

中国科学技术大学

博士学位论文

光球磁通分布和背景太阳风对日冕

磁绳灾变的影响研究

作者姓名:	孙 树 计
导师姓名:	胡友秋 教授
	陈耀 教授
单位名称:	中国科学技术大学 (10358)
	地球和空间科学学院
学科专业:	空间物理 (070802)
完成时间:	2007 年5 月

**On the Influence of Photospheric Flux
Distribution and Background Solar Wind on
the Coronal Flux Rope Catastrophe**

Sun ShuJi

Advisor:

Prof. Hu YouQiu

Prof. Chen Yao

School of Earth and Space Sciences
University of Science and Technology of China

May, 2007

摘 要

日冕物质抛射(CME)属于大尺度太阳活动现象,它能造成地球空间环境的剧烈扰动,是空间灾害天气的主要源头.对CME的观测和理论研究,是太阳物理和日地空间物理领域非常活跃的前沿课题.近年来,作为CME的重要触发机制之一的日冕磁绳灾变,引起了学术界的普遍关注.本文将在前人相关工作的基础上,从一个新的侧面就这一问题开展数值模拟研究.

在简单回顾CME的观测特征和研究现状之后,本文着重总结CME理论模型研究的最新进展,其中特别是与本文相关的日冕磁绳灾变模型研究.在此基础上,介绍我们在日冕磁绳灾变模型方面取得的研究成果.

本文采用球坐标下的2.5维理想磁流体力学模型,构建由背景磁场和孤立磁绳构成的平衡系统,在此基础上分别研究背景场的光球磁通分布和背景太阳风对日冕磁绳系统平衡特性和灾变行为的影响.

为分析光球磁通分布对日冕磁绳灾变的物理效应,我们首先假定背景磁场为双极势场,且按一定的方式对其光球磁通分布进行调整.当磁通分布向极区方向集中时,所对应的双极势场随日心距离的衰减速率变慢,亦即远处的背景场增强;反之,当磁通分布向赤道方向集中时,远处的背景场减弱.在诸种分布之中,有一种特别的光球磁通分布,它所对应的光球径向磁场均匀,相当于所谓分裂式磁单极子(split monopole)磁场的磁通分布.其次,假定日冕磁绳磁场为无力场,其特性用环向磁通和轴向磁通两个磁通参数,以及磁绳轴线高度和下方垂直电流片的长度两个几何参数表征.对某个给定的磁绳环向磁通,通过调整磁绳的轴向磁通,计算平衡磁绳的几何参数,据此分析整个系统的平衡和灾变特性.结果表明:以分裂式磁单极子场的磁通分布作为基准,若光球磁通分布更向赤道方向集中,或者说远处的背景场相对较弱,则日冕磁绳的几何参数随磁绳轴向磁通的增加连续变化,不存在灾变现象.与此相应,系统磁能始终低于相应的开放场能量.对这种情况下的各种给定的磁通分布,磁绳轴向磁通存在一个临界值,在该值附近,磁绳几何参数随轴向磁通急剧变化,且该临界值一旦被突破,磁绳几何参数将趋于无限,整个双极势场将被完全打开.反之,若相对分裂式磁单极子场的磁通分布而言,光球磁

通分布更向极区方向集中,或者说远处的背景场相对增强,则随着磁绳轴向磁通的增加,日冕磁绳的几何参数会出现跳跃式变化,即系统存在灾变.系统在灾变点处的磁能称为灾变能阈,它超过相应的开放场能量;磁绳上方的背景场越强,灾变能阈越高,它超过相应开放场能量的比例也越大.与此相应,灾变之后磁绳的喷发速度也越快.上述结果表明,单单通过调整背景场的光球磁通分布,日冕磁绳灾变模型就可以重现有关CME速度分布的观测结果.

以往绝大多数日冕磁绳灾变模型采用无力场或磁静平衡近似,未曾考虑太阳风的物理效应.为计入背景太阳风对日冕磁绳系统的平衡和灾变特性的影响,我们假定背景场具有和偶极场同样的光球磁通分布,但磁绳外部的背景由处于磁静平衡态的冕流和周围的定态太阳风构成.除环向磁通和轴向磁通之外,我们引入磁绳内部日冕等离子体的质量作为另一个参数,以反映重力的物理效应.模拟结果表明,日冕磁绳系统照样存在灾变现象.随着磁绳环向磁通或轴向磁通的增加,或者磁绳内部质量的减少,磁绳的几何参数会出现跳跃式变化,即发生灾变.灾变能阈随着磁绳内部质量的增加而增加,所增加的部分等于磁绳内部物质对应的过剩重力势能(等于实际势能减去静力学平衡状态所对应的势能)的绝对值.当从灾变能阈中扣除过剩重力势能的贡献之后,其结果仍超过相应开放场能量,超过的比例约为8%,与没有背景太阳风时的计算结果几乎相同.这表明,太阳风的存在基本不影响系统的灾变能阈.一旦灾变发生,背景太阳风对灾变后的磁绳运动有着重要影响.与以往磁静平衡近似下获得的结果相比,喷发磁绳不存在前方静止等离子体所带来的人为减速,最终可以获得高得多的渐近速度,因而也更加符合实际情况.灾变后磁绳的加速度和渐近速度与背景磁场的强度有关:背景磁场强度越强,磁绳的加速越快,所达到的渐近速度也越高.所获得的磁绳的速度-时间剖面与观测得到的CME的典型速度剖面基本一致.于是,我们可以通过另一种途径,也就是调整背景磁场的强度,使得日冕磁绳灾变模型重现CME速度分布的观测结果.

Abstract

Coronal mass ejections (CMEs) belong to large-scale solar active phenomena and cause strong disturbances on the geospace environment, being a main source of disastrous space weather. The observational and theoretical study of CMEs serves as an active frontier subject in the fields of solar physics and solar-terrestrial space physics. In recent years, the coronal flux rope catastrophe as one of the important mechanisms for triggering CMEs has attracted a general concern among the scientific community. On the basis of previous relevant researches, this thesis carries out numerical simulation studies of the same subject from a new aspect.

After a brief review of observational features and current research status of CMEs, this thesis focuses on the latest progress in the study of theoretical models of CMEs, especially the coronal flux rope catastrophe model closely related to this thesis. On this basis, we will describe the results we have obtained in the study of coronal flux rope catastrophe models.

This thesis uses a 2.5-dimensional ideal MHD model in spherical geometry and constructs an equilibrium system consisting of a background magnetic field and an isolated magnetic rope. Starting from it, we investigate the influence of the photospheric magnetic flux distribution of the background field and the background solar wind on the equilibrium properties and catastrophic behavior of the coronal flux rope system.

In order to reveal the physical effects of the photospheric magnetic flux distribution on the coronal flux rope catastrophe, we first assume that the background field is a bipolar potential field, whose photospheric flux distribution is adjusted in a proper way. When the flux distribution is concentrated toward the poles, the decay of the corresponding potential field slows down with heliocentric distance, and thus the background field becomes stronger at large distance. The opposite is true if the magnetic flux distribution shifts to-

wards the equator. Among various distributions there is a special one, which corresponds to a uniform radial component of the magnetic field at the photosphere. Such a distribution is the same as that of the so-called split monopole field. Next, the magnetic field within the magnetic flux rope is assumed to be force free and the rope is characterized by two magnetic flux parameters, the annular and axial fluxes, and two geometrical parameters, the height of the axis of the flux rope and the length of the vertical electric current sheet below the rope. For a given annular flux, we adjust the axial flux and calculate the geometrical parameters of the flux rope in equilibrium, and then analyze the equilibrium and catastrophic properties of the whole system. It is shown that taking the flux distribution of the split monopole field as a standard, if the photospheric flux is more concentrated to the equator, i.e., the background field becomes relatively weaker at large distance, then the geometrical parameters changes smoothly with increasing axial flux of the rope, no catastrophe takes place. Correspondingly, the magnetic energy of the system is lower than the open field energy. Under this situation, a certain critical axial flux exists for each given annular flux: the geometrical parameters change sharply with axial flux in the vicinity of the critical flux, and approach infinity once the critical flux is surpassed. As a result, the bipolar potential field becomes fully opened. On the contrary, if the photospheric flux is more concentrated to the poles than it is for the split monopole field, i.e., the background field becomes relatively stronger, then the geometrical parameters will present a variation with a jump somewhere as the axial flux of the rope increases. In other words, a catastrophe exists for the system. The magnetic energy at the catastrophic point, i.e., the catastrophic energy threshold, exceeds the open field energy. The stronger the background field is over the rope, the higher the catastrophic energy threshold and its percentage in excess of the open field energy will be, and thus the faster the flux rope erupts upward after catastrophe. These results demonstrate that the observational velocity spectrum of CMEs can be reproduced by the coronal flux rope catastrophe model merely by adjusting the photospheric flux distribution of the background field.

Most previous coronal flux rope catastrophe models adopted force-free or magnetostatic equilibrium approximations without considering the the phys-

ical effect of the solar wind. To incorporate the influence of the solar wind on the equilibrium and catastrophic properties of the coronal flux rope system, we assume that the background field has the same photospheric flux distribution as the dipole field, but a coronal streamer and a steady solar wind exist outside the flux rope. In addition to the annular and axial fluxes, the mass of the coronal plasma within the flux rope is taken as another parameter of the rope in order to reflect the physical effect of gravity. The simulations show that the coronal flux rope system also has a catastrophic behavior. The geometrical parameters present a variation with a jump somewhere, or a catastrophe occurs, when either the annular or the axial flux increases, or the mass within the rope decreases. The catastrophic energy threshold increases with increasing mass in the rope, and the increment equals the magnitude of the so-called excess gravitational energy associated with the mass in the rope, defined as the difference between the true gravitational energy and that for a plasma in hydrostatic equilibrium. When the contribution of the gravitational energy is deducted, the result is still larger than the open field energy by about 8%, a conclusion which is almost the same as that reached for cases without the background solar wind. This indicates that the presence of the background solar wind essentially does not affect the catastrophic energy threshold. Once a catastrophe occurs, the background solar wind exerts a significant influence on the movement of the flux rope after catastrophe. In comparison with the results obtained in terms of magnetostatic approximation, there is no artificial deceleration brought about by the static plasma ahead of the erupting flux rope, so the rope can acquire a much larger asymptotic speed, which is closer to reality. The acceleration and asymptotic speed depend on the strength of the background field: the stronger the background field is, the faster the acceleration and the higher the asymptotic speed will be. The obtained temporal profile of velocity of the flux rope is essentially consistent with the typical observed velocity profiles of CMEs. Therefore, we have found another way to reproduce the observational velocity spectrum of CMEs in terms of the coronal flux rope catastrophe model, i.e., by adjusting the strength of the background field.

目 录

摘要	i
Abstract	iii
第一章 概述	1
§ 1.1 太阳爆发现象简介	2
§ 1.1.1 太阳耀斑(Solar Flares)	2
§ 1.1.2 日珥爆发(Prominence Eruptions)	3
§ 1.1.3 日冕物质抛射(Coronal Mass Ejections)	4
§ 1.1.4 太阳爆发现象之间的关系	5
§ 1.2 与CME理论模型相关的背景知识	6
§ 1.2.1 CME速度分布的统计特征	6
§ 1.2.2 日冕中的磁通量绳结构	8
§ 1.2.3 CME的能量来源	9
§ 1.2.4 Aly-Sturrock能量限	10
§ 1.2.5 灾变的概念	12
§ 1.3 CME的理论模型回顾	13
§ 1.3.1 非灾变模型	13
§ 1.3.2 磁绳灾变模型	18
§ 1.4 小结	23
第二章 光球磁通分布对日冕磁绳灾变的影响	25

§ 2.1 引言	25
§ 2.2 基本方程和数值方法	26
§ 2.2.1 基本方程和单位制	26
§ 2.2.2 网格划分和相应的边界条件	29
§ 2.2.3 数值方法	29
§ 2.3 研究步骤和结果	31
§ 2.3.1 背景态的选择	31
§ 2.3.2 浮现磁绳	33
§ 2.3.3 磁能的计算	34
§ 2.3.4 模拟结果	35
§ 2.4 小结	38
第三章 太阳风背景中的日冕磁绳灾变	41
§ 3.1 引言	41
§ 3.2 基本方程和数值方法	42
§ 3.2.1 基本方程	42
§ 3.2.2 数值方法	42
§ 3.3 背景和初态	44
§ 3.3.1 背景太阳风解	44
§ 3.3.2 作为初态的冕流—磁绳系统	44
§ 3.4 冕流—磁绳系统的灾变	46
§ 3.4.1 磁能和过剩重力势能	46
§ 3.4.2 灾变点和灾变能阈	47
§ 3.4.3 灾变时磁绳的喷发速度	50
§ 3.5 背景场强度的影响	52
§ 3.6 小结	53

第四章 总结和讨论	57
§ 4.1 总结	57
§ 4.2 讨论	58
附录 A 单位球面外无力场及其能量	61
§A.1 已知底部磁通分布求势场及其能量	61
§A.2 已知底部磁通分布求相应开放场及其能量	63
§A.3 Virial定理约束的能量上限	64
附录 B 一种特殊的磁通分布函数	67
参考文献	69
致谢	81
攻读学位期间的论文发表情况	83

第一章 概述

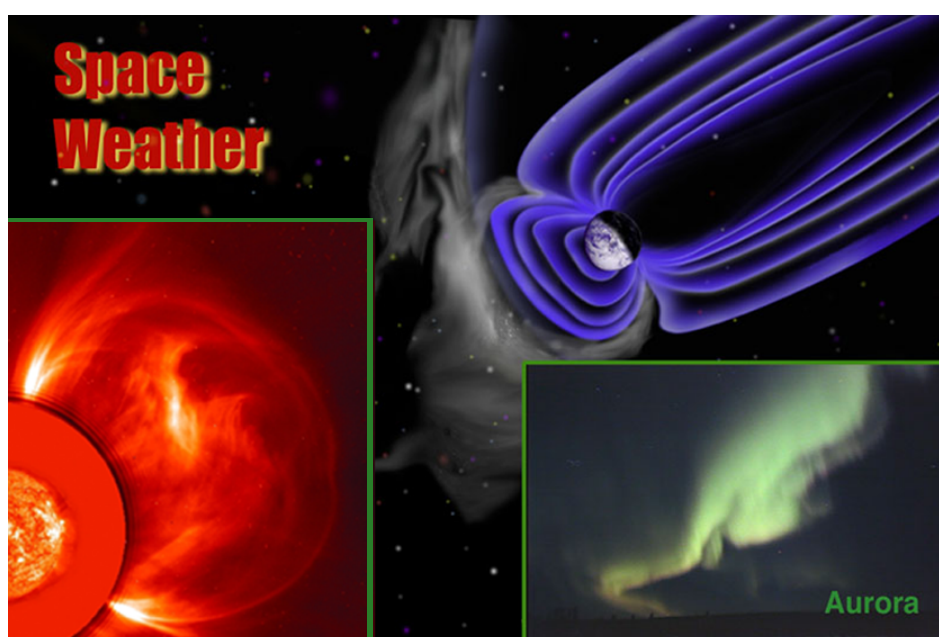


图 1-1: 太阳爆发对空间天气影响的示意图. 左下显示太阳上发生一次爆发事件, 向外抛出大量物质; 右上是磁层保护下的地球; 右下是地球上观测到的极光. 图片源于SOHO主页.

太阳是与人类关系最密切的恒星, 它直接或间接的创造了地球上除了原子能以外的所有能源, 这些是维持地球上一切生命活动所必须的. 通常情况下, 太阳处于相对平静状态. 在一些时候, 它会突然产生复杂而剧烈的爆发活动. 这些爆发向行星际抛射大量的物质和能量, 严重影响到日地空间环境和地球高层大气, 进而影响到人类的活动. 举例来说, 一次典型的日冕物质抛射能释放出 10^{32} erg的能量, 抛出 10^{16} g的等离子体物质, 甚至产生能量高达Gev的高能粒子. 日冕物质抛射形成的行星际磁云到达地球磁层后能引起

地磁暴和磁层亚暴, 从而干扰正常的无线电通讯; 伴随的高能粒子对空间飞行器和空间活动造成巨大威胁. 因此, 对太阳爆发现象的研究是当前太阳物理中最重要的课题之一. 此外, 太阳提供了难得的物理环境, 以太阳爆发机制和太阳磁场活动为代表的太阳大气动力学研究, 成为推动磁流体力学和等离子体物理进展的重要因素之一. 图1-1是太阳爆发对日地空间天气影响的示意图, 左下显示太阳上发生一次爆发并向外抛出大量物质; 右上是磁层保护下的地球; 右下是地球上观测到的极光.

§ 1.1 太阳爆发现象简介

太阳上存在各种爆发现象, 它们性质不一, 形态各异. 常见的大尺度爆发现象有耀斑、日珥爆发和日冕物质抛射等, 从外观上区别很大, 但相互间又有密切的联系. 下面我们简单回顾一下这些现象的观测特征.

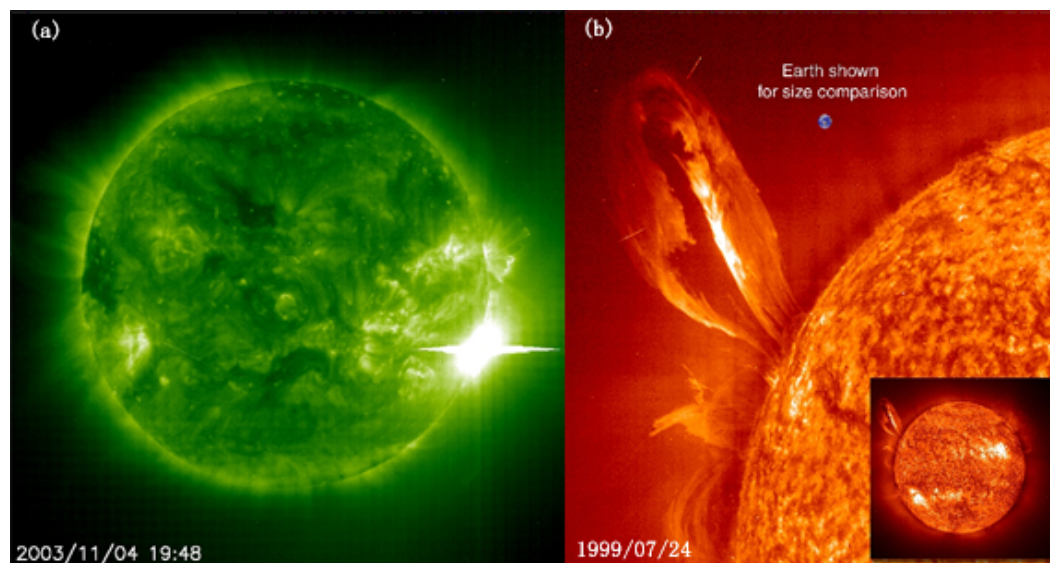


图 1-2: (a) 2003年11月4日根据EIT 195Å谱线观测到的强耀斑, 源区位于日面边缘右侧偏下. (b)1999年7月24日根据HeII 304Å观测到的大型日珥爆发, 作为比较, 图中给出地球的尺寸. 图片源于SOHO主页.

§ 1.1.1 太阳耀斑(Solar Flares)

耀斑是人们最早观测到的太阳爆发活动, 对耀斑的研究始于十九世

纪[Kivelson and Russell, 2001]. 1859年9月1日, Carrington和Hodgson分别独立发现太阳上局部区域有增亮的现象, 18个小时以后, 地球上的地磁站记录到一次强的磁暴, 同时在北极附近很大范围内观测到极光, 人们意识到这次磁暴和太阳上的耀斑有关. 上世纪50年代以前, 关于耀斑的定义是指用 H_{α} 谱线看到的太阳色球层谱斑中的突然增亮现象, 因此早先也称之为色球爆发. 随着观测手段的增加, 人们发现与 H_{α} 突然增亮的同时, 还伴随着从射电到 γ 射线多波段的辐射增强, 以及发射能量从 10^3 到 10^{11} eV的各种粒子流, 耀斑的含义得到拓展. 图1-2(a)给出2003年11月4日根据EIT 195Å谱线观测到的耀斑图像, 据估计其强度达到X28级别.

太阳耀斑是太阳大气中大规模能量的突然释放过程. 一次大耀斑能释放出 $10^{31} \sim 10^{32}$ erg的能量, 主要通过电磁辐射和高能粒子等形式. 耀斑区的温度最高可达 10^8 K. 有关耀斑产生机制的理论已比较成熟, 人们普遍认为发生在日冕中的磁重联加速了电子, 然后电子向下运动轰击光球, 从而产生耀斑.

太阳耀斑现象涉及到许多复杂的物理过程, 包括系统能量的积累, 等离子体不稳定性 and 磁场重联的触发, 高能粒子的加速和传播方式等. 此外, 它和日冕物质抛射的关系相当密切, 后者是对地球影响最大的太阳活动现象[e.g., Gosling, 1993], 我们将在本节的后续部分中进一步阐述这两种太阳爆发现象的关系.

§ 1.1.2 日珥爆发(Prominence Eruptions)

日珥是日全食或色球望远镜中看到的突出于太阳边缘色球之上的火焰状物体, 它在日面上的投影呈纤维形状, 称为暗条. 日珥的宽度约为几千公里, 高度一般为几万公里. 日珥的主体部分在日冕中, 底端与色球相连. 日珥的温度约为7000K, 远低于周围日冕的温度(后者为 10^6 K的量级); 日珥中的粒子数密度约为 10^{10}cm^{-3} , 也远高于周围日冕的粒子数密度(后者为 10^8cm^{-3} 的量级). 此外, 日珥中的磁场一般为几十到几百高斯. 一般认为日珥中强磁场的曲率张力支撑了日珥低温高密度物质所受到的重力. 关于日珥的形成机制问题, 目前存在各种说法. 有人认为磁对消在日珥形成过程中起关键作用[e.g., Gaizauskas et al., 1997; Van Ballegooijen et al., 2000; Martens and Zwaan, 2001]. 据估计, 一个较大的日珥总质量几乎相当于日冕的整体质量, 因而一般认为日珥物质来源于色球层.

通常情况下, 日珥可以稳定的存在数月; 在有些时候, 日珥突然发生猛烈

的爆发性膨胀或者向外抛射, 形成日珥爆发. 爆发日珥沿径向抛射的速度可达每秒几百公里, 高度达0.3~0.5个太阳半径(以 R_0 表示, 下同), 甚至可能超过 $1R_0$. 图1-2(b)给出1999年7月24日根据He II 304Å观测到的大型日珥爆发. 同样, 日珥爆发与日冕物质抛射具有密切联系, 后面将做进一步讨论.

§ 1.1.3 日冕物质抛射(Coronal Mass Ejections)

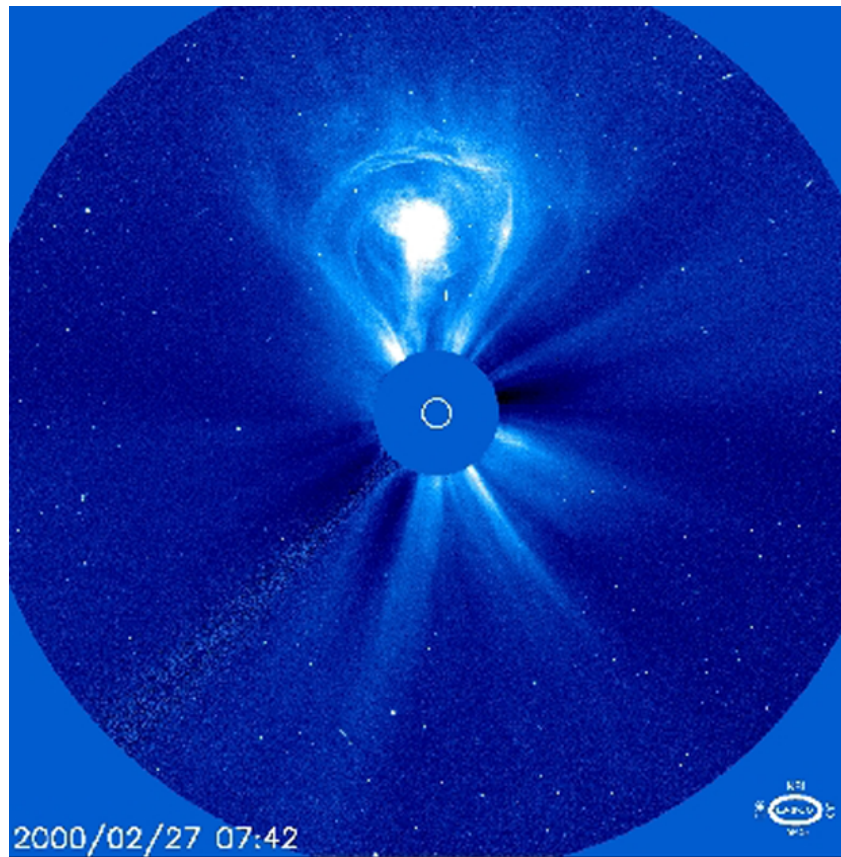


图 1-3: 2000年2月27日LASCO观测到的典型CME, 它具有明显的三分量结构. 中心为C3挡板. 图片源于SOHO主页.

1971年9月上天的OSO-7卫星首次发现了日冕中大规模的瞬变现象. 后来的Skylab卫星、SMM卫星发现了更多的此类瞬变现象, 这种现象被称为日冕物质抛射(CME). CME主要表现为在几分钟至几小时内从太阳向外抛射出大团的日冕物质, 使很大范围的日冕受到扰动, 从而改变了日冕的宏观形

态和磁场位形. CME是日冕大尺度磁场的平衡遭到破坏的产物, 它是迄今为止观测到的最大尺度的太阳活动现象. CME的范围大小不一, 视向角可从几度到360度, 速度从 20km s^{-1} 到 2000km s^{-1} 不等, 平均速度为 400km s^{-1} [e.g., *Gosling et al.*, 1976; *Hundhausen et al.*, 1994; *St. Cyr et al.*, 1999, 2000]. 一次CME向外抛射出 $10^{15} \sim 10^{16}\text{g}$ 的物质, 释放出 $10^{31} \sim 10^{32}\text{erg}$ 的能量, 同时产生大量高能粒子, 并伴随着从射电到X射线多波段的电磁辐射增强. 在太阳活动低年, 平均每天发生0.5次CME; 而在太阳活动高年, 则可达5次.

典型的CME具有三分量结构[*Illing and Hundhausen*, 1985]: 中间有一个低温高密度的亮核, 一般认为是爆发日珥; 亮核外面有一个相对较暗的低密度暗腔; 最外面有一个亮的引导层, 一般认为是被压缩的日冕物质. 图1-3给出一次典型的CME事件, 它是在2000年2月27日被观测到的. 虽然此类CME只占总数的30%[*Gopalswamy et al.*, 2006], 但被作为“标准CME”常用于CME的理论模型研究中[e.g., *Chen et al.*, 1997; *Wu et al.*, 1997b; *Gibson and Low*, 1998]. 更多的CME具有各种复杂结构, 如云状、扇状、射线状等.

自从1996年SOHO上天以后, 人们对CME的研究取得了重大进展. 随着研究的深入, 人们逐渐意识到CME是对人类影响最大的太阳活动现象, 它包含的磁云结构和驱动的行星际激波是地磁暴的主要扰动源. CME和多种不同类型的太阳活动有着密切的关系, 这些活动包括磁浮现、磁对消、Sigmoids结构、Dimming、射电爆、太阳耀斑、日珥爆发等. 这样, CME及其相关太阳活动现象的研究逐渐成为太阳物理中最热门的课题.

