



北京大學

博士研究生学位论文

题目：太阳风中的多尺度结构和波动的观测研究

姓 名：姚 硕
学 号：10812814
院 系：地球与空间科学学院
专 业：空间物理学
研究 方 向：太阳风和行星际物理
导 师 姓 名：涂 传 谥 教 授

二〇一一年六月

版权声明

任何收存和保管本论文各种版本的单位和个人，未经本论文作者同意，不得将本论文转借他人，亦不得随意复制、抄录、拍照或以其他方式传播。否则，引起有碍作者著作权之问题，将可能承担法律责任。

摘 要

太阳风是太阳大气向行星际空间输出能量的主要载体，同时它也是空间天气灾害的驱动源。太阳风中存在多种不同尺度的结构和波动，大尺度的日冕物质抛射事件传递到地球空间，可导致地球磁层的剧烈变化，产生灾害性空间天气事件。太阳风中的高速流与低速流之间的相互作用形成的中尺度的共转相互作用区，是导致重现性地磁暴的主要源头。太阳风中的小尺度波动的耗散将对太阳风产生加热和加速作用。对太阳风中结构和波动的发现与认识，将直接促进人们对空间天气形成过程的认识。因此，太阳风中的多尺度结构和波动的研究具有重要的科学意义。

日冕物质抛射（CME）是太阳系中的尺度最大的太阳爆发活动，一直以来人们都是通过遥感光学观测来认识CME，日冕物质抛射三部分结构中的亮核，一直都被认为是爆发日珥，很多CME爆发模型也都包含日珥爆发，但是当CME传播到行星际空间中(称为行星际日冕物质抛射，ICME)，人们却很少探测到日珥物质在行星际空间的对应物，因此CME中亮核是否对应日珥物质这一关键科学问题，仍然有待局地卫星观测的确认。另外，人们观测到ICME中具有加热现象，但是并不清楚其加热机制，这个问题的解决就需要探寻ICME中的波动特征。

本文通过对三个行星际日冕物质抛射事件的局地观测数据的分析，首次全面地证认了日冕物质抛射中日珥物质的存在，并证认了日冕物质抛射在太阳风中的三部分结构特征。此外，本文根据两次行星际日冕物质抛射事件的局地观测，首次发现在ICME中有阿尔芬波的存在，并发现阿尔芬波与质子温度的各向异性存在关联，为寻找ICME的加热机制提供了新线索。

在太阳风的小尺度结构中，本文重点研究了平静太阳风中的小尺度压力平衡结构。大尺度压力平衡结构一直是太阳风领域研究的热点，它被认为是来自于日冕中的磁通量管。然而由于以往观测仪器时间分辨率的限制，人们从未系统研究过小尺度，即低于小时的时间尺度，的压力平衡结构。本文根据目前最新的观测数据和数据处理方法，以电子密度与磁场强度扰动的负相关关系作为判据，第一次在平静太阳风中观测到低于小时尺度的、从秒到小时的时间尺度上连续存在的压力平衡结构，扩展了人们对于压力平衡结构的认识。本工作还细致分析了小尺度压力平衡结构的功率谱特征，并将其与以往工作中的大尺度

压力平衡结构功率谱对比，结果显示二者趋势吻合。最后还初步探讨了小尺度压力平衡结构的形成机制，为压力平衡结构的起源探寻提供了新的方向。

本文的阐述结构如下，第一章介绍太阳风中物质能量输出的多尺度结构特征的背景知识，第二章介绍了与本工作相关的局地测量仪器原理和数据处理方法，第三章介绍本工作结果之一：太阳风中的大尺度结构ICME的观测特征，第四章给出本工作结果之二：太阳风中小尺度结构中的压力平衡结构的观测特征，第五章给出对本文工作的总结和展望。

关键词：太阳风，行星际日冕物质抛射，日珥物质，阿尔芬波，压力平衡结构

Observational studies on multi-scale structures and waves in the solar wind

Shuo Yao(Space Physics)
Directed by Professor Chuanyi Tu

The solar corona expansion drives the outflow of the solar wind. The solar wind thus bring the mass and energy from the solar atmosphere to the interplanetary space. Interacting with the geomagnetic field, it will affect the geospace. Various structures and waves of different scales stay in the solar wind. The large scale Coronal Mass Ejection(CME) embedded in the solar wind propagates from the sun to our earth, leading to the geomagnetic storm and then the space weather disasters. Besides, the interaction between the fast and slow solar wind will form the middle-scaled Corotating Interaction Region, which generates the periodical magnetic storm. While the dissipation of small-scaled fluctuations in the solar wind will cause heating and acceleration inside the solar wind. Thus, the observation and analysis of the structures and waves inside the solar wind is highly important for the study and forecast of the space weather. Overall, the research on multi-scale structures and waves in the solar wind is a key topic in the interplanetary space physics.

In the 1960s, the in-situ measurement from space satellite confirmed the existence of the solar wind. Later, people began to study the physical properties of the solar wind. However, an overall investigation for the multi-scale structures and waves inside the solar wind is still in a lack. This paper focuses on the large scale and small scale structures and waves in the solar wind, based on the analysis of the in-situ measurements of plasma parameters and magnetic field vectors. The work in this paper for the first time thoroughly confirmed that the bright core is prominence ejection in the three-part CMEs. This work for the first time observed Alfvén wave in the Interplanetary Coronal Mass Ejection(ICME). This work also for the first time observed small scale pressure balanced structures with duration from second to hour in the quiet solar wind.

CME is the largest solar eruption phenomenon in the solar system observed by people from the solar coronagraph optically. Based on remote optical observations, people found a type of CME with three parts in structures that a bright loop, a dark cavity inside the loop and a bright core, corresponding to the plasma pile-up driven by the CME, the flux rope previously across the prominence, and the eruptive promi-

nence, respectively. Various research work on the initiation of CME have already taken eruptive prominence as contributing process. However, these results are still in need of in-situ measurements' confirmation. The fact is that the in-situ measurements seldom detected the prominence material. Therefore, the confirmation of prominence material inside ICME is vital for the study of CME initiation and the interaction of ICME with the geospace. Besides, people have observed that the ICME has been heated in the interplanetary space, but the heating mechanism is still unknown. Since waves are the best transporter for energy, to reveal the heating mechanism is up to the investigation of wave inside the ICME.

This paper has selected three ICME events from in-situ measurement. Thoroughly than ever before, this paper identified the prominence material in ICME, and thus confirmed the three parts of CME in the solar wind. Moreover, this paper selected two ICME events, in which Alfvén wave was observed. Compared with the anisotropy of protons, this work implied a possible relation between the proton velocity distribution functions' anisotropy and the Alfvén wave, giving a new clue for the discussion of ICME's heating mechanism.

On the small scale structures in the solar wind, this paper focused on the small scale pressure-balanced structures(PBS) with duration less than 1 hour. It should be mentioned that the large scale PBSs has long been hot topic in the solar wind research field. People believe that the large scale PBSs are from the flux ropes in solar corona. Limited by the time resolution of instruments, people haven't investigate the small scale PBSs. This work applied the recent in-situ data and data processing method to search for the feature of PBSs in the time scale less than 1 hour. This work for the first time observed PBSs in continual scales from one hour down to one second. This observation expanded the knowledge on PBSs and invoked the further study on the origin of these small scale PBSs.

This paper is composed of five chapters. The first chapter introduces the background knowledge of multi-scale structures in the solar wind. The second chapter introduces the applied instruments and their data processing method. The third chapter investigates the ICME, the large scale structures in the solar wind. Chapter four shows the observation on small scale pressure-balanced structures. Chapter five is the conclusion of the work in this thesis.

Key Words: Solar Wind, ICME, Prominence, Alfvén Wave, PBSs

目 录

第一章 太阳物质能量输出的多尺度结构及在太阳风中的表现	1
1.1 太阳大气分层结构	1
1.2 太阳物质能量多尺度的输出	2
1.2.1 太阳物质能量的定常输出-背景太阳风	2
1.2.1.1 太阳风	2
1.2.1.2 太阳风中的阿尔芬波	3
1.2.1.3 太阳风中的离子热速度分布	6
1.2.2 太阳物质能量的瞬变输出-日冕物质抛射	7
1.2.2.1 日冕物质抛射	7
1.2.2.2 日冕物质抛射中的亮核-爆发日珥	8
1.2.2.3 日珥上传播的阿尔芬波	10
1.3 太阳物质输出的多尺度结构在太阳风中的表现	11
1.3.1 行星际日冕物质抛射 (ICME)	11
1.3.1.1 ICME的物质结构	11
1.3.1.2 ICME中的阿尔芬波	14
1.3.2 压力平衡结构	14
1.4 太阳风物质和能量多尺度传输过程研究中需要解决的问题	17
第二章 行星际局地观测仪器和数据分析方法	18
2.1 局地观测仪器	19
2.1.1 等离子体参量测量	19
2.1.2 磁场测量	23
2.1.3 卫星电势测量和电子密度的获取	25
2.2 数据分析方法	27
2.2.1 矩分析	27
2.2.2 滤波	29
2.2.3 傅立叶变换与谱分析	29
2.2.4 小波变换	31

第三章 太阳风中的大尺度结构和波动.....	34
3.1 引言	34
3.2 ICME中日珥物质的局地认证	35
3.2.1 日珥物质的行星际特征及其研究现状	35
3.2.2 ICME中日珥物质的辨认-事例分析	36
3.2.2.1 磁云事件1-1979年5月9日 0.3 AU	37
3.2.2.2 磁云事件2-1976年3月30日 0.5 AU	42
3.2.2.3 磁云事件3-1978年12月24日 0.7 AU	44
3.2.3 小结	47
3.3 ICME中的阿尔芬波	50
3.3.1 阿尔芬波的研究现状	50
3.3.2 含有日珥的磁云中的阿尔芬波	51
3.3.3 不含有日珥的磁云中的阿尔芬波	52
3.3.4 小结	58
第四章 太阳风中的小尺度结构和波动.....	61
4.1 引言	61
4.2 太阳风中的小尺度压力平衡结构	64
4.2.1 小尺度压力平衡结构	64
4.2.2 小结	69
4.3 小尺度压力平衡结构的功率谱特征和产生机制讨论	70
4.3.1 小尺度压力平衡结构的功率谱特征	70
4.3.2 压力平衡结构成因讨论	72
4.3.3 小结	73
第五章 结论	79
参考文献	82
个人简历、在学期间的研究成果	91
致谢	93

表格

1.1	1 AU处观测到的太阳风高速流和低速流的平均特性	3
1.2	日冕物质抛射的平均特性	8
1.3	日珥的平均特性	9
1.4	行星际日冕物质抛射在1 AU的平均特性	11
3.1	磁云中观测到的日珥物质特征	36
3.2	三次磁云事件的总结	49
3.3	速度各分量在一小时内的平均值	57

插图

1.1	太阳大气中的温度和数密度随高度的平均变化特征	2
1.2	局地观测到的阿尔芬波	5
1.3	太阳风高、低速流的质子热速度分布特征	7
1.4	白光日冕仪观测到的日冕物质抛射	7
1.5	日珥与暗条	9
1.6	日冕物质抛射的爆发模型	10
1.7	太阳大气中沿日珥传播的阿尔芬波	11
1.8	局地观测的典型磁云	13
1.9	ICME中的加热现象	15
1.10	太阳风中的压力平衡结构	16
1.11	面条状结构	16
2.1	Helios2卫星轨道	18
2.2	静电分析器的结构	19
2.3	静电分析器的测量结果-1	21
2.4	静电分析器的测量结果-2	22
2.5	磁通门磁力仪原理	23
2.6	EFW结构原理	26
2.7	EFW测量的电势与探针周围等离子体密度的关系	27
2.8	卫星自转的滤波	29
2.9	小波互相关分析得到的相关系数	33
3.1	1979年5月9日Helios 2探测到的磁云事件	39
3.2	对应单位电荷能量的离子平均计数率	40
3.3	质子热速度分布函数	41
3.4	Solwind观测到的三分量日冕物质抛射	41
3.5	Helios 2卫星在1976年第90天0.5AU处观测到的磁云事件	43
3.6	对应单位电荷能量的平均计数率	44
3.7	质子的热速度分布函数	45

3.8	1978年12月24日Helios 2于0.7 AU探测到的磁云事件	46
3.9	粒子计数率	47
3.10	热速度分布函数	48
3.11	ICME的局地结构	50
3.12	阿尔芬波的观测证据	52
3.13	1979年第93天Helios 2在0.7AU探测到的磁云事件	54
3.14	磁云中的质子热速度分布函数(VDFs)	55
3.15	质子速度与磁场在各分量方向上扰动的相关性	55
3.16	质子速度与磁场在各分量方向上扰动的相关性	56
4.1	压力平衡结构的判据	62
4.2	最小尺度压力平衡结构的观测	65
4.3	含有压力平衡结构的平静太阳风	74
4.4	电子密度校准与功率谱滤波	75
4.5	电子密度与磁场强度随时间变化的相关性	76
4.6	电子密度与磁场强度的扰动功率谱	77
4.7	大小尺度压力平衡结构功率谱的相似性	78

第一章 太阳物质能量输出的多尺度结构及在太阳风中的表现

1.1 太阳大气分层结构

行星际空间中的等离子体和磁场都来源于太阳。太阳的质量大约为 2×10^{30} kg, 半径约为70万公里。日地直线距离约为1.5亿公里, 定义为一个天文单位, 即1 AU。太阳是主要由氢(约90%)、氦(约10%)以及碳、氮、氧等其他元素(约0.1%)组成的气体球(章振大, 1992)。

为了便于开展研究, 依据物理特性变化的时间尺度, 将太阳大气分为宁静太阳和太阳活动区, 宁静太阳是指太阳整体长时间稳定的状态。太阳活动区是指短时间内发生变化的一些不稳定区域, 在几个小时至几个太阳自转周的时间范围内, 会出现太阳黑子、日珥、耀斑和日冕物质抛射等一些具有关联的活动现象(涂传诒等, 1988)。

宁静太阳可以被看作是理想的球面分层结构, 从内向外基本可以分为核、对流层、光球层、色球层和日冕。自光球以上, 即光球层、色球层和日冕统称为太阳的外层大气。图1.1中是太阳外层大气中电子温度(T_e)和电子数密度(n_e)随高度变化的曲线, 另外, 图中也标出了中性氢原子的数密度 n_{H0} 。图中的高度是以光球层起点为 $h = 0$ 而对应的高度, $h = 0$ 定义为波长为 5000 \AA 的光在日面边缘上切向光学深度为1时所对应的高度(涂传诒等, 1988)。

光球层是人们用肉眼可以看到的一层, 地球上接收到的几乎所有太阳辐射都是由这里发出的。光球层处于局部热动平衡状态, 所以可用黑体辐射模型来近似, 根据观测到的光谱可以推算光球的温度约为 5700K (涂传诒等, 1988)。光球层下面的区域是不透明的, 无法进行光学观测。如图1.1, 在光球层中温度随高度上升而减小, 在光球顶达到极小值, 之后随着高度增加温度开始上升。通常将这个温度极小($\sim 4200 \text{ K}$)处作为光球的上边界。这样由图1.1可见, 光球的厚度大约为 500 km (章振大, 1992)。

光球层之上, 温度随高度升高而上升的一层太阳大气就是色球层。色球层的特征谱线是波长为 6563 \AA 的 H_α 谱线, 因此光学观测时呈现红色, 故称为色球层。色球层的下边界就是温度极小值处。在色球层中随着高度上升, 温度从 4200 K 上升到 20000 K 左右。在色球的最底层大约 1000 公里内, 色球的密度是近似均匀的, 但在 1000 公里以上, 色球层不再是水平均匀分布, 其中存在着

1.2. 太阳物质能量多尺度的输出

许多指向日冕的针状结构，被称为针状物。针状物由温度约为 10^4K 、密度约为 10^{11}cm^{-3} 的色球气体组成，这些气体将上升到约9000公里高的日冕下边界，所以形态学上也常常用针状物的顶端作为日冕的下边界(涂传诒等, 1988)。日冕下边界的气体温度约为 $10^5\text{-}10^6\text{ K}$ ，密度为 10^{10} cm^{-3} 。

色球层之外的太阳大气称为日冕，日冕起始于针状物之间，向外一直延伸到行星际空间。如图1.1日冕温度随高度增加而缓慢上升。日冕温度约为 10^6K ，在这样的高温下，日冕气体是完全电离的。因为日冕的亮度是太阳表面亮度的几百万分之一，所以观测日冕需要借助日全食的时机或者日冕仪的辅助。日冕的高温膨胀形成了连续向外流动的太阳风，太阳风中携带着稀薄的高温等离子体和与之磁冻结的磁场，所以行星际空间中的等离子体和磁场都来源于太阳，实际上，整个太阳系都可看作是浸在向外伸展的日冕之中(涂传诒等, 1988)。所以太阳大气的最外层-日冕是与行星际空间关系最为紧密的一层，行星际空间的物理性质取决于日冕。

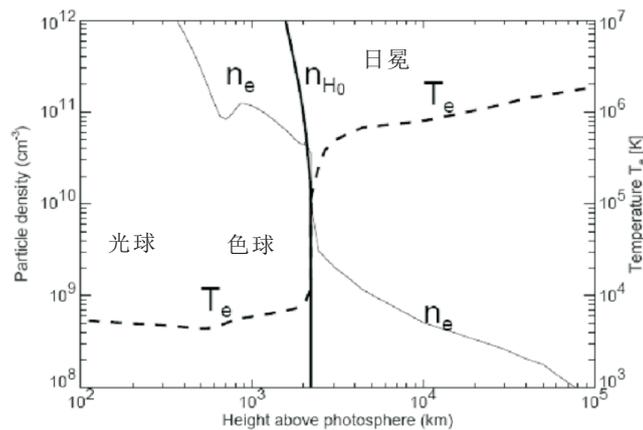


图 1.1 太阳大气中的电子温度 T_e 和电子数密度 n_e 随高度的平均变化特征，其中 n_{H0} 是中性氢原子的数密度。引自 (Aschwanden, 2005)。

1.2 太阳物质能量多尺度的输出

1.2.1 太阳物质能量的定常输出-背景太阳风

1.2.1.1 太阳风

太阳风是由于高温日冕膨胀而形成的由太阳向外发出的充满行星际空间的

等离子体流(涂传诒等, 1988)。太阳风所能到达的区域称为日球层, 其中距离太阳1AU以内的区域叫做内日球层。*Parker (1958)*预言太阳风后不久, 二十世纪六十年代初的一系列空间探测就证实了存在连续的超声速的太阳风。此后, 进一步的探测和更具体的数据分析给出了太阳风随空间、时间的变化特征, 以及太阳风的成分组成。表 1.1给出了在1 AU处的局地观测太阳风的统计特性。太阳风主要由电子和质子组成, 另有少量 α 粒子和极少量重离子, 其中 α 粒子与质子的数密度之比在0.02左右。太阳风把太阳磁场带到行星际空间, 形成螺旋状的行星际磁场。根据在局地空间测量的流速, 可将太阳风分为高速流和低速流两种, 根据Helios卫星的观测, 将速度低于400km/s的太阳风称为低速流, 速度高于600km/s的称作高速流。高速流的性质比较稳定, 而低速流特性则变化比较大。表 1.1列出了1 AU处观测到的高速流和低速流的平均特性。可以看出, 除了速度以外, 低速流与高速流还有很多不同。如表1.1, 低速流的质子密度高于高速流, 然而低速流的质子温度低于高速流, 低速流中质子温度呈各向同性分布、而高速流中为各向异性-垂直磁场温度高于平行磁场方向的温度。但是, 高、低速流的磁场强度在统计的平均值上没有区别。

表 1.1 内日球层观测到的太阳风高速流和低速流的平均特性, 引自(*Schwenn and Marsch, 1991*), (*涂传诒等, 1988*)和(*Schrijver and Siscoe, 2009*)。

物理特性	低速流	高速流
速度(V)	低于400 km s ⁻¹	高于600 km s ⁻¹
质子密度(n)	$\sim 10 \text{ cm}^{-3}$	$\sim 3 \text{ cm}^{-3}$
质子通量密度(nV)	$\sim 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$\sim 2 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
质子温度(T_p)	$\sim 4 \times 10^4 \text{ K}$	$\sim 2 \times 10^5 \text{ K}$
电子温度(T_e)	$\sim 1.3 \times 10^5 \text{ K}$	$\sim 10^5 \text{ K}$
磁场(B)	6 nT	6 nT
质子温度各向异性	各向同性	$T_p(\perp) > T_p(\parallel)$
质子热速度分布函数	单峰分布	双峰分布(含主分量和束分量)
氦元素相对丰度(He/H)	1-30%	5%

1.2.1.2 太阳风中的阿尔芬波

太阳风可以看作是含有磁场的等离子体流, 研究太阳风中的波动问题时, 一般假设太阳风是无碰撞、导电率趋于无穷大的(理想导电)、可压缩的磁流体。对于符合这些假设的磁流体, 满足磁流体力学(MHD)方程组(涂传诒,

1988):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0 \\ \rho \left(\frac{\partial V}{\partial t} + V \cdot \nabla V \right) + \nabla \cdot P = \frac{1}{c} (j \times B) \\ \frac{d}{dt} (P \rho^{-5/3}) = 0 \\ E = -\frac{1}{c} V \times B \\ \frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (V \times B) \\ \nabla \times B = \frac{4\pi}{c} j \end{array} \right. \quad (1.1)$$

当磁力线产生垂直于磁场方向的扰动，假设背景磁场和密度均匀，选取局地太阳风作为参考系，假设磁力线和等离子体的扰动为小扰动，即只考虑一次项，以及假设波动为平面波，解算磁流体力学方程组1.1，得到这种波的色散关系如下(涂传诒, 1988):

$$\omega^2 = k^2 V_A^2 \cos^2 \theta \quad (1.2)$$

其中波速 V_A 为

$$V_A = B / \sqrt{4\pi\rho} \quad (1.3)$$

因为在1942年由阿尔芬首先发现，所以命名为阿尔芬波。需要说明，上述公式都是高斯单位制下的表述，其中 V_A 称为阿尔芬速度， B 是局地磁场的磁感应强度， ρ 是等离子体的密度。从方程组1.1中还可以分析得出，对于振荡垂直于磁场和波矢的阿尔芬波，在小扰动一级近似的假设下，其磁场强度和等离子体密度没有变化，磁场强度的扰动是一个二阶小量(涂传诒, 1988)。

综上，可以这样形象地来描述阿尔芬波：当磁力线产生垂直于磁场方向的振荡，磁力线会弯曲，同时，由于等离子体与磁场具有磁冻结效应，所以磁力线的振荡会带动等离子体团的振荡，形成以磁张力作为回复力的沿磁场方向传播的波动，由于阿尔芬波的磁力线振荡和等离子体团的振荡方向都是垂直于磁场方向 B ，即垂直于波动的传播方向 k ，所以阿尔芬波是横波。

在局地观测中，*Belcher and Davis* (1971)根据太阳风流速与磁场强度的扰动的相关性来判断太阳风中存在阿尔芬波，即 $\delta V = \delta B / \sqrt{4\pi\rho}$ 。图1.2是证实阿尔芬波存在的实例。

*Belcher*和*Davis*在他们之后的观测工作中，统计得出有一半时间阿尔芬波是太阳风中主要的微尺度结构。他们还发现，当行星际磁场方向背离太阳，则 δV 与 δB 方向相反；若磁场是指向太阳的，则 δV 与 δB 方向相同，在这种情况下

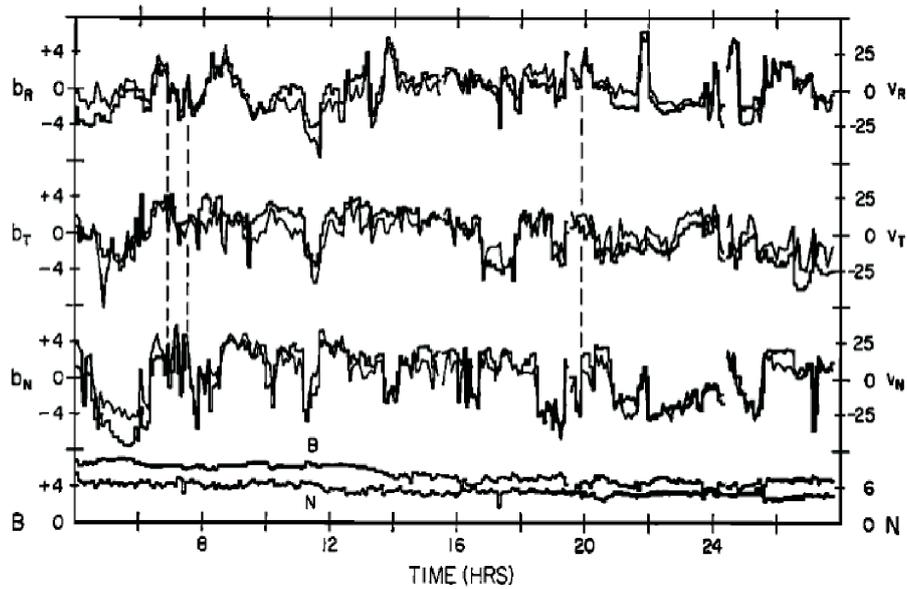


图 1.2 根据磁场扰动与速度扰动的相关性判断阿尔芬波存在的局地观测证据，引自 *Belcher and Davis (1971)*。

下，阿尔芬波都是由太阳向外传播的，这说明阿尔芬波起源于太阳附近。后来的进一步观测发现，被Belcher和Davis称作阿尔芬波的扰动实际上不是纯阿尔芬波，而是既具有阿尔芬波特性和湍流特性的一种脉动(涂传诒等, 1988)。根据 *Burlaga (1979)* 给出的定义，速度扰动与磁场扰动的相关系数大于0.6的脉动被称为阿尔芬脉动，速度分量与磁场分量间的关系如下：

$$\delta V_i = \pm (V_A / B_0) \delta B_i \quad (1.4)$$

在1 AU处观测的阿尔芬波时间尺度为几个小时，但是功率谱分析显示其中还包含周期从一天到短至几十秒的阿尔芬波。另外由于大振幅阿尔芬波及小振幅线偏振的阿尔芬波不伴随磁场强度和密度的变化，因而在无碰撞等离子体中是不衰减的(涂传诒等, 1988)。所以阿尔芬波是太阳风中重要的能量传输载体。人们还发现阿尔芬脉动能量可能由低频向高频传输(*Tu et al., 1984*)，或者说可能由大空间尺度向小空间尺度传输，这种跨尺度的传输被称为串级。对于阿尔芬脉动的衰减，最可能的机制是通过与质子回旋共振，将脉动的能量转换为质子的热能。人们由此认为，阿尔芬脉动可以加速和加热背景太阳风，

另外，*Wu and Huba (1975)* 提出太阳风中密度和速度的低频扰动主要是由

快磁声波和阿尔芬波激发的，并给出对应阿尔芬波的速度和磁场的功率谱关系式 $P_{v_{\perp}}/v_A^2 = P_{B_{\perp}}/B_0^2$ ，其中 $P_{v_{\perp}}$ 是垂直于平均磁场的速度扰动的功率谱， $P_{B_{\perp}}$ 是垂直于平均磁场的磁场扰动的功率谱。这一关系在 *Neugebauer et al. (1978)* 的工作中得到了局地观测的证实。

1.2.1.3 太阳风中的离子热速度分布

因为太阳风中的等离子体密度很低，可以近似看作是无碰撞等离子体，所以太阳风初始时的温度不均匀分布可以在太阳风向外运动的过程中持续存在。太阳风的温度是根据粒子的热运动速度分布计算得到的。空间局地测量的是粒子的计数率，经过插值处理，就可以得到粒子计数率在热速度空间的等值线图，即获得了粒子在热速度空间的分布。一般将速度空间中的方向按垂直局地磁场和平行局地磁场来划分，如果等值线图呈同心圆，则表示速度是各向同性的，表明在各个方向粒子温度相同，如果等值线图沿磁场方向拉伸，就表示沿磁场方向热运动速度大，或者说存在加热现象。通常用粒子的平行磁场方向的温度与垂直磁场方向的温度之比 T_{\parallel}/T_{\perp} 来表征各向异性，

太阳风中质子的热速度分布具有如下特点，高速流中具有双峰分布，即计数率等值线图具有两个极大值，靠近速度零点的峰值被称为核分量，一般计数率更高，远离速度零点的峰值称为束分量，一般计数率低些。从在速度空间的位置就可以知道，束分量相对主分量具有一定的漂移速度，一般与阿尔芬速度相近，约为几十公里每秒 (涂传诒等, 1988)。

如图1.3中，就是根据Helios卫星数据得到的太阳风高速流和低速流中质子热速度分布的特征，可以看出，低速流中热速度分布呈各向同性，高速流中则可以观察到核分量和束分量 (*Marsch et al., 1982*)。注意热速度分布图中，横纵坐标是不同方向的热速度值，中心为坐标零点，所以如果温度分布在各方向均匀，那么计数率等值线图就是以中心零点为圆心的同心圆。在太阳风高速流中，质子的垂直温度往往大于平行温度。

关于核、束分布的产生原因，曾有人解释为太阳日冕发射出的较高速度的等离子体追赶上了较低速度的等离子体，高速的部分就形成了束分布 (涂传诒等, 1988) 及引文。也有人认为温度分布的各向异性和束分量可以激发低频波，例如阿尔芬波。由于非线性相互作用，束分量的动能有可能通过激发出的波动而耗散，转变为粒子的热能，而增加的热压力将整体加速太阳风。不过，目前这些理论都不能完全解释所有的观测特征。

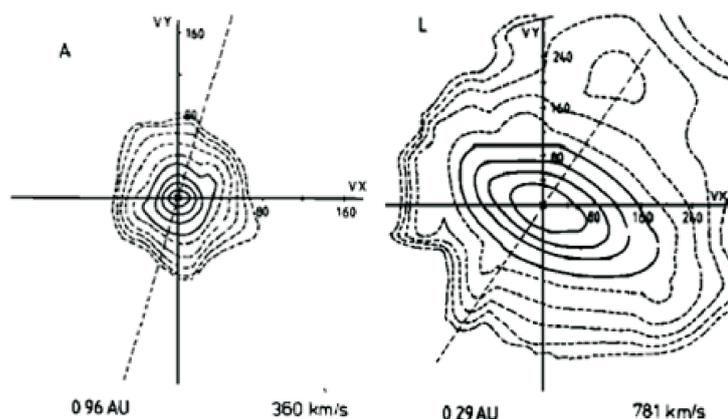


图 1.3 Helios卫星探测到的太阳风中质子热速度分布特征，高速流中质子热速度分布呈各向异性，低速流中质子热速度分布呈各向同性，引自Marsch *et al.* (1982)。

1.2.2 太阳物质能量的瞬变输出-日冕物质抛射

1.2.2.1 日冕物质抛射

日冕物质抛射（coronal mass ejection，简称CME）是太阳大气中最剧烈、太阳系中尺度最大的活动现象。它在短时间内从日冕抛射出 $10^{11} - 10^{13}$ kg携带磁场的物质进入行星际空间(方成等, 2008)，表现在白光日冕仪的观测图像中为明显亮于背景日冕的瞬变现象，持续时间从数分钟到数小时(Hundhausen *et al.*, 1984)，见图 1.4。

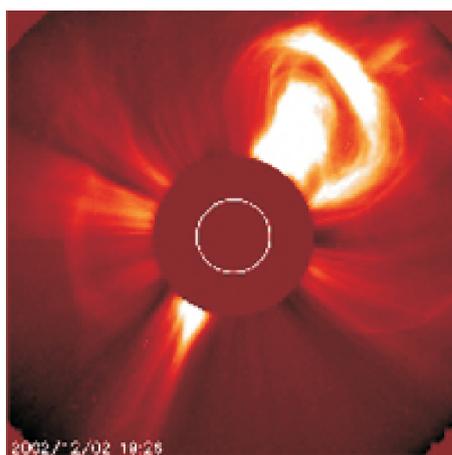


图 1.4 SOHO卫星上白光日冕仪观测到的日冕物质抛射，具有亮环、暗腔和亮核的三部分结构的日冕物质抛射，摘自NASA SOHO LASCO C2图集。

1.2. 太阳物质能量多尺度的输出

根据多年来对日冕物质抛射的观测，很多工作都归纳了日冕物质抛射（CME）的物理性质，但是由于观测数据来自不同的卫星和年代，所以统计出的CME的特征略有区别，具体数据见下表1.2.2.1。

表 1.2 日冕物质抛射的平均特性，引自Hudson et al. (2006)及其引文。

观测卫星 观测时期	<i>MK3</i> 1980-99	<i>SMM</i> 1980,1984-89	<i>Skylab</i> 1973-74	<i>Solwind</i> 1979-80,1984-85	<i>LASCO</i> 1996-2006
视场大小(Rs)	1.15-2.24	1.8-5	2-6	3-10	1.1-32
角宽度(deg)	37	47	42	43	72
速度 (km/s)	390	349	470	460	424
质量(g)	无	3.3×10^{15}	4.7×10^{15}	4.0×10^{15}	1.7×10^{15}
动能(erg)	无	6.7×10^{30}	3.1×10^{30}	3.4×10^{30}	4.3×10^{30}

