

分类号 P3

密级

UDC

编号

中国科学院研究生院

博士学位论文

地球磁尾电流片中磁场结构的研究

 戎 昭 金

指导教师 沈超 研究员

 中国科学院空间科学与应用研究中心

申请学位级别 理学博士 学科专业名称 空间物理学

论文提交日期 2009.04.20 论文答辩日期 2009.06.03

培养单位 中国科学院空间科学与应用研究中心

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 濮祖荫 教授

The Research on the Magnetic Structure of Current Sheets in Magnetotail

Zhao-Jin Rong

Directed by

Professor Chao Shen

Center for Space Science and Applied Research,

Chinese Academy of Sciences

June 2009

Submitted in total fulfillment of the requirements for PhD degree in Space

Physics

独创性声明

本人声明所呈交的论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含任何其他他人已发表或撰写过的材料，也不包含为获得其它教育机构的别种学位或证书而大量使用过的材料。与我一同工作的人对本研究所做的任何贡献已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

签名： 戎昭奎 日期： 2009.06.03

关于论文使用授权的说明

本人完全了解培养单位有关保留、使用学位论文的规定，即：培养单位有权保留送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅；培养单位可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文。

签名： 戎昭奎 见证人： 马永辉 日期： 2009.06.03

摘要

本论文利用 Cluster 多点磁场探测数据和相关数据分析方法，比较系统地研究了磁尾电流片中磁场的几何结构特性及其分布规律，获得了丰富的和有价值的研究成果。本论文的主要结果如下。

1. 扁平电流片中磁场的几何结构和 B_y 分量的空间分布特性，及其相应带电粒子的运动特性。 所得结果表明，在扁平电流片中磁场 B_y 分量一般强于 B_z 分量，磁场位形呈螺旋结构（其中左旋结构对应正 B_y ，而右旋结构对应负 B_y ），电流密度主要朝昏向，场向分量比较明显。电流片法向沿南北方向。中性片半厚度小于磁力线的最小曲率半径。电子的运动是绝热的，而离子的运动是非绝热的，电流密度的主要载流子是电子。统计研究表明，扁平电流片中 B_y 一般与行星际磁场的 B_y 分量是同号的，但有时要强于后者。这说明扁平电流片中的 B_y 部分来源于行星际中的 B_y ，部分来源于电流片中的其他物理过程。扁平电流片的出现与地方时和亚暴活动相位无关。在午夜区的扁平电流片中， B_y 在中性片内达到最强，而在电流片边界层和尾瓣相对较弱，关于电流片中心呈“准对称”分布（ B_y 的本征分布）。而在非午夜区的扁平电流片中，受磁尾膨胀效应的影响， B_y 呈“非对称”分布。离午夜区越远，“非对称”分布越明显。

2. 倾斜电流片中磁场几何结构特性及拍动电流片物理特性和触发机制的探讨。 结果表明，对于倾斜电流片磁场结构特性的观测：（1）. 倾斜电流片内的磁力线结构与标准电流片的磁力线结构是一样的，只不过磁力线相互间发生了滑移。（2）. 在中性片内，磁场方向旋转剧烈。磁场最小曲率半径 $R_{c\min}$ ，中性片半厚度 h ，以及倾斜电流片的滑移角 δ ，三者近似满足关系 $h = R_{c\min} \cos \delta$ 。

（3）. 在中性片内，电流密度一般达到最强，呈单峰结构，场向分量 j_B 和 j_z 分量比较明显。且电流片越倾斜，电流密度越强，场向分量 j_B 和 j_z 分量越明显。在某些情况下，电流密度关于中性片中心呈双峰或不对称分布。对于电流片的拍动特性：（1）. 电流片的拍动能形成波动从午夜向磁尾晨昏两侧传播。其传播

方向可更方便地由磁场梯度方向判断出。也存在电流片的局地稳态拍动，但其并不能形成波动传播。电流片的拍动往往使得电流片在局地范围内成为倾斜电流片。(2). 在电流片拍动过程中，卫星连续穿越电流片，电流密度的场向分量 j_B 和 j_z 分量的符号呈准周期性地交替变化。(3). 拍动波的相速度一般为几十 km/s，波长为几个 R_E 左右。在磁尾 $-8R_E \sim -19R_E$ 范围内，电流片的拍动是同步传播的。拍动波的发生与亚暴活动无明显关系，持续时间能长达几个小时。对电流片拍动物理机制的探讨表明磁尾电流片的拍动是磁尾磁场大尺度的内禀振荡，其触发过程很可能跟等离子体流的上下运动有关。据此，本文对电流片拍动的触发和传播过程的物理图像给予了定性说明。

3. 拍动电流片磁场结构的解析特性研究。 根据拍动电流片中磁场几何结构的观测事实，通过类比标准 Harris 电流片磁场分布，本文得到了拍动电流片中磁场分布的近似模型，并据此系统性地定量分析了拍动电流片中磁场和相关物理量的整体分布特性。利用磁旋转分析方法，本文还获得了磁力线曲率和中性片半厚度的分布规律及两者之间的物理关系。该模型的模拟观测与卫星的实际观测相符，这也说明了磁场模型的构造是合理的，其理论分析结果是有一定价值的。

4. 磁尾电流片磁场分布的统计分析。 Cluster 在 2001—2005 年期间对磁尾电流片磁场的统计分析结果表明，电流片中心的磁场及其 B_z 分量的强度在磁尾午夜区通常较弱，而在磁层晨、昏两侧普遍较强，这表明午夜区的电流片较薄，而在晨、昏两侧的电流片较厚。在晨昏两侧，电流片拍动剧烈，尤以晨侧最甚，而午夜区的电流片拍动相对最弱。在磁地方时 21:00—01:00 范围内，负 B_z 及扁平电流片出现的几率较大，磁重联或电流中断等活动比较容易发生。磁尾电流片中 B_y 分量和磁力线倾斜角的频次分布都近似满足正态分布，扁平电流片的出现几率约是标准电流片的 1/3；而磁场强度 B_{\min} 和 B_z 分量则主要分布在 1~10nT 范围内。电流片中 B_y 分量的强度近似为 1AU 处行星际磁场 B_y 分量的两倍，两者的相关系数对于扁平电流片尤其高，这表明电流片中 B_y 的大小和符号易受行星际磁场 B_y 分量等外部因素的影响。

关键词： 磁场几何结构 标准电流片 扁平电流片 倾斜电流片 电流片拍动

Abstract

The geometric structures and the distribution properties of the magnetic field in the magnetotail current sheet (CS) have been studied systematically based on the multi-point observations of Cluster and the associated analysis methods. The main results could be summarized as follows:

1. It is found that the flattened current sheet (FCS) has sufficiently strong B_y within neutral sheet (NS). The geometric structures of magnetic field lines (MFLs) are spiral-like, which are left-handed (right-handed) spiral structures for $B_y > 0$ ($B_y < 0$). The normal directions are generally northward. The half-thickness of the NS is much less than the minimum curvature radius of the MFLs in the CS. The current density in the NS is field-aligned and mainly duskward. The thermal motion of the electron is adiabatic but non-adiabatic for proton. The main current carriers in the NS are electrons. A statistical survey shows that there is one positive correlation between B_y in the FCS and IMF B_y , and the FCS may appear at all phases of substorms. Around the midnight meridian, the strength of B_y enhances at the center of FCS relative to that in the CS boundaries and lobes, forming symmetric distribution approximately about the center of CS, but it becomes asymmetric type at the non-midnight meridian due to the influence of the tail flaring effect.

2. The CS in magnetotail may often flap up and down, inducing the kink-like flapping waves propagating towards both flanks, which results in the local tilted CS generally. 1) The investigation for the tilted CS shows that the geometric structures of the MFLs are the same with that in the normal CS but slipped from each other to some extent. The half-thickness of the NS, h , has relation with the minimum curvature radius of the MFLs, $R_{c\min}$, and the tilted angle of CS, δ , as $h = R_{c\min} \cos \delta$. The current density embeds in NS and reaches the maximum in the center of CS where the j_z and the field-aligned component j_B dominate, and could be more intense in the more tilted CS. The profile of the current density can become bifurcated or asymmetric type in some cases. 2) For the study of the CS flapping

motion, the kink-like waves can be induced and launched from the midnight towards both flanks. A method based on the magnetic gradient proposed so that the propagation direction of the flapping waves can be determined intuitively. Sometimes, the CS can flap locally without flapping waves involved. When spacecrafts cross the CS successively as the flapping waves passing by, the sign of j_z and j_B would change alternatively in each crossing. The phase velocity of the flapping waves is tens km/s, their wavelength could be several Earth radius. The propagation of the flapping waves is synchronized within the lengthwise scale $-8R_E > x > -19R_E$ in the tail at least. The flapping motion can occur in all substorm phase with endurance time exceeding to several hours. The discussions of the mechanism to trigger the flapping motion suggest the large-scale CS flapping motion could be the intrinsic oscillation of magnetotail, probably induced by the up-down motion of plasma, and the scenario of the triggering process and propagation have been explained qualitatively.

3. On the basis of the Cluster's observations on the magnetic geometry of MFLs in the tilted CS, the analytic properties of the flapping current sheets could be studied systemically. The approximate model for the magnetic field in the flapping current sheets has been obtained by analogy with Harris current sheet, so that the associated physical quantities could be directly calculated and analyzed. The applications of the magnetic rotation analysis to the tilted current sheets have quantitatively revealed the spatial distribution of the curvature of magnetic field lines and the half-thickness of the neutral sheet, and the physical relationship between them as well. The obtained results are consistent well with the actual observations of Cluster.

4. The distribution properties of the magnetic field in the tail CS have been explored statistically with the 4-sec FGM data of the Cluster mission in the period June-November of the years 2001- 2005. The average strength of the magnetic field and its B_z component in the current sheet are weaker in the midnight but stronger near both flanks, which implies that averagely the thinner CS appear in the midnight and thicker ones near both flanks. The tail CS flaps frequently in both flanks, especially in the dawn flank, but relatively calms in the midnight. The negative B_z component and the FCS have the higher probability to occur in the magnetic local time 21:00-01:00, indicating that the magnetic activities, e.g., the magnetic

reconnection and current disruption would occur more frequently there. Statistically, the probability distribution of the B_y component and the tilted angle of the MFLs in the CS are of normal distribution approximately, and the occurrence number of the FCS is about the 1/3 of that of the normal CS. The magnetic field and the B_z component in the CS are mainly varied from 1nT to 10nT. The B_y in the tail central CS is averagely twice of the IMF B_y at 1AU, their positive correlation coefficient is higher in the FCS.

Key words: Magnetic geometry, Normal current sheet, Flattened current sheet, Tilted current sheet, Flapping motion

目 录

摘要	i
Abstract	iii
目录	vii
第一章 综述	1
1.1 地磁场概述	1
1.2 磁层概述	3
1.2.1 磁层结构	3
1.2.2 磁层驱动过程	7
1.2.3 行星际磁场对磁层的影响	9
1.3 活动指数及数据坐标	10
1.3.1 活动指数	10
1.3.2 空间数据坐标	12
1.4 磁层亚暴	12
1.4.1 亚暴现象	12
1.4.2 亚暴模式	15
1.5 磁尾电流片	17
1.5.1 电流片的位形结构	17
1.5.2 电流片的等离子体特性	20
1.5.3 电流片中小尺度磁场结构	23
1.6 研究的问题和意义	26
第二章 卫星计划和数据分析方法	29
2.1 Cluster 及双星计划	29
2.1.1 Cluster 计划	29
2.1.2 双星计划 (Double Star Plan)	33
2.1.3 联合探测	34
2.2 数据分析方法	36
2.2.1 磁场曲率分析	36
2.2.2 磁旋转分析方法 (MRA)	38
2.2.3 时间分析法 (Timing analysis)	41
2.2.4 旋度计原理 (Curlometer method)	42
第三章 标准电流片	45
3.1 引言	45
3.2 传统解析电流片	45

3.3 标准电流片的磁场结构	49
3.3.1 标准电流片事例分析	50
3.4 讨论	53
第四章 扁平电流片的磁场结构及其磁场分布特性的研究	55
4.1 引言	55
4.2 扁平电流片的磁场几何结构	56
4.2.1 扁平电流片事例分析	56
4.2.2 扁平电流片中的粒子特性	59
4.2.3 扁平电流片的统计分析	60
4.3 扁平电流片中 B_y 的空间分布	66
4.3.1 扁平电流片中 B_y 分布事例 1	66
4.3.2 扁平电流片中 B_y 分布事例 2	68
4.3.3 B_y 分布的统计观测	70
4.4 小结	75
第五章 磁尾倾斜电流片及其拍动特性的研究	77
5.1 引言	77
5.2 倾斜电流片中的磁场几何结构	78
5.2.1 倾斜电流片事例分析	78
5.2.2 电流片拍动事例分析	81
5.3 电流片拍动波的特性和机制	85
5.3.1 拍动波的物理特性	85
5.3.2 拍动波机制的探讨	87
5.4 稳态拍动过程	91
5.5 小结	93
第六章 拍动电流片的解析特性研究	95
6.1 引言	95
6.2 拍动电流片的磁场模式	95
6.3 拍动电流片物理量的空间分布	96
6.3.1 拍动电流片的磁场空间分布	96
6.3.2 拍动电流片的磁场振幅	97
6.3.3 电流片的倾斜角	99
6.3.4 磁力线的曲率分布	100
6.3.5 中性片半厚度的分布	101
6.3.6 磁场梯度的分布	101
6.3.7 电流密度的分布	102

6.4 拍动电流片的虚拟观测	105
6.5 小结	107
附录 1	109
第七章 磁尾电流片磁场分布的统计分析	113
7.1 引言	113
7.2 数据和方法	114
7.3 统计结果	115
7.3.1 电流片的空间形态	115
7.3.2 电流片穿越的分布	115
7.3.3 电流片中心磁场的分布	117
7.3.4 扁平电流片的分布	119
7.3.5 电流片 B_y 与 IMF B_y 的统计关系	120
7.4 小结	121
第八章 总结与展望	123
8.1 总结	121
8.2 展望	126
参考文献	129
作者简介	143
已经发表及待发表工作	145
致谢	146

表 格

表 1.1 在磁层不同区域中，等离子体相应的特征密度和能量

表 2.1 双星轨道参数

表 2.2 双星科学载荷

表 2.3 双星和 Cluster 的联合探测

表 4.1 扁平电流片的统计特性

表 4.2 扁平电流片中 B_y 分布的统计观测

表 5.1 连续穿越电流片时中性片中心处的物理参数

表 5.2 TC1/Cluster 联合观测电流片中心处的 B_z 分量

插图

图 1.1 地磁场示意图

图 1.2 地磁场的局地坐标系

图 1.3 地球磁层结构示意图

图 1.4 磁层对流过程

图 1.5 近地磁层对流过程

图 1.6 偶极子磁场与行星际磁场线性叠加的磁层模式

图 1.7 亚暴触发前后，磁层各个区域出现的相应物理现象

图 1.8 亚暴发展的近地中性线模式 (a) 和电流中断模式(b)

图 1.9 电流片的空间位形结构在 xz 平面上的投影

图 1.10 在强 IMF B_y 作用下，磁尾电流片的空间偏转效应

图 1.11 磁尾电流片的三维形态分布

图 1.12 平静时期的午夜磁尾区，离子密度，温度，总压强，及 β 值在等离子片中心和等离子体片边界层处随径向距离的分布

图 1.13 磁静时期，磁尾等离子体片总压强在 X 方向上的分布，及在 Y 方向的分布

图 1.14 通过历元叠加得到亚暴触发前后，离子温度，磁场以及离子密度的变化

图 1.15 亚暴触发前后质子，电子和氧离子的垂直压强(a)、平行压强(b)，以及总等离子体压强和 β 的变化

图 1.16 磁重联扩散区的磁场几何结构

图 1.17 磁尾电流片中等离子体团/磁绳的几种磁场结构

图 2.1 Cluster 计划和双星计划示意图

图 2.2 Cluster 卫星间距随时间的演化

图 2.3 2001 年—2008 年期间，Cluster 四面体在磁尾的空间结构

图 2.4 在冬季和夏季时，双星与 Cluster 的轨道

图 2.5 磁场空间几何结构示意图

图 2.6 沿 x 方向，磁场方向发生旋转变化的示意图

图 2.7 Cluster 四面体的空间结构

图 3.1 几种解析电流片的磁场结构, (a) Kan 电流片, (b) Birn-Schindler 电流片, (c) Cowley 电流片, (d) Lémbege-Pellat 电流片

图 3.2 Cluster 穿越标准电流片的事件

图 3.3 在 2003/08/10 17:15:20-17:15:50 期间, Cluster 观测到的局地标准电流片磁场结构在 xz 平面上的投影

图 3.4 标准电流片磁场结构示意图

图 4.1 Cluster 穿越扁平电流片的事件。

图 4.2 在 2003/08/20 07:10:45-07:11:05 期间, 在 Cluster 运动轨迹上观测到的局地扁平电流片的磁场几何结构。

图 4.3 扁平电流片磁场结构示意图

图 4.4 一次 Cluster 扁平电流片穿越事件

图 4.5 对于事例 1, 在扁平电流片中 B_y 强度的分布。

图 4.6 另一次 Cluster 扁平电流片穿越事件

图 4.7 对于事例 2, 在扁平电流片中 B_y 强度的分布

图 4.8 扁平电流片中 B_y 强度分布的随地方时的变化

图 5.1 Cluster 穿越倾斜电流片事件

图 5.2 2001 年 8 月 5 日倾斜电流片事件中的磁场几何结构

图 5.3 倾斜电流片由标准 Harris 电流片通过磁力线滑移过程产生的示意图

图 5.4 磁尾电流片拍动传播的示意图

图 5.5 Cluster 穿越拍动电流片事件

图 5.6 理想拍动电流片的物理特性和整体磁场几何结构位形

图 5.7 卫星分别在晨昏两侧处相应电流片的法向方向以及电流片拍动波的传播示意图。

图 5.8 2004 年 8 月 3 日, TC1/Cluster 联合观测到的电流片拍动事件

图 5.9 2004 年 8 月 5 日, TC1/Cluster 联合观测到的电流片拍动事件

图 5.10 电流片拍动中, 磁场强度的空间变化(a); 等离子体流速的上下摆动和拍动波的传播 (b)

图 5.11 由电流片的稳态拍动造成的倾斜电流片

图 5.12 2003 年 10 月 17 日稳态拍动事件中, 倾斜电流片中的磁场结构。其中绿线代表 Cluster 相对于电流片的运动轨迹

图 6.1 标准 Harris 电流片中磁场强度 (a) 及其 B_x 分量的等值分布 (b), 以及拍
动电流片中磁场强度 (c) 及其 B_x 分量的等值分布 (d)

图 6.2 卫星在距赤道面不同距离处, 虚拟观测到的 B_x 分量的准周期性变化

图 6.3 B_x 磁场振幅随到赤道平面距离的变化

图 6.4 中性片半厚度(蓝线)以及电流片倾斜角(绿线)的空间变化

图 6.5 拍动电流片中磁力线的曲率分布

图 6.6 拍动电流片中磁场强度的空间梯度分布

图 6.7 上面两个子图给出了不同参数下拍动电流片中电流密度的分布。而相应下
面两个子图则分别给出了电流密度的方向, 其中中性片中心的空间位形由红色曲
线标出。

图 6.8 拍动电流片中电流密度 j_y 分量的空间分布

图 6.9 拍动电流片中电流密度 j_z 分量的空间分布

图 6.10 在赤道平面上的卫星对电流片拍动波的虚拟观测

图 7.1 观测到的电流片中心的位置, 其分别投影在 xy 平面和 yz 平面

图 7.2 在方位方向上电流片穿越次数的分布

图 7.3 电流片中心处的 B_y , B_z 分量及其磁场强度 B_{\min} 的频次统计分布 (a-c),
以及 B_z 和 B_{\min} 在方位方向上的平均分布(d-e)

图 7.4 电流片中心处负 B_z 出现的几率在方位方向上的分布

图 7.5 电流片中心处磁力线倾斜角的频次统计分布(a)以及扁平电流片在方位方
向上的几率分布(b)

图 7.6 总的电流片中心处的 B_y 分量(a), 标准电流片中心处的 B_y 分量(b), 以及扁
平电流片中心处的 B_y 分量(c)分别与行星际 B_y 分量的统计关系

第一章 综述

1.1 地磁场概述

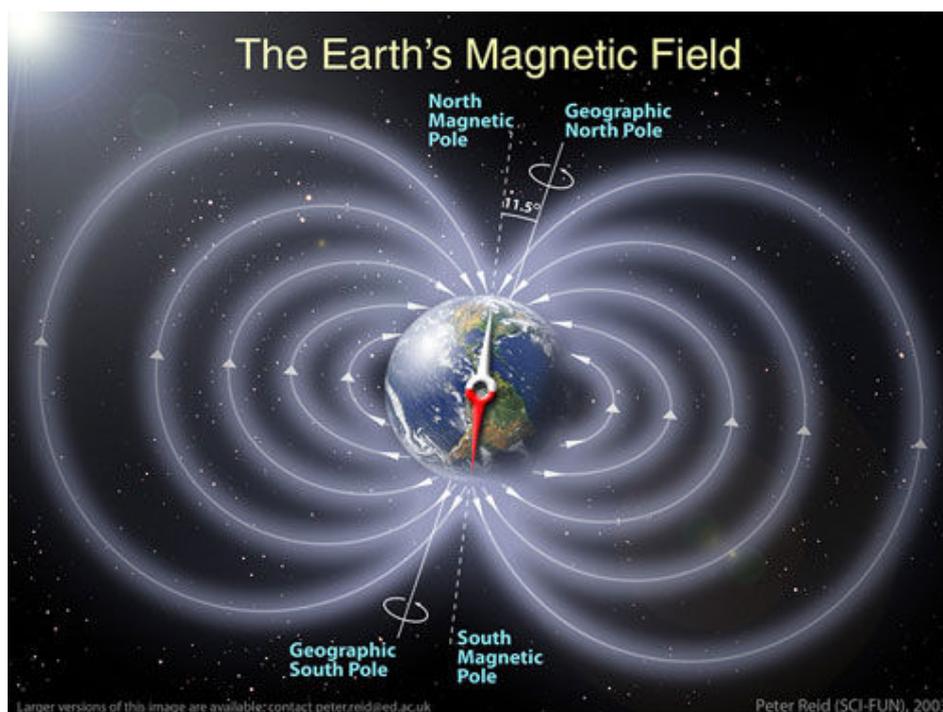


图 1.1 地磁场示意图

大量的地磁测量表明，地球是一个具有内禀本征磁场的星球。内禀磁场起源于地球内部，其很可能是由于地核中液态导电物质的对流运动所激发。在地球表面附近，地磁场可近似为磁偶极子场，其磁偶极矩为

$$M = 7.94 \times 10^{22} \text{ Am}^2 \quad (1.1)$$

磁偶极子场一般都比较稳定，为地磁场的基本场。如图 1.1 所示，磁偶极子轴线与地球表面的两个交点称为地磁极 (The Geomagnetic poles)。根据国际参考地磁场计算，目前磁南极在格陵兰岛西北部 (79.9°N, 71.9°W)，磁北极在南极洲 (79.9°S, 108.1°E)。极轴与地球自转轴的夹角约 11.5°。

虽然基本场比较稳定，但是其还具有缓慢的长期变化。比如地磁场的西向漂移和磁极的西进运动，以及磁极的倒转。引起这些长期变化的具体原因目前还不

甚清楚。

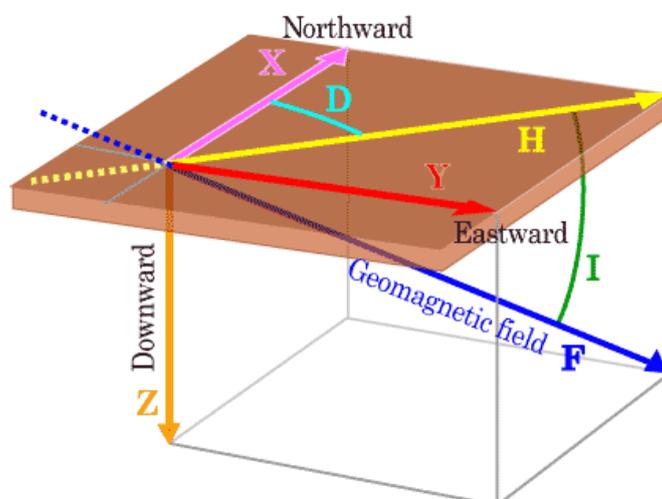


图 1.2 地磁场的局地坐标系

由于地面上任一点处的地磁场 \mathbf{F} 具有一定的大小和方向，所以地磁场的测量需要在相应地磁场的局地坐标系下来描述。如图 1.2 所示， X 轴指向地理北向， Y 轴指向地理东向，而 Z 轴垂直于地平面指向地下。 \mathbf{H} 为地磁场 \mathbf{F} 在 XY 平面上的投影，称为水平分量，其指向就是磁针北极的指向（Magnetic north）。 D 为 \mathbf{H} 与正 X 轴之间的夹角，称为磁偏角，并规定东偏时为正，而西偏时为负。而 \mathbf{F} 偏离 XY 平面的角度 I 称为磁倾角，规定 I 下倾为正，上倾为负。一般在北半球 I 为正，而在南半球 I 为负。地磁场 \mathbf{F} 在相应 X 、 Y 、 Z 轴上的投影分别称为北向分量、东向分量以及垂直分量。

这些地磁要素之间的关系满足

$$F = (X^2 + Y^2 + Z^2)^{1/2} = (H^2 + Z^2)^{1/2} \quad (1.2)$$

$$H = F \cos(I), \quad Z = F \sin(I), \quad X = H \cos(D), \quad Y = H \sin(D) \quad (1.3)$$

一般在地磁台站上仪器直接记录的是 HDZ 或 XYZ、FDI。记录地磁场强度的单位为纳特 (nT)，而角度的单位为度数(Deg.)。对于角度的测量不少台站采用的单位是弧分 (arcmin, 1 弧分定义为 1/60 度)。

事实上，除了起源于内部的稳定偶极子场外，地磁场还存在全球尺度的短时变化，其最明显的特征就是时间变化复杂而快速（徐文耀，2003）。短时变化的地磁场主要来源于外部电流体系（主要是磁层电流和电离层电流）的动态变化，并且按形态特征其可分为平静变化和扰动变化。平静变化包括太阳静日变化 S_q

和太阳日变化 L ；而扰动变化包括周期性变化（太阳活动日变化 S_D 与地磁脉动）、非周期性变化（暴时变化 D_{st} ，扰日变化 D_s ，亚暴变化 D_p ，以及耀斑时向阳面中低纬的钩扰 C_r ）及无规则的起伏 D_i 。短时变化的地磁场，尤其是其扰动变化，具有明显的电磁感应现象，能够对通讯，电信，电力等设施造成严重影响，因此研究和预报地磁场的扰动是一件关系国计民生的大事。

然而由于地球空间电磁环境是一个包括中高层大气，电离层，磁层，行星际的耦合复杂系统，而太阳正是这一耦合系统主要的能量和扰动来源。所以，若要探究和预报地磁扰动变化的源头的話，太阳风和行星际磁场与地磁场的相互作用过程是至关重要的。而地球磁层作为太阳风和行星际磁场与地磁场相互作用的产物，磁层中发生的动力学过程将通过磁场与地表的地磁扰动变化紧密联系在一起（如磁暴，亚暴活动等现象）。所以磁层物理过程的研究对于整个日地耦合复杂系统而言是首当其冲的。

1.2 磁层概述

1.2.1 磁层结构

自 1957 年第一颗人造卫星 sputnik1 上天以来，大量的卫星观测事实表明有大量的等离子体物质时时刻刻从太阳表面喷发出来，其速度约 500km/s（超过磁阿尔芬速），以“太阳风”的形式，“冻结”着行星际磁场(IMF)，在 1AU 处与地球磁场发生相互作用，使得地球向阳面磁层明显被压缩，而背阳面磁层被显著拉伸，形成一个类似“羽毛球”状的具有复杂物理结构的磁层空腔。图 1.3 给出了地球磁层结构的示意图。显然可见地球磁层空间包括了两个明显的边界，一个是磁层与太阳风之间的交接边界，一个是与电离层的交接边界。如图 1.3 所示，地球磁层空间包括了如下几个重要的组成区域。

弓激波（Bow shock/Foreshock）与磁鞘（Magnetosheath）：超声速的太阳风等离子体流与地球磁场发生相互作用，在其交接面上必定会激励起 MHD 磁声波

等磁场扰动，但由于太阳风是超声速的，所以磁声波的扰动能量无法传到太阳风上游，而不断被太阳风流堆积，从而加热等离子体。另一方面，由于太阳风流的不断涌入，使得交接面上太阳风等离子体被压缩，密度升高，相应冻结的磁场也被堆积增高，最终使得交接面上太阳风的等离子体达到压缩和扩散一个相互平衡状态。这样，就会在地球向阳面距地心大约 $15 R_E$ 处形成一个弓形激波 (e.g., Eastwood et al., 2005)。所以弓激波并不是磁层的边界层，而是太阳风流经地球磁层作用后自身形成的一个间断结构。太阳风经弓激波“阻挡”后，进入了磁鞘区 (e.g., Lucek et al., 2005)，在该处太阳风流速普遍为磁亚声速，等离子体温度升高，密度增加，磁场强度增强，磁鞘中富含各种各样的磁场波动现象。

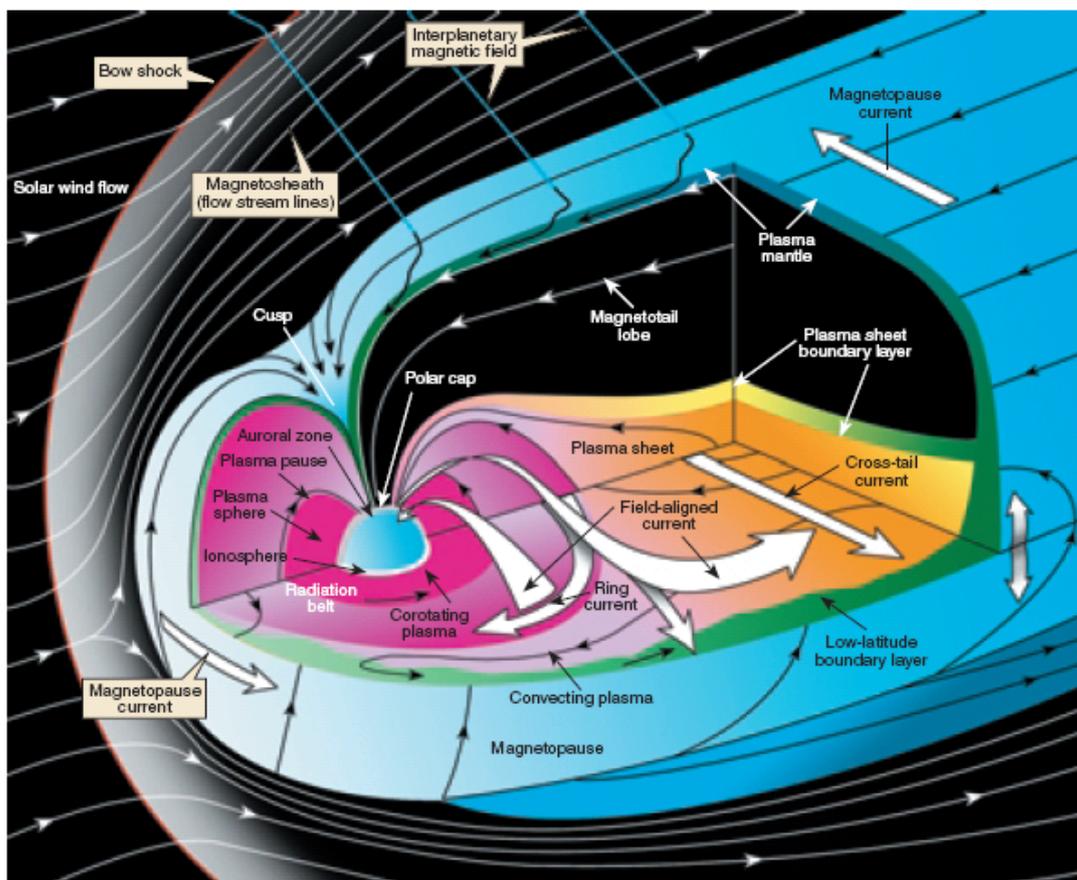


图 1.3 地球磁层结构示意图 (引自 Williams et al., 1999)

磁层顶 (Magnetopause): 如图 1.3 所示，磁层顶是磁鞘太阳风等离子体与磁层等离子体的作用边界层 (e.g., Willis, 1975)。其在向阳面日下点处距地心大约

$10 R_E$ ，而在晨昏方向一般距地心大约 $15-20 R_E$ 。一般来说，磁层顶会将太阳风“超导”等离子体物质“阻挡”在磁层外部，所以在太阳风等离子体与磁层的相互作用下，磁层顶表面必定会有电流激励起来，如图 1.3 所示。根据安培力公式，显然磁层顶电流与磁层磁场的作用使得太阳风物质难以直接进入磁层内部。在磁层顶外是太阳风物质和行星际磁场占主导，等离子体密度较高，温度较低，磁场较弱，而在磁层顶内则地球内禀磁场占主导，等离子体密度较稀薄，温度较高，磁场较强。若磁层顶两侧压强（磁压及等离子体热压、动压之和）不平衡，那么磁层顶位形会出现摇摆，晃动（e.g., Keyser et al., 2005）。作为一种间断，磁层顶有时具有切向间断的特性（磁场法向分量很弱）（e.g., Keyser and Roth, 1997），有时又表现出旋转间断的特性（有明显磁场法向分量）（e.g., Keyser and Roth, 1998）。

极尖区 (Cusp): 如图 1.3，磁层磁场基本可分为向阳面的磁场与被阳面的磁场这两个区域。而在这两个磁层磁场区域之间，磁层呈现出一个漏斗状结构区域，一般称该区域为极尖区(e.g., Russell, 2000)。在该处磁场强度很弱，磁鞘中的太阳风物质基本能沿磁层开放磁力线直接进入磁层内部，在极区上空出现太阳风粒子沉降。由于磁层磁场都在极尖区处汇聚，所以该处往往能观测到各种丰富的磁场波动和湍动。最近还有研究表明，极尖区还能捕获高能带电粒子（MeV 量级），形成新的辐射带区域（e.g., Chen et al., 1998）。

等离子体磁幔 (Plasma mantle): 是由 Rosenbauer et al. (1975)首次发现的。它位于极尖区的极向一侧，覆盖了基本整个磁尾高纬边界层区域。该处磁场明显拉伸，弥漫有太阳风等离子体。密度大约为 $0.01-1\text{cm}^{-3}$ ，粒子温度大约为 100eV ，等离子体尾向流大约为 $100-200\text{km/s}$ 。当行星际磁场南向的时候，等离子体磁幔会显得更厚一些。

低纬边界层 (Low-latitude boundary layer): 如图 1.3 所示，磁层中低纬边界层处的绿色区域（e.g., Eastman et al, 1976）。这个区域具有磁层和太阳风的混合等离子体物质，粒子密度较高（ $1-20\text{cm}^{-3}$ ），温度较低（离子温度为 $1-6\text{keV}$ ，电

子温度为 0.1—0.2 keV) 有很明显的等离子体尾向流 (50-250km/s), 磁场强度约 25—40nT。太阳风能比较有效地通过低纬边界层驱动磁层对流, 实现太阳风能量、动量的传输。

磁尾 (Magnetotail): 包括了磁瓣 (Lobe) 和等离子体片 (Plasma sheet)。磁瓣磁场比较强, 约 20nT, 磁场方向基本平行于赤道平面, 其粒子数密度非常低 ($\leq 0.01\text{cm}^{-3}$)。在远磁尾的磁瓣中, 逐渐有等离子体幔中的粒子扩散进来。尾瓣中的电子温度约几百 eV 左右, 这说明尾瓣中的低能电子很可能是直接沿开磁力线从太阳风中直接进入磁层的, 并且这些低能电子很可能就是极盖区沉降“极雨”的主要来源。在尾瓣中有时也能观测到高能电子 (约 2keV), 这类高能电子估计是造成 θ 极光的主要来源。在南北尾瓣之间的区域为磁尾等离子体片, 磁场较弱, 等离子体密度、温度较高 (粒子数密度约 0.3cm^{-3} , 离子温度约 5keV, 电子温度约 1keV), 在等离子体片中心处的薄片区域, 越尾电流密度一般较高, 磁场强度非常弱。所以人们有时也将等离子体片中心称为电流片或者中性片。需要指出的是, 对于本文而言, 等离子体片, 磁尾电流片, 中性片, 这三者的物理概念是不一样的 (Shen et al., 2007a; 2008a, b)。等离子体片半厚度为等离子体密度变化的特征尺度, 而磁尾电流片的半厚度定义为等离子体片内电流密度的特征变化尺度, 可由 $\int_{B_{\min}}^{B_0} dB / |\nabla B|$ 来估算, 其中 B_0 为尾瓣中的磁场强度, 而 B_{\min} 为电流片中心处的磁场强度。而在中性片内, 磁场很弱, 近似呈线性空间变化, 横越整过中性片, 磁场方向旋转 90° 。一般有等离子体片半厚度 > 电流片半厚度 > 中性片半厚度 (Shen et al., 2007a; 2008a, b)。

内磁层 (Inner magnetosphere): 内磁层主要包括等离子体层 (Plasmasphere), 环电流 (Ring current) 以及辐射带 (Radiation belt)。这三个区域在空间位置上的分布是有交迭的, 但区分这三个物理区域最明显的还是粒子的能量特征。内磁层磁场强度较高, 能量高的带电粒子能被地磁场捕获, 在南北两极之间沿磁力线做弹跳、漂移绝热运动。而能量较低的等离子体则在共转电场和地磁场的作用下一起随地球自转 (Kivelson and Russell, 1995)。辐射带的离子能量范围约为 1—

100MeV，电子为 50keV-10MeV；辐射带粒子（质子和电子）通量一般位于 $1.2 < L < 2.5$ 内最强，但电子在 $L=5$ 处还有一个通量峰值分布区。环电流离子能量范围为 1—200keV，电子能量小于 10keV，一般分布在 $3 < L < 6$ 范围内。而等离子体层离子、电子的能量一般都小于 1eV，主要分布在 $1.2 < L < 5$ (e.g., Prölss, 2004)。

表 1.1 在磁层不同区域中，等离子体相应的特征密度和能量。

等离子体区域	密度 cm^{-3}	离子能量	电子能量
太阳风	1—10	1keV	1eV
磁鞘	10—100	100eV	30eV
磁层顶	0.1—1	100eV	100eV
尾瓣	0.001—0.1	100eV	100eV
等离子体片	0.05—0.5	2-20keV	0.3-3keV
等离子体层	100	1eV	1eV

综合以上对磁层各区域物理环境的描述，表 1.1 列出了磁层不同区域中等离子体相应的特征密度和能量范围。

1.2.2 磁层驱动过程

磁层模式存在粘性对流驱动 (Axford and Hines, 1961) 和重联对流驱动 (Dungey, 1961) 两种过程。在磁层中低纬边界层处，粘性驱动作用占主要地位，太阳风等离子体能过无碰撞粘性作用，带动中低纬边界层处磁层内部等离子体对流运动，激发 K-H 不稳定性（出现边界层波动乃至涡旋结构），驱动越尾晨昏电场 (Farrugia et al, 2001)。

而在磁层高纬区域，重联对流驱动则起主要作用，因为行星际磁场通常能与磁层磁场重联（反平行重联或分量重联），使得高纬磁层磁场变成开放型的，而后开放的磁力线被太阳风带到夜侧磁尾中，这使得磁尾中磁通量逐渐增加，当增加达到某个临界程度，则磁尾中则发生磁重联，重新形成闭合磁力线，然后随增强的地向等离子体流运动，最后回到向阳面磁层顶，完成一次对流过程，如图

1.4 所示。该对流过程比较明显的证据就是当太阳风南向时，向阳面磁层顶的地心距离明显减少，磁层对流增强（SMC,e.g., Yahnin et al., 1994），磁层活动增加。

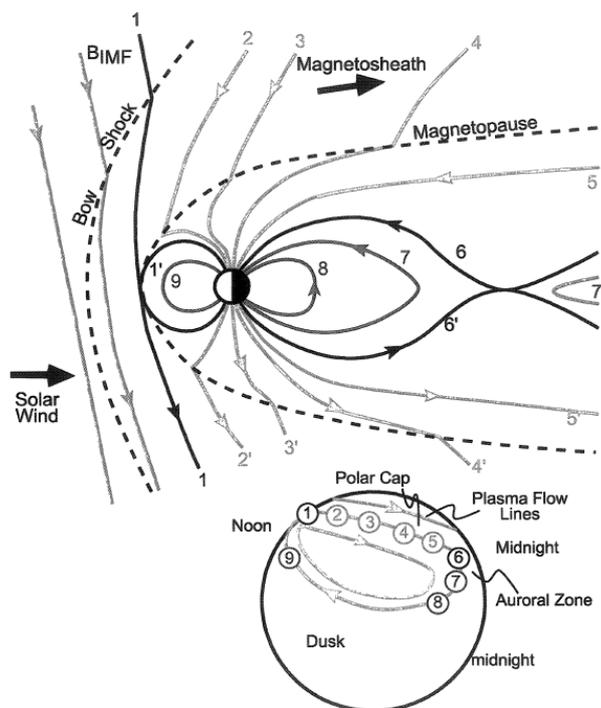


图 1.4 磁层对流过程。（引自 Kivelson and Russell,1995）

无论是粘性驱动还是重联驱动，都会使得磁尾等离子体片中的低能等离子体在晨昏电场的驱动下出现向阳运动。由于内磁层的磁场主要为地球内禀偶极子场，所以等离子体层中的低能等离子体会随“冻结”的磁场一起随地球自转。如图 1.5，当磁尾向阳对流的等离子体与近地随地球自转的等离子体发生作用时，会使得等离子体层顶出现地向压缩，并在昏侧方向出现一个对流驻点（Kivelson and Russell,1995）。

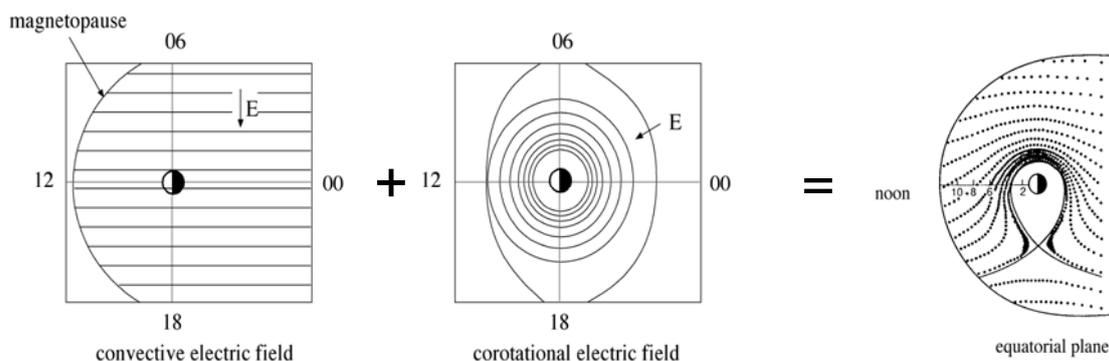


图 1.5 近地磁层对流过程

当前主流观点认为，若磁层等离子体的对流（回归到太阳风中）来不及抵消掉太阳风输入磁层的能量（重联等机制），那么磁尾便会逐渐储存磁能。当达到某一临界条件，磁尾便将其储存的能量快速释放，出现亚暴等活动。

1.2.3 行星际磁场对磁层的影响

大量的研究表明，行星际磁场（IMF）能对磁层顶位形产生显著的影响，并能调制太阳风输入磁层的能量（Russell,1979）。当 IMF 南向时，向阳面磁层顶距地心的距离明显减小（在某些极端条件下甚至能低到同步轨道高度 $\sim 6.6R_E$ ），磁层磁场呈明显开放状态，磁层对流活动增强，磁层扰动明显增加，比较容易发生磁暴，亚暴等活动。而当 IMF 北向时，太阳风输入能量明显降低，磁层活动相对平静。为显示 IMF 取向对地球磁层的影响，在此小节中，我们将忽略太阳风动压的作用，认为地球磁层结构可近似看作偶极子磁场与纯 IMF 的线性叠加。为简单起见，假设纯 IMF 仅有 B_z 分量。这样，可由计算机模拟，得到磁层磁力线的三维可视化分布，这有助于进一步的理解 IMF 各分量对磁层结构的影响。显然，如图 1.6 所示，在 IMF 为北向时，地球磁层呈封闭状态，在南北极上空各有一个磁零点。随 IMF 北向分量不断增强，封闭的磁层顶会被压缩。若再考虑到太阳风的流动，显然北向的 IMF 将不利于太阳风的能量传输进磁层内部。当 IMF 南向时，地球磁层呈开放状态，地球极区磁场直接连接到行星际空间中，在赤道平面上的磁层顶磁场为零（磁零点圆周），随 IMF 南向分量不断增强，极区开放磁场的磁通量不断增加，向阳面磁层顶不断内陷。若再考虑到太阳风的流动，显然南向 IMF 能有效开启磁层“大门”，有利于太阳风能量的不断输入。利用同样的程序还可以继续研究 IMF B_x 和 B_y 对磁层位形的影响，这里就不深入讨论了。

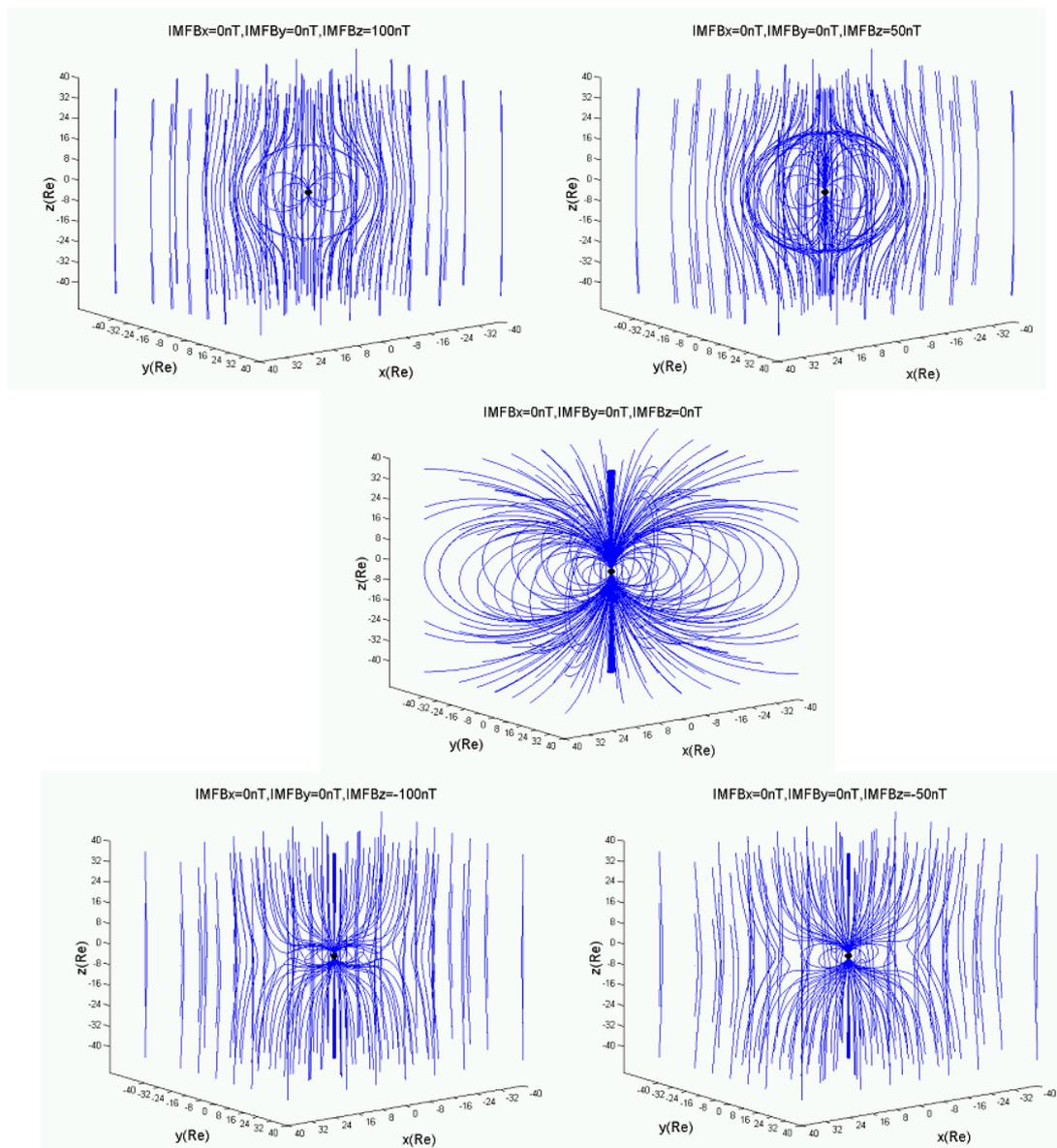


图 1.6 偶极子磁场与行星际磁场线性叠加的磁层模式

1.3 活动指数与数据坐标

1.3.1 活动指数

1. Kp 指数(Bartels et al., 1939)

将每日按世界时分成 8 个 3 小时段,用 0—9 这几个整数来表示每个时段内某

地磁台站测量到的磁场偏离正常值的程度，这也就是相应时段内该台站的 K 指数。国际中心机构选择 12 个在中纬的地磁台站，将其报来的 K 指数作平均，最后得到一组共包括 0, 0+, 1-, 1, 1+, ……., 9-, 9 的 28 个指数，来用其来代表全球的磁情指数。

2. AE, AU, AL, AO 指数(Davis and Sugiura, 1966)

利用北半球位于极光椭圆带内的 10~13 个地磁台站，将每个台站记录的地磁水平分量 H（扣除当月国际磁静时期的平均 H 值）随世界时的变化叠加在一起。那么这样形成的包络线的最大值定位 AU 指数（上包络线），最小值定义为 AL 指数（下包络线）。而上下包络线之间的差值定义为 AE 指数，而 AO 指数则定义为(AU+AL)/2。由于极区东向、西向电急流分别能产生 H 分量的正、负弯扰，所以 AU 和 AL 能一定程度上分别反映东向、西向电急流的强度，而 AE 指数在几个小时内的增强更是常常作为磁场亚暴活动的标志。

