

分类号 _____ 密级 _____

UDC _____ 编号 _____

中国科学技术大学
博士学位论文

行星际磁云及其相关事件的综合研究

作者: 汪毓明

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 2003-8 论文答辩日期 2003-9

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 _____ 中国科学技术大学(10358)

答辩委员会主席 _____

Comprehensive Studies on Magnetic Clouds in Interplanetary Space and their Associated Events

Yuming Wang

Advisor:
Prof. Shui Wang

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

March 25, 2008

致谢

本文是在导师王水教授的悉心指导下完成的。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。王老师的远见卓识，使我能有机会从开展科学的研究的基础—观测做起，并从中获取良多。好的开端，培养了我坚定在科研道路上走下去的决心。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。

我还要感谢叶品中教授。从完成本科毕业论文开始，叶老师就一直在悉心的指导我。硕博连读的4年期间，叶老师带着我共同摸索，共同探讨，共同研究，终于取得了比较丰硕的成果。叶老师执着的科研精神，一丝不苟的科研态度，尤使我钦佩。没有叶老师的帮助，就没有我现在的成绩。

同时，我要特别感谢国家天文台的汪景琇研究员。在天文台的4个月期间，我得到了汪老师认真细致而又全面的指导。汪老师不仅仅教会我如何分析观测资料，如何做科研，更教导我如何做一个合格的科学人。汪老师在观测资料方面渊博的知识和丰富的经验，帮助我跨入了科研的大门；而他对科学的理解，更使我受益非浅。

在论文的完成过程中，我得到了空间物理专业各位老师和同学的大力支持。特别是郑惠南老师，在数值模拟和图形绘制等方面提供了无私的帮助。本专业的胡友秋、窦贤康、李毅、陆全明、王传兵等各位老师以及李波（Univ. of Wales, UK）、陈耀、贾英东（Univ. of Michigan, USA）、刘伟（Stanford Univ., USA）、郭俊、葛亚松（UCLA, USA）、王连仲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。

我还要特别提到和感谢我的好朋友，现正在美国UCLA攻读博士学位的贾先哲。我们经常



在一起探讨学习、科研和生活方面的各类问题，并互相支持和帮助。无私的互助，建立了我们之间铁一般的友情。

最后我要特别感谢我的爸爸、妈妈和大哥。他们为我的顺利成长付出了辛勤的劳动，他们给予的无条件的关怀和支持是我前进的最大动力！

摘要

作为联接太阳和地球的一个重要的纽带，行星际磁云在空间天气学中占有重要的地位。本文主要以分析观测资料为主，同时通过建立理论模型和进行数值模拟，对日冕物质抛射（CME）、行星际扰动和地磁暴之间的联系、行星际中多重磁云结构和激波追赶磁云的现象，进行了综合研究。

根据SOHO飞船上的LASCO和EIT以及GOES卫星上的观测资料，分析了1997年3月到2000年底的所有正面晕状（halo）CME，发现45%（59/132）的CME具有地磁效应，它们引起了51次中等以上地磁暴。这些对地halo CME的日面位置分布具有东西不对称性，爆发在西边的CME比东边的多出57%，且西边的出现经度可以到 70° ，而东边的不超过 40° 。进一步分析了73次到达地球的正面halo CME，发现这种东西不对称性与CME在行星际空间中的运行速度有关。快于背景太阳风速度的CME会向东偏转，从而使对地halo CME的日面源区分布向西移动；而慢于背景太阳风速度则会向西偏转，使对地halo CME的分布向东移动。C级以上耀斑的伴随情况显示，具有地磁效应的halo CME的耀斑伴随率普遍偏高；随着太阳活动的增强，耀斑伴随率也在逐年增加。在太阳高年（2000年）期间，几乎100%的halo CME都伴随有C级以上耀斑。对于 $Kp \geq 7$ 以上的大磁暴事件，其CME的日地传输时间与初始的投影速度基本满足经验关系 $T_{au} = 27.98 + \frac{2.11 \times 10^4}{V}$ (hours)，相关系数达到0.87。同时，通过分析2000年中12次行星际南向磁场（ B_s ）事件，发现仅有2次与共转流相互作用区有关，有11次与CME有关，这些CME的日面位置分布同样具有东西不对称性。这11次与CME有关的 B_s 事件中，有10次引起了 $Dst_{min} \leq -100$ nT的大磁暴。



通过对1999年2月到2003年2月期间的CME和M5.0级以上X射线耀斑的爆发次数以及地磁指数 Ap 的24小时平均值，进行周期谱分析，发现CME、X射线耀斑和磁暴 Ap 指数均有较明显的中准周期规律，其中X射线耀斑确实具有Rieger类型的中准周期。它们中的部分中准周期彼此相互吻合，说明了它们之间复杂的相关性。太阳上可能存在的大尺度Rossby类型波动是这种中准周期现象的一种理论解释。

通过分析1998–2001年ACE和Wind飞船的行星际磁场和太阳风等离子体数据，研究了行星际参数与地磁暴强度之间的关系，得到了产生中等以上地磁暴的行星际条件。对于 $Dst_{min} \leq -50\text{nT}$ 的中等磁暴，阈值为 $\overline{B_s} \geq 3\text{nT}$ 、 $-\overline{VB_z} \geq 1\text{mV/m}$ 和 $\Delta t \geq 1\text{h}$ ；对于 $Dst_{min} \leq -100\text{nT}$ 的强磁暴，阈值为 $\overline{B_s} \geq 6\text{nT}$ 、 $-\overline{VB_z} \geq 3\text{mV/m}$ 和 $\Delta t \geq 2\text{h}$ 。并且发现，在引起磁暴的过程中 $-\overline{VB_z}$ 的重要性远大于 Δt ，且持续时间越长，能量的耗散效应就越明显。磁暴的峰值 Dst_{min} 与 $-\overline{VB_z}$ 和 Δt 满足经验公式 $Dst_{min} = -19.01 - 8.43(-\overline{VB_z})^{1.09}(\Delta t)^{0.30}$ (nT)，与观测值比较，相关系数达到0.95。这公式指出了压缩后的南向磁场普遍具有更强的地磁效应。

太阳高年期间CME频繁爆发，造成了复杂的行星际结构。根据行星际的观测资料，首次从理论和观测上提出和证实了多重磁云的存在。多重磁云不同于其他行星际复杂抛射结构，它具有以下5个观测特征：（1）仅包含磁云及磁云间的相互作用区；（2）每个子磁云都满足单个磁云的基本特征。由于子磁云间的相互压缩，质子温度可能偏高，但质子 β 值仍然低于0.1；（3）在前导（即被追赶的）子磁云的尾部，太阳风速度会有所抬升；（4）相互作用区内的磁场强度相对较弱，且起伏较大，没有规则；（5）相互作用区内，质子温度和 β 回升到较高的值。由于多重磁云携带较规则的磁场，且存在较大的压缩现象，故一般具有强烈的地磁效应。在无力场磁通量管模型的基础上，建立了多重磁云的理论模型。同时，进一步运用分数步法，数值模拟了子午面内双重磁云在行星际空间中的传播。模拟的结果与实际的观测结果大体一致。双重磁云的磁场有两个峰值， B_z 有两次起伏，太阳风速度持续下降，粒子温度和 β 均呈现两个低值槽，两磁云之间的磁场出现一极小值，即为相互作用区，相互作



用区内， β 回升到较高值。双重磁云中两个子磁云的尺度都要小于单个磁云运动时的尺度，这说明子磁云间的相互挤压限制了它们的膨胀。

压缩后的南向磁场具有更强的地磁效应。与多重磁云相同，激波追赶磁云，压缩磁云内部的南向磁场分量，也会引起大的地磁暴。通过分析2000年10月和2001年11月两次激波追赶磁云的事件，首次报道了激波压缩磁云内部磁场引起特大地磁暴的现象，并证实了在低 β 的磁云内部，激波一样可以存在并传播。利用磁云的磁通量管模型和垂直激波假设，建立了激波进入磁云的简单的理论模型，分析了激波进入磁云的深度与所能引起的磁暴强度之间的关系，发现对于中心磁场强度为20nT的磁云，当追赶的激波速度为550km/s时，激波进入磁云距中心 $0.86R_0$ 处的地磁扰动最强。且随着激波强度的增加，该深度也在加深，同时地磁扰动也相应地增强。而且，尽管磁场南向分量 B_s 的存在是引起较大地磁暴的前提条件，地磁效应 Dst_{min} 、 B_s 和 $-\overline{VB_z}$ （即对应 Δt ）分别达到最大峰值所对应的激波进入磁云的深度是有差别的。



Abstract

As a consequence of coronal mass ejections (CMEs) and an important cause of moderate and intense non-recurrent geomagnetic storms, Interplanetary magnetic clouds (MCs) play an pivotal role in space weather research. To further study the interplanetary magnetic clouds and their associated events is meaningful and valuable to understand the solar-terrestrial physical processes and improve the prediction level of geomagnetic storms. On the basis of the observations of the Sun and the interplanetary medium, the following three aspects are studied observationally and theoretically:

1. The relationship between the CMEs, interplanetary disturbances and geomagnetic storms

According to the observations by the Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO) and the Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (EIT) on board of the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO), a total of 132 front-side halo CMEs from March 1997 to December 2000 are identified. Among these CMEs, 45%(59/132) of them are geoeffective (or Earth-directed) and produced 36 moderate geomagnetic storms and 15 intense storms. The observations about X-ray flares by the Geosynchronous Operational Environment Satellites (GOES) show that the ratio of the Earth-directed halo CMEs associated with X-ray flares (class $\geq C$) to the all Earth-directed halo CMEs is higher than that of the all front-side halo CMEs. The ratio becomes larger year by year



from 1997 to 2000, and especially in 2000 (approaching the solar maximum), the ratio almost reaches 100%. As for the 15 events associated with $Kp \geq 7$ intense geomagnetic storms, the relationship between the transit time from the Sun to the Earth of the corresponding CMEs and the initial projected speed of them approximately meets with an empirical formula: $T_{au} = 27.98 + \frac{2.11 \times 10^4}{V}$ (hours), which has a good correlation coefficient of 0.87. Moreover, by analyze 12 interplanetary southward magnetic field (B_s) events, it is found that only two events are relative to the corotating interaction regions (CIRs) and 11 events are relative to CMEs. Ten of these eleven events associated with the CMEs created the intense geomagnetic storms with $Dst_{min} \leq -100$ nT. The results confirm that the CMEs are the main producer of large geomagnetic storms during solar maximum.

The source distribution of above 59 Earth-directed halo CMEs on the solar disk is east-west (E–W) asymmetrical. The number of the Earth-directed halo CMEs occurring on the west is larger than that on the east by 57%, and such CME can be expected at $W70^\circ$ approximately but can not be found out of $E40^\circ$. By further studying 73 Earth-encountered front-side halo CMEs (EFHCMEs) during 1997–2001, such E–W asymmetry in their source distribution is also found. The E–W asymmetry is relative to the transit speed of EFHCMEs from the Sun to the Earth. As for the EFHCMEs propagating faster than the background solar wind, their source distribution shifts to the west hemisphere, and the west CMEs are in the majority. On the contrary, as for the EFHCMEs propagating slower than the background solar wind, their source distribution shifts to the east hemisphere, and the east CMEs are in the majority. This phenomena can be explained in terms of the influence of the Parker spiral interplanetary magnetic fields on the CME's propagation.

Mid-term quasi-periodicities in CMEs during the most recent solar maximum cycle



23 are reported for the first time using the four-year data (February 5, 1999 to February 10, 2003) of LASCO/SOHO. In parallel, mid-term quasi-periodicities in solar X-ray flares (class $\geq M5.0$) from the GOES and in daily averages of Ap index for geomagnetic disturbances from the World Data Center (WDC) at the International Association for Geomagnetism and Aeronomy (IAGA) are also examined for the same four-year time span. By Fourier and Morlet wavelet power spectral analyses, the CME, X-ray flare and Ap data all appear to contain significant power peaks at some periods. The X-ray solar flares show the familiar Rieger-type quasi-periods at $\sim 157 \pm 11$, $\sim 122 \pm 5$, $\sim 98 \pm 3$ days and shorter ones until $\sim 34 \pm 0.5$ days. The CMEs with period of $\sim 272 \pm 26$ days may be correlated with the flares with period of $\sim 259 \pm 24$ days. The CMEs with periods of $\sim 272 \pm 26$ and $\sim 196 \pm 13$ days may be responsible for the geomagnetic disturbances with periods of $\sim 273 \pm 26$ and $\sim 187 \pm 12$ days. Especially the peak at the second period of $\sim 187 \pm 12$ days in Ap data is very significant, which indicates CMEs are the main source of geomagnetic storms in the solar maximum. The geomagnetic disturbances with periods of $\sim 91 \pm 5$ and $\sim 61 \pm 2$ days may be due to the flares with periods of $\sim 98 \pm 3$ and $\sim 64 \pm 2$ days, which implies that parts of geomagnetic storms are created by large X-ray flares. In addition, the $\sim 28 \pm 0.6$ -day periodicity in Ap data is most likely caused by recurrent high-speed solar winds from the coronal holes at the Earth's magnetosphere. Several conceptual aspects of possible equatorially trapped Rossby-type waves at and beneath the solar photosphere may be responsible for such mid-term quasi-periodicities.

By using interplanetary magnetic field data and plasma data from the ACE and Wind spacecraft during 1998–2001, the relationship between interplanetary parameters and geomagnetic storm's intensity is studied. 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. The importance of $-\overline{VB_z}$ is much greater than that of Δt in creating storms, and a long duration is not very helpful to further enhance a storm's intensity. An 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. Assuming the magnetic flux $\Phi = -\overline{VB_z}\Delta t = \text{constant}$, if Δt is shortened to a half, and $-\overline{VB_z}$ enhances 1 time accordingly, the value of $(Dst_{min} + 19.01)$ is therefore 1.73 times its original value.

2. The interplanetary multiple magnetic clouds (Multi-MCs)

During the solar maximum, the rate of CMEs' occurrence is ~ 3.5 per day. Therefore a complex structure in interplanetary space can be expected due to such high frequent explosions from the Sun. Multiple magnetic cloud, one special kind of the interplanetary complex structure, is proposed firstly according to the observations, and a theoretical model is developed to describe it. It is found that the configuration of Multi-MC relies on many factors, such as the number of the sub-clouds, the field strength of each sub-cloud, the sign of each sub-cloud's helicity, the orientation of each sub-cloud's axis, and so on. Further, the existence of Multi-MC is confirmed by analyses of March 3–5, March 31 and April 10–13, 2001 events.

Multi-MC is different from other interplanetary complex structures. It has the following five characteristics: (1) it only consists of several magnetic clouds and interacting regions between them; (2) each sub-cloud in Multi-MC is primarily satisfied with the criteria of isolated magnetic cloud except that the proton temperature is not as low as that in typical magnetic cloud due to the compression between the sub-clouds; (3) the speed of solar wind at the rear part of the front sub-cloud does not continuously decrease, rather increases because of the overtaking of the following sub-cloud; (4) inside the in-



teracting region between the sub-clouds, the magnetic field becomes less regular and its strength decreases obviously, and (5) β value increases to a high level in the interacting region. Due to the compression between the sub-clouds, each sub-cloud is much smaller than the typical isolated magnetic cloud. In three cases, two Multi-MCs are associated with the great geomagnetic storms ($Dst \leq -200$ nT). The observational results imply that Multi-MC has a strong geoeffectiveness generally and is possibly another type of the interplanetary origin of large geomagnetic storms.

In addition, the characteristics and propagation of double-MC are numerically studied by using fractional step scheme. The simulation results are consistent with the observations approximately. The double-MC with the leading cloud's initial speed of 400 km/s and the following cloud's initial speed of 600 km/s arrives at 1 AU after ~ 72 hours. It has a double-peak structure in magnetic field, B_z has two fluctuations within the double-MC, the solar wind speed decreases continuously, and the temperature is low within the two sub-clouds. Between the two sub-clouds, the magnetic field strength reaches the minimum, and β increases to a relatively high value. The sub-clouds in the double-MC are all smaller than the isolated cloud, which suggests that the compression between the sub-clouds largely limits the expansion of them.

3. The phenomena of shock overtaking preceding magnetic cloud

Two events of shock overtaking preceding magnetic cloud in October 2000 and November 2001 respectively are reported. Commonly, the shock can not propagate within the low β magnetic cloud. However, in these two events, the shocks both advanced into the clouds and caused the large geomagnetic storms. These observations suggest that a shock can propagate and penetrate the low β cloud as long as its speed is large enough. The Oct. 2000 event produced a large geomagnetic storm with $Dst_{min} = -175$ nT, and the Nov. 2001 event created a great storm with $Dst_{min} = -292$ nT. These results



suggest that shock overtaking preceding magnetic cloud and advancing into it is also one important interplanetary cause of large geomagnetic storms.

To analyze the geoeffectiveness of shock overtaking preceding magnetic cloud, a simple theoretical model is developed by applying the flux rope model and the assumption of exactly perpendicular shock. The result suggests that the geomagnetic disturbance is the strongest when the shock arrives the distance of $0.86R_0$ from the cloud's center if the central magnetic field strength of the cloud is 20 nT and the following shock speed is 550 km/s. When the shock speed increases, such depth also increases, and the geomagnetic disturbance enhances accordingly. Moreover, the depths respectively corresponding to the peak of geomagnetic index Dst , interplanetary southward magnetic field B_s and $-\overline{VB_z}$ (i.e., Δt) are different, though the existence of B_s is a necessary condition in causing geomagnetic storms.

目录

致谢	i
摘要	iii
Abstract	vii
第一章 引言	1
1.1 日冕物质抛射	1
1.1.1 概述	1
1.1.2 白光日冕仪观测	3
1.1.3 远紫外波段观测	4
1.1.4 软X射线观测	6
1.1.5 射电观测	7
1.1.6 CME源区磁场演化	8
1.2 行星际磁云	10
1.2.1 观测特征	10
1.2.2 理论模型	14



1.2.3 数值模拟	19
1.3 地磁暴	21
1.3.1 特征	21
1.3.2 行星际起因	22
1.3.3 Dst 指数与行星际各种参数的关系	25
1.4 小结	27
第二章 日冕物质抛射、磁云和地磁暴的相关性研究	29
2.1 对地CME与地磁暴的统计研究	30
2.1.1 数据来源与分析方法	30
2.1.2 对地halo CME的初发位置分布	34
2.1.3 Halo CME伴随的X射线耀斑情况	38
2.1.4 对地CME投影速度与日地传输时间的关系	38
2.2 CME、X射线耀斑与磁暴 Ap 指数的中准周期分析	41
2.2.1 傅立叶分析	41
2.2.2 与小波分析结果的比较	44
2.2.3 理论探讨	49
2.3 行星际 B_s 事件	51
2.3.1 2000年 B_s 事件的统计	51
2.3.2 2000年 B_s 事件源的分析	53
2.3.3 2000–2001年8次特大地磁暴行星际源	55
2.4 行星际参数— $\overline{VB_z}$ 及其持续时间和 Dst 峰值的经验公式	57



2.4.1	数据选取与方法	57
2.4.2	产生磁暴的行星际条件	59
2.4.3	联系行星际参数与 Dst_{min} 的经验公式	62
2.5	小结	65
第三章 多重磁云		67
3.1	理论模型的建立	68
3.1.1	磁通量管模型	68
3.1.2	理论模型与观测数据的比较	70
3.2	更多的观测证据及其特征	75
3.2.1	2001年3月3–5日事件	75
3.2.2	2001年3月31日事件	78
3.2.3	2001年4月11–13日事件	82
3.2.4	观测特征总结	83
3.3	数值模拟	85
3.3.1	计算格式及初边条件	85
3.3.2	结果分析	91
3.4	地磁效应	96
3.5	小结	97
第四章 激波追赶磁云		101
4.1	典型事例分析	101
4.1.1	ACE和Wind飞船观测	101



4.1.2 飞船观测资料的比较	105
4.1.3 地磁效应	107
4.2 理论分析	109
4.2.1 假设与模型	109
4.2.2 理论结果	113
4.2.3 讨论与不足	117
4.3 小结	120
第五章 总结	121
参考文献	127
参考文献	127
攻读博士学位期间完成论文列表	145

Contents

Acknowledgments	i
Abstract	vii
1 Introduction	1
1.1 Coronal mass ejections	1
1.2 Interplanetary magnetic clouds	10
1.3 Geomagnetic Storms	21
1.4 Summary	27
2 The Relationship Between Coronal Mass Ejections, Magnetic Clouds and Geomagnetic Storms	29
2.1 Statistical study on the relationship between geoeffective halo CMEs and geomagnetic storms	30
2.2 Mid-term quasi-periodicities in coronal mass ejections	41
2.3 Interplanetary B_s events	51
2.4 Empirical relationship between interplanetary parameter $-\overline{VB_z}$ and storm's intensity Dst_{min}	57



2.5 Summary	65
3 Interplanetary Multiple Magnetic Clouds	67
3.1 Theoretical model	68
3.2 More observational evidences and characteristics.....	77
3.3 Numerical simulation.....	86
3.4 Geoeffectiveness.....	97
3.5 Summary	98
4 Shock Overtaking Preceding Magnetic Cloud	101
4.1 Case studies.....	101
4.2 Theoretical analyses.....	109
4.3 Summary	120
5 Conclusions and Summary	123
References	129
Publications	145

第一章 引言

空间天气学是太空物理学中的一个特殊的领域。它以预报空间天气变化为目的，研究日地之间各种纷繁复杂的物理现象。太阳是地球万物生长的能量来源，同时它也是造成地球空间环境灾害的主要原因。太阳上各种各样的爆发现象连绵不断，如日冕物质抛射（CME）、耀斑、暗条消失、日浪等等，大量的能量和物质，大量的高能射线和高能粒子被抛到行星际空间，并从而影响着地球。在太阳风的作用下，地球磁场形成一个巨大的保护伞—磁层，使得地球免受各种灾害性事件的伤害。相比之下，本身磁场较弱的行星，如金星、火星，就没有这么幸运了，没有磁层的保护，它无时无刻不裸露在恶劣的环境之中。然而，即使在磁层的庇护下，地球仍旧无法完全不受外界的影响。地磁暴、电离层暴、极光等现象都是地球内部受到外界干扰的反映，它们往往会引起电网超负荷、通讯中断等后果，并从而影响人类的生活。因此，加深对空间天气的研究，提高空间天气的预报水平对利用和改善人类赖以生存的空间环境，进一步提高人们生活质量起着极其重要的作用。这里，我们主要讨论的就是行星际空间中常见的且在空间天气中扮演着重要角色的一类抛射现象—磁云（magnetic cloud），以及它的太阳来源—CME和它对地球环境的影响—地磁暴。

1.1 日冕物质抛射

1.1.1 概述

日冕物质抛射（CME）是太阳大气中一种频繁发生的爆发现象，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。20世纪70年代初，OSO-7 卫星上的日冕仪首次证实太阳大气物质的瞬变抛射，随后Skylab、P78-1、SMM、ISEE3、Helios等卫星和飞船上的日冕仪及90年代升空

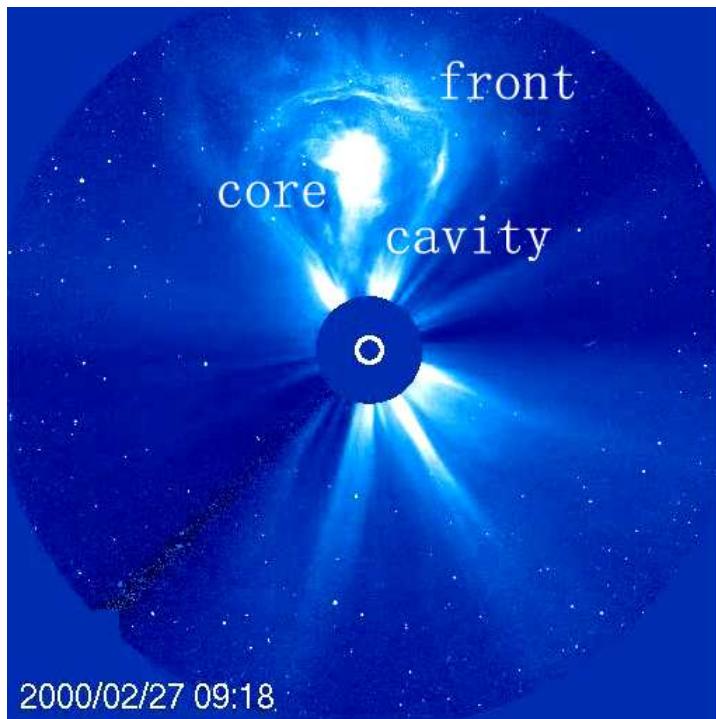


图 1.1 有着三分量结构的典型CME。

的Yohkoh、SOHO、Ulysses、Wind、ACE 等卫星上的仪器设备取得了大量的CME观测资料。30多年来，人们从观测上，理论上和数值模拟上对CME进行了全面的研究 [Howard *et al.*, 1982, 1985; Hundhausen, 1988, 1993; Gosling, 1990, 1996, 1997; Wolfson and Low, 1992; Low, 1997; St. Cyr *et al.*, 1999, 2000; Webb *et al.*, 2000; Gopalswamy *et al.*, 2000; Wang *et al.*, 2002b]。过去人们认为太阳耀斑与地磁暴的产生有着密切联系，而现在则普遍认为CME才是地磁暴，尤其是中等以上的非重现性地磁暴的主要起因 [Sheeley, Jr. *et al.*, 1985; Gosling *et al.*, 1991; Gosling, 1993; Cane, 1997]。

CME是一种大尺度现象，它具有多种形态。典型的CME由三部分组成 [Illing and Hundhausen, 1985; Hundhausen, 1988]: 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 $10^{15} \sim 10^{16}$ g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；腔内亮核通常是平均携有 10^{14} g等离子体的爆发日珥物质（如图1.1所示）。一次典型的CME将约 10^{23} Maxwell的磁通量和 10^{16} g的等离子体抛射到行星际空间 [Gosling, 1990; Webb *et al.*, 1994]。一般双向超热电子流



[*Gosling et al., 1987*]、高能质子 [*Marsden et al., 1987*]、氦离子丰度增加 [*Borrini et al., 1982; Neugebauer and Goldstein, 1997*]、强磁场 [*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*]等等都是在太阳风等离子体中观测到CME的证据。

1.1.2 白光日冕仪观测

CME出现的频繁程度与太阳活动强弱密切相关。在太阳活动低年，整个太阳上CME的出现率约每天0.2次，且主要出现在磁赤道附近的低日球层纬度处；而在太阳活动高年平均可达每天3.5次并可延伸到高纬区域发生 [*Webb and Howard, 1994*]。CME在纬度方向的展宽角度平均有 45° [*Hundhausen, 1993*]，而在经度方向上的展宽难以直接确定，但由物质抛射以后的观测资料估计可达 180° ，甚至更大 [*McAllister et al., 1996*]。根据SOHO卫星上的白光日冕仪（LASCO）的观测资料，当CME在LASCO视野中的角宽度超过 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，人们称之为晕状（halo）CME（如图1.2所示）。这类CME往往是在日地连线的方向上传播 [*Howard et al., 1982*]，有可能发生在太阳背面（backside），背离地球运动，也有可能发生在可见日面（frontside），向着地球方向运动。对于后者就被称为对地日冕物质抛射。由于它的向地性，大多数与接近日面中心的太阳活动相伴生的对地CME发生后 $3 \sim 5$ 天（甚至更短时间）内，在行星际空间有激波和磁云产生，在地球上也有中等以上强度的地磁暴爆发 [*Webb et al., 2000; Cane et al., 2000; Gopalswamy et al., 2000*]。正是由于这类CME有着强烈的地球物理效应，是影响空间天气的主要因素之一，从而受到人们的广泛关注。

在近日面附近，CME的视速度（真实速度在天空平面的投影）可以在 $50 \sim 2000$ km/s的宽广范围内 [*Hundhausen et al., 1994*]。但由于它与CME真实抛射速度的差异，

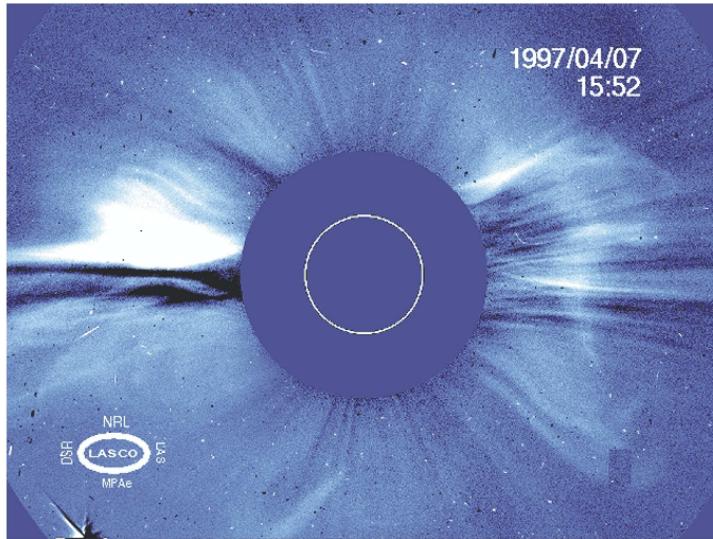


图 1.2 晕状（halo）CME的running difference图像。

无法客观地反映CME在空间中的传播情况。最近，Michalek 等人 [2003] 就利用锥模型通过CME在LASCO视野中的不对称性来估计其运行的真实速度，从而来更好的描述CME的实际情况。另外，统计研究表明 [Gopalswamy *et al.*, 2000]，低速的CME在行星际空间运动过程中会被加速，而高速的CME在运动过程中会被减速。在1AU处，行星际CME（ICME）的运行速度普遍分布在450km/s左右的较窄的区间内。利用简单的经验公式，可以预报CME到达1AU处的时间 [Gopalswamy *et al.*, 2001a,b]。

1.1.3 远紫外波段观测

LASCO观测到的是CME在太阳外日冕区（ $1.1 \sim 32.0 R_{\odot}$ ）的图像，而SOHO卫星上的远紫外成像望远镜（EIT），则可以得到日面附近，CME起始和早期的演化资料 [Dere *et al.*, 1997; Thompson *et al.*, 1998]。其中EIT195Å的观测资料较为完整，它观测的是温度为 1.5×10^6 K，也就是对应于日冕底部，这一层的太阳活动情况（如图1.3）。CME的发生有许多日面观测特征。大部分的CME都伴随有耀斑 [Wang *et al.*, 2002b; Zhou *et al.*, 2003]。在时间上，耀斑通常发生在CME爆发之后 [Harrison, 1991]，但它们之间有些什么相互作用和影响并不清楚。尽管一次大耀斑所释放的能量

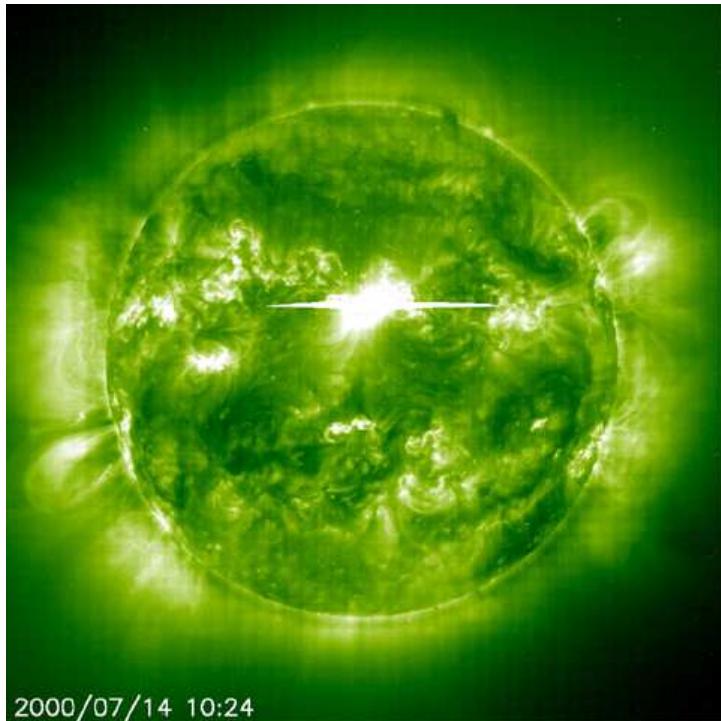


图 1.3 EIT195Å观测图像。

与一次CME所携带的能量相当，但相对于CME来说，它的空间尺度要小得多，且一般认为这类伴随的耀斑发生在CME的一个足点附近。一半以上的CME伴随有日珥爆发 [Subramanian and Dere, 2001]，其源区往往会出现双带耀斑（two-ribbon flares）。对于与活动区日珥爆发相伴生的CME，活动区的典型寿命为6～7个月；而对于无日珥爆发的活动区CME，活动区的寿命为11～80天，且伴随有时标为6～7个小时的小尺度磁浮现和磁对消 [Subramanian and Dere, 2001]。这类伴有日珥爆发的CME，往往会在行星际空间中形成磁云 [Wilson and Hildner, 1984, 1986; Rust, 1994; Bothmer and Schwenn, 1994, 1998]。

此外，EIT195Å的观测显示，CME还常常伴随有暗区（dimming region）、EIT波等现象 [e.g., Thompson et al., 1998, 1999]。图1.4显示了一次典型的EIT波动的演化过程，它从CME的源区出发，向四周传播。人们认为暗区是由于CME引起太阳源区物质亏损所造成的，而对于什么是EIT波，则还有很大的争议。在许多太阳爆发活动期间，通过 H_{α} 图像可以观测到色球层Moreton波的传播，它被认为是传播在日冕中的

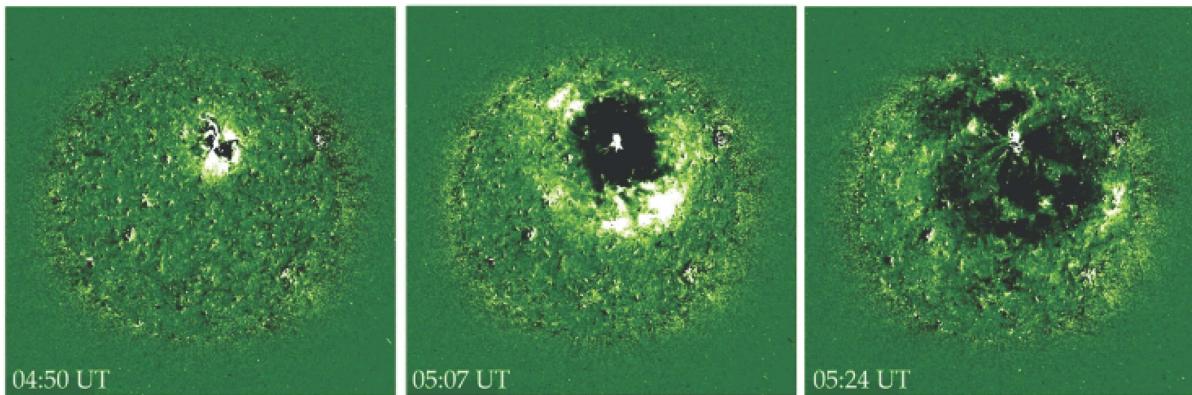


图 1.4 EIT 195\AA 观测到的1997年5月12日CME伴随的EIT波动的running difference图像。

快模MHD激波在色球层的痕迹 [Dodson and Hedeman, 1968; Zirin and Lackner, 1969; Uchida et al., 1973; Uchida, 1974]。按照快波理论, EIT波的速度应该大于Moreton波的传播速度。但事实恰恰相反, 实际的观测表明, EIT波的传播速度为 $200 \sim 400\text{km/s}$, 远小于Moreton波的传播速度 $500 \sim 2000\text{km/s}$ 。如何解释这一现象是一个极富挑战性的课题。

1.1.4 软X射线观测

Yohkoh卫星的观测同时提供了高日冕区太阳活动的情况, 它携带的软X射线望远镜可以得到较高温度范围内 ($\geq 2.0 \sim 3.0\text{MK}$) 的全日冕动力学图像 [Tsuneta et al., 1991]。观测表明, 至少部分抛射物质在其向外运动期间能够在X射线波段被探测到, 而且往往日冕区会出现大范围的X射线辐射减弱 [Sterling and Hudson, 1997], 这种现象很可能是由膨胀或抛射造成的密度降低引起的 [Hudson et al., 1996]。大多数被抛射的物质来自于耀斑前S形活动区结构端点的两个区域附近 (图1.5), 这种S状活动区X射线环系结构是对地CME日面源区的一个较普遍的特征 [Hudson et al., 1998]。在CME爆发后, 这些伴生的冕环会以一较恒定的速率向上运动 [Svestka, 1996]。观测还发现, 无论是冕环的瞬变增亮还是大耀斑, 都普遍包含尖角 (cusp) 结构 [Sterling and Hudson, 1997], 即一个倒‘Y’形的上端开放, 下端封闭的磁场结构 (图1.5)。

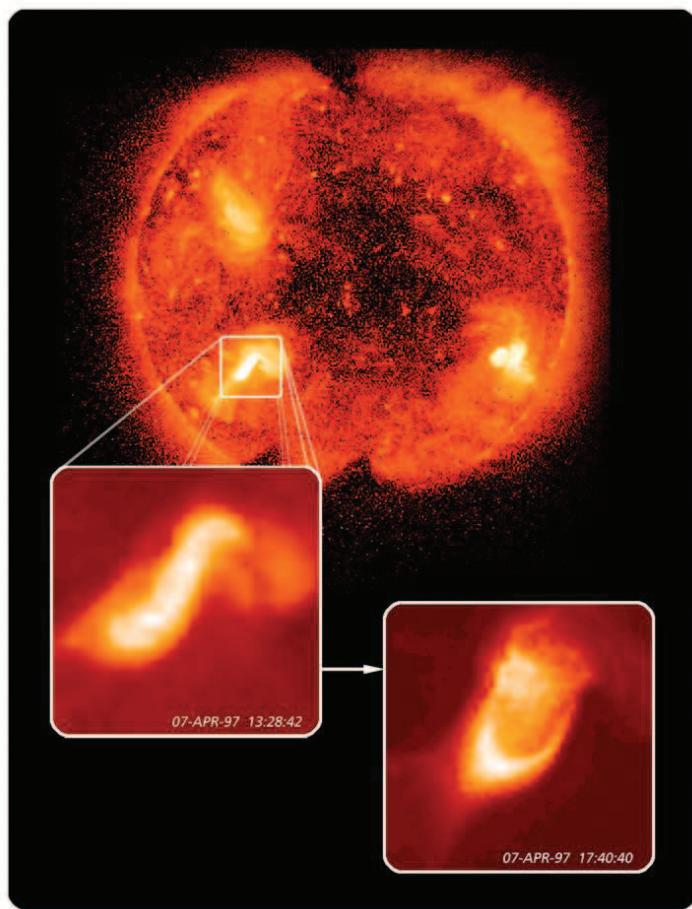


图 1.5 Yohkoh 卫星的软X射线观测图像。

这正是反平行的开场磁力线重联驱动耀斑的理论模型所要求的基本磁场位形。图1.6显示了2000年9月4日的一次宁静暗条爆发事件。在0610UT冕环瞬变增亮，出现尖角结构，形成倒‘Y’形。0723UT后慢慢恢复，并在底部形成拱状结构，产生双带耀斑。

1.1.5 射电观测

同样，通过射电波段观测也能得到CME的抛射图像。如图1.7显示的是2001年4月18日的一次CME，可以估计其前沿抛射速度约2000km/s，CME中内核抛射速度约为1600km/s。

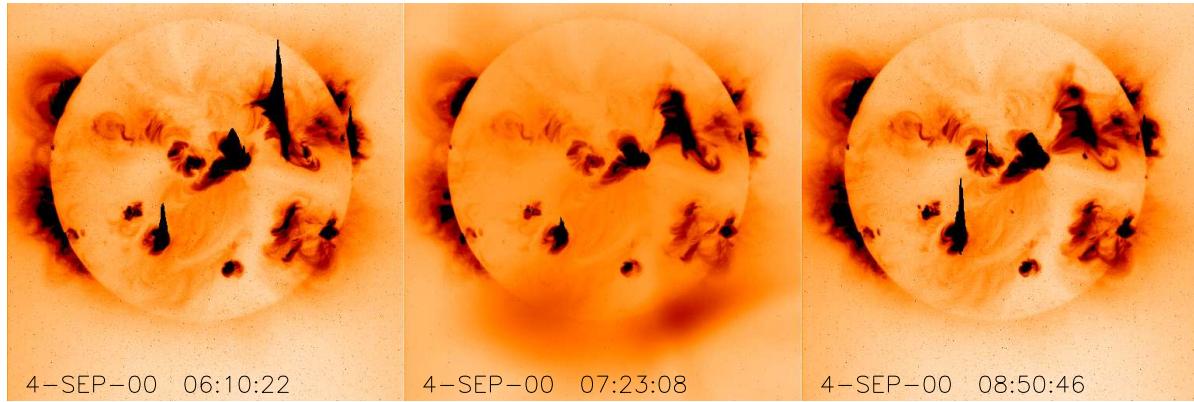


图 1.6 Yohkoh卫星的软X射线望远镜观测到的一次爆发事件。

另一方面，CME在行星际空间中的快速运动会使前驱动一个激波，它可以加速电子，进而产生II型射电爆（图1.8）。Cane等人 [1987]指出所有产生II型射电爆发的行星际激波都与CME相关，且伴有II型事件的CME最为巨大而剧烈，其激波速率在500km/s以上。由于II型射电爆频率为源区局域电子等离子体频率 f_p 或其谐波频率 $2f_p$ ，可以由II型射电爆的观测资料反推其源区的物理性质和动力学特征 [Reiner et al., 1998]。1997年1月8日–11日Wind飞船以及1月8日和12–14日Ulysses飞船（距太阳4.73AU，在日球纬度N18.7°、黄道纬度N25.6°、地球的W45.1°处）皆观测到频率为196kHz的II型射电发射，根据Wind和Ulysses同时的观测资料，即可确定射电源区的三维位置。这些II型发射起源于1月6日CME驱动激波与共转相互作用区（CIR）交界面处的局域高密度区 [Hoang et al., 1998]。

1.1.6 CME源区磁场演化

现在人们普遍认为CME是由于日冕大尺度磁场的不稳定性，失去平衡而激发的 [Low, 1990]。光球向量磁场的结构及其演化是以磁场的拓扑奇异性和磁场位形的非势性来描述和理解的。产生激烈活动的磁场总是包含磁场的奇点、拓扑分隔面、分隔线，或准分隔面等奇异的拓扑结构。与这些奇异结构相联系的磁场，表现出磁通量的浮现和对消、强烈的横场剪切、相反极性磁场的挤压和相互作用以及磁场螺度和电流

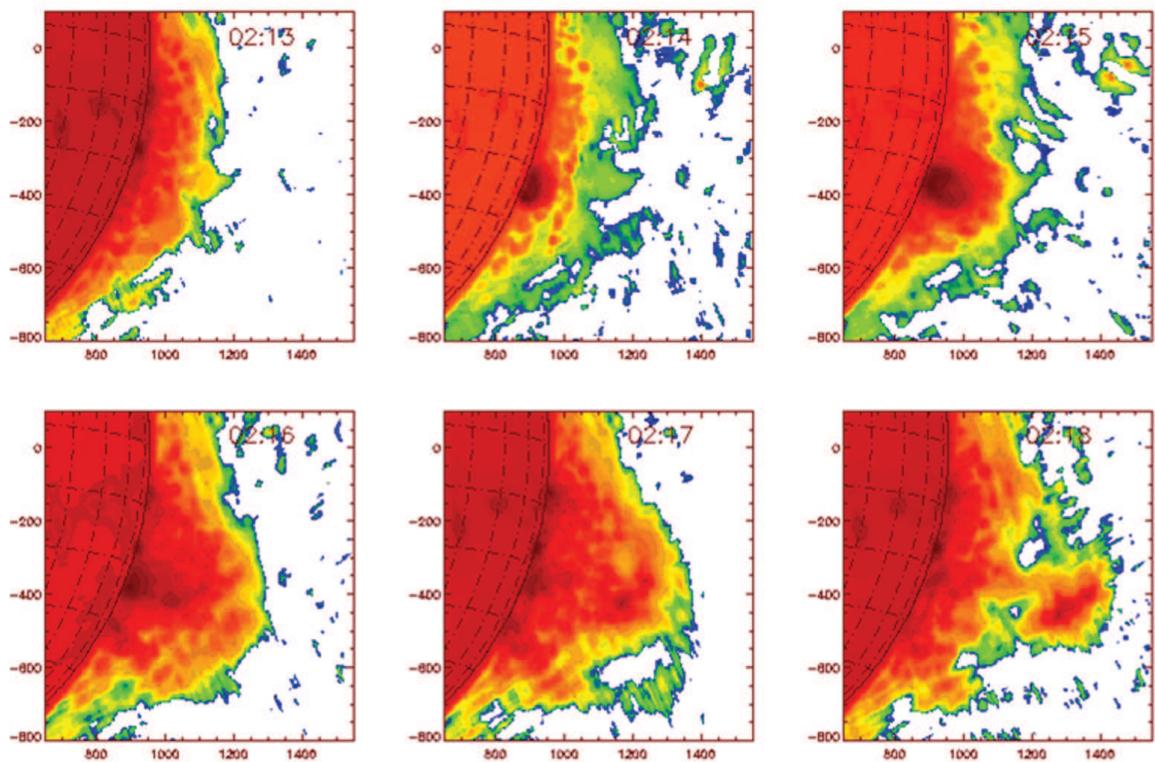


图 1.7 微波波段观测到的2001年4月18日CME。

螺度的变化等多样的演化形态，严重偏离磁场的最低能量位形，即势场位形，从而积累的可释放的自由磁能引发了对地CME及与之伴生的激烈太阳活动 [Wang, 1999]。图1.9显示了2000年9月12日的一次宁静暗条爆发事件，同时观测到光球层有磁通量浮现。

Zhang等人 [2001]利用SOHO、TRACE和HSOS (Huairou Solar Observing Station) 的观测资料，仔细研究了2000年7月14日发生的一次重大的太阳事件中的暗条和活动区磁场演化的细节 (图1.10)，发现在整个事件的发生过程中，唯一明显的磁场变化就是发生在暗条附近多处的磁对消，而且所有暗条中的初始扰动和 H_{α} 初始增亮都发生在磁对消处。这暗示着发生在太阳低层大气中的缓慢磁重联 (磁对消是其表现形式之一) 是引发太阳大气整体不稳定性极为重要的因素，而正是这种不稳定性导致了重大太阳活动现象。

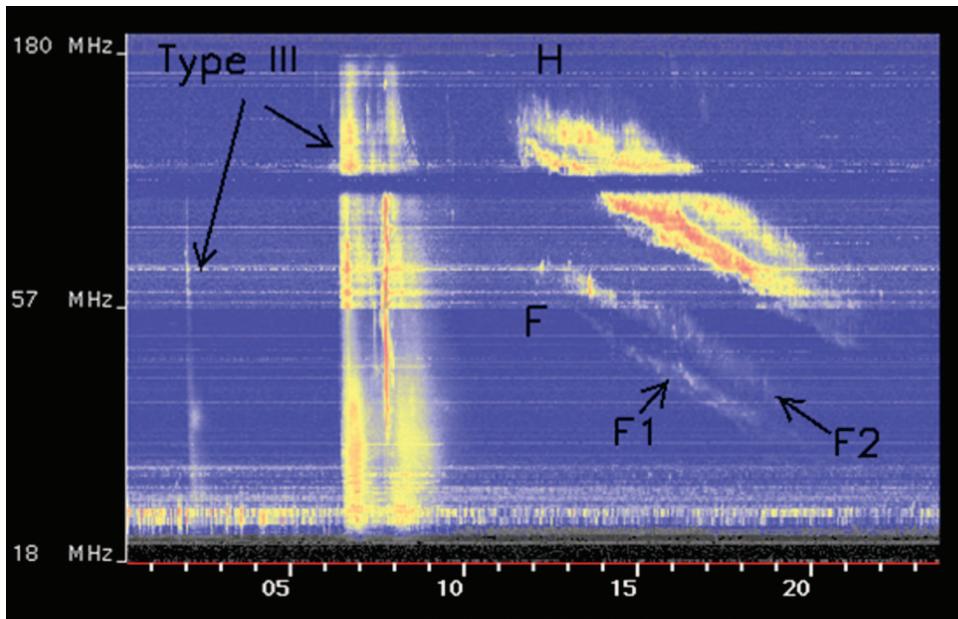


图 1.8 微波波段观测到的2001年4月18日CME。

1.2 行星际磁云

1.2.1 观测特征

磁云 (MC) 是一种常见的行星际空间中的抛射物，它被认为是CME的一种产物 [Wilson and Hildner, 1984; Gosling et al., 1992; Cane et al., 1997]，即行星际CME (ICME) 中的一种。磁云有三个基本特征：增强的磁场，磁场方向有着大而平滑的旋转，以及低的质子温度 [Burlaga et al., 1981]。统计研究表明，将近有一半的行星际抛射 (ejecta) 是磁云 [Klein and Burlaga, 1982; Gosling et al., 1992; Cane et al., 1997]。由于磁云有着比较规则的磁场，经常携带较大的磁场南向分量 B_s ，因此有着显著的地磁效应 [e.g., Burlaga et al., 1987, 2001; Tsurutani et al., 1988; Wilson, 1990; Farrugia et al., 1997]，从而受到人们的广泛关注。

磁云这个概念是由Burlaga等人 [1981]首先提出的。他们利用5个飞船 (Voyager 1和2、Helios 1和2、IMP-8) 取得的磁场和等离子体参数的观测资料分析了发生在1978年1月的一个磁云事件 (图1.11)。磁云前端驱动着一个激波。在磁云与激波之