日冕物质抛射具有许多不同的表现形态和结构，人们曾根据它在白光日冕仪中呈现的形态进行分类，例如环状、泡状、晕状、束流状和扇形等。日冕物质抛射的一个经常出现的形态是所谓的三部分结构，即CME由亮的外环、暗腔和暗腔内的亮核组成(Schwenn et al., 2006)。其中亮的外环是日冕物质抛射挤压背景太阳风所形成的等离子体堆积，暗腔是低等离子体密度的磁通量管，暗腔内的亮核则对应高密度的爆发日珥(方成等, 2008)。虽然这类日冕物质抛射仅占实际观测的三分之一，但是由于结构规则、特征明显，便于观测判断从而开展研究，所以三部分结构的日冕物质抛射是很多理论研究和观测分析中所采用的标准形态，因此对这类日冕物质抛射的研究十分重要。图1.4给出SOHO观测到的一个具有三部分结构的日冕物质抛射。

1.2.2.2 日冕物质抛射中的亮核-爆发日珥

日珥通常定义为太阳色球和日冕中用 H_{α} 谱线能观测到的温度较低和等离子体密度较大的物质结构。如图1.5。

日珥的温度不高，大约为6000K，但是日珥的密度比日冕气体的密度高2-3个数量级，所以可以同日冕高温气体达到压力平衡。日珥含有大量发射 H_{α} 谱线的非电离的氢原子，因而用 H_{α} 谱线在日面边缘观测到的日珥是亮的。但是在日面上，由于光球的 H_{α} 谱线更强，日珥看起来就成为暗条了。尽管日珥的密度比日冕大气的高，但它却能浮在日冕大气中，并没有因为太阳引力而下沉，是因为冻结在日珥物质中的磁场起了支撑作用，日珥的磁场大约为5-10高斯。根据大量光学遥感观测的归纳，日珥的投影总是对应光球大尺度磁场上极性相反的边界处（磁反向线）(方成等, 2008)。观测统计还表明，日珥的等离子体

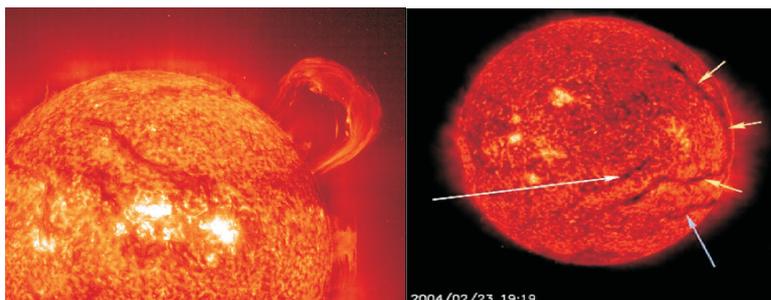


图 1.5 日面观测到的暗条与临边观测到的日珥，引自NASA SOHO图集。

特征同色球上层物质的特征类似，例如日珥中氦元素的丰度高，含有特征离子 He^+ ，质子温度低，以及质子数密度高，见表1.3。

表 1.3 日珥的平均特性。引自Priest (1989)。

太阳大气中的高度	出现在日冕，根部达到色球层
氦氢比	0.2
温度(K)	5000-8000
密度(cm^{-3})	10^{16} - 10^{17}
在光球磁场的位置	投影位于磁反向线
特征离子	He^+
磁场(G)	8

日珥一般分为宁静日珥和活动日珥两大类。宁静日珥是一个全日面分布的巨大的、垂直于太阳大气表面的冷而稠密的等离子体片，周围是热而稀疏的日冕。宁静日珥比较稳定，可存在半天至百天。活动日珥则存在于太阳活动区，是伴有剧烈活动的不稳定结构，寿命从几分钟到十几个小时。活动日珥的大小是宁静日珥的1/3 1/4，但是活动日珥的磁场和温度都比宁静日珥高。宁静日珥有时会变为活动日珥(涂传诒等, 1988)，活动日珥也有可能变为宁静日珥(Priest, 1989)。

爆发日珥是宁静日珥和活动日珥的一个可能的发展阶段，即日珥会变得不稳定，然后突然爆发、上升并最终消失，尤其当日珥的高度超过50000km以后爆发的概率很大。爆发之后，一部分日珥物质会离开太阳大气进入行星际空间，而另一部分则会向下沉降于色球层。此外，据统计约2/3的日珥在1-7天的过程中以几乎和爆发前相同的形态在原地重新出现(Priest, 1989)。

近年来的光学遥感观测发现日冕物质抛射往往与爆发日珥相关Gopalswamy et al. (2003)，在白光日冕仪观测到的日冕物质抛射三部分结构中，亮核很早

就被Hundhausen *et al.* (1984)等的光学观测推断为爆发日珥。Hundhausen *et al.* (1984)指出日珥落后于CME，且速度比CME小，由此他认为在CME伴随日珥爆发的事件中，是CME带动日珥爆发。之后Webb and Hundhausen (1987)统计了SMM卫星观测到的CME与日珥爆发的关联，发现70%以上的CME都伴随爆发日珥。因此研究日冕物质抛射产生机制的很多工作都包含日珥爆发的过程，甚至将日珥爆发与日冕物质抛射的爆发作为同一个问题来研究。其中比较著名的由日珥爆发触发日冕物质抛射起源的模型是Forbes (2000)所给出的灾变模型，如图1.6所示，日珥位于CME中的磁通量管的中心。

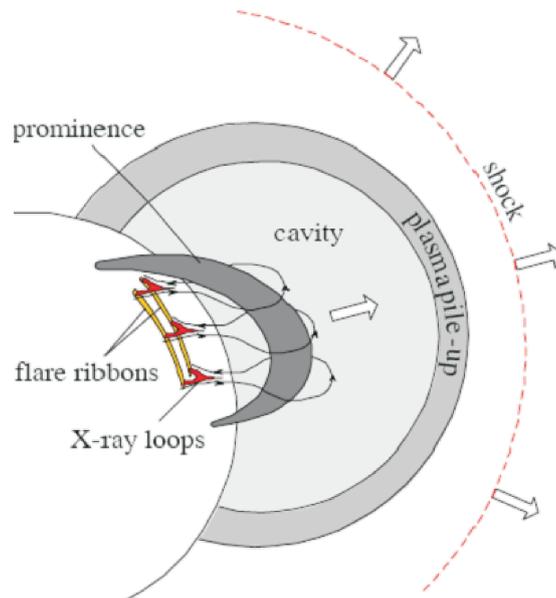


图 1.6 由日珥爆发引发日冕物质抛射初始的灾变爆发模型。引自Forbes (2000)。

1.2.2.3 日珥上传播的阿尔芬波

尽管阿尔芬波很早就被认为在加热日冕和加速太阳风的过程中起到了非常重要的作用，但是人们一直没有找到阿尔芬波在太阳大气中存在的直接证据。最近，Hinode飞船上搭载的太阳光学望远镜可以提供高空间分辨率的观测，基于这些新观测，De Pontieu *et al.* (2007)和He *et al.* (2009) 分别发现冕洞外的针状体中存在低频和较高频率的横向振荡，并认为这些振荡是上传的阿尔芬波，此外，Okamoto *et al.* (2007)发现日珥上存在横向的磁流体力学波，并指出这很可能是阿尔芬波，如图1.7。

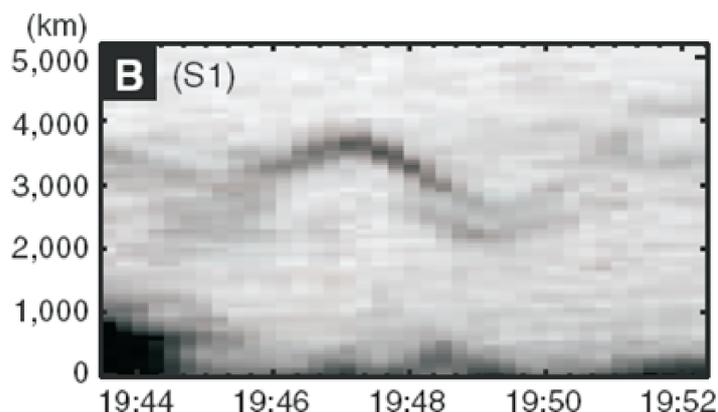


图 1.7 Hinode观测到的沿日珥传播的阿尔芬波。引自Okamoto *et al.* (2007)。

1.3 太阳物质输出的多尺度结构在太阳风中的表现

1.3.1 行星际日冕物质抛射 (ICME)

1.3.1.1 ICME的物质结构

日冕物质抛射进入到行星际空间后，就被称为行星际日冕物质抛射 (interplanetary coronal mass ejection, 简称ICME)。根据Zurbuchen and Richardson (2006)总结的1 AU附近的局地观测特征，如下表 1.4。行星际日冕物质抛射在1 AU附近具有如下特征，温度低于背景太阳风的一半，磁场大于背景太阳风且磁场更稳定，氦氢比大于背景太阳风，存在双向电子流，以及高价重离子增多。通常ICME都会挤压背景太阳风从而在ICME的前端形成激波(Gopalswamy, 2006)。

表 1.4 ICME的平均特性。引自Zurbuchen and Richardson (2006)和Liu *et al.* (2006)。

$\text{He}^{2+}/\text{H}^+$	大于0.08
温度(K)	小于 $0.5T_{exp}$
密度(cm^{-3})	小于1
速度 (km/s)	400-1000
特征离子	He^+
磁场(nT)	20
等离子体 β	小于1

需要说明的是，在没有ICME的背景太阳风中，太阳风速度和等离子体质子

温度之间存在一个经验关系(Zurbuchen and Richardson (2006)及其引文)。根据这个经验关系, 可以计算出对应局地测量到的ICME速度的太阳风的温度, 这就是表中的背景太阳风温度 T_{exp} , 这个温度代表在相同速度下背景太阳风的温度。而根据表1.4的总结, 不难发现, ICME的温度一般都低于同等速度太阳风的温度。这个温度特征, 也是人们判断ICME时最常用的判据。

另外, ICME还是一个处于膨胀中的结构, 因为ICME的前端速度往往大于尾端的速度, Klein and Burlaga (1982)提出ICME前端速度可以表达为 $V_{ICME} + V_{EXP}$, 尾端速度可以表达为 $V_{ICME} - V_{EXP}$, 其中膨胀速度 V_{EXP} 大约是ICME磁场强度对应的阿尔芬速度的一半, 也就是几十公里每秒。

行星际日冕物质抛射一般被分成两类, 一类是具有磁通量管磁场结构的磁云, 另一类是磁场结构没有典型特征的非磁云。根据观测统计, 磁云占总数的ICME的数量大约是15%~60% (Zurbuchen and Richardson, 2006)。磁云的定义最早由Burlaga et al. (1981)给出, 磁云是指磁场强度明显大于背景太阳风, 磁场在天的时间尺度上缓慢地转过较大角度, 并且温度明显低于背景太阳风的行星际日冕物质抛射。图1.8给出的就是一个典型的局地观测磁云, 摘自 (Schwenn and Marsch, 1991)。

图中最前端的虚线指示激波的位置, 第二条虚线标志磁云的起点, 最后一条虚线代表磁云结束的位置, 可以看出在磁云期间, 磁场强度比背景太阳风中高出几十nT, 磁场的仰角(极角)从90度逐渐变到-90度即在一天的时间内磁场方向从北指向南, 并且磁云中的温度也明显比背景太阳风要低。

对磁云的判据, 基于Burlaga et al. (1981)的定义, Lepping et al. (2005)提出了具体的判定标准: (1)等离子体 $\beta \leq 0.3$, (2)磁场方向缓慢旋转, (3)磁场强度增强的时间长度超过8小时, (4)平均磁场强度大于8nT, (5)质子的热速度小于30km/s, (5)磁场的方位角变化大于45度。

尽管人们对于磁云的基本物理特征和典型参数有很多描述, 然而对磁云与周围背景太阳风的边界的判断, 却一直存在疑问。目前, 人们主要根据磁场来辨别ICME的边界。理论上, ICME和背景太阳风的边界是切向间断面。更深入地, Wei et al. (2003)和Wei et al. (2006)提出了磁云边界层的概念, 并根据大量统计工作, 归纳了磁云的前边界层中压强等物理参量的特征, 同时指出磁云的前端可能与行星际磁场发生重联, 从而将磁云内的磁通量管层层剥离。

当前科学家们普遍认为磁场角度的变化是行星际日冕物质抛射内磁通量管

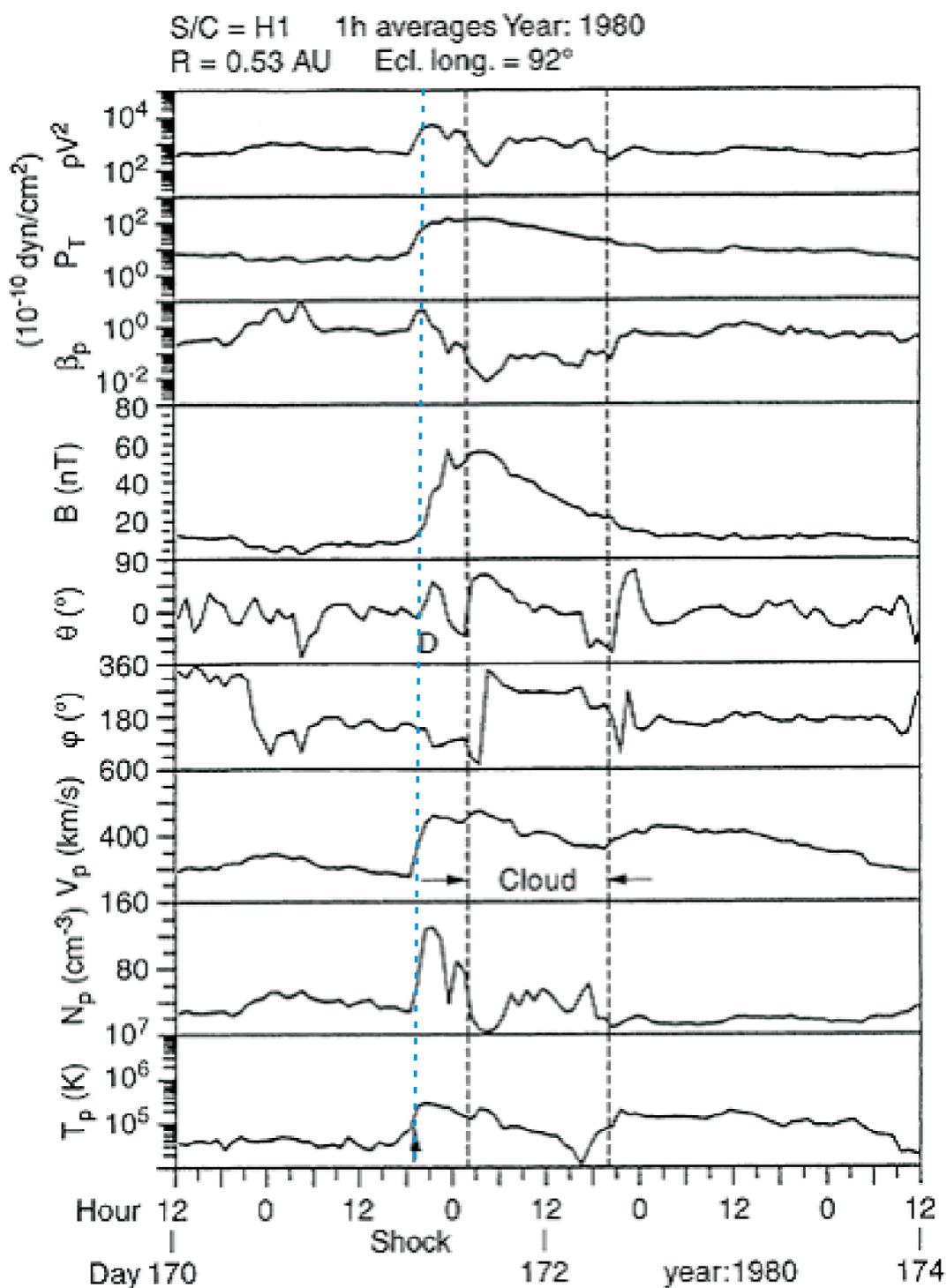


图 1.8 Helios卫星局地观测到的磁云，体现为磁场缓慢旋转，温度下降，磁场增强。引自 (Schwenn and Marsch, 1991)。

的体现，而温度低是ICME内部含有冷的日珥物质的体现。*Zwickl et al. (1983)*曾经指出在局地观测的磁云中观测到较低电离态的离子，例如 Fe^{5+} ， O^{2+} ，和 C^{4+} ，*Gopalswamy et al. (1998)*也曾在磁云中观测到从正5价到11价的Fe离子，这些低价的离子也表明磁云中存在着冷物质。此外，*Gopalswamy et al. (1998)*还观测到在磁云的尾部，质子的热速度小于20km/s、质子密度大于 40cm^{-3} ，这些冷而密的物质很可能对应日珥物质，即日冕物质抛射三部分结构中的亮核。

但是在磁云中，观测到这些冷而密且低价离子的记录却很少。*Schwenn et al. (1980)*最早在一次磁云事件中观测到 He^+ ，之后*Zwickl et al. (1983)*在ISEE卫星8年的观测数据中仅找到3个含有 He^+ 的磁云事件，*Skoug et al. (1999)*在ACE卫星的观测中发现日冕物质抛射中含有 He^+ ，并且 He^+ 与 He^{2+} 的比值明显升高；还有一些工作虽然没有发现 He^+ ，但是也观测到了等离子体的高密度和低温特征(e.g., *Burlaga et al., 1998; Gloeckler et al., 1999*)。因此虽然根据光学观测人们都认为CME中的亮核是爆发日珥，但是却缺少局地观测的证实，而爆发日珥最终的去向也是一个疑问。

1.3.1.2 ICME中的阿尔芬波

一直以来，人们根据观测发现，ICME中的扰动幅度远远低于背景太阳风(*Zurbuchen and Richardson, 2006*)，另外，也很少有研究工作探究ICME中扰动的物理本质(*Forsyth et al., 2006*)。阿尔芬波被广泛的发现于背景太阳风中，然而却从未在行星际日冕物质抛射中被观测到。*Wang et al. (2005)*和*Liu et al. (2006)*的统计工作指出行星际日冕物质中质子温度随日心距离的下降慢于绝热膨胀过程的温度下降（如图1.9），这表明ICME在膨胀过程中具有加热机制。*Liu et al. (2006)*推测行星际日冕物质抛射在膨胀过程中加热所需的能量可能由阿尔芬波输运到局地，然而在局地观测中却没有发现行星际日冕物质抛射中存在阿尔芬波。所以行星际日冕物质抛射中是否存在阿尔芬波，是一个尚未解决的关键问题。

1.3.2 压力平衡结构

背景太阳风当中常常会存在湍流，流体的瞬时流动可以分解为具有大时间尺度慢变化的平均背景流动和具有小时间尺度快变化的湍流运动(涂传治等, 1988)。类似地，对于行星际介质（基本上是等离子体）的运动过程也可以分为大时间尺度上的背景等离子体流动和小时间尺度的脉动，小时间尺度是

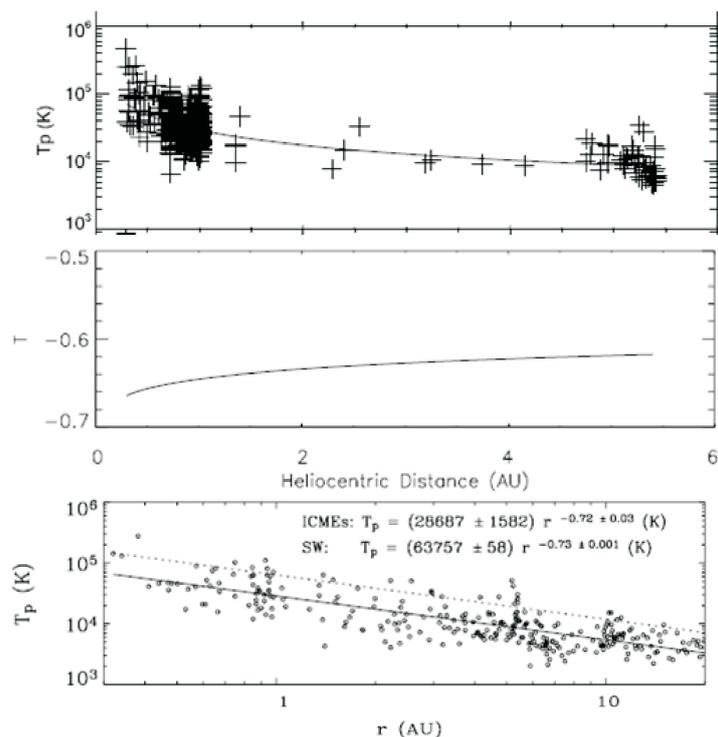


图 1.9 统计得到的ICME中质子温度随日心距离增加的变化趋势。引自Wang *et al.* (2005)和Liu *et al.* (2006)。

指 $10 - 10^4$ 秒的尺度范围，大时间尺度是指10小时-1000小时之间。另外，如果等离子体的密度、磁场感应强度等标量有短时间的变化值，则被称为可压缩扰动(涂传诒等, 1988)。

压力平衡结构指磁压强和等离子体热压强达到平衡时的一种可压缩扰动，相当普遍地存在于背景太阳风湍流中。压力平衡结构的直接特征是等离子体热压与磁压呈反相关关系。这种结构被认为是太阳风湍流的主要组成和重要的可压缩扰动Tu and Marsch (1995)。Burlaga and Ogilvie (1970)最早发现了太阳风中的压力平衡结构，依据是在小时的时间尺度上等离子体压强与磁压呈反相关，见图1.10中的阴影区域，其中总压强保持稳定，而等离子体热压与磁压呈反相关变化。

在黄道面上的太阳风中，Thieme *et al.* (1990)观测到了相似的现象，并且认为压力平衡结构起源于日冕。另外，Marsch and Tu (1993)通过对宽频率范围相关功率谱和小时尺度的相关系数的分析，发现压力平衡结构中等离子体热压与磁压基本呈反相关。之后，(Tu and Marsch (1994))提出了激发压力平衡结构和

1.3. 太阳物质输出的多尺度结构在太阳风中的表现

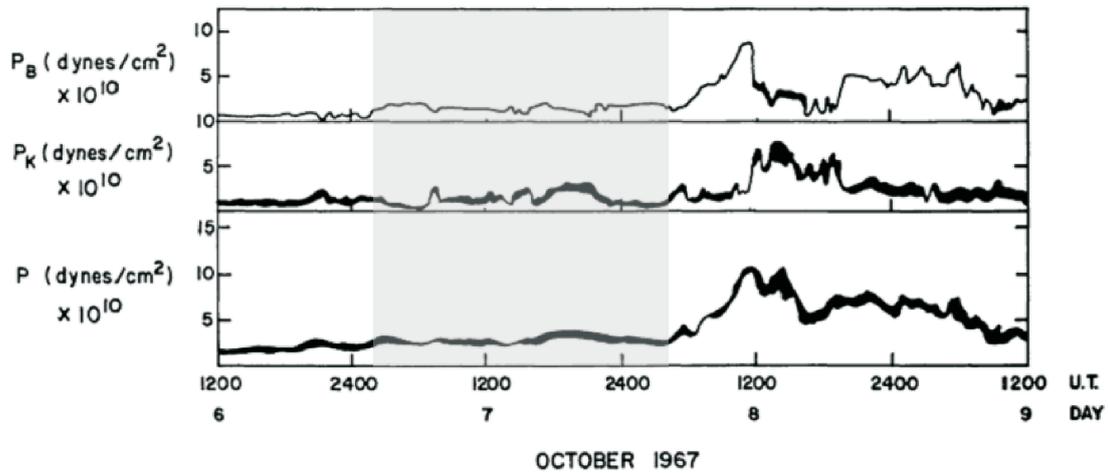


图 1.10 太阳风中的压力平衡结构在局地的观测特征。引自 *Burlaga and Ogilvie (1970)*。

垂直快磁声波的模型来定性解释太阳风中观测到的可压缩扰动。在极区太阳风中，人们从Ulysses卫星的观测数据也发现了压力平衡结构，并且发现压力平衡结构存在于从天到小时的时间尺度上(e.g., *McComas et al., 1995; Reisenfeld et al., 1999; Bavassano et al., 2004*)。(e.g., *Mariani et al., 1973; Neugebauer, 1981*)等认为压力平衡结构来自于太阳外层大气，并称这些可能来自太阳大气中磁通量管的压力平衡结构为面条结构（spaghetti-like），见图1.11。

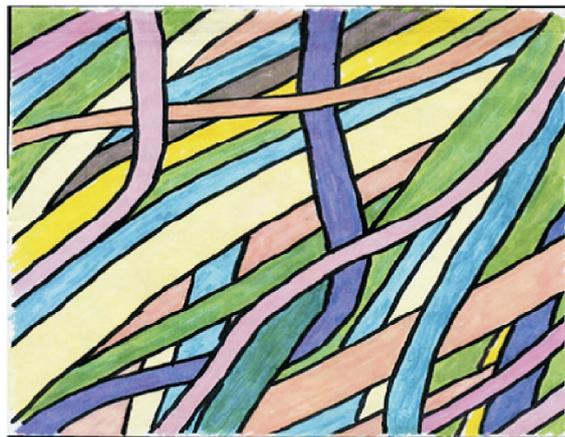


图 1.11 面条状结构，可能是太阳大气中达到压力平衡的磁通量管，被认为是大尺度压力平衡结构的起源。引自 *Borovsky (2008)*。

*Burlaga*最早发现压力平衡结构具有磁场和密度的反相关关系。之后人们还发现在12-24小时时间段内，磁场和密度在高频区域（小尺度）呈现反相

关。*Marsch and Tu* (1993)和*Tu and Marsch* (1994)通过对*Helios*卫星的数据分析完整地研究了压力平衡结构中密度、速度、磁场强度等多组参量间的相关关系，并指出无论在太阳风高速流还是低速流中，电子密度和磁场强度的相关性与等离子体热压和磁压的相关性一致，因此也可以用电子密度和磁场强度的反相关性来推测压力平衡结构的存在 (*Schwenn and Marsch*, 1991)。

1.4 太阳风物质和能量多尺度传输过程研究中需要解决的问题

尽管人们对太阳风的研究已有五十年历史，然而对太阳风中多尺度的物质结构和能量传输过程还缺乏系统完整的认识。在这一领域，尚未解决的课题包括：

(1)行星际日冕物质抛射中对应三分量日冕物质抛射的三部分结构、特别是日珥物质传播到行星际空间的对应物的局地证认，关系到日冕物质抛射爆发机制和日冕物质抛射对地影响等关键科学问题的研究。

(2)由于阿尔芬波是行星际空间中最有效的能量载体，那么存在加热现象的行星际日冕物质抛射中是否存在阿尔芬波？

(3)背景太阳风中广泛存在的压力平衡结构的尺度范围和成因，尤其是由于以往观测条件所限，而缺乏认识的小尺度结构，这涉及了人们对太阳风本质的认识。

本文将系统全面地分析卫星局地观测数据，致力于回答上述问题，从而促进相关研究的发展。

第二章 行星际局地观测仪器和数据分析方法

本文将根据Helios2卫星上搭载的静电分析器和磁通门磁力仪测量的行星际日冕物质抛射，来研究行星际日冕物质抛射的结构特征并探寻其中是否存在阿尔芬波。Helios1、2卫星是前联邦德国分别于1975年和1976年发射的一对用于局地测量太阳风的探测卫星，其运行轨道近日点约为0.3 AU，远日点为1 AU(地球轨道)，是迄今为止轨道位置距离太阳最近的一颗卫星(Porsche, 1977)。以往关于行星际日冕物质抛射的工作大多基于1 AU处的观测，本文希望通过Helios卫星从0.3AU到0.7AU 的近日局地测量数据的挑选和分析，来研究行星际日冕物质抛射的结构特征，尤其是对出现在三部分结构的日冕物质抛射中的亮核-日珥在行星际日冕物质抛射中的对应物的辨认。所以，本论文选择了Helios卫星来研究行星际日冕物质抛射的局地特征。Helios2卫星的轨道如图2.1所示，

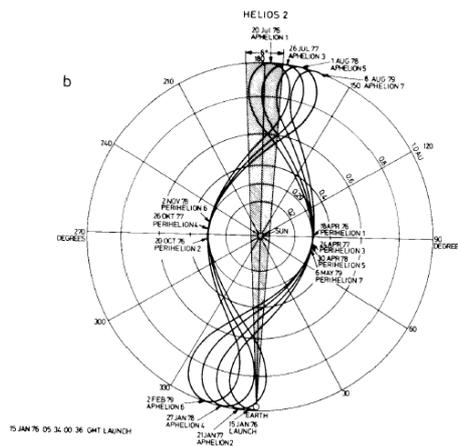


图 2.1 Helios2卫星的轨道，引自Porsche (1977)。

本文还将根据Cluster卫星搭载的EFW (Electric Field and Wave Experiment) 和FGM (Fluxgate Magnetometer) 的高时间分辨率的局地测量电子密度和磁场强度，来研究太阳风中的小尺度压力平衡结构，并通过傅立叶变换和小波变换这两种分析方法来研究压力平衡结构在对应时间段内的连续空间尺度上的特征。Cluster卫星是欧空局于2000年发射的一组4颗围绕地球旋转的旨在测量近地空间太阳风和地球磁层特征的卫星。其椭圆极轨近地点约为19000公里，远地点约为119000公里，轨道周期约57小时，所测量的区域包括太阳风、弓激

波、磁层顶、极间区、磁尾和极光带。Cluster卫星的主要目的是研究空间中的小尺度等离子体结构和物理过程(*Escoubet et al.*, 2001)。因此Cluster卫星上搭载的仪器测量时间精度很高，磁场、电场的测量时间精度有4秒，0.2秒和0.04秒三档，更重要的是，Cluster卫星上搭载的电场测量仪器EFW(Electric Field and Wave Measurement)测量的卫星电势可以转换为空间局地的电子密度(*Pedersen et al.*, 2001)，从而Cluster可以同时提供时间精度为0.2秒的磁场和电子密度测量数据，为分析太阳风中的小尺度结构提供了重要数据条件。所以，本研究选择Cluster卫星来研究太阳风中的小尺度压力平衡结构。

2.1 局地观测仪器

行星际空间中的局地测量仪器测量的是物理量随时间的变化，根据待测物理量不同可分为不同仪器，其中最普遍也最重要的有三类：等离子体测量仪器、磁场测量仪器和电场测量仪器。

2.1.1 等离子体参量测量

在等离子体参量测量仪器中，最为普遍的是静电分析器，它是许多同类复杂测量仪器的基本结构。本文工作中所采用的离子数据就是来自Helios2号卫星上搭载的三维静电分析器(*Rosenbauer et al.*, 1981)。图2.2就是三维静电分析器的原理结构图。

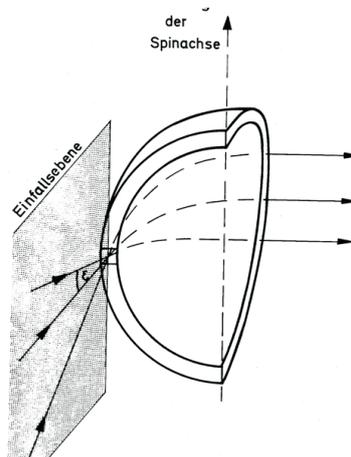


图 2.2 Helios卫星上搭载的三维静电分析器结构示意图, *Rosenbauer et al.*, 1981。

该仪器利用的是带电粒子在电场中运动的基本规律，直接测量的是带电

粒子的计数率。静电分析器的基本组成部分是一对球面平行极板，极板间电压为 U ，极板间隔为 d ，球面半径是 R ， d 和 R 是仪器的固定参数， U 则是可调节的。进入平行极板间的离子受电场力 $F = qU/d$ ，由于平行极板呈球面，所以离子在平行极板间以电场力为向心力做圆周运动，即

$$qU/d = mv^2/R \quad (2.1)$$

对等号两边进行整理，得到

$$\frac{UR}{v^2d} = \frac{m}{q} \quad (2.2)$$

可以看出等号右侧是离子的质荷比，标志着离子的种类。因为测量到的离子的速度可近似认为相同，这样只需要改变极板间电压就可以控制通过极板间的离子种类。另外，考虑到离子的动能

$$E = \frac{mv^2}{2} \quad (2.3)$$

上面的等式还可以写为

$$\frac{E}{q} = U \frac{R}{2d} \quad (2.4)$$

这表明通过极板的离子，其单位电荷的离子动能与电压成正比。事实上，正是基于这样的原理，Helios上搭载的三维静电分析器设有32个电压档位，并且各档之间还设有半档位，因此一共是64个电压档位。需要说明的是，32个能量通道是按对数间隔从0.158keV到15.62keV分布，并且每隔一次测量，这32个能通道就会挪半个通道差值，也就是说每81秒，仪器的测量就覆盖了64个能量通道。电压档位也称为单位电荷的动能通道，用 E/q 表示，当所有离子的速度一样时，这就表示了质荷比 m/q 。

