分类号	密级	
UDC	编号	

中国科学技术大学 博士学位论文

日冕物质抛射及其空间天气效应研究

作者:申成龙

指导教师	王水院士		
单位名称	中国科学	技术大学地球和空	间科学学院
申请学位级别	博士	学科专业名称	空间物理(070802)
论文提交日期	2008–5	论文答辩日期	2008–5
培养单位	中国科学	技术大学地球和空	间科学学院
学位授予单位	中国	国科学技术大学(10	358)

答辩委员会主席 魏奉思院士

Studies of Coronal Mass Ejection and its space weather effect

Chenglong Shen

Advisor: Prof. Shui Wang

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

> May 21, 2008

致谢

首先我要感谢我的导师王水教授,本文是在王水教授的悉心指导下完成的。从我进入实验 室以来,研究的方向、论文的选题都得到了王老师深思熟虑的建议和帮助。在王老师的建议 下,我从观测资料分析这一开展科学研究的基础做起,取得了好的开端,从中获益良多。好的 开端,坚定了我在科研道路上继续走下去的决心。在此,我要衷心感谢王老师对我的教诲、鼓 励和期望!王老师严谨的治学态度、丰富的物理思想、以及谦逊的人格将使我终身受益。

本文的完成离不开汪毓明教授的指导,他既是我的师兄也是我的老师。从我本科四年级进 入实验室以来,在学习、科研、生活等各个方面都得到了汪毓明教授的悉心指导和真心帮助。 在他的直接指导和帮助下,我顺利的完成了博士期间的工作,取得了不错的成绩,并使我对科 学研究有了新的认识。汪毓明教授认真的科研和学习态度、对科学的钻研精神也是我学习的榜 样。

我还要特别感谢叶品中教授。从完成本科毕业论文开始,叶老师就一直悉心的指导帮助 我。硕博连读的5年期间,叶老师几乎每周两次到实验室,带着我共同摸索、共同探讨、共同 研究,终于取得了现在的成果。叶老师执着的科研精神,一丝不苟的科研态度,尤使我钦佩。

在论文的完成过程中,我得到了各位老师和同学的大力支持。本专业的胡友秋、金曙平、 李中元、窦贤康、陆全明,郑惠南,李毅、陈出新,王传兵、薛项辉、熊明等各位老师,长沙 理工大学的肖伏良教授,以及李嘉巍、郭俊、王连仲博士,潘宗浩、傅向荣、丁建、陈廷娣等 同学也都给过我许多学习与生活上的关心和帮助,在此一并表示感谢。

我还要感谢9907这个集体。在这个集体里,我们一起学习、一起生活、一起成长,我度过 了愉快的本科生涯,留下了许多美好而难忘的回忆。



我还要感谢和我因为足球而相识的朋友们。在足球场上,我们一起流汗、一起奋斗,获得 了荣誉也迎接了失败;在球场下,我们在学习和生活等方面,互相帮助、互相鼓励。大学期间 的这段经历来之不易,值得我好好珍惜。

我要感谢的我的爸爸妈妈以及岳父岳母,你们为我付出了许多,你们在背后给我的关心和 无条件的支持,使我顺利健康的成长。

我要特别感谢我的妻子左智的支持和理解,是你的支持和帮助给了我前进的动力,使我顺 利完成了博士学业。

最后我要感谢SOHO、STEREO、ACE、Wind、GOES等卫星提供的观测数据,Standford大学WSO观测站提供的WSO磁场观测数据,全球地磁数据中心提供的地磁指数*Dst*数据,以及云南天文台提供的 H_{α} 图像等。在本文的工作中还使用了CME Catalog (http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/)、Solar event report (http://www.swpc.noaa.gov/ftpmenu/warehouse.html)以及Wind/WAVES type II list (http://lep694.gsfc.nasa.gov/waves/waves.html)等列表,在此一并表示感谢。

再次对所有关心我、帮助我、支持我顺利完成学业的老师、同学、朋友及家人表示衷心的 感谢!

摘要

日冕物质抛射(CME)是太阳大气中的一种的剧烈爆发现象,它是非重现性地磁 暴和渐进型太阳高能粒子事件的主要日面驱动源。研究CME及其相关的空间天气效应 对加深理解日地空间天气现象和准确预报空间天气事件具有重要的意义。本文主要以 分析观测资料为主并结合简单的理论分析,对CME及其相关的两个主要空间天气效 应:太阳高能粒子事件和地磁暴进行综合研究。

研究了1997-2002年间对地有效的正面晕状CME的源区特征,发现其源区分布 在E40°到W70°的较大范围,分布呈现明显的东西不对称性,西边的事件远多于东边的 事件。这种源区分布的不对称性与CME的速度相关,速度越快的CME其源区越偏向 西边。结合观测分析的结果和简单的运动学模型,我们认为这种不对称性与CME在行 星际的偏转有关。在背景螺旋磁力线影响下,速度快于背景太阳风的CME被太阳风阻 碍而发生向东的偏转,而速度慢于背景太阳风的CME受太阳风的推动而偏向西边。根 据运动学模型,CME在行星际中偏转的角度与CME的速度有关。继而,结合运动学 模型和CME冰淇凌锥模型,讨论了影响2005年9月爆发于同一活动区的几次大CME的 对地有效性的主要因素。发现由于CME角宽度大,发生在日面边缘(E67°和E47°) 的CME到达了地球。而由于大的偏转角,爆发于日面中心的CME只是边缘部扫过了 地球。结果表明源区位置、在行星际中的偏转、角宽度都是影响CME能否到达地球的 重要因素。

统计分析了23周太阳低年(1997-1998年)CME在日面附近的子午面内的偏转效

应,发现82%(132/161)的CME均发生了明显的向赤道方向的偏转,其平均偏转角度为16°,在10°到15°范围中出现的概率最大。几乎所有的爆发于高纬区域(源区位置角与赤道夹角>40°)的CME均发生了向赤道的偏转。进一步通过STEREO/SECCHICOR1-B观测资料分析了2007年10月8日直接观测到的CME在日面附近的偏转,结合外推磁场,发现这种向赤道方向的偏转可能是由背景磁场作用引起的。

根据STEREO观测资料,分析研究了2007年10月8日爆发于日面西边缘的一次慢速CME在行星际中的传播过程。研究了该CME在传输过程中的速度、加速度、角宽度、膨胀速度、中心速度等的演化,并分析了其伴随日珥的传播过程。

太阳高能粒子事件是与CME相关的重要的空间天气现象,激波强度和激波处的 磁场结构是影响太阳高能粒子事件的主要因素。为了研究激波强度对太阳高能粒子 事件的影响,我们发展了一种基于观测资料计算日面附近CME驱动激波强度的方 法。在我们的方法中,使用二型射电爆资料获得背景等离子密度、使用SOHO观测 得到激波高度和速度、以WSO观测的卡林顿周磁场综合图作为底边界使用电流片源 表面(CSSS)模型外推计算磁场强度,进而获得表征激波强度的快磁声波马赫数。 以2001年9月15日和2000年6月15日两次事件为例详细说明了计算激波强度的方法。计 算结果表明2001年9月15日事件中的CME驱动了一个快磁声波马赫数为3.43-4.18的强 激波,而2000年6月15日事件中的CME驱动了一个快磁声波马赫数为3.43-4.18的强 激波,而2000年6月15日事件中的CME驱动了一个马赫数仅为1.90-3.21的弱激波。计 算结果与太阳高能粒子事件和射电爆的观测结果一致:一个相对较慢的CME驱动了一 个强激波,产生了长且强的二型射电爆和大太阳高能粒子事件;而一个快的CME驱动 了一个弱激波,仅产生了一个弱而短的二型射电爆且没有产生大的太阳高能粒子事 件。结果表明,CME的速度并不真实反映激波的强度,要准确预报太阳高能粒子事 件,需要准确地计算激波强度。

理论分析表明, 冕洞高速流中很难形成强度大的激波, 且冕洞开放场结构使得粒子 容易逃逸而很难形成大的太阳高能粒子事件。为了研究冕洞对CME形成太阳高能粒子 事件的影响,发展了一种基于亮度梯度而自动确定SOHO/EIT 284Å观测到的冕洞的方



法,该方法避免了冕洞确定过程中的人为因素。基于该方法,统计分析了1997-2003年 间冕洞对爆发于日面西边的快速CME产生太阳高能粒子事件的可能影响。统计分析表 明无论冕洞离CME源区的距离,还是冕洞与CME的相对位置,对CME产生太阳高能 粒子事件均没有明显的影响,其统计上的差别均在1σ的误差范围以内。结果表明冕洞 对CME形成太阳高能粒子事件没有明显的影响,这与Kahler [2004]的结果一致。

研究了2001年11月5日ACE卫星观测到一次激波进入磁云复杂结构对太阳高能粒子 事件的影响,这次太阳高能粒子事件是23太阳周最大的一次太阳高能粒子事件。发现 在激波磁云结构中高能粒子通量明显增加,这与以前观测到的在黄道面中传播的磁云 中能量粒子减小明显不同。这可能是由于激波进入磁云后加速磁云内的粒子,而这些 被加速的粒子被束缚在磁云内所致。进一步,通过比较这次事件和23太阳周另外两次 大的事件(2000年Bastille事件和2003年Halloween事件),发现在激波磁云复杂结构中 的太阳高能粒子事件强度增强,是导致这次事件成为23太阳周最大的太阳高能粒子事 件的主要原因,这说明行星际复杂结构对太阳高能粒子事件有显著的影响,特别是大 的太阳高能粒子事件。

为了研究 $Dst_{min} \leq -50nT$ 的中等以上地磁暴的强度与行星际参数及其持续 时间的关系,分析了1998-2001年ACE和WIND卫星的行星际磁场和太阳风等离子 体观测资料,得到了产生中等以上地磁暴的阈值条件:对于 $Dst_{min} \leq -50n$ T的 中等地磁暴,其产生的行星际阈值为 $\overline{B_s} \geq 3n$ T、 $-\overline{VB_z} \geq 1 \text{ mV/m}$ 和 $\Delta t \geq 1h$;对 于 $Dst_{min} \leq -100 \text{ nT}$ 的强磁暴,其阈值为 $\overline{B_s} \geq 6 \text{ nT}$ 、 $-\overline{VB_z} \geq 3 \text{ mV/m}$ 和 $\Delta t \geq 2$ h。并得到了地磁暴峰值 Dst_{min} 与行星际参数 $-\overline{VB_z}$ 及其持续时间 Δt 的经验公 式 $Dst_{min} = -19.01 - 8.43(-\overline{VB_z})^{1.09}(\Delta t)^{0.30}$ nT,其相关性达到0.95。从该经验公式 和观测分析发现,在引起磁暴过程中 $-\overline{VB_z}$ 的重要性远大于其持续时间 Δt ,这表明 压缩后的南向行星际磁场具有更强的地磁效应。同时,研究了该时间段中33个大 的 $-\overline{VB_z}$ 区间($-\overline{VB_z} > 5mV/m$ 且 $\Delta t > 3h$),发现它们均引起了 $Dst_{min} \leq -100n$ T的 大地磁暴,且8/9的 $Dst_{min} \leq -200n$ T 的特大地磁暴有行星际压缩结构引起。通过分



析2003年10月和11月观测到的两次日面观测相似的大CME事件的空间天气效应,发现 磁云引起地磁暴的效应与磁云携带的南向磁场以及轴向相关,影响太阳高能粒子事件 的CME爆发时能量释放速度以及在日面附近驱动的激波强度对地磁暴强度的影响较 弱。

关键词: 日冕物质抛射 太阳高能粒子事件 地磁暴

Abstract

Coronal Mass Ejection is a large-scale eruption of plasma and magnetic fields from the Sun. It is believed to be the main source of solar energetic particle events and intense geomagnetic storms. So, the study of CME and its space weather is an important area in space physics. To further study the CME and its space effect can help us understanding the space effect much more and improve the prediction level of solar energetic particles and geomagnetic storm. Based on the observation of CME and its relative events, the following three aspects are studied:

1. Propagation and Evolution of CME

First, we studied the source region of the earth-encountered front-side halo CMEs. It is found that longitude distribution of them not only asymmetry but also depends on the EFHCMEs' transit speed from the Sun to 1AU. The faster the EFHCMEs are, the more westward does their distribution shift, and as a whole, the distribution shifts to the west. Combining the observational results and a simple kinetic analysis, we believe that such E-W asymmetry appearing in the source longitude distribution is due to the deflection of CMEs' propagation in the interplanetary medium. Under the effect of the Parker spiral magnetic field, a fast CME will be blocked by the backgroud solar wind ahead and deflected to the east, whereas a slow CME will be pushed by the following backgroud solar wind and deflected to the west. The deflection angle may be estimated according to the CMEs' transit speed by using a kinetic model.

Then, five major CMEs originating from NOAA active region (AR) 808 during the period of 2005 September 7-13 have been analyzed. During this period, the AR 808 rotated from the east limb to near solar meridian. The solar and interplanetary observations suggest that the second and third CMEs, originating from $E67^{\circ}$ and $E47^{\circ}$ respectively, encountering the Earth, while the first CME originating from E77° missed the earth, and the last two CMEs, although originating from E39° and E10° respectively. probably only grazed the Earth. Based on the ice cream cone mode [Xue et al., 2005a] and CME deflection model, we find that the CME span angle and the deflection are important for the probability of encountering Earth. The large span angles allowed the middle two CMEs to hit the CME, even though their source location were not close to the solar center meridian. The significant deflection made the first CME totally miss the earth though it also had wide span angle. The deflection made the first CME totaly miss the Earth even though it originated close to the disk center. We suggest that, in order to effectively predict whether a CME will encounter the Earth, the factors of the CME source location, the span angle and the interplanetary deflection should all be taken into account.

By analyzed all the front-side CME in 1997-1998 observed by SOHO, it is found that large fraction (132/162, 82%) of CMEs deflected to equator in meridian plane, and almost all the CME except 1 originated from high latitude deflected to equator. The mean deflection angle for all events is ~16° and the peak of the continuously distribution appears at the range of 10°-15°. Furthermore, a case study of the CME deflection in meridian plane at near solar space show that such deflection may influenced by backgroud coronal magnetic filed.

The propagation and evolution of a west limb CME event from Sun to interplanetary



medium was studied by analyzing the STEREO/SECCHI data. The variation of speed, acceleration, angle width, center speed and expand speed of this event are studied. We also study the propagation of its associated prominence.

2. Study of solar energetic particle (SEP) events

Gradual solar energetic particle (SEP) events are thought to be produced by shocks, which are usually driven by fast CMEs. The strength and magnetic field configuration of the shock are considered the two most important factors for shock acceleration.

Coronal shocks are important structures, but there are no direct observations of them in solar and space physics. The strength of shocks plays a key role in shock-related phenomena, such as radio bursts and solar energetic particle (SEP) generation. This paper presents an improved method of calculating Alfvén speed and shock strength near the Sun. This method is based on using as many observations as possible, rather than one-dimensional global models. Two events, a relatively slow CME on 2001 September 15 and a very fast CME on 2000 June 15, are selected to illustrate the calculation process. The calculation results suggest that the slow CME drove a strong shock, with Mach number of 3.43 - 4.18, while the fast CME drove a relatively weak shock, with Mach number of 1.90 - 3.21. This is consistent with the radio observations, which find a stronger and longer decameter-hectometric (DH) type II radio burst during the first event, and a short DH type II radio burst during the second event. In particular, the calculation results explain the observational fact that the slow CME produced a major solar energetic particle (SEP) event, while the fast CME did not. Through a comparison of the two events, the importance of shock strength in predicting SEP events is addressed.

Theoretically, strength and magnetic field configuration of the shock should be unfavorable for producing SEPs in or near coronal holes (CHs). Meanwhile, CMEs and CHs could impact each other. Thus, to answer the question whether CHs have real effects



on the intensities of SEP events produced by CMEs, a statistical study is performed. First, a brightness gradient method is developed to determine CH boundaries. Using this method, CHs can be well identified, eliminating any personal bias. Then 56 front-side fast halo CMEs originating from the western hemisphere during 1997 – 2003 are investigated as well as their associated large CHs. It is found that neither CH proximity nor CH relative location manifests any evident effect on the proton peak fluxes of SEP events. The analysis reveals that almost all of the statistical results are significant at no more than one standard deviation, σ . Our results are consistent with the previous conclusion suggested by Kahler that SEP events can be produced in fast solar wind regions and there is no requirement for those associated CMEs to be significantly faster.

The interplanetary structures would influence the SEP propagation. We also analyzed the behavior of SEPs in a shock-magnetic cloud interacting complex structure observed by the ACE spacecraft on 2001 November 5, in which a strong shock propagated in a preceding magnetic cloud (MC). It is found that an extraordinary SEP enhancement appeared at the high energy >10 MeV, and extended over and only over the entire period of the shock-MC structure passing through the spacecraft. Such SEP behavior is much different from the usual picture that the SEPs are depressed in MCs. A comparison of this event with other top SEP events (2000 Bastille event and 2003 Halloween event) is made, which shows that such an enhancement leads the shock-MC complex structure to be the producer of the largest SEP event since the solar cycle 23rd. Our analysis suggests that the relatively isolated magnetic field configuration of MCs combined with an embedded strong shock could significantly enhance the SEPs, which are accelerated by the shock and restricted in the MC. Further, we find that the SEP enhancement at lower energies not only happened within the shock-MC structure, but also after it. It is probably due to the presence of a following MC-like structure. This is consistent with the picture that SEP fluxes could be enhanced in the magnetic topology between two MCs,



which was proposed based on numerical simulations by Kallenrode and Cliver [2001b].

3. Study of geomagnetic storm

First, we studied 105 geomagnetic storm with a Dst peak value ≤ -50 nT during 1998–2001 to examine the influence of the interplanetary parameters $-\overline{VB_z}$ and its duration Δt . A new criteria of interplanetary parameters causing geomagnetic storms is found. For moderate storms with $Dst_{min} \leq -50$ nT, the threshold values are $\overline{B_s} \geq 3$ nT, $-\overline{VB_z} \geq 1$ mV/m and $\Delta t \geq 1$ hour; for intense storms with $Dst_{min} \leq -100$ nT, the threshold values are $\overline{B_s} \geq 6$ nT, $-\overline{VB_z} \geq 3$ mV/m and $\Delta t \geq 2$ hours. It is found that $-\overline{VB_z}$ is much important than Δt in creating storms. a stronger $-\overline{VB_z}$ can produce a more intense storm whereas a long duration can not. An simple empirical formula: $Dst_{min} = -19.01 - 8.43(-\overline{VB_z})^{1.09}(\Delta t)^{0.30}$ (nT) with the correlation coefficient of 0.95 is found. From the formula, one can conclude that a compressed southward magnetic fields have a more intense geoeffectiveness. We also identify 33 large $-\overline{VB_z}$ intervals with $-\overline{VB_z} > 5$ mV/m and $\Delta t > 3$ hours in the same study interval, and find that they all caused intense storm ($Dst_{min} \leq -100nT$) and 8/9 of the great storm ($Dst_{min} \leq -200nT$) were due to interplanetary compressed structures.

Second, two similar major coronal mass ejections (CMEs) occurring on October 28 and November 18, 2003 are reported. Through the comparison of the two CMEs as well as their interplanetary responses, two primary space weather effects of them, i.e., solar energetic particle (SEP) events and large geomagnetic storms, are studied. The associated solar activities of both CMEs involved at least one large flare, a preceding minor fast CME and an eruption of filament. An extremely intense gradual SEP event was produced by the former CME, but no major SEP event appeared after the latter. However, they both caused a great geomagnetic storm; and the storm created by the latter CME was slightly larger than the former. By analyzing observations of the two



Keywords: Coronal Mass Ejection (CME), Solar Energetic Particle (SEP) events, Geomagnetic Storm

目录

致谢			i
摘要			iii
Abstra	lct		vii
第一章	引言		1
1.1	日冕牧	J质抛射(CME)	1
	1.1.1	概述	1
	1.1.2	常用的CME观测	4
	1.1.3	STEREO卫星	7
	1.1.4	CME的动力学特征	9
1.2	太阳高	5能粒子事件(SEP)	11
	1.2.1	太阳高能粒子事件的分类和特征	11
	1.2.2	可能影响太阳高能粒子事件的因素	13
1.3	地磁暴	<u>.</u>	17
	1.3.1	定义和特征	17

日冕物质抛射及其空间天气效应研究	Ö
------------------	---

	1.3.2	地磁暴的起源	19
	1.3.3	地磁暴与各种参数的关系	21
1.4	小结		22
第二章	日冕牧	勿质抛射的传播特征	25
2.1	日冕物	J质抛射在黄道面内的偏转	25
	2.1.1	统计结果	26
	2.1.2	运动学模型	30
	2.1.3	2005年9月事例分析	35
	2.1.4	讨论	45
2.2	CME	E子午面内的偏转	47
	2.2.1	SOHO统计结果	47
	2.2.2	STEREO观测	49
	2.2.3	小结和讨论	51
2.3	2007年	10月8日CME的传播和演化	51
	2.3.1	CME前沿时间高度曲线的测量	52
	2.3.2	CME速度和加速度	55
	2.3.3	CME角宽度及膨胀速度	57
	2.3.4	与爆发日珥的关系	59
	2.3.5	讨论	60
2.4	小结		60



3.1	日冕物	1质抛射驱动激波强度对太阳高能粒子事件的影响	63
	3.1.1	激波强度的计算方法	65
	3.1.2	两次典型的事件	68
	3.1.3	相关的太阳高能粒子事件通量比较	74
	3.1.4	结果分析和讨论	75
3.2	冕洞对	大阳高能粒子事件的影响	77
	3.2.1	冕洞的确定	78
	3.2.2	冕洞对太阳高能粒子事件的影响	81
	3.2.3	结果分析和讨论	85
3.3	激波-硫	兹云相互作用系统对太阳高能粒子事件的影响	85
	3.3.1	2001年11月5日事件的观测	86
	3.3.2	23太阳周几次大事件的比较	89
	3.3.3	结果分析和讨论	92
3.4	小结		93
第四章	地磁暴	影的相关研究	95
4.1	地磁暴	Dst峰值与行星际参数的经验公式	95
	4.1.1	数据选取与方法	95
	4.1.2	产生磁暴的行星际条件	98
	413	D_{st} 的经验公式	90
	4.1.0		55
4.2	2003年	-10月-11月间两次大的CME事件的空间大气效应比较	102
	4.2.1	两次CME事件及其日面活动的观测	102



IV		日冕物质抛射及其空间天气效应研究	
	4.2.2	空间天气效应比较 10)4
	4.2.3	小结和讨论)9
4.3	小结		1
第五章	总结	11	.3
参考文献	参考文献 119		

攻读博士学位期间完成论文列表	14

Contents

Acknowledgments i			
Ab	Abstract vii		
1	Introduction 1		
	1.1	Coronal mass ejections	1
	1.2	Solar energetic particle events	1
	1.3	Geomagnetic storms17	7
	1.4	Summary	2
2	The	propagation of coronal mass ejections 25	5
	2.1	CME deflection in ecliptic plane	5
	2.2	CME deflection in meridian plane	7
	2.3	CME propagation from Sun to interplanetary medium	1
	2.4	Summary 60)
3	Effe	ct of CME on solar energetic particle events 63	3
	3.1	Strength of CME driven shock and its effect on SEPs63	3



	3.2	Is there any evident effect of coronal hole on SEPs?	
	3.3	Influence of interplanetary complex structure on SEPs	
	3.4	Summary	
4	\mathbf{Stu}	dy of geomagnetic storm 95	
	4.1	Empirical relationship between interplanetary parameter $-\overline{VB_z}$ and storm's intensity Dst_{min}	
	4.2	Study the space weather effect of two major CME during 2003 October to November	
	4.3	Summary	
5	Cor	clusions and summary 113	
Re	References 119		
Pυ	ublications 141		

第一章 引言

空间天气是指太阳、太阳风、地球磁层、电离层和热层的状态及其变化,它们可能 影响到天基和地基技术系统的性能和可靠性,甚至危及人类的生命和健康。恶劣的空 间天气能引起卫星故障、通信中断、导航失灵、以及电站输送网络的崩溃,造成各方 面的社会经济损失。空间天气学就是探测和研究空间天气变化的起源和规律并预报其 变化的学科。它是涉及太阳物理、行星际物理、磁层物理、电离层物理、中高层大气 物理等多学科交叉的重大前沿科学领域。它把太阳大气、行星际空间和地球磁层、电 离层和中高层大气作为一个有机系统,按空间灾害性天气事件过程的时序因果链关系 配置空间、地面的监测体系,了解空间灾害性天气过程的变化规律。图1.1给出了空间 天气示意图。

空间天气的源头是太阳。太阳是一个剧烈活动的天体,与日地空间环境关系密切的 太阳结构和太阳活动有:太阳磁场、黑子、耀斑、冕洞、暗条、日冕物质抛射等。其 中日冕物质抛射(Coronal Mass Ejection, CME)是与空间天气最密切的太阳事件, 它是中等以上非重现性地磁暴和太阳高能粒子事件的主要日面源。以下我们主要介绍 日冕物质抛射以及其引起的两类重要空间天气现象:太阳高能粒子事件和地磁暴。

1.1 日冕物质抛射(CME)

1.1.1 概述

日冕物质抛射是日冕磁场和等离子体的爆发,在几分钟至几小时时间 尺度内日冕结构发生明显变化并伴有可观测的物质抛射。在太阳活动高 年,每天可发生5次以上CME,在低年,平均1天发生不到1次CME事件[e.g. Schwenn et al., 2006]。CME运动的测量速度范围为几km/s到3000km/s,平均速度



图 1.1 空间天气示意图。

为450km/s[e.g. Gopalswamy, 2004]。1971年12月14日,OSO-7卫星上的日冕仪首次观测到了CME[Tousey, 1973],随后Skylab日冕仪、P78-1,SMM等日冕仪分别对CME进行了长时间的观测,这些日冕仪分别观测距日面不同高度的CME。进入90年代,随着Yohokoh、SOHO、Ulysses、Wind、ACE等卫星的发射,取得了大量的对CME的远程及局地观测资料,进一步加深了人们对CME及其相关效应的理解。过去人们认为太阳耀斑是太阳高能粒子事件、地磁暴等空间天气事件的主要日面起源,现在普遍认为这些事件主要是CME引起的[e.g. Gosling, 1993; Cane, 1997; Reames, 1999]。人们已经从观测、理论和数值模拟等各方面对CME自身特征、相关现象及其空间天气效应进行了全面的综合研究[See the papers in the Special Issue of Space Science Reviews, Vol. 123, 2006]。

典型的CME由三部分组成[Illing and Hundhausen, 1985; Hundhausen, 1987]: 亮的 外环、暗的空腔和亮密的内核。外环具有前沿和后缘,平均携带着10¹⁴~10¹⁶g的物质 向外运动,其足点基本上位于日面固定位置。暗腔是有较强磁场的低密度区域。腔内





图 1.2 典型的具有三分量结构的CME[Cremades and Bothmer, 2004]。

亮核通常是平均携有10¹⁴g等离子体的爆发日珥物质,图1.2给出了一次典型的由三部分 组成的CME[Cremades and Bothmer, 2004]。一次典型的CME将约10²³Maxwell的磁通 量和10¹⁶g的等离子体抛射到行星际空间 [Gosling, 1990; Webb et al., 1994],它是太阳 高能粒子事件和地磁暴等灾害性空间天气的主要日面驱动源。

行星际CME(ICME)是CME的行星际表现,其携带的南向行星际磁场达到地球 是地磁暴的主要起因。ICME可根据以下特征判断:双向超热电子流[Gosling et al., 1987]、高能质子通量降低[Richardson, 1997]、氦离子丰度增加[Borrini et al., 1982; Neugebauer and Goldstein, 1997]、磁场强度增强[Burlaga and King, 1979]、低的质子 温度和β(质子热压与磁压的比值)[Richardson and Cane, 1995]、不寻常的电离状 态[Bame et al., 1979; Schwenn et al., 1980]等等。最近,许多学者对ICME与CME的关 系、ICME在行星际中的传播、以及ICME自身的特征等进行了全面的研究[Wimmer-Schweingruber et al., 2006; Forsyth et al., 2006, and references therein]。



图 1.3 典型的晕状CME观测图像。

1.1.2 常用的CME观测

由于CME在空间天气中的重要影响,为了更好的研究CME及其相关现象,许多地基和空基仪器提供了对CME及其相关现象的观测,这里我们主要介绍一些常用的观测CME的空基和地基仪器。

SOHO白光日冕仪观测

现在使用得最多的CME观测资料为SOHO卫星搭载的LASCO(Large Angle and Spectrometric Coronagraphs)的白光日冕仪[*Brueckner et al.*, 1995]观测,它由C1(观测范围1.1-3 R_{\odot} ,于1998年6月停止使用)、C2(观测范围2.2-6 R_{\odot})和C3(观测范围4-32 R_{\odot})三个仪器组成。到现在为止,SOHO/LASCO共观测到10000多次CME爆发(列表见CME Catalog: http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/)。根据LASCO观测,*Yashiro et al.* [2004]发现在太阳低年每天发生的CME少于1次,而在太阳高年每天

可以发生5次以上;角宽度在20°到120°范围内的CME的平均角宽度从太阳低年的47°变 化到太阳高年的61°;在太阳低年CME平均传输速度为300km/s,而在太阳高年其平均 速度为500km/s。当CME在日冕仪中角宽度超过130°[Hudson et al., 1998](也有作者 取为120°[St. Cyr et al., 2000]或140°[Cane et al., 2000; Webb et al., 2000])时,CME被 称为晕状(Halo)CME。这类CME被认为是沿着日地连线传播[Howard et al., 1982], 其有可能发生在日面背面(backside),远离地球传播,也可能发生在日面正面 (frontside),向地球方向传播。后者被称之为对地日冕物质抛射。晕状CME的平均 速度为957km/s,约为普通事件速度的两倍,这可能是因为只有发生在日面中心的大 的CME才能被观测到成为晕状CME[e.g. Yashiro et al., 2004; Schwenn et al., 2006]。 由于正面晕状CME的向地性,大多数正面晕状CME发生后的3~5天(甚至更短时间) 内,在行星际中能观测到其行星际物质(ICME)和激波等,并在地球引起中等以上 地磁暴爆发[Webb et al., 2000; Cane et al., 2000; Gopalswamy et al., 2000],但是最近的 研究结果表明并不是所有的对地晕状CME都能够到达地球[e.g. Wang et al., 2002a; Zhang et al., 2003]。

一些地面台站也提供了对CME的白光日冕观测,通过极化测量提供几个太阳半径范围的CME资料,相比较于空间卫星的观测,地面观测的亮度和空间分辨率较低,但是可以提供更高时间分辨率的观测。Mauna Los Solar Observatory (MLSO)最新的仪器Mark IV提供时间精度为3分钟的日面1.08-2.85*R*_☉范围的CME观测资料。

SOHO远紫外波段观测观测

SOHO的远紫外成像仪(EIT)提供了对全日面的4个频段(Fe IX(175Å),Fe XII(195Å),Fe XV(284Å)和He II(304Å))的观测,其覆盖温度为1×10⁵到2×10⁶的范围。其中EIT195Å的观测资料最为完整,其观测温度为1.5×10⁶K,即对应于日冕底部的太阳活动情况。图1.4给出了SOHO/EIT 195Å观测到的一次典型的CME爆发图像。通过分析EIT观测资料,许多学者研究了CME与其它太阳现象如耀斑、暗

图 1.4 SOHO/EIT195Å的CME观测图像。

条、爆发日珥、暗区(dimming region)和EIT波等的关系。另外,EIT观测资料也被用来研究CME爆发的日面源区位置等特征[Wang et al., 2002b; Zhang et al., 2003]。

射电观测

激波加速电子可以激发II型射电爆。统计研究表明,行星际(低频)II型射电爆是 由CME驱动的激波加速电子引起的[*Cane et al.*, 1987],而爆发于日面附近的高频(米

图 1.5 WIND/WAVES观测的一次与CME驱动激波相关的射电II型爆。

波段)II型射电爆源区起源是CME驱动激波还是爆炸波,尚处在争议中[e.g. Gary et al., 1984; Maia et al., 2000; Gopalswamy et al., 1997; Cho et al., 2007; Robinson and Stewart, 1985; Klein et al., 1999; Gopalswamy and Kaiser, 2002],一些研究结果表明, 米波II型爆的源区位于CME前沿以后[e.g. Cho et al., 2007]。II型射电爆频率可以反 映当地的背景等离子密度,其频率与背景密度由公式 $f(kHz) = 9\sqrt{n}(cm^{-3})$ 联系。通 过II型射电爆观测结合一定的背景密度模型,可以研究CME驱动激波的高度以及传输 速度。Cane [1983]通过对千米波II型爆观测分析发现CME在60R_☉内显著的加速向外传 播,在60R_☉外开始显著减速。