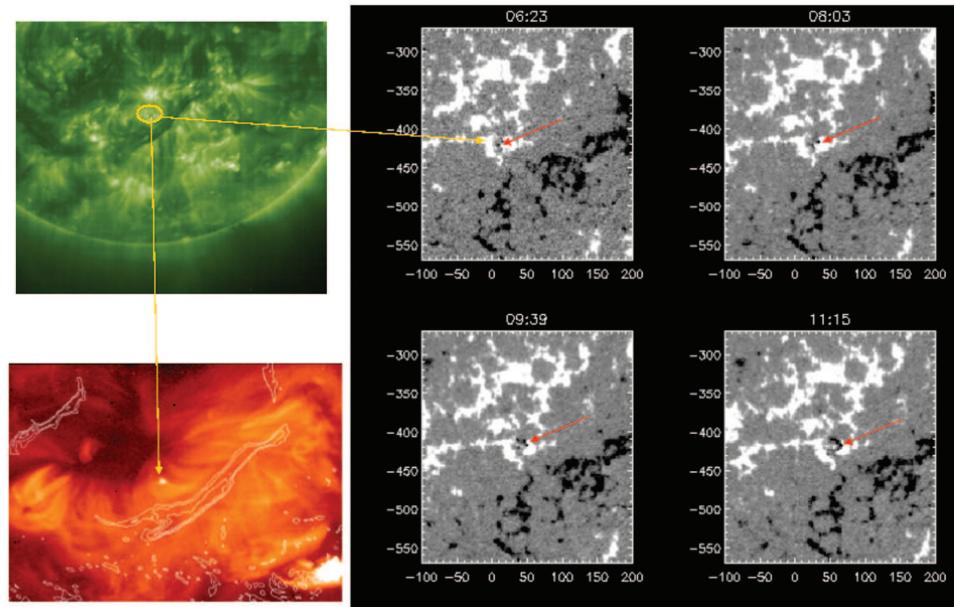


图 1.9 2000年9月12日暗条爆发事件，伴随有磁通量浮现。左上为EIT195Å观测图像，左下为SXT观测图像，右为MDI/SOHO的光球层视向磁场观测像。

间的区域（鞘层）里，磁场的扰动特别强烈，等离子体的温度和密度也异常的高。在磁云里面，磁场强度高于周围太阳风里的平均磁场强度。磁场的方向与太阳赤道面的夹角 δ 从偏向南边慢慢转向北边。质子温度在磁云的边界突然下降，形成一个质子低温槽。相应的太阳风速度在磁云内部持续缓慢下降。速度的下降暗示了磁云在远离太阳的运动过程中同时也在膨胀。由于膨胀的存在，磁云前端的速度大于尾部的速度。因此当飞船穿过磁云的时候，能够观测到一条持续下降的速度曲线。通过使用最小变化的分析方法 [Sonnerup and Cahill, 1967]，Burlaga等人 [1981]研究了磁云的磁场位形，认为磁云的形状像一个有着较大尺度的磁通量管。进一步的统计观测表明，在1AU处磁云的直径大约0.28AU，持续时间大约25小时 [Lepping et al., 1990]；并且它的膨胀速度约为0.5倍的Alfvén速度 [Klein and Burlaga, 1982]。

作为行星际抛射中的一种，磁云除了上述3个特征外，还具有其他一些特征。比如：密度比 H_e^{++}/H^+ 和 O^{7+}/O^{6+} 有着相对较高的值（分别大于0.05和1） [Hirshberg et al., 1972; Ogilvie and Hirshberg, 1974; Zwickl et al., 1983; Neugebauer, 1981; Henke et al., 1988; Neugebauer and Goldstein, 1997; Gloeckler et al., 1999; Skoug et al., 1999]，

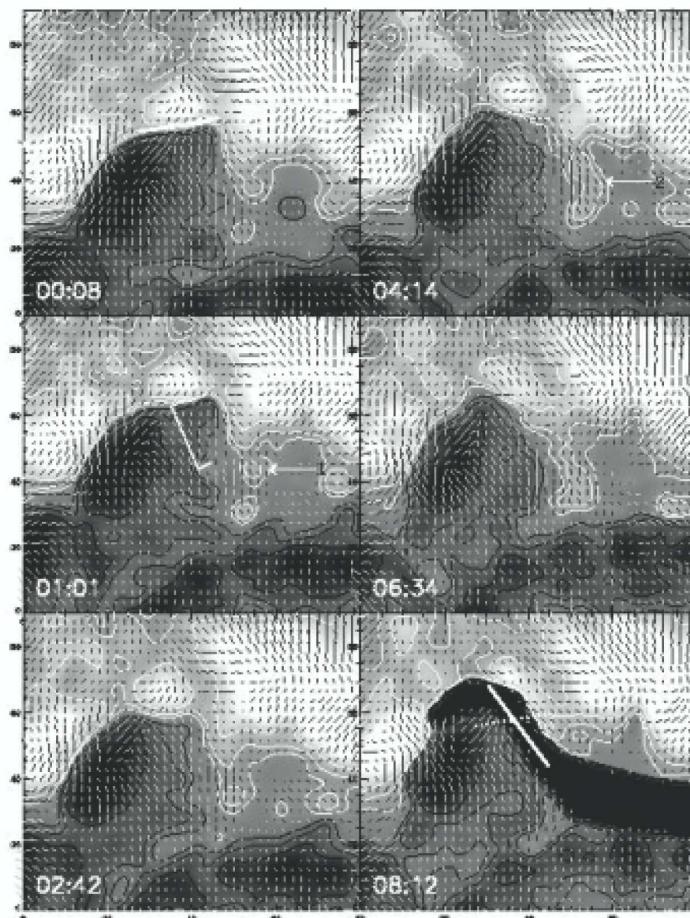


图 1.10 2000年7月14日太阳事件中活动区向量磁场演化图 [Zhang et al., 2001]。

质子的 β 约小于0.1 [Tsurutani and Gonzalez, 1995; Farrugia et al., 1993a; Burlaga et al., 2001]。通过分析OMNI (Operating Missions as Nodes on the Internet) 卫星的数据, Richardson和Cane [1995]发现 $T_p/T_{exp} < 0.5$ 也是判断是否是ICME的标准, 其中 T_p 是实际测量得到的质子温度, T_{exp} 是根据经验公式 [Lopez and Freeman, 1986]利用对应的太阳风速度 V 得出的质子温度的期望值

$$T_{exp} = \begin{cases} (0.031V - 5.1)^2, & V < 500 \text{ km/s} \\ (0.51V - 142), & V > 500 \text{ km/s} \end{cases} . \quad (1.1)$$

然而, 这些判据都不是完全准确的, 反例也确实存在 [Gosling et al., 1987; Gosling, 1990; Richardson et al., 1997]。此外, 在磁云中, 电子温度和电子密度呈现负相关, 电

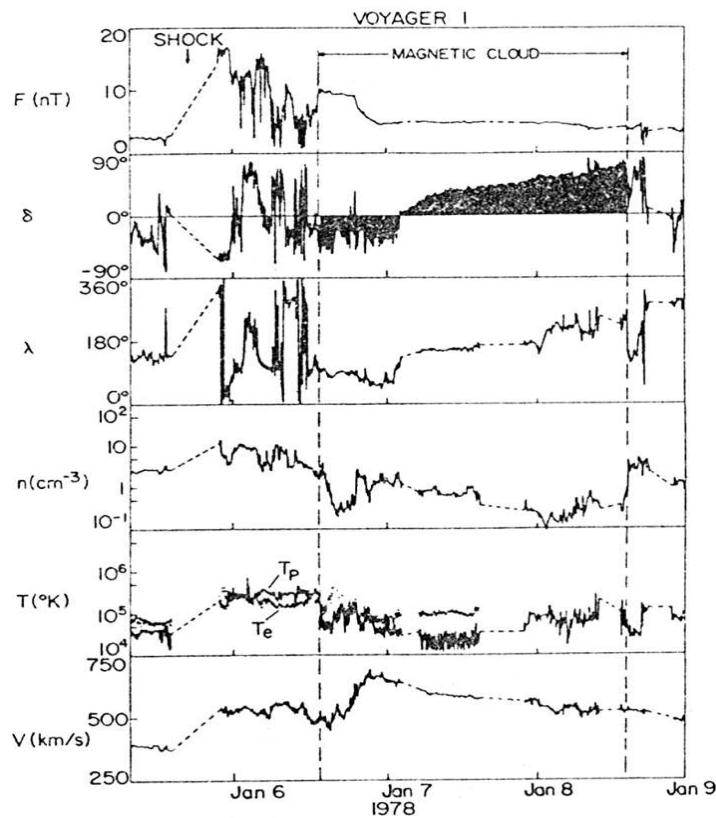


图 1.11 Burlaga等人 [1981]分析的1978年1月的磁云事件。

子温度远大于质子温度，在1AU处， T_e/T_p 大约为 $6 \sim 7$ [Osherovich *et al.*, 1993c, 1998; Osherovich and Burlaga, 1997; Gosling, 1999]。因此，这类等离子体中Lundau阻尼很微弱，离子声波可以被激发 [Stone *et al.*, 1995]。

磁云边界的确定是磁云认证中的一个重要方面。上述所说的磁云的特征都可以作为参考条件来判断磁云的边界层。但由于反例的存在，仍然有着不确定性。最近，Wei 等人 [2003]分析了70个磁云的边界层特征，并结合数值模拟，提出了一个新的认证磁云边界层的标准。磁云的边界层是磁云在传播过程中与周围介质相互作用的区域。Wei等人 [2003]认为磁云的边界层有一定厚度。大多数磁云边界层的外边界是磁重联边界，在该处，由于磁场的湮灭，质子温度、密度和等离子体 β 均较高；而边界层的内边界则有着低的质子温度、密度和 β ，它将磁云本体与边界层分离，使之不受外界的影响。此外，对磁云前边界的统计研究表明，磁场在该边界层起伏的各向异性程度的变化很可能是判断磁云地磁效应的一个有用的指标 [Liu and Wei, 2002]。当各

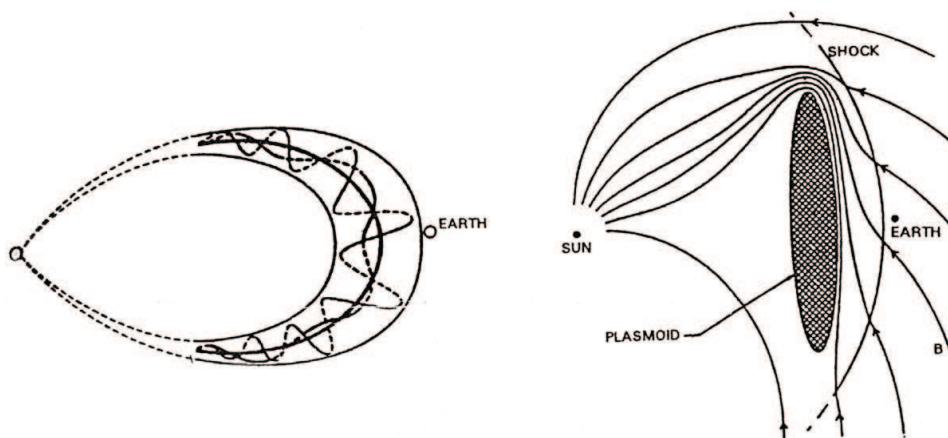


图 1.12 磁云理论模型示意图 [Gosling, 1990]。 (左) 磁通量管模型; (右) 有封闭磁表面的等离子体团模型。

向异性程度增加时, 对应的 K_p 指数往往上升 (Dst 指数下降); 反之, 则 K_p 指数下降 (Dst 指数上升)。

1.2.2 理论模型

自从磁云的概念提出以来, 有关磁云的理论模型已经得到了广泛的研究。最初用无场模型来描述磁云。一些学者认为磁云可以近似看成一个磁通量管 [e.g., Goldstein, 1983; Burlaga, 1988; Farrugia et al., 1993b; Osherovich et al., 1993a,b, 1995; Chen and Garren, 1993; Kumar and Rust, 1996], 如图1.12左所示。它具有磁绳形状, 磁场有轴向和角向两个分量。由于它的尺度很大, 局地来看, 通量管的曲率可以被忽略, 因此磁云也可以认为是直的磁通量管。在这种观点下, 通量管的磁场可能仍旧与太阳相连。另外一些学者认为磁云是一个有着封闭磁表面的等离子体团 [Ivanov and Harshiladze, 1985; Ivanov et al., 1989; Vandas et al., 1993; Dryer, 1994], 如图1.12右所示。这种形态就表明磁云的磁场与太阳表面不相连。此外, 还有一些其他可能的形态, 如磁舌 [Gold, 1962], 但几乎没有观测证据可以支持这种观点。



无力场可以由下面的方程描述：

$$\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \quad . \quad (1.2)$$

对于常系数 α ，可以得到二阶线形矢量差分方程

$$\nabla^2 \mathbf{B} + \alpha^2 \mathbf{B} = 0 \quad . \quad (1.3)$$

磁通量管模型在柱坐标系(R, Φ, Z)中，有Lundquist解 [[Lundquist, 1950](#)]：

$$\begin{cases} B_R = 0 \\ B_\Phi = HB_0 J_1(\alpha R) \\ B_Z = B_0 J_0(\alpha R) \end{cases}, \quad (1.4)$$

其中 B_0 为磁通量管轴心处的磁场强度， $H = \pm 1$ 表示磁场的手征性， J_0 和 J_1 分别是0阶和1阶的Bessel函数。通量管的边界在 J_0 的第一个零点处，即 $R_0 = 2.41/\alpha$ 处。当飞船穿过该通量管时，得到的磁场曲线如图1.13所示。总磁场在其中间有一个极大值，并且磁场的方向有一个缓慢平滑的旋转。然而，在实际情况下，考虑到磁云的磁场随时间变化，即磁云在向外的运动过程中会膨胀，观测到的磁场强度的峰值将如图1.14所示偏向磁云的前缘 [[Farrugia et al., 1995; Osherovich and Burlaga, 1997](#)]。Lepping等人 [[1990](#)]运用这种磁通量管模型拟合了大量的观测数据，得到了比较一致的结果，并且发现磁云的轴在GSE坐标系中的方向（纬度 θ 和经度 ϕ ）大致集中在 $-15^\circ \pm 47^\circ$ 和 $-102^\circ \pm 34^\circ$ 。

对于有封闭磁表面的等离子体团模型，在球坐标系(r, θ, ϕ)下也能找到相应的解析解 [[Chandrasekhar and Kendall, 1957](#)]。它的磁场拓扑具有球形的表面（图1.15），因此这种模型被称为经典球马克模型 [[Rosenbluth and Bussac, 1979](#)]。当然它也可以具有椭圆或扁平形状 [[Ivanov and Harshiladze, 1985; Vandas et al., 1993](#)]。

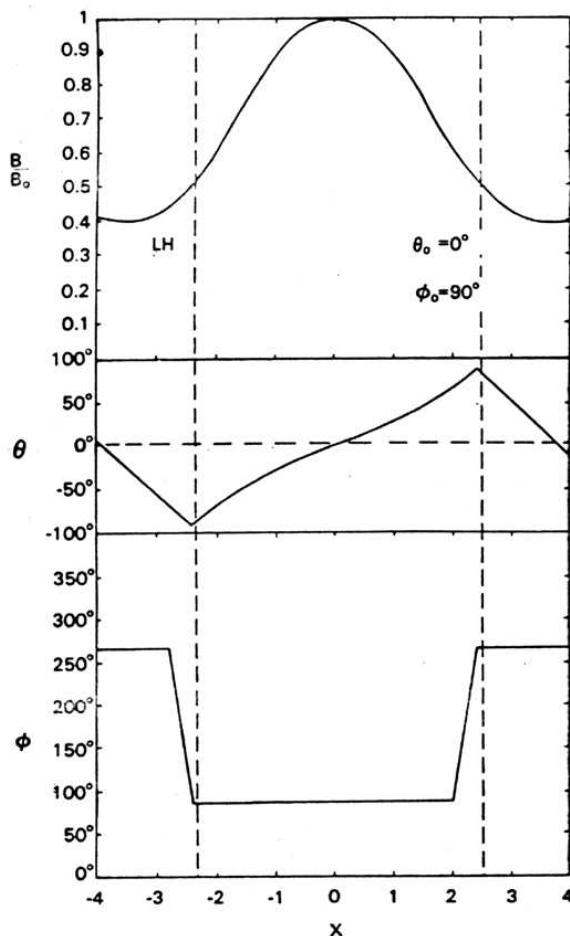


图 1.13 根据磁通量管模型得到的磁场曲线 [Burlaga, 1988]。

但是不同于球马克模型，在这些椭球状的等离子体团中，磁力线不是完全对称的，有一些磁力线仅被束缚在椭球的某一个半区内。单点观测到的球马克模型的磁场曲线与磁通量管的相类似，其总磁场强度呈单峰结构；然而对于椭球模型，总磁场强度的曲线有时为双峰结构，这与假想的观测路线有关 [Vandas et al., 1993]。但在实际观测中，很少发现这种双峰结构。

Kumar和Rust [1996]利用方程组1.4给出的磁通量管模型，研究了磁云在外运动过

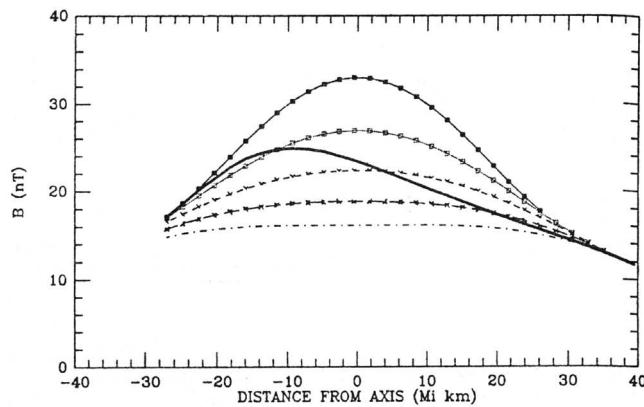


图 1.14 磁云的膨胀引起观测到的磁场强度峰值偏向磁云前沿 [Farrugia et al., 1995]。

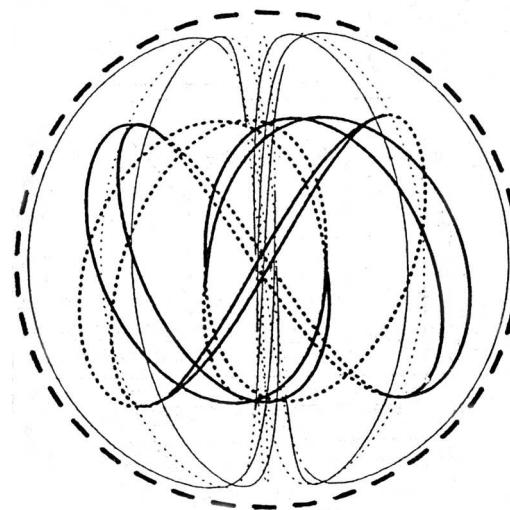


图 1.15 球马克模型中的磁场位形 [Vandas et al., 1993]。

程中的演化。他们假设磁云中的轴向磁通量和磁螺度守恒，得到如下比例关系：

$$\left\{ \begin{array}{l} R_0 \propto d \\ B_0 \propto d^{-2} \\ E_m \propto d^{-1} \end{array} \right. , \quad (1.5)$$

其中 R_0 是磁云（磁通量管）的半径， d 是磁云离太阳的距离， E_m 是磁云携带的磁能。

当磁云远离太阳的时候，一部分磁能转换成了其他形式，总的磁能下降。这可能是磁云中电子具有高温的原因。如果假设磁云的中心以匀速度 v_c 运动的话，磁云的膨胀速



度可以表示为

$$v_{exp} = \frac{dR_0}{dt} = \frac{R_0}{d} v_c \quad , \quad (1.6)$$

磁云中太阳风速度曲线的下降斜率可以近似为

$$\text{slope} = \frac{(v_c + v_{exp}) - (v_c - v_{exp})}{\Delta t} = \frac{2v_{exp}}{\Delta t} \approx \frac{v_c^2}{d} \quad . \quad (1.7)$$

Kumar和Rust [1996]把理论推导的结果与24个观测事例比较，发现理论与观测符合非常好

$$\frac{v_c^2}{d} = 1.04 \times \text{measured slope} \quad . \quad (1.8)$$

Osherovich等人 [1993a; 1993b; 1995]则利用相似解研究了磁通量管的非线性演化。他们发现当不存在气体压力的时候，磁通量管内的磁压力与磁张力精确平衡，磁通量管在演化过程中不会膨胀，它只能在无力场状态附近来回振荡。只有当气体压力存在，并且多方指数 $\gamma < 1$ 时，磁通量管才会膨胀 [Osherovich et al., 1993b, 1995; Osherovich and Burlaga, 1997]。在时间 $t \rightarrow \infty$ ，并假设磁云中心的运动速度不变时，Osherovich等人 [1993b]得到如下关系：

$$B_0 \propto d^{-1/\gamma} \quad , \quad (1.9)$$

$$v_{exp} = \frac{R_0}{2\gamma d} v_c \quad . \quad (1.10)$$

显然，当 $\gamma = 0.5$ 时，磁云的轴心磁场强度大小以及磁云的膨胀速度都与Kumar和Rust [1996]得出的结论相同。Osherovich等人 [1993c]还利用这个演化模型，结合单个飞船穿过磁云测得的粒子温度与密度变化的关系，得出电子的多方指数 $\gamma_e \approx 0.48 \pm 0.20$ 和质子的多方指数 $\gamma_p \approx 1.2 \pm 0.1$ 。然而他们用这种方法得到的 γ 并不是我们通常意义上所认为的多方指数。一般多方指数反映的是某一块物质元在整个运动过程中热力学量的变化途径，而单个飞船测到的只是不同的物质元在不同时刻的热力学量之间的关系，



因此它不能反映磁云内部在运动中的多方过程 [Gosling, 1999]。而且数值研究表明，在绝热情况 $\gamma = 5/3$ 下，磁云同样能够膨胀 [Vandas et al., 1996a; Vandas and Odstrcil, 2000]。

对于球马克模型，Low [1982] 也找到了一个相似解，其多方指数 γ 必须等于 $4/3$ 。它的膨胀速度基本上是磁通量管模型的 $1/3$ [Farrugia et al., 1995]。

通过理论模型与实际观测的大量比较，人们更倾向于认为磁云是近似的磁通量管而不是有着封闭磁表面的等离子体团。然而，磁云中的磁场是否与太阳表面相连仍是有争议的话题。

1.2.3 数值模拟

根据理论模型，Vandas 等人 [1995; 1996b; 1996a] 对磁云运动进行了 2.5 维 MHD 模拟。他们假设初始磁云是一个 Lundquist 磁通量管，选择磁云的轴垂直于和平行于黄道面两种情况。黄道面中的磁场是 Parker 螺旋磁场，子午面内的磁场是单极磁场，模拟区域从 18 个太阳半径到 2AU 附近，太阳风速度有一个缓慢的梯度，底部为 250 km/s，1AU 处加速为 360 km/s 左右。模拟结果表明，磁云的传播与磁云的轴和黄道面的夹角没有关系。在 1AU 处，磁云基本上仍然能保持它原有的磁场结构。磁云的膨胀速度越靠近太阳越快，而且垂直于运动方向的膨胀速度大于沿着运动方向上的膨胀速度。磁云在运动过程中不能保持原有的方向，它会偏向磁云内部磁场与外部磁场反向平行的一边（图 1.16）。此外，通过选择不同的初始条件，Vandas 等人 [1996a] 发现具有较大动量（大的初速度或高密度）或受到较小阻力（低的背景磁场）的磁云能够更快地到达 1AU。这一点与我们的常识是一致的。

球马克状磁云的运动也被 MHD 数值模拟的方法研究过 [Detman et al., 1991; Vandas et al., 1997b,c, 1998]。结果表明，无论初始时球马克的极轴如何摆放，在传播过程中它总会慢慢偏向于球马克的运动方向。如果飞船刚好穿过球马克的中轴，记录到的数据只能显示一个增强的磁场，而没有磁场的旋转和质子温度的降低。通过比较磁通量

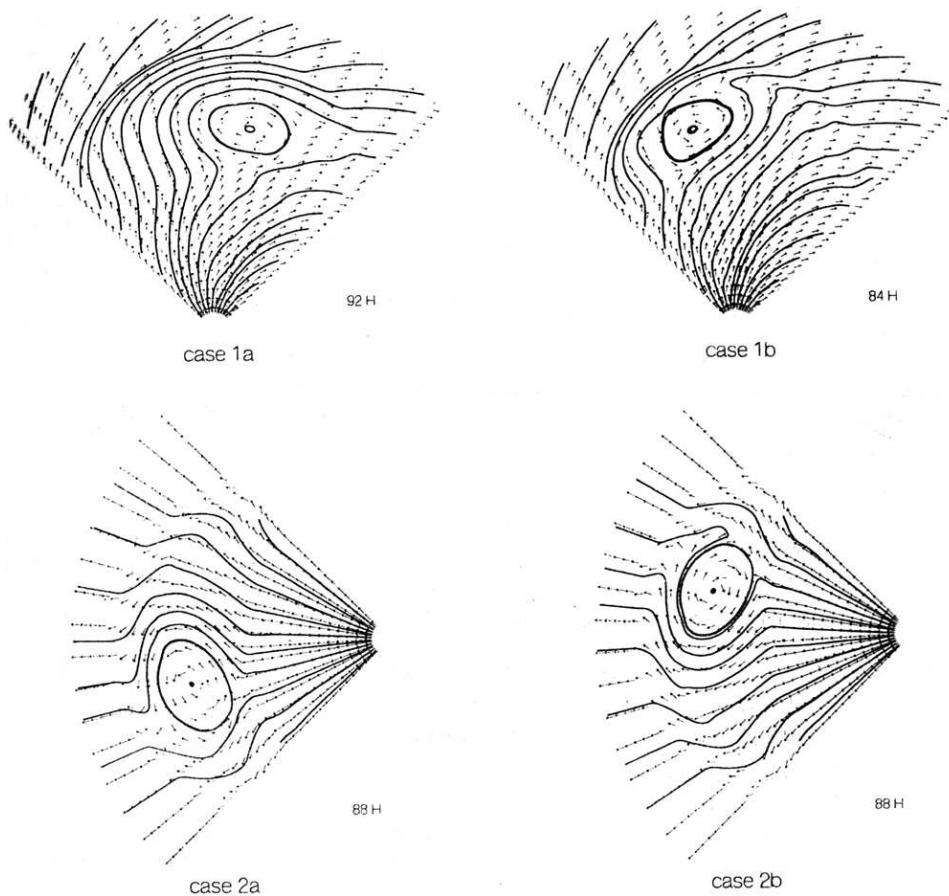


图 1.16 磁云在向外运动过程中会偏向磁云内部磁场与外部磁场反向平行的一边 [Vandas et al., 1996b]。算例1在黄道面内，算例2在子午面内。

管和球马克的数值模拟的结果，Vandas等人[1997c]发现它们的运动速度和传播时间是相近的，球马克与其驱动的激波之间的鞘层要比磁通量管前的激波鞘层薄得多。通常单点的飞船观测很难辨别磁云是磁通量管的形状还是球马克形状。

然而，这些数值模拟的背景态都取得过于简单，与实际情况差别较大，例如没有考虑日球层电流片的影响。进一步的工作应该在更真实的模拟环境中进行。

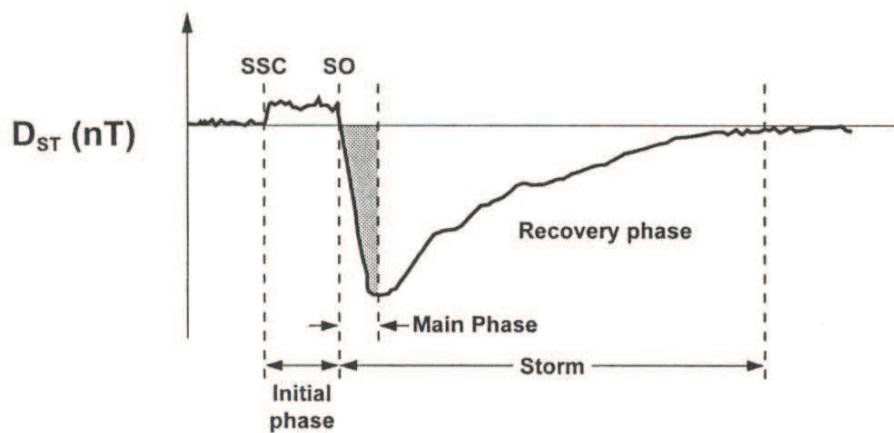


图 1.17 在典型的磁暴期间， Dst 指数的变化过程。

1.3 地磁暴

1.3.1 特征

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。用于描述地磁暴大小的参数主要是 Dst 指数，它是由多个磁赤道附近的地基磁力计测得的磁场水平分量的偏移量平均而成。

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1.17)。磁暴的急始是由于太阳风中的高速等离子体团压缩地球，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](#)]。磁暴通常有三个阶段 (如图1.17)：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

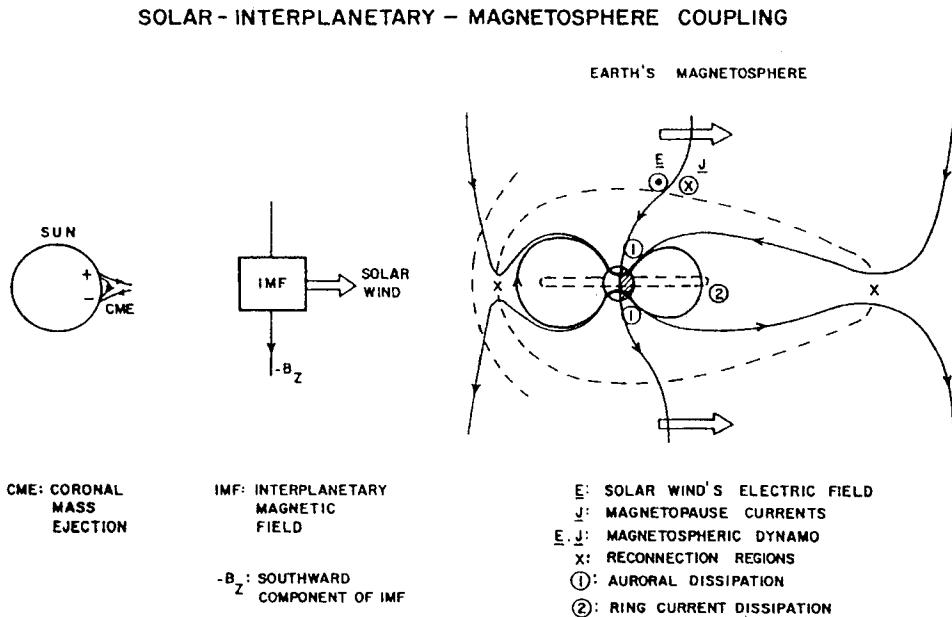


图 1.18 太阳—行星际—地球磁层耦合示意图 [Gonzalez et al., 1994]。

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2.17），甚至多峰结构 [Kamide et al., 1998]。

1.3.2 行星际起因

正如前面所说的，地磁暴是由行星际磁场南向分量 B_s 通过磁场重联 [Dungey, 1961]，使太阳风中的能量，粒子注入到磁层内部。图1.18很好的说明了这一过程。注入的粒子形成西向环电流，使得地球表面的磁场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个临界值，使注入率等于损失率。环电流增强的这个阶段就是磁暴主相。当IMF减弱或向北旋转时，环电流就会停止增强，并开始减弱，这时就进入磁暴的恢复相。可见，在磁暴发展过程中，太阳风速度 V ，等离子体密度 ρ ，行星际磁场南向分量 B_s 以及其持续的时间 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，影响恢复相的因素

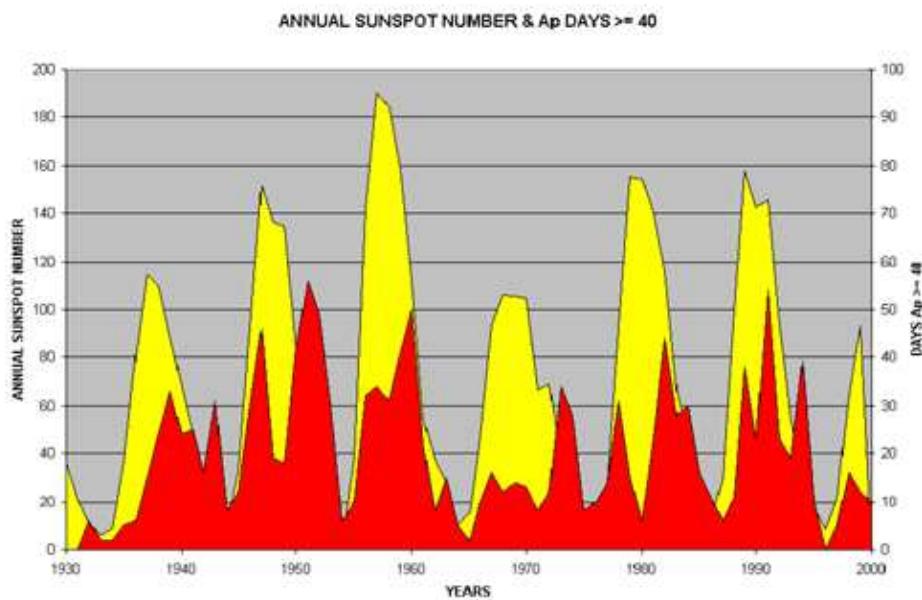


图 1.19 地磁扰动受太阳活动影响也具有11年周期规律。高的为每年太阳黑子数，低的为每年Ap指数大于40的天数。

主要为电荷损失机制，有电荷交换、库仑散射和波粒相互作用等 [e.g., [Kozyra et al., 1997](#)]。

地磁扰动的强弱受到太阳活动的制约 [[Richardson et al., 2000](#)]，如图1.19所示，地磁的活动也有11年周期。在太阳活动低年，地球有55%的时间处在高速流中，35%的时间处在低速太阳风中，还有约10%的时间处在与CME相关的瞬时结构中 [[Richardson et al., 2002](#)]。在这期间，地磁扰动显著减弱，大磁暴 ($Dst_{min} \leq -100\text{nT}$ 的) 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 (图1.20) 是由冕洞高速流挤压前方低速太阳风等离子体逐渐发展形成的 [[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，地球只有35%的时间处在高速流中，30%的时间处在低速太阳风中，大约有30%的时间处在与CME相关的瞬时结构中 [[Richardson et al., 2002](#)]。此时，地磁扰动的程度显著增强，大磁暴产生较频繁，ICME（特别

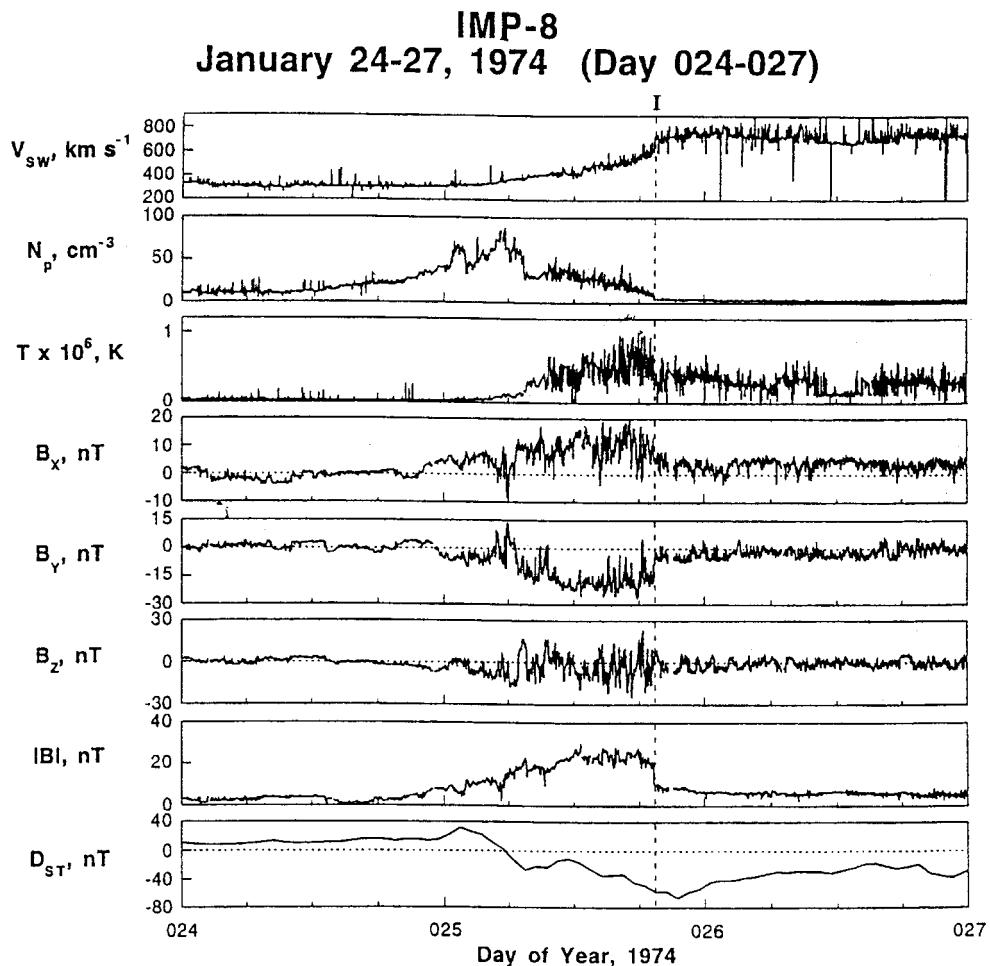


图 1.20 1974年1月24–27日，IMP-8卫星观测到的共转流相互作用区 [Gonzalez et al., 1999]。

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源。特别值得注意的是, 激波对前方南向磁场的压缩 [Tsurutani et al., 1992a; Wang et al., 2003c], 抛射物前的磁场覆盖 (draping) [Gosling and McComas, 1987], 多重磁云 [Wang et al., 2003a,b]等成为特大地磁暴 ($Dst_{min} \leq -200$ nT) 产生的主要原因。这也正是本论文所要研究的一个重点。



1.3.3 Dst 指数与行星际各种参数的关系

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

$$Dst^* = Dst - bP^{1/2} + c \ , \quad (1.11)$$

其中 P 为太阳风的动压 ρV^2 ， b 为比例系数， c 为宁静时太阳风压力的贡献。一般情况下， $b = 0.2\text{nT}$ ， $c = 20\text{nT}$ 。 Dst^* 还可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：

$$\frac{dDst^*(t)}{dt} = Q(t) - \frac{Dst^*(t)}{\tau} \ , \quad (1.12)$$

$$Dst^*(t) = e^{-t/\tau} [Dst^*(0) + \int_0^t Q(z) e^{z/\tau} dz] \ . \quad (1.13)$$

τ 的大小与损失机制有关，因此其在磁暴过程中是逐渐变化的 [[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 值越小，耗散越快，在特大地磁暴的峰值附近， τ 可以缩短至一小时以内。最近的研究表明， τ 可能与 VB_s 有关， VB_s 越大， τ 越小 [[O'Brien and McPherron, 2000a](#)]。另一方面，大量的统计研究发现， τ 的变化与否并不会给 Dst 估计值带来较大的误差 [[Vennstrom, 2001](#)]，故在精度要求不高的情况下，一般可以看作常数。

在上述物理模型中，耦合函数 Q 的选取对 Dst 的估计有着重要影响。通过研究，人们已经给出了多种耦合函数的形式。其中与电场联系起来的有： 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，与能量联系起来的有： $\epsilon = VL_0^2 B^2 \sin^4(\theta/2)$ [[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](#)]， $V^2 B_z$ [[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, θ 为 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 和 ϵ 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 ($Dst_{min} \leq -100\text{nT}$) , 要求 $B_s \geq 10\text{nT}$ 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 ($Dst_{min} \leq -50\text{nT}$) , 阈值为 $B_s \geq 5\text{nT}$ 并且 $\Delta t \geq 2\text{h}$ [*Russell et al., 1974*]; 对于弱磁暴 ($Dst_{min} \leq -30\text{nT}$, 也即典型的磁亚暴) , 则为 $B_s \geq 3\text{nT}$ 并且 $\Delta t \geq 1\text{h}$ 。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。

在做相关分析的同时, 对 Dst 指数的预报工作也在积极的开展着 [e.g., *Fenrich and Luhmann, 1998; O'Brien and McPherron, 2000b; Lundstedt et al., 2002; Temerin and Li, 2002*]。Lundstedt等人 [*2002*]利用人工神经网络建立了预报模型, 线性相关系数达到0.88, 高于以前的O'Brien和McPherron [*2000b*]模型、Fenrich和Luhmann [*1998*]模型和Burton [*1975*]模型。进一步, Temerin和Li [*2002*]发展出了一套新的模型, 相关系数达到了0.94。图1.21显示了利用该模型计算得到的 Dst 值与观测值的比较。

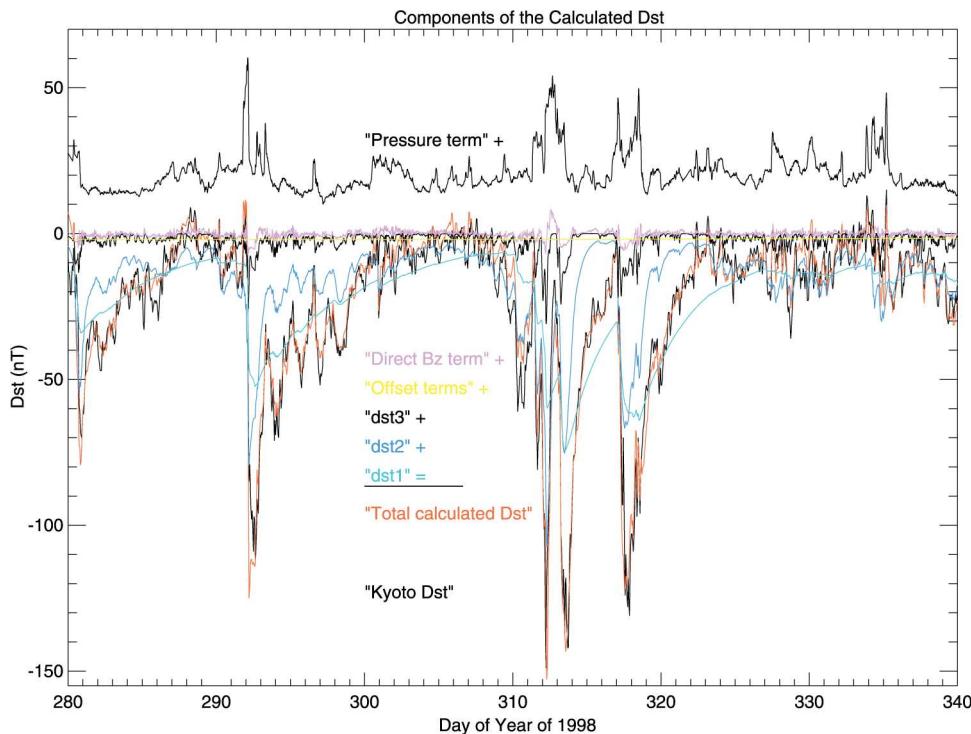


图 1.21 计算得到的 Dst 及其各个分量与 Dst 观测值的比较 [Temerin and Li, 2002]。

1.4 小结

本章简单地综述了本文所涉及的三种主要物理现象：日冕物质抛射、磁云和地磁暴。特别是从观测上，总结了它们的特征和性质。CME、磁云和地磁暴形成了太阳—行星际空间—地球的一幅连贯的图像。处在行星际空间的磁云，其地位尤其特殊，它向上联系着太阳活动，向下影响着地球磁层。深入研究行星际磁云及其相关事件，对理解空间天气乃至整个日地物理，都起着非常重要的作用。



第二章 日冕物质抛射、磁云和地磁暴的相关性研究

CME、磁云与地磁暴是密切相关的。在太阳高年，CME爆发非常频繁，行星际扰动也相对复杂。比如1998年4月下旬到5月上旬，太阳表面异常活跃，高能量的太阳耀斑和CME频繁发生。根据LASCO/SOHO的观测，从4月23日至5月2日短短10天时间内，就发生了6起全halo（角宽度为 360° ）型CME，其初始投影速度大都在 1000km/s 以上，同时在地球上有一系列的磁暴发生。但是，CME与地磁暴之间并不是简单的一一对应关系。因此，如何将这些地球上发生的磁暴与行星际事件和CME对应起来，是进行个例分析乃至统计研究需要解决的基本问题。1AU处，根据近地卫星的观测资料行星际现象与地磁暴的对应关系比较容易确定，而CME与行星际现象的对应关系就相对难以确定。毕竟在空间上，太阳与地球相距1AU，在时间上，CME的出现到磁暴发生一般相隔 $3 \sim 5$ 天。对于事件认证问题，人们已经有过许多研究，Lindsay等人 [1999]，就利用1AU处观测到的抛射物中的最大太阳风速度作为ICME实际运行的速度，倒推出CME在太阳上出现的时间，并以这个时间为基准，前后加减6小时，形成一个时间范围。他们认为凡是出现在这个时间段的CME就有可能是1AU处行星际抛射物所对应的CME，当有多个候选者时，取对地性最好，强度最大，时间最接近的那个。此外，Cliver等人 [1990]的统计结果表明，行星际抛射物前所驱动的激波在内日球层运行的平均速度 V_t 与1AU处测得的相应最大太阳风速度 V_{max} 基本满足下面的经验关系

$$0.55 \leq V_{max}/V_t \leq 0.93 \quad . \quad (2.1)$$

因此利用Cliver等人 [1990]的结果，也能倒推出CME的产生时间，它与Lindsay等人 [1999]的方法本质是一样的，都建立在ICME匀速运动的假设上。我们也就采用这种方



法，来进行日地事件的认证和相关性分析。

2.1 对地CME与地磁暴的统计研究

2.1.1 数据来源与分析方法

CME的数据来源于Gopalswamy等人编撰的CME目录册（see http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/index.html）。我们按照Hudson等人[1998]的定义，把LASCO视野中出现的角宽度超过 130° 的CME看作halo CME，它们基本向着地球或背离地球运动。从1997年3月到2000年底，LASCO总共观测到350个halo CME。在这期间有若干个时间段没有CME观测资料，如98/06/25–98/10/20, 98/11/13–98/11/22, 98/12/21–99/02/04, 99/02/15–99/02/20等等，于是我们在研究地磁暴时也把相应的时间段扣除。为了进一步确定halo CME是正面的还是背面的，我们仔细地研究了EIT195Å的观测图像，发现有132个CME是发生在正面，其余的则发生在背面或难以确定。下面的例子就用来说明利用EIT195Å的图像认证CME日面源区的过程。

2000年6月10日爆发了一次halo CME，它在C2/LASCO视野中出现的时间为1708UT。根据CME目录册中的速度线性拟合曲线，可以倒推出它在太阳表面的初发时间 t 大约为1640UT。第一章引言中提到，CME爆发的日面特征有暗区、EIT波动、暗条消失等等。根据这些特征，我们认为满足以下条件的太阳表面活动就有可能是给定CME的源：（1）太阳活动在日面的位置必须与LASCO中观测到的CME的抛射方向一致；（2）它必须发生在 $t \pm 0.5$ 小时的时间范围内，其中 t 就是上面估计的CME初发时间；（3）在EIT195Å图像上看不到明显的背面抛射的痕迹。对于能找到对应的正面太阳活动的CME，就认为是对地CME，它的日面源区即为相应日面活动的位置。图2.1显示了当时的EIT195Å的running difference图像（后一时刻图像减去前一时刻图像）。从1635UT开始在日面西北部出现一个巨大的暗区，与估计的CME初发时间1640UT非常接近。根据图像上的网格，日面位置可以估计为

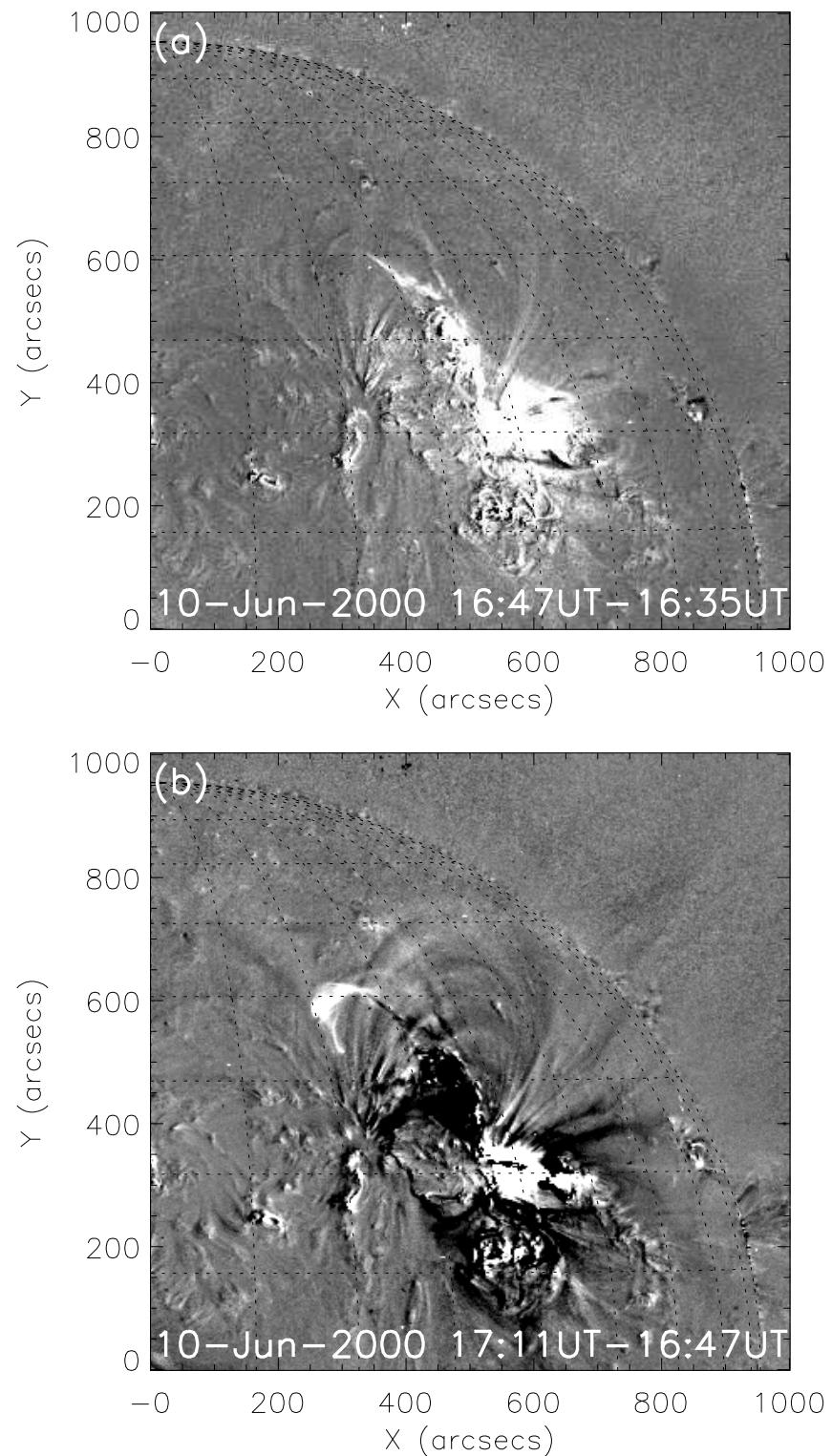


图 2.1 EIT195Å的running difference图像。大尺度的远紫外（EUV）暗区约开始于1635UT，其初发位置在($N20^\circ$, $W40^\circ$)附近。