此外，为了使离子测量覆盖三维空间，静电分析器在纬度方向均匀设置有9块离子计数器，计数器间隔5度，所以探测的仰角覆盖了45度的范围。静电分析器又在面向太阳的方位角范围内设有16个离子入射方位，方位间隔5度，所以探测的方位角范围可达到80度。需要说明的是，这16个方位的测量是利用卫星自转和太阳感应器实现的，即卫星自转到面向太阳时，卫星会依次在16个方位上测量离子的计数率。综上，仰角45度和方位角80度内空间的来自太阳的离子就在仪器的采样范围内(Rosenbauer et al., 1977)。在极板通道的底端是离子

计数器，该计数器可以记录离子的个数，同时可以记录总电荷，对应每个电压档都会得到相应的离子计数，由此就可以得到各种离子的相对数量（计数率）和相对电荷量，从而更加准确地判断离子种类；对应每个电压档位，再对应每个纬度角和经度角，就可以得到某种离子的三维热速度空间分布函数。仪器的采样测量时间约10s，处理时间约30s，这样仪器每40.5s得到一组测量数据，即对应各电压档、各纬度角、各经度角的某种离子的分布函数，经过坐标转换可得到直角坐标系下的离子在速度空间的分布函数。考虑到仪器的测量精度，Helios卫星上的这台三维静电分析器主要提供质子的分布函数。得到的分布函数通过矩计算（详见第二节）可以给出的数密度、温度、速度这些等离体参量。Helios卫星上的这台静电分析器可以测量离子通量（也就是离子数），相应测量仪器用I1a标注；另外这台仪器也可以测量离子总电荷（也就是电流），电流仪器用I1b标注(Rosenbauer et al., 1977)。

对于每个热速度分布函数，都可以计算出对应的质子数密度 n ，质子流速 v ，平行磁场方向的质子温度 T_{\parallel} ，和垂直磁场方向的速度 T_{\perp} 。在内日球层，质子的回旋周期小于1秒，因此Helios所测量的质子热速度分布函数是回旋对称的，其对称轴与局地瞬时磁场的方向一致。磁场矢量是由Helios卫星上另外一台仪器-磁通门磁力仪(Neubauer et al., 1977)测量的。

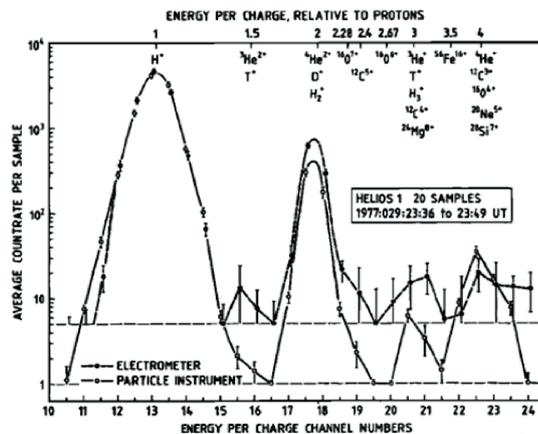


图 2.3 Helios卫星上搭载的三维静电分析器的直接测量结果。引自Schwenn et al. (1980)。

图2.3是静电分析器得到的测量结果。横轴是单位电荷的能量 (E/q)，由于太阳风中等离子体的速度可以近似相同，单位电荷的能量就正比于 m/q (Schwenn, 1983; Schwenn et al., 1980)，不难看出，在几个单位电荷动能档位上

出现了离子的集中分布，根据经验一般认为最低能档的第一个计数率的峰值指示的是质子，这样把质子所在单位电荷动能档作为1，根据其他离子的质荷比 (m/q) 与质子的关系，就可以找到 α 粒子以及其他离子的能量档，并且可以从粒子计数和电荷计数的比例（即得到离子的电荷数）进一步确认对离子种类的辨认。

通过对离散的离子计数率的拟合处理，就能得到离子在热速度空间的三维分布函数，如图2.4的右图。如图2.4左图所示，取 $x-y$ 平面的截面，需要说明，这个平面是由日地连线方向和局地磁场方向来确定的，其中日地连线方向是图中的横轴 x 方向，局地磁场方向是图中的虚线，由 x 方向与局地磁场方向叉乘得到垂直于这个平面的 z 方向， z 方向没有在本文中显示，由 z 与 x 的叉乘，即得到图中的纵轴 y 方向，从而得到如图2.4左图的二维的分布函数。采用这样一个平面，是为了便于考察质子的热速度分布函数特征与局地磁场方向的关联。由于温度与热速度的平方成正比，热速度空间的分布函数可用于分析太阳风中的温度各向异性和束流。

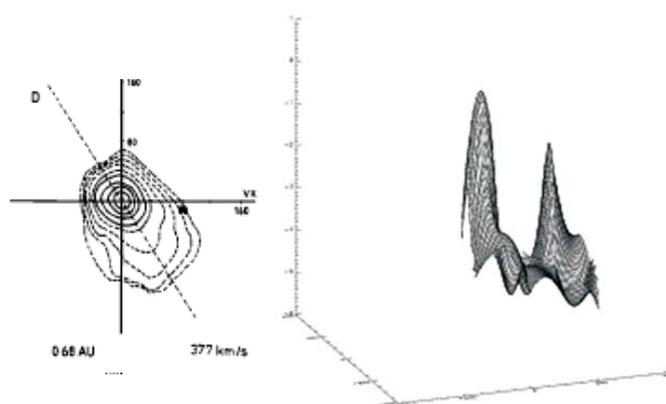


图 2.4 右图为Helios卫星上搭载的静电分析器测量的三维分布函数，左图为取截面后得到的二维分布函数（左图引自Marsch *et al.* (1982)）

此外，本文第三章的工作中采用的是质子的热速度分布函数。静电分析器虽然可以提供太阳风离子（主要是质子和 α 粒子）的三维热速度分布函数。然而这台仪器不能自动区分质子和 α 粒子(Rosenbauer *et al.*, 1977)。根据质子的质荷比为1， α 粒子的质荷比为2，就可以获知相应计数率峰值出现的能通道位置。根据Marsch *et al.* (1982) 最初提出的分割方法，以及Heuer and Marsch (2007)和Marsch *et al.* (2004)又发展了此方法，本工作来分割质子与 α 粒子。所以

下面要说明将质子和 α 粒子的热速度分布函数分离所采用的方法。如图2.3中，由于质子与 α 粒子的质荷比不同，所以二者计数率峰值在单位电荷能量通道上的位置不同。根据这一差异，*Marsch et al. (1982)*提出通过寻找两个计数率峰值之间的极小值对应的能量通道，作为质子和 α 粒子的分界，取单位电荷能量通道值小于这一分界值的范围，对应的就是质子在空间中的计数率，经过三维插值，就可以得到质子的三维热速度分布函数。但是，由于 α 粒子的丰度较低，有时静电分析器只能测量到一个对应质子的计数率峰值， α 粒子的计数率峰与质子计数率的侧翼混合。对于这种情况，*Marsch et al. (1982)*提出根据 α 粒子的电荷数，即电荷计数率与粒子计数率的比值来作为分割的依据。已知，质子的电荷数为1， α 粒子的电荷数为2，所以一般将电荷数为1.5时对应的单位电荷的能量通道处定为质子和 α 粒子的分界。能量通道值低于这一界限的三维计数对应质子，通过三维插值，最终获得质子的三维热速度分布函数。

2.1.2 磁场测量

空间局地探测中主要用到的是磁通门磁力仪（Flux Gate Magnetometer，简称FGM）。本文工作用到了Helios卫星上的磁通门磁力仪(E2)(*Neubauer et al., 1977*)和Cluster卫星上的磁通门磁力仪(FGM)(*Balogh et al., 2001*)。图2.5是磁通门磁力仪的原理图，引自Y.Narita2009年的讲义。

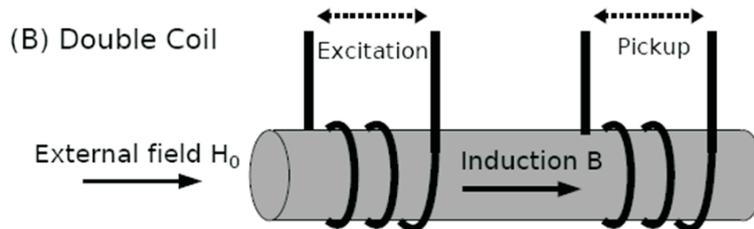


图 2.5 磁通门磁力仪的结构原理。引自Y. Narita 2009年的讲义。

该仪器利用的是铁磁材料的特性和法拉第电磁感应定律。磁通门磁力仪的基本结构是缠绕在铁磁材料（磁芯）上的两组线圈，一组线圈是通有交流电的激发线圈（初级线圈），另一组则是与电压表构成闭合回路的感应线圈（次级线圈）。

通有交流电的激发线圈在磁芯上会激发出感应磁场 $he^{j\omega t}$ ，其中 h 是磁场强

度，可由电流计算得到， ω 是线圈上电流的圆频率， t 是时间。当外界存在强度为 H_0 的均匀恒定磁场时，感应磁场 $he^{j\omega t}$ 与外磁场 H_0 共同穿过感应线圈，在感应线圈上激发出电流。考虑到铁磁材料中的磁感应强度 B 与总磁场强度 H 具有非线性关系（磁滞回线）(Kaufman et al, 2009)，

$$B = \mu H(a - bH^2) \quad (2.5)$$

其中 B 为磁芯中的磁感应强度， μ 为磁导率， $H = H_0 + he^{j\omega t}$ 为总磁场强度， a ， b 是与铁磁材料种类有关的系数。为表述简明，令 $\mu = a = b = 1$ ，将沿磁芯从初级线圈指向次级线圈的方向定义为 x 方向，则图2.4中通过次级线圈的总磁感应强度 B_x 可以用如下公式表示：

$$B_x = H_0 - H_0^3 + (h - 3H_0^2h)e^{j\omega t} - 3H_0h^2e^{j2\omega t} - h^3e^{j3\omega t} \quad (2.6)$$

等式右边第4项 $3H_0h^2e^{j2\omega t}$ 是总磁感应强度中的二次谐波项，它与外磁场 H_0 成正比，并且只有外磁场强度不为零时，这一项才存在。

根据电磁感应定律，感应线圈上测量到的电动势与穿过次级线圈的总磁感应强度具有如下的关系

$$U = -NS \frac{\partial B_x}{\partial t} \quad (2.7)$$

其中 U 是次级线圈上的感应电动势， B_x 是穿过次级线圈的磁感应强度， N 是线圈的匝数， S 是磁性材料的横截面积， t 是时间。

基于上述原理，磁通门磁力仪直接测量的是次级线圈上的感应电压的二次谐波项 (Kaufman et al, 2009)，根据式2.7可以由电压推算出磁芯内总磁感应强度的二次谐波项，然后根据式2.6中的磁感应强度二次谐波项与外磁场 H_0 的关系，最终得到外磁场 H_0 的大小。此外，通过改变线圈和磁芯的方向，就可以测量各方向的外磁场强度，所以磁通门磁力仪可以测量三维磁场分量。

本文用到的磁场数据来自Helios卫星和Cluster卫星上搭载的均可测量三维磁场的磁通门磁力仪。Helios卫星上搭载的磁通门磁力仪(Musmann et al., 1977)，最大采样率为每秒8次，即每0.125秒测量一次。本文工作中采用的是平均后的间隔为40.5s的三维磁场测量数据。测量的磁感应强度数值精度为0.2 nT。Cluster卫星是欧空局 (ESA) 于2001年发射的一个环绕地球运行的一组4颗

空间探测卫星。Cluster卫星上的磁通门磁力仪(FGM)(Glassmeier *et al.*, 2001)的测量间隔有三种，一种是4s，一种是0.2s，还有一种是0.04s。本文采用的是时间精度为0.2s的磁场数据。测量的磁感应强度数值精度为0.001 nT。

2.1.3 卫星电势测量和电子密度的获取

本文工作中用到了Cluster卫星上搭载的电场测量仪器，Electric Field and Wave measurement，简称EFW(Pedersen *et al.*, 2001)。该仪器直接测量的是局地相对于卫星的电势差，再除以空间距离，就得到电场强度。这台仪器的另一个重要作用，也是本文工作中实际用到的，这台电场测量仪器测得的电势差可以用来计算得到电子密度。因为该仪器测量卫星电势的数据间隔是0.2s，所以也可以提供0.2s间隔的电子密度，比其他测量电子密度仪器的时间间隔要短的多，可以满足本工作研究小尺度结构的密度变化特征的要求。在He *et al.* (2008)中就用到了这个数据来分析重联区电子密度的变化特征。具体来说，电场测量仪器具有4根探杆，4根探杆以卫星为中心在一个平面内互相垂直，见图2.6的左图，探杆的末端是球形探针用以收集探针附近的电子，见图2.6的右图。

对于图2.6中的右图，当金属球形探针位于等离子体中，探针上会产生电流，一个是周围等离子体中的电子被吸附到探针上形成的电流，一个是由太阳辐射的光电效应所引起的电子逃逸产生的电流，这两个电流一般不等。为了使探针上的电势与周围等离子体的电势近似相等，就要求探针与等离子体间的电流为零，所以卫星会传给探针一个偏置电流，使探针上的总电流为零(Pedersen *et al.*, 2008)。

$$I_{php} = -(I_{ep} + I_b) \quad (2.8)$$

其中， I_{php} 是光电效应产生的电流， I_{ep} 是探针吸附周围电子产生的电流， I_b 是从卫星传给探针的偏置电流。当探针上达到电流平衡时，探针电势与卫星电势的电势差，就可以近似认为是空间中等离子体的电势与卫星电势的电势差，这个电势差也称为卫星电势。而电势差的大小就是卫星与探针之间的偏置电流 I_b 与电路电阻 R 的乘积。

又考虑到球形金属探针上的吸附电子电流与其周围等离子体具有如下关系(Pedersen *et al.*, 2008):

$$I_{ep} = I_{e0}[1 + V_p/V_e] \quad (2.9)$$

$$I_{e0} = CN_e V_e^{1/2} A_p \quad (2.10)$$

其中 N_e 是等离子体的电子密度， C 是常数， A_p 是探针的表面积， V_e 是 kT_e/e ， T_e 是电子温度， e 是单位电荷。这表明探针吸附电子的电流大小与周围等离子体密度成正比。考虑到光电效应是太阳辐射引起的，所以在一定时间内，光电效应引发的电流 I_{php} 大小可以看作是常数。当探针处于等离子体密度大的区域，探针上的吸附电子的电流 I_{ep} 就相应大。这时，根据公式2.8就得到卫星传输给探针的偏置电流 I_b 需要变小，而卫星传输给探针电流的电路的电阻不变，所以卫星与探针的电势差的绝对值就变小。综上，就可以得出空间中等离子体密度与卫星电势差的绝对值呈反比的定性结论。关于电子密度与卫星电势差的关系的具体表达式，根据对大量观测数据的拟合，人们发现，探针周围的电子密度与卫星电势差有如图2.7的 e 指数衰减关系。

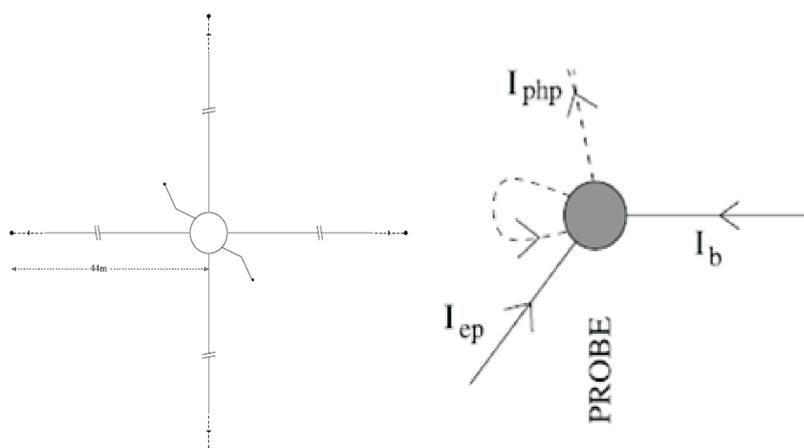


图 2.6 Cluster卫星上搭载的EFW的原理结构，引自Pedersen *et al.* (2001)。

Pedersen *et al.* (2001)和Pedersen *et al.* (2008)指出卫星电势与等离子体密度之间的关系可以用叠加的 e 指数函数来表示，形式如下：

$$N_e = A \exp -V/B + C \exp -V/D \quad (2.11)$$

其中 N_e 是电子密度， V 是卫星电势的绝对值。其中 A 、 B 、 C 和 D 是根据不同情况而待定的系数。对于卫星电势小于10伏，用Cluster上另一台测量电子密度的仪器WISPER测量的电子密度为公式2.11标定，确定4个系数。对于卫星电势大于10伏的情况，其中用到的标定方法较为复杂。Pedersen *et al.* (2008)提供了

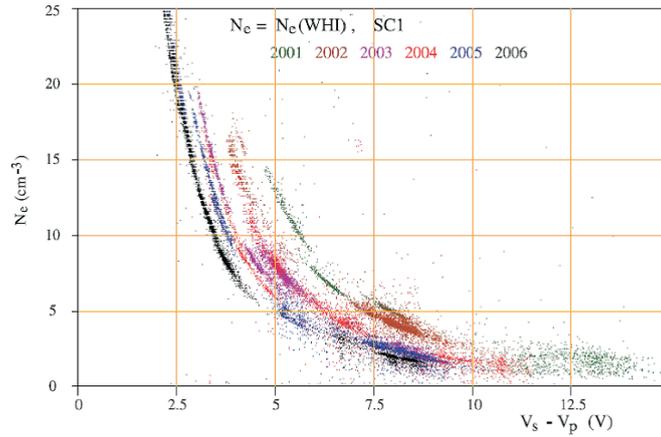


图 2.7 Cluster卫星上搭载的EFW测量的电势与探针周围等离子体密度的关系, *Pedersen et al. (2008)*。

从2001年-2004年的对应各年的公式2.11中各参量的专门表达式。在工作中, 本文采用的是卫星四根探针的平均电势来计算电子密度。

2.2 数据分析方法

获得了这些基本观测数据, 还要经过相应的数据处理和分析, 才能最终得到有效的测量结果。

2.2.1 矩分析

由于空间中分布的都是等离子体, 所以对太阳风的分析就要依据等离子体学的描述方法。在等离子体物理中, 常常用大量微观粒子组成的体系的状态量来描述等离子体的性质, 例如数密度 $n(r(t), t)$, 速度 $u(r(t), t)$, 温度 $T(r(t), t)$ 等, 这些状态量都是时间和空间 t 位置 $r(t)$ 的函数。在等离子体物理中, 定义粒子的分布函数为 $f(r, v, t)$, 定义速度矩为(郑春开, 2009):

$$\langle \psi(v) \rangle = \int \psi f(r, v, t) dv / \int f(r, v, t) dv = \int \psi(v) f(r, v, t) dv / n(r, t), \quad (2.12)$$

当 $\psi(v) = 1$ 时, 称速度矩为零阶矩, 此时

$$1 = \int f(r, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} / n(r, t) \quad (2.13)$$

当 $\psi(\mathbf{v}) = \mathbf{v}$ 时, 称速度矩为一阶矩, 此时

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \int \mathbf{v} f(r, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} / n(\mathbf{r}, t) \quad (2.14)$$

当 $\psi(v) = nmvv$ 时, 称速度矩为二阶矩, 此时

$$nm\langle \mathbf{v}\mathbf{v} \rangle = nm\langle (u+w)(u+w) \rangle = nm\mathbf{u}\mathbf{u} + nm\langle ww \rangle = nm\mathbf{u}\mathbf{u} + p, \quad (2.15)$$

其中,

$$p = nm\langle ww \rangle = m \int ww f(r, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (2.16)$$

为热压强张量。 p 对对角项 p_{kk} 代表热压强, 根据热力学中的状态方程, 有

$$p_{kk} = n(r, t)kT(r, t) \quad (2.17)$$

其中 k 是玻尔兹曼常数。所以速度矩的二阶矩包含等离子体团的温度信息。

根据第一节中的介绍, 从Helios卫星上的静电分析器可以获得离子的三维计数率。根据等离子体物理的矩分析, 通过这些计数率人们可以计算出等离子体的数密度、温度和速度等。已知公式

$$n = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (2.18)$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \int \mathbf{v} f(r, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} / n(\mathbf{r}, t) \quad (2.19)$$

$$T = \frac{m}{3k_B n} \int (\mathbf{v} - \mathbf{u})(\mathbf{v} - \mathbf{u}) f(\mathbf{v}) d^3\mathbf{v} \quad (2.20)$$

公式2.20摘自 (Baumjohann, 1996)。

2.2.2 滤波

因为本文工作中采用了Cluster卫星的测量数据，而Cluster卫星通过自转保持稳定，自转周期为4秒，自转频率0.25Hz。根据2.6中的左图，由于电场测量的4根探针呈90°角度间隔分布，所以卫星自转效应反应到电势测量中，就会在0.25Hz及其各倍频上干扰测量。所以空间测量数据中会混入由卫星自转引起的频率信号，为了去除这些假频率特征，就要用到滤波器。但是要求既能去除干扰频率信号，又不破坏原有数据的频率分布特征。这就要用到陷波滤波(Tjulin *et al.*, 2005)。滤波效果如图2.8所示。图中横轴是以卫星自转频率0.25Hz为基数1的归一化后的频率，纵轴是日地连线方向电场强度的功率谱，图中的实线是滤波后的功率谱密度随频率的变化，断线是滤波前功率谱密度随频率的变化，可以看出，滤波前图中有几个峰值，都位于0.25Hz的倍频处，即0.5Hz, 0.75Hz, 1Hz, 2Hz。通过陷波滤波后卫星自转引入的功率谱信号都被去除，同时功率谱的谱形没有受到影响。

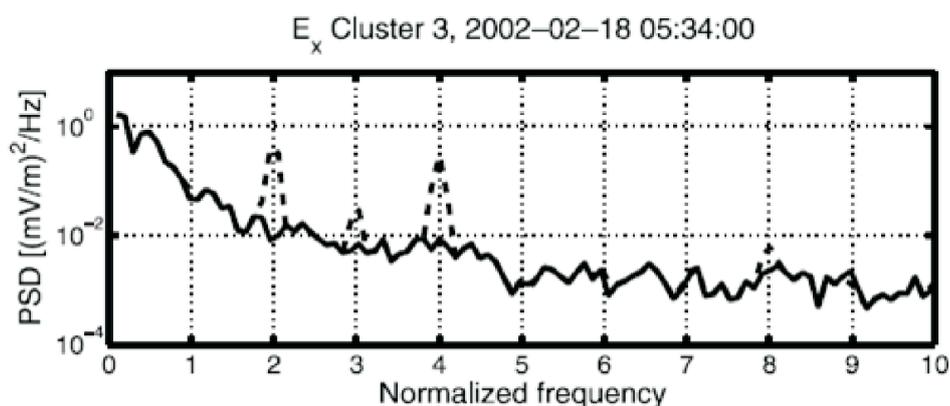


图 2.8 对Cluster数据中卫星自转效应的滤波效果展示，引自Tjulin *et al.* (2005)。

本文工作中，采用了Matlab软件中的陷波滤波函数notchfilter，陷波滤波器是一种带阻滤波器，通过将傅立叶变换后的数据序列与特定滤波器函数相乘，来压制某一频率对应的波动幅度，对其他频率则几乎没有影响。

2.2.3 傅立叶变换与谱分析

所有物理过程可以被划分为两类，一类是确定性过程，另一类是随机过

程。确定性过程的测量数据可以用数学显式关系来描述，或者说可以通过设计实验来重复获得该观测数据。随机过程的测量数据无法用数学显示关系来描述，或者说无法通过设计实验来重复获得观测数据。对于随机过程的测量数据，人们只能通过统计的方法来描述，用到的统计参量包括方差、期望、功率谱密度函数等 (Bendat and Piersol, 1971)。

在随机过程中，又可以分为平稳随机过程和非平稳随机过程。平稳随机过程是指该过程测量数据的统计参量不随时间的推移而变化。而对非平稳随机过程，其测量数据的统计参量随时间的变化而不同，所以它是只能通过各时刻附近时间段内的统计特性来描述的随机过程 (Bendat and Piersol, 1971)。

傅立叶变换是将平稳随机过程的测量数据从时间域映射到频率域，从而观察该过程在频率域的统计特征的一种数学变换方法。通过傅立叶变换，频率域中显示的是这个数据序列的变化幅度，根据变化幅度与频率的对应，就可以找出该数据序列的频率特征或者周期性。由于实际空间测量时，得到的都是有限长离散数据序列，所以给出离散傅立叶变换的基本形式 (Bendat and Piersol, 1971):

$$X(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n)W_N(kn) \quad (2.21)$$

其中 $x(n)$ 是时间序列， $X(k)$ 是 $x(n)$ 的傅立叶变换， $W_N(kn) = \exp(-j\frac{2\pi kn}{N})$ ， $k=0,1,\dots,N-1$ ，数据序列长度为 N 。

在频率域，功率谱分析给出的是随机信号的扰动能量在频率域的分布特征。已知傅立叶变换得到的是随机信号的变化幅度，而根据振幅的平方代表着波动的能量，所以在傅立叶变换的基础上可以获得频率域内物理量波动的能量信息 (Bendat and Piersol, 1971)。所以简单来说，功率谱密度可以用傅立叶变换后对幅值取平方来计算，数学基本形式是：

$$P(f) = \frac{2}{Nh} |X(f)|^2 \quad (2.22)$$

其中 P 是功率谱密度， f 是频率， N 是数据序列的长度， h 是各数据点的时间间隔， $k=0,1,2,\dots,N-1$ 。

在具体实现的时候，功率谱分析也分为许多种计算方法，本文工作用到的算法是多层叠加法 (Multi-taper method, 简称 MTM) (Percival and Walden, 1993)。这种方法是 David J. Thomson 最先提出，并广泛用于数字信号处理。多

层叠加法的优点在于可以有效消除数据中的随机噪声，从而减小谱的方差。这样的特点，有利于准确获得功率谱密度的斜率等关键信息。这种分析方法的基本思路是，首先将数据分成多段，然后分段进行功率谱分析，最后再将各段的功率谱叠加。利用随机噪声的叠加总和为零，从而去除了噪声，所以多层叠加法得到的功率谱具有比传统功率谱法更小的方差。作为一种成熟的功率谱分析方法，多层叠加法在Matlab等计算软件中已经成为内置函数，可以直接调用。本文工作就是直接利用Matlab中的pmtm函数。

最后，需要指出傅立叶变换的局限性。通过公式2.21不难发现，傅立叶变换是一种全局变换技术，即变换后的频率域内的特征是时间域内各个时刻扰动特征的总和。对于平稳随机过程，因为该过程本身就与时间无关，所以傅立叶变换这种全局变换方法可以体现相应数据序列的特征。但是对于非平稳随机过程，数值的变化在时间域具有不均一的特点，傅立叶变换的这种叠加结果不能体现实际数据的真实特点，所以傅立叶变换不能用于分析非平稳随机过程。

2.2.4 小波变换

上一节提到，随机过程可以分为平稳随机过程和非平稳随机过程，而傅立叶变换只能分析平稳随机过程的测量数据。本节介绍的小波变换则是Goupillaud *et al.* (1984) 分析地球物理观测数据时提出的可处理非平稳随机时间序列的处理方法。小波变换将数据序列从时间域映射到时间-频率域。经过小波变换后，不仅可以观察这组数据的变化幅度在频率域的分布特征，还能获知分布特征所对应的不同时刻，从而获取各个子时间段的频域信息。所以，小波变换与傅立叶变换的主要区别在于小波变换是对应各子时间段给出相应频域特征，而傅立叶变换是对整体时间段给出一个频域特征。

本文工作中为了辨别各时间尺度的压力平衡结构的存在，需要分析电子密度和磁场强度两个物理量在各个时段内的各时间尺度的相关性，所以第四章中的工作采用了Grinsted *et al.* (2004)给出的Morlet小波互相关谱分析方法及相应程序包，根据Grinsted *et al.* (2004)，小波基函数Morlet小波，如下表达

$$\psi(\eta) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0\eta - 1/2\eta^2} \quad (2.23)$$

其中 $\eta=st$ ， s 是尺度（周期）， t 是时间， ω_0 是圆频率，此处取6。所以，对于时

间序列 x 完整的Morlet小波变换是:

$$W_n^X(s) = \sqrt{\frac{\delta t}{s}} \sum_{n'=1}^{n'=N} x_{n'} \phi_0\left[(n' - n) \frac{\delta t}{s}\right] \quad (2.24)$$

其中, x_n 是时间序列, W_n^X 是对时间序列 x_n 的Morlet小波变换, 序列长度为 N , $n = n'=1, 2, \dots, N$, δt 是计算时的时间步长。

对于经过小波变换后的两个序列, 求其互相关谱, 则有(*Grinsted et al.*, 2004)

$$W_n^{XY} = W^X W^{Y*} \quad (2.25)$$

其中, W^X 是序列 $x(t)$ 的小波变换, W^Y 是序列 $y(t)$ 的小波变换, $*$ 表示共轭。得到互相关小波谱 W_n^{XY} 后, 提取其中用于描述互相关关系的相关系数 R 和相位角 A :

$$R_n^2(s) = \frac{|s^{-1} W_n^{XY}(s)|^2}{(s^{-1} |W_n^X(s)|^2)(s^{-1} |W_n^Y(s)|^2)} \quad (2.26)$$

$$A = \frac{\text{img}(W_n^{XY})}{\text{real}(W_n^{XY})} \quad (2.27)$$

两列波动, 如果相关系数接近1, 相关相位接近0, 说明两列波动正相关; 如果相关系数接近-1, 相关相位接近 π , 说明两列波动反相关; 如果相关系数接近0, 则相位信息没有物理意义, 两列波动不相关。正是借助了小波变换的特点, 小波互相关分析可以将两列时间序列的相关系数随时间和频率的变化显示出来。图2.9中就是对小波互相关谱分析得到的相关系数的展示, 横轴是时间年份, 纵轴是周期, 图中的颜色是两个物理量的时间序列的相关系数。由图中可以观察到在不同年份、不同频率, 两个物理量的扰动具有不同的相关性。

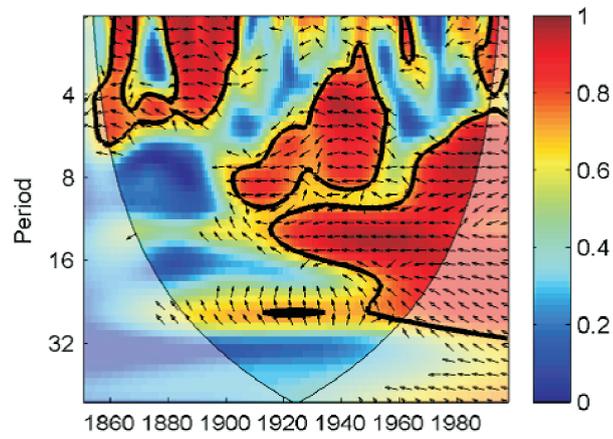


图 2.9 根据小波变换互相关功率谱可以得到的相关系数的示例，引自Grinsted *et al.* (2004)。

第三章 太阳风中的大尺度结构和波动

3.1 引言

根据光学遥感观测，人们认为日冕物质抛射，Coronal mass ejections (CMEs)，与爆发日珥有关。在第一章中曾介绍过日冕物质抛射中有一类具有三部分结构。这三部分结构是：亮环，暗腔和亮核(e.g., *Hundhausen, 1987; Hudson et al., 2006; Alexander et al., 2006*)。当前的研究者大多公认这三部分结构分别对应于：CME前端的等离子体堆积，CME中的磁通量管和爆发日珥(*Crooker and Horbury, 2006; Forsyth et al., 2006; Schwenn et al., 2006*)。根据 H_{α} 谱线的光学观测，人们认为日珥是冷而致密的色球层物质，温度约为 $\sim 10^4$ K (e.g., *Priest, 1989; Burlaga et al., 1998*)。在爆发前CME中，日珥往往位于CME中的磁通量管的中心(*Crooker and Horbury, 2006*)；CME与日珥物质相关的另一个证据是，在2个太阳半径处的紫外观测中CME亮核最显著的特征就是含有冷、低电离态的物质(*Lee et al., 2009*)。

当CME从太阳大气喷发后进入行星际空间，这时CME就被称为行星际日冕物质抛射 (Interplanetary Coronal Mass Ejection, 简称ICME)。根据磁场结构是否符合磁通量管特征，将ICME分为两类，一类称为磁云，另一类为非磁云。磁云的定义最早由*Burlaga et al. (1981)*给出，在磁云中总磁场明显增强、磁场矢量在天的尺度上缓慢转动、并且具有低于背景太阳风的质子密度和温度。

鉴于磁云和具有三部分结构的CME都具有磁通量管的磁场结构，许多研究工作都试图将磁云和三部分结构CME相联系，即在磁云中辨别CME三部分结构中等离子体堆积、磁通量管和日珥物质传播到行星际空间的对应物。其中CME前端的等离子体堆积和磁通量管都在大量工作中被观测到(*Schwenn and Marsch, 1991; Wei et al., 2003, 2006*)，根据质子密度和磁场强度的跃变上升来识别等离子体堆积，根据磁场仰角在天的量级上缓慢连续地转过很大的角度（大于90度）来判断磁通量管的存在。所以目前研究的关键问题就是证实磁云中三部分结构CME中爆发日珥的对应物。根据日珥的等离子体温度密度、特征离子和磁场特征，一部分工作根据观测到的磁云中磁场旋性与日面上爆发日珥的残留磁场旋性相同(*Bothmer and Schwenn, 1998; Ruzmaikin et al., 2003*)来间接证实磁云中含有爆发日珥；另一部分工作则观测到磁云中质子密度、 He^{2+} 密度以

