



中国科学院研究生教学丛书



# 太空物理学导论

[美] Margaret G. Kivelson Christopher T. Russell 主编

曹晋滨 李磊 吴季 等译

科学出版社

中国科学院研究生教学丛书

# 太空物理学导论

[美] Margaret G. Kivelson Christopher T. Russell 主编

曹晋滨 李磊 吴季 等译

科学出版社

2001

## 内 容 简 介

本书详细介绍了太阳系中空间等离子体所有研究方面的内容,提供了日地空间环境中电离气体复杂相互作用的研究方法。它包括太阳、太阳风、磁化和未磁化行星、空间等离子体中的一些基本物理过程,例如激波、等离子体波、ULF波、波粒相互作用和极光。本书特别注重空间等离子体观测,并强调观测和理论的有机结合。本书所有章节都由该领域国际著名学者撰写,每一章的内容不仅包括该领域的基本情况介绍,而且包括该领域最新的空间观测和理论成果。

本书可作为从事太空物理、太空科学技术和相关专业科学工作者的参考书,及大学本科和研究生的教材。

### 图书在版编目(CIP)数据

太空物理学导论/[美]凯文森(Margaret G. Kivelson), [美]拉塞尔(Christopher T. Russell)主编;曹晋滨等译.-北京:科学出版社,2001

(中国科学院研究生教学丛书)

ISBN 7-03-008864-6

I. 太… II. ①凯… ②拉… ③曹… III. 空间物理学 IV. P35

中国版本图书馆CIP数据核字(2001)第70657号

图字: 01-1999-1220号

© Cambridge University Press 1995

Introduction to Space Physics

Edited by Margaret G. Kivelson and Christopher T. Russell

Cambridge University Press

科学出版社出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

丽泽印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

\*

2001年8月第一版 开本: 787×1092 1/16

2001年8月第一次印刷 印张: 28 1/2

印数: 1—2 000 字数: 642 000

定价: 57.00元

(如有印装质量问题, 我社负责调换〈环伟〉)

## 《中国科学院研究生教学丛书》总编委会

主任：白春礼

副主任：何岩 师昌绪 杨乐 汪尔康 沈允钢  
黄荣辉 叶朝辉

委员：朱清时 叶大年 王水 施蕴渝 余翔林  
冯克勤 冯玉琳 高文 洪友士 王东进  
龚立 吕晓澎 林鹏

## 《中国科学院研究生教学丛书》地学学科编委会

主编：黄荣辉

副主编：叶大年

编委：章申 秦大河 石耀霖 丁仲礼 蔡运龙

## 《中国科学院研究生教学丛书》序

在21世纪曙光初露，中国科技、教育面临重大改革和蓬勃发展之际，《中国科学院研究生教学丛书》——这套凝聚了中国科学院新老科学家、研究生导师们多年心血的研究生教材面世了。相信这套丛书的出版，会在一定程度上缓解研究生教材不足的困难，对提高研究生教育质量起着积极的推动作用。

21世纪将是科学技术日新月异，迅猛发展的新世纪，科学技术将成为经济发展的最重要的资源和不竭的动力，成为经济和社会发展的首要推动力量。世界各国之间综合国力的竞争，实质上是科技实力的竞争。而一个国家科技实力的决定因素是它所拥有的科技人才的数量和质量。我国要想在21世纪顺利地实施“科教兴国”和“可持续发展”战略，实现邓小平同志规划的第三步战略目标——把我国建设成中等发达国家，关键在于培养造就一支数量宏大、素质优良、结构合理、有能力参与国际竞争与合作的科技大军。这是摆在我国高等教育面前的一项十分繁重而光荣的战略任务。

中国科学院作为我国自然科学与高新技术的综合研究与发展中心，在建院之初就明确了出成果出人才并举的办院宗旨，长期坚持走科研与教育相结合的道路，发挥了高级科技专家多、科研条件好、科研水平高的优势，结合科研工作，积极培养研究生；在出成果的同时，为国家培养了数以万计的研究生。当前，中国科学院正在按照江泽民同志关于中国科学院要努力建设好“三个基地”的指示，在建设具有国际先进水平的科学研究基地和促进高新技术产业发展基地的同时，加强研究生教育，努力建设好高级人才培养基地，在肩负起发展我国科学技术及促进高新技术产业发展重任的同时，为国家源源不断地培养输送大批高级科技人才。

质量是研究生教育的生命，全面提高研究生培养质量是当前我国研究生教育的首要任务。研究生教材建设是提高研究生培养质量的一项重要的基础性工作。由于各种原因，目前我国研究生教材的建设滞后于研究生教育的发展。为了改变这种情况，中国科学院组织了一批在科学前沿工作，同时又具有相当教学经验的科学家撰写研究生教材，并以专项资金资助优秀的研究生教材的出版。希望通过数年努力，出版一套面向21世纪科技发展、体现中国科学院特色的高水平的研究生教学丛书。本丛书内容力求具有科学性、系统性和基础性，同时也兼顾前沿性，使阅读者不仅能获得相关学科的比较系统的科学基础知识，也能被引导进入当代科学研究的前沿。这套研究生教学

丛书，不仅适合于在校研究生学习使用，也可以作为高校教师和专业研究人员工作和学习的参考书。

“桃李不言，下自成蹊。”我相信，通过中国科学院一批科学家的辛勤耕耘，《中国科学院研究生教学丛书》将成为我国研究生教育园地的一丛鲜花，也将似润物春雨，滋养莘莘学子的心田，把他们引向科学的殿堂，不仅为科学院，也为全国研究生教育的发展作出重要贡献。

钱百祥

# 序 一

M. G. Kivelson 和 C. T. Russell 两位教授主编的《太空物理学导论》一书,是一本很好的太空物理学基础方面的教科书,它于 1995 年出版。该书以从简单到复杂的书写方式,系统地论述了太阳大气、太阳风、太阳风与地球磁层和行星磁层的相互作用、磁层和电离层的现象及基本物理过程,并对这些现象和过程作了深入浅出的理论解释。这本书各章的内容是密切联系的,各章的作者都是这一领域知名的学者。

中国科学院空间科学与应用研究中心的年轻学者,经一年多的时间合作译出了此书。它对太空物理学、太空天气预报和太阳物理等领域的大学生、研究生、教学和科研人员是一本很有价值的参考书。它的出版,对我国太空物理学界的科研和教学水平的提高,将会发挥重要的作用。

太空物理学的发展趋势是将地球空间环境和行星空间环境结合起来,开展比较行星环境研究。本书的特点正是将太阳系作为一个完整的系统,对日地系统和太阳行星系统的等离子体现象和物理过程进行了系统的论述,为开展比较行星环境研究提供了基础知识。

太空物理学是一门观测性、基础性和应用性都很强的综合性交叉学科。就其研究内容来说,包括太空探测研究、理论研究和应用研究(如太空环境效应和太空环境预报等)。这几方面的研究是密切联系的,不可分割。太空物理学是在太空探测基础上发展起来的一门新学科,40 年的事实表明,太空物理学研究的每次重要进展都是由先进的太空探测计划推动的。另外太空环境效应研究和太空天气预报,也必须与太空探测和太空物理学研究紧密结合。太空探测和太空应用研究者,必须掌握太空物理学的基本知识(包括太空中的各种现象和物理过程),这样才能开扩思路,不断取得创新性的进展。

《太空物理学导论》一书,较系统地阐述了太阳系中发生的一些基本现象和物理过程,不论是太空探测研究者、太空应用研究者还是理论研究者,都可从这本书中吸取“营养”,建议太空物理学的同仁们认真读一下这本书。

中国科学院空间科学与应用研究中心 刘振兴院士

2000 年 3 月 28 日

## 序 二

以 1957 年第一颗人造卫星升空为标志,人类进入了太空时代。经历了 20 世纪 50 年代初期探索,60 年代蓬勃发展,70 年代探测深空,80 年代定量讨论和 90 年代整体研究至今,太空科学已发展成为一门与相邻学科紧密交叉,与太空技术相互促进的前沿基础学科,并越来越显示出其对人类生活和经济发展的的重要性。

太空物理是太空科学最重要的内容,它涉及太阳风和行星际空间,地球空间(磁层、电离层和中高层大气)以及其他行星磁层和电离层中各种输运过程和波动现象,从太阳直至地球中高层大气的各圈层的三维结构以及各圈层之间的相互作用和耦合机制,进而对太空环境灾害进行预报,直接为航天、通讯、太空工业及人类生存服务。经过全球太空物理学家 40 多年的努力,人们对太空环境的基本特征和变化规律有了大致的了解,但还有许多观测现象的物理机制尚缺乏共识,对太空天气变化的预报仍处于尝试阶段。需要各国和各学科科学家的广泛合作,加强太空探测和地面综合监测网的建设,密切观测分析和理论研究、数值模拟和环境预报之间的联系,将太空物理研究推进到更高水平。

“Introduction to Space Physics”是 10 余位国际著名太空物理学家对当前太空物理各分支的基本概念和前沿课题的总结,内容包括太阳和太阳风、磁层和电离层、地球和外行星、粒子和波动等诸方面,以及各圈层之间的相互作用。本书主编 M. G. Kivelson 和 C. T. Russell 是美国加州大学洛杉矶分校(UCLA)的教授,他们不仅在太空物理学界有重要影响,而且有着丰富的教学经验。因此,本书对从事太空物理研究的科学家有参考价值,也可为有关专业研究生作教学之用。现在中国科学院空间科学与应用研究中心的一批青年太空物理学家将它译成了中文,这为更多的中国读者带来了方便,也为我国此专业研究生提供了一册优秀的教材。本书的出版必将推动我国太空物理教育和研究的更快发展。

中国科学技术大学 王水院士

2000 年 3 月 28 日



## 中文版前言

从太空物理学的诞生开始,太空物理学家就知道跨越国界的国际合作是推动太空物理学发展的必要条件。即使当政治分歧使合作道路充满坎坷的时候,科学家之间的相互合作和联系仍然引人注目地存在着。今天当人类即将进入新世纪,太空物理学这门全球尺度的科学比以往任何时候都依赖于广泛分布于太空的多点卫星联合观测,依赖于分布于全球地面网站的联合观测。所以在探索和定量理解太空等离子体过程的共同心愿下,来自包括中国在内的世界各国科学家的合作将会继续进行下去,并且不断得到巩固和加强。

本书的两位主编与在美国客座访问的中国著名学者和学生有多年的接触,从中受益匪浅。我们两人都访问过中国,并与中国科学家进行过合作研究。我们非常高兴地看到《太空物理学导论》能在中国出版,它将为加强我们彼此之间的联系提供一个新的桥梁。在编写这本书的过程中,我们与读者分享了我们太空环境物理过程的基本认识,介绍了一些对认识太阳系等离子体起重要作用的新进展。我们高兴地看到该书中文版将为更多的研究人员提供认识太空物理学的一个捷径。太空等离子体科学还存在着许多未解之谜,我们期待着通过阅读这本书而了解太空物理学的一些学生能够解开这些谜,从而为该书未来的改进提供素材。

M. G. Kivelson 和 C. T. Russell  
University of California, Los Angeles  
1999年11月

## 英文版前言

存在于日地空间环境中的电离气体以十分复杂的方式,有时甚至是以有悖于人类直觉的方式相互作用。我们通常认为在气体中碰撞是很重要的。但是在太阳系等离子体中,磁场与电场却控制着粒子的运动,碰撞和重力场的作用显得并不那么重要。在像本书这样的基础性的论著中,有时很难决定从何处下手来阐述这些相互作用才合适。比如,我们可以从很简单的系统开始介绍,然后逐渐增加难度使其完善;或者可以从空间位置来排列,由太阳开始,然后沿太阳能量向外输运的轨迹来一一论述逐个行星;另外也可以从科学发现的历史顺序进行论述。其中按空间位置排列似乎理由很充分,因为无论是从与太阳风的耦合,还是从太阳辐射造成的光致电离来说,太阳都是我们要讨论的绝大多数等离子体的能量源头。但是采用编年史式的论述方式也似乎很有道理,因为它遵循了科学家认识日地空间行为的规律,其优点是由浅入深,由易到难。但其也有缺点,如有些早期的理论是不正确的,科学的发展也时常是推陈出新的,因此这样的论述编排会使效率降低。

在本书的叙述方式中,我们试图结合上述三种方式的优点。首先,我们试图将所有问题都从基本概念开始论述,然后再逐渐引向深入。本书总的章节划分以能量输运的空间位置排列,但第一章讲历史发展回顾。历史发展是十分有趣的题目,它可以使我们在深入各个层次之前对学科全局有一个整体的印象。我们从古代人对极光的观测说起,然后推演到空间探测时代。

第二章论述了我们将在太空中涉及到的等离子体物理。在这章中我们介绍了太空等离子体中的最基本的一些物理过程与描述这些物理过程的公式。特别是我们介绍了磁流体力学近似,它对于描述日地空间环境十分有用。在第三章中,E. R. Priest 讨论了新的和老的太阳理论。新的太阳理论和老的观测太阳物理相比主要特点就是将磁流体力学(MHD)应用在解释太阳现象上。

在第四章中,A. J. Hundhausen 向我们讲述了从日冕一直到太阳系尽头,也就是太阳风所能到达的最远处的日球层顶。D. Burgess 接着论述了太空等离子体中无处不在的无碰撞激波现象。无碰撞激波的产生是由于太阳的活动、太阳风中的高速流与低速流的相互作用,以及太阳风在行星的内禀磁层或感应磁层周围的偏转。

第六章,由 R. J. Walker 和 C. T. Russell 论述了太阳风与具有内禀磁场的行星的相互作用,即行星磁场在太阳风作用下的变化和这一相互作用对太阳风的影响。在第七章和第八章中,J. G. Luhmann 讲述了在太阳辐射作用下,行星大气中的电离层是如何形成的;电离层又如何通过自己产生的磁场来阻挡太阳风;以及感应磁层又如何像内禀磁层那样来使太阳风偏转。

在第九章中,W. J. Hughes 论述了太阳风能量向地球磁层的传输过程,以及能量在磁尾中的储存和最终通过磁层亚暴过程向内磁层与电离层的释放过程。在第十章中 R. A. Wolf 论述了内磁层中的变化过程。

第十一章与第十二章讨论了磁层中的波动过程。在第十一章中 M. G. Kivelson 论述了磁脉动的现象。这一现象的产生常常与整条磁力线的振荡有关。在第十二章中 C. K. Goertz 综述了在较高频率范围的波动现象,这些波动通常和磁层的能量电子相互作用。在 Goertz 不幸逝世后,这一部分工作由 R. J. Strangeway 来继续完成。

在第十三章中, R. L. McPherron 论述了磁层动力学和地磁活动现象,以及和这些活动相联系的电流体系。

在第十四章中, H. C. Carlson Jr. 和 A. Egeland 讨论了极区电离层,大部分由太阳风传入磁层的能量最终在这里被耗散掉了。第十五章讨论了比地球离太阳更远的各个行星。全书的最后提供了一些有用的附录,覆盖了不同题目下的实用而且重要的内容,如矢量运算与坐标变换等方面。

我们出版本书的目的是向低年级研究生提供一本太空物理方面的引论性质的教材。即使如此,大多数内容也适合于高年级本科生,并在加州大学洛杉矶分校地球与太空科学系的高年级本科生与研究生中讲授过。

本书的合编工作开始于 1990 年 3 月的 Rubey 研讨班。加州大学洛杉矶分校地理与地球物理学教授 W. W. Rubey (1898~1974) 每年举办一次这样的研讨班。这个研讨班在冬季与春季学期之间的一个星期里将本书的作者们集中在一起,讲述他们各自相关的内容。本书各章的初稿在那时就已开始散发了。从那时起,各章的内容一直在更新与重新编辑,以保证以一种统一的形式出现在读者面前,并将重复的论述删去并补充进一些原来没有论述到的内容。我们非常感谢地球与太空科学系提供条件使本工作得以启动,并感谢由加州太空所管理的美国国家航空与宇航局(NASA)的大学太空经费计划在后续工作中的大力支持。

M. G. Kivelson 和 C. T. Russell

## 译者的话

地球外层空间是继地球陆地、大气和海洋之后的人类第四环境。发生在地球空间环境的扰动不仅严重影响着人类太空活动,而且和人类生存密切相关。太空物理学是一门研究地球空间环境(即:中高层大气、电离层和磁层)以及太阳和行星高层大气中发生的物理现象的科学,是一门与人类生存和发展密切相关的新兴基础性学科。太空物理学在太空科学中占有十分重要的地位,是太空科学发展的先驱,是在地面观测和卫星探测的基础上发展起来的一门应用背景很强的基础性学科。

从科学意义来说,日地空间是众多基础学科理想的天然实验室,是浩瀚宇宙的一个缩影。在日地空间中发生的一些重要物理过程,在宇宙的其他天体空间大都存在着。利用卫星和飞船进行太空物理探测,从地面实验扩展到太空天然实验室,极大地开拓了人类认识宇宙视野,对了解宇宙及地球空间环境和行星空间环境的起源和演化过程有重大科学意义。

从其应用来说,地球空间环境在太阳活动和行星际扰动影响下发生的剧烈变化,对航天活动、地面技术系统和人类生存有着严重的危害,如航天器的受损和失常,卫星和地面通讯中断,导航和定位失准,大气层臭氧的耗竭等等。为了减轻和避免这些灾害,为保障航天活动的安全、太空开发利用的顺利进行及保护人类生存环境,就需要对太空天气过程,特别是一些灾害性扰动事件进行准确的预报。这是人类进入新世纪所面临的重大挑战。

由英国剑桥大学出版社 1995 年出版的,美国 M. G. Kivelson 和 C. T. Russell 主编的“Introduction to Space Physics”一书适合于从事太空物理学、太空科学技术的研究工作者,及相关专业的大学本科生和研究生使用。该书详细介绍了太阳系中太空等离子体所有研究方面的内容,提供了日地空间环境中电离气体复杂相互作用的研究方法,是太空物理学发展 40 年来不可多得的一本好书。

这本书的翻译主要是由中国科学院空间科学与应用研究中心太空物理各分支学科青年科研人员共同努力完成的,并由包括一批老一辈科学家在内的太空物理学工作者仔细校对而成。曹晋滨、吴季和李磊负责了全书翻译的组织和协调工作。曹晋滨和李磊做了最后的校对定稿工作,前言的译者为吴季,第一章的译者为王咏梅和徐寄遥,第二章译者为龚建村和吴中华,第三章译者为薛丙森,第四章译者为涂剑南,第五章译者为姚久胜和冯学尚,第六章译者为王世金,第七章译者为尚社平,第八章译者为庞永江和徐跃民,第九章译者为陈涛,第十章译者为张效信和蔡春林,第十一章译者为赵华和路立,第十二章译者为曹晋滨,第十三章译者为李磊,第十四章译者为沈超,第十五章译者为史建魁,附录译者为傅利平。名词索引译者为曹晋滨。

本书主要校对者第一章为萧佐教授,第二章和第十五章为刘振兴院士,第三章为冯学尚研究员,第四章和第六章为曹晋滨研究员,第五章和第十章为濮祖荫研究员,第七章为

郭兼善研究员,第八章和第十三章为庄洪春研究员,第九章、第十一章和第十二章为周国成研究员,第十四章为沈长寿教授。

在本书的翻译过程中,我们征求了全国科学技术名词审定委员会和该书英文版作者的意见,对一些名词的翻译做了修正。“Space Physics”可译为“空间物理学”或“太空物理学”,本书译为“太空物理学”。“Solar-Terrestrial Physics”译为“日地物理学”,它是太空物理学的一部分,其注意力集中在对地球有影响的日地耦合系统。

中国科学院空间科学与应用研究中心刘振兴院士和中国科学技术大学王水院士应邀给本书写了序言,美国加州大学 M. G. Kivelson 和 C. T. Russell 两位教授为该书写了中文版前言,在此表示衷心的感谢。科学出版社彭斌和秦国英同志为本书的出版做了大量的工作,在此表示感谢。最后向为本书的出版提供帮助的中国科学院空间科学与应用研究中心、中国科学院教育局和科学出版社的领导和同志们表示感谢。

由于时间有限,成书仓促,错误和不足之处在所难免,敬请指正。

译者

2000年3月28日

# 目 录

《中国科学院研究生教学丛书》序 .....	( i )
序一 .....	( iii )
序二 .....	( v )
中文版前言 .....	( vii )
英文版前言 .....	( ix )
译者的话 .....	( xi )
<b>第一章 日地物理学简史</b> ..... C. T. Russell	( 1 )
1.1 古代极光的观测.....	( 1 )
1.2 早期地磁场的测量.....	( 2 )
1.3 一门学科的诞生.....	( 3 )
1.4 电离层和磁层.....	( 8 )
1.5 太阳风.....	( 11 )
1.6 磁层探测.....	( 12 )
1.7 行星和行星际探测.....	( 19 )
1.8 结语.....	( 21 )
参考读物 .....	( 21 )
习题 .....	( 21 )
<b>第二章 太空等离子体物理</b> ..... M. G. Kivelson	( 22 )
2.1 引言.....	( 22 )
2.2 单粒子运动.....	( 22 )
2.3 粒子的集体行为.....	( 27 )
2.4 等离子体状态.....	( 30 )
2.5 等离子体的流体描述.....	( 32 )
2.6 磁流体动力学方程的两个应用.....	( 38 )
2.7 结语.....	( 40 )
附录 2A 磁场中非相对论带电粒子的一些性质.....	( 40 )
参考读物 .....	( 41 )
习题 .....	( 42 )
<b>第三章 太阳及其磁流体力学</b> ..... E. R. Priest	( 44 )
3.1 引言.....	( 44 )
3.2 新的太阳.....	( 48 )
3.3 磁场的作用.....	( 50 )
3.4 磁流体力学平衡、波和不稳定性 .....	( 53 )

3.5	太阳活动	( 54 )
3.6	日珥	( 57 )
3.7	日冕加热	( 61 )
3.8	太阳耀斑	( 63 )
3.9	结语	( 68 )
	习题	( 69 )
<b>第四章</b>	<b>太阳风</b>	A.J. Hundhausen ( 71 )
4.1	引言	( 71 )
4.2	太阳风性质简介	( 72 )
4.3	日冕中太阳风形成的基本概念	( 75 )
4.4	日冕和太阳风的磁场结构	( 85 )
4.5	太阳风中主要的随时间变化扰动	( 96 )
	参考读物	( 99 )
	习题	( 99 )
<b>第五章</b>	<b>无碰撞激波</b>	D. Burgess ( 100 )
5.1	引言	( 100 )
5.2	无碰撞激波	( 103 )
5.3	激波结构: 怎样产生的?	( 111 )
5.4	未被提及的事情	( 118 )
	附录 5A De Hoffman-Teller 参照系	( 118 )
	附录 5B 高能粒子与前兆激波	( 120 )
	附录 5C 激波法向的确定	( 122 )
	参考读物	( 123 )
	习题	( 123 )
<b>第六章</b>	<b>太阳风与具有内禀磁场行星的相互作用</b>	R.J. Walker 和 C. T. Russell ( 125 )
6.1	引言	( 125 )
6.2	行星磁场	( 125 )
6.3	磁层腔的大小	( 128 )
6.4	磁层腔的形状	( 130 )
6.5	自洽模型	( 132 )
6.6	磁层周围的太阳风流动	( 134 )
6.7	结语	( 138 )
	参考读物	( 139 )
	习题	( 139 )
<b>第七章</b>	<b>电离层</b>	J.G. Luhmann ( 141 )
7.1	引言	( 141 )
7.2	离子的产生	( 141 )
7.3	离子的损失	( 148 )

7.4	由产生率和损失率确定电离层密度	(149)
7.5	一个例子: 地球电离层	(152)
7.6	与电离层相关的其他考虑	(153)
7.7	结语	(155)
	参考读物	(156)
	习题	(156)
<b>第八章</b>	<b>等离子体与非磁性物体的相互作用</b>	J. G. Luhmann (157)
8.1	引言	(157)
8.2	等离子体与类月物体的相互作用	(157)
8.3	等离子体与带大气层星体的相互作用	(160)
8.4	结语	(175)
	参考读物	(175)
	习题	(176)
<b>第九章</b>	<b>磁层顶, 磁尾和磁重联</b>	W. J. Hughes (177)
9.1	引言	(177)
9.2	磁层顶	(177)
9.3	地球磁尾	(180)
9.4	磁重联	(187)
9.5	磁层顶的磁重联	(202)
9.6	重联和等离子体片边界层	(215)
9.7	磁尾的稳态对流可能吗?	(219)
9.8	结语	(220)
	参考读物	(220)
	习题	(220)
<b>第十章</b>	<b>磁层结构</b>	R. A. Wolf (222)
10.1	引言	(222)
10.2	地球磁层的磁场位形	(222)
10.3	地球中磁层和内磁层等离子体	(224)
10.4	电场和磁层对流	(233)
10.5	绝热不变量和粒子漂移	(236)
10.6	电离层——磁层耦合	(246)
10.7	电离层电流	(249)
10.8	沿磁场的电位降	(249)
10.9	磁层粒子进入地球大气层的损失	(250)
10.10	结语	(251)
	参考读物	(251)
	习题	(251)
<b>第十一章</b>	<b>脉动与磁流体力学波</b>	M. G. Kivelson (253)
11.1	引言	(253)



11.2	基本方程 .....	( 255 )
11.3	线性波方程 .....	( 256 )
11.4	冷等离子体中的波 .....	( 257 )
11.5	温等离子体中的波 .....	( 260 )
11.6	电离层边界条件 .....	( 263 )
11.7	偶极子磁场中的 MHD 波 .....	( 265 )
11.8	波能的来源 .....	( 268 )
11.9	不稳定性 .....	( 269 )
11.10	行星磁层和其他区域中的波 .....	( 270 )
	参考读物 .....	( 271 )
	习题 .....	( 272 )
<b>第十二章</b>	<b>等离子体波</b> .....	<b>C. K. Goertz 和 R. J. Strangeway ( 273 )</b>
12.1	引言 .....	( 273 )
12.2	双流体等离子体中的波 .....	( 273 )
12.3	未磁化等离子体中的波 .....	( 276 )
12.4	磁化等离子体中的波 .....	( 287 )
12.5	动力学理论和波不稳定性 .....	( 299 )
	参考读物 .....	( 303 )
	习题 .....	( 303 )
<b>第十三章</b>	<b>磁层动力学</b> .....	<b>R. L. McPherron ( 305 )</b>
13.1	引言 .....	( 305 )
13.2	磁活动的类型 .....	( 306 )
13.3	磁活动的度量:地磁指数 .....	( 311 )
13.4	太阳风对地磁活动的控制 .....	( 312 )
13.5	磁层对地磁活动的控制 .....	( 320 )
13.6	亚暴的唯象模型 .....	( 328 )
13.7	结语 .....	( 335 )
	附录 13A 测量磁场的仪器 .....	( 336 )
	附录 13B 标准地磁活动指数 .....	( 342 )
	参考读物 .....	( 347 )
<b>第十四章</b>	<b>极光和极光电离层</b> .....	<b>H. C. Carlson Jr. 和 A. Egeland ( 348 )</b>
14.1	引言 .....	( 348 )
14.2	极光粒子沉降:极光谱线 .....	( 351 )
14.3	极光的时空分布 .....	( 361 )
14.4	极光亚暴 .....	( 367 )
14.5	极光电离层 .....	( 370 )
14.6	极光对无线电波的影响 .....	( 373 )
14.7	向电离层的能量传输 .....	( 373 )
14.8	与磁层-电离层-热层中边界及物理过程的关系 .....	( 376 )

14.9 稳态日向极光弧;能量学和热平衡.....	( 376 )
参考读物 .....	( 377 )
习题 .....	( 378 )
<b>第十五章 外行星的磁层</b> .....	C. T. Russell 和 R. J. Walker ( 380 )
15.1 引言 .....	( 380 )
15.2 太阳风特性的变化 .....	( 381 )
15.3 磁层的尺度 .....	( 384 )
15.4 重联的作用 .....	( 386 )
15.5 行星的卫星与行星磁层的相互作用 .....	( 388 )
15.6 辐射带 .....	( 389 )
15.7 波和不稳定性 .....	( 391 )
15.8 无线电波辐射 .....	( 392 )
15.9 结语 .....	( 393 )
参考读物 .....	( 393 )
习题 .....	( 393 )
<b>附录 1 符号, 矢量恒等式, 微分算子</b> .....	( 394 )
<b>附录 2 太空物理学的基本常量和等离子体参量</b> .....	( 400 )
<b>附录 3 地球物理坐标系变换</b> .....	( 402 )
<b>参考文献</b> .....	( 411 )
<b>名词索引</b> .....	( 427 )

# 第一章 日地物理学简史

C. T. Russell

日地物理学主要研究太空中高能带电粒子与电磁场之间的相互作用。在地球附近,大部分带电粒子主要从太阳或太阳风与磁层的相互作用中得到能量。由于决定带电粒子运动的电磁场反过来也受带电粒子运动的影响,所以这些相互作用是相当复杂的。一些日地研究是利用地面上的照像机、光度计、光谱仪、磁强计以及其他对高层大气和磁层过程敏感的仪器,但现在很多这方面的研究是在火箭和卫星上进行的,它可以在相互作用剧烈的区域直接测量。近年来,这些就地观测的资料使我们对日地过程的认识和理解迅速增长。然而在大量的火箭及卫星观测之前,该领域的研究已有了很长的历史。为了给下面对日地环境一些过程所做的深入物理描述提供一些背景材料,本章我们将对这些历史给以简单的回顾。

## 1.1 古代极光的观测

日地物理学的出现开始于极光以及后来的地磁场的观测。由于极光是人们可以用眼观察到的现象,所以它是这些现象中第一个被记录的。很多日地物理学研究领域的其他现象的观测等到新技术的发明和出现才成为可能,例如,地磁学的研究等到指南针发明之后才得以进行。古代东西方的文献中都有关于极光的记载。《旧约全书》中一些段落与极光观察有关,希腊的文学作品中描写了一些类似极光的现象。例如:公元前6世纪,Xenophanes的著作中有“燃烧着的云彩的运动积聚”的记载。中国的文学作品也有关于极光现象的描述,其中一些发生于公元2000年前。

由于对极光现象的无知,早期的极光描述充满了恐惧与迷信的色彩。图1.1描绘了1570年的一次极光,该图表明那时普遍缺少科学知识。17世纪对北方的极光开始有了一些科学理论上的解释,例如,Galileo Galilei提出极光是由于空气上升逃出了地球的阴影,被太阳光照射所致。他甚至还创造了北极光(*aurora borealis*)一词,意思是“北方的黎明”。与此同时,法国的数学和天文学家 Pierre Gassendi 认为极光肯定发生在很高的高度上,因为在相距很远的地点可以观察到相同的极光形态。与他同时代的学者 Rene Descartes 认为极光是由于高纬大气中的冰晶反射造成的。大约从1645年到1715年,对太阳活动和极光的观察走入低谷,尽管它们仍然时时发生。

最终,60岁的Edmund Halley对极光进行了个人的观察,并可能是第一次提出极光现象由地球磁场所控制。1731年,法国哲学家 de Mairan 嘲笑了当时流行的认为极光是极区冰晶和雪反射造成的观点,他也批判了Halley的理论。他认为极光与太阳大气相连,并且假设了极光与太阳黑子之间的联系。自那以后,对地磁学和极光的研究就紧密地联接在一起了。

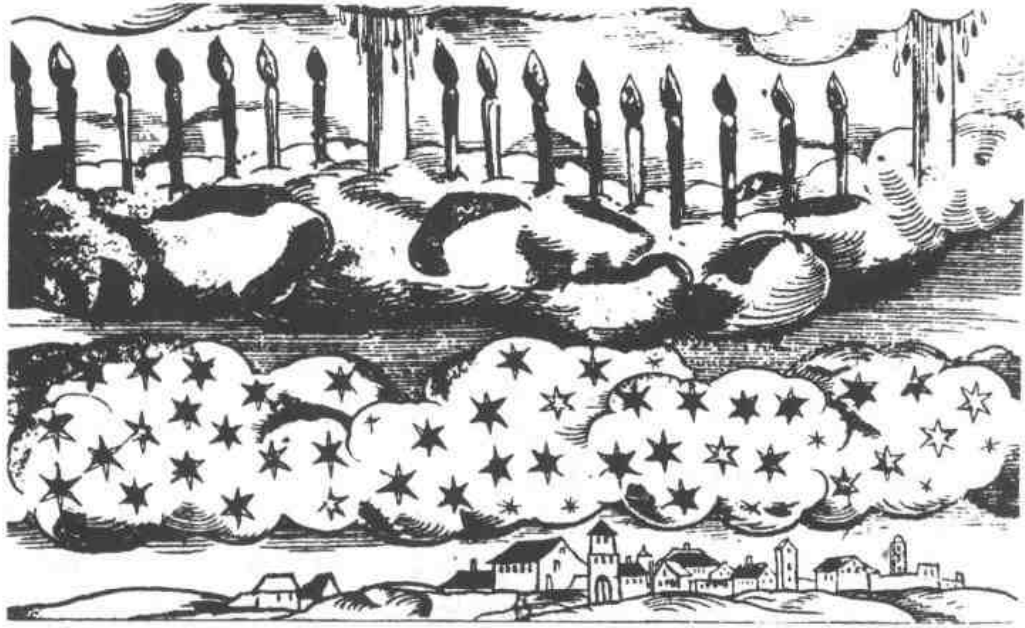


图 1.1 1570 年 1 月 12 日极光的早期绘画  
(引自 Crawford 丛书, 爱丁堡市皇家观测台)

## 1.2 早期地磁场的测量

发现地磁场存在最早的标志就是罗盘能指引方向特性。随着罗盘的改进,对地磁场的认识越来越深入。最早的中国人关于罗盘可指向南方或北方的可靠证据是在 11 世纪。《梦溪笔谈》作者沈括(公元 1030~1093 年)曾记载到“算命人把针头在磁石上摩擦,使它正好指向南方”。在欧洲的文学作品中,最早提到罗盘以及它在航海中应用的是 Alexander Neekan(圣阿尔班斯的一名修道士,公元 1157~1217)名为 De Untensilibus 和 De Rerum 的两部作品。在第一篇著作中,他描述了磁针指北的应用,并指出水手可以在阴天用它来指引方向。第二篇著作中,他描述了利用尖凸支起磁针的第二代罗盘。两篇著作中罗盘都被描写成那个时代的常用工具,而非新奇的事物。正式的记载表明,到 14 世纪,很多船只都使用了罗盘。

在全球大部分地区,磁场北向与地理或真正的北向是有差别的,这一偏差的度量叫磁偏角。现在还不清楚磁偏角的发现年代。但是,1544 年在 Nurnberg 的圣塞巴德的牧师 Georg Hartmann 给普鲁士的 Duke Albrecht 的信中表明,在 1510 年他测量的罗马的磁偏角是向东  $6^\circ$ ,而在 Nurnberg 则是  $10^\circ$ 。另外,1538~1541 年期间,João de Castro 在沿着印度洋西海岸和红海旅行时做过 43 次磁偏角的测量。

地磁场与水平方向也存在一倾角。为了测量这一倾角,必须把针放在水平的轴上。Georg Hartmann 的信中也描述了这一测量,但他观测的倾角是错误的。William Gilbert 把磁倾角的发现归功于英国人 Robert Norman,他在 1576 年发表了名为“新吸引力”的文章,它包括有关磁石的简短讨论,它的功能包括地理学家 Robert Norman 发现的磁针在水平方向的指向特性。文中附录的某些必要的航海规则由 Jahn kyngston 1581 年在伦敦为

Richard Ballard 印刷。

1600 年 William Gilbert 出版了著名的论文“磁(De Magnete)”,他在 1601 年被任命为女王 Elizabeth 的私人首席护理医生。这一论著由六卷共 115 章组成。书的中心论题就是第一卷第 17 章的题目:“地球是有磁性的,它是一个磁体;我们手中的磁石主要受到地球磁场的力;而在宇宙中,地球因此也具有保持定向的能力。”图 1.2 是 Gilbert 的一幅版画,它描述了球型天然磁石磁场的磁偏角分布,他把它称为“小地球(terrella)”。Gilbert 认为地球的磁场是常数,但实际并非如此。Gresham 学院的天文学教授 Henry Gellibrand 发现磁偏角随时间而变化,并发表了名为“A discourse mathematical on the variation of the magnetical needle”的著作。

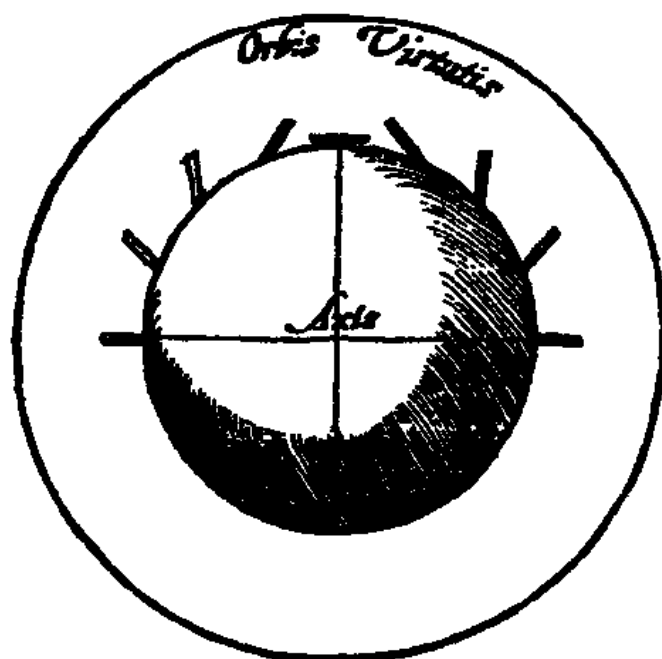


图 1.2 地球主要磁场的磁偶极特性的描绘图  
(引自 Gilbert 的著作“De Magnete”)

另一个早期研究地磁场的先驱是 Edmund Halley,他分别在 1683 年和 1692 年发表了两篇关于地磁理论的论文,但其理论需要进一步证实。国王 William 三世把 Paramour Pink 号船交给 Halley 使用,他分别完成了两次航行。一次是在 1698 年 10 月航行到北大西洋,另一次是在 1700 年 9 月,目的地是南大西洋。两次航行是第一次纯科学考察性质的航行,并且他们得到了大量的导航实践和导航理论的测量数据。这些研究导致了两部地磁航海图的发表:“New and Correct Chart showing the Variations of the Compass in the Western and Southern Oceans”和“Sea Chart of the whole word, showing the Variations of the Compass”。两部航海图分别发表于 1701 年和 1702 年。

### 1.3 一门学科的诞生

尽管太阳是我们所能见到的最亮的物体,但是日地物理中对太阳的研究也期待着观

测技术的改进,就如同地磁场的研究有赖于罗盘以及后来的磁强计的发展一样。太阳黑子是太阳光球上的磁化冷点,一般都太小以致于肉眼无法观测。因而对太阳黑子的研究一直到望远镜的发明才开始。Galileo Galilei 是用望远镜研究太阳黑子的第一人。太阳黑子的研究进展很慢,可能这是由于在蒙德极小期(the Maunder minimum),大约从 1645 ~ 1700 年,很少有太阳黑子发生的缘故。现今人们很熟悉的太阳黑子 11 年周期在图 1.3 中给出,这在 1851 年以后才发现。太阳黑子以及太阳周期将在第三章中作深入讨论,并将总结我们现今对太阳物理的知识,磁学对太阳物理的发展起了很大的作用,这在后来才逐渐被认识。

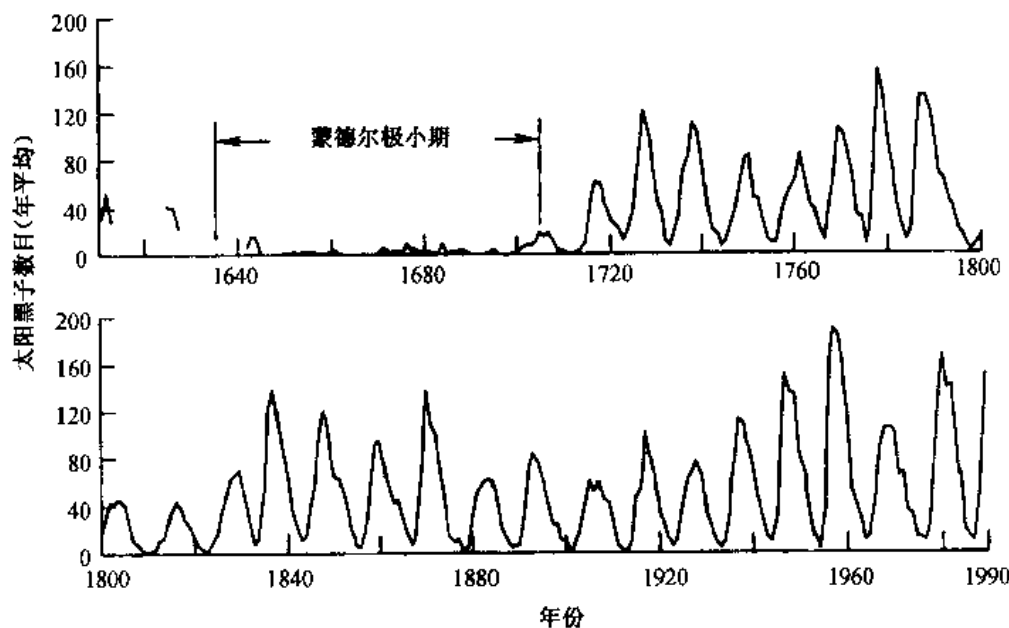


图 1.3 1610 年以来太阳黑子周期

可能被我们现今称之为日地物理学的学科中的第一个发现是 1722 年由著名仪器制造者 George Graham 发现的指南针总是在运动的现象。Graham 的发现被瑞典人 Anders Celsius 1740 年在 Uppsala 证实。后来 O. Hiorter 在 1000 多天里又继续进行了 2000 多次观测。从这些观测数据中,Hiorter 发现了地磁场的周日变化。磁场随着当地时间有规律地变化,它由观测点所在子午面与太阳所在的被称之为正午子午面的经度差所决定。这些脉动是由于观测点在高层大气中流动的电流体系下旋转造成的,而高层大气电流体系相对于太阳是固定的。可能更重要的是在 1741 年 4 月 5 日 Hiorter 发现地磁场与极光活动有关。与此同时,在伦敦 Graham 的观测证实在同一天发生了强地磁场活动。1770 年 J. C. Wilcke 注意到极光束沿着磁场方向向上延伸。就在那一年,James Cook 船长首次报道了与北极光对应的南极光(aurora australis),或叫“南部黎明”。20 年后英国科学家 Henry Cavendish 利用三角测量估计极光高度在 52 ~ 71mile<sup>①</sup>之间。更早期的 Halley 和 Mairan 的三角测量的精度很低。

① 1mile = 1609.344m。——译者注

19 世纪早期的巨大进步是建立了大范围磁强计的观测网,它可以对磁场进行频繁的同时观测。C. F. Gauss 是该项研究的领导者之一,他也是对观测结果进行数学分析的先驱之一,该分析可以把地面以下和上层大气的贡献区分开。与此同时,Heinrich Schwabe 在 1825 年到 1850 年太阳黑子的观测结果的基础上发现太阳黑子的变化是周期性的,其周期大约为 10 年。磁场的观测到 1839 年已扩展到英国殖民地,Edward Sabine 监督管理其中四个台站的观测(Toronto, St. Helena, Cape of Good Hope 以及 Hobartton)。1851 年,他利用这些观测站的数据提出地磁扰动的强度与太阳黑子周期有关。第十三章将讨论这些扰动的近代理论。

紧接着提供太阳与地磁活动之间联系的发现是 Richard Carrington 在 1859 年 9 月 1 日观测到的太阳上巨大的白光耀斑。当时他正在把太阳黑子群画下来,太阳耀斑使他吃惊。等到一分钟后他把人召集来观看这一现象时,使人沮丧的是事件的强度已大为降低。幸运的是,该事件在几英里以外也被其他观测者观测到。而且在耀斑发生时,Kew 观测站(伦敦)观测到磁场的扰动。今天我们知道磁场的扰动是由于地球电离层电流的增加造成的,这一电流受电离层中电场的影响。由耀斑产生的很强的紫外和 X 射线辐射使电离率增加,进而使电离层的电导率增加,从而相对于未扰动电场,电流增加。后来,18 小时后一个有记载以来的最强的磁暴发生了,极光一直到南部的 Puerto Rico 都可以观察到。

扰动到达的如此之快,它应该以  $2\ 300\ \text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  的速度从太阳传播过来。正如第四章讨论的那样,我们今天知道太阳与地球是被超音速的太阳风联系起来的,但是即使对扰动的太阳风而言, $2\ 300\ \text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  也是很高的速度。当扰动到达地球时,地球上的场抖动极其突然,这表明流向地球的行星际介质中的间断面是很薄的。扰动前锋很薄说明它是由行星际介质中的激波造成的,尽管那里的气体具有无碰撞特性。一般地说,碰撞是激波区发生耗散和加热所必需的。这是第一个表明无碰撞激波存在的证明,正如第五章讨论的那样,自从行星际探测以来的探测表明这是普遍存在的。在那些观测以后,1861 年,Balfour Stewart 很快注意到地球磁场中出现脉动,其周期为数分钟。我们今天知道,地磁场的脉动有各种周期。这些脉动将在第十一章中作进一步讨论。

19 世纪,对极光进行了另一个简单但重要的观测。John Franklin 舰长,一个不幸的英国北极探险者,他的特遣队试图发现西北通道,但在 1845 年夭折。他在 1819~1822 年的旅行中发现极光并不总是越向极点越强。1860 年耶鲁大学的 Elias Loomis 是第一个描绘极光最大出现区域的人之一。该区域与今天我们称之为极光区的区域很相符。极光区是围绕着磁极的椭圆形区域,大约距极点  $20^{\circ}\sim 25^{\circ}$ 。

我们现代认识极光的先驱出现在 19 世纪末。大约在 1878 年,H. Becquerel 提出从太阳射出的粒子沿着地球磁场进入极光带,他认为太阳黑子发射出质子。E. Goldstein 也提出了类似的理论。1897 年,伟大的挪威物理学家 Kristian Birkeland 向挪威北部进行了第一次极光远征。然而他一直到了 1902~1903 年的第三次远征,才通过磁场扰动和极光观测数据得出结论,在极光发生期间沿磁场方向有很大的电流流过。真空管的发明使我们认识到极光与真空管中的阴极射线有点相似。很快,William Crookes 爵士证明阴极射线可被磁场弯曲。在此以后,J. J. Thomson 证明阳极射线是由很小的带负电的我们今天称之为电子的粒子组成。Birkeland 把这些想法运用到他的极光理论中,并利用实地观测和实验室试验证实了他的理论。特别是他利用一个在叫作小地球(terrella)的地球模型中

放入一个磁偶极子进行了试验。图 1.4 是 Birkeland 在他的实验室做实验的照片。那些实验表明,入射到小地球(terrella)的电子可产生与极光很相似的形态。他认为这些粒子来自于太阳,这与我们今天的知识一致。

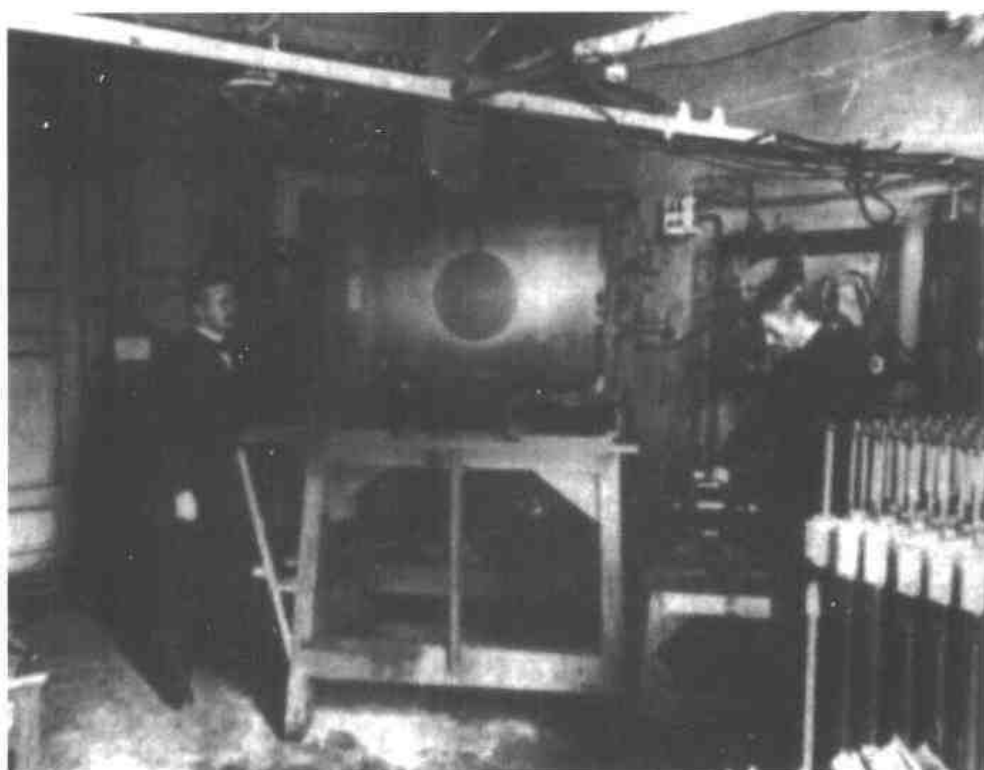


图 1.4 大约在 1909 年, Kristian Birkeland (左)和他的实验室以及小地球(terrella)实验装置,右边是他的助手 O. Devik  
(A. Egeland 赠送)

K. Birkeland 的研究工作引起了挪威数学家 Carl Størmer 的兴趣,他随后计算了磁偶极场中带电粒子的运动,其结果支持了 Birkeland 的理论。图 1.5 是 Størmer 和他的助手 Olaf Birkeland(不是 Kristian Birkeland)的照片。正如这张照片表明的,照像机的出现对极光研究是一大推进。正是通过这些实验,Størmer 精确地确定了极光的高度。图 1.6 给出了 Størmer 的带电粒子在禁戒区中的轨道计算,从太阳出来的带电粒子不能直接进入该区域。带电粒子绕磁场作螺旋运动,并在弯曲磁场位形的反射下沿磁力线来回弹跳。地球辐射带发现之后,Størmer 的贡献就显得更加有意义和重大。辐射带粒子的运动与图 1.6 中的很相似。Birkeland 的工作甚至一直到后来也未被重视。关于地球磁场中带电粒子的轨道的详细讨论可见第十章,更多的关于极光的讨论可参见第十四章。

以上的研究工作仍在继续进行。有一种观点认为,地磁暴是由太阳的磁场活动或太阳内部发生的各种动力学的活动引起的,但是 Kelvin 勋爵在 1882 年对此提出了反对意见。他还声称“磁暴与太阳黑子之间的联系是不现实的,并且时间上的一致性只是一种巧合。”更有说服力的是 A. Schuster 的评论,他认为从太阳发射出的一束电子流由于相互的电场排斥,不可能集中在一起。



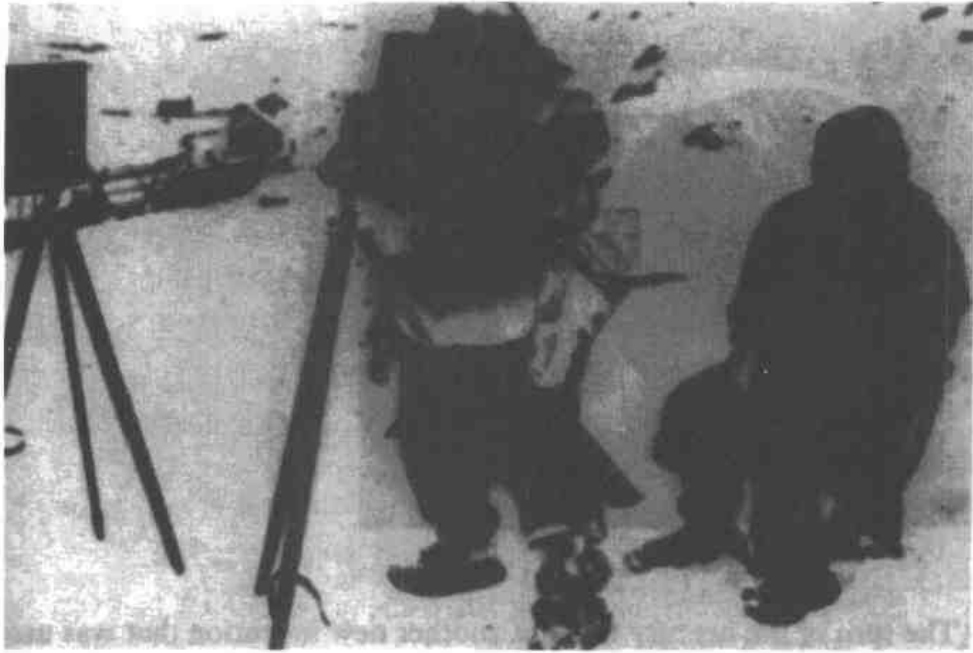


图 1.5 1910 年极光物理学家 C. F. Størmer(站立者)和 Olaf Birkeland(坐者)  
在挪威北部  
(照片由 A. Egeland 赠送)

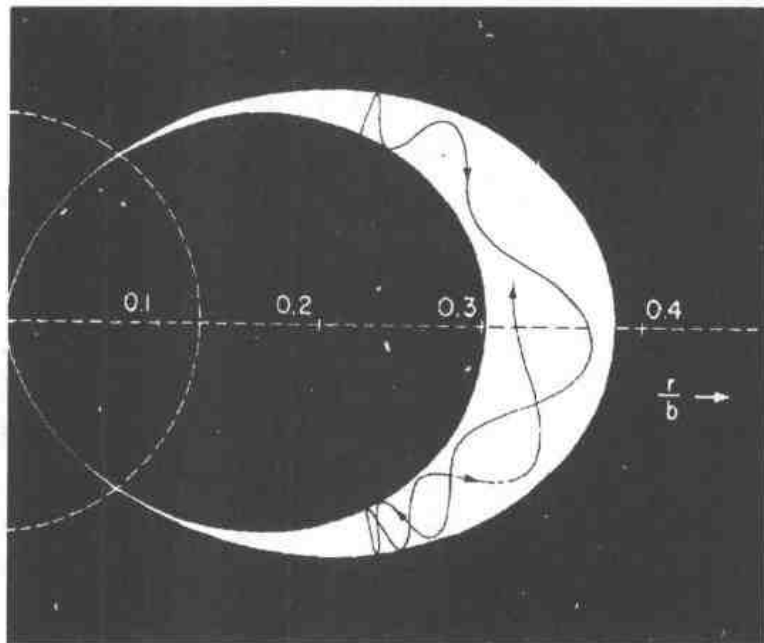


图 1.6 Størmer 画出的磁偶极场“禁区”中一个高能带电粒子的轨迹  
(引自 Rossi and Olbert, 1970)

## 1.4 电离层和磁层

今天我们称之为电离层的 100km 以上的导电区域,可以说是被 Balfour Steward 发现的。在他发表于 1882 年大不列颠百科全书的名为《地球磁场》文章中,他断言在高层大气中很可能存在电流,该电流产生了地面测量到的由太阳控制的磁场的变化。他评论说:“从极光的研究我们可以知道在这些区域中存在着电流,它持续出现在磁极附近,并偶然出现在低纬。”他提出地球表面磁场强度的周日变化的基本原因是“由于太阳加热高层大气产生的对流造成的”。这些对流“被认为是造成电流横跨磁力线的原因,因而它是电流的载体,影响磁场的变化”。这些论述与现代的大气发电机理论很接近。然而,把发电机理论写成了定量化方式的是 A. Schuster。

20 世纪初,另一项可用于日地环境探测的新发明——无线电发射与接收机出现了。1902 年, A. E. Kennelly 和 O. Heaviside 分别独立地提出了高导电电离层的假设来解释 G. Marconi 的跨大西洋的无线电传播。电离层存在的证据在不久就得到证实。1925 年, E. V. Appleton 和 M. A. F. Barnett 在英国,随后很快 G. Breit 和 M. T. Tuve 在美国确定了当时众所周知的 Kennelly-Heaviside 层的存在与高度。Breit 和 Tuve 早先的方法是用一个短的无线电脉冲垂直向上发射,并通过记录回波的时间来推断电离层反射层的高度。该方法在今天仍用于电离层探测。在绘制电磁波被电离层反射的图中, Appleton 利用符号 E 来表示下行波的电矢量;当他发现来自更高层的反射时,他用 F 表示反射波的电矢量;当偶然发现有从更低层反射时,他用 D 表示。在对这些层命名时,他仍用相同的符号,留出 A, B 和 C 表示以后可能发现但实际从未发现的层。所以现在电离层各层被命名为 D, E 和 F 层,就像图 1.7 所示的那样。我们现在知道,所有存在大气层的星球都存在像地球一样的电离层。第七章将讨论它们是如何形成的。

与此同时,对极光的研究也有了进展。利用光谱学和摄影技术首先确定了极光光谱的波长,然后确定了产生辐射的激发态分子。真正的进步开始于挪威的 Lars Vegard,他把极光辐射谱归因于大气已知成分,例如氮分子的发射谱带。但是对 557.7 nm 的黄绿谱线的确认是很难的,直到 1923 年, H. Babcock 的精确测量使 Jone McLennan 得以确定它是氧原子的亚稳态跃迁造成的。当大气压强接近地球表面附近的大气压时,即使分子处在亚稳态,大气分子之间的碰撞产生的去激发作用使分子不可能发生辐射。但在极光区的高度上,分子两次碰撞的间隔时间比分子亚稳态的寿命长,分子激发态能量以辐射方式释放出来。极光光谱中另外一条相似的谱线是氧原子的 630.0 nm 红线。它的亚稳态跃迁寿命为 110 s,所以它只在 250km 以上的高度出现。这些发现使我们认识到不同极光的颜色发生在不同的高度上。在 100km 以下的低高度极光中,碰撞猝灭作用使氧绿线减弱,而氮的蓝色和红色谱带是主要的极光光谱;从 100km 到 250km,氧绿线最强;250km 以上,红线最重要。

尽管大多数极光的形成与电子有关,但一些极光是由质子沉降造成。第一次观测到质子极光是在 1939 年。在地面对质子发射谱多普勒位移的测量可以用来估计沉降粒子的能量。第十四章中包含了很详细的极光和极光电离层的讨论。

随着电离层概念的建立,科学家开始对电离层向上延伸的部分,即我们今天称之为磁

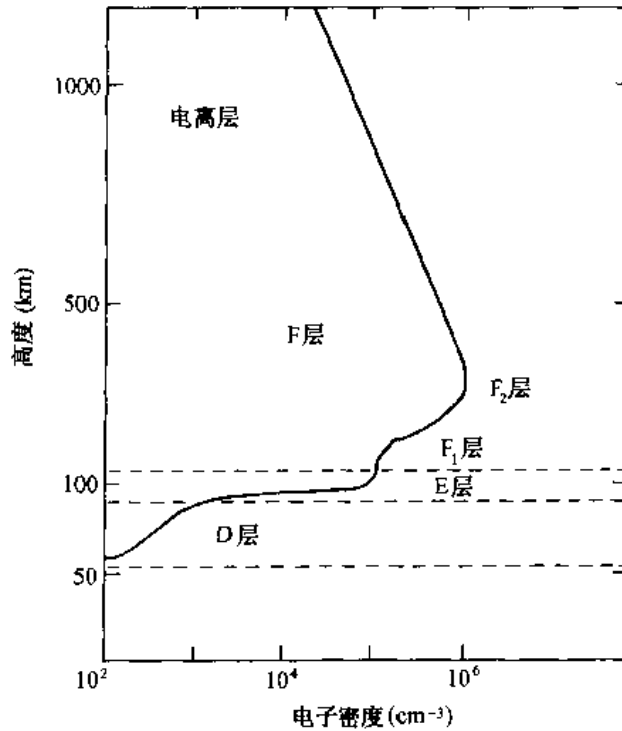


图 1.7 地球电离层中电子密度随高度分布

层的那部分区域感兴趣。1918年 Sydney Chapman 提出了一个假设,认为从太阳发射的  
 单次电离粒子流是产生全球范围磁场扰动的原因,这实际上是曾经被 Schuster 批判过的  
 旧观点的翻版。Chapman 很快就受到 Frederick Lindemann 的挑战,他认为相互的静电斥  
 力将使电离粒子流消弱。相反地, Lindemann 认为带电粒子流中正负粒子数目应相等。  
 今天我们称这种粒子流为等离子体。这是一种突破,它使得 Chapman 以及合作者从  
 1930年开始的一系列论文为今天我们对太阳风与磁层相互作用的认识打下了基础。

在外层空间非常稀薄的条件下,粒子间不存在频繁的碰撞,离子-电子气体或等离子  
 体是高导电的。因而 Chapman 和 Ferraro 提出当从太阳发出的等离子体接近地球时,在  
 地球上可以等效地看成有一个镜像的磁偶极子压向地球,正如图 1.8 所示。这一镜像场  
 的净效果就是使地球磁场压缩,最后像图 1.9 所示的那样,等离子体充满了地球周围,地  
 球磁场将排开太阳等离子体并形成空腔。这与我们今天的地磁腔的概念很相似,第  
 六章将详细讨论这一概念。

磁层场被压缩可以通过地面磁场仪测得的磁场突然上升来测量,磁场被压缩后磁层  
 开始膨胀。Chapman 和 Ferraro 正确地解释了随后的地面磁场的减弱是由于高能等离子  
 体深入磁层内部造成的,它在赤道区附近形成了环绕地球的环电流。有关现在被称之为  
 磁暴过程中环电流的发展将在第十章和十三章中详细讨论。

就在电离层通过它对人造无线电信号的效应被发现的同时,天然的无线电发射也得  
 到探测,并且通过人造信号发展起来的磁离子理论也应用到这些天然发射的信号中。第  
 一个音频波段天然电磁波报道就是被称之为“哨声”的观测,它是在 1886 年从澳大利亚  
 的一条 22km 长电话线测到的。哨声是在音频波段短促的爆裂声,它随后连续减弱。

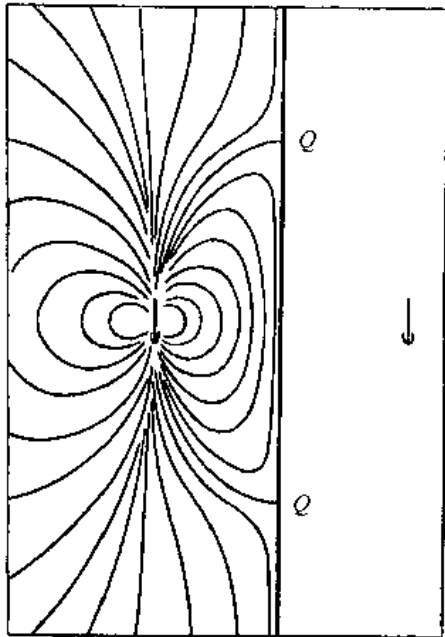


图 1.8 一个向前推进的无限大超导片造成的偶极场的压缩情况形成的磁场是原偶极场加上超导片后面相同距离的像偶极场,像偶极场由图右边的箭头表示(引自 Chapman and Bartels, 1940)

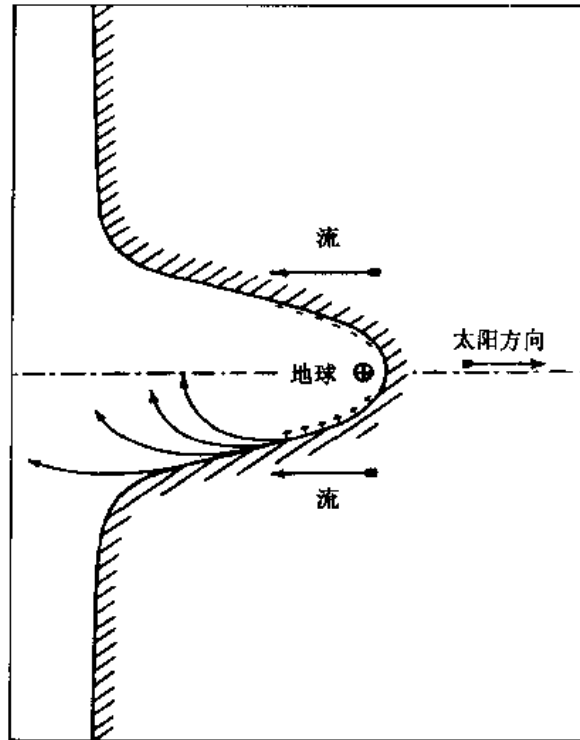


图 1.9 当一个超导等离子体通过地球时,它的前沿演化过程这一模式是由 Chapman 和 Ferraro 20 世纪 30 年代提出并用于解释地磁暴现象(引自 Chapman and Bartels, 1940)

1894 年,英国电话操作员听到“大气干扰(tweaks)”和“黎明合声(dawn chorus)”,前者可能是雷电产生的哨声,后者则是在极光期间磁层深层产生的。由于缺少合适的观测分析仪器,那时对这些现象的研究工作很少。第一次世界大战期间,用于窃听敌人电话通话的仪器监听到哨声。前方的战士会说:“你可以听到手榴弹的飞行声”。H. Barkhausen 在 1919 年报道了这些发现,并认为它们是气象干扰,但他无法在实验室中重复这些实验。1925 年, T. L. Eckersley 也描述了这一现象并把它归因于充满自由离子的介质对电子脉冲的色散。最终通过大量的研究工作和一些不正确的解释之后,在 1935 年 Eckersley 认为这种特别的下降音调的哨声是由于电离层中传播的电磁噪声的色散造成的。关于哨声的研究一直到 20 世纪 50 年代初都比较少,那时 L. R. O. Storey 利用自己研制的波谱分析仪对哨声进行了大量研究。他发现哨声是由闪电造成的,电磁能量在上层电离层沿着场线方向来回反射,正如图 1.10 所示。这些发现的意义在于在现今被称之为等离子体外电离层,电子密度非常高。Storey 还发现了其他类型的音频发射,或叫甚低频(VLF),它与闪电无关。现在我们知道它是由磁层中等离子体造成的。第十二章将讨论这些波的形成与传播。

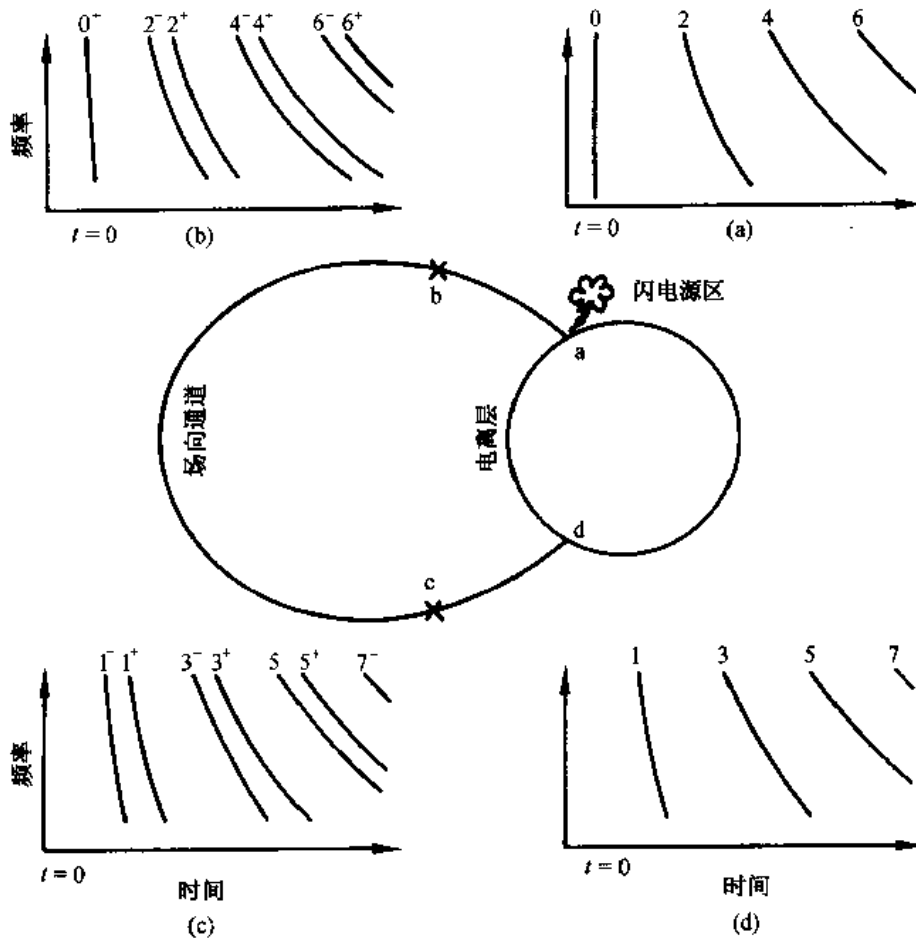


图 1.10 在 4 个不同地点闪电产生的哨声波的色散  
 不同频率波的传播速度不同(色散)造成波到达的延迟时间的不同。延迟与传播距离  
 和波经过的等离子体特性有关(引自 Russell, 1972)

## 1.5 太阳风

20 世纪上半叶,日地系统研究学者普遍认为极光是由来自太阳系的电子所引起的。如果这个观点成立的话,那么这些电子必然有相等数量的离子相伴运动,否则,电子流就会中断。这个想法构成了行星际空间的等离子体,即所谓太阳风的第一个模型。它是 Chapman 和 Ferraro 提出的地磁暴模型的基本组成部分。但是,在这个模型中,太阳风是间歇的,只是在活动期流动。然而,1943 年, C. Hoffmeister 注意到彗尾并不是严格的在太阳与彗星的连线方向,大约偏离了  $5^\circ$ 。1951 年, L. Biermann 借助彗尾与太阳风的相互作用的概念正确地解释了这种偏离。他认为太阳风总是以约  $450 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  的速度向各个方向流动,尽管他假定电子密度约为  $600 \text{ cm}^{-3}$ ,但他的估计还是高了两个量级。几年之后,在 1957 年,阿尔文假定太阳风是被磁化的,它吹向彗星时形成一条背阳方向的磁尾,如图 1.11 所示。彗星离子被限制在两瓣彗尾之间的窄带区。1958 年, E. W. Parker 为这样一个磁化等离子体流提供了理论基础。1962 年,他认为为了与地磁场记录保持一

致,太阳风的电子密度不应该超过  $30 \text{ cm}^{-3}$ 。这个结论不久得到证实。那正是太空时代的开始,前苏联和美国的太空探测的观测都清楚地证实了太阳风的存在和所引起的磁场拖曳,并观测了它的特性,证实了它在控制地磁活动和极光的重要作用。第四章将较详细地讨论太阳风。

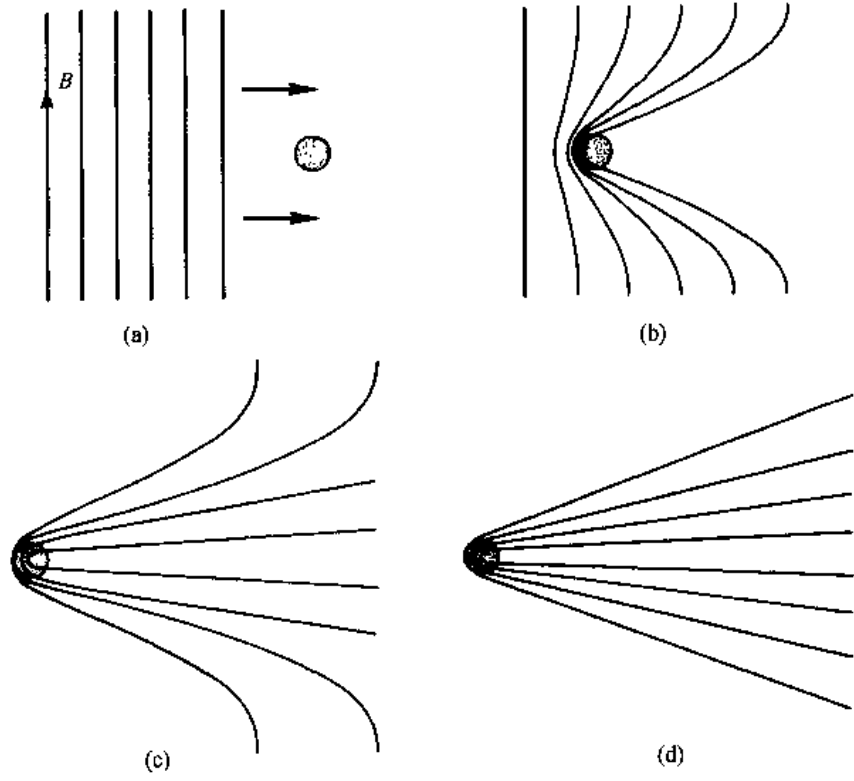


图 1.11 H. Alfvén 提出彗尾的最早的模型,在该模型中太阳风磁场被从左向右的等离子体拖曳过彗星  
(引自 Alfvén, 1957)

## 1.6 磁层探测

火箭提供了探测磁层的机会。20 世纪 50 年代早期和中期,James Van Allen 和他的同事们发射了一系列火箭进入北极和南极上空高达 110km 的电离层。这些飞行器发现了高能电子以及来自这些电子的韧致辐射。1957 年标志着国际地球物理年(IGY)的开始,开始了为期 18 个月的世界范围的地球物理学研究。它也标志着 Sputnik 1 的发射。这些太空探索增长了我们对地磁场和它与太阳风相互作用方面的认识。1958 年 Explorer 1 利用携带的盖格计数器使 Van Allen 发现了辐射带。Konstantin I. Gringauz 对仪器进行了改进,并将它载入前苏联的 Luna 探空火箭,首次测量到太阳风。1962 年,Conway Snyder 和 Marcia Neugebauer 将进一步改进的仪器送入 Mariner 2,首次获得了等离子体的详细研究资料。

1961 年发射的由电池提供电源的 Explorer 10 是第一个穿过磁层顶的飞行器。磁层

顶是太阳风和地磁场的边界。但是,直到由太阳能提供电源的 Explorer 12 飞船的发射才让我们详细地观察到这个边界, Explorer 12 提供了正午子午面到黄昏子午面的 4 个月的数据。图 1.12 显示了 Explorer 12 在磁场外部飞行穿过磁层顶进入磁鞘过程中所测量的磁场。在那些年代,许多发射进入太阳风的宇宙飞船的探测数据清楚地表明太阳风在到达磁层顶之前发生一次突变,这个突变是由于高速太阳风与地球相遇时受到阻碍而产生的激波。在非碰撞等离子体中存在这样的激波令许多科学家大吃一惊。随后几年的研究表明等离子体中的电场和磁场可以以类似于普通的碰撞方式改变带电粒子的运动,这些变化为激波的形成提供了耗散机制。这个过程的物理机制将在第五章讨论。激波可使等离子体中流速比纵波快的太阳风在行星附近的运动中变慢、发热和发生偏离。

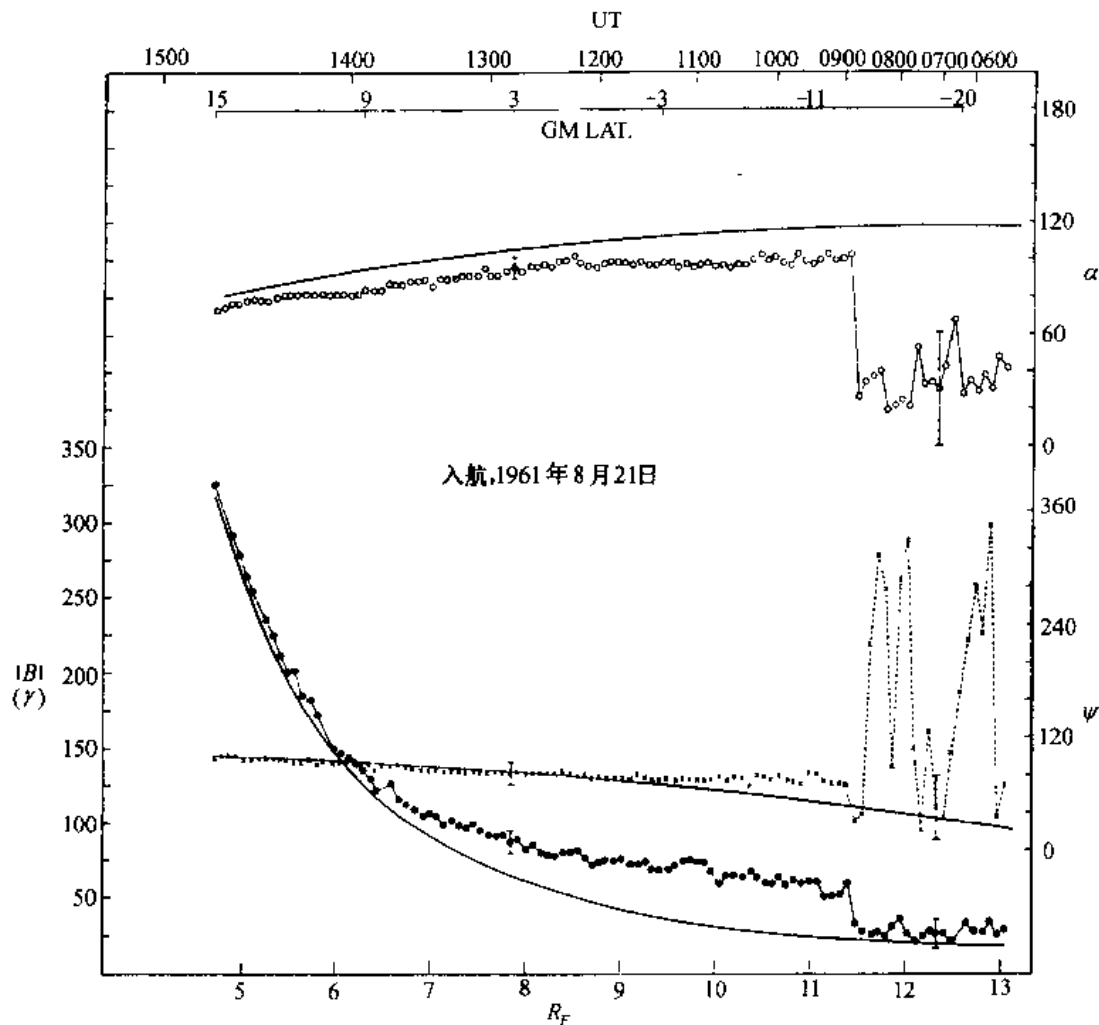


图 1.12 Explorer 12 飞行器探测到的磁层外和穿过磁层顶的磁场强度,图上显示了磁场的大小和两个方位角,光滑曲线是偶极场的值  
(引自 Cahill and Patel, 1967)

直到 1964 年,第一颗地球物理轨道观测宇宙飞船(OGO)发射升空,科学家们才获得了研究舷激波的足够精确的资料。位于大偏心轨道上的 OGO 1, 3 和 5 号飞行器绘制了当地球绕太阳运行时舷激波的边界和磁层顶的位置,如图 1.13 所示。20 世纪 60 年代的

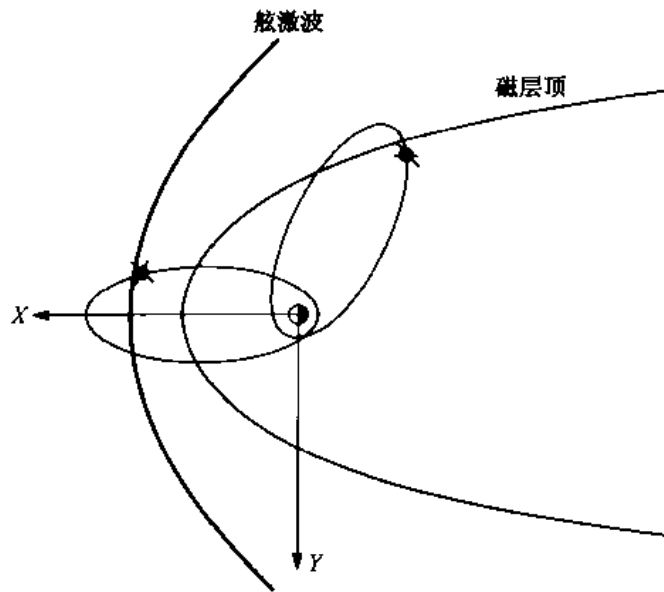


图 1.13 当地球绕太阳运行时的磁层顶和舷激波的示意图  
 在一年行程中,当飞行器轨道固定在惯性空间中,磁层顶和舷激波表面取向保持在日地连线上,结果明显地表明轨道扫过了这些边界

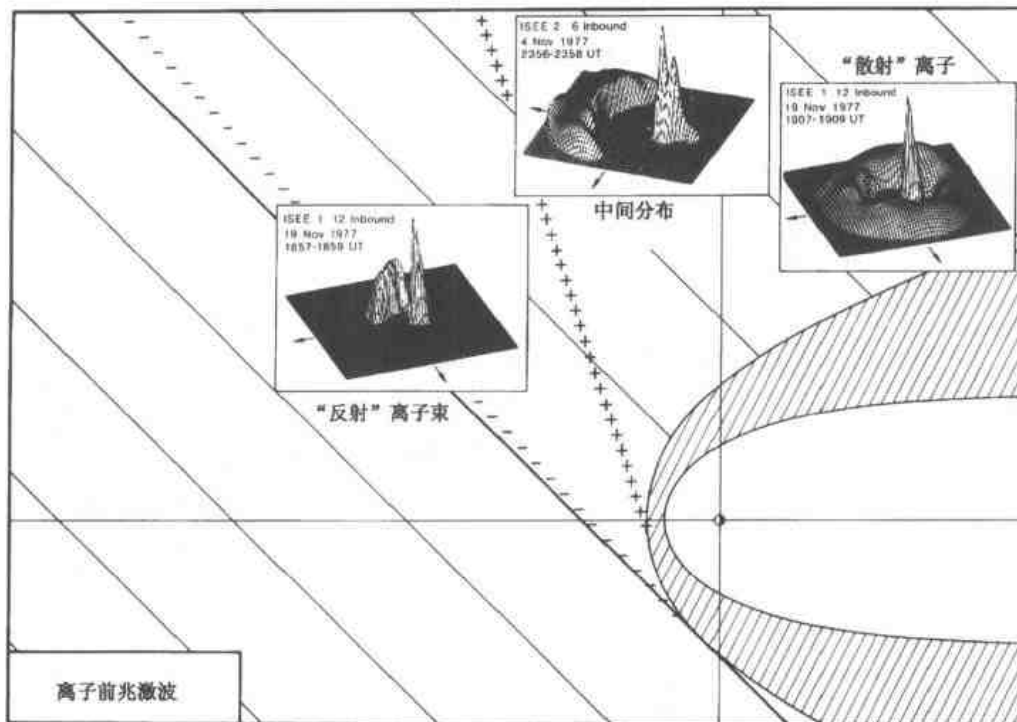


图 1.14 离子前兆激波

在与舷激波相遇的磁力线上,带电粒子可以沿着磁场螺旋式地向上游运动。太阳风电场引起这些带电粒子背阳方向漂移。通过这种漂移,最快的带电粒子(电子)受到的影响最小,最慢的粒子受到的影响最大。在图上的各个位置标出了离子的典型分布函数。其中窄峰代表未扰动的太阳风束,宽带分布代表反射离子(引自 Russell and Hoppe, 1983)



其他的飞行器,例如行星际监测平台(Interplanetary Monitoring Platform, IMP)和 VELA 飞行器,测量的数据表明舷激波的结构对等离子体的条件,太阳风速度与可压缩波速度之比(马赫数),以及热压和磁压之比( $\beta$ )非常敏感,同时也发现了舷激波对行星际磁场的方向很敏感,当磁场方向几乎与激波传播的法线方向一致时,激波被认为是准平行的。当磁场方向垂直于法线方向时,激波被认为是准垂直方向。如图 1.14 所示离子束位于准平行激波的上游。这些离子束与太阳风等离子体相遇,发生相互作用产生了大量的大振幅波,这些波也被称作上游波,如图 1.15 所示。

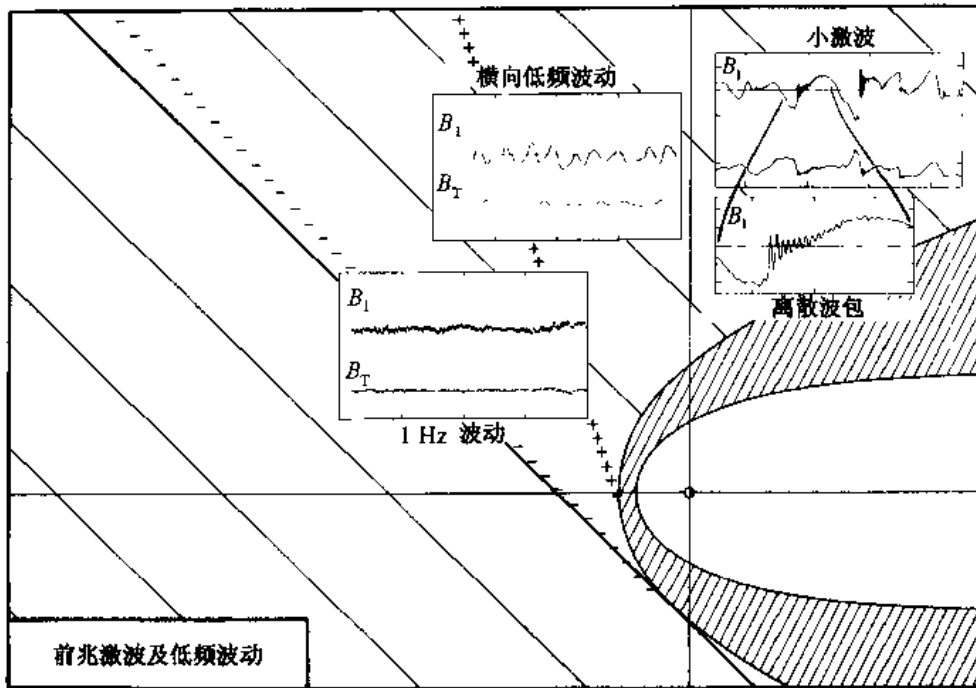


图 1.15 回流离子和电子能激发一系列低频波(周期为几秒到几十秒)  
图中标出了近地空间太阳风不同区域处的典型波动(引自 Russell and Hoppe, 1983)

激波是很重要的,因为在太阳风与地球磁场相互作用之前,激波改变了太阳风的特性,但是它在磁层顶的作用则取决于太阳风给予磁层能量的多少。人们可以想像一个无黏性的相互作用,在该相互作用中太阳风完全被磁层转向而且几乎没有拖曳,那么在边界上也就没有多少动量转换。事实上,当行星际磁场为北向时这种情况将出现,但当行星际磁场为南向时,太阳风的动量转换明显增加。

地磁活动被行星际磁场的南北分量所控制的观测结果为人们提供了一个最重要的思路,即磁层顶是随着太阳风特性的变化而改变的。对太阳风广泛的探测结果特别是来自于 Explorer 33 和 35 的有价值的资料,使得像 Roger Arnoldy 和 Joan Hirshberg 等学者们能够研究这种控制,行星际磁场施加的这种控制机制就是 1961 年 James Dungey 提出的“重联”。如图 1.16 所示,行星际与行星磁场连接在一起。结果,磁场通量从磁层的日边传输到夜边。在尾部的磁场通量一直增加到这个地方也出现重联,然后又完全返回到磁层。像 1968 年发射的如 OGO 5 等飞行器,展示了磁层日边的变形和磁尾的相应的活动。这一过程也引起了极光,该过程被称为“亚暴”。另一种与亚暴相似的过程,就是涉及到整

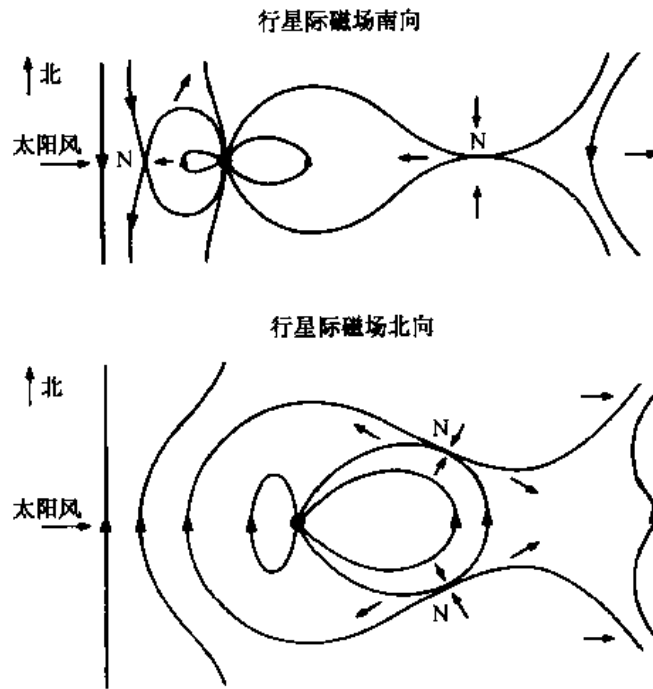


图 1.16 20 世纪 60 年代早期 J. W. Dungey 测得的南北向的行星际磁场图  
短箭头线表示稳态时的等离子体流(引自 Dungey, 1963a)

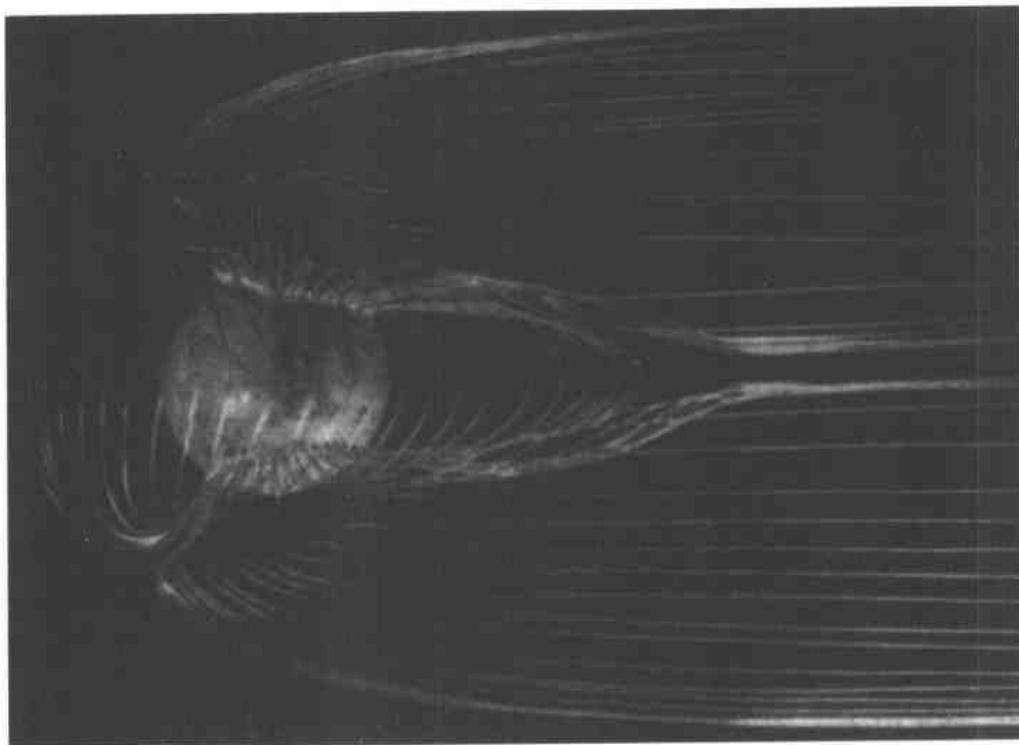


图 1.17 Podgorny 和他的同事们从实验室测得的磁层的三维模型  
(引自 Podgorny, 1976)

个磁层的主要活动,即磁暴。最常用的磁亚暴模式也称为近地中性点模式,这个中性点指的是磁场消失的点,也是磁场重联的点。但是直到 20 世纪 70 年代末期,ISEE 1 和 2 号双级轨道卫星发射成功后,磁场重联理论才被普遍接受。这些卫星获得的足够高精度的有关等离子体数据表明了磁层顶和磁尾的加速流动。第九章将就这些过程作进一步的讨论。然而,直到今天,有关重联发生的位置和它相对于其他过程的重要性仍然是一个值得争论的话题。而且,目前发现重联是三维结构的,要解释这一过程光是两个飞行器是不够的,而是要一簇。因此,未来有关磁层探测还需要做许多工作。

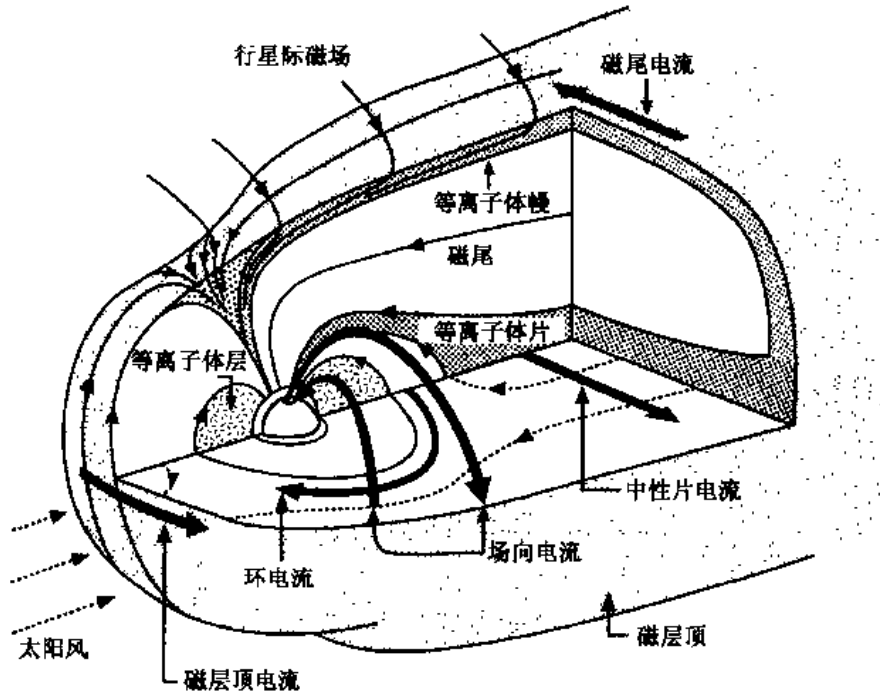


图 1.18 显示电流场和等离子体区域的三维磁层剖面图

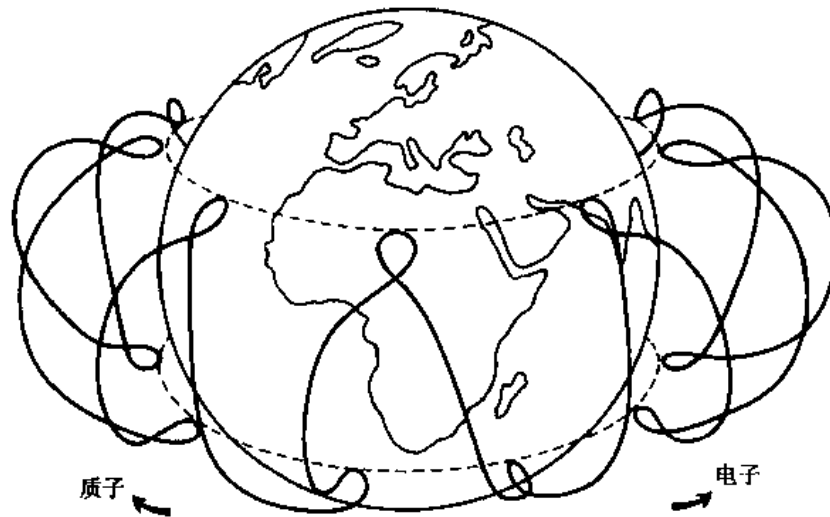


图 1.19 地球偶极磁场中的高能带电粒子的经向漂移  
在地球自转中电子向东漂移,质子向西漂移

实验室中等离子体测量对磁层理解十分有用。图 1.17 所示为 Igor Podgorny 和他的同事们根据 20 世纪 60 年代的实验室试验,在莫斯科的太空研究所研制的一个金属丝磁层模型。图中从交叉点向外层伸展的部分表示日边,有一个长长尾部的表示夜边。图 1.18 是根据飞行器探测所绘制的磁层的三维立体草图。从图 1.19 可以看出辐射带粒子可以跳动和漂移到磁层内部。像早期注意到的那样,在偶极场中汇聚的磁力线阻止这些粒子的向前运动,而加速它们向赤道的运动。当这些粒子旋转和跳动时,也伴随着漂移,因为在弱磁场中粒子旋转半径比它们处在轨迹内侧较强磁场中回旋半径大,地球的偶极磁场将带电粒子限制在一个较宽的范围内,在 高能区, Van Allen 和他的同事们发现了辐

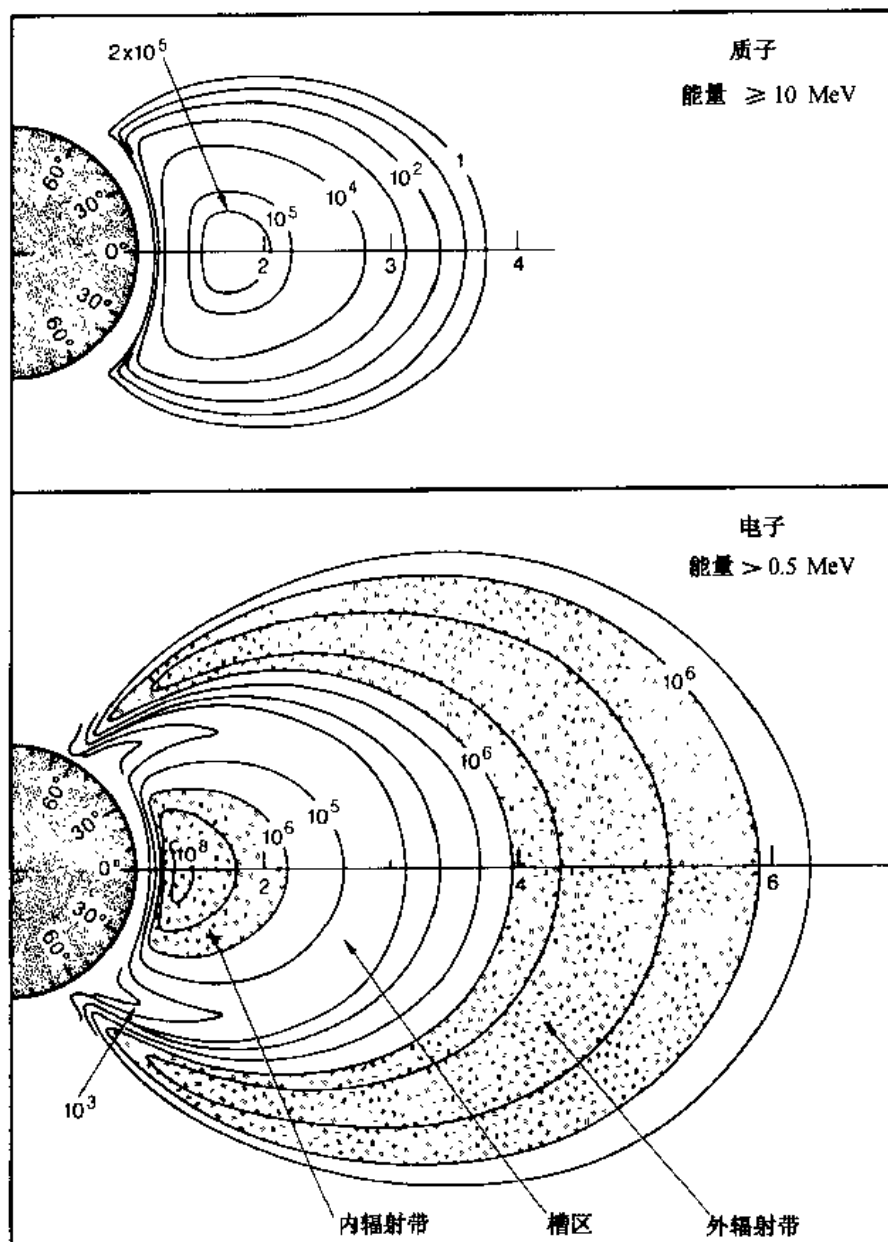


图 1.20 地球的辐射带

上图为能量大于 10 MeV 的质子的全向通量(粒子数· $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ )的等值线,下图为能量大于 0.5 MeV 的电子的全向通量的等值线

射带。图1.20显示了磁层内部高能质子和电子的强度。这些粒子借助不同的方式进入辐射带,包括从来自远处的径向扩散,它伴随着加速运动和由宇宙线导致的大气溅射引起的中子衰变。图 1.20 中上图所示为高能质子形成的单一辐射带,下图为电子形成的由一个所谓槽区相隔的两个辐射带。电子回旋运动和电磁波相互作用,促使这些电子螺旋式地进入大气层,在那儿通过碰撞而消失,在这个过程中能量固定的电子通量中形成了槽区。内部的电子带是相当稳定的,外部的电子带则相当活跃。有关辐射带和带电粒子运动将在第十章进一步讨论。

## 1.7 行星和行星际探测

地球并不是惟一处太空等离子体中的物理过程的实验基地,许多也发生在其他的行星或行星际等离子体中。随着与日心的距离变化以及穿过太阳系过程中太阳风所遇到的各种障碍,包括磁体和非磁体,其中有的有大气层、有的没有大气层,在这些过程中太阳风的特性发生变化,最终太阳风和星际风相遇在日球层顶。

20 世纪 60 年代初期,Mariner 2, 4 和 5 号飞行器进入金星、火星然后又返回到金星进行了最早的深空探测。因为金星和火星都没有明显的磁场,它们与太阳风相互作用的方式与地球有很大差异。但是,直到 1975 年的 Venera 9 号和 10 号,1978 年的 Pioneer Venus 飞行器 and 1989 年的 Phobos 飞行器被送上火星等这一系列飞行器的成功发射,人们才完全理解了太阳风与这些行星的相互作用。在金星和火星上,来自太阳的强紫外辐

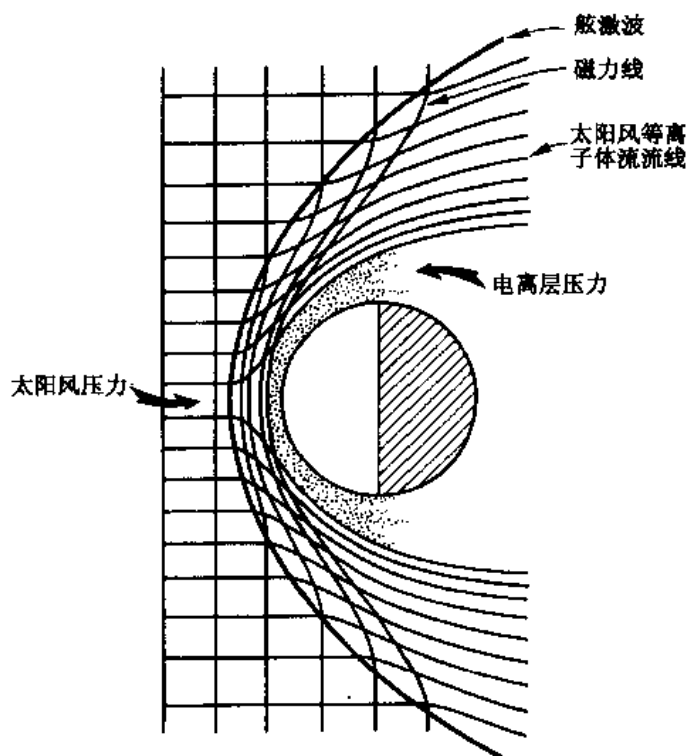


图 1.21 太阳风与非磁行星的相互作用

电离层压强阻挡了太阳风流,因此流线是从左到右绕行星流动,在图上垂直于太阳风流的磁场由于这种相互作用呈现弯曲(引自 Luhmann, 1986)

射使上层大气电离,同时也形成热的中性大气层延伸至太阳风。如图 1.21 所示,由热压和磁压组成的电离层压强与太阳风流的压强相平衡,进入太阳风的中性大气被电离,补充到太阳风流,使太阳风进一步减速。

绕行星的磁场流减速运动导致了磁力线向障碍物方向的拖曳,形成了长长的尾巴。从这个观点来看,太阳风与金星和火星的相互作用类似于太阳风同彗星的作用。1985 年国际彗星探测者号(ICE)对 Giacobini-Zinner 彗星的探测以及 1986 年 VEGA 1 号和 2 号、Giotto、Suisei 和 Sakigake 飞行器对 Halley 彗星的探测都对这种相互作用进行了观测。第八章将详细地描述太阳风与这些非磁性星体的相互作用。

Mariner 10 号飞行器借助来自金星的引力,在 1974 年和 1975 年三次飞过水星。如图 1.22 所示,Mariner 10 号飞行器发现了与地球磁层相似的小磁层。但是水星上几乎没有大气,因此,在水星上不存在对于地球磁层非常重要的电离层电流体系。结果我们认为水星的磁层与地球的磁层有许多不同的地方。由于 Mariner 10 号飞行器发回的数据较少,缺乏对这些数据的分析,而且到目前为止也没有再次返回水星探测的计划,因此,水星磁层到如今还是一个谜。

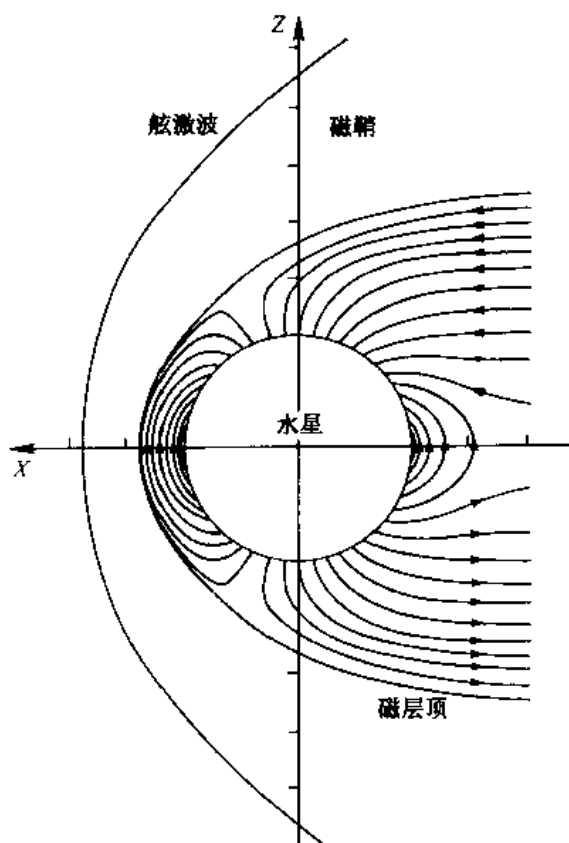


图 1.22 水星磁场结构,图中表示中午至午夜磁层的截面图  
(引自 Russell et al., 1988)

1972 年和 1973 年, Pioneer 10 号和 11 号飞行器发射升空,首次到达太阳系外部,1973 年 12 月和 1974 年到达木星,然后 11 号飞行器继续飞行,于 1979 年到达土星。如今 Pioneer 10 号和 11 号飞行器仍运行在太阳系外,但 10 号飞行器逆星际媒质方向,而

11号飞行器则沿星际媒质方向飞行。Voyager 1号和2号在1977年发射,1979年到达木星,1980年和1981年到达土星。然后Voyager 2号继续航行,于1986年到达天王星,1989年到达海王星,目前Voyager 1号和2号均航行在日球层顶的上风方向。

这些探测揭示了外行星的磁层构形,每个磁层都有一个舷激波,一个磁层顶和一个磁尾。木星的磁层与众不同的原因是因为它快速的旋转与它的卫星Io的强等离子体源的耦合,导致磁层畸变成一个盘状。此外,木星还是一个强的无线电波源。土星有一个相对简单的磁层,它没有强的质量源。它的磁场基本上平行于土星的转动轴。

由于天王星和海王星的行星磁场取向与一般的行星不同,因此,它们的磁层也与众不同,磁场都相当复杂。如果用偶极矩来拟合,则最佳偶极子与转轴有一个较大的角度,而且偶极矩偏离行星中心。

天王星的自转轴基本上在它的轨道平面内并近似地指向太阳。由于磁场轴与它的转动轴有一个较大的角度,因此,磁场在一天中经历了大的振荡。但是,天王星磁矩和太阳风流的夹角比地球上磁矩和太阳风流的最大夹角没有大很多。海王星有一个更通常的转动轴,这个轴基本上垂直于它绕太阳的轨道,但是它的行星磁场比天王星的行星磁场要复杂得多。而在这两个行星的磁层中的辐射带比地球磁层的辐射带弱得多。关于天王星和海王星的更多的信息,我们只能借助于Voyager 2号的探测。目前正计划发射一颗名为Cassini的土星轨道飞行器,预计2004年到达土星,而一颗名为Galileo的木星轨道探测器已经发射,目前正在飞往木星的途中,预计1995年到达。第十五章将描述在这些外行星磁层中发生的现象。

## 1.8 结 语

自从早期发现极光以来,日地物理领域的研究已取得了很大进展。现在我们基本上有了几乎所有观测现象的物理模型,有时甚至有几个相互竞争的模型。这个学科通过遥感、就地测量、理论和计算机模型逐渐发展起来。事实上,就像这个领域的一个主要杂志那样将此领域称为“太空物理”,这比叫做“日地物理”更为合适。

### 参 考 读 物

- Brekke, A., and A. Egeland. 1983. *The Northern Light*. Berlin: Springer-Verlag.  
Chapman, S., and J. Bartels. 1940. *Geomagnetism*. Oxford University Press.  
Eather, R. H. 1980. *Majestic Lights*. Washington, DC: American Geophysical Union.  
Gilbert W. 1893. *De Magnete*, trans. P. Fleury Mottelay. Reprinted 1958, New York: Dover.  
Helliwell, R. A. 1965. *Whistlers and Related Ionospheric Phenomena*. Stanford University Press.

### 习 题

- 1.1 讨论在日地物理发展中的新技术的重要地位。
- 1.2 如果以  $440 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  的速度飞行,那么太阳风到达水星、地球、木星和冥王星将分别需要多长时间?

## 第二章 太空等离子体物理

M. G. Kivelson

### 2.1 引言

太空等离子体是极其稀薄的电离气体,一般呈电中性。在本书中,我们将描述多种等离子体,它们比地面实验室中最好的真空罐内的等离子体还要稀薄得多。在非常稀薄的气体中,粒子之间近碰撞概率很小,因此我们只需要考虑带电粒子在力场中的响应。计算力场是一件非常复杂的事情,因为库仑相互作用可以使带电粒子受到很远处粒子的影响。幸运的是,其他粒子只需要考虑它们的平均情况,因此主要考虑粒子的“集体相互作用”效应。因为集体相互作用施加在长距离范围上,又因为在磁化的等离子体中磁场将很大的空间区域连接在一起,使之有可能用流体物理学的方法来讨论太空等离子体。等离子体是一种导体,这一点决定了它在很多情况下的特殊响应。这一章我们将给出把太空等离子体分别作为粒子和流体来处理时的一些重要理论概念。在本章中给出的理论将用于解释观测结果。这些理论在下面的章节中应用后,其意义将变得更清楚。接下去的内容是一些基本概念。大多数重要结论是从质量、能量和电荷守恒定律推导出来的,当然还需要用到经典运动力学和电磁理论。

### 2.2 单粒子运动

等离子体主要是由带电粒子组成的电中性的气体;电磁力对等离子体的行为有重要作用。显然在描述等离子体行为的重要方程中必然包含电磁力。如果电场为  $\mathbf{E}$  和磁感应强度为  $\mathbf{B}$  的电磁场作用在电荷为  $q$ 、速度为  $\mathbf{v}$  的粒子上,粒子就会受到洛伦兹力  $F_L$ :

$$\mathbf{F}_L = q\mathbf{E} + q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (\text{洛伦兹力定律}) \quad (2.1)$$

公式中的单位是国际单位制。国际单位制中质量、长度和时间的单位分别是千克、米和秒。 $\mathbf{E}$  的单位是伏特/米( $\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$ ),  $D$  的单位是库仑/平方米( $\text{C}\cdot\text{m}^{-2}$ ), 电荷的单位是库仑(C),  $\mathbf{B}$  的单位是特斯拉(T),  $H$  的单位是安匝/米( $\text{At}\cdot\text{m}^{-1}$ ), 电流的单位是安培(A)。另外一个常用的单位制是高斯单位制。这个单位制中质量、长度和时间的单位分别是克、厘米和秒。在高斯单位制中  $\mathbf{E}$  的单位是静电伏特/厘米,  $D$  的单位是静电库仑/平方厘米, 电荷的单位为静电库仑,  $\mathbf{B}$  的单位是高斯,  $H$  的单位是奥斯特, 电流的单位为静电安培。

表 2.1 中显示了完整的麦克斯韦方程组,并引入了位移场  $D$  和磁场强度  $H$ 。它们满足特定的关系:  $D = \epsilon\mathbf{E}$  和  $H = \mathbf{B}/\mu$ 。在太空物理中,这些场变量很少使用,因为它们更适合处理稠密物质。在太空等离子体中,可令  $D = \epsilon_0\mathbf{E}$  和  $H = \mathbf{B}/\mu_0$ (国际单位制),或  $D$



表 2.1 不同单位制的麦克斯韦方程组

国际单位制	高斯单位制	
$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_q$	$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho_q$	泊松方程
$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}$	$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}$	法拉第定律
$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$	$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$	安培定律
$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$	$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$	磁场散度
$\mathbf{F} = q[\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}]$	$\mathbf{F} = q[\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}]$	洛伦兹力定律

$= \mathbf{E}$  和  $\mathbf{H} = \mathbf{B}$  (高斯单位制)。其中  $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{F} \cdot \text{m}^{-1}$ , 为真空介电常数;  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H} \cdot \text{m}^{-1}$ , 为真空磁导率。这些方程组将在本章的后面讨论。

用  $\phi$  (标势) 和  $\mathbf{A}$  (矢势) 来表示电磁场  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{B}$  是一个很好的方法。在国际单位制下, 磁场和电场可分别表示为

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \text{ 和 } \mathbf{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

假设速度足够小, 可以不考虑相对论效应。虽然  $\mathbf{B}$  是磁感应强度, 但我们更习惯于叫它“磁场”。根据牛顿定律, 一个质量为  $m$  的粒子, 其动量 ( $m\mathbf{v}$ ) 的变化率为

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{E} + q\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathbf{F}_g \quad (2.2)$$

其中  $\mathbf{F}_g$  代表非电磁力, 例如重力等。我们经常遇到的是非电磁力足够小可以忽略的情况。因此在本章的大部分情况下, 我们假设  $\mathbf{F}_g = 0$ 。然而, 在有些情况下重力也很重要, 例如在讨论太阳日冕和行星电离层时需要考虑重力的作用。方程(2.1)表明磁场只对垂直于带电粒子的运动方向上起作用。在  $\mathbf{E} = 0$  时, 带电粒子在均匀磁场中的运动轨迹是一个圆。假设  $\mathbf{B}$  沿着  $z$  方向, 我们把方程(2.2)写成  $x$  和  $y$  分量形式

$$m\dot{v}_x = qv_y B; \quad m\dot{v}_y = -qv_x B \quad (2.3)$$

代换后为

$$\ddot{v}_j = -(qB/m)^2 v_j = -\Omega_c^2 v_j \text{ 或 } \ddot{x}_j = -\Omega_c^2 x_j \quad (2.4)$$

其中  $j = x, y$ 。方程(2.4)表明这是圆周运动(若  $q > 0$  为顺时针运动,  $q < 0$  则为逆时针运动), 运动角频率为

$$\Omega_c = qB/m \quad (2.5)$$

叫作回旋频率。用附录 2A 中给出的方程可让我们求出在磁感应强度为  $B$  的磁场中电子和离子的相应回旋频率为  $f_c = \Omega_c / (2\pi)$  (单位是 Hz)。圆的半径由垂直磁场方向的粒子运动速度(用  $v_{\perp}$  表示, 称为垂直速度)和磁感应强度决定:

$$\rho_c = \frac{v_{\perp}}{\Omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (2.6)$$

这个量叫做回旋半径或叫拉摩半径。表 10.1 中列出了在偶极赤道面上距地球不同高度处的不同能量的质子和电子回旋半径。在该表和本书的其他地方, 粒子的能量单位用电子伏特(eV)。这是个能量单位, 代表带一个电子电荷的粒子在电场中经过 1V 的电位变

化后粒子获得或损失的能量。 $1\text{eV} = 1.6022 \times 10^{-19}\text{J}$ 。我们感兴趣的太空等离子体能量范围是从几电子伏特到千电子伏特( $1\text{keV} = 10^3\text{eV}$ )到兆电子伏特( $1\text{MeV} = 10^6\text{eV}$ )。宇宙线能量可达吉电子伏特( $1\text{GeV} = 10^9\text{eV}$ )以上。

在均匀磁场中作圆周运动不会改变粒子的动能 $\left(\frac{1}{2}mv^2\right)$ ，它可从方程(2.2)得证。方程(2.2)中去掉非电磁力，并令 $\mathbf{E} = 0$ ，然后两边点积速度矢量可得：

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \mathbf{v} = \frac{d\left(\frac{1}{2}mv^2\right)}{dt} = q\mathbf{v} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (2.7)$$

证明磁场对粒子没有做功，因为在粒子运动方向上没有受力。

如果存在电场，或者磁场有梯度，则粒子的运动要发生变化。先考虑第一种情况：有电场存在。在太空等离子体中，即使存在电场，也经常假设其平行磁场方向的分量为0（也就是， $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = E_{\parallel} B = 0$ ）。由方程(2.2)得知，在 $F_g = 0$ 时，沿着磁场 $\mathbf{B}$ 方向只有电场才有可能对粒子有作用力。这个力使带正电的粒子沿 $E_{\parallel}$ 方向运动，使带负电的粒子沿相反的方向运动。如果有足够多的粒子，这种位移会导致电荷分离，并产生电荷分离电场，一直增强到可以抵消 $E_{\parallel}$ ，使得在磁场方向不再有力存在。

在电场的垂直分量上带电粒子的运动大不一样。因为粒子在这个方向上的运动对于等离子体的特殊性质非常重要，我们不仅从数学上而且要从直观上理解它。图2.1形象地显示了电场垂直恒定磁场时带正电和带负电的粒子是怎样运动的。为了便于理解这种运动，首先考虑只存在磁场时的粒子运动。粒子作圆周运动，其运动方向依赖粒子所带电荷的符号。圆的半径 $\rho_L$ 随粒子质量变化，相同速度时，电子的半径比离子的小得多。电场力的作用使粒子在每一圈的部分轨道上被加速，而在另一半轨道上被减速，结果使轨道成为一个被扭曲的圆，一半轨道的曲率半径大于平均半径而另一半则小子平均值。图中显示在垂直 $\mathbf{E}$ 方向上的净移动轨迹，其移动方向和粒子的电荷符号无关。经过几个回旋周期后粒子的位置发生了漂移，漂移速度 $\mathbf{u}_E$ 满足下式：

$$\mathbf{u}_E = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2 \quad (2.8)$$

它表明漂移速度垂直电场和磁场。这就是有时说的“ $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移”，但它的大小与磁场强度 $B$ 成反比。“ $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移”并没有在等离子体中产生电流，因为 $\mathbf{u}_E$ 与电荷 $q$ 和质量 $m$

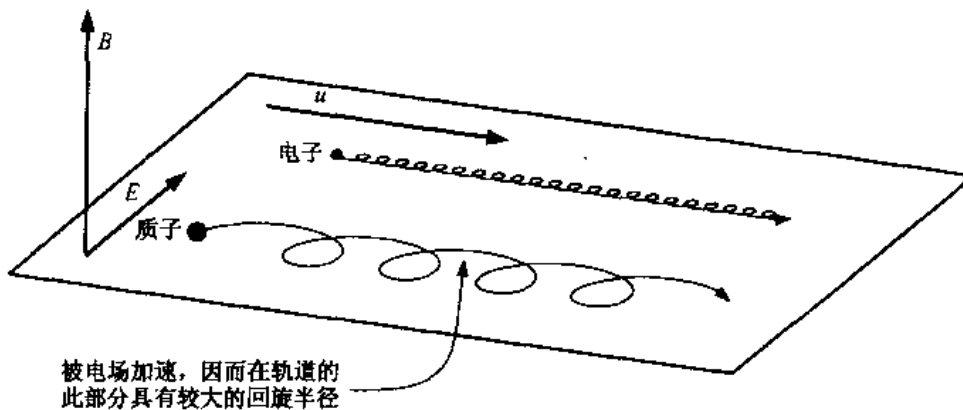


图 2.1 离子(电荷为  $e$ )和电子(电荷为  $-e$ )在正交的均匀电磁场中的运动情况  
图中粒子的运动平面垂直于磁场。沿着磁场方向，两种粒子都作匀速运动，不受周围电磁场的影响

无关。如果电子和离子发生碰撞它们将改变运动方向。这种电荷的不同运动就构成了电流,这一点在理解电离层的性质时尤其重要。在本章的末尾有一道练习题,要求读者计算带电粒子与中性粒子发生碰撞后的平均运动情况。

粒子在磁场中作回旋运动时,任何能使粒子加速或减速的力都能导致粒子在垂直于磁场和力的方向上发生漂移。由一个任意力  $\mathbf{F}$  产生的漂移速度的一般表达式为

$$\mathbf{u}_F = \mathbf{F} \times \mathbf{B} / qB^2 \quad (2.9)$$

如果力和电荷无关,则漂移方向依赖粒子所带电荷的符号,那么在垂直磁场的方向上会产生电流  $\mathbf{j}_\perp$ 。

在上述的讨论中,假设磁场是均匀的,即它的强度和方向在任何地方都是不变的。虽然有时这是很好的近似(例如,地磁场在实验室大小的尺度上可认为几乎不变),但更多的情况并不是这样的。举个例子:地磁场近似是偶极场(见第六章),它的方向和大小随位置都在变化。这说明需要描述变化磁场中的粒子运动。

在垂直  $\mathbf{B}$  的方向上有场强梯度,则粒子会漂移。如果磁场强度在粒子的回旋轨道的一边到另一边变化时,轨道的瞬时曲率半径  $\rho_L$  就会交替变大和变小。在几个回旋周后粒子发生漂移,漂移方向垂直磁场方向和磁场梯度方向。这种漂移速度叫做梯度漂移速度  $\mathbf{u}_g$ :

$$\mathbf{u}_g = \frac{1}{2} m v_\perp^2 \mathbf{B} \times \nabla B / qB^3 \quad (2.10)$$

方程(2.10)显示由磁场梯度产生的漂移速度与粒子电荷有关,因此垂直磁场方向会出现电流。

磁力线的曲率能产生另一种漂移。因为粒子在沿着磁场运动时,它们会遭受一个离心加速度的作用。回旋轨道的瞬时半径会沿磁力线曲率中心向外增大,粒子在垂直于磁场  $\mathbf{B}$  的方向上漂移。定义曲率半径  $R_c$  为

$$\frac{\hat{\mathbf{n}}}{R_c} = -(\hat{\mathbf{b}} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{b}} \quad (2.11)$$

其中  $\hat{\mathbf{b}} = \mathbf{B}/B$ ,  $\hat{\mathbf{n}}$  是垂直  $\mathbf{B}$  的单位矢量,方向从曲率中心指向外,则曲率漂移速度  $\mathbf{u}_c$  可写为

$$\mathbf{u}_c = \frac{m v_\perp^2 \mathbf{B} \times (\hat{\mathbf{b}} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{b}}}{qB^2} = -\frac{m v_\perp^2 \mathbf{B} \times \hat{\mathbf{n}}}{R_c q B^2} \quad (2.12)$$

由式中后一项可明显的看出由于粒子沿磁场方向运动而产生的离心力的作用。因而这个漂移速度可看作是由一个任意力  $\mathbf{F}$  产生漂移的表达式的特例。

在给定电磁场中的粒子运动由方程(2.1)和(2.2)确定。但是场本身必须满足多种条件。磁场的时间变化和电场的空间变化满足下面的关系:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (\text{法拉第定律}) \quad (2.13)$$

这个方程表明变化的磁场在闭合回路上产生电动势。当应用到带电粒子时,它表明粒子在随时间变化的磁场中会受到电场力的作用而改变能量。

在无碰撞等离子体(也就是说等离子体中的粒子在经过许多个回旋半径后没有和其他粒子发生近碰撞而有明显变化)中的带电粒子的一个明显运动特征是:只要场的变化足

够慢,虽然粒子的能量在变化,但有个量却可以保持不变。这里“足够慢”的意思是在粒子的单个回旋周期内,场的变化比原来的初始场小得多。如果满足这个条件,则粒子的“磁矩”

$$\mu = \frac{\frac{1}{2}mv_{\perp}^2}{B} \quad (2.14)$$

保持常数。注意,如果  $\mu$  保持常数,则当粒子穿越磁场到另一个不同场强的区域时,需要一个加速度。

$\mu$  也叫做第一绝热不变量。这里“绝热”的意思是只要系统参数不变, $\mu$  也不会变。只有系统的参数(例如它的场强和方向)变化时, $\mu$  才跟着变化。

“矩”通常是指一个电流环的性质,定义为流过环的电流乘以环的面积。那为什么把  $\mu$  叫做磁矩呢?这也许是因为方程(2.14)在形式上正好符合矩的定义。这表明我们能对这个力使用偶极磁矩方程

$$\mathbf{F} = \boldsymbol{\mu} \cdot \nabla B = -\mu \frac{dB}{dz} \quad (2.15)$$

(其中  $\boldsymbol{\mu} = -\mu \hat{\mathbf{b}}$ ,  $\hat{\mathbf{b}}$  是沿着磁场的单位矢量)来找到沿着磁场方向的梯度是怎样影响粒子的运动。这个力总是沿着场向,指向磁场减弱的方向。这表明  $v_{\parallel}$  在场强最大的地方减小到 0 然后改变符号。记住两件事我们就可以算出那个点的场强大小:第一,我们假设  $E_{\parallel} = 0$ , 并且我们知道磁场不能加速粒子,因此沿着磁场方向的运动不会改变粒子能量,因此平行速度减小,则垂直速度必然增加,但它不可能大于总速度。另外,在沿磁场运动

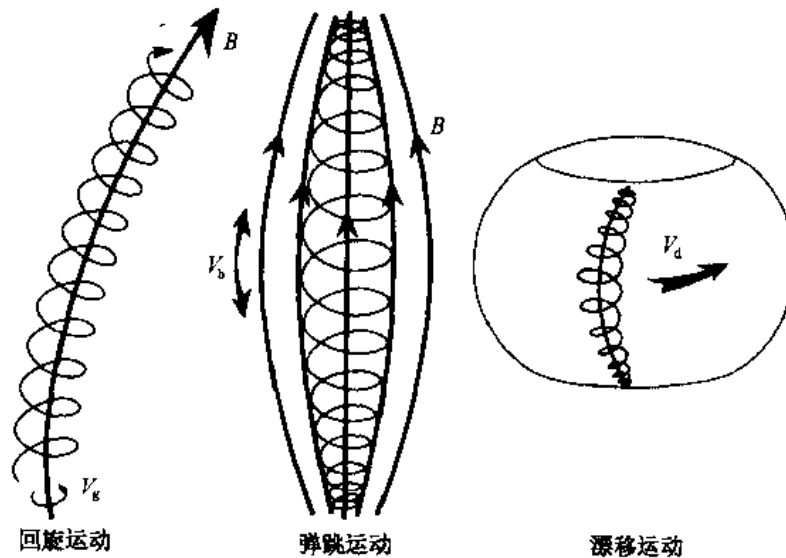


图 2.2 粒子在磁场中的运动示意图

在回旋周期时间尺度上,粒子绕磁场作回旋运动(见左边的回旋运动示意图)。如果沿场向有场强梯度,粒子的总速度虽不变,但粒子的沿场向的平行速度分量沿磁场增强方向减小,最终平行速度反向。这种平行方向的往返叫做“磁镜像”。磁镜点间的运动叫“弹跳运动”(见中间示意图)。在子弹跳运动的同时,粒子横越磁场漂移,形成一个漂移壳(见右边示意图)

过程中粒子的  $\mu$  保持不变。综上所述我们可知在场强满足  $B = \frac{1}{2}mv^2/\mu$ <sup>①</sup> 时粒子转向并返回。因为粒子在这点沿磁场返回,我们说粒子在这点受到一个“磁镜力”,并把返回点叫做“磁镜点”。图 2.2 中示意出了粒子运动的形态。当然还有第二绝热不变量,这个量和粒子在两个磁镜点间的循环反弹运动有关。在第十章中将进一步讨论第二绝热不变量。第三绝热不变量和类似地球的偶极磁场中封闭轨道上的粒子漂移运动有关。它将在本章的后面定义。

## 2.3 粒子的集体行为

到现在为止,我们已描述了单粒子运动。等离子体是大量带正负电荷的粒子的集合体。接下来我们讨论如何处理这些粒子的集体行为,特别是这些粒子具有各种不同速度时的集体行为。我们将采用非常切合实际的方法,即用相空间的办法来描述大量粒子的特性。在六维的相空间中,用单位体积中的粒子数来描述其集体特征。相空间密度  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  也叫单粒子分布函数。把这个量叫做密度听起来可能有点奇怪,但它提供了位置空间单位体积中的粒子数。速度空间的轴标记为  $v_x, v_y$  和  $v_z$ 。相空间中的体积需要指定。经常我们感兴趣的是相空间体积的微分单元。在相空间某位置  $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  处的微分体积定义为  $d\mathbf{v}d\mathbf{r} = dv_x dv_y dv_z dx dy dz$ , 则在该微分相空间体积中的粒子数为

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)d\mathbf{v}d\mathbf{r}$$

下面讨论体积(仅指位置空间)和相空间体积(指六维空间)的区别。

对不同质量或电荷的粒子,我们用下标来区分它们。用符号  $f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  表示  $s$  类粒子在相空间中的密度。为了确定在单位位置空间体积中有多少  $s$  类的粒子,就应该不考虑粒子速度来统计相空间体积中的粒子总数,我们对所有的速度积分:

$$n_s(\mathbf{r}, t) = \int d\mathbf{v}f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (2.16)$$

这里  $n_s(\mathbf{r}, t)$  是  $s$  类粒子的数密度(单位体积中的粒子个数),它和质量密度  $\rho_s$  的关系是  $n_s = \rho_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)/m_s$ 。数密度是分布函数的零阶矩。其他感兴趣的量分别是分布函数的更高阶矩。它们通过速度与密切相关量的幂次对相空间分布函数积分获得。例如,一个很重要的量是一群粒子的平均速度  $\mathbf{u}_s$ , 它是分布函数的一阶矩:

$$\mathbf{u}_s(\mathbf{r}, t) = \int d\mathbf{v}\mathbf{v}f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) / \int d\mathbf{v}f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (2.17)$$

如果这个“整体”速度与电子和离子的平均速度不同,则系统中就有电流流动。注意单个粒子的速度  $\mathbf{v}$  和集体粒子的平均速度  $\mathbf{u}_s$  的符号区别。粒子的速度常常比平均速度大几个量级,但是因为粒子速度方向是随机的,所以它们对平均速度的贡献很小。

在等离子体中,为了得到单位体积内所有  $s$  类粒子的平均动能,需对速度积分,把所有  $s$  类粒子的能量加起来再除以总的粒子数。很明显,动能和平均速度  $\mathbf{u}_s$  之间有关系,但我们更关心的是随机运动的动能和平均动能的关系。平均动能的方程为:

<sup>①</sup> 原书误为  $B = \frac{1}{2}mv^2\mu$ , ---译者注

$$\langle \frac{1}{2} m_s (\mathbf{v} - \mathbf{u}_s)^2 \rangle = \int d\mathbf{v} \frac{1}{2} m_s (\mathbf{v} - \mathbf{u}_s)^2 f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) / \int d\mathbf{v} f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (2.18)$$

尖括号表示对体积取平均。

$s$  类粒子的分流体静压强和它们的平均随机能量的关系为

$$p_s/n_s = \frac{2}{N} \langle \frac{1}{2} m_s (\mathbf{v} - \mathbf{u}_s)^2 \rangle \quad (2.19)$$

其中  $N$  是正交速度分量的个数, 通常是 3。在国际单位制中, 压强单位是帕斯卡(Pa),  $1\text{Pa} = 1\text{N}\cdot\text{m}^{-2}$ 。

对一个平衡态系统, 其在相空间的分布符合麦克斯韦分布, 即平均速度为  $\mathbf{u}_s$  的  $s$  类粒子的平衡分布函数。它可写作

$$f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = A_s \exp\left[-\frac{\frac{1}{2} m_s (\mathbf{v} - \mathbf{u}_s)^2}{kT_s}\right] \quad (\text{麦克斯韦分布}) \quad (2.20a)$$

这里,  $k = 1.3807 \times 10^{-23} \text{J}\cdot\text{K}^{-1}$ , 称为玻尔兹曼常量;  $A_s$  是一个与方程(2.16)所示的数密度有关的常数:

$$A_s = n_s (m/2\pi kT)^{\frac{3}{2}}$$

在有些情况下, 我们并不关心粒子速度的方向, 则分布函数的各种表达式可相互关联。例如, 方程(2.20a)在  $\mathbf{u}_s = 0$  时我们可得到

$$\int_{\text{方向}} f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\Omega_s v^2 dv = [4\pi f_s(\mathbf{r}, |\mathbf{v}|, t) v^2] dv = g(\mathbf{r}, v) dv \quad (2.20b)$$

它表示速度处于  $v$  到  $v + dv$  间的粒子数。这里  $g(\mathbf{r}, v) dv$  是单位速度空间中速度在  $v$  到  $v + dv$  间的粒子总数。这个量在  $v$  较小时随  $v$  按平方律增大, 在  $v$  较大时随  $v$  按指数减小。在图 2.3 中显示了以特殊方向的速度  $v_x$  为变量的麦克斯韦分布函数和以速率  $v$  为变量的麦克斯韦分布函数的区别。

对单原子粒子, 其温度是由处于平衡态的粒子分布来定义的, 它和随机运动的平均速度关系可由方程(2.18)得到:

$$\langle \frac{1}{2} m_s (\mathbf{v} - \mathbf{u}_s)^2 \rangle = NkT_s/2 \quad (2.21)$$

$N$  表示粒子分布的“空间自由度”的数目。在等离子体物理中  $N$  通常是 3, 指速度空间中 3 个正交的方向。这在磁场中依然成立, 因为粒子速度可定义为  $v_x - u_{sx}$ ,  $v_y - u_{sy}$  和  $v_z - u_{sz}$  或  $v_{\parallel}$ ,  $|v_{\perp} - \mathbf{u}_s|$  和  $v_{\phi}$  ①, 它们描述了相对回旋中心的三个正交速度方向。从方程(2.19)和(2.21), 我们可得到理想气体定律:

$$p_s = n_s k T_s$$

方程(2.20a)显示在麦克斯韦分布中, 随机速率  $|\mathbf{v} - \mathbf{u}_s|$  大的粒子的比例随  $T_s$  增大。这可以通过定义等离子体的最可几热速度  $v_{T_s}$  来说明:

$$v_{T_s} = (2kT_s/m_s)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{最可几热速度}) \quad (2.22)$$

粒子分布并不总是遵从麦克斯韦分布形式, 而麦克斯韦形式也并不总是代表实际分

① 原书误为  $\phi_s$ 。——译者注

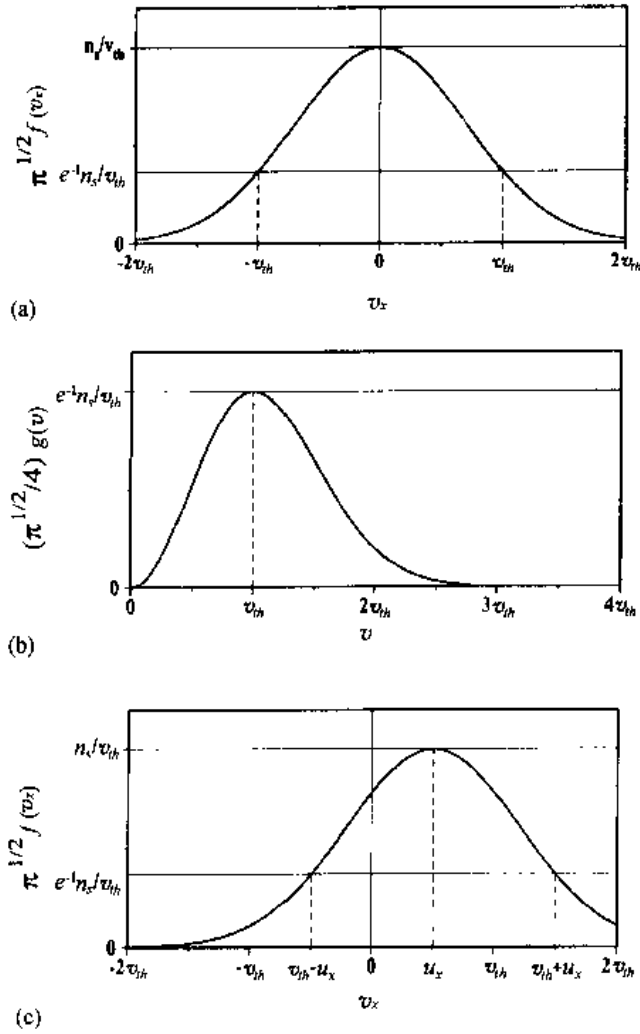


图 2.3 麦克斯韦分布;对图(a)和图(b)等离子体处于静止状态。图(a)显示依赖三维麦克斯韦分布的一个速度分量  $v_x$ 。其他速度分量通过积分去掉了。图(b)显示速度  $v$  的  $g(r, v)$  分布;  $v_{th} = (2kT_s/m_s)^{1/2}$ 。图(c)中等离子体沿  $x$  方向有一个速度  $u_x$ 。在图(a)和图(c)中,最大值的位置并没有因温度的变化而影响。当温度升高时,  $v_{th}$  增大,分布的峰值高度下降,但分布的宽度变宽了。在图(b)中,最大值的位置因温度的升高而向右移动,高度增加了

布。尽管如此,可以采用其他的解析形式,有时可很好地近似观测分布。例如,在平行和垂直磁场方向上的随机速度分布差别较大时,其分布可以用不同的平行和垂直温度代入麦克斯韦分布中表示:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = A'_s \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{m_s (v_{\parallel} - u_{\parallel s})^2}{kT_{\parallel s}}\right] \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{m_s (v_{\perp} - \mathbf{u}_{\perp s})^2}{kT_{\perp s}}\right] \quad (\text{双麦克斯韦分布}) \quad (2.23)$$

这儿  $A'_s = A_s T_s^{\frac{3}{2}} / T_{\perp s} T_{\parallel s}^{\frac{1}{2}}$ 。对这个分布, 我们可分别确定平行于和垂直于磁场的平均随机能量:

$$\left\langle \frac{1}{2} m_s (v_{\parallel} - u_{\parallel s})^2 \right\rangle = \frac{1}{2} k T_{\parallel}, \text{ 和 } \left\langle \frac{1}{2} m_s (v_{\perp} - u_{\perp s})^2 \right\rangle = k T_{\perp s}$$

这表明沿磁场方向有一个自由度而垂直磁场方向有两个自由度。根据这些关系可很容易地从方程(2.19)推导出平行和垂直方向的压强。

有时麦克斯韦形式可很好地适用在某个能段, 但粒子数在高端以幂率下降而不是麦克斯韦分布的指数形式下降。这种情况下可用 Kappa 分布的解析形式来表示。对单个粒子, 它可表示为

$$f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = A_{\kappa s} \left[ 1 + \frac{\frac{1}{2} m_s (\mathbf{v} - \mathbf{u}_s)^2}{\kappa E_{T_s}} \right]^{-\kappa-1} \quad (\text{Kappa 分布}) \quad (2.24)$$

这里有两个分布特征量  $\kappa$  和  $E_{T_s}$ , 代替麦克斯韦分布中的单一温度参数,  $E_{T_s}$  和温度有密切关系,  $\kappa$  表征偏离麦克斯韦形式的程度。这个相当复杂的公式有一些非常有用的特征。在高端 ( $E \gg \kappa E_{T_s}$ ) 时, 它比麦克斯韦分布的下降速度慢得多, 也就是说, 动能接近一个以  $\kappa$  为指数的幂率。在极限  $\kappa \rightarrow \infty$  时, 它变成了温度为  $kT = E_{T_s}$  的麦克斯韦分布。对 Kappa 分布或其他非麦克斯韦分布(往往更真实), 方程(2.21)将不能成立。

虽然相空间分布函数是解释集体粒子行为的理论核心, 但它只能通过间接方法测得。通过测量可给出单位立体角  $d\Omega$  内, 单位能量  $dW$  段中在能量  $W$  处的粒子微分单向通量, 其中  $W = \frac{1}{2} m_s v^2$  是动能。把这个通量写作  $\partial^2 J / \partial \Omega \partial W$ , 我们可发现:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = [m/2W]^{1/2} \partial^2 J / \partial \Omega \partial W \quad \textcircled{1} \quad (2.25)$$

## 2.4 等离子体状态

前一节中的定义可非常普遍地应用到无相互作用的粒子群。本节中我们将考虑等离子体区别于其他无相互作用气体的不同特征。我们在以前提到过等离子体是整体呈电中性的电离气体。我们也指出长程电磁力起主要作用, 但要求密度很低可以忽略近距离的相互作用。现在让我们把这些概念量化, 例如, 在多大的空间尺度上才满足电中性的要求。

单个粒子(假设它是电荷为  $q$  的离子)的静电势是  $\phi = q/(4\pi\epsilon_0 r)$ 。但是, 如果把这个粒子放到包含电子和离子的气体中时, 电子被吸引而靠近它, 于是电子的分布将改变电位, 使在远处的电势减小。离子被排斥, 但它们惯性大, 响应缓慢, 引起的变化也就小。这时的电位叫屏蔽电势, 有如下形式:

$$\phi = q e^{-r/\lambda_D} / (4\pi\epsilon_0 r) \quad (2.26)$$

其中  $\lambda_D$  叫做德拜长度。在由电子和质子组成的等离子体中,

$$\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 kT / ne^2} \quad (\text{德拜长度}) \quad (2.27)$$

① 原书误为  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = [m^2/2W] \partial^2 J / \partial \Omega \partial W$ 。——译者注



其中  $n$  是电子数密度。注意当  $r/\lambda_D$  变大时,电势会变得很小,可见德拜长度给出了一个等离子体离子所能影响的空间尺度的估计值。

德拜长度对理解航天器怎样影响周围的太空等离子体很有帮助。在无碰撞的等离子体中,航天器会带上净的负电荷,因为在相同的电子和离子温度时,电子通量比离子通量大  $\sqrt{m_i/m_e}$  倍,因而航天器电势变成负的。太阳光辐射能使航天器表面释放光电子,经常会产生足够大的负电流,使航天器电势变成正的。任何净电荷都会扰动航天器附近的等离子体,这个易受扰动的区域叫等离子体鞘。这个区域的尺度就是  $\lambda_D$ 。在大于  $\lambda_D$  的地方的等离子体不会因航天器的存在而受影响。

我们称以等离子体离子为中心,  $\lambda_D$  为半径的球为德拜球。德拜球内的粒子数  $N_D = \frac{4}{3}\pi n\lambda_D^3$  正比于  $T^{3/2}/n^{1/2}$ ,这个数要足够大使得可以出现电荷屏蔽现象。我们一般假设粒子数很大,并发生了电荷屏蔽,则用相空间分布函数进行统计处理才会有意义。相应地,  $g = N_D^{-1}$  比较小。等离子体物理学家把  $N_D$  或  $g$  作为等离子体特征参数,但到底用哪一个,他们意见不一。然而他们一致同意在  $N_D$  远大于 1,也就是  $g \ll 1$  时,可把准中性带电粒子气体看作理想等离子体。这表明要求等离子体是高温和低密的等离子体。同样,中性粒子的密度必须足够的低,使得等离子体特征频率不会比碰撞频率小,这样等离子体扰动的衰减将会非常慢。

符合这些参数条件的等离子体天然存在于宇宙中的很多地方。从太阳表面到行星电离层中的很多区域不是完全电离就是高度电离的。太阳风,有磁场的行星粒子辐射带,极区电离层和雷电放电等都是天然产生的等离子体。在地球上,在各种气体放电光源的辉光中和实验室中,特别是受控热核反应研究设备中都可找到等离子体。物理学家对这些系统非常感兴趣,但是等离子体行为的实验室研究,常常因容器和等离子体发生相互作用以及包含的中性粒子的密度相对较高而使问题复杂化。天然产生的等离子体往往没有明

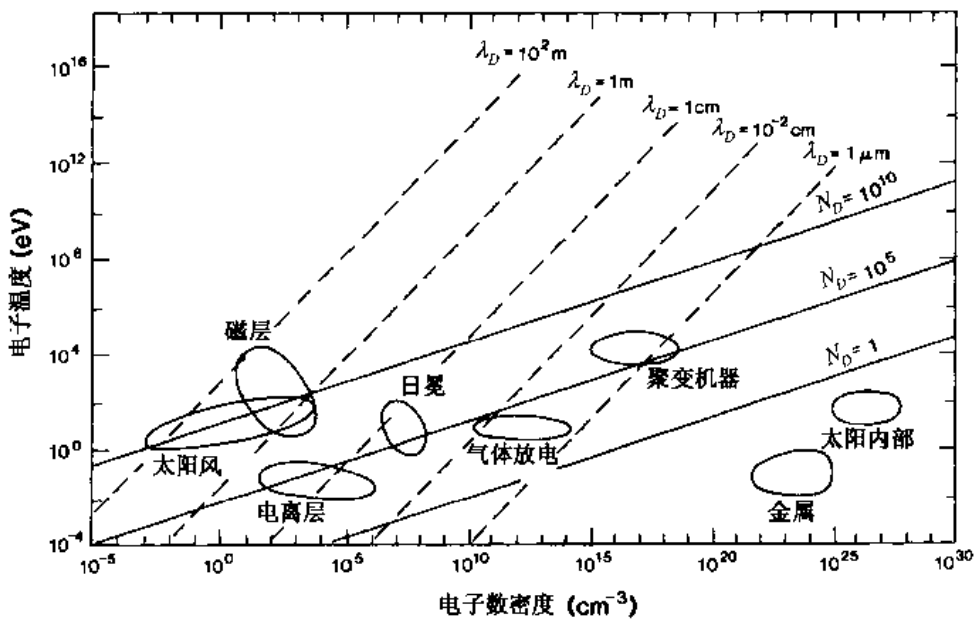


图 2.4 按电子温度和数密度绘出了各种等离子体参数  
同时还标出了多个德拜长度  $\lambda_D$  和德拜球内的粒子数  $N_D$

显的边界效应,而且它们包含的中性粒子密度非常低。因而实验等离子体物理学家和天体物理学家对太空等离子体非常感兴趣。天然存在的等离子体的参数范围如图 2.4 和表 2.2 中所示。磁层和太阳风中的等离子体很接近理想等离子体。航天器探测的结果不会对研究的等离子体系统有明显的影 响,因为航天器的典型尺寸比太空等离子体的尺度小得多。

表 2.2 典型等离子体的属性

等离子体种类	密度( $\text{m}^{-3}$ )	温度(eV)	德拜长度(m)	$N_D$
星际等离子体	$10^6$	$10^{-1}$	1	$10^6$
太阳风	$10^7$	10	10	$10^{10}$
太阳日冕	$10^{12}$	$10^2$	$10^{-1}$	$10^9$
太阳大气	$10^{20}$	1	$10^{-6}$	$10^2$
磁层	$10^7$	$10^3$	$10^2$	$10^{13}$
电离层	$10^{12}$	$10^{-1}$	$10^{-3}$	$10^4$
气体放电	$10^{20}$	1	$10^{-6}$	$10^2$
核聚变装置内	$10^{22}$	$10^5$	$10^{-5}$	$10^7$

为讨论带电粒子在磁场中的行为,我们先来看特征长度(回旋半径)和特征频率(回旋频率)的定义。我们已经确定了与磁场无关的特征长度为  $\lambda_D$ 。还有一个重要频率也和磁场无关,它就是等离子体频率,其角频率可写成

$$\omega_{ps} = \sqrt{n_s e^2 / \epsilon_0 m_s} \quad (\text{等离子体频率}) \quad (2.28)$$

这是一个由于带电粒子扰动引起的等离子体振荡频率。在十二章中讨论等离子体波时它的重要意义就会体现出来。

上述很多讨论都是把等离子体作为只包含离子和电子的气体来考虑的,但是这个条件对于可看作是理想等离子体的电离气体并不是严格必需的。只要中性粒子的密度足够低使得带电粒子和中性粒子间的碰撞非常少就可以了。具体地,这个碰撞频率要比最低的特征频率( $\omega_{ps}$ )还要低。

## 2.5 等离子体的流体描述

我们在本章的开始讨论了单粒子运动,我们已看到如何用在微小空间体积中的平均量(也就是密度、温度和压强等物理量)来描述很多粒子的集体特征。幸运的是,这些平均特征是受流体中质量、动量和能量等基本守恒定律支配的。如果能忽略电磁场的影响,相应的流体方程组就是流体动力学方程组,但是在等离子体中电磁场和电流的作用很重要,我们不得不包括这些效应。我们就必须引入磁流体动力学(MHD)方程组。这个名字听起来有点陌生,但方程组却并不陌生。它们融合了力学和电磁学定律。在本节中我们仍然把等离子体看作电中性的流体,同时假设有两种粒子,用  $s$  代表离子或电子。

当流体从一个地方流到另一个地方时,这个地方的流体数密度状态就会发生变化,也

就是说只有在粒子的源( $S_s$ )和汇( $L_s$ )的地方粒子的数目会变化:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot n_s \mathbf{u}_s = S_s - L_s \quad (\text{连续方程}) \quad (2.29a)$$

其中  $n_s$ 、 $\mathbf{u}_s$ 、 $S_s$  和  $L_s$  是位置和时间的函数。 $S_s - L_s$  是每单位体积中增加  $s$  类粒子的净速率。等离子体离子和电子可能会增加(也就是  $S_s$  可能不为 0), 例如中性成分电离、在适当情况下电荷从一种离子转移到另一种离子。 $s$  类粒子的损失过程包括离子和电子复合为中性粒子、电荷交换等。在很多应用中, 产生率和损失率都足够小, 因此方程(2.29a)的右边可令为 0。但在电离层的应用中, 这种近似可能不太合适。

如果  $S_s$  和  $L_s$  为 0, 方程(2.29a)意味着质量守恒。为证明这一点, 方程(2.29a)两边乘  $m_s$ , 然后在—个固定的体积上积分, 定义  $\int dx \rho_s = M_s$  为该体积中  $s$  类粒子的总质量。其中  $\rho_s = m_s n_s$ 。则

$$\frac{\partial M_s}{\partial t} + \int_{\text{体积}} \nabla \cdot (\rho_s \mathbf{u}_s) d\mathbf{r} = \frac{\partial M_s}{\partial t} + \int_{\text{表面}} d\mathbf{S} \cdot \rho_s \mathbf{u}_s = 0 \quad (2.30)$$

其中  $d\mathbf{S}$  是包含该体积的闭合表面的单位面积(向外为正), 积分对整个体积表面进行。 $\rho_s \mathbf{u}_s$  给出质量通量, 即通过垂直流速方向单位面积的质量。它对表面的积分表示流入或流出该体积的  $s$  类粒子的质量。该体积中质量的瞬时变化是指通过该区域边界流入或流出的净质量。如果在该体积中有一个源, 方程(2.30)就必须修改。在流体中, 类似于单粒子, 动量和力是相关联的。这个关系, 以流体的形式可表示为

$$\left( \frac{\partial (\rho_s \mathbf{u}_s)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_s \mathbf{u}_s \mathbf{u}_s) \right) = -\nabla \rho_s + \rho_{qs} \mathbf{E} + \mathbf{j}_s \times \mathbf{B} + \rho_s \mathbf{F}_g / m_s \quad (2.31a)$$

或

$$\rho_s \left( \frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial t} + \mathbf{u}_s \cdot \nabla \mathbf{u}_s \right) + m_s \mathbf{u}_s (S_s - L_s) = -\nabla \rho_s + \rho_{qs} \mathbf{E} + \mathbf{j}_s \times \mathbf{B} + \rho_s \mathbf{F}_g / m_s \quad (\text{动量方程}) \quad (2.31b)$$

其中  $\rho_{qs} = q_s n_s$  是电荷密度;  $\mathbf{j}_s = q_s n_s \mathbf{u}_s$  是电流密度, 即每秒流过垂直流速方向上单位面积的电荷。方程中最后一项代表诸如重力等非电磁力密度, 它类似于方程(2.2)中介绍过的力  $\mathbf{F}_g$ 。上面的两种形式是等价的。我们可以通过展开方程(2.31a)左边的导数来证明。展开后有四项, 其中两项可用方程(2.29a)中的  $S_s - L_s$  项来表示。方程(2.31b)中括号内的项有时叫做  $\mathbf{u}_s$  的对流导数。它给出因移动到其他不同的空间区域中和来自因明显的系统时间变化而引起的  $\mathbf{u}_s$  的变化率。

方程(2.31a)对解释方程组特别有用。首先考虑流体不流动的情况。则  $\mathbf{u}_s = 0$ , 但它的时间导数不为 0, 那么方程(2.31a)的左边表示流体单元的动量密度的净变化。方程右边的三项表示作用在流体单元上的力密度。第一项是压强。只是均衡的压强不会改变流体的动量, 但如果压强在空间上有梯度存在时, 即在流体单元的一边的压强和另一边不一样时, 流体就会向压强小的方向流动。第二项和第三项分别表示电场力和磁场力。和单粒子方程(参看方程(2.2))类似, 沿磁场方向的电流不会受到磁场力的作用。方程(2.31a)中左边第二项只有在流体流动时起作用。这项说明这样一个事实: 当等离子体从一个地方流到另一个地方时输运了动量密度; 通过体积表面流过了净的动量密度就会改变该体积内流体的动量密度。

现在让我们撇开产生和损失项,假设流体中只有质子和电子。在连续方程(2.29a)两边乘以每种粒子的质量  $m_i$ ,然后把它们加起来,我们发现:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0 \quad (2.29b)$$

方程中我们已假设  $n_p = n_e$ 。这里的  $\rho$  是总质量密度,  $\mathbf{u}$  是质心速度。接下来,我们把离子和电子的动量方程加起来可得:

$$\left( \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) \right) = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{F}_g / m_p \quad (2.32a)$$

或

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{F}_g / m_p \quad (2.32b)$$

这里我们假设  $m_e \ll m_p$ 。注意在方程(2.32a)和(2.32b)中没有电场力存在,因为我们已经假设电荷呈中性。因为等离子体具有无相互作用粒子气体的很多特征,我们可以用理想气体定律把等离子体温度和方程(2.31a)及(2.31b)中的压强联系起来:

$$p = n_p k T_p + n_e k T_e \quad (\text{理想气体定律}) \quad (2.33a)$$

如果  $n_e = n_p = n$ ,并且电子和离子有相同的温度,则

$$p = 2nkT \quad (2.33b)$$

## 2.5.1 麦克斯韦方程组

如果有限速度的粒子进入已存在的磁场中,它们的速度会变化,因为磁场会对它们使力。这个力对电子和离子是不同的,于是就有电流产生。电流反过来改变磁场,于是粒子的运动又会改变。因而解这一系列的方程组有点难度。任何解必须是自洽解。有时我们很幸运,在等离子体中因电流产生的场的变化和原来已有的场比较是足够的小,这样我们能把场近似为已知。但是往往我们必须同时求解所有的东西,这意味着我们必须还要考虑描述电流和电荷密度怎样影响电磁场的方程组。它们就是电磁学中的麦克斯韦方程组。在这一节中我们先写出它们的一般形式。然后我们在磁流体动力学中使用它们的近似形式。

电场遵循泊松方程:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho_q / \epsilon_0 \quad (\text{泊松方程}) \quad (2.34)$$

其中  $\rho_q$  是净电荷密度。将电场代入方程(2.13)的法拉第定律中则有

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (\text{法拉第定律}) \quad (2.35)$$

安培定律把磁场和电流联系起来:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \left( \mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \quad (\text{安培定律}) \quad (2.36a)$$

还有磁场的无散度条件:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.37)$$

有几种方法理解方程(2.37)表示的意义。一种是基于磁通量  $\Phi$  的概念。其定义为

$$\Phi = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.38)$$

其单位是 Wb,  $1\text{Wb}=1\text{T}\cdot\text{m}^2$ 。公式中的积分是对表面进行的。无散度的要求意味着如果积分在空间体积的闭合表面上进行则没有净磁通量穿过此表面。通量可以通过表面,但是从一部分表面出去的通量必然会从另外的表面返回。

用磁力线的概念也可解释方程(2.37)。磁力线是一根任何地方都平行磁场方向的曲线。磁场无散度,等价于这样的情形:穿过闭合表面的磁通量为 0,也就是说不管空间中有多少磁力线发出,最终它们必然会回到出发点而各自闭合。

从方程(2.36a)的散度和方程(2.34)的时间导数,我们发现

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (\text{电流连续性}) \quad (2.39)$$

为使方程组完整,还需要电流密度( $\mathbf{j}$ )和场的关系。欧姆定律正好给出这种关系,但它的形式严格依赖于所考虑问题的特征。因此我们必须修改麦克斯韦方程组使它们满足磁流体动力学的低频限制。

在使用不同的单位制时,麦克斯韦方程组的形式有些变化。理论物理学家首选的单位制是高斯单位制。表 2.1 中给出了国际单位制和高斯单位制的麦克斯韦方程组。在后一种单位制中出现了一些新的因子  $4\pi$  和  $c$  ( $c$  是真空中光速),但没有了真空电导率和磁导率。

## 2.5.2 磁流体动力学的麦克斯韦方程组

方程(2.29)~(2.33)介绍的流体关系式描述了等离子体局部平均形式下的特征。例如,为了测量密度,测量点必须是在一个相对于整个系统尺度很小的空间区域上,但它仍然足够大可容纳统计上所需的粒子数。另外,数量上的变化相对测量过程来说是足够慢。因而,明确地在用等离子体的流体描述中,我们隐含着假设感兴趣的时间尺度比微观粒子运动的时间(即回旋运动周期和等离子体频率倒数)要长,感兴趣的空间尺度比德拜长度和热回旋半径要大。在这样的情况下,使用麦克斯韦方程的近似形式是合适的。特别我们可以去掉方程(2.36a)中和电场成正比的项,使用如下参数:

$$|\nabla \times \mathbf{B}| \approx \frac{B}{L}, \quad \mu_0 \epsilon_0 \left| \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right| \approx \mu_0 \epsilon_0 \frac{E}{\tau} = \frac{E}{c^2 \tau}$$

其中  $L$  和  $\tau$  分别是磁流体动力学特征长度和时间尺度,  $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$  是光速。对于在很长的距离上很缓慢的变化,以及磁流体动力学的非相对论要求,不等式

$$\frac{\mu_0 \epsilon_0 \left| \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right|}{|\nabla \times \mathbf{B}|} \approx \frac{E}{Bc} \frac{L}{c\tau} \approx \frac{v}{c} \frac{L}{c\tau} \ll 1$$

很容易满足。因此方程(2.36a)中右边第二项可以不考虑,则有

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (\text{磁流体动力学限制下的安培定律}) \quad (2.36b)$$

这种形式的安培定律更经常用积分表示:

$$\oint_C \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 \int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.40)$$

其中  $S$  是一曲面,  $C$  是曲面的边界曲线。这种形式的方程常常应用到如下问题上:计算流过一根细长电线的电流产生的磁场,更一般的应用是在电流被限制在特定的空间体积

中的情况。如果电流没有被限制,则微分形式更有用。各项的相对大小也有相似的参数可用到电流连续方程上,因为整个封闭系统是电中性的,正比于电荷密度的时间导数的项都可忽略。电流连续方程变成很有用的形式:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (\text{电流密度无散度}) \quad (2.41)$$

这个方程表明在磁流体动力学系统中所有电流都各自闭合。电荷既没有源也没有汇。方程(2.37),  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ , 在磁流体动力学近似中保持不变,还有法拉第定律也不变:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (\text{法拉第定律}) \quad (2.35)$$

而泊松方程不能简化,因为两边都是小量,但是当其他方程中不出现电荷密度时,这个方程是不需要的。

现在让我们数一数未知量和方程个数。假设我们不用求非常小的电荷密度,则有 14 个未知量:  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{u}$ ,  $\rho$  和  $p$ 。一个矢量有三个分量,故相当于 3 个未知量。关系方程的个数有(2.29b)、(2.32a)或(2.32b)、(2.35)、(2.36b)和(2.37)。一个矢量方程相当于 3 个方程,表面看起来总共有 11 个方程。事实上不是这样,因为方程(2.37)其实是初始条件。这通过拆开法拉第定律(方程(2.35))的两边就可以证明。把旋度拆开,我们发现  $\partial \nabla \cdot \mathbf{B} / \partial t = 0$ 。因而如果在初始时  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ , 则它始终为 0。所以我们只有 10 个独立方程,不足以解所有的未知量。

还有能量守恒方程没有列进去,它的形式为

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho u^2 + U \right) + \nabla \cdot \left[ \left( \frac{1}{2} \rho u^2 + U \right) \mathbf{u} + p\mathbf{u} + \mathbf{q} \right] = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} + \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{F}_g / m \quad (2.42)$$

这个方程中引入了热通量  $\mathbf{q}$  和单原子等离子体的内能密度  $U$ 。这里  $U = nNkT/2$  [见方程(2.21)], 或  $U = Np/2$ 。  $N$  是自由度个数。有时,方程(2.42)左边的  $(U + p)\mathbf{u}$  中的部分也可用焓密度  $h$  表示,即  $h = U + p$ 。

注意引入  $U$  并不意味着增加了一个新变量。热流通量给方程组增加了一个矢量,这个量不是原有未知量的函数。所以我们不是用原有的量来近似表示它就是要增加与  $\mathbf{q}$  有关的控制方程。

很多处理方法都避免直接引入能量守恒定律。取而代之的是假设流体单元在系统中运动时它的熵不变。这表示压强和密度有如下关系:

$$p\rho^{-\gamma} = \text{常数} \quad \text{或} \quad \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p = c_s^2 \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho \right) \quad (2.43)$$

其中  $c_s$  是声速,其定义是

$$c_s^2 = \gamma p / \rho \quad (2.44)$$

$\gamma$  是定压比热与定容比热的比值,通常称为多方指数。如果流体处于热力学平衡态则关系式(2.21)成立,那么  $\gamma = (N + 2)/N$ 。在三维系统中,  $\gamma = 5/3$ 。对太空等离子体的测量表明  $\gamma$  经常偏离  $5/3$ , 它说明在获得  $\gamma$  的表达式时的理想化近似并不总是成立的。欧姆定律可给出电流和场之间的关系,即我们需要的 3 个方程。为推导这个定律,我们回到(2.31b)式,单种粒子的动量方程。为得到方程(2.32),我们把这些方程相加。现在让我们用  $q_e/m_e$  乘它们,然后相减就会发现

$$\mathbf{j} = \sigma \left\{ (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{ne} \nabla p_e - \frac{1}{ne} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{m_e}{ne^2} \left[ \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{j}\mathbf{u}) \right] \right\} \quad (2.45a)$$

其中

$$\mathbf{j} = \sum_s q_s n_s \mathbf{u}_s$$

电导率  $\sigma$  会在后面电离层那章中讨论。在磁化的等离子体中, 它是个张量, 这在后面还会讨论。这里我们还是假设电子质量足够小, 可忽略。

方程(2.45a)的右边最后几项经常可不考虑, 则有

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (2.45b)$$

如果等离子体是无碰撞的, 则  $\sigma$  可能非常大以致方程(2.45b)只有在

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = 0 \quad (2.46)$$

时才满足。正常情况下, 有了方程(2.46)和(2.42)就能使磁流体动力学方程组完整。

方程(2.46)对理解等离子体流很重要。第一, 考虑一个静止的等离子体系统。则  $\mathbf{u} = 0$ , 方程(2.46)简化为  $\mathbf{E} = 0$ ; 就是说, 等离子体在静止状态下, 电场为 0。这可以直观理解。因为没有碰撞就不会阻碍粒子的运动, 所以一旦出现扰动电场, 电荷迅速移动, 产生一个抵消扰动场的反向电场。只要扰动电场的存在时间间隔足够电荷响应就完全可能出现上述结果。因而我们也能看到对于快速变化的电场方程(2.46)不是一个很好的近似, 在第十二章中有这样的例子。

如果  $\mathbf{u} \neq 0$ , 方程(2.46)要求必须有电场存在, 反过来, 有电场存在时等离子体必然流动。这些观点在以后的章节中将有许多应用。如果方程(2.46)成立, 就可以证明在 MHD 流中磁通量会被冻结在流体上。为解释高导电率 MHD 流体的这个属性, 我们来考虑和磁力线不平行的截面  $S$ 。然后我们可用方程(2.38)来计算穿过此截面的总磁通量  $\Phi$ 。冻结条件告诉我们: 如果我们跟踪某个在系统中移动的截面  $S$  上的流, 那么不管此截面的位置和形状如何变化, 通过此截面的通量始终保持不变。我们认为穿过此截面的磁力线被紧紧束缚住了, 截面扩大或收缩时, 磁力线也跟着分散或聚集。磁场因此也变弱或变强, 但是  $\mathbf{B}$  和  $S$  变化的综合效果是  $\Phi$  保持不变。这种效应示意在图 2.5 中, 其中初

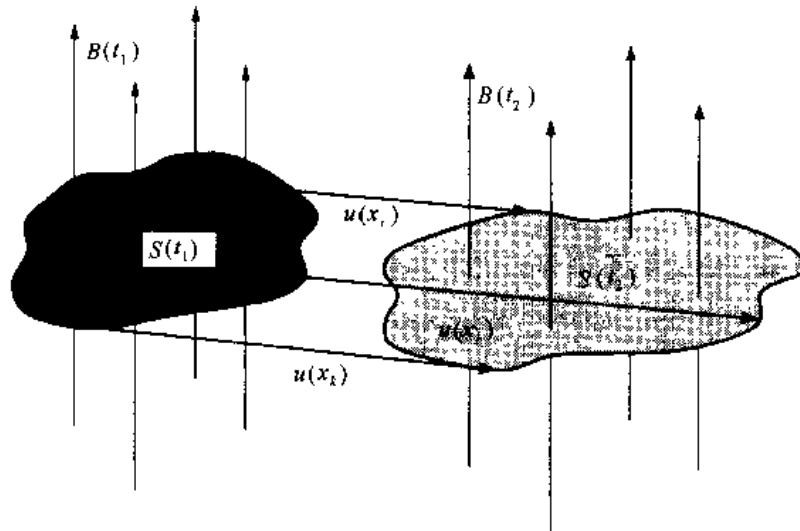


图 2.5 冻结流示意图

在  $t_1$  时刻穿过截面  $S(t_1)$  的并垂直截面的磁场分量为  $B_{n1}$ , 在  $t_2$  时刻穿过截面  $S(t_2)$  的并垂直截面的磁场分量为  $B_{n2}$ 。由冻结流条件可知:  $B_{n2} = B_{n1} S(t_1) / S(t_2)$

始截面标记为  $S(t_1)$ , 后来的截面标记为  $S(t_2)$ 。如果我们沿着磁力线取出所有时间的此截面, 我们就能得到称之为通量管的一段空间体积。通量管上任何截面上的积分  $\int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$  都相同。进一步可知, 冻结流条件还意味着所有原来在通量管中的粒子会一直随着此通量管运动。

冻结流的概念允许我们把磁力线看作在系统中运动。事实上是等离子体沿着磁力线运动, 但是可以认为是冻结流和等离子体一起运动。虽然这个概念很有用, 并在以后的章节中会用到, 但它只有在假设方程(2.46)成立的条件下才正确, 在应用中要谨慎。

磁通量的概念引出了另一个磁场中粒子运动不变量。当粒子在缓变磁场(例如轻微扭曲的偶极场)中运动时会反弹和漂移, 其轨迹描出一个三维壳, 称为漂移壳, 见示意图 2.2。壳中任何与封闭曲面正交的截面上的通量是相等的。不管是在赤道还是在高纬这都是正确的。如果场在缓慢变化, 更精确地说, 场变化的时间尺度比粒子绕场漂移一周的时间要长, 则漂移壳中的通量会保持不变。粒子漂移壳中的磁通量被定义为第三绝热不变量。

## 2.6 磁流体动力学方程的两个应用

本章讨论的磁流体动力学方程能应用到很多类型的问题上, 在本书的其他地方还有例子。在这里我们只非常简单地介绍两个基本应用。

### 2.6.1 磁压强和张力

在动量方程(2.32)的右边, 磁力以  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  的形式出现。用安培定律(2.36b), 我们会发现

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = -\nabla B^2 / 2\mu_0 + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} / \mu_0 \quad (2.47)$$

比较方程(2.47)和(2.32), 可将  $B^2/2\mu_0$  的负梯度和粒子压强  $p$  的负梯度对应, 得到磁压强

$$p_B = B^2/2\mu_0 \quad (2.48)$$

等离子体压强和磁压强之比用符号  $\beta$  代表

$$\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0} \quad (2.49)$$

$\beta \ll 1$  的等离子体叫“冷”等离子体;  $\beta \geq 1$  的等离子体叫“热”等离子体, 它的等离子体电流会变得重要。(2.47)中的另一项  $(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} / \mu_0$  可分解为两个分量。一个分量是场向分量  $\hat{\mathbf{b}} \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} / \mu_0 = \hat{\mathbf{b}} \hat{\mathbf{b}} \cdot \nabla B^2 / 2\mu_0$ , 忽略磁压强梯度的场向分量, 因此只有垂直分量  $\nabla p_B$  作用到等离子体上。另一分量是沿逆磁力线曲率半径的方向

$$(B^2/\mu_0) \hat{\mathbf{b}} \cdot \nabla \hat{\mathbf{b}} = -\frac{\hat{\mathbf{n}} B^2 / \mu_0}{R_c}$$

其中  $\hat{\mathbf{n}}$  是垂直向外的单位矢量。这个分量只有弯曲的磁力线才有, 类似一根弯曲绳子在



垂直方向产生的力。这两种情况中垂直力的作用是减小曲率。这种类似性导致我们引用磁张力这个术语来描述力的这个分量,但我们通常把它叫做曲率力或惯性离心力。

## 2.6.2 磁流体动力学波,特征速度和激波

本书后面章节中很多地方需要熟悉系统激发的基本波模,即磁化流体中的自然波模。在第十一章中将详细讨论磁流体动力学波的解法。这里我们仅仅介绍一些波的术语,粗略介绍波的特性,为以后的有关波的章节奠定基础。波来自于系统扰动。一个熟悉的例子是中性气体中的声波。在中性气体动力学中,电磁场不起作用。基本的扰动是压强的变化,声波携带了压强扰动。在磁化等离子体中,动力学不仅涉及粒子压强而且还涉及电磁场。因而波既与粒子压强扰动有关又与电磁场扰动有关。

为找出系统对扰动的反应,方便的办法是假设系统开始时是平衡的,并且扰动的幅度很小。假设我们只对少量感兴趣,则从数学上我们可以把方程作线性化处理。对磁流体动力学方程,我们发现扰动满足波方程,其解为正比于  $\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}$  的正弦和余弦(或者说复指数项)。这些解是沿平行  $\mathbf{k}$  方向传播的,角频率为  $\omega$ , 波长为  $\lambda = 2\pi/k$  的平面波。这些波的相速度为:

$$v_{\text{ph}} = \hat{\mathbf{k}}(\omega/k) \quad (2.50a)$$

波能是跟着群速度传播

$$\mathbf{v}_g = \nabla_{\mathbf{k}}\omega = \hat{\mathbf{e}}_x \frac{\partial \omega}{\partial k_x} + \hat{\mathbf{e}}_y \frac{\partial \omega}{\partial k_y} + \hat{\mathbf{e}}_z \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \quad (2.50b)$$

这两个方程确定了  $\mathbf{k}$  和  $\omega$  的关系, $\mathbf{k}$  和  $\omega$  的这个关系叫色散关系,它由线性化方程得出。

在热磁流体动力学等离子体中,可获得三种不同波的解。其中两种波模使等离子体压强和磁压发生变化,也使等离子体密度发生变化。它们叫做压缩波。第三种波模不会改变等离子体压强和密度,它只引起场线弯曲。这类波叫做剪切阿尔文波。剪切阿尔文波以  $v_{\text{ph}} = v_A \cos\theta$  速度传播,其中  $v_A$  叫阿尔文速度,满足如下关系式:

$$v_A = B/(\mu_0 \rho)^{\frac{1}{2}} \quad (2.51)$$

$\theta$  是  $\mathbf{k}$  和  $\mathbf{B}$  之间的夹角。这表明波不可能沿垂直背景磁场  $\mathbf{B}$  方向传播。波的群速度平行  $\mathbf{B}$ , 即波能沿着背景磁场方向传播。因为  $\mathbf{k}$  和  $\mathbf{B}$  间有一夹角,磁场方向的扰动垂直  $\mathbf{B}$  和  $\mathbf{k}$ 。阿尔文波的这些特性将在以后的章节中经常用到。

速度  $v_A$  是磁流体动力学等离子体的基本参数。如果我们早先用磁张力的概念,就可能把阿尔文速度描述为沿着一根绳的波的速度。阿尔文波不改变等离子体密度、等离子体压强或场强;它的特点是横向(相对于  $\mathbf{B}$ )磁场、电场、等离子体速度和电流密度的振荡扰动。

在压缩波中,等离子体的所有参数都变化,包括磁场的场向分量  $b_{\parallel}$  (它改变场强和磁压强)和等离子体压强。压缩波的扰动磁场位于  $\mathbf{B}$  和  $\mathbf{k}$  平面上。这个特性对讨论波模间的区别是非常重要的。

其中一种压缩波叫快模波,可沿任何方向传播,并能沿任何方向传输能量。它的粒子压强和密度扰动与  $b_{\parallel}$  的扰动同相位。这意味着磁压强和粒子压强同时增大或减小。快模波的相速度大于或等于  $v_A$ , 但是它的实际速度随传播方向的不同而不同。垂直  $\mathbf{B}$  的

传播方向上,相速度为  $v_F = (v_A^2 + c_s^2)^{\frac{1}{2}}$ , 在沿着磁场的传播方向上的相速度大于  $v_A$  和  $c_s$ 。这里  $c_s$  是式(2.44)定义的声速。

另一种压缩波叫慢模波。粒子压强和密度的扰动变化与  $b_{\parallel}$  和磁压强的扰动反相。其相速度  $v_S$  小于或等于  $v_A$ , 在沿着  $\mathbf{B}$  的方向上最大, 并且它不能沿垂直  $\mathbf{B}$  方向传播。注意三种波的相速度满足

$$v_F \geq v_A \geq v_S$$

有时剪切阿尔文波也叫中间波。

就像在中性气体中非常大的压强扰动会变成激波一样, 磁流体动力学等离子体的压缩波在适当的条件下, 也能升级为激波(中间波不会变成激波)。在经过激波面时, 粒子压强和磁压强的变化可能一致(即到激波后面时都升高)也可能相反(在激波后面粒子压强增大而磁压强减小)。在第一种情况下, 激波的变化按照快模波法则, 叫快激波。第二种情况, 激波的变化按照慢模波法则, 叫慢激波。就像在小幅度的压缩波中一样, (压缩)激波(不管是快还是慢)的场变化位于传播矢量(垂直激波前沿)和未扰动磁场的平面上。这意味着位于激波两边的法线和磁场在同一平面上。这种特征叫做共面原理。

## 2.7 结 语

当我们读完本书的以后章节后, 对本章中的方程和数学知识将会更熟悉。在以后的章节中, 这里的概念和方程将用来解释太空等离子体的观测数据和现象。这里介绍的大部分概念会多次用到。这里讲到的应用例子可帮助我们加深对背景知识的理解。在学习出现在太空等离子体中的特殊过程时, 可能还需要参考本章内容。

### 附录 2A 磁场中非相对论带电粒子的一些性质

在非相对论限制条件下, 粒子速度和动能的关系近似为

$$v_p(\text{km} \cdot \text{s}^{-1}) = 440 \sqrt{W_p(\text{keV})}$$

$$v_e(\text{km} \cdot \text{s}^{-1}) = 18\,800 \sqrt{W_e(\text{keV})}$$

电子能量  $W_e$  大约小于 25keV, 离子能量  $W_p$  大约小于 50MeV 时满足非相对论近似条件。

图 2A.1 显示了回旋半径随粒子能量  $W$  和磁场  $B$  的变化规律。图中画出了

$$\text{质子回旋半径(km)} = 4\,600 \sin\alpha W^{\frac{1}{2}}(\text{keV})/B(\text{nT})$$

$$\text{电子回旋半径(km)} = 107 \sin\alpha W^{\frac{1}{2}}(\text{keV})/B(\text{nT})$$

其中  $\alpha$  是粒子投掷角。在图中我们取  $\alpha = 90^\circ$ 。

在偶极场中, 赤道投掷角  $\alpha_{\text{eq}}$  和磁镜点纬度  $\lambda_m$  的关系为

$$\sin^2 \alpha_{\text{eq}} = \cos^6 \lambda_m / (4 - 3 \cos^2 \lambda_m)^{\frac{1}{2}}$$

在赤道上  $LR_E$  处的损失锥的夹角  $\alpha_{\text{lc}}$  为

$$\sin \alpha_{\text{lc}} = [L^3(4 - 3/L)^{\frac{1}{2}}]^{-\frac{1}{2}}$$

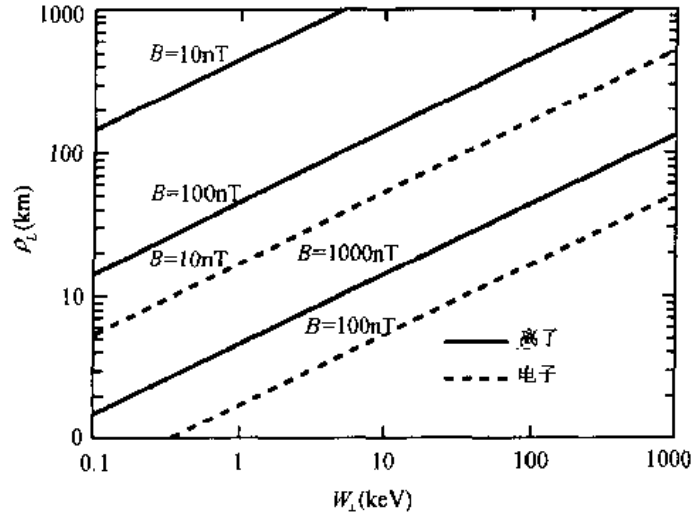


图 2A.1 对几个给定的磁场强度, 离子和电子的拉摩半径和垂直能量的关系

粒子从初始位置出发到被弹回的弹跳周期  $T_B(\alpha_{eq})(s)$  为

$$T_B(\alpha_{eq}) = \frac{4LR_E}{v} T(\alpha_{eq})$$

其中  $T(\alpha_{eq})$  的值的范围是 0.74 ( $\alpha_{eq} = 90^\circ$  时) 到 1.38 ( $\alpha_{eq} = 0^\circ$  时)。对质子和电子, 弹跳周期分别为

$$T_{Bp}(\alpha_{eq}) = (58L \sqrt{W_p}) T(\alpha_{eq})$$

$$T_{Be}(\alpha_{eq}) = (1.36L \sqrt{W_e}) T(\alpha_{eq})$$

在偶极场中, 单个带电粒子的平均弹跳方位角的漂移速度为:

$$v_D(R_E / \text{小时}) = 8.5L^2 W(\text{MeV}) g(\alpha_{eq})$$

相应的漂移周期为

$$T_D(\text{分}) = (44/LW(\text{MeV})) g(\alpha_{eq})$$

其中

$$g(\alpha_{eq}) = 0.7 + 0.3\sin(\alpha_{eq})$$

### 参 考 读 物

定性描述:

Akasofu, S.-I., and Y. Kamide (eds.). 1987. *The Solar Wind and the Earth*. Dordrecht: Reidel.

Friedman, H. 1986. *Sun and Earth*. San Francisco: Freeman (see especially chap. 5).

定量描述:

Boyd, T. J. M., and J. J. Sanderson. 1969. *Plasma Dynamics*. New York: Barnes & Noble.

Chen, F. F. 1974. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. Vol. 1: Plasma Physics*. New York: Plenum Press.

Dendy, R. O. 1990. *Plasma Dynamics*. Oxford University Press.

Nicholson, D. R. 1983. *Introduction to Plasma Theory*. New York: Wiley.

Nishida, A. 1978. *Geomagnetic Diagnosis of the Magnetosphere*. Berlin: Springer Verlag.

Priest, E. R. (ed.). 1985. *Solar System Magnetic Fields*. Dordrecht: Reidel. (see especially chap. 2, introduction to Alfvén and other MHD waves, and chap. 8, on shocks).

## 习 题

### 2.1 带电粒子受到的洛伦兹力为

$$\mathbf{F}_L = q\mathbf{E} + q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

在没有电场时,带电粒子的运动分成两部分:一是沿着磁场匀速运动;另一是垂直磁场作圆周运动。回旋半径  $\rho_c$  为

$$\rho_c = \frac{mv_{\perp}}{qB}$$

回旋频率为

$$\Omega_c = \frac{qB}{m}$$

计算在 100nT 的磁场中质子的回旋频率(Hz),在 1000nT 的磁场中电子的回旋频率和一次电离的氧离子在 50000nT 的磁场中的回旋频率。估算一下在赤道平面上离地球多远的地方能发现这些回旋频率?质子以  $2 \times 10^5 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$  的速度垂直进入 100nT 的磁场后的回旋半径是多少?如果地球偶极磁场在  $B = 100\text{nT}$  的地方变化了 2 倍,比较在赤道平面上,原来  $B = 100\text{nT}$  的地方和变化后的  $B = 100\text{nT}$  的地方分别距地球的距离。质子的第一绝热不变量是否保持不变?

### 2.2 对下列场分别描绘电子和质子的轨迹。定义你自己的坐标系统。标明磁场和电场以及坐标系统各轴的方向。在最合适的平面内描绘出带电粒子的运动轨迹。并说明粒子的热能,以及相对电漂移速度的大小。

- (a) 假设静止稳恒磁场的方向沿  $x$  轴,没有电场。粒子的初速度为  $v_x = 0, v_z = v_0$ 。
- (b) 假设静止稳恒磁场的方向沿  $z$  轴,没有电场。带电粒子的初速度  $v_x$  和  $v_z$  不为 0。
- (c) 假设静止稳恒磁场的方向沿  $y$  轴,静电场沿  $z$  轴方向。带电粒子初始是静止的。
- (d) 假设静止稳恒磁场  $\mathbf{B}$  的方向沿着  $y$  轴,静电场  $\mathbf{E}$  沿  $z$  轴方向。带电粒子以  $v_0 = v_x + v_z$  的初速度沿  $x$  轴方向运动,其中

$$v_x = \frac{|\mathbf{E} \times \mathbf{B}|}{B^2} \text{ 和 } v_{\perp} > v_x$$

- (e) 假设磁场方向沿  $z$  轴,并且随  $z$  的增加磁场强度也增加。带电粒子具有  $v_x$  和  $v_z$  的初速度,并且  $v_x \ll v_z$ 。
- (f) 在上述(a)~(e)中,哪种条件下会在电中性的等离子体中产生电流?
- (g) 如果把条件(d)改为电场为  $10\text{mV} \cdot \text{m}^{-1}$ ,磁场为 100nT,则粒子的漂移速度有多少?