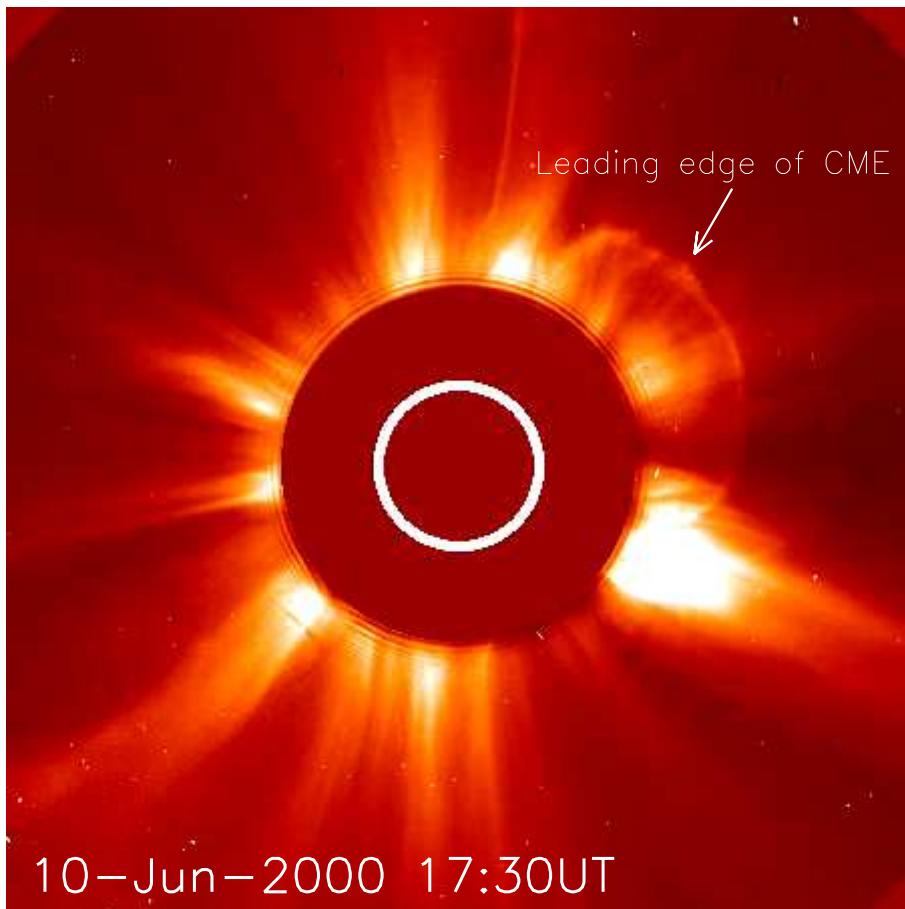


图 2.2 C2/LASCO的观测图像。

($N20^\circ$, $W40^\circ$)，与LASCO观测到的CME朝西北方向抛射也是一致的（图2.2）。

尽管CME是一个大尺度现象，但它们总是先在某个地方被触发，这个位置就称为初发位置，上面得到的日面位置就是CME的初发位置。在认证出的132个halo CME中，几乎所有的都在一个较大的范围内爆发，但初发位置总能被确定在一个相对较小的区域，误差大概在 10° 左右，由于投影效应，越到日面边缘，误差越大。需要注意的是，我们这里确定的CME初发位置与CME伴随的耀斑位置不一定完全重合，毕竟耀斑相对与CME来说，尺度要小得多，而且有些CME没有伴随的耀斑。

这里，我们利用3小时平均的 K_p 指数来研究地磁扰动。 K_p 指数取自全球地磁数据中心（see <http://swdcdb.kugi.kyoto-u.ac.jp/kp/index.html>），它是根据13个中高纬地区的地磁台站测得的地磁水平分量扰动的平均值获得的，它与太阳高能粒子从



极区打入地球磁层内部引起的地磁扰动关系更密切。虽然 K_p 指数与 Dst 指数有些差别，但总体还是有着很好的对应关系， $K_p = 5$ 约对应 $Dst = -50 \sim -60$ nT 的中等磁暴， $K_p = 7$ 约对应 $Dst = -100$ nT 的大磁暴。首先调查在正面的 halo CME 出现后的若干天内是否有 $K_p \geq 5$ 的磁暴产生，如果没有，就认为这个 CME 没有地磁效应；反之，如果有磁暴产生，就进一步分析磁暴期间的行星际情况。通常，在 K_p 指数达到最大前的数个小时内，行星际磁场会有一个较强的南向分量（即 B_s 事件）[e.g., Arnoldy, 1971; Akasofu, 1981; Gonzalez and Tsurutani, 1987]，而这个较强的 B_s 事件有可能出现在磁云中，也有可能出现在激波后的鞘区 [Tsurutani et al., 1988]，或者其他一些行星际结构（如共转流相互作用区 [McAllister and Crooker, 1997; Webb et al., 2001]）中。对于共转流相互作用区内的 B_s 事件，由于它与 CME 无关，因此不予考虑。此外，对于一些模棱两可的事件，比如找不到典型的磁云和激波，也将其排除在统计数据之外。为了找到与 B_s 事件相对应的 CME，我们结合使用 Cliver 等人 [1990] 和 Lindsay 等人 [1999] 的方法，通过估计可能 CME 的出现时间来选择最适合的 CME。

图 2.3 显示了一个典型磁云。磁云前驱动的激波到达 1AU 的时间为 2000 年 8 月 11 日 1830UT，磁云本身到达时间为第二天的 0530UT。一个大磁暴 ($K_p = 8-$) 就发生在当天（8 月 12 日）， K_p 指数在 1100UT（大约 B_s 开始后 5 小时）达到最大值（如图 2.3 中小三角所示）。磁云中的最大太阳风速度约 680 km/s，估计得到的 CME 出现时间为 ~61 小时之前，也就是 8 月 9 日 1630UT。在以这个估计时间为中心的一定时间范围内，我们发现，8 月 9 日 1630UT 出现在 C2/LASCO 中的正面 halo CME 满足筛选条件。定义传输时间 T_{au} 为 CME 在 C2/LASCO 中出现开始到磁暴的 K_p 指数达到最大值为止的时间长度。这个例子中 CME 的传输时间 $T_{au} \sim 66.5$ h。

根据上述方法，有时找到的对应磁暴的 B_s 和 CME 不是单一的，尤其在太阳高年，活动频繁，有可能多个 CME 引起同一个磁暴 [Burlaga et al., 2002; Wang et al., 2003a]，比如 2000 年 11 月 24 日前后的一系列对地 halo CME [Nitta and Hudson, 2001; Zhang and Wang, 2002]，引起了 27 日的地磁暴。因此磁暴的次数就会小于认证出

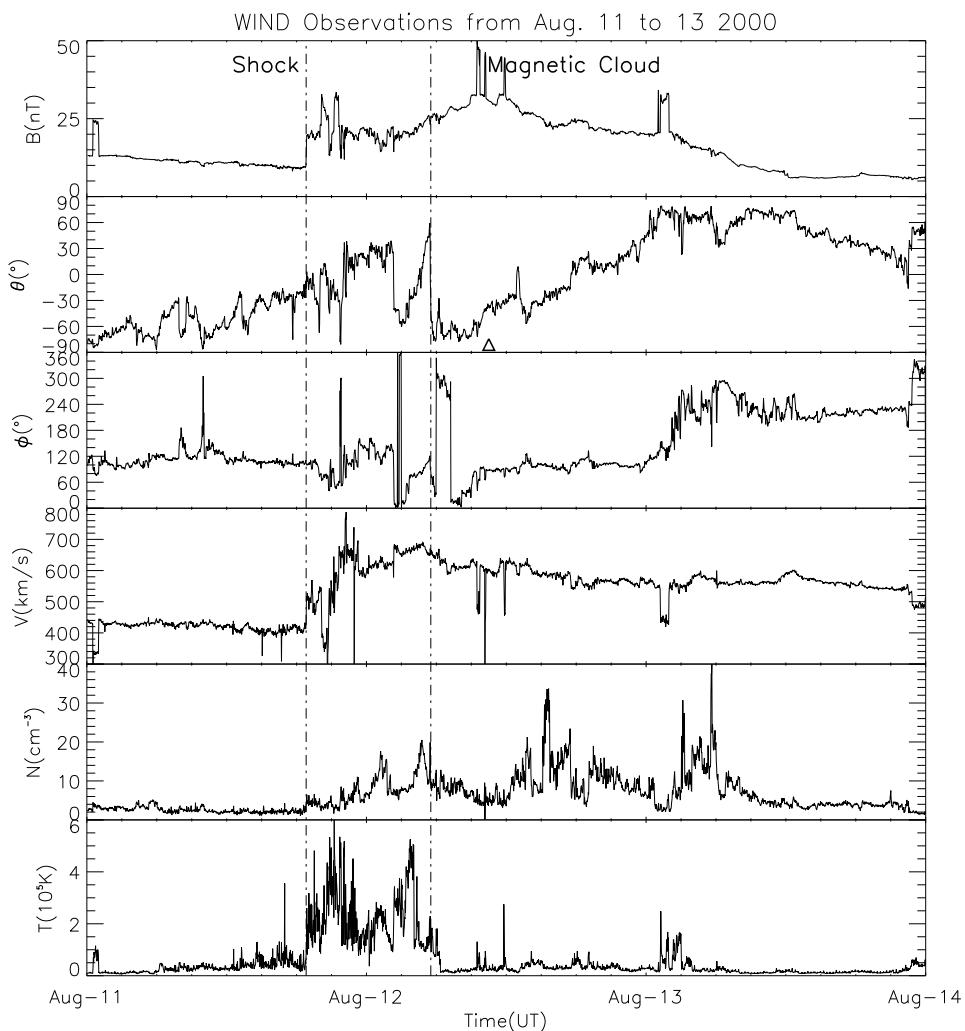


图 2.3 2000年8月11–13日，Wind飞船观测的行星际磁场和太阳风等离子体数据。从上到下分别是磁场强度 B 、磁场方向与黄道面的夹角 θ 、黄道面内磁场方向与日地连线夹角 ϕ 、太阳风速度 V 、质子数密度 N 和温度 T 。两条垂直点划线分别表示激波和磁云的到达。

的有地磁效应CME（或称为对地CME）的个数。在我们的统计中，132个正面halo CME中，59个CME引起了 $K_p \geq 5$ 的磁暴。

2.1.2 对地halo CME的初发位置分布

图2.4a显示了59次对地halo CME的初发位置分布情况。这些位置基本上关于太阳赤道呈对称分布，大部分（81%）CME发生在南北纬 $10^\circ \sim 30^\circ$ 之间，仅有两次事件发生在 40° 以外的高纬地区。然而纬度分布的这个特征不是对地CME所特有的。作为对

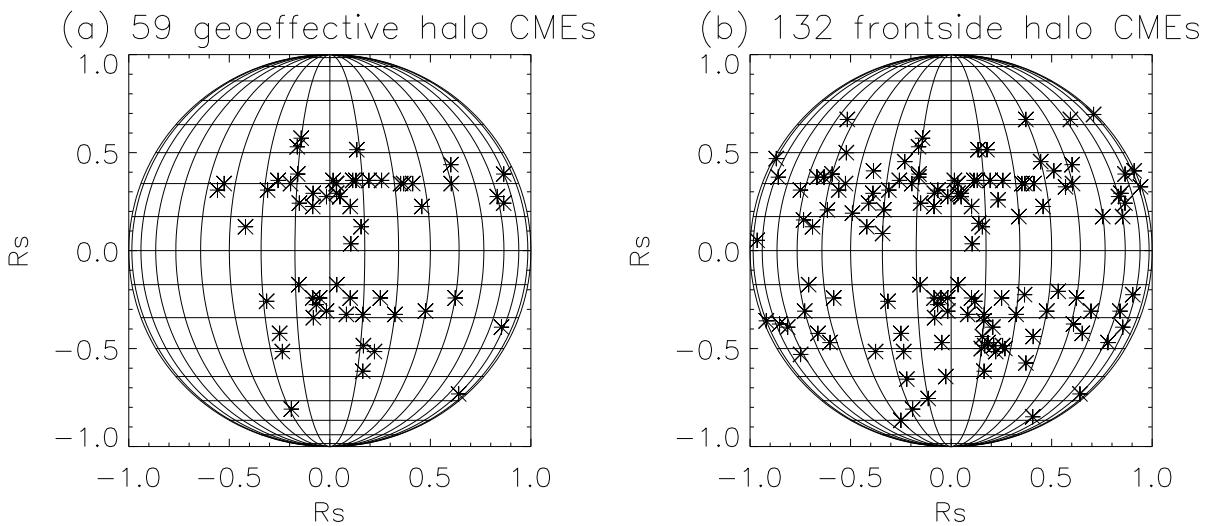


图 2.4 (a) 对地halo CME的初发位置分布图; (b) 正面halo CME的初发位置分布图。

比, 图2.4b显示了所有正面halo CME的初发位置分布情况。它们同样关于太阳赤道对称, 大约78%的事件分布在南北纬 $10^\circ \sim 30^\circ$ 之间, 发生在 40° 以外高纬地区的CME仅占8%。

从图2.4a还能看出这59次CME大都集中在日面的中心子午线附近, 大约有83%的事件发生在子午线 $\pm 30^\circ$ 的区域内。然而, 整体来看, 这些初发位置的经度分布是不对称的。在日面西边, 对地CME可以出现在 70° 左右, 而在东边, 40° 以外就没有发现这类CME了。而且, 发生在太阳西边CME的个数比发生在太阳东边CME的个数约多出57%。而对于所有正面halo CME, 其日面位置分布就没有这样的特征(如图2.4b所示)。

Cane等人 [2000]对1996–1999年的日地事件进行过统计, 结果表明, 仅有半的正面halo CME可以影响到地球, 产生地磁扰动, 它们大都发生在日面 $E40^\circ$ 到 $W40^\circ$ 之间。Webb等人 [2000]也认为, halo CME发生在距日面中心0.5个太阳半径的范围内是引起地磁暴的比较好的标志。Gopalswamy 等人 [2000]也得到了类似的结果。在我们的统计中, 对地halo CME有59个, 占总共正面halo CME的45%, 这与Cane等人的结果是一致的。同时我们得到, 有地磁效应halo CME主要分布在 $[S40^\circ, N40^\circ]$ 和 $[E40^\circ, W70^\circ]$ 的范围内。纬度分布上, 集中在 $\pm 30^\circ$ 附近, 这也正是太

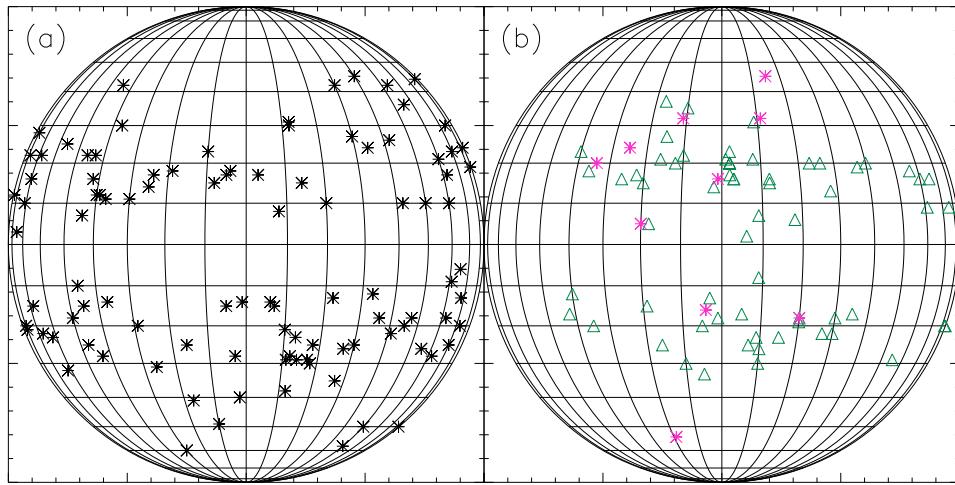


图 2.5 正面halo CME源区的日面位置分布。 (a) NFHCMEs，分布无明显东西不对称性； (b) EFHCMEs，对于运行得比背景太阳风快的CME（红色的*表示），分布向西偏；对于运行得比背景太阳风慢的CME（绿色的△表示），分布向东偏。

阳活动区较集中的纬度带；经度分布上，存在着东西不对称性，发生在西边的CME比东边的更容易影响地球。最近Cane和Richardson [2003] 以及Zhang等人 [2003]进一步证实了我们的结果，认为有地磁效应halo CME的分布确实具有东西不对称性。

为进一步研究这种经度分布的不对称现象，找出产生这种现象的原因，我们研究了1997–2001年期间比较确定的73次在地球附近观测到的正面halo CME (Earth-encountered front-side halo CMEs, EFHCMEs) 和101次没在地球附近观测到的正面halo CME (Non-earth-encountered front-side halo CMEs, NFHCMEs)。用下面两个指标来描述不对称性程度：

$$\delta_N = \frac{N_W - N_E}{N_W + N_E} , \quad (2.2)$$

$$\delta_L = \frac{1}{N} \sum L , \quad (2.3)$$

其中 N 、 N_W 和 N_E 分别表示CME的总数以及发生在西边和东边的CME个数， L 表示CME源区的经度。

图2.5显示了这些CME源区的日面分布情况。对于NFHCMEs，不对称性指数分

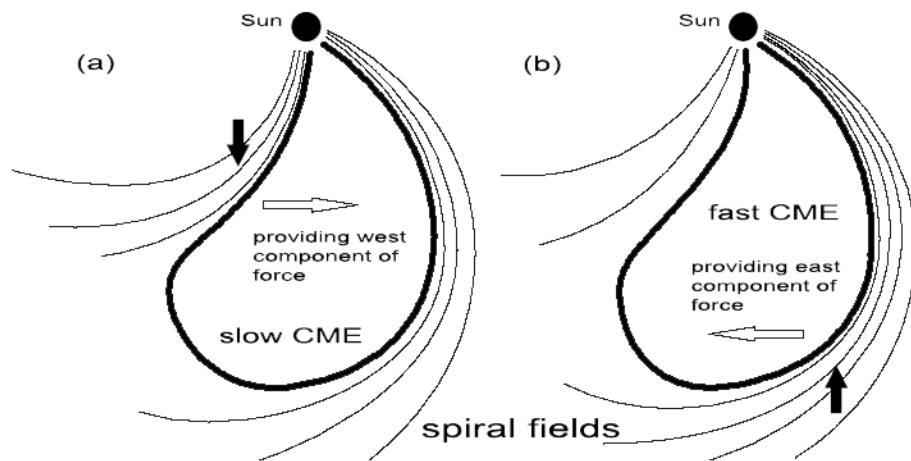


图 2.6 CME在行星际空间运动过程中受Parker螺旋磁场影响的示意图。

别为 $\delta_N = 0.069$ 和 $\delta_L = 2.6^\circ$ ，说明它们的源区基本呈对称分布。对于EFHCMEs，不对称性指数分别为 $\delta_N = 0.187$ 和 $\delta_L = 7.2^\circ$ ，不对称性程度明显增加，西边的CME多于东边的。1997–2001年期间平均太阳风速度大约为450km/s。为此我们根据CME在C2/LASCO出现的时间和地球附近探测到对应的ICME到达的时间，估算CME在行星际空间中运行的平均速率，将EFHCMEs分成快于背景太阳风速度和慢于太阳风速度的两类（如图2.5中*和△所示）。显然，对于前者，西边的CME多于东边的， $\delta_N = 0.270$ ， $\delta_L = 9.5^\circ$ ；相反，对于后者，东边的多于西边的， $\delta_N = -0.400$ ， $\delta_L = -6.8^\circ$ 。

可见，这种东西不对称性分布，与CME在行星际空间中的传播速度有关。我们认为，CME在行星际空间运动过程中受Parker螺旋磁场 [Parker, 1963]的影响，慢于背景太阳风速度的CME，后面受到太阳风的压缩，产生一具有向西分量的力，使之在传播过程中向西偏斜；而快于背景太阳风速度的CME，前面受到太阳风的阻挡，产生一具有向东分量的力，使之在传播过程中向东偏斜（图2.6）。因此，能碰到地球的CME的源区分布具有这种东西不对称性。可以想象，有些CME发生在太阳背面，照样有可能扫过地球，从而引起地磁暴 [Webb et al., 2000]。



2.1.3 Halo CME伴随的X射线耀斑情况

根据GOES-8卫星的观测资料，我们发现大约70%的正面halo CME伴随有C级以上耀斑的爆发（表2.1）。而对于对地halo CME，这个比例更高，达85%。我们研究的时间段是1997年到2000年，刚好处在本太阳周（第23周）的上升期。根据表2.1所列的，从低年到高年，耀斑伴随的比例一直在增加，1997年百分比为55%，2000年就达到了80%。而且地磁效应的halo CME伴随耀斑比例更高，1997年百分比为57%，增加2%，2000年百分比达到了97%，增加17%，几乎所有的有地磁效应的halo CME都伴随有耀斑。

Brueckner等人 [1998]研究了1996年3月到1997年6月间的日地事件，发现有50%的对地halo CME与耀斑相关，这与我们的统计结果中1997年的数字是相符的。但值得注意的是，越向太阳高年靠近，耀斑伴随的比例就越高，而且对地halo CME伴随耀斑的比例更高。这结果暗示伴随有耀斑爆发的正面halo CME更加具有地磁效应。如何解释这现象还有待进一步的深入研究。

2.1.4 对地CME投影速度与日地传输时间的关系

如前所述，传输时间 T_{au} 定义为CME在C2/LASCO视野中出现开始到磁暴的 K_p 指数达到最大值为止的时间长度。图2.7显示了传输时间与CME在LASCO中的投影速度 V 的关系。对于 $K_p \geq 5$ 的51次事件， T_{au} 散落在30小时到120小时的大范围内，它

表 2.1 正面/对地halo CME与伴随的X射线耀斑的情况

	1997 ^a	1998	1999	2000	总共
正面halo CME	11	22	44	55	132
伴随耀斑 ^b	6	13	30	44	93
百分比	55%	59%	68%	80%	70%
对地halo CME	7	10	13	29	59
伴随耀斑 ^b	4	7	11	28	50
百分比	57%	70%	85%	97%	85%
百分比增量	2%	11%	17%	17%	15%

^a从1997年3月开始。

^b强度大于C级。

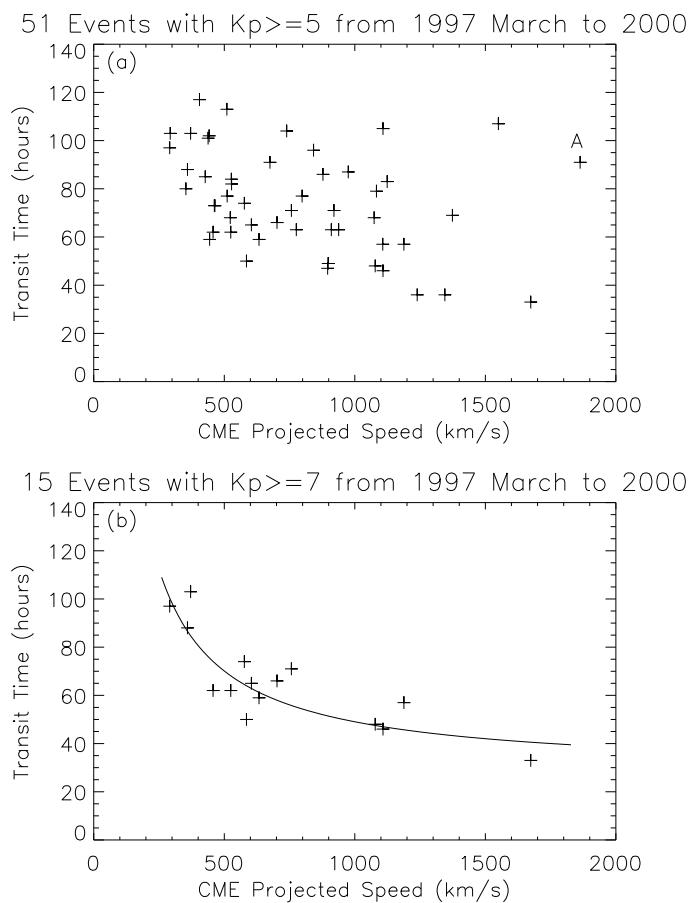


图 2.7 CME日地传输时间与LASCO中观测得到的投影速度关系图。

与 V 的相关性较差。St. Cyr等人 [2000] 和Cane等人 [2000] 也同样得到过这样的结果。然而, 对于 $K_p \geq 7$ 的大磁暴事件, 它们之间的相关性较好 (如图2.7b)。我们利用如下简单的公式拟合了观测数据:

$$T_{au} = 27.98 + \frac{2.11 \times 10^4}{V} \text{ hours ,} \quad (2.4)$$

发现相关系数达0.87。显然, 上述经验公式有缺陷, T_{au} 一定是大于27.98小时的, 这与某些快速的CME是矛盾的, 如发生在2000年7月14日的Bastille事件 [e.g., *Lepping et al.*, 2001; *Smith et al.*, 2001]。尽管如此, 它仍然反映出了CME的传输时间与其投影速度之间的某种联系。

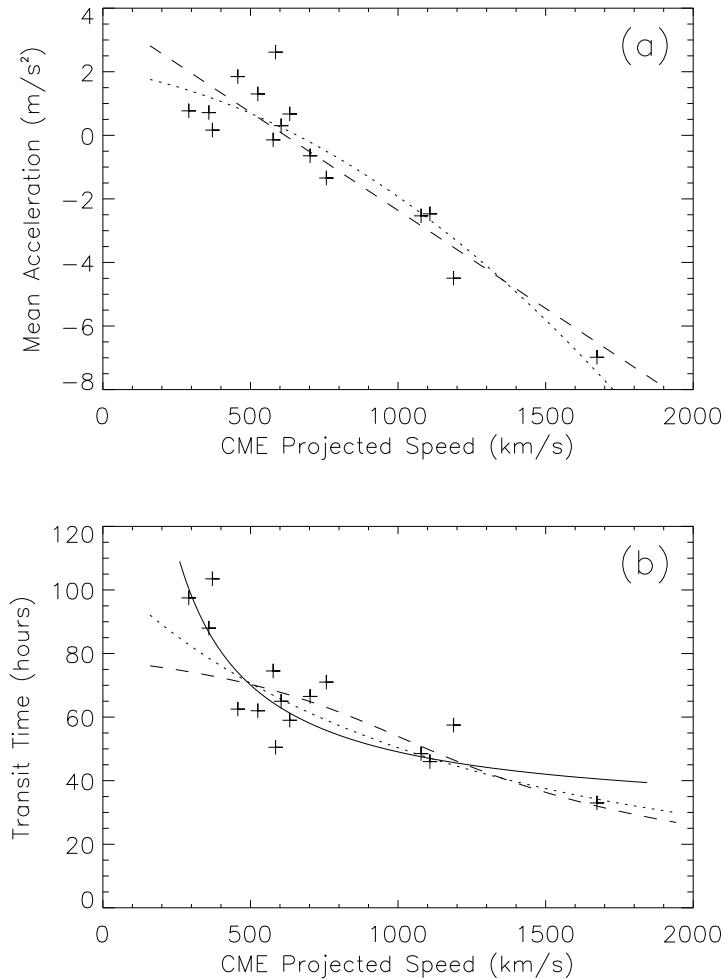


图 2.8 分别用Gopalswamy等人 [2001b]的模型和经验公式2.4对15次 $K_p \geq 7$ 的事件拟合的比较。(a) 根据Gopalswamy等人的模型得到的CME加速度与投影速度的关系, (b) CME日地传输时间与投影速度的关系。其中虚线和点线分别表示一次和二次曲线拟合。

图2.7a中平均传输时间约75小时, 基本上与Brueckner等人 [1998]得到的80小时规则一致, 但根据我们的统计, T_{au} 散落在较大的范围内, 因此, 平均传输时间对于估计某个halo CME的到达是没有太大帮助的。Brueckner等人 [1998]在他们的文章中也承认, 随着太阳高年的逼近, 快速CME的频繁出现, 80小时规则将不能成立。从图2.7b中, 我们就可以发现任意投影速度的CME ($300 \sim 1700\text{km/s}$) 都有可能引起强烈的地磁暴。但由于投影效应, 也有可能CME有很高的投影速度, 却要经过很长的传输时间才能到达地球(如图2.7a中‘A’点所示事件)。

Gopalswamy等人 [2001b]也曾寻找过ICME到达1AU的经验公式。按照他们的方



法，我们同样用一次和二次曲线拟合了 $Kp \geq 7$ 的 15 次事件（图 2.8）。显然，对于慢的和快的 CME（约 $V < 500 \text{ km/s}$ 和 $V > 1150 \text{ km/s}$ ），他们估计得到的 T_{au} 小于我们的估计值。他们这两条曲线与观测值的相关系数分别为 0.75 和 0.83，均小于我们的拟合相关系数。虽然我们的拟合曲线优与他们的，但他们的工作与我们有着一个重要的不同点，即他们的模型是基于所有 ICME 建立的，而我们的只针对引起 $Kp \geq 7$ 的大事件。此外，尽管公式 2.4 与观测值有着较好相关系数，但不能用作预报，因为虚报的概率会很高。然而退一步来说，如果认定一次 halo CME 可能会造成强烈的地磁效应，则可用此公式来估计磁暴到达峰值的时间。

2.2 CME、X 射线耀斑与磁暴 Ap 指数的中准周期分析

2.2.1 傅立叶分析

1984 年 Rieger 等人 [1984] 根据 Solar Maximum Mission (SMM) 卫星上的 Gamma-Ray Spectrometer (GRS) 探测器的观测资料，发现太阳 γ 射线爆具有约 154 天准周期规律。由此引发了研究太阳活动如太阳耀斑、太阳黑子数、太阳黑子面积等的中准周期（数个月甚至更长）的热潮 [Kiplinger et al., 1984; Dennis, 1985; Ichimoto et al., 1985; Delache et al., 1985; Bogart and Bai, 1985; Bai and Sturrock, 1987; Ribes et al., 1987; Lean and Brueckner, 1989; Ozguc and Atac, 1989; Lean, 1990; Carbonell and Ballester, 1990; Droege et al., 1990; Pap et al., 1990; Kile and Cliver, 1991; Verma et al., 1992; Cane et al., 1998; Oliver et al., 1998; Ballester et al., 1999]。人们分析了不同的太阳周和不同卫星的数据，发现除了 150 ~ 160 天准周期以外，还有 ~ 128 天、 ~ 102 天、 ~ 78 天和 ~ 51 天等 [Dennis, 1985; Bai and Sturrock, 1991; Bai, 1992]，而且这些周期似乎都可以看成太阳自转周期的谐波 [e.g., Sturrock and Bai, 1992; Bai and Sturrock, 1993]。

1995 年底 SOHO 卫星升空至今已有 7 年多的时间，积累了大量的观测资料，使得我们有机会研究更大尺度的太阳活动–CME 的准周期规律。LASCO 观测的 CME 的数据取



自美国海军实验室（NRL）的网站<http://lasco-www.nrl.navy.mil/cmelist.html>。我们同时还分析了级别大于M5.0的太阳X射线耀斑和地磁指数 A_p 的准周期行为。耀斑的资料取自GOES卫星，而 A_p 指数则来自世界数据中心（WDC）的网站。

为了保证连续性，我们选取了1999年2月5日到2003年2月10日的数据，在这期间，LASCO的观测几乎没有长时间的中断。图2.9a中显示了每天观测到的CME个数，图2.9b中是CME数据进行Fourier变换后的功率谱。我们用功率谱峰值的半高宽（FWHM） $\Delta\omega$ 来估计该周期的误差

$$\Delta P = -\frac{P}{\omega}\Delta\omega \quad . \quad (2.5)$$

$P \pm \Delta P$ 就给出了某个周期的变化范围（如表2.2中所列）。然而并不是功率谱中所有的峰值都是可信的，必须估计其显著程度，来选择可靠的周期。

对于足够长的具有零平均，方差为 σ 的高斯白噪声序列，在其Fourier域里，出现某一给定功率 W 的概率密度 $p(W)$ 满足指数分布 [Papoulis, 1965]

$$p(W) = \frac{1}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{W}{2\sigma^2}\right) \quad . \quad (2.6)$$

于是出现功率大于 W 的概率分布为

$$F(W) = \int_W^\infty p(w)dw = \int_W^\infty \frac{1}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{w}{2\sigma^2}\right) dw = \exp\left(-\frac{W}{2\sigma^2}\right) \quad . \quad (2.7)$$

将原有的CME时间序列打乱顺序后随机排列形成白噪声，于是CME所应具有的周期就被破坏。应用公式2.7，可以作出随机化后的CME序列的概率分布。图2.9c中近似排列成直线的+号，是取自然对数后的概率分布，通过线性拟合可以得到 $\sigma^2 \cong 1.46 \times 10^{-3}$ ($\sigma \cong 3.8 \times 10^{-2}$)。对实际的CME数据也作同样处理，得到的概率分布如图2.9c中*号所示。比较这两个分布，很明显在 3σ 处开始不同，因此可以认

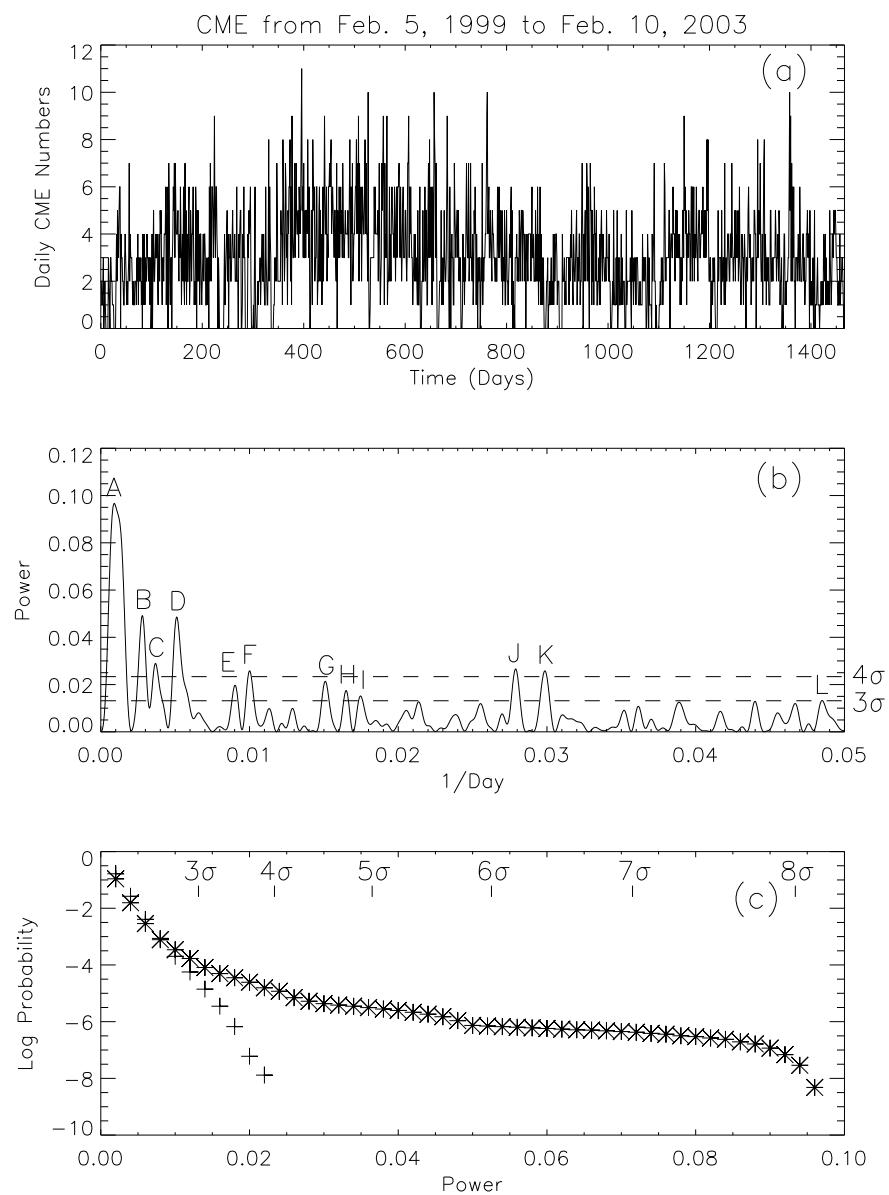


图 2.9 (a) LASCO/SOHO观测到的每天CME发生的次数。(b) Fourier变换得到的功率谱。(c) 统计上, 观测的CME数据 (*) 与人工随机产生的CME数据 (+) 在Fourier域中出现具有给定功率的频率的可能性的比较。



为功率大于 3σ 的峰值是显著的。相应地，在图2.9b中两条虚线分别标出了 3σ 和 4σ 的水平。峰值A约1101天周期，虽然功率很强，但周期接近数据的总长度1467天，受边界效应影响较大，因此是不可信的。之后3个显著的峰值B、C和D所在周期分别为 $\sim 358 \pm 38$ 天、 $\sim 272 \pm 26$ 天和 $\sim 196 \pm 13$ 天，比通常耀斑的Rieger准周期 [e.g., *Rieger et al.*, 1984; *Dennis*, 1985; *Sturrock and Bai*, 1992]要长。峰值J和K分别对应周期 $\sim 36 \pm 0.4$ 天和 $\sim 33 \pm 0.4$ 天。

对耀斑和Ap指数可以作同样处理，如图2.10和2.11所示。对X射线耀斑，估计的方差为 $\sigma^2 \cong 3.52 \times 10^{-5}$ ($\sigma \cong 5.9 \times 10^{-3}$)。它确实存在Rieger类的准周期，如图2.10和表2.2中列的C、D、E等峰值。峰值A具有 $\sim 1505 \pm 589$ 天周期同样是不可靠的。耀斑中峰值B具有 $\sim 259 \pm 24$ 天的周期，显著程度在 4σ 以上，它可能与CME具有的 $\sim 272 \pm 26$ 天周期相关。如果这种相关是真实的，则暗示有一类大耀斑和CME之间存在着某种联系，或是CME触发耀斑爆发，或是耀斑爆发引起CME，这似乎在某种程度上符合2.1.3小节得到的CME与耀斑的高伴随率。对Ap指数，估计的方差为 $\sigma^2 \cong 0.08$ ($\sigma \cong 0.28$)。图2.11b中的峰值C和D分别具有 $\sim 273 \pm 26$ 天和 $\sim 187 \pm 12$ 天周期，它们很可能对应于CME中的 $\sim 272 \pm 26$ 天和 $\sim 196 \pm 13$ 天周期。尤其峰值D对应的周期可信程度很高，如果它与CME中 ~ 196 天周期的相关是真实的，则说明地磁扰动确实大大地受到CME的制约。Ap指数的 $\sim 91 \pm 5$ 天和 $\sim 61 \pm 2$ 天周期很可能分别与耀斑的 $\sim 98 \pm 3$ 天和 $\sim 64 \pm 2$ 天周期相关，如果这种相关也是真实的，则暗示着还有一类地磁扰动与大的X射线耀斑有关。Ap指数的峰值H具有 $\sim 28 \pm 0.6$ 天周期，其显著程度也很高，显然它是与太阳的 ~ 27 天自转引起的冕洞高速流重现现象相关的，与CME和耀斑没有关系。

2.2.2 与小波分析结果的比较

与Fourier变换相比，对一维时间序列，小波变换出的是Time和Period组成的二维图像，从图中可以分析出在考察的时间段内，周期的大小和显著程度是如何变化

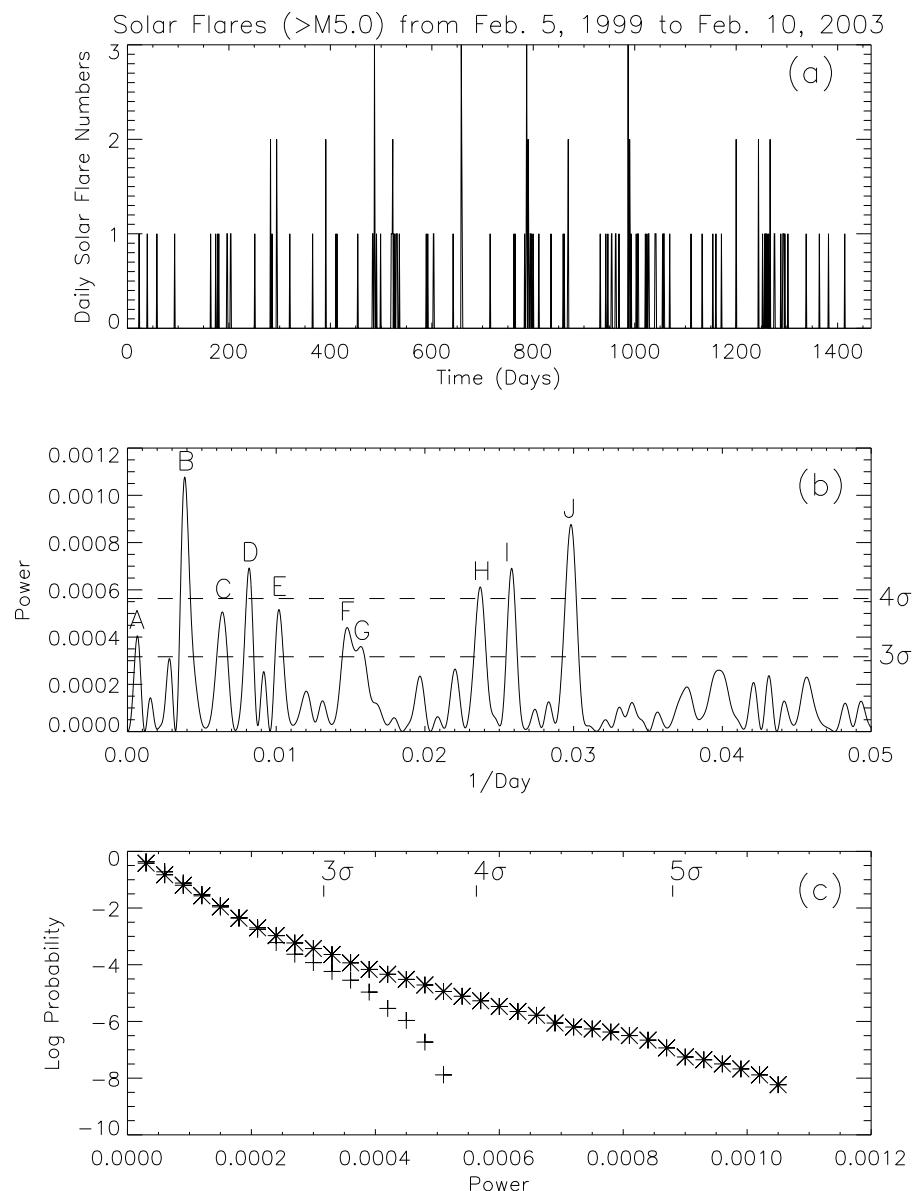


图 2.10 根据GOES卫星观测，对每天发生的M5.0级别以上的X射线耀斑次数进行的Fourier分析。

表 2.2 Fourier分析得到的功率谱峰值所对应的周期列表

Item		Identified Quasi-Periods by Spectral Power Peaks in Unit of Days											
		A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L
CME	P	1101.22	358.33	271.99	195.88	110.80	100.00	66.25	60.64	57.26	35.85	33.49	20.62
	ΔP	671.48	37.68	26.22	13.38	3.26	2.88	1.31	0.90	1.00	0.40	0.39	0.17
Flares	P	1505.00	259.48	156.77	122.19	98.15	67.69	63.73	42.16	38.71	33.53		
	ΔP	589.46	24.23	10.89	4.88	3.25	2.18	2.34	0.78	0.55	0.52		
Ap	P	940.63	364.11	272.81	187.34	138.07	91.49	60.64	27.80	27.08	24.69	24.00	23.29
	ΔP	249.85	38.91	25.55	12.05	6.33	5.19	2.38	0.22	0.21	0.17	0.25	0.14

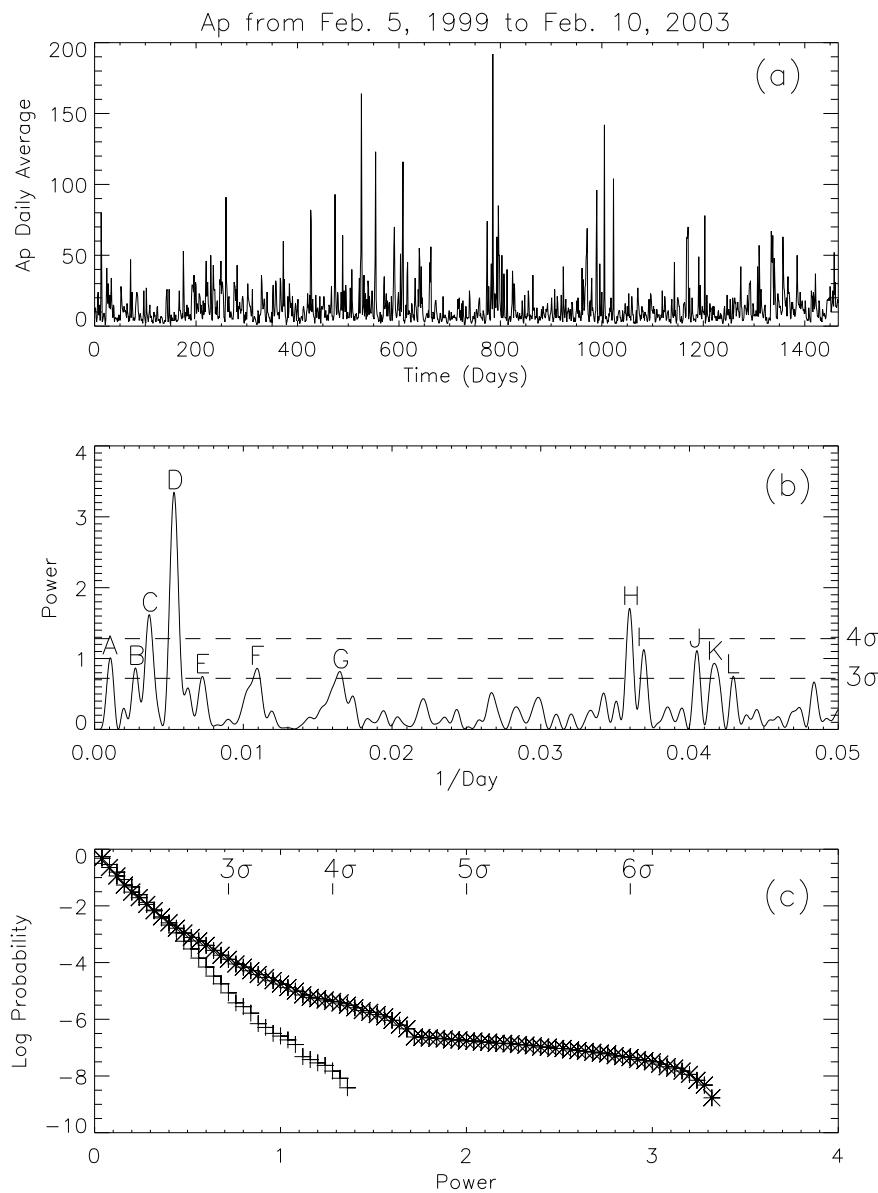


图 2.11 对每天平均的 Ap 指数进行的 Fourier 分析。

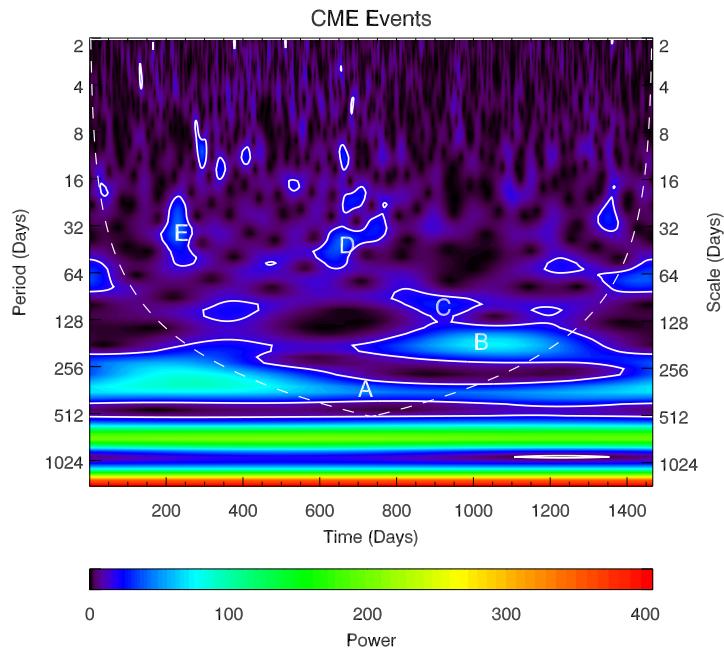


图 2.12 CME 数据的 Morlet 小波分析结果。虚线表示 cone of influence (COI)。A 到 E 峰值对应的周期列在表 2.3 中。