及 He^{2+}/H^+ 相对背景太阳风明显增高(Hirshberg *et al.*, 1972; Burlaga *et al.*, 1998; Gopalswamy *et al.*, 1998), 并提出这些增高现象对应爆发日珥; 还有很少的一些工作在磁云中观测到了日珥的特征离子 He^+ (Gosling *et al.*, 1980; Schwenn *et al.*, 1980; Zwickl *et al.*, 1983), 并由此证实磁云中含有日珥(Zurbuchen and Richardson, 2006)。但是, 以往的工作都只是分别观测到了上述某一方面的证据, 从未同时观测到等离子体密度、温度, 磁场和特征离子这三方面的证据, 也就没有提出过磁云中日珥的完整物理特征。

此外, 在局地空间观测的磁云中观测到日珥物质特征的事件数目远远小于白光观测到的三部分CME的数目。但是目前大多数CME和ICME的模型都是基于三分量CME的结构形态, 可是局地实测仍然没有完整证实三分量CME中的亮核是日珥物质, 因此, 磁云中日珥物质的证认是磁云研究的一个重要课题。所以本章工作的主要目的就是通过磁场特征、等离子体温度密度特征和特征离子三方面来充分证实磁云中日珥物质的存在。此外, 本工作也尝试探究内日球层中日珥物质在磁云中的演化趋势。最终, 本工作将在太阳风中局地观测的磁云与日冕仪观测到的三部分结构日冕物质抛射的三部分结构相对应, 给出行星际空间中磁云的结构模型。

本章工作的另一个重点是, 探究磁云中是否存在阿尔芬波。通过对磁云随日心距离增加的演化的统计, Wang *et al.* (2005)和Liu *et al.* (2006)发现磁云温度的下降慢于绝热膨胀过程, 说明磁云中存在加热现象, Liu *et al.* (2006)推测磁云中的加热能量可能来自于阿尔芬波。但是至今, 都没有研究工作在磁云中观测到阿尔芬波。针对这一磁云研究的重要课题, 本章的第二节工作依据阿尔芬速度与太阳风速度的相关性来判断阿尔芬波的存在。同时, 还将分析磁云中质子的热速度分布函数。人们常常根据质子热速度分布函数的各向同性或各向异性来分析太阳风的微观热力学特征, 但是却从未用这一手段来研究ICME的微观热学特征。所以本章第二节将用热速度分布函数来获知磁云中的热学特征, 并将这些特征与阿尔芬波的存在综合分析。

3.2 ICME中日珥物质的局地认证

3.2.1 日珥物质的行星际特征及其研究现状

由于日珥是冷而密的色球物质, 含有特征离子 He^+ , 在日冕中被磁通量管

撑托而位于磁通量管的磁场极性反转处。根据这些特征，已有的工作在判定磁云中日珥物质时用到的判据分为三方面，即日珥的磁场特征，日珥的等离子体温度密度特征和日珥的特征离子。其中磁场特征主要是指ICME中的磁通量管的旋性与爆发日珥残留磁场的旋性相同；局地空间中日珥的等离子体特征主要是指质子温度低于周边太阳风，质子密度高于周围太阳风；日珥的特征离子是 He^+ 。

Bothmer and Schwenn (1998)和*Ruzmaikin et al.* (2003)发现磁云中的磁流管具有的旋性与日面残留的爆发日珥的磁场旋性相同，在*Schwenn et al.* (1980)、*Schwenn* (1983)和*Bame et al.* (1979)中发现磁云中 含有日珥的特征离子 He^+ ，*Burlaga et al.* (1998)和*Gopalswamy et al.* (1998)观测到了明显增大的质子密度、 He^{2+} 密度以及 He^{2+} 与质子密度的比值，后者还发现在1 AU处日珥物质落后磁云48小时出现。根据表3.1的总结，注意到，以往的研究工作还从未给出完整的对日珥在行星际空间对应物的局地认证。

表 3.1 以往对磁云中日珥物质的观测记录及其判定所用的观测证据。

观测记录	磁场特征	等离子体密度和温度	He^+
Bothmer1998	X		
Ruzmaikin2003	X		
Burlaga1998		X	
Gopalswamy1998		X	
Schwenn1980			X

3.2.2 ICME中日珥物质的辨认-事例分析

本章的工作选用了(*Bothmer and Schwenn*, 1998)中用于研究磁场旋性的磁云列表，来辨认磁云中是否含有日珥物质在行星际空间的对应物。首先，本章采用*Burlaga et al.* (1981)和*Burlaga* (1991)中给出的定义，来确认列表中的磁云事件，判据即(1)磁场方向在一天时间尺度上缓慢地转过一个大角度；(2)总磁场强度比背景太阳风中要大；(3)温度比背景太阳风中低。具体到工作中，判据(1)体现为磁场的仰角在天的时间尺度上缓慢地转过较大的角度，判据(2)体现为总磁场强度增高，增幅大于10 nT，判据(3)体现为质子温度为 $10^5 K$ 量级。完成了对磁云的判定，本章中的各节中就开展了对磁云中日珥物质在行星际空间的对应物的辨认工作，根据白光日冕仪所观测到的具有三部分结构的日冕物质抛射(CME)的特征，以及 H_{α} 谱线观测到的日珥的物理特征，设置了

这样的判断依据：（1）质子温度比磁云中其他部分的温度低；（2）质子密度比磁云中其他部分的密度高；（3）磁云中的磁场呈通量管结构，具体表现为磁场仰角缓慢（十个小时以上）转过较大的角度（大于90度），且磁场的某一分量具有双极结构；（4）磁通量管的中心对应（1）（2）中的温度和密度特征；（5）离子计数率中具有 He^+ 的质荷比特征峰值，具体表现为离子计数率在单位电荷能量（ E/q ）通道上的分布中，；综上，本章根据在对应磁通量管中心（磁场分量双极结构的中心）处，质子温度比周围物质低，质子密度比周围大，含有特征离子 He^+ ，这四个方面的观测特征来判断磁云中的日珥物质的存在。

在对磁云中日珥物质的辨别后，本文首次通过分析质子的热速度分布函数来显示日珥物质及其前后的磁云物质的质子热速度分布函数特征，并计算了相应的质子热速度。经过对比，发现日珥物质对应的质子热速度低于周围磁云物质，日珥物质对应的质子热速度分布大致呈各向同性，而在日珥物质前后的质子热速度分布呈明显的各向异性。这表明在日珥物质的周围等离子体中可能存在加热机制，这个观测结果与CME的重联触发模型中磁重联过程会加热日珥周围等离子体(Gopalswamy, 2006)的推论相吻合。本文在Bothmer and Schwenn (1998)列表中的三个磁云事件中观测到具备这四方面特征的区域，由此认为这可能是日珥物质在行星际的对应物。本章所用的数据来自Helios2卫星搭载的三维静电分析器(e.g., Rosenbauer et al., 1977; Marsch et al., 1982)和磁通门磁力仪(Neubauer et al., 1977)。正如第二章中介绍的，静电分析器可以测量离子的计数通量和电荷通量（电流），其中离子计数通量标为I1a，离子电荷通量（电流）标为I1b。

本节工作经过上述判据的筛选，最终寻找到三个含有日珥物质的磁云事件，它们分别是Helios 2卫星在1979年5月9日0.3 AU处，1976年3月30日在0.5 AU处和1978年12月24日在0.7 AU处测量到的。下面各节将详细展示对各磁云事件中日珥物质的观测证据，以及对日珥物质及其前后磁云物质的质子热速度分布函数的分析和对比。最终，本节根据观测结果给出含有日珥物质的行星际日冕物质抛射的示意图。

3.2.2.1 磁云事件1-1979年5月9日 0.3 AU

首先是对磁云事件的辨认，Helios 2的局地观测在图4.1中以时间序列的形式展示。从图中可以看出，在04:00 UT卫星探测到磁云驱动的激波，用点线标

识；之后，在09:00，磁云开始，以点化线标识，判据是磁场强度从100nT增长到约200nT，磁场的仰角缓慢地从北转到南，等离子体 β 低于0.1. 在磁云中，注意到，从15:30到17:30的时间段中，具有低质子温度 2×10^5 K和高质子密度 60 cm^{-3} 的特征，这个时间段在图中用阴影标识。在磁云当中，注意到 B_z 分量呈现类似正弦波动的双极磁场结构特征，这是磁场呈通量管形态的特征，并且 B_z 的从正到负经历零值的时刻正好对应阴影区域的中心，在16:20 UT，用红色点线标识。鉴于观测到以上这些符合日珥行星际对应物的特征，将15: 30-17: 30这个时间段作为重点研究的时段。

对于图3.1中的坐标系，本节采用了这样一个坐标系， x 在黄道面上沿太阳径向向外， z 垂直于黄道面指向北， y 是 x 和 z 叉积。方位角 $\varphi = 180^\circ$ 沿太阳径向指向日心。图右侧的黑色点线标识了磁云结束的可能位置。本图中，所有测量的数据点都以单点的形式显示，没有点的区域对应仪器测量的缺失。

在确定了重点分析的时间段后，本节工作对该时段的离子计数率在单位电荷能量通道的分布开展了分析，尝试寻找日珥物质特征离子 H_e^+ 。图3.2是对应单位电荷能量的离子平均计数率，图中的下方横轴是能量通道号，代表离子的动能，上方的标号1, 2, 4是以质子动能为基数，对能量通道进行归一化后的结果。图中的纵轴是离子计数率，图中曲线IIa是平均粒子计数随单位电荷能量增加的变化。在Helios2在这一天的观测中，对应时间在16: 10-16: 20的阴影区域，在图3.2中出现了三个计数率峰值，根据它们在能量通道上的位置，可以判断这三个峰分别对应 H^+ 和 He^{2+} ，以及 He^+ 。在其他时间段，则没有发现具有三个峰值的计数率图。关于计数率的显示，本节工作采用了Schwenn *et al.* (1980)提出的方法，并且在数据点之间利用线性插值。需要指出的是，根据Schwenn *et al.* (1980) and Rakowski *et al.* (2007)，这个能量位置还可能对应其他 $m/q = 1/4$ 的离子，例如 C^{3+} ， O^{4+} ， Ne^{5+} ， Mg^{6+} ， Si^{7+} ， S^{8+} 和 Ca^{10+} 。但是，在所有这些可能的离子中 He^+ 存在的概率最大。(Gloeckler *et al.*, 1999)曾经根据ACE卫星的观测数据，比较过CME中和慢速太阳风中离子电离态分布，他们发现在CME中 He^+ 的密度明显增大，是 O^{3+} 密度的约100倍，而 O^{3+} 的密度比 C^{3+} 和 O^{4+} 密度大10倍。这篇文章还指出 Ne^{5+} 和 Si^{7+} 在CME中与在太阳风中无明显变化。从元素的角度，根据(Bame *et al.*, 1979)，He元素的丰度远远高于C, O, N, Si, Mg, Fe, 和Ne。综合以上来自离子和元素两方面的观测， He^+ 应该是对 $E/q=4$ 能量档位的计数率峰值贡献最大的离子。

上面的工作，观测到了具有磁通量管结构的磁场，在磁通量管中心处观测

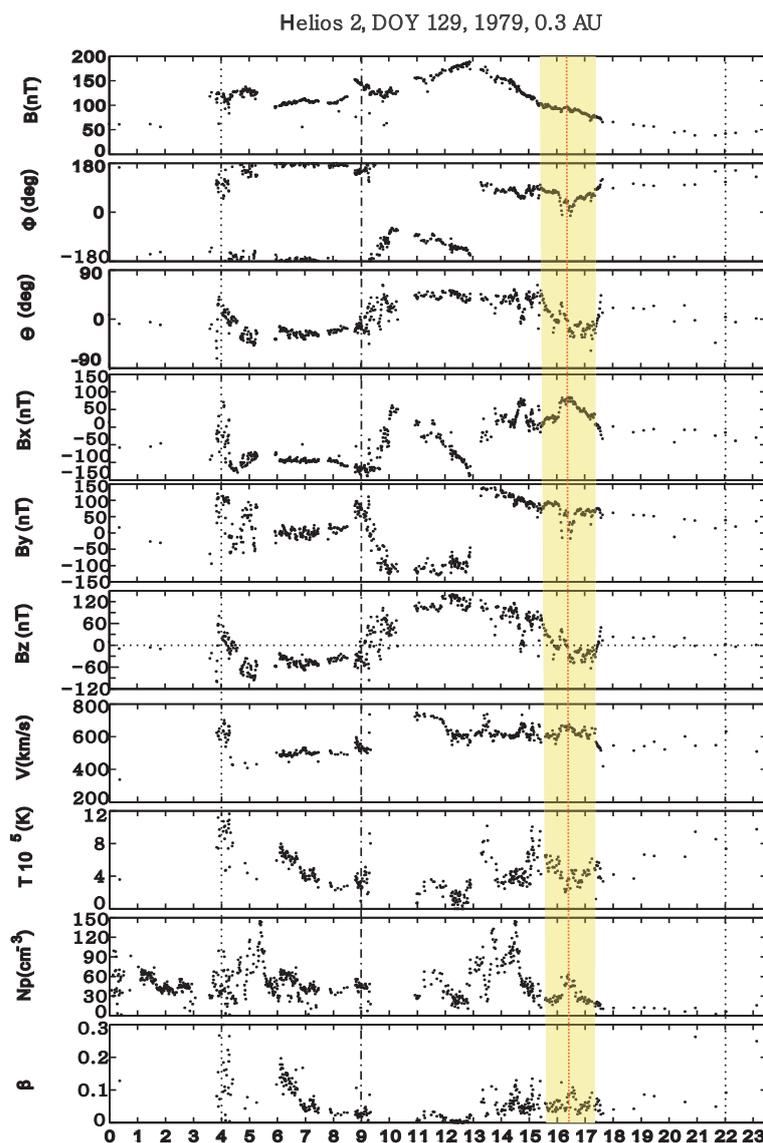


图 3.1 从上到下依次是磁场的总强度、方位角、仰角、 x, y, z 方向的分量，质子速度，质子温度，质子数密度和等离子体 β 。根据 B_z 的变化特征判断磁场具有磁通量管结构。图中的各竖线标识了磁云的边界。引自Yao *et al.* (2010)。

到了高于其他位置的质子密度和低于其他位置的质子温度，以及日珥物质的特征离子 H_e^+ 。

接下来，本文将分析和对比磁云中各处的质子热速度分布函数，一方面根据热速度值来证实日珥对应物的低温特征，另一方面从热速度分布函数图来观测磁云中各处的质子是否存在加热现象。图3.3给出了整个磁云期间的质子热速度分布函数（Velocity Distribution Functions，简称VDFs）。在VDF图中，

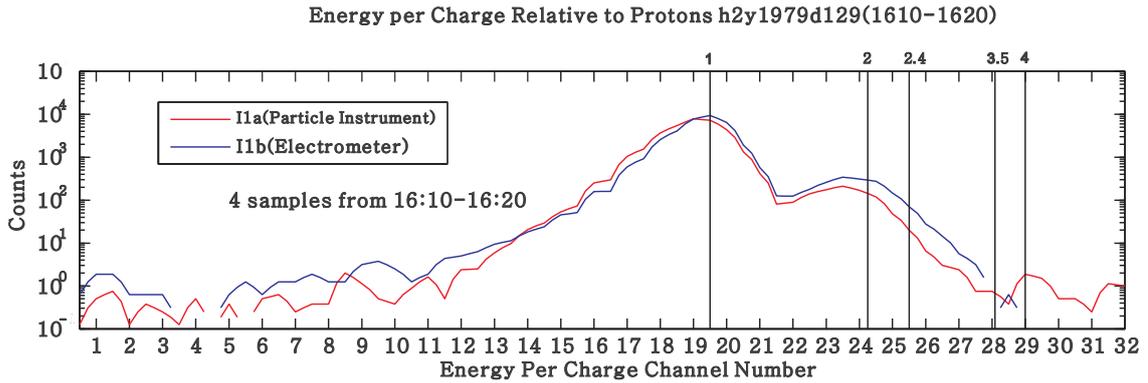


图 3.2 从中可以看到3个计数率峰值，分别对应 $E/q = 1, 2$ 和 4 ，定义质子的单位电荷的动能为1，由于测量问题，I1b在这个时间段没有测到高能的数据，所以只显示了前两个计数率峰，根据离子的质荷比，可以判断第一个峰对应 H^+ ，第二个峰对应 He^{2+} 而第三个峰对应 He^+ 。引自Yao *et al.* (2010)。

采用的坐标系与图3.1不同。在图3.3中， x 沿太阳径向指向外，图中的实线是局地磁场的矢量方向。图中的平面由 x 和局地磁场矢量确定，没有显示的 z 轴垂直于这个平面，而 y 轴是 x 和 z 的叉积。图中是归一化后的分布函数等值线，等值线从内向外，实线分别对应0.8, 0.6, 0.4, 0.2，虚线对应0.1和0.032，点线对应0.01和0.0032。观察发现对应时间在16:29阴影区的VDF比其他的要小并且各向异性要弱，热速度约为47 km/s，这表明了质子温度在阴影区域比磁云中其他区域要低，并且温度分布在垂直和平行磁场的方向上相对均匀。然而在这个区域以外，可以发现VDF在垂直或者平行磁场的方向明显拉伸，说明在相应方向上存在加热现象，在14:39热速度为62 km/s，15:50热速度为68 km/s，17:00时为71 km/s。

在这个磁云事件中，尽管符合日珥特征的阴影区域具有比周围更低的质子温度，但是其中的等离子体仍然在垂直磁场的方向上存在加热。这个现象也许可以用Filippov and Koutchmy (2002)观点来解释，即日珥物质有时会在从太阳大气向外喷发的过程中被加热。

在Helios2卫星探测到1979年5月9日的这个磁云之前的21个小时，Solwind(P78-1)卫星在1979年5月8日12:05 UT凭借光学观测记录了一次含有爆发日珥的三分量日冕物质抛射，见图3.4。这个CME最初位于日面的南纬55西经35度，最终在南纬40西经110度处爆发。由于这个CME从爆发开始就向北偏折了 16° ，按照这个趋势，这个CME有可能传播到位于太阳赤道上的Helios2卫星。此外，根据Helios2探测到CME的时刻和CME的速度，可以反推

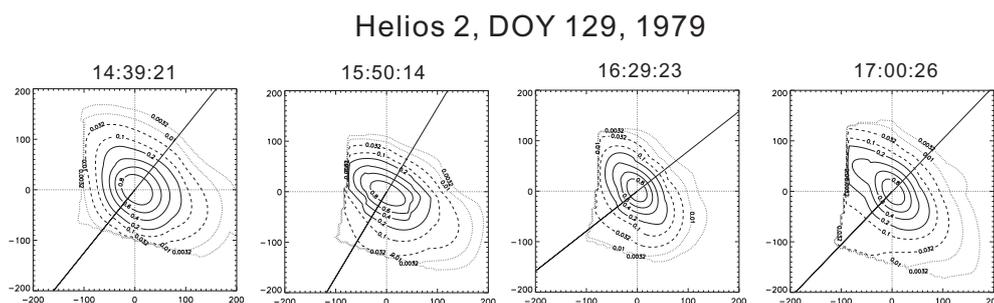


图 3.3 所有的质子热速度分布函数 (VDF) 都以从-200到200km/s的坐标范围显示。其中16:29的等值线相比其他的分布函数要小。所有的VDF都具有垂直磁场方向的加热现象, 表现为速度分布函数沿该方向拉伸。图中的实线是局地磁场矢量方向。引自Yao *et al.* (2010)。

出CME的爆发时间。经过计算, CME的爆发时间应在1979年5月8日的12:00, 而这个时间正是Solwind观测到CME爆发的时间。因此, 有理由相信Solwind观测到的三部分结构CME向外传播后, 正是Helios2卫星探测到的磁云。

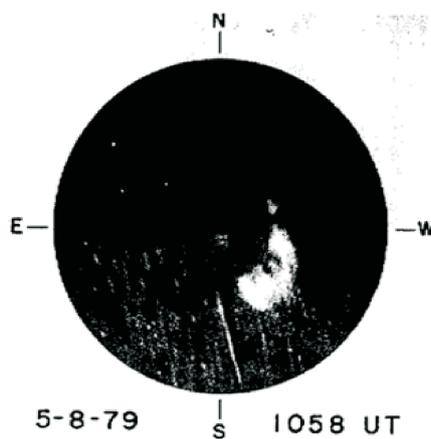


图 3.4 Solwind卫星在1979年5月8日12:05观测到的伴有爆发日珥的日冕物质抛射, 引自Sheeley *et al.* (1980)。

总的来说, 在这个磁云事件中, Helios 2卫星测量到了一个具有低质子温度、高质子密度, 含有日珥特征离子 He^+ 的区域, 并且这个区域位于磁云中磁通量管的中心 (见图3.1中的阴影区域), 此外, 根据速度和时间的推算, 这个磁云对应Solwind卫星观测到的一次具有三部分结构的CME事件。这些全面的证据指出图3.1中的阴影区域极有可能就是CME中的亮核-日珥传播到星际空间的对应物。此外, 在图3.1中还观测到了CME前端的激波 (图中左点线), CME前端等离子体密度升高的堆积层-亮环 (图中左点化线), 以及观测

到CME中体现为 B_z 具有双极磁场结构的磁通量管-暗腔。综上，本工作首次在局地探测中完整地证认了CME的三部分结构。

3.2.2.2 磁云事件2-1976年3月30日 0.5 AU

Helios2卫星的局地观测中另一次磁云事件展示在图3.5中。首先，在1976年3月30日的04:00 Helios2卫星探测到磁云驱动的激波，用点线标识。磁云的观测证据包括总磁场强度的显著增强，从20 nT到60nT；磁场的仰角缓慢平滑地从南转到北； β 低于0.1。注意到，在磁云当中，从13:00到15:00的两个小时内质子温度明显变低至 2×10^4 K，同时质子密度明显增大至 40 cm^{-3} ，这个时间段用阴影标识。

磁云事件中磁场的 B_y 分量呈现了随时间从正到负的变化形态，这是磁通量管局地探测特征之一，并且 B_y 从正到负时经历的零值时刻正好对应阴影区域的中心，时间为14:10，用红色点线标识。更有意义的是，红色点线还穿过质子密度的极大值以及质子温度的极小值区域。这些观测表明磁云中存在磁通量管，并且在磁通量管的中心可能存在日珥。图中右侧的黑色点线标识着磁云的结束时间。图3.5中采用的坐标系同图3.1

接下来，本文按照与磁云事件1中相同的分析步骤，来分析本事件。下面就要分析磁云中离子计数率在单位电荷能量通道上的分布。在图3.6中，位于上方的图给出了阴影区域中14:06到14:13期间的I1a和I1b的平均计数率随单位电荷能量增长的变化。从中可以辨别出5个计数率峰值，以质子的能量为单位1，这些峰分别位于1, 2, 2.4, 3.5和4的能量通道，这些能量通道分别指示了 H^+ , He^{2+} , C^{5+} , Fe^{16+} 和 He^+ 。位于下方的图，则是I1b在12:50到15:00期间的实测计数。其中从13:50到14:20，第三个计数率峰值出现，以红色实线标识，而这个位置的峰在其他时段没有出现。注意到同时存在5个计数率峰值的时间段正好对应图3.5中的阴影区域。所以在磁通量管的中心，即13:50-14:20期间，本文观测到了日珥物质的特征离子 H_e^+ 。

上面的工作，在磁通量管的中心处，即13:00-15:00，观测到了质子密度的峰值和质子温度的谷值，以及日珥物质的特征离子 H_e^+ ，这些特征表明这一时间段中测量到了日珥在行星际日冕物质抛射中的对应物。

进一步地，本节又分析并对比了磁云中各个时间段的典型质子分布函数。在图3.7中，采用了与图3.3相同的坐标系，即 x 沿太阳径向指向外，图中的实线是局地磁场的矢量方向。图中的平面由 x 和局地磁场矢量确定，没有显示的 z 轴

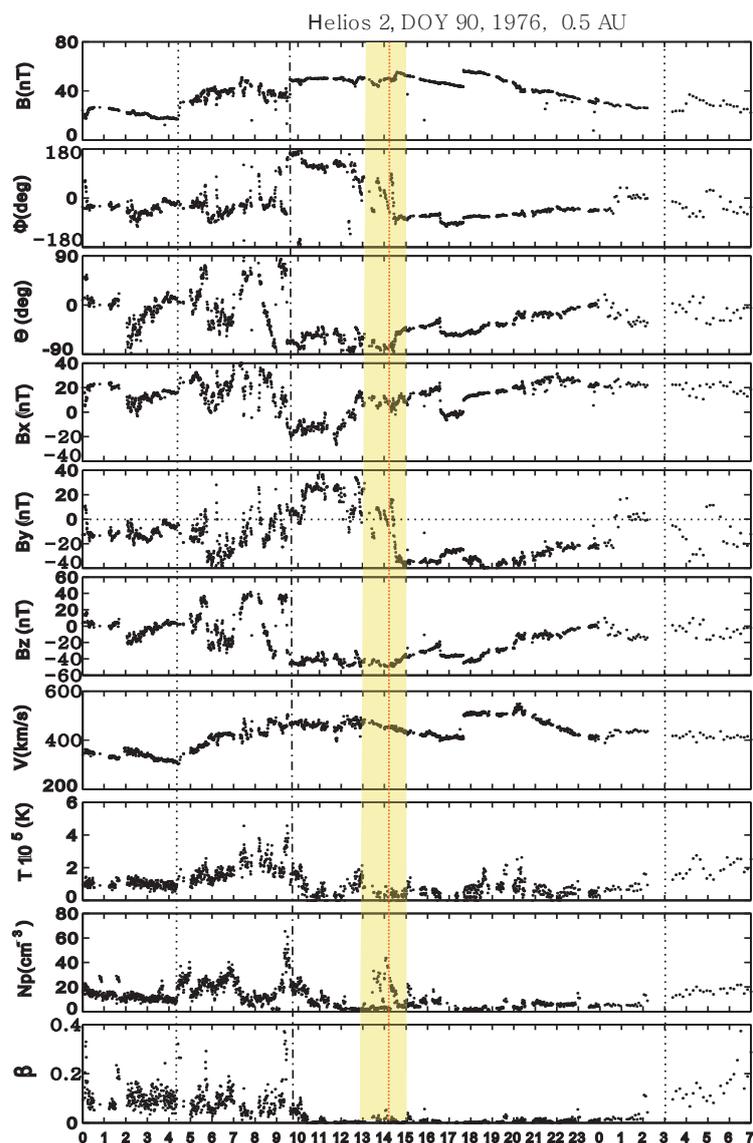


图 3.5 B_y 分量从第90天的09:40到第91天的01:00显示了完整的磁通量管特征。在通量管的中心, 从13:00-15:00, 观测到质子密度的峰值和质子温度的谷值, 这一时间段用阴影标识。引自 Yao *et al.* (2010)。

垂直于这个平面, 而 y 轴是 x 和 z 的叉积。图中是归一化后的分布函数等值线, 等值线从内向外, 实线分别对应 0.8, 0.6, 0.4, 0.2, 虚线对应 0.1 和 0.032, 点线对应 0.01 和 0.0032。图 3.7 给出了磁云中各时间段的典型热速度分布形态, 其中 14:11 对应图 3.5 的阴影区, 也就是推测为日珥的区域。注意到, 在这个时刻热速度分布函数的等值线呈各向同性, 并且热速度很小, 只有约 21 km/s。但是在这个时刻的前后, 热速度分布函数等值线都具有沿平行磁场或垂直磁场方向

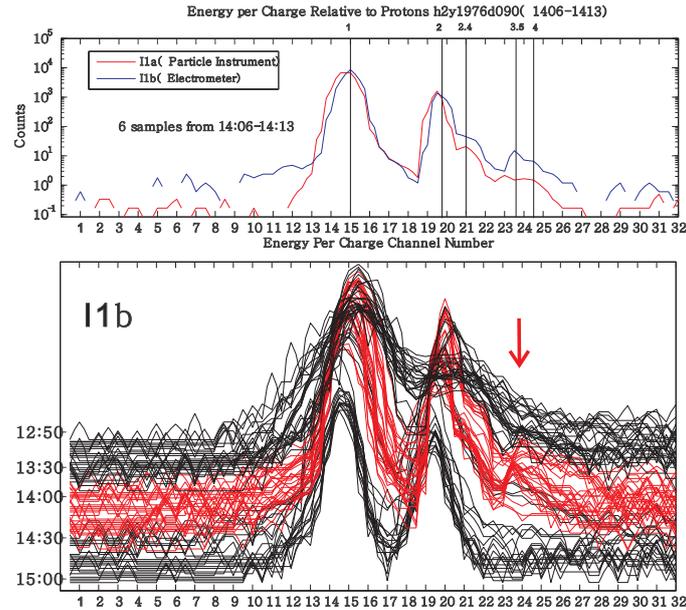


图 3.6 从中可以辨别出5个峰，分别位于单位电荷能量为1, 2, 2.4, 3.5 和4的位置，定义质子的单位电荷能量为1。根据离子的质荷比，1 对应 H^+ ，2 对应 He^{2+} ，2.4对应 C^{5+} ，3.5对应 Fe^{16+} ， $E/q = 4$ 则对应于 H^+ 。其中在3.5和4之间存在混叠效应。下方的图是12:50-15:00I1b的实时计数率的对数值。红色箭头指示位于 $E/q = 3.5$ 和4的计数率峰值，注意到这个峰值仅出现在13:50到14:20。引自Yao *et al.* (2010)。

的拉伸，表明此处的质子存在加热现象，其热速度在30km/s到40km/s之间。

在这个磁云事件中，阴影区域是推测为日珥的部分，这个区域中质子温度呈现极小值，VDF中的热速度呈现极小值，质子密度具有极大值，同时存在 He^+ 。更为巧合的是，这些极值对应的时刻正好对应 B_y 分量从正到负经过零值的时刻，即对应磁通量管的中心。这些观测结果证实了CME中磁通量管暗腔，和位于磁通量管中心的日珥物质的存在。结合图3.5中观测到的激波（左点线），CME前端的等离子体堆积亮环（左点化线），本工作完整地在局地观测到了CME的三部分结构。

3.2.2.3 磁云事件3-1978年12月24日 0.7 AU

在Helios 2卫星的探测数据中，本节工作还找到了第三个磁云事件，也含有具备日珥特征的物质。该磁云事件的时间变化特征如图3.8所示。在1978年12月24日08:00，Helios2卫星记录了磁云驱动的激波，由点线标识，之后再14:00，磁云开始，开始时刻用点化线标识，可以发现磁云开始后总磁场强度从10 nT增强到20nT，磁场矢量方向逐渐从南转到北，同时 β 低于0.5。在磁云中，从17:30到19:30的两个小时内质子温度更低，质子密度更高，这个

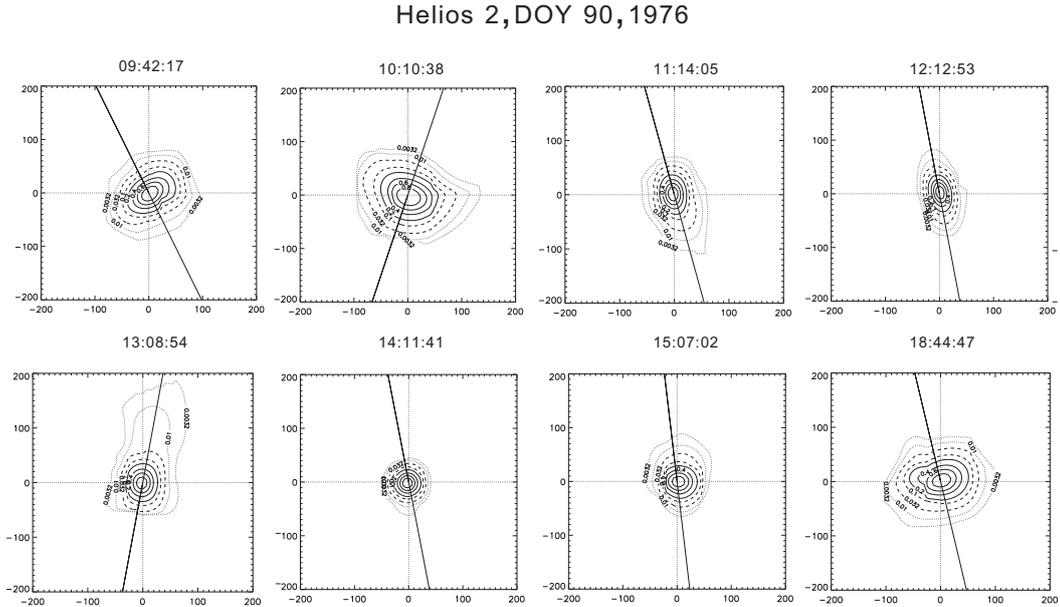


图 3.7 本图展示了磁云中各个时间段的典型质子热速度分布函数。观测到对应14:11:41的分布图明显热速度小且分布函数等值线图呈各向同性。然而在这个时刻的前后，热速度分布函数的等值线都具有沿磁场或者垂直磁场的拉伸，这种拉伸表明质子具有加热现象。引自Yao *et al.* (2010)。

