 2006, 641: 577
- [82] MacKay D H, van Ballegoijen A A. ApJ, 2006, 642: 1193
- [83] Antiochos S K, DeVore C R, Klimchuk J A. ApJ, 1999, 510: 485
- [84] Lynch B J, Antiochos S K, MacNeice P J, et al. ApJ, 2004, 617: 589
- [85] MacNeice P J, Antiochos S K, Philips A, et al. ApJ, 2004, 614: 1028
- [86] Low B C. Sol. Phys., 1996, 167: 217
- [87] Low B C. JGR, 2001, 106: 25141
- [88] Aulanier G, Srivastava N, Martin S F. ApJ, 2000, 543: 447
- [89] Hood A W, Anzer U. Sol. Phys., 1990, 126: 117
- [90] Sturrock P A, Weber M, Wheatland M S, et al. ApJ, 2001, 380: 655
- [91] Mikić Z, Linker J A. ApJ, 1994, 430: 898
- [92] Linker J A, Mikić Z, Lionello R, Riley P, et al. J. Plasma Phys., 2003, 10(5): 1971
- [93] Amari T, Luciani J F, Aly J J, et al. ApJ, 2003, 585: 1073
- [94] Schmieder B, Forbes T G, Malherbe J M, et al. ApJ, 1987, 317: 956

- [95] Lin J. *Solar Phys.*, 2004, 222: 115
- [96] Kopp R A, Pneuman G W. *Sol. Phys.*, 1976, 50: 85
- [97] Carmichael H. *The Physics of Solar Flares*. Hess W N, ed. Washington: NASA, 1964: 451
- [98] Švestka Z, Cliver E W. 1992, *Eruptive Solar Flares*, Švestka Z, Jackson B V, Machado M E, eds. New York: Springer-Verlag, 1992: 1
- [99] Forbes T G, Priest E R. *ApJ*, 1995, 446: 377
- [100] Lin J, Raymond J C, van Ballegoijen A A. *ApJ*, 2004, 602: 422
- [101] Chen Y, Li G, Hu Y. *ApJ*, 2006, 649: 1093
- [102] Hu Y. *ApJ*, 2004, 607: 1032
- [103] Zhang Y, Hu Y, Wang J. *ApJ*, 2005, 626: 1096
- [104] Zhang Y, Wang J, Hu Y. *ApJ*, 2006, 641: 572
- [105] Aly J J. *ApJ*, 1991, 375: L61
- [106] Sturrock P A. *ApJ*, 1991, 380: 655
- [107] Lin J. *Solar Phys.*, 2004, 219: 169
- [108] Sittler E C, Jr Guhathakurta M. *ApJ*, 1999, 523: 812
- [109] Zhang J, Dere K P, Howard R A, et al. *ApJ*, 2001, 559: 452
- [110] Yashiro S, Gopalswamy N, Michalek G, St Cyr O C, et al. *JGR*, 2004, 109(A7): CiteID A07105
- [111] Tappin S J. *Sol. Phys.*, 2006, 233: 233
- [112] Culhane J L, Pohjolainen S, van Driel-Gesztelyi L, et al. *Adv. Space Res.*, 2007, 40(12): 1807
- [113] Wen Y, Maia D J F, Wang J. *ApJ*, 2007, 657: 1117
- [114] Lin J, Mancuso S, Vourlidas A. *ApJ*, 2006, 649: 1110
- [115] Priest E R. *Solar Magnetohydrodynamics*, Boston: Reidel, 1982: 56
- [116] Xu Y, Cao W, Liu C, et al. *ApJ*, 2004, 607: L131
- [117] Švestka Z. *Solar Phys.*, 1996, 169: 403
- [118] Švestka Z. *Space Sci. Rev.*, 1983, 35: 259
- [119] Ciaravella A, Raymond J C, Li J, et al. *ApJ*, 2002, 575: 1116
- [120] Ko Y-K, Raymond J C, Lin J, et al. *ApJ*, 2003, 594: 1068
- [121] Webb D F, Burkepile J, Forbes T G, et al. *JGR*, 2003, 108(A12): CiteID 1440
- [122] Lin J, Ko Y-K, Sui L, et al. *ApJ*, 2005, 622: 1251
- [123] Bemporad A, Poletto G, Suess S T, et al. *ApJ*, 2008, 638: 1110
- [124] Riley P, Lionello R, Mikić Z, et al. *ApJ*, 2007, 655: 591
- [125] Ciaravella A, Raymond J C. *ApJ*, 2008, 686: 1372
- [126] Priest E R, Forbes T G. *Magnetic Reconnection – MHD Theory and Applications*, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000: 123
- [127] Forbes T G, Priest E R. *Rev. Geophys.*, 1987, 25: 1583
- [128] Pudovkin M I, Semenov V S. *Space Sci. Rev.*, 1985, 41: 1
- [129] Reeves K K, Warren H P, Forbes T G. *ApJ*, 2007, 668: 1210
- [130] Yokoyama T, Akita K, Morimoto T, et al. *ApJ*, 2001, 546: L69
- [131] Furth H P, Killeen J, Rosenbluth M N. *Phys. Fluids*, 1963, 6: 459
- [132] Lin J, Soon W. *New Astron.*, 2004, 47: 53
- [133] Lepping R P, Jones J A, Burlaga L F. *JGR*, 1990, 95: 11957
- [134] Lepping R P, Szabo A, DeForest C E, et al. *Proc. 31st ESLAB Symp., Correlated Phenomena at the Sun, in the Heliosphere and in Geospace*, Wilson A, ed. Noordwijk: ESTEC, The Netherlands, 1997: 163
- [135] Webb D F, Lepping R P, Burlaga L F, et al. *JGR*, 2000, 105 (A12): 27251
- [136] Forbes T G, Acton L W. *ApJ*, 1996, 459: 330
- [137] Raymond J C, Ciaravella A, Dobrzycka D, et al. *ApJ*, 2003, 597: 1106
- [138] Howard R A, Sheeley N R, Jr Michels D J, et al. *JGR*, 1985, 90: 8173