3. Dst, A_{sym} 指数(Sugiura, 1964)

通常 Dst 指数反映了暴时环电流对地面地磁场影响的强弱。选择位于低纬均匀分布在不同经度上的五个地磁台站，将其 H 分量扣除基本磁场和静日 Sq 变化，然后将其除以台站的地磁纬度的余弦函数，规一化到赤道纬度上。这样可得到 5 个台站规一化后的 H 分量值。其平均值即为 Dst 指数，而这五个量值的最大、最小之间的差值定义为 A_{sym}，A_{sym} 反映了磁暴的地方时变化（也就是部分环电流的影响）。

以上 Kp, AE, Dst 等地磁指数都可以从网站上下载到 (<http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html>)。

4. PC 指数

PC 指数被用来监测由于 IMF 南向分量和太阳风速度变化所引起的极盖区磁场活动 (Troshichev et al., 1988)。由于在太阳风的驱动下，IMF 南向分量能够带动极盖区的电离层对流，引起双涡电流体系，所以为避免地球的自转效应，可以选择靠近磁极点的台站来测量磁场水平分量在晨昏方向上的扰动。据此，人们选

择了两个靠近磁极点的台站来计算PC指数，其中PCN的数据来源于格陵兰岛上的Thule 台站(目前是 Qaanaaq台站)。而 PCS的数据来源于南极洲上的 Vostok 台站。由于PC指数与太阳风输入磁层的能量有关，所以该指数实际上也间接反映了极盖区的面积变化。PC指数是从 1975 年以来开始测量的，其中 PCN数据可从网站 <http://web.dmi.dk/projects/wdcc1/pcn/pcn.html> 下载，而 PCS 数据可从网站 http://www.aari.nw.ru/clgmi/geophys/pc_main.htm 下载。

1.3.2 空间数据坐标 (Hapgood, 1992)

此处我们将介绍几种磁层物理研究中比较常用的坐标系。

1. Geocentric Solar Ecliptic (GSE) 坐标系: x 轴由地心指向日心方向, y 轴在黄道平面内并指向黄昏方向, z 轴垂直黄道平面指向北。
2. Geocentric Solar Magnetic (GSM)坐标系: x 轴由地心指向日心方向, z 轴在 x 轴与磁轴构成的平面内指向北。而 y 轴取向可由 x 轴、z 轴决定。
3. Solar Magnetic (SM)坐标系: z轴平行于地磁轴指向北, y轴与GSM的y轴一样, 而x轴在日地连线和磁轴构成的平面内。

若没有特别声明, 本文默认使用 GSM 坐标系。此外本文还将使用 GSM 参照系下的球坐标系。球坐标系下某矢量方向的极角定义为该矢量方向与正 z 方向之间的夹角。从北半球朝 xy 平面看, 其方位角则定义为该矢量在 xy 平面上的投影与正 x 方向之间的夹角, 并且以逆时针的方向增加。譬如, 对于昏侧(正 y 方向)指向, 其极角为 90° , 方位角为 90° , 而对于晨侧(负 y 方向)指向, 其极角为 90° , 方位角为 270° 。

1.4 磁层亚暴

1.4.1 亚暴现象

在太阳风与磁层相互作用过程中, 在一定条件下, 太阳风能量能快速运输到

地球磁层内部，经常以激烈的方式耗散掉(Akasofu,1964)，从而在极光椭圆带，内磁层，磁尾等区域引起全球性的一系列强烈地磁活动现象，这主要表现为磁层亚暴和磁暴活动。

根据大量观测事实，Akasofu(2004)是这样定义亚暴的：磁层亚暴是磁层扰动的一种基本模式。它反映了磁层对行星际磁场扰动引起太阳风能量大量进入磁层的响应。在磁层亚暴期间，整个磁层会发生各式各样的扰动。极光亚暴和极区磁场亚暴是磁层亚暴在极区上层大气中的反映。当强烈的亚暴频繁发生时，那么磁暴就会相应非线性地发展起来。

根据许多观测现象的特征，亚暴活动的发展一般可分为三个相位(Rostoker et al., 1980)，分别为：

增长相：一般持续一个小时，储存太阳风能量。该相位一般从 IMF 反转为南向开始，通过向阳面磁重联过程，太阳风能量输入磁层的功率明显增大。尾瓣的磁场强度逐渐增强(e.g. Fairfield and Ness, 1970; McPherron, 1972)，相应造成近地等离子体片的压缩、变薄(e.g., Sanny et al., 1994; Nagai et al., 1997)。越尾电流逐渐增强，使得近地磁尾磁场逐渐拉伸(Kaufmann, 1987)。进一步，在近地偶极子场 ($6-15 R_E$) 的尾向部分，薄电流片逐渐发展起来（能薄至几百公里），这对于亚暴膨胀的触发至关重要(Sergeev et al. 1990)。电流片变薄往往使得卫星从等离子体片中一下过渡到尾瓣中，相应伴随高能粒子密度和能量的忽然减少(Lopez et al., 1989)。增强的磁层对流会使得捕获带的高能粒子出现地向漂移，这会使得原来在强磁梯度处出现的高通量粒子的地方，粒子通量逐渐减少(Sauvaud, 1992)。磁尾中 O^+ 的含量逐渐增加，这很可能是由于与夜侧极光活动相关的上行粒子流所致(Daglis et al., 1994; Gazey et al., 1996)。平静的极光弧会逐渐向赤道侧移动，并在可见极光弧的赤道侧伴随有高能电子的特征极光弧(Kirkwood and Eliasson, 1990)，可见极光弧在极光爆发前 1—2 分钟内会出现消退(e.g., Pellinen and Heikkila, 1984; Kauristie et al., 1997)。在亚暴触发前还经常能观测到向阳面的极光活动(Elphinstone et al., 1991)。极区还常伴随伪亚暴活动 (Koskinen et al., 1992) 的爆发。

膨胀相：一般持续 30 分钟左右（10 分钟—2 个小时内变化），在这期间磁层迅速释放储存的能量。图 1.7 给出了在亚暴膨胀相触发前后，磁层各个区域的关键性扰动特征。在亚暴膨胀触发开始后，夜侧的极光弧首先在极光椭圆带的最南端忽然增亮，爆发，并形成极光隆起向极向和东西方向扩展，西向电急流急剧增强。这使得在高纬的地磁台站观测到 H 分量出现明显的负弯扰，AE 指数急剧增高。触发前后在近地等离子体片中常观测到地向等离子体高速流，而相应在地面台站 H 分量的脉动——Pi2（周期约 40—150s）幅度明显增强。在地球同步轨道处出现明显的能量粒子(几十 keV)注入，粒子通量增加。近地磁尾磁场出现明显“偶极化”（ B_z 明显增强），并伴随有强烈的磁场无规扰动，越尾电流密度减少，出现电流中断现象。相应减少部分的电流沿磁场方向进入电离层，将其耦合起来，形成亚暴电流楔（SCW），这使得在中纬度的地磁台站则能观测到 H 分量的正向扰动(McPherron et al., 1973; Clauer and Kamide, 1985)。这时近地等离子体片开始变厚(e.g., Baumjohann et al.,1992)。而在亚暴触发后，在中磁尾才开始观测到电流片变薄。在远磁尾能看到等离子体团结构的尾向运动。

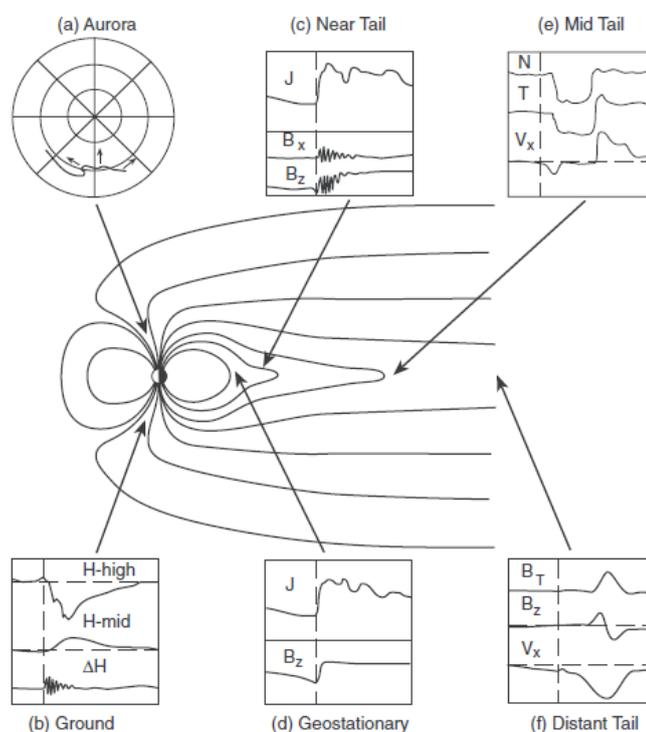


图 1.7 亚暴触发前后，磁层各个区域出现的相应物理现象。图中虚线标出了亚暴触发的时刻（引自 Lui, 2003）

恢复相(Opgenoorth et al. 1994): 持续时间约一个小时, 整个磁层区域逐渐回复平静时期的状态。极区回复双涡对流结构, 在极光椭圆带赤道侧有东向运动的 Ω 极光带, 脉冲式极光亮点可常在晨侧出现。

1.4.2 亚暴模式

Rostoker et al., (1987)认为磁层亚暴包括了两个过程, 一个是直接驱动过程, 一个是装卸载过程。直接驱动过程与太阳风的能量输入耦合函数 ($\varepsilon = VB^2 \sin^4(\theta/2)l_0^2$) 有关 (Perrault and Akasofu,1978), 太阳风能量可以通过极区开磁力线直接贯穿进入极区, 驱动极光亚暴, 耗散能量。而装卸载过程则需要首先在磁尾储存能量, 然后在某种条件下在亚暴膨胀相期间将能量爆发性地释放 (Sun et al.,1998)。装卸载过程具有完整的亚暴发展过程的三个典型相位。所以亚暴发展的装卸载过程常常为人们所关注。

磁层亚暴的触发机制一直是磁层动力学的一个基本问题, 大量的观测结果表明, 在很多情况下, 亚暴的触发与 IMF 的南转北时刻密切相关 (Caan, et al., 1977;Rostoker,1983)。McPherron et al., (1986) 发现, 在其所考察的亚暴事件中, 44%的亚暴爆发与 IMF 北向反转相关; 但是, 也有 29%的亚暴之间发生于长时间持续负 IMF B_z 时期 (外部太阳风没有明显的变化)。Troshichev et al., (1986) 认为 IMF B_y 的减小也能触发亚暴。还有人发现行星际 Alfvénic 波动或太阳风扰动也能引起周期性亚暴(Huang et al.,2003)。然而 Henderson et al.,(1996)认为就算没有明显的太阳风或行星际磁场变化, 仍然有许多亚暴事例发生。所以亚暴的触发因素比较复杂, 往往需要就具体事件作具体分析。

对于亚暴的发展过程, 人们提出了许多模式, 其中最为有名的就是近地中性线 (NENL) 模式和电流中断 (CD) 模式, 如图 1.8 所示。

近地中性线 (NENL) 模式 (e.g., Baker et al,1996) 认为, IMF 南向反转一段时期, 磁层的尾瓣储存了一定的磁能, 磁尾等离子体片越尾电流增强, 电流片变得充分薄; 至某一时刻, 在磁尾 $-20 R_E \sim -30 R_E$ 处磁重联触发, 迅速释放磁尾

储积的磁能,形成地向和尾向高速流。地向高速流在近地($-6 \sim -9 R_E$)减速、“刹车”(Birn et al.,1999),产生的惯性电流与越尾电流方向相反,造成总的越尾电流密度减少。而其携带的磁场在近地堆积起来,形成近地磁场偶极化,产生亚暴电流楔。进而引发高纬极光亚暴活动。而由重联产生的等离子体团(plasmiod)则向尾向方向运动。近地中性线(NENL)模式最有特色的地方在于其成功地预言了等离子体团的存在。最近 Angelopoulos et al.,(2008)通过多点观测认为 NENL 模式是符合亚暴的时序发展过程的。

而电流中断(CD)模式(e.g.,Lui,1991,1992,1996;Erickson,1995)认为,在增长相后期,等离子体片变薄至一定程度,近地越尾电流密度超过某一临界值,将发生越尾电流不稳定性,使等离子体片越尾电流减小,发生电流中断,产生联结极光带的场向电流(即亚暴电流楔)。而发生电流中断的区域出现明显的磁场偶极化,且偶极化锋面以稀疏波的形式从近地(约 $6-9R_E$)向尾向方向传播(Jacquey et al.,1993),引起电流片中的电流密度相应减少,并可能在中磁尾区域触发磁重联。电流中断(CD)模式的成功之处在于解释了极光为何总是先从极光椭圆带赤道侧(对应近地约 $6-9R_E$)点亮的。

显然无论是 NENL 模式还是 CD 模式,亚暴活动的发展与磁尾电流片中磁场的变化往往有着密切的物理联系。研究磁尾电流片中磁场的结构,分布,以及在亚暴活动中的动态演化过程,有助于更准确地把握亚暴活动发展的物理本质。

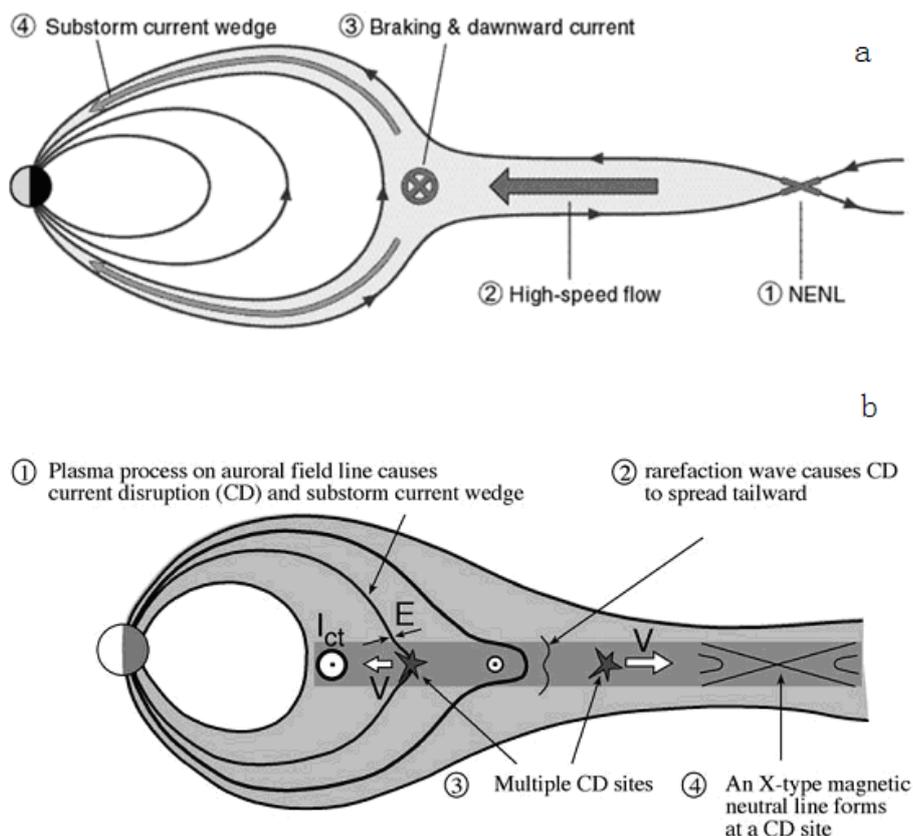


图 1.8 亚暴发展的近地中性线模式 (a) 和电流中断模式(b) (引自 Lui,2004)

1.5 磁尾电流片

作为对本文工作研究的引入，这里有必要对磁尾电流片的物理背景，包括其空间结构形态、等离子体的特性、磁场动态结构等作一回顾。

1.5.1 电流片的位形结构

磁尾电流片是磁层被阳面南北尾瓣磁场反向的一个薄片区域 (Ness,1965)，其最主要的明显特征就是磁场很弱，等离子体密度和温度较高，通过该薄片 B_x 分量会反向。图 1.9 给出了电流片 (B_x 反向的曲面) 空间位形结构在 xz 平面上投影的示意图。

由图 1.9 可知，电流片的空间结构位形主要受偶极倾角 Ψ 和铰链点 A 的控制。随地球周期自转，偶极倾角 Ψ 不断发生周期变化，这使得电流片相应出现周期性地上下摆动。一般在近地偶极子场区域 ($x > -8R_E$)，磁层磁场主要为偶极场形，地球自转效应明显，电流片距离赤道面的高度 Z_s 明显受偶极倾角的影响。而在远磁尾，磁层磁场主要受太阳风控制，电流片距离赤道面的高度 Z_s 受偶极倾角的影响不大，基本保持不变。考虑到南北尾瓣磁通量应相等，所以当午夜处的电流片受偶极倾角 Ψ 变化出现上下摆动时，晨昏侧翼处的电流片会出现明显的弯曲效应 (Fairfield, 1979, 1980; Petrukovich et al., 2005)。

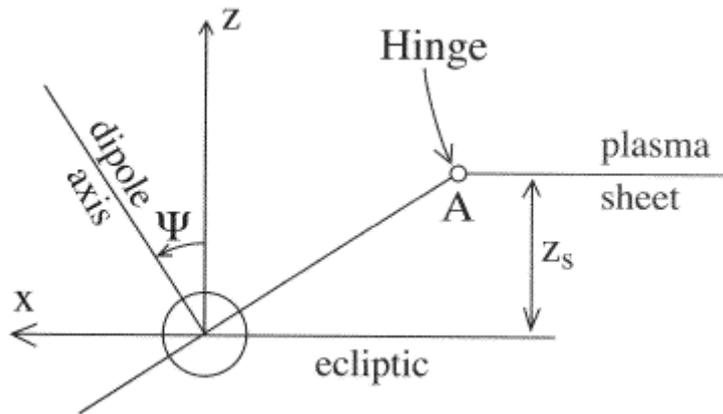


图 1.9 电流片的空间位形结构在 xz 平面上的投影

此外，不少学者 (Cowley, 1981; Sibeck et al., 1985; Lui, 1986; Macwan, 1992; Kaymaz et al., 1994; Owen, 1995) 还发现 IMF B_y 能对磁尾磁层顶产生一个扭矩作用，造成磁尾电流片 (尤其是远磁尾更明显) 出现偏转。考虑到在磁尾侧翼 (flanks) 区域的等离子体片较厚，而午夜等离子体片相对较薄 (e.g., Hammond, 1994; Kaufmann, 2001)，图 1.10 给出了强 IMF B_y 对磁尾电流片的偏转效应示意图。当 IMF B_y 为正时，电流片向顺时针方向偏转 (图 1.10 C)，而当 IMF B_y 为负时，电流片倾向逆时针方向偏转 (图 1.10 B)。

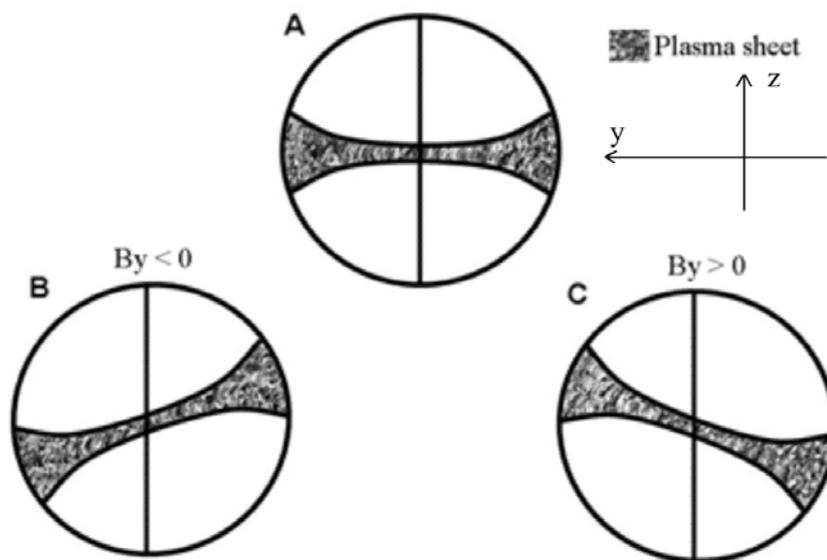


图 1.10 在强 IMF B_y 作用下，磁尾电流片的空间偏转效应

考虑到以上各种影响电流片空间分布的因素，Tsyganenko 和 Fairfield (2004) 对磁尾电流片的三维空间形态分布得到了如下近似解析分布。

$$Z_N = -X \tan \Psi^* - \left(G_0 + G_1 \frac{X}{10} \right) \left(\frac{|Y|}{15} \right)^3 \sin \Psi + S \frac{|X| Y B_y}{10 15 5} \quad (1.4)$$

其中 X ， Y ，IMF B_y 分别按其特征值进行了规一化， Ψ^* 为有效偶极倾角。并由 (1.4)，如图 1.11，给出了磁尾电流片的三维形态分布。

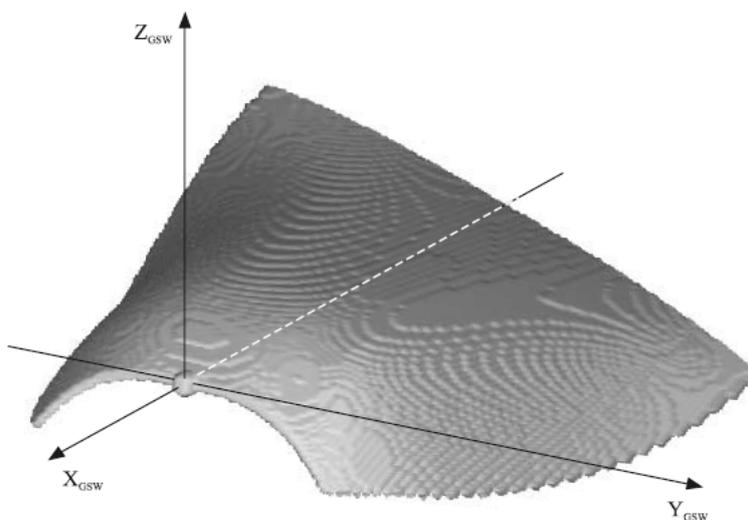


图1.11 磁尾电流片的三维形态分布（引自Tsyganenko and Fairfield,2004）。其中，

$$\Psi = 35^\circ, \text{ IMF } B_y = -7 \text{ nT}, P = 2 \text{ nPa}, \text{ and IMF } B_z = 0 \text{ nT}.$$

1.5.2 电流片的等离子体特性

一些学者 (e.g. Baumjohann et.al, 1989, 1993; Huang and Frank, 1994) 还对磁尾电流片中等离子体的物理特性作了比较系统地统计分析工作。

如图 1.12 所示, Baumjohann et.al(1989, 1993) 利用 AMPTE/IRM 对 $10-20 R_E$ 范围内近地等离子体片 20 年来的观测, 表明在平静时期中心等离子体片处的离子密度平均为 $N_i \approx 0.4 \text{ cm}^{-3}$, 温度为 $T_i \approx 25 \text{ MK}$, 而在等离子体边界层处, 离子密度和温度分别为 $N_i \approx 0.1 \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_i \approx 15 \text{ MK}$ 。中心等离子体片处的 β 值为 $0.4 \sim 0.7$, 其要比等离子体边界层处的 β 值高一个量级。在中心等离子体片处的总压强与等离子体片处边界层处的基本相当, 不过总压强会随径向距离增加而减少。Baumjohann et al., (1990) 还认为在竖直方向上, 在所有径向距离, 任何活动条件下的, 等离子体片中心处的总压也是与尾瓣区的总压基本相当的。

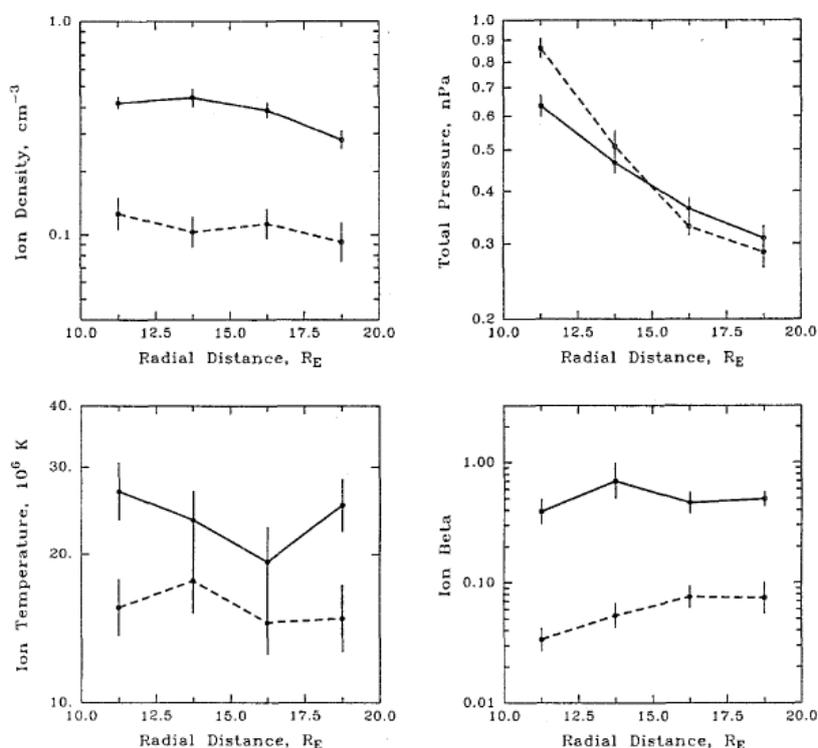


图 1.12 平静时期的午夜磁尾区, 离子密度, 温度, 总压强 (磁压与热压之和), 及其 β (热压与磁压之比) 在等离子片中心 (实线) 和等离子体片边界层 (虚线) 处随径向距离的分布 (引自 Baumjohann, 1993)。

Baumjohann et al., (1989) 还表明, 如图 1.13 左图所示, 在 $|Y| < 6R_E$ 范围内总压强沿 X 方向上是存在梯度变化的, 离地球越近, 总压强越高。而如图 1.13 右图所示, 在平静时期 $-15R_E < X < -10R_E$ 范围内等离子体片总压强在方位方向上的平均分布, 可以看到在方位方向上也存在明显的压强梯度, 磁尾两侧翼处的总压约为午夜区总压的一半。

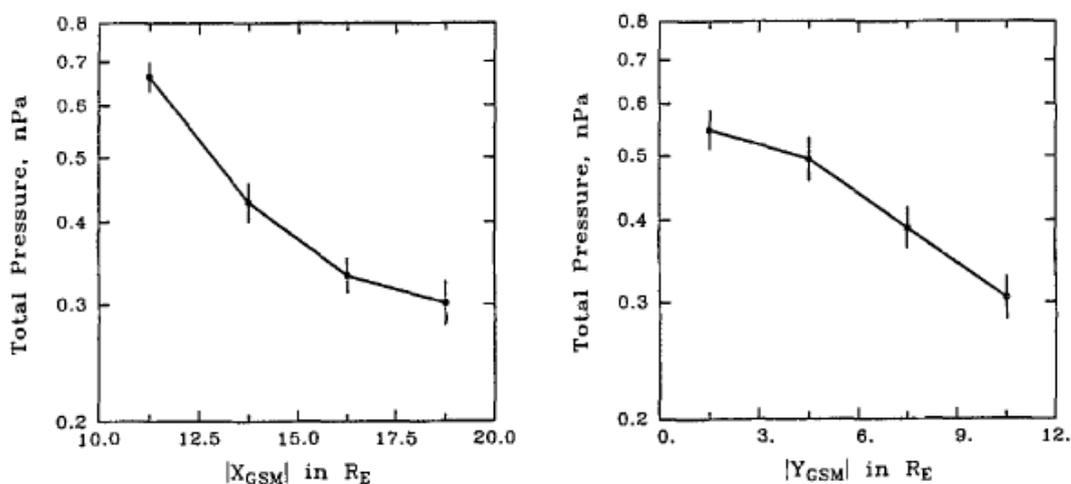


图 1.13 磁静时期, 磁尾等离子体片总压强在 X 方向上的分布 (左图, $|Y| < 6R_E$), 及在 Y 方向的分布 (右图, $-15R_E < X < -10R_E$) (引自 Baumjohann, 1993)。

亚暴的发生, 其本质是磁尾储存磁能的转化和释放。所以在亚暴触发前后, 磁尾电流片中的等离子体物理特性在这一能量转化过程中必定也要发生相应变化。Baumjohann et al. (1991) 对 39 次亚暴事件进行了历元叠加分析, 如图 1.14 所示, 显然, 在亚暴膨胀相期间, 中心等离子体片处的磁场出现了明显的偶极化, 而等离子体片边界层处的磁场要到恢复相开始才逐渐呈现偶极化。在膨胀相期间, 中心等离子体片处的等离子体密度明显减少, 而等离子体片边界层处的密度在整个亚暴过程中基本不变。在膨胀相期间, 中心等离子体片处的离子温度明显上升, 而等离子体片边界层处的离子温度在恢复相才上升明显。

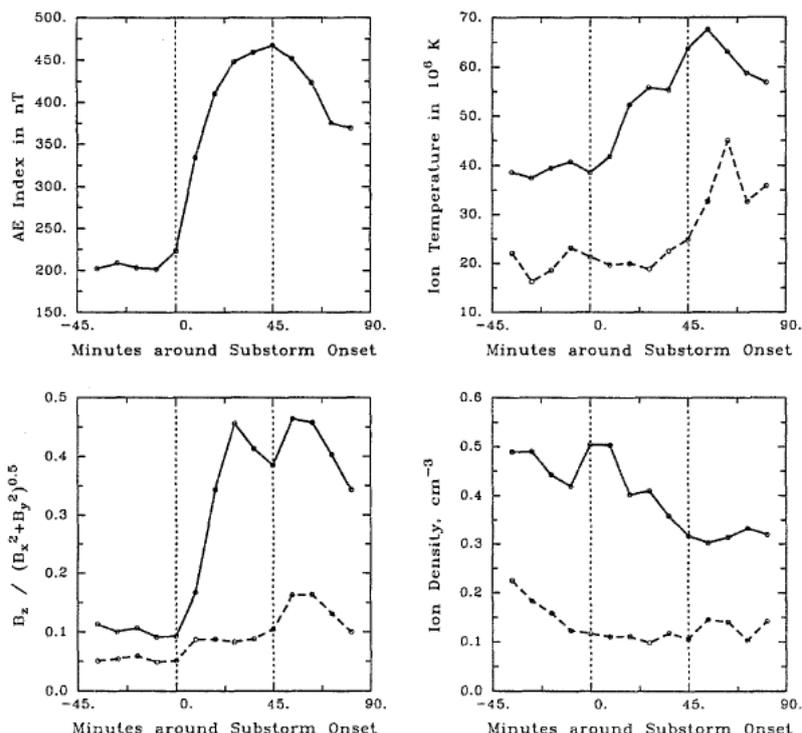


图 1.14 通过历元叠加得到亚暴触发前后，离子温度，磁场以及离子密度的变化。其中实线代表中心等离子体片区域，而虚线代表等离子体片边界层区域。两条竖直虚线表示亚暴触发以及恢复相开始的时刻（引自 Baumjohann et al., 1991）。

在亚暴活动中，电子的温度特性变化同离子的一样。Baumjohann et al., (1993) 发现离子和电子的温度存在很高的相关性，对于中心等离子体片而言，离子与电子的温度比 $T_i/T_e = 7.05$ ，相关性为 0.94。对于等离子体边界层而言 $T_i/T_e = 6.34$ 。在中心等离子体片处，超过 80% 的数据点的 T_i/T_e 的范围在 5—10 之间。离子与电子的温度比 T_i/T_e 基本与磁层活动无关。

此外 Lui et al.,(1992)利用 CCE 卫星的数据研究了一起亚暴事例，如图 1.15 所示，在接近亚暴触发时刻，质子的垂直压强和平行压强都明显地出现增加。总得等离子体压强在触发前基本是各项同性的，而在触发后，成为各项异性。在接近触发前，等离子体 β 急剧增加，触发过后 β 迅速减少。

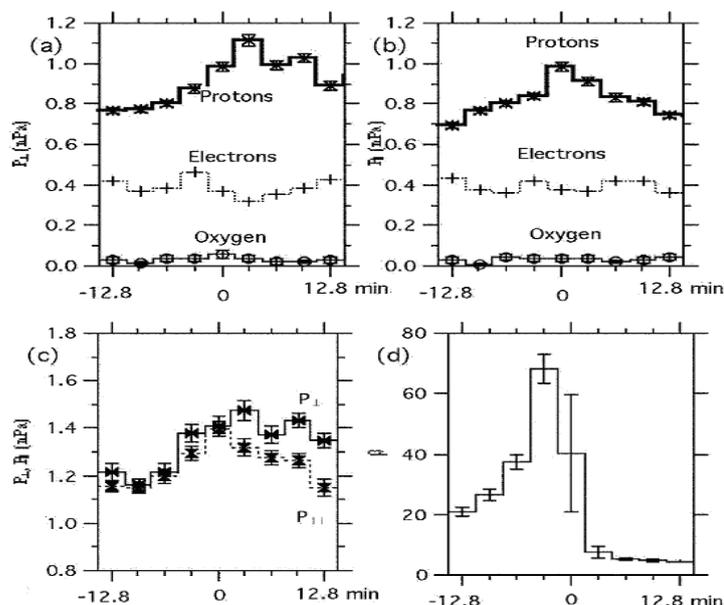


图 1.15 亚暴触发前后质子，电子和氧离子的垂直压强(a)、平行压强(b)，以及总等离子体压强和 β 的变化 (引自 Lui *et al.*, 1992)。

对于近地等离子体片，Lui (1996) 还发现在亚暴触发之前，离子的分布基本是各项同性的，电子具有“捕获”型分布（分布峰值在投掷角为 90° 处）。在触发前几秒，质子出现明显的昏向整体流，电流密度增加。而在亚暴触发后，离子呈现明显的“捕获”分布，而电子变为场向分布，出现明显场向电子束流。

1.5.3 电流片中的小尺度磁场结构

伴随亚暴活动的发展，不仅尾瓣中的磁场强度(e.g., McPherron, 1972)，电流片厚度 (e.g., Sergeev *et al.*, 1990; Baumjohann *et al.*, 1992) 等要发生相应变化，而且在磁尾的电流片中还常常能发生复杂的动态物理过程，形成一些独特的小尺度磁场动力学结构，比如磁重联(e.g. Sonnerup, 1979)和等离子体团/磁绳结构 (e.g. Hughes and Sibeck, 1987; Slavin *et al.*, 1995)。

自从 Dungey (1961) 将磁重联概念引入磁层物理以来，人们往往将空间磁场相互作用导致磁能释放的过程归结为磁重联的发生。如图 1.16 所示，磁场方向互为反平行的尾瓣磁场在等离子体流的带动下，相互靠近，那么这会使得电流片中发生某种物理过程，从而使得磁尾磁场的拓扑结构发生突变，互为反平行的

磁力线在电流片中断开并重新连接形成弯向地向和尾向的磁力线，并伴随地向和尾向的等离子体高速流产生（Angelopoulos et al.,1994）。磁重联也被认为是亚暴能量释放（NENL 模式）的主要过程。

大量观测事实表明磁重联不仅能在磁层顶发生（e.g.Sonnerup,1981; Louarn, et al.,2004b; Nykyri,et al.,2006; Zhang, et al.,2008），而且也能够发生在磁尾电流片中（e.g.Øieroset, et al., 2001; Borg, et al., 2005; Eastwood, et al., 2007）。通常意义上，人们往往把磁尾电流片中 B_z 出现正负两极变化并伴随等离子体地向和尾向高速流的现象作为重联结构的观测特征。

利用 Cluster 卫星（Escoubet et al.,2001）多点对磁重联作精细观测，有学者（Borg et al., 2005; Eastwood et al., 2007）还发现实际磁重联耗散区中是存在四极 Hall 磁场以及双极 Hall 电场的，并伴随强烈的电磁扰动和磁绳结构的形成，这与重联理论(Sonnerup,1979)符合很好。特别最近 Xiao et al.(2006,2007)利用 Cluster 多点探测，发现在通常认为的磁尾重联结构区附近是存在磁零点及磁零点对的，这是对重联理论的支持。但对重联的具体物理过程目前还尚存诸多问题，还需更深入的分析研究。

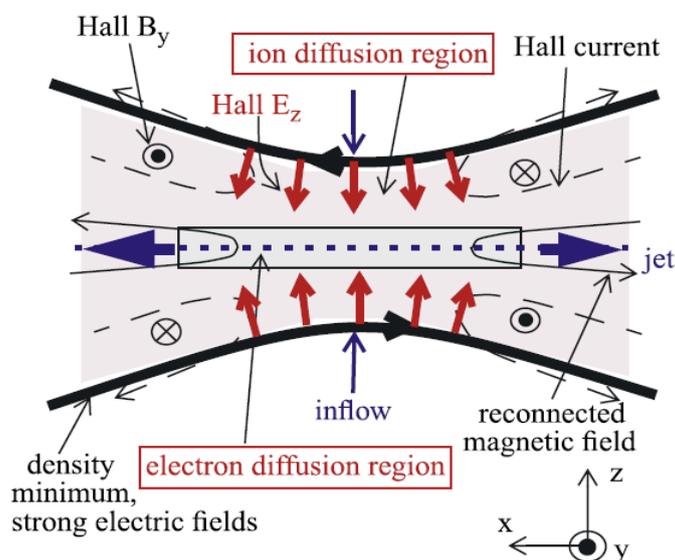


图 1.16 磁重联扩散区的磁场几何结构（引自 Borg et al.,2005）

作为磁重联的产物，具有环状磁场结构的等离子体团也经常发生在磁尾电流片中被观测到（e.g.Hones,1979）。Lui and Meng(1979)还认为无论磁层活动情况如何，

在磁尾总能探测到等离子体团结构。很多等离子体团中含有较强的 B_y 分量 (e.g. Hughes and Sibeck, 1987; Moldwin and Hughes, 1991, 1993; Slavin et al., 1995, 2003a, 2003b), 形成内嵌有强核心场的磁绳结构。等离子体团具有比较复杂的三维磁场结构。如图 1.17 所示, 等离子体团可能会有经典二维的磁环结构 (a), 也有可能是在磁环结构中内嵌螺旋状的磁绳结构 (b), 或者就是螺旋状的磁绳结构 (c), 有观测表明 (Slavin et al., 2003a, 2003b, 2003c) 当等离子体团向尾向方向移动时, 会压缩尾瓣区的磁场, 造成磁场方向出现先北后南的偏转, 形成行进压缩区 (Travelling compression region) (d)。此外, 最近有观测表明, 同样存在有地向运动的等离子体团结构 (Zong et al., 2004)。

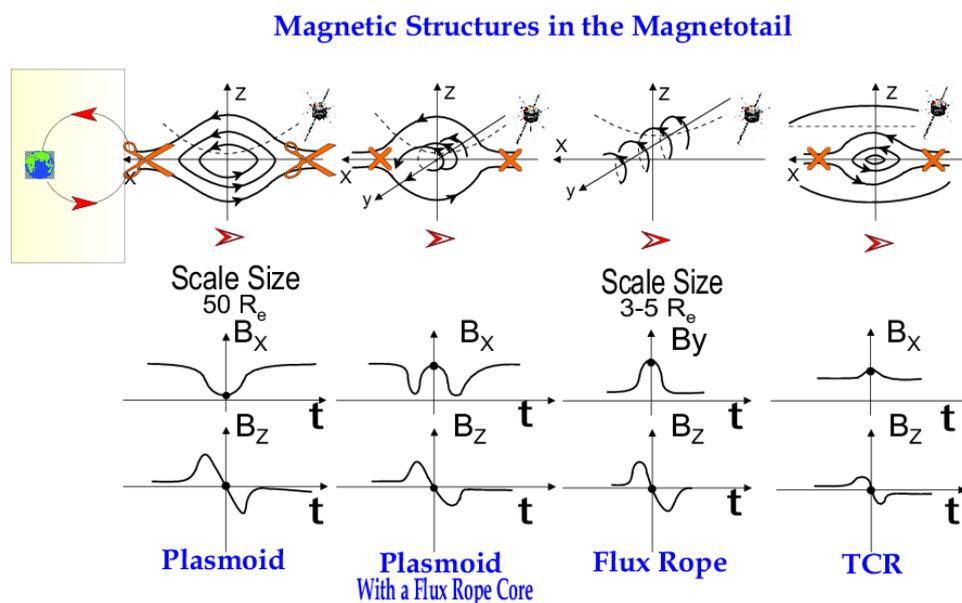


图 1.17 磁尾电流片中等离子体团/磁绳的几种磁场结构 (引自 Zong, et al., 2004)

Petschek (1964) 的重联理论认为, 伴随磁尾重联的发展, 在等离子体边界层处会形成慢激波对。Saito et al., (1995, 1996) 利用 Geotail 卫星 (Nishida, 1994), 在远磁尾的等离子体测量数据和比较严格的事例挑选标准, 发现了好几个满足 Rankin-Hygoniot 物理关系的慢激波事例, 并且其在上游还有电子热通量, 这对于揭示远磁尾重联微观结构提供了重要的物理信息。但是在近地却没有看到这样的慢激波事例, 这表明近地重联的发展行为可能跟远磁尾重联的发展是不一样的, 或者说近地的物理环境抑制了慢激波的发展。

1.6 研究的问题和意义

从以上对磁尾电流片的物理描述可以看到,磁尾电流片是磁尾磁场反向的一个薄片区域,在该处磁场强度非常弱,电流密度很强,等离子体密度和温度都较高。它是各种波动,振荡,等离子体不稳定性以及磁重联容易触发的区域,与磁层亚暴,磁暴等活动有着紧密的物理联系。

磁尾磁场的几何结构是磁尾物理的一个重要方面,其磁场的三维几何结构和分布对深入研究磁尾电流片中等离子体分布,各种宏观和微观不稳定性的发生,磁重联的触发,亚暴和磁暴的发展过程具有决定性的作用。虽然通过以往的单点卫星观测,已经获得对磁尾磁场位形的大致认识,总结出一些经验模式,但由于单颗卫星无法区分磁场的时间和空间变化,所以磁尾磁场的三维几何结构始终无法得到根本性的解决。对磁尾电流片的经典描述是 Harris 磁场模式,然而多年来(尤其自 Cluster 发射以来)对磁尾电流片的探测数据分析显示,电流片的磁场结构往往偏离平衡态的 Harris 模式,经常观测到电流密度双峰或三峰结构(e.g., Sergeev et al., 1993; Hoshino et al., 1996; Runov et al., 2003)。中性片往往很薄,其厚度经常在 500km 左右(约离子的回旋半径尺度)。因此有必要利用 Cluster 多点探测数据对磁尾电流片的精细磁场几何结构(还包括电流片的厚度、维度等)进行实际深入的观测和分析研究,发现其存在的位形特征和变化规律。

利用 Cluster 四点磁场探测数据和相关数据分析方法,本文比较全面地分析了磁尾电流片中磁场的普遍几何结构特性(曲率矢量,曲率半径,密切面法线等),磁压力梯度的大小和方向,磁场矢量的旋转三维特征。并根据电流片中不同的磁场几何结构特性,将电流片分为了标准电流片(第三章),扁平电流片(第四章),倾斜电流片(第五章)。并在第四章中详细分析了扁平电流片中的等离子体物理特性(包括其粒子绝热性,电流的载流子)以及其 B_y 的空间分布特性;在第五章中详细分析了与倾斜电流片紧密相关的电流片拍动过程,探讨了其可能的触发机制。在第六章中,通过观测事实,类比 Harris 电流片,本文得到了拍动电流片的近似磁场分布模式,并据此计算和分析了拍动电流片的相关物理特性。研究磁尾电流片中磁场的分布及其与行星际磁场的关系,这有助于从整体上把握和了解电流片中大尺度磁场的分布特性及其统计规律,在第七章中,本文统计研究了电

流片中磁场及其分量的频次分布,给出了其平均值和出现概率在方位方向上的分布,及其与行星际磁场的统计关系。

第二章 卫星计划和数据分析方法

2.1 Cluster 及双星计划

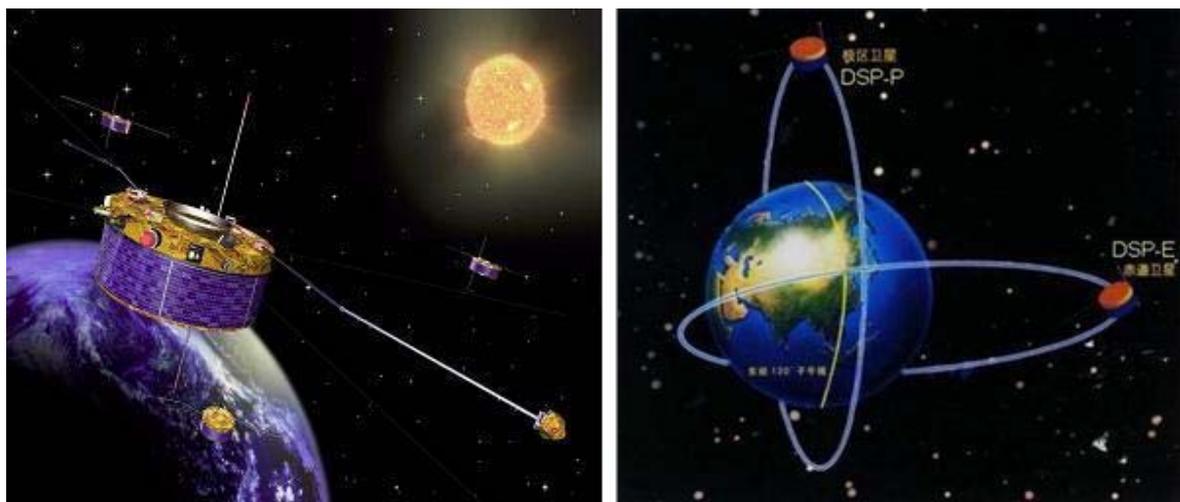


图 2.1 Cluster 计划（左图）和双星计划（右图）示意图

2.1.1 Cluster 计划

对于空间磁层物理研究而言，单颗卫星的探测很难区分物理量的时间和空间变化，这极大限制了磁层物理的深入发展。为深入探测地球磁层空间的物理特性，欧空局（ESA）于 2000 年 7 月 16 日发射了 Cluster 卫星簇探测计划。Cluster 卫星族包括了四颗相距很近的卫星（C1-Rumba, C2-Salsa, C3-Samba, C4-Tango），每颗卫星上都搭载了 11 台完全一样的有效科学载荷，如图 2.1（左）。Cluster 轨道的近地点为 $4R_E$ ，远地点为 $19.6R_E$ ，倾角约为 90° ，其轨道周期约为 57 小时。Cluster 的主要科学目标是研究磁层关键区域——太阳风和弓激波，磁层顶，极盖区，磁尾以及极光带区中的小尺度磁场、等离子体三维结构。随地球的公转运动，Cluster 可以每年周期性地“扫过”这些关键的磁层区域。到目前为止，Cluster 仍在成功运行，取得了大量有价值的科学数据和成果。

Cluster 卫星的有效载荷包括：

1. Cluster电子漂移仪器 (EDI), 可以高精度和敏感度地来测量电场和磁场的垂直梯度;
2. 宽带等离子体波探测 (WBD), 对 25Hz到 577kHz内电场和磁场扰动进行高分辨测量
3. Cluster数字化波处理器(DWP), 探测频率从DC直至 100kHz的电磁波;
4. Cluster电场和波实验仪(EFW), 测量电场和密度波动, 采样率 36000 次/秒, 可用来确定电子密度和温度。其注意事项及数据说明可见其主页网站 <http://www.cluster.irfu.se/efw/data/>;
5. 共振探测器与波分析仪(WHISPER), 主要绝对测量在 $0.2-80\text{cm}^{-3}$ 范围内的全部等离子体密度;
6. Cluster离子谱仪(CIS), 其包括了热离子分析器(HIA)和飞行时间离子成分与分布函数分析器(CODIF)。其中HIA主要探测 $\sim 5\text{eV/e}-32\text{keV/e}$ 能段内热离子的数密度, 温度, 速度, 有较高的角分辨率 ($\sim 5.6^\circ \times 5.6^\circ$), 适合分析热离子流和太阳风。而CODIF可以分辨离子的种类, 主要探测 $\sim 0-38\text{keV/e}$ 能段内各类离子的数密度, 温度, 速度, 其角分辨率为 $\sim 11.2^\circ \times 22.5^\circ$ 。其注意事项及数据说明可见其主页网站 (<http://cluster.cesr.fr:8000/public/spectro/index.php?vue=SCI>);
7. 粒子成像探测仪(RAPID), 探测 20-400keV的电子, 40-1500keV的质子和 ($10\text{keV}-1500\text{keV}$) /单位原子量的重离子等超热等离子体的分布;
8. Cluster磁通门磁强计 (FGM), 以高时间分辨率精确测量磁场 (每秒采集 67 次, 精度能达 8 pT);
9. 电子电流 (PEACE) 仪, 测量 0.59 eV - 26.4 keV 能量范围内电子的密度和三维速度的分布, 其角分辨率为 $\sim 2.8^\circ \times 5.3^\circ$ 。其注意事项及数据说明可见其主页网站 (http://www.mssl.ucl.ac.uk/www_plasma/missions/cluster/ 或者 <http://cluster2.space.swri.edu/>);
10. Cluster场波动时空分析实验(STAFF), 测量最高频率达 4kHz的磁场波动;
11. 主动卫星电位控制(ASPOC)仪, 控制卫星电位,离子流。

对于这些科学载荷的详细工作原理和初步科学运行状况, 可参见 Space Science Reviews 79: 11-658, 1997, 以及 Annales Geophysicae 19: 1195-1730, 2001。

所有经过校正后的Cluster科学数据, 都可以在CAA (Cluster Active Archive)

网站下载 (<http://caa.estec.esa.int/caa/home.xml>)。

Cluster 的卫星间距和立体结构是随时间不断演化的。了解其间距演化信息对于磁层磁场结构的分析尤为重要。当卫星间距较小时（小于磁场结构特征尺度），Cluster 四点探测可以较好地分辨局地磁场的三维结构。而当卫星间距较大时，Cluster 四点同步探测可以探索磁场的大尺度分布特性。图 2.2 给出了 Cluster 卫星间距随时间的演化。