WIND/WAVES[Bougeret et al., 1995]提供20KHz到14MHz频率范围的射电观测, 即观测十米百米波段的II型射电爆发。许多学者用WIND/WAVES的观测资料研 究CME在太阳附近的传播过程。假设背景等离子体密度随着高度的增加而以1/R²衰 减,则对于匀速传播的CME所激发的射电爆频率应线性变化,而频率变化偏离直线则 表示CME做加速或者减速运动[Forsyth et al., 2006]。图1.5给出了Wind/WAVES观测到 的一次与CME相关的DHII型射电爆: 2002年1月14日事件[Reiner et al., 2003],图中黑 色实线为CME匀速传播而激发的射电频率变化,黑色虚线为CME以-14m/s²的加速度 做减速运动向外传播所激发的射电爆频率变化。

1.1.3 STEREO卫星

STEREO(日地关系观测台,Solar TErrestrial RElations Observatory)[Kaiser, 2005; Kaiser et al., 2007]于2006年10月26日0052UT发射升空,由距太阳1AU附近的两个独立的卫星组成,其轨道如图1.6所示,其中一颗位于日地中间(STEREO A),另一个在日地连线远离地球一侧(STEREO B)。两颗卫星分别以每年22.5°的角速度向日地连线两翼运动,其大的张角使得我们可以获得日面的3维图像。

STEREO提供对太阳的日冕仪观测、紫外成像观测、射电观测以及局地等离子体 观测等,其仪器包括SECCHI(Sun-Earth Connection Coronal and Heliospheric Investi-

图 1.6 STEREO A和B轨道示意图[Kaiser, 2005]。

gation、IMPACT (In situ Measurements of PAticles and CME Transients[Kaiser et al., 2007, and reference therein]) 、PLASTIC (PLAsma and SupraThermal Ion COmposition[Galvin et al., 2008]) 和S/WAVES (STEREO/WAVES[Bougeret et al., 2008]) 。

其中SECCHI携带的一系列仪器可观测CME从爆发到传播至1AU处的3维演化过程。这些仪器包括: (1) COR1和COR2白光日冕仪,分别提供1.3-4.0R_☉和2-15R_☉范围的观测; (2) 极紫外成像仪(EUVI),该仪器具有175Å、195Å、284Å、304Å四个频段,其中主要以284Å频段进行观测; (3) 日球层成像仪:HI1和HI2,其中HI1观测日距角4°-24°的范围,HI2观测日距角18.7°-88.7°的范围。图1.7给出了STEREO/SECCHI HI-A最早观测到的一个CME: 2007年1月25日CME。*Harrison et al.* [2008]进一步分析了该次事件在传播过程中的演化,发现其在50个太阳半径内以勾速向外传播,而在日距角20°以外的范围内做慢减速运动。根据STEREO/SECCHI观测,*Vourlidas et al.* [2007]给出了彗星与CME作用的直接观测,*Sheeley et al.* [2008]第一次给出了行星际太阳风扫过地球的直接图像。

IMPACT提供局地行星际磁场、热和超热电子以及能量电子和能量离子的 观测,其包含SWEA(Solar Wind Experiment)、STE(Suprathermal Electron Tele-

图 1.7 STEREO/SECCHI HI-A对2007年1月25日CME的观测[Harrison et al., 2008],图中小 方框表示HI1的观测范围,大圆显示HI2的观测范围。一个CME在HI1的范围被观测到。

scope)、MAG和SEP(Solar Energetic Particle)等设备。PLASTIC包含SWS(Solar Wind Sector)、WAP(Wide-Angle Partition)等仪器,提供局地等离子的质子特征、阿尔法粒子和重离子观测。SWAVE在2.5KHz-16MHz的频率范围提供了太阳到地球轨道的行星际射电爆观测。

相比较于SOHO,STEREO提供了更高时间精度和空间精度的观测,且其视野可以 从太阳延伸到地球轨道以外,结合其两颗卫星的联合观测,使得我们可以得到CME从 爆发到传播到地球的过程中的真实3维演化及传播特征。

1.1.4 CME的动力学特征

在行星际空间中,CME通常以很小的加速度做准匀速运动。LASCO观测资料分析 表明,C2/C3视野内观测到的大部分CME加速度在 $\pm 20m/s^2$ 范围内,全部事件的平均 加速度约为0[*Moon et al.*,2002; *Yashiro et al.*,2004]。在行星际中慢的CME可能做加速 运动,而快的CME做减速运动[*Gopalswamy et al.*,2000]。CME的主要加速发生在低日 冕处($<2R_{\odot}$),而后主要受传输过程中的介质的影响[*Schwenn et al.*,2006]。*Zhang*

图 1.8 CME动力学演化过程。

et al. [2001]结合LASCO/C1、LASCO/C2、SOHO/EIT等观测资料,研究了CME的动 力学演化过程,图1.8给出了一个这样的事例。根据这个事例和其它事例,Zhang et al. [2001]用3相模型来描述CME的能量演化过程: (1)初始相,在该过程中CME速度 缓慢增加; (2)脉冲加速相(主加速相),CME得到快速的加速(加速度几百到几 千km/s),该过程持续时间为几分钟到几十分钟,对应CME从几个太阳半径传播到 几十个太阳半径; (3)传输相,CME已经发展完全,并几乎匀速向外传播,且在此 过程中CME角宽度和中心角位置距没有显著的变化。但是并不是所有的CME均满足 这种3相的特征,也存在在传播过程中持久慢加速的渐进CME[Srivastava et al., 1999, 2000]。许多学者也通过理论分析和模拟的方法研究了CME的传播过程[Forbes et al., 2006, and references therein]。

图 1.9 两类典型的太阳高能粒子事件[Reames, 1999]。

1.2 太阳高能粒子事件(SEP)

太阳高能粒子(Solar Energetic Particle, SEP)事件对空间天气有重要的影响, 它可能影响飞行体以及宇航员等的安全。国际空间环境组织(International Space Environment Service, ISES)定义太阳高能粒子事件为能量大于10MeV的质子通量峰 值大于10pfu(cm⁻².s⁻¹.ster⁻¹)的事件,而广义上认为观测到质子通量增加均为太阳高 能粒子事件。

1.2.1 太阳高能粒子事件的分类和特征

一般认为,太阳高能粒子事件可以分为脉冲(Impulsive)事件和渐进(Gradual) 事件两类[e.g. *Reames*, 1999; *Kallenrode*, 2003]。图1.9给出了典型的渐进事件和脉冲 事件的质子通量曲线。

脉冲事件一般认为是由耀斑过程中磁能通过磁场重联快速释放而加速粒子形成的,主要的加速机制为回旋共振加速[*Reames*, 2002],大多数脉冲事件均伴随着III型射电爆;渐进事件则由快速CME驱动的激波加速粒子形成的,主要的加速机制为激

图 1.10 两类典型的太阳高能粒子事件的源区分布直方图[Reames, 1999]。

波漂移加速、激波扩散加速和激波随机加速等[e.g. Kallenrode, 2003],几乎所有渐进 事件均伴随着II型射电爆[e.g. Gopalswamy et al., 2002],渐进事件最有效的加速区域 为3R_o附近[Cliver et al., 2004]。脉冲事件强度小,发生频率高,一年可发生约1000次 脉冲事件。而渐进事件强度大,发生频率低,一年只有约10次左右。在脉冲事件中, 电子、³He粒子和重离子为主要成分,而高能质子则为渐进事件的主要成分。脉冲事 件持续时间短,一般为几个小时;而渐进事件持续事件长,可持续数小时甚至几天。 脉冲事件基本只起源于日地连线区域的较小日面区域,而渐进事件的源区几乎覆盖了 整个日面,如图1.10所示。脉冲事件中有很高电离态(+20)的Fe,对应其起源于日 面高温的耀斑区域,而渐进事件中的低电离态的铁(+11-14)则来源于日面的低温区 域。

但是,耀斑过程形成脉冲事件和CME驱动激波加速粒子形成渐进事件的分类, 最近也受到了粒子成分观测的挑战,许多学者在渐进事件中发现了耀斑粒子的成 分[*Cohen et al.*, 1999; *Mewaldt et al.*, 2002; *Desai et al.*, 2001]。其可能的解释是耀斑过 程中产生的能量粒子在传播过程中被CME驱动的激波捕获而被加速形成渐进事件。许 多学者也提出了其它的一些太阳高能粒子事件分类的方法,如*Ruffolo* [2002]提出了一 种根据低能粒子电离态和太阳高能粒子事件的时间强度以及事件能量特征来分类太阳

图 1.11 太阳高能粒子强度与CME速度的关系(图片来自于Reames [2000])。

高能粒子事件的方法。

1.2.2 可能影响太阳高能粒子事件的因素

一般认为,快速的CME更容易产生太阳高能粒子事件。Reames [2000]统计分析 了太阳高能粒子事件强度与CME速度的关系,如图1.11给所示。从图中可以看出, 太阳高能粒子事件的强度与CME速度正相关,但是其离散仍然很大,对于相同速度 的CME,其产生太阳高能粒子事件的强度可以相差三四个数量级。这种显著的离散不 仅仅是因为CME速度不能真实反映激波的强度,还因为许多其他因素将影响到太阳高 能粒子事件能否形成及形成的强度。Lario [2005]总结了可能影响太阳高能粒子事件强 度的因素,为: (1)引起太阳高能粒子事件的日面活动源区的经度; (2)激波强度 以及激波加速效率; (3)提供给加速过程的种子粒子分布; (4)激波的演化(激波 速度,激波大小,激波形状等); (5)激波加速粒子条件等[Heras et al., 1988, 1995;

图 1.12 产生与不同经度的太阳高能粒子事件的通量特征。虚的竖线表示引起太阳高能粒子事件的日面活动发生的时间,实竖线表示CME驱动的激波到达时间(图片来自于*Cane et al.* [1988])。

Cane et al., 1988; Lario et al., 1998; Kahler, 2001b].

日面源区位置的影响

图1.12给出了ACE和IMP-8卫星观测到的起源于不同日面源区的太阳高能粒子事件 的时间强度曲线。我们用COB点来描述不同形态的太阳高能粒子通量曲线特征,其定 义为激波与观测仪器磁连接的点[*Heras et al.*, 1995],如图1.12所示。对于西边事件, 太阳高能粒子通量快速上升到达峰值,这是因为COB点与激波中心非常接近,事件中 产生的能量粒子能很快的被观测到。对于爆发于日面中心的事件,COB点位于激波的 西侧,然后在向外传播过程中逐渐到达激波的中心。在这类事件中,质子通量通常在 激波到达的时候达到最大值。对于东边事件,最初COB点位于激波的非常弱的西侧, 只有在激波快要到达地球时太阳高能粒子事件才能被观测到,这类事件峰值一般出现 在激波在1AU处被观测到之后。




图 1.13 CME在日面附近相互作用的WIND/WAVES观测(图片来自于Gopalswamy et al. [2002])。

CME相互作用的影响

同一活动区相近时间爆发的CME在日面附近存在相互作用, Gopalswamy et al. [2001a]通过对WIND/WAVES的观测分析报道了日面附近CME相互作用的事件,如 图1.13所示,在CME相互作用区域内观测到了射电爆的明显增强。

Gopalswamy et al. [2002]研究了这种CME在日面附近相互作用对太阳高能粒子事件 的影响,发现前端存在慢CME的快速CME更容易产生太阳高能粒子事件,这表明当 后面快速CME进入前一个CME后,其驱动激波的加速能力增强。Gopalswamy et al. [2004]统计了1996-2002年间的大太阳高能粒子事件,进一步确认了CME前存在另一个 宽的CME的情况下更容易产生大的太阳高能粒子事件。

ICME的影响

研究在ICME以及行星际磁云中的太阳高能粒子事件特征可以提供ICME结构以



图 1.14 太阳高能粒子事件在ICME中的典型特征(图片来自于 Cane and Lario [2006])。

及其磁拓扑结构的信息[Richardson, 1997, and references therein]。图1.14给出了能 量粒子在黄道面中传播的ICME中的典型特征[Cane and Lario, 2006],图中灰色区域 为ICME区域。从图中第一个面板可以看到,主要特征为高能粒子通量强度在ICME中 明显减少[Cane, 2000, and reference therein],表明在行星际中磁云可能为一个独 立的磁结构[Richardson, 1997];能量粒子在黄道面ICME中其他特征如下[Cane and Lario, 2006, and reference therein]: (1)~1MeV粒子的双极流; (2)宇宙射线的双极 流; (3)由于其它太阳事件引起的异常方向流动等。与黄道面的观测结果相反,在高日 面纬度高速太阳风中观测到ICME中的能量粒子增加[Bothmer et al., 1995; Lario et al.,



2004].

其它因素的影响

其它学者也研究了可能影响太阳高能粒子事件形成的其它因素,如:

- 1. Kahler [2001a]发现背景高能粒子密度对太阳高能粒子事件的强度有影响,以及低能段的能量粒子强度对高能段的高能粒子强度有影响。
- Kahler and Vourlidas [2005]研究了CME亮度与太阳高能粒子事件的关系,发现 亮的CME更容易产生太阳高能粒子事件,表明具有大的经向和纬向宽度或者高 的密度的CME更容易引起太阳高能粒子事件。

1.3 地磁暴

在中低纬台站经常观测到的地磁场水平分量大幅度减小,并且大约持续数天,这种 现象叫做地磁暴 [e.g., *Chapman and Bartels*, 1940; *Gonzalez et al.*, 1994]。地磁暴主要 是由行星际磁场(IMF)的南向分量*B*_s扫过地球时,导致相应的西向环电流增强而引 起的。地磁暴是一种恶劣的空间天气现象,它能引起磁层、电离层、中高层大气环境 的强烈变化,从而对航天器产生各种危害。对低轨道(LEO)航天器来说,地磁暴后 引起的大气密度增加能够导致大气阻尼的增强,会改变航天器的正常运行轨道,增大 了航天器定轨及轨道预测的误差。用于描述地磁暴大小的参数主要是*Dst*指数,它的 定义是全球赤道磁场水平分量扰动的瞬时平均值。

1.3.1 定义和特征

一般情况下,磁暴开始于磁场水平分量的突然增加,称之为急始(SSC,图1.15上 图所示),这类磁暴称为急始磁暴。磁暴的急始是由于太阳风中的高速等离子体团压



图 1.15 在典型的磁暴期间, Dst指数的变化过程。

缩地球,使磁层内的地磁场增强,在地面产生水平分量正扰动,Dst急速增加而形成的[Araki,1977]。Dst增加的幅度正比于太阳风的动压[Burton et al.,1975]。有的磁暴起始阶段表现为平缓上升,这类磁暴称为缓始磁暴,如图1.15下图所示。磁暴通常有三个阶段(如图1.15):初相(initial phase),主相(main phase)和恢复相(recovery phase)。初相阶段,磁场水平分量增强并持续若干小时。在主相期,Dst值大幅度下降,可以是几小时,也可以长达一天。随后就是磁暴的恢复相,Dst值开始缓慢恢复到磁暴前的水平。磁暴的初相和主相是由不同的物理机制引起的,前者受太阳风动压影响,后者是行星际磁场与地球磁场重联的结果[Dungey,1961; Gonzalez and Mozer, 1974; Akasofu, 1981; Gonzalez et al., 1989],而且初相后面有可能没有主相。有时连续两次太阳活动事件相隔较近,会增加磁暴的复杂性,如磁暴出现双峰(图4.2),甚至



SOLAR - INTERPLANETARY - MAGNETOSPHERE COUPLING

图 1.16 太阳-行星际-地球磁层耦合示意图[Gonzalez et al., 1994]。

多峰结构[Kamide et al., 1998]。

1.3.2 地磁暴的起源

正如前面所示,地磁暴是由行星际磁场南向分量 B_s 通过磁场重联[Dungey, 1961], 使得太阳风中的能量,粒子注入到磁层内部。图1.16说明了这一过程。注入的粒子形 成西向环电流,使得地球表面磁场的水平分量大幅度下降。随着粒子的不断注入, 环电流会增强并接近某一临界值,使注入率等于损失率。环电流增强的这个阶段 为磁暴主相。当行星际磁场(IMF)减弱或者向北旋转时,环电流就会停止增强, 并开始减弱,这时磁暴进入恢复相。可见,在磁暴的发展过程中,太阳风速度V, 等离子体密度 ρ ,行星际磁场南向分量 B_s 以及持续时间 Δt ,都起着重要的作用[Snyder et al., 1963; Fairfield and Cahill, 1966; Smith et al., 1986]。另一方面,电荷损失机制 可能影响恢复相,如电荷交换、库伦散射和波粒相互作用等[e.g. Kozyra et al., 1997]。地磁扰动的强弱受太阳活动的制约[Richardson et al., 2000],图1.17给出了地 磁暴的两种源。在太阳活动低年,地磁扰动显著减弱, $Dst_{min} \leq -100nT$ 的大地磁暴



图 1.17 地磁暴的两种源。

很少,大部分是由共转流相互作用区(CIR)引起的中等程度的重现性地磁暴[Sheeley, Jr. et al., 1976; Burlaga and Lepping, 1977; McAllister and Crooker, 1997; Webb et al., 2001]。共转流相互作用区是由冕洞高速流挤压前方低速太阳风高速等离子逐渐发展 形成的[Hundhausen, 1972; Smith and Wolf, 1976],具有低密高温、速度递增以及27天 重现性周期规律等特征。共转流磁场的南向分量具有很强的波动性,磁暴主相较 弱并呈现出典型的不规则性。在太阳高年,地磁扰动显著增强,大地磁暴频繁发 生,ICME(特别是磁云)[Klein and Burlaga, 1982]和激波后的鞘区[Tsurutani et al., 1988; Tsurutani and Gonzalez, 1997]成为引起地磁暴的主要行星际起源。最近的研究 表明,行星际复杂结构如激波对前方南向行星际磁场的压缩[Tsurutani et al., 1992; Wang et al., 2003a; Xiong et al., 2006a,b]、抛射物前的磁场覆盖(Draping)[Gosling and McComas, 1987]、多重磁云[Wang et al., 2003c,b; Xue et al., 2005b; Xiong et al., 2007]是引起Dst_{min} \leq -200nT的特大地磁暴的主要原因。Zhang et al. [2007a]进一步分 析了1996-2005年的所有Dst_{min} \leq -100nT的大地磁暴,发现27%(24/85)的大地磁暴由行 星际复杂结构引起。



1.3.3 地磁暴与各种参数的关系

Dst指数与各种行星际参数之间的关系被人们广泛的研究过[e.g. Dessler and Parker, 1959; Burton et al., 1975; Pudovkin et al., 1985; Gonzalez et al., 1989; Vassiliadis et al., 1999]。行星际参数变化引起的赤道环电流增加对地磁扰动的贡献可以用Dst*表示,它是测量得到的Dst指数值经过磁层顶电流(太阳风动压)矫正后的值,满足如下关系:

$$Dst^* = Dst - bP^{1/2} + c (1.1)$$

其中P为太阳风动压 ρV^2 , b为比例系数, c为宁静时太阳风动压的贡献。一般情况下, b = 0.2nT, c = 20nT。 Dst^* 还可以进一步由表征能量输入的耦合函数Q和耗散时间 τ 来表示:

$$\frac{dDst^*(t)}{dt} = Q(t) - \frac{Dst^*(t)}{\tau}$$
(1.2)

$$Dst^* = e^{-\tau/t} [Dst^*(0) + \int_0^t Q(z)e^{z/\tau}dz]"$$
(1.3)

其中 τ 与损失机制有关,因此在磁暴过程中 τ 是逐渐变化的[Gonzalez et al., 1989; Prigancova and Feldstein, 1992]。研究表明,典型的 τ 值约为5~10小时,且Dst越大, 其耗散越快,在特大地磁暴峰值附近, τ 可以缩短至1小时以内。最近的研究结果表 明, τ 可能与VB_s有关,VB_s越大, τ 越小[O'Brien and McPherron, 2000]。另一方面, 大量的统计研究发现, τ 的变化与否不会给Dst估计值带来较大的误差[Vennerstroem, 2001],故在经度要求不高的情况下,一般可以看做常数。

在上述物理模型中,耦合函数Q的选取对Dst的估计有着重要的影响。人们 已经给出了多种耦合函数的形式,其中与电场相联系的有: VB_z [Burton et al., 1975]、 VB_T [Doyle and Burke, 1983]、 $VB_T \sin(\theta/2)$ [Gonzalez and Mozer, 1974; Doyle and Burke, 1983]等,与能量相联系的有: $\epsilon = VL_0^2 B^2 \sin^4(\theta/2)$ [Perreault and Akasofu, 1978], $(\rho V^2)^{1/2} VB_z$ [Murayama, 1986], $(\rho V^2)^{-1/3} VB_T^2 \sin^4(\theta/2)$ [Vasyliunas et al., 1982]等,以及一些其他简单形式: B_z [Arnoldy, 1971], V^2B_z [Murayama and Hakamada, 1975], VB_z^2 [Holzer and Slavin, 1982]等。其中V为日地方向太阳风速度, B_z 为 南北方向的磁场分量, $B_T = \sqrt{B_z^2 + B_y^2}$ 为垂直于日地连线的磁场分量, ρ 为太阳风 中等离子体密度, $\theta \to B_T$ 相对于磁层磁场在磁层顶投影的顺时针夹角, $L_0 = 7R_E$ 为 一恒定长度。在这些函数中, $VB_z \pi \epsilon$ 最为常用,且具有较好的效果 [Gonzalez et al., 1994]。

此外,统计结果表明, Dst_{min} 与 B_z 有较好的相关性,相关系数为0.74 [Cane et al., 2000]。最近,Wu和Lepping [2002]统计分析了从1995到1998年的Wind数据,再次证实了 B_{zmin} , VB_{zmin} 与 Dst_{min} 有着很好的相关性,相关系数分别为0.81和0.87。统计研究还总结出了形成磁暴的条件,对于强磁暴($Dst_{min} \leq -100$ nT),要求 $B_s \geq 10$ nT并且持续时间 Δt 超过3小时 [Gonzalez and Tsurutani, 1987; Tsurutani and Gonzalez, 1995];对于中等磁暴($Dst_{min} \leq -50$ nT),阈值为 $B_s \geq 5$ nT并且 $\Delta t \geq 2$ h [Russell et al., 1974];对于弱磁暴($Dst_{min} \leq -30$ nT,也即典型的磁亚暴),则为 $B_s \geq 3$ nT并且 $\Delta t \geq 1$ h。然而,对于极强的 VB_s ,Dst值的变化会出现饱和现象[Liemohn et al., 2002]。Ballatore [2002]研究了1977–2000年的行星际参数,通过对太阳风速度V进行分段分析,发现行星际参数与磁暴指数相关性随V先增后减,对大的V,有明显的饱和效应。

1.4 小结

日冕物质抛射是太阳大气中的剧烈爆发现象,它是各种空间天气现象的主要日面驱动源,研究CME传播及相关的空间天气效应对理解和预报空间天气有着非常重要的作用。

本章首先给出了CME的基本观测特征,并介绍了使用最广泛的CME观测资料以及于2006年升空的STEREO卫星观测仪器。接着,简单介绍了CME从日冕到行星际中的加速和传播特征。

CME是渐进太阳高能粒子的主要日面起源,速度大于背景阿尔芬速度的快速CME驱动的激波加速粒子是形成渐进太阳高能粒子事件的主要原因。本章介绍了太阳高能粒子事件的定义、特征以及可能影响太阳高能粒子事件的因素,这些因素包括CME速度、CME源区位置、CME相互作用、行星际CME(ICME)等。

日冕物质抛射传播到地球附近,其携带的南向行星际磁场是大地磁暴形成的主要起因。本章介绍了两种典型地磁暴(急始磁暴和缓始磁暴)的主要特征,讨论了地磁暴的主要行星际和日面起源以及地磁暴指数与各种行星际参数的关系。



第二章 日冕物质抛射的传播特征

日冕物质抛射是空间天气的主要日面驱动源,其到达地球附近形成的行星际CME(ICME)是中等以上非重现性地磁暴的主要起因。研究日冕物质抛射的传播过程,探讨CME能否到达地球及其在从太阳到地球传播过程中的演化是空间天气研究中的重要问题,对准确预报地磁暴等空间天气事件具有重要的意义。本章着重研究日冕物质抛射在日地空间传播过程中的偏转,包括在黄道面内的偏转和子午面内的偏转,并根据STEREO卫星的观测资料研究2007年10月8日的CME从爆发到在行星际中传播的过程。

2.1 日冕物质抛射在黄道面内的偏转

由于CME近似地具有轴对称结构,故一般认为正面晕状CME直接指向地球并容易引起地磁暴[Howard et al., 1982]。但是,并不是所有的正面晕状CME都具有地磁效应。Webb et al. [2000]研究了晕状CME、磁云(MC)和地磁暴之间的关系,发现太阳中心0.5R_☉内的日面活动更容易在3-5天后引起地磁活动。通过分析26个对地的晕状CME, Cane et al. [2000]发现典型的具有地磁效应的日面活动发生在东西经度≤ 40°的范围内。这些结果表明到达地球的CME源区靠近日面中心分布,并呈现对称的结构。

与之相反的是,最近,许多学者发现了具有地磁效应的晕状CME的日面源区 分布具有东西不对称性[Wang et al., 2002b; Cane and Richardson, 2003; Zhang et al., 2003; Zhang et al., 2007a]。Wang et al. [2002b]研究了1997年5月至2000年间LASCO观 测到的所有对地有效晕状CME,发现其日面源区呈现东西不对称分布,发生在日 面西边的事件比发生在东边的事件多57%,其源区分布最西边可以达到W70°,但是 最东边不超过E40°。Cane and Richardson [2003]通过分析更多的正面晕状CME,进 一步证实了对地有效的正面晕状CME的源区存在明显的东西不对称性。Zhang et al. [2003]发现1996-2000年特大地磁暴的日面源区也呈现东西不对称性。最近, Zhang et al. [2007a]分析了1996-2005年的所有Dst_{min} ≤ -100nT的大地磁暴的日面源区,进一步确认了这种引起大地磁暴的日面源区分布存在东西不对称性。

为了进一步研究这种对地有效CME的源区分布,并找出这种现象的可能解释,我 们统计分析了1997-2002年间比较确定的影响地球的正面晕状CME(Earth-encountered front-side halo CMEs, EFHCMEs)事件,探讨了其源区分布情况并寻找可能的解 释。

2.1.1 统计结果

我们选取了*Cane and Richardson* [2003]文章表1中的事件进行分析。为了使结果 更可信,去除了其列表中的不确定事件和多重CME相互作用事件。最后,选取 了69个到达地球的正面晕状CME事件。我们使用了与*Wang et al.* [2002b]以及*Zhou et al.* [2003]相似的方法,通过EIT的观测资料来认证CME的源区。

用表示CME源区分布与日面中心偏移的不对称指数来描述不对称性程度:

$$\delta_L = \frac{L_W + L_E}{2} , \qquad (2.1)$$

其中 L_W 和 L_E 分别表示爆发于最西边和最东边的对地有效晕状CME的源区经度。

图2.1给出了所有EFHCMEs的日面源区分布。从图2.1可以看到,所有EFHCMEs的源区分布在E40°到W75°的较大范围区域,这和*Wang et al.* [2002b]的统计结果一致。 对于所有事件,其不对称指数 $\delta_L = 18.5^\circ$,表明其源区分布偏离日面中心往西,即表 示西边的晕状CME更容易到达地球,这也与以前的统计结果一致[*Wang et al.*, 2002b; *Cane and Richardson*, 2003; *Zhang et al.*, 2003]。

为了进一步分析EFHCMEs的平均传输速度与日面源区分布的关系,所有事件被分





图 2.1 所有EFHCMEs事件的日面源区分布。 Δ 和*分别表示快速EFHCMEs事件和慢速EFHCMEs事件。

为速度大于某一速度阈值*V*_s的快速事件(快速EFHCMEs事件)和速度小于*V*_s的慢速 事件(慢速EFHCMEs事件)两组。取*V*_s = *V*_{au},其中*V*_{au}=450 km/s,为1996-2002年 间沿日地连线的背景太阳风平均速度。在图2.1中分别用符号' \triangle '和'*'表示快 速事件和慢速事件。其中,共56个快速事件,13个慢速事件。对于快速EFHCMEs事 件,不对称程度与所有事件的不对称程度相似。而对于慢速EFHCMEs事件,源区分 布在E30°到W25°的较窄范围。不对称指数 $\delta_L = -2.5^\circ$,几乎不存在明显的东西不对称 性。故可以认为这种EFHCMEs源区分布的东西不对称性与CME的传输速度相关。

为了研究这种相关性,我们使 V_s 在~400-500 km/s的范围内变化而得到不对称指数 δ_L 随 V_s 的变化,如图2.2所示。由于大部分EFHCMEs事件均为快速事件,故对于快速事件,其不对称指数基本保持 $\delta_L = 18.5^\circ$ 不变。而对于慢速事件,随着阈值 V_s 的增加,其源区分布逐渐向西边偏移。结果表明非常慢速的EFHCMEs其源区分布偏向东边,而EFHCMEs的速度越快,其源区分布越偏向西边。

图2.3给出了所有EFHCMEs的平均传输速度分布直方图。图中上面板给出了源区



图 2.2 不对称指数 δ_L 随 V_s 的变化。 Δ 和*分表表示快速EFHCMEs事件和慢速EFHCMEs事件。直线为对慢速事件的线性拟合结果。

为日面东边事件的传输速度分布,其分布在350km/s到850km/s的范围。图中下面板给 出了源区为西边的EFHCMEs事件的传输速度分布,其分布在350km/s到1350km/s的 较大范围。比较两组不同的分布,发现爆发于东西边的EFHCMEs的传输速度在小 于900km/s的范围内具有相似的分布。而传输速度大于900km/s的事件则呈现显著的 不同,这些非常高速的CME其源区均为日面西边,这表明在地球附近观测到的快 速ICME尤其是非常快速的ICME均起源于日面西边。

假设CME在开始阶段沿着径向传播,上面得到的EFHCMEs源区呈东西不对称性 分布的结果表明,CME在行星际传播过程中可能在黄道面内发生了明显的偏转。快 速CME将偏离径向向东,慢速CME将偏离径向向西。图2.4给出了一种描述CME在行 星际中受螺旋磁力线影响而发生偏转的可能传播图像。当CME传输速度小于背景太 阳风时,CME在背景太阳风的推动作用下,受到一个具有西向分量的力而向西边偏 转(图2.4(a))。相反的,当CME的速度快于背景太阳风时,背景太阳风将阻碍 其前进,使得CME受到一个具有东向分量的力而向东偏转(图2.4(b))。所以,地 球附近观测到的快速ICME均起源于日面的西边,速度越快的CME其源区的分布越



图 2.3 EFHCMEs的平均传输速度分布直方图。



图 2.4 快速(a)和慢速(b)CME在行星际中传播的示意图。



图 2.5 惯性坐标系 $(r\phi)$ 和出流坐标系 $(r'\phi')$ 的坐标示意图。

偏向西边。由于大部分EFHCMEs为大于背景太阳风速度的快速CME,故所观测到所 有EFHCMEs事件日面源区呈明显东西不对称分布。

Zhang et al. [2003]表IV中所列的4个到达地球并引起大地磁暴的边缘CME事件进一步说明了这种偏转效应。这4个具有地磁效应的边缘CME均来源于日面东边。由于边缘事件的投影效应较小,故可以认为观测到的投影速度为真实的CME传输速度。我们发现这四个CME的速度均非常慢,分别为247km/s,138km/s,233km/s和173km/s。 根据以上的分析,这些非常慢的爆发于日面东边边缘的CME在行星际传播过程中,在背景太阳风中作用下将向西偏转并在地球附近被观测到。

2.1.2 运动学模型

为了解释CME在背景太阳风作用下的偏转并分析这种偏转的主要特征,下面将进行简单的理论分析。行星际螺旋磁力线由从太阳向外的径向流动在太阳自转作用下形成。在黄道面惯性坐标系 ($r\phi$)中,出流可表示为 $V_0 = (V_{r0}, 0) \approx (450, 0)$ km/s (忽略