- [139] Hundhausen A J, Burkepile J T, St Cyr O C. *JGR*, 1994, 90: 6543
- [140] Wang J, Zhou G, Wen Y, et al. *ChJAA*, 2006, 6: 247
- [141] Maia D J F, Gama R, Mercier C, et al. *ApJ*, 2006, 660: 874
- [142] Gosling J T, Hildner E, MacQueen R M, et al. *Sol. Phys.*, 1976, 48: 389
- [143] MacQueen R M, Fisher R R. *Sol. Phys.*, 1983, 89: 89
- [144] Harrison R A. *A&A*, 1986, 162: 283
- [145] Dere K P, Brueckner G E, Howard R A, et al. *ApJ*, 1999, 516: 465
- [146] Neupert W M, Thompson B J, Gurman J B, et al. *JGR*, 2001, 106(A11): 25215
- [147] Alexander D, Metcalf T R, Nitta N V. *GRL*, 2002, 29(10): 10.1029/2001GL013670
- [148] Srivastava N, Schwenn R, Inhester B, et al. 1999, *Solar Wind Nine*, Habbal S R, Hollweg J V, Isenberg P A, eds. NY: The American Institute of Physics, 1999: 115
- [149] Kahler S W. *Annu., Rev. Astron. Astrophys.*, 1992, 30 113
- [150] Dryer M. *Sol. Phys.*, 1996, 169: 421
- [151] Andrews M D, Howard R A. *Space Sci. Rev.* 2001, 95: 147
- [152] Sheeley N R, Walters J H, Wang Y-H, et al. *JGR*, 1999, 104: 24739
- [153] Švestka Z. *The Lower Atmosphere of Solar Flares* Neidig D F, ed. NSO: SacPeak Publ., 1986: 332
- [154] Švestka Z. *Solar Phys.* 1995, 160: 53
- [155] Goff C P, van Driel-Gesztelyi L, Harra L K, et al. *A&A*, 2005, 434: 761
- [156] Vršnak B, Sudar D, Ruzdjak D. *A&A*, 2005, 435: 1149
- [157] Bao X, Zhang H, Lin J, et al. *A&A*, 2007, 463: 321
- [158] Zhang M, Golub L, DeLuca E, et al. *ApJ*, 2002, 574: L97
- [159] Moon Y-J, Choe G S, Wang H, et al. *ApJ*, 2002, 581: 694
- [160] Wagner W J. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1984, 22: 267
- [161] St. Cyr O C, Webb D F. *Sol. Phys.*, 1991, 136: 379
- [162] Zhou G, Wang J, Cao Z. *A&A*, 2003, 397: 1057
- [163] Yuan F, Lin J, Wu K, et al. *MNRAS*, 2009, 395: 2183
- [164] Eckart A, Baganoff F X, Schödel R, et al. *A&A*, 2006, 450: 535
- [165] Yusef-Zadeh F, Roberts D, Wardle M, et al. *ApJ*, 2006, 650: 189
- [166] van der Laan H. *Nature*, 1966, 211: 1131
- [167] Marscher A P, Jorstad S G, Gómez J L, et al. *Nature*, 2002, 417: 625
- [168] Fender R P, Belloni T M. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 2004, 42: 317
- [169] Fender R P, Belloni T M, Gallo E, et al. *MNRAS*, 2004, 355: 1105
- [170] Mirabel I F, Rodriguez L F. *Nature*, 1994, 371: 46
- [171] Mirabel I F, Dhawan V, Chaty S, et al. *A&A*, 1998, 330: L9
- [172] Fender R P, Belloni T M, Gallo E, et al. *MNRAS*, 1999, 304: 865
- [173] Hjellming R M, Rupen M P. *Nature*, 1995, 375: 464
- [174] Corbel S, Fender R P, Tziomis A K, et al. *Science*, 2002, 298: 196
- [175] Machida M, Nakamura K, Matsumoto R. *PASJ*, 2004, 56: 671
- [176] De Villiers J P, Hawley J F, Krolik J H. *ApJ*, 2003, 599: 1238
- [177] Blandford R D, Znajek R L. *MNRAS*, 1977, 179: 433
- [178] Blandford R D, Payne D G. *MNRAS*, 1982, 199: 883
- [179] Zhang M, Flyer N. *ApJ*, 2008, 683: 1160
- [180] Lin J, Li J, Forbes T G, et al. *ApJ*, 2007, 658: L123
- [181] Lin J, Li J, Ko Y-K, et al. *ApJ*, 2009, 693: 1666
- [182] Bemporad A. *ApJ*, 2008, 689: 572
- [183] Schettino G, Polotto G, Romoli M. *ApJ*, 2009, 697: L72