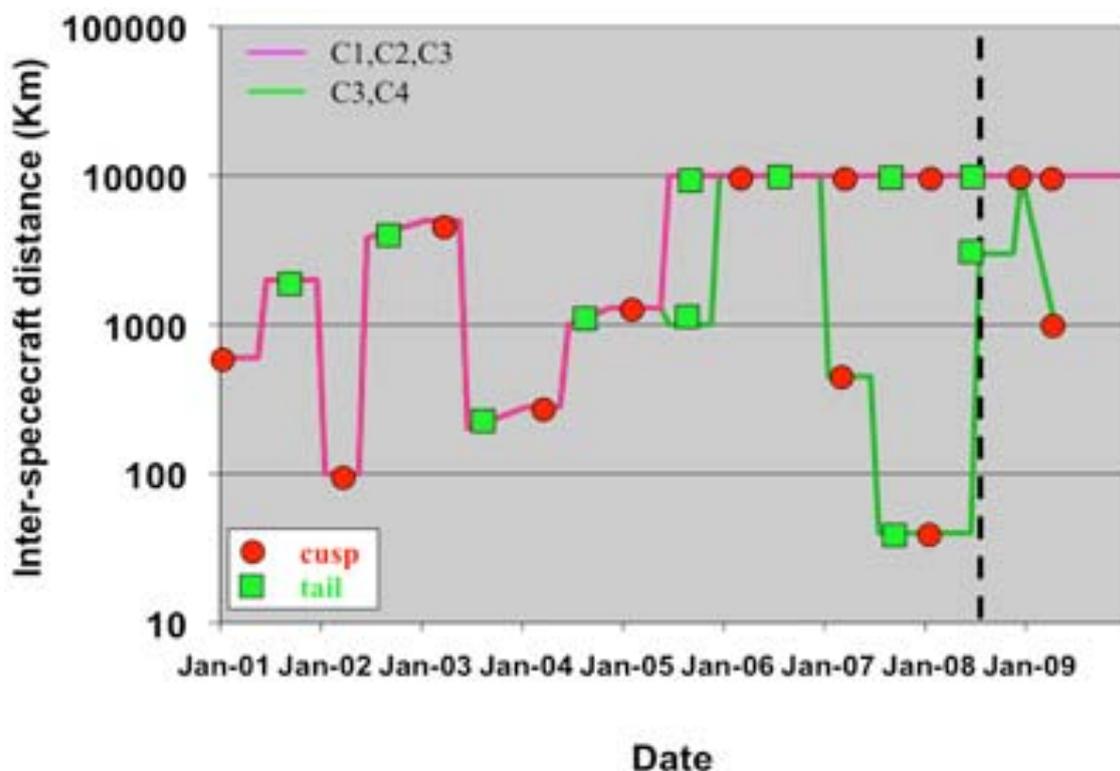


图 2.2 Cluster 卫星间距随时间的演化

图 2.3 还给出了 2001 年—2008 年期间，Cluster 四面体在午夜区磁尾电流片中的三维立体结构的变化。

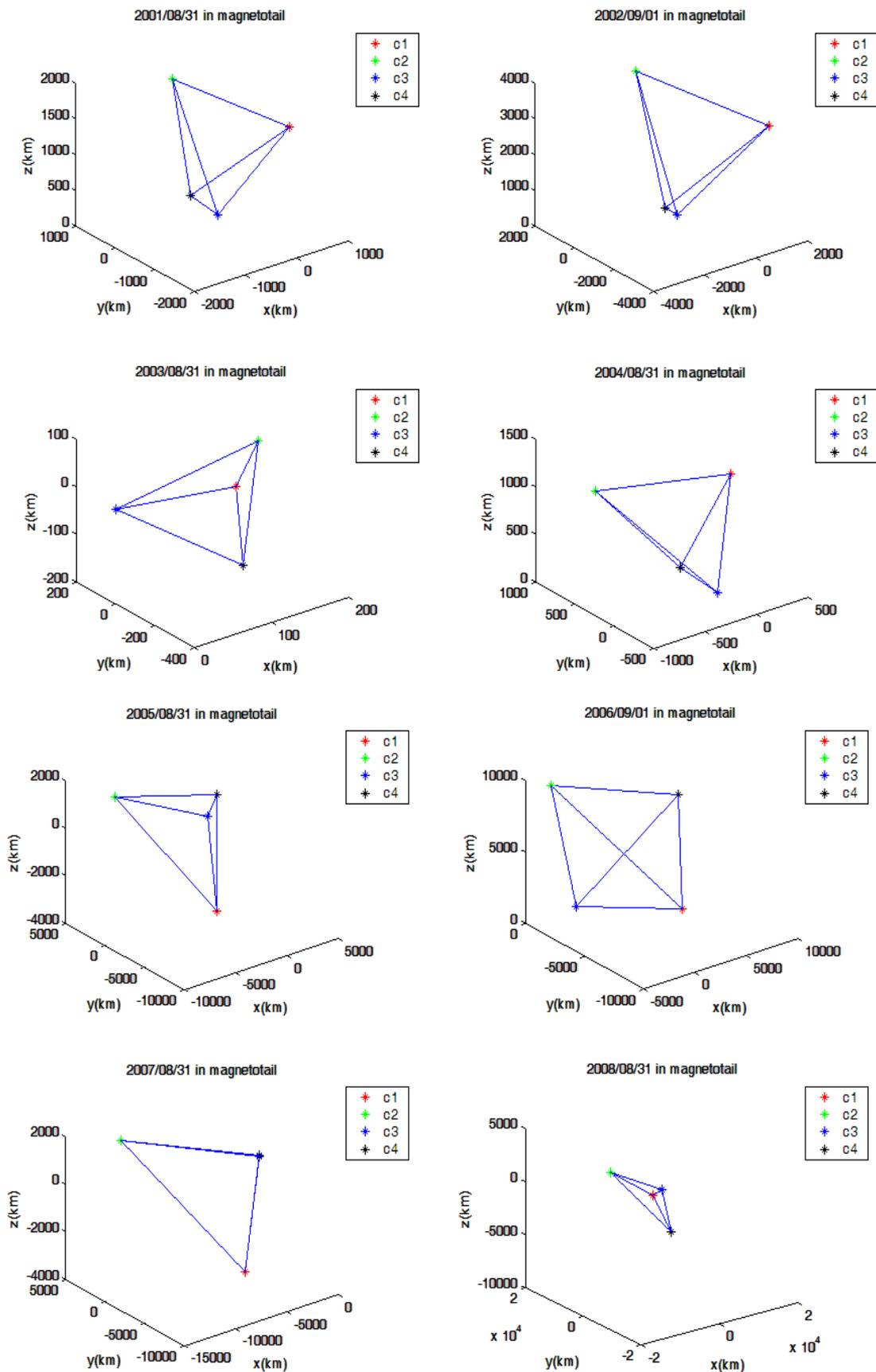


图 2.3 2001 年—2008 年期间，Cluster 四面体在磁尾的空间结构

2.1.2 双星计划 (Double Star Plan)

双星计划是由我国科学家刘振兴院士提出的 (Liu et al.,2005), 它是我国首次空间科学的探测计划。双星计划包括了赤道星——探测一号 (TC-1) 和极轨星——探测二号 (TC-2)。如图 2.1 (右) 所示, 这两颗卫星运行于当前国际日地空间物理计划(ISTP)卫星所不能覆盖的近地磁层空间主要活动区域, 其主要科学目标包括 1) 太阳风能量是如何进入弓激波, 磁层顶, 极尖区和等离子体边界层等磁层边界层的; 2) 磁层顶和近地磁尾的重联过程; 3) 磁层顶, 磁尾以及极光椭圆区等离子体的加速过程; 4) 磁尾中亚暴的活动过程及其触发位置; 5) 研究地磁暴及其对磁层、电离层的影响。表 2.1 列出了双星的详细轨道参数 (Liu et al.,2005;Shen and Liu,2005)。

表 2.1 双星轨道参数

卫星参数	TC-1 (2004 年 7 月 26 日)	TC-2 (2004 年 7 月 27 日)
轨道类型	椭圆	椭圆
近地点距地心	6898.97km	7065.376km
远地点距地心	85358.80km 或 13.4Re	44601.424km 或 7.0Re
轨道倾角	28.2°	90.122°
开普勒周期	27.3885 小时	11.478 小时
自旋	14.69 转/分钟	14.79 转/分钟
自旋方向	与黄道面成 89.9°	与黄道面成 89.5°
质量	336.5kg	343kg
功率	~300W	~306W
发射日期	世界时, 2003/12/29 19:06	世界时, 2004/07/25 15:05
预计寿命	超过 18 个月	超过 12 个月

双星各搭载了 8 台有效科学载荷仪器。在表 2.2 中简要列出了其载荷相关信息 (Liu et al.,2005)。

表 2.2 双星科学载荷

TC-1 载荷仪器	TC-2 载荷仪器
主动卫星电位控制(ASPOC)仪, 控制卫星电位,离子流	中性原子成像仪(NUADU), 探测 45keV—300keV 能段范围内的中性原子
磁通门磁强计 (FGM), 每秒采集 22 次	磁通门磁强计 (FGM), 每秒采集 22 次
电子电流仪 (PEACE), 测量 1 eV - 25 keV 能段范围内的电子	电子电流仪 (PEACE), 测量 1 eV - 25 keV 能段范围内的电子
热离子分析仪(HIA), 测量 5eV - 32 keV 能段范围内的离子	低能离子探测器 (LEID), 测量 50 eV—25keV 能段范围内的离子
场波动时空分析仪(STAFF), 测量频率范围在 0—4kHz 范围内的波动。	低频波探测器 (LFEW), 测量频率范围在 8 Hz—10 kHz 范围内的波动。
高能电子探测器 (HEED), 探测 0.2MeV—10 MeV 能段范围内的电子微分通量	高能电子探测器 (HEED), 探测 0.2MeV—10 MeV 能段范围内的电子微分通量
高能质子探测器(HEPD), 探测 3MeV—400MeV 能段范围内的质子微分通量	高能质子探测器(HEPD), 探测 3MeV—400MeV 能段范围内的质子微分通量
重离子探测器(HID), 探测 10MeV—8GeV 能段范围内的重离子微分通量	重离子探测器(HID), 探测 10MeV—8GeV 能段范围内的重离子微分通量

2.1.3 联合探测

双星不仅自身能形成研究地球空间暴多时空尺度过程的探测体系, 还能与 Cluster 四点探测配合对整个近地磁层空间形成两点加一“团”的配合观测。

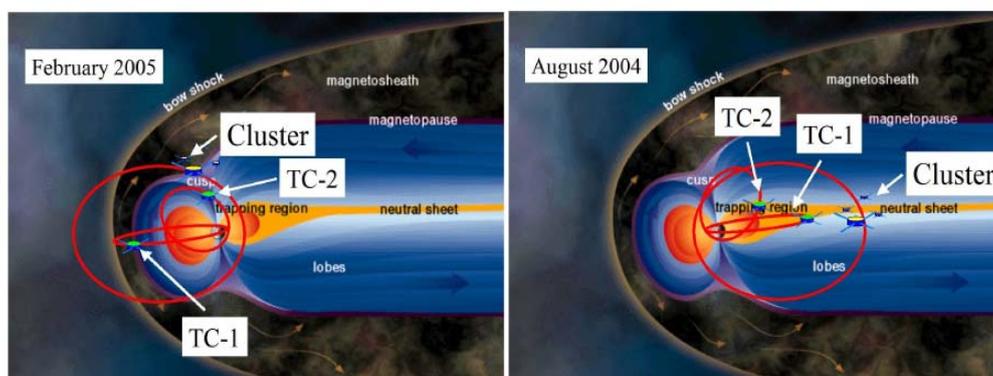


图 2.4 在冬季(左图)和夏季(右图)时, 双星与 Cluster 的轨道(引自 Liu et al.,2005)

如图 2.4, 在冬季 (左图), 双星可以和 Cluster 联合观测向阳面磁层顶, 弓激波中的物理过程。Cluster 在高纬, TC-1 在低纬, TC-2 在极尖区。可以多点探测向阳面磁层顶太阳风能量输入过程。而在夏季 (右图), 双星可以和 Cluster 联合探测近地磁尾中的物理过程。Cluster 大约在磁尾下游 $\sim 19 R_E$ 处, TC-1 在磁尾下游 $\sim 13 R_E$ 处, TC-2 可以探测环电流和极尖区, 这样可以多点大尺度地联合观测地球磁尾动力学的物理过程。表 2.3 列出了联合观测的详细信息。

表 2.3 双星和 Cluster 的联合探测

磁层过程	TC-1 探测区域	TC-2 探测区域	Cluster 探测区域
磁暴/亚暴 (夏季)	近地等离子体片 (远地点在午夜区, $X \sim -13.4 R_E$)	极光椭圆带/极盖区/环电流(远地点在午夜区)	等离子体片 ($X \sim -20 R_E$) 和环电流 ($X \sim 4 R_E$)
磁层边界层过程	向阳面低纬边界层(远地点在正午处, $X \sim -13.4 R_E$)	极光椭圆带/极盖区/极尖区(远地点在正午处)	太阳风/弓激波/磁鞘/极尖区/高纬边界层
弓激波压缩	太阳风/弓激波/磁鞘/低纬边界层/辐射带/环电流(远地点在正午处)	极光椭圆带/极盖区/极尖区(远地点在正午处)	太阳风/弓激波/磁鞘/极尖区/高纬边界层
太阳风能量到磁层的传输过程	磁鞘/低纬边界层/等离子体片(远地点在晨/昏处)	极光椭圆带/极盖区/极尖区(远地点在晨/昏处)	磁鞘/晨侧或昏侧处的磁层顶边界层

在第五章节中, 本文将利用 TC-1 与 Cluster 联合观测来研究磁尾电流片的拍动过程。目前双星计划已基本结束, 但 Cluster 还将与 THEMIS (Burch and Angelopoulos, 2009) 计划配合, 继续深入探测磁层动力学过程。

2.2 数据分析方法

单点卫星探测很难区分磁场的时间和空间变化,无法清楚探测磁场的三维结构。利用 Cluster 四点同步探测,可以区分磁场的时空变化,得到磁场的三维结构。此节介绍整篇论文所主要涉及到的 Cluster 数据分析方法,具体介绍如下。

2.2.1 磁场曲率分析(Shen et al., 2003)

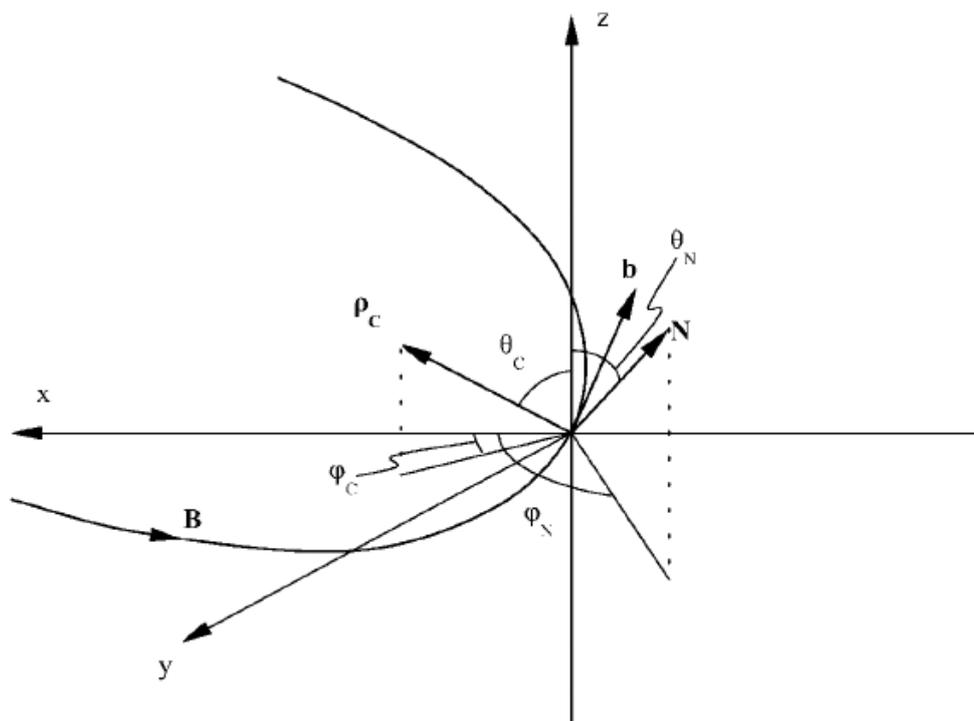


图 2.5 磁场空间几何结构示意图(引自 Shen et al.,2003)

Shen et al., (2003) 提出了磁场曲率分析方法,根据此方法可以确定磁力线的三维结构,其中包括曲率方向,曲率半径大小,副法线方向等,如图 2.5 所示。磁场曲率定义为:

$$\bar{\rho}_c = \frac{\partial \bar{b}}{\partial s} = (\bar{b} \cdot \nabla) \bar{b} \quad (2.1)$$

其中 s 为局地磁力线的弧长, \bar{b} 为磁场的单位矢量 ($\bar{b} = \bar{B}/B$)。对等式 $\bar{b} \cdot \bar{b} = 1$ 进

行微分,容易得到: $\bar{b} \cdot \frac{\partial \bar{b}}{\partial s} = \bar{b} \cdot \bar{\rho}_c = 0$ 。显然曲率方向是与磁场方向是相垂直的。

相应磁力线副法线单位矢量 \bar{N} 可定义为:

$$\bar{N} = \frac{\bar{b} \times \bar{\rho}_c}{|\bar{b} \times \bar{\rho}|} \quad (2.2)$$

显然, 磁场方向, 曲率方向以及副法线方向这三者互相垂直, 能构成局地磁力线直角坐标系, 唯一地确定磁力线的三维几何结构。若磁力线结构为二维平面曲线, 则沿磁力线仅曲率方向会发生逐点变化, 而副法线方向在各点基本平行或反平行于同一方向。若在某处磁力线结构出现扭曲, 则在该处附近的副法线方向会出现明显的空间变化。

由于卫星能直接测量磁场的大小和方向, 所以确定磁场空间结构的关键就归结为如何利用多点磁场数据求出磁场的曲率大小和方向。

将 (2.1) 进一步展开为

$$\rho_{cj} = B^{-2} B_i \nabla_i B_j - B^{-4} B_j B_i B_l \nabla_i B_l \quad (2.3)$$

其中下标 i, j, l 分别为矢量在 GSM 坐标系下的三个独立分量。

显然, 若能求出磁场梯度 $\nabla \bar{B}$, 那么磁力线曲率便可求出。利用 Cluster 四点磁场探测, Harvey (1998) 提出的最小方差方法以及 Chanteur (1998) 提出的线性插值方法都可以用来求解 Cluster 四面体中心处的磁场梯度, 也就是 $(\nabla \bar{B})_c$ 。这两种方法被证明其实是等效的 (Chanteur and Harvey, 1998)。Shen et al., (2003) 利用 Taylor 展开构造了新的最小方差方法来求磁场梯度 $(\nabla \bar{B})_c$, 其具体分析如下:

在某一特定时刻, Cluster 四颗卫星的空间位矢为 $\bar{r}_\alpha (\alpha = 1, 2, 3, 4)$, 其相应探测到的磁场矢量为 $\bar{B}_\alpha (\alpha = 1, 2, 3, 4)$ 。不失一般性, 令 Cluster 四面体中心的位矢为

$$\bar{r}_c = \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^4 \bar{r}_\alpha = 0, \quad \text{那么, 在任一卫星的磁场分量可对四面体中心作 Taylor 展开,}$$

得到

$$B_{\alpha i} = B_{ci} + (\partial_j B_i)_c (r_{\alpha j} - r_{cj}) + O(r_{\alpha j} - r_{cj})^2 = B_{ci} + G_{ij} r_{\alpha j} + O(r_{\alpha j} - r_{cj})^2 \quad (2.4)$$

其中, $G_{ij} = (\partial_j B_i)_c$ 为 Cluster 四面体中心处的磁场梯度。

为保证 G_{ij} 的误差最小, 且满足磁场无散, 可构造磁场方差为:

$$S = \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^4 [(B_{ci} - B_{ci}) - G_{ij} r_{cj}]^2 + 2\lambda G_{ii} \quad (2.5)$$

实际，仅需要方差 S 最小就可满足 G_{ij} 的误差最小。

对 S 求变分，得到，当

$$\delta S / \delta B_{ci} = 0, \quad \delta S / \delta G_{ij} = 0, \quad \delta S / \delta \lambda = 0 \text{ 时, } S \text{ 取极小。}$$

相应得到：

$$B_{ci} = \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^4 B_{ci}, \quad G_{ij} = G_{ij}^0 + \lambda R_{ij}^{-1}. \quad (2.6)$$

$$\text{其中, 体积张量 } R_{kj} = \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^4 r_{\alpha k} r_{\alpha j}, \quad G_{ij}^0 = \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^4 B_{ci} r_{\alpha k} R_{kj}^{-1}, \quad \text{拉氏乘数 } \lambda = -G_{ii}^0 / R_{ii}^{-1}.$$

求出了磁场梯度 $(\nabla \bar{B})_c$ ，实际也就求出了电流密度 $\mu_0^{-1} \nabla \times \bar{B}$ ，磁场大小的梯度 ∇B 和曲率的大小及其方向。值得注意的是磁力线绕率的计算涉及到磁场的二阶梯度的计算（需要十点同步探测），这里就不作探讨了。关于 $(\nabla \bar{B})_c$ 计算的误差分析，可参见 Shen et al., (2003) 的附录 C。本文在以下章节中将采用 Shen et al., (2003) 提出的方法来求解磁场梯度 $(\nabla \bar{B})_c$ 。

2.2.2 磁旋转分析方法 (MRA) (Shen et al., 2007a)

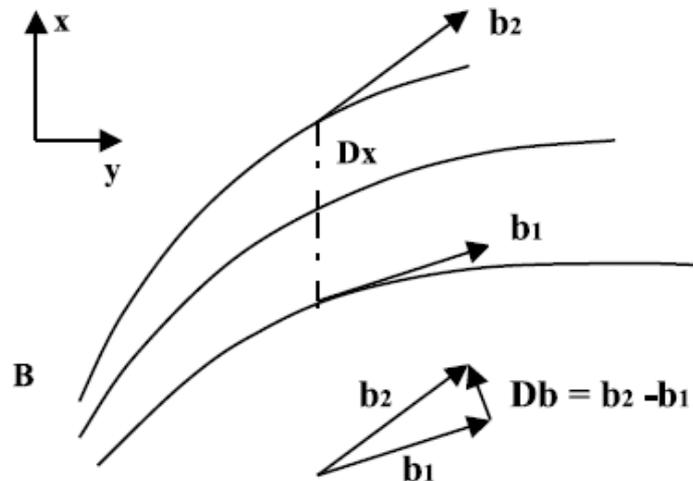


图 2.6 沿 x 方向，磁场方向发生旋转变化的示意图（引自 Shen et al., 2007a）

一般来说，沿某一方向上，磁场的方向是变化的，其磁场结构会出现旋转。如图 2.6 所示，磁场单位矢量 \bar{b} 沿 x 方向出现旋转，其在某处沿 x 方向的磁场旋转率为：

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta \bar{b}}{\Delta x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\bar{b}_2 - \bar{b}_1}{\Delta x} = \partial_x \bar{b} \quad (2.7)$$

将其推广到一般情况，在某处沿任意单位方向 \bar{e} 的磁场旋转率可写为：

$$(\bar{e} \cdot \nabla) \bar{b} = e_x \partial_x \bar{b} + e_y \partial_y \bar{b} + e_z \partial_z \bar{b} \quad (2.8)$$

相应其磁旋转率的平方为：

$$I^{(e)} = |(\bar{e} \cdot \nabla) \bar{b}|^2 = e_i e_j (\nabla_i b_l \nabla_j b_l) = e_i e_j S_{ij} \quad (2.9)$$

其中对称矩阵 $S_{ij} = \nabla_i b_l \nabla_j b_l$ 称为磁旋转张量。

通过坐标旋转，容易将对称矩阵 S_{ij} 对角化，得到：

$$T_{li}^{-1} S_{ij} T_{jm} = \mu_l \delta_{lm} \quad (2.10)$$

其中， $T_{ii}^{-1} = T_{ii}$ ， T_{il} 为坐标旋转矩阵，表示 GSM 的坐标基矢在新坐标系下的转化。(2.10) 可改写为：

$$S_{ij} = T_{li} \mu_l \delta_{lm} T_{jm}^{-1} = \mu_l T_{li} T_{lj} \quad (2.11)$$

将 (2.11) 带入 (2.9)，得到：

$$I^{(e)} = e_i e_j \mu_l T_{li} T_{lj} = \mu_l (\cos \alpha_l)^2 = \mu_1 (\cos \alpha_1)^2 + \mu_2 (\cos \alpha_2)^2 + \mu_3 (\cos \alpha_3)^2 \quad (2.12)$$

其中， μ_1, μ_2, μ_3 为磁旋转张量 S_{ij} 的本征值 ($\mu_1 \geq \mu_2 \geq \mu_3$)， $l(l=1,2,3)$ 分别为其对应的本征基矢。 α_l 为方向 \bar{e} 与本征方向 $l(l=1,2,3)$ 之间的夹角。

容易证明：

$$\mu_l \geq I^{(e)} \geq \mu_3 \quad (2.13)$$

根据曲率定义 (2.1)，沿磁力线方向的磁旋转率即为磁力线的曲率大小

$$\rho_c = \sqrt{I^{(b)}} = \sqrt{\mu_l (\cos \gamma_l)^2} \quad (2.14)$$

其中 $\gamma_l(l=1,2,3)$ 为磁场方向与三个本征方向之间的夹角。

相应磁力线的曲率半径为

$$R_c = \rho_c^{-1} = [\mu_l (\cos \gamma_l)^2]^{-1} \quad (2.15)$$

下面将主要介绍如何用 Cluster 四点磁场数据，求解磁场方向的旋转率。

Cluster 四点卫星的空间位矢为 r_α ($\alpha = 1, 2, 3, 4$)，在某时刻探测到的磁场单位矢量为 \bar{b}_α ($\alpha = 1, 2, 3, 4$)。同样不失一般性，令其四面体中心的空间坐标为零，也就是

$$\bar{r}_c = \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^4 \bar{r}_\alpha = 0 \quad (2.16)$$

将四点磁场单位矢量 \bar{b}_α 对 Cluster 四面体中心作 Taylor 展开，得到：

$$b_{ai} = b_{ci} + (\partial_j b_i)_c r_{cj} + \frac{1}{2} (\partial_j \partial_k b_i)_c r_{cj} r_{ak} + \dots \quad (2.17)$$

将 (2.17) 平均后，得到：

$$b_{ci} = \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^4 b_{ai} - \frac{1}{2} (\partial_j \partial_k b_i)_c \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^4 r_{cj} r_{ak} + \dots = \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^4 b_{ai} - (L/D)^2 O + \dots \quad (2.18)$$

其中， L 为 Cluster 四面体的空间尺度，而 D 为磁场结构的空間尺度。

为求出磁场方向的旋转率，可对(2.17)两边同时乘 r_{ai} ，并作平均，得到：

$$\frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^4 b_{ai} r_{ai} = (\partial_j b_i)_c \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^4 r_{cj} r_{ai} + \frac{1}{2} (\partial_j \partial_k b_i)_c \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^4 r_{cj} r_{ak} r_{ai} + \dots$$

这样求得磁旋转率为

$$(\partial_j b_i)_c = \frac{1}{4} R_{jl}^{-1} \sum_{\alpha=1}^4 b_{ai} r_{ai} - \frac{1}{8} (\partial_j \partial_k b_i)_c R_{jl}^{-1} \sum_{\alpha=1}^4 r_{cj} r_{ak} r_{ai} + \dots = g_{ij} + (L/D^2) O \quad (2.19)$$

其中，体积张量 $R_{jl} = \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^4 r_{cj} r_{ai}$ ， $g_{ij} = \frac{1}{4} R_{jl}^{-1} \sum_{\alpha=1}^4 b_{ai} r_{ai}$ 。

所以磁旋转张量

$$(S_{ij})_c = (\partial_i b_l \partial_j b_l)_c = g_{li} g_{lj} + (L/D^3) O \quad (2.20)$$

进一步对其本征值，本征方向计算的误差分析，可详见 Shen et al., (2007a) 的附录 C。

2.2.3 时间分析法(Timing analysis)(Schwartz,1998)

根据 Cluster 四点探测某磁场结构特征的先后时序，可以分析空间磁场结构的法向及其速度。下面将以 Cluster 磁尾穿越电流片为例，介绍如何利用时间分析法来求解电流片的法向及其法向速度。

Cluster 四点卫星 C1,C2,C3,C4 的空间位矢在 GSM 坐标系下分别为 $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4$ 。其穿越电流片的时间 (B_x 反向) 分别为 t_1, t_2, t_3, t_4 。假设在 Cluster 穿越电流片期间，空间结构不变化。设相对于 Cluster，电流片的法向速度为 \vec{V} 。那么对于任何两颗卫星而言，其卫星间距，穿越电流片的时间差及电流片法向速度满足关系

$$\vec{r}_{ij} \cdot \vec{V} / V^2 = t_{ij} \quad (2.21)$$

其中， $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$ ， $t_{ij} = t_i - t_j$ 。

不失一般性，以 C3 为参考点，则将 (2.21) 展开，得到

$$\begin{pmatrix} r_{13x} & r_{13y} & r_{13z} \\ r_{23x} & r_{23y} & r_{23z} \\ r_{43x} & r_{43y} & r_{43z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_x V^{-2} \\ V_y V^{-2} \\ V_z V^{-2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{13} \\ t_{23} \\ t_{43} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

(2.22) 可进一步简化得到：

$$\begin{pmatrix} V_x V^{-2} \\ V_y V^{-2} \\ V_z V^{-2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{13x} & r_{13y} & r_{13z} \\ r_{23x} & r_{23y} & r_{23z} \\ r_{43x} & r_{43y} & r_{43z} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} t_{13} \\ t_{23} \\ t_{43} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

这样，即可求出电流片法向速度 \vec{V} 。将电流片法向速度归一化，可得电流片的法向 $\vec{n} = \frac{\vec{V}}{V}$ 。

为保证时间分析法的有效性，首先应确保四颗卫星都要先后探测到某一磁场结构的特征信号（比如穿越电流片时 B_x 的反向信号）。其次，四颗卫星在穿越磁场结构期间，其卫星间距应基本不变。此外，由于时间分析法假设的是在 Cluster 空间尺度内，磁场结构为一平面结构，所以卫星间距尺度不能太大（应小于磁场结构的变化尺度），否则将无法分辨磁场结构表面的小尺度变化。

2.2.4 旋度计原理 (Curlometer method) (Dunlop et al.,2002)

在 2.2.1 节, 我们介绍了利用 Taylor 展开和最小方差的方法求解磁场梯度, 一般性地求出了磁场的旋度和散度。此处, 将介绍另一种计算电流密度的方法——旋度计原理 (Dunlop et al.,2002)。

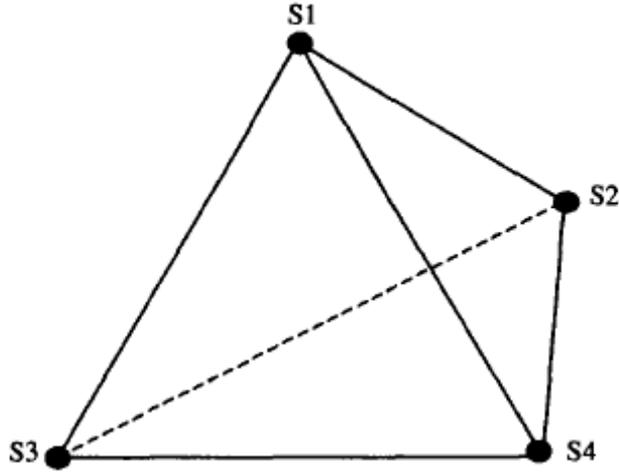


图 2.7 Cluster 四面体的空间结构

如图 2.7, 假定 Cluster 四面体内电流密度为恒定, 磁场 \vec{B} 满足线性空间变化, 那么可根据安培定律

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (2.24)$$

来求出电流密度。具体步骤如下。

以 S1, S2, S3 三点构成积分平面 S_A , 取面积分, 得到:

$$\mu_0 \vec{j} \cdot \int_A d\vec{S} = \int \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad (2.25)$$

其中, $\vec{S}_A = \frac{1}{2}(\vec{r}_{12} \times \vec{r}_{13})$, $\vec{r}_{12} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$, $\vec{r}_{13} = \vec{r}_3 - \vec{r}_1$ 。

由 (2.25) 可近似得:

$$\frac{1}{2}(\vec{r}_{12} \times \vec{r}_{13}) \cdot \mu_0 \vec{j} \approx \frac{(\vec{B}_1 + \vec{B}_2)}{2} \cdot \vec{r}_{12} + \frac{(\vec{B}_2 + \vec{B}_3)}{2} \cdot \vec{r}_{23} + \frac{(\vec{B}_3 + \vec{B}_1)}{2} \cdot \vec{r}_{31} \quad (2.26)$$

考虑到 $\vec{r}_{23} = \vec{r}_3 - \vec{r}_2 - \vec{r}_1 + \vec{r}_1 = -\vec{r}_{31} - \vec{r}_{12}$, 由 (2.26) 化简得到

$$(\vec{r}_{12} \times \vec{r}_{13}) \cdot \mu_0 \vec{j} \approx \Delta \vec{B}_{13} \cdot \vec{r}_{12} - \Delta \vec{B}_{12} \cdot \vec{r}_{13} \quad (2.27)$$

其中, $\Delta \vec{B}_{13} = \vec{B}_1 - \vec{B}_3$, $\Delta \vec{B}_{12} = \vec{B}_1 - \vec{B}_2$ 。

通过 (2.27), 我们仅求出了电流密度 \vec{j} 在平面 S_A 上的投影。所以要求出 \vec{j} 的三个分量, 只需如 (2.27) 一样得到 \vec{j} 在另外两个平面上的投影方程, 那么联立这三个方程, 即可在磁场近似空间线性变化的情况下将电流密度的三个分量求出。

为了表针电流密度的计算准确度, 往往还需要计算磁场的散度 $\nabla \cdot \vec{B}$:

应用 Gauss 定律, 得到

$$\int_V \nabla \cdot \vec{B} dV = \oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (2.28)$$

在 Cluster 这个四面体内, 由于磁场满足空间线性变化, 那么 $\nabla \cdot \vec{B}$ 基本恒定,

那么由 (2.28) 可得到:

$$\langle \nabla \cdot \vec{B} \rangle V = \sum_{i=1}^4 \vec{A}_i \cdot \vec{B}_{mi} \quad (2.29)$$

其中 V 为 Cluster 四面体的体积, $V = \frac{1}{6} \vec{r}_{14} \cdot (\vec{r}_{12} \times \vec{r}_{13})$ 。对于 S1,S2,S3,组成的平面

$\vec{A}_1 = \frac{1}{2} (\vec{r}_{12} \times \vec{r}_{13})$, 磁场 \vec{B} 在其平面内的投影可近似为

$$\vec{B}_{m1} = \frac{\vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \vec{B}_3}{3} \quad (2.30)$$

那么 (2.29) 可进一步化简为:

$$\begin{aligned} \langle \nabla \cdot \vec{B} \rangle \vec{r}_{14} \cdot (\vec{r}_{12} \times \vec{r}_{13}) &= (\vec{r}_{12} \times \vec{r}_{13}) \cdot (\vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \vec{B}_3) + (\vec{r}_{14} \times \vec{r}_{12}) \cdot (\vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \vec{B}_4) \\ &+ (\vec{r}_{24} \times \vec{r}_{23}) \cdot (\vec{B}_3 + \vec{B}_2 + \vec{B}_4) + (\vec{r}_{13} \times \vec{r}_{14}) \cdot (\vec{B}_1 + \vec{B}_3 + \vec{B}_4) \end{aligned} \quad (2.31)$$

将 $\vec{r}_{24} = \vec{r}_4 - \vec{r}_2 + \vec{r}_1 - \vec{r}_1 = \vec{r}_{14} - \vec{r}_{12}$, $\vec{r}_{23} = \vec{r}_{13} - \vec{r}_{12}$, 带入上式, 得到

$$\langle \nabla \cdot \vec{B} \rangle \vec{r}_{14} \cdot (\vec{r}_{12} \times \vec{r}_{13}) = (\vec{r}_{12} \times \vec{r}_{13}) \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_4) + (\vec{r}_{14} \times \vec{r}_{12}) \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_3) + (\vec{r}_{13} \times \vec{r}_{14}) \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) \quad (2.32)$$

(2.32) 也可简写为:

$$\langle \nabla \cdot \vec{B} \rangle \vec{r}_{14} \cdot (\vec{r}_{12} \times \vec{r}_{13}) = \sum_{cycle} (\vec{r}_{1\alpha} \times \vec{r}_{1\beta}) \cdot (\Delta \vec{B}_{1\gamma}) \quad (\alpha, \beta, \gamma = 2, 3, 4) \quad (2.33)$$

其中, (2.33) 右端项, 偶排列为正, 奇排列为负。

这样就可由 (2.33) 把磁场的平均散度求出。由于磁场的非线性空间变化往

往会使得通过线性插值计算得到的磁场散度并不为零。所以不少学者

(e.g., Dunlop et al., 2002) 经常使用无量纲数 $\frac{|\nabla \cdot \vec{B}|}{|\nabla \times \vec{B}|}$ 来度量旋度计方法计算电流

密度的误差。若 $\frac{|\nabla \cdot \vec{B}|}{|\nabla \times \vec{B}|}$ 越大, 说明电流密度的计算误差越大, 磁场的非线性空间

变化越明显。

第三章 标准电流片的磁场结构

3.1 引言

在未获得磁尾电流片真实结构之前，人们对电流片的磁场结构进行了大量理论分析，发展起来一系列平衡态解析电流片模型。并从这些解析电流片模型出发，讨论电流片中可能的动态物理行为，例如磁重联，等离子体不稳定性，波动等等。然而磁尾电流片中真实的磁场三维几何结构究竟如何，与传统解析电流片模型有何差别，这是值得探究的。利用 Cluster 四点磁场探测，Shen et al.,(2003)通过曲率分析方法首次得到了磁尾电流片中磁场的普遍几何结构。为方便研究，定义具有这种普遍磁场几何结构的电流片为标准电流片。

了解传统解析电流片模型和磁尾标准电流片的磁场结构有助于本文的工作重点——扁平电流片和倾斜电流片的分析说明。因此，作为铺垫，本章将首先回顾传统解析电流片模型，然后通过具体电流片穿越事例给出标准电流片的一般磁场结构特征。

3.2 传统解析电流片

1) Harris 电流片 (Harris, 1962)

Harris 电流片描述了处于热平衡态时磁场和粒子的一维分布，并给出了其 Vlasov 平衡态的精确解析解，是应用得最广泛的一维电流片模型。在该电流片模型中，所有物理量仅与一维变量 z 有关。在平衡态时，其粒子速度的分布函数 $f_\alpha(\mathbf{v})$

(α 代表粒子的种类)，粒子数密度，磁场强度，总电流密度，总热压分别为

$$f_\alpha(\mathbf{v}) = n_\alpha(z) (m_\alpha / 2\pi T_\alpha)^{3/2} \exp[-m_\alpha (v_x^2 + (v_y - V_{\alpha y})^2 + v_z^2) / 2T_\alpha] \quad (3.1)$$

$$n = n_0 \operatorname{sech}^2(z/L) \quad (3.2)$$

$$B_x(z) = B_0 \tanh(z/L) \quad (3.3)$$

$$j_y = B_0 \sec h^2(z/L) / (\mu_0 L) \quad (3.4)$$

$$P = P_0 \sec h^2(z/L) \quad (3.5)$$

其中, $B_0^2 / 2\mu_0 = P_0 = n_0 k(T_i + T_e)$, 电流片半厚度为 $L = \frac{1}{V_{iy} - V_{ey}} \sqrt{\frac{2\mu_0(T_i + T_e)}{n_0 e^2}}$ 。

考虑到应满足电中性条件, 可得电子和离子(假设为质子)的整体速度和温度还有关系

$$\frac{V_e}{V_p} = -\frac{T_e}{T_p} \quad (3.6)$$

2) Yoon-Lui 电流片 (Yoon and Lui, 1996; Lui et al, 1995)

由 (3.2) 和 (3.4) 可知, Harris 电流片认为电子和离子的整体漂移速度差对于整个电流片而言是不变的。而实际对磁尾电流片的观测表明, 电子和离子的整体漂移速度差是存在剪切梯度变化的, 其在电流片中心较大, 而在电流片边界层处较小。电流片中电子、离子的漂移速度差的剪切梯度对于分析电流片的不稳定性起着很重要的作用。考虑到这层因素, Yoon and Lui (1996) 将 Harris 电流片模式进行了发展, 人为地将电子和离子的整体漂移速度差 $V_y(z)$ 定为 Lorentzian 函数, 并相应得到类似 Harris 电流片的一维电流片分布。

$$V_y(z) = V_0 h^2 / (z^2 + h^2) \quad (3.7)$$

$$B_x(z) = B_0 \tanh\left(\frac{h}{L} \tanh^{-1}(z/h)\right) \quad (3.8)$$

$$n(z) = n_0 \sec h^2\left(\frac{h}{L} \tanh^{-1}(z/h)\right) \quad (3.9)$$

$$j_y = \frac{B_0}{\mu_0 L} \frac{h^2}{z^2 + h^2} \sec h^2\left(\frac{h}{L} \tanh^{-1}(z/h)\right) \quad (3.10)$$

显然, 当参量 $h \rightarrow \infty$ 时, 该电流片模型可退化为 Harris 模型。

无论是 Harris 电流片还是 Yoon-Lui 电流片, 都是简单的一维电流片结构。实际卫星观测表明, 磁尾电流片中除 B_x 分量外, 还存在法向磁场分量(一般就是 B_z 分量)。虽然法向分量并不是磁尾磁场的主要分量, 但是其对于磁尾等离子体不

稳定性，磁重联触发起着极为重要的作用。所以若要更真实地描述磁尾电流片的磁场结构，需要将一维电流片扩展到更高维的电流片。

3) Kan 电流片 (Kan, 1973)

Kan(1973)将一维Harris电流片模型拓展到二维的电流片模型，并得到了二维电流片平衡态的准确解析解。与Harris电流片推导类似，Kan采用的是漂移Maxwellian 分布函数，并且不考虑外电场的作用。得到了磁势 $A_y(x, z)$ 满足方程

$$\frac{\partial^2 A_y^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 A_y^*}{\partial z^{*2}} = \exp(-2A_y^*) \quad (3.11)$$

其中， $A_y^* = -A_y / 2B_0L$ ， $x^* = x / 2L$ ， $z^* = z / 2L$ 。

对 (3.11) 求解即可得二维平衡态解析解。图3.1(a)给出了该二维解析磁场的磁力线结构。Kan还表明，在特殊情况下二维解可退化为一维的Harris电流片形式。然而，与Harris电流片一样，二维平衡态的电流片同样没有漂移速度梯度。

4) Schindler-Birn 电流片(Schindler and Birn, 1986)

Schindler及其合作者发表了一系列的文章，从理论上系统地研究了磁尾磁场的二维、三维结构。在近似假设 $\partial / \partial x \ll \partial / \partial z$ 下，忽略 B_z 对总压强

$P(x) = p + B^2 / 2\mu_0$ 的贡献，对于任意给定磁势 A_y ，可得到其磁力线的表达式为

$$z(x, A_y) = \int_{A_0(x)}^{A_y} \frac{dA}{\sqrt{2\mu_0[P(x) - p(A)]}} \quad (3.12)$$

其中，积分下标 $A_0(x) = A_y(x, z = 0)$ 。若磁层顶边界层和总压强皆为 x 的函数，那么对其Grad-shafranov 方程可求得 A_y 为

$$A_y(p) = -\frac{\sqrt{2\mu_0}}{\pi} \int_{p_b}^p \frac{a(P)}{\sqrt{p-P}} dP \quad (3.13)$$

其中，积分下标 p_b 为边界层处的等离子体压强。电流密度 $j_y(A_y) = dp / dA_y$ 。

Birn 和Schindler(2002)考虑了边界层的扰动因子为 $\{1 - a_1 / [1 + (P - p_m)^2 / d^2]\}$ 时 Grad-shafranov 方程的解， a_1 为扰动的幅度， d 为扰动宽度，而 p_m 为该扰动区

域处的边界层磁压。图3.1 (b) 给出了边界层未扰动 (上图) 和扰动时 (下图), 磁尾的磁场结构。显然当边界层出现扰动时, 磁尾电流片会出现异常, 电流密度会增强。Schindler 和 Birn (2002)还利用了这样的方法处理了二维的薄电流片。

5) Cowley 电流片 (Cowley, 1978)

由 Cowley (1978) 提出的。该二维电流片考虑了等离子体的压强各异性。它假设了磁场沿 $-x$ 方向呈幂指数减少, 等离子体平行压强 p_{\parallel} 与垂直压强 p_{\perp} 不相等, 且其比值 $\alpha = p_{\perp} / p_{\parallel}$ 在 $z=0$ 平面上保持不变。求得磁势和等离子体压强分别为

$$A_y(x, z) = B_0 L \exp(x/L) Z(z/L); \quad (3.14)$$

$$p_{\parallel}(x, z) = p_{\parallel 0} \exp(2x/L) Z^2(z/L) / h \quad (3.15)$$

$$p_{\perp}(x, z) = \alpha p_{\parallel 0} \exp(2x/L) Z^2(z/L) / h^2 \quad (3.16)$$

其中, $h(z/L) = \alpha + (1-\alpha)g(z/L)$, $g(z/L) = Z / (Z^2 + Z'^2)^{1/2}$ 。偶函数 Z 满足边界条件 $Z(0) = 1, Z(R/L) = 0$, R 为磁尾半径。 $B_0 = B_z(0,0)$ 。

图 3.1 (c) 给出了在热压各项同性下该电流片模式的磁场结构。然而实际卫星观测表明, 在偶极磁场区域, 热压各项异性确实比较明显 ($\alpha \sim 2$) (Lui et al., 1987), 但是在磁尾中, 热压则基本是各向同性的 ($\alpha \sim 1$) (Stiles et al., 1978)。

6) Lembége-Pellat 电流片 (Lembége and Pellat, 1982)

相比 Kan 电流片, Lembége 和 Pellat 发展了一个形式更为简单的二维平衡态的电流片近似模型, 其磁势为

$$A_y(x, z) = B_0 L \{ \ln g(x) - \ln \cosh(g(x)z/L) \} \quad (3.17)$$

相应, 其磁场和压强的分布为

$$B_x(x, z) = -\partial A_y / \partial z = B_0 g(x) \tanh[g(x)z/L] \quad (3.18)$$

$$B_z(x, z) = \partial A_y / \partial x = B_0 L \frac{g'(x)}{g(x)} \{ 1 - zg(x) \tanh[g(x)z/L] / L \} \quad (3.19)$$

$$p(x, z) = B_0^2 \exp(2A_y / B_0 L) / 2\mu_0 \quad (3.20)$$

其中， $g(x) = \exp(-\varepsilon x / L)$ 。该电流片模式描述的是流体平衡状态，自然也就无速度剪切梯度。其场形结构可见图3.1 (d)。

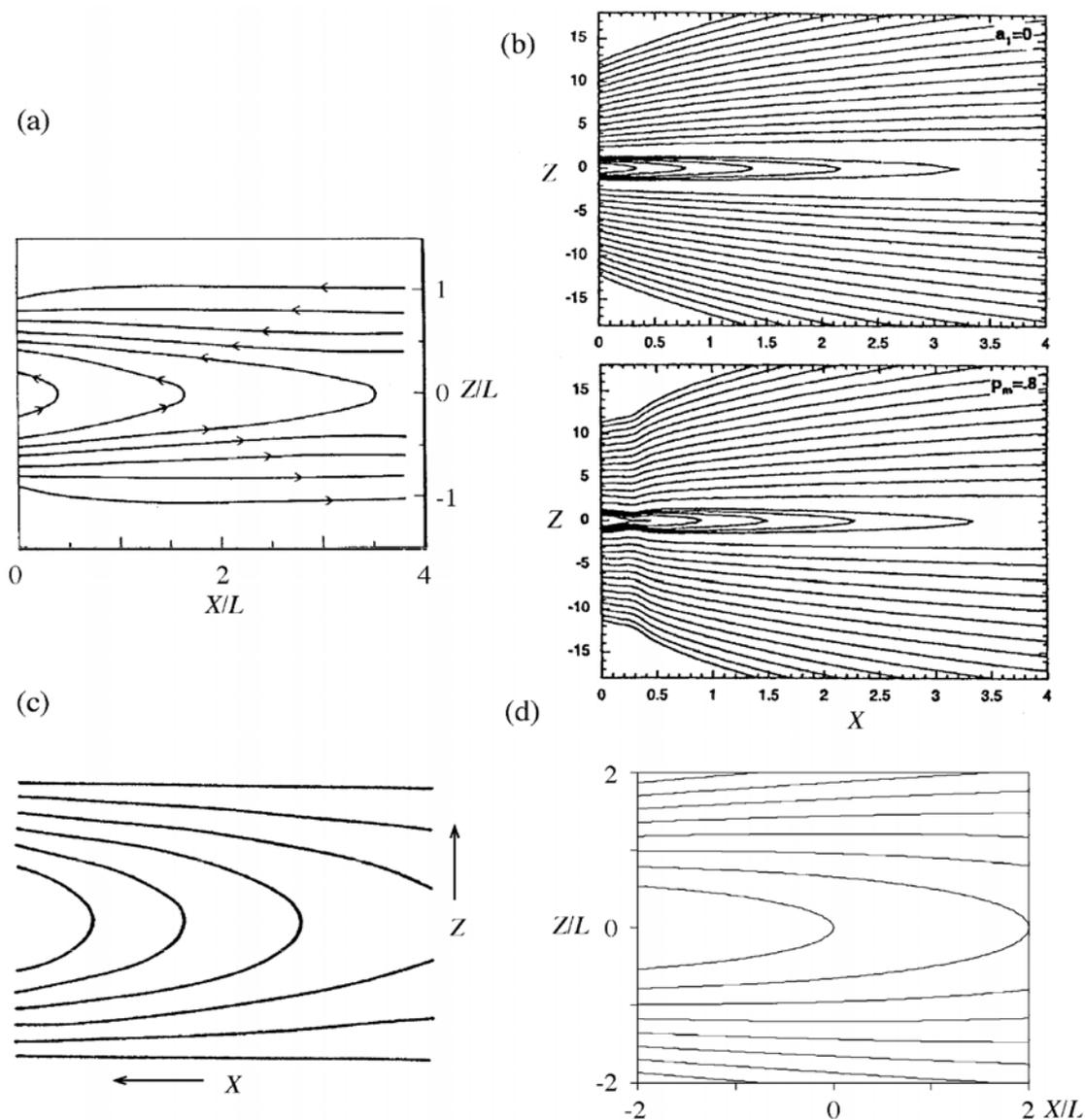


图3.1 几种解析电流片的磁场结构, (a) Kan 电流片, (b) Birn-Schindler 电流片, (c) Cowley 电流片, (d) Lémbège-Pellat 电流片. (引自Lui, 2004)