非径向运动),行星际螺旋磁力线可以表示为

$$r = -\frac{V_{r0}}{\Omega}(\phi - \phi_0), \qquad (2.2)$$

其中 $\Omega \approx 2.7 \times 10^{-6}$ rad/s为太阳自转角速度, ϕ_0 为初始的出流方向。在惯性坐标系中,磁力线成螺旋结构,但以相同的背景太阳风速度运动的流体元感受到的是直的磁力线。我们把 (r,ϕ) 坐标系转换到流体元的运动坐标系的 (r',ϕ') 坐标系(如图2.5所示),行星际磁力线有如下变换方程:

$$\begin{cases} r' = \int_0^r \sqrt{1 + \frac{\Omega^2}{V_{ro}^2} r^2} dr = \frac{1}{2a_0} [r \sqrt{r^2 + a_0^2} + a_0^2 ln(r + \sqrt{r^2 + a_0^2})] - \frac{a_0}{2} lna_0, \\ \phi' = \phi + \frac{\Omega}{V_{r0}} r = \phi + \frac{r}{a_0}, \end{cases}$$
(2.3)

其中 $a_0 = V_{r0}/\Omega$ 。

对于不同速度的出流,螺旋磁场的形态不同,但是其变换方程的形式是一样的。任 意给定速度为V_r的出流,其从(r, ϕ)坐标系转换到(r', ϕ ')坐标系的转换方程为方 程2.3去掉下标'0',即:

$$\begin{cases} r' = \frac{1}{2a} [r\sqrt{r^2 + a^2} + a^2 ln(r + \sqrt{r^2 + a^2})] - \frac{a}{2} lna, \\ \phi' = \phi + \frac{r}{a}, \end{cases}$$
(2.4)

其中*a* = *V_r*/Ω。假设出流不受背景磁场的影响,在出流速度不等于背景太阳风速度时,行星际背景螺旋磁力线在流体元运动坐标系中为曲线。综合方程2.2和方程2.4,背景螺旋磁力线在流体元运动坐标系中可以描述为:

$$\begin{cases} r' = \frac{1}{2a} [r\sqrt{r^2 + a^2} + a^2 ln(r + \sqrt{r^2 + a^2})] - \frac{a}{2} lna, \\ \phi' = (\frac{1}{a} - \frac{1}{a_0})r_{\circ} \end{cases}$$
(2.5)

图2.6给出了在不同出流速度的流体元运动坐标系中背景螺旋磁力线形状。对于



图 2.6 在不同速度(V_r)的流体元运动坐标系下的行星际螺旋磁场形态。



图 2.7 不同速度CME在黄道面内传播到1AU的偏转角($\Delta \phi$)。



较快的流体元,其感受到的背景磁力线向西偏转,相反,对于较慢流体元,背景磁力线偏向东边。于是,假设一个CME以径向速度 $V_r \neq V_{r0}$ 向外传播,如果遵循磁场冻结规律的话,CME将发生偏转。图2.4简单给出了引起CME在传播过程中偏转的力的示意图。这个结果和2.2中显示的结果一致,EFHCMEs的速度越快,其源区分布越偏向西边。图2.7给出CME在黄道面内从太阳传播到1AU处的偏转角 $\Delta \phi$ ($\Delta \phi$ 大于0表示向西偏转)与径向速度的关系。可以看到,慢的CME更容易发生大的偏转。当速度 V_r =200km/s时,CME偏转角度约50°。而当速度为1800km/s时,CME偏转角度仅为-30°。当速度非常慢的时候,CME偏转角度可以达到90°。这表明东边缘非常慢的CME可能能达到地球,这与*Zhang et al.* [2003]的结果一致。

统计结果表明CME的平均角宽度为60°[*Howard et al.*, 1985; *Cane*, 1988]。由于偏转效应的影响,能到达地球的CME存在一个与经度和速度有关的源区分布范围。假设CME在黄道面中的张角宽度 Θ =60°, φ 表示CME的源区经度。为了保证CME能到达地球,根据方程2.5,当 $\phi' - (-\varphi) = \pm \Theta/2$ 时,r'必须大于1AU。根据这个限制条件,得到如下方程:

$$\begin{cases} \frac{1}{2a} [r\sqrt{r^2 + a^2} + a^2 ln(r + \sqrt{r^2 + a^2})] - \frac{a}{2} lna1AU \\ (\frac{1}{a} - \frac{1}{a_0})r + \varphi = \pm \frac{\Theta}{2} \end{cases}$$
(2.6)

即:

$$a\sqrt{r^2 + a^2} - 2a = a^2 ln \frac{a}{r + \sqrt{r^2 + a^2}},$$
(2.7)

其中 $r = (\pm(\Theta/2) - \varphi)[a_0a/(a_0 - a)]$ 。根据这个方程,可以得到不同源区经度的CME可以到达地球的速度范围。假设CME的角宽度为60°,图2.8中的实线给出了爆发于不同源区经度的在黄道面内传播的CME能到达地球的速度范围。从图2.8可以看出,速度大于260km/s的爆发于日面西边CME均可能到达地球,而东边的能到达地球的CME速度不超过1110km/s。西边速度不超过1400km/s的EFHCMEs的源区最大日面经度为70°,而东边边缘速度足够慢的CME也可以达到地球。另外,由于几乎所有



图 2.8 平均角宽度为60°(实线)和100°(虚线)的EFHCMEs的源区经度范围分布。统计分析的EFHCMEs事件用*号表示。

的CME速度均大于350km/s,故源区经度范围为[E40°,W70°],分布偏向西边,此结果与统计的EFHCMEs的源区分布范围为[E40°,W75°]的结果一致。

为了进一步比较理论结果和观测,所分析的69个EFHCMEs均用符号'*'标记在 图2.8上。78%(54/69)的EFHCMEs位于图中实线所示的速度范围内。所有慢的事件 均符合理论分析得到的条件,所有不在实线范围之内的事件均为速度大于背景太阳风 的快速CME事件。这可能是由于我们在分析中假设由背景太阳风产生的背景螺旋磁 场不变。对于慢速事件,CME能量小,背景磁场起主要主用,故该假设成立;而快 速CME能量较大,背景磁场可能受到快速CME的影响,快速CME可能不严格的沿着 估计的磁力线流动,所以一些快速的事件和理论结果不一致。

另外, CME宽度对估计结果也有很大的影响。事实上,具有大张角宽度的CME已 经被广泛报道[e.g. *McAllister et al.*, 1996]。图2.8中的虚线表示了爆发于不同经 度的角宽度Θ = 100°的CME能达到地球的速度范围。在同一经度位置,宽度越大 的CME更容易到达地球。在这种情况下,只有3个CME在两条虚线给出的范围之外。



2.1.3 2005年9月事例分析

为了进一步讨论影响CME对地有效性的可能因素,我们分析了爆发 于2003年9月7日-13日间的5次发生在同一日面活动区(活动区808)的正面CME事 件,并分析了其日面和行星际观测资料。

5次CME事件

在研究的时间段内,SOHO/LASCO共观测到4次清晰的CME。表2.1中给出了LASCO最早观测到这4次CME的时间。图2.9(b)-(e)给出了这4次CME的观测 图像。但是LASCO在9月7日1100UT到9月9日1200UT之间没有观测,故使用了Mauna Loa太阳观测站(MLSO)的MK4日冕仪(观测范围1.1到2.8*R*_☉)观测资料代替。 图2.9(a)给出了MK4于9月7日1735UT观测到的CME。

然而,在9月7日2000UT到8日1800UT,8日2000UT到9日1200UT之间仍然存在较 长时间的LASCO数据缺失。在这两个时间段内,存在3个X级耀斑和6个M级耀斑, 这暗示在这段时间内可能有其它CME发生。为此,可以利用太阳射电II型爆的观测 资料来认证是否存在CME。*Gopalswamy et al.* [2001b, 2005]研究表明波长在十米百米 (DH)以及千米(km)波段的II型射电爆可以作为较大的对地CME存在的判据。 在关注的时间范围内,WIND/WAVES观测到了5次II型射电爆,且II型爆开始时间 与LASCO和MK4日冕仪首次观测到的CME的时间基本一致。通过以上分析,可以得 出在2005年9月7日-13日间一共发生了5次大的CME事件。

5次CME的源区

MK4日冕仪首次观测到第一个CME的时间为1734UT,该CME沿着投影平面的东南方向传播,CME被观测到的时间和传播方向与S11°E77°爆发的X17.0级耀斑一致。 图2.10给出了这次CME的时间高度曲线,根据时间高度曲线外推出该CME的爆发时间 约为1731UT,和耀斑爆发时间接近。于是,可以认为该CME与这个耀斑事件相关。



图 2.9 MK4日 冕 仪 (a)和SOHO/LASCO ((b)-(e))对2005年9月7日-13日5个主要CME的观测以及MDI (f)观测到的这5次CME的日面源区(活动区AR808)。

		衣	2.1 2005 ³	丰9月7-13	日5个土多	ECME的タ	刂衣		
		CN	4Es				Flares		Type II
		$Time^a$		$V_p{}^c$	· ·	Time^d		Location	start time
Event	Day	(UT)	Width^b	$(\rm km/s)$		(UT)	Class	(deg)	(UT)
No.1	7	17:34	$\sim 160^{\circ}$	2534		17:17	X17.0	S11E77	18:05
No.2	9	19:48	Halo	1942		19:13	X6.2	S12E67	19:45
No.3	10	21:52	Halo	1102		21:30	X2.1	S13E47	21:45
No.4	11	13:00	Halo	1360		12:44	M3.0	S16E39	13:10
No.5	13	20:00	Halo	1366		19:19	X1.5	S09E10	20:20

5 2.1 2005年9月7-13日5个主要CME的列表

^aCME最早被日冕仪观测到的时间。

^bCME在日冕仪上投影宽度。

^cCME在天空平面投影速度。

^dX射线耀斑出现的时刻。





图 2.10 5次CME在被LASCO首次观测到方向上的时间高度曲线, '*'、'◇'和'□'符号 分别表示MK4日冕仪、LASCO/C2和LASCO/C3观测。在图的顶部给出了线性拟合速度和外 推得出的CME爆发时间。

SOHO/LASCO提供了其它分别发生在9月9日、9月10日、9月11日和9月13日的4次CME事件的较好的观测。从2.9可以发现这四次CME均沿着东南方向传播。 通过GOES软X射线观测,在LASCO/C2最早观测到这4次CME的时间前分别发现 了4次大的耀斑,表2.1列出了对应的耀斑情况。由于在所研究的时间段内缺少EIT观测 资料,故只能通过耀斑位置对应CME的源区。使用同样的方法,通过CME时间高度 曲线外推了CME爆发的时间,发现这4个耀斑与CME有很好的相关性,于是可认为这 四个CME均为正面CME。

从表2.1中可以看出,这些CME均为快速的宽CME。除了发生在日面边缘的第一 个CME外,其它4次都是晕状CME,表明其对地向传播。那么应该在地球附近观测到 对应的ICME,特别是最后两个源区位置接近日面中心(经度小于40°)的CME。下 面,将分析其行星际观测结果。

与5次CME相关的行星际激波和ICME观测

WIND观测的行星际磁场和太阳风等离子资料可用来研究这5个主要的正面CME的 行星际特征。图2.11给出了包含这几个CME从日面源区传播到行星际的时间区间 (9月7日-17日)的行星际观测资料。在这段时间内,WIND位于日地连线方向远离地



图 2.11 WIND/WAVES卫星对2005年9月7日-17日的行星际观测。



云 2.2 2005年9月7-13日5个主要CME相天的激波和ICME							
Shock	$Time^a$	ICME	T^b	V^c			
No.1	09 13:27	No	44	948			
No.2	11 00:54	Yes	29	1425			
No.3	12 05:57	Yes	33	1277			
No.4	$13 \ 08:51$	Flank?	44	945			
No.5	$15 \ 08:12$	Flank?	37	1141			

a激波到达1AU的时间。

 b 从反推的CME日面出现时间到激波到达1AU的传输时间((h)。

^cCME平均传输速度(km/s)。

 $\overline{x}_{200R_E}(R_E)$ 地球半径)处。图中的前三个面板分别给出了磁场强度、GMS坐标系 下的磁场经向角和方位角,其它面板显示了太阳风速度、质子密度、温度以及等离 子β(热压和磁压比)等。

如图中5条竖实线所示,在这区间内共观测到了5次磁场强度的间断。在 第1、2、3、5个间断处,背景太阳风、质子密度和温度均显著的突然增加,所以 这几次间断为为前向快激波。第4个间断看起来向一个压力波,该间断可能不是激波或 者是一个衰变的激波(D. Berdichevsky 2006, Private communication)。为了表述的 统一,在下面的讨论中均用激波表示这5处间断。

行星际激波一般由日冕物质抛射驱动,但是在某些时候行星际激波找不到驱动 物ICME。这可能是因为激波比驱动物ICME更宽,激波的边缘而不是中心被卫星观测 到,但是其驱动物ICME则可能没被观测到。冕洞高速太阳风可以驱动激波,但是通 常只有高速太阳风和低速太阳风的共转流相互作用区可以产生激波,且在这种情况下 激波很难在距离太阳1AU内产生[e.g. Cane, 1988]。故几乎所有在地球附近观测到的 行星际激波均由快速CME产生。

从9月7日到9月13日只有这5次大的CME事件,根据以上的说明,可以得到 这5次CME与激波的对应关系,这些在天空平面内投影速度大于1000km/的CME在 行 星 际 中 均 可 能 驱 动 激 波 。 图2.11中 的 数 字 对 应 于 激 波-CME对 的 编 号 。 根 据 外 推 得 到 的CME爆 发 时 间 和 激 波 到 达1AU的 时 间 , 可 以 得 到 激 波/ICMEs从日面到地球的传输时间(T)和平均传输速度(V)。对于该 这5次事件, 传输时间分别为44, 29, 33, 44和37小时, 对应的传输速度V分别为948, 1425, 1277, 945和1141km/s。

尽管WIND卫星观测到了这5次事件对应的激波,但并不意味着其驱动物ICME也能被观测到。我们使用以下4个特征来判定ICME: (1)磁场强度大于背景态; (2)由于膨胀效应引起的太阳风速度下降; (3)质子β小于0.1[Farrugia et al., 1993; Tsurutani and Gonzalez, 1995]; (4)质子温度小于期望质子温度T_exp的一 半[Richardson and Cane, 1995],质子期望温度可以由Lopez and Freeman [1986]获得的 经验公式计算:

$$T_{exp} = \left\{ \begin{array}{c} (0.031V_{sw} - 5.1)^2, V_{sw} < 500km/s \\ 0.51V_{sw} - 142, V_{sw} > 500km/s \end{array} \right.$$
(2.8)

图2.11第6个 面 板 中 的 点 线 显 示 了 质 子 温 度 T_p 和 期 望 质 子 温 度 T_{exp} 的 比 值。 $T_p/T_{exp} < 0.5$ 的判据(在图中用虚横线表示 $T_p/T_{exp} = 0.5$)在其它ICME相关的研究中已广泛被应用。在我们的工作中,4个条件都满足则为抛射物,只满足一个或者不满足任何条件的不为抛射物,满足2-3个条件的为可能的抛射物。

在第1个激波后,太阳风速度增加,β值大于0.1,质子温度T_p也比较高,T_p/T_{exp}显 著大于0.5,其不满足4个判据中的3个,因此该激波后没有显著的ICME出现。 第2,3个激波后,其满足如前所述的4个判据,因而ICME是存在的。第4个激波 之后,驱动激波的CME的行星际特征不是十分明显。首先太阳风速度仅表现 出弱的膨胀效应,质子温度较高且T_p/T_{exp}在0.5附近振荡,磁场强度也没有显 著高于背景值,其β值在整个区间内都大于0.1。因此激波后是否伴随了ICME不 确定,也可能只有ICME的边缘扫过了Wind卫星观测位置。第5个激波过后, 在15日1600UT到1800UT之间,β值和质子温度均较低,虽然其满足ICME存在的特 征,但是由于其持续时间仅为2小时,如果这段区间内的行星际结构属于ICME,那么 与第4个ICME一样,它也只是略擦过Wind卫星观测位置。



图 2.12 9月13日CME的running-difference差分图像。图中实线表明测量的方向, '□'符号显示沿着测量方向的CME前沿位置。

表2.2中列出了这几次事件的行星际参数。第1个CME没有在地球附近观测到ICME; 第2,3个CME的ICME在地球位置被观测到;第4个CME对应的ICME结构不明显;第5个CME对应的ICME的存在也不确定,虽然其爆发于日面中心。下面将给出这种现象的可能解释。

CME模型计算结果及其效应分析

在日冕仪中大部分CME均呈现出锥的形状。对投影效应可以忽略的边缘CME事件的分析表明,CME形态基本不变[Webb et al., 1997; Schwenn et al., 2005], 且CME在LASCO C2和C3的视野范围内基本沿径向传播。于是许多学者认为大 多数CME的几何特征可以用锥模型来描述[Howard et al., 1982; Fisher and Munro, 1984; Leblanc et al., 2001; Zhao et al., 2002b; Michalek et al., 2003; Xie et al., 2004]。最 近, Xue et al. [2005a]发展了一种冰淇凌锥模型来描述CME的特征,其拟合结果和观 测的CME速度基本吻合。



图 2.13 使用锥模型拟合的CME投影速度图。

假设冰淇凌锥模型适用于2005年9月的5次CME事件,于是CME的真实张角宽度 可以获得。图2.12给出了冰淇凌锥模型计算的一个例子(事件5)。首先,我们 在LASCO图像中确定了多个径向方向为测量CME的方向,并在每个方向上标记 了CME的前沿位置。由于该CME有足够的LASCO观测图像,于是可以线性拟合每一 方向上的CME前沿时间高度曲线得到各个方向的投影速度。第二,假设CME从相对 应的耀斑位置爆发,可以使用*Xue et al.* [2005a]文章表1中的方程以角宽度作为拟合参 数而用冰淇凌锥模型来拟合测量的投影速度,并使用最小二乘法来获得最佳解,如 图2.13所示。

图2.13中的横轴ψ为LASCO测量的位置角,其为从北极沿逆时针方向的角度。 '△'符号显示各个方向上测量的投影速度,曲线显示了拟合结果。用RMS偏差 ([∑(V_f - V_m)²/N]^{1/2})来衡量拟合结果的好坏,其中V_f和V_m分别为拟合和测量的投 影CME速度。从图中可以看到,后两个事件的拟合效果较好,特别是最后一次事件, 其RMS偏差仅为0.08。但是对于另外两个CME,观测结果和模型拟合结果偏差较大, 这可能是由于根据耀斑判断的源区位置的误差或者这两次CME的形状不完全符合冰淇



$\overline{}$ 表 2.3 CME的张角宽度以及其在行星际中的偏转								
N_1		11115	<i>V_{sw}</i> (KII/S)	$\Delta \Psi(\text{deg})$				
No.1	160	_	400	-33				
No.2	179	0.21	700	-17				
No.3	161	0.24	700	-15				
No.4	128	0.11	700	-8				
No.5	63	0.08	500	-26				

^a冰淇淋锥模型拟合的RMS误差。

^b每个CME前方的背景太阳风的速度。

凌锥模型引起的。对于第1次事件,由于其为边缘事件,其张角宽度直接由MK4日冕 仪测量获得。表2.3列出了这5次CME事件的张角宽度。可以看到,其中4次事件具有 较大的张角宽度,而宽度大的CME更容易到达地球。

根据方程2.5给出的CME在行星际中传播的运动学模型, CME的偏转角度 与CME的速度以及背景太阳风的速度有关。在我们的分析中,使用CME的平均 传输速度作为CME传输速度的一阶近似,如表2.2中最后一列所示。而取激波 前WIND观测的太阳风速度为背景太阳风速度V_{sw},如表2.3第三列所示,对应于 这5次事件,背景太阳风速度分别为400,700,700,700和500km/s。表2.3中第四列 给出了根据方程2.5计算出的CME传播到1AU的偏转角。其中第1个CME的偏转角最 大, $\Delta \Phi = -33^{\circ}$ 。这是因为(1)其前方背景太阳风速度最小(~400km/s),从 而提供了一个强的行星际阻力,导致了CME更容易偏转;(2)其传输速度相比于 第2、3、5个CME较小,暗示了其动能也比较小,因而其传播路径更容易偏转。效应 (1) 应该比(2) 更加显著,因为第4个CME的传输速度和第1个CME相当,但由于前 方背景太阳风速度较大,结果它的偏转角只有8°。

图2.14给出了在不考虑CME偏转效应和考虑CME偏转效应时,CME在行星际介质 中运动情况,其中CME的角宽度通过冰淇淋锥模型给出。从太阳中心位置发出的径向 彩色虚线和螺旋实线分别表示CME的中心轴在没有偏转和存在偏转时的轨迹。而彩色 的圆弧则代表了利用冰淇淋锥模型计算得到CME 的角宽度覆盖区域(标示了CME在 传播过程中可以扫过的范围),其中虚线是没有偏转效应时的情况,实线是在考虑偏 转效应时的情况。



图 2.14 5次CME事件在行星际中的偏转效应。不同的颜色分别对应于5次不同的事件。虚线 表示没有偏转效应下的CME运动情况,实线表示CME偏转运动情况。螺旋的点线表示背景太 阳风速度为450km/s的螺旋磁力线。 '◇'符号表示地球位置。

从图2.14可见,在没有偏转时,几乎每一个CME都能扫过地球位置(图中◇'符 号所示)。即使是爆发点在日面边缘的第1个CME,由于其角宽度较大,也可以 扫过地球;第5个CME因为其爆发点~*E*10°接近太阳中心,几乎可以正碰地球的。 但是如果考虑了偏转效应,CME在行星际的运动轨迹被明显改变了。第1个CME和 第5个CME明显的偏离了地球的位置,偏转对这两个CME 能否到达地球位置的影响 是显著的,当然第5个CME的角宽度小,也是造成它偏离地球的一个因素。对于中 间3个CME由于其角宽度都比较大,在考虑偏转效应时仍然可以到达地球位置。但从 图2.14上看,其对应的ICME也只有边缘扫过地球位置,这解释了Wind卫星观测到的 激波后ICME较弱或者ICME不显著的可能原因。

2.1.4 讨论

本节中我们首先分析统计分析了1997-2003年的所有对地有效晕状CME(EFHCMEs)的源区分布情况,发现其日面源区呈东西不对称性分布,发生在西边的CME 更容易到达地球。这种东西不对称性分布与CME的速度相关,速度越快的CME源区越偏向西边。结合观测和理论分析,我们认为这种不对称可能是由不同传输速度的CME在行星际的偏转引起的。速度快于背景太阳风的CME受背景太阳风的阻碍作用向东边偏转,而速度慢于背景太阳风的CME在太阳风推动下偏向西边。为了解释这种现象,提出了一个CME在行星际中传播受背景太阳风影响的运动学模型,根据该模型,CME传播中的偏转角度与CME有关。

进一步我们讨论了2005年9月7-13日间的5次较大的CME的日面观测以及地球附近相应的行星际观测。日面观测表明这5次CME均为速度快、宽度大的事件。行星际观测 表明,这5次CME都在地球附近观测到与之对应的行星际激波,然而只有在第2、3个 激波后观测到ICME存在的特征,第1个激波后没有观测到ICME,第4,5个激波后 不能完全确定是否有ICME存在,观测资料表明即使第4、5个激波后有ICME到达地 球,最多也只是其边缘扫过地球。其中最值得关注的是爆发位置几乎正对地球的 第5个CME事件在地球附近没有观测到清晰的ICME结构。

通过冰淇淋锥模型[*Xue et al.*, 2005a]和CME偏转的运动学模型的综合分析我们发现,除了CME的爆发源区位置外,CME的角宽度以及其在行星际传播中的偏转效应也是决定一个对地CME能否到达地球的重要因素。具有大的角宽度的CME(如第2,3个CME,第4个CME也有可能)的ICME可以到达地球被WIND卫星观测到,即使它们的源区位置不是特别接近日面中心;而显著的偏转效应造成了第1个CME偏离了地球,即使它具有较大的角宽度;小的角宽度和明显的偏转效应造成了几乎爆发在日面中心的第5个CME 差不多偏离了地球。

尽管模型计算结果与5个CME的观测事实一致,但是也应注意到在对CME参数估 计中存在一些不确定性。根据表2.3中RMS误差,可以看到第2、3个CME的冰淇凌锥 模型拟合结果不够理想,这可能是由于:1)缺少EIT的观测分析其源区位置,而仅 用了耀斑的位置来替代;2)CME本身形状可能并不完全符合冰淇淋锥的结构,因而 对CME角宽度的估计也不是完全准确的。但是考虑到这两个CME的源区位置偏离日 面中心,不考虑偏转效应,要到达地球其角宽度需要分别满足大于134°和94°的条件。 如果考虑到偏转效应,则要求这个角度应该更大。

这里仅讨论了5次较大的CME事件,根据美国海军研究实验室(NRL)给出CME列表,在9月7-13日内活动区808还有一些小CME爆发。但是这些CME都是非晕状且弱的事件,它们的角宽度和速度都小于这5次大的CME事件,因而不能产生9-15日之间观测到的行星际激波。

另外,其它学者的一些研究也支持了我们的结论。如Webb et al. [2000]报道 的1997年4月22日的通量绳(flux rope)事件,可能是由4月16日发生于日面背后的 一个部分晕状CME导致的; Zhang et al. [2003]还报道了其他4次在地球附近观测 到ICME的事件,与之相应的CME是从太阳东边爆发且没有显著的正面源区的慢 速CME。这些现象可以通过我们模型加以解释。Schwenn et al. [2005]也提出非对地 的晕状CME可能到达地球,而对地的晕状CME也可能错过地球。要准确回答这一问 题,即CME对地有效性,各种因素都要被考虑,包括源区的位置、角宽度和CME在 行星际介质中的偏转。

当然目前的模型是高度简化的,类似动量交换、ICME内的磁场以及行星际磁场的 扭曲位型等因素都被忽略。因此这里给出的CME偏转的轨迹是不够精确的,完全理 解CME在行星际中的运动学特性和偏转效应需要更精密的模型,如全MHD模拟等。 而最近的STEREO卫星为直接研究CME在行星际中偏转效应提供了可能。





图 2.15 SPA与CPA关系图。

2.2 CME在子午面内的偏转

在子午面内,CME在太阳附近非径向传播已经被报道。Cremades and Bothmer [2004]分析了1996年2月到2002年的具有规则结构的CME,发现在太阳低年CME在太阳 附近向赤道偏转,且偏转角度与日面冕洞面积成正比,而在太阳高年则没有明显的 规律。在本节中,我们将统计分析23太阳周太阳低年期(1997-1998年)所有能准确认 证源区的正面CME在日面附近的子午面内传播特征,并结合STEREO的近日面观测 和SOHO/MDI磁场给出可能的解释。

2.2.1 SOHO统计结果

根 据EIT观 测 资 料, 使 用Wang et al. [2002a]中 的 方 法, 我 们 认 证 了1997-1998年CME Catalog中 的 所 有CME事 件 的 日 面 源 区 (其 列 表 见http://space.ustc.edu.cn/ssdb/cme_sources/)。在认证过程中,按照置信程度分 为3个等级,我们将分析置信程度为1和2的CME爆发事件。在分析的时间区间内, 共找到271个CME具有明显的正面活动,这些事件即为确定的正面CME事件。为 了去除投影效应对统计结果的影响,我们只选取了发生在日面边缘(源区距离日



图 2.16 Δ*PA*分布直方图。

 $心 S_{dis} \ge 0.85 R_{\odot}$)以及非晕状(宽度<130°)的CME事件,共161次事件。

SPA定义为认证的源区在投影平面的位置角,为以北极方向为0°沿逆时针方向的角度;CPA与源区位置角的定义类似,其为日冕仪观测到的CME的中心位置角。日冕仪观测范围高于其源区,故如果CME径向传播,源区的位置角SPA与日冕仪观测到的位置角CPA应该相等。

图2.15给出了源区位置角SPA和LASCO观测中心位置角CPA的关系图。由于其它因 素对CME源区认证的影响,我们对其源区位置角引入了10°的误差,在图中用误差棒 表示。从图中可以看到,对于SPA<90°(即爆发于日面东北部)的事件,CPA在大多 数事件中均大于SPA,即在LASCO中观测到的CME中心角相比较于源区位置角发生了 向下的偏转,即CME向赤道的偏转。同样的,其它几部分的分析结果也表明大部分 的CME均在日面附近发生了向赤道方向的偏转。

为了描述在SPA与CPA的差别,定义ΔPA为SPA与CPA的差,其值为正表示CME在从源区传播到LASCO视野的过程中向赤道方向偏转,反之向极区偏转。考虑源区认证及测量CPA中的误差, |ΔPA| < 5°为没有明显偏转。

图2.16给出了所有事件的 ΔPA 的分布直方图。对于所有事件, ΔPA 分布在约



图 2.17 $\Delta PA = \Delta SE$ 关系图,图中两条虚线分别表示 $\Delta PA = 5^{\circ} \pi \Delta PA = -5^{\circ}$ 。

-25°到约70°的较大范围, ΔPA 的平均值约为16°,在10°到15°范围内出现的概率最大。从图中可以看到,大部分事件中 ΔPA 都大于0°,其中82%(132/161)的事件 $\Delta PA \geq 5°$,即发生了显著的向赤道方向的偏转。而只有7%(11/161)的事件 $\Delta PA \leq -5°$ 。这些结果说明,在我们的统计区间内,大部分CME在日面附近发生了向赤道方向偏转。

 ΔSE 为源区位置角SPA与赤道位置角 E_{PA} 在投影平面的的夹角大小,可近似的反映 源区的纬度位置。图2.17给出了 ΔPA 与 ΔSE 的关系图。从图中可以看到,几乎所有靠 近极区($\Delta SE > 40^{\circ}$)的CME都发生了向赤道的 $\Delta PA > 5^{\circ}$ 的明显偏转,这可能是因 为在高纬处CME传播更容易受到极区冕洞开放磁场的影响而发生偏转。但是 ΔPA 的 大小与 ΔSE 没有明显的相关性。

2.2.2 STEREO观测

STEREO/SECCHI COR1观测日面 $1.3R_{\odot}$ 到 $4R_{\odot}$ 的范围,图2.18(a)-(c)给出了STEREO COR1-B于2007年10月8日观测到的一次慢速CME在太阳附近的传播过程,它最早于0846UT被COR1-B观测到。该次CME为爆发于日面边缘,沿着COR1的



图 2.18 2007年10月8日CME的COR1-B观测图像及根据CSSS模型外推的磁场图。

视野范围西北方向向外传播,在下节中我们将对这次事件的传播和演化进行详细的分析。从图(a)-(c)可以看到,该CME在日面附近的传播过程中发生了明显的向赤 道方向的偏转。该次事件的源区位置角SPA约为300°,而在COR-1B视野边界处其前沿 的位置角PA约为270°,在该过程中CME发生了约30°的较大偏转。由于没有对太阳磁 场的3维观测,为了研究背景磁场对其偏转的影响,我们以SOHO/MDI的光球层综合 磁图观测资料作为底边界,使用电流片源表面(CSSS[*Zhao and Hoeksema*, 1995; *Zhao* et al., 2002a])模型来外推获得日面附近的3维磁场结构,如图2.18(d)所示,图中白 色'+'符号表示CME源区位置。我们使用的是一个卡林顿周的综合磁图,它反映的 是一个平均状态,可近似地认为该磁场结构为CME爆发前的背景状态。从图中可以看 到,在CME源区上方存在一个与CME形状基本一致的磁拱,且在磁拱上方存在明显 的与CME偏转方向基本一致的磁场。CME源区附近的这种磁场位形表明,CME在传 播过程中向赤道的偏转可能是由于背景磁场作用引起的。
2.2.3 小结和讨论

本节分析了发生在太阳附近的CME在子午平面内传播,发现在23周太阳低年中的 大部分正面CME在日面附近均向赤道方向偏转,且几乎所有源区位于高纬的事件均明 显的向赤道偏转。进一步分析了STEREO COR1-B观测到的一次在日面附近发生了明 显的向赤道内偏转的事件:2007年10月8日事件。在COR1视野范围内,该CME向赤道 方向偏转约30°。结合CSSS模型外推的3维磁场资料,发现该CME的偏转可能是由于背 景磁场作用引起的。

我们分析了1997-1998年间观测到的除晕状CME外的所有正面CME事件,而 在*Cremades and Bothmer* [2004]的工作中只分析了具有规则结构的CME事件而去掉了 窄的事件。我们的结果进一步证实了在太阳活动低年CME在日面附近容易发生向赤道 方向的偏转。但是,由于缺少对太阳高年事件的统计分析,我们无法得到整个太阳周 的变化情况。为了得到太完整的结果,需要扩大统计的样本。