### 2.3 考虑上个问题的条件(d),假设电子和离子的温度相同,磁场 $\mathbf{B} = B_y$ ,静电场 $\mathbf{E} = E_z$ 。并假设还存在缓慢运动的中性原子,即中性原子的速度远小于离子的热速度。像习题 2.2 一样定性描绘出漂移路径,并计算如下假设时的电子和离子的漂移速度:

- (a) 平均每个离子回旋周期发生一次碰撞;
- (b) 平均每个回旋周期发生两次碰撞;
- (c) 平均每 5 个离子回旋周期发生一次碰撞。

### 2.4 热平衡的气体中有各种速度的粒子。最有可能的粒子分布是一维麦克斯韦分布:

$$f(v) = A \exp\left(-\frac{1}{2}mv^2/kT\right)$$

其中  $A$  是标准化常数。这个分布显示在图 2.3(a)中。分布的宽度是由温度  $T$  确定的。粒子的数密度等于对所有速度的积分。在三维时的关系是

$$n = \int_{-\infty}^{+\infty} f(v) d^3v$$

(a) 推导出 一维和二维麦克斯韦分布的常数  $A$ 。

(b) 如果函数  $g(v)$  的平均值为

$$\langle g(v) \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} g(v) f(v) d^3v}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(v) d^3v}$$

推导温度为  $T$  的一维麦克斯韦的速度的平均值和动能的平均值。速度方均值的开方叫热速度，但是它和分布[方程(2.22)]的最可几速度不同。

2.5 质量为  $m$ ，电荷为  $e$  的静止粒子在  $\mathbf{E} = E_x \mathbf{e}_x$  和  $\mathbf{B} = B_z \mathbf{e}_z$  的电磁场中。在  $x$  平面中它以摆线运动：

$$x = \frac{E_x}{\Omega B} (\Omega t - \sin \Omega t)$$

$$y = \frac{E_x}{\Omega B} (1 - \cos \Omega t)$$

其中  $\Omega = eB/m$ 。运动的周期是  $\Omega$ 。请问运动的波长是多少？

2.6 在地球磁赤道上的磁场强度为

$$B = B_0 (R_E/r)^3$$

其中  $B_0 = 0.3\text{G}$ ， $R_E$  是地球半径， $r$  是地心距。推导能量为  $W$  的粒子以  $90^\circ$  的投掷角(粒子速度  $\mathbf{v}$  和  $\mathbf{B}$  之间的夹角)在赤道平面上的漂移周期(粒子绕地球漂移一周的时间)的表达式。(提示：仔细考虑这里隐含的条件)。估算距地心  $5R_E$  能量为  $1\text{keV}$  的质子和电子的周期值。并和如下值比较：

(a) 作用在相同粒子上的重力引起的漂移；

(b) 在相同位置不带电的粒子的轨道周期。

# 第三章 太阳及其磁流体力学

E. R. Priest

## 3.1 引言

对天文学家来说,太阳只是一个光谱特征为 G2V,星等为 4.8 的相当普通的恒星,但它与地球如此贴近,因而和我们息息相关,对它的研究也是最为直观的。太阳的主要参数如下:

年龄 =  $4.5 \times 10^9$  a

质量 =  $1.99 \times 10^{30}$  kg

半径 = 696 000 km(696Mm)

平均密度 =  $1.4 \times 10^3$  kg·m<sup>-3</sup>( $1.4$  g·cm<sup>-3</sup>)

距地球的平均距离(1 个天文单位) =  $150 \times 10^6$  km(215 个太阳半径)

表面重力 =  $274$  m·s<sup>-2</sup>

表面逃逸速度 =  $618$  km·s<sup>-1</sup>

辐射通量(发光本领) =  $3.86 \times 10^{26}$  W( $3.86 \times 10^{33}$  erg·s<sup>-1</sup>)

赤道自转周期 = 26 d

质量损失率 =  $10^9$  kg·s<sup>-1</sup>

有效黑体温度 = 5 785K

太阳赤道与地球轨道平面夹角 = 7°

成分:约 90%的氢, 10%的氦,0.1%的其他成分(碳、氮、氧……)

将以上特征进行更直观的描述,我们注意到:太阳的质量是地球的 330 000 倍;半径是地球的 109 倍;地球的平均密度是太阳的 4 倍;地球表面的大气密度是  $1$  kg·m<sup>-3</sup>,这意味着地球海平面的气压是太阳表面的 5 倍,一个天文单位(AU)是太阳半径的 215 倍,太阳光到达地球需要 8 min 的时间,太阳辐射在地球表面的通量是  $1$  kW·m<sup>-2</sup>;太阳表面的重力加速度是地球的 27 倍;在太阳赤道自转带来的速度为  $2$  km·s<sup>-1</sup>。

表 3.1 太阳系、日冕和太阳风的成分

元素 <sup>a</sup>	太阳系 <sup>b</sup>	日冕 <sup>c</sup>	太阳风 <sup>d</sup>
H	1 350	—	1 900
He	108	72	75
C	0.6	0.41	0.43
N	0.12	0.12	0.15
O	1.00	1.00	1.00

续表

元素 <sup>a</sup>	太阳系 <sup>b</sup>	日冕 <sup>c</sup>	太阳风 <sup>d</sup>
Ne	0.14	0.14	0.17
Na	0.003	0.012	—
Mg	0.053	0.192	—
Al	0.004	0.147	—
Si	0.050	0.176	0.22
S	0.026	0.043	—
Ar	0.005	0.004	0.004
Ca	0.003	0.014	—
Fe	0.045	0.223	0.190
Ni	0.002	0.008	—

a. 元素含量以氧为标准,表中列出的仅为含量超过  $10^3$  的元素

b. 摘自 Anders 和 Ebihara(1982)

c. 由太阳高能粒子探测资料换算所得到的值(Crook et al., 1984; Breneman and Stone, 1985)

d. 摘自 Bochsler 和 Geiss(1989)

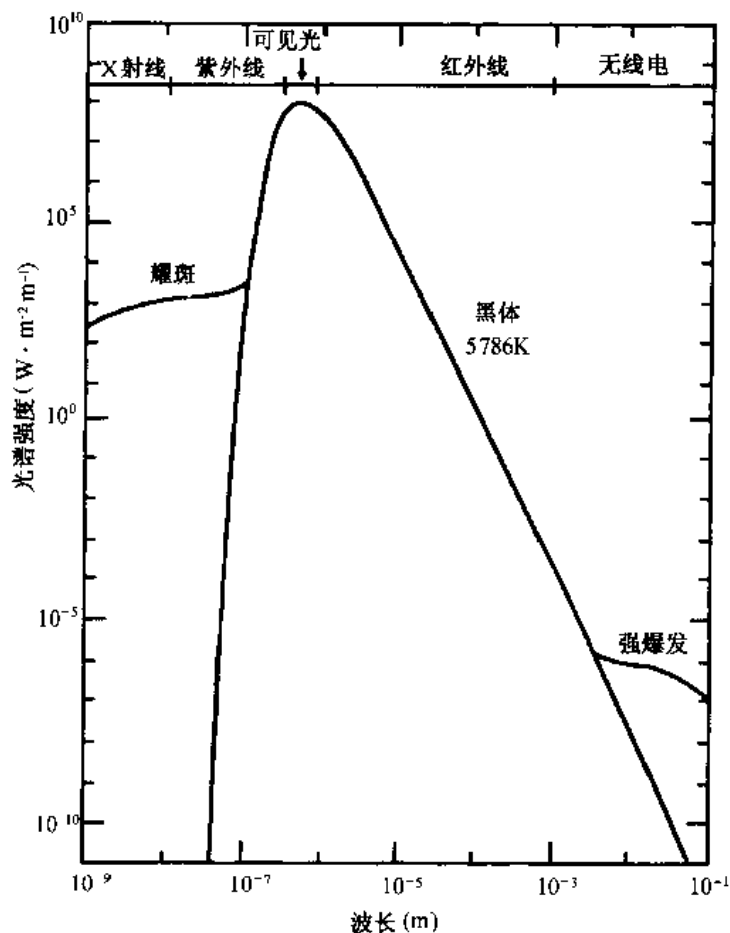


图 3.1 由波长决定的太阳表面的辐射谱

太阳是一个气体构成的巨大球体,这些气体是靠自身的万有引力而被聚集和压缩在

一起的,它主要由氢(90%)和氦(10%)组成。由于太阳上的高温,这些气体绝大部分是电离的碳、氮、氧等成分约占太阳质量的 0.1%,其比例与地球的情况相似。表 3.1 列出了我们现有的最为精确的太阳系、日冕和太阳风成分的估算值。

太阳大气由三个层次组成,最下面的是光球,它是一层厚度仅为 500km 的“表皮”但却发射出几乎全部的太阳光,其密度为  $10^{23}\text{m}^{-3}$ 。光球上面是更为稀薄,透明度更高的色球层,其密度为  $10^{17}\text{m}^{-3}$ 。再向上是日冕,在太阳附近,日冕密度一般为  $10^{15}\text{m}^{-3}$ ,它可以延伸到地球轨道(这里的密度仅为  $10^7\text{m}^{-3}$ ),甚至更远。太阳的温度在光球层降到最小值 4 200K(作为比较,烧红的铁的温度为 1 400K,灯泡中的发亮的灯丝温度为 3 900K)。太阳的等效温度为 5 785K,其黑体辐射能谱如图 3.1 所示。应该指出,在太阳活动期间会出现波长更长和更短的辐射,温度为  $T$  的黑体的辐射的积分通量可由 Stefan-Boltzmann 定律表示为

$$R = \sigma T^4$$

式中  $\sigma$  的值为  $5.67 \times 10^{-8}\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$ 。

从太阳大气向外,通过色球层向外,温度缓慢上升。而在 2 或 3Mm 处的日冕处,温度陡然上升到  $2 \times 10^6\text{K}$  左右,这一日冕层的温度突变仅在 1940 年有记录。这样的高温容易引起误解,事实上,如果你的手伸进一个盛有这样的日冕气体的瓶中,其温度仅有很小的上升,因为日冕的稀薄程度意味着它只能容下很小一部分热能。

传统理论对太阳的认识是:除了太阳黑子区域,其余所有区域的磁场都是无足轻重的,可以用一个很小的值 1 G(高斯)来表征,太阳大气被认为是被声波加热的,日冕的过剩压力驱动着一个被称为太阳风的膨胀过程,对太阳内部无从观测,理论模式认为太阳的核心如同一座在  $1.5 \times 10^7\text{K}$  下正常运行的核反应堆,释放的能量来自每秒钟五百万吨氢转化为氦的核聚变反应。表 3.2 列出了生成氦的聚变反应过程,核反应的一个副产品是中微子,其产生率为 6 个太阳中微子单位(SNU)。图 3.2 显示的是传统意识中的太阳内部结构,内部的温度随半径的增加下降如此之快,使最外面的 1/4 部分处于对流不稳定状态,表现为一个湍动对流带,核心部分形成的辐射极其缓慢地泄漏出来。太阳内部的透明度很小,像有一层浓雾,因而辐射经过了多次的折射。按直线计算,辐射传到太阳表面只需要 2 s,但多次的折射却使这一过程长达一千万年。处于核心和对流层之间的区域,我们称为辐射层。

表 3.2 太阳内部的核聚变反应过程

$2(^1\text{H} + ^1\text{H}) \rightarrow 2(^2\text{H} + e^+ + e^- + \nu)$	
$2(e^+ + e^-) \rightarrow 2\gamma$	
$2(^2\text{H} + ^1\text{H}) \rightarrow 2(^3\text{He} + \gamma)$	
$3^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + 2^1\text{H} + \gamma$	
$4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + 5\gamma + 2\nu$	(总反应结果)

太阳上的不同层次的表现形式是各异的。光球联系着对流带顶部的特征,因而它上面均匀地分布着粒状结构,勾勒出了相应的对流单元,太阳白光照片显示日面上的黑子可分为两组,一组位于赤道北侧,另一组分布于南侧,另外用不同的波长对太阳进行观测,我



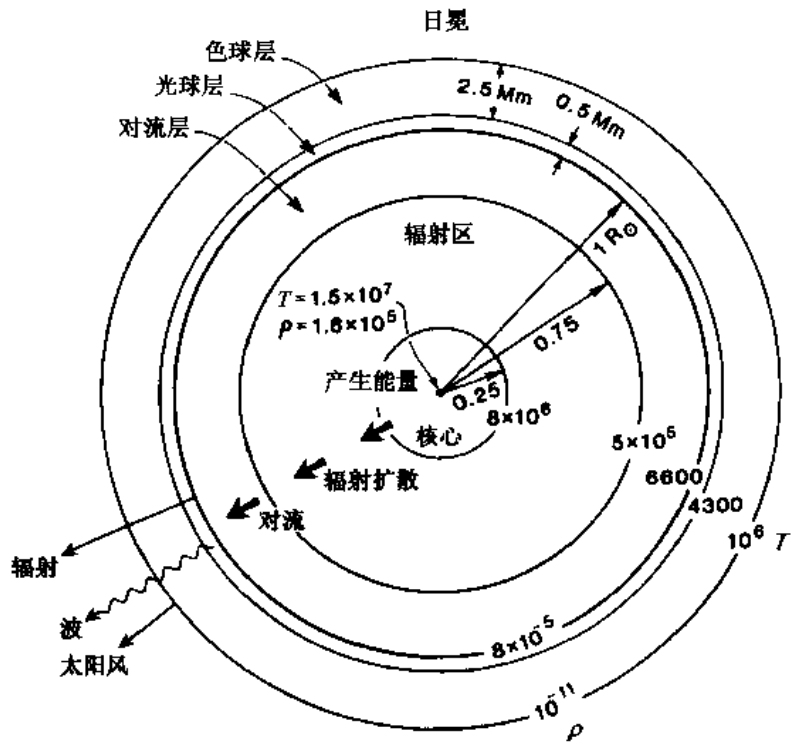


图 3.2 太阳内部结构(包括日核、辐射层和对流层)和太阳大气(光球、色球和日冕)示意图

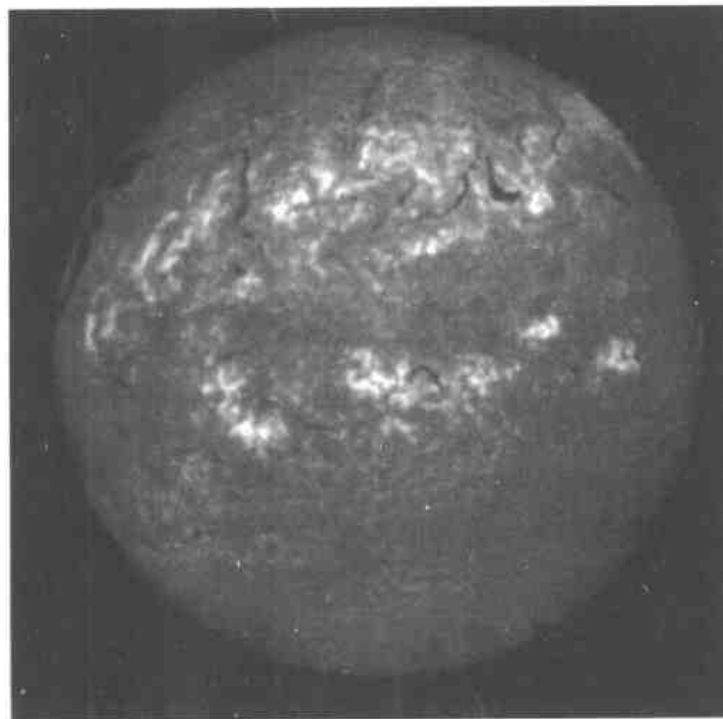


图 3.3  $H_{\alpha}$  谱段的色球图像(选自 Courtesy B. Schmieder, Meudon 天文台)  
图中显示了活动区(明亮区域)及暗条或日珥(日面上的深色条状区)

们可以得到不同深度的太阳大气特征,例如用称为  $H\alpha$  滤波器的装置观测色球层能看到众多的结构(图 3.3)。环绕太阳黑子的区域比背景要亮,我们称为活动区,这些区域经常发生迅速的闪亮,这就是太阳耀斑。此外,还有细细的暗结构,称为暗条或日珥。日食期间,我们可以有几分钟时间观测到日冕(图3.4),其中含有很漂亮的结构。

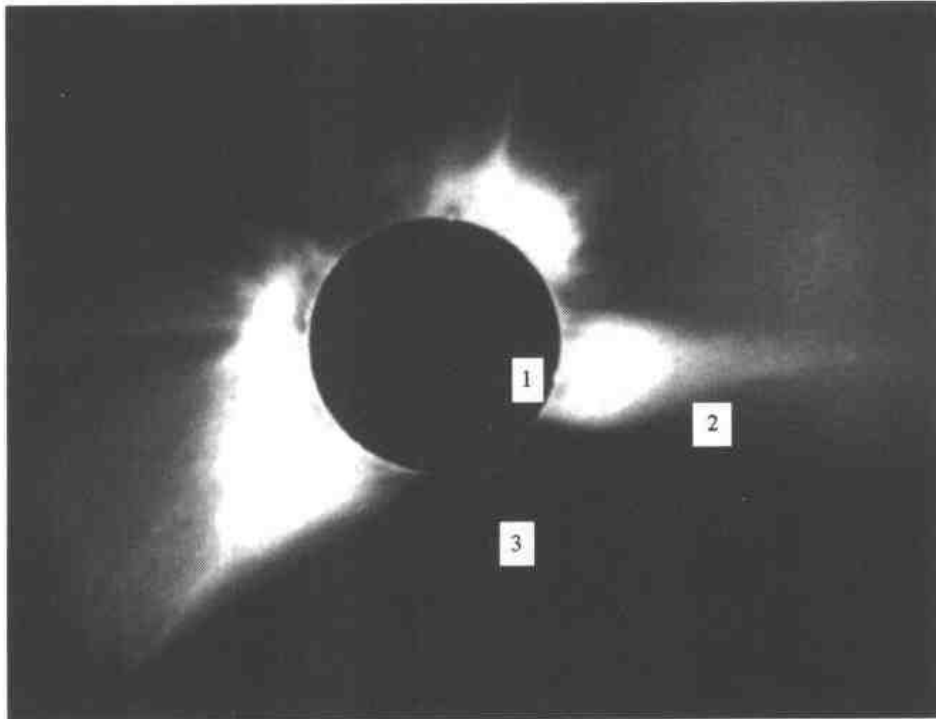


图 3.4 日食期间的白光日冕所对应的结构  
1. 日珥;2. 粒子流;3. 冕洞(高纬天文台供稿)

## 3.2 新的太阳

很多传统的认识在近几年中发生了彻底的改变,太阳物理的革命一方面源自理论研究的进展,一方面则是由于高精度地面观测的实现,还有卫星上进行的空间 X 射线观测,如 SKYLAB 和太阳峰年任务(SMM)等计划。我们现在认识到太阳的等离子体大气具有很强的结构和动力学特征,我们所看到的现象大部分是由磁场导致的,而大部分地区发生的磁场与等离子体的相互作用可用磁流体力学加以描述。

前面提到地球上探测到的电中微子的强度只有 2SNU,这可能是由于溶合效应导致日核温度未达到预期值,或是由于电中微子具有质量,因而在到达地球之前已有三分之二转变成  $\mu$ -和  $\tau$ -中微子的缘故。

太阳的全球性振荡是一个重要发现,其幅度为每秒几个厘米,迄今为止已发现了上千种的常规的振荡波形,太阳像钟一样地振荡着,其振荡特征可用来探测太阳内部,进而得出太阳的结构,如同用地震法探测地球结构一样。振荡是驻留于表面和一定深度之间的声波,这一深度与球谐函数的阶有关。在全世界,专用仪器构成了一个网络,对太阳不间

断地进行了数年的观测来破解这些信号,初步结果显示了对流层底部的位置,并揭示出日核在快速旋转中,而对于对流层的转速则因位置而异,赤道附近要快一些。这种转速的差异显示在太阳表面上,这里赤道区域的转动周期为 26 天,而在极区附近要 37 天。一个太阳周中转动周期的变化为 0.1%。

温度梯度足够大时将引起对流不稳定性,泡状结构将由平衡位置向上移动。它的密度要比周围低,因而浮力可以将其上推,直至高于平衡点。结果表现在光球上就是网状结构布满了太阳表面,每个网格一般大小为 500 km,寿命 5 分钟。当然还有更大的类似结构,称为超米粒组织,范围是 30 Mm,上升速度为  $500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,寿命为 1 天,在超米粒组织的边沿,我们发现磁场在这里发生汇聚,强度可达 1kG(千高斯),这样的强通量管经常出现在三个超米粒组织之间的区域。

我们对日冕的认识也发生了巨大变化,在空间借助日冕仪制造出来的日食效应使我们有更充足的时间用日光来观测日冕。如图 3.5 所示,太阳喷发出的巨大泡状结构——我们称为日冕物质抛射,在日冕爆发前就已经向外传播了。在图 3.6 我们进一步地看到软 X 射线望远镜能直接地将日冕展示在我们而前,而不再需要月亮或日冕仪中的盘片来



图 3.5 对一次日冕物质抛射事件(CME)的来自三台仪器的合成图像,这是大团的等离子体和磁流体从日面上喷射而出

图中日面图像来自日珥监测仪,内日冕像来自 k-日冕仪,外日冕由 SMM 卫星上的日冕仪得到

遮挡太阳本体。软 X 射线照片向我们展示着一个情趣盎然的新世界,神奇的日冕环和光点,那里是磁场发生相互作用的所在,我们称之为冕洞的黑色区域磁力线是开放的,太阳风沿着这些磁力线向外流动。另一方面磁力线闭合的区域可以留驻高密度的等离子体。太阳的基本性能在很多书中都有详尽叙述,如 Noyes(1982)和 Wentzel(1989)的著作。

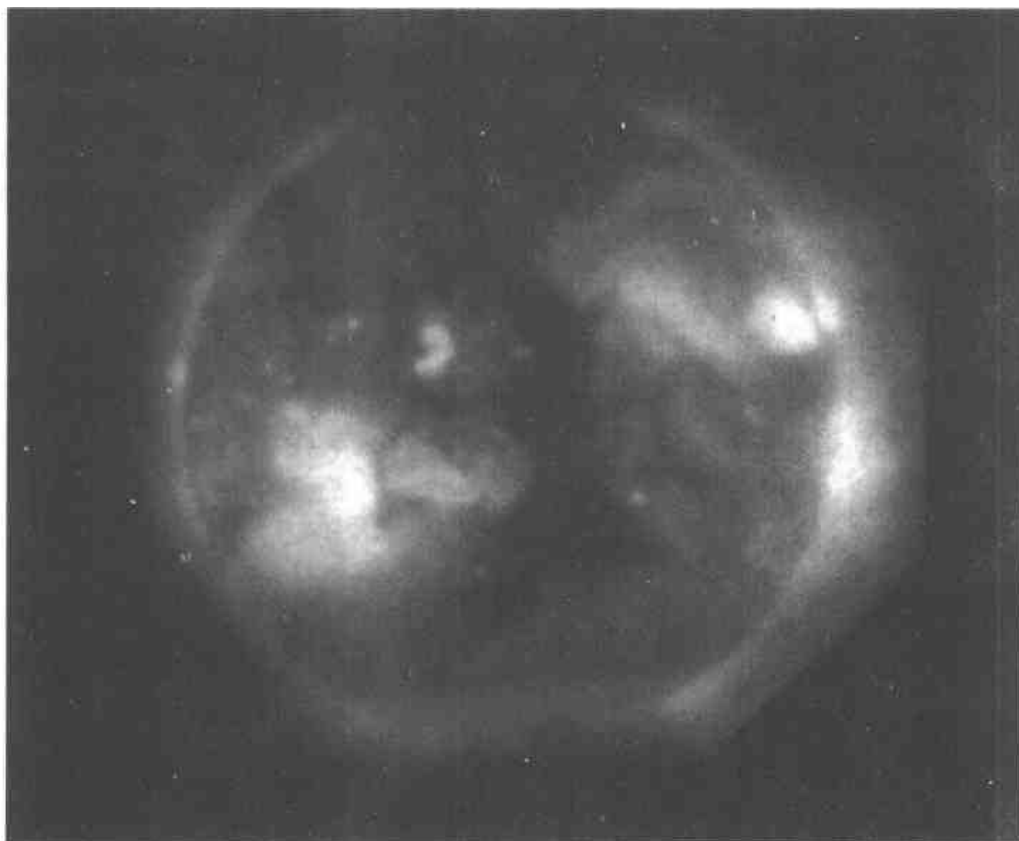


图 3.6 软 X 射线波段的日冕像

### 3.3 磁场的作用

太阳磁场在等离子体中有许多效应,磁场的作用有时是被动的:它能够引导粒子、等离子体;使一部分等离子体与相邻部分绝热。有时它又是主动的:它可对等离子体施以一个力,这样就在等离子体中形成结构或使等离子体加速;它可以暂时储存一些能量,然后突然释放;它可以维持波动或驱动不稳定性,等离子体和磁场的相互作用可用磁流体力学原理进行描述,磁流体力学中视等离子体视为一种连续的介质。

磁流体力学方程联立了缓慢电磁理论和流体力学的方程,麦克斯韦方程组包含安培定律(2.36)、磁场散度(2.37)、法拉第定律(2.35)和泊松方程(2.34)。同时还包括欧姆定律(2.45)、连续方程(2.29)、动量方程(2.31)、理想气体定律(2.33)等,另外还需要能量方程给出温度  $T$ ,这样才能使方程组闭合。在磁流体力学中位移电流  $\epsilon_0 \partial E / \partial t$  被略去了,因为该量只有当等离子体速度比光速小得多的时候才会起作用,电场的散度在必要时要被引入来确定电荷密度( $\rho_c$ )。

最终的方程组初看上去是非常复杂的,但可被简化为二个主要方程,一个决定等离子体速度,另一个确定磁场强度,这样安培定律可写为

$$\mathbf{j} = \nabla \times \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \quad (3.1)$$

这样在  $\mathbf{B}$  已知的情况下就可解出电流密度  $\mathbf{j}$ , 其数量级为

$$j \sim \frac{B}{\mu_0 L}$$

其中  $L$  是磁场变化特征长度,欧姆定律可表示为

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{j}}{\sigma} \quad (3.2)$$

由  $\mathbf{u}$  和  $\mathbf{B}$  来确定电场强度,取旋度并应用法拉第定律,这样就得出我们两个方程的第一个,称之为感应方程:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (3.3)$$

式中  $\eta = 1/\mu_0 \sigma$  是磁扩散率,这里设为常数。

方程右侧的第一项和第二项之比即是所谓的雷诺数:

$$R_m = \frac{\mu L}{\eta} = \mu_0 \sigma \mu L \quad (3.4)$$

它对于大多数太阳现象的整体尺度(约 1Mm)已足够大了( $10^6 \sim 10^{12}$ ),式中  $L$  是场和流体变化的特征尺度,因而磁场是冻结在等离子体中的,而电场并不能驱动电流,而只是,  $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$  但大强度的电流汇聚区和电流片例外,这里  $L$  非常小,以至  $R_m \ll 1$ ,如将方程(3.3)右侧首项略去,得到简单的扩散方程:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (3.5)$$

这就意味着异常体的扩散总是发生在这样的时间尺度

$$\tau_d = \frac{L^2}{\eta} \quad (3.6)$$

这就是所谓的扩散时间,扩散的速度为

$$v_d = \frac{\eta}{L} \quad (3.7)$$

其中  $\tau_d$  是磁能通过电阻损耗而转化成热能所需的时间,通常比较漫长,例如一个尺度为  $10^7\text{m}$  温度  $10^6\text{K}$  的结构,扩散时间需要  $10^{14}\text{s}$ ! 因而它只是一个强磁场梯度的区域(因而有电流), $L$  足够小可以达到我们所感兴趣的时间尺度例如日冕加热过程和太阳耀斑。这一时间尺度可出现在激波或伴有电流片或磁重联结构的平衡态中。

在取一维的磁场  $B(x, t)\hat{y}$  时,(3.5)式可写为

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \eta \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} \quad (3.8)$$

其形式与描述热量由高温区传输到低温区,并且有平滑的温度梯度的热传导定律相同,因而同热传导也相同。磁场梯度随时间扩散。例如,设定一个如下形式的初始电流片:

$$B = \begin{cases} B_0, & x > 0 \\ -B_0, & x < 0 \end{cases}$$

则(3.8)的解为

$$B = B_0 \operatorname{erf} \left[ \frac{x}{(4\eta t)^{1/2}} \right]$$

其中  $\operatorname{erf}(\xi) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^\xi e^{-\mu^2} d\mu$ , 总通量  $\int_{-\infty}^{\infty} B dx$  为一常数, 而总的磁能

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{B^2}{2\mu_0} dx$$

随时间而减小, 依电阻特性转化为热能 ( $j^2/\sigma$ ), 这里

$$\mu_0 j = \partial B / \partial x$$

磁流体方程组的第二个方程是动量方程

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} \quad (3.9)$$

方程右侧的前两项分别代表热压力与磁压力和磁张力, 当等离子体的  $\beta$  [见方程(2.49)] 较小时, 磁力通常要大于热压力。例如, 这种情况就发生在太阳活动区。在量级上令方程左侧与磁力相等, 我们得出速度

$$u = \frac{B}{(\mu_0 \rho)^{1/2}} \equiv v_A$$

这就是阿尔文速度, 是磁力加速等离子体到的特征速度, 令右侧的第一、三项相等, 即  $P = R\rho T$ , 我们得到一个长度尺度

$$L = \frac{RT}{g} \equiv H$$

这就是所谓的标高, 用来描述压力随高度的下降。例如, 在色球层  $H$  为 500km 而日冕层则为 50 000km, 它可以解释光球层温度下降快, 而在日冕中则缓慢, 对于简单的  $\rho = \rho(z)$  的一维大气压力, 气体的表态平衡方程可写为

$$-\frac{dp}{dz} - \rho g = 0$$

其中  $\rho = \rho/(RT)$ 。如果温度是局部均匀的, 那么方程的解为

$$p = p_0 e^{-z/H}$$

它简单地描述了压力随高度呈指数下降的特征。

磁力可分解为

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = (\nabla \times \mathbf{B}) \times \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} = -\nabla \left( \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}{\mu_0} \quad (3.10)$$

公式右侧第一项表示强磁场区域对于弱磁场区的压力梯度, 其形式与法向等离子体压力梯度  $\nabla p$  相同, 例如, 一个随  $x$  增加的压力在  $x$  的负方向上产生一个  $-dp/dx$  的压力, 公式(3.10)右侧的第二项代表磁张力效应, 即当磁力线弯曲时就会有一个作用力试图将其恢复。

代入  $\mathbf{B} = B\hat{\mathbf{b}}$ ,  $\hat{\mathbf{b}}$  是沿磁场方向的单位向量, 该项可改写为

$$(\mathbf{B} \cdot \nabla) \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} = B \frac{d}{ds} \left( \frac{B \hat{\mathbf{b}}}{\mu_0} \right) = \frac{B^2}{\mu_0} \frac{d\hat{\mathbf{b}}}{ds} + \frac{B}{\mu_0} \frac{dB}{ds} \hat{\mathbf{b}}$$

右侧第一项可写为

$$- \frac{B^2 \hat{\mathbf{n}}}{\mu_0 R}$$

根据沿着法向的单位向量  $\hat{\mathbf{n}}$  和曲率半径  $R$ , 右侧如第二章所述, 第二项与(3.10)式中沿磁力线的压力梯度相抵消, 故在沿磁场方向上就无  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  力的作用。

除(3.3)和(3.9)两方程外, 还应补充连续性方程

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

和能量方程

$$\frac{\rho^\gamma}{\gamma - 1} \frac{d}{dt} \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) = - \nabla \cdot (\kappa \nabla T) - \rho^2 Q(T) + \frac{j^2}{\sigma}$$

能量方程描述的是运动的等离子体的熵, 由于公式右侧的三种机制而发生变化。它们是: 热传导, 有使沿磁力线温度均等的作用; 光球层的辐射, 与日面温度相关 ( $Q(T)$ ); 还有电阻加热。式中  $\kappa$  为热传导系数, 其温度介于  $10^5\text{K}$  到几倍的  $10^6\text{K}$  之间,  $Q$  随温度的下降, 将会驱动一个辐射不稳定性。因为温度下降, 辐射将增加, 因而等离子体会冷却。

有关磁流体力学方程组的详细内容以及它们在模拟太阳和太阳系中的现象时的应用可在别处找到 (Priest, 1982, 1985)。

### 3.4 磁流体力学平衡、波和不稳定性

太阳黑子、日珥、日冕环状结构和其他一些太阳结构中的平衡可用力学平衡描述为

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p + \rho \mathbf{g} = 0 \quad (3.11)$$

沿着磁场没有磁力的贡献, 我们得到的是压力梯度和重力之间的静力学平衡, 在一些地方如活动区, 磁场占绝对优势。

(3.11)式将退化成绝对简单的形式

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0 \quad (3.12)$$

这时的场被称为无力场, 即

$$\mathbf{j} = \nabla \times \frac{\mathbf{B}}{\mu}$$

和

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

这样电流方向与磁场平行, 因而

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \quad (3.13)$$

其中  $\alpha$  是一个位置标量函数, 对(3.13)取散度, 得到

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0$$

所以  $\alpha$  沿给着磁力线为常数, 如果  $\alpha$  是均匀的, 则对(3.13)取旋度则有

$$(\nabla^2 + \alpha^2) \mathbf{B} = 0 \quad (3.14)$$

它的解称为线性或常数  $\alpha$  场, 并且已有了很好的了解。  $\alpha = 0$  的特殊情况, 给出电流为 0 的势场。边界上法向分量给定值的有限体积中的所有场中, 具有最小磁能的势场。

在非均匀  $\alpha$  的场研究方面只有很少一些工作, 例如, 二维无力拱形结构中的场可描述为

$$(B_r, B_y, B_z) = \left( B_r(A), \frac{\partial A}{\partial z}, -\frac{\partial A}{\partial y} \right)$$

其中通量函数  $(A(y, z))$  满足

$$\nabla^2 A = -\frac{d}{dA} \left( \frac{1}{2} B_r^2 \right) \quad (3.15)$$

其中  $z$  为垂直方向,  $x$  在太阳表面, 沿着拱形结构的轴。困难在于我们不想采用  $B_x(A)$  而是太阳表面具有法向分量  $B_z$  的日冕磁力线足点位移

$$\Delta x(y) = B_x \int \frac{dy}{B_y}$$

积分是沿磁力线方向进行的, Zwingmann(1986)用数值方法求解了这一问题, 发现随着剪切增加, 会连续出现一系列平衡态, 而引入等离子体压力后会大量平衡态的消失现象。

正如 Bateman(1978)所提出的, 磁流体力学不稳定性大量存在, 罗列如下: 交换模不稳定性, 其中磁场以凹形缠绕着等离子体; Rayleigh-Taylor 不稳定性, 其中, 磁场支撑着等离子体抵抗其重力, 这种形式可生成日珥中的结构; 通量管的腊肠模和扭曲模。Kelvin-Helmholtz 不稳定性, 描述等离子体在一个磁表面上运动, 剪切磁场的阻尼模式, 通常可诱发重联; 温度梯度过大时的对流不稳定性, 它可使光球表面汇聚成流管; 辐射不稳定性, 可在日冕中形成凸起的低温环状结构和日珥; 随高度而减弱的磁悬浮不稳定性, 可引起通量管上常通过对流层。在以上各种状态下, 非线性的发展和饱和状态都是非常重要的。

### 3.5 太阳活动

在太阳磁流体力学领域有许多重要课题, 这里仅能就少数几种加以讨论。例如动力学理论认为全日面磁场是以循环方式产生的; 磁对流理论的着眼点湍动对流运动使磁流量集中。日冕环理论涉及日冕环状结构中的平衡和稳定态及它所支持的流和波; 太阳风理论所关心的是沿着开场和闭场区域周围向外的流动方式。本节我们将就太阳黑子简要评述, 有关黑子的结构、波动和不稳定性已有详细研究。下一节我们将着重介绍有关日冕加热、日珥和太阳耀斑等问题。

太阳黑子的存在至少在公元前 4 世纪已被认识到了。黑子的半径可达 20 Mm, 其中心是温度为 4 100K 的暗的本影区, 磁场强度为 0.3T(特斯拉); 环绕本影区的是由放射状明暗相间的径向呈纤维状的半影区。图 3.7 显示的是一个典型的太阳黑子。在本影区的磁场方向几乎是垂直的, 而在半影区则趋于水平方向, 我们已经建立了黑子内部的磁场模型。半影区存在着称为 Evershed 流的向外的流, 其速度为  $6\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

有些太阳黑子是单极性, 有些为双极性, 更普遍的是多极的。它们在太阳赤道两侧的一定区域生成通常可延续 100 天左右。正如第一章所讨论和图 1.3 所显示的那样, 太阳黑子数的变化是周期性的, 大致有一个 11 年的周期, 但在蒙德极小期间(1645 ~ 1715)



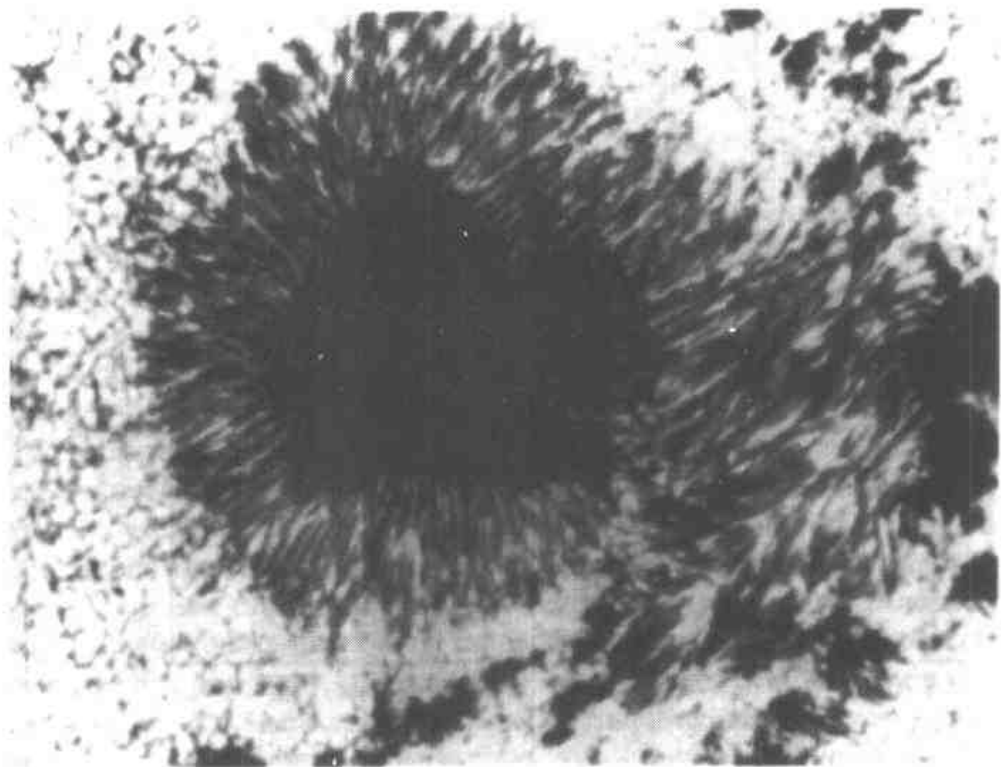


图 3.7 高分辨率色球照片中的太阳黑子图像,可以看到本影和半影

黑子却很少,对应着当时地球气候较平常偏冷。如图 3.8 所示,一个周期内随时间的推移,黑子区域始于高纬,接着向赤道方向发展。太阳黑子对还呈现出极性规则,即同周期内,一个半球上太阳黑子对中的主导黑子趋向于具有相同的极性,而在另一个半球主导黑子则趋于具有相反的极性。新的周期开始,主导黑子的极性将发生逆转,表 3.3 列出了 1~22 太阳黑子周的特征参数。

太阳黑子所以发暗是因为它比周围的光球温度低,低温现象只发生于局部,因为磁场抑制对流的发生,因而可在黑子区维持低温状态。在正常的光球层,对流使光球表面与底层的高温区混合,使光球表面要比其他区域高。磁悬浮过程使光球表面下的磁流管有上浮的趋势,水平方向上的流管与其周围无力场(用下标 0 表示)区的总压力(等离子体压力与磁场压力之和)的平衡意味着

$$p + \frac{B^2}{2\mu} = p_0$$

因而

$$p < p_0$$

如果温度差异不是非常巨大,我们就有

$$\rho < \rho_0$$

所以流管的密度要比周围低,因而会经历一个向上的浮力。流管上升并穿过太阳表面,就形成了成对的具有相反极性的黑子群。这与观测是相符的。

在相当的一段时间,我们认为整个对流区存在着动力学机制,它形成了以 11 年为周期振荡的磁场。一个原因就是自转的差异,它可横向拉动原本径向分布的磁场,形成螺线

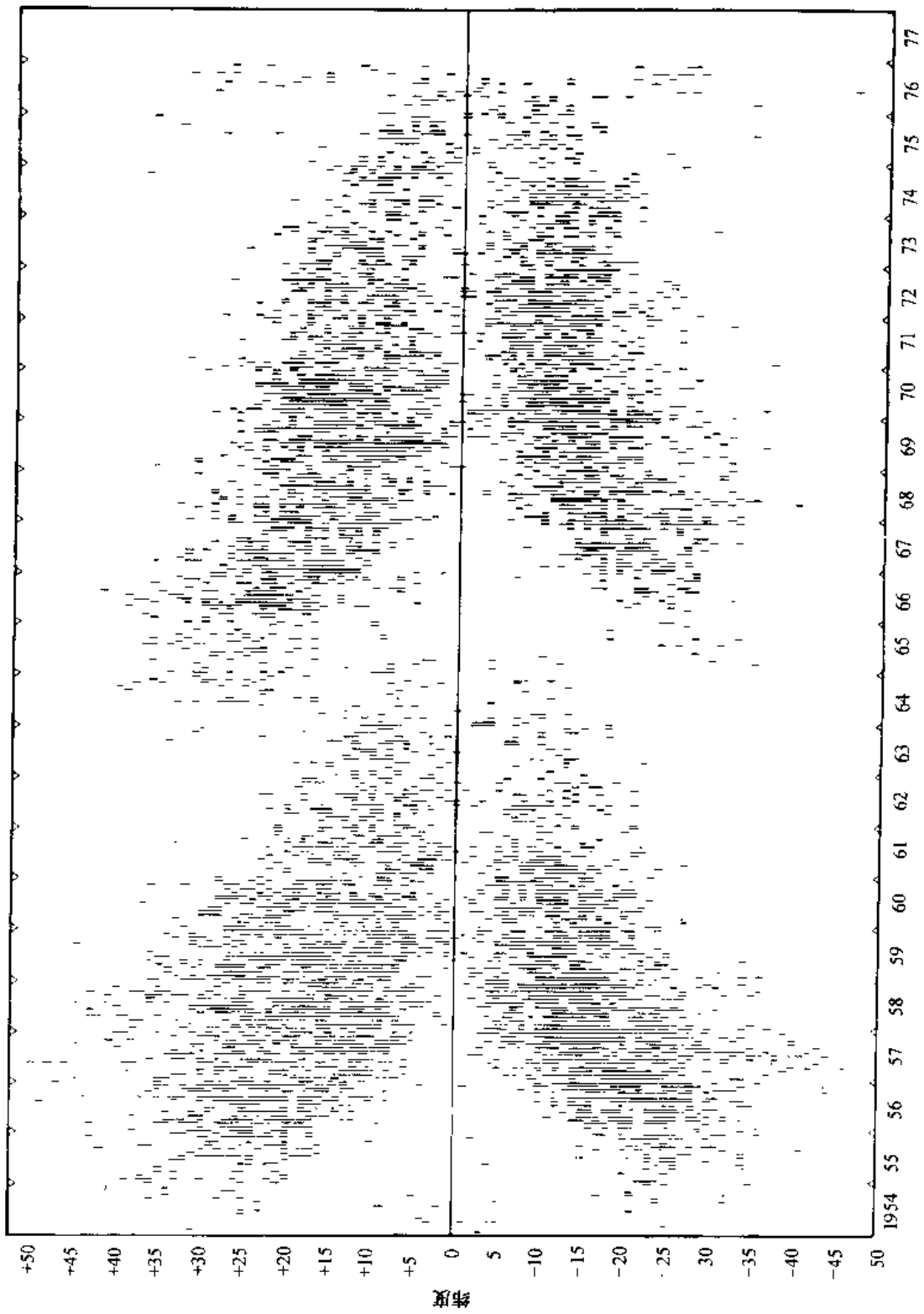


图 3.8 Maunder 蝴蝶图显示了两个太阳活动周中黑子出现纬度的漂移随时间的变化

表 3.3 第 1~22 太阳活动周参数

太阳周	开始 <sup>a</sup>	高峰	结束 <sup>b</sup>	最大黑子数目 <sup>c</sup>	时间长度 (年)	上升 (年)	下降 (年)
1	1755.3.17	61.6.17	66.5.17	86.5	11.25	6.25	5.00
2	1766.6.17	69.9.17	75.5.17	115.8	9.00	3.25	5.75
3	1775.6.17	78.5.17	84.8.17	158.5	9.25	2.92	6.33
4	1784.9.17	88.2.17	98.4.17	141.2	13.67	3.42	10.25
5	1798.5.17	05.2.18	10.7.18	49.2	12.25	6.75	5.50
6	1810.8.18	16.4.18	23.4.18	48.7	12.75	5.67	7.08
7	1823.5.18	29.11.18	33.10.18	71.7	10.50	6.50	4.00
8	1833.11.18	37.3.18	43.6.18	146.9	9.67	3.33	6.33
9	1843.7.18	48.2.18	55.11.18	131.6	12.42	4.58	7.83
10	1855.12.18	60.2.18	67.12.18	97.9	11.25	4.17	7.08
11	1867.3.18	70.8.18	78.11.18	140.5	11.75	3.42	8.33
12	1878.12.18	90.2.18	90.2.18	74.6	11.25	5.00	6.25
13	1890.3.18	01.12.19	01.12.19	87.9	11.83	3.83	8.00
14	1902.1.19	13.7.19	13.7.19	64.2	11.58	4.08	7.50
15	1913.8.19	23.7.19	23.7.19	105.4	10.00	4.00	6.00
16	1923.8.19	33.8.19	33.8.19	78.1	10.08	4.67	5.42
17	1933.9.19	44.1.19	44.1.19	119.2	10.42	3.58	6.83
18	1944.2.19	54.3.19	54.3.19	151.8	10.17	3.25	6.92
19	1954.4.19	64.9.19	64.9.19	201.3	10.50	3.92	6.58
20	1964.10.19	76.5.19	76.5.19	110.6	11.67	4.08	7.58
21	1976.6.19	86.8.19	86.8.19	164.5	10.25	3.50	6.75
22	1986.9.19			158.1	2.83		
平均				113.8	11.02	4.29	6.73

- a. 太阳活动最低时间
- b. 太阳活动最低时间前一个月
- c. 13 个月的滑动平均值

形的场,这可以用来解释太阳黑子极性规则。第二,当螺线形流单元上升时,将会受科里奥利力的作用而被扭曲,倾向于形成新的极性相反的径向分布的场,许多湍动潮汐效应可由方程描述如下:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial T} = \text{curl}(\alpha \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (3.16)$$

其中右侧第一项称为  $\alpha$  效应,这一理论还被应用于其他恒星、聚集盘和银河系中,但最新的倾向认为动力学过程仅限于对流区而不是整个太阳。

### 3.6 日珥

在日面  $H_{\alpha}$  照片上,日珥看上去是细暗条,事实上它是巨大的垂直的等离子体层,其温度低于和密度高于周围日冕几百倍。图 3.9 和 3.10 分别是日面上的日珥和凸现出来的日珥的情形。通常日珥的密度为  $10^{16} \sim 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 。温度  $5\,000 \sim 8\,000 \text{ K}$ , 尺度:长  $200 \text{ Mm}$ , 高  $50 \text{ Mm}$ , 宽  $6 \text{ Mm}$ 。它们可稳定存在数月,由  $0.5 \sim 1 \text{ mT}$  ( $5 \sim 10 \text{ G}$ ) 强度的磁场

支撑抵消其重力,并与日珥的轴存在一个小的( $15^\circ$ )夹角。日珥中有许多以 300km 宽的线状存在的精细结构,但原因尚不清楚。光斑区(或活动区)的日珥与其他同类相比较小且高度低,其密度超过  $10^{17}\text{m}^{-3}$ 。磁场强度为  $2\sim 20\text{mT}(20\sim 200\text{G})$ 。

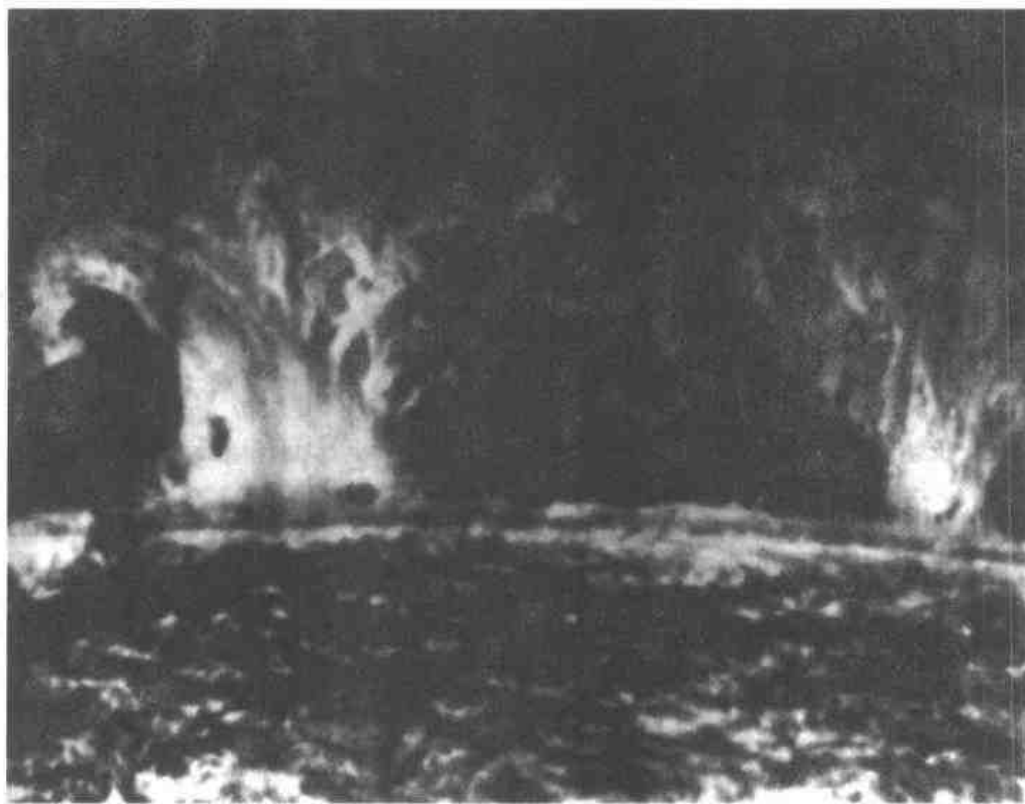


图 3.9 一个日珥的照片,可以看到它的纤维状结构和直达光球表面的足点

日珥位于与可见的光球中心场相反的磁场上,但超越日珥的磁场的方向有可能是正常的(就如我们所想像的凸出于光球的拱形结构中场的方向)或是相反的(相反方向)。它们分别由 Kippenhahn 和 Schluten(1957)及 Kuperus 和 Raadu(1974)的模式给出,见图 3.11。Leroy(1989)发现他们统计的日珥中三分之一具有正常极性,而另三分之二则是逆转极性的日珥中还存在着复杂流形,称为向上流,用  $H_\alpha$  线在日面上观测为  $3\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 而在日珥两侧  $10^5\text{K}$  时向上流的速度为  $6\sim 10\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

日珥可能是由辐射不稳定性引起的,其理由可描述如下:假想一个其密度为  $\rho$ ,温度为  $T_0$  的拱形结构中的平衡态机械加热及与密度平方成正比的辐射之间的平衡

$$0 = h_0\rho - Q_0\rho^2 = 0$$

在常压下的扰动方程可写为:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = h_0\rho - Q_0\rho^2 + k_{\parallel} \frac{\partial^2 T}{\partial s^2}$$

其中最后一项表示在沿磁场的  $s$  方向上的热传导。扰动的温度若写为:

$$T = T_0 + T_1 \exp\left(\omega t + \frac{2\pi i s}{L}\right)$$

则成长率可写为

$$\omega = \frac{Q_0 p_0}{c_p T_0} - \frac{k_{\parallel} A \pi^2}{P_0 L^2} \quad (3.17)$$

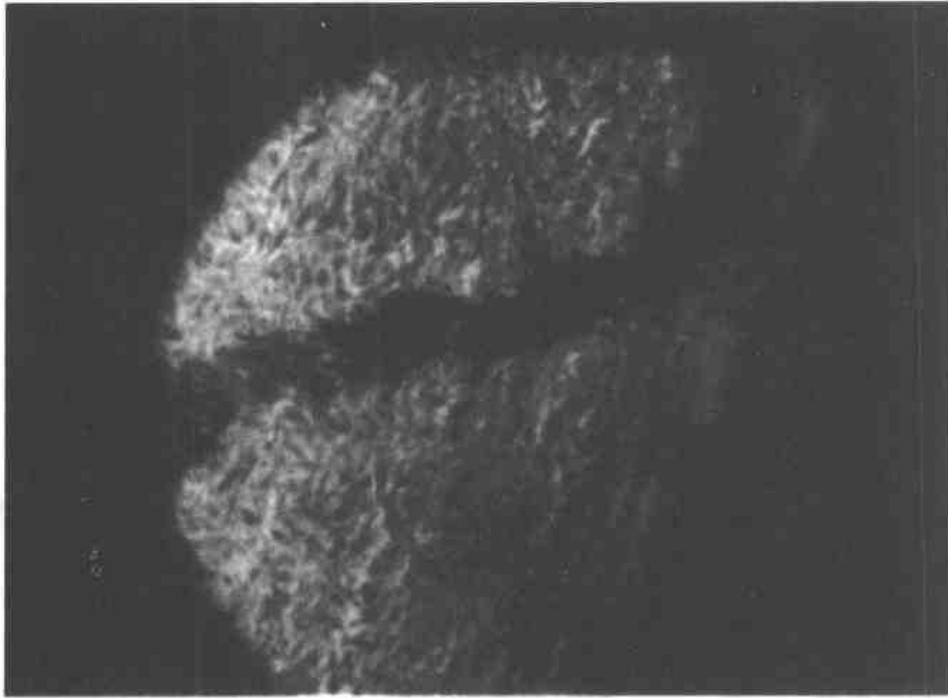


图 3.10 日面上的高分辨率日珥照片

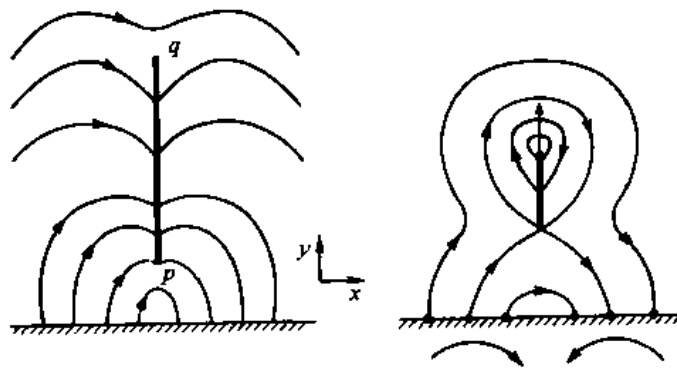


图 3.11 垂直正交日珥模式中的磁力线分布,左右两图分别给出的是正常和相反极性时的情况

如果环形的长度  $L$  不大,  $\omega$  为负, 则传导将使振荡缩减, 但如果  $L$  超过了临界值, 辐射不稳定将发生了。经典的日珥支撑模式是由 Kapenhan 和 Schliten 给出的。他们假设了均匀的温度  $T$  和水平磁场  $B_x$ , 但垂直磁场  $[B_z(x)]$  和压力  $[P(x)]$  都随水平位置  $x$  发生改变。这样水平和垂直方向上的平衡变为

$$P + \frac{B^2}{2\mu} = c \text{ 常数}$$

$$\rho g = \frac{dB_z}{dx} \frac{B_x}{\mu}$$

因而磁场既支撑,同时又压缩等离子体。令:  $\rho = p/(RT)$  方程的解为

$$B_x = B_0 \tanh \frac{x}{l} \quad p = \frac{B_0^2}{2\mu} \operatorname{sech}^2 \frac{x}{l} \quad (3.18)$$

其中日珥的宽度  $l$  可写为

$$l = \frac{B_x H}{B_0}$$

且  $x$  趋于  $\pm \infty$  时垂直磁场趋近  $B_0$ 。这一解法正被扩散到包含温度变化(Milne, Priest and Roberts, 1979)和允许在高度方向的变动(Ballester and Prest, 1987)。

应用复变理论,可以建立一个日珥以外的势场的简单模型,令  $z = x + iy$  和  $B_y + iB_x$  为  $z$  的解析函数

$$B_y + iB_x = - \frac{B_0 [(p^2 + z^2)(q^2 + z^2)]^{\frac{1}{2}}}{z(z + ih)^2} - \frac{B_1}{z}$$

这样就给出日珥在正常情况下的解,即日珥在复平面区间  $z = ip$  和  $z = iq$  的表现形式;同样地方程

$$B_y + iB_x = \frac{B_0 [(p^2 + z^2)(q^2 + z^2)]^{\frac{1}{2}}}{z} + B_1(z - ip)$$

为相反极性的模型。在后一个事例中,观测到的定态向上流可解释为,在日珥处在巨大的对流单元的边界时,日珥根部向极性逆转线运动的响应。

最近提出的扭转磁流管模型(图 3.12, Priest, Hood and Anzer, 1989)较传统模式更加接近于观测结果,其基本的几何形态是因科里奥利力或流抵消作用面被缓慢扭曲的大尺度流管(Martin, 1986, Van, Ballegooijen and Martens, 1989),最终在曲率向上的曲面顶端

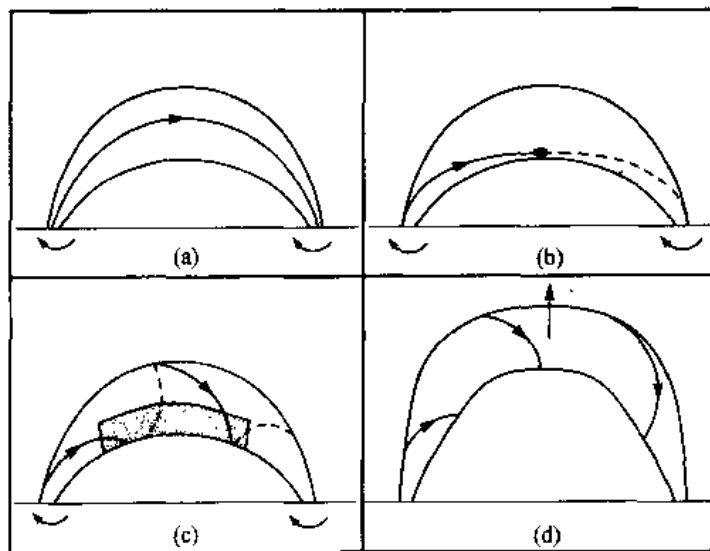


图 3.12 Priest 的日冕扭转流管模式示意图

其中(a)最初的大流管,(b)扭转引起的下降,(c)日珥在扭转过程中伸长,(d)扭转过于剧烈后的爆发活动

形成一个下沉,在这一点上由于辐射不稳定性,日珥开始形成。伴随着扭曲和流抵消作用的继续,日珥开始延长,直到扭曲或日珥的长度足够大。接着,日珥变得不稳定,开始喷发,如图 3.13。在这一转折点后日珥经历了变态,又恢复到开始的流管状态了。有关日珥的详细介绍,请查阅 Poland(1986), Priest(1989)和 Tandberg-Hanssen(1990)的著作。

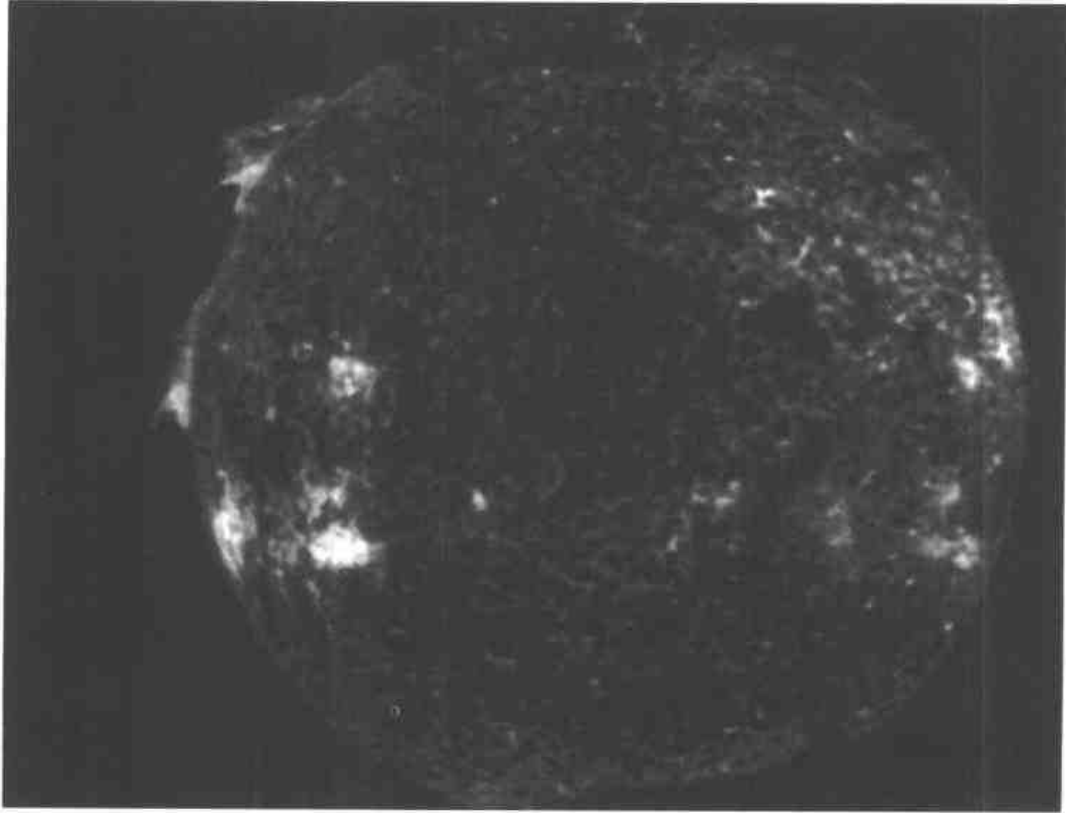


图 3.13 爆发日珥

### 3.7 日冕加热

对日冕的 X 射线波段的探测改变了我们对日冕的认识,促进了对日冕加热机制的模式研究, X 射线亮点通常持续 8 小时左右并伴有若干个小环状物,闭合场区域可能起着太阳风的源的作用。相反,高速太阳风则源于冕洞,该区域在一个太阳半径高度的密度为  $5 \times 10^{11} \text{m}^{-3}$ , 温度是  $1.6 \times 10^6 \text{K}$ 。环状体有很多种包括将活动区连接在一起的相互连接的环,其长度( $L$ )为  $20 \sim 700 \text{Mm}$ , 温度( $T$ )为  $2 \times 10^6 \text{K}$ , 密度( $n$ )为  $0.7 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$ , 宁静区域的环状物长度均为  $L = 20 \sim 700 \text{Mm}$ ,  $T = 1.5 \times 10^6 \sim 2.1 \times 10^6 \text{K}$ ,  $n = 0.2 \times 10^{15} \sim 1.0 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$ , 而活动区的环状物  $L = 10 \sim 100 \text{Mm}$ ,  $T = 2.2 \times 10^6 \sim 2.8 \times 10^6 \text{K}$ ,  $n = 0.5 \times 10^{15} \sim 5.0 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$ , 特别是在活动区, 动态特征极强, 具有连续的活动和大范围的流。

平衡辐射、传导和流动的热能会有可观的变化,在冕洞为  $600 \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ (主要对于流), 过渡区的压力为  $0.007 \text{N} \cdot \text{m}^{-2}$ 。宁静区为  $300 \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ (主要用于传导和辐射), 临界区压力为  $0.02 \text{N} \cdot \text{m}^{-2}$ ; 在活动区热能为  $500 \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ , 压力为  $0.2 \text{N} \cdot \text{m}^{-2}$ 。观测到的周期在

10~300 s的声波流在光球为  $10 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ , 而在过渡区仅为  $10 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ 。

因而,磁是日冕加热机制的论点被广泛接受,特别是因为观测到强磁场区要比以外温度高的结果,还有 Poynting 流量  $|E \times H| = uB^2/\mu$ , 在流速为  $0.1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,磁场强度为  $10 \text{ mT}$ , 能量为  $10^4 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ 。应当注意到冕洞、日冕环状态结构和 X 射线亮点可能具有不同的加热机制,另外比较清楚的是日冕是高度不均匀的,因而动态对于加热过程至关重要。

在磁场闭合区,日冕磁场对其根部运动的响应依赖于这一运动的时间尺度( $\tau_f$ ),如果运动时间尺度比时间尺度  $L/v_a$  小,日冕磁场有可能通过一系列平衡态发生演变。这里的主要问题是:平衡态之间是否连续,还是包含了磁场梯度很强的区域(电流片),在这里能量可能会通过磁场重联而释放出来。

我们已经知道,在均匀介质中可形成形态差异很大的波、阿尔文波和快、慢磁声波等,而在非连续介质中又生成许多新的特征波。流管可以呈扭结或者腊肠形状。在流管以外,扰动可能消散(随距离呈指数下降)或者是传播的(从流管将能量带走)。另外,日冕环以偏离共振频率的形式响应光球上的运动,这一频率为

$$\omega = \frac{n v_A}{2L}$$

其中  $n$  为整数,可以得出长度为  $10^5 \text{ km}$  阿尔文波速度为  $2000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的环形结构的典型周期  $100/ns$ 。环形结构可以在宽频段的激发波中有许多特殊频率。因而有人设想用不连续的频率对日冕进行观测,观测的位置分别向环状体顶点沿着环状体的二分之一、三分之一、四分之一等等。结构越短,对应的频率越高。

阿尔文波耗散的一条途径是相位混合(Heyuarts and Priest, 1983)。考虑一个单向的、具有非均速的阿尔文波速磁场  $B_0(x)$ 之和  $U_A(x)$ 。扰动  $u_y \hat{y}$  可满足变动方程

$$\frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = v_A^2(x) \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2}$$

这样在现有的波上加入波数为  $k_x$  的波,可得到解

$$u_y \sim e^{i(\omega(x)t - k_x x)}$$

因而每个表面都会以自身的频率振荡

$$\omega(x) = k_x v_A(x) \quad (3.19)$$

但是随着时间的推移,相反开始混合而在  $x$  方向形成很大的梯度,这是因为

$$\frac{\partial u_y}{\partial x} = \frac{d\omega}{dx} t u_y$$

几个周期后,梯度变得足够大,电阻和滞带作用开始对波形成阻尼。对于传播中的波会有相似过程,只不过相位混合依赖于空间而不是时间。

$$u_x = u(x) e^{i(\omega t - kx)}$$

另一种耗散是共振吸收,在此,全球模式呈另外一种极化形式,满足

$$\frac{d}{dx} \left( \rho_0 (\omega^2 - k^2 v_A^2) \frac{du}{dx} \right) - k^2 \rho_0 (\omega^2 - k^2 v_A^2) u = 0$$

对给定的  $\omega$  和  $k$ , 该方程有一奇点,我们发现在这样的共振曲面上能量发生积累并最终耗散(Poedts and Goossens, 1987)。



与波加热过程相对的是电流片中的耗散作用。Parker(1972)第一次提出日冕中磁场的演变是由于缓慢的光球运动进入到含有电流片的平衡区中引起的。Heyvaerts 和 Priest (1984)及 Browning 和 Priest(1985)将这一理论加以推广,提出,当日冕磁场演变并松弛到最低能态时,日冕可被电阻性湍流加热。他们制作了技术设备来估计日冕的演变和热量输入,以前人们认识中的日冕磁场的演化是发生在一个加入场线重联所决定的非线性无力状态。另外,Heyvaerts 和 Priest(1984)结合了 Taylor(1974)对实验室设备的主张,又一次基于 Woltjer(1958)以前的天文物理学想法,提出日冕磁场的演化是由一种新的约束机制所决定的,而且连续的小尺度的重联使能量下降并将能量传给无力场。磁场线螺旋度为

$$K = \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV \quad (3.20)$$

其中  $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ 。

当表面上的运动( $u$ )使体积单元内螺旋度增加或减少时,新的约束机制以如下方式决定着  $K$  的时间演化:

$$\frac{dK}{dt} = \int_S (\mathbf{A} \cdot \mathbf{u}) \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (3.21)$$

方程决定着无力场的全局均匀值  $\alpha$ 。Mikic, Schnack 和 Van Hoven(1989)构造了一个三维理想磁流体数值实验(图 3.14),演示了在最初均匀的场中,场线是如何通过足点的随机运动而被扭结在一起,形成了电流的汇聚的。他们发现,当暗条结构中电流密度呈指数增长时,磁场经历了一系列流线的平衡态,尺度逐渐变小了。

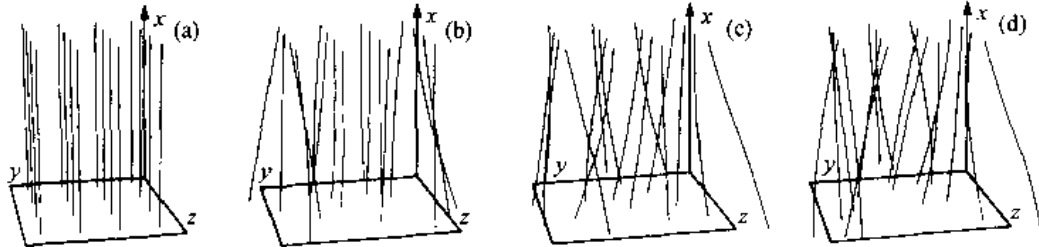


图 3.14 Mikic 及其助手数值模拟结果的连续显示。可以看到开始还是垂直的磁力线到最后编结在了一起  
(选自 Mikic et al., 1989)

### 3.8 太阳耀斑

一般地说,大的太阳耀斑的图像(图 3.15)是这样的:在预耀斑期活动区内的日珥及其上面的拱形结构,因为一些弱的喷发不稳定性或非平衡态而缓慢上升。耀斑初期已经被拉伸的磁力线开始断开并重联,脉冲式地释放能量并引起日珥更猛烈地喷发,耀斑主相期间,重联现象连续发展,由于场的闭合,在其足点形成了热 X 射线环状结构和  $H_{\alpha}$  条形结构,重联点高度的升高导致热的环状结构的上升色球的条状物的散开。

太阳耀斑磁流体力学关注两个主要问题:初始喷发过程的特征和能量释放的细节。

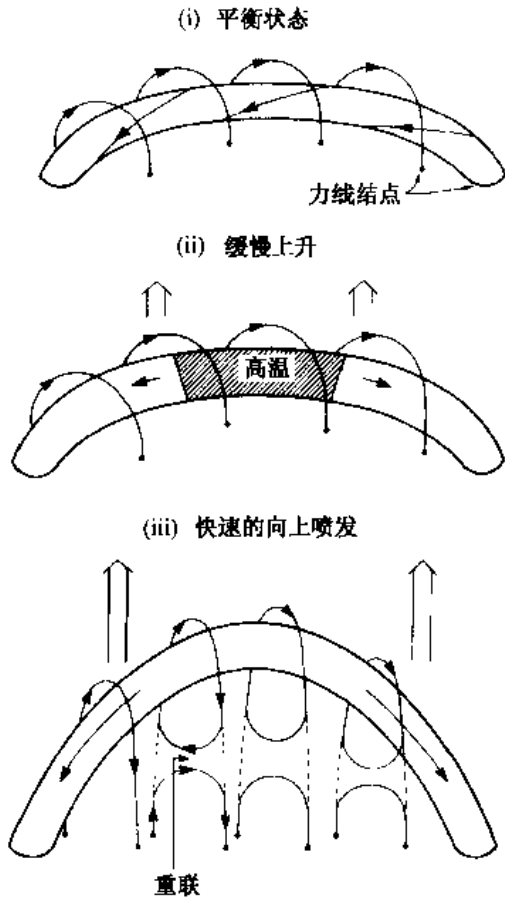


图 3.15 耀斑的几个发展阶段: (i) 初始的平衡磁结构; (ii) 预耀斑阶段缓慢上升的结构; (iii) 由被拉伸的磁场中的重联引起的太阳耀斑初始阶段的迅速上升结构

对初始不稳定性的分析通常是考虑磁流管和磁拱, 两种情形中形成了稳定的特征, 在光球表面上的支撑点或线端形成了稳定的特征使能量通过扭结和剪切运动的一种稳定的方式积聚起来。Hood 和 Priest (1979)、Einandi 和 Van Hoven (1983) 发现当扭结很强时, 一个直的流管会变得不稳定。同样 Browning 和 Priest (1984) 设想了一个处于磁浮力和磁张力相等的平衡态中的一个弯曲的流管。他们发现了当足点分离或扭结过大时平衡态的丧失现象。所有磁力线都与光球相连的简单的无力日冕拱呈现稳态, 而如扭曲磁流管模型 (3.6 节), 当扭曲线日珥高度太大时, 具有能够支撑日珥的磁拱形结构会变得不稳定。

近期 Demoulin 和 Priest 将日珥模拟成一个由二维线性无力场支持的电流和物质的鞘层, 场分量可写为

$$(B_x, B_y, B_z) = \left( B_x(A), \frac{\partial A}{\partial z}, -\frac{\partial A}{\partial y} \right)$$

式中的流函数可表为

$$\nabla^2 A + \alpha^2 A = \delta(y)\delta(z-h)$$

这时日珥位于高于光球  $Z=h$  的高度上, 方程的解可写为一个余函数与一个特殊积分 (格林函数), 并且有标准分量  $B_x$  施加于光球层。质量为  $m$  的日珥的平衡条件

$$IB_y = mg$$

决定着日珥电流  $I$  随着高度  $h$  的变化方式, 当日珥达到某个临界高度时, 一个惊人的现象发生了。因为没有相衔接的平衡态, 日珥开始爆发。

Mikic, Barnes 和 Schnack (1988) 对一个日冕拱的喷发的全过程进行了数值模拟 (图 3.16)。他们得到了一组周期性的拱形结构并且在其底部施加了一个振幅为  $0.01\gamma_A$  的剪切运动, 用  $100 \times 256$  网格点, 其雷诺数为  $10^4$ 。拱形结构经过了一系列平衡态的演变后, 在一些点发生了重联, 并形成了等离子体团, 随后, 这些等离子体团喷出了数值模拟的界限。

稳态非线性重联的基础理论业已取得了诱人进展。Sweet (1958) 和 Parker (1957) 首次采用量级法来处理重联过程。如图 3.17 所示, 通过流速  $u_i$  相反极性的磁场被带入一个长度为  $L$  宽为  $l$  的电流片, 在这个电流片中, 磁力线不再冻结在等离子体中, 而是可在其中移动、发生重联, 并最终被以阿尔文速度  $v_A$  的电流片末端挤压出去。这样, 由介质的连续性, 可以给出电流片内流入和流出的关系

$$Lu_i = lv_A$$

当磁场被携带着以速度  $u_i$  运动, 并开始扩散过程时, 由稳态条件可以给出:

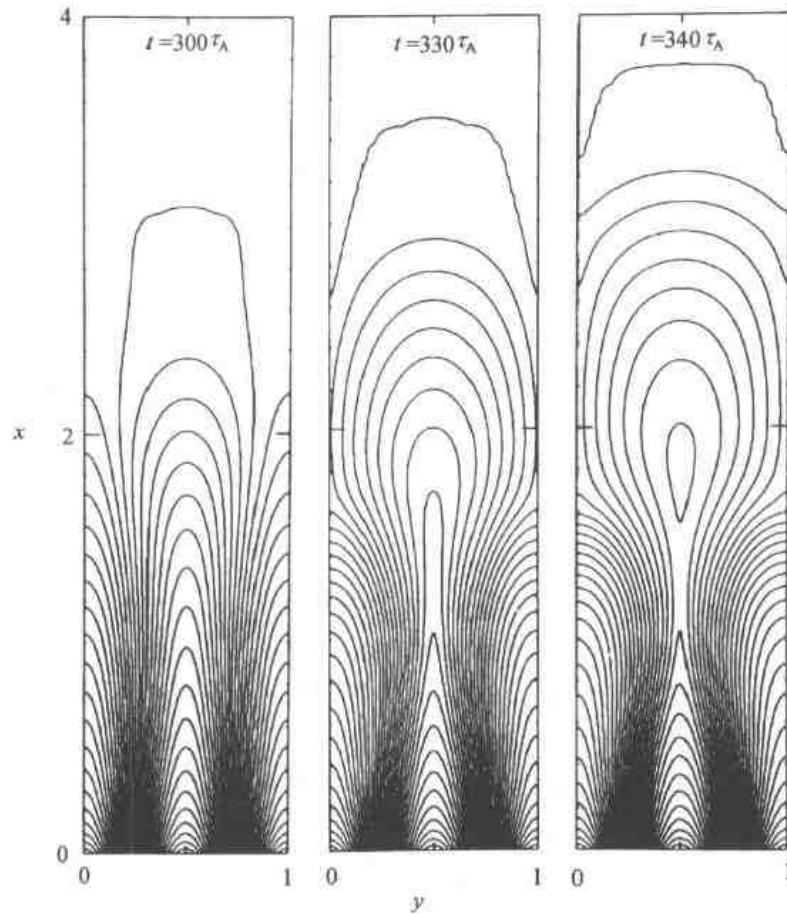


图 3.16 对喷发全过程的数值模拟, 图中显示的是三个不同时间的磁力线的分布  
(Mikic et al., 1988)

$$u_i = \frac{\eta}{l}$$

消去  $l$ , 则有

$$u_i^2 = \eta \frac{v_A}{L}$$

或者, 以无量纲的形式表示为

$$M_i = \frac{1}{R_{mi}^2}$$

其中  $M_i = u/v_A$  为阿尔文马赫数,  $R_m = Lv_A/\eta$  是以阿尔文速度表示的磁雷诺数。可惜对于耀斑来说, 这个模式给出的重联速度太慢了。

而 Petschek 认为, 电流片或扩散区可能非常薄, 因而重联速度会很快, 如果慢激波位于流体中并从电流片的末端开始传播。流速  $u_e$  和磁场  $B_e$  在远处的值与其在扩散区的输入值 ( $u_i$  和  $B_i$ ) 会有很大差别, Petschek 将流入区处理为一个对于均匀场 ( $B_e$ ) 和流 ( $u_e$ ) 的小扰动等。离子体接近扩散区时, 要使慢激波存在, 磁场线需发生弯曲, 磁场强度也从  $B_e$  降为

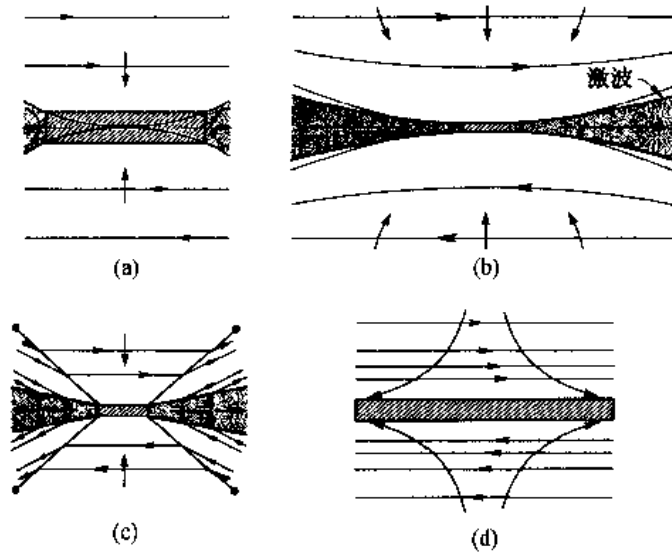


图 3.17 几种经典的能量转化机制的示意图(其中,方向箭头在中部的为磁力线;顶端有箭头的为等离子体流的方向),它们分别是(a)Sweet-Parker 理论;(b)Petschek 理论;(c)Sonnerup 理论;(d)Sonnerup 和 Priest 的工作,显示的是反向平行的磁场中的重联效应以及最终的流场

$$B_i = B_e - \frac{4B_n}{\pi} \log_e \frac{L_e}{L}$$

其中激波面的法向场  $B_N$  只有

$$v_e \sqrt{\mu l_0}$$

令

$$B_i = \frac{1}{2} B_e$$

Petschek 估计最大可能的重联率为

$$M_e^* = \frac{\pi}{8 \log R_{me}} \quad (3.23)$$

其值大约为 0.01, 远大于 Sweet-Parker(3.7)在  $R_m \ll 1$  时所得的结果。

Vasyliunas(1975)明确下面两种过程的物理意义并加以区分:①对磁场强度下降的快模式扩张扩散的入流, 等离子体压力增加, 它们进入可引起流体的汇集(如 Petschek 模式);②对磁场强度增大的慢速扩散扩张, 压力会下降, 并且流场会发散。

Forbes 和我想用数学的方法弄清其中的差异, 但令我们困惑的是数值实验结果往往与 Petschek 的描述相去甚远。我们于是在一个有限域求解了稳定的二维不可压缩的磁流体力学方程, 并试图找出与阿尔文速度有关的重联发生率(Priest and Forbes, 1986)。结果的几何示意图见图 3.18。这些方程是

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} &= -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \\ \mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{u} &= \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \end{aligned}$$

其中  $j = \text{curl} \mathbf{B} / \mu$  令

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 + \dots, \mathbf{u} = \mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2 + \dots$$

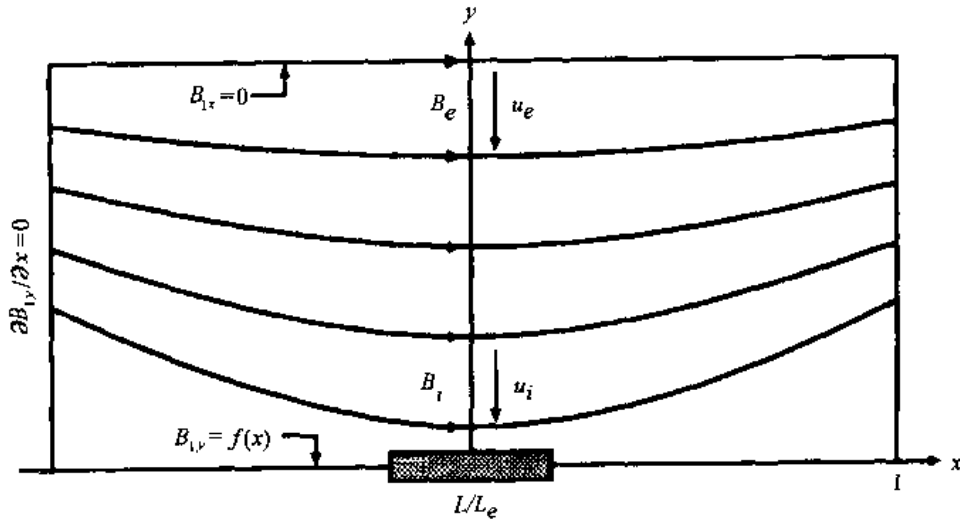


图 3.18 磁重联过程的示意图

显示的是磁力线(箭头在中部)和等离子体流(方向箭头在顶端)的半结构情况。等离子体流和磁力线由上边界流入(速度  $u_e$ , 磁场强度  $B_e$ ), 从侧边界流出。其中边界条件是给定的。在初始的  $L$  处存在着一个扩散区, 等离子体流和磁场分别以速度  $u_i$  和磁场强度  $B_i$  进入该区域

在均匀场  $B_0 \hat{x}$  附近展开, 给出一级近似

$$j_1 B_0 = \frac{dp_1}{dy}$$

或

$$\nabla^2 A_1 = -\frac{\mu}{B_0} \frac{dp_1}{dy} \quad (3.24)$$

其中

$$\mathbf{B}_1 = \left( \frac{\partial A_1}{\partial y}, -\frac{\partial A_1}{\partial x} \right)$$

方程(3.24)对应的入流( $y=1$ )处  $B_{1x}=0$ , 在  $\partial B_{1y}/\partial x=0$  边界( $x=\pm 1$ )、 $B_{1y}=0$  及对称轴上( $x=0$ )的解分别为

$$B_{1x} = \sum_0^{\infty} a_n \left\{ b - \cos \left[ \left( n + \frac{1}{2} \right) \pi x \right] \sinh \left[ \left( n + \frac{1}{2} \right) \pi (1-y) \right] \right\}$$

$$B_{1y} = \sum_0^{\infty} a_n \sin \left[ \left( n + \frac{1}{2} \right) \pi x \right] \cosh \left[ \left( n + \frac{1}{2} \right) \pi (1-y) \right]$$

其中系数  $a_n$  由下式确定

$$a_n = \frac{4B_N \sin \left[ \left( n + \frac{1}{2} \right) \pi L / L_e \right]}{(L/L_e) \left( N + \frac{1}{2} \right)^2 \pi^2 \cosh \left[ \left( n + \frac{1}{2} \right) \pi \right]}$$

在  $b=0$  的边界条件是

$$B_{1y} = \begin{cases} 2B_N x L_e / L, & 0 \leq x \leq L/L_e \\ 2B_N, & x \geq L/L_e \end{cases}$$

如图 3.19 所示,解依赖于参数  $b$ ,反过来又依赖于入流的特征:在点(1,1)流的水平分是

$$u_x(1,1) \sim b - \frac{2}{\pi}$$

当  $b=0$  时,我们重现了 Petschek 的结果, $b < 0$  时有一个强的入流,较 Petschek 机制表现为缓慢压缩和重联随着  $b$  的增大,入流的方向发生了改变,极大重联率增加。换句话说,重联的范围依赖于入流的边界条件。 $b > 1$  给出流堆积区,伴随的长的中心电流片,发散入流及超过 Petschek 理论的重联发生率等等。

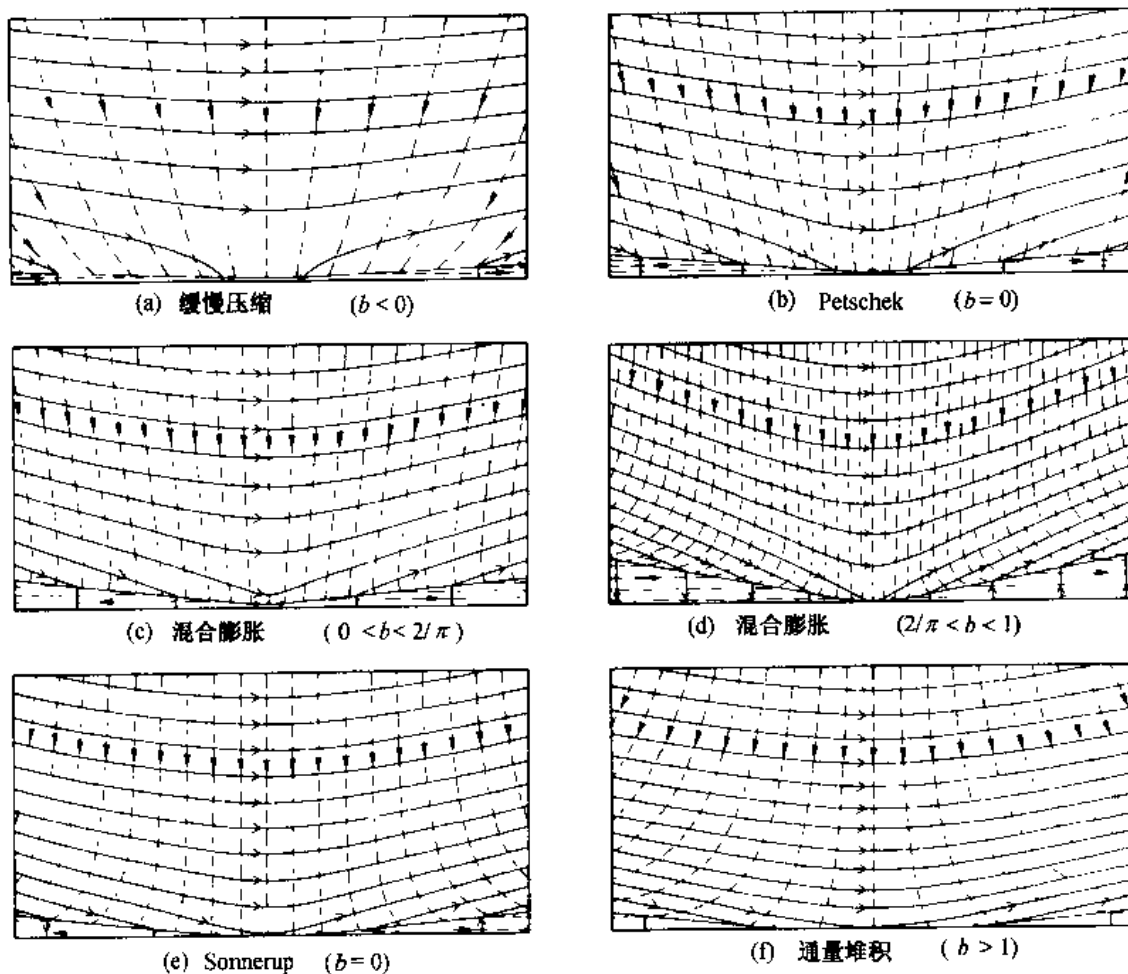


图 3.19 近似均匀稳态重联的统一理论给出的几个区域的磁力线(实线)和流线(虚线)  
图中反映的是不同  $b$  的取值时的结果(Priest and Forbes, 1986)

### 3.9 结 语

正如我们看到的,太阳的确是一个诱人的天体,其中大量多变的磁流体力学现象还没有真正搞清楚,需要人们用解析和数值计算的方法模拟研究。对于太阳日冕的加热理论上两种可能的机制:磁场在阿尔文波或电流片中的耗散,日珥由辐射不稳定性产生,并

被大的流管所支撑。而太阳耀斑则是由磁流体力学不稳定和大扰动的喷发及后续的磁力线闭合引发的重联而形成的。

许多基本的过程也发生在太阳和其他天体。所以,我们希望将来会有更多的太阳物理学家和磁层物理学家的相互合作。让我们共同探索 and 了解这美好的宇宙。

最后,令太阳委员会欣慰的是欧洲空间局和美国航空航天局已决定携手推进太阳和日球层观测计划(SOHO)。SOHO 卫星将定点于拉格朗日 L1 点,历时数年,星载观测设备将会制造出许多惊喜。该计划的目的是:通过更加精确的探测全日面振荡来确定太阳的内部结构;观测日冕的加热来研究日珥的结构和其他太阳大气特征;研究太阳风的加速机制。我们期待着它的新进展。

## 习 题

- 3.1 太阳半径为  $6.960 \times 10^5$  km, 质量为  $1.989 \times 10^{30}$  kg; 以  $3.9 \times 10^{26} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$  释放能量; 周期自转为 25.34 天。计算一下如果太阳质量均匀分布, 太阳表面的重力加速度、逃逸速度、太阳的转动惯量是多少(质量为  $m$  的中性粒子以逃逸速度沿径向向外运动, 当其动能为 0 时, 可到达无穷远)。如果所有释放出的能量都来自日核中的核反应, 那么, 每秒要燃烧多少物质? 在 1AU ( $1.496 \times 10^8$  km) 处接收到的太阳的能量通量是多少? 从地球上, 太阳的自转周期是多少?
- 3.2 由给定条件  $B_x = y, B_y = x$ , 写出磁场的方程, 并画出磁力线。注意, 相对的位置变化对应着磁场的大小。
- 3.3 检验若方程(3.8)有形式为  $B = f(t)\exp(-x^2/(4\eta t))$  的解, 找出  $f(t)$ ; 描述几个时段的  $B$ , 令  $B(0, t_0) = B_0$ , 求出总的磁通量。
- 3.4 证明只有当  $n = -1/2$  时, 方程(3.8)有形式如  $B(x), x = t^n$  形式的解。在边界条件是:  $B \rightarrow B_0(x \rightarrow \infty)$ , 和  $B \rightarrow B_1(x \rightarrow \infty)$  时, 求解  $n = -1/2$  时的  $B(x)$ 。
- 3.5 考虑流  $u = u_0(-x, y)$  对初始位形为  $B_0 \exp(-x^2/a^2)$  的影响, 根据  $B_0, u_0$  和  $a$ , 应用特征方法找出  $B_y(x, t)$ , 并画出磁力线。
- 3.6 计算 3.2 题中的磁压力和磁张力。
- 3.7 解方程并给出磁力线分布, 磁场为:  $B_x = B_0 \cos kx e^{-kz}, B_y = -B_0 \sin kx e^{-kz}$ , 式中  $|x| < \pi/(2k), z > 0$ , 检验它含有零电流片。这是一个实用的日冕拱结构的模式。
- 3.8 通过寻求方程(3.4)和(3.13)以  $X$  和  $Z$  为分离变量的解, 与问题 3.7 相类似, 求出无力拱形结构的解。
- 3.9 对于条件  $B_x = B_0, B_y = 2B_0 x$ , 求出磁力线方程并画出磁力线。在  $(1, 0)$  点上磁力的大小是多少, 磁压力还是磁张力起主要作用。
- 3.10 沿  $Z$  方向均匀分布于半径为  $a$  的柱内的电流  $J$  产生的磁场  $B_\phi(r)$  的分布是怎样的? 如果这时等离子体处于平衡态, 请解出压力  $P(r)$ , 画出  $B_0$  和  $P$  的分布。
- 3.11 证明 Parker 的理论: 流管中有均匀轴向磁场  $B_z$ , 由均匀分布的  $P_e$  所约束, 且处于平衡态, 这时流管将不受扭曲作用的影响。
- 3.12 柱形对称流管中磁场  $B_z(r, t)$ , 在  $t_0$  时刻的形式为  $B_0 \exp(-r^2/4\eta t_0)$ , 接着, 发生如下形式的扩散  $\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\eta}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial B_z}{\partial r} \right)$ , 请给出具有  $f(t)\exp(-r^2/4\eta t)$  形式类似的解, 解出  $B_z(r, t)$ , 并画出几个时间随  $r$  的变化。解出磁流, 并证明磁能确实被贮存起来。证明磁能的变化率是负的, 并对结果加以论述。
- 3.13 如果温度是  $X$  的函数, 请以与(3.18)相似的形式给出日珥中相似形式的磁场和压力的解。
- 3.14 对于有关长为  $L$  的柱状轴对称, 处于平衡态的磁流管, 而且处于磁压和压力的平衡态, 如果  $B_z =$

$B_0(1+r^2/L^2)$ 和扭转角  $\Phi$ (给定的场的一端可通过这一过程与另一端相联)为常数。请解出由  $r$  决定的压力和水平方位的磁场。

- 3.15 一个单方向的磁场  $B_y(x)$ 在  $x=0$  时消失,并且在  $x>0$  和  $x<0$  两个区域方向相反。密度均匀并且冻结在磁场中的等离子体在电场  $E_z(x,y)$ 的作用下运动,其速度分量为  $u_x = -u_0x/a$ ,  $u_y = u_0y/a$ , 式中  $u_0$  和  $a$  为常数。如果  $E$  为均匀的,请在边界条件  $X \ll 1$  和  $X \gg 1$  时,求解相应于  $B_y$  的欧姆定律,其中  $l^2 = a\eta/u_0$ 。简要画出  $B_y(x)$  并对其表现加以评述;运用稳定运动方程求解等离子体压力  $P(x,y)$ ,这个解通过驻点流动描述了磁场的湮灭模型。
- 3.16 解出与时间相关的运动方程(不考虑压力梯度),导入方程(无扩散)和连续性方程  $B_x = B_0(1+ae^{ax})y/l$ ,  $B_y = B_0(1+be^{ax}/l)$ ,  $u_x = ce^{ax}/l$ ,  $u_y = de^{ax}y/l$ ,  $p = p_0(1+fe^{ax})$  给出在  $x$  方向磁场  $B_x = B_0y/l$ ,  $B_y = B_0x/l$  的不稳定性,给出常数  $a, b, c, d, f$  的值,并描述最终将会发生什么。



## 第四章 太阳风

A. J. Hundhausen

### 4.1 引言

太阳风是由太阳等离子体流以及随等离子体流动并蔓延于行星际空间的太阳磁场组成的。它是由太阳日冕和行星际空间的巨大压力差造成的。尽管有太阳重力的抑制,这压力差驱使太阳等离子体向外流动。太阳风的存在早在 20 世纪 50 年代就被提出,因为观测表明地球磁场的一些扰动(地磁活动)是由太阳上可以观测到的现象(太阳活动)引起的,并且根据太阳日冕的平衡态理论模式能够推测出来。太阳风已在 20 世纪 60 年代中期由太空探测直接而明确地观测到了。

从那时起(直到现在),从水星轨道以内到远在土星轨道以外的太阳风经过的区域,太空飞船搭载的仪器所进行的测量已对太阳风给出了详细的描述。关于太阳风的观测和理论已有几本专著(Parker, 1963; Brandt, 1970; Hundhausen, 1972)以及一系列最新研究成果的会议文集(例如, Pizzo 等, 1987)。为什么这遥远而稀薄的等离子体一直是科学家们持续感兴趣的对象? 要回答这一问题需要了解太阳风研究的以下两个重要方面:

第一个方面涉及到太阳风在日地关系这一交叉学科课题中的作用。本章的后面我们将看到,太阳风受到太阳活动(或用物理术语,受到太阳磁场变化)的严重影响。这影响也通过太阳风的传播施加于沉浸在太阳风中的行星、彗星、尘埃和宇宙线。一些这方面的结果将在以后的几章中广泛地给予描述。起源于太阳磁场与膨胀日冕等离子体相互作用的以上所述影响已经成为当今太阳风研究的主要课题,这将在本章中着重讨论。

第二个有助于说明科学家们为什么持续对太阳风等离子体感兴趣的重要方面是关于太阳风形成和太阳风从热太阳日冕向外太阳系的冷而且更为稀薄的等离子体区域膨胀的物理过程。在膨胀过程中太阳风磁化等离子体的性质经历很大的变化。例如,离子和电子间的碰撞在日冕中很频繁,但在行星际空间非常稀少。因此我们能够在非常广泛的不同条件下考察太阳风等离子体的物理过程和现象。有些这样的条件在地面实验室或近地空间难以实现。但是太空探测器可接触太阳风,详细测量其性质和研究其中的物理过程。这对于大多数天体等离子体而言是不可能的。

这一章首先总结太阳风从日冕中形成到扫过地球轨道时的基本特性,然后介绍太阳风如何形成和从重力束缚的太阳大气中逃逸的理想化图像,也就是太阳风稳定地、径向球对称地从太阳向外流动,最后描述简化假设后对基本图像的几个重要的补充和修改。在这个从理想化到真实化的过程中,我们将涉及到在太阳风发现 25 年后仍然吸引目前太阳风研究者注意力的几个最有趣而重要的问题。

## 4.2 太阳风性质简介

最广泛和细致的太阳风观测是在地球公转轨道附近由太空飞船进行的。在这地球公转轨道到太阳中心的距离( $1.5 \times 10^{13}$  cm, 或一个天文单位 AU)上太阳风等离子体和磁场的一些物理性质总结在表 4.1 中。由地球上的标准来看, 吹过地球的太阳风是热而稀薄的快速等离子体流。它主要是由电离的氢(即质子和几乎等量的电子), 以及少量(5%)电离的氦和其他更重的元素构成。嵌在这等离子体中的是一微弱的磁场, 其方向几乎平行于黄道面(地球绕太阳公转轨道所在平面), 但与从太阳到 1 AU 处观测点连线成大约  $45^\circ$  角。通常更好的是用守恒的等离子体流通量或通量密度来描述太阳风。表 4.2 给出通过地球公转轨道的太阳风携带的粒子(和质量)、径向动量和能量的通量密度。由于径向动量通量限制磁层磁场于磁层内, 它也被称作动力压强。太阳风动量大多数是由质子携带; 能量则主要表现为质子的动能。如果在黄道面测量到的以上平均值是以太阳为中心, 半

表 4.1 在地球公转轨道(1 AU)附近观测到的太阳风性质

质子密度	$6.6 \text{ cm}^{-3}$
电子密度	$7.1 \text{ cm}^{-3}$
$\text{He}^{2+}$ 密度	$0.25 \text{ cm}^{-3}$
流速(几乎径向)	$450 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$
质子温度	$1.2 \times 10^5 \text{ K}$
电子温度	$1.4 \times 10^5 \text{ K}$
磁场(感应的)	$7 \times 10^{-9} \text{ tesla(T)}$

表 4.2 太阳风通量密度和地球公转轨道附近的通量

	通量密度	通过 1 AU 处球面的通量
质子	$3.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$8.4 \times 10^{35} \text{ s}^{-1}$
质量	$5.8 \times 10^{-16} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$1.6 \times 10^{12} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$
径向动量	$2.6 \times 10^{-9} \text{ pascal(Pa)}$	$7.3 \times 10^{14} \text{ newton(N)}$
动能	$0.6 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$1.7 \times 10^{27} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$
热能	$0.02 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$0.05 \times 10^{27} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$
磁能	$0.01 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$0.025 \times 10^{27} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$
径向磁场通量	$5 \times 10^{-9} \text{ T}$	$1.4 \times 10^{15} \text{ weber(Wb)}$

径为 1 AU 的整个球面上的典型值, 那么乘以这一球面的面积  $2.82 \times 10^{27} \text{ cm}^2$ , 我们可以得到这些参量的总通量。由此计算得出太阳风以  $1.6 \times 10^{12} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$  的速率从太阳带走质量, 以  $1.8 \times 10^{27} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$  的速率带走能量。太阳的质量为  $2 \times 10^{33} \text{ g}$ 。在太阳 50 亿年 ( $\sim 10^{17} \text{ s}$ ) 的生命历程中太阳风带走的质量是微不足道的。同样, 太阳风的能量通量仅为太阳辐射能量通量  $4 \times 10^{33} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$  的百万分之一。目前太阳风对太阳总体的质量和能量平衡的影响实际上可以忽略。表 4.3 给出一些可由表 4.1 列出的测量值计算得到的太阳风在 1 AU 距离处的其他参量值。

表 4.3 计算得到的地球公转轨道附近太阳风的一些性质

气体压强	30 pPa
声速	60 km·s <sup>-1</sup>
磁压强	19 pPa
阿尔文(Alfvén)速率	40 km·s <sup>-1</sup>
质子回旋半径	80 km
质子-质子碰撞时间尺度	4 × 10 <sup>6</sup> s
电子-电子碰撞时间尺度	3 × 10 <sup>5</sup> s
太阳风由日冕传输到 1 AU 所需时间	≈ 4 天 = 3.5 × 10 <sup>5</sup> s

在质子和电子密度相等均为  $n$  的电离气体中压强表示为

$$p_{\text{gas}} = nk(T_p + T_e)$$

这里  $k$  是玻尔兹曼(Boltzmann)常量,  $T_p$  和  $T_e$  分别为质子与电子的温度。由表 4.1 给出的量值, 太阳风电离气体的压强

$$p_{\text{gas}} = 3 \times 10^{-10} \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2} = 30 \text{ pico pascals (pPa)}$$

在压强为  $p_{\text{gas}}$ , 质量为  $\rho = n(m_p + m_e)$  的电离气体中声波的传播速率是

$$c_s = \left\{ \frac{\gamma p}{\rho} \right\}^{\frac{1}{2}} = \left\{ \frac{\gamma k}{m_p + m_e} (T_p + T_e) \right\}^{\frac{1}{2}}$$

这里  $m_p$  和  $m_e$  分别是质子与电子的质量,  $\gamma$  是定压和定容比热之比。对于电离的氢气体, 使用  $\gamma = \frac{5}{3}$  和表 4.1 中的温度, 我们发现 1 AU 处声速

$$c_s \approx 60 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$$

因此太阳风典型的  $400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  的速率几乎比声速大一个量级: 太阳风是强烈的超音速流。电离气体中的磁场会导致磁流体效应, 如在第二章所总结的那样。在许多方面, 磁场可被看作是施加了一个磁压强

$$p_{\text{mag}} = \frac{B^2}{2\mu_0}$$

用表 4.1 给出的平均磁场量值, 我们得到 1 AU 附近磁压强大约等于

$$p_{\text{mag}} \approx 1.5 \times 10^{-10} \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2} \approx 15 \text{ pPa}$$

这一量值与气体压强可比拟, 表明太阳风中磁效应与气体效应同等重要。特别地, 太阳风中的阿尔文波、磁扰动激发的小振幅波(参见第二和第十一章)将以与声速相比拟的速度传播。

为了理解太阳风的起源, 有必要知道一些日冕的性质。太阳内部的温度为  $\sim 15 \times 10^6$  K, 到肉眼可见的表面温度降到  $\sim 5\,000$  K, 在那里大气厚度足够薄以致于光可以穿过。令人吃惊的是在太阳大气更高的高度, 温度又回升到  $10^6$  K 水平, 然后随离日冕的距离而非常缓慢地降低。这一大约为  $1.5 \times 10^6$  K 量值, 缓慢变化的温度正是日冕的特殊性质。很快我们将看到这特性是产生太阳风的物理原因。图 4.1 显示在太阳可见表面最外区域(至少在日食时)这种值得注意的特性。图 4.2 显示日冕中密度随高度的变化。在这区域的底部离子(主要是氢离子)的数密度是  $\sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ , 与太阳更低高度区域相比这密度要小些, 但比 1 AU 处太阳风的密度高 7 个数量级。日冕中气体压强可以容易地计算得到

$$p_{\text{gas}} \approx 4 \times 10^{-2} \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2} \approx 4 \text{ mPa}$$

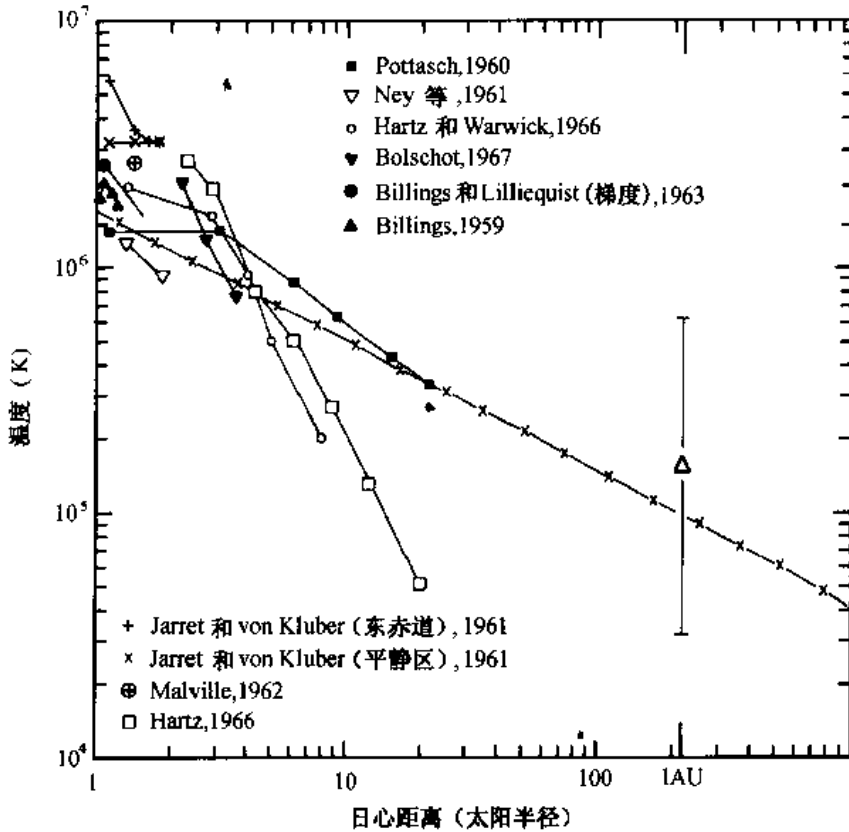


图 4.1 在不同日心距离测量的日冕温度  
(取自 Newkirk, 1967)

虽然我们至今没有向外流动速度较好的观测结果,日冕辐射线中缺乏大的多谱勒(Doppler)频移是很好的证据表明那里流速很小,特别是当与温度为  $1.5 \times 10^6$  K 时的声速(约为  $160 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ )相比较。最后,将太阳可见表面观测到的磁场强度由模式推算于日冕中,可知在日冕底部的平均磁场强度为几千特斯拉。如此强的磁场使得这一区域的磁压强( $p_{\text{mag}} \approx 10 \text{ mPa}$ )比气体压强大好几倍。我们可以预料磁效应在这太阳风起源的区域起主导作用,比如日冕中阿尔文波的传播应该比普通声波快好几倍。

比较前面给出的日冕中和 1 AU 处的密度和温度值,我们得到一个明显的结论:就是这些参量随离太阳的距离而变化。我们不久将考查这些以及其他量随径向距离的变化。以上给出的量值都是平均值或典型值。即使在一给定的距离,比如 1 AU 处,太阳风的性质可在许多不同的时间尺度上有很大的变化。特别地,太阳风速度可以低到  $200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  或高至  $1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。在 4.3 节中我们将考查均匀、稳定膨胀日冕的基本理论,以解释平均太阳风的性质。在这样做的时候,我们必须记住太阳风实际上是变化的。事实上,本章的后面我们将回过头来描述磁场与膨胀的日冕等离子体相互作用以及由此带来的太阳风的时间变化。

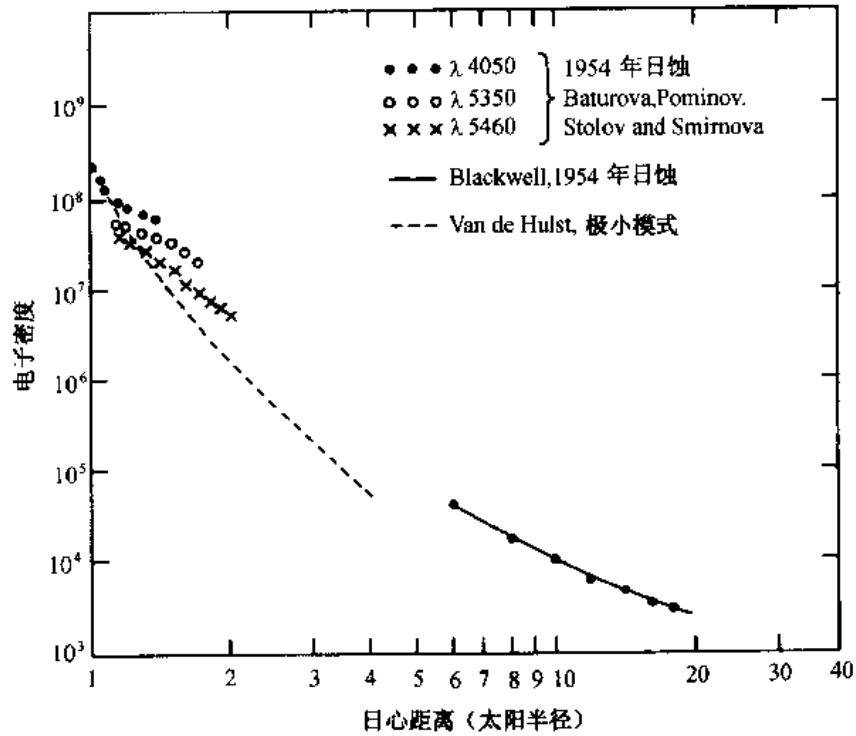


图 4.2 1954 年日冕赤道面电子密度。电子数密度( $\text{cm}^{-3}$ )是用一次日食的观测数据由不同观测者推算的  
(取自 Billings, 1966)

### 4.3 日冕中太阳风形成的基本概念

在这里我们将涉及所谓的太阳风经典理论的三个方面。第一个方面包括日冕平衡状态的流体模式, 以及由此导出的由日冕向行星际空间的连续超声速等离子体流的基本概念。第二个方面涉及到冻结在太阳风中并被带出到行星际空间的太阳磁力线位形的描述。最后, 我们将用激波的概念来说明太阳风如何在遥远的太阳系边缘设法融合进行星际介质。

#### 4.3.1 太阳风形成的流体理论

我们对太阳风形成机制的基本了解来自于太阳引力场中热日冕等离子体的平衡态理论模式。这里我们阐述这一理论。我们从第二章中给出的质量守恒方程(或称连续性方程)和动量守恒方程出发:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0 \quad (\text{质量守恒})$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{F}_g \quad (\text{动量守恒})$$

对稳态或不依赖于时间的等离子体流, 所有的时间微分都为零。在这种情形下我们只需

要处理以下较为简单的方程:

$$\nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0 \quad (4.1)$$

$$\rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{F}_g \quad (4.2)$$

我们将附加一些理想化的假设来进一步简化以上两个方程。特别地,我们假设系统是球对称的,也就是所有的物理量只是日心距离  $r$  的函数,从而使问题的几何形状简化。进一步,流体速度的方向假定是严格径向的。因此守恒方程(4.1)和(4.2)很自然地是用以日心为原点的球极坐标表达。用  $\mathbf{e}_r$  表示从日心向外的径向单位矢量,我们可将流体速度写为

$$\mathbf{u} = u(r)\mathbf{e}_r$$

并且可将太阳引力表达为

$$\mathbf{F}_g = -\frac{GM_\odot}{r^2}\mathbf{e}_r$$

这里  $G$  是太阳引力常数,  $M_\odot$  是太阳质量。压强梯度写为

$$\nabla p = \frac{dp}{dr}\mathbf{e}_r$$

方程(4.1)和(4.2)左边的散度项分别表示为

$$\nabla \cdot \rho \mathbf{u} = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \rho u r^2$$

$$\rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = \rho u \frac{du}{dr} \mathbf{e}_r$$

如果我们先不考虑磁场效应,即忽略磁场力  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ , 方程(4.1)和(4.2)最后写为以下将被用于我们的理论模式的形式:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \rho u r^2 = 0 \quad (4.3)$$

$$\rho u \frac{du}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \rho \frac{GM_\odot}{r^2} \quad (4.4)$$

这方程系统有一个非常简单的解。这解直到 20 世纪 50 年代被认为是太阳日冕平衡态的正确描述。它是在进一步假设日冕处于静止平衡状态,或处于  $u(r)=0$  的条件下得出的。 $u(r)=0$  自动满足方程(4.3),而动量方程(4.4)成为

$$-\frac{dp}{dr} - \rho \frac{GM_\odot}{r^2} = 0 \quad (4.5)$$

这正是静态大气中压强梯度与引力相平衡的表述。如果对日冕质子和电子取相同的温度  $T$ ,理想气体定律表达为

$$p = nk(T_e + T_i) = 2nkT$$

将  $\rho = n(m_e + m_p) = nm$  代入上式,得到

$$\rho = m \cdot \frac{p}{2kT}$$

这里  $m$  是质子和电子质量之和。将其代入(4.5)式并设温度  $T$  为常数,最后得到静态等温大气压强的微分方程:

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dr} = -\frac{GM_\odot m}{2kT} \frac{1}{r^2}$$

这方程的解是

$$\ln p = \frac{GM_{\odot} m}{2kT} \frac{1}{r} + K$$

这里  $K$  是一任意常数。令日冕底部  $r = R$  处压强  $p(r) = p_0$ , 给出常数

$$K = \ln p_0 - \frac{GM_{\odot} m}{2kT} \frac{1}{R}$$

而解可以写为

$$\ln \frac{p}{p_0} = \frac{GM_{\odot} m}{2kT} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right)$$

或者

$$p(r) = p_0 \exp \left\{ \frac{GM_{\odot} m}{2kT} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right) \right\} \quad (4.6)$$

对  $r > R$ ,  $1/r - 1/R$  为负的, 并且  $p(r) < p_0$ , 也就是说(4.6)式显示了我们所预期的解, 即  $p(r)$  随离太阳距离的增加而减小。

方程(4.6)是我们熟知的静止等温大气中压强按指数衰减公式的一般形式。这一公式通常用于这样一种大气: 大气是如此“浅”以至于引力场的变化在感兴趣的距离  $r$  范围内可以完全忽略。使用从日冕底部算起的高度  $h = r - R$ , 我们可以由(4.6)重新获得我们更为熟悉的公式。如果我们仅仅考虑  $h \ll R$ , 因此

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{R+h} = \frac{1}{R(1+h/R)} \approx \frac{1}{R} \left( 1 - \frac{h}{R} \right)$$

在这一近似下, 方程(4.6)成为

$$p(r) = p_0 \exp \left\{ \frac{GM_{\odot} m}{2kT} \left( \frac{1}{R} - \frac{h}{R^2} - \frac{1}{R} \right) \right\} = p_0 \exp \left\{ - \frac{GM_{\odot} m}{2kTR^2} h \right\} = p_0 e^{-h/\lambda} \quad (4.7)$$

这里  $\lambda = 2kTR^2/GM_{\odot} m = 2kT/mg$  是用引力常数  $g$  表示的大气底部的标高。

方程(4.6)作为日冕平衡态模式的不足起源于引力在日冕占据的巨大日心距离范围内实际上是变化的。如果令  $r \rightarrow \infty$ , (4.6)式给出的压强并不是如(4.7)式给出的那样连续地指数衰减, 而是趋近于

$$p_{\infty} = p_0 \exp \left\{ - \frac{GM_{\odot} m}{2kTR} \right\}$$

对  $10^6$  K 的日冕温度, 上式给出的压强值大约仅是日冕底部高压强值的  $e^{-8}$  或  $3 \times 10^{-4}$  倍。这压强仍然比人们认为在星际介质中存在的压强 ( $p_{\text{int}} \approx 10^{-13} \sim 10^{-14}$  Pa) 大许多个数量级, 因此不能代表日冕与遥远星际介质间的压力平衡。

正是这一问题激发 E. N. Parker 在 20 世纪 50 年代通过考虑非零流体速度时的解重新考察了方程(4.3)和(4.4)所能给出的平衡态。这两个方程的第一个可以在流体速率由下式表达时得到满足

$$\rho u r^2 = C \quad (\text{常数})$$

将以上表达式乘以  $4\pi$  后可以更清楚地看出其意义

$$4\pi r^2 \cdot \rho u = I \quad (\text{常数}) \quad (4.8)$$

因为  $\rho u$  是通过以日心为球心的球面上单位面积的质量流速率,  $4\pi r^2$  是半径为  $r$  的球面的面积, 因此  $I$  是通过整个球面的质量通量(以每秒克为单位)。对于不随时间变化的径

向流,根据物质守恒,上式明确地告诉我们通过任何以日心为球心的球面上的总通量是相同的。

动量方程(4.4)包含了两个与第一个积分(4.8)中同样的流体性质,密度  $\rho$  和流速  $u$ , 并含有压强  $p$ 。在分析静止平衡时同样的等温假设下,

$$p = 2nkT$$

经微分后代入(4.4)式给出

$$\rho u \frac{du}{dr} = -2kT \frac{dn}{dr} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2}$$

利用  $\rho = nm$  并在两端除以  $\rho$

$$u \frac{du}{dr} = -\frac{2kT}{m} \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} - \frac{GM_{\odot}}{r^2} \quad (4.9)$$

将(4.8)式写为

$$4\pi r^2 \cdot mnu = I$$

求出  $n$

$$n = \frac{I}{4\pi m} \frac{1}{ur^2}$$

然后微分,得到

$$\frac{dn}{dr} = \frac{1}{4\pi m} \left\{ -\frac{1}{u} \frac{2}{r^3} - \frac{1}{r^2} \frac{1}{u^2} \frac{du}{dr} \right\} \quad (4.10)$$

因此

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dr} = \frac{4nm}{I} ur^2 \frac{1}{4\pi m} \left\{ -\frac{2}{ur^3} - \frac{1}{r^2 u^2} \frac{du}{dr} \right\} = -\frac{2}{r} - \frac{1}{u} \frac{du}{dr}$$

代入(4.9)式后将动量方程简化为只含流速  $u(r)$  的形式

$$u \frac{du}{dr} = \frac{4kT}{mr} + \frac{2kT}{m} \frac{1}{u} \frac{du}{dr} - \frac{GM_{\odot}}{r^2} \quad (4.11)$$

这是一个在膨胀的等温大气中关于  $u(r)$  及其导数  $du/dr$  的微分方程。

将所有含  $u(r)$  的项移到方程(4.11)的左边有助于分析这一方程

$$u \frac{du}{dr} - \frac{2kT}{m} \frac{1}{u} \frac{du}{dr} = \frac{4kT}{mr} - \frac{GM_{\odot}}{r^2}$$

或

$$\left( u^2 - \frac{2kT}{m} \right) \frac{1}{u} \frac{du}{dr} = \frac{4kT}{mr} - \frac{GM_{\odot}}{r^2} \quad (4.12)$$

Paker(1958)认识到这一形式的动量方程揭示了太阳风的存在。对任何实际可能的日冕温度  $T$ , 在日冕底部, (4.12)式的右边第二项  $GM_{\odot}/r^2$ , 大于第一项  $4kT/(mr)$ 。这实质上是陈述, 尽管日冕中温度很高, 日冕等离子体是被引力束缚住的。在日冕底部附近 (4.12)式的右边是负的。然而, 随  $r$  的增加,  $GM_{\odot}/r^2$  比  $4kT/(mr)$  减少得快, 因此 (4.12)式的右边随  $r$  而增加, 在以下半径处通过零值

$$r_c = \frac{GM_{\odot} m}{4kT}$$

然后在更大的半径变成正值。方程(4.12)右边这样的行为对方程的解有着深刻的影响。



如果在这特定或临界半径  $r_c$  处  $4kT/(mr) - GM_\odot/r^2 = 0$ , 那么方程的左边也应为零。这种结果可以两种方式得到, 或者说可导致两类解。对方程(4.12)的大多数解,

$$\left. \frac{du}{dr} \right|_{r_c} = 0$$

也就是, 这些解在  $r_c$  有最大或最小值。现在让我们集中注意力于那些  $u(r)$  在日冕底部以小的值开始的解。在那一区域, 小的  $u(r)$  值是由所测得的辐射线多谱勒频移小而预期的。这样在  $r$  接近于  $R$  的区域,  $u^2 - 2kT/m < 0$ 。因为方程(4.12)的右边在那一区域也是负的,  $du/dr$  必定是正的。这样这些解中  $u(r)$  随  $r$  的增大而增加, 直到  $r = r_c$  达到最大值, 然后在  $r > r_c$  的区域随  $r$  而减小 ( $u^2 - 2kT/m$  仍然小于零), 这是因为现在方程右边是正的。这些解中, 对所有的  $r$  都有  $u^2 < 2kT/m$ 。

然而方程(4.12)存在一些特殊的解, 使得  $r = r_c$  时  $u^2 - 2kT/m = 0$ , 因而方程左边等于零。特别地, 存在着一个独一无二的解, 它在日冕底部附近以小的  $u(r)$  值开始, 在  $R < r < r_c$  区域内使得  $u^2 - 2kT/m < 0$  而且  $du/dr > 0$ , 但在  $r = r_c$  时虽然  $u^2 = 2kT/m$ , 仍然使得  $du/dr$  为正。因为  $u^2 - 2kT/m$  在  $r > r_c$  的区域一定大于零, 要将方程右边从负的改变为正的, 可以保持  $du/dr$  仍然为正; 这样  $u(r)$  随  $r$  的增大可以持续增加。在 4.2 节中我们已经知道, 日冕中的声速由下式给出

$$c_s^2 = \frac{\gamma p}{\rho} = \gamma \frac{2nkT}{nm} = \gamma \frac{2kT}{m}$$

方程的所有其他解(都在日冕底部以小的  $u$  值开始)在  $r = r_c$  达到  $u(r)$  的一小于  $(2kT/m)^{1/2}$ , 或小于声速的最大值。这些解在大的  $r$  都有小  $u(r)$  值, 因此与前面建立的静止平衡模式有着同样的问题: 当  $r \rightarrow \infty$  时压强趋于一不可接受的很大值。然而, 那个特殊解的  $u(r)$  随  $r$  的增大一直增加, 可以超过  $(2\gamma kT/m)^{1/2}$ , 实际上也就是超过声速, 正如在太阳风中所观测到的那样。由

$$n(r) = \frac{I}{4\pi m r^2 u(r)}$$

当  $r \rightarrow \infty$  时  $n(r) \rightarrow 0$ , 因而压强  $p = 2nkT$  必定趋近于零。因此这一解可以表征连接高压强的日冕与非常低压强的星际介质间的平衡。但这不是静态平衡, 而是具有一稳定的由太阳向外的等离子体流动或日冕膨胀。  $r \rightarrow \infty$  时这种解的行为的变化直接源于非零流动, 使得  $n(r)$  不再按引力场的标高而变化, 并且由连续性方程使得  $n(r)$  几何依赖于  $r^{-2}$ 。正是以此为基础, Parker 在任何直接的行星际观测成为可能之前提出是连续的超音速日冕膨胀形成了太阳风。

写出方程(4.12)实际的解并不困难。读者可以容易地通过微分证明下式是(4.12)式的一个解

$$\frac{1}{2} u^2 - \frac{2kT}{m} \ln u = \frac{4kT}{m} \ln r + \frac{GM_\odot}{r} + K'$$

这里  $K'$  也是一个任意常数。在  $r = r_c = GM_\odot m / (4kT)$  时,  $u^2 = 2kT/m$  的要求决定常数  $K'$ , 并给出太阳风这一特殊解的显式

$$u^2 - \frac{2kT}{m} - \frac{2kT}{m} \ln \frac{mu^2}{2kT} = 8 \frac{kT}{m} \ln \left( \frac{r}{r_c} \right) + 2GM_\odot \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_c} \right) \quad (4.13)$$

图 4.3 显示这一  $u(r)$  解在一些日冕温度  $T$  时随日心距离的变化。在大约 10 个太阳半径以外的行星际区域, 这些解给出每秒数百公里的太阳风速度。

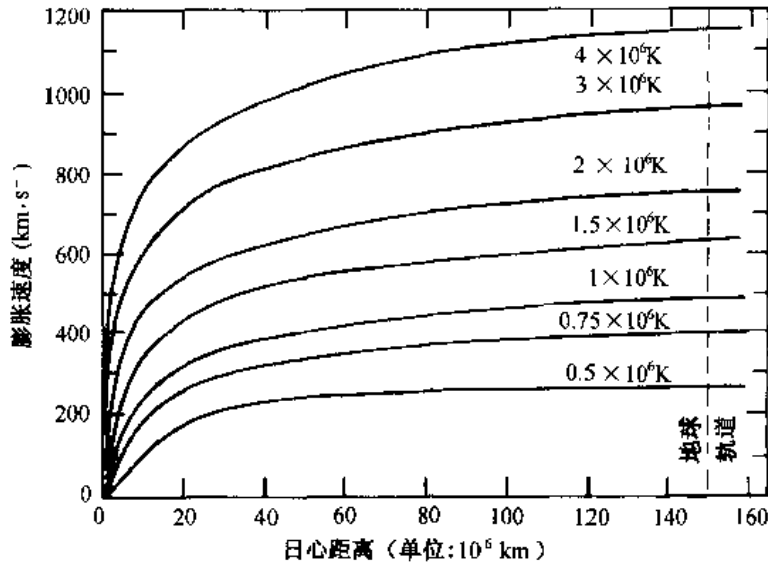


图 4.3 由等温日冕膨胀模式导出的径向膨胀速率  $u(r)$   
日冕温度范围是从  $5 \times 10^5$  K 到  $4 \times 10^6$  K(取自 Parker, 1958)

精明的读者也许会对在许多简化假设上建立的以上模式的正确性产生疑问。本章的其余部分我们将考虑放宽其中几个简化假设。重要的是稳定流动解的本质图像在过去 30 年太阳风研究中发展起来的远为复杂的模式中并没有改变。例如, 将等温假设放宽到一个特定的温度函数  $T(r)$  仍然导致一个太阳风解, 只要  $T(r)$  随  $r$  的下降比  $1/r$  要慢 [因此方程(4.2)右边仍然改变符号]。这样的解中, 流速  $u(r)$  在太阳附近迅速增加, 如同等温模式中一样, 但大约 10 个太阳半径以外几乎达到一常数值。更真实地考查变化的日冕温度对日冕膨胀特性的影响, 可以通过引进能量守恒方程来进行。这能量方程结合了一组关于日冕和太阳风中能量传输机制的物理假设。这一方法需要求解更难于处理的耦合的质量、动量和能量方程。可以证明如果能量被流动和热传导从百万度高温的日冕底部带走, 太阳风形式的解可以存在。然而, 这样的热传导模式似乎不能描述既能与观测到的日冕密度和温度, 又能与 1 AU 处太阳风的平均性质相自洽的太阳风流。其他一些机制, 如能量被从太阳向外传播的阿尔文波(以及阿尔文波压强施加的压力)所耗散, 已被作为对太阳风的实际形成可能起关键作用的因素加以广泛地研究。

### 4.3.2 冻结在太阳风中的磁场的空间位形

存在向外流动的太阳风时行星际磁场的经典图像是第二章中描述的冻结磁场概念的简单应用。如果一个磁通量管存在于稳定的等离子体流中, 那么任一给定位置包含在通量管中的流体在其他位置也必定在这通量管中。类比于磁通量管和磁力线, 如果我们引进流管和流线的概念, 我们可以看到等离子体流和磁场结构是等同的。从物理上讲, 我们可以想象流体拖着冻结在其中的磁场, 形成与等离子体流自洽的磁场结构。

如果将这概念应用于球对称、径向膨胀的太阳风,我们首先会预期产生的磁场结构将非常简单。定义一个在日冕底部球面上( $r=R$ )具有无限小面积  $dA_0$  的流管。均匀的径向流动将使得这流管在任何半径  $r$  上的截面积是其初始面积  $dA_0$  的简单映射,但是由于扩张的球对称几何形状而被扩大,如图 4.4 所示意的那样。于是在任意  $r$ ,流管面积  $dA$  等于  $(r/R)^2 dA_0$ 。通过  $dA_0$  的磁力线也随径向距离的增大而铺开,构成与流管有同样几何形状和同样变化面积  $dA$  的磁通量管。因此如果  $B_0$  是流管底部的径向磁场,  $B(r)$  是任一半径  $r$  上的磁场,那么流管中磁通量守恒(由  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  所暗示)要求,

$$B(r) \left( \frac{r}{R} \right)^2 dA_0 = B_0 dA_0$$

或者

$$B(r) = B_0 \left( \frac{R}{r} \right)^2$$

也就是,完全径向磁场的强度按  $1/r^2$  减少。

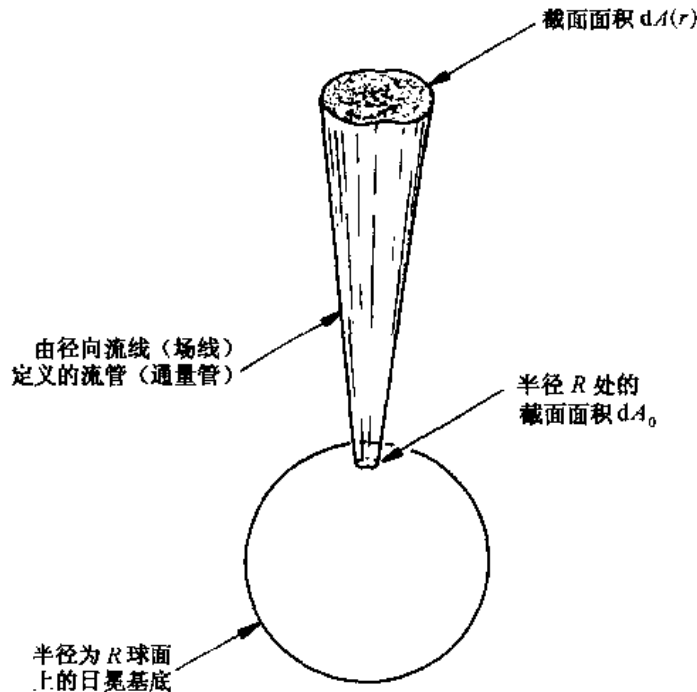


图 4.4 由径向流线(或磁力线)定义的一个流管(或通量管)的几何形状

不幸的是,有一个本质的复杂性使得这简单图像不适用于太阳风,即太阳大气围绕几乎垂直黄道面(地球轨道平面)的轴旋转。在这大气中旋转速率随位置不同而不同,平均而言,随太阳球极坐标系中的纬度而变化。在这坐标系中太阳的转轴被用于定义太阳南北极的空间位置。在太阳赤道附近(或这样一区域;由此区域出来的太阳风能够到达黄道面附近的太空探测器),平均旋转周期为 25.4 d。因此太阳日冕和任何固定在太阳上的源,例如在上一段中我们定义的面积元  $dA_0$  都在以角速度

$$\omega = \frac{2\pi \text{rad}}{25.4 \text{ d}} = 2.7 \times 10^{-6} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$$

旋转。旋转对我们的太阳风流管/磁通量管描述的影响示意于图 4.5 中。当流体团从固

定在流管底部的一源区连续地向外流动时，源区随太阳旋转。因而从固定源区发射的流体团的实际迹线取螺旋线形状。由这源区出发的冻结在膨胀等离子体中的磁力线也必定取同样的形状，或被拖曳成螺旋线位形。这类似于从旋转喷头喷出的水注，或唱片上当唱针几乎沿径向向外移动时走出的旋转凹槽。

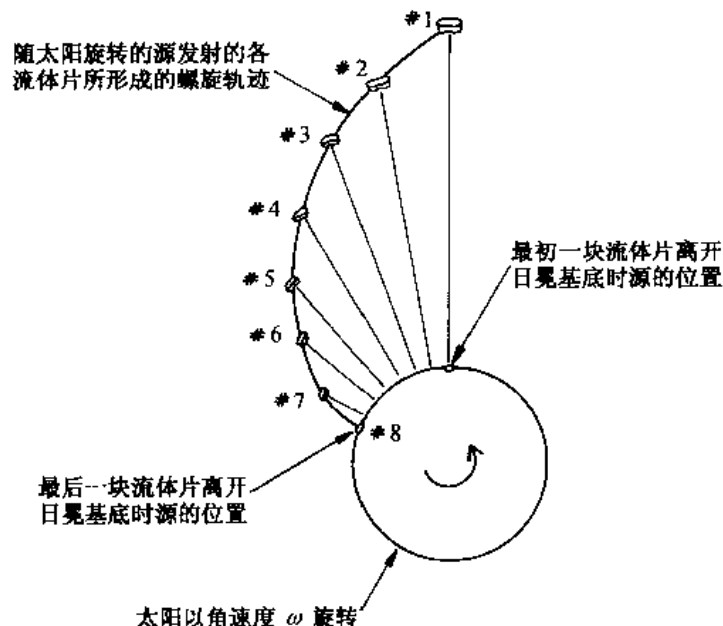


图 4.5 从固定在旋转太阳上的源以定常速度向外发射的连续流体团 (这示意图中画了 8 个) 的轨迹

如果变换到随太阳旋转的参考系中，在这参考系中等离子体和磁力线的源不旋转，这些螺旋磁力线可以用数学公式表达。等离子体仍然以速度  $U_r = u(r)$  沿径向流出，如同在真正的静止参考系中一样。然而，完全由于坐标系间的变换，现在流体有一个沿太阳经度  $\varphi$  方向的表现速度，

$$U_\varphi = -\omega r$$

于是在这坐标系中，磁场沿着从固定源区流出的等离子体轨迹延伸，它的两个分量由下式相联系

$$\frac{B_\varphi}{B_r} = \frac{U_\varphi}{U_r} = \frac{-\omega r}{u(r)} \quad (4.14)$$

这给出一个在太阳赤道附近(太阳纬度 = 0)的微分方程

$$\frac{r d\varphi}{dr} = \frac{-\omega r}{u(r)}$$

如果径向膨胀速度是常数，如同在远离太阳的行星际空间的太阳风中，上面的方程成为：

$$\frac{dr}{d\varphi} = -\frac{u}{\omega}$$

其解很明显为

$$r = -\frac{u}{\omega} \varphi + K''$$

选定磁力线在  $r = R$  上源区的经度位置  $\varphi_0$ , 得出

$$r - R = -\frac{u}{\omega}(\varphi - \varphi_0)$$

这实际上是古希腊的一种几何图样, 被尊称为阿基米德螺旋线。

在这样的磁场几何形状中, 磁场强度可通过画一个细的由螺旋线包围的流管, 然后应用磁通量守恒导出。通过流管底部的通量很简单地是  $B_0 dA_0$ , 与没有旋转时的一样。取流管的一个截面, 于是半径  $r$  处球面上它的面积又正比于  $r^2$ , 并且同样的通量必定通过这截面(因为磁力线管表面被定义为平行于磁力线, 所以没有磁力线穿过流管表面)。这样对  $B(r)$  我们有关系

$$B_r(r) \frac{r^2}{R^2} dA_0 = B_0 dA_0$$

或者

$$B_r(r) = B_0 \left( \frac{R^2}{r^2} \right)$$

磁场的经向(或方位角)分量可由(4.14)推出:

$$B_\varphi(r) = -\frac{\omega r}{u} B_r = -B_0 \frac{\omega R}{u} \frac{R}{r}$$

变换回静止参考系不会改变这些磁场分量(速度为非相对论时), 但意味着出现一个电场, 这是因为在静止参考系中速度与磁场不平行。图 4.6 显示太阳风速度为  $400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  时的螺旋线几何形状。被带入行星际空间的磁力线在越远离太阳的地方变得越弯曲。在地球轨道,  $\omega r = 405 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 因而平均的径向和经向磁场分量几乎相等。磁场矢量与日心到 1 AU 连线的角度应接近于  $45^\circ$ , 如同观测到的那样。

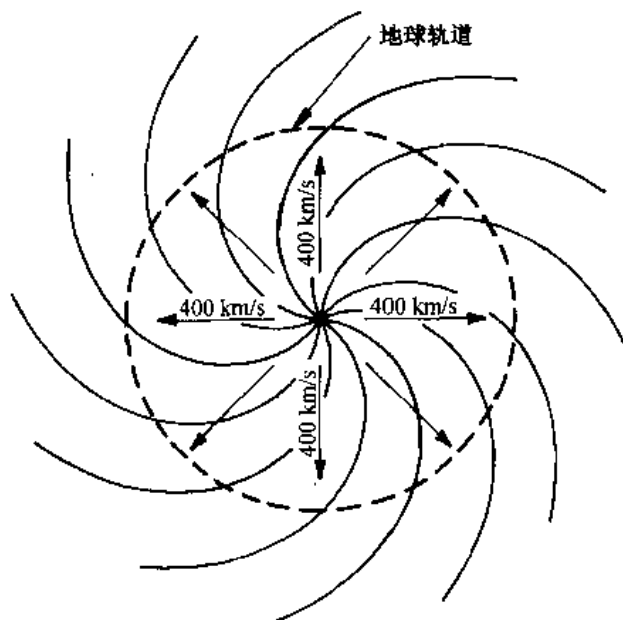


图 4.6 冻结在膨胀速度为  $400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  的径向太阳风中的螺旋形行星际磁力线  
(取自 Parker, 1963)

### 4.3.3 太阳风的终结

迄今为止,我们已建立了一个连续膨胀太阳风和冻结磁场的模式。这模式避免了在高温一直扩展的日冕静态平衡模式中碰到的问题。建立于等温假设,或温度可以随日心距离  $r$  而降低这样的更真实假设之上的太阳风模式中,气体压强随  $r \rightarrow \infty$  而趋于零。在这样的模式中随  $r \rightarrow \infty$  磁场越来越指向方位角方向,因而磁压强

$$\frac{B^2}{2\mu_0} \approx \frac{B_\phi^2}{2\mu_0} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \left( \frac{\omega R}{u} \right)^2 \frac{R^2}{r^2}$$

也随  $r \rightarrow \infty$  而趋于零。获得磁场压强这样的行为方式是因为我们让向外的压强梯度驱动等离子体流,并破坏气体压强与增长的标高间的简单联系。静态模式中这种简单联系使得  $r \rightarrow \infty$  时压强变得很大。事实上,在许多方面具有压强特性的太阳风的动量通量密度  $\rho u^2$ ,也随  $r \rightarrow \infty$  而趋于零。这是因为根据连续性方程,质量密度  $\rho$  几乎按  $1/r^2$  随距离变化。

这样,如考虑太阳风应与压强为  $\sim 10^{-13}$  Pa 的行星际背景融合,我们遇到一个完全相反的问题。在某一大日心距离,太阳风动量密度将降低到低于星际压强,并且预料由于外部压强力的作用,太阳风将减慢。然而,减慢太阳风不是一件容易的事。4.3.1 节中详细讨论过的等温模式断言在大的日心距离,  $u(r)$  应连续地缓慢增大;对  $u \gg (2kT/m)^{1/2}$  和  $r \gg r_c$ , 式(4.13)指出

$$u^2 \approx 8 \frac{kT}{m} \ln \frac{r}{r_c}$$

或者

$$u(r) \approx 2 \left( \frac{kT}{m} \right)^{1/2} \left( \ln \frac{r}{r_c} \right)^{1/2}$$

因为温度  $T$  是常数,因此太阳风流速和声速之比按  $(\ln r)^{1/2}$  增加,并且太阳风在外太阳系变得越来越超声速。允许温度随日心距离降低的模式预期  $u(r)$  会在  $r \rightarrow \infty$  时达到一极限值。但是,由于  $T(r)$  的降低,太阳风流速和声速之比又会提高。因此,太阳风中不存在内部压强或磁场力能够有效地减速或逆转太阳风,从而使太阳风融合进星际等离子体和磁场。另外,星际等离子体和磁场的影响不能够被超声速区域中的太阳风流感受到,因为不可能有向太阳传播的声波或阿尔文波去警告太阳风前面有一个障碍存在!

避免这种两难境地的一个方法是求助于发生在许多超声波流中的效应:形成一个激波来突然地将太阳风减慢为亚音速。在激波之后,太阳风等离子体可以用通常的方法感受到星际介质的存在并缓慢地调整到与星际介质构成动力学和压强平衡。如果星际介质的压强  $p_{\text{int}}$  在所有方向上都是相同的,那么激波将驻留在太阳风径向动量通量与星际介质压强相等的日心距离,或

$$\rho u \cdot u = p_{\text{int}}$$

对表 4.2 给出的 1 AU 处的径向动量通量  $2.6 \times 10^{-8} \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$  ( $1 \text{ dyn} = 10^{-5} \text{ N}$ ) 和由连续性积分(4.8)式暗示的流速为常数的太阳风密度按  $1/r^2$  变化,加以星际介质压强为

$10^{-12} \text{ dyn}\cdot\text{cm}^{-2}$ , 上面的等式可以在下式成立时被满足

$$\left(\frac{r_{\text{earth}}}{r_{\text{shock}}}\right)^2 \approx \frac{10^{-12}}{2.6 \times 10^{-8}}$$

或者

$$\frac{r_{\text{earth}}}{r_{\text{shock}}} \approx (2.6 \times 10^4)^{\frac{1}{2}} \approx 160$$

$$r_{\text{shock}} = 160 \text{ AU}$$

这一估计将结束超音速太阳风的激波置于远在我们所知的任何行星之外的位置。在如此远的日心距离上, 流入激波的阳光风速与阳光风中的声速之比很大; 这意味着结束太阳风的激波是一个非常强的激波。

更细致的激波位置模型得出较小的  $r_{\text{shock}}$ , 但一般在 5~150 AU。例如, 紧挨着强激波之后的压强为  $0.88\rho u \cdot u$  (参见第二章), 如果是这一压强与  $p_{\text{int}}$  相平衡, 激波的日心距离将为前面估计值的  $(0.88)^{\frac{1}{2}}$ 。在极为稀薄并且无碰撞的外太阳系中是否存在激波的问题、太阳风与宇宙射线而不是与行星际等离子体作用的可能性、行星际磁场的效应, 以及太阳在星际气体中的运动的影响, 都是最终减速太阳风的真实理论所要考虑的。在太阳风减速并最终融入周围的行星际的区域, 也就是所谓的日层顶处的动力学更受到这些复杂因素的影响。建议读者参考最近 Holzer(1989)关于这一课题的综述。

#### 4.3.4 小 结

描述太阳风通过日冕的超声速膨胀而形成、冻结在日冕膨胀中的行星际磁场位形, 以及太阳风最终在外太阳系减速的理想化模型是建立在许多简化假设之上的。值得再一次说明的是, 尽管 20 年来松弛这些假设一直是太阳风理论研究者工作的主要内容, 太阳风的基本经典图像只是在细节上起了很大变化。日冕与行星际介质间的压强差向外加速日冕等离子体仍然是当前太阳风模式的基础; 待解决的问题是必须引进一个使得模式能够与观测结果定量相符的压强和能量差。螺旋形的磁场结构, 几乎为常数的流速, 以及平方反比下降的密度, 都是如此的基本, 以致于太空探测器在外太阳系的观测结果被用于搜寻是否有偏离这些基本形态的现象。

本章余下部分将处理经典图像的两个重要详细化。第一个将使我们考虑延迟了许久的问题: 太阳风磁场对日冕等离子体膨胀的影响。第二个详细化将考虑时变太阳风的存在和我们对时间变化产生的原因以及向星际空间的传播。

### 4.4 日冕和太阳风的磁场结构

太阳风磁场与日冕等离子体的相互作用是通过磁场力进行的。在稳态动量方程中磁场力表示为  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$

$$\rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla \rho + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{F}_g \quad (4.15)$$

在磁流体动力学近似中, 电场的时变导数可以忽略, 安培定律

$$\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$$

可被用于从(4.15)式中消掉电流  $\mathbf{j}$ 。消掉  $\mathbf{j}$  后的方程与  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  和欧姆定律构成封闭的方程系统。由第二章欧姆定律写为

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (4.16)$$

在日冕和太阳风中,电导率很高以致于欧姆定律可以很好地被近似为表达磁场冻结性质的更简单的形式:

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = 0$$

找到这个磁流体动力学(MHD)方程系统的解比求解非磁化流体方程要复杂得多。复杂性的第一层很明显,与非磁化流体方程比较,动量方程(4.15)多了一项,这项含有一个附加的作为独立变量的物理量,即磁场矢量  $\mathbf{B}$ 。另外,附加的方程  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  和欧姆定律必须与质量和动量方程同时求解。然而,更严重一层的复杂性来源于作用在流体元上的磁场力的基本性质。由磁场力的表达式  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  可明显看出磁场力总是垂直于磁场矢量  $\mathbf{B}$ 。因此一些方便求解流体方程的几何形状简化不适用于一个 MHD 问题。例如,在图 4.6 的螺旋磁场几何形状中如果有任何电流形成(如果日冕底部磁场强度不均匀或者径向膨胀速度不是常数,就会出现电流),磁场力会有一个经度或者方位角方向的分量。这样就会产生经度或者方位角方向的流动,从而迫使我们去掉  $\mathbf{u}$  是纯粹径向的假设并处理真正的矢量性质的动量方程。更进一步,因为可能的最简单磁场具有偶极场位形(经典电动力学中磁单极不存在),所以期望描述整个日冕的 MHD 流动是球对称的是不现实的。4.3 节中  $\mathbf{u} = u(r)$  那样的假设不再成立。

#### 4.4.1 沿场坐标系中的 MHD 方程

对稳态流动问题使用沿磁力线导向的坐标可在一定程度上减弱这些复杂性。在任意位置,令  $ds$  为沿磁力线量度的距离元。对冻结磁场等离子体沿磁力线流动,因此  $\mathbf{B}$  和  $\mathbf{u}$  都平行于  $ds$ 。质量守恒方程可以被写为

$$\frac{d}{ds}[\rho u A(s)] = 0 \quad (4.17)$$

其解为

$$\rho u(s) A(s) = I \quad (\text{常数})$$

这式与我们前面的径向、球对称流动例子中的积分(4.8)式不同在于  $A(s)$  是通量管或流管截面积更一般的表达式,而不再是  $4\pi r^2$ 。动量方程沿磁场方向  $\hat{\mathbf{b}}$  的分量(或平行分量)

$$\rho u \frac{du}{ds} = -\frac{dp}{ds} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2} \cos \xi \quad (4.18)$$

这里  $\xi$  是任意位置场线/流线与径向方向间的夹角。这是方程(4.4)简单的推广,涉及了引力沿磁场方向  $\hat{\mathbf{b}}$  的分量。因为磁场力垂直于用于定义  $ds$  的磁场方向,动量方程的平行分量不包含磁场力。

当然,动量方程是矢量方程,(4.18)式仅代表了其一部分。剩下的一部分可通过取矢量方程与  $\mathbf{B}$  的叉乘导出。对一般的三维情形,分量形式的横向动量方程过于复杂凌乱而难以在这里写出。幸运的是,方程的意义可以由处理一个二维的几何形状而体会到。在



这位形中磁力线处于一个平面中,并且不依赖于垂直于这一平面的空间坐标。因此由  $\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$  给出的电流将始终垂直那个平面,而且磁场力  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  会回到磁力线所在的平面但垂直磁场  $\mathbf{B}$ 。沿磁场力方向的动量方程可被巧妙地处理成下面的形式

$$jB = F_{\text{mag}} = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2} \sin \xi - \frac{\rho u^2}{R_c} \quad (4.19)$$

这里  $z$  是沿  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  方向量度的距离,  $R_c$  是场线的曲率半径,而  $\xi$  是  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  方向与重力在场线所在平面的投影间的夹角。上式简单地陈述了磁力与压强梯度、引力和离心力在  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  方向的分量相平衡;在这个垂直于流动的方向由  $\rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}$  项意味着的动量变化,以及由等离子体流动引起的动量变化简化为离心力。

虽然我们不在这里具体地建立能量方程,我们指出能量方程也可在这个场线/流线坐标系中被简化。这简化的出现是由于所有被等离子体带走的能量都沿场线流动。另外,在磁场足够强的等离子体中粒子间碰撞的时间间隔远比回旋周期长,像热传导这样的扩散过程在横跨磁力线的方向受到禁止,从而扩散过程也只沿磁力线携带能量。

几个有趣的结论可从(4.17)形式的质量方程和(4.18)形式的平行动量方程得出。首先,它们与4.3节中表达径向膨胀、球对称流动的相似方程(4.3)和(4.4)只是稍有不同;惟一的重要差别在于流管截面积的更一般表达式  $A(s)$ 。因此沿流管的解将与4.3节中得到的那些解非常相似。这一点可最简单由静态平衡系统的情形来说明。在这情形下动量方程简化为力平衡

$$0 = -\frac{dp}{ds} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2} \cos \xi$$

$$\frac{dp}{dr} = -\rho \frac{GM_{\odot}}{r^2}$$

正如我们前面的模式一样,并且有与(4.6)完全相同的解!静态平衡大气有同样的随标高或沿给定流管上的日心距离变化的压强,如同非磁化大气一样。磁场力只在横向进入平衡态表达式,像  $u=0$  时(4.19)式所表达的那样

$$jB = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2} \sin \xi$$

相似的结论在流速  $u$  不为零的情形也可以得出。这简单地说明了为什么像4.3节中那样忽略了磁场效应的模式一般也能够成功地给出可信的太阳风物理图像。即使在复杂的日冕磁场几何形状中,太阳风也沿开放的磁通量管向外膨胀。仅仅是连续性方程中的因子  $A(s)$ [以及从平行动量方程中消去密度后出现的  $A(s)$  的导数]使得沿这些流管的稳态流问题变得复杂化。磁场对基本的向外膨胀的影响仅通过那个相当细致的几何因子表现出来。

这不是说求解这组沿磁力线导向坐标中的方程是一件微不足道的事;在比径向场线更复杂的磁场形态中,这些方程的解只是由数值方法得到过。然而,我们的第二个要从这些方程形式得出的结论来源于将问题分解为没有直接的磁场效应的平行流动问题,以及一个包含磁场力但仅通过离心力而包含等离子体流动的横向力平衡问题。这一方式暗示可用迭代方法求解这组耦合方程。从一个假定的磁场形状(当然与  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  相自治)出发,等离子体的平衡可从求解平行方程(4.17)和(4.18)找出。然后,由求出的  $\rho, \mathbf{u}, p$  和

$\mathbf{B}$  的空间分布, 方程(4.19)被用于计算在所有位置给出平衡的电流密度  $\mathbf{j}$ 。一个新的、有希望与原来假定的位形接近的磁场位形可从计算得到的  $\mathbf{j}$  求出。这过程不断重复直到收敛, 也就是紧接两步的计算结果相差很小。如同在以后要讲到的, 这实际上正是这个问题的第一个数值解所用的方法。

#### 4.4.2 日冕磁场模型

现在考虑一个等温日冕的磁流体动力学膨胀。在日冕底部作为边界条件施加了一个在所有可实现的磁场中最简单的一种, 偶极磁场。如果磁场强度弱, 我们预期日冕会拖着冻结磁场向外膨胀, 像 4.3 节中的流体模式描述的一样。如果磁场非常强, 我们预期磁场位形会像真空中的偶极场一样(或者日冕中没有显著的电流)。这样的磁场的径向和纬度方向分量为

$$B_r = 2B_0 \sin\theta \left(\frac{R}{r}\right)^3$$

$$B_\theta = B_0 \cos\theta \left(\frac{R}{r}\right)^3$$

这里  $\theta$  是球极坐标中的余纬。这球极坐标的对称轴 ( $z$ -轴) 与日冕底部的偶极子轴方向一致。 $B_0$  是在日冕底部沿偶极子轴, 或  $r=R, \theta=0$  处的磁场的半强度(关于偶极子磁场更详细的讨论请参见第六章)。这样的磁场形态中, 所有的磁力线从日冕底部出发, 在同一经度平面内向外延伸到偶极赤道 ( $\theta=\pi/2$ ) 平面上的最大高度, 然后回到偶极赤道另一侧的日冕底部。在这意义上所有磁力线都是闭合的。对真实的日冕, 磁场的强度只是使得磁压强比气体压强大几倍, 因而我们预料实际情形是处在前面两种极端行为的中间。大多数通过日冕底部的磁力线仍然是闭合的, 保持冻结在它们之上的日冕等离子体处于静态平衡, 像前面描述的那样。一小部分通过日冕底部的磁力线应该是开放的, 就是说它们被膨胀的等离子体向外带出后不再返回日冕底部其他某个位置。在这些开放磁力线上, 方程(4.17)和(4.18)的解将给出一个太阳风形成的模式。

这个问题首先被 Pneuman 和 Kopp(1971) 利用与前面概括的迭代技巧类似的方法, 对等温日冕加以解决。图 4.7 显示由他们的解给出的经度平面内的磁力线, 以及虚线表示的在日冕底部从同样位置出发的纯粹偶极场的磁力线。闭合磁力线穿过“偶极赤道”面, 但在压强梯度和引力的影响下相对于纯粹偶极磁力线向外扭曲。它们包含处于静态平衡的等离子体。由高纬向外延伸的磁力线是开放的, 冻结在它们之上的日冕等离子体向外膨胀形成太阳风。这些开放的磁力线在大约两个日心半径以外的距离扩散开占据整个空间; 赤道面之上的闭合磁力线带(记住这解是关于图 4.7 中的垂直偶极轴轴对称的) 仅向外延伸到刚好超过两个日心半径的有限高度。特别要注意在偶极赤道两侧  $\theta \approx 45^\circ$  处起源的两条磁力线。这两条磁力线沿闭合磁力线区域顶部掠过, 几乎在低纬相遇, 然后几乎平行于赤道面向外延伸。因为这两条磁力线来自偶极子的两端, 它们必定代表了具有不同极性的磁场。因此, 不同磁场的极性一定在赤道突然改变符号, 这意味着在赤道面有一个高电流密度  $\mathbf{j} = 1/\mu_0 \nabla \times \mathbf{B}$  的薄区域。电流密度  $\mathbf{j}$  垂直于图 4.7 的平面。这电流在赤道面内环绕偶极子, 与偶极子电流同方向。因而这是一个分开从偶极场两端起源的

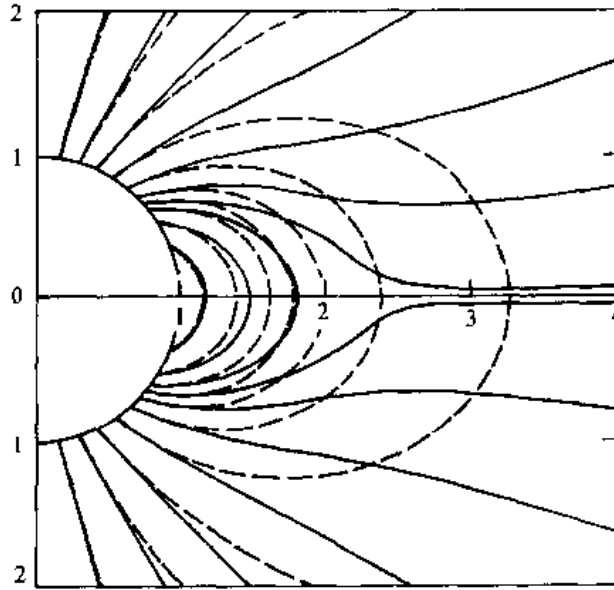


图 4.7 对日冕底部的偶极场由 Pneuman 和 Kopp (1971) 的等温 MHD 日冕膨胀模式导出的磁力线  
虚线是纯粹偶极场的力线

磁场和等离子流的行星际电流片。

虽然 Pneuman 和 Kopp 的模式处理最简单的可能的太阳磁场,它仍然提示了在日冕低边界处有更复杂的太阳磁场位形。闭合磁场结构应形成于磁场的竖直分量在日冕底部改变符号的那些区域,或在太阳磁场中被不严格地称为中性线的以上区域。开放磁场结构应形成于在日冕底部大的范围内磁场的竖直分量具有同样符号的那些区域,或在太阳磁场中被不严格地称为单极性的区域。闭合日冕结构只具有有限的径向范围,在偶极场的情形最大,约延伸到两个日心半径;但对在日冕底部有较小边缘范围的结构,闭合磁场延伸的高度较低。开放日冕结构应随高度的提高向两边铺开以填充闭合结构区域以上的所有空间。向外流的太阳风和开放磁力线也向两边铺开。具有不同极性的两个开放磁场结构应在闭合结构之上的区域非常靠近,形成伸展出去到太阳风中的电流片。

上面的一般性结论与关于太阳磁场和日冕等离子体相互作用直觉的预期是一致的。自 Pneuman 和 Kopp 的工作以后的 20 年里,由包含比偶极场更复杂磁场的 MHD 方程得到的解也证实了这些一般性的结论。更重要的是,预期的磁场结构似乎在日食时拍摄的太阳日冕照片中清晰可见。例如图 4.8 的上部是一张 1966 年 11 月日食时在秘鲁的一个台站拍摄的照片。照片右边和左边较低部分明亮的隆起部分可能是我们所期望的闭合磁场结构;隆起部分中的精细条纹也提示闭合通量管的存在,那里的磁场很强,足以阻止横跨磁场的扩散。照片底部太阳表面附近的黑暗部分随高度增大而向两边扩展,正是我们期望的开放结构的特征;这部分中的精细条纹指出那里的磁通量管向外伸展并向两边张开。由明亮的隆起部分之上向外延伸的中等亮度的尖状结构是我们期望看到的分开两边不同极性磁场的电流片。对观测到的日冕特征的解释示意地表示在图 4.8 的下部。明亮的,带有从它们之上向外伸展的“尖”的部分是传统地称为日冕盔流的结构。在观测到的

太阳磁场中可见许多磁流位于中性线之上。图 4.8 的下部也画出了一个较黑暗的腔, 黑

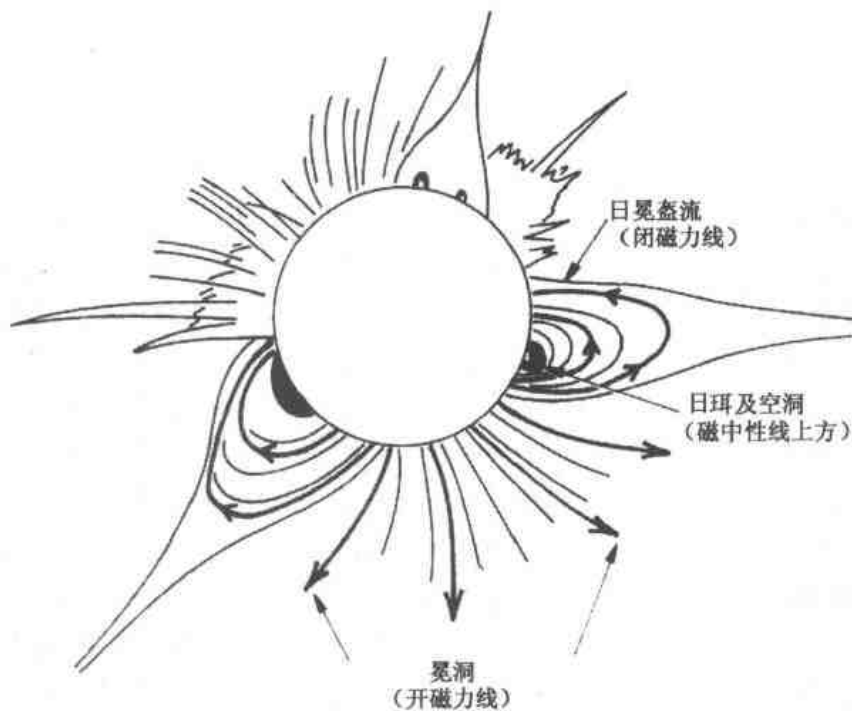
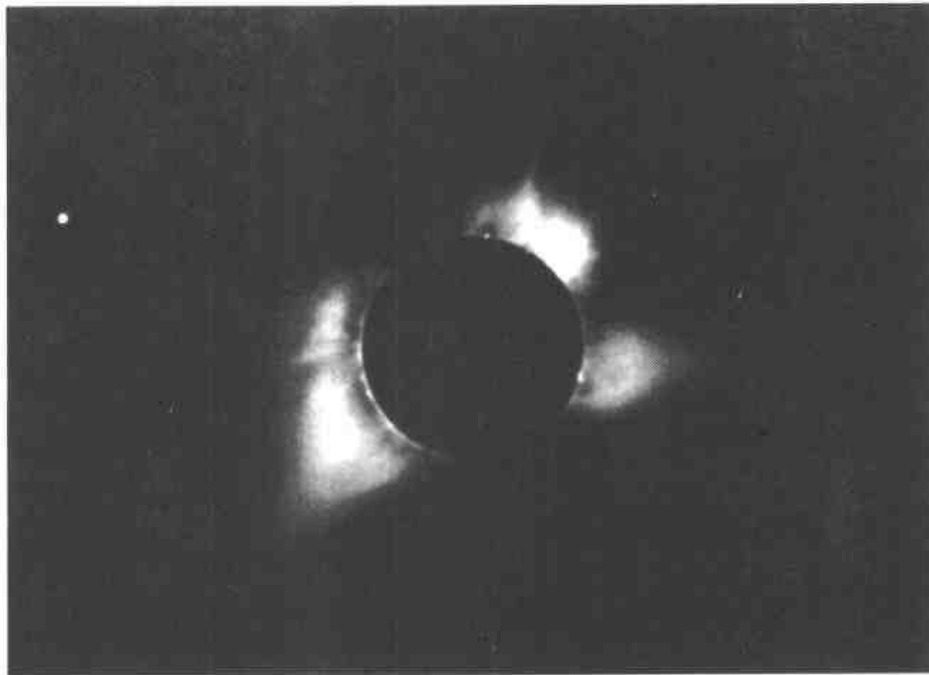


图 4.8 1966 年日食时得到日冕照片和被认为存在于观测到的日冕特征中的磁场结构示意图

腔又包围着一个非常明亮的中心斑。这非常亮的中心斑被确定为太阳日珥。人们已知日珥形成于中性线之上。照片底部的黑暗部分是冕洞的一个例子。冕洞被发现位于观测到的太阳磁场的单极性部分, 它们也许更被熟知为太阳光盘的 X 射线图片中的黑暗区域。

太阳光盘 X 射线照片显示冕洞在日冕底部附近的横截面, 而日食照片揭示冕洞的垂直结构。

### 4.4.3 模型向行星际空间的延伸

前面的日冕磁场结构模型中忽略了太阳旋转的影响。在日冕中忽略旋转的影响是完全合理的, 因为从静止坐标系变换到随太阳旋转的坐标系仅涉及到一个方位角方向的表观速度  $\omega r$ 。这速度的量值在  $r = 1$  个太阳半径处为  $2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 在 20 个太阳半径处为  $20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。与径向膨胀速度(接近 1 个太阳半径时为  $\sim 10 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 10 个太阳半径处为每秒几百公里)的比较指出, 在这区域中对径向流的偏离(在旋转参考系中)不大。日冕磁场模型向行星际空间的延伸可以通过在某一日心距离将模型磁场与 4.3.2 节中的螺旋形行星际磁场位形相连接而完成。在那日心距离上所有磁力线都已经是开放和径向的。螺旋场模型不涉及到任何关于磁力线根部磁场值  $B_0$  的给定, 因此可以使用可变化的  $B_0$ 。例如, 类似于图 4.7 那样的磁场方向或极性的式样会被向外流的太阳风无变化地带向整个太阳系。

我们也会预期分隔相反极性磁场的电流片向外伸展到行星际空间。如果磁场是前面假定的简单偶极场, 并且偶极子与太阳旋转轴方向一致, 那么这电流片将简单地在赤道内向外伸展, 分开不同磁极性的南北半球。如果允许偶极轴以某一角度  $\alpha$  相对于旋转轴倾斜, 几何图像将变得更加有趣。我们模拟的偶极日冕因而看起来像图 4.9 所示意的那样, 平面的电流片倾斜出赤道平面。向太阳风中的伸展会将平面电流片扭曲成某种像蜗牛壳

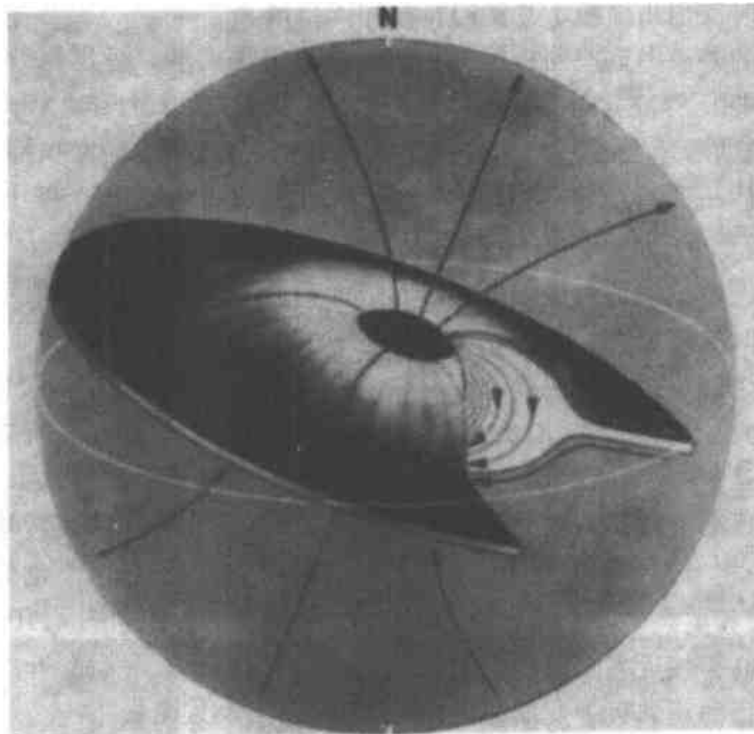


图 4.9 日冕和行星际电流片的示意图(取自 Hundhausen, 1977)  
太阳偶极子相对于太阳旋转轴(垂直方向)倾斜

那样的螺旋面。这曲面仍然将行星际磁场分隔为两个不同磁极性的区域。对更复杂的太阳磁场,日冕中电流片形状会更复杂,在被太阳风拉出成为螺旋线式样时会变得更加卷绕,但它在行星际磁场的极性结构中起着同样的作用。

这极为简单的行星际磁场模型对早期太阳风观测中发现的行星际磁场基本性质给出了直接明了的解释。我们的最初描述(表 4.1)给出了 1 AU 处行星际场的强度和方向,但没有它的极性。20 世纪 60 年代中期在许多长时间间隔内积累的观测显示磁场极性以一种非常简单的方式编组。磁场每次大约一星期内背向或指向太阳(沿着与径向成  $\sim 45^\circ$  的方向),然后在相对较短的时间内改变极性。这方式被发现以 27 天的周期重复,每次重复只有较小的变化。因为 27 天是随地球绕太阳公转运动的观测者看来的太阳自转周期,这种循环出现的现象提供了这样的解释:磁场的源是固定在太阳上,由于太阳的旋转使得相反极性的磁场周期性地扫过地球。对倾斜偶极日冕,行星际磁场的旋转方式将使一个静止的观察者(靠近赤道面)在 27 天的太阳旋转周期内交替地处于伸展的电流片之上和之下,或交替地处于不同极性磁场的两个区域。比偶极场更复杂的太阳磁场将导致更频繁地跨过中性线的极性式样,因此每一极性式样保持更短的时间间隔。但整个式样具有同样的 27 天重复周期。这样我们找出了对观测到的太阳磁场“扇区”式样的解释。这样的“扇区”式样在 25 年多的行星际磁场直接观测中频繁地出现并在更早的时间由地球上的观测数据推断出。两扇区和四扇区(以及复杂的情形)式样清楚地存在于不同的年代。当然,两扇区式样与我们基于太阳磁场的最简化假设(即太阳磁场是一个偶极场)得到的日冕结构模型一致。最初在 20 世纪 60 年代中期发现的四扇区式样,则意味着日冕上施加了一个稍许更复杂的太阳磁场:具有显著的四极子分量。这里值得注意的是,这些简单的磁场位形在多数时候似乎适用于真实的日冕和太阳风。

在太阳日冕的外貌中这些同样简单的磁场位形也很明显。特别地,在过去的两个太阳活动周有几年期间存在足够好的日冕观测结果证明在太阳上存在有几乎连续的盪流带,如同偶极场模型所预言的那样。这些存在有几乎连续的盪流带的时期开始于太阳活动每个极大期之后一到两年,持续于紧接着的活动极小期。接近每个极小活动期,盪流带靠近太阳赤道,暗示有一个占主导地位的太阳磁偶极子,方向很接近于太阳旋转轴。极小活动期前几年盪流带被看到是倾斜出太阳赤道面;日冕变化着的外貌揭示了这些倾斜的特征随太阳旋转时的摇摆性。大到  $\alpha = 30^\circ$  的倾斜角是与观测相符的。

前一段落叙述的观测结果也提示日冕磁场结构在太阳活动周期内缓慢地演化。这并不令人吃惊,因为太阳活动周期本质上就是太阳磁场的周期变化。众所周知的这些磁场变化的一个方面是,在太阳活动从极小期向极大期上升,或活动周期的上升相期间,太阳大尺度偶极磁场逐渐被破坏。当太阳活动达到极大时,任何沿太阳旋转轴排列的偶极子都消失,留下一个相当无序的大尺度磁场状态。在同一时候日冕似乎也处于相似的无序状态:日冕盪流带和冕洞事实上可以在太阳任何纬度被看到,如同图 4.10 所显示的那样。图 4.10 给出 1980 年接近太阳活动极大期时拍摄的日食图像。然而,一个与原来的偶极子方向或极性相反的新偶极子发展起来,并随着太阳活动逐渐向下一个极小期衰减而增强其强度。正是在太阳活动周期的下降相出现具有大倾斜角  $\alpha$  的偶极状位形。随太阳活动的下降,倾斜角变得越来越小,直到偶极子轴与旋转轴(或电流片与赤道面)在接近太阳活动极小时最靠近。图 4.11 显示一张 1988 年刚好在最近的活动极小期之后的日食照

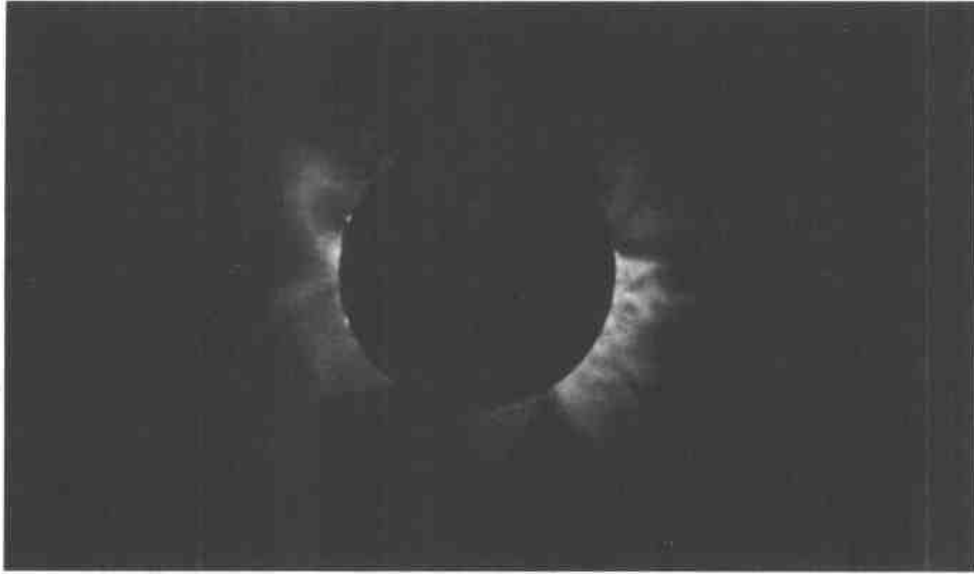


图 4.10 1980 年日食时得到日冕照片  
(由 High Altitude 天文台提供)

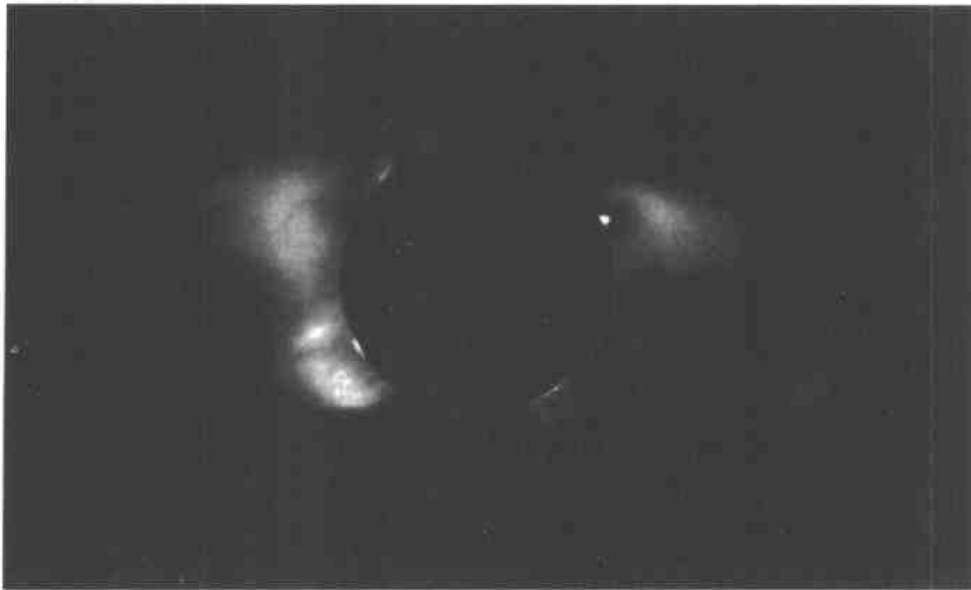


图 4.11 1988 年日食时得到日冕照片  
(由 High Altitude 天文台的 R. R. Fisher 提供)

片。外日冕的偶极状性质是显然的:靠近太阳的两极都有巨大的冕洞,太阳两侧靠近赤道都有明亮的盔流。也存在一些日冕特征表明,在日冕底部附近有更复杂的磁场。由于在大约 $\pm 45^\circ$ 太阳纬度处新活动周期的增长产生的这些特征通常向外延伸不太远,不至于破坏整个日冕的简单偶极性质。这照片阐明了我们对日冕简单描述的一个重要局限性。真实的太阳磁场是极度复杂的,带有许多不同于偶极子或四极子的分量。这些更复杂磁场的影响随高度迅速下降,因此对外日冕磁场结构影响很小。在这意义上我们可以描述日冕为偶极子或四极子形态。

#### 4.4.4 与磁场结构相关的太阳风调制

20 世纪 60 年代以来的太阳风观测结果揭示了随太阳 27 天表观旋转重复的太阳风变化的另一个重要方式。太阳风大的系统性变化被发现与 4.4.3 节中描述的磁场扇区或极性特征相关。1 AU 附近测量的太阳风速度在扇区边界(那里磁场极性改变符号)通常较低,为  $300\sim 400\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。在扇区经过的中途,速度上升为较高的值,可高达  $700\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。然后随着下一个扇区边界的到达更慢地下降到较低水平。图 4.12 中显示的水手 2 号太空探测器的观测结果说明了高速流的这种重现方式。从扇区边界处的低太阳风速向高太阳风速上升期间观测到了异乎寻常的高太阳风密度。

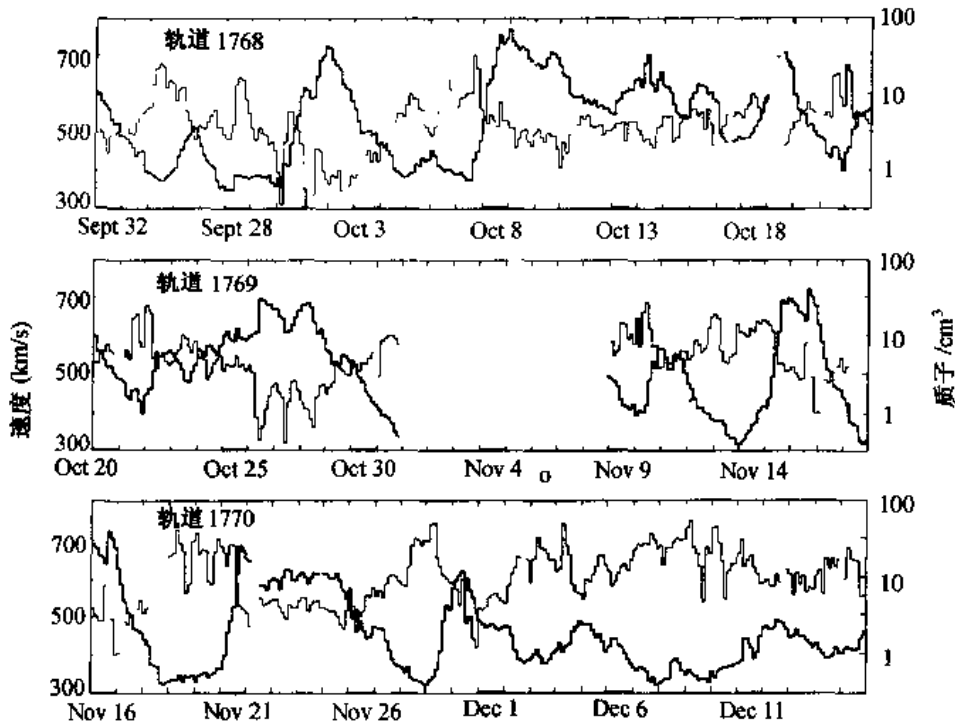


图 4.12 1962 年由水手 2 号飞船上的仪器观测到的太阳风速度和密度

太阳风性质的这些循环变化可由受日冕磁场影响的日冕膨胀速度的空间变化加以解释。也就是,这样的循环变化与外日冕中膨胀速度随偏离电流片的角度而起的变化是一致的。对 4.4.2 节中的偶极日冕磁场,沿电流片太阳风速度低( $300\sim 400\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ),随偶极磁余纬  $\theta$  的增大而上升,在  $\theta < 70^\circ$  和  $\theta > 110^\circ$  的高纬度速度达到  $700\sim 800\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。因此一个静止的观测者看到的太阳风速度的时间变化产生于随太阳旋转而扫过观测者的太阳风速的空间变化。

日冕膨胀速度的这种空间变化或调制的起源还不清楚。4.4.2 节的偶极等温模型中,流管或通量管的截面积  $A(s)$  是余纬  $\theta$  的函数。因为  $A(s)$  没有出现在质量方程(4.17)和平行动量方程(4.18)中,它可能会导致膨胀速度对  $\theta$  的系统性的依赖。的确, Pneuman 和 Kopp 得到的外日冕太阳风速度在  $\theta = 0$  附近(极区)比在  $\theta = \pi/2$  附近(偶极



赤道)要高。然而,日冕温度随纬度在一个合理范围内的变化能够产生更强的速度  $u(r, \theta)$  对纬度的依赖性。对日冕温度或能量方程更真实的处理,或者在模式中引进波的压强或能量,会导致更多的方式来引起太阳风速的纬度变化。在那些可能的效应的重要性被分类出以前,以及日冕被更好地测量之前,这一问题不可能被弄清楚。

在日冕电流片相对太阳赤道面倾斜或翘起的情形,前面已指出太阳风速度会系统性地依赖于纬度。这在我们的行星际空间螺旋形流线/场线的图像中增加了新的复杂性。4.3.3 节中描述的由太阳旋转导致的螺旋形状依赖于太阳风速度:快太阳风流中的螺旋不如慢太阳风流中的卷得紧。这样不均匀的速度会导致流线相互交叉。当快运动的太阳风赶上并超过较慢太阳风时,每一束流或磁场扇区中的速度式样应随离太阳的距离而变化。因此给定距离上高速流的剖面,即随经度或时间的变化,应演化为快速上升缓慢衰减的形状,如在图 4.12 中看到的那样。高速太阳风流上升或前峰部分的等离子体因而应被挤压,产生图 4.12 中明显看到的高密度。正在变陡峭的高速太阳风流的基本几何形状示意地说明于图 4.13 中。

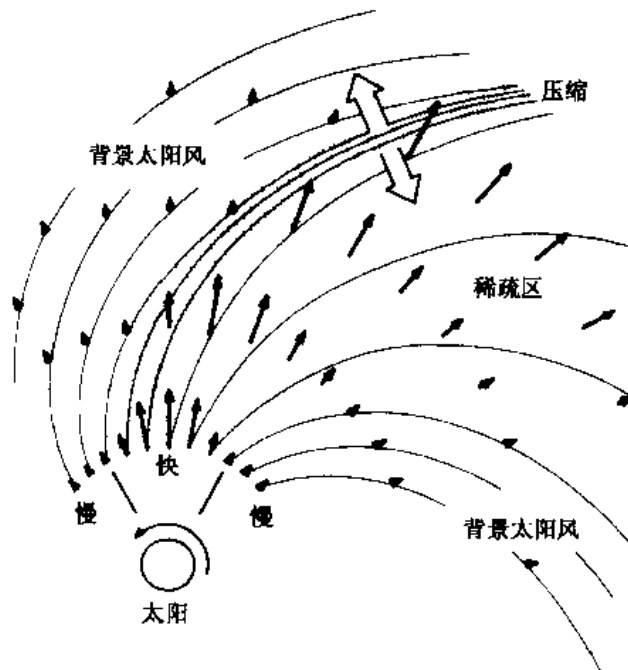


图 4.13 快速太阳风(在较松地卷绕的流线上)与慢速太阳风(在较紧地卷绕的流线上)相互作用的几何形状。  
流线收敛的地方等离子体被压缩  
(取自 Pizzo, 1985)

束流变陡峭的过程说明了在行星际空间 1 AU 附近看到的一些太阳风特征和密度变化。同时也带来了类似于我们简短描述太阳风在外太阳系与星际气体相互作用时遇到的窘境。靠近束流前部流动的收敛会压缩等离子体并产生一个高压强的脊,这高压强脊起的作用是停止束流的变陡。但因为太阳风在穿过太阳系向外运动的过程中变得越来越超声速,高压强脊边缘处的压强梯度力不能阻碍变陡峭的过程。与前面一样,这难题可由形成一个围绕被压缩区的激波来解决:通过激波非绝热地将流动能转化为热能,允许最终停

止束流的陡化过程。详细的模式指出激波形成于地球轨道之外某处并且在太阳系远处也存在。的确,在 3~4 AU 由太空探测器观测到的大多数太阳风束流含有激波前峰和被激波包围的压缩了的壳。这些粗略地排列在我们现在已熟悉的行星际螺旋线上的结构是外太阳系中太阳风显著的特征。

## 4.5 太阳风中主要的随时间变化扰动

除了前面描述的循环出现的太阳风性质变化(可按照随太阳转动的螺旋结构来理解),也存在真正涉及时间变化的不规则扰动。这些当中最惊人的是从太阳向外传播的行星际激波。一个行星际观测者可由太阳风性质如此的变化方式检测到激波通过:等离子体速度、密度、温度和磁场强度的突然变化,以及突然变化之后这些参量保持不寻常的数值一天或更多的时间。激波通过的一个例子示于图 4.14 中。在太阳风中激波被实际观测到之前,一些地磁扰动是突然开始的就暗示了它们的存在。这些暗示使人们认识到厚度远小于碰撞尺度的激波可以在磁化等离子体中存在,或无碰撞激波也许能存在。

穿过太阳风运动的激波前峰追赶上它前面的较慢运动的等离子体,加速和加热它扫

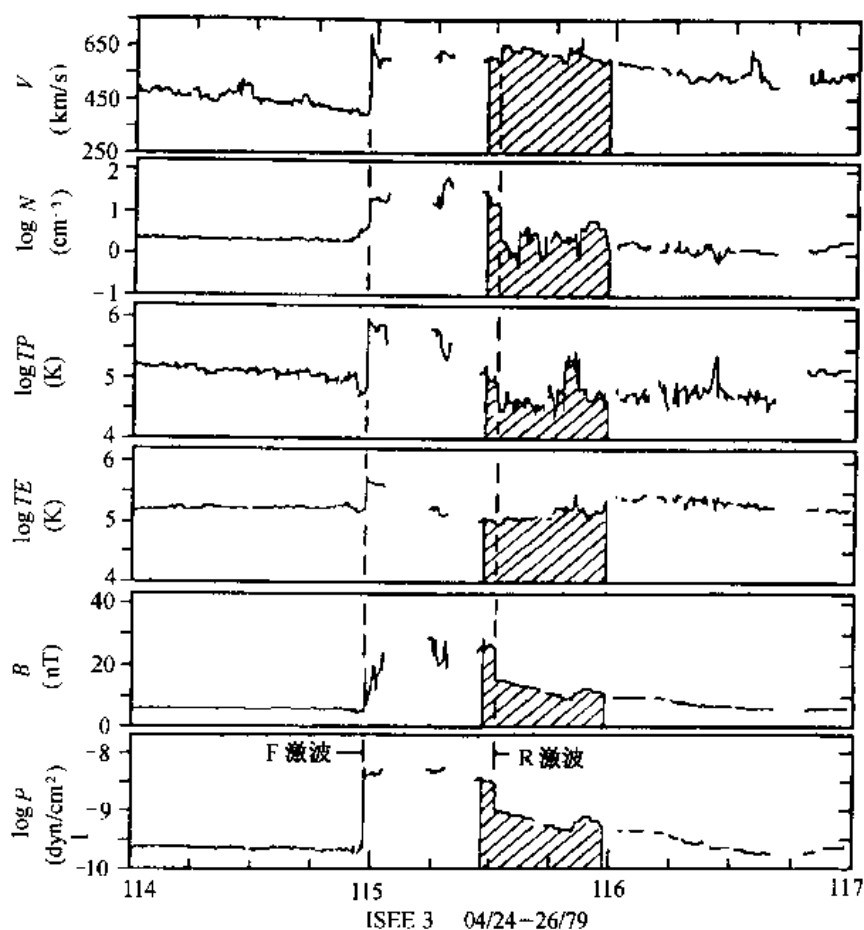


图 4.14 由 ISEE 3 飞船观测到的关于一个行星际激波的通过引起的太阳风参数(速度  $V$ , 密度  $N$ , 质子和电子温度  $T_P$  和  $T_E$ , 磁场强度  $B$ , 和等离子体压强  $P$ )的变化

过的物质。因此激波传递动量和能量到越来越宽广的等离子体区域。除非连续地补充动量和能量,不然激波在穿过太阳系向外运动时一定会被减速。太阳风中激波传播和减速的理论模式需要求解真正时变的流体或 MHD 方程:在任何模式中用过的守恒定律必须包含一直被忽略的时间导数。求解这样得到的偏微分方程代表了本章中提到的所有困难性中更是艰难许多。方程的解通常在几何形状和物理的极端简化条件下,或者由细致的数值积分得到。由这些解得出的大多数结果趋向于具有特殊或有限的适用性,还不能提供对太阳风中激波传播的普遍了解。然而,有兴趣注意的是,激波由高速太阳风的陡化形成以及穿过太阳系向外传播时的减速这些现象的可观测性,使得太阳风成为独一无二的无碰撞激波研究的实验室。它提供了机会来“目击”激波形成过程中它的出生和健壮的青年期、激波传播过程中它的老年期和衰亡。

有关时变行星际激波最有趣问题中的一个是在太阳上的起源。传统上人们一直在被称作是太阳耀斑的现象上去寻找这些激波的起源。耀斑是在太阳表面的 X 射线、辐射线和有时在连续辐射上看到的太阳一小部分区域的突然增亮。这突然的辐射增强是耀斑地点物质受到突然和极度加热的结果。尽管将行星际激波后面迅速的等离子体外流与耀斑现象相联系有明显的吸引力,但已经证明很难建立耀斑与行星际激波之间确定的联系,以致于在这领域中的一些工作者(包括本章作者)已经开始怀疑它们之间是否存在任何紧密的关系。

在寻求太阳风主要时变扰动的起源方面一个重要的进展曾经是来源于可以从太空观

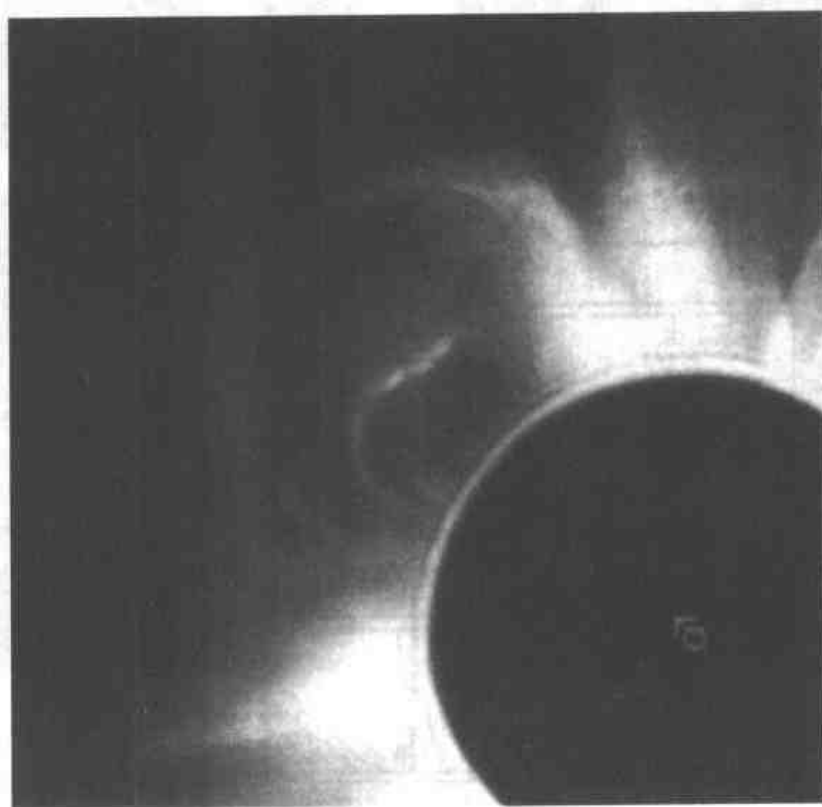


图 4.15 1980 年 4 月 14 日由 SMM 飞船上的日冕观测仪观测到的日冕物质抛射  
左上角两个同心的环状结构在连续图片中被看到向外运动

测到日冕。太空探测器搭载的日冕观测仪可以获取时间分辨率为几分钟的太阳风源的图像,其空间分辨率除在稀少和很快掠过的日食时外不可能在地面得到。这些从太空观测到的结果已经发现了被称为日冕物质抛射的主要时变扰动。图 4.15 显示这现象的一个例子。在时间序列的图片中可看出图中明亮的环状结构穿过日冕向外运动。图 4.16 显示由日冕盔流的瓦解形成物质抛射的例子。在物质抛射环中明亮的物质是太阳日珥,它最初标志日冕盔流下面的中性线,很大程度上像图 4.8 中看到的那样。我们在前面已经描述日冕盔流为闭合磁场区域,其中的日冕等离子体处于静态平衡。像图 4.16 那样的观测结果使人们很少怀疑日冕物质抛射可以涉及静态平衡激烈的瓦解。这现象的研究指出,许多日冕物质抛射遵循如图 4.16 所指出的方式:日冕物质抛射包括在抛射前许多天甚至许多星期是闭合的磁场结构的开放,包括向太阳风中加入原来被闭合磁场包含的日冕和色球物质(日珥)。

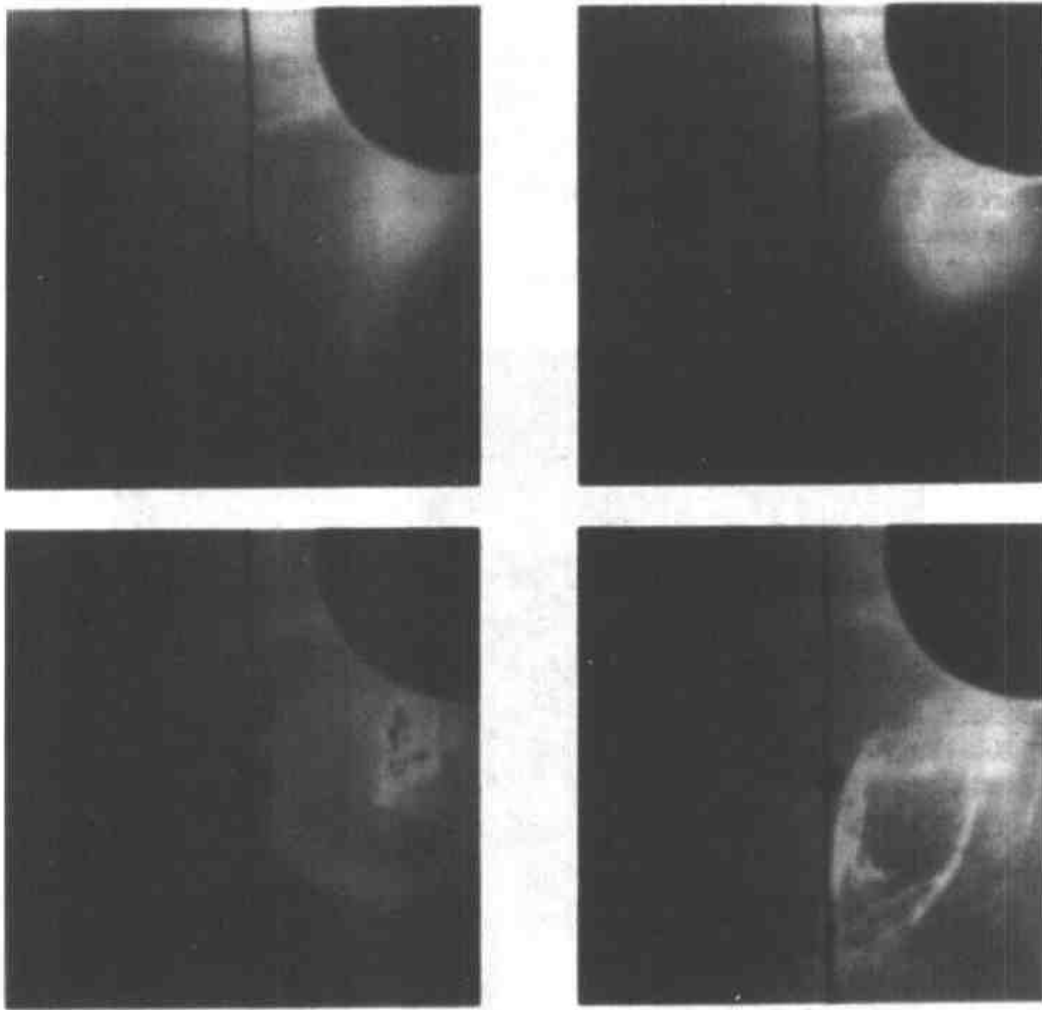


图 4.16 1980 年 8 月 18 日得到的时间顺序图像中看到一个日冕物质抛射的形成  
日冕物质抛射由日冕盔流的瓦解而形成,表现为在盔流下面的一个太阳日珥的喷射

这些观测结果的一个被有些人发现是迷人的(被有些人发现是令人沮丧的)方面,是时变扰动与太阳耀斑联系薄弱的另一迹象。尽管耀斑确实发生在一些物质抛射形成的时

间和地点,但存在许多壮观的日冕抛射不包括普遍见于耀斑中的 X 射线和线辐射的显著增强。大多数日冕抛射事件包含太阳色球物质的抛射,经常是以大的日珥的形式(如图 4.15 和 4.16 中的例子)。因此它们与可见到的而不是与隐藏在太阳远端的磁场结构相关联。这样我们被带到这样一个有趣的可能性:日冕物质抛射是被发生在日冕结构,如盔流中的非常大尺度的磁场变化所驱动,它们与似乎包含在太阳耀斑中的小尺度磁场只有偶然的关系。

## 参 考 读 物

对太阳风更宽、更深层次了解的理论和观测背景可在关于这一课题的下面三个专论中找到:

Parker, E. N. 1963. *Interplanetary Dynamical Processes*. New York: Wiley-Interscience.