3.3 标准电流片的磁场结构

在 3.2 节中，我们介绍了当前几种主要的理论解析电流片模型。然而实际磁

尾电流片中磁场几何结构究竟如何还需依赖卫星的观测结果。利用 Cluster 多点磁场探测和曲率分析方法, Shen et al.,(2003)首次得到了磁尾标准电流片中的磁场几何结构。本文第七章还统计地表明是磁尾电流片大多都是标准电流片形式。本节, 将通过 Cluster 对标准电流片穿越的具体事件, 给出标准电流片中磁场的几何结构特性。

3.3.1 标准电流片事例分析

图3.2给出了一次Cluster穿越标准电流片的事例(0.2秒高精度磁场数据)。由图3.2可知, 卫星在2003/08/10 17:15:37(UT)时穿越电流片。在穿越电流片前后, 磁场方向基本平行于x方向, 磁场的曲率半径较大, 磁旋转率和电流密度都较低。在电流片北侧, 磁场曲率指向北向, 副法线指向晨侧方向, 而在电流片南侧, 磁场曲率指南向, 副法线也指向晨侧方向。而在电流片中心, 磁场方向($4.9^\circ, 300.8^\circ$)基本沿z方向, 磁力线曲率方向($89.2^\circ, 31.1^\circ$)朝地向, 副法线方向($83.4^\circ, 121.2^\circ$)朝昏向, 磁场曲率半径变得很小($\sim 0.026R_E$ 或 $\sim 166\text{km}$), 磁旋转率和电流密度明显增强。根据最大磁旋转率本征值可估计中性片的半厚度 $h \sim 154\text{km}$ ($h = \mu_1^{-1/2}$, 见Shen et al.,2007a), 与磁力线曲率半径相当, 说明此时Cluster穿越的是薄电流片。磁场强度的梯度大小为明显的双峰结构, 其在电流片中心达到极小。在电流片中心, 电流密度达到极大, 约为 $10.1\text{nA}/\text{m}^2$ (主要为 j_y 或 j_N 分量), 电流方向基本沿昏侧方向(正y方向), 垂直于磁场方向。值得注意的是, 在中性片边界层附近, 磁力线的曲率方向和副法线方向都出现明显的扭转, 并且磁力线曲率半径达到极大。在整个电流片穿越, 电流片的法向(磁旋转第一本征方向 \bar{e}_1 或磁场梯度方向)基本都是沿z方向的。

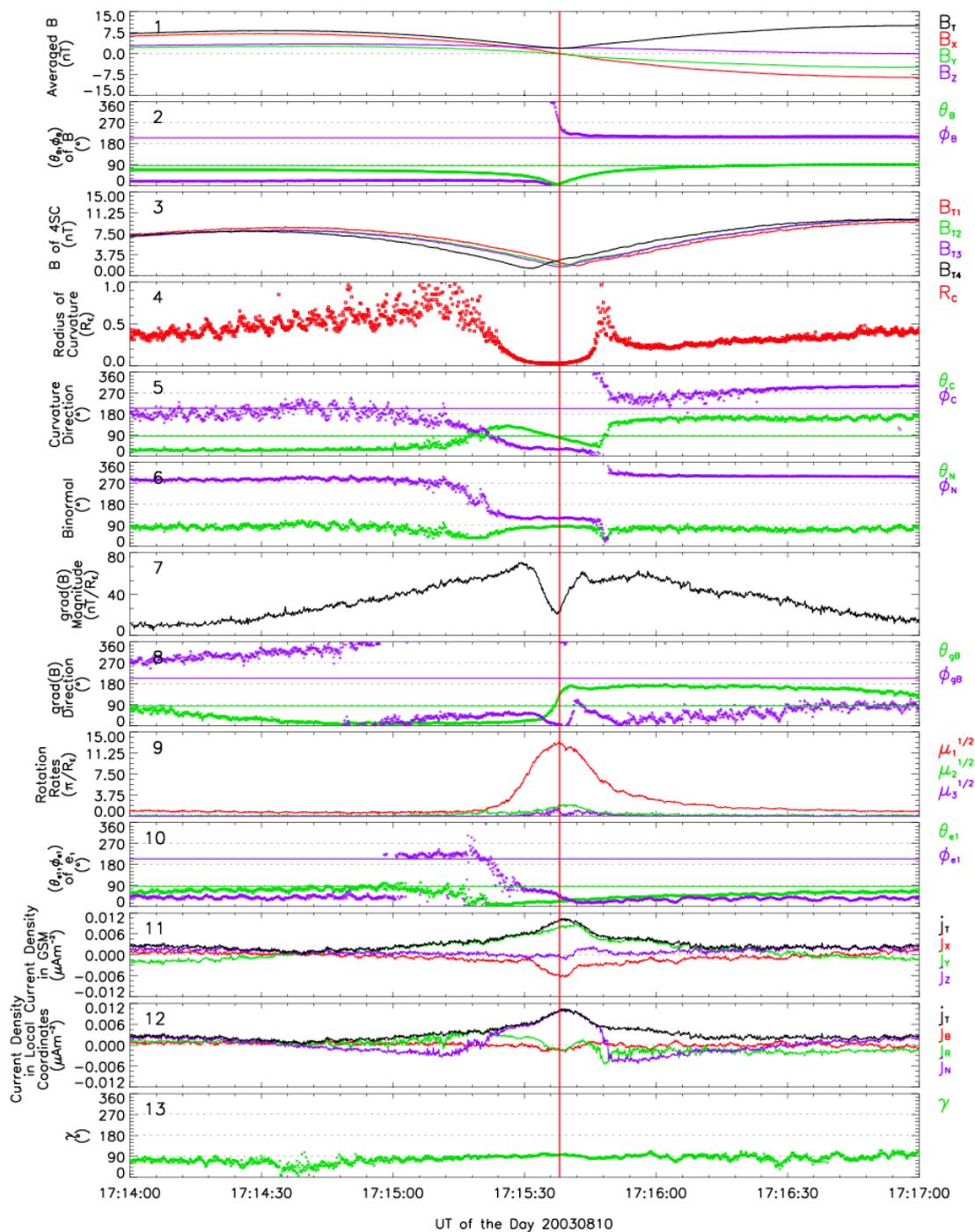


图3.2 Cluster穿越标准电流片的事件。由上至下，给出了四面体中心处的磁场三分量，磁场方向，磁场强度（四颗卫星），曲率半径，曲率方向，副法线方向，磁场梯度，磁场梯度方向，磁旋转率三个本征值，磁旋转率第一本征方向，电流密度及其三分量，场向角（电流密度与磁场方向的夹角）随时间的变化。

图3.3在xz平面上给出了Cluster穿越此次标准电流片事件的局地磁力线几何

结构。

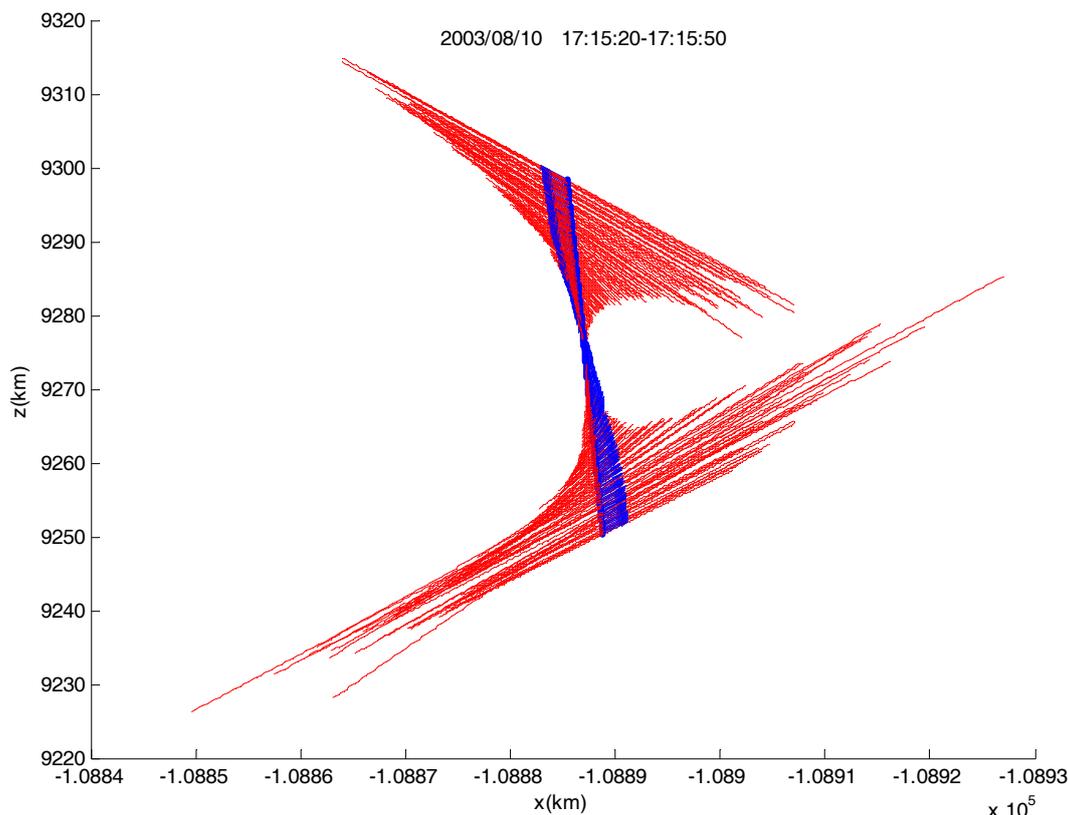


图 3.3 在 2003/08/10 17:15:20-17:15:50 期间, Cluster 观测到的局地标准电流片磁场结构在 xz 平面上的投影。其中蓝点代表 Cluster 的空间位置。蓝色箭头表示磁场的方向, 红线为局地磁力线结构, 其对应的圆心角为 1° 。

结合 Shen et al.,(2003) 对标准电流片磁场结构的描述。此处可将标准电流片的结构特性总结如下:

电流片的法向沿南北方向, 磁力线几乎为平面曲线。在中性片内, 磁场方向基本沿北向, 磁力线的曲率方向指向地球方向, 曲率半径较小 (一般小于 $2R_E$), 而副法线方向指向昏侧方向 (+y 方向), 磁场 B_y 分量的强度远小于 B_z 分量的强度。电流密度的方向基本与副法向方向平行, 指向昏侧。在电流片边界层附近, 曲率逐渐变小, 曲率方向出现扭转, 曲率半径增大。而在中性片外, 磁场有明显的内凹拉伸结构, 磁力线曲率方向在电流片北部 (南部) 则指向北向 (南向), 曲率半径一般较大 (约为 $5R_E \sim 10R_E$), 副法线方向指向晨侧。

根据以上标准电流片磁场结构的特性，图 3.4 给出了标准电流片磁场结构的示意图。

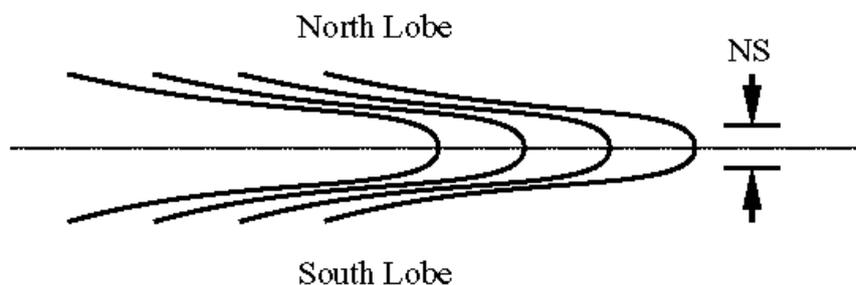


图 3.4 标准电流片磁场结构示意图

3.4 讨论

将传统解析电流片中的磁场结构（图 3.1）和实际磁尾电流片中的磁场结构（图 3.4）进行对比，不难发现，在中性片外的尾瓣区，传统解析电流片的磁力线曲率方向都是指向电流片平面的，却没有实际磁尾电流片那样的内凹拉伸结构，而且其磁力线结构在中性片边界层处没有实际电流片那样明显的扭转。这从一方面说明，当前对磁尾电流片的理论认识还有待完善，还需要结合更多的观测事实对其理论方法和前提假设作重新审查，从另外一方面而言，可能实际磁尾电流片在大多数情况下并不是处于热平衡状态的（一些学者认为是 $Kappa$ 分布, e.g. Vasylunas, 1968）。

无论怎样，当前磁尾磁场结构的理论还不能描述实际磁尾电流片磁场的真实结构，很有必要发展新的理论解析模式来更好地描述实际电流片的磁场结构。

第四章 扁平电流片的磁场结构及其磁场分布特性

4.1 引言

大量卫星观测表明,磁尾电流片中的磁场具有比较复杂的磁场结构,电流片半厚度常常会变得很薄,有时其电流密度还伴随有双峰或三峰的结构(Hoshino et al., 1996; Nakamura et al., 2002; Sitnov et al., 2003; Zelenyi et al., 2003; Runov et al., 2005a, 2005b, 2006),这与经典的电流片理论模型(Harris, 1962; Birn and Schindler, 2002; Schindler and Birn, 2002)是不符的。

与经典的电流片理论模型不同,一般磁尾电流片中存在 B_y 分量,甚至有时其强度会超过 B_z 分量。有学者认为磁尾电流片中的 B_y 分量可能来源于行星际磁场 B_y 分量的渗透(Fairfield, 1979; Lui, 1984; Tsurutani et al., 1984; Nagai, 1987; Sergeev, V. A., 1987),其也有可能来源于地向流的压缩(Hau and Erickson, 1995; Nakamura et al., 2008),或者是由于电流片中等离子体热压的各向异性造成的(Cowley, 1979)。

然而,由于一般电流片中的磁场结构都是标准电流片结构(见第七章统计结果), B_y 相比 B_z 可忽略,所以对于这种含有强 B_y 分量的电流片的磁场结构,以及其相应的电流片动力学过程,人们之前关注的并不是很多。对于 B_y 强度的空间分布特性还缺乏最直接的观测分析,有理论分析(Voigt and Hilmer, 1987; Hilmer and Voigt, 1987; Birn, 1990)认为, B_y 分量一般在电流片中心处最强,而在电流片边界层和尾瓣处较弱。Birn(1989)则假设 B_y 基本与 z 无关。一些学者认为电流片中的 B_y 很可能在亚暴过程中起着很重要的作用(Hau and Voigt, 1992),并且有观测表明 B_y 在亚暴增长相后期会出现明显增强[McComas et al., 1986; Sergeev et al., 1993; Shen et al., 2008a]。

可见,对于这种电流片中含有强 B_y 分量的磁场几何结构,以及 B_y 的空间分

布特性目前还缺乏有力的观测依据，这将会严重影响人们深入研究 B_y 在磁尾电流片中所起的作用。利用 Cluster 多点磁场观测数据，本章将讨论扁平电流片的磁场几何结构，电流密度分布，以及其相应的粒子物理特性，并对扁平电流片中 B_y 分量的空间分布特性作统计分析。

4.2 扁平电流片的磁场几何结构

4.2.1 扁平电流片事例分析

图 4.1 给出了一次 Cluster 穿越标准电流片的事例（采用得是 0.2 秒高精度磁场数据）。Cluster 在 2003/08/20 07:10:55 时穿越电流片。可以看到在电流片穿越前后，电流片磁场的几何结构位形与标准电流片的是一样的，也就是，磁场方向基本平行于 x 方向，磁场的曲率半径较大，在电流片北侧，磁场曲率指向北向，副法线指向晨侧方向，而在电流片南侧，磁场曲率指南向，副法线也指向晨侧方向。但在中性片边界层处，磁场结构出现了明显螺旋扭转。在电流片中心，也就是中性片内，磁场 B_y 分量（ $\sim 1.1\text{nT}$ ）要明显强于 B_x 分量（ $\sim 0.2\text{nT}$ ），磁场的方向基本平行于 xy 平面，磁力线的曲率逐渐指向地向，曲率半径变得很小（最小约为 $R_{c\min} = 0.06R_E, 350\text{km}$ ），其副法向逐渐指南向，磁力线结构基本“躺”在电流片平面内。在中性片内，磁场旋转率明显增强，可估计中性片半厚度 h 为 150km (Shen et al., 2008a)，小于磁力线的最小曲率半径。电流密度基本是朝昏侧方向的（场向角 $\gamma \sim 12^\circ$ ， $j_y \sim 4.2\text{nAm}^{-2}$ ）。通过磁场梯度方向和磁旋转第一本征方向可确定，电流片的法向是基本是沿 z 方向的。

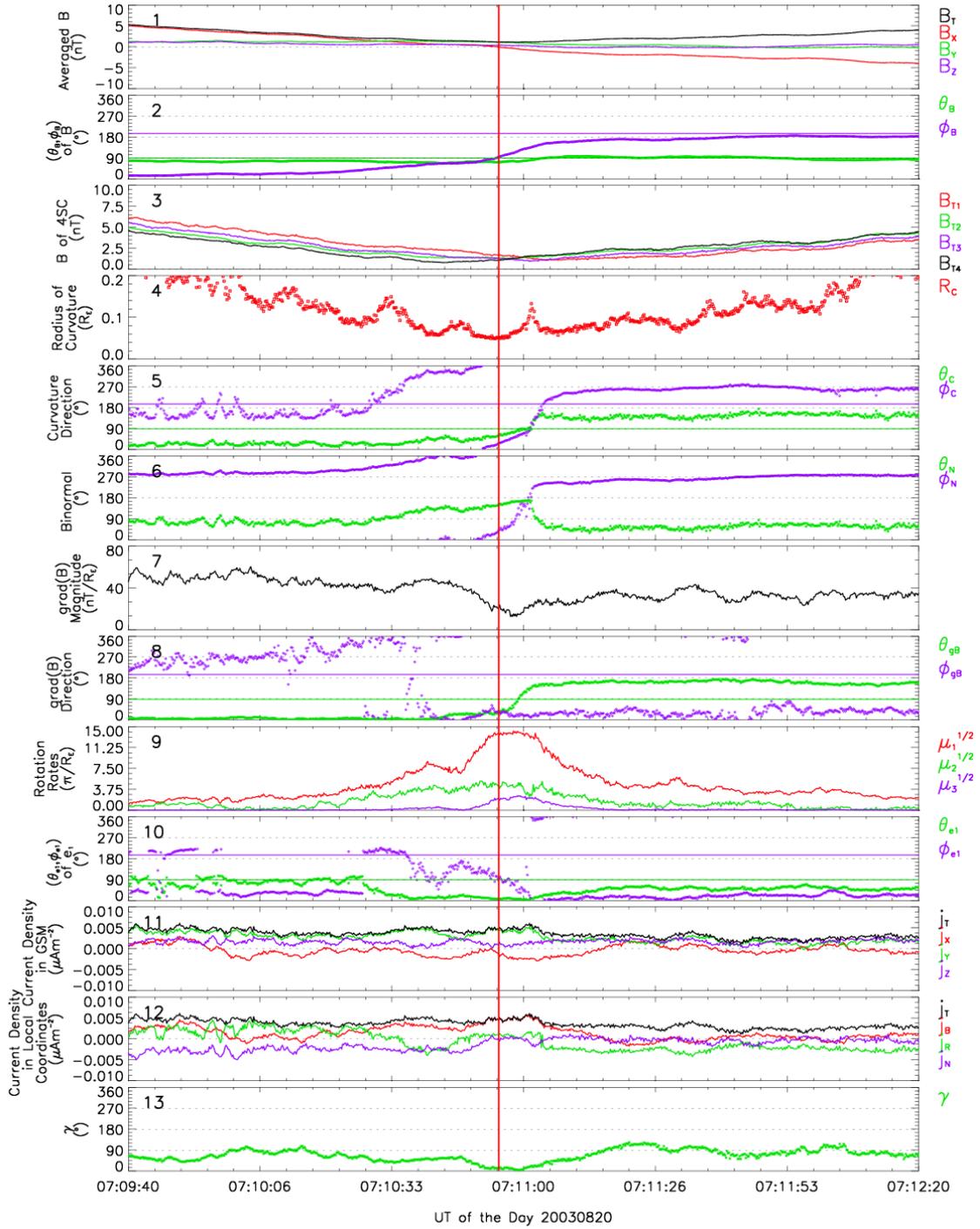


图 4.1 Cluster 穿越扁平电流片的事件。图形的格式说明与图 3.2 一样。

相应，图 4.2 给出了这次 Cluster 穿越扁平电流片事件的局地磁力线几何结构。

2003/08/20 07:10:45-07:11:05

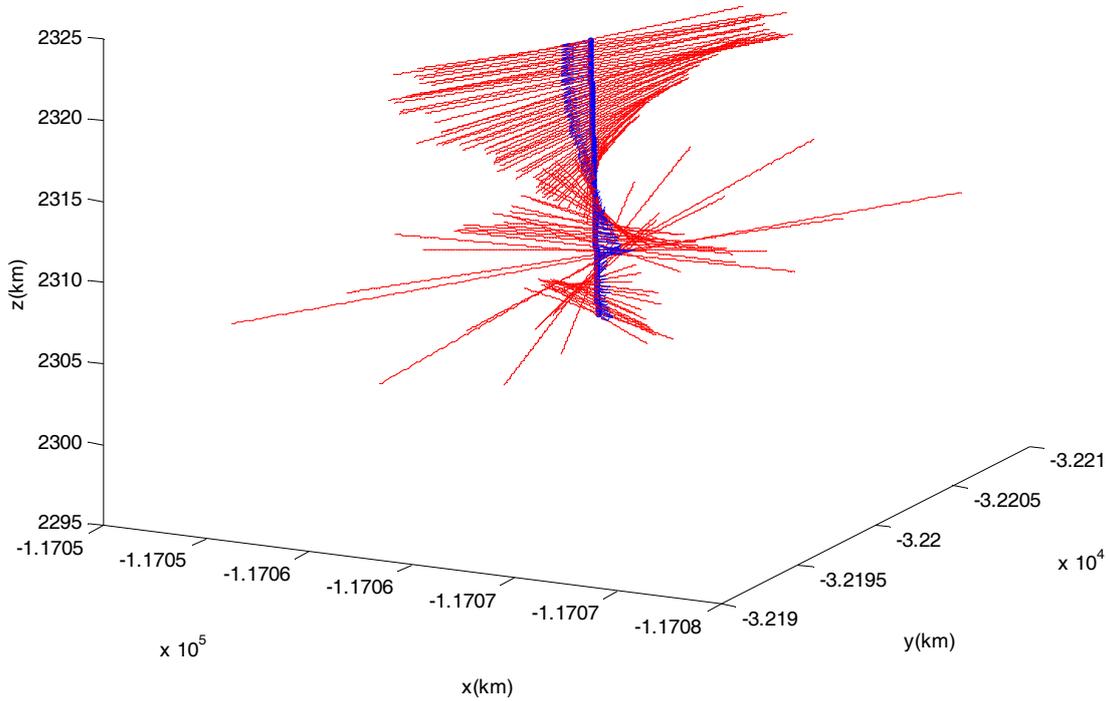


图 4.2 在 2003/08/20 07:10:45-07:11:05 期间，在 Cluster 运动轨迹上观测到的局地扁平电流片的磁场几何结构。图形格式与图 3.3 一样。

可以看到此次穿越中，电流片具有左手螺旋性的磁场结构（在中性片内右手四指沿磁场方向弯向磁场曲率方向，大拇指指向北则为右手螺旋，反之为左手螺旋）。一般来说，当中性片内有较强的 B_y 分量时，磁力线一般呈螺旋结构，其中正 B_y 分量对应左旋结构，而负 B_y 分量对应右旋结构。根据以上扁平电流片磁场结构特性的描述，图 4.3 给出了扁平电流片磁场结构的示意图。

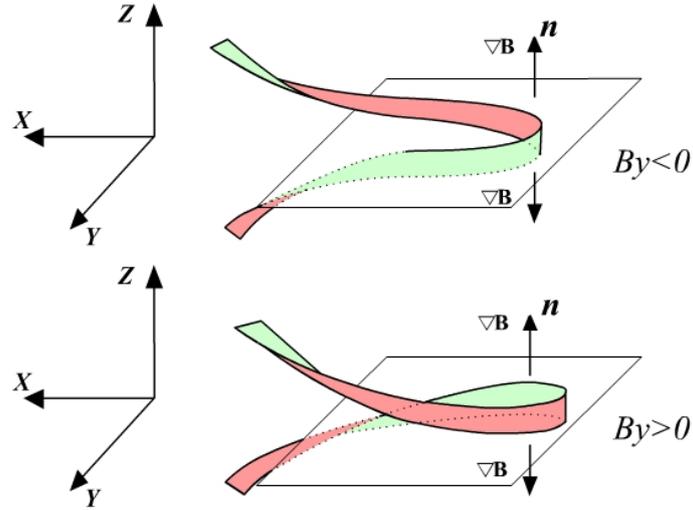


图 4.3 扁平电流片磁场结构示意图

4.2.2 扁平电流片中的粒子特性

扁平电流片具有的这种螺旋磁场结构会影响带电粒子的运动特性。此处，将继续考察 4.2.1 节的扁平电流片穿越事件，分析其电流片中带电粒子的绝热性，讨论其电流密度的载流子成分。

在此次事件中，在中性片中心处质子和电子的垂直温度分别为 $T_{p\perp} = 55.5MK$ ， $T_{e\perp} = 10.1MK$ ，而磁场 $B = B_{\min} \approx 1.1nT$ ，那么可求得质子和电子的最大 Larmor 半径分别为 $r_{p\max} \approx 9090km$ ， $r_{e\max} \approx 91km$ 。对比最小曲率半径和中性片半厚度，显然有

$$r_{e\max} < h < R_{c\min} \quad (4.1)$$

$$r_{p\max} \gg R_{c\min} > h \quad (4.2)$$

因此可以判定 (Büchner and Zelenyi, 1987, 1989) 在扁平电流片中，电子的热运动是绝热的，而质子的热运动是非绝热的。

对于扁平电流片而言，由于中性片内存在比较强的导向场，电流密度方向基本沿磁场方向，而电子运动又是绝热性的，因此可以预计电流片内电流的主要载流子应该是电子，并且电流在 y 方向上的“电阻”很弱。在此次事件中，在中性片中心处质子和电子的密度为 $n_e \approx n_p \approx 0.32cm^{-3}$ ，其整体流速分别为

$V_{ey} = -122 \text{ km/s}$, $V_{py} = -20 \text{ km/s}$, 那么可计算得到 $j_y = en(V_{py} - V_{ey}) \approx 6.7 \text{ nA/m}^2$, 这与图 4.1(11)中通过旋度计方法计算得到的 $j_y \sim 4.2 \text{ nA/m}^2$ 是相一致的。而电子电流和质子电流对越尾电流的贡献各占 85% 和 15% 左右。这说明在扁平电流片中, 电子是电流密度的主要载流子, 这与其他学者的结论是一致的 (Mitchell et al., 1990; Israelevich et al., 2008)。由于扁平电流片内的磁力线结构几乎是“卧”在中性片内的, 曲率方向指向地向, 而中性片内电流方向主要是朝昏侧, 所以中性片内的电流不可能来源于磁力线的曲率漂移运动。

4.2.3 扁平电流片的统计分析

以上分析研究表明磁尾电流片中确实存在扁平电流片。但是扁平电流片出现是不是偶然现象? 是否与亚暴活动相位有关? 电流片中的 B_y 与哪些因素有关? 与行星际磁场关系如何? 要准确回答这些问题, 必须得对扁平电流片做大量统计分析。对此, 表 4.1 列出了 2001 年 (7—10 月) 和 2003 年 (8—10 月) 期间, Cluster 观测到明显扁平电流片事件的统计数据。

由表 4.1 可知, 一般扁平电流片的 B_y 与 1AU 处行星际磁场 B_y 分量同号, 但有时强度还要强于后者。这表明扁平电流片中的 B_y 可能部分来源于行星际中的 B_y (Fairfield, 1979; Lui, 1983; Tsurutani et al., 1984; Nagai, 1987), 部分来源于电流片中的其他物理过程。图 4.4 给出了扁平电流片中 B_y 分量与行星际磁场 B_y 分量的统计关系, 结果表明, 扁平电流片中的 B_y 分量与行星际磁场 B_y 分量具有较好的相关性 (相关系数达 0.61, 与第七章的统计结果一致), 但平均而言, 扁平电流片中的 B_y 分量的强度约是行星际磁场 B_y 分量的两倍 (在第七章, 本文采用了更多的数据点来统计, 发现扁平电流片中 B_y 分量的强度平均而言确实是 1AU 处行星际磁场 B_y 分量的两倍)。

此外，扁平电流片能够在不同的磁层活动条件下出现，与亚暴活动相位基本无关，它在各个不同地方时处都能出现。

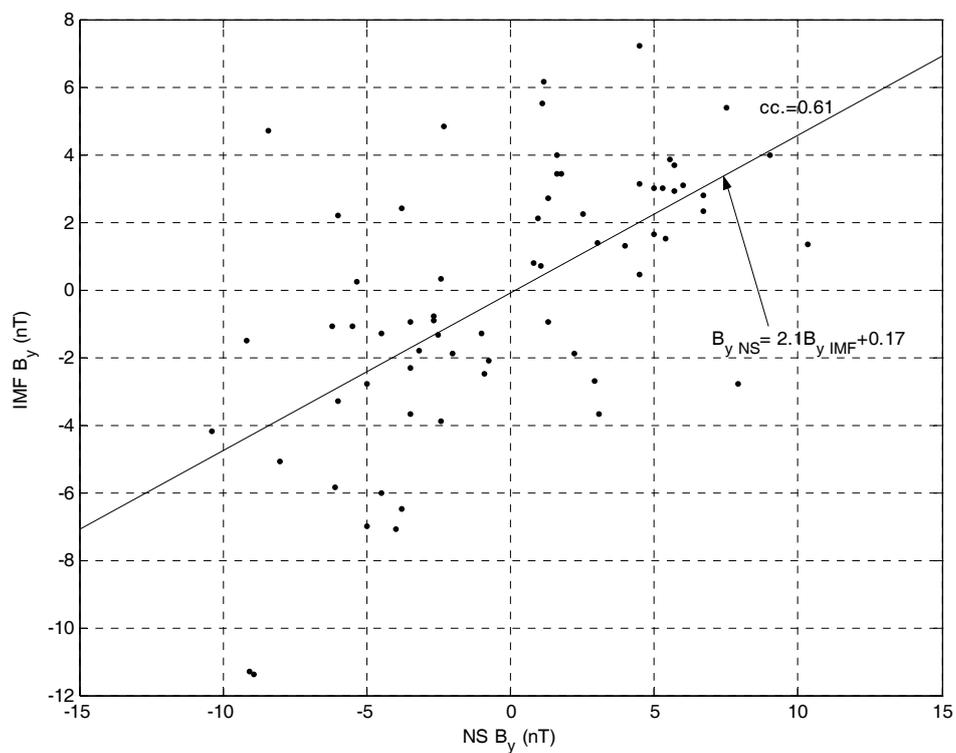


图 4.4 Cluster 在 2001 年及 2003 年期间在所探测到的明显扁平电流片事件中，电流片中的 B_y 分量与行星际 B_y 分量的统计关系。

表 4.1 扁平电流片的统计特性

Date	time	NS B_y (nT)	IMF B_y (nT)	Rcmin (R_E)	h (km)	\bar{R}_c	\bar{N}	J_y (nA/m ²)	γ_B (Deg.)	type	Substorm phase
2001/07/24	17:44-17:46	-8.0	-5.1	0.8	1067	77 350	90 27	+3.1	151	RH	Expansion phase
2001/08/08	01:10-02:10	+9	+4	1.2	3073	98 2.7	150 138	+3.1	25	LH	Growth phase
	05:55-06:08	+0.8	+0.8	0.25	1014	60 14	120 84	+4.7	46	LH	Growth phase
2001/08/19	20:16-20:22	-1.0	-1.3	0.31	1127	64 344	49 99	+2.2	138	RH	quiet
20010822	0857-0858	+3.0	+1.4	0.3	845	102 253	164 138	+4.5	28	LH	quiet
20010827	0528-0545	-3.5	-3.7	0.4	1560	89 12	38 103	+1.7	155	RH	Recovery phase
20010831	1628-1632	-5.5	-1.1	0.3	1067	63 353	58 101	+2.4	140	RH	quiet
20010905	1135-1145	+4.0	+1.3	0.2	1352	77 17	139 92	+1.8	36	LH	quiet
20010907	2058-2103	+6.0	+3.1	1.2	882	101 202	164 132	+7.7	7.5	LH	quiet
20010912	1230-1305	+4.5	+7.2	1.1	1352	75 53	159 98	+5.6	14	LH	weak
	1400-1430	+7.5	+5.4	1.2	1352	93 98	65 186	+4.7	5.2	LH	weak
20010914	2352-2355	-6.2	-1.1	0.16	966	94 52	31 96	+4.5	102	RH	growth

20010915	0445-0449	-6.0	-3.3	0.62	811	66 305	27 152	+11	146	RH	weak
20010922	0500-0510	-5.0	-2.8	0.3	922	58 311	35 106	+6.1	158	RH	quiet
20010924	0819-0821	-6.0	+2.2	0.7	1193	120 6.1	126 121	+3.0	11	LH	quiet
20011013	0800-0812	-4.5	-6.0	0.3	1014	114 334	49 278	+7	160	RH	weak
20030801	0926	2.5	2.23	0.11	274	77 154	151 65	+5.1	11.2	LH	onset
	1002-1005	1.75	3.42	0.2	290	90 15	150 100	+4	30	LH	onset
	1009-1011	1.32	2.71	0.05	150	75 15	160 90	+6	51	LH	onset
20030803	1526-1536	5.4	1.5	0.3	390	75 350	150 45	+10	15	LH	growth
20030805	1924	-3.8	-6.5	0.25	751	90 30	40 135	+3	131	RH	quite
	1950-2003	-4.0	-7.1	0.2	676	90 15	45 105	+5	125	RH	growth
	2013	-5.0	-7.0	0.4	369	45 30	40 180	+15	165	RH	growth
	2039-2042	-10.4	-4.2	0.3	700	90 15	15 165	+7	120	RH	growth
20030810 1500-1730	1510	-2.67	-0.93	0.3	811	90 0	45 90	-0.2	38.6	RH	Weak
	1513	-2.66	-0.77	0.3	634	90 0	45 90	-0.2	34.4	RH	weak
	1528	-0.9	-2.5	0.05	184	90 45	30 90	+0.2	70	RH	weak
	1712	-0.77	-2.1	0.05	214	75 30	45 90	+1.2	115	RH	weak
20030812 2200- 20030813 0600	2210-2219	-2.0	-1.9	0.2	751	75 350	45 90	+1.8	160	RH	growth
	2234	-3.8	--2.4	0.2	414	90 0	45 100	+6	145	RH	growth
	2245	-4.5	-1.3	0.15	390	90 330	30 100	+6	146	RH	growth
	2250	-2.4	-3.88	0.08	225	90 30	45 120	+9	128	RH	growth

	2258-2309	-2.5	-1.34	0.2	423	90 30	15 150	+4	162	RH	growth
	2318	-3.2	-1.8	0.15	520	75 5	40 105	+4.5	158	RH	growth
	2324	-5.33	0.22	0.15	507	75 15	30 150	+1.7	152	RH	growth
20030820 0500-0900	0604	4.5	0.44	0.25	811	75 0	135 60	+3.0	17	LH	recovery
	0711	1.15	6.15	0.04	145	90 45	165 60	+4.0	15	LH	weak
20030822 1220-1340	1227	6.73	2.77	0.4	1352	60 350	135 30	+0.6	70	LH	Weak (great)
20030824 1800-2330	1825	1.1	5.5	0.05	290	90 0	145 90	+3.5	68	LH	growth
	1828	0.95	2.1	0.05	158	90 90	165 165	+12	59	LH	
	1830	1.6	4.0	0.05	140	90 15	165 15	+18	14.8	LH	
	2245	1.61	3.43	0.1	634	90 0	135 90	-0.2	107	LH	Recovery weak
	2306	5.0	1.64	0.2	451	90 0	150 90	+6.5	15	LH	weak
20030901	0310-0320	4.5	3.14	0.25	597	90 340	135 60	+14	65	LH	quite
	0333	5.72	3.67	0.5	1127	80 0	145 75	+4	22	LH	quite
	0340	5.56	3.86	0.35	922	60 0	150 30	+4	15	LH	Quite
	0344	5.27	3.01	0.25	676	75 350	150 60	+4	24	LH	quite
	0355	6.7	2.34	0.3	579	75 0	150 75	+7	37	LH	quite
20030917 1120-1330	1146	10.36	1.34	0.3	966	90 0	135 90	+5	56	LH	onset
	1222-1228	5.0	3.0	0.05	239	90 350	155 60	+6	40	LH	onset
20030919	2239	1.08	0.7	0.03	220	90 0	150 75	+13	65	LH	weak
20030922 0630-0900	0727	-8.4	4.7	0.25	751	120 340	30 340	+8	145	RH	expansion
	0825	-2.4	0.32	0.1	338	90 15	15 75	+5	130	RH	weak

	0829	-2.3	4.83	0.1	390	90 0	45 90	+5	102	RH	
20030924 1300-1530	1322	3.1	-3.67	0.1	451	105 340	135 75	+6	46	LH	expansion
	1349-1351	7.9	-2.8	0.2	882	60 340	140 40	+8	40	LH	onset
	1400-1406	5.7	2.9	0.25	451	75 330	150 330	+10	15	LH	expansion
20031001	1947	1.3	-0.94	0.05	338	90 0	145 60	+5	45	LH	quite
	1949	2.23	-1.9	0.05	294	90 0	165 0	+6	45	LH	Quite
	1956-1959	2.9	-2.72	0.1	119	90 15	150 90	+8	20	LH	quite
20031004 0600-0630	0611	-3.5	-0.95	0.1	290	145 330	40 330	+8	156	RH	expansion
20031011 0700-0830	0741-0745	-3.5	-2.3	0.5	1014	90 350	45 90	-0.1	55.8	RH	quite
20031018 0730-0900	0803-0810	-6.1	-5.83	0.2	254	110 270	10 270	+23	168	RH	weak
20031025 0900-1600	1154	-9.2	-1.5	0.5	1352	90 350	45 60	+6	155	RH	quite
	1200	-8.9	-11.4	0.2	676	90 340	30 60	+18	148	RH	Quite
	1203	-9.1	-11.3	0.3	362	90 290	5 280	+19	175	RH	Quite

4.3 扁平电流片中 B_y 的空间分布

观测事实表明扁平电流片中含有比较强的 B_y 分量。但其强 B_y 分量在南北方向上的分布又是如何呢？虽然有理论工作表明 B_y 分量在电流片中心处最强 (Voigt and Hilmer, 1987; Hilmer and Voigt, 1987, Cowley 1979)，但一直未有实际观测来给予证实。此节，将利用在 2002 和 2005 年 Cluster 卫星间距较大的优势来对扁平电流片中的 B_y 分量进行同步观测，首次给出在扁平电流片中 B_y 的实际空间分布特征。

4.3.1 扁平电流片中 B_y 分布事例 1

如图 4.5 所示，Cluster 在 2002/09/11 11:20-11:31 期间穿越磁尾电流片。在此期间，磁层活动很弱（低 AE 指数），在 1AU 处的行星际 B_y 为 $\sim -7.0\text{nT}$ 。Cluster 在午夜磁尾电流片附近（磁地方时约 23.6 小时）。如图中竖直黑线所示，C1 和 C2 首先穿越电流片，随后是 C4，最后是 C3。

为表征中性片内磁场结构的“扁平”程度，此处定义磁力线倾角为 $\alpha = \tan^{-1}(B_y / B_z)$ ，显然在电流片中，若 α 的量值越大，这说明中性片内 B_y 相对越强，磁力线结构愈加“躺”在中性片平面内，其中正 α 代表左旋结构，而负 α 代表右旋结构。对于本例而言，在中性片内磁力线倾角 $\alpha \sim 70^\circ$ ，这说明中性片内的磁场结构左手螺旋结构，磁场几乎“躺”在中性片平面内。时间分析法表明，电流片的法向为 $\bar{n}(-0.06\hat{x}, -0.25\hat{y}, -0.97\hat{z})$ ，基本沿南北方向。因此本例的电流片类型属于扁平电流片 (Shen et al., 2008)。本例电流片中的 B_y 与行星际中的 B_y 异号，这说明对于本例而言，电流片中的 B_y 可能主要不是直接来源于行星际磁场的 B_y 分量。

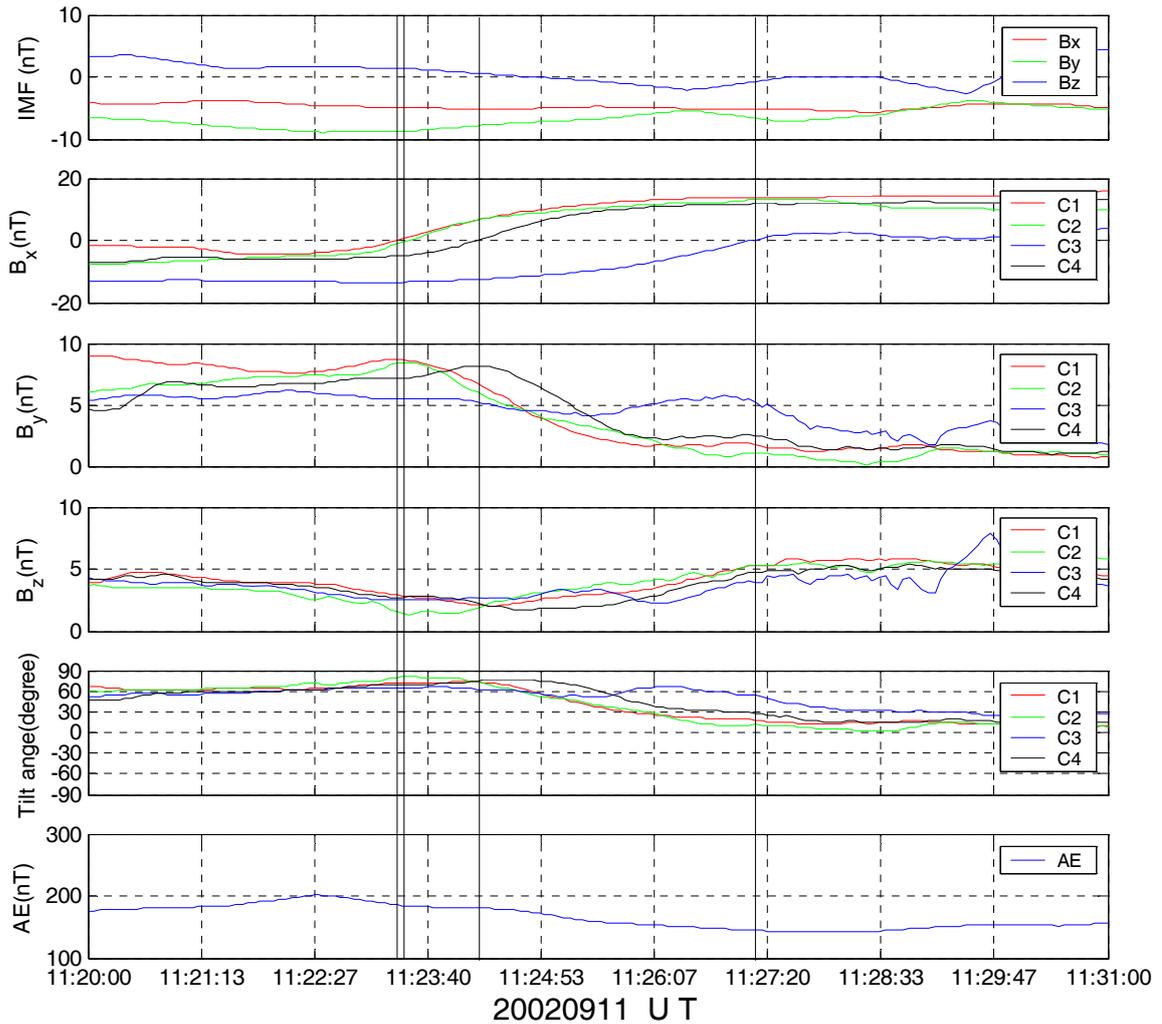


图 4.5 一次 Cluster 扁平电流片穿越事件。由上至下给出了行星际磁场三分量，磁尾磁场三分量，磁力线倾斜角，以及 AE 指数。竖直黑线标出了卫星穿越电流片的时间。

值得注意的是，在每一次卫星穿越处， B_y 的强度总是在中性片内明显增强。并且四颗卫星的同步观测表明，离中性片越近（ B_x 的强度越小）， B_y 会越强。但是对于 B_z 而言，却无明显的分布特征。图 4.6 给出了每次穿越处，四颗卫星同步探测到 B_y 强度的分布。由图 4.6 显然可见， B_y 强度在中性片内明显增强，朝南北两侧的电流片边界层、尾瓣方向， B_y 强度逐渐减弱，近似关于电流片中心呈“准对称”分布结构。

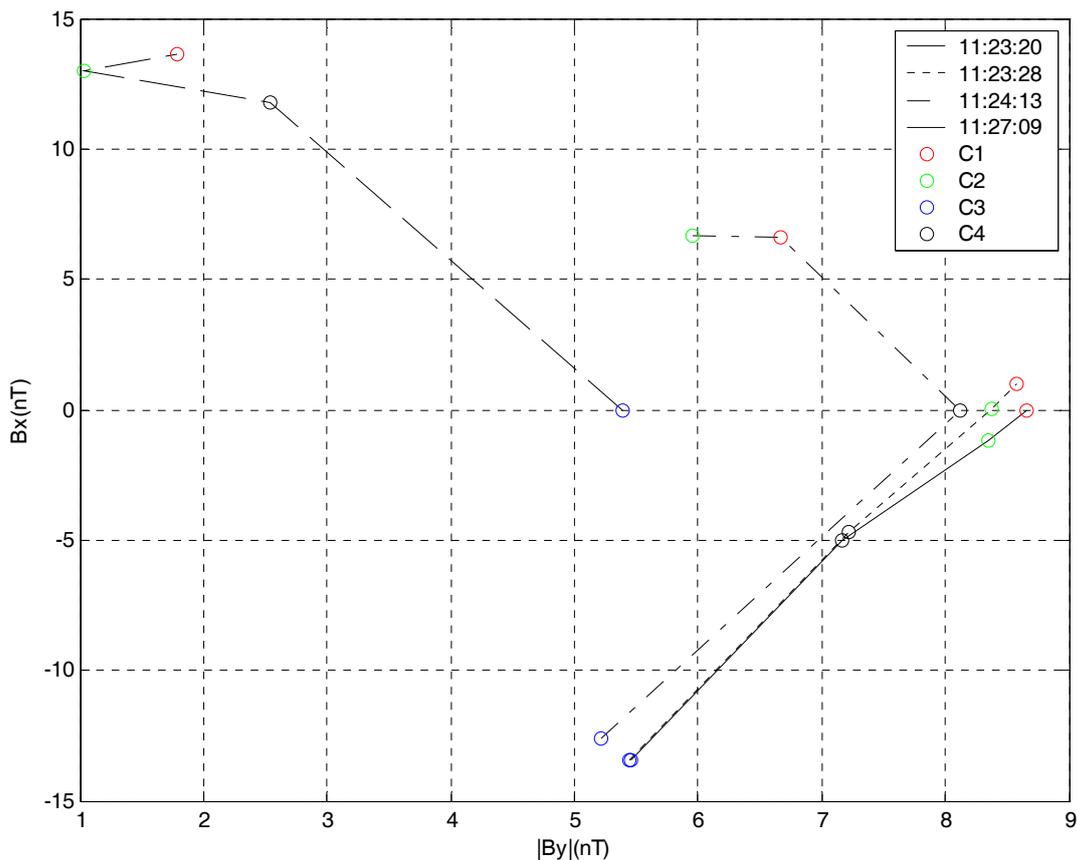


图 4.6 对于事例 1，在扁平电流片中 B_y 强度的分布。不同的线型给出了不同穿越时刻 B_y 强度的分布，而不同颜色的圆圈表示了相应的卫星。

此外，在前三次电流片穿越时，中性片内的 B_y 较强 ($B_y \sim 8nT$)，而整个电流片内的 B_z 都普遍较弱 ($B_z \sim 2nT$)。然而在最后一次穿越处，中性片内的 B_y 减弱 ($B_y \sim 5nT$)，而整个电流片内的 B_z 却明显同步增强 ($B_z \sim 4nT$)。因此，在扁平电流片中， B_y 的演化可能与 B_z 的演化过程刚好相反。

4.3.2 扁平电流片中 B_y 分布事例 2

图 4.7 给出了另一次扁平电流片穿越事件。如图所示，Cluster 在 2002/09/11 11:20-11:31 期间穿越磁尾电流片。在此期间，磁层活动很平静，在 1AU 处的行

星际 B_y 为 $\sim 4.0\text{nT}$ 。Cluster 在午夜前附近（磁地方时约 22.9 小时）穿越电流片。如图中竖直黑线所示，C3 首先穿越电流片，其次是 C2 和 C4，最后是 C1。

在此次事件中，中性片内的 B_y 约为 $\sim 6\text{nT}$ ，其磁力线倾角 α 为 $\sim 60^\circ$ ，时间分析法表明电流片的法向为 $\bar{n}(-0.01\hat{x}, -0.23\hat{y}, 0.97\hat{z})$ ，基本沿南北方向。因此本例同样也是属于左旋扁平电流片类型。