的。显然，这在对非平稳的时间序列进行周期分析时有着显著的优越性。另一方面，通过比较 Fourier 变换和小波变换两种分析手段得出的结果，可以进一步验证周期的可靠性。小波变换过程中用到的母函数可以有无穷多种，这里，我们利用最常用的 Morlet 小波变换对 CME、X 射线耀斑和 Ap 指数再次进行周期分析。Morlet 小波母函数形式为

$$\psi_0(\eta) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0 \eta} e^{-\eta^2/2}, \quad (2.8)$$

其中选取 $\omega_0 = 6$ 以满足相容条件 [Farge, 1992]。Fourier 变换对应的周期 τ 与 Morlet 小波变换后的时间尺度 s 之间的关系如下 [Torrence and Compo, 1998]：

$$\tau = 4\pi s / [\omega_0 + (2 + \omega_0^2)^{1/2}] \quad . \quad (2.9)$$

对于 $\omega = 6$, $\tau = 1.033s$, 即说明 Morlet 小波变换得到的时间尺度与 Fourier 域频率对应的周期几乎是相同的。

图 2.12、2.13 和 2.14 显示了利用公式 2.8 进行小波变换后的结果（变换的离散尺度间

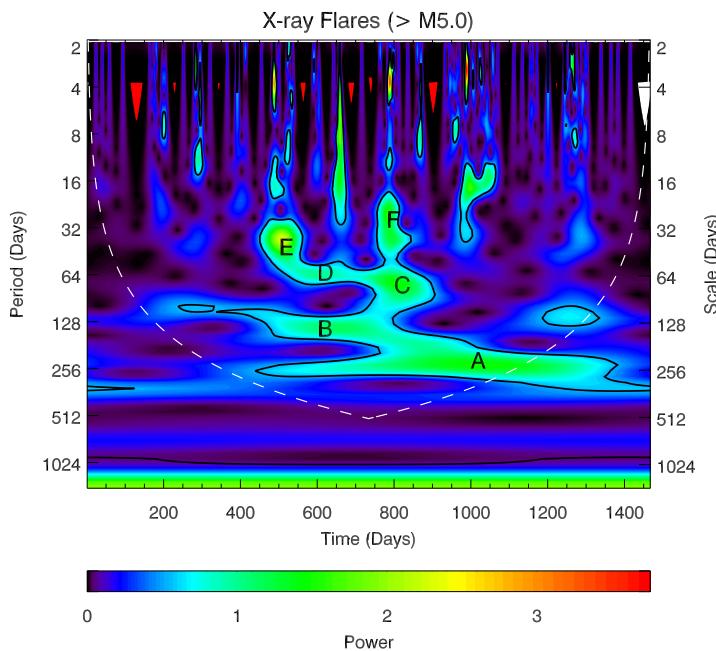


图 2.13 X射线耀斑数据的Morlet小波分析结果。虚线表示cone of influence (COI)。A到F峰值对应的周期列在表2.3中。

隔取为0.125）。图中等值线表示置信系数99%的水平，相应的主要峰值则用字母标出并列在表2.3中。图中虚线以外区域表示cone of influence，它受边缘效应影响较大，故应该排除。

比较表2.2和2.3的结果，我们可以发现CME的Fourier周期B ($\sim 358 \pm 38$ 天)、D ($\sim 196 \pm 13$ 天)、F ($\sim 100 \pm 3$ 天) 和J ($\sim 36 \pm 0.4$ 天) 大致与其Morlet周期A (343天)、B (187天)、C (102天) 和E (36天) 相符合；X射线耀斑的Fourier周期B ($\sim 259 \pm 24$ 天)、C ($\sim 157 \pm 11$ 天)、F ($\sim 68 \pm 2$ 天) 和I ($\sim 39 \pm 0.6$ 天) 大致与其Morlet周期A (243天)、B (144天)、C (66天) 和E (39天) 相符合；Ap指数的Fourier周期C ($\sim 273 \pm 26$ 天)、D ($\sim 187 \pm 12$ 天) 和G ($\sim 61 \pm 2$ 天) 大致与其Morlet周期A (288天)、B (187天) 和C (66天) 相符合。其中符合的最好的是在CME和Ap指数中都出现的 ~ 187 天周期，这与上小节Fourier分析的结果一致，地磁扰动的周期受到太阳上CME产生的周期的影响。此结果从一个侧面说明在太阳高年CME确实是引起地磁暴的一个主要来源。此外，表2.3中显示Ap指数和X射线耀斑都具有 ~ 66 天周期，而且都出现在大致相同的时间

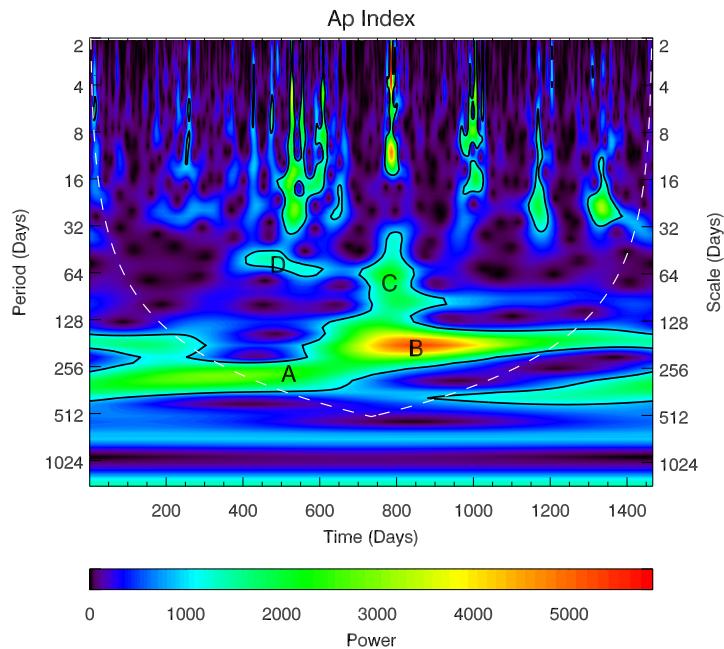


图 2.14 Ap 数据的 Morlet 小波分析结果。虚线表示 cone of influence (COI)。A 到 D 峰值对应的周期列在表 2.3 中。

表 2.3 小波分析得到的功率谱峰值所对应的周期列表

Item	Periods in Days for Contour Peaks					
	A	B	C	D	E	F
CMEs	343.0	187.0	102.0	38.3	36.1	
X-ray Flares	242.5	144.2	72.1	66.1	39.3	25.5
Ap index	288.4	187.0	66.1	51.0		

段，因此也可以认为还有一类地磁暴是由耀斑引起的，但是没有 ~ 187 天周期那么明显。但与 Fourier 分析结果不同的是，在 99% 的置信水平上 CME 的中准周期与 X 射线耀斑的中准周期相关的很少。

2.2.3 理论探讨

对于这种太阳活动具有长于太阳自转周期的周期现象，Lou [2000; 2000b] 提出由于大尺度 ($\sim R_{\odot}$) Rossby 类型波动 [Rossby and et al., 1939; Papaloizou and Pringle, 1978; Provost et al., 1981; Saio, 1982; Wolff and Blizzard, 1986; Wolff, 1998] 的存在，引发太阳活动区磁场周期性灾变，是造成这种现象的根本原因。根据观测几乎所有



的太阳耀斑都发生在太阳黑子或黑子群附近，而且经常能观测到耀斑发生前的谱斑增亮。Bai [1992] 和Oliver等人 [1998]确实发现太阳黑子或黑子面积的中准周期与耀斑的是相关的。这是巧合吗？无论磁场从太阳深处的辐射带 [e.g., *Gough and McIntyre*, 1998]产生还是从对流层 [e.g., *Rosner and Weiss*, 1985]产生，由于磁浮力的存在，一部分磁通量必定会浮现出光球表面 [*Parker*, 1955, 1979]，形成黑子对或黑子群。这样的浮现应该是随机的。观测到的磁通量浮现的准周期与大尺度的Rossby类型波动的时间尺度相当，捕获在赤道处的Rossby波 [*Lou*, 2000,b]影响着磁通量的浮现。

太阳耀斑爆发过程包括大量磁能的释放 [e.g., *Parker*, 1979]，CME被认为是磁场平衡位形被突然破坏的结果 [*Low*, 1990]，磁能是其基本能量。太阳黑子和黑子群中磁场极强，储存着大量的磁能，而且在演化过程中，磁能会不断聚集。当达到某一极限时刻，任何一小的扰动源都可能触发整个系统的崩溃，从而产生高能粒子和宽频谱的电磁辐射。从这点上来看，大尺度Rossby波的传播就给耀斑和CME爆发释放能量创造了机会。耀斑或CME发生后，会有一部分能量落回光球层，这些回落的能量为产生和维持Rossby波提供了必要的能量源。这样就形成了一个动力学回馈系统，从而能够维持磁通量浮现和太阳爆发活动的中准周期。在太阳低年由于缺乏足够的磁能，要维持这样一个回馈系统比较困难，因此在太阳高年，~150天准周期要显著得多 [*Oliver et al.*, 1998]。

捕获在赤道处的一支低频Rossby类型波动的周期可以由以下公式给出 [*Lou*, 2000b]：对Rossby波动周期有

$$P_r \cong P_{\odot} \{ |m|/2 + (2n+1)\Omega_{\odot}R_{\odot}/[|m|(gD)^{1/2}] \} , \quad (2.10)$$

对Rossby–Poincare波动周期有

$$P_{r-p} \cong \{ |m| + [m^2 + 8\Omega_{\odot}R_{\odot}/(gD)^{1/2}]^{1/2} \} P_{\odot}/4 , \quad (2.11)$$



其中 $P_{\odot} \equiv 2\pi/\Omega_{\odot}$ 是太阳的恒星自转周期， $\Omega_{\odot}R_{\odot} \sim 2 \text{ km s}^{-1}$ 是赤道处太阳自转速度， $g \sim 2.7 \times 10^4 \text{ cm s}^{-2}$ 是太阳表面重力加速度， D 约数百公里，为有效光球层厚度， $(gD)^{1/2}$ 是太阳表面重力波速度， $k_x \equiv m/R_{\odot}$ 是角波数， n 是沿着经度Rossby波的个数。在太阳高年期，太阳黑子群或活动区沿着赤道的分布可能是选取参数 m 和 n 的一个重要参考因素。射电观测和X射线观测显示，太阳高年期间沿着赤道有两条平行的活动区链，而且一般包含约5～6个活动区。因此 m 可以大致取为10～12，同时由于活动区相对于赤道基本对称， n 就应为2。值得注意的是， n 为奇数表示活动区关于赤道是不对称的，有时观测到的活动区确实关于赤道不对称。太阳活动的各种各样中准周期的出现，可以看作是具有不同 m 和 n 的Rossby类型波动的复杂组合的结果。

2.3 行星际 B_s 事件

2.3.1 2000年 B_s 事件的统计

B_s 区间的存在是引起地磁暴的重要条件。我们对满足以下条件的行星际南向磁场 B_s 事件进行了统计：（1）行星际南向磁场分量 $B_s \geq 10 \text{nT}$ ；（2） $B_s \geq 10 \text{nT}$ 的持续时间大于3小时；（3） $VB_s \geq 5 \text{mV/m}$ [Burton et al., 1975]，这里 V 是日地方向的太阳风速度。这类南向磁场事件，由于其 B_s 持续时间长，强度也比较大，因此经常伴随着强烈的磁暴现象，有着明显的空间天气变化效应 [Tsurutani et al., 1988]。

根据Wind飞船关于行星际磁场和太阳风参数的观测记录，2000年共发生南向磁场事件12次，详见表2.4。表中日地方向太阳风速度 V 和南向磁场 B_s 是峰值。 Δt 为南向磁场大于10nT的持续时间， S_W 是Wind卫星离地球距离， t_s 为激波到达时间。由表2.4可见，在与南向磁场事件联系的磁暴中，仅序号为1、2的两次 $Dst > -100 \text{nT}$ ，而后的10次全是 $Dst < -100 \text{nT}$ 的强磁暴，可见，这一年中，在南向磁场事件所对应的磁暴中，绝大多数为强磁暴，中等磁暴是较少的。为便于叙述，序号为1的事件简称为S1事件，依此类推。

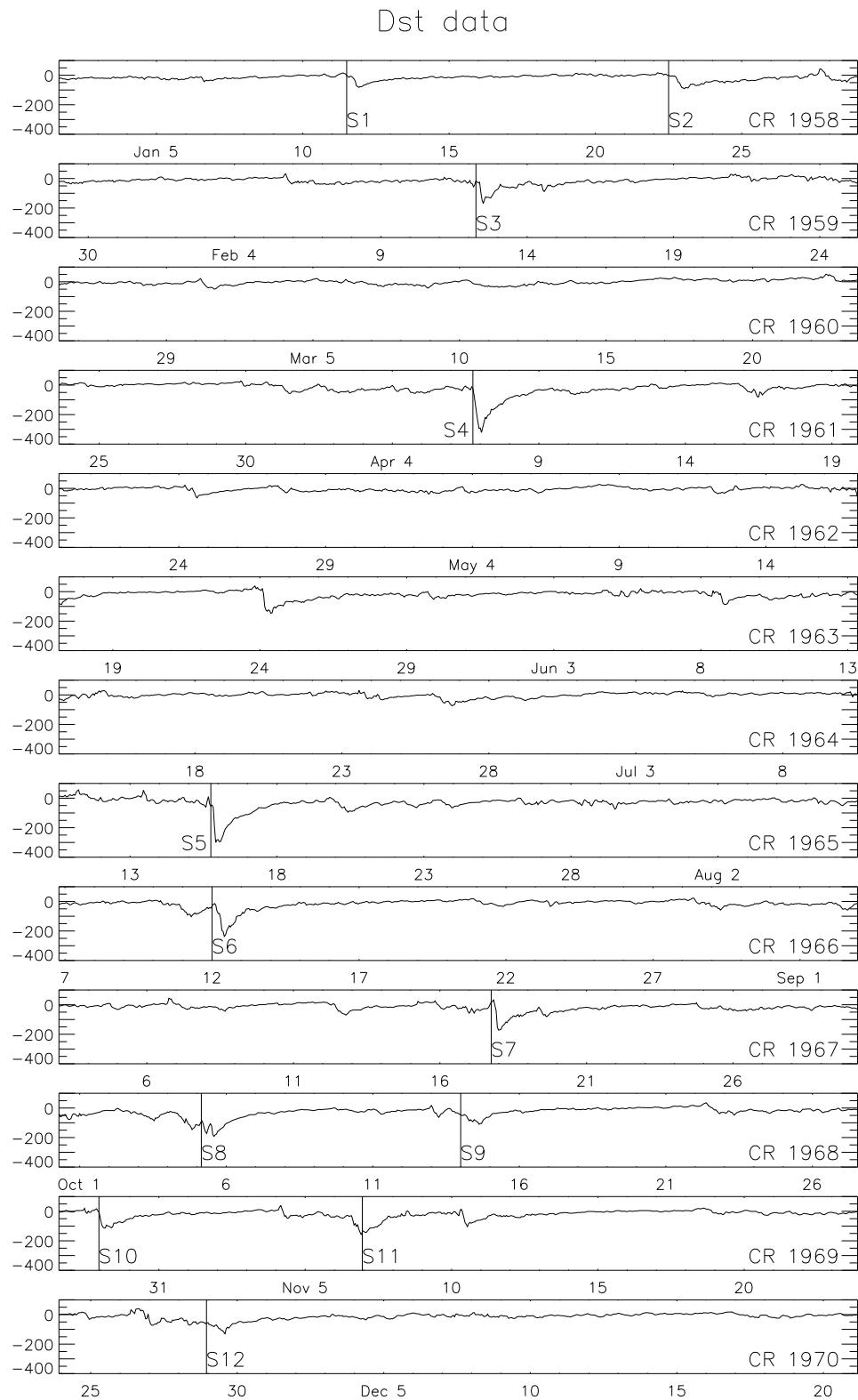


图 2.15 按太阳自转周顺序排列的2000年Dst随时间的变化曲线。图中竖线对应12次南向磁场事件的开始。

表 2.4 2000年 B_s 事件的统计情况

序号	日期	B_s nT	Δt hour	V km/s	Dst_{min} nT	t_s UT	S_W R_E
1	01/11	24	4	500	-83	-	67
2	01/22	14	6	370	-91	-	60
3	02/12	18	4	600	-169	12/0000	132
4	04/06	26	6.5	600	-321	6/1630	68
5	07/15	50	5	700	-300	15/1430	70
6	08/11	30	4.5	650	-237	11/1910	42
7	09/17	24	4	800	-201	17/1600	238
8	10/05	27	3.5	550	-172	5/0400	252
9	10/14	14	4	400	-110	12/2300	234
10	10/28	16	6	400	-113	28/0700, 1000	188
11	11/06	12	$\gtrsim 3$	600	-159	6/0930	141
12	11/28	13	$\gtrsim 3$	600	-130	28/0600	133

为进一步分析，图2.15给出2000年 Dst 指数按太阳自转周的顺序排列结果。从图中可以看出，2000年 $Dst < -100$ nT 的强磁暴发生11次，其中有10次与南向磁场事件相联系，还有一次是 Dst 最小值为 -147 nT 的磁暴，发生在5月24日，引起它的 B_s 间隔不满足我们一开始给的筛选条件。说明南向磁场事件与强磁暴并非一一对应，不过强磁暴中的强者都是与南向磁场事件相关的。

2.3.2 2000年 B_s 事件源的分析

共转流相互作用区（CIR）是由冕洞高速流挤压前方低速太阳风等离子体逐渐发展形成的 [Smith and Wolf, 1976]，具有27天的周期规律。通常，在1AU处，CIR还没有完全发展起来，在其前方只能形成压缩波，还来不及产生前向激波。因此，若根据Wind观测资料判断事件的磁结构为磁云或磁云和激波共同存在，即可确定其源为CME。有时，由于强激波压缩，磁云和激波间的鞘区内也可能形成南向磁场事件，这种情况，其源也应该是CME。

根据上述原则分析，2000年12次南向磁场事件，有10次的源是CME，一次是CME和CIR两源共同存在，还有一次的源是CIR。详细分析列于表2.5中。在11次CME源中除了S2不能确定有无激波外，其余10次事件皆存在激波，说明这

表 2.5 2000年 B_s 事件源的分析结果

事件	日期	观测分析	源	
S1	01/11	事件等离子体处于CIR内，太阳风速度从300km/s增加到600km/s，质子温度 T 不存在低值，不是磁云。	CIR	
S2	01/22	22日2100UT–23日0800UT磁场增加， B_z 分量慢旋转， T 有低值槽，所以是磁云，不能判断有无激波。	CME (01/18, 1754UT)	
S3	02/12	12日0000UT激波到达，强度较强，0730UT–1300UT事件等离子体为磁云。	CME (02.09, 1954UT)	
S4	04/06	6日1630UT强激波到达，6日1730UT–7日0800UT观测到的等离子体具有强南向磁场，位于激波鞘内。	CME (04.04, 1632UT)	
S5	07/15	15日1430UT激波到达，15日2000UT–16日0900UT事件等离子体具有典型的磁云结构。	CME (07.14, 1054UT)	
S6	08/11	11日1830UT激波到达，12日0600UT–13日0200UT为磁云。	CME (08.09, 1630UT)	
S7	09/17	17日1600UT激波到达，并有多个激波叠加。太阳风速度从16日1900UT的350km/s升到17日2400UT的900km/s。17日1900–2300UT到达的等离子体为磁云，它位于出现在17日0400UT的CIR内。	CME (09.16, 0518UT), CIR	
S8	10/05	前面CME的磁云尾部被后面的激波所压缩，形成南向磁场事件。后随激波到达时间约5日0400UT。	CME (10.02, 0350UT)	
S9	10/14	10月12日2300UT激波到达，13日1800UT开始的磁云一直持续到14日1800UT，之后为CIR。	CME (10.09, 2350UT)	
S10	10/28	28日0700UT和1000UT分别有激波到达，28日2300UT到达的等离子体是磁云，速度为400km/s。	CME (10.25, 0826UT)	
S11	11/06	6日0930UT激波到达，2230UT到达的等离子体是磁云一直持续到7日1800UT。	CME (11.03, 1826UT)	
S12	11/28	28日0600UT激波到达，2300UT–29日2100UT为磁云。	CME (11.25, 1931UT)	

些CME都是快速CME。其中，S8事件最为特殊，它的强 B_s 区间是通过激波压缩前方磁云内的南向磁场分量产生的。这类激波追赶上前方磁云引起强烈地磁效应的现象将在第4章中详细论述。

表2.5中对于CME源的认证我们还是按照2.1.1小节所述的方法来选择最可能的引起行星际 B_s 事件的CME。表2.6列出了这些 B_s 事件中CMEs源的有关参数。根据表中所列的日面位置，CME大致发生在这样一个区域内，日面经度从 $E10^\circ$ 到 $W60^\circ$ ，日面纬度从 $S15^\circ$ 到 $N20^\circ$ ，此区域存在着明显的经度不对称性，东窄西宽。同时，发生的次数也有着东西不对称性，有9次发生在中心子午线的西边，东边仅发生2次，即东少西多。这与前面2.1.2小节中得到的结论是一致的：能产生地磁暴的halo CME的日面位置分布

表 2.6 2000年 B_s 事件中CME源的部分参数

事件	日期	时间*	形态	视张角	投影速度	日面位置	X射线耀斑	传输时间 hour
							km/s	
S2	01/18	1754	halo	360°	759	S16E04	M3.9	99
S3	02/09	1954	halo	360°	910	S14W40	C7.4	60
S4	04/04	1632	halo	360°	1188	N16W60	C9.7	49.5
S5	07/14	1054	halo	360°	1674	N17W02	X1.2	33
S6	08/09	1630	halo	360°	702	N20E12	C2.3	61.5
S7	09/16	0518	halo	360°	1232	N13W06	M5.9	36
S8	10/02	0350	halo	360°	525	S10E09	C4.1	79
S9	10/09	2350	halo	360°	798	N02W06	C6.7	96
S10	10/25	0826	halo	360°	770	N20W28	-	86
S11	11/03	1826	halo	360°	291	N02W01	C3.2	76.5
S12	11/25	1931	halo	360°	671	N20W26	X1.9	74.5

*CME在C2/LASCO中开始出现的时间。

存在着东西不对称性。另一方面，纬度区域不对称性并不明显，但发生的次数北半球8次，远大于南半球3次，这可能跟我们分析的样本数太少有关系。

12次南向磁场事件中，有3次事件（S2、S9和S10）的磁云速度在400km/s左右，它们的南向磁场分量皆小于20nT，所造成的地磁场扰动 Dst 值都在 -100 nT附近，相对其它事件是比较弱的。而另外9次事件包括5次强南向磁场事件，对应的太阳风都具有较高的速度。除S1外它们都造成了很强的磁扰动， Dst 指数都小于 -130 nT。CIR后部的高速流和快速CME都是使太阳风具有较高速度的原因。[1.3.2](#)小节中提到，在太阳活动低年，CIR是引起地磁暴的主要原因；而在太阳活动高年，地磁暴主要由与CME相关的行星际瞬时结构引起。上面我们分析的是2000年的 B_s 事件，基本处于太阳活动高年，这些事件的产生与CIR的相关性不大，仅22%（2/9）的事件与CIR有关。

2.3.3 2000–2001年8次特大地磁暴行星际源

2000年到2001年处在太阳活动高年期，根据 Dst 数据显示，总共发生8次 $Dst_{min} \leq -200$ nT的特大地磁暴。这些事件的行星际观测数据和起因，列在表[2.7](#)中。2000年4月7日事件中，一强激波压缩原有的行星际南向磁场 B_s ，造成了 -288 nT的 Dst 峰值；2000年7月16日事件中，14日的猛烈日冕物质抛射（Bastille事



表 2.7 2000–2001年8次特大地磁暴的行星际观测和起因

事件	日期	V_{sw} km/s	B_{max} nT	B_{smax} nT	Dst_{min} nT	行星际起因
1	Apr 7, 2000	636	34.2	33.3	-288	Shock Compression
2	Jul 16, 2000	977	59.9	59.5	-301	MC
3	Aug 12, 2000	722	34.8	29.9	-235	MC
4	Sep 17, 2000	883	42.1	36.6	-201	Velocity increment grad
5	Mar 31, 2001	844	73.1	47.9	-387	Multi-MC
6	Apr 11, 2001	761	42.9	38.1	-271	Multi-MC & Field Draping
7	Nov 6, 2001	Data gap	82.1	78.9	-292	Shock overtaking MC
8	Nov 24, 2001	1065	70.7	46.4	-221	Field Draping

件 [Sol. Phys. vol. 204, 2001])，在行星际空间中形成磁云，并携带强烈的 B_s 区间，造成了-301nT的 Dst 峰值；2000年8月12日事件中，同样是行星际空间中的磁云，携带强烈的 B_s 区间，造成了-235nT的 Dst 峰值；2000年9月17日事件中，一系列的CME在行星际空间中形成了一个复杂抛射结构 [Burlaga et al., 2001]，并在其前方形成一个大的复杂的激波鞘区，鞘区中存在明显的速度梯度，并压缩行星际中的南向磁场，造成了-201nT的 Dst 峰值；2001年3月31日事件中，两个相互追赶的磁云，在行星际空间中形成了多重磁云结构，其内部被压缩的磁云南向磁场分量，造成了-387nT的 Dst 峰值 [Wang et al., 2003a, 同时可参见3.2.2小节]；2001年4月11日事件中，同样由两个相互追赶的磁云，在行星际空间中形成一个多重磁云结构，同时在多重磁云前方有较大的磁场覆盖 (draping) 区域 [Gosling and McComas, 1987]，提供了强烈的南向磁场分量，它与多重磁云内部 B_s 联合作用，造成了-271nT的 Dst 峰值 [Wang et al., 2003a, 同时可参见3.2.3小节]；2001年11月6日事件中，一个快激波追赶并进入了前面一个运动相对较慢的磁云，压缩了磁云内部南向磁场分量，造成了-292nT的 Dst 峰值 [Wang et al., 2003c, 同时可参见4.1节]；2001年11月24日事件中，磁云前方形成大的draping，包含有强烈的行星际南向磁场，造成了-221nT的 Dst 峰值。

强的南向磁场的存在是产生大地磁暴的前提条件。根据上述分析，引起这些特大磁暴的 B_s 可以分为两类，一类在激波后的鞘区内，另一类在抛射物（而这些事件中则都是磁云）中。进一步对于这两类 B_s ，我们可以区分其形成的原因。对于鞘区内强 B_s 的



形成原因有：(a) 激波压缩行星际南向磁场；(b) 抛射物前磁场覆盖；(c) 由于多个CME引起的激波鞘区内的速度梯度。对于磁云内部强 B_s 的形成原因有：(d) 磁云本身携带；(e) 多重磁云；(f) 激波追赶并压缩磁云。值得注意的是，这6种成因中，除(d)以外，其他5种都与压缩机制有关。而这8次事件中，2次是由携带强南向磁场分量的磁云引起的，6次则是由各种压缩现象导致的强 B_s 事件引起的。可见，压缩后的南向磁场更加具有地磁效应。下一节的研究结果恰好给出了产生这种现象的原因。

2.4 行星际参数 $-\overline{VB_z}$ 及其持续时间和 Dst 峰值的经验公式

2.4.1 数据选取与方法

行星际参数与地磁指数 Dst 的关系已经有过广泛研究（见第1.3.3小节），但行星际参数、南向磁场持续时间 Δt 与 Dst 之间的简单直观的经验公式至今没有找到。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 达到峰值为止 $-VB_z \geq 0.5\text{mV/m}$ [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

$$\Phi = \int -VB_z dt = -\overline{VB_z} \Delta t . \quad (2.12)$$

ACE飞船的位置相对稳定，它处在第一拉格朗日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次中等以上地磁暴（ $Dst_{min} \leq -50\text{nT}$ ）事件。由于 Dst 指数本身的精度为1小时，所以我们没有考虑从ACE飞船到地球磁层之间的延时。下面的两个例子用来详细说明数据的选取过程。

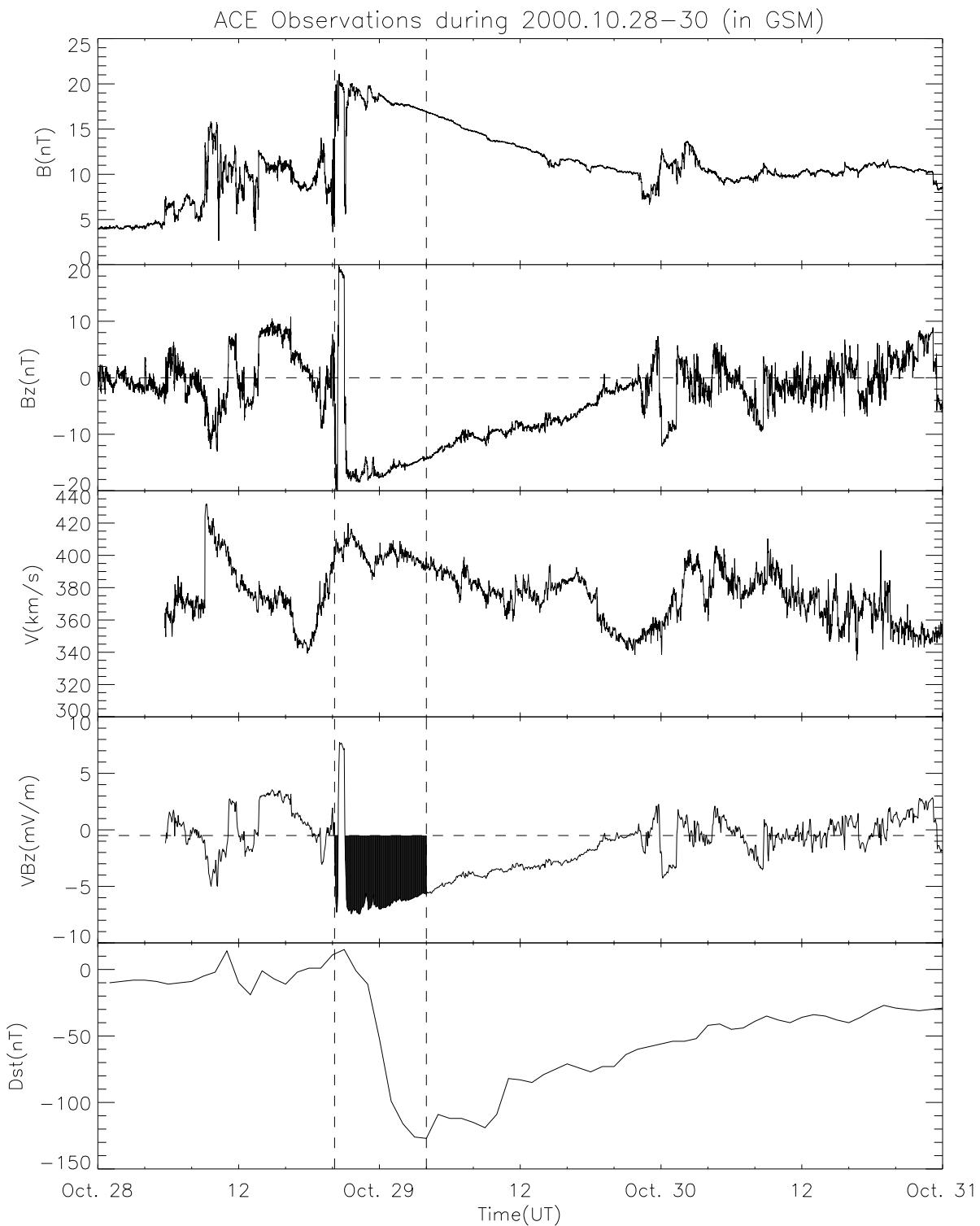


图 2.16 2000年10月28–30日，ACE飞船观测的行星际磁场和太阳风等离子体数据。从上到下分别是磁场强度 B 、磁场 z 向分量 B_z 、日地方向太阳风速度 V 、 VB_z 和相应的地磁指数 Dst 。 VB_z 观测图中的水平虚线表示 -0.5mV/m 。



2000年10月29日事件 图2.16显示了ACE飞船的观测数据。磁暴开始于10月28日2000UT，行星际磁场强度由 $\sim 8\text{nT}$ 突然增强到 $\sim 20\text{nT}$ ， 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。图中两条垂直的虚线分别标志出了引起磁暴的 B_s 事件的开始和 Dst 达到最小值的时间。虚线间 $-VB_z \geq 0.5\text{mV/m}$ 的区间（即图中填充部分）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。根据观测，在磁暴达到最大后 B_s 区间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， $-\overline{VB_z} = 6.40\text{mV/m}$ ， $\Delta t = 7.15\text{h}$ 。

1998年11月7–8日事件 有时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2.17就显示了这样一个事件，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，引起磁暴的 B_s 大约开始于当天1100UT， 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）。我们可以得到 $-\overline{VB_z} = 3.57\text{mV/m}$ ， $\Delta t = 5.70\text{h}$ 。第二个峰值出现在8日0700UT，但显然它受到前一个磁暴较大的影响，其背景 Dst 值约 -50nT ，偏离宁静时期的 Dst 值较大。为避免这种偏离带来的统计上的误差，我们就不考虑这第二个 Dst 峰值。

2.4.2 产生磁暴的行星际条件

图2.18显示了 Δt 、 $-\overline{B_z}$ 和 $-\overline{VB_z}$ 的直方分布图。对于 $Dst_{min} \leq -50\text{nT}$ 的磁暴，持续时间 Δt 都在1小时以上，98%（103/105）的事件中，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 $\Delta t \sim 6\text{小时}$ 的事件最多。 B_s 的平均强度都大于 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 $\overline{B_s} \sim 6\text{nT}$ 的事件最多。 $-VB_z$ 的平均强度都大

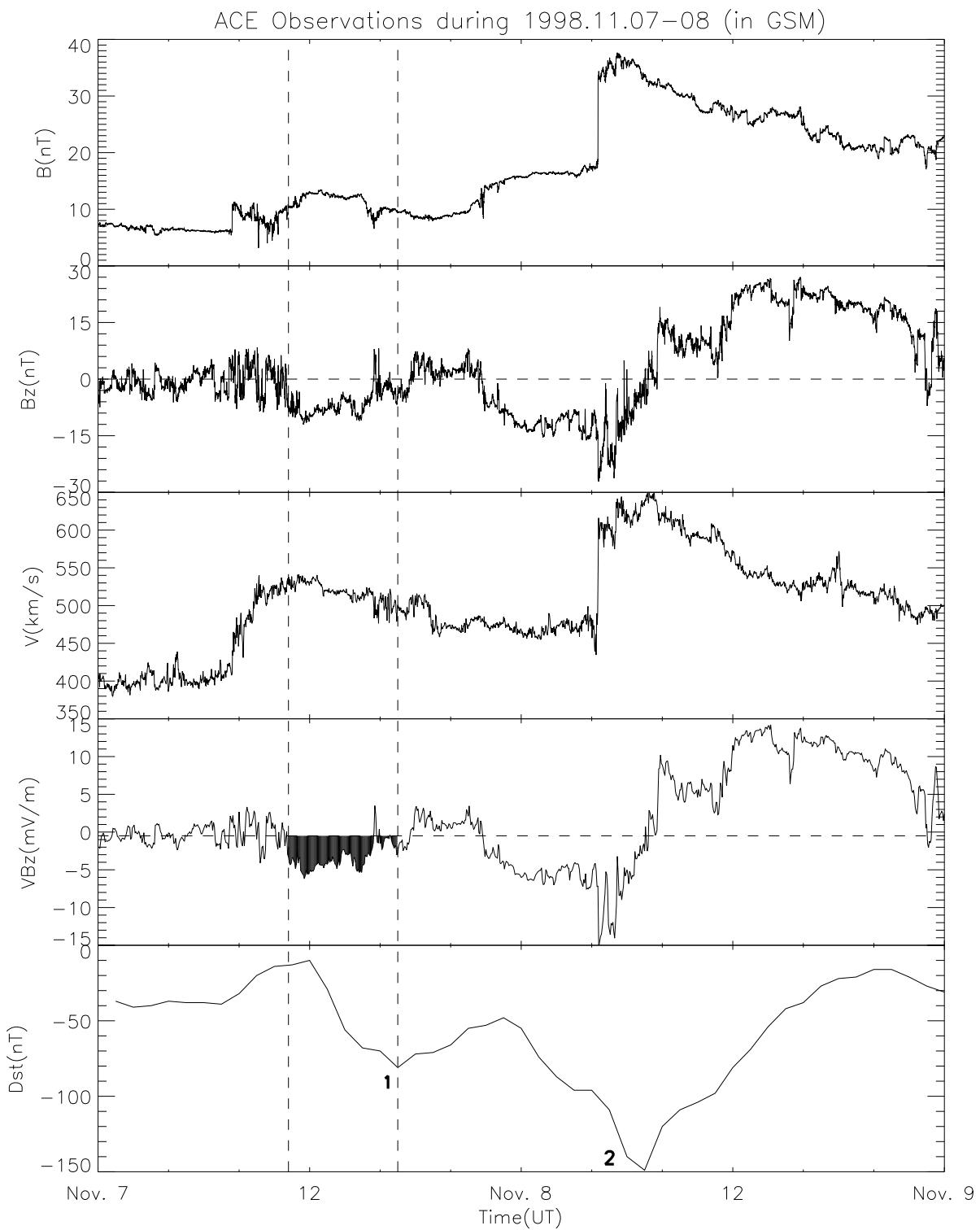


图 2.17 1998年11月7–8日，ACE飞船观测的行星际磁场和太阳风等离子体数据。

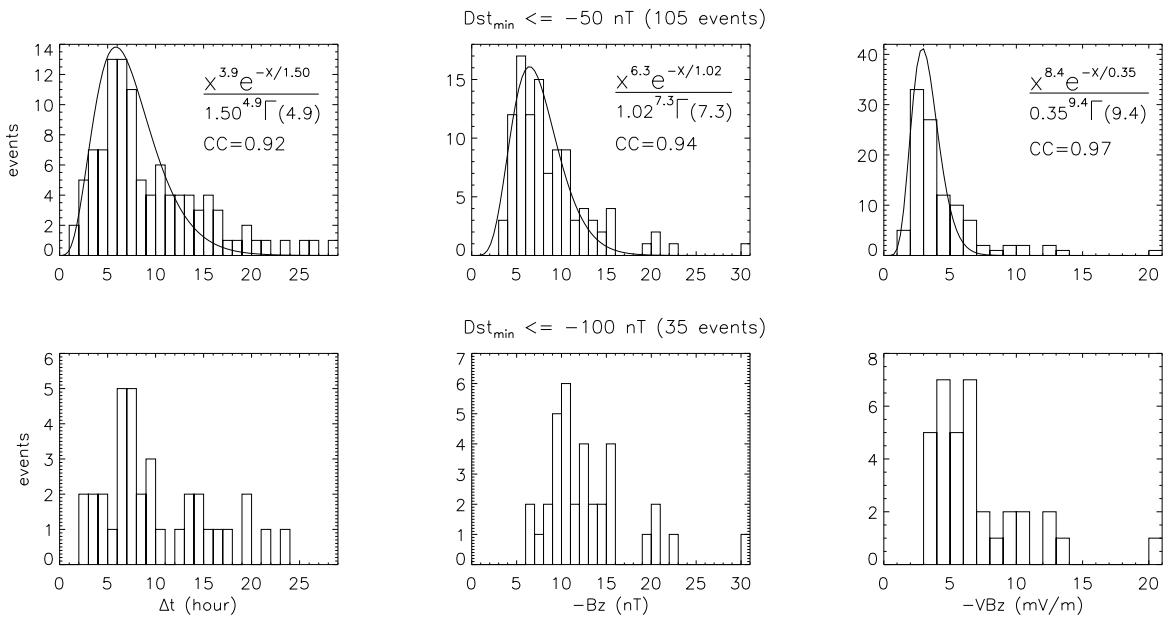


图 2.18 Δt 、 $-\overline{B}_z$ 和 $-\overline{VB}_z$ 的直方分布图。

于 1mV/m , 90% ($94/105$) 的事件中 $-\overline{VB}_z$ 小于 7mV/m , 其中 $-\overline{VB}_z \sim 3\text{mV/m}$ 的事件最多。图中同时给出了 Γ 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 分布函数, 其相关系数都在 0.9 以上。

在我们统计的样本中, 有 35 次 ($\sim 33\%$) $Dst_{min} \leq -100\text{nT}$ 的强磁暴。这些大事件的直方分布与前面所有磁暴的分布类似。 Δt 都超过 2 小时, 最可几位置在 7 小时左右。 $-\overline{B}_z$ 都大于 6nT , 最可几位置在 10nT 左右。 $-\overline{VB}_z$ 都大于 3mV/m , 最可几位置在 5mV/m 左右。但值得注意的是, 所有分布都相应地向右有个平移, 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, 我们可以得到产生磁暴的行星际条件。对于 $Dst_{min} \leq -50\text{nT}$ 的中等磁暴, 阈值为 $\overline{B}_s \geq 3\text{nT}$ 、 $-\overline{VB}_z \geq 1\text{mV/m}$ 和 $\Delta t \geq 1\text{h}$; 对于 $Dst_{min} \leq -100\text{nT}$ 的强磁暴, 阈值为 $\overline{B}_s \geq 6\text{nT}$ 、 $-\overline{VB}_z \geq 3\text{mV/m}$ 和 $\Delta t \geq 2\text{h}$ 。与 Gonzalez 和 Tsurutani [1987] 以及 Russell 等人 [1974] 的结果比较 (表 2.8), 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; 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。

2.4.3 联系行星际参数与 Dst_{min} 的经验公式

图2.19显示了 Dst_{min} 与 Δt 和 $-\overline{VB_z}$ 的关系。图中我们可以看出 Δt 散落在1到28小时之间，而对于特大磁暴 ($Dst_{min} \leq -200$ nT)， Δt 则集中在2到14小时的较窄的区间内。可见，有着长持续时间的 B_s 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，因此 Δt 与 Dst_{min} 的关系是非线性的。 $-\overline{VB_z}$ 与 Dst_{min} 的相关性则好得多，相关系数达 -0.9147 。 $-\overline{VB_z}$ 越大，磁暴强度越大。这与Wu和Lepping [2002]的结果是一致的。他们研究的是1995–1998年间的事件，处在太阳低年，而我们研究的是1998–2001年间的事件，这说明 $-\overline{VB_z}$ 与 Dst_{min} 的良好相关性不仅在太阳低年成立，在本太阳周的上升期和高年期照样成立。

公式2.12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2.19中可以看出，它与 Dst_{min} 的相关性要弱一点，相关系数才 -0.7226 。显然， Δt 与 Dst_{min} 之间的非线性关系导致了这种相关性的变弱。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，我们采用变量 $(-\overline{VB_z})^\alpha (\Delta t)^\beta$ 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

$$Dst_{min} = -19.01 - 8.43(-\overline{VB_z})^{1.09}(\Delta t)^{0.30} \text{ nT} \quad (2.13)$$

具有最好的相关系数 -0.9528 。

表 2.8 产生磁暴的行星际条件的比较

	Dst_{min} (nT)	阈值 ^a		阈值 ^b	
		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

^aGonzalez和Tsurutani [1987]以及Russell等人 [1974]的结果。

^b我们的结果。

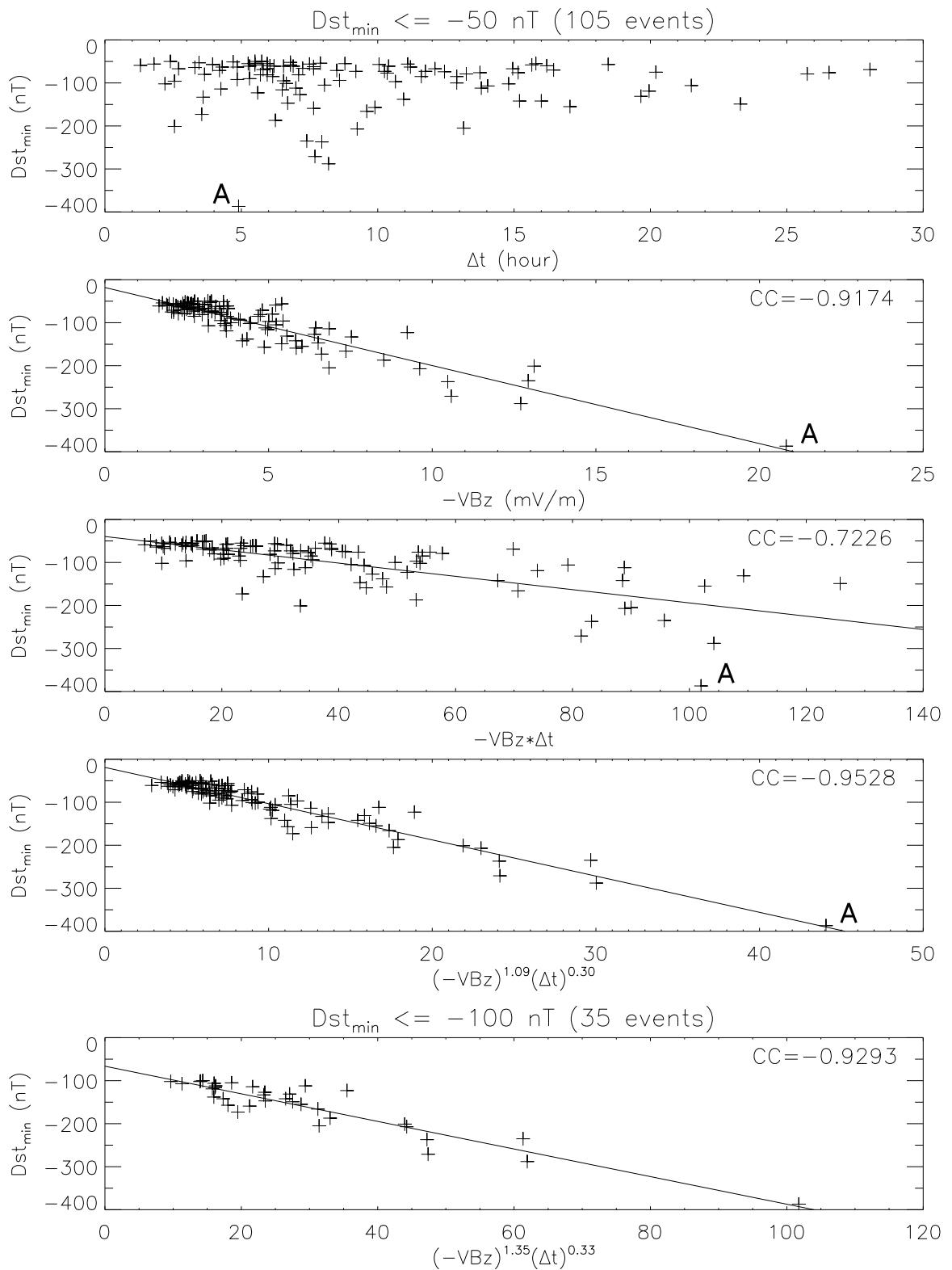


图 2.19 Dst 峰值与 Δt 、 $-\overline{VB_z}$ 、 $-\overline{VB_z}\Delta t$ 、 $(-\overline{VB_z})^{1.09}(\Delta t)^{0.30}$ 和 $(-\overline{VB_z})^{1.35}(\Delta t)^{0.33}$ 的关系图。图中实线为线性拟合曲线。



根据公式2.13，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 $(Dst_{min} + 19.01) \propto (\Delta t)^{0.30}$ ， 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，磁暴越强烈。图2.19中‘A’点所示的事件就是很好的例子。这次事件发生在2001年3月31日， $-\overline{VB_z}$ 有20.81mV/m，而 Δt 才4.90小时，但它造成了本太阳周到目前为止最大的地磁暴， $Dst_{min} = -387$ nT。这次事件与多重磁云 [Wang et al., 2002a]有关，第3章中，我们将对它进行详细分析。

对于理想磁流体（MHD）， B_s 区间在被压缩前后一般近似满足 $\Phi = -\overline{VB_z}\Delta t = \text{constant}$ 。于是，公式2.13可以改写为

$$\begin{aligned} Dst_{min} &= -19.01 - 8.43\Phi^{0.30}(-\overline{VB_z})^{0.79} \\ &= -19.01 - 8.43\Phi^{1.09}(\Delta t)^{-0.79}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

通常压缩后的 B_s 区间相比于原始状态具有更强的 $-\overline{VB_z}$ 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 $-\overline{VB_z}$ 相应地增加1倍， $(Dst_{min} + 19.01)$ 的大小也就跟着变成原来的1.73倍。可见，压缩的南向磁场比原先的状态更加具有地磁效应。这就是为什么上面提到的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., 1992a; Wang et al., 2003c]。另一方面，根据ACE的观测资料，我们考察了1998–2000年间的所有大的 $-VB_z$ 区间，发现总共有33个满足 $-\overline{VB_z} \geq 5$ mV/m和 $\Delta t \geq 3$ hours的 $-VB_z$ 区间，它们都引起了 $Dst_{min} \leq -100$ nT的大磁暴，其中有9个是 $Dst_{min} \leq -200$ nT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。

对35个大磁暴，我们同样作了线性拟合（图2.19底部），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 -150 nT $< Dst_{min} < -500$ nT时，它与经验公式2.13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。