另外,我们使用的是根据一个卡林顿周的磁场观测而外推的磁场,它并不完全反映CME爆发时的磁场结构。为了准确研究背景磁场对CME在日面附近传播的影响, 需要得到更准确的CME爆发前的磁场结构或者使用MHD模拟等方法进行研究。

2.3 2007年10月8日CME的传播和演化

STEREO卫星可以提供CME从日面爆发直到1AU处的观测。本节,我们将根据STEREO观测资料和简单的理论推导,分析2007年10月8日的边缘CME事件在行星际空间传播及其演化过程。

本次事件最早于2007年10月8日0846UT被STEREO/SECCHI COR1-B观测到,伴随着STEREO/SECCHI EUVI观测到的日面边缘的日珥爆发(如图2.19所示)。 图2.20给出了STEREO/SECCHI COR1-B、COR2-B、HI1-B以及HI2-B对这次事件的 观测。图中上半部分是直接观测图像,下半部分是差分观测图像。从图中一个可



图 2.19 伴随2007年10月8日CME事件的日珥顶部爆发。

以看到,在SECCHI的COR1、COR2、HI1和HI2的视野范围内均能观测到该CME。 在COR1视野范围内,由于该CME较弱且受盔状冕流的高亮度结构影响,在直接 图像上不能清晰地观测到该CME,但是在COR1差分图像上可以看到明显的CME结 构,该CME在COR1视野范围沿西北方向传播。在COR2和HI1的直接观测图像中,能 清楚地看到该CME为亮的气泡并沿着视野范围的西北方向径向传播。传播到HI2的 视野后,CME亮度变弱,只有其差分图像上可以看到CME结构,但比较模糊。由 于该CME爆发于日面西边缘,STEREO A只提供了最初阶段的观测,故我们只使 用STEREO B卫星的观测资料分析该CME的行星际传输过程。为了简化,在这里我们 使用COR1、COR2、HI1和HI2来表示STEREO B上的不同观测仪器。

2.3.1 CME前沿时间高度曲线的测量

为了研究CME在传播过程的演化,需要准确地测量某一时刻的CME前沿高度。 前一节提到,在背景磁场作用下,CME在日面附近会在子午面内发生偏转。但是



图 2.20 STEREO/SECCHI COR1-B、COR2-B、HI1-B、HI2-B对2007年10月8日CME事件的观测。上半部分为各个仪器的直接观测图像,下半部分为差分图像。



图 2.21 CME前沿自动确定方法示意图(根据COR2观测资料)。其中(a)为差分观测图像,图中'+'表示所确定的CME前沿位置;(b)在同一角度上亮度随高度的变化;(c)亮度梯度随高度的变化。图(b)和(c)中实线表示所认证的前沿高度。



图 2.22 CME前沿自动确定方法示意图(根据HI1观测资料)。

当CME传播到几个太阳半径以外后,由于背景磁场变弱且近似为径向的开放场,背 景磁场对CME传播的影响可以忽略,可认为CME沿某一角度径向传播,事实上观测 也证实了这一点。为了避免测量CME前沿过程中的人为误差,根据亮度梯度,我们 发展了一种自动测量CME在某一角度上的前沿高度的方法。图2.21给出了使用这种方 法测量CME前沿的事例。图中(a)面板给出了这次CME的差分观测图像,CME即 为图像中白色区域,对应于测量亮度大的区域。在某一给定角度上,可得到在该角 度上各点观测亮度随着高度的变化,I(r)。由于CME向外传播,故只需选取在同一 角度上,CME上一时刻的前沿高度向外一定距离的范围进行研究,所选取范围的大 小取决于预估的CME速度。对于本次慢速CME事件,我们选取测量角PA=280°,其 亮度随高度的变化如图2.21 (b)所示。亮度梯度随高度的变化由函数 $f(r) = \frac{dI(r)}{dr}$ 表示,图2.21 (c)给出了对应于图2.21 (b)的亮度梯度随高度变化的曲线。在CME前 沿处,其物理特性发生显著的变化,其对应于亮度发生从明到暗的最大变化。故可 认为亮度梯度最小处 ($f(r) = f_{min}$)为该时刻该角度上的CME前沿高度。面板 (b) 和 (c)中竖的实线即为通过此方法所确定的CME前沿高度,该前沿位于亮度梯度最 小的位置,对于这一时刻,CME前沿高度位于10.12 R_{\odot} 。面板 (a)中的黑色 '+'号





图 2.23 2007年10月8日CME事件的时间高度曲线, '+'、 '◊'、 '×'和 '□' 符号分别 表示COR1、COR2、HI1和HI2的仪器观测。

即表示所确定的该时刻CME的前沿位置,可以看到,自动确定的CME前沿位置与观测图上看到的亮的前沿一致。此方法对其它仪器的观测也同样适用,图2.22给出了使用此方法确定的HI1观测到的CME的前沿高度。该测量方法避免了确定CME前沿高度过程中的人为误差,亮度梯度曲线底部的平缓变化区域可视为误差范围,估算在COR2视野内测量误差约为 $\pm 0.05R_{\odot}$,在HI1视野内测量误差约为 $\pm 0.1R_{\odot}$ 。

如前面提到,该CME在内日冕内发生了显著的向赤道方向的偏转,故对于COR1观测的非常靠近日面时的情况,我们使用人工的方法测量了其前沿高度。而在其它 仪器的视野范围内,该CME近似的沿着位置角280°的方向传播,故用此方法测量 了COR2和HI1视野内观测到的CME前沿时间高度曲线。而在HI2视野中,由于CME相 对较弱且背景噪音影响较大,无法用自动的方法测量出CME的前沿高度,只能使用手 工测量的方法。。

2.3.2 CME速度和加速度

图2.23给出了这次CME事件的时间高度曲线, '+'、'◇'、'×'和'□'符号 分别表示COR1、COR2、HI1和HI2的仪器观测。。该曲线描述了CME从日面附近爆



图 2.24 2007年10月8日CME事件的角宽度、位置角(PA)的上下限位置角以及高度随时间的变化,红色、绿色、蓝色、黑色分别表示CME角宽度、CME位置角的上限、位置角下限以及CME前沿高度。

发到超过1AU(约220R_o)处的传播过程。HI2的观测资料表明,在地球附近还能观测 到该次CME事件,但由于CME在HI2视野中比较模糊,测量过程中存在较大的误差, 在以后的定量分析中不进行讨论。由于该CME为爆发于日面边缘的CME事件,可以 忽略投影效应的影响,故投影平面内的观测速度以及角宽度视为真实的速度和角宽 度。图中右下角给出了根据各个仪器测量的时间高度曲线通过二阶拟合得到的CME的 加速度,在COR1、COR2、HI1视野中分别为3.95、5.04、1.01*m/s*²。对应的CME速 度从最早的~10km/s到最后HI1视野中分别为3.95、5.04、1.01*m/s*²。对应的CME速 度从最早的~10km/s到最后HI1视野内的的~430km/s。可以看到,该次CME在传输 过程中存在持续的加速,且加速度均较小,这是一个缓变的慢加速CME事件。 该CME速度非常慢,在整个过程中CME速度均小于背景太阳风(该段时间内背景太 阳风速度约为450km/s),这也就是为什么这次慢速的CME能在太阳风作用下获得 持续的加速。该CME在COR1和COR2视野范围内的加速度最大,即在传播的最初阶 段CME具有大的加速度,这可能是由于CME在早期过程中的超径向膨胀效应引起 的,下面我们将对该CME的膨胀过程进行具体的分析。





图 2.25 该事件的中心高度L、中心传播速度 V_c 、半径R和膨胀速度 V_{ex} 随时间变化曲线,其分别用黄色、绿色、黑色和红色表示。

2.3.3 CME角宽度及膨胀速度

图2.24给出了该次CME的角宽度 θ (在图中以红色表示)以及测量的位置角(PA)的上限和下限(分别用绿色和蓝色表示)随时间的变化。CME角宽度根据CME的上限位置角 PA_{max} 和下限位置角 PA_{min} 获得,即 $\theta = PA_{max} - PA_{min}$ 。由于在HI2的视野范围内,该CME的上下边缘比较模糊,故没有对CME的角宽度进行测量。从图中可以看到,在开始阶段,CME角宽度迅速增加。约传播到10 R_{\odot} 以后,该CME角宽度基本保持在50°附近不变,该宽度与太阳低年CME的平均角宽度基本一致。

假设CME为一个顶部为半圆形的锥,其前沿高度为*H*,角宽度为 θ ,则有 $sin_2^{\theta} = \frac{R}{L}$,其中R为CME前沿半径,L为中心高度。于是根据测量的CME前沿高度(*H*)和角宽度(θ),可得*R*和*L*的计算公式为:

$$R = \frac{Hsin\frac{\theta}{2}}{1+sin\frac{\theta}{2}},\tag{2.9}$$

$$L = H - R_{\circ} \tag{2.10}$$



于是CME的膨胀速度和中心传播速度可由下式计算:

$$V_{ex} = \frac{DR}{Dt},\tag{2.11}$$

$$V_c = \frac{DL}{Dt} \,. \tag{2.12}$$

图2.25给出了该CME在传播过程中的中心高度L、中心传播速度V。、半径R和膨胀 速度Vex随时间的变化曲线,在图中分别用黄色、绿色、黑色和红色表示。从图中可以 看到,该CME的中心传播速度逐渐缓慢增加,从开始时的~40km/s增加到约50R_☉处 的~300km/s,但是均小于背景太阳风速度450km/s。在整个过程中,CME中心传播 速度Vc均大于膨胀速度Vex,在大部分时间里Vc为Vex的2倍以上,结果表明在整个传输 过程中CME中心传播速度均起主导作用。

假设

$$R = \alpha L^{\beta}, \qquad (2.13)$$



图 2.27 伴随2007年10月8日CME事件的日珥顶部和底部,以及CME前沿的时间高度曲线。

其中 α 为大于0的常数, $\beta = 1$ 表示该CME径向膨胀, $\beta > 1$ 为超径向膨胀, $\beta < 1$ 为 亚径向膨胀。图2.26给出了CME半径、膨胀速度、中心速度、 α 和 β 随中心高度的变 化,分别用不同的颜色表示。可以看到,在开始阶段,膨胀系数 β 大于1即在该过程 中CME做超径向膨胀,且此过程中膨胀速度显著增加。而后,膨胀系数 β 约为1保持不 变,CME在该过程中径向膨胀,CME的膨胀速度基本保持不变,约为100km/s。

2.3.4 与爆发日珥的关系

STEREO/EUVI观测到一个边缘日珥爆发伴随着这次CME事件,如图2.19所示。 图2.27给出了这次暗条的底部、顶部以及相应的CME前沿的时间高度曲线,分别用蓝 色、红色和黑色表示。从图中可以看到,日珥的时间高度曲线与CME前沿的时间高度 曲线形状基本一致。进一步分析了日珥速度和CME速度的关系,如图2.28所示。可以 看到,日珥在开始过程均缓慢加速,而后几乎在CME中心显著加速的同时开始迅速加 速,加速后速度约为~70km/s,略小于CME的中心传播速度,但远小于CME的前沿 速度。综合以上分析,可认为日珥的速度变化在整个过程中与CME中心速度变化基本 一致,这可能表明在这次事件中,日珥作为CME的内核随着CME一起向外传播。



图 2.28 伴随2007年10月8日CME事件的日琯顶部和底部,以及CME前沿速度和中心速度变化曲线。

2.3.5 讨论

在本节中,我们分析了一个爆发于日面边缘的的慢速CME事件在行星际中的传播 过程,得到了一些初步的结果。但是由于这次事件比较弱,故在HI2视野中的观测比 较模糊,没能完整地分析整个CME从日面开始到传播到1AU的过程。为了完整了研 究CME的传播过程,需要分析更多更强的事例。此外,我们分析了一个边缘CME事 件,近似的认为天空平面观测的投影速度和宽度即为真实的速度和宽度,这可能存在 一定的误差。要得到更准确的CME的传输过程中的演化,需要结合STEREO两颗卫星 的观测资料而得到更真实可靠的CME3维传输速度和角宽度。

2.4 小结

本章研究了CME在日地空间中的传输过程,其主要结果如下:

1. 研究了CME在行星际中传播受背景太阳风作用的偏转效应。统计分析 了1997-2002年的对地有效CME的源区分布,发现所有对地有效CME的源区呈现东西 不对称性分布。这种不对称性分布与CME的平均传输速度有关,CME的速度越大,



源区分布越偏向西边。这可能是因为CME在传播过程中在背景太阳风作用下发生了 偏转。在背景太阳风作用下,速度快于背景太阳风的CME受背景太阳风的阻碍而发 生向东的偏转,速度慢于背景太阳风的CME在太阳风推动下发生向西的偏转。进一 步,根据观测结果和理论分析,提出了CME在行星际传播中发生黄道面内的偏转的 与CME速度相关的运动学模型(方程2.5)。

2. 讨论了影响2005年9月几次大CME事件对地有效性的因素。 研究了2005年9月 爆发于同一活动区(808活动区)的5次大CME事件。随着太阳的自转,这几次CME爆 发的活动区从日面边缘旋转到日面中心。分析这段时间的日面和行星际观测资料发 现,爆发于E67°和E47°的第二、三次CME到达了地球。爆发于日面边缘E77°的第一 次CME事件没有到达地球,而爆发于日面中心(E39°和E10°)的第四、五次CME只 是边缘扫过了地球。结合CME在行星际偏转的运动学模型和冰淇凌锥模型,发现在行 星际中显著的偏转是使得第四、五次爆发于日面中心的CME偏离地球的主要原因,且 大的偏转也是第一次CME没有到达地球的主要原因。而大的张角宽度使得第二、三 次CME能到达地球。研究结果表明,源区位置、张角宽度以及在行星际中的偏转是影 响CME对地有效性的重要因素。

3. 进一步证实了太阳低年CME在日面附近发生向赤道向偏转。 统计分析 了1997-1998年的161个非晕状正面CME事件,发现82%的CME在日面附近发生了向赤 道方向的偏转,且几乎所有源区位于高纬的事件都发生了向赤道方向的偏转。对于 所有事件,其偏转角ΔPA的平均值约为16°,在10°-15°范围内出现概率最大。进一 步,分析了STEREO/SECCHI COR1-B对2007年10月8日单个事例在太阳附近传播的 观测,发现该CME在太阳附近发生了约30°的向赤道方向的偏转。结合外推得到的背 景磁场位形,发现这种CME向赤道方向的偏转可能是由于背景磁场作用引起的。

4. 分析了2007年10月8日CME从日面附近到行星际中的传播过程。 报道 了2007年10月8日STEREO卫星观测到的一次爆发于日面西边缘的CME事件,该 次CME最远在距太阳约220*R*_☉处被观测到。根据STEREO B卫星观测资料分析了这 次CME在行星际传输过程中的速度、角宽度、膨胀速度、中心速度的演化。主要结论如下: (1) 在整个过程中,该CME一直做加速运动,且其速度均小于背景太阳风, 该CME在开始阶段具有较大的加速度; (2) CME角宽度在开始阶段迅速增加,后 基本保持约50°不变; (3) CME在开始阶段做超径向膨胀,后保持约100km/s的膨胀 速度做径向膨胀; (4) 爆发日珥的速度变化与CME中心的速度变化基本一致,略小 于CME中心传播速度。

第三章 日冕物质抛射对太阳高能粒子事 件的影响

日冕物质抛射驱动激波加速粒子是产生太阳粒子事件的主要原因[e.g. Reames, 1999]。如1.2.1节所述,快的CME更容易产生大的太阳高能粒子事件,太阳高能粒子 事件的强度与CME的速度正相关,但也存在明显的分散,速度相近的CME产生的太 阳高能粒子事件强度可能相差3-4个量级。一些研究结果也表明,一些快的CME没有 产生太阳高能粒子事件,而一些慢的CME却产生了太阳高能粒子事件。这可能是因为 (1)CME速度并不真实反映激波强度;(2)其它因素影响了CME形成太阳高能粒 子事件。要研究和预报太阳高能粒子事件,就需要准确地得到日面附近的激波强度, 并分析其它可能影响CME产生太阳高能粒子事件的因素。这里,我们首先发展了一种 根据观测资料计算日冕激波强度的方法,用来讨论激波强度与太阳高能粒子事件的关 系。我们还分析了其它可能影响太阳高能粒子事件形成以及传播的因素,包括冕洞、 行星际复杂结构(激波磁云相互作用)等。

3.1 日冕物质抛射驱动激波强度对太阳高能粒子事件的影

响

日冕和行星际激波是由速度超过背景磁声波速的快速CME驱动的。由于激波不仅 伴随着强的太阳爆发,而且还具有很强的加速带电粒子的能力,故激波是空间物理研 究的重要内容之一。快速CME驱动激波可以产生渐进太阳高能粒子事件[*Cane et al.*, 1981; *Reames*, 1999; *Cane and Lario*, 2006],对地球空间环境有着显著的影响。而II型 射电爆则产生于日面附近和行星际中激波对电子的加速[e.g. *Nelson and Melrose*, 1985]。激波加速粒子的能力与激波的强度相关[e.g. Jones and Ellison, 1991]。由于 观测手段和观测技术的原因,除了卫星在1AU处的局地观测外,我们无法观测到激 波,特别是距离太阳5R_☉以内的日冕激波。为了研究和准确预报与激波相关的空间天 气现象,必须找出一种计算日冕激波强度的新方法。

到现在为止,所有日冕激波均通过远程测量得来,如:LASCO观测[Vourlidas et al., 2003],SOHO/UVCS观测[e.g. Raymond et al., 2000; Mancuso et al., 2002; Raouafi et al., 2004; Ciaravella et al., 2005, 2006]。通过UVCS观测,已经认证出数十个激 波。DH (Decameter-Hectometric,十米和百米)和千米波波段等II型射电爆能更好的反映日冕和行星际激波的特征。II型射电爆提供当地等离子信息可能可以用来获得激 波的速度和强度[Mancuso et al., 2002; Mann et al., 2003; Vršnak et al., 2004; Warmuth and Mann, 2005]。

激波强度可以用快磁声波马赫数来描述,其计算公式为 $M_{ms} = (V_{sh} - V_{sw})/V_{ms}$, 其中 V_{sh} 为激波速度, V_{sw} 为背景太阳风速度, $V_{ms} = \sqrt{(V_A^2 + C_s^2 + |V_A^2 - C_s^2|)/2}$ 为沿磁 场方向传播的快磁声波速度, V_A 为阿尔芬(Alfvén)速度, C_s 为声速。阿尔芬速度计 算公式为 $V_A = B(\mu\rho)^{-1/2}$,其中B为背景磁场强度, ρ 为背景太阳风密度。从上可以看 出,为了计算激波的强度,需要得到激波速度 V_{sh} 、背景太阳风速度 V_{sw} 、阿尔芬速 度 V_A 和声速 C_s 。激波速度可以通过分析LASCO的观测资料近似获得。在5 R_{\odot} 以内,背 景太阳风速度较小(小于150 km/s[*Sheeley et al.*, 1997]),而由于驱动激波的CME速 度在2 R_{\odot} 附近均较大,故可以忽略背景太阳风 V_{sw} 的影响。而通过等温大气的假设,可 以得到近似的声速 C_s 。于是为了计算激波强度,还需要得到阿尔芬速度(V_A),而其 由背景磁场强度和背景等离子密度决定。

由于没有磁场和等离子密度的直接观测,故广泛采用许多1维磁场和密度模型。 对于磁场,有最简单的基于磁通量守恒的磁场模型 $B(r) = B_{\odot}(R_{\odot}/r)^2$,其中太阳 表面 $r = R_{\odot}$ 处的磁场为 $B_{\odot} = 2.2G$ 。根据活动区磁场特征,一些学者也提出了叠 加多极场的磁场模型[e.g. Mann et al., 2003]等。对于密度,也有许多1维模型,



如Saito模型[Saito et al., 1977], Newkirk模型[Newkirk, 1961] 以及它们的综合模型[e.g. Gopalswamy et al., 2001b]。结合II型爆的动态谱观测,这些密度模型可以用来得到II型爆产生的高度和速度。但是,这些模型均为静态模型,不能反映出其随着高度和时间的变化以及在同一高度上随着位置的变化。

在本文中,我们发展了一种基于观测资料计算磁场强度和背景太阳风密度的方法, 在3.1.1章节中给出了本方法的详细介绍,并在3.1.2章节中用两个详细的例子来说明此 方法。

3.1.1 激波强度的计算方法

步骤1: 通过DH II型射电爆的谱观测资料计算背景等离子体密度

太阳II型射电爆爆发时伴随的电子加速表示日冕中存在激波[Malitson et al., 1973; Wild and McGready, 1950; Holman and Pesses, 1983],其频率反映当地的电子密 度[Dulk et al., 1971; Holman and Pesses, 1983]。于是可以由II型射电爆的观测资料得 到激波处的背景太阳风等离子体密度。II型射电爆一般拥有基频(F)和谐频(H), 基频在被激发的波动频率等于背景等离子频率时爆发。根据II型射电爆的基频观 测,可由公式 $N_e = [f_{pe}(Hz)/(8.98 \times 10^3)]^2 cm^{-3}$ 计算当地电子数密度。考虑多元素分 布, Priest [1982]得到根据电子数密度计算日冕背景等离子体密度的公式:

$$\rho = 1.92\tilde{\mu}m_p N_e = 1.92\tilde{\mu}m_p \left[\frac{f_{pe}(Hz)}{8.98 \times 10^3}\right]^2 cm^{-3},$$
(3.1)

其中 m_p 为质子质量,平均分子量 $\tilde{\mu} = 0.6$ 。

在本文中,我们使用DH频率范围内的II型射电爆观测资料来研究日冕激波及其 背景状态,原因如下: (1)DH频率范围~ 1-14 MHz,对应于日面距离~2-10 R_☉, 这是CME驱动激波加速能量粒子形成太阳高能粒子事件的最有效区域[*Kahler*, 1994; *Cliver et al.*, 2004]; (2)DH II型射电爆是激波前沿引起的,而米波II型射电爆的源还 一直处在争论中[e.g. Gary et al., 1984; Maia et al., 2000; Gopalswamy et al., 1997; Cho et al., 2007; Robinson and Stewart, 1985; Klein et al., 1999; Gopalswamy and Kaiser, 2002]。WIND/WAVES[Bougeret et al., 1995]提供了DH频段的II型射电爆观测资料,可以用来计算日冕激波激发II型射电爆处的背景等离子体密度。

步骤2: 通过SOHO观测计算II型射电爆产生的高度以及此时激波的速度

SOHO/LASCO C2和C3提供了CME从1.5至30 R_{\odot} 传播的观测,可以用来测量CME前沿的时间高度曲线并得到任一给定时刻的CME前沿高度和速度。 与Gopalswamy et al. [2005]和Cho et al. [2005]工作相似,假设如下: (1)DH II型 射电爆由CME驱动的激波前沿产生; (2)激波与CME前沿的距离在太阳附近较 小,可以忽略。对于米波II型射电爆,许多2维射电图像显示其源区在CME前沿的后 面[Robinson and Stewart, 1985; Klein et al., 1999]。一种可能的解释是,由于CME的 膨胀,米波II型射电爆产生于CME的侧翼[Gopalswamy and Kaiser, 2002]。由于激波 产生于向前传播的CME前面,故对于波长较长的射电爆,其起源于CME的前沿。所 以,假设1是合理的。同样,假设2也是合理的,这是因为一些证据表明CME亮的前沿 可能就是激波[e.g. Vourlidas et al., 2003; Ciaravella et al., 2006]。基于以上假设,可以 认为CME前沿为与DH II型射电爆相关的激波前沿。假设CME沿径向传播,于是可以 修正LASCO中的2维测量投影高度(H_{meas})到真实的日心高度(H_{dhelio}),修正公式 如下:

$$H_{dhelio} = \frac{H_{meas}}{\sqrt{(\cos\theta \sin\phi)^2 + \sin^2\phi}},\tag{3.2}$$

其中 θ 为通过SOHO/EIT认证的CME源区纬度, ϕ 为源区经度。然后通过对时间高度曲线的二阶拟合得到CME前沿的传播轨迹。为了验证拟合结果的好坏,我们外推拟合曲线至CME爆发的太阳表面($H_{dhelio} = 1R_{\odot}$),然后用外推得到的CME爆发时间(T_{OL})和EIT最早观测到CME爆发的时间(T_{OE})做比较。由于EIT数据的时间精度为12分钟,故 T_{OE} 和 T_{OL} 差别小即表明方法可信。



步骤3:通过CSSS模型计算日冕激波处的背景磁场

到现在为止,没有对日冕磁场的3维观测。大都通过各种各样的外推模型 获得关于日冕磁场的信息,如势场源表面模型(Potential Filed Source Surface model, PFSS[Schatten et al., 1969; Altschuler and Newkirk, 1969]),势场电流片 模型(Potential Field-Current Sheet model, PFCS [Schatten, 1971]),横向电流源 表面模型(Horizontal Current-Source surface model, HCSS; [Zhao and Hoeksema, 1992]),横向电流电流片模型(Horizontal Current-Current Sheet model, HCCS [Zhao and Hoeksema, 1994]),电流片源表面模型(Current Sheet-Source Surface model, CSSS[Zhao and Hoeksema, 1995; Zhao et al., 2002a])等。这些以测量的光球 层磁场作为输入底边界的模型计算结果,比以前所用的1维磁场更加合理也更为复杂, 且这些外推磁场结果和通过其它波段观测得到的大尺度结构比较吻合。

在本文中,我们使用电流片源表面(CSSS)模型来进行磁场的外推工作,并选 用反映1个卡林顿周的WSO(Wilcox Solar Observatory)综合磁图作为外推的底边 界。Zhao和其同事以前的工作表明,外推磁场可以近似的得到1AU处的磁场[*Zhao and Hoeksema*, 1995; *Zhao et al.*, 2002a]。在本节的研究中,选取在DH II型射电爆爆发高 度上CME源区位置附近10°的范围内的磁场计算磁场强度。由于综合磁图是一个太阳 周的平均结果,外推磁场结果并不真实的反映II型射电爆爆发时的情况。但是由于我 们研究的是没有CME影响情况下的大尺度现象,故平均态并不影响研究的结果。尽管 如此,为了使计算结果更加可信,在磁场计算结果中我们引入了20%的误差。

步骤4: 计算阿尔芬速度和快磁声波马赫数

在步骤1-3中,分别得到了背景等离子密度ρ,激波高度H和激波速度V_{sh}以及 磁场强度B。如前所述,忽略低日冕中的背景太阳风速度,并假设日冕附近声 速C_S为180km/s(对应温度T为1.4MK的等温日冕)。于是,阿尔芬速度和表征日冕 激波强度的快磁声波马赫数则可以计算获得。



图 3.1 2001年9月15日事件的EIT和LASCO的running-difference差分图像。虚线表示我们测量CME事件高度曲线的方向。

3.1.2 两次典型的事件

2001年9月15日事件

图3.1给出了这次CME事件的SOHO/EIT和SOHO/LASCO running-difference差分 图像。这个CME最早于200年9月15日1154UT被LASCO/C2观测到。如图3.1右面板所 示,这个CME在C2视野中看起来像一个沿着西南方向传播的亮气泡。从EIT图像 (图3.1左面板)判断,这个CME的源区为S27°W48°。结合EIT图像和GOES卫星观测 到的软X射线轮廓(图3.2中的点线),可以看到这次CME事件伴随着一个M1.5级耀 斑。该CME源区最显著的爆发特征最早于1112UT(T_{OE})被EIT观测到。CME前沿的 时间高度曲线通过C2和C3的观测资料测量,在测量过程中手动选取了CME主要部分 的中心方向为测量方向,如图3.1中虚线所示。进一步,用方程3.2对测量的投影高度 进行修正,结果如图3.2中'+'(C2观测)和'*'(C3观测)符号所示。通过二阶 拟合,可以得到CME前沿高度随时间变化的二阶曲线。拟合结果表明,该CME加速 度为-12.72m/s²,CME速度从2 R_{\odot} 处的772km/s减少到10 R_{\odot} 处的674km/s。从图3.2中 时间高度曲线的二阶拟合可以得到,外推出的CME爆发时间 T_{OL} 为1109UT,其 与 T_{OE} 只有3分钟的差别,表明拟合结果是实际运动的好的近似。



图 3.2 2001年9月15日CME事件的时间高度曲线。 '+'和'*'分别表示C2和C3 的测量 结果。实线为时间高度曲线的二阶拟合曲线。*T_{OL}*表示外推的CME爆发时间,*T_{OE}*为EIT观 测到的CME爆发时间。*T_b*为II型射电爆的开始时间,*H_b*和*V_b*分别表示II型射电爆开始爆发时 的CME前沿高度和速度。*T_e*表示II型射电爆的结束时间,*H_e*和*V_e*分别表示II型射电爆结束时 的CME前沿高度和速度。虚线为GOES卫星观测到的能量大于10MeV的质子通量,考虑太 阳和地球的传播距离,扣除了1小时的飞行时间。点线为GOES卫星观测到波长为1.0-8.0Å的 软X射线通量。



图 3.3 2001年9月15日1100-1300UT的WIND/WAVES观测图像。虚线表示DH II型射电爆的 基频的频率范围。



图 3.4 根据WSO 1980太阳活动周的观测资料外推出在DH II型射电爆开始爆发高度处 $(3.73R_{\odot})$)的磁场强度分布。

伴随着这次CME事件,WIND/WAVES观测到一个清晰的DH II型射电爆,如 图3.3所示。在该时间附近没有观测到别的快速CME爆发,所以这次DH II型射电 爆与本次CME的相关性是确定的。在图3.2中,II型射电爆的开始和结束时间分别 用 T_b 和 T_e 表示。从1151UT到1205UT的主要爆发为本次射电爆的基频,其谐频在本 次事件末尾出现在WIND/WAVES观测频段范围的顶端(M. L. Kaiser 2006,private communication)。由于基频具有很宽的范围,我们用两条虚线分别表示频率的上 限和下限。在事件开始的时刻,频率覆盖范围为11.06-13.07MHz,对应的背景等离 子密度为2.91 × 10⁻¹⁸到4.06 × 10⁻¹⁸ g/cm^3 。这两个值均用来计算 V_A , V_{ms} 和 M_{ms} ,以 得到它们的可能范围。对应于II型射电爆开始时(T_b),激波的高度和速度分别 为: 3.73 R_{\odot} 和752km/s。而对应于II型射电爆结束时(T_e),激波高度和速度分别 为4.62 R_{\odot} 和741km/s。

根据前面提到的计算方法,我们以1980卡林顿周的WSO磁场观测资料作为底边界,使用CSSS模型来外推计算日面附近的磁场。1980卡林顿周包含从2001年8月23日1338UT开始到2001年9月19日1951UT为止的时间。图3.4显示了DH Ⅱ型射电爆开始爆发高度(3.73*R*_☉)的外推磁场强度分布。从图中可以看出,在同一高度上磁场强度有明显的差别,其在0.03G到0.12G的较大区域变化,即阿尔芬速度也存在明显的差别。图中闭合曲线所围区域为DH Ⅱ型射电爆爆发的有效区域,其平均



图 3.5 2000年6月15日事件的EIT和LASCO的running-difference差分图像。

磁场强度为0.11G。

综合磁场强度和背景等离子体密度的计算结果,得到在II型射电爆爆发开始 时的阿尔芬速度和快磁声波速度分别为124-219km/s和189-219km/s,用快磁声波马 赫数表示的激波强度为3.43-4.18,这些结果已经加入了外推磁场中的20%误差。 阿尔芬马赫数大于2.7的激波为急流激波,如地球磁层外的弓激波等,而一般的 行星际激波则为缓流激波。计算结果表明2001年9月15日的CME驱动了一个快磁 声波马赫数大于3.42的激波,这表示尽管驱动激波的CME比较慢,但是它却驱动 了一个很强的激波并引起了一个强的II型射电爆。这个激波引起了一个大的太 阳高能粒子事件,在这次事件中,GOES卫星观测到的能量≥10MeV的质子通量 为11.6pfu (particls.cm⁻².s⁻¹.sr⁻¹)。

2000年6月15日事件

图3.5给出了本次CME事件的SOHO/EIT和SOHO/LASCO观测的running difference差分图像。这是一个非常快的CME,它沿着LASCO视野西北方向向外传播,于2000年6月15日2006UT第一次被LASCO观测到。从EIT图像认证其源区为N19°W56°,伴随的突然增亮现象最早于1936UT被EIT观测到。从软X射线轮廓图