§ 1.1.4 太阳爆发现象之间的关系

CME经常与一系列的活动现象几乎同时发生, 这些活动现象之间又有相当复杂的联系. CME和耀斑、日珥爆发的关系尤为密切. 观测表明, 耀斑要比CME频繁的多, 而且每一个CME几乎都伴随不同程度的耀斑[*Zhou et al.*, 2003]. 因此人们起初认为耀斑触发了CME[e.g., *Dryer*, 1982]. 后来的一些观测表明, 多数CME的起始时刻都早于耀斑, 因此又有些人认为耀斑是CME的伴随现象[e.g., *Harrison*, 1986]. 随着研究的进一步深入, 人们发现: 耀斑和CME都只是磁能释放的外在表现, 它们相互关联却未必相互触发[*Harrison*, 1996].

CME和日珥爆发的关系也十分密切. 90%以上的日珥爆发伴随有CME发生[*Gilbert et al.*, 2000; *Hori and Culhane*, 2002; *Zhou et al.*, 2003; *Gopalswamy*

et al., 2003]; 反过来约有70 ~ 90%的CME与日珥爆发有关[*St. Cyr and Webb*, 1991; *Gopalswamy et al.*, 2003].

人们认为相互伴随的CME、太阳耀斑以及日珥爆发等活动现象是同一物理过程的不同表现, 因而倾向于用“CME”这个术语表示与CME相关的整个物理过程[*Forbes*, 2000], 而不仅仅表示狭义的物质抛射现象. 在本文行文中也将使用这一广义的CME概念.

CME对日地空间环境的影响巨大, 自然人们希望能建立相关理论模型来解释之, 进而实现对它的预报. 然而, CME是如此的复杂多样, 以至于当前的模型尚不能完全解释这一现象. 当前的模型主要集中在对CME触发机制和能量来源的研究上, 且特定的模型只能解释特定的CME事件. 下面我们先叙述与CME理论模型相关的背景知识, 随后介绍几种有代表性的CME触发模型, 重点放在与我们工作相关的日冕磁绳灾变模型方面.

§ 1.2 与CME理论模型相关的背景知识

§ 1.2.1 CME速度分布的统计特征

速度是CME的特征参数之一. 在观测中, CME不同位置具有不同的运动速度, 而CME的引导层具有明显的标志, 故很多学者以它的运动速度表征CME的速度. 上节提到, CME的速度范围跨度很大, 从几十到几千公里每秒不等. 早期对CME速度的统计研究中, *Gosling et al.*[1976] 发现, 与太阳耀斑和II型射电暴伴随发生的CME的平均速度相对较高, 而与日珥爆发伴随发生的CME则相反. *MacQueen and Fisher* [1983] 基于对Mauna Loa上K-日冕仪记录到的12个环状CME速度的分析, 提出两类CME的概念: 与耀斑事件伴随发生的CME在低日冕区具有相对均匀的速度, 这类CME的速度较高, 称为快CME; 与日珥爆发伴随发生的CME在低日冕区逐渐加速, 这类CME的最终速度(在视野边缘)较低, 称为慢CME. 受限于当时的观测条件(Skylab空间站上的白光日冕仪视野不超过 $6R_0$, K-日冕仪的视野更小), 不清楚CME是否达到或接近其最终的行星际速度. 后来, 基于LASCO的数据, *Sheeley et al.*[1999] 研究了这两类CME的加速过程, 并对其定义作出修正: 与日珥爆发伴随发生的CME, 其引导层是逐渐加速的, 在视野边缘的平均速度为 $400 - 600 \text{ km s}^{-1}$, 称为渐变式CME (Gradual CME); 与耀斑伴随发生的CME, 其引导层速度起初突然增加, 在较远的地方又存在减速过程,

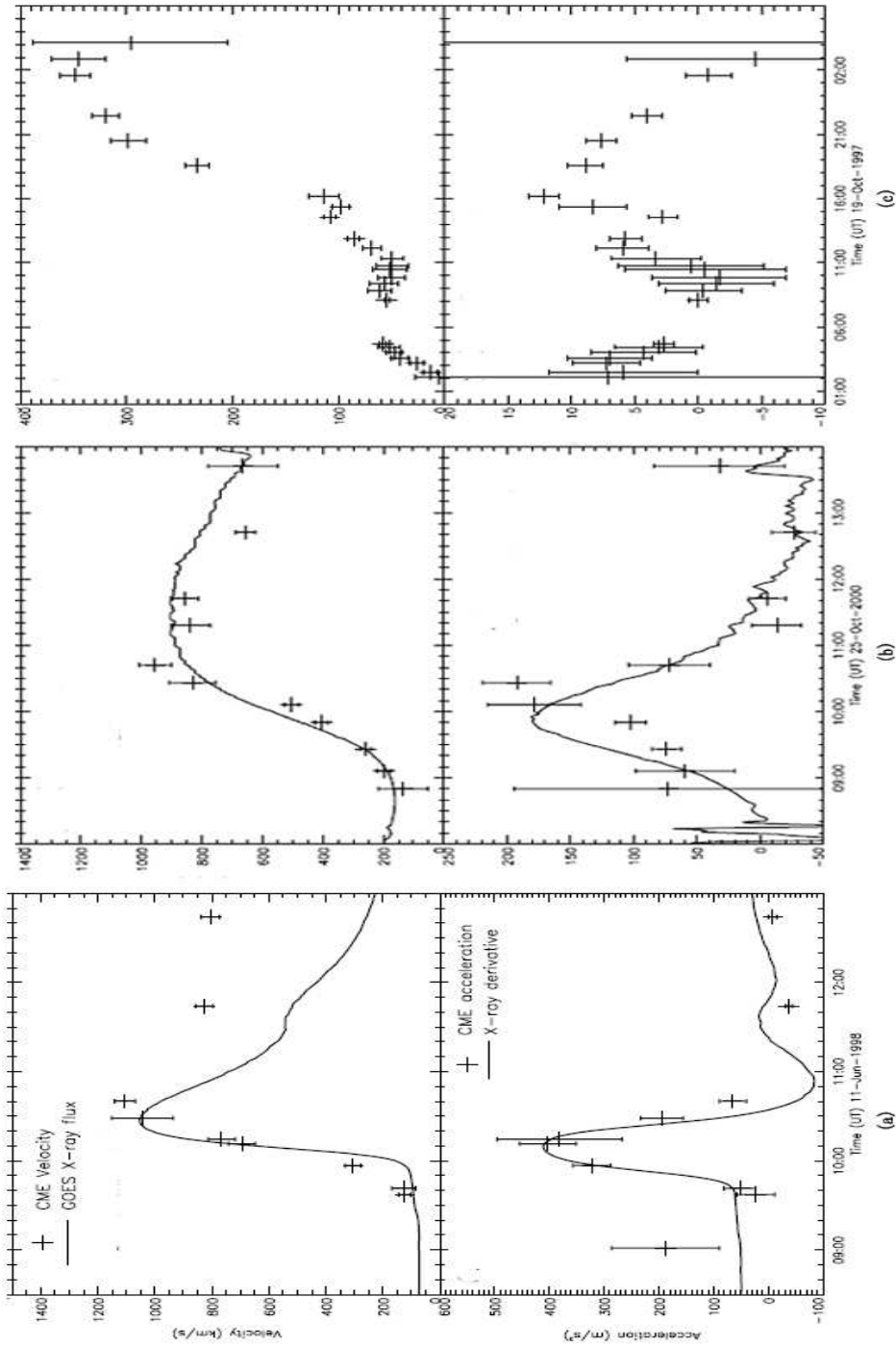


图 1-4: LASCO观测到的三个典型CME的速度和加速度剖面. 图(a)描述的是1997年6月11日观测到的CME, 对应于爆发式CME; 图(b)是2000年10月25日的CME, 对应于中间类型的CME; 图(c)是1997年10月19日的CME, 对应于渐进式CME. 其中图(a)和(b)中的实线分别表示GOES卫星测到的X-ray通量及其变化率. 引自Zhang *et al.*[2004].

到达视野边缘时它的平均速度超过 750km s^{-1} , 称为爆发式CME (Impulsive CME). 随后, 两种CME的概念进一步获得观测上的支持[e.g., *St. Cyr et al.*, 1999, 2000; *Andrews and Howard*, 2001; *Low and Zhang*, 2002; *Moon et al.*, 2002; *Chen and Krall*, 2003]. 对这两类CME的产生机制, 当前有不同的解释. 在*Low and Zhang*[2002]和*Zhang and Golub*[2003]的研究中, 基于正常极性和反常极性日珥存在的事实[Leroy, 1989; Tandberg-Hanssen, 1995], 他们认为快慢两类CME 分别与这两种日珥的爆发相关; 而*Lin and Ballegoijen*[2002]则认为灾变磁绳模式对应于快CME, 非灾变磁绳模式对应于慢CME. 关于灾变的概念, 我们将在本节末尾给出.

正如*Vršnak et al.*[2005]指出的那样, 早期关于CME的一些统计研究, 由于样本数目的限制, 其结果具有相当的不确定性. 随着SOHO卫星(1995)以及TRACE观测器(1998)的发射并投入运行, 观测数据逐渐增多, 人们对CME的分类及其与太阳耀斑和爆发日珥的联系方面产生了不同的认识. *Zhang et al.*[2004]在研究中发现, 除了典型的爆发式CME和渐进式CME之外, 还有一类中间CME, 图1-4分别给出这三类CME的速度和加速度剖面, 其中“+”表示CME的速度或加速度, 实线给出GOES卫星测到的X射线通量或其变化率(如果伴随X射线增强的话). 据此他们得出, CME的渐进速度取决于其加速度的大小和加速时间, 而这些物理量随不同的事件可能差别很大; CME的速度分布是连续的, 原有的CME分类可能并不适合. *Vršnak et al.*[2005]同样对两类CME的概念提出质疑, 分析了数百个CME事件后, 他们发现: 超过30%的与耀斑伴随发生的CME属于渐进式, 同样比例的与暗条爆发伴随发射的CME属于爆发式. 这与原有的CME分类理论有所不同. 此外, 目前很难直接观测白光CME从冕底开始爆发的初始阶段, 有时还很难确定时间和空间都相近的耀斑和CME事件是否属于伴随事件, 因而关于CME是否满足上述分类的问题, 还需要进一步研究.

§ 1.2.2 日冕中的磁通量绳结构

磁通量绳是分布在日冕中的磁通量管. 人们常观测到日珥和CME中有螺旋结构[*Chen et al.*, 1997; *Dere et al.*, 1999; *Wood et al.*, 1999; *Ciaravella et al.*, 2000; *Liu et al.*, 2003], 一般认为这些螺旋结构对应于磁绳结构. 图1-5(a)和(b)分别给出侧面和截面上磁绳结构的示意图, 它的主体位于日冕中, 两端通过磁力线和光球相连. 磁绳的磁场可分为轴向分量和环向分

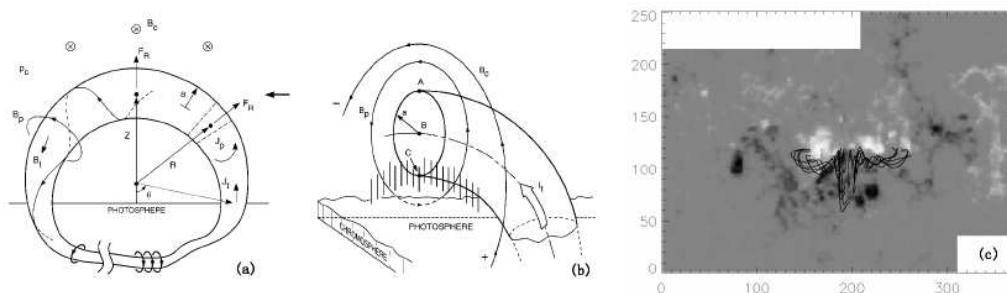


图 1-5: 图(a)和图(b)分别为磁绳侧面和截面的示意图, 引自Chen[2001]; 图(c)是2000年7月14日观测到的光球向量磁场, 以及由此采用无力场反演得到的磁绳结构, 引自Yan *et al.*[2001].

量; 如果用磁通量表示的话, 分别对应于轴向磁通和环向磁通. 图1-5(c)给出2000年7月14日01:19UT时刻由日冕磁强计记录到的光球向量磁场, 以及由此通过无力场反演获得的日冕磁绳结构[Yan *et al.*, 2001]. 数小时后, 该活动区发生了著名的“Bastille Day Event”. 此外, CME到达行星际后可以形成磁云, 这也暗示着日冕磁绳结构的存在.

对于磁绳结构所对应的观测物, 目前还有不同的看法, 有人认为磁绳就是日珥[Forbes and Isenberg, 1991; Choe and Lee, 1992; Low and Hundhausen, 1995; Chen *et al.*, 1997; Gibson and Low, 2000]; 也有人认为磁绳是CME爆发时看到的暗腔[Low, 1994; Low and Hundhausen, 1995]. 对磁绳的形成原因, 目前还没有定论, 多数人认为磁绳是从光球下方浮现出来的. 日冕磁绳沉浸在周围的太阳大气环境中, 一般认为其内部具有较强的磁场. 后面我们将谈到, 磁绳的概念在许多CME的理论模型中起着非常重要的作用.

§ 1.2.3 CME的能量来源

一次典型的CME在短时间内释放出 10^{32} erg的能量[Gosling, 1990; Webb *et al.*, 1994], 这些能量从哪里来? 如果爆发的能量直接由光球注入的物质和磁场来提供, 根据Lin *et al.*[2003]的分析, 爆发区域对应的光球流动必须要达到 12.5km s^{-1} , 这比目前观测到的爆发时光球物质流动速度(只有 2km s^{-1} [Anwar *et al.*, 1993])大一个量级, 因此CME的能量不可能直接来自于光球. 这样, 人们意识到CME是预先储存在日冕中能量的直接释放过程. 进一步的分析发现, CME的能量源于日冕磁场储能[e.g. Hundhausen, 1999; Forbes,

表 1-1: 日冕中的各种能量密度, 引自 *Forbes*[2000].

能量形式	观测到的物理量量级	能量密度 ergs cm^{-3}
动能	$n = 10^9 \text{cm}^{-3}, v = 1 \text{km s}^{-1}$	10^{-5}
热能	10^6K	0.1
重力势能	$h = 10^5 \text{km}$	0.5
磁能	$B = 100 \text{G}$	400

2000]. 表1-1给出日冕中各种能量密度的估计值. 一次典型的CME需要日冕中的能量密度达到 100erg cm^{-3} 的量级, 表1-1的数据表明, 只有磁能密度达到这个量级, 其它的包括动能、热能、重力势能等, 都远小于这一量级[*Forbes*, 2000].

另一方面, 日冕中的磁能仍然来自于光球运动. 光球上存在长时间的水平运动和垂直运动. 由于光球是良导体, 磁冻结效应显著, 光球运动导致日冕磁场的剪切和形变, 使磁能在日冕中不断积累. 由光球运动引发的小尺度的磁活动, 如磁浮现和磁剪切[e.g., *Kusano et al.*, 2002]等, 不断向日冕中输送磁能, 最终引发大尺度的太阳爆发现象[*Gopalswamy et al.*, 2006]. 因此, 目前一般认为太阳爆发是两阶段过程: 磁能首先通过某种机制储存在日冕中, 这一过程是缓慢的; 当磁能储存到一定程度, 发生某种不稳定性, 从而形成爆发, 这一过程是快速的.

需要说明的是, 相对于爆发现象高达数百公里每秒的速度量级, 观测到的光球运动是非常缓慢的, 因而在爆发期间的几小时内, 可以认为磁力线在光球的足点基本是不动的; 此外, 由于光球和日冕中等离子体密度的巨大差异, 发生在日冕中的爆发现象对光球运动的影响基本可以忽略.

§ 1.2.4 Aly-Sturrock能量限

由于光球和日冕特征速度的巨大差异, 人们一般认为发生CME需要的能量在爆发之前已经储存在日冕中. 这样, 爆发前的磁场位形必须拥有足够的磁能. 然而, 给定底部磁通分布后, 系统能储存的磁能并非是有限的. 将virial定理应用于单位球外的半无限空间中[e.g., *Priest*, 1982; *Aly*, 1984], 在给定底部磁通分布的情况下(相当于已知底部边界的法向磁场), 无力场的

最大能量为

$$W_{\max} = \frac{1}{2\mu_0} \oint_{r=R_0} B_r^2|_{r=R_0} \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (1-1)$$

其中要求

$$|\mathbf{B}|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow 0,$$

即磁场在远处必须衰减的足够快.

针对“星型区域”外部半无限空间内拓扑简单的无力场, *Aly*[1984]提出了著名的Aly猜想: 具有相同底部磁通分布的所有无力场, 其能量不超过相应的开放场能量(其中, 拓扑简单是指所有的磁力线不打结, 且至少有一端与底部边界相连接. 相应的开放场是指所有的磁力线一端与底部连接, 另一端延伸到无穷远, 且在边界上与原磁场具有相同的法向分量). 随后, *Aly*[1991]和*Sturrock*[1991]分别对Aly猜想做出了证明, 尽管这些证明从数学上讲并不严格[*Aly*, 1991], 多数人还是相信Aly猜想的正确性. 于是, 对给定底部磁通分布的无力场, 其相应的开放场能量 W_{open} 被称为Aly-Sturrock能量限, 它对爆发能源问题的研究具有重要意义. 太阳日冕显然属于“星型区域”外部半无限空间, 光球是这个区域的边界, 低日冕磁场可近似视作无力场, 满足无穷远处磁场为零的条件. 因此, Aly猜想适用于这一区域. 一系列的研究工作都支持Aly猜想的正确性[*Wolfson*, 1993; *Mikić and Linker*, 1994; *Amari and Luciani*, 1999]. 进一步, *Hu and Wang*[2005]的研究结果表明, Aly猜想甚至可以推广到部分开放场的情况: 对拓扑简单的磁拱进行部分剪切, 其最大能态对应于相应的部分开放场.

然而, 人们普遍认为储存在日冕中的磁能是CME能量的来源, 同时CME的喷发能打开背景磁场, 使得等离子体从太阳表面流出. 根据Aly猜想, 拓扑简单的无力场能够储存的磁能最多只能刚好将磁场打开, 没有剩余的磁自由能可用于加热和加速等离子体, 这给CME的理论研究带来严峻的考验. 为此, 人们试图用各种方法绕开Aly猜想. *Forbes*[2000]和*Lin et al.*[2003]分别提出几种绕开Aly猜想的可能方法. 其中, 常用于CME建模的方法有: (1) 日冕中存在打结或悬浮的磁力线; (2) CME只需要部分打开背景场; (3) 磁场重联可能扮演重要角色等. 我们将在1.3节回顾几个典型的与CME模型相关的例子.

§ 1.2.5 灾变的概念

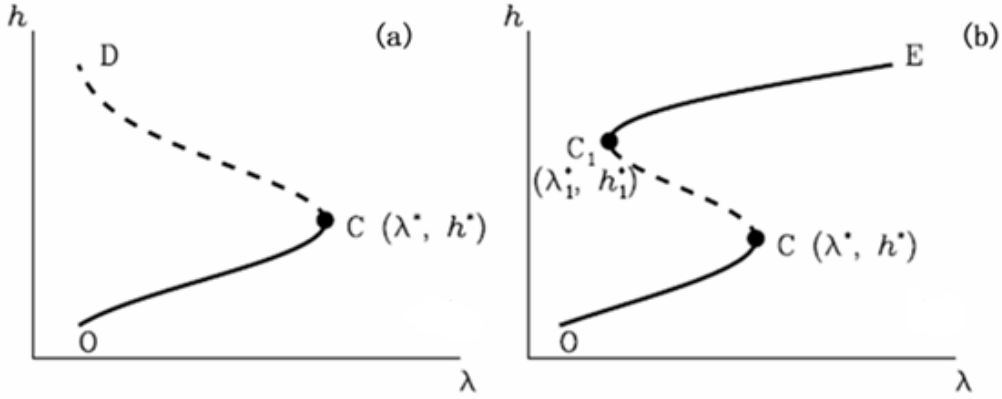


图 1-6: 两种基本灾变的示意图. 图(a)和图(b)分别表示fold-型和S-型灾变. 引自Hu[2005].

灾变理论是上个世纪六七十年代发展起来的数学奇点理论的一个分支. 法国数学家Thom在1972年奠定了灾变理论的基础, 他将灾变(也叫突变)定义为: 一个系统的状态由一些参数来决定, 这些参数包括状态参数和控制参数, 有时系统会有这样的性质, 系统的控制参数作微小的改变时, 系统的状态参数发生跳跃性的变化. Poston and Stewart[1978]和Saunders[1980]认为: 灾变是当控制参数作微小改变时系统突然由准定态过渡到动力学状态, 是大尺度的非线性不稳定性过程. 图1-6给出两种典型的基本灾变(fold-型灾变和S-型灾变)的示意图, 其中 h 是状态变量, λ 是控制变量. 随着 λ 的缓慢变化, 系统的状态作出相应的改变. 当 λ 经过某个点 λ^* 或 λ_1^* 时, h 发生突然的非线性变化. 对于fold-型灾变, 越过点 $C(\lambda^*, h^*)$ 后系统没有平衡态, 灾变是无限幅度的; 对于S-型灾变, 越过点 $C(\lambda^*, h^*)$ 或点 $C_1(\lambda_1^*, h_1^*)$ 后, 系统在某些 λ 值时存在稳定的平衡态, 灾变是有限幅度的. 这里点 C 和 C_1 称为灾变点.

灾变理论可以很好的解释太阳上的一些爆发现象. 比如, 在CME发生前, 系统处于储能阶段, 这一阶段的磁场位形变化缓慢, 对应于灾变理论中控制变量的缓慢改变. 当系统演化到一定程度后, CME突然产生, 日冕的结构发生重大变化, 对应于灾变理论中越过灾变点后系统状态变量的显著变化. 作为解释太阳爆发活动的合理机制之一, 自然人们希望在日冕系统中找到灾变, 从而解释这类爆发活动的产生机制. 但是, 日冕中的事件均为磁流体力学过程, 这类系统非常复杂, 想判定其演化过程中有物理意义的控制变量以及该

变量何时促成灾变发生并非易事. 因此, 目前人们在研究日冕系统的灾变时通常要做一定程度的近似分析.

§ 1.3 CME的理论模型回顾

前面介绍了CME的基本特征以及与CME理论模型相关的背景知识, 下面我们对CME的理论模型进行简单的回顾.

观测表明, 绝大多数CME均发生于闭合场区, 这些闭合场区包括活动区、宁静暗条区和跨过赤道的磁区, 它们之间不存在本质的区别, 仅仅是磁场强度不同[Gopalswamy *et al.*, 2006]. 这也是当前建立CME模型的基础. 人们在构建CME的理论模型时, 如果仅考虑无力场的情况, 则需要通过引入磁场重联或者复杂磁场位形, 以绕开Aly猜想的限制. 下面我们简单将CME的理论模型分为灾变模型和非灾变模型, 并分别挑出几个作为代表描述之.

§ 1.3.1 非灾变模型

一、磁拱剪切模型

观测表明, CME的源区通常存在很强的磁剪切[e.g., Canfield and Pevtsov, 1998; Moore *et al.*, 2001], 它与磁能储存相关[Kusano *et al.*, 2002]. 尽管大多数人认为磁剪切与新磁通量浮现有关[Magara and Longcope, 2001; Nindos and Zhang, 2002], 剪切运动在理论研究中仍有重要意义.

一些解析工作[e.g., Priest and Forbes, 1990]和数值模拟工作[Mikić and Linker, 1994; Amari *et al.*, 1996a; Hu and Wang, 2005]表明, 对简单的磁拱系统, 随着磁力线足点剪切运动的增加, 系统的能量逐渐升高, 同时磁拱逐渐被打开, 但不会产生喷发. 图1-7是Mikić and Linker[1994]对偶极磁拱剪切模拟的结果. 在 $t = 0$ 到 $540\tau_A$ 时间内, 保持电阻为零, 对跨越赤道的磁拱作足点的剪切运动, 会在赤道面上形成一类电流片结构. 如果保持电阻为零, 继续作剪切运动, 磁拱会逐渐被打开, 但这个打开过程是渐变的, 没有喷发现象. 如果此时引入电阻, 则电流片发生重联, 会有磁岛产生, 同时磁岛会迅速向外喷发. 关于磁场的快速重联, 目前存在一些理论, 例如在电流片的长度大于宽度的 2π 倍时发生的撕裂模不稳定[Furth *et al.*, 1963], 电流密度超过某一阈值时产生微观不稳定性导致异常电阻[e.g., Galeev and Zelenyi, 1975; Heyvaerts

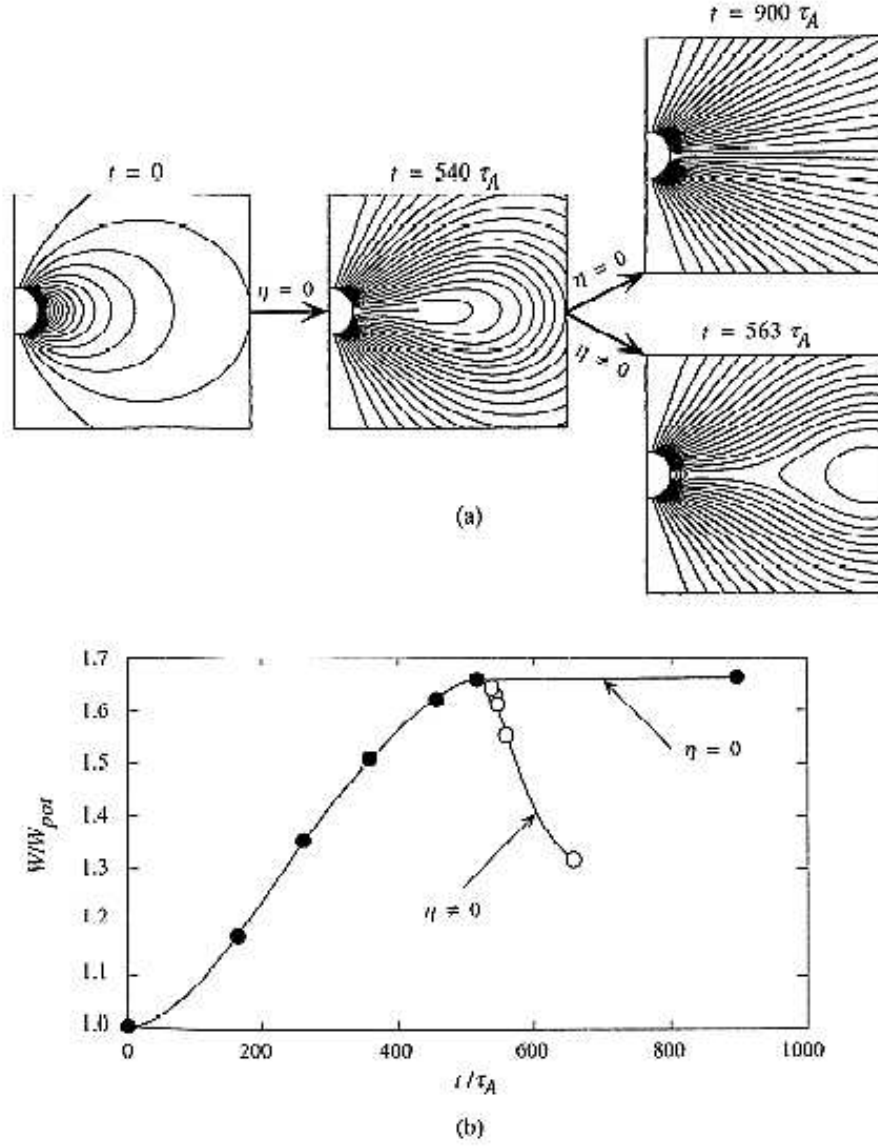


图 1-7: Mikić and Linker[1994]的磁拱剪切模型. (a)对轴对称的偶极磁拱, 南半球和北半球的磁场分别以相反的方向沿方位向作剪切运动. 演化到 $t = 540\tau_A$ 时, 赤道面上形成一类电流片结构. 如果继续保持电阻 $\eta = 0$, 剪切运动达到 126° 时, 磁场在 $t = 900\tau_A$ 时被完全打开; 如果突然增加电阻, 则会形成一个磁岛, 且该磁岛向外喷发. (b)系统的能量随时间演化曲线(能量用对应的势场能量归一化). 引自Forbes[2000].

and Priest, 1976], 等等, 但在日冕这一高温且完全电离的环境中, 有关磁场重联的理论还有待于进一步研究.