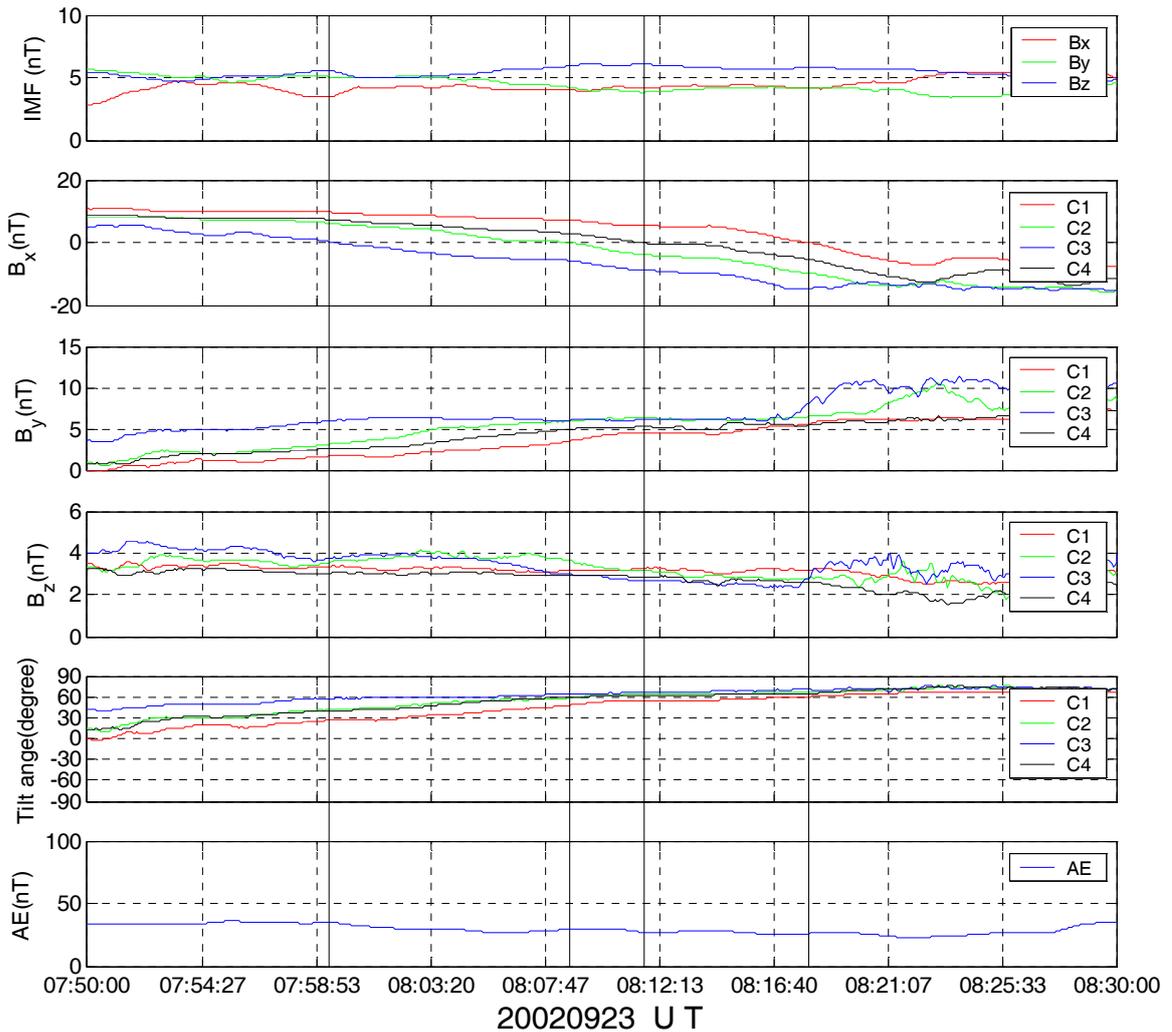


图 4.7 另一次 Cluster 扁平电流片穿越事件，图形格式与图 4.4 一样

同样图 4.8 给出了每次穿越时该电流片中 B_y 强度的分布。由图可知，四点磁场同步观测表明从北侧电流片边界层到电流片中心， B_y 的强度逐渐增强；而从中性片中心到南侧电流片边界层， B_y 强度基本不变，随后又逐渐增强。这说明，

此时扁平电流片中 B_y 强度关于电流片中心呈“非对称”分布结构。其非对称类型可表示为“S>N”，也就是在电流片南侧的 B_y 强度要强于其对应在电流片北侧处的 B_y 强度。 B_z 的强度同样没有发现有明显的空间分布特性。

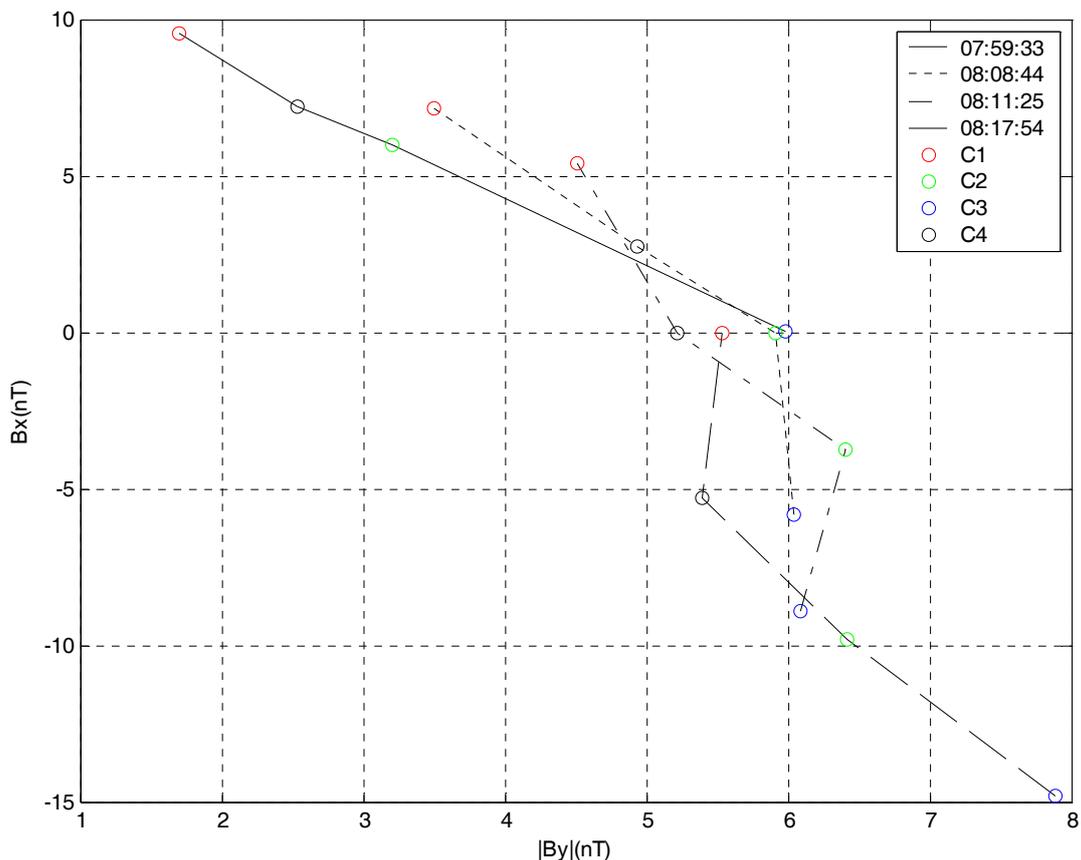


图 4.8 对于事例 2，在扁平电流片中 B_y 强度的分布，图形格式与图 4.5 一样

4.3.3 B_y 分布的统计观测

比较这两次扁平电流片中 B_y 强度分布特性的例子，可知一般扁平电流片中 B_y 强度的分布是有层次的。在午夜区， B_y 强度关于电流片中心呈“准对称”分布，而在午夜前的电流片中， B_y 强度关于电流片中心呈“非对称”分布。这种分布类型的变化似乎与地方时有关，确切点是跟磁尾的膨胀效应（tail flaring

effect) (Fairfield,1979)有关。为了证实这一观点, 本节将对 2001 to 2005 期间, Cluster 对扁平电流片中 B_y 强度分布比较明显的事例作统计分析, 其具体统计数据见表 4.2。在表中“类型”一列中, “C”代表电流片中心, “N”代表电流片的北侧, 而“S”代表电流片的南侧。

从表 4.2 可知, 中性片中的 B_y 几乎与行星际磁场 B_y 分量的符号一样 (与表 4.1 一样), 但很多时候其强度要强于行星际中的 B_y 。这再次表明中性片中的 B_y 可能部分来源于行星际, 可能部分来源于电流片中的其他物理过程。对于 B_y 的分布类型而言, 在午夜区基本上都是“准对称”类型, B_y 在电流片中心处最强。而在非午夜区则是“非对称”类型。在午夜后的扁平电流片中, 中性片中心的 B_y 为正 (负), 在电流片北 (南) 侧的 B_y 要强于其对应电流片南 (北) 侧的; 而对于午夜前的扁平电流片而言, 中性片中心的 B_y 为正 (负), 在电流片北 (南) 侧的 B_y 要弱于其对应电流片南 (北) 侧的。并且离午夜区越远, 扁平电流片中 B_y 的分布“不对称”愈发明显。

表 4.2 扁平电流片中 B_y 分布的统计观测

日期, 世界时	IMF B_y (nT)	NS B_y (nT)	NS B_z (nT)	磁力线倾角 (deg.)	类型	磁地方时 (hours)	亚暴活动相位
25 Jul 2002,20:27-20:41	-2.3	-6.9	3.9	-60.5	C>N	2.8	growth phase
18 Aug 2002,15:10-15:23	1.1	5.9	3.4	60.0	C>N	1.0	weak
28 Aug 2002,09:10-09:20	-4.9	-7.9	2.7	-71.1	C>N	0.4	quite
28 Aug 2002,09:40-09:45	-5.5	-9.7	3.2	-71.7	S>N, maximum at NS	0.5	quite
11 Sep 2002,11:20-11:30	-7.0	7.6	2.6	71.1	Maximum at NS	23.6	weak
13 Sep 2002,17:20-18:06	2.6	7.4	2.4	72.0	Maximum at NS	23.5	growth phase
23 Sep 2002,07:51-08:25	4.8	5.7	3.4	59.2	S>N	22.9	quite
25 Sep 2002,15:40-16:15	3.5	4.0	3.2	51.3	S>N	22.7	quite
28 Sep 2002,02:56-03:02	-9.6	-20.6	2.1	-84.2	C>N	22.6	quite

02 Oct 2002,18:25-18:50	3.4	4.8	3.3	55.5	S>N	22.3	expansion
02 Oct 2002,19:28-19:33	3.6	6.7	2.6	68.8	S>N	22.3	recovery
19 Oct 2002,08:32-09:00	3.0	-11.6	2.7	-76.9	N>S	21.4	quite
06 Nov 2003,06:36	-3.8	-6.6	5.2	-51.7	N>S	20.2	quite
19 Sep 2004,12:38-12:52	4.8	7.3	4.8	56.7	Maximum at NS	23.3	quite
31 Jul 2005,13:58-14:30	0.8	3.1	3.3	43.2	N>S	2.5	Small onset
16 Aug 2005,22:24-22:55	-6.0	-6.8	4.9	-54.2	S>N	1.7	recovery
17 Aug 2005,00:40-01:10	-3.6	-7.7	6.9	-48.1	S>N	1.6	weak
21 Aug 2005,18:04-18:11	5.2	7.4	4.8	57.0	C>N	1.3	weak
21 Aug 2005,18:43-19:04	5.3	3.3	1.4	67.0	S>N	1.3	weak
02 Sep 2005,14:56-15:03	4.0	8.1	3.2	68.4	Maximum at NS	0.4	onset
02 Sep 2005,15:03-15:10	3.0	11.7	4.5	69.0	N>S	0.4	expansion

02 Sep 2005,16:04-16:12	13.1	10.8	5.0	65.2	N>S	0.5	expansion
09 Sep 2005,16:00-16:15	4.5	16.4	7.9	64.3	N>S, maximum at NS	0.0	expansion
17 Sep 2005,00:08-00:55	4.1	5.4	2.6	64.3	S>N, maximum at NS	23.6	quite
19 Sep 2005,07:33-07:44	2.2	8.5	2.1	76.1	S>N	23.5	weak
08 Oct 2005,07:30-07:52	-3.2	-10.7	6.6	-58.3	N>S	22.5	recovery
15 Nov 2005,04:20-06:00	4.2	-7.3	6.6	-47.9	N>S	20.0	weak

若考虑到磁尾具有的内禀膨胀效应 (Fairfield, 1979), 扁平电流片中 B_y 分布随地方时出现的这种变化将很容易理解。如图 4.9 所示, 磁尾的膨胀效应会使得午夜后 (前) 电流片北侧出现正 (负) B_y , 而在南侧出现负 (正) B_y , 而在午夜区膨胀效应带来的 B_y 很弱, 可以忽略其影响。因此可以认为在午夜区扁平电流片中 B_y 表现出来的“准对称”分布特性即为扁平电流片中 B_y 分布的本征分布特性。扁平电流片中 B_y “准对称”的本征分布再叠加由于磁尾膨胀效应引起的背景 B_y , 自然就会在非午夜区扁平电流片中呈现出 B_y 的“非对称”分布。例如, 在午夜后的扁平电流片中, 若中性片中 B_y 为正, 那么在电流片北侧的 B_y 就要明显强于其对应南侧的 B_y 。

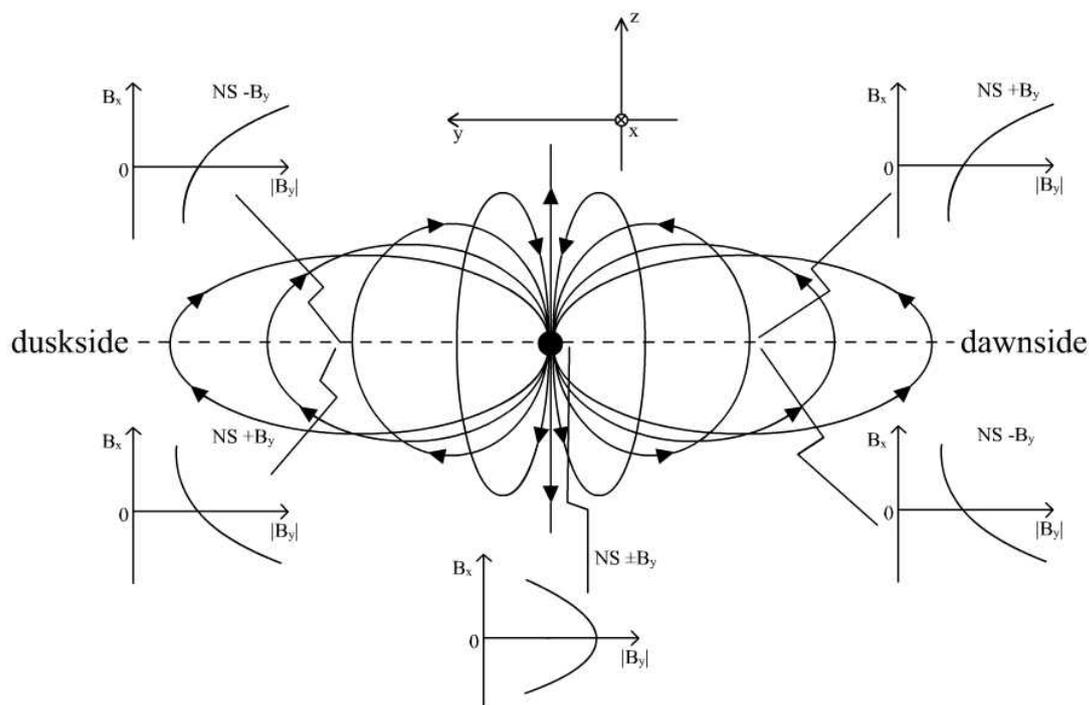


图 4.9 扁平电流片中 B_y 强度分布的随地方时的变化

4.4 小结

利用 Cluster 多点磁场观测数据和数据分析方法, 本章比较系统地研究了扁平电流片中磁场的几何结构及其相应带电粒子的物理特性, 并对扁平电流片中 B_y

分量的空间分布特性做了详细分析，得到了如下结论。

- (1) 在中性片内， B_y 一般强于 B_z 分量，磁场呈螺旋结构（其中左旋结构对应正 B_y ，而右旋结构对应负 B_y ），磁力线几乎“躺”在中性片平面内。而在中性片外北（南）侧，磁场曲率指向北（南）向，而副法线方向指向晨向，这与标准电流片的中性片外部的磁场结构是一样的。电流片的法向基本沿南北方向。
- (2) 在中性片处，磁场旋转最剧烈，曲率半径最小。电流密度朝昏侧方向（基本沿磁场方向）。
- (3) 中性片半厚度一般小于磁力线的最小曲率半径。
- (4) 在扁平电流片内，电子的热运动是绝热的，而离子的热运动是非绝热的，电流的主要载流子是电子。
- (5) 统计研究表明，扁平电流片中 B_y 一般与行星际磁场的 B_y 分量是同号的，但有时要强于后者，两者的相关系数约为0.6。这说明扁平电流片中的 B_y 部分来源于行星际磁场的 B_y 分量的直接渗透，部分来源于电流片中其他的物理过程。扁平电流片的出现与地方时和亚暴活动相位无关。
- (6) 在午夜区的扁平电流片中， B_y 在中性片内达到最强，而在电流片边界层和尾瓣相对较弱，关于电流片中心呈“准对称”分布（扁平电流片的本征分布）。而在非午夜区，在中性片北侧的 B_y 会明显强于或弱于相应南侧的 B_y ，呈“非对称”分布。而离午夜区越远，“非对称”分布越明显。
- (7) 统计分析表明，受磁尾膨胀效应的影响，扁平电流片中 B_y 分布的类型取决于地方时和中性片内 B_y 的符号。

本章对扁平电流片中的磁场结构和分布特性做了比较系统地研究。但是对于强 B_y 对电流片中带来的物理影响还了解不多。譬如，它能否促进重联快速触发，粒子的分布和运动特性会有何变化，能否影响电流片的稳定性，等等。对电流片中 B_y 分量的起源机制目前也还不甚完全清楚。还需要进一步结合更多可靠的观测事实，才能对扁平电流片的形成机制和相关等离子体特性做出准确的物理分析。

第五章 磁尾倾斜电流片及其拍动特性的研究

5.1 引言

自磁尾电流片发现以来(Ness, 1965), 大量的研究表明, 磁尾电流片在南北方向上是存在拍动的(Speiser and Ness, 1967; Toichi and Miyazaki, 1976; Lui et al., 1978)。拍动可能会形成沿尾向方向的波动(Speiser, 1973), 或形成沿晨昏方向的波动(Lui et al., 1978, 1984)。早期不少学者还对其拍动的特性进行了分析(如 Toyichi and Miyasaki, 1976; Fairfield et al., 1981; McComas et al., 1986; Sergeev et al., 1993, 1998)。Toyichi and Miyasaki (1976) 认为, 磁尾电流片的拍动可能是由于行星际Alfvénic 波动贯穿进入磁尾所致。随着近些年来Cluster和双星等多点卫星的观测, 人们对电流片拍动有了更深入的认识。利用Cluster观测, Zhang et al. (2002), Runov et al. (2003), and Sergeev et al. (2003, 2004), 相继报道了电流片拍动波是从午夜电流片处被触发, 而以几十 km/s的相速度向晨昏两侧翼传播。多卫星联合观测(Zhang et al., 2005; Runov et al., 2009)表明至少电流片拍动波在磁尾距地心距离 $8-19 R_E$ 范围内是同步振荡的。Sergeev et al. (2006) 从统计角度认为电流片拍动的触发可能和等离子体爆发流(BBF)有关。虽然不少学者对电流片的拍动机制给出了理论解释(Nakagawa and Nishida, 1989; Golovchanskaya and Maltsev, 2005; Malova et al., 2007; Erkaev et al., 2008), 但其正确性还有待进一步验证。

电流片的拍动往往会使得局地电流片偏离赤道平面, 甚至垂直赤道平面, 形成倾斜电流片(Petrukovich et al., 2006)。但是目前对这种拍动倾斜电流片中的磁场三维结构还没有完全清楚认识。Petrukovich et al. (2006)认为倾斜电流片中的磁场结构是相互滑移的, 不过还需要更一般的分析方法来解决这个问题。

本章将利用Cluster多点磁场探测和磁场结构分析方法, 来定量分析倾斜电流片中的三维磁场结构特征及其相应特性(如磁场梯度, 电流密度分布等等), 探讨电流片拍动的物理机制。

5.2 倾斜电流片中的磁场几何结构

本节将利用 Cluster 点磁场探测和磁场结构分析方法来研究具体倾斜电流片穿越事件和电流片的拍动特性。磁场分辨率为 4 秒。

5.2.1 倾斜电流片事例分析

如图 5.1 所示, 在 2001/08/05 17:44:20 (UT) 左右, Cluster 穿越磁尾电流片。很显然, 在电流片穿越前后, 磁场方向基本平行于 x 方向, 磁场的曲率半径较大, 磁场旋转率较低。在中性片外的磁场结构 (尤其是南侧) 与第三章标准电流片的磁场结构基本是一样的, 也就是在北 (南) 侧磁场曲率方向指向北 (南) 向, 而副法线方向指向晨向。通过穿越前后磁场强度的梯度方向由 $(46^\circ, 298^\circ)$ 反向为 $(139^\circ, 87^\circ)$, 或由中性片内磁旋转第一本征方向 $\bar{e}_1 (42^\circ, 287^\circ)$ 可判定电流片的法向明显偏离南北方向, 该电流片确实为倾斜电流片。

与标准电流片一样, 在倾斜电流片中心处, 磁场曲率指向地向, 副法线方向指向昏向。磁场曲率半径明显减小 ($R_{c\min} = 0.31R_E$), 磁场旋转率达到最大并可估计中性片半厚度为 $h = 890\text{km} \approx 0.14R_E$ 。中性片内电流密度明显增强, 呈双峰结构, j_z 和场向分量明显增加 ($\gamma_B \approx 36^\circ$)。电流密度的双峰结构与磁场强度梯度的双峰结构相重合, 说明磁梯度漂移对电流的形成可能起主要作用。

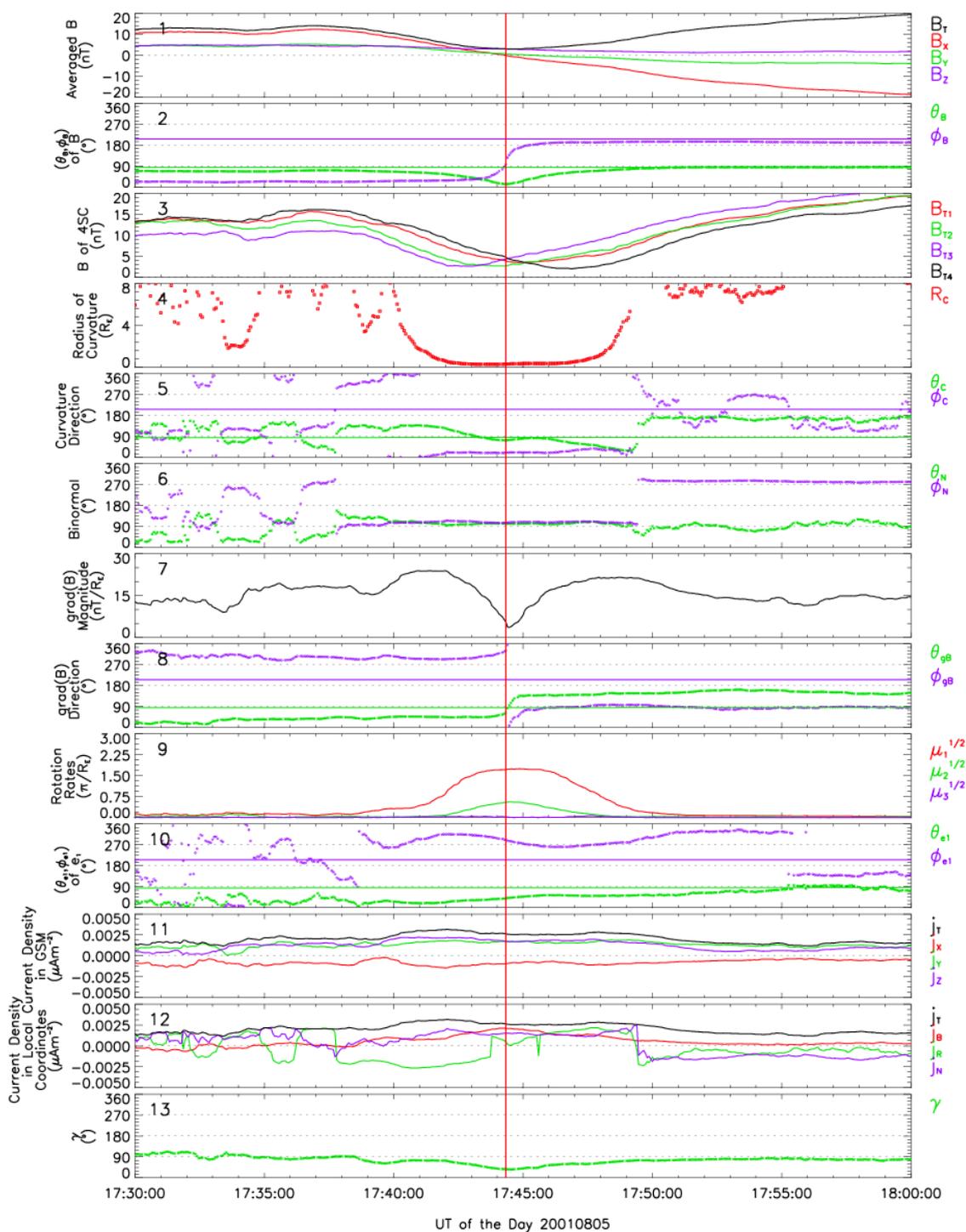


图 5.1 Cluster 穿越倾斜电流片事件。图形格式与图 3.2 一样。

根据以上对倾斜电流片磁场结构的描述，图 5.2 给出了此次倾斜电流片的磁场几何结构的示意图。

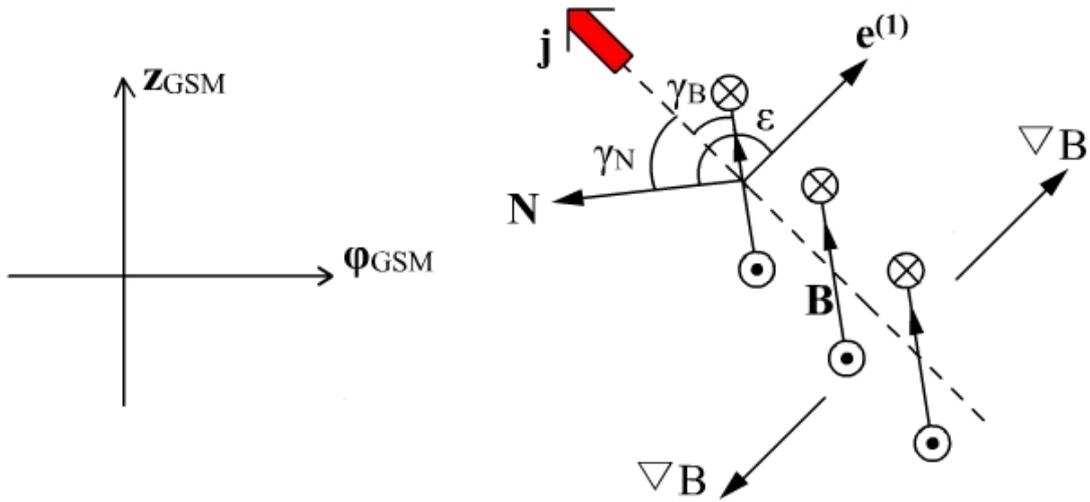


图 5.2 2001 年 8 月 5 日倾斜电流片事件中的磁场几何结构。

可见，倾斜电流片中的磁场结构与标准电流片中的是一样的。只不过磁力线之间相互发生了滑移而已。这与 Petrukovich et al., (2006) 的结论是一样的。而磁力线之间滑移的程度可由滑移角来衡量。此处定义滑移角为

$$\delta = \gamma_N = |90^\circ - \gamma_B| \quad (5.1)$$

对于此次事例而言， $\delta = 51^\circ$ 。

由此例，可以看到，在倾斜电流片中，中性片半厚度一般是小于磁力线最小半径的。这可由图 5.3 给予说明。假如标准电流片为 Harris 电流片（上图），通过磁力线间的相互滑移（滑移角为 δ ），标准电流片可变换成倾斜电流片（下图）。在标准电流片中，中性片的半厚度（中性片边界层之间的最短距离）与磁力线最小曲率半径是一样的，也就是 $h_0 = R_{c \min}$ 。

而对于倾斜电流片而言，由于任一磁力线的空间结构并没有变化，所以中性片中曲率半径也没发生变化，而中性片半厚度则成为 $h = h_0 \cos \delta$ 。

所以对于倾斜电流片可得到

$$h = R_{c \min} \cos \delta \quad (5.2)$$

可以验证，对于本事例中性片中的磁力线最小曲率半径和中性片半厚度是较好满足 (5.2) 关系的。然而 Runov et al. (2005a) 认为电流片半厚度与磁力线最小曲率半径没有明显关系，这是由于他忽略了滑移角的影响。

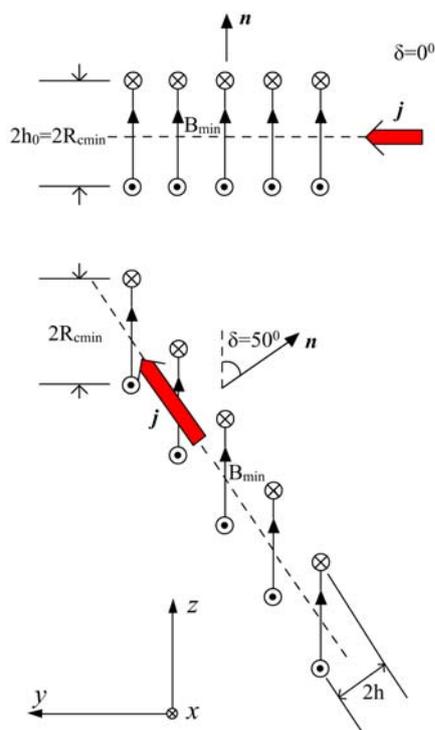


图 5.3 倾斜电流片由标准 Harris 电流片通过磁力线滑移过程产生的示意图。(引自 Shen et al.,2008c)

5.2.2 电流片拍动事例分析

大量的观测表明磁尾电流片的拍动会形成波动，从午夜区触发，向两侧翼传播。为确定拍动的传播方向，一些学者采用了 MVA (Sonnerup and Scheible,1998) 或者时间分析法 (Runov et al.,2005a,b; Zhang et al.,2002,2005; Sergeev et al.,2003,2004,2006;Runov et al.,2009)。此处我们提出利用磁场梯度方向的变化可以更清楚直观地确定拍动波的传播方向。

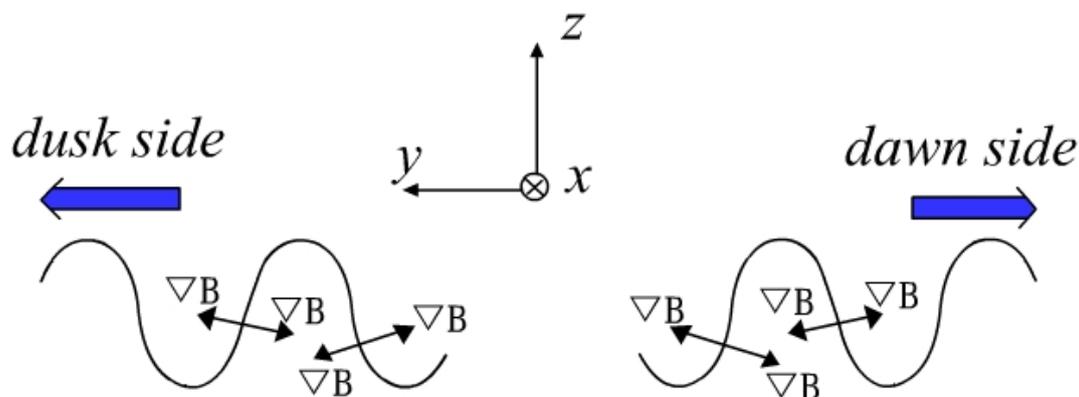


图 5.4 磁尾电流片拍动传播的示意图。(引自 Shen et al.,2008c)

具体方法介绍如下。由于在电流片中心处磁场梯度的方向朝外，分别指向南北方向。如图 5.4 所示，当拍动波从磁尾中心处激发，同时向晨昏两侧传播时，电流片中磁场梯度的方向基本沿晨昏方向。若拍动波朝晨向（昏向）传播，那么卫星在穿越电流片前总是将首先观测到磁场梯度方向指向晨向（昏向），而在穿越电流片后磁场梯度方向反向，指向昏向（晨向）。而在相邻的两次穿越之间，磁场梯度会出现反向。若拍动仅仅是局地上下摆动而没有形成波传播，那么磁场梯度的方向是不会有这些相应变化的。下面将就具体的电流片拍动事例给出详细分析。

如图 5.5 所示，在 2004/08/03 08:00-09:30 期间，Cluster 在磁尾探测到了一起电流片拍动波的传播事件。Petrukovich et al. (2006) 也曾对其进行过研究（拍动时间为 06:00-09:30）。通过对电流片穿越处磁场梯度方向的判断，显然可知该拍动波列是向晨侧传播的。而在此次事件中，磁层活动比较弱（AE 指数较低），Cluster 位于地方时 2.1 小时处，所以由于磁尾膨胀效应（第五章）， B_y 也能如 B_x 分量一样出现准周期性的振荡，且二者的振荡相位相同。可以证实，在昏侧处的拍动中， B_y 与 B_x 的拍动是反相位的（Sergeev et al., 2003）。而 B_z 分量受拍动波的调制不甚明显。显然，Cluster 每次穿越电流片处（如红线所示），磁力线的曲率半径达到最小，磁旋转率达到最大，磁场梯度达到极小，电流密度达到最大，并且随电流片的周期拍动，其 j_z 分量或 j_B 分量交替反向。对磁力线结构的观测表明，在电流片中心磁场曲率都指向地向，并且在整个拍动过程中副法线方向基本都指向昏向。通过每次电流片中心处磁场强度的梯度方向或由中性片内磁旋转第一本征方向 \bar{e}_1 可判定电流片的法向明显偏离南北方向，这说明受拍动的作用电流片确实能成为局地倾斜电流片。表 5.1 列出了在此次事件中每次中性片中心处的各项物理参数。

从表 5.1 可以看到，平均滑移角为 $\langle \delta \rangle \approx 67^\circ$ ，电流片的平均法向速度为 $\langle V_n \rangle \approx 27 \text{ km/s}$ ，拍动波的平均相速度为 $\langle V_p \rangle \approx \langle V_n \rangle / \sin \langle \delta \rangle \approx 29 \text{ km/s}$ ，平均周期为 $\langle T \rangle \approx 14 \text{ min}$ ，平均波长为 $\langle \lambda \rangle \approx \langle V_p \rangle \cdot \langle T \rangle \approx 3.8 R_E$ 。而磁力线最小曲率半径， $R_{c\min}$ 与中性片半厚度 h 和磁力线滑移角 γ_N 都较好地满足关系 (5.2)。此外不难发现，磁力线滑移角 γ_N 越大，中性片半厚度越薄，电流密度相对就越高。

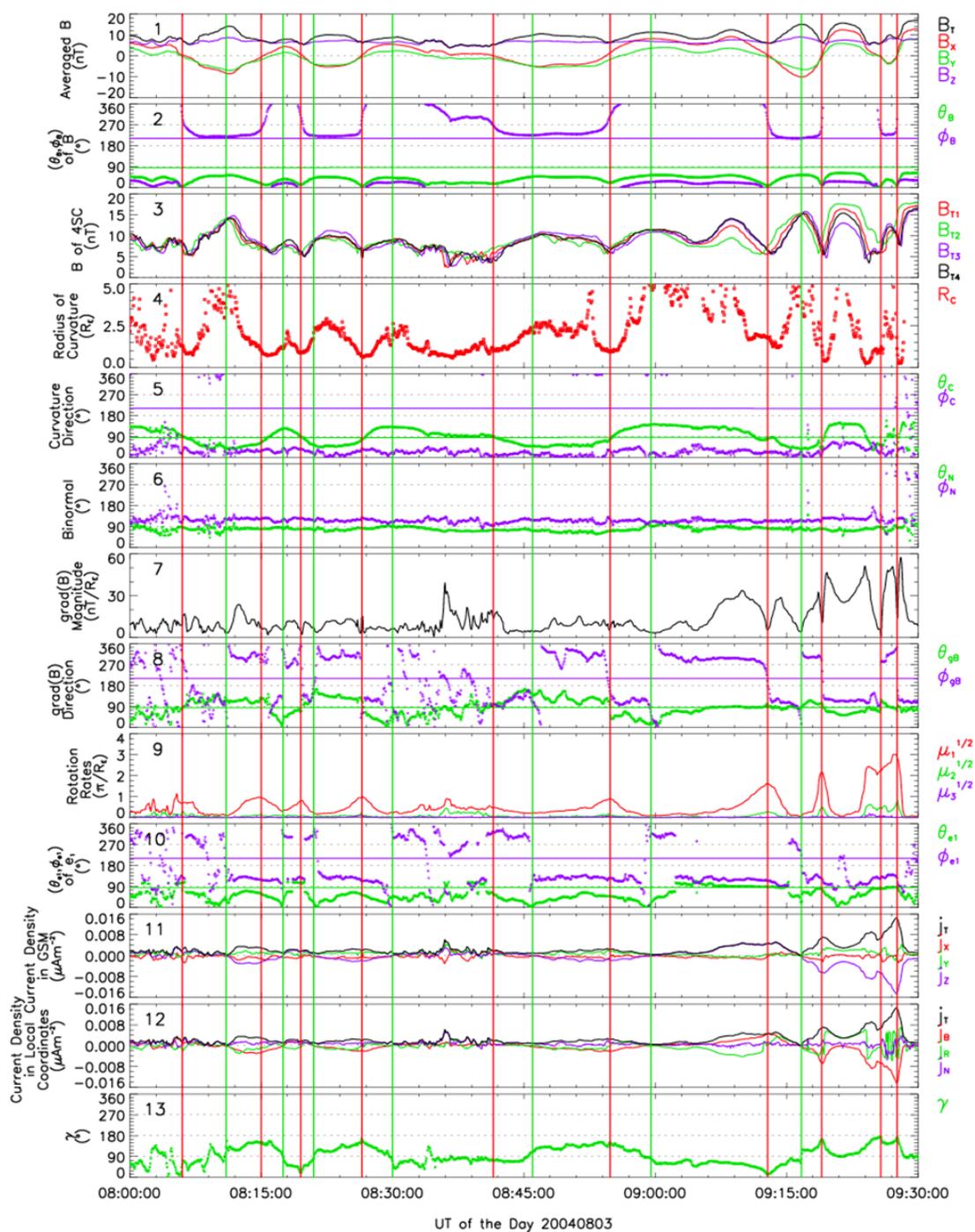


图 5.5 Cluster 穿越拍动电流片事件。红线标出了每次电流片的穿越时间，而绿线标出了相邻两次穿越处磁场梯度反向的时间。图形格式与图 3.2 一样。

表 5.1 连续穿越电流片时中性片中心处的物理参数

Time	$R_{c \min}$ (R_E)	\bar{e}_1 (θ, φ)	\bar{b} (NS)	$\mu_{1 \max}^{1/2}$ (π / R_e)	j ($\mu A / m^2$)	γ_B	γ_N (δ)	ε	\bar{N} (θ, φ)	h (R_E)	V_n (km/s)
08:06:30	0.83	(64 ⁰ ,306 ⁰)	(16 ⁰ ,253 ⁰)	0.69	0.0016	39 ⁰	53 ⁰	144 ⁰	(80 ⁰ ,126 ⁰)	0.46	31
08:15:40	0.74	(48 ⁰ ,116 ⁰)	(11 ⁰ ,322 ⁰)	0.80	0.0022	144 ⁰	56 ⁰	33 ⁰	(80 ⁰ ,127 ⁰)	0.40	13
08:19:30	0.88	(106 ⁰ ,129 ⁰)	(12 ⁰ ,307 ⁰)	0.80	0.0017	26 ⁰	68 ⁰	27 ⁰	(79 ⁰ ,125 ⁰)	0.40	27
08:26:30	0.69	(55 ⁰ ,115 ⁰)	(6.9 ⁰ ,288 ⁰)	0.95	0.0019	161 ⁰	78 ⁰	29 ⁰	(84 ⁰ ,126 ⁰)	0.34	19
08:40:00	1.4	(104 ⁰ ,115 ⁰)	(20 ⁰ ,304 ⁰)	0.39	0.00067	77 ⁰	154 ⁰	36 ⁰	(71 ⁰ ,105 ⁰)	0.82	49
08:54:40	0.97	(49 ⁰ ,125 ⁰)	(20 ⁰ ,293 ⁰)	0.88	0.0025	140 ⁰	64 ⁰	23 ⁰	(70 ⁰ ,122 ⁰)	0.36	24
09:13:00	1.8	(89 ⁰ ,115 ⁰)	(8.7 ⁰ ,269 ⁰)	1.6	0.0047	16 ⁰	75 ⁰	6.7 ⁰	(82 ⁰ ,114 ⁰)	0.20	9.2
09:19:00	1.3	(79 ⁰ ,125 ⁰)	(12 ⁰ ,267 ⁰)	2.1	0.0068	162 ⁰	81 ⁰	10 ⁰	(81 ⁰ ,116 ⁰)	0.15	40
09:25:15	0.96	(82 ⁰ ,127 ⁰)	(2.1 ⁰ ,298 ⁰)	2.2	0.0062	172 ⁰	86 ⁰	15 ⁰	(88 ⁰ ,114 ⁰)	0.14	17
09:27:40	0.77	(83 ⁰ ,113 ⁰)	(12 ⁰ ,280 ⁰)	2.8	0.014	169 ⁰	87 ⁰	12 ⁰	(85 ⁰ ,123 ⁰)	0.11	17

基于以上观测分析，对此次拍动电流片事例，图 5.6 给出了电流片的整体磁场几何结构位形和拍动物理量特性的示意图，其中 $B_y = 0$ 。

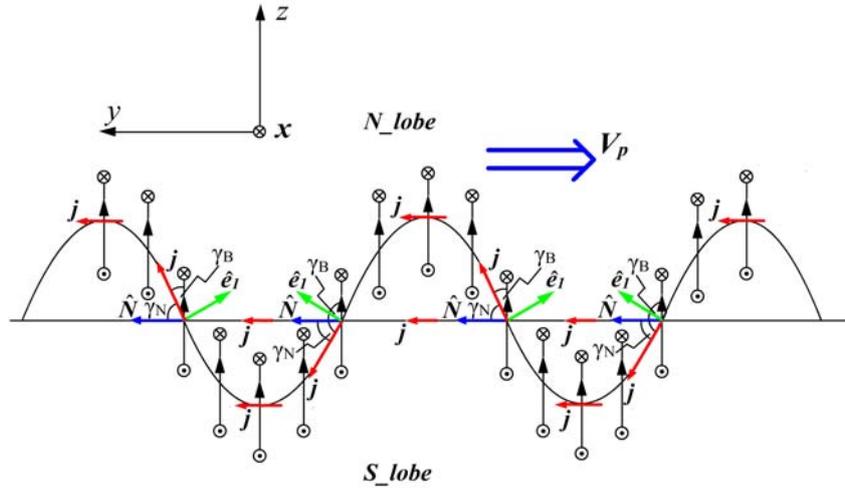


图 5.6 理想拍动电流片的物理特性和整体磁场几何结构位形

5.3 电流片拍动波的特性和机制

5.3.1 拍动波的物理特性

根据以上对拍动电流片的事例分析并结合前人对电流片拍动的研究，这里有必要对电流片拍动形成的波的特性进行归纳和分析。

1. 对拍动电流片法向的统计研究表明(Sergeev et al.,2004)，一般在晨侧处的电流片，拍动波是向晨向传播的。而在昏侧处的电流片，拍动波是向昏向传播的。所以可推测拍动波是从磁尾午夜处激发，分别向磁尾晨昏两侧传播的。

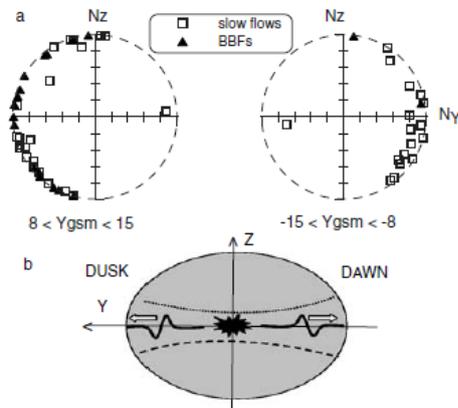


图 5.7 卫星分别在晨昏两侧处相应电流片的法向方向 (a)；电流片拍动波的传播示意图 (b)。

2. 拍动电流片的相速度一般为 $10-50\text{km/s}$, 准周期约 20 分钟, 波长为约 $4R_E$ 左右, 波幅为 $1-2R_E$ (Zhang et al.,2002,2005;Sergeev et al.,2004;Runov et al.,2009)。也存在准周期约为 2-3 分钟的拍动波事例 (Runov et al.,2003,2005b;Sergeev et al.,2003)。在磁尾距地心约 $r \sim 11R_E$ 的地方, 拍动速度大约为 $10-20\text{km/s}$, 幅度大约为 $0.2R_E$ (Sergeev et al.,1993); 而在距地心约 $r \sim 20R_E$ 的地方, 拍动速度大约为 100km/s , 幅度达到 $2R_E$ 左右 (McComas et al.,1986)。

3. 卫星的联合同步观测表明至少在磁尾 $-8R_E \sim -19R_E$ 范围内, 电流片的拍动是同步传播的, 拍动的纵向尺度大于 $10R_E$ (Zhang et al.,2005;Runov et al.,2009)。统计研究表明 (Runov et al.,2005a), 在晨昏两侧处, 电流片拍动的法向速度有明显地向分量。

4. 电流片的拍动与等离子体流的 V_z 分量密切相关。当卫星从电流片北侧进入南侧时伴随的是 $V_z > 0$, 反之则是 $V_z < 0$ ($d\bar{B}/dt$ 与 V_z 呈负相关) (Sergeev et al.,1998,2004;Runov et al.,2009)。

5. 拍动电流片中电流密度的分布有时是关于电流片中心呈不对称分布或呈双峰结构分布 (Sergeev et al.,2003; Runov et al.,2003,2005a), Petrukovich et al.(2008)认为这与拍动波的实际波形有关。

6. 电流片的拍动与亚暴活动相位无关, 因为无论在磁平静时期还是磁活动期间都有观测到电流片的拍动 (Shen et al.,2008c)。与 Laitinen et al.,(2007)的观点不同, 本文认为电流片拍动也与局地的磁重联活动无关, 因为如本章 5.1.2 节所分析, 拍动电流片中磁场结构并无明显的磁重联磁场结构特征。

7. 电流片拍动波与局地高速流之间并无一一对应关系。虽然 Sergeev et al., (1998)认为在电流片出现地向高速流期间, V_z 的拍动速度能高达几百 km/s , 而在没有地向高速流时, V_z 的拍动速度会很慢。但这并不能说明电流片拍动波就是由局地等离子体高速流所激发。无局地高速流的电流片拍动事件也有被观测到 (Sergeev et al.,2003)。Volwerk et al., (2004)认为局地等离子体高速流会造成磁尾等离子体片磁通量的传输, 从而引起磁场的准静态摆动 (卫星观测到 B_x 的强弱变化, 没有明显电流片穿越)。

8. 由于拍动波的一般是从磁尾午夜处被激发, 而在磁尾午夜处的高速流或

磁重联相对比较集中发生,所以不少学者认为拍动波可能在磁尾午夜处由高速流激发(沿 X 方向),自然就像船舷波一样被激发起来朝晨昏两侧传播(Sergeev et al.,2006;Erkaev, et al., 2008,2009)。然而如本章 5.1.2 节拍动事例所示,电流片拍动的持续时间有时能达 3 小时(Shen et al.,2008c)以上,而一般高速流的时间尺度才仅仅几分钟(Angelopoulos et al.,1994)。

9. 拍动波可能相对比较容易在亚暴活动期间或太阳风活动增强期间出现。一些学者通过一些事例分析认为电流片的拍动可能与亚暴活动的发展有关(Toyichi and Miyazaki, 1976; Sergeev et al., 1998,2004;Runov et al.,2009)。在太阳风活动增强后,明显的电流片拍动现象也有被观测到(McComas et al., 1986; Shen et al., 2008c)。

10. 拍动波可能还会以孤波形式传播(Lui et al.,1978;Runov et al.,2005a)。

综上,考虑到以上电流片拍动的物理特性,本文倾向于认为电流片的拍动是磁尾磁场大尺度的内禀振荡,等离子体流 V_z 分量的扰动可能对于电流片拍动的传播和演化起主要作用。不排除外部行星际磁场的扰动或增强的太阳风活动以及内部磁层亚暴活动或高速流等因素能影响其触发的过程。

5.3.2 拍动波机制的探讨

关于电流片拍动波的形成机制,不少学者提出了一些可能的理论机制。然而如Sergeev et al.,(2004)评述的那样,电流片拍动波既不可能是K-H 不稳定性产生的波(Nakagawa and Nishida, 1989),也不可能是MHD波动(Fruit et al., 2002a, 2002b; Louarn et al., 2004a; Fruit et al., 2004)。Golovchanskaya和Maltsev(2005)认为电流片拍动波是气球模MHD波,但其理论假设前提(波长应小于曲率半径)与实际观测不符合。Shen et al., (2008c)猜测电流片拍动是由增强的太阳风活动(如压强或流速增加)与磁尾磁层顶边界层的相互作用所致,但还缺乏进一步的理论分析。Erkaev et al. (2008, 2009)则从理论上认为电流片拍动波是一种新的MHD波,是由于电流片中同时存在法向和切向的双磁场梯度所致。此节,基于对实际电流片拍动波物理特性的观测和分析,本文将对电流片拍动的形成及传播机制作探讨性的研究,讨论结果有待进一步的观测证实。