图 3.6 2000年6月15日CME事件的时间高度,质子通量和软X射线等观测曲线。

(3.6中点线所示)中可以看到,这次CME事件伴随着一个M1.9级耀斑。图3.6给出 了经过修正的CME前沿时间高度以及其二阶拟合曲线。通过拟合曲线外推得到其 爆发时间(*T_{OL}*)为1933UT,与EIT最早观测时间(*T_{OE}*)1936UT 非常接近,这表 明拟合结果较好地反映了实际情况。这次CME的加速度为-64.54m/s²,速度从2*R*_☉处 的1451km/s变为10*R*_☉处的1176km/s。图3.7给出了本次事件WIND/WAVES的观测图 像。WIND/WAVES于1952UT到1956UT记录到一个DH II型射电爆,WIND/WAVES II型射电爆列表¹也列出了这次事件。这是一个非常短但是具有明显基频和谐频结 构的II型射电爆,它的基频于1952UT开始于频率2.4MHz,此时其谐频约为5MHz。 由于这次II型射电爆弱且持续时间短,可以认为其产生于一个弱的激波。图3.7中 两条虚线给出了基频的上限和下限范围。在该次II型射电爆开始时,其基频的频 率范围为~2.24到2.51MHz,根据方程3.1,其对应的背景等离子密度为1.19×10⁻¹⁹-1.51×10⁻¹⁹g/cm³。从图3.6中的拟合曲线可以得到,在本次事件中的II型射电爆开始 时CME前沿高度和速度分别为3.32*R*_☉和1409km/s,在结束时CME前沿高度和速度分 别为3.80*R*_☉和1393km/s,远快于2001年9月15日事件中的CME。

 $^{^{1}}$ 见http://lep694.gsfc.nasa.gov/waves/waves/html



图 3.7 2000年6月15日1900-2100UT的WIND/WAVES观测图像。



图 3.8 根据1963卡林顿周的WSO磁场观测资料外推的在DH II型射电爆开始爆发高度处 $(3.32R_{\odot})$ 的磁场强度分布。



由于本次事件的日面源区位于日面中心时,是位于1963卡林顿周,故我们用了前一个卡林顿周(1963卡林顿周,时间从2000年5月17日0306UT到2000年6月13日0817UT)的WSO综合磁图观测来外推日 冕磁场。图3.8给出了在II型射电爆开始爆发高度(H=3.32R_☉)上的磁场强度分 布图。在同一高度上,其磁场强度从0.033G变化到0.144G,变化幅度比事件1中更 大。CME源区上的有效区域在图中由封闭曲线表示,在有效区域中,平均磁场强度 为0.76G。

计算得出本次事件中II型射电爆开始时刻的阿尔芬速度和快磁声波速度分别为439-741km/s和439-741km/s。激波强度*M_{ms}*=1.90-3.21。马赫数的最小值1.90表示这个激波非常弱其刚好达到激波产生超热电子而形成II型射电爆的条件(马赫数>1.6[*Mann et al.*, 1995])。

3.1.3 相关的太阳高能粒子事件通量比较

快速CME容易产生太阳高能粒子事件[e.g. Kahler, 2001a; Lario, 2005],但由于 行星际螺旋磁力线对太阳高能粒子事件传播的影响,并不是所有太阳高能粒子事件 都能在地球附近观测到。爆发于西边的CME更容易引起地球附近的太阳高能粒子事 件。Gopalswamy et al. [2004]发现85% (51/60)的太阳高能粒子事件均由爆发于日面 西边的CME引起。

但是并不是所有爆发于日面西边的快速CME事件都引起了地球附近的太阳高能粒子事件,仍然有许多反例存在。我们研究了1997-2003年间的56个西边快速(投影速度≥1000km/s)CME,发现其中12个CME没有引起能量≥10 MeV的质子通量的增加[Shen et al., 2006]。Kahler and Vourlidas [2005]列出了16个速度大于1060km/s没有产生大太阳高能粒子事件的CME。Reinard and Andrews [2006]也发现14个速度≥1000km/s的CME没有引起太阳高能粒子事件。一个可能的的解释是CME的速度并不能真实地反映激波的强度。



表 3.1 Comparison of the 2001 September 15 event and 2000 June 15 event													
No.	Date	DH	I Type IIs	CMEs			Flares	Derived Quantities					
		T_b	F	Loc	Η	V		ρ	B	V_a	V_{ms}	M_{ms}	
		UT	MHz		R_s	$\rm km/s$		10^{-18} g/cm^3	G	$\rm km/s$	$\rm km/s$		pfu
1	2001/09/15	11:51	$11.06 \sim 13.07$	S27W48	3.73	752	M1.5	$2.91 \sim 4.06$	$0.088 \sim 0.132$	$124 \sim 219$	$180 \sim 219$	$3.43 \sim 4.18$	11.6
2	2000/06/15	19:52	$2.24 \sim 2.52$	N19W56	3.32	1409	M1.9	$0.119 \sim 0.151$	$0.061{\sim}0.091$	$439{\sim}741$	$439 {\sim} 741$	$1.90{\sim}3.21$	-

表3.1列出了本文两次事件的DH II型射电爆、CME源区位置及速度、耀斑强度、 背景等离子体密度、磁场强度、阿尔芬速度、快磁声波速度、快磁声波马赫数以及太 阳高能粒子事件强度(GOES卫星观测到的能量≥10MeV的质子通量)等参数。这两 次CME源区日面经度相似,伴随耀斑强度相似,故具有较好的可比性。

2001年9月15日事件(事件1)并不是一个非常快的CME事件,其速度为752km/s, 约为2000年6月15日事件(事件2)中CME速度的一半。根据CME速度的比较,可以期 望事件2中的CME更有可能引起太阳高能粒子事件。但事实上事件2中并没有观测到大 的太阳高能粒子事件,反而事件1中的CME引起了一个峰值为11.6 pfu的大的太阳高能 粒子事件(如表3.1所列)。

图3.2和图3.6中的虚线分别显示GOES卫星观测到的这两次事件的能量≥10MeV的 质子通量。忽略粒子在行星际中传播的扩散效应,我们以1小时作为质子从太阳传播 到地球的时间对能量粒子的时间强度曲线进行平移。从图中可以看到,在事件1中, 质子通量在CME爆发后迅速增加至最大通量11.6pfu。在事件2中,质子通量只在观测 曲线的底部波动,并没有观测到能量质子通量的显著增加。这些观测结果表明虽然事 件1中CME速度较慢,但它驱动了一个强的激波而引起了太阳高能粒子事件;尽管事 件2中的CME速度较快,但它只驱动了一个弱的激波没有产生太阳高能粒子事件。这 和激波强度的计算结果一致。

3.1.4 结果分析和讨论

在本节中,我们发展了一种根据尽可能多的观测资料计算日面附近(>2R_☉)的 日冕激波强度的方法。我们使用DH II型射电爆观测资料代替1维模型来得到背景等 离子体密度,使用LASCO和EIT观测资料得到DH II型射电爆开始时激波的速度及

No.	Date	Η	V	ρ	В	V_{ms}	M_{ms}			
		R_s	$\rm km/s$	10^{-18} g/cm^3	G	$\rm km/s$	km/s			
1	2001/09/15	3.73	752	$2.91 {\sim} 4.06$	$0.088 {\sim} 0.132$	$180 \sim 219$	$3.43 \sim 4.18$			
	1D N	Iodels		1.17	0.16	413	1.82			
2	2000/06/15	3.32	1409	$0.119{\sim}0.151$	$0.061 {\sim} 0.091$	$439 \sim 741$	$1.90{\sim}3.21$			
	1D N	Iodels		1.62	0.20	442	3.19			

表 3.2 Comparison of our results with ideal models

高度,使用WSO磁综合图资料和CSSS模型来外推磁场。等离子密度、激波高度、 激波速度和磁场强度都独立的获得。我们选择了两个事件来描述计算激波强度的 过程,其中一个为发生于2001年9月15日的慢速事件,另一个为发生于2000年6月15日 的快速事件。计算结果表明,事件1中CME驱动了一个马赫数为3.43-4.18的强激波, 而事件2中CME驱动了一个马赫数小于3.21且最小值仅为1.90的弱激波。事件2中激波 的马赫数的最小值刚好超过激波形成超热电子而产生II型射电爆的条件[*Mann et al.*, 1995]。这些结果与事件1中观测到强和长持续时间的DH II型射电爆而事件2中只产生 了一个短的II型射电爆的观测结果一致。

进一步比较了这两次CME的太阳高能粒子事件特征。发现虽然事件1中的CME速度小,但是产生了一个大的太阳高能粒子事件;尽管事件2中的CME速度非常大,但 是并没有引起高能质子通量的显著增加。这表明事件1中的CME驱动了一个强的激波 而事件2中的CME驱动了一个弱的激波,这与我们的计算结果一致。计算结果和太 阳高能粒子事件以及射电观测的一致性表明以上的计算结果是可靠的。根据CME列 表,第一个CME的能量为~ 6.0×10³⁰erg,第二个CME的能量为~ 3.1×10³¹erg,这表 明CME的速度和能量均不能反映激波的真实强度。故在太阳高能粒子事件的预报中需 要准确计算激波强度。表3.2给出了我们的计算结果和1维模型计算结果的比较。对于 不同的事件,在表中第一行给出了我们的计算结果和1维模型计算结果的比较。对于 不同的事件,在表中第一行给出了我们的计算结果和1维模型计算结果的比较。对于 们的计算结果以及太阳高能粒子事件和射电爆的观测结果相反。

从表3.1中可以得出一个慢CME驱动了一个强激波的原因。根据DH II型射电爆的观测,尽管其高度相似,但是事件1中CME前的背景等离子体密度大于事件2中CME前的背景密度。在密度1维模型中,背景等离子密度随着高度降低。但是,尽管事件1中II型射电爆爆发时的激波高度(3.73*R*_☉)大于事件2中的高度(3.32*R*_☉),但事件1中的背景等离子密度约为事件2中的27倍,这是事件1中的快磁声波速度小于事件2中的快磁声波速度的主要原因。另外,等离子密度和磁场强度随着时间和地点也有明显的变化。这两次事件表明密度大小可以相差1个数量级而磁场强度也可以变化几个量级(如图3.4和3.8所示),这种显著的差别使得我们不能使用CME速度表征激波强度。

太阳高能粒子事件是重要的空间天气效应。在这里,我们使用最广泛的能量大于10MeV的质子通量的峰值来研究太阳高能粒子事件。实际上,太阳高能粒子事件非常复杂。尽管事件2中高能质子的通量没有显著增加,但是ACE/EPAM观测到的电子通量的增加却明显大于事件1中的电子通量增加,事件2中的重离子通量也大于事件1中的重离子通量。为了完整的研究这些现象,需要分析事件中高能离子的源区(它们可能来自不同的地方:激波或者耀斑)以及引起不同特征的不同加速机制等。

虽然如此,预报太阳高能粒子事件的强度仍是一个有趣的问题。根据我们的计算结果,激波的存在并不一定是太阳高能粒子事件形成的充分条件,可能存在一个激波产 生太阳高能粒子事件的强度阈值。为了更深入的理解空间天气研究中的质子加速等过 程需要扩展我们现在的工作,而进行进一步的统计分析。

3.2 冕洞对太阳高能粒子事件的影响

在高速太阳风中,由于MHD快波和太阳风速度均较快,较强的激波很难形成。 于是,人们就猜想在高速太阳风中的太阳高能粒子事件和在低速流中的太阳高 能粒子事件有显著的区别。Kahler [2004]使用O⁺⁷/O⁺⁶ (O⁺⁷/O⁺⁶ <0.15为高速太阳 风[Zurbuchen et al., 2002])来判断高速太阳风,比较了发生在高速太阳风和低速太阳 风中的太阳高能粒子事件,发现高速太阳风对太阳高能粒子事件的形成没有显著的影 响:在高速太阳风和低速太阳风中均观测到了太阳高能粒子事件,且其相关的CME速 度也没有明显的差别。

一般认为,高速太阳风来源于冕洞[Bohlin, 1977; Harvey and Recely, 2002]。本节直接分析冕洞对太阳高能粒子事件的可能影响。

3.2.1 冕洞的确定

冕洞最初是在X射线频段($\lambda = 3 \sim 60$ Å)观测到的日冕大尺度结构,其亮度和等 离子密度均低于背景日冕,温度 $T \leq 10^{6}$ K。冕洞具有开放的磁场,是太阳风高速流的 日面源区[e.g. *Harvey and Recely*, 2002]。

现在常用的冕洞研究资料来自Kitt Peak天文台对He 10830Å谱线的观测,称之为Kitt Peak冕洞,一般认为其反映的是冕洞底部的情况[*Harvey and Recely*, 2002]。许多作者使用其研究冕洞的边界以及其它相关的现象[e.g. *Zhao et al.*, 1999; *Chertok et al.*, 2002]。Yohkoh/SXT的软X射线观测资料也经常用来进行冕洞的研究,事实上冕洞最初即定义为X射线图像上观测到的低温低密区。SOHO发射以后,SOHO/EIT对Fe IX/X (171Å,观测温度: 1.3×10^6 K), Fe XII (195Å,观测温度: 1.6×10^6 K), Fe XV (284Å,观测温度: 2×10^6 K), He II (304Å,观测温度: 8×10^4 K) 4个波段进行观测[*Delaboudiniere et al.*, 1995]。

由于观测高度不一致,所以不同谱线观测到的冕洞存在差异。在我们的研究中,选取了EIT 284Å的资料进行分析,其原因如下:

• 在我们的研究区间(1997年-2003年)内,EIT提供了最完整的观测资料, 而Yohkoh于2001年停止工作。



图 3.9 EIT 284Å冕洞确定方法的事例。(a)EIT 284Å图像以及确定的冕洞边界。(b)Kitt Peak冕洞图像。(C)Yohkoh SXT图像。(d)SOHO/MDI 图像。

- 在太阳表面附近,冕洞会随着高度的增加而快速的超径向膨胀[Munro and Jackson, 1977; Fisher and Guhathakurta, 1995; DeForest et al., 2001]。在EIT观测的四个频段中,EIT 284Å观测到的高度最高。与EIT其它频段观测比较,EIT 284Å的观测高度最接近激波加速形成太阳高能粒子事件的最有效高度~ $3R_{\odot}$ 。
- EIT 284Å的冕洞观测结果与Yohkoh的软X射线观测结果最为接近,而后者被广泛的用来研究冕洞。

EIT 284Å观测到的亮度反映日面的温度和密度,一般认为EIT 284Å图形中的黑区 为冕洞。但是,CME爆发后出现的暗区(Dimmings)和暗条在EIT观测中也显示为黑 区。为了去除暗区的影响,我们选取了CME爆发前的EIT 284Å图像。而使用*H*α图像 来区分暗条和冕洞。

为了较准确地确定冕洞的边界,我们发展了一种通过亮度梯度来确定冕洞边界的方法。图3.9给出了一个事例(2000年9月16日事件)来具体说明冕洞边界的确定过程。

在这次事件中,CME爆发于0518UT,故我们选取了爆发前0126UT的EIT 284Å图像。 在这个图像中的每一个像素点对应不同的亮度值b。对于一个给定的阈值b,可以得到 其等值线图以及每个等值线内的面积A。从EIT 284Å的图像可以看到,冕洞的边界是 从冕洞中心开始向外亮度变化最大的区域,这是由于冕洞具有开放磁场,而其它区域 为闭合磁场,这样的磁场结构导致冕洞中的物理特征如亮度等与冕洞外有显著的不 同。于是可以用函数 $f = \Delta b / \Delta A$ 来确定冕洞的边界,冕洞的边界定义为 $f = f_{max}$ 的位 置。从图3.9(a)可以看到,使用最大亮度梯度法确定了EIT图像上的两个大的暗区, 其面积分别为A=16.2和5.5gr (gr对应10° × 10°的日面网格)。最后,去除暗条和一 些面积较小的冕洞 (A < 5gr)的影响,事例中的两个大的暗区被认定为冕洞。

图3.9(b)-(d)给出了Kitt Peak,Yohkoh/SXT以及SOHO/MDI的磁场观测图像。从图中可以看到,Kitt Peak的冕洞靠近日面的中心,这是由于它观测的时间是EIT观测时间的14小时以后(15:59 UT)。Kitt Peak观测到的冕洞形状与EIT 284Å观测到的冕洞形状基本一致,但在EIT 284Å观测到的日面北极的暗区在Kitt Peak上没有观测。图3.9中的软X射线观测图像显示软X射线观测到的暗区与EIT 284Å观测到的暗区基本一致,且在北极出现了很明显的暗区。SOHO/MDI 磁场观测表明我们确定出的冕洞区域为很弱的单极场,与冕洞的特性吻合。这个例子说明亮度梯度的方法可以较好地确定冕洞,其得到的冕洞基本与软X射线的观测一致,与Kitt Peak观测的冕洞存在微小的区别。由于冕洞在不同谱段的观测中并不完全一致,所以我们称根据EIT 284Å观测资料通过亮度梯度方法得到的冕洞为EIT 284Å冕洞。

在本文中所用的冕洞均用最大亮度梯度法获得,其均为EIT 284Å图像中的暗区。 需要说明的是: (1)我们的方法去掉了冕洞确定过程中的人为因素; (2)对于爆发 在日面边缘的事件,我们使用CME源区位于日面中心的EIT图像。而对于一些非常靠 近CME的但在日面背面的冕洞,我们则没有确定。

表 3.3 1997到2003年甲暃近冕洞的快速Halo CME列表										
No.	Data Tima	CM	\mathbf{E}^{a}	Location ^b	CI	In				
	Date 1 line	Width	V	Location	A^c	d^d	тþ			
1	20000208 09:30	360°	1079	N25E26	6.3	0.1				
2	20000628 19:31	$> 134^{\circ}$	1198	N13W06	21.5	0.1				
3	20000916 05:18	360°	1215	N14W07	16.2	0.2	7.14			
4	20030318 12:30	209°	1601	S13W48	20.2	0.2	0.84			
5	20030318 13:54	360°	1042	S13W48	20.2	0.2	?			
6	20030319 02:30	360°	1342	S13W56	20.2	0.2				

冕洞对太阳高能粒子事件的影响 3.2.2

表3.3列出了1997-2003年的六次源区非常靠近冕洞(D<0.2R_☉)的CME的相关参 数,表中最后一列给出了对应的太阳高能粒子事件强度(GOES卫星观测到的能 量>10MeV的质子通量)。从表中可以看到,这六次CME均没有产生大的太阳高能粒 子事件,这表明冕洞对非常靠近的CME形成大的太阳高能粒子事件可能存在影响。但 是六次事件的数目较小,要得到准确的结果,需要进行大样本的统计分析。

如章节1.2.1所述,很多因素可能影响太阳高能粒子事件,为了研究冕洞对太阳高能 粒子事件的影响,其它的一些因素应首先排除。在统计分析中,我们选取了发生在日 面西边的快速晕状CME事件,这是因为: (1)快速的宽CME更容易产生太阳高能粒 子事件; (2) CME源区经度可能影响太阳高能粒子事件, 西边的CME更容易引起地 球附近被观测到的太阳高能粒子事件[Cane et al., 1988; Reames et al., 1996]。快速晕状 事件是指速度大于1000km/s且张角宽度大于130°的事件。

我们分析了CME catalog中1997-2003年间的所有CME,共找到97个快速的正面晕 状CME,其中62个为西边事件。用GOES卫星观测到的5分钟平均的质子通量来分析太 阳高能粒子事件的强度。在所有的62个西边快速晕状CME事件中,有6个事件位于前 一较强的太阳高能粒子事件中,无法判断其强度,故在统计分析中去除了这6次事件。

CME源区离冕洞距离的影响

首先,我们分析了在空间天气中被广泛用来判断太阳高能粒子事件的能量>10



图 3.10 CME引起能量≥10MeV的太阳高能粒子事件的概率和其源区与冕洞距离的关系。

MeV的质子通量。图3.10给出了CME产生太阳高能粒子事件的概率及其源区与冕洞距 离的关系。为了避免统计过程中产生大的标准差,得到比较可靠的结果,我们把所有 事件分为每组约为20个的三组事件:非常靠近冕洞事件($D \le 0.5R_{\odot}$)、中等靠近冕洞事 件($0.5R_{\odot} < D \le 1R_{\odot}$)和远离冕洞事件($D > 1R_{\odot}$)。在图3.10中,不同通量的太阳高 能粒子事件(所有太阳高能粒子事件、最大质子通量 \ge 10pfu和 \ge 100pfu事件)的产生 概率分别用不同的线(实线、点线和虚线)表示。误差棒给出了一个标准差(1σ)的 范围,标准差的计算公式为 $\sigma = [P(1-p)/N]^{1/2}$,其中N为CME事件的个数。

从图3.10可以看到,对于源区离冕洞不同距离的CME,其产生太阳高能粒子事件的 概率并没有明显的区别。对于不同的通量水平,CME产生太阳高能粒子事件的概率并 不随着源区离冕洞的距离D而单调变化,其在中等距离处达到峰值。而误差棒显示这 些变化都没有超出1σ的范围。对于不同通量的太阳高能粒子事件产生概率,也没有明 显的规律性变化。从这些分析可以看出,冕洞对CME产生太阳高能粒子事件没有明显 的影响。

我们进一步分析了CME产生能量≥50MeV的太阳高能粒子事件的概率。如图3.11所



图 3.11 CME引起能量≥50MeV的太阳高能粒子事件的概率和CME源区与冕洞的距离的关系。

示,其和图3.10类似,冕洞对CME产生太阳高能粒子事件没有明显的影响。

冕洞位置的影响

进一步,分析了冕洞与CME的相对位置可能对太阳高能粒子事件的影响。假设 日地间的磁连接线位于W60°处,则延伸至CME源区和日地连接磁力线中间的冕洞可 能影响CME形成太阳高能粒子事件。在这种情况下,CME驱动的激波产生的太阳高 能粒子事件必须穿过冕洞的高速流区才能到达地球。为了研究冕洞与CME源区相对 位置对太阳高能粒子事件的可能影响,我们把所有事件分成两类:一类为冕洞延伸 至CME源区和日地连线中间的事件,在这类事件中冕洞分隔了CME源区和日地连接 磁力线,我们称为I类事件;另一类为冕洞在CME源区和日地连接磁力线外或者日面 没有冕洞的事件,我们称为II类事件。

图3.12给出了这两组事件产生太阳高能粒子事件概率的比较。对于所有事件 (图3.12(a))和远离冕洞(D>0.5 R_{\odot})的事件(图3.12(c)),II类事件产生各 个通量段的太阳高能粒子事件的概率要低于I类事件,而对于靠近冕洞(D $\leq 0.5R_{\odot}$)



图 3.12 I类事件和II类事件产生能量≥10 MeV的太阳高能粒子事件概率比较。与图3.10相同,不同的线表示不同的通量的太阳高能粒子事件。(a),(b),(c)分别表示所有事件,非常靠近冕洞的事件($D \le 0.5R_{\odot}$)和较远事件($D > 0.5R_{\odot}$)。



图 3.13 I类事件和II类事件产生能量≥50 MeV的太阳高能粒子事件概率比较。



的事件(图3.12(b)),II类事件产生太阳高能粒子事件的概率要大于I类事件。但是 如前文所述,统计的不确定性较大,两组之间的所有区别均没有超过1σ的误差范围。 这说明CME源区与冕洞的相对位置对CME产生太阳高能粒子事件没有显著的影响。 同样的,我们分析了粒子能量≥50MeV的太阳高能粒子事件的产生概率。如图3.13所 示,对于I类事件和II类事件,它们产生太阳高能粒子事件的概率也没有明显的区别。

3.2.3 结果分析和讨论

在本节中,我们发展了一个去除人为因素的自动确定冕洞的方法。使用这个 方法,分析了1997-2003年中的56个西边快速晕状CME事件以及与其相关的冕洞可 能对CME产生太阳高能粒子事件的影响。统计结果表明CME源区与冕洞的距离以 及CME源区和冕洞的相对位置对太阳高能粒子事件的产生以及产生强度均没有显著 的影响,几乎所有的统计结果均没有超过1σ的误差范围。这和*Kahler* [2004]的结果一 致,他们在高速太阳风中观测到了太阳高能粒子事件且发现在其中产生太阳高能粒 子事件的CME速度并不显著快于在低速太阳风中产生了太阳高能粒子事件的CME速 度。

3.3 激波-磁云相互作用系统对太阳高能粒子事件的影响

行星际结构及行星际物质对太阳高能粒子事件的传播有显著的影响。磁云 (Magnetic Cloud, MC)是一种常见的行星际抛射物,它被认为是CME的一种行星 际表现,即行星际CME (ICME)的一种[e.g. Wilson and Hildner, 1984; Gosling et al., 1992; Cane et al., 1997]。磁云具有增强的磁场、大而平滑旋转的磁场方向以及低 的质子温度等3个基本特征[Burlaga et al., 1981]。以前的统计研究表明黄道面内传播的 单个磁云中能量粒子的强度降低[e.g. Cane and Lario, 2006],这是因为磁云具有闭合 的磁场结构[Richardson, 1997],而导致磁云对能量粒子的传播有阻碍作用[Kallenrode, 2001] .

行星际复杂结构已经被许多学者研究和报道,特别是在太阳高年,其经常被观测 到[Burlaga et al., 2001, 2002; Wang et al., 2002a, 2003c,b,a]。它可能为激波磁云复杂结 构、多重磁云等。Wang et al. [2003c]报道了激波进入磁云事件并研究了其地磁效应, 发现激波压缩磁云中的磁场是特大地磁暴的重要起源。Xiong et al. [2006a,b]进一步通 过2.5维MHD模拟的方法研究了激波磁云复杂结构的形成、演化和传播,并进一步分 析研究了其地磁效应。一些学者研究了其它行星际复杂结构对太阳高能粒子事件的影 响[Kallenrode and Cliver, 2001a; Lario and Decker, 2002, and references therein]。但是 没有研究激波进入磁云结构对太阳高能粒子事件的影响。这里,我们分析了一个典型 的激波进入磁云复杂结构引起太阳高能粒子事件显著增强的事例,这次事件是23太阳 周最大的太阳高能粒子事件,其GOES卫星观测到的能量≥10MeV的质子通量为31700 pfu。

3.3.1 2001年11月5日事件的观测

图3.14给出了2001年11月5日1200UT 至2001年11月7日的ACE卫星观测到的磁场和 太阳风资料,以及GOES-8(2003年3月8日以前,GOES观测质子通量的主卫星)观测 到的质子通量。面板1-6分别为:磁场强度B、经向角θ、方位角φ、太阳风速度V、质 子密度N_p和质子温度T_p。从图中可以看到,在11月5日1930UT到11月6日0530UT之 间,磁场强度明显增强,磁场方向角平滑旋转。在此区间中,一个激波 于11月4日0124UT被观测到。在激波前质子温度低,这是一个典型的激波进入磁 云事件,其引起了一个Dst_{min}为-292nT的特大地磁暴。Wang et al. [2003c]第一次报道 了这次事件,Zhang et al. [2007a]也列出了此次事件。在激波处,磁场强度和背景太阳 风速度分别增加~41nT和~300km/s。这个非常强的激波进入磁云影响了磁云的低质子 温度特征,使得激波后的质子温度显著增高。磁云的前边界可以通过质子温度的显 著降低和磁场规则旋转的开始来确定,如图3.14中第一条竖点线所示。磁云的后边界


图 3.14 2001年11月5日1200UT到11月7日的ACE和GOES卫星观测。



图 3.15 2001年11月事件的WIND/WAVES观测。

根据磁云的平滑旋转结束来确定,如图3.14中第二条竖点线所示,在此处磁场的经向 角θ明显下降。这个磁云是LASCO/C2于11月3日观测到的一个慢速晕状CME的行星际 表现,其LASCO观测到的投影速度为457km/s,约经过48小时传输到达地球。

如图3.14所示, 进入磁云的激波可能由紧接着的一个类磁云(MC-like) 结构(称为MC-II)驱动。根据ACE卫星观测资料,这个类磁云结构开始 于11月6日1300UT,结束于1912UT。在这个区间内,磁场显著增强、磁场方向 角有着大而平滑的旋转。通过寻找CME列表,我们发现这次磁云的日面源可 能为LASCO/C2于2001年11月4日1635UT观测到的一个非常快的晕状CME。在这 几天的范围内,也有其它晕状CME爆发,但它们均非常慢,不能驱动如此强 的激波。这个CME爆发于9864活动区,其投影速度为1810km/s,伴随着一个发 生在几乎正对地球位置(N06°W18°)的X1.0级耀斑。分析WIND/WAVES观测发 现,这次CME伴随着一个非常长持续时间的DH II型射电爆,如图3.15所示。这 次II型射电爆于2001年11月4日1630UT开始,起始频率为WIND/WAVES观测的最大频



率14MHz。这次II型射电爆持续了约两天时间,于11月6日1100UT结束,结束时频率 约为70kHz。CME源区和II型射电爆观测表明,这次CME及其驱动的激波可以在地球 附近被观测到,MC-II和进入MC-I的激波是其唯一可认证的行星际结构。特别需要注 意的是:这个长持续时间的II型射电爆表明这是一个非常强的CME,它驱动了一个非 常强的从日面附近传播到超过1AU处的激波。该激波在此过程中甚至在进入MC-I后, 均连续地加速电子。

这次事件引起了23太阳周能量≥10MeV的质子通量峰值最大的太阳高能粒子事件,GOES卫星观测到的能量大于10MeV的质子通量的最大值为31700pfu。图3.14最底部面板给出了GOES-8卫星观测到的能量≥10MeV、≥30MeV和≥50MeV的质子通量。磁云的边界和激波分别由竖的点线和实线表示,并考虑了磁云从ACE卫星传播GOES卫星的时间(约30分钟)。从GOES观测可以看到,在磁云的前边界,高能质子的通量有一个明显的增加,对于能量≥10MeV的质子通量,其大约增加了4倍。分析CME列表和太阳事件报告(Solar event report²),在此时间附近,没有记录到明显的太阳爆发现象。所以,太阳高能粒子事件强度在磁云前边界的增加是由磁云到来引起的。在增加后,高能粒子通量强度在磁云中一直保持很高的值直到磁云后边界。在磁云后边界,高能粒子通量强度大约减小一个数量级。在磁云前边界的增加和在后边界的减少,使得在磁云中的高能粒子通量强度出现了一个明显的抬升,这完全不同于以前的统计结果:在黄道面中传播的单个磁云中高能粒子通量降低。

3.3.2 23太阳周几次大事件的比较

为了分析激波磁云结构中高能粒子通量增加的特征和这种特征在引起这次23太阳周最大的太阳高能粒子事件中的作用,我们比较了23太阳周中另外两次被广泛研究的大的太阳高能粒子事件,2000年7月14日事件(Bastille事件,[e.g. *Lepping et al.*, 2001])和2003年10月28日事件(Halloween事件, [e.g. *Wang et al.*, 2005])。由

²http://www.sec.noaa.gov/ftpdir/warehouse/



图 3.16 23太阳周几次大的太阳高能粒子事件的能量≥10MeV的质子通量强度曲线比较。 黑色、蓝色和红色分别对应于2001年11月4日事件,2000年7月14日事件和2003年10月28日事 件。图中X轴表示CME爆发后经过的时间。竖的实线表示激波到达1AU被ACE卫星观测到的 时间,粗的横实线表示磁云穿过ACE的时间区间。

于GOES观测质子通量的主卫星于2003年6月18日从GOES-8变为GOES-11,故对于最后一个事件,我们使用了GOES-11观测到的质子通量进行分析。

这三次事件为23太阳周能量≥ 10 MeV的质子通量峰值最大的3次太阳高能粒子事件。表3.4给出了这3次事件的主要太阳和行星际参数。事件1,表示被产生太阳高能粒子事件的激波进入的磁云;另外两个事件,表示驱动激波产生太阳高能粒子事件的CME行星际结构。从表3.4可以看出,这3次事件都是由爆发于日面中心的快速CME驱动激波而产生的太阳高能粒子事件。所有相应的CME均伴随着一个X级耀斑和一个长持续时间的II型射电爆,这些观测事实表明这3次事件的CME都很强且能量大,进而驱动了强的激波。

图3.16给出了这3次特大太阳高能粒子事件的GOES卫星观测到的能量≥10MeV的 质子通量的比较。LASCO/C2最早观测到CME的时间在图中以横坐标为0表示。从 图3.16可以清楚地看到,对于所有的3次事件,在CME爆发后,其质子通量均显著的 快速增加,我们称之为脉冲相。在事件2和事件3中,质子通量在脉冲相增加的幅度要