区域用阴影标识，其中质子温度的极小值和质子密度的极大值出现在同一时刻18:10，用红色点线标识。磁场的 B_y 分量展现了通量管结构特征，磁通量管的中心对应 B_y 的零值，这个时刻在16:00用红色点线标识。图3.8中的坐标系与3.1相同。注意到，不同于前两个磁云事件，符合日珥物质判据的等离子体特征落后于磁场特征2个小时。

同前两个磁云事件的分析方法相同，数据分析中首先观察阴影区域对应时段的离子计数率曲线。图3.9中，位于上方的图是从18:00-18:10期间I1a和I1b的平均计数率，可以看出计数率显示出5个峰。以质子的单位电荷能量作为1，这些峰值分别出现在能量为1, 2, 2.67, 3.5和4的位置，对应 H^+ , He^{2+} , O^{6+} , Fe^{16+} 和 He^+ 。下方的图是从17:38到19:00的实时测量曲线，可以看出能量为3.75处只在17:50到18:20期间存在计数峰。注意到， He^+ 特征峰出现的时间段正好对应推测为日珥物质的阴影区域。

上面的工作，观测到了磁通量管结构，在磁通量管中心位置之后的两小时，观测到了质子温度的谷值，质子密度的峰值，以及观测到了日珥物质的特征离子 He^+ 。

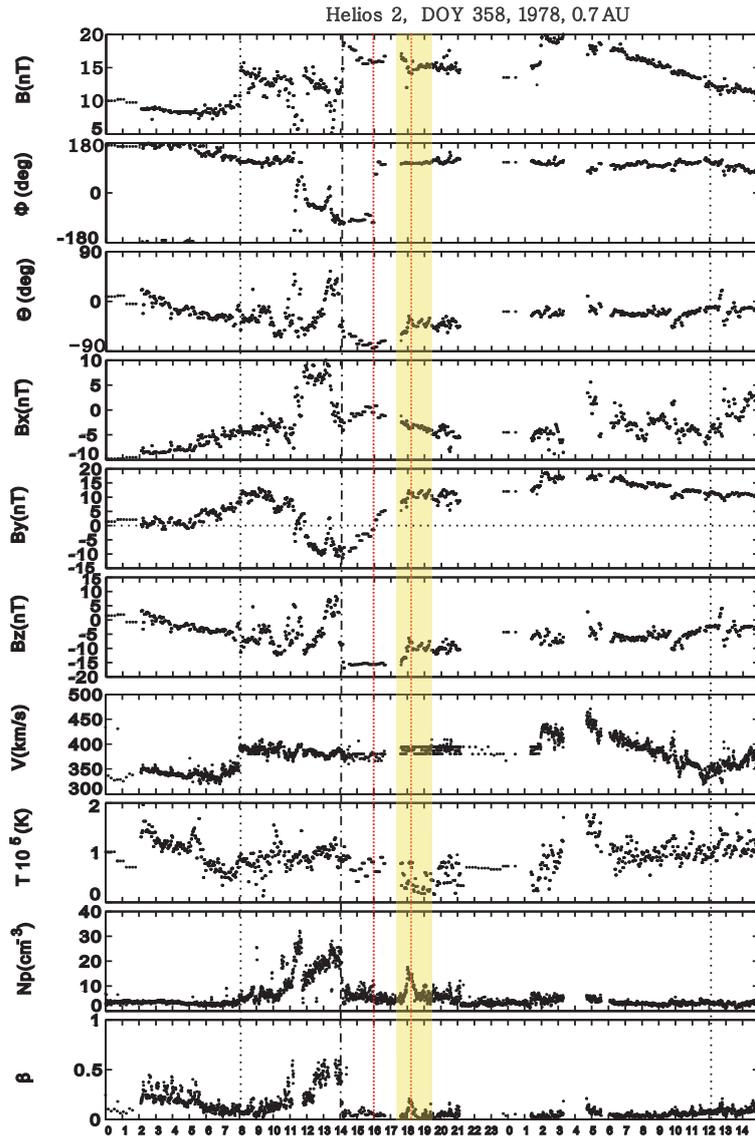


图 3.8 磁云期间各物理量的变化特征如图所示，由上到下分别是磁场及其各分量，速度，温度，数密度，等离子体 β 。其中质子温度低且质子密度高的区域用阴影标识。引自 Yao *et al.* (2010)。

接下来，本节工作分析了磁云中各时间段的典型质子热速度分布函数。图3.10是磁云期间的典型热速度分布函数，不难看出在18:32到19:00期间（这个时间段正好对应观测到质子低温、质子高密度和 He^+ 离子的时段）的分布函数呈现各向同性，并且热速度更小，仅有16 km/s，根据(Gopalswamy *et al.*, 1998)的描述，日珥物质的热速度小于20km/s。这说明在这个时间段内质子温度低并且均匀，但是在这段时间的前后，质子具有平行磁场的加热，并且热速度

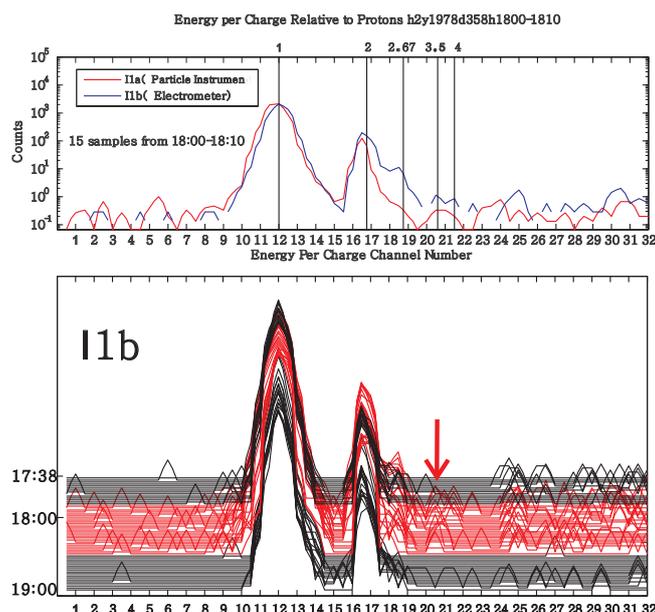


图 3.9 上方的图显示的是对应单位电荷能量的平均计数率。从I1a和I1b的测量数据可以看出，计数率有4个峰值，分别在 $E/q = 1, 2, 2.67$ 和 3.5 与 4 之间。其中 $E/q = 1$ 对应 H^+ ， 2 对应 He^{2+} ， 2.67 对应 O^{6+} 。对于第4个峰，可能是 He^+ 与 Fe^{16+} 的峰相叠加的效果。下方的图是I1b在17:38到19:00期间的实时测量值，红色的箭头指示 $E/q = 3.75$ 的计数率峰值，这个峰值只在17:50到18:30之间存在。引自Yao *et al.* (2010)。

在20km/s到30km/s之间。

综上，在这个磁云事件中，Helios 2卫星测量到了一个可能含有日珥物质的时间段，其中质子温度低于周围其他时段的质子温度，质子热速度小于周围的质子，质子热速度分布呈各向同性，且质子密度高于周围质子，同时，Helios 2卫星还观测到了 He^+ 。此外，卫星也探测到磁场也具有通量管特征，只是磁通量管中心的出现时间比质子的各项特征要早2个小时。等离子体特征晚于磁场特征被观测到的现象曾在Gopalswamy *et al.* (1998)中提出过，但是这种现象产生的具体原因和机制还有待今后更多的观测分析和更深入的理论研究。

3.2.3 小结

本文根据Helios 2在局地空间中0.3AU，0.5AU和0.7AU的实测，从磁场结构和等离子体性质及离子成分三方面全面深入地研究了三次磁云事件。在磁场结构方面，本章工作在三次磁云事件中每次都观测到了磁通量管特征，这个结构对应CME三部分结构中的暗腔；在等离子体性质方面，本章在三次磁云事件中每次都观测到一个时间段，其中质子温度更低，质子密度更高，存在日珥的特

Helios 2 DOY 358 1978

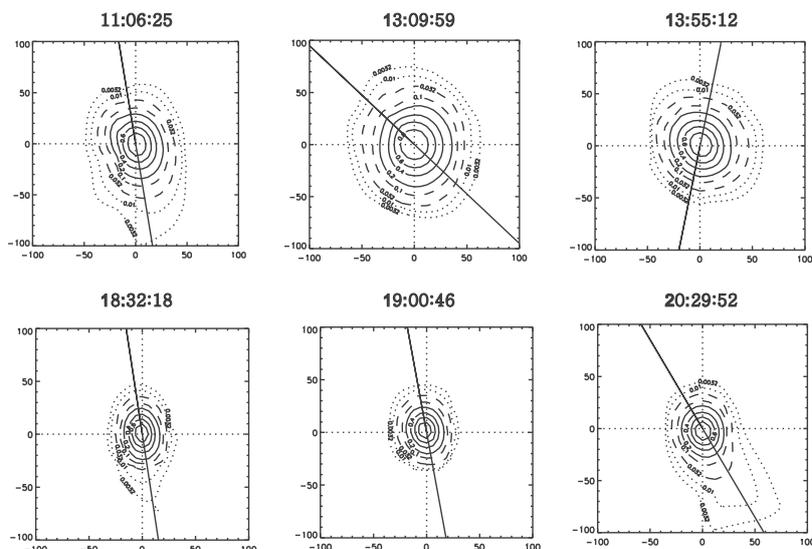


图 3.10 此图给出了典型质子热速度分布，各子图的坐标范围一致，其中18:32和19:00的分布图呈各向同性，且热速度更小，然而在其他时间的热速度分布图上都存在沿磁场方向的加热。引自Yao *et al.* (2010)。

征离子 He^+ ，并且具有接近各向同性的热速度分布函数，同时热速度较低。将两方面的观测相联系，不难注意到，磁场结构中磁通量管的中心对应的时刻恰巧是等离子体特征出现的时刻。考虑到日珥是位于爆发前日冕物质抛射中磁通量管中心的、冷而致密的色球物质，本章的局地观测结果完整地证实了这些光学遥感观测结果。同时，在三次磁云事件中，Helios 2卫星也都测量到了CME驱动的激波，CME前端的等离子体堆积-亮环。综上，本节工作首次（1）从等离子体、离子成分和磁场三方面证认了磁云中日珥物质的存在，并且这些特征与日面光学观测到日珥的低温、高密度、含有 He^+ 以及位于磁通量管中心的这些特征完全吻合。（2）通过热速度分布函数来揭示磁云中日珥物质的低温动力学特征。（3）完整地辨认了CME的三部分结构在行星际空间中的表现。

表3.2总结了这三次含有日珥物质的磁云事件的观测结果：（1）卫星穿过磁云、磁通量管和日珥物质的径向宽度，（2）磁云中日珥物质特征出现的位置，（3）卫星探测到三次磁云事件时的日心距离，其中径向宽度是根据磁云的速度和持续时间估算出的。需要指出，在最后一次磁云事件中，日珥物质的等离子体特征落后于磁通量管磁场中心2个小时，Gopalswamy *et al.* (1998)也曾观测到日珥物质落后于磁场结构的现象，但是，关于这一现象的解释还有待更大量的观测统计和更深入的理论研究。

表 3.2 三次磁云事件的总结

事件	Y79D129	Y76D090	Y78D358
日心距离(AU)	0.3	0.5	0.7
磁云的径向宽度(AU)	0.20	0.23	0.22
磁通量管的径向宽度(AU)	0.15	0.20	0.23
日珥的径向宽度(AU)	0.022	0.019	0.01
日珥在磁云中的位置	On NL	On NL	2 hours after NL

缩写: Y:年D:天NL: 磁通量管结构的中心。引自Yao *et al.* (2010)。

由于本文选取的三次磁云事件分别位于不同的日心距离，所以提供了磁云、磁云中的磁通量管和日珥在内日球层不同位置时的特征。但是需要说明，本章的工作并没有观测到同一个CME的径向变化，对应每个日心距离只有一个磁云事件，所以无法系统地研究CME的变化趋势。

根据本文工作在0.3, 0.5和0.7AU观测到了完整的日珥在行星际空间的对应物特征，推测要想更确切地研究磁云的结构和其中的日珥成分，可能需要在更近日的日心距离来局地观测ICME。磁云作为空间天气的主要干扰源，磁云的结构和物质组成的研究与空间天气对地作用机制和过程的研究极为重要，然而由于观测局限，人们对磁云的结构还缺乏完整的认识。本文的工作仅仅是这方面工作的开始，更深入充分的观测还有待于未来的一些探测计划，例如Solar Orbiter, Solar Probe Plus，它们将利用空间位置的独特优势，提供日冕物质抛射及其中的日珥物质在行星际空间传播、演化的新观测证据。

根据本章工作对质子热速度分布函数的分析，揭示在磁云中日珥物质的前后都存在加热现象，符合(e.g., Martens and Kuin, 1989; Gopalswamy, 2006; Forbes, 2000) 提出的三分量日冕物质抛射模型，由于磁场重联触发CME的爆发，而重联过程会加热等离子体(Gopalswamy, 2006)，因此爆发时的CME的最内部是冷而致密的日珥，日珥的外部围绕着一层被重联加热的等离子体，日珥位于磁通量管中心，外层是CME挤压周围太阳风形成的等离子体堆积，最外侧则是CME驱动的激波。本文的观测探测到了模型中的所有这些结构。本文根据CME初始的模型和本章涉及的局地观测现象，首次根据局地测量结果给出了具有三部分结构的CME传播到行星际空间后的结构组成，如图3.11。

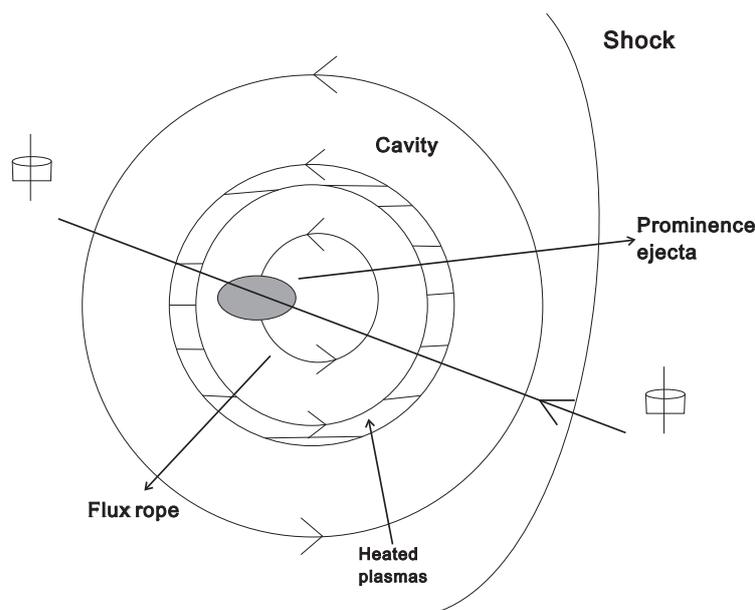


图 3.11 根据 *Martens and Kuin* (1989) 和 *Forbes* (2000) 提出的模型, 结合本章中的局地观测, 给出了磁云的结构图。最前端是观测到的磁云驱动的激波, 之后是观测到的磁通量管伴随着低密度和低温度, 再向内是热速度分布显示的具有加热特征的等离子体层, 可能来自于 CME 爆发时的重联加热, 最中心是高质子密度低质子温度的日珥, 日珥正好位于磁场方向翻转的磁通量管结构的中心。引自 *Yao et al.* (2010)。

3.3 ICME中的阿尔芬波

3.3.1 阿尔芬波的研究现状

Tu and Marsch (1995) 等工作充分地研究了平静太阳风中的波动和湍流, 但是却很少有人研究行星际日冕物质抛射 (Interplanetary Coronal Mass Ejection, 简称 ICME) 中的小尺度扰动。*Ruzmaikin et al.* (1997) 曾经根据 ISEE-3 卫星的局地测量数据, 来研究 ICME 中分钟尺度的磁场扰动的功率谱, 他们发现磁场功率谱具有和低速太阳风相同的 $-5/3$ 斜率, 但是与高速太阳风不同, 高速太阳风的磁场功率谱斜率在 -1 到 $-5/3$ 之间。*Leamon et al.* (1998) 利用 WIND 卫星数据确定了 ICME 中在接近局地质子回旋频率的磁场扰动几何结构, 但是却没有采用等离子体测量数据来证实这种结构是否与阿尔芬波有关。*Wang et al.* (2005) 将局地观测的质子温度按日心距离进行了统计, 发现 ICME 的温度下降慢于绝热膨胀过程, 由此推测 ICME 在膨胀过程中具有加热机制。*Liu et al.* (2006) 推测加热所需的能量可能是由阿尔芬波传输而来。另一方面, 在太阳大气的遥感观测

中(*Okamoto et al.*, 2007)在日珥上观测到了很可能是阿尔芬波的切向扰动。然而在局地观测中却一直都没有发现行星际日冕物质抛射中存在阿尔芬波。

3.3.2 含有日珥的磁云中的阿尔芬波

Hinode卫星在日冕中观测到阿尔芬波沿日珥传播(*Okamoto et al.*, 2007), 然而在1AU处的行星际日冕物质抛射中很少观测到阿尔芬波(*Liu et al.*, 2006)。所以本工作尝试在含有日珥物质的磁云事件中寻找阿尔芬波, 在本章第一节中0.3AU处的磁云事件中Helios 2观测到了阿尔芬波。

本工作中确认阿尔芬波存在的判据是阿尔芬速度的扰动与太阳风速度的扰动相关。扰动是由磁场和质子密度的实际测量值减去它们在所研究的一小时内的平均值得到, 其中阿尔芬速度的扰动是根据局地磁场的扰动计算得到的, 即

$$\mathbf{V}_b = \mathbf{B} / \sqrt{4\pi\rho} \quad (3.1)$$

其中 \mathbf{B} 是磁场矢量的扰动, \mathbf{V}_b 是阿尔芬速度的扰动, ρ 是等离子体质量密度。图中从上到下分别是 x , y , z 分量和总扰动量。

图3.12展示了阿尔芬速度扰动和太阳风速度扰动的 X' , Y' 和 Z' 分量, 分别对应1979年5月9日的14: 00到15: 00和16: 00到17: 00的时间段。图中用的是局地磁场坐标系, 即 X' 和 Z' 都垂直于局地磁场, Y' 平行于局地磁场。本节工作中取10分钟的平均磁场矢量来近似局地磁场。在14: 00到15: 00之间, 共有82个数据点, 在16: 00到17: 00之间, 共有43个数据点。由于测量时有缺失, 所以比Helios卫星的每小时标准采样数90要少。

在两个时间段内, 都显示了阿尔芬速度扰动与太阳风速度扰动的高度相关, 这表明在这两个时间段内, 存在阿尔芬扰动。在14: 00到15: 00之间, X' 和 Z' 方向的扰动幅度约为100 km/s, Y' 方向约为50 km/s。在16: 00到17: 00之间, X' 方向的扰动幅度小于50 km/s, Z' 方向的扰动大约100 km/s, 但是注意到, 在 Y' 方向上, 相关系数仅为0.53, 比其他两个方向要小, 这表明扰动主要垂直局地磁场并沿着 Y' 方向传播, 这种横向扰动正符合阿尔芬波的特征。

根据上一节中对于磁云中日珥物质的研究, 已经知道在16: 00到17: 00期间正是日珥物质特征出现的时间段, 见图3.1。这表明在日珥上存在阿尔芬波, 与*Okamoto et al.* (2007)光学观测到日冕中沿日珥传播的阿尔芬波的观测结果一致。推测也许由于日珥物质较冷, 所以速度扰动的幅度比14: 00到15: 00这个

3.3. ICME中的阿尔芬波

时间段内要小。

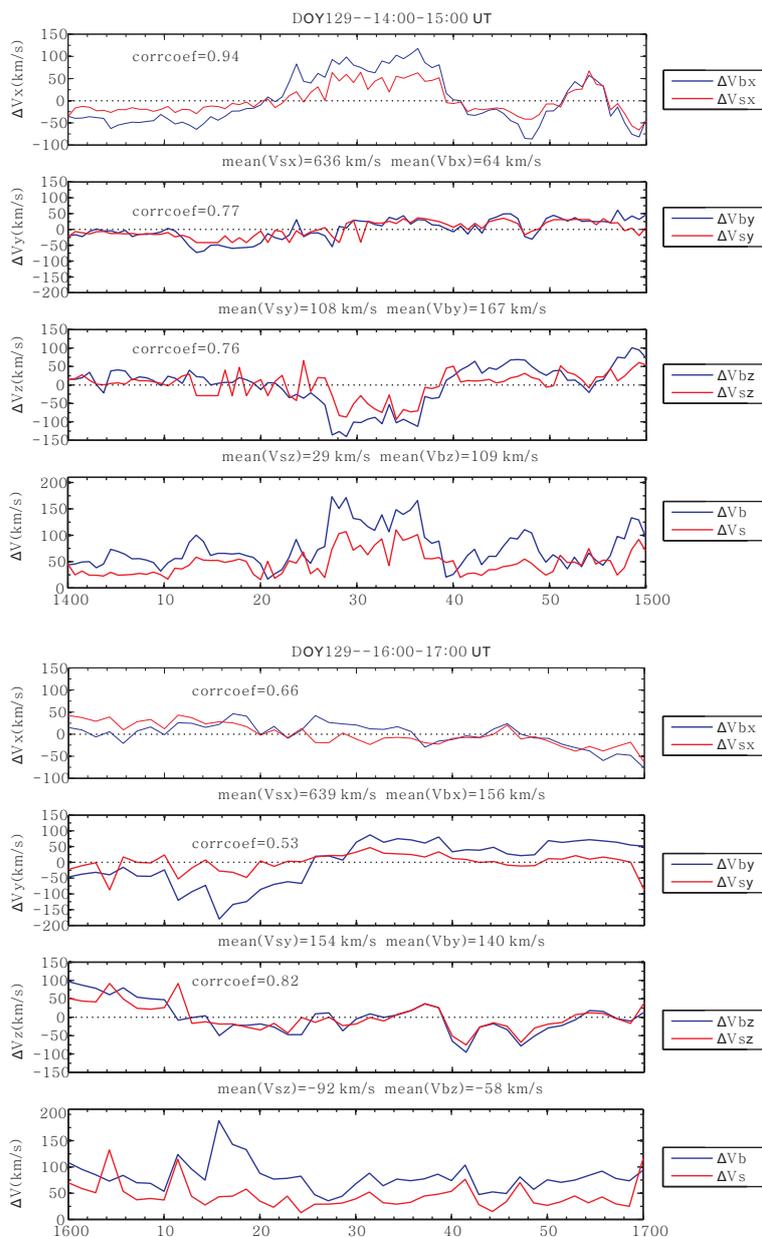


图 3.12 图中的时间序列红色为太阳风速度的扰动，蓝色是阿尔芬速度的扰动，图从上到下分别是 X' , Y' , Z' 分量，最后一行是总扰动幅度。相关系数都标识在相应的行中。引自 Yao *et al.* (2010)。

3.3.3 不含有日珥的磁云中的阿尔芬波

Helios 2 卫星在 1976 年第 93 天位于 0.68 AU 处探测到了一次磁云事件。在图 3.13 中可以看出，这次磁云事件具备典型的磁通量管磁场结构，也具备磁云

定义中描述的三个条件，即磁场显著增强，磁场的仰角在大约一天中转过一个大角度，质子温度要低于磁云前后的太阳风。此外，这次磁云事件的速度在400到500 km/s之间。尽管在这个磁云事件中本工作并没有观测到日珥物质，但是却在两个时间段内观测到了阿尔芬波。

具体来说，在图3.13中显示的是这个磁云事件的主要太阳风参数，从上到下依次是总磁场强度 B ，磁场的方位角 ϕ ，磁场的仰角 θ ，质子速度，质子密度和质子温度。根据磁场的仰角 θ 从 -90° 在约一天的时间内逐渐旋转至约 80° ，可以判断磁场呈磁通量管的结构，这是磁云的标志性磁场结构。在等离子体特征方面，质子温度明显低于其前后的太阳风，这是磁云的另一个典型特征。

在图3.13中，磁云的起始时间是02: 00，用红色点线标识。在这条线对应的时刻，可以看到 B 从大约10 nT跳升至50 nT， θ 从 90° 陡降至 -90° ， ϕ 从 -100° 跃变到 100° ，在本工作中， $\phi = 0$ 代表指向太阳的方向。从1979年4月3日02: 00到4月4日的04: 00， ϕ 缓慢地从 100° 转到了 -100° ，而磁场一直稳定在50 nT。04: 00之后磁场开始下降。需要说明，为了能清楚地显示等值线图的细节，本工作将坐标设定在一个很小的范围，所以图中的中心部分对应的热速度很小，也就是说温度很低。第一行的4个分布函数图都具有冷的核与平行磁场方向的束流分量，其中束流的温度高于核，这可以从闭合等值线的宽度判断出来，但是束流对应的质子分布密度却很小，只有百分之几。但是第二行中的分布函数都呈现冷且各向同性的特征，这可以从等值线的宽度和对称性来判断。第二行中的这些质子分布函数是磁云中质子的典型微观状态。

根据Helios 2卫星数据通过三维插值，得到三维质子热速度分布函数，但是为了便于观察分布函数的细节，本工作在研究中选择以二维的形式展示分布函数，如图3.14。本工作选择了三维分布函数中的这样一个截面，这个面由 x 和局地磁场方向确定，其中 x 轴沿太阳径向指向外，垂直这个截面的 z 轴是 x 方向和局地磁场方向的叉积， y 方向由 z 叉乘 x 得到，最终显示时，选用直角坐标 x 和 y 轴，局地磁场方向用实线显示在图中。在这个磁云事件中，本工作选出了两组质子热速度分布函数，分别对应图3.13中的两个阴影区域，即06: 00-07: 00和08: 00-09: 00两个时间段。尽管Helios 2卫星的设计测量间隔是40.5s，即一个小时内获得90个分布函数等值线图，但是由于实际测量中的各种问题，测量样本数要小于设计值，在06: 00-07: 00之间只有24个有效数据点，08: 00-09: 00之间有43个数据点。位于上方的这行图中，都具有冷且各向同性的核，与沿磁场方向拉伸的代表热通量的束流。但是在下方的一组图

Helios-2

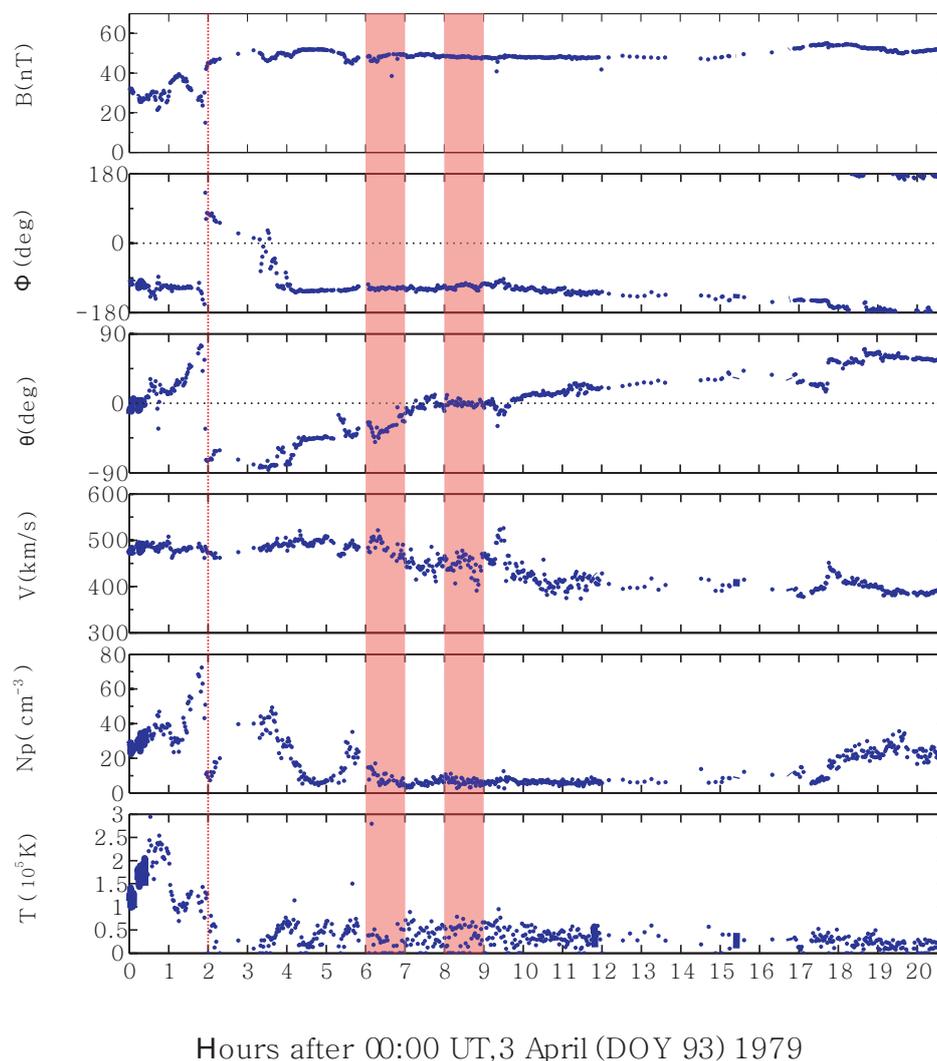


图 3.13 在1979年第93天，Helios 2卫星观测到了一次磁云事件，图中从上到下分别是磁场强度，仰角，方位角，质子速度，质子温度，质子数密度。引自Marsch *et al.* (2009)。

中，质子在热速度空间分布集中（温度低）且各向同性，并且没有束流分量。在本文研究的磁云事件中，下方的这组图是质子分布函数的典型形态。关于如何将 α 粒子从质子的计数率中排除，本文采用了Marsch *et al.* (1982)中提出的方法，即认为 α 粒子的分布函数出现在 x 轴上的位置与质子相差很远，通过限定 x 轴的范围就可以将 α 粒子的分布函数切掉。

根据热速度分布函数图中的速度信息可以推算出，核分量的温度低于 10^5 K。而束流分量的温度高于核分量，并且温度分布的各向异性即沿磁场方向温

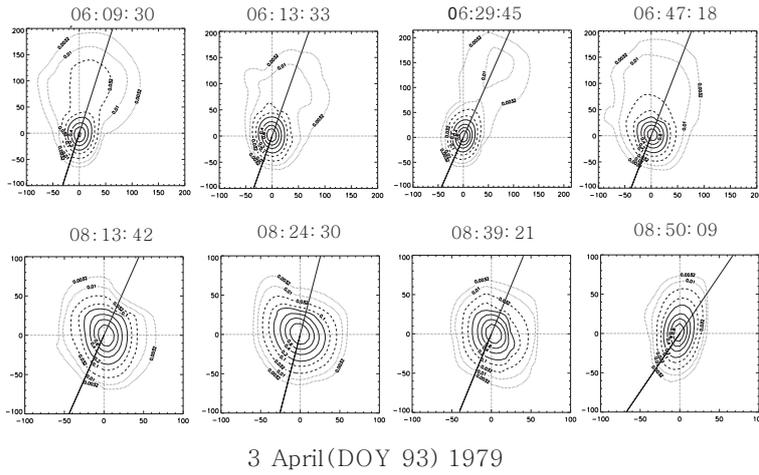


图 3.14 图中坐标系的 x 轴沿太阳径向指向外，图中的实线是局地磁场方向，坐标系中的 z 轴是 x 方向和局地磁场方向的叉积， y 方向由 z 叉乘 x 得到， x 和 y 轴是质子的热速度，单位是 km/s ，其中的分布函数的闭合等值线从内到外分别对应0.8, 0.6, 0.4, 0.2 (实线), 0.1, 0.32 (断线)和0.01, 0.032 (点线)。引自Marsch et al. (2009)。

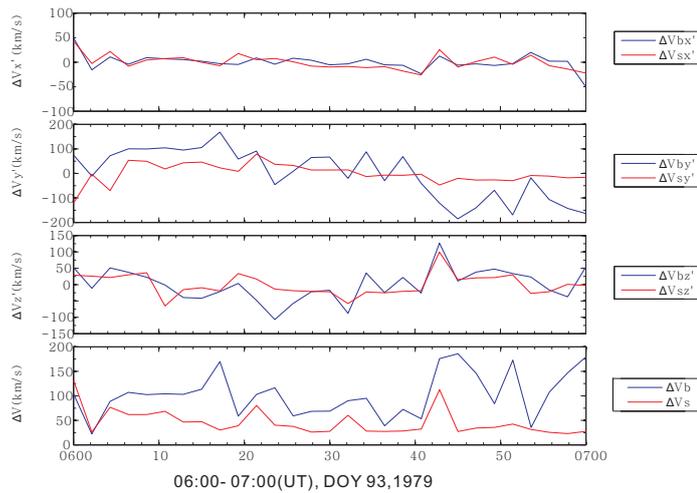


图 3.15 图中展示的是06: 00-07: 00 UT期间的速度扰动，从上到下分别是 x' , y' , z' 分量和总扰动，其中蓝色的曲线是由磁场计算的阿尔芬速度扰动，红色是太阳风流速扰动，单位是 km/s 。可以看出，阿尔芬速度扰动与太阳风速度扰动存在一定相关，这是阿尔芬扰动存在的特征。引自Marsch et al. (2009)。