Antiochos et al.[1999]作了另一个磁拱剪切的工作, 初始磁场取为一个八极子场叠加一个偶极场, 剪切仅限于中心磁拱. 这样的初始磁场中, 赤道上方某处有一个中性点. 在剪切过程中, 如果不考虑电阻的话, 该中性点会发展成横向电流片, 它对下面的磁拱起压制作用; 如果引入重联, 下面的磁拱会向上喷发并延伸到无穷远, 同时部分打开背景场.

二、扭绞磁绳模型

Amari和他的同事作了一系列关于磁绳的三维模拟工作[*Amari et al.*, 1996b; *Amari and Luciani*, 1999; *Amari et al.*, 2000, 2003a,b]. 他们从一个双极势场出发(如图1-8(a)所示), 在中性线两侧引入剪切运动, 使得磁力线发生扭曲, 从而积累磁能和螺度(图1-8(b)). 引入重联后, 继续扭绞运动或者使磁力线足点相对运动, 中性线上方可以形成一个磁绳, 磁绳上方是磁拱(图1-8(c)). Amari等人对这样一个扭绞磁绳态作了深入研究, 发现如果在底部边界引入磁对消[*Amari et al.*, 2000], 或者继续使磁力线足点相向运动[*Amari et al.*, 2003a], 或是对底部的磁力线施加湍动扩散[*Amari et al.*, 2003b], 都可以使磁绳喷发(图1-8(d)), 进而形成CME.

此类扭绞磁绳模型对边界条件的要求很高, 自然也很难找到相应的观测依据. 即便如此, 作为最早的全三维模型之一, Amari等人的工作对今后的三维研究具有一定的指导意义.

三、磁浮现模型

磁浮现是日冕中普遍存在的磁活动现象[*Liggett and Zirin*, 1984]. 一些CME发生前, 在源区观测到很强的磁浮现[e.g., *Feynman and Martin*, 1995; *Nindos and Zhang*, 2002], 新浮现的磁通量可以位于暗条通道(Filament Channel)内, 也可以位于暗条周围. 为了解释这一现象, *Chen and Shibata*[2000]提出一个二维磁浮现模型, 如图1-9所示. 在他们的模型中, 在暗条通道内或通道外浮现与当地磁场方向相反的磁通, 新浮现磁通与背景磁场发生重联, 从而减弱了背景磁场, 进而导致磁岛向外喷发. 在此基础上, *Chen et al.*[2002]对浮现磁通的特性做了进一步研究. *Lin et al.*[2001]通过解析方法分析了磁浮现对CME的影响, 他们认为磁浮现导致喷发所依赖的条件

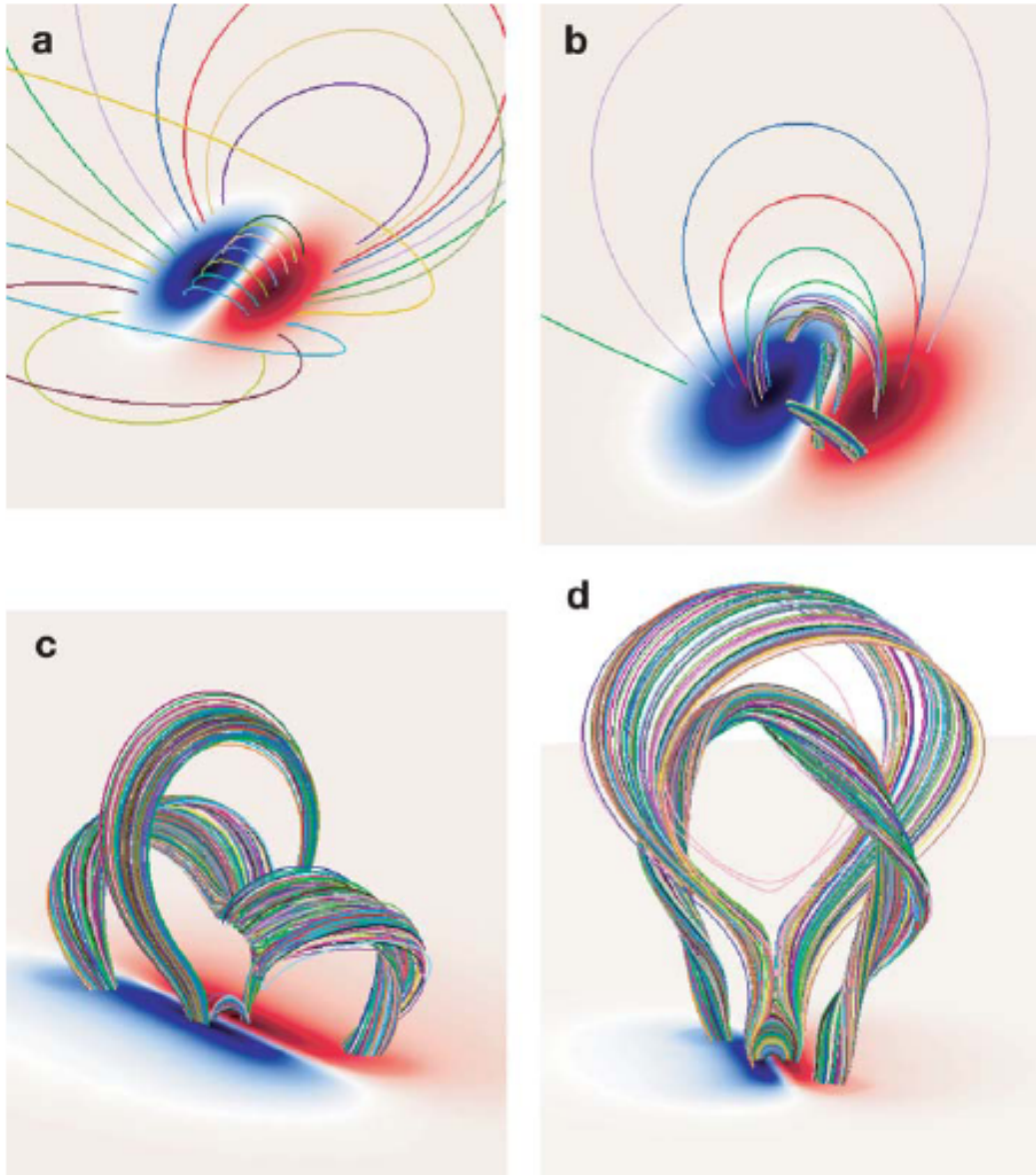


图 1-8: Amari *et al.*[2000]的扭绞磁绳模型. (a)初始双极势场; (b)通过足点剪切运动积累磁能和螺度; (c)继续扭绞或者使磁力线足点相对运动, 磁绳形成, 上方是磁拱; (d)各种因素导致磁绳喷发, 形成CME.

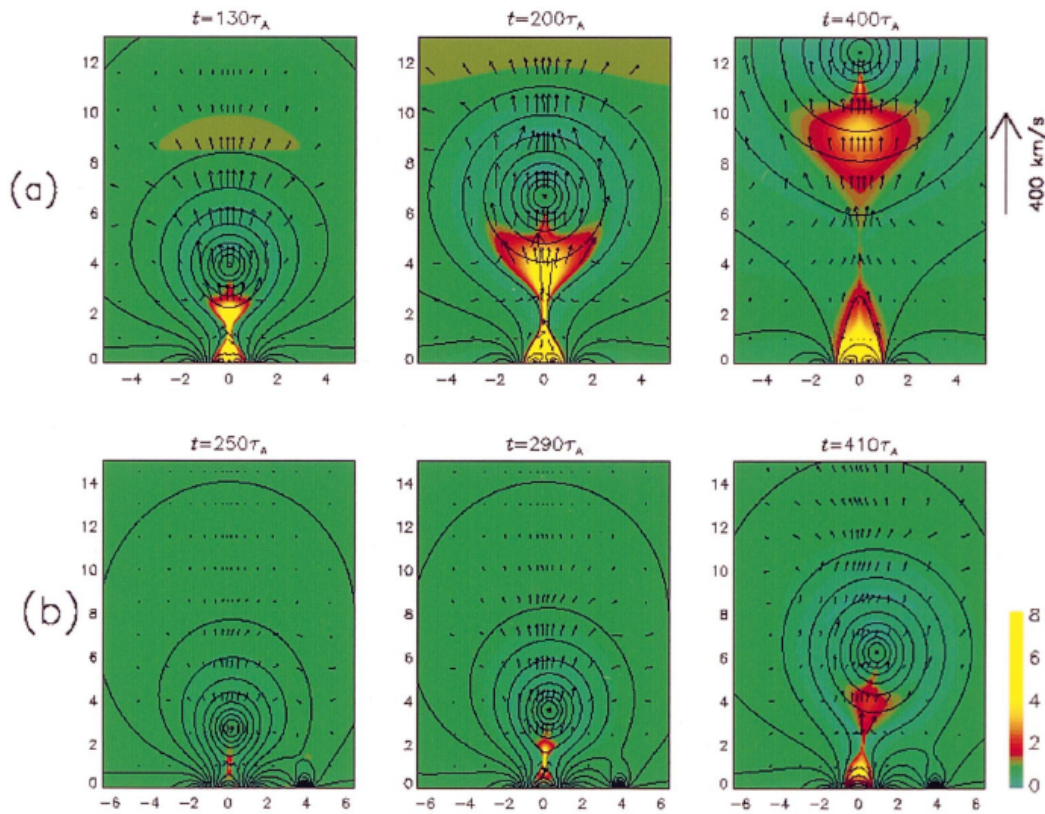


图 1-9: 磁浮现导致的喷发. (a)在暗条通道内浮现磁通; (b)在暗条通道外浮现磁通. 引自[Chen and Shibata, 2000].

很复杂, 与浮现区的极性、浮现的强度、浮现所在的位置等条件都有密切关系.

四、冕流—磁绳作用模型

以上的几个模型中, 初始位形均取为闭合磁拱, 且重联扮演着关键的角色. Wu及其合作者将冕拱改为冕流, 让磁绳从冕流底部浮现, 进而研究系统的演化[Wu et al., 1995, 1997a, 1999; Guo et al., 1996]. 他们发现, 随着浮现磁绳的参数不同, 冕流—磁绳系统有三种状态: 稳定态、非稳定态和爆发状态. 图1-10(b)和(c)分别给出处于稳定态和爆发状态的磁场位形, 其中图(c)中还给出相应的速度分布. 图(a)给出磁绳浮现前的冕流位形. 对于同样的冕流, 如果浮现的磁绳与之作用后能被束缚, 则对应于系统的稳定态, 反之则对应

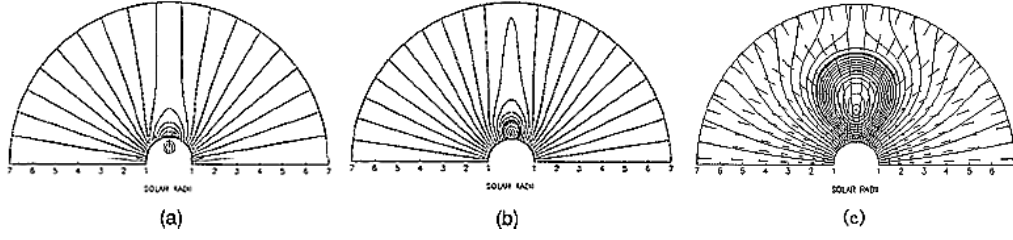


图 1-10: 冕流区磁绳浮现的CME模型. (a) 磁绳浮现前的冕流磁场位形; (b) 稳定的日冕磁绳位形, 浮现的磁绳半径较小, 磁场较弱; (c) 爆发的日冕磁绳位形, 用于模拟CME, 浮现的磁绳半径较大, 磁场较强. 引自[Wu *et al.*, 1997a].

于爆发状态, 后者可以作为CME的触发模型[Wu *et al.*, 1999]. 同时, Guo and Wu[1998]的研究还发现, 对于某些含空腔的日冕磁绳系统, 其能量可以超过相应的Aly-Sturrock能量限.

Gibson and Low[1998, 2000]给出一个日冕磁绳模型, 考虑了重力的作用, 因而可以绕开Aly猜想对系统储能的限制. 在此模型基础上, Manchester *et al.*[2004a]做了全三维的CME模拟: 初始时磁绳位于冕流内, 外面是稳定的太阳风. 在某个时刻突然减少磁绳的质量, 从而打破了系统的平衡状态, 磁绳从冕流区向外喷发, 形成CME.

这些模型考虑了冕流和太阳风, 更接近实际情况. 但在他们的研究中, 没有给出一个判据: 什么条件下磁绳能够喷发. 同时, 模型中的磁绳浮现或者磁绳参数改变过快, 与通常的观测不相吻合. 此外, 尽管他们都采用理想磁流体力学(MHD)模型, 但对磁绳喷发后形成的电流片均未做特别处理, 以至数值重联的影响并未消除.

§ 1.3.2 磁绳灾变模型

Sturrock[1966]最早用灾变思想来研究太阳爆发现象. 他指出, 系统会随着某个控制参数 μ 演化, 当 μ 缓慢改变时, 系统会连续经历一系列的平衡态; 当参数达到某一临界值 μ_c 时, 系统的状态会发生突然改变, 这样的变化被称为“explosive”, Sturrock当时用“explosive”这一概念来解释耀斑现象. 从上世纪70年代以来, 随着灾变理论的发展, 人们逐渐将这一概念明确为灾变.

研究发现, 简单磁拱的剪切不能导致灾变[e.g., Klimchuk and Sturrock, 1989; Mikić and Linker, 1994]. 因而, 为了寻找灾变, 进而解释太阳爆发现象, 多数人借助于复杂的磁场位形, 日冕磁绳系统便是其中的代表. 对于日冕中

的理想磁绳(如图1-5(a)(b)所示), 它受到以下作用力: 重力; 热压力; 背景磁场的约束力; 磁绳轴向电流的曲率张力[*Lin et al.*, 1998; *Chen et al.*, 2006b]; 磁绳环向电流的作用力[*Chen et al.*, 2006b]; 如果存在电流片的话, 还包括它对磁绳的作用力. 同时, 由于光球是良导体, 因而需要考虑所有像电流的作用力. 磁绳的状态取决于所有施加在其上作用力的合力的性质. 当磁绳自身的特性发生改变, 或者背景磁场的状态发生改变时, 施加在磁绳上的合力随之变化, 系统状态亦发生改变. 在某些条件下, 系统无法维持对上述变化的连续响应, 亦即系统状态发生间断式的突变, 或者说系统发生灾变.

一直以来, 陆续有许多关于日冕磁绳灾变的研究工作, 其中包括解析工作和数值模拟工作. 下面我们简单回顾一下灾变模型的发展过程.

一、解析模型

基于对日冕磁绳受力的解析, 一些人研究系统的平衡态(磁绳受力为零的状态) 随外界磁场或者磁绳自身参数的变化, 发现在某些特定的情况下系统存在灾变.

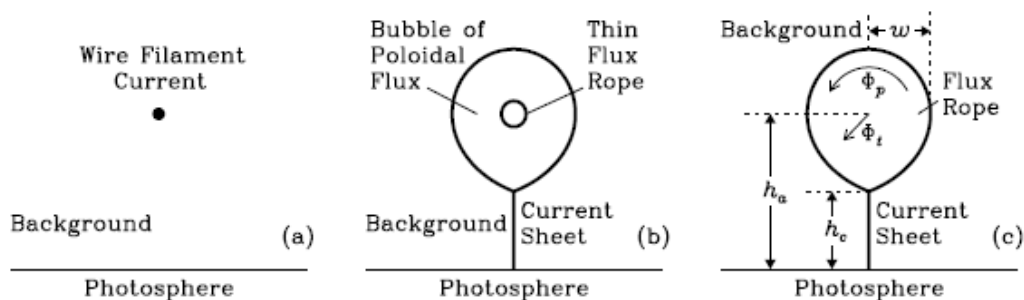


图 1-11: 日冕磁绳的(a)线电流模型; (b)细绳近似模型; (c)粗绳模型. 引自Hu [2005].

最早用线电流模型研究磁绳系统灾变的是 *Van Tend and Kuperus*[1978], 图1-11(a)给出磁绳线电流模型的示意图. 在他们的研究中, 磁绳被视作线电流. 他们发现, 一个含线电流的系统可以保持稳定; 但当电流超过某个阈值时, 磁绳会向上运动, 系统发生灾变. 当然, 该模型不是MHD 模型, 背景是真空中磁场而非等离子体, 这样系统中永远不会产生电流片. *Priest and Forbes*[1990]曾对该模型做了一些改进, 改进后的模型允许在某些条件下产生

一定长度的电流片. 然而线电流模型过于简化, 同时存在诸多问题. 人们很快转为研究MHD模型.

*Forbes*及其同事[*Forbes and Isenberg, 1991; Isenberg et al., 1993; Forbes and Priest, 1995*]采用解析方法研究日冕磁绳系统的灾变, 以此为基础提出了CME的磁绳灾变模型. 在他们的模型中, 为克服数学上的困难, 磁绳被视作半径足够小的“细绳”, 有一磁岛把磁绳和背景磁场分开, 如图1-11(b)所示. 他们发现, 光球表面磁力线足点的运动能改变光球表面磁通分布并使之在特定的点上发生磁对消(但在解域内其它地方是理想MHD过程); 当光球运动达到某个临界值时, 系统发生灾变, 磁绳能迅速上升到一定高度, 并在下方产生电流片. 观测上证实磁对消在一些CME触发过程中扮演着重要角色[e.g., *Liu and Zhang, 2001; Zhang et al., 2001*]. 他们还发现, 背景磁场越复杂, 发生灾变对磁绳半径的要求被放宽, 但这些灾变都无法打开背景场. *Lin and Forbes*[2000]研究了灾变形成的电流片后指出, 只要电流片附近发生重联, 即使是很弱的重联, 就能打开背景磁场使磁绳喷发.

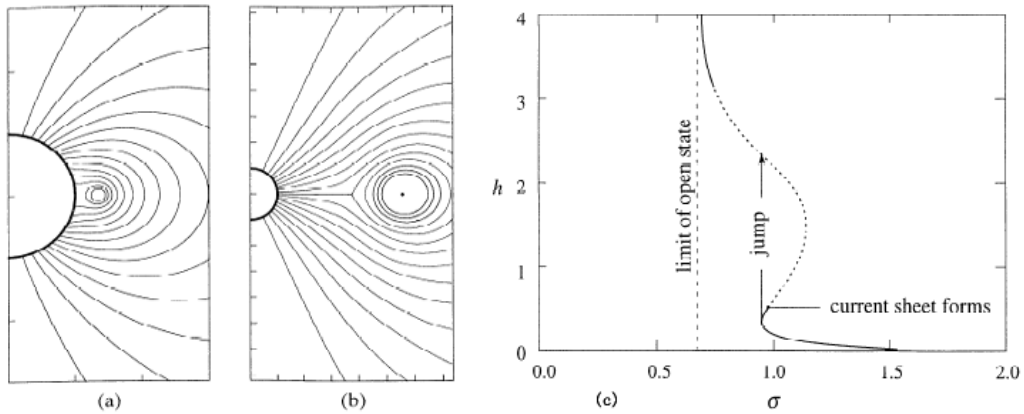


图 1-12: *Lin et al.*[1998]的轴对称日冕磁绳模型, 通过减弱背景场引起灾变. (a)灾变前的磁场位形; (b)灾变后的磁场位形; (c)灾变曲线, 其中横坐标表示背景偶极场的强度, 纵坐标是磁绳的高度. 可以看到背景场减弱到某一临界点时, 磁绳高度突然迅速改变, 即发生了灾变. 灾变曲线中间有一段为点线, 这些解是根据曲线两边的已知解外推得到的, 实际并未求得这一部分的解. 引自*Forbes*[2000].

前述这些研究是在直角坐标系下进行的. 在该坐标系中, 如果只考虑二维情况的话, 打开背景磁场需要做无穷大的功[e.g., *Hu et al., 2003a*], 这样, 对系统能量的分析是没有意义的. 而打开背景磁场是产生CME的必要条件[*Hundhausen, 1988*]. 因而有必要在球坐标下研究日冕磁绳灾变现象并进

行能量分析.

Lin et al.[1998]将细绳解析模型搬到球坐标系中, 并对系统做了能量分析, 他们的模型如图1-12所示. 他们发现, 对于稳定的悬浮磁绳系统(图(a)), 逐渐减弱背景磁场, 初始时磁绳可以在较低的高度达到平衡态; 但当背景磁场减弱到某一阈值时, 磁绳突然上升, 对应于图(c)中点线的下端点. 在这个临界点处, 系统的能量约为相应势场能量的1.53倍, 小于Aly-Sturrock能量限, 因此他们认为磁绳向上运动不会打开背景场, 而是在某一高度达到平衡, 并在下方形成一个电流片. 然而, 由于数学上的困难, 他们实际上并没有得到这个下方有电流片的平衡态解. 通过渐进分析, 他们得到该磁绳远离日面时的平衡态, 在图(c)中表示为实线的上支. 图(c)中的点线是根据实线表示的解外推得到的, 不代表实际上的解.

尽管在*Lin et al.*[1998]的研究中考虑的是二维细绳近似, 系统能量并未超过Aly-Sturrock能量限, 但这一研究仍具有重要意义. 事实上, 细绳模型中磁泡(Bubble)的存在是不合理的, 磁张力会导致磁绳在磁泡中的膨胀. 因而, 真实的磁绳应该是有限半径的, 这就需要考虑所谓的“粗绳”模型.

二、“粗绳”的数值模型

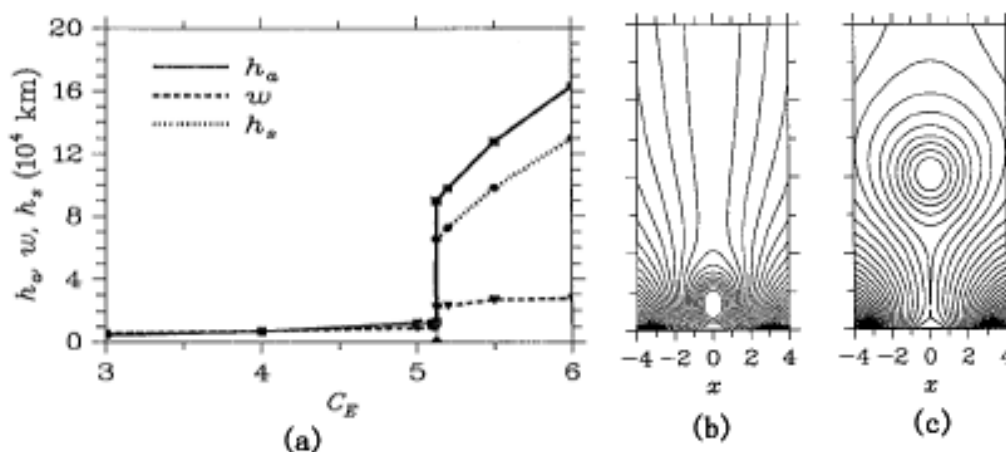


图 1-13: 直角坐标系中增加磁绳的环向磁通和轴向磁通导致的系统灾变. (a)系统灾变曲线: 横坐标 C_E 是控制磁绳的环向磁通和轴向磁通的参数, 纵坐标是磁绳的高度、宽度以及磁绳下方电流片的长度, 可以看到随着 C_E 的增加, 系统存在有限幅度的灾变; (b)灾变前系统的磁场位形; (c)灾变后系统的磁场位形, 下方形成一电流片. 引自*Hu*[2001].

由于数学上过于复杂, 对粗绳模型的研究只能采用数值模拟. 图1-11(c)给出粗绳模型的示意图, 磁绳通过环向磁通 Φ_p 和轴向磁通 Φ_t 描述. Hu及其合作者对日冕磁绳的特性做了深入的研究. 这些数值模拟工作首先是在直角坐标系下进行的. 他们的研究表明: 在闭合背景场中, 磁绳系统不存在灾变[Hu and Liu, 2000; Wang and Hu, 2003]; 在部分开放背景场中, 无论是增加磁绳的轴向磁通或环向磁通[Hu, 2001], 还是光球表面背景场源的改变[Hu and Jiang, 2001], 都可以导致系统有限幅度的灾变. 图1-13给出增加磁绳磁通导致灾变的例子.

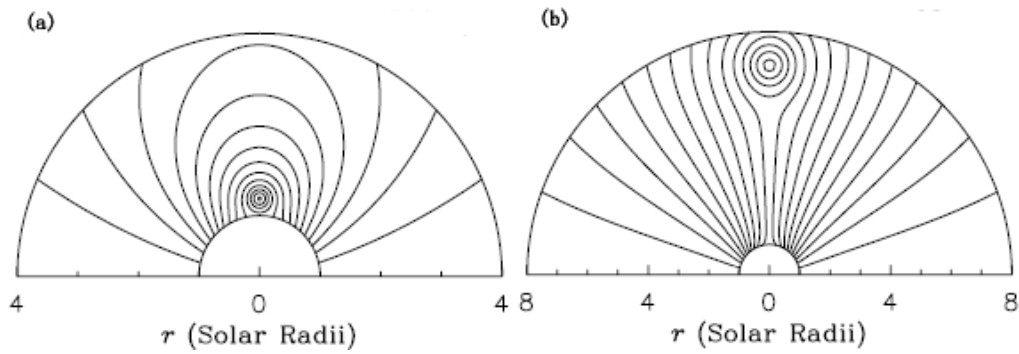


图 1-14: 球坐标系中增加磁绳轴向磁通导致的系统灾变. (a)稳定的磁场位形; (b)灾变后某个时刻的磁场位形, 磁绳下方有一垂直电流片. 引自Hu et al.[2003a].

进而, 为了分析系统的能量, 他们将粗绳模型引入球坐标系中. 考虑2.5维轴对称情况, 磁绳在 φ 方向上环绕太阳一周, 其磁力线是悬浮的, 因而不受Aly猜想的限制. 他们发现, 在理想MHD框架下, 无论是闭合的或是部分开放的双极场[Hu et al., 2003a; Li and Hu, 2003], 还是复杂的多极背景场[Peng and Hu, 2005; Zhang et al., 2005; Ding and Hu, 2006], 系统均存在灾变现象, 同时多数灾变为无穷幅度的. 图1-14是偶极背景场中改变磁绳轴向磁通引起系统灾变的例子, (a)和(b)分别对应于稳定时和灾变时系统的磁场位形, 中心闭合磁力线表示磁绳区. 他们还发现, 系统的灾变能阈(即系统在灾变点处的磁能)总是超过相应的开放场能量. 以偶极场为例, 它对应的开放场能量为1.662倍势场能量, 而Li and Hu[2003]得到的灾变能阈约为相应势场能量的1.80倍, 这超过Aly-Sturrock能量限(即相应的开放场能量)约8%. 这样, 灾变发生后, 系统储存的磁能除了打开日冕背景磁场外, 还有剩余的自由能用于加热和加速等离子体. 因此, Hu等人的研究不仅从触发机制上, 还从能量角度阐述了CME产生的可行性, 这对理解CME和CME建模有着很好的启发

作用.