Brandt, J. C. 1970. *Introduction to the Solar Wind*. San Francisco: Freeman.

Hundhausen, A. J. 1972. *Coronal Expansion and Solar Wind*. Berlin: Springer-Verlag.

太阳风研究(连同变化着的时尚观点)编撰在以下一系列关于太阳风的会议记录中(按年代顺序排列):

Mackin, R., and M. Neugebauer (ed.). 1966. *The Solar Wind*. Elmsfor, NY: Pergamon.

Sonett, C. P., P. J. Coleman, Jr., and J. M. Wilcox (eds.). 1972. *Solar Wind*, NASA Publication SP-308. Washington, DC: NASA.

Russell, C. T. (ed.). 1974. *Solar Wind Three*. Los Angeles: Institute of Geophysics and Planetary Physics, UCLA.

Rosenbauer, H. (ed.). 1981. *Solar Wind Four*. Report no. MPAE-W-100-81-31. Garching: Max-Planck Institut für Aeronomie (und für Extraterrestrische Physik).

Neugebauer, M. (ed.). 1983. *Solar Wind Five*, NASA conference publication 2280. Washington, DC: NASA.

Pizzo, V. J., T. Holzer, and D. G. Sime (eds.). 1987. *Solar Wind Six*. National Center for Atmospheric Research technical note NCAR/TN-3064 + proceedings, 2 vols. Boulder: NCAR.

## 习 题

- 4.1 使用临界半径的表达式找出使超声速解不可能的日冕温度。
- 4.2 太阳到水星、金星、地球和火星的平均距离是 0.39, 0.72, 1.0, 1.5 和 5.2 AU。在 1 AU 太阳风的平均性质为:密度  $7 \text{ cm}^{-3}$ , 速度  $440 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 质子温度  $0.9 \times 10^5 \text{ K}$ , 电子温度  $1.3 \times 10^5 \text{ K}$ , 磁场强度  $7 \text{ nT}$ , 位于与径向成  $45^\circ$  的阿基米德螺旋线上。计算以上行星上的以下各量:磁场强度和螺旋角度, 质子数密度和温度, 电子温度, 等离子体 beta 或热压强与磁压强的比值。假定质子温度按  $r^{-1}$ , 电子温度按  $r^{-1/2}$  随日心距离变化。
- 4.3 利用问题 4.2 中得到的量, 计算水星和木星上的德拜长度和德拜立方体中的数密度。计算金星和火星上的电子等离子体频率和质子回旋频率。计算地球轨道上 1 KeV 质子垂直磁场运动的回旋半径。

# 第五章 无碰撞激波

D. Burgess

## 5.1 引言

宇宙天体是由运动的等离子体交织在一起的。行星之间、恒星之间及银河系之间存在等离子体流及场能量。这些流所在之处,都会有激波存在。在太阳系中,所有行星的前面都存在激波,激波存在于行星的磁尾以及太阳日冕和太阳风中。激波是最广泛研究的等离子体非线性波。它们存在于等离子体和场显著变化的地方,这些变化包括密度、温度、场强和流速度的变化。与太空等离子体的无碰撞特性及波模式的多样性相结合,这些变化产生许多不同类型的激波。对激波本身及激波所涉及的多尺度等离子体现象而言,研究无碰撞等离子体中的激波是很有意义的。此外,对激波的研究可以加深及拓宽我们对基本等离子体过程的认识。

我们大部分关于激波特性的日常概念来自于超声飞机和爆炸冲击波的经验。激波的研究始于 19 世纪末期普通气体动力学,在 20 世纪 40 年代达到成熟期,在此期间高性能飞机得到发展。随着对聚变等离子体及上层大气中的爆炸引起的激波的关注,等离子体激波的研究在 20 世纪 50 年代开始出现。人们已认识到激波也可能存在于无碰撞等离子体中,例如已在行星际空间(太阳风)中及其他更遥远的天体对象中发现了激波。

普通气体中的碰撞作用可在分子间传递动量和能量,并且提供允许基本波(即声波)的耦合作用。在无碰撞等离子体中,这样的碰撞耦合是不存在的。换句话说,两次碰撞之间的平均自由程大于系统的尺度。例如太阳风中的碰撞平均自由程,由气体动力学理论计算,大约为 1 个天文单位(AU)(1AU 为地球到太阳的距离,  $1.5 \times 10^8$  km)。然而,从实验观测得知,在磁层前面形成的地球舷激波的厚度仅为 100 km。因此,无论在激波中发生什么情况,碰撞都是不重要的。反之存在着无碰撞等离子体特有的作用过程。自从宇宙飞行开始以来,我们已收集到了许多激波的观测资料,致使无碰撞激波的实验室研究显得黯然失色。现今人类已具备的获得粒子分布及场的详细观测的能力意味着,我们已有机会来研究这种以类似形式存在于整个宇宙的现象。

无碰撞等离子体的行为与普通气体极为不同。然而,我们目前关于激波的概念及其存在的原因,还主要是基于气体动力学思想。因此,我们首先应该研究一些基本概念,而不必考虑等离子体本身。然后我们将探讨激波中发生的能量和动量守恒的含义。接下来,我们从正在广泛研究的课题中选出几个来说明无碰撞激波的特性。出于需要,我们将只讨论为数很少的几个构成激波物理学的课题。

### 5.1.1 信息、非线性和耗散

我们对激波的基本理解是基于涉及到能够传输信息的速度的一组概念,非线性(即响应不与输入成正比)和耗散(即熵增加)。我们通过造成传播的微扰动来传递信息。我们拍手的时候,空气中压力脉冲向前传播。在随后的时间里,远处的人可以听到拍手的声音。这可以定义为“信息水平线(Information Horizon)”,它是由压力脉冲的速度,即声速来决定的。在信息水平线内,可以听到拍手的声音,在外面就听不到。

空气中的声波是压缩波;也就是说,密度随压力增加而增加。此外,在音频范围内,压缩是绝热的。热力学告诉我们:由于没有热量的散失,气体压缩以这样一种方式进行,当气体再次膨胀时会返回它的初始态(这种情况是由压力变化太快以至于热传导变得不重要了)。由压缩是绝热的这个事实,声速可由下式计算  $c_s = (\gamma p / \rho)^{1/2}$ , 其中  $\gamma$  为比热的比率,  $p$  为气体压强,  $\rho$  为物质密度。这就是人们通常所使用的声速的表述,但实际上它是建立在几个假设的基础上的:波是“小”的以至于黏性、摩擦和热传导是不重要的;压缩是绝热的(实际上是等熵的,熵不变化);气体服从理想气体定律  $p = nkT$ 。

声速是信息通过气体传输的特征速度,并且对所有频率均相等。它的实际值依赖于气体参数(如它的温度)。当问及我们能否以比声速更快的速度传播信息这样一个简单的问题时,或者我们问,如果拍手的时候,以比声速快的速度移动手,会出现什么情况?这便出现了激波的中心问题。让我们来看这个问题。当以亚声速移动手掌时,气体分子被压出;移动的手掌传递能量和动量给撞击到它上面的分子,这些能量和动量又传递给了其他分子,它们又以压力脉冲的形式从手掌向外传播。手可以在空气中移动是因为压力变化引起气流,气流允许手掌前面空气移开,为手让位;类似地,对来自手掌后面的空气也一样。

当手移动得比声速还快时,会发生什么情况?手同样必须给任何撞击到手上的分子以能量和动量;此外还存在围绕着手且允许其向前移动的空气流。后者意味着手前面的空气知道手在接近,换句话说,信息在手的前面传播。当我们说声速定义了一个信息水平线时会怎样呢?相当简单,一定在手的前面存在着比声速快的信息(“波”)。这是怎么实现的呢?线索就是:一个普通声波包含一个可逆过程——压缩是绝热的(等熵的),没有任何耗散(如黏性或摩擦)。当我们寻找不可逆的波时,会怎样呢?如果波包含一个不可逆的压缩,那么它会包含熵的增加,这就意味着耗散。此外,不可逆过程意味着无论波对气体怎样作用,都会使气体变成不同的状态(如会改变气体的密度、温度等)。如果波改变了气体的温度,也将会改变声速。

按此观点,我们定义了一个比声速(或特征信息速度)传播更快的波,它能改变介质的状态。这就是激波。现在我们可以问激波在多大程度上改变气体。为了解这一点,让我们进入激波参照系,在此参照系中激波是静止的(今后将讨论更多的不同参照系)。在这个参照系中,还没有任何有关手移动的信息的方向,存在流入激波的气体。这是上游侧或低熵侧,这一侧的流速是超声的。我们称波的另一侧为下游侧,即高熵侧。在激波中,不可逆过程使气体压缩、声速改变。密度的改变意味着流速的改变,因为我们有质量守恒定律(因此通过任何表面的质量流为常数)。如果密度增加,则流速减小。

很清楚,如果激波的下游流也是超声的,那么还没有真正地解决我们的问题。在这种情况下,若试着在空气中以超声速移动手,则手的上游信息不会运动得足够快。如果激波改变了流,那么下游流是亚声速的,则在手前面传播的由压力变化引起的流场中移动手是可能的。换句话说,通过从超声流到亚声流的转换,把问题降到亚声情况。这是我们对激波的基本定义:它是一个从超声流到亚声流转变的不可逆(熵增加)波。因为假定能够以我想要的速度移动手,会产生一个速度可以无限制增加的波。流速与声速的比率称为马赫数,  $M_0$  在上游,  $M > 1$ ; 在下游,  $M < 1$ 。激波马赫数是指激波参照系中上游的马赫数。

从超声流到亚声流的转变存在一个重要结果。在下游,声速比离开激波的气体流速大(这是在激波参照系中)。因此,下游区域中每个压力扰动都能穿过气流传入激波。考察手在空气中运动产生的脉冲,并考虑其傅里叶分量,那么,由于声速与频率无关(对小振幅波),对所有频率及所有波长,激波的位置均代表信息水平线。因此,激波可有最短的可支持波长,也就是说它有最窄的可能宽度。的确,对普通气体,导出的方程式表示激波是一个间断面,这种间断面的宽度受黏性和摩擦的限制,并且只有几个碰撞平均自由程的厚度。在稀薄的等离子体中,例如太阳风,即使几个碰撞平均自由程的距离都很大,因此必然有其他过程参与控制激波的厚度。

我们已经讨论了激波形成的基本概念,并且将激波与从超声流到亚声流的转变联系起来。但在等离子体中,由于存在几个“特征”信息速度,情况变得复杂起来。在磁流体力学(MHD)中,存在着三种基本的小振幅波:快速、中等和慢速模式。由于有不同的特征速度,就存在与其相应的马赫数:阿尔文马赫数  $M_A$ 、声马赫数  $M_s$ 、快和慢马赫数  $M_f$  和  $M_s$ , 它们分别为流速与阿尔文速度、声速、快和慢磁声速之比。当存在几种不同的波模式(即不同的信息传播方式)和相应的不同信息速度时,讨论激波的形成便成了一项更困难的工作。通常来讲,存在着影响从超波速到亚波速转变的几种不同的激波,其中实际的波速将依赖于占主导地位的等离子体波的模式。而哪一个模式是重要的则取决于边界条件,因为这些条件决定了必须传播什么样的信息。

### 5.1.2 一个奇异激波(An Unusual Shock)

以上我们讨论了激波和相应(小振幅)基本波之间的关系。作为激波过程的表述,让我们想像只存在激波,但没有相应的小振幅波的情况。考虑夜间在笔直的超车道上及漆黑的浓雾中行驶的等间隔车辆流,车辆由戴着眼罩的人驾驶,所有车辆以相同速度行驶。没有人知道前面的情况。突然车道中间的一辆停下来。在它后面的一辆马上会撞到它的后部,并也将停下来。路是由快速凝固的水泥制成的,这样每辆车都会突然停止。车流中的车辆连续地撞击不断增加的车辆堆。那么在运动的车辆和静止的车辆之间存在一个界面,这个界面向与车流相反的方向传播。这个界面满足我们对激波的基本判据之一:介质状态中存在着有耗散的、不可逆的突变。这个激波就是所谓的行进激波。我们确信,由于在碰撞中不允许任何弹性形变,这个波是散耗的。熵是明确增加的!

在这个例子中,按照我们的安排不存在相应于激波的小振幅波:车辆或是运动的,或是静止的。事实上,激波是信息能够在这个人为系统中传播的惟一方式。只有当司机连环撞车的时候,司机才知道存在车辆的堆积! 激波传播的速度取决于车辆运行的速度、运



行过程中车辆的间隔、以及连环撞车时车辆距离减小的程度。换句话说,激波的传播速度取决于车流的“压缩率”,但也直接取决于运动的车速。也就是说,激波的速度能够无限增长,这是激波的另一个判据。

### 5.1.3 相同的激波但不同的参照系

当存在超声流时,出现激波(这里我们不严格地使用了“声”这个词;或许我们应该说“基本信息速度”)。许多不同情况可以导致激波的出现:超声物体在静止的气流中移动;快速气流超越慢速气流;超声气流撞击静态物体。这些产生激波的方式可以用不同的术语来描述:驻激波是一种由超声流中的静态物体形成的激波,因此激波停在原来的位置。传播激波是由运动的障碍物产生的。驱动激波是在一直存在着能量输入到气流之中或者一直存在着障碍物的运动时产生的。当一定量的有效能量在一确定时刻释放时,例如爆炸,就产生了冲击波。不论气体是流动的的还是静止的,也不管障碍物是固定的还是移动的,如果激波参数相同,所形成的激波就相同。这只是选择哪一种参照系的问题,仅需要附加一个在二者之间转化的确定的速度(图 5.1)。也就是说,所有参照系都是伽俐略等效的(在我们的讨论将忽略相对论性)。例如,一架超音速飞行的飞机产生一个相对于地面观察者传播的激波。对女飞行员来说,存在着一个在她前面与飞机头部保持同样距离的激波。对飞行员来说,激波是静止的;对地面观察者来说,它是传播的。在越过激波存在气流方面,二者是一致的,因为它们都在激波处看到了压缩。

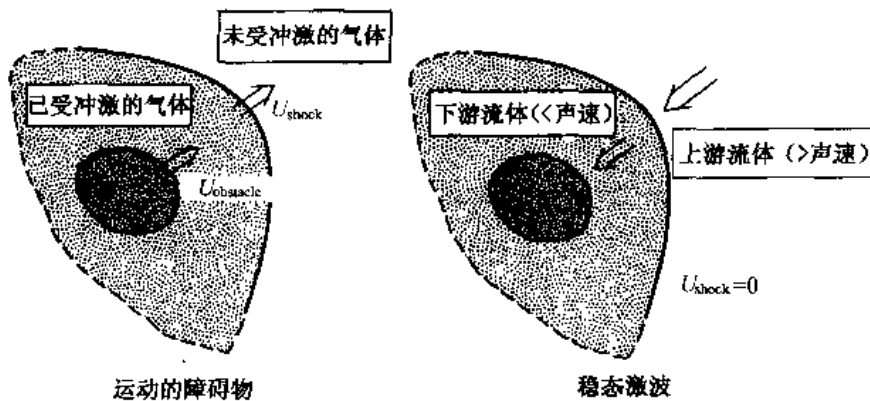


图 5.1 观测同一激波的二种方式

当然,某些参照系比其他参照系更有用,特别是通常使用静止激波参照系;这样的参照系称为激波参照系(Shock Frame)。如果激波表面为平面(例如:激波是一维的),那么就存在着无限多个激波参照系,但有二种特别有用:法向入射参照系和迪·霍夫曼-泰勒(de Hoffman-Teller)参照系。这些将在附录 5A 中讨论。

## 5.2 无碰撞激波

在磁层、行星际空间以及宇宙中其他地方发现的等离子体与普通气体有很大的不同

之处。等离子体可存在几种不同类型的波,这些波涉及到场和粒子,而不像气体中只有声波。最大的差别是大部分太空等离子体是无碰撞的。这意味着或者是太稀薄(例如低密度的),或者太热,以致于粒子间的库仑碰撞太少,它们不起重要作用。在正常气体中,分子间的碰撞保证它们都有同样的温度,而不管类型如何;碰撞提供了传播压力和改变温度的机制;黏性形式的耗散也是碰撞的一种结果。碰撞也保证分子速度的平衡分布为麦克斯韦分布。

知道在普通气体中碰撞的作用后,我们可以很容易地列出等离子体中缺少碰撞时将产生的情况。不同类型的粒子(例如质子和电子)会有不同的温度。粒子的分布函数会与麦克斯韦分布有很大的不同,以至于温度的概念必须扩展到“动力温度”(例如粒子分布函数的速度矩)。等离子体中磁场和电场的重要作用也意味着分布函数在速度空间不再是各向同性的。所有这些,以及更多的作用,导致涉及粒子和场的许多现象。

无碰撞激波的例子遍及宇宙。最为广泛研究的是舷激波,它是在地球磁层前面太阳风中的静止激波。地球磁场对超声流太阳风形成障碍物。舷激波使太阳风减慢到亚声速,这样太阳风能绕磁层流动。舷激波具有弯曲的形状,与日-地连线对称,接近于一个旋转抛物面。舷激波的前端(最向着太阳的部分)到地心的距离约为14个地球半径( $R_E$ ) ( $1R_E = 6371\text{km}$ )。地球舷激波平均位置的简单公式为

$$R = K/(1 + \epsilon \cos \theta)$$

其中  $K$  约为  $25R_E$ ,  $\epsilon$  约为  $0.8$ ,  $R$  为离地球中心的距离<sup>①</sup>,  $\theta$  为径向矢量与太阳方向的夹角。激波距磁层有几个  $R_E$  的距离,这个距离称为驻立距(Standoff Distance)。舷激波相对于地球的精确位置依赖于太阳风的动压(即动量通量),因为磁层有点“海绵性”。驻立距是障碍物形状的函数;钝头障碍物具有较大的驻立距。在舷激波后面的亚声太阳风区域称为磁鞘。典型的行星际磁场(即由太阳风所携带的太阳磁场)与日地连线成  $45^\circ$  角。因此,围绕激波的弯曲表面,磁场以不同角度处与激波相交,激波特性相应地发生变化(见第一章中图 1.14)。所有具有磁层或电离层的行星在其前面都有舷激波,其中大多数已被行星际探测器[例如旅行者号(Voyager)和先驱号(Pioneer)探测器]穿越过至少一次或二次。

在太阳耀斑和其他活跃的太阳事件期间,激波在太阳大气(日冕)中产生。太阳耀斑和日冕物质抛射给太阳风注入能量和物质,产生行星际激波,行星际激波就是传播出太阳系的行进激波。太阳风具有高速和低速流,它们来自于太阳的不同区域。激波可以在低速流被高速流越过的界面处形成。在更遥远的天体中,发现来自于银河系的原子核的物质喷射,在喷射物和星际介质之间形成的界面可能会存在激波。在超新星中,大量的能量在很短的时间内释放,当超新星的残余物膨胀而远离新近形成的脉冲星堆积物质时,形成了激波。

无碰撞的存在似乎使我们的问题不可能变得复杂得不可思议。然而,在某种程度上,我们被这样的事实拯救了:在一定极限下,我们能够找到一种磁化等离子体的描述,这种描述与我们更熟悉的气体行为非常类似。磁场作用代替了碰撞作用而把等离子体粒子“束缚”在一起,所得到的描述称为磁流体动力学(MHD)。磁流体动力学描述等离子体中

<sup>①</sup> 原文有误,  $R$  印为  $r$ 。——译者注

的宏观场(电场和磁场)及像密度及整体流(Bulk-flow)速度(即粒子分布函数的平均速度矩)等物理量。除使用特殊的技巧之外,由于磁流体动力学不包含由单个粒子产生的效应(“动力学”效应),它不能告诉我们任何有关激波如何产生耗散,或激波的结构如何等内容。除此之外,磁流体动力学可适用于描述激波本身的更远的上游及下游等离子体。

### 5.2.1 激波守恒关系

虽然激波可能是奇异的,但我们知道物质、能量、及动量是守恒的。我们可以通过这些守恒关系用磁流体动力学将激波的上游及下游等离子体状态联系起来。在这种描述中,激波很像改变等离子体状态(场、密度等)的“黑匣子”,尽管我们不能给出任何在激波处实际发生的情况。最重要的是我们不知道激波厚度,这是因为磁流体动力学没有基本的长度标度,所以它无法考虑一些重要的空间尺度(例如粒子的回旋半径)。就普通气体或流体来说,上游和下游态之间的关系在19世纪末首先由Rankine和Hugoniot导出。对有碰撞气体,这些Rankine-Hugoniot关系惟一地由上游态来确定下游态。这会导致重要的结果:在普通气体中,在给定超声流和亚声态之间存在惟一转变。因此超声结构由耗散机制(通常为黏性)来确定。这个结果产生厚度为几个碰撞平均自由程的激波。实际上,即使普通气体也可以有更复杂的激波结构,特别是当激波条件产生化学反应(如分子的分解)或部分电离时。

对于无碰撞等离子体,守恒关系(也称为激波跃变条件或Rankine-Hugoniot关系),没有给出由上游参数对下游参数的惟一描述,主要是因为能量守恒仅给出总压强(因此也为温度)的信息,而不会给出等离子体中不同类型粒子之间压强和厚度的区别。换句话说,我们需要知道激波的结构以及激波是如何起作用的,以了解离子和电子在穿过激波时被加热的程度。

在推导磁流体动力学 Rankine-Hugoniot 关系时,我们作一定的假设,例如平均来说,在激波参照系中,激波是静止的,以至于波的能量是不重要的,粒子的分布可由麦克斯韦方程来描述。对激波的基本的观察测试之一是与 Rankine-Hugoniot 关系比较。这通常是对所观测到的间断面实际上是否为激波的讨论基础。通常,真正被测试的是用于跃变条件推导的假设。在这种情况下,最好回到我们对激波的基本定义,这在以前我们已讨论过了。Rankine-Hugoniot 关系只提供能量和动量守恒的一种可能表述。

让我们考虑最简单的一维情况,即定常激波(Steady Shock)(如图 5.2)。我们将在定常激波参照系中研究。 $n$ -轴与激波的法向成一直线,这样激波平面平行于  $l$ - $m$  平面。我们也将假定一均匀的上游磁场,我们可以认为激波具有不连续性,但实际上,激波会有由动力学过程给出的一定的厚度。

激波是二个定常流动区域的界面。等离子体从一面(上游)流入激波,从另一面(下游)流出。我们分别把这两个区域标为  $u$  和  $d$ 。激波引起等离子体描述的变化,从上游的

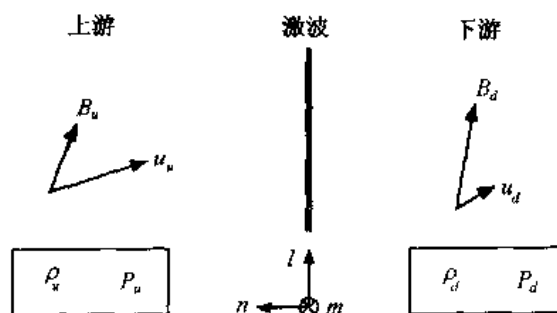


图 5.2 激波守恒关系位形图

质量密度  $\rho_u$ 、速度  $u_u$ 、磁场  $B_u$ 、压强  $p_u$  等等到下游值  $\rho_d$ 、 $u_d$ 、 $B_d$  和  $p_d$ 。任何越过激波的跃变量  $X$  可用下面符号表述：

$$[X] = X_u - X_d$$

磁流体动力学给出一组描述质量、能量和动量的守恒方程。对任何量，守恒方程有如下形式：

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} = 0$$

其中  $Q$  和  $\mathbf{F}$  分别为该守恒量的密度和通量。如果激波是定常的 ( $\partial/\partial t \equiv 0$ ) 且为一维的 (例如只沿  $n$ -轴变化, 这样  $\partial/\partial l \equiv \partial/\partial m \equiv 0$ ), 那么这意味着 (注: 原文有误)

$$\frac{\partial}{\partial n} F_n = 0$$

这也意味着  $(F_u - F_d) \cdot \hat{n} = 0$ , 这里我们用单位矢量  $\hat{n}$  表示与激波表面正交。因此, 守恒通量的法向分量保持不变, 可写为

$$[F_n] = 0$$

下标  $n$  指法向分量。

对磁流体动力学, 我们有质量守恒或连续性方程 (2.29) (注: 原文有误), 写成一维形式为

$$\frac{\partial}{\partial n} (\rho u_n) = 0$$

这导致激波跃变条件：

$$[\rho u_n] = 0 \quad (5.1)$$

正如我们所期望的, 该式告诉我们, 如果激波使等离子体速度减慢, 那么它的密度增加。

其次, 与激波表面正交的动量是守恒的。由动量方程 (2.31) (注: 原文有误), 忽略引力, 我们得到

$$\rho u_n \frac{\partial u_u}{\partial n} + \frac{\partial p}{\partial n} + \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = 0$$

第一项为动量变化率, 第二和第三项分别为气体和磁场压强的梯度。对法向动量, 相应的跃变条件变为

$$\left[ \rho u_u^2 + p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right] = 0 \quad (5.2)$$

其中利用了  $[B_n^2] = 0$ 。切向动量也必须平衡, 由此给出：

$$\left[ \rho u_n u_t - \frac{B_n}{\mu_0} B_t \right] = 0 \quad (5.3)$$

下标  $t$  表示激波切向分量 (例如平行于激波表面)。为简单起见, 我们已假设了各向同性的压强。而且我们也忽略了电应力项 (来自于电场  $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ ), 这一项比磁应力小  $u^2/c^2$  倍。

磁流体动力学中最后一个守恒方程是关于能量守恒的。我们将假设等离子体有绝热的状态方程, 因此  $p\rho^{-\gamma} = \text{常数}$ 。对正常单原子气体,  $\gamma = \frac{5}{3}$ 。实际上, 真实的状态方程可能不是绝热的, 但我们得到的结果定性上还是正确的。对能量的激波跃变条件为

$$\left[ \rho u_n \left( \frac{1}{2} u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} \right) + u_n \frac{B^2}{\mu_0} - \mathbf{u} \cdot \mathbf{B} \frac{B_n}{\mu_0} \right] = 0 \quad (5.4)$$

前二项为动能通量(流的动能和内能)。后二项来自于电磁能通量  $\mathbf{E} \times \mathbf{B} / \mu_0$ , 这里我们使用了理想磁流体动力学结果  $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ 。

方程(5.1)~(5.4)为气体跃变条件,但也存在纯电磁边界条件。由麦克斯韦方程  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ , 磁场的法向分量连续( $B_n = \text{常数}$ ):

$$[B_n] = 0 \quad (5.5)$$

由  $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$ , 及假定  $\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$ , 电场的切向分量也连续, 用  $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ , 可得:

$$[u_n B_t - B_n u_t] = 0 \quad (5.6)$$

上述守恒条件称之为 Rankine-Hugoniot 关系。利用单位质量的内能  $U$  [见方程(2.42)] 我们把形式稍做修改, 修改后的形式见表 5.1。我们得到这些方程的目的是为了计算激波的跃变条件, 但事实上我们没有明确地要求方程(5.1)~(5.6)的解具有激波形式。这些方程的解描述了包括激波在内的若干不同类型的磁流体动力学间断面。对于激波间断面, 一定存在一个穿过激波表面( $u_n \neq 0$ )的等离子体流, 也一定存在某些越过激波的耗散和压缩。更多的区别可由间断面是否被磁场(如  $B_n \neq 0$ )穿过来确定。具有法向磁场分量的激波称为斜激波, 斜向是指激波的法向和上游磁场(见 5.3.1 节)之间的夹角。表 5.2 概述了通常的磁流体动力学间断面的分类。稍后我们将给出一些守恒条件应用的特殊例子, 但首先要给出几个基本的观点。

表 5.1 Rankine-Hugoniot 关系

$$\begin{aligned} \frac{U_u - U_d}{\rho_u - \rho_d} + \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\rho_u} - \frac{1}{\rho_d} \right) ((p_u + p_d) + (B_{tu} - B_{td})^2 / 2\mu_0) &= 0 \\ (\rho u_n)^2 [B_t / \rho] &= (B_n^2 / \mu_0) [B_t] \\ \left( \frac{1}{\rho_u} - \frac{1}{\rho_d} \right) (\rho u_n)^2 &= [P] + [B_t^2 / 2\mu_0] \\ [u_t] &= (B_n / \mu_0 \rho u_n) [B_t] \end{aligned}$$

守恒条件为六个方程的组合。如果我们希望通过上游态找出下游态, 那么就有六个未知数  $\rho$ 、 $u_n$ 、 $u_t$ 、 $p$ 、 $B_n$  和  $B_t$ 。这意味着下游态像普通流体理论一样由守恒条件惟一地确定。然而, 我们知道, 如果压力是各向异性的(例如通常用压力平行且垂直于磁场)或流体是多成分的(如电子或重离子), 那么就会有比方程数更多的未知量。在这种情况下, 我们必须使用从理论或观测得到的附加条件, 来给出所需的信息。

如表 5.2 所示, 斜激波分成三类: 快、慢、及中间激波(有时称为阿尔文激波, 它们相应于磁流体动力学中小振幅波的三种模式(见第十一章))。中间激波实际上是一种特殊情况, 因为只在特殊环境下它才像激波。在各向同性等离子体中(像我们以前处理的那样)它不是激波, 但可恰当地称为旋转间断面; 有流体流过边界, 但不存在等离子体的压缩或耗散。以下我们将不进一步讨论间断面。

表 5.2 理想磁流体动力学中间断面的可能类型

接触间断面	$u_n = 0, B_n \neq 0$	密度跃变是任意的,但压力和其他量是连续的
切向间断面	$u_n = 0, B_n = 0$	等离子压力和场改变,保持静态压力平衡
旋转间断面	$u_n = E_n / (\mu_0 \rho)^{1/2}$	大振幅的中等波;在各向同性等离子体中,场和流改变方向,但大小不变
激波	$u_n \neq 0$	流体穿过间断面并伴随着压缩和耗散
平行激波	$B_t = 0$	磁场不受激波影响
垂直激波	$B_n = 0$	在激波处等离子体压力和场强增加
斜激波	$B_t \neq 0, B_n \neq 0$	
快激波		等离子体压力和场强在激波处增加;磁场与激波面法向间的夹角增大
慢激波		等离子体压力增加;磁场强度降低;磁场偏向激波面的法向
中间激波		磁场在激波平面处旋转 $180^\circ$ , 只在各向异性等离子体中存在密度跃变

根据相应于磁流体动力学线性波的等离子体压强和磁场强度的特点,快激波和慢激波具有相同的表现行为,但激波跃变条件是完全非线性的。这可以用激波的跃变条件对任何激波强度都有效来解释。尤其是这些条件对弱激波也成立。为了一致起见,在弱激波极限下,激波跃变关系必须与相应的小幅度磁流体动力学波的模式相对应。因此,即使在完全非线性(大幅度)极限下,激波关系具有线性模式的继承性。另一个解释是激波的信息可由大幅度波的变陡来产生。这样的波能够变陡是因为具有更短波长的波速度可以由波本身来改变。这最终会产生陡峭的梯度并因此导致激波的形成。这样的激波还保持初始模式的特性。

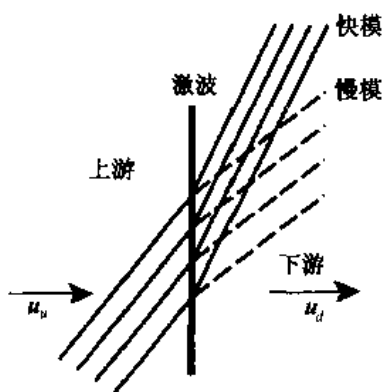


图 5.3 快、慢激波的磁场线位形图

对快激波,场线靠得很近,表示当场偏离激波法向时,场强增加

越过快模式激波,场强增加,但法向分量为常数,所以增加的都是横向分量。因此,在快激波中,下游场偏离激波法向(图 5.3)。相反,在慢激波中,下游场偏向激波法向。从实验观测来看,快激波似乎是太阳系等离子体中所观测到的激波的最常见类型。行星际舷激波是快模式的激波,就像太阳风中大多数行星际激波一样。后面的大部分讨论将集中在快激波上。尽管慢激波已经被观测到,而且它们在某些磁重联理论上起重要作用(见第九章),但其数量很少。

因为慢波不会越过磁场传播,垂直传播的慢波极限是磁压和热压反相关的非传播切向间断面。太阳系中切向间断面是普遍存在的。许多太阳风间断面可认为是切向间断面。这正是我们所期望的,因为太阳风中垂直压强经过许多天才达到平衡。当不存在重联时,可以认为磁顶层和越尾电流都形成切向间断面。切向间断面的最关键的测试是检查垂直压强  $[B^2 / (2\mu_0) + nkT]$  是否守恒。

## 5.2.2 共面定理

压缩的快模式和慢模式斜激波具有吸引人的和有用的特征:上游和下游的磁场方向以及激波法向( $\hat{n}$ )都在同一平面内。这称为共面定理,以矢量表示为

$$\hat{n} \cdot (\mathbf{B}_u \times \mathbf{B}_d) = 0 \quad (5.7)$$

即  $\mathbf{B}_u$  和  $\mathbf{B}_d$  的矢量积垂直于激波法向。这个特性可用于根据观测结果来计算激波的法向(见附录 5C)。

通过平行动量(5.3)跃变条件和横向电场(5.6)条件,后者意味着  $[\mathbf{B}_t]$  和  $[u_n \mathbf{B}_t]$  平行于  $[\mathbf{u}_t]$ , 因此彼此平行,我们能够证明共面定理。因此由(5.3)和(5.6),得

$$[\mathbf{B}_t] \times [u_n \mathbf{B}_t] = 0$$

[特殊情况  $u_n = 0$  和  $u_n = B_n / (\mu_0 \rho)^{1/2}$  除外。]利用上游和下游值(下标  $u$  和  $d$ ),上式可表达为

$$u_{un} \mathbf{B}_{ut} \times \mathbf{B}_{ut} + u_{dn} \mathbf{B}_{dt} \times \mathbf{B}_{dt} - u_{dn} \mathbf{B}_{ut} \times \mathbf{B}_{dt} - u_{un} \mathbf{B}_{dt} \times \mathbf{B}_{ut} = 0$$

$$(u_{un} - u_{dn})(\mathbf{B}_{ut} \times \mathbf{B}_{dt}) = 0$$

因此,如果  $u_{un} \neq u_{dn}$ ,  $\mathbf{B}_{ut}$  和  $\mathbf{B}_{dt}$  是平行的。包含这些矢量中的一个和激波面法向方向  $\hat{n}$  的平面,必然同时包含上游场和下游场。这意味着激波的法向可以依照激波的任一边所观测到的场按如下公式来确定:

$$\hat{n} = (\mathbf{B}_u - \mathbf{B}_d) \times (\mathbf{B}_u \times \mathbf{B}_d) / |(\mathbf{B}_u - \mathbf{B}_d) \times (\mathbf{B}_u \times \mathbf{B}_d)|$$

## 5.2.3 严格的平行激波

如果  $B_n \neq 0$ ,从方程(5.3)和(5.6)中消去  $\mathbf{u}_t$ ,可得

$$\left[ \left( 1 - \frac{B_n^2}{\mu_0 \rho u_n^2} \right) u_n \mathbf{B}_t \right] = 0 \quad (5.8)$$

这个方程含有严格的平行激波的有趣的结果。平行激波的上游磁场平行于激波法向:即  $\mathbf{B}_u = B_n \hat{n}$ ,  $\mathbf{B}_{ut} = 0$ 。我们将在上游流也平行于激波法向的参照系中使用守恒条件,即  $\mathbf{u}_u = u_n \hat{n}$ ,  $\mathbf{u}_{ut} = 0$ 。关于平行激波,(5.8)中圆括号内的量是非零的。如果  $\mathbf{B}_{ut} = 0$ ,那么,要满足(5.8), $\mathbf{B}_{dt}$  也为零。因此场的方向不随激波改变。由于  $\mathbf{B}_n$  为场的惟一非零分量,又由于它是不变的,因而总磁场也不随激波改变。等离子体受到压缩,但磁场没有。把这个结果反馈回守恒关系就消去了所有的磁场。从磁流体动力学观点看,这是指这种激波像普通流体激波一样,磁场不起作用。然而,从无碰撞等离子体角度,耗散产生的惟一方式是通过场粒子过程,可以确定,在这里场将起决定性作用(例如 Quest, 1988)。

## 5.2.4 严格的垂直激波

在严格的垂直激波中,上游场垂直于激波法向。在这种情况下,  $B_n = 0$ ,因而  $\mathbf{B}_u = \mathbf{B}_{ut}$ 。我们再重新检查上游流平行于激波法向的情况:  $\mathbf{u}_n = u_{un} \hat{n}$ 。为保证类似于激波的

解, 穿过激波将存在非零的质量流:

$$\rho_u u_{un} = \rho_d u_{dn} \neq 0$$

我们定义密度压缩比率,  $r = \rho_d / \rho_u$ 。利用前面的方程, 我们可写为  $u_{dn} = (1/r) u_{un}$ 。现在可以用跃变条件。方程(5.3)变为

$$\rho_u u_{un} u_{ut} - \rho_d u_{dn} u_{dt} = 0 \quad (5.9)$$

这意味着  $u_{dt} = 0$ , 因为  $u_{ut} = 0$  且  $\rho u_n \neq 0$ 。

从(5.6), 利用  $B_n = 0$ , 跃变条件变为:

$$u_{un} B_{ut} = u_{dn} B_{dt} \quad (5.10)$$

这告诉我们上游场和下游场是平行的。因为整个系统内都不存在法向磁场或横向流速度, 从现在起, 我们将简单地使用  $B_u$ 、 $B_d$ 、 $u_u$  和  $u_d$ 。利用压缩比率  $r$ , 我们看到  $B_d = r B_u$ 。换句话说, 场的压缩程度和流一样。

上游场垂直于激波法向的情况下, (5.2)化为

$$\rho_u u_u^2 + p_u + \frac{B_u^2}{2\mu_0} = \rho_d u_d^2 + p_d + \frac{B_d^2}{2\mu_0}$$

这可重新写成

$$\rho_u u_u^2 \left(1 - \frac{1}{r}\right) + (p_u - p_d) + \frac{B_u^2}{2\mu_0} (1 - r^2) = 0 \quad (5.11)$$

替代了  $u_d$  和  $B_d$  后, 在垂直情况, 能量跃变条件, 即方程(5.4)变为

$$\frac{1}{2} \rho_u u_u^2 \left(1 - \frac{1}{r^2}\right) + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(p_u - \frac{1}{r} p_d\right) + \frac{B_u^2}{\mu_0} (1 - r) = 0 \quad (5.12)$$

方程(5.11)和(5.12)可用来消去  $p_d$ , 因而我们得到只剩压缩比率  $r$  的方程, 按照上游参数:

$$(r - 1) \left\{ r^2 \frac{2 - \gamma}{M_A^2} + r \left( \frac{\gamma}{M_A^2} + \frac{2}{M_{cs}^2} + \gamma - 1 \right) - (\gamma + 1) \right\} = 0 \quad (5.13)$$

为得到该方程, 我们引入了阿尔文马赫数  $M_A$ , 它是上游流速(沿激波法向)与上游阿尔文速度的比率; 类似地, 我们定义声马赫数  $M_{cs}$  为上游流速与上游声速的比率:

$$M_A = \frac{u_u (\mu_0 \rho_u)^{1/2}}{B_u}, \quad M_{cs} = u_u \left( \frac{\rho_u}{\gamma p_u} \right)^{1/2}$$

很显然(5.13)的一个解为  $r = 1$ , 它代表与上游值相同的下游场、速度和密度。很明显, 这不是压缩激波。(5.13)中的二次方程给出二个解, 如果  $\gamma < 2$ , 则其中的一个解为负的。这个负  $r$  解为非物理的, 这样我们只剩下一个解。一个有趣的极限是当  $M_A \gg 1$  和  $M_{cs} \gg 1$  时的高马赫数极限。在这种情形下, 方程(5.13)变为  $r(\gamma - 1) - (\gamma + 1) = 0$ , 或

$$r(\gamma - 1) - (\gamma + 1) = 0 \Rightarrow r = \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)}$$

因此, 对压缩来说存在一个限定极限, 它只依赖于  $\gamma$ 。记住  $\gamma$  只是等离子体如何加热的表示, 且与上游参数无关。特别是对于有碰撞单原子气体,  $\gamma = \frac{5}{3}$ 。这给出值为 4 的压缩极限。在高马赫数激波中, 场、密度和速度中的最大跃变可期望增加到原来的 4 倍。但是我们应该记住, 这个常被引用的因子取决于激波中等离子体加热的细节。



高马赫数极限(如大的上游流能量)的另一个后果可从(5.12)得到,其中依赖于  $B_u$  和  $p_u$  的项可忽略。记住  $r$  与上游参数无关,这意味着  $\frac{1}{2}\rho u_u^2$  的动能流与下游热压力  $p_d$  成正比。这只是高马赫数激波运算的一个例子。最后,在垂直激波中,场强和密度都增加。由前面的讨论可以得到,这种激波是快模式的激波,并且不存在慢模式的垂直激波。这毫不奇怪,慢模式的波不会垂直于磁场传播,在第十一章中(图 11.3)将给出这个结果。

### 5.3 激波结构:怎样产生的?

到现在为止,我们已经描述了一些激波的基本概念,以及提到一些激波将在什么地方形成的例子。但是就太空中的激波来说,我们几乎有独一无二的有利条件,因为我们有自然发生的激波的直接观测。在实验室中产生无碰撞激波是可能的,并且激波加热是控制核聚变的希望之一。但实验室中的实验不能接近自然发生的太空激波的尺度或获得其整体特征。太空观测也有独一无二的优势,因为最小的等离子体尺度(德拜长度)通常比太空飞行器大。这表示我们能够真正地进行逐点测量,因为我们的测量仪器不会影响等离子体(至少如果我们小心的话)。由于太空技术的不断改进,我们可以对太空激波进行高分辨率的测量。我们不仅测量上游态和下游态,而且能够测量等离子体越过激波时它是如何变化的。也就是说,我们能够研究作用过程中无碰撞的耗散机制。

图 5.4 表示太空飞行器越过地球舷激波的测量;星载仪器测量了磁场。由到达卫星粒子的数目可测出电子和质子的分布函数;由这些分布函数,可计算出当太阳风越过激波时,它的密度和流速度。卫星的速度是很低的,通常对舷激波的观测是在激波相对于卫星有运动的情况下进行的。在太阳风速度或密度有轻微变化时,就可发生这种情况。观测获得的是不同量的时间序列。如果激波相对于卫星的速度为常数,那么我们在时域内观测到的分布将与激波的空间分布一致。在图 5.4 中,卫星初始时在太阳风中,而后激波向外移动,当激波越过卫星时的观测结果被记录下来。

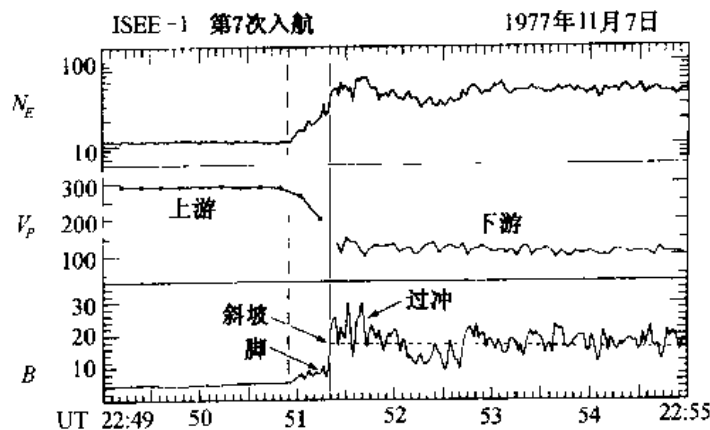


图 5.4 强、“超临界”准-垂直激波的观测

电子密度  $N_E$  的单位为  $\text{cm}^{-3}$ , 质子流速度  $V_p$  的单位为  $\text{km/s}$ , 磁场  $B$  的单位为  $\text{nT}$ 。虚线指下游场的平均值(数据摘自 Schkopke et al., 1983)

在从上游到下游的过程中,速度减小且密度增加是很明显的;即在激波中存在压缩。磁场也像密度一样增加;因此,它是快模式激波。下面要注意的是,尽管激波很薄,但它不是一个光滑的过渡,而是在过渡区内存在着结构。我们看到“脚(Foot)”、“斜坡(Ramp)”和“过冲(Overshoot)”,后面我们将看到这些都是由激波处太阳风质子加热方式来控制的。例如,脚的厚度等于质子漂移过激波之前被激波反射的距离。

### 5.3.1 不同的参数产生不同的激波

激波空间观测的最重要结果是存在许多依赖于激波参数的不同类型的激波。我们已经看到 Rankine-Hugoniot 关系导致不同模式的激波,但即使只局限于快模式激波,即所有行星磁激波,我们也会发现不同类型的激波结构。早期存在相当激烈的争论:这样的激波实际上是不是稳定的;或许观测中所见的不同形貌只是不断变化的实体的飞逝的一瞬间。最主要的贡献是确认了观测到激波具有确定的位型以及激波类型是由激波参数(如激波强度和上游条件)的全部来确定的。控制激波类型的最重要因素是上游磁场(相对于激波表面)的方向和激波强度。

我们首先看上游场方向的影响,上游场有时称为激波几何。图 5.5 给出一个一维激波,图中标出了激波表面的法向单位矢量  $\hat{n}$ 。一种描述上游场方向的方便的方法是磁场和激波法向之间的夹角  $\theta_{Bn}$ 。随着  $\theta_{Bn}$  的变化,激波具有显著不同的行为。当  $\theta_{Bn} = 0$  时,激波称为平行的,当  $\theta_{Bn} = 90^\circ$  时,称为垂直的。准平行和准垂直术语用来划分可能的  $\theta_{Bn}$  值范围,实际的划分线通常选为  $45^\circ$ 。另一个术语,斜激波,用来指既不完全垂直也不完全平行的激波,但有时也用来指介于准平行和准垂直之间的激波。

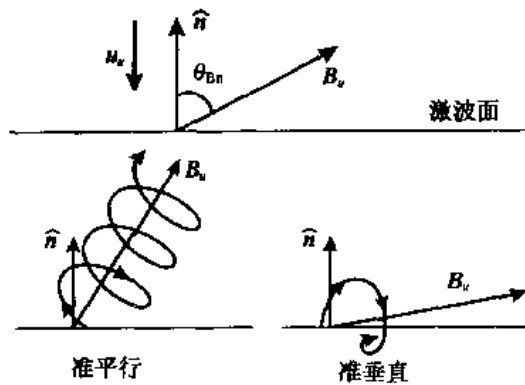


图 5.5 角度  $\theta_{Bn}$  及准平行和准垂直情况中的反射粒子轨迹的例子

当我们考虑初始时激波前面粒子的运动时,平行/垂直的差别的重要性就很明显了。在 de Hoffman-Teller 参照系(附录 5A)中,运动包括二部分:一个沿着磁场方向不受阻碍的运动,和绕磁场(例如横过)的回转。对平行激波来说,场线穿过激波,沿着场的粒子运动将相对容易地携带粒子穿过(并远离)激波。另一方面,在垂直激波处,场线平行于激波表面,因此沿磁场的粒子运动不会让粒子从激波穿过。实际上,垂直激波处的粒子回转把粒子带回激波。从平行/垂直的差别可得到更简单的结论。因为与在垂直激波中相比,平行激波中粒子的法向运动更“容易”,那么我们可以预期平行激波的尺度比垂直激波的尺度大。

当然,只有我们确切地知道耗散机制时才可以肯定这一点。而且,我们对粒子运动的理论只对回旋半径比电子大很多的离子才正确。但这也不坏,因为离子确定大部分无碰撞激波的结构(因为离子的质量大得多,它们携带等离子体中大多数的质量和能量流)。

激波角度  $\theta_{Bn}$  是控制激波类型的最重要因素,但几乎每一个等离子体参数都会有作

用:温度、成分(如离子存在的类型)、以及激波马赫数  $M$ 。马赫数指激波的强度,也是激波过程的能量量度。像所预料的那样,马赫数越高,激波的行为越强烈。在太阳系中,可以发现激波的马赫数在(几乎为)1 和或许 20 之间,但在更强烈的天体中,例如由超新星残余物产生的激波,马赫数可达 1 000 量级。这样的激波作用过程还不清楚,但对太阳系的激波,我们确信已有了相当的了解。然而,即使对太阳系的激波,这种表述也只对准垂直激波成立。到目前为止,准平行激波还是一个有争议的课题,不幸的是我们将不得不忽略它们。

至少从理论上讲,在准垂直激波的范畴中,低马赫数激波(即亚临界激波)和高马赫数激波(即超临界激波)之间存在有明显的差异。在大多数时间内,地球的舷激波是超临界的,要发现亚临界激波,我们通常不得不等待一个适合的行星际激波。这二类激波是由“临界”马赫数来区分的。对  $\theta_{Bn} = 90^\circ$ , 这个临界马赫为  $M_A \sim 2.7$ , 并随  $\theta_{Bn}$  减小而减小。

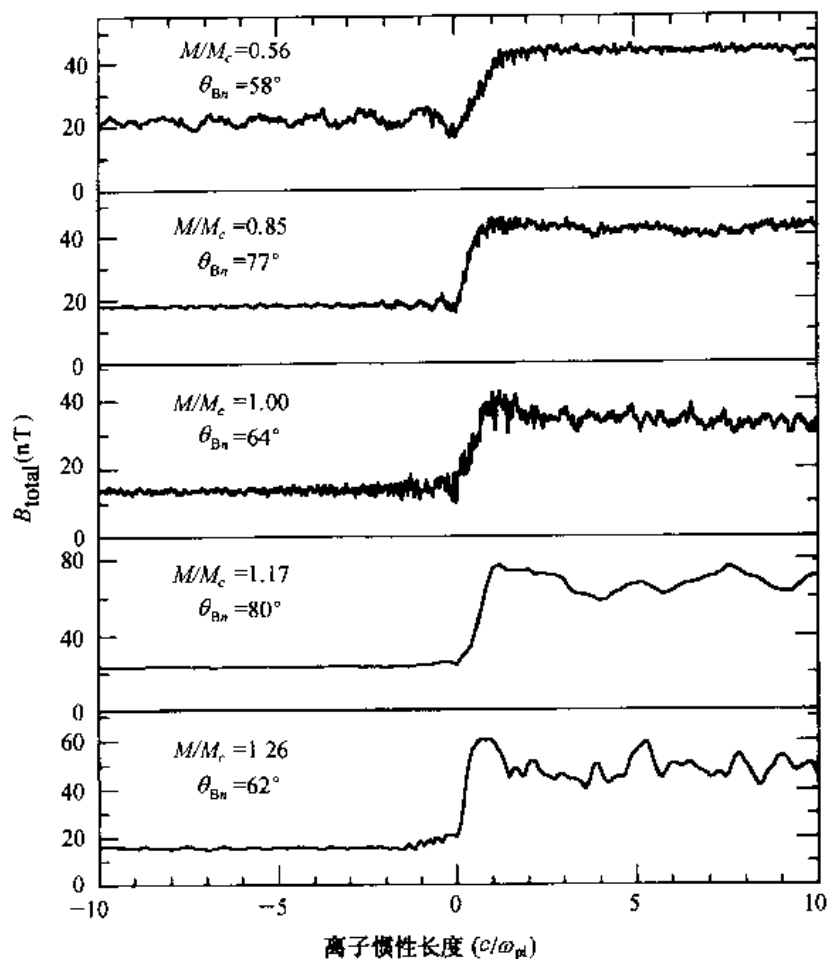


图 5.6 对范围从亚临界到刚到超临界的 5 个低马赫数激波的磁场强度的观测

所有的激波都是准垂直激波。所测得的瞬时分布用同步测量转换成距离尺度,同步测量是由随后观测这些激波动量的相伴太空飞行器完成的。在二个上端栏中的低频上游波是与激波一起运动的前驱驻波(Standing Precursor)。在激波结构中高频波是行进波。这些波的状态对  $\theta_{Bn}$  值是很敏感的

地球的舷激波的  $M_A$  值在大约 1.5~10 之间。

从观测上看,这二类激波之间的差别是明显的。我们原来的例子(图 5.4)是超临界激波。我们已经提到过激波内的可见结构。场有一个单一的陡峭跃变(称为斜坡 Ramp),它前面是一平缓的上升部分,称为脚(Foot)。而且,斜面及其后面的场高于它最终的下游值,这称为过冲(Overshoot)。像好的生物学家一样,只有当看到许多例子之后,我们才能区分这些组成部分。我们已经忽略了被认为是不重要的东西,它们包括场中所有小的波动。我们把这些波动称为小幅度湍动,它可能会起作用,但不会控制或决定基本激波结构。

与超临界激波结构相比,亚临界激波更像普通气体中激波的结构。图 5.6 给出范围从亚临界到刚到超临界的低马赫数激波的例子。上端二个亚临界激波从上游到下游有简单的斜面,它有很小的或没有脚或过冲。然而,这二个激波都有静止于激波参照系中的前驱驻波(Standing Precursor)。在更短的波长处,这二个激波都具有小幅度的传输波。所有这些波的状态都由  $\theta_{Bn}$  角控制。在更高的马赫数时,过冲和激波脚就出现了。

### 5.3.2 激波加热机制

为了解亚临界和超临界激波之间差别的基础,我们将讨论激波中加热等离子体的基本机制。我们已经强调激波中如何存在不可避免的耗散,这种耗散可描述为有序的冲击能量(Ram Energy)(即进入激波的流的动能)转化成粒子中的随机热能。在普通流体中,耗散是由分子间碰撞的黏性产生的。碰撞使所有粒子间的能量重新分布,以至于不管粒子的类型怎样,它们都有同样的温度。很容易解释有碰撞气体中激波加热的来源,但对等离子体,这是激波物理的主要难题。无碰撞激波的尺度小于碰撞之间的平均自由程。因此,激波加热必须采用等离子体所特有的机制。现在我们将描述这个主要机制。由于不存在碰撞,具有不同特性的等离子体中的电子和离子可能不是由同一过程来加热的。事实上,从 Rankine-Hugoniot 关系,我们只知道整个加热是由守恒定律来确定的,至于某一类型的激波加热则可能或由电子或由离子来控制。

一种描述激波中耗散的方法是说,尽管缺少碰撞,事实上还是存在等离子体有效电阻,该电阻产生与等离子体中电流有关的加热,以及有效黏性,该有效黏性取决于速度梯度的加热。这种情况下,有效的、或反常的电阻及黏性一定是由场中扰动所引起的粒子速度变化所提供的。换句话说,场中的波代替了粒子间的碰撞。这些波是由某种不稳定性产生的,而不稳定性是由粒子分布函数偏离平衡所引起的。这是无碰撞等离子体物理中已充分证实的思想。例如,对激波内反常电阻通常解释如下。电流一定是粒子分布函数变形的结果。分布函数的变形可引起产生激波内湍动的不稳定性(我们将不描述哪些种不稳定性)。粒子感觉到扰动,速度发生小的改变,这会产生好像它们与其他粒子碰撞同样的效果。

这种行为称为集合耗散机制,因为场和粒子在一起作用。这种描述看起来很吸引人,因为我们可以利用普通的碰撞方程,而以反常电阻和反常黏度替代通常的电阻和黏度。这种近似存在某些问题:由不稳定性引起的波趋向于最强烈地影响造成不稳定性的粒子。对于激波层中电流引起的不稳定性,携带电流的主要是电子(它们有较小的质量,因此比

离子有更大的移动性),因此电子将被加热。问题是观测表明,超临界激波中离子比电子被加热得更多。当然,我们可以改善集合耗散模型以包括取决于离子的不稳定性,但是我们将面对另一个问题,也就是,等离子体不稳定性的生长速率趋于很低(按离子时间尺度),至少与等离子体穿过激波斜面所花费的时间相比是这样的。离子的不稳定性没有足够的时间来使离子充分加热。这些考虑迫使我们寻找其他类型的耗散机制。

我们只讨论场中粒子速度被波改变的情况。对激波而言,宏观平均场发生了主要变化。由于等离子体是无碰撞的,用宏观场中粒子所遵从的轨迹来描述粒子的行为是可行的。也就是说,我们把激波的场看作固定的,并且想知道对那些场中的粒子将会发生什么。当然,场本身由粒子自洽地确定,只有当粒子的轨迹不被宏观场(如不稳定性)剧烈扰动时,我们的想法才成立。耗散机制依赖于激波场中的粒子动态特性,并可应用于离子和电子。对于超临界激波中的离子加热,在确定激波结构方面,离子的动态特性是主要因素。这并不意味着集合过程不起作用。事实上,它们涉及新的方式,因为粒子动态特征提供新的不稳定性来源。

粒子动态特性(平均激波场中的轨迹)和加热之间的联系是什么?在有碰撞等离子体或气体中,温度是很容易与粒子分布函数的速度弥散相关的。由于碰撞,分布函数为麦克斯韦分布(或接近这种分布)。在无碰撞等离子体中,粒子分布函数几乎可为任何形状;它可能是不同温度的麦克斯韦分布的叠加,甚至是不同粒子成分之间存在着相对的漂移。在这种情况下,我们的温度定义应扩展为粒子速度分布“弥散”的量度。该温度由采用分布函数的第二速度矩来表述,通常称为动力温度。如果激波中磁场和电场能展宽粒子的分布函数,那么将会增加该分布的动力温度。

我们称此过程为激波加热,但还存在第二个关键步骤。处理平均场中粒子的轨迹意味着解稳定场中的运动方程。但这些方程对时间是可逆的。如果我们用 $-t$ 代替 $t$ ,它们将有同样的形式。对激波中的耗散,一定存在一个不可逆过程;熵一定增加。因此,尽管粒子的动力学过程可增加动力温度,但一定存在附加过程使产生的分布函数展宽,使得整个过程确实是耗散的。这个附加散射是由波和湍动引起的,而分布函数的形式则提供了产生湍动的自由能。因此,没有集合现象,粒子的动态过程起不了耗散机制的作用!激波场能够展宽分布函数,这将增加动力温度,并且也提供自由能来完成耗散过程。尽管粒子的不稳定性没有充分的时间来加热位于激波斜面中的离子,但在下游处它们有充分的时间保证在激波中离子加热成为不可逆。

实验观测已揭示出超临界激波中的耗散是由离子动态特性决定的,因此激波本身的结构主要是由离子控制的。图 5.7 表示一个这样的观测。最上面的结构是有关整个磁场的。图上所标的是激波中速度空间分布函数的测量点所在位置(我们观测到了激波是因为它越过太空飞行器,并且如果我们知道激波速度,我们就可以把观测时间转换为空间位置)。速度分布由平面内等值线表示,在此平面中,日-地连线与  $x$  轴一致。分布不仅仅位于速度空间的一个区域,而是有几个部分(即几个最大值)。这个事实立即告诉我们,我们正在处理远离平衡态的分布。标出 SW 的部分为太阳风,它是流入激波的上游,具有负  $x$  轴方向速度。标出 R 的部分有正  $x$  轴速度,因此它是在激波的前面。如果太阳风中某些粒子被激波斜面反射,就可以解释这个不寻常的行为。反射起因于激波中的平均(宏观)场。某些一样太阳风离子在激波中转向,反射发生在小距离内;它们接近完全转向,即

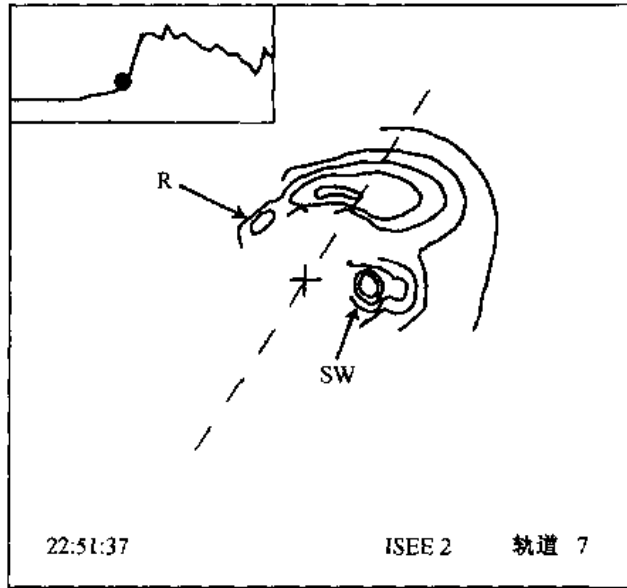


图 5.7 准垂直、超临界激波的激波层内离子分布函数的观测  
 在左上角内,给出了穿过激波的磁场。实圆点表示激波内测量点的位置。标为 SW 的峰点为流入激波的太阳风。分量 R 包含激波处及激波前被反射的离子。激波的取向由虚线表示,因此反射是镜像对称的。分布函数的第三个组成部分包含被磁场转向后返回激波的被反射离子

(取自 Schopke et al., 1983)

像被“镜面”反射一样。对这些离子来说,所产生的行为是由激波场中它们的动态特性来确定的。反射过程给这些离子一个垂直于磁场的速度。其反射速度垂直于激波,但垂直激波中磁场平行于激波平面。这个垂直速度意味着它们绕磁场回转,像我们以前提到的那样,在垂直激波内,旋转使它们回到激波,这一次,它们进入下游区域。没有被反射的粒子会减慢速度并进入下游区域。

在下游区域,存在二种不同类型的离子:一种为透射成分,另一种为反射成分。反射成分仍有自身的旋转运动,在速度空间,它是沿着半径近似为  $2u_n$  的环运动,其中  $u_n$  为上游流的速度。某些入射离子的反射使离子分布函数展宽,因此增加了离子的动力学温度。一旦某些湍动使这一过程变得不可逆,离子的动态特性就这样产生激波耗散。

我们已经从观测推断描述出离子的加热过程。我们的理解是以许多激波结构中不同点的观测为依据的,这些观测确认了我们的描述。另外,可以用计算机自治地模拟超临界激波中所发生的情况。模拟具有可以追踪单个离子轨迹的优点。这些轨迹向我们表明一些离子被反射,正像我们所描述的那样。模拟能使我们更前进一步,因为这些模拟表明激波本身的结构是由反射离子确定的。尤其是,以前提到的激波底部是由反射离子产生的,这些离子被转向的时候,它们在激波的前面向外传播。如图 5.8 所示。

离子反射在不同类型激波中的是相当普遍的。在各种机制中,离子反射有很大的优势,即,它产生的加热正比于上游流的速度。由这个事实我们可以看到,反射粒子的回转环具有正比于  $u_n$  的弥散。反射记录了上游流速度,并把它改变为决定下游分布的垂直(旋转)速度。因此,当激波强度(马赫数)增加时,离子反射可以产生越来越多的耗散。这

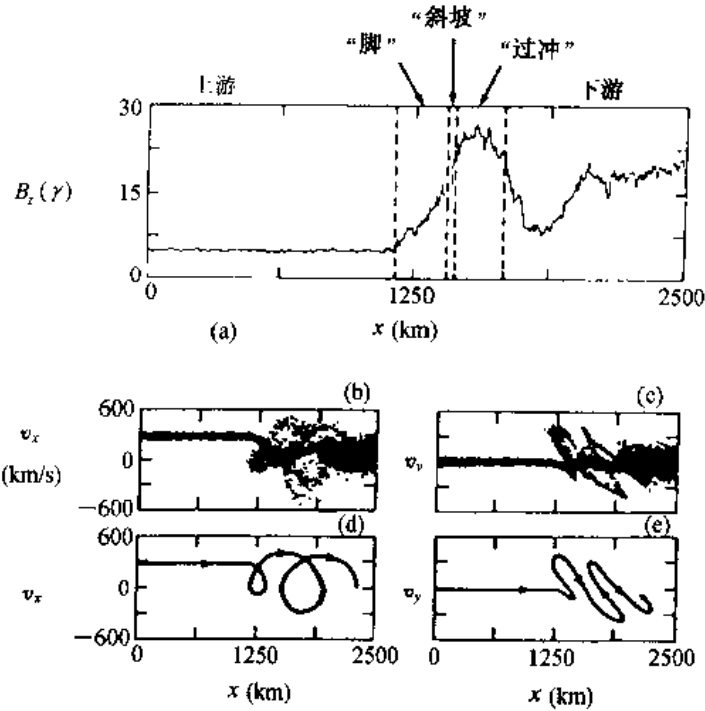


图 5.8 超临界垂直激波的计算机模拟

最上面的图给出磁场,中间的图给出模拟(每个点代表一个模拟的质子的相空间图(即粒子速度与对应的粒子位置)。最下面的图给出典型的被反射的粒子轨迹。磁场在 Z 方向。注意被反射的粒子是如何在斜面处具有负  $v_x$  值的,这会导致在斜面前的运动具有大  $v_y$  值,然后以大的  $v_x$  和  $v_y$  速度(即大的旋转速度)向下游运动

(摘自 Wu et al., 1984)

正是我们对激波所需要的,因为,像我们以前所讨论的那样,激波是一种可以具有任意速度(即马赫数)的波。

对低马赫数激波,不需要更多的加热;没有更多的动力学压力来转换。在这种情况下,反常电阻率  $\eta$  能提供足够的耗散。这种耗散只是焦耳加热,每单位体积为  $\eta J^2$ ,其中  $J$  为电流密度。假定激波具有更高的马赫数,这样所需要的耗散就会增加。可以认为,要满足这一点的方法是增加电阻。增加电阻会产生扩展激波斜坡的作用(在磁流体动力学中,场的扩散正比于电阻,如果  $\eta$  增加,场中的任何梯度都将会消除)。这种增加会产生降低焦耳加热的作用。实际上,增加马赫数可以增加有电阻加热,因为磁场是随马赫数增加的。最终这会不起作用,因为正像我们所看到的那样,场的跃变极限因子为 4。在一定“临界”马赫数之上,虽然电阻变得很高,但反常电阻不能提供所需要的激波损耗。正是在这种情况下,离子反射变得很重要,并且随马赫数增加产生激波耗散。这是无碰撞激波独有的性质,也是激波参数如何控制离子和电子行为的很好例证。

由图 5.4 和 5.6 的比较可以很明显看到超临界激波和亚临界激波结构不同,而从两者之不同可看出超临界激波中离子反射的重要作用。当马赫数充分大时,激波中的耗散(有序的能量转变为自由热能)是由离子反射及它们随后旋转到下游来完成的。当这些

反射离子被磁场转向时,它们在主斜面的前面向外扩散。这些离子造成磁场中所见到的脚,并且脚的大小是由它们的转向距离决定的。过冲在某些离子的反射中也起重要作用。为满足耗散的需要,只是某些离子被反射,这是由场自洽地决定的,以调整到所需的离子加热。由于离子是激波中加热起主导作用的粒子成分,它们决定了激波特征长度的尺度。总之,超临界和亚临界激波之间的差别是由于有反射离子的存在。然而,存在这样的证据:反射离子可以在低马赫数激波中找到,但其密度很低,因此它们在激波结构中不起重要作用。此外,亚临界激波中的耗散过程应该在超临界激波中也起作用,但相对重要性要降低。

我们已经把力量集中在高马赫数准垂直激波中离子动态特性的重要性上。这是因为决定激波长度的尺度主要是离子。脚的大小是由上游磁场中反射离子的旋转半径来决定的。此外,离子加热在高马赫数激波中更重要,高马赫激波的下游与上游温度的比率大约为 50~100。然而,即使对电子,它们在平均场中的动态特性对它们的加热还是很重要的。此时没有反射(尽管会发生),而是激波中存在一个静电场。在某种意义上说,静电势会反抗质子流穿过激波,并在它们的部分反射中起作用。然而,电子把静电势看作一种使它们加速进入下游区域的力。它在激波的后侧使刚从上游到达下游的电子的速度分布产生移动。这意味着通过移置部分电子的分布函数,静电势可以扩展电子的速度分布,从而增高动力温度,并造就产生不稳定性的自由能。这类似于离子的情况,但速度弥散的特性不同,不稳定性也不同。整个激波的耗散仍主要是由离子控制的。

## 5.4 未被提及的事情

还有许多这里未讨论的有趣的课题。慢激波微观物理学已被完全略去。我们对准垂直快激波的讨论是有局限的,我们不得不略去快模式准平行和平行激波的任何描述。彗星在太阳风中形成激波,但当彗星物质离化并加入到已经离化了的太阳风中时,它们是新物质的来源。这些物质的增加使彗星激波不同于行星前面的舷激波。由于太阳风是无碰撞的,并且由于粒子运动是由磁场控制的,高能粒子可在舷激波的上游传播。这就产生了一个充满吸引人的波和粒子的并称为前兆激波(Foreshock)的区域。激波是丰富而有效的高能粒子源,并被用于解释卫星和宇宙射线的观测。有许多激波粒子加速理论,对太阳系的观测有助于支持那些用以解释天体物理观测的理论。一些有关前兆激波的问题将在附录 5B 中给予简要描述。

有兴趣的读者可以继续研究这些无碰撞激波物理的其他方面。

## 附录 5A De Hoffman-Teller 参照系

对激波静止的参照系称为激波参照系。为了从一种匀速相对运动转换为另一种匀速运动,应当使用适当的相对论变换。然而,对几乎所有的工作,我们都可使用速度变换为伽利略变换的非相对论变换,磁场是不变的,电场是从适当参照系中理想磁流体动力学方程  $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$  (见第二章)得到。

在图 5A.1 中,我们画出了包含激波法向  $\hat{n}$  及上游场  $\mathbf{B}_u$  的平面,以及同一平面中上



游流速度  $u_u$ 。我们将只考虑一维激波。在法向入射参照系[NIF, 图 5A.1(a)]中, 上游流平行于  $\hat{n}$ , 原点标为  $O$ 。在此参照系中, 存在一个垂直于  $u_u$  和  $B_u$  因而平行于激波平面的运动电场  $E_u = -u_u \times B_u$ 。通过转化为没有流速度(上游流参照系)的参照系, 此运动的电场可归为零, 但在此参照系中激波是运动的。可选择另一方法是找出一个参照系, 在此参照系中上游流及磁场是平行的, 而激波是静止的。这可以从任何激波参照系通过添加一平行于激波平面的转化速度来得到。如图 5A.1(b)所示, 其中来自于法向入射参照系的转化速度标为  $v_{HT}$ ,  $O'$  为新参照系原点, 称为 de Hoffman-Teller 参照系(HTF)。

在 de Hoffman-Teller 参照系中, 上游流速度为  $u'_u$ , 平行于  $B_u$  ( $B_u$  在所有参照系中都是相同的, 因为我们没有使用纯相对论变换)。由图 5A.1(b)我们看到

$$v_{HT} = u_u \tan \theta_{Bn}$$

因此所需的转换速度随  $\theta_{Bn}$  接近  $90^\circ$  而快速增加。此外, 如果  $\theta_{Bn}$  充分接近  $90^\circ$ , 非相对论变换的假设也将破坏。并且当  $\theta_{Bn}$  正好等于  $90^\circ$  时, 就一点也不可能找到 de Hoffman-Teller 参照系。

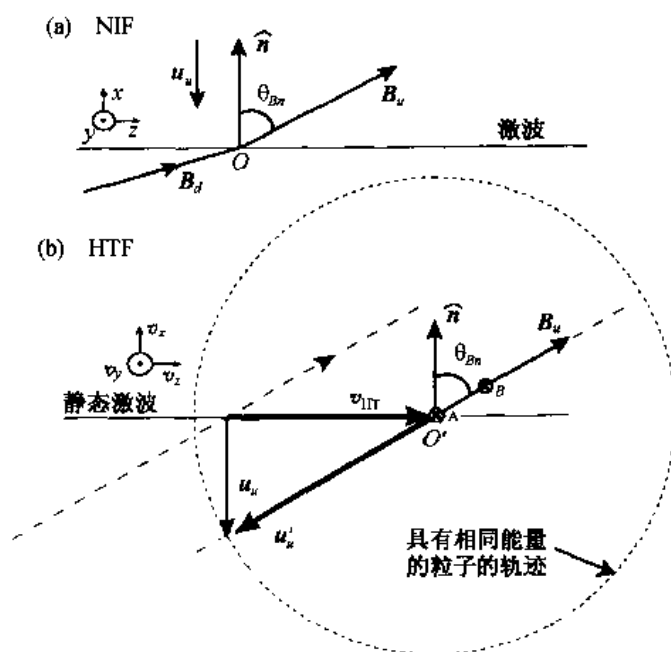


图 5A.1 法向入射参照系(a)及 de Hoffman-Teller 参照系(b) 图中标出了一个典型的坐标系统。de Hoffman-Teller 示于速度坐标系中。虚线圆代表具有等于入射流能量的所有粒子的轨迹。标记 A 代表一个 de Hoffman-Teller 参照系中具有零速度的粒子; 标记 B 代表一个场向速度足够大, 因而能从激波上游逃逸的粒子

对  $v_{HT}$  我们可以得到更普遍的表述, 以实现到新参照系的转换。在新参照系中所有量都用一带撇号的字母(除  $B_u$  外)表示:

$$u'_u = u_u - v_{HT}$$

我们规定在新参照系中, 电场为零,  $E' = -u'_u \times B_u = 0$ , 因此  $v_{HT}$  与原来参照系中流速度满足下列关系:

$$\mathbf{v}_{\text{HT}} \times \mathbf{B}_u = \mathbf{u}_u \times \mathbf{B}_u$$

我们可以用矢量  $\hat{\mathbf{n}}$  乘上式 [ $\hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{v}_{\text{HT}} \times \mathbf{B}_u) = \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{u}_u \times \mathbf{B}_u)$ ] 来求解  $\mathbf{v}_{\text{HT}}$ 。利用矢量恒等式  $\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = \mathbf{b}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) - \mathbf{c}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})$  展开上式左边, 记住  $\mathbf{v}_{\text{HT}} \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0$ , 以保持新参照系中激波为静止的。最终得到

$$\mathbf{v}_{\text{HT}} = \frac{\hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{u}_u \times \mathbf{B}_u)}{\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{B}_u} \quad (5.14)$$

de Hoffman-Teller 参照系的特性是什么? 由于不存在电场, 上游粒子只有很简单的运动, 分为两部分: 平行于磁场方向的运动, 以及绕磁场方向的回转运动。  $E=0$  的另一个结论是粒子的能量为常数, 常数粒子能量的表面是中心在 de Hoffman Teller 参照系原点的球面。尽管我们没有在图 5A.1(b) 中标出下游场和流速度, 但依然可看出 de Hoffman-Teller 参照系的另一个有用的特性。由 (5.14), 我们看到  $\mathbf{v}_{\text{HT}}$  依赖于  $\mathbf{B}$  的法向分量及  $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$  的横向分量, 但从激波跃变条件 (5.5) 及 (5.6), 这些分量连续越过激波。因此, 下游的 de Hoffman-Teller 变换速度与激波上游的变换速度相同。

## 附录 5B 高能粒子与前兆激波

“前兆激波”的存在是无碰撞等离子体激波独有的特性。正像该名字所暗示的那样, 前兆激波是一个与激波有关且包含粒子和波的激波上游区域。这似乎是个矛盾; 我们以前把激波定义为“信息水平线”, 因此有关激波存在的信息不能向上游传播。解决的办法是激波与介质的特征速度相关联; 然而在无碰撞等离子体中, 粒子可以具有任意高的速度, 因此可以以比激波更快的速度向上游传播。这样的一个粒子将最终把场中的一些无规性散射掉, 因此最终耦合到等离子体的其他部分。逃入前兆激波快速粒子携带着能量, 因而通常会产生波。由实验上观测, 地球的前兆激波是一个具有不同种类的粒子以及由它们产生的不同种类波的丰富多彩的“动物园”。我们有关其他行星际前兆激波的有限知识表明了类似的现象。

我们可以保持前兆激波与激波本身之间的差别, 只要上游流不过份地被前兆激波扰动, 并且激波中的特征波速保持不变。也就是说, 如果大多数能量和动量的变化在激波中发生, 而不是在前兆激波中发生, 这种差别就可保持。有时所表述的另一个观点是: 我们把激波的原始定义定义为信息水平线是严格正确的, 并且任何前兆激波应当被看作激波系统的一部分, 因此“激波”实际上是亚激波。通常可能也更有用的是把激波和前兆激波考虑为各自独立两件事。但重要的是这两者不可避免地联系在一起。

前兆激波是存在的, 因为具有足够高能量的粒子能够比激波跑得快。有二个重要的问题, 粒子是怎样得到这些高能量的? 前兆激波内部的结构是什么样的? 粒子在激波中的加速问题有大量文献, 并且至少另需一章来论述。因此, 我们将满足于这样的论述: 由实验观测, 日球层中的激波似乎是电子和离子的好的加速器。在地球的舷激波中, 离子能量达到几十万电子伏特 (太阳风中质子动能约 1keV), 电子能量达到几万电子伏特。归根结底, 这些粒子的能量来自于太阳风中流的动能。为了了解各种理论解释及它们的观测支持依据, 读者应参阅专论《日球层中无碰撞激波》(Tsurutani and Stone, 1985; Stone and Tsurutani, 1985)。

关于地球的前兆激波,我们已经详细讨论过了,其中存在着确定类型的粒子和波的模式。我们现在转向它的几何形状。地球的舷激波是一个弯曲表面,接近于旋转抛物面。它在空间中的范围是有限的,激波法向角  $\theta_{Bn}$  随激波表面各点位置变化而变化。行星舷激波因此有很不同于行星际激波的前兆激波结构,行星际激波基本上是平面的,并扩展到更大的区域。下面我们集中讨论行星前兆激波。

我们能见到什么粒子以及它们在前兆激波中的位置将首先取决于两个条件。粒子必须充分快以便超越激波(我们将看到这取决于  $\theta_{Bn}$ )。一旦进入前兆激波,它的路径就由粒子动力学来给定,直到它以某种方式与背景等离子体发生相互作用。

在 de Hoffman-Teller 参照系中,粒子从激波逃逸可得最好的处理。在 de Hoffman-Teller 参照系中,粒子的运动只有二个分量:在磁场方向上引导中心的运动,以及沿磁场方向的回转运动。因此,粒子是远离激波或向着激波将只取决于它沿激波法向运动的分量方向。为简便起见,考虑沿场向运动而不回转的粒子。如果粒子在 de Hoffman-Teller 参照系中具有零速度,它相对激波是静止的。在图 5A.1(b)中,粒子 A 是静止的,但粒子 B 将从激波中逃逸。

当计算粒子能量时,使用上游流参照系是最有用的,在上游流参照系中,像在 de Hoffman-Teller 参照系中一样,运动电场为零。逃逸粒子的临界速度  $u_{esc}$  正是  $u'_u$ 。由图 5A.1(b)我们看到  $u_{esc} = u_u \sec \theta_{Bn}$ 。导出逃逸速度(在两个参照系中具有更大的自由性)的另一种方法是计算激波在上游流参照系中沿场线运动的快慢。如果粒子有某些旋转运动,计算逃逸速度就更困难,它依赖于粒子离开激波时旋转运动的相位。

$u_{esc} = u_u \sec \theta_{Bn}$  这个结果表明:激波越接近垂直( $\theta_{Bn}$  接近  $90^\circ$ ),由于逃逸速度增加,粒子逃离激波越困难。另一方面,这也意味着最快、最有能量的粒子可以在  $\theta_{Bn}$  接近  $90^\circ$  的激波中产生。对一个完全垂直的激波,没有粒子逃逸,因为磁场使粒子的运动保持平行于激波的波前。

一旦离开激波,上游粒子会产生什么情况?如果上游场是相当均匀的,它们的导向中心的运动有两部分(在相对于整个舷激波静止的观测者参照系中):沿磁场的平行运动  $u_{//}$  和垂直于场的漂流运动  $u_d = (\mathbf{E} \times \mathbf{B})/B^2$  (见第二章)。其中  $\mathbf{B}$  指行星际磁场,  $\mathbf{E}$  为该参照系中的电场。漂流速度对所有粒子都是一样的,与它们的能量无关。因此,如果具有一定能量范围的粒子从激波上的某点逃离,最快粒子像慢粒子一样达到同样垂直漂流距离时,它们将跑得离激波更远。对舷激波而言,这意味着从上游看来,具有较高能量的粒子可以在较低能量的粒子之前被观测到(由于  $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ , 垂直于磁场的漂移其方向一直是指向下游的)。这个结果称为速度弥散,或飞行时间效应。

在地球上,行星际场与日地连线平均成  $45^\circ$  角。如图 5B.1 所示。首先与舷激波相接触的场线为切向场线。当然,在这点的激波有  $\theta_{Bn} = 90^\circ$ 。更向下游的场线与激波相连,其中  $\theta_{Bn}$  越来越小于  $90^\circ$  (应当仔细考虑三维几何形状,但我们打算跳过这些细节)。原则上,切向场线下游的每一处都含有前兆激波粒子。最先在切向场线后观测到的粒子是电子。就像由速度色散所预期的那样,最靠近切向场线观测到最高能量。

充满上游电子的区域称为电子前兆激波。存在着相似的加速离子区域,即离子前兆激波。然而似乎对于地球,最远离上游的离子来自于  $\theta_{Bn}$  大约小于  $70^\circ$  舷激波。这意味着对  $70^\circ$  以上的  $\theta_{Bn}$ , 不存在有效的、充分的离子加速机制,但这可能是激波尺度和形状的函

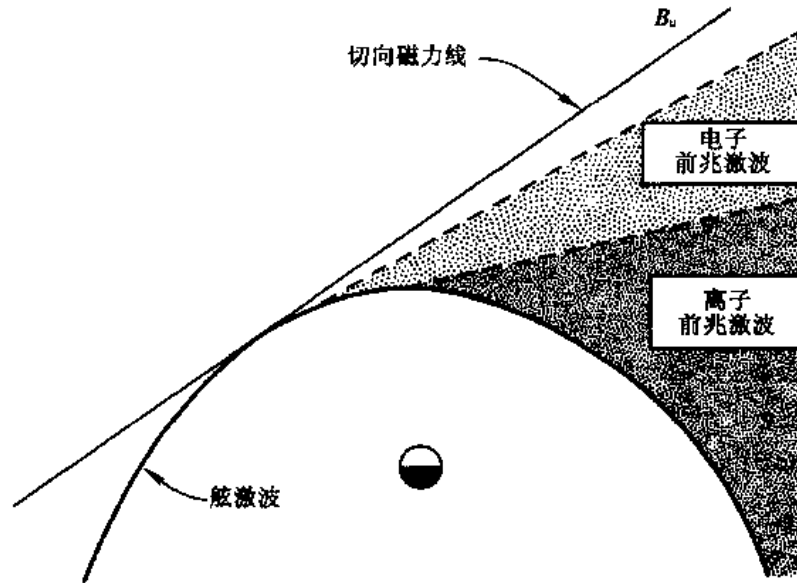


图 5B.1 地球磁激波、切向场线、电子和离子前兆激波的位形图  
该图是在黄道面上画的。尽管没有明确画出,但在切向场线接触点的另一面,存在着—相似的前兆激波结构

数。尽管图 5B.1 中画出了一些明确的边界,但应当注意,这样的边界通常是观测上的,其受如仪器响应及敏感度等因素的影响。

很遗憾,没有充分的篇幅来进一步讨论前兆激波研究各方面的成就、所有的不同粒子分布、它们所产生的波(从 50mHz 到 100kHz)、以及解释它们的理论等。最后,我们已经暗示了前兆激波充满了激波加速的粒子。然而,磁层附近充满高能粒子,这表示前兆激波中的粒子能够从磁层进入到那里。有证据表明磁层粒子能一直传播到前兆激波,但与激波加速粒子相比,关于它们的相对重要性还没有一致的观点。

## 附录 5C 激波法向的确定

如 5.3.1 节所讨论的那样,上游磁场与激波法向之间的夹角是确定激波物理过程特性的最重要参数之一。尽管上游磁场方向的确定是很简单的,而激波表面的定向却不那么简单。如果激波位于一个相对硬的障碍物的前面,激波的取向可以从激波表面的总体形状得到。如果激波的位置是振荡的,或者说它是传播激波,这个表面将不受几何学的约束。在这样的情况下,我们必须使用其他的约束条件来确定激波表面。

这样的约束条件的一个例子是对同一平面激波表面的多点观测的相对时限(Relative Timing)及间距。如果  $\delta x_i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) 是激波相对于在  $x_0$  点的太空飞行器之间的空间距离,且如果  $\delta t_i$  是从  $t_0$  开始的时间延迟, $t_0$  为  $x_0$  点观测的时间,那么:

$$\delta x_i \cdot \hat{n} = v \delta t_i$$

其中  $\hat{n}$  为表面法向的单位矢量, $v$  为它的沿法向的速度。如果存在超过四次的观测(即存在超过三个基线(Baseline)),那么这些方程是超定的(Overdetermined),并且可以通过

把方程的每一边乘以转置  $\delta x$  矩阵来求解,就转化成对  $\hat{n}$  和  $v$  求解。然而我们通常指望我们自己能幸运的从一个太空飞行器得到激波的测量结果。过去,很少有四个或更多的这样的探测,但欧洲空间局的 Cluster 飞行测量将定期地提供这样的数据。

单一飞行器方法就是所谓的共面法,这种方法应用共面原理(5.2.2节),共面原理是:在斜压缩激波中,上游磁场、下游磁场以及激波法向都在同一平面内。不存在沿法向的电场时,对时间序列的测量可能是对的;除了靠近激波斜面处外,从观测上可确定是正确的。因此上游磁场与下游磁场的矢量积应当垂直于激波法向:

$$(\mathbf{B}_u \times \mathbf{B}_d) \cdot \hat{n} = 0$$

由于磁场是无散度的,

$$(\mathbf{B}_u - \mathbf{B}_d) \cdot \hat{n} = 0$$

由上述二个垂直于激波法向的不同矢量,我们可计算出沿法向的矢量:

$$\mathbf{N} = (\mathbf{B}_u \times \mathbf{B}_d) \times (\mathbf{B}_u - \mathbf{B}_d)$$

其中  $\mathbf{N}$  经归一化后可得到  $\hat{n}$ 。当然,当  $\mathbf{B}_u // \mathbf{B}_d$  时,也就是出现平行或垂直激波时,这个方向是很难定义的。以这种方法导出的法向称为共面法向。

当三维速度可很方便地测量到时,可使用的另一个限制条件为

$$(\mathbf{B}_u \times \Delta \mathbf{v}) \cdot \hat{n} = 0$$

和

$$(\mathbf{B}_d \times \Delta \mathbf{v}) \cdot \hat{n} = 0$$

其中  $\Delta \mathbf{v}$  是从上游到下游的流速度的变化。当这种速度限制条件与磁限制条件(如  $\Delta \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0$ )相结合时,最终所得到的法向称为混合模激波法向。事实上,所有这些限制条件可以合并成一个超定解,并解出最适合的激波法向(Russell et al., 1983)。

最后我们注意到,根据对激波法向  $\hat{n}$  的认识和连续性方程(5.1)的利用,我们可以确定激波相对于测量参照系的速度。激波速度  $v_{sh}$  可以表示为

$$v_{sh} = \frac{\rho_d \mathbf{u}_d - \rho_u \mathbf{u}_u}{\rho_d - \rho_u} \cdot \hat{n}$$

## 参 考 读 物

- Courant, R., and K. O. Friedrichs. 1948. *Supersonic Flow and Shock Waves*. New York: Interscience.
- Stone, R. G., and B. T. Tsurutani (eds.). 1985. *Collisionless Shocks in the Heliosphere: A Tutorial Review*. Washington, DC: American Geophysical Union.
- Tidman, D. A., and N. A. Krall. 1971. *Shock Waves in Collisionless Plasmas*. New York: Wiley-Interscience.
- Tsurutani, B. T., and R. G. Stone (eds.). 1985. *Collisionless Shocks in the Helio sphere: Reviews of Current Research*. Washington, DC: American Geophysical Union.

## 习 题

- 5.1 在太阳风及行星际磁场中探测到突然变化。太阳风的径向速度保持为常数,但密度从  $5\text{cm}^{-3}$  跃变到  $10\text{cm}^{-3}$ 。质子温度从间断面之前  $5\text{eV}$  跃变到间断面后的  $13.8\text{eV}$ ,但电子温度保持常数为  $15\text{eV}$ 。间断面旋转之前的磁场  $(0, -8, 6)\text{nT}$ ,而后强度降至  $(0, 3, 4)\text{nT}$ 。这种间断面可能是什么类型的?为什么?

- 5.2 一个行星激波越过“太空物理探测者号”太空飞行器,它的磁强计探测到一个 $(6.36, -4.72, 0.83)$ nT的上游磁场及 $(10.25, -9.38, 1.74)$  nT的下游磁场。利用磁共面假设,确定出法线的方向。等离子分析仪探测到 $(-378, 33.1, 19.9)$ km $\cdot$ s $^{-1}$ 的上游速度及 $(-416.8, 7.3, 51.2)$ km $\cdot$ s $^{-1}$ 的下游速度。计算混合模式的法向。如果上游密度为 $7.5\text{cm}^{-3}$ ,下游密度为 $11\text{cm}^{-3}$ ,计算激波速度。
- 5.3 一个冷太阳风质子碰到一强无碰撞激波并被反射回太阳风的流中。如果磁场垂直于流,且流和激波法向成一直线,在质子的运动被太阳风的电场反转之前,质子从激波处返回运动了多远。这是激波底部的宽度。利用质子以太阳风速度运动的回转半径来表述出这个距离。
- 5.4 快磁声波的色散关系为  $v_{ms}^4 - v_{ms}^2(v_A^2 + c_s^2) + v_A^2 c_s^2 \cos^2 \theta = 0$ 。证明当行星际磁场(IMF)与太阳风的流成一直线时,渐近的马赫锥角等于  $\sin^{-1}(1/M_c)$ , 其中  $M_c = M_A M_s / (M_A^2 + M_s^2 - 1)^{1/2}$ 。

# 第六章 太阳风与具有内禀磁场行星的相互作用

R. J. Walker 和 C. T. Russell

## 6.1 引言

正如 Chapman 和 Ferraro(1930)(见第一章)的预言,行星磁场对太阳风等离子体产生了有效的阻挡。太阳风动压,或称动量流,压迫磁场的外边缘,并将磁场束缚在一个磁层空腔内。这个磁层空腔有一个长的向背阳面方向延伸的磁尾。在磁尾赤道面上存在一个电流片,叫做中性片。中性片两侧磁场方向相反,见图 1.17 太阳风和地球相互作用示意图。磁层磁场和等离子体压力与太阳风建立一个平衡。当太阳风吹得强劲时,磁层收缩;太阳风变弱时,磁层膨胀。正像前几章描述的那样,太阳风在到达行星之前,其速度通常比声速大得多。对于超声速太阳风来说,太阳风速度超过磁层周围任何可使太阳风偏转的压力波传播速度。在磁化等离子体中,该波就是第二章介绍的快磁声波,它因传播速度太慢而不能向上游传播,最终成为非线性的波,并形成快磁声激波阵面,驻留在磁层顶前的太阳风中。这种无碰撞激波的物理过程已在第五章讨论,这里不再论述。相反,我们将探讨舷激波、磁层顶、以及它们之间称为磁鞘的区域的宏观结构。我们首先看看磁场阻挡的特性。

## 6.2 行星磁场

早在 150 年前 Gauss 指出地球的磁场可以用标量场的梯度来描述:

$$\mathbf{B} = -\nabla\Phi = -\nabla(\Phi^i + \Phi^e) \quad (6.1)$$

这里  $\Phi^i$  是起源于地球内部的磁标势,  $\Phi^e$  是起源于外部的磁标势。Gauss 和他的同事 Weber 建立了一围绕世界的地磁观测链。他们利用收集的数据证实:地球表面的磁场几乎完全来自内部,而且具有偶极子场的特性。后者在处理地球磁层时十分有用,因为它能使各种复杂问题简化。第一章中给出了一个这样的例子,在那里用镜偶极子近似来描述外磁层磁场被太阳风压缩的情景。

地球偶极矩大约为  $8 \times 10^{15} \text{T} \cdot \text{m}^3$ , 即  $30.4 \mu\text{T} \cdot R_E^3$ , 与地球自旋轴有大约  $11^\circ$  的倾角(有关地球磁场的更精确的信息,可参见参考文献 Barker(1986))。其他行星的磁偶极子倾角有的低于  $1^\circ$ , 有的甚至高于  $50^\circ$ , 它们的偶极矩范围也很宽,这在第十五章中再详细讨论。

如果我们采用固定在偶极矩上的坐标系,它将随行星的旋转而旋转。在大多数情况下,它在一天当中相对于太阳风的方向也在改变。但如果磁矩足够强,靠近行星的带电粒子运动将由行星内禀磁场所控制,而不受太阳风的影响。这通常是一个很有用的近似。

在球坐标系中:

$$B_r = 2Mr^{-3} \cos\theta \quad (6.2a)$$

$$B_\theta = Mr^{-3} \sin\theta \quad (6.2b)$$

$$B = Mr^{-3} (1 + 3\cos^2\theta)^{\frac{1}{2}} \quad (6.2c)$$

这里  $\theta$  是图 6.1 中定义的磁余纬,  $M$  是磁偶极矩。

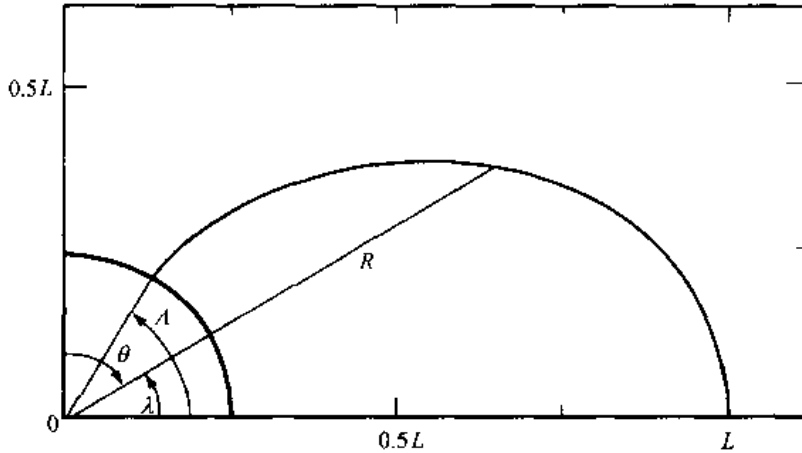


图 6.1 偶极子磁力线

$L$  描述磁源移壳, 等于以行星半径为单位的从地心到磁力线与赤道面交点的距离。角  $\lambda$  为磁力线上某点的纬度;  $\theta$  为余纬;  $R$  为到该点的径向距离。角  $\Delta$  为磁力线与地表面交点的纬度

描述磁偶极子磁场的另一方法是用笛卡儿坐标系。如果我们定义一个坐标系, 其  $z$  轴沿着磁偶极子轴, 那么

$$B_x = 3xzM_z r^{-5} \quad (6.3a)$$

$$B_y = 3yzM_z r^{-5} \quad (6.3b)$$

$$B_z = (3z^2 - r^2) M_z r^{-5} \quad (6.3c)$$

这里  $M_z$  为沿  $z$  轴的磁矩。这种表达方式很容易推广到任意方向偶极矩的情况。

$$B = \begin{pmatrix} (3x^2 - r^2) & 3xy & 3xz \\ 3xy & (3y^2 - r^2) & 3yz \\ 3xz & 3yz & (3z^2 - r^2) \end{pmatrix} M \quad (6.4)$$

如果给出一系列位于  $r_i(x_i, y_i, z_i)$  的观测值  $B_i$ , 这个方程就能用标准求反矩阵方法求解。

### 6.2.1 磁力线和 $L$ 参数

偶极子磁场的球坐标表达式使我们较容易地计算磁力线方程。任一点的磁力线方向均为该点的磁场切线方向。因而,

$$r d\theta / B_\theta = dr / B_r \quad (6.5a)$$



和

$$d\varphi = 0 \quad (6.5b)$$

对(6.5a)求积分, 我们得到磁力线的方程

$$r = r_0 \sin^2 \theta \quad (6.6)$$

这里  $r_0$  是原点到磁力线与赤道面交点的距离, 见图 6.1。由于历史的原因, 常以  $L$  (以行星半径归一的距离) 和磁纬  $\lambda$  表示公式(6.6)

$$r = L \cos^2 \lambda$$

经常用于低磁层观测的相关参数是不变纬度, 它是磁力线与地球表面相交点的纬度, 由下式给出

$$A = \cos^{-1}(1/L)^{\frac{1}{2}}$$

因此, 与磁层赤道面交于  $4R_E$  的偶极场磁力线, 在地球表面有  $60^\circ$  的不变纬度。与磁层赤道面交于  $10R_E$  的偶极场磁力线的不变纬度为  $71.6^\circ$ 。

地球辐射带最强烈的部分是在磁层的靠近地球的区域, 那里的磁场主要是偶极场。在 1961 年 Carl McIlwain 认识到粒子的探测可以根据粒子在偶极场中的运动特性较容易地实现。正如我们在第二章看到的, 除了围绕磁力线的回旋运动, 粒子还在南北半球间来回反跳。如果磁场的变化足够慢, 存在一个与这个反跳运动相对应的运动不变量。反跳不变量将在第十章详细讨论, 它定义为

$$J = \oint P_{\parallel} dl = 2 \int_{m_1}^{m_2} m v_{\parallel} dl \quad (6.7)$$

这里  $P_{\parallel}$  是动量沿磁力线方向的分量, 且积分也是沿磁力线进行的。它经常称为第二绝热不变量。被捕获在磁力线上且绝热不变量守恒的粒子, 将被束缚在由  $L$  及从磁镜点  $m_1$  到  $m_2$  的半周反跳所定义的曲面上。McIlwain 展示了由  $L$  和  $B$  (用地球实际磁场或模型磁场估计) 构成的坐标系可以很好地表达辐射带的观测数据。

## 6.2.2 广义行星磁场

尽管偶极近似相当有用, 但用它来表述行星磁层中磁场的重要复杂特性往往不够精确。有些行星, 如木星, 有很高的非偶极场贡献。即使对地球而言, 辐射带粒子行为也是非常复杂, 以致简单近似不再有效。在这种情况下, 通常将(6.1)中的标量势  $\Phi$  表示为内场和外场贡献之和, 并用联合 Legendre 多项式表示

$$\Phi^i(r, \theta, \varphi) = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [r/a]^{-n-1} P_n^m(\cos\theta) (g_n^m \cos(m\varphi) + h_n^m \sin(m\varphi)) \quad (6.8a)$$

和

$$\Phi^e(r, \theta, \varphi) = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [r/a]^n P_n^m(\cos\theta) (G_n^m \cos(m\varphi) + H_n^m \sin(m\varphi)) \quad (6.8b)$$

这里  $a$  是行星的半径,  $\theta$  和  $\varphi$  分别为行星地理坐标系的余纬和东经。  $P_n^m(\cos\theta)$  是 Schmidt 归一化的联合 Legendre 函数:

$$P_n^m(\cos\theta) = N_{nm} (1 - \cos^2\theta)^{m/2} d^m P_n(\cos\theta) / d(\cos\theta)^m$$

这里  $P_n(\cos\theta)$  是 Legendre 函数, 在  $m=0$  时,  $N_{nm}=1$ , 其他情况  $N_{nm}=[2(n-m)!/(n+m)!]^{1/2}$ 。系数  $g_n^m, h_n^m, G_n^m$  和  $H_n^m$  选择使模型场与观测值之间的差别最小。我们观察级数项  $n=1, m=0, 1$ , 可以看到它与偶极近似的关系。偶极矩变成

$$M = a^3 [(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2]^{1/2} \quad (6.9)$$

偶极矩与自旋轴的倾角为

$$\alpha = \cos^{-1}(g_1^0/M) \quad (6.10)$$

值得注意的是, 这些系数是时间的函数, 并且有长期或短期时间变化。偶极矩在 1550 年为  $9.54 \times 10^{15} \text{T} \cdot \text{m}^3$ , 但到 1990 年减少为仅有  $7.84 \times 10^{15} \text{T} \cdot \text{m}^3$ 。近来, 这种减小的速度有点加快, 现在大约每年减小 0.1%。偶极子轴的地理余纬(倾角)也在变化。在 1550 年它接近  $3^\circ$ , 以后升至  $11.5^\circ$ , 并在 1850 年至 1960 年间保持此值。而后它开始下降, 在 1990 年达到  $10.8^\circ$ 。偶极场的另一个主要长期变化是西向漂移。偶极轴在 1550 年位于东经  $334^\circ$ , 在 1990 年已漂到东经  $189^\circ$ 。平均每年漂移  $0.1^\circ$ , 但由于偶极场的某些特性, 漂移速率也在变化。我们还不能就某一点的内磁场的瞬时变化进行成功预报, 只能测量它。

尽管我们画磁层时, 常常将偶极子轴垂直太阳风, 但这种结构几乎并不存在。除了偶极子  $10.8^\circ$  的倾斜外, 地球自转轴还与黄道面垂直方向偏离  $23.5^\circ$ 。在它每天的自转和每年的绕日公转期间, 偶极子方向与太阳风方向间的夹角在  $90^\circ$  和  $56^\circ$  之间变化。因为行星际磁场位于黄道面(或者更准确称为太阳赤道面)内, 且和地球磁场方向相反的行星际磁场与地球磁场相互作用更强烈, 所以地磁活动有一年和半年的变化周期。这种周期性在第十三章有更详细的讨论。

## 6.3 磁层腔的大小

在 Chapman 和 Ferraro 的太阳风与地球磁场的相互作用模型中, 磁层的边界位于地球偶极子和它的镜像距离的一半位置。决定边界位置的力的大小没有给出, 太阳风等离子体仅作为超导体对待。实际的太阳风具有质量和动量, 它对在其运动路径上的每一个阻挡物均施加从太阳指向外的力。由于地球磁场和太阳风磁场被它们各自高电导率的等离子体所“冻结”, 所以地球磁场也成为一个阻挡物。因此, 磁化太阳风的主要效应首先是向磁层施加压力, 或称法线压力。

在稳态情况下, 当太阳风作用于磁层的力和磁层作用于太阳风的力相等时, 平衡就被建立起来。力是通过压力梯度出现的。在磁层顶, 磁层磁场及等离子体存在一个压力梯度, 造成一个指向外的力。在磁鞘等离子体及磁场中也存在一个压力梯度, 造成一个指向内的力。平衡点的位置对压力敏感。如果磁鞘等离子体强烈地往前推, 则磁层顶向内移动, 磁场增大以使磁层能施加足够的向外的力来平衡新的磁鞘压力。为确定磁层顶的位置, 我们必须确定太阳风施加在磁层的力的大小, 以及磁层对太阳风的力和磁层大小的关系。

### 6.3.1 太阳风施加给磁层顶的压力

在太阳风内, 压力主要为太阳风的动压, 或称动量流,  $\rho u^2$ , 这里  $\rho$  为质量密度, 它通

常包含 20% (质量上) 的 2 价氮离子的贡献,  $u$  为太阳风速度。而磁场的压力和热等离子体的压力加起来大约占总压力的 1%。这些不同类型压力之间的平衡在穿过激波和磁鞘时是变化的。在磁层顶, 动量流与磁层顶表面相切, 这样动压对正交于边界面压力的平衡的贡献为零。在这里压力必须完全来自磁场和热的贡献。它与入射的动压成正比, 但由于太阳风在阻挡物前分流, 所以即使是在磁层的前端它也比入射的动压小。为了更清楚地看清这一点, 我们考察在  $\hat{n}$  方向流过单位面积的动量流:

$$\rho \mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot \hat{n}) + p \hat{n}$$

对流管的表面进行积分, 我们得到动量守恒方程:

$$(\rho u^2 + p) S = \text{常数} \quad (6.11)$$

在上游 (太阳风的无限远处),  $P_\infty$  很小, 在磁层顶,  $\rho u^2$  也可忽略。这样

$$K = \frac{p_s}{\rho_\infty u_\infty^2} = \frac{S_\infty}{S_s} \quad (6.12)$$

这里, 下标  $s$  表示在磁层顶的测量,  $\infty$  表示在太阳风中的测量。参数  $K$  告诉我们由于动量流的分流压力被减少了多少。我们可以由 Euler 方程式计算  $K$ , 该式适用于无黏滞性和无热传导的理想流体。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (6.13)$$

对一个绝热流体

$$p \rho^{-\gamma} = \text{常数} \quad (6.14)$$

这里,  $\gamma$  为比热的比值或称多方指数。应用恒等式:

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = \frac{1}{2} \nabla u^2 - \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{u})$$

在稳态, 得到

$$\frac{u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} = \text{常数} \quad (6.15)$$

这是绝热流的伯努利方程式。将 (6.14) 代入 (6.15), 并引入马赫数  $M_s$ ,  $M_s = u(\rho/\gamma p)^{\frac{1}{2}}$ , 我们能将滞止压力与相同流线上游的任意一点的压力联系起来。

$$\frac{p_s}{p} = \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (6.16)$$

由第五章讨论的 Rankine-Hugoniot 方程式

$$\frac{p}{p_\infty} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_\infty^2 - 1) \quad (6.17)$$

和

$$M^2 = \frac{1 + (\gamma-1)M_\infty^2}{2\gamma M_\infty^2 - \gamma - 1} \quad (6.18)$$

这里  $M_\infty$  和  $P_\infty$  是在激波的上游测量的,  $M$  和  $P$  在下游测量, 结合 (6.16)、(6.17) 和 (6.18), 我们得到

$$K = \frac{p_s}{\rho_\infty u_\infty^2} = \left( \frac{\gamma+1}{2} \right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \frac{1}{\gamma [\gamma - (\gamma-1)/2 M_\infty^2]^{1/(\gamma-1)}} \quad (6.19)$$

当  $\gamma = 5/3$  时, 如果  $M_\infty = \infty$  时, 则  $K = 0.881$ ; 如果  $M_\infty = 4.5$ , 则  $K = 0.897$ 。当  $\gamma = 2$  (这对应 2 个自由度的气体) 和  $M_\infty = \infty$  时,  $K = 0.844$ 。因为磁层的有效多方指数的经验大约是  $5/3$ , 并且典型的太阳风马赫数在 1AU 处大约为 6, 所以太阳风施加在磁层顶前端的压力比太阳风的动量流或动压小约 11%。

### 6.3.2 磁层施加给磁鞘等离子体的压力

如果磁层为真空, 那么紧靠磁层顶内侧的磁场提供排斥磁鞘等离子体的全部压力。实际上还存在来自于磁层等离子体的一个可变的压力。在木星, 磁层等离子体对力的平衡提供的压力如此的大, 以致完全可以忽略磁场的压力, 我们将在第十五章讨论这一点。在地球磁层和其他所有“内禀”磁层, 等离子体的压力在磁层的前端附近要小于磁场的压力。这样, 在计算时忽略等离子体对压力的贡献是有益的。

为了计算边界处的压力, 我们必须确定在磁层顶的前端磁场由于相互作用在多大程度上被压缩。一个镜像偶极子模型可以产生双倍的磁场, 但具有更真实形状的磁层可产生更大的效应。例如, 对被封闭在球形超导体内的偶极子, 其赤道场将增至 3 倍。此外, 其他电流系, 如环电流、尾电流、场向电流或 Birkeland 电流, 也会对磁层顶的磁场作出贡献。这样, 磁层顶的位置就既取决于磁层状态又取决于太阳风动压。尽管磁层顶位置要依赖磁层的状态, 我们可以令压缩因子为自由参数, 由经验确定, 这使我们推导可以进行下去。假定太阳风压力和我们假定的磁层压力处于平衡状态, 我们得到

$$K\rho_\infty u_\infty^2 = \frac{(aB_0)^2}{2\mu_0 L_{mp}^6} \quad (6.20)$$

这里  $B_0$  是行星赤道面磁场,  $L_{mp}$  为以行星半径为单位到磁层顶的距离。对于地球, 我们得到

$$L_{mp}(R_E) = 8.53a^{1/3}(K\rho_\infty u_\infty^2)^{-1/6} \quad (6.21)$$

在右边圆括弧内的单位为毫微帕斯卡。典型的太阳风动量流是 2.6 nPa (见表 4.2), 磁层顶据观测在大约  $10R_E$  处。解方程(6.21), 可求得  $a = 2.44$ 。这样磁层正面抵御的压力是真空偶极场在同样距离上的大约 2.44 倍。正如预期的那样, 此值落在无限大的平面磁层顶与球形磁层顶相对应的两个  $a$  值之间, 并与已观测到的边界形状的真空中磁层的压缩因子相符合。我们用实测的太阳风密度和速度这些更实用的单位来改写(6.21):

$$L_{mp}(R_E) = 107.4(n_{sw}u_{sw}^2)^{1/6}$$

这里  $n_{sw}$  是质子数密度(已按 4 倍质子质量对氦进行修正),  $u_{sw}$  为太阳风速度(单位: km/s)。

## 6.4 磁层腔的形状

迄今, 我们仅涉及了磁层顶的前端。磁层腔是一个有着特殊外形的三维物体。它有一个相当钝的前端和一个扩展的尾巴。在计算形状时遇到的问题之一是确定磁鞘中压力的分布。如果没有切向压力, 没有黏滞或边界层的拖曳, 而仅是对表面的法线压力, 那么

很可能的形状是泪珠状,因为磁场在地球后面随距离的增长而减弱,各向同性的等离子体压力在磁层的下游也达到一有限值。但精确的形状,即使是在这个近似下,也因后激波区的非线性特性而难以确定。1960年 David Beard 找到了确定磁层向日侧形状的方法。图 6.2 显示应用他的方法获得的磁层的 6 个剖面。最外面的一个是赤道面,最里面的是正午-子夜子午面。值得注意的是,在极区上空的磁层顶比赤道区的磁层顶更接近地球,尽管极区的低高度磁场强度要比赤道区低高度磁场大。这种计算可以正确地处理法线压力,但它不能处理切向压力。正像我们在后面所看到的那样,这种压力是必须考虑的。而且这种处理方法还忽略了磁层内部电流对磁场的贡献。

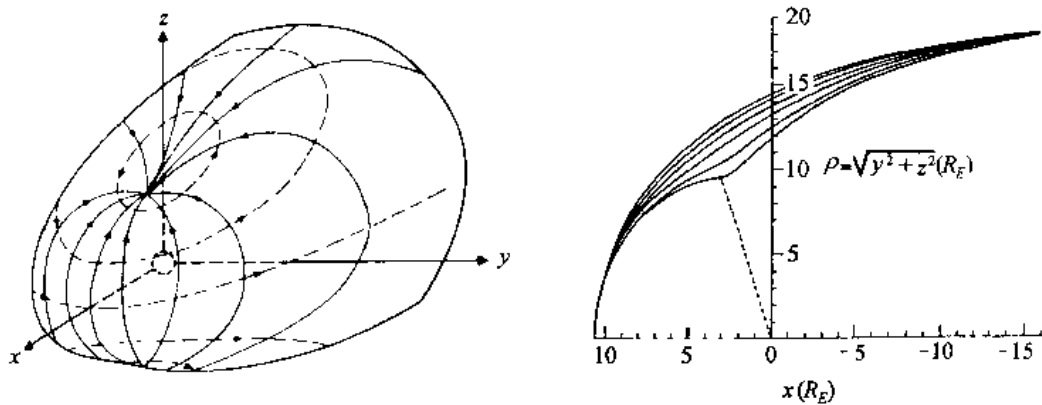


图 6.2

左图:磁层顶表面。实线为磁力线。虚线标出边界层电流的方向(引自 Midgeley 和 David, 1963)。右图:磁层顶的形状,最上面的曲线显示赤道面形状,其他曲线显示高纬横断面,最底下的曲线为午夜子午面的形状(引自 Mead and Beard, 1964)

这种处理方法对水星最合适。水星占了自己磁层很大的一部分,因此水星没有显著的环电流和辐射带。水星大气和电离层非常脆弱,这意味着地球周围的许多将磁层和电离层耦合起来的电流体系不会出现在水星上。Beard 和他的同事们将他们的处理方法应用到水星上,给出了磁力线结构,并与水手号 10 的观测结果进行了比较。这一模型在第一章的图 1.20 中已给出。

### 6.4.1 切向压力效应

切向压力,或拖曳力,将动量传输给磁层等离子体,并使其向磁尾方向流动。这种力可以被粒子从磁鞘向磁层的扩散所传递,也可以由在磁层中引起运动的边界层波动过程所传递,被磁鞘粒子的有限回旋半径所传递,也可以被“重联”过程(将在第九章详细讨论)所传递。对后一过程,行星际磁力线与行星磁力线的重联发生在这两种磁场方向相反之时。人们认为这一过程对磁层顶提供了最大的切向压力,尽管它只有一半的时间在起作用。

这些过程将磁通量和等离子体由磁层向阳侧传输到背阳侧,因而可改变磁层的形状。因为这些效应目前无论在观测上还是在理论上均不明了,所以我们仅介绍 Unti 和 Atkinson(1968)的研究,一种二维处理方法,它用磁尾中磁通量的大小作为模型的一个参数。

图 6.3 说明了太阳风稳定时,磁层顶的形状和磁尾中性片内边缘的位置随尾部通流的变化(在磁层的背阳侧标有 1~5)。

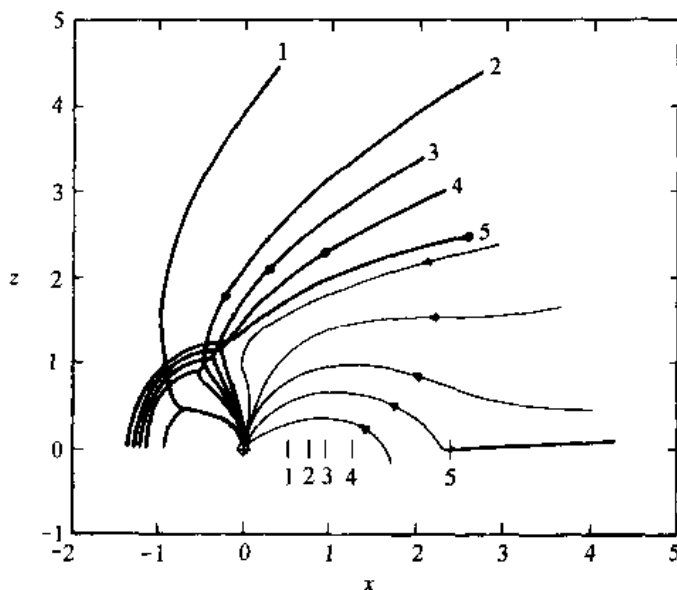


图 6.3 磁层模型的两维边界形状,磁尾由具有边界回流的赤道电流片来表示。5 个形状对应于太阳风稳定时磁尾的 5 个不同磁通量(1 磁通量最大,5 磁通量最小)  
(引自 Unti and Atkinson, 1968)

### 6.4.2 磁尾的极限宽度

磁尾最终扩展到一个渐近直径大小。磁尾不存在与太阳风动压相关联的法线压力,而仅有太阳风等离子体和磁场的法线压力(与磁鞘流中一样)。如果我们假定尾瓣是半圆形的,那么磁通量在尾瓣中就是

$$F_T = \frac{\pi R_T^2}{2} B_T \quad (6.22)$$

这里  $R_T$  是尾瓣的半径,  $B_T$  是磁场的强度。由于磁尾的磁压与太阳风热压和磁压相平衡,磁尾的渐近半径可按下式给出:

$$R_T^2 = 2F_T / (\pi^2 \mu_0 p_{sw})^{1/2} \quad (6.23)$$

这里  $p_{sw}$  包含了太阳风的热压和磁压。磁尾趋于这个渐近宽度的过程将在第九章有更详细的讨论。

## 6.5 自洽模型

建立磁层模型的另一种方法,是在计算机上尝试解磁流体力学(MHD)方程。磁层的计算机模型和实验室等离子体模型,在精确度上都存在局限性。一个与磁层类似的系统

可以建立起来,但我们不能确定计算机模拟所得到的解与磁层真实过程之间到底差别有多大。因此计算机模型不断地被改进,再不断地与观测数据比较。计算机在现今有着不平凡的优点:计算能力飞速发展。这样,计算机模型可以随时间推移,越来越精确,而费用却增加很少。

用 MHD 方法对磁层建模,我们需解磁流体方程和麦克斯韦方程。MHD 方程在第二章已作介绍。在磁层模型中经常使用的方程如下:

连续性方程:

$$\partial \rho / \partial t = - \nabla \cdot (\mathbf{u} \rho) \quad (6.24)$$

动量方程:

$$\partial \mathbf{u} / \partial t = - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - (\nabla p) / \rho + (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) / \rho \quad (6.25)$$

压力方程:

$$\partial p / \partial t = - (\mathbf{u} \cdot \nabla) p - \gamma p \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (6.26)$$

法拉第定律:

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = - \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (6.27)$$

安培定律:

$$\mathbf{J} = \nabla \times (\mathbf{B} - \mathbf{B}_d) \quad (6.28)$$

这里  $\rho$  是等离子体密度,  $\mathbf{u}$  是流速,  $p$  为等离子体压力,  $\mathbf{B}$  为磁场,  $\mathbf{B}_d$  为地球的内场。多方指数  $\gamma$  取  $\frac{5}{3}$ ,  $\eta$  是理想 MHD 方程中没有的磁扩散系数。需要注意的是,在模型的计算时方程被归一化,距离采用地球半径,磁场以地球赤道的磁场为单位,密度归一到电离层的大小,速度归一到在一个地球半径处的阿尔文波速度,时间以按这一速度运动一个地球半径所耗的时间为单位。仿真模拟的典型计算中,这些方程在一个作为初值的 3 维方盒中作为初值问题来求数值解(见图 6.4)。边界条件本质上取无穷远的值(左侧取太阳风的值,其他边界被假定在无限远)。地球也被认为是一个导体球。这种方法的一个主要优势是求解的物理边界(如磁层顶和磁鞘)自然地计算出来,而不需限定性的假设。

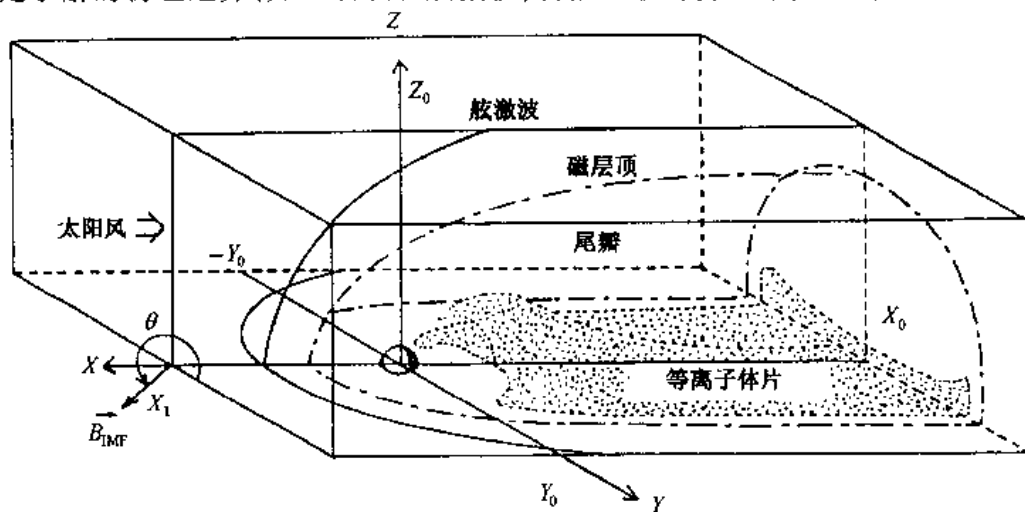


图 6.4 用于全球 MHD 模拟的方盒

太阳风从左侧吹入,形成了方盒内所画的磁层腔(引自 Ogino et al., 1986)

这个计算的局限性在于需要假定存在一个与太阳风和磁层相互作用的物理过程无直接关系的数值上的耗散。

图 6.5 显示了一个全球 MHD 计算所得到的磁力线, 此时太阳风有着北向的行星际磁场。图中, 标识 A 的磁力线在模拟盒内是封闭的(磁力线的两端与地球交汇), 而 B 磁力线延伸到模拟盒的后面。如果模拟盒无限大, B 磁力线中的一部分也将是封闭的。行星际磁力线也能够与 C 点的开放磁力线重联(见第九章)。这种现象在向阳一侧很多, 正像前面我们在边界计算中所看到的。磁层有着子弹的形状, 磁中性点大约位于纬度 72 度。

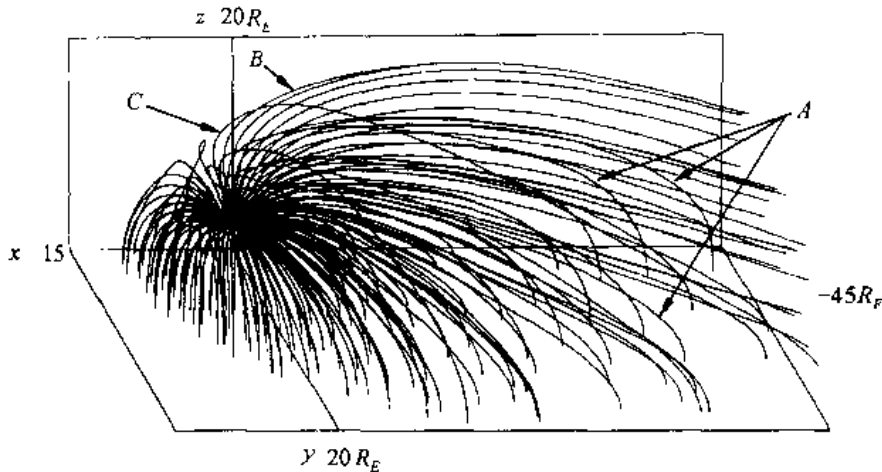


图 6.5 行星际磁场(IMF)北向时, 全球 MHD 模拟计算的磁力线图  
 封闭的磁力线(标 A)有两端与地球交汇。开放的磁力线(标 B)有一端与地球交汇, 另一端在达到南半球前离开方盒。IMF 与磁尾开放磁力线之间的重联发生于 C 点的赤道方向。在 C 点左侧的磁力线刚刚被 IMF 磁力线与尾瓣磁力线重联过程所封闭, 形成新闭合磁力线和 IMF 磁力线。图中尾瓣磁力线 C 即将发生重联(引自 Ogino et al., 1992)

这里显示的 MHD 模型对于描述磁场位形和其周围的流动十分有用。不过, 它们存在很大的局限性。由于等离子体被假定为磁流体, 模型没有考虑动力学效应和可能出现的等离子体不稳定性。很多参数常常是根据计算稳定性的需要来选择, 而不是出于物理上的考虑。而且, 其空间分辨率对于准确描述人们感兴趣的现象来说还常显得太粗糙。因此, 能解决这些问题的其他处理技术正在发展起来。将离子作为粒子, 将电子作为无质量流体来处理的一种混杂模拟方法将可以用来研究等离子体中的一些动力学效应。在另一种极端情况, 当磁场力可以被忽略, 气体动力学模拟也被采用, 它既增加空间分辨率, 又加快了运算的速度。气体动力学模拟早在 20 世纪 60 年代中期就应用在太阳风与磁层相互作用的研究中, 它引导我们更好地理解这个问题。

## 6.6 磁层周围的太阳风流动

太阳风相互作用的气体动力学模型最成功的应用, 可能是确定磁层周围流动的特性(即磁鞘的特性)(Spreiter et al., 1966)。这个模型忽略了磁场对流动施加的力, 但认为磁



力线随流体对流,并据此来计算磁力线。因此,这种模型常被称做对流场气体动力学模型。模拟计算的结果取决于阻挡物的形状、流体的马赫数和多方指数  $\gamma$ 。出于计算速度考虑,运算时通常假定流体具有以太阳行星连线为中心的圆柱形对称的形状,并且三维磁场是对流通过流场。在这个气体动力学模型中,太阳风流速的马赫数是用快磁声波的马赫数,这是因为舷激波就是一个快磁声波。磁声波速度是各向异性的,这是一个复杂的因素,但和它相比显然太阳风中阻挡物非轴对称对计算的影响更大。在 1AU 处的绝大多数情况,激波阵面周围磁声速的变化率只有几个百分点。多方指数通常选为 5/3,适用于 3 个自由度的气体。

图 6.6 显示马赫数为 8,多方指数为 5/3 的太阳风吹过磁层时的流线。流线显示了太阳风流动的方向。

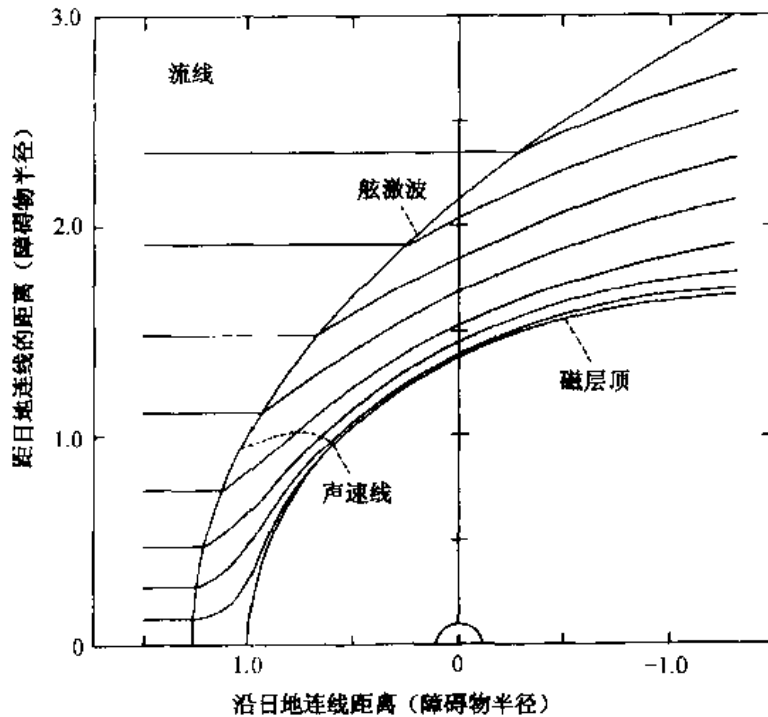


图 6.6 马赫数 8,多方指数 5/3 的超声速太阳风流过磁层时的流线  
流线的间隔选择是为了磁鞘流动图示的方便,而不表示物质流  
(引自 Spreiter et al., 1966)

图 6.7、6.8 和 6.9 显示了等密度线、等速度线、等温度线和等质量流线,它们被归一到上游太阳风相应的值。激波后面的密度比接近在第五章讨论的 Rankine-Hugoniot 关系式所允许的最大值。这个极限值,  $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ , 在这里等于 4。在磁层顶日下点,这个比值增加到 4.23。在实际磁鞘中,磁场效应起到了限制密度增加的作用。随着气体在阻挡物周围的膨胀,磁层附近的气体密度比上游低,并永远被压缩在激波后面的区域内。图 6.8 中温度的等值线与速度的等值线完全相同,因为温度比与速度比之间有如下表达式:

$$\frac{T}{T_\infty} = 1 + \frac{(\gamma - 1)M_\infty^2}{2} \left( 1 - \frac{u^2}{u_\infty^2} \right) \quad (6.29)$$

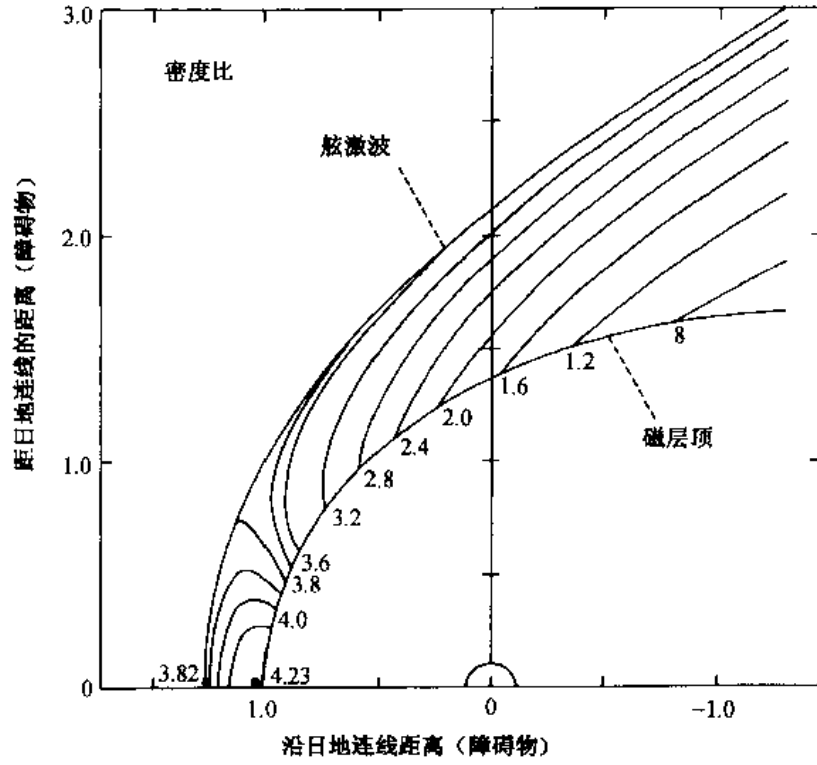


图 6.7 马赫数 8, 多方指数 5/3 的超声速太阳风流过磁层时的密度等值线  
(引自 Spreiter et al., 1966)

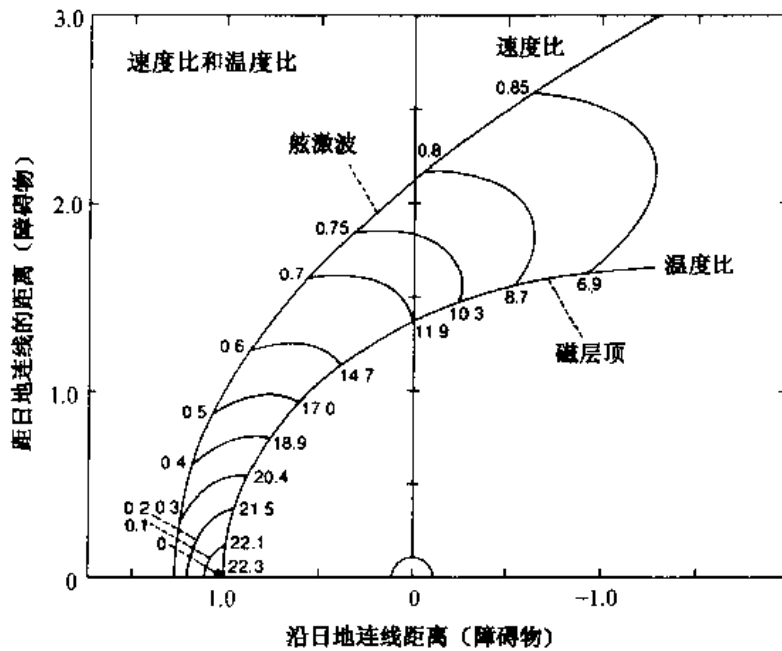


图 6.8 马赫数 8, 多方指数 5/3 的超声速太阳风流过磁层时的速度  
和温度等值线  
(引自 Spreiter et al., 1966)

它是对能量方程式求积分而获得的(Spreiter et al., 1966)。我们应注意磁鞘中温度的上升是很大的。如果太阳风在上游温度为 50 000K, 那么它在向阳面磁鞘中的温度将普遍超过 1 000 000K。我们注意到气体动力学温度是用电子和离子温度之和来替代, 且太阳风中的电子温度经常高于离子温度的两倍以上, 它们在穿越舷激波时变化甚微。而实际上磁鞘的离子温度变化要比图 6.8 所示的大好几倍。与太阳风的情况相反, 磁鞘离子温度对电子温度的比值大约为 6, 它在磁鞘内几乎不变。

图 6.9 中的质量流等值线, 是图 6.7 和图 6.8 的速度和质量密度沿流线相乘获得的。质量流是重要的, 因为在某种意义上说, 它决定了舷激波的位置。在这个模型中穿越舷激波的所有质量流必须在阻挡物周围流过。舷激波必须假定允许这些束流的通过。特别指出, 激波日下点位置可以用下面方法确定。磁层顶到激波的距离与地球中心到磁层顶的距离之比, 被发现是穿越激波时密度跃变的 1.1 倍。这个规律对于给定形状的磁层来说, 适用于较宽参数范围。在气体动力解法中, 密度的跃变仅是马赫数和  $\gamma$  的函数, 它等于  $[(\gamma - 1)M^2 + 2]/(\gamma + 1)M^2$  (引自 Spreiter et al., 1966)。对于马赫数 8 和多方指数  $\frac{5}{3}$ , 舷激波的前端比磁层顶的位置远 29%。

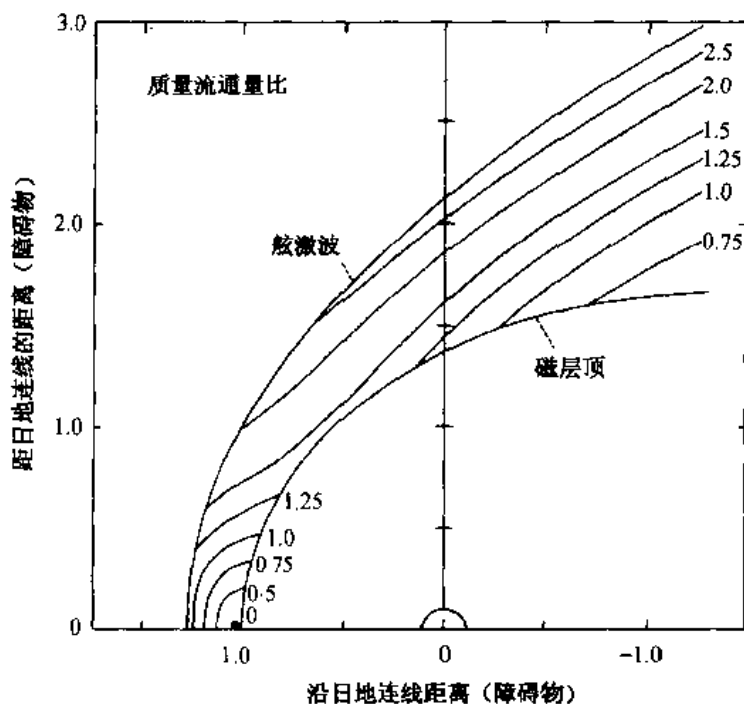


图 6.9 马赫数 8, 多方指数  $\frac{5}{3}$  的超声速太阳风流过磁层时的质量流等值线

质量流是沿流线测量的, 并且在数值上等于图 6.7 的密度比和图 6.8 的速度比的乘积(引自 Spreiter et al., 1966)

图 6.10 显示在没有考虑磁压力效应时, 由气体动力学流场携带的磁力线所构造的磁场位形。这可能适用于高马赫数模拟计算的绝大部分情况。这里给出了两种情况: 一是磁场垂直太阳风流速, 二是磁场与太阳风流速成  $45^\circ$ 。在这两种情况中, 可以看到磁场是

被堆积在日下点区域。我们不希望这些也会发生在实际的磁鞘中,因为与此相关的磁压力梯度将改变那里的太阳风流动模式。在太阳风流动的驻点,磁鞘和磁层的磁压与热压之和将达到平衡。

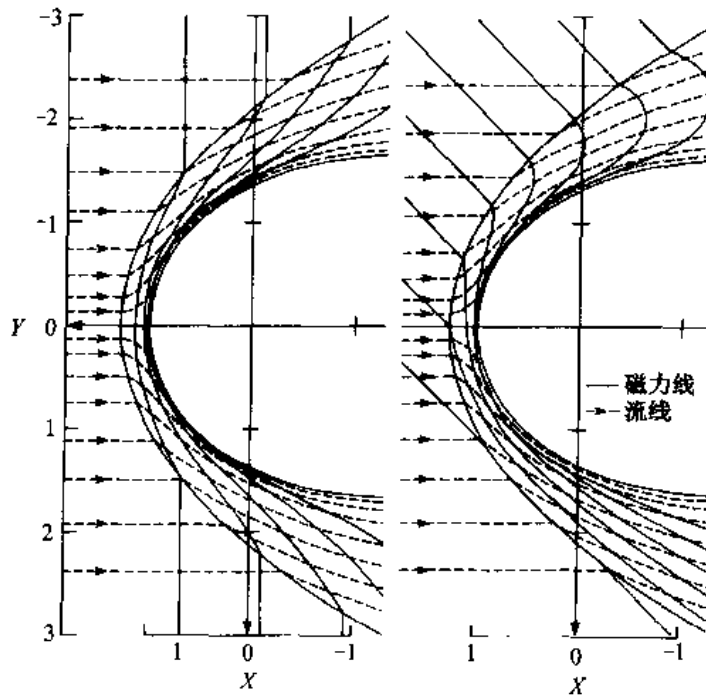


图 6.10 在太阳风垂直上游磁场,与上游磁场成  $45^\circ$  角的情况下,磁场(实线表示)、上游太阳风速度和行星中心点太阳风的马赫数为 8,  $\gamma = 5/3$ 。虚线表示流线  
(引自 Spreiter et al., 1966)

## 6.7 结 语

正如本章所讨论的,太阳风与磁层的相互作用是个复杂的过程。磁层对于太阳风来说几乎是一个难以渗透的阻挡物,太阳风只能绕流过去。太阳风是超声波,因而在阻挡物之前必然形成激波。除了某些近似处理外,我们还不知道如何求解贯穿磁鞘的太阳风特性。最简单的方法就是忽略磁压力,用气体动力学方法来研究太阳风是如何流过地球。这个方法提供了有关磁鞘的简单而有用的描述。然而,它又有许多局限性。特别是它预言的在磁层顶存在密度堆积和磁场堆积的现象没有被观测到。我们还认为真实的磁鞘除了快激波以外,至少还应包含弱的阿尔文波和慢模驻波。这是因为使太阳风在磁层周围改变流动方向所需的扰动,不大可能仅由一个压缩波来完成。而一般来说要在等离子体中引起一个任意扰动也必须包含这些阿尔文波和慢模驻波。

这些方法的另一个局限性是它们假设压力是各向同性的。我们认为磁鞘中的压力是各向异性的,如果磁场压力的大小相对热压而言已足够大。这种各向异性将导致有趣的等离子体不稳定性。这种不稳定性又试图重新恢复等离子体的各向同性。最后, MHD

方法和气体动力学方法都没有给出发生在回旋半径等小尺度上的物理现象。对舷激波而言,这些小尺度特征在提供 Rankine-Hugoniot 方程式所要求的耗散机制方面有重要的价值,这些耗散还可能对磁层顶也具有同等的重要性。

### 参 考 读 物

- Lyons, L. R., and D. J. Williams. 1984. *Quantitative Aspects of Magnetospheric Physics*. Dordrecht: Reidel.
- Siscoe, G. L., 1987. *The magnetospheric boundary*. In *Physics of Space Plasmas* (1987), ed. T. Chang, G. B. Crew, and J. R. Jasperse (p. 3). Cambridge, MA: Scientific Publishers.
- Spreiter, J. R., A. L. Summers, and A. Y. Alksne. 1966. *Hydromagnetic flow around the magnetosphere*. *Planet. Space Sci.* 14:223—253.

### 习 题

6.1 中心在(0,0,0),  $z$  轴偶极矩为  $M$  的磁场可表示为:

$$B_x = 3xz M/r^5$$

$$B_y = 3yz M/r^5$$

$$B_z = (3z^2 - r^2) M/r^5$$

如果地球的磁矩为  $31\,000\text{nT} \cdot R_E^3$ , 并沿  $z$  轴方向。如 Chapman 和 Ferraro 所假定的, 一无限大的平面太阳风等离子体在  $X = 10R_E$  处形成磁层顶, 请计算以下各点的磁场:

(a) 沿日地联线, 径向距离在 2、4、6、8 和  $10R_E$  处。

(b) 恰好在磁层顶里的以下各点:

$$(10, 0, 0)R_E$$

$$(10, 0, 2)$$

$$(10, 0, 4)$$

$$(10, 0, 6)$$

$$(10, 0, 8)$$

$$(10, 2, 0)$$

$$(10, 4, 0)$$

$$(10, 6, 0)$$

(c) 如果磁层顶的中性点定义在磁场垂直磁层顶的位置, 请确定中性点的位置。

(d) 以恰当的图示说明这些结果。

6.2 使用镜像偶极子模型, 假设磁层顶的距离为  $10R_E$ , 计算赤道位置表面磁场强度随地方时的变化。

6.3 一磁力线与地球磁赤道面相交于  $4R_E$ , 假设地球磁场为偶极场, 请问这磁力线与地球表面交会于何处?

6.4 太空船“太空物理探测者”完成同步轨道的修复任务后, 返回它在南极的基地, 沿途测得如下结果:

位置(地磁坐标系)	磁场(地磁坐标系)
$(6.6, 0, 0)R_E$	$(0, 0, 111)\text{nT}$
$(0, 2, 0)R_E$	$(0, 0, 4\,005)\text{nT}$
$(0, 0, -1)R_E$	$(0, 0, -64\,233)\text{nT}$

请根据测量结果计算地球磁矩。你认为它们是相互符合的? 如不用单个结果的平均, 你如何根据 3 个观测结果获得最好的解?

6.5 如果水星的磁矩为  $3 \times 10^{12}\text{Tm}^3$ , 太阳风速为  $500\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 密度为  $20\text{cm}^{-3}$ , 并假定水星磁层顶形状与地球的相同, 计算水星磁层顶日下点距离(以行星半径为单位)。水星的半径为  $2\,440\text{km}$ 。磁层

顶在日下点的磁场强度是多少？

- 6.6 如果极盖被定义为其开放的磁力线延伸至尾瓣中的那些区域。如果它可以被近似为以磁偶极轴为中心, 半径  $15^{\circ}$  的一个圆, 那么磁尾的一个尾瓣磁通量有多大? 如果这些磁通量不与磁尾中的中性片或电流片相交, 也没有太阳风等离子体进入磁尾磁力线, 假设行星际磁场(IMF)的强度为  $6\text{nT}$ ,  $\beta = 1$ , 那么远处的尾瓣半径是多少?

# 第七章 电离层

J. G. Luhmann

## 7.1 引言

行星电离层的构成是比较简单的:仅要求有中性大气及其所需要的电离源。电离源包括光子和高能粒子“沉降”。前者所涉及的过程称为光致电离,而后者则经常称为撞击电离。光子主要来源于太阳。而带电粒子则可能来源于银河系(宇宙线)、太阳、磁层、或电离层本身(当存在有局地的离子和电子加速过程时)。沉降的高能电子在大气层中通过韧致或减速(braking)辐射过程产生额外的电离光子。对电离光子和粒子,惟一要求的是它们的能量(在光子情形下是  $h\nu$ , 在离子情形下是动能)超过中性大气原子或分子中电子的电离势或约束能。在本质上,大气的电离归因于各种电离源的混合作用,但通常只有一种起重要作用。波长大约在  $10\sim 100\text{nm}$  范围内的“极”紫外辐射(EUV)和紫外辐射(UV)的太阳光子产生了大多数行星白天侧的电离层。

### 7.1.1 大气

高层(中性)大气成分的密度  $n_n$  通常遵循静态流体方程:

$$n_n m_n g = \frac{dp}{dh} = - \frac{d}{dh} (n_n k T_n) \quad (7.1)$$

该方程表明了大气层气体的垂直重力与热压力梯度力之间的平衡,其中,  $m_n$  是分子或原子的质量,  $g$  是重力加速度,  $h$  是高度,  $p$  是所考虑的中性气体的热压力  $n_n k T_n$  ( $k$  = 玻尔兹曼常数,  $T_n$  = 温度)。如果假定  $T_n$  独立于  $h$ , 则该方程有指数解

$$n_n = n_0 \exp \frac{-(h - h_0)}{H_n} \quad (7.2)$$

其中  $H_n = k T_n / m_n g_n$  为气体的标高,  $n_0$  为在参考高度  $h_0$  处的密度。注意由于标高依赖于粒子的质量,所以最轻的分子和原子拥有最大的标高(大部分行星大气在很高高度上以氢和氦为主)。当然,  $T_n$  可能依赖于  $h$ , 所以这个简单的指数分布不可能总是提供一个精确的描述。

## 7.2 离子的产生

### 7.2.1 光致电离

在一给定中性大气中,为了建立电离层形成的“模型”,必须首先计算离子产生率  $Q$

随高度的分布。对于光致电离,必须考虑光子穿过中性气体时的辐射传输,当严格处理时,这是一个非常复杂的问题,因为它要求各方面的详尽知识,包括大气成分的吸收截面、对促使束缚电子激发及光电子迁移等吸收事件的追踪方法。幸运的是,进行一些简化的假设后,就可以为电离层形成模型的建立提供一种分析方法,这就是 Chapman 理论。

在深入研究 Chapman 理论以前,了解一下离子产生率随高度的分布(在某一高度存在峰值)是非常重要的,因为离子产生率依赖于中性成分的密度(随高度的增加而减少)和太阳辐射强度(随高度的增加而增加)。在 Chapman 理论中,目标是为了描述简单情形下离子产生率随高度的分布。其中光子吸收的细节隐含于辐射吸收截面  $\sigma$  之中,离子产生率假定为只依赖于辐射能量吸收的多少。我们定义如下一些变量:

- $n_n$  = 中性成分的密度(每立方米)
- $h$  = 高度
- $I$  = 辐射强度(能流、电子伏/平方米秒)
- $\sigma$  = 光子吸收截面(/平方米)
- $Q$  = 离子产生率(电离率、电子/立方米秒)
- $s$  = 视在光径长度
- $\chi$  = 天顶角
- $C$  = 单位能量吸收所产生的电子数(电子/电子伏)

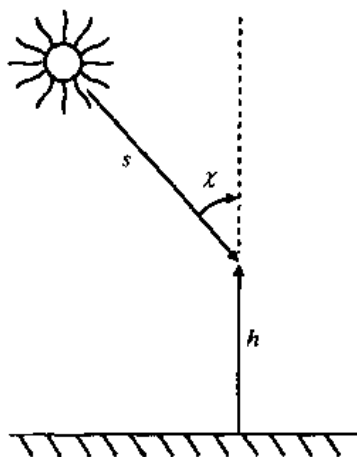


图 7.1 视在光径长度  $s$ 、  
太阳天顶角  $\chi$  和高度  $h$

光径长度  $s$  和天顶角  $\chi$  如图 7.1 所示,假定大气呈指数变化、平而、以及水平分层状态(实际情形为,大气近似为指数变化且是弯曲的,由于全球环流和化学过程的影响,标高  $H_n$  依赖于  $\chi$ )。当辐射被吸收时,它减少的强度为

$$-\frac{dI}{ds} = \sigma n_n I \quad (7.3)$$

因为离子产生率应该正比于辐射吸收率,所以可得

$$Q = -C \frac{dI}{ds} = C \sigma n_n I \quad (7.4)$$

其中  $C$  是比例常数(在空气中  $\approx 1$  离子对/35eV)。当

$$C \sigma \left( I \frac{dn_n}{ds} + n_n \frac{dI}{ds} \right) = 0$$

或

$$\frac{dQ}{ds} = 0$$

时,产生率  $Q$  达到峰值(沿  $s$ )。但  $s$  通过  $ds = -dh \sec \chi$  与  $h$  相联系(图 7.1),由于

$$\frac{1}{n_n} \frac{dn_n}{ds} = -\frac{1}{n_n} \frac{dn_n}{dh} \cos \chi = \frac{\cos \chi}{H_n}$$

对产生率的峰值或最大值(下标  $m$ ),由前面的方程可得

$$\sigma H_n n_m \sec \chi = 1 \quad (7.5a)$$

或

$$\sigma N_{nm} = 1 \quad (7.5b)$$



其中  $N_{nm}$  为沿视线到峰点  $s_m$  的积分密度  $N_{nm} = \int_{\infty}^{s_m} n_n ds$ 。引入一个有用的术语光学深度  $\tau$ ，它描述了电离辐射的衰减。在强度表达式中光学深度沿视线在点  $s$  的强度相对于无穷远点是增加的。由(7.3)得

$$\frac{dI}{I} = d \ln I = - \sigma n_n ds$$

积分得

$$\ln \left( \frac{I(s)}{I(\infty)} \right) = - \sigma \int_{\infty}^s n_n ds = - \sigma N_{ns}$$

或

$$I(s) = I(\infty) \exp(-\sigma N_{ns}) = I(\infty) \exp(-\tau)$$

在峰值高度处,  $\sigma N_{ns} = \sigma N_{nm} = 1$ ; 所以峰值高度是光学深度为 1 的高度。顶部大气的辐射强度(我们以  $I(\infty)$  代替  $I(0)$ , 由于前者是标准的用法)与  $\sigma$  两者都随不同的波长而变化, 但正是  $\sigma$  决定着  $\tau$ 。各种波长的光子在地球大气中达到一个光学深度时的高度如图 7.2 所示。现在我们返回到产生率  $Q$  的分析上来。

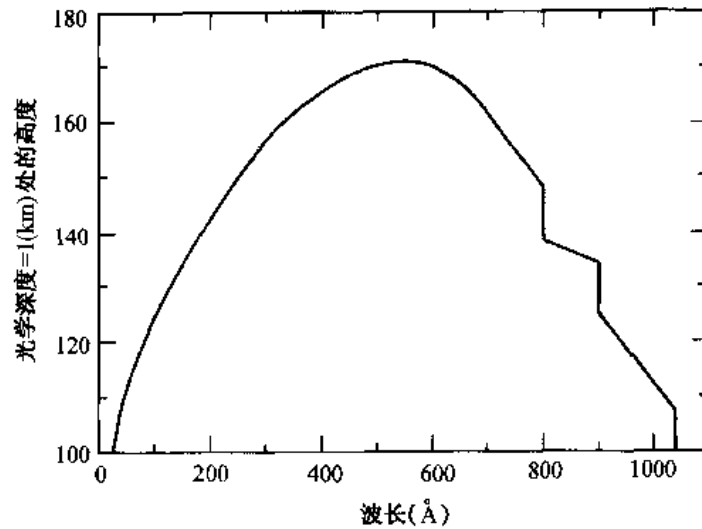


图 7.2 地球大气中不同波长光子的光学深度(有效反应了光子穿透深度)等于 1 时的高度  
(引自 Rishbeth and Garriott, 1989)

产生率的峰值为

$$Q_m = C \sigma n_m I_m = C \sigma (\sigma H_n \sec \chi)^{-1} (I(\infty) \exp(-1)) = \frac{CI(\infty) \cos \chi}{H_n \exp(1)} \quad (7.6)$$

给定中性大气的高度分布  $n_n = n_0 \exp[-(h - h_0)/H_n]$ , 我们就可以通过下式来决定产生率的峰值高度  $h_m$

$$\sigma H_n n_m \sec \chi = 1 = \sigma H_n n_0 \exp\left(\frac{-(h_m - h_0)}{H_n}\right) \sec \chi \quad (7.7)$$

并可解出  $h_m$ 。类似地, 我们可以通过利用前面  $I(s)$  的表达式, 并注意到  $N_{ns}$  是沿视线的

积分浓度,来决定辐射强度  $I$  对  $h$  的依赖关系

$$I(h) = I(\infty) \exp \left[ -\sigma n_0 H_n \sec \chi \exp \left( \frac{-(h-h_0)}{H_n} \right) \right] \quad (7.8)$$

产生率  $Q$  与  $h$  的依赖关系由下式给出

$$Q = C \sigma n_n I = C \sigma n_0 I(\infty) \times \exp \left[ \frac{-(h-h_0)}{H_n} - n_0 \sigma H_n \sec \chi \exp \left( \frac{-(h-h_0)}{H_n} \right) \right] \quad (7.9)$$

其中  $CI(\infty) = Q_m \exp(1)H/\cos \chi$ , 如前面所示,最后得到

$$Q = Q_m \exp \left[ 1 + \frac{(h_m-h)}{H_n} - \exp \left( \frac{(h_m-h)}{H_n} \right) \right] \quad (7.10 a)$$

定义  $y = (h-h_m)/H_n$ , 则上式可简化为

$$Q = Q_m \exp[1 - y - \exp(-y)] \quad (7.10b)$$

这就是 Chapman 生成函数,注意在远高于峰值高度时( $y \geq 2$ ),一个较好的近似为

$$Q \propto \exp(-y) \quad (7.10c)$$

这表明,由于辐射强度在很高高度上实际是一个常数(没有很强的吸收发生时), $Q$  与中性密度成分成正比。产生率  $Q$  是离子和光电子两者的产生率,因为它们通常成对产生(在这一过程中大多数离子是单离子)。值得注意的是,在  $Q$  的表达式中,光子的吸收截面没有明显地表现出来,吸收特性被包含于常数  $C$  中。大气中日下点( $\chi=0$ )的 Chapman 生成函数(或离子产生率)的分布及相应的标高如图 7.3 所示。

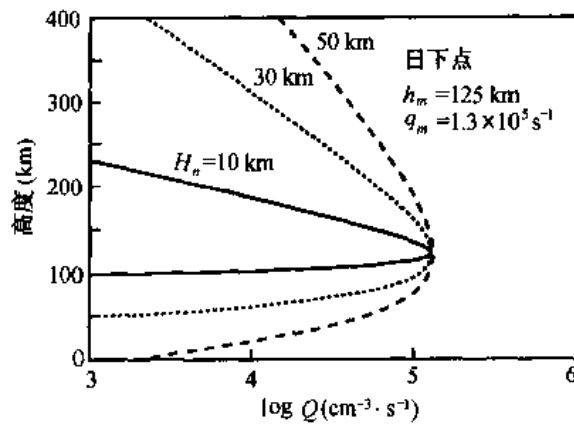


图 7.3  $h_m = 125\text{km}$ ,  $\chi = 0^\circ$ , 及  $Q_m = 1.3 \times 10^5 \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$  时,中性成分标高  $H_n$  的不同取值对应的 Chapman 生成函数

我们导出 Chapman 生成函数的过程中,假定地球是水平的,太阳天顶角为固定值。在实际中,太阳天顶角在地球表面随位置而发生变化。我们可以参照局地产生率,不只是局地产生率的最大值,而且还有日下点高度  $h_{m0}$  处产生率的最大值  $Q_{m0}$ 。在进行这一考虑之后,我们可以得到

$$Q = Q_{m0} \exp[1 - z - \sec \chi \exp(-z)] \quad (7.10d)$$

$$h_m = h_{m0} + \ln(\sec \chi)$$

$$Q_m = Q_{m0} \cos \chi$$

其中

$$z = (h - h_m) / H$$

这样,在绝热大气中,产生率的峰值高度随着太阳天顶角的增加而增加,电离率则随太阳天顶角的增加而减小。

## 7.2.2 粒子撞击电离

在许多感兴趣的情形下,可以假定太阳光子为大气电离的主要能源。但是在某些情形下,高能(能量大于等于 1keV) 沉降的带电离子则更为重要。例如,这种情形可发生于有偶极磁场的行星的高磁纬的夜侧,或者发生于自身具有大气且沉浸于行星磁层中的卫星上,如木卫一和土卫六。除了产生率的峰值的推导相同之外,通过粒子撞击而形成的离子产生率随高度的分布公式的导出与光致电离所作的考虑是不同的。在这种情形下,是粒子能流,而非光子流随着高度的减小、大气密度增加而衰减。带电粒子向大气的输运及能量损失与光子的过程是不相同的,因为一个粒子在传输时,通过库仑碰撞使其他许多粒子激发或失去束缚电子而逐渐损失能量,而光子的吸收则是在单个事件中完成的。更为复杂的是,一个初级粒子可以产生能量足以达到发生撞击电离的次级电子,当初级电子与次级电子在传输路径上由于库仑碰撞而发生偏转时,它们通过韧致辐射光子的辐射可以损失更多的能量。在离子情形下,可能发生电荷交换,通过碰撞过程而不是库仑碰撞,高能离子变成高能中性成分,重新分配它的能量。为处理这一问题,必须采用一些严格的处理方法如蒙特卡罗方法等。然而像光致电离一样,存在有一些较为简单的办法,来评估高能粒子的吸收效应。

一个简化的方法涉及到称为射程-能量关系的经验函数  $R(\xi_0)$  的使用。射程-能量关系给出了在特定介质中作为入射粒子能量  $\xi_0$  的函数的穿透深度,因为重要的是粒子传输的物质的多少,而并非粒子光径长度(依赖于物质的密度分布),射程是以每平方厘米的克数为单位,而并非以厘米或米来表达。沿粒子路径上的等价距离  $x$  与物质密度  $n_n$  之间的关系可表示为

$$x = \int_0^\eta n_n(s) ds \quad (7.11a)$$

其中  $\eta$  是沿路径  $s$  上感兴趣的点。类似地,对于垂直入射  $x$  与高度  $h$  的关系为

$$x = \int_\eta^\infty n_n(h) dh \quad (7.11b)$$

其中  $\eta$  是在这种情形下所感兴趣的高度。例如,对于空气中的质子,射程-能量关系由 Ree(1989)给出如下

$$R(\xi_0) = 5.05 \times 10^{-6} \xi_0^{0.75} \text{g} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (7.12)$$

这是对能量在 1keV 到 100 keV 范围内入射质子一个较好的近似,对于电子,存在另一个表达式(Ree, 1989)

$$R(\xi_0) = 4.30 \times 10^{-7} + 5.36 \times 10^{-6} \xi_0^{1.67} \text{g} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (7.13)$$

可应用于  $200\text{eV} < \xi_0 < 50\text{keV}$  的范围之内,一旦距离( $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ )已知,则我们计算相应的

终止高度所需要的就是对大气密度分布进行积分,也就是在(7.11b)式中求出  $x = R(\xi_0)$  时的  $\eta$ 。例如,一些入射到大气中的质子和电子的终止高度如图 7.4 所示。射程-能量关系告诉了我们粒子渗透的深度,但是没有给出能量损失的高度分布,而这正是我们计算电离率分布所需要的,在此,我们可以进行如下的讨论。

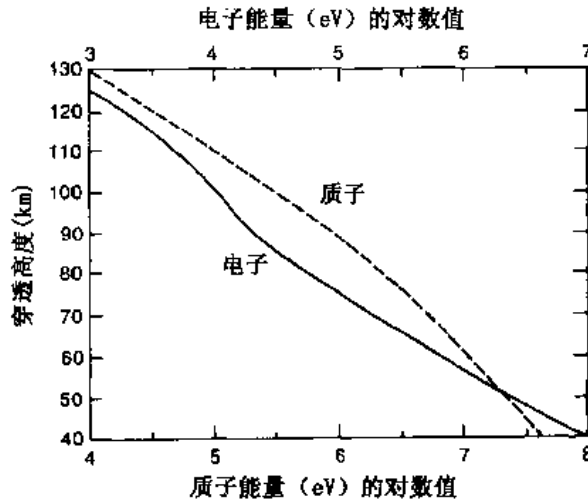


图 7.4 地球大气中电子和质子的渗透高度与它们入射能量的关系

射程-能量关系  $R(\xi_0)$  也可以定义为如下的积分

$$R(\xi_0) = - \int_0^{\xi_0} \frac{d\xi}{d\xi/dx} \quad (7.14)$$

其中  $d\xi/dx$  是每平方厘米每克传输能量的损失。假定在粒子的传输过程中任意一点的输运物质  $x$  的穿透深度可近似表示为

$$x = - \int_{\xi_{loc}}^{\xi_0} \frac{d\xi}{d\xi/dx} = R(\xi_0) - R(\xi_{loc}) \quad (7.15)$$

其中  $\xi_{loc}$  是在  $x$  点的能量。因为  $R(\xi_0)$  一般的函数形式为

$$R(\xi_0) = A_1 + A\xi_0^\gamma$$

其中  $A_1$  和  $A$  是常数,则由  $x$  的公式可得

$$\xi_{loc} = \left[ \frac{1}{A}(A\xi_0^\gamma - x) \right]^{1/\gamma} \quad (7.16)$$

则在给定  $x$  点处的沉降能量为

$$\frac{d\xi_{loc}}{dx} = - \frac{\xi_{loc}^{1-\gamma}}{A\gamma} \quad (7.17)$$

$d\xi/dx$  的高度分布乘以局地大气密度  $\rho(h)$  以每米电子伏给出了点  $x$  处粒子的能量沉降。则  $\rho(h)d\xi/dx$  相对于  $h$  的曲线就是所需要的分布。假定为地球大气密度分布,由前面空气中的  $R(\xi_0)$  表达式得到的一些例子如图 7.5 所示。因为入射粒子有一个由能量流谱  $J(E_0)$  所描述的能量分布(粒子· $\text{cm}^{-2}$ ·s),总能量沉降分布可以通过  $J(E_0)$  分布对于单个粒子加权而建立起来,给出以每立方厘米电子伏秒表示的能量沉降。最后,对一特定混

合气体,可以使用产生一离子对所需能量的经验值。像前面提到过的,对于空气,大约 35eV 可以产生一离子对。对于由  $J(E_0)$  描述的入射粒子流,通过能量沉降分布除以这一常数可给出离子产生率的分布(每秒每立方厘米产生的离子相对于高度的分布)。初次产生的次级电子的产生率分布也是一样的(如果次级电子本身能够产生附加电离碰撞,则可以导致电子雪崩的产生)。

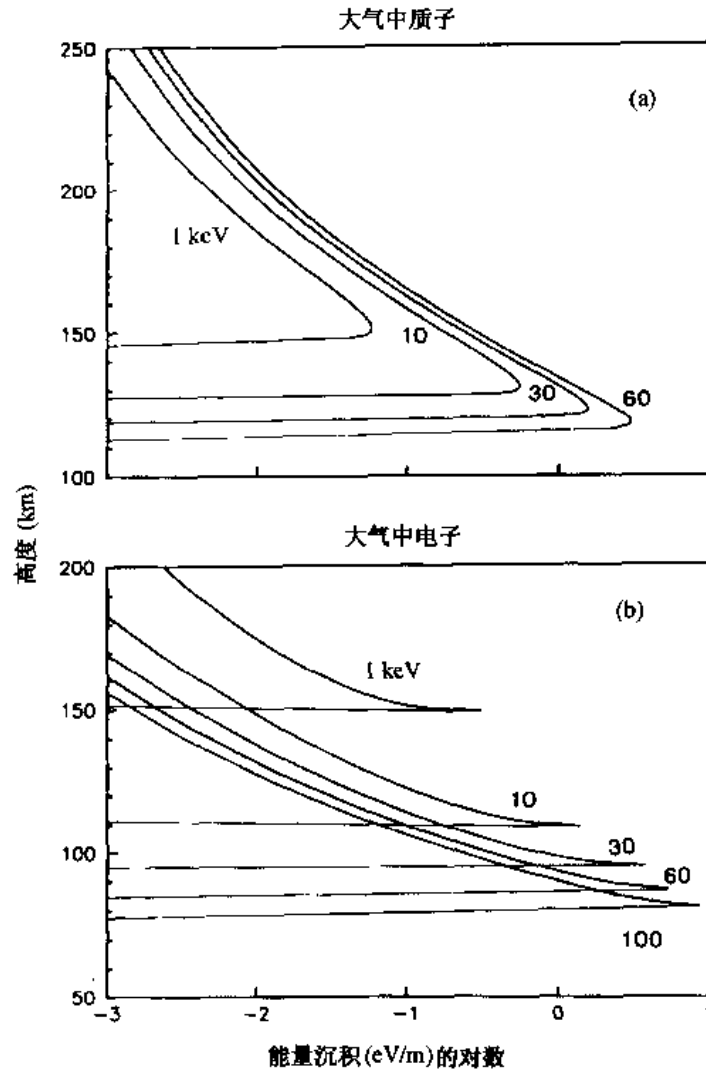


图 7.5 入射到地球大气中的各种能量的质子和中子的能量沉降分布

在以前讨论中被忽略的由粒子沉降面导致的部分能量沉降,对于初级和次级电子尤为特殊。由于电子相对于目标粒子有较小的质量,电子穿过气体时比离子更易散射,它们的运动方向可以由库仑碰撞明显地改变,由于加速的电荷产生电磁波,于是就产生了辐射。在我们感兴趣的沉降电子能量的情形下,韧致或停速辐射趋向于 X 射线的范围内,这一范围的能量可以增加气体光致电离。这样,严格的说,必须处理包括跟踪沉降电子的辐射损失和束缚电子的能量损失在内的复杂问题,然后对韧致辐射光子的辐射传输进行计算。后者没有像太阳光子那样直观,因为韧致辐射光子在同一吸收介质的不同位置产生。韧致辐射输运提供了额外的离子产生率分布,这一分布必须加到电离和损失所产生

的离子分布中。幸运的是,非太阳源的光致电离通常是不重要的,除非在非常低的电离层高度,如图 7.6 所示,它所产生的离子密度大大低于由沉降粒子产生的峰值密度。除非在一些特殊情形下(例如地球中层大气中的大气化学的问题,有时对离子产生率非常敏感),对于这种非太阳源的光致电离通常可以进行合理地忽略。

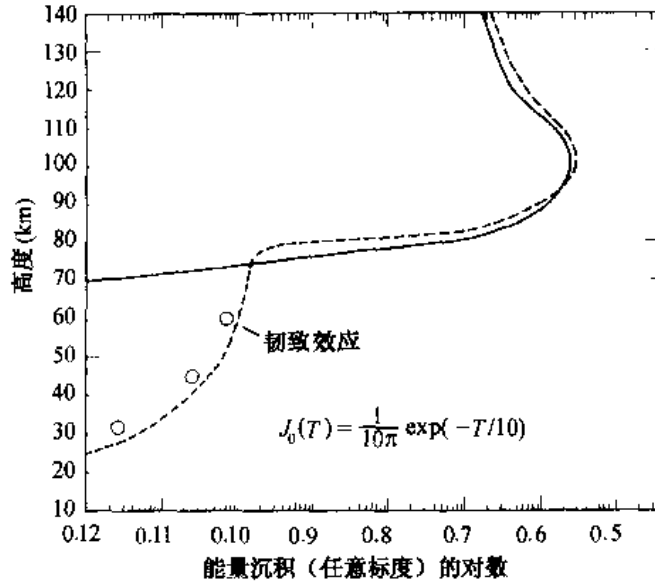


图 7.6 一个给定形状的入射电子能谱的能量-沉降分布的例子,其中包括了韧致辐射光子的贡献  
(引自 Luhmann, 1977)

### 7.3 离子的损失

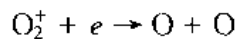
一旦离子产生率已知,对于一个电离层模型,下一个必须确定的重要参量就是离子或电子的损失率  $L$ 。电离层的电子是通过以下三种复合反应而消失的。

1. 辐射复合  $e + X^+ \rightarrow X + h\nu$
2. 分离复合  $e + XY^- \rightarrow X + Y$
3. 附着  $e + Z \rightarrow Z^-$

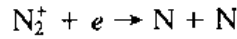
前两种在整个电离层都是非常重要的(辐射复合与许多观测到的气辉相关。相比之下,在极光区所看到的大多数发射发生于当原子和分子的电子与穿过的沉降粒子通过库仑碰撞而被激发到高能态,然后通过辐射回到非激发态的过程中)。复合发生时的反应速率依赖于局部的离子和电子含量:

$$L = \alpha n_e n_i$$

其中  $n_e$  和  $n_i$  分别是电子和离子的密度,  $\alpha$  是复合系数。复合系数由经验或理论模型决定。对于更为重要的大气分离复合反应,如



和



复合系数(以  $m^{-3} \cdot s^{-1}$  为单位)分别为  $1.6 \times 10^{-1}(300/T_e)^{0.55}$  和  $1.8 \times 10^{-1}(300/T_e)^{0.39}$ , 其中  $T_e$  是电离层中电子的温度。这些量通常可以在高层大气物理有关文献表中找到(例如, Banks and Kockarts, 1973; Shunk and Nagy, 1980)。我们可以看出损失率的高度分布通过电子和离子的密度以及温度  $T_e$  依赖于高度。如果只存在一种离子成分, 即  $n_i \approx n_e$ , 则在特定高度上的损失率正比于  $n_e^2$ 。值得注意的是, 尽管  $T_e$  依赖于高度  $H$ , 但  $\alpha$  经常假定为常数。

## 7.4 由产生率和损失率确定电离层密度

一旦离子产生率和损失率建立, 我们就可以考虑电离层电子密度  $n_e$  随高度分布的问题。如果电子和离子距离它们产生的地方移动不远, 例如通过一强水平临近磁场我们就可以认为  $n_e$  和  $n_i$  遵从平衡状态的连续性方程或粒子守恒方程

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = Q - L = 0 \quad (7.18)$$

如果损失率是由电子-离子碰撞产生的

$$Q = L = \alpha n_e^2$$

则

$$n_e = (Q/\alpha)^{\frac{1}{2}} \quad (7.19)$$

描述了电子或离子的空间分布。这一特殊的分布称为光化学平衡分布, 因为它只涉及到局地的光化学。例如, 电离层的 Chapman 层模型, 引入了 Chapman 生成函数和光化平衡的假定, 但是在许多情形下, 电子和离子在重新结合以前已经明显地离开了它们产生的地方, 所以我们在一般的连续性方程中考虑输运项。

因为通常最感兴趣的是垂直输运项, 给定大气的相对水平和垂直尺度(大气通常近似为薄板), 我们就可以将注意力放在由垂直速度  $u_h$  产生的垂直输运上。处于平衡状态的电子密度分布必须满足垂直连续性方程

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = Q - L - \frac{\partial(n_e u_{eh})}{\partial h} \quad (7.20)$$

其中对电子密度产生新影响的是垂直流量梯度, 它描述了给定高度上电子流入和流出的流量之差。下标  $h$  用来表示矢量的垂直分量。如果到达多于离开, 则流量梯度  $\partial(n_e u_{eh})/\partial h$  代表了电子源, 相反, 则代表了电子的损失。为了确定速度  $u_{eh}$ , 我们需要引入另一个方程, 即动量或力平衡方程。

电离层电子遵从如下的稳态垂直动量方程

$$\begin{aligned} -\frac{dp_e}{dh} - n_e m_e g - en_e [E_h + (u_e \times B)_h] \\ = n_e m_e v_{en} (u_{eh} - u_{nh}) + n_e m_e v_{ei} (u_{eh} - u_{ih}) \end{aligned} \quad (7.21)$$

其中

$$p_e = \text{电子热压力 } n_e k T_e$$

$g$  = 重力加速度

$E$  = 电场

$B$  = 磁场

$u_e$  = 电子速度

$u_i$  = 离子速度

$\nu_{en}$  = 电子-中性成分碰撞频率

$\nu_{ei}$  = 电子-离子(库仑)碰撞频率

$u_n$  = 中性成分速度

上式从左到右,各项分别代表了压力梯度力,重力,外加的和对流电场的力,及与其他各种粒子碰撞而产生的摩擦力。该方程可以通过所有其他变量求解  $u_{eh}$ ,但是得到不经常测量的量如  $E$  的独立表达式则更为有用。通过增加离子动量方程

$$\begin{aligned} -\frac{dp_i}{dh} - n_e m_i g + q n_e [E_h + (u_i \times B)_h] \\ = n_e m_i \nu_{in} (u_{ih} - u_{nh}) + n_e m_i \nu_{ei} (u_{ih} - u_{eh}) \end{aligned} \quad (7.22)$$

其中  $p_i$  是离子压力  $n_i k T_i$ ,  $m_i$  是离子质量,  $q$  是离子电荷,  $\nu_{in}$  是离子-中性成分的碰撞频率,对于电动方程可以消去  $E$ ,还可进一步假设离子为单电荷( $q = e$ )以及离子和电子以速度  $u_{pl}$  一起垂直漂移(维持等离子体的电中性),以消去  $u_i \times B$  和  $u_e \times B$  项。最后,利用  $m_i \gg m_e$  和  $m_i \nu_{in} \gg m_e \nu_{en}$  的条件,以便某些项得以忽略,我们可以得到

$$u_{pl} - u_{nh} \approx -\frac{1}{n_e m_i \nu_{in}} \left[ \frac{d}{dh} (p_i + p_e) + n_e m_i g \right] \quad (7.23)$$

进一步,如果假定温度独立于  $h$ ,中性成分的垂直速度  $u_{nh}$  为零,则对于  $n_e$ ,前面的方程可以写成扩散方程的形式

$$n_e u_{pl} = -D \left( \frac{dn_e}{dh} + \frac{n_e}{H_p} \right) \quad (7.24)$$

其中  $D = k(T_i + T_e)/m_i \nu_{in}$  称为双极扩散系数,  $H_p$  为“等离子体标高”  $k(T_i + T_e)/m_i g$ ,“双极扩散”的名称来源于在没有外加  $E$  场的条件下,由于重力作用于不同质量的离子和电子而产生的电荷分离(极化)电场驱动垂直漂移  $u_{pl}$ ,它们必须维持相同的标高,以保持局地的电中性。

通常,  $u_i$  和  $u_e$  有垂直分量和水平分量,在这种情形下,  $u_e \times B$  和  $u_i \times B$  项必须予以保留。在  $B$  为水平的特殊情形下,电流密度  $j$  的安培定律

$$j = n_e (u_i - u_e) = \frac{\nabla \times B}{\mu_0} \quad (7.25)$$

可用来得到表达式

$$u_{pl} = -\frac{1}{n_e m_i \nu_{in}} \left( \frac{dp_T}{dh} + n_e m_i g \right) \quad (7.26)$$

其中  $p_T$  = 总压力(磁压电热压) =  $n k(T_e + T_i) + B^2/2\mu_0$ 。当  $B$  相对水平方向有一夹角时,包括垂直磁压梯度在内的其他一些磁场项都必须予以考虑。这里应值得注意的是,在一些行星电离层,磁压和热压是可比的,而在其他情形下,或热压,或磁压处于主要的地位。在内部磁场非常强的地球上,  $B$  可以假定为行星偶极子磁场,但是在弱磁场的金星



(我们将在第八章看到, 电离层场来源于行星际),  $\mathbf{B}$  必须由麦克斯韦方程来计算。这就使得情况更为复杂化。温度也可从另外的热平衡方程得出来。但是大部分的基本计算通常假定温度固定, 或源于经验值或源于其他简单的温度模型。

在依赖于高度的垂直速度  $u_{pl}(h)$  带入到连续性方程后, 我们就可以继续求解  $n_e(h)$ 。应当注意, 依赖于总压力梯度的符号,  $u_{pl}$  可以向上也可以向下, 后者的大小可以与重力相比较。大的碰撞频率趋于使  $u_{pl}$  维持较小的值。

Ratcliffe(1972)考虑了零漂移的特殊情形( $u_{pl} = 0$ ), 在零  $\mathbf{B}$ , 电子和离子温度相等的条件下, 可以求解极化电场得

$$E = \frac{1}{2} gM/e \quad (7.27)$$

这个向上的电场使得电子和离子在重力场中的行为就好像它们有一质量  $\frac{1}{2}M$ 。因为  $T_i = T_e$ , 等离子体标高是由质量为  $M$  的原子组成的中性气体标高的两倍, 这是因为极化电场使重离子向上浮而轻中子向下沉。如果存在不同种类的离子, 可以写出  $u_{pl} = 0$  时单离子动量方程, 可以看出对于相同的温度, 等离子体标高中的  $M$  变成了平均离子质量  $\langle M \rangle$ , 垂直电场由  $E = \frac{1}{2} g \langle M \rangle / e$  给出。在这种情形下, 单离子成分的质量如果小于  $\frac{1}{2} \langle M \rangle$ , 则它的行为就像它具有负质量一样。这样, 在多成分电离层中, 单离子成分密度的高度分布可能存在一些区间, 其中的梯度并不像所期望的只有一种离子成分那种情形。严格地说, 为了正确地求出所有离子密度的高度分布, 必须同时求解它们的连续性方程和动量方程。通常, 电离层不会与中性大气有相同的成分, 电子密度的峰值高度与产生率的峰值高度是不一致的。离子成分和峰值高度依赖于产生率、损失率和输运。

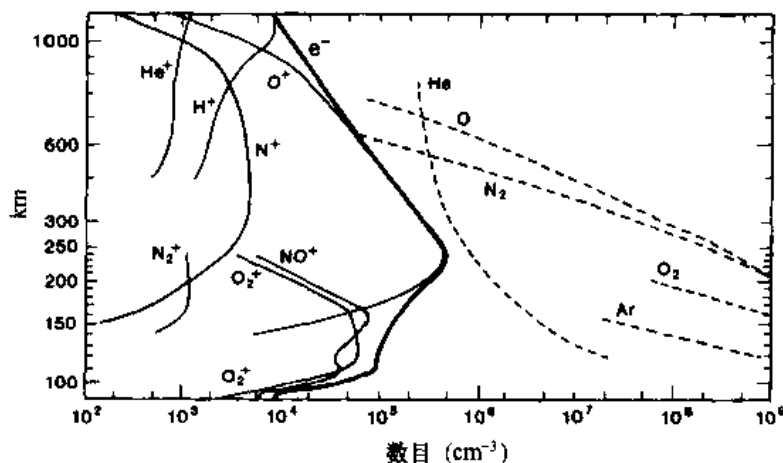


图 7.7 建立在质谱仪测量基础上的国际平静太阳年(IQSY)白天的电离层和大气层中的成分  
(引自 Johnson, 1969)

## 7.5 一个例子:地球电离层

火箭和卫星上搭载的仪器的就地测量,结合顶部和底部电离层探测仪的遥感数据[从卫星或地面向上传送的反射无线电信号的时间延迟,给出了峰两侧等离子体频率的高度分布(即  $n_e$ )],给出了地球白天电离层的图像如图 7.7 所示。图中也给出了中性大气的密度和成分,表明了地球大气是弱电离的,也显示了离子与中性物质的成分和垂直结构的对比。可以看出尽管电子密度在大约 250 km 处有一主峰,但其中仍有明显的亚结构,正是这些亚结构的发现导致了早期的观测者将其分为三个主要的电离层或区:D 层(90 km 以下)、E 层(90~130 km)、F 层(130 km 以上)。F 层通常被进一步分为  $F_1$  和  $F_2$  层,因为在主峰( $F_2$ )以下的分布中有时会出现一个较小的凸沿。

前面介绍的概念可用于下面对各层的理解。可以认为各层分别由中性大气的某种成分吸收太阳的辐射而独立产生,它们对入射太阳光子谱不同部分的响应不同。这些层中的两层,E 层和  $F_1$  层,经常被认为非常近似于 Chapman 层。另一方面,在最高处的  $F_2$  层,它的分布则需要用到另外的解释如光化学、中性拖力或磁层影响所驱动的垂直运动等。最低处的 D 层,与大多数的能量辐射有关(X 光子,宇宙射线离子),对其损失过程还了解得不多。

E 层通常明显可见的是在白天电离层密度分布的 110km 处有一倾斜很大的变化。该层中的离子主要是  $O_2^+$  和  $NO^+$ ,它们由 100~150nm 范围内的紫外辐射和 1~10nm 范围内太阳 X 射线产生。该层的峰值密度非常接近于这些离子产生率  $Q$  的峰值。有效复合率  $\alpha$  可以由  $Q$  除以观测到的  $n_e^2$  而推出(见 7.4 节)。离子的垂直输运在该层的形成中被认为是不重要的。

$F_1$  层主要由  $O^+$  组成,该层的最大电子密度出现于大约 170km 处,非常接近于谱范围约在 17 到 91 nm 之间光子所产生的最大离子产生率,该层呈一凸沿,在图 7.7 中不是很明显,因为它几乎全部融入到包含电离层密度主峰的  $F_2$  层中。

不幸的是(尽管人们非常感兴趣),地球电离层的主峰不能由简单的 Chapman 层理论来描述。 $F_2$  层(或整个 F 层)的密度峰也是处在以  $O^+$  为主的区域。但是在它出现的高度上,除  $O^+$  与周围中子的直接复合外,还存在一些非常重要的化学过程,垂直漂移会影响到离子的分布。通常,在  $F_2$  层中复合发生前,离子可能先与附近中性分子反应,即原子离子( $O^+$ )将它的电荷传递给分子后,再进行分离复合。只要这种反应的速率超过简单的复合反应的速率,它们就会控制连续性方程中的损失项。而且前面描述的碰撞和双极扩散、磁层和大气发电机电场驱动的垂直漂移(后者由 E 层中的中性成分拖曳离子横穿磁场而驱动),都会明显地影响到 F 层峰附近的离子运动。由此,建议读者查阅有关专业文献,以充分了解 F 层的所有特征。

最低的电离层 D 层,因为它在商业无线电通讯中所起的作用。是实际中所感兴趣的,离子-中性成分之间的高碰撞频率使得那里的无线电波的吸收非常重要,所以电子密度是备受关注的。只有最强的电离源可以渗透到 D 层高度上。在 80~90 km 之间,源于太阳的 0.1~1 nm 的 X 射线是主要的电离源;源于太阳的非常强的 Lyman- $\alpha$ (121.6nm)辐射在约 70~80 km 的高度上有它的产生率峰值,而宇宙射线粒子则是更低层大气的电离

源,主要离子  $\text{NO}^+$  和  $\text{O}_2^+$  可以和电子重新复合,但是在这些低高度上,电子也可以附着到中性成分上形成负离子,这样处理 D 层“平衡”分布就不那么直观、简单,而且前面提到的电离源都在不断地变化,依赖于占主导的太阳活动和行星际条件,这些考虑使得 D 层像 F 层一样,成为一个被不断深入研究的课题。

最后,值得说明的是,在晚上当太阳光子源完全消失时(除了那些使得波长为 Lyman- $\alpha$  的辐射在日落后逐渐消失的散射源外),在 250km 附近的高度上,复合的有效时间常数依赖于离子的种类,对于分子氮可以短到 10s,而对于原子氧则可长到 300 h。但是像前而提到过的,氧原子离子可以通过与分子以较快的复合率进行电荷转移而迅速消失。通常,电离层密度的周日变化通过局地的离子成分和电离源的周日变化而依赖于高度。例如,维持低 D 层的入射银河宇宙射线的出现并不依赖于当地时间,即使是所有波长的太阳光子强度都经历了剧烈的周日变化。另外的一些电离源也可以出现于地球的夜间,像储藏在双偶极流管很高高度上电离的耗散,及源于极光粒子沉降的随空间和时间变化很大的电离源。

## 7.6 与电离层相关的其他考虑

### 7.6.1 高速外流

在产生和损失可以忽略,磁场趋向于垂直或不存在的很高高度上,轻粒子的粒子守恒和输运中有一奇特的现象,Schunk(1983)指出轻离子  $\alpha$  的连续性方程可以简化为流量守恒定律,

$$\partial/\partial h(n_\alpha u_{h\alpha}) = 0 \quad (7.28)$$

动量方程可以写成

$$n_\alpha m_\alpha u_{h\alpha} \frac{\partial u_{h\alpha}}{\partial h} + n_\alpha q_\alpha \frac{k(T_i + T_e)}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial h} + n_\alpha m_\alpha g = n_\alpha m_\alpha v_{\text{an}} u_{h\alpha} \quad (7.29)$$

其中左边惯性项加入的重要性已经介绍过了,它通常在流速为亚声速的低电离层中是可以忽略的。由主要粒子建立的极化电场可以表示为

$$E = -\frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial h} = -\frac{kT_e}{en_e} \frac{\partial n_e}{\partial h} \quad (7.30)$$

对于电子,在除压力梯度力外所有其他力被忽略的假定下,前面的连续性方程给出

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial h} = -\frac{n_\alpha}{u_\alpha} \frac{\partial u_\alpha}{\partial h} \quad (7.31)$$

对于单电荷离子( $q_\alpha = 1$ ),可以用来和热速度定义  $v_{\text{th}} = (k(T_i + T_e)/m_\alpha)^{1/2}$  一起得到轻离子的动量方程为

$$(u_\alpha^2 - v_{\text{th}}^2) \frac{1}{u_\alpha} \frac{\partial u_\alpha}{\partial h} + g = v_{\text{an}} u_\alpha$$

或

$$\frac{1}{M} \frac{\partial M}{\partial h} = -\left[ \frac{g - (v_{\text{an}} v_{\text{th}} M)}{v_{\text{th}}^2} \right] / (M^2 - 1) \quad (7.32)$$

其中  $M = |u_x|/v_{th}$  是该成分的马赫数。后面的方程使我们想起第四章太阳风方程的推导, 在那一章里, 当流量方程的分子和分母变为零时, 流体在理论上可以经历亚声速到超声速的转变, 这一思想被应用于太阳日冕。由前面连续性方程的流量守恒方程得到的密度随着高度增加而减少, 与速度的增加相符。已观测到轻离子的超声速极风确实可以在像地球极盖这样的区域喷发出来。当然, 详细地处理极风涉及其他很多方面, 包括要求同时求解其他种类的离子方程, 以及对高速离子碰撞频率进行的特殊处理 (Schunk and Nagy, 1980)。

这里另一个令人感兴趣的问题是中性成分的碰撞与磁场影响之间的相互作用。在碰撞之间, 带电离子围绕磁场旋转, 对于离子, 回旋频率为  $\Omega_i = qB/m_i$ , 对于电子, 则  $\Omega_e = qB/m_e$ 。如果  $v_{in} \gg \Omega_i$ , 则磁场对离子运动作用的直接影响很小 (尽管它可以通过对电子的影响而间接地施加影响), 在没有大压力梯度和电场的情况下, 离子的运动实际上与中性物质的运动一样。另一方面, 如果  $\Omega_i \gg v_{in}$ , 回旋运动相对无约束地进行, 但却妨碍了横穿磁场的输运。在这种情形下, 碰撞在沿平行于磁场方向的运动中仍起了重要的作用。地球与金星电离层的一些碰撞频率和回旋频率的比较如图 7.8 所示。在计算等离子体的速度时, 最好的方法是在决定动量方程中的哪一项能被忽略之前, 先计算所有的项。如果实际中其他的较大项互相抵消, 则即使看起来非常小的项可能也是非常重要的。另外, 在碰撞项中用到的相对速度可以决定某一特定高度上碰撞是否对整个力的平衡起重要作用。

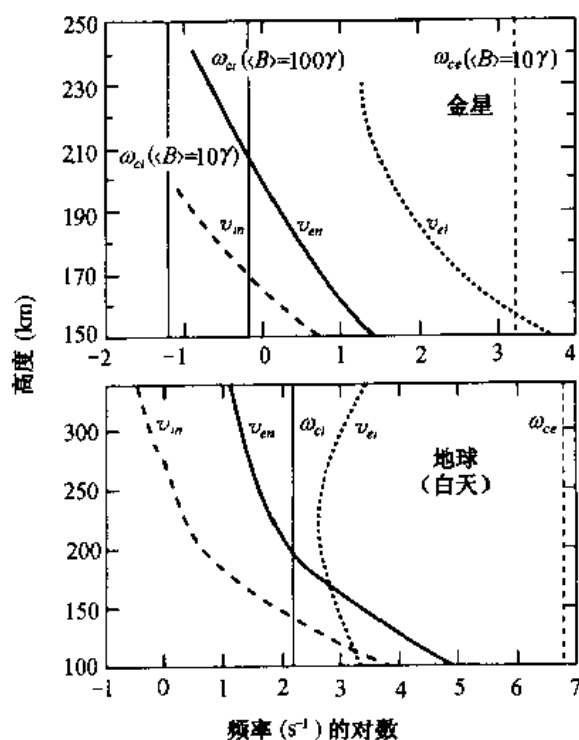


图 7.8 金星(上图)与地球(下图)电离层中碰撞频率和回旋频率的比较

(引自 Luhmann and Elphic, 1985)

## 7.6.2 电 导 率

磁场和碰撞在控制离子运动上的竞争,在需要计算电离层电导率这类问题上显得尤为重要。如果只有电场和碰撞项加入到力平衡方程中,则离子和电子的稳态动量方程分别为

$$q\mathbf{E} = m_i v_{in} \mathbf{u}_i \quad (7.33)$$

和

$$-e\mathbf{E} = m_e v_{en} \mathbf{u}_e \quad (7.34)$$

这样,对于这一简单介质, $\mathbf{j}$ 与电场的关系为

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \mathbf{E} \quad (7.35a)$$

其中电导率 $\sigma_0$ 是只依赖于碰撞频率的标量。

如果存在磁场,则动量方程会出现磁场项,速度 $\mathbf{u}_i$ 和 $\mathbf{u}_e$ 不再是以 $\mathbf{E}$ 所表示的简单形式,但是如果在磁场方向为 $Z$ 方向(和 $q=e$ )的情形下,求解 $\mathbf{u}_i$ 和 $\mathbf{u}_e$ ,则我们发现 $\mathbf{j}$ 可以写成如下的简明形式

$$\mathbf{j} = \begin{bmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 & 0 \\ -\sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (7.35b)$$

其中

$$\sigma_1 = \left[ \frac{1}{m_e v_{en}} \left( \frac{v_{en}^2}{v_{en}^2 + \Omega_e^2} \right) + \frac{1}{m_i v_{in}} \left( \frac{v_{in}^2}{v_{in}^2 + \Omega_i^2} \right) \right] n_e e^2 \quad (7.36)$$

$$\sigma_2 = \left[ \frac{1}{m_e v_{en}} \left( \frac{\Omega_e v_{en}}{v_{en}^2 + \Omega_e^2} \right) - \frac{1}{m_i v_{in}} \left( \frac{\Omega_i v_{in}}{v_{in}^2 + \Omega_i^2} \right) \right] n_e e^2 \quad (7.37)$$

$$\sigma_0 = \left[ \frac{1}{m_e v_{en}} + \frac{1}{m_i v_{in}} \right] n_e e^2 \quad (7.38)$$

这样电导率为一张量。它之所以为一张量,原因在于磁场使得介质对于外加电场的响应,表现为各向异性。从张量的形式可以看出,如果电场施加于与磁场正交的方向( $\mathbf{E} = E_x \mathbf{i} + E_y \mathbf{j}$ ),则 $\sigma_1$ 为外加电场方向的电导率,称为Petersen电导率。 $\sigma_2$ 分量为正交于外加场方向的电导率,称为霍尔电导率。如果电场施加于平行磁场方向,则电导率和前面得到的零场时的电导率是相同的。它称为直接或径向电导率,只依赖于碰撞频率。因此,只要磁场的行为已知,一旦从前面所作的考虑中得出 $n_e$ ,我们就可以求出大气中电导率的值。

## 7.7 结 语

在结束本章以行星电离层形成为主要的概念介绍时,提醒读者需要注意的是,尽管这里所作的简单描述对于许多令人感兴趣的研究已经足够了,但我们对有关大气化学、时间依赖性及其水平结构细节所作的忽略,局限了它的应用。在处理实际问题时,应当对这些被忽略的影响给予仔细的考虑。

## 参 考 读 物

- Hargreaves, J. K. 1979. *The Upper Atmosphere and Solar Terrestrial Relations*. New York: Van Nostrand Reinhold.  
Rishbeth, H., and O. K. Garriott. 1969. *Introduction to Ionospheric Physics*. New York: Academic Press.