度高，表明束流分量代表的那部分质子相当活跃还没有达到热平衡。在磁云到达前，从第92天的17: 00到第93天的02: 00，分布函数中都没有发现束流分量，在磁云完全离开卫星后，即从第94天的09: 00到17: 00期间，也没有观测到束流分量。在磁云中，也没有在其他时间段观测到束流或者是分布图尾部拉

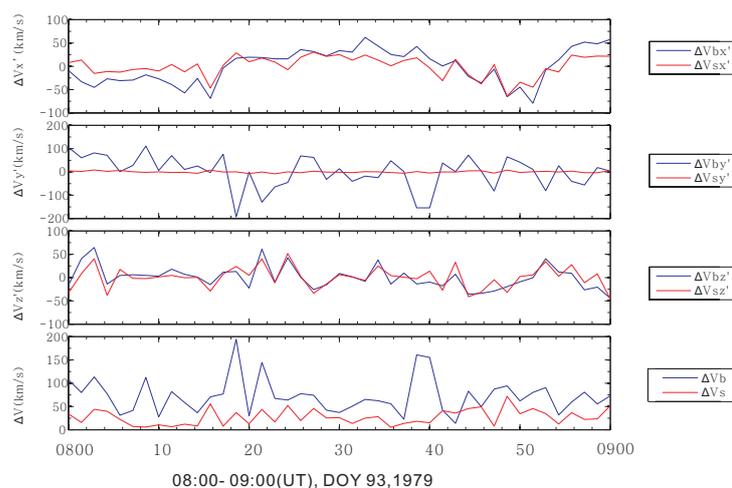


图 3.16 此图为08: 00-09: 00 UT期间的速度扰动，从上到下分别是 x' ， y' ， z' 分量和总扰动，其中蓝色的曲线是由磁场计算的阿尔芬速度扰动，红色是太阳风流速扰动，单位是km/s。可以看出，阿尔芬速度扰动与太阳风速度扰动存在明显相关，这是阿尔芬扰动存在的特征。引自Marsch et al. (2009)。

伸。束流与核的热速度差约为150-200 km/s，这个速度值与局地阿尔芬速度的大小相当，图3.15中上方一行质子热速度分布函数对应的局地阿尔芬速度大约为280 km/s。

本工作根据速度扰动与磁场扰动的相关性来判断阿尔芬波（阿尔芬脉动）的存在。图3.15和图3.16中分别显示06: 00-07: 00和08: 00-09: 00期间的磁场扰动和太阳风速度扰动。从图3.14中，注意到，在08:00-09:00期间，磁云中的磁场矢量的仰角一直保持在0度，说明在这一时间段内，磁云中的磁通量管没有旋转，在这一时间段内的磁场扰动没有收到磁结构的干扰，因此磁场扰动与太阳风速度扰动的相关性最好。可以说在08: 00-09: 00这一个小时内，Helios 2卫星在局地测量到了比较纯的阿尔芬波扰动。首次证实在行星际日冕物质抛射中存在阿尔芬波。其他时段，磁场扰动可能混入了磁通量管结构的影响，所以磁场扰动与太阳风速度扰动的相关性较差。在这两个图中，采用了局地磁场坐标系，其中局地磁场方向用一小时的平均磁场来近似，在这个坐标系中， x' 垂直于局地磁场， y' 沿着局地磁场的方向， z' 与之前坐标系中的 z 方向相同仍然垂直磁场。蓝色曲线是阿尔芬速度，红色是太阳风速度，单位是km/s。可以看出，各分量中的扰动都在10nT的量级。另外，太阳风速度和阿尔芬速度及其相关系数等参量在06:00-07:00和08:00-09:00两个时间段内的平均值列在表3.3中，

此表引自Marsch *et al.* (2009)。

表 3.3 速度各分量在一小时内的平均值

参量	06:00-07:00	08:00-09:00
Vsx (km/s)	433.4	420.7
Vsy (km/s)	203.6	147.9
Vsz (km/s)	-20.1	-6.3
Vbx (km/s)	-24.5	-11.9
Vby (km/s)	-323.0	-425.5
Vbz (km/s)	-167.4	1.0
B与X夹角(度)	67.6	69.9
相关系数 x' 方向	0.75	0.81
相关系数 y' 方向	0.39	0.23
相关系数 z' 方向	0.64	0.81
归一化的Cross Helicity	0.64	0.55
归一化的Residual Energy	-0.63	-0.73

从图3.15和图3.16中可以看出，在 z 方向上，阿尔芬速度的扰动与太阳风速度的扰动最相关，扰动幅度约为50 km/s。为了更好地确证和分析磁云中的阿尔芬扰动，本工作还计算了太阳风速度 $\delta V_{sx}, \delta V_{sy}, \delta V_{sz}$ 和阿尔芬速度 $\delta V_{bx}, \delta V_{by}, \delta V_{bz}$ 的相关系数。图3.16展示的是08:00到09:00期间的计算结果，这段时间内的数据点是43个，对应95%置信度的临界相关系数是0.3。本工作计算的 x', y' 和 z' 分量的相关系数是 $c'_x = 0.81$ ， $c'_y = 0.23$ ，和 $c'_z = 0.81$ 。在06:00到07:00期间，共有24个数据点，对应95%置信度的临界相关系数是0.4。在 x', y' 和 z' 分量的相关系数是 $c'_x = 0.75$ ， $c'_y = 0.39$ ，和 $c'_z = 0.64$ 。此外本工作还计算了归一化的cross helicity，对应08:00-09:00和06:00-07:00两个时间段分别为0.55和0.64。以及归一化的residual energy，分别为-0.73和-0.63。其中normalized cross helicity和normalized residual energy的定义来自Bavassano *et al.* (1998)，分别为

$$\sigma_C = \frac{2 \langle v \cdot b \rangle}{\langle v^2 \rangle + \langle b^2 \rangle} \quad (3.2)$$

$$\sigma_R = \frac{\langle v^2 \rangle - \langle b^2 \rangle}{\langle v^2 \rangle + \langle b^2 \rangle} \quad (3.3)$$

公式中， v 是速度的扰动， b 是以阿尔芬速度的形式表示的磁场的扰动， $\langle \rangle$ 是取所研究时段的平均值的运算。cross helicity大于0且接近1表明速度扰动的方向与

磁场扰动的方向相同。 residual energy 小于0说明速度扰动的幅度小于磁场扰动的幅度，这一点从图3.16中也可以得出，在 x 和 z 方向上速度与磁场扰动的幅度相似，但是在 y 方向上，速度几乎没有扰动。所有这些参数都在表3.3中给出。

总的来说，本工作在图3.13中用阴影标识的两个时间段内都观测到了磁场扰动与速度扰动相关这一阿尔芬扰动的特征，其中在08:00-09:00期间相关性更好，在06:00-07:00相关性稍差，但都足以证实磁云中的扰动是阿尔芬扰动。由于在图3.15和图3.16中采用的是局地磁场坐标系，其中 x' 和 z' 方向垂直与磁场方向，而在这两个方向上扰动的相关系数大，而 y' 方向上磁场和速度扰动几乎不相关，说明阿尔芬扰动是沿 y' 传播的，考虑到行星际磁场随日心距离增加会逐渐从 x' 方向弯曲到 y' 方向，在0.7 AU处沿磁场传播的阿尔芬扰动可能主要沿 y' 方向传播，扰动方向则在垂直于磁场方向的 x' 和 z' 方向，所以导致了Helios 2卫星测量到的太阳风速度和磁场扰动在 x' 和 z' 方向相关性较好，而在 y' 方向不相关。

3.3.4 小结

本工作第一次分析了磁云中的质子热速度分布函数。那些相对冷的质子表现在热速度分布函数上通常为各向同性且热速度值较小。以往人们认为磁云中的质子温度低于背景太阳风，但是在本节所研究的这个磁云中，却发现了一个时段具有各向异性和大热速度值的分布函数，并且其中能观测到沿磁场方向的束流分量，这个束流分量持续了约一个小时。这样的热速度分布特征不同于人们以往的认识。质子的束流分布与以往发现的平行磁场温度高于垂直磁场温度一致，这种温度的各向异性曾经在Zwickl *et al.* (1983)和Galvin *et al.* (1987)的基于ISEE 3数据的行星际日冕物质抛射事件中观测到。

目前的工作还只是针对个例ICME事件的分析和研究，所以无法确定是否所有日冕物质抛射都具有质子束流现象，本工作计划在将来开展统计工作，从而继续研究ICME中的波动与质子热速度分布函数的关系。考虑到太阳风中的质子束流基本特征，尤其是漂移速度与质子核区的 β 值有关（详见Tu *et al.* (2004)及其相关引文）。Marsch *et al.* (1982)系统地研究了内日球层中太阳风高速流和低速流的质子束流的本质，起源和特征。在1 AU处相关性质和特征则与内日球层以内不同，Feldman and Marsch (1997)总结了相关的研究结果，并提出质子束流可能来自于膨胀日冕底部的注入过程。其他作者(Marsch, 2006)则认为慢速太阳风中的束流可能是库伦碰撞产生的，而高速太阳风中束流，根据不稳

定性的计算和数值模拟，理论上认为是阿尔芬波和电磁不稳定性产生的。

本文工作在0.3AU探测到的磁云中观测到阿尔芬波，并且阿尔芬波几乎存在于整个磁云期间，其中一个时段可能对应日珥物质。考虑到Okamoto *et al.* (2007)通过光学观测到沿日珥水平磁场传播的阿尔芬波，Helios 2卫星测量到的可能是沿日珥传播的阿尔芬波，即本文局地测量到的与日珥有关的阿尔芬波与Hinode卫星的光学观测结果一致。这表明在日珥爆发之后，到0.3AU处阿尔芬波仍然存在。在本文的另一个0.7 AU的不含有日珥的磁云中，也观测到了阿尔芬波，但是仅有间断的两个小时。这说明阿尔芬波似乎很难长时间存在于磁云之中，随着日心距离的增加，观测到阿尔芬波的概率越低、时间越短。可能正是因为这个原因，长期以来人们从未在1AU处的磁云中观测到阿尔芬波，并且在1 AU(地球轨道处)观测到的ICME往往比较平静并且缺少波动。需要指出的是，还需要在今后对大量磁云事件的分析和总结的基础上，才能深入探讨阿尔芬波随日心距离的演化特征。

此外，Liu *et al.* (2006)从Ulysses位于3.25 AU的观测中发现了湍流特征并且提出磁场湍流耗散可以解释ICME中的加热现象，并且他们还认为湍流是阿尔芬波驱动的，尽管他们没有在ICME中观测到阿尔芬波。但是，他们又指出ICME中很少观测到阿尔芬波，所以也就缺少ICME加热所需能量的源，这就导致了ICME加热源不明的问题。根据本工作对局地测量数据的分析，在0.3AU和0.7AU处的ICME中分别观测到了阿尔芬波，并且阿尔芬波的存在与质子热速度分布函数的各向异性具有时间上的对应性，故推测阿尔芬波有可能是ICME的加热源，在观测证据上支持了Liu *et al.* (2006)的观点。当然，这一推测还有待更多局地观测的证实。

本工作观测到的质子速度扰动和磁场扰动随时间变化的相关性是阿尔芬扰动的典型特征。并且对应观测到阿尔芬波的时段，也观测了质子热速度分布函数沿磁场方向的拉伸，甚至是形成束流。对于本工作观测到的磁云质子热速度分布的束流分量的形成，根据Tu *et al.* (2002)提出的模型，在低温和低 β 的等离子体环境中，质子和阿尔芬波的相互作用，可以形成热速度分布函数中的束流分量，在本工作中研究的磁云事件具备低温和低 β 的性质，考虑到与此同时在磁云中也观测到了阿尔芬波，综合分析，本工作中观测到的束流分量可能来自冷的质子与阿尔芬波的相互作用。本文的观测支持了Araneda *et al.* (2008)的非线性数值模拟计算结果。

需要说明以下两点，第一点，在本工作所研究的磁云列表中，并不是所有磁云中探测到了阿尔芬波，这有可能是因为磁云中磁场呈磁通量管结构，磁场结构的空问变化经过卫星测量，混入到了阿尔芬波的磁场扰动的时问变化中，破坏了磁场扰动与太阳风速度扰动的相关性。第二点，在观测到阿尔芬波的磁云中，尽管本工作观测到阿尔芬波与质子热速度分布函数的各向异性在时问上具有一定的对应性，但是并不能确定质子热速度分布的各向异性一定是阿尔芬波引起的，这种各向异性也有可能形成于CME还在太阳日冕中时。在同样发现阿尔芬扰动的08:00-09:00的时段，其对应的质子热速度分布中却没有束流分量，而是呈现各向同性且热速度小的特征。因此，本文推测这些质子束流可能来自日冕，并且通过波粒相互作用保持稳定。为了更深入全面地证实ICME中的加热机制是否与阿尔芬波有关，还需要更多日心距离较小的局地观测数据，未来的Solar Orbiter和Solar Probe计划有望提供大量的近日观测，从而推进这方面的研究。

第四章 太阳风中的小尺度结构和波动

4.1 引言

压力平衡结构是指总压强 $p = p_B + p_k$ 保持平稳, 磁压 $P_B = B^2/2\mu$ 与等离子体热压 $P_k = nkT$ 呈反相关的结构。在观测中, 往往利用等离子体磁压与热压强的反相关来判断压力平衡结构的存在。压力平衡结构是太阳风中的常见现象, 也被认为是太阳风湍流中的主要组成和太阳风可压缩结构的主要代表。(详见*Tu and Marsch (1995)*的综述及相应引文) *Burlaga and Ogilvie (1970)*最早在太阳风中发现了压力平衡结构。他们发现等离子体热压强 P_k 和磁压 P_B 在一小时的时间尺度上呈反相关关系。*Thieme et al. (1990)*发现, 在黄道平面上的太阳风中的压力平衡结构也具有磁压与热压反相关的特点, 同时还提出压力平衡结构可以来源于网络组织。*Marsch and Tu (1993)*和*Tu and Marsch (1994)*完整地研究了压力平衡结构中包括密度、速度、磁场强度等各物理量之间的相关关系。*Marsch and Tu (1993)*还发现在宽频带的相关功率谱和小时尺度的相关系数分析中, 都存在磁压强和等离子体热压强的反相关趋势。基于这些观测结果, *Tu and Marsch (1994)*提出了一个流管相互作用模型, 既可以产生压力平衡结构, 也可以产生垂直快磁声波。在极区太阳风中, 人们通过对Ulysses的观测的分析也发现了从小时尺度到天时间尺度的压力平衡结构(*McComas et al., 1995; Reisenfeld et al., 1999; Bavassano et al., 2004*)。Kellogg and Horbury (2005)根据Cluster卫星的高时间分辨率的电子密度数据, 观测到了在秒时间尺度上的电子密度与磁场强度的反相关趋势, 推测这可能是压力平衡结构的表现, 但是却并没有对这种反相关趋势进行深入分析。所以, 到目前, 时间尺度从小时到秒之间的一系列小尺度压力平衡结构, 都还没有在同一段太阳风中被观测到和系统地分析过。

根据*Marsch and Tu (1993)*和*Tu and Marsch (1994)*中对压力平衡结构中各对物理量间相关性的研究, 如图4.1, 无论是在速度小于550km/s(左图)还是大于550km/s的太阳风中, 等离子体密度 n 与太阳风的磁感应强度 B 的相关系数 $c(n - B)$ 与等离子体热压强 P_k 和磁压 P_B 的相关系数 $c(P_k - P_B)$ 呈正比线性关系。人们还发现, 在黄道面上, 无论是高速还是低速太阳风, 其中的压力平衡结构都呈现等离子体密度和磁场强度的反相关关系(*Tu and Marsch, 1994*)。并且, 压力平衡结构中的 $n - B$ 反相关性会随着日心距离的增加和太阳纬度的减小

而增强，也就是反相关系数会随日心距离增加和纬度减小而增大(Bavassano *et al.*, 2004)。因此，在距太阳1 AU的黄道平面上，可以用等离子体密度和磁场强度，即 $n - B$ ，的反相关关系来推测压力平衡结构的存在。这表明，除了根据磁压和等离子体热压强的反相关关系来判定压力平衡结构的存在，等离子体密度与磁场强度的反相关关系也可以作为压力平衡结构的判据(Goldstein and Siscoe, 1972; Tu and Marsch, 1994; Bavassano *et al.*, 2004)。

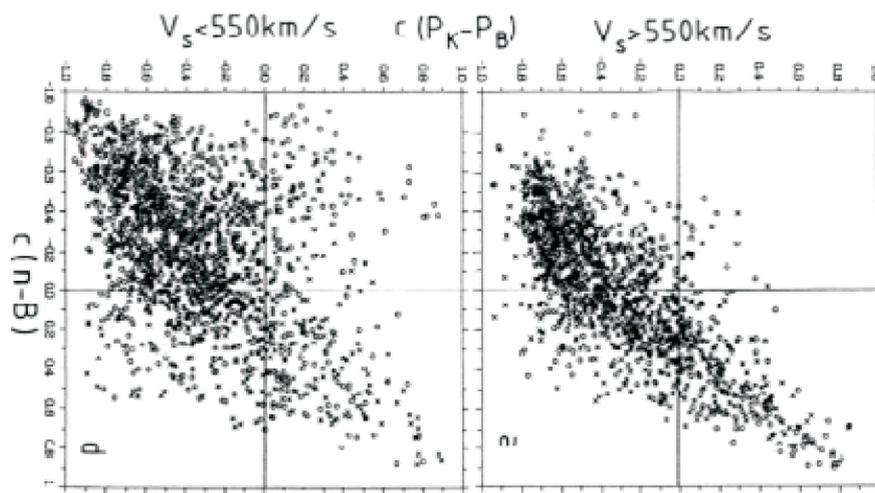


图 4.1 $n - B$ 的相关系数与 $P_K - P_B$ 相关系数的关联，引自 Tu and Marsch (1994)。

另一方面，在太阳风的结构和波动的研究中，功率谱分析也是常用的分析方法。通过对磁场、密度的扰动功率谱的观察，人们发现，波动的能量会从大尺度向小尺度传递，也就是能量的串级。一般认为，能量从长波长的扰动传向短波长的扰动，当波长短至接近质子回旋尺度时，波动会与质子发生回旋共振，从而波的能量耗散(涂传诒等, 1988)。对于波动能量如何传递，Tu *et al.* (1984)提出了阿尔芬脉动串级的理论，认为是平行和反平行磁场方向的阿尔芬脉动的非线性相互作用导致长波长的阿尔芬脉动将能量传递给短波长的阿尔芬脉动，从而实现波动能量的串级。通过大量观测与该理论(Tu *et al.*, 1984)的对比，目前人们普遍认为在空间尺度大于离子回旋尺度的惯性区中，太阳风湍流主要由阿尔芬脉动串级控制。Goldreich and Sridhar (1995)和(Montgomery *et al.*, 1987)提出，在惯性区，通过阿尔芬脉动，太阳风中的速度扰动会带动磁场扰动，又因为总压强守恒，所以磁场扰动会带动电子密度的扰动，最初发生在速度扰动中的能量串级，会最终传递到磁场和密度上，所以电子密度和磁场的扰动谱具有与速度扰动谱相同的斜率。密度扰动和磁场扰动称为被动串

级(Schekochihin *et al.*, 2009)。在对太阳风甚至星际物质中的扰动的功率谱进行了大量的分析和统计,人们发现,在惯性区,当横轴为频率,纵轴为能量(扰动的平方),并且都用对数坐标时,功率谱的斜率都接近 $-5/3$ 。这种斜率的功率谱被称为Kolmogorov谱。在近似不可压缩扰动的假设下,密度和磁场强度会被不可压缩的速度扰动所带动而被动串级,因此密度和磁场扰动具有相似性,表现在功率谱上为功率谱斜率几乎相同,约为 $-5/3$ (Dastgeer and Zank, 2004)。实际观测中,等离子体密度和磁场的扰动功率谱在太阳风低速流中具有 $-5/3$ 的斜率,然而在高速流中虽然斜率也约为 $-5/3$ 但是在 5×10^{-4} 到 2×10^{-3} Hz的区间功率谱却变平,即斜率接近1 (Marsch and Tu, 1990)。

综合以往研究中有待解决的问题和前人提出的压力平衡结构的判据和分析方法,本文工作旨在通过电子密度和磁场强度的反相关关系,揭示太阳风中从小时到秒之间的小尺度压力平衡结构,并通过功率谱分析探讨其可能的成因。为了研究时间尺度小于一分钟的 $n - B$ 反相关关系,就必须获得采样时间很短的等离子体密度测量数据。最近Pedersen *et al.* (2008, 2001)和Kellogg and Horbury (2005)提出了一种方法可以通过Cluster卫星上的EFW(Electric Field and Waves experiment)仪器局地测量的高时间分辨率的卫星电势来计算电子密度 N_e ,这种方法的基本原理最早是Labelle and Kintner (1989)提出的。由于卫星每0.2秒测量一个卫星电势数据,这种方法就可以每0.2秒提供一个电子数密度值。对于0.95的统计置信水平,50个数据点的最小相关系数是0.2,所以10s长度以上的这种数据序列的统计结果是可信的。因此采用这种方法(Pedersen *et al.*, 2008)所获得的高时间精度的电子密度数据,可以用来分析从秒到小时时间尺度的现象。

在数据分析中,首先,本文工作对比了电子密度和磁场强度的时间序列,并计算了二者的相关系数,发现电子密度与磁场强度的时间变化呈反相关。同时,本文也采用了Morlet小波(Grinsted *et al.*, 2004)互相关谱分析方法,来研究电子密度和磁场强度扰动功率谱在各时间尺度的相关性。由于采用的是小波分析法,所以分析结果可以给出对应每一时刻的电子密度与磁场强度的相关功率谱,本工作发现电子密度和磁场强度的扰动在各时间尺度(频率)也主要呈反相关关系。综上,小波互相关功率谱与时间序列相关性计算都显示,在本文研究的太阳风中连续存在时间尺度从小时到秒的小尺度压力平衡结构。

此外,在分析工作中注意到,在从 10^{-2} 到1 Hz的高频区间,即惯性区的小尺度区域至与耗散区边界的尺度上,电子密度和磁场强度的扰动功率谱还从未

被同时比较分析(*Schekochihin et al.*, 2009)。因而在这个尺度范围内的太阳风中的小尺度结构的功率谱特征也还有待研究。所以本文又分析了电子密度和磁场强度的扰动功率谱(基于傅立叶变换),发现两个功率谱的谱线几乎重合,这说明电子密度和磁场强度的相对扰动的幅度接近。并且还注意到,电子密度和磁场强度扰动功率谱的斜率接近 $-5/3$,符合可压缩扰动的GS理论(*Goldreich and Sridhar*, 1995)预测,即在惯性区磁场强度的扰动谱与电子密度的扰动谱斜率相同都为 $-5/3$ 。

综上,本文工作首次观测到电子密度和磁场强度在从小时到秒的时间尺度上的负相关关系,表明在这些尺度上存在小尺度压力平衡结构。另外,依据在接近耗散区的尺度上观测到电子密度和磁场的扰动功率谱几乎重合、且斜率约为 $-5/3$ 的数据分析结果,结合以往研究的大尺度压力平衡结构的局地观测功率谱特征,本文初步探讨了小尺度压力平衡结构的可能来源和成因。

4.2 太阳风中的小尺度压力平衡结构

压力平衡结构早在1970年就被*Burlaga and Ogilvie* (1970)发现,人们观测到从小时到天的时间尺度上磁压与热压呈反相关 见图1.8。然而由于测量数据的时间间隔较大,所以以往工作没有观测到时间尺度从小时至秒的量级的压力平衡结构。

4.2.1 小尺度压力平衡结构

目前尺度最小的压力平衡结构是*Kellogg and Horbury* (2005)发现的在0.5s量级的压力平衡结构,然而同以往发现的最低尺度为小时的结构相比,缺少了这两个量级之间的结构信息。小尺度压力平衡结构的判据是磁场强度与电子密度呈反相关,如图4.2。基于对Cluster卫星在太阳风中的测量数据, *Kellogg and Horbury* (2005)观测到在2002年2月19日期间断续地一些时间段内电子密度的扰动与总磁场强度的扰动在0.5s的时间尺度上具有反相关关系,他指出这有可能是压力平衡结构的特征,也有可能是离子声波的特征,他更倾向与认为这种反相关关系是离子声波存在的证据。本文的工作,确认了*Kellogg and Horbury* (2005)的发现,同时还发现在从秒到小时的时间尺度范围内,压力平衡结构持续存在。

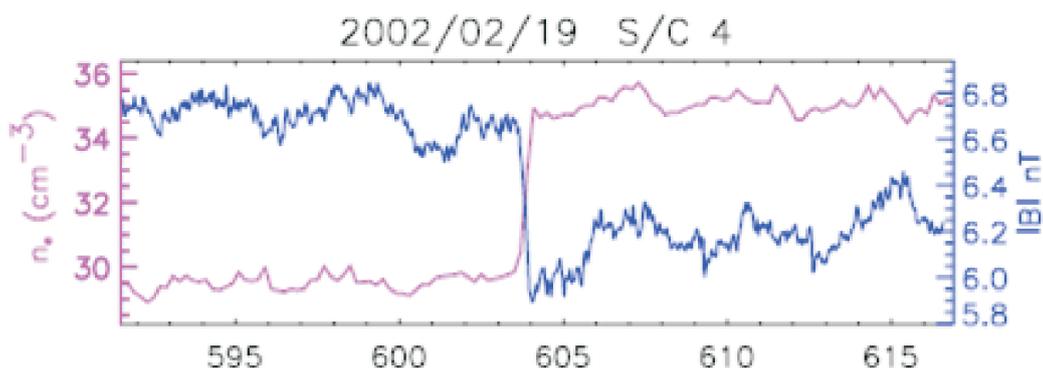


图 4.2 Cluster卫星测量到的时间序列展示的电子密度和磁场强度在0.5秒上的反相关，引自Kellogg and Horbury (2005)。

针对已有工作中，在秒到小时这个时间尺度区间内压力平衡结构研究的不足，本文工作采用旨在探测空间小尺度结构的Cluster卫星的数据展开了分析。本章工作采用了数据时间间隔为0.2秒的磁场（来自FGM）和卫星电势（来自EFW）数据，所以本章工作分析的观测数据可以达到秒这一小尺度时间量级。本文工作中选择了一段平静太阳风作为研究对象，这是因为数据分析中用到的基于傅立叶变换的功率谱分析要求数据序列符合平稳随机假设（详见第二章）。这段太阳风的观测数据来自Cluster的C1卫星上搭载的CIS（Cluster Ion Spectrometry）仪器在2001年4月5日22:30到23:30的一个小时的观测，详见4.3，所以本章工作的观测分析可以覆盖从秒到小时的连续的小尺度时间量级。这段平静太阳风也在Alexandrova *et al.* (2008)中被用于研究来自STAFF-SC（Spatio Temporal Analysis of Field Fluctuations）仪器的高频磁场功率谱。

图4.3中，横轴为时间，纵轴为各物理量的测量值，所采用的坐标系是GSE坐标系。物理量从上到下分别为：总磁场强度 B ，磁场的 z 分量 B_z ， y 分量 B_y ， z 分量 B_x ，磁场的单位为 nT 。离子密度 N_{ion} ，等离子体总压强（包括热压与磁压） P_{tper} ，垂直磁场方向的温度 T_{perp} ，和太阳风在 x ， y ， z 方向的速度 V_x （实线）， V_y （点线）， V_z （虚线）。需要说明，因为只能获得可信的离子垂直于磁场方向的温度，所以图4.3中的等离子体总压强中的热压是根据离子的垂直磁场方向温度计算得到的。

在这段太阳风中，在卫星参考系下离子回旋频率为0.11Hz。图4.3中的磁场强度来自FGM (Fluxgate Magnetometer, 磁通门磁力仪) 仪器的测量，时间分辨率为0.2秒，磁场总强度平稳浮动在 $7nT$ ，但是磁场各分量却在这个时段内剧烈变化。离子数密度由CIS仪器中的HIA (Hot Ion Analyzer) 在低g (低灵敏度) 的太阳风模式下测量得到(Rème *et al.*, 2001)，在 2 到 5 cm^{-3} 之间波动。CIS的探测时间分辨率是4秒。CIS测得的离子温度在 $0.2 \times 10^6 \text{ K}$ 附近波动。图4.3中的总压强只包括了磁压强和离子垂直热压强，这个总压强大约为 $0.025nPa$ 。因为本章工作研究的太阳风时段中，离子的平行温度测量不准确，又由于PEACE仪器测量的电子温度具有长达160秒的数据空白，而PEACE的正常测量间隔是4秒，所以在工作中没有采用离子平行温度和电子温度数据，也就无法得到完整的等离子体热压强。图4.3中给出垂直压强，且在整个时间段基本不变，这表明本文所研究的太阳风时段很可能处于压力平衡。另外，这个时段里太阳风速度很稳定保持在 550km/s ，并且主要沿日地连线方向。

需要说明，Cluster卫星上本身搭载有测量电子密度的仪器WISPER (Wave of High frequency and Sounder for Probing of Electron density by Relaxation，简称WHISPER)，但是WISPER的测量时间精度为1.7秒-4秒，不能满足研究秒的量级的小尺度压力平衡结构的要求。而Cluster卫星上搭载的EFW(Electric Field and Wave Experiment)仪器可以测量时间精度为0.2秒的卫星电势，并且根据Pedersen *et al.* (2008)的证实，可以将卫星电势通过计算得到探针周围等离子体的电子密度。但是从卫星电势得到电子密度的计算公式需要通过WISPER仪器的电子密度测量数据来校正获得。首先，需要从直接测量的0.2秒间隔的卫星电势 V_{sp} 来计算电子密度 N_e ，本文公式中的卫星电势单位是伏特，并且取的是卫星电势的绝对值。需要说明的是本章工作中采用的卫星电势是EFW仪器上4根探针测量结果的平均值，数据来自Cluster Active Archive 网页。在数据处理中，采用这段时间的卫星电势数据和WISPER仪器测量的电子密度来获得电子密度与卫星电势的函数关系。首先将EFW测量的卫星电势与WISPER测量得到的电子密度按照 e 指数函数关系拟合，函数形式见第二章，如图4.4拟合后，得到的拟合函数的各项具体系数。之后再将根据拟合函数从卫星电势计算得到的电子密度与WISPER测量到的电子密度进行比对，如图4.4 第一排右图，从而对卫星电势与电子密度的拟合函数的各项系数进行二次校正。如此往复，最终得到的电

子密度与卫星电势的函数关系是

$$N_e/(\text{cm}^{-3}) = 22 \exp(-V_{\text{sp}}/5.5) + 0.05 \exp(-V_{\text{sp}}/30) \quad (4.1)$$

其中 N_e 是WHISPER测量的电子密度。由EFW仪器测量的卫星电势计算的电子数密度需要经过WHISPER仪器测量的时间分辨率为4秒的电子数密度的校正,校正结果如图4.4。

另外,由于Cluster卫星是自旋稳定,而卫星电势测量是依靠在卫星上每90度安置的4根探针获得的,所以自旋频率及其各次倍频会混入到探针测量的卫星电势中,也会混入到根据卫星电势计算的电子密度中。所以为了得到局地空间中真实的电子密度的功率谱,还要进行滤波处理,去除卫星自转的影响。滤波采用的是陷波滤波器,详见第二章。滤波效果如图4.4。

在本文的工作中,由于无法获得完整可信的等离子体总压强,根据前人的工作,本章工作中采用了压力平衡结构的另一个判据,即电子密度与磁场强度的扰动呈反相关。同时在这个太阳风时段,还计算了阿尔芬速度

$$V_A = B/\sqrt{4\pi\rho} \quad (4.2)$$

和离子声波速度

$$C_s = \sqrt{\gamma Z k T_e / m_i} \quad (4.3)$$

其中 ρ 是离子密度, γ 绝热系数取5/3, Z 是离子电荷数, T_e 是电子温度, m_i 是离子质量。根据对阿尔芬速度和声速的计算结果, V_A 与 C_s (大约90km/s)很接近,由此可以认为本章所研究的这个太阳风时段是可压缩流体。

从以上的思考出发,本章工作研究了电子数密度和磁场的互相关关系,其中互相关分析用到了小波互相关功率谱和时间序列相关系数两个特征来展示。在图4.5中,图a是利用小波互相关谱分析法(Grinsted et al., 2004),计算的电子密度和总磁场强度的相关系数谱和相关相位谱,左图中横轴是时间,纵轴是周期,图中的颜色表示相关系数,从蓝到红对应相关系数从0到1。右图中横轴是时间,纵轴是周期,图中的颜色表示相关相位,从蓝到红对应相关相位从0到 π ,两图中的黑色实线,是相关系数为0.8的等值线,画在图中是为了便于左、右两图中相关系数和相关相位的比对。从图4.5可以很明显的看出,电子密