2.5 小结

本章通过个例分析、统计分析以及周期分析，综合研究了太阳事件和地磁暴之间的关系，主要得到了以下结论：

1. 在132个正面halo CME中，具有地磁效应的占45%（59个），引起了51次中等以上地磁暴。并证实了太阳高年期间，CME是中等以上磁暴的主要制造者。2000年期间共有12次行星际南向磁场事件，其中11次与CME有关，且有10次引起了 $Dst_{min} < -100\text{nT}$ 的大磁暴。此外，多个邻近的CME可能相互作用形成行星际复杂抛射结构，从而只引起一个地磁暴，而且由于CME之间的相互压缩，这类磁暴往往比较强烈。第3章所要研究的多重磁云就是其中一种特殊的行星际复杂抛射结构。
2. 首次提出对地halo CME的日面初发位置呈东西不对称分布，且这种不对称性分布与CME在行星际空间中运行的快慢有关。在分析的59次对地halo CME中，除两次发生在 $S40^\circ$ 以外，其他都分布在太阳日面 $[S40^\circ, N40^\circ]$ 和 $[E40^\circ, W70^\circ]$ 的范围内，且发生在西边的有地磁效应halo CME比东边的多出57%。进一步通过分析1997–2001年间73次碰到地球的正面halo CME，发现其源区分布总体向西偏斜。对快于背景太阳风速度的CME，其日面源区分布更偏向西；而对慢于背景太阳风速度的CME，其源区分布则稍偏向东边。这跟CME在行星际空间运动过程中受Parker螺旋磁场影响有关。
3. 对地halo CME的耀斑伴随率普遍偏高，在太阳高年期间几乎达到100%。1997年正面halo CME的耀斑伴随率纬55%，有地磁效应halo CME的耀斑伴随率纬57%。随着太阳高年的逐渐靠近，耀斑的伴随比率也在增长。到2000年，耀斑的伴随率分别增加到80%和97%。可见在太阳高年几乎所有有地磁效应的halo CME都伴随有C级以上耀斑的爆发。
4. 对于大磁暴事件，CME的传输时间与其投影速度有较好的相关性。CME从出现在LASCO视野到磁暴达到峰值之间的传输时间 T_{au} 散落在30h到120h的大范围内。在产生 $Kp \geq 7$ 的大磁暴事件中，LASCO观测到的CME投影速度可以小到300km/s左右，也可以大到1700km/s左右（图2.7），但其传输时间 T_{au} 与投影速度基本满足经验公式2.4。



5. CME、X射线耀斑和磁暴Ap指数皆有部分中准周期相互吻合，说明了它们之间复杂的相关性。X射线耀斑确实具有Rieger类型的中准周期。CME的 $\sim 272 \pm 26$ 天周期可能与耀斑的 $\sim 259 \pm 24$ 天周期有关，这意味着可能有一类耀斑确实是由于CME触发的，或者反过来。这跟前面统计得到的高的耀斑伴随率是一致的。Ap指数的 $\sim 273 \pm 26$ 天和 $\sim 187 \pm 12$ 天周期可能分别与CME的 $\sim 272 \pm 26$ 天和 $\sim 196 \pm 13$ 天周期有关，尤其第二个周期峰值的显著程度很高，这说明太阳高年期间，地磁扰动确实大大地受到CME的制约。Ap指数的 $\sim 91 \pm 5$ 天和 $\sim 61 \pm 2$ 天周期可能分别与耀斑的 $\sim 98 \pm 3$ 天和 $\sim 64 \pm 2$ 天周期有关，这暗示着还有一类地磁扰动可能是由大的X射线耀斑引起的。Ap指数的 $\sim 28 \pm 0.6$ 天周期则是与太阳的 ~ 27 天自转引起的冕洞高速流重现现象（CIR）相关。太阳上可能存在的大尺度Rossby类型波动是这种中准周期现象的一种理论解释。

7. 发现2000–2001年大部分的特大磁暴都与行星际中南向磁场的压缩现象有关。8次事件中，2次是由携带强南向磁场分量的磁云引起的，6次则是由各种压缩现象导致的强 B_s 事件引起的。

8. 得到了产生中等以上地磁暴的行星际条件的阈值。对于 $Dst_{min} \leq -50$ nT的中等磁暴，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。

9. 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 。通过分析1998年到2001年间105次中等以上地磁暴事件，探讨了行星际参数 $-\overline{VB_z}$ 及其持续时间 Δt 和 Dst_{min} 之间的关系，给出了一个简单直观的经验公式2.13。根据这公式，我们可以发现在引起磁暴的过程中 $-\overline{VB_z}$ 和 Δt 所作的贡献是不同的，强的 $-\overline{VB_z}$ 远比 Δt 更能导致大的磁暴，而且 Δt 越长，能量的耗散效应就越明显。当某一 B_s 区间被压缩一半，即 Δt 减小一半，则 $-\overline{VB_z}$ 会增加1倍，相应的地磁暴的强度约增强为原来的1.7倍。这能用来解释多重磁云 [[Wang et al., 2003a,b](#)]以及激波压缩前方的南向磁场事件的潜在的强烈地磁效应 [[Tsurutani et al., 1992a; Wang et al., 2003c](#)]。

第三章 多重磁云

行星际空间中的复杂结构已经得到广泛的关注和研究 [Burlaga *et al.*, 1987; Behannon *et al.*, 1991; Lepping *et al.*, 1997; Cane and Richardson, 1997; Crooker *et al.*, 1998; Knipp *et al.*, 1998; Burlaga *et al.*, 2001, 2002]。复杂结构内部一般可以包括激波、磁云、其他类型的高速流、共转流等等。在太阳高年，太阳活动频繁发生，CME的发生频率平均每天~ 3.5次 [Webb and Howard, 1994]，根据LASCO的CME目录册（见http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/index.html），本太阳周高年期间CME平均每天4.2次。CME是一个大尺度现象，CME抛射物在向外运动过程中会膨胀，其行星际产物的尺度更大。1AU处，磁云的直径大约有0.28AU左右。因此，在行星际空间中由多个ICME组成的复杂的抛射结构是可能存在的，尤其在太阳高年。而且，即使多个CME不是从同一个太阳活动区出来的，由于其大尺度的特性，只要抛射方向基本相同，我们相信它们仍然可以在行星际形成复杂的抛射结构。Burlaga等人 [2001] 通过分析1998–1999年间的快速行星际抛射结构，将其分为磁云和复杂抛射（complex ejecta）。他们认为这类行星际复杂抛射结构有由一系列先后抛射的CME组成的，并且不携带规则的磁场，没有明显的地磁效应 [Burlaga *et al.*, 2001, 2002]。然而，我们认为在行星际复杂抛射结构中，有一类比较特殊，它由多个相互追赶的磁云组成。Gonzalez等人 [1999] 曾设想过类似的复杂结构（如图3.1所示），但并未找到观测证据。这里，我们通过分析卫星数据，找到了确凿的观测证据，首次正式提出了这类特殊结构—多重磁云（multiple magnetic cloud, Multi-MC）的概念。多重磁云是由多个相互追赶的磁云和它们之间的相互作用区组成的一类复杂的行星际抛射结构。

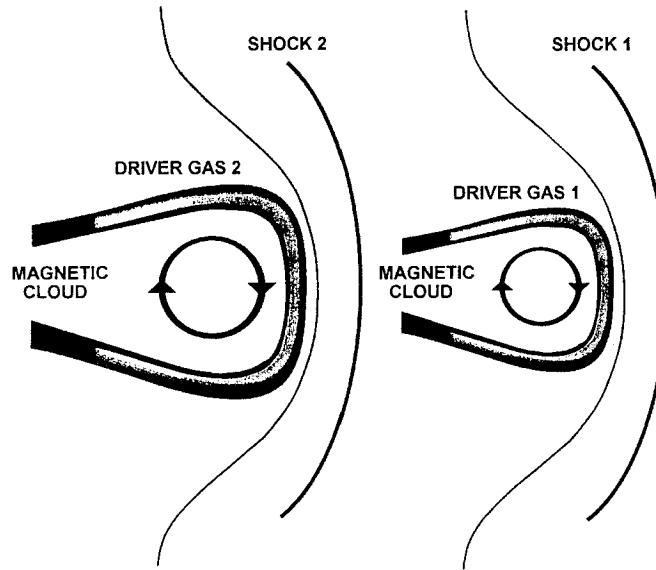


图 3.1 Gonzalez 等人 [1999] 设想的有两个磁云组成的复杂结构。

3.1 理论模型的建立

3.1.1 磁通量管模型

基于前面所述，我们将先建立多重磁云的理论模型，然后与观测资料比较，从理论和观测上论证多重磁云的存在。1.2.2 小节中已经详细地综述了有关磁云的理论模型，其中局地的磁通量管模型被人们普遍接受。这里我们就在 Lundquist 的无力场磁通量管模型的基础上，建立多重磁云的理论模型。

根据方程组 1.4，我们得到磁云内部磁场为

$$\mathbf{B} = \hat{\mathbf{R}} B_R^c + \hat{\Phi} B_\Phi^c + \hat{\mathbf{Z}} B_Z^c = \hat{\Phi} B_0 J_1(\alpha R) + \hat{\mathbf{Z}} B_0 J_0(\alpha R) \quad R \leq R_0 , \quad (3.1)$$

其中上标 c 表示在局地柱坐标系中， $R_0 = 2.41/\alpha$ 为磁通量管的半径。磁云内部的轴向电流可写为

$$I_Z^c = \frac{1}{\mu_0} \int_0^{R_0} \alpha B_Z^c 2\pi R \, dR = \frac{2\pi R_0 B_0}{\mu_0} J_1(\alpha R_0) . \quad (3.2)$$

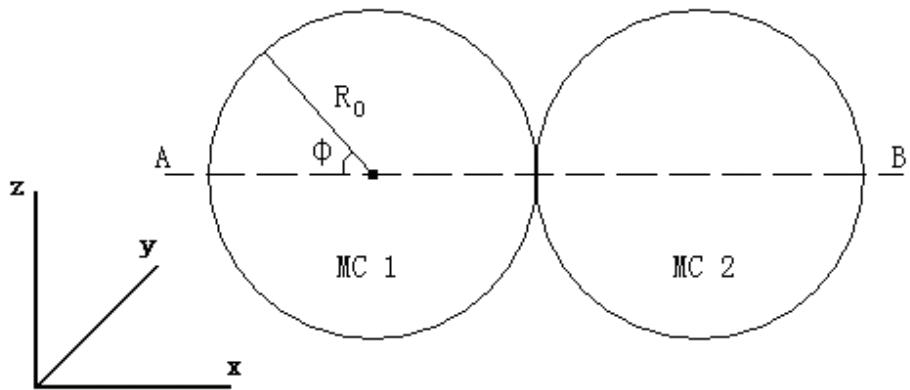


图 3.2 双磁云结构示意图。

由于磁云局地可看作直通量管，假设磁云尺度远大于通量管的半径，则对于磁云外部磁场，可以近似认为是由轴向电流产生的，并忽略环向电流的影响

$$\mathbf{B} = \hat{\Phi} \frac{\mu_0 I_Z^c}{2\pi R} = \hat{\Phi} \frac{R_0 B_0}{R} J_1(\alpha R_0) \quad R > R_0. \quad (3.3)$$

在行星际空间，磁云可以看作一个基本独立的结构。为建立多重磁云模型，我们进一步假设：（1）多重磁云中的子磁云之间没有重联和相互渗透现象；（2）尽管子磁云之间由于相互追赶存在压缩现象，但它们仍保持圆柱形的磁通量管结构。因此，多重磁云的磁场可以简单的表示为子磁云所携带磁场的叠加（这里我们忽略了子磁云间的复杂的相互作用区）

$$\mathbf{B}_t = \sum_{i=1}^N \mathbf{B}_i. \quad (3.4)$$

为得到多重磁云大致的理论特征，考察最简单的两种情况：多重磁云由两个完全相同的互相平行和反平行的子磁云组成。如图3.2所示，它们的轴在黄道面内，并垂直于日地连线。在地心太阳磁层坐标系（GSM）中，磁场强度可写为

$$B = |\mathbf{B}_t| = \left| \sum_{i=1}^N \mathbf{B}_i \right| = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N B_{i\Phi}^c \sin \Phi \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N B_{i\Phi}^c \cos \Phi \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N B_{iZ}^c \right)^2}, \quad (3.5)$$



z 方向的磁场分量（即北向磁场）强度为

$$B_z = \sum_{i=1}^N B_{i\Phi}^c \cos \Phi \quad . \quad (3.6)$$

图3.3显示了假象中的飞船观测到的这种双重磁云的磁场特征。图3.3中飞船观测沿着日地连线刚好经过磁云的中心。（a）中的两个磁云互相平行，总磁场强度在子磁云各自的中心附近达到最大，在两磁云交接处降到最小值。磁场的 z 向分量 B_z 有2次起伏，形成4个极值点，如图中数字所示。中间的两个极值点‘1’和‘2’的绝对值小于另外两个。（b）中的两个磁云互相反平行， B 和 B_z 都关于磁云交接处对称。总磁场强度也基本是在各自磁云的中心达到最大，但在两磁云的交接处，仅形成一个小的凹槽。 B_z 形成3个极值点，中间的一个范围最大，另两个尽管强度也较大，但仍显得较次要。作为进一步考察，图3.3（c、d）中飞船观测平行与日地连线，但不经过磁云的中心。得到的结果与（c、d）中的结果类似，只是磁场变化幅度有所降低。

多重磁云的情况是复杂的，我们这里仅仅分析了双重磁云的最简单的情况，如果子磁云的大小不同，强度不同，轴的方位不同，形成多重磁云的子磁云个数不同，其情况就会大不一样。但根据上述简单的分析，得到了一些最基本的理论特征。比如对于由4个相互平行的完全相同的子磁云形成的四重磁云，其磁场强度一定有4个峰值，且 B_z 分量会有4次起伏。

3.1.2 理论模型与观测数据的比较

2000年11月26–27日，Wind飞船观测到了一个类似磁云的行星际抛射结构（图3.4）。这个结构于11月26日1300UT到达，结束时间大概在27日1230UT（如图中A和B所示），大约持续了1天。这个结构前有两个激波（图中S1和S2所示），S1造成了磁场强度的一个小峰值和密度的增强，我们认为它可能是另外一个小的抛射物，而S2则是由后面的抛射物驱动的。由于我们仅考虑磁云本身而不是激波，因此，这个

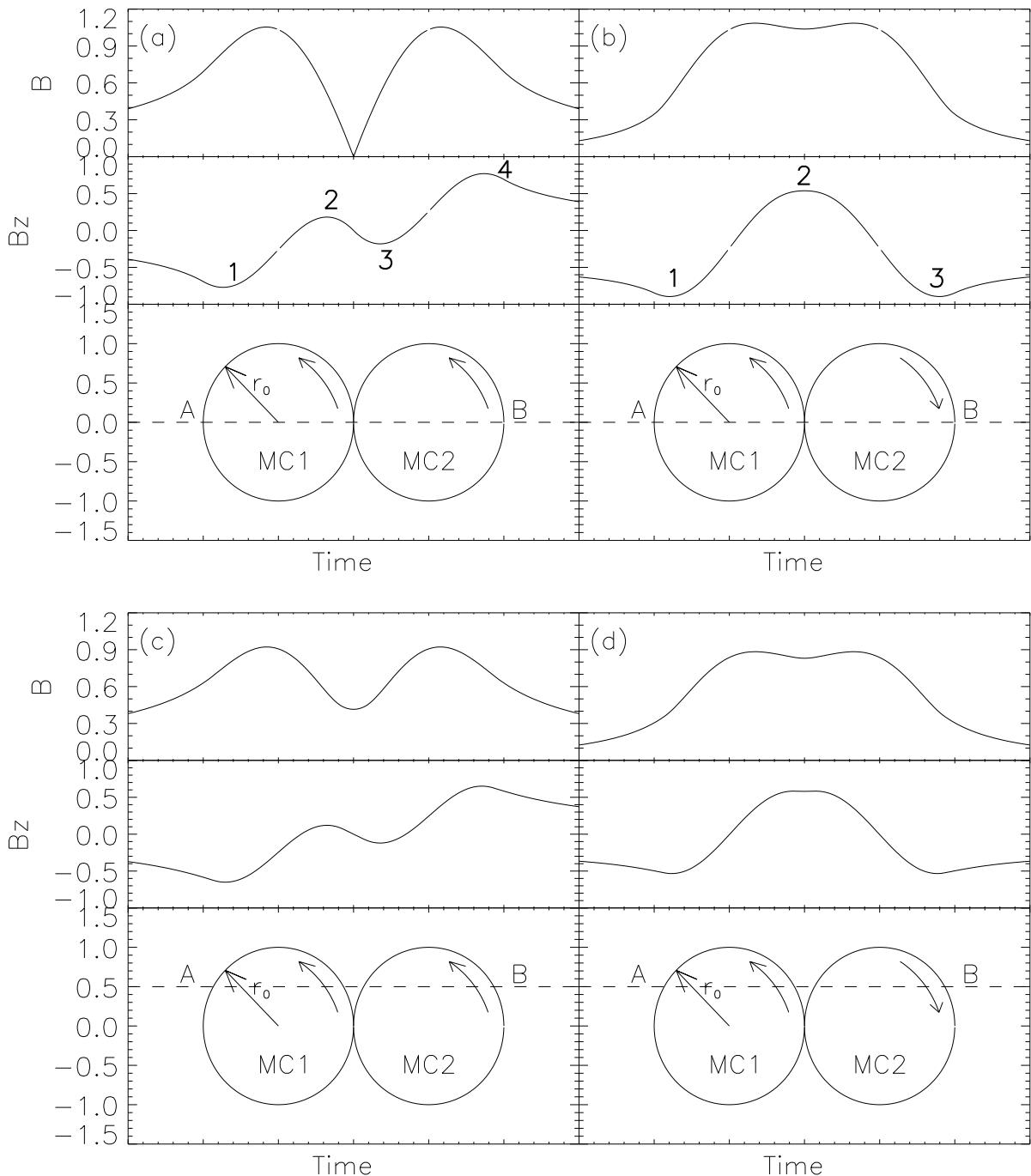


图 3.3 双重磁云结构磁场特征。 (a、c) 子磁云互相平行; (b、d) 子磁云互相反平行。虚线 \overline{AB} 表示假象的飞船观测路线。 (a、b) 中的观测路线刚好沿着日地连线。

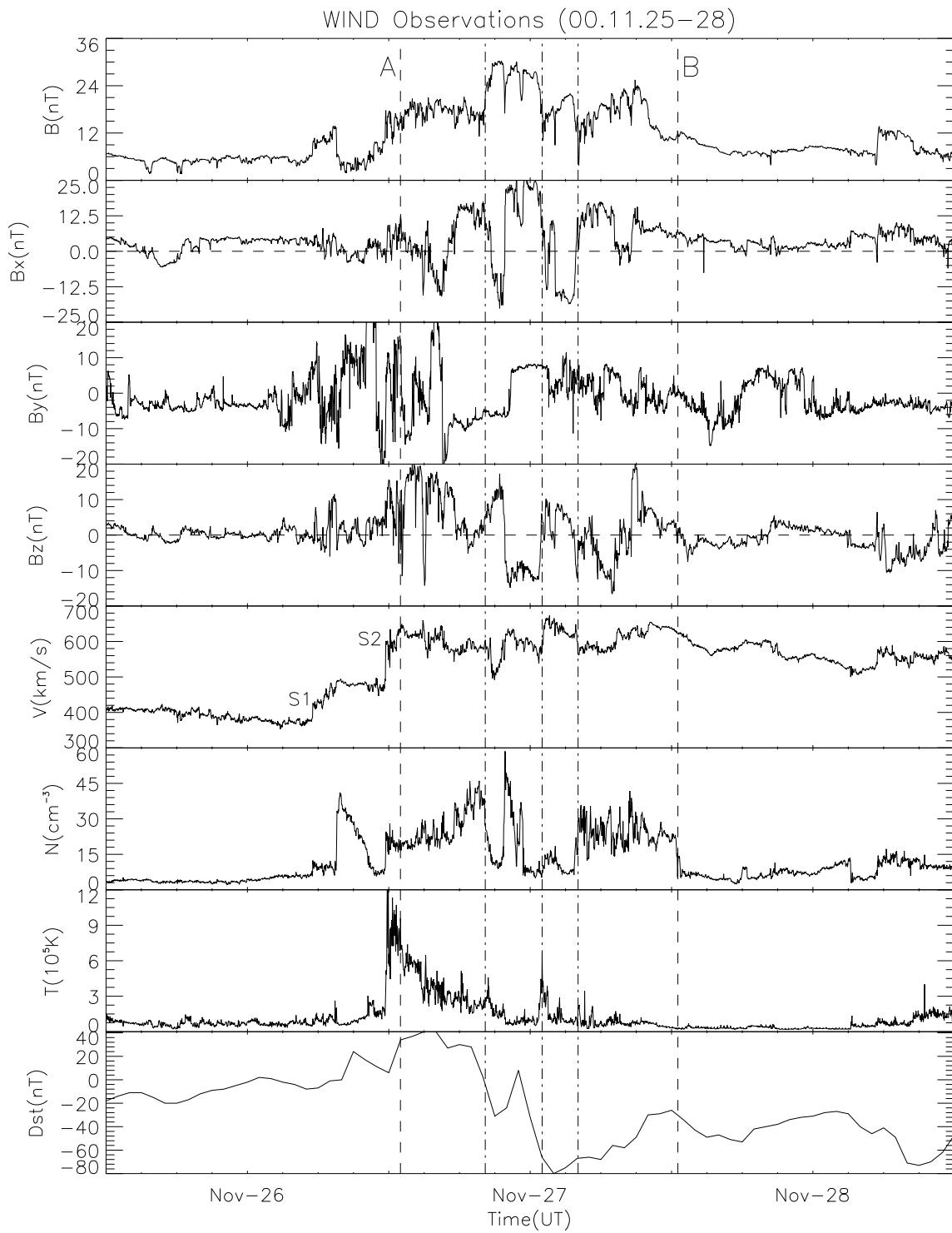


图 3.4 2000年11月25日1200UT–28日1200UT, Wind飞船观测的行星际磁场和太阳风等离子体数据。从上到下分别是磁场强度 B 、 $x/y/z$ 方向的磁场分量 B_x 、 B_y 、 B_z 、太阳风速度 V 、质子数密度 N 、质子温度 T 和地磁指数 Dst 。两条垂直虚线分别表示这个行星际结构的开始和结束, 三条垂直点划线表示各个子磁云间的分界线。

表 3.1 2000年11月24–25日对地halo CME^a 及其伴随的太阳活动 [Nitta and Hudson, 2001]

序号	日期	时间 ^b UT	投影速度 km/s	耀斑	日面经度	II型射电爆
1	24/11	0530	711	X2.0	W05°	有
2	24/11	1530	890	X2.3	W11°	有
3	24/11	2206	935	X1.8	W15°	? ^c
4	25/11	0131	2202	M8.2	E49°	有
5	25/11	0930	610	M3.5	W21°	? ^d
6	25/11	1931	596	X1.9	W24°	有

^aLASCO中视张角大于130°的halo CME。^bCME在C2/LASCO中出现的时间。^c连续射电爆发。^d可能是II型射电爆。

结构前的激波部分就排除在外。

在这结构内部，磁场强度不总是增加的，它的磁场分量的起伏也比较剧烈但相对较规则。总磁场强度 B 有4个峰值，同样的太阳风速度 V 也大致有4次微小的起伏。我们假设这个类磁云结构是一个由4个子磁云组成的多重磁云，则根据 B 的4个峰值，可以将它分成4个部分，如图中垂直点划线所示，中间两个部分要小于两边的。这4个区域中，有着增强的磁场强度，相对规则的磁场分量变化，但质子温度并不象典型磁云中的那么低，这可能是由于各部分间的相互压缩导致温度的升高。我们认为这4个部分基本满足磁云的基本特征 [Burlaga et al., 1981]，因此，这个结构是一个四重磁云。

利用2.1.1小节的方法，我们进一步认证了这次事件的CME源。从24–25日总共有6次对地halo CME [Nitta and Hudson, 2001]，如表3.1所列。它们出现在C2/LASCO中的时间分别为24日0530UT、1530UT、2206UT、25日0132UT、0930UT和1931UT。这6次halo CME的投影速度分别为711km/s、890km/s、935km/s、2202km/s、610km/s和596km/s。假设投影速度的大小即反映了它们运动的快慢，显然，前4个CME的速度呈一递增序列，后一个CME跑的比前一个快，尤其第4个CME的速度远大于前3个的。因此，我们认为它们形成了1AU处的四重磁云，其他halo CME运行太慢，以致于无法形成多重磁云。这从一个侧面说明了上述的行星际结构确实是四重磁云。在形成这个四重磁云的CME中，前3个属于来自于同一个活动区的相似CME [Zhang and Wang, 2002]，而

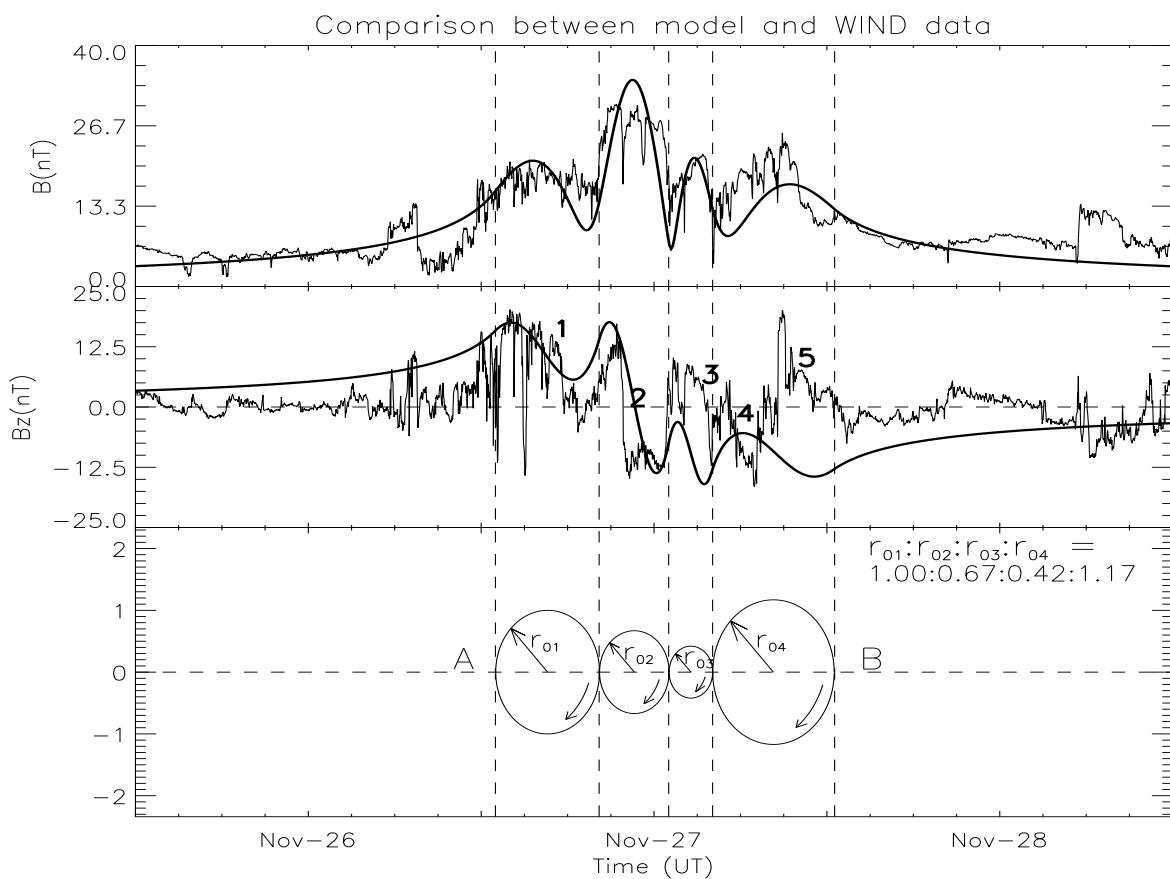


图 3.5 Wind 飞船的观测数据与四重磁云模型拟合曲线的比较。图中数字 ‘1–5’ 表示实际观测到的 z 向磁场分量的起伏。

第4个不是。相似CME是由于它们源自同一活动区，伴随有相似的太阳耀斑、EUV暗区和其他一些日冕变化特征而得名。

为进一步证实这个行星际结构是四重磁云，我们利用上一小节的理论模型来拟合观测数据。由于磁云个数过多，为此我们利用以下假设来简化拟合过程：假设这四个磁云的轴互相平行，且都在黄道面内垂直于日地连线；同时假象的观测路线沿着日地连线经过各个磁云的中心。由于这些假设，我们仅试图拟合总的磁场强度。Wind的观测数据取的是半小时平均值，并且用最小二乘法 [Marquardt, 1963] 来进行拟合。下面的公式用来估计拟合的良好程度

$$\chi^2 = \sum (B - B^f)^2 / N , \quad (3.7)$$



其中 B 为观测值， B^f 为拟合值， N 为数据点个数。 B 和 B^f 都是归一化后的值。根据模型和假设，需要拟合4个自由变量 B_{01} 、 B_{02} 、 B_{03} 和 B_{04} （各个子磁云的 B_0 值）。

图3.5显示了拟合结果。当 B_{01} 、 B_{02} 、 B_{03} 和 B_{04} 分别为16.84、34.24、18.60和13.29时，拟合效果最佳， $\chi^2 = 0.027$ ，相关系数为0.695。图中也显示了相应的z向磁场分量的曲线，它与观测数据的相关性不是很好，由于模型的过度简单，这是无法避免的。在我们的理论曲线中， B_z 有4次起伏，而观测数据显示该分量有着5次起伏。这个差别主要发生在最后一个子磁云中，理论曲线与观测曲线相差最大。这可能跟形成最后一个子磁云的CME与前三个不同有关。第4个halo CME与前三个不属于同一系列相似CME，而且其爆发的日面经度也其他几个相差较远。考虑到实际情况的复杂性，理论模型仅能给出最基本的一些符合观测的磁场特征。下面将给出更多的观测事例，并总结出多重磁云的观测特征。

3.2 更多的观测证据及其特征

3.2.1 2001年3月3–5日事件

图3.6显示了ACE卫星观测到的一个复杂的行星际结构。它前面有一个较弱的激波，出现在3月3日1036UT。复杂结构的前面部分，从4日0505UT到1205UT，是一个磁云（MC1）。其磁场强度8.3nT，比周围的行星际磁场稍高些，磁场的方向有着旋转变化，质子温度也较低。在这期间，氦离子与质子密度比 N_α/N_p 相对较高（ ~ 0.1 ），这说明它是日冕抛射物 [Hirshberg *et al.*, 1972; Ogilvie and Hirshberg, 1974; Neugebauer, 1981; Neugebauer and Goldstein, 1997; Skoug *et al.*, 1999]。质子 β 的平均值为0.059，低于太阳风中 β 在1AU处的典型值 $0.1 \sim 1$ ，并且与典型磁云内部的值（ $\beta = 0.06 \pm 0.04$ ）一致 [Farrugia *et al.*, 1993a; Burlaga *et al.*, 2001]。此外，在这磁云内，太阳风速度缓慢降低，但在其尾部，太阳风速度反而有所抬升（如图3.6中斜杠所示）。这说明MC1被某个其他结构追赶，其尾部受到压缩。

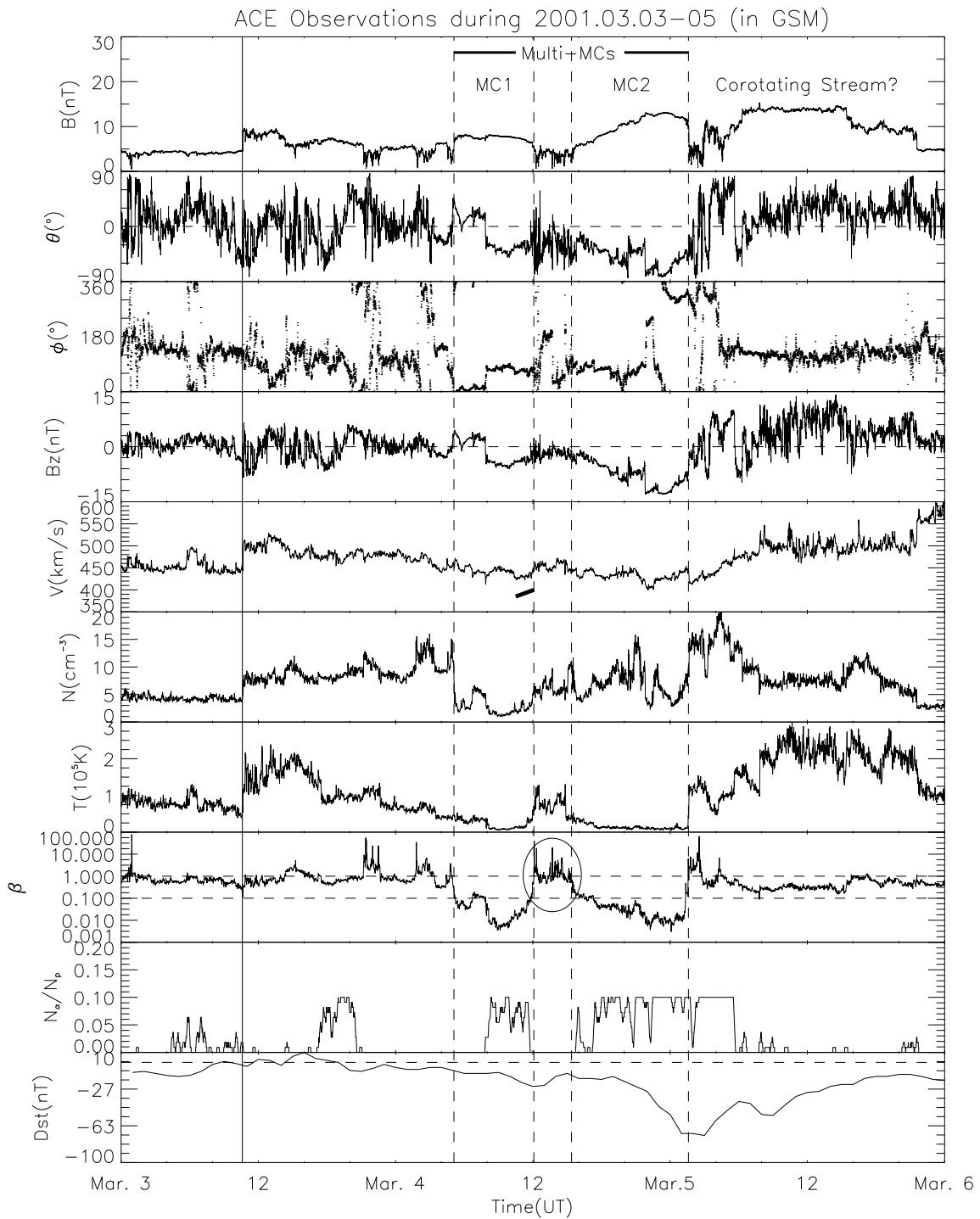


图 3.6 2001年3月3–5日，ACE飞船观测的的行星际磁场和太阳风等离子体数据。从上到下分别是磁场强度 B 、磁场方向与黄道面的夹角 θ 、黄道面内磁场方向与日地连线夹角 ϕ 、 z 方向磁场分量 B_z 、太阳风速度 V 、质子数密度 N 、质子温度 T 、质子热压与磁压的比值 β 、氦离子与质子密度比 N_{α}/N_p 以及地磁指数 Dst 。

表 3.2 2001年2月27日–3月3日之间的halo CME^a 及其伴随的太阳活动

序号	日期	时间 ^b UT	投影速度 km/s	太阳活动	日面位置	说明
1	28/02	1450	313	暗条消失	S17°W05°	对应于MC1
2	01/03	1826	631	暗条消失	S33°E05°	对应于MC2
3	02/03	1006	370	-	-	背面事件？缺EIT

^aLASCO中视张角大于130°的halo CME。

^bCME在C2/LASCO中出现的时间。

从图中可以看出，追赶它的是另一个磁云（MC2），它开始于4日1525UT，并一直持续到5日0135UT。在其内部磁云的特征都比较明显。它内部磁场为13.1nT，比MC1中的磁场强。磁场方向有着长而平滑的旋转，低的质子温度和 β 值（=0.067），以及相对较高的 N_α/N_p 。在MC1和MC2之间是一个相互作用区。此特殊的区域内，磁场强度起伏剧烈，而且小于两边磁云内的强度值，同时 β 上升到一个较高的水平（~0.1，如图3.6中圆圈所示）。MC1、MC2和它们之间的相互作用区组成了我们定义的多重磁云。在多重磁云后面，太阳风速度和温度上升，密度相对较低，这可能是一个共转流结构 [Hundhausen, 1972]。

我们参考Gopalswamy等人编撰的CME目录册（具体见http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/index.html），来认证这次事件的CME源。我们仅考虑在LASCO视野中视张角超过130°的halo CME [Hudson et al., 1998]。表3.2列出了从2月27日–3月3日之间的所有halo CME，不在这个时间段的CME不太可能形成3月4日前后的行星际事件。

表中的第1个CME于2月28日1450UT出现在C2/LASCO中，它投影速度大约为313km/s。EIT195Å观测到这时间之前刚好有一个宁静暗条爆发，位置在S17°W05°。第2个CME出现在3月1日1826UT，其投影速度为631km/s。这个CME也是由宁静暗条爆发引起的，位置在S33°E05°。第3个CME出现在3月2日1006UT，投影速度为370km/s。然而这次事件没有EIT的观测数据，同时也没有暗条消失或耀斑爆发被报道，因此很可能这个CME是背面事件。



多重磁云中的两个磁云刚好对应两个halo CME。假设CME的投影速度能表示它在行星际空间中运动的快慢，则第2个CME的速度大于第1个，因此它能追赶上一个，并形成多重磁云。根据Cliver等人 [1990]的工作，行星际激波的日地平均传输速度 V_t 与相应在1AU处测得的最大太阳风速度 V_{max} 一般满足经验关系2.1。我们考察多重磁云前出现在3月3日1036UT的激波，它应该与MC1相关联。这样，我们估计得到它的平均传输速度为614.8km/s，与1AU处测得的最大太阳风速度($\sim 500\text{km/s}$)是一致的。

3.2.2 2001年3月31日事件

图3.7显示了ACE卫星观测到的一个复杂的行星际结构，它开始于0505UT。在它前面是一个很强的前向激波，出现在3月31日0020UT。复杂结构中的第1个磁云(MC1)出现在0505UT到1015UT。其磁场有着平滑的旋转，强度最大达到49.1nT，南向磁场分量 B_s 达到47.9nT， $B_s \geq 10\text{nT}$ 的持续时间将近3小时，密度比 N_α/N_p 为0.1左右， β 为0.074。相对于MC1内部的南向磁场分量，其前面的激波鞘区内的 B_s 较小，并且起伏剧烈。从1235UT到2140UT，飞船经过第2个磁云(MC2)。在MC2中， $\beta \sim 0.075$ ， $N_\alpha/N_p \sim 0.1$ ， B_{max} 、 B_{smax} 和 ΔT 分别为41.4nT、36.8nT和7.5小时。2001年的ACE卫星观测数据表明，在单个磁云中质子温度大都在 10^4K 这个量级，甚至更低。而在这次事件中，子磁云中的质子温度在 10^5K 以上，超过了典型值。我们认为这可能是由于子磁云间相互追赶压缩引起的。

图3.7中的速度曲线表明，太阳风速度在MC1和MC2中都是下降的，但在MC1尾部，太阳风速度有所抬升(如图中斜杠所示)。这说明MC1和MC2之间确实存在压缩现象，并在它们之间形成了一个相互作用区。同上一个事件类似，相互作用区内，磁场较弱，且起伏较大，没有规则， β 值回升到较高的值1.0。MC1、MC2和这相互作用区形成了多重磁云。其后，是另一个较小的抛射，它驱动的激波到达时间为2140UT，紧随着磁云尾部。

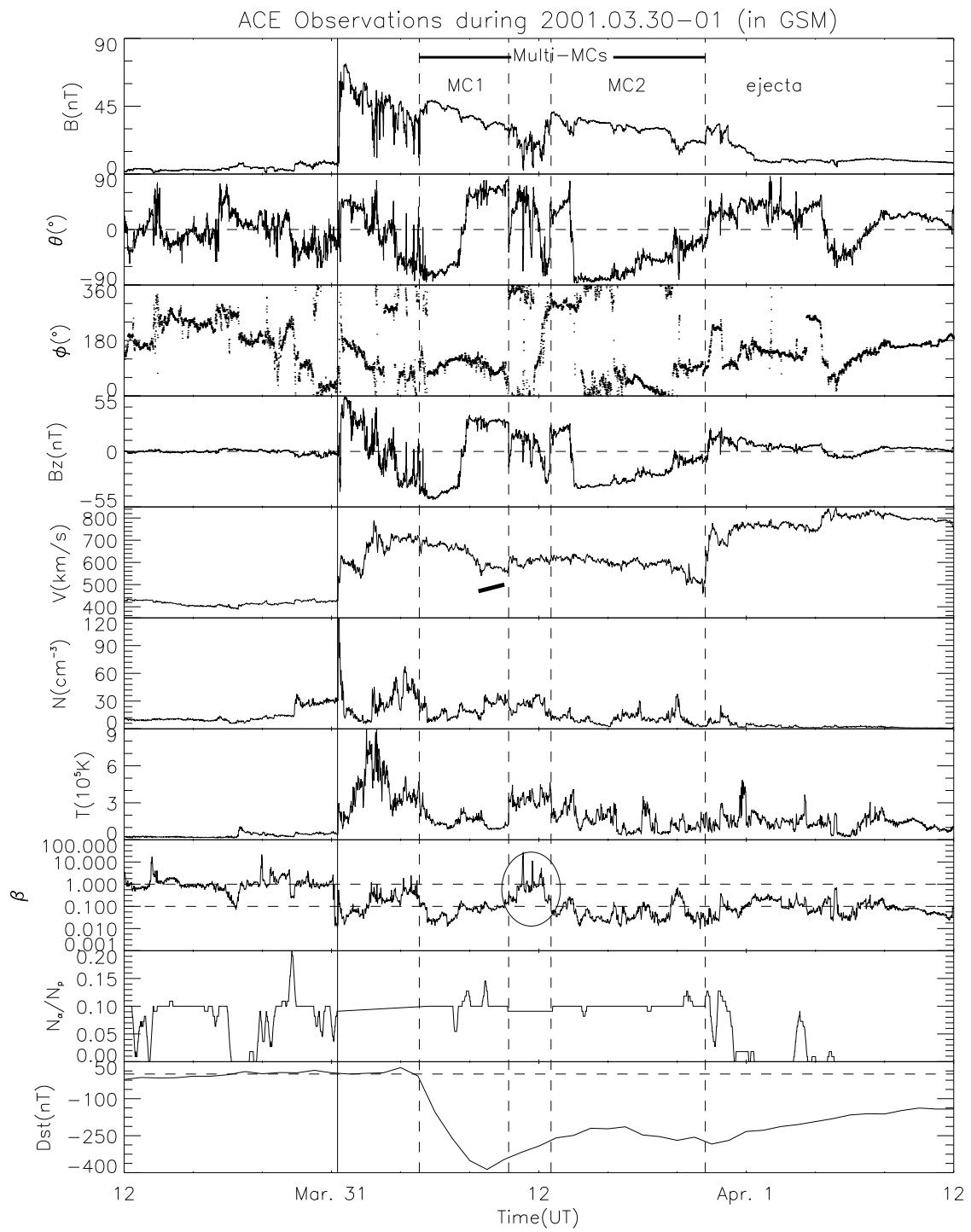


图 3.7 2001年3月30日1200UT–4月1日1200UT，ACE飞船观测的的行星际磁场和太阳风等离子体数据。

表 3.3 2001年3月26–30日之间的halo CME^a 及其伴随的太阳活动

序号	日期	时间 ^b UT	投影速度 km/s	太阳活动	日面位置	活动区	说明
1	28/03	0127	427	C5.6 flare?	$N20^{\circ}E22^{\circ}$?	9401?	对应于MC1
2	28/03	1250	519	M4.3 flare	$N18^{\circ}E02^{\circ}$	9393	对应于MC2
3	29/03	1026	942	X1.7 flare	$N20^{\circ}W19^{\circ}$	9393	对应于ejecta

^aLASCO中视张角大于130°的halo CME。

^bCME在C2/LASCO中出现的时间。

表3.3列出了从3月26–30日之间的所有halo CME。第1个CME于3月28日0127UT出现在C2/LASCO中，它投影速度大约为427km/s。EIT195Å观测到多个太阳活动在该CME爆发时间附近出现，因此难以确定哪个是它的源。然而GOES卫星的观测资料显示，0129UT在活动区AR9401发生一次C5.6级别的X射线耀斑，位置在 $N20^{\circ}E22^{\circ}$ 。我们暂定该区域就是第一个CME的源区。第2个CME出现在同一天1250UT，其投影速度为519km/s。这个CME与发生在 $N18^{\circ}E02^{\circ}$ （活动区AR9393内）的M4.3级耀斑相关，耀斑爆发时间为1121UT。第3个CME出现在29日1026UT，投影速度为942km/s。它与发生在 $N20^{\circ}W19^{\circ}$ （活动区AR9393内）的X1.7级耀斑相关，耀斑爆发时间为0957UT。

这3个CME爆发时间之间的间隔分别为11.4h和21.6h。第2个CME运动快于前一个CME，它们形成了1AU处的多重磁云，而第3个CME，则对应多重磁云后的那个抛射物。Gopalswamy等人 [2000]的统计研究表明，一般快速CME在行星际空间中会减速，而慢速CME则会加速。因此，尽管第3个CME运动很快，但由于在行星际空间运动过程中可能存在的减速现象和它与前一个CME相对较长的时间间隔，在1AU处它刚刚赶上前方的多重磁云。将多重磁云前的激波对应于MC1，我们可以估计该激波的平均传输速度为587.8km/s，与地球附近测到的最大太阳风速度~ 710km/s比较，不符合经验关系2.1。即使假设该激波与MC2关联，该激波平均传输速度为700.3km/s，仍旧不符合该经验关系。

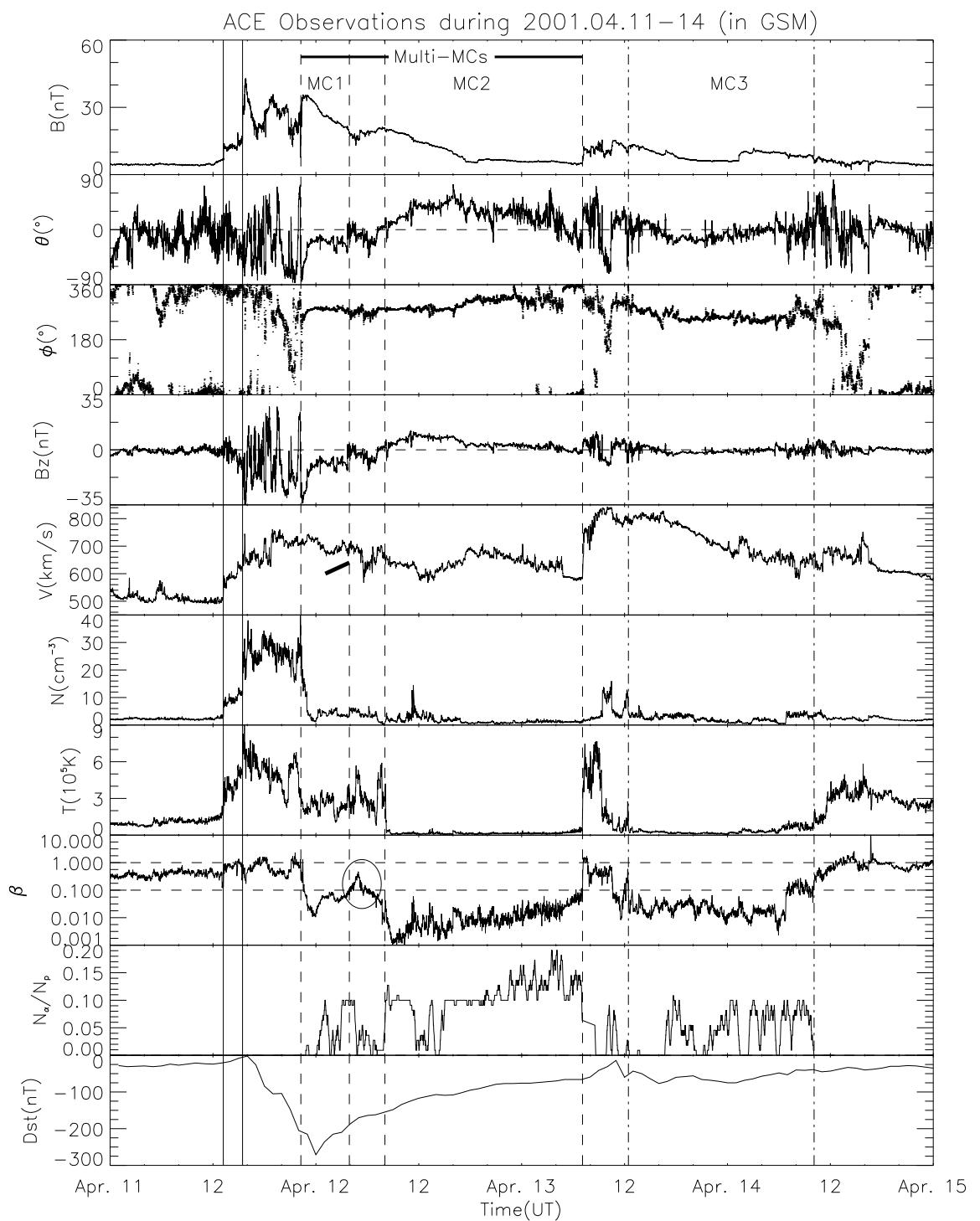


图 3.8 2001年4月11–14日，ACE飞船观测的的行星际磁场和太阳风等离子体数据。

表 3.4 2001年4月8–11日之间的halo CME^a 及其伴随的太阳活动

序号	日期	时间 ^b UT	投影速度 km/s	太阳活动	日面位置	活动区	说明
1	09/04	0006	653	EUV dimming	S25°E16°	9415?	
2	09/04	1554	1192	M7.9 flare	S21°W04°	9415	对应于MC1
3	10/04	0530	2411	X2.3 flare	S23°W09°	9415	对应于MC2
4	11/04	1332	1103	M2.3 flare	S22°W27°	9415	对应于MC3

^aLASCO中视张角大于130°的halo CME。

^bCME在C2/LASCO中出现的时间。

3.2.3 2001年4月11–13日事件

图3.8显示了ACE卫星观测到的一个复杂的行星际结构，它开始于2215UT。在它前面有两个明显的激波，分别出现在4月11日1312UT和1527UT。复杂结构中的第1个磁云（MC1）出现在11日2215UT到12日0355UT。其磁场有着平滑的旋转，强度最大值为33.5nT，南向磁场分量 B_s 达到34nT， $B_s \geq 10$ nT的持续时间约2小时，密度比 N_α/N_p 接近0.1， β 为0.078。由于磁云间挤压，MC1内的质子温度仍高于典型值。从12日0805UT到13日0705UT，飞船经过第2个磁云（MC2）。在MC2中，磁云特征明显， $\beta \sim 0.014$ ， $N_\alpha/N_p \sim 0.1$ ， $B_{max} = 20.6$ nT。

MC1和MC2之间是相互作用区，其特征与前两个事件类似。在这多重磁云后是第3个磁云（MC3），它本身从13日1230UT持续到14日1005UT，其驱动的激波于13日0705UT到达。由于在MC3与MC2之间存在激波结构，不满足我们对多重磁云的定义，所以没有考虑在内。

表3.4列出了从4月8–11日之间的所有halo CME。根据EIT和GOES卫星的观测资料，它们都是对地CME。如果第1个CME对应于MC1，则其平均传输速度为590km/s；如果第2个CME对应于MC1，则平均传输速度为770km/s。MC1在1AU处速度大约为740km/s，因此，我们认为第2个CME是MC1的源。于是，第3个CME对应于MC2，其平均传输速度为820km/s，第4个CME对应于MC3，其平均传输速度为890km/s。将多重磁云前的激波对应于MC1，则该激波的平均传输速度为919.8km/s，与1AU处测得的最大太阳风速度740km/s相比较，满足经验关系2.1。



表 3.5 多重磁云和Burlaga复杂抛射结构观测特征的比较

	多重磁云	复杂抛射
磁场	包含多个子磁云及其相互作用区，每个子磁云满足单个磁云的磁场变化特征，即磁场强度增大，磁场方向平滑的旋转。	磁场强度增大，但磁场方向变化无规则。
质子密度N和温度T	每个子磁云中N和 β 都降低，有时由于子磁云之间的压缩，T可能会高于磁云中的典型值；子磁云间的相互作用区中T和 β 升高。	N和T变化复杂。
太阳风速度	子磁云头部速度较大，随后缓慢下降，尾部有所增加。	最大流速>600km/s的单一快速流，具有不规则的速度剖面。
氦丰度	H_e^{++}/H^+ 的值较大。	
持续时间	1AU处持续1天左右，与单个磁云的典型空间尺度(0.28AU)相近。	1AU处约持续3天，是单个磁云典型空间尺度的3倍左右。
太阳源	由多个CME，通过追趕、挤压和相互作用形成。	
地磁效应	大多数伴随有强烈的地磁暴。	无地磁效应。

3.2.4 观测特征总结

根据上述三个事例，我们总结出如下5个多重磁云的特征：

1. 如定义所述，多重磁云仅包含磁云及磁云间的相互作用区。
2. 多重磁云中的每个子磁云都满足单个磁云的基本特征。由于子磁云间的相互压缩，质子温度可能偏高，但质子 β 值仍然低于0.1。
3. 由于压缩，在前导（即被追趕的）子磁云的尾部，太阳风速度会有所抬升。
4. 相互作用区内的磁场强度相对较弱，且起伏较大，没有规则。
5. 相互作用区内，质子温度和 β 回升到较高的值。

在3.1.2小节中提到的四重磁云由于压缩程度大，相互作用区不明显。多重磁云相对于Burlaga等人 [2001; 2002]提出的复杂抛射结构有着较大的差别，表3.5比较了这两种复杂结构的观测特征。

对这三次事件对应的CME源的认证显示，形成多重磁云的CME不一定要求从同一太阳活动源区产生。如3月3-5日事件中，形成多重磁云的CME是由两个宁静暗条爆发引起的。另一方面，Cliver等人 [1990]得到的经验关系不一定适合形成多重磁云的CME。多重磁云是由多个磁云相互追趕相成的，前面的慢速磁云会受到后面快速磁云的挤压而加速，反之，后面的磁云会受到前面磁云的阻挡而减速，因此，多重磁云中ICME的运动规律与单个ICME的运动规律是不同的，前者更复杂。



表 3.6 多重磁云观测和模型拟合的一些参数

事件 Date	No.	B ^a nT	T ^b hour	B ₀ ^c nT	H ^d	R ₀ ^e AU	θ ^f	ϕ ^g	t _c ^h hours	D ⁱ /R ₀	χ ²	cor ^j
Mar. 3-5	1	7.5	7.0	6.1	1	0.032	-31°	270°	2.4	0.468	0.249	0.90
	2	10.0	10.2	10.0	-1	0.088	-87°	177°	8.0	0.169		
Mar. 31	1	39.1	5.2	64.7	1	0.044	-54°	134°	1.6	0.353	0.191	0.84
	2	29.7	9.1	33.5	1	0.084	-55°	315°	1.7	0.310		
Apr. 11-13	1	26.1	5.7	27.9	-1	0.029	-83°	257°	0.3	0.290	0.103	0.94
	2	9.2	23.0	15.0	-1	0.164	-20°	266°	-1.5	0.096		

^aObserved average magnetic field strength of MC.^bDuration of MC.^cAxial field magnitude.^dThe sign of cloud's helicity, 1 indicates right-handedness and -1 indicates left-handedness.^eRadius of cloud.^fLatitude of cloud axis, GSM.^gLongitude of cloud axis, GSM.^hCenter time from start of cloud.ⁱThe closest approach distance from the axis of the cloud.^jCorrelation.