§ 1.4 小结

CME是大尺度的太阳活动现象, 它对日地空间环境有极大影响, 与CME相关的研究是当前太阳物理领域的热门话题之一. 在本章开始, 我们介绍了CME的一些观测特征, 同时给出与CME理论建模相关的背景知识. 随后我们回顾了一些典型的CME理论模型. 为了叙述方便, 简单的将它们分为非灾变模型和灾变模型. 非灾变模型中, 磁场重联对触发CME起关键作用, 因此这些模型也称为电阻MHD模型[Forbes, 2000; Lin *et al.*, 2003]. 灾变模型中, CME的触发是理想MHD过程, 灾变后一般有电流片形成. 如果允许电流片重联, 则磁绳下方的磁力线会重新闭合, 同时系统进一步释放能量, 可以解释与CME相伴随的耀斑以及耀斑后环[Priest and Forbes, 2002]. 当前对CME的理论研究中, 一方面不断验证了Aly猜想的正确性, 另一方面也提出种种绕过Aly猜想的可行机制. 然而, CME是如此复杂, 不同的CME无论从爆发源区、CME本身的形态, 还是从伴随的太阳活动上, 都可能有明显的不同, 因此到目前为止尚未有一个通用的模型来解释. 目前的理论模型基本集中在如何自恰的解释CME的触发机制和能量来源上, 并且取得了一定的成果.

当前的研究大部分是二维的, 磁绳是悬浮的磁结构. 真实的三维磁绳两端都会落回光球, 就像图1-5(a)(b)所示的那样. 虽然Amari等人的三维研究并未发现灾变现象, 但目前为止没有证据表明三维磁绳系统不存在灾变. 直观上, 磁绳两端落回光球后, 由于惯性约束的影响(光球密度远远超过日冕密度), 磁绳的喷发可能变得更加困难.

由于数学的复杂性, 目前关于磁绳系统的解析研究只能局限于某些特定的条件下. 对复杂的系统, 数值模拟研究具有广阔的空间, 当前的很多CME模型都是采用数值方法来研究的. 几年前, 我跟随胡老师展开对日冕磁绳灾变模型的数值研究, 下面几章将介绍我在攻读博士学位期间所做的相关研究工作. 其中, 第二章介绍光球磁通分布对磁绳灾变的影响, 第三章介绍背景太阳风中的日冕磁绳灾变, 第四章是总结和讨论.

第二章 光球磁通分布对日冕磁绳灾变的影响

§ 2.1 引言

近年来, 日冕磁绳灾变现象得到广泛的研究, 通常被视为触发CME的一种机制[*Lin et al.*, 2003; *Hu*, 2005]. 在该理论框架下, 通过磁通浮现[e.g., *Lin et al.*, 2001], 磁力线扭绞[e.g., *Amari and Luciani*, 1999], 或者其他一些机制, 使得物质、磁通量和能量在日冕中逐渐积累; 当这种积累达到一定程度时, 灾变现象发生, 使得原本束缚在闭合磁力线中的磁绳突然喷发, 进而引起CME. 先前关于粗绳模型的一些数值研究中, 选择的背景场或者为双极场[e.g., *Hu et al.*, 2003a; *Chen et al.*, 2006a], 或者为多极场[e.g., *Zhang et al.*, 2005; *Peng and Hu*, 2005; *Ding and Hu*, 2006]. 这些场具有相同的特点: 它们的光球磁通分布是固定的, 一般都可以通过解析方法明确给出. 这些研究表明, 在多种背景场中, 日冕磁绳系统都存在灾变现象, 同时系统的灾变能阈(系统在灾变点处的磁能)都超过相应的开放场能量.

然而, 对不同的光球磁通分布情况, 日冕磁绳系统的灾变行为究竟会受到何种影响? 在一篇日冕磁场储能的文章中, *Wolfson*[2003]发现, 当光球磁力线向极区集中时(对应于解域内距离光球较远处具有较强的背景势场), 如果内部的磁力线因受到剪切作用呈现出非势性, 则系统可以储存更多的能量. 此外, *Wang and Hu*[2003]在直角坐标系下对不同背景场中日冕磁绳系统的平衡特性分析表明, 光球磁通分布的不同对磁绳的平衡位形影响显著. 基于上述研究, 我们猜测球坐标系中光球磁通分布对日冕磁绳灾变行为存在重要的影响. 以下几节将阐述我们的研究过程和结果. 为简便起见, 我们采用无力场近似.

§ 2.2 基本方程和数值方法

首先, 我们介绍一些与数值模拟相关的问题, 包括基本方程和单位制、网格和边界处理、数值方法等. 这些问题也同样适于本文后续章节.

§ 2.2.1 基本方程和单位制

在本文涉及的所有研究中, 我们均忽略了电阻的影响. 在此框架下, 理想MHD方程组表示为:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2-1a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \mathbf{g}, \quad (2-1b)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2-1c)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T + (\gamma - 1) T \nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (2-1d)$$

其中, 压力 p 和电流密度 $\mathbf{j}$ 的表达式为:

$$p = \rho R T, \quad \mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B},$$

$\mathbf{g}$ 为重力加速度, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H m}^{-1}$ 为真空中的磁导率, $R = 1.653 \times 10^4 \text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ 为气体常数, γ 为气体多方指数. 方程组中的四式分别为连续性方程、动量方程、磁感应方程和能量方程. 其中动量方程中忽略了粘性, 能量方程中忽略了热传导和辐射损失. 方程组的独立因变量为密度 ρ 、速度 $\mathbf{v}$ 、磁感应强度 $\mathbf{B}$ 和温度 T , 涉及到五个独立量纲单位: 长度、时间、质量、温度和磁感应强度.

考虑球坐标系 (r, θ, φ) 中的二维三分量问题, 有 $\partial/\partial\varphi = 0$. 在这种情况下, 可以引入磁通函数 ψ , 将磁场表示为:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \left(\frac{\psi}{r \sin \theta} \hat{\varphi} \right) + \mathbf{B}_\varphi, \quad \mathbf{B}_\varphi = B_\varphi \hat{\varphi}. \quad (2-2)$$

容易验证, 上面给出的磁场表达式满足 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. 此外, ψ 的等值线是磁力线在子午面内的投影. 对简单的双极磁场分布, ψ 在赤道和极区之间的差值的 2π 倍表示从北半球发出的总磁通量 (φ 方向上单位弧度). 引入 ψ 后, 方程组(2-1)的因变量减少一个, 使方程组得到简化. 将由磁通函数表示的磁场代入(2-1)式, 同时考虑到 $\mathbf{g} = -\frac{GM_s}{r^2}\hat{\mathbf{r}}$, 其中 G 为万有引力常数, M_s 为太阳质量, 我们得到:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2-3a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} + R \nabla T + \frac{RT}{\rho} \nabla \rho + \frac{1}{\mu_0 \rho} [\mathcal{L}\psi \nabla \psi + \mathbf{B}_\varphi \times (\nabla \times \mathbf{B}_\varphi)] \\ + \frac{1}{\mu_0 \rho r \sin \theta} \nabla \psi \cdot (\nabla \times \mathbf{B}_\varphi) \hat{\varphi} + \frac{GM_s}{r^2} \hat{\mathbf{r}} = 0, \end{aligned} \quad (2-3b)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \psi = 0, \quad (2-3c)$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} + r \sin \theta \nabla \cdot \left(\frac{B_\varphi \mathbf{v}}{r \sin \theta} \right) + \left[\nabla \psi \times \nabla \left(\frac{v_\varphi}{r \sin \theta} \right) \right]_\varphi = 0, \quad (2-3d)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T + (\gamma - 1) T \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (2-3e)$$

其中

$$\mathcal{L}\psi \equiv \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} - \frac{\cot \theta}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right). \quad (2-4)$$

为了满足数值计算的需要, 我们需要把上面的方程组无量纲化. 选择太阳半径 R_0 、冕底密度 ρ_0 和特征磁场强度 B_0 作为基本单位, 其余物理量的单位可由相关定义方程式导出. 在模拟计算中我们采用的基本单位和导出单位列于表2-1中. 其中磁通函数单位 ψ_0 表示自北半球发出的总磁通的 $1/2\pi$. 当磁场为偶极场时, 特征磁场强度 B_0 表示日面赤道处的磁场强度. 这时, 该处的等离子体气压与磁压之比为0.01.

方程(2-3)的无量纲形式如下:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2-5a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} + \nabla T + \frac{T}{\rho} \nabla \rho + \frac{1}{\rho} [\mathcal{L}\psi \nabla \psi + \mathbf{B}_\varphi \times (\nabla \times \mathbf{B}_\varphi)] \\ + \frac{1}{\rho r \sin \theta} \nabla \psi \cdot (\nabla \times \mathbf{B}_\varphi) \hat{\varphi} + \frac{g_s}{r^2} \hat{\mathbf{r}} = 0, \end{aligned} \quad (2-5b)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \psi = 0, \quad (2-5c)$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} + r \sin \theta \nabla \cdot \left(\frac{B_\varphi \mathbf{v}}{r \sin \theta} \right) + \left[\nabla \psi \times \nabla \left(\frac{v_\varphi}{r \sin \theta} \right) \right]_\varphi = 0, \quad (2-5d)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T + (\gamma - 1) T \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (2-5e)$$

其中

$$\mathcal{L}\psi \equiv \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} - \frac{\cot \theta}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right). \quad (2-6)$$

表 2-1: 用于数值模拟的计算单位.

物理量	符号	定义	单位数值
长度	R_0	太阳半径	$6.965 \times 10^8 \text{m}$
密度	ρ_0	冕底密度	$1.67 \times 10^{-13} \text{kg m}^{-3}$
磁场强度	B_0	特征磁场	$1.17 \times 10^{-3} \text{T}$
磁通函数	ψ_0	$B_0 R_0^2$	$5.69 \times 10^{14} \text{Wb}$
速度	v_0	$B_0 / \sqrt{\mu_0 \rho_0}$	$2.57 \times 10^3 \text{km s}^{-1}$
压强	p_0	B_0^2 / μ_0	1.10N m^{-2}
温度	T_0	$p_0 / (\rho_0 R)$	$3.99 \times 10^8 \text{K}$
时间	t_0	R_0 / v_0	$2.72 \times 10^2 \text{s}$
质量	M_0	$\rho_0 R_0^3$	$5.64 \times 10^{13} \text{kg}$
加速度	a_0	v_0 / t_0	$9.5 \times 10^3 \text{m s}^{-2}$
能量	W_0	$B_0^2 R_0^3 / \mu_0$	$3.75 \times 10^{26} \text{J}$
电流密度	j_0	$B_0 / (\mu_0 R_0)$	$1.34 \times 10^{-6} \text{A m}^{-2}$
面电路密度	i_0	B_0 / μ_0	$9.33 \times 10^2 \text{A m}^{-1}$

§ 2.2.2 网格划分和相应的边界条件

考虑日球子午面内的2.5维轴对称问题. 当日冕磁绳的平衡点较低时(磁绳轴线高度不超过5, 已无量纲化, 下同), 计算的解域取为 $1 \leq r \leq 30$, $0 \leq \theta \leq \pi/2$, 计算的网格为 150×90 . 在 r 方向上, 网格是公比为1.0246的等比网格, 其中, 在底部(格点在 $r = 1$ 处)网格间距为0.02, 在顶部(格点为 $r = 30$ 处)网格间距是0.71; 在 θ 方向上取均匀网格, 其中, 极区 $\theta = 0$ 处是半格点, 以避免数值计算中分母含有 $\sin \theta$ 的差分项可能出现的奇异性; 赤道 $\theta = \pi/2$ 处是格点, 把赤道处取为格点可以减小此处的数值重联[Chen *et al.*, 2000]. 当日冕磁绳的平衡点较高, 或者磁绳处于爆发态时, 为了尽量减小顶部边界条件的影响, 我们将解域扩大到80(径向), 同时将网格数目增加到220. 其中, $1 \leq r \leq 30$ 的网格不变, $30 \leq r \leq 80$ 之间采用均匀网格, 间距为0.714, 与等比网格最后一个格点间距0.71相当.

我们将各个物理量在解域四个边界的边条件列于表2-2, 并做几点说明:

- (1) 赤道和极区为对称边条件, 赤道处为左右对称, 极区为轴对称.
- (2) 底部采用固定边值条件, 速度固定为零. 在磁绳浮现期间, 对浮现区需另做处理.
- (3) 一旦磁绳接近顶部边界我们将停止计算, 因此可以在顶部固定 $B_\varphi = 0$. 磁绳外为势场, 故在顶部 ψ 可使用零电流条件, 它满足下面的关系:

$$j_\varphi = -r \sin \theta \mathcal{L}\psi = 0. \quad (2-7)$$

此外, 对顶部边界的密度、温度和速度, 由于解域选择的足够大, 因而可以采用增量等值外推. 在下一节我们将提到一种计算无力场的方法—松弛迭代法. 在实施松弛迭代法的过程中, 解域内的密度和温度始终恢复原值, 因而前述的顶部密度和温度的边界条件实际上不起作用.

§ 2.2.3 数值方法

我们采用多步隐格式[Hu, 1989; Hu *et al.*, 2003a, 2003b] 求解方程组(2-5). 为了提高数值精度, 实际计算中采用了一些特别处理[Hu *et al.*, 2003a; Hu, 2004]:

- (1) 保持磁绳磁通量和质量守恒. 在理想MHD框架下, 由于磁冻结效应, 磁绳系统演化过程中一些物理量, 如环向磁通、轴向磁通和质量, 是

表 2-2: 边界条件.

	赤道	极区	底部	顶部
ρ	对称	对称	固定	增量等值外推
v_r	对称	对称	固定为零	增量等值外推
v_θ	反对称	反对称	固定为零	增量等值外推
v_φ	反对称	反对称	固定为零	增量等值外推
ψ	对称	反对称	固定	零电流条件
B_φ	对称	反对称	固定	固定为零
T	对称	对称	固定	增量等值外推

守恒的[Hu *et al.*, 1997]. 在数值计算过程中, 由于数值误差, 这些量不能完全守恒, 因而有必要做守恒性修正. 对前后相邻的两个时间步 t^n 和 t^{n+1} , 我们计算这两个时间步磁绳内的质量、轴向磁通和环向磁通, 设它们分别为 M^n 、 Φ_p^n 、 Φ_φ^n 和 M^{n+1} 、 Φ_p^{n+1} 、 Φ_φ^{n+1} , 由于数值误差, 这两组值会出现微小的差别. 记

$$\begin{aligned}
\alpha_\rho &= M^{n+1}/M^n, \\
\alpha_\psi &= \Phi_p^{n+1}/\Phi_p^n, \\
\alpha_B &= \Phi_\varphi^{n+1}/\Phi_\varphi^n,
\end{aligned} \tag{2-8}$$

然后, 对 t^{n+1} 时刻磁绳中的因变量 ρ 、 ψ 和 B_φ 作如下修正(磁绳边界上磁通函数的值设为 ψ_b):

$$\begin{aligned}
\psi' &= \psi_b + \alpha_\psi(\psi - \psi_b), \\
\rho' &= \alpha_\rho \rho, \\
B_\varphi' &= \alpha_B B_\varphi.
\end{aligned} \tag{2-9}$$

经过上述修正后, t^{n+1} 时刻磁绳内的质量、环向磁通和轴向磁通将与 t^n 时刻完全相同. 我们在每一个时刻都做这样的修正, 就可以维持这些物理量守恒.

(2) 消除赤道电流片上的数值重联. 在我们的模型中, 磁绳喷发会导致其下方形成中性电流片. 该电流片位于赤道面上, 两侧磁场是反向的, 附近存在很强的磁场梯度. 如果不加适当处理的话, 数值重联将会发生, 从而严重影响

模拟结果. 我们知道, 中性电流片的一个特点是其上的磁通函数 ψ 为常数. 为此, 我们一方面选择赤道面位于格点上[Chen *et al.*, 2000]以减弱数值重联效应, 一方面在每个时间步保持电流片上的 ψ 值与 ψ_b 相同. 此举完全消除了跨越电流片的数值重联.

(3) 对磁通函数做变换以减小某些差分值在极区的误差. 背景场为偶极场时, ψ 在极区附近正比于 $\sin^2 \theta$, 因此有的差分项(比如 $(\partial\psi/\partial\theta)/\sin\theta$)在极区附近会有很大的数值误差, 容易导致计算的不稳定. 为此, 我们令 $\phi = \psi/\sin\theta$, 即将因变量 ψ 变换为 ϕ , 则有

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial\psi}{\partial\theta} = \frac{\partial\phi}{\partial\theta} + \phi \cot\theta, \quad (2-10)$$

$$\mathcal{L}\psi = \frac{1}{r^2 \sin\theta} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + \frac{\cot\theta}{r^2} \frac{\partial\phi}{\partial\theta} - \frac{\phi}{r^2 \sin^2\theta} \right). \quad (2-11)$$

实际计算表明, 将MHD方程组中的因变量 ψ 变换为 ϕ 后, 计算能维持稳定, 且数值精度有很大提高.

(4) 采用松弛迭代法严格求解平衡态的无力场解[Hu, 2004]. 设初始太阳大气处于绝热平衡态, 等离子体重力和热压力处处平衡. 在每一个时间步, 对方程组完成求解后, 把密度和温度恢复到初始值. 这相当于忽略方程2-5(a)(e). 由于我们只关心磁绳系统平衡时的无力磁场位形, 上述求解方法可能导致系统演化过程中的状态不是真实的物理态, 但并不影响最终的平衡态, 它将为严格意义上的无力磁场. 对于灾变发生后磁绳脱离光球并开始运动的动力学状态, 为了揭示真实的物理过程, 我们放弃将温度和密度恢复到原值的做法.

§ 2.3 研究步骤和结果

§ 2.3.1 背景态的选择

初始日冕选为处于定态的多方大气, 其温度和密度表示为[e.g., Low, 1984]:

$$T(r) = T_c r^{-1}, \quad \rho(r) = r^{-1/(\gamma-1)}, \quad (2-12)$$

其中 $\gamma = 1.21$ 为多方指数, $T_c = 0.005$, 对应冕底温度为 $0.005T_0 = 2 \times 10^6 \text{K}$. 该多方大气结构与太阳风的热力学结构相似[Chen et al., 2006a]. 在这样的背景下, 所得到的磁绳喷发时的动力学过程比较符合实际.

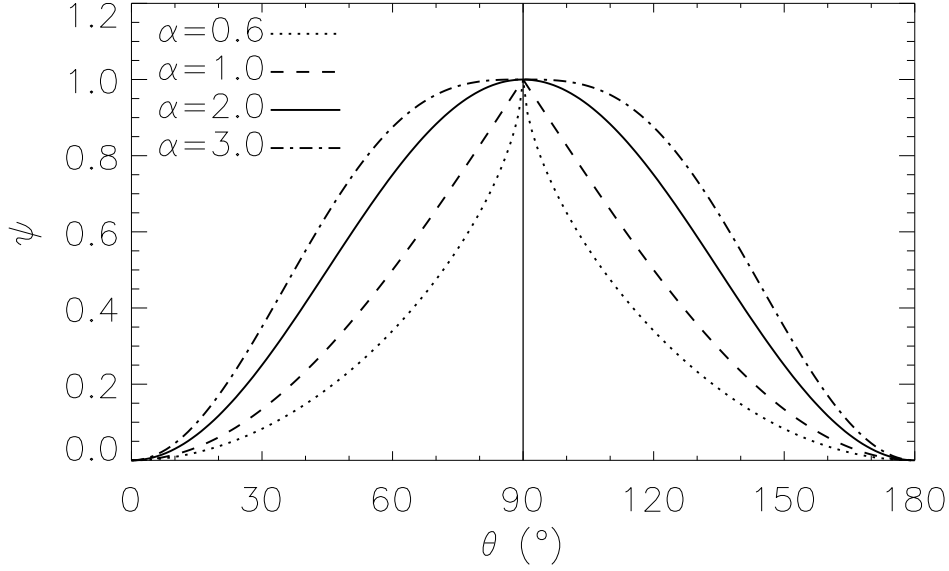


图 2-1: $\alpha = 0.6, 1.0, 2.0, 3.0$ 时光球磁通分布随余纬的分布情况. 从图上可以看出, 当 α 增加时, ψ 向极区集中, 反之则向赤道靠拢.

初始时给定光球磁通分布

$$\psi(1, \theta) = 1 - |\cos \theta|^\alpha, \quad (2-13)$$

我们选择 $\alpha = 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0, 3.0$ 开展我们的研究. 图2-1给出不同 α 时 $\psi(1, \theta)$ 随 θ 的分布. 可以看出, 当 α 增加时, 底部磁力线向极区集中, 反之则向赤道靠拢. 对每一个给定的 α , 可通过Green函数方法[Chen et al., 2006b; 参见本文附录A] 求得相应的势场和开放场及其能量. 其中, $\alpha = 2$ 对应的势场即为偶极场, $\alpha = 1$ 对应的开放场与分裂式磁单极子(split monopole)场具有类似的位形, 即磁场是均匀的径向场, 但在赤道处反向. 图2-2分别给出 $\alpha = 0.6, 1.0, 3.0$ 时的势场, 其中磁通函数的等值线间距是0.1. 通过对比图2-2(a)(b)(c)我们可以看出, 对较大的 α 值, 相应的势场随 r 的衰减较慢, 这表明在远处的势场较强.

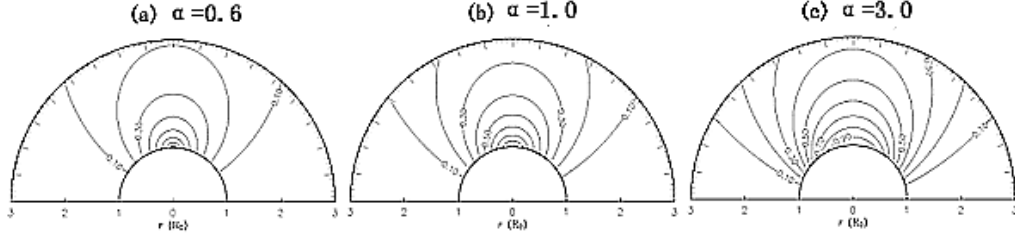


图 2-2: $\alpha = 0.6, 1.0, 3.0$ 时对应的势场, 其中磁通函数的等值线间距是 0.1. 通过对比可以看出, 较大的 α 值对应于随日心距离 r 衰减较慢的背景场.

§ 2.3.2 浮现磁绳

采用类似前人的方法[e.g., *Hu et al.*, 2003a], 通过以下控制方程使得磁绳从不同的背景势场底部浮现:

$$\psi(t, 1, \theta) = \psi(0, 1, \theta) + \psi_E(t, \theta), \quad (2-14)$$

$$\psi_E(t, \theta) = C_E(\lambda_E^2 - \lambda^2)/\lambda_w^2, \quad (2-15)$$

$$B_\varphi(t, 1, \theta) = B_{\varphi 0}(\lambda_E^2 - \lambda^2)^{1/2}/\lambda_w, \quad (2-16)$$

$$v_r(t, 1, \theta) = 2\lambda_w/\tau_E, \quad v_\theta(t, 1, \theta) = v_\varphi(t, 1, \theta) = 0, \quad (2-17)$$

$$T(t, 1, \theta) = 0.1T_c, \quad \rho(t, 1, \theta) = 10, \quad (2-18)$$

其中, 浮现磁绳的半宽度为 $\lambda_w = 5^\circ$, 浮现过程持续时间为 $\tau_E = 1$, 在时刻 t 浮现磁绳的角宽度为

$$\lambda_E \equiv 2\lambda_w \left[\frac{t}{\tau_E} \left(1 - \frac{t}{\tau_E} \right) \right]^{1/2}, \quad 0 \leq t \leq \tau_E,$$

浮现的范围满足 $-\lambda_E \leq \lambda \equiv \theta - 90^\circ \leq \lambda_E$. 这样的浮现有相当的人为性. 然而, 我们只是为了得到含有磁绳的初态, 并不关心磁绳浮现的动力学过程, 因而浮现的具体方式无关紧要. 浮现完成后, 底部边界条件恢复到表 2-2 所示的正常状态.

上述控制方程里有两个参数 C_E 和 $B_{\varphi 0}$, 它们分别控制浮现磁绳的 (φ 方向上单位弧度) 环向磁通 Φ_p 和轴向磁通 Φ_φ . 其中, Φ_p 是磁绳轴线和磁绳边界处 ψ 的差值, Φ_φ 是磁绳截面内 B_φ 的面积分. 除此之外, 磁绳还有两个特征参

表 2-3: 不同背景场中日冕磁绳系统的特征能量.

α	W_{pot}	W_{open}	W_{max}	Φ_{φ}	W_m	ϵ
0.6	0.149	0.535	0.900	0.055	0.532	—
0.8	0.180	0.506	0.533	0.056	0.505	—
1.0	0.208	0.500	0.500	0.059	0.499	—
1.2	0.236	0.504	0.514	0.064	0.513	1.8%
1.4	0.262	0.513	0.544	0.068	0.534	4.1%
1.6	0.287	0.525	0.582	0.079	0.562	7.0%
1.8	0.311	0.539	0.623	0.090	0.586	8.7%
2.0	0.333	0.554	0.667	0.101	0.609	9.9%
3.0	0.436	0.633	0.900	0.134	0.710	12.2%

数, 分别为磁绳的轴线高度 h 和磁绳下方电流片的长度 h_c (在无力场情况下不考虑磁绳内部的质量).

§ 2.3.3 磁能的计算

前面提到, 对给定参数 α 的光球磁通分布 ψ , 相应的势场能量 W_{pot} 和开放场能量 W_{open} 可通过Green函数法计算(附录A), 由Virial定理确定的无力场能量上限 W_{max} 可通过式(参阅附录B)

$$W_{\text{max}} = \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} B_r^2|_{r=1} \sin \theta d\theta = \frac{\alpha^2}{2(2\alpha - 1)} \quad (2-19)$$

计算, 其中已相对 $4\pi W_0$ 归一化(下同), 相关结果列于表2-3中. 从表中可以看出, 随着 α 的增加, 相应的势场能量 W_{pot} 逐渐增加, 但相应的开放场能量 W_{open} 和无力场能量上限 W_{max} 却在 $\alpha = 1.0$ 处有最小值0.5.

对于含磁绳系统的平衡态, 其能量通过下式计算[e.g., Hu, 2004]:

$$W = \frac{1}{2} \int_1^{r_m} dr \int_0^{\pi/2} B^2 r^2 \sin \theta d\theta + \frac{r_m^3}{2} \int_0^{\pi/2} (B_r^2 - B_\theta^2)_{r=r_m} \sin \theta d\theta, \quad (2-20)$$

其中 r_m 是解域顶部的日心距离. 式(2-20)中, 右端第一项表示解域内的磁能, 右端第二项是解域外假定磁场是势场时的磁能. 由于磁场随日心距离的迅速衰减, 上式第二项相对较小. 尽管如此, 在精确数值计算时仍不能忽略.

§ 2.3.4 模拟结果

一、底部磁通分布对日冕磁绳平衡和灾变特性的影响

对于给定的含磁绳系统的稳定态, 可以通过缓慢改变磁绳的环向磁通 Φ_p 或轴向磁通 Φ_φ 的办法, 来研究磁绳的几何参数 h 和 h_c 的演化. *Chen et al.*[2006a] 的精细计算结果表明, 对同样的背景场, 系统的灾变能阈随磁绳参数 Φ_p 和 Φ_φ 的不同而存在微小差别. 由此, 为了尽量减小磁绳特性不同对研究结果的影响, 我们选取所有初态中磁绳的环向磁通 $\Phi_p = 0.3$, 仅通过改变磁绳轴向磁通的办法研究磁绳几何参数的变化以及系统的演化特性. 在*Li and Hu*[2003]的研究中提到, 只要被改变参数的变化率足够小, 就可以认为系统是准静态演化的. 在实际计算中, 我们选择每次改变的磁绳轴向磁通的值不超过原值的5%.