对于上节的拍动事例可以通过TC-1与Cluster的联合观测再次深入分析。如图5.8所示,在此次事件中,TC-1在近地($X \sim -12R_E$)尾瓣区域中,而Cluster在远地($X \sim -18R_E$)电流片中。可以明显看到,TC-1与Cluster都同时观测到了此次拍动事件,二者的拍动频率相当。在电流片处,Cluster探测到磁场的拍动幅度较大,而在lobe区,TC-1探测到磁场的拍动幅度明显减小。卫星观测到的磁场拍动幅度与卫星的地向距离基本无关(如图5.9中的事例分析)。所以,电流片的拍动波具有流体表面波的特性(Billingham and King,2000),也就是离中性片越近,电流片拍动的磁场扰动幅度就越大,反之就越小。假若,拍动波是由增强的太阳风动压与磁尾磁层顶边界层作用所致,那么拍动波的磁场扰动幅度应该从磁层顶到磁尾电流片中会逐渐减小,尾瓣区观测到的磁场拍动幅度应大于电流片中的磁场拍动幅度。而图5.8的观测却不支持这样的看法。因此增强的太阳风动压与磁尾磁层顶的相互作用不可能是电流片拍动的触发来源。

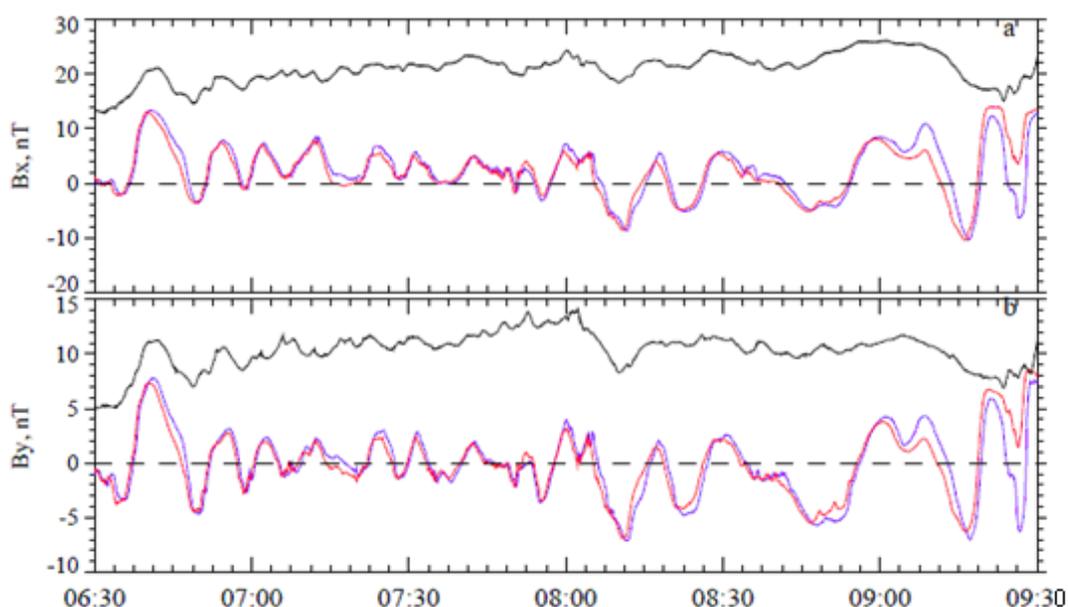


图 5.8 2004 年 8 月 3 日, TC1/Cluster 联合观测到的电流片拍动事件 (引自 Petrukovich et al.2006)

Erakev et al., (2008, 2009)的双梯度理论认为当电流片中的双梯度乘积 $\frac{\partial B_x}{\partial z} \frac{\partial B_z}{\partial x}$ 为正值时,双梯度导致的稳定的 MHD 弯曲(kink-like)波模很可能就是磁尾电流片中观测到的拍动波。此外,此外该理论还表明,电流片的拍动频率与

磁场梯度有关，也就是在电流片中心，拍动频率相对要高，而在 lobe 区的相对拍动频率相对要低。对于 Erakev 等人的双梯度理论，本文认为也存在不合理的地方，下面将利用实际观测给予说明。

如图 5.9 所示，在 2004 年 8 月 5 日，近地的 TC-1($X \sim -12R_E$)与远地的 Cluster($X \sim -18R_E$)同时观测到电流片的同步拍动(Zhang et al,2005)。TC-1 与 Cluster 基本在同一地方时。对于该事件，可将其每次卫星穿越电流片中心的磁场数据列出，如表 5.2 所示。

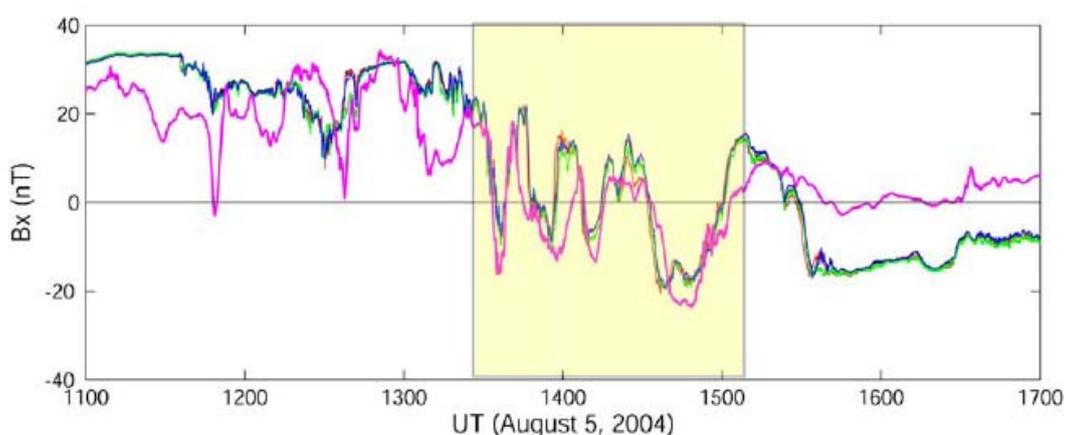


图 5.9 2004 年 8 月 5 日,TC1/Cluster 联合观测到的电流片拍动事件(引自 Zhang et al,2005)。其中紫红色代表 TC-1 的探测数据。

表 5.2 TC1/Cluster 联合观测电流片中心处的 B_z 分量

Cluster UT	B_z (nT)	TC-1 UT	B_z (nT)
13:34:49	12.9	13:33:24	2.0
13:38:40	8.3	13:38:31	2.2
13:48-13:50	8.1	13:44:55	2.7
13:57:48	4.4	14:03:23	1.7
14:07:26	8.4	14:07:57	1.0
14:14:56	2.1	14:15:23	0.9
14:32:37	3.9	14:32-14:33	1.6
15:01:03	2.8	15:02:56	7.0

所以由表 5.2 可知，对于该拍动事例而言， $\partial B_z / \partial x$ 是负值。考虑到电流片中

$\partial B_x / \partial z$ 一般都是正值，所以此次电流片拍动事件对应的双梯度 $\frac{\partial B_x}{\partial z} \frac{\partial B_z}{\partial x}$ 为负值。

这与 Erakev 等人的理论不符合。此外结合本节这两次联合观测电流片拍动的事例，可知拍动频率在电流片中心处和 lobe 处几乎频率都是相当的，这也与 Erakev 等人的理论预计不符合。

综上，当前对电流片拍动波的触发和传播机理还不甚清楚。结合以上对电流片拍动波的触发和传播特性的讨论分析，这里本文将尝试性地给出电流片拍动激发，传播的定性物理图像。

考虑到在电流片拍动中，等离子体流速 V_z 分量与 dB_x/dt 成反比，且在磁尾电流片处磁场与等离子体可近似满足磁冻结条件，则可对拍动波的激发过程作如下物理图像假设。

在磁尾午夜区，由于某种原因，在电流片某侧，一团等离子体沿磁场方向“打到”电流片上，打破电流片的平衡状态 (Malova et al., 2007)。那么由磁冻结效应，运动的等离子体会将磁场堆积起来，使得磁压增强，磁能增加，而相应等离子体动能减小，(严格来说，在这一压缩过程中，等离子体密度会升高，热压会增强)。当等离子体动能速度减小为零时，等离子体的磁能最大，而增强的磁压力则开始反向加速等离子体，磁能转化为动能，并重复以上过程，使得局地等离子体作振荡运动，如图 5.9(a)所示。如果忽略这个过程的电磁辐射，热损耗等其他能量损失，这个过程完全就是等离子体的动能与磁能的相互转化过程。

而这种不断重复的周期性等离子体上下运动使得局地的电流片出现上下振荡在全局表观上会形成向磁尾两侧传播的拍动波信号，如图 5.10(a)所示。因此电流片的拍动机制非常类似绳波的拍动机制，所不同的是绳波的上下摆动是由绳的张力驱动，而电流片的上下摆动是由安培力所驱动。

由图 5.10(b)还可知，等离子体流的上下振荡会形成 Y 方向上的极化电场，而 V_z 的振荡周期与 B_x 一样。由 $\delta \vec{E} = -\delta \vec{V} \times \delta \vec{B}$ 可知，电流片拍动造成的极化电场的频率应该是磁场 B_x 拍动频率的两倍，这与 Sergeev et al., (2003)对电流片拍动中电场扰动的观测是相符的。电流片拍动激发电磁扰动的能流密度方向由 $S = \delta \vec{E} \times \delta \vec{B}$ 可判定，是从磁尾电流片向南北磁层顶方向传播的，这与拍动波的信号传播方向不同（由午夜向晨昏两侧传播）。

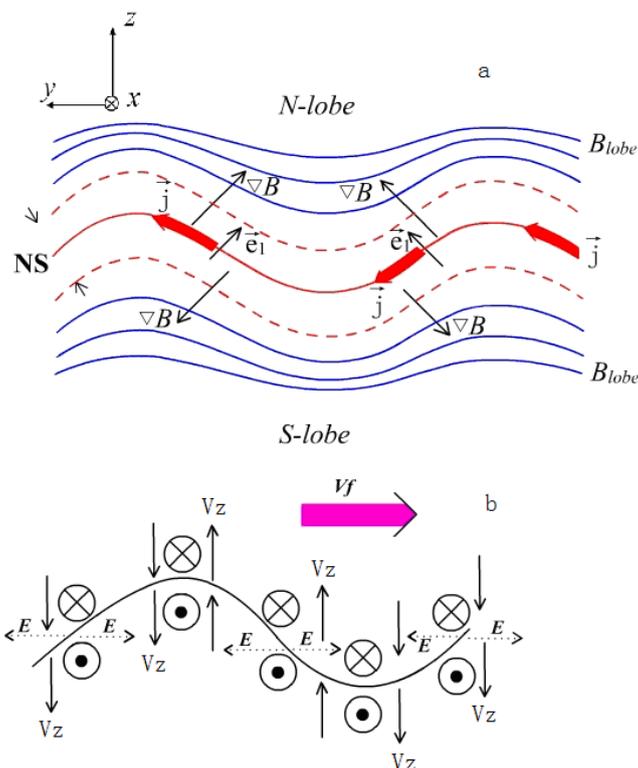


图 5.10 电流片拍动中，磁场强度的空间变化(a)；等离子体流速的上下摆动和拍动波的传播 (b)

5.4 稳态拍动过程

电流片的拍动不仅可以形成拍动波向磁尾两侧翼传播，而且有时还能形成局地的电流片驻波拍动。本文定义电流片的这种驻波拍动为稳态拍动，不能形成波动传播。本节将给出这种电流片稳态拍动的具体例子，并作相应分析。

如图 5.11 所示, Cluster 在 2003/10/13 18:40-19:00 期间连续穿越两次电流片，如红线所标。通过磁场梯度方向或磁旋转第一本征方向可判断该电流片的法向是明显偏离南北方向的，并且通过电流片内的磁场结构，可知磁场的曲率是指向地轴的，而副法线基本指向昏向，所以卫星穿越的是倾斜电流片。但值得注意的是，如 5.1.2 节，通过电流片穿越处的磁场梯度方向，可判断这两次穿越事件是由于电流片的局地驻波摆动造成的，而并非是拍动波的传播造成的。此外通在第一次穿越时，Cluster 穿越电流片的先后顺序为 C3-C2-C1-C4，而在第二次穿越时，先后顺序则成为 C4-C1-C2-C3，这也是与电流片的局地驻波摆动相符合的。与拍动电流片一样，在这先后两次穿越处，磁旋转率很高（相应估计

中性片半厚度为 $h \approx 450km$), 磁力线曲率半径达到极小。电流密度及其 j_z 分量和场向分量 j_B 也很强。但不同的是, 由于这两次穿越实际上是卫星来回穿越同一电流片, 所以 j_z 和 j_B 并没有反向。

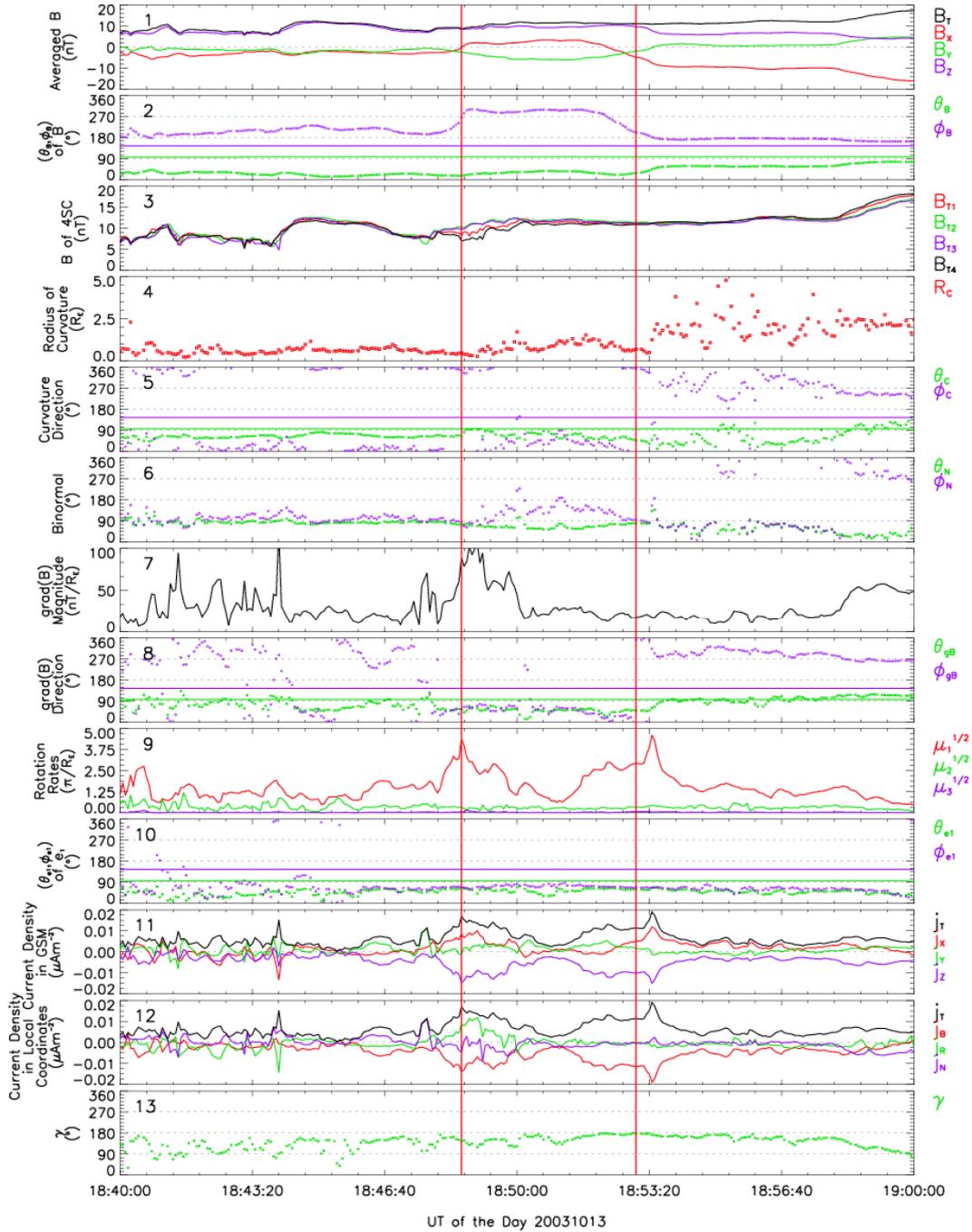


图 5.11 由电流片的稳态拍动造成的倾斜电流片。红线标出了电流片的穿越。图
形格式与图 3.2 一样。

图 5.12 给出了此次稳态拍动事件的倾斜电流片中的磁场结构和 Cluster 运

动轨迹的示意图。

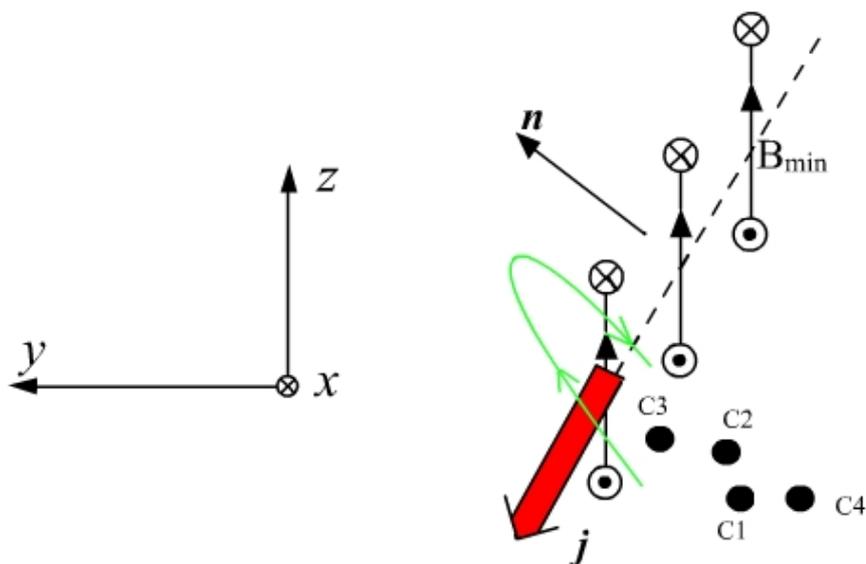


图 5.12 2003 年 10 月 17 日稳态拍动事件中，倾斜电流片中的磁场结构。其中绿线代表 Cluster 相对于电流片运动的轨迹

5.5 小结

利用 Cluster 多点磁场观测数据和数据分析方法，本章研究了倾斜电流片中磁场的几何结构特性及相应电流片的拍动特性，并对电流片拍动的物理机制进行了探讨和分析。

对于倾斜电流片得到了如下一般性结论：

1. 倾斜电流片的法向明显偏离南北方向，甚至有时沿晨昏方向而成为垂直电流片。倾斜电流片内的磁力线结构与标准电流片的磁力线结构是一样的，曲率方向指向地向，副法线基本指向昏向，只不过磁力线相互间发生了滑移；

2. 在中性片内，磁场方向旋转剧烈。磁场最小曲率半径 $R_{c\min}$ ，中性片半厚度 h ，以及倾斜电流片的滑移角 δ ，近似满足关系 $h = R_{c\min} \cos \delta$ ；

3. 在中性片内，电流密度一般达到最强，呈单峰结构，场向分量 j_B 和 j_z 比较明显。且电流片越倾斜，电流密度越强，场向分量 j_B 和 j_z 越明显。在某些倾斜电流片事例中，电流密度关于中性片中心呈双峰或不对称结构。

对于电流片的拍动特性得到了如下结论：

1. 电流片的拍动能形成波动从磁尾中心，向磁尾晨昏两侧传播。也存在电流片的局地稳态拍动，但其并不能形成波动传播。电流片的拍动往往使得电流片在局地范围内成为倾斜电流片；

2. 在电流片拍动过程中，卫星连续穿越电流片，电流密度的场向分量 j_B 和 j_z 分量的符号呈准周期性地交替变化。

3. 拍动波的相速度一般为几十 km/s，波长为几个 R_E 左右。磁尾 $-8R_E \sim -19R_E$ 范围内，电流片的拍动是同步传播的。拍动波的发生与亚暴活动无明显关系，持续时间能长达几个小时。

4. 电流片的拍动是磁尾电流片大尺度的内禀振荡，其触发和传播过程很可能跟电流片中等离子体流的上下运动有关。

本章虽对电流片的拍动触发过程给出了的定性物理图像说明，但还缺乏进一步的理论描述，对于电流片的稳态拍动与传播拍动的物理关系也不甚清楚。对于电流片拍动波的能量来源，传播演化过程，以及对带电粒子的耦合作用都尚存未知，需要进一步结合更多的观测事实，才能得到可靠的物理分析。

第六章 拍动电流片的解析特性

6.1 引言

如第五章分析, 虽然通过 Cluster 的四点磁场探测, Petrukovich et al.(2006) 和 Shen et al.,(2008c)先后表明在大多情况下倾斜电流片中的磁力线结构与标准电流片中的磁力线结构是一样的, 只是磁力线之间出现了相互滑移。然而卫星探测毕竟只能给出电流片的局地磁场结构分布, 所以目前还缺乏对拍动电流片各种相关物理量的空间分布的整体了解。

本章基于 Cluster 对拍动电流片磁场结构的观测事实, 通过类比平衡态电流片的 Harris 分布(Harris,1962), 得到了拍动电流片中磁场分布的近似解析模式, 并据此计算和分析了拍动电流片的物理特性(如法向, 曲率分布, 中性片厚度, 电流密度, 磁场梯度等), 获得了拍动电流片各种相关物理量空间整体分布的特性。所得结果与卫星的探测结果符合很好。这有助于进一步理解电流片的整体拍动行为及其带来的动态物理变化。

6.2 拍动电流片的磁场模式

假设标准电流片中的磁场分布为 Harris 分布, 考虑到拍动电流片中的磁场结构是相互滑移的(Petrukovich et al.2006; Shen et al.,2008c), 如图 5.6, 如果一个空间波形为正弦变化的拍动波列朝晨侧传播(沿 $-y$ 方向), 那么该拍动电流片中的磁场时空分布可近似构造为:

$$\begin{cases} B_x = B_0 \tanh\left(\frac{z - A \sin k(y + V_p t)}{L}\right) \\ B_y = 0, B_z = \text{const} \end{cases} \quad (6.1)$$

其中 B_0 为尾瓣区磁场强度, L 为电流片半厚度, V_p 为拍动波的相速度, A 为空间振幅, k 为波氏。而 Harris 电流片的中性片平面假设为赤道平面。尽管此模型忽略掉了磁场的导向场分量(Shen et al., 2008b)和双峰电流密度等效应(Runov et al., 2003; Zelenyi et al., 2004; Thompson, et al., 2006), 但此模型还是能

比较好地近似描述实际拍动电流片中的磁场分布(Zhang et al., 2002, 2005; Petrukovich et al., 2006; Sergeev et al., 2003, 2004)。

不失一般性, 令 $t = 0$, 可得此时拍动电流片的空间磁场分布为

$$\begin{cases} B_x = B_0 \tanh(Z/L) \\ B_y = 0, B_z = \text{const} \end{cases} \quad (6.2)$$

显然这是二维电流片模式。其中 $Z = z - A \sin(ky)$, 为竖直方向上偏离电流片中心的位移。根据(6.2), 接下来可直接计算和分析拍动电流片中相关物理量的空间分布

6.3 拍动电流片物理量的空间分布

6.3.1 拍动电流片的磁场空间分布

根据 (6.2), 对比标准 Harris 电流片和拍动电流片中磁场强度及其 B_x 分量的空间分布, 如图(6.1)所示, 不难发现标准电流片的磁场强度及其 B_x 分量的等值分布平行于赤道平面, 电流片法向沿南北方向。而相比之下, 拍动电流片的磁场强度及其 B_x 分量的等值分布呈波状空间分布, 局地电流片法向会向赤道平面倾斜。其中, $B_0 = 20nT, L = 1R_E, A = 1R_E, k = 2/R_E, B_z = 3nT$ 。在下面各小节的计算中, 若无特殊说明, 都将默认 $B_0 = 20nT, L = 1R_E$ 。

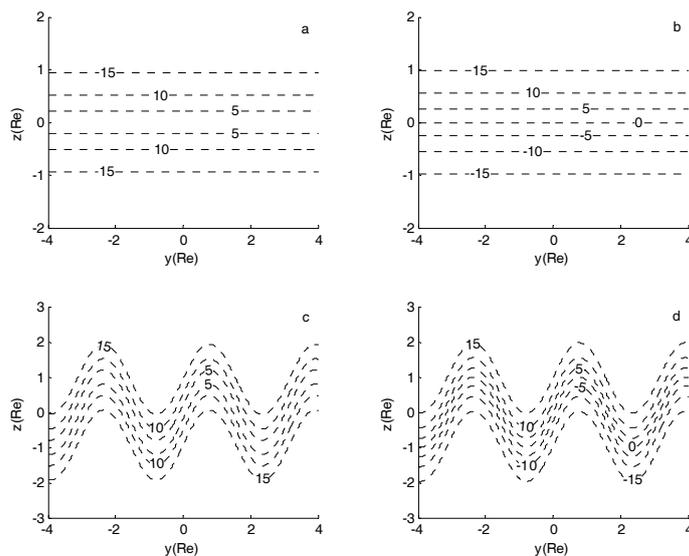


图 6.1 标准 Harris 电流片中磁场强度 (a) 及其 B_x 分量的等值分布 (b), 以及拍动电流片中磁场强度 (c) 及其 B_x 分量的等值分布 (d)。标识数据的单位为 nT。

6.3.2 拍动电流片的磁场振幅

一般卫星的运动速度相比电流片拍动的传播速度很小，可以忽略不计。所以可假设卫星是静止的，令其空间位置的坐标 $y=0$ 。那么由 (6.1) 可得，当一列电流片拍动波列通过卫星时，卫星探测到的磁场变化为

$$\begin{cases} B_x = B_0 \tanh\left(\frac{z - A \sin(kV_p t)}{L}\right) \\ B_y = 0, B_z = \text{const} \end{cases} \quad (6.3)$$

根据 (6.3)，如图 6.2 所示，可得到在距赤道平面不同距离处，卫星虚拟观测到的 B_x 拍动信号。可知，离赤道平面越近， B_x 振荡越剧烈，振荡信号越接近正弦信号。

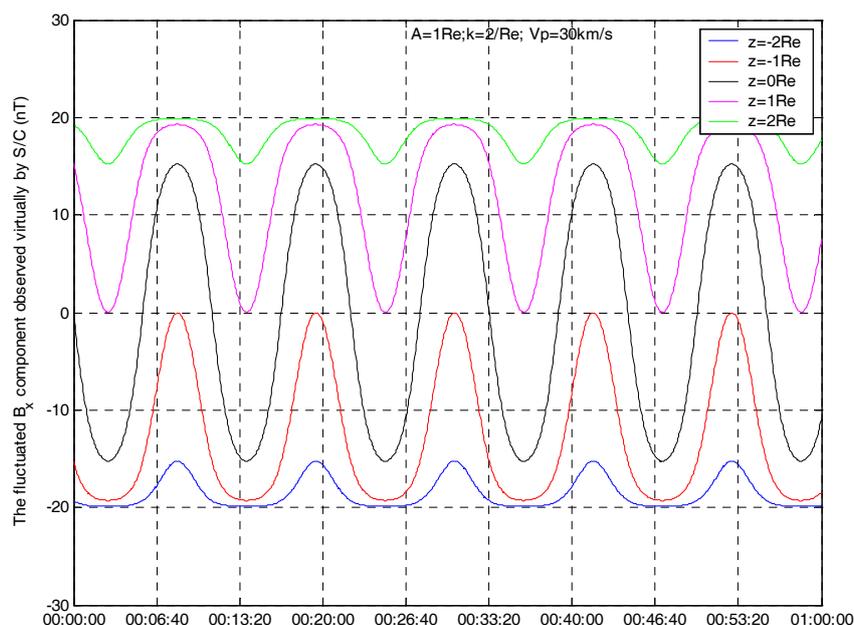


图 6.2 卫星在距赤道面不同距离处，虚拟观测到的 B_x 分量的准周期性变化

所以看起来 B_x 的磁场振幅与距赤道面的距离有关。在一个周期内，卫星探测到 $B_x(z, t)$ 的最大、最小值分别为 $B_{x \max}(z)$ 和 $B_{x \min}(z)$ ，那么可定义 B_x 分量的磁场幅度为

$$\Delta B_x(z) = \frac{B_{x \max}(z) - B_{x \min}(z)}{2} \quad (6.4)$$

结合 (6.3)，(6.4) 可进一步写为

$$\Delta B_x(z) = \frac{B_0}{2} \left[\tanh\left(\frac{z+A}{L}\right) - \tanh\left(\frac{z-A}{L}\right) \right]. \quad (6.5)$$

根据 (6.5)，图 6.3 给出了在不同空间振幅下， B_x 的幅度随赤道平面距离的变化。

显然，离赤道平面越近，空间振幅越大，那么 B_x 的摆动幅度就越大。在赤道平面上， B_x 的磁场振幅达到最大，为

$$\Delta B_x(z)|_{\max} = B_0 \tanh(A/L) \quad (6.6)$$

这与 TC-1 和 Cluster 对拍动电流片的联合实际观测是相符的(Zhang, et al., 2005; Petrukovich et al., 2006)。当 TC-1 和 Cluster 都在中性片平面内时，它们观测到 B_x 的磁场振幅基本相当(Zhang et al., 2005)。而当 TC-1 相比 Cluster 离中性片平面较远时，TC-1 探测到 B_x 的振荡幅度要明显小很多(Petrukovich et al., 2006)。

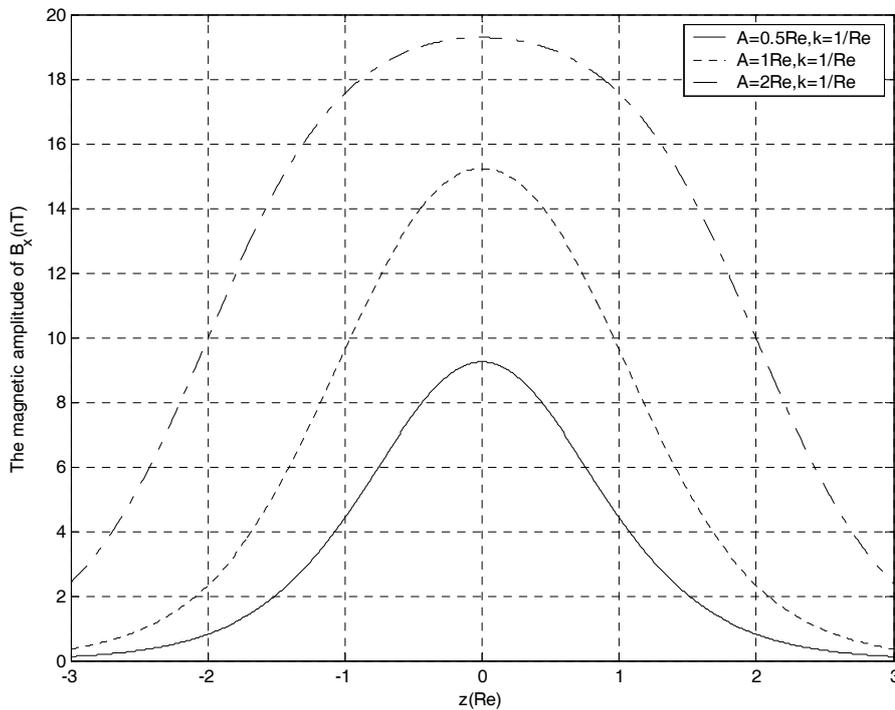


图 6.3 B_x 磁场振幅随到赤道平面距离的变化。

6.3.3 电流片的倾斜角

与倾斜电流片倾斜角（滑移角）的定义（Shen et al.,2008c）一致，考虑到中性片中心线满足 $z = f(y) = A \sin(ky)$ ，可等效定义拍动电流片的倾斜角为中性片中心线的坡度，也就是

$$\tan \delta = |f'(y)| \quad (6.7)$$

$$\delta = \tan^{-1} \left[|f'(y)| \right] = \tan^{-1} [Ak |\cos(ky)|] \quad (6.8)$$

根据（6.8），图 6.4 绿线给出了倾斜角的空间分布
相应，电流片的最大倾斜角为

$$\delta_{\max} = \tan^{-1}(Ak) \quad (6.9)$$

由(6.9)可知，若空间振幅 A 或波数 k 越大，那么拍动导致的倾斜电流片将会更加倾斜。

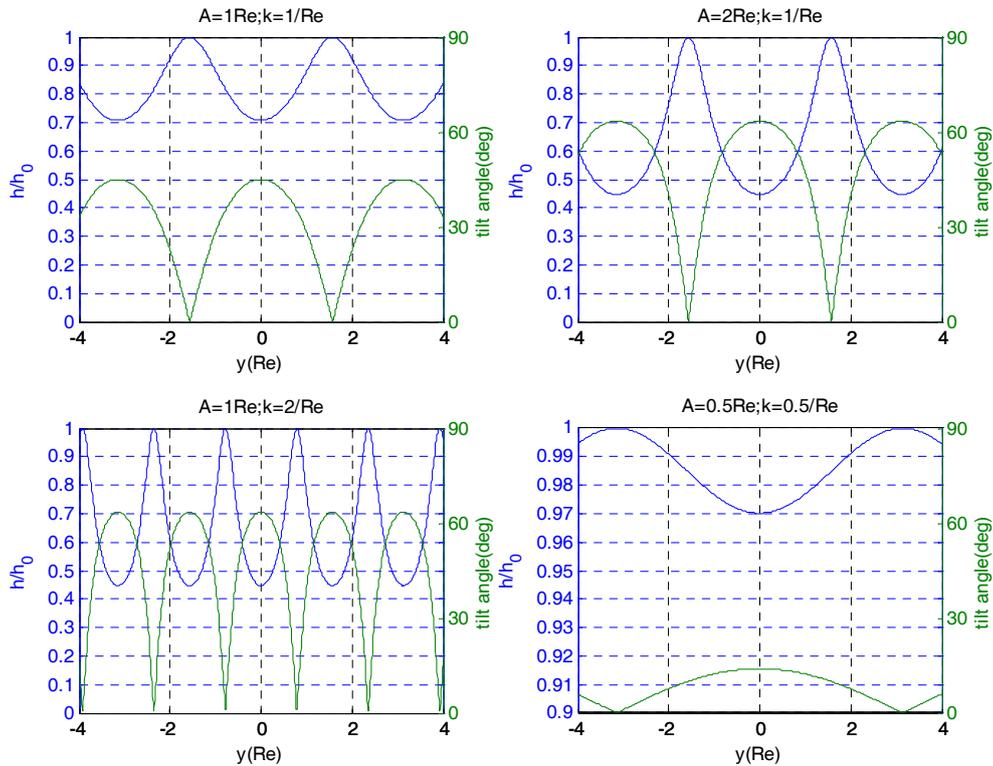


图 6.4 中性片半厚度(蓝线)以及电流片倾斜角(绿线)的空间变化，其中中性片半厚度已经按最小曲率半径 $R_{c \min}$ 单位进行了归一化。

本章附录利用磁旋转分析方法（MRA）对拍动电流片的磁场曲率分布，磁旋转特性，以及中性片半厚度进行了一般性的理论分析。根据磁场分布（6.2），6.3.4 和 6.3.5 节将具体讨论拍动电流片中磁力线的曲率以及中性片半厚度的分布特性。

6.3.4 磁力线的曲率分布

根据附录（A13），对于磁场分布(6.2)，可得拍动电流片中磁力线的曲率为

$$\rho_c = L^{-1} B_z^2 B_0 \left[1 - \tanh^2(Z/L) \right] \left[B_0^2 \tanh^2(Z/L) + B_z^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \quad (6.10)$$

根据（6.10），图 6.5 给出了拍动电流片中磁力线的曲率分布，其中 $B_z = 3nT$ 。如图 6.5 所示，磁力线曲率在中性片内急剧增强，且在中性片中心达到最大。由（6.10）可得中性片中心处的最大曲率半径为

$$\rho_{c \max} = \frac{1}{R_{c \min}} = \frac{B_0}{L |B_z|} \quad (6.11)$$

这与 Büchner and Zelenyi（1987, 1989）对求得的结果是一致的（他们是直接从空间曲线的曲率公式入手计算的）。

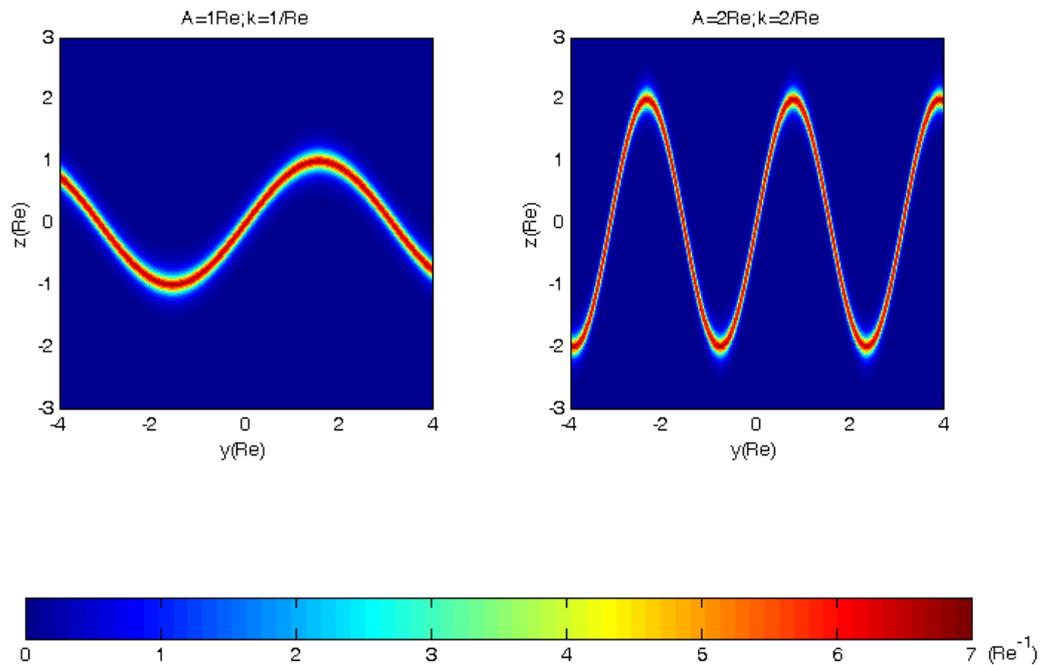


图 6.5 拍动电流片中磁力线的曲率分布

6.3.5 中性片半厚度的分布

由 (A11) 和(6.2), 可得到拍动电流片的中性片半厚度为

$$h = B_0^{-1} [1 + A^2 k^2 \cos^2(ky)]^{-1/2} L |B_z| \quad (6.12)$$

结合 (6.8), (6.12) 还可写为

$$h = \frac{1}{\rho_{c\max} \sqrt{1 + \tan^2 \delta}} = R_{c\min} \cos \delta \quad (6.13)$$

这与 (A16) 是一样的。这说明, 在拍动电流片中, 中性片的半厚度不仅取决于磁力线的最小曲率半径, 而且还取决于电流片的倾斜角。根据 (6.12), 如图 6.4 蓝线所示, 在电流片比较倾斜的地方, 中性片相对较薄, 反之亦然。特别, 第五章的 (5.2) 从观测的角度也得到了同样的结果。而当 $\delta \approx 0^\circ$ 时, 电流片近似成为标准电流片, 中性片的半厚度近似等于最小磁力线曲率半径 (Shen et al., 2003, 2007a)。

6.3.6 磁场梯度的分布

根据 (6.2), 还可容易得到拍动电流片中磁场强度梯度的空间分布, 也即

$$|\nabla B| = \frac{B_0^2 |\tanh(Z/L)| [1 - \tanh^2(Z/L)]}{LB \cos \delta} \quad (6.14)$$

根据 (6.14), 图 6.6 在不同参数下给出了拍动电流片中磁场梯度的空间分布。显然, 电流片中的磁场梯度在中性片中心处 ($Z = 0$) 达到最小 (等于零), 在中性片边界层附近达到最大, 呈现出双峰结构。在远离电流片处 ($Z \gg L$), 磁场梯度迅速减小。且, 随电流片变得越倾斜, 相应磁场梯度也会变得更强。这些都与 Cluster 的卫星观测是相符的 (Petrukovich et al, 2006; Shen et al., 2007a, and 2008c)。

在本章附录中还证明了磁场梯度 ∇B 的方向是平行或反平行于电流片法向的。

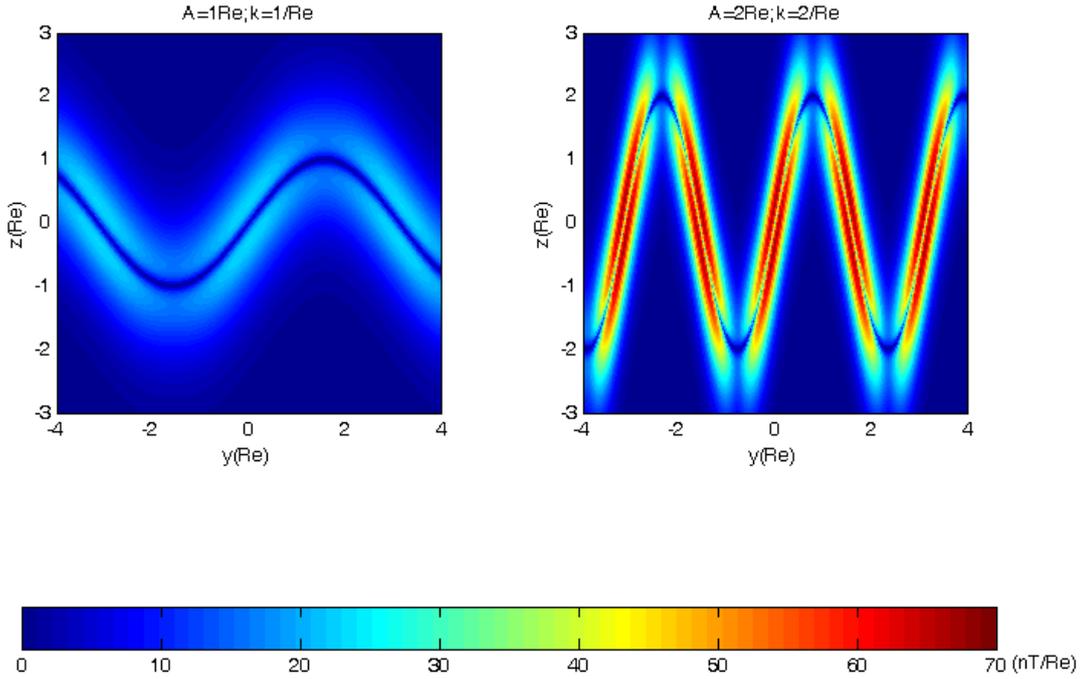


图 6.6 拍动电流片中磁场强度的空间梯度分布，其中 $B_z = 3nT$ 。

6.3.7 电流密度的分布

根据 (6.2)，利用安培定律，容易求得拍动电流片中电流密度及其分量分别为

$$j = \sqrt{j_x^2 + j_y^2 + j_z^2} = B_0 [1 - \tanh^2(Z/L)] L^{-1} \mu_0^{-1} \cos^{-1} \delta \quad (6.15)$$

$$j_x = \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} \right) \mu_0^{-1} = 0 \quad (6.16)$$

$$j_y = \frac{\partial B_x}{\partial z} \mu_0^{-1} = B_0 [1 - \tanh^2(Z/L)] L^{-1} \mu_0^{-1} \quad (6.17)$$

$$j_z = -\frac{\partial B_x}{\partial y} \mu_0^{-1} = B_0 [1 - \tanh^2(Z/L)] A k \cos(ky) L^{-1} \mu_0^{-1} \quad (6.18)$$

结合 (6.8)，显然可知，总电流密度和其 j_z 分量不仅取决于 Z 而且还取决于电流片的倾斜角，而 j_y 分量却仅仅取决于 Z 。

根据 (6.15)，图 6.7 给出了电流密度的空间分布。显然在中性片中心处 ($Z = 0$) 电流密度达到极大。结合 (6.12)，电流密度的极大值为

$$j_{\max} = \frac{|B_z|}{h} \mu_0^{-1} \quad (6.19)$$

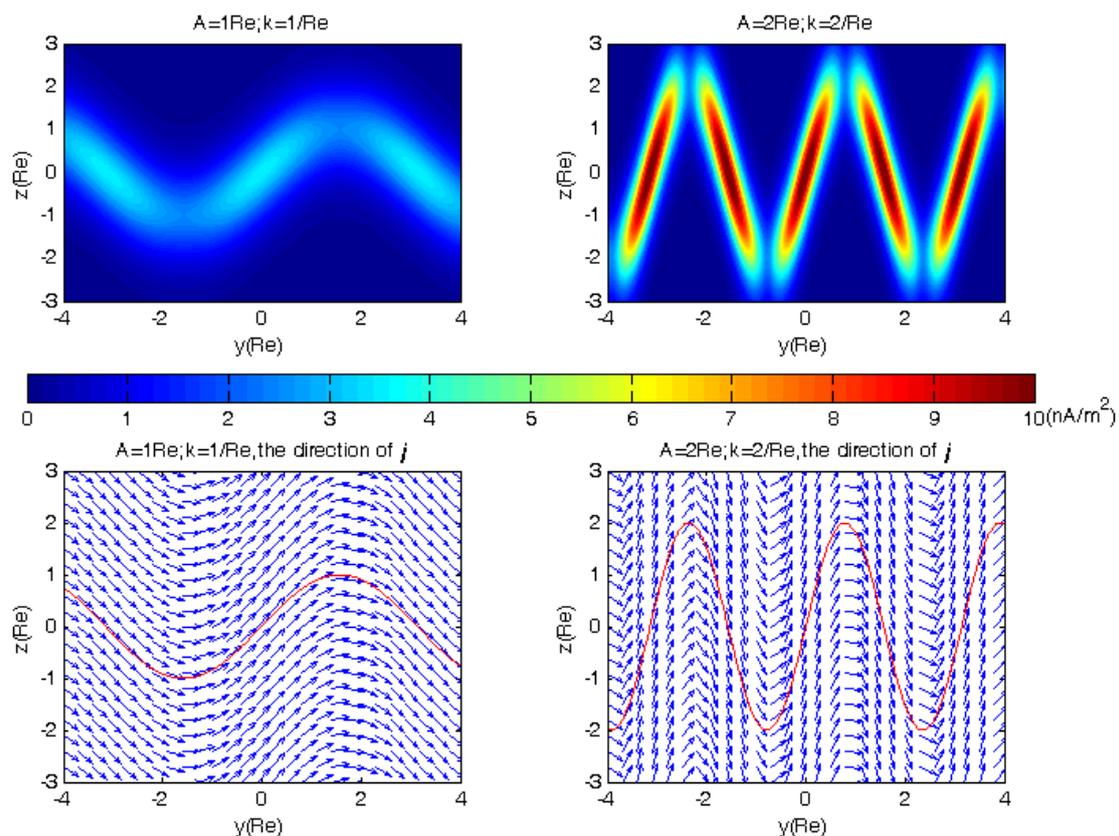


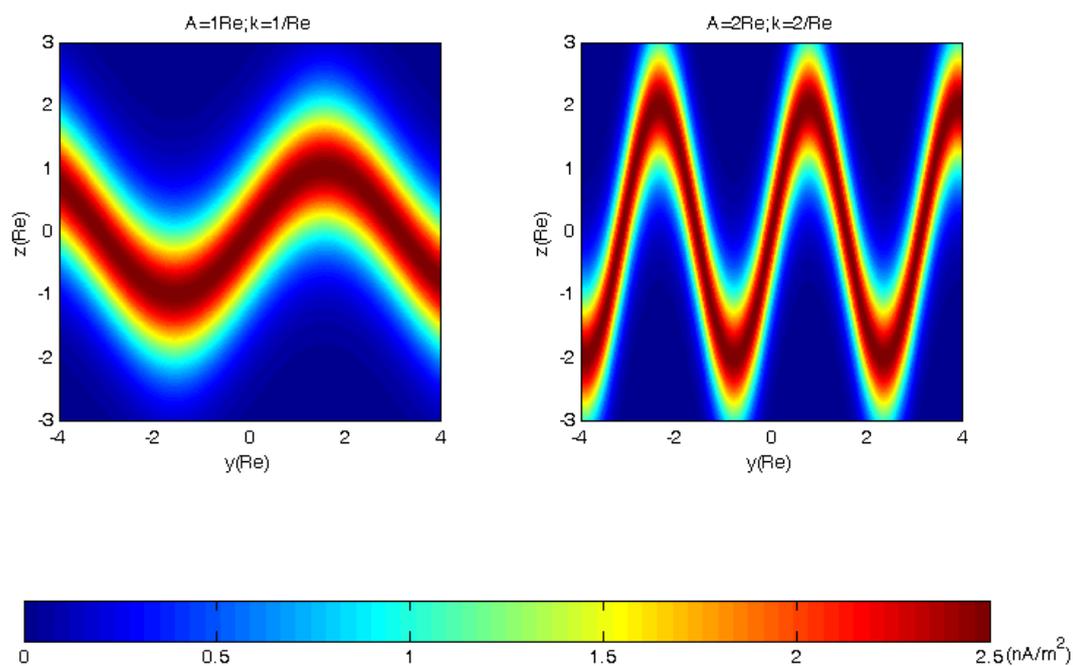
图 6.7 上面两个子图给出了不同参数下拍动电流片中电流密度的分布。而相应下面两个子图则分别给出了电流密度的方向，其中中性片中心的空间位形由红色曲线标出。

因此，若电流片的倾斜角比较大，则该处中性片会较薄，中性片中心处电流密度会相应较强。此外由图 6.7 可知，电流密度的方向是与中性片中心的空间位形相切的，(A7)对此给予了一般性的证明。