衣 3.4 23 太阳问取入的3 (八太阳同比선 J 爭什。										
	No	1	2	3						
	Time $(UT)^a$	2001/11/4 16:35	2000/7/14 10:54	2003/10/28 11:30						
CME	$Location^b$	N06W18	N22W07	S15E10						
	Speed $(\rm km/s)^c$	1810	1674	2459						
Flare	Class	X1.0	X5.7	X17.2						
Shoelr	$\operatorname{Arrival}^d(\mathrm{UT})$	11/06 01:24	$07/15 \ 14:15$	$10/29 \ 06:00$						
SHOCK	$V_T^e (km/s)$	1270	1523	2252						
MCf	Begin (UT)	$11/05 \ 19:30$	$07/15 \ 19:00$	10/29 11:00						
MIC,	End (UT)	$11/06 \ 05:30$	$07/16 \ 10:00$	$10/30 \ 02:30$						
LDT II^g	Duration (hours)	Duration (hours) 42.5		37						
SEP Intensity $(pfu)^h$ 31700			24000	29500						
^a CME最早被LASCO/C2观测到的时间。										
b 根据SOHO/EIT观测资料认证的CME源区。										
^c SOHO/LASCO观测到的CME投影速度。										
^d 激波到达ACE的时间。										
^e 激波从太阳到1AU的平均传输速度。										
^f 对事件1,表示被激波进入的磁云;而对于其它两个事件,它表示驱动激波的磁云。										
g 长持续时间的II型射电爆。										
^{h} GOES卫星观测到的能量 \geq 10MeV的质子通量强度。										

远大于事件1中质子通量在脉冲相中的增加幅度,其可能原因为: (1)从图3.16可以 看到,事件2和事件3的背景质子通量强度远大于事件1中的背景质子通量强度; (2) 事件2和事件3中的耀斑强度要大于事件1; (3)事件2和事件3中的激波平均传输速度 要大于事件1中的激波平均传输速度,这可能表明事件2和事件3中的激波可能要强于 事件1中的激波; (4)事件3中CME投影速度要远大于事件1中的CME的投影速度。 但是事件2中的CME投影速度和事件1中的CME投影速度类似,这可能是因为事件2中 的CME比事件1中的CME源区更靠近日面中心,故投影效应的影响更显著。在脉冲相 过后,所有的质子通量继续缓慢增长并在激波到达ACE卫星附近达到最大值,这是 由爆发于日面中心的CME引起的太阳高能粒子事件的典型特征[*Reames*, 1999; *Lario*, 2005, and references therein]。需要特别注意的是,在事件1的磁云前边界前,质子通 量强度仍远小于事件2和事件3,但是在激波磁云复杂结构中的质子通量的显著增加 (约4倍,从~6000pfu到~25000pfu)使得这次事件成为了23太阳周最大的太阳高能粒 子事件。这些结果表明,在事件1的大太阳高能粒子事件中,激波磁云复杂结构起着非 常重要的作用。

3.3.3 结果分析和讨论

我们报道了在2001年11月5日观测到的强激波进入磁云复杂结构中太阳高能粒子事件强度显著增加的事件。在此次事件中,能量≥10MeV的质子通量在磁云并且只在磁云中显著地增加,这不同于先前在黄道面传播的单个磁云中高能粒子强度降低的统计结果。进一步通过这次事件与23太阳周其它两次大的太阳高能粒子事件(2000 Bastille事件和2003 Halloween事件)的比较,发现激波磁云复杂结构中高能粒子强度的增强引起了这次特大的太阳高能粒子事件。这些观测结果表明激波进入磁云可以显著的增加激波加速粒子的效率。

磁云具有两端连接太阳的通量管结构已经被广泛的接受[e.g. Richardson and Cane, 1996; Larson et al., 1997]。图3.17给出了单个磁云以及激波磁云复杂结构在行星际中 传播的截面图。理论研究表明粒子穿越磁力线的耗散非常小,垂直磁力线耗散和平 行磁力线耗散系数的比($\kappa_{\perp}/\kappa_{\parallel}$)为0.005-0.05 [e.g. Jokipii et al., 1995; Giacalone and Jokipii, 1999; Zank et al., 2004; Bieber et al., 2004]。Kallenrode [2001]发现磁云可以看 为高能粒子传输的阻碍物。这些结果表明磁云为行星际中传播的独立结构,在背景太 阳风中加速的高能粒子沿着磁力线传播而很难进入磁云内部,如图3.17(a)所示。这就 解释了为什么在黄道面传播的单个磁云中高能粒子强度降低。但是在本研究的特殊情 况:激波进入磁云的复杂结构中,激波可以加速磁云内携带的粒子,而由于磁云的束 缚作用,这些被加速的粒子在磁云中沿着磁云内部的磁力线传播,如图3.17(b)所示。 且由于大多数磁云与太阳连接,其它CME事件产生的高能粒子可以很快地进入磁云并 作为种子粒子被强激波加速形成高能粒子。

Kallenrode and Cliver [2001a,b]通过观测和模拟的方法研究了一系列大的太阳高能粒子事件(称为Rogue事件)。他们发现引起Rogue事件的物理条件为: (1)激波和粒子事件上游的束缚物(如磁云); (2)激波加速粒子的连续注入。*Lario and Decker* [2002]研究了22太阳周最大的太阳高能粒子事件: 1989年10月20日事件, 其GOES卫星观测到的能量>10MeV的质子通量为40000pfu。他们发现这次太阳高能



图 3.17 磁云和激波进入磁云结构的卡通示意图,箭头指示沿磁力线流动的高能粒子的运动轨迹。(a)和(b)分别表示在太阳高能粒子事件中的单个磁云和激波磁云复杂结构的情况。

粒子事件是由于高能粒子被束缚在一个行星际等离子结构中引起的。和那次事件相 似,23太阳周最大的太阳高能粒子事件是由于高能粒子束缚在磁云中引起的。这些结 果表明,激波前的行星际结构如激波磁云复杂结构和其它等离子体结构对引起太阳高 能粒子事件非常重要,特别是非常大的太阳高能粒子事件。

图3.14的第七个面板给出了ACE/EPAM观测到的2001年11月5日事件的低能质子通 量。从图中可以看到,低能段的粒子通量在磁云I的后边界并没有如高能段一样出现的 明显的下降。这是因为低能段的高能粒子事件强度不仅在磁云I中上升,其在磁云I和 磁云II之间的区域也可能出现上升,这和*Kallenrode and Cliver* [2001b]的模拟结果一 致。这种在两个磁云间的能量粒子通量的增加只在低能段出现说明磁云间的磁拓扑结 构没有强到足以束缚很高能量的粒子,而磁云的规则闭合磁场结构则相对较强,可以 束缚住更高能量的粒子,甚至能量>50 MeV的粒子。

3.4 小结

本章研究了与日冕物质相关的太阳高能粒子事件,主要的工作有:

1. 发展了计算日冕激波强度的方法,并讨论了激波强度对太阳高能粒子事件的影响。发展了一种基于尽可能多的观测资料计算激波强度的方法,并用两个实例详细地描述了计算的方法。计算结果与观测结果一致:一个慢的能量低的CME驱动了一个强的激波,而引起了长且强的DH II型射电爆和大的太阳高能粒子事件;一个快的能量高的CME驱动了一个弱的激波,只产生了短且弱的II型射电爆并没有产生大的太阳高能粒子事件。结果表明:CME速度和能量均不真实反映激波强度。要准确预报太阳高能粒子事件需要准确的计算日面附近的激波强度。

2. 发展了根据亮度梯度而自动确定冕洞的方法,该方法去除了冕洞确定过程中的人为因素。根据SOHO/EIT 284Å观测资料,采用最大亮度梯度法来确定冕洞的边界,所确定冕洞即为EIT 284Å图像中的大的暗区。这种方法避免了冕洞确定过程中的人为误差,所确定的冕洞边界与Kitt Peak和Yohkoh/SXT观测基本一致。

3. 统计分析了冕洞对太阳高能粒子事件的影响。研究了冕洞对1997-2003年所有爆 发于日面西边的快速晕状CME事件的可能影响。结果表明无论CME源区与冕洞的距 离还是CME源区与冕洞的相对位置,对CME产生太阳高能粒子事件均没有显著的影 响,统计的差别均在1σ的误差范围以内。

4. 发现激波磁云复杂结构中太阳高能粒子事件强度的显著增加。 报道了 在2001年11月5日观测到的激波进入磁云事件中的高能粒子通量特征。发现在本次激 波进入磁云的的事件中,太阳高能粒子事件在磁云区间内显著增加,这和以前观 测到的在黄道面传播的单个磁云中高能粒子强度降低的结果完全不同。这可能是 由于激波进入磁云后加速磁云内的粒子,而这些被加速的粒子被束缚在磁云内所 致。进一步比较了23太阳周的其它两次大的太阳高能粒子事件(2000年Bastille事件 和2003年Halloween事件),发现高能粒子强度在激波磁云复杂结构中的显著增加, 是2001年11月5日事件成为23太阳周最大的太阳高能粒子事件的重要原因。这表明行星 际复杂结构对太阳高能粒子事件有显著的影响,特别是对大的太阳高能粒子事件。

第四章 地磁暴的相关研究

地磁暴是与CME相关的另一个重要的空间天气现象。一般认为,中等以上非重现 性地磁暴是由CME携带的南向行星际磁场到达地球引起。在本章中,我们首先统计分 析了反映地磁暴强度的Dst指数与行星际参数的关系。然后,分析了两次日面观测相 似的CME,探讨其引起不同的空间天气效应的原因。

4.1 地磁暴Dst峰值与行星际参数的经验公式

地磁指数*Dst*与各种行星际参数(如*B_s*, *VB_z*等)的关系已经被广泛研究,但是 行星际参数、行星际南向磁场持续时间 Δt 与地磁指数*Dst*之间的简单直观的经验公 式还没有被建立。这里我们试图寻找行星际参数— $\overline{VB_z}$ 及其持续时间 Δt 和地磁暴强 度*Dst_{min}*之间的直接关系,其中 Δt 为从引起磁暴的*B_s*到达地球开始到地磁指数*Dst*达 到峰值的区间内—*VB_z* \geq 0.5mV/m[*Burton et al.*, 1975]的时间长度,— $\overline{VB_z}$ 则为这期 间—*VB_z*的平均值,*V*为日地方向的太阳风速度。于是,从行星际空间传输到地球磁层 内部的磁通量可以表示为

$$\Phi = \int -VB_z \mathrm{d}t = -\overline{VB_z}\Delta t \ . \tag{4.1}$$

4.1.1 数据选取与方法

ACE飞船在相对稳定的第一拉格朗日(L1)点作稳定的圆周运动。因此,我们主要根据1998-2001年间的ACE卫星数据(对有些没有数据的时间段,则用Wind飞船的观测代替),分析了这期间105次*Dst_{min} ≤ -50n*T的中等以上地磁暴事件。由于*Dst*指数本身的精度为1小时,所以没有考虑太阳风从从ACE飞船传播到地球磁层的延时。



图 4.1 ACE卫星观测到的2000年10月28-30日的行星际磁场和太阳风等离子体数据。从上到下分别是磁场强度B、磁场z向分量B_z、日地方向太阳风速度V、VB_z和相应的地磁指数Dst。VB_z观测图中的水平虚线表示-0.5mV/m。

下面用两个具体的事例说明数据选取的过程。

例1: 2000年10月29日事件

图4.1显 示2001年10月28日-30日 的ACE卫 星 的 观 测 数 据 。 磁 暴 开 始 于10月28日2000UT, 行星际磁场强度由~ 8nT突然增强到~ 20nT, B_z 下降至接 近-20nT, 形成一个大的 B_s 区间,相应的 VB_z 也从正值下降到负值。Dst的峰值 (-127nT)出现在29日0400UT。图中两条竖的虚线分别表示了引起磁暴的 B_s 事件 的开始时间和Dst达到最小值的时间。虚线间- $VB_z \ge 0.5$ mV/m的区间(图中填



图 4.2 ACE卫星观测到的1998年11月7-8日间的行星际磁场和太阳风等离子体数据。

充部分)即为我们所考虑的时间段 Δt ,显然 Δt 要小于这两条虚线间的间隔。从图中可以看出, B_s 区间在Dst到达到峰值后还持续了很长一段时间。但由于它发生在 Dst_{min} 之后,对磁暴强度的形成没有影响,所以我们不予考虑。这次事件中, $-\overline{VB_z} = 6.40$ mV/m, $\Delta t = 7.15$ h。

例2: 1998年11月7-8日事件

由于行星际结构的复杂性,引起的地磁暴可能出现双峰甚至多峰现象[Kamide et al., 1998; Jordanova et al., 2003]。图4.2给出了这样一个事例。在本次事件中磁暴有两个峰值,如图中'1'和'2'所示。第一个峰值(-81nT)出现在11月7日1700UT,



图 4.3 Δt 、 $-\overline{B_z}$ 和 $-\overline{VB_z}$ 的直方分布图。

引起磁暴的 B_s 大约开始于当天1100UT,其后 VB_z 开始下降并形成一个较弱的区间(如图中填充部分所示)。可以得到在此区间内— $\overline{VB_z}$ = 3.57mV/m, Δt = 5.70h。第二个峰值出现在8日0700UT,但它显然较大的受到前一个磁暴影响,其开始时背景Dst值约–50nT,与宁静时期的Dst值有较大的偏离。为避免这种偏离带来的统计上的误差,在研究中我们不考虑该次磁暴的第二个Dst峰值。

4.1.2 产生磁暴的行星际条件

图4.3显示了 Δt 、 $-\overline{B_z}$ ($\overline{B_s}$)和 $-\overline{VB_z}$ 的直方分布图。从图4.3中可以看到,对 于 $Dst_{min} \leq -50$ nT的中等地磁暴,其持续时间 Δt 都在1小时以上,98%(103/105) 的事件持续时间超过2小时,63%的事件在3小时到11小时之间,其中 $\Delta t \sim 6$ 小时的 事件最多。 B_s 的平均强度($-\overline{B_z}$)都大于3nT,85%(89/105)的事件中 $\overline{B_s}$ 超过5nT, 几乎所有(95%)的事件在3nT到16nT之间,其中 $\overline{B_s} \sim 6$ nT的事件最多。 $-\overline{VB_z}$ 都大 于1mV/m,90%(94/105)的事件中 $-\overline{VB_z}$ 小于7mV/m,其中 $-\overline{VB_z} \sim 3$ mV/m的事 件最多。图中同时给出了根据Г分布函数拟合的曲线,结果表明这些分布都基本满足 某种形式的Γ分布,其相关系数都在0.9以上。

在我们统计的样本中,有35次(~33%) $Dst_{min} \leq -100$ nT的强磁暴。这些大事件的直方分布与所有磁暴的分布类似,如图4.3下半部分所示。 Δt 都超过2小时,7小时左右的事件最多。 $-\overline{B_z}$ 都大于6nT,10nT左右出现的事件最多。 $-\overline{VB_z}$ 都大于3mV/m,5mV/m左右的事件最多。值得注意的是,与 $Dst_{min} \leq -50$ nT的中等以上地磁暴的分布相比,所有分布都相应的出现了向右的平移,这说明大的地磁暴要求更大的 B_s (或 $-\overline{VB_z}$)区间。由于强磁暴的次数较少,所以没有进行分布函数的拟合。

根据上述结果,可以得到产生磁暴的行星际条件,如表4.1所列。对于 $Dst_{min} \leq -50$ nT的中等磁暴,其产生阈值为 $\overline{B_s} \geq 3$ nT、 $-\overline{VB_z} \geq 1$ mV/m和 $\Delta t \geq 1$ h;对于 $Dst_{min} \leq -100$ nT的强磁暴,阈值为 $\overline{B_s} \geq 6$ nT、 $-\overline{VB_z} \geq 3$ mV/m和 $\Delta t \geq 2$ h。与Gonzalez and Tsurutani [1987]以及Russell Russell et al. [1974]的结果比较(表4.1),我们的统计值都偏小。这是因为我们选取的是 B_s 和 $-VB_z$ 的平均值,而他们取的是最大值;而我们只考虑了从磁暴开始到磁暴达到峰值的时间段,而他们研究的是引起地磁暴的整个 B_s 区间。

4.1.3 *Dst_{min}*的经验公式

图4.4显示了 Dst_{min} 与 $-\overline{VB_z}$ 及其持续时间 Δt 的关系。从图中可以看出 Δt 分布分散在1到28小时之间,而对于 $Dst_{min} \leq -200$ nT的特大磁暴, Δt 则集中在2到14小时的较窄的区间内。可见, B_s 持续时间长并不一定能产生大的地磁暴。由于耗散效应,持续时间越长,能量损耗也越多,磁暴强度的增加幅度会逐渐减小,因

表 4.1 产生磁暴的行星际条件的比较											
	Dst_{min}	咸	阈值6								
	(nT)	B_s (nT)	Δt (hour)	B_s (nT)	Δt (hour)						
强磁暴	≤ -100	≥ 10	≥ 3	≥ 6	≥ 2						
中等磁暴	≤ -50	≥ 5	≥ 2	≥ 3	≥ 1						

 $\overline{}^{a}$ Gonzalez and Tsurutani [1987]以及Russell et al. [1974]的结果。 ^b我们的结果。



图 4.4 $Dst峰 值 与 \Delta t$ 、 $-\overline{VB_z}$ 、 $-\overline{VB_z} \Delta t$ 、 $(-\overline{VB_z})^{1.09} (\Delta t)^{0.30} \pi (-\overline{VB_z})^{1.35} (\Delta t)^{0.33}$ 的关系 图。图中实线为线性拟合曲线。

此 $\Delta t = Dst_{min}$ 的关系是非线性的。 $-\overline{VB_z} = Dst_{min}$ 则具有很好的相关性,相关系数 达-0.9147。 $-\overline{VB_z}$ 越大,磁暴强度越大。这与*Wu and Lepping* [2002]的结果是一致 的。他们研究了1995-1998年间处于太阳低年的事件,而我们研究的是1998-2001年间的 事件,这说明 $-\overline{VB_z} = Dst_{min}$ 的良好相关性不仅在太阳低年成立,在23太阳周的上升 期和高年期同样成立。

公式4.1表示了从行星际空间传输到地球磁层内部的磁通量,但从图4.4中可以看出,它与 Dst_{min} 的相关性相对较弱,其相关系数仅为-0.7226。显然, Δt 与 Dst_{min} 之间的非线性关系导致了其相关性的变弱。为此,我们认为- $\overline{VB_z}$ 与 Δt 在引起磁暴的过程中具有不同的权重。于是,采用变量 $(-\overline{VB_z})^{\alpha}(\Delta t)^{\beta}$ 来拟合 Dst_{min} 的观测值,其中 α 和 β 为待定的常数。拟合结果表明,如下公式

$$Dst_{min} = -19.01 - 8.43(-\overline{VB_z})^{1.09}(\Delta t)^{0.30} \text{ nT}$$
(4.2)

具有最好的相关性,其相关系数为-0.9528。

根据公式4.2,我们可以看出 Δt 的权重远小于 $-\overline{VB_z}$ 的权重。假设 $-\overline{VB_z}$ 不变,则(Dst_{min} + 19.01) \propto (Δt)^{0.30}, Δt 越长对加强磁暴强度的贡献越小;相反, Δt 不变, $-\overline{VB_z}$ 越大,磁暴越强。图4.4中'A'点给出了这样一个事例。这次事件发生在2001年3月31日,其 $-\overline{VB_z}$ 为20.81mV/m,而 Δt 仅为4.90h,但它造成了23太阳周第二大的地磁暴,其 $Dst_{min} = -387$ nT,这次事件是由多重磁云相互作用引起的[Wang et al., 2003a]。

对于理想磁流体(MHD), B_s 区间在被压缩前后一般近似满足 $\Phi = -\overline{VB_z}\Delta t =$ 常数。于是,公式4.2可以改写为

$$Dst_{min} = -19.01 - 8.43\Phi^{0.30}(-\overline{VB_z})^{0.79}$$
$$= -19.01 - 8.43\Phi^{1.09}(\Delta t)^{-0.79}$$
(4.3)



通常压缩后的*B*_s区间相比于原始状态具有更强的–*VB*_z和更短的 Δt 。假设某一*B*_s区间被压缩一半,即 Δt 减小一半,则–*VB*_z增加1倍,根据公式4.3,(*Dst*_{min} + 19.01)的大小变为原来的1.73倍。可见,压缩的南向磁场比原先的状态具有更强的地磁效应。这就是解释了2001年3月31日的多重磁云会造成如此大的地磁暴,同样这也说明了激波压缩前方的南向磁场能够引起强烈的地磁效应[*Tsurutani et al.*, 1992; *Wang et al.*, 2003c]。另外,根据ACE卫星的观测资料,我们考察了1998-2000年间的所有大的–*VB*_z区间,发现满足–*VB*_z \geq 5mV/m和 $\Delta t \geq$ 3hours的–*VB*_z的33个区间均都引起了*Dst*_{min} \leq –100nT的大磁暴,其中有9个是*Dst*_{min} \leq –200nT的特大磁暴,而这9个特大磁暴中有8个都跟行星际空间中的压缩结构有关。

対35个 $Dst_{min} \leq -100$ nT的大地磁暴,我们同样作了相似的拟合(图4.4底部),发 现公式 $Dst_{min} = -66.31 - 3.21(-\overline{VB_z})^{1.35}(\Delta t)^{0.33}$ 具有最好的相关性。并且可以估计, 当-150nT< $Dst_{min} < -500$ nT时,它与经验公式4.2的误差在3%以内。 $-\overline{VB_z}$ 和 Δt 的 指数 α 和 β 虽然都有所增加,但它们相差更大,说明对于大磁暴来说,能量耗散效应更 强烈。

4.2 2003年10月-11月间两次大的CME事件的空间天气 效应比较

2003年10月28日和2003年11月18日爆发了两次日面观测相似的CME事件,但是它 们引起了不同的空间天气效应。在本节中我们将对这两次事件的日面活动以及 相应的空间天气效应做详细的分析。在此后分析中,2003年10月28日事件称为事 件1,2003年11月18日事件称为事件2。

4.2.1 两次CME事件及其日面活动的观测



图 4.5 10月28日事件(事件1)的LASCO/C2的running-difference差分图像(a, b)、 主CME的EIT195Å的running-difference差分图像(c)、云南天文台观测的对应的 H_{α} 观测图 像(d)和MIDI的光球层磁场观测图(e)等日面观测图像。图中白色箭头表示大的暗条,对 应其在MDI图形中用粗的黑线表示。

Wang et al. [2005]分析了2003年10月28日事件(事件1)。LASCO/C2最早 于10月28日1130UT观测到这次CME事件。如图4.5(b)面板所示,一个非常亮的 对地晕状CME以>2000km/s的速度快速向外传播。根据图4.5(c)的EIT观测资料 分析,这次CME伴随着一个发生在活动区10486(源区位置*S*16°*E*08°)的非常强 (X17.2级)的耀斑。该耀斑开始于0951UT,结束于1124UT,于1110UT达到峰值。 一个巨大的爆发暗条伴随着这次CME事件,其爆发的主要部分位于活动区10486, 如图4.5所示。从图4.5(d)和(e)的*H*_α和MDI磁场观测可以看到,该暗条沿着东 北-西南方向。SOHO/MDI观测的纵向磁场在暗条上方为负在下方为正,这表明暗 条上方的冕拱沿着东南向西北方向。在以该次CME爆发时间为中心的24小时区间 内,LASCO于1054UT在其视野的东南部观测到到另一个半晕状CME爆发,如图中 (a)面板所示。尽管这次CME的速度>1000km/s,但是与爆发于1130UT的主CME比 较,这次CME显得窄且暗。这次CME可能也与X17.2级的耀斑有关。

事件2中的CME最早于11月18日0850UT在LASCO/C2视野范围的西南边被观测到,而后迅速的充满了各个方向(图4.6(b)所示)。该CME投影速度为~1600km/s,小于事件1中的CME速度。这个CME伴随着发生在10501活动区(源区



图 4.6 11月18日事件的太阳观测。

位置N00°E18°)的M3.9级耀斑(图4.6 (c)),其开始于0812UT,结束于0859UT, 于0831UT达到峰值。在该次CME前,LASCO于0806UT观测到另一个的小的半晕 状CME爆发,其速度>1000 km/s。另外,LASCO于0950UT观测到一个爆发于背面东 南边缘的小CME。与事件1类似,该事件中的主CME也伴随着一个爆发于10501活动 区的暗条(图4.6 (d)和 (e))。*H*_α图像显示该暗条的主要部分沿东-西方向。结 合MDI磁场观测,发现暗条上的冕拱方向为从南向北。

4.2.2 空间天气效应比较

ACE卫星于10月29日1100UT到10月30日0230UT观测到事件1中CME(CME1)的 行星际结构,如图4.7所示。在此区间内,磁场强度大于背景太阳风的磁场强度、磁场 有大而平滑的旋转、质子温度较低且太阳风连续减小,这些特征表明其为磁云(磁 云1)。在磁云前,一个非常强的激波于0600UT被观测到,它是10月下旬ACE卫星观 测到的最大的一次激波。这个非常强的激波可能表明磁云在行星际中以非常快的速度 传播。磁云从太阳到1AU的平均传输速度为1770km/s。由于其它发生在10月26-28日之 间的半晕状CME的速度较慢,很难形成强度大且速度快的激波,故它们不能成为该磁 云的日面源。



图 4.7 ACE卫星观测到的磁场强度(*B*),磁场经向角(θ)和方位角(ϕ),南向磁场(*B_z*),太阳风速度(*V_r*),质子密度(*N_p*),质子温度(*T_p*),和热压和磁压比(β_p)。最后一个面板给出了地磁指数(*Dst*)观测。



图 4.8 ACE卫星观测到的磁场强度(B)、磁场经向角(θ)和方位角(ϕ)、南向磁场(B_z)、太阳风速度(V_r)、质子密度(N_p)、质子温度(T_p)、热压和磁压比(β_p)以及 H_e^{++} 和质子的密度比(N_α/N_p)。最后一个面板给出了地磁指数(Dst)的观测。





图 4.9 GOES-11的高能粒子事件观测。

类 似 事 件2中CME的 行 星 结 构 批 际 于11月20日1000UT到11月21日0030UT被ACE卫星观测到。在11月18日和19日内 没有其它晕状或者半晕状CME,故这个行星际结构和事件2中的CME(CME2)具 有确定的对应关系。该结构具有清晰的磁云结构:增强的磁场、大而平滑的磁场旋 转、低质子温度、低等离子体β、连续减小的太阳风速和相对高的H++和质子密度 比。本次磁云(磁云2)从太阳附近到地球的平均传输速度约为850km/s。磁云2驱 动了一个快激波,于11月20日0730UT被ACE观测到。尽管CME2在太阳附近的观测 比CME1弱,但是磁云2中的磁场强度(56nT)大于事件1中磁云(49nT)的磁场强 度。

图4.9给出了这两次事件的GOES-11的质子通量的观测。GOES观测资料表明事件1产生了一次非常强的太阳高能粒子事件(图4.9左面板)。其中,能量≥10MeV的质子通量于10月28日1148UT开始增加,并在10月29日0615UT到达其峰值29500pfu。 相反的,事件2并没有引起大的太阳高能粒子事件(图4.9右面板),其质子通量只在CME爆发时有一个小(不超过1pfu)的增加。图中1000UT左右出现的能量>10MeV的质子通量的峰值由另一个爆发于11月20日0806UT的晕状CME引起。

	夜 4.2 内八人争什的儿权										
No.	CMEs	Flares		FDcb	Tupo IIc	MCs				Det	SED
		Time ^a	Class Loc.	LIS	rype n	V_t^d	B_{max}	Bs_{max}	Δt	DSU	SEIS
		UT				$\rm km/s$	nT	nT	hours	nT	pfu
Ι	appeared at 11:30 UT, $V_i =$	09:51-	X17.2 S16E08	Yes	Strong	1770	49	30	>7	-363	29500
	2459 km/s, a preceding minor	11:10-	AR486								
	CME appeared 36 minutes be-	11:24									
	fore										
II	appeared at 08:50 UT, $V_i =$	08:12-	M3.9 N00E18	Yes	Weak	850	56	53	> 12	-472	< 1
	1660 km/s, a preceding minor	08:31-	AR501								
	CME appeared 44 minutes be-	08:59									
	fore										

表 4.2 两次大事件的比较

^a 耀斑的开始-峰值-结束时间。

^b爆发暗条。

^c http://lep694.gsfc.nasa.gov/waves/waves.html中的II型射电爆。

d 磁云从太阳到1AU的平均传输速度。

通过分析地磁指数Dst可以发现,事件1引起了一个Dst峰值为-363nT的特大地磁 暴。该地磁暴开始于10月29日早上并持续到10月30日。图4.7的底部面板给出了这次磁 暴的Dst指数变化图像。这是一次具有双峰结构的磁暴,其第一个峰值(-180nT)出 现在10月29日1000UT,该峰值由磁云前的激波鞘区引起,鞘区中磁场南向分量的最大 值高达~60nT。尽管Bs持续时间短,但如4.1节所述,非常大的南向磁场在引起大地磁 暴的过程中起显著的作用。该地磁暴的主峰值(-363nT)出现在10月30日0100UT,由 磁云携带的南向行星际磁场引起,其南向磁场(Bs)强度大(最高达30nT),且持续 时间(>7h)远大于激波鞘区的南向磁场持续时间。

尽管事件2没有引起大的太阳高能粒子事件,但是其却引起了一个Dst峰值为-472nT的特大地磁暴(图4.8中底部面板),该次事件为23太阳周最大的地磁暴事 件。Dst指数伴随着磁云2驱动的激波的到来而开始显著的减小,于11月20日2000UT达 到最小值。该次地磁暴由磁云中大而持续时间长的南向磁场引起,其南向磁场持续约 半天且最大值为53nT。特别需要注意的是,其南向磁场的最大值几乎等于总磁场强 度,即磁场几乎全为南向磁场,表明这个磁云容易引起特大的地磁暴。由于在该次事 件的激波鞘区中不存在长且强的南向磁场,故其并没有引起一个小的Dst峰值。

4.2.3 小结和讨论

在本节中,我们分析了2003年10月和11月中的两次大CME事件的两个主要空间天 气效应:太阳高能粒子事件和地磁暴。尽管日面观测表明这是两次相似的CME事件, 但是却引起了不同的空间天气效应。为了比较这两次事件,表4.2清楚地列出了这两次 事件相关的太阳活动和主要的行星际观测结果。两次事件均包含了至少1次大的耀斑和 两个CME(大的晕状CME和相对较窄和弱的小CME)。在每次事件中,两次CME均 为相隔1小时左右的正面CME,这表明它们的爆发时间非常接近。但是根据10月28日 事件和11月18日事件的行星际观测,其均为单个磁云而没在行星际中形成多重磁云以 及其它复杂结构。这可能是因为小的CME被大的CME挤压而出现偏转而不能到达地 球,这可能是CME偏转的一种。

进一分析了这两次相似的CME引起完全不同的太阳高能粒子事件的原因。根据以上的描述,这两次事件的主要区别如下: (1)投影速度和传输速度均表明CME1远快于CME2,这可能表明CME1驱动的激波比CME2强,(2)尽管都是强的耀斑,但事件1中的耀斑强度要远大于事件2中的耀斑强度。此外,II型射电爆的观测(表4.2第7列)表明CME1驱动了一个强的激波而CME2没有。这些结果表明事件1中的CME能量释放速度快于事件2中的CME,且事件1的CME驱动了一个强的激波而事件2没有。由于这两次CME均爆发于日面中心,故日面源区经度对太阳高能粒子的影响可以排除。于是,引起这两次CME产生不同太阳高能粒子事件的主要原因可以归结为:CME1的能量释放过程远快于CME2的能量释放过程,且CME1驱动了一个强的激波而CME2没有。

尽管CME1的能量释放过程要快于CME2,且在日面附近CME1驱动了一个强的激波,但是并不意味着CME1携带的总磁场大。这两次CME均形成了磁云且引起 了特大地磁暴。磁云轴向可能影响其形成地磁暴的强度,*Wang et al.* [2007]研究 了1998-2003年间20个具有清晰结构的磁云,发现当磁云轴向与黄道面的夹角*θ_{mc}*小 于0°尤其是小于-46°时,磁云更容易引起大的地磁暴。本节中分析的2次事件均在他们