对 $\alpha > 1$ 的情况, 研究发现, 日冕磁绳系统存在灾变现象: 对不同的 Φ_φ , 磁绳或者稳定的附着在光球表面, 或者喷发到无穷远. 这点与偶极场中的结论相同[*Hu et al.*, 2003a, *Chen et al.*, 2006a]. 对不同的 α 值, 系统在灾变点处的 Φ_φ 以及相应的灾变能阈列于表2-3中. 同时, 系统磁自由能占开放场能量的比例 $\epsilon \equiv (W_m - W_{\text{open}})/W_{\text{open}}$ 也列于表2-3. 由表2-3可见, 随着 α 的增加, 或者说随着背景场的增强, 系统能够约束的磁绳强度(以轴向磁通的大小表示)在增加. 同时从表中可以看出, 随着 α 的增加, 系统的灾变能阈以及该能阈超过开放场能量的比例都在增加. 这表明, 当背景场的磁通分布向极区靠拢时, 或者说当磁绳上方的背景场增强时, 日冕磁绳系统的灾变能阈和灾变后能释放的磁自由能均呈上升趋势. 在[*Chen et al.*, 2006a]的关于偶极场中磁绳灾变的研究中, 系统的灾变能阈超过相应的开放场能量约为8 ~ 10%; 在我们的研究中偶极场对应于 $\alpha = 2.0$ 的情况, 我们得到的数据(9.9%)在其结果范围之内.

对 $\alpha \leq 1$ 的情况, 结果截然不同. 当磁绳轴向磁通 Φ_φ 较小时, 磁绳能稳定的附着在光球表面; 当 Φ_φ 超过某个值时, 磁绳脱离光球表面并稳定的悬浮在某个高度, 下方拉出垂直电流片. 图2-3 给出 $\alpha = 0.8$ 时 Φ_φ 分别为0.03和0.05的平衡态磁力线位形, 其中粗线表示磁绳边界以及下方的垂直电流片, Φ_p 已固定为0.3. 当 $\Phi_\varphi = 0.03$ 时, 磁绳附着在光球表面, 下方没有电流片; 而当 $\Phi_\varphi = 0.05$ 时, 磁绳悬浮在日冕中, 下方存在一定长度的电流片. 图2-4给

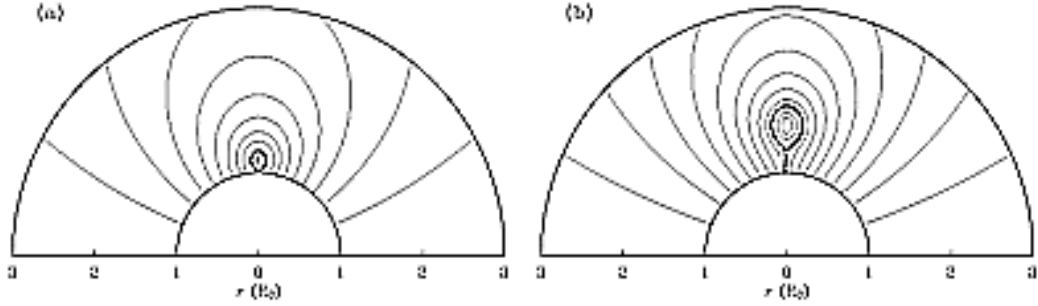


图 2-3: $\alpha \leq 1$ 时日冕磁绳系统的平衡态. 图(a)(b)分别给出 $\alpha = 0.8$ 时磁绳轴向磁通 Φ_φ 为 0.03 和 0.05 的情况. 其中粗线表示磁绳边界及下方可能出现的电流片, Φ_p 已固定为 0.3.

出 $\alpha = 0.6, 0.8, 1.0$ 时磁绳的轴线高度 h 和下方的电流片长度 h_c 随轴向磁通 Φ_φ 的演化曲线, 其中 h 以实线表示, h_c 以折线表示. 从图上可以看出, 随着磁绳轴向磁通 Φ_φ 的缓慢增加, 无论是磁绳轴线高度 h 还是下方电流片的长度 h_c 都随之单调增加, 其增幅逐渐变大, 但是二者均随 Φ_φ 连续变化, 不存在灾变现象. 在此过程中, 系统的磁能也在单调增加并逐渐接近 Aly-Sturrock 能量限 W_{open} . 当 Φ_φ 增加到某个临界点时(在图 2-4 中用“ $\circ$ ”表示), h 和 h_c 随 Φ_φ 的变化很快, Φ_φ 的微小增长能引起 h 和 h_c 的大幅度增加. 这种急剧变化特性与 Mikić and Linker[1994]关于日冕磁拱因剪切而破裂的研究结果有某种相似性. 在他们的研究中, 当背景场剪切到一定程度时, 磁力线的高度随剪切幅度的增强急剧上升; 系统虽不存在灾变现象, 但跨越赤道区的新生电流片的重联会导致磁岛的突然形成和磁能的快速释放. 对不同 α 值 ($\alpha \leq 1$) 时的情况, 系统在临界点处的磁能 W_m (与 $\alpha > 1$ 时系统的灾变能阈采用同一个符号, 但它们的意义有所不同) 列于表 2-3 中. 这些值虽然小于相应的开放场能量 W_{open} , 但与之非常接近. 当 Φ_φ 超越这些临界点时, 磁绳将逃离解域, 使背景场被完全打开.

二、灾变磁绳的喷发速度

上面提到, 当 $\alpha > 1$ 时, 日冕磁绳系统存在灾变. 近年来, 改变磁绳特性引起磁绳自身喷发的现象常被用来模拟 CME 的行星际动力学特性[e.g., Wu et al., 1999; Andrews et al., 1999; Manchester et al., 2004a]. 下面, 我们讨论系

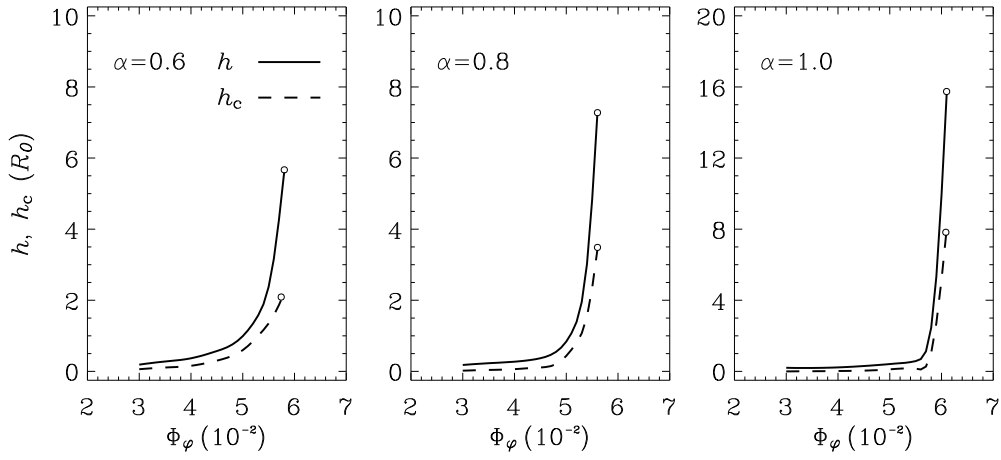


图 2-4: $\alpha = 0.6, 0.8, 1.0$ 时磁绳的轴线高度 h (实线) 和下方电流片长度 h_c (折线)随磁绳轴向磁通 Φ_ϕ 的演化曲线. 其中“o”给出的是临界点, 该点附近 h 和 h_c 随 Φ_ϕ 的变化非常敏感(Φ_p 固定为0.3).

统发生灾变后磁绳的速度演化. 与他们的研究不同的是, 这里磁绳喷发是由灾变引起的. 根据观测, CME不同位置的速度不尽相同[e.g., Chen, 2001]. 为此, 我们选定磁绳轴线速度表征磁绳的典型速度. 磁绳轴线处磁通函数值 ψ 最大, 其位置很容易确定. 确定不同时刻磁绳轴线位置后, 可计算各时刻的速度和加速度.

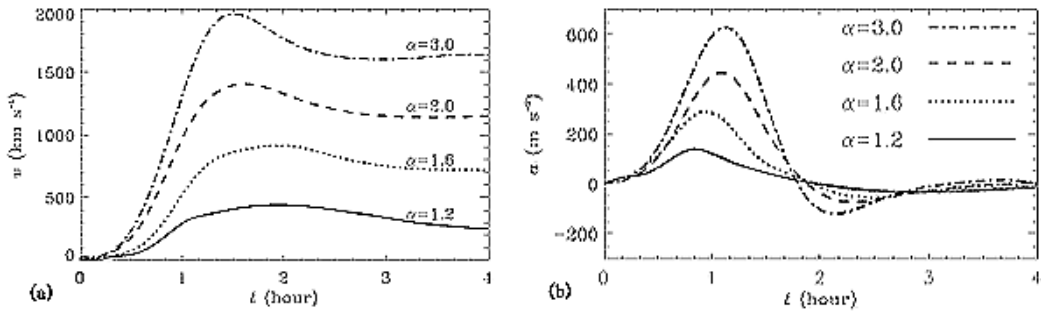


图 2-5: $\alpha = 1.2, 1.6, 2.0, 3.0$ 时灾变发生后日冕磁绳的轴线速度和加速度的时间剖面. 随着 α 的不同, 磁绳的峰值速度和加速度差别很大, 但加速过程是类似的.

系统跨过灾变点时, 磁绳开始喷发, 图2-5给出几个典型 α 值下的磁绳轴线速度和加速度的时间剖面曲线. 从图上可以看出, 磁绳的速度演化过程分三

个阶段: 初始时缓慢加速, 该过程持续几十分钟; 随后迅速加速, 该过程约有1小时; 最后经历了一段缓慢减速并最终趋于匀速. 这一过程与 *Zhang and Dere*[2006]对观测事件的统计分析结果相似, 在他们的研究中, 大多数CME都是在低日冕中完成加速的, 这些CME经历了初始相、爆发相和传播相三个阶段. *Chen et al.*[2006b]对灾变磁绳的受力分析表明, 在灾变点系统处于亚稳态, 磁绳受到的合力为零; 此时即使有较小的扰动, 都可能导致系统失去平衡, 进而磁绳受到向上的合力并开始喷发. 该合力初始时增加缓慢, 对应于磁绳的慢加速阶段; 随后迅速增加, 对应于磁绳的快加速阶段; 直至在远处由于磁场衰减造成的作用力近似为零, 磁绳的速度趋于不变. 我们的结果与上述观点一致. 此外, 从图2-5中还可以看出, 参数 α 越大, 磁绳轴线的峰值速度、峰值加速度以及渐进速度也越高. 这表明, 不同速度的CME可以由同一种物理机制产生, 它们之间并不存在本质区别.

§ 2.4 小结

在本章, 限于日球子午面内的2.5维问题, 我们研究了光球磁通分布对日冕磁绳系统灾变特性的影响. 以分裂式磁单极子的底部磁通分布做参照, 当磁通向极区靠拢时, 系统存在灾变现象, 反之则不存在. 对存在灾变的例子, 随着磁通向极区的集中, 系统的灾变能阈以及灾变所能释放的磁自由能均逐渐增加, 灾变磁绳的最大速度和最大加速度也逐渐增加. 对不存在灾变的例子, 磁绳可以稳定的悬浮在日冕中, 下方拉出垂直电流片, 磁绳的高度以及电流片的长度随磁绳磁通的变化连续变化. 磁通向极区靠拢意味着在远处的势场增强. 因而上述结果可以换成如下方式加以叙述: 当磁绳上方的势场较弱时, 系统不存在灾变现象; 随着上方势场的增强, 磁绳的几何参数随其磁通的变化越发明显, 直至系统出现灾变(此时背景场的底部磁通分布与分裂式磁单极子相比更接近极区). 对于存在灾变的情形, 随着背景场的增强, 系统的灾变能阈和灾变后系统能释放的磁自由能均逐渐增加, 相应灾变磁绳的峰值速度和峰值加速度也逐渐增加. 因此, 借助于日冕磁绳的灾变, 通过调整背景场的磁通分布, 不仅可以获得与观测上一致CME的加速过程, 而且可以获得不同速度的CME事件.

在我们的模型中, 一旦磁绳脱离光球表面, 其下方将形成理想电流片. 根据 *Chen et al.*[2006b]对磁绳的受力分析, 该电流片对磁绳的作用力总是向下

的, 是磁绳喷发的主要阻力. 该电流片上的面电流密度表示为

$$i_{\varphi} = 2|\mathbf{B}_r|_{\theta=\pi/2}, \quad (2-21)$$

单位是 $i_0 = 9.33 \times 10^2 \text{ A m}^{-1}$ (见表2-1). 对不同的 α , 我们计算了当赤道电流片充分发展时面电流的峰值, 以 $i_{\varphi p}$ 表示. 对于 $\alpha = 0.6, 1, 3$, 我们分别算得 $i_{\varphi p} = 10, 2.0, 0.50$. 该电流片对磁绳的Lorentz力与面电流密度成正比, 方向向下. 上述结果表明, 随着 α 的增加, 赤道电流片对磁绳的拉力逐渐减弱. 对 $\alpha \leq 1$ 的情况, 该作用力足够强, 以至于能将磁绳“拉”在日冕某个高度; 而对 $\alpha > 1$ 的情况, 该作用力不足以阻止磁绳的上升, 因而灾变发生. 另外, 对于存在灾变的磁绳系统, 发生在电流片附近的磁重联能显著加速喷发的磁绳 [Chen *et al.*, 2006b, 2007]; 对于不存在灾变的系统, 同样的磁重联能导致磁绳喷发 [e.g., Lin and Forbes, 2000; Zhang *et al.*, 2006]. 磁重联加强了系统磁自由能的释放, 同时大大减弱了电流片对磁绳的阻力, 促使磁绳快速上升.

第三章 太阳风背景中的日冕磁绳灾变

§ 3.1 引言

绝大多数与日冕磁绳灾变相关的研究中, 将背景场取为势场, 假定日冕等离子体处于静力学平衡状态[e.g., *Forbes and Isenberg*, 1991; *Lin et al.*, 1998; *Hu et al.*, 2003a, *Chen et al.*, 2006a; *Sun et al.*, 2007]. 可是, 实际情况是日冕等离子体处于流动状态, 所形成的太阳风将日冕磁场向外拉伸, 使之偏离势场. 研究太阳风背景对日冕磁绳平衡特性和灾变行为的影响, 以及对灾变后磁绳喷发过程的物理效应, 显然是十分必要的.

观测表明, 大多数CME发生在冕流中[*Hundhausen*, 1988, 1993], 具有的亮核、空腔和前沿(frontal)的典型三分量结构[*Illing and Hundhausen*, 1985; *Plunkett et al.*, 2000]在爆发前可观测到相应的日冕结构[e.g., *Saito and Tandberg-Hanssen*, 1973]. 典型的CME携带的总质量约为 $10^{16}g$, 其中冕流前沿结构贡献了大半[*Gopalswamy and Hanaoka*, 1998; *Hudson et al.*, 1999]. 部分观测表明日珥对CME的质量也有很大贡献[*Gopalswamy and Hanaoka*, 1998]. 随着CME在行星际中传播, 最初的前沿结构逐渐演化为CME主体与行星际激波之间的鞘层[*Gopalswamy*, 2003].

Wu et al.[1997a]研究了冕流底部浮现磁绳后系统状态的演化. 他们发现, 磁绳或者附着在冕底, 或者喷发, 取决于浮现磁绳的参数, 亦即取决于系统的能量. 对于给定的冕流—磁绳系统, 对底部冕流区做剪切[*Wu and Guo*, 1997a], 或者增加磁绳的轴向磁通[*Wu and Guo*, 1997b], 都能导致磁绳喷发. *Guo and Wu*[1998]还发现, 带空腔的日冕—磁绳系统, 其能量可以超过Aly-Sturrock能量限. 这表明, 冕流—磁绳系统可能存在灾变现象, 同时系

系统在灾变前储存的能量有望超过相应的开放场能量. 由于引入了太阳风, 更加接近真实的太阳大气环境, 冕流—磁绳系统的爆发常被用来模拟CME及其相关现象[e.g., *Wu et al.*, 1997b, 1999; *Manchester et al.*, 2004a, 2004b].

我们将从灾变角度重新审视太阳风背景下的日冕磁绳的突然喷发现象. 为此, 首先求解定态太阳风作为背景, 随后在冕流底部浮现磁绳, 最后通过缓慢改变磁绳特性来研究日冕—磁绳系统的平衡特性和灾变行为. 除磁场外, 重力也可能在CME爆发过程中扮演重要角色. 既然CME的速度和太阳表面的逃逸速度有相同的量级, 那么抵抗CME物质重力所做的功应该和CME的动能相当. 日珥物质的重力抵消了部分磁张力; 当日珥的一部分物质落回光球时, 该拖拽力突然减少可以导致日珥喷发. 有实际观测[*Illing and Hundhausen*, 1986; *Golpalswamy and Hanaoka*, 1998]表明, 日珥在爆发前的质量可以超过 $5 \times 10^{16}g$; 但在爆发后, 观测到喷发部分的日珥物质只有 $10^{16}g$, 大部分的日珥物质都落回了光球. 基于上述原因, *Low*[2001]认为日珥物质的重力和冕流磁场的束缚力一样重要, 都可以左右CME的喷发. 因此, 在下面的研究中, 我们不仅考察磁绳磁通对系统灾变的影响, 还考虑重力因素.

§ 3.2 基本方程和数值方法

§ 3.2.1 基本方程

与前面的研究类似, 我们考虑日球子午面内2.5维轴对称问题, 无量纲化后的基本方程见(2-5). 为了宏观描述太阳风中的加热效应, 我们取多方指数 $\gamma = 1.05$. 起始背景磁场选为偶极场, 其赤道处的磁场强度 B_0 将作为基本单位. 与第二章不同的是, 我们允许 B_0 取不同的值, 以分析背景磁场强弱对日冕磁绳灾变特性的影响. 在以下研究中, 取 B_0 分别为2, 6和10G, 相应的表2-1给出的与 B_0 相关的导出单位也会发生变化, 结果列于表3-1. 此外, 偶极场的能量为 $W_{\text{pot}} = 4\pi W_0/3$. 在以下有关能量的分析中, 将以 W_{pot} 作为比较基准.

§ 3.2.2 数值方法

考虑2.5维轴对称问题, 解域取为 $1 \leq r \leq 30$, $0 \leq \theta \leq \pi/2$, 计算的网格为 150×90 , 网格划分和计算格式与上一章相同. 由于考虑了太阳风, 无力场

表 3-1: 不同 B_0 下的导出单位.

物理量	符号	单位数值		
磁场强度	$B_0(\text{G})$	2	6	10
磁通函数	$\psi_0(\text{Wb})$	9.70×10^{13}	2.91×10^{14}	4.85×10^{14}
电流密度	$j_0(\text{A m}^{-2})$	2.29×10^{-7}	6.86×10^{-7}	1.14×10^{-6}
面电路密度	$i_0(\text{A m}^{-1})$	1.59×10^2	4.77×10^2	7.96×10^2
速度	$v_0(\text{km s}^{-1})$	4.37×10^2	1.31×10^3	2.19×10^3
时间	$t_0(\text{s})$	1.60×10^3	5.33×10^2	3.20×10^2
压强	$p_0(\text{N m}^{-2})$	3.18×10^{-2}	0.286	0.795
温度	$T_0(\text{K})$	1.15×10^7	1.04×10^8	2.88×10^8
能量	$W_0(\text{J})$	1.08×10^{25}	9.72×10^{25}	2.70×10^{26}

时解域底部和顶部的边界条件不再适用, 需作出相应的改变. 在底部, 由于磁冻结效应, 速度场和磁场是平行的, 同时沿磁通量管物质是守恒的[e.g., *Hu et al.*, 2003b]. 为此, 在固定底部密度后, 我们根据上述两个条件确定底部边界上的速度分量 v_r 和 v_θ . 在顶部, 由于计算域足够大, 磁力线几乎是开放的, 因而可以采用较为简单的外推处理. 此外, 我们假定磁绳外部 B_φ 始终为零. 极区($\theta = 0$)和赤道($\theta = \pi/2$)仍采用对称条件. 有关边界条件的处理列于表3-2中.

表 3-2: 存在太阳风时的边界条件.

	赤道	极区	底部	顶部
ρ	对称	对称	固定	物质守恒外推
v_r	对称	对称	物质守恒外推	线性外推
v_θ	反对称	反对称	平行条件外推	等值外推
v_φ	反对称	反对称	固定为零	等值外推
ψ	对称	反对称	固定	零电流条件
B_φ	对称	反对称	固定为零	固定为零
T	对称	对称	固定	线性外推

类似的, 一些特别处理用于提高计算的精度, 它们包括: 维持磁绳磁通量

和质量守恒; 消除赤道电流片附近的重联; 引入参变量 ϕ 减小极区误差等. 值得注意的是, 由于背景中包含了太阳风, 松弛迭代方法[*Hu*, 2004]不再适合当前的研究.

§ 3.3 背景和初态

这一节我们给出不含磁绳和含磁绳的定态太阳风解, 后者作为研究冕流—磁绳系统平衡和灾变特性的初态.

§ 3.3.1 背景太阳风解

给定底部磁通分布 $\psi(1, \theta) = \sin^2 \theta$, 并且选择可调参数 B_0 的值后, 采用与*Hu et al.*[2003b]类似的办法, 我们可以算出相对简单的含冕流的定态太阳风解. 所谓相对简单是指, 太阳风的形成是一个多方过程, 不涉及具体的加热和能量输运过程. 图3-1(a)(b)给出特征磁场分别为2G和10G时日球子午面内磁场和速度场的分布, 相应的特征等离子体参数 β_0 (赤道处气压与磁压之比)分别为0.347和0.014. 从图中可以看出, 闭合的冕流区位于解域下方赤道附近, 周围是太阳风区. 在某个点太阳风的速度方向(用箭头表示)与该点的磁力线(用实线表示)切向相同, 这与预期结果吻合. 通过简单的对比图(a)(b)可以看出, 特征磁场较强的太阳风解, 其闭合的冕流区范围较大, 太阳风的区域则被压缩. 具体来讲, 对 $B_0 = 2\text{G}$ 的情况(图4-1(a)所示), 冕流边界位于 $\psi_b = 0.485$, 相应的, 冕流区(φ 方向上)单位弧度的环向磁通为 $1 - \psi_b = 0.515$; 而对于 $B_0 = 10\text{G}$ 的情况(图4-1(b)所示), 冕流边界位于 $\psi_b = 0.337$, 冕流区单位弧度的环向磁通为0.663. 对于速度场, $B_0 = 2\text{G}$ 时计算域顶部($r = 30$)赤道($\theta = \pi/2$)和极区($\theta = 0$)的太阳风速度分别为 414km s^{-1} 和 448km s^{-1} ; 而 $B_0 = 10\text{G}$ 时这两个值分别为 422km s^{-1} 和 464km s^{-1} . 可见, 对于磁场较强的情况, 虽然开放的磁力线较少, 但此时的太阳风速度与弱场时相比略高.

§ 3.3.2 作为初态的冕流—磁绳系统

采用与上一章相同的方法从冕流底部浮现磁绳. 调节浮现时的控制参数, 使得系统达到定态时尽可能靠近灾变点, 但磁绳仍然附着在光球表面,

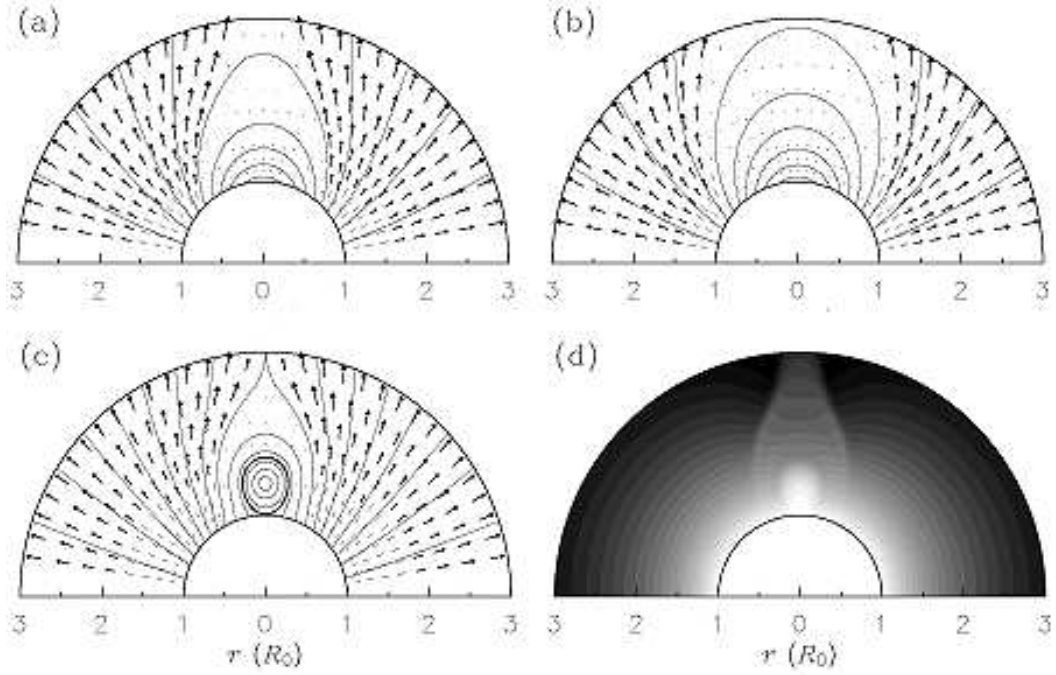


图 3-1: (a)特征磁场 $B_0 = 2G$ 时的太阳风解; (b) $B_0 = 10G$ 时的太阳风解; (c) $B_0 = 2G$ 时稳定态冕流—磁绳解; (d)与(c)相应的密度分布. 其中图(c)和(d)中, 磁绳的轴向磁通 $\Phi_{\varphi c} = 0.128$, 单位弧度环向磁通 $\Phi_{pc} = 0.312$, 单位弧度质量 $M_c = 0.189$.

处于平衡状态. 图3-1(c)(d)给出 $B_0 = 2G$ 时的一个例子, 分别表示冕流—磁绳系统的磁力线和密度分布, 磁绳的边界用粗线表示. 该磁绳的轴向磁通 $\Phi_{\varphi c} = 0.128$, 单位弧度环向磁通 $\Phi_{pc} = 0.312$, 单位弧度质量 $M_c = 0.189$. 图(c)中, 磁绳浮现后, 冕流区的边界移至 $\psi_b = 0.750$, 磁绳浮现导致冕流区(单位弧度)环向磁通下降至0.250. 可见, 随着磁绳的浮现, 原本闭合的冕流区磁力线被部分打开, 原来静止的等离子体也沿着开放的磁力线向外运动, 成为太阳风新的组成部分. 此外, 计算域顶部赤道和极区的太阳风速度分别变为 422km s^{-1} 和 438km s^{-1} , 这说明磁绳浮现对背景太阳风解也有一定的影响, 但不是很大. 图(d)中的密度分布显示, 磁绳部分是高密度区, 它对抵消部分磁张力并束缚磁绳于光球表面附近可能起重要作用[e.g., *Gobson and Low, 1998*].

§ 3.4 冕流—磁绳系统的灾变

本节, 我们将讨论磁绳特性发生改变后对冕流—磁绳系统的影响. 为简化起见, 我们只考虑特征磁场 $B_0 = 2G$ 的情况. 含磁绳的初态选为图3-1(c)(d) 中给出的定态, 相关参数在3.3.2节已经给出. 由于 *Wu and Guo*[1997a, 1997b] 已对冕流中磁绳爆发的动力学状态做了详细分析, 这里我们把重点放在研究系统的灾变点和灾变能阈上, 同时比较和无力场情况下[e.g., *Hu et al.*, 2003a]磁绳系统演化的区别.