## 习 题

- 7.1 求 Chapman 生成函数的峰值高度  $h_m$  的表达式 [提示, 利用方程 (7.7)]。然后利用该表达式推出方程 (7.6)。
- 7.2 对于太阳天顶角为  $X = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$  和中性成分标高  $H_n = 10\text{km}$ , 绘出 Chapman 生成函数相对于高度的分布, 假定在  $X = 0^\circ$  时,  $h_m = 125\text{km}$ ,  $q_m = 1.3 \times 10^5 \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 。峰高是如何依赖于  $X$  的?
- 7.3 图 7.4 显示了在呈指数分布的含氧大气中, 质子能量沉降的高度分布。利用这些曲线, 你如何获得在同一大气中入射的  $\alpha$  离子 ( $\text{He}^{2+}$ ) 的沉降分布? 如果你有单一能量  $100\text{keV}$  的质子流  $10^5 \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  进入大气层, 则产生率的峰值近似为多少? (提示:  $dE/dx$  独立于入射离子的质量, 但却依赖于电荷的平方)
- 7.4 比较空气中质子和电子的射程 (见图 7.5)。对某特定能量, 哪个渗透得最深? 渗透到同一可比较的高度上, 质子的能量是多少? (利用图 7.2)
- 7.5 在  $B$  为水平方向 (沿  $x$  方向) 和  $h$  沿  $z$  方向的假定下, 利用安培定律, 求出垂直漂移  $u_{pl}$  的方程。
- 7.6 假定  $B$  沿  $z$  方向, 由电子和离子的动量方程, 求出 Pettersen 和 Hall 电导率的表达式。

## 第八章 等离子体与非磁性物体的相互作用

J. G. Luhmann

### 8.1 引言

当行星或卫星的内部磁场很弱或者根本不存在磁场时，它同外部等离子体的相互作用的情况就和前几章所述的情况大不相同，这种相互作用又取决于磁性物体的周围是否存在浓密的大气。作为讨论的起点，最简单情况就是拿月球这样的行星体来说，它的外部就存在一个可忽略不计的稀薄大气层。

### 8.2 等离子体与类月物体的相互作用

类似月球这样星体处在流动着的等离子体之中的星体，它是由绝缘物质组成的，能直接吸收碰撞到它身上的等离子体，所以在月球的表层土壤中记录着早期太阳风作用时所遗留下物质的痕迹。因为月球的上游没有舷激波，所以自远处而来的物质，在作用于月球物体的表面之前不会遇到任何障碍。磁场以极快的速度将等离子体扩散到弱导电的星体外表层中，上游的磁场方向几乎是不会改变。但变化最显著的是在星体后面，等离子体流与星体的相互作用而形成了尾迹。

相互作用的其他特点与以前对其他物体所述的基本相同，不管入射等离子体流的性质如何，也不管磁场的方向如何都是一样的，只是等离子体尾迹结构与上游等离子体的变化有关。如果星体本身的磁场为零，而且等离子体流速比热速度大，尾迹的长度就会很长；如果流速比热速度小，垂直于流速方向的热速度，尾迹中的空隙部分就会在星体下游很短的距离内被等离子体充满。如果引入的磁场与上游等离子体流速几乎是平行时，磁场会阻止等离子体进入尾迹的空隙；如果引入的磁场是垂直于上游等离子体流的，那么这个磁场几乎不会产生任何影响。

图 8.1 所表示的两种假设结构，在太阳风里的月球尾迹的确有两种磁场取向。由于太阳风中的磁场对等离子体具有“冻结”效应，当等离子体流进入月球周围，遇到障碍物的干扰，就能造成空间磁场轻微的扰动。1970 年 Spreiter、Marsh 和 Summers 曾做过定量的磁流体力学计算，描述了当月球在太阳风中时，月球尾迹的空隙中磁场以及所形成的磁场扰动的范围和强度，计算得出磁场扰动的结论和 Explorer 33, 35 卫星在月球附近观测到的磁场扰动是相似的。尽管微流星或无大气行星的卫星，它们的不规则形状会影响到尾沿的结构及细节部分，但微流星和无大气行星的卫星在太阳风中也有与月球相类似的等离子体相互作用过程。

当球体内部存在一个导电的核时，就会产生其他的影响，像在图 8.2 中所展示的那

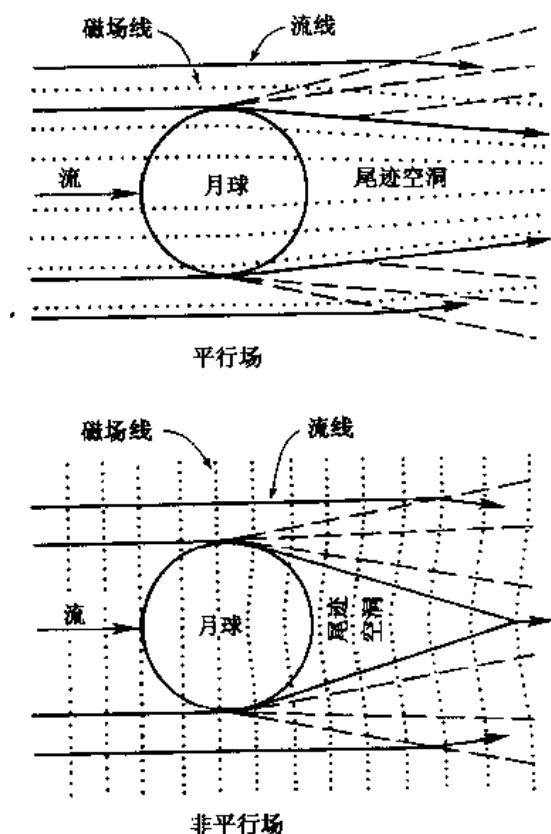


图 8.1 由月球引起的行星际等离子体流和磁场的扰动

当磁场和未扰动的流向不平时，由于吸收太阳风形成的尾迹很快闭合（引自 Sprether et al., 1970）

样，表现为穿过物体的磁力线将受到的扰动，而不是在尾迹中。由于小的导电核引起的场的扰动主要产生在天体内部的导电层，产生扰动的原因是由于导电内核产生电流会产生磁场，这个磁场会抵消所有导体内部的场。对于一个球形的核，这个场会呈现一个反向偶极子，对于电导率是有限的核，这些屏蔽电流最终都会衰减，但由于这种衰减要比外部磁场变化的时间尺度慢得多，所以对月球来说这种屏蔽实际上总是存在的。这个情况对于处在长期不变的磁层中的行星的卫星并不适用，它只对随时间变化的磁场是合适的。Cowling (1975) 给出时间扩散常数：

$$\tau = R^2 \mu_0 \sigma \quad (8.1)$$

其中  $R$  是核半径， $\sigma$  是电导率， $\mu_0$  是磁导率。这是屏蔽外部磁场核的上涡旋电流的衰减时间，对于月球的内核来说这个时间常数大约是在 1000 年的量级。如果外部磁场的变化比这个时间常数快得多，图 8.2 中的图示就成立，否则外部磁场就会穿透进入导体中。月球在它 60 个地球半径的轨道上运行时，其外部的条件将不断地变化，月球在磁层中时的情形和它在磁层外的情形差不多，只是尾迹空隙随着外部等离子体流及磁场变化而变化。

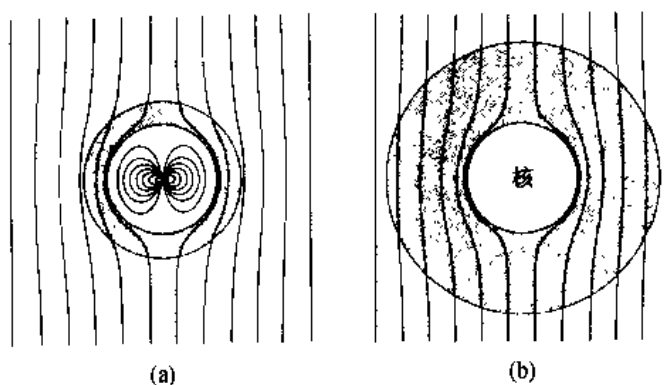


图 8.2 导电核产生的场的扰动

(a), (b) 分别对应绝缘外壳薄和绝缘外壳厚的情况。只要外部场变化的时间尺度比透入核的时间尺度小，这种扰动就会存在

在下文中将要注意一个重要的问题，实际的观测表明月球（或许包括一些其他的小



行星) 存在大气层, 虽然这个大气层很薄, 而且有些情况下是短时间的, 这种现象对于许多行星的卫星似乎都是相同的。这些稀薄的大气的存在可能有很多的原因: 星体表面物质受到光和其他粒子 (来自外部原始等离子体流本身, 或者是其他更高能量的粒子, 而这样的粒子在原等离子体中只是少量的成分) 的冲击后的喷溅、表层下内部气体的喷发或者是冰的雾化等。如果这样的大气层是很薄很薄, 就不会对等离子体产生影响, 但是它将对星体附近的重粒子产生明显的影响。这些重离子可能是由于光致电离、粒子碰撞电离或者是由于大气原子或分子的电荷交换 (离子将电荷交换给原子) 产生的, 粒子一旦带电, 它将开始在磁场中旋转, 但由于磁场随着等离子体运动, 粒子就被加速, 如图 8.3 所示。粒子加速是由于磁化的等离子体以速度  $u$  运动时, 产生了一个等效电场

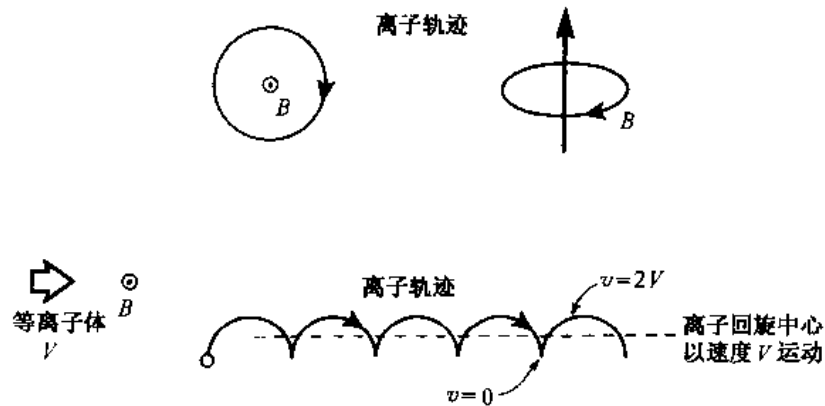


图 8.3 离子在磁化的流动的等离子体中被加速的示意图  
回旋离子沿着磁力线运动。它的最大速度是等离子体流速的两倍

$E = u \times B$ ,  $B$  是背景磁场。在图示的情况下,  $u$  和  $B$  是垂直的, 粒子进行螺旋线式的运动, 就像在一交叉的电磁场中的运动一样 (如第二章所讨论)。粒子在一个回旋周期中, 向太阳风的下游运动四个回旋半径距离 [回旋半径为:  $mu_{\perp} / (eB)$ ], 离子的速度在零到  $2u$  之间振动, 而回旋中心则以速度  $u$  运动。运动轨迹的方向随着背景场方向的改变而改变。如果拾起粒子的回旋半径小于天体的尺寸, 一般来说粒子将随着等离子体流被带回天体。如果加速粒子的回旋半径大于天体的尺寸, 圆滚线运动的粒子将远离天体或者回到天体, 图 8.4 中给出了月球上的钠和钾的运动情况。虽然这些离子对于等离子体的相互作用并不重要, 但通过对它们探测, 为在轨道飞行器上研究稀薄大气提供了一种方法, 同样提供了一种流动的等离子体和这样的天体的相互作用的一种可能的演化方式, 对加速离子进行探测研究, 因为加速离子的丢失意味着成分的损失。

月球不同于电性能上的一个被动障碍物之处是在月球表面测到有剩余磁场。Russell 和 Lichtenstein (1975) 描述了在太阳风终点处 (即粒子入射半球和尾流半球分界线), 有些局部的偶极拱形磁场, 它可以强到足以延伸到太阳风中, 并且使太阳风等离子体产生微小的偏离, 但是这个偏离和前面所讨论的等离子体相互作用相比较要小得多。

一般来说, 流动的等离子体和即使非常简单的绝缘天体的相互作用的定量处理也是不简单的。如前所述, 对于月亮来说, 流体的方法似乎已经足以解决问题, 但即便如此, Spreiter 和他的合作者们也只是在上游磁场和流动的方向一致的情况下, 完全采用

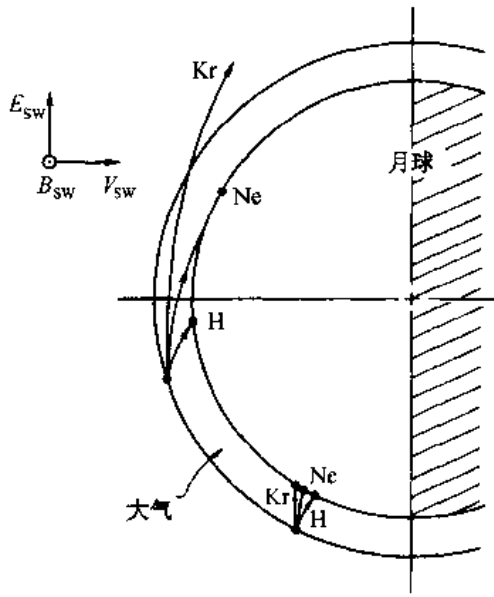


图 8.4 不同种类的离子在月球大气层中运动情况

磁流体力学方法进行数值计算，对于磁场方向和流向交叉以及垂直的情况只是用了对流-磁场气体-动力学程序进行了近似的处理（见十六章）。当我们处理和流动等离子体的德拜半径（太阳风中约 10m）差不多尺度的天体时，另一类问题就出现了。在这种情况下，就像天体的表面电位一样，粒子运动的细节显得很重要，流体近似就显得比较粗糙了，我们必须处理一些很复杂的事情，比如说天体的表面，作为一个电子发射体 [在一定程度上，是我们考虑月球的问题的做法 (Manka and Michel, 1973)]，单纯用动力论（粒子）方法处理流动等离子体和天体的相互作用现在已经属于航天器充电的范围。然而在这个领域中所做的多数分析只是在做了一些假设（如没有磁场）为前提，这就

限制了这些分析的可适用范围，将来的研究人员将用新的计算工具来面对这些问题。

## 8.3 等离子体与带大气层星体的相互作用

### 8.3.1 无磁化行星和卫星

除了大气中的气体易受到溅射和离解外，太空中的任何一个带有大气层的孤立天体和没有大气层的孤立天体对于太空等离子体的作用都像一个障碍物。不仅仅是因为物质的离解（由于太阳的作用）造成了不同的结果，流动等离子体中磁场的存在也是造成差别的一个重要的因素。假如磁场不稳定，而且冻结在等离子体中，情形就同图 8.5 中所示的一样，电离层是个导体，运动的磁场在其中产生电流，从而起码在开始时会产生一个抵消磁场，使得外部的场无法穿过天体，只要磁场的方向（如磁场在太阳风中的情况）发生变化，这种情况就会发生，否则磁场就会最终扩散到天体的内部，其时间尺度由电离层的电导率决定。这个基本图像对于太阳风同金星和火星的相互作用是适用的，当土星的卫星土卫六位于土星的磁层外时，对它可能也是适用的。对于一个处于磁场相对比较稳定的磁层中的天体这种图像是不适宜的。

图 8.5 中介绍的相互作用的细节是综合实际的观测和理论的分析后给出的。当等离子体和变弯的磁场冻结在一起时，以超音速流动的太阳光遇到导电的物体时必然会变弯，所以舷激波是应该存在的（对于月球就不是这样了，因为磁场的变化是在吸收体内发生的）。舷激波的位置可以用流体力学数值方法或者是流经不可穿透的特定形状的物体的流体模型来大致的估算。由 Spreiter 和 Stahara 的一个模型计算的结果如图 8.6 所示。在这个计算中舷激波的位置只对物体的形状、上游马赫数和假设的对太阳风等离子体的比热比。所用的流体方程包括连续性方程、动量方程和能量方程，结果给出整个图

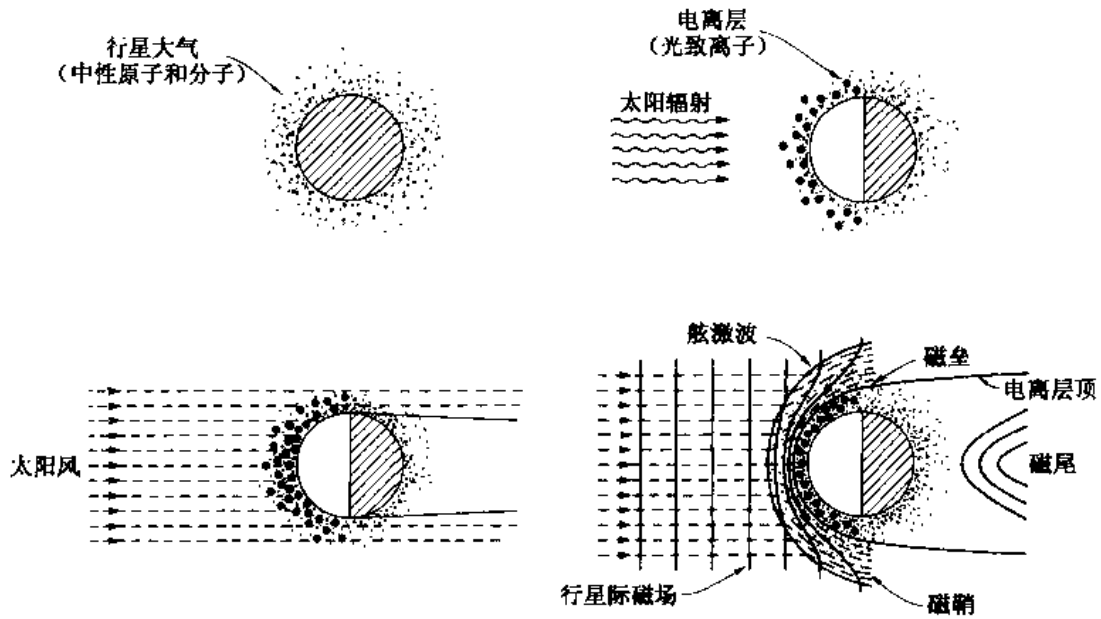


图 8.5 在类似与太阳风的流动等离子体流中形成行星际电离障碍的过程。例如，由太阳辐射电离后，在外部磁化的等离子体流作用下逐步变化

示区域的密度、速度和温度等气体或流体参数。磁激波和障碍物之间的磁场在假设其冻结的前提下（也就是说满足  $\partial \mathbf{B} / \partial t = -\mathbf{u} \times \mathbf{E} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) = 0$ ），单独由速度计算得到，也进行了计算，就像太阳风和地球磁层相互作用形成的磁鞘一样。对于上游场是垂直的情况，磁鞘的场线如图 8.6 所示挂在障碍物上。

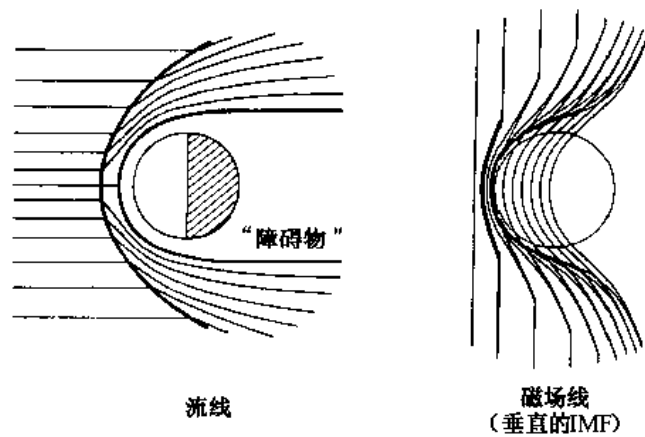
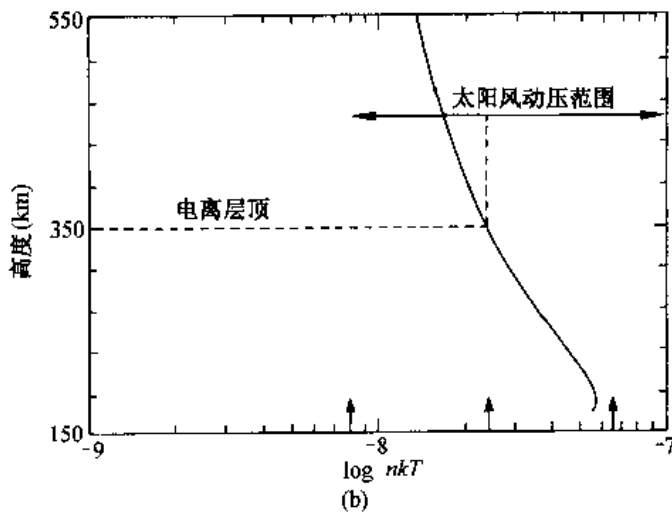
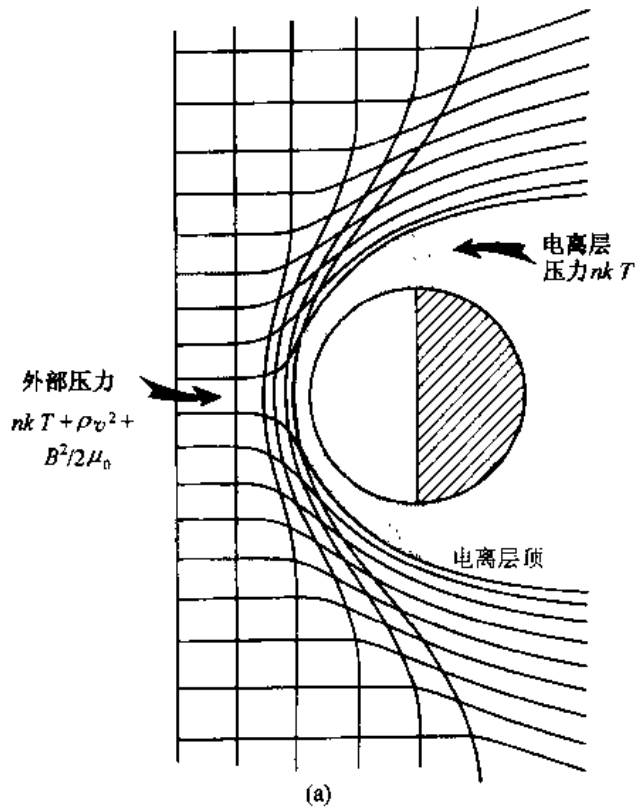


图 8.6 根据 Spreiter 和 Stahara (1980) 的气体动力学磁鞘层模型计算得出的等离子体流线和弯曲的磁场线在速度-磁场平面与行星中央相交的场线以及略高于这个平面的场线遇到障碍。在中央平面以上的场线则绕过障碍，悬挂在行星上（引自 Luhmann, 1991）

障碍物边界的位置，是另外一个值得仔细考虑的问题。现在还没有给出一个能处理流动等离子体和行星电离层相互作用自洽的方法结果来。但是同磁层的情形类似，我们可以很容易地假设如果太阳风在“障碍物”的电离层的日下点处速度变为零，上游的压

力（主要是动压， $\rho u^2$ ）将肯定将转变为内压，图 8.7 中的三个图示意地说明了由电离层等离子体的热压  $[nk(T_i + T_e)]$  产生的内压与外压处于压力平衡的情况。如图 8.7 (c)所示，对于金星，在太阳活动高年，太阳风的压力只是偶尔大于电离层的热压。然而对于火星就不同了，即便是在太阳的低年，太阳风压也一般都要超过电离层的热压。对于金星，磁鞘在电离层等离子体压强等于外压的高度上终结。金星的这个屏障的边界，也就是电离层顶，太阳极大年时的平均位置如图 8.8 所示。另外，观测得到的火星的电离层不能完全平衡太阳风的压力。虽然缺乏金星在太阳最小年的电离层的现场观测资料，但是根据我们对太阳最大年的观测推测金星的最大年和最小年的情况是相同的。当太阳处于高年，太阳风压非常的大时，磁鞘磁场就会穿透电离层，并使得屏障处总压力变化。



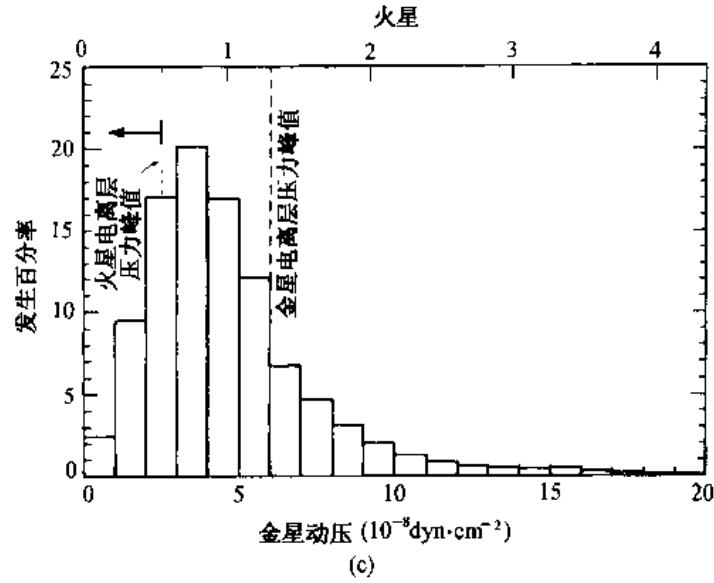


图 8.7 太阳风和电离层热压之间的压力平衡  
 这个压力平衡决定着电离层的高度。太阳风压力变化的观察结果如 (c) 图所示。[ (a) 引自 Luhmann, 1986; (b), (c) 引自 Luhmann et al., 1987 ]

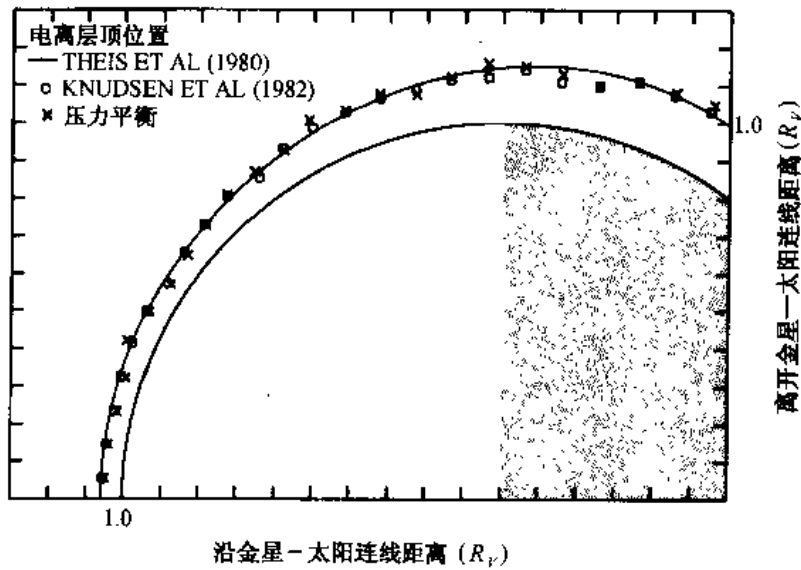


图 8.8 根据电离层和磁鞘磁场的压力平衡位置得到的金星  
 的电离层顶的位置

当然，磁场对压强贡献的大小，受磁场穿过电离层的扩散速率的限制。电离层的底部是绝缘的中性大气和固体的行星（金星和火星没有导电的海洋）。虽然还没有试验证实，但是我们可以想像，当电离层自身无法形成屏障的时候，行星际磁场就会暂时“悬挂”在电离层中，然后穿过行星的固体壳层，直到它在一个导电的核（如果有的话）处变弯，并最终进入尾迹中。关于电离层磁化的讨论将在以后进行，我们先来考虑一下太阳风和大气，电离层的直接的相互作用会产生什么样的重要结果。

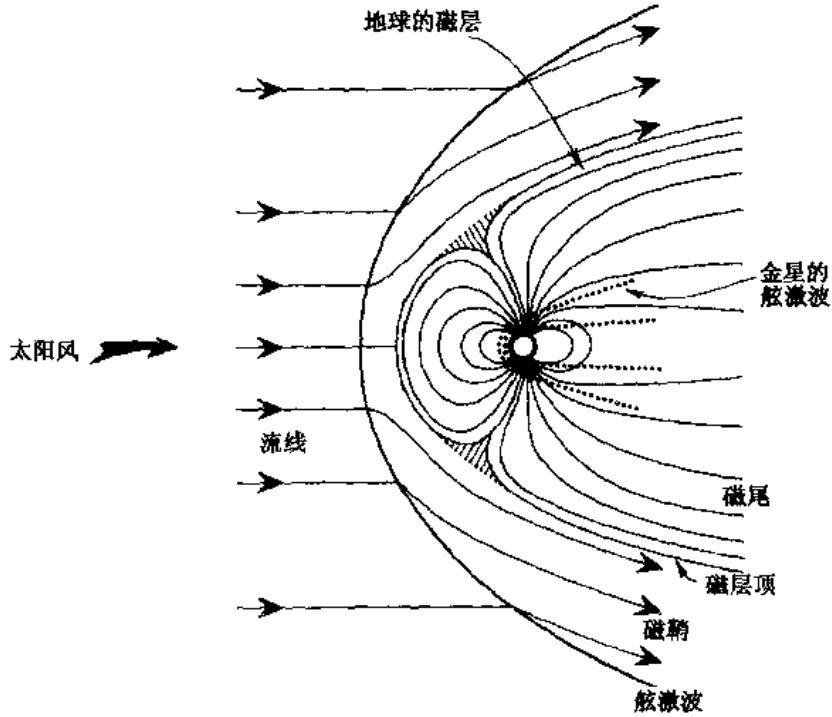


图 8.9 金星和太阳风相互作用区域大小同地球与太阳风相互作用区域大小的比较  
(引自 Luhmann and Brace, 1991)

图 8.9 对金星与太阳风的相互作用区的大小与地球磁层进行了比较，用行星大小来归一化后，我们可以对火星得出相似的图像，在图 8.8 中金星有效的屏障边界距离其表面很近也可以明显地看出来。金星的电离层顶高度（日下距离约 300 km）与其日侧中性电离层的高度曲线在图 8.10 中进行了比较。很明显，虽然地球的大气层是深深地被保护在“磁层泡”中的，但是金星的相当一部分大气层是暴露在太阳风等离子体中的。日侧的电离层高度从日下点的 350km 到晨昏线处的 1 000 km，磁鞘的高度低到 2 000 km 高度。这样，电离层顶以上产生的光离子就像月球大气中的离子一样，以相同的方式被加速。碰撞产生的电离和电荷交换使得这样的离子增多，这种情况下不同的是，仅在于估计接近行星的加速电场的时候磁鞘的  $U$  和  $B$  应当被考虑进去，图 8.11 显示了金星上氧离子被加速的回旋半径相对于屏障的尺度。因为下面被加速的离子螺旋上升而进入其中，所以我们可以得出，这种加速是不对称的。在金星和火星的电离层之上和下游都观测到了氧离子，它们与地球一样有相似的高空氧大气层。高度上的离子的转移机制所产生的结果，在图 8.12 中所示的测得的电离层剖面曲线中可以看到，图中将这些剖面曲线和从假定除了一般的重联机制外没有别的转移机制的中性大气模型所得到的曲线做了比较。电离层顶以上的密度很低，而在电离层顶以下太阳风不能显著地穿透电离层。对行星的寿命 ( $4.5 \times 10^9$  年)，太阳风的这种净化作用对于大气层的演化会产生影响。

再回过头来看电离层的磁场，图 8.13 是由金星轨道探测器 Pioneer 在太阳的峰年期，实地探测的磁场的高度曲线和电离层电子密度曲线。如 (a) 图示，在太阳峰年，电离

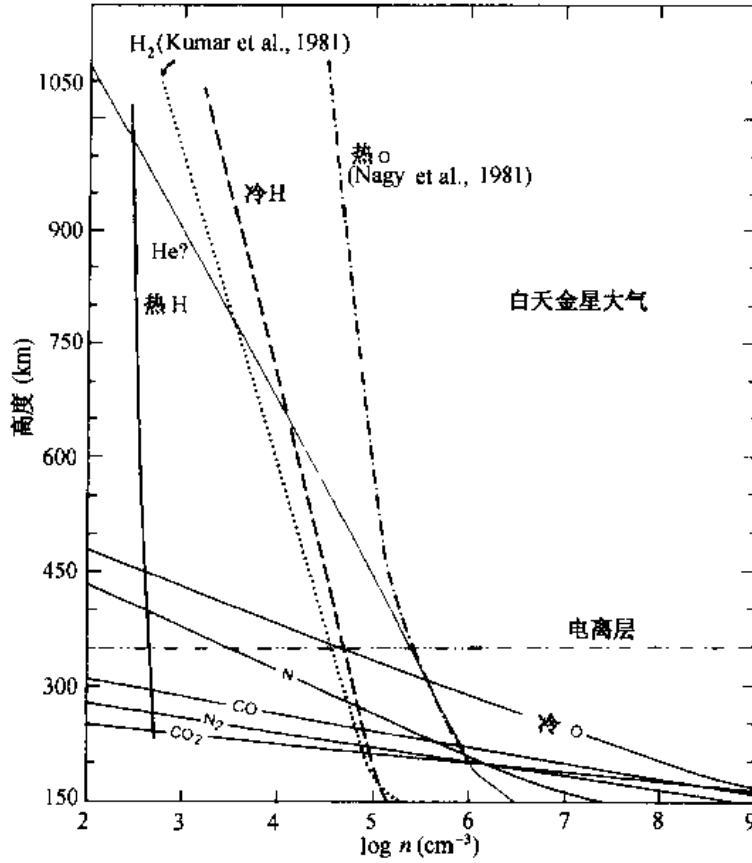


图 8.10 金星上层中性大气成分随高度的变化  
(引自 Nagy et al., 1982)

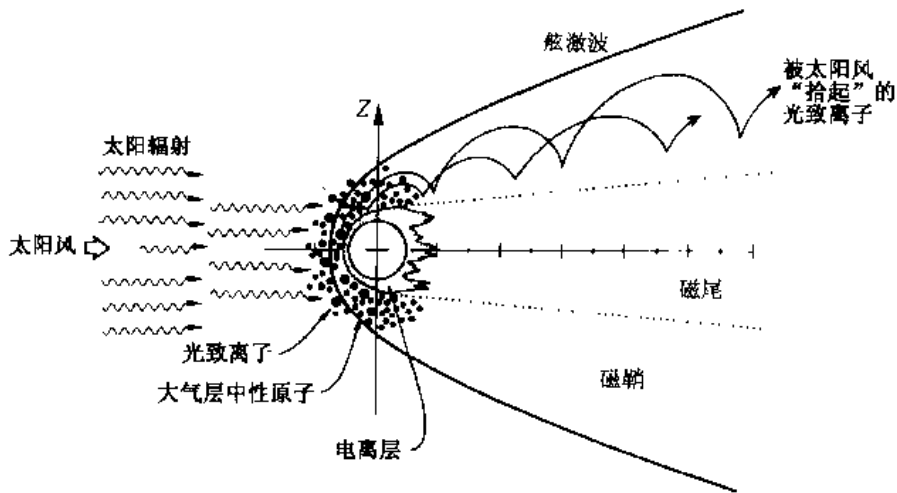


图 8.11 金星对行星际离子加速的轨迹。回旋线的尺度大致是按照  $O^+$  来表示的  
(如图 8.10 所示, 氧是金星上层大气的主要成分)

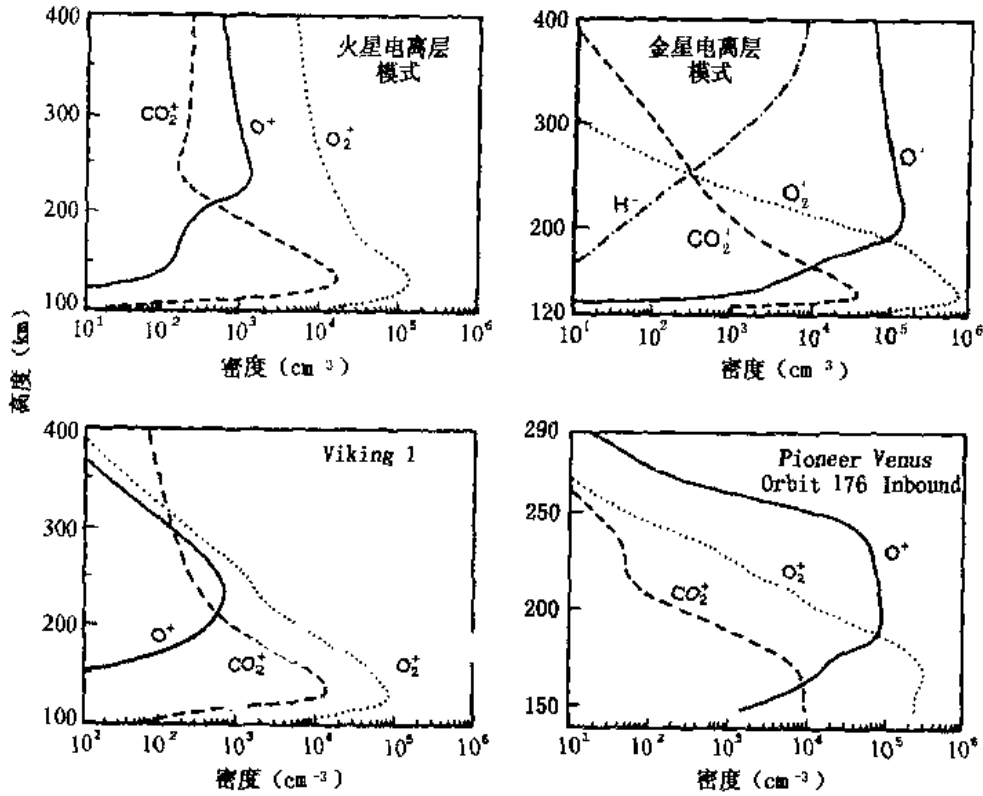


图 8.12 金星和火星的电离层成分的高度变化的模型计算结果 (高层) 和实际观测结果 (低层) 的比较

计算和观测结果的不同主要是太阳风对上层电离层的影响。模型计算结果来自 Shinagawa 和 Cravens (1989) 以及 Shinagawa 等 (1987)。观测结果来源如图中标志

层顶的密度下降通常急促而清晰。在这些情况下，磁鞘磁场在电离层密度上升的地方突然减小。对两侧压力的估计表明外部的磁压和紧靠边界的内侧热压非常接近。这表明压缩变弯的磁鞘磁场在电离层之前最终平衡了大部分的上游的动压。正因为这样，低磁鞘区有时被称为磁垒 (magnetic barrier) (图 8.5)。虽然磁垒并没有被气体动力学磁鞘模型考虑进去，但是磁垒被认为是解释所观测到的激波的位置需要一个比电离层顶所提供的屏障更大的一个屏障的来源的理由。就目前来说，电离层顶内侧的小尺度的磁场结构都被忽略，因为这些结构对于总压力的贡献可以忽略。一般说来电离层顶在热压和太阳风动压平衡的地方形成 (图 8.7)，如果太阳风增大的话，电离层顶将降低。如果这种情形发生，如图 8.13 所示，边界层将变厚，而且在电离层内侧将出现大尺度的磁场。这个磁场的方向一般是水平的，而且和整个磁鞘的磁场方向大致相同。我们可以把这些磁场看做是没有完全被电离层上层的屏蔽电流所抵消的行星际磁场，但是一般来说这磁场在接近电离层峰值的地方 (140 km) 就被抵消掉了。这样，金星上的电离层磁场对应了高太阳风压力和相应的低电离层顶。应当注意的是金星的电离层顶有一个最低高度，大约是 225 km。在这个高度之下太阳风压力的增大只是通过相应的电离层磁场压强的增加来表现自己。

对应一个没有磁化的行星来说，电离层磁场的形成机制可以用简单的磁力线的扩散



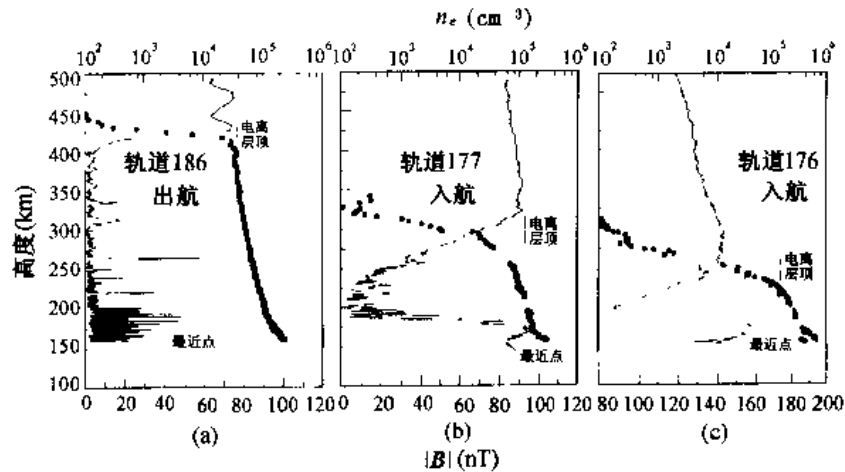


图 8.13 金星电离层电子密度 (点线) 和磁场 (实线) 随高度变化的观测实例。电离层顶位于磁鞘磁场突然下降和等离子体密度上升的地方 (引自 Elphic et al., 1980)

和对流来解释。由于磁场是水平的，电离层的等离子体漂移可以从观测和第七章中的垂直方向上稳定的动量方程来计算得到

$$u_h = \frac{1}{n_e m_i v_{in}} \left[ \frac{\partial p_T}{\partial h} + n_e m_i g \right] \quad (8.2)$$

图 8.14 所示的是 Cravens, Shinagawa 和 Nagy (1984) 根据半经验的模型，即假设磁压可以忽略的电离层模式，计算得到的金星的结果。虽然电离的产生是在所有的高度上都存在的，但是在一个较低的高度上由于碰撞频率很高，大部分电离成分又复合了。这样金星的电离层漂移是向下的。稳态的电离层磁场，在顶部有一个有太阳风磁压和动压控制的边界条件，在一阶近似的情况下满足一维发电机，扩散/对流或感应方程：

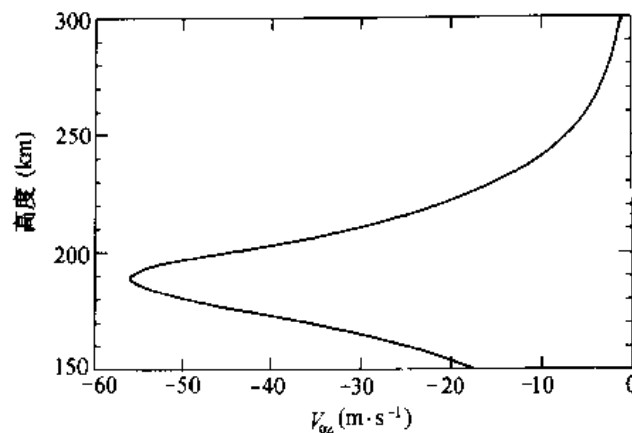


图 8.14 根据 Cravens 等的半经验公式计算的电离层等离子体漂移速度的高度变化图 (1984)

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 = \frac{\partial}{\partial h} D \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial h} - \frac{\partial \mathbf{B} u_h}{\partial h} \quad (8.3)$$

其中扩散系数  $D$  为

$$D = \frac{m_e (v_{en} + v_{ei})}{n e^2 \mu_0} \quad (8.4)$$

如第七章中所示，金星的碰撞频率  $v_{en}$  和  $v_{ei}$  在高高度上很小而在低高度上大。这个扩散/对流方程可以从麦克斯韦电感方程  $\partial \mathbf{B} / \partial t = -\nabla \times \mathbf{E}$ ，离子和电子动量方程以及安培定律中推导出来。我们把它看做是描述最初的冻结磁场和电离层等离子体在一起，向下对流的方程，随后碰撞引起的扩散使得梯度变小。碰撞同样使得在很低的高度上的电流然后是产生显著的耗散。作为一个随时间变化的问题，解关于  $\mathbf{B}$  的数值方程是很容易的，从一个假定的初始状态开始（比如电离层磁场为零），直到它收敛到一个稳定的解。图 8.15 所示的是代表金星日侧电离层顶不同高度的上边界层条件的解的演化的例子，同样的图显示了一些可以比较的观测结果。因为在日下区典型的电离层顶最低，因此在这个区域的电离层磁场往往比较显著。

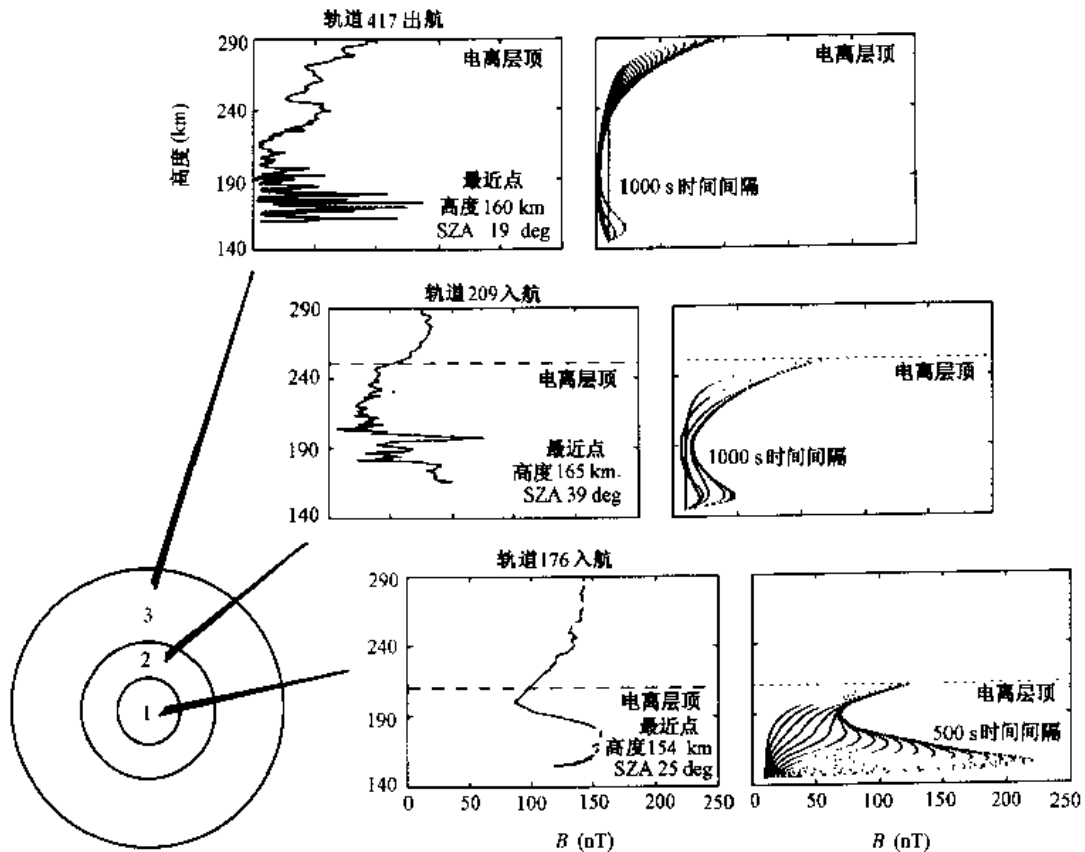


图 8.15 电离层磁场扩散/对流方程会聚解的例子

这些磁场分布由图 8.14 的等离子体速度分布、扩散系数高度分布以及电离层顶磁场上边界条件所决定。“牛眼”表示行星向日面。电离层磁场通常在日下点区域最大，这里电离层顶最低，其上面磁鞘磁场最强  
见本章节开始页

必须提醒两点，一个是忽略了电离层中的水平运动，如图 8.16 所示，根据观测表

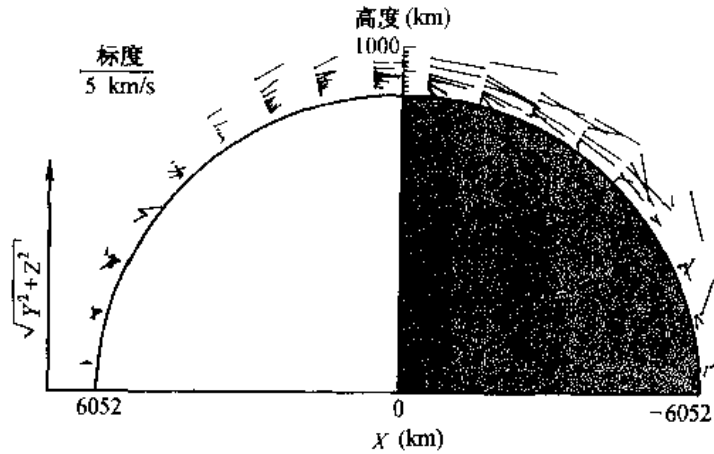


图 8.16 观测到的金星电离层中的逆日向流动  
(引自 Knudsen et al., 1980)

明，由于金星的电离层等离子体的日夜向的压力梯度很大，因此有逆日向的对流存在。逆日向的流动同样可以通过全球的等离子体的密度和温度的测量结果计算得到的压力梯度推算出来。上层中性大气模式表明 (Bougher et al., 1986)，在等离子体运动和中性大气的碰撞耦合的低高度区，如果中性成分也有逆日向流动，逆日向流动仍可以占主导，就像中性上大气层动力学模型中指出的那样 (Bougher et al., 1986)。在一维模型中，只有耗散使得磁场减弱，当有水平方向的对流时情况就两样了。到目前为止，完整的关于电离层磁场结构的三维问题还没有完全解决。三维的解是不同的，因为在三维的解中，耗散的电离层磁场将使得行星际磁场通过绝缘的底层大气或者是固体的行星而改变途径。另一点要提醒的是，在  $u_h$  的表达式中可以看出，磁场将通过磁压对等离子体压强的影响，使等离子体的速度产生变化。Shinagawa 和 Cravens 考察了更完整的一维自洽 MHD 模型，但是这些模型仍受如何正确的定义上边界层条件（在那里太阳风离子的迁移将产生影响）和自洽的温度的描述的困扰。然而，看到即便是很简单的模型同金星上的观测也吻合的很好，人们一般认为电离层磁化的主要的物理过程已经基本搞清楚了。这个模型同样被认为适应火星上的情况，火星上的电离层总是处于其电离层顶接近于最低点的状态，这样它的电离层应该是磁化的。相应的实地观测有待于进行。

图 8.13 中的第一幅图的资料显示了电离层的一个尚未被完全理解的、令人很感兴趣的问题。当大尺度的磁场不存在的时候，在电离层日侧就会出现一些小尺度的磁场结构，这种结构可以用更细的线构成绳子，由磁力线围绕一个轴线旋转来形象地描述。因此按照太阳物理和其他领域的标准的命名方法将这种结构称为通量管，图 8.17 显示的是关于这种结构的一种结构模型以及假象的这种结构的分布情况。问题在子图 8.17 中的通量管的轴并不是平行或者水平的，有猜想认为这些通量管本身也是弯曲的。不管怎样，现在有很多的关于这种结构的解释，但是没有一种广泛认可的观点。目前电离层通量管并不是被人们积极研究的一个焦点，因为它很难理解，同样为这种结构似乎只是整个有关太阳风相互作用的问题中的一个不很主要的部分。然而如果我们能够揭示这种奇怪的自然现象的物理本质的话，我们将更进一步了解太空等离子体基本性质。

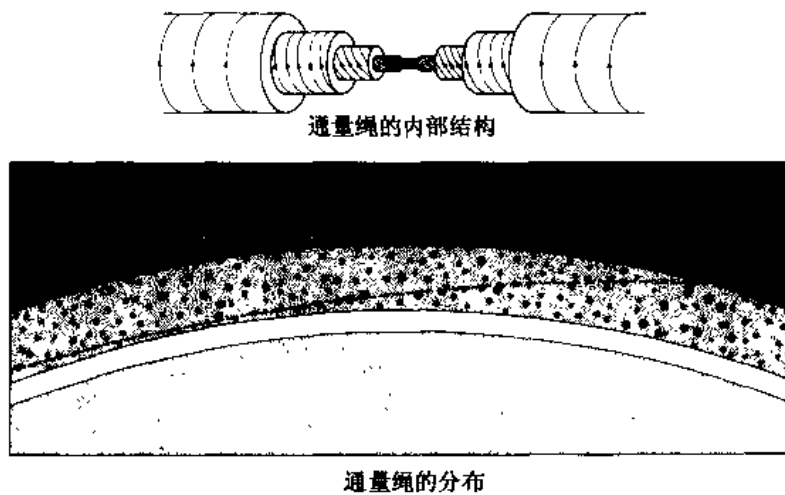


图 8.17 Russell 和 Elphic (1979) 推导的金星电离层通量绳中磁场的构成及其在电离层中的分布

当考虑太阳风对电离层离子的作用的时候，我们忽略了被拖曳变弯的磁鞘磁场对整个电离层等离子体所作用的力，因为加速离子产生的电流会对周围的磁场产生影响，在一个完全自洽的处理方法中，这些影响会自动的被考虑进去。图 8.5 和 8.18 显示，实际观察表明，加速离子对于金星和火星空腔中“感生”磁尾的形成有贡献，在磁场显著的弯曲的区域存在一个作用在整体等离子体上的逆日方向的力  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ，在磁场合并的区域还有一个尾电流片存在。现在还不清楚这种结构的形成和演化对行星的离子转移会带来多大程度上的影响，但是这种感生磁尾和后面将要讨论到的弱磁化行星和彗星尾之间是类似的。应当注意到在图 8.19 中相似的图示被用来解释土星的卫星土卫六的磁场的受拖曳弯曲，但是由于观测的时候，土卫六位于土星的磁层中，很可能土卫六的电离层以

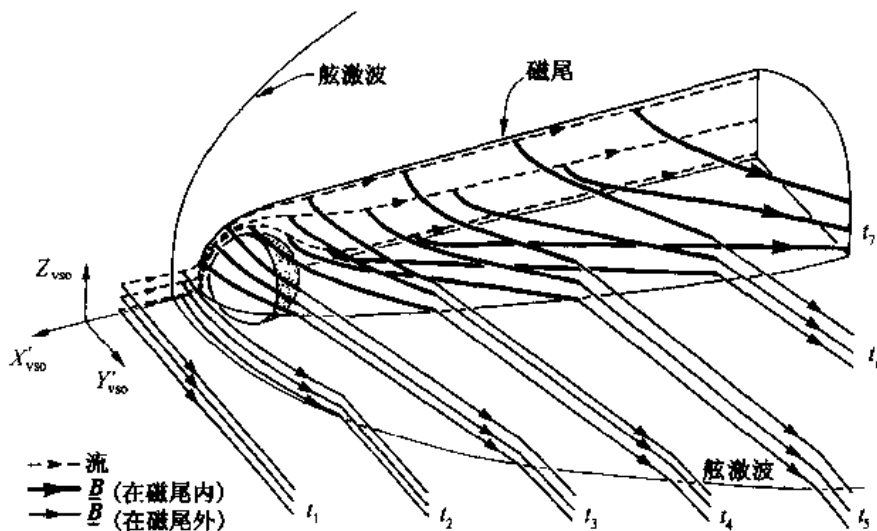


图 8.18 悬挂在磁鞘磁力线沉降到尾迹中形成金星感生磁尾的过程 (引自 Sounders and Russell, 1986)

及其本身都被一部分土星的磁层磁场所穿透，而不像金星和火星一样，有电离层电流来屏蔽。磁场等离子体的相对速度也很小而不能形成一个舷激波，但是如果电离层的屏蔽作用很弱或者是没有的话，直接流进来的等离子体流就会被吸收。然而，土卫六的明显的拖曳的尾部场和对等离子体流的偏折效果表明了加速离子产生的电流以及起码是瞬态的屏蔽电流的重要性。土卫六在磁层中的相互作用可以预料是和月球与等离子体的相互作用是非常相似的，只是土卫六有一条和金星和火星类似的尾状结构，或者说同没有有效的电离层屏蔽电流的金星和火星类似。

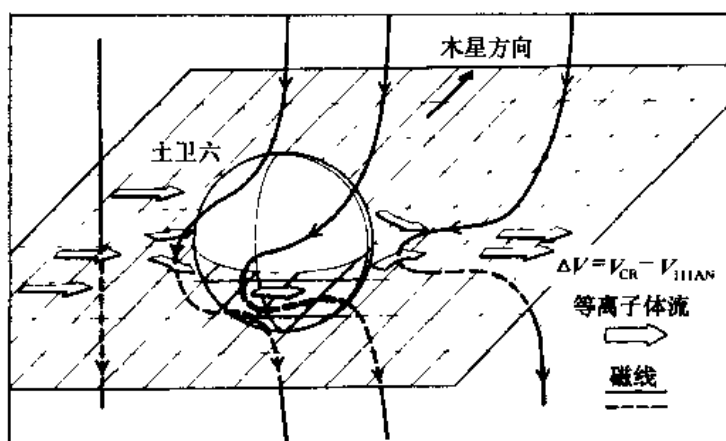


图 8.19 从 Voyager 观测资料推出，由土星的卫星土卫六造成的土星的磁层磁场的扰动  
(引自 Ness et al., 1982)

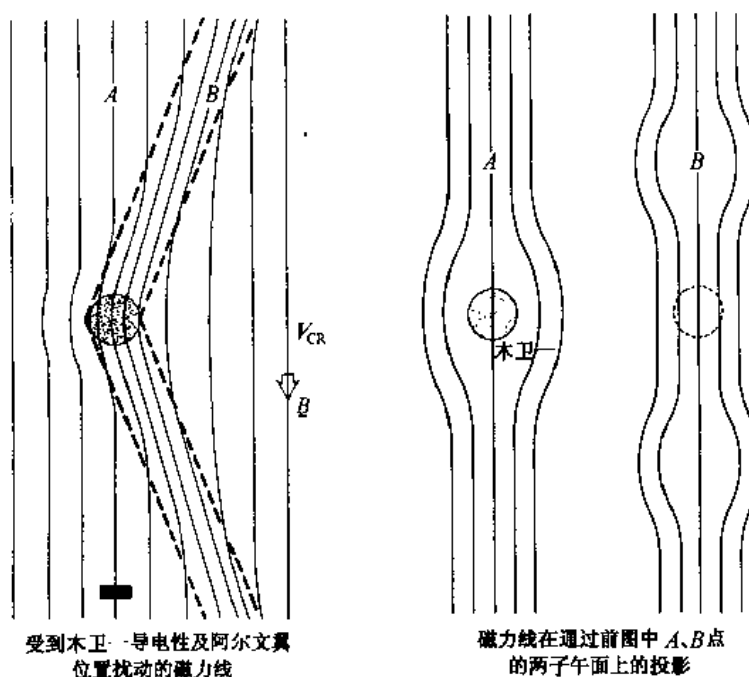


图 8.20 预期的木星的卫星木卫一产生的磁层扰动  
(引自 Southwood et al., 1980)

同土卫六相似的是木星的卫星木卫一，它有一个很稀薄的大气层，但是起码它有一个电离的大气层（由太阳风和磁层粒子撞击而电离），这个电离层还受到以亚磁声速流动的等离子体的作用。不过，木卫一和等离子体的相互作用已经建立了一个全球性的三维 MHD 数值模拟（Linker, Kivelson and Walker, 1988），在这个模型中引用了一个吸收体和一个代表天体附近的产生电离层重离子的一个流源。

一个没有质量源的模型，预示着磁场的扰动同图 8.20 中的结果相近，图中的结论是建立在假定天体被部分屏蔽的基础上的。它以阿尔文翼的形式出现，表现为由木卫一以阿尔文速度不断地来回穿越磁层磁力线引起的磁场扰动。磁尾迹和背景磁力线形成的角度由下式给出： $\theta = \arctan(v_A/u)$ 。一般认为，由于木卫一上的大气少得多，因此木卫一上的别的由于加速离子引起的磁场的扰动都比土卫六上的要弱得多。值得一提的是像金星和火星这样的天体在行星际磁场中之所以不会形成类似的阿尔文翼是因为外部的等离子体流流速远高于阿尔文速度。因此木卫一代表了另一类有大气天体同流动的等离子体相互作用的情况。

### 8.3.2 彗 星

或许最极端的情况出现在彗星中的大气同等离子体的流相互作用。当彗星接近太阳时，它将有一个巨大的大气层和一个很小的固体核。在讨论彗星时，引入“质量加载”的名词是方便的，这一名词概括地表述了背景等离子体流由于携带来自大气的离子而速度降低（由于动量守恒）的现象。用流体方法处理等离子体作用问题的时候，质量载荷一般都是用在连续方程中增加一个物质源的方法来处理（一般假定新产生的离子的速度为零，这样它的能量和动量就可以在能量和动量方程中忽略不计）。彗星的产生函数包含两个方面：真空中向外流动的气体由于球形膨胀而带来的与  $r$  的平方反比关系；由于气体电离（如：光致电离）损失而带来的  $e$  指数的衰减。这样源方程就可以表示为：

$$Q = \frac{Q_0}{r^2} \exp\left(-\frac{r}{u\tau}\right)$$

$u$  在这里是外向流的速度， $r$  是离核的距离， $\tau$  是电离时间。

如果金星和彗星上的电离层离子回旋速度可以忽略的话，由于大气层受重力作用被限制在行星附近，质量加载后的太阳风等离子体将被限制在低高度的磁鞘区。相反的是，彗星不受重力约束，升华产生的中性大气将以 1km/s 的速度从它的很小的冰核（直径几公里）向外流。这样形成的巨大的电离层（一个模型连同—个中性大气模型如图 8.21 所示）的速度是向外膨胀的中性成分的速度，并产生了一个行星大小的空腔或者是屏障。这种情况下的空腔或屏障是由向外流动的等离子体动力学压力形成的，而不是由电离层热压或磁压。这个空腔的边界被称为接触面。然而，在压力平衡边界以外存在很多中性大气，那里的电离会形成一个可以延伸到距离核上千公里的经质量加载的太阳风区域。尽管在行星际和电离层相互作用的情况下，太阳风主要是由于不可穿透的屏蔽的电离层的存在而被减速和偏折的，但在这种情况下，在远没有接触到屏障的接触面之前，质量加载过程本身就已经将等离子体流的速度显著地降低了。实际上，由于在传输路径上的离子加速和电荷交换的作用，等离子体成分在接触到接触面时已经主要是来

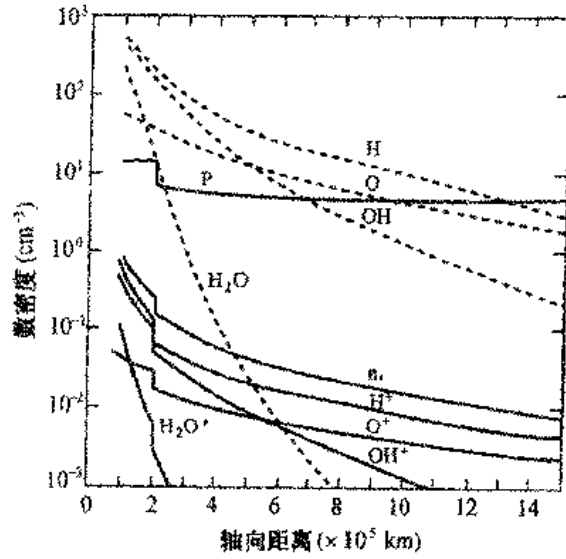


图 8.21 典型的彗星大气层和电离层成分的高度分布  
(Ip and Axford, 1982)

自彗星了。在接触面之上的这个成分变化的边界被称为彗顶，这个名称是从对哈雷彗星的观察得到的首次资料来的。虽然没有多少等离子体的偏折，但等离子体流由于质量加载而被减速的延伸的区域被拖曳弯曲的行星际磁场穿透，在这种情况下行星际磁场的被拖曳变弯是由于等离子体流的速度降低而造成的。

图 8.22 完整地表述了由于彗星而产生的行星际空间扰动的情况。为了比较，在图上标出了视觉极限 Lyman- $\alpha$  线光晕的边界线，这表明了彗星中性大气中氢化合物成分

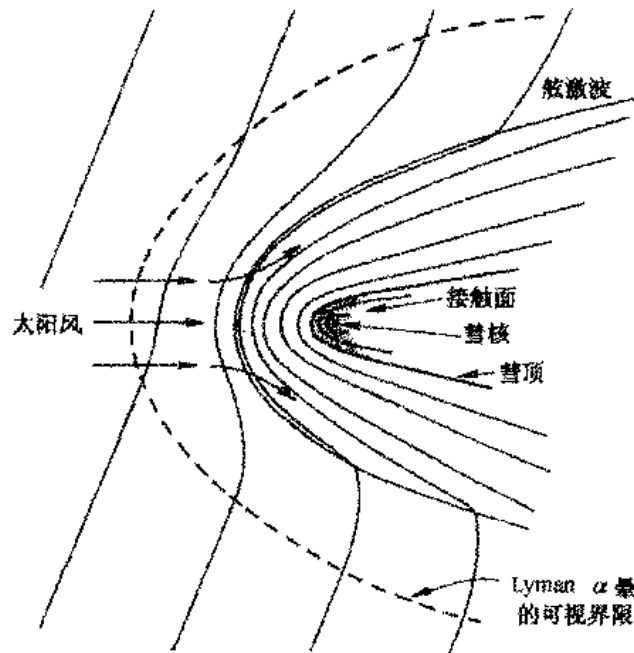


图 8.22 彗星和太阳风相互作用的特性

的范围。同样，舷激波被在图上表示出来，这个舷激波一般比行星周围产生的舷激波要弱得多，这是由于这个舷激波是在速度已经降低的，质量加载后的等离子体中产生的。

类似于木卫一，一个自治的，带有一个包含源的连续方程的 MHD 数值模拟模型被用来对彗星进行研究 (Fedder, Lyon and Giuliani, 1986)。这些模拟所不同的是在这种情况下入射等离子体的流动速度是超磁声速的，而且彗星的固体核被认为是小到完全可以忽略不计的，但所用基本方程是相同的。图 8.23 中给出了 G-Z 彗星和太阳风相互作用的模拟结果中，拖曳而弯曲的磁力线和几乎是没有被偏折的等离子体流线。结果中的舷激波几乎是看不到的。这同图 8.6 中由气体动力学行星际磁场磁鞘相互作用而没有质量载荷的模型得到的结果形成了明显的对比。在后者中，激波和对等离子体的偏折是相互作用的主要方面，也是使磁场产生拖曳变弯的主要方面。如果我们加上一个大气源表示增加质量加载过程的作用，它产生的效果将主要被限制在低高度的磁鞘区（并且如果采用更加自治的处理方法，则也会限制在尾迹中）。对于彗星来说，范围很广的质量加载区是决定于太阳风相互作用的特点的主要因素。另一方面，由观察推测出的行星的感生磁尾的磁场（图 8.18）同彗星的拖曳弯曲的磁场很相似。将来的关于行星际的模型会使我们对这两种结构的物理过程有进一步的比较。当然有人会说，由于忽略了单个离子的行为和离子化学过程的影响，流体模型不能准确地反映这些体系的情况，但是对于行星体和彗星来说，现在得到的等离子体和磁场的一些大致性质同流体模型得到的结果是一致的。

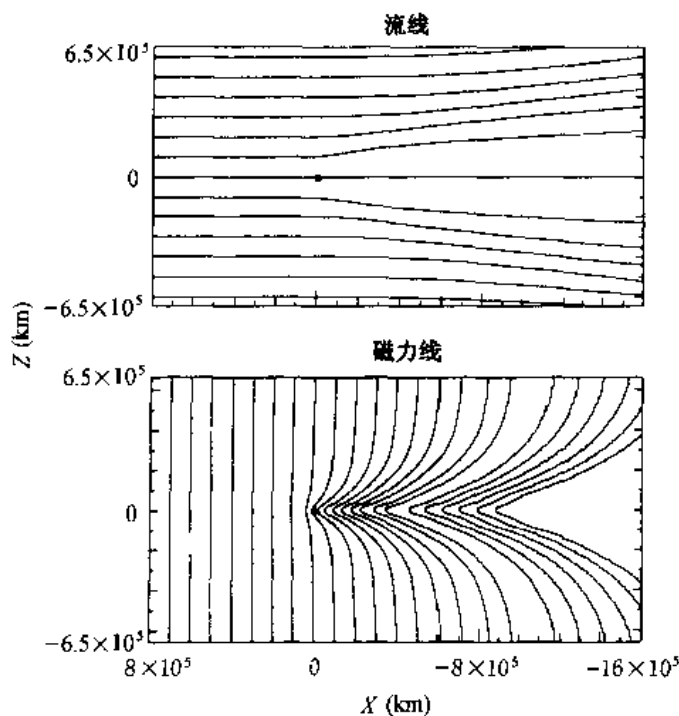


图 8.23 关于 Giacobini-Zinner 彗星的 MHD 模型所得到的流场和磁场  
(引自 Fedder et al., 1986)



## 8.4 结 语

在本章中，我们对多种弱磁化或者是无磁化的天体同流动的等离子体的相互作用进行了大量的定性的讨论。我们讨论了像月球那样基本上没有大气的天体情况，像金星、火星、土卫六、木卫一等有足以使其与等离子体的相互作用发生显著不同的足够的大气的天体情况，还有像基本全是大气，没什么固体核的天体（彗星）。每种等离子体的相互作用都有自己独特的特性。月球吸收相应的等离子体并形成了一个尾迹，但是它对磁场基本没有什么影响。有足够的电离层的弱磁化的行星使入射的等离子体发生偏折，从而形成一个舷激波和磁鞘，但是同时也产生一些近行星的质量加载过程，这一过程很可能导致了尾迹中感生磁尾的形成。行星中有大气的卫星的表现介于这两种相互作用之间，它既吸收等离子体流，同时又产生质量加载过程。彗星告诉我们单独的质量加载过程的情形是什么样的。在这些相互作用中，只有月球（场向流条件下），木卫一卫星和彗星进行了自洽的整体的 MHD 数值模拟计算，对于金星和火星的了解大部分来自冻结磁场的气体动力学模型。将来的关于等离子体作用的进一步研究，比如海王星的卫星海卫一和冥王星与等离子体的相互作用，无疑将采用更深一步的全球的 MHD 数值模拟，或者是采用数值模拟的同时考虑一些单个离子相互作用的性质。然而，正如我们所知，只有在模型和观测之间比较才能更加强我们的知识。比如，有人就认为火星和木卫一有自己的弱的偶极场，这个偶极场足以影响它们同等离子体的相互作用（Kivelson, Salvin, Southwood, 1979; Southwood et al., 1980; Slavin, Holzer, 1982），这样的话，我们以前进行的讨论将变得更加复杂。

### 参 考 读 物

- Elphic, R. C., and C. T. Russell. 1983. Global characteristics of magnetic flux ropes in the Venus ionosphere. *J. Geophys. Res.* 88: 2993.
- Lnriligator, D. S. 1989. Results of first statistical study of Pioneer Venus Orbiter plasma observations in the distant Venus tail: evidence for a hemispheric asymmetry in the pickup of ionospheric ions. *Geophys. Res. Lett.* 16: 167.
- Kiveison, M. G., and C. T. Russell. 1983. The interaction of flowing plasmas with planetary ionospheres: a Titan-Venus comparison. *J. Geophys. Res.* 88: 49.
- Luhmann, J. G. 1986. The solar wind interaction with Venus. *Space Sci. Rev.* 44: 241.
- Luhmann, J. G., and T. E. Cravens-1991. Magnetic adds in the ionosphere of Venus. *Space Sci. Rev.* 55: 201.
- Luhmann, J. G., C. T. Russell, L. H. Brace, and O. L. Vaisberg-1990. Mars intrinsic field and solar wind interaction. In *Mars*, ed. H. KieEer, C. Snyder, and B. Jakosky-Tucson: University of Arizona Press.
- McComas-D. J., J. T. Gosling, C. T. Russell, and J. A. Slavin-1987. Magnetotails at unmagnetized bodies: comparison of comet Giacobini-Zinner and Venus. *J. Geophys. Res.* 92: 10111.
- Mihalov, J. D., and A. Barnes. 1981. Evidence for the acceleration of ionospheric  $O^+$  in the magnetosheath of Venus. *Geophys. Res. Lett.* 8: 1277.
- Ogino, T., R. Walker, and M. Ashour-Abdalla. 1988. A three-dimensional MHD simulation of the interaction of the solar wind with Comet Halley. *J. Geophys. Res.* 93: 9568.
- Schmidt, H. U., and R. Wegman-1982. Plasma now and magnetic kids in comets. In *Comets*, ed. L. L. Wilkerung (p. 538). Tucson: University of Arizona Press.
- Wolff-Gladrow, D. A., F. M. Neubauer, and M. Lusse. 1987. Io's interaction with the plasma torus: a self-consistent

## 习 题

- 8.1 当太阳风的速度为  $400\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 计算月球附近被加速的钾和钠离子的能量 (keV 为单位) 是多少? 假设离子与月球不会相遇。当月球的外部磁场为  $5\times 10^{-5}\text{G}$  时, 离子的回旋半径与月球的半径之比?
- 8.2 解释月球的上游为何不存在舷激波, 如果上游的等离子体  $\beta=3$ , 行星际磁场与太阳风的方向相同, 月球尾迹的半径是多少? ( $R_M=1738\text{ km}$ )
- 8.3 月球从磁鞘移动到相对平静、近似真空的磁尾瓣, 假定磁鞘的场效应近似为零, 如果是一个半径分别为  $200\text{ km}$ 、 $400\text{ km}$ 、 $800\text{ km}$  大型导体核, 一个  $100\text{ km}$  高的圆形轨道上的卫星, 测量的磁场扰动是多少? 设轨道面与磁场面重合。
- 8.4 假设  $1000\text{ km}$  半径的球形导体的导电率为  $10^{-3}\text{ohm}\cdot\text{m}^{-1}$  (是绝缘体), 磁渗透系数为  $\mu_0=1.26\times 10^{-6}\text{H}\cdot\text{m}^{-1}$ , 磁场扩散到物体内部的距离有多长? 设导电率为  $10^5\text{mho}\cdot\text{m}^{-1}$  (是良导体), 磁场扩散到物体内部有多长?
- 8.5 如果非磁化行星  $\chi$  的电子和离子温度常数为  $10^5\text{K}$ , 高度与电子密度的指数关系为

$$n_e(h) = 10^5 \exp\left(\frac{-(h-h_0)}{H_p}\right)$$

当  $h_0=130\text{ km}$ , 等离子体特征尺度  $H_p$  为  $50\text{ km}$ , 电离层顶上游太阳风的压力为  $3\times 10^{-8}\text{ dyn}\cdot\text{cm}^{-2}$ , 电离层顶高度是多少? 如果太阳风的压力降为  $1\times 10^{-8}\text{ dyn}\cdot\text{cm}^{-2}$ , 电离层顶高度是多少? ( $1\text{ dyn}\cdot\text{cm}^{-2}=0.1\text{ N}\cdot\text{m}^{-2}$ )

- 8.6 对电离层电子离子采用静态动量方程 (见第七章), Maxwell's 方程为  $\partial \mathbf{B} / \partial t = -\nabla \times \mathbf{E}$ , Ampere's 方程为  $\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$ , 联合导出描述垂直电离层磁场的方程

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial h} D \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial h} - \frac{\partial}{\partial h} (\mathbf{B} \mu_p)$$

这里  $\mu_p$  是垂直速度,  $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_X$  是垂直空间坐标, 假设磁场只有  $h$  一个方向导出方程的扩散系数  $D$ 。

- 8.7 假设彗星的水离子为主等离子体中, 距离彗核  $10\text{ km}$  时的等离子体密度为  $10^5\text{ cm}^{-3}$ , 其等离子体从彗核向外的膨胀速度为  $1\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 太阳风压力为  $3\times 10^{-8}\text{ dyn}\cdot\text{cm}^{-2}$ , 彗星等离子体动态压强为  $\rho u^2$  时离核的平衡距离 (平衡点) 是多少?

# 第九章 磁层顶,磁尾和磁重联

W. J. Hughes

## 9.1 引 言

本章涉及磁层顶和磁尾,在地球磁层内的这两个区域,相对薄的电流片把不同的磁场区分隔开来。电流片在太阳系内是一个普遍存在的结构。这样的事例从日冕到日球层顶都可找到。因此,从广义上讲,我们希望它们是整个宇宙空间等离子体中的普遍现象。磁层顶和磁尾电流片(或中性片)这两类电流片到目前为止得到了最为广泛的研究,就像它们最容易被直接观测一样。

一个电流片被定义为一个薄表面,通过这个表面磁场强度或方向会发生显著的变化。从安培定律来看,此表面必定带有显著电流。“薄”只是相对的概念,但我们这里指的是电流片的厚度比起电流片本身的长宽尺度或曲率半径而言是非常小的。这意味着电流片可以做为一个平面来局域描述。磁层两个电流片的厚度是几百公里,但它们本身却能延伸至几十个地球半径。

就像我们后面将表明的那样,电流片自然产生于第二章所介绍的冻结管概念。无碰撞等离子体不容易混合,它们倾向于形成相对均匀的等离子体微区,磁场可以穿透这些微区。这些微区被电流片分开,通过电流片的磁通量很小或没有。不同状态的等离子体的相互作用发生在这些薄边界层上。因此,这些薄边界层的重要性和发生在其中的物理过程的重要性就体现出来了。磁场重联是其中的一种过程,这个过程在磁层物理研究中最是重要的内容,争论性最强。本章将集中讨论磁场重联和它如何在磁层顶和磁尾中发生。

在我们开始讨论磁场重联描述和发展起来的理论之前,我们比第六章尽可能详细地介绍磁层顶和磁尾。通过这些章节,强调了基本的物理概念并导出描述这些区域的特性。我们从磁层顶开始。

## 9.2 磁 层 顶

磁层顶是磁层上边界的称呼(类似于过去描述低层大气的术语)。它把主要源于地球的等离子体和磁场与太阳风等离子体区分开来。这样的边界是由 Chapman 和 Ferraro (1931)首次提出,他们认为来自于太阳的间歇性的微粒流仅仅发生在太阳活动期间,因而产生的是间歇性边界。他们声称由于外流等离子体对地磁场的压缩引起地球表面地磁的扰动,且这些扰动与太阳活动相关。Biermann(1951)通过对彗尾的分析表明,太阳风是任何时候都存在的。因此,在磁层顶被发现之前的年代里,人们预测它是具有永久性的特点(例如, Dungey, 1954a, b)。

在最简单的近似中,磁层顶被认为是一个边界,把一个真空磁场和一个等离子体区域分开。我们在第六章中已看到这个边界的位置可以根据边界层两边的总压力平衡来准确计算。更进一步的近似描述,磁层内的压强,主要是磁压,将与磁鞘内的压强匹配,磁鞘内的压强又是热压与磁压之和。磁鞘内的压强主要又由太阳风动量通量或动压来决定。在太阳风中的压强主项与磁层顶鼻端的压强主项的近似平衡方程是

$$\rho_{sw} u_{sw}^2 = B_{MS}^2 / (2\mu_0) \quad (9.1)$$

其中脚标 SW 和 MS 指太阳风和磁层。

图 9.1 是磁层在正午子夜面上的一个简单结构图。磁层顶是封闭的,那就是讲,没有磁力线穿越边界,或者,另一种说法是,磁场  $B$  的法向分量为零。我们也假定这时在太阳风中的行星际磁场为零。跨越边界处应用安培定律,表明了此边界肯定带有出入图平面的电流。与大多数太空等离子体边界一样,磁层顶是一个电流片。在最简单的情况,没有跨越磁层顶的能量和动量的耦合。这些电流本身是封闭的且通过在磁尾中心的电流片。除了满足安培定律,这些电流必须满足动量方程,就像在图 9.1 所定性看到的,那样,  $j \times B$  力必定是用来偏转太阳风等离子体所需要的力。

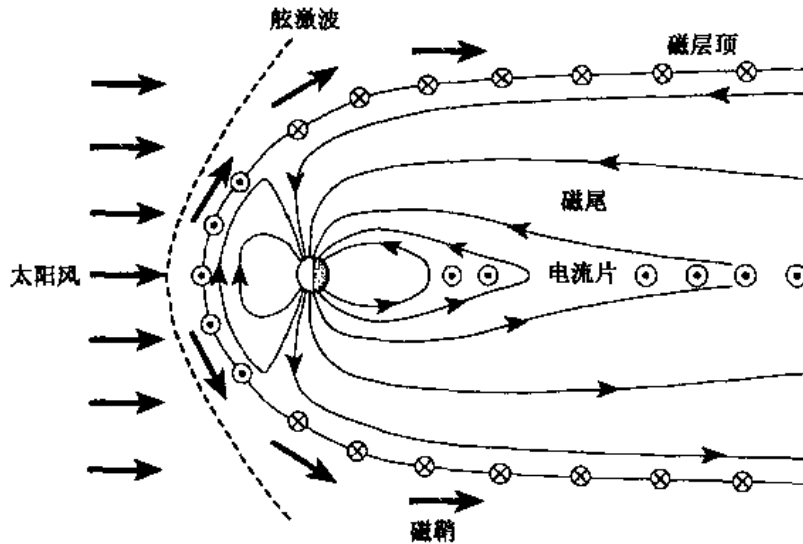


图 9.1 最简单磁层模型在正午-子夜子午面上的横切面

在这个所谓的闭合模型中,地磁场完全被在磁层顶中的片电流所限制。第二个电流片流在地球磁尾中部并与在磁尾两侧的磁层顶电流相接。太阳风流(粗箭头)在激波处偏转,并绕磁层流动,形成磁鞘

磁层顶的尺度和形状已经在第六章中讨论过,这里就不再重复讨论了。在近赤道区的向阳面磁层顶内侧的磁场强度比同一位置的偶极磁场的强度要大两倍多一点。这是因为磁层顶电流,就一级量而言,抵消了磁层顶外面的偶极场,并在磁层顶内产生一个大小相等方向相反的磁场加到偶极磁场上去。边界的曲率增强了这种效应。磁层顶电流的效应在地球表面上可感觉到。当太阳风动压突然增强时,通常跟随有行星际激波到达地球时,磁层就被压缩;磁层顶向地球靠近,同时磁层顶电流增强。电流的增强和移动可以使地球表面上地磁场突然增加几十个 nT。这种特性被认为是急脉冲(SI),假如随后有一个

磁暴的话,就称为磁暴的急始(SSC)。

为了了解磁场和等离子体交界面,正如图 9.2 所示,让我们考虑这样一个边界的最简单的形式。这常称为 Chapman-Ferraro 电流层。我们在左边只考虑冷电子和离子束流,在右边只考虑均匀磁场。实际上,非磁化等离子体和真空磁场的边界层只有在边界左边的粒子具有热分布,而不是在具有冷束的情况下才能出现。边界两边磁流体力学压力保持平衡[方程(9.1)],但我们将从粒子的观点导出这个条件。

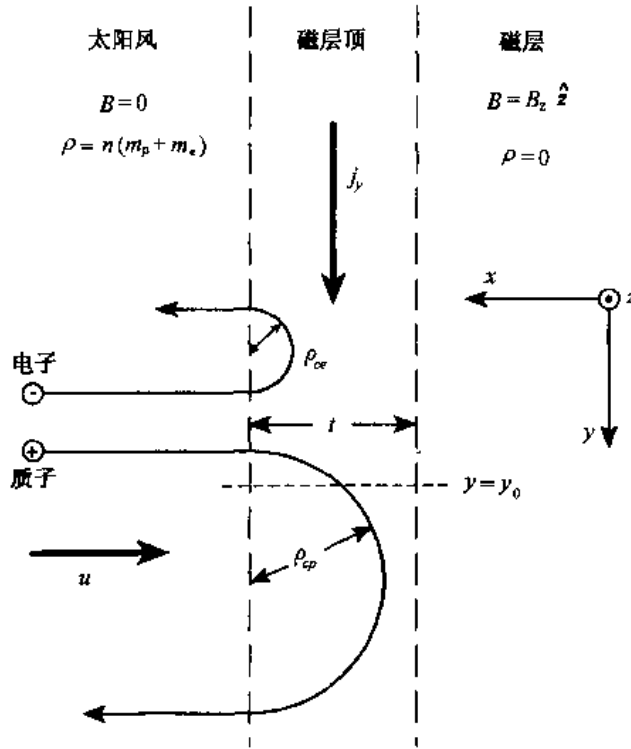


图 9.2

磁层顶平面简单模型,将(左边)的非磁化太阳风和(右边的)没有等离子体的磁层所隔开。太阳风粒子的集体回旋效应使得磁层顶电流向下流动,每个粒子回旋半周后回到磁鞘

当一个无磁化质子和电子开始穿过边界时,受到了使它们旋转的  $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$  洛伦兹力。当它们转了半圈后,便出了边界,就像图 9.2 所示,逆太阳风方向运动,再运动半个轨道后,质子向下运动了  $2\rho_{cp}$ ,电子向上运动了两倍的电子回旋半径  $2\rho_{ce}$ ,这样就产生了电流(不同电荷在相反方向运动)。虽然质子的惯性使它比电子走得远,它们的运动就构成了电流的主要部分。然而,更真实的情况是,电子较大的热速度部分地补偿了小质量的不足。我们可以根据每单位时间通过某一特定  $x$ - $z$  平面,例如  $y = y_0$  的粒子数来计算电流强度。从图 9.2 我们看到,任何一个进入边界超过  $2\rho_{cp}$  宽度区域(例如有  $y_0 - 2\rho_{cp}$  和  $y_0$  之间的  $y$  分量)的质子将跨过  $y = y_0$  平面。穿越此边界层截面的质子通量在  $z$  方向每单位长度为  $2\rho_{cp}nu$ ,为了方便我们去掉了下标 SW。因为每一个质子带电  $e$ ,跨越  $y = y_0$ ,在  $z$  方向单位长度上的电流是

$$I = 2\rho_{cp}nue = 2nm_p u^2 / B_z \quad (9.2)$$

其中我们使用了  $\rho_{cp} = um_p/eB_z$ 。在自洽处理中,磁场将电子和质子所携带的电流修正,因此,回旋半径并不是由未扰场所决定。现在,在边界两边应用安培定律并注意到  $I = \int j dx$ , 我们得到

$$B_z = \mu_0 I \quad (9.3)$$

结合(9.2)和(9.3), 我们得到:

$$B_z^2/2\mu_0 = nm_p u^2 = \rho_{sw} u_{sw}^2 \quad (9.4)$$

这个公式又把我们带到了压力平衡判据。

转换成流体描述时,电流必须提供跨越边界的  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  力以便平衡太阳风动量的变化率或使太阳风流改变方向。进入边界的太阳风动量通量是  $2\rho_{sw} u_{sw}^2$ , 其中系数 2 说明了我们考虑的是等离子体被完全反射的情形,因此速度的改变是  $2u$ 。将其方程化就给出了

$$2\rho_{sw} u_{sw}^2 = |\mathbf{I} \times \mathbf{B}| = B_z^2/\mu_0 \quad (9.5)$$

我们得到的是同样一个方程。

在这种情况下关键点在于粒子描述和流体描述是等价的。它们是研究等离子体物理的两种不同的方法。在描述大尺度过程时,没有哪一种方法从本质上要比另外一种好。每一个都有其长处。在一些情况下,某一种方法较为合适,在另一种情况下另一种就比较合适,这就像我们有时候把光当做粒子而另外的时候把它当做波一样。本章我们首先用 MHD 方式来处理磁场重联的问题,稍后在由粒子观点来处理同样的问题。每一个研究方法将教给我们有关重联过程的不同内容,根据比较两种不同的描述方法,我们将了解许多关于等离子体流体和粒子描述的二重性的内容。

在我们结束磁层顶的介绍之前,有几句关于简单模型的不足的话要说。图 9.2 所画的边界图像是不自洽的。我们在边界外沿设定了磁场强度间断地增大,而不是使磁场的梯度与局部电流密度相符。同时,我们还忽略了质子在穿入磁场区比电子走的更远因而产生了电荷分离进而产生了电场的事实。这种电场倾向于把电子拉远(而把质子拉回)。如果考虑自洽,保持电中性的解就可自动获得,且特征尺度就变为电子惯性长度  $c/\omega_{pe}$ , 而不是回旋半径。因为进出边界层等离子体的反向流动性,即便此解是有限值,流动也会是不稳定的,其对应于双流不稳定性。更重要的是,我们最初的模型过于简单粗糙,忽略了磁鞘磁场和磁层等离子体。实际上,磁层顶比上述距离要厚,且已被测量到的厚度为几百或者上千公里,这个厚度为几个离子回旋半径。

### 9.3 地球磁尾

地球磁尾指的是地球磁层背阳面向后面延伸的区域,是磁层中一个特别重要的区域。我们将会看到,磁尾的作用像是等离子体和能量的仓库。在被称做磁层亚暴的磁扰动事件期间,能量和等离子体非周期性地被释放并注入内磁层(见第十三章)。电流片位于磁尾中心,嵌入在热等离子体区内部,这个热等离子体区称做等离子体片,它把称为南尾瓣和北尾瓣的区域分开。如图 9.3 所示,这两个尾瓣与地球磁场的南北两极磁联结。在北(南)瓣的磁场是直接指向(离开)地球的;因而就需要一个电流片来产生这两个反向磁场区。

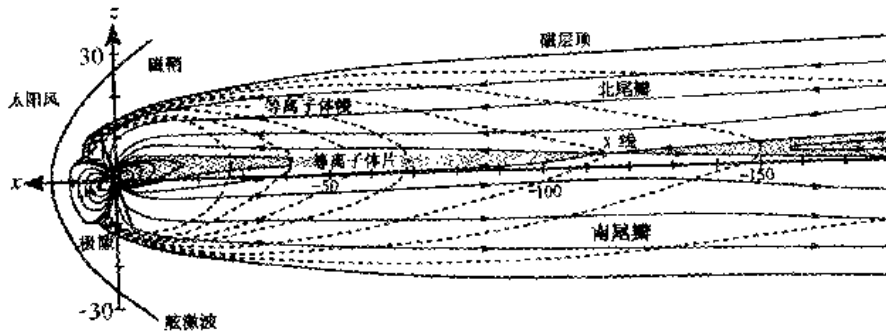


图 9.3 符合实际比例的磁层和磁尾中午-子夜截面图  
月球轨道在图的中央附近。携带尾电流片的等离子体片分成两个瓣区,在地球磁尾  
115个地球半径处有磁场 X 线或中性点。点线标明了等离子体慢粒子的轨迹  
(参见 9.6.2 节, Philipp and Morfill, 1978)

早在 20 世纪 60 年代,飞行器的观测就证明了磁尾的存在。这些早期观测历史已被 Ness(1978)所评述。早期观测表明了近地尾瓣的磁场强度是 20nT。这里我们用这个观测参数结合地球极区电离层即极盖观测参数来导出磁尾的基本特性。

图 9.3 表明每个尾瓣联结到每个极盖的磁通量。由于要求极盖和尾瓣之间的磁通量守恒,我们可以估算磁尾半径。极盖是由地球磁极周围以极光椭圆区为边界的区域。离开极盖区的磁场通量,由极盖区上空磁场强度的垂直分量在极盖区的积分所给出

$$\Phi_{PC} = 2\pi(R_E \sin\theta_{PC})^2 B_0 \quad (9.6)$$

其中  $\theta_{PC}$  是极盖区赤道侧边界的余纬度(假设极盖区边界是圆),  $B_0$  是赤道磁场强度(相当于极区场强的一半)。尾瓣(假定截面是半圆)的磁场通量必是

$$\Phi_T = \pi R_T^2 B_T / 2 \quad (9.7)$$

其中  $R_T$  是尾半径,  $B_T$  是尾瓣磁场强度。将尾瓣通量和极盖通量相等起来,我们就得到:

$$R_T / R_E = (4B_0 / B_T)^{1/2} \sin\theta_{PC} \quad (9.8)$$

取  $\theta_{PC} = 15^\circ$ ,  $B_0 = 31\,000\text{nT}$ ,  $B_T = 20\text{nT}$ , 我们求出,  $R_T = 20R_E$ ; 如果  $B_T = 10\text{nT}$ (这在远尾是更为典型的值),  $R_T = 29R_E$ 。

在稳态磁尾静止下,尾瓣必须与等离子体片和太阳风之间保持压力平衡。我们可用这种压力平衡来推算等离子体片的性质和远磁尾的几何位形。把尾瓣的磁压(其比尾瓣中粒子的压强大许多)与等离子体片中粒子的压力(其比等离子体片中磁场的压强大许多)用方程连接起来我们就得到

$$B_T^2 / 2\mu_0 = nk(T_i + T_e) \quad (9.9)$$

其中  $n$  是等离子体片中粒子的数密度,  $T_i$  和  $T_e$  是离子和电子的温度。再次取  $B_T = 20\text{nT}$ , 我们得到了等离子体片中的压力是  $0.24\text{nPa}$  或者说  $1\,500\text{eV}\cdot\text{cm}^{-3}$ 。这个结论没有告诉我们关于  $n$  或  $T$  的具体值,但与典型的等离子体参数  $n \sim 0.3\text{cm}^{-3}$ ,  $T_i \sim 4.2\text{keV}$ ,  $T_e \sim 0.6\text{keV}$  吻合得很好。

我们可以通过应用安培定律于电流片来计算电流。跨越等离子体片的磁场总变化两倍于尾瓣中的场强,由于各边磁场方向相反,大小相等。因此

$$\Delta B = 2B_T = \mu_0 I \quad (9.10)$$

其中  $I$  是片电流密度。再次取  $B_T = 20 \text{ nT}$ , 得到  $I = 30 \text{ mA} \cdot \text{m}^{-1}$ 。这个电流似乎很小, 除非我们考虑电流片的厚度。同样的电流密度也可以写为  $30 \text{ A} \cdot \text{km}^{-1}$  或  $2 \times 10^5 \text{ A} \cdot R_E^{-1}$ 。因此,  $10^6 \text{ A}$  是每 5 个  $R_E$  的尾电流片长度上所携带的电流, 其意味着只要一小部分的尾电流转向就足以解释在亚暴期间观测到的电离层极光电急流(十三章)。

磁尾磁层顶压力平衡被 Coroniti 和 Kennel(1972) 用来推论出磁尾半径如何随着远离地球的距离而增加或尾将张开。如果尾张开, 图 9.4 表明将有一个太阳风动压分量垂直地作用于磁尾磁层顶。压力平衡中的法向压力必须包含动压分量和各向同性压力  $p_0$ , 此压力包括热压和磁压。它们与尾瓣中的磁压相平衡, 这样就得到

$$\rho u_{\text{sw}}^2 \sin^2 \alpha + p_0 = B_T^2 / 2\mu_0 \quad (9.11)$$

尾张开角  $\alpha$  与尾半径随着距离的增加有关,

$$dR_T / dx = \tan \alpha$$

尾瓣中的磁场强度  $B_T$

$$B_T(x) = 2\Phi_T / \pi R_T^2(x)$$

其中  $\Phi_T$  是一个尾瓣中的总磁通量。我们将假定  $\Phi_T$  不随尾向距离变化(即, 在磁尾磁层顶和磁尾中性片中都没有通量通过)。这些假设不一定就是严格真实的, 但我们会看到, 在沿着尾轴有限的距离范围内, 跨越两个边界的通量是小的。

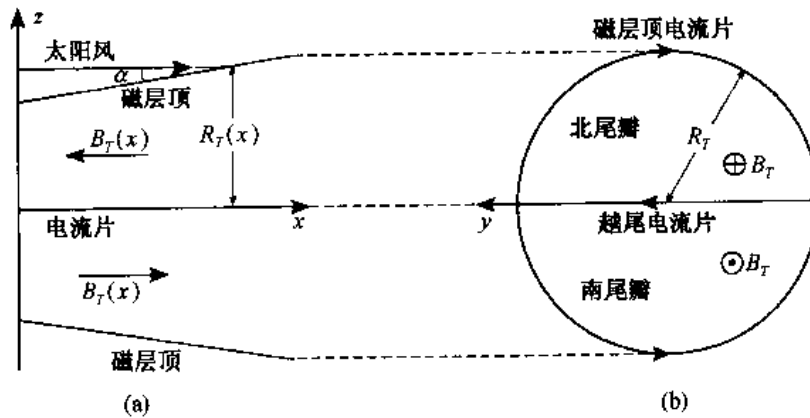


图 9.4 磁尾位形示意图

(a) 午夜子午面的横切面。当磁尾半径  $R_T$  随着远离地球的距离  $x$  而增加时, 太阳风动压分量垂直作用于磁层顶。(b) 垂直于尾轴的横切面, 磁层顶电流和尾电流片组成  $\theta$  型的闭合回路, 形成两个半圆圈, 在两个尾瓣中产生反向磁场

如果  $\alpha$  是小的, 那么  $\sin \alpha \sim \tan \alpha = dR_T / dx$ , 其中  $x$  在背阳方向是正的, 则

$$\rho u_{\text{sw}}^2 (dR_T / dx)^2 + p_0 = B_T^2 / 2\mu_0 = (1/2\mu_0) (2\Phi_T / \pi R_T^2)^2 \quad (9.12)$$

重新整理后我们得到

$$M^2 (dR_T^2 / dx)^2 + 1 = (R_* / R_T)^4 \quad (9.13)$$

其中  $M = (\rho u_{\text{sw}}^2 / p_0)^{1/2}$  是太阳风马赫数(是声马赫数或阿尔文马赫数, 决定于  $p_0$  的主项), 并且



$$R_* = (2\Phi_T^2 / \mu_0 \pi^2 p_0)^{1/4} \quad (9.14)$$

是磁尾的渐近半径。重写(9.13)我们得到

$$dR_T/dx = (1/M)[(R_*/R_T)^4 - 1]^{1/2} \quad (9.15)$$

积分(9.15)并利用向地边界条件在  $x = x_0$  处  $R_T = R_0$ , 得到:

$$(x - x_0)/MR_* = \int_{R_0/R_*}^{R_T/R_*} dr (r^{-4} - 1)^{-1/2} \quad (9.16)$$

其中  $r = R_T/R_*$ 。

磁尾张开终止的尾向距离  $x_*$  是有限的, 并能在  $R_T = R_*$  的条件下通过计算(9.16)获得。Coroniti 和 Kennel(1972)证明得到

$$x_* - x_0 \simeq MR_* [0.6 - (1/3)(R_0/R_*)^3] \quad (9.17)$$

取太阳风参数  $M = 9$  和  $p_0 = 3.2 \times 10^{-11} \text{N} \cdot \text{m}^{-2}$  (表 4.3), 由方程(9.7)估计的  $\Phi_T$  为  $4.3 \times 10^8 \text{Wb}$ , 由  $R_0 = 18R_E$ ,  $x_0 = 10R_E$ , 获得  $R_* \sim 27R_E$  和  $x_* \sim 140R_E$ , 渐近的瓣场强度为  $9 \text{nT}$ 。因此, 当瓣内的磁压与太阳风的热压相平衡时, 就可获得磁尾的渐近半径。这种情况发生在大约 150 个  $R_E$  的地方, 但完全决定于太阳风的条件。根据这些相当简单的稳态平衡假定, 我们获得了磁尾特性的数值估计, 下面我们还会看到这些估计与观察极为符合。

在早期的磁层物理研究中, 认为磁尾只延伸到月球轨道 ( $\sim 60R_E$ )。直到 20 世纪 80 年代才开始对远磁尾进行观测。1983 年, ISEE 3 在下游方向达到  $220R_E$  的远地点, 此次, 是通过月球变化进入深尾轨道的。图 9.5 显示了轨道在黄道面上的投影。沿着轨道所标记的符号表明对磁层顶的穿越, 其发生整个磁尾宽度上, 意味着磁尾在拍动, 至少以其半径的幅度向上下和左右移动。然而, 在图 9.6 中的磁层顶穿越统计却表明了最可能的磁层顶位置是在离名义上的尾轴 30 个  $R_E$  左右, 而名义上的尾轴位置是在假定磁尾的方向沿平均太阳风流动方向计算出来的。磁层顶位置的估算与我们关于磁尾渐近半径的估计最为相符。

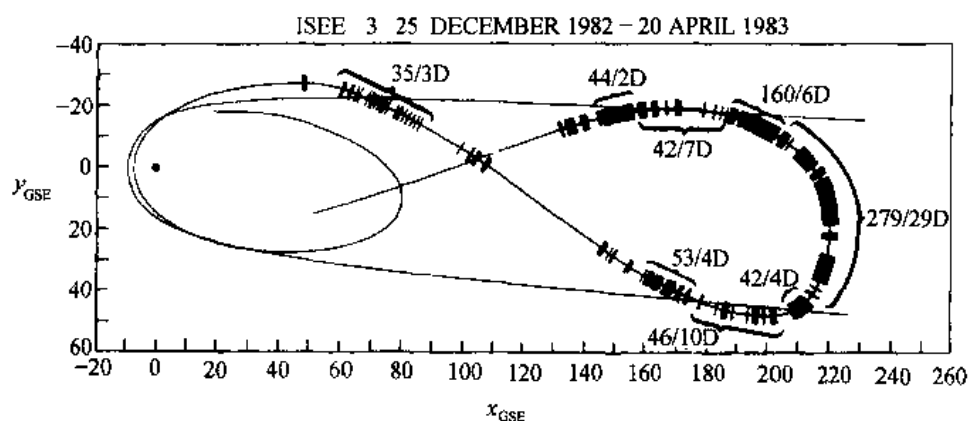


图 9.5 ISEE 3 深磁尾飞行中投影到 GSE  $x$ - $y$  平面的轨道  
(1982 年 12 月 25 日至 1983 年 4 月 20 日)

点线表明对于所有  $y$  值发生的对磁层顶穿越, 其表明了至少在  $y$  方向以尾半径的幅度经常移动。画出磁层顶模型是为了有一个比较, 因为地球以  $30 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$  的轨道运动与日地连线有一个  $4^\circ$  的偏差 (引自 Slavin et al., 1985)

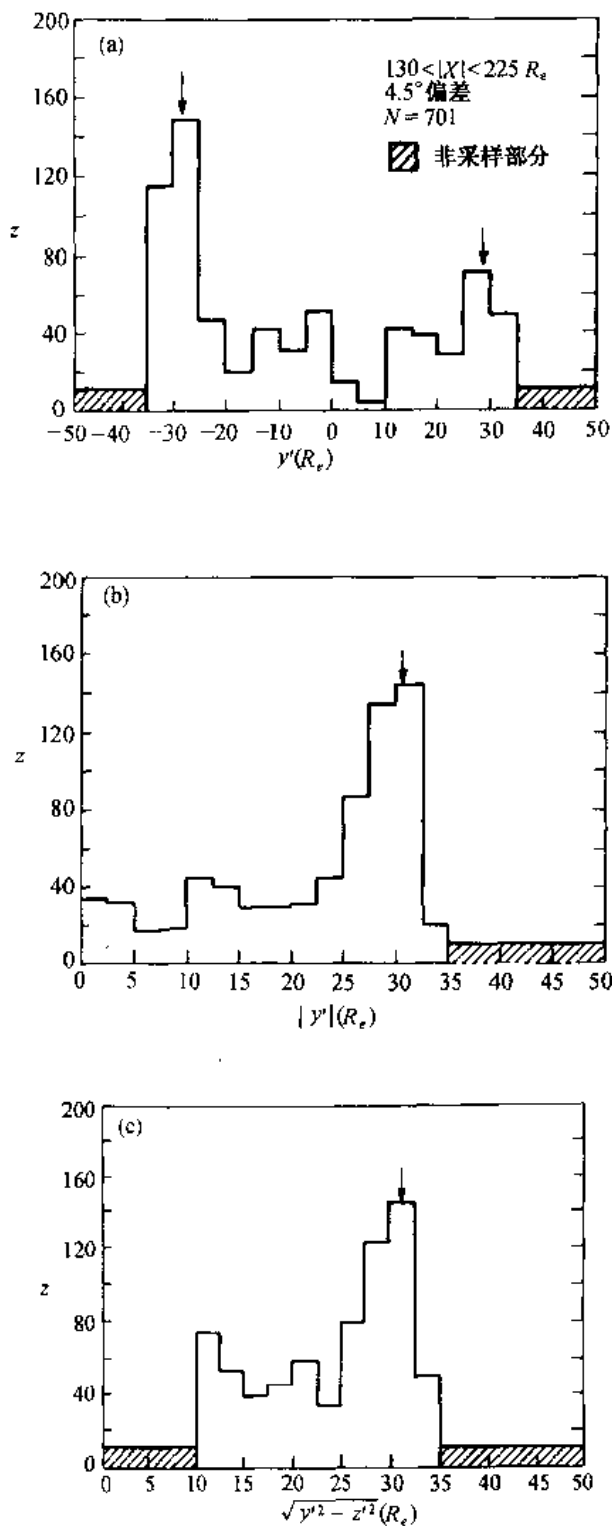


图 9.6 这些直方图表明了 ISEE 3 在远磁尾 ( $-130 > x > -225 R_E$ ) 区到有偏差的磁尾中心轴不同距离处遇到磁层顶的次数

箭头标明了最可能的位置。图(a)显示了沿偏离的  $y$  轴的距离, 这说明了在任何  $y$  值都可能遇到对磁层顶的穿越。图(b)强调了这一点, 也表明了位置随  $y$  的变化。图(c)加上显示距离偏离的  $x$  轴的径向距离所显示飞行器的南北运动效应(引自 Slavin et al., 1985)

图 9.7 显示了由 ISEE 3 在尾瓣中所测的磁场强度值随尾向距离的变化关系。瓣场强度随着距离而减少直到  $140R_E$ ，在此地磁场的渐近值为  $9.2\text{nT}$ 。再者，这些值与 Coroniti 和 Kennel 的计算相符。

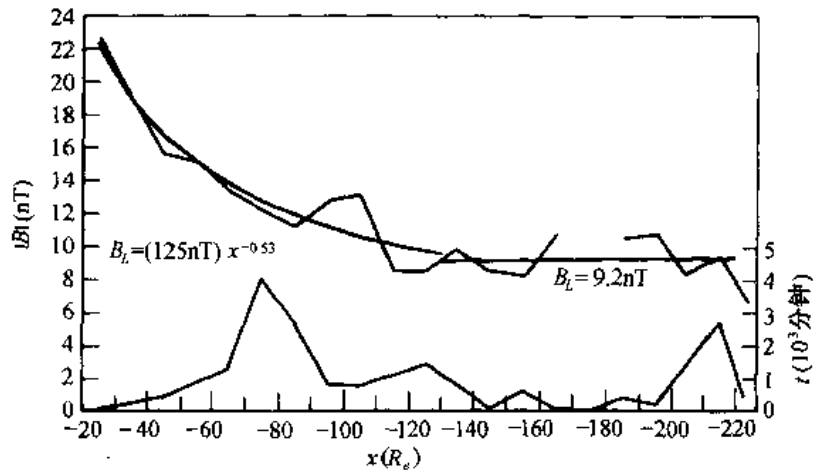


图 9.7 ISEE 3 在磁尾瓣所测的平均磁场强度值与尾向距离的关系  
与数据拟合的曲线说明了磁场强度随着距离的平方根而下降，直到在  $140R_E$  处  
达到常数值。下部曲线说明了 ISEE 3 在每一个距离处所花费的时间长短  
(引自 Slavin et al., 1985)

由于用了在  $30R_E$  距离的 IMP6 数据，近磁尾等离子体参数关系已经建立起来了。图 9.8 的三幅图分别显示了等离子体数密度，平均质子能量和平均电子能量。在每一幅图里，都用  $\beta$  值来分类。最低的  $\beta$  值对应于尾瓣，在那里粒子数密度是  $0.03$ ，且  $66\%$  的观测是在探测阈值  $0.01\text{cm}^{-3}$  以下。因此，虽然高温，瓣却真空度极高，压强大概在  $10^{-15}\text{Torr}$  ( $10^{-10}\text{Pa}$ )，比在实验室获得的真空度高许多。两个高  $\beta$  的范围对应着等离子体片； $\beta > 2$  对应于接近电流片的等离子体的最内部分，在那里磁场也是最弱的。在  $0.25 < \beta < 2$  的中间值部分对应于称为等离子体片边界层和中心等离子体的外部分。以下，我们会区别这些区域。这里只要记下平均数密度是  $n \sim 0.3\text{cm}^{-3}$ ， $T_i \sim 4.2\text{keV}$  和  $T_e \sim 0.6\text{keV}$  就够了，这些值接近于需要与磁尾瓣的磁压相平衡的数值。表 9.1 列出了磁尾参数的典型值。

表 9.1 典型的近尾等离子体和磁场的参数

	磁鞘	尾瓣	等离子体片边界层	中心等离子体片
$n(\text{cm}^{-3})$	8	0.01	0.1	0.3
$T_i(\text{eV})$	150	300	1,000	4,200
$T_e(\text{eV})$	25	50	150	600
$B(\text{nT})$	15	20	120	10
$\beta$	2.5	$3 \times 10^{-3}$	$10^{-1}$	6

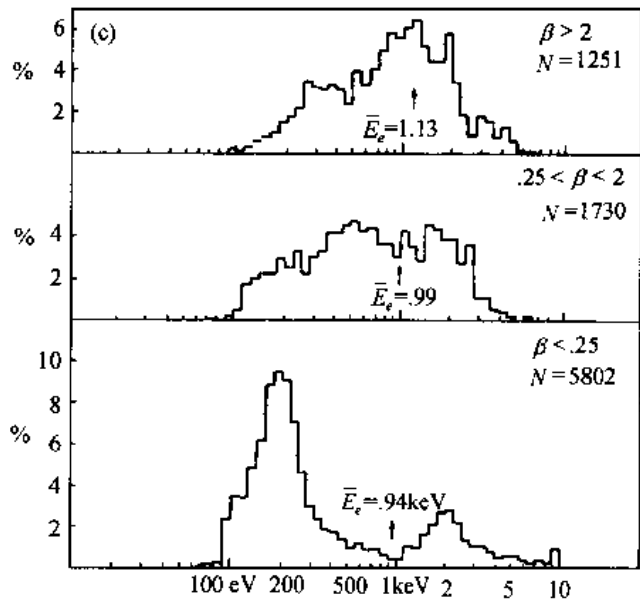
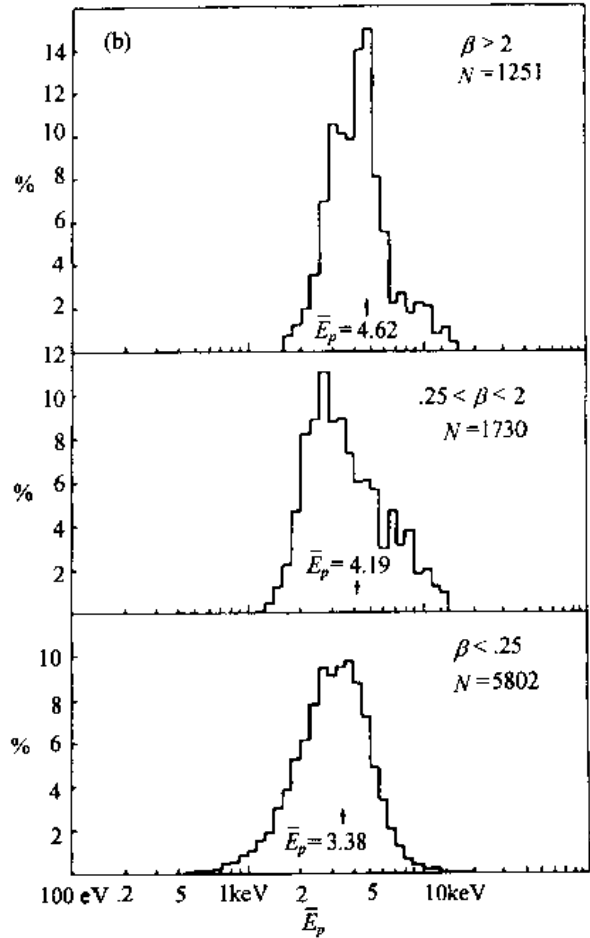
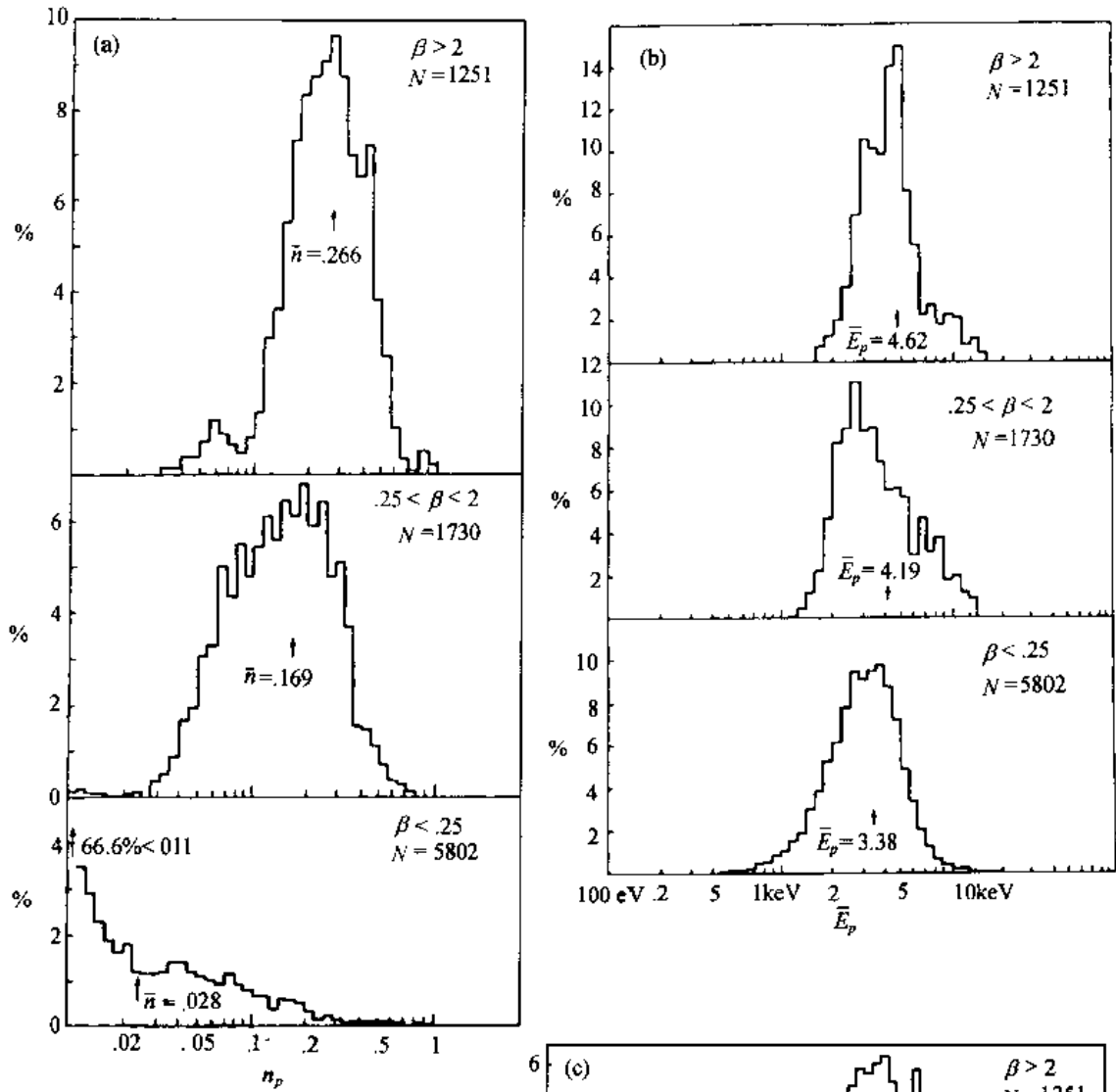


图 9.8 IMP6 在磁尾所测的以直方图表示的等离子体参数

(a) 等离子体数密度, (b) 平均质子能量, (c) 平均电子能量。每大幅图头两个图对应的是中  $\beta$  值 (0.25-2) 和高  $\beta$  值 ( $> 2$ ) 的等离子体片, 底下图对应的是低 ( $< 0.25$ ) 值的尾瓣 (引自 Fairfield et al., 1987)

## 9.4 磁重联

### 9.4.1 磁场重联的概念

在第二章里,我们讨论了磁冻结的判据。更简单地说,流体的电导率大得足以使磁场通量和流体元固定在一块,磁场和流体能一起对流。磁场重联只发生在磁冻结判据被破坏了的地方,这在无碰撞太空等离子体中初看似乎是不可能的。从第三章,方程(3.1)~(3.8)允许我们估计在简单的磁尾几何位形条件下磁冻结判据被破坏的条件。像以前一样,通量与场冻结在一块是在磁雷诺数  $R_m = \mu_0 \sigma u L$  比 1 大的情况下发生。这在磁层中是普遍存在的实际情况。

例如,如果  $L$  是几个  $R_E$ (磁层空腔的尺度大小)且如果  $u$  是  $100\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ (典型的磁层流速度),那么  $R_m$  就是  $10^{11}$ ,就意味着在很高的精度上磁冻结条件成立。 $R_m$  变得很小,达到 1 的量级时,磁冻结条件就被破坏了。磁冻结概念的一个直接结果就是在不同的等离子体区域间自然形成薄的边界层。在这些薄边界层中,长度尺度是小的,因此, MHD 条件能够并局部地被破坏。

如果磁冻结条件成立,等离子体只沿通量管混合,且并不越过通量管跑到外面去。因此,等离子体沿通量管的特性相对均匀,但管与管之间的等离子体条件可以出现突变性的变化。如果等离子体都是同一个来源,那么大的变化是不可能的。然而,如果两个不同的等离子体区域相互作用,因为它们不可能互相扩散,那么,一个薄的边界层将这两个来源不同的等离子体区分开来。

边界层两边的磁场对边界来说是相切的,但方向和强度大小有可能不一样。这就是对电流片的描述。磁冻结概念勾画出了大的相对均匀等离子区被相对薄的电流片,例如磁层顶,分隔开的图像(通常是源于不同的区域)。正如我们要看到的那样,在这些电流片区域内,磁冻结概念被破坏了。

像在第三章那样,我们考虑一维边界层将两个大小相等、方向相反的磁场区分开时的演化情况,探讨磁重联的概念。假定没有等离子体流,那么,发电机方程(3.3)变为纯扩散方程:

$$\frac{\partial B_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} \quad (9.18)$$

这里我们考虑磁场在  $x$  方向,  $z$  方向是边界层的法向方向。这个坐标系通常被用来研究磁尾。假定最初边界层无限薄,那么方程(9.18)的解为误差函数形式:

$$B_x(z) = B_0 \operatorname{erf} \left\{ \left( \frac{\mu_0 \sigma}{2t} \right)^{1/2} z \right\} \quad (9.19)$$

其中

$$\operatorname{erf}(u) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^u e^{-v^2} dv \quad (9.20)$$

图 9.9(a)描绘了这个解。电流密度是高斯分布的,其宽度是随着时间增大的,但只是  $t^{1/2}$  的形式。磁场沿着磁场梯度向中平面扩散,与从另一边扩散来的反向磁场在中心平面处

汇合而湮灭。这样一来就减小了磁场梯度,也减小了扩散率并减慢了整个过程。过程是自我限制的。然而,磁能通过焦耳加热被转换成热能,产生的热压增大刚好用来平衡磁压的减小。

为了使这个过程保持在稳态,像图 9.9(b)所示那样,流体必须以磁场湮灭的速率把磁通量传输到边界。我们通过在  $y$  方向上加一电场,把从外面来的入流作为边界条件来处理。我们把入流与湮灭率相匹配来获得平衡。我们立即能看到入流越快,平衡梯度越陡,为了更快地扩散,又要求更大的湮灭率或者能量释放速度。

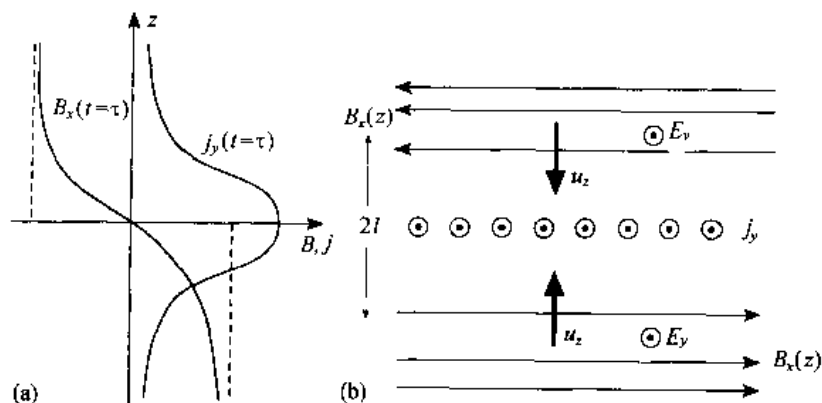


图 9.9

(a) 方程(9.21)的解,表明横越理想化电流片的磁场和电流。当磁通量在中间的 ( $z=0$ ) 平面湮灭时,电流的高斯分布加宽。(b) 在  $x-z$  平面的电流片的简图,表明了入流是向着  $z=0$  平面,电流在  $y$  方向流动把两个反向磁场区隔离开来

在稳态情况下 ( $\partial/\partial t \equiv 0$ ), 所加的电场  $E_y$  必须是空间均匀的。从法拉第定律我们得到

$$\Delta \times \mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (9.21)$$

这个方程  $x$  分量的形式为

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = 0 \quad (9.22)$$

这意味着在各处都是相同的。我们现在只用两种形式的欧姆定律。在完全没有电流的情况下,  $\mathbf{E} = \mathbf{u} \times \mathbf{B}$  给出

$$E_y = uB_0 \quad (9.23)$$

其中  $u$  是入流速度,  $B_0$  是在  $z$  较大处的磁场强度。在电流片的中心,  $B$  消失, 欧姆定律变成

$$\mathbf{E} = \mathbf{j}/\sigma \quad \text{或} \quad E_y = j_y/\sigma \quad (9.24)$$

如果电流片厚度是  $2l$  (见图 9.9), 越过电流片应用安培定律给出

$$j_y = B_0/\mu_0 \quad (9.25)$$

由(9.23), (9.24)和(9.25), 我们得到电流片厚度的表达式:

$$l = 1/\mu_0 \sigma u \quad (9.26)$$

用长度尺度  $l$  和速度尺度  $u$  而导出的磁雷诺数正好等于 1。这意味着电流片的厚度

被调整到在电流片边缘扩散和对流达到平衡的状态。换句话说,电流片的厚度由这种平衡所决定。结果,因为电流片与整个区域的尺度相比非常薄,由此,我们可以获得非常大的  $R_m$  值。

在引进等离子体入流时,我们建立了一个非物理的图像。虽然有等离子体入流,但我们并没有提供等离子体逃逸此系统的机制。为了做到这一点,我们必须引入第二区域使得湮灭只发生在有限的磁力线范围内。这样一来就出现了我们称之为基本 X-线重联的图像,这在图 9.10 中可看到。

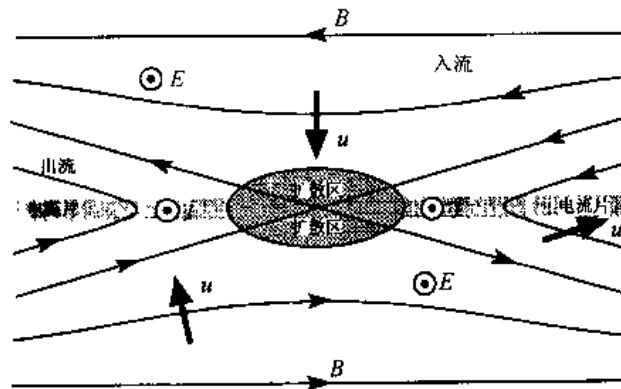


图 9.10 在磁场 X 型磁中性线处发生的磁重联的示意图  
 等离子体和磁场从图的上方和下方流入并从两边流出。只在  $R_m < 1$   
 的扩散区,等离子体与磁场才不被拴在一块

在图 9.10 中,磁场强度并非像图 9.9 所示那样在整个平面图内为零,而是只有在图的中心与图平面相交的一条磁力线上才为零。此磁场位形被称为 X 型中性线。为了维持稳态,如方程(9.22)所给出的那样,仍然需要来自于纸面外方向的均匀电场  $E_y$ 。此电场在图的上下两方驱动入流,在图的左右两方驱动出流。在 X-线周围小的阴影区中,磁雷诺数小于 1,此区被称为扩散区。

这里我们有一个根本不相同的物理图像。磁力线从上方和下方进入扩散区,磁力线不是消失,而是从两边出去了。在这个过程中,它们与不同的磁力线相“切割”和“重联”。来源于不同通量管的等离子体,出自不同区域,现在却发现在同一个通量管中。这完全违背了磁冻结概念。以前,电流片分隔两个磁场区,现在磁通量管却通过了电流片。换言之,我们现在有了一个有限法向分量的“开”边界,完全与以前的“封闭”边界相反。等离子体可以沿着磁力管线通过边界。

另一个重要结果是尽管进入扩散区的磁场宽度有限,这个过程却影响整个通量管。等离子体现在自由地从一个区域跑到另一个区域,根本上改变了边界的性质。

首次提出重联是作为解释在太阳耀斑中一种以耗费磁场能量获得快速等离子体加热的过程。确实,在基本的 X 线位形中,入流区的磁场能量用于转换为出流区等离子体加热和加速去了(我们将讨论此过程有多快)。然而,正是这种磁场连接或拓扑的改变给出了更深奥的效应,因为它使得在以前是非连接的区域可以进行快速的等离子体的交换,当然也能进行质量、动量和能量的快速交换。

## 9.4.2 磁场重联和磁层动力学

在 50 年代后期,人们认识到极区和极光区电离层中看到的等离子流肯定可以映射到磁层流并由磁层流所驱动。磁强计和其他地面观测表明了等离子体从中午向午夜在整个极区流动,然后又在较低的纬度区返回向阳面,在晨昏边大致对应于极光区。这种流动图像在太阳固定坐标系是固定的。因此,任何随地球转动的观测站都会观测到一个日变化。这种双涡旋结构类似于热驱动流单元,因此,虽然在这里没有任何热驱动的意思,用“对流”这个词却是恰当的。自然人们会用磁冻结概念来映射沿着磁力线的流动并考虑对应的磁层流动。如果所有通量管都在磁层里,那就是说,如果磁层顶是磁场的封闭边界,即没有磁力线越过磁层顶,那么,流形非常类似于雨滴下落过程中受到滴/空气界面的黏性阻力时的情形。虽然太阳风与磁层等离子体之间的黏性相互作用仍然是个谜(只要粒子紧紧与单个流管一起运动,经典的黏性就为零),这种类比提供了对环流的解释。然而,Dungey(1961)提出了另一种解释。他表示如果地磁场与行星际磁场在靠近磁层的前边缘相互联结,那么,就能得到所观测到的流形。为简单起见,假定行星际磁场如图 9.11 所示那样基本上是南向。由太阳风流驱动的磁场在磁层的边缘近似地与磁层顶另一边的地磁场反平行。假定磁场 X 线在那里形成并且重联发生在标记为 1 和 1' 的磁力线上。那么,除了单纯的两端与地球相连的地磁场磁力线,和两端与太阳相连或至少远离地球的行星际磁力线外,我们获得两种新型的磁力线。每一类新型的磁力线都与地球的一个磁极相连,一个在北极或一个在南极,它们的另一端都伸展到行星际空间。太阳风将把处于太阳风中的那部分磁力线吹离太阳,或换句话说,通量管中的等离子体会感受到一个电场  $E = \mathbf{u}_{sw} \times \mathbf{B}_{sw}$ 。在稳态时,电场在所有开磁力线通量管中都可感受到,因为磁力线是等势的。在磁力线的电离层末端这个电场是从晨指向昏,正如观测到的那样,驱动从中午到午夜方向流动。因此,磁力线相继地通过图 9.11 所示的标记区,这个过程自然地把磁力线通量管拉长形成磁尾。

如果这个过程一直无限制地进行而没有办法将磁力线拉回“闭合”状态,整个地球磁场很快会和行星际磁场连接起来。通量的返回通过在磁尾的另一个 X 线重联得以实现。这里,两类开磁力线,一个来自北极区域和北瓣,另一个来自南极区域和南瓣,重新连接形成新的闭合地磁力线和纯粹的行星际磁力线。新的行星际磁通量管中包含源于地球附近的等离子体,并且受到扭曲和挤压,其继续向右方流动并最终加入太阳风流。虽然要受到包含在通量管中的等离子体压力的阻碍,新的地磁场也被挤压并企图向地球流动并当新的封闭地磁场线沿着地球的晨昏边向向阳面运动时,流动的路线就最终封闭了。图 9.11 的小插图表明了磁力线的末段在北半球电离层的流动和回流是如何在较低纬度区产生的。

这种描述是过于简单了。实际上,整个形态含有内在的不稳定的(其能产生不沿着磁力线映射的感应电场)。就时间平均而言,磁层顶和磁尾的重联率必须相等,但瞬时而言几乎不可能相等。可以说磁层物理主要是理解有关流动的动力学和输运过程。尽管磁场重联是地磁场与太阳风动量耦合的主要方式,一些黏性相互作用可能占有一小部分的比列,也许平均而言是 10%~20%。然而,Dungey 的开放式磁层的模式提供了一个基本的



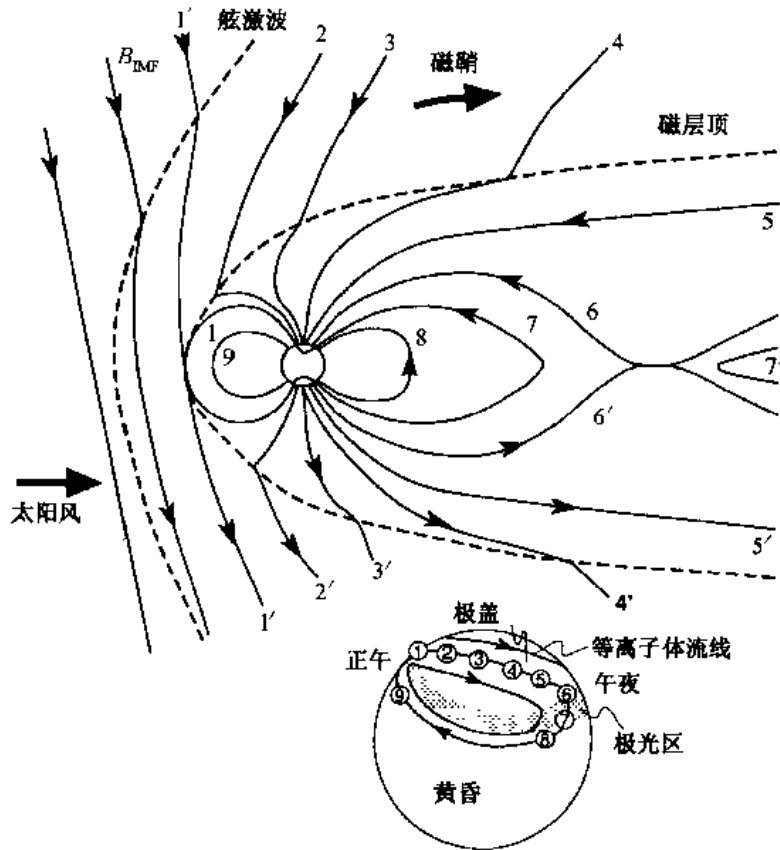


图 9.11 由磁重联所驱动的磁层等离子体流(对流)

有标号的磁场线表明了在地磁层前与行星际磁场(标号为1')重联后地磁场线一系列位形。磁力线6和6'在处于磁尾的第二个X中性点重联,其后,磁力线在稍低纬度处返回向阳面。小插图表明了北部高纬电离层中的磁力线的根部和对应的高纬等离子体流的位置,在极盖区有向阳流,在低纬有回流

框架,在此基础上可以探究细节问题。它表明了磁场重联在磁层物理中所起的基本作用。

我们能够利用磁层对流的开放式模式(图 9.11)来估计磁尾的长度(Dungey, 1965)。当磁力线在太阳风中扫向磁尾时,其在电离层的根部会通过极盖区从近中午被带向近午夜。通过极盖区的等离子体的流能被地面观测到,其速度为每秒几百米。然后我们能够估计等离子体以及磁力线根部通过极盖区的时间。再次假定极盖区的半径是 1 500 km,或纬度 15°的范围,如果流速度是每秒 330 m,我们得到的时间是  $10^4$  s 或大约 3 小时。极盖区磁力线的另一端嵌在太阳风里,以每秒 400 km 的典型速度远离太阳。在  $10^4$  s 内运动了  $10^6$  km 或者约  $600R_E$ 。因此,图 9.11 中标号为 6 的磁力线在太阳风中的部分将位于地球下游约  $600R_E$  处。这就提供了与地球仍有磁连接的那部分磁尾长度的估计值,计算出来的磁尾长度是直径的十倍以上。Cowley(1991)表明,已与地球脱离的磁尾磁力线在地球之外几千个  $R_E$  范围内仍将保持磁尾的几何位形。

同样的观测将被用于估计通过整个开磁力线的电位降  $\phi$ , 或者通过整个极盖区,或者通过整个磁尾直径。利用  $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ , 我们得到

$$E = \frac{\phi}{2R_{PC}} = u_{PC} B_{PC} \quad (9.27)$$

其中  $R_{PC}$ ,  $u_{PC}$  和  $B_{PC}$  是极盖区半径, 等离子体流速, 磁场强度, 它给出  $\Phi \sim 53\text{kV}$ , 这个值由低高度飞船可以直接测量到。在未扰太阳风中等于磁尾直径 ( $50R_E$ ) 距离上的电位降是  $640\text{kV}$ , 这里用了  $u_{sw} = 400\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  和  $B_{sw} = 5\text{nT}$ 。这意味着 10% 的与磁层几何截面相碰的行星际磁场通量会与地磁场重联, 其余的被磁鞘流携带着绕过磁层。

Dungey 模型并没有立即被人们所接受, 但有两个不同类型的证据说明了它的真实性。Fairfield 和 Cahill (1966) 首次表明了地磁活动被行星际磁场南北分量所调节。随后大量的研究确认并量化了这种关系。另一个证据是在极盖区磁力线上也发现来自太阳特有谱段的电子。但只是在极盖上与太阳磁连接上, 而不是与外日球层磁连接。这就是说, 当磁场背离太阳时, 这种情况只能在北部看见; 当磁场指向太阳时, 只能在南部看见 (见第三章)。观测证明了极盖区磁力线确实是与行星际磁场直接相连的。

Dungey 模型如此长久才被人们所接受的部分原因是重联做为一种物理过程很难被人们所理解。在下两节我们将从流体或 MHD 的观点以及从粒子运动的观点来描述重联, 并证明它们是等价的。然后我们将根据重联理论再回过头来重新考察磁层顶和磁尾更为详细的位形。

### 9.4.3 重联的流体描述

在这一节里, 我们追寻磁场重联的 MHD 流体描述的发展。模型是时间稳态和空间二维的。主要目的是确立重联能够快速形成以便在太空等离子体系统中有一种效应。我们发现只有当使远离扩散区的等离子体调整到一个新的流形时, 重联才能产生这样的效应。

我们从图 9.12 中所示的 Sweet-Parker 解开始。这是在图 9.10 中就引进的基本的 X-线位形。扩散区是阴影的, 长  $2L$  和宽  $2l$ 。其中  $L \gg l$ 。为了简化, 我们认为入流和出流区 (分别用标记  $i$  和  $o$  表示) 是对称的。这在磁尾重联情形下是合适的, 在那里入流等离子体是从南北两瓣进入的。在磁层顶, 正如我们在 9.5 节所讨论的那样, 这两个人流区是不同的。如以前所述, 电场  $E$  是空间均匀的并指向纸面外, 因此

$$E = u_i B_i = u_o B_o \quad (9.28)$$

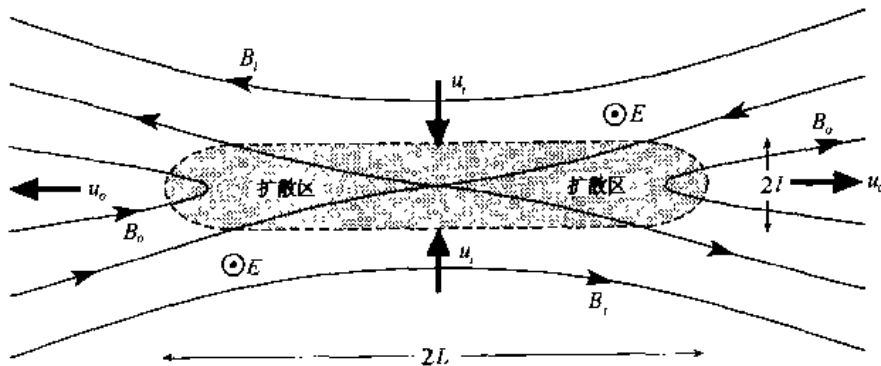


图 9.12 Sweet-Parker 重联几何位形的示意图  
其中所有参与重联的等离子体流过阴影扩散区, 产生非常慢的重联过程

我们进一步假定流体是不可压的,那就是说  $\rho_i = \rho_o = \rho$ , 那么, 质量守恒给出

$$u_i l = u_o l \quad (9.29)$$

其次我们让流进扩散区的电磁能与出流所获得的动能相等, 每单位面积电磁能的入流率是由坡印亭通量给出:

$$|S| = |E \times H| = EB_i/\mu_0 = u_i B_i^2/\mu_0 \quad (9.30)$$

出流等离子体的动能增益可以给出向外的机械能。每单位面积和单位时间流入的质量  $\rho u_i$ , 被加速到速度  $\rho u_o$ , 因此, 每单位面积入流的能量增加率为

$$\Delta W = (1/2)\rho u_i(u_o^2 - u_i^2) \quad (9.31)$$

把方程(9.30)与(9.31)相等, 考虑方程(9.29)并利用  $u_o \gg u_i$ , 我们得到

$$u_i B_i^2/\mu_0 = (1/2) \cdot \rho u_i u_o^2 \quad (9.32)$$

因此,

$$u_o^2 = 2B_i^2/(\mu_0 \rho) = 2v_{A_i}^2 \quad (9.33)$$

其中  $v_{A_i}$  是入流区的阿尔文速度。根据磁场湮灭计算, 我们估计出在方程(9.26)中给出的扩散区的厚度  $l$ 。结合方程(9.29)和方程(9.33), 我们给出了入流速度的表达式,

$$u_i^2 = 2^{1/2} v_{A_i} / \mu_0 \sigma L \quad (9.34)$$

因此,

$$u_i = v_{A_i} (2^{1/2} / R_{m_A})^{1/2} \quad (9.35)$$

其中

$$R_{m_A} = \mu_0 \sigma v_{A_i} L \quad (9.36)$$

这意味着在整个太阳系等离子体中  $R_{m_A}$  值是很大的, 流入重联区的入流相当于重联率, 它是非常低的。利用典型的日冕参数, 太阳耀斑要经过几十天才增长起来, 而不像观测到的那样是几分钟。这个结果, 在 20 世纪 50 年代后期分别由 Sweet 和 Parker 导出, 使得人们倾向于把重联排除在能够维持的过程之外。

但是, 几年后, Petschek (1964) 认为重联过程中大多数等离子体并不需要流过扩散区来获得加速, 而是在 MHD 有效的区域, 称为对流区, 获得加速, 从而解决了重联率问题。当等离子体通过在空间上固定的且与扩散区相联的激波时, 加速便发生了。那就是说, 激波固定在流中。这个过程不再要求所有等离子体通过中间平面中长度为  $l$  内的空间, 去掉了瓶颈限制, 因此能得到一个大得多的入流率。

扩散区仍然是重要的, 因为重联过程毕竟是发生在那儿的。所以一定要求它的存在, 但扩散区现在可以变得非常小。扩散区的大小并不进入我们的计算中。然而, 整个计算基于横越 MHD 激波的跃变条件。因此, 尽管在这个过程的中心区 MHD 近似被破坏, 重联进行率还是完全基于远离 MHD 被破坏的扩散区的环境中计算的, 在对流区  $E = -u \times B$  成立。

新解的几何位形在图 9.13 中显示出来。现在扩散区被减小到图中心的一点, 只有微小部分的流体流过这一点。从这一点发出的四个激波用点划线表示与  $x$  轴的夹角是  $\xi$ 。在这些激波的上游和下游, 磁场和流场矢量是均匀的(几何条件使得整个入流区为均匀区是不可能的, 注意磁力线由上下进入图中时被弯曲)。在激波处, 磁场和流场的方向和强度都发生突然的变化, 磁场强度降低(在出流区磁力线间隔加大), 并且尽管流速增加(在

出流区流线间隔减小),流场的法向分量则降低。这些是慢模激波(见第五章),并且它们也是电流片。这些电流既改变磁场又通过力  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  加速流体。也要注意一部分等离子体在通量管已在扩散区重联后一段时间内才到达激波;这种时间延迟取决于越过激波的等离子体离扩散区有多远。

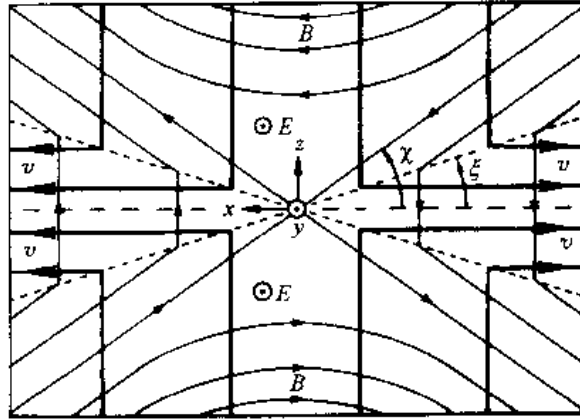


图 9.13 Petschek 重联几何位形,扩散区已缩并到图中央的一点,等离子体在四个相对于  $x$  轴成倾角为  $\xi$  的慢模激波处被加速  
(引自 Hill, 1975)

在图中的坐标系里,激波是固定的,但在等离子体坐标系中,激波沿着磁场以入流的阿尔文速度  $v_{Ai} = B_i/(\mu_0\rho_i)^{1/2}$  运动。我们把入流速度  $u_i$  和激波的角度  $\xi$ ,以及激波上流磁场与  $x$  轴的夹角  $\chi$  联系起来。垂直于激波的等离子体入流速度必须等于激波在等离子体坐标中垂直于激波面的速度,在激波仍然是固定的情况下,这就给出

$$u_i \cos \xi = v_{Ai} \sin(\chi - \xi) \quad (9.37)$$

我们再次注意到稳态并因此要求一个  $y$  方向的均匀电场,[见方程(9.22)]。所以

$$E_i = u_i B \cos \chi = u_o B_o = E_o \quad (9.38)$$

其次,激波的法向  $B$  分量是守恒的。这给出

$$B_i \sin(\chi - \xi) = B_o \cos \xi \quad (9.39)$$

从(9.38)和(9.39)中消去磁场并利用(9.37)而得到

$$u_o = u_i \cos \xi \cos \chi / \sin(\chi - \xi) = v_{Ai} \cos \chi \quad (9.40)$$

因此,与 Sweet-Parker 解一样,出流速度与入流阿尔文速度是相当的。利用穿过激波的质量守恒之后,我们得到

$$\rho_i u_i \cos \xi = \rho_o u_o \sin \xi \quad (9.41)$$

这里我们允许等离子体在激波处可以被压缩(即  $\rho_o \geq \rho_i$ )。在(9.40)和(9.41)中消去  $u_o$  和  $u_i$  并作一些重新组合后,我们获得

$$\tan \chi = \tan \xi / (1 + \rho_i / \rho_o) \quad (9.42)$$

进一步组合方程(9.40)、(9.41)、(9.42),我们获得一个入流速度的表达式

$$u_i = v_{Ai} \sin \chi / (1 + \rho_i / \rho_o) \quad (9.43)$$

现在, 因为慢模激波只能压缩等离子体,  $0 < \rho_i / \rho_0 \leq 1$ , 所以,

$$1/2 \leq u_i / (v_{Ai} \sin \chi) < 1 \quad (9.44)$$

这样一来, 完全与 Sweet-Parker 的解相反, 入流速度是入流阿尔文速度的某个合理的一部分。但是, 进一步对此解的限制条件进行分析表明,  $u_i \leq 0.1 v_{Ai}$ 。

物理上等离子体加速发生在激波面并可以看成是由  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  力造成的。激波的指向可以调整适应于入流速度; 出流速度也在调整但仍近于  $v_{Ai}$ 。这个解允许重联率加大以便使重联在理论上可以作为一种可行的过程。

进一步的精细研究由 Sonnerup (1970) 完成, 他引入了第二组 MHD 激波, 克服了 Petschek 解中对入流速度的限制。这组激波是快模激波, 它们可以在入流区中既压缩磁场又压缩等离子体, 并开始改变流的方向, 这种过程在流速出现最大增加的慢模激波处完成。在 Sonnerup 解中, 快模激波位置有效地由外边界条件所决定。在一定条件下, 膨胀并不作为不连续激波而出现, 但却在整个入流区逐渐中产生。

由外边界条件所决定的快模激波的作用给我们带来最后的可能是这一节最重要的内容。一旦我们确立重联能够发生, 它是如何发生的, 多数是由外部条件所确定而不是由重联发生点的条件所决定。一开始就把重联作为微观问题来处理, 所以后来我们发现需要考虑的是整个系统的宏观性和整体性的问题。这一点由 Priest 和 Forbes (1986, Forbes and Priest, 1987) 很精美地表述过, 他们发现对于稳态 MHD 重联有一个普遍的解, Petschek 解和 Sonnerup 解只是包括在其中的特殊解。他们表明 Petschek 和 Sonnerup 实际上在入流区利用了特殊的边界条件。当边界条件普适化以后, 得到在第三章内的图 3.19 中的一组解。当他们的参数  $b$  (其描述在上边界电流的形式) 改变时, 入流区的流动从聚合流变为发散流。对于小  $b$  值 ( $\leq 0.5$ ), 他们发现存在一个最大的重联率, 但对较大的  $b$  值, 重联能够任意快地形成 (在他们模型的有效范围内)。Forbes 和 Priest 也发现, 边界条件的不同可以解释以前重联的解析和数值计算之间令人费解的不同。

#### 9.4.4 重联的粒子描述

在重联 MHD 理论发展的同时, 重联的粒子描述也诞生了。因为并不总是很清楚是同一种过程的两种等效描述, 所以产生了一些误解。本节首先展示粒子描述, 然后说明此两种方法都会给出同样的或很接近的结果。

我们先描述在电流片中粒子轨道。最简单的一维电流片解析分析是由 Harris (1962) 所提出的, 他表明了无论用 MHD 描述或用动力论描述都是自洽的。在 Harris 中性片中, 磁压和等离子体压给定为

$$\mathbf{B}(z) = B_0 \tanh(z/h) \mathbf{e}_x \quad (9.45)$$

$$p(z) = p_0 \operatorname{sech}^2(z/h) \quad (9.46)$$

证明在该结构中的总压强为常数是简单的:

$$p_0 = B_0^2 / 2\mu_0$$

如果

$$B^2 / 2\mu_0 + p = B_0^2 \tanh^2(z/h) + p_0 \operatorname{sech}^2(z/h) = 2p_0 \quad (9.47)$$

因此,中性片中心的等离子体压强与远离中性片的磁场的渐近值  $B_0$  的压强相等,等离子体压强在远处是可以忽略的。这与图 9.9 中所画的电流片类似。为了完整描述电流片,我们从安培定律计算出电流,

$$\begin{aligned} (\nabla \times \mathbf{B})_y &= B_0 \frac{d}{dz} \left( \tanh \frac{z}{h} \right) \\ &= (B_0/h) \cdot \operatorname{sech}^2(z/h) = \mu_0 j_y(z) \end{aligned} \quad (9.48)$$

并且说明在压力梯度与  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  力之间是平衡的。

$$\begin{aligned} \mathbf{j} \times \mathbf{B} &= \frac{B_0^2}{\mu_0 h} \operatorname{sech}^2 \left( \frac{z}{h} \right) \tanh \left( \frac{z}{h} \right) \cdot \hat{\mathbf{z}} \\ &= \frac{d}{dz} \left[ p_0 \operatorname{sech}^2 \left( \frac{z}{h} \right) \right] \cdot \hat{\mathbf{z}} = \nabla p \end{aligned} \quad (9.49)$$

这里利用了(9.47)。

由于这种电流片的简单性,使其在理论模型中经常被采用。特别是带电粒子在此种类型的磁场内轨道是众所周知的(这在数值上是很容易导出的)。在图 9.14 中画出了典型的离子轨道。在远离中性片的地方,离子只是在均匀磁场中回旋。在磁场梯度较大的地方,离子就以梯度漂移速度向右方移动(见第二章)。乍一看,似乎有一个向右的电流,但实际上净电流是向左的,正如磁场几何位形所要求的那样。在任意  $z$  处,回旋中心在较大的  $z$  处的离子移向右方,回旋中心在较小的  $z$  处的离子移向左方。压力梯度使得总是存在更多回旋中心较靠近  $z$  轴的离子,它们主要控制局部电流流动,带着电流向左流。这就是所谓的抗磁漂移电流。

最有趣的轨道是离子横越中性片时情形,因为横越中性片时磁场会变向。在图 9.14 中,画出了一些这样的轨道;在蛇形轨道中离子可以向左边或右边漂移。决定离子漂向左边或右边的参数是它越过中性片时的角度。存在一个角度,使得离子的轨道是数字“8”的字形,并没有净漂移运动。这种离子越过中性片时正向右运动。所以,任何粒子越过中

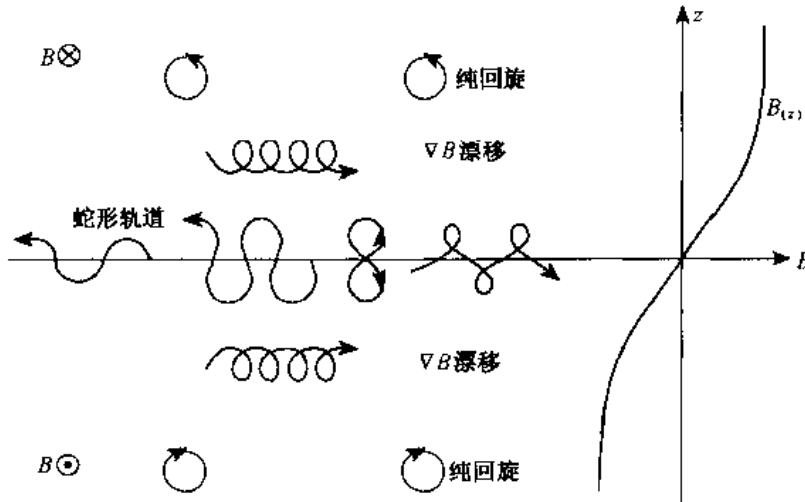


图 9.14 Harris 中性片中的粒子轨道

右图表示磁层强度在过电流片时的变化。在均匀磁场区,粒子简单地回旋。在磁场有梯度的地方,粒子向右漂移。横越中性片的粒子有更复杂的蛇形轨道(引自 Cowley, 1986)

性片时可以向左边或右边运动,但是,只要其速度矢量比无净运动粒子更靠近法向方向,就将向左漂移。在各向同性分布的情况下,大多数粒子属于这种情况,正如所期望的那样形成一股向左的净电流。Harris(1962)证明了麦克斯韦分布的粒子是存在着精确平衡态的。在每一处,粒子的压力与磁场的压力平衡,粒子的运动恰好提供了满足安培定律的电流。

这些轨道的一个重要特点是在  $z$  方向粒子没有净运动。在中性片中的粒子就留在了那里,而没有新的粒子进入中性片。只要此系统是无限没有边界的,特别是在  $y$  方向上没有边界,就会是这样的情况。如果在  $y$  方向有边界,例如在磁层顶的尾电流片的边界,那么,这些边界就起着粒子源和汇的作用。以一定的速率维持平衡,否则,心须寻找新的粒子源。从上方和下方漂进的粒子就是这样一种粒子源。 $y$  方向的电场将引起粒子从两边漂向电流片。在流体描述中,这种电场意味着等离子体是带着磁场一起入流进来的,因此,我们在回过头来考虑场的湮灭问题。粒子描述和流体描述之间概念性的区别在于粒子描述中我们并不利用移动磁力线的方法。

以上所描述的向 Harris 中性片的流动情况,已由阿尔文(1968)研究过,并在图 9.15 中表示出来。坐标系与图 9.9 和图 9.13 一样,但这里的纸面是  $y-z$  平面,磁场垂直于该平面。图中电流在  $z=0$  的薄片内,在两个理想吸收边界之间流动,这两个边界就是被阿尔文描绘为磁尾等离子体片晨昏边界,其距离为有限值  $L$ 。这两个边界之间的电位降产生一个电场:

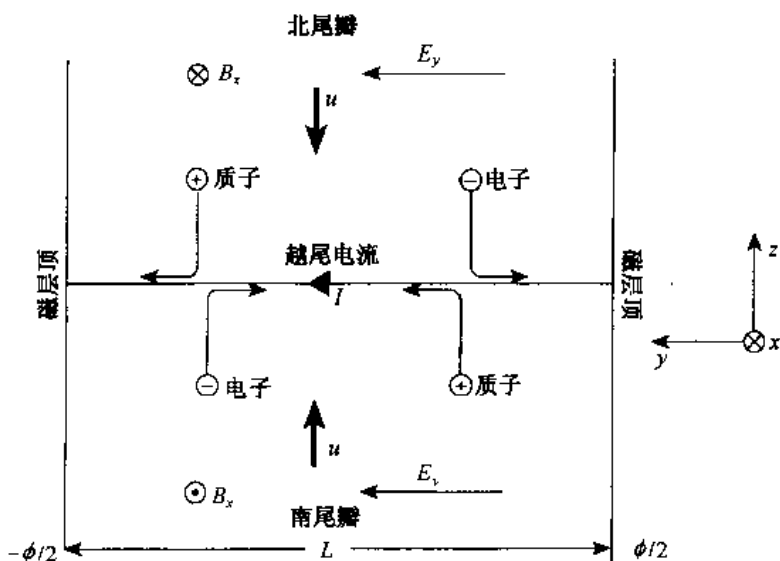


图 9.15 从向阳的角度看从两瓣进入电流片粒子的漂移  
当进入电流片后,质子和电子分别向黄昏和黎明磁层顶运动,携带越尾电流。尾的宽度是  $L$ ,横跨尾的电位降是  $\phi$

$$E = \frac{\phi}{L} \hat{y} \quad (9.50)$$

此电场引起粒子以  $u = E/B$  的漂移速度从上和下两边向中心平面或中性片运动。到达中心平面后,粒子就变成非磁化了(磁场在此处为零)并被电场加速,离子向左,电子向右。这种运动提供了电流。在到达边界时,粒子就损失掉了。电流的连续性体现在许

多的离子像电子那样到达电流片并在相反方向运动。因此,整个电流密度能够通过计算每秒到达左边界总离子数(或反过来,每秒到达右边界总电子数)来求得。每秒到达边界的离子总数必须与每秒进入电流片的离子总数相等。从这点我们获得

$$I = 2nLue \quad (9.51)$$

其中  $I$  是片电流(即,  $x$  方向上每单位长度的总电流),因子 2 是因为离子是从上和两边进入的。应用安培定律于电流片后得到

$$I = 2B/\mu_0 = 2nLue \quad (9.52)$$

因此

$$u = B/(\mu_0 neL) \quad (9.53)$$

此入流速度等效于重联率,所以,应把此表达式和(9.34)中的 Sweet-Parker 重联率做比较。我们很快看到这两者都与系统的长度有关(两种情况都称之为  $L$ )。但是要注意到两种情况长度的方向是不同的,在 Sweet-Parker 模型中是  $x$  方向,在阿尔文模型中是  $y$  方向。然而,两种情况中的重联都受到了系统尺度的限制。

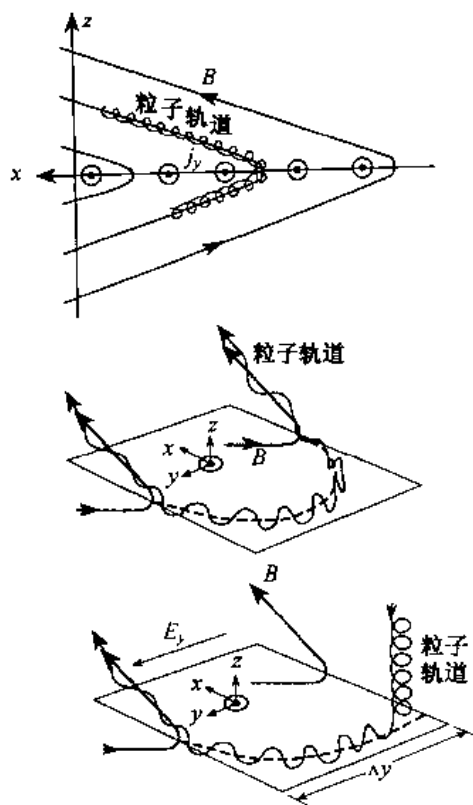


图 9.16 在  $B_z$  有限情况下粒子在磁尾电流片中的轨道

顶上两幅图表示粒子在  $E=0$  坐标系中的轨迹。在最顶上的一幅中,轨道投影在  $x-z$  (原著为  $x-y$ ) 平面上,在此平面粒子沿着磁力线运动,然而,中间的一幅表示当粒子越过磁场最小值平面时在  $y$  方向上有移动。当加上一个电场时(底图),粒子也被加速了(引自 Cowley, 1986)

我们能重组方程(9.53)使之更像方程(9.34)的形式,从  $v_A^2 = B^2/\mu_0 nm$  和经典碰撞电导率  $\sigma = ne^2/m\nu$ ,  $\nu$  是碰撞频率,我们获得

$$u^2 = v_A^2/(\mu_0 \sigma \nu L^2) \quad (9.54)$$

如果  $v_A/\nu L \sim 1$ , 其中  $L$  被认为是平均自由程,  $v_A$  是热速度,那么方程(9.54)非常类似于方程(9.34)的形式。这个模型给出了一个很低的湮灭率,因为宏观长度使湮灭率保持小的数值,这在 Sweet-Parker 模型中正是这样的情况。

继阿尔文研究之后, Cowley 证明了由于离子和电子质量的不同引起电位降的不均匀分布。结果,大部分进入电流片的等离子体非常靠近左边界,电子携带着电流流过了大部分电流路径长度,但这并不影响重联率的基本结果。

在粒子描述中解决慢重联率的问题的方法与在 MHD 描述中解决慢重联率的问题的方法有许多相似之处。我们考虑加上小的有限磁场  $B_z$  来看看在远离严格的中性点处将发生什么情况。如图 9.16 所示,磁力线现在通过电流片时是闭合的。但模型仍然是一维的,所有参数只随  $z$  变化。像 Cowley(1986)那样,我们在两个参照系中进行研究,一个是  $E_y = 0$ , 意味着没有离子流,另一个是具有有限电场和粒子入流的系统里。如果图 9.16 中的磁力线与图 9.10 中 X 线左边的磁力线画的正好一样,那么,后一种参考



系就可以选择为 X 线的静止参考系。图 9.16 表明了粒子在这种磁场位形中所遵循的轨道,这个问题首先由 Speiser(1965)所研究,以后就称为 Speiser 轨道。我们现在来研究这些轨道。

在  $E_y = 0$  的体系中,惟一作用于粒子上的力是洛伦兹力,它并不能改变粒子的能量或速度(因为洛伦兹力总是与速度相垂直)。考虑一个粒子的运动开始于围绕磁力线的旋转,具有朝向电流片的平行速度。当粒子到达中性片时,它在弱的  $B_x$  磁场中的回旋轨道上沿 y 方向运动(图 9.16 的中图),并在电流片上下较强磁场区的磁镜点间来回弹跳运动。回旋半圈后,它离开了电流片,围绕另一条磁力线旋转,离原回旋中心的距离为

$$\Delta y = 2v_x/\Omega_x \quad (9.55)$$

其中  $\Omega_x = eB_x/m$ 。在这种运动中,粒子的速度并没有发生变化,但其在 x 方向的速度却刚好反向。它在 z 方向上的速度变化与否(即它是否离开电流片向上或向下运动)的关键决定于粒子的初始回旋相位。

我们能够考虑粒子在 x 方向上的运动方程来证实方程(9.55)

$$\partial v_x/\partial t = (e/m) \cdot v_y B_x = \Omega_x \partial y/\partial t \quad (9.56)$$

对其积分后我们求出

$$v_x - \Omega_x y = \text{常数}$$

因此

$$v_{xi} - v_{x_0} = \Omega_x (y_i - y_0) \quad (9.57)$$

现在如果入流速度和出流速度是一样的,但在方向上却相反(即,  $v_{x_0} = -v_{xi} = -v_x$ )

$$\Delta y = y_i - y_0 = 2v_x/\Omega_x \quad (9.58)$$

正如我们在方程(9.55)之前所推测的一样。

现在让我们考虑在 x 方向有一个以速度  $v_f$  相对于原坐标系统运动的坐标系。此运动在 y 方向加上了一个电场,以使  $v_f = E_y/B_x$ 。现在粒子离开电流片的速度比进入电流片的速度大,尤其是  $2v_f$ 。如果,入流速度为  $v_x - v_f$ ,那么出流速度就为  $v_x + v_f$ 。粒子获得了动能,能量增量为

$$\Delta W = (1/2)m |(v_x + v_f)^2 - (v_x - v_f)^2| \quad (9.59)$$

这刚好是通过距离为  $\Delta y$  的电场区所获得的能量,其为

$$eE_y \Delta y = 2eE_y v_x / \Omega_x = 2mE_y v_x / B_x = 2mv_x v_f \quad (9.60)$$

因此,在这个参考系中,通过损失一部分电场电势来使入流粒子获得加速。能量增量也决定于粒子的质量。因此,离子比电子增加的能量多,重离子比质子增加的能量多。能量增量也决定于粒子的初始速度或能量,这是因为快速运动的重离子有更大的回旋半径,因此它们通过了较大的电位降。因此,电流片的基本作用犹如离子加速器,等离子体片中离子的温度比电子温度大好几倍。

尽管在上述过程中粒子的加速是很显著的,但这里重要的结果则是粒子在 y 方向上并不是无限地前进;而是在离开电流片以前,只运行一段有限的微观距离。这就极大地修正了我们从阿尔文模型导出的重联率。我们回到(9.53)并用新的 Speiser 距离代替宏观距离 L 便可得到

$$v_d = B_x / \mu_0 n e \Delta y = B_x B_x / 2v_x \mu_0 n m \quad (9.61)$$

现在,在此模型中的  $v_d$  是  $v_z$ , 由于粒子沿着磁力线运动,  $v_z$  和  $v_x$  的关系是

$$v_x = v_z B_z / B_x \quad (9.62)$$

把(9.62)代入(9.61)得到

$$v_z^2 = B_z^2 / \mu_0 n m = v_{Ai}^2 \quad (9.63)$$

因此我们再次发现重联率或者入流速度能够接近入流阿尔文速度, 当用实际粒子运动产生的微观长度代替宏观长度时, 它与 MHD 模型一样。

### 9.4.5 模型的比较和局限性

现在我们应该明显地看到尽管流体和粒子描述起始于不同的概念, 研究不同的问题, 它们却给出很相似的答案。每一种描述都给了我们有关重联和等离子体的知识。在这一节里, 我们首先更详细地比较这两种解, 以证明它们是等效的, 然后讨论它们的一些缺陷, 值得注意的是它们假定时间稳态过程和相关均匀边界条件。

图 9.17 的上图画出了在 X 线磁场位形中遵循 Speiser 型轨道的单粒子轨道的  $x-z$  平

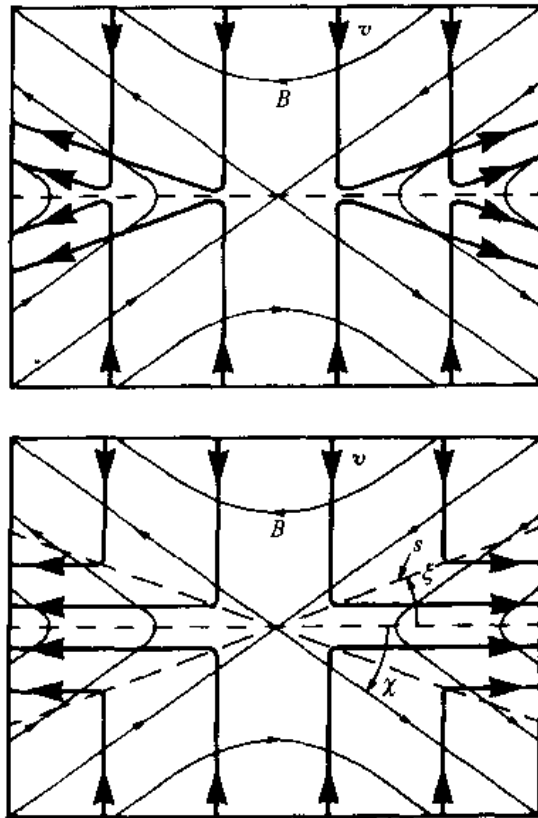


图 9.17 在磁场  $x$  线附近(磁场线由小箭头表示出)粒子轨道(顶图)和等效流场(底图)的比较, 两者都用粗箭头表示出来

顶图是图 9.16 的底图在  $x-y$  平面的投影。注意在 X 线附近加速的粒子超过远离 X 线进入电流片的粒子。底图是整个粒子轨道的积分结果。这里是进入粒子和射出粒子共存的地方, 两种粒子综合形成快速的外流。因此, 即使每个粒子在中心平面都被加速, 沿着以  $s$  标志着的平面, 流体速度突然地改变(引自 Hill, 1975)

面投影。粒子从上部和下部进入,在由水平点划线所表示的反向磁场电流片中被加速。被加速的粒子超过从远离 X 线处到达电流片的入射粒子的轨道后流出图形之外。下图表明了综合上图中的进入和外出流后的整体等离子体的流线。虽然单个等离子体的加速是在磁场反向区,但是整个流体的突然变化却发生在标记  $s$  的倾斜平面。这些平面在几何位形上类似于图 9.13 中的慢激波,但因为粒子已被认为是冷的(那就是说,它们对场的效应可以被忽略),在此处磁场没有跃变。

在平面所限定的区域内,由于速度分布有一有限的宽度,等离子体必然有一个有限的温度,这里的速度分布同时包含入流和出流的贡献。这意味着等离子体已被加热,它也比入流等离子体密度大。实际上,入流等离子体也有一个有限温度,所以,粒子不仅在磁场反向区得到加速,而且也将从有限温度加热。出流区较高温等离子体将引起抗磁效应,减小越过  $s$  平面的磁场强度,使它们也变成了电流片。这些平面变得更接近图 9.13 中的慢激波。

在我们继续讨论磁层中的重联之前,让我们来考虑以上所有描述的局限性。有些局限是明显的。首先,除了磁场的方向外,我们假定了两个入流区是相同的。这在磁尾是个很好的假定。在磁层顶,却是一个较差的假定。磁层顶把磁层的等离子体和磁场与磁鞘区的较密较冷的等离子体和较弱的磁场分隔开。第二,我们假定了两个入流区的磁场是严格反平行的。实际上,在类似磁层顶的复杂表面上,只有几个点才是这样的情况,重联是否主要发生在磁场反向区这一点并不清楚。在磁尾,磁场反平行是一个较好的假设,但较小的越尾磁场也被观测到,其似乎与行星际磁场(IMF)有关。这就意味着在尾瓣中的磁场并不是严格反平行的。更严重的缺陷是我们所讨论的模型中并没有允许加进瞬时变化,也没有允许我们从流体观点或动力论观点来讨论电流片的稳定性问题。这些都是基本的局限性,但在此篇幅并不允许我们做全面的讨论。

在我们描述中隐含的意思是重联是由电流片外部条件所驱动的,也许是在电流片处的聚流所致。这被称为驱动重联。如果外部条件(IMF 的方向、速度、密度等)变化,驱动重联是随时间变化的。如果外部条件改变,很明显,得需要一定的时间,至少是阿尔文瞬变时间的数量级,来达到新的平衡。自发重联是指那些一旦在电流片中达到不稳定性的某个阈值就开始的重联过程。正如十三章所论,这也许是,但并不必然是,在磁亚暴起始时就发生的过程。适用于重联中讨论最广泛的不稳定性是撕裂模不稳定性(例如, Melrose, 1986)。严格地讲,这是一种由于引入了有限欧姆电阻率而产生的电阻性 MHD 不稳定性。然而,“无碰撞撕裂模不稳定性”的存在允许电导率大得使方程(2.45a)左边变为零,但广义欧姆定律中的其他项却引入了有效电阻率;在有些情况下,波或湍动对粒子的散射会引起反常电阻。撕裂模的效果是把均匀电流片撕成一系列电流丝,产生一系列交替排列的 X 型中性线和 O 型中性线。作为限定托卡马克稳定性的重要过程,撕裂模不稳定性的研究起源于聚变等离子体研究。然而,最近在磁层顶(例如, Lee and Fu, 1986)和磁尾(例如, Forbes and Priest, 1983)重联的研究中也涉及到了这种不稳定性。计算机模拟在处理非线性饱和及随后磁场的行为方面起着决定性的作用,但这就超出了本文的范围。

我们所描绘的模型并不能说明重联将在何时何地发生。在磁层顶和磁尾,从观测和理论的观点来看,这些是个没有解决的问题。也许,只有从理论上在磁层系统中给定复杂

的几何位形和非稳态输入的条件下,借助于三维模拟才能得到答案。

## 9.5 磁层顶的磁重联

### 9.5.1 磁层顶边界层

自然界极少是简单的。当我们近看磁层顶时,它远不是在本章开头所讲述的那种简单的电流片。磁层顶电流层的地球方向,航天器已探测到典型厚度为几千公里的边界层。

磁层顶边界层已被确认出来三个不同的类型,图 9.18 表示出这三种边界层在磁层顶是如何分布的。图 9.18 上图表示出 HEOS2 在北部磁层顶的观测。这是惟一在所有纬度观测过磁层顶的航天器。在由空圈所标明的对磁层顶的穿越中,航天器碰到了低纬边界层(LLBL),这是一个含有磁鞘等离子体和磁层等离子体的混合区,在这个区域中,几乎在任何方向都能发现等离子体,但一般是介于磁鞘流和磁层流之间。实心圈标明一种被称为进入层的边界层的观测(或,换个说法是高纬极尖区)。发现这种边界层是在封闭磁层顶模型(图 9.1)的磁场为零的区域或极尖区并扩展到中午前 3 个小时和后 3 个小时的区域。等离子体具有磁鞘等离子体的特征,但流动是低速,无序,也可能是湍动的。边界层的最后一种类型是等离子体幔或高纬边界层(HLBL),由三角符号来标记,被发现于极尖区和进入层的尾向方向的高纬区。在等离子体幔中,流动总是尾向的,但是,流速、密度和温度离磁层顶越远越低。等离子体幔一般在空间上是均匀的,从磁鞘到尾瓣的性质是逐渐变化的,它经常是没有明显的内部边缘,与通常具有一定的内部边缘的低纬边界层明显相反。低纬边界层,正如马上就要讲述到的那样,是由被急剧的边界所隔开的不同的等离子体区域组成。磁层顶的运动使航天器来回地穿越这些边界层,使得观测具有脉动的效果,相邻磁通量管中的不同等离子体说明通量管有不不同的近期经历,这反过来又说明了发生时空尺度较短的过程是形成边界层的原因。

图 9.18 下图表明了 Vasyliunas(1979)对边界层拓扑的解释。进入层是由沿着组成极尖区的开磁力线直接进入的磁鞘等离子体的形成。等离子体幔是在把磁鞘与尾瓣分开的磁顶层部分发现的,并与尾瓣相像,推测其是由开磁力线构成。低纬边界层在其他地方到处可见,在向阳面磁层顶的大多数地方,在等离子体片和磁鞘之间的边界都可看到。Vasyliunas 也表明了这些区域中的磁力线是如何下连到电离层的,大多数极光椭圆区的磁力线是由那些与另一个边界层,尾瓣与等离子体片之间的等离子体片边界层(PSBL),相映射的磁力线所构成。(PSBL 将在 9.6 节中讨论)。在这样的解释下,磁层顶边界层会映射到向阳面极光区,接近当地中午区附近和极盖区附近的一小部分。其他研究者画出的这种图稍有变化,但多数都与这种总体位形相一致。注意在尾部磁层顶附近有一个区域,其中等离子体幔,PSBL 和 LLBL 全合并在一起了。

普遍认为进入层和等离子体幔是在开磁力线区。它们由沿着开磁力线进入磁层的磁鞘等离子体和在被称为“极风”的上行流中从极尖区和极盖区向上流的电离层等离子体混合组成。图 9.19 说明了这个过程。假定重联发生在磁层顶的鼻区。磁鞘粒子沿着新的开磁力线流动,也许在重联过程中被加速。当在更靠近地球处碰到较强的磁场时,粒子被镜反射。然后沿磁力线与低能的电离层粒子一起往上返回。磁力线同时被对流带向尾

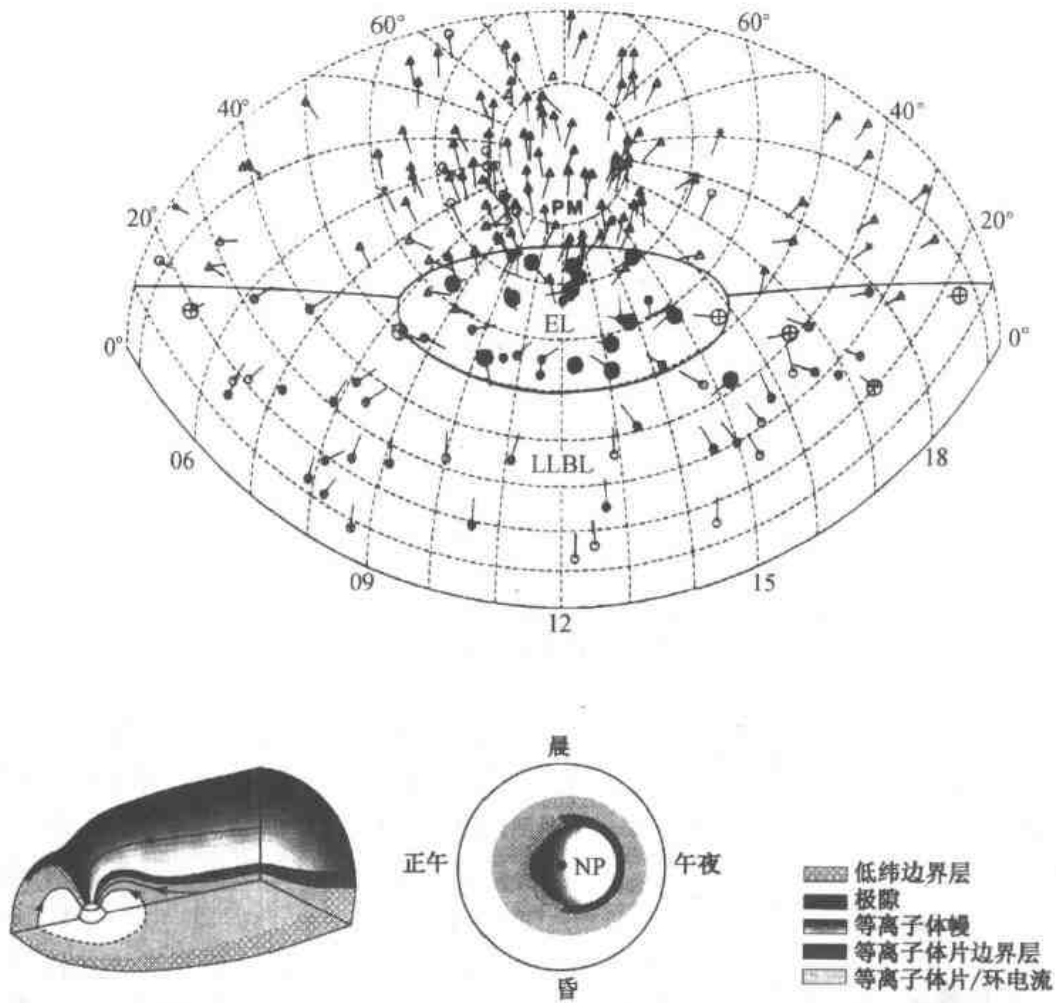


图 9.18 (顶图)磁层顶的极区投影图,表示出 HEOS 2 在跨越磁层顶时所测得的类型  
 注意低纬边界层等离子体(空圆圈),进入层等离子体(实心圈),和等离子体幔(三角形)的观测是如何把磁  
 层顶分为三个不同的空间区域的(引自 Haerendel et al., 1978)。(底图)Vasyliunas (1979)将等离子体边  
 界层映射到高纬电离层

部,变成了尾瓣中的磁力线,仍然靠近磁层顶,或者变成了等离子体幔中的磁力线。低能粒子运动较慢,较长时间才能顺着磁尾到达一定的位置。时间一长,磁力线被对流带到远离磁层顶的地方。这可以解释随着离开磁层顶的距离而下降的幔中温度和流速的分布状况。

LLBL 中的等离子体来源远不清楚,有些磁鞘等离子体可能在开磁力线上越过磁层顶,也许穿越时在重联过程中被加速。其他磁鞘等离子体可能通过一些扩散过程越过磁层顶,也许在磁层顶电流片的小尺度电流结构中被投射角散射。还有其他的 LLBL 等离子体是源于磁层。还不知道有多少 LLBL 的等离子体在开磁力线上和多少在闭磁力线上,也不知道在 LLBL 内是否有明显的开磁力线区和闭磁力线区。在 IMF 北向期间, LLBL 等离子体分布函数似乎是由磁鞘等离子体和磁层等离子体简单混合而成。然而,在 IMF 南向期间,为了解释观测到的等离子体分布函数,就需要磁鞘等离子体被加速和加