这三个多重磁云的持续时间分别为20.5、16.6和32.8小时，与典型的单个磁云的持续时间是一致的。这说明多重磁云在1AU处的压缩程度是很大的。比较多重磁云内部各个子磁云的持续时间（如表3.6第4列所示），我们发现MC1的尺度都小于MC2的尺度。可见即使在同一个多重磁云内部，子磁云的压缩程度也是不同的，前面被追赶的子磁云压缩程度更厉害。

我们利用3.1.1小节描述的多重磁云模型来拟合观测数据。与3.1.2小节中提到的事件相比，这3次事件都是双重磁云，情况相对简单，因此我们试图拟合磁场矢量。同拟合单个磁云类似 [Burlaga, 1988; Lepping et al., 1990]，多重磁云中的每个子磁云都有7个待定的参数：（1）磁云轴心处的磁场强度 B_0 ；（2）螺度符号 $H = \pm 1$ ；（3）半径 R_0 ；（4）磁云轴相对于黄道面方位角 θ 和（5） ϕ ；（6）离磁云轴最近点经过的时刻 t_c ；（7）该点到磁云轴的距离 D 。我们采用半小时平均的观测数据和最小二乘法 [Marquardt, 1963]来进行拟合。下面的公式用来检验拟合的好坏程度

$$\chi^2 = \sum [(B_x - B_x^f)^2 + (B_y - B_y^f)^2 + (B_z - B_z^f)^2]/N , \quad (3.8)$$



其中 f 表示拟合的磁场值， N 表示数据点个数，且 B 和 B^f 都是经过 B_0 归一化的值。表3.6列出了拟合的结果。 χ^2 分别为0.249、0.191和0.103，且相关系数分别为0.90、0.84和0.94。低 χ^2 和高相关系数都表明了极好的拟合程度，说明利用多重磁云模型来拟合观测数据是可行的。

根据表3.6，估计的MC1的直径大致在0.07AU左右，小于后随的MC2的直径。这与前面得到的前一个磁云压缩程度大于后一个磁云是一致的。同一个多重磁云中，子磁云的轴的方向可以是任意的，并且子磁云的螺度符号也可以不同，如3月3–5日多重磁云中，两个由宁静暗条爆发产生的磁云其估计的螺度符号是相反的，这些都给多重磁云带来复杂性。如果考虑磁云在运动过程中的膨胀，那么观测到的磁云的中心应该偏向磁云的前边界。但根据实际的观测数据，这3次多重磁云中太阳风速度都相对比较平坦，磁云膨胀效应较小，这可能跟磁云受到挤压有关。表中拟合的结果显示，除第1个多重磁云中的MC2，其他所有子磁云的中心仍大幅度的偏向前边界。在膨胀效应不显著的前提下，这似乎说明了子磁云头部受到的压缩要远大于其尾部受到的压缩。对于追赶的磁云（MC2），这是可以理解的，它前方受到MC1的阻挡，因此被挤压的更厉害；但对于被追赶的磁云（MC1），却无法理解为何也是头部被压缩的更厉害。而对于第1个多重磁云中的MC2，其中心偏向尾部边界，则可能是由于后面共转流的强烈压缩造成的。

3.3 数值模拟

3.3.1 计算格式及初边条件

在上述观测资料的基础上，我们利用二维三分量MHD数值模拟来进一步研究多重磁云在行星际空间中的传播。计算方法采用分数步法 [Yanenko, 1971; Zheng et al., 2003]。



考虑如下柯西问题：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \Omega u + f = 0 \quad , \quad (3.9)$$

$$u(x, 0) = u_0(x) \quad . \quad (3.10)$$

令微积分运算符

$$\Omega = \Omega_1 + \Omega_2 + \cdots + \Omega_p \quad , \quad (3.11)$$

并且 $\Omega_1, \dots, \Omega_p$ 可以近似由运算符 $\Lambda_1, \dots, \Lambda_p$ 代替，即

$$\Lambda_1 \sim \Omega_1, \dots, \Lambda_p \sim \Omega_p \quad , \quad (3.12)$$

同时 Λ_s 为两个可交换运算符之和

$$\Lambda_s = \Lambda_{s0} + \Lambda_{s1} \quad , \quad s = 1, 2, \dots, p \quad . \quad (3.13)$$

对方程3.9进行差分近似

$$\frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} + \sum_s \Lambda_{s0} u^n + \sum_s \Lambda_{s1} u^{n+1} + f_n = 0 \quad . \quad (3.14)$$

对应方程3.14的矫正步格式为

$$\begin{aligned} & \frac{u^{n+1/2p} - u^n}{\Delta t} + \Lambda_{11} u^{n+1/2p} = 0 \quad , \\ & \frac{u^{n+2/2p} - u^{n+1/2p}}{\Delta t} + \Lambda_{21} u^{n+2/2p} = 0 \quad , \\ & \quad \vdots \quad , \\ & \frac{u^{n+p/2p} - u^{n+(p-1)/2p}}{\Delta t} + \Lambda_{p1} u^{n+p/2p} = 0 \quad , \end{aligned} \quad (3.15)$$



且

$$\frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} + \sum_s (\Lambda_{s0} + \Lambda_{s1}) u^{n+1/2} + F_n = 0 , \quad (3.16)$$

其中 F_n 是 f_n 的近似。由方程组 3.15 消去 $u^{n+1/2p}, \dots, u^{n+(p-1)/2p}$ 得

$$(1 + \Delta t \Lambda_{11})(1 + \Delta t \Lambda_{21}) \cdots (1 + \Delta t \Lambda_{p1}) u^{n+1/2} = u^n . \quad (3.17)$$

将方程 3.16 乘以 $(1 + \Delta t \Lambda_{11}) \cdots (1 + \Delta t \Lambda_{p1})$, 并假设

$$(1 + \Delta t \Lambda_{11})(1 + \Delta t \Lambda_{21}) \cdots (1 + \Delta t \Lambda_{p1}) F_n = f_n , \quad (3.18)$$

则最终得到关于 Δt 的方程

$$\begin{aligned} \frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} &+ \sum_s \Lambda_{s0} u^n + \sum_s \Lambda_{s1} u^{n+1} + f_n \\ &+ \Delta t^2 \{ [I \sum_s (\Lambda_{s0} + \Lambda_{s1}) - \sum_s (\Lambda_{s0} + \Lambda_{s1}) I] u^{n+1/2} \\ &+ I \left[\frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} \right] \} = 0 , \end{aligned} \quad (3.19)$$

这在时间上具有二阶精度的两层差分格式, 其中

$$I = \sum_{i < j} \Lambda_{i1} \Lambda_{j1} + \Delta t \sum_{i < j < k} \Lambda_{i1} \Lambda_{j1} \Lambda_{k1} + \cdots + \Delta t^{p-2} \Lambda_{11} \cdots \Lambda_{p1} . \quad (3.20)$$

当 Λ_s 为可交换及其本征值为正时, 方程组 3.15 和方程 3.16 是稳定的。

对于球坐标下的时变三维 MHD 方程组有如下无量纲形式 [*Jeffrey and Taniuti, 1964*]

$$\frac{\partial u}{\partial t} + A_r \frac{\partial u}{\partial r} + A_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + A_\varphi \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + F = 0 , \quad (3.21)$$



$$u = \begin{pmatrix} \rho \\ v_r \\ v_\theta \\ v_\varphi \\ B_r \\ B_\theta \\ B_\varphi \\ p \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

$$A_r = \begin{pmatrix} v_r & \rho & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & v_r & 0 & 0 & 0 & B_\theta/\rho & B_\varphi/\rho & \beta/2\rho \\ 0 & 0 & v_r & 0 & 0 & -B_r/\rho & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v_r & 0 & 0 & -B_r/\rho & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & v_r & 0 & 0 & 0 \\ 0 & B_\theta & -B_r & 0 & 0 & v_r & 0 & 0 \\ 0 & B_\varphi & 0 & -B_r & 0 & 0 & v_r & 0 \\ 0 & \gamma p & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & v_r \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

$$A_\theta = \begin{pmatrix} v_\theta & 0 & \rho & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & v_\theta & 0 & 0 & -B_\theta/\rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & v_\theta & 0 & B_r/\rho & 0 & B_\varphi/\rho & \beta/2\rho \\ 0 & 0 & 0 & v_\theta & 0 & 0 & -B_\theta/\rho & 0 \\ 0 & -B_\theta & B_r & 0 & v_\theta & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & v_\theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & B_\varphi & -B_\theta & 0 & 0 & v_\theta & 0 \\ 0 & 0 & \gamma p & 0 & 0 & 0 & 0 & v_\theta \end{pmatrix} \quad (3.24)$$



$$A_\varphi = \begin{pmatrix} v_\varphi & 0 & 0 & \rho & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & v_\varphi & 0 & 0 & -B_\varphi/\rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & v_\varphi & 0 & 0 & B_\varphi/\rho & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v_\varphi & B_r/\rho & B_\theta/\rho & 0 & \beta/2\rho \\ 0 & -B_\varphi & 0 & B_r & v_\varphi & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -B_\varphi & B_\theta & 0 & v_\varphi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & v_\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \gamma p & 0 & 0 & 0 & v_\varphi \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

$$F = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} \rho(2v_r + v_\theta \cot \theta) \\ -(v_\theta^2 + v_\varphi^2) + (B_\theta^2 + B_\varphi^2)/\rho + \alpha/r \\ v_r v_\theta - v_\varphi^2 \cot \theta - (B_r B_\theta - B_\varphi^2 \cot \theta)/\rho \\ v_\varphi(v_r + v_\theta \cot \theta) - B_\varphi(B_r + B_\theta \cot \theta)/\rho \\ B_r(2v_r + v_\theta \cot \theta) \\ v_r B_\theta + v_\theta(B_r + B_\theta \cot \theta) \\ v_r B_\varphi + v_\varphi(B_r + B_\theta \cot \theta) \\ \gamma p(2v_r + v_\theta \cot \theta) \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

其中 t, r, ρ, v, B, p 分别经过 $\tau_A, R_S, \rho_0, V_A, B_0, p_0$ 归一化， $\beta = 8\pi p_0/B_0^2$, $V_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$, $\alpha = GM_S/R_S V_A^2$, $\tau_A = R_S/V_A$, R_S 为太阳半径, M_S 为太阳质量, G 为引力常数。

在三维空间网格中用 i, j, k 分别表示 r, θ, φ 三个方向。对照方程组 3.15, 差分时采用中心差分格式，并根据稳定条件，使 $\Lambda_{s0} = 0$ 且 $\Lambda_{s1} = \Lambda_s$ ，可得到预备步差分形式

$$\frac{w_{i,j,k}^{n+1/6} - w_{i,j,k}^n}{\Delta t} + A_r \frac{w_{i+1,j,k}^{n+1/6} - w_{i-1,j,k}^{n+1/6}}{2\Delta r} = 0 \quad (3.27)$$

$$\frac{w_{i,j,k}^{n+2/6} - w_{i,j,k}^{n+1/6}}{\Delta t} + A_\theta \frac{w_{i,j+1,k}^{n+2/6} - w_{i,j-1,k}^{n+2/6}}{r_i \Delta \theta} = 0 \quad (3.28)$$



$$\frac{w_{i,j,k}^{n+3/6} - w_{i,j,k}^{n+2/6}}{\Delta t} + A_\varphi \frac{w_{i,j,k+1}^{n+3/6} - w_{i,j,k-1}^{n+3/6}}{r_i \sin \theta_j \Delta \varphi} = 0 \quad (3.29)$$

其中, w 可以是 u 或 F 。于是最后一步为

$$\begin{aligned} \frac{w_{i,j,k}^{n+1} - w_{i,j,k}^n}{\Delta t} &+ A_r \frac{w_{i+1,j,k}^{n+1/2} - w_{i-1,j,k}^{n+1/2}}{2\Delta r} \\ &+ A_\theta \frac{w_{i,j+1,k}^{n+1/2} - w_{i,j-1,k}^{n+1/2}}{r_i \Delta \theta} \\ &+ A_\varphi \frac{w_{i,j,k+1}^{n+1/2} - w_{i,j,k-1}^{n+1/2}}{r_i \sin \theta_j \Delta \varphi} + F^{n+1/2} = 0 \quad . \end{aligned} \quad (3.30)$$

在纬度和经度方向使用周期边界条件, 对于标量有

$$f(r, -\theta, \varphi) = f(r, \theta, \varphi + \pi), \quad f(r, \pi - \theta, \varphi) = f(r, \pi + \theta, \varphi + \pi) \quad (3.31)$$

对于矢量 v_r, v_θ, v_φ 有

$$\begin{aligned} v_r(r, -\theta, \varphi) &= v_r(r, \theta, \varphi + \pi), \quad v_r(r, \pi - \theta, \varphi) = v_r(r, \pi + \theta, \varphi + \pi), \\ v_\theta(r, -\theta, \varphi) &= -v_\theta(r, \theta, \varphi + \pi), \quad v_\theta(r, \pi - \theta, \varphi) = -v_\theta(r, \pi + \theta, \varphi + \pi), \\ v_\varphi(r, -\theta, \varphi) &= -v_\varphi(r, \theta, \varphi + \pi), \quad v_\varphi(r, \pi - \theta, \varphi) = -v_\varphi(r, \pi + \theta, \varphi + \pi). \end{aligned} \quad (3.32)$$

在模拟磁云的过程中, 我们假设轴对称, 即 $\partial/\partial\varphi = 0$, 于是简化为子午面内二维三分量MHD方程组。模拟区域为 $20R_S \leq r \leq 320R_S$, $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$, 采用 151×92 网格; r 方向为等比网格, θ 方向为 $\Delta\theta = 2^\circ$ 的均匀网格。初态背景磁场取单极场, 并在赤道处将半边磁场反向, 从而产生一赤道电流片, 速度场取为径向速度场。在底边界标定磁场 $B_0 = 1000\text{nT}$ 、速度 $v_0 = v_{r0} = 400\text{km/s}$ 、数密度 $n_0 = 400\text{cm}^{-3}$ 和压力 $p_0 = 3.5\text{nPa}$, 顶部取为自由边界, 代入时变方程, 最终得到具有一定太阳风速度的背景初态(图3.9)。从太阳附近向外, 磁场强度从 1000nT 迅速下降到几nT, 速度基本维持在 400km/s 左右, 从里向外有个缓慢的增加。

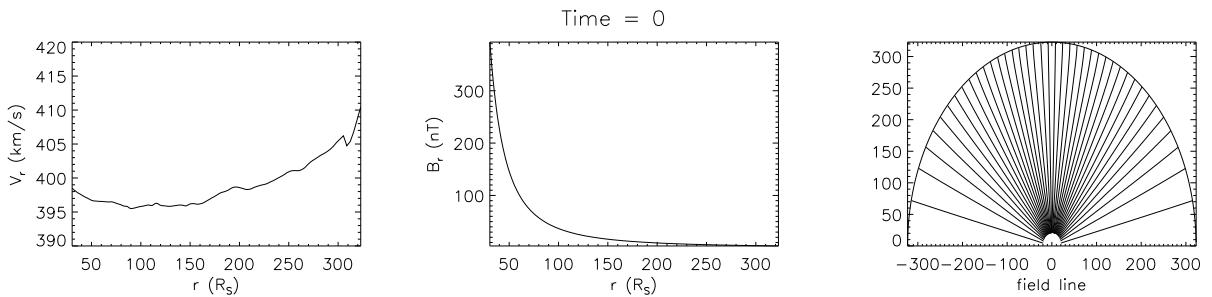


图 3.9 模拟的背景态。

3.3.2 结果分析

在上述背景初态中，我们在底部引入半径为 $R_0 = 3.5R_S$ 、速度 $v = v_0 = 400\text{km/s}$ 的磁云。在 $R \leq R_0$ 时，磁云的磁场位形由 Lundquist 解（公式 1.4）描述，其中心磁场强度为背景值 3 倍，磁云内密度为背景值 3 倍；在 $R_0 < R \leq 2R_0$ 时，磁场强度和密度由磁云边界值向背景值过渡。同时根据压力平衡，推算出磁云内温度分布。

假设磁云沿着 $\theta = 90^\circ$ （即赤道）方向向外运动，我们得到如下结果，如图 3.10 所示。在 $t = 60\text{hours}$ 时，磁云传播到 $150R_S$ 附近，磁云半径膨胀到 $\sim 35R_S$ ，径向速度发展到 500km/s 左右。图 3.11 给出了在 1AU 处，偏离太阳赤道电流片 5° 的地方得到的磁场和等离子体曲线，虚线之间即为磁云本体。磁云中，总磁场有着明显的增强，南北向磁场（即 B_θ ）从南向北旋转，在磁云前部形成大的 B_s 区间。太阳风速度从 523km/s 近似单调下降到 478km/s ，膨胀速率 $v_{exp} \simeq 22.5\text{km/s}$ ，略小于 1AU 处 Alfvén 波速的一半，与观测基本一致 [Klein and Burlaga, 1982]。磁云前端粒子数密度和温度有着较大的增强，这可以看作是激波后鞘区内压缩引起的。磁云内部温度则下降到 10^5K 以下，形成低温的槽，但其边界不象观测结果那么明显。热压与磁压之比 β 也降到 0.1 左右，与观测值接近。

总体来说，模拟结果中，磁云的三个观测特征都很显著。磁云从 $20R_S$ 处运行到 1AU 处经历了 ~ 72 小时，其尺度从初始的 $\sim 14R_S$ 膨胀到 $\sim 68.4R_S \simeq 0.32\text{AU}$ ，这与观测到的典型磁云的尺度是一致的 [Lepping et al., 1990]。同时，估计得到磁云的平均膨胀速率 $\bar{v}_{exp} \simeq 70.6\text{km/s}$ 大于 1AU 处的膨胀速率 v_{exp} ，说明磁云越靠近太阳膨胀最快，

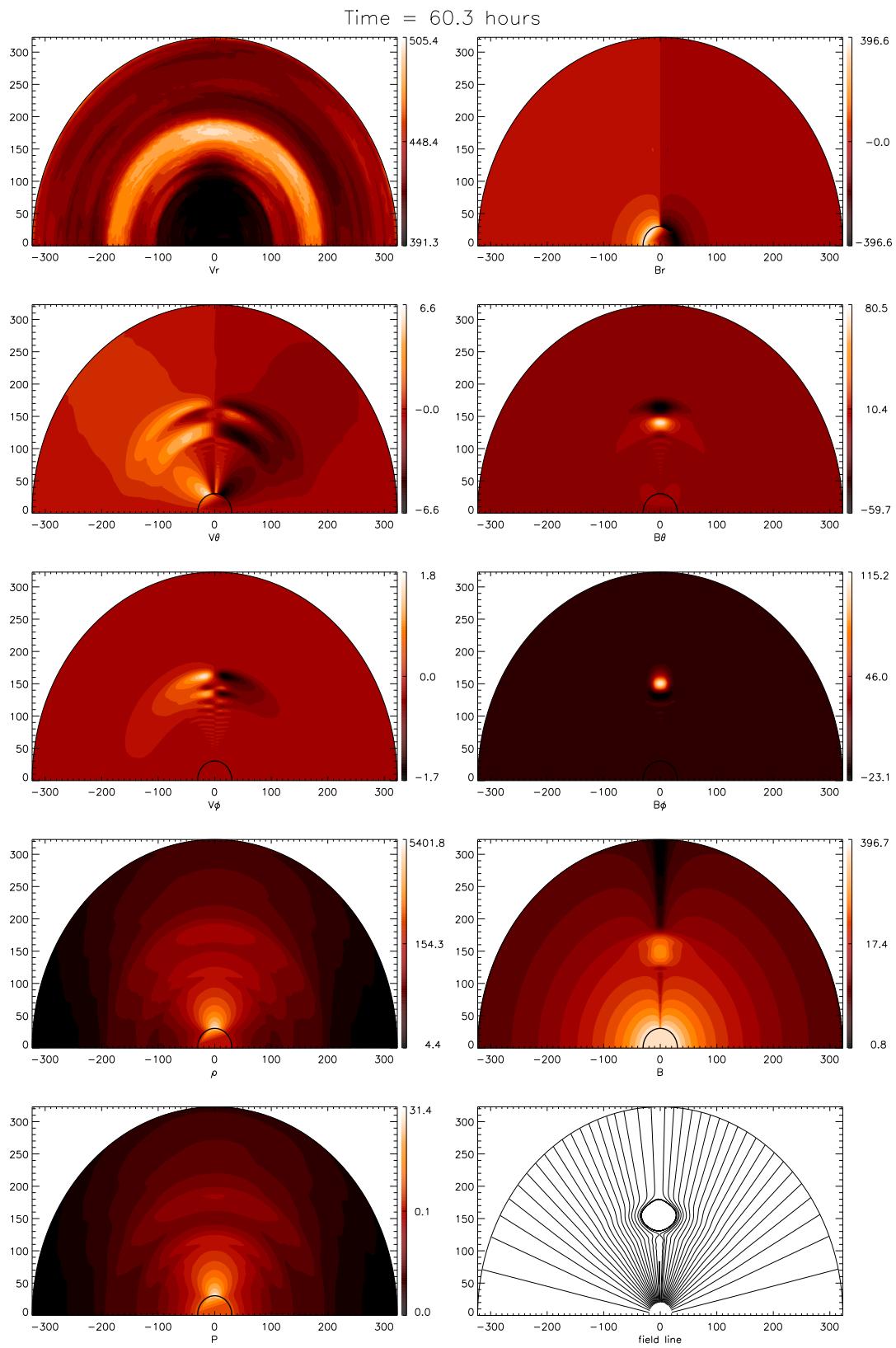


图 3.10 单个磁云向外运行过程中的参数分布情况。

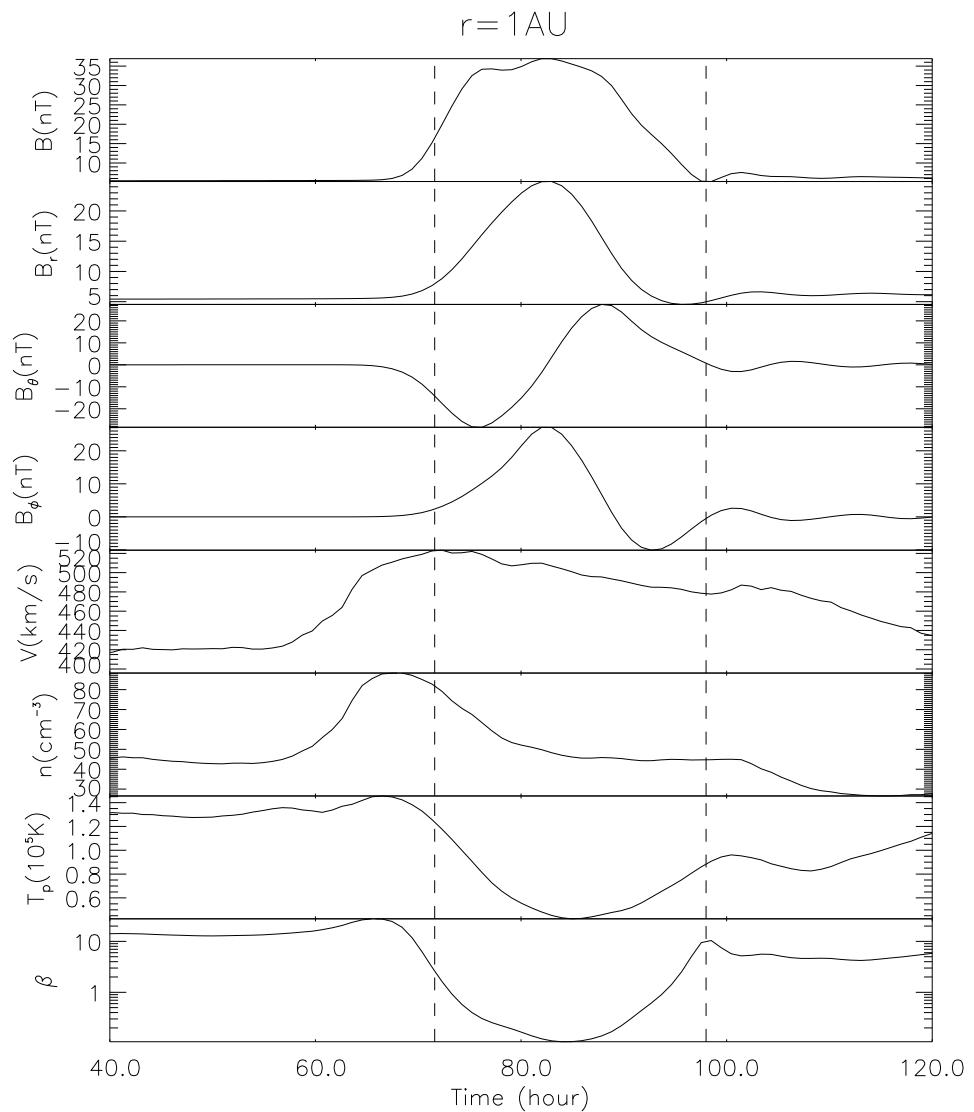


图 3.11 在1AU处，偏离太阳赤道电流片 5° 的地方得到的磁场和等离子体曲线。

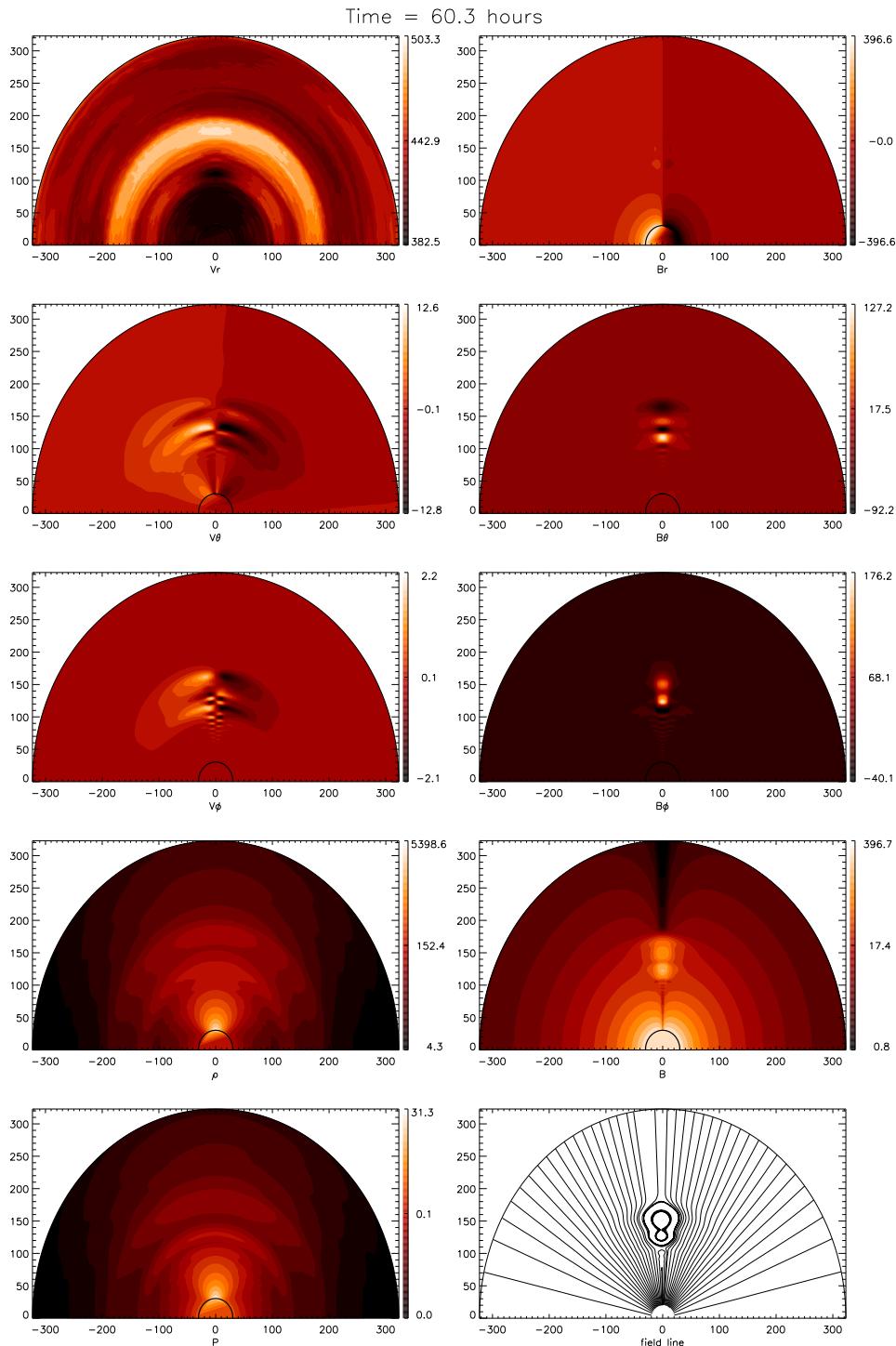


图 3.12 双重磁云向外运行过程中的参数分布情况。

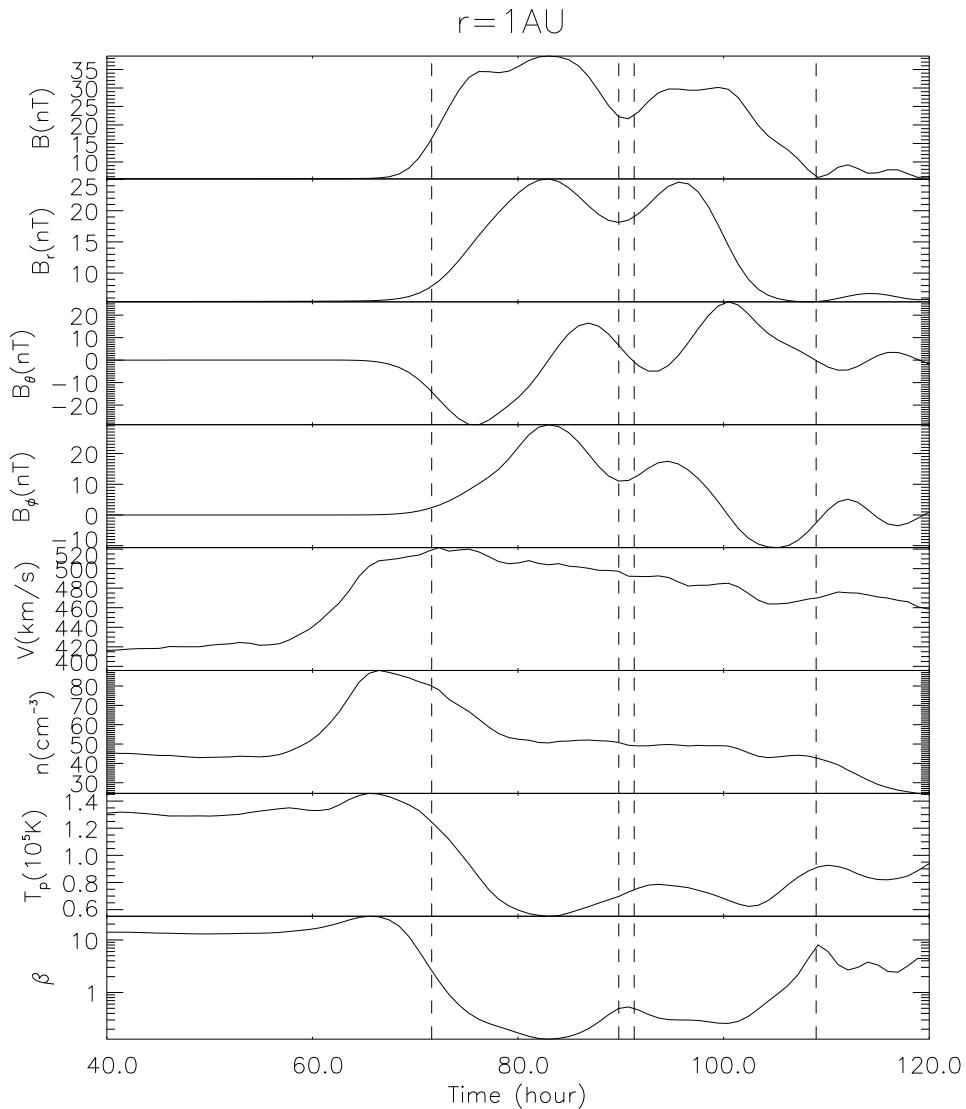


图 3.13 在1AU处，偏离太阳赤道电流片5°的地方得到的磁场和等离子体曲线。

随着向外不断运动，膨胀速度在不断下降 [Vandas et al., 1995, 1996b]。

为模拟多重磁云在行星际空间中的传播特征，我们在间隔12小时的两个不同时刻从底部加入相同的磁云，但后者（MC2）速度为600km/s大于前一个磁云（MC1）的速度400km/s，以便能赶上前面的磁云。图3.12显示了双重磁云的参数分布。同样在 $t = 60\text{hours}$ 时，运行到 $150R_S$ 附近，各个量都呈双峰分布。

1AU处观测到的磁场和等离子体曲线如图3.13所示。多重磁云到达的时间没有加快，与单个磁云传播到1AU处的时间一样。总磁场有两次增强，由于MC1两端都受到



挤压，因此其磁场强度大于只有前端受到挤压的MC2中的磁场。双重磁云中磁场南北向分量有两次先南后北的起伏，与图3.3中的理论曲线一致。太阳风速度持续下降，粒子温度和 β 值呈现两个相对低的凹谷，两磁云之间的磁场出现一极小值，即为相互作用区，相互作用区内， β 回升到较高值。除MC1尾部太阳风速度没有抬升外，模拟得到的双重磁云特征基本与观测特征一致。由于相互压缩，1AU处，MC1和MC2的尺度分别为 $49.7R_S \simeq 0.22\text{AU}$ 和 $45.6R_S \simeq 0.20\text{AU}$ ，明显小于上面单个磁云的算例，说明这两个磁云在传播过程中相互挤压，无法象单个磁云那样在行星际空间中自由膨胀。

虽然多重磁云的模拟结果大体上重现了一些基本的观测特征，但仍有许多不足之处：（1）在受到MC2挤压后，MC1的速度没有明显的增大，其速度峰值与单个磁云的相近；（2）MC1尾部太阳风速度没有因压缩而显示出抬升的迹象；（3）按照3.2节中的观测分析，多重磁云中的前导磁云压缩要比后随磁云更大些，但模拟结果，两者尺度差不多；（4）受数值计算格式的限制，无法模拟出磁云前所驱动的激波。要更好的模拟出多重磁云在行星际空间中的传播过程，需要进一步的改善计算格式，在更加真实的环境中进行模拟。

3.4 地磁效应

多重磁云是由磁云组成的，因此它理所当然的具有一定的地磁效应。这章分析过的多重磁云事件，都伴随有地磁暴的发生。2000年11月26–27日的多重磁云引起了27日0200UT的一次 -80nT 的地磁暴。这个磁暴的峰值主要是由第2个子磁云中的 B_s 产生的（如图3.4）。在2001年3月3–5日的多重磁云中（图3.6），MC1的磁场强度仅 8.3nT ，相应的 B_s 没有超过 6nT ，因此这期间没有观测到磁暴。而在MC2中，磁场最大值为 13.1nT ， B_s 达到 12.9nT ，并且 $B_s \geq 10\text{nT}$ 的持续时间约3.5小时，它引起了3月5日0300UT的中等磁暴（ $Dst_{min} = -73\text{nT}$ ）。值得注意的是，这段 B_s 出现在MC2的尾部，它明显受到后面共转流压缩的影响。因此尽管引起磁暴的 B_s 在多重磁云内部，但它产生的原因还是应该归结为磁云与共转流的相互作用。在2001年3月31日



的多重磁云中（图3.7），MC1前端的磁场南向分量达到47.9nT，持续时间接近3小时，它与前方激波鞘区内的一段稍弱的 B_s 区间联合作用，造成了当天0900UT的特大地磁暴， Dst 峰值为−387nT，是本太阳周到目前为止最大的地磁暴。MC2中也存在一个很大的 B_s 区间， B_s 峰值为36.8nT，持续时间达7.5小时。它不仅大大延长了磁暴期的时间，还造成了另一个 Dst 峰值，该峰值大小为−284nT，出现在2200UT。引起这次特大磁暴的异常强烈的行星际 B_s 主要是由多重磁云中子磁云的相互压缩引起的。在2001年4月11–13日的多重磁云中（图3.8），MC1中的 B_s 区间和前方激波鞘区内的 B_s 区间联合作用，造成了11日2400UT的特大地磁暴（ $Dst_{min} = -271$ nT）。而对于MC2，由于其内部磁场几乎都是北向的，所以没有引起地磁暴。

根据上面分析，除第2次磁暴产生的原因是由于共转流对磁云的压缩外，其余都与多重磁云有关。根据2001年3月到4月之间的 Dst 数据，我们发现这两个月内共发生5次大磁暴（ $Dst_{min} \leq -100$ nT），其中2次特大磁暴（ $Dst_{min} \leq -200$ nT）。显然，这期间的所有特大磁暴都与多重磁云有关，或2/5的大磁暴是由多重磁云引起的。这些都说明了，多重磁云很可能是另一种大磁暴的行星际起因。2001年3月初的多重磁云几乎没有地磁效应，分析原因不难发现组成多重磁云的子磁云本身磁场太弱，不足以引起地磁暴。

2.4.3小节中，通过分析1998–2001年的105次中等以上磁暴，已经总结出一个简单的经验公式2.13。正如该小节最后一段所讨论的，根据这个公式，如果磁场压缩前后磁通量守恒的话，压缩后的 B_s 区间比原来未被压缩的 B_s 区间要更具地磁效应。多重磁云中，子磁云之间的相互压缩现象是明显的，因此，多重磁云具有强烈的地磁效应是可以理解的。

3.5 小结

本章从观测分析，理论模型，数值模拟三个方面对行星际中一类特殊的复杂抛射结构—多重磁云进行了研究：



1. 首次提出多重磁云的概念，并从观测上证实了多重磁云的存在。在太阳高年，CME的发生频率约为每天3.5次，因此多个CME在行星际空间中相互追赶，形成多重磁云是可能的。仅2001年3–4月间，我们就发现了3次多重磁云事件。

2. 建立了多重磁云的理论模型，分析了多重磁云的磁场特征。发现理论与观测较吻合。根据理论模型，多重磁云的磁场位形与其内部子磁云的组合方式密切相关。子磁云的尺度大小，磁场强度，螺度符号，轴的方向等都会影响总的多重磁云的磁场位形。因此多重磁云包含的子磁云越多，可能的组合就越多，磁场就越复杂。

3. 总结出了多重磁云的观测特征：（1）多重磁云仅包含磁云及磁云间的相互作用区；（2）多重磁云中的每个子磁云都满足单个磁云的基本特征。由于子磁云间的相互压缩，质子温度可能偏高，但质子 β 值仍然低于0.1；（3）在前导（即被追赶的）子磁云的尾部，太阳风速度会有所抬升；（4）相互作用区内的磁场强度相对较弱，且起伏较大，没有规则；（5）相互作用区内，质子温度和 β 回升到较高的值。此外，多重磁云的尺度基本与典型磁云尺度一致。多重磁云中的子磁云都受到了较大的压缩，前一个子磁云比后一个子磁云压缩的更厉害，磁场中心均偏向前端。和Burlaga等人[2001; 2001]提出的复杂抛射比较，两者有着显著的不同（表3.5）。

4. 利用数值模拟，对双重磁云在行星际空间中的传播进行了初步研究。发现模拟结果与实际观测的双重磁云特征大体一致。磁场有两个峰值， B_z 有两次起伏，太阳风速度持续下降，粒子温度和 β 均呈现两个低值槽，两磁云之间的磁场出现一极小值，即为相互作用区，相互作用区内， β 回升到较高值。通过与单个磁云比较，发现前一个磁云到达1AU处的时间并没有提前；但这两个相互追赶的磁云的尺度都要小于单个磁云的尺度，这说明磁云间的相互挤压限制了磁云的膨胀。然而由于数值格式的限制，仍然存在一些不足：（1）在受到MC2挤压后，MC1的速度没有明显的增大，其速度峰值与单个磁云算例中的相近；（2）MC1尾部太阳风速度没有因压缩而显示出抬升的迹象；（3）多重磁云中的前导磁云尺度与后随磁云的差不多，与观测不太相符；（4）无法模拟出磁云前所驱动的激波。



5. 指出了多重磁云一般具有强烈的地磁效应。2001年3–4月间共发生5次 $Dst_{min} \leq -100\text{nT}$ 的大磁暴，其中仅有的两次特大磁暴（ $Dst_{min} \leq -200\text{nT}$ ）都是由多重磁云引起的，其中3月31日的多重磁云造成了本太阳周到目前为止最大的地磁暴。另一方面，在这3个多重磁云中，也就第1个多重磁云由于本身磁场太弱，没有造成地磁暴。由于多重磁云内部存在着显著的压缩现象，所以它是引起大磁暴的一个重要的行星际源。



第四章 激波追赶磁云

当抛射物相对于背景太阳风的速度大于当地的快磁声波速时，前方就会形成一个激波。Tsurutani等人 [1992a]通过研究5个特大的地磁暴 ($Dst_{min} \leq -200\text{nT}$)，发现有3个事件是与激波压缩前面的行星际南向磁场分量有关。他们认为这种激波压缩机制有着特殊的地磁效应。磁云内部一般都存在着较大的南向磁场，这为激波压缩机制提供了前提条件。然而，磁云中是否能够存在激波是一个值得注意的问题 [Tsurutani and Gonzalez, 1997; Gonzalez et al., 1999]。通常1AU处太阳风中的快磁声波速是 $50 \sim 70\text{km/s}$ ，而在磁云中由于等离子体 β 值较低，快磁声波速很大，有时可接近 200km/s ，因此一般磁云中很难存在激波。但是，当后面追赶的抛射物速度足够大时，它所驱动的激波仍有可能进入并穿越前方的磁云。本章讨论的重点就是激波追赶并进入磁云的现象，以及相关的地磁效应。

4.1 典型事例分析

4.1.1 ACE和Wind飞船观测

图4.1显示的是2000年10月2–6日，ACE飞船的观测结果。当时，ACE飞船在GSM坐标系中的位置为 $(225, -29, 5)R_E$ ，观测到一个复杂结构。在卫星的观测期间，测量到较高的密度比 N_α/N_p ，表明它是日冕抛射物。10月3日0010UT到达的是一个激波，它由其后的一个大尺度的磁云驱动。这个磁云经过飞船的时间从10月3日1018UT到5日0534UT，之所以称之为磁云，是因为它内部有着增强的磁场、大而平滑的磁场方向旋转和低的质子温度。磁云的前后边界可以根据质子温度的陡然下降和质子 β 小于0.1来确定。由于磁云内磁场矢量的旋转主要在 θ 方向，因此，磁云的轴主要是平行于黄道面并垂直于日地连线的。

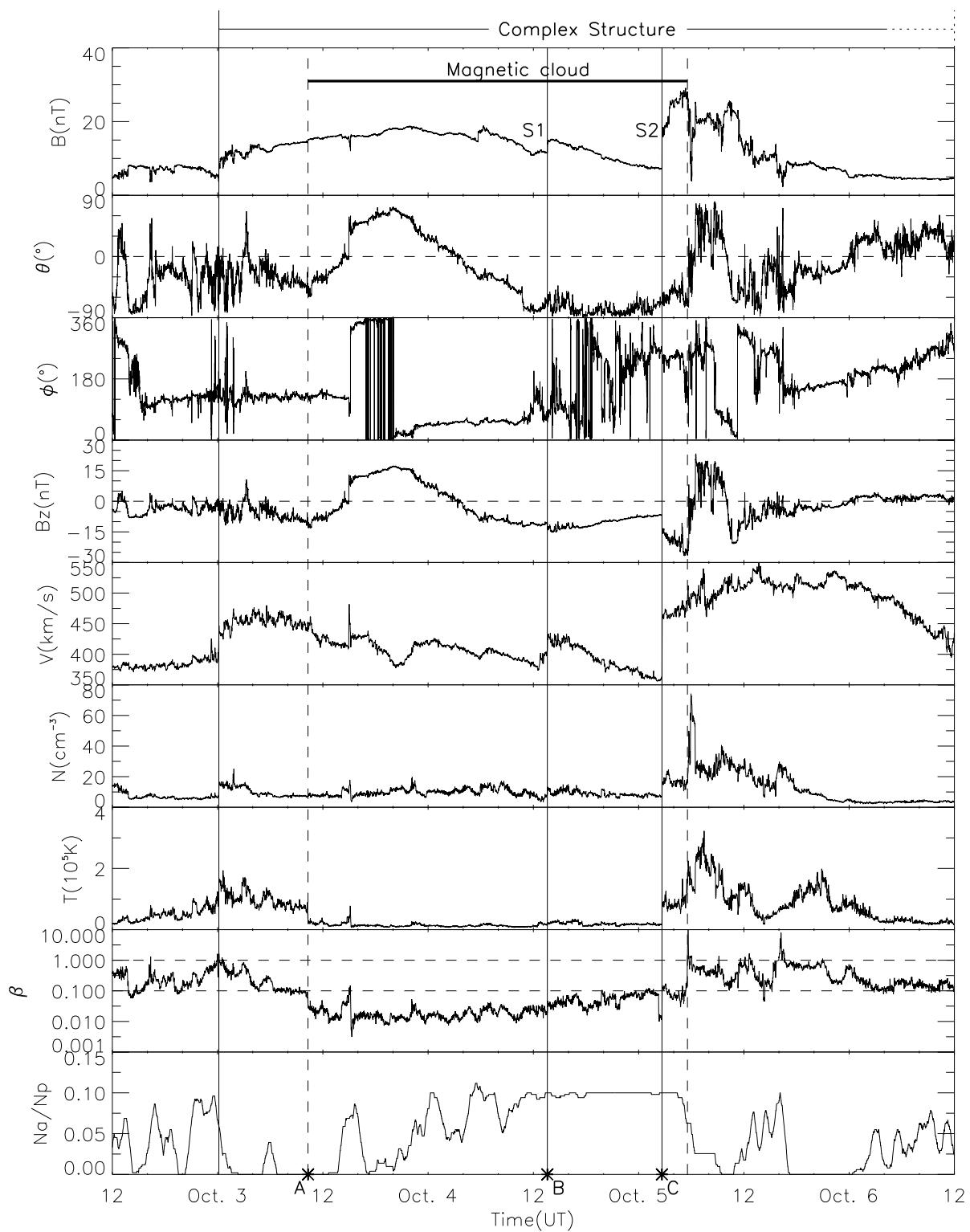


图 4.1 2000年10月2日1200UT到6日1200UT，ACE飞船观测到的GSM坐标下行星际磁场和太阳风等离子体数据。从上到下分别是磁场强度 B 、磁场方向与黄道面的夹角 θ 、黄道面内磁场方向与日地连线夹角 ϕ 、 z 方向磁场分量 B_z ，太阳风速度 V 、质子数密度 N 、质子温度 T 、质子热压与磁压的比值 β 以及氦离子与质子密度比 N_α/N_p 。