§ 3.4.1 磁能和过剩重力势能

与方程(2-20)类似, 系统的磁能(以 $4\pi W_0$ 为单位归一化, 下同)通过

$$W = \frac{1}{2} \int_1^{30} dr \int_0^{\pi/2} B^2 r^2 \sin \theta d\theta + \frac{30^3}{2} \int_0^{\pi/2} (B_r^2 - B_\theta^2)_{r=30} \sin \theta d\theta \quad (3-1)$$

计算. 其中, 上式右端第二项(计算解域外的磁能)已假定解域外部为带赤道电流片的势场[*Low and Smith*, 1993]. 前面提到, 偶极势场的能量 $W_{\text{pot}} = 0.333$, 与它相应的开放场能量 $W_{\text{open}} = 1.662W_{\text{pot}} = 0.554$ [e.g., *Low and Smith*, 1993]. 对于图3-1(a)(c)中给出的磁场位形, 通过方程(3-1)计算得到系统的磁能分别为0.359和0.598. 对于图3-1(c)给出的冕流—磁绳系统, 其磁能超过Aly-Sturrock能量限, 但系统仍处于稳定态. *Guo and Wu*[1998] 也给出了超过开放场能量的含空腔的冕流—磁绳系统, 与他们的结果不同的是, 我们同时考察了计算域外系统的磁能. 以上文含磁绳的解为例, 按式(3-1)右端第二项计算出这部分磁能为 9.4×10^{-3} , 它大约相当于开放场能量的1.7%, 为确保计算精度, 这一贡献不能忽略.

磁绳重力对系统灾变的影响也是我们研究的重要问题. *Hu et al.*[2003a] 在研究磁静平衡态背景中的日冕磁绳灾变问题时, 提出“过剩重力势能”的概念(表示为 W_g), 指的是导致偏离静力学平衡的那部分物质的重力势能. 在他们的研究中, 磁绳外部的等离子体处于绝热平衡状态, 因而过剩重力势能即为磁绳系统与绝热状态时的势能之差. 这里我们用同样的概念, 表示需要由磁场支撑的那部分物质的势能. 按[*Hu et al.*, 2003a], 过剩重力势

能(以 $4\pi W_0$ 归一化)由

$$W_g = - \iint_{\psi > \psi_b} \left(\frac{\partial p}{\partial r} + \rho g \right) r^3 \sin \theta dr d\theta \quad (3-2)$$

计算, 其中 $\psi_b = 1$ 为磁绳边界的 ψ 值, 亦即底部赤道处的 ψ 值, p 为等离子体热压力. 积分仅限于磁绳内部, 其中对 θ 的积分域为0到 $\pi/2$. 对于满足无力场条件的磁绳系统, 重力和热压梯度力相互抵消, 按照式(3-2)定义的过剩重力势能为零. 对图3-1(c)的实例, 式(3-2)第一项的积分结果为0.063, 第二项为-0.074, 因而过剩重力势能即为-0.011, 亦即 $-0.033W_{\text{pot}}$.

§ 3.4.2 灾变点和灾变能阈

前面提到, 引入背景太阳风后, 我们关心系统的灾变点和灾变能阈, 以及它们和磁静平衡态下结果的区别. 为此, 我们从上节给出的初态出发, 通过

$$\Phi_\varphi = \alpha_\varphi \Phi_{\varphi c}, \quad \Phi_p = \alpha_\psi \Phi_{pc}, \quad M = \alpha_m M_c \quad (3-3)$$

改变磁绳的轴向磁通、单位弧度环向磁通或单位弧度质量, 其中 α_φ , α_ψ , α_m 是可调节参数, 分别控制磁绳相应的物理量. 相关的磁绳参数 $\Phi_{\varphi c}$, Φ_{pc} , M_c 已在3.3.2节给出. 对稳定的平衡态参数做上述改变后, 系统的平衡被打破, 但在数值计算过程中会演化到新的稳定态. 当可调节参数变化不大时, 可以认为系统演化基本是准静态的. 通过上述方法, 可得由参数组 $(\alpha_\varphi, \alpha_\psi, \alpha_m)$ 控制下的一系列系统状态: 磁绳附着的稳定态或者爆发态, 二者之间的边界即为灾变点, 相应的系统磁能即为灾变能阈.

按式(3-3), 对磁绳的控制通过三个参数实现. 为简单起见, 我们先固定参数组 $(\alpha_\varphi, \alpha_\psi, \alpha_m)$ 中的两个为1, 通过调节另外一个来寻找灾变点. 举例来说, 首先固定 $\alpha_\psi = \alpha_m = 1$, 逐渐增加参数 α_φ . 随着 α_φ 的增加, 开始时磁绳逐渐膨胀, 系统磁能随之增加, 但磁绳依然附着在光球表面; 当 α_φ 增加到1.08时, 磁绳脱离光球表面向上喷发, 即冕流—磁绳系统发生了灾变. 由 α_φ 表示的灾变点介于1.07和1.08之间. 图3-2分别给出 $\alpha_\varphi = 1.07$, 1.08时磁绳系统的演化过程, 粗线表示磁绳的边界. 其中, 图(a)-(c)给出 $\alpha_\varphi = 1.07$ 的情况, 此时系统尚未跨越灾变点, 故经数百小时(物理时间)后磁绳依然稳定的附着于冕底; 图(d)-(f)给出 $\alpha_\varphi = 1.08$ 的情况, 此时系统发生灾变, 磁绳脱离冕底向上喷发,

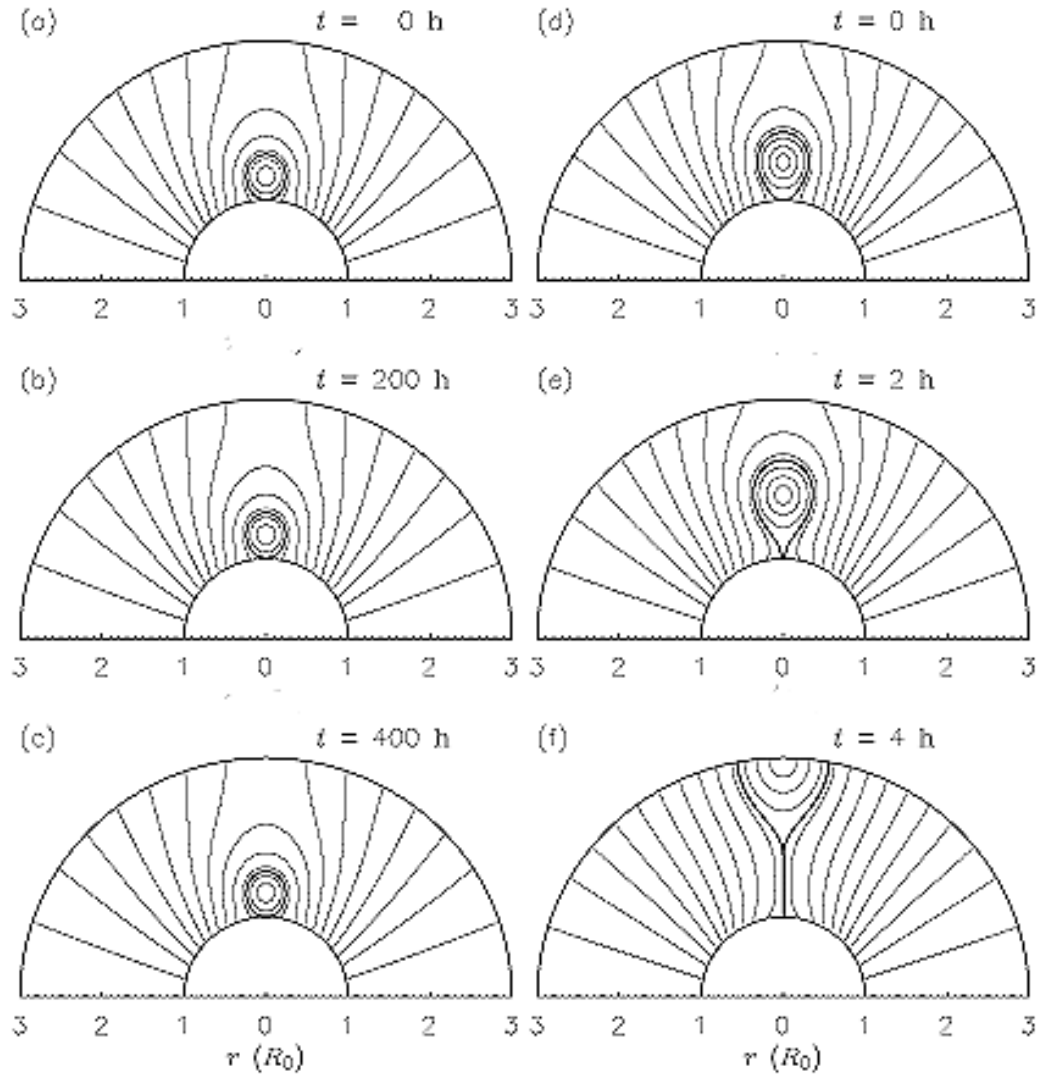


图 3-2: 冕流—磁绳系统的平衡或灾变现象: (a)-(c)为 $\alpha_\phi = 1.07$ 时不同时刻的系统磁场位形, 此时尚未达到灾变点, 系统经数百小时(物理时间)后依然稳定; (d)-(f)为 $\alpha_\phi = 1.08$ 时发生灾变后系统磁场位形. 其中粗线表示磁绳边界或者电流片.

表 3-3: 冕流—磁绳系统的灾变点和灾变能阈.

$(\alpha_\varphi, \alpha_\psi, \alpha_m)$	W_m	W_g	$W_m + W_g$
(1,1,1)	0.598	-0.011	0.587
(1.07,1,1)	0.608	-0.010	0.598
(1,1.05,1)	0.607	-0.010	0.597
(1,1,0.89)	0.602	-0.006	0.596

并在其下方形成垂直的电流片, 图中 $t = 0$ 表示磁绳刚好开始喷发的时刻. 类似的, 由参数 α_ψ , α_m 控制的系统灾变点也被找到, 列于表3-3中. 这些灾变点前后系统的演化与图3-2给出的基本类似.

找到灾变点后, 我们根据方程(3-1)和(3-2)计算系统在此处的磁能和过剩重力势能. 对 $(\alpha_\varphi = 1.07, \alpha_\psi = \alpha_m = 1)$ 表示的灾变点, 系统的灾变能阈为0.608, 过剩重力势能为-0.010. 可见, 灾变能阈是超过Aly-Sturrock能量限的, 这保证灾变后系统有足够的自由能加速等离子体. 对另外两个灾变点, 相应的灾变能阈以及过剩重力势能列于表3-3中. 其中, 第一行给出磁绳的相关物理参数, 后三行是灾变能阈、过剩重力势能以及二者的代数和. 通过对比发现, 对不同的灾变点, 系统的灾变能阈以及相应的过剩重力势能可能略有差别. 然而, 它们的和(列于表3-3最后一列)却几乎完全相同, 相当于偶极势场能量 $W_{\text{pot}} = 0.333$ 的1.79倍. 这表明, 如果磁绳内磁场近乎无力场, 或者说过剩重力势能可以忽略时, 系统的灾变能阈约为 $1.79W_{\text{pot}}$, 它超过相应开放场能量($W_{\text{open}} = 1.662W_{\text{pot}}$) 约8%. 该结论与Li and Hu[2003]关于磁静平衡态和无力场情况下的结论相同, 太阳风的存在对系统的灾变能阈几乎没有影响. 对于非无力场的情况, 磁绳重力起重要作用, 它将系统的灾变能阈抬高, 抬高部分约为磁绳内过剩重力势能的大小. 类似的结论在磁静平衡态时同样成立[*Hu et al.*, 2003a].

本章研究中, 尽管有关灾变能阈以及过剩重力势能的一些结论与磁静平衡态下的基本相同, 但在一些问题上仍然存在很大的差异. 对于没有太阳风的磁静平衡态, 一旦确定了背景场, 磁绳浮现或者磁绳特性改变并不影响磁力线的开放程度, 即原本闭合的磁力线依然闭合. 引入太阳风后, 冕拱代之以冕流, 磁力线位形发生相应改变. 随着冕流内磁绳的浮现, 或者磁绳的磁通增加或质量减少, 磁绳和冕流发生膨胀, 冕流区最外面的磁力线逐渐被打开,

原本被束缚的等离子体沿新打开的磁力线流出, 成为太阳风的一部分. 因此, 当系统逐渐接近灾变点时, 冕流磁通是不断减少的. 前面提到, 随着磁绳的浮现(磁绳浮现前后分别对应图3-1(a)(c)所示的态), 冕流区磁通从0.515下降到0.250, 超过半数的冕流磁通被太阳风剥离; 随着磁绳轴向磁通、环向磁通的增加或者质量的减少, 冕流区被进一步打开, 对表3-3中的三个灾变点, 相应的冕流磁通分别降至0.234, 0.238和0.239. 尽管存在上述差别, 背景太阳风的引入对一些主要结论, 如无力场时系统灾变能阈超过Aly-Sturrock能量限的比例, 以及过剩重力势能对灾变能阈的抬高作用, 几乎没有任何影响. 这说明, 磁绳系统的灾变特性及灾变能阈主要由磁绳内部及附近的磁场位形和等离子体条件决定. 系统灾变前, 磁绳附着在底部边界, 该处不存在太阳风, 等离子体速度很低, 难以对磁绳系统的灾变特性产生明显的影响. 尽管太阳风能够剥离一部分冕流磁力线, 但它不能将冕流区完全打开, 因而系统的灾变能阈几乎与磁绳外部闭合磁通的多少无关, 这点在Hu *et al.*[2003a]和Li and Hu[2003]的文章中已做阐述.

§ 3.4.3 灾变时磁绳的喷发速度

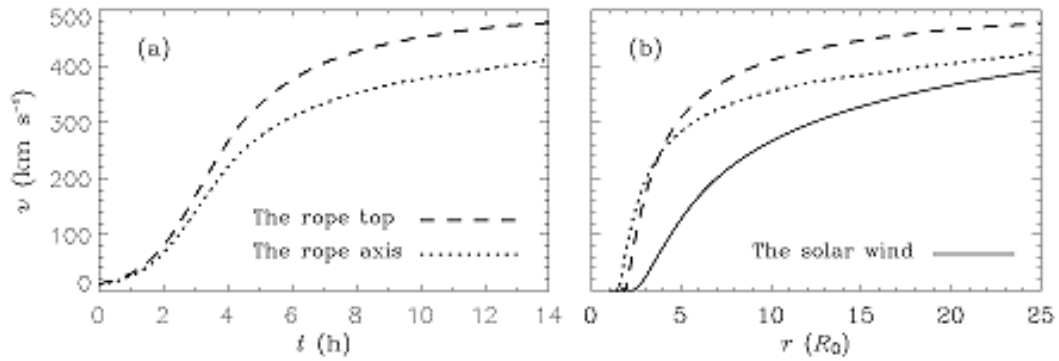


图 3-3: $(\alpha_{\varphi}, \alpha_{\psi}, \alpha_m) = (1.08, 1, 1)$ 对应的爆发态磁绳的速度剖面, 此时系统刚跨过灾变点. (a)磁绳速度的时间剖面; (b)磁绳速度的径向剖面. 其中, 折线表示磁绳顶部速度, 点线表示磁绳轴线速度. 为了与背景太阳风速度做比较, 图(b)中用实线给出磁绳浮现前赤道面内的太阳风速度.

冕流—磁绳系统发生灾变后, 磁绳开始脱离光球向上喷发, 在此过程中伴随着磁绳自身的膨胀, 因而其顶部速度大于其轴线速度[Wu and Guo, 1997b]. 我们以 $(\alpha_{\varphi}, \alpha_{\psi}, \alpha_m) = (1.08, 1, 1)$ 为例, 给出系统灾变后磁绳顶部和轴线速度

的时间剖面 and 径向剖面, 如图3-3所示. 为了与背景太阳风速度做对比, 我们同时给出磁绳浮现前背景太阳风在赤道面内的速度, 用实线表示. 从图3-3中可以看出, 灾变发生后, 磁绳开始加速. 初始时其顶部和轴线速度相当, 磁绳膨胀尚不明显; 伴随磁绳的继续喷发, 其顶部速度逐渐超过轴线速度, 磁绳发生不间断的膨胀. 随着磁绳在日冕中传播, 其加速度逐渐减小, 最终趋于匀速. 当磁绳轴线接近 $25R_0$ 时, 其顶部接近计算域边界, 此时磁绳轴线速度约为 425km s^{-1} , 略高于局地太阳风速度. 对于表3-3 中另外两个灾变点的例子, 爆发磁绳的速度剖面几乎与图3-3完全相同.

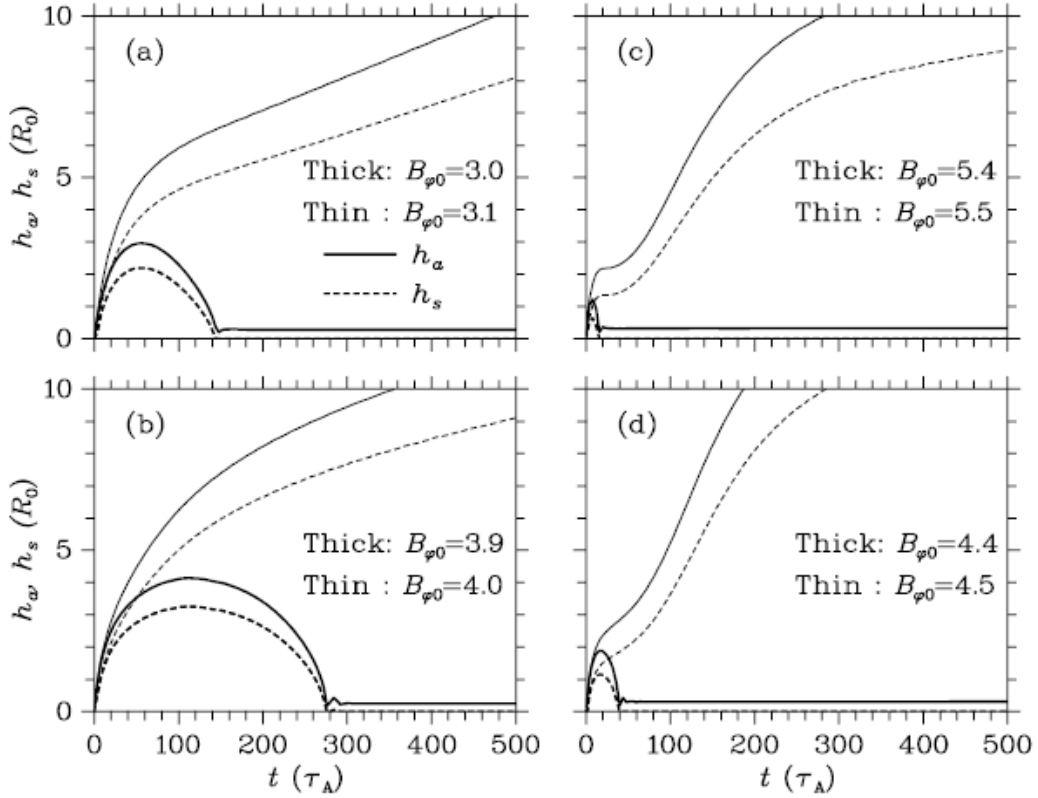


图 3-4: 磁静平衡态中磁绳轴线高度 h_a 和下方电流片长度 h_s 随时间的演化. 其中图(a)(c)给出偶极背景场下的算例, 图(b)(d)给出中性点位于 $r = 2$ 的部分开放背景场下的算例; 图(a)(b)给出特征等离子体参数 $\beta_0 = 0.001$ 的算例, 图(c)(d)给出 $\beta_0 = 0.1$ 的算例. 实线和折线分别表示磁绳轴线高度 h_a 和下方垂直电流片的长度 h_s , 靠上的一支是磁绳喷发的情况, 另一支是磁绳附着于光球表面处于平衡的情况. 引自Hu et al.[2003a].

为了说明太阳风对磁绳喷发速度的影响, 我们将上述结果与磁静平衡态时的结果做对比. 图3-4给出磁静平衡态时喷发磁绳的轴线高度 h_a 随时间的演化曲线, 引自[Hu *et al.*, 2003a]. 从图中可以估计出, 无论对于无力场(图(a)(b))还是非无力场(图(c)(d)), 也无论背景场是闭合的(图(a)(c))还是部分开放的(图(b)(d)), 磁绳轴线在 $r = 10$ 附近的速度均不超过 100km s^{-1} , 同时磁绳均发生明显减速. 因此, 引入太阳风后, 尽管系统的灾变能阈几乎不变, 但灾变时爆发磁绳的运动速度发生明显变化, 其特征与典型的渐变式CME动力学特征非常相似: 初始时经历较长时间的加速, 随后趋于匀速, 在视野边缘($30R_0$) 的渐进速度约 400km s^{-1} [e.g., Sheeley *et al.*, 1999]. 此间, 太阳风起了重要作用: 它剥离了冕流区的部分闭合磁力线, 从而减少了磁绳爆发时面临背景场的阻力, 这有助于磁绳初始喷发时的加速过程.

§ 3.5 背景场强度的影响

前面提到, 特征磁场强度 B_0 的数值决定了背景偶极场的强弱以及北半球发出的磁通量. 那么, 背景磁场越强是否意味着系统能储存的磁自由能越多和灾变后磁绳的喷发越快? 不难推测, 如果系统的灾变能阈超过开放场能量的比例近似相同, 那么背景磁场越强, 系统在灾变之前储存的磁自由能就越多. 如果磁绳内部的质量相当的话, 灾变后磁绳的喷发速度必然越快. 下面我们讨论这个论题是否成立. 首先选择不同的特征磁场强度 $B_0 = 2, 6, 10\text{G}$, 相应从北半球(方位方向)单位弧度发出的磁通量分别为 $\psi_0 = 9.70 \times 10^{13}, 2.91 \times 10^{14}, 4.85 \times 10^{14}\text{Wb}$ (参见表3-1), 这些值均位于日球磁通量变化的范围内[e.g., Wang *et al.*, 2000]. 其次, 通过磁通浮现获得接近灾变点的冕流-磁绳系统, 使这些系统具有相同的单位弧度环向磁通无量纲值 $\Phi_{pc} = 0.3$ (单位对应于各自的 ψ_0)和磁绳质量 $M_c = 0.08$ (单位为 M_0 , 参见表2-1). 随后, 通过略微增加 Φ_{pc} 获得系统的灾变态. 图3-5 给出不同 B_0 时磁绳轴线速度和加速度随时间的演化曲线, 其中实线、点线和折线分别表示 $B_0 = 2, 6, 10\text{G}$ 的例子.

不难看出, 对于 $B_0 = 2\text{G}$ 的弱背景场, 灾变时爆发磁绳的速度逐渐增加, 直到 $t = 600\text{min}$ 时加速过程基本完成, 计算表明此时其加速度不超过 5m s^{-2} . 对于 $B_0 = 10\text{G}$ 的强背景场, 爆发磁绳的加速过程仅持续了约2小时, 其加速度峰值可达 170m s^{-2} . 当加速过程完成后, 磁绳存在一定的减速. 对于 $B_0 = 6\text{G}$ 的

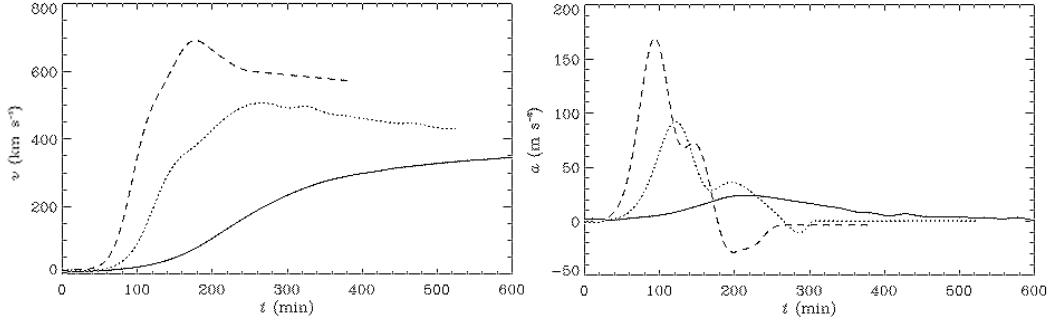


图 3-5: 不同特征磁场强度的背景场中, 系统处于灾变态时磁绳轴线的速度 v 和加速度 a 随时间的演化曲线. 其中, 实线、点线和虚线分别对应 B_0 为2, 6, 10G的情况.

情况, 磁绳加速度的数值和加速时间处于前两个例子之间. 由此可见, 通过调节 B_0 控制背景磁场的强弱, 可以得到磁绳速度不一的灾变态. 更多的计算表明, 随着特征磁场强度 B_0 的增加, 灾变时磁绳的峰值和渐进速度均逐渐增加, 这种过渡是连续的. 或者说, 背景磁场的强弱可能导致速度连续分布的CME. 该结论与上一章中的结论类似, 不同的是此处背景场强弱由特征磁场强度控制, 而那里是由磁通分布控制.

图3-6分别给出 $B_0 = 2\text{G}$ (图(a)(b))和 10G (图(c)(d))时冕流—磁绳系统的初态以及灾变后磁绳喷发的某个中间态的磁力线和速度分布. 其中, 白线表示磁绳边界以及磁绳下方的电流片. 对比图(a)(c)可以看出, 对不同的 B_0 , 系统灾变前背景太阳风的速度分布差别不大. 而当系统发生灾变时, 不仅磁绳的速度差别巨大, 位于磁绳外面的太阳风等离子体受到的加速也明显不同. 对 $B_0 = 10\text{G}$ 的情况, 爆发磁绳的速度较高, 其外部的等离子体受到的冲击也较大, 在赤道面附近, 其最大速度可达 1200km s^{-1} , 这远远超过了 $B_0 = 2\text{G}$ 的情况. 因此, 我们可以定性的认为, 喷发较快的CME受到背景太阳风等离子体较强的压制作用, 并由此导致了快速CME的减速. 顺便指出, 喷发磁绳及其前方的等离子体结构, 近年来常被用于模拟CME驱动激波及相关事件[e.g., Manchester et al., 2004b, 2005].

§ 3.6 小结

本章中, 我们研究了引入太阳风背景后冕流—磁绳系统的灾变现象. 结

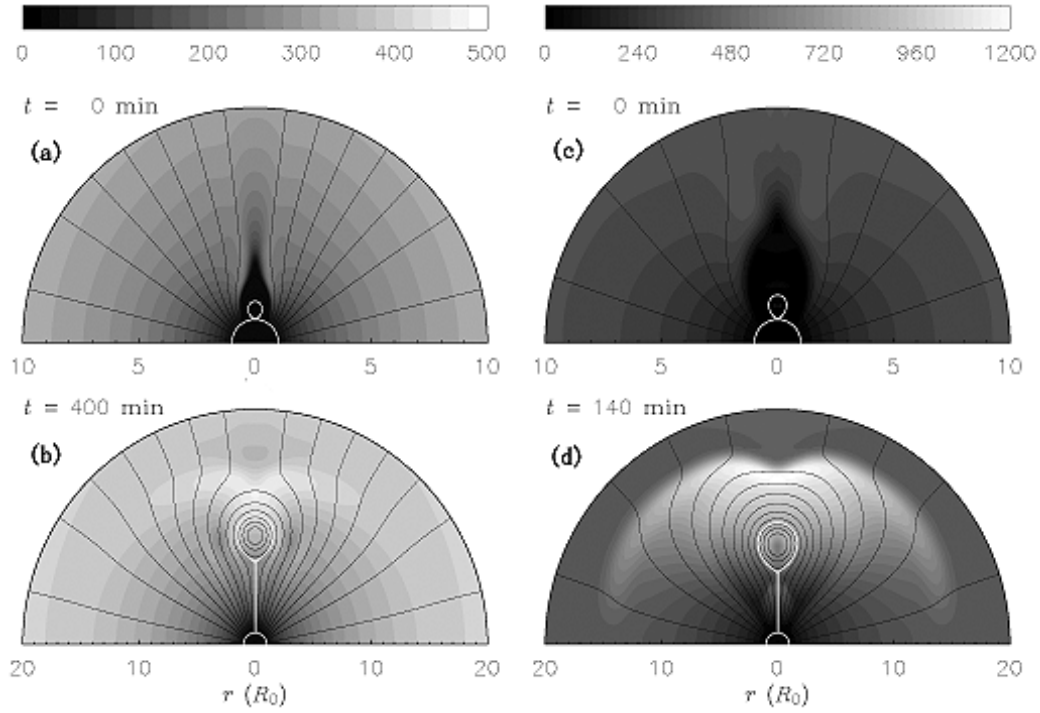


图 3-6: 不同特征磁场强度的背景场中, 冕流—系统的平衡态和灾变后某个时刻的磁力线分布和速度分布情况. (a)和(b)分别是 $B_0 = 2\text{G}$ 时初始时($t = 0$)和 $t = 400\text{min}$ 时的分布. (c)和(d)分别是 $B_0 = 10\text{G}$ 时初始时和 $t = 140\text{min}$ 时的分布. 其中, 白线表示磁绳边界以及磁绳下方的电流片, 色度表示速度分布, 单位是 km s^{-1} .