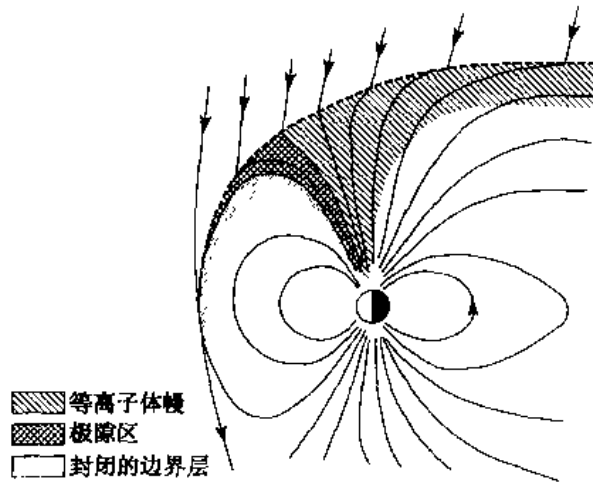


图 9.19 极尖区或进入层和等离子体幔区的连接图

形成极尖区的磁力线向磁尾对流后形成了等离子体幔中的磁力线,将在极尖区低高度镜反射的磁鞘等离子体带入幔区,电离层等离子体也能被极尖区磁力线向上带入幔区(引自 Crooker, 1977)

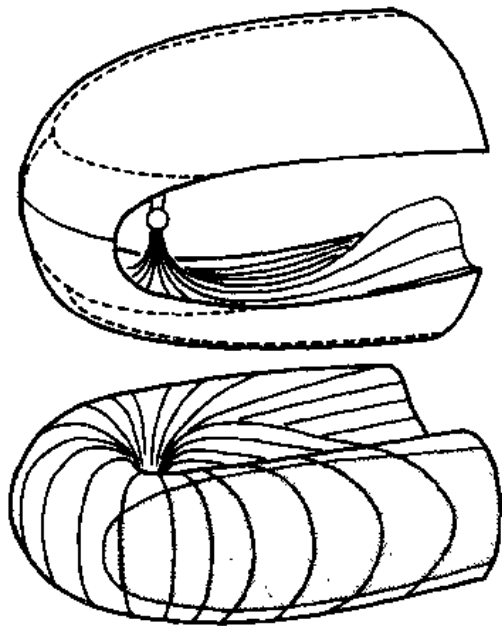


图 9.20 在模型磁层中开磁力线(上图)和闭磁力线(下图)所占有的空间

上图区域包括磁尾瓣,幔区,极尖区或进入层,以及低纬边界层的开磁力线部分。下图区域包含等离子体片,准偶极磁层,以及低纬边界层的闭合磁力线部分。阴影区表示靠近闭合磁力线的磁层顶部分。理想化模型对赤道平面和中午-子夜子午面是对称的,对称性常被偶极场的倾斜和 IMF 的方向所破坏(引自 Crooker, 1977)

热。在部分航天器穿越磁层顶的过程中,完全没有测到 LLBL。观测强有力地表明,重联在 LLBL 的形成中起着一些作用,但其他过程也是重要的。我们强调重联作用并不需要限制在 IMF 南向的时候。当 IMF 北向时,磁鞘磁场和地球磁场之间的重联被认为是发生在极尖区之外。计算机模拟和一些观测表明了这种重联在边界层的形成过程中起作用。

图 9.20 说明了 LLBL 的主要在开磁力线的部分和主要在闭磁力线的部分,这个图对描绘 LLBL 的真实位形是过分简单了,其可能是由开磁力线和闭磁力线混合组成。但是,对于我们了解磁层开闭部分的整体位形,它却是一张有用的图。这幅图的上部描绘了开通量管所占据的空间。这些磁通量管源于地球的两个极区,形成两个尾瓣,以及在向阳面磁层顶形成一个薄层即向阳面 LLBL 和进入层。下图表示闭合磁力线所占的空间。这就是磁层的准偶极区,它包括了向阳面磁层的大部分和等离子体片,等离子体片在磁尾中间比在两翼更薄。这两个空间组合在一起。当它们联合起来时,下图阴影区是闭合磁力线露到磁层顶和磁鞘的惟一区域。一些并不是重联的过程正是在磁层顶的这

一部分造成质量和动量跨越磁层顶传输的原因。

在进一步讨论之前,我们必须强调图 9.20 是过分简单了。所画的磁层顶对于中午子夜面和赤道面是对称的。实际上,正如我们在后面将要看到的那样,IMF 的晨昏分量产生了显著的晨昏非对称性。南北不对称性是由偶极倾斜变化所引起,偏离日地连线的垂直方向,它可以倾斜高达  $35^\circ$ 。如果重联发生在远离赤道平面附近的地方,这完全是可能的,进一步的不对称性便产生了。然而,这张图对帮助我们理解磁层和磁层顶磁场的复杂的几何位形是很有用的,从粗略的观点看,它可能是正确的。

在磁层顶的重联并不是驱动磁层内对流的惟一过程。观测表明,就时间平均而言,一小部分,也许是  $10\% \sim 20\%$  的越过极盖的电位降可能是黏性相互作用的结果。“黏性相互作用”这个词是不严格地用于包括那些能将动量传递过磁层顶的任何非重联过程,它可能包括像通过波-粒相互作用的反常粒子扩散那样的动力学过程,和像 Kelvin-Helmholtz 不稳定性的那样大尺度流体相互作用,或源于磁鞘的行波式压力变化产生的磁层顶的畸变。第三种概念,称为脉冲等离子体穿入(Lemaire, Rycroft and Roth, 1979),也被认为对这种黏性有贡献。

图 9.21 描绘了由模型得到的 LLBL 的闭合磁力线部分,此处的流动是由与太阳风黏性相互作用的驱动。此图除了表明别的外,还说明了把 LLBL 映射到低高度为什么困难的两个理由。此图的左部表明了速度场和磁场在近赤道面场的分布。 $y=0$  平面代表磁层顶,此处尾向流为最大。流速随着离开磁层顶距离的增加而下降,在此图中流速降低直至变为零。更为实际的是,它应与磁层内的向阳流反向并抵消。磁力线被此流带向磁尾并在与磁层顶平行的平面里被拉成抛物线。显然,更靠近磁层顶的磁力线被拉长成赤道越过点径向隔开的一些磁力线,映射到低高度上不同的地方时区。剪切流驱动场向电流从晨边流进电离层并从昏边流出电离层,此情况在图的右部(1 区电流)表示出来。这些电流扭曲磁力线,使得映射进一步复杂化。这些电流和伴随的横场电位降是磁层内“黏性

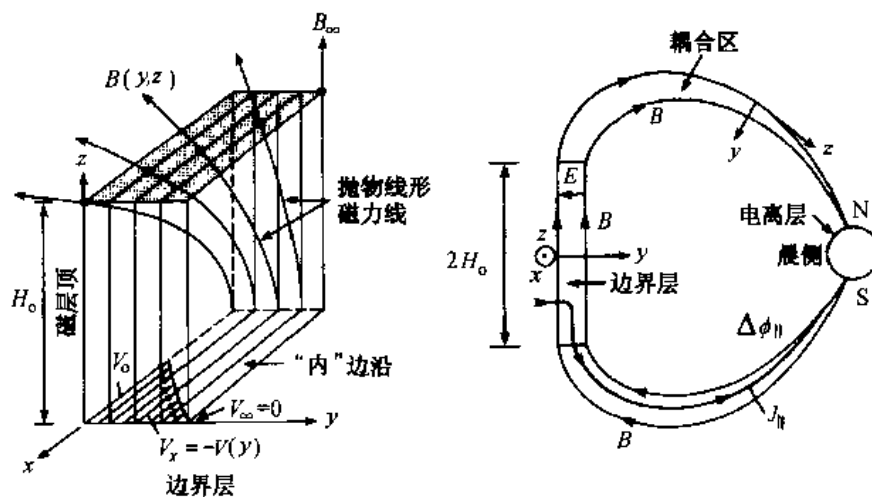


图 9.21 低纬边界层的闭合磁力线部分

左边说明了当磁层顶在赤道时磁力线被跨越边界层的速度剪切拉成抛物线状的详细情形。右边表示连接边界层和电离层的场向电流被速度剪切所驱动。沿着这些磁力线的场向的电位降  $\Delta\phi_{\parallel}$  使得耦合更复杂化(B. U. Ö Sonnerup 和 V. Lotko 提供)

驱动”对流的来源。场向电流产生场向电位降,在图中是  $\Delta\phi_{\parallel}$ 。电位降在晨边和昏边是不同的,其不仅决定于电流的大小也决定于电流的方向。这些电位降的存在使得电离层和磁层之间的电场和流动的映射更加复杂。一般来说,即使在稳态,电离层中的那些流动方向在向阳和背阳之间逆转的点并不映射到 LLBL 中观测到的流动逆转边界。如果磁场位形随着太阳风条件和固有的不稳定耦合过程的变化而变化,感应电场会使位形更加复杂化。

### 9.5.2 磁层顶重联特征

有了已建立的关于重联的几何位形的概念后,我们将其应用到向阳面磁层顶,这样就画出了图 9.22。在此基本的  $x$  线重联图形旋转了  $90^\circ$  使得磁层顶处于常用图中所画的方向上。等离子体流从两边,即左边的磁鞘和右边的磁层流入。重联通量管上的等离子体向上和向下流出所画图的范围并形成边界层。

此处磁层顶的状况不同于我们先讨论的那种理想的类型,两个入流区的等离子体是很不同的。磁鞘等离子体是由过激波后的太阳风等离子体组成,密度和温度相对较高

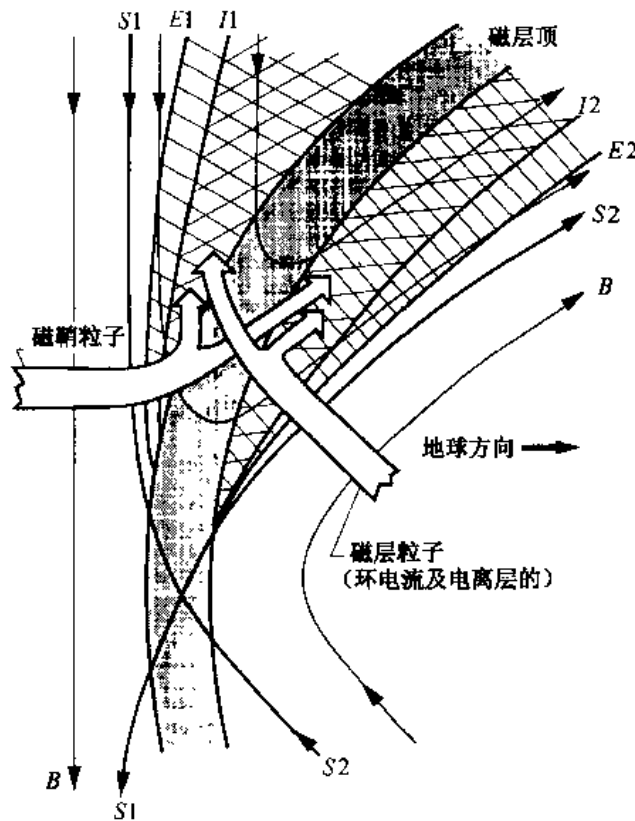


图 9.22 磁层顶重联 X 线附近的几何位形  
磁鞘粒子和磁层粒子分别由左边和右边进入。在此时刻,标记着 S1 和 S2 的磁力线构成 X 线。由 E1 和 E2,以及 I1 和 I2 标记的磁力线所界定的阴影区界是加速了的电子和离子可以进入的区域(引自 Gosling et al., 1990b)



( $n_e \sim 10\text{cm}^{-3}$ ,  $T \sim 100\text{eV}$ )。在磁层内有两类粒子:组成环电流的捕获高能粒子(能量为几个 keV)和源于电离层的冷等离子体( $T \sim 1\text{eV}$ ),两者合起来的典型密度为  $1\text{cm}^{-3}$ 。从边界两边进入的等离子体的特性极不相同,这意味着我们可以根据它们的特性来推断边界层等离子体的来源。至今,我们知道最大数目的粒子是来源于磁鞘。

重联的磁力线(瞬时构成 X 线)由标号 S1 和 S2 来表示(作为分界)。图中还画出了航天器能够探测到在重联过程中被加速的电子(E1 和 E2)与离子(I1 和 I2)的边界,该航天器在离 X 线还有一定距离处穿越磁层顶和边界层。由于粒子以有限速度沿着磁力线运动,同时还有漂移或对流,所以,边界层并不是场向的。电子沿着磁力线的运动比离子快,但两者却以同样速度横越磁力线漂移(假定是纯粹的  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移)。这种结果使得电子边界比离子边界更靠近场向,如图所示,电子边界其在离子边界的外边。这些粒子边界与在图 9.17 中上图靠 X 线最近处通过的粒子轨迹是等效的。

在图 9.16 中所示的 Speiser 型轨道上的粒子从两侧离开中性片的几率是相等的。因此,我们在整个边界层内应该观察到来自磁鞘的粒子和来自磁层内的粒子。图 9.22 中两个宽箭头表明了粒子从这个图两边进入,它们在磁层顶的分叉和合并。

磁层顶准时间稳态重联的直接证据来自对磁层顶高速等离子体流的观测(如 Sonnerup et al., 1986; Paschmann et al., 1986)。图 9.23 表明了 Gosling 等(1990a, b)研究的由 ISEE2 卫星在 1978 年 8 月 12 日对磁层顶由内向外的典型穿越时的数据。当 ISEE2 在地心太阳黄道坐标系(GSE)内的位置是(8.3, 2.4, 3.8)  $R_E$  时,即纬度为  $25^\circ$  的午后一个小时的区域,两条竖直线把实际的磁层顶穿越括了起来。此图从上至下,显示了等离子体数密度,离子温度,等离子体整体流速和速度的 GSE-y 分量,以及磁场的 GSE-z 分量,即垂直于黄道面的分量。首先看底图的曲线,此磁场分量过磁层顶时改变符号并且在磁鞘中磁场有一个南向分量,这有助于重联的发生。但是,磁鞘磁场在 GSE 坐标中基本上是在 y 方向;磁层顶总磁场旋转大约是  $140^\circ$ 。再看离子数据,在左边的磁层中,离子具有小的数密度( $\sim 1\text{cm}^{-3}$ )和高温( $\sim 5 \times 10^7\text{K} \sim 5\text{keV}$ )且基本上是零流速,是环电流的特征。在右边的磁鞘区,等离子体密度大约是  $10\text{cm}^{-3}$ 和温度为  $3 \times 10^6\text{K}$ (300eV),流速大约为  $150\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ,且北向( $v_x > 0$ ),昏向( $v_y > 0$ ),和背阳向( $v_z < 0$ ),与离开日下点的磁层顶上方的流动相符。从 1743UT 开始,ISEE2 开始短暂地进入 LLBL,逐渐深入直到 ISEE2 碰到磁层顶。LLBL 的特征是离子密度和温度介于磁鞘和磁层之间,在那种情况下,强的等离子体流是北向,晨向和背阳向。晨向流由阴影区所表示。这些流动在 LLBL 和磁层顶电流片中被观察到,常常发现它们两倍于磁鞘流速以上。注意 LLBL 是如此不规则,特别是  $n$  和  $T$  反相关的证据更是说明了这种情况。流速  $v$  甚至比  $n$  和  $T$  更不规则。但只有在高  $n$  和低  $T$  的情况下,才会出现高速流的情况。

这种情况下,LLBL 中流的方向可以由图 9.24 上图来解释。这幅图表示了两条磁层磁力线刚刚与磁鞘磁场相重联后的情形,磁鞘磁场指向昏向(太阳风中的“向外”扇区内),且略南向,就像 1978 年 8 月 12 日所测事件那样。在这种投影图下尽管磁鞘流处处是沿径向远离地球,曲率力将倾向于把重联后的通量管沿大箭头方向移去,这就是讲,在重联线北部晨向,南部昏向。下图情况刚好相反,当 IMF 晨向时,即处于太阳风的“向内”扇区。回到上图,我们期望看到磁鞘和 LLBL 流粗略地在重联线北部午前向和在南部午后向运动,ISEE2 在 8 月 12 日位于重联线以北午后时区,流动应是北向和晨向的。假如流

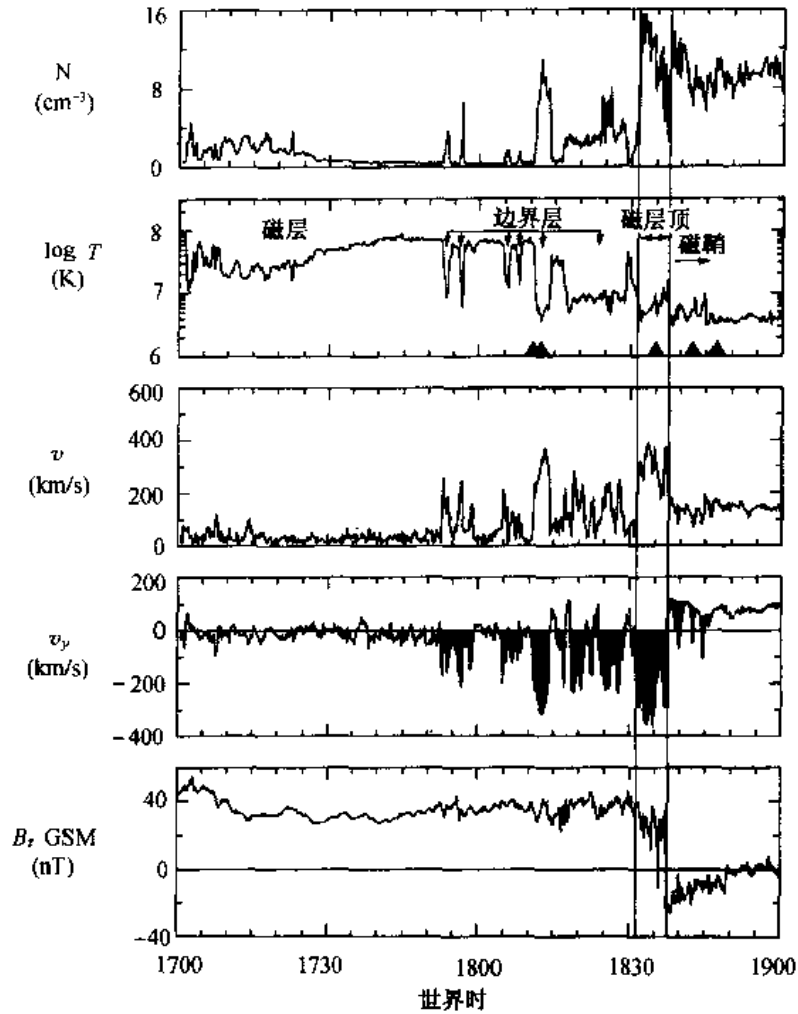


图 9.23 飞船 ISEE2 在 1978 年 8 月 12 日向外横越磁层顶时观测到的等离子体和磁场数据

从上至下表示出, 离子数密度 ( $\text{cm}^{-3}$ ), 离子温度 (K), 离子流速大小及在 GSE-y 方向的分量 ( $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ), 磁场在 GSE-z 方向的分量。竖线表示实际跨越磁层顶的时间(引自 Gostling et al., 1990a)

动平行于磁层顶, 也应是向阳的。这正是观测到的情形。

回到观测之前, 我们仍按照图 9.24 推测的结果。在上图, 重联后的磁力线被拉离午后区到北极盖区的晨边, 在南半球正好相反。与 IMF 相关的非对称流在极盖区很容易就被观测到了(例如, Heppner and Maynard, 1987)并且出现了产生 Svalgaard-Mansurov 效应的场向电流, 这种效应是在高纬地磁计录图中午左右可看到的特征, 是对 IMF 扇区极性的最好的非直接的监测。

现在回到观测并把详细的粒子观测与图 9.22 介绍的模型相比较。图 9.25 显示了在 1978 年 8 月 12 日时对磁层顶的穿越中观测到的二维离子(上下排)和电子(中排)的速度分布图的 3 秒快照图。这种分布是在飞行器的自旋平面中测得的, 所有的粒子都在此平面  $30^\circ$  以内测量到, 且此自旋面与黄道面近似一致。速度尺度以点圈来表示。向阳速度

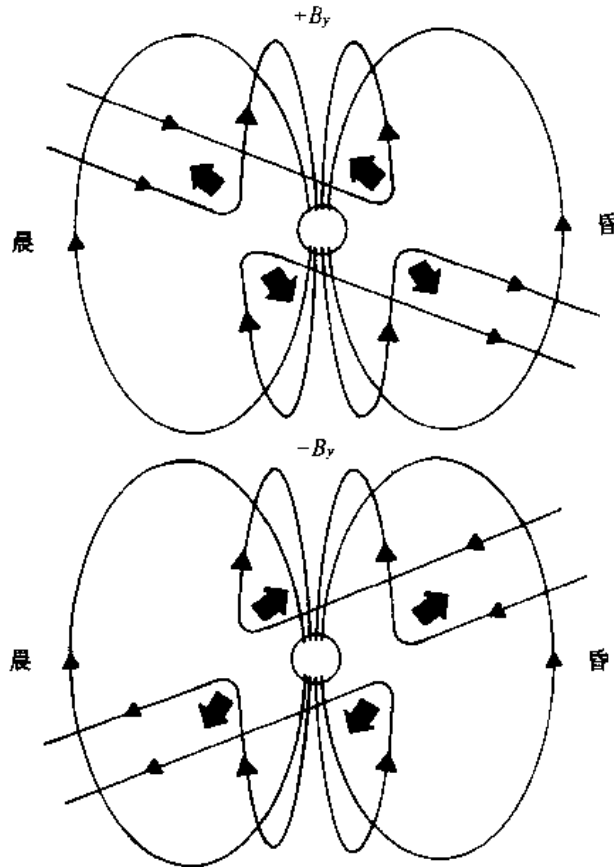


图 9.24 当行星际磁场有南向分量和有正  $B_y$  分量(上图,向外扇区)和负  $B_y$  分量(下图向内扇区)时新的重联磁力线位形  
此图是从太阳方向所视。短粗箭头表明了磁张力拉着磁力线的方向。在此投影图中,未扰动磁鞘流处处径向地离开地球(引自 Gosling et al., 1990a)

是向右,昏向是向底部,三个电子图中的大箭头和一个离子图中的大箭头是表明磁场在此平面上的投影,等值线代表等相空间密度,对数间隔,每隔 10 内有两等值线。这些图的特点便于仔细地研究,因为它们不仅明显地表示了磁层和磁鞘成分的混合,并说明了由图 9.23(见第二章)中所示的温度和速度分布,在取某一个时刻的值而得到的流体量是如何使人误入歧途的。

顶上二排的速度分布是在大约 1810UT 进入 LLBL 期间,由图 9.23 中第二图两个黑三角所标示的相隔几秒的时间内观测到的。底排分布图分别是在磁层顶电流片本身内,通量传输事件时磁层顶上游,和磁鞘本体中时获得的。这三个时间也在图 9.23 中用黑三角表示出来。

我们从最早的和最后的离子分布开始。即左上图和右下图。最早的离子分布是纯粹的环电流或等离子体片离子分布。等值线是以原点为中心的圆,那就是讲相对于飞行器没有明显的流速,粒子是对称分布的(飞行器移动很慢,大约为  $2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ )。这种分布的特征宽度是  $1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,因此,对应于几千电子伏特温度的热速度。在图的中心,在低速度(低能)情况下,离子通量太小以致不能有效地观测。最后一幅分布图是典型的磁鞘本

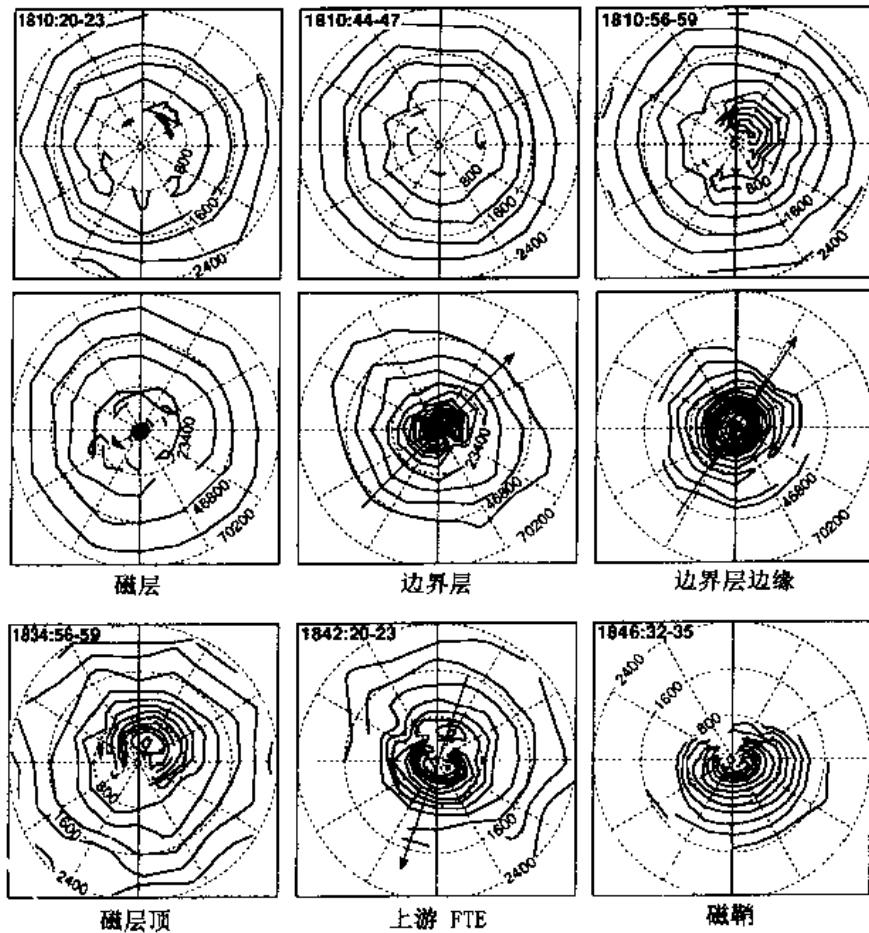


图 9.25 ISEE2 1978 年 8 月 12 日在横越磁层顶期间在不同时间在它的自旋平面内(近似平行于黄道平面)测量到的离子(上排和底排)和电子(中排)速度分布图。观测时间和区域都标出来了,在几幅小图中的长箭头表示  $B$  的方向在此平面的投影。向阳速度指向左,昏向速度指向下(引自 Gosling et al., 1990a, b)

身分布。等值线仍是相对的圆,但圆心是在原点的右下方。这说明有一个相对于飞行器的净离子流(因此相对于地球有一个净离子流)。等值线的中心距原点的位移是  $100 \sim 200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 向左下的位移说明了流动方向是背阳向和昏向,即流动在磁鞘中绕地球而行,正如图 9.23 所示那样。椭圆形等值线说明了离子具有温度各向异性分布的。然而,特征速度较小,相对于几百个电子伏特的温度。这两种分布相对简单合理,可以很好由图 9.23 中所示的通过计算密度、温度、速度的瞬时值来描述。

最早的电子分布(左边、中排)与在其上部的离子分布同时测得,说明了其为热各向同性的电子分布。正中心的等值线分布是光电子(太阳光碰着飞行体时产生的)和来自电离层的冷电子。热电子在由长箭头所表示的磁场方向没有明显的非对称性。后两幅图,滞后 24s,表明了电子分布发生剧烈变化,而离子分布却没有。热电子分布在早期是各向同性的,现在却在相对于磁场  $90^\circ$  的方向上有峰值(等值线椭圆,主轴垂直于磁场方向)。此外,新的较冷的成分出现在分布的中心,这是峰值沿磁场,最小值垂直于磁场。回到图 9.23,我们就可以看到所发生的情形。ISEE2 在重联线的北部向外穿越磁层顶。当它跨

越磁层本身在闭合磁力线和 LLBL 之间的边界时,它已运动到了已经开通了依次较长的磁力线上。依次将通过边界 S2、E2 和 I2。没有一点粒子的迹像在 S2 上出现。在头两幅分布之间,ISEE2 越过 E2 电子边界,但并没有越过 I2 离子边界。磁力线是开通的,第一个特征是有场向速度的电子。一些以前被磁层捕获的电子,越过磁层顶而损失掉留下投掷角为  $90^\circ$  附近的电子,因此,热电子的等势线变扁了。同时在大箭头所示方向移动具有场向速度的磁鞘电子已经到达 ISEE2。一些已下到磁力线根部附近的电子被镜反射回到磁层顶,在与大箭头反平行的方向上移动。然而,投掷角近乎为  $90^\circ$  的磁鞘电子,沿着磁力线缓慢移动,也会到达飞行器。注意磁鞘电子具有每秒几千公里的平行速度。

在下一对分布图上,取资料时间仅滞后 12s,电子分布看上去完全不同了,且离子也开始有所变化。ISEE2 现已越过 I2 离子边界。冷磁鞘离子已出现在分布图右上边。这些是从磁层顶方向沿着磁力线来的。离子没有时间被镜反射并返回飞行器。注意离子沿着磁力线的速度是每秒几百公里且磁鞘离子对磁场方向并不是对称的,却具有垂直于  $\mathbf{B}$  的净流,是背阳向和晨向的。正是分布的这种情况造成了图 9.23 中所示的反向离子流。电子已经经历剧烈变化。大多数磁层热电子已经沿着开磁力线逃逸掉了。同时,冷分布的等值线已经变得更圆了,一是由于投掷角散射,二是因为近  $90^\circ$  投掷角的磁鞘电子有时间到达飞行器。30s 后(图中没画出),在磁力线根部附近被镜反射回来的离子到达重联点。一些分布表明了反射粒子和在直接到达飞行器的粒子中存在着平行速度截止。利用这两类速度并估计出到磁镜点的距离后,那么沿磁力线飞行器到重联点的距离也可以计算出来(见习题 9.3)。利用穿越边界层边缘 10min 前获得的资料,Gosling 等(1990b)估计在观测前 10 秒钟,某条磁力线在 ISEE2 南面  $5R_E$  处发生了重联,重联点靠近赤道面。

在电流层内部(图 9.25,最下排,左边)磁鞘和磁层离子都出现了。在此次特别的穿越中,大多数磁场旋转发生在电流片的外边界。当这种分布被观察到时,磁场已被压缩了,但基本上还是在 LLBL 中磁场方向上,磁鞘离子沿着磁力线在同样的方向运动。

图 9.23 中,恰好在磁层顶外部,在 1840 至 1845UT 之间,有三个短时间段内  $v_y$  是负的,还伴随温度的增加和流速与密度的降低。磁场在此没有画出(Gosling et al., 1990a, 图 3)。然而,在磁层顶的法向磁场分量中出现双极特征,并且磁场大小稍有下降。这是通量传输事件(FTEs)的例子,FTEs 首次由 Russell 和 Elphic(1978)识别为磁层顶电流层两边特有的特征。在 FTE 中确认出三种不同的离子成分(图 9.25,底排中图)。首先,有正常的磁鞘粒子在  $+y$  方向向昏向流动。第二,沿着  $\mathbf{B}$  在  $-y$  方向逆流的稍温暖的离子成分。最后,沿着  $\mathbf{B}$  在  $-y$  方向流动的更热的离子成分。这三个不同成分的存在表明,通量管越过磁层顶(即,ISEE2 是在开磁层通量管的磁鞘部分)。磁鞘离子在重联前就存在于磁力线上。当 IMF 离太阳指向时,且 ISEE2 在重联点的北部(由边界层中的流和时间飞行计算给出证据)时,此通量管仍然联着太阳(参见图 9.24,上图);因此,磁鞘离子源并没有被截断。这些稍温暖的逆流离子是已进入磁层顶电流片的磁鞘离子,已被加过速并留在磁鞘一边(图 9.17 和图 9.23)。这些离子在磁层顶被“反射”后沿着磁力线回流。较热的离子是磁层来的越过磁层顶正在逃逸的离子。将联合分布函数积分得到图 9.23 所示的  $-v_y$  速度。然而,矩计算并不能精确描述几种不同粒子成分在磁通量管上共存的情况,三种成分的流动基本上是场向的。很清楚,我们将乐于知道通量管本身是如何运动的

(即：离子流的  $v_{\perp}$  分量), 但由于磁场方向几乎精确地沿  $y$  方向,  $v_{\perp}$  也基本指向北和背阳; 因而我们不能说磁力线是被拉向地球的晨边或昏边, 或者是直接回到极盖区的顶端。

由 Russell 和 Elphic 确认出的 FTEs 的主要特征是磁场的磁层顶法向分量的双极特征。在磁层顶两边测到的一系列 FTEs 信号在 ISEE2 磁强计资料中是非常明显的, 如图 9.26 所示。数据在边界法向坐标系中列出。在这些坐标中,  $B_N$  是垂直磁层顶指向外边;  $B_L$  和  $B_M$  则与磁层顶相切,  $B_L$  是沿地磁偶极轴在磁层顶的投影(正北方为正)方向;  $B_M$  指向晨向,  $B_L$  在 1247UT 的急剧变化标志着 ISEE2 从磁层通过磁层顶到达磁鞘。在磁层顶外被观察到的四个 FTEs 由斜阴线来标明。至少还发现有三个在磁层顶内。所有事件都是先正后负(先向外和后向内)的  $B_N$  扰动并且具有局部磁场最大值。在 FTE 内部, 磁场方向与 LLBL 和磁鞘的方向都不相同。也注意到磁场强度在 FTE 内部比在其他地方更大。

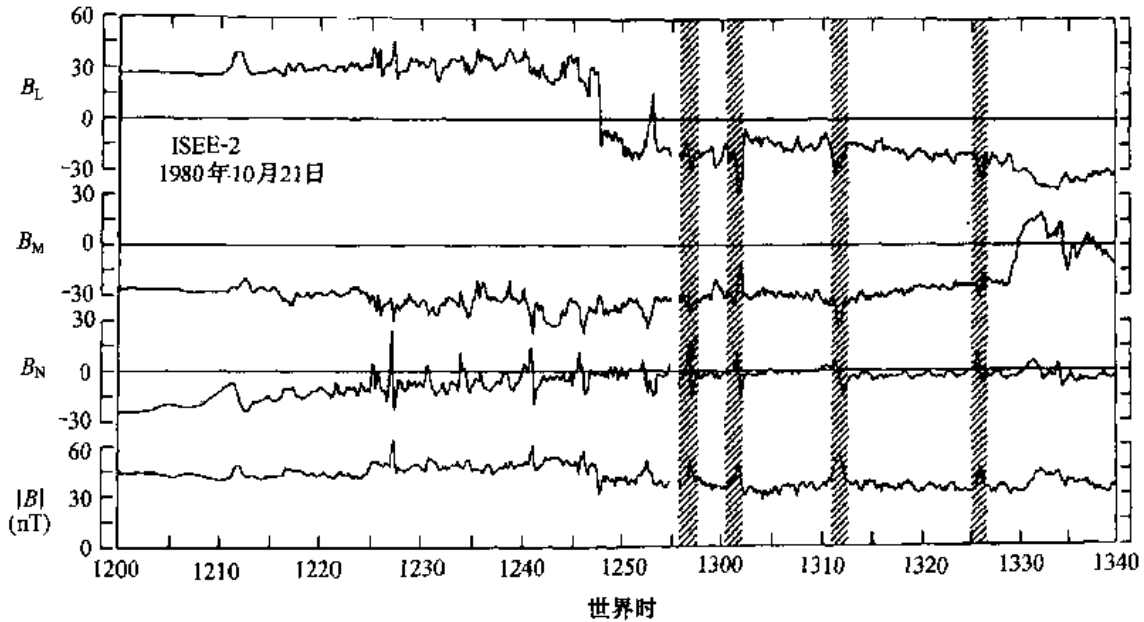


图 9.26 ISEE2 在 1980 年 10 月 21 日向外横越磁层顶时的磁强计数据, 表示出一系列的 FTEs 数据是在边界一法向坐标系中列出。ISEE2 在 1247UT 跨越磁层顶, 由  $B_L$  符号的变化而标出。至少 7 个 FTEs, 每一个都由  $B_N$  中出现先正后负的偏移变化标出。在磁鞘中观测到的四个由斜横阴影标出(引自 Elphic, 1990)

$B_N$  扰动先正后负的极性在边界两边是相同的这一点极为重要。这个类型的特征仅可以由磁层顶的磁泡或局部隆起所产生。边界上的波产生的扰动应产生在边界内外观察到相反的极性。这里所示极性是当飞行器在磁赤道北部时常观察到的, 而在磁赤道南部的磁层顶两边经常观测到  $B_N$  是先负后正(图 9.27)。

这些观测与图 9.23 和图 9.25 中所讨论的等离子体观测一起, 是 Russell 和 Elphic 原始解释的基础, 与图 9.28 中的图像相符。磁层通量管在磁层鼻部在重联爆发的有限时空尺度内已重联过了。结果是产生了两个开通量管, 位于磁层顶上, 部分在电流片内, 部分在电流片外, 并向内或向外扭曲电流片, 在通量管两边纯粹的磁层和磁鞘磁力线在此图中并没有绘出来。这两个开通量管正如图 9.24 所示那样以同样方式被向上和向下拖拉。

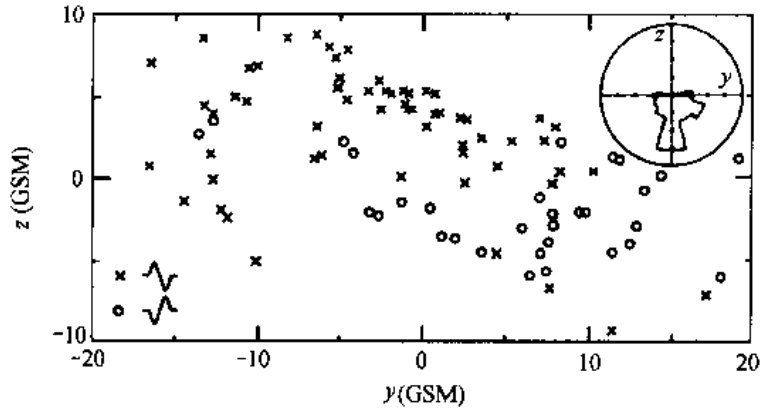


图 9.27 FTEs 在向阳面磁层顶上的分布在地心太阳磁层坐标系 (GSM)  $y$ - $z$  平面上的投影图

FTE  $B_N$  的极性由叉号 (+/-) 及圆圈 (-/+) 表示。在单个横截中, FTE 的极性在磁层顶两边是一样的。但很清楚地看到, 在赤道北面是 +/- 的顺序, 在赤道南面是 -/+ 的顺序。图中插图说明了观测到 FTE 的几率随 IMF 方向的变化。在 IMF 北向时几乎没有观测到 FTEs (引自 Elphic, 1990)

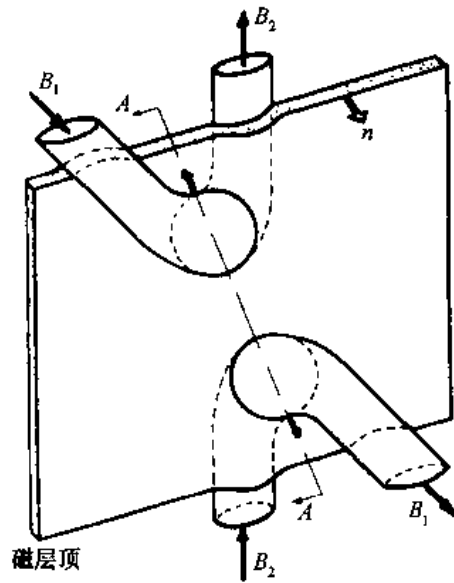


图 9.28 Russell 和 Elphic (1978) 关于 FTE 最初解释的描图  
图中画出孤立的刚重联的通量管横越磁层顶的两部分。  $B_1$  是磁鞘磁场,  $B_2$  是地磁场, 通量管仅在两个圆形区越过磁层顶; 磁层顶的其他地方是闭合的。重联磁力线管的所有部分推着磁层顶, 并使其稍微变弯 (引自 Sonnerup, 1984)

通量管在磁层和磁鞘部分的运动过程中通过飞行器产生特征磁场信号。注意上部通量管会引起正/负  $B_N$  扰动, 而下部通量管却引起相反极性扰动。如果飞行器只是通过开通量管旁边的磁层或磁鞘磁力线区, 特征的  $B_N$  和  $|B|$  特征仍会被观测到, 但是, 当然观测不到开通量管中混合的离子和电子特征。

至今,我们已经展示了磁层顶重联的证据,虽然很强,却也是定性的。我们已经表明预料的等离子体成分存在于正确的磁场位形中。然而,与理论定量地比较也是可能的。这些涉及到电流片中的力平衡所要求的加速与 LLBL 中看到的加速流的匹配问题。这些粒子在电流片中由  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  力加速,除了边界层里是闭合的情形( $B_N=0$ )外,这个力总是存在的。观测上的困难在于测量小  $B_N$  分量,它要求边界层的方向是确定的。如我们在 9.4 节中所讨论的那样,单粒子在  $E=0$  的参照系中并不被加速,此参照系称为 de Hoffman-Teller 坐标系,其随着重联后的磁力线运动。在变换到相对于地球(或飞行器)静止的参照系后,粒子获得两倍参照系变换的速度。Sonnerup 等(1981),Paschmann 等(1986),和其他研究者已经在大量的穿越磁层顶的事例中,定量地检验了这种速度增益并发现与观测到的流动的方向和大小完全一致。

### 9.5.3 不规则的,非稳态重联

正如我们已经获悉的那样,发生在磁层顶的重联证据是不容置疑的。但问题是,重联发生在哪里?是以什么时空尺度发生的?重联能否解释观测到的磁层顶边界层的所有性质以及在低高度上观测到的流场、电流和沉降粒子的分布?对这些问题还没有肯定的回答,它们仍然是很活跃的研究题目。三个主要因素被认为是影响重联的起始和重联率:磁场的相对指向,或剪切度;磁鞘的流速;和磁鞘等离子体  $\beta$ (例如,Quest and Coroniti, 1981)。磁场重联在磁鞘磁场和磁层磁场反平行容易发生。当然,磁层顶发生重联的地方决定于 IMF 的方向(和在较小程度上,决定于地球偶极轴的倾斜度)。Crooker (1979)把这些区域绘了出来,并且根据反平行合并理论认为在这些位置重联最易发生。但是,重联也更可能发生在磁鞘流缓慢流过磁层顶的地方,因为其有充分的时间使不稳定性增长起来。磁鞘流在磁层鼻部滞止点附近最慢。磁鞘流离开此点后就加速了,在到达两翼时变成了超阿尔文速。这似乎有助于磁层鼻部的重联。最后,磁层顶的低  $\beta$  也可能有助于重联。再次,在滞止点,通过场向等离子体流,部分通量管倾向于真空,并几乎停在慢流区时发现最低等离子体压力。这就产生了称为等离子体倒空层的区域,位于磁层顶前外面。磁力线在此处堆积。在这里,等离子体压力降低,磁压强加大(因而维持均匀的总压),所以  $\beta$  值就降低了。因此,这种效应倾向于促进鼻部的重联。因而,三个当中的两个因素有助于重联在靠近磁层顶鼻部的地方产生,第三个因素有助于对 IMF 的方向的响应在磁层顶周围移动的两个地方的重联。

似乎磁层顶重联是极有可能发生的,至少在 IMF 南向时,在靠近流场滞止点的磁层顶鼻部发生的频率最高。重联率在分钟的时间尺度内变化,这对于稳态重联要达到的压力平衡过程来讲已足够长了。时间可变性也引起磁层顶附近观测到的 FTE 特征。因为单  $x$  线充分解释了这种观测。似乎没有理由要求多个重联点,但这并不意味着它们不存在。几位学者已经应用多点重联和湍动重联来解释各种观测。重联过程中的时间可变性是固有的还是由于磁鞘条件不断变化的结果仍然是一个悬而未决的挑战性的问题。



## 9.6 重联和等离子体片边界层

等离子体片边界层(PSBL)在等离子体片和两个尾瓣之间形成,北部 PSBL 在图 9.18 中示出,类似的边界层把南瓣和中心等离子体片(CPS)区分开来。在这种边界层内,等离子体数密度和温度介于瓣和 CPS 之间。但其主要特征是持续的场向电子流和离子流,方向既向地球又向磁尾。

PSBL 是由重联区被加速了的等离子体构成的。这样的边界层在其他地方也存在(例如,PSBL),但 PSBL 提供了有关物理内容的清晰例子。磁尾等离子体重联起始于来自于两个尾瓣区的等离子体入流,它们的等离子体特性很相似。这使得尾部重联更接近于 9.4 节中我们讨论过的经典模型。其与经典模型的主要差别在于尾部重联的两个出流区是不同的(图 9.11)。在 X 线的尾向侧,通量管与地球脱离接触,被磁张力拉到太阳风区。但 X 线的地向侧,通量管受到组成 CPS 的闭合通量管中缓慢移动的稠密等离子体所限制,结果产生了一个外流的分叉区。通量管本身移动很慢,但已在电流片中被加速过的粒子在现在的闭合磁力线上快速地从两边向地球运动,即向着地球的南极和北极。这些就是在 CPS 的南北两边 PSBL 中看到的向着地球运动的场向粒子流。到达近地区时,碰到磁镜点返回,沿着边界层产生了尾向场向流。几个来回后,回流粒子就被热化了,现在通量管含有更多各向同性的等离子体,将合并到 CPS 中去。

瓣等离子体的基本来源是慢,在 9.5.1 节中我们看到慢是通过极尖区进入磁层的磁鞘等离子体和电离层等离子体的混合形成的。磁鞘等离子体的温度近似为 300eV,逃逸的电离层超热等离子体的温度有几个电子伏特。想像磁鞘的  $H^+$  进入磁层,并在由图 9.11 中的标号为 2 的磁力线上的低高度磁镜点被反射回来。离子沿着磁力线上行;当其遇到弱磁场时,其场向速度  $v_{\parallel}$  增加,很快其投掷角接近 0,速度的方向大致沿着磁力线。如果它移动很快,再次回到磁层顶并重入磁鞘区,也许这时磁力线已经运动到标号 3 的位置。更慢运动的粒子跑出磁层在磁尾下游,在标号 4 和 5 的位置越过磁层顶。然而,如果离子运动足够慢,当磁力线到达 6 的位置时,其仍然在磁力线的磁层部分。当磁力线重联时,粒子的行为决定于其在 X 线区的地球侧还是磁尾侧。如果离子在重联点向尾侧运动,它就会继续远离地球,不再跨越电流片,除非磁力线离地球最近那点的尾向移动比粒子快,在这种情况下离子将被加速。但在任何情况下,这种粒子都处在纯粹的 IMF 磁力线上。因此,无论加速与否,最终将与太阳风汇合。另一方面,假如离子在 X 线的地球侧,其将在闭合磁力线上进入电流片。它会遵循 Spiciser 轨道(图 9.16)被加速,并以增大的  $v_{\parallel}$  离开电流片向地球方向移动,变成了在 PSBL 中可看到的地向流离子。我们已在图 9.3 中描绘过慢粒子速度弥散。点线表示了当磁力线对流到尾中心时不同速度  $v_{\parallel}$  的离子所走的路线。

我们能定量地导出粒子运动速度(能量),越尾电位降,和到 X 线的距离之间的关系以便确定是什么能量的粒子将在中性线的地向侧进入等离子体片。假如 X 线到地球的距离是  $L_x$ 。一旦粒子离开地球附近进入磁场强度为  $B \sim 20\text{nT}$ , 比其镜点的磁场小  $10^3$  倍的尾瓣区,  $v_{\parallel} \sim v$ , 且磁力线大致与尾轴平行。因此,在很好的近似下,粒子将在

$$t = L_x/v_{\parallel} \quad (9.64)$$

时间到达磁力线上的重联点。

在 9.4.2 节中, 我们导出越尾电位降  $\phi$  为 53kV。其提供的电场把磁力线管从近尾瓣磁层顶对流到尾部的中心平面。电场强度是  $\phi$  除以尾的直径  $2R_T$ , 并且磁力线必须对流  $R_T$  的距离, 所用时间是

$$t = 2R_T^2 B_T / \phi \quad (9.65)$$

其中  $B_T$  是磁尾瓣的强度。注意分子是正比于两个尾瓣中的总磁通量。

用等号把这两个时间连起来, 即(9.64)与(9.65)相等, 就给出了当重联发生时到达重联点粒子(即, 粒子通过 X 线)的平行速度。此临界速度是

$$v_{\parallel c} = \phi L_x / (2R_T^2 B_T) \quad (9.66)$$

因此, 临界粒子能量是

$$W_c = m [\phi L_x / (2R_T^2 B_T)]^2 / 2 \quad (9.67)$$

较低能的粒子在 X 线的地球侧进入等离子体片, 能量较高的粒子将在 X 线的尾侧。取离子为质子,  $L_x = 100R_E$ ,  $\phi = 53\text{kV}$ , 且  $R_T = 26R_E$  和  $B_T = 10\text{nT}$ , 正如在 9.3 节中所得出的那样, 我们获得  $W_c = 21\text{eV}$ , 对典型的磁鞘质子而言, 此值偏低, 但对典型的电离层质子而言, 此值是高的。 $\phi$  和  $L_x$  至少能小或大 2 倍, 那么  $W_c$  就能变大或变小一个数量级, 这要取决于极盖电位降和到 X 线的距离。(分母正比于两个尾瓣磁通量, 变化的因子很小)。注意重离子, 如电离层中的  $\text{O}^+$ , 很容易被捕获, 因为能量越高越易逃逸, 这本质上像是一个速度过滤器而不是一个能量过滤器。

我们从这个计算中所获得的是在极风中逃逸的电高层离子大部分在磁层中被保留下来。因为除非 X 线离地球很近, 它们才能在 X 线的地球侧对流到等离子体片。从极尖区进入并变成慢等离子体成分的磁鞘离子通常将从尾部逃逸, 除了也许是最冷的离子外, 在快速对流时, 如果 X 线的位置在远磁尾, 它们也许会被闭合磁力线捕获。

如果粒子在 X 线地球侧进入电流片, 将会被加速。从(9.60), 利用  $W = m v_x^2 / 2 = m v_{\parallel}^2 / 2$ 。我们求出能量增益为

$$\Delta W = \frac{4E_y}{v_{\parallel} B_x} W \quad (9.68)$$

其中  $x$ 、 $y$  和  $z$  下标参照尾坐标系方向, 其中等离子体片是在  $z = 0$  平面,  $x$  指向地球(这是大致的 GSE 坐标系)。因而加速后的离子的能量是  $W'$  为

$$W' = \left( \frac{4E_y}{v_{\parallel} B_x} + 1 \right) W \quad (9.69)$$

其中  $E_y$  是越尾电场, 把 60kV 电势均匀分配在磁尾的宽度上就得到一个大约  $0.2\text{mV} \cdot \text{m}^{-1}$  的电场。实际上, 重联只是在磁尾宽度的一部分内发生, 比如在磁尾截面的中心, 那么, 此电场会大好几倍。垂直于电流片的磁场分量  $B_x$  是极不清楚的参数, 可高达  $1\text{nT}$ 。但是在  $x$  线附近就可能相当小了, 也许只有  $0.1\text{nT}$ 。量  $v_{\parallel}$  是入流粒子的速度, 我们可以用刚得到的临界速度  $64\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。把这些值代到(9.69)中, 获得能量增加的倍数介于 8 到几百之间, 这足以将  $21\text{eV}$  的质子加速到千伏特的量级。有同样临界速度的  $\text{O}^+$  离子具有  $340\text{eV}$  的初始能量, 可以被加速到万伏特量级。

这些粒子现处于闭合磁力线。图 9.29 示出它们后来的运动, 即向着电流片的电场漂

移和场向运动的组合。这种粒子的有限速度形成了一个边界层,与 LLBL 中的情形相像(图 9.22 和图 9.25),电子边界在分界面内,离子边界在较深的内部。在到达靠近地球的强磁场时,粒子被镜反射并且返回。在地向流边界内形成了回流边界。因此,如果飞行器从重联区的地向侧由尾瓣进入等离子体片,离地球  $15R_E \sim 20R_E$ ,将首先看到地向流高能电子,然后是回流电子,再后是地向流离子,最后是尾向流离子,这就是所观测到的情形(例如, Onsager et al., 1991)。如果加速区是较小的,时间飞行粒子弥散将产生在边界层的任何地方都观测到只有一个特定  $v_{\parallel}$  值的粒子,且地向运动粒子的  $v_{\parallel}$  比被反射的尾向运动粒子的  $v_{\parallel}$  小。实际观察到的是在一个较低截止值以上的所有能量(即,速度)的离子(和电子)。地向运动离子的截止能量比尾向运动离子的截止能量低。这只有通过图 9.29 所示的扩展源来解释,不同能量的离子来自于加速区的不同地方。高能离子在靠近飞行器(或地球)处被加速。

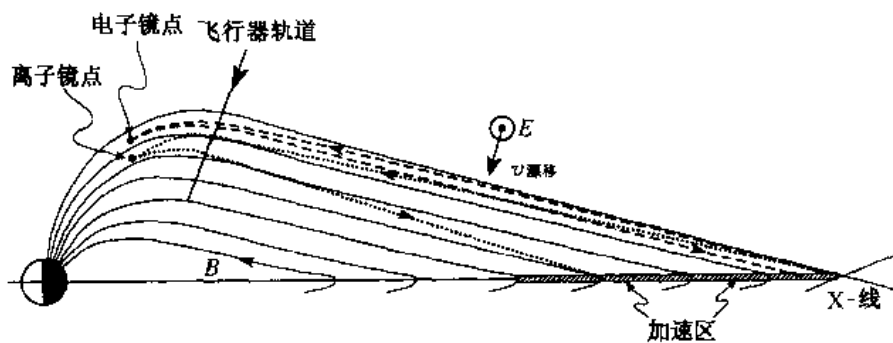


图 9.29

在磁尾电流片中  $x$  线的地球侧被加速后的离子(短虚线)和电子(长虚线)的运动,两者均沿磁力线向地球运动,且在近地区域被磁镜点反射。同时,它们也进行着向电流片方向的  $E \times B$  漂移。在一个来回中,快速运动的电子比离子漂移得慢。结果,在地向流和尾向流中电子和离子有一个空间分离。这应被沿着所示轨迹的飞行器观测到

Onsager 等(1991)利用简单的绝热粒子轨迹把被观测到的电子和离子分布模式化。图 9.30 比较了飞行器的观测结果和模式结果。左边的四幅小图(a~d)是 ISEE2 在 1978 年 3 月 1 日从尾瓣通过 PSBL 进入 CPS 过程中测到的。逐个分布间隔几分钟。在右边的四幅小图(e~h)是参照 Onsager 等(1991)的时间稳态模型在逐渐靠近电流片的位置上得到的分布图。e 和 h 之间的距离大约为  $1.5R_E$ 。在 a 和 e 这两种分布中,只有地向流离子。低能截止是时间飞行过滤的结果。模型的高能下落是采用麦克斯韦分布的结果,在加速点温度是  $30\text{keV}$ 。在接下来的两幅图里(b 和 f),回流粒子被观测到。注意反射离子的低能截止是高于地向运动离子的低能截止值,且地向运动离子的低能截止比第一个分布的要低。再后两幅图(c 和 g),最高能量的局部镜反射(投掷角  $90^\circ$ )的离子已经到达。在最后两幅图里,高能离子就变成几乎是各向同性了。速度在  $900\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  以下的离子通量对观测来讲太低了,这使得在图 d 的分布出现各向同性,这说明 ISEE2 现在是处在 CPS 当中。然而,模型分布图 h 表明在  $800\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  以下速度(能量低于  $3\text{keV}$ ),分布远离各向同性并且仍然显示出了一个清楚的边界层形状。模型分布图中靠近原点的稠密等值线是未加速的瓣离子(即尚未跨越电流片的离子。参见图 9.17 所示),飞行器不可能观测

它们。

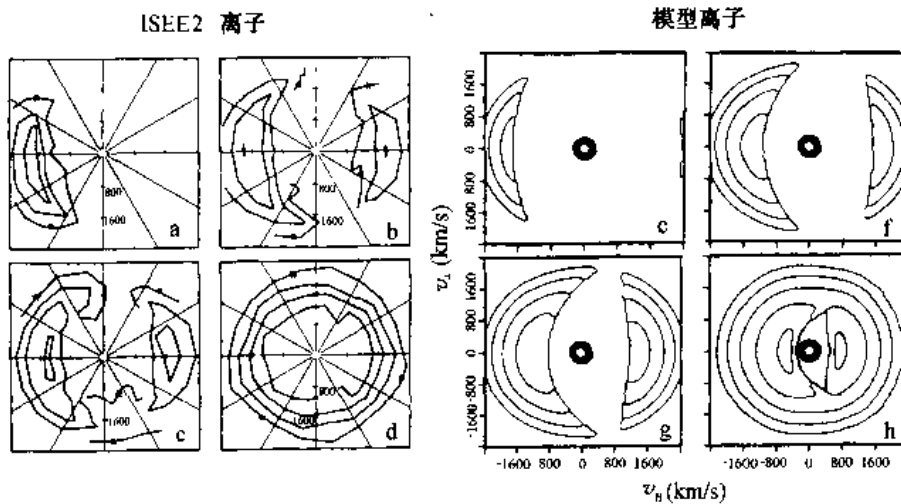


图 9.30

左边:ISEE2 在 1978 年 3 月 1 日从尾瓣进入 CPS 观测到的离子速度分布。分布是在飞行器的自旋平面(近似平行于黄道面)中观测到的。地向(尾向)运动离子是在左边(右边)。磁场沿着水平轴。a-b 分布图是 ISEE2 深入等离子体片中时在 0405, 0408, 0414 和 0434UT 时获得的。右边:在时间稳态模型中逐渐靠近等离子体片中心的离子分布图

(引自 Onsager et al., 1991)

最快运动的反射粒子很快回到电流片上仍然是很薄的某一点然后就被二次加速。电子可以返回多次且被加速到更高的能量。增能的限制是由于粒子在电流片的回旋半径变得太大以致于粒子在两翼离开磁尾的缘故。

Green 和 Horwitz(1986)考虑了在一个更加实际的近地磁场模型中的地向流离子的演变结果。在图 9.31 的左边,示出两种离子的轨迹,每一种离子的投掷角都为  $2.6^\circ$ ,且速度分别为  $500$  和  $1500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。这些粒子从磁尾方向  $40R_E$  和电流片上方  $7R_E$  的地方出发,在所用磁场模型中估计其镜反射点在  $2R_E$  的高度上。Green 和 Horwitz 加上了一个与越尾电势  $150\text{kV}$  等效的电场(扰动时的典型值)。在这种场中,最快速粒子回到比  $40R_E$  远的地方,较慢的离子在  $20$  个  $R_E$  处越过电流片,且经过三个来回后留在离地球  $10R_E$  范围内。图 9.31 右边的离子分布,是典型的地向流(参见图 9.30)。Green 和 Horwitz 把各种分布用阴影图描了出来。投掷角小于  $1^\circ$  的粒子在  $100\text{km}$  以下高度镜反射,并且损失掉。投掷角小于  $2.6^\circ$  的粒子在地心距离为  $2R_E$  以内被反射,并且很可能进入场向电位降区向下加速电子产生明亮的极光。电位降的方向是向上加速离子,因而这些离子将被反射。分布的主要部分在较高的高度上产生镜反射(镜反射点的径向距离  $R_m$ ,在分布图的底部示出)。在深阴影区中的离子在  $40R_E$  的向地侧再次穿过电流片,其余的运动至  $40R_E$  以远,但当它们是在闭合磁力线上时,整个分布都被捕获了。

在这节中我们看到了单粒子轨迹和简单的越尾电场的加入是如何足以解释等离子体幔向电流片中的迁移,这些粒子在电流片中的加速,这些粒子的束流状态如何组成 PSBL,以及这些离子的弹跳运动如何组成 CPS。单粒子轨道理论不能描述这些粒子作为流体或通过动力学效应产生的集体行为。流体和动力论不稳定性的作用使粒子分布中的陡峭的

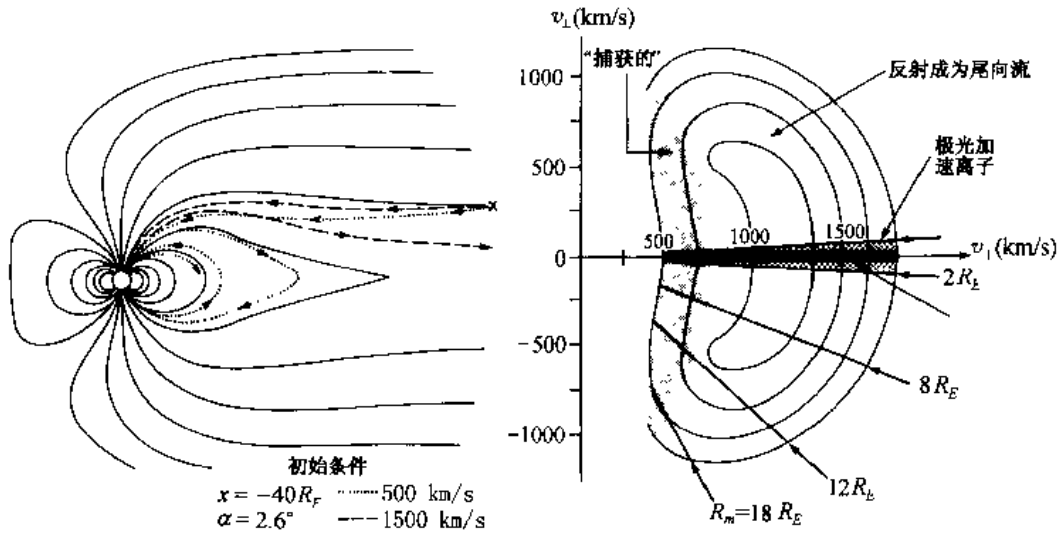


图 9.31

左边: 在模型地磁场中两种等离子体片离子的轨道, 两者都起始于尾向  $40R_E$  和电流片以上  $7R_E$  的一点, 有一个初始投掷角为  $2.6^\circ$ 。一个离子初速为  $500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 另一个离子初速为  $1500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。右边: 飞行器在 PSBL(参见图 9.30)中所观测到的典型速度分布图。这种分布中各个部分的离子最终的演化结果由阴影区表示出来(引自 Green and Horwitz, 1986)

梯度平滑并倾向于使它们热化。例如, 图 9.30 的模型离子分布以及相似的电子分布中的陡峭梯度将通过双流和其他不稳定性被平滑, 并产生在 PSBL 中观测到的等离子体波(如 Elphic and Gary, 1970)。在下一节中我们会从流体的观点评论尾部的对流。

## 9.7 磁尾的稳态对流可能吗?

前一节中, 我们从单粒子动力论的观点考虑了磁尾的对流。这种处理当然是不自洽的, 对于产生电流和压力梯度的粒子的集体效应并没有考虑。磁场结构是外加的与等离子体条件并不一致。出现的问题是如果等离子体从深磁尾向内对流, 将绝热压缩。闭合等离子体片通量管的地向对流随着尾向距离的增加会产生等离子体片压力的梯度, 与合理的磁尾磁场模型不匹配。此疑难问题首先由 Erickson 和 Wolf(1980)提出并随后引起了广泛的讨论。

对此问题提出了三种解决途径:(1)如果通量管中的等离子体损失掉一部分, 就可维持压力平衡(Kivelson and Spence, 1988)。(2)如果等离子体片是很不规则的话(即它由不同温度和密度的等离子体小区组成, 相互很难对流), 某短暂的或平均稳态可以维持(Pontius and Wolf, 1990; Goertz and Baumjohann, 1990)。(3)稳态从来就不出现; 相反, 磁尾结构在不断地演化(Erickson, 1984; Erickson, Spiro and Wolf, 1991)。模式研究(例如, Erickson, 1984)提出在近磁尾出现最低的场强度, 它能为新 X 线形成提供一个位置, 使得重联能够在那儿开始, 使扩展等离子体片大部分与地球脱离联接, 允许以前被捕获的等离子体片粒子向磁尾逃逸。这个图像类似于亚暴的近地 X 线模型, 将在十三章中详细论述。

## 9.8 结 语

这一章论述了作为一种物理过程的磁场重联,也论述了其发生在近地环境中的两个主要的电流片中的直接证据,一个是磁层顶电流片,一个是磁尾电流片,以及一些重联的结果。不能过份强调这个过程的重要性。在无碰撞等离子体状态下,磁场重联提供了不同等离子体区域能相互作用,并交换质量、动量和能量的基本方式。

磁场重联是理解磁层动力学物理的关键,但反过来,磁层给我们提供了理解重联过程的主要的天然实验室。我们局部地了解的内容必定可用于所有天体碰撞可以被忽略的整个等离子体系统。

整个这一章,我都试图强调在分析等离子体过程方面流体(MHD)描述和粒子描述的对等离子体过程研究的二重性。每一种描述都有其优缺点,它们对发生过程的理解稍有不同,但在多数情形下却给出相同的或非常相近的答案。特别是对重联而言,在粒子描述时,不需要使用“断开”和“重新联结”磁力线等相当难以理解的概念,是了解重联过程一种手段。它也解释了几种把粒子加速到很高能量的机制。MHD模型,从另一方面上讲,使得我们能够考虑等离子体有限压力及其如何影响流动。但是全面的了解只有来自对两种图像的考虑及对两者都能教给我们某些知识的认识。

致谢,这一章内容是根据我在波士顿大学的太空等离子体讲义而著成的,而这些讲义,引自许多来源,但关于重联的这一节主要出自 Cowley(1986)和 Hill(1975)的文章,其对我理解重联有很大帮助,我感谢编辑耐心等待我写完本章。我把本章献给 W. I. Dungey 教授。

### 参 考 读 物

关于重联研究的最好的综述和文章集包括磁层顶和磁尾重联的文章,源于重联专题讨论会。

Hones, E. W. Jr. (ed) 1984. *Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasma*. AGU Geophysical Monograph 30.

其他好的综述文章源于 Cowley(1986), Forbes 和 Priest(1975), Hill(1975)和 Vasyliunas(1975)所著文章。

磁尾是源于下列专题讨论会的主题:

Lui, A. T. Y. (ed). 1987. *Magnetotail Physics*. Baltimore: John Hopkins University Press.

较早的但仍然优秀的关于磁层顶和磁尾物理的会议文集:

Batrick, B. (ed). 1979. *Proceedings of the Magnetospheric Boundary Layer Conference*, ESA SP-148, Noordwijk: European Space Agency.

没有专门的磁层顶专题讨论会,但 Cowley (1980, 1982, 1984), Siscoe(1987), Russell(1990), Lee(1991)的综述文章也值得一读。

### 习 题

9.1 证明:

$$c^2 \omega_\alpha \omega_\alpha = \omega_{pe}^2 v_A^2$$
$$\beta = 2c_s^2 / (\gamma v_A^2)$$

9.2 给表 9.1 再加四排,列出阿尔文速、声速以及能量等于平均热能(温度)的质子和电子的回旋半径。讨论这些值的含意,相互关系和绝对值。在什么区域 MHD 近似最有可能被破坏?

- 9.3 当飞行器进入 LLBL 所测得的电子速度分布呈现出向地流和回流电子具有低能截止。速度小于  $v_e = 5000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  的测量中没有地向流电子,速度小于  $22000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  的测量中没有回流电子,假定回流电子来源于同一个地方,它们在靠近地球的地方被镜反射,且从飞行器到镜点的距离  $x_m$  能够由磁场模型所获得,导出一个能估算从飞行器到加速点距离的公式。如果到磁镜点的距离是  $12R_E$ ,用你的公式估计到加速区的距离,并推测磁力线上的加速在观测前多长时间开始的?
- 9.4 飞行器在低高度轨道以速度  $7 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  极向运动。当它越过极光区时,它测到了图 9.32 所示的具有能量时空弥散的沉降质子。质子弥散发生是由于更高能的质子快速穿过,因此比低能的质子先期到达飞行器的高度。从飞行器上所测的电场,可知道飞行器周围的等离子体以  $1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  的速度极向对流,对此观测有两个可能的解释:

(a) 飞行器测到的弥散是时间的,即在一个大的空间范围内只发生短期的加速事件。

(b) 飞行器所测的弥散是空间的,即在一扩展时间期间存在空间有限的加速区。当等离子体向极运动时,每条磁力线在加速区只停留很短时间,这就引起在飞行器飞过的高度上的空间弥散。对于每一个这样的情况,计算飞行器上方加速区的高度。并利用你的磁层方面的知识讨论哪一种解释更为可能。

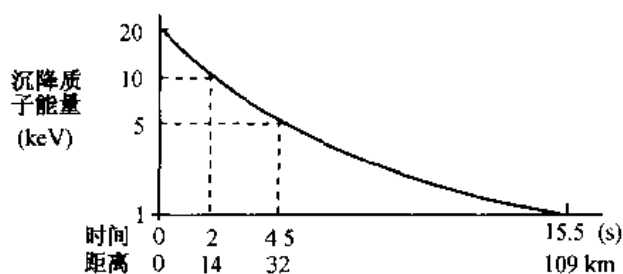


图 9.32

- 9.5 在 9.4 节中,我们已看到重联以几分之一的入流阿尔文速度进行。计算尾瓣磁通量向尾中心对流所需的越尾电位差,设尾瓣中对流速度为  $0.1v_A$  (利用表 9.1 的参数及其后的推导)。此电位降与观测到的越极盖区电位降如何比较? 讨论它们的差别。
- 9.6 在地磁亚暴增长相期间,观测到极盖区是在扩展。如果极盖区从最初的平均半径为  $15^\circ$  扩展到平均半径为  $20^\circ$  纬度,磁尾纬度会如何变化? 假定地球后面固定在  $R_T = 18R_E$  ( $x = 10R_E$ ) 处的磁尾半径为  $10R_E$ ,试求尾半径、瓣磁场强度和等离子体片的压力是如何随尾向变化的。
- 9.7 越尾电流基本上是由等离子体片离子携带的,其密度达  $n = 0.3 \text{ cm}^{-3}$ 。如果电流片是  $1R_E$  厚,磁尾瓣磁场强度是  $20 \text{ nT}$ ,计算离子携带电流所需的平均离子速度。如果平均离子能量是  $4 \text{ keV}$ ,比较平均离子热速度与这个速度,讨论飞行器上的等离子体探测器是否能够直接测量电流。
- 9.8 据推测,在当电流片的厚度变得小于电流片中热离子的回旋半径时,可能触发亚暴开始,在增长相期间,增加的尾瓣磁场强度压缩等离子体片。假如等离子体片绝热压缩(即,满足状态方程  $pV^\gamma = \text{常数}$ ,  $\gamma = 5/3$ ),并且初始电流片的厚度是  $1R_E$ ,初始粒子温度是  $4 \text{ keV}$ ,电流片中的  $B_z$  是  $1 \text{ nT}$  且保持不变。磁尾瓣中的磁场强度必须增加到什么样的百分比才能达到这个触发阈值。这种答案合理吗?
- 9.9 写出一个计算 Harris 中性片中离子轨道的计算机程序(见 9.44 节);即,对方程

$$d\mathbf{v}_i/dt = e\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}$$

求积分,其中  $\mathbf{B} = B_0 \tanh(x/h) \hat{x}$ ,重新画出图 9.15 中已画出的轨道。

# 第十章 磁层结构

R. A. Wolf

## 10.1 引言

本章主要描述地球内磁层的基本特征以及它与电离层之间的耦合。这一章的前半部分涉及的内容与观测有关,它主要描述磁场的位形、等离子体密度和温度、电场和等离子体流速。这一章的后半部分涉及与理论有关的内容,它主要描述绝热带电粒子漂移到地球磁层理论的应用和解释粒子和电流分布的基本的观测特性。然后讨论电离层和磁层耦合的理论及其与观测到的电场和电流分布之间的关系。最后描述磁层粒子损失的物理机制。

## 10.2 地球磁层的磁场位形

图 10.1 显示了基于观测的计算机模型。它是一个地球磁层的磁力线结构,产生磁层磁场的最重要的电流当然是地球内部的电流。在远离地心  $2R_E$  以上的距离,地球内部磁场实际上是一个非常理想的偶极场。在第六章讨论过,这偶极场的强度和取向随时间变化非常慢的;在 1985 年,偶极子磁矩近似为  $0.30438 \times 10^{-4} \text{T} \cdot R_E^3$ , 相对于地球自转方向

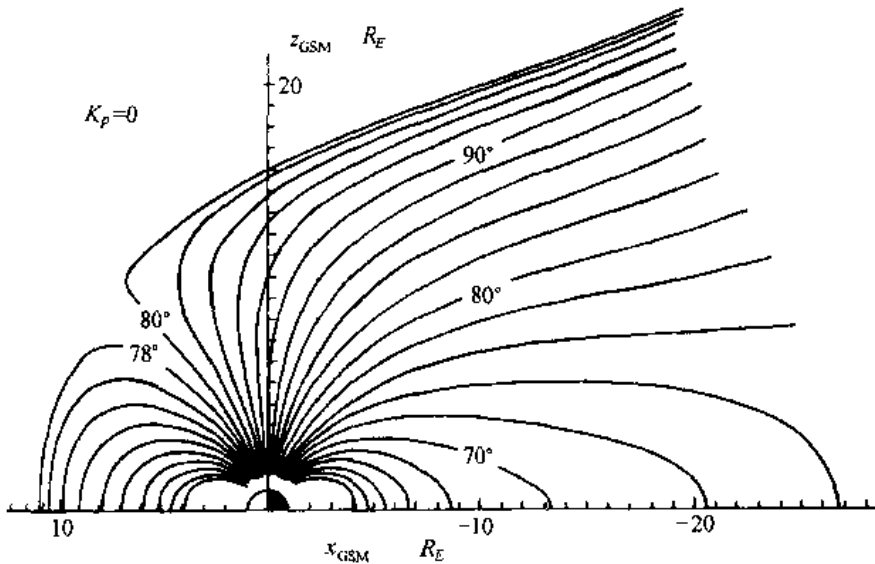


图 10.1 在静态磁场条件下子午面内的磁力线分布  
有的磁力线标有其穿过地球表面的纬度。地球偶极子平行于  $z_{\text{GSM}}$ , 太阳风沿着垂直于  
偶极子的  $-x_{\text{GSM}}$  方向流向地球 (Tsyganenko and Usmanov, 1982)



倾斜角度为  $11^\circ$ 。有关地球内场的详细情况可参考 Barker 等人(1986)的专著。

图 10.2 列出了在磁层内流动的各种大尺度电流的常用术语。磁层顶是由经过舷激波的太阳风和磁层相互作用而形成的边界层,在其上有电流流动,这些电流叫做 Chapman-Ferraro 电流,其名称来源于 Chapman-Ferraro(1930, 1932)的著名论文,他们首先提出存在这些电流。地球磁尾被拉伸的磁场位形表明,在赤道面附近存在一个西向的越尾电流。在内磁层有一个环电流,中心位于地心,由东向西流动。另外,在中磁层有部分环电流环绕地球流动。Birkeland 电流将部分环电流连接到电离层,在那里感应电流完成电流回路。附加的 Birkeland 电流(在图 10.2 中未显示)连接到磁尾和磁层边界层。

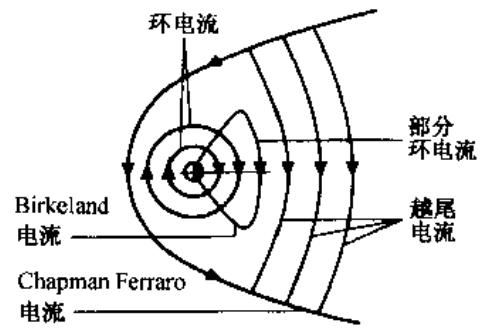


图 10.2 地球磁层内的主要电流类型  
从北极向下看的磁赤道面分布,太阳在左侧

这些电流所产生的部分结果很容易在图 10.3 中被识别出来,该图画出了午-夜子午面内磁场观测值与偶极子场之差。其中的观测曲线是在低地磁活动的条件下,对多颗卫星进行数值平均而获得的。图中的等值线显示,地球向阳面赤道面附近的磁场强度比偶极磁场值大( $\Delta B$  为正),它是 Chapman-Ferraro 电流沿磁层顶西向流动的结果;这些电流引起一个北向扰动,并与地球基本磁场的此向分量迭加,使之增强;也就是说,作用于向阳面磁层顶的太阳风动压压缩了向阳侧磁层的磁场。在向阳面高纬区,有一个负的  $\Delta B$ (即磁场强度减弱),在这一区域,趋于磁层顶的磁力线很难确定是沿着磁层顶转向赤道和太阳方向还是转向极区和磁尾方向。在赤道面距地心  $5R_E$  的区域  $\Delta B$  为负,这是西向环电流的影响,它在其内侧引起南向磁扰动。磁幔区存在正的  $\Delta B$ ,这里西向尾电流(出纸面指向外)在磁尾中心平面的北部引起指向太阳方向的磁场,而在其南部引起指向太阳反方向的磁场。

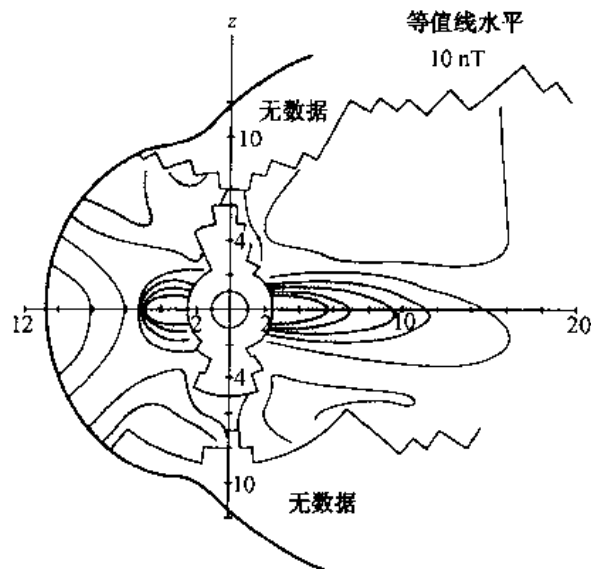


图 10.3 午-夜子午面内对应  $K_p = 0 \sim 1$  的观测值  $\Delta B$  等值线  
太阳在左侧(摘自 Sugiura and Poros, 1973)

由于带电粒子在低密度的等离子体如磁层内相当自由地沿着磁力线运动,把整个场线看作一个系统并将一些特征从磁层映射到电离层通常是非常有用的。在图 10.1 中,向阳面磁层的压缩使磁力线从给定的电离层磁高纬区映射到地球时要比使用偶极子场公式更靠近地球一些,相反,背阳面磁尾的拉伸使得赤道面内磁力线延伸的要远一些。

### 10.3 地球中磁层和内磁层等离子体

在这一节我们将基于观测来描述中磁层和内磁层的主要区域的等离子体,如图 10.4 所示。

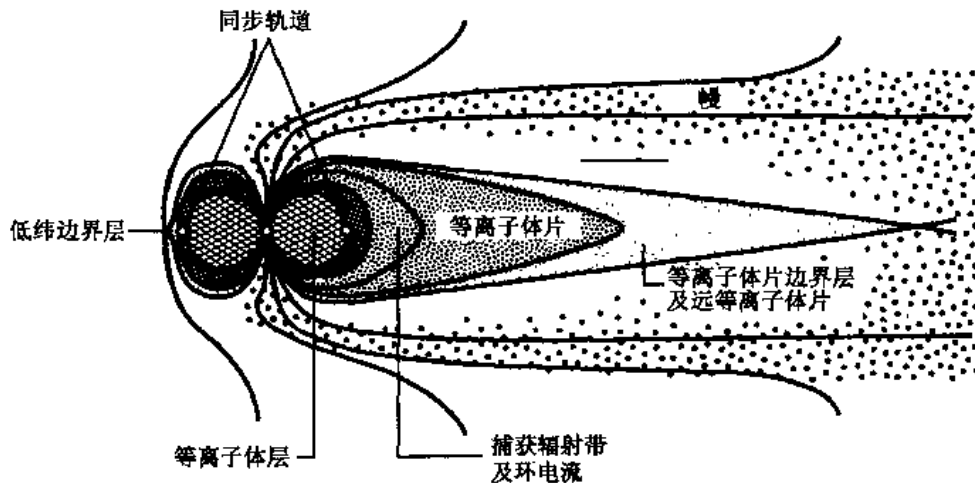


图 10.4 地球磁层等离子体区域在午-夜子午面的分布图  
 等离子体层占据了辐射带所在空间的大部分区域。通常在等离子体片内边缘和捕获辐射带外边界之间或基本上没有间隙

#### 10.3.1 地球近磁尾等离子体:尾瓣、等离子体片边界层和等离子体片

在第九章,我们讨论过磁层顶边界层,在这一章里我们不再讨论这个问题。在近地磁尾有三个主要区域。专家们关于这些区域的准确定义尚不一致,我们基本上使用 Eastman 等人(1984)的定义。

**尾瓣** 等离子体密度稀薄,一般情况小于  $0.1\text{cm}^{-3}$ ,有时会低于可探测值。离子和电子谱非常软,在  $5\sim 50\text{keV}$  范围内的粒子数极少。离开地球向外运动的冷离子经常被观测到,它们的成分常常来源于电离层。已证实尾瓣的磁力线通常是开放的。

**等离子体片边界层** 在这个区域离子的典型速度为每秒几百公里,主要平行或反平行于局域磁场。经常观测到相向流动的离子束,其中一束流向地球方向流动,另一束流向磁尾方向沿磁力线流动。典型的密度是  $0.1\text{cm}^{-3}$  的量级,热能小于流动动能。关于更多等离子体片边界层的观测特性,请参考 Eastman 等(1984)的论著。等离子体片边界层的磁力线可能是闭合的。

**等离子体片** 这一区域通常指的是中心等离子体片(用于强调它不同于等离子体片边界层),由千电子伏的热粒子组成而且有对称的速度分布。数密度典型为  $0.1 \sim 1 \text{cm}^{-3}$ ,比等离子体片边界层略低。与离子的热速度相比,典型的流体速度非常小。术语“等离子体片”最初用于描述千伏电子。在这一章,我们将采用当代常用的术语“等离子体片”来描述电子和离子;而当我们讨论等离子体的某一成分时,将使用词语“电子”或“离子”。离子的温度几乎不变,大约是电子温度的几倍(Baumjohann, Paschmann and Cattell, 1989)。对于大多数情况,等离子体片的磁力线是闭合的,尽管有时它含有“等离子体团(plasmoids)”,其磁通量管是闭合的,磁力线不与地球或太阳风相连接。等离子体片边界层作为接近真空的尾瓣和热等离子体片的过渡区而被经常观测到。

就如第九章所讨论的,磁尾等离子体处于动力学状态。远磁尾磁场重联把背向太阳流动的磁幔等离子体转换为沿磁力线指向地球的束流,这些束流在近地强磁场区域反射而产生背向太阳的束流。相向运动的束流趋于不稳定而产生各种等离子体波,这些波最终将束流动能转换成热能,产生热的、流动速度较低的等离子体片。

图 10.5 简括了等离子体片和辐射带外部的组成成分,其中包括两种成分: $\text{H}^+$ ,大量存在于太阳风和地球高层电离层; $\text{O}^+$ ,主要存在于电离层,但是太阳风中不含有这种离子。在静态情况下电离层离子  $\text{O}^+$  浓度适中;在活动期间,几乎和  $\text{H}^+$  一样丰富。这些结果明确地表明等离子体片的离子成分是太阳风和电离层粒子的混合体,静态时主要起源于太阳风,动态时主要来源于电离层。

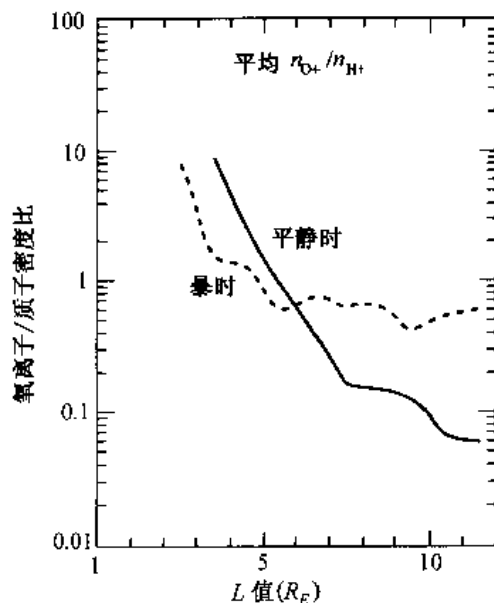


图 10.5  $\text{O}^+/\text{H}^+$  密度比值的平均径向分布,  
由 ISEE1 卫星测量  
(摘自 Lennartsson and Sharp, 1982)

通过检查 OGO1 卫星观测数据, V. M. Vasylunas 发现,一般情况下,等离子体片在昏侧有很明显的内边界;如图 10.6 所示,在晨侧边界不是十分明显。内磁层千伏电子的平均分布如图 10.6 所示。在亚暴期间,靠近子夜的等离子体片向地球移动如图 10.7。

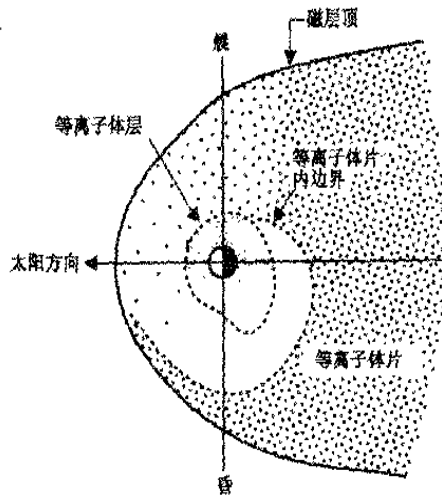


图 10.6 磁层低能电子的平均分布  
 该图显示了磁赤道面,由北极从上往下看,太阳在左侧  
 (引自 Vasyliunas, 1968b)

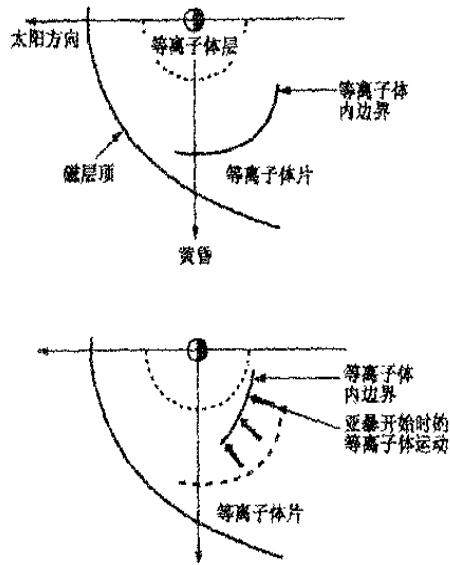


图 10.7 磁层亚暴期间低能电子在赤道面上的变化  
 分布图,太阳在左侧  
 (引自 Vasyliunas, 1968b)

### 10.3.2 地球同步轨道区域

地球静止轨道(也叫地球同步轨道)区域,离地心大约  $6.6 R_E$  的距离并在地理赤道面。从实用角度来说,是一个非常重要的区域,这是因为它是许多卫星运行工作的主要区域。在这一圆轨道上的卫星,其离心力与地球引力平衡,每天运行一个圆。从磁层物理角度来看,它又是极其复杂的区域。

地球同步轨道区域的复杂性,其部分原因来源于这样的事实:地理赤道面(卫星所在的平面)相对于磁赤道面(磁场位形近似对称的平面)倾斜  $11^\circ$ 。地球同步卫星(或航天器)位于  $-11^\circ$  和  $11^\circ$  磁纬之间。在强磁活动期间,当等离子体片的内边界明显地进入同步轨道内时,磁力线有可能被强烈的拉伸并伸向尾向。在距地心  $6.6 R_E$  位于磁纬  $11^\circ$  的航天器有时在磁力线上,该磁力线被拉伸而伸向磁尾。

地球同步轨道的复杂性也因为它趋于穿过等离子体片内边界。在静态期间,同步轨道航天器通常位于等离子体片的地球侧。在大的磁暴时,同一轨道常常浸于热等离子体片内。在典型的亚暴期间,位于同步轨道的航天器将穿过等离子体片的边界并观测到有新产生的环电流等离子体注入(亚暴现象将在第十三章讨论)。

Garrett、Schwank 和 DeForest(1981a, b)利用 ATS 5 和 ATS 6 卫星数据对同步轨道粒子进行了广泛的统计研究。他们发现,无论电子还是离子都不能适当地描述成单麦克斯韦分布。为了统计研究,他们把每一个观测到的分布拟合成两个麦克斯韦分布的和,一个是相对冷的(标记为成分 1),另一个是热的(标记为成分 2)。他们没有确立投掷角分布。他们画出了相对于局地时间和  $K_p$  指数的平均拟合参数图。 $K_p$  指数是全球地磁活动的量度。如第十三章所述,这个指数的变化从 0(最平静时)到 9(最活跃时)。

从图 10.8 和 10.9 我们可以看到以下特征:

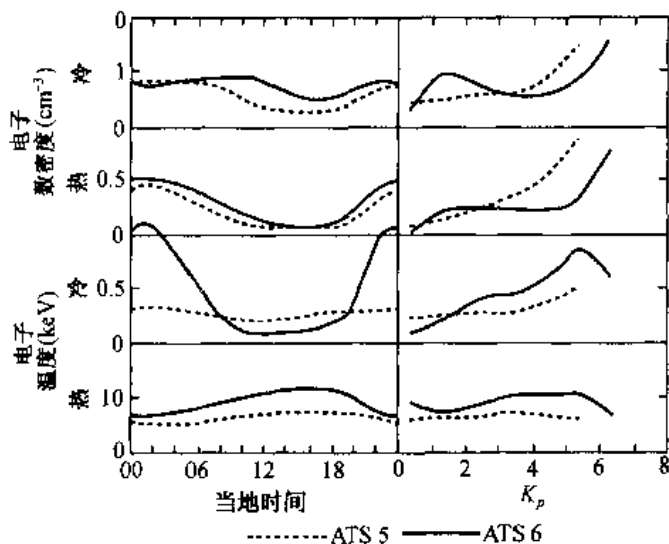


图 10.8 ATS5 和 ATS6 观测到的地球同步轨道电子参数  
相对于局地时间和  $K_p$  指数的变化

两颗卫星观测结果的差异可能是由于它们位于不同的磁纬

(引自 Garrett et al., 1981a)

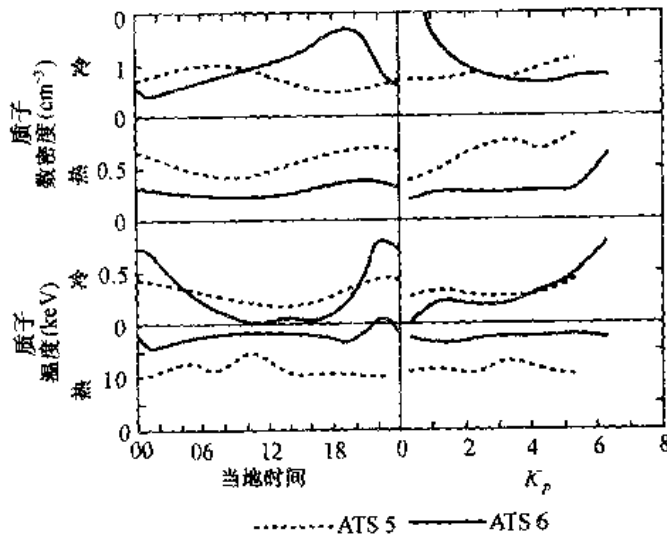


图 10.9 ATS5 和 ATS6 观测到的离子参数相对于当地时间  
和  $K_p$  指数的变化

测量的仪器不能分辨离子成分,假定它们都为质子。因此数密度可能比其应有数值偏低(引自 Garrett et al., 1981b)

1. 对于电子和离子来说,对于较冷的成分( $T_1$ )kT 的范围是从 100eV 到 1keV,其数量显著地随磁场活动增强而增多。很明显,在局地午夜附近是最热的,这里地球静止卫星最可能遇到等离子体片,典型的冷成分的数量密度是  $1\text{cm}^{-3}$ 。

2. 热离子的温度超过热电子的温度。

3. 热离子和电子的数量密度随磁场活动增强而增加。

4. 热电子的数量密度在子夜后(postmidnight)(从局地午夜至清晨)最高,而热离子的峰值位于子夜前(premidnight)(从黄昏到局地午夜);对这两种成分,向阳侧的密度都比夜侧高。

5. 两颗卫星观测到的统计数据有显著的不同,这可能是因为它们处于不同的经度,不同的磁纬。

### 10.3.3 捕获的辐射带和环电流粒子

辐射带由距地面 1 000km 高度到距地心  $6R_E$  高度中环绕地球的粒子组成。由于粒子容易沿磁场线运动,辐射带基本上是沿磁场的结构。然而辐射带粒子的数密度和能量密度沿场线并不是常数,在赤道面附近粒子最密,在低高度密度稍有下降,这是由于粒子与中性大气相互作用会引起粒子损失。

图 10.10 和图 10.11 是在一特殊事件中辐射带外围部分的低能成分的两幅图。图 10.10 显示了离子能量密度的径向分布,这是由 Explorer 45 卫星(也叫  $S^3$ ,即“Small Scientific Satellite”)测量到的。图中显示了几条轨道:一条是磁暴前的平静时期,另几条是在磁暴主相中。(地磁暴在第十三章中详细讨论)。在 1~138keV 能量范围内,磁暴引起离子能量密度显著增加(处理这颗卫星的数据时假定所有的离子为质子,这可能导致低估了

能量密度)。图 10.11 显示了在  $L = 4$  附近暴前和主相时的能谱。在暴前平静条件下, 在  $100\text{keV}$  附近有一个峰, 这就是熟知的“Davis-Williamson 质子”。磁暴注入了能量在几百千电子伏特以下的广谱离子。需指出的是能量在几百千电子伏特以上的离子数量并未立即受磁暴影响。

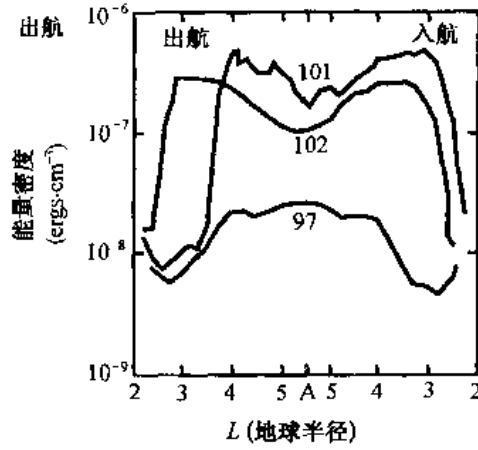


图 10.10 1971 年 12 月 17 日磁暴时 Explorer 45 测量到的离子能量密度径向分布  
轨道 97 为暴前平静时, 轨道 101 为磁暴主相时, 轨道 102 为恢复相时。假设所有离子为  $\text{H}^+$  (引自 Smith and Hoffman, 1973)

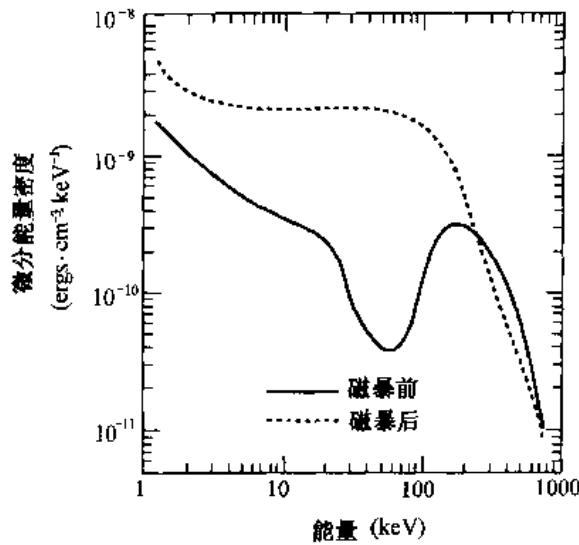


图 10.11 1971 年 12 月 17 日磁暴的暴前平静时和恢复相时 Explorer 45 测量到的离子能谱  
假设所有离子为  $\text{H}^+$  (引自 Smith and Hoffman, 1973)

多年来, 关于环电流的离子成分的认识有很多的不确定性。20 世纪 70 年代晚期, GEOS1 和 GEOS2 的观测证明了  $\text{O}^+$  是地球同步轨道区域能量在  $20\text{keV}$  以下的离子中的重要成分。不久以后, ISEE1, ISEE2 卫星提供了相似的信息(如图 10.5)。然而, 这些仪

器都未提供能量在 20~300keV 范围内粒子的成分。这些粒子构成了环电流的大多数。20 世纪 80 年代中期的主动磁层粒子跟踪探测(AMPTE)计划第一次测量了环电流的主要部分的成分。图 10.12 显示了一次磁暴中的观测结果,图中给出了在某一特定位置( $L=3.9$ )上不同离子成分占环电流总能量密度的累积百分比。能量小于 10keV 的粒子中, $O^+$  是主要离子,但  $H^+$  在几十千电子伏特以上占主导地位。对于 50keV 以下离子的全部能量密度, $O^+$  和  $H^+$  的贡献相同;在 50keV 以上, $H^+$  明显占主要部分, $H^+$  的总贡献大约是  $O^+$  的 2 倍。当然 AMPTE 探测的事件仅是在太阳活动周期的某一部分。然而可以清楚表明  $O^+$  和  $H^+$  对环电流贡献最大。

需说明的是,按照图 10.12,按对环电流的贡献,能量的中点大约是 85keV,也就是说,大约一半来自能量低于 85keV 的环电流粒子,一半来自高于 85keV 的粒子。

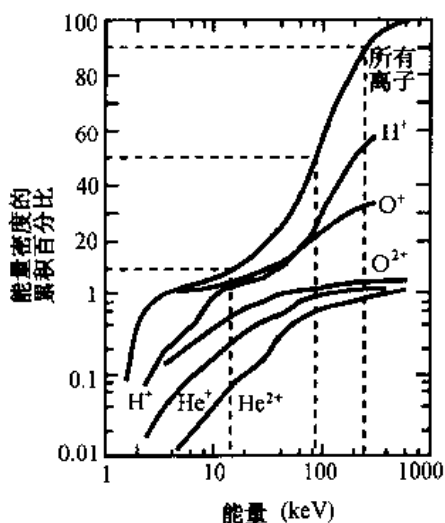


图 10.12 1984 年 9 月 5 日磁暴期间,  $L=3.9$  处环电流能量密度累积百分比

1% 以下使用了对数坐标(引自 Williams, 1987)

现在我们转而讨论“捕获辐射带”或“Van Allen 辐射带”。这些带与“环电流粒子”没有清晰的分别。实际术语上有很大的重叠。许多“环电流”是由捕获的粒子组成,所有的捕获粒子对环电流都有贡献。然而“环电流”强调粒子分布中对总电流密度有重要贡献的成分,对于非相对论性粒子,是正比于能量密度的(见 10.5.5)。“捕获辐射带”和“Van Allen 辐射带”强调穿透辐射,特别是那些能穿透入密集物质深处而对飞船仪器或人类造成伤害的粒子(Van Allen 在最早的卫星测量中分辨出这些粒子,因为这些粒子可由他的简单的盖革计数器探测到)。

对于环电流和总捕获粒子能量贡献相对较小的电子对穿透辐射有重要贡献。图 10.13 显示 NASA 辐射带模式(AE5-MIN, “MIN”表示在太阳活动极小时)捕获电子的通量。这个模式和其他的辐射带数值经验模式可从国家空间科学数据中心(NSSDC)获得。本图一个明显的特征是以  $L=2.2$  为中心有一个“槽”,即能量高于 1MeV 的电子在此处通量值最小。在“槽”的低  $L$  一侧的电子叫“内带”,在高  $L$  一侧的叫“外带”。图 10.14 显示在赤道平面相应的离子分布。在离子谱中没有“槽”。



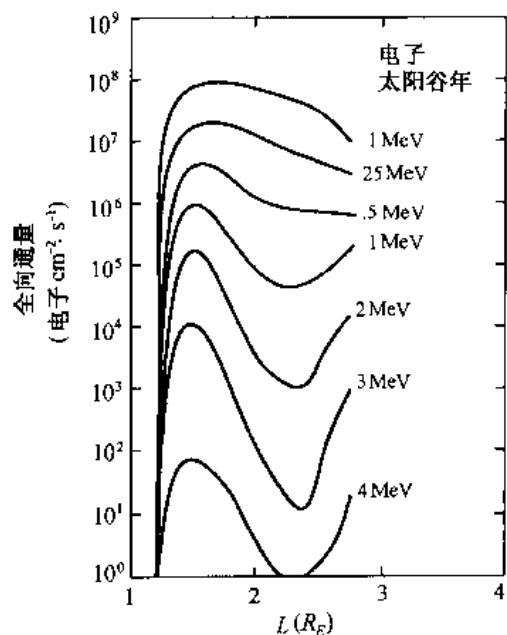


图 10.13 AE5 太阳极小辐射带模式中不同  $L$  处赤道面电子全向通量  
通量曲线按不同阈值能量画出。每条曲线代表此阈值以上所有电子通量(引自 Spjeldvik and Rothwell, 1983)

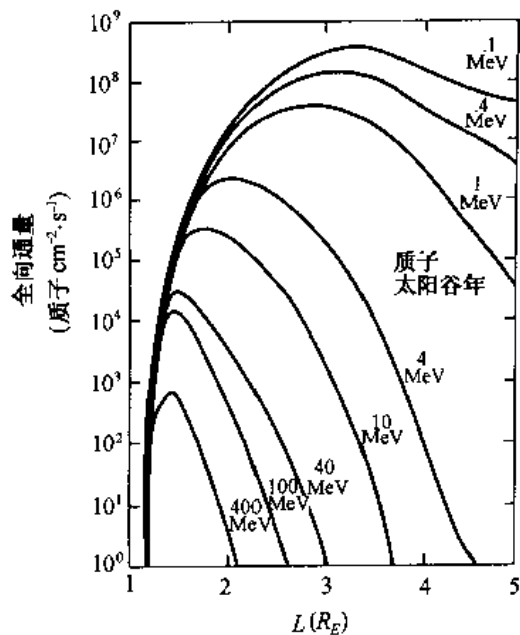


图 10.14 AP8 太阳极小辐射带模式中赤道面内离子全向通量的径向分布  
每条曲线代表从 0.1 到 400MeV 该阈值以上所有离子通量(引自 Spjeldvik and Rothwell, 1983)

### 10.3.4 等离子体层

我们现在讨论密的冷等离子体成分“等离子体层”。“等离子体层”位于与辐射带大致相同的区域。通过对地球表面哨声波的分析,多年来我们已知道高密度(约  $10^3 \text{cm}^{-3}$ )冷(约 1eV)等离子体存在于几个地球半径的高度。早期前苏联 K. I. Gringauz 的卫星工作及大约同时期美国的 D. L. Carpenter 的地基对“哨声”这种等离子体波的测量表明,这些高密度冷等离子体区域经常在  $3R_E \sim 5R_E$  高度有一个尖锐的边界,叫做“等离子体层顶”。在 20 世纪 60 年代晚期和 70 年代早期。详细的卫星观测已建立了等离子体层和等离子体层顶的基本动力学。等离子体层顶外的冷等离子体区常称为“槽”。

关于等离子体层的理论机制将等离子体层的形成归结于“极风”。极风是 1968 年由 Axford 提出的假设。其后一些年在细节上有所发展(Banks and Holzer, 1969)。高电离层存在着温度不比地球引力能低很多的等离子体,这一事实导致人们预测有定常的等离子体流从行星地球向上运动。这个早期预测的极风最终由 DE 卫星直接测量到了(Nagai et al., 1984)。

图 10.15 画出了在不同的几天内,质子密度相对  $L$  的变化曲线,以显示等离子体层依赖于地磁活动而变化的典型情况。等离子体层的最内层部分并未强烈系统地受地磁活动的影响。密度随  $L$  增加逐渐下降。然而,在高活动时(如  $K_p = 4 \sim 5$ ),等离子体层顶系统地接近地球。在强的地磁层活动时期,强的对流把外等离子体层的磁通量管剥走。在磁暴或其他持续的高活动期后,大约几天后,外等离子体层将逐渐重新被填充。

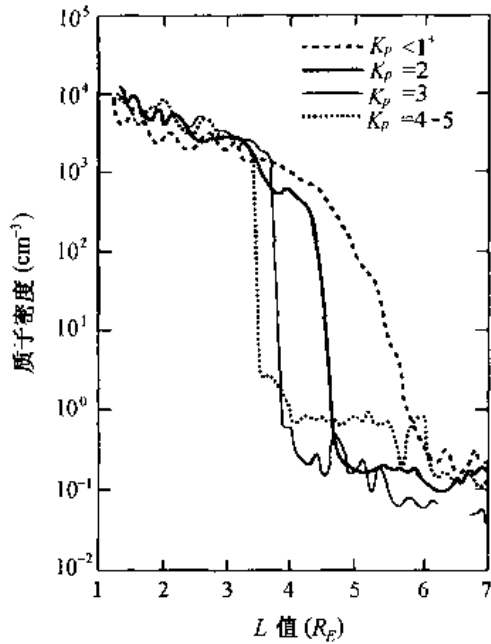


图 10.15 OGO5 观测到的不同地磁活动下夜侧  
等离子体层顶的变化  
(引自 Chappell, 1972)

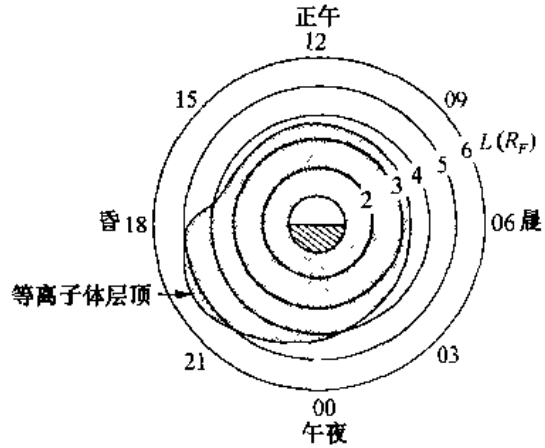


图 10.16 由哨声测量决定的赤道面等离子体层  
顶的平均形状  
该图形为持续中等的地磁活动( $K_p = 2 \sim 4$ )条件下的平  
均情况。哨声资料来自 Eights 和 Byrd, Antarctica,  
1963 年 6~8 月(引自 Carpenter, 1970)

图 10.16 显示了由哨声测量决定的等离子体层赤道面的平均位形。需指出的是昏侧的隆起是一个持续的特征, 尽管它会随地球旋转并取决于磁层条件。

等离子体层基本上是沿磁场的结构, 可从赤道面追踪到电离层。在电离层的顶部 (topside)(约 1000km) 观测中, 有人发现这个区域典型的密度结构可映射到赤道面的等离子体层顶。由地球夜侧的低纬度沿磁力线向极区方向移动, 便从一个稳定的高密度区先进入一个明显的低密度区, 然后进入一个很有结构的高密度区。低密度区叫做“中高度槽”。这个槽的高纬边界大致对应极光区的低纬边界(见第十四章)(极光沉降使中性成分电离增大电离层等离子体密度)。“中高度槽”的低纬边缘大致对应“永久等离子体层”(即不是经常变空而重新注入的区域)的高  $L$  边界层。接近赤道面等离子体密度梯度来划分, 实际的等离子体层顶位于稍高  $L$  值处。从电离层顶部观测来看, 昏侧隆起通常不明显。

从 20 世纪 70 年代后期起, 特别是 80 年代动力学探测者(Dynamics Explorer)计划实施后, 等离子体层等离子体的更为详细的观测提供了在等离子体层顶附近低能等离子体成分、温度和投掷角分布的信息。正如所预期的  $H^+$  是主要离子成分, 但  $He^+$ 、 $O^+$ 、 $O^{2+}$ 、 $N^+$  和  $N^{2+}$  也被观测到了。在赤道等离子体层顶周围好像有一个热的重离子环, 它可能是两个半球的上行等离子体相碰撞的结果。通常等离子体层顶周围的离子温度比内等离子体层的要高很多, 情况很复杂, 详见 Olsen 等(1987)。

## 10.4 电场和磁层对流

低密度太空等离子体中的电场可由一根长支杆两端间的电位差来直接测量,也可以通过测量  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移并使用公式  $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$  而间接地获得。等离子体流的测量仅提供了  $\mathbf{E}$  的垂直分量,而磁场  $\mathbf{B}$  则必须是已被测量的或已知的。在低高度的上层电离层中这两种测量都比在磁层容易得多。结果,我们关于磁层中的电场和  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移的最详细资料来自子低高度的测量。

测量连接电离层和磁层的沿磁场线的电流也有类似的情况。同样有两种测量方法:观测所有粒子成分的速度分布然后将各类粒子的(电荷 $\times$ 速度 $\times$ 密度)求和来计算电流;或者使用磁强计来测量  $\nabla \times \mathbf{B}$ 。第一中方法在实际中通常很难。因为电流的一大部分经常是由低能粒子携带的,很难精确测量,特别是在有高通量或有更高能量粒子存在时。最全面和最可靠的关于沿磁场的  $\nabla \times \mathbf{B}$  分量的信息来源于极轨卫星在电离层以上相对较低高度上的测量。这些卫星观测到  $\mathbf{B}$  在东西方向上有与场向电流存在定性上一致的偏斜,显然这是大尺度的片电流沿磁场线流入和流出极光区的结果。

图 10.17 显示了南极附近晨昏路径上的电场和磁场测量。卫星首先进入了强的极光沉降区(纬度  $64^\circ$ , 磁地方时 0650)。在纬度  $64^\circ$  到  $80^\circ$  范围内观测到的电场是赤道方向的

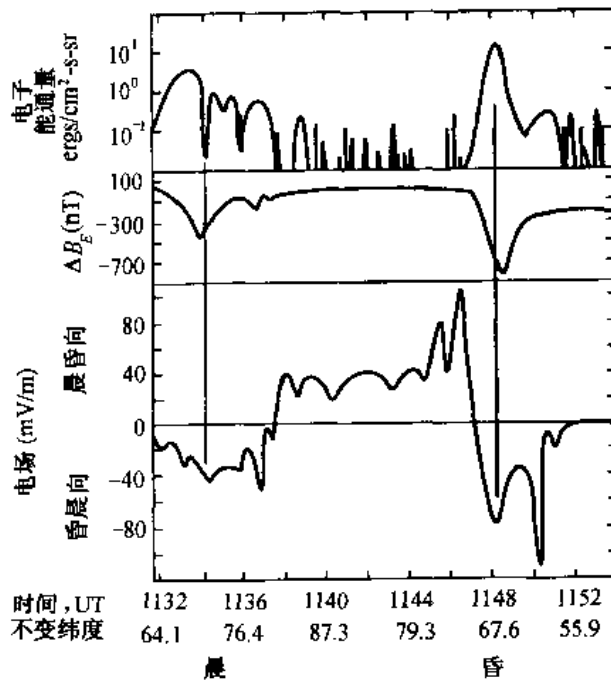


图 10.17 1976 年 9 月 19 日 S3-2 卫星从晨到昏穿越南极的观测

最上一幅图显示了下行电子能量通量,中间一幅显示磁场横向起伏。最下一幅显示沿卫星运动方向的电场,它大体上沿晨-昏方向。横坐标为世界时(UT)及不变纬度

(引自 Harel et al., 1981)

(与卫星的运动方向相反);然后在极光沉降区晨侧的极向边缘突然转向。在极盖区最高纬地区沉降通量很低,电场是沿卫星运动方向(即晨-昏向)。在极盖区昏侧边缘,电场再次突然转向,一直保持昏-晨方向,直到在昏侧极光区的赤道一端变得很弱为止。由于高纬极盖区上方磁场基本上是向下的,显然图 10.17 显示的电场形状表明,极光区晨侧和昏侧  $E \times B$  漂移是向阳的,而在极盖上方,  $E \times B$  漂移是背阳的。这是经典的磁层对流。图 10.17 还显示相应的磁场向东西向偏斜,说明存在着沿磁场的电流片。 $\Delta B$  曲线的突起说明有向下的电流,而向下的凹陷说明有向上的电流。通过极光区通常会有一对这样的电流。

图 10.18 概要地显示了 Birkeland 电流、电场、水平的电离层电流和  $E \times B$  的经典观测形态。Birkeland 电流取自 Iijima 和 Potemra(1978)。在极光区极向边缘附近是 1 区

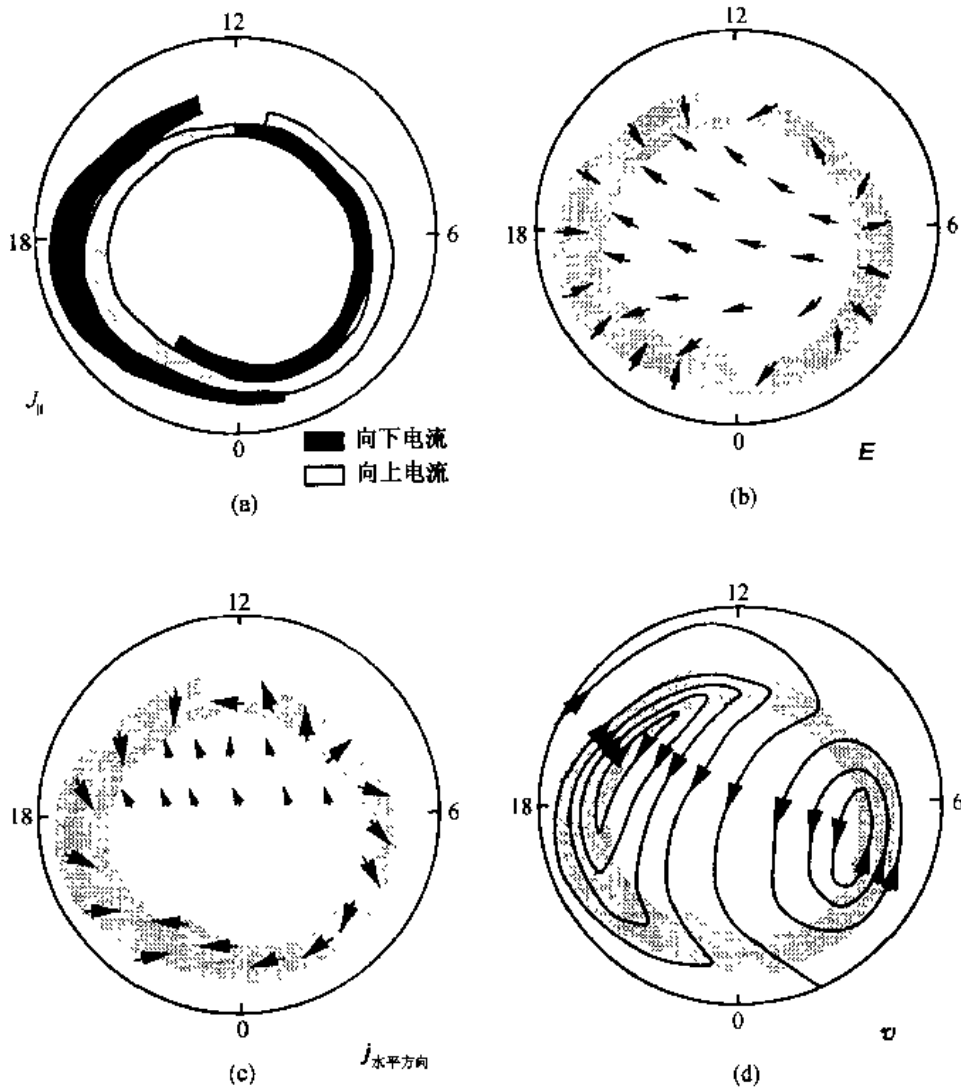


图 10.18 北极上空观测的(a)Birkeland 电流、(b)电场、(c)水平电离层电流、(d)电离层中  $E \times B$  漂移速度的典型形态  
 上端是局地中午,左侧是昏侧。这些形态反映了磁层对流的主要的电离层效应。Birkeland 电流形状引自 Iijima 和 Potemra(1978)

Birkeland 电流,晨侧向下流入电离层,昏侧向上流出电离层。这些电流推动了电离层中的对流,并且在磁层中与边界层和远等离子体片相连。在极光区赤道向一侧,是一组反方向的电流,叫 2 区 Birkeland 电流,它在晨侧从电离层向上流出,在昏侧向下流入电离层。2 区 Birkeland 电流的物理性质将在本章后面叙述。电流向下流入电离层的区域有正电荷堆积,而上行电流区域有负电荷堆积,从而形成图中所示的电场,电离层中的电流形成沿  $E$  方向的 Pederson 电流和  $-E \times B$  方向的霍尔电流。在极盖区夜侧只有很弱的电流,这是因为几乎没有极光轰击和无阳光照射,电导率很小。最后一幅图显示了电场的等位线图,它也是一幅  $E \times B$  漂移图,这是因为  $E \times B = B \times \nabla\phi$  垂直于静电势  $\phi$  的等值线。

总对流强度可由极盖电位降表示出。要通过极轨卫星测量到的高纬电离层电场来计算极盖电位降,首先要计算不定路径积分:  $\phi(x) = \int_{//}^x E \cdot ds$ , 积分起点是低纬区一个电场可忽略的点,沿飞船的路径积分到待求点  $x$ 。该路径上  $\phi(x)$  的最大值与最小值之差定义为  $\phi_{pc}$  (极盖电位降)。观测到的  $\phi_{pc}$  宁静时为 20kV, 活动时可达 150kV。平均值大约是 50kV。关于极盖电位降测量的详细资料见 Reiff 和 Luhman(1986)。

如果我们把磁场线视为以  $E \times B/B^2$  速度运动,则  $\int_a^b E \cdot ds$  表示单位时间内穿过连接  $ab$  曲线段的场线数。因此电位降可认为代表磁通量的传输率。

磁通量冻结近似(即理想导电率近似)意味着  $E \cdot B = 0$ 。进一步,如果磁场位型与时间无关,电场可写为  $E = -\nabla\phi$ ,  $\phi$  沿每条磁场线是常数。在这种情况下,如果我们有一个可靠的磁层磁场模型,电离层的电位分布可简单地映射到磁层,等势线的基本位型可映射到赤道面。然而将电离层电场精确映射到赤道面磁层有以下几个困难:

1. 难以找到一个在一定时间段内可靠的磁层磁场模型。
2. 如果磁层磁场位形是随时间变化的( $\partial B/\partial t \neq 0$ ),那么  $\nabla \times E \neq 0$ , 就有感应电场存在,它难以表示成电势梯度的形式;感应电场在外磁层和中磁层经常是很大的。

3. 经常有很大的电位降连接极光区和等离子体片的磁场线,这些电位降对很多极光区活动有影响。它的典型值是几千伏,尽管相对于磁层对流的总电位降很小,但它足以使电离层和磁层电场间的关系复杂化。

尽管在电离层和磁层之间映射电场的细节还不清楚,图 10.18 c、d 表明了内磁层电场和电离层电场形态是基本一致的。北极光区电离层的低纬部分通常向着太阳方向流动,并明显位于闭合场区;显示在图 10.18d 的流动图像,可被映射到赤道面(如图 10.19)。在向阳流区的高纬边缘映射变得不确定,但电场反向区域大致映射到磁层顶边界层附近。

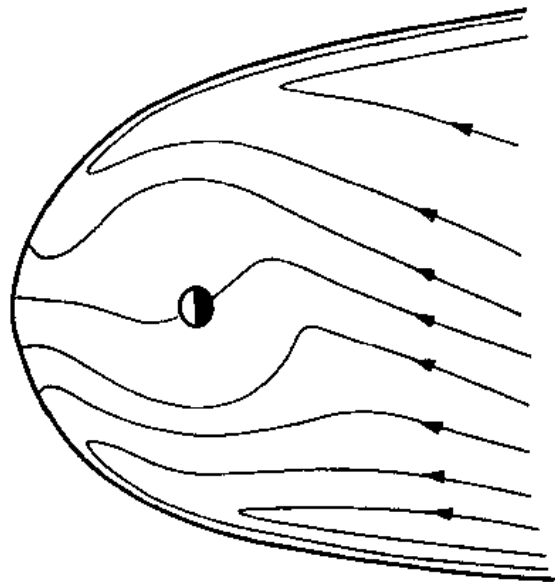


图 10.19 沿场线将图 10.18d 中的电离层流动映射到赤道面的定性结果

从北极往下看,太阳在左。没有做地球旋转修正

## 10.5 绝热不变量和粒子漂移

### 10.5.1 引言

前面 4 节描述了磁层中观测到的电场和磁场及粒子分布。10.5 和 10.6 两节试图对观测到的  $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{B}$  和粒子分布间的物理关系给出理论解释。我们不能在此解释所有的重要联系,因为其中某些还没有弄清。我们将集中于理论上相对优美而简单的方面,并且会看到它们将有助于揭示  $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{B}$  及粒子分布的某些主要特征。

我们从讨论地磁层中绝热粒子漂移理论开始。

### 10.5.2 时间尺度

一个在地球磁层中运动的离子或电子同时进行以下三种运动:(1)围绕磁场线的回旋运动,(2)沿场线的弹跳运动和(3)垂直于  $\mathbf{B}$  的漂移运动。我们考虑能量在 1MeV 以下的粒子,它们的运动有三个不同的时间尺度。回旋运动最快,其频率为回旋频率  $\Omega_c$ (也叫拉摩频率)。从第二章关于  $\Omega_c$  的定义,我们得到如下的回旋周期表达式:

$$T_c = \frac{2\pi}{|\Omega_c|} = \frac{2\pi m}{|q| B} \approx (0.66\text{s}) \left( \frac{100\text{nT}}{B} \right) A \quad (10.1)$$

$A$  是粒子质量与质子质量之比(对于电子是  $1/1836$ ),  $1\text{nT} = 10^{-9}\text{T} = 10^{-5}\text{G}$ 。为写出(10.1),我们已假设粒子是一次电离的( $q = 1e$ )。由于在地球表面赤道处,  $B$  的平均值是  $30\ 438\text{nT}$ ,场是近偶极场,场强随地心半径  $r$  以 3 次方减小,在  $r = 5R_E$  处  $B \sim 240\text{nT}$ ,  $r = 10R_E$  处  $B \sim 30\text{nT}$ 。对于氢离子,在赤道面  $\tau_c$  从低高度的  $1\text{ms}$  变化到  $r = 10R_E$  的  $2\text{s}$ 。粒子回旋运动半径(拉摩半径,见第二章),由下式给出

$$\rho_c = \frac{mv_{\perp}}{|q| B} \approx (46\text{km}) A^{1/2} \left( \frac{E_{\perp}}{1\text{keV}} \right)^{1/2} \left( \frac{100\text{nT}}{B} \right) \quad (10.2)$$

$v_{\perp}$  是粒子回旋运动速度,垂直于  $\mathbf{B}$ ,  $\frac{mv_{\perp}^2}{2}$  ( $W_{\perp}$ ) 是回旋运动能量。拉摩半径在尺度上比磁层尺度小几个量级,相同能量的电子的回旋半径比质子的小。表 10.1 列出了在地球偶极场中不同  $L$  和  $W_{\perp}$  值相对应电子和质子的拉摩半径。这个表是用(10.2)的相对论形式算出的,因此高能部分与(10.2)不同。

表 10.1 回旋半径(km)

$L(R_E)$	10eV	1keV	100keV	10MeV
电子				
1.5	0.001	0.012	0.12	3.9
2	0.003	0.028	0.29	9.2
3	0.009	0.095	0.99	31
4	0.022	0.22	2.4	74
5	0.044	0.44	4.6	140

续表

$L(R_E)$	10eV	1keV	100keV	10MeV
6	0.076	0.76	7.9	250
7	0.12	1.2	13	400
8	0.18	1.8	19	590
质子				
1.5	0.051	0.51	5.1	51
2	0.12	1.2	12	120
3	0.40	4.0	40	410
4	0.96	9.6	96	960
5	1.9	19	190	1,900
6	3.2	32	320	3,200
7	5.1	51	510	5,200
8	7.7	77	770	7,700

粒子的投掷角  $\alpha$  定义为  $\boldsymbol{v}$  和  $\boldsymbol{B}$  的夹角, 形如

$$\alpha = \text{tg}^{-1}(v_{\perp} / v_{\parallel}) \quad (10.3)$$

粒子平行于  $\boldsymbol{B}$  的运动由在镜点之间的弹跳运动组成, 如图 10.20。弹跳周期的数量级为

$$\tau_B \sim \frac{2l_b}{\langle v_{\parallel} \rangle} \sim (5\text{min}) \left( \frac{l_b}{10R_E} \right) A^{1/2} \left( \frac{1\text{keV}}{W_{\parallel}} \right)^{1/2} \quad (10.4)$$

$l_b$  是镜点之间的场线长度。将 (10.1) 和 (10.4) 相比较, 可看出  $\tau_B \gg T_c$  (即弹跳运动比回旋运动慢很多)。

第三种运动是垂直于  $\boldsymbol{B}$  的漂移运动, 如第二章讨论的。我们将使用漂移速度公式:

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_D = & \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} + \frac{\mathbf{F}_{\text{ext}} \times \mathbf{B}}{qB^2} \\ & + \frac{W_{\perp} \mathbf{B} \times \nabla B}{qB^3} + \frac{2W_{\parallel} \hat{\mathbf{r}}_c \times \mathbf{B}}{qR_c B^2} \end{aligned} \quad (10.5)$$

其中  $\mathbf{F}_{\text{ext}}$  是外力 (非电磁性的),  $R_c$  是场线曲率半径,  $\hat{\mathbf{r}}_c$  是从曲率中心向外的单位矢量。式 (10.5) 中各项分别称为  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移, 外力漂移, 梯度漂移和曲率漂移。对于投掷角  $\alpha \sim 45^\circ$  的典型粒子, 梯度和曲率漂移大小相当。在偶极场中,  $\mathbf{r}_c$  和  $\nabla B$  方向相反, 因此梯度漂移和曲率漂移有方向相同。因而我们可以通过其中一项的量级估计而确定这两项之和的量级。在地磁场中梯度/曲率漂移的时间尺度为

$$\tau_D = \frac{2\pi r}{v_{GC}} \sim \frac{2qBr^2}{W} \sim (56\text{h}) \left( \frac{r}{5R_E} \right)^2 \left( \frac{B}{100\text{nT}} \right) \left( \frac{1\text{keV}}{W} \right) \quad (10.6)$$

对于能量是 1keV 的粒子, (10.1), (10.4) 和 (10.6) 给出的三个时间尺度近似地成等比率增大, 比例因子为  $600A^{-1/2}$ , 对于  $O^+$  这是两个量级, 而对于电子是四个量级。电子的回旋和弹跳比离子快得多。然而给定能量后梯度/曲率漂移速率与质量无关。

图 10.21 显示了赤道面反射质子和电子的回旋频率 ( $T_c^{-1}$ ), 弹跳频率 ( $\tau_B^{-1}$ ) 和漂移频率 ( $\tau_D^{-1}$ )。有人可能认为当反射路径长度  $l_b \rightarrow 0$  时,  $\tau_B \rightarrow 0$ , 但不是这样。当  $l_b \rightarrow 0$ ,

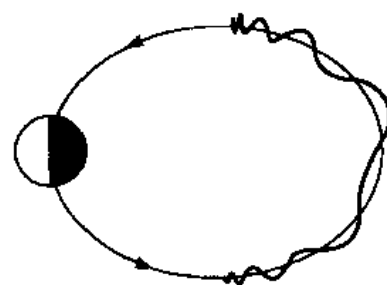


图 10.20 带电粒子沿内磁层场线的弹跳运动概图  
粒子在接近镜点时运动时间很长

$\langle v_{\parallel} \rangle$ 线性地趋于 0, 因此(10.4)中比值趋于一个常数, 它的倒数显示在图 10.21 中。该图仅显示了质子和电子的结果。为得到  $O^+$  的回旋、弹跳和漂移频率, 可对图 10.21 中质子各项分别乘以 1/16, 1/4 和 1。

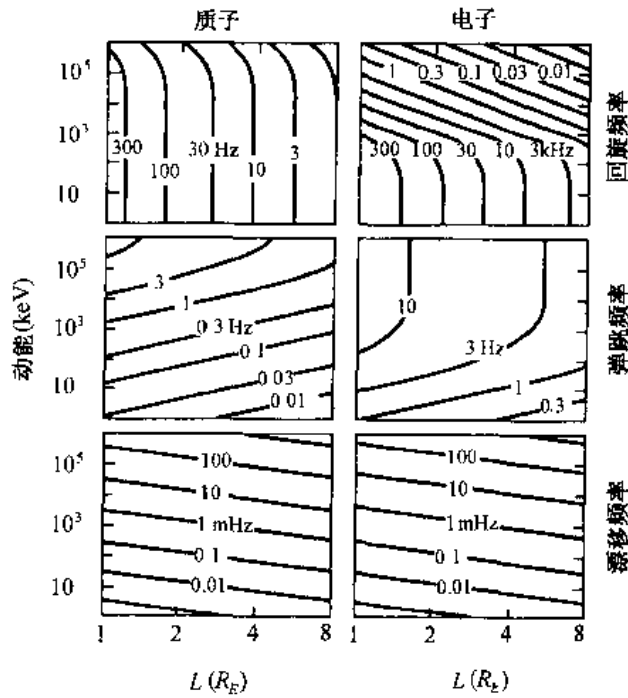


图 10.21 地球偶极场中赤道面反射粒子的回旋, 弹跳和漂移频率随  $L$  和粒子能量  $W$  的变化 (引自 Schulz and Lanzerotti, 1974)

### 10.5.3 弹跳运动和第一与第二绝热不变量

时间尺度的很大不同使得在理论上可通过用绝热不变量来区分三种运动。普遍的绝热不变量理论(Landau and Lifshitz, 1960)表明, 一个作周期运动的系统发生缓慢变化时,  $\oint p dq$  守恒, 其中  $q$  为周期运动的坐标,  $p$  为动量。为了将这个理论应用到单一粒子在近似均匀的磁场中的回旋运动, 我们设定磁场在  $z$  方向, 并取矢势  $\mathbf{A} = xB\hat{e}_y$ , 这里  $\hat{e}_y$  是  $y$  方向的单位矢量; 再令  $q = x$ ,  $p = mv_x + qA_x$ , 相应的绝热不变量是

$$\oint p dq = \oint p_x v_x dt = m \langle v_x^2 \rangle T_c = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \frac{2\pi m}{qB} = \frac{2\pi m \mu}{q} \quad (10.7)$$

其中

$$\mu = \frac{m v_{\perp}^2}{2B} \quad (10.8)$$

是粒子回旋运动的磁矩。方程(10.7)是带电粒子在磁场中运动的“第一绝热不变量”。在通常情况下, 粒子的  $m/q$  值是常数, (10.7)说明磁矩  $\mu$  是绝热不变量。特别是在回旋粒



子经过的磁场缓慢变化时(即变化的时间尺度远大于回旋周期  $T_c$ ),  $\mu$  是不变的。

因为当弹跳周期为  $\tau_B$  的粒子沿磁力线运动时, 磁场强度变化的时间尺度比回旋周期长很多, 我们可用磁矩是绝热不变量的事实来对粒子的弹跳运动作简单描述。为进一步简化假设不存在平行于  $\mathbf{B}$  的电场。在这种情况下, 由于磁场不能改变粒子的动能, 粒子的动能  $W$  在它的弹跳运动中为常数, 因此

$$W = \frac{1}{2} m (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) = \frac{1}{2} m v_{\parallel}^2 + \mu B = \text{常数} \quad (10.9)$$

当粒子沿磁场线运动到  $B$  较强区域时,  $v_{\parallel}$  减小, 当  $B$  达到一临界值  $B_m$  时,  $v_{\parallel} = 0$ ,

$$B_m = W/\mu \quad (10.10)$$

用投掷角表示, 平行于磁场的动能为  $W \cos^2 \alpha$ , 垂直于磁场的动能为  $W \sin^2 \alpha = \mu B$ 。

由于在给定的通量管中粒子的弹跳运动是周期性的, 我们可以定义另外一个绝热不变量

$$J = \oint p_{\parallel} ds = 2 \sqrt{2m} \int_{m_1}^{m_2} \sqrt{(W - \mu B(s))} ds \quad (10.11)$$

其中  $s$  是沿场线的距离,  $m_1$  和  $m_2$  是两个镜点。如果粒子经历的磁场变化的时间尺度远大于弹跳周期  $\tau_B$ , 参量  $J$  应守恒。从积分中提出  $W$  得

$$J = 2 \sqrt{2m\mu} I \quad (10.12)$$

这里

$$I = \int_{m_1}^{m_2} \sqrt{B_m - B(s)} ds \quad (10.13)$$

注意,  $I$  不依赖于粒子的能量, 而仅依赖于粒子的镜点和场线。

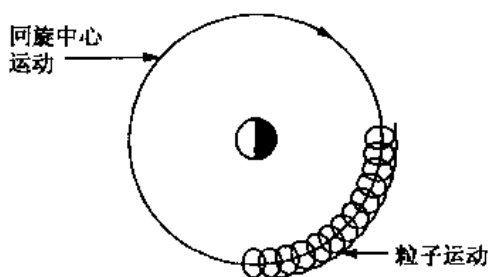


图 10.22 带电粒子绕地球的梯度漂移

#### 10.5.4 弹跳的平均(Bounce-averaged)梯度/曲率漂移

考虑一个粒子具有非 0 的第一绝热不变量  $\mu$ , 但第二绝热不变量  $J = 0$ 。这个粒子有梯度漂移但无曲率漂移。它被捕获在磁场最小处。为了简单计, 假定每条场线上磁场最小值位于赤道面上, 如图 10.1。将(10.8)代入(10.5)中的梯度漂移项, 得到

$$\mathbf{v}_{(D)} = \mu \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{qB^2} = \frac{\mathbf{B} \times \nabla W}{qB^2} \quad (10.14)$$

其中在写第二个等式时, 对于赤道面反射粒子有  $W(\mu, \mathbf{x}) = \mu B(\mathbf{x})$ , 在计算  $W$  的梯度

时,  $\mu$  是常数。如果还存在电场  $E = -\nabla\phi$  场, 则还有  $E \times B$  漂移, 把  $E \times B$  漂移和梯度漂移速度写到一起, 得到

$$v_D = \frac{\mathbf{B} \times \nabla(q\phi + W)}{qB^2} \quad (10.15)$$

这个公式说明粒子的漂移速度垂直于它的总能量(势能 + 动能)的梯度。因此公式(10.15)是粒子能量守恒的表达式。由于要遵循能量守恒的要求, 实际上我们可以写出对弹跳运动平均的梯度/曲率漂移形式:

$$v_{GCD} = \frac{\mathbf{B} \times \nabla(W(\mu, J, x))}{qB^2} \quad (10.16)$$

梯度中含有常数  $\mu$  和  $J$  [关于弹跳平均梯度/曲率漂移的严格的一般讨论见 Roederer (1970) 或 Wolf (1983)]。

### 10.5.5 粒子漂移和环电流

梯度漂移和曲率漂移导致正的(辐射带)粒子在地球偶极场中向西漂移, 负的粒子向东漂移。辐射带因此形成了绕地球的西向电流, 降低了地球表面低纬区域基本北向场的强度。

事实上在地球表面磁场强度下降和被捕获粒子的总能量之间有一个简单的理论关系。下面我们在特殊情况下推导这个关系。

在赤道面反射、具有能量  $W$ 、并且位于距地心  $LR_E$  处的带单一正电荷  $q$  的离子, 其梯度漂移在地球表面产生的磁场可表成如下形式:

$$\Delta \mathbf{B}_{\text{grad drift}} = -\frac{3}{4\pi} \frac{\mu_0 W}{R_E^3 B_0} \mathbf{e}_z \quad (10.17)$$

$B_0$  是地球表面赤道处的偶极场强度 [(10.17) 可由问题 10.2 推导出]。然而公式(10.17)并未给出带单一正电荷粒子对地球磁场的全部影响。由于带电粒子绕场线的回旋运动具有磁矩

$$\mu = -e_z \frac{W}{B_e(L)} \quad (10.18)$$

$B_e(L) = B_0 L^3$  是在地心距离  $LR_E$  处赤道面场的强度。该偶极子在地球中心偶极子产生一个北向场

$$\Delta \mathbf{B}_{\text{dipole}}^q = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mu}{(LR_E)^3} \mathbf{e}_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{W \mathbf{e}_z}{R_E^3 B_0} \quad (10.19)$$

因此电荷  $q$  在地球中心产生的全部磁扰动为

$$\Delta \mathbf{B}^q = -\frac{\mu_0}{2\pi} \frac{W \mathbf{e}_z}{R_E^3 B_0} \quad (10.20)$$

需指出  $\Delta \mathbf{B}$  与  $L$  无关, 面仅依赖于粒子能量。结果我们可写出地球中心处的总磁扰动

$$\Delta \mathbf{B}_{\text{particles}} = -\frac{\mu_0}{2\pi} \frac{W_{\text{particles}} \mathbf{e}_z}{R_E^3 B_0} \quad (10.21)$$

$W_{\text{particles}}$  是捕获粒子的总能量。利用问题 10.3 的结果, 上述公式可写成另外一种形式。

地球表面以上偶极磁场的总能量  $\int \frac{B^2}{2\mu_0} d^3x$  为

$$W_{\text{mag}} = \frac{4\pi}{3\mu_0} B_0^2 R_E^3 \quad (10.22)$$

因此(10.21)可改写为

$$\frac{\Delta B_{\text{particles}}}{B_0} = -\frac{2}{3} \frac{W_{\text{particles}}}{W_{\text{mag}}} e_z \quad (10.23)$$

公式(10.23)叫 Dessler-Parker-Sckopke 关系 (Dessler and Parker, 1959; Sckopke, 1966)。方程(10.21)和(10.23)不仅对赤道反射粒子有效,对偶极场中任意的赤道投掷角分布也有效。

由 Dessler-Parker-Sckopke 关系,地球表面观测到的磁场变化可视为环电流粒子总能量的指示。我们将在地球表面上沿经度方向均匀分布的台站测得的  $\Delta B$  取平均,作为对地球中心处  $\Delta B$  的近似。在对中性风驱动电流作一定的修正后,上述平均值定义为  $D_s$  指数。它是对磁暴的标准度量(细节见第十三章)。如果我们利用可靠的地球内部电导率模型来排除外加磁场的影响,与地球表面  $H$  分量 100nT 的下降所对应环电流总能量为  $2.8 \times 10^{15}\text{J}$ 。

### 10.5.6 南大西洋异常和漂移壳分裂

在一个纯粹的偶极场中,梯度和曲率漂移的速度方向一致,即正电荷粒子向西,负电荷粒子向东。然而实际的内磁层磁场并不严格是偶极场。其与偶极场的偏差对辐射环境有很有趣的影响。

对内辐射带,与偶极场的偏差来自于地球内磁场的高阶矩(如四阶矩、八阶矩……)。地球表面磁场最弱的点在南美洲的东海岸附近。这个特征叫“南大西洋异常”。按公式(10.14)在赤道附近反射的内辐射带粒子沿磁场等值线漂移。在南大西洋上空磁场弱的点,它们离地心较近,这意味着它们的高度降低,因此沉降的机会也增大了。内辐射带的一大部分损失与南大西洋异常有关。

对于外辐射带,对偶极场的最重要的偏离来自于磁层电流。磁场位形的日-夜不对称性对辐射带有特殊有趣的影响。沿磁层顶向东流动的 Chapman-Ferraro 电流压缩内磁层磁场,对日侧有最强的影响。西向越尾电流扩展和削弱内磁层场,对夜侧效应最强,如图 10.1 所示。这两股电流合起来对日侧和夜侧的磁场位形有系统的影响。这种日-夜不对称性对不同投掷角粒子有不同作用。例如,  $J=0$  的粒子,在赤道面上的梯度漂移沿着赤道磁场强度等值线运动。在夜侧,这样的粒子会离地球较近,这里场较弱,而在日侧场较强。另一方面,考虑一个  $\mu$  很小而  $J$  相对大的粒子。在它的弹跳路径上,  $B$  相对于反射场强  $B_m$  很小,而接近路径端点时除外,此处  $B$  增大很快。它的几何不变量  $I$  大约等于  $(B_m)^{1/2} S$ ,  $S$  是弹跳路径的长度。假设电场效应可忽略,粒子在漂移中动能  $\mu B_m$  不变。因为  $\mu$  不变,  $B_m$  在漂移路径上也是常量,而要  $I$  不变,只有  $S$  也保持常数。换句话说,这样的粒子沿场线长度  $S$  为常数的路径作曲率漂移。图 10.1 清楚地表明,比较离地心相同远的磁力线,夜侧场线的长度比日侧要短。因此具有接近零的赤道投射角的粒子在地

球夜侧的漂移位置比在日侧要远,与具有  $90^\circ$  赤道投射角的粒子行为相反。结果,在捕获辐射带的最外层部分,夜侧赤道投射角小,日侧赤道投射角大。这个现象叫“漂移壳分裂”。

图 10.23 显示了漂移壳分裂效应的数值计算结果。作为  $J$  较小而在赤道面附近反射的一个例子,考虑一个粒子,它在局地中午  $\cos\alpha_0 = 0.2$ , 地心距  $8R_E$ 。我们发现它穿过局地午夜赤道面时距地心只有  $7.1 R_E$ ; 它的弹跳运动路径也大约缩短了  $1/2$ , 这是因为随着离赤道面的距离  $S$  的增加,夜侧  $B(S)$  增大得比日侧快得多。作为  $J$  较大而在地球附近反射的一个例子,考虑一个粒子,它在局地中午  $\cos\alpha_0 = 0.8$ , 距地心距离  $8R_E$ 。这个粒子在夜侧赤道面地心距离为  $9.6R_E$ , 它的弹跳运动路径长度,正如预料的那样大致保持不变。

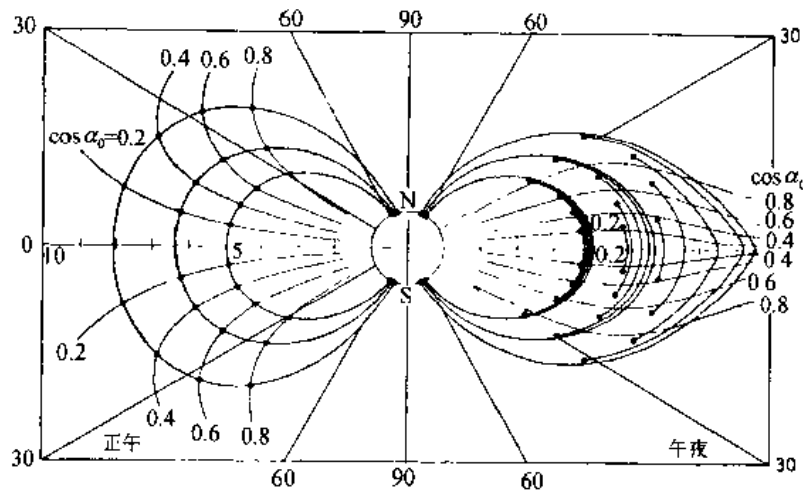


图 10.23 计算出的正午子午面内漂移壳分裂  
圆点代表粒子的镜点。曲线是具有相同赤道投射角  $\alpha_0$  的镜点位置(引自 Roederer, 1967)

### 10.5.7 等离子体层顶和阿尔文层

现在我们将绝热漂移理论应用于一个非常简单的磁层模型,以解释 10.3 节所描述的磁层等离子体分布的某些基本的观测特性。

为了目前的讨论,假设磁场是单一的偶极场,赤道面上场强为

$$B_e^{\text{dipole}} = \frac{B_0 R_E^3}{r_e^3} \quad (10.24)$$

$r_e$  代表赤道面上该点到地心的距离,  $B_0$  是地球表面赤道面的场强。我们假设粒子在赤道面被反射(即  $J = 0$ ), 所以

$$W = \mu B_e \quad (10.25)$$

如 10.4 中讨论的,主极光区昏侧和晨侧的粒子,  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移的方向向阳, 这个向阳的漂移映射到磁层赤道面为等离子体片的等离子体向阳漂移。这向阳等离子体片  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移与图 10.24 中的晨昏电场相对应。该晨昏电场的电势为

$$\phi_{\text{convection}} = -E_0 r \sin\phi \quad (10.26)$$

这里,  $\phi$  是从正午逆时针方向测量的。向阳流动的晨侧带正电, 昏侧带负电。

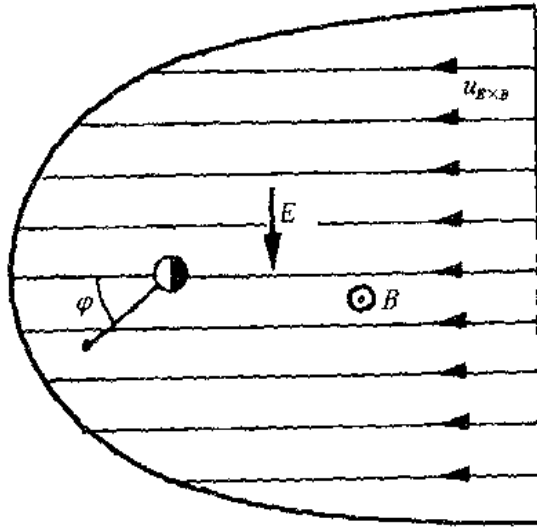


图 10.24 简单磁层模型中的  $E \times B$  漂移  
此图是在赤道面, 太阳在左。电场假设是均匀的, 由晨(上)指向昏(下)。带箭头的线是等势线和  $E \times B$  路径

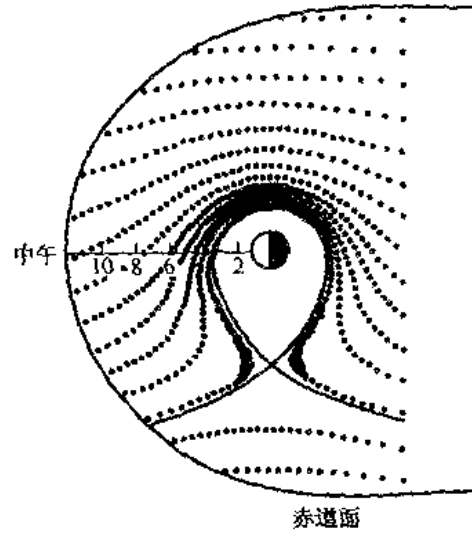


图 10.25 赤道面内  $\mu=0$  的粒子的漂移路径  
电场是均匀的, 并等于  $0.3\text{mV}\cdot\text{m}^{-1}$  的漂移路径。磁层顶和禁止区由实线画出。相邻两点之间的距离是粒子 10 分钟内漂移的距离(引自 Kavanagh et al., 1968)

对于赤道面磁层中的电场, 还有一个物理因素必须与对流电场一起考虑, 以得到合理的一级近似, 这就是地球的旋转效应。基本的电离层  $E \times B$  漂移如图 10.23 所示, 在极盖区上空是背阳流, 主极光区是向阳流, 低纬度流很弱, 这代表相对于固体地球的漂移。相应的电场分布(图 10.17, 10.18b)代表随地球一起旋转的参照系中的电场。另一方面, 磁层的鼻-尾(nose-tail)结构是由太阳风形成的, 表征磁层粒子漂移路径的自然参照系是不随行星旋转的。为了得到不随地球旋转的参照系中的静电位, 我们必须在式(10.26)中加入一项, 叫共转电位项。共转电场导致粒子随地球向东旋转。相应的  $E \times B$  漂移速度为

$$\frac{(-\nabla\phi_{\text{corotation}}) \times \mathbf{B}}{B^2} = \omega_E r \mathbf{e}_\varphi \quad (10.27)$$

$\omega_E$  是地球自转的角速度  $\left(\frac{2\pi}{24h}\right)$ ,  $\mathbf{e}_\varphi$  是东向单位矢量。代入(10.24)中的  $B$ , 得如下共转电位:

$$\frac{d\phi_{\text{corotation}}}{dr} = \frac{\omega_E B_0 R_E^3}{r^2} \quad (10.28)$$

或

$$\phi_{\text{corotation}} = -\frac{\omega_E B_0 R_E^3}{r} \quad (10.29)$$

综合梯度漂移, 对流和共转后, 总漂移速度为

$$\mathbf{v}_D = \frac{\mathbf{B} \times \nabla\phi_{\text{eff}}}{B^2} \quad (10.30a)$$

其中

$$\phi_{\text{eff}} = -E_0 r \sin \varphi + \frac{\mu B_0 R_E^3}{qr^3} - \frac{\omega_E B_0 R_E^3}{r} \quad (10.30b)$$

粒子沿  $\phi_{\text{eff}}$  的等值线漂移。考察这一漂移的一些简单例子,可有助于揭示磁层等离子体的某些基本特征。

考虑冷等离子体( $\mu=0$ )的运动,此时

$$\phi_{\text{eff}}^{\text{chl}} = -E_0 r \sin \varphi - \frac{\omega_E B_0 R_E^3}{r} \quad (10.31)$$

$\phi_{\text{eff}}$  的等值线如图 10.25 所示。

在地球附近,有效电位中的共转项起主要作用,越接近地球共转项变得越来越负。电场因此指向地球,  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移是东向的(逆时针方向)。然而在磁层较远处,对流电位起主导作用,流是向阳的。在中距离,对流和共转竞争以控制电位。在地球晨侧(图的上方),共转和对流都使粒子东向漂移(向阳)。在昏侧,共转和对流互相抵抗。在昏侧中有一点,流速在该处为 0,表明这两种作用严格地达到平衡。

在我们简单的不依赖时间的模型中,没有冷等离子体穿过环绕地球轨道和从磁尾到日侧磁层顶的轨道之间的边界(叫分界线)。分界线的地球一侧叫禁止区,因为来自磁尾的漂移粒子不能进入此区域。

在方程(10.31)中设  $\partial \phi_{\text{eff}} / \partial r = 0$  和  $\partial \phi_{\text{eff}} / \partial \varphi = 0$ , 我们可以找到流速为 0 的点,其条件为

$$r_{\text{zero-flow}}^2 = \frac{\omega_E B_0 R_E^3}{E_0} \quad (10.32)$$

分界内的冷带电粒子不断地绕地球旋转。它们形成了等离子体层,如 10.3.5 所述,来自电离层的粒子组成的密冷等离子体。通过这个简单的模型得到的等离子体层形状为在昏侧有一隆起,如图 10.25。这一理论上预测的特征与平均观测形状在定性上是一致的,如图 10.16。由于对流和旋转的竞争,等离子体层粒子经过昏侧时,漂移得更慢。结果它们的流线弥散,形成了隆起。我们的简单理论也澄清了为什么在高磁活动期间,等离子体层会收缩(如图 10.15)。在此时,按公式(10.32)由晨侧电场  $E_0$  控制的磁层对流率增加,减小了流速为 0 点的地心距离和整个等离子体层的大小。

应当指出的是对流强度是随时间变化的,等离子体层通常不会追随分隔层。假设对流强度突然增加,分界线会立即向地球移动,但等离子体层顶不会马上移动。但是过去位于最外层的粒子(即恰在分界线内),原来是闭合轨道,突然轨道变成开放的了,当它们绕地球旋转并接近局地傍晚时,便向右转向,并向日侧磁层顶运动。结果,增强的对流导致等离子体层的隆起转向局地正午,而且等离子体层最外层的等离子体被剥掉,浮向日侧磁层顶。在对流增强时,在局地午后等离子体层外侧,确实观测到有多股冷等离子体束出现(Grebowsky, 1970)。

现考虑能量足够高的粒子,这些粒子其(10.30b)中的梯度漂移项远大于共转项(对许多等离子体片粒子,这是真实情况)。对这些粒子有效电势为

$$\phi_{\text{eff}}^{\text{hot}} = -E_0 r \sin \varphi + \frac{\mu B_0 R_E^3}{qr^3} \quad (10.33)$$

接近地球时,这些“热”粒子的运动主要由梯度漂移控制。[(10.33)中第二项]。对于

正的热粒子,接近地球时  $\phi_{\text{eff}}^{\text{hot}}$  变得大而且正,粒子漂移沿  $\mathbf{B} \times \nabla \phi_{\text{eff}}^{\text{hot}}$  方向,是向西的。对于负的热粒子,接近地球时,  $\phi_{\text{eff}}^{\text{hot}}$  变得大而且负,粒子向东漂移。在远距离,两种粒子都向太阳方向对流。热粒子对流轨道位形由图 10.26 定性给出。在各种情况下,分界线地球一方的区域代表捕获的辐射粒子区。需指出的是在晨侧等离子体片电子比正离子更深入接近地球;而在昏侧离子更接近地球;在等离子体片内边界这两种粒子之存在都是通常的观测特征。

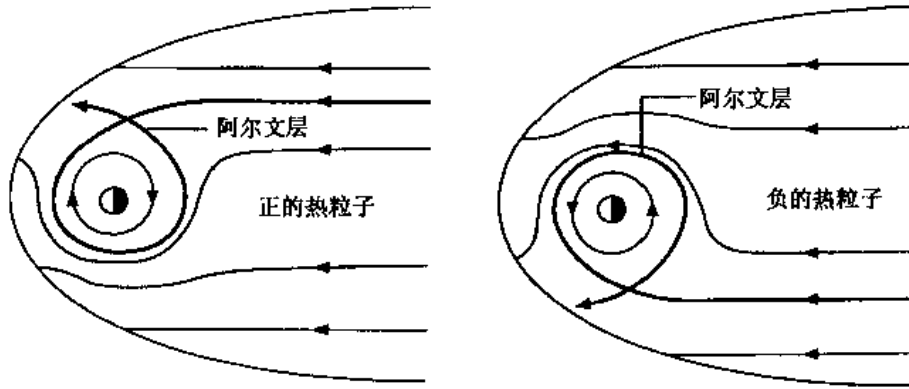


图 10.26 正负热磁层粒子的漂移路径

此图在赤道面内,太阳在左。阿尔文层定义为磁尾至日侧磁层顶的轨道和环绕地球的轨道之间的分界

我们可通过设定  $\phi_{\text{eff}}^{\text{hot}}$  的径向方向为 0 来找到流速为 0 的位置。结果为

$$r_{\text{zero-flow}} = \left[ \frac{3\mu B_0 R_E^3}{|q| E_0} \right]^{1/4} \quad (10.34)$$

这个等式说明高能(高  $\mu$ )粒子被捕获的区域比低能粒子大。因此,能量较高的等离子体片粒子不能像低能粒子那样深入接近地球。注意  $r_{\text{zero-flow}}$  随  $E_0$  增加而减小。因此,在强对流时等离子体片粒子比弱对流时能更深入接近地球,这与观测一致。将这个结论映射到地球电离层,相应的推测是,在强对流时,极光粒子能深入到低电离层高度,与观测一致。在大磁暴中,极光区变得很大,而且扩展到很低的高度。

现在很容易理解图 10.6 和图 10.7 中的基本观测特征了。等离子体层位于等离子体片内边界的地球一侧,因为电子阿尔文层的地心距离随粒子能量增加而增加。等离子体层粒子能量为零,但等离子体片电子很热。电子等离子体片内边界在晨侧比昏侧更接近地球,因为对于电子,如图 10.26 右侧,流速为 0 的点在昏侧。在对流增强时期等离子体片向内运动来自于阿尔文层半径的减小。

然而给定  $\mu$  和  $J$  粒子的阿尔文层实际上并不等同于这些粒子数量的数学上的一个间断面,这至少有以下两条原因:(1)考虑简单情况,电场很多天保持常数(这在实际中从未发生,但对考虑理论问题很有用)。恰在阿尔文层地球一侧闭合轨道上的粒子将会因损失而减少,在这种理想的定常情况下没有其他粒子源。恰在阿尔文层外的粒子漂移接近流的停滞点很慢(图 10.26 中 X 形状的点)。因为在停滞点,漂移速度为 0,接近这个点时速度一定很小。阿尔文层外无限小距离处,粒子移动一个小距离需要无限长的时间。因此,恰在层外的粒子数量也会损失减小。因而阿尔文层外粒子数量将随距离增加而持续增

加。(2)对流电场中的时间变化使得等离子体片和捕获粒子间的边界层不清楚。例如假定当一定的离子从尾部漂近时,越尾电场很强,按(10.34)它的阿尔文层将接近地球,粒子会开始向西漂移,在昏侧经过地球(如图 10.26 的左图)。但若假定当离子经过局地傍晚时越尾电场突然减弱,阿尔文层将向外扩展,粒子将被捕获在闭合环轨道中。这种类型的过程形成了磁暴期间对称的西向电流环。然而,这种非捕获粒子和捕获粒子的相互转换过程是不停地发生的。这种起伏的一个结果是通量管粒子数量(表达为等离子体分布函数形式)逐渐随等离子体片内边界地心距离的减小而减小。梯度会变得更陡一些,并取决于粒子种类和损失率。

扰动场使在停滞点附近漂移的粒子的  $L$  壳扩展的过程叫做径向扩散。甚至漂移轨道离停滞点很远的粒子也会受扰动场影响,使得它们的漂移路径摆动,或靠近地球,或远离地球,而不再遵循本章描述的理想定常漂移路径。对于固定的  $\mu$  和  $J$ , 径向扩散总是有减小分布函数径向梯度的作用。这给了我们一个重要的工具来区分粒子的源。如果我们画出固定的  $\mu$  和  $J$  相对  $L$  的分布图,我们可以认为峰值  $L$  处为其他  $L$  壳上发现的粒子的源。

表 10.2 对比了磁层中几种主要离子的能量和磁矩。每种离子成分在它的空间区域占了总粒子能量的主要部分。需指出所有这些成分的磁矩值大致相当,说明它们有相同的源。就绝对数量而言(单位磁通量管内粒子数),内磁层比等离子体片要低,等离子体片是源,但等离子体片到内磁层的传输机制还不是很清楚。

表 10.2 磁层中几种主要离子成分的性质

离子成分	$\langle r \rangle (R_E)$	$\langle E \rangle (\text{eV})$	$B_{\text{dipole}} (\text{nT})$	$\mu (\text{eV} \cdot \text{nT}^{-1})$
等离子体片离子	13	9 000	14	640
热特别轨道离子	6.6	22 000	110	200
Davis-Williamson 离子	4	100 000	480	210

等离子体片粒子在磁暴期间被深深射入磁层。电场和磁场的扰动导致了图 10.26 所示的理想漂移路径出现变化和不规则性,这会使得已存在的辐射带粒子发生径向扩散。然而,辐射带中能量最高的粒子(高于几个 MeV)可能来自于宇宙线过程,而不是等离子体片的径向扩散。

## 10.6 电离层——磁层耦合

电离层和磁层物理耦合中关键的电动因素是在两区域间沿场线流动的电流。事实上等离子体分布函数本身就可给出确定的场向电流。这里我们将仅对这些电流和电场从理论上作一些简单的讨论。更详细的论述见 Wolf (1983)。

我们继续假定等离子体片由在赤道面反射的粒子所组成。由于电子比离子冷,它们对总梯度/曲率漂移电流的贡献相对较小,我们将忽略它们的贡献。赤道面内的电流密度为  $Nqv_{GD}$ , 即



$$j_D = \frac{N\mu\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2} \quad (10.35)$$

其中  $N$  是赤道面内单位面积内梯度漂移粒子的个数。对于粒子在赤道面漂移的情况,其他对电流密度有较大贡献的是磁化电流  $j_M = \nabla \times \mathbf{M} = \nabla \times (-N\mu\mathbf{e}_B)$ ,  $\mathbf{e}_B$  是磁场方向的单位矢量(参见 Jackson, 1975)。然而这磁化电流来自于回旋粒子磁矩密度梯度,而不是来自于任何粒子的有规则的漂移运动,其散度为零,因而不直接参与电离层的耦合过程。

图 10.27 显示了(10.35)决定的漂移电流的流线。因为  $\nabla B$  是向着地球的,该电流是西向的(我们已总结出正粒子西向漂移,负粒子东向漂移)。在图中,我们假定等离子体片有一个尖锐的内边界,如粗黑曲线所示。在左图中,内边界与电流线完全重合,它也是梯度漂移轨道。这样一种图形显示梯度漂移电流没有中断。右图显示内边界有隆起。这说明有额外的梯度漂移电流穿过隆起处,此即部分环电流,它必须以某种方式闭合。如图所示,从电离层有电流上行至隆起的东侧,穿过隆起,然后从隆起的西侧向下流入电离层。

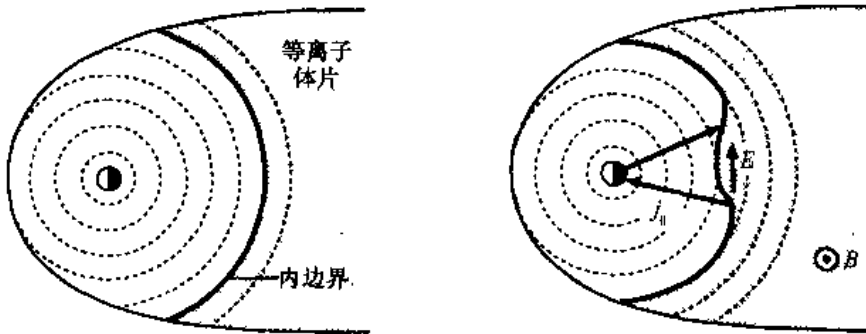


图 10.27 等离子体片内边界隆起产生的场向电流和电场

点线是赤道面内磁场的等值线。梯度漂移电流沿曲线向西流动。左图显示内边界平行于梯度漂移电流,从而没有电流流进和流出电离层。右图有一隆起。隆起中的额外的西向电流要通过电离层中闭合,导致隆起西侧堆积负电,东侧堆积正电。这引起尾向的  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移,从而使隆起消失

从动力学的角度看,电离层像一个复杂的导体,以后我们将对此作详细讨论。为了从 A 点到 B 点传输电流, A 的周围必须有正电荷积累, B 的周围要有负电荷积累。在目前情况下,映射到隆起西侧的电离层部分要有正电荷积累,映射到隆起东侧的电离层部分要有负电荷积累。西侧静电位高于东侧,于是出现了一个从 A 到 B 的电场。如果我们假定磁场线是良导体,这是可信的一级近似,那么隆起的西侧将比东侧电位高。这意味着有穿过此隆起的东向电场。因此如果在等离子体片的内边界有一个隆起(如图 10.27),这个隆起导致的电场将使该隆起随时间而消失,除非某种有力的机制导致隆起产生。换句话说,等离子体片的内边界对于等离子体片和近等离子体片通量管互相交换是稳定的。极光图像显示,事实上观测到的极光区赤道侧边界通常是平滑的。

图 10.27 表明地球等离子体片内边界在相互交换中是稳定的。木星的磁层结构恰好相反,显示有交换不稳定性。木星磁层等离子体的主要来源是木卫一经常的火山活动。木卫一的轨道深深进入木星磁层,火山喷发起来的物质脱离木卫一微弱的引力,并电离成为磁层等离子体。这些等离子体的主要漂移电流是外力漂移电流,即(10.5)右端的第二

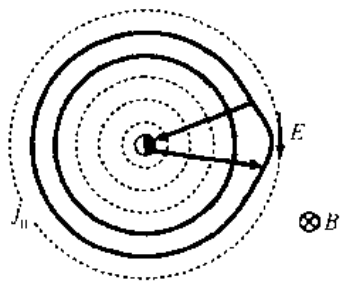


图 10.28 木卫一等离子体环  
交换不稳定性的示意图  
图中显示的是赤道平面。磁场指向  
纸里。离心力引起的漂移电流沿逆  
时针方向绕行星流动。隆起中带有  
较多的逆时针电流,要求有流向和  
流出木星电离层的电流。 $E \times B$  漂  
移向外,导致突起增长。极化电场  
在顺时针方向

项,该外力是由于行星旋转而形成的离心力(地球离心力形成的外力漂移通常可忽略)。漂移的方向在  $F_{\text{ext}} \times B$  方向,此时是逆时针方向。所需要的 Birkeland 电流和极化电场如图 10.28。结果  $E \times B$  漂移向外(即在隆起增长的方向)。如果木卫一等离子体环内的等离子体比环外的重,这个环的外边界将是交换模不稳定性的。

现在让我们回到地球。假定地球等离子体片内边界的变形起因于向太阳方向的对流。特别假定  $t < 0$  时,磁层形状如图 10.27 中的左图,而且没有对流。进一步假定,  $t = 0$  时有一晨昏电位降穿过磁尾,这将导致等离子体片粒子向阳漂移。等离子体片内边界会像图 10.29 那样变形,夜侧接近地球,而日侧远离地球。这个变形导致在晨侧沿场线的电流从电离层流出,在昏侧流入电离层。在内磁层形成一个昏晨极化电场,与原来的晨昏对流电场相反。由于等离子体片内边界继续在夜侧向太阳移动,极化场保持增大并且抵消晨昏对流电场的增长部分。内边界向太阳的移动结果变慢。如果外加的对流电位保持为常数,内边界最终到达一平衡位置,这里极化电场与外加的对流电场平衡,内磁层的电场接近为 0。在典型的定常条件下,等离子体片的内边界可将对流电场有效地屏蔽在内磁层和与之相连的低纬的中高度电离层之外。

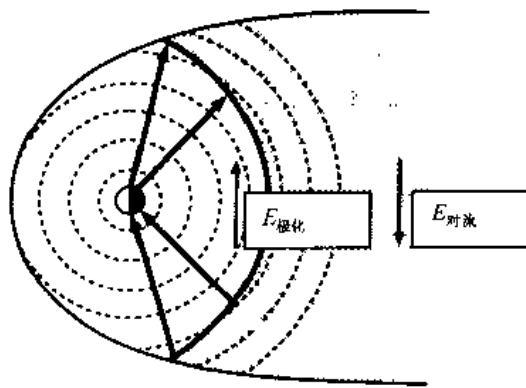


图 10.29 大尺度磁层对流引起的场向电流和电  
场。形式同图 10.27

图 10.29 中 Birkeland(场向)电流对应于图 10.18a 中较靠近赤道的环电流,此即 Iijima 和 Potemra(1978)定义的“2 区 Birkeland 电流”。在昏侧它们直接进入电离层,在晨侧从电离层流出。图 10.29 另一个主要的预测是等离子体片内边界地球一侧的电场较小,映射到电离层,它与弥散极光沉降区赤道一侧的边界相对应。事实上电离层电场的强度在极光区赤道向边界通常急剧下降。这个情况在图 10.17 有清楚的显示。

等离子体片内边界屏蔽其地球一侧使之不受对流电场影响的情况没有包括在 10.5.7

节使用的简单的电场模型中。这个过于简化的电场位形导致数值计算不可靠(如模型计算的等离子体层隆起比实际大)。然而建立在实际屏蔽电场上的更精确的计算证实,这个简单模型在定性上是正确的。

应着重指出的是,等离子体片内边界的屏蔽经常是无效的。外来的对流电位或其他磁层参数的变化会导致暂时的屏蔽穿透。等离子体片还可能长时间内不存在有效的屏蔽效应。进而,磁层活动产生的中性风能在电离层中、低高度产生显著的电场;见 Spiro, Wolf 和 Fejer(1988)。

## 10.7 电离层电流

在电离层中,100~500km 高度间,沿磁场线的电导率很大,但由于带电粒子与中性大气碰撞的结果,在垂直于  $\mathbf{B}$  的方向上也有电导率。与  $\mathbf{B}$  垂直的电流有两种类型:Pedersen 电流,在  $\mathbf{E}_\perp$  方向;霍尔电流,垂直于  $\mathbf{E}_\perp$ ,在  $-\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  方向。Pedersen 电流起源于离子和电子互相碰撞后在  $\pm \mathbf{E}_\perp$  方向的加速。霍尔电流起源于离子和电子在  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  方向的漂移。然而这两种成分的  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移不相同。由于电子有相当高的回旋频率并且比离子更紧密地束缚在场线上,碰撞并不能像阻碍离子那样有效地阻碍电子的  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  运动。由于电子带负电,这意味着有一个  $-\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  方向的电流。如果我们假设场线直接向下进入电离层,在北极光区这是近似真实的,电离层中沿高度积分的水平电流  $j_\perp$  由下式给出:

$$j_\perp = \Sigma_P \mathbf{E}_\perp + \Sigma_H \mathbf{e}_B \times \mathbf{E} \quad (10.36)$$

$\mathbf{e}_B$  是磁场方向的单位矢量。 $\Sigma_P, \Sigma_H$  分别为高度积分的 Pedersen 和霍尔电导率,两者有相同的量级,都随地方时和纬度变化而明显变化。在中低纬度日侧,它们的典型值是 10mho (1mho = 1siemens)。极光区电子沉降增强时,  $\Sigma_P$  和  $\Sigma_H$  也接近这一数值。在晚间低纬度,它们降至小于 1mho,此时没有太阳风和粒子沉降来增强电离度。关于电离层导电性详见第七章。

因为 Pedersen 和霍尔导电性可以相比较,电离层电流相对于  $\mathbf{E}_\perp$  的夹角约为  $45^\circ$ ,如图 10.18b, c。例如在晨侧,  $\mathbf{E}_\perp$  大约是赤道向,而电流是赤道向和西向的。

## 10.8 沿磁场的电位降

在我们关于磁层-电离层耦合的简略讨论中,我们认为磁场线为理想导体。然而沿极光区磁场线观测到有可观的电位降。这些电位降通常发生在线向上行电流区域。

下行场向电流可相对容易地由电离层的上行电子流携带。电子数目多而且易在电场中运动。然而上行的场向电流或者要求有上行电离层离子流(由于它们的质量较大这比较困难)或有来自于等离子体片的下行电子流(如果电动力学上要求上行电流超过损失锥内电子所能提供的量,这也较困难)。如果场线难以携带所需数量的上行电流,那么沿场线就产生一向上的电场。沿极光区场线可经常观测到几千伏的电位降。这些电位降最大的效应是加速向下的等离子体片电子,使其能量超过通常的等离子体片电子。这些电子与许多形状的明亮极光的形成有关。沿场线的电位降也可使电离层和磁层部分地退耦。

## 10.9 磁层粒子进入地球大气层的损失

两种主要的过程导致磁层粒子进入地球大气层而损失。即投掷角散射和电荷交换。一个保持第一绝热不变量守恒的粒子,如果它的镜点磁场  $B_m$  超过了几百公里高度的磁场的数值,它会容易地进入大气层而损失。从(10.10)式来看,这个条件可写为

$$\mu < \frac{W}{B_i} \quad (10.37)$$

这里  $B_i$  是磁通量管电离层末端的磁场。通常在 100km 高度。赤道投掷角  $\alpha_e$  满足下列不等式

$$\mu B_e = W \sin^2 \alpha_e < W \left( \frac{B_e}{B_i} \right) \text{ 或 } \sin \alpha_e < \sqrt{\frac{B_e}{B_i}} \quad (10.38)$$

$B_e$  是通量管中最小的磁场(如在赤道处的场强)。满足(10.38)式的粒子位于损失锥内。由于在内等离子体片  $B_e$  约 50nT,  $B_i$  约 50 000nT, (10.38)式要求粒子速度处于场线几度范围内。损失锥代表了一个小的立体角,如果第一绝热不变量总是守恒的话,等离子体片粒子中仅有极小的部分会发生沉降。

极光粒子之所以能沉降主要因为等离子体波改变了粒子投掷角并破坏了第一绝热不变量。观测表明,在内磁层投掷角散射使得损失锥有一半被电子充满,而离子略少于一半。经估计内等离子体片电子典型的损失时间为几个小时,与对流时间相当,因此在经过内等离子体片时一个电子有相当的可能性因沉降而损失。等离子体片离子损失时间的典型值比电子大一个量级。在相同能量下一个离子完成一次弹跳所需的时间远长于一个电子。如果每个镜反射过程被看成是“沉降的机会”,那么一个电子在单位时间内比离子有更多的机会沉降。

在辐射带中投掷角散射比在等离子体片中发生得要慢很多,辐射带粒子能绕地球运动数天、数星期、甚至数月。这取决于粒子种类、能量和位置。

磁层离子还有另外一种损失机制,叫做电荷交换反应



此处  $X^+$  是磁层的能量离子(典型为 keV 或更多),  $Y$  是低能中性原子,它们来自于地球的外层大气,即中性大气层的最外层部分。这个反应的结果是形成低能磁层离子,其对能量和电流的贡献可忽略,另外产生一个能量中性原子,沿直线飞出,不受磁层磁场和电场的影响。这个中性原子可能跑出地球附近,或进入大气层。电荷交换率可由外层大气模式和相关的反应截面计算出。表 10.3 给出了 Tinsley(1976)的一些估计。

表 10.3 赤道投掷角为 45° 的  $H^+$  的电荷交换时间( $h$ )随能量和  $L$  的变化(引自 Tinsley, 1976)

高度( $R_E$ )	3	3.5	4	4.5	5
$n_H(\text{cm}^{-3})$	800	470	300	210	150
3keV	2.2	3.7	5.7	8.2	11.5
10keV	1.7	2.9	4.6	6.5	9.1
30keV	3.2	5.4	8.5	12.0	16.8
50keV	7.6	12.9	20	29	40
100keV	40	69	110	153	215

## 10.10 结 语

本章按照通常课本方式,把对内、中磁层描述的重点放在我们已知和了解的方面。本章前半部分介绍了进入太空时代 30 多年以来的观测事实。我们对磁层内部已有了相当多的了解。本章后半部分表明,许多基本观测特征可在简单的(有时是优雅的)理论的基础上给以说明。

在强调那些已知和已了解的内容时,我们已忽略了现代磁层等离子体物理研究中令人激动的方面。磁层内部行为在许多方面事实上还不为人知。例如,我们还不了解等离子体片中的等离子体是如何从磁尾向地球流动的。这一过程显然包含有比简单的绝热漂移更多的内容(参见 Spence and Kivelson, 1990)。我们还不了解导致等离子体片粒子坠入极光区形成弥散极光的投掷角散射的物理过程。对光亮极光弧的物理性质也仅是部分地了解。关于磁层亚暴的基本物理机制还有热烈的争论,这是磁层中最基本的动力过程(见第十三章)。最后,本书写作中 CRRES 卫星观测数据的分析使得我们关于粒子在辐射带中的传输的概念有了很大改变。

经过 30 多年的太空探索,磁层物理仍是一个活跃的研究领域。许多我们还不了解的物理现象涉及到小尺度、中尺度和大尺度等离子体过程的耦合。理解这些复杂的多尺度过程需要进行更精确的全面的观测,并与之相结合发展更精密的等离子体理论与计算机数值模拟。

### 参 考 读 物

- Carovillano, R. L., and J. M. Forbes (eds.). 1983. *Solar Terrestrial Physics*. Dordrecht: Reidel.<sup>①</sup>  
Kamide, Y. 1988. *Electrodynamic Process in the Earth's Ionosphere and Magnetosphere*. Kyoto: Kyoto Sangyo University Press.<sup>②</sup>  
Parks, G. K. 1991. *Physics of Space Plasma*. Reading, MA: Addison, Wesley.  
Schulz, M., and L. J. Lanzerotti. 1974. *Particle Diffusion in the Radiation Belts*. Berlin: Springer-Verlag.