根据图4.1中的观测曲线，至少有两个激波或磁声波进入到磁云内部（如图中‘S1’和‘S2’所示）。S1到达ACE的时间为10月4日1336UT，一些参数出现较弱的间断。总磁场 B 从11.6nT增加到14.8nT，南向磁场分量从10.6nT增加到13.4nT。太阳风速度和质子数密度分别从407.7km/s和 8.5cm^{-3} 增加到432.4km/s和 12.1cm^{-3} 。假定S1是激波，我们可以估计S1的运动速度。因为观测数据的精度问题，利用共面定理在估计激波的法向过程中会有很大的误差。因此我们假设激波传播方向与太阳风速度方向相同，根据上下游的参数变化，利用连续性方程来估计激波速度

$$V_{sh} = \frac{N_d V_d - N_u V_u}{N_d - N_u} \quad (4.1)$$

估计得到S1的激波速度 $\sim 491\text{km/s}$ ，变换到激波坐标系中可以得到上游速度约为 83km/s 。而当地快磁声波速度约为 90km/s ，因此S1更可能是一磁声波。

S2到达ACE的时间为10月5日0240UT，它的压缩强度显然比S1大得多。在S2界面处， B 、 B_s 、 V 和 N 分别从 7.3nT 、 6.8nT 、 363.6km/s 和 6.9cm^{-3} 跳变至 18.0nT 、 15.6nT 、 459.5km/s 和 15.8cm^{-3} 。同样，估计得到S2的激波速度约 534km/s ，相对于激波阵面，上游速度接近 200km/s ，远大于当地的快磁声波速度。因此，S2是一个传播在磁云内部的前向快激波。

图4.2显示了Wind飞船相应的观测资料。Wind飞船位置在 $(32, -220, 110)R_E$ ，它与ACE飞船的日地方向距离约为 $193R_E$ ，更加靠近1AU。它的观测曲线与ACE飞船得到的类似。磁云从10月3日1219UT持续到5日0625UT，磁云驱动的激波出现在3日0100UT。这些时间都略滞后于ACE飞船的观测。S1到达Wind时间为10月4日1421UT，总磁场由 11.4nT 增加到 13.9nT ，南向磁场分量从 9.5nT 增加到 12.4nT 。太阳风速度和质子温度分别从 400.5km/s 和 6.0cm^{-3} 上升到 425.8km/s 和 8.1cm^{-3} 。同样，由公式4.1，可以估计得到S1的运动速度约为 498km/s ，变换到激波坐标系中，上游速度约 98km/s ，接近于当地的快磁声波速度，因此S1很可能是一磁声波，而不是激波。S2到达Wind的时间为10月5日0328UT。

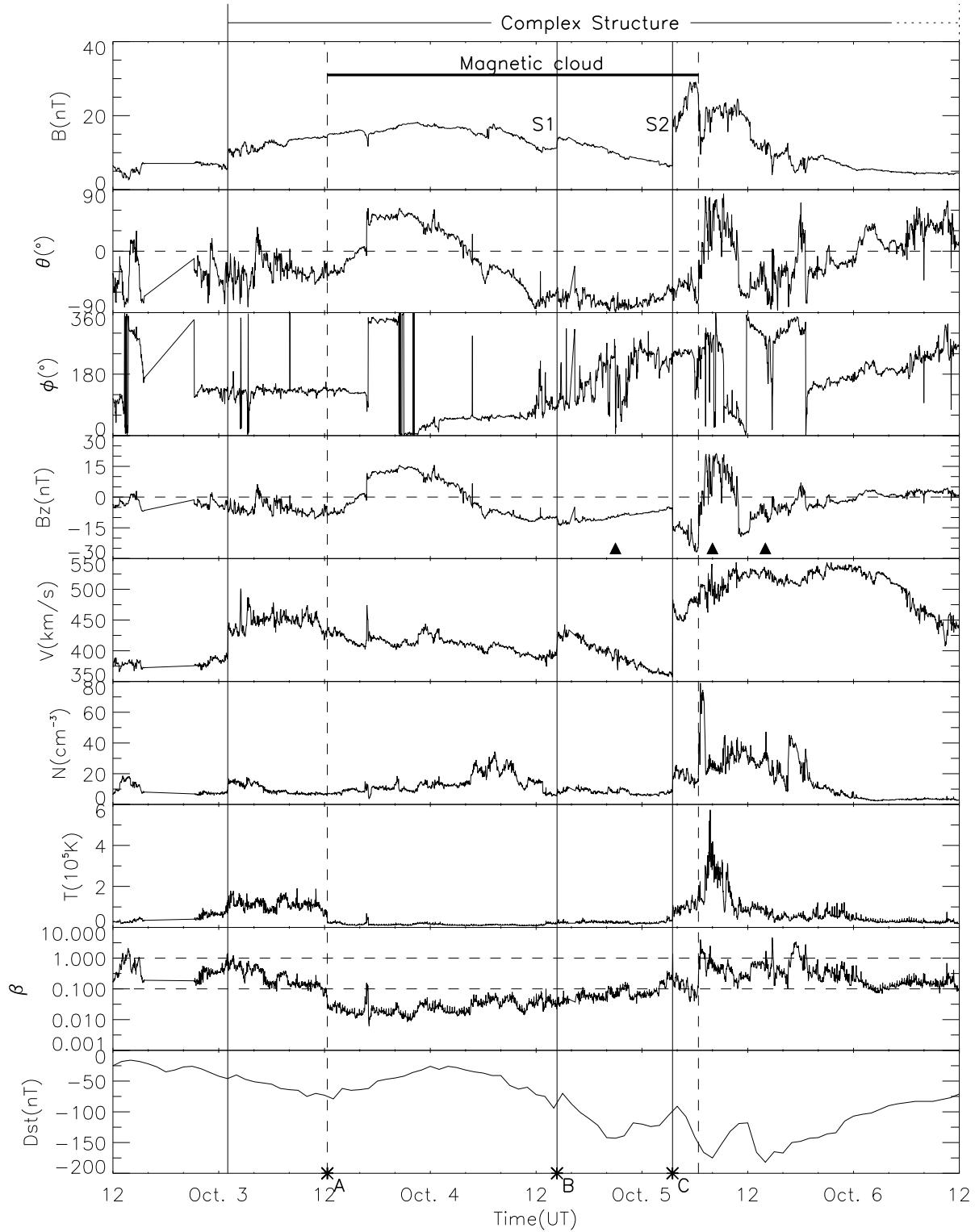


图 4.2 2000年10月2日1200UT到6日1200UT, Wind飞船的观测数据及地磁指数 Dst 。



表 4.1 ACE和Wind飞船观测数据比较

	S 1					S 2					
	B_d/B_u	B_{sd}/B_{su}	V_d/V_u	N_d/N_u	V_{sh}		B_d/B_u	B_{sd}/B_{su}	V_d/V_u	N_d/N_u	V_{sh}
ACE	1.28	1.26	1.06	1.42	491 km/s		2.47	2.29	1.26	2.29	534 km/s
Wind	1.22	1.31	1.06	1.35	498 km/s		2.77	3.02	1.34	2.10	590 km/s

下标 u 和 d 分别表示激波上游和下游。

V_{sh} 为估计的激波速度。

表 4.2 对 ‘A’ 、 ‘B’ 和 ‘C’ 三个界面的观测

	‘A’	‘B’	‘C’	观测点位置
	UT	UT	UT	R_E
ACE	10/3, 10:18	10/4, 13:36	10/5, 02:40	(225, -29, 5)
Wind	10/3, 12:19	10/4, 14:21	10/5, 03:28	(32, -220, 110)
V_x^a	170 km/s	460 km/s	430 km/s	

^a界面沿着日地连线方向的运动速度。

在其阵面， B 、 B_s 、 V 和 N 分别从 6.5nT 、 5.1nT 、 357.0km/s 和 8.3cm^{-3} 跳变至 18.0nT 、 15.4nT 、 479.0km/s 和 17.4cm^{-3} 。估计得到的激波速度约 590km/s ，远大于当地的快磁声波速度。

4.1.2 飞船观测资料的比较

ACE和Wind飞船处在不同的位置，因此这两个磁声波和激波在不同飞船处观测到的时间和强度都有所不同。根据观测资料，S1和S2到达前的磁场观测值，Wind飞船处的要小于ACE飞船处的。按照磁通量管模型，这说明ACE飞船更靠近磁云的轴。

表4.1列出了一些行星际参数在S1和S2界面处的变化。Wind观测到的S1界面两边的参数比与ACE观测到的很接近，而Wind观测到的S2界面两边的参数比则明显强于ACE观测到的。一般，激波在传播过程中会衰减，因此越靠近地球，S2处的压缩比应该越弱。但事实上S2界面处压缩比在增加，这主要是由观测位置的不同引起的，Wind飞船处的磁场值偏小，当地的快磁声波速度就相对偏低，对于相同的激波，其压缩比就会增高。

为进一步分析这次事件的演化过程，我们考察了 ‘A’ 、 ‘B’ 和 ‘C’ 三个界面（表4.2）。其中 ‘A’ 为磁云的前沿， ‘B’ 和 ‘C’ 分别为S1和S2的界面。根

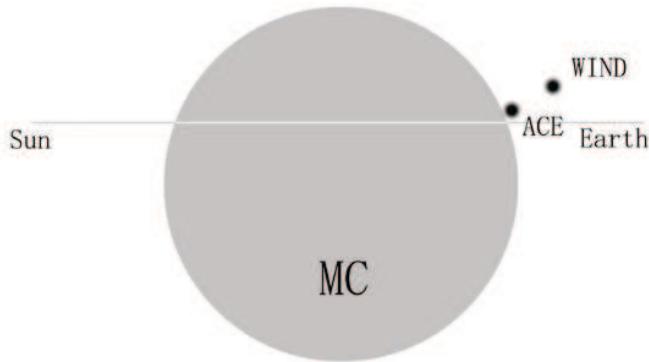


图 4.3 2000年10月初事件中ACE和Wind两个飞船相对于磁云位置的示意图。

据ACE和Wind两个飞船观测到的时间差，可以估计出这三个界面在日地连线方向上的速度 V_x 。界面‘A’估计出速度 $V_x = 170\text{km/s}$ 远小于磁云前边界处的太阳风速度 $\sim 430\text{km/s}$ ，这说明ACE和Wind两个飞船都离磁云的轴较远，且Wind更靠边缘（图4.3中显示了它们相对于磁云的可能位置），因此几何效应导致了界面‘A’速度小于实际观测到的该处太阳风速度。界面‘B’的速度估计为 460km/s ，与上小节估计的S1的速度 V_{sh} 比较接近，说明S1的传播方向大致是沿着日地连线方向的。界面‘C’的速度估计为 430km/s ，远小于表4.1中所列的S2的速度，因此S2的传播方向偏离日地连线方向较大，这也可能是上面提到的Wind观测到的S2处压缩比大于ACE观测到的压缩比的原因吧。

磁云中磁场相对较强，激波不容易存在，但当追趕的激波足够强时，仍然有可能进入磁云。Vandas等人[1997a]曾模拟过激波与磁云的相互作用。他们的结果显示，激波在穿透磁云的过程中会减速，并将一部分能量传递给磁云，同时磁云被压缩并变椭。我们认为2000年10月初的事件中，S1在进入磁云前是一个激波，进入磁云后，由于能量的损失和当地快磁声波速度的增加，使之蜕变为磁声波。可见激波的强弱与穿入磁云的深浅也有关系。



4.1.3 地磁效应

根据图4.2中Dst观测曲线，2000年10月初的事件引起了4–5日的一次强磁暴。这次磁暴出现3个峰值（如图中3个黑三角所示），属于多峰结构的地磁暴 [Tsurutani and Gonzalez, 1997; Kamide et al., 1998]。磁云本身内部的磁场和S1的压缩引起了4日2100UT的第一个峰值 $Dst_{min} = -143\text{nT}$ ，但S1的压缩很弱，对Dst峰值的形成没有太大贡献。S2激波后的强烈压缩区域，导致了5日0800UT磁暴的第二个峰值 $Dst_{min} = -175\text{nT}$ 。而第三个峰值的形成则与激波后的抛射物有关。

激波压缩前方磁云内部的南向磁场分量往往会有着不同寻常的地磁效应。图4.4显示的就是发生在2001年11月6日的一次更加显著的事件。ACE飞船探测到的资料中缺少等离子体数据，我们就用Wind飞船的观测资料代替。但由于激波太强，以致波后的等离子体数据依旧缺少。从图中可以看出，强激波到达的时间为11月6日0124UT。激波阵面前的磁场在 θ 方向有着平滑的旋转，根据Wind飞船的等离子体数据，激波前质子温度和 β 也都较低。这些说明激波前追趕的是一个磁云。磁云的后半部分与激波后的压缩区重合，形成了一段异常强烈的 B_s 区域，大约持续5小时。在激波阵面，磁场强度从 24nT 陡然跳变至 62nT ，压缩区中磁场强度最大值达到 82nT ，磁场的南向分量最大值达到 81nT ，磁场几乎是完全指向南的。激波对前方磁云的压缩大大增强了磁云内部 B_s 的地磁效应，这个巨大的 B_s 区域导致了11月6日0700UT的一次特大地磁暴 ($Dst_{min} = -292\text{nT}$)。

激波追趕磁云并进入磁云的事件以前也有过报道，如1979年4月5日事件 [Burlaga et al., 1987] 和1995年10月19日事件 [Lepping et al., 1997]。在这两个事件中，激波后的磁场都被压缩到了 40nT 左右，但压缩后的磁场对磁暴的形成并没有什么贡献，因为激波压缩的是北向磁场。

上述分析表明，激波追趕磁云所引起的地磁效应跟很多因素有关，如磁云本身磁场的强度，被压缩磁场的方向，激波的强度以及激波进入磁云的深度等。显然，被激波压缩的磁场必须有南向分量是使激波压缩具有较强地磁效应的前提条件。然而，在完

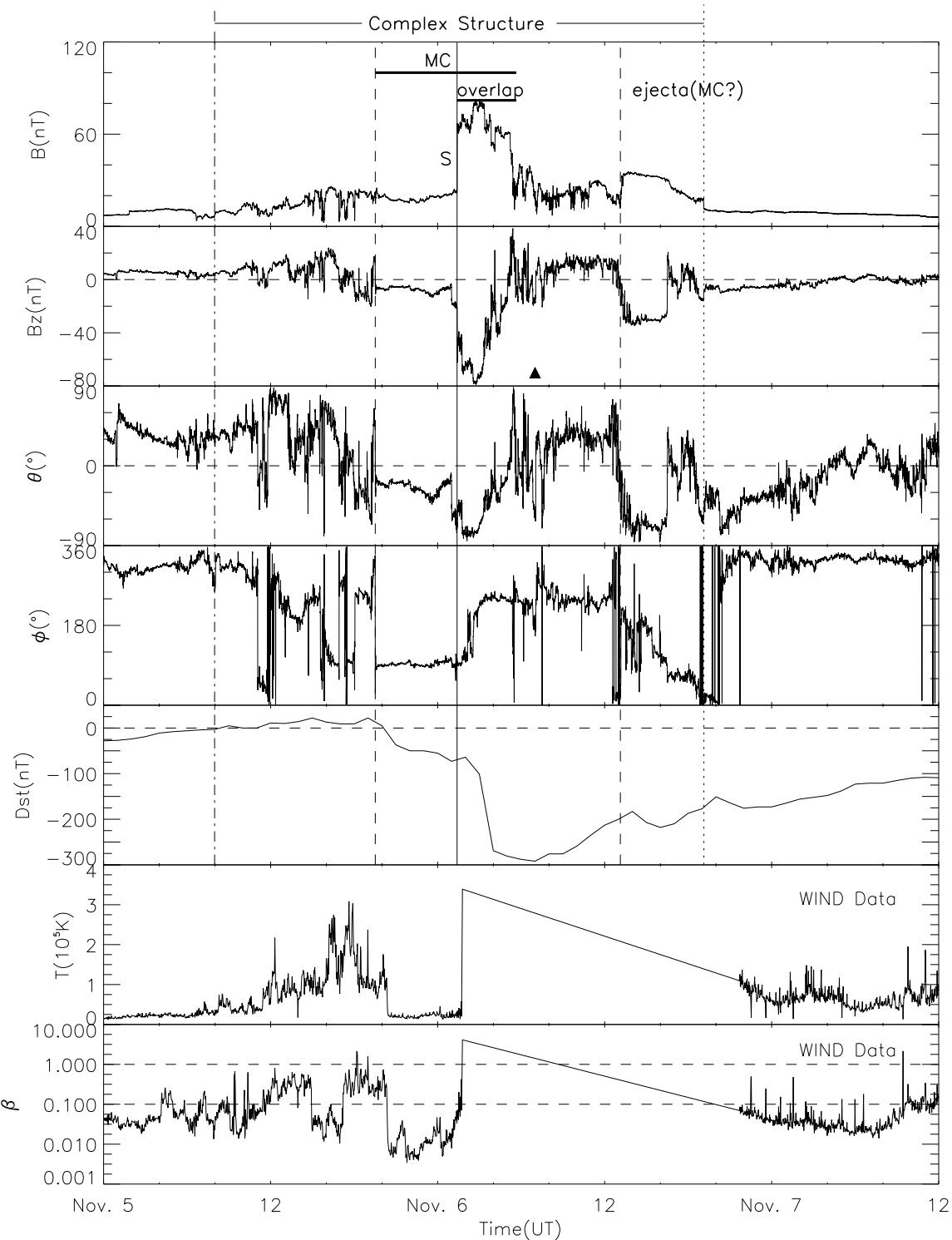


图 4.4 2001年11月5日到7日1200UT, ACE飞船观测到的行星际磁场、Wind飞船观测到的太阳风等离子体数据和地磁指数 Dst 。

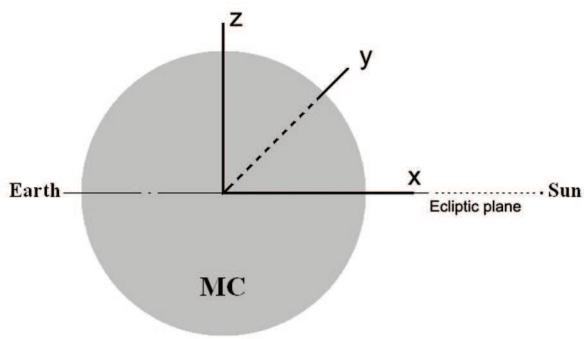


图 4.5 磁云位形示意图。

全相同的条件下，激波进入磁云多深处能达到最大地磁效应？这个问题的答案并不那么显而易见。下一节我们将从理论上初步探讨这个问题。

4.2 理论分析

4.2.1 假设与模型

磁云

仍然利用磁通量管模型（即公式1.4），来描述磁云。Lepping等人 [1990]利用这个模型拟合了大量的观测数据，发现磁云的轴在 θ 方向分布在 $-15^\circ \pm 47^\circ$ 范围内，在 ϕ 方向集中在 $102^\circ \pm 34^\circ$ 之间，其中 θ 和 ϕ 是轴相对于黄道面的夹角。因此，在我们的理论模型中假设磁云的轴就在黄道面内，并且垂直于日地连线（图4.5）。于是假想中的飞船将沿着x轴探测，并经过磁云的中心。根据公式1.4，在GSM坐标系中观测到的磁云的磁场只有y和z分量：

$$B_y = -B_z , \quad (4.2)$$

$$B_z = B_\Phi . \quad (4.3)$$

在 $J_1(\alpha d) = \alpha d J_0(\alpha d)$ ，即 $d = 0.76 R_0$ （ d 为到磁云中心的距离）处， B_z 达到极值。



追赶的激波

我们在磁云后面引入一个前向快速压缩激波。行星际激波一般由某个抛射物驱动着，激波与抛射物之间的压缩区的尺度一般跟抛射物本身的尺度可以比拟 [Zhang and Burlaga, 1988; Erkaev et al., 1995]。为简化模型，我们假设激波沿着x轴传播，由于在x轴上磁云的磁场没有x分量，于是复杂的情况就变为简单的严格垂直激波的情况。

在理想MHD中，激波上下游之间的参数可以由Rankine–Hugoniot关系来联系：

$$[\rho u_n] = 0 \quad , \quad (4.4)$$

$$[\rho u_n \mathbf{u}_t - \frac{B_n}{\mu_0} \mathbf{B}_t] = 0 \quad , \quad (4.5)$$

$$[\rho u_n^2 + p + \frac{B^2}{2\mu_0}] = 0 \quad , \quad (4.6)$$

$$[\rho u_n (\frac{1}{2} u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho}) + u_n \frac{B^2}{\mu_0} - \frac{B_n}{\mu_0} \mathbf{u} \cdot \mathbf{B}] = 0 \quad , \quad (4.7)$$

$$[B_n] = 0 \quad , \quad (4.8)$$

$$[u_n \mathbf{B}_t - B_n \mathbf{u}_t] = 0 \quad . \quad (4.9)$$

这里， \mathbf{u} 表示激波参考系中太阳风等离子体速度， \mathbf{B} 为磁场强度， ρ 为密度， p 为热压， γ 为多方指数，下标 u 、 d 、 n 和 t 分别表示激波的上下游以及间断面的法向和切向。符号 $[F] \equiv F_u - F_d$ 表示间断面两边参数 F 的差。

在严格垂直激波的假设下，可以得到如下公式

$$\frac{2-\gamma}{M_a^2} r^2 + (\frac{\gamma}{M_a^2} + \frac{2}{M_c^2} + \gamma - 1)r - (\gamma + 1) = 0 \quad , \quad (4.10)$$

其中 $r = B_d/B_u$ 定义为激波的压缩比率， M_a 为激波参考系中上游流速与上游Alfvén速度之比，即Alfvén马赫数， M_c 为上游流速与上游声速之比，即声马赫数。取绝热过

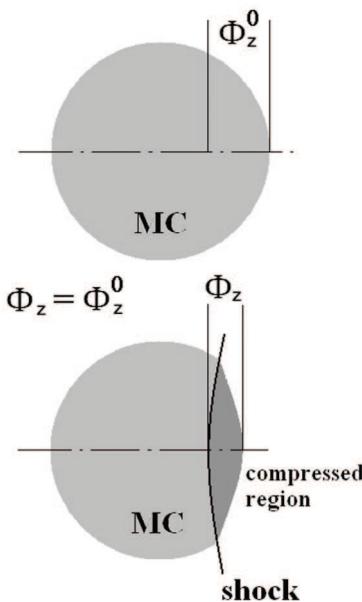


图 4.6 激波压缩磁云的示意图。

程，则 $\gamma = 5/3$ ，方程4.10有且仅有一个物理解。

方程4.4–4.9仅给出了激波阵面两边参数的关系，激波后的等离子体状态无法确定。

激波由抛射物驱动，因此越靠近抛射物磁场被压缩的程度越大。如果仍然用 r 来表示激波压缩后的磁场强度与原先状态之比，则 r 应该逐渐增大。由于激波与其驱动物之间的鞘区较宽，仅考虑鞘区中靠近激波面的区域，我们则忽略这中变化，进一步假设 r 为一常数。

磁通量守恒

假设磁云中的磁场是与等离子体冻结的，则磁通量将守恒。根据这个假设，利用下面的公式，可以得到磁云被激波压缩区域的持续时间。

$$\Phi = \int_0^{\Delta t} B_z v dt = \int_0^{\Delta t^0} B_z^0 v^0 dt , \quad (4.11)$$

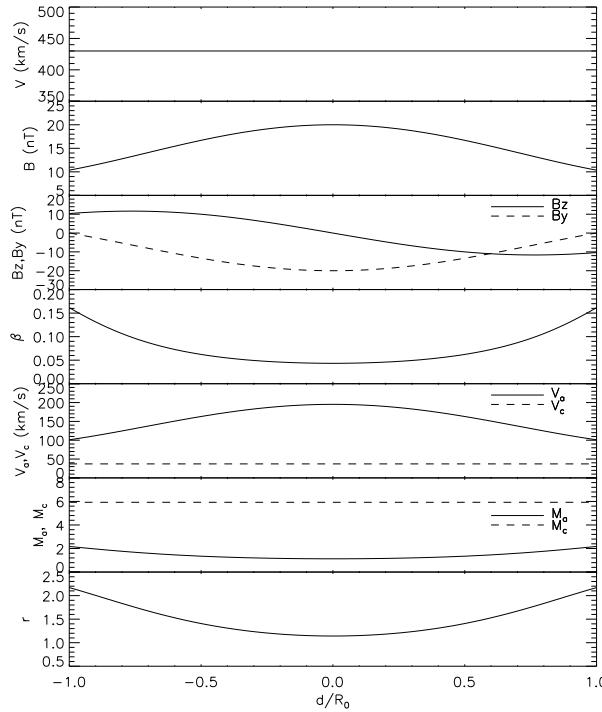


图 4.7 磁云中参数的变化曲线。从上到下分别为：太阳风速度 v ，磁场强度 B ，磁场z分量 B_z （实线）和y分量 B_y （虚线），热压与磁压比 β ，Alfvén速度 V_a （实线）和声速 V_c （虚线），Alfvén马赫数 M_a （实线）和声马赫数 M_c （虚线），以及压缩比率 r 。 R_0 为磁云的半径。

其中 Φ 为磁通量， $v = v_x$ 为日地方向的太阳风速度， t 为时间，上标‘0’表示没有激波压缩的情况。图4.6为示意图，显然，压缩比率越大，磁云越扁，压缩区域的持续时间越短。

地磁扰动

1.3.3小节中提到，行星际 B_s 事件对地磁暴的贡献可以用 Dst^* 来描述。公式1.12

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

描述了 Dst^* 与行星际磁层耦合函数 Q 的关系。根据大量的统计研究， $Q = vB_z$ 不仅形式简单且与观测值较吻合 [Gonzalez et al., 1994; Vennerstroem, 2001]。此外，磁暴期间耗散时间 τ 一般不为常数 [Gonzalez et al., 1989; Prigovcova and Feldstein, 1992; O'Brien

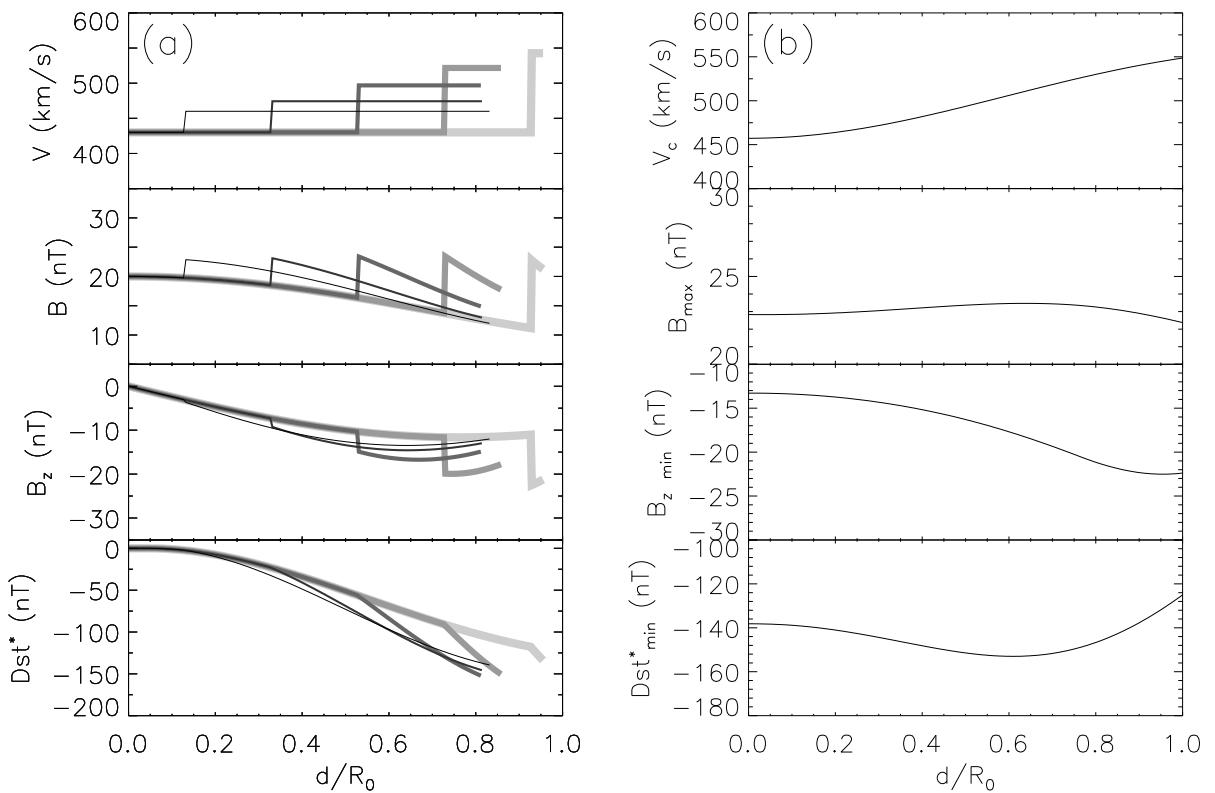


图 4.8 激波进入磁云的演化过程。 (a) 中曲线分别为太阳风速度 v , 磁场强度 B , 磁场 z 向分量 B_z 和估计的 Dst^* 。 (b) 中曲线分别为激波进入深度不同时, 激波阵面后的太阳风速度 v_c , 磁云中磁场强度最大值 B_{max} , 南向磁场分量最小值 B_{zmin} 和相应的磁暴极值 Dst^*_{min} 。

and McPherron, 2000a]。然而最近的统计结果显示, τ 为常数与否, 对结果没有明显的影响 [Vennstrom, 2001]。因此, 在估计 Dst^* 时, 我们假定 $\tau = 8$ 小时, 为一常数。

4.2.2 理论结果

磁云中心强度取为 $B_0 = 20$ nT, 太阳风速度为 $v = 430$ km/s, 密度和温度均匀。图4.7显示了磁云中参数的变化。由于磁云内部磁场强度的变化, Alfvén速度 V_a , Alfvén马赫数 M_a 也是变化的。靠近磁云中心, β 值减小, V_a 增大, M_a 减小, 从而 r 也减小。在这例子中, 磁云边界处 r 大于 2.0, 磁云中心处 r 接近 1.0。

磁云后方引入速度为 650 km/s 的快速前向激波。我们仅考察 B_z 指向南的磁云后半部分。图4.8显示了模型得到的激波进入磁云的演化结果, 图中 d 表示激波离磁云中心的

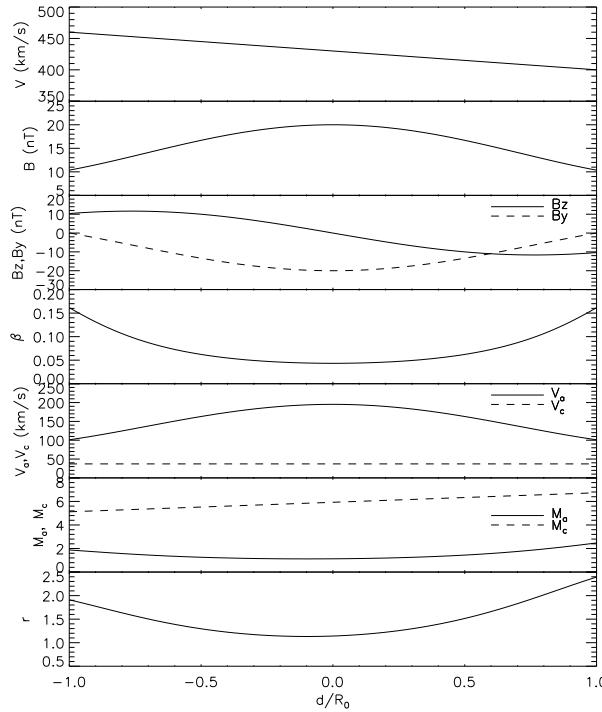


图 4.9 考虑膨胀效应后，磁云中参数的变化曲线。

距离。图4.8a中越黑越细的曲线表示激波进入磁云越深。当激波刚进入磁云时，压缩比率 r 最大，磁场和太阳风速度的跳变幅度也最大。同时由于磁通量守恒，磁云开始变扁。随着激波不断深入磁云，太阳风速度的最大值在不断减小，但作为磁暴主要行星际起因之一的 B_s ，即 $-B_z$ 并不是单调增强的。同样的，估计的 Dst_{min}^* 也不是单调降低的。在某个深度处，激波压缩磁云的地磁效应达到最大。

图4.8b将结果显示得更清楚。如上段所说，在激波穿透磁云的过程中，波后的太阳风速度单调减小，磁场强度的最大值先增加后减小， B_{zmin} 在 $d = d_{B_z} = 0.95R_0$ 处达到最小值 -22.5nT ，与原始值 -11.6nT 相比增加了94%。相应引起的地磁暴的级别变化类似于磁场强度。在激波赶上磁云前，即 $d > R_0$ 时， $Dst_{min}^* = -124\text{nT}$ 仅由磁云引起；当激波传播到磁云中心， $d = 0$ ，估计的 Dst_{min}^* 为 -138nT ；最大的磁暴（ $Dst_{min}^* = -153\text{nT}$ ）出现在激波穿透到 $d = d_{Dst^*} = 0.61R_0$ 处。与没有激波压缩的情况相比， Dst_{min}^* 的变化量 $\Delta Dst_{min}^*/Dst_{min}^*$ 大约为23%。值得注意的是，尽管 B_s 在引起磁暴的过程中起着极其重要的作用，但 d_{Dst^*} 与 d_{B_z} 是不相等的。

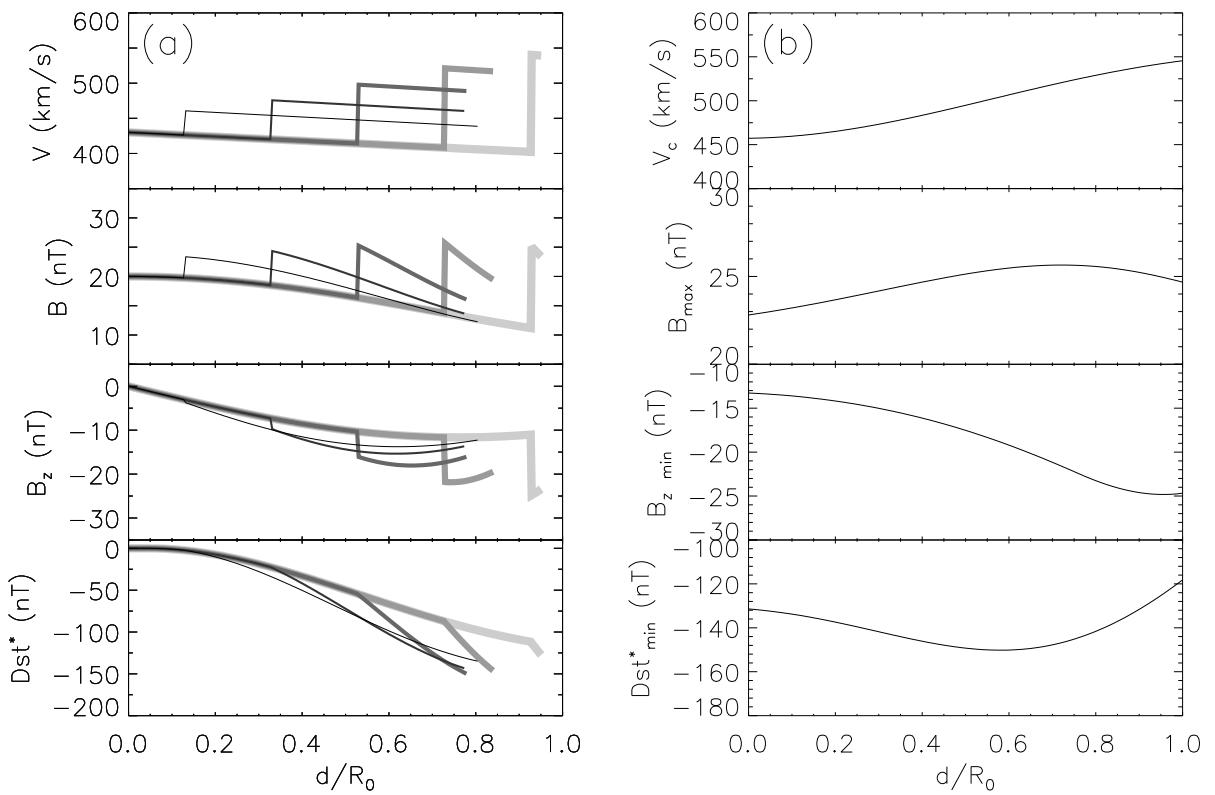


图 4.10 考虑膨胀效应后，激波进入磁云的演化过程。

如果考虑磁云在行星际运动过程中的膨胀效应，则磁云中参数变化如图4.9所示。

太阳风速度呈现下降的梯度，这里磁云的膨胀速度取为 30 km/s ，大致为当地Alfvén速度的一半，与观测相符 [Klein and Burlaga, 1982]。与无膨胀磁云相比较，很多参数关于磁云中心呈不对称分布，但模型得到的结果是类似的。

图4.10显示了激波进入磁云的演化曲线。在 $d = d_{Bz} = 0.95R_0$ 处， B_{zmin} 达到最小值，与无激波情况相比，其变化幅度 $\Delta B_{zmin}/B_{zmin}$ 为1.14。 Dst_{min}^* 的极值也是先下降再回升。在激波赶上磁云前，即 $d > R_0$ 时， $Dst_{min}^* = -117\text{nT}$ 仅由磁云引起；当激波传播到磁云中心， $d = 0$ ，估计的 Dst_{min}^* 为 -131nT ；最大的磁暴 $(Dst_{min}^* = -150\text{nT})$ 出现在激波穿透到 $d = d_{Dst^*} = 0.59R_0$ 处。与没有激波压缩的情况相比， Dst_{min}^* 的变化量 $\Delta Dst_{min}^*/Dst_{min}^*$ 大约为28%。与上个例子相比，最大地磁效应的深度加深了，变化幅度增大了。

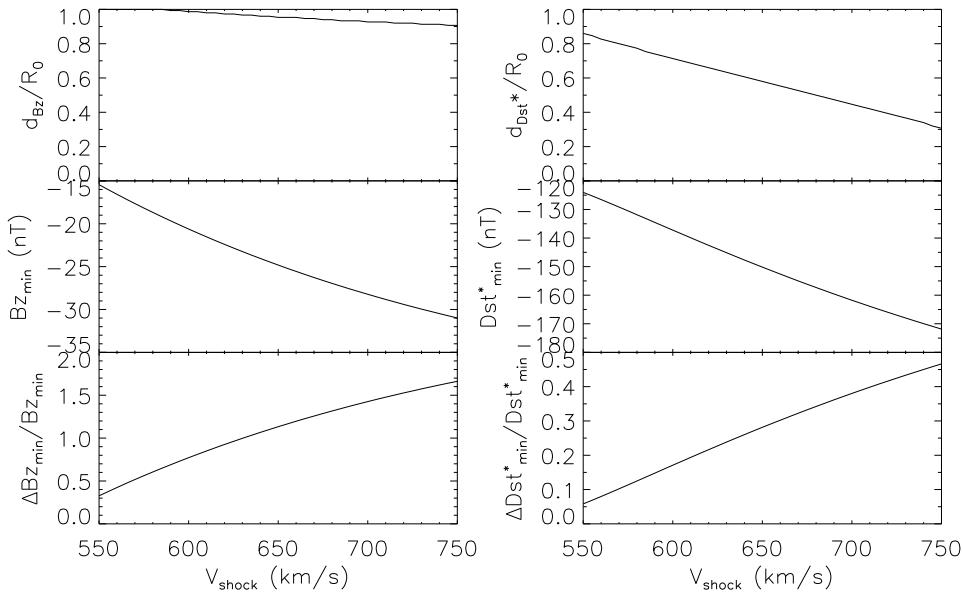


图 4.11 当追赶的激波速度不同时, 结果的变化。左列: B_z 极值点离磁云中心的距离 d_{B_z} , 极值点大小 B_{zmin} 以及 B_{zmin} 变化的百分比。右列: Dst^* 极值点离磁云中心的距离 d_{Dst^*} , 极值点大小 Dst_{min}^* 以及 Dst_{min}^* 变化的百分比。

上面两个例子都在激波速度 $V_{shock} = 650 \text{ km/s}$ 情况下得到的。结果显示随着激波不断深入磁云, 其地磁效应不总是增加的。为了找出这种有着最大地磁效应的深度的规律, 我们进一步计算了大量的有着不同激波速度的例子。显然, B_{zmin} 、 $\Delta B_{zmin}/B_{zmin}$ 、 Dst_{min}^* 、 $\Delta Dst_{min}^*/Dst_{min}^*$ 以及 d_{B_z} 和 d_{Dst^*} 会有所不同。图 4.11 显示了结果, 左列是关于 B_{zmin} 的, 右列是关于 Dst_{min}^* 的。 d_{B_z} 大于 $0.9R_0$, 随着激波速度的增加, d_{B_z} 缓慢下降, B_{zmin} 从 -15.4 nT 下降到 -31.0 nT , 相应的 $\Delta B_{zmin}/B_{zmin}$ 从 0.33 单调增加到 1.66。除了 d_{Dst^*} 变化有不同外, Dst_{min}^* 曲线与 B_{zmin} 的类似。 d_{Dst^*} 的变化非常明显, 激波越强, d_{Dst^*} 越小, 激波进入磁云越深。随着激波速度的增加, Dst_{min}^* 单调下降, $\Delta Dst_{min}^*/Dst_{min}^*$ 相应上升。当 $V_{shock} = 550 \text{ km/s}$ 时, $d_{Dst^*} = 0.86R_0$, $Dst_{min}^* = -124 \text{ nT}$, $\Delta Dst_{min}^*/Dst_{min}^* = 6\%$ 。当 V_{shock} 增强至 750 km/s , $d_{Dst^*} = 0.31R_0$, $Dst_{min}^* = -172 \text{ nT}$, $\Delta Dst_{min}^*/Dst_{min}^* = 47\%$ 。通常, 激波在传播过程中由于跟周围太阳风相互作用会衰减变慢, 因此 d_{Dst^*} 应该大于上述的估计值。



4.2.3 讨论与不足

首先值得注意的是， Dst^* 与 Dst 不同，它们之间的关系可以用公式1.11表示。一般情况下， Dst^* 与 Dst 相差不多，但在有些大事件中， Dst^* 可以远小于 Dst [[Tsurutani et al., 1992b](#)]。异常强烈的太阳风动压将磁层顶推至离地球很近的距离，从而造成通讯线路的中断等 [[Anderson et al., 1974](#); [Lanzerotti, 1992](#)]。因此有时 Dst^* 更能反映出事件的严重程度。

尽管 B_s 是引起磁暴的根本的行星际原因，但根据上小节理论分析的结果， B_{zmin} 达到最小值的深度并不对应于 Dst_{min}^* 达到最小值的深度。这结果是可以理解的，因为在磁暴的形成过程中太阳风速度 V 和 B_s 的持续时间 Δt 也起着作用。根据2.4节中得到的 Dst 与 $-\overline{VB_z}$ 和 Δt 之间的关系，当磁场冻结，磁通守恒时， Dst （而不是 Dst^* ）峰值满足公式2.14。显然， Δt 最短时磁暴强度最大。然而，在激波穿透磁云的过程中， Δt 并不是单调缩短的，它与 B_{zmin} 和 Dst_{min}^* 一样，在激波进入到磁云某个深度 $d_{\Delta t}$ 时， Δt 最短，即磁云被压缩得最扁。图4.12给出了 $d_{\Delta t}$ 随激波速度增长的变化。当 $V_{shock} < 650 \text{ km/s}$ 时， $d_{\Delta t}$ 与 d_{Dst^*} 较接近，且激波速度越小，越吻合。当 V_{shock} 超过 650 km/s 后， $d_{\Delta t}$ 很快降到零，即激波进入到磁云中心时， Δt 最短，磁云最扁。这种变化结果是由模型的过度简单导致的，而且我们仅仅考察了磁云具有南向磁场分量的后半部分。总体来说， B_{zmin} 达到最小值的深度并不对应于 Dst_{min}^* 达到最小值的深度，而且通过与2.4节中经验公式的比较，两者的结果也是基本一致的， $d_{\Delta t}$ 与 d_{Dst^*} 比较接近，虽然它们之间仍有些小偏差，这很可能是由 Dst^* 与 Dst 不同引起的。

在理论模型中，假设激波是严格垂直的。而在实际情形中，应该是斜激波，激波的法向不一定沿着日地连线的方向，而且磁云内磁场也会有x分量。在斜激波中，磁场穿过激波阵面后方向会改变，对于快激波，磁场会偏离法线方向。在大多数情况下，磁场方向的偏转对地磁效应是起增强作用的。2001年10月初的事件就是一次斜激波进入磁云的例子（图4.13）。如图中 θ 曲线所示，该激波不仅压缩了磁云，增强了磁场南向分量，而且使磁场方向向南偏转，使得磁场南向分量更大。

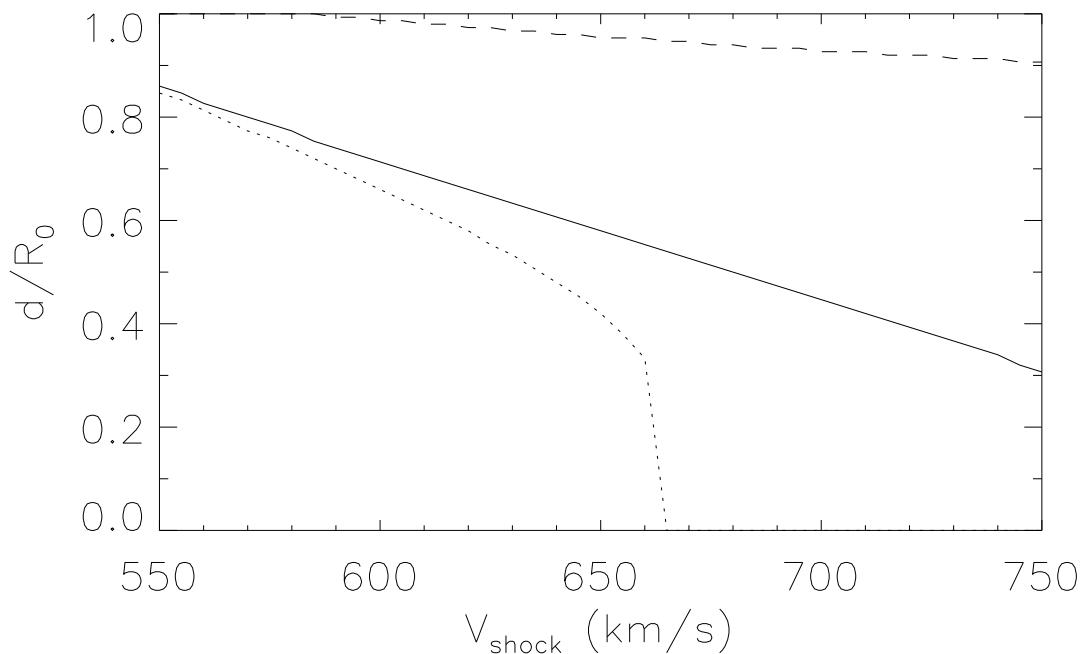


图 4.12 当追赶的激波速度不同时, d_{Dst^*} (实线)、 d_{B_z} (虚线) 和 $d_{\Delta t}$ (点线) 的变化。

如果激波传播速度很快, 或激波与前方磁云相距很近, 那么在它们到达1AU前, 激波就可能已经穿过磁云了。在这种情况下, 激波后的驱动物就会跟前面的磁云直接挤压进行相互作用, 形成复杂抛射结构 [Burlaga *et al.*, 2001, 2002]。如果后方驱动激波的也是一个磁云, 则会形成第3章所研究的多重磁云 [Wang *et al.*, 2002a]。由于多重磁云中子磁云之间的相互压缩, 它同样会导致特大地磁暴, 如2001年3月31日事件 [Wang *et al.*, 2003a,b]。

本章4.1节分析了2000年10月初的一次激波追赶磁云的事件 (如图4.1和4.2)。其中S2是一个快速前向激波, 速度大约550km/s。根据我们的理论模型, 对应550km/s的激波, d_{Dst^*} 应该约为 $0.86R_0$ 。根据观测曲线, 显然这个激波才赶上并进入磁云, 因此我们认为这次事件几乎已经达到了最大的地磁效应。图4.2中黑三角表示磁暴的Dst峰值。第1个Dst峰值为 -143nT , 它是由磁云本身携带的磁场南向分量引起的; 第2个Dst峰值为 -175nT , 是由激波压缩磁云导致的。比较这两个Dst峰值, 我们可以发现, 由于激波压缩引起的 Dst_{min} 的变化幅度达22%, 与理论估计值6%不符。产生这种不符的原因是模型太过简单, 此外也可能是 Dst 与 Dst^* 的不同。