果表明, 冕流—磁绳系统存在灾变现象: 通过增加磁绳的环向磁通或轴向磁通, 或者减少磁绳质量, 都可以触发灾变. 系统的灾变能阈与磁绳的过剩重力势能有关, 该势能的值越大, 相应的灾变能阈就越高. 如果磁绳内部近似为无力场, 或者说系统的过剩重力势能可以忽略, 则系统的灾变能阈超过Aly-Sturrock能量限约8%. 过剩重力势能的存在使得系统的灾变能阈被抬高, 抬高部分近似为过剩重力势能的大小. 这些结论与磁静平衡态的结果[Hu *et al.*, 2003a; Li and Hu, 2003]相同. 太阳风的存在对系统的灾变能阈几乎没有影响, 但它明显改变了爆发磁绳的运动状态: 一方面, 太阳风剥离了一部分闭合磁力线, 减少了外部背景场对磁绳的压力, 从而有利于磁绳的喷发; 另一方面, 太阳风的存在使得磁绳的喷发速度得以维持, 与磁静平衡态的结果对比, 更接近行星际CME的运动特性. 此外, 当背景场较弱时, 磁绳速度逐渐增加并趋于匀速, 其速度类似于典型的慢CME(渐进式CME); 当背景场较强时,

磁绳速度迅速增加, 然后发生一定的减速, 这与典型的快CME(爆发式CME)相近. 调节背景场由弱变强时, 磁绳的渐进速度是连续过渡的, 这与CME速度的近乎连续分布的观测事实[e.g., *Yurchyshyn et al.*, 2005; *Zhang and Dere*, 2006]相吻合.

考虑了背景太阳风后, 冕拱区部分闭合的磁力线被太阳风“吹”开, 形成冕流. 随着磁绳浮现以及磁绳磁通增加, 磁绳和冕流相互作用使得冕流区发生膨胀, 进而造成冕流最外面的部分闭合磁力线被打开. 在磁绳喷发的过程中, 太阳风不断剥离冕流外层的磁力线, 这促进了磁绳的向上运动. 与磁静平衡态的结果类似, 磁绳下方的电流片是磁绳喷发的阻力之一[*Chen et al.*, 2006b]. 在太阳风和背景场(包括电流片)以及磁绳自身磁场的共同作用下, 形成了磁绳多样的空间动力学特性: 爆发式加速的, 渐进式加速的, 以及处于中间类型的.

需要指出的是, 本章中作为背景的多方太阳风模型较为简单, 没有涉及太阳风高速流. 更接近真实情况的太阳风模型应考虑更加复杂的磁场分布以及合理的加热机制[e.g., *Chen and Hu*, 2001; *Hu et al.*, 2003b]. 此时发生在中高纬区域的CME必将与高速流产生作用, 其结果亦将更复杂. 对于本章讨论的问题, CME发生在赤道附近, 该处太阳风以低速为主, 可认为高速流的影响不大.

第四章 总结和讨论

§ 4.1 总结

CME是大尺度的太阳活动现象,是日地空间灾害天气的源头.近年来,与CME的触发及传播的理论和观测研究成为太阳物理中的重要课题.本文主要以灾变理论为基础,通过研究日冕磁绳的灾变,讨论CME的触发机制、能量来源及空间传播特性.

本文首先介绍了CME的观测特征以及与CME理论模型相关的背景知识,随后对当前CME的理论模型做了简单的回顾,重点放在与我们研究相关的灾变模型上.与CME能量来源相关的研究都面临同一个问题:即如何绕过Aly猜想.对简单磁拱的剪切不能储存超过Aly-Sturrock能量限的磁能,相关研究在不断印证着这一结论.因此,以磁绳结构为代表的复杂磁场位形成成为研究的重点,人们不仅希望通过研究此类系统能解决CME的能量来源问题,还希望通过此类模型能模拟CME的加速和传播,进而解释CME的一些行星际观测特征.在日冕磁绳的相关研究中,结合相关的观测,比如光球运动的“慢”以及CME爆发时的“快”,使得灾变思想成为解释观测现象的良方之一.它可以简单的表述为:通过缓慢的光球运动将物质和能量储存到日冕中;当存储过程达到一定程度时,系统发生灾变,从而导致了CME的爆发.

采用球坐标下的2.5维轴对称数值模型,我们分别研究了光球磁通分布和背景太阳风对日冕磁绳灾变的影响.采用无力场模型,我们在具有不同光球磁通分布的双极背景场下,分析了日冕磁绳系统的平衡和灾变特性.研究表明,以分裂式磁单极子的底部磁通分布为基准,当磁通分布向赤道汇聚,相应远处的背景场较弱,此时磁绳的高度随自身磁通量的增加连续增加,系统不存在灾变现象.当磁绳磁通量增加到某个程度,磁通量的微小增加能导致磁绳高度的巨大变化.当磁通分布向极区靠拢,相应远处的背景场较强,此时

随着磁绳磁通的变化, 磁绳或者附着在光球表面, 或者脱离光球向上喷发, 形成灾变. 此时, 随着远处的背景场的逐渐增强, 系统的灾变能阈和灾变时系统能释放的磁自由能均逐渐增加, 由此形成了爆发磁绳速度由低到高的连续分布. 引入背景太阳风后, 以偶极磁通分布为例, 我们研究了磁绳系统的灾变, 并与无力场和磁静平衡态的相应结果进行比较, 以此讨论太阳风对日冕磁绳灾变的影响. 此时, 冕拱代之以冕流, 系统的背景场是部分开放的. 研究表明, 随着磁绳的浮现以及磁绳磁通的增加或质量的减少, 冕流区外层的闭合磁力线逐渐被打开, 原本被束缚的等离子体沿新开放的磁力线流出成为太阳风的一部分. 当改变磁绳特性时, 系统仍存在无限幅度的灾变现象. 当磁绳磁场近乎无力场时, 系统的灾变能阈超过相应开放场能量约8%; 系统的过剩重力势能能抬高灾变能阈, 抬高部分与过剩重力势能的大小相当. 尽管太阳风的存在基本不改变系统的灾变性质和灾变能阈, 但它明显改变了灾变后喷发磁绳的运动特征. 当背景场较弱时, 喷发磁绳的运动与典型的渐进式CME类似: 初始时逐渐加速, 随后趋于匀速; 当背景场较强时, 喷发磁绳的运动与爆发式CME相仿: 初始时迅速加速, 随后发生一定的减速. 对应于背景场强度的连续变化, 太阳风背景中爆发磁绳的渐进速度也是连续过渡的.

我们的研究结果表明, 含磁绳的复杂磁场位形能够储存超过Aly-Sturrock能量限的磁能, 这使得CME的爆发在能量上是允许的: 存储的磁能除了打开日冕背景磁场, 还有足够的磁自由能加速等离子体. 此外, 无论是表面磁通分布的连续变化, 还是背景场强度的连续变化, 都能导致一系列具有连续速度分布的磁绳喷发. 这说明不同速度的CME产生机制很可能是相同的, 它们只依赖于背景场的状态. 换句话说, 日冕磁绳灾变可以产生速度和加速度都明显不同的一系列CME.

§ 4.2 讨论

本文研究的是具有复杂位形的日冕磁绳系统, 但其底部磁通是相对简单的双极分布. 从大尺度上看, 太阳磁场是双极场占主导地位, 但在CME的源区磁场拓扑常较为复杂, 有时甚至能观测到包含多个拓扑独立的CME的磁场源区[Hori *et al.*, 2005]. 我们知道, 给定日面磁通分布后, 系统对应的开放场能量以及由Virial定理决定的无力场最大能量都可直接算出. 对于更加复杂的背景场, 磁绳系统的灾变特性必然和偶极或双极场的情况有所区别. Forbes *et al.*[1994] 对直角坐标下不同背景场中的“细绳”的灾变做了仔细研

究, 他们认为背景场越复杂, 系统灾变前能储存的磁能也就越多. *Ding and Hu*[2006]和*Peng and Hu*[2005]分别对球坐标下八极背景场和带三个冕拱的多极背景场中的日冕磁绳灾变做了研究, 他们认为系统的灾变能阈不仅与背景场有关, 还与磁绳的环向磁通和轴向磁通等因素有关, 能阈能超过相应部分开放场能量11 ~ 17%. 上述球坐标系下的研究中, 灾变均是无限幅度的. *Zhang et al.*[2005]做了类似的研究, 不同的是背景场改为Antiochos场(偶极场叠加八极场). 他们得到了有趣的结果: 随着磁绳特性的改变, 系统存在两个灾变点, 灾变后原有的磁中性点演化为横向电流片, 由于该电流片的限制, 这两次灾变均是有限幅度的, 但相应的灾变能阈分别超过相应开放场能量15.5%和2.9%. *Chen et al.*[2006b]对此系统中的磁绳做了受力分析, 他们认为在位于磁绳上方由中性点发展的横向电流片和磁绳喷发产生的位于其下方的垂直电流片的共同作用下, 磁绳的运动逐渐被压制, 从而造成了有限幅度的灾变. 所有这些研究表明, 日冕磁绳灾变受制于多种因素, 施加在磁绳身上的所有力的叠加决定了磁绳或者稳定或者爆发.

目前有关日冕磁绳灾变的研究均是在二维模型下进行的, 磁绳是封闭的磁力线结构, 它完全悬浮在日冕中并环绕太阳一周. 实际上, 磁绳的两端是落回光球的, 如图1-5中所示的那样. 这样, 实际需要对磁绳系统做全三维研究, 目前此类研究还处于初始阶段. 磁绳两端落回光球后对系统灾变的影响尚不清楚, 直观上看会使磁绳的喷发变得困难. *Amari*等人的三维磁绳研究中, 没有发现系统存在灾变现象, 但这不能说明三维磁绳系统一定不存在灾变[e.g., *Lin et al.* 1998, 2002]. 此外, 在二维模型中, 我们无法讨论磁绳的扭曲模(kink mode)不稳定性. 而在三维情况下, 当磁绳扭曲到一定程度[Hood, 1990], 或者磁绳半径足够大[*Titov and Demoulin*, 1999], 磁绳都会产生扭曲模不稳定性, 这也可能触发CME. 因此, 对磁绳系统的三维MHD研究, 对进一步理解和认识CME的发生和发展问题, 具有重要的科学意义.

我们的研究限于理想MHD情况, 在特定情况下, 磁绳下方形成垂直电流片. 在某些条件下, 这些电流片附近可能发生磁场重联. 重联在CME的整个过程中扮演什么角色, 目前尚没有定论. 灾变理论认为, 重联在触发CME时并非必须的, 但CME产生后的重联可以有效的解释与CME伴随发生的双带耀斑以及相关的高能粒子加速和软X射线通量变化等现象[e.g., *Priest and Forbes*, 2002; *Lin et al.*, 2003]. 在*Gibson and Low*[1998]的模型中, 他们认为CME在理想情况下被触发, 由此产生了电流片, 随后该电流片发生重联, 导致耀斑发生. 其他的CME模型则把重联作为触发CME的必要条件,

以Amari等人的三维磁绳模拟为代表. 观测上同样存在由磁重联(对消)导致CME 产生的例子[e.g., *Golpalswamy and Kaiser, 2002*]. 此外, 磁重联同样是绕过Aly猜想的一种办法, 它可以有效改变背景场的拓扑结构, 从而使系统释放更多的磁能. 有关重联作用的研究, 需要观测和实验技术的进一步发展.

CME是非常复杂的太阳爆发现象, 不同的事件可能具有完全不同的外在表现. CME的源区不仅结构复杂多样, 其磁场强度也相差悬殊. 在活动区磁场高达数千高斯, 而在非活动区, 冕流附近的磁场只有几高斯. 目前对CME的理论研究工作还处于探索阶段, 尚没有统一的模型来解释. 观测表明, CME可能与磁浮现、磁对消等多种光球活动有关. 因此, CME可能需要多种理论来解释, 日冕磁绳灾变理论只是其中的一种. 对CME的研究有助于我们了解空间天气的变化. 随着观测技术的提高和理论研究的发展, 人们对CME的理解必然会逐渐深入, 从而促进空间天气预报技术的发展.

附录 A 单位球面外无力场及其能量

在日冕磁绳灾变的相关研究中, 磁通分布函数 ψ 常被用来描述二维磁场. 在球坐标 (r, θ, φ) 下, 引入 ψ 后, 磁场的 r 和 θ 分量表示为

$$B_r(r, \theta) = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad B_\theta(r, \theta) = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (\text{A-1})$$

通常情况下光球附近法向磁场是可观测的. 对于二维轴对称问题($\partial/\partial\varphi = 0$), 给定单位球面上法向磁场 $B_r(1, \theta)$, 即可通过简单积分求得表面的磁通分布 $\psi(1, \theta)$. 在理论研究中, 我们更关心的是整个解域内的磁场分布. 那么, 在给定底部边界上磁通分布的情况下, 相应的势场和开放场又如何表达呢? 这里我们给出二维情况下求解相应势场和开放场及其能量的Green函数方法.

§A.1 已知底部磁通分布求势场及其能量

对底部磁通分布相同的无力场而言, 势场是其所能达到的最低能量状态. 对二维势场来说, $B_\varphi = 0$, $\nabla \times \mathbf{B} = 0$, 将方程(A-1)代入, 可得

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\sin \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) = 0. \quad (\text{A-2})$$

上述方程并非Laplace方程. 利用磁矢势的分量 A_φ 与磁通函数的关系 $A_\varphi = \psi/(r \sin \theta)$, 可以验证 $A_\varphi \cos \varphi$ 满足Laplace方程[Lin et al., 1998], 即

$$\begin{aligned} \nabla^2(A_\varphi \cos \varphi) = & \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial(A_\varphi \cos \varphi)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial(A_\varphi \cos \varphi)}{\partial \theta} \right) \\ & + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial^2(A_\varphi \cos \varphi)}{\partial \varphi^2} = 0. \end{aligned} \quad (\text{A-3})$$

求解该方程, 结果如下:

$$A_\varphi(r, \theta) \cos \varphi = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^\pi A_\varphi(1, \theta') \cos \varphi' \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial r'} \Big|_{r'=1} \sin \theta' d\theta', \quad (\text{A-4})$$

式中, $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 为格林函数, 可以通过电像法求得:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{(r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \gamma)^{1/2}} - \frac{1}{(r^2 r'^2 + 1 - 2rr' \cos \gamma)^{1/2}}, \quad (\text{A-5})$$

其中

$$\cos \gamma = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi'). \quad (\text{A-6})$$

可以证明, (A-4)式右边与 $\cos \varphi$ 成正比, 从而 $\cos \varphi$ 可从等式两边消去. 于是, 我们不妨令 $\varphi = 0$, 消去 $\cos \varphi$, 并把 $A_\varphi = \psi/r \sin \theta$ 代入, 得到

$$\psi(r, \theta) = \frac{r(r^2 - 1) \sin \theta}{4\pi} \int_0^\pi \psi(1, \theta') d\theta' \int_0^{2\pi} \frac{\cos \varphi'}{(r^2 + 1 - 2r \cos \gamma)^{3/2}} d\varphi'. \quad (\text{A-7})$$

上式的第二个积分可以化为椭圆函数积分, 可通过级数展开或数值计算求得积分的值.

已知解域内的磁通分布后, 可以通过方程(A-1)求出磁场, 再利用

$$W = \frac{\pi}{\mu_0} \int_0^\pi [B_r^2 - B_\theta^2]_{r=1} \sin \theta d\theta \quad (\text{A-8})$$

获得势场的能量. 也可以采用另外一种方法, 引入磁场矢势: $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, 则有

$$W = \frac{1}{2\mu_0} \iiint_V B^2 dV = \frac{\pi}{\mu_0} \int_0^\pi (B_\theta A_\varphi - B_\varphi A_\theta)_{r=1} \sin \theta d\theta + \frac{1}{2} \iiint_{r \geq 1} \mathbf{j} \cdot \mathbf{A} dV. \quad (\text{A-9})$$

对势场而言, $A_r = A_\theta = 0$, $A_\varphi = \psi/(r \sin \theta)$, 体电流密度 $\mathbf{j} = 0$, 故有

$$W = \frac{\pi}{\mu_0} \int_0^\pi (B_\theta \psi)_{r=1} d\theta, \quad (\text{A-10})$$

同样可以计算出势场的能量. 这两种方法是等效的.

§A.2 已知底部磁通分布求相应开放场及其能量

全开放场是一种特殊的磁场, 它本身为带中性电流片的势场, 所有磁力线一端连接底部, 另一端伸向无穷远. 对于给定底部分布的所有无力磁场位形, 全开放场的能量是最高的, 对应于Aly-Sturrock能量限.

给定一个区域边界的法向磁场 B_n 后, 对应的全开放场 $\mathbf{B}_{\text{open}}$ 可以这样来构造[e.g., Aly, 1984; Sturrock, 1991; Low and Smith, 1993]: 取 $B_n^* = |B_n|$, 使即将进入边界($B_n < 0$)的那一部分磁力线在边界上全部反向, 这相当于在边界上给出了一个单极磁荷分布. 由边界上的法向磁场 B_n^* 可唯一确定一个势场, 这样就得到了一个全开放场 $\mathbf{B}^*$, 然后再把前面反向的那一部分磁力线恢复原来的方向, 同时维持电流片不变, 这样就得到了一个带中性电流片的全开放场,

$$\mathbf{B}_{\text{open}} = \text{sign}(B_n) \mathbf{B}^*, \quad (\text{A-11})$$

且这个全开放场和原来的磁场有相同的边界法向磁场. 从上面的构造全开放场的过程来看, 求解全开放场的关键是先求得单极势场边界上的法向磁场, 然后由边值问题求得整个区域的磁场分布.

既然 $\psi(1, \theta)$ 已知, 即相当于底部边界的法向磁场 $B_r(1, \theta)$ 已知. 同时由方程(A-1)可以看出, 将底部的磁场全部正向($B_r^* = |B_r|$)相当于把底部的磁通函数 $\psi(1, \theta)$ 作如下变换: 维持其随 θ 单调递增的部分不变, 把随 θ 单调递减的部分改为递增, 并保持斜率的绝对值不变; 同时, 还要保证改正后的磁通函数连续. 此举使得磁场变为单极势场, 从底部边界发出的净磁通不为零. 为此, 做如下修正: 设单极势场的磁通函数为 $\psi_c(r, \theta)$, 不妨假定 $\psi_c(r, 0) = 0$, 于是该单

极势场发出的净磁通为

$$\Phi = \iint_{r=1} B_r \sin \theta d\theta d\varphi = \iint_{r=1} \frac{\partial \psi_c}{\partial \theta} d\theta d\varphi = 2\pi \psi_c(1, \pi). \quad (\text{A-12})$$

若将 $\psi_c(r, \theta)$ 修正为 $\psi'_c(r, \theta)$:

$$\psi'_c(r, \theta) = \psi_c(r, \theta) - \psi_c(1, \pi)(1 - \cos \theta)/2, \quad (\text{A-13})$$

可证 $\psi'_c(r, \theta)$ 描述的磁场所发出的净磁通为零, 同时有 $\psi'_c(1, 0) = \psi'_c(1, \pi) = 0$. 修正后的磁通函数 $\psi'_c(r, \theta)$ 满足势场条件, 因而可以利用前面的结论由边值

$$\psi'_c(1, \theta) = \psi_c(1, \theta) - \psi_c(1, \pi)(1 - \cos \theta)/2 \quad (\text{A-14})$$

计算全空间的 $\psi'_c(r, \theta)$, 从而最终求得单极势场的磁通函数:

$$\psi_c(r, \theta) = \psi'_c(r, \theta) + \psi_c(1, \pi)(1 - \cos \theta)/2. \quad (\text{A-15})$$

在解域底部, 单极势场 $\psi_c(r, \theta)$ 的法向分量等于对应带中性电流片全开放场的径向磁场的绝对值, 而切向分量则与修正后的磁场 $\psi'_c(r, \theta)$ 的切向分量相同. 求得这两个分量后, 可通过方程(A-8) 计算单极势场的能量. 该能量就是对应带中性电流片全开放场的能量 W_{open} .

§A.3 Virial定理约束的能量上限

Aly-Sturrock能量限只对具有简单磁场拓扑的无力场成立, 当系统内存在悬浮磁力线时, 系统能量可能超过这一限制. 尽管如此, Virial定理对无力场的能量上限提供了另外一种约束[e.g., Chandrasekhar, 1961; Flyer et al., 2004]. 无力场的Virial定理如下:

$$\frac{1}{2\mu_0} \iiint_{r=1} B^2 dV = \frac{1}{2\mu_0} \oint_{r=1} (B_r^2 - B_\theta^2 - B_\varphi^2) dS. \quad (\text{A-16})$$

由上式, 立即求得无力场能量的上限为

$$W_{\max} = \frac{\pi}{\mu_0} \int_0^\pi B_r^2|_{r=1} \sin \theta d\theta. \quad (\text{A-17})$$

对无力场, 无论是否存在磁通量绳, 系统的能量 W_{ff} 均满足

$$W_{\text{pot}} \leq W_{\text{ff}} \leq W_{\max}, \quad (\text{A-18})$$

其中 W_{pot} 为与无力场具有相同底部磁通分布的势场能量, $W_{\max}$ 为与无力场具有相同底部法向磁场分布的纯径向磁场能量.

附录 B 一种特殊的磁通分布函数

对太阳磁场的观测表明: 光球表面的磁场分布是不断变化的, 这要求我们在理论研究中要考虑不同的底部磁通分布. 为简便起见, 我们考察一种简单的分布函数(归一化后):

$$\psi(1, \theta) = 1 - |\cos \theta|^\alpha, 0 \leq \theta \leq \pi. \quad (\text{B-1})$$

下面我们研究参数 α 的变化范围.

将(B-1)代入(A-1)求得:

$$B_r(1, \theta) = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \psi(1, \theta)}{\partial \theta} = \begin{cases} \alpha |\cos \theta|^{\alpha-1}, & 0 \leq \theta \leq \pi/2, \\ -\alpha |\cos \theta|^{\alpha-1}, & \pi/2 < \theta \leq \pi, \end{cases} \quad (\text{B-2})$$

再由(A-17)式求得无力场能量的上限为

$$W_{\max} = \frac{\pi}{\mu_0} \int_0^\pi B_r^2(1, \theta) \sin \theta d\theta = \frac{\pi \alpha^2}{\mu_0} \int_0^\pi \cos^2 \theta^{\alpha-1} \sin \theta d\theta$$

做变量代换 $\cos \theta \rightarrow x$, 可得

$$W_{\max} = \frac{2\pi \alpha^2}{\mu_0} \int_0^1 x^{2(\alpha-1)} dx,$$

其中 $x = 0$ 可能为奇点. 考虑该广义积分, 有

$$W_{\max} = \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{2\pi \alpha^2}{\mu_0} \int_\delta^1 x^{2(\alpha-1)} dx, \quad (\text{B-3})$$

进而有

$$W_{\max} = \frac{2\pi\alpha^2}{\mu_0} \cdot \frac{1}{2\alpha-1} x^{2\alpha-1} \Big|_{\delta}^1 = \frac{2\pi\alpha^2}{\mu_0(2\alpha-1)} (1 - \lim_{\delta \rightarrow 0} \delta^{2\alpha-1}) \quad (\text{B-4})$$

当 $\alpha > 1/2$ 时,

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \delta^{2\alpha-1} = 0,$$

即该广义积分收敛,

$$W_{\max} = \frac{2\pi\alpha^2}{\mu_0(2\alpha-1)}. \quad (\text{B-5})$$

以上能量的单位是 W_0 . 若按 $4\pi W_0$ 归一化, 上式化为

$$W_{\max} = \frac{\alpha^2}{2(2\alpha-1)}. \quad (\text{B-6})$$

当 $\alpha \leq 1/2$ 时, 该广义积分是发散的.

参考文献

Aly, J. J., On some properties of force-free magnetic fields in infinite regions of space, *Astrophys. J.*, 283, 349-362, 1984.

Aly, J. J., How much energy can be stored in a 3-dimensional force-free magnetic-field, *Astrophys. J.*, 375, L61-L64, 1991.

Amari, T., and J. F. Luciani, Confined disruption of a three-dimensional twisted magnetic flux tube, *Astrophys. J.*, 515, L81-L84, 1999.

Amari, T., J. F. Luciani, J. J. Aly, and M. Tagger, Plasmoid formation in a single sheared arcade and application to coronal mass ejections, *Astron. Astrophys.*, 306, 913-923, 1996a.

Amari, T., J. F. Luciani, J. J. Aly, and M. Tagger, Very fast opening of a three-dimensional twisted magnetic flux tube, *Astrophys. J.*, 466, L39-L42, 1996b.

Amari, T., J. F. Luciani, Z. Mikić, and J. A. Linker, A twisted flux rope model for coronal mass ejections and two-ribbon flares, *Astrophys. J.*, 529, L49-L52, 2000.

Amari, T., J. F. Luciani, J. J. Aly, Z. Mikić, and J. A. Linker, Coronal mass ejection: Initiation, magnetic helicity, and flux ropes, I. boundary motion driven evolution, *Astrophys. J.*, 585, 1,073-1,086, 2003a.

Amari, T., J. F. Luciani, J. J. Aly, Z. Mikić, and J. A. Linker, Coronal mass ejection: Initiation, magnetic helicity, and flux ropes, II. turbulent diffusion-driven evolution, *Astrophys. J.*, 595, 1,231-1,250, 2003b.

Andrews, M. D., A. H. Wang, and S. T. Wu, Observations and modeling of an explosive coronal mass ejection as observed by LASCO, *Solar Phys.*, 187, 427-448, 1999.

Andrews, M. D., and R. A. Howard, A two-type classification of LASCO coronal mass ejection, *Space Sci. Rev.*, 95, 147-163, 2001.

Antiochos, S. K., C. R. DeVore, and A. Klimchuk, A model for solar coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, 510, 485-493, 1999.

Anwar, B., L. Acton, H. Hudson, M. Makita, A. McClymont, and S. Tsuneta, Rapid sunspot motion during a major solar-flare, *Solar Phys.*, 147, 287-303, 1993.

Canfield, R. C., and A. A. Pevtrov, Helicity of solar active-region magnetic fields, IN: *Synoptic Solar Physics, 140*, edited by K. S. Balasubramaniam, J. Harvey, and D. Rabin, 131-148, 1998.

Chandrasekhar, S., *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, (Clarendon, Oxford), 384, 1961.

Chen, J., Physics of coronal mass ejections: A new paradigm of solar eruptions, *Space Sci. Rev.*, 95, 165-190, 2001.

Chen, J., and J. Krall, Acceleration of coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, 108(A11),1410, doi:10.1029/2003JA009849, 2003.