度和总磁场强度相关系数大多是时间为1，相关相位大多数时段为 π ，所以说明电子密度和总磁场强度呈反相关关系。根据图a中显示的电子密度和总磁场强度呈反相关的时间段，在图b中直接显示了电子数密度和总磁场强度的时间序列相关性，图b中从上到下分别是时间段长度为1小时，半小时，10分钟，3分钟和20秒。图4.5中计算的 N_e 和 B 的小波互相关谱是根据第二章中介绍的方法，其中小波变换程序包来自Grinsted et al. (2004)。

在图4.5a，即互相关谱图中，横轴是时间从22:30到23:30 UT，纵轴是周期从10s到1000s。在相关系数谱图中，色标的范围是0-1，对应从蓝到红。右图是相关相位角的绝对值，色标范围从0- π ，对应从蓝到红。也就是说，如果电子密度和总磁场是反相关的，那么二者的相关系数谱接近1并且相关相位接近 π ，对应在小波谱上，就是相关系数谱呈红色同时相关相位角谱也呈红色。观察图4.5a，发现左边相关系数谱图中呈红色的区域在相关相位谱图中也呈红色。这说明，电子密度和总磁场强度是反相关的。并且这种反相关性存在于本章所研究的整个太阳风时段，涉及了从秒到小时的时间尺度范围，只是随着时间尺度变小反相关的持续时间更短、间歇更频繁。因此，可以认为随着时间尺度的变小，压力平衡结构的数目变多。

需要说明的是，本文工作中时间尺度最小为10s，这是考虑到统计数据置信度对数据量的要求，10s长度具有50个数据，小于0.27的相关系数就没有意义，如果数据更少，则无意义的相关系数的临界值就更大，但是小波谱上很多相关系数值都小于0.27，所以在图4.5中就没有展示时间尺度低于10s的小波相关谱。另外，由于测量仪器不同，电子密度与总磁场强度的测量时刻差了0.06秒。

图4.5b是电子密度 N_e 和磁场强度 B 的时间序列，选取了部分图4.5a中的红色区域对应的时间段。相关系数都相应列在了图中。从上到下，时间段长度分别为1小时，30分钟，10分钟，3分钟和20秒。在最顶端的图中，是1小时的时间序列相关分析，可以发现电子密度与总磁场强度反相关，相关系数为-0.78。对于从23:00-23:30的30分钟的时间段， N_e 和 B 仍然为反相关，相关系数为-0.90。之后，又比较了10分钟长度的情况，发现在22:50-23:00 UT和23:00-23:10 UT两段仍然具有反相关特征，并且相关系数分别达到-0.81和-0.90。当时间长度短到3分钟的时候从23:05到23:08 UT，反相关不仅存在而且更为显著，相关系数达到-0.99。图4.5b显示的电子密度和磁场强度的时间序列的相关性，与图4.5a中的相关性信息相符合。在这些时间序列数据中，由于仪器的测量问题，存在一些数据断点，在分析相关性的时候，将这些数据断点

的时刻删去，而将断点两端的数据拼接组成新时间序列，针对新时间序列计算电子密度与总磁场强度的相关系数，这样的处理过程可能会给相关系数的计算引入一些误差。但是对于20秒长度的时间段23:05:30到23:05:50 UT，这之中的数据没有任何坏点、断点，电子密度与总磁场仍然是负相关，且相关系数高达-0.96。在这20秒中， N_e 和 B 的负相关特征甚至出现在1秒的尺度上。这么高的相关系数意味着压力平衡结构很可能是由于电子密度和磁场强度的扰动所产生的。*Kellogg and Horbury (2005)*在其所研究的太阳风时段中，在多段时间中发现 N_e 和 B 在0.5秒的尺度上具有相反的扰动。他们认为这是压力平衡结构存在的证据。然而他们并没有分析这一太阳风时段中其他时间尺度是否存在反相关，或者说是否是压力平衡结构。本章的工作不仅支持了*Kellogg and Horbury (2005)*发现的电子密度和磁场强度的负相关特征，同时还在本章所研究的太阳风时段中从秒到小时的各个时间尺度上都观测到了负相关现象，填补了在这个时间尺度范围内的研究空白。

结合图4.3中的等离子体压强(磁压与离子垂直压强的和)的平稳特征，本人认为在研究的时段里存在从秒到小时的各尺度压力平衡结构。这些小尺度的结构可以与大尺度的共同存在，或者小尺度结构是埋伏在大尺度结构里的。

4.2.2 小结

本节工作，根据*Pedersen et al. (2008, 2001)*和*Kellogg and Horbury (2005)*中所给出的从卫星电势计算电子密度的方法，得到高时间分辨率的电子密度时间序列，根据磁通门磁力仪FGM测量的具有同样时间分辨率的磁场时间序列，以电子密度与磁场强度的关系作为判据，来研究背景太阳风中的小尺度压力平衡结构，填补在秒到小时的时间尺度上，或者说在接近耗散区空间尺度上，对压力平衡结构的研究空白。在研究中，从傅立叶功率谱、小波互相关谱和时间序列本身这三个角度在揭示电子密度与总磁场强度间的关联。本节的工作，首次在秒到小时的时间尺度范围发现了太阳风中的电子密度和总磁场强度的反相关关系。

本节的工作探究了 N_e 和 B 的相关性，以此作为判据来证实在1AU处可压缩太阳风中压力平衡结构的存在。在本章所研究的太阳风时段里，发现在从秒到小时的各个时间尺度上，都存在压力平衡结构。体现在观测结果上，就是 N_e 和 B 在时间序列上和小波互相关谱上都呈现反相关。这与以前工作(*Bavassano et al., 2004*)发现 N_e 和 B 在一小时的时间尺度上为反相关的现象是吻合的。然而，

与前人工作不同的是，本章工作在小时以下的更小尺度上也发现了电子密度和磁场的反相关扰动。根据计算，离子回旋半径 ρ_i 大约为130 km，而根据电子密度与磁场的反相关最小尺度为1秒，考虑太阳风速度约550km/s，所以本章工作观测到的最小尺度的压力平衡结构约为500公里。不难发现，这个压力平衡结构的尺度与离子回旋尺度很接近，磁流体力学（MHD）的最小有效尺度就是离子回旋尺度。

通过分析Cluster飞船上搭载的EFW和FGM仪器观测的数据，以及Wind飞船上搭载的SWE仪器的数据，本章工作系统研究了内日球层太阳风中的小尺度压力平衡结构，得到了如下新的结果和结论：

(1)在秒到小时的时间尺度范围内，连续存在压力平衡结构。

(2)鉴于压力平衡结构是连续出现在从秒到小时的尺度上，所以有可能小尺度的压力平衡结构是嵌套在大尺度压力平衡结构中的。

这些全新的观测结果拓展了人们对压力平衡结构的认识，并且开启了针对小尺度结构的研究方向。

4.3 小尺度压力平衡结构的功率谱特征和产生机制讨论

4.3.1 小尺度压力平衡结构的功率谱特征

*Neugebauer et al. (1978)*和*Song et al. (1992)*提出了判断大尺度压力平衡结构的基于压强的功率谱特征，*Tu and Marsch (1994)*观测到大尺度压力平衡结构的电子密度与磁场强度的功率谱特征。本工作分析了小尺度压力平衡结构中的磁场强度与电子密度的功率谱，见图4.6。

本节工作采用多层叠加法（详见第二章）和陷波滤波器来获得尽可能纯净的电子密度的功率谱，如图4.6。

考虑到数据的时间间隔是0.2秒，数据总时间长度是60分钟，根据数字信号处理的Nyquist定理，所获得的功率谱的频率范围是 10^{-3} -2.5Hz，这个范围涵盖了从惯性区到临近耗散区的范围，这个范围的高频段已经到了磁流体力学的应用上限，完全进入耗散区后磁流体力学不再适用。因为离子回旋尺度是划分惯性区和耗散区的依据，为了对应离子回旋半径(ρ_i)来分析功率谱特征，根据泰勒假设（Taylor's hypothesis），即行星际空间中的空间变化可以通过时间变化与太阳风速度的乘积来近似得到，这样就可以将功率谱的横轴频率 f 转换为波

数 k 与离子回旋半径的乘积 $k\rho_i$ ，为无量纲量。转换所用到的公式如下

$$k = \omega/v_{sw} \quad (4.4)$$

和

$$\rho_i = v_i/\Omega_{ci} \quad (4.5)$$

其中，卫星参考系下的频率为 $\omega = 2\pi f$ ， Ω_{ci} 为离子回旋频率， v_i 代表等离子体的热速度。所以，在本文中研究的太阳风时间段中， $k\rho_i$ 与 f 成正比。另外需要指出，本文计算的功率谱是扰动相对值的功率谱，以电子数密度为例，相对扰动是：

$$\delta N_e = (N_e - N_{e,0})/N_{e,0} \quad (4.6)$$

注意到相对扰动是一个无量纲量，其中 $N_{e,0}$ 是电子数密度在本文所研究的太阳风时段的平均值。

图4.6中是电子数密度和总磁场强度的相对扰动功率谱。横轴为 $k\rho_i$ ，纵轴为相对扰动的平方（能量），横纵轴均用以10为底数的对数坐标表示。不难发现，电子密度和总磁场的扰动功率谱相似并且斜率约为-5/3，本节的工作结果说明在接近耗散区的尺度上，电子密度与总磁场的扰动仍然符合阿尔芬波串级的规律。

细节上，电子密度和总磁场的扰动谱在 $k\rho_i = 0.1$ 以下的斜率为-1.70，接近Kolmogorov的-5/3功率谱幂律。当 $0.1 < k\rho_i < 1$ ，电子密度扰动谱变平，斜率绝对值变小，为-1.27。在 $0.1 < k\rho_i < 1$ 的尺度范围内，电子密度扰动谱变平（即斜率绝对值小于5/3）的现象曾被Celnikier *et al.* (1983)和Celnikier *et al.* (1987)观测到过，然而磁场扰动谱却没有变平的现象。功率谱的95%置信区间约为半个数量级，在图4.6给出。相似的功率谱说明，电子密度和总磁场在各个空间尺度上的相对扰动幅度相似，这就暗示二者的扰动可能都是太阳风中的阿尔芬波串级的速度扰动所带动的。

进一步，在图4.7中将Tu and Marsch (1994)对太阳风高速流中的大尺度压力平衡结构的电子密度功率谱分析结果与本文的工作进行对比，显示来自不同卫星、不同平静太阳风时段的、不同空间尺度的电子密度相对扰动功率谱却衔接得非常一致。这暗示大尺度压力平衡结构和小尺度结构的形成机制可能是相同的，如图4.7。

4.3.2 压力平衡结构成因讨论

目前已知的大尺度压力平衡结构的成因主要有两个基本类型。第一个是来源于太阳外层大气，例如日冕中压力平衡的磁通量管；第二个是形成于局地空间，可能的产生机制主要是各种不稳定性及波动，例如镜像模(Mirror Mode)不稳定性，慢磁声波，非线性动力学阿尔芬波等。这些物理现象都可以引发电子密度和磁场的反相关扰动，从而在局地产生具有压力平衡特征的结构。

对大尺度压力平衡结构，*Tu and Marsch (1995)*总结内日球层中持续时间从小时到天的尺度的大尺度压力平衡结构，可能来自于太阳外层大气的磁通量管，这些磁通量管上磁压和等离子体热压平衡；这些结构也被称作面条结构the 'spaghetti-like' (*Mariani et al., 1973, 1983; Neugebauer, 1981*)。

对于本文工作中（详见本章第一节）发现的这些小尺度的压力平衡结构，一种可能的成因解释是太阳日冕中的微（动力学尺度）压力平衡磁通量管。由于前人工作观测到的大尺度压力平衡结构，被认为很可能来自太阳大气中的网络组织(*Thieme et al., 1990*)。考虑到网络组织的大小约为几万公里，而本章工作中观测到的时间尺度在秒量级的压力平衡结构，是以往观测到的最小尺度为小时的压力平衡结构大小的几千分之一，即几十公里。所以本人推测本文观测到的秒到分钟的小尺度压力平衡结构可能是来自太阳大气中的磁元。磁元被认为是日面磁场的基本组成单元，尺度为0.1角秒，即约70km(*Lin, 1995*)。然而，因为目前光学遥感观测仪器的最小分辨率约为0.1角秒，所以还不能细致分辨尺度为70公里的结构，磁元本身的性质，还有待光学观测的确认。另一方面，对于压力平衡结构起源于磁元内部的猜测，也需要通过比对磁元与行星际中的小磁通量管（磁流管）的特征来验证。

其他可能的解释包括，这些小尺度压力平衡结构可能是在空间局地形成的，那么驱动它们形成的可能是某些波或者不稳定性，例如非线性阿尔芬波(*Vasquez and Hollweg, 1999*)，慢磁声波和磁镜不稳定性(*Song et al., 1992*)。通过分析电子密度与磁场的扰动功率谱幅度的比值，根据*Song et al. (1992)*提出的观点，二者的比值为0.16表明波动为磁镜模式，如果比值为0.83则表明波动为慢磁声波。从图4.6不难发现本章工作中获得的功率谱幅值的比值 $\delta N_e / \delta B$ 接近1，所以本章工作中观测到的小尺度压力平衡结构也有可能是慢磁声波形成的。另外也可以发现电子密度谱与磁场强度谱的幅值之比与频率变化无关，也就是与尺度无关，所以这个结果不能用非线性波的色散关系来解释，也就是说这个现

象并不是某种非线性波产生的，一种合理的解释是这是太阳风携带着的跨尺度的结构。此外，*Goldreich and Sridhar (1995)*和*Montgomery et al. (1987)*曾指出等离子体中的磁压扰动可以直接引发等离子体密度扰动，因此密度的功率谱会有和磁场功率谱相同的形态，呈现压力平衡结构的特征。

从图4.6中还注意到，与磁场功率谱不同的是，电子密度谱的中段即0.1-1Hz区间变平。*Celnikier et al. (1983)*观测到了几乎相同的现象。最近，*Chandran et al. (2009)*指出这种密度谱的变平是动力学阿尔芬波的作用结果，并给出了在动力学阿尔芬波影响下Kolmogorov功率谱与压缩动力学阿尔芬波成分混合，而压缩动力学阿尔芬的斜率是1/3。因此密度谱中间段是-5/3和1/3两个斜率的功率谱的混合结果，这可能意味着本章工作Cluster卫星测量到的这段压力平衡结构的形成与动力学阿尔芬波有关。当然，也不能完全排除在这个频段卫星自转的特征频率0.25Hz与其倍频0.5Hz对功率谱斜率的影响。

4.3.3 小结

本章第二节的工作第一次在惯性区与耗散区边界的空间尺度上，分析了小尺度压力平衡结构的电子密度和总磁场强度的扰动功率谱。同时显示在这个范围内，电子密度和磁场强度的相对扰动功率谱几乎一致，且斜率符合Kolmogorov幂律的-5/3，二者谱形的相似符合以往的太阳风湍流理论的推测，即电子密度和磁场的扰动都是阿尔芬脉动的速度扰动所带动的，在阿尔芬脉动下速度扰动带动磁场扰动，而基于压力平衡关系，磁场扰动又带动密度扰动，所以二者的扰动方向相反、幅度相似，即负相关(*Goldreich and Sridhar, 1995*)；-5/3这个斜率是阿尔芬串级的特征斜率，说明在惯性区和耗散区边界的尺度上，太阳风湍流仍然受到阿尔芬串级的控制。

由于电子密度和磁场的扰动功率谱的特征与以往大尺度压力平衡结构的特征一致，所以可以根据大尺度压力平衡结构形成机制的多种判据来探讨小尺度压力平衡结构的成因。本文初步分析了小尺度压力平衡结构的功率谱特征，观测到电子密度扰动谱与总磁场强度扰动谱，谱形相似、扰动幅度一致，这些特征与大尺度压力平衡结构的功率谱特征吻合，可能表明小尺度压力平衡结构的成因与大尺度结构类似。但这只是初步地探究小尺度压力平衡结构的形成机制，对于这一课题的系统研究还有待在今后的工作中做更深入、广泛的数据筛选和分析工作，从更多的角度来证实小尺度压力平衡结构的本质与成因。

Quiet Solar Wind Period Measured by Cluster-1

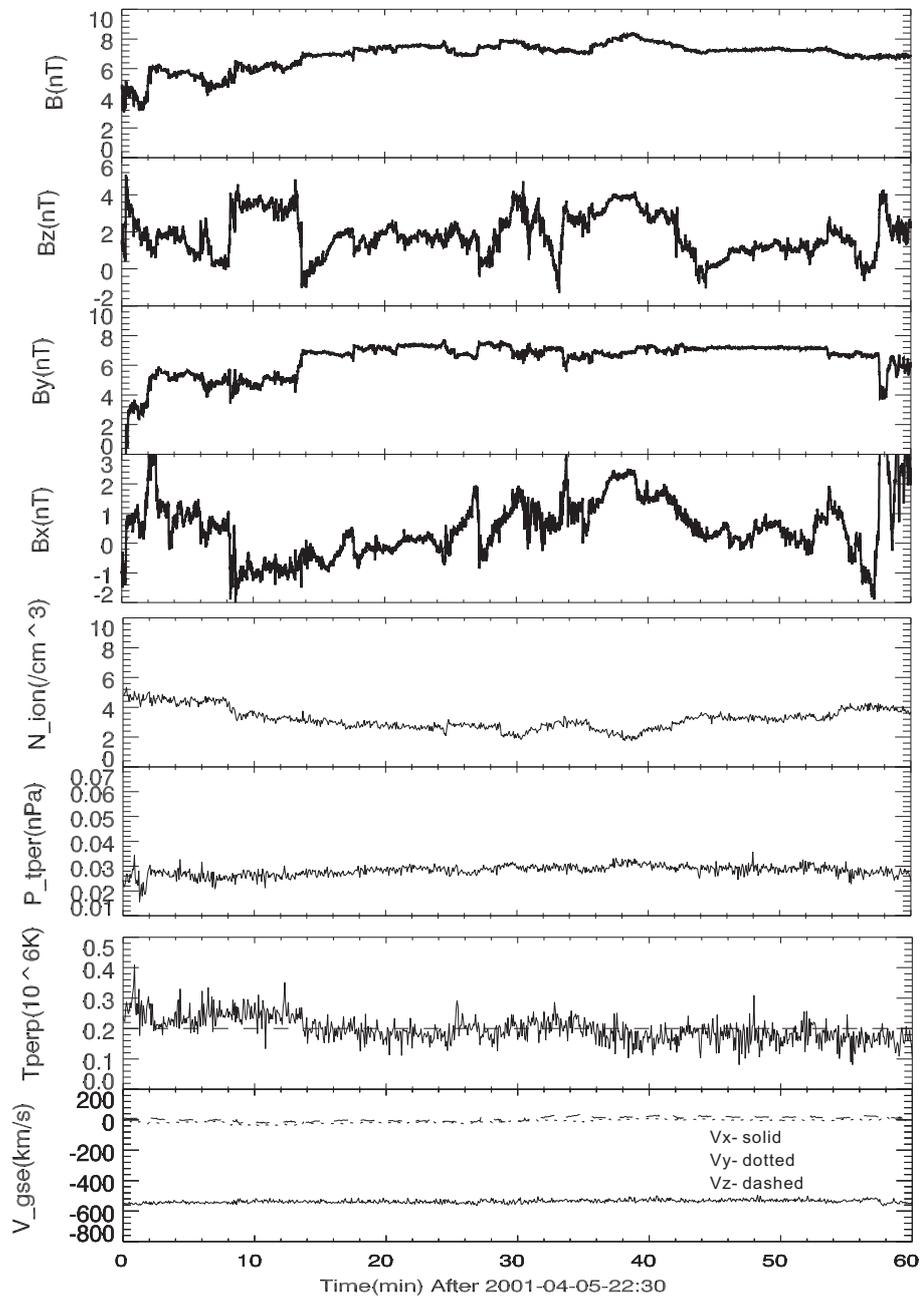
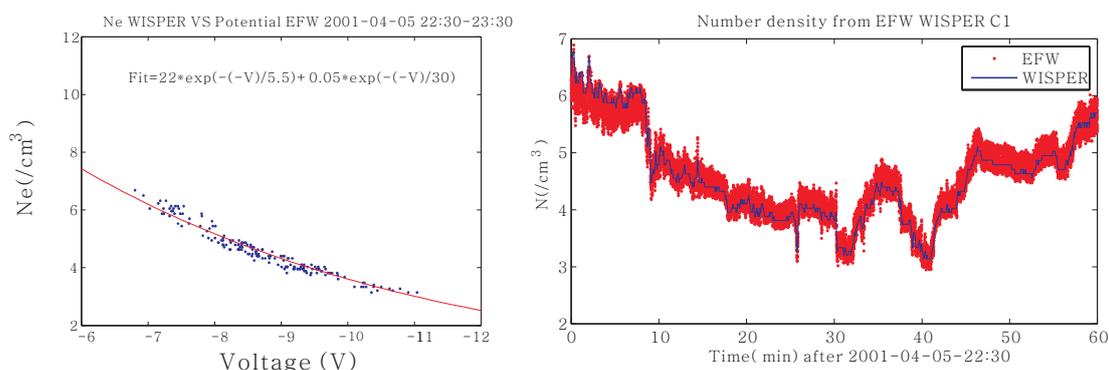


图 4.3 Cluster 1 卫星在 2001 年 4 月 5 日 22:30-23:30 探测到的平静太阳风。图中从上至下分别为总磁场强度，磁场在 GSE 坐标系下的各分量磁场，离子密度，等离子体总压强，垂直磁场方向的文图，太阳风在 GSE 坐标系下的各分量速度。可以看出，总磁场强度的时间变化平稳，太阳风速度几乎不变。引自 Yao *et al.* (2011)。

Electron Density Calibration



Satellite Spin Effect Filtering

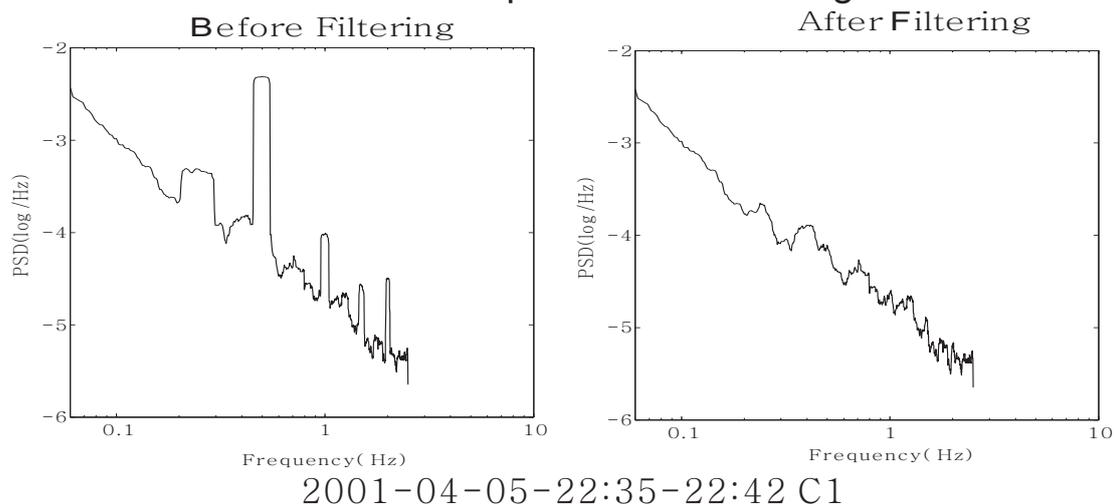


图 4.4 第一排左图是WISPER测量到的电子密度与EFW测量到的卫星电势的拟合，从而确定公式4.1中的各项系数，第一排右图是计算得到的电子密度与WISPER测量的电子密度的核对，由此对公式4.1中的各项系数二次校正。第二排的左图是没有滤除卫星自转频率的磁场功率谱，可以看出在0.25Hz（卫星自转周期是4秒）的各倍频处都有干扰信号，第二排右图就是滤除卫星自转频率后的效果。引自Yao *et al.* (2011)。

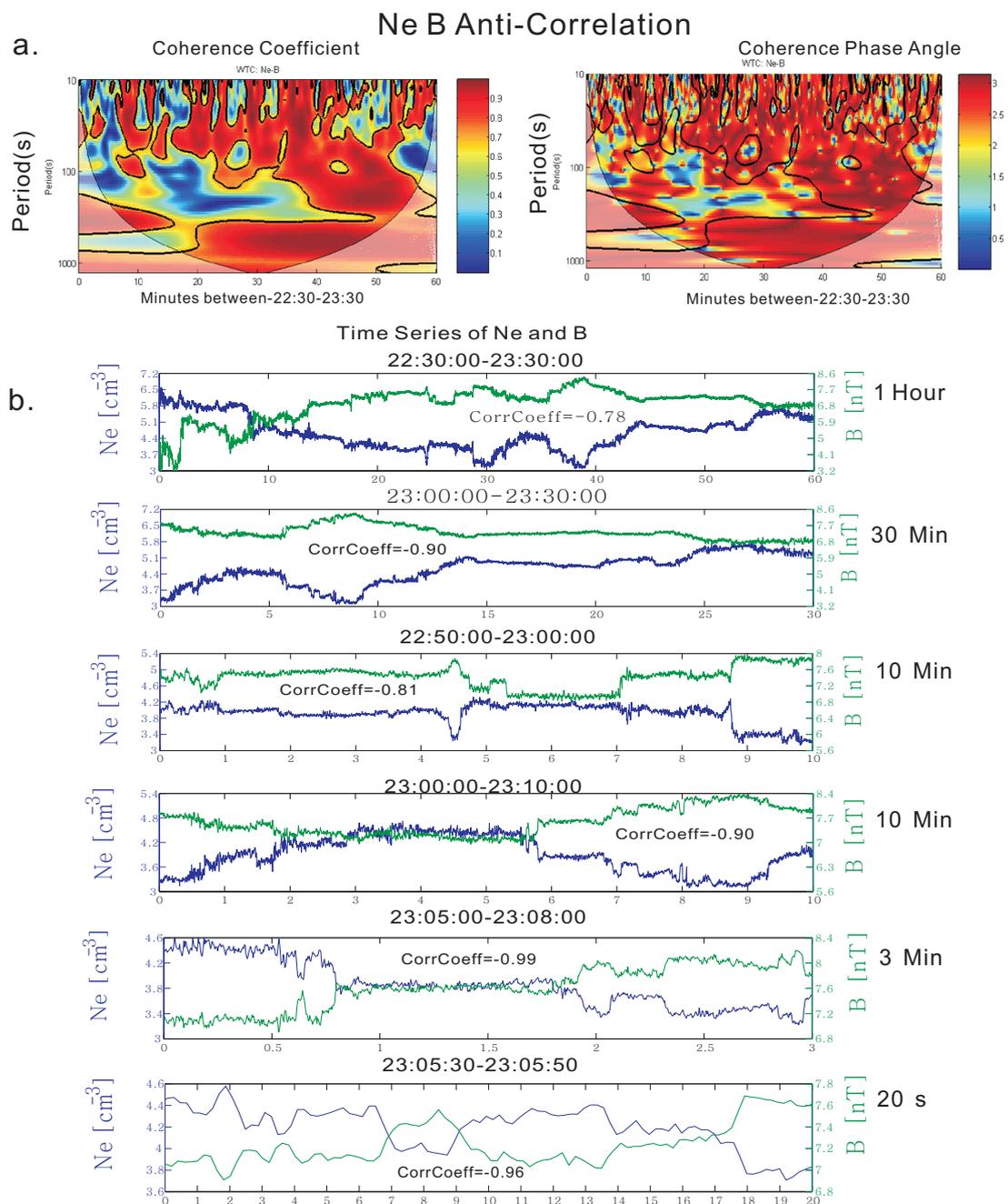


图 4.5 图a是用小波变换互相关分析法计算的电子密度与磁场的相关系数（左）与相关相位（右）。左图中，从蓝到红表示相关系数从0到1，右图中，从蓝到红，表示相关相位从0到 π ，两图中的黑色实线是相关系数为0.8的等值线，标在图中是为了便于左、右两图的对比。图b是对应图a中相关系数接近1，且相关相位接近 π 的时间段，电子密度与磁场强度随时间变化的相关性，图中标识的是用时间序列计算的相关系数。引自Yao *et al.* (2011)。

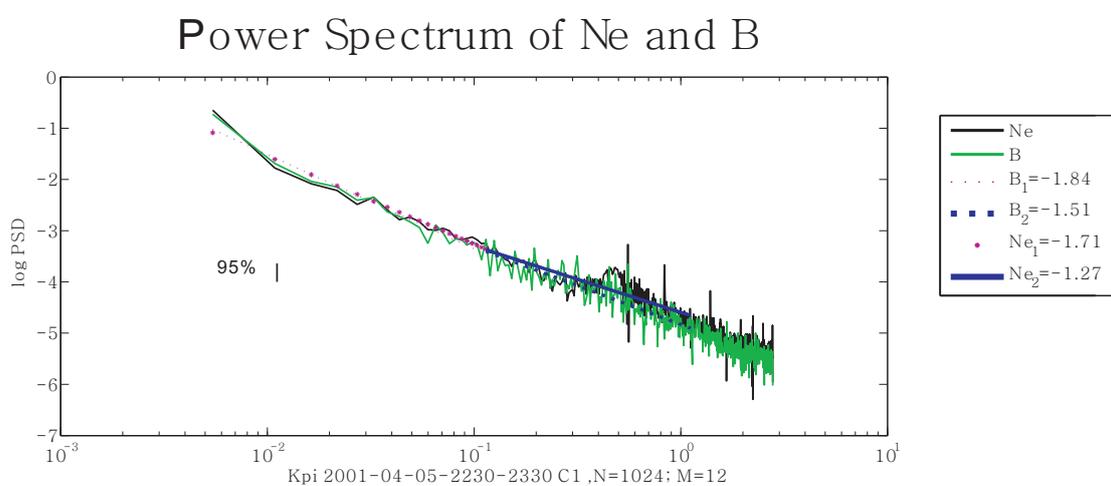


图 4.6 Cluster卫星在2001年4月5日22:30-23:30探测到的平静太阳风中电子密度与总磁场强度的扰动的功率谱。其中蓝色的曲线是电子密度的功率谱，黑色的曲线是磁场的功率谱。红色虚线和星号线分别是对0.01-0.1Hz区间的磁场功率谱和电子密度功率谱的拟合，蓝色虚线和实线分别是0.1-1Hz区间的对磁场功率谱和电子密度功率谱的拟合。引自Yao *et al.* (2011)。

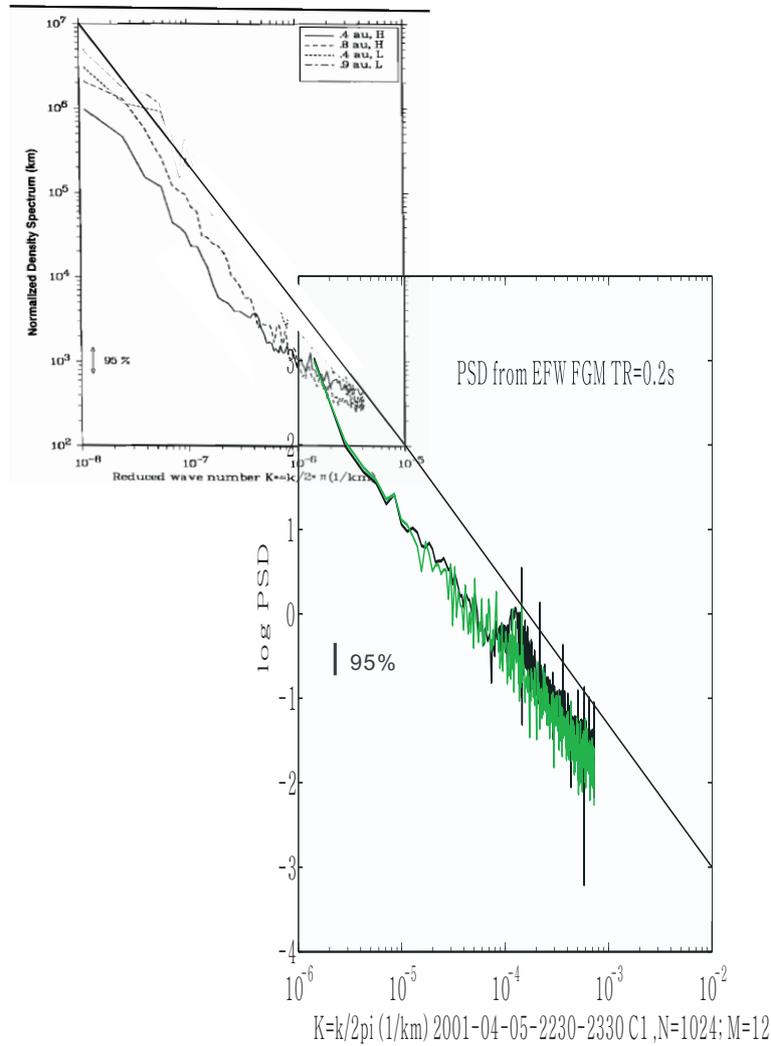


图 4.7 大尺度压力平衡结构与小尺度压力平衡结构功率谱的相似性。上方的图引自 *Tu and Marsch (1994)*，对应太阳风高速流，虚线是0.4AU的观测结果，实线是0.8AU的观测结果。下方的图为本文工作，对应速度为550km/s，日心距离为1AU。明显看出，不同尺度的压力平衡结构的功率谱斜率相似。