图 4.10 10月事件中的磁云在GSM坐标系下的拟合结果[Wang et al., 2007]。



图 4.11 11月事件中的磁云在GSM坐标系下的拟合结果[Wang et al., 2007]。

夜 4.0 城 公 次 升 功 口 参 刻														
No	Date	Observations				Fitted parameters								
110.		t^a	V^b	n^c	B	B_s^d	B_0^e	H^{f}	θ^g	ϕ^h	\bar{t}_c^i	R^{j}	D^k/R	$\chi^2/{ m cc}^l$
Ι	2003.10.29-30	11.4 - 26.1	1200	6.0	49	30	52.5	-1	-12	246	15	6.5	0.508	0.038/0.95
II	2003.11.20-21	10.1 - 24.4	589	13.4	56	53	50.0	1	-70	90	15	7.2	0.0	0.064/0.95
^a 磁云	云的开始和结束时	可问(hours)) 。											
^b 磁云	的平均传输速度	$\xi (km/s)$.												
^c 磁云	、中等粒子体的数	如密度(cm ⁻	3)。											
^d 磁云	^d 磁云中南向磁场的最大值(in nT)。													
^e 磁∃	云轴的磁场强度	(nT) 。												
f 通量	量管的螺度符号													
g GSI	M坐标系下通量管	管轴向的经向	可角。											
h GSI	M坐标系下通量	管轴向的方位	立角。											
ⁱ 离轴														
j 通量管半径 (hours)。														
$k = \overline{\mathbf{J}}$ 一通量管轴的最近距离(hours)。														
¹ 均方根和相关系数。														
g GSI h GSI i j k J j k l 均	M坐标系下通量行 M坐标系下通量行 最近的中心时间 管半径(hours) 通量管轴的最近距 根和相关系数。	官轴问的经回 管轴向的方位]。)。 E离(hours)	1) 用。立角。) 。											

表 4.3 磁云及其拟合参数

研究的事例中。通过无力场通量管模型,图4.10和图4.11中实线分别给出了这两个磁云 的拟合曲线,其拟合参数如4.3所列。拟合结果表明这两次事件的磁云轴向(θ,φ)分 别为(-12°,246°)和(-70°,90°),均满足产生大地磁暴的条件。

特别需要指出,磁云2的轴与黄道面的夹角θ_{me}为-70°,根据Wang et al. [2007]的结果,它更容易产生特大地磁暴,这就解释了为什么虽然CME2比CME1弱,但是磁云2引起的地磁暴大于磁云1。另外,相比较于磁云1,ACE卫星观测磁云2的位置更接近于磁场强度大的磁云轴。对于磁云1和磁云2,观测路径和磁云轴的距离分别为~0.5*R*₀和~0*R*₀,其中*R*₀表示磁云的半径。由于激波面离其驱动物的距离在中心处小于边缘处,而观测到磁云2前的激波鞘区的宽度小于磁云1前的激波鞘区的宽度,这也表明飞船观测磁云2的位置更靠近其中心。所以,磁云2的地磁效应比磁云1显著。此分析同时表明,CME能量释放的速度以及其在日面附近驱动的激波的强度对地磁暴的影响较弱。

4.3 小结

在本章中,我们首先统计分析了1998-2001年的105次 $Dst_{min} \leq -50$ nT的中等以上地磁暴,研究了地磁暴峰值 Dst_{min} 与行星际参数– $\overline{VB_z}$ 及其持续时间 Δt 的关系。然后通

过对2003年两次相似的CME的分析,讨论了这两次CME引起不同的空间天气效应的可能原因。其主要结果如下:

1. 得到产生地磁暴的行星际条件的阈值。 对于 $Dst_{min} \leq -50$ nT的中等地磁暴,其产生的行星际阈值为 $\overline{B_s} \geq 3$ nT、 $-\overline{VB_z} \geq 1$ mV/m和 $\Delta t \geq 1$ h;对于 $Dst_{min} \leq -100$ nT的强磁暴,其阈值为 $\overline{B_s} \geq 6$ nT、 $-\overline{VB_z} \geq 3$ mV/m和 $\Delta t \geq 2$ h;

2. 得到地磁暴峰值 Dst_{min} 与行星际参数 $-\overline{VB_z}$ 及其持续时间 Δt 的经验公式 ($Dst_{min} = -19.01 - 8.43(-\overline{VB_z})^{1.09}(\Delta t)^{0.30}$ nT)。该经验公式的计算结果与观测值 有很好的相关性,相关系数为-0.9528。

3. 引起地磁暴的行星际参数中, $-\overline{VB_z}$ 的贡献远大于其持续时间 Δt 。根据公 式4.2,可以发现在引起地磁暴的过程中 $-\overline{VB_z}$ 和其持续时间 Δt 具有不同的贡献。强 的 $-\overline{VB_z}$ 比长的 Δt 更容易引起大的地磁暴,而且 Δt 越长,能量的耗散效应就越明显。 假设某一区间 B_s 被压缩为原来的一半,即 Δt 减小一半,则 $-\overline{VB_z}$ 会增加一倍,相应 的地磁暴强度增加为原来的1.7倍。这能用来解释多重磁云[*Wang et al.*, 2003a, 2004; *Xiong et al.*, 2007]以及激波压缩前方南向磁场存在强烈的地磁效应[*Tsurutani et al.*, 1992; *Wang et al.*, 2003c,b; *Xiong et al.*, 2006a,b]。

4. 磁云引起地磁暴的能力与其携带的南向磁场以及轴向相关,CMEs爆发 时能量释放的速度以及其在日面附近驱动的激波的强度对地磁暴的影响较弱。 研究了两次日面附近活动相似的CME事件:2003年10月28日事件和2003年11月18日 事件,发现2003年10月28日事件引起了大的太阳高能粒子事件和大的地磁暴, 而2003年11月18日事件引起了23太阳周最大的地磁暴,但是没有引起大的太阳高能粒 子事件。通过分析与CME相关的耀斑、射电爆资料,发现CMEs爆发时能量释放的速 度以及其在日面附近驱动的激波强度影响CME产生太阳高能粒子事件,而分析行星际 观测发现磁云引起地磁暴的能力与其携带的南向磁场以及轴向相关。

第五章 总结

太阳高能粒子事件和地磁暴是与CME相关的两类重要灾害性空间天气事件。CME传播及其相关的地磁暴和太阳高能粒子事件在空间天气研究中占有重要地位。本文主要从观测资料入手,结合一定的模型和简单的理论分析,运用统计研究、个例分析等多种研究方法,对CME的传播以及与其相关的太阳高能粒子事件和地磁暴进行了综合研究。主要工作和结果归纳为如下:

- 研究了CME在行星际传播过程中在黄道面内的偏转,这种偏转是引起对地 有效CME的日面源区呈现东西不对称分布的主要原因。分析了1997-2002年 间69个到达地球的正面晕状CME的源区,发现其源区分布呈明显的东西不对称 性。这种不对称性与CME的速度相关,CME的传输速度越快,其源区分布越偏 向日面西边。结合观测结果和简单的运动学模型,发现这种不对称性可能是由 于CME在行星际螺旋磁力线的影响下发生了黄道面内的偏转引起的。速度快于 背景太阳风的CME受太阳风的阻碍作用发生向东边的偏转;而速度小于背景太 阳风的CME,在太阳风的推动下发生向西边的偏转。CME在传输过程中的偏转 角度与CME的传输速度有关,如方程2.5所示。
- 2. 提出源区位置、张角宽度以及在行星际中的偏转是影响CME对地有效性的重要因素。分析了2005年9月爆发于同一活动区的几次大的CME事件的日面观测和对应的行星际观测结果,研究其对地有效性。分析观测资料并结合CME在行星际偏转的运动学模型和冰淇凌锥模型[Xue et al., 2005a],发现在行星际中显著的偏转是使得第四、五次爆发于日面中心的CME偏离地球的主要原因,且大的偏转也是第一次CME没有到达地球的主要原因。而大的张角宽度使得第二、三次CME能到达地球。根据研究结果,提出源区位置、张角宽度以及在行星际中的偏转是影响CME对地有效性的重要因素。

- 3. 进一步证实了在太阳活动低年CME在日面附近发生向赤道方向的偏转, 并提出这种偏转可能是由于背景磁场的影响。 分析了23太阳周低年 (1997-1998年)的161个可准确认证源区的正面非晕状(宽度< 130°)边缘 (S_{dis} ≥ 0.85R_☉)CME事件在日面附近传播过程中的中心位置角变化。研究发 现,82%(132/161)的CME在日面附近发生了明显的向赤道方向的偏转,所有 事件向赤道偏转的角度平均值约为16°,在10°和15°的范围中出现的概率最大。 几乎所有爆发于高纬的事件均向赤道方向偏转,偏转角大小与其源区纬度没有 明显的关系。进一步,结合STEREO观测数据和外推得到的3维磁场资料,提出 了CME日面附近的赤道向偏转可能是由于背景磁场的影响。
- 4. 根据STEREO卫星观测资料分析了CME在行星际中的传播过程。研究 了2007年10月8日STEREO卫星观测到的爆发于日面西边边缘的CME从太阳附近 到行星际中的传播过程,分析了该CME在传播过程中的速度、加速度、膨胀 速度、中心速度等演化,并讨论了其伴随的日珥的速度变化。主要结论如下:
 (1)在整个过程中,该CME一直做加速运动,CME速度均小于背景太阳风;
 (2)CME角宽度在开始阶段迅速增加,后基本保持约50°不变; (3)CME在开 始阶段做超径向膨胀,后保持约100km/s的膨胀速度做径向膨胀; (4)爆发日

珥的速度变化与CME中心的速度变化基本一致,略小于CME中心传播速度。

5. 发展了一种根据观测资料计算日面附近CME驱动激波强度的方法,提出激波强度是决定太阳高能粒子事件能否产生的主要因素。 该方法使用II型射电爆资料得到背景等离子体密度,使用LASCO观测资料得到激波速度和激波高度,使用CSSS模型外推得到磁场强度,继而计算阿尔芬速度以及表征激波强度的快磁声波马赫数。为了详细说明此方法,使用并计算了两个具体的事例。计算结果表明一个慢速的CME驱动了一个快磁声波马赫数为3.43-4.18的强激波,而一个快速CME驱动了一个磁声波马赫数仅为1.91-3.21的弱激波。激波强度的计算结果与太阳高能粒子事件和射电II型爆的观测一致:一个慢速的CME驱动了一个强的



激波,而产生了长且强的射II型爆和大的太阳高能粒子事件;一个快速的CME驱动了一个弱激波,仅产生了一个弱且短的II型射电爆,且没有产生太阳高能粒子事件。结果表明,CME速度并不一定真实反映激波的强度,要准确预报太阳高能粒子事件,需要准确的计算日冕激波的强度。

- 6. 发展了一种确定冕洞的方法,并研究了冕洞对太阳高能粒子事件的影响。 发展 了一种根据亮度梯度获取EIT 284Å观测到的冕洞的方法,此方法避免了冕洞确 定过程中的人为误差。根据此方法,研究了冕洞对1997-2003年间所有爆发于日 面西边的快速晕状CME形成太阳高能粒子事件的可能影响。统计结果表明,无 论CME源区离冕洞的距离,还是CME源区与冕洞的相对位置,对CME产生太阳 高能粒子事件都没有显著的影响,其统计的误差均没有超过1σ的范围。
- 7. 发现了激波磁云结构中太阳高能粒子事件的增强,且这种显著的增强是引起23周最大的太阳高能粒子事件的主要原因。研究了2001年11月5日ACE卫星观测到的激波进入磁云复杂结构中的太阳高能粒子事件特征,这次事件是23太阳周能量≥10MeV的质子通量最大的太阳高能粒子事件。分析观测资料发现,能量粒子通量在激波磁云复杂结构中显著地增强,这和以前在黄道面中观测到的单个磁云中能量粒子强度减小完全不同。这可能是由于激波进入磁云后加速磁云内的粒子,而这些被加速的粒子被束缚在磁云内所致。进一步比较了这次事件和23太阳周另外两次大的太阳高能粒子事件(2000年Bastille事件和2003年Halloween事件),发现太阳高能粒子事件强度在激波磁云复杂结构的增强,是使得这次事件成为23太阳周最大的太阳高能粒子事件的主要原因。结果表明,行星际复杂结构对太阳高能粒子事件特别是大的太阳高能粒子事件有显著的影响。
- 8. 统计分析了地磁暴指数峰值Dst_{min}与行星际参数VB_z及其持续时间Δt的关系。
 根据1998-2001年间的ACE和WIND卫星观测,得到产生Dst_{min} ≤ -50nT的中等
 以上地磁暴的行星际条件,如表4.1所列。对于Dst_{min} ≤ -50nT的中等地磁暴,
 其产生的行星际阈值为B_s ≥ 3nT、-VB_z ≥ 1 mV/m和Δt ≥ 1h;对于Dst_{min} ≤

-100 nT的强磁暴,其阈值为 $\overline{B_s} \ge 6$ nT、 $-\overline{VB_z} \ge 3$ mV/m和 $\Delta t \ge 2$ h。进一步,得到了地磁指数峰值 Dst_{min} 与行星际参数 VB_z 及其持续时间 Δt 的经验公式4.2,计算结果与观测结果相关系数高达0.95。该经验公式说明,在引起地磁暴的行星际参数中, $-\overline{VB_z}$ 的贡献要大于其持续时间 Δt ,这表明压缩后的行星际南向磁场具有更加强烈的地磁效应。

9. 探讨了2003年10月和11月中的两次CME引起不同的空间天气效应的原因。根据2003年10月和11月的日面观测和行星际观测分析,探讨了2003年10月和11月中的两次CME引起不同的空间天气效应的原因。进一步强调了日面附近激波强度是CME能否产生太阳高能粒子事件的主要原因,而CME携带的南向磁场以及到达地球时的轴向是决定其地磁效应的主要因素。

日冕物质抛射及其相关效应已经被广泛的研究。本文在前人的基础上,研究了日冕 物质抛射的传播以及与其相关的两个主要空间天气现象:太阳高能粒子事件和地磁 暴,发展了一些新的方法并得到了一些新的结果。但本文大部分工作还处于起步阶 段,还有许多问题需要进一步通过统计分析、模拟研究以及理论分析的方法研究解 决:

- 根据STEREO的观测资料,是否可以直接找到CME在行星际传播中偏转的证据?以及能否得出更精确的CME在行星际中的传播模型?
- 2. 如何根据观测资料,准确地预报CME能否达到地球以及到达地球的时间?
- 3. 在太阳活动高年,分析CME在日冕内的传播特征,并精确分析背景磁场如何影响CME在日冕中的传播。
- 还需要进一步统计并结合理论推导分析CME在行星际的传播和演化特征,特别 是对于对地有效的CME事件。
- 6. 能否得到激波强度与太阳高能粒子事件强度的统计关系,以及产生太阳高能粒子 事件的激波强度阈值范围?

- 进一步讨论影响太阳高能粒子事件产生和传播的因素,并探讨这些因素影响的机制。
- 7. 寻找在激波磁云相互作用结构中太阳高能粒子事件强度的增强的条件。
- 8. 能否找到可用来预报太阳高能粒子事件的产生以及产生强度的判据?
- 9. 如何利用行星际参数与地磁暴指数之间的经验公式来预报Dst指数?
- 10. 能否根据太阳附近的观测资料,提前预报地磁暴?

上述只是众多问题的一部分。解决这些问题,对加深理解空间天气现象以及准确预 报空间天气事件都有着极其重大的意义。



参考文献

- Akasofu, S.-I., Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere, Space Sci. Rev., 28, 121, 1981.
- Altschuler, M. D., and Newkirk, Magnetic fields and the structure of the solar corona, Sol. Phys., 9, 131, 1969.
- Araki, T., Golbal structure of geomagnetic sudden commencements, *Planet. Space Sci.*, 25, 373, 1977.
- Arnoldy, R. L., Signature in interplanetary medium for substorms, J. Geophys. Res., 76, 5189, 1971.
- Ballatore, P., Effects of fast and slow solar wind on the correlations between interplanetary medium and geomagnetic activity, J. Geophys. Res., 107(A9), 1227, doi:10.1029/2001JA000,144, 2002.
- Bame, S. J., J. R. Asbridge, W. C. Feldman, E. E. Fenimore, and J. T. Gosling, Solar wind heavy ions from flare heated coronal plasma, *Sol. Phys.*, 62, 179, 1979.
- Bieber, J. W., W. H. Matthaeus, A. Shalchi, and G. Qin, Nonlinear guiding center theory of perpendicular diffusion: General properties and comparison with observation, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L10,805, 2004.
- Bohlin, J. D., An observational definition of coronal holes, in Coronal Holes and High-Speed Wind Streams, edited by J. Zirker, p. 27, Colo. Univ. Press, Boulder, 1977.
- Borrini, G., J. T. Gosling, S. J. Bame, and W. C. Feldman, Helium abundance enhancements in the solar wind, J. Geophys. Res., 87, 7370, 1982.

- Bothmer, V., R. G. Marsden, T. R. Sanderson, K. J. Trattner, K.-P. Wenzel, A. Balogh, R. J. Forsyth, and B. E. Goldstein, The ulysses south polar pass: Transient fluxes of energetic ions, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 3369–3372, 1995.
- Bougeret, J.-L., M. L. Kaiser, P. J. Kellogg, R. Manning, K. Goetz, S. J. Monson, N. Monge, L. Friel, C. A. Meetre, C. Perche, L. Sitruk, and S. Hoang, Waves: The Radio and Plasma Wave Investigation on the Wind Spacecraft, *Space Sci. Rev.*, 71, 231–263, 1995.
- Bougeret, J. L., K. Goetz, M. L. Kaiser, S. D. Bale, P. J. Kellogg, M. Maksimovic, N. Monge, S. J. Monson, P. L. Astier, S. Davy, M. Dekkali, J. J. Hinze, R. E. Manning, E. Aguilar-Rodriguez, X. Bonnin, C. Briand, I. H. Cairns, C. A. Cattell, B. Cecconi, J. Eastwood, R. E. Ergun, J. Fainberg, S. Hoang, K. E. J. Huttunen, S. Krucker, A. Lecacheux, R. J. MacDowall, W. Macher, A. Mangeney, C. A. Meetre, X. Moussas, Q. N. Nguyen, T. H. Oswald, M. Pulupa, M. J. Reiner, P. A. Robinson, H. Rucker, C. Salem, O. Santolik, J. M. Silvis, R. Ullrich, P. Zarka, and I. Zouganelis, S/WAVES: The Radio and Plasma Wave Investigation on the STEREO Mission, Space Science Reviews, pp. 9–+, 2008.
- Brueckner, G. E., R. A. Howard, M. J. Koomen, C. M. Korendyke, D. J. Michels, J. D. Moses, D. G. Socker, K. P. Dere, P. L. Lamy, A. Llebaria, M. V. Bout, R. Schwenn, G. M. Simnett, D. K. Bedford, and C. J. Eyles, The large angle spectroscopic coronagraph (LASCO), Sol. Phys., 162, 357–402, 1995.
- Burlaga, L., E. Sittler, F. Mariani, and R. Schwenn, Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, helios, and IMP 8 observations, J. Geophys. Res., 86(A8), 6673–6684, 1981.
- Burlaga, L. F., and J. H. King, Intense interplanetary magnetic fields observed by geocentric spacecraft during 1963–1975, J. Geophys. Res., 84, 6633, 1979.
- Burlaga, L. F., and R. P. Lepping, The causes of recurrent geomagnetic storms, *Planet. Space Sci.*, 25, 1151, 1977.
- Burlaga, L. F., R. M. Skoug, C. W. Smith, D. F. Webb, T. H. Zurbuchen, and A. Reinard, Fast ejecta during the ascending phase of solar cycle 23: ACE observations, 1998–1999, *J. Geophys. Res.*, 106, 20,957–20,977, 2001.

- Burlaga, L. F., S. P. Plunkett, and O. C. St. Cyr, Successive cmes and complex ejecta, J. Geophys. Res., 107(A10), 1266, 2002.
- Burton, R. K., R. L. McPherron, and C. T. Russell, An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst, *J. Geophys. Res.*, 80, 4204, 1975.
- Cane, H., Coronal mass ejections and forbush decreases, *Space Sci. Rev.*, 93, 55–77(23), 2000.
- Cane, H. V., Velocity profiles of interplanetary shocks, in *Solar Wind Conference*, edited by M. Neugebauer, pp. 703–709, 1983.
- Cane, H. V., The large-scale structure of flare-associated interplanetary shocks, J. Geophys. Res., 93(A1), 1–6, 1988.
- Cane, H. V., The current status in our understanding of energetic particles, coronal mass ejections and flares, in *Coronal Mass Ejections*, edited by N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman, Geophys. Monogr. ser. 99, p. 205, AGU, 1997.
- Cane, H. V., and D. Lario, An Introduction to CMEs and Energetic Particles, Space Sci. Rev., 123, 45–56, 2006.
- Cane, H. V., and I. G. Richardson, Interplanetary coronal mass ejections in the near-earth solar wind during 1996–2002, J. Geophys. Res., 108(A4), 1156, doi:10.1029/2002JA009,817, 2003.
- Cane, H. V., R. G. Stone, J. Fainberg, J. L. Steinberg, S. Hoang, and R. T. Stewart, Radio evidence for shock acceleration of electrons in the solar corona, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 1285, 1981.
- Cane, H. V., N. R. Sheeley, Jr., and R. A. Howard, Energetic interplanetary shocks, radio emission, and coronal mass ejections, J. Geophys. Res., 92(A9), 9869, 1987.
- Cane, H. V., D. V. Reames, and T. T. von Rosenvinge, The role of interplanetary shocks in the longitude distribution of solar energetic particles, J. Geophys. Res., 93, 9555– 9567, 1988.
- Cane, H. V., I. G. Richardson, and G. Wibberenz, Helios 1 and 2 observations of particle decreases, ejecta, and magnetic clouds, J. Geophys. Res., 102, 7075, 1997.

- Cane, H. V., I. G. Richardson, and O. C. St. Cyr, Coronal mass ejections, interplanetary ejecta and geomagnetic storms, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 3591–3594, 2000.
- Chapman, S., and J. Bartels, *Geomagnetism*, vol. 1, chap. IX, Oxford, Clarendon, Oxford, 1940.
- Chertok, I. M., E. I. Obridko, V. N. Mogilevsky, N. S. Shilova, and H. S. Hudson, Solar disappearing filament inside a coronal hole, *Astrophys. J.*, 567, 1225–1233, 2002.
- Cho, K. S., Y. J. Moon, M. Dryer, A. Shanmugaraju, C. D. Fry, Y. H. Kim, S. C. Bong, and Y. D. Park, Examination of type ii origin with soho/lasco observations, *J. Geophys. Res.*, 110, A12,101, 2005.
- Cho, K.-S., J. Lee, Y.-J. Moon, M. Dryer, S.-C. Bong, Y.-H. Kim, and Y. D. Park, A study of CME and type II shock kinematics based on coronal density measurement, *Astron. & Astrophys.*, 461, 1121–1125, 2007.
- Ciaravella, A., J. C. Raymond, S. W. Kahler, A. Vourlidas, and J. Li, Detection and Diagnostics of a Coronal Shock Wave Driven by a Partial-Halo Coronal Mass Ejection on 2000 June 28, Astrophys. J., 621, 1121–1128, 2005.
- Ciaravella, A., J. C. Raymond, and S. W. Kahler, Ultraviolet Properties of Halo Coronal Mass Ejections: Doppler Shifts, Angles, Shocks, and Bulk Morphology, Astrophys. J., 652, 774–792, 2006.
- Cliver, E. W., S. W. Kahler, and D. V. Reames, Coronal shocks and solar energetic proton events, Astrophys. J., 605, 902–910, 2004.
- Cohen, C. M. S., R. A. Mewaldt, R. A. Leske, A. C. Cummings, E. C. Stone, M. E. Wiedenbeck, E. R. Christian, and T. T. von Rosenvinge, New observations of heavy-ion-rich solar particle events from ACE, *Geophys. Res. Lett.*, 26(17), 2697–2700, 1999.
- Cremades, H., and V. Bothmer, On the three-dimensional configuration of coronal mass ejections, *Astron. & Astrophys.*, 422, 307–322, 2004.
- DeForest, C. E., P. L. Lamy, and A. Llebaria, Solar polar plume lifetime and coronal hole expansion: Determination from long-term observations, Astrophys. J., 560, 490–498, 2001.
- Delaboudiniere, J.-P., G. E. Artzner, J. Brunaud, and et al., EIT: Extreme-ultraviolet imaging telescope for the SOHO mission, *Sol. Phys.*, *162*, 291–312, 1995.
- Desai, M. I., G. M. Mason, J. R. Dwyer, J. E. Mazur, C. W. Smith, and R. M. Skoug, Acceleration of ³HE Nuclei at Interplanetary Shocks, Astrophys. J. Lett., 553, L89– L92, 2001.
- Dessler, A. J., and E. N. Parker, Hydromagnetic theory of geomagnetic storms, J. Geophys. Res., 64, 2239, 1959.
- Doyle, M. A., and W. J. Burke, S3-2 measurements of the polar cap potential, J. Geophys. Res., 88, 9125, 1983.
- Dulk, G. A., M. D. Altschuler, and S. F. Smerd, Motion of Type II Radio Burst Disturbances in the Coronal Magnetic Field, Astrophys. J. Lett., 8, 235–+, 1971.
- Dungey, J. R., Interplanetary magnetic field and auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47, 1961.
- Fairfield, D. H., and L. J. Cahill, Transition region magnetic field and polar magnetic disturbances, J. Geophys. Res., 71, 155, 1966.
- Farrugia, C. J., L. F. Burlaga, V. A. Osherovich, I. G. Richardson, M. P. Freeman, R. P. Lepping, and A. J. Lazarus, A study of an expanding interplanetary magnetic cloud and its interaction with the earth's magnetosphere the interplanetary aspect, J. Geophys. Res., 98(A5), 7621–7632, 1993.
- Fisher, R., and M. Guhathakurta, Physical properties of polar coronal rays and holes as observed with the SPARTAN 201-01 coronagraph, Astrophys. J., 447, L139, 1995.
- Fisher, R. R., and R. H. Munro, Coronal transient geometry. I the flare-associated event of 1981 March 25, Astrophys. J., 280, 428, 1984.
- Forbes, T. G., J. A. Linker, J. Chen, C. Cid, J. Kóta, M. A. Lee, G. Mann, Z. Mikić, M. S. Potgieter, J. M. Schmidt, G. L. Siscoe, R. Vainio, S. K. Antiochos, and P. Riley, CME Theory and Models, *Space Science Reviews*, 123, 251–302, 2006.
- Forsyth, R. J., V. Bothmer, C. Cid, N. U. Crooker, T. S. Horbury, K. Kecskemety, B. Klecker, J. A. Linker, D. Odstrcil, M. J. Reiner, I. G. Richardson, J. Rodriguez-Pacheco,

J. M. Schmidt, and R. F. Wimmer-Schweingruber, ICMEs in the Inner Heliosphere: Origin, Evolution and Propagation Effects, Space Science Reviews, 123, 383-416, 2006.

- Galvin, A. B., L. M. Kistler, M. A. Popecki, C. J. Farrugia, K. D. C. Simunac, L. Ellis, E. Möbius, M. A. Lee, M. Boehm, J. Carroll, A. Crawshaw, M. Conti, P. Demaine, S. Ellis, J. A. Gaidos, J. Googins, M. Granoff, A. Gustafson, D. Heirtzler, B. King, U. Knauss, J. Levasseur, S. Longworth, K. Singer, S. Turco, P. Vachon, M. Vosbury, M. Widholm, L. M. Blush, R. Karrer, P. Bochsler, H. Daoudi, A. Etter, J. Fischer, J. Jost, A. Opitz, M. Sigrist, P. Wurz, B. Klecker, M. Ertl, E. Seidenschwang, R. F. Wimmer-Schweingruber, M. Koeten, B. Thompson, and D. Steinfeld, The Plasma and Suprathermal Ion Composition (PLASTIC) Investigation on the STEREO Observatories, Space Science Reviews, pp. 5-+, 2008.
- Gary, D. E., G. A. Dulk, L. House, R. Illing, C. Sawyer, W. J. Wagner, D. J. McLean, and E. Hildner, Type II bursts, shock waves, and coronal transients - The event of 1980 June 29, 0233 UT, Astron. & Astrophys., 134, 222–233, 1984.
- Giacalone, J., and J. R. Jokipii, The transport of cosmic rays across a turbulent magnetic field, Astrophys. J., 520, 204, 1999.
- Gonzalez, W. D., and F. S. Mozer, A quantitative model for the potential resulting from reconnection with an arbitrary interplanetary magnetic field, J. Geophys. Res., 79, 4186, 1974.
- Gonzalez, W. D., and B. T. Tsurutani, Criteria of interplanetary parameters causing intense magnetic storms (Dst < -100 nT), Planet. Space Sci., 35, 1101, 1987.
- Gonzalez, W. D., B. T. Tsurutani, A. L. C. Gonzalez, E. J. Smith, F. Tang, and S. I. Akasofu, Solar wind-magnetosphere coupling during intense magnetic storms (1978– 1979), J. Geophys. Res., 94, 8835, 1989.
- Gonzalez, W. D., J. A. Joselyn, Y. Kamide, H. W. Kroehl, G. Rostoker, B. T. Tsurutani, and V. M. Vasyliunas, What is a geomagnetic storm?, J. Geophys. Res., 99, 5771, 1994.
- Gopalswamy, N., Recent advances in the long-wavelength radio physics of the sun, *Planet*. Space Sci., 52, A12,105, 2004.

- 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. R. Kundu, P. K. Manoharan, A. Raoult, N. Nitta, and P. Zarka, X-Ray and Radio Studies of a Coronal Eruption: Shock Wave, Plasmoid, and Coronal Mass Ejection, Astrophys. J., 486, 1036-+, 1997.
- Gopalswamy, N., A. Lara, R. P. Lepping, M. L. Kaiser, D. Berdichevsky, and O. C. St. Cyr, Interplanetary acceleration of coronal mass ejections, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 145–148, 2000.
- Gopalswamy, N., S. Yashiro, M. L. Kaiser, R. A. Howard, and J. L. Bougeret, Radio signatures of coronal mass ejection interaction: Coronal mass ejection cannibalism?, *Astrophys. J.*, 548, L91–L94, 2001a.
- Gopalswamy, N., S. Yashiro, M. L. Kaiser, R. A. Howard, and J. L. Bougeret, Characteristics of coronal mass ejections associated with long-wavelength type II radio bursts, *J. Geophys. Res.*, 106(A12), 29,219–29,230, 2001b.
- Gopalswamy, N., S. Yashiro, G. Michalek, M. L. Kaiser, R. A. Howard, D. V. Reames, and T. Leske, R.and von Rosenvinge, Interacting coronal mass ejections and solar energetic particles, *Astrophys. J.*, 572, L103–L107, 2002.
- Gopalswamy, N., S. Yashiro, S. Krucker, G. Stenborg, and R. A. Howard, Intensity variation of large solar energetic particle events associated with coronal mass ejections, J. Geophys. Res., 109, A12,105, 2004.
- Gopalswamy, N., E. Aguilar-Rodriguez, S. Yashiro, S. Nunes, M. L. Kaiser, and R. A. Howard, Type ii radio bursts and energetic solar eruptions, *J. Geophys. Res.*, 110, A12S07, 2005.
- Gosling, J. T., Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space, in *Physics of magnetic flux ropes*, edited by C. T. Russell, E. R. Priest, and L. C. Lee, Geophys. Monogr. Ser. 58, p. 343, AGU, 1990.
- Gosling, J. T., The solar flare myth, J. Geophys. Res., 98(A11), 18,937, 1993.

- Gosling, J. T., and D. J. McComas, Field line draping about fast coronal mass ejecta: a source of strong out-of-the-ecliptic interplanetary magnetic fields, *Geophys. Res. Lett.*, 14, 355, 1987.
- Gosling, J. T., D. N. Baker, S. J. Bame, W. C. Feldman, R. D. Zwickl, and E. J. Smith, Bidirectional solar wind electron heat flux events, *J. Geophys. Res.*, 92, 8519, 1987.
- Gosling, J. T., D. J. McComas, J. L. Phillips, and S. J. Bame, Counterstreaming solar wind halo electron events - solar cycle variations, J. Geophys. Res., 97, 6531–6535, 1992.
- Harrison, R. A., C. J. Davis, C. J. Eyles, D. Bewsher, S. R. Crothers, J. A. Davies, R. A. Howard, D. J. Moses, D. G. Socker, J. S. Newmark, J.-P. Halain, J.-M. Defise, E. Mazy, P. Rochus, D. F. Webb, and G. M. Simnett, First Imaging of Coronal Mass Ejections in the Heliosphere Viewed from Outside the Sun Earth Line, *Sol. Phys.*, 247, 171–193, 2008.
- Harvey, K. L., and F. Recely, Polar coronal holes during cycles 22 and 23, *Sol. Phys.*, 211, 31–52, 2002.
- Heras, A. M., B. Sanahuja, V. Domingo, and J. A. Joselyn, Low-energy particle events generated by solar disappearing filaments, Astron. & Astrophys., 197, 297–305, 1988.
- Heras, A. M., B. Sanahuja, D. Lario, Z. K. Smith, T. Detman, and M. Dryer, Three low-energy particle events: Modeling the influence of the parent interplanetary shock, *Astrophys. J.*, 445, 497–508, 1995.
- Holman, G. D., and M. E. Pesses, Solar type II radio emission and the shock drift acceleration of electrons, Astrophys. J., 267, 837–843, 1983.
- Holzer, R. E., and J. A. Slavin, An evaluation of three predictors of geomagnetic activity, J. Geophys. Res., 87, 2558, 1982.
- Howard, R. A., D. J. Michels, N. R. Sheeley, Jr., and M. J. Koomen, The observation of a coronal transient directed at earth, Astrophys. J., 263, L101–L104, 1982.
- Howard, R. A., N. R. Sheeley, Jr., M. J. Koomen, and D. J. Michels, Coronal mass ejections: 1979–1981, J. Geophys. Res., 90, 8173–8191, 1985.