Chen, J., R. A. Howard, G. E. Brueckner, R. Santoro, J. Krall, S. E. Paswaters, O. C. St. Cyr, R. Schwenn, P. Lamy, and G. M. Simnett, Evidence of an erupting magnetic flux rope: LASCO coronal mass ejection of 1997 April 13, *Astrophys. J.*, 490, L191-L194, 1997.

Chen, P. F., and K. Shibata, An emerging flux trigger mechanism for coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, 545, 524-531, 2000.

Chen, P. F., C. Fang, and Y. Q. Hu, Pseudo-reconnection in MHD numerical simulation, *Chin. Sci. Bull.*, 45, 798-801, 2000.

Chen, P. F., C. Fang, K. Shibata, and Y. H. Tang, Coronal mass ejections and emerging flux, *Adv. Space Res.*, 30, 535-543, 2002.

Chen, Y., and Y. Q. Hu, A two-dimensional Alfvén-wave-driven solar wind model, *Solar Phys.*, 199, 371-384, 2001.

Chen, Y., X. H. Chen, and Y. Q. Hu, Catastrophe of coronal flux rope in unsheared and sheared bipolar magnetic fields, *Astrophys. J.*, 644, 587-591, 2006a.

Chen, Y., G. Q. Li, and Y. Q. Hu, Force balance analysis of a coronal magnetic flux rope in equilibrium or eruption, *Astrophys. J.*, 649, 1,093-1,099, 2006b.

Chen, Y., Y. Q. Hu, and S. J. Sun, Catastrophic eruption of magnetic flux

rope in the corona and solar wind with and without magnetic reconnection, *Astrophys. J.*, in press, 2007.

Choe, G. S., and L. Lee, Formation of solar prominences by photospheric shearing motions, *Solar Phys.*, 138, 291-329, 1992.

Ciaravella, A., J. C. Raymond, B. J. Thompson, A. van Ballegooijen, L. Strachan, J. Li, L. Gardner, R. O'Neal, E. Antonucci, J. Kohl, and G. Noci, Solar and heliospheric observatory observations of a helical coronal mass ejection, *Astrophys. J.*, 529, 575-591, 2000.

Dere, K. P., G. E. Brueckner, R. A. Howard, S. J. Michels, and J. P. Delaboudiniere, LASCO and EIT observations of helical structure in coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, 516, 465-474, 1999.

Ding, J. Y., and Y. Q. Hu, Coronal flux rope catastrophe in octapole magnetic fields, *Solar Phys.*, 233, 45-55, 2006.

Dryer, M., Coronal transient phenomena, *Space Sci. Rev.*, 33(1-2), 233-275, 1982.

Feynman, J., and S. Martin, The initiation of coronal mass ejections by newly emerging magnetic flux, *J. Geophys. Res.*, 100, 3,355-3,367, 1995.

Flyer, N., B. Fornberg, S. Thomas, and B. C. Low, Magnetic field confinement in the solar corona, I: force-free magnetic fields, *Astrophys. J.*, 606, 1,210-1,222, 2004.

Forbes, T. G., A review on the genesis of coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, 105, 23,153-23,165, 2000.

Forbes, T. G., and P. A. Isenberg, A Catastrophe mechanism for coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, 373, 294-307, 1991.

Forbes, T. G., and E. R. Priest, Photospheric magnetic field evolution and eruptive flares, *Astrophys. J.*, 446, 377-389, 1995.

Forbes, T. G., E. R. Priest, and P. A. Isenberg, On the maximum energy-release in flux-rope models of eruptive flares, *Solar Phys.*, 150, 245-266, 1994.

Furth, H. P., J. Killeen, and M. N. Rosenbluth, Finite-resistivity instabilities of a sheet pinch, *Phys. Fluids*, 6, 459-484, 1963.

Gaizauskas, V.; J. B. Zirker, C. Sweetland, and A. Kovacs, Formation of a solar filament channel, *Astrophys. J.*, 479, 448-457, 1997.

Galeev, A. A., and L. M. Zelenyi, Metastable states of diffuse neutral sheet

and the substorm explosive phase, *JETP Letters*, *22*, 170-172, 1975.

Gibson, S. E., and B. C. Low, A time-dependent three-dimensional magnetohydrodynamic model of the coronal mass ejection, *Astrophys. J.*, *493*, 460-473, 1998.

Gibson, S. E., and B. C. Low, Three-dimensional and twisted: an MHD interpretation of on-disk observational characteristics of coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, *105(A8)*, 18,187-18,202, 2000.

Gilbert, H., T. Holzer, J. Burkepile, and A. hundhausen, Active and eruptive prominences and their relationship to coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, *537*, 503-515, 2000.

Gopalswamy, N., Coronal mass ejections: Initiation and detection, *Adv. Space Res.*, *31*, 869-881.

Gopalswamy, N., and Y. Hanaoka, Coronal dimming associated with a giant prominence eruption, *Astrophys. J.*, *498*, L179-L182, 1998.

Gopalswamy, N., and M. L. Kaiser, Solar eruptions and long wavelength radio bursts: The 1997 May 12 event, *Adv. Space Res.*, *29*, 307-312, 2002.

Gopalswamy, N., M. Shimojo, W. Lu, S. Yashiro, K. Shibasaki, and R. Howard, prominence eruptions and coronal mass ejection: A statistical study using microwave observations, *Astrophys. J.*, *586*, 562-578, 2003.

Gopalswamy, N., Z. Mikić, D. maia, D. Alexander, H. Cremadess, P. Kaufmann, D. Tripathi, and Y. M. Wang, The pre-CME Sun, *Space Sci. Rev.*, *123*, 303-339, 2006.

Gosling, J. T., Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space, IN: *Physics of magnetic flux ropes, Geophys. Monogr. Ser.*, *58*, edited by C. T. Russell, E. R. Priest, and L. C. Lee, AGU, 343-364., 1990.

Gosling, J. T., The solar-flare myth, *J. Geophys. Res.*, *98*, 18,937-18,949, 1993.

Gosling, J. T., E. Hildner, R. M. MacQueen, R. H. Munro, A. I. Poland, and C. L. Ross, The speeds of coronal mass ejection events, *Solar Phys.*, *48*, 389-397, 1976.

Guo, W. P., and S. T. Wu, A magnetohydrodynamic description of coronal helmet streamers containing a cavity, *Astrophys. J.*, *494*, 419-429, 1998.

Guo, W. P., S. T. Wu, and E. Tandberg-Hassen, Disruption of helmet

streamers by current emergence, *Astrophys. J.*, *469*, 944-953, 1996.

Harrison, R. A., Solar coronal mass ejections and flares, *Astron. Astrophys.*, *162(1-2)*, 283-291, 1986.

Harrison, R. A., Coronal magnetic storms: A new perspective on flares and the “solar flare myth” debate, *Solar Phys.*, *166*, 441-444, 1996.

Heyvaerts, J., and E. R. Priest, Thermal evolution of current sheets and the flash phase of solar flares, *Solar Phys.*, *47*, 223-231, 1976.

Hood, A. W., Structure and stability of the solar corona, *Compute. Phys. Reports*, *12*, 177-203, 1990.

Hori, K., and J. Culhane, Trajectories of microwave prominence eruptions, *Astron. Astrophys.*, *382*, 666-677, 2002.

Hori, K., K. Ichimoto, T. Sakurai, I. Sano, and Y. Nishino, Flare-associated coronal disturbances observed with the Norikura green-line imaging system. I. A coronal mass ejection onset, *Astrophys. J.*, *618*, 1,001-1,011, 2005.

Hu, Y. Q., A multistep implicit scheme for time-dependent two-dimensional magnetohydrodynamic flows, *J. Comput. Phys.*, *84*, 441-460, 1989.

Hu, Y. Q., Catastrophe of coronal magnetic flux ropes in partially open magnetic fields, *Solar Phys.*, *200*, 115-126, 2001.

Hu, Y. Q., Energy buildup of multipolar magnetic fields by photospheric shear motion, *Astrophys. J.*, *607*, 1,032-1,038, 2004.

Hu, Y. Q., The catastrophe of coronal magnetic flux ropes in CMEs, IN: *Coronal and stellar mass ejections*, (International Astronomical Union) edited by K. P. Dere, J. X. Wang, and Y. Y. Yan, *226*, 263-272, 2005.

Hu, Y. Q., and W. Liu, A 2.5-dimensional ideal magnetohydrodynamic model for coronal magnetic flux ropes, *Astrophys. J.*, *540*, 1,119-1,125, 2000.

Hu, Y. Q., and Y. W. Jiang, Catastrophe of coronal magnetic flux ropes caused by photospheric motions, *Solar Phys.*, *203*, 309-319, 2001.

Hu, Y. Q., and Z. Wang, Energy buildup of partly open bipolar field by photospheric shear motion, *Astrophys. J.*, *623*, 551-555, 2005.

Hu, Y. Q., L. D. Xia, X. Li, J. X. Wang, and G. X. Ai, Evolution of magnetic helicity in magnetic reconnection, *Solar Phys.*, *170*, 283-298, 1997.

Hu, Y. Q., G. Q. Li, and X. Y. Xing, Equilibrium and catastrophe of coronal flux ropes in axisymmetrical magnetic field, *J. Geophys. Res.*, *108*(A2), 1072, doi:10.1029/2002JA009419, 2003a.

Hu, Y. Q., S. R. Habbal, Y. Chen, and X. Li, Are coronal holes the only source of fast solar wind at solar minimum? *J. Geophys. Res.*, *108*(A10), 1,377, doi:10.1029/2002JA009776, 2003b.

Hudson, H. S., L. W. Acton, K. L. Harvey, and D. E. McKenzie, A stable filament cavity with a hot core, *Astrophys. J.*, *513*, L83-L86, 1999.

Hundhausen, A. J., The origin and propagation of coronal mass ejections, IN: *Solar Wind Six*, edited by V. Pizzo, D. G. Sime, and T. E. Holzer, NCAR, Boulder, Colo, 181-214, 1988.

Hundhausen, A. J., Sizes and locations of coronal mass ejections - SMM observations from 1980 and 1984-1989, *J. Geophys. Res.*, *98*, 13,177-13,200, 1993.

Hundhausen, A. J., Coronal mass ejections, In *The many faces of the sun : a summary of the results from NASA's Solar Maximum Mission*, edited by K. T. Strong, J. L. R. Saba, B. M. Haisch, and J. T. Schmelz, New York, Springer, 143-200, 1999.

Hundhausen, A. J., J. T. Burkepile, and O. C. St. Cyr, Speeds of coronal mass ejections: SMM observations from 1980 and 1984-1989, *J. Geophys. Res.*, *99*, (A4), 6,543-6,552, 1994.

Illing, R. M. E., and A. J. Hundhausen, Observation of a coronal transient from 1.2 to 6 solar radii, *J. Geophys. Res.*, *90*, (9), 275-282, 1985.

Illing, R. M. E., and A. J. Hundhausen, Disruption of a coronal streamer by an eruptive prominence and coronal mass ejection, *J. Geophys. Res.*, *91*, 10,951-10,960, 1986.

Isenberg, P. A., T. G. Forbes, and P. Démoulin, Catastrophic evolution of a force-free flux rope: A model for eruptive flares, *Astrophys. J.*, *417*, 368-386, 1993.

Kivelson, M. G., and C. T. Russell, IN: *Introduction to Space Physics*, Cambridge Univ. Press, 2001.

Klimchuk, J. A., and P. A. Sturrock, Force-free magnetic fields: Is there a "lose of equilibrium", *Astrophys. J.*, *345*, 1,031-1,041, 1989.

Kusano, K., T. Maeshiro, T. Yokoyama, and T. Sakurai, measurement of magnetic helicity injection and free energy loading into the solar corona, *Astrophys. J.*, 577, 501-512, 2002.

Leroy, J. L., Observation of prominence magnetic fields, IN: *Dynamics and structure of quiescent solar prominences*, Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 77-113, 1989.

Li, G. Q., and Y. Q. Hu, Magnetic energy of force-free fields with detached field lines, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 3, 555-562, 2003.

Liggett, M. and H. Zirin, Rotation in prominences, *Solar Phys.*, 91, 259-267, 1984.

Lin, J., and T. G. Forbes, Effects of reconnection on the coronal mass ejection process, *J. Geophys. Res.*, 105, 2,375-2,392, 2000.

Lin, J., and A. Van Ballegooijen, Catastrophic and noncatastrophic mechanisms for coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, 576, 485-492, 2002.

Lin, J., T. G. Forbes, P.A. Isenberg, and P. Démoulin, The effect of curvature on flux-rope models of coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, 504, 1,006-1,019, 1998.

Lin, J., T. G. Forbes, and P. A. Isenberg, Prominece eruptions and coronal mass ejections triggered by newly emerging flux, *J. Geophys. Res.*, 106, 25,053-25,073, 2001.

Lin, J., A. Van Ballegooijen, and T. G. Forbes, Evolution of a semicircular flux rope with two ends anchored in the photosphere, *J. Geophys. Res.*, 107, 1,438, doi:10.1029/2002JA009486, 2002.

Lin, J., W. Soon, and S. Baliunas, Theories of solar eruptions: a review, *New Astron. Rev.*, 47, 53-84, 2003.

Liu, J., and H. Zhang, Relationship between magnetic field evolution and major flare event on July 14, 2000, *Astron. Astrophys.*, 372, 1,019-1,029, 2001.

Liu, Y., Y. Jiang, H. Ji, H. Zhang, and H. Wang, Observational evidence of a magnetic flux rope eruption associated with the X3 flare on 2002 July 15, *Astrophys. J.*, 593, L137-L140, 2003.

Low, B. C., On the large-scale magnetostatic coronal structures and their stability, *Astrophys. J.*, 286, 772-786, 1984.

Low, B. C., Magnetohydrodynamic processes in the solar corona-flares, coronal mass ejections, and magnetic helicity, *Phys. Plasmas*, *1*, 1,684-1,690, 1994.

Low, B. C., Coronal mass ejections, magnetic flux ropes, and solar magnetism, *J. Geophys. Res.*, *106*(A11), 25,141-25,163, 2001.

Low, B. C., and D. F. Smith, The free energies of partially open coronal magnetic fields, *Astrophys. J.*, *410*, 412-425, 1993.

Low, B. C., and M. Zhang, The hydromagnetic origin of the two dynamical types of solar coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, *564*, L53-L56, 2002.

Low, B. C., and J. R. Hundhausen, Magnetostatic structures of the solar corona II: The magnetic topology of quiescent prominences, *Astrophys. J.*, *443*, 818-836, 1995.

MacQueen, R. M., and R. R. Fisher, The kinematics of solar inner coronal transients, *Solar Phys.*, *89*, 89-102, 1983.

Magara, T., and D. W. Longcope, Sigmoid structure of an emerging flux tube, *Astrophys. J.*, *559*, L55-L59, 2001.

Manchester, W. B., T. I. Gombosi, I. Roussev, D. L. De Zeeuw, I. V. Sokolov, K. G. Powell, and Gábor Tóth, Three-dimensional MHD simulation of a flux rope driven CME, *J. Geophys. Res.*, *109*, A01102, doi:10.1029/2002JA009672, 2004a.

Manchester, W. B., T. I. Gombosi, I. Roussev, A. Ridley, D. L. De Zeeuw, I. V. Sokolov, and K. G. Powell, Modeling a space weather event from the Sun to the Earth: CME generation and interplanetary propagation, *J. Geophys. Res.*, *109*, A02107, doi:10.1029/2003JA010150, 2004b.

Manchester, W. B., T. I. Gombosi, D. L. De Zeeuw, I. V. Sokolov, I. I. Roussev, K. G. Powell, J. Kotá, G. Tóth, and T. H. Zurbuchen, Coronal mass ejection shock and sheath structures relevant to particle acceleration, *Astrophys. J.*, *622*, 1,225 - 1,239, 2005.

Martens, P. C., and C. Zwaan, Origin and evolution of filament-prominence systems, *Astrophys. J.*, *558*, 872-887, 2001.

Mikić, A., and J. A. Linker, Disruption of coronal magnetic field arcades, *Astrophys. J.*, *430*, 898-912, 1994.

Moon, Y. J., G. S. Choe, H. M. Wang, Y. D. Park, N. Gopalswamy,

G. Yang, and S. Yashiro, A statistical study of two classes of coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, 581, 694-702, 2002.

Moore, R. L.; A. C. Sterling, H. S. Hudson, and J. R. Lemen, Onset of the magnetic explosion in solar flares and coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, 552, 833-848, 2001.

Nindos, A., and H. Zhang, Photospheric motions and coronal mass ejection productivity, *Astrophys. J.*, 573, L133-L136, 2002.

Peng, Z., and Y. Q. Hu, Catastrophe of coronal magnetic rope in partly open multipolar magnetic field, *Chin. Astron. Astrophys.*, 29, 396-403, 2005.

Plunkett, S. P., A. Vourlidas, S. Šimberová, S., M. Karlický, P. Kotré, P. Heinzel, Y. A. Kupryakov, W. P. Guo, and S. T. Wu, Simultaneous SOHO and ground-based observations of a large eruptive prominence and coronal mass ejection, *Solar Phys.*, 194, 371-391, 2000.

Poston, T., and I. Stewart, *Catastrophe Theory and Its Applications*, Pitman publishing, London, 1978.

Priest, E. R., Solar magneto-hydrodynamics, *Geophys. and Astrophys. Monogr.*, (Dordrecht, Holland; Boston: D. Reidel Pub. Co.; Hingham), 108, 1982.

Priest, E. R., and T. G. Forbes, The evolution of coronal magnetic fields, *Solar Phys.*, 130, 399-402, 1990.

Priest, E. R., and T. G. Forbes, The magnetic nature of solar flares, *Astron. Astrophys. Rev.*, 10, 313-377, 2002.

Saito, K., and E. Tandberg-Hanssen, The arch systems, cavities, and prominences in the helmet streamer observed at the solar eclipse, November 12, 1966, *Solar Phys.*, 31, 105-121, 1973.

Saunders, P., *An Introduction to Catastrophe Theory*, Cambridge Univ. Press, New York, 1980.

Sheeley, N. R., J. H. Walters, Y. M. Wang, and R. A. Howard, Continuous tracking of coronal outflows: Two kinds of coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, 104(A11), 24,739-24,764, 1999.

St. Cyr, O. C., and D. F. Webb, Activity associated with coronal mass ejections at solar minimum-SMM observations from 1984-1986, *Solar Phys.*, 136, 379-394, 1991.

St. Cyr, O. C., J. T. Burkepile, A. J. Hundhausen, and A. R. Lecinski, A comparison of ground-based and spacecraft observations of coronal mass ejections from 1980-1989, *J. Geophys. Res.*, *104*, (A6), 12,493-12,506, 1999.

St. Cyr, O. C., R. A. Howard, N. R. Sheeley, S. P. Plunkett, D. J. Michels, S. E. Paswaters, M. J. Koomen, G. M. Simnett, B. J. Thompson, J. B. Gurman, R. Schwenn, D. F. Webb, E. Hildner, and P. L. Lamy, Properties of coronal mass ejections: SOHO LASCO observations from January 1996 to June 1998, *J. Geophys. Res.*, *105*, A(8), 18,169-18,186, 2000.

Sturrock, P. A., Explosive and nonexplosive onsets of instability, *Phys. Rev. Letters*, *16*, 270-273, 1966.

Sturrock, P. A., Maximum energy of semi-infinite magnetic-field configurations, *Astrophys. J.*, *380*, 655-659, 1991.

Sun, S. J., and Y. Q. Hu, Coronal flux rope catastrophe in the presence of solar wind, *J. Geophys. Res.*, *110*(A5), doi:10.1029/2004JA010905, 2005.

Sun, S. J., Y. Q. Hu, and Y. Chen, Influence of photospheric magnetic flux distribution on coronal flux rope catastrophe, *Astrophys. J.*, *654*, L167-L170, 2007.

Tandberg-Hanssen, E., The Nature of Solar Prominences, In: *nature of solar prominences*, Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 267-282, 1995.

Titov, V., and P. Démoulin, Basic topology of twisted magnetic configurations on solar flares, *Astrophys. J.*, *351*, 707-720, 1999.

Van Ballegooijen, A. A.; E. R. Priest, and D. H. Mackay, Mean field model for the formation of filament channels on the Sun, *Astrophys. J.*, *539*, 983-994, 2000.

Van Tend, W., and M. Kuperus, The development of coronal electric current systems in active regions and their relation to filaments and flares, *Solar Phys.*, *59*, 115-127, 1978.

Vršnak B., D. Sudar, and D. Ruđadjak, The CME-flare relationship: Are there really two types of CMEs? *Astron. Astrophys.*, *435*, 1,149 - 1,157, Doi: 10.1051/0004-6361:20042166, 2005.

Wang, Z., and Y. Q. Hu, Coronal flux rope equilibria in closed magnetic fields, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, *3*, 241-246, 2003.

Wang, Y. M., J. Lean, and N. R. Sheeley, The long-term variation of the

Sun's open magnetic flux, *Geophys. Res. Letters*, *27*, 505-508, 2000.

Webb, D. F., T. G. Forbes, H. Aurass, J. Chen, P. Martens, B. Rompolt, V. Rusin, and S. F. Martin, Material ejection, *Solar Phys.*, *153*, 73-89, 1994.

Wolfson, R., Energy requirements for opening the solar corona, *Astrophys. J.*, *419*, 382-387, 1993.

Wolfson, R., Role of magnetic flux distribution on coronal energy storage, *Astrophys. J.*, *593*, 1,208-1,216, 2003.

Wood, B. E., M. Karovska, J. Chen, G. E. Brueckner, J. W. Cook, and R. A. Howard, Comparison of two coronal mass ejections observed by EIT and LASCO with a model of an erupting magnetic flux rope, *Astrophys. J.*, *512*, 484-495, 1999.

Wu, S. T., W. P. Guo, and J. F. Wang, Dynamical evolution of a coronal streamer-bubble system: I. A self-consistent planar magnetohydrodynamic simulation, *Solar Phys.*, *157*, 325-248, 1995.

Wu, S. T., and W. P. Guo, Numerical MHD modeling of the solar driver for the destabilization of a coronal helmet streamer, *Adv. Space Res.*, *20*, 12, 2,313-2,318, 1997a.

Wu, S. T., and W. P. Guo, A self-consistent numerical magnetohydrodynamic(MHD) model of helmet streamer and flux-rope interactions: Initiation and propagation of coronal mass ejections(CMEs), *Geophys. Monogr. Ser.*, *vol. 99*, edited by N. Crooker, J. Joselyn, and J. Feynman, pp.83-89, AGU, Washington, D. C.,1997b.

Wu, S. T., W. P. Guo, and M. Dryer, Dynamic evolution of a coronal streamer-flux rope system II: a self-consistent non-planar magnetohydrodynamic simulation, *Solar Phys.*, *170*, 265-282, 1997a.

Wu, S. T., W. P. Guo, M. D. Andrews, G. E. Brueckner, R. A. Howard, M. J. Koomen, C. M. Korendyke, D. J. Michels, J. D. Moses, D. G. Socker, and K. P. Dere, P. L. Lamy, A. Liebaria, and M. V. Bout, R. Schwenn, G. M. Simnett, D. K. Bedford, and C. J. Eyles, MHD interpretation of LASCO observations of a coronal mass ejection as a disconnected magnetic structure, *Solar Phys.*, *175*, 719-735, 1997b.

Wu, S. T., W. P. Guo, D. J. Michels, and L. F. Burlaga, MHD description of the dynamical relationships between a flux rope, streamer, coronal mass

ejection, and magnetic cloud: An analysis of the January 1997 Sun-Earth connection event, *J. Geophys. Res.*, *104*(A7), 14,789-14,801, 1999.

Yan, Y. H., Y. Y. Deng, M. Karlicky, Q. Fu, S. J. Wang, and Y. Y. Liu, The magnetic rope structure and associated energetic processes in the 2000 July 14 solar flare, *Astrophys. J.*, *551*, L115-L119, 2001.

Yurchyshyn, V., S. Yashiro, V. Abramenko, H. Wang, H., and N. Gopalswamy, Statistical distributions of speeds of coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, *619*, 599-603, 2005.

Zhang, J., and K. P. Dere, A statistical study of main and residual accelerations of coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, *649*, 1,100-1,109, 2006.

Zhang, J., J. Wang, Y. Deng, and D. Wu, Magnetic flux cancellation associated with the major solar event on 2000 July 14, *Astrophys. J.*, *548*, L99-L102, 2001.

Zhang, J., K. P. Dere, R. A. Howard, and A. Vourlidas, A study of the kinematic evolution of coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, *604*, 420-432, 2004.

Zhang, M., and L. Golub, The dynamical morphologies of flares associated with the two types of solar coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, *595*, 1,251 - 1,258, 2003.

Zhang, Y. Z., Y. Q. Hu, and J. X. Wang, Double catastrophe of coronal flux rope in quadrupolar magnetic field, *Astrophys. J.*, *626*, 1,096-1,101, 2005.

Zhang, Y. Z., J. X. Wang, and Y. Q. Hu, Two-current-sheet reconnection model of interdependent flare and coronal mass ejection, *Astrophys. J.*, *641*, 572-576, 2006.

Zhou, G. P., J. X. Wang, and Z. L. Cao, Correlation between halo coronal mass ejections and solar surface activity, *Astron. Astrophys.*, *397*, 1,057-1,067, 2003.

致 谢

光阴似箭！从入学至今，我度过了人生最宝贵的一段时间。九年的学业生涯中，在师长的鞭策督促下，在学友关心帮助下，我终于完成了学业。在大学生活的最后数月，作为对多年学习工作的总结，我完成了这篇博士学位论文。借此机会，我想表达对所有曾经和正在关心、爱护我的人的一份谢意。

首先我要感谢我的导师胡友秋教授，这篇论文也凝聚着胡老师的心血。胡老师严谨求实的治学态度令我辈钦佩，其敏锐的学术思想以及深厚的科研功底让我受益匪浅。同时也感谢另一位导师陈耀教授，在我完成论文的过程中得到他无私的帮助，其活跃新颖的思维能力和孜孜不倦的职业精神堪称我辈楷模。从两位教授身上学到的一切让我终身受益。

其次我要感谢其他老师和同学，感谢我们专业的王水老师、金曙平老师、李中元老师、窦贤康老师、郑惠南老师、李毅老师、陈出新老师、陆全明老师、夏利东老师、王传兵老师、汪毓明老师，这些老师都曾给予我学习上的帮助，其中多位老师的课堂是我收获知识的源泉。同时也感谢我们专业的同学，感谢贾先哲、李国强、郭孝城、崔海龙、杨红昂、郭俊、王珍、薛向辉、熊明、肖永登、丁交阳、彭忠、杨亚芬、汤朝灵等，与这些同学的交流帮助我逐渐进步。当然还要感谢一起走过大学时代的同学们，这些学友的存在使原本枯燥的大学生活变得丰富多彩。

最后我要感谢我的父母和妻子。多年来，他们给予我太多的关爱，我能顺利完成学业与他们的关心是分不开的。感谢他们为我付出的一切！

再次对所有的师长亲友表示诚挚的感谢！

攻读学位期间的论文发表情况

论文发表情况

- Sun, S. J., and Hu, Y. Q., Coronal flux rope catastrophe in the presence of solar wind, *J. Geophys. Res-Space Phys.*, 110, A05102, doi:10.10292004JA010905, 2005.
- Sun, S. J., Hu, Y. Q., and Chen, Y., Influence of photospheric magnetic flux distribution on coronal flux rope catastrophe, *Astrophys. J.*, 654, L167, 2007.
- Chen, Y., Hu, Y. Q., and Sun, S. J., Catastrophic eruption of magnetic flux rope in the corona and solar wind with and without magnetic reconnection, *Astrophys. J.*, in press, 2007.
- 胡友秋、孙树计, 行星际慢激波的传播和演化, *空间科学学报*, 23, 161, 2003.