第五章 结论

太阳风中的结构和波动一直是行星际空间研究的重点，对于其中平静太阳风中的小尺度压力平衡结构，由于以往仪器的时间分辨率较低，所以研究工作很少。这些小尺度的结构可能产生于太阳大气中一些尚未观测到的微小结构，例如磁元。通常认为太阳风的大尺度结构ICME，是日冕物质抛射这一太阳爆发活动在行星际空间的表现，但是CME典型的三部分结构特征一直没有在ICME局地测量中得到完整的证认。另外以往也很少有工作研究ICME中等离子体的热力学特征。然而ICME是空间天气的重要扰动源，其物理特性直接决定对地球空间的影响。

本文全面地分析了ICME的一类即磁云的磁场结构和等离子体特征，发现观测证据都表明磁云当中存在日珥物质，另外本文还在磁云中观测到了阿尔芬波的特征和热速度分布的各项异性；本文工作也系统地分析了小尺度压力平衡结构的持续时间和功率谱特征，发现小尺度的压力平衡结构在低于小时的时间尺度上连续存在；这些新的观测结果确证了以往很多有待局地观测确认的猜测和推断，例如CME三部分结构中的亮核对应爆发日珥，ICME中可能存在阿尔芬波，压力平衡结构可能在秒的时间尺度上存在，本文的研究结果促进了人们对于磁云这一空间天气重要扰动源和对于太阳风小尺度结构的了解和认识，如下是本文的主要结论：(1)根据低质子温度、高质子密度、特征离子 H_e^+ 出现在对应磁通量管磁场的中性线的时刻，本文以前所未有的完整的局地观测证据，证实了磁云中具有日珥物质，从而支持光学观测的三部分结构日冕物质抛射的亮核是日珥物质的推断。这些观测促进了人们对于日冕物质抛射的结构和物质组成等基本问题的认识，这还为日冕物质抛射起源和传播的物理建模提供了重要的局地观测依据。

(2)根据磁场扰动与速度扰动的相关性，本工作在两个磁云中观测到了阿尔芬波，并且分析了对应时间的质子热速度分布函数，其中，观测到的各向异性说明质子存在加热现象。首次给出了磁云中存在阿尔芬波的观测证据，并提出了阿尔芬波与磁云等离子体加热现象的可能关联，支持了前人关于阿尔芬波加热ICME的推测。本工作加深了人们对于磁云中的波动特性的认识，也促进了对磁云的加热特性的产生机制的研究。

(3)本工作首次在0.3 AU局地观测到在磁云中的日珥物质区域存在阿尔芬

波，支持了光学观测发现太阳大气中的日珥上存在向上传播的阿尔芬波的现象。为人们认识阿尔芬波起源的物理机制和过程提供了局地观测证据。

(4)发现在持续时间低于小时的小空间尺度上，太阳风中的压力平衡结构在从小时到秒的尺度上连续存在。这一新观测填补了在秒到小时的时间尺度上对压力平衡结构的研究空白，将压力平衡结构的存在范围从天到小时的传统认识，延伸到秒的尺度。由于在同一段太阳风中观测到不同时间尺度的压力平衡结构，意味着小尺度压力平衡结构可能嵌套在大尺度压力平衡结构之中。这些观测结果将促进人们对压力平衡结构存在形式和起源的研究。

(5)通过分析含有压力平衡结构的太阳风时段的功率谱，我们发现在接近离子回旋尺度的空间尺度上，功率谱仍符合Kolmogorov幂律，这表明在惯性区与耗散区临界的小空间尺度上，太阳风仍被阿尔芬波串级控制。这个结果填补了对于惯性区与耗散区临界尺度的研究空白，促进了人们对临界尺度上发生的物理过程的认识。

对太阳风中的大尺度结构行星际日冕物质抛射，本文的分析对其结构组成、物质组成、波动和微观特性的研究提出了新的观测结果和研究角度；对太阳风中的小尺度结构的研究，即小尺度压力平衡结构的研究，填补了这一物理现象在该尺度的研究空白，扩展了该结构涉及的空间尺度和时间尺度，提供了新的研究方向，

本文工作的观测结果将促进以下几个方面的研究：(1)本文在局地空间观测到磁云中存在日珥物质，然而由于是单点局地观测，所以日珥物质在空间中的传播演化过程还并不清楚；所以可以将本文的局地观测结果作为依据和限制条件，建立行星际日冕物质抛射模型来进一步研究磁云中各结构和物质组成在行星际空间的演化。从而为空间天气预报的研究提供相关依据。

(2)本文虽然在磁云中观测到了阿尔芬波，提出了ICME加热膨胀的可能能量来源，然而阿尔芬波如何加热ICME、阿尔芬波从何而来却是仍然有待解决的问题。

(3)本文在磁云中对应日珥物质的时间段观测到了阿尔芬波的特征，前人工作也曾指出光学观测发现太阳大气中阿尔芬波沿日珥向外传播，然而行星际空间中的阿尔芬波是否从太阳大气沿日珥传播出来，阿尔芬波在行星际空间的传播和保持的物理过程，还有待基于更多局地观测的研究。

(4)本文在从秒到小时的时间尺度上观测到连续存在的小尺度压力平衡结

构，以往的工作都是研究时间尺度大于小时的压力平衡结构，并且提出大尺度压力平衡结构来自太阳日冕，是太阳日冕中的磁通量管向外传播的结果。然而对于我们新观测到的这些小尺度压力平衡结构，其产生机制还不清楚，考虑到这些小尺度压力平衡结构的尺度，如果是来源于太阳大气，也很可能是来自于尺度较小的结构，例如磁元；而如果形成于行星际空间，那么形成机制将是有待研究的问题。

参考文献

- Bundesministerium fuer Forschung und Technologie*, Fach-informations-Zentrum, 1981.
- 涂传诒等, *日地空间物理学*, 科学出版社, 1988.
- 章振大, *太阳物理学*, 科学出版社, 1992.
- 方成, 丁明德, 陈鹏飞, *太阳活动区物理*, 南京大学出版社, 2008.
- 郑春开, *等离子体物理*, 北京大学出版社, 2009.
- Alexander, D., I. G. Richardson, and T. H. Zurbuchen, A Brief History of CME Science, *Space Science Review*, 123, 3–11, 2006.
- Alexandrova, O., V. Carbone, P. Veltri, and L. Sorriso-Valvo, Small-Scale Energy Cascade of the Solar Wind Turbulence, *Astrophys. J.*, 674, 1153–1157, 2008.
- Araneda, J., E. Marsch, and A. Viñas, Proton core heating and beam formation via parametrically unstable Alfvén-cyclotron waves, *Physical Review Letter*, 100(12), 12,500, 2008.
- Aschwanden, M. J., *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd edition)*, Springer and Praxis, 2005.
- Balogh, A., et al., The Cluster Magnetic Field Investigation: overview of in-flight performance and initial results, *Annales Geophysicae*, 19, 1207–1217, 2001.
- 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, 179–201, 1979.
- Baumjohann, W., and R. A. Treumann, *Basic space plasma physics*, 1996.
- Bavassano, B., E. Pietropaolo, and R. Bruno, Cross-helicity and residual energy in solar wind turbulence: Radial evolution and latitudinal dependence in the region from 1 to 5AU, *J. Geophys. Res.*, 103, 1998.
- Bavassano, B., E. Pietropaolo, and R. Bruno, Compressive fluctuations in high-latitude solar wind, *Annales Geophysicae*, 22, 689–696, 2004.
- Belcher, J. W., and L. Davis, Jr., Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium, 2., *J. Geophys. Res.*, 76, 3534–3563, 1971.
- Bendat, J. S., and A. G. Piersol, *Random Data: Analysis and Measurement Procedures*, Wiley-Interscience, 1971.

- Borovsky, J. E., Flux tube texture of the solar wind: Strands of the magnetic carpet at 1 AU?, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *113*, A08,110, 2008.
- Bothmer, V., and R. Schwenn, The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind, *Annales Geophysicae*, *16*, 1–24, 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*, 6673–6684, 1981.
- Burlaga, L., et al., A magnetic cloud containing prominence material - January 1997, *J. Geophys. Res.*, *103*, 277–+, 1998.
- Burlaga, L. F., Magnetic fields, plasmas, and coronal holes - The inner solar system, *Space Science Review*, *23*, 201–216, 1979.
- Burlaga, L. F., and K. W. Ogilvie, Magnetic and Thermal Pressures in the Solar Wind, *Sol. Phys.*, *15*, 61–71, 1970.
- Burlaga, L. F. E., *Magnetic Clouds*, pp. 1–22, Springer-Verlag, 1991.
- Celnikier, L. M., C. C. Harvey, R. Jegou, P. Moricet, and M. Kemp, A determination of the electron density fluctuation spectrum in the solar wind, using the ISEE propagation experiment, *Astron. Astrophys.*, *126*, 293–298, 1983.
- Celnikier, L. M., L. Muschietti, and M. V. Goldman, Aspects of interplanetary plasma turbulence, *Astron. Astrophys.*, *181*, 138–154, 1987.
- Chandran, B. D. G., E. Quataert, G. G. Howes, Q. Xia, and P. Pongkitiwanchakul, Constraining Low-Frequency Alfvénic Turbulence in the Solar Wind Using Density-Fluctuation Measurements, *Astrophys. J.*, *707*, 1668–1675, 2009.
- Crooker, N. U., and T. S. Horbury, Solar Imprint on ICMEs, Their Magnetic Connectivity, and Heliospheric Evolution, *Space Science Review*, *123*, 93–109, 2006.
- Dastgeer, S., and G. P. Zank, Density Spectrum in the Diffuse Interstellar Medium and Solar Wind, *Astrophys. J.*, *602*, L29–L32, 2004.
- De Pontieu, B., et al., Chromospheric Alfvénic Waves Strong Enough to Power the Solar Wind, *Science*, *318*, 1574–1577, 2007.
- Escoubet, C. P., M. Fehringer, and M. Goldstein, Introduction The Cluster mission, *Annales Geophysicae*, *19*, 1197–1200, doi:10.5194/angeo-19-1197-2001, 2001.
- Feldman, W., and E. Marsch, *Kinetic Phenomena in the Solar Wind? in Cosmic Winds and the Heliosphere*, Arizona University Press, 1997.

- Filippov, B., and S. Koutchmy, About the prominence heating mechanisms during its eruptive phase, *Sol. Phys.*, 208, 283–295, 2002.
- Forbes, T. G., A review on the genesis of coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, 105, 23,153–23,166, 2000.
- Forsyth, R. J., et al., ICMEs in the Inner Heliosphere: Origin, Evolution and Propagation Effects. Report of Working Group G, *Space Science Review*, 123, 383–416, 2006.
- Galvin, A., F. Ipavich, G. Gloeckler, D. Hovestadt, S. Bame, B. Klecker, M. Scholer, and B. T. Tsurutani, Solar wind iron charge states preceding a driver plasma, *J. Geophys. Res.*, 92, 1987.
- Glassmeier, K., et al., Cluster as a wave telescope - first results from the fluxgate magnetometer, *Annales Geophysicae*, 19, 1439–1447, 2001.
- 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, 157–160, 1999.
- Goldreich, P., and S. Sridhar, Toward a theory of interstellar turbulence. 2: Strong alfvénic turbulence, *Astrophys. J.*, 438, 763–775, 1995.
- Goldstein, B., and G. L. Siscoe, Spectra and Cross Spectra of Solar Wind Parameters From Mariner 5, *NASA Special Publication*, 308, 506–+, 1972.
- Gopalswamy, N., Properties of Interplanetary Coronal Mass Ejections, *Space Science Review*, 124, 145–168, 2006.
- Gopalswamy, N., M. Shimojo, W. Lu, S. Yashiro, K. Shibasaki, and R. A. Howard, Prominence Eruptions and Coronal Mass Ejection: A Statistical Study Using Microwave Observations, *Astrophys. J.*, 586, 562–578, 2003.
- Gopalswamy, N., et al., On the relationship between coronal mass ejections and magnetic clouds, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2485–2488, 1998.
- Gosling, J. T., J. R. Asbridge, S. J. Bame, W. C. Feldman, and R. D. Zwickl, Observations of large fluxes of He^{+/-} in the solar wind following an interplanetary shock, *J. Geophys. Res.*, 85, 3431–3434, 1980.
- Goupillaud, P., A. Grossmann, and J. Morlet, Cycle-octave and related transforms in seismic signal analysis, *Geoexploration*, 23, 85–102, 1984.
- Grinsted, A., J. C. Moore, and S. Jevrejeva, Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 11, 561–566, 2004.

- He, J., C. Tu, E. Marsch, L. Guo, S. Yao, and H. Tian, Upward propagating high-frequency Alfvén waves as identified from dynamic wave-like spicules observed by SOT on Hinode, *Astron. Astrophys.*, 497, 525–535, 2009.
- He, J., et al., Electron trapping around a magnetic null, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L14,104, 2008.
- Heuer, M., and E. Marsch, Diffusion plateaus in the velocity distributions of fast solar wind protons, *J. Geophys. Res.*, 112, A03,102, 2007.
- Hirshberg, J., S. J. Bame, and D. E. Robbins, Solar flares and solar wind helium enrichments: July 1965 July 1967, *Sol. Phys.*, 23, 467–486, 1972.
- Hudson, H. S., J. Bougeret, and J. Burkepile, Coronal Mass Ejections: Overview of Observations, *Space Science Review*, 123, 13–30, 2006.
- Hundhausen, A. J., The Origin and Propagation of Coronal Mass Ejections (R), in *Sixth International Solar Wind Conference*, edited by V. J. Pizzo, T. Holzer, & D. G. Sime, pp. 181–+, 1987.
- Hundhausen, A. J., et al., Coronal transients and their interplanetary effects., *NASA Reference Publication*, 1120, 6–1, 1984.
- Kaufman, A. A., R. L. Kleinberg, and R. Hansen, *Principles of the magnetic methods in Geophysics*, Elsevier, 2009.
- Kellogg, P. J., and T. S. Horbury, Rapid density fluctuations in the solar wind, *Annales Geophysicae*, 23, 3765–3773, 2005.
- Klein, L. W., and L. F. Burlaga, Interplanetary magnetic clouds at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 87, 613–624, 1982.
- Labelle, J., and P. M. Kintner, The measurement of wavelength in space plasmas, *Reviews of Geophysics*, 27, 495–518, 1989.
- Leamon, R. J., C. W. Smith, N. F. Ness, W. H. Matthaeus, and H. K. Wong, Observational constraints on the dynamics of the interplanetary magnetic field dissipation range, *J. Geophys. Res.*, 103, 4775–+, 1998.
- Lee, J., J. C. Raymond, Y. Ko, and K. Kim, Three-Dimensional Structure and Energy Balance of a Coronal Mass Ejection, *Astrophys. J.*, 692, 1271–1286, 2009.
- Lepping, R. P., C. Wu, and D. B. Berdichevsky, Automatic identification of magnetic clouds and cloud-like regions at 1 AU: occurrence rate and other properties, *Annales Geophysicae*, 23, 2687–2704, 2005.
- Lin, H., On the distribution of the solar magnetic field, *Astrophys. J.*, 446, 421–430, 1995.

- Liu, Y., J. D. Richardson, J. W. Belcher, J. C. Kasper, and H. A. Elliott, Thermodynamic structure of collision-dominated expanding plasma: Heating of interplanetary coronal mass ejections, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *111*, A01,102, 2006.
- Mariani, F., B. Bavassano, U. Villante, and N. F. Ness, Variations of the occurrence rate of discontinuities in the interplanetary magnetic field., *J. Geophys. Res.*, *78*, 8011–8022, 1973.
- Mariani, F., B. Bavassano, and U. Villante, A statistical study of MHD discontinuities in the inner solar system - HELIOS 1 and 2, *Sol. Phys.*, *83*, 349–365, 1983.
- Marsch, E., Kinetic Physics of the Solar Corona and Solar Wind, *Living Reviews in Solar Physics*, *3*, 1–+, 2006.
- Marsch, E., and C. Tu, Spectral and spatial evolution of compressible turbulence in the inner solar wind, *J. Geophys. Res.*, *95*, 11,945–11,956, 1990.
- Marsch, E., and C. Y. Tu, Correlations between the fluctuations of pressure, density, temperature and magnetic field in the solar wind, *Annales Geophysicae*, *11*, 659–677, 1993.
- Marsch, E., R. Schwenn, H. Rosenbauer, K. Muehlhaeuser, W. Pilipp, and F. M. Neubauer, Solar wind protons - Three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU, *J. Geophys. Res.*, *87*, 52–72, 1982.
- Marsch, E., X. Ao, and C. Tu, On the temperature anisotropy of the core part of the proton velocity distribution function in the solar wind, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *109*, A04,102, 2004.
- Marsch, E., S. Yao, and C. Tu, Proton beam velocity distributions in an interplanetary coronal mass ejection, *Annales Geophysicae*, *27*, 869–875, 2009.
- Martens, P. C. H., and N. P. M. Kuin, A circuit model for filament eruptions and two-ribbon flares, *Sol. Phys.*, *122*, 263–302, 1989.
- McComas, D. J., B. L. Barraclough, J. T. Gosling, C. M. Hammond, J. L. Phillips, M. Neugebauer, A. Balogh, and R. J. Forsyth, Structures in the polar solar wind: Plasma and field observations from Ulysses, *J. Geophys. Res.*, *100*, 19,893–19,902, 1995.
- Montgomery, D., M. R. Brown, and W. H. Matthaeus, Density fluctuation spectra in magnetohydrodynamic turbulence, *J. Geophys. Res.*, *92*, 282–284, 1987.
- Musmann, G., F. M. Neubauer, and E. Lammers, Radial variation of the interplanetary magnetic field between 0.3 AU and 1.0 AU, *Journal of Geophysics Zeitschrift Geophysik*, *42*, 591–598, 1977.

- Neubauer, F. M., H. J. Beinroth, H. Barnstorf, and G. Dehmel, Initial results from the Helios-1 search-coil magnetometer experiment, *Journal of Geophysics Zeitschrift Geophysik*, 42, 599–614, 1977.
- Neugebauer, M., Observations of solar-wind helium, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 7, 131–199, 1981.
- Neugebauer, M., C. S. Wu, and J. D. Huba, Plasma fluctuations in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 83, 1027–1034, 1978.
- Okamoto, T. J., et al., Coronal Transverse Magnetohydrodynamic Waves in a Solar Prominence, *Science*, 318, 1577–, 2007.
- Parker, E. N., Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields., *Astrophys. J.*, 128, 664, 1958.
- Pedersen, A., et al., Four-point high time resolution information on electron densities by the electric field experiments (EFW) on Cluster, *Annales Geophysicae*, 19, 1483–1489, 2001.
- Pedersen, A., et al., Electron density estimations derived from spacecraft potential measurements on Cluster in tenuous plasma regions, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113, A07S33, 2008.
- Percival, D. B., and A. T. Walden, *Spectral analysis for physical applications. Multitaper and conventional univariate techniques*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1993.
- Porsche, H., General Aspects of the Mission Helios 1 and 2, *Journal of Geophysics Zeitschrift Geophysik*, 42, 551–559, 1977.
- Priest, E. R., Introduction to quiescent solar prominences, in *Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences, Astrophysics and Space Science Library*, vol. 150, edited by E. R. Priest, pp. 1–14, 1989.
- Rakowski, C. E., J. M. Laming, and S. T. Lepri, Ion Charge States in Halo Coronal Mass Ejections: What Can We Learn about the Explosion?, *Astrophys. J.*, 667, 602–609, 2007.
- Reisenfeld, D. B., D. J. McComas, and J. T. Steinberg, Evidence of a solar origin for pressure balance structures in the high-latitude solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 1805–1808, 1999.
- Rème, H., et al., First multispacecraft ion measurements in and near the Earth’s magnetosphere with the identical Cluster ion spectrometry (CIS) experiment, *Annales Geophysicae*, 19, 1303–1354, 2001.
- Rosenbauer, H., et al., A survey on initial results of the HELIOS plasma experiment, *Journal of Geophysics Zeitschrift Geophysik*, 42, 561–580, 1977.

- Ruzmaikin, A., J. Feynman, and E. J. Smith, Turbulence in coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, *102*, 19,753–19,760, 1997.
- Ruzmaikin, A., S. Martin, and Q. Hu, Signs of magnetic helicity in interplanetary coronal mass ejections and associated prominences: Case study, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *108*, 1096, 2003.
- Schekochihin, A. A., S. C. Cowley, W. Dorland, G. W. Hammett, G. G. Howes, E. Quataert, and T. Tatsuno, Astrophysical Gyrokinetics: Kinetic and Fluid Turbulent Cascades in Magnetized Weakly Collisional Plasmas, *Astrophys. J. Suppl.*, *182*, 310–377, 2009.
- Schrijver, C., and G. Siscoe, *Heliophysics-Plasma Physics of the Local Cosmos*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2009.
- Schwenn, R., Direct correlations between coronal transients and interplanetary disturbances, *Space Science Review*, *34*, 85–99, 1983.
- Schwenn, R., and E. Marsch, *Physics of the Inner Heliosphere*, Springer-Verlag, 1991.
- Schwenn, R., H. Rosenbauer, and K. Muehlhaeuser, Singly-ionized helium in the driver gas of an interplanetary shock wave, *Geophys. Res. Lett.*, *7*, 201–204, 1980.
- Schwenn, R., et al., Coronal Observations of CMEs. Report of Working Group A, *Space Science Review*, *123*, 127–176, 2006.
- Sheeley, N. R., Jr., D. J. Michels, R. A. Howard, and M. J. Koomen, Initial observations with the SOLWIND coronagraph, *Astrophys. J.*, *237*, L99–L101, 1980.
- Skoug, R. M., et al., A prolonged He⁺ enhancement within a coronal mass ejection in the solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 161–164, 1999.
- Song, P., C. T. Russell, and M. F. Thomsen, Waves in the inner magnetosheath - A case study, *Geophys. Res. Lett.*, *19*, 2191–2194, 1992.
- Thieme, K. M., E. Marsch, and R. Schwenn, Spatial structures in high-speed streams as signatures of fine structures in coronal holes, *Annales Geophysicae*, *8*, 713–723, 1990.
- Tjulin, A., J. Pinçon, F. Sahraoui, M. André, and N. Cornilleau-Wehrin, The k-filtering technique applied to wave electric and magnetic field measurements from the Cluster satellites, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *110*, A11,224, 2005.
- Tu, C., and E. Marsch, On the nature of compressive fluctuations in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, *99*, 21,481–+, 1994.

- Tu, C., and E. Marsch, MHD structures, waves and turbulence in the solar wind: Observations and theories, *Space Science Review*, 73, 1–210, 1995.
- Tu, C., Z. Pu, and F. Wei, The power spectrum of interplanetary Alfvénic fluctuations Derivation of the governing equation and its solution, *J. Geophys. Res.*, 89, 9695–9702, 1984.
- Tu, C., L. Wang, and E. Marsch, Formation of the proton beam distribution in high-speed solar wind, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107, 1291, 2002.
- Tu, C., E. Marsch, and Z. Qin, Dependence of the proton beam drift velocity on the proton core plasma beta in the solar wind, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109, A05,101, 2004.
- Vasquez, B. J., and J. V. Hollweg, Formation of pressure-balanced structures and fast waves from nonlinear Alfvén waves, *J. Geophys. Res.*, 104, 4681–4696, 1999.
- Wang, C., D. Du, and J. D. Richardson, Characteristics of the interplanetary coronal mass ejections in the heliosphere between 0.3 and 5.4 AU, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110, A10,107, doi:10.1029/2005JA011198, 2005.
- Webb, D. F., and A. J. Hundhausen, Activity associated with the solar origin of coronal mass ejections, *Sol. Phys.*, 108, 383–401, 1987.
- Wei, F., R. Liu, Q. Fan, and X. Feng, Identification of the magnetic cloud boundary layers, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108, 1263, 2003.
- Wei, F., X. Feng, F. Yang, and D. Zhong, A new non-pressure-balanced structure in interplanetary space: Boundary layers of magnetic clouds, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 111, A03,102, 2006.
- Wu, C. S., and J. D. Huba, Low-frequency fluctuations in the solar wind. I - Theory, *Astrophys. J.*, 196, 849–857, 1975.
- Yao, S., E. Marsch, C. Tu, and R. Schwenn, Identification of prominence ejecta by the proton distribution function and magnetic fine structure in interplanetary coronal mass ejections in the inner heliosphere, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 115, A05,103, 2010.
- Yao, S., J. He, E. Marsch, C. Tu, A. Pedersen, H. Rème, and J. G. Trotignon, Multi-scale Anti-correlation Between Electron Density and Magnetic Field Strength in the Solar Wind, *Astrophys. J.*, 728, 146–+, 2011.
- Zurbuchen, T. H., and I. G. Richardson, In-Situ Solar Wind and Magnetic Field Signatures of Interplanetary Coronal Mass Ejections, *Space Science Review*, 123, 31–43, 2006.

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 *NASA Conference Publication, NASA Conference Publication*, vol. 228, pp. 711–717, 1983.

个人简历、在学期间的研究成果

个人简历

1983年10月6日出生于北京市海淀区；2002年9月考入中国地质大学（北京）地球物理与信息技术学院地球物理专业，2006年7月本科毕业并获得理学学士学位；2006年9月推荐免试进入北京大学地球与空间科学学院空间物理专业，硕博连读攻读博士学位至今。

作为第一作者已发表的论文

- [1] Yao, S., He, J.-S., Marsch, E., Tu, C.-Y., Reme, H., & Tronigon, J.G., Multi-scale Anti-correlation between Electron Density and Magnetic Field Strength in the Solar Wind, *Astrophys. J.*, 728, 146, 2011
- [2] Yao, S., Marsch, E., Tu, C.-Y., Schwenn, R., Identification of Prominence Ejecta by the proton distribution function and magnetic fine structure in ICMEs in the Inner Heliosphere, *Journal of Geophysical Research*, 115, A05103, 2010
- [3] Yao, S., Marsch, E., Tu, C.-Y., Schwenn, R., Prominence Material Identified in Magnetic Cloud, *Solar Wind 12 Proceedings, AIP*, 1216, 235, 2010

作为合作者已发表的论文

- [1] Marsch, E., Yao, S., & Tu, C.-Y., Proton Beam Velocity Distributions in an Interplanetary Coronal Mass Ejections, *Annales Geophysicae*, 27, 869, 2009
- [2] Tian, H., Yao, S., Zong, Q.-G., He, J.-S., & Qi, Y., Signatures of magnetic reconnection at boundaries of interplanetary small-scale magnetic flux ropes, *Astrophys. J.*, 720, 454, 2010
- [3] He, J.-S., Tu, C.-Y., Marsch, E., Guo, L.-J., Yao, S., & Tian, H., Upward propagating high-frequency Alfvén waves as identified from dynamic wave-like spicules observed by SOT on Hinode, *Astron. Astrophys.*, 497, 525, 2009
- [4] He, J.-S., Zong, Q.-G., Deng, X.-H., Tu, C.-Y., Xiao, C.-J., Wang, X.-G., Ma, Z.-W., Pu, Z.-Y., Lucek, E., Pedersen, A., Fazakerley, A., Cornilleau-Wehrin, N., Dunlop, M. W., Tian, H., Yao, S., Tan, B., Fu, S.-Y., Glassmeier, K.-H., Reme,

H., Dandouras, I., & Escoubet, C. P., Electron trapping around a magnetic null, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L14104, 2008

会议报告

- [1] 姚硕, 涂传诒等: 行星际日冕物质抛射的微观特征, 第六届全国空间天气学研讨会, 贵阳, 2007年8月7日-13日, 口头报告
- [2] 姚硕, Marsch, E., 涂传诒, & Schwenn, R., : 磁云中珥物质的发现-Helios2卫星在内日球层的观测, 第二届全球华人空间/太空天气科学大会, 南京, 2009年10月17日-21日, 口头报告
- [3] Yao, S., Tu, C.-Y. & Marsch, E.: Signature of mass supply to quiet coronal loops, West Lake International Symposium on Space Plasma Physics, Hangzhou, China, April 16-20, 2010, 口头报告
- [4] Yao, S., Marsch, E., & Tu, C.-Y., : Proton beam velocity distribution and prominence material in ICME, European Geophysical Union Meeting, Austria, April 19-24, 2009, poster
- [5] Yao, S., Marsch, E., Tu, C.-Y. & Schwenn, R., : Prominence Material Identified in Magnetic Cloud, Solar Wind 12th Conference, Saint Malo, France, June 21-June 26, 2009, poster

致 谢

首先我要感谢我的导师涂传谕院士，是他五年来的耐心指导和严格要求，才使我踏入了空间物理学的奇妙世界，并顺利地完成了各项科研工作，在国际科学期刊上发表了多篇科研论文。他认真严谨、一丝不苟的科学精神深深地影响了我对科学研究的认识与态度。同时，我还要感谢涂老师支持并且帮助我申请国家留学基金委的联合培养博士生项目，推荐并联系德国马克斯普朗克学会的太阳系研究所，正是在他的帮助下，我才得以师从该所的Eckart Marsch教授，并在之后开展与国际同行的合作研究。说到此，我也要感谢我的德国导师Marsch教授，他对我提出的问题总是十分耐心地回答，对我遇到的从小到文字大到课题方向等等问题都总是热情地给予帮助。我很幸运能遇到两位如此关心学生的导师。

我也非常感谢北京大学五年来为我提供了如此高水平的教育环境和如此丰富的教育资源，使我能充分地吸收知识养分。同时我也十分感谢地球与空间科学学院教学、科研、图书馆和党委的各位老师，正是他们的高效管理和热情相助，才使我的学习和科研工作更为轻松。还有，我很感激空间物理与应用技术研究所各位老师的教导与帮助。正是因为傅绥燕教授给我的研究生面试机会，我才最终来到这里学习；正是张东和副教授指导我完成从地球物理向空间物理转向的本科论文，才使我很快熟悉了空间物理的研究方式。陈鸿飞副教授的空间探测课程总是通俗易懂，并且让我大开眼界；焦维新教授的课程总是十分风趣；谢伦副教授总是像大姐姐一样在教授知识的同时十分关心我们。仲维英老师总是乐于助人，把全部精力都投入到我们的学习生活当中。还有宗秋刚教授，总是督促我们的学习科研，从与他的科研探讨中我获益匪浅。

此外，我还要感谢德国马普太阳系研究所的Schmitt博士，他为我提供了历届博士生的论文等丰富的参考资料。非常感谢Rainer Schwenn教授在我科研中提供的重要数据资料与讨论，在他的帮助下，我才得以取得在行星际日冕物质抛射方面研究的进展。同时还要感谢Sofiane博士，Daniel, Yana, 阮鹏等同学的有益讨论，拓宽了我的研究思路。还要感谢Sebastian带我进入检测实验室，参与慕尼黑工业大学小卫星计划的检测，丰富了我的学习经历。还有为我的生活提供了很多帮助的姜杰、徐稚、封莉、郭静南、杨尚斌。还要感谢常常与我比赛工作进度和发文章的余舟，使我养成了写工作记录的习惯，并且提高了工作速度。

还有，也要感谢空间物理研究所中各位同学的帮助，何建森、田晖、郭荔佳、齐羽、王新、陈文磊、张磊等组内同学在科研和生活上为我提供了很多帮助，郝永强副教授和王永福帮助处理了很多与计算机有关的问题。也很感谢杨彪，作为06级入学现在仅剩的两人，在科研还是找工作上总是互相鼓励，互相帮助。

在我的博士学习期间，曾受到过多方的资助，使我得以出国学习，与国际学界交流。首先要感谢国家留学基金委的建设高水平大学研究生公派项目，为我提供了出国深造交流的机会，大使馆的相关老师也提供了对我们无微不至的关心与照顾。同时也要感谢马普太阳系研究所资助我参加EGU年会，北京大学研究生国际交流基金资助我参加在法国举行的国际太阳风会议，以及美国宇航局（NASA）的与星同在计划（Living with Star）全额资助我参加在美国大气研究中心举办的日球层物理暑期学校。另外感谢北大研究生院的何峰老师在相关申请中的耐心指导和帮助。

最后，我要深深地感谢我的父母，我的父亲虽然没能陪我走过这二十年来的学习生活，但是他留给我一颗坚定自强的心让我总是能够克服种种困难，勇敢前行。我的母亲倾注了全部的精力与能力，给我创造了优越的生活条件和学习氛围，并且多年来总是支持我追求自己的理想，正是有她的支持，我才最终顺利地完成了博士的学习和科研工作。

北京大学学位论文原创性声明和使用授权说明

原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律结果由本人承担。

论文作者签名： 日期： 年 月 日

学位论文使用授权说明

本人完全了解北京大学关于收集、保存、使用学位论文的规定，即：
按照学校要求提交学位论文的印刷本和电子版本；
学校有权保留学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务；
学校可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文；
在不以赢利为目的的前提下，学校可以公布论文的部分或全部内容。

（保密的论文在解密后应遵守此规定）

论文作者签名： 导师签名：

日期： 年 月 日