- ① 本章的许多理论问题在该书 Wolf 所著的章节中有详细论述。  
② 有关于电离层-磁层耦合的特别详细的观测论述。

### 习 题

10.1 考虑一个带电粒子沿偶极场线的弹跳运动,该场线距偶极子最远的距离是  $LR_E$ 。该粒子的反射点离赤道面很近。

(a) 应用偶极场强度公式,证明在赤道面附近,磁场的大小可由下式表述

$$B(L, s) \approx \frac{B_0}{L^3} \left[ 1 + \frac{\zeta}{2} \left( \frac{s}{LR_E} \right)^2 \right]$$

$s$  是到赤道面的距离,  $\zeta$  是常数,求出  $\zeta$  的值。

(b) 把上式带入(10.9)中,证明,若  $|s| \ll LR_E$ , 沿场线运动的能量守恒表达式类似于谐振子。导出以粒子能量  $W$ , 壳层参数  $L$  和原子质量  $A$  表达的谐振频率公式,并与图 10.21 比较。

10.2 推导公式(10.17)。

10.3 推导公式(10.22)。

10.4 考虑积分  $\int ds/B$ , 该积分沿磁场线从南半球电离层积分到北半球电离层,由于  $1/B$  是一个单位磁

通量管的面积,  $\int ds/B$  代表了磁层中包含一个单位磁通量的磁流管体积。

(a) 证明对于偶极场, 若  $L \gg 1$

$$\int ds/B \approx \frac{32R_E L^4}{35B_0}$$

对于  $L \gg 1$ , 磁通量管仅有一小部分体积位于电离层内, 因此可以将积分延伸至偶极子中心点, 而不终止于电离层内。提示:  $ds^2 = r^2 d\theta^2 + dr^2$ 。

(b) 考虑在磁通量管内各向同性分布粒子, 每个粒子有速度  $v$ , 粒子的数密度为  $n$ 。证明: 单位时间内撞击到管末端单位面上的粒子数为  $nv/4$ 。提示: 考虑一个与单位圆相交的圆柱形管, 圆柱轴线与单位圆法线夹角为  $\theta$ , 对  $\theta$  从  $0^\circ$  到  $90^\circ$  积分。

(c) 设偶极场磁通量管中粒子的损失率  $1/\tau$ , 它代表单位时间内从磁通量管中跑出的粒子数除以管内粒子数的总数,

$$\text{证明: } \frac{1}{\tau} = \frac{35v}{128L^4 R_E}$$

这是强投掷角散射的损失率的极限(例如投掷角散射很强, 损失锥内一直是满的)。等离子体片电子经常达到这个极限。

(d) 估算 1keV 等离子体片电子在  $L = 10$  处的损失率的数值。

# 第十一章 脉动与磁流体力学波

M. G. Kivelson

## 11.1 引言

当物理系统经历扰动时,物理系统对扰动最通常的响应是发射波。例如,在大气层这样的气体中,无论波源是高保真音响系统或是炸药爆炸,声波都是由于波源处气体压力的变化而产生的。波源产生的压力扰动随后在大气层中传播。了解了大气层的性质,人们就可以推算出压力扰动在大气层的传播速度。声音的当地传播速度为: $c_s = (\gamma p / \rho)^{1/2}$ ,这里 $\gamma$ 是气体定压比热与定容比热的比值, $p$ 是气体的压力, $\rho$ 是气体的质量密度。在真空或电介质中的电磁波,可以通过在一个天线上驱动随时间变化的电流而产生。同样,如果能确定传播介质的特性,人们可以推算出电磁信号的传播速度。反过来,一个系统的各种属性可以通过测量在系统中传播的波的属性,如波的频率、波长及极化来获得。例如,在各向同性电介质中,电磁波频率与波长之间的关系式为: $f\lambda = \text{常数}$ ,这个常数提供了有关这个系统介电特性的信息。而波的极化方向(对一个特定电磁波定义为变化电场的方向)是与波的传播方向有关的。一个在真空中传播的电磁波,其电磁扰动平面总是垂直于其传播方向。而声波是沿着传播方向极化的。声波的极化方向就是涨落变化压力的梯度方向。对于一个封闭系统,振荡是由很多个驻波结合在一起形成的,驻波的频率是由封闭系统的尺寸及系统材料特性决定的。

像在气体中一样,我们同样可以在等离子体中找到类似于声波的波。但是等离子体主要是由携带电流的带电粒子组成的,等离子体的电磁性质是最为重要的,而等离子体密度和压力也是相关的。因此,等离子体不同于声波和电磁波。

在这一章中,我们讨论等离子体中最低频率波的性质。“低”频率意味着低频波的频率低于等离子体中的一些特征频率,如等离子体频率 $f_p$ 及离子回旋频率 $f_{ci}$ 等。这几种特征频率都已在第二章中给出过。本章中讨论的低频波是指超低频波(ULF),而高频波将在第十二章中讨论。在这里,我们将给出由于机械力(因为等离子体具有类似于气体的性质)与电磁力(因为等离子体粒子的带电性质)而产生的一类非常独特的波:磁流体力学(MHD)波。我们将指出这些磁流体力学波与中性介电介质中存在的波是如何的不同。

物理学家在认识到电磁波可以在导电流体中传播而不能在刚性导体中传播之前的半个世纪,就已了解了描述导电流体的方程,这些方程是以牛顿定律及麦克斯韦方程(Maxwell, 1873)为基础的。磁流体力学波的解最终是由阿尔文(Alfvén, 1942)推导出来的,但这些磁流体力学波存在的直接证据是非常不容易获得的,因为这些波在绝大多数实验室条件下衰减得非常快。可以证明,只有当系统的空间尺度足够大时,磁流体力学波的衰减才可能很小。正是由于这些原因,研究阿尔文预言的磁流体力学波便成为太空物理

学家的主要任务。

历史上第一次磁场超低频(ULF)涨落(周期为几秒到几分钟)的观测是在地面上实现的(Stewart, 1861)。近一个世纪之后,人们才把这些低频的地磁涨落与近地空间等离子体联系起来。地面观测者测量磁脉动的早期研究指出,这些超低频波可以根据不同的基本特性而分成不同的类型。有些波是连续脉动的,具有准正弦的形态,都具有确定的谱峰值,具有这种特性的脉动被称为 Pc 脉动。Pc 脉动又因其脉动周期的不同而分成五个亚类,以处于 0.2~5Hz 频率范围的 Pc-1 脉动开始,而以处于范围 1.7~6.7mHz 的 Pc-5 脉动结束。另一类脉动处在相同的频率范围内却包含了许多不同频率的功率谱峰,这类脉动被称为不规则脉动(Pi)。表 11.1 中出了不同频率段所对应的脉动名称(Jacobs et al., 1964)。典型的地磁脉动信号在图 11.1 中给出,其中包括了在一条不同纬度观测站链上地面观测的地磁脉动信号及一颗处于近赤道磁层卫星的同时观测信号。

表 11.1 不同脉动种类的周期与频率范围

	Pc-1	Pc-2	Pc-3	Pc-4	Pc-5	Pi-1	Pi-2
T(s)	0.2~5	5~10	10~45	45~150	150~600	1~40	40~150
f	0.2~5Hz	0.1~0.2Hz	22~100mHz	7~22mHz	2~7mHz	0.025~1Hz	2~25mHz

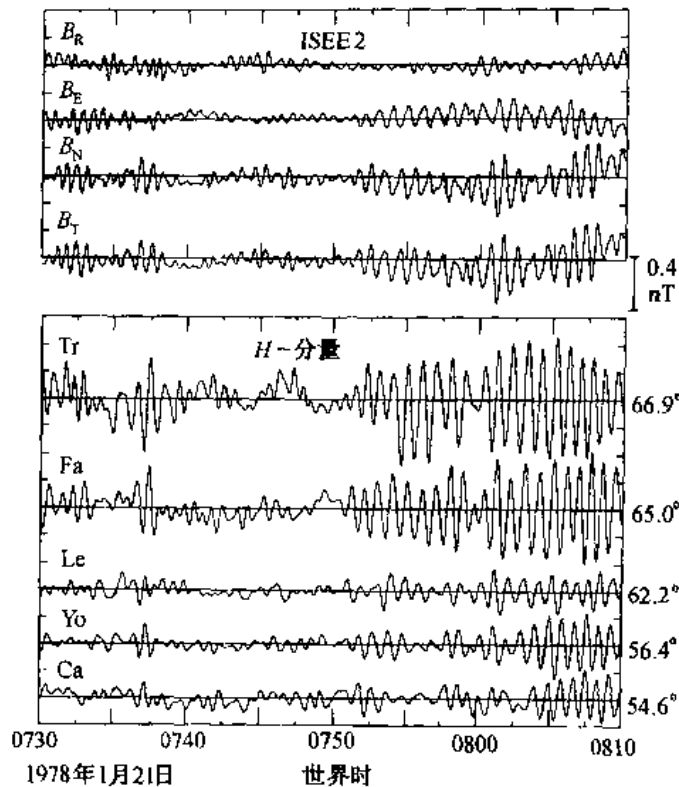


图 11.1 周期近似为一分钟波动的事例

上图是磁层中的波,下图是在地面不同台站测量到的波,地磁台的纬度在下栏图的右侧给出

Dungey(1954a, b)首次提出,地面上地磁场振荡或脉动起源于外在气层的 MHD 波,



特别是 Pc 脉动明显不同的周期表明脉动与共振过程有关。因此他认为脉动是沿着地磁力线的驻波,并在磁力线两端的电离层之间反射。这一设想已得到进一步的发展,并获得地面及卫星观测数据研究的普遍支持。在熟悉了磁流体力学理论及推导出一些磁流体力学波的某些属性后,我们再回过头来看看有关脉动起源的假设。

## 11.2 基本方程

磁流体力学波是作为守恒定律及麦克斯韦方程组的解而被发现的。在第二章中已给出了守恒定律及麦克斯韦方程组。为了方便起见,这里重新给出这些表达式。方程(2.29b)保证了流体在运动时其质量守恒的

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{连续性方程}) \quad (11.1)$$

动量守恒是由方程(2.32)保证的,在这里我们假定  $\mathbf{F}_g = 0$ , 并假设没有源或损失

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (11.2)$$

在低频条件下,麦克斯韦方程[方程(2.35), (2.36b), (2.37)]是需要的,它们是

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (\text{法拉第定律}) \quad (11.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (\text{安培定律}) \quad (11.4)$$

还需要给出磁场  $\mathbf{B}$  无散度的要求:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (11.5)$$

我们再加上欧姆定律[方程(2.46)],并写成

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = 0 \quad (11.6)$$

另外一个方程就是表示在对流的磁化等离子体中比熵(单位体积中的熵)是守恒的

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right) \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (11.7)$$

这里像前几章一样,  $p$  是压力,  $\rho$  是质量密度,  $\mathbf{u}$  是流体元的整体速度,  $\mathbf{j}$  是电流密度,  $\mathbf{B}$  是磁场(磁感应强度),  $\mu_0$  是真空磁导率,  $\mathbf{E}$  是电场,  $\gamma$  是定压比热与定容比热的比值,经常被称做多方指数。方程(11.7)左边作用在圆括号内表达式上的导数正是随等离子体在系统中流动的坐标系中的时间变化率,这个方程要求等离子体服从绝热状态方程。在多数太空等离子体中,  $\gamma$  取 5/3。

我们可以将电流通过磁场表示出来,电场通过  $\mathbf{u}$  和  $\mathbf{B}$  表示出来,并利用方程(11.4)和(11.6)将方程(11.2)表示成

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} / \mu_0 \quad (11.8)$$

假定系统只在  $x$  方向有变化,磁场  $\mathbf{B} = B\hat{z}$ 。于是方程(11.8)的右侧可以写成

$$-\hat{x} \left( \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{B}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial x} \right)$$

并且动量方程的  $x$  分量具有如下的形式:

$$\rho \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) = -\frac{\partial}{\partial x} [p + (B^2/2\mu_0)] \quad (11.9)$$

正如在讨论方程(2.48)式时一样,量  $B^2/2\mu_0$  是磁压,流体动量对应于磁压力和热力梯度之和。

方程组(11.1)~(11.7)或者它的修正形式,必须同时满足。这组方程相对于运动流体保持静止的等离子体结构有一组特别简单的解。随着空间变化的等离子体特性,就像一个不随流体运动的观测者所看到的等离子体特性随时间变化。用等离子体密度  $\rho$  作一个例子,人们可以发现,如果  $\rho = \rho(\mathbf{x})$  是在相对等离子体静止的坐标系中的变化形式,它在观察者坐标系中依赖于空间和时间的变化形式为

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \rho\left(\mathbf{x} - \int_{t_0}^t d\mathbf{t}' \mathbf{u}(\mathbf{x}, t')\right) \quad (11.10)$$

这里  $t_0$  是流体元处于  $x=0$  的时刻。当两个偏导数之和为零而不依赖于等离子体静止坐标系中  $\rho(\mathbf{x})$  的具体形式,这一形式自动满足方程(11.1)和(11.7)。如果  $\mathbf{u}$ ,  $\rho$  和  $\mathbf{B}$  都是常数,其余的方程也满足。这个解被称为“熵波”。这种称呼反应出这样一个事实:如果  $\rho$  保持等压变化,那么比熵  $p/\rho^\gamma$  也变化。

另外还有一种具有  $\mathbf{k}$  垂直  $\mathbf{B}$  的非传播解。在这种解中,总压力  $p + B^2/2\mu_0$  在某一随着流体对流的平面界面两侧保持相等。为了满足上述的要求,磁场垂直于分界面的分量必须为零,而在分界面两侧的  $\mathbf{u}$  法线分量必须相等。在分界面的两侧  $\mathbf{B}$  和  $\mathbf{u}$  的切向分量则可以变化。这个解是  $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$  慢模的极限。在非线性阶段,熵波是与接触间断面相联系的;而慢波是与切向间断面相联系的。

### 11.3 线性波方程

在前节中讨论了一种满足 MHD 方程组并具有任意幅度的对流扰动。在这一节将描述一组相对流体传播的波。为简单起见,我们假设波所携带的扰动是很小的。

假设等离子体初始时处于静止状态,这意味着等离子体中没有流动也不存在电场。同时还假设没有电流在流动。波的扰动产生了有限的但很小的  $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{u}$  和  $\mathbf{j}$ 。磁场、质量密度和压力也随之变化。因此有

$$\mathbf{B} \longrightarrow \mathbf{B} + \mathbf{b}, \quad \rho \longrightarrow \rho + \delta\rho, \quad p \longrightarrow p + \delta p$$

以上所有的扰动量  $\mathbf{b}$ ,  $\delta\rho$ ,  $\delta p$ ,  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$  和  $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{b}/\mu_0$  都假设为足够小,以至于只需保留其线性项,而平方项或更高次的项以及扰动量的交叉乘积项都忽略不计。以上扰动量需满足方程:

$$\frac{\partial \delta\rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (11.1')$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla \delta p + (\nabla \times \mathbf{b}) \times \mathbf{B}/\mu_0 \quad (11.8')$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (11.3')$$

$\mathbf{b}$  必须满足方程(11.5),也就是  $\nabla \cdot \mathbf{b} = 0$ 。如果这个条件在初始成立,方程(11.3)的散度,  $\left[\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \cdot \mathbf{b}) = 0\right]$ 清楚地表明这个条件将自动在任何时刻都成立。

绝热要求也变为初始条件,因为

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = \frac{\gamma p}{\rho} \frac{\partial \delta \rho}{\partial t} = c_s^2 \frac{\partial \delta \rho}{\partial t}$$

变成为

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\delta p}{c_s^2 \delta \rho} \right) = 0.$$

从上式可得出： $\delta p$  与  $\delta \rho$  之比为常数，并以初始条件的形式出现。将  $\delta p$  以  $\delta \rho$  的形式表示出来，留给我们的还是以七个未知量描述的波扰动： $\delta \rho$ 、 $\mathbf{u}$  和  $\mathbf{b}$ ，以及七个方程：(11.1')，(11.3')和(11.8')，其中包括了描述了每个矢量分量的方程。在下一节中，我们将进行各种各样的简化假设，并研究波的特性。

## 11.4 冷等离子体中的波

存在磁流体力学波的最简单体系是磁流化冷离子体。这里“冷”的概念需要进一步说明，因为等离子体的温度并不必要趋于零。这里“冷”的概念表示等离子体的压力[由方程(2.33)给出]是不重要的。方程(11.9)给出，如果等离子体压力与磁压力之比很小[也就是，这里  $\beta$  值是由方程(2.49)定义的]，那么等离子体的压力就是不重要的。

在描述波的特性时，采用指数表示形式是很方便的：

$$e^{ix} = \cos x + i \sin x \quad (11.11)$$

利用复数指数形式表示一个微分方程的解，将简化求导过程，因为一个指数的导数将是原指数的乘积形式。需指出的是，任何以复指数形式表示的方程都必须分别对实部成立和虚部成立。这等价于求解以  $\sin x$  和  $\cos x$  表示的方程。

一个沿着  $x$  方向传播并具有波长  $\lambda$  和频率  $f$  的平面波，各振荡量正比于：

$$e^{ikx} e^{-i\omega t} = e^{i(kx - \omega t)} \quad (11.12)$$

这里  $k = 2\pi/\lambda$ ， $\omega = 2\pi f$ 。如果比例因子是复数，不同的扰动量之间可以具任意的相对位相  $\delta$ ，这里  $\tan \delta$  是振幅虚部与实部之比。在任何情况下，平面波的解都是振荡的。在任一固定的空间位置，平面波的解都随时间以频率  $f$  振荡。而在任一固定时刻，平面波的解都随时间以波长  $\lambda$  振荡。需要指出的是，在(11.12)式的右边，如果  $x = x_0 + (\omega/k)t$ ，则指数的宗量为常数。这意味着波动方程的解在沿着  $x$  轴方向以速度  $dx/dt = \omega/k$  移动的点是常数，这个速度就是波的相速度[方程(2.50a)]：

$$v_{ph} = \omega/k \quad (11.13)$$

我们利用方程(11.1')，(11.3')和(11.8')，并将它们写成适用于冷等离子体近似的情况。我们在进行推导过程中，还将假设背景磁场和等离子体密度是常数(也就是  $\partial \rho / \partial x = 0$ ， $\partial \mathbf{B} / \partial x = 0$ ， $\partial \rho / \partial t = 0$ ， $\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$ )，并且假定波是沿着  $x$  轴方向传播的。这意味着在方程中只需保留对  $x, t$  的偏导数：

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial u_x}{\partial x} = 0 \quad (11.14)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = - \hat{x} \frac{\partial (\mathbf{b} \cdot \mathbf{B} / \mu_0)}{\partial x} + \left( \frac{B_x}{\mu} \right) \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial x} \quad (11.15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = B_x \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} - \left( \frac{\partial u_x}{\partial x} \mathbf{B} \right) \quad (11.16)$$

利用波扰动具有指数变化形式的假设,我们可以将对  $x$  和  $t$  的偏导数分别用和  $-ik$  和  $-i\omega$  来代替。因此方程组变成

$$i(\omega\delta\rho - k\rho u_x) = 0 \quad (11.14')$$

$$i[\omega\rho u - k(\hat{x}(\mathbf{b} \cdot \mathbf{B}) - B_x \mathbf{b})/\mu_0] = 0 \quad (11.15')$$

$$i[\omega\mathbf{b} + k(B_x \mathbf{u} - u_x \mathbf{B})] = 0 \quad (11.16')$$

磁流体力学波动方程现在变成了一组代数方程,并且非常容易求解。人们只需要通过代换来消去变量。为了不失去一般性,我们假设磁场矢量  $\mathbf{B}$  在  $x$ - $z$  平面,并且已经假设  $\mathbf{k} = k\hat{x}$ , 因此  $\mathbf{B} = (B\cos\theta, 0, B\sin\theta)$ 。这里  $\theta$  是  $\mathbf{B}$  与  $\mathbf{k}$  之间的夹角。通过消除变量我们得到

$$[(\omega/k)^2 - v_A^2 \sin^2\theta]u_x + v_A^2 \sin\theta \cos\theta u_z = 0 \quad (11.17a)$$

$$[(\omega/k)^2 - v_A^2 \cos^2\theta]u_y = 0 \quad (11.17b)$$

$$[(\omega/k)^2 - v_A^2 \cos^2\theta]u_x + v_A^2 \sin\theta \cos\theta u_z = 0 \quad (11.17c)$$

这里,  $v_A = \sqrt{B^2/(\mu_0\rho)}$ 。

方程(11.17)中的系数是一些速度量的平方,其中  $\omega/k$  是波的相速度,  $v_A$  是阿尔文速度[见方程(2.51)]。方程组(11.17a, b, c)是齐次的,只有当系数行列式为零时,方程才有解。从这个条件可以得出  $v_{ph} = \omega/k$  的方程,称作色散关系。色散方程的根给出冷等离子体中磁流体力学波的相速度:

$$(\omega/k)^2 = v_A^2 \cos^2\theta \quad (11.18a)$$

$$(\omega/k)^2 = v_A^2 \quad (11.18b)$$

对于等离子体中存在的波,其频率与波矢之间必须满足色散关系。在自由空间以光速传播的电磁波须满足  $\omega/k = c$  (或者以频率和波长的等价形式)。在中性气体中,声波须满足  $\omega/k = c_s$ 。这些要求就是类似于色散关系的例子。方程(11.18a)和(11.18b)表明,磁化等离子体中波的色散关系依赖于背景磁场的大小和等离子体密度。在某些情况下,还依赖于波的传播方向。除了  $\theta = 0$ , 一组  $(k, \omega)$  值不能同时满足以上两个色散关系。这表明这两个色散关系分别对应相互独立的两个解。

值得记住的是,一个解只有同时满足(11.17a~c)三个方程,才是有效的解。考虑第一支波满足色散关系(11.18a),这支波被称为剪切阿尔文波。把(11.18a)式代入(11.17a, b, c)式,我们可以看出(11.17b)式对任何  $u_y$  值都是成立的。但(11.17a)、(11.17c)式只有当  $u_x = u_z = 0$  时才成立。因此,剪切阿尔文波以相速度  $v_A \cos\theta$  传播,扰动流体在垂直于波矢和背景磁场构成的平面的方向运动。波的其他参数,例如波的电场和磁场可以通过方程(11.6), (11.16')以  $u_y$  的形式表示出来。这里需要进一步设定  $u_x = 0$  和  $u_z = 0$ 。方程(11.14')给出这种形式的波不会对流体的密度产生扰动(因为  $u_x = 0$ )。图 11.2a 给出了这种扰动波波矢的相对方向。因为磁场的扰动分量垂直于背景磁场,即使存在波扰动的情况,整个磁值仍保持常数(在扰动场线性近似的条件下):

$$|\mathbf{B} + \mathbf{b}|^2 \approx B^2 + 2\mathbf{b} \cdot \mathbf{B} = B^2$$

正如前面的恒等式所隐含的磁压力是一个常数(在冷等离子体中只有磁压力是有关的压力项)剪切阿尔文波是非压缩性的。

第二个色散关系(11.18b)式对任何  $u_x$  值  $u_z$  都自动地满足(11.17a)和(11.17c)式。

只有当  $u_y = 0$  时,才满足(11.17b)式。这意味着第二种形式的流可以存在,波引起流体的运动是在  $\mathbf{B}$  与  $\mathbf{k}$  构成的平面内。当  $u_x$  不等于零时,通过(11.14')可以得出:这种波将改变流体的密度。同样,非零的扰动场值也因此而产生,这可以从以下的式子中得到

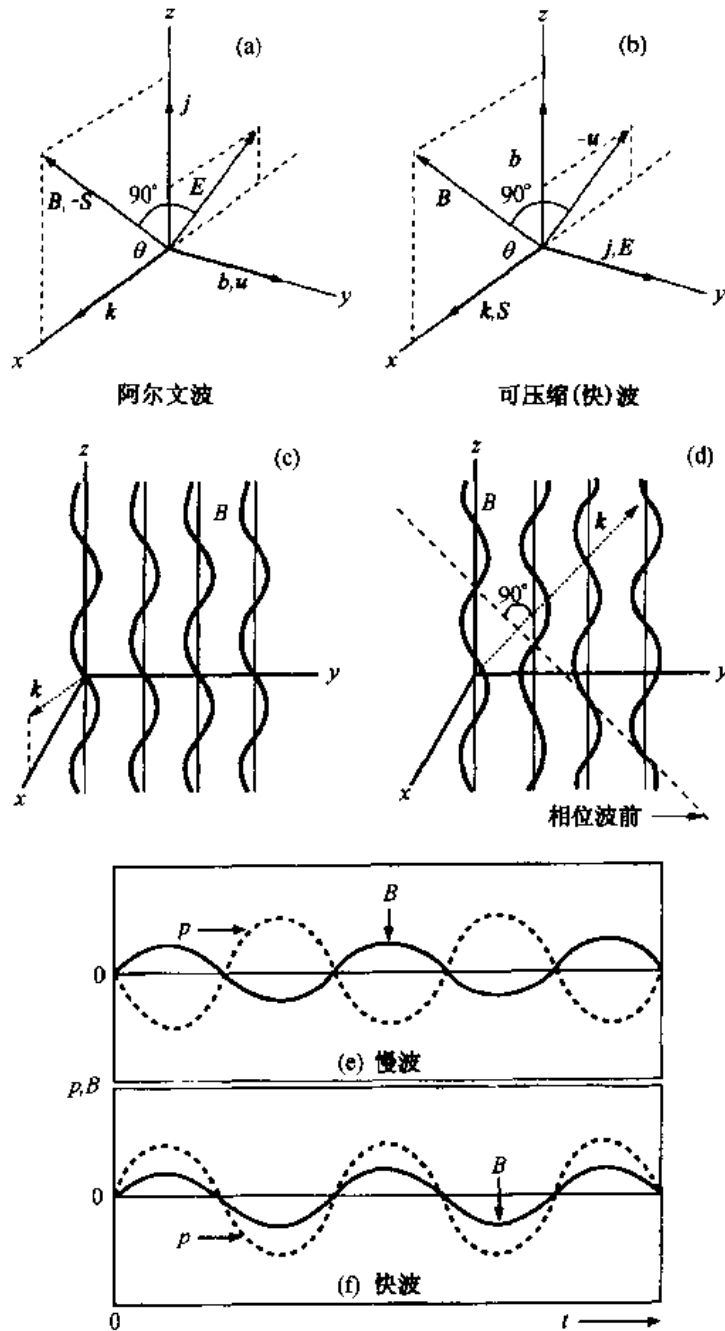


图 11.2 波动极化示意图

其中(a)阿尔文波, (b)快模压缩波, (c)表示阿尔文波磁力线(粗线)最大位移, (d)表示快模压缩波磁力线位移。(c)、(d)中的细线表示未扰动的磁场。(e)和(f)分别表示慢压缩波和快压缩波等离子体压力和磁压力随时间的变化。

中文译注: (d)图中最右边的两条波曲线应当相互交换位置

$$|\mathbf{B} + \mathbf{b}|^2 \approx B^2 + 2\mathbf{b} \cdot \mathbf{B} = B^2 + 2ku_x B^2/\omega,$$

在这里方程(11.15')和(11.16')已被用来推导以上的结果。由于  $u_x$  不等于零,当波存在时,磁场值的大小及磁压力都随着波动而涨落。这就是为什么这种类型的波常常被称作压缩波。图 11.2b 示意地给出了这种波的极化特性。波的能量是沿着坡印亭矢量方向传播的:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{b}.$$

对于剪切阿尔文波,这个坡印亭矢量方向是与背景磁场方向平行的,即在  $\pm \mathbf{B}$  方向;而对于压缩波,这个方向是平行于波矢方向而与背景磁场可以成任意夹角。这是区分剪切阿尔文波与压缩波的重要特性。在图 11.2c 和图 11.2b 中分别示意地给出了剪切阿尔文波和快波对应的扰动磁力线。剪切阿尔文波的扰动场总是垂直于背景磁场  $\mathbf{B}$ ,而且扰动后的磁力线之间的距离总是保持不变。对于快波的情形,扰动场与背景磁场  $\mathbf{B}$  成一夹角,斜传播的相位波阵面使不同磁力线之间的距离是变化的。

如果波的传播不是沿着背景磁场的方向(即,如果  $\theta \neq 0$ ),则(11.18b)式中的相速度大于(11.18a)式中的。正是由于这个原因,压缩模式又被称为快模式。

在波分析中,波的群速度  $\mathbf{v}_g$  也是一个有趣的性质。群速度描述的是一个具有实际物理意义的波包传递能量或信息的速度。这个波包并不是严格单色的并可包含一个较宽的波矢范围。这样一个波包可以通过傅里叶分析描述成多个单色波的迭加。Jackson (1962)已经针对电介质中的电磁波给出这种分析的例子。同样这种方法也适用于等离子体波。这种分析方法表明如果波矢的展宽远远小于波矢的平均值,则

$$\omega = \omega_0 + (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \nabla_{\mathbf{k}} \omega$$

波包以速度(矢量)  $\mathbf{v}_g = \nabla_{\mathbf{k}} \omega$  [见方程(2.50b)]传播并保持原有的形状。值得注意的是群速度矢量是通过频率对各个波矢分量求导数而得到的,且波频率  $\omega$  表示成波矢的函数。对以上我们已经讨论过的两种波的形式,我们求出

$$\mathbf{v}_g = v_A \hat{\mathbf{B}} \quad (\text{对于剪切阿尔文波}) \quad (11.19a)$$

$$\mathbf{v}_g = v_A \hat{\mathbf{k}} \quad (\text{对于快模式波}) \quad (11.19b)$$

这里  $\hat{\mathbf{B}}$  和  $\hat{\mathbf{k}}$  分别是  $\mathbf{B}$  和  $\mathbf{k}$  的单位矢量。这两个方程告诉我们,快模式的波可以携带能量或信息沿任何方向传播,而由剪切阿尔文波所携带的能量或信息被严格地限制在沿背景磁场方向传播,无论相位波阵面的法线朝向何方。

## 11.5 温等离子体中的波

在温等离子体中,等离子体的压力项不能从方程中忽略掉(即  $\beta$  值不再远远小于 1)。动量方程中必须考虑压力梯度项,而且(11.7)式也是需要的。对于小幅度的扰动,线性分析方法在这里同样也是适用的。我们可以得到一组类似于(11.17)的方程,并由方程系数行列式等于零的条件给出色散关系

$$(\omega^2 - \cos^2 \theta k^2 v_A^2) [\omega^4 - \omega^2 k^2 (c_s^2 + v_A^2) + \cos^2 \theta k^4 v_A^2 c_s^2] = 0 \quad (11.20)$$

这个色散方程有三个解

$$\omega^2 = v_A^2 \cos^2 \theta k^2 \quad (11.20a)$$

$$\omega^2/k^2 = \frac{1}{2} \{ c_s^2 + v_A^2 \pm [(c_s^2 + v_A^2)^2 - 4c_s^2 v_A^2 \cos^2 \theta]^{\frac{1}{2}} \} \quad (11.20b)$$

通过比较色散关系(11.18)和(11.20),我们发现有限的等离子体温度带来了一种新的波模式,并改变了前面讨论过的快模式波的一些特性。剪切阿尔文波模式在有限温度情况下仍然具有(11.18a)形式的解(11.20a),它的相速度仍然只决定于阿尔文速度,其他所有的性质(如,极化方向垂直于背景磁场  $\mathbf{B}$  和波矢  $\mathbf{k}$ , 等离子体密度或磁场值大小都不随波动而改变)都和冷等离子体情形一样。

(11.20b)式的根不仅决定于阿尔文速度而且还决定于声速。这些根适用于压缩波模式(即,波扰动引起等离子体密度和磁场值大小的变化)。这两个解对应于快波(正号)和慢波(负号)模式,而这两种模式又被称为磁声波模式。图 11.2 中给出了快波和慢波的电场、磁场和电流的极化方式。但是当热压力沿着背景磁场  $\mathbf{B}$  方向变化时,磁流体流速具有平行磁场方向的分量,而  $\mathbf{u}$  不会垂直于  $\mathbf{B}$ 。热压力的扰动是温等离子体中波的特性之一。在快波情形,热压力的扰动与磁压力扰动是同相位的,而在慢波情形则是反相位的。图 11.2(e)和 11.2(f)示意地给出了对应于快波和慢波情形磁场与热压力扰动的相位关系。

快波是由于系统中等离子体总压力(粒子压力和场压力之和)的局部变化而产生的。例如,如果吹到向阳面磁层的太阳风压力突然增加,在向阳面磁层边界上将出现一个总压力梯度,梯度的正方向指向向阳面磁层边界。压力的扰动将是一个激发压缩波的源[参见方程(11.8'),这里压力梯度项是引起等离子体运动的源]。波的  $p$  和  $p_B$  是同相位的,因此是快模式波。随着波从处于边界的源区向外传播,超过平衡状态的压力被波逐渐带走,最终这些波能够减少总压力梯度。这些波向各个方向的传播几乎是相同的。

极图是一种描述波动相速度的简便方式。极图又称为 Friedrichs 图。极图中的一个参考轴平行于背景磁场。极矢与参轴之间的夹角是波矢与磁场之间的夹角,而极矢的长度表示相速度的大小。图 11.3a 中给出  $c_s^2 < v_A^2$  情形波动的极图。对于快模式波,相速度和群速度都在垂直于磁场方向传播时处于极大值。对于慢波和中间波模式当  $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$  时,相速度为零。

群速度也同样可以由极图表示出来。这时极矢与参考轴之间的夹角是背景磁场与群速度矢量之间的夹角。极矢的长度代表群速度值的大小。对于  $c_s^2 < v_A^2$  的情形,图 11.3b 给出了群速度的极图。快波的群速度在所有方向上都是有限的,并在垂直于磁场方向处于极大值。正如在讨论坡印亭通量时所指出的那样,快波可以向任何方向传递能量。因此,  $\mathbf{v}_g$  在所有方向上都是有限的。中间模式波的群速度只能沿着  $\pm \mathbf{B}$  方向,速度值为  $v_A$  (对所有的波矢),以致于中间波群速度的极图只是两个点。这与图 11.2 中  $\mathbf{S}$  方向是一致的。当  $\mathbf{k}$  沿着  $\mathbf{B}$  时,慢波的群速度是  $\pm c_s$ 。当  $\mathbf{k}$  与  $\mathbf{B}$  之间的夹角增加时,慢波的群速度也稍微地有点增加,群速度的方向也有点偏离  $\mathbf{B}$  方向。当夹角继续增加时,群速度值反而下降,群速度的方向朝向  $\mathbf{B}$  方向靠拢。这就是在图 11.3b 中出现特殊的准三角曲线的原因。慢波的群速度与波矢  $\mathbf{k}$  无关,并近平行于  $\mathbf{B}$ 。慢波只能在偏离背景磁场很窄的角度范围内传播能量,这被称作“场导向”。

慢波与快波的性质在几个方面是不同的。慢波的总压力(即,粒子压力和磁压力之

和)在垂直磁场方向几乎保持不变。正如较早所描述的,慢波在传播时主要是在沿着背景磁场方向能够携带能量。总压力在场方向的梯度驱动慢模式波。特别地,当声速远小于阿尔文速度时,慢波是以声速沿着磁场传播并降低等离子体的压力梯度。图 11.3c 和图 11.3d 分别给出了当  $c_s^2 > v_A^2$  时,相速度的群速度的极图。定性地,当  $c_s^2 > v_A^2$  时,波的传播特性与  $c_s^2 < v_A^2$  的情况没有明显变化。但对沿着磁场方向的传播,慢波和中间模式波都采用阿尔文速度。

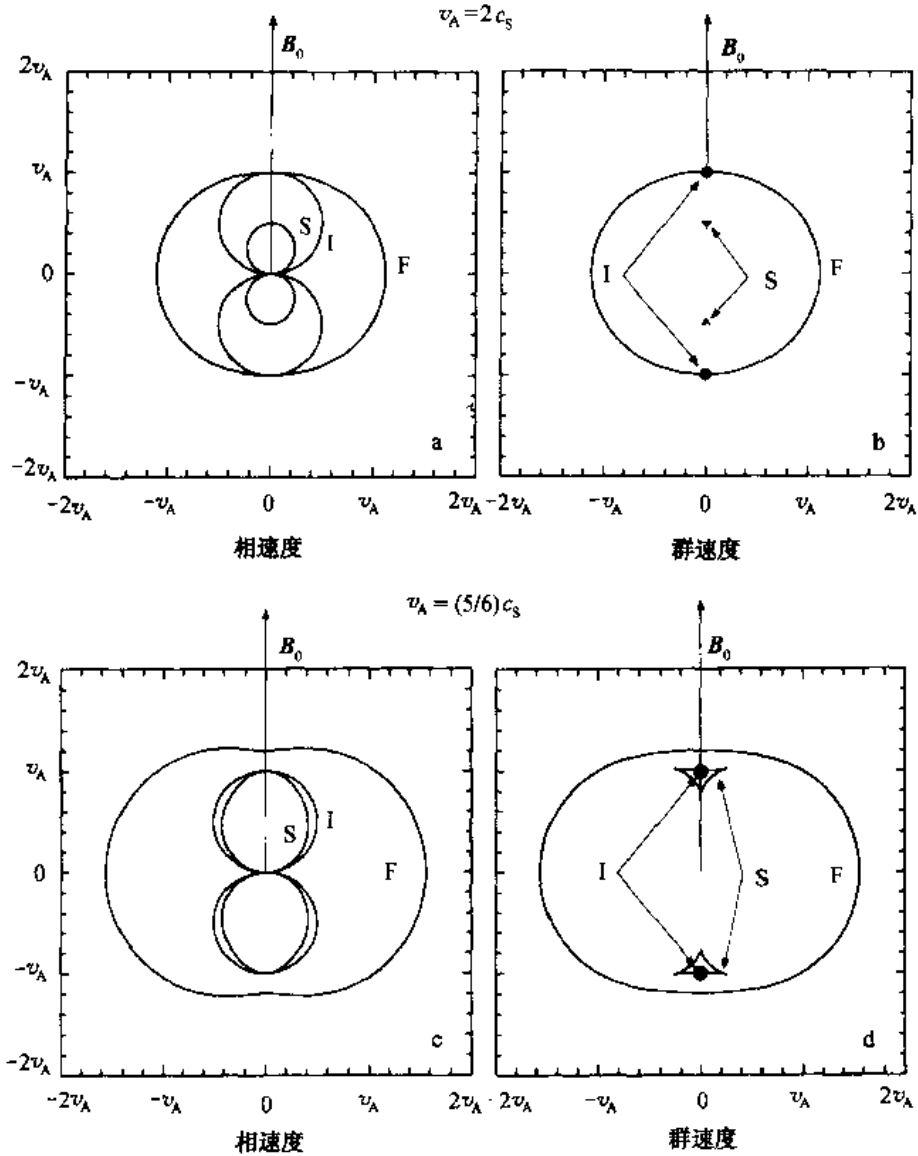


图 11.3 Fridrichs 图(极图)

(a)和(b)分别是  $v_A = 2c_s$  时相速度的极图和群速度的极图,(c)和(d)分别表示当  $v_A = \frac{5}{6}c_s$  时,相速度和群速度的极图。图中 F 表示快模式波, I 表示中间模式波, S 表示慢模式波

如果快波与慢波都能减弱压力梯度,那么剪切阿尔文波会有什么作用呢?剪切阿尔文波具有减弱磁场弯曲的作用。横越磁场的等离子体流动会增大磁场的弯曲。伴随着磁



场的扰动而产生的电流将减弱磁力线的弯曲。在等离子体中, 电流流动的回路有一部分是沿着磁力线的。因此, 剪切阿尔文波产生了场向电流。图 11.2 中给出了阿尔文波产生的扰动电流具有沿着磁场方向的分量(但在两种压缩波的情况下则不产生场向电流)。

有关等离子体中 MHD 波的讨论与第五章中有关激波的讨论是紧密联系的。当扰动被迫降低传递速度和偏离流体流动方向, 以致于不能向上游足够快地传播时, 激波就发展起来了。由于扰动波不能向上游传播而堆积起来, 导致激波在流体中建立的非线性条件。在一个障碍物上游最远处发现的激波波前是与快磁声波相联系的, 这种波的传播速度最快, 并且向各个方向传播。它起到减弱压力梯度, 降低波速并偏转流体的作用。中间波的传播速度远比快波慢, 并且是各向异性的, 它主要是使得磁场产生旋转。只有在一些非常特殊的情况下, 中间波才可能发展成激波。在太空等离子体中观测到的绝大部分磁场旋转都是与中间激波无关的。慢波由于它们各向异性的传播性质, 在减弱压力梯度方面最多只起非常有限的作用。但慢激波已在太空等离子体中观测到。

## 11.6 电离层边界条件

在等离子体中激发的 ULF 波的频率不仅取决于波的模式而且还取决于边界条件。磁层的边界是磁层顶和电离层。这里我们考虑一个通量管必须满足的电离层边界条件。电离层既能反射也能透射从电离层上面入射的 ULF 信号。我们定性地将电离层当作一个很薄的导电片。电离层处于中性大气层上面, 而大气层则是以地球为下边界的。图 11.4 示意性地给出了包含等离子体的(图中的阴影区)偶极子磁层。

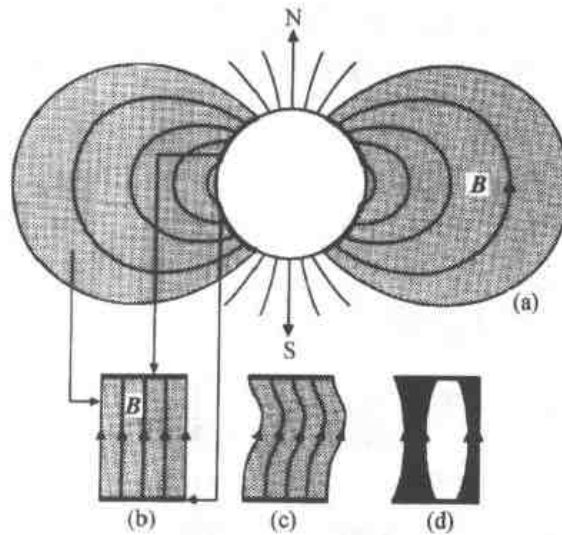


图 11.4

(a)和(b)是偶极子磁场和它与磁层盒模型的关系的示意, 图中的偶极子磁场磁力线被拉直了并以顶部和底部的非赤道区电离层为边界。(c, d)分别表示剪切阿尔文波与快模压缩波的磁场与等离子体扰动。图中阴影区的阴暗程度表示等离子体密度的增大和减小

图中高纬电离层在多数磁力线的终端处形成边界。近赤道电离层形成磁层的内边

界,而磁层顶是磁层的外边界。在图 11.4b 中,磁力线已被拉直并形成一个“箱式模型”的磁层。如果电离层的导电率非常高,电场和波的位移必须在磁力线电离层末端处为零(在箱式模型的左端也要为零)。这意味着任何入射到电离层上的波被反射到另一电离层区域(在低导电率的情形,波只是被部分反射)。类似于一根弦上的波动,对于阿尔文波,只有某特定的波长模式才能满足反射条件。如果两个电离层之间磁力线的长度为  $l$ ,沿着磁力线传播的阿尔文波允许波长  $\lambda_{\parallel}$  为

$$\lambda_{\parallel} = 2l/n$$

这里  $n$  是整数。回想一下剪切阿尔文波的性质,  $k_{\parallel} = k \cos\theta = 2\pi/\lambda_{\parallel}$  表示  $k$  沿着背景磁场方向的分量,

$$\omega = v_A k_{\parallel} = v_A 2\pi/\lambda_{\parallel}$$

紧接着我们可以得出沿磁力线传播的阿尔文模式的允许频率为

$$f = nv_A/(2l) = nB(2l\sqrt{\mu_0\rho}) \quad (11.21)$$

因此,只有某些特定的共振频率可以出现。这些共振频率是由电离层间磁力线的长度、磁场值的大小及等离子体密度所控制。如果磁场的几何位形已知,人们可以通过测量南北电离层之间磁场腔体内剪切阿尔文波的频率来导出等离子体密度。这正是 Dungey (1954a, b) 在他早期有关磁层波动论文中的要点。图 11.4c 和 11.4b 分别给出了对应于剪切阿尔文波和压缩波的磁场和等离子体可能产生的形变如何扰动磁层。对于前者,等离子体密度依然保持不变。而后者的密度随着通量管体积的变化而变化。沿着磁力线的波扰动结构已在图 11.5 中给出,图中的波动是最低的两个谐频。图 11.5 中上部分显示了驻波的基频( $n=1$ )和二次谐频( $n=2$ )在偶极场中磁通量管的位移。下部分给出了扰动的电场( $E$ )和磁场( $b$ )在沿着背景磁场方向是如何随着距离变化的。偶数模和奇数模是通过相对于赤道的横向扰动磁场的对称性来区分的。在赤道处  $E=0, u_{\perp}=0$ , 并且磁力线是不移动的。

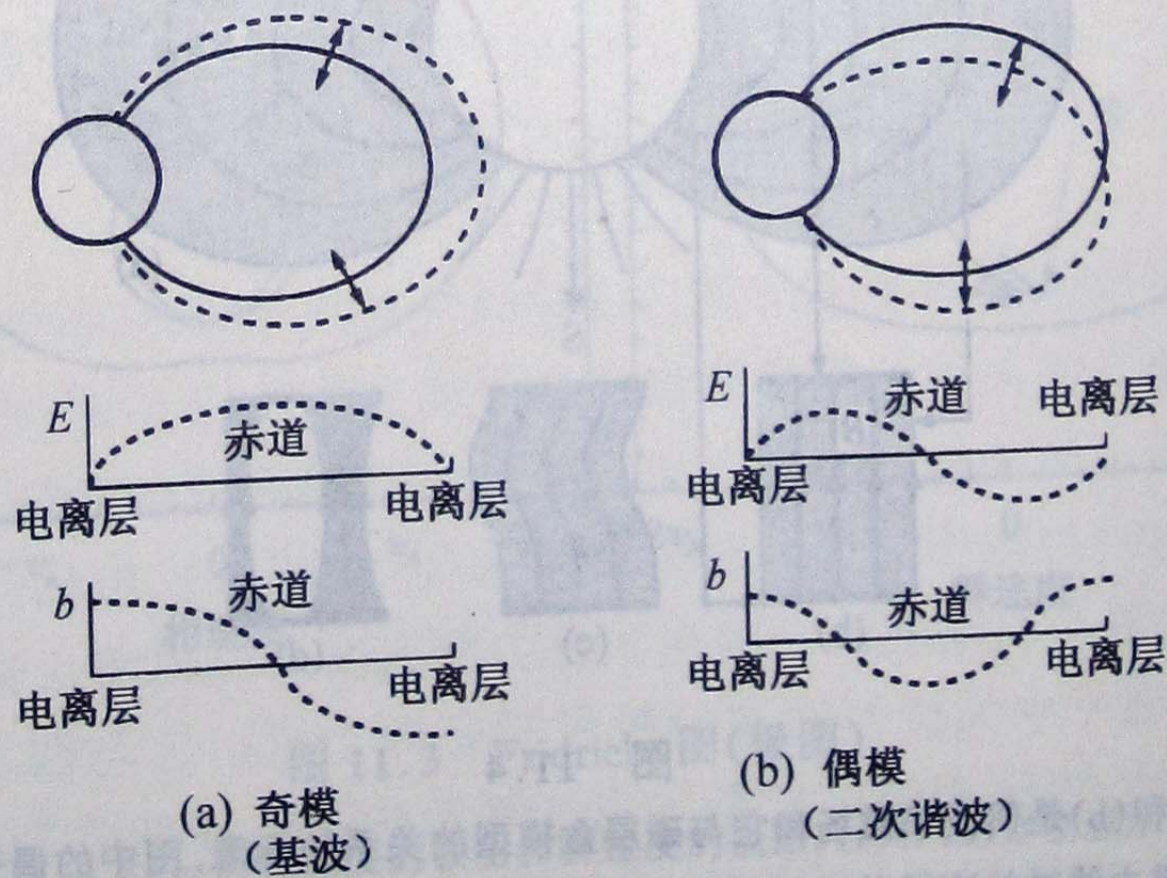


图 11.5 偶极子场中的驻波振荡

上图:示意性地给出磁力线基频与二次谐波共振时磁力线的位移。虚线是位移后的磁力线。下图:波扰动的电场和磁场随两个电离层之间沿着磁力线的距离的变化

## 11.7 偶极子磁场中的 MHD 波

先前的讨论都集中于均匀背景磁场中的波。一个稍微复杂一些但更接近实际行星磁层的磁场模式就是偶极子场。对于偶极磁场中的冷等离子体, MHD 波与在均匀磁场中讨论的 MHD 波是非常相似的。

首先考察一个对图 11.4a 中给出的模型右端的磁力线系统施以压缩的扰动。这种压缩使沿磁力线的运动不可能是均匀的。边界上的磁力线将会弯曲并向更加靠近在边界层里磁力线形成的磁壳。因此,增加了磁压力。这个压力扰动会传播到系统里,并使得磁场沿着  $\hat{v}$  和  $\hat{s}$  方向的分量产生变化(坐标系在图 11.6 中给出)。这种形式的扰动被认为是快模式波。

如果一个扰动使得整个壳层的等离子体沿着方位方向运动,这个扰动则产生一个沿着  $\hat{\phi}$  方向的波扰动(图 11.6),这个波扰动会使磁力线弯曲但不改变磁场值的大小。这样的波就是剪切阿尔文波。

在绝大多数情况下,这两种模式的波是耦合的。这意味着在系统中只激发一个压缩波而不让剪切阿尔文波激发是不可能的。如果压缩波是单色的(即这支波只有单个频率,设定为  $f_{\text{fast}}$ ),那么耦合将在某根磁力线上最强,  $f_{\text{fast}}$  是压缩波与磁力线之间的共振频率。这意味着压缩波的频率与磁力线上能够存在的剪切阿尔文波频率是相匹配的。这一点没有什么奇怪的,因为如果驱动力信号频率中包含了振荡系统的本振频率或共振频率,任何一个振荡系统对驱动力的响应将是最强的。在共振磁力线处,阿尔文波与起驱动作用的压缩波都的局部最强的。

人们已经建立起一套理论来描述磁层顶边界的波扰动。如何把来自太阳风的能量注入到磁层腔体内。当某处磁壳与磁层顶波扰动满足横向共振条件时,能量则在此磁壳处贮存(Southwood, 1974; Chen and Hasegawa, 1974; Kivelson and Southwood, 1986)。在图 11.7a 中,示意性地给出了磁层 ULF 波的磁力线共振理论的过程说明。图中,波浪型的曲线是表示扰动波不断地从地方时午时传播出来。波浪线的粗细则代表波动幅度的大小。波扰动在向磁层内传播时,幅度逐渐减小。但在共振  $L$  壳处,振幅则有局部峰值。波扰动在磁层内诱发涡旋运动,涡流的方向在振幅极值的两边是反向的。波的磁扰动分量正比于波的扰动。这意味着在磁层的赤道面上,波的极化方向是随着不同的区域而变化的。由于波是携带着能量横越磁力线传播,因此引起边界与共振磁力线耦合的波模一定是压缩波。在理论模型中假设在磁层顶的波动是表面波,波的振幅随着远离磁层顶的距离而逐渐衰减。扰动波所具有的极化形式可以沿着磁力线而映射到电离层。在地面上观测到的 Pc-5 脉动(具有 2.5~10 分钟的周期)和观测到的脉动极化的分布情况与理论

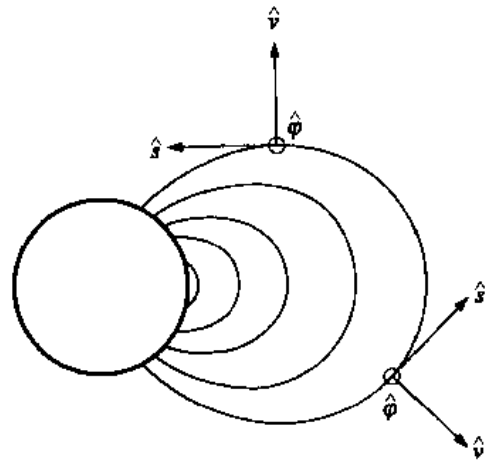


图 11.6 在不同纬度局域偶极子坐标系中各单位矢量的示意图

模型的预测是相一致的(Samson and Rostoker, 1972)。在空间通过卫星上电场、磁场、等离子体流速等探测仪器研究了 ULF 波。大量的测量结果都充分地证明了有关磁力线共振的理论是正确的。

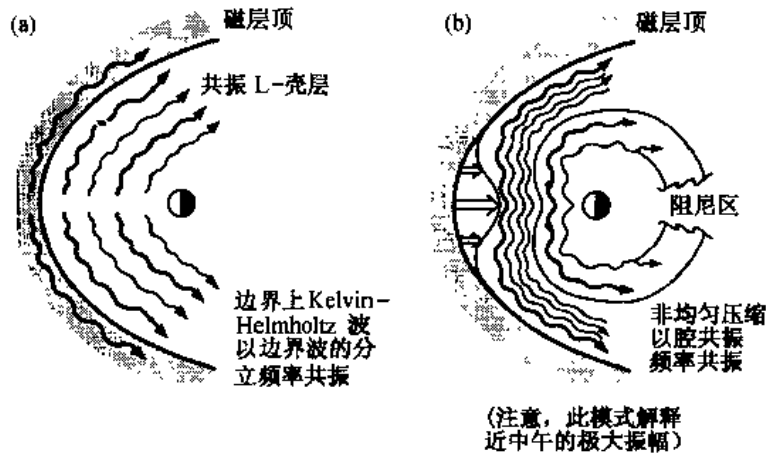


图 11.7 向阳面磁层波扰动的示意图

(a)表示在磁层表面的 Kelvin-Helmholtz 波, (b)表示在磁层日下点部位的压缩波

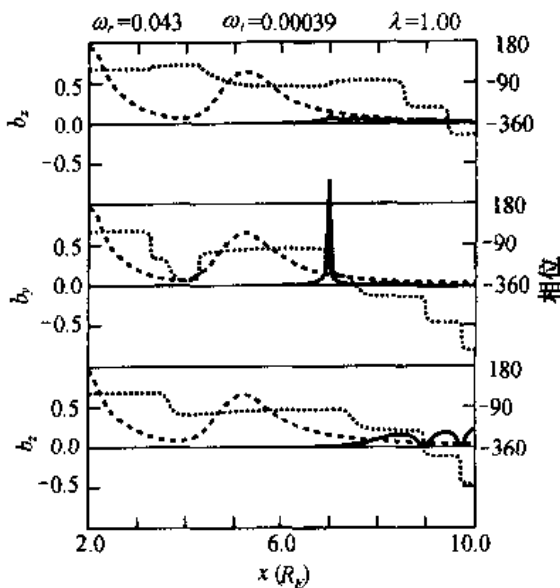


图 11.8 在磁层盒模型中全球模式波动的振幅(实线)与相位(长虚线)随赤道面上距离的变化, 其中短虚线表示阿尔文速度随空间的变化  
z 是沿着磁场方向, x 是阿尔文速度的梯度方向(引自 Zhu and Kivelson, 1989)

近来的研究工作集中于磁层对边界上脉冲式扰动的响应, 脉冲式的扰动主要是由于入射到磁层顶上的太阳风动压发生突然变化而引起的。在研究磁层对脉冲式扰动源响应时, 把磁层当作共振腔的概念又重新获得人们的关注(图 11.7b)。如果近赤道面的电离层和磁层顶能够反射横越磁力线传播的信号, 就像南北半球的电离层把沿磁力线传播的阿尔文波限制在其中一样, 压缩波的频率就会像剪切阿尔文波频率一样为量子化的。图 11.8 中给出了特征波的振幅, 这个波振幅是由磁层盒模型给出的。在模型中磁层受到有限宽度的瞬时脉冲扰动, 而赤道电离层和磁层顶被认为是反射边界。波扰动沿磁场方向的分量为  $b_z$ , 它在幅度不断衰减的包络内振荡。 $b_y$  分量(即实际磁层的方位方向分量), 除了在共振磁力线附近, 其余处的幅值几乎趋于零。在共振磁力线处, 压缩波的频率与横波的频率是相等的。 $b_x$  分量(即实际

中的经向分量)定性地具有与  $b_y$ 、 $b_z$  相似的变化特性, 只是其幅度值更小。

边界层对脉冲扰动的瞬时响应本身是非常有趣的研究课题。图 11.9 给出了一个例子, 它是紧随着上游太阳风脉冲扰动之后立即在地面上观测到的信号。图 11.9 的左栏中

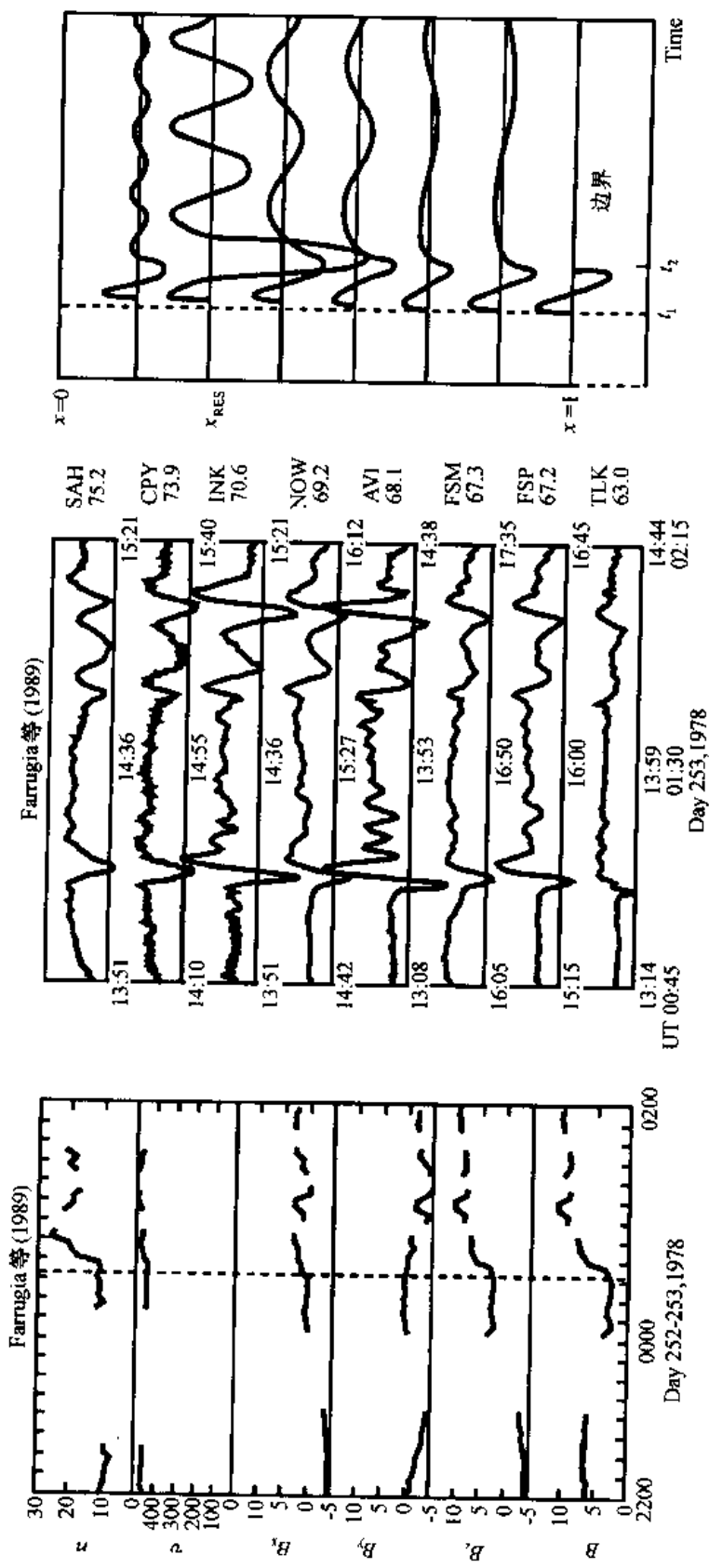


图11.9 太阳风动压增加后在磁层中激发波动的观测实例  
 左图是太阳风数据，其中虚线表示动压产生跳跃的时间，中图是  
 沿着纬度的地磁台观测到的波动，右图是利用磁层空腔模型预  
 测的波动 (引自 Farrugia et al., 1989)

显示出太阳风的密度有一个非常急促的增加,这个扰动在磁层内部激发出波动。在一个地磁观测链上记录到了这次扰动产生的波动。在地磁链中部的地磁台记录到的波动是最强的,并且持续时间也最长。利用磁层腔体模型的 MHD 波理论可以解释这些观测结果。图 11.9 中右边的一栏,则是示意性地给出腔体共振理论所给出的计算结果。图中显示了在不同磁力线上激发出波的不同特性。从图中可明显看出在中纬度区的波动功率最大且持续时间最长。

## 11.8 波能的来源

在描述 ULF 波的性质时,我们没有涉及波的产生机制问题。有多种多样的过程都能够激发波。在磁层和太阳风中观测到的波是由几种不同的重要机制产生的。任何改变等离子体和磁场平衡态的过程,都可以做为产生波动的能量源。对于绝大部分的磁层现象,其扰动能量主要是来自太阳风,当然,电离层或磁层内部的能量源也是很重要的。

偏离平衡态并驱动波产生的过程经常是与大尺度对流相联系的。磁层顶两侧的流场剪切可以激发表面波,该过程被称为 Kelvin-Helmholtz 不稳定性,这个过程与强风吹过湖面产生波浪的过程是紧密联系的。这种表面波压缩磁层,扰动产生的压缩波随着横越磁场而衰减或横越磁场传播。在前些节中描述过的磁力线共振,使得压缩波的能量耦合到剪切阿尔文波。磁层顶其他的压缩扰动也能提供激发波的能量。例如,太阳风中的激波通过磁层顶产生磁层顶位移;或者向阳面随时间变化的重联过程。太阳风中的波动可以通过对流穿过舷激波。在某些特定情况下,这些波动也能把能量带入到磁层中。

稳态对流不一定产生波动,但随时间变化的等离子体对流则会产生 MHD 波。在磁层中有时会有随时间变化的对流产生(例如在磁层亚暴开始时)。在电离层中也能产生随时间变化的对流(如由于能量粒子沉降而局部受到加热的区域)。在上述情况下,当磁力线端部的运动发生变化时波就会增长起来。波沿着磁力线来回反射,直至整个磁通管做整体运动。

对流不是惟一激发波动的能量源。当等离子体在速度空间的分布偏离平衡态结构时,也可以激发波动。这种速度空间分布的偏离可能是分布函数的各向异性,或者粒子的能量分布函数发生反常。在磁暴和亚暴期间,当增强对流面引起粒子注入到磁层的环电流区域时,等离子体在速度空间的分布函数会具有不稳定的特性。于是能够找到一群与波发生共振的粒子,这群共振粒子的弹跳和漂移与 ULF 波是同相位的。在某些情况下,这种共振则导致波动强度的增长。图 11.10 给出了波与粒子共振的例子,图中的波动是所谓 Pc-3 到 Pc-5 波段的脉动。在这里仍然是采用箱式模型,电场的强弱是通过符号的疏密来表示的。弹跳和漂移粒子的引导中必轨道是由斜线表示的。共振粒子的轨道是特别选定的,粒子在发生一次完整的弹跳时间里,它的漂移长度正好是一个波长。有些轨道一直处于负电场  $E$  区域,在这些轨道上的离子将损失能量;而处于虚线轨道上的离子则要获得能量,因为它们总是处在  $E > 0$  的作用下。而非共振粒子总不断地在正负电场之间往复运动,因此非共振粒子的能量并不变化,只是被看作在进行多次弹跳运动。

在表 11.1 中给出的一类较高频波(Pc-1 有些 Pc-2 及 Pi-1),它们是由于沿磁场运动的离子发生局部相互作用而激发的。粒子也可以与较高频波发生共振相互作用,只要波

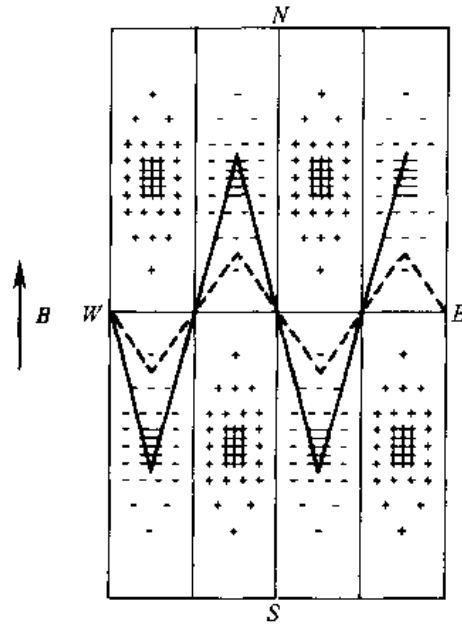


图 11.10 在磁层盒模型中两个具有不同赤道投掷角的弹跳粒子的漂移轨道  
 由于粒子的赤道面投掷角不同,在南北电离层之间的 ULF 驻波场中其磁镜漂移也是不同的。图中的正号和负号代表着波动电场的符号,正负号的密度表示电场的幅值。沿着实线轨道运动的粒子将受到较强的加速或减速,因为它处在扰动场较强区域的时间更长

的频率与粒子在自身坐标系中的回旋频率相等,这意味着粒子的回旋频率必须等于波的多普勒频移后的频率,多普勒频移是由于粒子具有沿磁力线方向的速度分量而引起的。以这种方式激发的波在舷激波的上游也能找到。在舷激波的上游由于存在被舷激波反射回去的离子而在太阳风中产生离子回旋不稳定性。处于 Pc-1 和 Pc-2 频率段的共振正是离子回旋共振,这些问题将在下一章中结合其他的“动力学”波动过程一起讨论。

## 11.9 不稳定性

在第 11.3 节中,我们将控制等离子体与磁场的方程进行了线性化。因此得到了波动的解,波动平均幅度是不随时间变化的。这暗含着即使经过许多个波动周期,等离子体既不会把能量损失给波,也不会从波动中获得能量。如果等离子体与波之间有能量和动量的转移,无论从等离子体转移到波,还是从波转移到等离子体,波的平均幅度都将随时间变化。

波的增长需要在等离子体中有一个提供自由能的源。导致波非线性增长的等离子体条件称为不稳定性。能够引起波增长的等离子体条件包括:束流(在静态的等离子体中有一束定向粒子通量流),粒子投掷角的各向异性分布以及等离子体非平衡的空间分布。因此,偏离平衡态导致波的增长,而这种偏离可以通过相空间或者位形空间的分布表现出来。

如果由方程(11.12)的时间变化所描述的波是增长的, $\omega$  必须具有一个正的虚部(即, $\omega = \omega_0 + i\gamma$ ,这里  $\omega_0$  和  $\gamma$  都是实数,并且  $\gamma > 0$ )。对于正的  $\gamma$ ,方程(11.12)则显示出波

的幅度是随时间指数增长的。因此  $\gamma$  被称为增长率。需要指出的是,如果  $\gamma$  是负的,则波是衰减的。

一个随时间增长的波,它只在很短的时间间隔内满足线性近似的条件,这个时间间隔约为  $1/\gamma$ 。在以后的时间里,波将变成非线性的,我们在本章中所给出的数学公式则不再适用。

在本章中介绍了一些在均匀背景磁场中能够发展起来的不稳定性,这些不稳定性与线性波是紧密相联的。我们将在这里分析一个例子,称为磁镜不稳定性。这个由等离子体的各向异性产生的不稳定性要求等离子体垂直方向的压力超过平行方向的压力。磁镜不稳定性波增长的条件为

$$1 + \beta_{\perp} (1 - \beta_{\perp} / \beta_{\parallel}) < 0$$

这里  $\beta_{\perp}$  ( $\beta_{\parallel}$ ) 是动压  $p_{\perp}$  ( $p_{\parallel}$ ) 与磁压之比。如果这个不等式成立,均匀的背景磁场中将会出现一些低磁场强度的鼓泡,这些鼓泡之间由高磁场强度区域分隔开,高磁场强度区域的磁场值大于无扰动时的磁场值。随着磁镜不稳定性的发展,粒子运动的磁镜点发生移动,以致于高磁场区的等离子体密度下降而低磁场区的等离子体密度升高。这种磁场位形会减弱等离子体的各向异性并降低整个系统的能量。

磁镜不稳定性是一个纯增长的波,具有  $\omega_0 = 0$ 。值得注意的是,磁镜模扰动中等离子体压力与磁场压力之间的相位关系与慢波情形一样,但磁镜模是非传播的波。

波的不稳定性在磁层位形与输运特性等方面都起着重要的作用。例如磁力线的弯曲变化能够由被称为气球模和水龙管模不稳定性来产生。等离子体的扰动或稳态输运在某些情况下也能由交换不稳定性产生。在所有的情况下,扰动的增长是因为等离子体的分布不是处于最低能量态。非线性波的作用就是把等离子体分布带到一个靠近最低能量态的位形。

## 11.10 行星磁层和其他区域中的波

虽然前面的讨论都集中于地球磁层中出现的 MHD 波,而这样的波可以存在于任何磁化等离子体中,只要这种等离子体所到的扰动能够维持足够长的时间(即长于离子的回旋周期)。如果随时间变化的磁场结构或等离子体流通常不同时对整个系统施加影响,非平衡的压力梯度或者等离子体流动就会在系统中形成,而且 ULF 波能够起到使系统恢复平衡的作用。例如,假设磁通管中的一部分等离子体具有某种运动,磁通管中其余的等离子体也会对这种运动所产生的变化做出响应。这要求扰动信号沿着磁通管传播,携带场向电流的信号从磁通管的某一部分(例如赤道面磁层或者太阳日冕)传播到另一部分(比如说电离层或太阳光球层),实质上就是驱使磁通管作为一个整体而运动。这种携带场向电流的信号一定是由剪切阿尔文波来实现。

在太阳风中也观测到 MHD 波,这种波的一些特殊的形式是在行星舷激波的上游观测到的。特征波的周期与太阳风磁场值成线性关系。太阳风流携带着这种波对流到磁层,这些波把能量注入到磁层腔体中。在地面上通过探测 Pc-3 和 Pc-4 脉动(周期从几十秒到几分秒)的功率谱,可以估计行星际磁场的大小。

对行星磁层中 MHD 波的研究还不是很完善的,但通过一个例子可说明研究它们的



价值。图 11.11 给出了 Voyager2 卫星发自木星的探测数据。图中是卫星探测到的磁场与粒子压力扰动曲线。涨落与扰动磁场平行于背景磁场的分量成正比。由于所带的粒子探测器不能测量所探测离子的质量,因此粒子压力的探测还具有一些不确定性。在这些探测曲线中,已假设所探测离子是质子。但无论如何,人们已知道在木星的磁层中有硫和氧等重粒子。如果粒子的压力是通过假设带正一价的氧离子而计算出来的,则粒子压力的涨落将会增大 10 倍。需要注意的是粒子压力与磁压力的变化是反相关的。联想到慢模式波维持总压力近乎不变,相应的粒子压力与磁压力是反相关的。这自然使人们期望在木星磁层中探测的涨落是一种慢波形式的扰动。尽管这两种压力涨落之间的反相关是很强的,但它们之和并不保持常数。粒子压力的涨落幅度约为磁压力涨落幅度的三分之一。如果假设探测到一离子中有 30% 是正一价的氧离子。再重新计算,总压力的涨落则小得可以忽略。这可能是一种最可行的方法,通过这种方法利用 Voyager1 卫星和 Voyager2 卫星的数据来确定木星磁层中等离子体的成分。而来自 Ulysses 卫星从木星旁飞过的探测数据(1992 年 2 月)以及后来自 Galileo 卫星的探测数据(1995 年)将提供木星磁层成分的直接测量结果。到那时,我们将能评估我们利用 ULF 波的特性估计木星磁层粒子成分的精度。

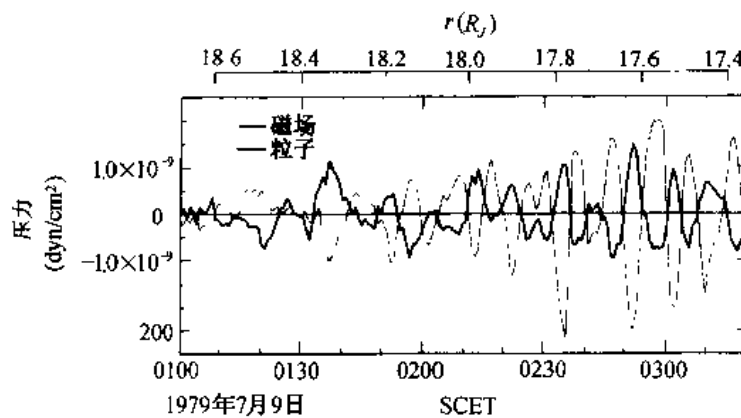


图 11.11 在木星磁层中观测到 MHD 波的实例  
粒子压力与磁压力是反相关的,这类似于慢模式或磁镜模式波。  
(引自 Khurana and Kivelson, 1989)

### 参 考 读 物

以下给出了一些较好的有关 ULF 波的评价性文章:

- Southwood, D.J. and W.J. Hughes, 1983. Theory of hydromagnetic waves in the magnetosphere. *Space Sci. Riv.* 35: 301.
- Hughes, W.J. 1983. Hydromagnetic waves in the magnetosphere. In *Solar Terrestrial Physics*, ed. R.L. Carovillano and J.M. Forbes (p. 453). Dordrecht: Reidel.
- Pilienko, V.A. 1990. ULF waves on the ground and in space. *J. Atmos. Terr. Phys.* 52: 1193.
- Samson, J.C. 1991. Geomagnetic pulsations and plasma waves in the Earth's magnetosphere. In *Geomagnetism*, vol. 4 (p. 481). New York: Academic Press.

## 习 题

- 11.1 偶极磁场中低等离子体  $\beta$  区域代表向阳面磁层的很多性质,冷等离子体近似是合适的。
- (a) 利用你具有的偶极磁场性质的知识 ( $B_{\theta} \propto L^{-3}$ , 磁力线的长度正比于  $L$ , 磁通管的体积正比于  $L^4$ , 磁力线的方程为  $r = LR_E \cos^2 \lambda$ ), 解释为什么在较大  $L$  值的磁力线上激发基频波的频率低于在小  $L$  值磁力线上激发基频波的频率。假设整个磁层偶极磁场区等离子体密度是均匀的 (每  $\text{cm}^3$  一个电子), 在  $6.6R_E$  处的基频是  $14\text{mHz}$ , 粗略地画出基波频率是如何随  $L$  值变化的。
- (b) 实际上, 在外磁层的大部区域等离子体密度常常是与磁通管的体积成反比。假设在偶极子磁场中  $6.6R_E$  处的基波频率是  $14\text{mHz}$ , 粗略地画出在磁力线上激发的基波频率随密度变化的曲线。
- (c) 虽然在(b)中采用的等离子体密度变化模型是一个很好的近似, 但磁层的等离子体密度在横越等离子层顶后实际上下降了 100 倍或更多。假设等离子层顶处于  $L = 4$ , 等离子层顶内的密度比外部大 100 倍, 再画出基波频率随  $L$  的变化草图。
- (d) 如果在(c)中假设的条件成立, 在地球表面何处能够测量到  $50\text{mHz}$  的脉动?
- 11.2 假设在  $L = 5$  的磁力线上激发了阿尔文驻波。在  $L = 5$  处的磁层可以采用柱对称模型近似, 磁力线周围的等离子体包含有热和冷的成分。在近赤道区密度为  $\rho (\text{kg}/\text{m}^3)$ 。在近赤道的局部区域磁场采用均匀模型是可行的, 背景磁场为  $B_0/L^3$ , 其方向是沿着  $z$  轴。驻波是由波矢  $\mathbf{K}$  平行和反平行  $\hat{z}$  的波迭加而成的。
- (a) 假设扰磁场  $\mathbf{b}$  是径向的, 给出波的电场和扰动速度随  $b, \rho$  和  $L$  的变化。注意扰动的矢量特征并确定它们的方向。标明等离子体位移的方向。
- (b) 波的振荡驱使等离子体移动。等离子体的位移率是非常慢的, 以致于可以认为等离子体对位移的响应是绝热的。采用标准的偶极子磁场值, 说明为什么绝热近似是合理的。
- (c) 如果你希望确定卫星测量到的粒子通量是如何被波调制的, 解释为什么你必须考虑粒子通量随  $L$  及  $W$  (粒子能量) 的变化。
- (d) 假设只有冷电子和冷离子  $W \approx 0$ , 证明密度的变化值为:
- $$\delta n = \frac{b(\partial n / \partial L)}{R_E \omega \sqrt{\mu_0 \rho}}$$
- 11.3 (a) 磁层中等离子体边界有时可以看作是驻波的波前, 这个波可以想像成沿着等离子体流反方向传播。考虑正午-午夜子午面上的高纬磁层顶, 行星际磁场是严格南向的情形。描绘出边界两边磁场的变化。仔细考虑在跨边界时必定发生的变化。什么样的 MHD 波模引起这种变化?
- (b) 在太阳风中探测到的波与在磁层中的情形一样。假设太阳风中的磁场方向是沿着螺旋角的方向, 观测到扰动波磁分量的极化方向垂直黄道平面。与这个扰动相对应的 MHD 波是什么模式?
- (c) 在磁层顶处激发的波可以在舷激波的后面观测到。只有一种 MHD 的波模式可以从磁层顶传播到舷激波日下点处。这是什么模式? 你是如何得出这个结论的?

## 第十二章 等离子体波

C.K. Goertz 和 R.J. Strangeway

### 12.1 引 言

波可以将能量从一个地方传到另一个地方,因而是非常重要的。一些波还可以将有关信息传播到等离子体外面,观察者可以据此推断等离子体内部的某些性质。波可以增长,并从等离子体中吸取能量;也可以衰灭,将能量释放给等离子体。在普通流体中,声波是惟一可能的波模。因为等离子体至少由两种流体组成,所以可能存在的波模个数要比普通流体中大得多。

### 12.2 双流体等离子体中的波

等离子体中的波一般情况下是电磁波,波的电场和磁场可以由麦克斯韦方程组来描述:

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(x, t) = \rho_q(x, t)/\epsilon_0 \quad (12.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(x, t) = 0 \quad (12.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(x, t) = -\frac{\partial \mathbf{B}(x, t)}{\partial t} \quad (12.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}(x, t) = \mu_0 \mathbf{J}(x, t) + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}(x, t)}{\partial t} \quad (12.4)$$

这些方程在第二章中已介绍过,它们分别为泊松方程(2.34),磁场  $B$  的无散度条件(2.37)法拉第定律(2.35)和安培定律(2.36a)。

方程(12.1)和(12.4)中电荷密度项和电流密度项将波场与等离子体的响应联系在一起。在讨论如何计算电荷和电流密度之前,我们首先指出该方程组存在着某种重复性。在第二章中我们已经注意到,与方程(12.3)相比,方程(12.2)并没有提供任何新的额外信息。类似地,方程(12.1)的时间导数和方程(12.4)的散度合起来可以给出电荷守恒方程  $\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ 。结果除了在处理静电波时不用安培定理而用泊松方程外,方程(12.1)和(12.2)通常很少被使用。方程(12.3)和(12.4)有六个标量方程,但有九个未知数(三个电场、三个磁场和三个电流分量)。假如电流密度可以仅由波场给出,那么这个关系将提供三个附加方程,这样我们将可以得到有关所有未知数的一组完备方程组。一个简单的例子就是电流和波动电场可以由一个标量电导率联系在一起时的情形。一般情况下电导率是一个张量,它由许多等离子体参数来确定。原则上电导率矢量描述了等离子体中波的性质,尽管实际上我们并不需要电导率张量的表达式,就可以得到等离子体响应。

为了得到电流密度,我们必须弄清楚波场怎样影响等离子体。在冷等离子体情况下,等离子体中所有粒子成分的热速度可以被忽略,电流密度可以从洛伦兹力定律中导出。虽然洛伦兹力定律只决定了电场和磁场如何影响单粒子的运动轨道,但对于冷等离子体中在特定时间和位置、同一种成分的所有粒子来说,它们将以同样的方式运动,我们可以由此推导出所有宏观物理量。例如通过对一个体积元里所有粒子求和,我们可以得到电流密度。在另一种极端情况下,我们可以用动力学方法来确定粒子速度分布对波的响应,例如弗拉索夫(无碰撞玻尔兹曼)方程。在这两种情况之间,还有其他形式的方程来确定粒子对波的响应,例如在第十一章中讨论过的由弗拉索夫方程矩量方程组得到的磁流体力学(MHD)方程组和接下来将要讨论的双流体等离子体中的方程组。这些近似的优点是使我们讨论的问题被大大简化,像流体力学方程有三个空间维数和一个时间维数,而弗拉索夫理论的相空间是七维的。但这些近似也具有一定的缺点,例如由波粒相互作用造成的朗道阻尼就不能由流体力学方程来得到。

对于双流体等离子体,有关方程如下:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s \mathbf{u}_s) = 0 \quad (12.5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial t} + \mathbf{u}_s \cdot \nabla \mathbf{u}_s - \frac{q_s}{m_s} (\mathbf{E} + \mathbf{u}_s \times \mathbf{B}) + \frac{\nabla p_s}{n_s m_s} = \frac{\mathbf{F}}{n_s m_s} \quad (12.6)$$

$$\mathbf{j} = \sum_s n_s q_s \mathbf{u}_s \quad (12.7)$$

$$\rho_q = \sum_s n_s q_s \quad (12.8)$$

这里脚标  $s$  表示电子和离子,在这些方程中所有变量都是  $\mathbf{x}$  和  $t$  的函数。这些方程在第二章中作为连续方程(2.29a)和动量方程(2.31b)出现过。这里增加了电流密度和电荷密度。源项  $S(\mathbf{x}, t)$  和损失项  $L(\mathbf{x}, t)$  的贡献在太空物理许多应用中都很小,可以忽略。但需要强调的是在电离层中这两项很重要。 $\mathbf{F}$  代表单位体积的力,不像压力梯度和电磁力,它是在时间  $t$  作用于位于  $\mathbf{x}$  上的流体元的力,例如重力、中性粒子之间的摩擦力、黏性力等等。在许多太空物理应用中常常被忽略。

方程(12.5~12.7)是一个有 11 个方程的方程组。然而除了波的电场和磁场外,还有两个密度,两个压力,和两个速度,加上(12.7)中的电流密度共 13 个未知数。因为方程(12.1~12.2)可以从其他方程中推导出来,所以完整的方程组(12.3~12.8)具有 18 个方程,但是有 20 个未知数。因此像第二章中单流体方程组一样,方程组(12.3~12.8)是不完备的,不能自恰解。为了能够完整的描述等离子体,我们必须再增加另外两个方程。这些方程使压力  $p_s$  和其他流体变量  $n_s$  和  $\mathbf{u}_s$  联系在一起。我们可以增加一个能量方程,但其代价是又增加了一个新的变量-热流,它又和更高阶的项联系在一起。一个通常使用的封闭方程组的方法是将压力  $p_s$  用多方定律来表达:

$$p_s = \text{常数} \times (n_s)^{\gamma_s} = n_s T_s \quad (12.9)$$

这里  $\gamma_s$  是“比热比”,被称为多方指数。在压力的三维绝热变化条件下,  $\gamma_s = 5/3$ ;  $\gamma_s = 1$  对应于等温条件;  $\gamma_s = 0$  对应于等压条件。  $T_s$  是等离子体粒子的平均热能,等于玻尔兹曼常数与温度的乘积。

以上方程组有多组有意义的解,但在这一章中我们将仅讨论等离子体方程的波的解。

考虑一个初始均匀的体系,加上一个周期性扰动,它要么在空间上随波数  $k$  变化,要么在时间上随频率  $\omega$  周期性变化。例如我们将一个天线放入等离子体,并给它充电,结果等离子体将不再是电中性,将出现一个电场。这个电场将使电子和离子运动(即离子将向电子密度增大的方向运动,电子将向相反方向运动),以使等离子体恢复电中性。等离子体是否缓慢回到初始未扰动电荷中性状态? 是否有振荡(即电荷密度是否随时间周期性变化)? 扰动是否将从扰动源区向外传播? 这个情况就和扔进一块石头的池塘类似,被石头击中的水面立刻就有一个位移,这个位移将像波动一样向外传播。几乎同样的情况发生在等离子体中,下面我们将研究激发波的性质。

等离子体中的波动将产生电场和磁场的扰动,这些扰动可以被卫星或地面上探测器(偶极子天线和搜索线圈)测量到。电场和磁场随时间的变化可以经过数学处理得到傅里叶谱。这个结果通常以动态谱图的形式出现,它是频率和时间的函数,例如图 12.1。电场和磁场的谱图是分开的。灰色的深度(很多情况下也用彩色)表示以某种频率扰动的波的功率大小。波功率有时均匀分布在一个很宽的频率范围内,有时候在某些频率上具有峰值。对于定量分析工作,在某一特定时刻表征波的功率谱也是有用的,这种谱可通过图 12.1 垂直方向切割获得。从这些谱出发,等离子体中的某些重要性质,例如等离子体密度和化学成分,都可以推导出来。在某些频率范围仅仅电场可以探测到,这表明波动是静电的。由电场和磁场振幅的比值可以定出波传播速度。从波场的极化,我们可以得到有关波传播方向的信息。

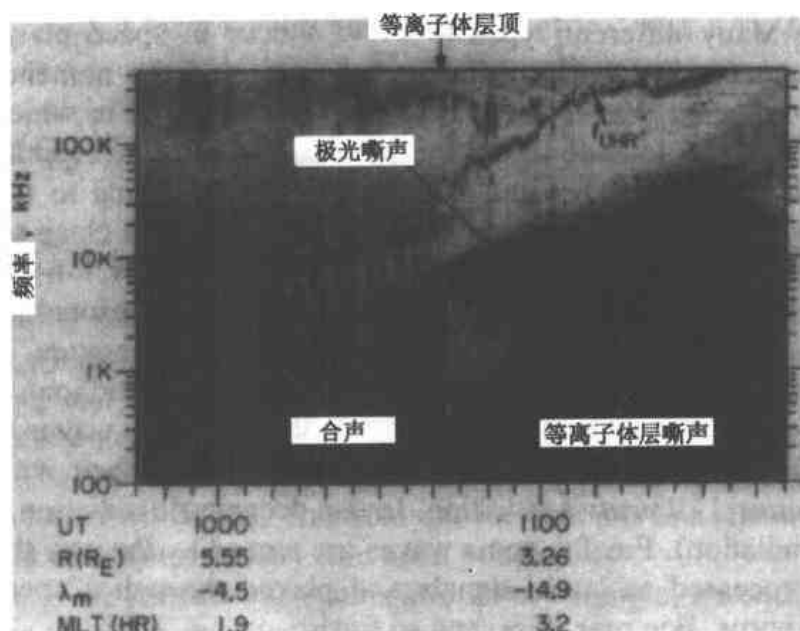


图 12.1 ISEE1 卫星在靠近赤道面处通过地球内磁层时观测到的电场扰动谱

阴影表示信号强度(越黑表示信号越强)随频率(纵坐标)和时间(横坐标)的变化。横坐标是由世界时(UT)、离地心径向距离、磁纬度和磁地方时(MLT)表示的。 $f_{UHR}$ 是方程(12.69)定义的高混杂频率。其他特征波辐射也被标出。Kurth

和 Gurnett(1991)曾经对磁层等离子体波进行了评述

在太空等离子体中存在着许多种不同类型的波。这些波由于性质不同,叫法也不一样。目前在给这些波的命名上还没有完全统一的标准。波可以由它们所存在的区域来命名,例如极光嘶声,等离子体层嘶声,极光千米波辐射。它们也可以由频率来命名,这时观测到的频率和等离子体的某些特征频率靠近,例如低混杂波,离子回旋波,电子回旋波和高混杂共振噪声。一些不携带磁场扰动的波被称为静电波,例如静电离子回旋波。无线电波是电磁等离子体波,它可以从等离子体中向外传播。人们经常根据它们的波长来命名,例如极光千米波辐射、木星十米波辐射和分米波辐射。最后还有一些波是根据它们被接收后从扬声器放出来的声音来命名的,例如哨声、合声、狮子吼、嘶声等等。

## 12.3 未磁化等离子体中的波

虽然太空等离子体几乎总是磁化的,但是也有一些等离子体中不存在磁场。此外某些等离子体中即使存在磁场,但在讨论等离子体响应,我们也可以忽略它们的存在(具体条件将在以后给出),这使我们要讨论的问题所涉及的方程大大简化。

### 12.3.1 朗缪尔波

因为离子质量比电子质量大得多( $m_i/m_e \geq 1836$ ),所以作为一级近似,我们可以假设离子质量无穷大,即它们根本不动,只在空间形成均匀的背景,密度为  $n_0$ 。我们同时也忽略磁场[ $\mathbf{B}(x, t) \equiv 0$ ]。这样就剩下四个方程:连续方程、电子的动量方程、泊松方程和电荷密度方程(12.8)。我们再假设所有变量都只在一个方向变化( $x$  方向)。这可能看上去不太符合实际,但在许多情况下它是可以接受的。例如太阳风主要存在着由太阳指向外的径向变化,有时在等离子体中电子或离子束流只在某个固定方向运动。波动有时在均匀等离子体中沿一固定方向传播,等离子体性质都只沿着波动传播方向变化。

利用这些简化假设,我们只剩下3个方程,将方程(12.8)代入方程(12.1)的右端,我们可以得到以下三个方程:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e u_e}{\partial x} = 0 \quad (12.10)$$

$$m_e n_e \left( \frac{\partial u_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial u_e}{\partial x} \right) = - \frac{\partial p_e}{\partial x} - e n_e E_x \quad (12.11)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = e(n_0 - n_e)/\epsilon_0 \quad (12.12)$$

因为方程不是线性的,所以这看上去非常简单的方程组仍然很复杂,比如在方程(12.10)中出现两个变量( $n_e$  和  $u_e$ )的乘积。除了在一些特别情况下外,通常这些方程是不可严格求解的。例如  $n_e = n_0$ ,  $u_e = 0$ ,  $p_e = \text{常数}$  和  $E_x = 0$  是其中(尽管相当平庸的)一个解。这个解对应于静态均匀的电子流体(平静的湖)。

假如我们给这个状态一点扰动,将会发生什么现象呢?例如我们可以想像电子密度并非在各处都等于  $n_0$ ,而是有一个小偏差,即

$$n_e(x, t) = n_0 + n_1(x, t) \quad (12.13)$$

很明显, 电场不能处处为零, 因为方程(12.12)右端不为零。所以有

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = -en_1(x, t)/\epsilon_0 \quad (12.14)$$

我们用  $E_1$  来表示这个电场, 它和小扰动  $n_1(x, t)$  有关。我们从(12.11)也可以看出, 电场不为零时, 电子流体将开始运动。因此假定扰动的流速也很小, 我们可以写出

$$E_x = E_1(x, t) \quad (12.15)$$

$$u_e = u_1(x, t)$$

这里我们已假设在未扰动等离子体中, 电子是静止的( $u_0 = 0$ )。至于电子初始速度不为零的情况, 我们随后再讨论。所有具有下标“1”的量都是一级小量, 它们的乘积是更小的量, 因而可以被忽略。这种处理被称为线性化。将方程(12.10)~(12.12)线性化后, 我们可以得到下列方程组:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + n_0 \frac{\partial u_1}{\partial x} = 0 \quad (12.16)$$

$$m_e n_0 \frac{\partial u_1}{\partial t} = -\frac{\partial p_1}{\partial x} - en_0 E_1 \quad (12.17)$$

$$\frac{\partial E_1}{\partial x} = -en_1/\epsilon_0 \quad (12.18)$$

这里我们用了等离子体均匀条件  $\partial \rho_0 / \partial x = 0$ 。这些方程因为是线性的(变量的乘积不出现), 很容易求解。首先考虑冷电子的情况( $p = 0$ ), 我们对(12.17)和(12.18)进行空间微分, 然后将这些结果代入(12.16)的时间微分中, 消去  $E_1$  和  $u_1$  后, 将得到以下方程:

$$\frac{\partial^2 n_1}{\partial t^2} + n_1 \left( \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_e} \right) = 0 \quad (12.19)$$

这是一个典型简谐振子的方程, 其振荡频率是电子等离子体频率, 即  $\omega = \pm \omega_{pe}$  [见方程(2.28)]。发生这种振荡是很容易理解的。为了产生一个初始扰动  $n_1$ , 我们必须移动一些电子, 这样就会在开始的位置产生一个正电荷密度。这些正电荷会吸引负电子, 使它们向原来位置移动, 并越过原来位置, 然后再返回, 这样一直循环下去。如果不存在阻尼, 输入到等离子体并产生扰动的能量将永远存在, 振荡也将永远继续下去。

还有另外一个求解方程的方法(不是消元法)。我们预期一个初始扰动像波一样传播通过等离子体, 因此一个具有如下波形式的解:

$$E_1(x, t) = \tilde{E}_1 \exp(-i\omega t + ikx) \quad (12.20)$$

$$n_1(x, t) = \tilde{n}_1 \exp(-i\omega t + ikx)$$

$$u_1(x, t) = \tilde{u}_1 \exp(-i\omega t + ikx)$$

正像在十一章讨论的那样, 将会满足方程(11.12)。具有上弯号的量是复振幅, 这些复振幅将满足以下代数方程:

$$-i\omega \tilde{n}_1 + ik n_0 \tilde{u}_1 = 0 \quad (12.21)$$

$$-i\omega \tilde{u}_1 + e \tilde{E}_1 / m_e = 0$$

$$e \tilde{n}_1 / \epsilon_0 + ik \tilde{E}_1 = 0$$

为了得到非零解, 系数矩阵行列式必须为零:

$$\begin{vmatrix} -i\omega & ikn_0 & 0 \\ 0 & -i\omega & e/m_e \\ e/\epsilon_0 & 0 & ik \end{vmatrix} = 0 \quad (12.22)$$

其解是

$$\omega^2 = \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_e} = \omega_{pe}^2 \quad (12.23)$$

$$\omega = \pm \omega_{pe}$$

波动频率等于等离子体频率, 和  $k$  无关。

方程(12.22)和(12.23)就是所谓的色散关系, 它表示波频率和波矢之间的关系。在这个例子中, 频率  $\omega$  是一个与  $k$  无关的常数。尽管这样, 这种“电子等离子体波”的色散关系用色散图来表示是有用的。波的群速度(即波包或初始空间扰动的传播速度)在一维情况下[见方程(2.50b)]由下式给出

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (12.24)$$

因此本例中群速度为零。这样在冷等离子体中局域扰动将根本不会传播, 而是以等

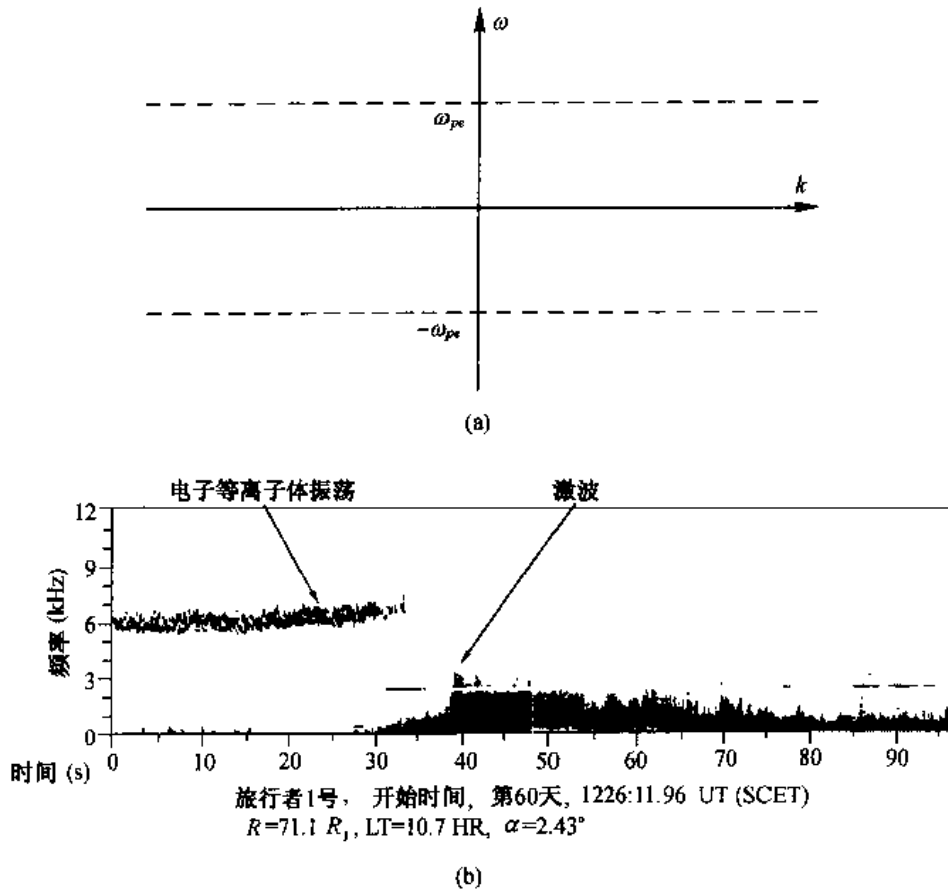


图 12.2

(a)在冷的未磁化等离子体中( $p_e = p_1 = 0$ )等离子体波的色散关系图(虚线), 其频率与波矢无关, 故群速度为零; (b)旅行者(Voyager)1号在木星磁激波上游和下游观测到的等离子体波。在6kHz附近的电子等离子体振荡被认为是由离开磁激波的1~10 keV的电子产生(Scarf et al., 1979b)(D. A. Gurnett 提供)



离子体频率  $\omega_{pe}$  振荡。在一般流体里, 因为没有电恢复力, 就不存在这种振荡。图 12.2 下部显示了木星舷激波上游观测到的电子等离子体振荡的例子。该谱是窄频带在电子等离子体频率上有一很窄的谱峰。与此同时观测得到的等离子体密度是  $0.4\text{cm}^{-3}$ , 对应的等离子体频率是  $6\text{kHz}$ 。这样的扰动在所有舷激波(包括地球舷激波)附近都能观测到。据分析这种等离子体振荡是由离开舷激波的弱相对论电子流激发的不稳定性产生的。类似的情况将在后面处理。

如果不用零压力(冷等离子体)假设, 在线性近似条件下, 在方程(12.17)中应包括压力梯度扰动  $\nabla p_1 = n_0 \nabla T_1 + T_0 \nabla n_1$ 。我们现在必须用某些物理假设来使  $T_1$  和  $n_1$  联系在一起。我们能够证明, 对于长波, 电子在一个周期内将只能移动不到一个波长的距离, 并且压缩是绝热的, 在一维情况下,  $\gamma = 3$ 。在这种情况下压力梯度可以写成

$$\nabla p_1 = 3T_0 \nabla n_1 \quad (12.25)$$

[参见方程(2.44)]。我们可以得到以下代数方程:

$$\begin{aligned} -i\omega \tilde{n}_1 + ikn_0 \tilde{u}_1 &= 0 \\ 3ikT_0 \tilde{n}_1 - i\omega m_e n_0 \tilde{u}_1 + en_0 \tilde{E}_1 &= 0 \\ e\tilde{n}_1/\epsilon_0 + ik\tilde{E}_1 &= 0 \end{aligned} \quad (12.26)$$

系数矩阵为

$$\begin{vmatrix} -i\omega & ikn_0 & 0 \\ \frac{3ikT_0}{m_e n_0} & -i\omega & e/m_e \\ e/\epsilon_0 & 0 & ik \end{vmatrix} \quad (12.27)$$

解现在是

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3k^2 T_0/m_e = \omega_{pe}^2 + \frac{3}{2} k^2 v_e^2$$

这里电子的热速度是  $v_e = (2T_0/m_e)^{1/2}$ 。以上方程又可以写成

$$\omega = \pm \omega_{pe} (1 + 3k^2 \lambda_D^2)^{1/2} \quad (12.28)$$

这里  $\lambda_D = v_e/\sqrt{2}\omega_{pe}$  是电子的德拜长度, 在方程(2.27)中已有定义。图 12.3 画出了该色散曲线。满足色散方程(12.28)的等离子体波被称为朗缪尔波。假如我们采用电子热速度远小于相速度的假定, 群速度可近似为[参见方程(12.24)]

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = 3(k\lambda_D) v_e/\sqrt{2} \quad (12.29)$$

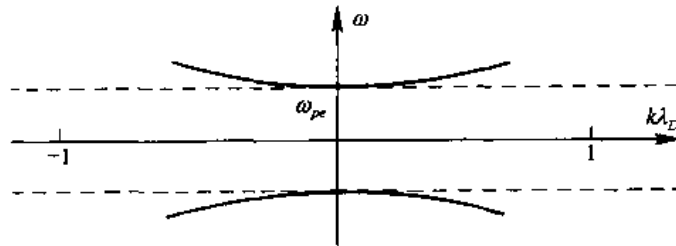


图 12.3 在温的未磁化等离子体中朗缪尔波的色散关系图 (实线), 离子质量假设为无限大, 虚线画在  $\omega = \pm \omega_{pe}$

### 12.3.2 包含离子效应的等离子体波

在上一节我们讨论了朗缪尔波。因为我们假设离子质量无穷大,离子是不移动的,这样我们得到的是不包含离子效应的高频波( $\omega > \omega_{pe}$ ),这一点从色散关系中我们可以看出。当离子是被看成可以移动时,波的性质将要改变。离子效应只对慢变化或低频波是重要的。对于高频波,离子由于移动较慢,没有什么影响。在这一节中,我们将证明这一点。我们采用和上一节同样的方法,但保留离子的连续方程和动量方程,电子和离子的状态方程都由(12.25)给出,这样可以得到有关以下方程:

$$\frac{\partial n_{e1}}{\partial t} + n_0 \frac{\partial u_{e1}}{\partial x} = 0 \quad (12.30)$$

$$\frac{\partial n_{i1}}{\partial t} + n_0 \frac{\partial u_{i1}}{\partial x} = 0 \quad (12.31)$$

$$m_e n_0 \frac{\partial u_{e1}}{\partial t} + \gamma T_e \frac{\partial n_{e1}}{\partial x} + e n_0 E_{x1} = 0 \quad (12.32)$$

$$m_i n_0 \frac{\partial u_{i1}}{\partial t} + \gamma T_i \frac{\partial n_{i1}}{\partial x} - e n_0 E_{x1} = 0 \quad (12.33)$$

$$\frac{\partial E_{x1}}{\partial x} = e(n_{i1} - n_{e1})/\epsilon_0 \quad (12.34)$$

这里假设离子电荷是  $q_i = e$ , 变量只在  $x$  方向变化。我们再次用波的复指数形式解把这些方程简化成代数方程,在消去  $u_{e1}$  和  $u_{i1}$  后我们得到

$$-m_e \omega^2 \tilde{n}_{e1} + \gamma T_e k^2 \tilde{n}_{e1} - i k e n_0 \tilde{E}_{x1} = 0 \quad (12.35)$$

$$-m_i \omega^2 \tilde{n}_{i1} + \gamma T_i k^2 \tilde{n}_{i1} + i k e n_0 \tilde{E}_{x1} = 0 \quad (12.36)$$

泊松方程变为

$$i k \tilde{E}_{x1} = e(\tilde{n}_{i1} - \tilde{n}_{e1})/\epsilon_0 \quad (12.37)$$

这三个方程的系数行列式必须为零的条件给出

$$\begin{vmatrix} -m_e \omega^2 + \gamma_e T_e k^2 & 0 & -i k e n_0 \\ 0 & -m_i \omega^2 + \gamma_i T_i k^2 & i k e n_0 \\ e/\epsilon_0 & e/\epsilon_0 & i k \end{vmatrix} = 0 \quad (12.38)$$

由于  $m_i/m_e \gg 1$  (虽然不是无穷大), 与  $m_i \omega^2$  相比我们可以忽略  $m_e \omega^2$  某些电子项, 这样色散方程变为

$$\omega^2 = k^2 \frac{\gamma_i T_i}{m_i} + \frac{k^2 \gamma_e T_e / m_e}{1 + \gamma_e k^2 \lambda_D^2} \quad (12.39)$$

图 12.4 画出了这个色散方程的色散曲线。当  $k\lambda_D$  趋于零时, 色散方程成为

$$\omega^2 = k^2 \frac{\gamma_i T_i + \gamma_e T_e}{m_i} = k^2 c_s^2 \quad (12.40)$$

这就是离子声波, 其群速度与  $k$  无关

$$v_k = c_s = \sqrt{\frac{\gamma_i T_i + \gamma_e T_e}{m_i}} \quad (12.41)$$

另外一个重要的极限形式是冷离子极限 ( $T_i \rightarrow 0$ ) 和短波长假定 ( $k\lambda_D \gg 1$ )。在这种情况下, 离子以离子等离子体频率:

$$\omega = \pm \omega_{pi} \quad (12.42)$$

振荡。这里  $\omega_{pi} = (n_0 e^2 / \epsilon_0 m_i)^{1/2}$ 。图 12.4 下图给出了旅行者 1 号在木星舷激波上游观测到的离子声波, 其频率为 1~2Hz。然而太阳风的密度在木星处是  $0.5 \text{ cm}^{-3}$ , 离子等离子体频率仅仅是 0.15Hz 左右, 远远小于观测到的频率。两者之间的差异是由多普勒频移造成的。离子声波的相速度小于或等于方程(12.40)定义的声速。对于典型的太阳风中电子温度 ( $T_e \sim 3 \text{ eV}$ ), 声速约为 15 km/s。太阳风的速度为 400 km/s, 由于太阳风相对于飞船流动, 波的频率经多普勒频移至少能增大一个量级, 升高到观测到的频率范围。有关多普勒频移更精确的估计需要知道离子声波的波长。尽管我们在某些情况下, 当飞船天线比波长长时, 可以通过自旋的飞船来测量它, 由于离子声波是静电的短波, 波长的测量仍然是相当困难的。

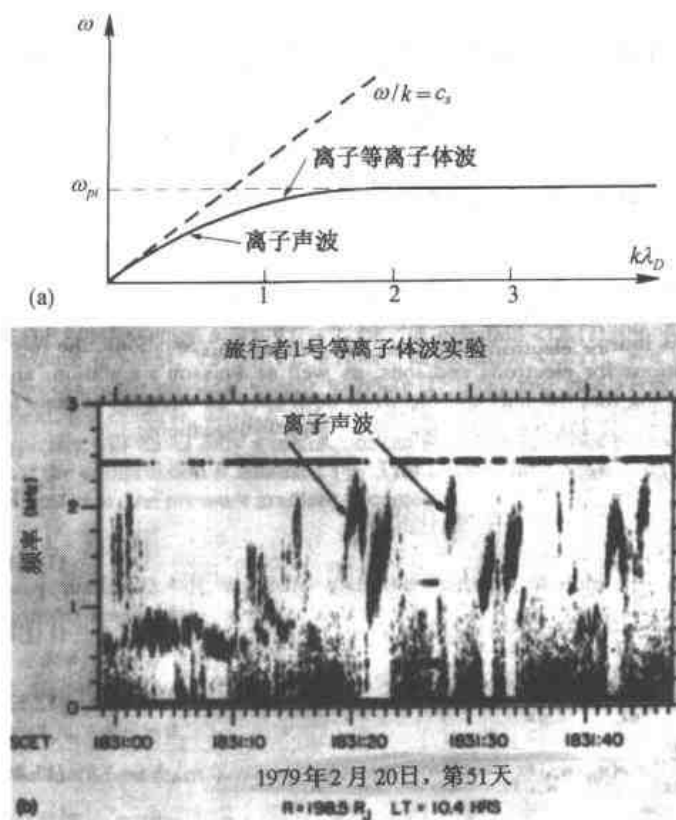


图 12.4

(a) 在温的未磁化等离子体中离子声波的色散关系图, 虚线表示  $k$  的高的和低的渐近线, 离子质量假设为有限; (b) 旅行者 (Voyager) 1 号在木星舷激波上游观测到的离子声波 (引自 Scarf et al., 1979a)

### 12.3.3 双流不稳定性

到目前为止, 我们讨论了两种粒子成分初始都是静止的情况。太空物理中有许多情

况下, 等离子体的一种成分相对于另一种成分运动。太阳耀斑会产生一种通过行星际空间离子背景的能量电子束流; 能量电子离开行星激波, 在太阳风中运动。沿着极光区磁力线相对于离子运动的能量电子产生极光; 卫星上也可释放出电子束流。考虑一个以速度  $u_0$  穿过静止离子流体的冷电子束流, 线性化的流体方程是

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{e1}}{\partial t} + n_0 \frac{\partial u_{e1}}{\partial x} + u_0 \frac{\partial n_{e1}}{\partial x} &= 0 & (12.43) \\ m_e n_0 \left( \frac{\partial u_{e1}}{\partial t} + u_0 \frac{\partial u_{e1}}{\partial x} \right) + e n_0 E_1 &= 0 \\ \frac{\partial n_{i1}}{\partial t} + n_0 \frac{\partial u_{i1}}{\partial x} &= 0 \\ m_i n_0 \frac{\partial u_{i1}}{\partial t} - e n_0 E_1 &= 0 \\ \frac{\partial E_1}{\partial x} &= e(n_{i1} - n_{e1})/\epsilon_0 \end{aligned}$$

像上一章一样, 我们再次使用一个波形式解, 经过一定的代数运算, 我们得到色散方程

$$\omega^2 = \omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2 \frac{\omega^2}{(\omega - k u_0)^2} \quad (12.44)$$

在离子质量无限大 ( $m_i \rightarrow \infty, \omega_{pi} \rightarrow 0$ ) 情况下, 我们有

$$\omega = k u_0 \pm \omega_{pe} \quad (12.45)$$

等离子体振荡频率只是一个简单的多普勒频移后的结果。

当离子质量有限时, 色散方程是一个四阶方程, 有四个解。为了把方程看得更清楚些, 我们将方程(12.44)重新写成

$$\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - k u_0)^2} = L(\omega, k) = 1 \quad (12.46)$$

图 12.5 给出了方程(12.46)左边的变化曲线。

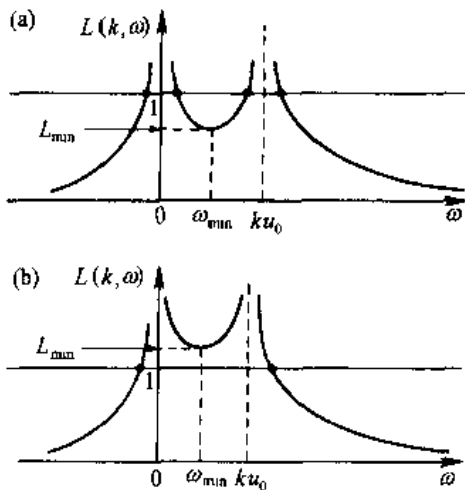


图 12.5 方程(12.46)左边的图示

(a)  $L_{\min} < 1$  的情形, 解为四个实根。  
(b)  $L_{\min} > 1$  的情形, 解为两个实根和两个复根

我们看到  $L(\omega, k)$  在区间  $0 < \omega < k u_0$  具有极小值:

$$\begin{aligned} L_{\min} &= L(\omega = k u_0 \sqrt[3]{m_e/m_i}, k) \\ &\approx \frac{\omega_{pi}^2}{(m_e/m_i)^{2/3} k^2 u_0^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 u_0^2} \end{aligned} \quad (12.47)$$

假如  $L_{\min} < 1$  (图 12.5a), 方程(12.46)有四个实根。但当  $L_{\min} > 1$  (图 12.5b), 对于实数  $k$  方程仅有两个实根, 另外两个根是复数的:  $\omega = \omega_r \pm i \omega_i$ 。两个复根中有一个 ( $\omega_r + i \omega_i$ ) 是指数增长型的扰动, 因为

$$\exp(-i(\omega_r + i \omega_i)t) = \exp(-i \omega_r t) \exp(\omega_i t) \quad (12.48)$$

另一个复根是指数衰减型的。

这就提出了一个问题: 指数增长的解是否实

际存在? 如果存在  $E$ ,  $n$  和  $u$  增长所需的能量从哪里来? 我们只要看看这些量增长后面的物理图像就可以找到答案。考虑一个低频短波长的波, 其相速度  $\omega/k$  小于  $u_0$ 。离子密度像图 12.6 所示那样被扰动。

电子束流中的电子越过这些离子密度扰动运动, 因为电子速度比波相速要快。当电子向离子密度增大, 而当地电荷密度为正的区运动时, 电子将被加速。当电子速度增大时, 电子之间的平均距离就要增加, 电子密度就要减少, 因此电荷的不平衡变得更大(带更多的正电荷)。同样当电子越过一个因离子密度减少而带负电的区域, 电子将被减速, 电子之间的平均距离将减少, 电子密度将增大, 电荷不平衡变的更大(带更多的负电荷)。换句话说, 即无论在何种情况,  $\rho_q$  初始扰动将增大。传给离子的能量来自于电子束流的能量。不稳定性存在的条件是  $L_{\min} > 1$  或

$$k^2 u_0^2 < \omega_{pe}^2 + \frac{\omega_{pi}^2}{(m_e/m_i)^{2/3}} = \omega_{pe}^2 \left( 1 + \frac{\omega_{pi}^2/\omega_{pe}^2}{(m_e/m_i)^{2/3}} \right) \quad (12.49)$$

因为  $\omega_{pi}^2/\omega_{pe}^2 = m_e/m_i$ , 方程(12.49)右边括号里第二项很小, 不稳定性存在或波增长的条件是

$$|ku_0| \leq \omega_{pe} \quad (12.50)$$

频率的实部(即波频)可以粗略地给定为

$$\omega \approx \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/3} ku_0 \quad (12.51)$$

可以证明当  $\omega_{pi} \ll |\omega| \ll \omega_{pe}$  时, 方程(12.46)的解由下式给出

$$\omega = \omega_{pe} \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/3} \left( \frac{1}{2} \pm i \frac{\sqrt{3}}{2} \right). \quad (12.52)$$

频率的虚部对应着正的指数中时间  $t$  的系数, 可以看出波能够很快增长, 电子能够很快损失能量。因此电子束流不能在等离子体中通过较长距离。

这个结论是太空物理中著名的难题的核心。太阳耀斑产生的电子束流以高速 ( $0.3c$ ,  $c$  为光速) 通过行星际空间。根据前面的讨论, 电子损失的能量应该迅速传给等离子体波。事实上, 电子束流确实激发了一种能在地球附近甚至在地面上观测到的波动: 太阳 III 型射电暴(参见图 12.7)。电子束流和观测到的波动之间的联系非常复杂, 因为它涉及到在电子等离子体频率附近静电等离子体振荡转换成相同频率电磁波的转换过程。只有电磁波可以传播到观测者, 而等离子体振荡不能传播, 仅能被扰动产生源区的飞船探测到。根据前面的讨论估计, 电子在到达地球时已经损失了几乎所有能量。但是这个预料的结果并没有发生, 太阳能量电子在比地球轨道远的地方都能观测到, 而且带着很高的能量。对这个问题已提出了几种解答, 包括一些相当微妙的观点。这里虽然不能详细讨论

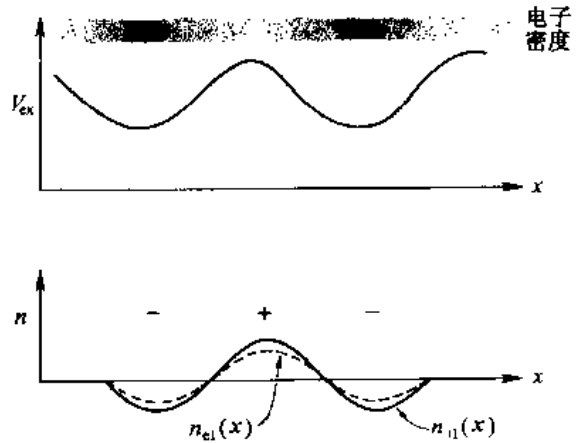


图 12.6 在与朗缪尔波有关的电荷分布产生的电势中电子的运动  
在上图阴影区离子电荷密度比较低, 电子速度为弯曲  
线。下图: 离子密度扰动(实线)和电子密度扰动(虚  
线)。正负号对应于净的当地电荷密度

它,但容易定性地理解该问题的一个重要方面。

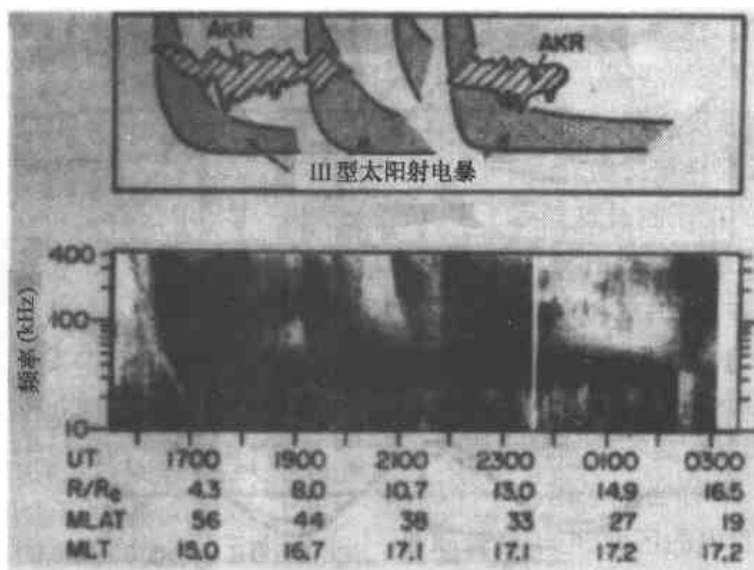


图 12.7 ISEE-1 卫星探测到太阳 III 型射电暴

下图中的谱具有图 12.1 一样的形式。上图的示意图中阴影是用来区分 III 型射电暴的贡献与极光千米波的贡献。在 III 型射电暴中,其频率向下漂移是因为电子在离开太阳向外运动的过程中所经过的太阳风等离子体的密度逐渐降低,因此等离子体频率也逐渐降低(Calvert, 1981)

在实际情况下,电子束流中的电子都不是冷的,具有一个热的速度扩展。色散方程(12.46)将被修正为如下形式:

$$\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - ku_0)^2 - k^2 u_e^2} = 1 \quad (12.53)$$

这里  $u_e^2 = v_e^2 \gamma_e / 2$ , 假设  $\gamma_e = 3$  [参见(12.25)]。

图 12.8a 给出了当  $u_0 > u_e$  时方程(12.53)的左边的变化曲线。一般情况下因为方程(12.53)是  $\omega$  的四次方程,应该有四个根。当  $u_0 > u_e$  时,方程左边在  $0 < \omega < ku_0$  具有极小值,不稳定性将会产生。但是当  $u_0 < u_e$  时,如图 12.8b 所示,有四个实根,没有不稳定性产生,电子的速度热扩展抑制了不稳定性。因此我们可以预料,当初始的冷电子束流( $u_0 > u_e$ )引起等离子体波增长,电子被减速和热化。总体来说,电子损失能量,但也有一些电子得到能量,速度的热扩展将增大。只要  $E_1$ ,  $n_1$  和  $u_1$  不是特别小,这个过程就会发生,一些非线性项(与扰动幅度成比例的项)将会变得重要起来。这种双流不稳定性的演化过程,人们已通过数值模拟进行了深入的研究。

非线性相互作用的理论是相当复杂的,但结果是清楚的。随着  $u_0$  的减少和  $v_e$  的增加,不稳定性将会减弱( $\omega_i$  变得更小),最终停止。电子束流在速度空间的变慢和扩展不能用流体力学方程来描述。这个过程经常被称为“准线性过程”。最后,可以预料电子束流在速度空间将被慢化和扩展到这样一个程度,波动不再增长,而实际上在衰减。当  $\omega_i \sim 0$ , 一个稳定的过程将会发生,“温”电子将会通过等离子体传播,而不损失任何能量。

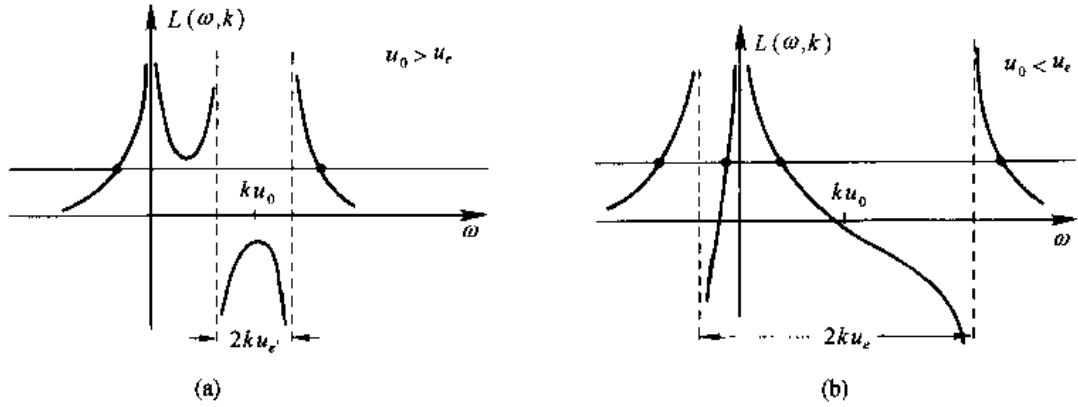


图 12.8 方程(12.53)左边表示温等离子体中双流不稳定性  
 (a)  $u_0 > u_e$  的情形, 有两个实根和两个复根, 不稳定性是可能的。(b)  $u_0 < u_e$  的情形, 有四个实根, 没有不稳定性产生

### 12.3.4 未磁化等离子体中的电磁波

在这一节中, 我们将讨论一种不仅携带电场而且携带磁场的波动。我们仍然假设未磁化等离子体没有零级磁场。我们首先讨论横波, 即满足条件  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_1 = 0$  和  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1 = 0$  的波。后一个等式是方程(12.2)所要求的, 并且总是成立的。其他方程线性化以后, 变为

$$\nabla \times \mathbf{E}_1 = -\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} \quad (12.54)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}_1 = u_0 \mathbf{j}_1 + u_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial t} \quad (12.55)$$

$$m_e n_0 \frac{\partial \mathbf{u}_{e1}}{\partial t} = -\nabla p_{e1} - en_0 \mathbf{E}_1 \quad (12.56)$$

因为是高频波, 我们忽略了离子运动, 电流  $\mathbf{j}_1 = -en_0 \mathbf{u}_{e1}$ 。注意在方程(12.56)中没有洛伦兹力, 因为它是二级小量(与  $\mathbf{u}_{e1} \times \mathbf{B}_1$  成比例)。因为  $\mathbf{E}_1$  和  $\mathbf{u}_{e1}$  垂直于波矢  $\mathbf{k}$ , 所以  $p_{e1} = 0$ 。用和上一节同样的方法, 我们得到电磁波的色散方程:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \quad (12.57)$$

这里  $c$  是真空中光速,  $c^2 = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1}$ 。

假如等离子体频率比波频小得多, 波就是真空中光波,  $\omega = kc$ 。图 12.9 给出了色散方程(12.57)的色散关系图。

有时引入折射率是有用的, 其定义为

$$n = c/v_{ph} = ck/\omega \quad (12.58)$$

对本节中电磁波,

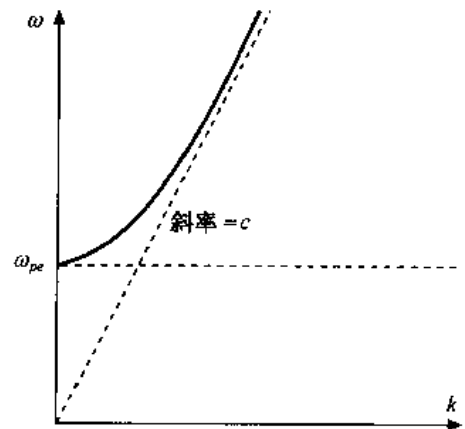


图 12.9 冷的未磁化等离子体中电磁波色散关系图

对于小波数  $k$  情况群速度(即实线斜率)趋于零, 对于大波数情况, 群速度和相速度(靠近虚线的斜率)都趋于光速

$$n = \sqrt{1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2} \quad (12.59)$$

我们看见,当  $\omega < \omega_{pe}$  时,折射率成为虚数。对于实频  $\omega < \omega_{pe}$ ,  $k$  是纯虚数,这样的波在空间衰减,不能传播。因为有两个共轭的根( $k = \pm ik_i$ )存在,我们可能要问为什么根  $k = -ik_i$  不能对应于一种空间增长的波? 问题的答案有点复杂,从物理上看,一个冷的静止的等离子体不可能提供波增长所需的自由能,但它能吸收天线或飞船所发射的波。

电磁波在空间是传播还是衰减取决于  $\omega$  和  $\omega_{pe}$  之间的关系,我们可以利用这个关系来测量等离子体某些性质。考虑在空间两个分开来的天线,一个天线作为发射天线,一个天线作为接收天线。假如发射天线发射频率大于电子等离子体频率的波,接收天线将接收到信号。假如发射天线发射频率小于电子等离子体频率的波,波动在空间将衰减,接收天线将接收到衰减后的信号。将频率从高频扫到低频(或者反过来),我们可以确定电子等离子体频率( $\omega_{pe}$ )的值,也就可以确定两个天线之间的等离子体密度。

还有一个有重要应用的关系就是当  $\omega \rightarrow \omega_{pe}$  时,  $n \rightarrow 0$ 。通过一个  $\omega_{pe}$  可变的等离子体的波将在  $\omega = \omega_{pe}$  和  $n = 0$  处被反射。这个原理使我们可以测量电离层等离子体密度。我们在地面用一个发射机向上发射频率为  $\omega$  的脉冲,波将通过大气层进入电离层,并在  $\omega = \omega_{pe}$  高度上被反射。在经过一定的时间延迟  $\Delta t$  以后,波将返回到地面并被测量到。由于延迟时间等于波从地面到反射高度传播时间的两倍。我们通过测量这个延迟时间  $\Delta t$ , 就可以得到反射处的高度  $h$ 。从波的频率  $\omega$ , 我们可以得到等离子体密度。用不同频率的波,我们就可以得到电离层等离子体密度的高度分布  $n_e(h)$ 。这套发射和接收设备被称为电离层测高仪。图 12.10 给出了电离层测高仪的测量结果,被称为电离图。由于电离层是磁化等离子体,有许多不同的电磁波模可以传播,这些波的传播速度略微有点不同。一台发射机可以发射波,它们将经过不同时间后,返回到接收机。所以一个电离层电离图将包括许多靠得很近的轨迹线。我们将在 12.4.3 中讨论它。

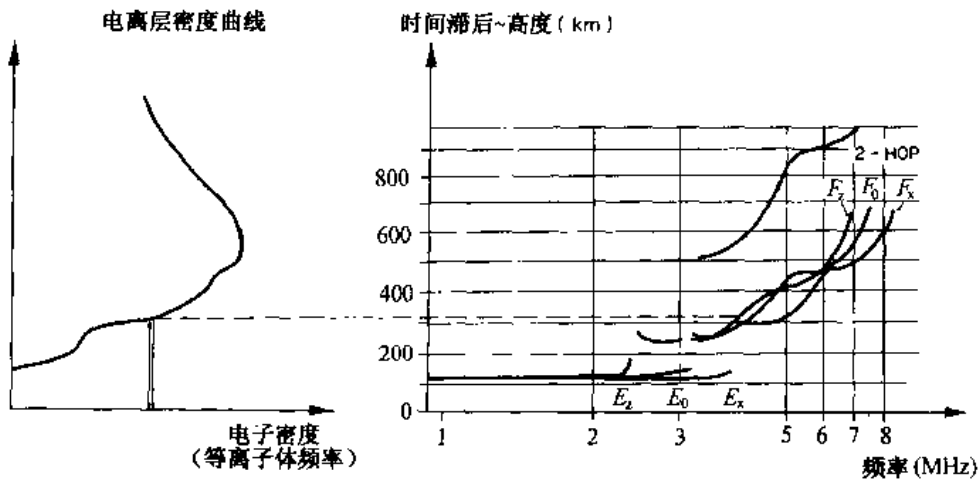


图 12.10

左边:电子密度随高度的变化。右边:电离图,纵坐标表示某种频率的波脉冲传到反射层(这里  $\omega = \omega_{pe}$ ),再返回所需的时间。由于磁化的电离层中可以存在许多不同的波,所以有几条曲线,分别由电场矢量的极化来区分。Budden[1985]讨论了电离图和电离层测高仪



方程(12.59)另一个重要应用就是电离层修正。在电离层中电子等离子体频率等于波频率高度上(这里等离子体密度称为临界密度)波的群速度

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = kc^2/\omega = nc \quad (12.60)$$

趋于零。由于波不能传播,波的振幅变得很大。大的波的电场可以加速电子,并在等离子体中驱动电流,加热等离子体。如果发射机的功率足够大,这种加热效应是很显著的。当波损失一部分能量用于加热等离子体时,反射波的振幅将比入射振幅要小。这种等离子体加热的方法也用在激光聚变中。

### 12.3.5 未磁化等离子体中波的小结

在前面几节中,我们讨论了三种不同类型的波。其中两种波(朗缪尔波和离子等离子体波)没有扰动磁场。它们被称为静电波。高频朗缪尔波不涉及离子运动;离子等离子体波是低频波,受离子运动影响。电磁波有扰动磁场,且仅当频率大于等离子体频率时才能传播。在下一节中我们将看见,当等离子体有一稳态磁场时,波的性质将变得非常复杂。特别是我们将发现,频率小于等离子体频率的电磁波也可以在磁化等离子体中传播。

## 12.4 磁化等离子体中的波

当未扰动等离子体中存在磁场时,带电粒子在垂直磁场方向的运动受到某种约束,但带电粒子沿着磁力线可以自由运动。垂直于磁场的洛伦兹力  $q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$  作用于粒子,使粒子以各自的回旋频率围绕磁力线做回旋运动。回旋频率定义为  $\Omega_s = q_s B/m_s$ , 因此我们有  $\Omega_{ce} < 0$  和  $\Omega_{ci} > 0$ 。

我们仍然仅讨论线性波,它包括一级电场  $\mathbf{E}_1$  和一级磁场  $\mathbf{B}_1$ 。然而在这一节中,我们要考虑零级未扰动磁场  $\mathbf{B}_0$ , 这样洛伦兹力中将包括一个一级项  $\mathbf{u}_1 \times \mathbf{B}_0$ , 它是未磁化等离子体中所没有的。由于  $\mathbf{B}_0$  的存在,在等离子体中将有一个特别的方向,就是零级磁场  $\mathbf{B}_0$  的方向。波动当然可以在所有方向传播,为了方便起见,我们用波矢  $\mathbf{k}$  相对于磁场  $\mathbf{B}_0$  及扰动电场  $\mathbf{E}_1$  的方向来定义波。我们可以区分出六种不同的情况:

1. 平行传播的波:  $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0 = 0$
2. 垂直传播的波:  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 = 0$

我们也可以用波动电场相对于波矢的方向来定义波:

3. 纵波:  $\mathbf{k} \times \mathbf{E}_1 = 0$
4. 横波:  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_1 = 0$

任何波动电场既不严格平行又不严格垂直于波矢的波,可以看成这两种波的叠加。此外,由是否具有扰动磁场,我们还可以定义出两种波:

5. 静电波,它没有扰动磁场  $\mathbf{B}_1 = 0$
6. 电磁波,它具有不为零的扰动磁场  $\mathbf{B}_1 \neq 0$

我们可以用以上定义的组合来给波分类,例如平行传播的静电波,垂直传播的电磁波等等。从法拉第定律可以看出,假如  $\mathbf{k} \times \mathbf{E}_1 = 0$  (纵波),则  $\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$ , 故  $\mathbf{B}_1 = 0$ 。因此纵

波是静电的,反之亦然。所有横波都是电磁的,但并非所有电磁波都是横波。

### 12.4.1 高混杂波

高混杂波是一种静电波,静电波一般比较简单,所以我们首先考虑这种波。我们首先考虑在冷的磁化冷等离子体中,离子质量是无穷大,离子形成一个密度为  $n_0$ ,带正电的均匀流体背景。由有关方程

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{u}_e) = 0 \quad (12.61)$$

$$m_e n_e \left( \frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + \mathbf{u}_e \cdot \nabla \mathbf{u}_e \right) + en_e \mathbf{E}_e + en_e \mathbf{u}_e \times \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = e(n_0 - n_e)/\epsilon_0$$

可以看到与其他麦克斯韦方程没有关系。

背景磁场  $\mathbf{B}_0$  沿  $z$  轴方向。我们假设波是垂直于磁场,沿着  $x$  轴传播 ( $\mathbf{k} = kx$ )。在对式(12.61)线性化以后,我们得到代数方程:

$$-i\omega \tilde{n}_e + ikn_0 \tilde{u}_{ex} = 0 \quad (12.62)$$

$$i\omega m_e \tilde{u}_{ex} + e\tilde{E}_x + e\tilde{u}_{ey} B_0 = 0$$

$$-i\omega m_e \tilde{u}_{ey} - e\tilde{u}_{ex} B_0 = 0$$

$$ik\tilde{E}_x + e\tilde{n}_e/\epsilon_0 = 0$$

这里为方便起见,我们省略了一级扰动量的下标 1。方程共有四个独立变量 ( $\tilde{n}_e, \tilde{u}_{ex}, \tilde{u}_{ey}, \tilde{E}_x$ )。为了使方程(12.62)具有有意义的解,其系数矩阵行列式必须为零:

$$\begin{vmatrix} -i\omega & ikn_0 & 0 & 0 \\ 0 & -i\omega m_e & eB_0 & e \\ 0 & eB_0 & i\omega m_e & 0 \\ e/\epsilon_0 & 0 & 0 & ik \end{vmatrix} = 0 \quad (12.63)$$

经过一定的代数运算后,我们得到色散方程

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \Omega_{ce}^2 = \omega_{UH}^2 \quad (12.64)$$

这里  $\Omega_{ce} = -eB_0/m_e$  是电子回旋频率。等离子体对于扰动的响应是一个频率为  $\omega_{UH} = (\omega_{pe}^2 + \Omega_{ce}^2)^{1/2}$  的震荡。这个频率称为高混杂频率。假如  $B_0 \rightarrow 0$ ,我们重新回到冷等离子体振荡。

在振荡频率中出现  $\Omega_{ce}$  是很容易理解的。 $x$  方向电场将向反方向加速电子。当电子获得速度以后,洛伦兹力将增大,这使电子向正  $y$  轴方向偏转,最终电子将旋转往回移动,损失掉能量。由于洛伦兹力提供了一个附加恢复力,振荡频率显然要增加。

### 12.4.2 静电离子波

高混杂波是一个高频波,其频率比  $\omega_{pi}$  和  $\Omega_{ci}$  都要高。我们现在看看受离子运动影响的低频波情况。对于静电波 ( $\mathbf{k} \times \mathbf{E}_1 = 0, \mathbf{B}_1 = 0$ ),麦克斯韦方程中只需要泊松方程。线性

化的连续方程和动量方程给出:

$$m_e n_0 \frac{\partial \mathbf{u}_{e1}}{\partial t} + \gamma T_e \nabla n_{e1} + en_0 \mathbf{E}_1 + en_0 \mathbf{u}_{e1} \times \mathbf{B}_0 = 0 \quad (12.65)$$

$$\frac{\partial n_{e1}}{\partial t} + n_0 \nabla \cdot \mathbf{u}_{e1} = 0$$

$$m_i n_0 \frac{\partial \mathbf{u}_{i1}}{\partial t} + \gamma T_i \nabla n_{i1} - en_0 \mathbf{E}_1 - \frac{en_0}{c} \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}_0 = 0$$

$$\frac{\partial n_{i1}}{\partial t} + n_0 \nabla \cdot \mathbf{u}_{i1} = 0$$

不失一般性,我们假定

$$\mathbf{k} = k(\sin\theta, 0, \cos\theta) \quad (12.66)$$

这里零级磁场  $\mathbf{B}_0 = B_0 \hat{\mathbf{z}}$ , 沿着  $Z$  方向,  $\theta$  是  $\mathbf{k}$  和  $\mathbf{B}_0$  之间的夹角。求解方程组(12.65)和泊松方程的过程很繁琐,在这里我们省略了求解过程。静电离子波的色散关系由下式给出

$$1 - \frac{k^2 c_s^2}{\omega^2} + \frac{\Omega_{ci}}{\omega} \tan^2 \theta \times \left[ \frac{1}{\frac{\omega}{\Omega_{ce}} \tan^2 \theta - \frac{\Omega_{ce}}{\omega} \left(1 - \frac{\omega^2}{\Omega_{ce}^2}\right)} - \frac{1}{\frac{\omega}{\Omega_{ci}} \tan^2 \theta - \frac{\Omega_{ci}}{\omega} \left(1 - \frac{\omega^2}{\Omega_{ci}^2}\right)} \right] = 0 \quad (12.67)$$

我们已假设  $k^2 \lambda_{de}^2 \ll 1$ ,  $k^2 \lambda_{di}^2 \ll 1$ ,  $\omega \ll \omega_{pe}$ ,  $|\Omega_{ce}| \ll \omega_{pe}$ , 其中  $\lambda_{de}$  和  $\lambda_{di}$  分别为电子和离子的德拜长度。这是一个看上去很可怕的方程,很少用到整个方程。让我们考虑一些特殊情况。

#### 平行传播的静电离子波( $\theta \rightarrow 0$ )

因  $\theta \rightarrow 0$ ,  $k = k_z$ , 如果  $\omega^2 \neq \Omega_{ce}^2$  或  $\Omega_{ci}^2$ , 则方程(12.67)中的第三项为 0。这样我们有:

$$1 - k_z^2 c_s^2 / \omega^2 = 0 \quad (12.68)$$

$$\omega = \pm k_z c_s$$

这正好是离子声波。由于波是沿着  $\mathbf{B}_0$  传播,  $\mathbf{E}_1$  也是沿着  $\mathbf{B}_0$ , 整个结果也是可以预料到的, 因为磁场对平行传播没有影响。

但当  $\omega^2 = \Omega_{ce}^2$  或  $\Omega_{ci}^2$  时, 会发生什么情况? 这时对平行传播分母趋于零, (12.67) 的值不确定。我们首先取极限

$$\omega \rightarrow \Omega_{ci} \quad (12.69)$$

当  $\theta \rightarrow 0$ , 第一个分母是有限的, 第二个分母趋于零, 方程(12.67)括号里第一(电子)项可以被忽略, 其他项必须保留。这样我们有

$$1 - \frac{k^2 c_s^2}{\Omega_{ci}^2} - \frac{1}{1 - \cot^2 \theta \left(1 - \frac{\omega^2}{\Omega_{ci}^2}\right)} = 0 \quad (12.70)$$

这是离子回旋波的色散关系。同样当  $\omega \rightarrow |\Omega_{ce}|$ , 可以得到电子回旋波的色散关系:

$$1 - \frac{k^2 c_s^2}{\Omega_{ce}^2} - \frac{m_e / m_i}{1 - \cot^2 \theta \left(1 - \frac{\omega^2}{\Omega_{ce}^2}\right)} = 0 \quad (12.71)$$

### 垂直传播的静电离子波 ( $\theta \rightarrow \pi/2$ )

在这种情况下,色散方程为

$$1 - \frac{k^2 c_s^2}{\omega^2} + \frac{\Omega_{ci} \Omega_{ce}}{\omega^2} - \frac{\Omega_{ci}^2}{\omega^2} = 0 \quad (12.72)$$

很明显最后一项比第三项小得多,可以被忽略,这样我们得到低混杂波的色散方程:

$$\omega^2 = k^2 c_s^2 + |\Omega_{ci} \Omega_{ce}| \quad (12.73)$$

对于长波( $k \rightarrow 0$ ),我们得到一个振荡解:

$$\omega = \sqrt{|\Omega_{ce} \Omega_{ci}|} = \omega_{LH} \quad (12.74)$$

这个频率被称为低混杂频率。这些波在极光区很重要,它们经常和场向电流联系在一起,并且是极光区离子加热的重要因素。

物理上这个频率的出现也是很容易理解的。波的电场垂直于  $\mathbf{B}_0$ , 质量很大的离子沿着  $\mathbf{E}_1$  移动;作用于离子的洛伦兹力是很小的。由于电场随时间振荡,离子在  $\mathbf{x}$  (沿  $\mathbf{E}_1$ ) 方向(沿  $\mathbf{E}_1$ )上的位移是有限的。电子围绕磁场做回旋运动,并在  $\hat{y}$  方向上有  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移。电子在  $\mathbf{x}$  方向上的位移可以大致估计为

$$\Delta x_e = \frac{E_1}{B_0 \Omega_{ce}}$$

离子在  $\mathbf{x}$  方向上的位移可以大致估计为

$$\Delta x_i = \frac{eE_1}{m_i \omega^2}$$

我们看见为了避免电荷堆积,必须满足  $\Delta x_e = \Delta x_i$ , 这样就有  $\omega = \omega_{LH}$ 。

$k_z$  很小但不为零,  $\tan \theta \gg 1$ 。

对于低频波,我们可以认为  $\omega / \Omega_{ce} \ll 1$ 。假如

$$1 \ll \tan \theta \ll (m_i / m_e)^{1/2}$$

且当  $\omega \sim \Omega_{ci}$  时,有  $|\omega \tan^2 \theta / \Omega_{ce} \ll 1|$ , 则(12.67)中的电子项可以被忽略。我们有

$$\omega^2 = k^2 c_s^2 + \Omega_{ci}^2 \quad (12.75)$$

这些波被称为静电离子回旋波(EIC波),它们传播方向满足条件:  $k_z / k_x \gg (m_e / m_i)^{1/2}$ 。即传播方向偏离垂直于磁场方向  $2^\circ$  以上。

### 磁化等离子体中静电波的小结

对于平行传播( $\theta \rightarrow 0$ ),我们三个解:

$$\omega^2 = k^2 c_s^2 \text{ (离子声波)}$$

$$\omega^2 = \Omega_{ci}^2 \text{ (离子回旋波)}$$

$$\omega^2 = \Omega_{ce}^2 \text{ (电子回旋波)}$$

对于近似垂直的波 [ $1 \gg k_z / k_x \gg (m_e / m_i)^{1/2}$ ], 有一个解:

$$\omega^2 = k^2 c_s^2 + \Omega_{ci}^2 \text{ (EIC波)}$$

对于垂直传播( $\theta \rightarrow \pi/2$ ),我们有两个解(一个平凡解未讨论):

$$\omega^2 = k^2 c_s^2 + |\Omega_{ci} \Omega_{ce}| \text{ (低混杂波)}$$

$$\omega^2 = 0$$

## 12.4.3 磁化等离子体中的电磁波

### 12.4.3.1 垂直传播

首先考虑垂直传播的波,因为它最容易处理。不失一般性,我们假设  $\mathbf{k} = k\hat{z}$ 。假定在冷等离子体中,有关线性化的方程的形式为

$$m_e n_0 \frac{\partial \mathbf{u}_{e1}}{\partial t} + en_0 \mathbf{E}_1 + en_0 \mathbf{u}_{e1} \times \mathbf{B}_0 = 0 \quad (12.76)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_1 = -\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} \quad (12.77)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}_1 = \mu_0 \mathbf{j}_1 + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial t} \quad (12.78)$$

对于高频波,我们可以假设离子为固定不动。因此有

$$\mathbf{j} = -en_0 \mathbf{u}_{e1} \quad (12.79)$$

这套方程是完备的,因而我们不再需要泊松方程或连续方程。我们首先考虑  $\mathbf{E}_1$  平行于  $\mathbf{B}_0$  的情形(看图 12.11)。方程(12.77)表明  $\mathbf{B}_1$  垂直于  $\mathbf{B}_0$ ,因此方程(12.78)表明  $\mathbf{j}_1$  平行于  $\mathbf{B}_0$ 。因此我们仅需要考虑方程(12.76)的  $z$  分量,它和未磁化等离子体时的方程(12.56)一样(假设没有电子压力)。因为其他方程也与未磁化等离子体时的方程(12.54, 12.55)一样,我们能立刻写出色散方程,它和方程(12.57)一样:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \quad (12.80)$$

这个波被称为寻常(O)模,它就像没有磁场时传播的电磁波一样。

我们现在考虑  $\mathbf{E}_1$  在  $x$ - $y$  平面上(图 12.12)的波,它被称为异常(X)模。任何波可以看作是寻常模与异常模的叠加。

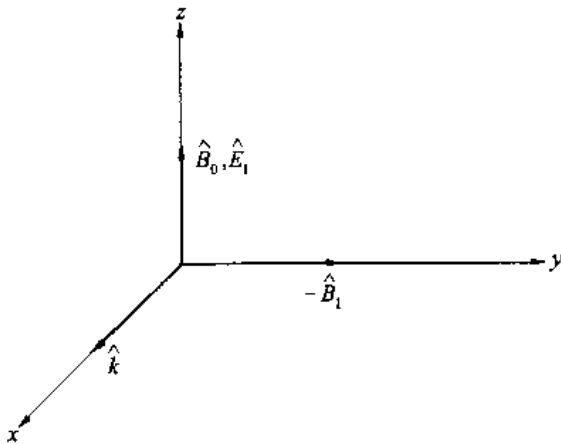


图 12.11 磁化冷等离子体中寻常模电磁波的扰动电场和磁场的指向  
波垂直于背景磁场传播

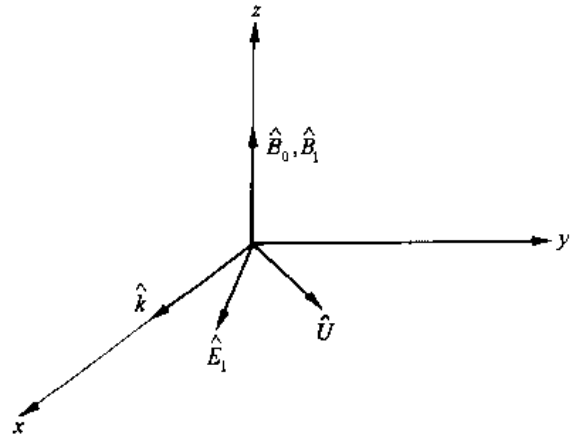


图 12.12 磁化冷等离子体中异常模电磁波的扰动电场和磁场矢量的指向  
波垂直于背景磁场传播

假设存在一个波解,我们有五个未知数( $\tilde{u}_{ex}, \tilde{u}_{ey}, \tilde{E}_x, \tilde{E}_y, \tilde{B}_z$ )的如下代数方程:

$$\begin{aligned}
-i\omega m_e \tilde{u}_{ex} + e\tilde{E}_x + e\tilde{u}_{ey}B_0 &= 0 \\
-i\omega m_e \tilde{u}_{ey} + e\tilde{E}_y - e\tilde{u}_{ex}B_0 &= 0 \\
k\tilde{E}_y - \omega\tilde{B}_z &= 0 \\
\mu_0 en_0 \tilde{u}_{ey} + \frac{i\omega}{c^2} \tilde{E}_y - ik\tilde{B}_z &= 0 \\
\mu_0 en_0 \tilde{u}_{ex} + \frac{i\omega}{c^2} \tilde{E}_x &= 0
\end{aligned} \tag{12.81}$$

这里,下标“1”都被省略掉。

我们利用

$$\tilde{B}_z = \frac{k}{\omega} \tilde{E}_y \tag{12.82}$$

可以将这五个方程简化为四个方程。这样(12.81)中最后两个方程可以写为

$$\tilde{u}_{ex} = -\frac{i\epsilon_0 \omega}{n_0 e} \tilde{E}_x \tag{12.83}$$

$$\tilde{u}_{ey} = \frac{i\epsilon_0}{n_0 e \omega} (k^2 c^2 - \omega^2) \tilde{E}_y \tag{12.84}$$

色散方程为

$$\begin{vmatrix}
1 - \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2} & \frac{i\Omega_{ce}}{\omega\omega_{pe}^2} (k^2 c^2 - \omega^2) \\
\frac{i\Omega_{ce}\omega}{\omega_{pe}^2} & 1 + \frac{1}{\omega_{pe}^2} (k^2 c^2 - \omega^2)
\end{vmatrix} = 0 \tag{12.85}$$

我们可以利用折射率,将色散方程写得更简单些:

$$n^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_{UH}^2}{\omega^2 - \omega_{UH}^2} \tag{12.86}$$

此色散方程通过高混杂频率和  $B_0$  有关[见方程(12.64)]。为了区别于和  $B_0$  无关的寻常(O)模,我们把和  $B_0$  有关的波动称为异常(X)模。图 12.13 给出了垂传播的寻常(O)模和异常(X)模的色散关系图。

与寻常模是线偏振( $E_{\perp}$  只平行于  $B_0$ )不同,异常模是椭圆偏振。从方程(12.85)我们看出

$$\frac{\tilde{E}_x}{\tilde{E}_y} = \frac{i(\Omega_{ce}/\omega\omega_{pe}^2)(k^2 c^2 - \omega^2)}{1 - \omega^2/\omega_{pe}^2} \tag{12.87}$$

因为这个比值是个纯虚数,所以电场的两个分量之间有  $90^\circ$  的相位差,电场矢量在  $x$ - $y$  平面上旋转。又因为电场两个分量之比的幅度不等于 1,所以异常模是椭圆偏振。

当频率满足条件

$$\omega_{(L,R)}^2 = \pm \frac{\Omega_{ce}}{2} + \sqrt{\omega_{pe}^2 + \Omega_{ce}^2/4} \tag{12.88}$$

X 模的折射率可以为零,这两个频率被称为截止频率。在截止频率之间的折射率是虚数,波动将消失。对于寻常模的截止频率是等离子体频率  $\omega_{pe}$ 。有时在某种频率下,折射率可以是无穷大,这意味着波长无限小,波的相速度趋于零,这种频率称为共振频率。异常模的共振频率为高混杂频率。寻常模在垂直于  $B_0$  传播时没有共振。 $n^2 < 0$  所对应的

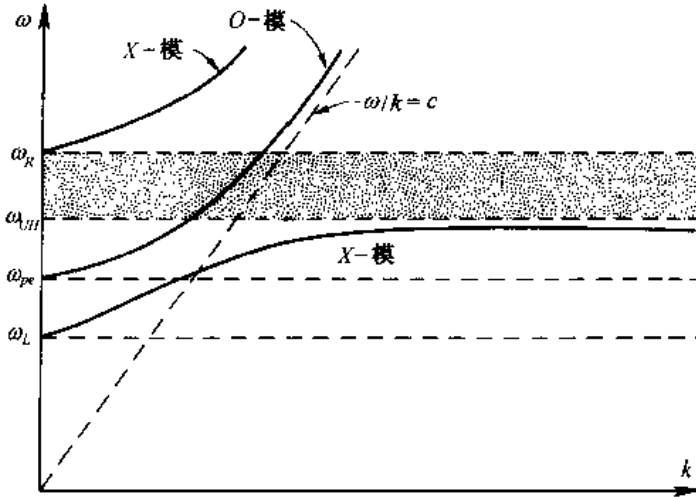


图 12.13 磁化冷等离子体中垂直传播的寻常 O 和异常 X 电磁波的色散关系图  
禁止带把两个 X 模频段分隔开

频带为禁止带,在禁止带内,波不能传播。异常模的禁止带是在  $\omega_R$  和  $\omega_{UH}$  之间,这两种波的折射率随频率的变化如图 12.14 所示,其中禁止带用阴影表示。

这种禁止带对于无线电波的传播是相当重要的。因为所有磁化星体都可以发射无线电波。这些无线电波的源区靠近星体,电子回旋频率和等离子体频率都比较高。当波向外传播的时候,这些频率都要下降。假如无线电波在源区产生时是低于高混杂频率的异常模,当它们向外传播时要经过高混杂频率低于波频的禁止带,结果如果没有波模转换的话这些波将不能在禁止带外被观测到,或换句话说,离星体很远观测到的无线电波不可能通过低于当地的高混杂频率的 X 模产生。这个结论限制了许多可能的产生机制。

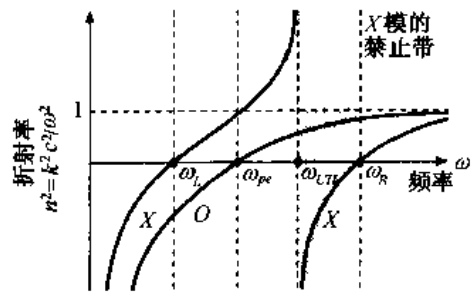


图 12.14 磁化冷等离子体中垂直传播的寻常和异常电磁波折射率平方随频率的变化

禁止带是异常模的折射率是纯虚数  $n^2 < 0$  的频率范围,异常模在此范围内消失

### 12.4.3.2 平行传播

假设  $k = kz$  (平行于  $B_0$  传播)。利用方程(12.76)~(12.78)的波解,我们得到以下方程:

$$-i\omega m_e \tilde{u}_e + e\tilde{E} + e\tilde{u}_e \times B_0 = 0 \quad (12.89)$$

$$k \times \tilde{E} - \omega \tilde{B} = 0 \quad (12.90)$$

$$ik \times \tilde{B} + \mu_0 n_0 e \tilde{u}_e + \frac{i\omega}{c^2} \tilde{E} = 0 \quad (12.91)$$

我们看见有一个解,它的  $\tilde{u}_e$ ,  $\tilde{E}$  和  $\tilde{B}$  都在  $x$ - $y$  平面上(垂直于  $B_0$ ),六个未知数( $\tilde{u}_{ex}$ ,  $\tilde{u}_{ey}$ ,

$\tilde{E}_x, \tilde{E}_y, \tilde{B}_x, \tilde{B}_y$ ) 的之间的关系为

$$k\tilde{E}_y = -\omega\tilde{B}_x \quad (12.92)$$

$$k\tilde{E}_x = \omega\tilde{B}_y$$

$$ikB_y = \mu_0 n_0 e\tilde{u}_{ex} + \frac{i\omega}{c^2}\tilde{E}_x$$

$$ikB_x = -\mu_0 n_0 e\tilde{u}_{ey} - \frac{i\omega}{c^2}\tilde{E}_y$$

$$i\omega m_e \tilde{u}_{ex} = e\tilde{E}_x + eB_0 \tilde{u}_{ey}$$

$$i\omega m_e \tilde{u}_{ey} = e\tilde{E}_y - eB_0 \tilde{u}_{ex}$$

我们用  $\tilde{E}$  来表达  $\tilde{B}$ , 再利用

$$\tilde{u}_{ex} = -\frac{i\epsilon_0\omega}{n_0 e} \left( 1 - \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \right) \tilde{E}_x \quad (12.93)$$

$$\tilde{u}_{ey} = -\frac{i\epsilon_0\omega}{n_0 e} \left( 1 - \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \right) \tilde{E}_y \quad (12.94)$$

虚数因子  $i$  表明速度和电场有  $90^\circ$  的相位差。这样可以得到有关电场的两个方程:

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{\omega^2 - k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} & \frac{i\Omega_{ce}}{\omega_{pe}^2} (\omega^2 - k^2 c^2) \\ -\frac{i\Omega_{ce}}{\omega_{pe}^2} (\omega^2 - k^2 c^2) & 1 - \frac{1}{\omega_{pe}^2} (\omega^2 - k^2 c^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{pmatrix} = 0 \quad (12.95)$$

从以上两个方程, 我们可以得到色散关系

$$\frac{\omega^2 - k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} \left( 1 \pm \frac{\Omega_{ce}}{\omega} \right) = 1 \quad (12.96)$$

或写成折射率形式:

$$n^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2 / \omega^2}{1 \pm \Omega_{ce} / \omega} \quad (12.97)$$

方程(12.96)和方程(12.97)中上面的符号对应着右旋波( $R$ ), 下面符号对应着左旋波( $L$ )。右旋波中电场围绕磁场旋转的方向和电子回旋方向相同, 左旋波的和离子相同。因为  $\Omega_{ce} < 0$ , 所以  $R$  波当  $\omega = |\Omega_{ce}|$  时和电子共振, 围绕磁场旋转电子感觉到一个稳定的电场, 它连续地加速或减速电子, 我们称电子和波的电场共振。 $L$  波在高频是无共振, 但当考虑离子运动时, 在  $\omega = |\Omega_{ci}|$  处离子和  $L$  波共振。

截止频率( $n \rightarrow 0$ )为

$$\omega_{(R,L)}^{\text{cutoff}} = \pm \frac{\Omega_{ce}}{2} \pm \sqrt{\omega_{pe}^2 + \Omega_{ce}^2 / 4} \quad (12.98)$$

它们和异常模的截止频率一样。平行传播的色散关系在图 12.15 中给出。

频率低于  $|\Omega_{ce}|$  的右旋波通常称为哨声波。这个名字来源于色散方程的性质。哨声波是由闪电放电引起的, 这个源持续时间短, 它产生一个宽频谱, 传播到遥远的观察者的传播时间取决于群速度(即色散曲线的斜率), 群速度是和频率有关的。我们可以看见在哨声波的低频端附近, 高频的波比最低频率的波传播要快, 它先到达观测者。随着时间推移, 到达观测者波的频率逐渐降低, 就像哨声一样。哨声波的存在是闪电活动的一个强



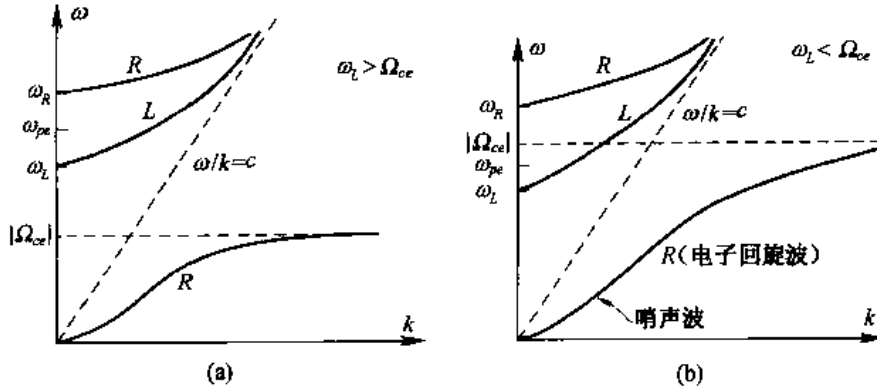


图 12.15 磁化冷等离子体中平行传播的电磁波色散关系图  
 (a)左旋截止频率  $\omega_L$  大于电子回旋频率。(b)左旋截止频率  $\omega_L$  小于电子回旋频率。右旋波有两个“传输带”，被一个“禁止带” $\Omega_{ce} < \omega < \omega_R$  分开。左旋波只能在  $\omega > \omega_L$  范围内存在

有力的证据。木星磁层中哨声波的发现(图 12.16)是相当重要的。接收到波的频率下降速率能给出有关从源区到观察者之间等离子体密度的有关信息。



图 12.16 旅行者(Voyager)1号观测到的波谱(其形状与图 12.1 类似),  
 其频率随时间下降,因而断定为哨声波  
 (Scarf et al., 1981)

当源区一直活动或观测者距源区很近时,哨声波有一个很宽的谱,这经常被称为嘶声波,图 12.1 已给出了一个这样的例子。

### 12.4.3.3 阿普立顿-哈特尔色散关系

在前面,我们讨论了纯平行传播和纯垂直传播时波的色散关系。然而我们还可以用方程(12.76)~(12.79)得到在冷等离子体中以任意角度传播的波的色散关系。这种色散关系经常被称为阿普立顿-哈特尔色散关系。

在推导这种色散关系时,我们将假设磁场  $\mathbf{B}_0$  就像图(12.11)和图(12.12)是沿着  $z$  轴,波矢  $\mathbf{k}$  在  $x-z$  平面内,  $\theta$  角是波矢和零级磁场之间的夹角。就像 12.4.3.2 节一样,我们可以推导出一套有关波动电场  $\tilde{\mathbf{E}}$  和电子流速度  $\tilde{\mathbf{u}}_e$  方程组。

假设是一级简谐波动,方程(12.76)成为

$$-i\omega m_e \tilde{\mathbf{u}}_e + e\tilde{\mathbf{E}} + e\tilde{\mathbf{u}}_e \times \tilde{\mathbf{B}}_0 = 0 \quad (12.99)$$

而方程(12.77)~(12.79)变成

$$-i\omega n_0 e \mu_0 \tilde{\mathbf{u}}_e = \left( k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \tilde{\mathbf{E}} - \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{E}}) \quad (12.100)$$

我们定义  $R = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega(\omega + \Omega_{ce})$ ,  $L = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega(\omega - \Omega_{ce})$ , 和  $P = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2$ 。再假设  $S = (R + L)/2$  和  $D = (R - L)/2$ 。(12.99)和(12.100)可以给出有关波动电场的三个方程:

$$\begin{pmatrix} n^2 \cos^2 \theta - S & iD & -n^2 \cos \theta \sin \theta \\ -iD & n^2 - S & 0 \\ -n^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & n^2 \sin^2 \theta - P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \\ \tilde{E}_z \end{pmatrix} = 0 \quad (12.101)$$

这里利用了关系式  $k_x = k \sin \theta$ ,  $k_z = k \cos \theta$  和  $n = kc/\omega$ 。方程(12.101)可以简化成一个具有一般形式  $An^2 + Bn^2 + C = 0$  的四次方程。在讨论方程(12.101)的任意传播角的解之前,我们首先证明一下,在 12.4.3.1 和 12.4.3.2 中讨论过的结果都可以包括在方程(12.101)中。

首先无论是在平行传播还是在垂直传播中,  $n^2 \sin \theta \cos \theta$  都等于零,包含  $\tilde{E}_z$  的解是和其他解分开的。我们将  $P$  代入有关  $\tilde{E}_z$  的方程中,可以得到垂直传播情况下寻常模的色散关系(12.80)。对于另外两个包含  $\tilde{E}_x$  和  $\tilde{E}_y$  的方程,经过一些代数运算后,我们也可以得到垂直传播情况下异常模的色散方程(12.86)。

对于平行传播,平行电场项导致了等离子体振荡。对于横场分量,(12.101)式可以简写成

$$n^2 = S \pm D = R \text{ 或 } L \quad (12.102)$$

它和(12.97)完全一样。

对于一般的传播角,我们可简单地求出前面给出的四次方程的根。然而更一般的形式是阿普立顿-哈特尔方程(忽略离子和碰撞):

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - \frac{0.5 Y^2 \sin^2 \theta}{1 - X} \pm \left\{ \left( \frac{0.5 Y^2 \sin^2 \theta}{1 - X} \right)^2 + Y^2 \cos^2 \theta \right\}^{1/2}} \quad (12.103)$$

这里  $X = \omega_{pe}^2 / \omega^2$  和  $Y = |\Omega_{ce}| / \omega$ 。

图 12.17 给出了阿普立顿-哈特尔色散关系,它形式上和图 12.13 及图 12.15 类似。这个图包含了平行和垂直传播两种情况,并用阴影表示斜传播。左边的图是当电子等离子体频率大于电子回旋频率时的色散关系,在地球磁层中常常是这种情况。右边的图是当电子等离子体频率低于电子回旋频率时的色散关系,它对应于强磁场低密度的情形。超光速模(比光速快)可由平行传播色散关系和垂直传播色散关系来定义,因为以任意角度传播的超光速模位于这两个极端情况的色散曲线之间。例如,可以从磁层逃逸出来的两个波模是  $R-X$  和  $L-O$  模。这两个波模能够传到磁层外面是因为它们色散曲线上没有频率上限限制。另一方面  $L-X$  模作为超光速模,因为不能在等离子体频率以上传播,将被俘获。然而  $L-X$  模可以通过模式转换变成  $L-O$  模或亚光速  $Z$  模。在大于光速时,  $Z$  模变成  $L-X$  模。两种模的色散曲线在  $\omega = \omega_{pe}$  时都通过  $n^2 = 1$ 。  $Z$  模之所以这样命名是因为  $L-O$  模向  $Z$  模的超光速分支的模式变换被认为是造成图 12.10 中  $F_z$  线的原因。  $F_z$  线被称之为  $Z$  线。

在冷等离子体中有两个可以在光速下传播的波: Z 模和哨声模。对于低回旋频率情形, Z 模处于等离子体频率和高混杂频率之间, 哨声模处于电子回旋频率以下。当回旋频率大于等离子体频率时, 哨声模位于等离子体频率之下, 而 Z 模频率范围变得很宽。

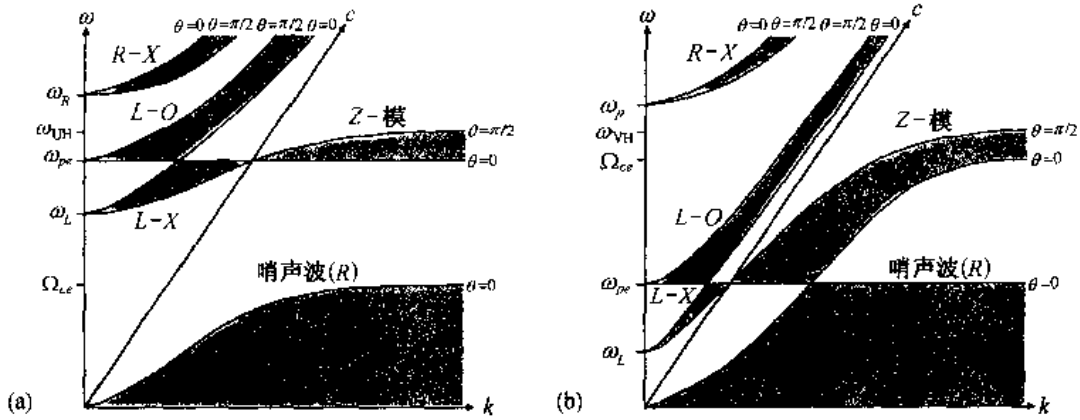


图 12.17 阿普立顿-哈特尔色散关系图

阴影表示斜传播区域。(a) 电子等离子体频率大于电子回旋频率, (b) 电子等离子体频率小于电子回旋频率

图 12.17 也表明一个逃逸的 R-X 模不能在高混杂频率以下产生。然而一个以 Z 模形式产生的波可以作为 L-O 模逃逸出磁层。连续辐射就是这样产生的。一个通过朗道共振或者束流不稳定性在局域高混杂频率处产生的波以 Z 模形式传播, 直到碰见一个具有足够高密度(等离子体频率大于波频)的等离子体区为止。在这点上, 一些波作为 L-O 模被反射。一些波作为 L-X 模继续向密度增高的区域传播。随着密度的增高, L-X 模也要被反射。当 L-X 模最终向密度降低的区域传播时, 它们转换为可以逃逸出等离子体的 L-O 模的波。另外一些可以逃逸出行星磁层的波, 例如地球极光千米波辐射和木星十米波辐射, 是 R-X 模。简单的线性模式转换不能够耦合成这个模, 必须考虑另外一些能够使粒子和超光速 R-X 模相互作用的不稳定性。

图 12.17 需要注意的最后一点是有关图 12.10 的三条线。图 12.17 表明超光速波有三个截止频率, 它们分别是  $\omega_R$ ,  $\omega_{pe}$  和  $\omega_L$ 。当电磁波从下向上传入电离层时, 等离子体密度逐渐增加, 这些特征频率也增大。对于某个特定的波频率, 当波向上传播时, 它首先遇到 R-X 模的截止频率, 以 R-X 模传播的那部分信号将被反射(X 线)。L-O 模的波将继续向更高的地方传播, 直到被反射(O 线)。然而一些 L-O 模可以作为 L-X 模向更高的地方传播, 直到在 L-X 模截止处被反射(Z 线)。

我们上而讨论了超光速波, 但是许多磁层等离子体波研究是与相速度小于光速的哨声模的波有关。对于哨声波的阿普立顿-哈特尔色散关系, 常用的近似是准平行近似。当方程(12.103)中平方根括号里第一项比第二项小得多时, 它是一个很好的近似。这个近似在地球磁层里是很有效的, 因为波频率比电子等离子体频率要小,  $X \gg 1$ 。当  $\omega \gg \Omega_{LH}$  时, 哨声模的色散方程将成为

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - Y \cos \theta} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - |\Omega_{ce}| \cos \theta)} \quad (12.104)$$

当频率靠近低混杂频率时, 我们必须考虑离子效应。当  $\omega = |\Omega_{ce}| \cos \theta_R$  时, 色散方程

(12.104)有共振。这个角  $\theta_R$  被称为共振锥角, 哨声波只能在此以磁力线为轴的共振锥 ( $\theta \leq \theta_R$ ) 里传播。图 12.18 给出了典型的哨声模色散面。

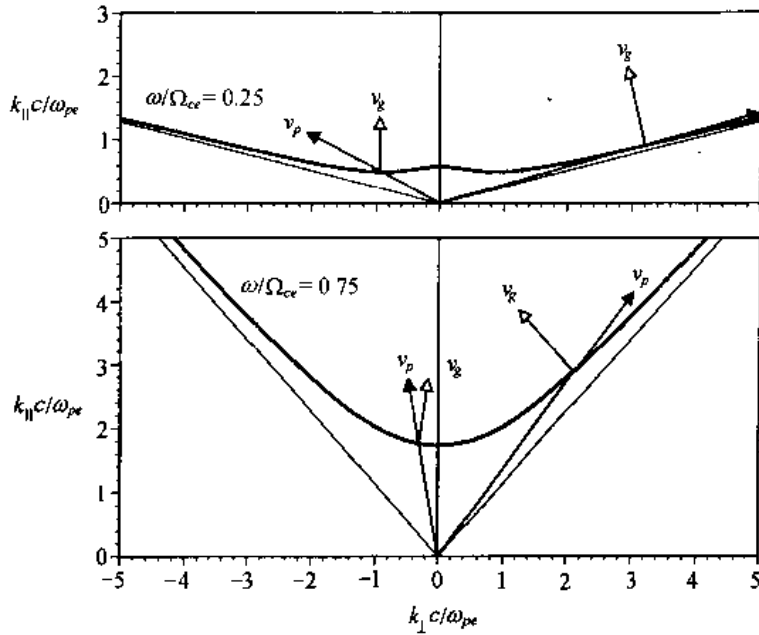


图 12.18 典型的哨声模色散面

上图: 频率小于电子回旋频率一半的部分。下图: 频率大于电子回旋频率一半的部分

在图 12.18 中, 我们给出了在一固定频率上波数  $k$  的大小和传播角  $\theta$  之间的关系。这个曲线对于我们了解波传播方向与射线或群速度方向之间的关系是很有帮助的。群速度位于波矢面的法线方向上, 这是因为这曲线可以被看成波矢空间里的等频率曲线。类似的例子, 就是电场, 它也是由位型空间等势线得到的。

#### 12.4.4 阿尔文波

在前面几节中, 离子运动都被忽略, 这在高频情况下是一个良好的近似, 但对于低频的电磁扰动, 将受到离子运动的影响。为了使问题简化, 我们忽略了电子惯性项  $[m_e(\partial \mathbf{u}_e/\partial t)]$ , 这对于慢变化扰动是合理的。于是我们得到以下方程:

$$\mathbf{k} \times \tilde{\mathbf{E}} - \omega \tilde{\mathbf{B}} = 0 \quad (12.105)$$

$$i(c^2 \mathbf{k} \times \tilde{\mathbf{B}} + \omega \tilde{\mathbf{E}}) = \frac{n_0 e}{\epsilon_0} (\tilde{\mathbf{u}}_i - \tilde{\mathbf{u}}_e) \quad (12.106)$$

$$0 = en_0 \tilde{\mathbf{E}} + en_0 \tilde{\mathbf{u}}_e \times \tilde{\mathbf{B}}_0 \quad (12.107)$$

$$-i\omega m_i n_0 \tilde{\mathbf{u}}_i = en_0 \tilde{\mathbf{E}} + en_0 \tilde{\mathbf{u}}_i \times \tilde{\mathbf{B}}_0 \quad (12.108)$$

一旦波矢方向给定, 这些方程可以写成代数方程。我们先考虑平行传播,  $\mathbf{k} = k\mathbf{z}$ 。我们可以证明当  $\omega \ll \Omega_{ci}$  时波极化是线性的,  $\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e$  平行于  $\tilde{\mathbf{E}}$ , 因此可以直接导出  $\omega \ll \Omega_{ci}$  时色散方程:

$$\omega^2 = \frac{k^2 c^2}{1 + \omega_{pi}^2 / \Omega_{ci}^2} = \frac{k^2 c^2}{1 + n_0 m_i / B_0^2 \epsilon_0} \quad (12.109)$$

这里我们看到了一个熟悉的量,阿尔文速度

$$v_A = B_0 / \sqrt{\mu_0 n_0 m_i} \quad (12.110)$$

因  $c^2 = 1/(\mu_0 \epsilon_0)$ , 我们可以将色散方程改写成

$$\omega^2 = \frac{k^2 v_A^2}{1 + v_A^2/c^2} \quad (12.111)$$

这就是阿尔文波的色散方程。阿尔文波的物理图像已在第十一章中给出,那里用到近似  $v_A^2 \ll c^2$ 。

当波矢垂直于磁场时,我们有两个横波,其中一个电场矢量平行于磁场,另一个电场矢量垂直于磁场,这个波被称为磁声波,其色散关系和平行传播的阿尔文波一样。

### 12.4.5 磁化等离子体中的电磁波小结

对于垂直传播,有两个高频模:寻常模和异常模。寻常模的色散关系和背景磁场无关,它和在无磁化等离子体中传播的电磁波色散关系完全一样。寻常模有一个截止频率(反射点)  $\omega = \omega_{pe}$ , 但没有共振频率。异常模有高于和低于等离子体频率的截止频率,其共振频率是高混杂频率。

对于斜传播,波是平行传播和垂直传播的混合模。超光速模是  $R-X$ ,  $L-O$  和  $L-X$  模。低于光速传播的模是  $Z$  模和哨声模,  $Z$  模垂直传播时在混杂共振频率处有共振。哨声模在平行传播时是右旋模,在回旋频率处有共振。对于斜传播有一个围绕着磁场的共振锥,哨声模在共振锥外不能传播。

在低频( $\omega < \Omega_{ci}$ ), 电磁波是阿尔文波或磁声波。这些波在十一章中已讨论过。

## 12.5 动力学理论和波不稳定性

在前几节中,我们考虑的等离子体中各种成分都作为流体运动,我们可以用密度、流速和温度(在温等离子体情况下)来描述它们。等离子体中不稳定性是由等离子体中不同成分之间的相对流动来激发的,例如 12.3.3 中讨论的双流不稳定性。除了前面用的一些宏观参数,我们还可以用单粒子动力学来描述等离子体,即用第二章中引入的相空间密度或分布函数来描述。

### 12.5.1 弗拉索夫方程

粒子守恒定律表明,如果等离子体中没有粒子源和汇的话,在一个特定体积内粒子数的时间变化率由通过该体积表面的粒子通量决定。碰撞在速度空间可以造成粒子运动的某种不连续性,产生一些等效的源和汇。但在没有碰撞的情况下,相空间密度满足六维空间的连续方程。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (vf) + \nabla_v \cdot (af) = 0 \quad (12.112)$$

这里  $\nabla_v$  表示速度求梯度,  $\mathbf{a}$  是加速度。相空间的任何位置可以用  $\mathbf{r}$  和  $\mathbf{v}$  来表达, 因此两者之间是相互独立的。更进一步, 假如加速度是由某种力(例如洛伦兹力)来产生, 满足条件  $\nabla_v \cdot \mathbf{a} = 0$ , 则方程(12.112)可写成

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \mathbf{a} \cdot \nabla_v f = 0 \quad (12.113)$$

这就叫弗拉索夫方程或无碰撞玻尔兹曼方程。假如碰撞存在的话, 方程(12.113)右边不再为零。应该注意“碰撞”项应包括任何引起粒子相关联的作用过程, 但加速度中包含的外力除外。方程(12.113)还不是最严格的动力学理论, 因为我们省略了粒子之间的相互关联。

两个非常有用的定理可以从方程(12.113)导出。一个是刘维尔定理, 它证明沿着粒子轨道相空间密度是个常数。另一个是吉恩定理, 它证明任何一个分布函数, 只要它是运动常数的函数, 将满足方程(12.113)。

对于刘维尔定理, 我们注意到方程(12.113)左边的微分和流体力学中的全微分  $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla$  相似。在相空间我们定义刘维尔算子  $L = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla + \mathbf{a} \cdot \nabla_v$ , 则方程(12.113)可以写成  $Lf = 0$ 。刘维尔算子正是在相空间跟随粒子一起运动的全时间微分:  $\delta \mathbf{v} = \mathbf{a} \delta t$  和  $\delta \mathbf{r} = \mathbf{v} \delta t$ 。

我们可以这样来理解吉恩定理: 在  $n$  维相空间中粒子轨道的运动方程是一组  $n$  个微分方程。对它们的积分给出  $n$  个运动常数  $a_i, i = 1, 2, \dots, n$ 。如果我们假设分布函数是运动常数的函数, 我们可以将方程(12.113)左边写成

$$Lf = \sum_{i=1}^n (La_i) \partial f / \partial a_i \quad (12.114)$$

因为  $a_i$  是运动常数, 所以  $La_i = 0$ 。因此方程(12.114)右边为零, 并且  $f(a_i)$  满足弗拉索夫方程。

## 12.5.2 朗道共振

弗拉索夫方程是动力学理论中等离子体波色散方程的出发点。这里将简单介绍一下推导色散方程中所用的方法。因为推导太复杂, 我们将省略整个推导过程。正像在 12.3.1 节中所说, 首先要将控制方程线性化, 方程(12.113)变成

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f_1 + \frac{q}{m} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot \nabla_v f_1 = - \frac{q}{m} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_1) \cdot \nabla_v f_0 \quad (12.115)$$

这里  $f_0$  是等离子体未扰动分布函数, 并且它是空间均匀的,  $f_1$  是扰动分布函数, 设零级电场为零。

方程(12.115)左边是一级分布函数沿未扰动轨道的时间微分。方程(12.115)的解可以写成

$$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = - \int_{-\infty}^t dt' \frac{q}{m} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_1) \cdot \nabla_v f \quad (12.116)$$

这里积分是在相空间沿未扰动轨道一直积分到点  $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ 。将表达式(12.116)分别代入泊松方程和安培定律, 我们可以得到电荷密度和电流密度:

$$\rho_{q1} = \sum_{\text{species}} q \int f_1 d\mathbf{v} \quad (12.117)$$

$$\mathbf{j}_1 = \sum_{\text{species}} q \int \mathbf{v} f_1 d\mathbf{v} \quad (12.118)$$

实际上解方程(12.116)相当复杂。我们这里将不介绍色散方程的推导,而只在一些简化条件下阐明动力论的某些特性。首先如在 12.3.1 节中,假设扰动以  $\exp[-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$  形式变化,这样方程(12.115)将变成

$$i(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \tilde{f} - \frac{q}{m} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot \nabla \tilde{f} = \frac{q}{m} \left\{ \tilde{\mathbf{E}} \left( 1 - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\omega} \right) + \mathbf{k} \left( \frac{\tilde{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{v}}{\omega} \right) \right\} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_0 \quad (12.119)$$

这里我们用了法拉第定律来取代波动磁场,“-”符号来表示一级简谐扰动量。

在(12.119)中,速度是沿着未扰动轨道的速度。在均匀磁场中,粒子运动常数是平行速度和垂直速度。然而粒子围绕外磁场旋转,其垂直速度不是时间不变的。因此我们假设波动是平行于磁场传播,这使得色散方程中  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$  中的回旋项都消失。

从(12.117)和(12.118)中明显可以看出扰动分布函数  $f_1$  是通过速度空间积分来进入色散方程的。如果我们像通常所做的那样假设  $z$  轴平行于磁场,方程(12.119)左边第二项仅包括形如  $v_y \partial f_1 / \partial v_x$  和  $v_x \partial f_1 / \partial v_y$  的微分项。由于电荷密度在积分中不引入任何附加的速度分量,且  $f_1(\mathbf{v} \rightarrow \infty) = 0$ , 方程(12.119)中第二项在计算电荷密度对垂直速度积分时消失。对于平行传播的静电波,方程(12.119)右边简化为  $(q/m) \tilde{E}_{\parallel} \partial f_0 / \partial v_{\parallel}$ , 每种等离子体成分的电荷密度为

$$\tilde{\rho}_s = -i \frac{q^2 \tilde{E}_{\parallel}}{m} \int dv_{\parallel} \frac{\partial f_0 / \partial v_{\parallel}}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}} \quad (12.120)$$

方程(12.120)在对平行速度积分时有一共振。这就是朗道共振,它产生于粒子速度和波相速度相等的情况下。朗道共振的物理图像是很清楚的,一个以波的相速度运动的粒子将感觉到波动电场是一个常数,因此将被此电场加速。速度比波动相速度快得多或慢得多的粒子将感觉到一个平均效应为零的电场。因此只有速度和相速度相近的粒子可以和波共振。结果比波相速度快的共振粒子失去能量,比波相速度慢的共振粒子获得能量。在麦克斯韦分布的等离子体中,速度慢的粒子总是比速度快的粒子多,所以等离子体从波那儿获得能量,这就是朗道阻尼。假如某种速度分布在相空间某些地方速度大的粒子比速度小的粒子多,则等离子体将会激发波,这就是“尾峰”不稳定性。

### 12.5.3 回旋共振

动力学理论除了朗道共振以外,还有回旋共振,它是当多普勒平移过的频率是粒子回旋频率的整数倍时发生的共振。这个整数可以是正整数,也可以是负整数。但是最强的共振通常发生在多普勒平移过的频率和粒子回旋频率相等的情况下。由于共振是和粒子回旋运动有关,可以合理地假定相互作用是和波动垂直电场有关。

正像讨论朗道阻尼时一样,我们将以方程(12.119)为基础,假设波动是平行传播。但这次我们进一步假设波的电场和磁场是垂直背景磁场,并采用极化坐标系的表示:  $\tilde{\mathbf{E}}_l = (\tilde{E}_x + i\tilde{E}_y)/\sqrt{2}$  和  $\tilde{\mathbf{E}}_r = (\tilde{E}_x - i\tilde{E}_y)/\sqrt{2}$ 。假设扰动以  $\exp[-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$  形式变化,  $\tilde{E}_r = 0$

意味着  $\tilde{E}_x$  比  $\tilde{E}_y$  领先四分之一波周期, 波是右旋圆极化。

假如我们用  $v_r = (v_x - iv_y)/\sqrt{2}$  乘上方程(12.119), 并在垂直速度空间积分, 则我们发觉左边可以写成

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \frac{v_x - iv_y}{\sqrt{2}} \int (i(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \tilde{f} - \frac{q}{m} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot \nabla_w \tilde{f}) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y v_r \int (\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} + \Omega_c) \tilde{f} \end{aligned} \quad (12.121)$$

在推导方程(12.121)时, 我们用了  $\int$  积分在无穷远处的收敛条件和分部积分以便简化  $\partial f_1 / \partial \mathbf{v}$  项。

在对(12.121)右边的积分时, 我们根据吉恩定理, 假设  $f_0 = f_0(v_{\parallel}, v_{\perp})$ , 这里  $v_{\perp} = (v_x^2 + v_y^2)^{1/2}$ ,  $f_0$  是  $v_{\perp}$  的对称函数。在这种情况下,

$$\int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y v_x f_0 = \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y v_y f_0 = 0 \quad (12.122)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y v_x^2 f_0 = \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y v_y^2 f_0 = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y v_{\perp}^2 f_0 \quad (12.123)$$

和

$$\int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y v_x \frac{\partial f_0}{\partial v_x} = \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y v_y \frac{\partial f_0}{\partial v_y} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y v_{\perp} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}} \quad (12.124)$$

利用这些等式, 我们有

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \frac{v_x - iv_y}{\sqrt{2}} \left( \tilde{\mathbf{E}} \left( 1 - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\omega} \right) + \mathbf{k} \left( \frac{\tilde{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{v}}{\omega} \right) \right) \cdot \nabla_w f_0 \\ &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y v_{\perp} \left( \left( 1 - \frac{k_{\parallel} v_{\parallel}}{\omega} \right) \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}} + \frac{k_{\parallel} v_{\perp}}{\omega} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\parallel}} \right) \tilde{\mathbf{E}}_r \end{aligned} \quad (12.125)$$

把(12.121)和(12.125)放在一起, 并在  $v_x$  空间积分后, 我们得到各粒子成分的电流密度:

$$\tilde{\mathbf{j}}_{sr} = -i \frac{q^2}{m} \tilde{\mathbf{E}}_r \int dv v_{\perp} \frac{\left( \left( 1 - \frac{k_{\parallel} v_{\parallel}}{\omega} \right) \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}} + \frac{k_{\parallel} v_{\perp}}{\omega} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\parallel}} \right)}{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} + \Omega_c)} \quad (12.126)$$

在(12.126)中共振条件是回旋共振, 它和垂直波动场联系在一起。这种共振对哨声波(主要在垂直磁场方向极化)的产生很重要, 这在 12.4 节已讨论过。可以证明对于纯横波, 以波的相速度运动的粒子和波的净能量交换为零。将(12.126)中的各个量转到平行相速为零的波动坐标系也使我们看清这一点。在这个波动坐标系中, 速度空间的梯度也即对应着投掷角的梯度, 因此回旋共振效应是使粒子投掷角改变。假如波频率比粒子回旋频率小得多, 则等离子体坐标系和波动坐标系实际上是一样的。这种情况下回旋共振的主要效应是造成粒子在等离子体坐标系内投掷角扩散, 而不是能量扩散。这和朗道共振不一样, 朗道共振通过改变粒子平行速度, 主要造成能量扩散, 而不是投掷角扩散。

对于因回旋共振增长起来的波, 因为粒子的扩散使方程(12.126)分子中的相空间密度梯度下降, 粒子能量应该有一个净减少。对于哨声波, 波频率比电子回旋频率小得多,



因此共振电子和波必须在相反方向传播( $k \cdot v_{\parallel} < 0$ ),以便使多普勒频移过的波频率增大到电子回旋频率。在这种情况下,在波动坐标系从大投掷角移动到大投掷角的电子,将在等离子体坐标系里失去能量,因为等能线是中心在原点的圆。由于这个原因,具有损失锥分布和垂直温度大于平行温度的电子可以激发哨声波。

离子也可以激发哨声波,但共振离子必须比波运动得快,以便  $k \cdot v_{\parallel} > \omega$ 。在这种情况下,多普勒频移的结果是在共振离子坐标系里改变波动电场的旋转方向(从右旋变成左旋)。这可以从极化坐标系的定义里看出来。在极化坐标系里,波以  $\exp(-i\omega t)$  随时间变化,如果改变频率的符号,则  $\tilde{E}_l = 0$  对应着左旋极化波。离子围绕背景磁场左旋运动,因此将与左旋波强烈作用,在这种情况下,共振粒子与波在同一个方向运动,在波动坐标系里从小投掷角向大投掷角扩散对应着在等离子体坐标系里粒子能量的减小。因此当平行温度比垂直温度大很多时,离子可以激发哨声波。

## 12.5.4 动力学理论的小结

动力学理论在色散关系中引入了共振概念。对于平行传播,朗道共振和平行电场有关。对于垂直电场,粒子和场可以回旋共振。朗道共振使粒子在平行于磁场的方向扩散,而回旋共振使粒子投掷角扩散。由于这个原因,朗道共振不稳定性通常由类似束流的分布激发,而回旋共振不稳定性通常由投掷角各向异性的分布来激发。

### 参 考 读 物

较简单的阅读文献:

Boyd, T. J. M., and J. J. Sanderson. 1969. *Plasma Dynamics*. London: Thomas Nelson & Sons.

较深的介绍等离子体波动阅读文献:

Clemmow, P. C., and J. J. Sanderson. 1969 *Electrodynamics of Particles and Plasmas*. Reading, MA: Addison-Wesley (reissued 1990).

Melrose, D. B. 1986. *Instabilities in Space and Laboratory Plasmas*. Cambridge University Press.

Stix, T. H. 1962. *The Theory of Plasma waves*. New York; McGraw-Hill.

Stix, T. H. 1992, *Waves in Plasmas*. New York; American Institute of Physics [revised and extended version of Stix (1962)].