根据 (6.17)，图 6.8 给出了 j_y 分量的空间分布。显然 j_y 的大小仅与 Z 有关，在中心片中心处也达到最大，其最大值为

$$j_{y\max} = \frac{B_0}{L\mu_0} \quad (6.20)$$

这与标准 Harris 电流片中心处的电流密度一样。


 图 6.8 拍动电流片中电流密度 j_y 分量的空间分布

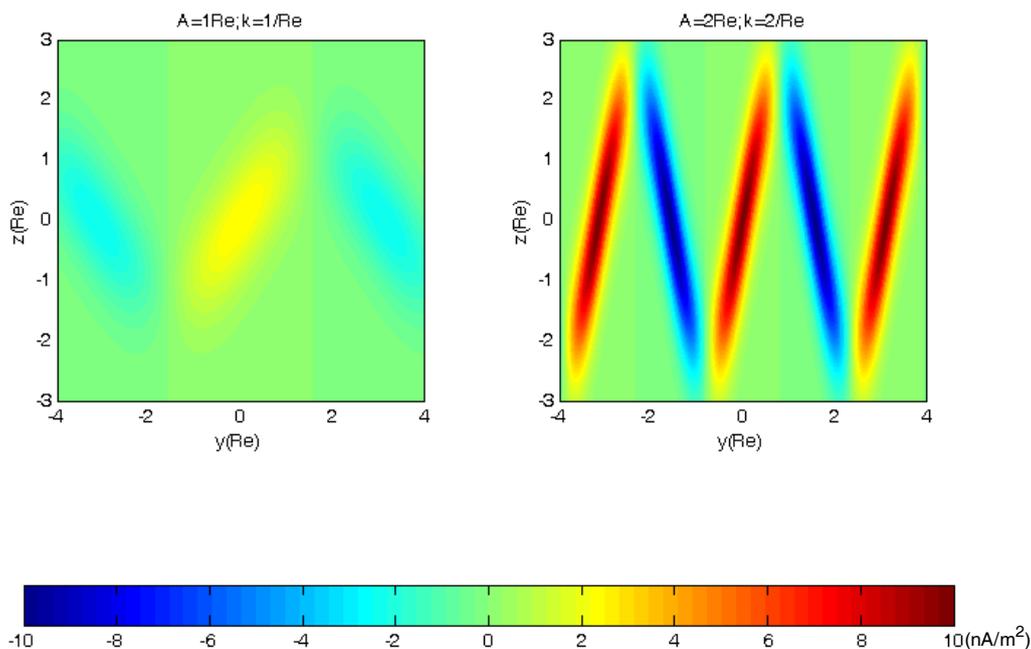
根据 (6.18)，图 6.9 给出了 j_z 分量的空间分布。显然同 j 一样， j_z 的大小不仅与 Z 有关而且还与电流片的倾斜角有关。在中性片中心处 j_z 达到极大

$$j_{zm} = \frac{B_0 Ak \cos(ky)}{L\mu_0} = j_{y\max} Ak \cos(ky) \quad (6.21)$$

若仅考虑大小，又可得

$$|j_{zm}| = j_{y\max} \tan \delta \quad (6.22)$$

因此，与 j 一样，若电流片越倾斜，相应中性片中心处的 j_z 就越强。不过在相邻的中性片中心处 j_z 会反向。

图 6.9 拍动电流片中电流密度 j_z 分量的空间分布

由于 $\vec{j} \cdot \vec{B} = j_z B_z$ ，所以电流密度的场向分量实际上就是 j_z 分量。因此在中性片中心处，倾斜角越大的地方，场向电流就越明显。本小节对电流密度空间分布的分析与卫星观测是相符合的（见第五章拍动电流片事件）。

6.4 拍动电流片的虚拟观测

为验证本章拍动电流片磁场分布模型的有效性，此节对其进行模拟卫星观测，以便和实际卫星探测作一对比。假设电流片拍动波的波数 $k = 2/R_E$ ，空间振幅为 $A = 1R_E$ ，相速度为 $V_p = 30\text{km/s}$ ，向晨侧方向传播，而电流片中 $B_z = 3\text{nT}$ 。假设卫星相对静止并位于赤道平面上。如图 6.10 所示，那么随这列电流片拍动波通过卫星，卫星可虚拟地观测到相应物理量随时间的变化。

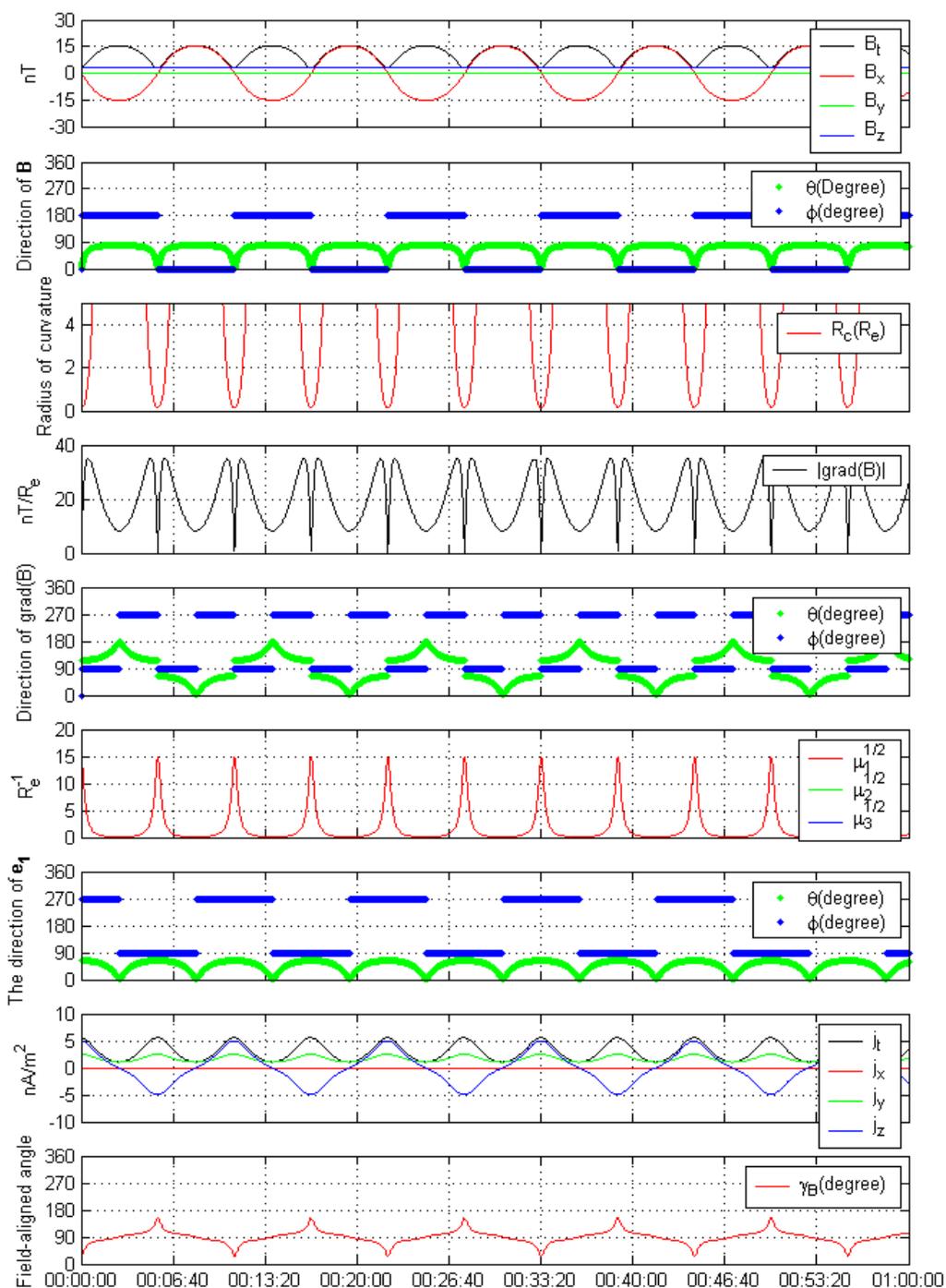


图 6.10 在赤道平面上的卫星对电流片拍动波的虚拟观测。由上至下给出了磁场及其分量，磁场方向，磁力线曲率半径，磁场梯度的大小，磁场强度的梯度方向，第一、第二、第三 磁场旋转本征值，电流片法向方向，电流密度及其三分量，电流密度方向与磁场方向的夹角。

由图 6.10 可知， B_x 的摆动接近正弦变化，且其周期是磁场强度 B 的两倍；在每次电流片穿越处，磁场方向指向北向，磁场曲率半径达到最小，磁场梯度也

最小（磁场梯度在电流片内具有双峰结构），磁场梯度的方向从晨侧方向反转为昏侧方向，磁场方向的旋转率达到最强，电流片的法向明显偏离南北方向（成为局地倾斜电流片），电流密度 j 及其 j_y 、 j_z 分量的强度达到最大，电流密度的场向分量最为明显。电流密度 j_z 分量的变化周期是 j 、 j_y 的两倍，且其方向在每次穿越处，呈周期性变化。

对比第五章中图 5.1 和图 5.5，不难发现对本模型的虚拟观测结果与实际 Cluster 观测结果是相符的。这也说明了本章拍动电流片的磁场模型的构造是合理的，其理论分析结果是有一定价值的。

6.5 小结

根据拍动电流片中磁场几何结构的观测，本章通过类比标准 Harris 电流片得到了拍动电流片中磁场分布的近似模型，并据此定量分析了拍动电流片的磁场和相关物理量的整体分布特性，所得结果表明：

1. 拍动电流片的中性片空间形态明显呈波状结构，磁场强度及其 B_x 分量的空间等值分布也呈波形分布，电流片法向明显偏离 Z 方向；
2. B_x 分量的磁场幅度在赤道平面上达到最大，为 $\Delta B_x(z)|_{\max} = B_0 \tanh(A/L)$ 。离赤道平面越远，其磁场摆动幅度越小。拍动波的空间幅度越大，相应也能产生越大的磁场幅度。
3. 磁场的曲率仅取决于沿 z 方向离中性片中心的位移 Z ，而与电流片的倾斜角无关。磁场的曲率在中性片中心处达到最大。
4. 中性片的半厚度 h ，磁力线的最小曲率半径 $R_{c\min}$ ，以及电流片倾斜角 δ 满足关系 $h = R_{c\min} \cos \delta$ 。
5. 磁场强度的梯度大小 $|\nabla B|$ 不仅取决于沿 z 方向离中性片中心的位移 Z 而且还与电流片的倾斜角有关。在中性片中心处达到最小，而在中性片边界层附近达到最大，形成空间双峰分布结构。倾斜角越大，磁场梯度也会相应变得更强。此外，磁场梯度 ∇B 的方向平行或反平行于电流片的法向。
6. 总电流密度 j 及其 j_z 分量不仅取决于沿 z 方向离中性片中心的位移 Z 而且还

与电流片的倾斜角有关，而 j_y 分量仅取决于 Z 。若电流片越倾斜，相应 j 和 j_z 会变得越强。对于连续穿越拍动电流片而言， j_z 的符号会交替变化。

7. 电流密度的场向分量在中性片内比较明显，主要为 j_z 分量。其场向角（电流密度方向与磁场方向的夹角）在中性片中心处达到极大或极小。

8. 本章拍动电流片的磁场模型的模拟观测与卫星的实际观测相符。

附录 1

拍动电流片的磁场旋转分析(MRA)

这里将应用磁场旋转分析(MRA)方法 (Shen et al. 2007a, 2008a) 来分析倾斜电流片的解析特性。

根据观测事实, 对于本章近似构造的倾斜电流片磁场模式

$$\begin{cases} B_x(y, z) = B_0 \tanh\left(\frac{z - A \sin(ky)}{L}\right) \\ B_y = 0, B_z = \text{const} \end{cases} \quad (\text{A1})$$

考虑到磁场单位矢量 $\hat{\mathbf{b}} = \hat{\mathbf{x}} \frac{B_x}{B} + \hat{\mathbf{y}} 0 + \hat{\mathbf{z}} \frac{B_z}{B}$, 则磁旋转张量

$S_{ij} = \nabla_i b_l \nabla_j b_l$ ($i, j, l = x, y, z$) (Shen et al., 2007a) 可展开为

$$S_{ij} = \begin{pmatrix} S_{xx} & S_{xy} & S_{xz} \\ S_{yx} & S_{yy} & S_{yz} \\ S_{zx} & S_{zy} & S_{zz} \end{pmatrix}. \quad (\text{A2})$$

张量中各元素分别为

$$\begin{aligned} S_{xx} = 0, S_{xy} = 0, S_{yx} = 0, S_{xz} = 0, S_{zx} = 0. \\ S_{yy} = B^{-4} B_z^2 B_x^{(y)2}, S_{zz} = B^{-4} B_z^2 B_x^{(z)2}, S_{yz} = S_{zy} = B^{-4} B_z^2 B_x^{(z)} B_x^{(y)}. \end{aligned}$$

其中 $B_x^{(y)}$ 及 $B_x^{(z)}$ 分别表示 $\frac{\partial B_x}{\partial y}$ 和 $\frac{\partial B_x}{\partial z}$ 。因此 (A2)式可简化为

$$S_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & S_{yy} & S_{yz} \\ 0 & S_{zy} & S_{zz} \end{pmatrix}. \quad (\text{A3})$$

其对应三个本征值分别为

$$\mu_1 = \frac{B_z^2 (B_x^{(y)2} + B_x^{(z)2})}{B^4}, \mu_2 = 0, \mu_3 = 0. \quad (\text{A4})$$

本征值 μ_1, μ_2, μ_3 分别称为磁旋转张量的第一、第二、第三本征值, 它们对应的本征矢量分别为

$$\hat{\mathbf{e}}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ B_x^{(y)} (B_x^{(y)2} + B_x^{(z)2})^{-\frac{1}{2}} \\ B_x^{(z)} (B_x^{(y)2} + B_x^{(z)2})^{-\frac{1}{2}} \end{pmatrix}, \hat{\mathbf{e}}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ B_x^{(z)} (B_x^{(y)2} + B_x^{(z)2})^{-\frac{1}{2}} \\ -B_x^{(y)} (B_x^{(y)2} + B_x^{(z)2})^{-\frac{1}{2}} \end{pmatrix}, \hat{\mathbf{e}}_3 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A5})$$

相应, 单位矢量 $\hat{\mathbf{e}}_1, \hat{\mathbf{e}}_2, \hat{\mathbf{e}}_3$ 分别称为磁旋转张量的第一、第二、第三本征方向。其

中 $\hat{\mathbf{e}}_1$ 亦为电流片的法向，而 $\hat{\mathbf{e}}_2$ 为电流片的导向方向。 $\hat{\mathbf{e}}_1, \hat{\mathbf{e}}_2, \hat{\mathbf{e}}_3$ 能构成电流片的局地笛卡儿自然坐标系。

由于

$$\frac{\hat{\mathbf{n}}_{gB} \cdot \hat{\mathbf{y}}}{\hat{\mathbf{n}}_{gB} \cdot \hat{\mathbf{z}}} = \frac{\nabla_y B}{\nabla_z B} = \frac{B_x B_x^{(y)} / B}{B_x B_x^{(z)} / B} = \frac{B_x^{(y)}}{B_x^{(z)}} = \frac{\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{y}}}{\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{z}}}. \quad (\text{A6})$$

所以可以证明，磁场梯度的单位方向 $\hat{\mathbf{n}}_{gB} = \frac{\hat{\mathbf{x}}0 + \hat{\mathbf{y}}\nabla_y B + \hat{\mathbf{z}}\nabla_z B}{|\nabla B|}$ 是平行或反平行于

$\hat{\mathbf{e}}_1$ 的。因此从磁场梯度方向来判断电流片的法向(Shen et al., 2003)与 MRA 方法来判断电流片的法向(Shen et al., 2007a)实际是等效的。

此外由于

$$\frac{\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{y}}}{\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{z}}} = -\frac{B_x^{(z)}}{B_x^{(y)}} = \frac{j_y}{j_z} = \frac{\mathbf{j} \cdot \hat{\mathbf{y}}}{\mathbf{j} \cdot \hat{\mathbf{z}}}. \quad (\text{A7})$$

所以导向方向 $\hat{\mathbf{e}}_2$ 是平行于电流密度方向的

根据本征值(A4) 及其本征矢量 (A5)，还可分析中性片的半厚度和磁力线的曲率半径。

根据 Shen et al. (2007a, 2008b)对中性片的定义可知，在中性片南北边界层处的磁场分别为 $(\hat{\mathbf{x}}B_{\min} + \hat{\mathbf{y}}0 + \hat{\mathbf{z}}B_z)$ 及 $(-\hat{\mathbf{x}}B_{\min} + \hat{\mathbf{y}}0 + \hat{\mathbf{z}}B_z)$ ，磁场在中性片中心处达到最小 $B_{\min} = |B_z|$ ，在整个中性片内磁场方向旋转了 90° 。同 Shen et al. (2007a)一样，这里沿电流片法向($\hat{\mathbf{e}}_1$)， B_x 是近似线性变化的，也就是

$$\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \nabla B_x = e_{1y} B_x^{(y)} + e_{1z} B_x^{(z)} = \frac{\partial B_x}{\partial n} = \frac{B_{\min}}{h}. \quad (\text{A8})$$

其中， B_{\min} 为中性片处的最小磁场强度而 h 为中性片的半厚度。考虑到(A5)中 $\hat{\mathbf{e}}_1$ 的具体形式，(A8)可进一步展开为

$$\begin{aligned} e_{1y} B_x^{(y)} + e_{1z} B_x^{(z)} &= \left(B_x^{(y)2} + B_x^{(z)2} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(B_x^{(y)2} + B_x^{(z)2} \right) \\ &= \left(B_x^{(y)2} + B_x^{(z)2} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{B_{\min}}{h}. \end{aligned} \quad (\text{A9})$$

从 (A9)，可得到

$$\left(\frac{B_{\min}}{h} \right)^2 = B_x^{(y)2} + B_x^{(z)2}, \quad (\text{A10})$$

结合 (A4) 和 (A10)，中性片的半厚度可求得为

$$h = \mu_{1\max}^{-1/2}. \quad (\text{A11})$$

因此从(A11)可知, 倾斜电流片的中性片半厚度与一维标准电流片的中性片半厚度具有同样的形式(Shen et al., 2007a).

利用 MRA 方法, 磁力线的曲率[2007a, 2008a]可一般性地由

$$\rho_c = \sqrt{\mu_1(\cos \gamma_1)^2 + \mu_2(\cos \gamma_2)^2 + \mu_3(\cos \gamma_3)^2}, \quad (\text{A12})$$

求出。其中, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ 分别为磁场方向与磁旋转第一、第二、第三本征方向的夹角。

结合(A4), (A5)和(A12), 磁力线的曲率可求得为

$$\rho_c = \sqrt{\mu_1(\cos \gamma_1)^2} = \sqrt{\mu_1} |\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1| = B_z^2 |B_x^{(z)}| B^{-3}. \quad (\text{A13})$$

从(A13)可知, 磁力线的曲率在中性片中心处达到极大, 其最大磁场曲率为

$$\rho_{c\max} = \left| \frac{B_x^{(z)}}{B_z} \right| = \frac{|B_x^{(z)}|}{h(B_x^{(y)2} + B_x^{(z)2})^{\frac{1}{2}}}. \quad (\text{A14})$$

鉴于倾斜电流片的切向方向(导向)为 $\hat{\mathbf{e}}_2$, 所以可以定义倾斜电流片的倾角为(这与 Shen et al., 2008c 的定义是等价的)

$$\delta = \tan^{-1} \left| \frac{\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{z}}}{\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{y}}} \right| = \tan^{-1} \left| \frac{B_x^{(y)}}{B_x^{(z)}} \right|. \quad (\text{A15})$$

因此有 $\cos \delta = |B_x^{(z)}| (B_x^{(y)2} + B_x^{(z)2})^{-\frac{1}{2}}$, 那么 (A14) 可进一步改写为

$$\rho_{c\max} = \frac{\cos \delta}{h}. \quad (\text{A16})$$

因此, 中性片的半厚度不仅取决于磁力线的最小曲率半径, 而且还与电流片的倾斜角有关。

第七章 磁尾电流片磁场分布的统计分析

7.1 引言

越来越多的分析研究表明,磁尾电流片(Ness,1965)是磁尾磁场反向的一个薄片区域,在该处磁场强度非常弱,电流密度很强,等离子体密度和温度都较高(Baumjohann et al.,1989),比较容易触发磁重联或等离子体不稳定性,其与地球磁层亚暴活动等现象有着密切的物理联系(Baker et al.,1997)。所以在地球磁层空间中,磁尾电流片始终是研究的一个热点。

虽然多年来通过单点卫星的观测已使得人们对于磁尾电流片的形态分布(Fairfield,1980; Tsyganenko and Fairfield,2004),等离子体的分布(Baumjohann et al.,1989;Huang and Frank,1994),磁场分布(Fairfield,1979)以及其对行星际条件的响应(Sibeck et al.,1985; Kaymaz et al.,1994)等特性有了一定的了解。但是由于单点卫星的探测无法区分磁场的时空变化,这使得人们无法深入认识磁尾的磁场三维结构及其相应物理量的分布特性。为深入探测地球磁层空间的物理特性,欧空局(ESA)于2000年7月16日发射了Cluster卫星簇探测计划(Escoubet et al.,2001),其中一个重要的科学目标就是探测地球近地磁尾动力学过程。Cluster一般在每年6月底—11月初在背阳面远地点附近($\sim 15-20R_E$)由北半球穿越磁尾电流片进入南半球,并在方位方向上“扫过”整个磁尾电流片。这也为统计研究磁尾电流片物理量的整体分布提供了有利条件。

近些年来Cluster对磁尾磁场结构的四点同步探测表明磁尾电流片大体可分为标准电流片(Shen et al.,2003),扁平电流片(Shen et al.,2008a),以及倾斜电流片(Petrukovich et al.,2006; Shen et al.,2008c)三种类型。对于标准电流片而言,电流片法向基本沿南北方向,磁场 B_y 分量远小于 B_z 分量;在扁平电流片中含有较强的 B_y 分量,磁力线呈螺旋结构;而倾斜电流片的法向明显偏离南北方向,一般为电流片拍动所致(Zhang et al.,2002; Sergeev et al.,2003,2004; Runov et al.,2005a; Petrukovich et al.,2006;Shen et al.,2008c)。

虽已有前人对磁尾电流片做了大量的相关统计工作(Baumjohann et al.,1989;

Fairfield, 1979, 1980; Huang and Frank, 1994; Kaymaz et al., 1994; Petrukovich et al., 2005), 但随着 Cluster 对磁尾电流片的深入观测, 电流片磁场结构的特性和分布规律不断被发现, 所以很有必要结合电流片磁场结构的特性, 利用 Cluster 磁场探测数据对近地磁尾电流片中的磁场分布作统计研究。

为简化研究工作, 结合在 1AU 处的行星际磁场 (IMF) 数据 (经过适当时间平移后的 ACE level 2 磁场数据 (Smith et al., 1998), 精度为 1 分钟), 本文利用单颗卫星 Cluster-3 (Samba) 在 2001—2005 年期间 4 秒精度的磁场数据 (Balogh et al., 2001) 对磁尾电流片中的磁场分布进行了初步的统计分析。这有助于从整体上把握近地电流片大尺度的背景磁场分布特性和规律。

7.2 数据和方法

为准确确定磁尾电流片的位置, 首先利用标准 $B_x(t_i) \cdot B_x(t_{i+1}) < 0$ (t_i, t_{i+1} 为卫星连续两次测量的时间) 以及较低的磁场强度 ($B < 80\text{nT}$), 来确定电流片的中心 (Petrukovich et al., 2005)。通过这样的标准, 可以首先将南北极尖区处 B_x 反向的区域, 以及向阳面中性片 B_x 反向的区域排除掉, 因为这些区域磁场强度普遍高达几百 nT, 其次可以更方便统计卫星穿越磁尾电流片的次数。然后在 Cluster 位于磁尾侧翼 (flanks) 附近区域时 (在每年 6 月至 7 月初, 10 月底至 11 月), 通过观测排除掉那些伴随有低温度, 高密度及等离子体尾向流的穿越, 因为其很可能穿越的就是磁鞘 (Lucek et al., 2005) 或低纬边界层 (Fujimoto et al., 1998) 区域。规定 $B_x(t_i)$ 与 $B_x(t_{i+1})$ 之间强度的最小者, 及其相对应的 B_y 、 B_z 分量为电流片中心处的磁场分量。

本文采用 GSM 直角坐标系, 并在其相应参照系下定义了球坐标系。球坐标系下矢量方向的极角定义为该矢量方向与正 Z 方向之间的夹角。从北半球朝 XY 平面看, 其方位角则定义为该矢量在 XY 平面上的投影与正 X 方向之间的夹角, 并且以逆时针的方向增加。譬如, 对于昏侧 (正 Y 方向) 指向, 其极角为 90° , 而方位角为 90° , 而对于晨侧 (负 Y 方向) 指向, 其极角为 90° , 方位角为 270° 。所以电流片在方位方向上, 其尺度范围可估计为 $\sim 120^\circ - \sim 240^\circ$ 。

在本文方位方向上物理量统计分布的直方图中, 方位角的步长皆取为 10° 。

7.3 统计结果

这五年共计得到了12368次穿越电流片事件，其中2001年是2505次，2002年为2528次，2003年是3214次，2004年是2439次，而2005年为1682次。

7.3.1 电流片的空间形态

图 7.1 分别在 xy 平面和 yz 平面上给出了 Cluster 观测到的电流片中心的位置分布。显然 Cluster 在午夜侧 x 方向上探测到电流片的范围是 $-15 R_E \sim -20 R_E$ ，而在 Y 方向上电流片的尺度约为 $30 R_E$ 左右。探测得到电流片的空间结构类似横写的“Z”形态，其在晨侧（6—7月）向下弯而在昏侧（10—11月）则向上弯曲。这与 Petrukovich et al.,(2005)的观测是一致的，并且如其所言，这是由于电流片本身就具有空间变化结构，而且其空间结构还受 IMF 条件和偶极倾角的影响 (Tsyganenko and Fairfield,2004)，所以 Cluster 在不同时刻探测到的电流片位置迭加起来自然就会呈现横写的“Z”形态，实际上这与磁尾电流片形态分布的经验模式(Tsyganenko and Fairfield,2004)是相一致的。探讨电流片的空间形态分布并不是本文的主要目的，这里不打算深入研究。

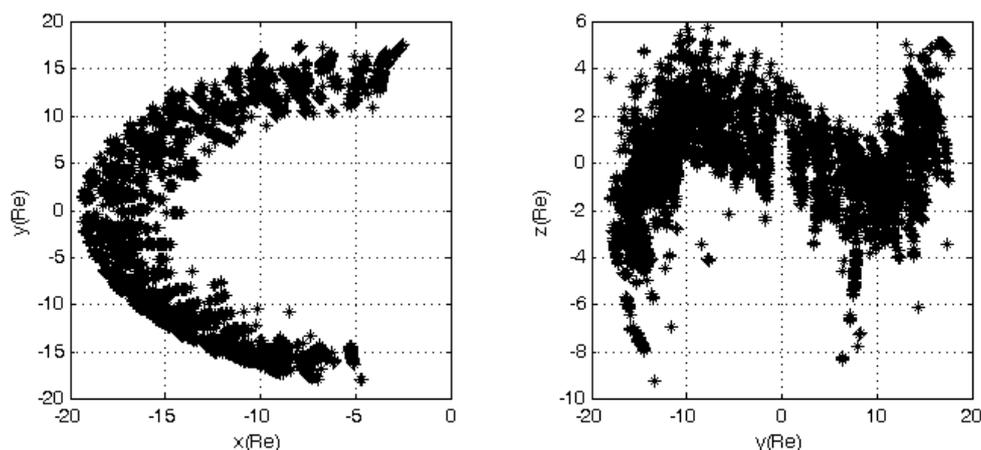


图 7.1 观测到的电流片中心的位置，其分别投影在 xy 平面和 yz 平面

7.3.2 电流片穿越的分布

大量研究表明磁尾电流片决不是简单的光滑曲面结构，电流片不仅能出现上

下摆动,并且还能在晨昏方向上形成拍动波,从午夜区向晨昏两侧传播(Lui,1984; Zhang et al., 2002; Sergeev et al.,2003,2004; Runov et al.,2005a;Shen et al.,2008c) 。这会造成卫星出现多次穿越电流片的现象。所以从某种程度而言,在某方位角范围内,卫星穿越电流片的次数可以近似反映在该范围内电流片拍动的剧烈程度。

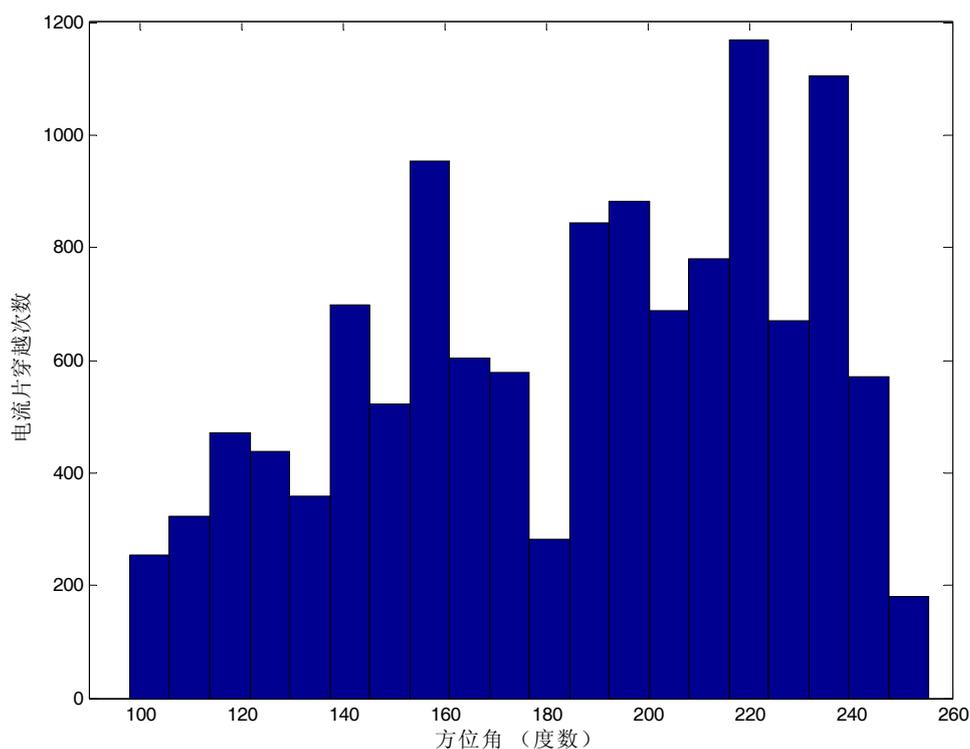


图 7.2 在方位方向上电流片穿越次数的分布

对此,图 7.2 给出了在方位方向上电流片穿越次数的直方分布。由图可知,晨侧处的电流片穿越次数相对最多,昏侧处次之,而在午夜附近拍动次数最少。这说明晨昏两侧翼处的电流片拍动比较剧烈,尤以晨侧处最甚,而在午夜区的电流片相对较稳定,拍动最弱。考虑到电流片拍动波是从午夜区激发而向晨昏方向传播的事实,可推测拍动波在向晨昏方向传播的过程中,波幅可能出现了增长或频率出现了增加。由于晨侧处电流片拍动最为剧烈,因此一般在晨侧处比较容易观测到电流片的拍动现象,这也与 Shen et al.,(2008c)的结论是相一致的。

7.3.3 电流片中心磁场的分布

下面我们将考察电流片中心处磁场分布的总体特性。

图 7.3 (a-c) 给出了电流片中心处的磁场强度的大小 B_{\min} 及其对应的 B_y 、 B_z 分量的频次统计分布，并且在图 7.3 (d-e) 中相应给出了 B_z 和 B_{\min} 在方位方向上的平均分布。其中 $B_{\min} = \sqrt{B_y^2 + B_z^2}$ 。

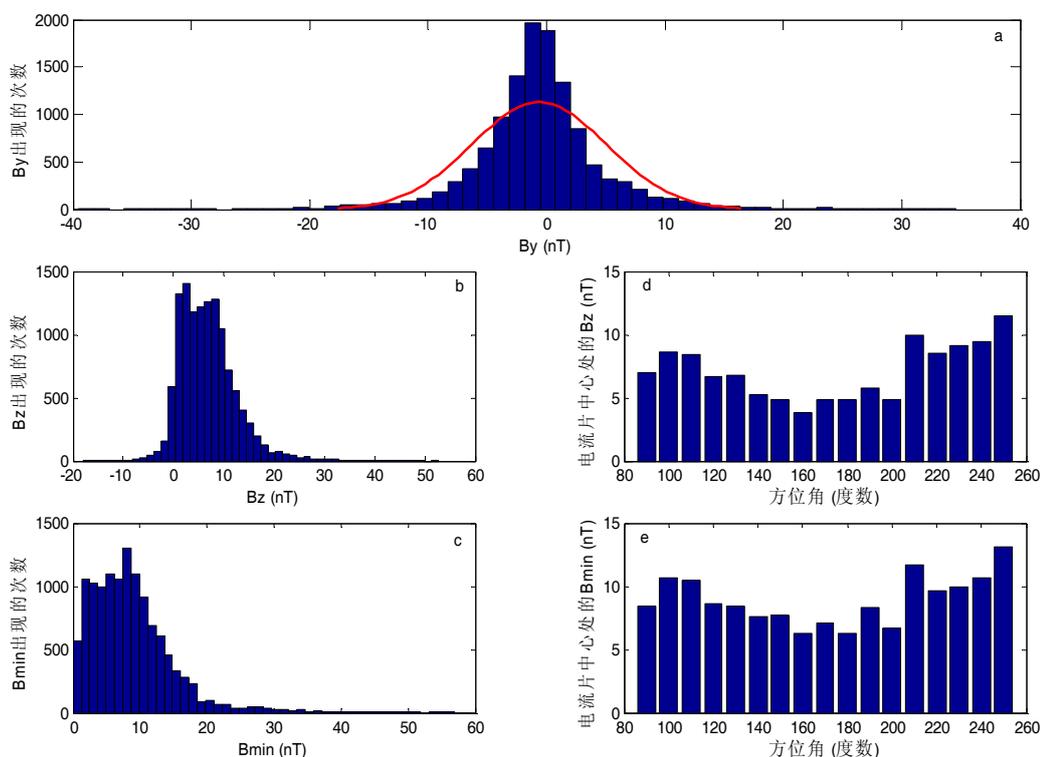


图 7.3 电流片中心处的 B_y 、 B_z 分量及其磁场强度 B_{\min} 的频次统计分布 (a-c)，以及 B_z 和 B_{\min} 在方位方向上的平均分布(d-e)

可以看到 B_y 的频次分布近似满足正态分布（红线为拟和正态分布曲线，在置信水平 95% 的条件下，拟和分布的数学期望为 -0.62 nT，方差为 5.68 nT）。而 B_z 和 B_{\min} 则一般小于 20 nT，主要分布在 1~10 nT 之间。一般在午夜区电流片中心处 B_z 为 ~ 5 nT， B_{\min} 为 ~ 7 nT，在晨昏两侧翼处， B_z 以及 B_{\min} 的强度都逐渐增强，分别达到 ~ 9 nT 和 ~ 11 nT 左右。这与 Petrukovich et al., (2005) 得到的结果是相一致

的（见其文中图 5）。这说明电流片在午夜区较薄，而在晨昏两侧翼处却相对较厚，这与 Kaufman et al.,(2001)的结果是一致的。此外在晨侧处的 B_z 要比相应昏侧处的 B_z 强些，这说明相比在晨侧处而言，昏侧处的电流片相对较薄，磁场拉伸较为明显。

一般在电流片中 B_z 都是正值，但是由于在电流片中能发生磁场重联，或者电流中断、磁场湍动等等（尤其是在亚暴活动过程中），经常也能观测到 B_z 为负值(Lui,1996)。所以从某种程度上而言，负值 B_z 的区域分布实际上就反映了电流片活动区域的分布。

对此图 7.4 给出了电流片中负 B_z 的出现几率在方位方向上的直方分布。

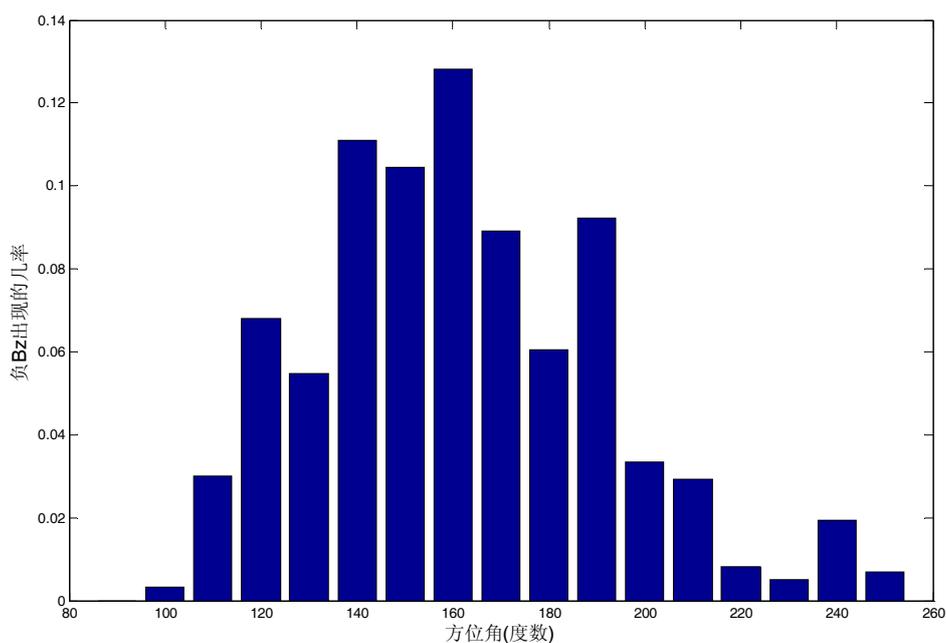


图 7.4 电流片中心处负 B_z 出现的几率在方位方向上的分布

而由图 7.4 可知，在方位角 $140^{\circ} \sim 190^{\circ}$ 也就是磁地方时 21:00—01:00 范围内，负 B_z 出现的几率较高。这个范围同磁尾薄电流片的主要分布区域是一致的。如果我们认为电流片中心处的负 B_z 信号仅由磁重联过程产生，那么可推测磁重联在磁地方时 21:00—01:00 范围内的薄电流片中相对容易发生。

7.3.4 扁平电流片的分布

一般在磁尾电流片中， B_z 要比 B_y 强很多，磁场方向基本沿 Z 轴，磁力线所在密切平面基本垂直于电流片平面(Shen et al.,2003)。但有时 B_y 会变得很强，会使得磁场方向偏离 Z 轴，磁力线成为螺旋结构，被“压扁”躺在电流片平面内(Shen et al.,2008a)。为描述磁力线在电流片中被“压扁”的程度，可定义磁力线倾斜角为 $\alpha = \tan^{-1}(B_y / |B_z|)$ 。正的 α 代表磁力线为左旋结构，其磁力线所在密切平面的副法线方向指南向，而负的 α 则代表磁力线为右旋结构，其副法线方向指向北向。 $|\alpha|$ 越大，表明磁场方向愈加偏离 Z 轴，而磁力线愈加“躺”在电流片平面内。为便于分析，本章规定当倾斜角的大小 $|\alpha| < 45^\circ$ 时，电流片成为标准电流片(Shen et al.,2003)，当 $|\alpha| \geq 45^\circ$ 时，电流片成为扁平电流片(Shen et al.,2008a)。统计结果得到 9238 次标准电流片穿越，及 3130 次扁平电流片穿越，说明扁平电流片的出现几率是标准电流片的 1/3。

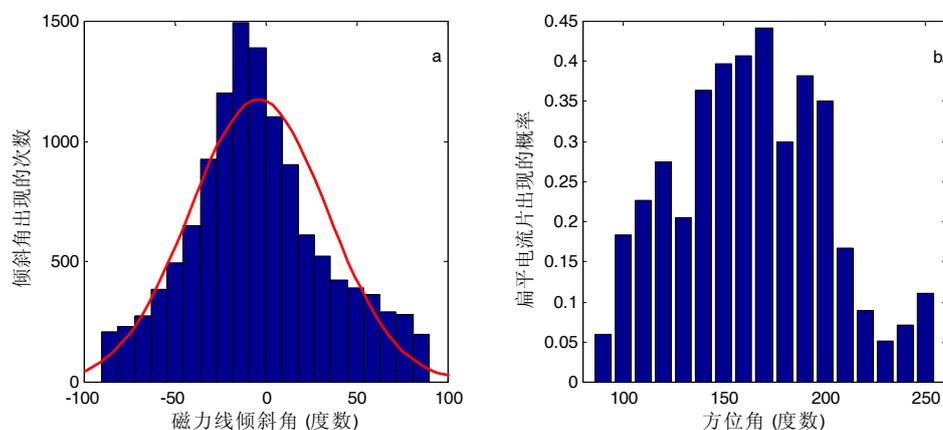


图 7.5 电流片中心处磁力线倾斜角的频次统计分布(a)以及扁平电流片在方位方向上的几率分布(b)

图 7.5 (a) 给出了电流片中心处磁力线倾斜角的频次分布，而图 7.5 (b) 则给出了扁平电流片 ($|\alpha| \geq 45^\circ$) 在方位方向上的几率分布。可知，电流片中心处

磁力线倾斜角的频次分布也如 B_y 一样是接近正态分布的(在置信水平 95% 的条件下, 拟和正态分布的数学期望为 -3.8^0 , 方差为 37.8^0)。而根据扁平电流片在方位方向上出现的几率分布可知, 在方位角 $140^0 \sim 200^0$ 也就是磁地方时 21:00—01:00 范围内, 扁平电流片比较容易出现。这也与负 B_z 主要出现的区域范围是一致的。

7.3.5 电流片 B_y 与 IMF B_y 的统计关系

大量的统计研究表明, 磁尾电流片中的 B_y 分量与 IMF B_y 具有较好的相关性(Lui, 1984; Sergeev, 1987; Shen et al., 2008a)。为深入分析不同类型电流片中 B_y 与 IMF B_y 的相关性, 图 8.6 分别给出了总的电流片, 标准电流片以及扁平电流片中 B_y 分量与 IMF B_y 的统计关系。

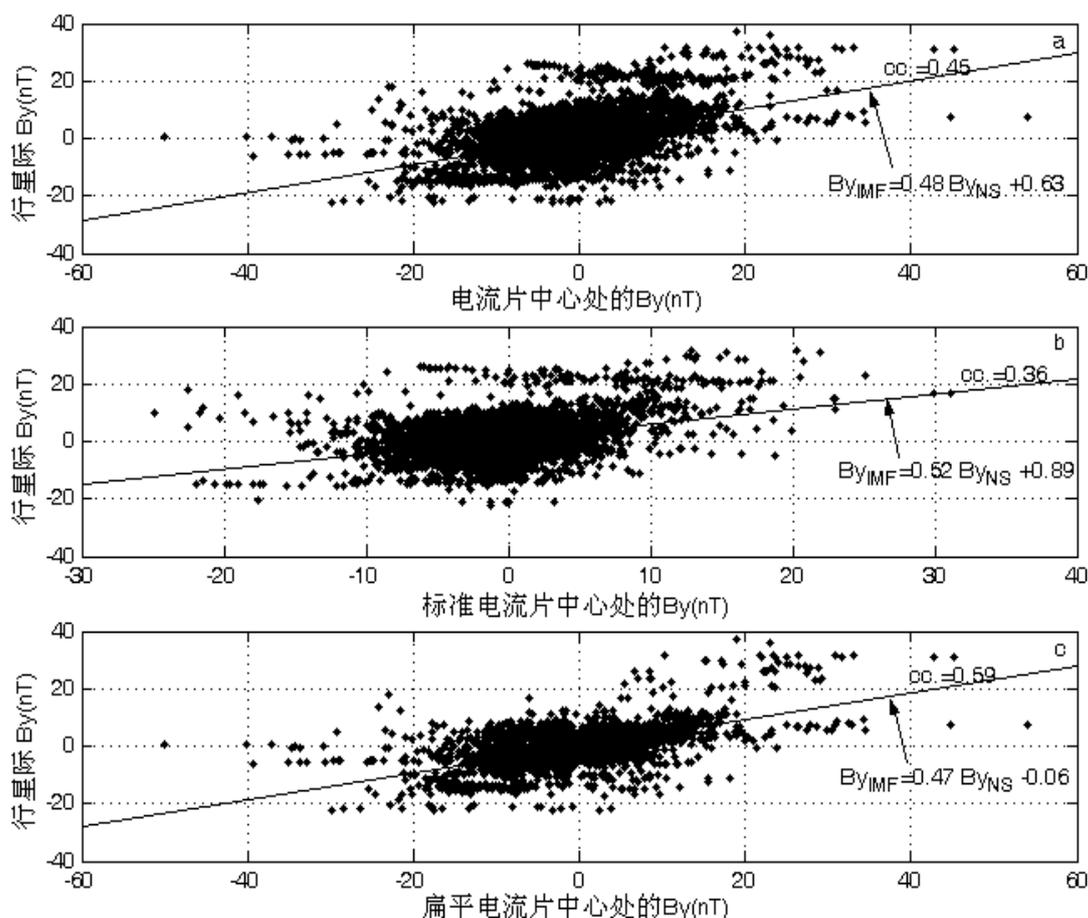


图 7.6 总的电流片中心处的 B_y 分量(a), 标准电流片中心处的 B_y 分量(b), 以及扁平电流片中心处的 B_y 分量(c)分别与行星际 B_y 分量的统计关系

由图 7.6 可以看到, 总的来说, 电流片中心处 B_y 分量的强度是行星际 B_y 分量的两倍。但是在标准电流片中心处的 B_y 分量与 IMF B_y 分量相关性并不高 (相关系数仅为 0.36)。而对于扁平电流片而言, 电流片中心处的 B_y 分量与 IMF B_y 分量相关性较高 (相关系数达 0.59)。这说明扁平电流片中的 B_y 很可能来源于行星际的 B_y 分量, 并且其强度得到了放大。其放大机制尚不清楚。Lui(1984)从统计上得到了电流片中心处的 B_y 强度大约为 IMF B_y 的 50%, 然而其统计数据点 (大约 110 个数据点) 相比本文却要少很多。有学者 (Hau and Erickson, 1995; Nakamura et al., 2008) 研究认为磁尾电流片中的某些物理过程, 如地向流压缩等, 会造成电流片中心处 B_y 强度的增强。Lui 利用的是 IMP6 磁场数据, 考察的是在磁尾下游 30 多个 R_E 处的磁尾电流片, 而本文考察的是近地 15—19 R_E 范围内的磁尾电流片。所以很可能地向流的压缩会使得本文研究的区域内 B_y 强度相对要强些。但是这还需要更进一步的工作去研究沿尾向方向 B_y 的大尺度分布。

7.4 小结

本章利用了 Cluster 在 2001—2005 年期间每年 6—11 月的 4 秒精度的磁场数据对磁尾电流片磁场的分布进行了统计分析。分析结果表明, 电流片中心处磁场及其 B_z 分量的强度在磁尾午夜区通常较弱, 而在磁层晨、昏两侧处普遍较强, 这表明午夜区的电流片磁场拉伸比较明显, 磁力线曲率半径较小 (Shen et al., 2003), 厚度较薄, 而在晨、昏两侧的电流片较厚。在晨昏两侧处, 电流片拍动剧烈, 尤以晨侧最甚, 而午夜区的电流片拍动相对最弱。在磁地方时 21:00—01:00 范围内, 负 B_z 及扁平电流片出现的几率较大, 磁重联或电流中断等活动比较容易发生。磁尾电流片中 B_y 分量和磁力线倾斜角的频次分布都近似满足正态分布, 扁平电流片的出现几率约是标准电流片的 1/3; 而磁场强度 B_{\min} 和 B_z 分量则主要分布在 1~10nT 范围内, 所以, 相比 B_z 而言 B_y 的分布具有较强的随机性。电流片中 B_y 分量的强度近似为 1AU 处行星际磁场 B_y 分量的两倍, 两者的相关系

数对于扁平电流片尤其高，这表明电流片中 B_y 的大小和符号易受行星际 B_y 等外部因素的影响。

本文的统计分析表明，磁尾电流片是存在明显的晨昏不对称性的。在午夜及其偏昏侧的区域范围内（磁地方时范围约 21:00-01:00），电流片相对稳定（拍动较弱），电流片厚度相对较薄，负 B_z 和扁平电流片的出现几率较大，这说明此区域磁场活动也相对频繁。但其不对称性的原因目前还不完全清楚，可能跟磁尾磁层顶存在晨昏不对称性有关（Jhuang et al.,2007）。

本章对磁尾电流片磁场分布的统计分析仅为初步研究。尚需进一步结合 AE 指数, IMF 条件以及 TC-1 的数据, 更深入挖掘电流片中大尺度的磁场分布特性, 以及其与亚暴活动, 与行星际条件的关系。

第八章 总结与展望

8.1 总结

磁尾电流片是磁层物理研究中的一个关键性区域，在那里各种波动、振荡、等离子体不稳定性以及磁重联容易触发，其与磁层亚暴、磁暴等活动有着紧密的物理联系。电流片磁场的几何结构是磁尾电流片动力学研究的一个重要方面，对其磁场的三维几何结构和空间分布特性的研究对进一步研究磁尾电流片中等离子体分布，各种宏观和微观不稳定性，磁重联，以及亚暴和磁暴的发展过程具有决定性的作用。本论文利用 Cluster 多点磁场探测数据和相关数据分析方法，比较系统地研究了磁尾电流片中磁场的几何结构特性及其分布规律，获得了丰富的和有价值的研究成果。本论文的主要结果如下。

1. 在第四章中，本文利用Cluster多点磁场数据和数据分析方法，比较系统地研究了扁平电流片中磁场的几何结构及其相应带电粒子的运动特性，并对其 B_y 分量的空间分布特性做了详细分析。结果表明，在扁平电流片中 B_y 分量一般强于 B_z 分量，磁场位形呈螺旋结构（其中左旋结构对应正 B_y ，而右旋结构对应负 B_y ），电流密度朝昏侧方向，场向分量比较明显。电流片法向沿南北方向。中性片半厚度小于磁力线的最小曲率半径。电子的运动是绝热的，而离子的运动是非绝热的，电流密度的主要载流子是电子。统计研究表明，扁平电流片中 B_y 一般与行星际的 B_y 是同号的，但有时要强于后者。这说明扁平电流片中的 B_y 部分来源于行星际中的 B_y ，部分来源于电流片中的其他物理过程。扁平电流片的出现与地方时和亚暴活动相位无关。在午夜区的扁平电流片中， B_y 在中性片内达到最强，而在电流片边界层和尾瓣相对较弱，关于电流片中心呈“准对称”分布（ B_y 的本征分布）。而在非午夜区，在中性片北侧的 B_y 会明显强于或弱于相应南侧的 B_y ， B_y 的分布呈“非对称”分布。离午夜区越远， B_y “非对称”分布越明显。