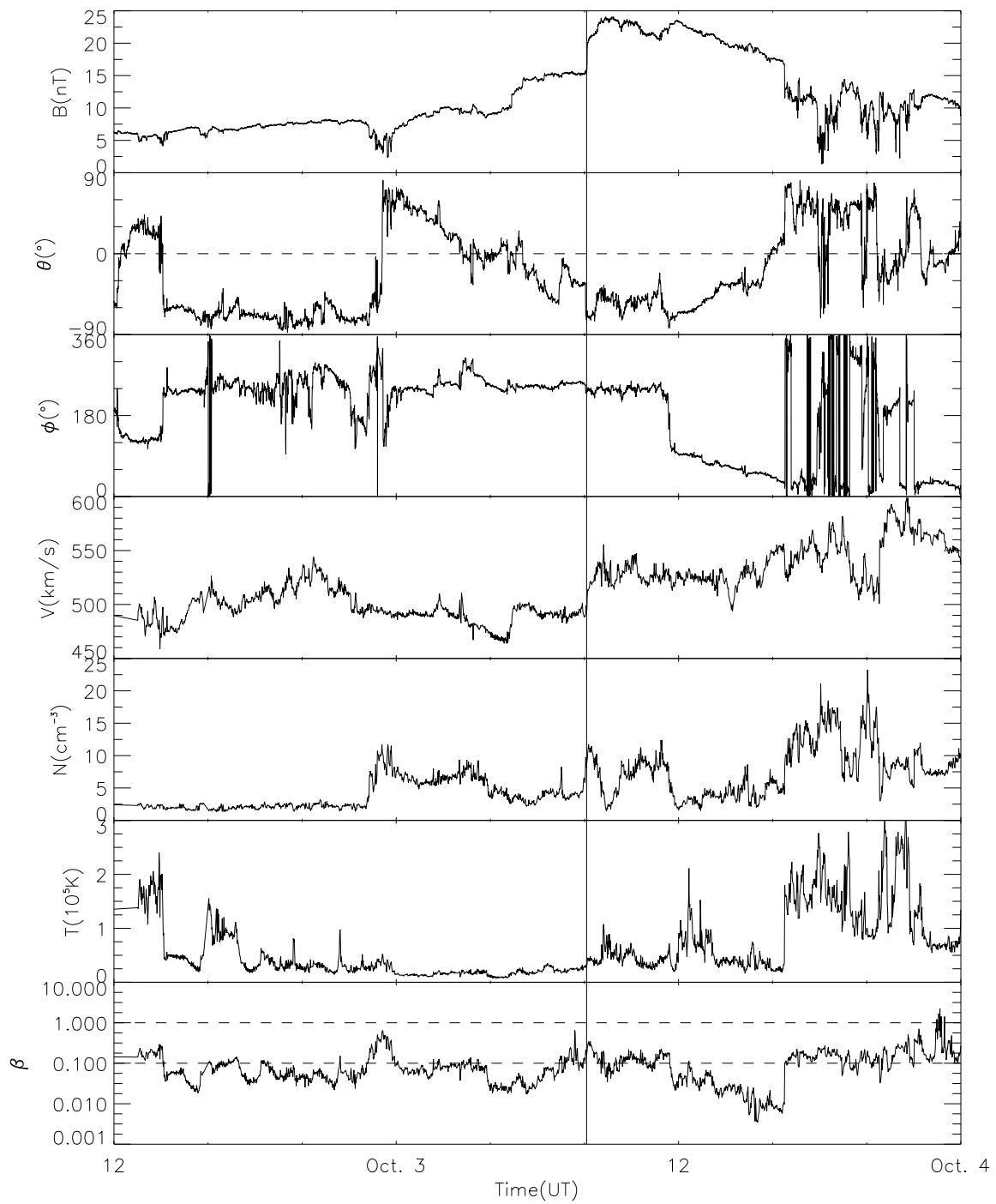


图 4.13 2001年10月2日1200UT到3日，ACE飞船观测到的行星际磁场和太阳风等离子体数据。从上到下分别为磁场强度 B 、磁场方向与黄道面的夹角 θ 、黄道面内磁场方向与日地连线夹角 ϕ 、太阳风速度 V 、质子数密度 N 、质子温度 T 以及质子热压与磁压的比值 β 。



4.3 小结

本章研究了激波压缩并进入磁云的现象及其相关的地磁效应，主要的工作有：

1. 首次报道了激波压缩磁云内部磁场引起特大地磁暴的事件。通过分析2000年10月和2001年11月两次典型的激波进入磁云事件，再次证实了在低 β 的磁云内部，激波一样可以存在并传播。尤其是2001年11月事件，强激波压缩磁云内部的南向磁场分量，引起了 $Dst_{min} = -292\text{nT}$ 的特大磁暴。
2. 理论探讨了激波进入磁云的深度与其地磁效应的关系。激波压缩前方磁云所具有的地磁效应与许多因素有关，如磁云本身内部磁场的强度，被压缩磁场的方向，激波的强度，激波相对于磁云传播的方向，激波进入磁云的深度等等。被压缩磁场具有南向分量是激波压缩磁云引起地磁暴的前提条件。同时，通过建立简单的理论模型，初步探讨了具有最大地磁效应时，激波进入磁云的深度。结果显示，地磁扰动的强弱与激波进入磁云的深度不是成正比的。对于中心磁场强度为 20nT 的磁云，当追趕的激波速度为 550km/s 时，激波进入磁云距中心 $0.86R_0$ 处的地磁扰动最强。且随着激波强度的增加，该深度也在加深，同时地磁扰动也相应地增强。
3. 比较了这类事件中地磁效应 Dst_{min} 、南向磁场 B_s 和 $-\overline{VB_z}$ （即对应 Δt ）达到最大峰值时，激波进入磁云的深度 d 。发现 d_{B_z} 与 d_{Dst^*} 相差较大， B_{zmin} 达到最小值的深度并不对应于 Dst_{min}^* 达到最小值的深度。而 $d_{\Delta t}$ 与 d_{Dst^*} 则比较接近， $-\overline{VB_z}$ 达到最大时，地磁扰动也接近峰值，这与2.4节中的结果基本一致。

第五章 总结

作为联接太阳和地球的一个重要的纽带，行星际磁云在空间天气学中占有重要的地位。本文主要从观测资料入手，辅以理论模型和数值模拟，运用统计研究、个例分析、频谱分析等多种手段，对行星际磁云及其相关事件进行了综合研究。主要工作和成果归纳为如下8条：

1. 首次提出对地halo CME的日面初发位置分布具有东西不对称性，且这种不对称性分布与CME在行星际空间中运行的快慢有关。 在分析的59次对地halo CME中，发生在日面西边的事件比发生在东边的多出57%；发生在西边的经度可以到W70°左右，而发生在东边的则不超过E40°。进一步通过分析1997–2001年间73次碰到地球的正面halo CME，发现其源区分布总体向西偏斜。对快于背景太阳风速度的CME，其日面源区分布更偏向西边；而对慢于背景太阳风速度的CME，其源区分布则稍偏向东边。这跟CME在行星际空间运动过程中受Parker螺旋磁场影响有关。
2. 统计分析了CME、行星际 B_s 事件与地磁暴的相关性。 从1997到2000年，大约有45%的正面halo CME具有地磁效应。其耀斑伴随率普遍偏高，太阳高年期间几乎达到100%；同时随着时间从太阳低年向高年过渡，耀斑的伴随率也在逐渐增大。在太阳高年，CME是大磁暴的主要制造者。2000年期间共有12次行星际南向磁场事件，其中2次与共转流相互作用区有关，11次与CME有关。且与CME有关的事件中有10次引起了大磁暴。对于 $K_p \geq 7$ 的大磁暴事件，CME的日地传输时间与其初始投影速度有较好的相关性。根据经验公式2.4得到的估计值与观测值比较，相关系数达到0.87。根据1998–2001年行星际观测数据，得到了产生中等以上地磁暴的条件。对于 $Dst_{min} \leq -50\text{nT}$ 的中等磁暴，阈值为 $\overline{B_s} \geq 3\text{nT}$ 、 $-\overline{VB_z} \geq 1\text{mV/m}$ 和 $\Delta t \geq 1\text{h}$ ；对于 $Dst_{min} \leq -100\text{nT}$ 的强磁暴，阈值为 $\overline{B_s} \geq 6\text{nT}$ 、 $-\overline{VB_z} \geq 3\text{mV/m}$ 和 $\Delta t \geq 2\text{h}$ 。在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 ，并获得了经验公式2.13，其相关系数达到0.95。该经验公式，说明了压缩后的行星际南向磁场具有更加



强烈的地磁效应。多重磁云和激波压缩前方南向磁场事件都具有潜在的强烈的地磁效应。

3. 对CME、X射线耀斑和磁暴Ap指数进行了中准周期分析。 它们皆有部分中准周期相互吻合，其中X射线耀斑确实具有X射线耀斑确实具有Rieger类型的中准周期。CME的 $\sim 272 \pm 26$ 天周期可能与耀斑的 $\sim 259 \pm 24$ 天周期有关，这意味着可能有一类耀斑确实是由CME触发的，或者反过来。这跟统计得到的高的耀斑伴随率是一致的。*Ap*指数的 $\sim 273 \pm 26$ 天和 $\sim 187 \pm 12$ 天周期可能分别与CME的 $\sim 272 \pm 26$ 天和 $\sim 196 \pm 13$ 天周期有关，尤其第二个周期峰值的显著程度很高，这说明太阳高年期间，地磁扰动确实大大地受到CME的制约。*Ap*指数的 $\sim 91 \pm 5$ 天和 $\sim 61 \pm 2$ 天周期可能分别与耀斑的 $\sim 98 \pm 3$ 天和 $\sim 64 \pm 2$ 天周期有关，这暗示着还有一类地磁扰动可能是由大的X射线耀斑引起的。*Ap*指数的 $\sim 28 \pm 0.6$ 天周期则是与太阳的 ~ 27 天自转引起的冕洞高速流重现现象（CIR）相关。太阳上可能存在的大尺度Rossby类型波动是这种中准周期现象的一种理论解释。

4. 首次提出多重磁云的概念，并从观测上证实了多重磁云的存在。 仅2001年3–4月期间，就发现了3次多重磁云事件。根据这3次事件的观测资料，总结出了多重磁云的特征：（1）多重磁云仅包含磁云及磁云间的相互作用区；（2）多重磁云中的每个子磁云都满足单个磁云的基本特征。由于子磁云间的相互压缩，质子温度可能偏高，但质子 β 值仍然低于0.1；（3）在前导（即被追赶的）子磁云的尾部，太阳风速度会有所抬升；（4）相互作用区内的磁场强度相对较弱，且起伏较大，没有规则；（5）相互作用区内，质子温度和 β 回升到较高的值。此外，多重磁云的尺度基本与典型磁云尺度一致。多重磁云中的子磁云都受到了较大的压缩，前一个子磁云比后一个子磁云压缩的更厉害，磁场中心均偏向前端。

5. 对多重磁云进行了理论分析和数值模拟。 利用无力场磁通量管模型，理论分析了多重磁云的磁场特征；并与观测数据比较，模型与实际较吻合。根据这个理论模型，多重磁云的磁场位形与其内部子磁云的尺度大小，磁场强度，螺度符号，轴的方向等



有关。多重磁云包含的子磁云越多，可能的组合就越多，磁场情况就越复杂。同时，利用数值模拟，对双重磁云在行星际空间中的传播进行了初步研究。发现模拟结果与实际观测的双重磁云特征大体一致。磁场有两个峰值， B_z 有两次起伏，太阳风速度持续下降，粒子温度和 β 均呈现两个低值槽，两磁云之间的磁场出现一极小值，即为相互作用区，相互作用区内， β 回升到较高值。通过与单个磁云比较，发现这两个相互追赶的磁云的尺度都要小于单个磁云的尺度，这说明磁云间的相互挤压限制了磁云的膨胀。

6. 首次找到激波进入磁云，并引起特大地磁暴的观测证据。不仅证实了在低 β 的磁云内部，激波一样可以存在并传播；而且指出激波压缩磁云内部南向磁场，具有强烈的地磁效应。2000年10月和2001年11月两次激波进入磁云的事件，分别引起了 $Dst_{min} = -175\text{nT}$ 的大磁暴和 $Dst_{min} = -292\text{nT}$ 的特大磁暴。

7. 建立了激波进入磁云引起地磁扰动的理论模型。 激波压缩前方磁云所具有的地磁效应与许多因素有关，如磁云本身内部磁场的强度，被压缩磁场的方向，激波的强度，激波相对于磁云传播的方向，激波进入磁云的深度等等。地磁扰动的强弱与激波进入磁云的深度不是成正比的。只有当激波进入磁云适当深度时，才具有最强的地磁效应。对于中心磁场强度为 20nT 的磁云，当追趕的激波速度为 550km/s 时，激波进入磁云距中心 $0.86R_0$ 处的地磁扰动最强。且随着激波强度的增加，该深度也在加深，同时地磁扰动也相应地增强。另一方面，在这类事件中，地磁效应 Dst_{min} 、南向磁场 B_s 和 $-\overline{VB_z}$ （即对应 Δt ）分别达到最大峰值时，激波进入磁云的深度 d 是有差别的。 d_{B_z} 与 d_{Dst} 相差较大， B_{zmin} 达到最小值的深度并不对应于 Dst_{min}^* 达到最小值的深度。 $d_{\Delta t}$ 与 d_{Dst}^* 则比较接近， $-\overline{VB_z}$ 达到最大时，地磁扰动也接近峰值。

8. 提出多重磁云和激波压缩磁云是引起大磁暴，尤其是特大磁暴的重要行星际起因。 2001年3–4月间仅有的两次特大磁暴（ $Dst_{min} \leq -200\text{nT}$ ）都是由多重磁云引起的，其中3月31日的多重磁云造成了本太阳周到目前为止最大的地磁暴。另一方面，分析的3个多重磁云中，也就第1个多重磁云由于本身磁场太弱，没有造成地磁



暴。由于多重磁云内部存在着显著的压缩现象，所以它是引起大磁暴的一个重要的行星际源。同样，根据上面的第6条结论，激波追赶并压缩磁云也是引起大磁暴的一个重要的行星际源。这两种行星际源的本质是伴随有强烈的压缩现象。2000–2001年的8次 $Dst_{min} \leq -200\text{nT}$ 的特大地磁暴中，就有6次与行星际中南向磁场分量的压缩有关。

行星际磁云自1981年Burlaga等人提出以来，已经经过了二十多年的研究。随着观测手段的不断提高，人们对行星际磁云及其相关事件的认识也在不断加深。本文在前人大量研究的基础上，进一步加深了对行星际磁云和日地间联系的研究，得到了一些新的结果和发现。虽然磁云研究已经多年，但本文大部分的工作才处于起步阶段，如对地halo CME的日面位置东西不对称性、多重磁云、激波追赶磁云的地磁效应等，还有许多问题需要进一步的研究解决：

1. 如何根据太阳观测资料，准确的预报CME到达地球的时间？
2. 能引起大磁暴的CME具有哪些日面观测特征？它与无地磁效应CME的区别在哪？
3. 耀斑相对于CME处在什么地位？起什么作用？为什么有地磁效应CME的耀斑伴随率普遍偏高？
4. 受螺旋磁场的影响，CME在行星际空间运动过程中会偏转，使具有地磁效应的halo CME源区呈东西不对称性分布。如何定量估计这种偏转？如何进一步用于CME到达地球的预报？
5. 如何利用行星际参数与地磁暴峰值之间的经验公式来预报 Dst 指数？
6. 形成多重磁云的条件是什么？其CME源的特征是什么？
7. 多重磁云中子磁云之间具体是如何相互作用的？
8. 多重磁云在行星际空间传播过程中是如何演化的？其子磁云最终是否会互相融合？
9. 激波是如何与磁云相互作用的？它在磁云内是如何传播、演化的？



10. 更真实的情况下，激波穿透磁云过程中，相应的地磁效应是如何变化的？

上述只是众多问题中的一部分。这些问题的解决，对加深理解日地之间的联系，提高空间天气预报水平都有着极其重要的意义。



参考文献

- Akasofu, S.-I., Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere, *Space Sci. Rev.*, 28, 121, 1981.
- Anderson, C. W. I., L. J. Lanzerotti, and C. G. MacLennan, Outage of the L4 system and the geomagnetic disturbances of 4 August 1972, *The Bell System Tech. J.*, 53, 1817, 1974.
- Araki, T., Global 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.
- Bai, T., The 77 day periodicity in the flare rate of cycle 22, *Astrophys. J.*, 388, L69, 1992.
- Bai, T., and P. A. Sturrock, The 152-day periodicity of the solar flare occurrence rate, *nature*, 327, 601, 1987.
- Bai, T., and P. A. Sturrock, The 154-day and related periodicities of solar activity as subharmonics of a fundamental period, *nature*, 350, 141, 1991.
- Bai, T., and P. A. Sturrock, Evidence for a fundamental period of the sun and its relation to the 154 day complex of periodicities, *Astrophys. J.*, 409, 476, 1993.
- 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:10.1029/2001JA000144, 2002.
- Ballester, J. L., R. Oliver, and F. Baudin, Discovery of the near 158 day periodicity in group sunspot numbers during the eighteenth century, *Astrophys. J.*, 522, L153, 1999.
- 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.
- Behannon, K. W., L. F. Burlaga, and A. Hewish, Structure and evolution of compound streams at ≤ 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 96, 21,213, 1991.



- Bogart, R. S., and T. Bai, Confirmation of a 152 day periodicity in the occurrence of solar flares inferred from microwave data, *Astrophys. J.*, 299, L51, 1985.
- 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., and R. Schwenn, Eruptive prominences as sources of magnetic clouds in the solar wind, *Space Sci. Rev.*, 70, 215, 1994.
- Bothmer, V., and R. Schwenn, The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind, *Annales Geophysicae*, 16, 1, 1998.
- Brueckner, G. E., J.-P. Delaboudiniere, R. A. Howard, S. E. Paswaters, O. C. St. Cyr, R. Schwenn, P. Lamy, G. M. Simnett, B. Thompson, and D. Wang, Geomagnetic storms caused by coronal mass ejections (CMEs): March 1996 through June 1997, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 3019, 1998.
- 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., Magnetic clouds and force-free field with constant alpha, *J. Geophys. Res.*, 93, 7217, 1988.
- 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., K. W. Behannon, and L. W. Klein, Compound stream, magnetic clouds, and major geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 92, 5725, 1987.
- 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, doi:10.1029/2001JA000255, 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. 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 I. G. Richardson, What caused the large geomagnetic storm of November 1978?, *J. Geophys. Res.*, 102, 17,445, 1997.



- 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:10.1029/2002JA009817, 2003.
- 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., 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 T. T. von Rosenvinge, Interplanetary magnetic field periodicity of 153 days, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 4437, 1998.
- 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.
- Carbonell, M., and J. L. Ballester, A short-term periodicity near 155 day in sunspot areas, *Astron. & Astrophys.*, **238**, 377, 1990.
- Chandrasekhar, S., and P. C. Kendall, On force-free magnetic fields, *Astrophys. J.*, **126**, 457, 1957.
- Chapman, S., and J. Bartels, *Geomagnetism*, vol. 1, chap. IX, Clarendon, Oxford, 1940.
- Chen, J., and D. A. Garren, Interplanetary magnetic clouds: Topology and driving mechanism, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 2319, 1993.
- Cliver, E. W., J. Feynman, and H. B. Garrett, An estimate of the maximum speed of the solar wind, 1938–1989, *J. Geophys. Res.*, **95**, 17,103, 1990.
- Crooker, N. V., J. T. Gosling, and S. W. Kahler, Magnetic clouds at sector boundaries, *J. Geophys. Res.*, **103**, 301, 1998.
- Delache, P., F. Laclare, and H. Sadsaoud, Long period oscillations in solar diameter measurements, *nature*, **317**, 416, 1985.
- Dennis, B. R., Solar hard X-ray bursts, *Sol. Phys.*, **100**, 465, 1985.
- Dere, K. P., G. E. Brueckner, R. A. Howard, and et al., EIT and LASCO observations of the initiation of a coronal mass ejection, *Sol. Phys.*, **175**, 601, 1997.
- Dessler, A. J., and E. N. Parker, Hydromagnetic theory of geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, **64**, 2239, 1959.
- Detman, T. R., M. Dryer, T. Yeh, S. M. Han, S. T. Wu, and D. J. McComas, A time-dependent, three-dimensional MHD numerical study of interplanetary magnetic draping around plasmoids in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **96**, 9531, 1991.
- Dodson, H. W., and E. R. Hedeman, The proton flare of August 28, 1966, *Sol. Phys.*, **4**, 229, 1968.



- Doyle, M. A., and W. J. Burke, S3-2 measurements of the polar cap potential, *J. Geophys. Res.*, 88, 9125, 1983.
- Droege, W., K. Gibbs, J. M. Grunsfeld, P. Meyer, B. J. Newport, P. Evenson, and D. Moses, A 153 day periodicity in the occurrence of solar flares producing energetic interplanetary electrons, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 73, 279, 1990.
- Dryer, M., Interplanetary studies: Propagation of disturbances between the sun and the magnetosphere, *Space Sci. Rev.*, 67, 363, 1994.
- Dungey, J. R., Interplanetary magnetic field and auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47, 1961.
- Erkaev, N. V., C. J. Farrugia, H. K. Biernat, L. F. Burlaga, and G. A. Bachmaier, Ideal MHD flow behind interplanetary shocks driven by magnetic clouds, *J. Geophys. Res.*, 100, 19,919, 1995.
- Fairfield, D. H., and L. J. Cahill, Transition region magnetic field and polar magnetic disturbances, *J. Geophys. Res.*, 71, 155, 1966.
- Farge, M., Wavelet transforms and their applications to turbulence, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 24, 395, 1992.
- 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, 1993a.
- Farrugia, C. J., I. G. Richardson, L. F. Burlaga, R. P. Lepping, and V. A. Osherovich, Simultaneous observations of solar mev particles in a magnetic cloud and in the earth's northern tail lobe: Implications for the global field lines topology of magnetic clouds and entry of solar particles into the tail lobe during cloud passage, *J. Geophys. Res.*, 98, 15,497, 1993b.
- Farrugia, C. J., V. A. Osherovich, and L. F. Burlaga, Magnetic flux rope versus the spheromak as models for interplanetary magnetic clouds, *J. Geophys. Res.*, 100, 12,293, 1995.
- Farrugia, C. J., L. F. Burlaga, and R. P. Lepping, Magnetic clouds and the quiet-storm effect at earth, in *Magnetic storms*, edited by B. T. Tsurutani, W. D. Gonzalez, and Y. Kamide, *Geophys. Monogr. Ser.* 98, p. 91, AGU, 1997.
- Fenrich, F. R., and J. G. Luhmann, Geomagnetic response to magnetic clouds of different polarity, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2999–3002, 1998.
- Gloeckler, G., L. A. Fisk, S. Hefti, N. A. Schwadron, T. H. Zurbuchen, F. M. Ipavich, J. Geiss, P. Bochsler, and R. F. Wimmer-Schweingruber, Unusual composition of the solar wind in the 2–3 May 1998 CME observed with SWICS on ACE, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 157, 1999.



- Gold, T., Magnetic storms, *Space Sci. Rev.*, 1, 100, 1962.
- Goldstein, H., On the field configuration in magnetic clouds, in *Sol. Wind Five*, p. 731, NASA Conf. Publ. 2280, Washington D. C., 1983.
- 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.
- Gonzalez, W. D., B. T. Tsurutani, and A. L. C. Gonzalez, Interplanetary origin of geomagnetic storms, *Space Sci. Rev.*, 88, 529, 1999.
- 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., A. Lara, M. L. Kaiser, and J. L. Bougeret, Near-sun and near-earth manifestations of solar eruptions, *J. Geophys. Res.*, 106, 25,261, 2001a.
- Gopalswamy, N., A. Lara, S. Yashiro, M. L. Kaiser, and R. A. Howard, Predicting the 1-AU arrival times of coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, 106, 29,207, 2001b.
- 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., Corotating and transient solar wind flows in three dimensions, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 34, 35, 1996.
- Gosling, J. T., Coronal mass ejections: An overview, in *Coronal Mass Ejections*, edited by N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman, Geophys. Monogr. Ser. 99, p. 9, AGU, 1997.
- Gosling, J. T., On the determination of electron polytrope indices within coronal mass ejections in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 104, 19,851, 1999.
- 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, Geomagnetic activity associated with earth passage of interplanetary shock disturbances and coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, **96**, 731, 1991.
- Gosling, J. T., S. J. McComas, J. L. Phillips, and S. J. Bame, Counterstreaming solar wind halo electron events: Solar-cycle variations, *J. Geophys. Res.*, **97**, 6531, 1992.
- Gough, D., and M. E. McIntyre, Inevitability of a magnetic field in the sun's radiative interior, *nature*, **394**, 755, 1998.
- Harrison, R. A., Coronal transients and their relation to solar flares, *Adv. Space Res.*, **11**, 25–36, 1991.
- Henke, T., J. Woch, U. Mall, S. Livi, B. Wilken, R. Schwenn, G. Gloeckler, R. von Steiger, R. J. Forsyth, and A. Balogh, Differences in the O^{7+}/O^{6+} ratio of magnetic cloud and non-cloud coronal mass ejections, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 3465, 1988.
- Hirshberg, J., S. J. Bame, and E. E. Robbins, Solar flares and helium enrichments: July 1965 – July 1967, *Sol. Phys.*, **23**, 467, 1972.
- Hoang, S., M. Maksimovic, J.-L. Bougeret, M. J. Reiner, and M. L. Kaiser, Wind-Ulysses source location of radio emissions associated with the January 1997 coronal mass ejection, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 2497, 1998.
- 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., L. W. Acton, and S. L. Freeland, A long-duration solar flare with mass ejection and global consequences, *Astrophys. J.*, **470**, 629, 1996.
- 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, 1988.



- Hundhausen, A. J., Sizes and locations of coronal mass ejections – smm observations from 1980 and 1984–1989, *J. Geophys. Res.*, 98(A8), 13,177, 1993.
- Hundhausen, A. J., J. T. Burkepile, and O. C. St. Cyr, Speeds of coronal mass ejections: Smm observations from 1980 and 1984–1989, *J. Geophys. Res.*, 99(A4), 6543, 1994.
- Ichimoto, K., J. Kubota, M. Suzuki, I. Tohmura, and H. Kurokawa, Periodic behaviour of solar flare activity, *nature*, 316, 422, 1985.
- 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.
- Ivanov, K. G., and A. F. Harshiladze, Interplanetary hydromagnetic clouds as flare-generated spheromaks, *Sol. Phys.*, 98, 379, 1985.
- Ivanov, K. G., A. F. Harshiladze, E. G. Eroshenko, and V. A. Styazhkin, Configuration, structure, and dynamics of magnetic clouds from solar flares in light of measurements on board vega 1 and vega 2 in January–February 1986, *Sol. Phys.*, 120, 407, 1989.
- Jeffrey, A., and T. Taniuti, *Non-linear wave propagation with applications to physics and magnetohydrodynamics*, Academic Press, London, New York, 1964.
- 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.
- 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.
- Kile, J. N., and E. W. Cliver, A search for the 154 day periodicity in the occurrence rate of solar flares using ottawa 2.8 ghz burst data, 1955–1990, *Astrophys. J.*, 370, 442, 1991.
- Kiplinger, A. L., B. R. Dennis, and L. E. Orwig, Detection of a 158 day periodicity in the solar hard x-ray flare rate, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 16, 891, 1984.
- Klein, L. W., and L. F. Burlaga, Interplanetary magnetic clouds at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 87, 613–624, 1982.
- Knipp, D. J., B. A. Emery, N. Engebretson, X. Li, A. H. McAllister, T. Mukai, S. Kokubun, G. D. Reeves, D. Evans, T. Obara, X. Pi, T. Rosenberg, A. Weatermax, M. G. McHarg, F. Chun, K. Mosely, M. Crodescu, L. Lanzerotti, F. J. Rich, J. Sharber, and P. Wilkinson, An overview of the early November 1993 geomagnetic storm, *J. Geophys. Res.*, 103, 26,197, 1998.
- 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.



- Kumar, A., and D. M. Rust, Interplanetary magnetic clouds, helicity conservation, and current-core flux-ropes, *J. Geophys. Res.*, 101, 15,667, 1996.
- Lanzerotti, L. J., Comment on “great magnetic storms” by tsurutani et al., *Geophys. Res. Lett.*, 19, 1991, 1992.
- Lean, J., Evolution of the 155 day periodicity in sunspot areas during solar cycles 12 to 21, *Astrophys. J.*, 363, 718, 1990.
- Lean, J. L., and G. E. Brueckner, Intermediate-term solar periodicities - 100–500 days, *Astrophys. J.*, 337, 568, 1989.
- Lepping, R. P., J. A. Jones, and L. F. Burlaga, Magnetic field structure of interplanetary magnetic clouds at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 95, 11,957, 1990.
- Lepping, R. P., L. F. Burlaga, A. Szabo, K. W. Ogilvie, W. H. Mish, D. Vassiliadis, A. J. Lazarus, J. T. Steinberg, C. J. Farrugia, L. Janoo, and F. Mariani, The wind magnetic cloud and events of October 18–20, 1995: Interplanetary properties and as triggers for geomagnetic activity, *J. Geophys. Res.*, 102, 14,049, 1997.
- 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, 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.
- Lindsay, G. M., J. G. Luhmann, C. T. Russell, and J. T. Gosling, Relationships between coronal mass ejection speeds from coronagraph images and interplanetary characteristics of associated interplanetary coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, 104, 12,515, 1999.
- Liu, R., and F. Wei, The variation in the magnetic fluctuation anisotropy across the front boundaries of magnetic clouds and its geomagnetic response, *Chinese Sci. Bull.*, 47, 863, 2002.
- Lopez, R. E., and J. W. Freeman, Solar wind proton temperature-velocity relationship, *J. Geophys. Res.*, 91, 1701, 1986.
- Lou, Y.-Q., Equatorial rossby waves and periodicities of flare activities, in *AAS, SPD meeting*, vol. 32, p. 0502, 2000.
- Lou, Y.-Q., Rossby-type wave-induced periodicities in flare activities and sunspot areas or groups during solar maxima, *Astrophys. J.*, 540, 1102, 2000b.



- Low, B. C., Self-similar magnetohydrodynamics, 1. the $\gamma = 4/3$ ploytropic and the coronal transient, *Astrophys. J.*, 254, 796, 1982.
- Low, B. C., Equilibrium and dynamics of coronal magnetic fields, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 28, 491, 1990.
- Low, B. C., The role of coronal mass ejections in solar activity, in *Coronal Mass Ejections*, edited by N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman, Geophys. Monogr. Ser. 99, p. 39, AGU, 1997.
- Lundquist, S., Magnetohydrostatic fields, *Ark. Fys.*, 2, 361, 1950.
- Lundstedt, H., H. Gleisner, and P. Wintoft, Operational forecasts of the geomagnetic *dst* index, *Geophys. Res. Lett.*, 29(24), 2181, doi:10.1029/2002GL016151, 2002.
- Marquardt, D., An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters, *J. Soc. Ind. Appl. Math.*, 11, 431–441, 1963.
- Marsden, R. G., T. R. Sanderson, C. Tranquille, K.-P. Wenzel, and E. J. Smith, ISEE 3 observations of low-energy proton bidirectional events and their relation to isolated interplanetary magnetic structures, *J. Geophys. Res.*, 92, 11,009, 1987.
- 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.
- 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, 2003.
- 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.
- Neugebauer, M., Observations of solar wind helium, *Fundamentals of Cosmic Phys.*, 7, 131, 1981.
- 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.
- Nitta, N. V., and H. S. Hudson, Recurrent flare/CME events from an emerging flux region, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 3801, 2001.



- 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, 2000a.
- O'Brien, T. P., and R. L. McPherron, Forecasting the ring current index *dst* in real time, *J. Atmospheric Sol. Terrest. Phys.*, 62, 1295–1299, 2000b.
- Ogilvie, K. W., and J. Hirshberg, Solar-cycle variation of solar-wind helium abundance, *J. Geophys. Res.*, 79, 4595, 1974.
- Oliver, R., J.-L. Ballester, and F. Baudin, Emergence of magnetic flux on the sun as the cause of a 158-day periodicity in sunspot areas, *nature*, 394, 552, 1998.
- Osherovich, V. A., and L. F. Burlaga, Magnetic clouds, in *Coronal mass ejections*, edited by N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman, Geophys. Monogr. Ser. 99, pp. 157–168, AGU, 1997.
- Osherovich, V. A., C. J. Farrugia, and L. F. Burlaga, Nonlinear evolution of magnetic flux ropes, 1. low-beta limit, *J. Geophys. Res.*, 98, 13,225, 1993a.
- Osherovich, V. A., C. J. Farrugia, and L. F. Burlaga, Dynamics of aging magnetic clouds, *Adv. Space Res.*, 13, 57, 1993b.
- Osherovich, V. A., C. J. Farrugia, L. F. Burlaga, R. P. Lepping, J. Fainberg, and R. G. Stone, Polytropic relationship in interplanetary magnetic clouds, *J. Geophys. Res.*, 98, 15,331, 1993c.
- Osherovich, V. A., C. J. Farrugia, and L. F. Burlaga, Nonlinear evolution of magnetic flux ropes, 2. finite beta plasma, *J. Geophys. Res.*, 100, 12,307, 1995.
- Osherovich, V. A., C. J. Farrugia, R. G. Stone, R. Fitzenreiter, and A. F. Vinas, Measurements of polytropic index in the January 10–11, 1997 magnetic cloud observed by WIND, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 3003, 1998.
- Ozguc, A., and T. Atac, Periodic behavior of solar flare index during solar cycles 20 and 21, *Sol. Phys.*, 123, 357, 1989.
- Pap, J., S. D. Bouwer, and W. K. Tobiska, Periodicities of solar irradiance and solar activity indices, *Sol. Phys.*, 129, 165, 1990.
- Papaloizou, J., and J. E. Pringle, Non-radial oscillations of rotating stars and their relevance to the short-period oscillations of cataclysmic variables, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 182, 423, 1978.
- Papoulis, A., *Probability, Random Variables and Stochastic Processes*, McGraw-Hill, New York, 1965.



- Parker, E. N., The formation of sunspots from the solar toroidal field, *Astrophys. J.*, **121**, 491, 1955.
- Parker, E. N., *Interplanetary dynamical processes*, Wiley-Interscience, New York, 1963.
- Parker, E. N., *Cosmic magnetic fields: their origin and their activity*, Oxford University Press, New York, 1979.
- Perreault, P., and S.-I. Akasofu, A study of geomagnetic storms, *Geophys. J.*, **54**, 547, 1978.
- Prigancova, A., and Y. I. Feldstein, Magnetospheric storm dynamics in terms of energy output rate, *Planet. Space Sci.*, **40**, 581, 1992.
- Provost, J., G. Berthomieu, and A. Rocca, Low frequency oscillations of a slowly rotating star - quasi toroidal modes, *Astron. & Astrophys.*, **94**, 126, 1981.
- Pudovkin, M. I., S. A. Zaitseva, and L. Z. Sizova, Growth rate and decay of magnetospheric ring current, *Planet. Space Sci.*, **33**, 1097, 1985.
- Reiner, M. J., M. L. Kaiser, J. Fainberg, J.-L. Bougeret, and R. G. Stone, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 2493, 1998.
- Ribes, E., J. C. Ribes, and R. Barthalot, Evidence for a larger sun with a slower rotation during the seventeenth century, *nature*, **326**, 52, 1987.
- 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., C. J. Farrugia, and H. V. Cane, A statistical study of the behavior of the electron temperature in ejecta, *J. Geophys. Res.*, **102**, 4691, 1997.
- 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.
- Richardson, I. G., H. V. Cane, and E. W. Cliver, Sources of geomagnetic activity during nearly three solar cycles (1972–2000), *J. Geophys. Res.*, **107(A8)**, doi:10.1029/2001JA000,504, 2002.
- Rieger, E., G. Kanbach, C. Reppin, G. H. Share, D. J. Forrest, and E. L. Chupp, A 154-day periodicity in the occurrence of hard solar flares?, *nature*, **312**, 623, 1984.
- Rosenbluth, M. N., and M. N. Bussac, MHD stability of spheromak, *Nucl. Fusion*, **19**, 489, 1979.
- Rosner, R., and N. O. Weiss, Differential rotation and magnetic torques in the interior of the sun, *nature*, **317**, 790, 1985.



- Rossby, C.-G., and et al., Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action, *J. Marine Res.*, 2, 38, 1939.
- Russell, C. T., R. L. McPherron, and R. K. Burton, On the cause of geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 79, 1105, 1974.
- Rust, D. M., Spawning and shedding helical magnetic fields in the solar atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 241, 1994.
- Saio, H., R-mode oscillations in uniformly rotating stars, *Astrophys. J.*, 256, 717, 1982.
- 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.
- 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.
- Sheeley, Jr., N. R., R. A. Howard, M. J. Koomen, D. J. Michels, R. Schwenn, K. H. Muhlhauser, and H. Rosenbauer, Coronal mass ejections and interplanetary shocks, *J. Geophys. Res.*, 90(A1), 163, 1985.
- Skoug, R. M., S. J. Bame, W. C. Feldman, J. T. Gosling, D. J. McComas, J. T. Steinberg, R. L. Tokar, P. Riley, L. F. Burlaga, N. F. Ness, and C. W. Smith, A prolonged He^+ enhancement within a coronal mass ejection in the solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 161–164, 1999.
- Smith, C. W., N. F. Ness, L. F. Burlaga, R. M. Skoug, D. J. McComas, T. H. Zurbuchen, G. Gloeckler, D. K. Haggerty, R. E. Gold, M. I. Desai, G. M. Mason, J. E. Mazur, J. R. Dwyer, M. A. Popecki, E. Mobius, C. M. S. Cohen, and R. A. Leske, ACE observations of the bastille day 2000 interplanetary disturbances, *Sol. Phys.*, 204, 227, 2001.
- 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-Magnetosphere 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.
- Sonnerup, B. U. O., and L. J. Cahill, Magnetopause structure and altitude from explorer 12 observations, *J. Geophys. Res.*, 72, 171, 1967.
- St. Cyr, O. C., J. T. Burkepile, A. J. Hundhausen, and A. R. Lecinski, A comparison of ground-based and spacecraft observations of coronal mass ejections from 1980–1989, *J. Geophys. Res.*, 104, 12,492, 1999.



- 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.
- Sterling, A. C., and H. S. Hudson, YOHKOH SXT observations of x-ray “dimming” associated with a halo coronal mass ejection, *Astrophys. J.*, **491**, L55, 1997.
- Stone, R. G., R. J. MacDowall, J. Fainberg, and et al., Ulysses radio and plasma wave observations at high southern heliographic latitudes, *Science*, **268**, 1026, 1995.
- Sturrock, P. A., and T. Bai, Search for evidence of a clock related to the solar 154 day complex of periodicities, *Astrophys. J.*, **397**, 337, 1992.
- Subramanian, P., and K. P. Dere, Source regions of coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, **561**, 372, 2001.
- Svestka, Z. F., Speeds of rising post-flare structures, *Sol. Phys.*, **169**, 403, 1996.
- Temerin, M., and X. Li, A new model for the prediction of *dst* on the basis of the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **107(A12)**, 1472, doi:10.1029/2001JA007,532, 2002.
- Thompson, B. J., S. P. Plunkett, J. B. Gurman, J. S. Newmark, O. C. St. Cyr, and D. J. Michels, SOHO/EIT observations of an earth-directed coronal mass ejection on May 12, 1997, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 2465, 1998.
- Thompson, B. J., J. B. Gurman, W. M. Neupert, J. S. Newmark, J.-P. Delaboudiniere, O. C. St. Cyr, S. Stezelberger, K. P. Dere, R. A. Howard, and D. J. Michels, SOHO/EIT observations of the 1997 April 7 coronal transient: Possible evidence of coronal moreton waves, *Astrophys. J.*, **517**, L151, 1999.
- Torrence, C., and G. P. Compo, A practical guide to wavelet analysis, *Bull. Amer. Meteo. Soc.*, **79**, 61, 1998.
- Tsuneta, S., L. Acton, M. Bruner, J. Lemen, W. Brown, R. Caravalho, R. Catura, S. Freeland, B. Jurcevich, and J. Owens, The soft X-ray telescope for the SOLAR-A mission, *Sol. Phys.*, **136**, 37, 1991.
- Tsurutani, B. T., and W. D. Gonzalez, The future of geomagnetic storm predictions: Implications from recent solar and interplanetary observations, *J. Atmospheric Terrest. 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, 1992a.
- Tsurutani, B. T., W. D. Gonzalez, F. Tang, Y. T. Lee, and M. Okada, Reply to l. j. lanzerotti: Solar wind ram pressure corrections and an estimation of the efficiency of viscous interaction, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 1993, 1992b.
- Uchida, Y., Behavior of the flare produced coronal MHD wavefront and the occurrence of type II radio bursts, *Sol. Phys.*, **39**, 431, 1974.
- Uchida, Y., M. D. Altschuler, and G. Newkirk, Jr., Flare-produced coronal MHD-fast-mode wavefronts and moreton's wave phenomenon, *Sol. Phys.*, **28**, 495, 1973.
- Vandas, M., and D. Odstrcil, Magnetic cloud evolution: A comparison of analytical and numerical solutions, *J. Geophys. Res.*, **105**, 12,605, 2000.
- Vandas, M., S. Fischer, P. Pelant, and A. Geranios, Spheroidal models of magnetic clouds and their comparison with spacecraft measurements, *J. Geophys. Res.*, **98**, 11,467, 1993.
- Vandas, M., S. Fischer, M. Dryer, Z. Smith, and T. Detman, Simulation of magnetic cloud propagation in the inner heliosphere in two-dimensions, 1. a loop perpendicular to the ecliptic plane, *J. Geophys. Res.*, **100**, 12,285–12,292, 1995.
- Vandas, M., S. Fischer, M. Dryer, Z. Smith, and T. Detman, Simulation of magnetic cloud propagation in the inner heliosphere in two-dimensions, 2. a loop parallel to the ecliptic plane and the role of helicity, *J. Geophys. Res.*, **101**, 2505–2510, 1996b.
- Vandas, M., S. Fischer, M. Dryer, Z. Smith, and T. Detman, Parametric study of loop-like magnetic cloud propagation, *J. Geophys. Res.*, **101**, 15,645, 1996a.
- Vandas, M., S. Fischer, M. Dryer, Z. Smith, T. Detman, and A. Geranios, MHD simulation of an interaction of a shock wave with a magnetic cloud, *J. Geophys. Res.*, **102**, 22,295, 1997a.
- Vandas, M., S. Fischer, D. Odstrcil, M. Dryer, Z. Smith, and T. Detman, Flux ropes and spheromaks: A numerical study, in *Coronal mass ejections*, edited by N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman, *Geophys. Monogr. Ser.* **99**, pp. 169–176, AGU, 1997b.
- Vandas, M., S. Fischer, P. Pelant, M. Dryer, Z. Smith, and T. Detman, Propagation of a spheromak, 1. some comparisons of cylindrical and spherical magnetic clouds, *J. Geophys. Res.*, **102**, 24,183, 1997c.
- Vandas, M., S. Fischer, M. Dryer, Z. Smith, and T. Detman, Propagation of a spheromak, 2. three-dimensional structure of a spheromak, *J. Geophys. Res.*, **103**, 23,717, 1998.



- Vassiliadis, D., A. J. Klimas, J. A. Valdvia, 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.
- Verma, V. K., G. C. Joshi, and D. C. Paliwal, Study of periodicities of solar nuclear gamma ray flares and sunspots, *Sol. Phys.*, 138, 205, 1992.
- Wang, J., Vector magnetic fields and magnetic activity on the sun, *Fundamentals of Cosmic Phys.*, 20, 251, 1999.
- 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), 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.*, accepted, 2003a.
- Wang, Y. M., P. Z. Ye, and S. Wang, A probable origin of great geomagnetic storm: Multiple magnetic clouds, *Chinese J. Geophys.*, accepted, 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.*, in press, 2003c.
- Webb, D. F., and R. A. Howard, The solar cycle variation of coronal mass ejections and the solar wind mass flux, *J. Geophys. Res.*, 99(A3), 4201, 1994.
- 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., 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.



- Wei, F., R. Liu, Q. Fan, and X. Feng, Characteristics of the boundary layer of magnetic clouds and a new definition of the cloud boundary, *Sci. in China (E)*, 46, 19, 2003.
- Wilson, R. M., On the behavior of the Dst geomagnetic index in the vicinity of magnetic cloud passages at earth, *J. Geophys. Res.*, 95, 215, 1990.
- Wilson, R. M., and E. Hildner, Are interplanetary magnetic clouds manifestations of coronal transients at 1 AU?, *Sol. Phys.*, 91, 168, 1984.
- Wilson, R. M., and E. Hildner, On the association of magnetic clouds with disappearing filaments, *J. Geophys. Res.*, 91, 5867, 1986.
- Wolff, C. L., Linear r-mode oscillations in a differentially rotating star, *Astrophys. J.*, 502, 961, 1998.
- Wolff, C. L., and J. B. Blizzard, Properties of r-modes in the sun, *Sol. Phys.*, 105, 1, 1986.
- Wolfson, R., and B. C. Low, Energy buildup in sheared force-free magnetic fields, *Astrophys. J.*, 391, 353, 1992.
- 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:10.1029/2001JA000161, 2002.
- Yanenko, N. N., *The method of fractional steps, the solution of problems of mathematical physics in several variables*, 1971.
- Zhang, G., and L. F. Burlaga, Magnetic clouds, geomagnetic disturbances, and cosmic ray decreases, *J. Geophys. Res.*, 93, 2511, 1988.
- Zhang, J., and J. Wang, Are homologous flare-CME events triggered by moving magnetic features?, *Astrophys. J.*, 566, L117, 2002.
- 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.
- Zheng, H., S. T. Wu, and S. Wang, Approximation corrections splitting numerical scheme for time-dependent three-dimensional magnetohydrodynamic equations, *preprint*, 2003.
- Zhou, G., J. Wang, and Z. Cao, Correlation between halo coronal mass ejections and solar surface activity, *Astron. & Astrophys.*, 397, 1057, 2003.
- Zirin, H., and D. R. Lackner, The solar flares of August 28 and 30, 1966, *Sol. Phys.*, 6, 86, 1969.



Zwickl, R. D., J. R. Asbridge, S. J. Bame, W. C. Feldman, J. T. Gosling, and E. J. Smith, Plasma properties of driver gas following interplanetary shocks observed by ISEE-3, in *Solar Wind Five*, edited by M. Neugebauer, p. 711, NASA Conf. Publ. 2280, Washington D. C., 1983.



Publications

1. Xue, X. H., **Yuming Wang**, P. Z. Ye, S. Wang, and M. Xiong, Interplanetary causes of great geomagnetic storms during this solar maximum (2000–2001), *Planet. Space Sci.*, to be submitted, 2003.
2. **Wang, Yuming**, Chenglong Shen, Pinzhong Ye, and Shui Wang, East–west asymmetry in the source distribution of solar coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, submitted, 2003.
3. **Wang, Yuming**, C. L. Shen, S. Wang, and P. Z. Ye, An empirical formula relating the geomagnetic storm’s intensity to the interplanetary parameters: $-\overline{VB_z}$ and Δt , *Geophys. Res. Lett.*, submitted, 2003.
4. **Wang, Y. M.**, P. Z. Ye, and S. Wang, A probable origin of great geomagnetic storm: Multiple magnetic clouds, *Chinese J. Geophys.*, accepted, 2003.
5. Lou, Y.-Q., **Y.-M. Wang**, Z. Fan, S. Wang, and J. Wang, Periodicities in solar coronal mass ejections, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, accepted, 2003.
6. **Wang, Y. M.**, P. Z. Ye, and S. Wang, Multiple magnetic clouds: Several examples during March – April, 2001, *J. Geophys. Res.*, accepted, 2003.
7. **Wang, Y. M.**, P. Z. Ye, S. Wang, and M. Xiong, Theoretical analysis on the geoeffectiveness of shock overtaking preceding magnetic cloud, *Sol. Phys.*, in press, 2003.
8. **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.*, in press, 2003.



9. Wang, J., G. Zhou, **Y. Wang**, and L. Song, Circular polarization in a solar filament, *Sol. Phys.*, in press, 2003.
10. 汪毓明, 叶品中, 王水, 行星际磁云研究新进展, 天文学进展, in press, 2003.
Wang, Yuming, Pinzhong Ye, and Shui Wang, Magnetic cloud in interplanetary space, *Progress in Astron.*, in press, 2003.
11. 叶品中, 汪毓明, 2000年行星际南向磁场事件及相关的CMEs的若干分析, 空间科学学报, **23**, 7, 2003.
Ye, Pinzhong, and **Yuming Wang**, A study on the Bs events in interplanetary space and the associated CMEs in 2000, *Chinese J. Space Sci.*, **23**, 7, 2003.
12. **Wang, Y. M.**, S. Wang, and P. Z. Ye, Multiple magnetic clouds in interplanetary space, *Sol. Phys.*, **211**, 333, 2002.
13. **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:10.1029/2002JA009244, 2002.
14. 宋丽敏, 张军, 杨志良, 汪毓明, 汪景秀, 对地日冕物质抛射研究, 天文学进展, **20**, 33, 2002.
Song, Liming, Jun Zhang, Zhiliang Yang, **Yuming Wang**, and Jingxiu Wang, Earth-directed Coronal Mass Ejection, *Progress in Astron.*, **20**, 33, 2002.
15. 汪毓明, 叶品中, 高玉芬, 王家龙, 1998年4月下旬–5月上旬地磁暴的日地事件认证, 空间科学学报, **21**, 324, 2001.
Wang, Yuming, Pinzhong Ye, Yufen Gao, and Jialong Wang, Identification of solar-terrestrial events connected with geomagnetic storms from the late April to the early May in 1998, *Chinese J. Space Sci.*, **21**, 324, 2001.