### 习 题

- 12.1 推导方程(12.19)。
- 12.2 证明假如离子质量有限,冷等离子体中朗缪尔波动频率是  $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2$ , 其中  $\omega_{pi}^2 = e^2 n_0 / m_i \epsilon_0$ 。
- 12.3 从方程(12.38)推导方程(12.39)。
- 12.4 推导方程(12.44)。
- 12.5 推导方程(12.52)。
- 12.6 给出哨声模的群速度和相速度随频率变化的示意图,并用此解释闪电产生的哨声波的频率随时间下降的变化率。
- 12.7 证明当  $\omega_{pe} = \sqrt{2} |\Omega_{ce}|$  时,  $\omega_L = |\Omega_{ce}|$ 。
- 12.8 证明由方程(12.101)给出的色散方程在垂直传播时就是 X 模色散方程(12.86)。
- 12.9 推导方程(12.103)所给定的阿普立顿-哈特利色散关系。提示:利用  $n^2 = 1 - X/(1 - \lambda)$  解出  $\lambda$ 。

然后利用  $P - S = PS - S^2 + D^2$ 。

- 12.10 当一个椭圆极化的电磁波通过磁化等离子体传播时,极化方向将随传播而旋转。这就是法拉第旋转。为什么会发生?你只需考虑平行传播。
- 12.11 通过几何做图,解释为什么与哨声波回旋共振的电子,在移向较小投掷角(在波坐标系)时损失能量(在等离子体坐标系),因此需要一个损失锥分布或  $T_{\perp}/T_{\parallel} > 1$ 。类似证明离子需要  $T_{\perp}/T_{\parallel} < 1$ 。

# 第十三章 磁层动力学

R. L. McPherron

## 13.1 引 言

地球磁层的磁场是各种不同来源的磁场的总和。在地球表面,最重要的是由液态地核的电流产生的主磁场、剩磁和主磁场产生的磁化也起重要作用。120km 电离层高度的电流也是磁场的重要来源,其中包括太阳发动机、赤道电急流、对流电急流以及亚暴电急流。场向电流将电离层电流与地球外磁层联系起来,由于这些电流能将外磁层的应力传递到电离层中,它们在地球上产生的效应与只在电离层内流动的电流产生的效应难以区分。在  $3R_E \sim 5R_E$  的区域,沿 Van Allen 辐射带漂移的电子形成了西向环电流,环电流使地面磁场的水平分量减小,减小值取决于粒子的总能量[见方程(10.21)]。在地球向阳面  $10R_E \sim 15R_E$  处存在着薄薄的电流片,即磁层顶电流,将太阳风与地球主磁场隔开,该电流几乎将地磁场完全限制在磁层内,并使整个磁层顶内的磁场增强。太阳风与地磁场之间的切向应力将地磁场磁力线和等离子体拉向背阳面,在地球后面形成了长长的磁尾。这一过程又形成了与环电流同向横穿子夜子午面的尾电流,其在地面的主要效果是使总磁场减弱。

电离层以上的所有电流都受太阳风控制,两个最重要的控制参数是动压和电场的晨昏方向分量。动压取决于太阳风的密度和速度,电场的晨昏分量则由速度和南北向的磁场决定。当这些量中任何一个发生变化时,电流的强度、分布和位置也有相应的改变,这些改变又将导致地面磁场的变化,我们称这种变化为地磁活动。研究太阳风和地磁活动之间关系(即太阳风-磁层耦合)的科学称为日地物理学。地磁活动从多方面影响着我们的生活,当地磁活动达到高峰时,电波通讯、雷达观测、电力设备、长距离管线、同步卫星等都会受到影响。

对太阳风耦合的研究始于对地磁活动和太阳事件之间联系的研究,已有很长的历史。这些研究中都采用磁强计来测量地磁场。测量磁场的技术很多,其中最常用的将在附录 13A 中介绍。从根本上讲,这些技术都基于磁体和底片记录。今天,质子旋进和磁通门磁强计能够输出数字信号,由磁介质如计算机磁带来记录。来自全球各地的原始记录不仅量大而且很复杂,处理起来很困难,为此人们又提出通过磁指数用各种磁场源的粗略测量来替代这些数据,大部分太阳风耦合的研究是用磁指数来进行的。最常用的磁指数将在附录 13B 中介绍。

磁活动指数与太阳事件密切相关,磁活动的强弱随着太阳黑子的数目以 11 年为周期而变化。磁活动还与地球在围绕太阳运动的轨道上的位置有关,磁指数的年变化和半年变化非常明显。此外,太阳以 27 天为周期的自旋(从地球上看来)也是一个重要因素,磁指

数随太阳自旋也出现很强的周期性趋势。

尽管太阳几乎是所有磁活动的起因,但它主要是通过太阳风来发挥作用的。如第四章中所述,太阳风携带着密度为  $1\sim 50\text{cm}^{-3}$  的粒子以  $300\sim 1000\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  的径向速度吹向地球。一个强度为  $3\sim 30\text{nT}$ ,通常位于黄道面上的磁场也夹杂在太阳风中。人们发现有些磁指数随太阳风速度的平方而增加。但是,除非夹杂在太阳风中的行星际磁场(IMF)有南向分量,在向阳面的磁层顶的日下点附近与地磁场反向,否则几乎看不到地磁活动。这种关系在半波整流模式中已被量化了,该模式近似于现有的最佳模式,根据这个模式,IMF 一旦出现南向分量,磁活动的强度正比于 IMF 与日地连线顺时针方向夹角的余弦,面 IMF 具有北向分量时,预计不会出现磁活动。由于地磁轴的取向,即使 IMF 沿预期的阿基米德螺线方向,仍可能存在南向分量。太阳耀斑、日冕物质抛射以及在高低速流交界处(也称为共旋作用区)太阳风的扰动也能产生明显的 IMF 的南-北向分量。

为了预报磁活动强度,人们为定义确切的太阳风耦合参数已做了不少的尝试。在此过程中,假定磁层是一个由太阳风驱动的系统,人们采用了各种方法来确定最佳的能量耦合参数,及其这些参数与磁活动间最普遍的线性关系。研究表明,当时间尺度小于 3 小时时,磁指数大约只有一半的变化是可以预报的。剩下不可预报的部分与磁层内能量的突然释放有关,这样的事件就是磁层亚暴,而释放的能量是通过磁层与太阳风的相互作用储存在磁层内的。

在本章的以下小节内将更详细地讨论这里归纳的课题。我们将着重讨论太阳风对驱动磁活动的能量输入的控制,确定与磁层耦合最紧密的太阳风特性。随后的小节将把讨论扩展到亚暴和磁暴,这一讨论的重点将放在与磁活动有关的电流上。

## 13.2 磁活动的类型

### 13.2.1 定 义

电场和磁场是由物质的基本特性——电荷产生的。相对于观测者运动或静止的电荷,以及随时间变化的磁场都能产生电场。面磁场的产生则需要运动的电荷。这两种场是电磁力的两个不同方面。电荷分布区域附近某点的电场定义为:正测试电荷在观测点每单位电荷所受的力。磁感应强度  $\mathbf{B}$  似乎可以用类似于  $\mathbf{E}$  的方式定义为:正比于测试磁极靠近磁场源时单位磁极所受的力。然而,至今尚未发现孤立存在的磁极。这样,磁力线总是封闭的,而不是终止于某个磁极。因此,通常用洛伦兹方程来定义磁场,  $\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ , 是作用在速度为  $\mathbf{v}$  的带电粒子  $q$  上的力[见方程(2.1)]。

图 13.1 是地磁坐标系统与地球及其偶极磁场的关系。图上标出了一个位于地磁主子午线上,地磁纬度  $30^\circ$  处的观测台,该地磁子午线刚好通过美国的东海岸。参考方向用该站处与地球相切的水平面以及指向地心的径向矢量来表示。在该子午面内,地球的偶极磁轴向地理赤道而倾斜  $11^\circ$ 。

图 13.2 归纳了地磁学中各种矢量场分量的术语。 $\mathbf{B}$  为磁场向量; $F$  是  $\mathbf{B}$  的大小或长度,通常称为总强度; $X$ 、 $Y$  和  $Z$  是地理坐标系中磁场的三个正交分量, $X$  向北, $Y$  向东, $Z$  向下指向地心,三者形成右手系统;磁场在水平面上的投影为  $H$ , $H$  与北向的夹角

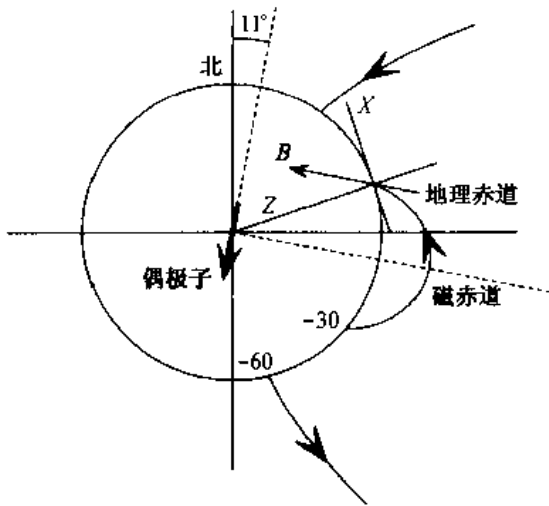


图 13.1 地球偶极磁场结构及其测量地磁场向量的相对切平面

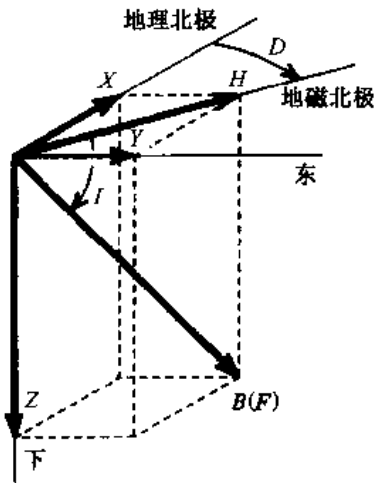


图 13.2 不同的坐标系内测得的地磁场的分量

为磁偏角  $D$ , 从北向东为正; 磁倾角  $I$  是整个磁场向量与水平面的夹角, 当向量在水平面以下时  $I$  为正,  $I$  与通常球坐标系中的极角相余。

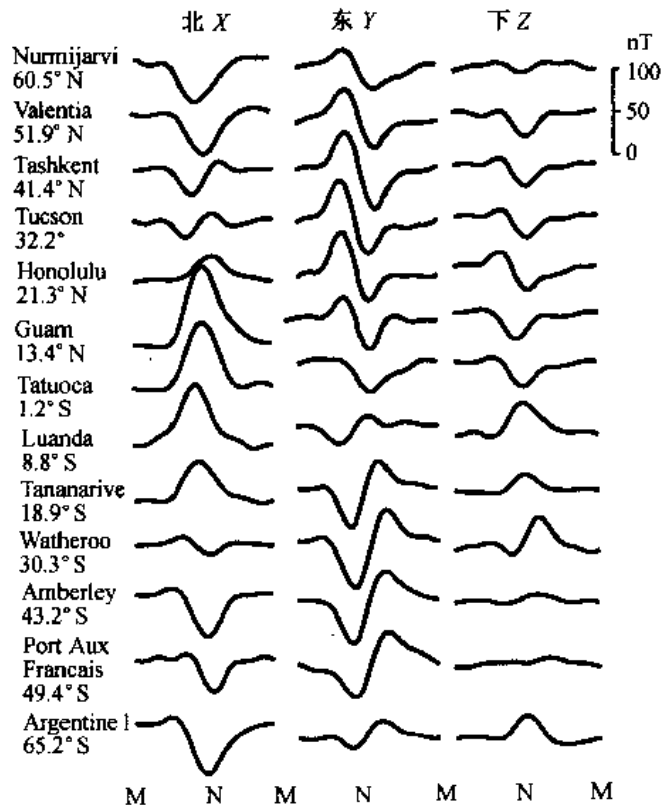


图 13.3 纬度由北至南的观测台于静日测得的地面磁场在地理坐标系内的分量, 北( $X$ )、东( $Y$ )和垂直方向( $Z$ )分量的平均值随时间的变化  
图中  $M$  和  $N$  为观测台经过午夜和正午的时间(引自 Parkinson, 1983)

### 13.2.2 静日太阳变化

在各种类型的地磁活动中,人们研究得最透彻的是日变化  $S_q$ 。在静日,每个中纬度的观测台都记录下了如图 13.3 所示的磁场分量( $X, Y, Z$ )的系统变化。位于同一地磁纬度但经度不同的观测台记录下的磁场图形相同,但因地球的自旋时间上有延迟。磁场的图形相对于磁赤道面和当地正午具有很好的对称性,这说明日变化是由电离层电流系统产生的,该电流系统相对于太阳位置固定,而观测台相对于太阳是转动的。图 13.4 是二分点处该电流系统的图形。两组电流围绕位于地磁纬度  $30^\circ$  左右的中心流动。在赤道上,两组电流都由晨侧流向昏侧。

对某个观测台的日变化进行傅里叶分析可以发现,日变化主要由一个太阳日变化加上一个小的半日变化组成,此外,还有一个弱的分量为太阴半日变化(12 小时 25 分)。日变化主要是由电离层内带电粒子横切地磁场磁力线运动形成的发电机造成的。带电粒子的运动由电离层中的风驱动,而这种风又由太阳加热、日潮和月潮驱动。日变化的主要分量说明,太阳加热是驱动发电机的主要动力。

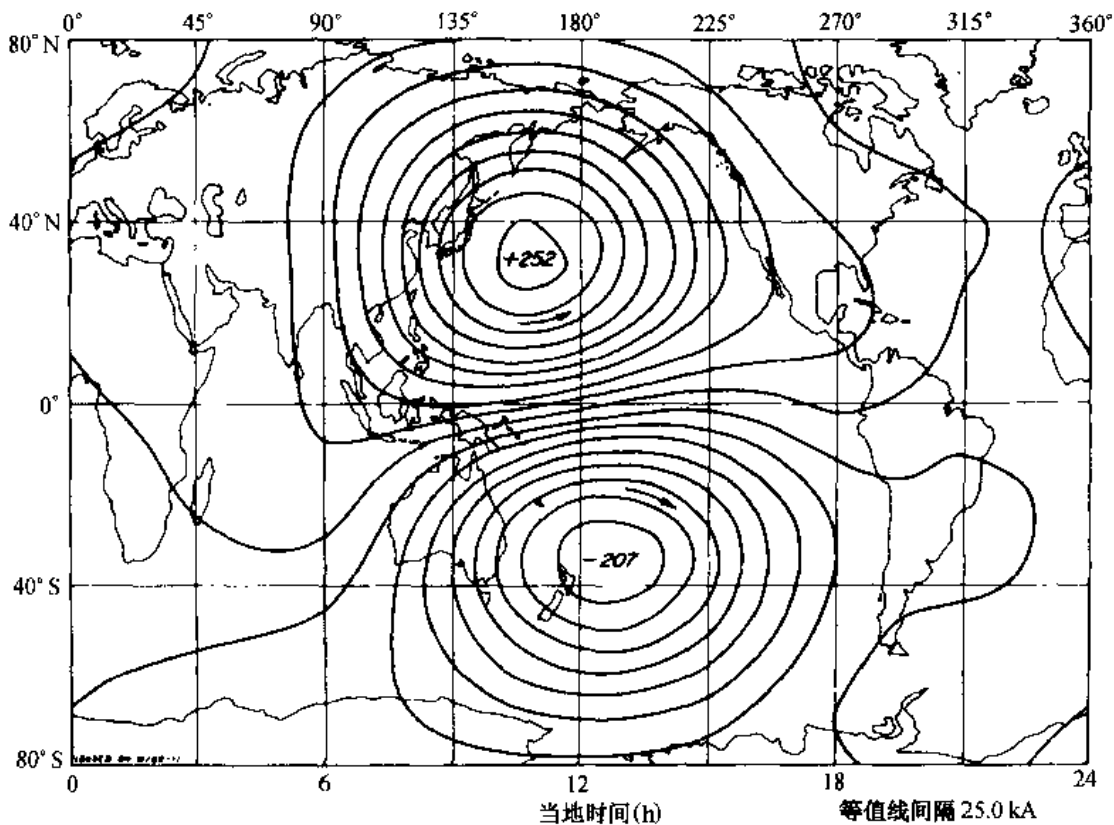


图 13.4 造成地磁  $S_q$  变化的电离层电流系统(引自 Parkinson, 1983)

### 13.2.3 磁层亚暴

最常出现的地磁活动形式称为磁层亚暴。当 IMF 出现南向分量,由太阳风流入磁层

的能量增加时,磁层、电离层内发生的有序事件即为亚暴(McPherron, 1979, 1991; Akasofu, 1979; Rostoker et al., 1980)。亚暴最为显著的表现是极光,这在第十四章将详细讨论。亚暴期间,平静的极光弧突然发出耀眼的光彩,极光变得非常活跃,并且色彩纷呈。在大约一小时的时间内,极光经历一系列与时间和地点相关的有序演变。伴随着极光,也产生了磁扰,在极光下的地面,磁强计能够记录到由电离层电流引起的强扰动。图 13.5 是几个极光观测台记录到的叠加在  $H$  分量上的这种磁扰的形式。相对于静日测得的磁场而言,位于下午至傍晚时区的观测台记录到的扰动为正,而在午夜时区附近的台站记录到的扰动为负。假定电流处于头顶位置,运用右手法则可以得出:电流分别向东、向西流向午夜。这种电流在 120km 处沿着极光粒子构成的具有高电导率的集中通道运动,称为电急流,这在以后将作进一步的讨论。典型的扰动幅度为 200~2 000nT,持续时间为 1~3 小时。

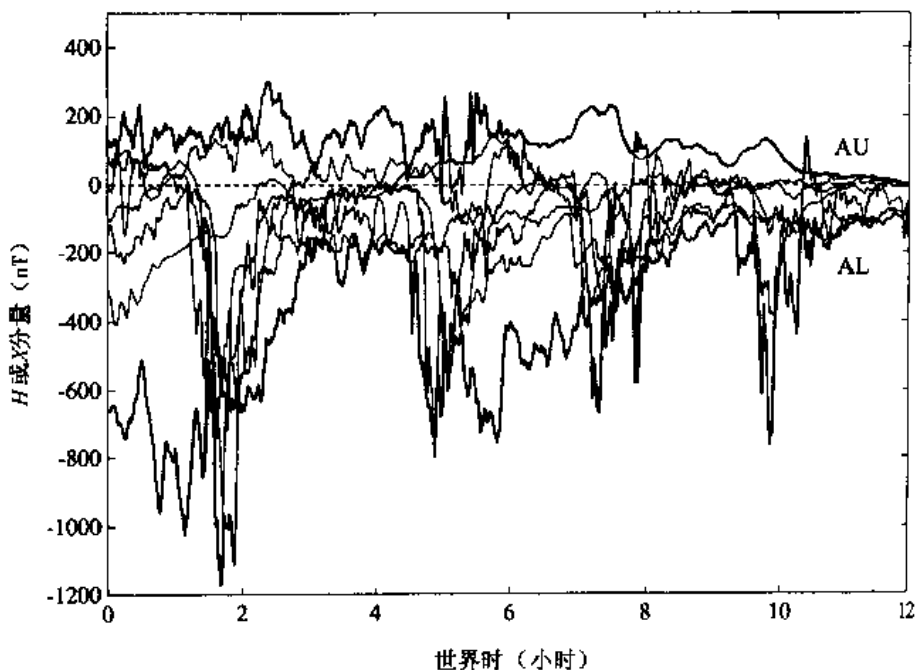


图 13.5 1986 年 5 月 3 日由极光区观测台在一系列亚暴期间观测到的  $H$  分量的扰动

正扰动由东向的集中电流,即电急流产生;负扰动由西向电急流产生

### 13.2.4 磁 暴

当太阳风与磁层的相互耦合增强、时间延长时,如图 13.5 所示,地磁活动增强并将发展成磁暴。在磁暴期间,正如 1986 年 5 月 3 日所观测到的那样(图 13.5),极光电流几乎持续地处于扰动状态。磁暴的发展过程最好是在中纬度用  $D_{st}$  指数来确定。 $D_{st}$  的定义是全球赤道  $H$  分量扰动的瞬时平均值(见附录 13B)。图 13.6 是一个经典的用  $D_{st}$  记录的磁暴特征(Burton, McPherron and Russell, 1975)。磁暴开始时通常出现磁场的突然增

强,这种现象会持续好几个小时。初相后接下来是短暂的,但有时伴随着强烈扰动的  $D_{st}$  的下降。这就是磁暴的主相。紧接着,  $D_{st}$  开始很快地复原,这是恢复相的第一步。最后,接下来是一个漫长的恢复相。典型的磁暴将持续 1~5 天。初相的长度不确定,可以从 0 到 25 小时以上。主相持续大约一天,恢复相可能会持续许多天。磁暴强度的分布遵循幂函数定律,  $D_{st}$  在 50~150nT 量级的磁暴几乎每个月都发生,扰动在 150~300nT 的情况每年能发生几次,而超过 500nT 的情况每个太阳周内只有几次。

通过研究磁暴主相期间扰动场的空间分布发现,扰动场在全球几乎是均布的,其方向平行于地球的偶极轴(即,向南)。这样的扰动是由环绕地球的电流产生的,这种电流称为环电流。环电流是由位于  $3R_E \sim 5R_E$  范围内,沿 Van Allen 辐射带漂移的带电粒子形成的。初相是由磁层顶电流造成的,太阳风动压的增加使磁层顶电流加大并靠近地球,其产生的扰动场在地面上指向北。恢复相是由于辐射带中的粒子损失,环电流的强度下降所形成的。在图 13.6 中,动压(上图)与初相  $D_{st}$  增加的关系是很明显的。同样可以看到,主相内  $D_{st}$  的下降是对一段强南向 IMF 的延期响应( $E_y$  为负)。

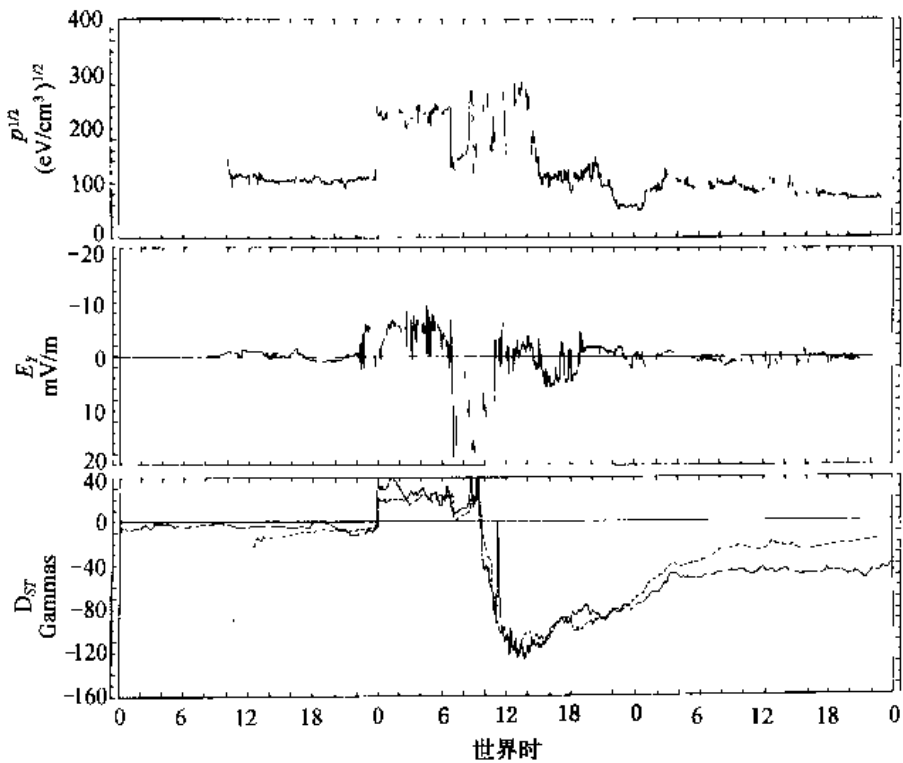


图 13.6 1967 年 2 月 15~17 日在地表测得的太阳风和地磁场  
上:太阳风动压。中:太阳风电场晨昏方向分量( $E_y = -UB\cos\theta$ ),注意这里坐标  
向上:  $E_y$  为负。下:由  $D_{st}$  指数记录的磁暴效应(引自 Burton *et al.*, 1975)

### 13.2.5 ULF 波

磁活动也可能以周期性的磁场扰动的形式出现,其周期为 1~1000 s,这种扰动称为地磁脉动。地磁脉动最早是通过细致观察大指南针针尖的微小抖动发现的,因此也称为



地磁微脉动。通过卫星观测,人们对地磁脉动的机理已有所了解。第十一章中讨论了地磁脉动,并举了有关的例子。

### 13.3 磁活动的度量:地磁指数

地球表面的磁活动是由磁层和电离层中的电流造成的。多点的地磁测量是遥测这些电流,记录它们随时间变化的一种手段。地磁测量成本较低,而且不受气候的影响,因而是日常监测这些电流的理想方法。在过去的两个世纪内,已经建立了 200 多个永久性的地磁观测台站。来自这些观测台站以及一些临时观测台站的数据经常被用来与卫星的就地观测数据一起研究磁层现象。然而,解释这些原始的地磁记录图需要经验,要进行一项研究需要收集许多观测台站的数据。为了简化这项工作,由几个机构定期生成地磁活动指数。一个理想的磁指数应该是既有用又易于计算,它单调地随某个有意义的物理量(如系统中的总电流)而变化。

最初定义地磁指数时,对引起扰动的过程并不了解。随着认识的加深,老的指数被舍弃了,又定义了新的地磁指数。有的地磁指数只是因为历史原因而被沿用,因为这些指数提供了长期延续的测量结果,可用来对类似于太阳周效应等现象作长期的研究。下列有关地磁指数的综述有助于加深对此的了解: Davis 和 Sugiura(1966), Baumjohann 和 Glassmeier(1986), Lincoln (1967), Mayaud (1980), Rostoker (1972), Troshichev 等(1988) 以及 Menvielle 和 Berthelier (1991)。

今天,人们已经确定了与地磁活动有关的大部分电流系统,并开展了研究。图 13.7 高度概括了这些电流系统,其中包括本章和本书其他章节中描述的各种电流,有磁层顶电流、磁尾电流和环电流。此外图中还标出了赤道面附近主要在黄昏区域附近流动的部分

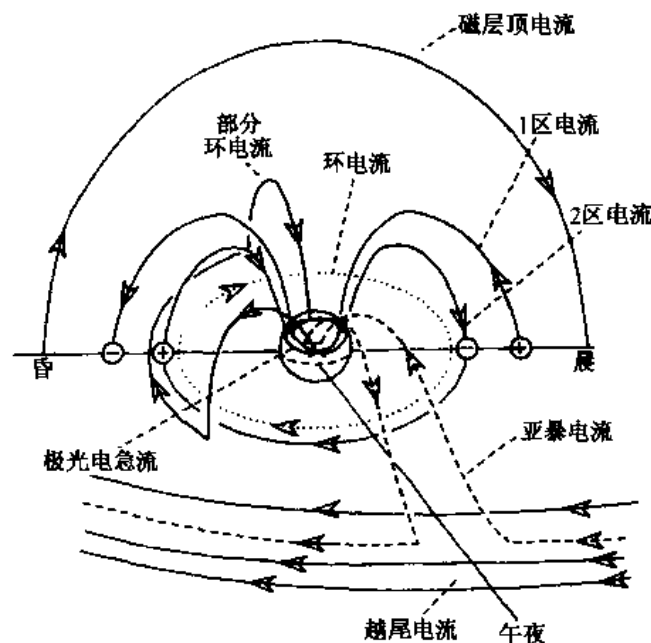


图 13.7 连接磁层和电离层的电流系统,以及造成地磁活动的电离层电流的简单示意图

环电流,这种电流通过场向电流与电离层相连,并形成回路。另外还有磁尾电流的一种转化形式——亚暴电流楔,同样也是由场向电流与电离层相连。这些电流系统在电离层中的部分在高纬度地区流经电导率较高的通道,称为极光电急流。中心在晨、昏附近的场向电流片分别称为一区电流和二区电流。高纬度的一区电流由晨侧流入电离层,由昏侧流出。低纬度的二区电流的极性相反。图上没有标出极尖区电流,电急流在极盖区的闭合部分,以及与 IMF- $B_y$  的效应有关的电流。如图 13.5 所示,亚暴期间的磁扰主要是由两个电急流和亚暴电流楔造成的。而造成中纬度地区磁暴(图 13.6 中  $D_{st}$  所示)的是磁层顶电流、环电流和部分环电流。

## 13.4 太阳风对地磁活动的控制

在太空时代到来之前,人们就已经知道地磁活动与太阳事件有关,但并不清楚这种影响是如何传递的。Chapman 和 Ferraro (1930, 1931, 1932) 的早期理论认为,由太阳耀斑发射出来的粒子云穿过真空的空间与地磁场相作用。尽管这种理论成功地将地磁暴与太阳耀斑联系起来,但令人困惑的是,磁暴现象按太阳 27 天自旋周期重复出现,这无法用耀斑的概念来解释。人们把磁暴归结于太阳的“磁有效”区域,即太阳的 M 区,但谁也没有发现那个区域有什么会引起磁暴的东西(Chapman and Bartels, 1962, p. 410)。后来,人们通过对彗尾和其他现象的研究,逐步认识到一定有带电粒子在连续地从太阳向外运动。随着第一个行星际探测器的发射,这种设想很快得到了证实(Snyder, Neugebauer and Rao, 1963)。一个后来被称为太阳风的理论建立起来了(Parker, 1958)。从此以后,人们清楚地认识到太阳风是将太阳的影响传送到地球的媒介。下面我们首先简要回顾一下三种由太阳造成的变化,即太阳周变化、年变化和 27 天重复趋势,开始对太阳风-磁层耦合的研究。

### 13.4.1 与太阳有关的变化

#### 13.4.1.1 太阳周变化

几个世纪以来,人们通过望远镜观测太阳,发现太阳表面黑子的数量大约以 11 年为周期而变化(见第一、三章)。更近期的观测发现,太阳主磁场的形式也有相应的变化,主磁场在每个太阳周内反转,因此在 2 个黑子周期,即 22 年内回复到初始方位。如图 13.8 所示,地磁活动反映了太阳黑子数的变化,上图的上曲线是地磁活动指数 AA(中纬度日均  $H$  值的一阶差分随时间的变化)的年均值随时间的变化图形,下曲线是每年的太阳黑子数。显然,强的地磁活动对应于高的太阳黑子数。从中、下图可以看到月均值也有这种对应关系。

#### 13.4.1.2 年变化

地球的自转轴相对于黄道面的倾角为  $23^\circ$ ,太阳光落在大气层上的份额一年内有很大的变化。由于向阳侧的电离层主要是通过光电离产生的,某半球电离层的电导率就可能在夏至日达到一年内的峰值。因此,位于该半球的观测台站计算得到的任何磁指数都

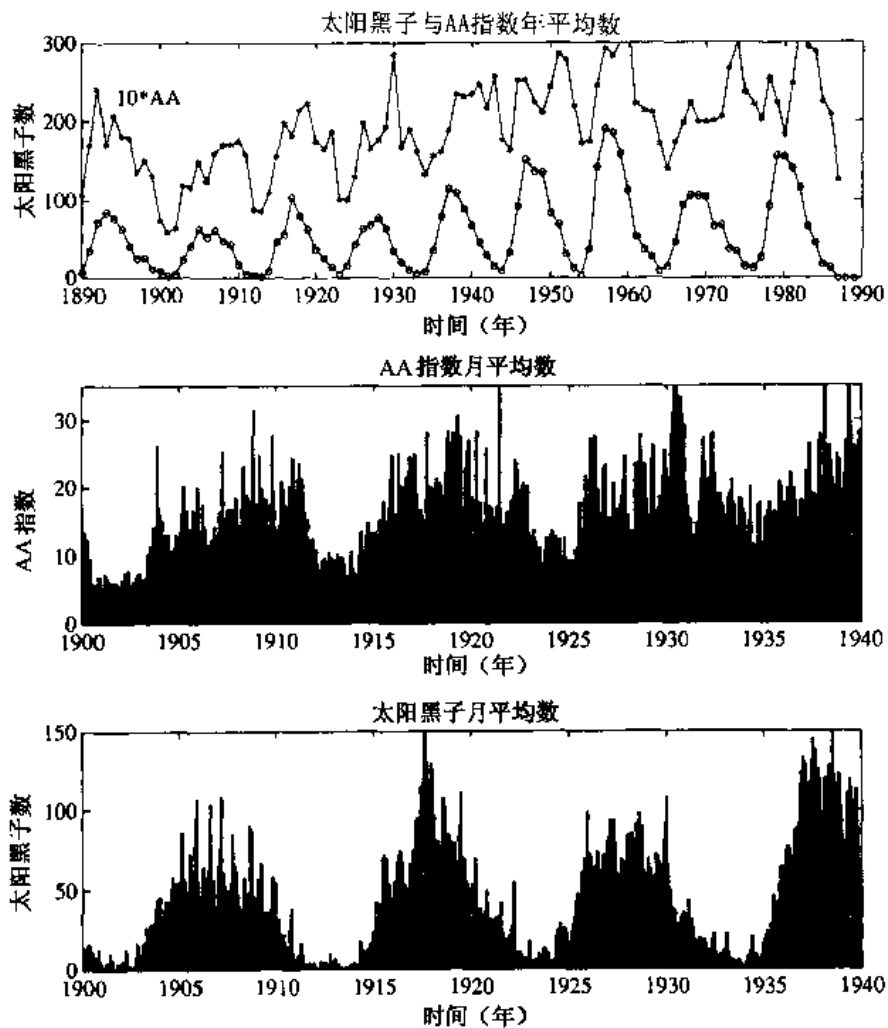


图 13.8 太阳黑子数量以及地磁活动指数的年、月均值同时出现变化

将有年变化,并在夏至日出现峰值。而那些对冬季和夏季的活动同样加权的指数则将出现半年变化,在二至日都出现峰值。至于那些与电离层电导率无关的指数,如磁暴指数  $D_{st}$  就没有明显的规律了。然而事实上,如图 13.9 所示,环电流和其他的指数有很强的半年变化趋势,它们不是在二至日有一或两个峰值,而是在二分点出现两个峰值。在二分点(3月22日或9月22日),太阳穿过地球的地理赤道。在3月5日和9月5日,地球穿过太阳的自旋赤道。由地磁活动峰值的相位难以确定活动强度的改变是由穿越太阳赤道还是穿越地球赤道引起的。

Russell 和 McPherron 对半年变化的解释现在已经被人们普遍接受。他们的基本思想是:地磁活动较多发生在 IMF 相对于偶极轴为南向时,南向分量增大,活动也将增强,这一点本章后面还将讨论。Russell 和 McPherron 提出,地磁活动的变化取决于太阳风磁场垂直于流向的分量在地磁偶极轴垂直于流向分量上的投影。在春分点 2 240UT,以及秋分点 1 040UT,地球的偶极轴与黄道面法线的夹角最大,为  $35^\circ$ 。根据太阳风磁场  $B$  是指向或背离太阳,理想阿基米德螺线磁场垂直于流向的分量  $B$  将有一个分量,  $B\sin 35^\circ$ , 在日下点相对于地磁场向南或向北。如果磁场投影向南,将出现明显的耦合。在其他时

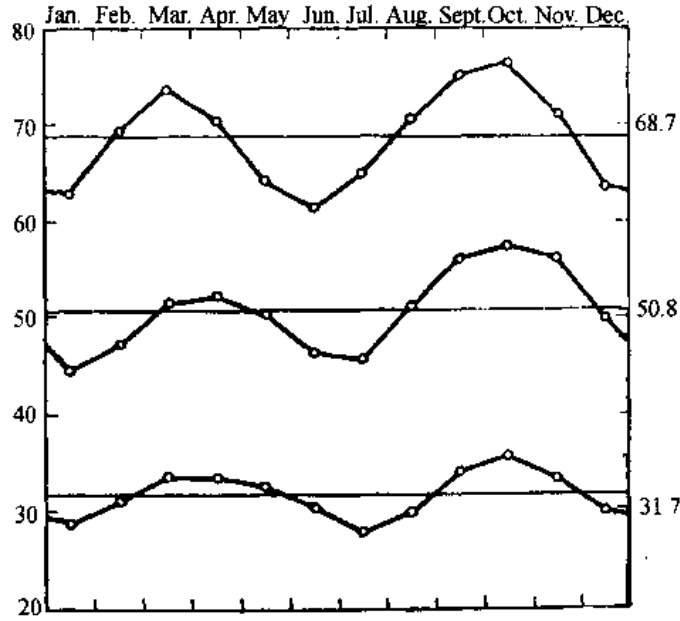


图 13.9  $U_1$  指数的月均值表明地磁场的年变化在二分日有两个峰值  
 $U_1$  指数定义为:某观测台测得的  $H$  分量的逐日日均值的绝对差值,经规范化后  
 该指数与太阳黑子数有相同的分布(引自 Chapman and Bartels, 1962)

间,黄道面上磁场的南北分量较小,地磁活动的程度也较弱。

### 13.4.1.3 太阳自旋的变化

地磁活动的第三个周期性与太阳赤道面的自旋速率有关(从运动着的地球上看来)。图 13.10 中 3 小时变幅指数  $K_p$  的标准图形说明了这一点。从上至下的  $K_p$  图形对应于连续的各太阳自旋周期(27 天)。线条的高度正比于给定时段内  $K_p$  指数的大小。图中,活动剧烈的时段线条叠加成为黑块。时间轴下方的黑三角标志着磁暴的突然开始。强弱活动大致在各周期内同一时刻重现的趋势是显而易见的。

地磁活动随太阳自旋具有周期性(27 天),其主要原因是太阳风高速流每自旋一周重复出现。如第四章所述,在太阳周的下降期内,太阳上将出现大范围的单极区。由这些区域所形成的冕洞将成为太阳风高速流的起源。在下降区内,将南北极分开的电流片向太阳的赤道面高度倾斜。这样,高速流流向地球时,将追上来自太阳角扇区(位于单极区前)及活动冕流带的低速等离子体,它们的交界处将出现一个相互作用区,磁场受到挤压并倾斜出黄道面。下节将讨论到太阳风高速流与南向 IMF 同时出现时特别有利于地磁活动的形成。

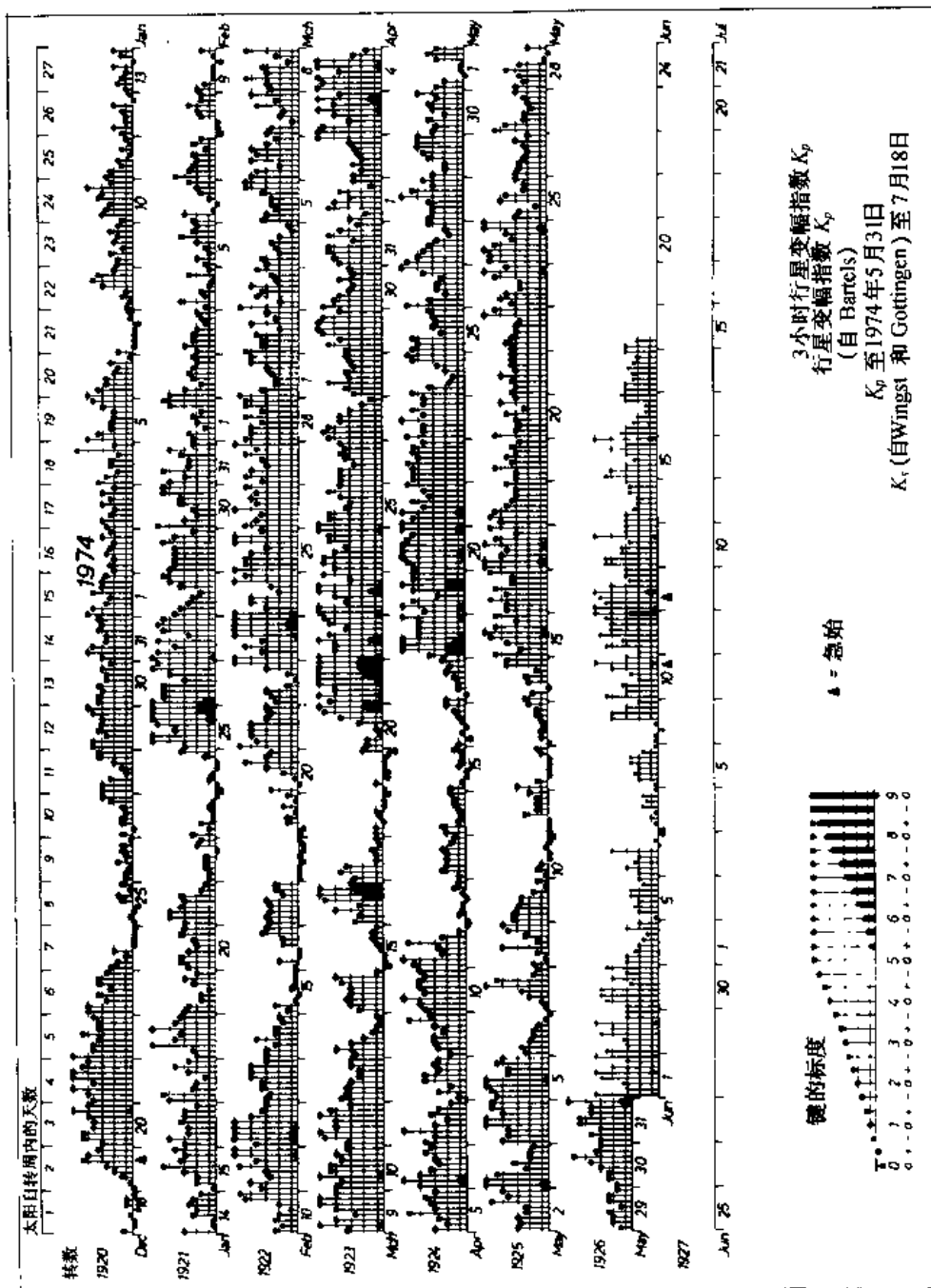


图13.10 地磁活动以27天为周期重复出现，如图中行星变幅指数所示

## 13.4.2 与太阳风有关的变化

### 13.4.2.1 与速度的关系

太阳风的发现是太空时代最早的重要成就之一。通过对太阳风速度的观测,人们很快发现地磁活动的长期平均值与太阳风速度的平均值密切相关(Snyder et al., 1963)。图 13.11 是人们根据一个完整的太阳周数据得到的结果,表明太阳风速度  $v$  及行星指数  $A_p$  的年均值相互密切关联(Crooker, Feynman and Gosling, 1977)(见附录 13B)。

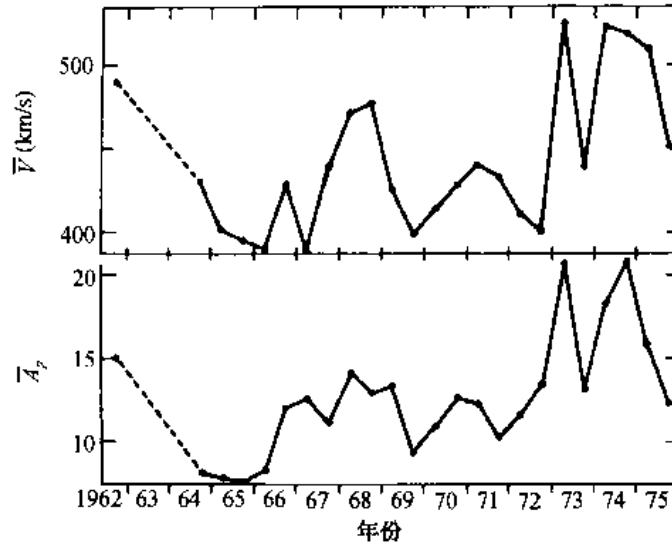


图 13.11  $A_p$  指数及太阳风速度的年均变化密切相关  
(引自 Crooker et al., 1977)

### 13.4.2.2 与 IMF 的关系

把时间分辨率较高的地磁指数和太阳风速度的波形进行比较,得到的结果却与上述发现相反!实际上地磁指数与太阳风的变化并不存在什么关系。在弄清楚太阳风磁场也是控制地磁活动的重要因数之前,这个结果一直令人费解。Dungey(1961)第一个指出 IMF 也起重要作用,他认为在磁层顶的日下点处如果 IMF 与地磁场反平行,那么,这两个磁场可能就会合并(见第九章)。他认为这个过程是地磁场和 IMF 的磁力线先被切断,然后以一种新的布局重联。这种观点就产生了“磁重联”这一名词。重联的磁通量的大小取决于到达日下点的磁通量的速率。这样,我们可以认为地磁活动取决于  $uB_z$  的大小,即赤道面上单位长度的速率,太阳风以此速率将通量送往地球,这里  $B_z$  是  $z_{GSM}$  分量的大小。根据关系式  $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ ,  $uB_z$  也是太阳风电场的值。然而,并非所有到达磁层顶的通量都会合并,很大部分将绕过磁层顶。如果我们假定合并的份额随速度面增加,那么所观测到的与  $u^2$  的相关性也就不是没有道理了。

这些想法使一些研究者着手考察地磁活动指数与太阳风磁场的关系。Schatten 和 Wilcox(1967)最先给出了  $K_p$  随  $B_z$  的散布图,说明当  $B_z$  为负(南向)时,  $K_p$  和  $B_z$  之间具

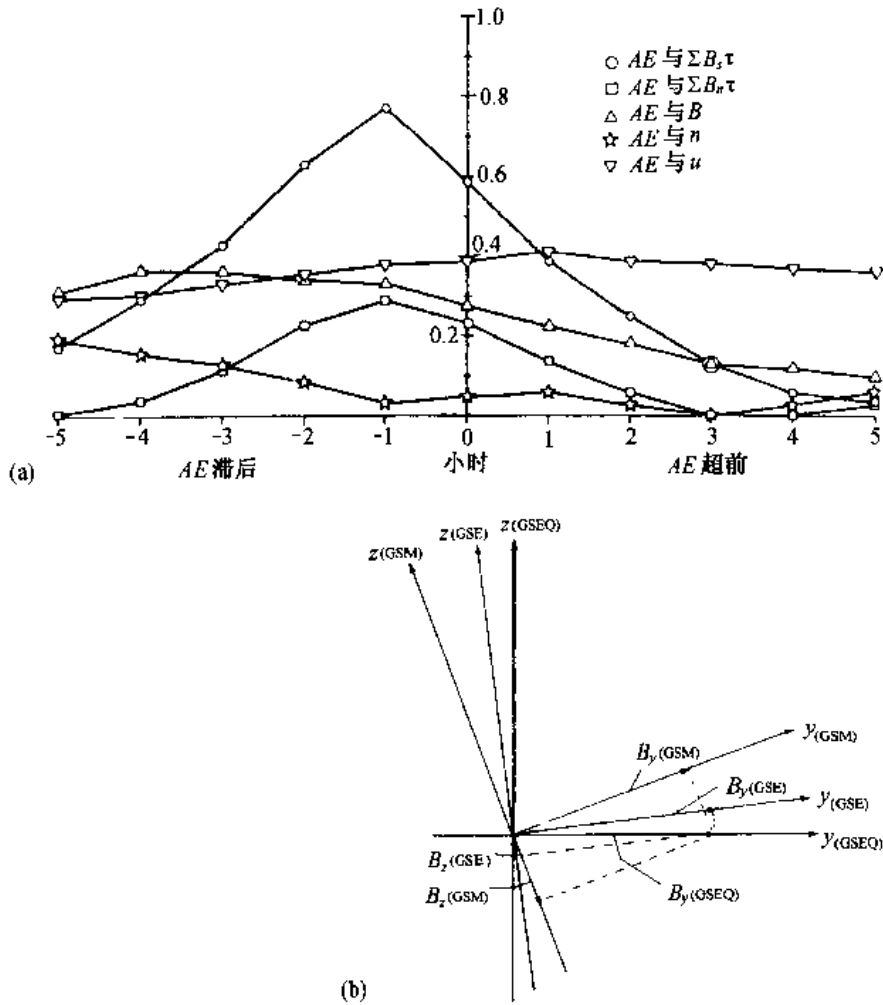


图 13.12

(a)线性相关函数表明 AE 指数的小时平均值与前--小时内  $B_z$  的积分关系最密切(引自 Arnold, 1971)。(b)GSM 坐标系与太阳赤道、黄道坐标系的关系, GSM 坐标系可以最明确表示 IMF  $B_z$  与地磁活动的关系,而在其他坐标系内相对较困难。图中坐标系的倾斜对应于 9 月 21 日 1040UT, 此时偶极轴向  $-y$  方向的倾斜最大

有线性关系。后来,Arnoldy(1971)通过分析极光电急流指数 AE 和多种太阳风参数的相关性得到了图 13.12a 的结果。如图中的文字说明,他考虑了五个不同的参数,包括  $u$ ,  $n$ ,  $B$  以及  $B_n$ ,  $B_s$  的一小时积分。这里,  $n$  是太阳风的密度,  $B_n$ ,  $B_s$  分别是  $z_{GSM}$  分量在大于 0 和小于 0 时的值。这其中有一个量具有特别意义,那就是在进行地磁活动观测前一小时内  $B_s$  的积分。Arnoldy 也肯定了此前由 Hirshberg 和 Colburn(1969)报道的结果,即在地心太阳磁层坐标系(GSM)中计算  $B_s$  时,相关系数最大。在 GSM 坐标系中,  $x$  轴指向太阳,地球的偶极轴在  $x-z$  平面内(图 13.12b)。在以后的工作中, Murayama 和 Hakamada(1975)提出利用函数  $AL = Cu^2 B(\cos\theta) U(\theta - \pi/2)$  可以得到最佳的相关性,这里  $\theta$  是 IMF 绕  $x$  轴顺时针旋转的角(以北为起点),  $U$  是单位阶梯函数,  $C$  是比例常数(见附录 13B 磁暴 AL 指数)。图 13.13 说明  $AL/u^2$  几乎与  $B_n$  无关,却似乎随  $B_s$  的增加而线性增加。

### 13.4.3 太阳风耦合参数

#### 13.4.3.1 经验研究

图 13.13 是在太阳风-磁层耦合研究中得到的典型结果。这类研究利用对太阳风和地磁活动的长期观测结果来导出经验关系。标准的方法是应用统计手段定义相关变量,确定与这些变量的函数关系,再将这些变量合并为耦合参数。如图 13.13 所示,分析过程中假定太阳风和地磁指数之间为线性关系,或者在选择适当的太阳风耦合函数后可以分段转换为线性关系。这种假设使我们可以把各种过程看成是以转换函数为特征电子“黑匣子”。后面将讨论,如果这种假定成立的话,将为我们提供一种预报地磁活动的直接方法。

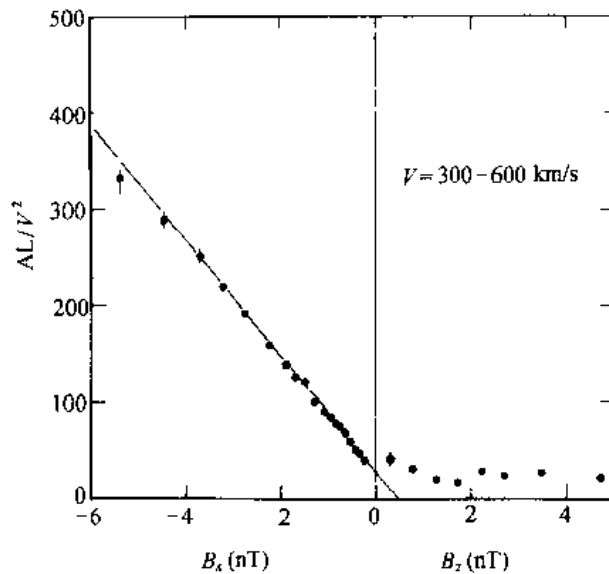


图 13.13 由 AL 指数确定的亚暴地磁活动与太阳风速  
度及 IMF 南北向分量的关系

图中给出了地磁活动半波整流响应,具体由 AL 指数除以太阳  
风速度的平方来表示。当  $B_z > 0$  时,横坐标为  $B_z$  分量的小时均  
值。当  $B_z < 0$  时,观测值经时间加权得到  $B_z$

(Murayama et al., 1980)

#### 13.4.3.2 量纲分析

地磁指数和太阳风特性之间的相关性意味着太阳风是驱动各种磁层过程的能源。Akasofu (1980)考虑到这点,提出耦合函数和活动指数都应该采用能量单位。Vasyliuna 等人(1982)通过研究这种约束条件,认为量纲相似原理可以帮助选择变量。根据这个原理,输入函数必须是下列各项的乘积:(1)与过程有关的能量通量,(2)入射面积,(3)在向磁层传输能量的过程中起重要作用的无量纲变量的任意函数。对于磁重联,确定的相关参数有太阳风动能通量,磁层顶截面积,行星际磁场的顺时针夹角;以及太阳风阿尔文马赫数  $M_A$ 。为简便起见,认为无量纲函数是马赫数和顺时针夹角的可分离函数,这样,输



入到磁层的能量  $P$  可表达为

$$P = ku(\rho u^2)l_c^2(M_A^{-2})^\alpha g(\theta)$$

这里  $u(\rho u^2)$  是太阳风动能密度的通量;  $l_c^2$  是面积, 等于到日下点磁层顶的投射距离的平方;  $(M_A^{-2})^\alpha$  是一般函数的幂级数展开式中的第一项, 该函数以马赫数的倒数为小变量;  $g(\theta)$  是重联的角门限函数;  $k$  是一个无量纲的比例常数, 对应于发生重联的那部分占入射到  $l_c^2$  上的总通量的份额。

由前面的假设可以预计太阳风能量耦合参数的函数形式。对耦合指数  $\alpha$  的任何选择都将产生一个用能量单位来描述的量。例如,  $\alpha = 0.5$  对应于下列形式的耦合参数

$$P = \rho u^3 l_c^2 M_A^{-1} g(\theta) = \text{constant} \cdot p_{\text{sw}}^{1/6} E_{\text{sw}} g(\theta)$$

这里,  $p_{\text{sw}}$  和  $E_{\text{sw}}$  分别为太阳风动压和电场。这个表达式接近于在许多统计研究中用到的量  $uB_s$ 。Kan 和 Akasofu(1982)做了由 Vasyliunas(1982)提议的分析过程, 得到  $\alpha = 1.0$ 。但 Bargatze 等则发现  $\alpha = 0.5$ 。两者的区别是因为 Kan 和 Akasofu 没有按照量纲相似原理的要求, 考虑磁层的尺度随动压的变化。这样看起来最佳的能量耦合参数更接近于与太阳风的电场成正比。

实际上, 似乎输入的耦合参数并不一定都要具有能量(或功率)的单位。现有的大部分磁层活动指数, 如  $AE$  并不具有这种单位。这些指数几乎都不是线性地正比于输入的能量。像 Maezawa 和 Murayama(1986)归纳的那样, 经验研究表明, 由一个正比于  $u^2 B$  的函数来预计  $AL$  指数结果最佳, 而这个函数并不具有功率量纲。

### 13.4.3.3 线性预测过滤

有关太阳风耦合的大部分经验研究已经发现了与给定活动指数近似线性相关的输入参数。如果线性关系确实存在, 同时系统不随时间改变, 那么线性预测过滤技术可以用来描述该系统。这一技术将太阳风-磁层系统当作一个黑匣子来处理。输入的太阳风和输出的磁活动指数随时间的变化可以用来确定转换函数。转换函数的傅里叶变换就是系统的脉冲响应。傅里叶变换的理论表明, 通过这种分析确定的脉冲响应可以与以后的输入一起预测系统的输出。由此就有了“线性预测过滤器”这个名词。正如 McPherron 等人(1988)所讨论的那样, 这一技术对  $D_{st}$  指数很有效, 但只能预测  $AL$  指数的一小部分变化。不能预测的变化大多与亚暴膨胀相的起始有关, 这说明亚暴的膨胀相不是由太阳风直接驱动的。

### 13.4.3.4 太阳风触发亚暴

在大部分地磁活动中, 人们无法确定是什么因数引起耗散的突然增加, 而与此同时出现的磁层重构即为亚暴的膨胀相。Akasofu(1979)把此归结为能量输入参数在某个临界阈值上的增加。他推测能量输入的增加引起了场向电流强度的增加直至某个阈值, 变得不稳定, 并造成场向电位的下降。这种电位加速电子, 使其进入电离层, 形成离散的极光弧, 使电导率增加。电导率的增加又使电流增大, 电位降加大, 电导率增加, 依次类推。

引起耗散突然起始的已知过程有两个, 一个是太阳风动压的急脉冲(Burch, 1972; Kokuban, McPherron and Russell, 1977); 另一个是 IMF 突然北向旋转, 这等价于太阳风电场的晨昏分量突然下降(Cann, McPherron and Russell, 1977; Rostoker, 1983;

McPherron et al., 1988)。图 13.14 是一个明显由突然北向旋转触发的耗散突然变化的例子。已经发现,对于两种形式的变化,IMF 在触发起始前一小时必须是南向的。这明确地提示我们,要产生亚暴的膨胀相,储存在磁层结构中的能量或者张力确实存在着某个阈值。对于北向旋转的情况,太阳风的输入参数即刻减小,太阳风驱动的场向电流也随之减小,这样我们可能以为耗散也将减小,然而经常观测到的却是出现爆发性的增加。对这种情况,必须存在某个能量库来为增强的耗散过程提供能量。我们以后将看到,这个库就是磁尾磁场。

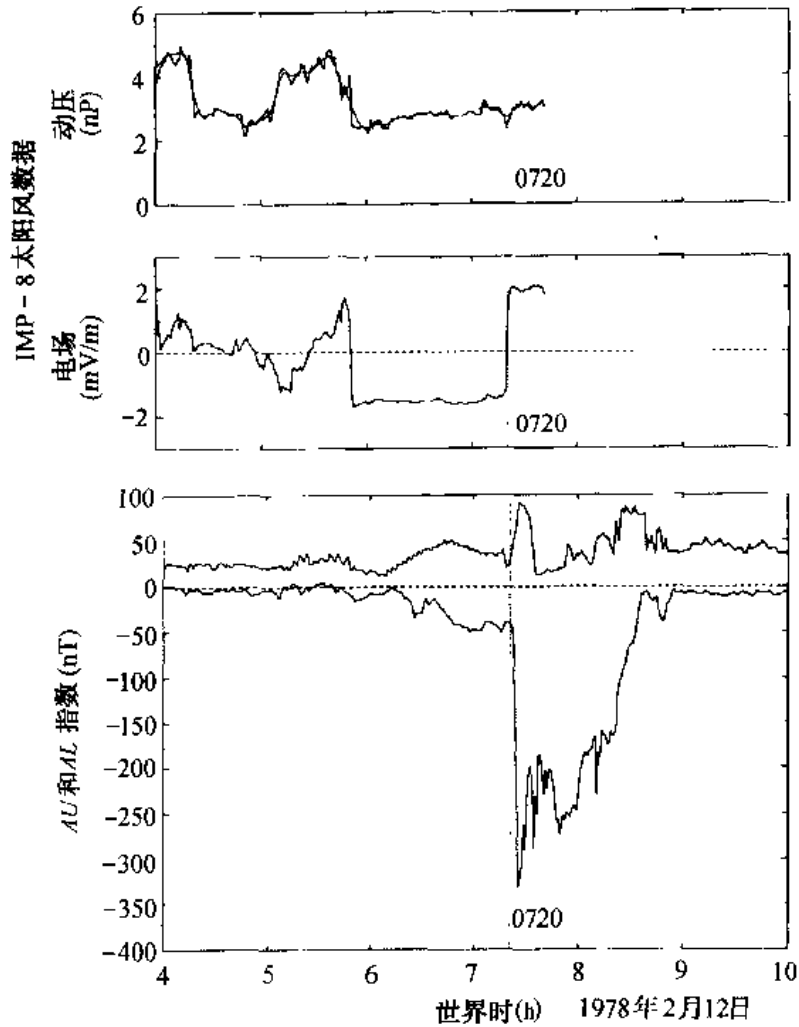


图 13.14 太阳风动压的突然变化,以及更常见的 IMF 的北向旋转引起储能的突然卸载,这一过程由与 AE 相关的指数表示。AL 指数的突然下降与 IMF 的北向旋转有关,其表现为电场  $E$  的加大。其他事件说明两种现象之一都能使 AE 出现同样的效果

### 13.5 磁层对地磁活动的控制

在前面的章节中,我们在考察地磁活动时,磁层似乎是一个将太阳风的输入被动地转

化为地磁活动指数的电路。事实上,磁层是一个高度活跃的系统,每当 IMF 南向旋转时,将经历一系列大体上可以预计的变化。这种系列变化称为磁层亚暴。当 IMF 在较长时间内保持南向时,极光电流连续受到扰动,环电流随时间增大。环电流引起地面磁场的较大减弱,这就是磁暴的一个特征。这一节中,我们将更详细地描述与亚暴和磁暴有关的现象,然后给出一个说明其起因的物理模型。

## 13.5.1 极光和极区磁亚暴

### 13.5.1.1 极光椭圆区

由极光椭圆区可以最清楚地看到叫做亚暴的扰动。在两个卵状的、大致以南北磁极为中心的光带中,可以观测到明亮而活跃的极光,以及强烈的磁扰。图 14.1d 是 DE-1 极光成像仪从空中获得的极光椭圆区图形。如果将极光的光带画在一个不变磁纬-磁地方时的坐标系中 (Willis et al., 1982), 它将变成一个半径约  $20^\circ$  的圆, 由偶极轴的瞬时位置向磁尾移动  $4^\circ$  为该圆的圆心 (Holzworth and Meng, 1975)。然而, 在地理坐标系中, 却是卵形的, 其名字也由此而来。极光椭圆区极地一侧的区域称为极盖, 该区域的磁力线与磁尾尾瓣相联, 对太阳风是开放的。

### 13.5.1.2 分立、弥散极光

在极光椭圆区的背阳侧可以观测到两种不同形态的极光。靠近赤道侧是以缺乏特定结构而著称的弥散极光。往北的黄昏区, 主要是分立极光。分立极光是由长长的东西向光带构成的, 这种光带南北方向的宽度很窄, 一般来说, 小于现有成像仪的  $50\sim 100\text{km}$  的分辨率, 因而在高纬度卫星的观测图像中分辨不出来。第十四章中将进一步讨论极光活动的电离层特征。

### 13.5.1.3 极光亚暴

过去很多年中, 人们一直认为观测到的极光类型只取决于观测者所处的纬度和当地时间, 极光的变化主要是由地球的自旋造成的。国际地球物理年时 (1957), 围绕着极光椭圆区布置了许多全天空照相机来记录实际发生的情况。通过分析照片, 人们确认给定地点极光的类型取决于世界时 (UT), 当地时间 (LT) 和纬度。描述这一发现的唯象模式称为极光亚暴模式 (Akasofu, 1964)。图 13.15 示意说明了这一模式的主要特点。

在极光亚暴模式中, 过程从由多个向赤道漂移的极光弧构成的静态开始 (图 A)。最初的扰动表现为子夜前离赤道最近的极光弧的一部分突然亮起来 (图 B), 这个事件称为极光亚暴的起始。亮光迅速向西、向极区扩展 (图 C)。短时间内, 在靠近极光最早亮起来的地方, 在跨越子夜的广大区域形成了明亮的极光扰动隆起。在隆起内, 极光非常活跃, 极光弧出现、消失, 极光亮斑形成、脉动, 大部分极光弧出现了幕状的皱褶, 并沿着极光弧快速运动, 弧的下边界可能变得色彩缤纷。扰动区成长的时段称为亚暴的膨胀相。最后, 极光隆起的西向边缘出现了一个明显的结, 在这里极光隆起与向西、向更远处扩展的明亮的极光弧相连。通常, 这个结看起来是向西运动的, 而且随时间变得越来越明显, 因而被称为西行浪涌 (图 C 和图 D)。在隆起的东边缘, 火炬形的极光出现了, 并从弥散极光处

向极区扩展,并向东漂移(图 D)。根据其极侧边界的形状,这种形态被称为  $\Omega$  光带。在东区的赤道侧边界,出现了暗淡的极光亮斑,脉动着向东漂移(图 E)。大约 30~50 分钟后,极光活动停止向极地扩展,亚暴的膨胀相也就结束了(图 E)。

随着膨胀相的结束,极光椭圆区低纬度部分的极光活动暗淡下来,宁静极光弧再次出现。西边,西行浪涌退化,取而代之的是向西的漂移环(图 E)。在晨区,脉动的极光将持续一段时间。亚暴的这个相称为恢复相,大约持续 90 分钟。

近年来由卫星成像仪得到的观测结果对上图作了一定程度的修改。其中,最有意义的是观测发现典型的亚暴膨胀相是由极光的多次增强组成的,而不仅仅是一次连续的膨

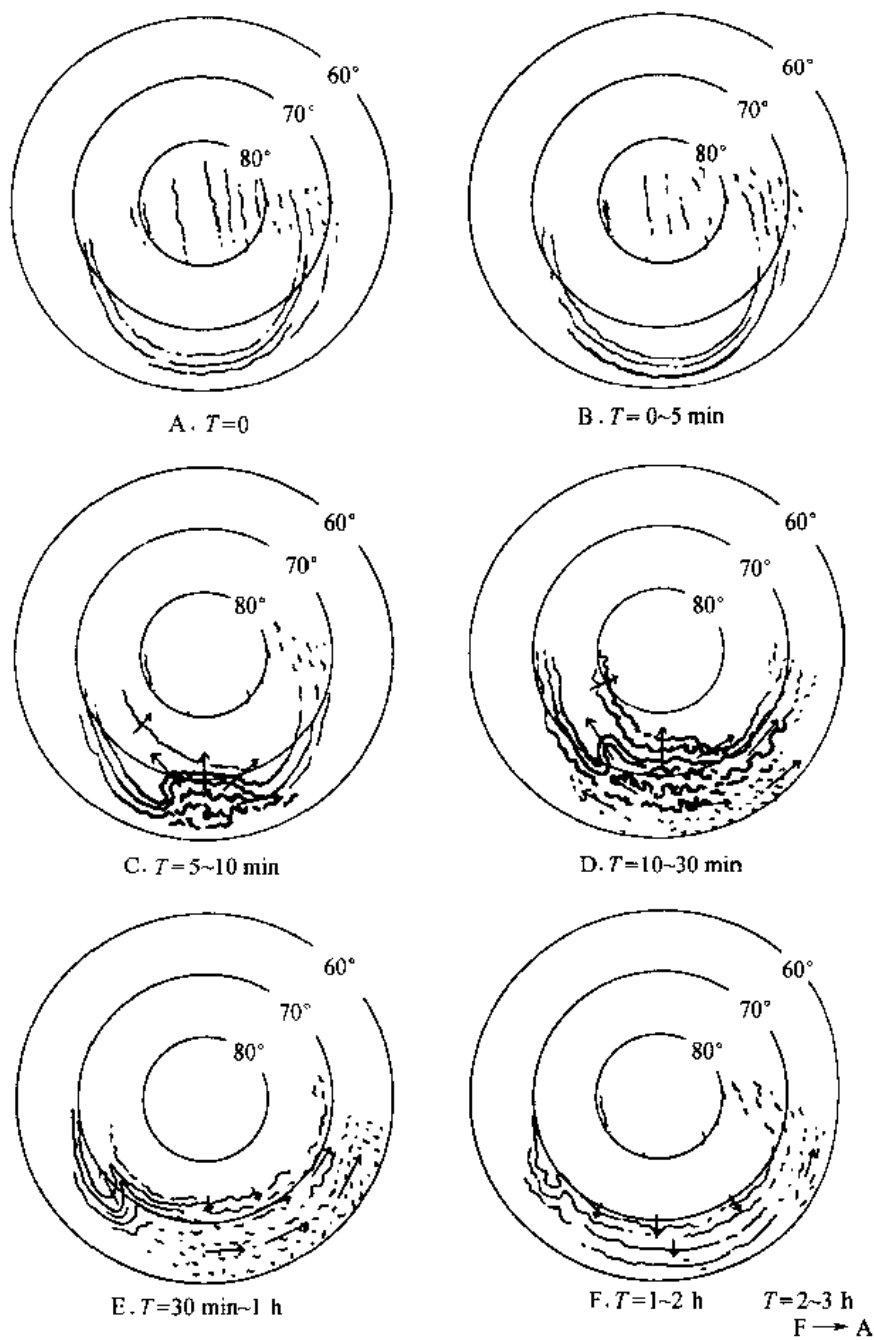


图 13.15 在国际地球物理年(1957)由全天空照相机确定的极光亚暴发展的六个阶段(示意图)

胀 (Rostoker et al., 1987b)。每次增强都产生了新的西行浪涌。然而, 卫星观测表明, 通常浪涌并不离开形成处运动太远, 运动也不连续, 而且是逐步行进的 (Kidd and Rostoker, 1991)。看起来由于有限的全天空照相机网造成的空间和时间的混淆, 原来的概念并不正确。更正确的图像是接二连三的浪涌逐步向西、向极地更远的地方发展, 形成连续膨胀的表象。此外, 现在看来, 当低纬度地区的恢复相开始很长时间后, 在极光隆起的极侧仍连续出现极光增强 (Hones et al., 1987)。

#### 13.5.1.4 对流电急流

地磁活动与极光-亚暴模式描述的极光扰动有关。最早全面研究这种扰动的人是 Birkeland (1913), 他把此称为基本极区磁暴。地磁记录图记录下来的这种扰动称为地磁湾扰, 因为在相对振幅-时间图中其波形与海湾相似。通常位于下午至子夜前时区的观测台记录到的是  $H$  分量的正湾扰, 而位于子夜至清晨时区的观测台记录到的是负湾扰。典型、孤立的湾扰持续大约 3 个小时。

早期由于观测网的局限, 对湾扰只能做统计性的研究。人们依靠单个观测台计算当地时间 1 小时内的平均扰动, 然后利用分布在不同纬度的观测台站, 建立了极区和极光区平均扰动的完整模型。图 13.16 是早期报道的这种平均研究的结果, 等值线显示了能够产生这种平均地磁活动形式的电离层电流, 该等效电流系统称为太阳日变化 (SD), 近似对称于日地连线, 两个环形的中心在晨昏线附近。电流以电流片的形式经过极盖朝向阳方向流动。但在极光椭圆区内, 高电导率使其聚集成东向电急流 (昏) 和西向电急流 (晨)。应用右手法则很容易确定这两个电急流在地面产生的磁扰。

国际地球物理年 (1957) 后, 高纬度地区有了足够多的观测台站来确定地磁活动的瞬时形式。人们发现, 至少在极光亚暴的早期可以瞬时观测到平均结果中明显存在的双环形式 (Iijima and Nagata, 1972; Kokubun, 1972)。瞬时形式称为 DP-2 (极区 2 型扰动), 其对称轴与图 13.16 中的形式不同, 是一条从上午至深夜的斜线, 而不是日地连线。图

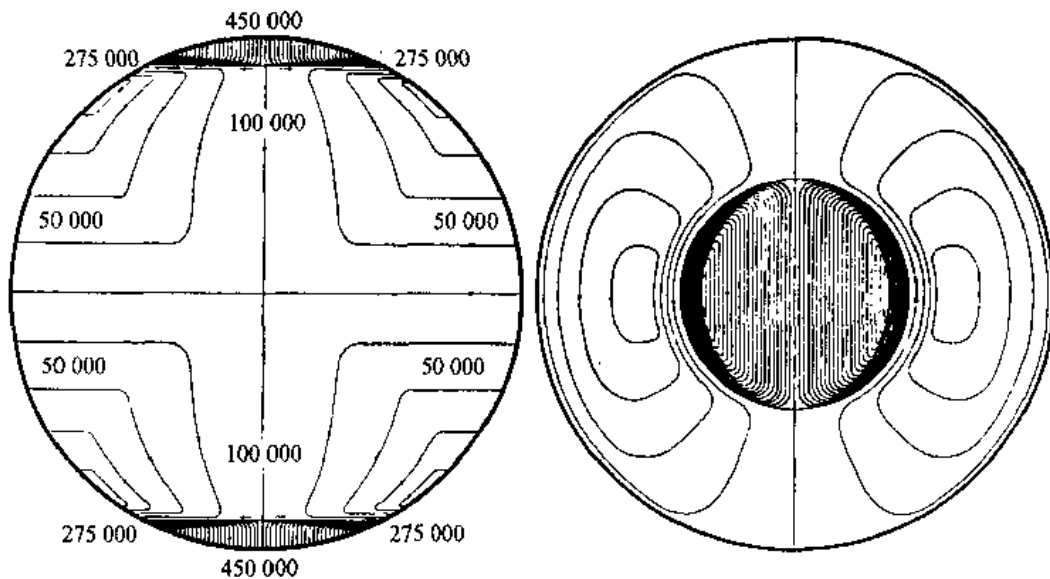


图 13.16 早期对电离层电流系统的认识, 该电流造成极光地区地磁图上的正负湾扰

13.17 的左图给出了 DP-2 电流形式的例子, 该结果是由 50 多个观测台确定的 (Clauer and Kamide, 1985)。

产生地面扰动的电流为霍尔电流, 流动方向垂直于电离层电场方向, 是由电离层带电粒子在正交的电场和磁场中漂移时产生的。如果没有碰撞, 正负带电粒子将以同样的速度漂移, 也就不能形成电流了。但在碰撞频率较低的电离层内, 离子比电子漂移得慢, 这就产生了与它们相对漂移方向相反的电流。DP-2 电流系统的存在意味着电离层等离子体在一个称为电离层对流的环流系统内流动, 流动的方向大致是由中午到子夜, 越过两极经极光椭圆区回到向阳面。这样, 建立并维持这种流动的两个电急流一般称为对流电急流。这种对流形式的确立使我们对太阳风引起地磁活动的机制有了初步的了解。

### 13.5.1.5 亚暴电急流和电流楔

在极光亚暴的膨胀相期间, 极光区的地磁活动最强烈。事实上, 一旦建立了极光亚暴 (电离层内可见的光激发) 的概念, 随之而来的极地磁亚暴 (电流流动和对流) 就显而易见了。这种现象的主要特点是跨越子夜时区的西向电急流突然增强。根据 Akasofu, Chapman 和 Meng (1965), 膨胀相一开始, 就有西向电流沿刚发亮的极光弧流动。随着极光隆起向极地膨胀和浪涌向西运动, 这种电流所在的区域也发生扩展, 其边界由隆起的极侧边和西行浪涌确定。当浪涌向黄昏移动时, 电流的西端与东向电急流的极侧边相交。由于这种新电流比东向电流强, 相应的磁扰由原来的正变为负。当这种电流最终消失后, 东向电流再次占主导地位, 在  $H$  分量的地磁记录图上出现锯齿状的正湾扰的波形。在子夜附近, 当电流的中心越过某观测台站时, 西向电流的极向膨胀使  $z$  分量反号。最后, 电流开始减弱, 先是在极光椭圆区的赤道侧边缘, 然后发展到高纬度地区。西向电流赤道侧边界明显的极向运动就是磁扰的恢复相。

早期有关膨胀相电流的等效电流形式的争论很多。“等效电流”这个术语是用来描述一种局限于电离层内的电流系统, 地面磁强计网络可以观测到它在地面产生的磁场特征,

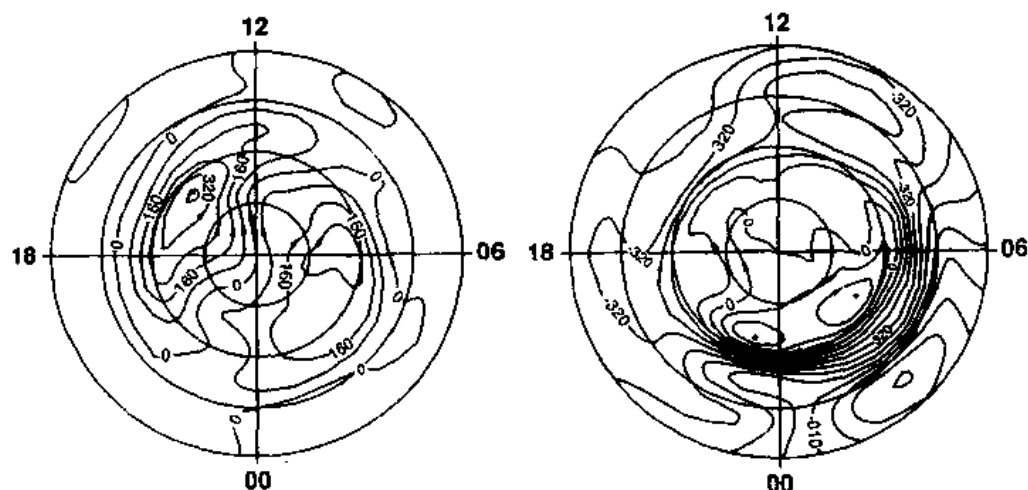


图 13.17 磁扰期间电离层电流形式的最近研究结果

封闭的等值线表示能在地面产生磁扰观测结果的等效电离层电流的流线。左: 出现在亚暴增长相的双环形 DP-2 电流系统。右: 在亚暴膨胀相占主导地位的单环形电流系统 (引自 Clauer and Kamide, 1985)

但地面观测无法确定电流是否局限于电离层内。如果电离层的电导率是均一的,那么,包括场向电流在内的电流系统在地面的特征都是相同的。Akasofu (1965) 等人认为,该电流的主要形式是中心位于子夜的单环,强电流穿过极光隆起,弱回流通过较高、较低纬度。这意味着双环系统实际上是人为地将单环系统随时间的变化作了平均而得到的。然而,这种观点是错误的。两种不同的电流系统是亚暴两个不同相的特征。现在我们把膨胀相电流叫做 DP-1 电流(极区扰动 1 型)或亚暴电急流。图 13.17 的右图说明了这种电流的形式,而亚暴的早期却是以 DP-2 电流为特征的。注意位于黎明和 2200LT 之间区域的强电流(密集的等值线)对应于西向电急流。

由于假定电流系统只限于在电离层内,早期解释电急流观测结果时遇到了困难。Birkeland (1913) 认为同时存在场向电流,但 Chapman 和其他人却认为电流只限于电离层内。另外几个人,包括 Bostrom (1964), Atkinson (1967) 以及后来的 Akasofu 和 Meng (1969) 提出 DP-1 是三维系统的一部分。最后地面和同步卫星的数据结合起来证明这个观点是正确的,证据是中纬度台站观测到的磁扰的东向分量和同步卫星 ATS1 的观测结果符号相同。这只有当引起磁扰的电流位于卫星上方时才有可能。McPherron, Russell 和 Aubry (1973) 给出了实际电流的图形,如图 13.18 所示。产生地面观测特征的三维电流系统实际上位于磁力线的楔形区域。穿过子夜赤道面的东向电流沿磁力线转向,进入南北极光椭圆区。电流向西穿过子夜,然后回到空间。西行浪涌是向外流动的电流离开

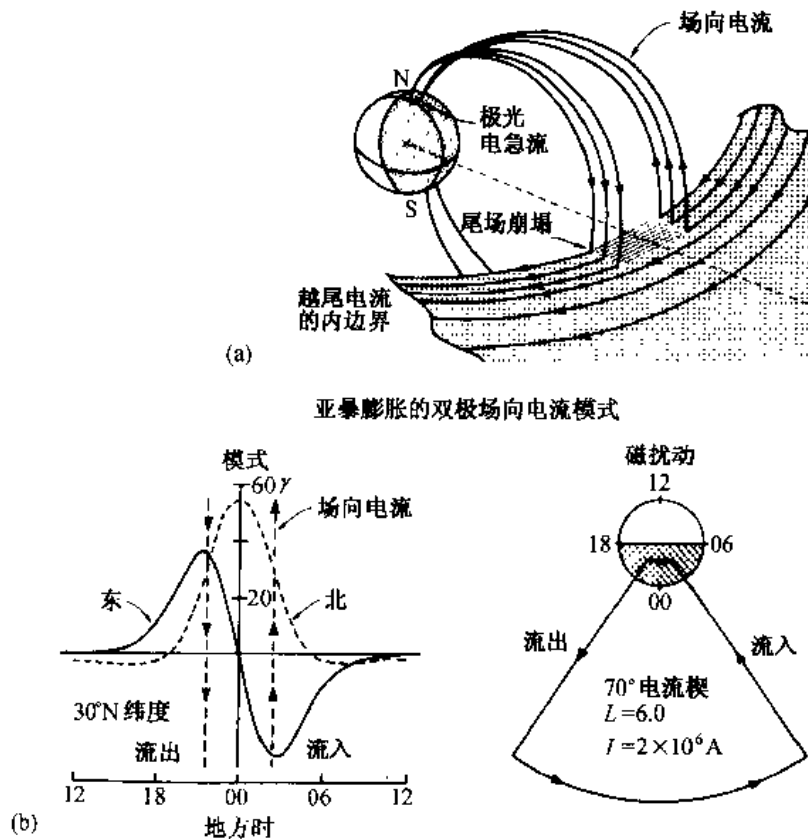


图 13.18 在极地磁亚暴膨胀相期间产生 DP-1 电流系统的三维电流系统示意图  
(a)越尾电流通过子夜电离层时转向,(b)该电流系统沿着中纬度观测链产生的磁扰。等效电流的投影形成楔形,说明名词“亚暴电流楔”的由来(引自 Clauer and McPherron, 1974)

电离层的地点。这个电流系统称为亚暴电流楔。

## 13.5.2 磁层亚暴

### 13.5.2.1 亚暴的相

亚暴期间存在两种不同的电流形式,但在 Akasofu (1968)提出的极光和极地磁亚暴模式中却无相应的内容。为此,McPherron (1970)在考虑了电离层在膨胀相开始前的许多现象后,对这个模式进行了修正。首先考虑的现象是与后来膨胀相中类似的正、负弱扰动特征。此外,伴随着 ULF 波的爆发(称为 Pi-2 爆发),出现极光和电急流的短时微弱加强的可能性也似乎在增大。膨胀前出现的另外一个特征是极盖区的尺寸在逐渐加大。McPherron 用亚暴的增长相来解释这些现象。增长相是膨胀开始前的一段时间,在此期间,从太阳风中汲取的能量被储存在磁层中。膨胀相对应于储能的释放或卸载,而在恢复相,磁层将回到基态。

图 13.19 用图 13.17 所示的亚暴期间的 AU 和 AL 指数说明了亚暴的三个相。如附录 13B 所述,将全球位于电急流下方的极光区磁强计链所测得的 H 分量的曲线迭加,其包络线就是 AU、AL 指数。一个独立的亚暴的起始可用这两个指数离开或回到基态来定义,而指数的基态是由其静日变化来定义的。这样,增长相就是 AU、AL 指数缓慢增长的初始时段,该变化是由 DP-2 系统造成的。偶尔,在增长相中,一个伪崩离将暂时干扰发展过程,看上去好像亚暴的膨胀相将开始,DP-1 系统将开始起作用。最终这样的情况确实发生了,一个完整的膨胀相也就随之到来了。膨胀相期间,对应于新的亚暴电流楔的形成,AL 指数通常出现几次明显的增强。电流楔的西端是浪涌,向西通过电离层以向西向电流束的形式形成回路。起始和增强通常反映为 AL 曲线斜率的改变。最后,AL 指数到达最小值,并开始恢复。AL 增加(数值减小)的区间一般称为恢复相,但在高纬度仍可能连续出现某些增强或浪涌。DP-1 电流系统消失后,DP-2 电流系统又重现,但后来也消失了。包含这三个相的一系列事件就是亚暴。尽管许多人误认为亚暴电急流的起落过程就是亚暴,但实际上,这只是亚暴的膨胀相和恢复相的早期。

### 13.5.2.2 磁层效应

在一个典型的孤立亚暴期间,相应于极光电流系统,磁层的磁场、等离子体经历了一系列明显的变化。这里,我们只讨论关键的特性,下节再作详细描述。IMF 南向旋转,向阳面磁层顶发生剥蚀,相应的磁通量被输运至尾瓣。等离子体片变薄,磁尾电流向东移动。近地等离子体片中形成相联的一对 X 和 O 形中性线。X 线上的磁重联使等离子体片中的等离子体出现了等离子体泡,泡与磁尾中心脱开,尾瓣中多余的通量在泡的东侧重联,对流回到向阳侧。在 X 线处获得能量的粒子被注入内磁层并沿辐射带漂移。最后 X 线的近地部分向磁尾运动,建立了远地 X 线。这些事件就组成了在磁层中亚暴的三个相,我们把整个过程称为磁层亚暴。



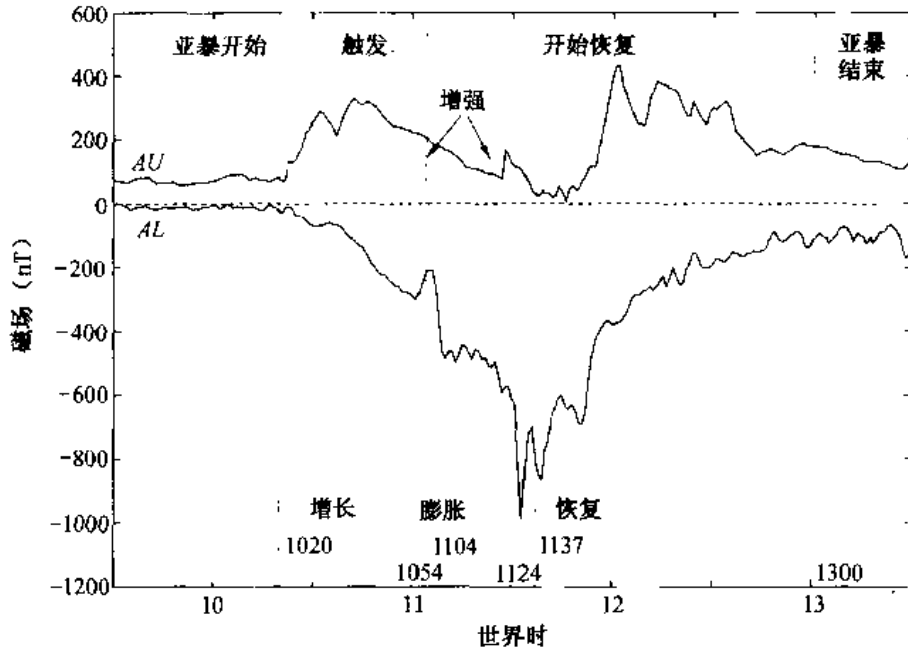


图 13.19 一个经过透彻研究的亚暴中的  $AU$ 、 $AL$  指数。考察  $AL$  指数的三个相可以确定亚暴的三个相(增长、膨胀、恢复)(见图下方标记)。上方的标记说明各相的起始。通常亚暴膨胀相开始(1054UT)的特征是  $AL$  下降率的突然加大。随后的增大称为增强。注意亚暴中期锯齿状的正湾扰( $AU$  下降)。垂直线对应于尾部磁场分量  $B_z$  突然增加的时刻

## 13.5.3 磁 暴

### 13.5.3.1 磁暴的相

孤立的磁暴是由南向 IMF 的短暂脉动(30~60 分钟)引起的。如果 IMF 南向的时间加长,活动将变得更为复杂。一系列相互交错的极光区活化将粒子注入内磁层。注入的粒子在围绕地球的环内漂移,质子向西漂移,电子向东漂移,形成的西向电流称为环电流。活化中产生的一些粒子漂移经增强的磁层电场时被加速,电场越强,粒子能量越高,环电流离地球越近。此外,由于粒子加速后离开电离层进入赤道面,像第十章中讨论的那样,重离子如氧在环电流中变得重要起来。环电流使地球表面大部分地区的  $H$  分量出现大的下降,这种效应就叫磁暴。只要粒子注入继续下去,环电流就会增强并接近某个渐近值,使注入速率等于损失速率。环电流增强的那段时间称为磁暴的主相。然而,一旦 IMF 减弱,或向北旋转,环电流停止增强,地面扰动将开始减弱。地面扰动减弱的主要原因是环电流中粒子的损失,这种损失过程分为几步。首先,向阳面的重联速度减小,对流边界移至径向距离较远处。在新边界内,电离层开始重新注入通量管。当电离层冷等离子体遇到环电流等离子体时,离子回旋波开始发展,这种波将环电流质子分散到损失锥中。其他环电流离子与冷中性氢原子交换电荷,环电流质子成为高能中性原子,并消失在大气层或外层空间中。替代它们的低能质子产生的电流很小,因此环电流的强度随时间

下降。这就是磁暴的恢复相。许多磁暴的恢复至少分两个步骤,第一步来自氧离子的快速损失,第二步来自质子的缓慢损失。

在一些磁暴之前,地面磁强计的记录中有一段  $H$  分量增强的初始相。这一效应与环电流无关,而是由磁层顶电流增强造成的。许多磁暴是随着耀斑或日冕物质抛射发生的,对应于这两种情况,来自太阳大气层的高速物质团扫过低速的太阳风,使其前面的磁场压缩、变形。然后气体团与地磁场相遇,使地磁场压缩,磁层顶电流增大,在地面产生  $H$  分量的正扰动。这种地磁场的突然压缩称为急脉动。在许多磁暴中,这一相将持续  $4\sim 16$  小时,与 IMF 北向的时间一样长。最终 IMF 将向南旋转,一系列的亚暴将产生一次磁暴。尽管太阳风动压在一定时间内保持较高,但由增大的磁层顶电流 ( $+\Delta H$ ) 和环电流扰动 ( $-\Delta H$ ) 迭加起来产生的  $H$  分量却是负的。

## 13.6 亚暴的唯象模型

### 13.6.1 磁层的基态

亚暴期间整个电离层发生的大尺度、系统的变化提示我们,通过磁力线与极光、电急流相连接的空间也同时有事件发生。人们提出了一个唯象的模式来描述组成磁层亚暴的有关磁层现象 (Coroniti, McPherron and Parks, 1968; Akasofu, 1968; Rostoker et al., 1980, 1987a)。McPherron et al. (1973), Akasofu (1977), McPherron (1979, 1991), Hones (1979) 和 Baker et al. (1984) 给出了此模式的详细描述。这一节我们将通过一些示意图来简要地描述这个模式,这些图代表许多实验研究的结果。我们从描述在相对宁静条件下观测到的磁层基态开始。

图 10.4 代表磁层处于两次亚暴之间的基态时的结构。图中给出了三种磁力线。行星际磁场磁力线两端与太阳相联,通常被磁层顶电流排斥在磁层外。类似于偶极磁场的磁力线两端与地球相联,磁力线穿过地球赤道面,由于磁尾和磁层顶电流可能高度扭曲。最后还有开磁力线,一端连着地球,另一端连着太阳。开磁力线的根部在极光椭圆区的极侧,并构成了极盖区。

地磁场的拓扑图定义了磁层的许多重要区域。极尖区是极侧向阳面紧靠开磁力线和闭磁力线边界,由开磁力线组成的区域(见图 9.19)。靠近磁层顶,这些磁力线与一个弱磁场区域相联,在此区域内,由于太阳风的压力,磁层顶形成了一个缺口。这些开磁力线为太阳风等离子体进入电离层提供了一条路径。在背阳面,开、闭磁力线之间的边界与远 X 线相连。X 线是开、闭磁力线间的分界,X 线的上下为开磁力线,与极盖和太阳风相连。赤道面内向东,磁力线是闭合的,与地球相连。在磁尾一侧,磁力线不再与地球相连,不管其形状如何,属于太阳风磁力线。磁尾的闭磁力线限定了等离子体片的位置,等离子体片是一个充满了带电粒子的弱磁场区。带电粒子在磁尾磁场中的漂移形成了磁尾电流,这些电流反过来又产生了粒子在其中漂移的磁场。来自极尖区的开磁力线通过尾瓣,这些区域中粒子很少,因为粒子很容易在极尖区或太阳风中损失掉。在背阳面近地处等离子体片的内边界,偶极磁场磁力线很快转变为磁尾磁力线。这个边界之所以存在是因为大部分能量段的带电粒子不可能随意漂移到靠近地球的地方。该边界近地侧的区域是这些

粒子的“禁区”。对正负冷粒子,其东侧边界是磁层电势分布的分界(见第十章)。这个分界对称于晨昏子午面,在黄昏附近向外隆起。在稳定状态,这一分界对应于等离子体层顶,它将源于电离层的高密度冷等离子体和由磁尾向地球漂移的低密度等离子体分开。对高能粒子来说,边界更为复杂。粗略地讲,磁尾各种能量和带电状态的粒子都能到达的区域在赤道面呈马蹄形,开口端沿当地正午方向几乎合上。第十章中讨论的等离子体层就位于这个边界内。

等离子体片的内边界和对流分界线的位置取决于太阳风施加于磁层的电场。电场越强,边界离地球越近。磁层处于基态时,典型的边界位置是在子夜附近  $10R_E$  处。对流电场的波动使粒子有可能从磁尾进入禁区,这也正是高能粒子进入禁区的主要过程。穿过分界线的高能粒子组成了外辐射带,它们的漂移产生了环电流。

在电离层内,极光椭圆区的背阳部分含有从等离子体片中损失的粒子。这些粒子与电离层相撞并引起发光。极光椭圆区的向阳部分含有沿极尖区开磁力线损失的粒子,以及沿低纬度边界层的闭磁力线损失的粒子,这点后面将进行讨论。这个区域也是马蹄形的,但开口向磁尾。这样,极光椭圆区主要由两个部分的粒子组成:一部分是沿根部在向阳面的磁力线损失的粒子,另一部分是沿根部在背阳面的磁力线损失的粒子。

图 9.19 描绘了磁层的另外两个重要区域。一个是极地幔,极地幔之所以存在是因为极尖区的开磁力线以及闭磁力线上都存在太阳风电场,该电场使粒子横穿磁力线漂移,当它们进入或离开极尖区时,初始为极向。高速粒子在离开极尖区沿开磁力线向磁尾边界运动之前,穿越磁力线漂移得并不太远。低能粒子沿极向漂移得较远,从极尖区出来到达尾瓣深处的磁力线上。幔内的粒子一方面流向尾部,另一方面还穿越尾瓣继续向磁尾中心漂移。最后,这些粒子到达了磁尾的中心面。一般认为,远 X 线的位置就是具有极尖区特征能量的粒子到达中心面的地方,大概在下游  $100R_E \sim 200R_E$  处。

图 10.4 也描绘了等离子体片边界层,这个区域在靠近等离子体片上下边界的磁力线上。等离子体片边界层内包含着结构清晰的沿闭磁力线流动的粒子束。这些粒子投掷角各向同性化就产生了位于磁尾中心的等离子体片。

这里需要提醒一句,在与北向 IMF 相联系的宁静条件下,是否存在极地幔或等离子体片边界层,现在尚不清楚,因为它们与极尖区的开磁力线和等离子体片中的电场有关。如后面将讨论的那样,这两者主要是由日下点以及远 X 线处的磁重联产生的。如图中所描绘的那样,幔可能只在亚暴期间 IMF 南向时才存在。同样,等离子体片边界层只有当远 X 线处发生磁重联,等离子体片内存在强电场时才能明确定义,我们认为这主要对应于亚暴的恢复相。

观察磁层在赤道面上的投影同样也很重要。图 13.20 给出了这个投影。等离子体片的内边界从背阳面绕过地球。靠近地球的边界是共旋和对流等离子体的分界(等离子体层顶)。这个图与早先的描述不完全相同,原因如下:等离子体片内的大部分粒子能量有限,因而会产生梯度漂移和曲率漂移,漂移使电子禁区的边界随能量的增加而逐渐远离等离子体层顶的外侧。粗略地讲,能量的增强使质子禁区的边界进一步靠近地球。这样,等离子体片电子的内边界和等离子体层顶之间就有了一段间隙,另一方面等离子体片的离子能够到达并穿越等离子体层顶。图 10.25 和 10.26 说明了这种特性。

ISEE-3 卫星的数据表明,远磁尾的 X 线为抛物线,开口背离地球,在磁尾的中心处距

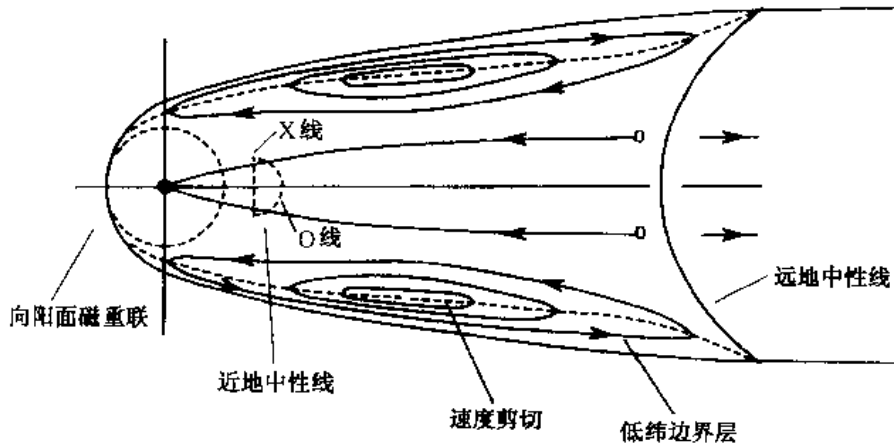


图 13.20 宁静磁层在赤道面上的投影  
虚线为等离子体片的内边,远 X 线在磁尾中心,应离地球更远,并在中心点  
距离约 2 倍处到达两翼

地球大约  $100R_E$ ,但在两翼可能有  $200R_E$ 。

磁层的两翼是我们定义的最后一个磁层重要区域,即低纬度边界层。一般认为,这个区域位于闭磁力线上,在该区域内,等离子体向尾部运动,其速度随着离开磁层顶的距离增加而下降。人们认为这两个边界层是由某种粘性作用或者是通过与北向 IMF 的重联而产生的。粘性作用可能是由诸如粒子散射、波的穿透、边界上压力引起的撞击,或者是将动量由流动的磁鞘等离子体传递到外磁层的表面波产生的。边界层的内边是一条驻止线,对流的方向在这里发生逆转。在晨、昏对流反转区之间,等离子体和磁场通常是流向太阳的。赤道面内的流线围绕对流反转区域形成封闭的环。这些流线可以投影到前面提到的电离层的双环对流形式和 DP-2 对流系统上。图中,我们把边界层的端点和远 X 线的端点画在了一起,但实际上并不能确定这样做是否正确。如果 X 线处发生重联,在 X 线处闭合的磁力线将从等离子体片的中心流向太阳,并把来自两个边界层的回流分开。

### 13.6.2 驱动模式

在前一节描述的磁层基态,开磁力线把极盖区与太阳风连接起来。这种结构只有当磁重联把太阳风磁场和地球磁场相互连接起来后才能存在。一旦连接起来,行星际电场就直接对地球的电离层产生作用,驱动电流。任何存在电场散度的地方,或者电离层电导率不连续的地方,都会有场向电流。电离层场向电流和磁层电流的变化将引起地磁活动。Perreault 和 Akasofu(1978)引入了亚暴驱动模式,解释了受这些电流及太阳风影响的地磁指数之间的密切关系。为了将  $u, B$ , 磁场方向与日地连线的夹角  $\theta$  的依赖关系定量化,Perreault 和 Akasofu(1978)引入了能量耦合参数  $\epsilon$  (一种功率),定义为  $\epsilon = l_0^2 u B \sin^4(\theta/2)$ , 这里  $l_0^2 = (6R_E)^2$  是磁层顶上磁能(Poynting 通量)进入磁层时的面积。在驱动模式中,IMF 的向南旋转( $\theta$  加大)加大了太阳风电场与电离层的耦合,从而各种电流强度也变大。为了解释膨胀相中极光特性的突然增强, Akasofu(1979, 1980, 1981)提出,靠近子夜

的外向场向电流(位于 Harang 不连续区)的密度超过某个阈值时产生了场向电势降。这个电势使电子向下加速,增强了电流,同时加大了电离层电导率,这正满足太阳风耦合增强的要求。对固定的太阳风电场,加大的电导率需要更大的电流,场向电流及其电势降进一步增加。这种不稳定性及随后的饱和对应于亚暴的膨胀相。

尽管从未讨论过磁重联的细节,驱动模式实际上是一个磁重联模式。这里没有提到在向阳面和背阳面存在两条或更多的 X 线,没有说明向阳面和背阳面磁重联起始之间的延迟,也没有说明这种延迟引起的磁层结构的变化。

### 13.6.3 边界层动力学模式

亚暴的另一个重联模式是由 Rostoker 和 Eastman(1987)提出的边界层动力学模式(BLD)。提出这个模式是要解释为什么亚暴膨胀相期间的磁尾高速流常常是流向地球的(Eastman, Frank and Huang, 1985)。模式的作者认为这意味着亚暴膨胀相起源于远处。这个模式运用磁场映射,将处于黄昏的高纬度电离层对流逆转区和午夜附近的 Harang 不连续区映射成磁层内结构特征相同的区域。因为黄昏处的对流逆转区明确地被映射到等离子体片黄昏侧的低纬度边界层的内边,作者为了满足映射的连续性不得不将位于午夜的 Harang 不连续区映射到远 X 线附近,这样他们认为膨胀相是远 X 线磁重联突然开始造成的。由重联激发的等离子体将急速流向地球,低纬度边界层内边的速度剪切将加大。这种剪切开始不稳定,随着 Kelvin-Helmholtz 不稳定性的增强,部分界面(尤其是在黄昏侧)翘曲出现涡漩。场向电流从等离子体片的晨侧速度剪切流出,然后进入昏侧的涡漩中心。这个过程所产生的三维电流系统就是亚暴电流楔。电流在电流楔内引起磁场垂直分量的增加(偶极化),而在楔外,则下降(更接近磁尾磁场)。在驱动模式中,作者提出向外流动的场向电流需要一个场向电势降来向下加速电子,产生西行浪涌,同时也向外加速电离层重离子。作者认为,偶尔可以观测到的等离子体片中的尾向等离子体流(等离子体片的南向磁场穿越其间)是由紧靠外向场向电流的西侧(昏侧)的离子造成的。

BLD 模式是建立在磁场映射的基础上的(如 Fairfield and Mead, 1975),但这种映射并不正确的。子夜附近的 Harang 不连续区应映射到靠近同步轨道的地方,而不是远 X 线处。再者,观测表明,等离子体片中伴随着南向磁场流向尾部的等离子体流主要发生在午夜,在典型的亚暴电流楔的中心,而不是在当地早些时间发生在西行浪涌的西面。

### 13.6.4 热灾害模式

另外一个 Smith, Goertz 和 Grossman(1986)以及 Goertz 和 Smith(1989)提出的热灾害模式,该模式认为重联驱动对流,但并不起根本性的作用。在这个模式中,能量由尾部磁层顶的表而波扰动进入磁尾。波的能量传播到等离子体片边界层,并在自然频率与入射频率相当的磁力线上被共振吸收。被吸收的能量加热等离子体,被加热的等离子体对流至中心等离子体片,最后向东运动。在这个模式中,当穿过尾瓣的压缩波的强度增强时,亚暴的增长相便开始了。对于一定的对流强度,输入至边界层的能量增加,留在当地等离子体内的热量就增加,引起温度上升。然而,按照共振波吸收过程的特性,边界层的

不透明度在某个特定温度时最大,其值取决于等离子体特性。处于这个温度时,边界层变成完全不透明,所有入射波能量都被吸收了。由于对流已不再能够维持平衡,等离子体温度出现爆炸性的上升。这时,等离子体片动态地调整结构,以适应升高了的温度。在较高的温度,不透明度下降,对流又能够把波储存的能量带走。膨胀相是由边界层等离子体状态对应于一定的能量从一个温度到另一个温度的调整形成的。这就是所谓的热灾害。有人曾试图把尾瓣内波的能量与亚暴的活动性联系起来,然而是否存在这种联系,至今仍然证据不足。

### 13.6.5 磁层-电离层耦合模式

前面回顾的模式都是强调亚暴在磁层方面的起因。另一类模式主要考虑电离层以及电离层与磁层的耦合。Kan(1990)和 Rothwell 等(1988)提出了这类称为磁层-电离层耦合的模式(MIC)。这类模式强调电离层电导率的改变对磁尾场向电流源可能产生的正反馈,尤其致力于解释各种极光特性的动态发展,如浪涌, Pi-2 脉动爆发,极向隆起。Kan(1990)模式考虑了在磁层瞬时施加一个增强的双环对流模式的后果。阿尔文波在磁尾和电离层之间反射,形成了场向电流分布。这个模式从根本上来讲属于前面提到的驱动模式,它没有考虑磁尾的现象,除了把磁尾重联作为对流电场源外,没有再专门考虑其重要性。

Rothwell 等(1984, 1989)的模式以现有的亚暴电流楔为出发点,考虑它在电离层产生的结果。这个模式与早期由 Sato(1978)及 Miura 和 Sato(1980)提出的极光弧模式非常相似。它引用了一种称为反馈不稳定性机制,这是由场向电流感应引起系统有限延迟带来的结果。它允许电离层和磁层电流和场的发展在一定程度上相互独立,结果出现亚暴电流楔电离层部分的极向和西向膨胀。这个模式的独特之处是认为在极光隆起的极向边有一个外向的场向电流片,这个电流片以电流楔西边的外向电流同样的方式变得不稳定。这个电势降变得很强,以致可以改变等离子体片内等离子体的流动。

### 13.6.6 近地中性线模式

发展最为完善的亚暴模式是近地中性线(NENL)模式(McPherron et al., 1973; Russell and McPherron, 1973; McPherron, 1991)。这个模式对大部分磁层现象作出了自圆其说的解释,但没有解释电离层的观测结果,其独到之处是有关等离子体粒团(即闭磁力线泡)的形成。等离子体粒团在亚暴的膨胀相和恢复相期间从等离子体片中弹射出来,其形成是亚暴开始时的增长相直接造成的。

在 NENL 模式中,当 IMF 的南向旋转触发向阳面重联时,亚暴就开始了。这发生在处于基态的磁层中(见图 10.4),这里远 X 线将等离子体片的闭磁力线(极光椭圆区)和尾瓣的开磁力线(极盖)区分开来,假定这条 X 线处于不活跃状态,没有或几乎没有重联发生。向阳面来自地球的磁通量与 IMF 相联,并由太阳风输送至极盖区,加入到尾瓣的外围部分。向阳面失去这部分通量后引起了等离子体向重联区的对流,但由于磁力线根部的电离层电导率有限,这种流动受到了阻碍。正因如此,磁层回流不能平衡通量重联的速

率,以及向阳面磁层顶向地球方向侵蚀的速率。对流流动开始以稀疏波的形式绕过地球,传播至等离子体片,引起东向流动。向阳面的剥蚀加大了磁层顶的张角,这样边界上的动压也增加了。动压又使张角减小,压缩磁尾直至尾瓣内的相应磁压增加可以平衡外部压力。增大的压力和向阳流动携带的稀疏波一起作用于等离子体片,使等离子体片和磁尾电流片变薄。同时,通过磁尾边界的新开磁力线对磁尾的拉力增加,这一拉力由流向地球的磁尾电流来平衡,大小接近于地球的偶极矩。这些变化增加了尾瓣磁场强度,使等离子体片变薄,内边界向东移动。图 13.21 归纳了这些变化,Coroniti 和 Kennel(1972)的模式定量描述了这些变化。

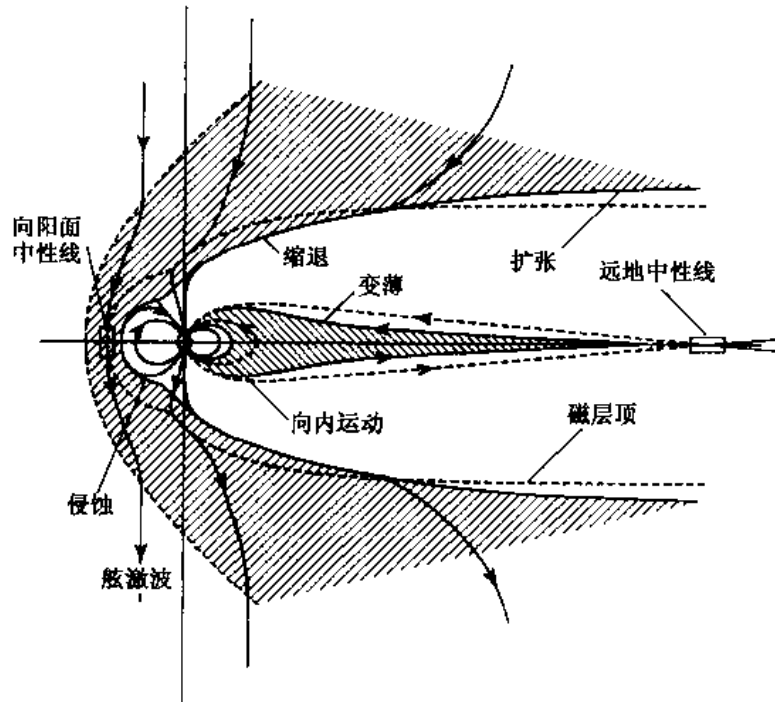


图 13.21 当向阳面重联速度超过背阳面的重联速度时,磁场等离子体片可能发生的变化(示意图)。主要效果是磁层顶扩张,等离子体片变薄,磁尾电流向东运动

在增长相的晚期,有时穿过等离子体片的磁场的垂直分量变得足够的小,使越尾电流中的离子不再是绝热运动。Coroniti(1985)以及 Baker 和 McPherron(1990)认为那时中心等离子体片将出现磁重联。重联开始进行得很慢,在一条新的 X 线处将等离子体片的闭磁力线切断。磁力线不断被切断,在等离子体片内形成了一个以位于 X 线磁尾侧的 O 线为中心的闭合环,如图 13.22 所示。X 线的方位位置要求 X-型和 O-型线在它们的端点相连(Russell and McPherron, 1973)。随着时间的推移,电流片变得更薄,重联的速度增加直至爆发。如果重联将等离子体片边缘的最后一条闭合磁力线切断,一个完整的亚暴膨胀相就开始了。否则,扰动平息了,这种扰动称为伪崩离。

一旦尾瓣的开磁力线重联,将把早期形成的等离子体粒团围住,并将其拉向尾部。从 X 线向磁尾流动的等离子体的磁张力和压力共同使等离子体粒团加速离开地球,离开时,X 线后面的等离子体片瓦解为薄片,如图 13.23 所示。随后,尾瓣的开通量在 X 线处

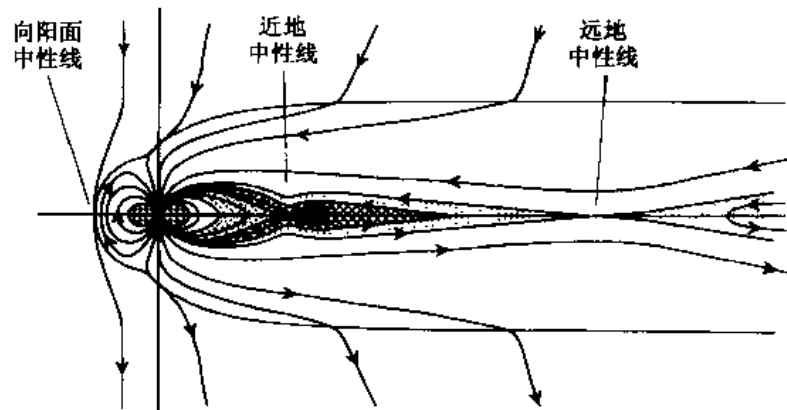


图 13.22 亚暴膨胀相的最初阶段,说明亚暴等离子体粒团形成的第一步

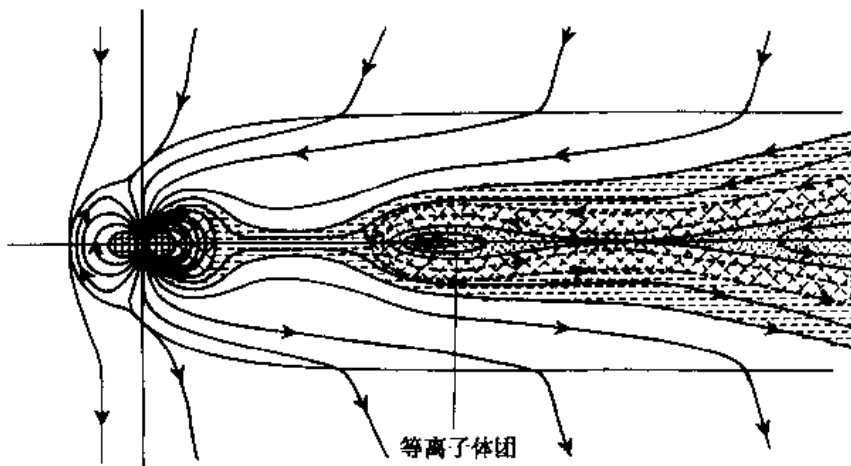


图 13.23 亚暴膨胀相中期,随着与远中性线相连的最后一根闭磁力线被切断,等离子体粒团向远离地球的方向移动

重联,在 X 线的东侧形成闭合磁力线,在 X 线的磁尾侧形成行星际磁场开磁力线。这个过程持续几分钟,直到等离子体片内的力平衡发生变化,X 线开始向磁尾下游移动。X 线的东侧,等离子体片变厚,可以观测到强的东向流动。当 X 线移向远地处,极光隆起下边界处的电流和极光开始消失,尽管在极向边仍能观测到间歇性的增强。这是恢复相的开始。随着时间的推移,所有的扰动都平息了,亚暴过去了,磁层又回到了基态。

### 13.6.7 电流片中断模式

1984 年,AMPTE CCE 卫星被送入远地点  $8.8R_E$ , 倾角  $4.8^\circ$  的轨道,开始探测磁层中紧邻同步轨道外侧的区域,这个区域以前很少有卫星探测过。在远地点附近的午夜区对亚暴起始进行观测,得到了出人意料的结果。Takahashi(1987)等报道了一个磁场从接近北向缓慢旋转到与磁尾磁场类似形式的事件。然后,在 3 分钟内,磁场所有的分量突然出现周期大约为 13s 的振荡,波动幅度超过 40nT,某些周期内波动产生的磁场方向接近南



向  $80^\circ$ 。CCE 处 100keV 至 1MeV 范围内的离子通量增加了一个量级,附近的卫星发现有高能电子的注入。爆发后,磁场的方向接近垂直,再过 15 min,幅度达 60nT,与卫星所在地的偶极磁场大小相近。另外一个事件中,CCE 离午夜很近,几乎正好在磁赤道面上,Lui 等(1988)报道强波动产生了南向磁场,在 4 分钟内磁场大小由 10nT 增加到当地偶极磁场值 40nT。高能离子出现了,其分布具有明显的不对称性,在卫星的东侧和磁尾侧交替增强。对于第一个事件,Takahashi 等(1987)作出了一种解释,认为卫星观测到了附近中性线的径向摆动,由此来说明磁场符号的反转。Lui 等(1988)认为他们的观测结果与 X 型中性线的结构不符,因为粒子和磁场的特征不一致。相反,他们提出薄电流片中的不稳定性可以引起所观测到的现象,这种提法已经发展成为一种新的亚暴模式,即电流片中断模式。

在 Lui(1991a, b)所描述的模式中,在亚暴的增长相,如近地中性线模式中所述的原因,内磁层出现了薄电流片。随着电流片的变薄,离子不再绝热,开始穿过电流片沿弯曲的轨道流动。流动的离子与沿相反方向漂移的绝热电子发生作用(横场流的动力不稳定性),产生了低混杂波(Lui et al., 1990)。同时,等离子体边界上的密度梯度驱动了低混杂漂移不稳定性。两种形式波的结合在等离子体片内产生异常阻抗,使越尾电流中断。然而,由于磁尾电路的高电感,电流必须继续流动。要做到这一点,电流就要沿磁力线,特别是亚暴电流楔的磁力线偏转方向。

根据 Lopez 及其同事(Lopez et al., 1988a~c; Lopez and Lui, 1990)的观测,电流片的中断在靠近同步轨道处开始,沿径向外扩到磁尾。两个卫星观测到的尾瓣磁场相应于亚暴的变化存在时间延迟,这一结果证明了上述观点。Jacquey, Sauvaud 和 Dandouras (1991), Ohtani, Kokubun 和 Russell(1992)假定这些变化是由电流片中断的尾向传播造成的,并进行了模拟。最近 Viking 卫星的极光观测结果也说明亚暴膨胀相的起点离地球很近(Elphinstone et al., 1991)。利用平均磁场模式,极光椭圆区和膨胀相的起始可以映射到紧靠同步轨道外侧的区域,电流片中断估计也是从这个区域开始的。Murphree 等(1991), Murphree 和 Cogger(1992)进一步给出了证据,认为膨胀相的起始,或者至少其初始时期,是在闭磁力线上开始的。观测使 Lui, Lopez, Murphree 和 Ohtani 等人得到这样的结论,亚暴膨胀相不涉及尾瓣中开磁力线的重联,相反,电流中断引起了向尾部传播的稀疏波,这种波使等离子体片变薄,  $B_z$  减小。在磁尾某点,在膨胀相的末期,或者在恢复相开始时,这些效应触发重联以及后来等离子体粒团的生成。

## 13.7 结 语

这一章我们描述了太阳风在产生地磁活动中所起的重要作用,说明与地磁场耦合的能量是由产生地磁活动的内部过程传输和控制的,部分能量最终进入了地球大气层,而其他部分返回到了太阳风中。组织这种能量传输的主要现象是磁层亚暴,亚暴是由两种过程叠加形成的,一种是太阳风的直接驱动,另一种是由驱动过程储存在磁层内的能量的卸载。孤立的亚暴由短暂的南向 IMF(30~60 分钟)引起的,具有可确认、可重复的结构,由三个相,即增长相、膨胀相和恢复相组成。一般认为,增长相的起因是失去平衡的重联造成的地磁场结构的改变。在背阳面重联开始、磁通量回到向阳面前,磁场结构将随着各个

区域开闭磁通量的变化而演变,最终导致通量灾害,也就是我们所谓的膨胀相。

目前,不同的模式提出的亚暴膨胀相和恢复相的机制大不相同。驱动模式既不讨论背阳面的重联,也不关心重联的效果。在边界层动力学模式中,重联在膨胀相起始的同时也在远 X 线处开始。热灾害模式认为重联在向阳面开始后不久,就在远 X 线处开始了,亚暴的膨胀相是吸收了磁尾高纬度边界层产生的超低频波后等离子体边界层的爆炸。在近地中性线模式中,增长相的晚期在近地闭磁力线上发生重联,最后一根闭合磁力线被切断时膨胀相便开始了。而电流片中断模式则认为膨胀相是由近地电流片的不稳定性引起的,这种不稳定性使电流转向电离层,显然,这种转向在恢复相开始前并不改变开磁力线。磁层-电离层耦合模式提出电离层是越尾电流中断的起因,和电流片中断模式一样,认为越尾电流的减弱导致 X 线的形成和重联。不管亚暴起始到底如何,膨胀相的起始似乎是一个内部过程,几乎不受太阳风的直接驱动。

从各种各样膨胀相的模式来看,显然我们还没有了解亚暴。Kan(1990)建议花更大的力气,利用所有已经确立的观测手段建立一个亚暴的全球模式。在这方面,我们注意到许多研究人员,无论年轻或年长,都有一种令人不安的倾向,那就是忽视与自己的模式不一致的观测结果。例如,边界层动力学模式和电流片中断模式都趋向忽略膨胀相起始的一至二分钟内在中心等离子体中观测到的尾向流动(南向磁场贯穿其间)。这些模式忽略尾瓣磁场的大小在亚暴膨胀相期间出现的明显下降,而这个事实说明膨胀相也有开通量的减少,而不仅仅是在恢复相。再有,观测已经确认,等离子体粒团的释放必须是在亚暴恢复相开始前,而不是像中断模式中那样是在恢复相开始之时。另一方面,近地中性线模式没有解释低纬度极光弧的蜕变,这个现象可以映射至紧靠同步轨道外侧的电流片。从最近 Viking 的一些极光图看,整个膨胀相是在闭磁力线上发生的,面中性线模式无法解释这一点,但是如果极光图像的这种解释正确的话,尾瓣的开通量是如何在没有明显迹象的情况下转换成向阳面的闭通量的呢?

我们的结论就是亚暴的模式还存在问题。几个模式对系统化特定的观测结果有用,但还没有一个模式能够说明所有的观测现象。下一个 10 年内,我们希望从目前尚未深入研究的广大区域得到更多的数据,新的仪器将使我们进一步认识粒子对亚暴的动态响应,涉及多个卫星的项目将使我们能够对电流和磁场扰动的三维结构有所了解。新的测量方法可以让我们抛弃已有的一些模式,改进一些模式,对此,我们是乐观的。可以肯定,对亚暴这种复杂现象的研究仍将充满挑战性,同时也是值得一做的。

## 附录 13A 测量磁场的仪器

### 13A.1 引言

地面和太空仪器测得的磁变为我们提供了太阳风和地磁场的信息。磁场是由一系列不同的电流系统产生的效果叠加而成的,而产生这些电流的过程是太空物理学家感兴趣的课题。各种测量磁场的仪器已经研制出来了。早期的仪器基本上是指南针的变形,近年来,这些仪器又逐渐被基于磁滞后、质子旋进和塞曼效应等其他原理的复杂设备替代,本附录中,我们将介绍一些目前最常用的测磁仪器。

## 13A.2 磁变仪和标准观测台

磁场可以用各种手段来测量。最简单的仪器是指南针,目前仍在使用。指南针由一个平衡于支点的永磁针构成,当有磁场但无重力时,磁针将准确地指向磁场向量的方向。在重力场中,平衡于支点的指针将与磁场分量的方向一致,对于一般的指南针,就是水平分量的方向。另一种磁针(称为倾角仪)以水平轴为枢轴,相对于水平轴平衡,如果开始放在磁子午线的方向(由另一指南针确定),那么指针最终将与磁场总向量的方向一致,由此可测量磁倾角  $I$ 。此外,还可以通过指南针的振荡来测量水平场的大小,因为指南针振荡的周期取决于磁针的特性和磁场的强度。

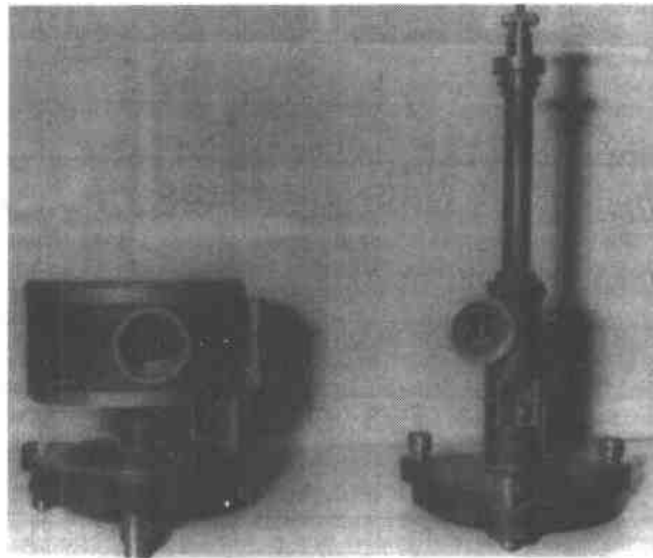


图 13A.1 一种测量地球磁场变化的老设备,用石英纤维悬挂着的磁体将光线反射到相纸上

地磁观测台在许多地点连续地测量和记录地磁场。在较老的观测台设备中,带有反射镜的磁针用石英纤维悬挂在如图 13A.1 所示的铜-玻璃壳内,镜子反射的光束成像于安装在旋转鼓上的摄影负片上,磁场的变化在负片上引起相应的偏移。这种仪器常用的比例系数为垂直  $2 \sim 10 \text{ nT} \cdot \text{mm}^{-1}$ , 水平  $20 \text{ mm} \cdot \text{h}^{-1}$ 。冲洗出来的负片上的图像称为地磁记录图,典型的地磁记录图如图 13A.2 所示。图中的三条曲线分别对应 13.2.1 中定义的  $D$ ,  $Z$  和  $H$  分量。下图表明亚暴在 1979 年 3 月 22 日 0826UT 突然开始,跟着是一长串 Pc-5 地磁脉动(见第十一章),亚暴产生的强烈负湾扰于 1054UT 开始。13.2 节给出了这些现象的定义。

100 多年以来,地磁观测台一直以这种方式记录着数据。其地磁记录图用缩微胶片拍下来交到世界数据中心,被用于科研或实践,包括为航海和勘探建立世界地磁图,校正空中、陆地、海洋勘探矿藏、石油时得到的数据,以及研究太阳与地球的相互作用。

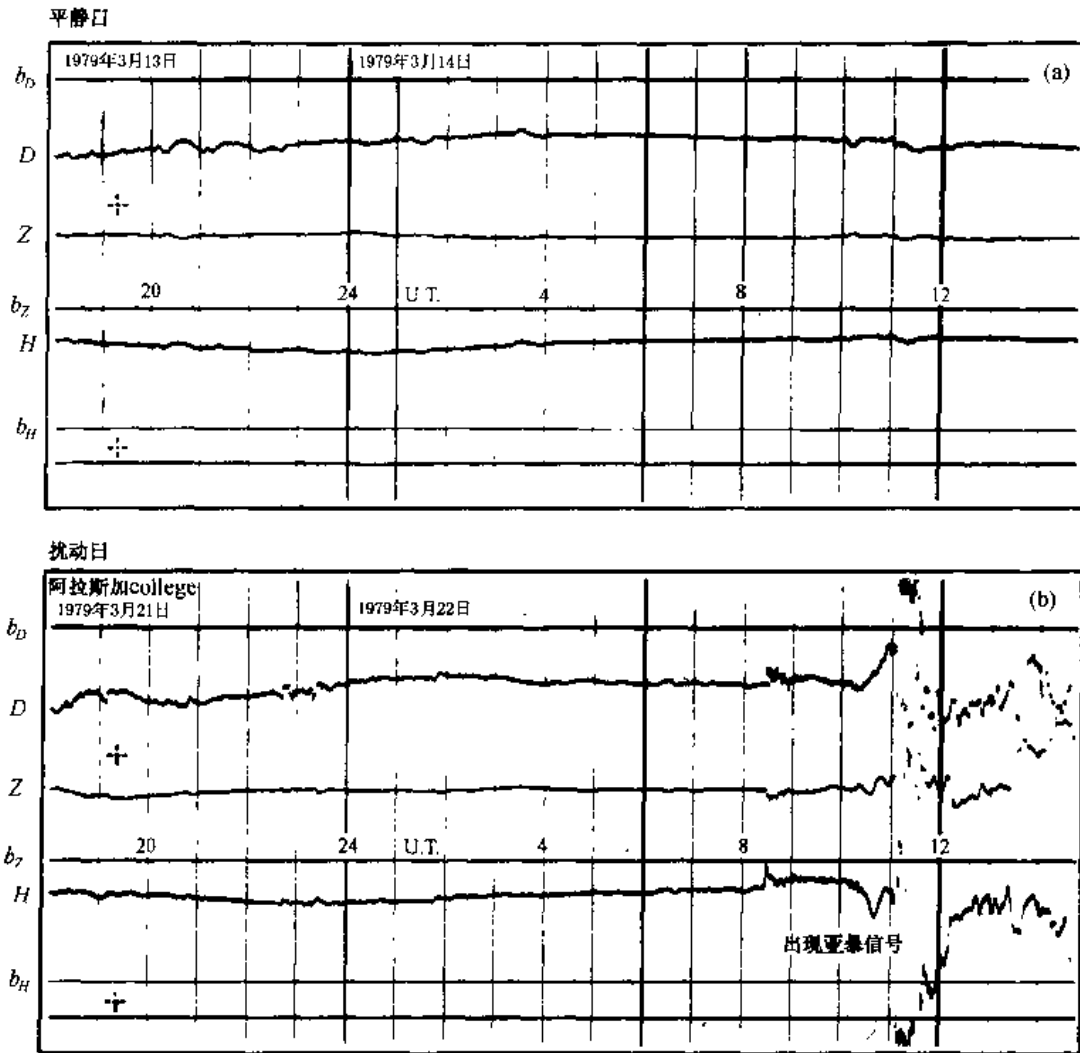


图 13A.2 来自位于阿拉斯加 College 的标准地磁观测台的一张地磁记录图  
 上图对应于宁静日(1979年3月14日),下图对应于扰动日。水平线是磁变仪测得的三条曲线的基线。  
 地磁图的跨度为世界时的两天,因为该台站的记录在当地时间上午8:00发生变化

### 13A.3 蒸汽和液体磁强计

如今有了更便利的测量磁场的方法,老的仪器正被逐渐替代。质子旋进磁强计就是一种新型的仪器,它利用质子本身的特点,质子的磁矩使其具有小磁棒的性能。在一个装有含质子的液体(水或汽油)的容器外绕上线圈,并通强电流以产生外部磁场,就有可能使质子暂时与该磁场的方向一致。极化场一旦消失,质子将趋于地磁场方向。然而,质子在旋转的同时已磁化,开始时像陀螺一样绕地磁场进动,进动的频率  $f_p$  正比于地磁场的大小  $B$ ,比例常数称为磁回转比( $f_p = B/g_p$ ),  $f_p$  可以通过极化线圈探测旋进质子的磁效应来测量。当极化磁场突然消失时,所有的质子方向一致,开始同相位旋进,产生一个以进动频率随时间变化的磁场。很快,质子与其他粒子发生作用,方向和相位都分散开来,

这种作用使信号强度随时间下降。图 13A.3 归纳了这种测量技术。极化线圈测得的以指数形式衰减的正弦曲线经过放大输入到相比较器。比较器的电压输出到压控振荡器 (VCO), 其工作频率大约是输入频率 ( $f_{VCO}$ ) 的 64 倍。VCO 的输出通过一个电路减小到  $1/64$ , 反馈输入到相比较器。只要比较器的两个输入频率不同, 比较器的电压输出将继续改变 VCO 频率, 直至与进动频率相等。VCO 的输出同样也输入到一个计数器来记录特定时段(时间门)内 VCO 的周期数。可以调整各种常数使计数器的输出正好等于磁场值 (单位: nT), 或者等于磁场值的任意分之一。

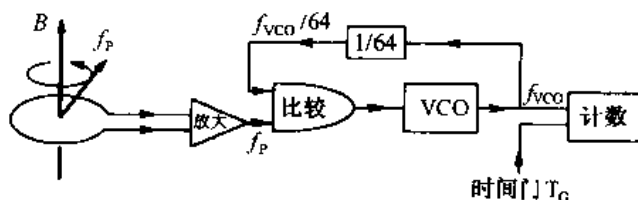


图 13A.3 利用质子旋进原理测量总磁场的绝对值

质子旋进磁强计是一种利用物质的基本特性进行磁场强度无偏测量的绝对仪器。要得到磁场的方向, 还要设计其他的方法。有一种方法是把质子旋进磁强计作为传感器, 围绕质子传感器的线圈系统有三个正交轴。大小已知的电流相继通过三个线圈, 测得包括地磁场和线圈磁场在内的总磁场。每个线圈的测量值, 再加上没有线圈磁场时的测量值, 总共四个测量值足以计算出向量场的三个分量。

目前已经有了与质子旋进磁强计相似, 但速度更快, 精度更高的仪器。这些仪器基于塞曼效应。当存在磁场时, 由于原子最外层的电子能级又分成一些亚能级, 这些亚能级取决于电子旋转轴相对于磁场的方向, 原子发出的电磁辐射将分成两至更多个略有差别的频率。这种亚能级差值与磁场强度有关, 比主能级之间的差值小得多。当电子由激发态回到较低能级时, 发光频率取决于电子跃迁开始和结束时所处的亚能级。

利用塞曼效应的磁传感器结构如下: 两个装有原子蒸汽(如铷)的容器和一个光电池排列在一起, 加热第一个容器, 使其发光, 其频率对应于两个最低原子能级之间可能的所有跃迁。发自第一个容器的光通过圆偏振滤光片进入第二个容器, 偏振光被第二个容器中的蒸汽吸收, 使电子升高至较高能级的某些亚能级, 电子回到较低能级时将发光。然而, 由于光是圆偏振的, 跃迁只可能发生在某些亚能级之间。在短暂的间隔后, 所有电子将处于最低能级的最高亚能级, 由于不允许来自高能级的跃迁, 也就不会再有吸收了。当处于吸收状态时, 落到光电池上的光将减少, 但当电子都到了最高亚能级后, 就将恢复正常。通过围绕第二个容器的线圈施加一个相应于较高能级的亚能级之间的频率差的射频信号, 这些电子可以重新分布到较低的亚能级。如果频率刚好与塞曼分裂一致, 电子将改变能级, 上述过程又将重复。利用光电池的输出控制振荡器的频率可以得到所需的频率。如果在光电池和线圈之间引入合适的相转换, 系统将在吸收和辐射之间振荡, 利用计数器确定振荡的频率并转换成相应值就测得了磁场强度。

## 13A.4 磁通门磁强计

如今最简单、最常用的测量磁场向量的方法是如方块图 13A.4 所示的磁通门磁强

计。这种仪器的传感器是绕在高磁导率芯(环形芯传感器)上的变压器。变压器的主线圈受高频电流(5kHz)激发。适当选择芯的磁导率和电流强度,可以在激发的两个半周期内使磁芯处于饱和状态。付线圈将探测到随时间变化的电压,这个电压与输入的关系可以通过芯材料的滞后曲线得到。对于高磁导率材料,滞后曲线高度非线性化,输出信号高度失真,包含输入信号的所有谐波。当变压器的轴向没有外磁场时,滞后循环是以对称方式进行的。对这种情况,可以证明在输出中只存在驱动频率的奇次谐波。然而,如果存在外磁场,在前半周期内输出达到饱和比在后半周期内快。这种非对称性在输出信号中加入了偶次谐波。所有偶次谐波的振幅和相位正比于变压器轴向磁场的强度和方向。

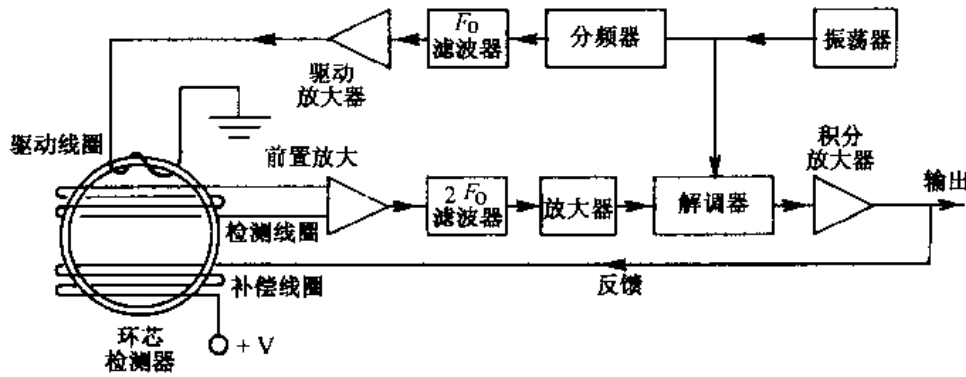


图 13A.4 磁通门磁强计元件示意图

实际上,偶次谐波相对于奇次谐波是很弱的。为了放大和测定这些弱信号,首先必须去掉奇次谐波。用跑道形或环形芯变压器可以做到这一点,这种变压器具有两个相同且平行的芯。两芯各自由单独的线圈激发,线圈内的电流大小相等,方向相反。绕在两个主线圈外的次级线圈用来测定输出。外磁场为零时,两个线圈在次级线圈内感应效果大小相等但方向相反。输出为零。外磁场不等于零时,奇次谐波仍然可以抵消,输出中只出现偶次谐波。次级谐波被放大、测定,输出电压正比于变压器轴向的磁场。向量场的分量由三个分立的传感器来测量,其变压器的轴相互垂直。

测量磁场的一个分量所需的电子线路结构如图 13A.4 所示,一个精密振荡器产生一串频率为  $2f_0$  的脉冲,  $f_0$  是最终激励频率。这个信号作为参考信号传输到解调器线路,以及分频器(1/2)。分频器的输出通过窄带滤波器传到驱动放大器。驱动放大器的脉冲输入到变压器的初级(驱动)线圈。变压器的次级(感应)线圈检测到所有感应信号,并传给前置放大器。前置放大器的输出通过频率为  $2f_0$  的窄带滤波器并进一步放大。频率为  $2f_0$  的强信号便输入到同步解调器。这是一个简单的电子双刀双掷开关,每当输入波形开始改变符号,参考信号就启动开关,根据输入信号相对于参考信号是超前或滞后  $180^\circ$ ,输出正或负信号。输出波型的频率为  $2f_0$ 。解调器的输出又输入到积分/放大器,平滑整流波型,输出接近直流的电压,其振幅正比于传感器输出的第二谐波分量的振幅,符号取决于第二谐波相对于参考信号的相位。这两个量分别正比于外磁场沿变压器轴向分量的大小和方向。这个低频信号就是磁强计的输出。输出电压也用来为绕在变压器外的补偿线圈提供电流,选择线圈常数和反馈电阻使补偿线圈内的电流刚好抵消线圈轴向的磁场。这样,磁通门磁强计只起零值检验器的作用,在一个大的动态范围内整个仪器是线性的。

磁通门磁强计和质子旋进磁强计不同,它不是一个绝对的仪器,因此必须进行标定。就磁场观测所要求的精度而言,这种标定是困难的,涉及到传感器的偏差、灵敏度、温度系数,以及准直角度。这种标定需要用到具有三轴标定线圈的大型无磁性测试设备,质子旋进磁强计,以及光学经纬仪。

### 13A.5 数字式地磁观测台

现代地磁观测台通常在无磁性、温控房间内的花岗岩柱子上同时安有质子旋进磁强计和磁通门磁强计。仪器输出的电信号数字化后由磁介质记录,这个系统的组成如图 13A.5 所示。许多观测台还近乎瞬时地将信息传输到中心设备,在那里,这些信息将与大型计算机数据库中来自其他地方的数据进行对照。

典型的数字式数据采集系统的部件如图 13A.5 所示。来自某个探测器电路的电压输出到转换开关(MUX),MUX 是一个电子选择开关,能够捕捉并在 A/D 转换所需时间内保持一定的信号电压。MUX 的输出进入转换器(ADC),将模拟量转换为输入电压数字量。ADC 进行电压转换的速度由精密时钟控制,该时钟同时还给控制运算速度的微处理器输入信号。微处理器产生控制信号,使 MUX 由一个输入频道切换到另一个频道,并启动 ADC 转换。ADC 的输出被送到微处理器的内存并形成输出记录。输出的内容临时记录在盘上,盘上的记录周期性地转储到其他设备上,如通过调制解调器输出到无线电或电话,磁带设备,或通过计算机网络连接的地址。

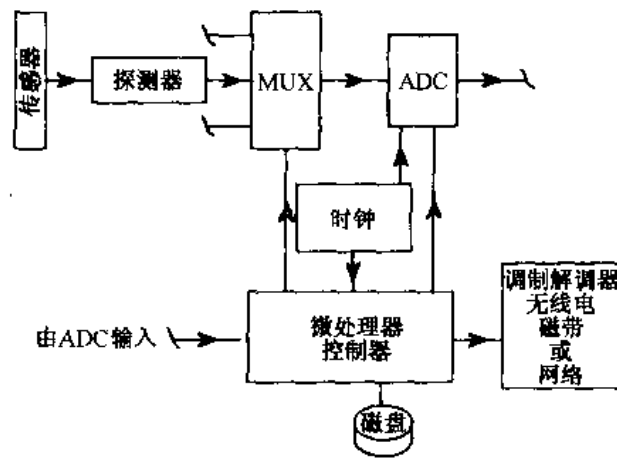


图 13A.5 主要组件系统方块图,用于将磁强计的模拟电压输出转换并记录为数字量

地磁测量通常还在远离固定观测台站的地方进行。这种测量是为更好地确定地球的主磁场,探测其异常变化不可缺少的。这项工作定期由步行或在船上、飞机上或航天器上的人们来完成。因为质子旋进磁强计不需要精确校准方向,在地面附近的测量中常被采用。远离地面时,主磁场很快下降,对方向校准的要求不那么严格了,因而在航天器上常采用磁通门磁强计。在相对于地球固定的坐标系内计算磁场的分量需要知道航天器的地点和方位。

## 附录 13B 标准地磁活动指数

### 13B.1 介绍

日地物理学研究中广泛使用地磁指数。理想的地磁指数应该是容易导出的,并且是某个重要物理参数的单调函数,而该参数与引起扰动的现象相关。最早的指数是对扰动程度的主观印象的简单平均。随着时间的推移,地磁活动的各种成分被确定了,为了区分这些具体的现象,又定义了新的地磁指数。本附录中,我们将介绍一些最普通的指数,这些指数目前仍在使用。

### 13B.2 磁情指数 $CI$ 和 $C9$

磁情指数  $C$  是最简单的地磁指数之一,其历史可以说是最长的。这个指数每天在一组特定的、相互具有协作关系的观测台生成,由各观测台在每个格林威治日中对扰动程度的主观判断组成,按记录看上去是平静、中度扰动或者是严重扰动来指定一个数字(0, 1, 2)。所有观测台的平均值称为国际磁情指数  $CI$ 。这个平均值用不等分表格转换为 1~9 之间的数值,即成为  $C9$  指数。图 13B.1 是三年内该指数的标准列表,其中 1980 年接近太阳活动极大值。水平打印的是每天的数值,下一个太阳自转周期内的数据列在前一个周期数据的下面。注意数字的尺寸随着其数值的增加而变大,这样使人很容易看出扰动的间隔。太阳上的活动区(与太阳共旋的太阳风高动压区)的作用在这样的图上突出表现为所谓的 27 天再现趋势(如见 1978 年下半年接近自旋周末期的情况)。下一节定义的日和  $K_p$  指数就是用传统的  $C9$  记录来标定的,所得到的数据几乎是一样的。为了便于比较,应该说明的是图 13A.2 中的两个地磁记录图对应的  $C9$  值分别为 2(宁静)和 7(严重扰动)。

### 13B.3 变幅指数 $K$ , $K_p$ , $A_k$ 和 $A_p$

$K$  指数是在给定地点的磁场分量的变幅指数,名义上代表除日变化和暴时变化的长期分量外其他现象引起的扰动的大小,用图 13B.2 所示的方式计算。将格林威治日分成 3 小时的时段,在每个时段内,将对应于季节、月相、站点的某个分量的日变化形象化。把日变化转换成垂直方向的幅度,其上端为相应的时段内磁场强度的最高点,下端对应磁场强度的最低点。转换后的日变化的上下间隔表示该时段内分量的变幅,这个变幅用观测台专用的表格转换为准对数  $K$  指数。最早的转换表是由一个欧洲观测台创立的,在若干年内用于计算  $K$  的值。后来,该参考观测台把 1938 年的变幅值列表与其他观测台同年的变幅数据进行比较,在保证各观测台  $K$  值的分布与参考观测台  $K$  值的分布相同的条件下,各观测台创建了各自的专用表格。

在任何时间,由于观测台站距扰动源的距离不同,它们得到的  $K$  值也不一样。如果从遍布全球的观测台的  $K$  值导出一个如  $C9$  那样的单一指数,将是非常有价值的。在计



算行星  $K$  指数,  $K_p$  时, 需先将各站的  $K$  指数标准化为  $K_s$  指数。具体做法是利用表格在各台站, 在每个季节内建立 3 小时时段内相同的  $K_s$  分布。这种各台站专用的表格把整

R9	太阳黑子数	年 日	C9						
556 657 777	19	13	64	...	...	...	...	...	...
665 655 677	71	130	644	...	...	...	...	...	...
665 745 566		F26	67	...	...	...	...	...	...
444 444 777	1000	M25	342	...	...	...	...	...	...
544 555 555	04	A27	542	...	...	...	...	...	...
432 444 222	05	M10	62	...	...	...	...	...	...
122 467 654	08	J16	...	...	...	...	...	...	...
456 775 552	07	J11	...	...	...	...	...	...	...
454 467 522	00	A7	...	...	...	...	...	...	...
252 255 524	00	S3	...	...	...	...	...	...	...
542 222 456	1000	S30	555 524 545 622 2022	...	...	...	...	...	...
555 543 225	01	O27	464	...	...	...	...	...	...
626 456 667	02	M23	267 522	...	...	...	...	...	...
665 444 422	1000	O20	352	...	...	...	...	...	...
457 664 344	19	J10	655 225 663 454 542 224 222 22	...	...	...	...	...	...
578 866 655	72	F12	54 225 242 222	...	...	...	...	...	...
567 775 222		M10	...	...	...	...	...	...	...
555 556 642	1007	A 6	...	...	...	...	...	...	...
356 777 544	90	M3	...	...	...	...	...	...	...
677 546 666	09	M30	43	...	...	...	...	...	...
556 655 545	1000	J20	243 3	...	...	...	...	...	...
567 665 244	01	J23	246 42	...	...	...	...	...	...
466 455 422	02	A19	444	...	...	...	...	...	...
425 555 542	03	S10	656 4	...	...	...	...	...	...
122 577 642	04	O12	556 22	...	...	...	...	...	...
222 255 422	05	M8	...	...	...	...	...	...	...
225 544 422	1000	O5	...	...	...	...	...	...	...
455 422 422	19	J1	...	...	...	...	...	...	...
1 246 422		J20	654 44 422 446 522 2	...	...	...	...	...	...
222 246 522	73	F26	266 755 64	...	...	...	...	...	...
224 565 422	1010	M23	777 665 416 26	...	...	...	...	...	...
155 425 422	11	A10	777 764 466 675 422 24 422	...	...	...	...	...	...
244 422 22	12	M10	665 557 54	...	...	...	...	...	...
422 544 224	12	J12	655 225 665	...	...	...	...	...	...
22	14	J19	...	...	...	...	...	...	...
22	15	A5	...	...	...	...	...	...	...
775 2 2 45	16	S1	...	...	...	...	...	...	...
552 2 2 2	17	S20	...	...	...	...	...	...	...
452 2 2 2	18	O25	...	...	...	...	...	...	...
245 2 2 2	19	M21	...	...	...	...	...	...	...
244 2 2 24	1020	O10	46 665	...	...	...	...	...	...
542 2 2 2	19	J16	444 462 44	...	...	...	...	...	...
224 222 222		F10	466 53	...	...	...	...	...	...
222 222 222	74	M9	666 424 7	...	...	...	...	...	...
145 632 22	1026	A5	565 426 5	...	...	...	...	...	...
676 422 22	25	M2	366 6 422	...	...	...	...	...	...
143 542 22	26	M20	46 655	...	...	...	...	...	...
26 75 2 454	27	J25	77 634 222	...	...	...	...	...	...
554 222 454	28	J22	77 556 522	...	...	...	...	...	...
122 2 2 26	29	A10	67 666 622	...	...	...	...	...	...
552 24 467	1030	S16	77 56 676 166 664 456 622 22 162	...	...	...	...	...	...
642 2 2 222	31	O11	47 677 776 734 62 665 522	...	...	...	...	...	...
22 222 2	32	M7	56 72 662 422 255 546 54	...	...	...	...	...	...
2 222 2	03	O4	...	...	...	...	...	...	...
	1034	O31	...	...	...	...	...	...	...
	25	J27	...	...	...	...	...	...	...

符号	1	2	3	4	5	6	7	8	9					
R =	0	1-15	16-30	31-45	46-60	61-80	81-100	101-120	121-170	171				
R9, C9 =	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9				
Cp =	0	01	02	03	04	05	06	07	08-09	10-11	12-14	15-18	19	20-25

图 13B.1 标准形式的国际磁情指数 C9

第一列为太阳黑子数的 3 天平均值 R9。第 2 列为太阳自旋周数及年份。第 3 列为太阳自旋周的第一天对应的日期和月份。最宽的一列是连续 27 天内的 C9 指数值。最后一列是一个太阳自旋周内前 7 天的 C9 指数, 数字的大小对应于指数的值, 经过调整以突出扰动

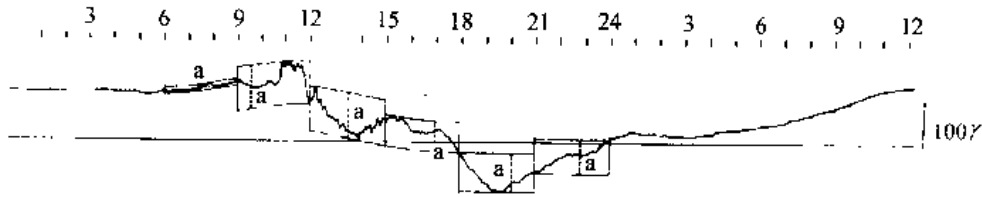


图 13B.2 在单个台站确定 3 小时变幅指数  $K$  的步骤

数  $K$  值(1~9)转换为 28 个分数,  $K$  值为  $1/3$  的若干倍(0,  $1/3, 2/3, \dots, 9$ )。  $K_p$  指数定义为 13 个标准观测台站的  $K$  值的算术平均值。早先要计算三个分量的变幅, 用扰动最严重的分量来定义  $K$ , 1964 年以后不再使用垂直分量, 因为这个分量对地下电导率的异常很敏感。

对长期研究来说, 定义日均指数很有意义。由于  $K$  指数具有对数特性, 很难进行平均, 于是人们又定义了线性变幅指数  $A_k$ 。将定义整数  $K$  时用到的变幅的中心值乘以一个系数就得到了某台站的  $A_k$  指数, 所乘的系数是将  $K=9$  时的变幅下限除以 250 得到的, 其典型值是 2 的量级; 因此可以认为  $A_k$  变幅指数是某时段内平均扰动幅度的两倍。采用类似的方法由  $K_p$  指数可以定义分度更为精细的全球  $A_p$  指数。

### 13B.4 极盖指数 $PC$

极盖指数  $PC$  是近年才提出来的(Troshichev et al., 1988)。人们设计用该指数来度量经极盖向阳流动, 将两个极光电急流连成回路的电流片的强度。这样, 这个指数可以度量太阳风电场对磁层的穿透。用下面的公式可以计算  $\Delta F$ :

$$\Delta F = \Delta H \sin \beta + \Delta D \cos \beta$$

$$(\beta = \lambda + \delta + UT + \varphi)$$

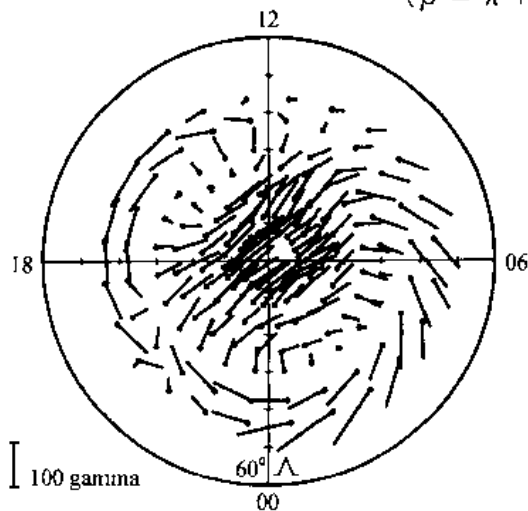


图 13B.3 由南向 IMF 驱动的极盖电流形式。地面扰动强度除以电离层电导的变化就得到了  $PC$  指数

这个关系式中,  $\Delta H$  和  $\Delta D$  是  $H$  和  $D$  分量相对于宁静状态的偏移,  $\delta$  是观测台的平均磁偏角,  $\lambda$  是台站的地理经度,  $UT$  乘以  $360/24$  后已经转换为角度,  $\varphi$  是平均电流向量相对于当地正午的角度。从根本上来讲,  $\Delta F$  是垂直于平均电流方向的磁扰。图 13B.3 说明了 IMF 南向,  $B_y$  几乎为零时的这种电流形式。

极盖电导率, 以及回流都是太阳光照的强函数。Troshichev 等人(1988)试图在各种太阳风耦合参数中利用线性回归来确定这种依赖关系。他们发现下列线性关系的相关系数最高(约 0.7)

$$\Delta F = \alpha E_M + K = \alpha u B_T \sin^2 \theta / 2 + K$$

这里  $\alpha$  和  $K$  为常数,  $E_M$  代表吞并电场,  $\theta$  是

IMF 与  $x$  轴的顺时针角度,  $B_T$  是 IMF 在 GSM 坐标系中心  $y-z$  平面上投影的大小,  $u$  是太阳风的速度。这些作者提出把 PC 指数定义为  $PC = \Delta F / \alpha$ 。

这个 PC 指数有几个优点: 第一, 它包含了几乎与 AL 指数相同的有关太阳风的信息, 与 AL 指数有很高的相关性; 第二, 只要用一个观测台的数据就可以计算该指数; 第三, 它不受亚暴电流楔效应的影响, 因此看起来可以衡量磁层的驱动响应(本章前面讨论过驱动和卸载过程的区别)。该指数的缺点是它对电导率的变化很敏感, 而且与 IMF  $B_y$  的效应相关。这个指数能否作为一个国际标准被接受, 能否得到新的、有趣的科学结论尚未有定论。

### 13B.5 亚暴指数 AU, AL, AE 和 AO

为了度量极光电急流的强度, 同时相对少受环电流效应的影响, Davis 和 Sugiura (1966) 定义了极光电急流指数。参考图 13B.4 可以理解计算这些指数的方法, 图中的第三组曲线是来自全球极光区地磁观测链的  $H$  分量的变化曲线。首先把各观测台的曲线减去月均值, 得到零基线, 然后把所有的曲线都相对于共同的基线打印出来, 计算出上下包络线。AU(极光上)指数定义为链上任何观测台站在任意瞬时记录到的最大正扰动。同样, AL 指数定义为下包络线所确定的最小扰动。如果扰动是由无限大电流片引起的, 那么 AU 和 AL 指数将正比于两个电急流中最大的越顶电流密度。一种近似表达两个电急流总效应的度量定义为  $AE = AU - AL$ 。为完整起见, AO 定义为 AU 与 AL 的平均, 即  $AO = (AU + AL) / 2$ 。

### 13B.6 磁暴指数 $D_{st}$ 和 $A_{sym}$

扰动暴时指数  $D_{st}$  是对环电流强度的一种度量。这一指数的计算方法与极光电急流指数的计算方法相似, 但由于长期变化(主场的长期变化)和各站的日变化可能与暴时扰动大小相当, 因此需要作一些改进。基本的问题是要定义一系列宁静值, 用来确定变化趋势, 以及与季节相关的日变化。遗憾的是, 磁静日通常处在磁暴的恢复相, 这时,  $H$  分量较小, 但随时间以指数方式增加。如果在确定长期趋势时把这些日子包含在内, 结果将偏低。在确定某季节中的平均磁静日时也会遇到同样的问题。磁暴的恢复使  $H$  值在一天的末尾比开始时高, 因此要定义某个磁静日也很难。一月内最宁静的日子也可能包含几段扰动, 使平均变化的计算发生偏离。对长期变化来讲, 最好能取一系列午夜(日变化最小时)的值, 这些值对应于没有活动的少有场合, 远离磁暴恢复相。将一个观测台在某个给定年份的所有数据减去这些值的多项式拟合, 从这些数据中就可以选出由 AE 或某个其他指数确定的宁静时段。这些时段还要进行恢复趋势的校正, 并在当地午夜时间偏移至零以消除磁暴偏差。然后将这些数据排成一个二维矩阵, 行对应季节中的每一天, 列对应一天中的每个小时, 并对此进行二维傅里叶分析, 只将低频谐波保留下来。然后应用趋势系数和傅里叶谐波可以预计一年中任何一天任何时间的宁静  $H$  值。

去除磁静日, 将余值的振幅除以观测台地磁纬度的余弦函数进行修正, 这样相当于假定所测得的  $H$  扰动是轴向扰动在观测台切平面上的投影(见图 13.1)。然后可以将修正

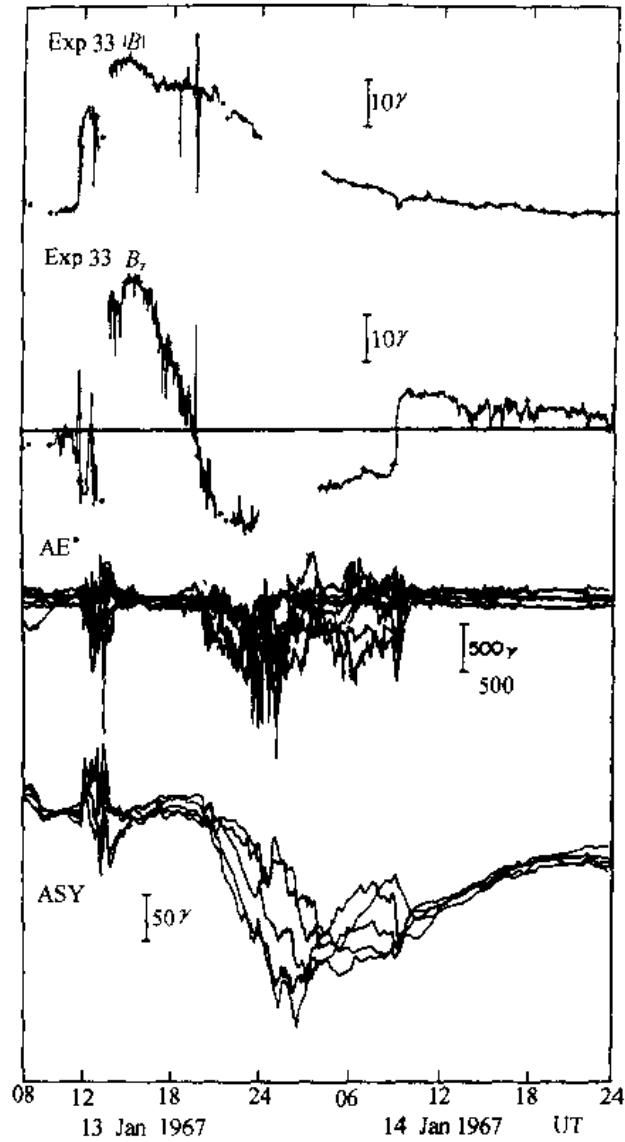


图 13B.4 用于建立极光-电急流指数 ( $AU$ ,  $AL$ ,  $AO$ ,  $AE$ ) 和扰动暴时指数 ( $D_{st}$ ), 及不对称指数 ( $A_{sym}$ ) 指数的数据形式。 $AU$  为极光区  $H$  分量 (第三个图, 图标  $AE$ ) 相对于参考值偏移的上包络线,  $AL$  为下包络线,  $AO$  为平均值,  $AE$  对应于包络线之间的距离。在中纬度地区,  $D_{st}$  和  $A_{sym}$  分别为  $H$  分量对应于静日的平均偏移, 及上下包络线的间距 (下图, 图标  $ASY$ )。最上面的两条曲线说明了与地球偶极轴平行的强南向 IMF 引起的磁活动。

过的余值相对一条公共的基线绘制出来, 如图 13B.4 底部曲线所示。那么,  $D_{st}$  指数就可以定义为全球修正后的余值的瞬时平均 (见底部曲线)。  $A_{sym}$  指数是  $H$  扰动偏离轴对称的度量 (而这种轴对称性一般认为是环电流应有的), 定义为底部的  $H$  曲线中上下包络线的瞬时间距, 在极光区, 完全等同于  $AE$  指数。同样,  $D_{st}$  类似于  $AO$  指数。如第十章所示,  $D_{st}$  正比于形成电流的漂移粒子的总能量 (Dessler and Parker, 1959)。

## 参 考 读 物

- Akasofu, S.-I., 1968. *Polar and Magnetospheric Substorms*, Dordrecht: Reidel.
- Chapman, S., and J. Bartels. 1962, *Geomagnetism*, vol. 1. Oxford: Clarendon Press.
- Coroniti, F. V., and C. F. Kennel, 1972. Changes in magnetospheric configuration during the substorm growth phase. *J. Geophys. Res.* 77:3361-3370.
- Kamide, Y., and J. Slavin (eds.). 1986. *Solar Wind Magnetosphere Coupling*. Tokyo: Terra.
- Kan, J., T. A. Potemra, S. Kokubun, and T. Iijima. 1991. *Magnetospheric substorms*, Geophysical Monograph 64, Washington, DC: American Geophysical Union.
- McPherron, R. L. 1991. Physical processes producing magnetospheric substorms and magnetic storms. In *Geomagnetism*, vol. 4, ed. J. Jacobs(pp. 593-739). London: Academic Press.
- Russell, C. T., and R. L. McPherron. 1973. The magnetotail and substorms, *Space Sci. Rev.* 11:111-122.

# 第十四章 极光和极光电离层

H. C. Carlson Jr. 和 A. Egeland

## 14.1 引言

自从人类历史开始以来,大量的自然天空现象就为人们观察和赞美;但是,它们之中很少能像极光现象那样激发人类的想像、好奇和畏惧。极光(又称北极光)确实是最壮观的自然现象之一(如图 14.1 a~d)。

当我们查阅千余年以前有关北极光的记录的时候,可以发现,大多数的观察记录来自于低纬度的地中海国家。然而,只有在异常剧烈的太阳活动时期,极光显现才能在这些区域被观察到。发生如此强烈的极光事件的时间间隔一般可达 50~100 年。另外,在这样低纬处所看见的极光远远不如高纬地区所看到的那样剧烈和多彩(见第 14.3 节)。但是,古代低纬极光事件的强烈程度足以在观者心中激起恐惧感。

在高纬度区域,北极光和南极光通常出现于所谓的极光带,远离大多数的人口聚居区。即使在今天,南极光带(大致围绕南极)区域只是最近才有人居住。穿越阿拉斯加、加拿大北部、北斯堪的那维亚州和西伯利亚的北极光带,一直是极区边疆居民(猎人和渔民)可以到达的。最近,北极光下的地区已经被人们永久居住了,虽然仍很分散。

在最早的历史时期,格陵兰和北欧国家的居民认为,北极光是神预示灾难的征兆,如来自亡故亲属的信息,天神之间战斗的显象,或气象前兆。从更近期、较科学的斯堪的那维亚地区观测结果(The King's Mirror, 著于公元约 1230 年)可以发现,在过去的 1000 年里,极光活动区域已经显著地偏移。对极光历史有兴趣的读者可以查阅 Brekke, Egeland (1994)和 Eather(1980)的专题论著。

赞叹美妙自然的人们很难发现什么现象能够与壮丽极光之夜相媲美。现在所看见的极光与人类历史早期所见一样绚丽。正如 Tromholt(1885)在其《Under the Rays of the Aurora Borealis》一书中用诗句所描绘的:

“壮丽的天空景象! 你用光焰和五色充溢漫漫极夜,你迷人的炫耀令大西洋的金色黄昏、热带华丽的植物、戈尔康达宝石的灿烂光泽暗然失色。”

较少诗意,但以不同方式令人着迷的是,已经证实极光过程是微小的沉降极光粒子及其与大气成分相互作用的光学现象(见 14.2 节)。源于太阳和地球大气的带电粒子,沿着受到磁层和电离层的电场、磁场控制的轨迹,与地球大气发生碰撞带电,从而产生了极光辐射。所以,极光的大小和形状反映了极光粒子从源区向地球上层大气行进过程中受到的各种力(见 14.2 节)。极光形态学(即对极光时空演化的研究)作为极盖弧(Polar cap arcs)电动力学,将在第 14.3 节论述。

第 14.4 节讨论极光亚暴的概念。第 14.5 和 14.6 节分别讨论极光电离层和无线电

波效应。第 14.7 节论述热平衡和能量平衡、等离子体对流、地磁活动引起的热层响应、行星际磁场(IMF)以及地磁地方时的基本理论。(由光和粒子信号以及电流、等离子体对流反转信号所确定的)极光边界概念将在 14.8 节论述。



图 14.1a 在极夜期间,由地面观察到的极光形态



图 14.1b 1991 年 4 月 29 日,由低地球轨道(250 km)上发现号航天飞机所观察到的极光图像



图 14.1c 从 Defense Meteorological Satellite Program (DMSP)卫星上所看到的极光

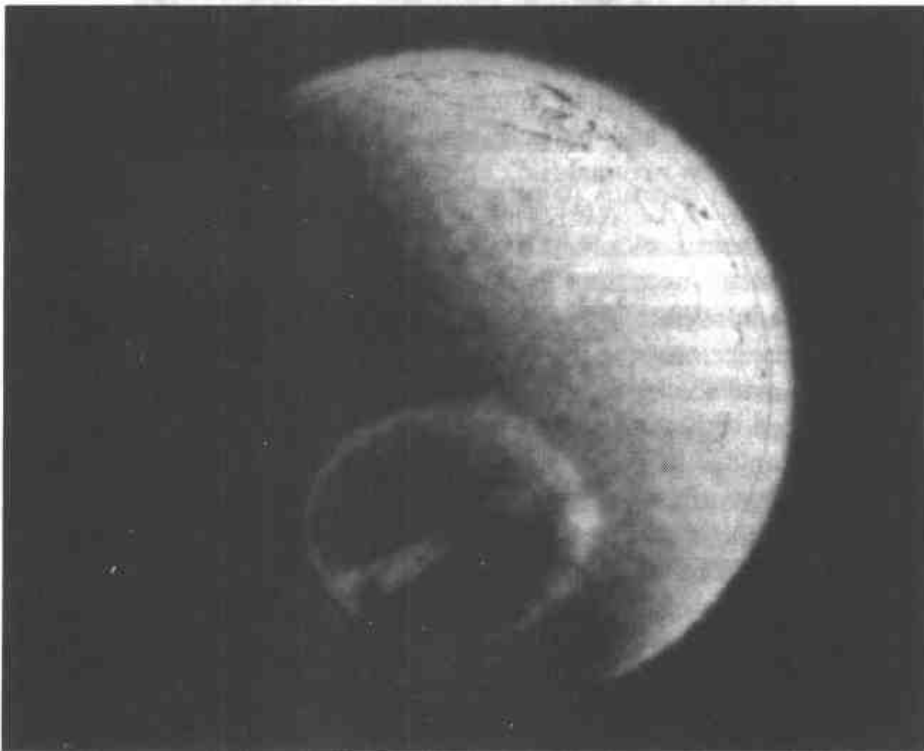


图 14.1d 高度约  $4R_E$  的高地球轨道上卫星 Dynamics Explorer DE-1 所看到的极光

这是一次反常事件,有一条沿太阳方向的极光弧横贯极光椭圆,像希腊字母  $\theta$ ,因而被命名为“theta 极光”(引自 Frank et al., 1986)



这种安排的目的是, 提供广泛阅读此领域文献所必备的术语和形态学入门, 介绍相关的物理过程, 描述上层大气各边界层之间的关系。在有限篇幅之内, 我们追溯了一些关键概念的发展, 并附以极光物理中一些尚未解决的难题, 使之更富趣味。

利用极光作为与磁层相连的近地过程的监视器, 其有利条件是极光椭圆空间尺度比磁层尺度小  $10^6$  倍。由地面观测的高时、空分辨率为自下研究极光提供了另一有利条件。(见第 14.8 节)。

第一次国际极年(1882~1883)标志着现代极光研究的开始。这种努力背后的推动力来自于伟大的极光研究先驱者 Kristian Birkland (Birkeland, 1908, 1913)。在他的时代, 只有最简单的地面仪器可供用于极光探索, 今天, 极光研究的进行主要是通过使用载于火箭和卫星上的复杂仪器, 以及先进的气球和地面设备。现在人们甚至能够在地球大气中制造人造极光(如 Winckler, 1980)。北极光的一些神秘之谜已被全部地或部分地揭开, 然而一些新的问题又涌现出来。极光研究继续吸引着众多科学探索者的注意力。

## 14.2 极光粒子沉降: 极光谱线

极光光谱包含大量的谱线和谱带——从紫外线到红外波长。极光辐射源于被沉降粒子激发的大气成分。图 14.2 显示一次极光的部分光谱。这些光谱发射基本上通过两步过程, 即: 沉降的高能极光粒子(电子和离子)撞击地球上层大气中的原子和分子, 将部分

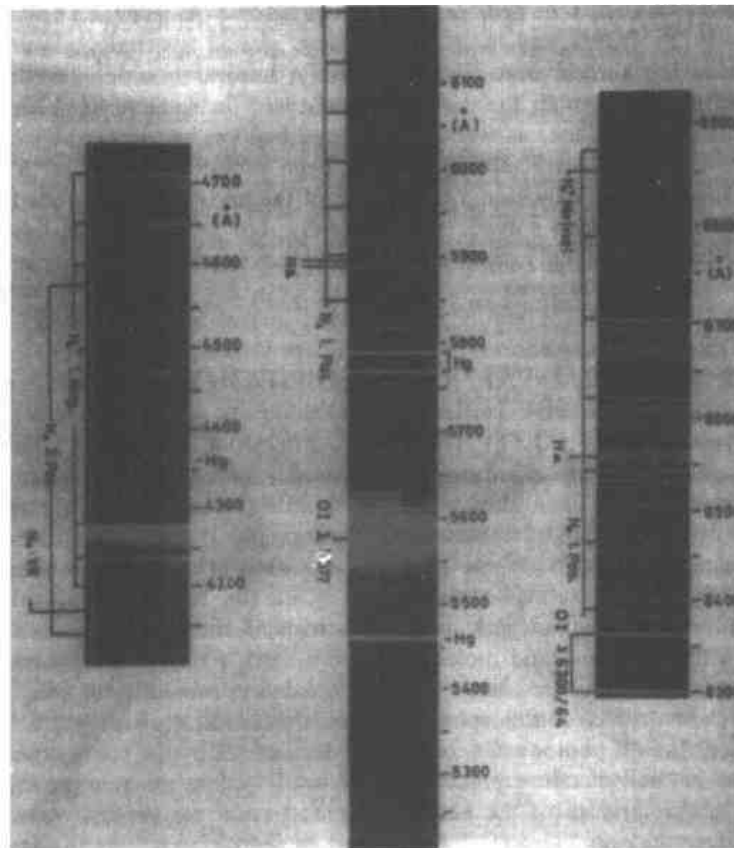


图 14.2 极光光谱中选取的若干个可见光部分  
(详见 Vallance Jones, 1974)

动能转化为大气粒子成分化学激发态的能量；然后，这种化学激发态跃迁至低能态，释放光子，光子波长取决于跃迁过程中的能量转换。我们将概述高能极光粒子以及它们产生的极光辐射的一些主要特性。

### 14.2.1 极光粒子的散射和吸收

初级极光粒子，即具有从低于 100eV 到几个 100keV 能量的全部电子和离子，可直接利用火箭和卫星上的仪器测量。

部分极光粒子沉降于大气层，导致大气的激发和电离，如同在第七章所论述的。在接近地球的区域，观测发现这些粒子主要位于 55°地磁纬度以上。在距离地面更高的区域，极光粒子可源于在地磁尾等离子体片和磁层向阳面极隙区，如第十章所论述的。因为能谱的高能端（对于电子，>30keV；对于质子，>1MeV）对极光发射并不重要，这里将不对此做进一步的讨论。

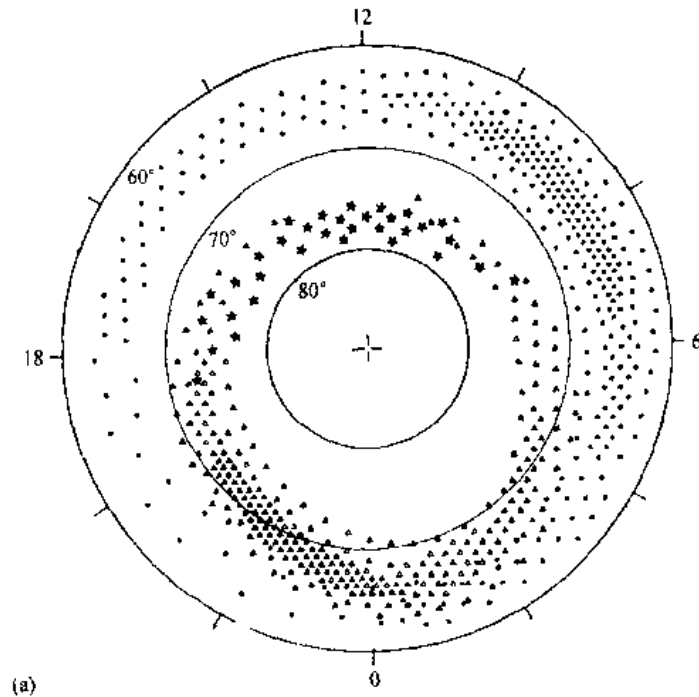
图 14.3 a 概略地显示了极光粒子对地球上层大气的沉降率，图中圆点表示较高能 (>20keV) 极光粒子，三角号代表中能 (约 0.5~20keV) 粒子，它们导致可见的极光。星号标记低能粒子 (<1keV)，它们从极隙进入磁层，产生白天侧极光带。图 14.3a (1971 年提出) 以直观的概念增进我们对极光的理解。最高能的沉降粒子处于一个恒定纬度的环带上，这是由于捕获粒子在经向环电流漂移时从损失锥中的泄露 (见第十章)。中等能量粒子位于一个在太阳反方向上偏移了的圆环带，这些粒子沿地球高纬磁力线 (被太阳风向上方和向下游拉引) 向下加速运动。低能粒子限于白天侧磁力线的根部，太阳风粒子沿这些磁力线汇集直接进入地球上层大气，仅经历微弱加速。大量观测显示，存在着各主要区之间的重叠，从一个区到另一个区逐渐过渡，以及粒子成分与各边界相联系的非常复杂的结构 (如图 9.18)。极光的位置在地球向阳侧和背阳侧存在很强的不对称性，极光如同环绕极区的椭圆形状的带子，带内常见极光，因此得名“极光椭圆带”，在第 14.3.3 节将对其进行全面的论述。产生极光的沉降离子呈现晨昏向的不对称性；相对于极光电子，沉降离子偏移向昏侧，如图 14.3 所示。

在向阳面高纬区域 (即 70°~80°Λ, Λ 表示磁纬度)，高能粒子特征类似于磁鞘区粒子，其平均能量低于 1keV。来自于磁鞘的电子和质子都能够在极隙区向下穿入大气层，此种沉降发生于 78°不变纬度、磁地方时从晚晨至初昏的一个狭窄范围 (第 14.3.3 节)，称为极隙区。

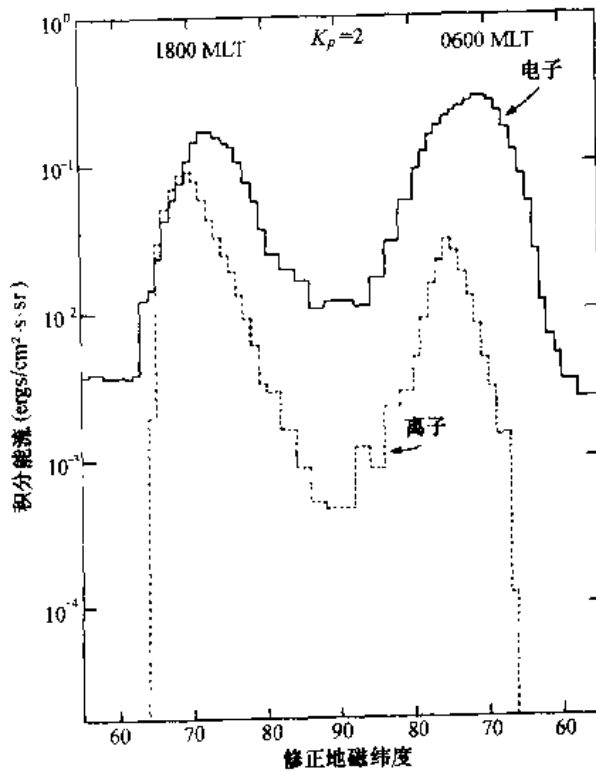
近地球空间质子和电子的运动受到三个绝热不变量 (如第二章和十章所介绍) 的控制。这些粒子中的一部分其镜点位于低于 200km 高度的大气中。进入大气的粒子与大气原子和分子碰撞，能量逐渐损失而变成中性粒子，非相对论性电子的能量损失率由下式给出：

$$-\frac{dw_e}{dx} = -\frac{dw_e}{Qds} = \frac{2\pi e^4 Z A_0}{W_e A} \ln(W_e/I) \quad (14.1)$$

其中， $dx (= Qds)$  为大气深度 (单位： $g/cm^2$ )， $A_0$  是阿佛加德罗常数， $Z$  是原子量为  $A$  的大气原子的平均 (原子) 数目， $I$  是每次电离的平均能量损失， $Q$  是散射原子的质量密度。 $ds$  是沿电子轨迹的微分长度。实际上，磁层中快速带电粒子主要的汇是大气层 (Rees, 1989)。



(a)



(b)

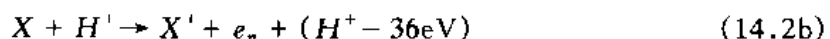
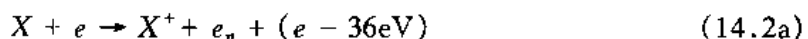
图 14.3

(a) 三区域极光粒子沉降形态的理想化示意图。极光椭圆(中能)沉降以三角号表示, 极光带(高能)沉降以点号标记, 向阳面极隙区(低能)沉降由星号标记。平均通量近似由符号密度显示。坐标系采用地磁纬度和地磁时间。(自 Hartz, 1971) (b) 进入极光电离层的电子和质子的积分能通量(沿晨-昏面)随地磁纬度的变化

沉降的带电粒子在电离层中与大气成分发生非弹性和弹性碰撞。其能量的逐渐损失是通过:(1)电离和激发上层大气,(2)分解大气分子,(3)加热上层大气,(4)产生韧致辐射 X 射线(最后一个过程在第七章已讨论过,它对于低能粒子可以忽略不计,这里将不再对其做进一步论述)。

因此,沉降粒子耗散于上层大气的能量部分用于产生光辐射(即极光)。如第七章所述,进入大气的下行单能粒子束将穿透到此种粒子“单位光学深度”的高度。大部分的吸收发生于此高度上的中性标高范围之内。在实际情况中,必须对所有  $j$  种大气成分的各种不同吸收过程的碰撞截面  $S_{ij}$  进行求和。求和要以第  $i$  种过程相关截面和  $j$  种成分的相关的数密度进行加权。截面对能量具有重要的依赖关系,高能量粒子穿透较深。各种能量的质子、电子的近似穿透深度如图 7.4 所示。由于粒子穿透由统计性过程所控制,即使对于两个具有同样初始状态的粒子,其穿透深度也各不相同。所以图 7.4 给出的数值应视为垂直入射粒子的大部分能量被吸收的平均高度。Rees(1989)的专著给出了粒子散射和吸收问题的详细论述。

实验数据表明,快速电子、质子初始能量的每 36eV 约产生一离子对(离子-电子)。电子、质子的此种过程可以符号化地由下列两式表达:



这里,  $X$  是某种大气成分,  $e_n$  是背景电子气体中的热电子,而不是高能极光电子。因为原子、分子的平均电离势能约为 15eV,所以约 40% 的能量用于电离,另外的约 60% 能量转化为新生成电子的动能,并进一步转变为热能。

## 14.2.2 极光光谱

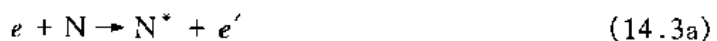
如第 14.2.1 节所述,极光粒子的动能可通过碰撞过程转化为原子和分子的平动、振动和转动能量,可通过撞击激发过程耗散于束缚电子由基态向高能态的跃迁,或通过撞击耗散于电子电离(Vallance Jones, 1974)。对以上过程初始选择的能量分布决定了随后极光在紫外(UV)、可见和红外(IR)辐射谱段内释放能量的多少。因此,极光辐射包含上层大气主要成分的原子线状光谱和分子带状光谱,以及来自次要成分的重要光谱(例如,NO、He 和 CO<sub>2</sub>,它们很强的 IR 辐射对热层的冷却非常有效)。极光辐射因而被视为大气成分的“指纹”。

这一节简要阐述产生极光光谱的机制。关于极光光谱学更全面的论述,读者可参阅 Vallance Jones(1974)和 Omholt(1971)的论著。

当大气成分由激发态向较低能级,或/和基态跃迁时,自发地发射光子;另外,能量串级时会发生伴随有光子发射的化学反应,光辐射波长  $\lambda$ (单位:nm)与释放能量  $E$ (keV)之间存在关系:  $E = 1.240/\lambda$ 。

一些在极光物理中重要的能量反应和输运机制如下:

电子撞击



能量输运



化学发光反应

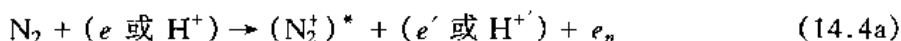


串级传输(Cascading)

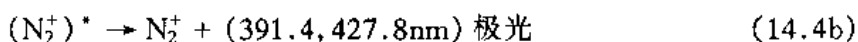


这里, N, X 和 M 是大气中性粒子, 星号表示不同的激发态,  $h\nu$  为所发射的光子。在每次碰撞中, 较低能量的次级电子( $e'$ )代替[如方程(14.2)]初级电子( $e$ ), 并能够导致进一步的激发。极光粒子的能量及其吸收随高度的依赖关系将不做进一步的讨论(见第七章)。

另一类能量输送过程包含有中性粒子的电离。在电离发生时, 产生的离子处于激发态, 并立即发光。极光光谱可用于探测电离过程。这就是带有第一负带系统(The first-negative-band system)的情况。这些谱带直接由  $N_2$  的基态激发。包含的过程可表达为下式:



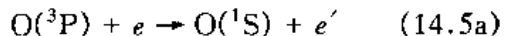
其中,  $e' = e - 36 \text{ eV}$ ,  $H^{+'} = H^+ - 36 \text{ eV}$ 。星号标记所产生的分子离子处于激发态。此过程后有第一负带(The First Negative Bands)的发射:



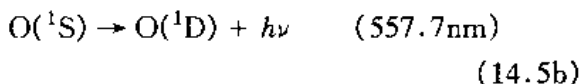
对于  $0.5 \sim 20\text{keV}$  范围内的电子, 与所有可能的电离过程的发生概率对比, (14.4a) 过程伴随有(14.4b) 过程的概率几乎与能量无关(但不是对  $<0.5\text{keV}$  的电子)。因而, 这些谱带极光的强度可被用于确定向下电子的净能量。定量研究表明, 在  $\lambda$  为  $391.4\text{nm}$  谱带中发射的每个光子需产生约 25 个离子对。而在  $\lambda$  为  $427.8\text{nm}$  带中的每个光子需产生 75 个离子对。对于质子, 情况更为复杂(如以后将要讨论的)。

$557.7\text{nm}$  波长的“绿线”, 作为极光最明亮的可见特征, 产生于原子氧的电子自激发态 $^1S$ 至 $^1D$ 能态的跃迁, 如图 14.4 所示。另一经常观测到的谱线, 特别是在极隙和极盖区, 是  $630\text{nm}$  波长的“红线”, 它产生于 $^1D$ 态向基态的跃迁。(基态电子壳层的精细结构还允许  $636.4\text{nm}$  谱线的发射)。如果  $O(^1S)$  态的电子通过一步过程释放其全部  $4\text{eV}$  能量, 而不是以近  $2\text{eV}$  的两步释放( $^1S$ 至 $^1D$ , 然后 $^1D$ 至 $^3P$ ), 那么它将发射一个  $297.2\text{nm}$  的光子, 其波长大约是由较小能量步骤发射光子的一半(图 14.4)。

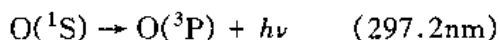
$557.7\text{nm}$  的氧原子禁线, 以及  $630\text{nm}$  和  $636.4 \text{ nm}$  的红双线由下列过程激发(这里  $e'$  能量比  $e$  低):



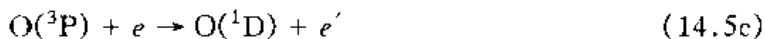
随后有



或者



对于红双线, 有



随后有

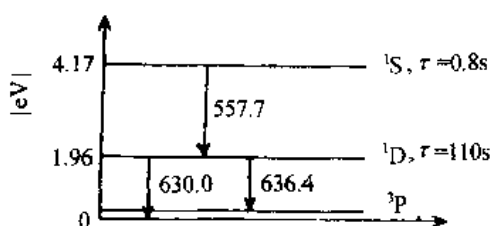
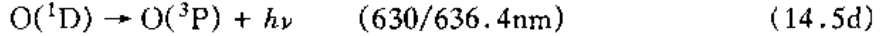


图 14.4 氧原子能级示意图  
图中标出了 $^1S$ 和 $^1D$ 能级的辐射半寿命, 以及能级之间跃迁时辐射光子的波长



其中,  $^1S$  和  $^1D$  都具有总电子自旋  $S = 0$ , 而  $^3P$  具有自旋  $S = 1$  (Vallance Jones, 1974)。对于较高能量的电子, 这些激发的概率较小。

另外, 尚存在更高激发态产生的大量的氧、氮容许线谱。O、N 的大多数容许跃迁具有约  $10 \sim 13\text{eV}$  的激发势能。而对于  $O^+$ 、 $N^+$ , 则为  $20 \sim 30\text{eV}$  (相对于中性粒子基态)。589.0 和 589.6nm ( $^2S \rightarrow ^2P$ ) 的钠双线偶尔可在极光中观测到。在稀少的情形中, 还观测到 587.6nm ( $^3P \rightarrow ^3D$ ) 的氮线。

白天极光 (Stφrmer, 1955) 的光谱分布跟一般极光有所不同, 其第一负带的强度更强。这是由于 (由主要成分产生的)  $N_2^+$  对阳光的共振散射。

激发态在发射之前的统计停留时间由“爱因斯坦跃迁几率”决定。按照量子力学的选择定则, 容许跃迁非常迅速地发生 (在  $10^{-7}\text{s}$  量级的时间内)。违背这些选择定则的跃迁被称禁带跃迁。这类跃迁确实可以发生, 只是需经历更长的时间, 例如, 方程 (14.5b) 所示  $O(^1S)$  的跃迁需要约 0.8s 时间, 而方程 (14.5d) 所示  $O(^1D)$  跃迁则需要 110s。后一种跃迁过程非常缓慢, 以致于在远低于 200km 的高度, 在  $O(^1D)$  有机会发射以前, 它已经发生碰撞, 并离开  $O(^1D)$  态。因此, 630nm (OI, 或中性氧) 的激发预期在 200km 以上高度具有最大值, 虽然向  $O(^1D)$  态的激发预期在 100km 高度附近具有最大值。(原子符号之后的罗马数字标志电离态, I 表示未电离, II 表示一次电离, 等等), 与大气其他成分的碰撞所引起的“淬熄”过程大大降低了 630nm 光子发射的数目, 使其低于  $O(^1D)$  激发态的数目。用于氧原子激发到  $O(^1D)$  态的 1.96eV 以振动的形式激发当地大气气体, 而不是损耗于大气层中 (图 14.4)。

分子也能够以振动能 (沿分子轴线) 或/和转动能 (沿垂直轴) 的形式储存能量。由于振动能级的密集分布, 分子的极光辐射具有几个纳米的带宽, 而原子谱带宽只有 0.1nm 或更小的量级。

一些定义和分类将有助于使得这些极光辐射过程和速率的概念明晰。光子发射强度  $I (\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$  定义为

$$I = N^* A$$

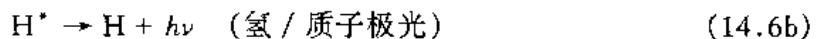
其中,  $N^* (\text{cm}^{-3})$  是激发态 (发射) 分子的密度,  $A (\text{s}^{-1})$  是爱因斯坦系数。被激发分子的密度等于比率  $P/L$ : 单位体积的激发率  $P (\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$  除以损失率  $L (\text{s}^{-1})$ 。L 必须包括各种淬熄引起的激发态的碰撞淬熄过程, 并以其速率系数 ( $\text{mol}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ) 加权。

图 14.2 显示了可见光范围内的重要光谱部分, 与绿线有关的最持久的极光辐射的平均强度列于表 14.1 (Omholt, 1971; Vallance Jones, 1974)。极光强度的变化很大, 表中所列数值为估计的平均值。由于精确光学测量所涉及的困难, 所引用的强度具有相当大的不确定性。

极光光谱中存在一些微弱但重要的氢谱线, 这些是由 Vegard 在 1939 年发现的 (Vegard, 1939)。656.3nm 的  $H_\alpha$  谱线和 486.1nm 的  $H_\beta$  谱线由激发态氢原子产生, 这些氢原子源于高能质子 ( $H^+$ ) 对大气的轰击。如图 14.5 所示的激发机制可依次表达为



随后有极光发射



氢原子再次碰撞:



而过程(14.6a)可以再次发生。

过程(14.6a)形成的氢原子具有与原来的质子几乎相同的速度和方向。快速运动的原子(经过 14.6b 过程后)与大气粒子(X)碰撞,可以再次电离或激发,后一种情况更可能发生于低粒子能量。一个通常的粒子经历大量的电子捕获-损失过程,最终丧失能量并滞留于上层大气中。

当一个快速粒子(质子/原子)穿越大气并慢下来,它在很大部分时间内处于中性原子状态;因而增加了其光发射几率,直至其能量下降至低于激发能态。图 14.5b 表示出每个  $H_\alpha$  和  $H_\beta$  质子的光子辐射随残程的函数,当一个光子被发射时,它具有多普勒频移,这取决于发射光子的氢原子的速度以及速度矢量与光子方向的夹角(Omholt, 1971)。对极光粒子能量的首次真实估量(早于太空时代)就是基于多普勒线形。

质子的到达以螺旋式轨迹(图 14.5a),按照一定的投掷角沿磁力线做螺旋运动。利用已知初始能量和投掷角的质子群的分布,我们能够估计出氢的总发射随高度的函数变化,以及对于任意观测方向上氢线的多普勒分布。这些计算原则上并不困难,但在实际操作中却有些烦琐(Omholt, 1971)。由于电荷交换的缘故,比起入射质子沉降,质子极光较为离散化(或者说,为弥散状的)。相对于电子极光椭圆带,这种极光的椭圆带向昏侧偏移(图 14.3b),并且具有不同的响应时间(第 14.4 节)。

表 14.1 极光典型的相对强度

分子	原子发射(nm)	相 对 强 度	
		夜晚	白天
O	$^1D \rightarrow ^1S$ 557.7	1	1
	$^3P \rightarrow ^1D$ 630/636.4	0.1~0.5	1~100
N	$^4S \rightarrow ^2D$ 519.9	0.01	
	$^2D \rightarrow ^2P$ 1040	1	
O <sub>2</sub>	b-X 大气(O-O)带	2	
	a-X IR(O-O)带	$10^2 \sim 10^3$	
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	B-A, 第一负带	0.4~1	
N <sub>2</sub>	B-A, 第一正带	5~20	
	A-X, Vegard-Kaplan 带	1	
	a-X, Lyman-Birge-Hopfield 带	0.5~1	
N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	B-X, 第一负带	0.5~1	0.3
	A-X, Meinel 带	7~20	

注意: O<sub>2</sub>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, N<sub>2</sub> 和 N<sub>2</sub><sup>+</sup> 辐射的几个谱带对极光光谱有贡献。其中每一个谱带覆盖一段波长范围,并包含分立波长上的发射。这些谱带在此表第二栏用标准的极光光谱学符号标志。对于术语和其他细节的说明,请参见 Chamberlain (1961)

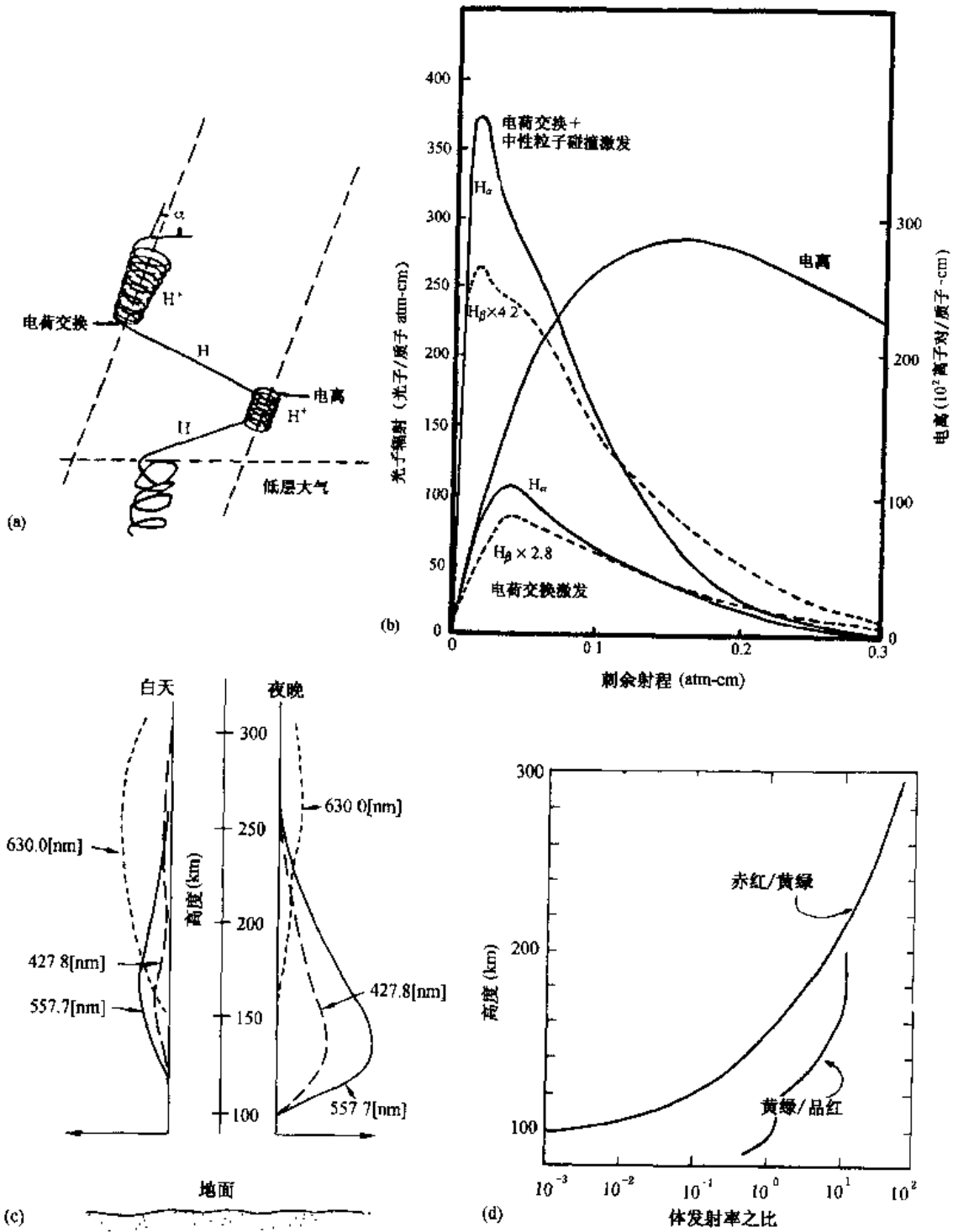


图 14.5

(a) 质子进入大气层的典型路径(此为示意图而非真实尺度);(b) 空气中  $H_\alpha$  和  $H_\beta$  的光子发射曲线以及质子的电离曲线(引自 Omholt, 1971);(c) 白天侧和夜晚侧极光随高度变化的主要差异;(d) 在各波段内极光辐射强度比率随高度的变化。依据光谱比率的测量,可以确定极光的平均高度



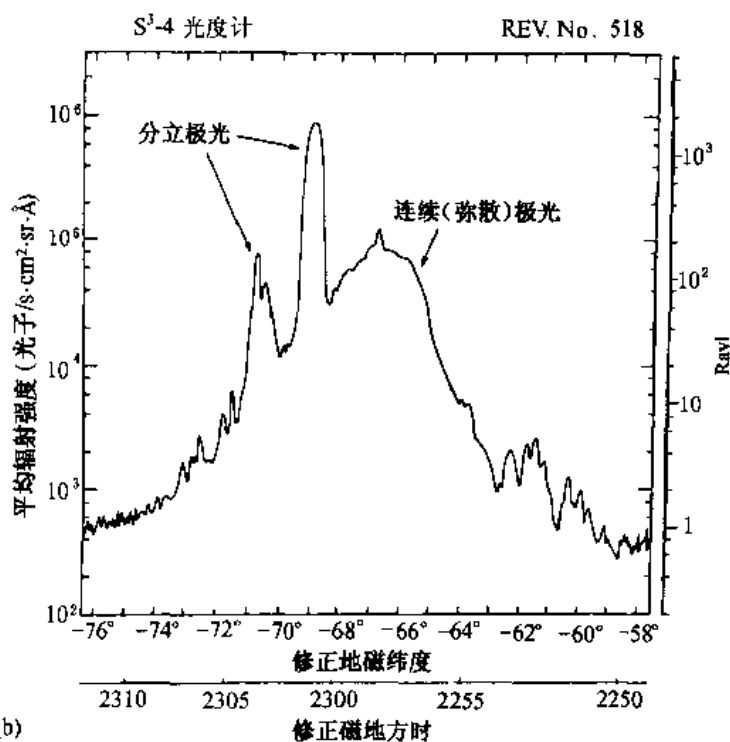
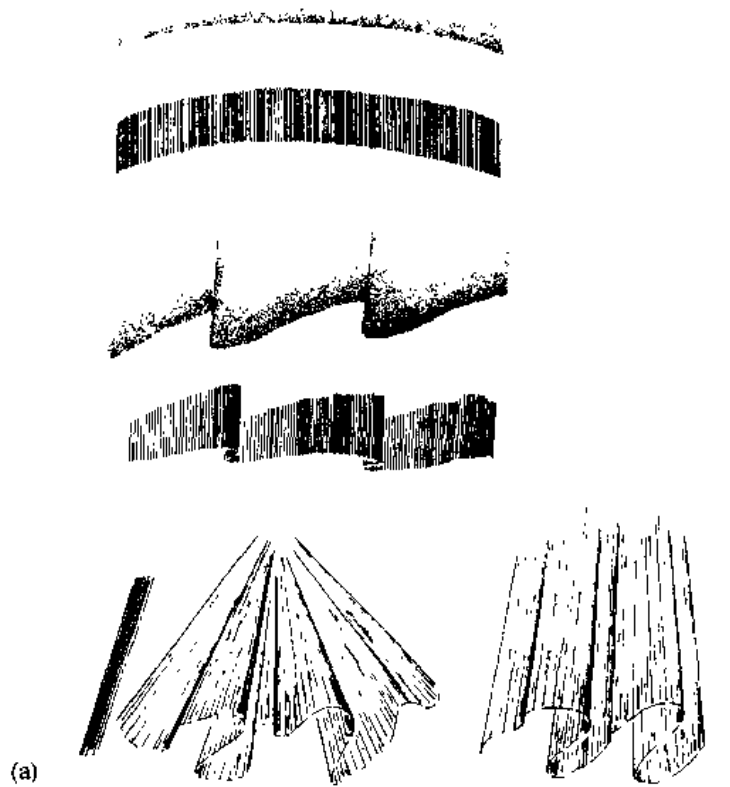


图 14.6

(a) 北极光的典型形状, 自上而下依次为: 均匀极光弧; 具有射线结构的极光弧; 均匀带, 有射线结构的极光带。下方的三个结构为(从左而右)射线, 冕和幕。(b) 由 S<sup>3</sup>-4 卫星向下对分立和弥散(连续)极光进行的光度测量。其强度随卫星位置的纬度和地方时而变化