The Catastrophe Theory and Applications to the Solar Eruption and Other Research Areas of Astrophysics

LIN Jun^{1,2}, WANG Xiu-peng^{1,3}, MENG Ying¹

(1. National Astronomical Observatories/Yunnan Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 2. Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, MA 02138, USA; 3. Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract: This work introduced and discussed the development of the catastrophe theory and model of solar eruptions and the related works. Solar flares, eruptive prominences, and coronal mass ejections (CMEs) are three different manifestations resulted from a single energy release process during the solar eruption. Any theory that attempts to explain the solar eruption needs to account for the energy driving the eruption, production of solar flare, eruption of prominence, and propagation of CME including large amounts of mass and magnetic flux in the outermost corona and interplanetary space. The fundamental base of observations for establishing such a theory and the associated model was addressed in the present work.

It is well accepted that the energy driving solar eruptions is stored in the coronal magnetic field beforehand. Unceasing mass motions in the photosphere continue to displace the footpoints of the coronal magnetic field rooted in the dense photospheric plasma, building stress and thus the energy in the corona until the stored energy reaches a threshold. In this stage, the system evolves through a series of equilibrium configurations in the quasi-steady state, and the motion of the photosphere could be either shearing, or converging, or twisting, or emerging of new flux from the photosphere, or interacting of one magnetic configuration with others nearby, or combining of all these processes.

The evolution after the stored energy exceeds the threshold turns from quasi-steady to dynamic, and the stored energy is released in a violent fashion as a result of the loss of equilibrium in the system. The transition of the evolution from gradual to violent constitutes the catastrophe according to the standard theory of the catastrophe.

The loss of equilibrium stretches the closed magnetic field so severely that the field is effectively opened and produces a current sheet that separates the fields of opposite polarity. Magnetic reconnection invoked by various plasma instabilities inside the current sheet diffuses magnetic field and converts the magnetic energy into heat and kinetic energy of the plasma, and the fast-particle kinetic energy, and allows the catastrophe to develop smoothly to a plausible eruption. Part of the released energy accounts for solar flares that basically show as bright growing flare loops in the corona and bright separating flare ribbon on the solar disk, and another part is responsible for various mass flows, including propagations of CMEs and fast particles. Therefore, solar flares

are intrinsically related to CMEs, and the more energetic the eruption is, the more apparent the relationship is, although the fashion of the energy partition is still an open question.

Investigations of the loss of equilibrium and the catastrophe, as well as the consequent evolution in a magnetic structure indicate that magnetic reconnection is not a necessity for the triggering of the eruption; the loss of equilibrium itself could be a pure mechanical process without being involved in any dissipation of magnetic field. To allow the catastrophe to smoothly develop to a plausible eruption, on the other hand, magnetic reconnection is required to diffuse the magnetic field at a reasonably fast rate, otherwise the catastrophe is prevented from further developing and the evolution in the system will eventually be stopped. Fast reconnection dissipates the magnetic field quickly and sends the reconnected plasma and magnetic flux downwards to the Sun and upwards to the outermost corona and interplanetary space, which are responsible for the growing flare loop system and the CME bubble that is observed to expand rapidly, respectively.

Considering the fact that most of the universe is in the form of plasma threaded by a magnetic field, we realize that the process of energy transportation and conversion happening in the solar atmosphere may also occur in other places of similar environment, for instance, in the black hole and accretion disk system. In a thick disk, plasma motions due to the differential rotation and instabilities result in deformation of the magnetic field as taking place in the solar atmosphere, and the energy accumulation in the corona. The catastrophe occurring in the coronal magnetic field is very likely to account for the episodic jets that are usually observed in the black hole and accretion disk system.

Key words: flares; eruptive prominences; CMEs; magnetic reconnection; MHD theories and models; plasma instabilities; Black hole accretion disk jets

作者简介

林隽, 博士, 研究员, 博士生导师。2001 年获得美国新汉布什尔大学物理系博士学位, 随后在美国哈佛—史密松天体物理中心工作。2005 年回国在云南天文台太阳创新团组工作, 任首席科学家。2006 年获得国家杰出青年基金。林隽长期致力于太阳爆发事件的理论模型研究, 在太阳爆发理论的研究上, 尤其在磁重联的 MHD 解析研究方面取得了杰出的成绩。