2. 在第五章中，本文利用Cluster多点磁场观测数据和数据分析方法研究了

倾斜电流片中磁场的几何结构特性及相应电流片的拍动特性, 并对电流片拍动的物理机制进行了探讨和分析。

对于倾斜电流片磁场结构特性的观测, 得到了如下一般性结论。

(1). 倾斜电流片的法向明显偏离南北方向, 甚至有时沿晨昏方向而成为垂直电流片。倾斜电流片内的磁力线结构与标准电流片的磁力线结构是一样的, 曲率方向指向地向, 副法线基本指向昏向, 只不过磁力线相互间发生了滑移。

(2). 在中性片内, 磁场方向旋转剧烈。磁场最小曲率半径 $R_{c\min}$, 中性片半厚度 h , 以及倾斜电流片的滑移角 δ , 近似满足关系 $h = R_{c\min} \cos \delta$ 。

(3). 在中性片内, 电流密度一般达到最强, 呈单峰结构, 场向分量 j_B 和 j_z 比较明显。且电流片越倾斜, 电流密度越强, 场向分量 j_B 和 j_z 越明显。在某些倾斜电流片事例中, 电流密度关于中性片中心呈双峰或不对称结构。

对于电流片的拍动特性的研究得到了如下结论。

(1). 电流片的拍动能形成波动从磁尾中心, 向磁尾晨昏两侧传播。其传播方向可更方便地由磁场梯度方向判断出。也存在电流片的局地稳态拍动, 但其并不能形成波动传播。电流片的拍动往往使得电流片在局地范围内成为倾斜电流片。

(2). 在电流片拍动过程中, 卫星连续穿越电流片, 电流密度的场向分量 j_B 和 j_z 分量的符号呈准周期性地交替变化。

(3). 拍动波的相速度一般为几十 km/s, 波长为几个 R_E 左右。磁尾 $-8R_E \sim -19R_E$ 范围内, 电流片的拍动是同步传播的。拍动波的发生与亚暴活动无明显关系, 持续时间能长达几个小时。

(4). 结合电流片拍动传播的特性, 发生的背景物理条件, 以及其他学者的相关工作, 本章还探讨了电流片拍动的物理机制, 认为磁尾电流片的大尺度拍动是由等离子体流的上下摆动引起的磁场扰动, 并对电流片的拍动触发、传播过程的物理图像给予了定性说明。

3. 在第六章, 本文根据拍动电流片中磁场几何结构的观测事实, 通过类比标准 Harris 电流片得到了拍动电流片中磁场分布的近似模型, 并据此系统性地定量分析了拍动电流片的磁场和相关物理量的整体分布特性。

(1). 拍动电流片的中性片空间形态明显呈波状结构, 磁场强度及其 B_x 分量的

空间等值分布也呈波形分布，电流片法向明显偏离 Z 方向；

(2). B_x 分量的磁场幅度在赤道平面上达到最大，为 $\Delta B_x(z)|_{\max} = B_0 \tanh(A/L)$ 。

离赤道平面越远，其磁场摆动幅度越小。拍动波的空间幅度越大，相应也能产生越大的磁场幅度。

(3). 磁场的曲率仅取决于沿 z 方向离中性片中心的位移 Z ，而与电流片的倾斜角无关。磁场的曲率在中性片中心处达到最大。

(4). 中性片的半厚度 h ，磁力线的最小曲率半径 $R_{c\min}$ ，以及电流片倾斜角 δ 满足关系 $h = R_{c\min} \cos \delta$ ，这与第五章的观测结果是完全一致的。

(5). 磁场强度的梯度大小 $|\nabla B|$ 不仅取决于沿 z 方向离中性片中心的位移 Z 而且还与电流片的倾斜角有关。在中性片中心处达到最小，而在中性片边界层附近达到最大，形成空间双峰分布结构。倾斜角越大，磁场梯度也会相应变得更强。此外，磁场梯度 ∇B 的方向平行或反平行于电流片的法向。

(6). 总电流密度 j 及其 j_z 分量不仅取决于沿 z 方向离中性片中心的位移 Z 而且还与电流片的倾斜角有关，而 j_y 分量仅取决于 Z 。若电流片越倾斜，相应 j 和 j_z 会变得越强。对于连续穿越拍动电流片而言， j_z 的符号会交替变化。

(7). 电流密度的场向分量在中性片内比较明显，主要为 j_z 分量。其场向角（电流密度方向与磁场方向的夹角）在中性片中心处达到极大或极小。

对该磁场模型的模拟观测表明，该磁场模型与 Cluster 的实际观测是相符的，这也说明了磁场模型的构造是合理的，其理论分析结果是很有一定价值的。

4. 在第七章，本文利用了 Cluster 在 2001—2005 年期间每年 6—11 月的 4 秒精度的磁场数据对磁尾电流片中磁场的分布进行了统计分析。分析结果表明，电流片中心处磁场及其 B_z 分量的强度在磁尾午夜区通常较弱，而在磁层晨、昏两侧处普遍较强，这表明午夜区的电流片磁场拉伸比较明显，磁力线曲率半径较小，厚度较薄，而在晨、昏两侧的电层片较厚。在晨昏两侧处，电流片拍动剧烈，尤以晨侧最甚，而午夜区的电流片拍动相对最弱。在磁地方时 21:00—01:00 范围内，负 B_z 及扁平电流片出现的几率较大，磁重联或电流中断等活动比较容易发生。磁尾电流片中 B_y 分量和磁力线倾斜角的频次分布都近似满足正态分布，扁平电流片的出现几率约是标准电流片的 1/3；而磁场强度 B_{\min} 和 B_z 分量则主要分布在

1~10nT 范围内, 所以, 相比 B_z 而言 B_y 的分布具有较强的随机性。电流片中 B_y 分量的强度近似为 1AU 处行星际磁场 B_y 分量的两倍, 两者的相关系数对于扁平电流片尤其高, 这表明电流片中 B_y 的大小和符号易受行星际 B_y 等外部因素的影响。

8.2 展望

磁尾电流片中具有复杂的动态物理过程和磁场结构位形, 本文虽对电流片中的普遍磁场结构做了比较系统的研究, 但还有大量相关问题有待进一步深入研究和完善, 这具体表现在以下几个方面:

1. 还需继续深入发掘磁尾电流中磁场结构的新特性。对于一些重要的小尺度物理结构, 比如磁重联, 磁绳/等离子体团等结构, 需要利用高精度磁场数据, 去探测其精细磁场结构位形。
2. 随亚暴活动的发展或行星际磁场的突变, 磁尾电流片磁场结构的具体演化过程或相应响应变化。除 Cluster 的四点探测外, 还可结合双星, Geotail (Nishida,1994), THEMIS (Burch and Angelopoulos,2009) 等多颗卫星, 对电流片磁场结构作大尺度的联合观测。
3. 本文第三、四章表明, 当前理论解析模式对电流片磁场结构的描述与实际磁尾电流片磁场结构的位形的观测是有出入的。所以还需根据实际电流片磁场结构的位形和相关观测事实对标准电流片, 扁平电流片作出恰当的理论解析描述。
4. 扁平电流片中 B_y 分量的起源机制还不甚完全清楚, 对于强 B_y 对电流片带来的物理影响还了解不多, 譬如, 它能否促进磁场重联的快速触发, 粒子的分布和运动特性会有何变化, 能否影响电流片的稳定性, 等等。这些问题尚需进一步研究。
5. 尚需利用多点卫星联合观测, 确定扁平电流片在纵向 (X 方向) 和横向 (Y 方向) 上的分布尺度。
6. 还需结合更多电流片拍动的相关事实, 研究电流片拍动的触发、传播过程的理论机制。对其拍动的能量来源, 传播演化过程, 对带电粒子的耦合作用, 以及

和磁场脉动的关系还有待于更深入的观测研究。

7. 考虑到磁场梯度、曲率方向、电流密度的大小和方向等均可直接通过 Cluster 四点探测求出, 所以有必要进一步验证电流片中电流密度的起源是否为磁漂移机制所致。

8. 对磁尾电流片的统计研究工作还需进一步考虑磁场的曲率, 中性片厚度。磁场梯度, 电流密度, 电流片的法向等物理量, 并结合 AE 指数, 行星际磁场以及 TC-1 的磁场数据, 以便更深入地挖掘电流片中大尺度的磁场分布特性以及其与亚暴活动、行星际条件的关系。

参考文献

- Akasofu, S.-I., The development of the auroral substorm, *Planet Space Sci.*, 12, 273-282, 1964.
- Akasofu, S.-I., Several 'controversial' issues on substorms, *Space Sci. Rev.*, 113, 1-40, 2004.
- Alfvén, H., and Fälthammer, C.-G (Eds.), *Cosmical Electrodynamics fundamental principles (second edition)*, Oxford university press, 1963.
- Angelopoulos, V. et al., Statistical Characteristics of Bursty Bulk Flow Events, *J. Geophys. Res.*, 99 (A11), 21257-21280, 1994.
- Angelopoulos, V. et al., Tail reconnection triggering substorm onset, *Science*, 321. NO. 5891, 931-935, 2008.
- Asano, Y. et al, Evolution of the thin current sheet in a substorm observed by Geotail, *J. Geophys. Res.*, 108(A5), 1189, doi:10.1029/2002JA009785, 2003
- Asano, Y., et al, Current sheet structure around the near-Earth neutral line observed by Geotail, *J. Geophys. Res.*, 109, A02212, doi: 10.1029/2003JA010114, 2004.
- Asano, Y., et al, How typical are atypical current sheets?, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L03108, doi: 10.1029/2004GL021834, 2005.
- Axford, W. I., and Hines, C. O., An unifying theory of high latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms, *Can. J. Phys.*, 39(10), 1433-1464, 1961.
- Baker, D. N., et al., Neutral line model of substorms: Past results and present view, *J. Geophys. Res.*, 101, 12975-13010, 1996.
- Baker D N, et al, Re-examination of driven and unloading aspects of magnetospheric substorms, *J. Geophys. Res.*, 102, 7169-7177, 1997.
- Balogh, A., et al., The Cluster magnetic field investigation: overview of in-flight performance and initial results, *Ann. Geophysicae*, 19, 1207—1218, 2001.
- Bartels, J., et al, The three-hour-range index measuring geomagnetic activity, *J. Geophys. Res.*, 44, 411-454, 1939.
- Bauer, T. M., et al, Neutral sheet oscillations at substorm onset, *J. Geophys. Res.*, 100(A12), 23737–23742, 1995.
- Baumjohann W, et al., Average plasma properties in the central plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 94, 6597-6606, 1989.
- Baumjohann, W., et al., Pressure balance between lobe and plasma sheet, *Geophys. Res. Lett.*, 17(1), 45–48, 1990.
- Baumjohann, W., et al., Superposed epoch analysis of the substorm plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 96, 11605–11608, 1991.
- Baumjohann, W., et al., Thinning and Expansion of the Substorm Plasma Sheet, *J. Geophys. Res.*, 97(A11), 17173–17175, 1992.
- Baumjohann W., The near-earth plasma sheet: an AMPTE/IRM perspective, *Space Sci. Rev.*, 64, 141-163, 1993.

- Baumjohann, W., and Treumann R.A. (Eds.), *Basic Space Plasma Physics*, Published by Imperial College Press, 1996.
- Bellan, P.M. (Eds.), *Fundamentals of plasma physics*, Cambridge university press, 2006.
- Billingham, J. and King, A.C. (Eds.), *Wave motion*, Cambridge University press, 2000.
- Birn, J., The distortion of the magnetotail equilibrium structure by a net cross-tail magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 95(A6), 8019–8028, 1990.
- Birn, J., et al., Flow braking and the substorm current wedge, *J. Geophys. Res.*, 104, 19895–19903, 1999.
- Bittencourt, J.A. (Eds.), *Fundamentals of plasma physics*, pregamon press, 1986.
- Borg, A. L., et al, Cluster encounter of a magnetic reconnection diffusion region in the near-Earth magnetotail on September 19, 2003, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L19105, doi: 10.1029/2005GL023794, 2005.
- Büchner, J., and Zelenyi, L. M., Chaotization of the electron motion as the cause of an internal magnetotail instability and substorm onset, *J. Geophys. Res.*, 92, 13456–13466, 1987.
- Büchner J, and Zelenyi, L. M., Regular and chaotic charged particle motion in magnetotaillike field reversals: 1. Basic theory of trapped motion, *J. Geophys. Res.*, 94, 11821-11842, 1989.
- Burch, J. L. and Angelopoulos, V. (Eds.), *The THEMIS Mission*, Springer, 2009.
- Caan, M. N., R. L. McPherron, and C. T. Russell, Characteristics of the association between the interplanetary magnetic field and substorms, *J. Geophys. Res.*, 82, 4837-4842, 1977.
- Chanteur, G., Spatial interpolation for four spacecraft: Theory, in *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*, G. Paschmann and P. W. Daly(Eds.), p. 349, ESA Publications Division, Noordwijk, The Netherlands, 1998.
- Chanteur, G. and Harvey, C.C., Spatial interpolation for four spacecraft: Application to magnetic gradients, in *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*, G. Paschmann and P. W. Daly(Eds.), p. 371, ESA Publications Division, Noordwijk, The Netherlands, 1998.
- Chen, J., et al., Cusp energetic particle events: Implications for a major acceleration region of the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 103, 69-78, 1998.
- Clauer, C. R., and Kamide, Y., DP 1 and DP 2 current systems for the March 22, 1979 substorms, *J. Geophys. Res.*, 90, 1343-1354, 1985.
- Cowley, S. W. H., The effect of pressure anisotropy on the equilibrium structure of magnetic current sheets, *Planet. Space Sci.*, 26, 1037–1061, 1978.
- Cowley, S.W.H., On the distribution of B_y in the geomagnetic tail, *Planet. Space Sci.*, 29, 769-793, 1979.
- Cowley, S.W.H., Magnetospheric asymmetries associated with the Y-component of

- the IMF, *Planet. Space Sci.*, 29, 79-96, 1981.
- Davis, T. N., and M. Sugiura, Auroral electrojet activity index AE and its universal time variations, *J. Geophys. Res.*, 71, 785-801, 1966.
- Daglis, I.A., et al., Energy density of ionospheric and solar-wind-origin ions in the near-earth magnetotail during substorms, *J. Geophys. Res.*, 99, 5691-5703, 1994.
- Dungey, J.W., Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47-48, 1961.
- Dungey, J.W.: Theory of neutral sheets, in *Earth's magnetospheric processes*, McCormac B.M. (Eds.), 210-220, D.Reidel publishing company, Dordrecht-Holland, 1972.
- Dunlop, M. W., et al, Four-point Cluster application of magnetic field analysis tools: The Curlometer, *J. Geophys. Res.*, 107, (A11), 1384, doi: 10.1029/2001JA005088, 2002
- Dyer, E.R., and Roederer, J.G.(Eds.), The magnetosphere, in the part III of *Solar-Terrestrial Physics/1970*, Dyer, E.R.(Eds.), D.Reidel publishing company, Dordrecht-Holland, 1972.
- Eastman, T. E., et al., The magnetospheric boundary layer: Site of plasma, momentum, and energy transfer from the magnetosheath into the magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 3, 685-688, 1976.
- Eastwood, J. P., et al., The foreshock, in *Outer Magnetospheric Boundaries: Cluster Results*, Paschmann, G., Schwartz, S.J., Escoubet, C.P., Haaland, S. (Eds.), 41-94, Springer, 2005.
- Eastwood, J. P., et al., Multi-point observations of the Hall electromagnetic field and secondary island formation during magnetic reconnection, *J. Geophys. Res.*, 112, A06235, doi: 10.1029/2006JA012158, 2007.
- Elphinstone, R. D., et al., Observations of changes to the auroral distribution prior to substorm onset, in *Magnetospheric Substorms*, Geophys. Monogr. Ser., vol. 64, J. R. Kan, T. A. Potemra, S. Kokubun, and T. Iijima(Eds.), pp. 257-275, AGU, Washington, D. C., 1991.
- Erickson, G. M., Substorm theories: United they stand, divided they fall, *Rev. Geophys.*, 33, 685-692, 1995.
- Erkaev, N. V., et al, Magnetic double gradient mechanism for flapping oscillations of a current sheet, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L02111, doi: 10.1029/2007GL032277, 2008.
- Erkaev, N. V., V. S. Semenov, I. V. Kubyshkin, M. V. Kubyshkina, and H. K. Biernat, MHD model of the flapping motions in the magnetotail current sheet, *J. Geophys. Res.*, 114, A03206, doi: 10.1029/2008JA013728, 2009.
- Escoubet, C. P., et al., The Cluster mission, *Ann. Geophys.*, 19, 1197-1200, 2001.
- Fairfield, D. H., and N. F. Ness, Configuration of the geomagnetic tail during substorms, *J. Geophys. Res.*, 75, 7032-7047, 1970.

- Fairfield, D. H., On the average configuration of the geomagnetic tail, *J. Geophys. Res.*, 84, 1950-1958, 1979.
- Fairfield, D. H., A statistical determination of the shape and the position of the geomagnetic neutral sheet, *J. Geophys. Res.*, 85, 775-780, 1980.
- Fairfield, D. H., et al., Multiple crossing of a very thin plasma sheet in the Earth's magnetotail, *J. Geophys. Res.*, 86, 11189-11200, 1981.
- Farrugia, C. J., Gratton, F. T., Torbert, R.B., Viscous-type processes in the solar wind-magnetosphere interaction, *Space Sci. Rev.*, 95, 443-456, 2001.
- Fruit, G., et al, Propagation of MHD perturbations in a Harris current sheet: 2. Continuous spectrum and resonant absorption, *J. Geophys. Res.*, 107(A11), 1412, doi: 10.1029/2001JA009215, 2002a.
- Fruit, G., et al, Propagation of MHD perturbations in a Harris current sheet: 1. Discrete modes, *J. Geophys. Res.*, 107(A11), 1411, doi: 10.1029/2001JA009212, 2002b.
- Fruit, G., et al, On the propagation of low-frequency fluctuations in the plasma sheet: 2. Characterization of the MHD eigenmodes and physical implications, *J. Geophys. Res.*, 109, A03217, doi: 10.1029/2003JA010229, 2004.
- Fujimoto M, et al., The lower-latitude boundary layer in the tail-flanks. In *New Perspectives on the Earth's Magnetotail*, Nishida A, Baker D N, Cowley S W H, (Eds.), Washington, DC: American Geophysical Union, 33-44, 1998.
- Golovchanskaya, I. V. and Y. P. Maltsev, On the identification of plasma sheet flapping waves observed by Cluster, *J. Geophys. Res.*, 32, L02102, doi: 10.1029/2004GL021552, 2005.
- Gazey, N. G. J., et al., EISCAT/CRRES observations: nightside ionospheric ion outflow and oxygen-rich substorm injection, *Ann. Geophysicae*, 14, 1032-1043, 1996.
- Hammond C.M., et al, Imaging the effect of dipole tilt on the magnetotail boundaries, *J. Geophys. Res.*, 99(A4), 6079-6092, 1994.
- Hapgood, M. A., Space physics coordinate transformations: A user guide, *Planet. Space Sci.*, 40 (5), pp. 711-717, 1992.
- Harris, E. G., On a plasma sheet separating regions of oppositely directed magnetic field, *Nuovo Cimento*, 23, 115-121, 1962.
- Harvey, C. C., Spatial gradients and the volumetric tensor, in *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*, edited by G. Paschmann and P. W. Daly, p. 307, ESA Publications Division, Noordwijk, The Netherlands, 1998.
- Hau, L.-N., and G.-H. Voigt, Loss of MHD Equilibrium Caused by the Enhancement of the Magnetic B_y Component in Earth's Magnetotail, *J. Geophys. Res.*, 97(A6), 8707-8711, 1992.
- Hau, L.-N., and G. M. Erickson, Penetration of the interplanetary magnetic field B_y into earth's plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 100(A11), 21745-21751, 1995.

- Hilmer, R. V., and G.-H. Voigt, The effects of a magnetic By component on geomagnetic tail equilibria, *J. Geophys. Res.*, 92, 8660–8672, 1987.
- Henderson, M. G., et al, Observations of magnetospheric substorms occurring with no apparent solar wind/IMF trigger, *J. Geophys. Res.*, 101(A5), 10773-10791, 1996.
- Holland, D. L., et al, Determination of the quiet time current sheet thickness using Geotail CPI data and nonlinear dynamics modeling, *J. Geophys. Res.*, 111, A06207, doi: 10.1029/2005JA011354, 2006.
- Hones, E. W., Jr., Transient phenomena in the magnetotail and their relation to substorms, *Space Sci. Rev.*, 23, 393– 410, 1979.
- Hoshino, M., et al., Structure of plasma sheet in magnetotail: Double-peaked electric current sheet, *J. Geophys. Res.*, 101, 24775– 24786, 1996.
- Huang, C.-S., et al, Periodic magnetospheric substorms and their relationship with solar wind variations, *J. Geophys. Res.*, 108(A6), 1255, doi: 10.1029/2002JA009704, 2003.
- Huang, C. Y., Frank, L. A., A Statistical Survey of the Central Plasma Sheet, *J. Geophys. Res.*, 99, 83-95, 1994.
- Hughes, W. J., and D. G. Sibeck, On the three-dimensional structure of plasmoids, *Geophys. Res. Lett.*, 14, 636-639, 1987.
- Israelevich, P. L., et al, Current carriers in the bifurcated tail current sheet: Ions or electrons?, *J. Geophys. Res.*, 113, A04215, doi: 10.1029/2007JA012541, 2008.
- Jacquey, C., et al., Tailward Propagating Tail Current Disruption and Dynamics of the Near-Earth Tail: a Multi-Point Measurement Analysis, *Geophys. Res. Letters*, 20, 983-986, 1993.
- Jhuang, B.-Y., et al, A study of dawn-dusk asymmetry of the magnetopause shape, *Geophysical Research Abstracts*, Vol. 9, 02579, 2007.
- Kan, J. R., On the structure of the magnetotail current sheet, *J. Geophys. Res.*, 78, 3773– 3781, 1973.
- Kaufmann, R.L., et al., Plasma sheet thickness and electric currents, *J. Geophys. Res.*, 106, A4, 6179-6193, 2001.
- Kauristie, K., et al., Auroral precipitation fading before and at substorm onset: ionospheric and geostationary signatures, *Ann. Geophysicae*, 15, 967-983, 1997.
- Kaymaz, Z., et al, Interplanetary magnetic field control of magnetotail magnetic field geometry: IMP 8 observations, *J. Geophys. Res.*, 99(A6), 11113- 11126, 1994.
- Keyser, J. De r and Roth, M., Equilibrium conditions for the tangential discontinuity magnetopause, *J. Geophys. Res.*, 102, 9513-9530, 1997.
- Keyser, J. De r and Roth, M., Equilibrium conditions and magnetic field rotation at the tangential discontinuity magnetopause, *J. Geophys. Res.*, 103, 6653-6662, 1998.
- Keyser, J. De, et al., Magnetopause and Boundary Layer, in *Outer Magnetospheric Boundaries: Cluster Results*, Paschmann, G., Schwartz, S.J., Escoubet, C.P.,

- Haaland, S. (Eds.), 231-320, Springer, 2005.
- Kirkwood, S., and L. Eliasson, Energetic particle precipitation in the substorm growth phase measured by EISCAT and Viking, *J. Geophys. Res.*, 95, 6025-6037, 1990.
- Kistler, L.M., et al., Contribution of nonadiabatic ions to the cross-tail current in an O⁺ dominated thin current sheet, *J. Geophys. Res.*, 110, A06213, doi: 10.1029/2004JA010653, 2005.
- Kivelson, M.G. and Russell, C.T. (Eds.), Introduction to space physics, Published by Cambridge University Press, 1995.
- Koskinen, H. E. J., et al., Pseudobreakup and Substorm Growth Phase in the Ionosphere and Magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 98(A4), 5801-5813, 1993.
- Larson, D. J., Kaufmann, R. L., Structure of the Magnetotail Current Sheet, *J. Geophys. Res.*, 101, A10, 21447-21461, 1996.
- Lembége, B. and Pellat, R., Stability of a thick two-dimensional quasineutral sheet, *Phys. Fluids*, 25, 1995-2004, 1982,
- Liu, Z. X., et al, The Double Star Mission, *Ann. Geophys.*, 23, 2707-2712, 2005.
- Lopez, R. E., et al., On the relationship between the energetic particle flux morphology and the change in the magnetic field magnitude during substorms, *J. Geophys. Res.*, 94, 17105-17119, 1989.
- Louarn, P., et al., On the propagation of low frequency fluctuations in the plasmashet: 1. CLUSTER observations and magnetohydrodynamic analysis, *J. Geophys. Res.*, 109, doi: 10.1029/2003JA010228, 2004a.
- Louarn, P., et al., Cluster observations of complex 3D magnetic structures at the magnetopause, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L19805, doi: 10.1029/2004GL020625, 2004b.
- Lucek, E. A., et al., The magnetosheath, in *Outer Magnetospheric Boundaries: Cluster Results*, Paschmann, G., Schwartz, S.J., Escoubet, C.P., Haaland, S. (Eds.), 95-152, Springer, 2005.
- Lui, A. T. Y., et al, Wavy nature of the magnetotail neutral sheet, *Geophys. Res. Lett.*, 5, 279-282, 1978.
- Lui, A. T. Y., and Meng, C.-I., Relevance of southward magnetic fields in the neutral sheet to anisotropic distribution of energetic electrons and substorm activity, *J. Geophys. Res.*, 84, 5817-5827, 1979.
- Lui, A. T. Y., Characteristics of the cross-tail current in the Earth's magnetotail, in *Magnetospheric Currents*, Potemra, T.A.(Eds.), AGU Geophysical Monograph 28, 158-170, 1984.
- Lui, A. T. Y., Solar wind influence on magnetotail configuration and dynamics, in *Solar wind-magnetosphere coupling*, Kamide, Y., and Slavin, J.A.(Eds.), Terra scientific publishing company, 671-690, 1986.
- Lui, A. T. Y., A synthesis of magnetospheric substorm models, *J. Geophys. Res.*, 96, 1849-1856, 1991.

- Lui, A. T. Y., et al, Current disruptions in the near-Earth neutral sheet region, *J. Geophys. Res.*, 97, 1461-1480, 1992.
- Lui, A. T. Y., et al, Preliminary nonlocal analysis of cross-field current instability for substorm expansion onset, *J. Geophys. Res.*, 100, 19147–19154, 1995.
- Lui A. T. Y., Current disruption in the Earth's magnetosphere: Observations and models, *J. Geophys. Res.*, 101, 13067-13088, 1996.
- Lui, A. T. Y., Cause of magnetospheric substorms, *Plasma Phys. Control. Fusion*, 45, 841-852, 2003.
- Lui, A. T. Y., Potential plasma instabilities for substorm expansion onsets, *Space Sci. Rev.*, 113, 127–206, 2004.
- Lyons, L.R., and Williams, D.J. (Eds.), *Quantitative aspects of magnetosphere physics*, Reidel publishing company, Dordrecht-Holland,1984.
- Lyons, L. R., Substorms: Fundamental observational features, distinction from other disturbances, and external triggering, *J. Geophys. Res.*, 101, 13011-13026, 1996.
- Macwan, S. E., A determination of twisting of the earth's magnetotail at distances 115–220 RE: ISEE 3, *J. Geophys. Res.*, 97, 19239–19249, 1992.
- Malova, H. V., et al., Asymmetric thin current sheets in the Earth's magnetotail, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L16108, doi: 10.1029/2007GL030011, 2007.
- McComas,D.J.,et al, The Near-Earth Cross-Tail Current Sheet:Detailed ISEE1 and 2 Case Studies, *J. Geophys. Res.*, 91(A4), 4287-4301, 1986.
- McPherron, R. L., Substorm related changes in the geomagnetic tail: The growth phase, *Planet. Space Sci.*, 20, 1521-1539, 1972.
- McPherron, R. L., C. T. Russell, and M. P. Aubrey, Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968, 9, Phenomenological model for substorms, *J. Geophys. Res.*, 78, 3131-3149, 1973.
- McPherron, R. L., T. Terasawa, and A. Nishida, Solar wind triggering of substorm expansion onset, *J. Geomagn. Geoelectr.*, 38, 1089-1108, 1986.
- Mitchell, D. G., et al, Current carriers in the near-earth cross-tail current sheet during substorm growth phase, *Geophys. Res. Lett.*, 17(5), 583 – 586, 1990.
- Moldwin, M. B., and W. Hughes, Plasmoids as magnetic flux ropes, *J. Geophys. Res.*, 96, 14051– 14064, 1991.
- Moldwin, M. B., and W. Hughes, Geomagnetic substorm association of plasmoids, *J. Geophys. Res.*, 98, 81–88, 1993.
- Nakamura, R., et al, Fast flow during current sheet thinning, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 2140, doi: 10.1029/2002GL016200, 2002
- Nakamura, R.,et al, Thin current sheets in the magnetotail observed by cluster, *Space Sci. Rev.*,122, 29–38,2006.
- Nakamura, R., et al, Cluster observations of an ion-scale current sheet in the magnetotail under the presence of a guide field, *J. Geophys. Res.*, 113, A07S16, doi: 10.1029/2007JA012760, 2008.

- Nakagawa, T. and A.Nishida, Southward magnetic field in the neutral sheet produced by wavy motions in the dawn-dusk direction, *Geophys. Res. Lett.*, 11, 1265–1268, 1989.
- Ness, N. F., The Earth's magnetic tail, *J. Geophys. Res.*, 70, 2989-3005, 1965.
- Nishida, A., Excitation of polar substorms by northward interplanetary magnetic field, in *Earth's magnetospheric processes*, McCormac B.M. (Eds.), pp400-405, D.Reidel publishing company, Dordrecht-Holland, 1972.
- Nishida, A., The GEOTAIL mission, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 2871-2873, 1994.
- Nishida, A., The Earth's dynamic magnetotail, *Space Sci. Rev.*, 91, 507-577, 2000.
- Nykyri, K. et al., Cluster observations of reconnection due to the Kelvin-Helmholtz instability at the dawnside magnetospheric flank, *Ann. Geophys.*, 24, 2619–2643, 2006.
- Opgenoorth, H. J., et al., The recovery phase of magnetospheric substorms and its association with morning-sector aurora, *J. Geophys. Res.*, 99, 4115-4129, 1994.
- Owen C.J., et al, Average motion, structure and orientation of the magnetotail determined from remote sensing of the edge of the plasma sheet boundary layer with $E > 35$ keV ions, *J. Geophys. Res.*, 100(A1), 185-204, 1995.
- Øieroset, M., et al, In situ detection of collisionless reconnection in the Earth's magnetotail, *Nature*, 412, 414– 417, 2001.
- Parks, G.K., *Physics of space plasma An introduction (second edition)*, Published by Westview press, 2004.
- Pellinen, R. J. and Heikkila, W. J., Inductive electric fields in the magnetotail and their relation to auroral and substorm phenomena, *Space Sci. Rev.*, 37, 1-61, 1984.
- Petschek, H. E., Magnetic Field Annihilation, in *Proc. AAS-NASA Symp. Phys. Solar Flares, NASA SP-50*, W. N. Hess (Eds.), pp. 425–439, 1964,
- Perrault, P., and Akasofu, S.-I, A study of geomagnetic storms, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 54, 547-573, 1978.
- Petrukovich, A. A., et al., Plasma sheet structure during strongly northward IMF, *J. Geophys. Res.*, 108(A6), 1258, doi: 10.1029/2002JA009738., 2003.
- Petrukovich, A. A., et al., Cluster vision of the magnetotail current sheet on a macroscale, *J. Geophys. Res.*, 110, A06204, doi: 10.1029/2004JA010825, 2005.
- Petrukovich, A. A., et al, Oscillations of flux tube slippage in the quiet plasma sheet, *Ann. Geophys.*, 24, 1695-1704, 2006.
- Petrukovich, A. A., et al, Formation of current density profile in tilted current sheets, *Ann. Geophys.*, 26, 3669-3676, 2008.
- Primdahl, F., Partial penetration of the IMF By into the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 33, 1327-1330, 1985.
- Prölss, Gerd W., *Physics of the Earth's Space Environment: An introduction*, 241-255, Springer, 2004.
- Robert, P., et al, Tetrahedron Geometric Factors, in *Analysis Methods for*

- Multi-Spacecraft Data*, edited by G. Paschmann and P. W. Daly, p. 323, ESA Publications Division, Noordwijk, The Netherlands, 1998.
- Rosenbauer, H., et al., Heos 2 plasma observations in the distant polar magnetosphere: The plasma mantle, *J. Geophys. Res.*, 80, 2723-2737, 1975.
- Rostoker, G., et al., Magnetospheric substorms - Definition and signatures, *J. Geophys. Res.*, 85, 1663-1668, 1980.
- Rostoker, G., et al., The roles of direct input of energy from the solar wind and unloading of stored magnetotail energy in driven magnetospheric substorms, *Space Sci. Rev.*, 46, 93-111, 1987.
- Runov, A., et al., Cluster observation of a bifurcated current sheet, *Geophys. Res. Lett.*, 30(2), 1036, doi: 10.1029/2002GL016136, 2003
- Runov, A., et al., Electric current and magnetic field geometry in flapping magnetotail current sheets, *Ann. Geophys.*, 23, 1391-1403, 2005a.
- Runov, A., et al., Reconstruction of the magnetotail current sheet structure using multi-point Cluster measurements, *Planetary and Space Sci.*, 53, 237-243, 2005b.
- Runov, A., et al., Local structure of the magnetotail current sheet: 2001 Cluster observations, *Ann. Geophys.*, 24, 247-262, 2006.
- Runov, A., et al., Global properties of magnetotail current sheet flapping: THEMIS perspectives, *Ann. Geophys.*, 27, 319-328, 2009.
- Russell, C.T., The control of the magnetopause by the interplanetary magnetic field, in *Dynamics of the magnetosphere*, Akasofu, S.-I. (Eds.), 3-21, D.Reidel publishing company, 1979.
- Russell, C.T., The polar cusp, *Adv. Space Res.*, 25, 1413-1424, 2000.
- Saito, Y., et al., Slow-Mode Shocks in the Magnetotail, *J. Geophys. Res.*, 100, 23567-23581, 1995.
- Saito, Y., et al, Foreshock structure of the slow-mode shocks in the earth's magnetotail, *J. Geophys. Res.*, 101, 13267-13274, 1996.
- Sanny, J., et al., Growth-phase thinning of the near-Earth current sheet during the CDAW 6 substorm, *J. Geophys. Res.*, 99(A4), 5805-5816, 1994.
- Sauvaud, J.-A., Characteristics of the cross-tail current disruption at substorm onset and associated particle acceleration, *Proceedings of the International Conference on Substorms*, ESA SP-335, 243-253, 1992.
- Schindler, K., A self-consistent theory of the tail of the magnetosphere, in *Earth's magnetospheric processes*, McCormac B.M. (Eds.), 200-209, D.Reidel publishing company, Dordrecht-Holland, 1972.
- Schindler, K., and J. Birn, Magnetotail theory, *Space Sci. Rev.*, 44, 307-355, 1986.
- Schindler, K. and Birn, J., Models of two-dimensional embedded thin current sheets from Vlasov theory, *J. Geophys. Res.*, 107(A8), 10.1029/2001JA000304, 2002.
- Schindler, K. (Eds.), *Physics of Space Plasma Activity*, Published by Cambridge University Press, 2007.

- Schwartz, S. J.: Shock and discontinuity normals, Mach numbers, and related parameters, in *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*, edited by Paschmann, G. and Daly, P. W., p.249, ESA Publ. Div., Noordwijk, Netherlands, 1998.
- Sergeev V. A., Penetration of the By component of the interplanetary magnetic field into the tail of the magnetosphere, *Geomagn. Aeron.*, 27, 612-615, 1987.
- Sergeev, V. A., et al, Current sheet thickness in the near-Earth plasma sheet during substorm growth phase, *J. Geophys. Res.*, 95(A4), 3819–3828, 1990.
- Sergeev, V. A., et al, Structure of the tail plasma/current sheet at ~11 RE and its changes in the course of a substorm, *J. Geophys. Res.*, 98, 17345–17365, 1993.
- Sergeev, V.A., et al, Coupled-mode scenario for the magnetospheric dynamics, *J. Geophys. Res.*, 101(A6), 13047-13065, 1996.
- Sergeev, V.A., et al, Current sheet measurements within a flapping plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 103, 9177 - 9187, 1998.
- Sergeev, V. A., et al, Current sheet flapping motion and structure observed by Cluster, *Geophys. Res. Lett.*, 30, doi: 10.1029/2002GL016500, 2003.
- Sergeev, V. A., et al, Orientation and propagation of current sheet oscillations, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L05807, doi: 10.1029/2003GL019346, 2004.
- Sergeev, V. A., et al, Survey of large-amplitude flapping motions in the midtail current sheet, *Ann. Geophys.*, 24, 2015–2024, 2006
- Shen, C., et al, Analyses on the geometrical structure of magnetic field in the current sheet based on Cluster measurements, *J. Geophys. Res.*, 108 (A5), doi: 10.1029/2002JA009612, 2003.
- Shen, C. and Liu, Z., Double Star project - master science operations plan, *Ann. Geophys.*, 23, 2851-2859, 2005.
- Shen, C., et al, Magnetic field rotation analysis and the applications, *J. Geophys. Res.*, 112, A06211, doi: 10.1029/2005JA011584, 2007a.
- Shen, C., et al, New approach for determining the normal of the bow shock based on Cluster four-point magnetic field measurements, *J. Geophys. Res.*, 112, A03201, doi:10.1029/2006JA011699.2007b.
- Shen, C., et al, Flattened current sheet and its evolution in substorms, *J. Geophys. Res.*, 113, A07S21, doi: 10.1029/2007JA012812, 2008a.
- Shen, C. and Dunlop, M. W., Geometric structure analysis of the magnetic field, in *Multi-Spacecraft Analysis Methods Revisited*, edited by Paschmann, G. and Daly, P. W., ISSI Science Report, SR-008, chapter 3, p. 27–32, Kluwer Academic Pub., 2008b.
- Shen, C., et al., Magnetic configurations of the tilted current sheets in magnetotail, *Ann. Geophys.*, 26, 3525-3543, 2008c.
- Sibeck, D. G., et al., The distant magnetotail's response to a strong interplanetary magnetic field By-twisting, flattening, and field line bending, *J. Geophys. Res.*, 90, 4011-4019, 1985.

- Slavin, J. A., et al., ISEE 3 observations of plasmoid with flux rope, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 2061-2064, 1995.
- Slavin, J. A., et al., Cluster electric current density measurements within a magnetic flux rope in the plasma sheet, *Geophys. Res. Lett.*, 30(7), 1362, doi: 10.1029/2002GL016411, 2003a.
- Slavin, J. A., et al., Geotail observations of magnetic flux ropes in the plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 108(A1), 1015, doi: 10.1029/2002JA009557, 2003b.
- Slavin, J. A., et al., Cluster four spacecraft measurements of small traveling compression regions in the near-tail, *Geophys. Res. Lett.*, 30(23), 2208, doi: 10.1029/2003GL018438, 2003c.
- Smith C W, et al., The ACE Magnetic Fields Experiment, *Space Sci. Rev.*, 86, 613–632, 1998.
- Sonnerup, B.U.Ö, Magnetic field reconnection, in Volume III of *Solar system plasma physics*, Lanzerotti, L.T., Kennel, C.F., and Park E.N. (Eds.), North-Holland Publishing Company, 1979.
- Sonnerup, B.U.Ö., et al., Evidence for magnetic field reconnection at the earth's magnetopause, *J. Geophys. Res.*, 86, 10049-10067, 1981.
- Sonnerup, B.U.Ö and Scheible, M., Minimum and Maximum Variance Analysis, in *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*, G. Paschmann and P. W. Daly (Eds.), p. 185, ESA Publications Division, Noordwijk, The Netherlands, 1998.
- Speiser, T.W. and N.F. Ness, The neutral sheet in the geomagnetic tail: its motion, equivalent currents, and field-line reconnection through it, *J. Geophys. Res.*, 72, 131-141, 1967.
- Speiser, T.W., Magnetospheric current sheets, *Radio Sci.*, 8, 973-977, 1973.
- Stiles, G. S., et al., Plasma sheet pressure anisotropies, *J. Geophys. Res.*, 83, 3166–3172, 1978.
- Sugiura, M., Hourly values of equatorial Dst for IGY, pp. 945-948, in *Annals of the International Geophysical Year*, vol. 35, Pergamon Press, Oxford, 1964.
- Sun, W., et al., Mathematical separation of directly-driven and unloading components in the ionospheric equivalent current during substorms, *J. Geophys. Res.*, 103, 11695-11700, 1998.
- Thompson, S. M., et al., Dynamic Harris current sheet thickness from Cluster current density and plasma measurements, *J. Geophys. Res.*, 110, A02212, doi:10.1029/2004JA010714, 2005.
- Thompson, S. M., et al., Bifurcated current sheets: Statistics from Cluster magnetometer measurements, *J. Geophys. Res.*, 111, A03212, doi:10.1029/2005JA011009, 2006.
- Toyochi, T., and T. Miyazaki, Flapping motions of the tail plasma sheet induced by the interplanetary magnetic field variations, *Planet. Space Sci.*, 24, 147-159, 1976.
- Treumann, R.A. and Baumjohann, W. (Eds.), *Advanced Space Plasma Physics*,

- Published by Imperial College Press, 1997.
- Troshichev, O. A., et al., Influence of the IMF azimuthal component on magnetospheric dynamics, *J. Geomag. Geoelectr.*, 38,1075-1088, 1986.
- Troshichev, O. A., et al., Magnetic activity in the polar cap: A new index, *Planet. Space Sci.*, 36, 1095-1102, 1988.
- Tsai, C. L., et al., Effects of a guide field on the evolution of a current sheet, *Phys. Plasmas* 13, 102902, 2006.
- Tsyganenko, N. A., and D. H. Fairfield, Global shape of the magnetotail current sheet as derived from Geotail and Polar data, *J. Geophys. Res.*, 109, A03218, doi: 10.1029/2003JA010062, 2004.
- Vasyliunas, V. M., A Survey of Low-Energy Electrons in the Evening Sector of the Magnetosphere with OGO 1 and OGO 3, *J. Geophys. Res.*, 73, 2839–2884, 1968.
- Voigt, G.-H., and R. V. Hilmer, The influence of the IMF By component on the Earth's magneto-hydrostatic magnetotail, in *Magnetotail Physics*, edited by A. T. Lui, 91 pp., John Hopkins Univ., Baltimore, Md., 1987.
- Volwerk, M., et al., Kink mode oscillation of the current sheet, *Geophys. Res. Lett.*, 30, NO. 6, 1320, doi: 10.1029/2002GL016467, 2003.
- Wills, D.M., The microstructure of the magnetosphere, *Geophys.J.R.astr.Soc*, 41, 355-389, 1975.
- Williams, D. J., et al., Radiation belts and beyond, *Johns Hopkins APL Tech.Dig.*, Vol 20, No.4, 544-555, 1999.
- Xiao, C. J., et al., In situ evidence for the structure of the magnetic null in a 3D reconnection event in the Earth's magnetotail, *Nature Physics* ,2, 478-483, 2006.
- Xiao, C. J., et al., Satellite observations of separator line geometry of Three-Dimensional Magnetic Reconnection, *Nature Physics*, 3, 609-613, 2007.
- Yahnin, A., et al., Features of steady magnetospheric convection, *J. Geophys. Res.*, 99, 4039-4051, 1994.
- Yoon, P. H. and Lui, A. T. Y., Nonlocal ion-Weibel instability in the geomagnetic tail, *J.Geophys. Res.*, 101, 4899-4906, 1996.
- Zhang, H., et al., Cluster observations of collisionless Hall reconnection at high-latitude magnetopause, *J. Geophys. Res.*, 113, A03204, doi: 10.1029/2007JA012769, 2008.
- Zhang, T. L., et al., A wavy twisted neutral sheet observed by Cluster, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 1899, doi:10.1029/2002/GL015544, 2002.
- Zhang, T. L., et al., Double Star/Cluster observation of neutral sheet oscillations on 5 August 2004, *Ann. Geophys.*, 23, 2909–2914, 2005a.
- Zong, Q.-G., et al., Cluster observations of earthward flowing plasmoid in the tail, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L18803, doi: 10.1029/2004GL020692, 2004.
- 刘振兴：太空物理学，哈尔滨工业大学出版社，2005。
- 吕达贤，地球磁尾，叶永烜，吕保维，主编，空间物理学进展，第1卷，四川科

- 学技术出版社，487—582，1988。
- 徐文耀：地磁学，地震出版社，2003。
- 徐荣栏，李磊：磁层粒子动力学，科学出版社，2005
- 涂传诒：日地空间物理学（行星际与磁层），下册，科学出版社，1988。
- 徐家鸾，金尚宪：等离子体物理学，原子能出版社，1981。
- 庄洪春：空间电学，科学出版社，1995。

作者简介

本文作者，戎昭金，男，1982年10月出生。2004年7月大连大学物理教育专业毕业，期间参加了校级创新项目——《示波法测磁滞回线的电路设计和改进》的研究工作，项目成果获得校级优秀，并发表两篇学术论文。

2004年9月至今，在中国科学院空间科学与应用研究中心攻读空间物理学专业硕、博士学位，研究方向为磁层物理，期间积极参加了国家重点项目——双星计划的科学载荷运行计划和数据监测的工作，维护了双星的正常科学运行。

当前主要科研工作方向包括：①基于 Cluster 数据，研究地球磁尾电流片中磁场的结构和形态分布，其与行星际磁场的耦合关系，以及在磁层亚暴活动期间的动态演化关系；②磁尾电流片的拍动机制；③磁尾重联区、等离子体团/磁绳的磁场结构特征；④磁尾电流片中磁场分布特性的统计分析；⑤在磁层亚暴发展的过程中，磁尾电流片中出现的多尺度的物理变化过程等。此外，对电磁学、电动力学，原子物理，等离子体物理等基础物理研究也有很浓厚的兴趣。

在2006年7月获中国科学院研究生院第五届文化艺术节研究生征文比赛二等奖；在2008年10月获第24届中国地球物理学术年会学生优秀论文奖。

联系方式：zjrong@ns.spaceweather.ac.cn

已经发表及待发表的工作

1. Z. J. Rong, C. Shen et al., The preliminary statistical survey on the magnetic field in magnetotail current sheet: Cluster observations, submitted to Chinese Science Bulletin, 2009.
2. Z. J. Rong, C. Shen et al., The spatial distribution of the B_y component in the tail flattened current sheet, submitted to Geophysical Research Letter, 2009.
3. Z. J. Rong, C. Shen, The analytic properties of the flapping current sheet in the magnetotail, submitted to Journal of Geophysical Research, 2009.
4. C. Shen, Z. J. Rong, X. Li, M. Dunlop, Z. X. Liu, H. V. Malova, E. Lucek, C. Carr, Magnetic Configurations of Magnetotail Tilted Current Sheets, *Annales Geophysicae*, 26, 3525–3543, 2008.
5. C. Shen, Z. X. Liu, X. Li, M. Dunlop, E. Lucek, Z. J. Rong, et al., Flattened Current Sheet and its Evolution in Substorms, *Journal of Geophysical Research*, 113, A07S21, doi:10.1029/2007JA012812, 2008.

会议摘要

1. Z. J. Rong and C. Shen, The Analytic Properties of the Flapping Current Sheets in the Magnetotail, *Geophysical Research Abstracts*, Vol. 11, EGU2009-1651, 2009, EGU General Assembly 2009
2. C. Shen, Z. J. Rong, X. Li, M. Dunlop, Z. X. Liu, H. V. Malova, E. Lucek, and C. Carr, Magnetic Configurations of the Tilted Current Sheets and Dynamics of Their Flapping in Magnetotail, *Geophysical Research Abstracts*, Vol. 11, EGU2009-1648, 2009, EGU General Assembly 2009.
3. C. Shen, Z. X. Liu, X. Li, M. Dunlop, E. Lucek, Z. J. Rong, Z. Q. Chen, C. P. Escoubet, H. V. Malova, and A. T. Y. Lui, Tail Current Sheet with Strong Guide Field and its Roles in Substorms, *Geophysical Research Abstracts*, Vol. 11, EGU2009-1650, 2009, EGU General Assembly 2009.
4. 沈超, 戎昭金, 磁尾倾斜电流片的磁场结构, 中国地球物理学会第二十四届年会论文集, 2008 年。
5. 戎昭金, 沈超, 磁尾倾斜电流片特性的解析分析, 中国地球物理学会第二十四届年会论文集, 2008 年。

致 谢

本文是在指导教师沈超研究员的悉心指导和帮助下完成的。在本文的选题、研究工作的开展，以及相关问题上与沈老师的频繁讨论和交流让本人获益匪浅。沈老师不仅在论文的写作、编辑及投稿上给予了耐心的指导，而且对本人的日常生活，人生道德修养等方面也予以了莫大的关怀和帮助。在此致以由衷的感谢。

感谢在研究生学习期间，刘振兴院士、徐荣栏老师、史建魁老师、曹晋宾老师、徐寄遥老师、韩建伟老师，徐文耀老师以及北大的肖佐教授、傅绥燕老师等在本人专业学习上予以的指导和帮助；也非常感谢研究生办公室张作和老师、李燕秋老师和许贺楠老师在学习生活方面给予的支持和帮助。本人五年来的学习生活也得益于同寝室友及本室其他青年学者之间的相互交流和帮助。

此外还感谢海外学者 M.W., Dunlop 博士、李炘璘教授对本人学习研究上予以的指导和交流。

最后特别感谢妻子樊丽霞，以及在千里之外独自承担家庭经济负担的母亲。没有她们对本人紧张的学业生活给予的支持和宽容，本文也绝难完成。