- Hudson, H. S., J. R. Lemen, O. C. St. Cyr, A. C. Sterling, and D. F. Webb, X-ray coronal changes during CMEs, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2481, 1998.
- Hundhausen, A. J., Coronal Expansion and Solar Wind, vol. 238, Springer-Verlag, New York, 1972.
- Hundhausen, A. J., The origin and propagation of coronal mass ejections, in *Proceedings* of the Sixth International Solar Wind Conference, edited by V. Pizzo, T. E. Holzer, and D. G. Sime, pp. 181–214, National Center for Atmospheric Research, Boulder, 1987.
- Illing, R. M. E., and A. J. Hundhausen, Observation of a coronal transient from 1.2 to 6 solar radii, J. Geophys. Res., 90(A1), 275, 1985.
- Jokipii, J. R., J. Kota, J. Giacalone, T. S. Horbury, and E. J. Smith, Interpretation and comsequenes of large-scale magnetic variances observed at high heliographic latitude, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 3385–3388, 1995.
- Jones, F. C., and D. C. Ellison, The plasma physics of shock acceleration, Space Science Reviews, 58, 259–346, 1991.
- Jordanova, V. K., L. M. Kistler, M. F. Thomsen, and C. G. Mouikis, Effects of plasma sheet variability on the fast initial ring current decay, *Geophys. Res. Lett.*, 30(6), 1311, doi:10.1029/2002GL016,576, 2003.
- Kahler, S. W., Injection profiles of solar energetic particles as functions of coronal mass ejection heights, Astrophys. J., 428, 837–842, 1994.
- Kahler, S. W., Origin and properties of solar energetic particles in space, in *Space Weather*, edited by P. Song, H. Singer, and G. Siscoe, Geophys. Monogr. ser. 125, p. 109, AGU, 2001a.
- Kahler, S. W., The correlation between solar energetic particle peak intensities and speeds of coronal mass ejections: Effects of ambient particle intensities and energy spectra, J. Geophys. Res., 106(A10), 20,947–20,955, 2001b.
- Kahler, S. W., Solar fast-wind regions as sources of shock energetic particle production, Astrophys. J., 603, 330–334, 2004.

- Kahler, S. W., and A. Vourlidas, Fast coronal mass ejection environments and the production of solar energetic particle events, J. Geophys. Res., 110, A12S01, 2005.
- Kaiser, M. L., The STEREO mission: an overview, *Adv. Space Res.*, *36*, 1483–1488, 2005.
- Kaiser, M. L., T. A. Kucera, J. M. Davila, O. C. St. Cyr, M. Guhathakurta, and E. Christian, The STEREO Mission: An Introduction, Space Sci. Rev., pp. 198–+, 2007.
- Kallenrode, M.-B., The influence of magnetic clouds on the propagation of energetic charged particles in interplanetary space, *ICRC*, p. 2001:3273, 2001.
- Kallenrode, M.-B., Current views on impulsive and gradual solar energetic particle events, J. Phys. G: Nucl. & Particle Phys., 29, 965–981, 2003.
- Kallenrode, M. B., and E. W. Cliver, Rogue SEP events: observational aspects, in International Cosmic Ray Conference, vol. 8 of International Cosmic Ray Conference, pp. 3314–3317, 2001a.
- Kallenrode, M.-B., and E. W. Cliver, Rogue SEP Events: Modeling, in International Cosmic Ray Conference, vol. 8 of International Cosmic Ray Conference, pp. 3318–+, 2001b.
- Kamide, Y., N. Yokoyama, W. D. Gonzalez, B. T. Tsurutani, A. Brekke, and S. Masuda, Two-step development of geomagnetic storms, J. Geophys. Res., 103, 6917, 1998.
- Klein, K.-L., E. L. Chupp, G. Trottet, A. Magun, P. P. Dunphy, E. Rieger, and S. Urpo, Flare-associated energetic particles in the corona and at 1 AU, Astron. & Astrophys., 348, 271–285, 1999.
- Klein, L. W., and L. F. Burlaga, Interplanetary magnetic clouds at 1 AU, J. Geophys. Res., 87, 613–624, 1982.
- Kozyra, J. U., V. K. Jordanova, R. B. Horne, and R. M. Thorne, Modeling of the contribution of electromagnetic ion cyclotron (EMIC) waves to stormtime ring-current erosion, in *Magnetic Storms*, edited by B. T. Tsurutani, W. D. Gonzalez, Y. Kamide, and J. K. Arballo, Geophys. Monogr. ser. 98, p. 187, AGU, 1997.

- Lario, D., Advances in modeling gradual solar energetic particle events, Adv. Space Res., 36, 2279–2288, 2005.
- Lario, D., and R. B. Decker, The energetic storm particle event of October 20, 1989, Geophys. Res. Lett., 29, 31–1, 2002.
- Lario, D., B. Sanahuja, and A. M. Heras, Energetic Particle Events: Efficiency of Interplanetary Shocks as 50 keV < E < 100 MeV Proton Accelerators, Astrophys. J., 509, 415–434, 1998.
- Lario, D., R. B. Decker, E. C. Roelof, D. B. Reisenfeld, and T. R. Sanderson, Low-energy particle response to cmes during the ulysses solar maximum northern polar passage, *J. Geophys. Res.*, 109, A01,107, 2004.
- Larson, D. E., R. P. Lin, J. M. McTiernan, J. P. McFadden, R. E. Ergun, M. McCarthy, H. Rème, T. R. Sanderson, M. Kaiser, R. P. Lepping, and J. Mazur, Tracing the topology of the october 18-20, 1995, magnetic cloud with ~ 0.1 − 10² kev electrons, *Geophys. Res. Lett.*, 24(15), 1911–1914, 1997.
- Leblanc, Y., G. A. Dulk, A. Vourlidas, and J.-L. Bougeret, Tracing shock waves from the corona to 1 AU: Type II radio emission and relationship with cmes, J. Geophys. Res., 106, 25,301, 2001.
- Lepping, R. P., D. B. Berdichevsky, L. F. Burlaga, A. J. Lazarus, J. Kasper, M. D. Desch, C.-C. Wu, D. V. Reames, H. J. Singer, C. W. Smith, and K. L. Ackerson, The bastille day magnetic clouds and upstream shocks: Near-earth interplanetary observations, *Sol. Phys.*, 204, 285–303, 2001.
- Liemohn, M. W., M. R. H. J. U. Kozyra, D. R. Weimer, G. Lu, A. J. Ridley, T. H. Zurbuchen, and R. M. Skoug, Consequences of a saturated convection electric field on the ring current, *Geophys. Res. Lett.*, 29(9), 10.1029/2001GL014,270, 2002.
- Lopez, R. E., and J. W. Freeman, Solar wind proton temperature-velocity relationship, J. Geophys. Res., 91, 1701, 1986.
- Maia, D., M. Pick, A. Vourlidas, and R. Howard, Development of Coronal Mass Ejections: Radio Shock Signatures, Astrophys. J. Lett., 528, L49–L51, 2000.

- Malitson, H. H., J. Fainberg, and R. G. Stone, Obsrvation of a type ii solar radio burst to 37 rs, Astrophys. J. Lett., 14, 111, 1973.
- Mancuso, S., J. C. Raymond, J. Kohl, Y.-K. Ko, M. Uzzo, and R. Wu, UVCS/SOHO observations of a CME-driven shock: Consequences on ion heating mechanisms behind a coronal shock, Astron. & Astrophys., 383, 267–274, 2002.
- Mann, G., T. Classen, and H. Aurass, Characteristics of coronal shock waves and solar type II radio bursts., Astron. & Astrophys., 295, 775-+, 1995.
- Mann, G., A. Klassen, H. Aurass, and H. T. Classen, Formation and development of shock waves in the solar corona and the near-sun interplanetary space, Astron. & Astrophys., 400, 329–336, 2003.
- McAllister, A. H., and N. U. Crooker, Coronal mass ejections, corotating interaction regions, and geomagnetic storms, in *Coronal Mass Ejections*, edited by N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman, Geophys. Monogr. Ser. 99, pp. 279–289, AGU, 1997.
- McAllister, A. H., M. Dryer, P. McIntosh, H. Singer, and L. Weiss, A large polar crown coronal mass ejection and a "problem" geomagnetic storm: April 14–23, 1994, J. Geophys. Res., 101(A6), 13,497, 1996.
- Mewaldt, R. A., C. M. S. Cohen, R. A. Leske, E. R. Christian, A. C. Cummings, E. C. Stone, T. T. von Rosenvinge, and M. E. Wiedenbeck, Fractionation of solar energetic particles and solar wind according to first ionization potential, *Adv. Space Res.*, 30, 79–84, 2002.
- Michalek, G., N. Gopalswamy, and S. Yashiro, A new method for estimating widths, velocities, and source location of halo coronal mass ejections, Astrophys. J., 584, 472– 478, 2003.
- Moon, Y.-J., G. S. Choe, H. 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.
- Munro, R. H., and B. V. Jackson, Physical properties of a polar coronal hole from 2 to 5 solar radii, Astrophys. J., 213, 874–886., 1977.

- Murayama, T., Coupling between solar wind and the Dst index, in Solar Wind-Magnetosphere Coupling, edited by Y. Kamide and J. A. Slavin, p. 119, Terra. Scientific, Tokyo, 1986.
- Murayama, T., and K. Hakamada, Effects of solar wind parameters on the development of magnetospheric substorms, *Planet. Space Sci.*, 23, 75, 1975.
- Nelson, G. J., and D. B. Melrose, Studies of emission from the sun at metre wavelengths, in *Solar radiophysics*, edited by M. D. C. and L. N. R., Cambridge University Press, 1985.
- Neugebauer, M., and R. Goldstein, Particle and field signatures of coronal mass ejections in the solar wind, in *Coronal Mass Ejections*, edited by N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman, Geophys. Monogr. ser. 99, pp. 245–251, AGU, Washington D. C., 1997.
- Newkirk, J., Gordon, The solar corona in active regions and the thermal origin of the slowly varying component of solar radio radiation, *Astrophys. J.*, 133, 983, 1961.
- O'Brien, T. P., and R. L. McPherron, An empirical phase space analysis of ring current dynamics: Solar wind control of injection and decay, J. Geophys. Res., 105(A4), 7707– 7719, 2000.
- Perreault, P., and S.-I. Akasofu, A study of geomagnetic storms, *Geophys. J.*, 54, 547, 1978.
- Priest, E. R., Solar Magnetohydrodynamics, Dordrecht:Reidel, 1982.
- Prigancova, A., and Y. I. Feldstein, Magnetospheric storm dynamics in terms of energy output rate, *Planet. Space Sci.*, 40, 581, 1992.
- Pudovkin, M. I., S. A. Zaitseva, and L. Z. Sizova, Growth rate and decay of magnetospheric ring current, *Planet. Space Sci.*, 33, 1097, 1985.
- Raouafi, N.-E., S. Mancuso, S. K. Solanki, B. Inhester, M. Mierla, G. Stenborg, J. P. Delaboudinière, and C. Benna, Shock wave driven by an expanding system of loops, *Astron. & Astrophys.*, 424, 1039–1048, 2004.
- Raymond, J. C., B. J. Thompson, O. C. St. Cyr, N. Gopalswamy, S. Kahler, M. Kaiser, A. Lara, A. Ciaravella, M. Romoli, and R. O'Neal, SOHO and radio observations of a CME shock wave, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 1439–1442, 2000.

- Reames, D. V., Particle acceleration at the sun and in the heliosphere, *Space Sci. Rev.*, 90, 413–491, 1999.
- Reames, D. V., Particle acceleration by CME-driven shock waves, in *Invited, Rapporteur, and Highlight Papers*, edited by B. L. Dingus, D. B. Kieda, and M. H. Salamon, vol. 516 of *AIP Conf. Proc.*, pp. 289–300, 2000.
- Reames, D. V., Magnetic Topology of Impulsive and Gradual Solar Energetic Particle Events, Astrophys. J., 571, L63–L66, 2002.
- Reames, D. V., L. M. Barbier, and T. T. von Rosenvinge, The spatial distribution of particles accelerated by coronal mass ejection-driven shocks, *Astrophys. J.*, 466, 473, 1996.
- Reinard, A. A., and M. A. Andrews, Comparison of CME characteristics for SEP and non-SEP related events, Advances in Space Research, 38, 480–483, 2006.
- Reiner, M. J., M. L. Kaiser, and J.-L. Bougeret, On the Deceleration of CMEs in the Corona and Interplanetary Medium deduced from Radio and White-Light Observations, in *Solar Wind Ten*, edited by M. Velli, R. Bruno, F. Malara, and B. Bucci, vol. 679 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 152–155, 2003.
- Richardson, I. G., Using energetic particles to probe the magnetic topology of ejecta, Coronal Mass Ejections, Geophysical Monograph 99, 189–196, 1997.
- Richardson, I. G., and H. V. Cane, Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965–1991) and their association with ejecta, J. Geophys. Res., 100(A12), 23,397–23,412, 1995.
- Richardson, I. G., and H. V. Cane, Particle flows observed in ejecta during solar event onsets and their implication for the magnetic field topology, J. Geophys. Res., 101, 27,521–27,532, 1996.
- Richardson, I. G., E. W. Cliver, and H. V. Cane, Sources of geomagnetic activity over the solar cycle: Relative importance of coronal mass ejections, high-speed streams, and slow solar wind, *J. Geophys. Res.*, 105, 18,203, 2000.
- Robinson, R. D., and R. T. Stewart, A positional comparison between coronal mass ejection events and solar type II bursts, *Sol. Phys.*, *97*, 145–157, 1985.



Ruffolo, D., Classification of solar energetic particles, Adv. Space Res., 30, 45–54, 2002.

- Russell, C. T., R. L. McPherron, and R. K. Burton, On the cause of geomagnetic storms, J. Geophys. Res., 79, 1105, 1974.
- Saito, K., A. I. Poland, and R. H. Munro, A study of the backgroud corona near solar minimum, Sol. Phys., 55, 121, 1977.
- Schatten, K. H., Current sheet magnetic model for the solar corona, Cosmic Eletrodyn., 2, 232, 1971.
- Schatten, K. H., W. J. W., and N. N. F., A model of the interplanetary and coronal magnetic fields, Sol. Phys., 6, 442, 1969.
- Schwenn, R., H. Rosenbauer, and K.-H. Muehlhaeuser, Singly-ionized helium in the driver gas of an interplanetary shock wave, *Geophys. Res. Lett.*, 7, 201, 1980.
- Schwenn, R., A. Dal Lago, E. Huttunen, and W. D. Gonzalez, The association of coronal mass ejections with their effects near the earth, Annales Geophysicae, 23(3), 1033– 1059, 2005.
- Schwenn, R., J. C. Raymond, D. Alexander, A. Ciaravella, N. Gopalswamy, R. Howard, H. Hudson, P. Kaufmann, A. Klassen, D. Maia, G. Munoz-Martinez, M. Pick, M. Reiner, N. Srivastava, D. Tripathi, A. Vourlidas, Y.-M. Wang, and J. Zhang, Coronal Observations of CMEs, *Space Sci. Rev.*, 123, 127–176, 2006.
- Sheeley, N. R., Y. M. Wang, S. H. Hawler, G. E. Bruechner, K. P. Dere, R. A. Howard, M. J. Koomen, C. M. Korendyke, D. J. Michels, S. E. Paswaters, D. G. Socker, S. H. w. Cry, OHawler, D. Wang, P. L. Lamy, A. Llebaria, and R. Schwenn, Measurements of flow speeds in the corona betweenn 2 and 30 rs, *Astrophys. J.*, 484, 472–478, 1997.
- Sheeley, N. R., Jr., A. D. Herbst, C. A. Palatchi, Y.-M. Wang, R. A. Howard, J. D. Moses, A. Vourlidas, J. S. Newmark, D. G. Socker, S. P. Plunkett, C. M. Korendyke, L. F. Burlaga, J. M. Davila, W. T. Thompson, O. C. St Cyr, R. A. Harrison, C. J. Davis, C. J. Eyles, J. P. Halain, D. Wang, N. B. Rich, K. Battams, E. Esfandiari, and G. Stenborg, Heliospheric Images of the Solar Wind at Earth, Astrophys. J., 675, 853–862, 2008.

- Sheeley, Jr., N. R., J. W. Harvey, and W. C. Feldman, Coronal holes, solar wind streams, and recurrent geomagnetic disturbances 1973–1976, *Sol. Phys.*, 49, 271, 1976.
- Shen, C. I., Y. M. Wang, P. Z. Ye, and S. Wang, Is there any evident effect of coronal holes on gradual solar energetic particle events?, Astrophys. J., 639, 510–515, 2006.
- Smith, E. J., and J. W. Wolf, Observations of interaction regions and corotating shocks between one and five AU: Pioneers 10 and 11, *Geophys. Res. Lett.*, 3, 137, 1976.
- Smith, E. J., J. A. Slavin, R. D. Zwickl, and S. J. Bame, Shocks and storm sudden commencements, in *Solar Wind-Magnetoshpere Coupling*, edited by Y. Kamide and J. A. Slavin, pp. 345–365, Terra. Scientific, Tokyo, 1986.
- Snyder, C. W., M. Neugebauer, and V. R. Rao, The solar wind velocity and its correlation with solar and geomagnetic activity, J. Geophys. Res., 68, 6361, 1963.
- Srivastava, N., R. Schwenn, B. Inhester, G. Stenborg, and B. Podlipnik, Acceleration Profile of the Slow Solar Wind as Inferred from Gradual Mass Ejections Observed by LASCO, Space Science Reviews, 87, 303–306, 1999.
- Srivastava, N., R. Schwenn, B. Inhester, S. F. Martin, and Y. Hanaoka, Factors Related to the Origin of a Gradual Coronal Mass Ejection Associated with an Eruptive Prominence on 1998 June 21-22, Astrophys. J., 534, 468–481, 2000.
- St. Cyr, O. C., R. A. Howard, N. R. Sheeley, Jr., 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, 18,169, 2000.
- Tousey, R., The Solar Corona, in *Space Research*, edited by M. J. Rycroft and S. K. Runcorn, pp. 713–+, 1973.
- Tsurutani, B. T., and W. D. Gonzalez, The future of geomagnetic storm predictions: Implications from recent solar and interplanetary observations, J. Atmos. Terres. Phys., 57, 1369, 1995.

- Tsurutani, B. T., and W. D. Gonzalez, The interplanetary causes of magnetic storms: A review, in *Magnetic Storms*, edited by B. T. Tsurutani, W. D. Gonzalez, Y. Kamide, and J. K. Arballo, Geophys. Monogr. Ser. 98, p. 77, AGU, 1997.
- Tsurutani, B. T., W. D. Gonzalez, F. Tang, S. I. Akasofu, and E. J. Smith, Origin of interplanetary southward magnetic fields responsible for major magnetic storms near solar maximum (1978–1979), J. Geophys. Res., 93, 8519, 1988.
- Tsurutani, B. T., W. D. Gonzalez, F. Tang, and Y. T. Lee, Great magnetic storms, Geophys. Res. Lett., 19, 73, 1992.
- Vassiliadis, D., A. J. Klimas, J. A. Valdivia, and D. N. Baker, The Dst geomagnetic response as a function of storm phase and amplitude and the solar wind electric field, *J. Geophys. Res.*, 104, 24,957, 1999.
- Vasyliunas, V. M., J. R. Kan, S.-I. Akasofu, and G. L. Siscoe, Scaling relations governing magnetospheric energy transfer, *Planet. Space Sci.*, 30, 359, 1982.
- Vennerstroem, S., Interplanetary sources of magnetic storms: A statistical study, J. Geophys. Res., 106, 29,175, 2001.
- Vourlidas, A., S. T. Wu, A. H. Wang, P. Subramanian, and R. A. Howard, Direct Detection of a Coronal Mass Ejection-Associated Shock in Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment White-Light Images, Astrophys. J., 598, 1392–1402, 2003.
- Vourlidas, A., C. J. Davis, C. J. Eyles, S. R. Crothers, R. A. Harrison, R. A. Howard, J. D. Moses, and D. G. Socker, First Direct Observation of the Interaction between a Comet and a Coronal Mass Ejection Leading to a Complete Plasma Tail Disconnection, *Astrophys. J. Lett.*, 668, L79–L82, 2007.
- Vršnak, B., J. Magdalenić, and P. Zlobec, Band-splitting of coronal and interplanetary type II bursts. III. Physical conditions in the upper corona and interplanetary space, *Astron. & Astrophys.*, 413, 753–763, 2004.
- Wang, Y., P. Ye, and S. Wang, A probable origin of great geomagnetic storm: Multiple magnetic clouds, *Chinese J. Geophys.*, 47, 417–423, 2004.

- Wang, Y., P. Ye, G. Zhou, S. Wang, S. Wang, Y. Yan, and J. Wang, The interplanetary responses to the great solar activities in late October 2003, *Sol. Phys.*, 226, 337–357, 2005.
- Wang, Y., P. Ye, and S. Wang, The Dependence of the Geoeffectiveness of Interplanetary Flux Rope on Its Orientation, with Possible Application to Geomagnetic Storm Prediction, Sol. Phys., 240, 373–386, 2007.
- Wang, Y. M., S. Wang, and P. Z. Ye, Multiple magnetic clouds in interplanetary space, Sol. Phys., 211, 333–344, 2002a.
- Wang, Y. M., P. Z. Ye, S. Wang, G. P. Zhou, and J. X. Wang, A statistical study on the geoeffectiveness of earth-directed coronal mass ejections from March 1997 to December 2000, J. Geophys. Res., 107(A11), 1340, doi:10.1029/2002JA009,244, 2002b.
- Wang, Y. M., P. Z. Ye, and S. Wang, Multiple magnetic clouds: Several examples during March – April, 2001, J. Geophys. Res., 108(A10), 1370, doi:10.1029/2003JA009,850, 2003a.
- Wang, Y. M., P. Z. Ye, S. Wang, and M. Xiong, Theoretical analysis on the geoeffectiveness of shock overtaking preceding magnetic cloud, *Sol. Phys.*, 216, 295–310, 2003b.
- Wang, Y. M., P. Z. Ye, S. Wang, and X. H. Xue, An interplanetary cause of large geomagnetic storms: Fast forward shock overtaking preceding magnetic cloud, *Geophys. Res. Lett.*, 30(13), 1700, doi:10.1029/2002GL016,861, 2003c.
- Warmuth, A., and G. Mann, A model of the alfven speed in the solar corona, Astron. & Astrophys., 435, 1123–1135, 2005.
- Webb, D. F., T. G. Forbes, H. Aurass, J. Chen, P. Martens, B. Rompolt, V. Rusin, S. F. Martin, and V. Gaizauskas, Material ejection: Report of the flares 22 workshop held at Ottawa, Canada May 1993, Sol. Phys., 153, 73, 1994.
- Webb, D. F., S. W. Kahler, P. S. McIntosh, and J. A. Klimchuck, Large-scale structures and multiple neutral lines associated with coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, 102(A11), 24,161–24,174, 1997.

- Webb, D. F., E. W. Cliver, N. U. Crooker, O. C. St. Cyr, and B. J. Thompson, Relationship of halo coronal mass ejections, magnetic clouds, and magnetic storms, J. Geophys. Res., 105(A4), 7491–7508, 2000.
- Webb, D. F., N. U. Crooker, S. P. Plunkett, and O. C. St. Cyr, The solar sources of geoeffective structures, in *Space Weather*, edited by S. Paul, J. S. Howard, and L. S. George, Geophys. Monogr. Ser. 125, pp. 123–142, AGU, 2001.
- Wild, J. P., and L. L. McGready, Observations of the spectrum of high-intensity solar radiation at metre wavelengths. i. the apparatus and spectral types of solar burst observed, Austral. J. Sci. Res., A3, 387, 1950.
- Wilson, R. M., and E. Hildner, Are interplanetary magnetic clouds manifestations of coronal transients at 1 AU?, Sol. Phys., 91, 168, 1984.
- Wimmer-Schweingruber, R. F., N. U. Crooker, A. Balogh, V. Bothmer, R. J. Forsyth, P. Gazis, J. T. Gosling, T. Horbury, A. Kilchenmann, I. G. Richardson, J. D. Richardson, P. Riley, L. Rodriguez, R. V. Steiger, P. Wurz, and T. H. Zurbuchen, Understanding Interplanetary Coronal Mass Ejection Signatures, *Space Science Reviews*, 123, 177–216, 2006.
- Wu, C.-C., and R. P. Lepping, Effects of magnetic clouds on the occurrence of geomagnetic storms: The first 4 years of Wind, J. Geophys. Res., 107(A10), 1314, doi:10.1029/2001JA000,161, 2002.
- Xie, H., L. Ofman, and G. Lawrence, Cone model for halo cmes: Application to space weather forecasting, J. Geophys. Res., 109, A03,109, 2004.
- Xiong, M., H. Zheng, Y. Wang, and S. Wang, Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between interplanetary strong shock and magnetic cloud and its consequent geoeffectiveness, J. Geophys. Res., 111, A08,105, 2006a.
- Xiong, M., H. Zheng, Y. Wang, and S. Wang, Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between interplanetary strong shock and magnetic cloud and its consequent geoeffectiveness: 2. Oblique collision, J. Geophys. Res., 111, A11,102, 2006b.

- Xiong, M., H. Zheng, S. T. Wu, Y. Wang, and S. Wang, Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between two interplanetary magnetic clouds and its consequent geoeffectiveness, J. Geophys. Res., 112, A11,103, 2007.
- Xue, X. H., C. B. Wang, and X. K. Dou, An ice-cream cone model for coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, 110, A08,103, doi:10.1029/2004JA010,698, 2005a.
- Xue, X. H., Y. Wang, P. Z. Ye, S. Wang, and M. Xiong, Analysis on the interplanetary causes of the great magnetic storms in solar maximum (2000 – 2001), *Planet. Space Sci.*, 53, 443–457, 2005b.
- Yashiro, S., N. Gopalswamy, G. Michalek, O. C. St. Cyr, S. P. Plunkett, N. B. Rich, and R. A. Howard, A catalog of white light coronal mass ejections observed by the SOHO spacecraft, J. Geophys. Res., 109, 7105-+, 2004.
- Zank, G. P., G. Li, V. Florinski, W. H. Matthaeus, G. M. Webb, and J. A. le Roux, Perpendicular diffusion coefficient for charged particles of arbitrary energy, J. Geophys. Res., 109, A04,107, 2004.
- 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, 99, 2001.
- Zhang, J., K. P. Dere, R. A. Howard, and V. Bothmer, Identification of solar sources of major geomagnetic storms between 1996 and 2000, Astrophys. J., 582, 520–533, 2003.
- Zhang, J., I. G. Richardson, D. F. Webb, N. Gopalswamy, E. Huttunen, J. C. Kasper, N. V. Nitta, W. Poomvises, B. J. Thompson, C.-C. Wu, S. Yashiro, and A. N. Zhukov, Solar and interplanetary sources of major geomagnetic storms (dst ≤ -100 nt) during 1996-2005, J. Geophys. Res., 112, 10,102-+, 2007a.
- Zhao, X. P., and J. T. Hoeksema, A magnetostatic coronal model with horizontal electric currents: Modeling the coronal streamer belt, proceeding of the first solo workshop, *Eur. Space Agency Spec. Publ.*, ESA SP-348, 117, 1992.
- Zhao, X. P., and J. T. Hoeksema, A coronal magnetic field model with horizontal volume and sheet currents, Sol. Phys., 151, 91, 1994.
- Zhao, X. P., and J. T. Hoeksema, Prediction of the interplanetary magnetic field strength, J. Geophys. Res., 100, 19–33, 1995.

- Zhao, X. P., J. T. Hoeksema, and P. H. Scherrer, Changes of the boot-shaped coronal hole boundary during whole sun month near sunspot minimum, J. Geophys. Res., 104, 9735–9752, 1999.
- Zhao, X. P., J. T. Hoeksema, and N. B. Rich, Modeling the radial variation of coronal streamer belts during sunspot ascending phase, *Adv. Space Res.*, 29, 411–416, 2002a.
- Zhao, X. P., S. P. Plunkett, and W. Liu, Determination of geometrical and kinematical properties of halo coronal mass ejections using the cone model, J. Geophys. Res., 107(A8), 1223, doi:10.1029/2001JA009,143, 2002b.
- Zhou, G., J. Wang, and Z. Cao, Correlation between halo coronal mass ejections and solar surface activity, Astron. & Astrophys., 397, 1057, 2003.
- Zurbuchen, T. H., L. A. Fisk, G. Gloeckler, and R. von Steiger, The solar wind composition throughout the solar cycle: A continuum of dynamic states, *Geophys. Res. Lett.*, 29(9), 66–1, 1352, 2002.



Publications

- Chenglong Shen, Yuming Wang, Jie Zhang, Pinzhong Ye and S. Wang, Kinetic motion of a CME from its launch to interplanetary medium seamlessly viewed by STEREO/SECCHI, Astrophys. J., to be submitted, 2008
- Chenglong Shen, Yuming Wang, Pinzhong Ye, and S. Wang, Enhancement of Solar Energetic Particles During A Shock-Magnetic Cloud Interacting Complex Structure, Sol. Phys., submitted, 2007.
- Fuliang Xiao, C. L. Shen, Yuming Wang, Huinan Zheng, and S. Wang, Energetic electron distributions fitted with a kappa-loss-cone function at geosynchronous orbit, J. Geophys. Res., 113, A05203,2008.
- Yuming Wang, Chenglong Shen, Pinzhong Ye, and S. Wang, Comparison of Space Weather Effects of Two Major Coronal Mass Ejections in Late 2003, J. Univ. of Sci. Tech. of China, 37(8), 859-867, 2007.
- XIA Qian (夏倩), SHEN Cheng-Long (申成龙), WANG Yu-Ming (汪毓明), and YE Pin-Zhong (叶品中), The Role of Expansion Velocity of Magnetic Clouds in Flux Rope Model, *Chinese J. Space Sci.*, 27(4), 271-278, 2007.
- Chenglong Shen, Yuming Wang, Pinzhong Ye, X. P. Zhao, Bin Gui, and S. Wang, Strength of Coronal Mass Ejection-Driven Shocks Near the Sun, and Its Importance in Prediction of Solar Energetic Particle Events, *Astrophys. J.*, 670, 849, 2007.
- 7. Shen, Chenglong, Yuming Wang Pinzhong Ye, and S. Wang, Is There Any Evident

Effect of Coronal Holes on Gradual Solar Energetic Particle Events?, Astrophys. J., 639, 510-515, 2006.

- Shen, Cheng-Long, Yu-Ming Wang, Pin-Zhong Ye, and Shui Wang, Analysis of typical events of coronal holes against the formation of solar energetic particle events, *Chinese* J. Geophys., 49(3), 629-635, 2006.
- Wang, Yuming, Xianghui Xue, Chenglong Shen, Pinzhong Ye, S. Wang, and Jie Zhang, Impact of major coronal mass ejections on geospace during 2005 September 7 - 13, Astrophys. J., 646, 625, 2006.
- Wang, Yuming, Chenglong Shen, S. Wang, and Pinzhong Ye, Deflection of coronal mass ejection in the interplanetary medium, *Sol. Phys.*, 222, 329-343, 2004.
- Wang, Yuming, C. L. Shen, S., S. Wang, and P. Z. Ye, An empirical formula relating the geomagnetic storm's intensity to the interplanetary parameters: -VBz and △t, *Geophys. Res. Lett.*, **30(20)**, 2039, 2003.