较早期记录的光谱特征一般是由所观察到极光的颜色来描述。由极光“软”粒子产生的 630nm(OI) 辐射为红色极光, 它形成弥散的背景辐射, 分立极光弧嵌于其中(图 14.6b)。“赤红”极光由低能电子( $\ll 1\text{keV}$ )产生。“红色低边界”(Red Lower Borders)(通常具有快速运动)表明存在能量高于 10keV 的粒子。极光的大多数为黄绿色, 有时也呈现灰色。灰色极光的出现与低于肉眼色阈的观测有关, 相应于低粒子通量。图 14.5d 显示主要可见光辐射彼此间的比率随高度的变化情况。特别地, 赤红色极光在 200km 以上高度处于优势, 而品红色极光则在约 100km 以下处于优势。赤红色是波长 630 ~ 636.4nm(OI) 发射, 黄绿色是波长 557.7nm 的(OI) 发射, 而品红色是  $\text{N}_2$ 、 $\text{N}_2^+$  在 600nm 附近辐射和  $\text{N}_2^+$  在光谱蓝色端的第一负带辐射的混合结果。

630nm(OI) 辐射也可以由所谓的热激发过程产生。背景电子气体具有热的、即麦克斯韦尔能量分布, 电子数量随其能量的增高而指数下降。大于某一能量值的电子占总数之比与电子温度明显地相关。如果电子温度远高于 3 000K, 在热分布的高能尾端将具有足够的电子, 激发氧原子, 产生可探测的辐射。这是因为  $\text{O}(^1\text{D})$  能级比基态仅仅高出 1.96eV, 如图 14.4 所示。由此, 热电子能够激发产生 630nm(OI) 的极光。由于这种激发机制, 稳态极光红弧(Stable Auroral Red, SAR)可在极光椭圆带的赤道侧边界处形成, 只要源于上面对电子气体增强的加热效应以及下面电离层对电子气体减弱的冷却效应允许 F 区电子气体的温度升高至 4 000K 以上(例如, Kozgra et al., 1990)。

### 14.2.3 极光强度

极光呈现为发光的云, 具有视表面亮度 (Apparent Surface Brightness)。在可见光谱范围内吸收可以忽略不计。因此, 视表面亮度正比于在视线方向上单位体积内的积分发射。表面亮度用于定义极光强度。

如果表面亮度  $I$  以光子数  $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  度量, 那么  $4\pi I$  表示沿视线方向的总积分发射(单位: 光子数  $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ )。它被定义为极光的强度。 $4\pi I$  的单位选为“瑞利”(Rayleigh, Rayl)。1Rayl 等于  $10^6$  光子  $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{单位柱}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (将“柱”包含于单位中是因为视源以上的柱高度未知; 这样做是为了表示这是体发射, 而不是真正的表面发射)。一个特定的极光结构的观测强度依赖于观测方向。对于一个覆盖大部分天空的薄的极光, 从低仰角观测其强度最大。

令入射电子/质子束在所有能量上都具有各向同性的投掷角分布, 某确定波长  $\lambda$  的极光强度(单位: Rayl)可以由下列表达式计算:

$$I(X(\lambda))[R] = \frac{\pi}{10^6} \int_{E=0}^{\infty} j(E)P(E)dE \quad (14.7a)$$

其中,  $j(E)$  为电子/质子的微分能谱,  $P(E)$  是气体  $X$  发射的波长  $\lambda$  (即: 对于  $\text{N}_2^+$ , 427.8nm; 或者对于  $\text{H}_\beta$ , 486.1nm) 的光子总数目。对于质子,  $P(E)$  强烈地依赖于能谱(见问题 14.2), 并且 20 keV 以上的  $\text{H}^+$  对辐射输出有显著贡献。对于  $\text{N}_2^+$  第一负带, Rees 和 Roble(1986)给出了以下公式:

$$4\pi I(427.8\text{nm})[R] = 213 \left( \frac{E_{\text{ave}}}{2} \right)^{0.0735} \cdot \epsilon \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \quad (14.7b)$$

其中  $\epsilon$  为能流通量,  $E_{ave}$  是入射极光粒子的平均能量。

为了给极光强度分类, 将 557.7nm 氧绿线作为参照, 因为它是人眼最敏感的波长范围内强度最大的谱线。夜侧极光弧和带的典型强度为一至数十个千瑞利 (kRayl, |Rayl| = 10Pa·s/m)。在一次明亮极光的活动期, 极光在天顶或其附近的强度可达几百个千瑞利。因此若 550nm 附近的 1kRayl 是肉眼可见的阈值, 一般的光学极光是一种相对微弱但非常动态化的光学现象。大的强度变化与向下粒子净能量密切相关。要使北极光对肉眼可见, 进入大气层的粒子能量必须达到约  $1\text{erg}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  或者近似  $10^{-3}\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ 。对于一个 10km 宽、1000km 长的中强北极光, 大约需要  $10^6\text{kW}$  能量, 相当于一个电站的发电量。在每次极光过程中, 仅约 1% 的输入大气的粒子能量被用于产生可见光, 大量的能量损耗于大气的上层。

**极光照像。**在晴朗、黑暗的冬季夜晚, 从肉眼看来, 北极光很亮。但是, 以短时曝光不容易获得好的极光图像, 虽然使用具有小焦比镜头的现代 35mm 照相机也许会成功。使用快速彩色胶片 (例如, 400ASA), 一般需要 1 秒到数秒的曝光时间, 因此建议采用三角架支撑相机。

## 14.3 极光的时空分布

### 14.3.1 极光结构

观赏极光时, 常常看到数不胜数的极光形态和情景 (Størmer, 1955)。每一瞬间的极光显示可视为是由随时、空变化的基本极光形态或结构的不同叠加所构成。根据实际需要, 我只能考察如图 14.6 所示的四种基本形状: (1) 平静均匀的弧和带, 以直线或曲线沿磁东西方向横贯天空; (2) 极光射线以及射线的组合, 其长度可以有很大变化; (3) 弥散或不规则极光云; (4) 涡和卷 (Spirals, Curls)。它们的强度可以变化几个数量级。关于各种不同极光形状的详尽描述, 读者可参考 Størmer 的杰作《The Polar Aurora》(1955)。

另一个在科学上很有用的极光形态分类方法是将其划分为分立和弥散两种形态 (图 14.6a)。但是即使是弥散极光也包含某些微弱的分立结构, 这已经由非常灵敏的光学仪器所证实。弥散极光如此命名, 是因为其弱、小的条纹结构在卫星资料中未能被观察到, 故最初把它当作一个单独的形态记录下来。弥散极光与夜晚最大质子能流通量相联系, 沿磁力线映射稳态捕获带的内边界 (见第十章)。这就解释了其环绕磁极的接近圆形的形状。E 区的弥散极光产生于在南北半球之间弹跳的高能粒子, 它们在经向漂移运动 (电子向东, 质子向西) 过程中扩散进入损失锥, 并在大气中丢失能量。

### 14.3.2 极光的高度分布

一般地, 极光辐射正比于初级粒子储存在大气中的能量。如第 7.2.2 节所述, 极光的高度分布与沉降粒子的能量和投掷角分布, 以及大气成分有关。粒子的能量分布和通量只能通过火箭和卫星技术直接测量。然而, 极光高度以及光谱比率测量能够提供能谱的典型能量和系统性变化方面的有用信息。

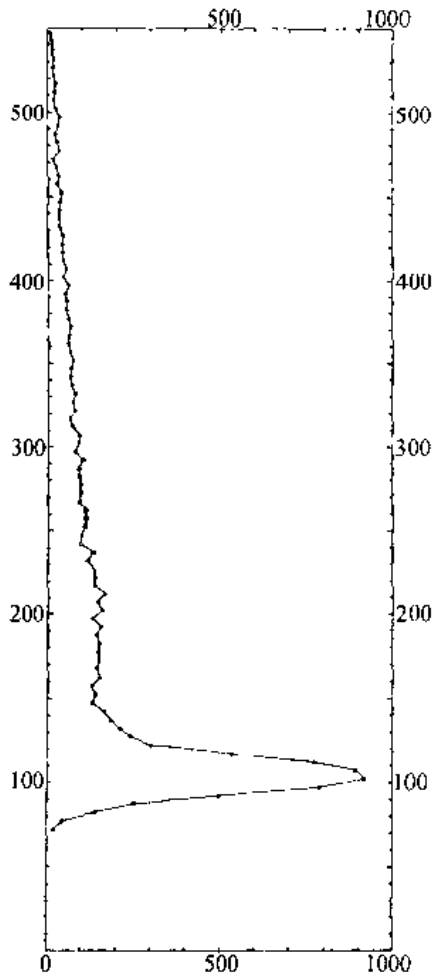


图 14.7 对北极光进行 12 330 次高度测量的统计分布(由 Störmer 及其同事进行) 垂直坐标给出高度(以 km 为单位),水平坐标给出测量次数。大多数北极光在 90~150km 之间被观察到

图 14.7 显示了 Störmer (1955) 所测量的 12 330 个极光点的分布。Störmer 的测量表明, 极光弧和带, 无论是均匀或射线状的, 主要位于 95~150km 高度范围; 至于孤立射线或射线簇, 可处于很高的位置。长的射线在大气层中可向上伸展数百公里。如图 14.5c 所示, 白天极光的平均高度远高于夜晚极光(可高出 100~200 km)。

通过火箭和地面设备, 已经对各种极光形状的详尽的高度分布进行了测量。极光的高度和每种形状极光的高度分布依赖于沉降粒子的平均能量和能量分布。

### 14.3.3 极光位置与极光形态学

20 世纪 60 年代以前的文献中, 极光位置被用极光(环)带(Auroral Zones)来描述, 即统计平均意义上夜晚极光发生的区域。极光带中心离地磁极约 23°, 宽约 10°。在极光区内, 即使在低太阳活动年, 50% 以上的暗夜期间肉眼可看到极光。极光的发生率和强度与太阳活动具有密切的关系。这可以由 27 天重现性及 11 年周期变化证实, 它们分别与太阳自转周期和太阳黑子周期有关。

然而, 如 Störmer(1955) 首先指出的, 极光活动在太阳黑子极大之后的 1~2 年最强烈。在一级近

似下, 极光带与  $L = \text{常数}$  相近。Feldstein 和 Starkov (1967) 发现, 最大极光活动随磁地方时和纬度的瞬时分布可描述为椭圆状的带, 称为极光椭圆(图 14.8)。

极光椭圆(在任一半球)为连续的带; 平静或者中等活动期内, 在磁午夜集中于约 67° 地磁纬度, 在磁正午集中于约 77° 地磁纬度(Akasofu, 1968)。(图 14.1 示出从太空和地面看到的极光的例子。) 椭圆的纬度极值为极光亮区的平均边界, 如国际地球年(IGY) 1957~1958 期间全天照相所观察的。平静、中等和活动情况下极光椭圆带的位置随地磁地方时和磁纬的变化如图 14.8 所示。显然地, 极光的位置与地磁场的活动相关, 随着地磁扰动的增强, 极光主要向赤道方向移动。

极光还常常在椭圆带的极向一边发生, 但发生频次较小, 强度较弱。在赤道侧一边, 极光发生率迅速下降。低纬度出现的极光与增强的地磁活动和磁暴有关。

由于观测台站随地球转动, 在地球-太阳参照系中或者以磁地方时(MLT)为坐标看来, 观测站对极光椭圆(在特定的活动水平)带的接近程度以 24h 周期变化。因为地磁极偏离于地球有关转轴(在北半球大约 11° 偏离, 向美国东海岸倾斜), 许多极光效应也与经

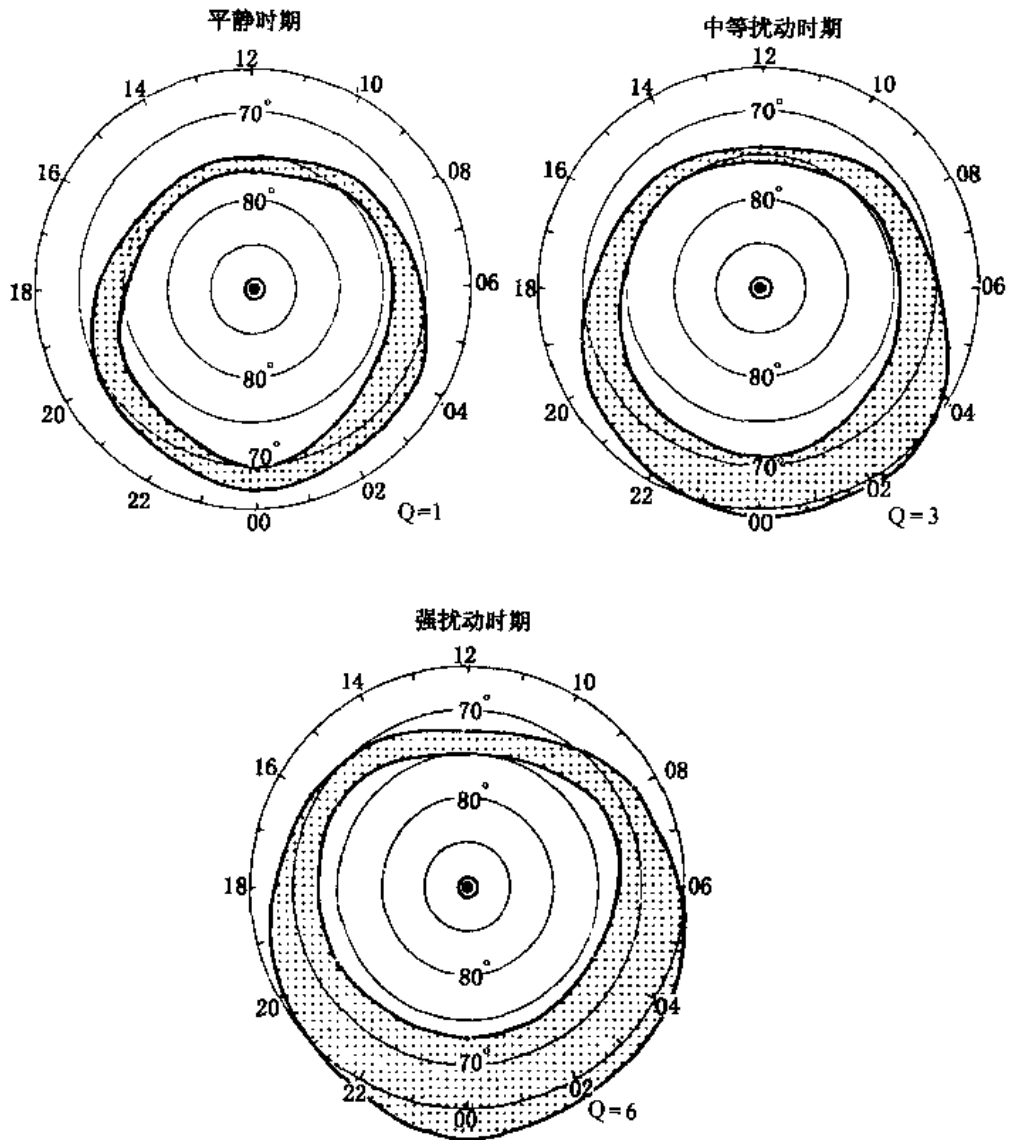


图 14.8 极光椭圆尺度随活动强度的变化

阴影区域表示北半球极光最强活动的分布, 坐标系采用修正地磁(Corrected Geomagnetic, CG) 纬度及 CG 地方时, 正午在上方(引自 Feldstein and Starkov, 1967)

度有关。对此最好采用世界时(UT)(自格林尼治向西正向计时, 每小时  $15^\circ$ )。

通过细致地比较分析地面、火箭和卫星观测, 发现夜晚侧极光, 主要由  $1\sim 15\text{keV}$  的电子产生, 而白天侧极光主要由低于  $1\text{keV}$  的电子产生(图 14.3)。这可以很好地解释夜晚极光与白天极光辐射高度和光谱的差异。

无结构的极光可低至约  $95\text{km}$ , 位于大致常数磁纬度的环带上, 其磁纬度近似与午夜极光椭圆的赤道侧边界相同。无结构极光由  $5\sim 20\text{keV}$  的电子产生。中等高度的弥散和结构化极光由源于磁层等离子体片的中等能量( $1\sim 10\text{keV}$  量级)的粒子形成(见第 14.8 节和第十章)。

对比 20 世纪 60 年代以前关于极光带的形态和统计描述, 以及此后极光椭圆的表述(图 14.8), 70 年代以后出现了更物理化的观点, 认为瞬态极光及其位置随时受到太阳风

和行星际磁场(IMF)的控制。对于北向 IMF, 太阳风与磁层的耦合很弱, 极光椭圆收缩, 极光强度变弱。对南向 IMF, 耦合则相当强烈, 极光椭圆较大, 其尺度随太阳风压力增大而膨胀, 极光强度增强。地面观测显示, 当 IMF 由南向转北向时, 正午极光(白天极光)的极侧边界向极向移动, 在很长时间里极光椭圆单调收缩。

观测发现北半球和南半球夜侧极光形状具有共轭(镜像对称)特性, 从而有力地支持极光位于闭合磁力线的论点。

太阳往往并不处于地磁赤道平面上, 这给描述和研究极光带来了复杂性, 由于地球自转轴相对于地球公转轨道平面倾斜  $23^\circ$ , 以及地磁偶极子轴与自转轴存在约  $11^\circ$  夹角, 在一年期间, 太阳方向偏离地磁赤道边面可达  $\pm 34^\circ$ 。这些效应导致极光发生的日变化和季变化, 其中季变化最重要, 它产生于地磁轴与日地连线的夹角, 极光发生率在春分和秋分最大。

#### 14.3.4 白天极隙极光

近年来, 太阳风-磁层-电离层相互作用的基本问题激发研究者对向阳面电离层现象越来越多的关注, 本节将着重讨论极隙区(对应于约  $70^\circ \sim 80^\circ$  之间的极光椭圆带)向阳面(磁正午约  $\pm 6$  小时)电离层光学信号。

白天侧和夜晚侧极光辐射波长和高度分布的特征性差异可以从图 14.5c 和 14.5d 看出。另外值得注意的是, 相对于夜晚极光, 极光椭圆的白天部分的位置离地磁极更近(中心位于  $75^\circ \sim 78^\circ \Delta$  磁纬度), 并且白天侧极光极光椭圆带的宽度大约仅为夜晚侧的一半(图 14.8)。

极隙区极光发生于白天极区热层大气, 那里原子成分丰富(见第七章)。因而, 这些极光的原子谱线强度, 显著高于分子谱带的强度, 导致白天极光光谱的单一化, 甚至在夜晚极光中观测不到的原子谱线(部分地由于其波长与较强烈的极光分子谱带一致), 也能够正午极光中探测到。正午极隙极光的分子谱带相对较弱, 从而允许对极区中间层大气的(化学发光)气辉 OH 发射进行白天观测。

依照定义, 白天极隙极光主要是弥散的带, 通常能够在 11~13MLT 区域观测到  $I(630\text{nm}) \gg I(557.7\text{nm})$  的辐射。200km 以上的红线辐射是由软通量的磁鞘粒子沉降产生的(图 14.4)。其平静时强度一般低于 1kR; 因此, 白天极隙极光, 是不可见的, 其平均高度为 250km 或更高。极隙极光具有弥散特征。

20 世纪 70 年代, 才首次直接证实极隙极光与从磁鞘进入极区 F 区的等离子体有关。1980 年前, 白天极光的地面观测一直受到忽视, 部分原因是难以进入与地磁极和地理极足够接近的区域。另一因素是缺少足够灵敏的设备以研究这种微弱、不可见的极光。

近来, 研究者(例如, Sanholt and Egeland, 1989)已经认识到, 对于日地研究, 日侧电离层效应与夜侧过程同样重要, 对向阳面极隙区的研究(基于地面、火箭和卫星的联合观测)显著增多, 不断有重要的发现发布出来。位于  $75^\circ \Delta$  附近的 Svalbard 群岛, Franz Josef Land 以及格陵兰的一部分是北半球仅有的几个可以进入、运用光学方法观测白天极光的地点(而此方法必须在磁正午附近, 太阳位于地平线下最少为  $10^\circ$  的情况才能应用)。随着现代更灵敏的全天空电视摄影仪与多频扫描成像仪(主要对 630 nm 和 557.7nm 波长

灵敏)的发展,已能提供高分辨率的数据,并与通过极轨卫星获得的粒子与场的联合观测数据一起进行比较研究。

因为没有分立结构,所以极隙极光区又叫正午间隙带(Midday Gap)。表 14.2 给出了包括粒子特征的典型参数。分立的活动极光形态(常为多层长寿命的极光带)能在正午间隙带出现前后被看到。瞬变的分立极光形态(通常有约 10 分钟的再现周期)发生在 9~16MLT(甚至在 12MLT 时)之间。这些分立弧是由比产生 630 nm 极光的粒子更高能的粒子产生的,但其平均能量比夜侧的更加多变。在 150~200km 的高度范围内,这些弧的强度和发生率并不直接随夜侧极光亚暴大小而变化。分立的极光光弧在极盖区也可看到。它们也是与向阳面极光光谱一样的短寿命极光。有时候,背阳面与向阳面的极光是同时发生的;此时最壮观的表现就是,在背阳面极向极光膨胀,与向阳面赤道方向的极光膨胀一起发生;然而,观测到极隙极光活动时经常没有任何夜侧变化;反之亦然。极隙极光的大尺度动力学机制主要由 IMF 的  $B_z$  分量控制。当 IMF  $B_z < 0$  时,极光强度对太阳风活动尤为敏感。太阳风控制着等离子体输运效率。当 IMF 矢量偏向正北时,极光强度减少,且极光极向收缩。这表明进入极隙区域的等离子体输运降低。

表 14.2 极隙-极光电子沉降

极光形状	$I(630\text{nm})$	$I(557.7\text{nm})$	电子能量	能量通量( $\text{erg}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ $= 10^{-3}\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ )
静态极隙 (正午间隙)	<1kR	<0.3kR	<0.2keV	<0.5
活动极隙 (即瞬变事件)	典型的 0.5~5kR	典型的 0.5~10kR	<2keV	典型的 0.5~5

某种类型的活动极光(爆发极光弧,极光极向膨胀,由于 IMF  $B_y$  影响而导致的经向极光运动)可以被叠加在静止的、间隙状的背景极光弧上。这些发生周期小于 10 分钟、仅有几个千瑞利强度(10~20kRayl 的事件很稀少)的正午瞬变极光的绝大多数,并不一定能够被卫星发现,因为其感光灵敏度及时空分辨率不够高。

### 14.3.5 极盖日向极光

1957~1958 年,国际地球物理年的观测表明在极盖深处(地磁纬度高于  $75^\circ\sim 80^\circ$ )有沿着日地连线方向的极光。只在很少数的时间里能看到的这类极光,总是指向太阳;在冬夜极盖中心,由于地球在日向极光下旋转,在其方向的提示下,人们实际上得以知道时间。

20 世纪 70 年代后期,卫星和地面观测数据展示了这类极光的发生率与北向行星际磁场条件有关。然而,直到 80 年代以后,更灵敏的高增益成像光度计才显示,在行星际磁场北向或接近于零时,约有一半情况下出现这种极光(例如图 14.9)。这些图像在与地面光学和雷达测量以及卫星观察一起分析时,显示了这些极光是由电动力学机制产生,并可确定它们的热学及能量特征。

图 14.9b 是由动力学效应导致一个沿着边界线方向的极光弧的简单情形的阐释。假

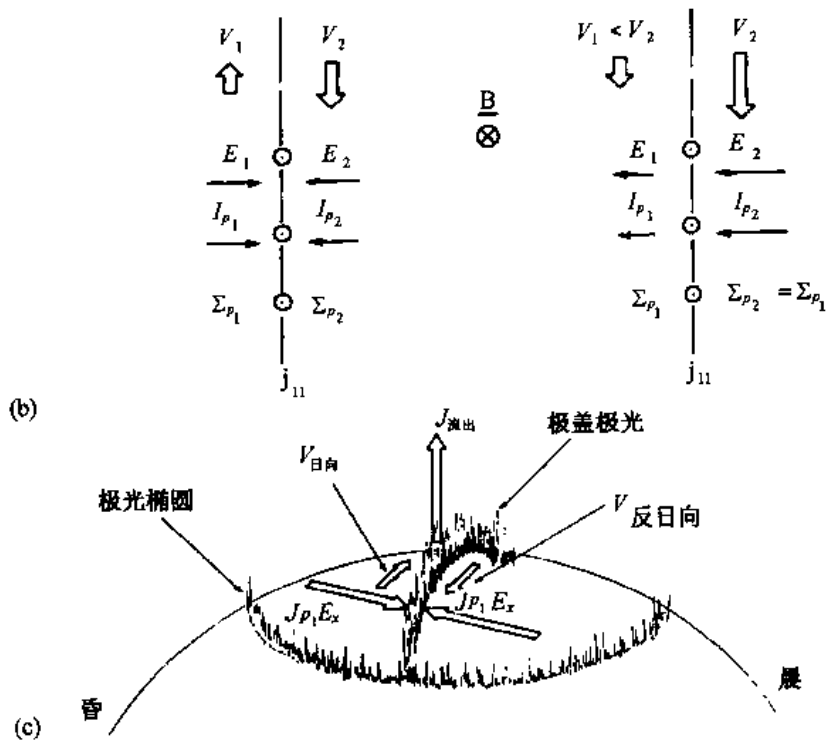
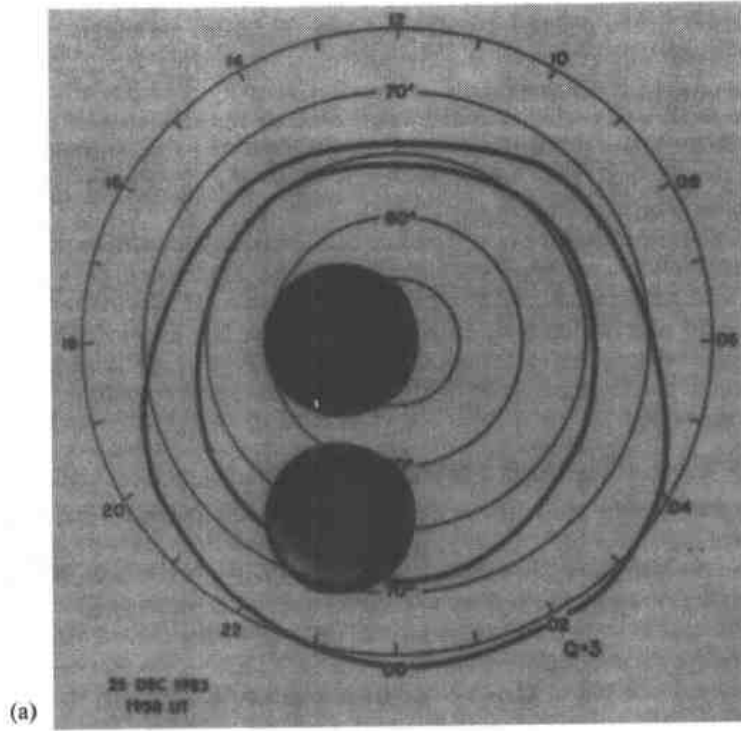


图 14.9

(a) 日向极光弧的例子, 一个与午夜后极光椭圆相连, 沿太阳方向延伸 2000km 的。由一对 630nm 全天空成像光度计观测得到(引自 Carlson, 1990)。(b) 产生日向极光的两个简化电动力学情况。(c) 强日向极光的简单电动力学特性卡通示意图。昏侧等离子体流一般为(对于极光强度的一定范围)日向, 静止或反日向(但慢于晨侧的反日向流动)



定磁场为垂直方向,边界两边的电导率均匀分布。考察边界附近的流动,考虑穿过边界线时等离子体流反转(图 14.9 右部)或有速度梯度(右部)。这意味穿越边界的电场不连续。无垂直电流情况下,边界上的水平电场差将产生水平的 Pedersen 电流会聚。这样,产生了垂直方向(实际上为磁场方向)电流,其大小确以保持电流无散状态。

左部剪切反转流动和右部剪切梯度流动的不同仅在于观察流场的参照系的速度不同。中性气体所在的静止参照系决定着电流。中性气体静止参照系的特殊意义可部分地理解为,正是由于带电粒子与中性气体粒子之间的碰撞,尤其是电子、离子与中性气体粒子的不同碰撞频率(迁移率),产生了有限电导率,并导致垂直于剪切边界的 Pedersen 电流。

横越边界的速度梯度方向决定了水平电流聚集或发散,并由此决定了维持无散度电流状态的垂直电流是向上或向下。在图 14.9b 及 14.9c 中其速度梯度方向导致向上电流,大概是通过向下运动的超热电子流输入电离层。

应指出:如果在电离层的某部分存在一系列的速度间差,等离子体交替地加速和减速,沿速度间差边界向上电流片散布于向下电流片之间。向下电流由上行热电子所载。

综合地面成像与卫星数据表明,简单的极光弧电动力学实际正是关于稳定状态的日向极光弧的机制(Carlson et al., 1988)。我们应指出,即使在无速度剪切的电离层中,横穿边界的电导率的变化也能驱动流出电离层的电流片。我们尚未发现仅由此效应产生日向极光弧的例子。

由于垂直方向(确切地是磁场方向)电流的载体是几十到几百电子伏特能量的超热电子,它们会激发极光弧的光学信号。同样的原因,它们会产生碰撞电离,并增强极光弧内电导率,改变极光弧内部的电流分布。在具体、自洽地处理与极光弧有关的电流类型时,必须考虑这种反馈效应。

这里,我们的主要观点是日向极光弧是速度剪切线,速度陡变线以及极盖日向弧晨侧反日向速度大于昏侧诸情况的可见标记。之所以这些剪切层指向太阳,是因为极盖反日方向流动是由于与背离太阳并吹经地球的太阳风耦合而造成的(如第十章描述)。因为日向极光弧是电离层反日方向等离子体对流急剧减速(甚或反转方向)的信号,所以它们是发现与确定北向行星际磁场状态下(即对极盖对流最缺乏了解的一半时间)极盖对流特征的最有价值的工具,这些太阳方向极光弧对于极盖电离层和热层的热平衡和能量学也具有重要意义(Valladares and Carlson, 1991)。

## 14.4 极光亚暴

高速运动着的,色彩与强度剧烈变化,并具有多种不同极光形状的极光亚暴看上去可能完全杂乱无章。但是,有经验的观测者会很快地发现,几乎与古典戏剧或交响乐一样,如此巨大的极光,有着类似四幕或四乐章的确定类型(Akasofu, 1968)。

对在极光椭圆附近的夜晚观测者来说,显现通常开始于一个或多个平静、均匀的极光弧,具有弱强度(1~10kRayl),且几乎与地磁东西方向平行。一段时间后,可能数小时,极光开始向赤道方向移动,强度增加,并且可能发展为射线结构和不太规则的带状。然后整个天空突然爆发,极光布满其中;与此同时,极光快速移动并伴随着形状和强度方面的

变化,有时增加到几百个千瑞利;并且,极光中个别结构的东向或西向速度可达几十 km/s。几分钟后,此极光开始变弱且相当弥散。这标志着被称为恢复相时期的开始。

极光亚暴以及所有极光现象必须放在一个固定的日地参照系中考虑。因此,地球上的观测者必须消除在这个参照系中跟踪极光运动时地球自转的影响。这点,原则上看来

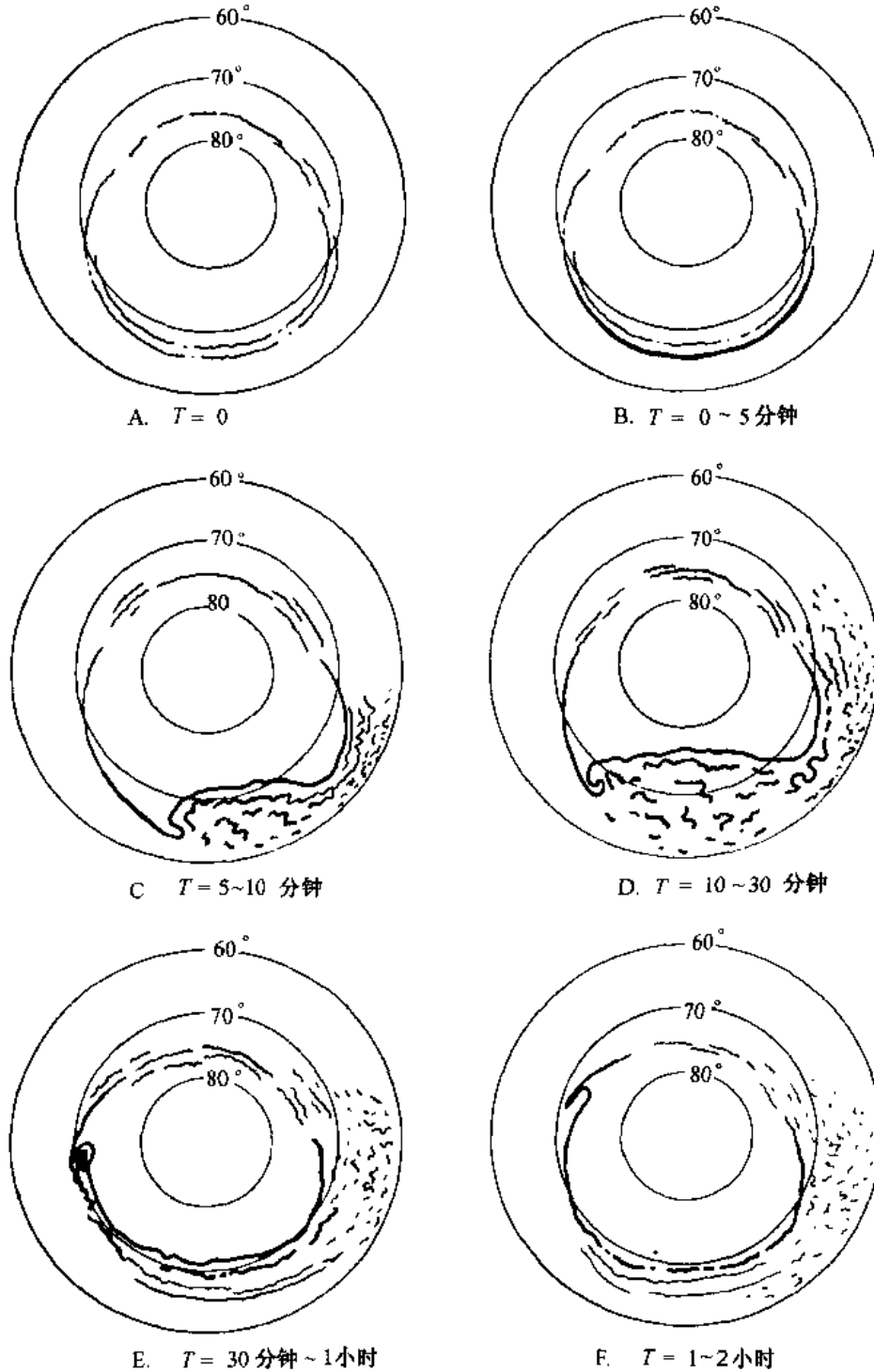


图 14.10(a) 由一系列图显示的 - 次极光爆发事件  
图的顺序由始于  $T=0$  的时间标出(引自 Akasofu, 1968)

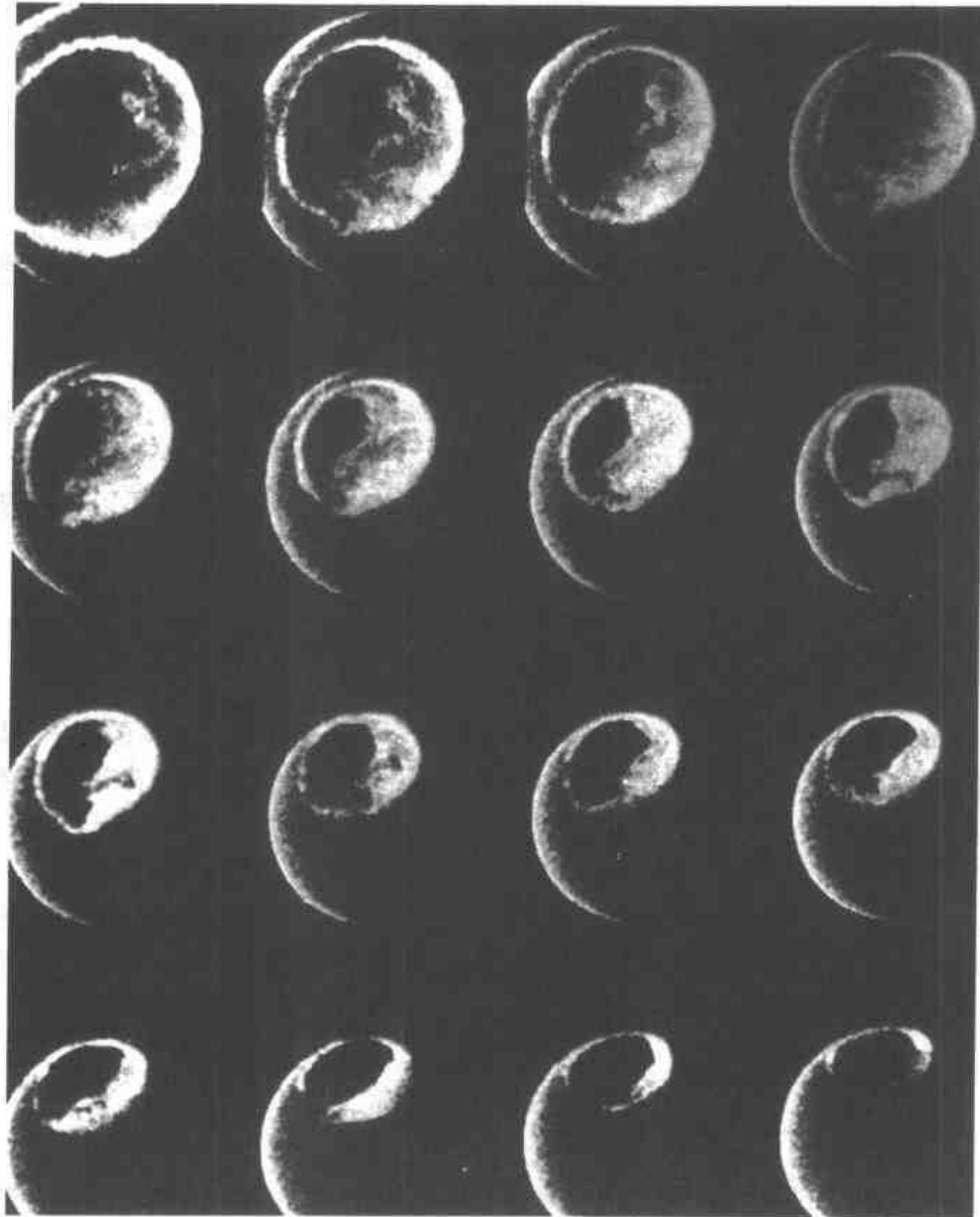


图 14.10(b) 一次极光亚暴期间从 DE-1 卫星上所摄的一系列极光照片  
时间增长顺序为由左而右,从上到下(引自 Frank and Craven, 1988)

好像很简单,但地理极与地磁极产生的偏移带来了比最初想像要更大的复杂性。

每一次(四幕)活动时期都称为极光亚暴。图 14.10a 是在偶极地方时坐标系中极光亚暴的发展图例。图 14.10b 是由距地球在约 20000km 高度的动力学探险者号 DE-1 太空飞船上的摄取的极光爆发(Auroral Breakup)系列照片。质子极光(14.2.2 节)在极光亚暴爆发产生分立极光弧的极向膨胀稍后,移向捕获边界极侧,其最壮观的景象常常只有几分钟(<10 分钟)的过程,整个时期可能为 0.5~1 个小时。之后,天空或多或少地被弱极光的均匀表面所覆盖,强度通常为 1~5kRayl。但这种极光不易看出来。由于缺乏对比,这类强度如此微弱、比起分布广泛的辐射层面更为分立、清晰的极光形态经常容易被人眼所忽视。极光亚暴的持续时间和强度可有很大的变化。同一夜晚的两次极光亚暴的时间

间隔通常为 0.5~3 小时。在磁活动时期,一夜之中可能发生几次极光爆发。

在一次极光显现中,可以看到几个极光形状同时存在,部分地重叠或彼此镶嵌。极光光和极光带常呈现射线结构。通常每种极光形状都随时间而移动,并有强度变化。尽管均匀、平静的极光速度很小( $\approx 100\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ),而有些射线结构具有快速运动,速度可高达  $50\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。同时,各种运动的形状内发生强度和颜色的变化,各种运动兼有各种大尺度的强度变化。极光的形状能随着磁地方时(MLT)变化。地磁子夜几个小时之后,极光图案明显地弥散,但其形状存在着脉动及强度的快速起伏。极光亚暴与产生特有磁扰动电流系有关联(Akasofu, 1968; Akasofu and Chapman 1972)。

因为极光是带电粒子与地球上层大气相互作用的结果,而且这些粒子的注入起因于与太阳风的相互作用,所以极光与流自太阳的等离子体和地球磁场有关。极光在时间与空间上的表现不仅依赖于太阳风的特性和地球磁场,而且也与大气层成分有关。各类极光的发生与空间分布也与地方时和亚暴阶段有关。控制极光亚暴各个不同阶段的物理过程现在还不完全清楚。

## 14.5 极光电离层

在讨论电离层电动力学之前,我们先概括总结一下辐射介质被电离的部分,极光电离层(见第七章)的一些特性。极光电离层具有明显不同于亚极光纬度电离层的特点(Rishbeth and Garriott, 1969)。对于中纬度电离层来说,太阳辐射既是主要的电离源[远紫外线(EUV)、UV 及 X 射线],又是主要的热源,而且输运过程主要依靠于中性风以及重力产生的向下扩散。然而,在扰动极光区域中,主要的电离源是粒子沉降,对电子主要的热源是粒子沉降,对于离子则是中性粒子、坡印亭电磁能流或焦耳加热(对离子),而主要的输运过程则由电场驱动。

### 14.5.1 电离

在 180~200km 以下的电离层中,极光电离层(与中纬度一样)内的主要离子是分子离子。它们的存在时间相对很短,会与热电子迅速复合(其分解复合率为  $10^{-6}\sim 10^{-7}\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ )。因此,在高度远低于 200km 的夜晚极光区内观察到的有效的电子密度( $10^4\text{cm}^{-3}$ )可作为所视地点和时刻的电离生成率的量度。因为复合率是每立方厘米电子数目( $n_e$ )与每立方厘米的离子数目( $n_i$ )的乘积,且  $n_e \approx n_i$ ,所以  $n_e^2$  即为沉降极光粒子的量度。对于极光 E 区(100km 附近)发生最大电离效应的大致高度来说,  $n_e^{\text{max}}$  是极光粒子能量储存的量度(见 14.7.1 节),因为可穿透到那个高度的粒子的特征能量是已知的。在地面,电离层垂测仪能够测量 E 区最大等离子体频率  $f_oE$ ,并有大致关系式  $(f_oE)^2 \propto n_e^{\text{max}}$ 。

E 区内以分子离子为主;与此相反,F 区以原子离子为主。原子离子与电子的复合比分子离子的复合慢约  $10^4$  倍。这些离子一般通过下列的二步过程而损失:



或



(14.8)是与中性分子发生化学反应(通过电荷交换)形成分子离子的限制过程,随后很快会发生分解复合(见7.3节)。反应(14.8a)解释了为什么在F区以下 $\text{NO}^+$ 占优势。

### 14.5.2 运 动

地球磁场极大地影响着电离层内等离子体的运动(这就是为什么电离层的许多特性在地磁坐标系中描述比在地理坐标系中更好)。如果与中性粒子的碰撞并不频繁,当冻结于磁力线 $\mathbf{B}$ 上的电场 $\mathbf{E}$ 时,电子和离子将一起运动,运动方向垂直于电场和磁场,速度为

$$\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_i = (\mathbf{E} \times \mathbf{B})/B^2 \quad (14.9)$$

其中下标对应于电子( $e$ )和离子( $i$ )。

因为F区高度离子寿命长,所以由等式(14.9)描述的输运过程非常重要。F区内的电离粒子可以在化学复合前存在多个小时。在极光和极盖高纬度地区,强的极光电场可以驱使电离层等离子体以 $1\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的速度运动。所观测到的离子其电离可能发生于几千里之外的地方。因为极区电离层对流总是出现于极光椭圆带附近的高纬度电离层中(Heelis, 1988),所以F区内离子从其源区的运动是一个连续的过程。

### 14.5.3 电 流

等式(14.9)适用于F区离子的运动,却不能运用于E区离子。在E区,由于带电粒子与中性粒子的碰撞频繁,以至于没有整体离子密度剖面的输运出现。

图14.11a显示了不同的碰撞频率与离子回旋频率 $\Omega_i$ 之比下的正离子轨迹。在约200km高度,带电粒子轨迹由等离子体整体漂移速度 $(\mathbf{E} \times \mathbf{B})/B^2$ 描述。然而,在140km高度附近,一般离子在与中性粒子碰撞前一般只能完成部分回旋。然后它将在地磁场的影响下恢复它的运动并开始另一回旋,直到下一次碰撞发生。当离子-中性粒子碰撞频率 $\nu_{in}$ 恰好等于 $\Omega_i$ ,离子一般将与 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 成 $45^\circ$ 角漂移。下标 $n$ 指中性粒子。当 $\Omega_i \gg \nu_{in}$ 时,离子将没有机会发生 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向的运动。它们只会沿着 $\mathbf{E}$ 的方向在中性粒子间扩散(见问题14.5)。由于 $\nu_{in}$ 远大于电子-中性粒子碰撞频率 $\nu_{en}$ ,所以电子被地磁力线束缚( $\omega_e \gg \nu_{en}$ ),等式(14.9)可适合于低至约100km以下的电子。最后,甚至电子也与中性粒子发生显著的碰撞(在80km,  $\omega_e \sim \nu_{en}$ )。由于受中性粒子碰撞的不同影响,离子相对于电子的运动在电离层中产生了电流。7.7节给出的数学处理适用于一般情况。

极光电流( $j$  = 电流强度,  $\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$ )为

$$\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E} = n_i e (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) \quad (14.10)$$

$n_i$ 提供电流载体。极光电流基本上在约90km以上高度流动;离子相对于电子的漂移主要发生于140km以下的高度。这里, $\mathbf{E}$ 和 $n_i$ 产生的电流包含三个分量,其分别为:与 $\mathbf{B}$ 垂直并与 $\mathbf{E}$ 平行的Pedersen电流,与 $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{E}$ 都垂直的霍尔电流,与 $\mathbf{B}$ 平行的Birkeland

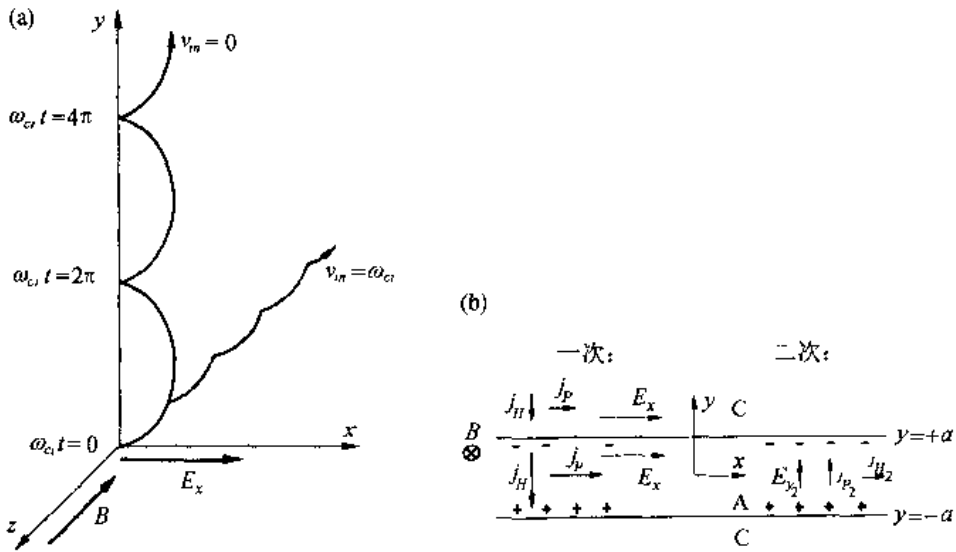


图 14.11

(a)在没有碰撞( $\nu_m = 0$ )和碰撞频率等于回旋频率( $\nu_m = \Omega_i$ )两种情况下,一个正离子的运动,这里不存在沿磁场方向的电场分量  $E_x$ 。(b)极光弧的简单模型,包括了初始电流和次级电流(引自 Egeland et al., 1973)

电流。

#### 14.5.4 次级电流(Secondary Currents)

极光电急流很强的局地电流,主要沿着极光亚暴时极光椭圆带的午夜部分附近的狭长的增强电导率通道自东向西流动(见第十三章)。这一几何特征产生了独特的电流类型。为了认识它们,有必要熟悉次级极化电场的概念。

如图 14.11b 所示,设想存在一个电极光强化的电离层等离子体条带 A 嵌于具有低电子密度及低电导率的背景电离层 C 中。在 X 方向的初级电场  $E_x$  作用于 A 和 C 区;由于  $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ , 电场在交界面两侧必须是连续的。地磁场垂直进入图面。由  $E_x$  驱动的初级电流( $J$  为高度积分的,  $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ , 见 14.7 节)包括沿  $\hat{x}$  方向的 Pedersen 电流  $J_P$  和沿  $\hat{y}$  方向的霍尔电流  $J_H$ 。(因为 A 中电导率更高, A 中  $J_P$  高于 C 中的)。然而,在稳态情况下,电流  $y$  分量穿越 A-C 交界面时必须连续,这就导致了在 A-C 交界面上过剩正、负粒子的瞬时积累,如图所示。由这一过程在 A 中建立的次级极化电场  $E_y$  驱动出次级 Pedersen 电流  $J_{P_2}$ , 抵消了横越边界的初级霍尔电流  $J_H$ 。但是,这一次级极化电场也产生了沿着极光弧 A +  $\hat{x}$  方向的次级霍尔电流( $J_{H_2}$ )。此次级  $J_{H_2}$  加上初级  $J_P$ , 使得沿着极光 A 弧方向的电流更加强烈。

定量地,刚才提示的这些公式导出(Egeland, Holter 和 Omholt, 1973):

$$J_x = \Sigma_P E_x + \Sigma_H E_y = E_x [\Sigma_P + \Sigma_H (\Sigma_H - \Sigma_H^C) / \Sigma_P] \quad (14.11a)$$

$$= E_x (\Sigma_P + (\Sigma_H)^2 / \Sigma_P) \quad (\text{对 } \Sigma_H \gg \Sigma_H^C) \quad (14.11b)$$

$$J_y = -\Sigma_H^C E_x \quad (14.11c)$$

其中  $\Sigma$  是高度积分的电导率,除了  $\Sigma_p^C$  表示背景及 E 区电离层电导率外,各项均指极光光弧。

这一简化性理论忽略了各极光弧界面上的 Birkeland 电流,在应用于极光弧时,给出了电流增强所达上限。在实际的电离层中,沿着  $B$  向的 Birkeland 电流降低了极化电荷,并因此降低了  $E_y$ 。这一次生极化电场的论述被应用于极光电急流,但可广泛应用于任何增强电导层。[提示:等式(14.11a)显示沿着此条带的有效电导率增强了。在 A 区与 C 区之间存在非常高的电导率比值的极限情形,我们可发现有效电导率趋于  $\Sigma_p + (\Sigma_H)^2 / \Sigma_p$ ,如等式(14.11b)中。这一表达式在结构上类似于 Cowling 电导率。]

## 14.6 极光对无线电波的影响

虽然包括极光对无线电频谱影响的各种方式超越了本论述的范围,但不注意其显著影响将是一个严重的疏忽。我们略叙一些,以表达此类效应的意义。

大尺度极光和极盖电场、电流以及相对于中性大气速度的等离子体漂移导致各种等离子体不稳定性。F 区高度的这些不稳定性能被归纳为两个主要类型。其一,是  $E \times B$  或梯度漂移型不稳定性,或多或少受到强场向电流影响,大约 20 多年前已知道这种不稳定性。另一种类型(1988 年发现其非常重要)是在强速度剪切区中发生的惯性或 Kelvin-Helmholtz 不稳定性,尤其在极光纬度中 (Basu et al., 1990)。这些等离子体不稳定性导致相对均匀的等离子体产生了沿  $B$  线的、0.1~10km 尺度的非均匀结构,由此产生了强烈无线电闪烁现象。这些极光闪烁导致了高至 GHz 强振幅减弱和相位起伏,干扰了 VHF(30~300MHz), UHF(0.3~34 GHz)及 GHz 通讯,甚至更低频率的导航系统。

极光电离层等离子体中由其不稳定性过程产生的沿力场线的无规则性也散射无线电波,尤其是在 HF(3~30MHz)和 VHF 范围,这与玻璃棒反射光线的过程很相似。这一极光散射或干扰现象能遮蔽雷达跟踪、干扰或改善 HF 通讯,从而可作为重要的地球物理诊断工具。这一现象在 19 世纪早期即被知道,当时的无线电爱好者发现有极光时通过使他们的天线指向北方,即可接收到发自南方的无线电传送。

D 区高度的增强电离现象可导致强无线电吸收(与  $f^{-2}$ 成正比)。在电离介质中传播的波会在波与粒子间交换能量。交流电场在半周内加速电子,而在下一半周内减速电子。如果这一电子在其再辐射前与某一中性粒子碰撞,这一有序能量变为无序能量,并在消耗这一无线电波能量的同时加热电子。极光区中增加的 D 区电子密度(极光吸收和/或极盖吸收事件)严重地削弱来自地球的 HF 通讯。对通过 D 区的地外无线电波的衰减测量可以作为 D 区电离源的诊断 (Rosenberg et al., 1991)。

极光纬度区发生的波与粒子的相互作用也导致了各种电磁辐射。粒子能量是通过等离子体波-粒过程而被转化为电磁能的,但其过程并不完全清楚 (Helliwell, 1988)。

## 14.7 向电离层的能量传输

太阳风把粒子能量、动量和质量传输到磁层,因而大量的能量是以粒子能量及/或电磁能的形式而被输送到电离层的。

我们已经论述了极光粒子在极光光学辐射的直接激发中(14.2节),以及在中性粒子电离中所发挥的作用。两种作用机理都意味着能量被储存。但另一种能量储存方式常常超过粒子向极光和极区的能量输入率,从磁层向下的坡印亭能通量( $\propto \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ )可被消耗于电离层-热层中,并在那里做反  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  力的机械功。

我们可以认为这种类型的输入电离层中的能量起始于太阳风发电机中被转化为电磁能的机械能。接着,它会沿着地磁力线(以坡印亭能流)向下传输到电离层,并在那里以焦耳加热的形式被消耗。在电离层静止参照系中,电离层中的焦耳加热为  $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ 。因此,对于一个加入的电场来说,能量是被与  $\mathbf{E}$  平行的电流分量消耗的,这就是 Pedersen 电流;而与  $\mathbf{E}$  垂直的霍尔电流是非能耗的。这就导致了焦耳加热对于特征能量的依赖性,因为较高能量的粒子会更深地透入到大气层中,那里  $\Sigma_H > \Sigma_P$ ,且电流倾向于非能耗。焦耳加热不太重要。而在更高区域,是由较低能量的粒子产生电离的,那里 Pedersen 电导率大大高于霍尔电导率,焦耳加热相对更为重要。因为电流密度  $\mathbf{j}_P = \sigma_P \mathbf{E}$ ,其中  $\sigma_P$  为 Pedersen 电导率,高度积分的焦耳加热可用  $\Sigma_P E^2$  表示,其中  $\Sigma_P = \int \sigma_P dh$ 。在特定的时间和特定的地方,这一加热率可为许多个  $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ,而在向阳面大约 110 km 以上高度由太阳紫外辐射储存的能量为  $0.5 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。后者可做为度量上层大气能量输入重要性的有价值的参考量。它应与在中性大气静止参照系中得到的高度积分的焦耳加热率( $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ )做比较,而加热率可写为

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v}_n \times \mathbf{B}) \quad (14.12)$$

其中  $\mathbf{v}_n$  为中性风速度。

由极光能量耗散而致的低热层中的全部加热,其加热率瞬时地可超过来自太阳处于天顶时的 UV 加热活动的加热率,将会改变当地热层的温度、密度、成分和风流动。实际上,全球尺度的热层及电离层对这类加热的响应是正在进行中的研究课题。

### 14.7.1 粒子-能量沉积

对粒子加热效应估计,提供了得出的几个重要结论的可能性。在 E 区高度,复合率正比于电子数和离子数的乘积即  $n_e^2$ (见 7.3 节)。如 14.2 节中所讨论的,电离生成率可由粒子能量除以 35 eV 来估算。在准稳定状态中,电离产生率刚好与复合率平衡。由此导出了由沉降粒子引起的电离层加热率  $Q_P$  的定量估算,其公式为

$$Q_P = 5.6 \times 10^{-6} \int \alpha(h) n_e^2(h) dh \quad (\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (14.13)$$

其中,  $\alpha$  表示有效高度复合系数(120 km 附近约  $2 \times 10^{-7} \sim 3 \times 10^{-7} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ),  $n_e$  表示电子密度( $\text{cm}^{-3}$ ),  $h$  表示高度(km)。注意,粒子加热率也与  $n_e^2$  成正比。E 区的 3MHz 等离子体频率大致等于典型极光层中  $10^5 \text{cm}^{-3}$  的电子密度,  $1 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  的  $Q_P$  及 0.5kR 的 391.4nm 的辐射。这是弥散极光的典型,其由损失锥粒子沉降产生,也是形成广延的、高度均匀的 E 区电离准平衡层的原因。

### 14.7.2 焦耳加热与能量储存

关于焦耳加热的早期讨论由集体相互作用所表述(电离层作为电阻负载)。同时用



集体观和粒子观考察相互作用过程经常是有指导性。因此,这节我们从粒子的观点研究能量储存。在高纬、极光和跨极电场以速度  $v_i = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$  驱动等离子体。等离子体呈电中性,具有  $n_e = n_i$ 。单个离子与中性大气粒子碰撞时将交换能量,并被偏转到某一新的方向。于是,离子在等离子体漂移方向上的有序运动变成为无序运动,即热运动。从此粒子观,很容易明白离子气体经过几次离子-中性粒子碰撞后温度迅速升高的现象。[对于碰撞频率(第七章,图 7.8),在约 140km 高度离子-中性粒子碰撞频率几乎等于离子回转频率,即约为  $200 \text{ s}^{-1}$ ]记住这一数值是很有用的。 $\nu_{in}$  随着高度指数递减,并与中性粒子密度成正比。在 F 区高度(约 300km),由此过程离子加热所需时间只有几秒钟的量级。

离子温度通过这一  $\nu_{in}$  过程以如下比率升高(Banks and Kockarts, 1973),

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \nu_{in} \left( T_n - T_i + \frac{m_n}{3k} (v_i - v_n)^2 \right) \quad (14.14a)$$

所以,对于准稳态,离子温度  $T_i$  超过  $T_n$ , 如下式:

$$T_i - T_n = \frac{m_n}{3k} (v_i - v_n)^2 \quad (14.14b)$$

其中  $m_n$  为中性大气粒子平均质量,  $k$  为玻尔兹曼常量。

注意,温度增高在中性粒子静止参照系中随等离子体速度的平方而变化,对于 100m/s 量级的中纬度速度来说可忽略不计,但对于大于 1km/s 的极光和极盖速度则可超过 1000K。

### 14.7.3 热层大气加热与动量传输

与离子形成鲜明对照的是,中性粒子气体的响应时间很长,且显著响应的是动量变化,而不是热变化。在电场中,并受到  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  力作用的离子所得到的热量(从物理上可被看作是导体中的焦耳加热,离子-粒子有序运动的无序化,或通过中性粒子气体时受拖拽的离子气体的摩擦加热),最终将损失于中性气体中。然而,热层大气温度增高远低于前述的电离层温度增高,因为中性大气的粒子和质量密度更大,故热容量更大。

对于沿着有序轨道驱动离子的稳定电场  $\mathbf{E}$  情况,我们注意到  $\nu_{in}$  导致单个离子的有序运动在方向上变得随机化,并引起加热。然而,对于静止的上层大气来说,从离子到中性粒子的动量输运是有序的,总是具有指向等离子体流动下游方向的分量。尽管(图 7.8)一个通常的 F 区离子以每秒一次的频率量级与一个中性粒子碰撞,但是一个通常的中性粒子与一个离子的碰撞频率则远低于此。于是,热层大气的响应相对非常缓慢。这是因为,在 F 区高度,中性粒子数目是离子数目的 1000 倍(中性粒子为约  $10^9 \text{ cm}^{-3}$ ,而离子与电子通常为  $10^6 \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ )。因此,在一个通常的离子经历  $10^3 \sim 10^4$  次离子-中性粒子碰撞(碰撞频率为  $\nu_{in}$ )以后,一个通常的中性粒子才能发生一次中性粒子-离子碰撞(以频率  $\nu_{in}$ )。对于高离子密度情形,热层大气可最终提高到离子的速度。定量地,施加于中性粒子的离子“拖拽”力的作用时间尺度可由如下中性气体粒子动量方程给出(忽略梯度项)

$$\frac{\partial v_n}{\partial t} = \frac{\rho_i}{\rho_n} \nu_{in} (v_i - v_n) \quad (14.15)$$

这里,我们假定 F 区中性风随高度变化可忽略,  $\rho$  表示气体密度(数密度乘以质量),下标  $i$  和  $n$  分别指离子气体和中性气体。

那么,热层大气的响应时间由  $\rho_n \rho_i \nu_{in}$  给出。使用原子氧离子的  $n_n, m_n, \nu_{in}$  典型值,我们发现典型 F 区高度和热大气层温度(250~450km, 750~1500K)的响应时间/密度是  $0.23 \times 10^{10}/n_i$ 。因此,对于典型性白天电离层密度  $n_i = 10^6 \text{cm}^{-3}$  来说,热层大气在约 30 分钟内被拖拽至电离层等离子体漂移速度(对南向 IMF,极盖区典型为 1km/s),而当电离层离子和电子密度为  $10^5 \text{cm}^{-3}$  时,这一过程要花费 6 小时。在 6 小时内,地球已转动  $90^\circ$ ,热层大气已经处于离子对流型态非常不同的部分;对于确定的 IMF 条件,离子对流型态相对于日地参考系是不变。因此,对于接近  $10^6 \text{cm}^{-3}$  或更大的电离层离子密度来说,上层大气风会与等离子体漂移紧密地耦合在一起(以约 30 分钟平均)。而对于接近  $10^5 \text{cm}^{-3}$  或更小的电离层离子密度来说,风的耦合几乎可以忽略不计。

## 14.8 与磁层-电离层-热层中边界及物理过程的关系

卫星时代为我们提供了一个精密复杂的体制,使我们对于太阳风质量、动量和能量通过磁层,进入电离层和大气层的传输过程的发展中的认识条理化。

图 9.18 示意了粒子沉降进入上层大气并产生极光所通过的按粒子特征划分的磁层各区域。图 9.18 显示了磁层的几何结构(以右手  $X, Y, Z$  坐标系,  $X$  指向太阳,  $Z$  指向北向),以及等离子体源区在北极上层大气的投影(太阳位于左侧)。

电流在穿越磁尾电流片、在磁层晨区与昏区之间流动,从而分隔南北尾瓣。这些电流的大部分直接穿越磁尾流动,但其一部分可沿地磁力线转向、进入和通过极光电离层。这些电流基本上由电子(比离子更易动)负载。流向极光区的基本电流由晨侧进入,穿越极盖,并由昏侧出去。进入电离层的电流由不会激发极光辐射的上行的热电子负载,流出电离层的电流通常由能激发极光的沉降电子电流负载。因此,基本电流主要产生午夜前极光。

当极光椭圆带电导率增加时(见 14.5 节),电流也从椭圆带的内(极向)边缘流向外(赤道方向)边缘,从而产生次级电流。然后,黎明一侧的向外回流(次级电流)也产生了极光辐射。此发电机效应把太阳风动能(作为磁层电流系统的基本源)转化为电能。对整个磁层积分后,其所包含的总功率为  $10^6 \text{MW}$  量级。

跨越极盖的电势降(通常 50kV)也施加  $E \times B$  力,驱动电离层等离子体反日方向穿越极盖。这些等离子体速度的典型值为  $1 \sim 2 \text{km/s}$ 。这一对流控制着极区电离层的特性,甚至经常会影响极区热层(120km 以上大气层部分)。电离层反日向对流的流线在转向极光区日向赤道侧达到闭合。

太阳风驱动的对流平稳地(与一系列爆发相对)发生的程度,以及关于其中物理过程和边界关系诸问题是重要的研究课题(Cowley and Lockwood, 1992)。有必要在极盖区域广泛地进行更高时间分辨率的测量,以利于解决这些问题。

## 14.9 稳态日向极光弧:能量学和热平衡

我们已经讨论过日向极光弧的光学及电学特性(图 14.1d 及 14.9)。这里关于此类

极光弧的能量学及热平衡的讨论将不只在于展示一种普遍类型极光的特性,而且也将回顾一下 14.5 节和 14.7 节的内容,并与本章前几节所介绍内容相结合。

我们可预见到关于日向极光弧的许多物理特征。回顾一下图 14.9b 右侧部分。若电导率的变化远慢于跨日向极光弧元的  $E$  的变化时,  $E$  从晨侧到昏侧的减弱意味着,穿越极光弧的水平电流分量减小了。这只有在当电流流出水平电流层平面之外时才能发生。在电离层中,这一过程由沿磁力线向上电流完成。我们可以说这些极光弧服从  $E$  与流过导电电离层的电流之间的简单欧姆定律关系。电子是电流载体。由于电子质量轻,它们比离子更易迁移。电子被从磁层吸入电离层。所有这些的最终驱动者是太阳风驱动的机械力,它在磁层中产生电场,并沿磁力线映射到电离层、拽引等离子体横越极盖。由于这些进入电子构成的日向层片的存在使极光弧(一条,两条或更多)以上的电子气体温度高于周围电离层的其他区域。其实际增加依赖于磁层超热电子的入射通量以及低电离层与热层大气热槽(Heat Sink)之间如何热耦合。对于低电子密度和相应的电子气体低冷却率,电子温度增加可能超过 3 000K,使周围被加热的电子增强 630nm 辐射。

当反日方向的等离子体流速度的跨极光弧梯度( $E$  的跨极光弧梯度)增加时,离开极光弧的向上电流必定增加,以带走在极光弧处汇聚的增强的水平电流。场向电流密度的增长可通过电流载子数量和/或速度的增加。此后一效应使沉降电子通量硬,这与观测一致。这些沉降的高能电子通量增加了  $E$  区的电离,由此可知,强极光弧有在下的  $E$  区电离,而弱极光弧却没有。由此也可知,流入强稳态日向极光的粒子能量也可通过分子的光辐射值(可超过几千瑞利)或  $E$  区电子密度(可超过  $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ )估算出来。回想一下,全球热层大气平均 EUV 加热率是  $0.5 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。强极光弧中的电子-粒子沉积超过这一有参考意义太阳辐射率。

极光弧黎明边缘的等离子体以 1km/s 的速度向反日方向运动,且在极光弧黄昏侧速度减小。如果热层风很小,那么离子与中性粒子之间的速度差异可用于计算焦耳加热率。从速度差的平方关系得出,加热过程集中在极光弧的高等离子体速度晨侧边缘附近。穿越强极光弧的离子和中性粒子速度实测值表明,焦耳加热率具有几个  $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ,集中于晨侧边缘,使得进入极光中的总能量超出了来自于入射电子源的。此焦耳加热率已被证实,依据是计算维持高于中性气体约 1000 K 的离子温度所需的离子加热率。以热形式出现于电离层中的这一能量是以电磁能(坡印亭能流)的形式被输送到电离层的。与焦耳加热率同时测量的坡印亭能流密度值显示,前面的计算和观察一致(Valladares, Carlson, 1991)。这些物理论点的应用并不仅限于日向极光。

极盖对流具有不同形态,取决于太阳风磁场与日下点地磁场是接近平行,还是反平行。当它们相互平行时(即 IMF 北向),可观测到日向极光出现。在极盖中心附近,对于负(正)IMF  $B_y$  情况,北半球的日向极光弧边界向晨侧(昏侧)漂移。极光弧及其漂移与磁层-太阳风耦合之间的关系是很富挑战性的课题,但这已超出本论述的范围。

## 参 考 读 物

- Akasofu, S. -I., S. Chapman. 1972. *Solar-Terrestrial Physics*. Oxford: Clarendon Press.  
Alfvén, H., C. -G. Fälthammar. 1963. *Cosmical Electrodynamics, Fundamental Principles*. Oxford University Press.  
Banks, P. M., G. Kockarts. 1973. *Aeronomy*. New York: Academic Press.

- Brekke, A., A. Egeland. 1994. *The Northern Lights, Their Heritage and Science*. Dreyer: Grøndahl.
- Chamberlain, J. W. 1961. *Physics of the Aurora and Airglow*. New York: Academic Press.
- Eather, R. H. 1980. *Majestic Lights*. Washington, DC: American Geophysical Union.
- Egeland, A., O. Holter, A. Omholt. 1973. *Cosmical Geophysics*. Oslo: Universitetsforlaget.
- Jursa, A. S. (ed.). 1985. *Handbook of Geophysics and Space Environment*. Springfield, VA: National Technical Information Service.
- Kelley, M. C. 1989. *The Earth's Ionosphere*. San Diego: Academic Press.
- Meng, C. I., M. J. Rycroft, L. A. Frank (eds.). 1991. *Auroral Physics*. Cambridge University Press.
- Rees, M. H. 1989. *Physics and Chemistry of the upper Atmosphere*. Cambridge University Press.
- Sandholt, P. E., A. Egeland (eds.). 1989. *Electromagnetic Coupling in the Polar Clefts and Caps*. Dordrecht: Kluwer.
- Stormer, C. 1955. *The Polar Aurora*. Oxford: Clarendon Press.
- Vallance Jones, A. 1974. *Aurora*. Dordrecht: Reidel.

## 习 题

- 14.1 假设  $3\text{keV}$  的单能电子沿平行于地球磁场沉降, 并产生东西延伸  $10^3\text{ km}$  南北  $10\text{ km}$  的极光弧, 且在  $391.4\text{ nm}$  谱带具有  $5\text{ kRayl}$  的均匀表面亮度。
- (a) 估算产生此极光弧所需电子通量。
- (b) 计算与此电子通量相应的总向下能量 ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ )。
- 14.2 (a) 讨论极光光谱中的氢线 ( $H_\alpha$  和  $H_\beta$ ), 并解释为什么此极光具有弥散特性。
- (b) 讨论如何应用多普勒频移 (见图 14.5) 估算  $H^+$  平均能量值。假定在极光纬度区一遥感观察者同时对极光光谱进行平行和垂直于地磁场的观察。其光谱的比较显示在最大强度的波长存在  $1\text{ nm}$  的移动。估算下行  $H^+$  (假定  $0^\circ$  投掷角) 的平均速度。
- (c) 假定, 在  $0.4\text{--}100\text{ keV}$  能量范围内,  $H_\alpha$  线生成率 (率) 与  $H^+$  能量的关系在  $\log\text{-}\log$  坐标系中呈直线。坐标系中,  $x = H_\alpha$  生成率/质子,  $y = \text{能量 (keV)}$ ; ( $x = 1, y = 1$ ), ( $x = 10, y = 15$ )。试计算, 对于  $100, 10$  和  $1\text{ keV}$  的质子能量, 产生  $100R$  的  $H_\alpha$  所需质子通量。
- (d) 讨论为什么日侧极隙和极盖区的氢线如此微弱。
- 14.3 计算下列极光观察站 (见 6.2.1 节) 的  $L$  值:
- Tromsø (地磁坐标,  $117.54^\circ\text{E}, 66.96^\circ\text{N}$ )
- Ny Ålesund (地磁坐标,  $131.24^\circ\text{E}, 75.31^\circ\text{N}$ )
- Nord (地磁坐标,  $112.0^\circ\text{E}, 80.9^\circ\text{N}$ )
- Qaanaaq (地磁坐标,  $39.9^\circ\text{E}, 86.8^\circ\text{N}$ )
- 14.4 讨论地磁偶极子轴相对于太阳的方向如何随时间 (昼夜的、季节的) 而变, 以及此变化如何影响在问题 14.3 中所列各观察站的极光出现率。
- 14.5 在图 14.12 中, 对于 3 个不同高度情况, 绘出了与电离层电场 (平行于  $x$  轴) 有关的电流  $j$  及电子和离子漂移 ( $v_e$  和  $v_i$ ) 的大小和方向, ( $B_E$  沿  $z$  轴方向)。电子和离子相对于  $E$  的角  $\alpha$  为  $\alpha_k = \tan^{-1}(\Omega_k/\nu_{kn})$  (对于带电粒子  $k$ ,  $\Omega$  和  $\nu$  为回转频率和碰撞频率)。在大约  $180\text{ km}$  的高度,  $\Omega_{ek} \gg \nu_{kn}$ ; 电子与离子以速度  $E \times B/B^2$  在同一方向运动, 这一漂移没有产生净电流。试讨论两种情况中碰撞的重要性。在情况 a 中, 假设电子-中性粒子碰撞频率远远地超过电子回转频率 (例如  $70\text{ km}$  附近)。在情况 b 中, 假设电子回转频率远远地超过电子-中性粒子碰撞频率 (例如  $180\text{ km}$  附近)。
- 14.6 讨论如何应用毕奥-萨伐尔定律估算  $120\text{ km}$  高度上的线电流在地面产生的磁扰强度 (以  $\text{nT}$  为单位)。假设不同数值的电导率和电场。
- 14.7 图 14.11b 中极光弧赤道侧边界的电流连续性可表述为

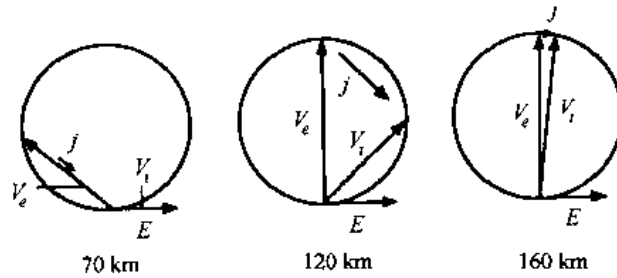


图 14.12 在 3 个不同高度上, 与电离层电场(平行于  $x$  轴)有关电流  $J$  及电子和离子漂移( $v_e$  和  $v_i$ )的大小和方向, ( $B_E$  沿  $z$  轴方向)

$$E_x^A = \frac{\Sigma_p^C}{\Sigma_p^A} E_x^C + \frac{\Sigma_H^A - \Sigma_H^C}{\Sigma_p^A} E_y^C + \frac{J_{\parallel}}{\Sigma_p^A}$$

其中 A 和 C 分别标记极光弧内部和外部值。

(a) 讨论各项。

(b) 假定当软粒子占优势(如日侧极隙极光)时电导率梯度的影响很弱, 则其公式简化为

$$E_x^A = E_x^C + \frac{J_{\parallel}}{\Sigma_p^A}$$

$E_x^C$  为极化电场,  $J_{\parallel}$  是 Birkeland 电流(若  $E_x^C$  为次要时, 常可近似地表示为  $\partial E_x / \partial x \cdot \Sigma_p$ )。

试讨论, 对于 E 区和 F 区内夜侧和日侧极光, 公式中各项的重要性。

14.8 试解释如何通过极光光谱仪的测量来确定 95~300km 之间高层大气的成分及高度分布。

# 第十五章 外行星的磁层

C. T. Russell 和 R. J. Walker

## 15.1 引言

在实验室中,我们可以改变实验的条件和装置并记录实验的过程。在研究日地系统时,我们也希望进行这样的改变,但实际上是不可行的。所以说日地空间物理是一门观测科学而不是实验科学。在磁层或实验室中,我们只能进行很少的实验以确定这个系统的变化,也不能用计算机来确切地模拟所有过程。在此我们仅局限于讨论我们已发现的磁层。幸运的是,各行星的磁层是有很不同的,对它们进行比较可以给出对磁层变化过程的一些本质认识。不幸的是,关于外行星磁层,我们仅有有限的观测数据。如图 15.1 所示,目前的太空飞行器仅五次穿过木星磁层,三次穿过土星磁层,穿过天王星和海王星

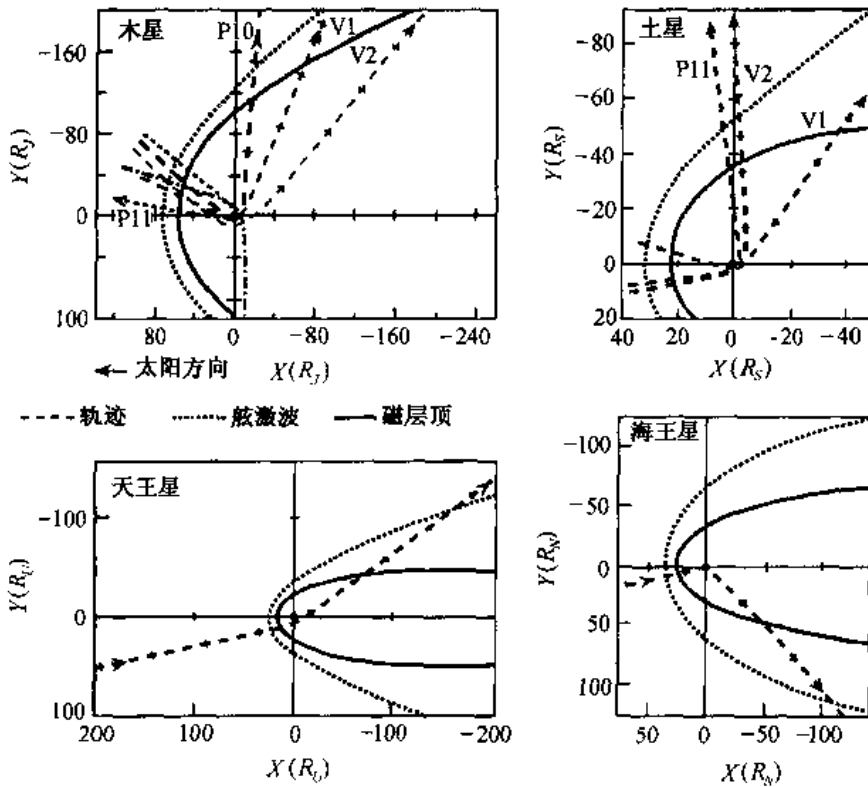


图 15.1 探测外行星磁层的人造卫星轨道

坐标系中  $X$  轴指向太阳并假定磁激波和磁层顶是绕此方向柱对称的。图中的人造卫星简称为 P: 先驱者 (Pioneer), V: 旅行者 (Voyager)。仅有旅行者 (Voyager) 2 号与天王星和海王星相会

各一次。

如第六章所述,水星提供了与地球磁层的重要对比,因为它没有明显的电离层或大气层。而外行星提供了另一种对比。第一,由于沿太阳风向外运动,太阳风的性质会发生变化,这会影响从太阳风进入磁层的耦合能量流。并且磁层的大小也不同。在外太阳系,被气体包围的巨大星球(称“大气”行星)比地球大得多。所有这四个巨大气体星球快速旋转产生的离心力比地球磁层中的离心力大得多。在木星磁层中,有一个明显的来自木卫一的等离子体源。虽然其他伽利略卫星(行星卫星)也提供质量,但土星、天王星和海王星的磁层中仅有弱的质量源,可是没有一个能达到木卫一这样强度的质量源。

外行星有行星环,某些行星环是非常稀薄的,如木星的环,对木星磁层有很少的影响。然而,其他如土星的环,很大且很厚,能有效地吸收辐射。不同行星磁层的不同吸收率导致了磁层最内部粒子数量的显著不同。

## 15.2 太阳风特性的变化

如第四章所述,太阳风数密度和行星际磁场(IMF)的 $r$ 分量与日心距离的平方成反比,IMF的切向分量与日心距离的一次方成反比。这意味着,IMF的螺旋角将变得越来越紧,与 $r$ 方向近似成 $90^\circ$ 。这个螺旋角的变化对于与外行星磁层的相互作用没有显著的影响,它将改变前兆激波的结构,由于IMF捕获强度的改变而影响它与彗星的相互作用。然而,外太阳系中彗星的外部气体是非常微弱的。

电子和离子温度也随日心距离的增大而降低,但由于热传导和耗散,降低过程比绝热过程慢。这对控制太阳风与行星磁层相互作用的两个参数是重要的,即快磁马赫数和等离子体 $\beta$ 。快磁马赫数是太阳风速度与太阳风中压缩波速之比,它控制着舷激波的速度,反过来控制着磁鞘中浸在行星磁层顶区的等离子体特性。等离子体的 $\beta$ 是等离子体热压力与磁压力之比。如图15.2所示,预期的磁马赫数从6(地球磁层中)增至10(土星磁层中),而 $\beta$ 在火星处达到最大值然后在外太阳系缓慢下降。这种情况表明,平均来说外行星的舷激波比内太阳系行星的要强。由于这些舷激波后的高 $\beta$ 值,磁鞘中的磁场相

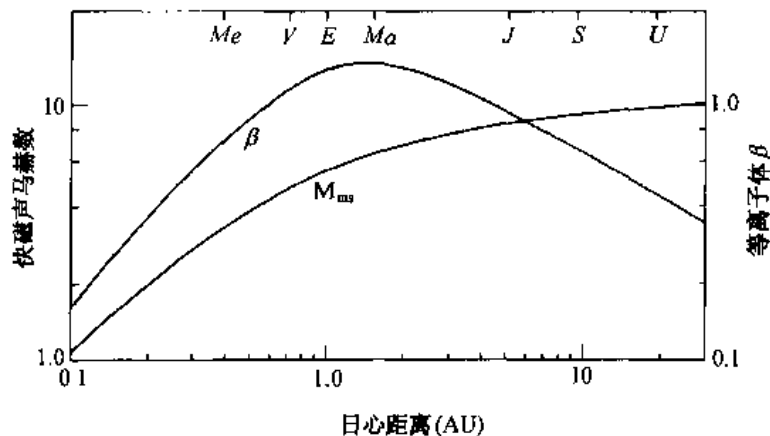


图 15.2 预期的快磁马赫数和等离子体 $\beta$ 随日心距离的变化  
图上方给出了行星轨道的位置(Russell et al., 1990)

对较弱。图 15.3 给出了人造卫星穿过地球、木星和天王星舷激波区时测到的磁场强度的对比。在舷激波下游磁场强度的显著过冲是这些激波强度的特征之一。

强激波反过来伴随着返回日向的强粒子流。从行星舷激波沿行星际磁场向太阳方向的粒子流有两种机制,即热的磁鞘下游粒子的泄漏和太阳风粒子的反射。在外行星,这两种机制都比 1AU 处强,原因在于相应区域的空间尺度和磁鞘温度。

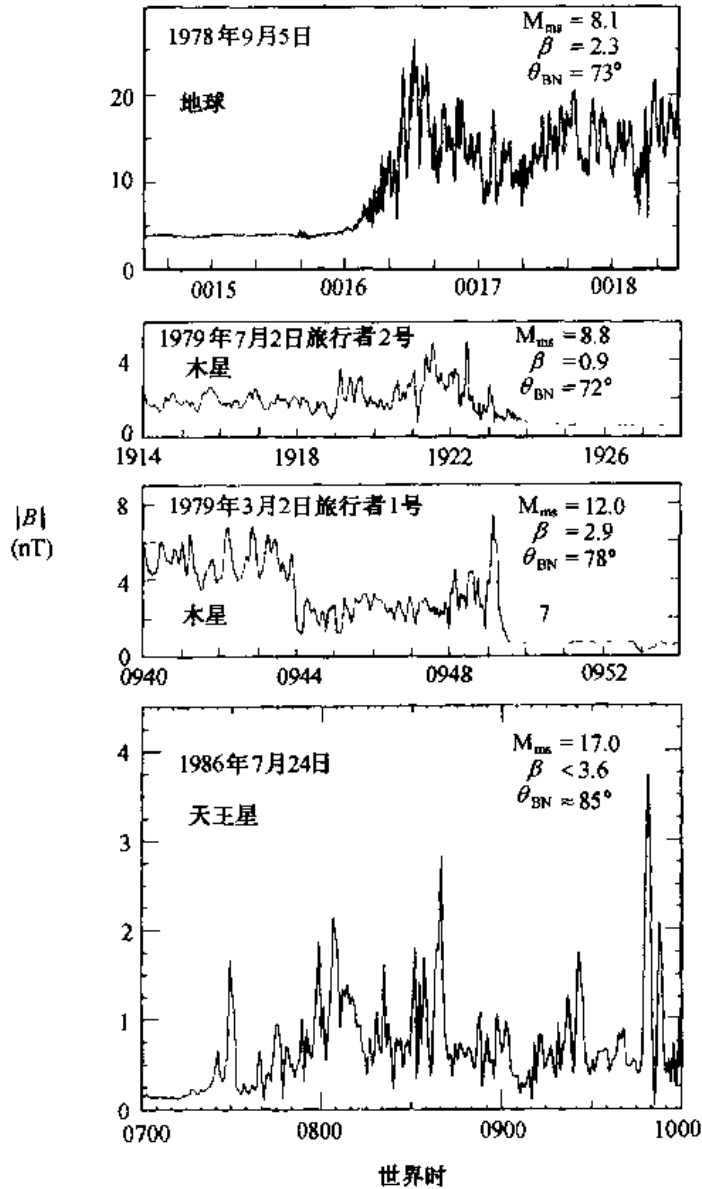


图 15.3 地球、木星和天王星处高马赫数激波的磁场  
最上图的左端、最下图及中间两幅图的右端为激波前的太阳风 (Russell et al., 1990)

IMF 变紧的螺旋线改变了外行星前兆激波的几何形状,图 15.4 给出了土星的情况 (Orlowski, Russell and Lepping, 1992)。约在电子激波前的边界处切向场线几乎垂直于太阳风流。离子激波前是后掠的,于是强的 ULF 波伴随着返回来的粒子流只能在末端见到。这种几何形状与地球前兆激波的比较如图 1.14 所示。



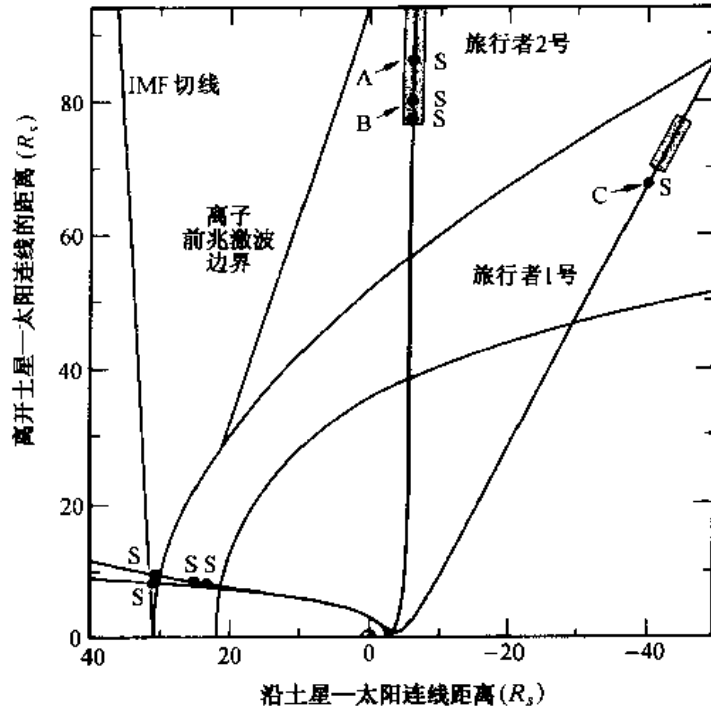


图 15.4 水手 1 号和 2 号测量到的土星前兆激波几何形状  
图中显示了两艘飞船的轨道及与激波相遇点和 Orłowski 等(1992)  
研究的上游波

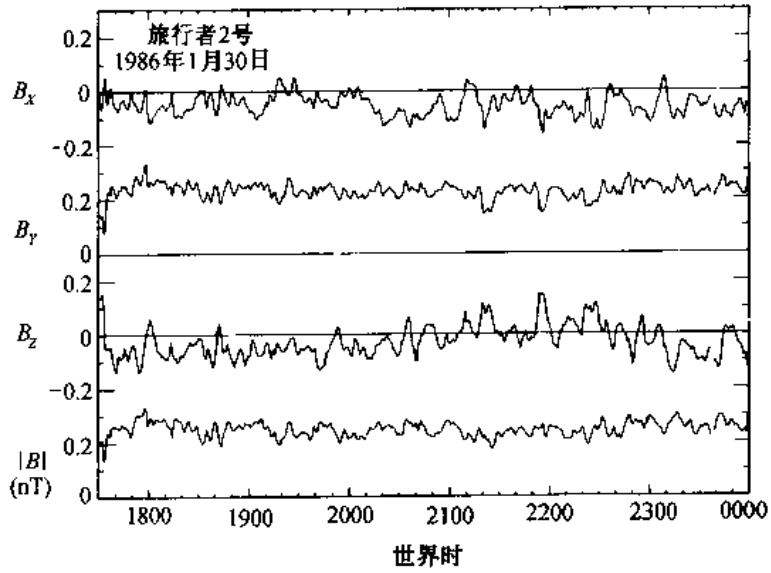


图 15.5 水手 2 号在天王星处穿过最后一个舷激波后观测到的磁场波动

图 15.5 显示了海王星激波的 ULF 波上游情况。这些波非常类似于地球舷激波上游,并且符合理论预计的频率。该频率随磁场强度的增大而直线下降(如图 15.6 所示)。

另一个随日心距离增大而变化的参量是反射的太阳风离子回旋半径。然而,由于外行星磁层尺度远大于离子回旋半径尺度,这个增加的回旋半径对于太阳风与外行星磁层

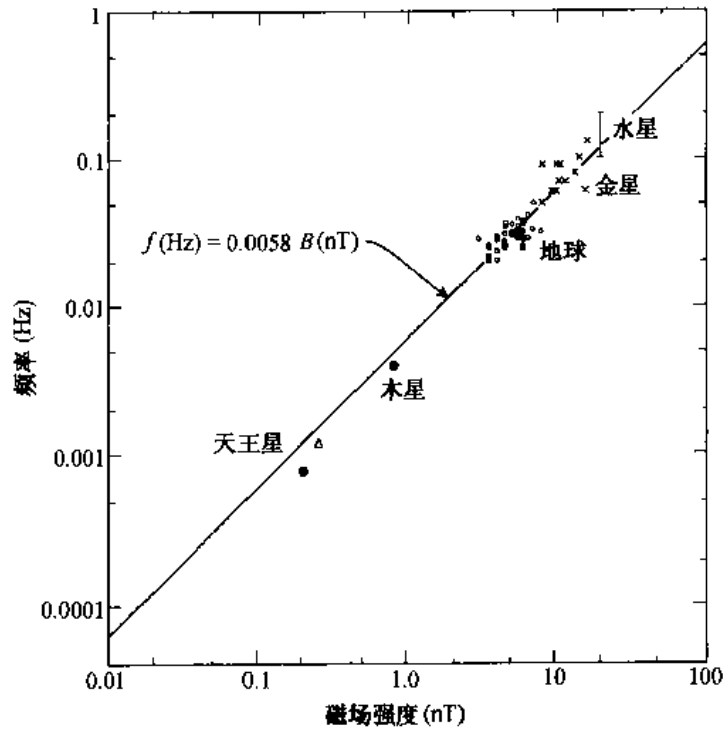


图 15.6 几个行星舷激波上游波频率与太阳风磁场强度函数关系 (Russell et al., 1990)

相互作用没有显著的影响。

### 15.3 磁层的尺度

如第六章所述,磁层的尺度正比于磁矩平方除以太阳风动压力的6次方根。由于太阳风动压随日心距离的平方呈反比变化,若其他情况相同,外行星的磁层应比地球磁层大得多。然而,其他情况并不相同。外行星的磁矩显著大于地球磁矩。表 15.1 列出了地球和四个“大气”型行星的参数。表中磁矩是以地球的磁矩  $8 \times 10^{15} \text{ T} \cdot \text{m}^3$  为单位。最后两列是预计的磁层顶在日下点处的行星心距离(分别以公里和行星半径为单位),是由简单的压力平衡所导出的。图 15.7 显示了这些磁层的相对大小。预计的磁层顶日下点距离都比地球的大得多。然而以行星半径为单位所表示的距离却十分相似,地球为 11,木星为 45,其余三颗大约为 25。

磁偶极矩相对于旋转轴的倾斜范围很大,从土星的小于  $1^\circ$  到天王星的接近  $60^\circ$ 。偶极矩倾斜的效应也是不同的。偶极矩的校准及高阶矩的测量发现土星有一个轴对称的内磁层。由于木卫一运行在木星旋转赤道面内,木星磁偶极矩大约  $10^\circ$  的倾斜导致木卫一相对磁赤道的运动。在天王星上,因为旋转轴几乎指向太阳,大的偶极矩倾斜导致天王星具有一个地球型的磁层。这种情况将在  $1/4$  个天王星年内有很大变化。天王星的偶极矩轴相对于太阳风的角度也有一个大的变化,非常像现在海王星的情况那样。

表 15.1 外太阳系磁层参数

行星	日心距离 (AU)	磁矩 ( $M_E$ )	倾角 ( $^\circ$ )	预计的磁层顶厚度	
				(km)	(行星半径)
地球	1.0	1	10.8	$0.7 \times 10^5$	$11R_E$
木星	5.2	20 000	9.7	$30 \times 10^5$	$45R_J$
土星	9.5	580	<1.0	$12 \times 10^5$	$21R_S$
天王星	19.2	49	59.0	$6.9 \times 10^5$	$27R_U$
海王星	30.1	27	47.0	$6.3 \times 10^5$	$26R_N$

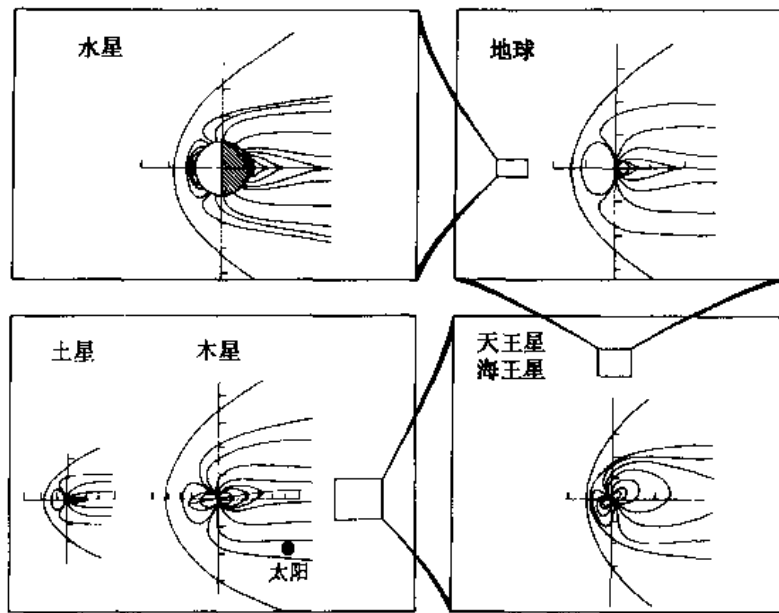


图 15.7 行星磁层大小比较

对于一颗行星,建立在真空磁层基础上的理论难以实现。木星的磁层顶从预计的  $45 R_J$  (木星半径) 到大于  $100 R_J$  这种变化是因为木卫一向木星磁层提供了很大的物质质量。由于行星的快速旋转反过来加速了这些质量,等离子体的离心力抵抗太阳风形成了一个比仅有磁压力时更远的平衡位置。图 15.8 显示了子午面内磁盘模型中的磁场线。尽管由于离心力而被扭曲,这个磁盘仍保持了类似地球磁层的大致形状。

磁层的盘状结构对舷激波的位置有影响。舷激波离磁层顶有足够的距离以允许激波状的太阳风绕磁层流动。如果磁层是钝状的,这个距离将更大。在飞机飞行中也有类似的情况,一个激波将针对飞机的不同形状而有不同的距离。一个针鼻状的超音速平面将使激波连到此平面。木星的磁层足够尖而使得可测量的距离减少。木星舷激波的顶部大约比磁层顶远 20%,而土星和地球的舷激波顶大约比磁层顶远 30%。

外行星磁层的巨大尺度对于太阳风等离子体流过行星也有很重要的影响。在地球,太阳风扰动从顶部到末端传播大约需要 2~3 分钟。然而,在外行星(如表 15.2 所示),这个时间长得多,对于天王星和海王星大约为 25 分钟,而对于木星大约为 200 分钟。

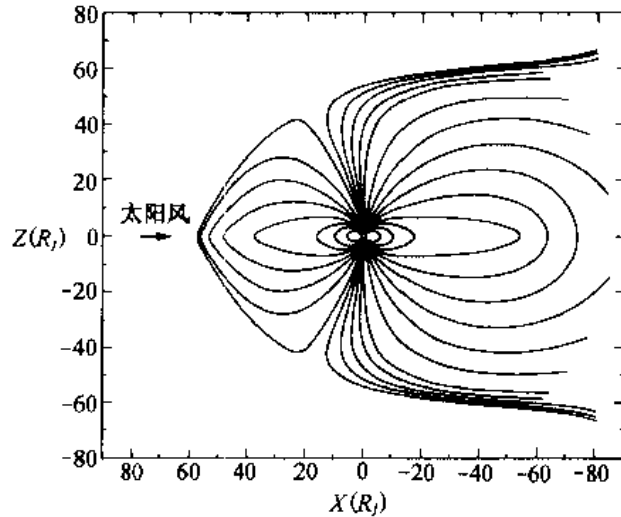


图 15.8 木星磁盘在子午面内的磁场线  
(Engle, 1991)

表 15.2 特征时间和速度

行星	转速 (Hz)	磁层顶共转速度 ( $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ )	太阳风流过的时间 (min)
地球	$1.26 \times 10^{-3}$	4	2
木星	$2.8 \times 10^{-4}$	923	200
土星	$2.6 \times 10^{-5}$	196	45
天王星	$1.6 \times 10^{-5}$	65	25
海王星	$1.6 \times 10^{-5}$	62	23

在外行星中,磁层顶内部等离子体的速度也有很大的差别。如果等离子体几乎共转,则它在木星磁层顶内的速度应约为  $1000\text{km/s}$ 。在磁层顶的晨侧,这个速度有助于瓦解增长率正比于速度的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性。在昏侧,由于速度减小会有稳定 Kelvin-Helmholtz 不稳定性的作用。在土星,天王星和海王星中,影响相同但要小一些。

## 15.4 重联的作用

在地球磁层动力学中,磁场的重联过程起了显著的作用,控制着亚暴和磁暴的发生。然而,在外太阳系,IMF 可能不很重要,这是因为磁鞘中的磁场强度相对于地球磁鞘磁场要小得多。图 15.9 说明了这一点。图 15.9 显示了水手 2 号穿过天王星磁层顶时的磁场测量值。磁层顶内外磁场强度的比约为 20。由于磁层顶内外等离子体热压与磁压之和是常数,及我们预计磁层中压力的主要贡献来自于磁场,我们可得出结论,天王星磁鞘中的  $\beta$  值大约为 400。如果天王星和海王星磁层顶重联的有效性相对于地球要小得多,在这两个行星中预计会有相当平静的磁层。我们发现在这两个行星中,能量粒子流和 ULF

波密度相对于离太阳更近的行星要小些。然而在天王星磁层观测中有亚暴的迹象,且在磁层中有许多等离子体波。

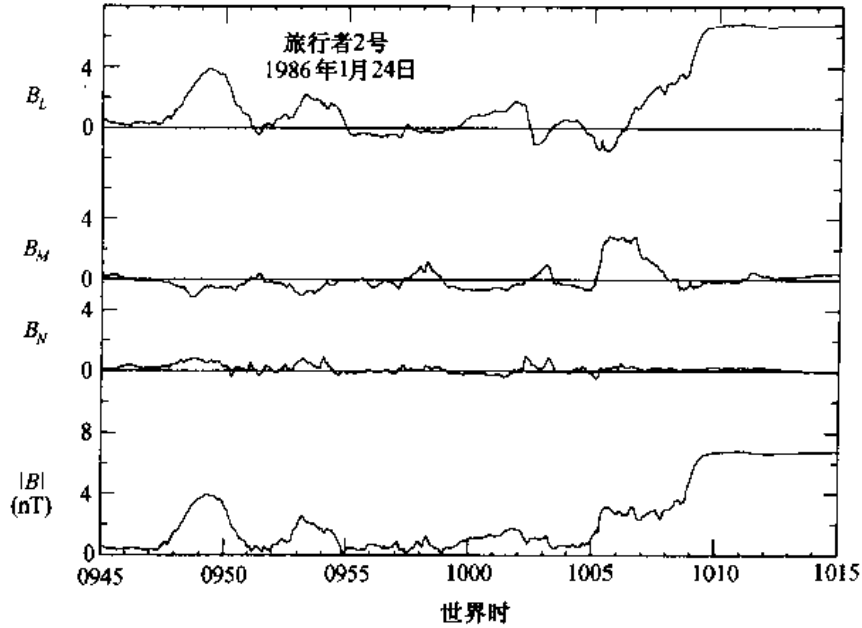


图 15.9 水手 2 号穿过天王星磁层时的磁场强度  
场强最后达到相对平静的较高值区域是进入磁层顶的象征。在这之前是高  $\beta$  磁鞘区中激发的慢模波 (Russell et al., 1989)

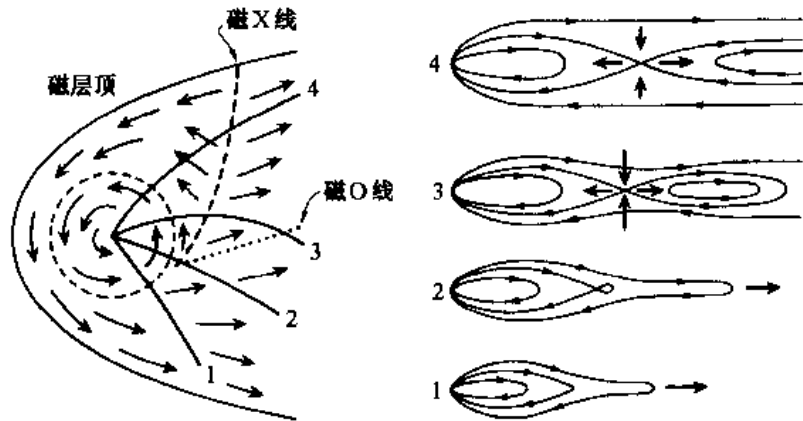


图 15.10 通过重联进入木星磁尾的等离子体团示意图  
右侧的图显示了中性点和等离子体团的形成。这个过程可以稳态形成。左侧是赤道面内的情况,右侧显示了四个面的 X 和 O 中性线 (Vasyliunas, 1983)

特别是在木星中,重联仍然起作用,在木星向阳而磁层顶有能量传输事件。有一种看法认为,重联在木星磁层物理中起着重要的作用。图 15.10 给出了等离子体绕木星流动到达尾部区域的示意图。重联允许等离子体逃逸出闭合的场线流向磁尾,最后进入太阳风。实际上,在 1AU 处已观测到了通量被木星会合周期(13 个月)调制的沿磁场线的能量电子,这些场线可连接到木星的磁层。

## 15.5 行星的卫星与行星磁层的相互作用

外行星的磁层具有地球磁层所未发现的质量和能量源——即它们的卫星。地球的卫星——月亮通常位于地磁层腔外，每月经过一次磁层，为地磁层提供的物质很少。而对木星及较远的土星、天王星和海王星来说，它们卫星的轨道深入磁层并提供大量的物质。当这些物质电离后，被迅速加速到与磁层共同旋转的速度，冻结到电离层。因此，等离子体被行星的旋转带动而提高能量。

木卫一的质量源是其中最大的，它的稀薄大气明显是由火山喷发形成的。辐射带粒子在大气中与原子分子碰撞并与木卫一表面碰撞，通过一种叫喷溅的过程将原子发射到太空，这些原子脱离木卫一并形成行星空间的一片云。云中的中性原子被电离，磁层的电场加速这些粒子到行星环。共同旋转的离子可以经历与中性原子的电荷交换，任何通过电荷交换面中性化的带电粒子将飞出这个环(沿它们原始轨道切线方向)并且沿木星赤道面散布。当这些物质再次被电离后，将被加速到局部流速度并获得相当多的热能。离心力再一次将其拉伸成盘状。离心力还能使等离子体环的重磁流管与环外轻磁流管通过交换不稳定性进行交换。

木卫一环中的等离子体已通过不同方法被观测到。它的某些离子成分在地球上可用光学方法看到。水手1号飞船上的等离子体仪器已直接测量到了一些离子成分，其性质可通过闪电所产生的哨声波传播中的效应得出。图15.11显示了水手1号飞行器穿过木卫一环的路径和木星大气层中产生的哨声波是怎样沿磁场线从木卫一环传播到飞船的。

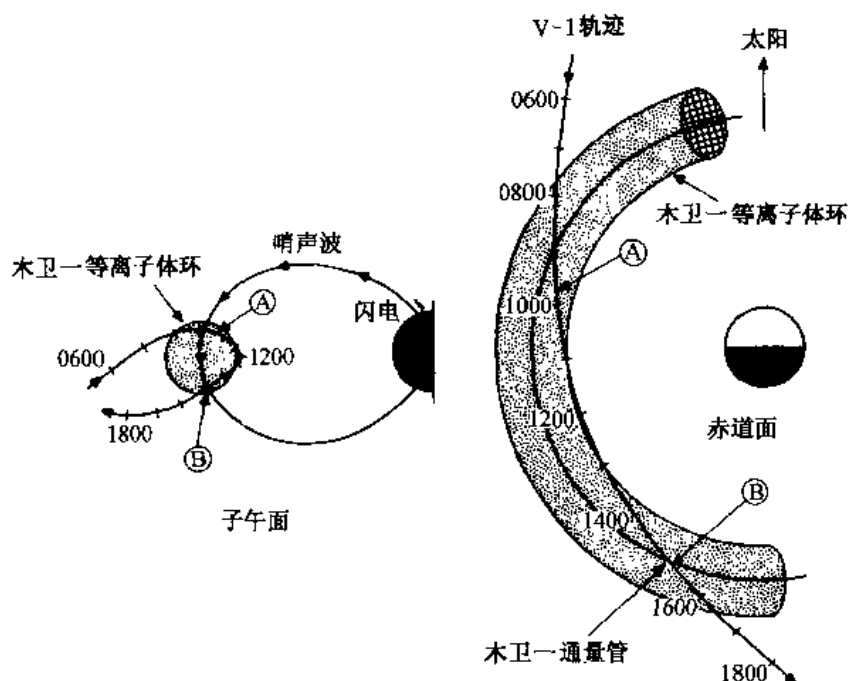


图 15.11 水手 1 号穿过木卫一等离子体环，说明了闪电产生的哨声波信号到飞船的传播。最初信号的到达时间与频率有函数关系，这提供了传播路径上等离子体频率的信息

加速等离子体到共转速度是由  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  提供的。垂直于磁场  $\mathbf{B}$  的电流  $\mathbf{J}$  通过场向电流系统与电离层相连。由相互作用引起的场和等离子体扰动沿场线向下以阿尔文波形式传播。如第八章所述这个阿尔文扰动称为阿尔文翼。

在土星磁层中,土卫六是一个重要的质量源,但是土卫六仅在磁层之外接近于磁层顶处提供质量,土卫六提供的大部分质量反回来进入太阳风(但有足够多的部分进入磁层而影响其成分)。尽管马赫数和动压稍有不同,太阳风与土卫六磁层等离子体相互作用十分类似于太阳风与金星的相互作用。土星的其他卫星和其他行星的卫星也对行星磁层提供一些质量,但都不显著。

“气体”型行星的卫星不仅提供质量还吸收能量辐射。辐射带的电子和离子相对于行星的卫星漂移并以螺旋形进入行星大气而被吸收。这种吸收使辐射带通量径向分布有一条窄沟。土星恰有这条沟,它的偶极轴与自转轴相一致,而其他行星磁层则没有这种现象。这个沟所处的速度受磁层径向扩散率的限制。土星环也是辐射带粒子有效的吸收者,它限制了土星辐射带区能量粒子高密度通量区的形成。

## 15.6 辐射带

除木星磁层外,外行星磁层辐射带非常类似于地球磁层辐射带。径向扩散和投掷角扩散等过程可以横越场线传播粒子,并使粒子沉降至大气层而损失。在木星,深入磁层的

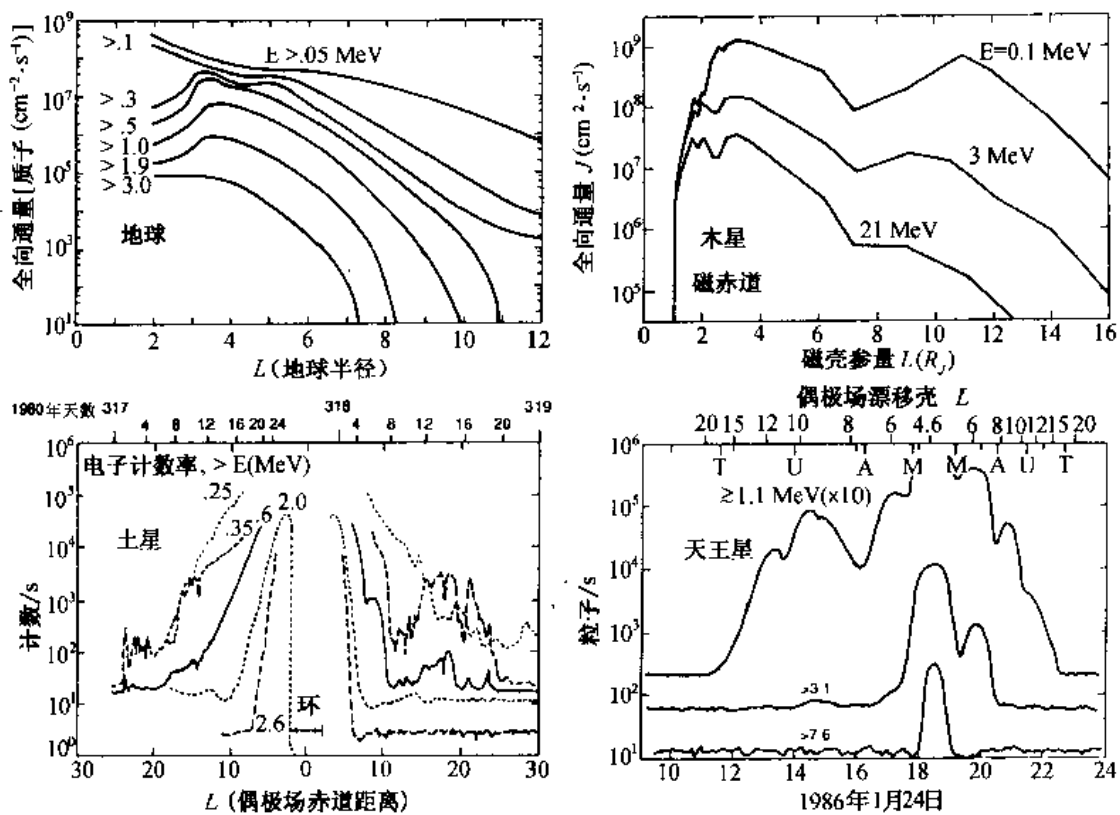


图 15.12 地球、木星、土星和天王星磁层中观测到的高能电子通量  
(D. J. Williams 提供)

木卫一质量源与一种有效的加速机制耦合, 提供给内磁层大量的能量。这些能量反过来导致了一个很密的辐射带。这对于太空飞行器是很危险的。

图 15.12 显示了地球、木星、土星和天王星辐射带中高能电子的通量。海王星类似于天王星, 但通量小些。不同行星的辐射带是类似的。大气层上方的高能电子通量十分密(土星除外, 其通量恰在环外最大)。最低高度处谱更强, 也就是说, 低高度处通量随能量增加而降低比在高度处慢。然而, 当我们考虑峰值通量时, 却有很大不同。如表 15.3 所示, 木星峰值电子通量大约是地球的 1000 倍(3MeV), 而天王星的峰值通量比地球小一个数量级。

如图 15.13 所示, 质子也存在同样的情况。这些辐射带大致相同。表 15.3 列出的通

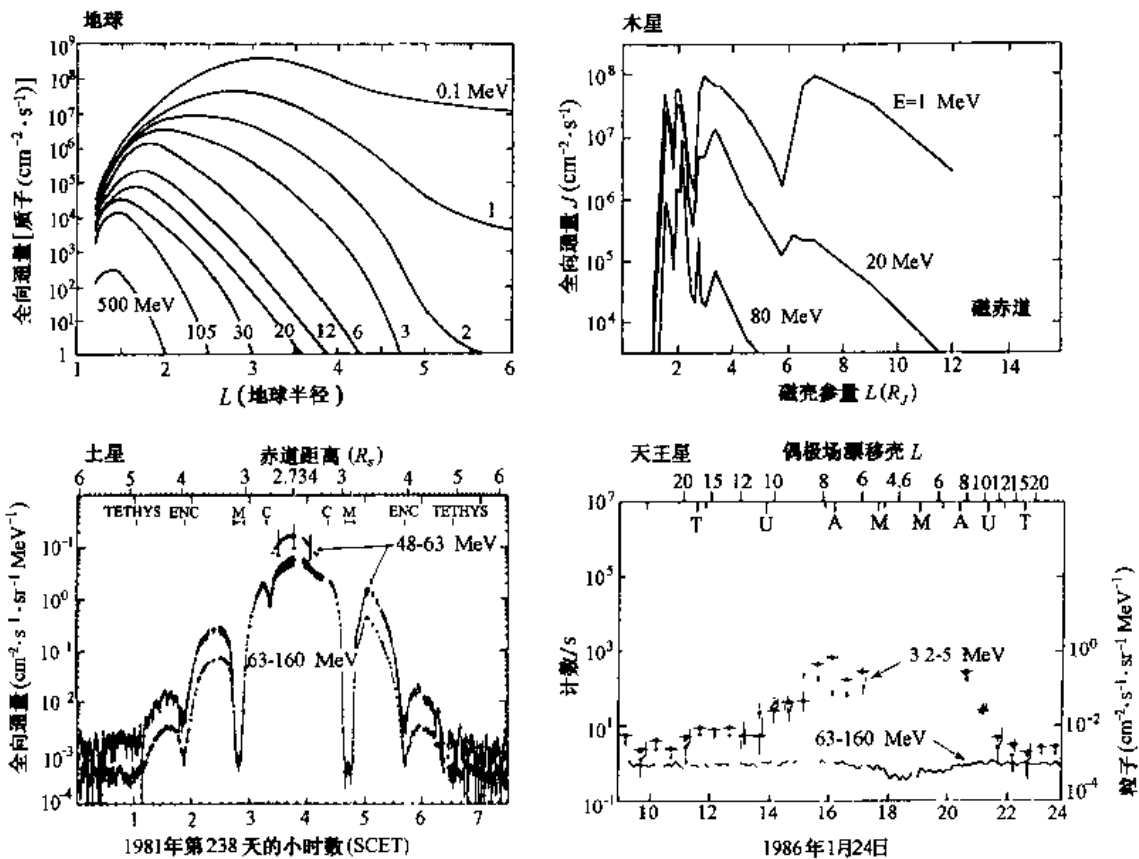


图 15.13 地球、木星、土星和天王星磁层中观测到的高能质子通量  
(D. J. Williams 提供)

表 15.3 能量粒子通量峰值

行星	电子		质子	
	通量( $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ )	能量(MeV)	通量( $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ )	能量(MeV)
地球	$10^5$	$\geq 3$	$10^4$	$\geq 105$
木星	$10^8$	$\geq 3$	$10^7$	$\geq 80$
天王星	$10^5$	$\geq 3$	$10^4$	$\geq 63$
海王星	$10^4$	$\geq 3$	$< 10$	$\geq 63$



量显示了木星上的质子通量超出地球上的 3 个数量级,而在天王星上却比地球上的低一个量级。与地球辐射带相比,天王星和海王星磁层(比地磁层大得多)中的粒子能量不高。或许这种差异是因我们以前所考虑的外日球层磁重联的有效性低得多的缘故。

## 15.7 波和不稳定性

从微观物理来看,外行星磁层非常类似于地球磁层。磁层中捕获等离子体的分布函数及不同的粒子束和电流也类似于地球磁层的情况。因此,这些磁层中存在着许多(但不是全部)与地球相同的等离子体不稳定性。木星磁层中的波最强,包括传播周期为 1s 的 ULF 波和波长更长的千赫兹的 VLF 波。ULF 波在等离子体片和木卫一环中显得最强。这里波提供了能量粒子的径向扩散和投掷角扩散,因而对磁层中质量和能量的传输有贡献。VLF 波在整个木星磁层中都能见到。

在 ULF 频段,土星有如图 15.14 所示的活动,图中显示了土卫四轨道处的离子回旋波。这些波的出现或许表示来自土卫四的离子被土星磁层加速的信号。然而在天王星和海王星上,好像没有这些 ULF 波。

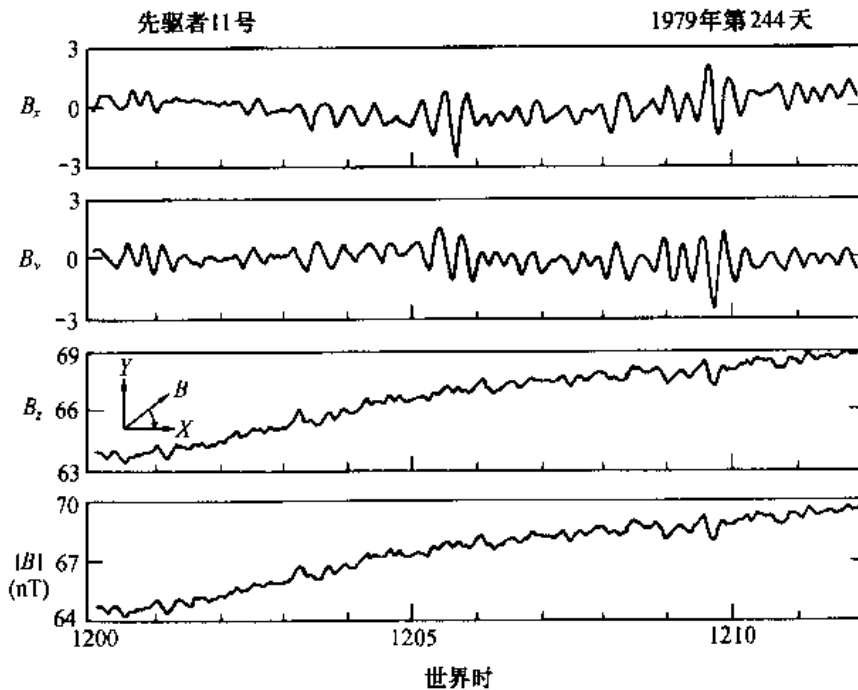


图 15.14 土星磁层内先驱者 11 号穿过土卫四的 L 壳层时观测到的磁场波动  
(Smith and Tsurutani, 1983)

在 VLF 波中,至少一些波在四个行星中都出现。特别是离子回旋共振波,在磁赤道处出现。然而在海王星,所有其他波都很弱。图 15.15 显示了 1986 年旅行者 2 号穿过天王星磁层时获得的等离子体波谱。其中包括电磁波如合声波和嘶声波,还有静电波如电子回旋共振波和低混杂共振发射。这些波的产生被认为应归因于类似于第十二章中讨论的地球磁层中的过程。

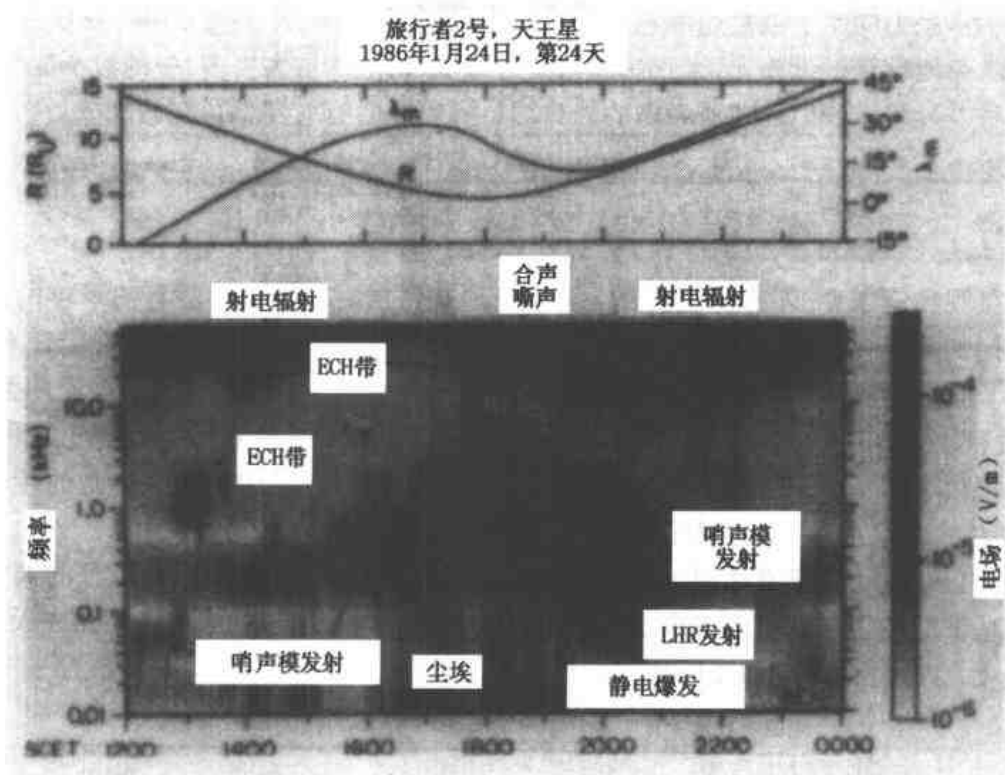


图 15.15 旅行者 2 号在天王星磁层中观测到的等离子体波谱  
ECH 代表电子回旋共振, LHR 代表低混杂共振。上图显示了卫星磁纬和径向距离(Kurth, 1990)

## 15.8 无线电波辐射

外行星向太空发射电磁波,木星发射的波可在 5AU 处探测到。而以前讨论的波一定要在磁层中才能测量到。电波发射是以波长为特征的。最短的波长是分米波,来自于内辐射带相对论性电子的回旋同步辐射。同步辐射导致了 20 世纪 50 年代晚期木星磁层的发现。

十米和百米波辐射的波长范围为 10~100 m。这些发射有丰富的时间和频率结构,并且与等离子体不稳定性相联系。旅行者 1 号和 2 号的观测表明,这种辐射能达到更长的波长(千米),在地球上探测不到。图 15.16 显示了木星电波通常随频率变化的谱,给出了高密度的十米和更长波长的发射。

木星十米波辐射按频率和发生率变化的现象已被广泛的分析。可以说,在地球上接收到的木星辐射依赖于木-地连线上木星的经度和木卫一在其绕土星轨道上的位置。联接木卫一至木星电离层的场向电流中的不稳定性对这些波的发射起主要作用。

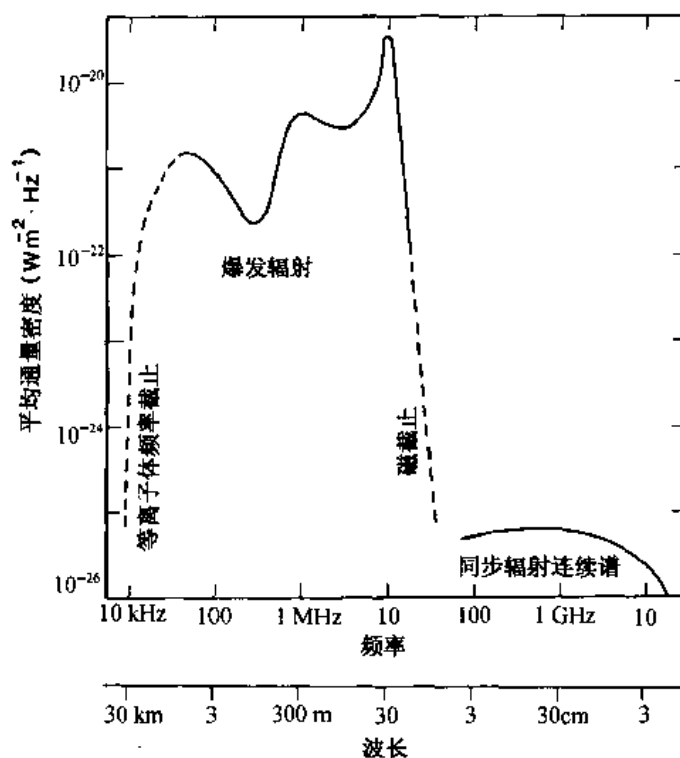


图 15.16 木星非热磁层射电发射平均能流密度谱  
不同情况的谱有很大的不同(Carr et al., 1983)

## 15.9 结 语

关于外行星磁层,还有很多是未知的。伽利略(Galileo)卫星已在飞往木星的途中,计划于1995年12月进入木星轨道。飞往土星的Cassini计划已提出,计划在21世纪的第一个10年的早期进入土星轨道。然而关于天王星和海王星的进一步探测还很遥远,尽管已制定了一个飞向冥王星的计划,这个研究太阳风与冥王星相互作用的计划显得还很遥远。

也许这些探测,是纯学术性的而几乎没有实际重要性。然而,每个行星的磁层是不同的,这个不同使我们可以区分它们的不同机制。我们不能按通常的方式进行实验,但通过观测不同的系统,我们可以得出相同的结果。因此,我们了解行星磁层的一般物理过程,会使我们对地球磁层有更多的了解。

### 参 考 读 物

Dessler, A. J., (ed.), 1983. *Physics of the Jovian Magnetosphere*. Cambridge University Press.

### 习 题

- 15.1 如果木星的极盖能被近似为余纬小于 $10^\circ$ 的圆形开放区,试求木星磁尾的磁通量。如果这个磁通量不是穿越电流片而封闭的,且磁尾非对称的场强为 $1\text{nT}$ ,试求磁尾的横截面积和半径,并图示。
- 15.2 由于太阳风吹向海王星,请问在海王星处,太阳风磁场围着太阳缠绕了几圈,并图示。

# 附录1 符号, 矢量恒等式, 微分算子

## A.1.1 符 号

坐标符号: 本文中所用到的坐标符号与大多数文献中的一样, 黑斜体表示向量; 在手写稿中, 可以通过加下划线或上加向量箭头以表示向量。对于空间坐标体系, 我们可以选取笛卡儿坐标系、球坐标系或柱坐标系。以下的用法是很普通的(第一、二种形式在笛卡儿坐标系中可交换使用):

$$\mathbf{x} = (x, y, z) \text{ 或 } \mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3); \mathbf{r} = (r, \theta, \phi) \text{ 或 } \mathbf{r} = (r, \theta, z) \quad (\text{A1.1})$$

$$\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z) \text{ 或 } \mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z) \quad (\text{A1.2})$$

积分元可以选取一个三维空间体积元(如  $dx = d^3x = dx dy dz$ ) 或者在速度空间中取积分元(如  $d\mathbf{v} = d^3v = dv_x dv_y dv_z$ ) 向量可以通过不同的方式点积可以使一对向量变成一个标量:

$$\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z \quad (\text{A1.3})$$

点积等于两向量的大小之积与向量间夹角的余弦的乘积。两向量的叉乘将产生一个新向量:

$$\mathbf{a} \times \mathbf{b} = (a_y b_z - a_z b_y, a_z b_x - a_x b_z, a_x b_y - a_y b_x) \quad (\text{A1.4})$$

叉乘的大小等于两向量的大小之积与向量间夹角正弦的乘积。当空间位置为常数时, 对时间的导数可写为  $\partial f(x, y, z, t)/\partial t$ , 当  $x, y$  和时间  $t$  为常数时,  $x$  的导数为  $\partial f(x, y, z, t)/\partial x$ 。向量求导在我们的研究中应用很普遍。可以对各个分量求导并加上与求导分量方向一致的单位向量, 从而得到向量的导数。合成的向量称为向量算符, 它在简化复杂方程的描述上是非常有用的。我们要用的算符有如下定义:

$$\nabla f(x, y, z, t) = \left( \frac{\partial f(x, y, z, t)}{\partial x}, \frac{\partial f(x, y, z, t)}{\partial y}, \frac{\partial f(x, y, z, t)}{\partial z} \right), \quad (\text{A1.5})$$

称为  $f$  的梯度;

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{\partial A_x(x, y, z, t)}{\partial x} + \frac{\partial A_y(x, y, z, t)}{\partial y} + \frac{\partial A_z(x, y, z, t)}{\partial z} \quad (\text{A1.6})$$

称为  $\mathbf{A}$  的散度;

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{A}(x, y, z, t) = & \left( \frac{\partial A_z(x, y, z, t)}{\partial y} - \frac{\partial A_y(x, y, z, t)}{\partial z}, \right. \\ & \frac{\partial A_x(x, y, z, t)}{\partial z} - \frac{\partial A_z(x, y, z, t)}{\partial x}, \\ & \left. \frac{\partial A_y(x, y, z, t)}{\partial x} - \frac{\partial A_x(x, y, z, t)}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (\text{A1.7})$$

称为  $\mathbf{A}$  的旋度。

$\nabla f$  和  $\nabla \times \mathbf{A}$  表示向量。向量算符与向量一样,它的运算顺序和表达式中的运算域都同于向量。通过对上面所给定义的考察,我们知道散度是两向量的点积而旋度是两向量的叉积,从而得到以上结论。人们之所以对散度和旋度感兴趣不仅是因为它们的数学结构,而且因为它们还具有物理意义。关于这些算符的物理意义我们将归结为式(A1.42)。

## A.1.2 向量恒等式

以下公式取自著作:D. L., *NRL Plasma Formulary*, 1983 revised, Naval Research Laboratory, Washington, D. C. 20375。

说明: $f$  和  $g$  是标量函数; $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B}$  等为向量函数; $T$  为张量。

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \times \mathbf{C} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{C} \times \mathbf{A} = \mathbf{C} \cdot \mathbf{A} \times \mathbf{B} \quad (\text{A1.8})$$

$$\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = (\mathbf{C} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{A} = \mathbf{B}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) - \mathbf{C}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) \quad (\text{A1.9})$$

$$\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) + \mathbf{B} \times (\mathbf{C} \times \mathbf{A}) + \mathbf{C} \times (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (\text{A1.10})$$

$$(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \cdot (\mathbf{C} \times \mathbf{D}) = (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C})(\mathbf{B} \cdot \mathbf{D}) - (\mathbf{A} \cdot \mathbf{D})(\mathbf{B} \cdot \mathbf{C}) \quad (\text{A1.11})$$

$$(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \times (\mathbf{C} \times \mathbf{D}) = (\mathbf{A} \times \mathbf{B} \cdot \mathbf{D})\mathbf{C} - (\mathbf{A} \times \mathbf{B} \cdot \mathbf{C})\mathbf{D} \quad (\text{A1.12})$$

$$\nabla(fg) = \nabla(gf) = f\nabla g + g\nabla f \quad (\text{A1.13})$$

$$\nabla \cdot (f\mathbf{A}) = f\nabla \cdot \mathbf{A} + \mathbf{A} \cdot \nabla f \quad (\text{A1.14})$$

$$\nabla \times (f\mathbf{A}) = f\nabla \times \mathbf{A} + \nabla f \times \mathbf{A} \quad (\text{A1.15})$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{A} \cdot \nabla \times \mathbf{B} \quad (\text{A1.16})$$

$$\nabla \times (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{A}(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{A}) + (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{A} - (\mathbf{A} \cdot \nabla)\mathbf{B} \quad (\text{A1.17})$$

$$\mathbf{A} \times (\nabla \times \mathbf{B}) = (\nabla \mathbf{B}) \cdot \mathbf{A} - (\mathbf{A} \cdot \nabla)\mathbf{B} \quad (\text{A1.18})$$

$$\nabla(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) = \mathbf{A} \times (\nabla \times \mathbf{B}) + \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{A}) + (\mathbf{A} \cdot \nabla)\mathbf{B} + (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{A} \quad (\text{A1.19})$$

$$\nabla^2 f = \nabla \cdot \nabla f \quad (\text{A1.20})$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} \quad (\text{A1.21})$$

$$\nabla \times \nabla f = 0 \quad (\text{A1.22})$$

$$\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{A} = 0 \quad (\text{A1.23})$$

二阶张量  $T$  可以用不同的方式表示。一般是用  $\mathbf{A}$  和  $\mathbf{B}$  这两个向量来表示张量比较方便,它的并矢表示为:

$$\mathbf{T} = \mathbf{AB} \quad \text{或} \quad T_{ij} = A_i B_j \quad (\text{A1.24})$$

在笛卡儿坐标中,张量的散度是带分量的向量

$$(\nabla \cdot \mathbf{T})_i = \sum_j (\partial T_{ji} / \partial x_j) \quad (\text{A1.25})$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{BA}) = (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{A} + \mathbf{A}(\nabla \cdot \mathbf{B}) \quad (\text{A1.26})$$

$$\nabla \cdot (f\mathbf{T}) = \mathbf{T} \cdot \nabla f + f\nabla \cdot \mathbf{T} \quad (\text{A1.27})$$

设  $\mathbf{r} = e_x x + e_y y + e_z z$  是  $\mathbf{r}$  由原点指向点  $x, y, z$  的径向量,则:

$$\nabla \cdot \mathbf{r} = 3 \quad (\text{A1.28})$$

$$\nabla \times \mathbf{r} = 0 \quad (\text{A1.29})$$

$$\nabla r = \mathbf{r}/r \quad (\text{A1.30})$$

$$\nabla \cdot (1/r) = -\mathbf{r}/r^3 \quad (\text{A1.31})$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{r}/r^3) = 4\pi\delta(\mathbf{r}) \quad (\text{A1.32})$$

若  $V$  为表面积为  $S$  的体积, 且  $d\mathbf{S} = \mathbf{n}dS$ , 这里  $\mathbf{n}$  是由  $V$  向外方向的单位法线,

$$\int_V dV \nabla f = \int_S d\mathbf{S} f \quad (\text{A1.33})$$

$$\int_V dV \nabla \cdot \mathbf{A} = \int_S d\mathbf{S} \cdot \mathbf{A} \quad (\text{A1.34})$$

$$\int_V dV \nabla \cdot \mathbf{T} = \int_S d\mathbf{S} \cdot \mathbf{T} \quad (\text{A1.35})$$

$$\int_V dV \nabla \times \mathbf{A} = \int_S d\mathbf{S} \times \mathbf{A} \quad (\text{A1.36})$$

$$\int_V dV (f \nabla^2 g - g \nabla^2 f) = \int_S d\mathbf{S} \cdot (f \nabla g - g \nabla f) \quad (\text{A1.37})$$

$$\begin{aligned} \int_V dV (\mathbf{A} \cdot \nabla \times \nabla \times \mathbf{B} - \mathbf{B} \cdot \nabla \times \nabla \times \mathbf{A}) \\ = \int_S d\mathbf{S} \cdot (\mathbf{B} \times \nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{A} \times \nabla \times \mathbf{B}) \end{aligned} \quad (\text{A1.38})$$

如果  $S$  为不闭合的周长为  $C$  的面, 线元为  $d\mathbf{l}$ ,

$$\int_S d\mathbf{S} \times \nabla f = \oint_C d\mathbf{l} f \quad (\text{A1.39})$$

$$\int_S d\mathbf{S} \cdot \nabla \times \mathbf{A} = \oint_C d\mathbf{l} \cdot \mathbf{A} \quad (\text{A1.40})$$

$$\int_S (d\mathbf{S} \times \nabla) \times \mathbf{A} = \oint_C d\mathbf{l} \times \mathbf{A} \quad (\text{A1.41})$$

$$\int_S (d\mathbf{S} \cdot (\nabla f) \times \nabla g) = \oint_C df dg = - \oint_C g df \quad (\text{A1.42})$$

积分方程(A1.34)和(A1.40)对于理解散度和旋度的物理意义是很有帮助的。若假设向量  $\mathbf{A}$  与不可压缩流体的速度  $\mathbf{v}$  对应, 其中  $\mathbf{v}$  为位置的函数, 此时“散度”和“旋度”这两个概念很有启发性并很容易具体化。考虑将式(A1.34)应用于  $\mathbf{v}$  的散度。从  $\int_V dV \nabla \cdot \mathbf{v} = \int_S d\mathbf{S} \cdot \mathbf{v}$ , 我们发现在流体中任意位置, 对  $\nabla \cdot \mathbf{v}$  在一个小体积内积分都是等于流体法线分量的面积分。当净流体流入包含某一特殊点的无限小的体积元时, 如果其流入量与流出量不同, 则在此点流体的散度不为零, 但在不可压缩流体中, 这个结论就不正确。即对不可压缩流体而言, 其散度一定为零。通过画流体的流线图并标明流入和流出体积元的流线数相等, 这种情况可以很容易看出。

旋度可以通过在方程(A1.40)中设  $\mathbf{A}$  等于  $\mathbf{v}$ , 并在包含研究点的面上取面积分的类

似分析进行理解。则  $\int_S d\mathbf{S} \cdot \nabla \times \mathbf{v} = \oint_C d\mathbf{l} \cdot \mathbf{v}$ ,  $\mathbf{v}$  的旋度的积分与  $\mathbf{v}$  绕包含此点的表面的闭合线的线积分相等。绕闭合线  $C$  的积分称为闭合线积分。如果  $\mathbf{v}$  的旋度不为零, 则存在绕此点的闭合线积分。再次说明, 流线对于将问题可视化是很有帮助的。如果所研究点有流线包围, 则此点上速度的闭合线积分和旋度都非零。

在空间物理中, 经常要考虑电磁场的散度和旋度。在这种情况下, 流线的类比物是场线, 它在空间中是等值线且在任何位置都是与磁场和电场平行的。由麦克斯韦定律(第二章)我们知道  $\mathbf{E}$  的散度有限, 这就意味着流出某一点的场线要比流入的多(反之亦然)。但是, 如果在空间某一点存在有  $\mathbf{E}$  的一个净散度, 则此处一定存在一个净电荷。对于磁场来说情况则不同。磁力线从空间一点发出, 最后形成一闭合回路终止与此点, 这意味着磁场无散度。

### A.1.3 曲线坐标中的微分算符

对物理问题的分析通常可以利用对称性而得以大大的简化。例如, 库仑势在笛卡儿坐标系中的表示要比地球坐标系中的表示简单得多。偶极场的轴对称在球坐标或柱坐标中的表现比在笛卡儿坐标中简单得多。但是, 算符在非笛卡儿坐标系(或曲线坐标)中的表示要小心处理。这是因为曲线坐标系中必须要考虑到线性比例尺是随位置不同而变化的(例如, 地球坐标系中水平方向的长度依赖于余纬度  $\theta$  和径向长度, 即  $r \sin \theta \Delta \theta$ ), 且空间中不同点的单位向量指向不同的方向(如当  $\theta = 90^\circ$  时, 径向方向沿  $y$  轴)。因此, 对于球坐标和柱坐标, 算符的表示不再有式(A1.5)~(A1.7)中的简单形式。下面我们给出一些重要坐标系中算符表示的基本形式。

#### A.1.3.1 柱坐标系

散度

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \quad (\text{A1.43})$$

梯度

$$(\nabla f)_r = \frac{\partial f}{\partial r}, \quad (\nabla f)_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \varphi}, \quad (\nabla f)_z = \frac{\partial f}{\partial z} \quad (\text{A1.44})$$

旋度

$$(\nabla \times \mathbf{A})_r = \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial A_\varphi}{\partial z} \quad (\text{A1.45})$$

$$(\nabla \times \mathbf{A})_\varphi = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r}$$

$$(\nabla \times \mathbf{A})_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi}$$

拉普拉斯算子

$$\nabla^2 f = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \quad (\text{A1.46})$$

向量拉普拉斯算子

$$(\nabla^2 \mathbf{A})_r = \nabla^2 A_r - \frac{2}{r^2} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi} - \frac{A_r}{r^2} \quad (\text{A1.47})$$

$$(\nabla^2 \mathbf{A})_\varphi = \nabla^2 A_\varphi + \frac{2}{r^2} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} - \frac{A_\varphi}{r^2}$$

$$(\nabla^2 \mathbf{A})_z = \nabla^2 A_z$$

算符  $\mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{B}$  的分量

$$(\mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{B})_r = A_r \frac{\partial B_r}{\partial r} + \frac{A_\varphi}{r} \frac{\partial B_r}{\partial \varphi} + A_z \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{A_\varphi B_\varphi}{r} \quad (\text{A1.48})$$

$$(\mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{B})_\varphi = A_r \frac{\partial B_\varphi}{\partial r} + \frac{A_\varphi}{r} \frac{\partial B_\varphi}{\partial \varphi} + A_z \frac{\partial B_\varphi}{\partial z} + \frac{A_\varphi B_r}{r}$$

$$(\mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{B})_z = A_r \frac{\partial B_z}{\partial r} + \frac{A_\varphi}{r} \frac{\partial B_z}{\partial \varphi} + A_z \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

张量的散度

$$(\nabla \cdot \mathbf{T})_r = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r T_{rr}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (T_{r\varphi}) + \frac{\partial T_{rz}}{\partial z} - \frac{1}{r} T_{\varphi\varphi} \quad (\text{A1.49})$$

$$(\nabla \cdot \mathbf{T})_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r T_{r\varphi}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (T_{\varphi\varphi}) + \frac{\partial T_{z\varphi}}{\partial z} + \frac{1}{r} T_{r\varphi}$$

$$(\nabla \cdot \mathbf{T})_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r T_{rz}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (T_{r\varphi}) + \frac{\partial T_{zz}}{\partial z}$$

### A.1.3.2 球坐标系

散度

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 A_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (A_\theta \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi} \quad (\text{A1.50})$$

梯度

$$(\nabla f)_r = \frac{\partial f}{\partial r}, \quad (\nabla f)_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta}, \quad (\nabla f)_\varphi = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial f}{\partial \varphi} \quad (\text{A1.51})$$

旋度

$$(\nabla \times \mathbf{A})_r = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (A_\varphi \sin \theta) - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial A_\theta}{\partial \varphi} \quad (\text{A1.52})$$

$$(\nabla \times \mathbf{A})_\theta = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\varphi)$$

$$(\nabla \times \mathbf{A})_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta}$$

拉普拉斯算子 
$$\nabla^2 f = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} \quad (\text{A1.53})$$

向量拉普拉斯算子



$$(\nabla^2 \mathbf{A})_r = \nabla^2 A_r - \frac{2A_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial A_\theta}{\partial \theta} - \frac{2A_\theta \cot \theta}{r^2} - \frac{2}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi} \quad (\text{A1.54})$$

$$(\nabla^2 \mathbf{A})_\theta = \nabla^2 A_\theta + \frac{2}{r^2} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} - \frac{A_\theta}{r^2 \sin^2 \theta} - \frac{2 \cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi}$$

$$(\nabla^2 \mathbf{A})_\varphi = \nabla^2 A_\varphi - \frac{A_\varphi}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{2}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} + \frac{\cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial A_\theta}{\partial \varphi}$$

算符  $\mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{B}$  的分量

$$(\mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{B})_r = A_r \frac{\partial B_r}{\partial r} + \frac{A_\theta}{r} \frac{\partial B_r}{\partial \theta} + \frac{A_\varphi}{r \sin \theta} \frac{\partial B_r}{\partial \varphi} - \frac{A_\theta B_\theta + A_\varphi B_\varphi}{r} \quad (\text{A1.55})$$

$$(\mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{B})_\theta = A_r \frac{\partial B_\theta}{\partial r} + \frac{A_\theta}{r} \frac{\partial B_\theta}{\partial \theta} + \frac{A_\varphi}{r \sin \theta} \frac{\partial B_\theta}{\partial \varphi} + \frac{A_\theta B_r}{r} - \frac{A_\varphi B_\varphi \cot \theta}{r}$$

$$(\mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{B})_\varphi = A_r \frac{\partial B_\varphi}{\partial r} + \frac{A_\theta}{r} \frac{\partial B_\varphi}{\partial \theta} + \frac{A_\varphi}{r \sin \theta} \frac{\partial B_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{A_\varphi B_r}{r} + \frac{A_\theta B_\theta \cot \theta}{r}$$

张量的散度

$$(\nabla \cdot \mathbf{T})_r = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 T_{rr}) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta}(T_{\theta r} \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial T_{\varphi r}}{\partial \varphi} - \frac{1}{r}(T_{\theta\theta} + T_{\varphi\varphi}) \quad (\text{A1.56})$$

$$(\nabla \cdot \mathbf{T})_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 T_{r\theta}) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta}(T_{\theta\theta} \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial T_{\varphi\theta}}{\partial \varphi} + \frac{T_{\theta r}}{r} - \frac{\cot \theta}{r} T_{\varphi\varphi}$$

$$(\nabla \cdot \mathbf{T})_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 T_{r\varphi}) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta}(T_{\theta\varphi} \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial T_{\varphi\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{T_{\varphi r}}{r} + \frac{\cot \theta}{r} T_{\varphi\theta}$$

#### A.1.4 积分

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-ax^2} = \left(\frac{\pi}{a}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx x^{2n} e^{-ax^2} = \frac{2n!}{2^{2n} n!} \left(\frac{\pi}{a^{2n+1}}\right)^{\frac{1}{2}}$$

## 附录2 太空物理学的基本常量和等离子体参量

### A.2.1 基本常数

质子质量	$1.6726 \times 10^{-27} \text{ kg}$
电子质量	$9.1095 \times 10^{-31} \text{ kg}$
质子与电子质量比	1836.2
真空中的光速度	$2.9979 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
引力常量	$6.672 \times 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$
斯忒藩-玻尔兹曼常数	$5.6703 \times 10^{-8} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-4}$
玻尔兹曼常数	$1.3807 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
电子伏特	$1.6022 \times 10^{-19} \text{ J}$
电子电荷	$1.6022 \times 10^{-19} \text{ C}$
1 电子伏粒子温度	$1.1605 \times 10^4 \text{ K}$
真空介电常数 $\epsilon_0$	$8.8542 \times 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$
真空导磁率 $\mu_0$	$4\pi \times 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$

### A.2.2 实用单位的等离子体基本参数

电子回转频率	
[Hz]	$28B[\text{nT}]$
质子回转频率	
[Hz]	$0.01525B[\text{nT}]$
电子等离子体频率	
[Hz]	$8980n_e^{\frac{1}{2}}[\text{cm}^{-3}]$
	$8.98n_e^{\frac{1}{2}}[\text{cm}^{-3}]$
质子等离子体频率	
[Hz]	$210n_p^{\frac{1}{2}}[\text{cm}^{-3}]$
	$0.21n_p^{\frac{1}{2}}[\text{cm}^{-3}]$
电子热速度	
[ $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ ]	$5.50T_e^{\frac{1}{2}}[\text{K}]$

质子热速度 <sup>1</sup>	
[km·s <sup>-1</sup> ]	$0.129 T_p^{\frac{1}{2}} [K]$
声度 <sup>2</sup>	
[km·s <sup>-1</sup> ]	$0.117 T_e^{\frac{1}{2}} [K]$
电子回旋半径	
[km]	$0.0221 T_e^{\frac{1}{2}} [K] \cdot B^{-1} [nT]$
质子回旋半径	
[km]	$0.947 T_i^{\frac{1}{2}} [K] \cdot B^{-1} [nT]$
电子惯性长度	
[km]	$5.31 n_e^{-\frac{1}{2}} [cm^{-3}]$
质子惯性长度	
[km]	$228 n_i^{-\frac{1}{2}} [cm^{-3}]$
德拜长度[km]	$6.90 T_e^{\frac{1}{2}} [K] \cdot n^{-1} [cm^{-3}]$
粒子的德拜立方体	$329 T_e^{\frac{3}{2}} [K] \cdot n^{\frac{1}{2}} [cm^{-3}]$
阿尔文速度[km·s <sup>-1</sup> ]	$21.8 B [nT] \cdot n_i^{-\frac{1}{2}} [(m_i/m_p)^{-\frac{1}{2}} \cdot cm^{-3}]$
等离子体 $\beta$	$3.47 \times 10^{-5} n [cm^{-3}] \cdot T [K] \cdot B^{-2} [nT]$
中性带电离子碰撞频率 <sup>3</sup>	
[s <sup>-1</sup> ]	$4 \times 10^{-5} n_0 [cm^{-3}] \cdot T_q^{\frac{1}{2}} [K] \cdot (m_q^{-\frac{1}{2}} \cdot m_p)$
类氢等离子体韧致辐射	
[W·m <sup>-3</sup> ]	$1.46 \times 10^{-30} n_e [cm^{-3}] \cdot T_e^{\frac{1}{2}} [K] \cdot \sum [Z^2 N(Z)]$
回旋辐射[W·m <sup>-2</sup> ]	$5.41 \times 10^{-31} B^2 [nT] \cdot n_e [cm^{-3}] \cdot T_e [K]$
回旋辐射	
[W·m <sup>-2</sup> ] $T_e = T_i; \beta = 1$	$3.79 \times 10^{-35} n_e^2 [cm^{-3}] \cdot T_e^2 [K]$
无穷导线磁场, $B_\theta [nT]$	$0.2001 [A] \cdot r^{-1} [km]$

<sup>1</sup> 最可几速度[见式(2.22)]

<sup>2</sup> 假设  $T_e \gg T_i$

<sup>3</sup> 近似;带电粒子  $q$  的质量以质子质量为单位表示。

## 附录3 地球物理坐标系变换

### A.3.1 介绍

在日球关系的实验和理论研究中需要用到许多不同的坐标系。这些坐标系被用于表示卫星的轨迹、边界测量和向量场测量。由于在不同的坐标系中物理过程会变得更好理解,实验数据更容易整理或计算变得更简单,因此我们往往需要多个坐标系。所以我们常常需要知道这些坐标系之间的变换关系。按照球面三角公式,通过在每个体系中所测量角度间的三角关系,我们可以导出两个坐标系之间的变换。但是,用这种方法非常麻烦并可能导致相当复杂的关系。

另一种方法是找出所需要的欧拉角并建立协同旋转矩阵。这些矩阵可以通过相乘从而得到惟一的变换矩阵。向量矩阵形式之所以受到关注是因为它允许变换的缩写表示,且通过矩阵乘法可以很容易得出变化的乘法,同时逆变换也很容易得到。

坐标变换矩阵不需要从欧拉旋转角导出。本附录将说明另一种近似方法,并讨论日地关系研究领域中最常用的几种坐标系。

### A.3.2 一般性表示

在定义坐标系时,一般我们选取两个参数:某一坐标轴的取向及垂直于此轴的平面上的另外两轴的取向。后一取向通常会需要两轴之一与某一特定的方向垂直。很幸运的是,旋转矩阵(向量变换矩阵)的逆即是它的转置矩阵。因此,若矩阵  $A$  是将体系  $a$  中向量  $V^a$  变换到体系  $b$  中  $V^b$  的变换矩阵,则由  $V^b$  到  $V^a$  的变换为  $A^T$ 。我们得到

$$\begin{aligned} A \cdot V^a &= V^b \\ A^T \cdot V^b &= V^a \end{aligned}$$

最简单的导出变换矩阵的方法是:在旧体系  $a$  中找出新体系  $b$  的三个坐标轴的取向。若新  $x$  轴在旧体系中的余弦表示为  $(x_1, x_2, x_3)$ ,  $y$  轴为  $(y_1, y_2, y_3)$ ,  $z$  轴为  $(z_1, z_2, z_3)$ , 那么以这三个向量为矩阵的行得到

$$\begin{pmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \\ z_1 & z_2 & z_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} V_x^a \\ V_y^a \\ V_z^a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_x^b \\ V_y^b \\ V_z^b \end{pmatrix}$$

同样,体系  $b$  到  $a$  的变换为

$$\begin{bmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \\ z_1 & z_2 & z_3 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_x^b \\ V_y^b \\ V_z^b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_x^a \\ V_y^a \\ V_z^a \end{bmatrix}$$

旋转矩阵以下的性质对于查错是有益的:(1)每行与每列都是单位向量;(2)任意两行或两列的点乘为零;(3)任意两行或两列的叉乘等于第三行或列或它们的负(行1叉乘行2等于行3;行2叉乘行1等于负行3)。

### A.3.3 坐标系

#### A.3.3.1 地心赤道惯性系

**A.3.3.1.1 定义** 地心赤道惯性坐标系(GEI)的  $x$  轴指向春分点时太阳所处的位置。这个方向是地球赤道面与黄道面的交汇处,因此  $x$  轴同时处于这两个平面上。 $z$  轴与地球自转轴平行, $y$  轴与  $x$  及  $z$  轴构成右手正交系( $y = z \times x$ )

**A.3.3.1.2 应用** 本体系一般用于天体和卫星的轨道计算。在这个体系中角度、赤经和赤纬都可以测得。如果大小为  $V$  的向量在 GEI 系中的表示为  $(V_x, V_y, V_z)$ , 则其赤经  $\alpha$  为  $\tan^{-1}(V_y/V_x)$ , 当  $V_y \geq 0$  时,  $0^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$ , 当  $V_y < 0$  时,  $0^\circ \geq \alpha \geq 180^\circ$ 。赤纬  $\theta$  为  $\sin^{-1}(V_z/V)$ ,  $-90^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ 。

#### A.3.3.2 地理坐标系

**A.3.3.2.1 定义** 地理坐标系(GEO)的  $x$  轴在地球的赤道平面上,但它固定在地球自转轴上,因此它通过格林尼治子午圈( $0^\circ$ 经度)。其  $z$  轴平行与地球自转轴,二者与  $y$  轴形成右手正交系( $y = z \times x$ )

**A.3.3.2.2 应用** 本体系用于地面观察及发射、接收位置的确定。体系中经度和纬度的定义与 GEI 系中赤经和赤纬的定义相同。经度的测量是以向东为正。世界时是 12 小时减去太阳的经度,此经度是以角度被 15 除从而将角度转化为小时来表示的。当地时间等于世界时加上观测者所在地的地理经度。世界时是格林尼治子午线处的当地时。

**A.3.3.2.3 变换** 由于 GEO 和 GEI 坐标系的  $z$  轴是共同的,因此,我们只需要知道 Aries 中的第一个点相对于格林尼治子午线的位置便可确定所需的变换。如果我们设格林尼治子午线与地球赤道上由 Aries 的第一点向东测量的 Aries 的第一点之间的夹角为  $\theta$ , 则 Aries 的第一点在 GEO 系中的位置为  $(\cos\theta, -\sin\theta, 0)$ , GEO 到 GEI 的变换为:

$$\begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta & 0 \\ \sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix}_{\text{GEO}} = \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix}_{\text{GEI}}$$

其逆变换为:

$$\begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta & 0 \\ -\sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix}_{\text{GEO}} = \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix}_{\text{GEO}}$$

当然, 角度  $\theta$  是以天和年为单位的时间函数, 因为惯性空间中地球每年自转 366.25 周, 大于 365.25 周。因此, 相对于惯性空间来说(恒星日), 一天不到 24 小时。 $\theta$  角被称为格林尼治恒星平均时, 它可以通过 A.3.5 节所给出的公式计算出来。

### A.3.3.3 地磁坐标

**A.3.3.3.1 定义** 地磁坐标系(MAG)的  $z$  轴平行于磁偶极轴。从 1985 年国际地磁参考地磁场(IGRF)知, 极轴的地理坐标为余纬  $11.018^\circ$ , 东经  $-70.905^\circ$ 。因此  $z$  轴在地理坐标中为  $(0.06252, -0.18060, 0.98157)$ 。体系的  $y$  轴垂直于地极, 若  $D$  是偶极位置,  $P$  是南极点, 则  $y = D \times P / |D \times P|$ 。

**A.3.3.3.2 应用** 此体系通常用于确定地磁观测所的位置。另外, 当地球内部场同时被考虑时, 体系用于场线追踪是很方便的。磁经的测量是由  $x$  轴向东, 磁纬的测量是在地磁子午线上, 由赤道向正北方进行。因此, 若  $(V_x, V_y, V_z)$  在 MAG 体系中表示大小为  $V$  的向量, 则地磁经度  $\lambda = \tan^{-1}(V_x/V_y)$ , 当  $V_y \geq 0$  时,  $0^\circ \leq \lambda \leq 180^\circ$ , 当  $V_y < 0$  时,  $180^\circ \leq \lambda \leq 360^\circ$ 。地磁纬度  $\theta = \sin^{-1} V_z/V$ ,  $-90^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ 。除极点附近外, 地磁经度要比地磁纬度大  $70^\circ$ 。磁当地时间在此体系中的确定可以通过以小时表示的观测者所处位置的磁经度减去太阳的磁经度之值加上 12 小时来获得。

**A.3.3.3.3 变换** 由于此体系是固定在旋转的地球上, 因此从地理坐标系变换到地磁坐标系的变换是常数矩阵。由上面定义我们得到

$$\begin{bmatrix} 0.32110 & -0.92756 & -0.19112 \\ 0.94498 & 0.32713 & 0 \\ 0.06252 & -0.18060 & 0.98157 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix}_{\text{GEO}} = \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix}_{\text{MAG}}$$

### A.3.3.4 地心太阳黄道系

**A.3.3.4.1 定义** 地心太阳黄道系(GSE)的  $x$  轴由地球指向太阳,  $y$  轴在黄道平面上并指向黄昏(它是逆行星运动),  $z$  轴与黄道极平行。相对于惯性系来说, 此体系的自转时间为一年。

**A.3.3.4.2 应用** 本体系用于表示卫星的轨道, 星际的磁场观测及太阳风的速度。在表示太阳风的速度方面, 它是很有用的, 因为在此体系中, 由于地球运动而产生的太阳风的光行差可以很容易地被消除。在  $-y$  方向, 地球的速度近似为  $30 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。因为在日地关系中, 地球轨道运动的惟一重要的效应是产生光行差, 我们就可以相对于  $x$  轴对  $y$  和  $z$  轴作其他选择。关于这点我们将在以后讨论。与地理系一样, 经度的测量是在  $x-y$  平面上由  $x$  轴向  $y$  轴进行, 纬度测量是与  $x-y$  平面的夹角, 沿  $z$  轴正分量的方向为正。

**A.3.3.4.3 变换** 在我们已经讨论过的体系中, 用到的最普遍的向 GSE 系做变换

的是 GEI 系。黄道极点(0, -0.398, 0.917)的位置在 GEI 系中是常数。GEI 系中的  $x$  轴, 指向太阳的方向, 可以通过 A. 3. 5 节中的子程序得到。若此方向是  $(S_1, S_2, S_3)$ , 则 GEI 系中的  $y$  轴  $(y_1, y_2, y_3)$  为

$$(0, -0.3978, 0.9175) \times (S_1, S_2, S_3)$$

其变换为

$$\begin{pmatrix} S_1 & S_2 & S_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \\ 0 & -0.3978 & 0.9175 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{GEI}} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{GSE}}$$

### A. 3. 3. 5 地心太阳赤道系

**A. 3. 3. 5. 1 定义** 地心太阳赤道系(GSEQ)与 GSE 系一样, 它的  $x$  轴也是由地球指向太阳。但是, 尽管 GSEQ 系的  $y$  轴亦在黄道平面上, 但它的方向是平行于太阳赤道平面(相对于黄道平面倾斜)的。我们注意到因为  $x$  轴是在黄道平面上, 因此就不必要处于太阳赤道面上, 同时体系的  $z$  轴也不用与太阳自转轴平行, 但太阳的自转轴必须在  $x$ - $y$  平面上。 $z$  轴的选取可以与黄道极点的方向相同(如: 北)。

**A. 3. 3. 5. 2 应用** 本体系被广泛用于星际间磁场的描述。我们注意到它对于由太阳决定的数据处理是很有用的, 因此它提供了比使用 GES 系更好的研究星际磁场和太阳风的方法。但是, 对于研究星际磁场与地球的相互作用, 另一种体系更合适。

**A. 3. 3. 5. 3 变换** 太阳自转轴  $R$  的赤经为  $-74.0^\circ$ , 赤纬为  $63.8^\circ$ , 因此  $R$  在 GEI 系中为  $(0.1217, -0.424, 0.897)$ 。为得到 GEI 系向 GSEQ 系的变换, 我们必须知道太阳在 GEI 系中的位置  $(S_1, S_2, S_3)$  (见 A. 3. 5 节)。则 GEI 系中的  $y$  轴  $(y_1, y_2, y_3)$  平行于  $R \times S$ 。因为如果两单位向量不正交, 则其叉积将不会是单位向量, 所以这个叉积必须归一化。另外, GEI 系中的  $x$  轴  $(z_1, z_2, z_3) = S \times y$ 。则

$$\begin{pmatrix} S_1 & S_2 & S_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \\ z_1 & z_2 & z_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{GSE}} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{GSEQ}}$$

因为 GSE 和 GSEQ 坐标系的  $x$  轴都指向太阳, 它们只是绕  $x$  轴的旋转不同。所以从 GSE 系到 GSEQ 系的变换矩阵为

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & -\sin\theta \\ 0 & \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{GSE}} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{GSEQ}}$$

如果已知 GEI 系到 GSE 系的变换和 GEI 系到 GSEO 系的变换, 则可通过计算两体系  $y$  轴或  $z$  轴的夹角来确定  $\theta$  角(如: 每个矩阵的第二行或第三行表示的向量间的夹角)。若这些变换矩阵无法得到,  $\theta$  角可以由以下公式求得

$$\sin\theta = \frac{S \cdot (-0.032, -0.112, -0.048)}{|(0.1217, -0.424, 0.897) \times S|}$$

$S$  为 GEI 系中太阳的位置, 它可以通过 A. 3. 5 节中的公式求得。因太阳的自转轴与黄道

面之间有  $7.25^\circ$  的倾角, 所以, 一年间  $\theta$  角的变化范围是  $-7.25^\circ$  (12 月 5 日左右) 到  $7.25^\circ$  (6 月 5 日)。在 9 月 5 日左右, 太阳的自转轴几乎正指向地球, 此时地球处于太阳的最北纬端,  $\theta$  角为 0。

### A.3.3.6 地心太阳磁层系

**A.3.3.6.1 定义** 与 GSE 和 GSEQ 系一样, 地心太阳磁层系 (GEM) 的  $x$  轴也是由地球指向太阳的。 $y$  轴与地磁偶极垂直, 因此其平面包含了偶极轴。正  $x$  轴的取向与磁北极相同。GSM 系与 GSE 及 GSEQ 系的不同之处在于绕  $x$  轴的转动。

**A.3.3.6.2 应用** 此体系用于表示磁层顶和激波边界位置、磁鞘和磁层磁场以及磁鞘太阳风的速度。因磁偶极轴的指向改变了太阳风流动某些方面的柱对称性, 所以它还被用于磁层顶流模型中。它将地球偶极在 GEI, GSE 等体系中的三维运动简化为  $x-z$  平面中的二维运动。磁北极与 GSM 系的  $z$  轴夹角称为偶极倾角, 当磁北极倾向太阳时, 此角为正。除了由于地球绕太阳的公转所导致的一年的周期外, 这个体系还以 24h 为周期绕太阳振动。我们知道因为  $y$  轴垂直于偶极轴, 所以  $y$  轴始终在磁赤道上; 另外由于它是垂直于日地线的, 因此它在晨昏子午线上 (指向黄昏)。GSM 系经度的测量是在  $x-y$  平面上由  $x$  向  $y$  进行, 纬度则是与  $x-y$  北平面的夹角。但是, 另一套球面极化角有时也会被用到, 这里向量与  $x$  轴间的夹角, 即太阳天顶角 (SZA), 称为极化角, 向量在  $y-z$  平面的投影角为方位角, 其测量是从正  $y$  轴指向正  $z$  轴。如果描述星际磁场, 则这两个角分别被称为锥角和钟角。

**A.3.3.6.3 变换** 为完成 GEI 到 GSM 的变换, 我们必须知道太阳在 GEI 系中的方位和地球偶极轴的取向。太阳的方位可以由 A.3.5 节中得到。偶极  $D$  的取向通过地理坐标系的变换可知 (见 A.3.3.2 节)。在地理坐标中, 偶极的余纬为  $11.018^\circ$ , 东经  $-70.905^\circ$  (IGRF 纪 1985.0)。因此  $D$  在地球坐标中表示为  $(0.06252, -0.18060, 0.98157)$ 。若  $D'$  是  $D$  在 GEI 中的表示,  $y$  轴为

$$\frac{D' \times S}{|D' \times S|}$$

归一化因子的出现是因为  $D'$  与  $S$  并不正交。最后,  $z$  为  $S \times y$ , 得到变换为

$$\begin{bmatrix} S_1 & S_2 & S_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \\ z_1 & z_2 & z_3 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix}_{\text{GEI}} = \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix}_{\text{GSM}}$$

GSM 与 GSE 或 GSEQ 系间的变换为

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & -\sin\theta \\ 0 & \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}$$

因为  $\theta$  是以年和天为单位变化的, 它不能仅从一个简单的方程中得到。若从 GEI 到 GSE 的变换  $A_{\text{GSE}}$  及 GEI 到 GSM 的变换  $A_{\text{GSM}}$  都已知, 那么, 从 GSM 到 GSE 的转换为:  $A_{\text{GSE}} \cdot A_{\text{GSM}}^T$ ,  $A_{\text{GSM}}^T$  为  $A_{\text{GSE}}$  的转置矩。则 GSM 到 GSEQ 的变换可以此类推。 $\theta$  角每天的变化范围为  $\pm 11.0^\circ$ , 每年的变化范围为  $\pm 23.5^\circ$ 。



### A.3.3.7 太阳磁坐标

**A.3.3.7.1 定义** 在太阳磁坐标(SM)中,  $z$  轴与磁北极平行,  $y$  轴与日地线垂直并指向黄昏。与 GSM 系不同之处在于绕  $y$  轴的旋转, 如上节定义, 旋转角度等于偶极倾角。在此体系中,  $x$  轴并不指向太阳。与 GSM 系一样, SM 系相对于惯性系来说是以年和天为周期转动的。

**A.3.3.7.2 应用** SM 系用于受地球偶极场影响大于太阳风的数据的处理。它也被用于磁层顶交叉截面和磁层磁场的研究。因为体系中偶极轴与  $z$  轴平行, 所以偶极磁场的笛卡儿分量在此体系中的表示非常简单(见第六章)。

**A.3.3.7.3 变换** 对于 GSM 系来说, 得到 GEI 到 SM 的变换需要知道 GEI 系中日地线的取向  $\mathbf{S}$  和偶极取向  $\mathbf{D}$ 。通过 A.3.5 节介绍的方法我们得到它们后, 发现  $\mathbf{y} = (\mathbf{D} \times \mathbf{S}) / |\mathbf{D} \times \mathbf{S}|$  以及  $\mathbf{x} = \mathbf{y} \times \mathbf{D}$ 。那么, 变换为

$$\begin{pmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \\ D_1 & D_2 & D_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{GEI}} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{SM}}$$

GSM 到 SM 的变换是绕  $y$  轴以偶极倾角  $\mu$  转动

$$\begin{pmatrix} \cos\mu & 0 & -\sin\mu \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\mu & 0 & \cos\mu \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{GSM}} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{SM}}$$

### A.3.3.8 其他行星

以上讨论的坐标系是围绕对于地球的应用展开的, 但它们可以被推广到其他行星上的应用。GSE 坐标系的推广可以是金星太阳轨道系及火星上的火星太阳轨道系。我们用行星轨道平面来确定  $x$ - $y$  平面, 以代替地球轨道中的黄道平面。同样, 对于磁化的行星, 若其  $y$  轴垂直于磁偶极轴和太阳指向所共有的平面, 则 GSM 体系可以被采用。在研究非磁化的行星、彗星和磁化行星激波的逆流现象时, 采用取向根据磁场作调整的坐标系也是很有用的。用得最普遍的方法是调整坐标系使其  $x$  轴指向太阳, 磁场的指向在  $x$ - $z$  平面上沿  $y$  轴方向。因为太阳风在  $-x$  方向附近流动, 则太阳风的电场指向  $+z$  方向。任何新产生于彗星或行星附近的离子都可以在  $z$  方向被加速。对金星来说, 这种坐标系可以被称为是星际的太阳金星系(VSI), 其他行星以此类推。

## A.3.4 局部坐标系

一般来说, 定义一个以观测位置为参照而标定的坐标系是很有益的。例如, 当处于地球表面时, 按照当地的垂线方向来确定坐标系对于处理许多问题都是有用的。本节我们将讨论几个这样的坐标系。

### A.3.4.1 偶极子午系

**A.3.4.1.1 定义** 与 SM 系一样,偶极子午系(DM)的  $z$  轴与磁偶极轴平行。但是,它的  $y$  轴是与指向观测物而非太阳的向量径相互垂直的。 $y$  轴的正向是指向东方, $x$  轴由偶极指向外部。这是一个随位置变化的坐标系;但由于它的  $x-z$  平面包含偶极磁场,因此它是很有用的。

**A.3.4.1.2 应用** DM 系用于处理受太阳风和磁层相互作用影响很弱的偶极磁场所决定的数据。它还可广泛应用于通过两个在本体系中很容易导出的角,磁偏角和磁倾角,来描述磁场的畸变。磁倾角  $I$  是磁场与径向量的夹角减去  $90^\circ$ 。因此,如果  $\mathbf{R}$  是 DM 系中由地心指向观测物的单位向量(在此体系中,  $R_y = 0$ ),且  $\mathbf{b}$  是 DM 系中磁场的方向,则  $I = \cos^{-1}(R_x b_x + R_z b_z) - 90^\circ$ 。磁偏角  $D$  的测量绕向量径进行,在  $x-z$  平面上  $D = 0^\circ$ ,正  $b_y$  对应正  $D$ 。有  $D = \tan^{-1}[b_y / (R_x b_x - R_z b_z)]$ ,当  $0 \leq b_y \leq 1$  时  $0^\circ \leq D \leq 180^\circ$ ;  $0 \geq b_y \geq -1$  时  $0^\circ \geq D \geq 180^\circ$ 。在 SM 系中,偶极磁场的笛卡儿分量有简单的表示形式。另外,我们特别定义  $B_y = 0$ 。

**A.3.4.1.3 变换** 要得到任意一个体系到 DM 系的变换,体系中的偶极轴  $\mathbf{D}$  及相对于地心的观测点的单位位置向量必须已知。因为  $\mathbf{y}$  垂直于  $\mathbf{R}$  和  $\mathbf{D}$ ,所以  $\mathbf{y} = (\mathbf{D} \times \mathbf{R}) / |(\mathbf{D} \times \mathbf{R})|$ ,且  $\mathbf{x} = \mathbf{D} \times \mathbf{y}$ 。有

$$\begin{pmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \\ D_1 & D_2 & D_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{DM}}$$

这个变换可以直接从地理坐标得出,因为观测点的地理经度和地理纬度一般都是知道的,且极点在地理坐标中是固定的。从地磁坐标看,它仅仅是以太阳的投影与磁赤道上局部向量径的夹角为转角绕  $z$  轴转动。

### A.3.4.2 表面磁性测量

两种用于处理表面磁性数据的局部坐标系与地理坐标(GEO)和地磁坐标(MAG)的微小不同之处在于它们利用对其  $z$  轴的局部垂直,面  $x$  和  $y$  轴则分别按照地理和地磁的方向调节。第一个体系被简单地称为是 XYZ 体系,它的  $z$  方向指向下, $x$  方向指向地理北极, $y$  指向地理东。另一体系为 HDZ 体系,其  $z$  轴垂直向下, $H$  方向指向磁北极, $D$  近似地与  $H$  方向正交。应用这个坐标系必须要慎重,因为有些情况中, $H$  和  $D$  是表示大小和角度的,而并非两个分量。

### A.3.4.3 边界法线坐标系

穿过一个无限窄的边界,磁场的法线分量连续或几乎连续,因为磁场是无散度的,因此在边界法线坐标系中表示日球数据通常是有用的。这种方法对包括舷激波、磁层顶和平面波在内的研究是有用的。应用这种方法的关键是确定一个精确的法线边界。

**A.3.4.3.1 激波法线坐标系** 激波的法线方向在多数情况下满足几何学上的定义。当行星际激波和偶发舷激波相交时,如第五章所讨论,可以用共面原理来导出激波法线方向。与激波相交的磁场变化方向是垂直于激波的法线的,因为此变化沿激波法线方向的分量是常量,这一方法的应用正是利用了这个现象。另外上游磁场(激波结构的前部),激波法线以及下游磁场(激波结构的下流)是在同一平面上的。因此磁场上游和下游的叉积垂直于激波法线。当上游场叉乘下游场然后与二者之差叉乘的三重叉乘向量被完全归一化后,它是与法线方向一致的。当场的上游和下游平行时,上述结论对于平行或垂直激波不再适用。如果可以提供等离子体数据或能从多个空间飞行器上取得观测值时,就有可能提出一些改进的方法。例如,从四个空间飞行器上得到的同一时刻的数据就足以确定平面边界的速度和取向。

**A.3.4.3.2 磁层顶法线坐标系** 在许多情况下,磁层顶法线与激波的法线一样,也可以很好地利用几何模型得到。如果磁场按某一特定的假设变化,也可以通过对磁场的观察来得到法线。例如,磁顶层通常表现出切向不连续性,与穿过磁顶层表面的磁场不相连。在这种情况下,磁场在边界两边都与边界相切,法线的方向可以通过求这两个方向的叉积得到。即使磁场与穿过它的磁顶层相连,仍然可以通过找出磁场变化几乎为零或磁场变化最小的方向来确定边界的法线。这个方向一定是与磁顶层垂直的,这是因为磁场是无散度的,并且由于穿过一个极窄的不连续的表面时,它不可能在垂直于此表面的方向上变化。如果磁场与磁顶层相交处只存在惟一一个方向会有变化产生,那么,这种方法就变得不确定了,因为这时存在两个相互正交的方向是磁场在这两个方向上的变化最小。真正的法线就会沿着这两个方向所构成的平面上的方向或某一位置。

**A.3.4.3.3 主轴坐标系** 通过解决本征值问题,可以计算出将时间序列向量通过旋转变换到一个坐标轴方向分别为最大变化量、最小变化量和中间变化量的坐标系的旋转矩阵。本征矢是变换矩阵的行向量,本征值为沿每个方向的变化量。这些方向被称为主轴。它经常被用于磁层顶研究,但不用于激波研究。由 Rankine-Hugoniot 关系描述的激波磁场的变化是在上游磁场平面及其法线的惟一方向上。因为波并不沿激波法线方向传播,因此垂直于上游磁场平面的场经常变化。

主轴坐标对于处理圆极化波和椭圆极化波是很有用的,例如噪声模式波或离子回旋加速器波。当频率很低远,低于离子回旋加速器频率时,波就趋向于线性极化,此时这种分析便失效。

## A.3.5 太阳位置的计算

本节我们将给出 GEI 系中计算太阳位置的一个简单的子程序。计算精度为  $0.006^\circ$ , 从 1901 年到 2099 年。输入值为世界时的年、一年包含的天数和一天包含的秒数。输出为以度为单位的格林尼治恒星时、黄道经度和以度为单位的太阳可视赤经及可视赤纬。以下是 FORTRAN 语言编写的子程序。地球指向太阳的向量的笛卡儿坐标为

$$\begin{aligned} X &= \cos(\text{SRASN})\cos(\text{SDEC}) \\ Y &= \sin(\text{SRASN})\cos(\text{SDEC}) \\ Z &= \sin(\text{SDEC}) \end{aligned}$$

```

SUBROUTINE SUN(IYR, IDAY, SECS, GST, SLONG, SRASN, SDEC)
C PROGRAM TO CALCULATE SIDEREAL, TIME AND POSITION OF THE
C SUN
C GOOD FOR YEARS 1901 THROUGH 2099. ACCURACY 0.006 DEGREE
C INPUT IS IYR, IDAY (INTEGERS), AND SECS, DEFINING UNIVERSAL
C TIME
C OUTPUT IS GREENWICH MEAN SIDEREAL TIME (GST) IN DEGREES,
C LONGITUDE ALONG ECLIPTIC (SLONG), AND APPARENT TIGHT AS-
C CENSION
C AND DECLINATION (SRASN, SDEC) OF THE SUN, ALL IN DEGREES.
DATA RAD/57.29578/
DOUBLE PRECISION DJ, FDAY
IF(IYR.LT.1901.OR.IYR.GT.2009)RETURN
FDAY = SECS/86400.
DJ = 365 * (IYR - 1900) + (IYR - 1901)/4 + IDAY + FDAY - 0.5D0
T = DJ/36525
VL = DMOD(279.696678 + 0.9856473354 * DJ, 360.D0)
GST = DMOD(279.690983 + 0.9856473354 * DJ + 360 * FDAY + 180., 360D.0)
G = DMOD(358.475845 + 0.985600267 * DJ, 360D.0)/RAD
SLONG = VL + (1.91946 - 0.004789 * T) * SIN(G) + 0.020094 * SIN(2. * G)
OBLIQ = (23.45229 - 0.0130125 * T)/RAD
SLP = (SLONG - 0.005686)/RAD
SIND = SIN(OBLIQ) * SIN(SLP)
COSD = SQRT(1. - SIND * SIND)
SDEC = RAD * ATAN(SIND/COSD)
SRASN = 180. - RAD * ATAN 2(COTAN(OBLIQ) * SIND/COSD, -COS(SLP)/COSD)
RETURN
END

```

## 参 考 文 献

- Akasofu, S.-I. 1964. The development of the auroral substorm, *Planet. Space Sci.* 12(4):273~282.
- Akasofu, S.-I. 1968. *Polar and Magnetospheric Substorms*. Dordrecht: Reidel.
- Akasofu, S.-I. 1977. *Physics of Magnetospheric Substorms*. Dordrecht: Reidel.
- Akasofu, S.-I. 1979. Interplanetary energy flux associated with magnetospheric substorms. *Planet. Space Sci.* 27:425~431.
- Akasofu, S.-I. 1980. The solar wind-magnetosphere energy coupling and magnetospheric disturbances. *Planet. Space Sci.* 28:495~509.
- Akasofu, S.-I. 1981. Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere. *Space Sci. Rev.* 28:121~190.
- Akasofu, S.-I., and S. Chapman. 1972. *Solar-Terrestrial Physics*. Oxford: Clarendon Press.
- Akasofu, S.-I., S. Chapman, and C.-I. Meng. 1965. The polar electrojet. *J. Atmos. Terr. Phys.* 27(11/12):1275~1305.
- Akasofu, S.-I., and C.-I. Meng. 1969. A study of polar magnetic substorms. *J. Geophys. Res.* 74(1):293~313.
- Alfvén, H. 1942. Existence of electromagnetic-hydrodynamic waves. *Nature* 150:405.
- Alfvén, H. 1957. On the theory of comet tail. *Tellus* 9:92~96.
- Alfvén, H. 1968. Some Properties of magnetospheric neutral surface. *J. Geophys. Res.* 73:4379.
- Anders, E., and M. Ebihara. 1982. Solar-system abundance of the elements, *Geochim. Cosmochim. Acta* 46:2363.
- Arnold, R. L., 1971. Signature in the interplanetary medium for substorms, *J. Geophys. Res.* 76(22):5189~5201.
- Atkinson, G., 1967. The current system of geomagnetic bays. *J. Geophys. Res.* 72(23):6063~6067.
- Aubry, M. P., and R. L. McPherron. 1971. Magnetotail changes in relation to the solar wind magnetic field and magnetospheric substorms, *J. Geophys. Res.* 76(19):4381~4401.
- Aubry, M. P., C. T. Russell, and M. G. Kivelson. 1970. Inward motion of the magnetopause before a substorm. *J. Geophys. Res.* 75(34):7018~7031.
- Axford, W. I. 1984. Magnetic field reconnection. In *Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas*, Geophysical Monograph 30(p. 1). Washington, DC: American Geophysical Union.
- Baker, D. N., S.-I. Akasofu, W. Baumjohann, J. W. Bieber, D. H. Fairfield, E. W. Hones, Jr., B. Mauk, R. L. McPherron, and T. E. Moore. 1984. Substorms in the magnetosphere. In *Solar Terrestrial Physics: Present and Future* (pp. 8-1~8-55). NASA reference publication 1120.
- Baker, D. N., R. C. Anderson, R. D. Zwickl, and J. A. Slavin. 1987. Average plasma and magnetic field variations in the distant magnetotail associated with near-earth substorm effects. *J. Geophys. Res.* 92(A1):71~81.
- Baker, D. N., and R. L. McPherron. 1990. Extreme energy particle decreases near geostationary orbit: a manifestation of current diversion within the inner plasma sheet. *J. Geophys. Res.* 95(A5):6591~6599.
- Ballester, J. L., and E. R. Priest. 1987. A 2-D model for a solar prominence. *Solar Phys.* 109:335~350.
- Banks, P. M., and T. E. Holzer., 1969. High-latitude plasma transport. *J. Geophys. Res.* 74:6371.
- Banks, P. M., and G. Kockarts. 1973. *Aeronomy* (p. 785). New York: Academic Press.
- Bargatze, L. F., D. N. Baker, R. L. McPherron, and E. W. Hones. 1985. Magnetospheric impulse response for many levels of geomagnetic activity, *J. Geophys. Res.* 90:6387~6394.
- Barker, F. S., D. R. Barraclough, V. P. Golovkov, P. J. Hood, F. J. Lowes, W. Mundt, N. W. Peddie, G. - Z. Qi, S. P. Srivastava, R. Whitworth, D. E. Winch, T. Yukutake, and D. P. Zidarov. 1986. International Geomagnetic Reference Field Revision 1985. *EOS. Trans. Am. Geophys. Union* 67:523~524.
- Basu, S., S. Basu, E. MacKenzie, W. R. Coley, J. R. Sharber, and W. R. Hoegy. 1990. Plasma structuring by the gradient drift instability at high latitudes and comparison with velocity shear driven processes, *J. Geophys. Res.* 95:7799~7818.
- Bateman, G. 1978. *MHD Instabilities*. Cambridge, MA: MIT Press
- Baumjohann, W., and K.-H. Glassmeier. 1986. The transient response mechanism and Pi 2 pulsations at substorm onset-

- review and outlook. *Planet. Space Sci.* 32:1361~1370.
- Baumjohann, W., G. Paschmann, and C. A. Cattell. 1989. Average plasma properties in the central plasma sheet, *J. Geophys. Res.* 94:6597.
- Berchem, J., and C. T. Russell. 1984. Flux transfer events on the magnetopause: spatial distribution and controlling factors, *J. Geophys. Res.* 89:6689.
- Bieber, J. W., E. C. Stone, E. W. Hones, Jr., D. N. Baker, and S. J. Bame. 1982. Plasma behavior during energetic electron streaming events: future evidence for substorm-associated magnetic reconnection. *Geophys. Res. Lett.* 9(6): 664~667.
- Biermann, L. 1951. Kometenschwerfe und solare Korpuskularstrahlung. *Z. Astrophys.* 29:274.
- Billings, D. G. 1966. *A Guide to the Solar Corona*. New York: Academic Press.
- Birkeland, K. 1908. *The Norwegian Aurora Polaris Expedition, 1902~1903*. vol. 1, 1st sec. (pp.1~315). Christiania (Oslo): H. Aschehoug & Co.
- Birkeland, K. 1913. *The Norwegian Aurora Polaris Expedition, 1902~1903*. vol. 1, 2nd sec. (pp 319~801). Christiania(Oslo): H. Aschehoug & Co.
- Birn, J., and M. Hesse. 1991. The substorm current wedge and field-aligned currents in MHD simulations of magnetotail reconnection. *J. Geophys. Res.* 96:1611~1618.
- Birn, J., and M. Hesse, and K. Schindler. 1989. Filamentary structure of a three-dimensional plasmoids. *J. Geophys. Res.* 94:241.
- Bochsler, P., and J. Geiss. 1989. Composition of the solar wind. In *solar System Plasma*, ed. J. H. Waite, Jr., J. L. Burch, and R. L. Moore (pp.133~141). Washington, DC: American Geophysical Union.
- Bostrom, R. 1964. A model of the auroral electrojets, *J. Geophys. Res.* 69:4963~4999.
- Bougher, S. W., R. E. Dickenson, E. C. Ridley, R. G. Robel, A. F. Nagy, and T. E. Cravens. 1986. Venus mesosphere and thermosphere; II. Global circulation, temperatures, and density variations. *Icarus* 68:285.
- Brandt, J. C. 1970. *Introduction to the Solar Wind*. San Francisco: Freeman.
- Brekke, A., and A. Egeland. 1994. *The Northern Lights, Their Heritage and Science*. Dreyer: Grøndahl.
- Breneman, H. H., and E. C. Stone. 1985. Solar coronal and photospheric abundances from solar energetic particle measurements. *Astro. J.* 299:L57.
- Browning, P. K., and E. R. Priest. 1984. The magnetic nonequilibrium of buoyant flux tubes in the solar corona. *Solar Phys.* 92:173~188.
- Browning, P. K., and E. R. Priest. 1985. Heating of coronal arcades by magnetic tearing turbulence. *Astron Astrophys.* 159:129~141.
- Budden, K. E. 1985. *The Propagation of Radio Waves*. Cambridge University Press.
- Burch, J. L. 1972. Preconditions for the triggering of polar magnetic substorms by storm sudden commencements. *J. Geophys. Res.* 77(28);5629~5632.
- Burton, R. K., R. L. McPherron, and C. T. Russell. 1975 An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst. *J. Geophys. Res.* 80(31);4204~4214.
- Caan, M. N., R. L. McPherron, and C. T. Russell. 1975. Substorm and interplanetary magnetic field effects on the geomagnetic tail lobes. *J. Geophys. Res.* 80(1);191~194.
- Caan, M. N., R. L. McPherron, and C. T. Russell. 1977. Characteristics of the association between the interplanetary magnetic field and substorms. *J. Geophys. Res.* 82(29);4837~4842.
- Cahill, L. J., and V. L. Patel. 1967. The boundary of the geomagnetic field, August to November 1961. *Planet. Space Sci.* 15:997~1033.
- Calvert, W. 1981. The stimulation of auroral kilometric radiation by type III solar radio bursts, *Geophys. Res. Lett.* 8; 1091~1094.
- Carlson, H. C. 1990. Dynamics of the polar cap. *J. Geomag. Geoelectr.* 42:697~710.
- Carlson, H. C., R. A. Heelis, E. J. Weber, and J. R. Sharber. 1988. Coherent mesoscale convection patterns during

- northward interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* 93:14501 ~ 14514.
- Carpenter, D. L. 1970. Whistler evidence of the dynamic behavior of the duskside bulge in the plasmasphere, *J. Geophys. Res.* 75:3827.
- Carpenter, D. L., and C. G. Park. 1973. On what ionospheric workers should know about the plasmopause-plasmasphere. *Rev. Geophys. Space Phys.* 11:133.
- Carr, T. D., M. D. Desch, and J. K. Alexander. 1983. Phenomenology of magnetospheric radio emissions. In *Physics of the Jovian Magnetosphere*, ed. A. J. Dessler (pp. 226 ~ 316). Cambridge University Press.
- Chamberlain, J. W. 1961. *Physics of the Aurora and Airglow*. New York: Academic Press.
- Chapman, S., and J. Bartels. 1940. *Geomagnetism*. Oxford University Press.
- Chapman, S., and J. Bartels. 1962. *Geomagnetism*, vol. 1. Oxford: Clarendon Press.
- Chapman, S., and V. C. A. Ferraro. 1930. A new theory of magnetic storms. *Nature*. 126:129.
- Chapman, S., and V. C. A. Ferraro. 1931. A new theory of magnetic storms. *Terr. Magn. Atmosph. Elec.* 36:171 ~ 186.
- Chapman, S., and V. C. A. Ferraro. 1932. A new theory of magnetic storms. *Terr. Magn. Atmosph. Elec.* 37:147 ~ 156.
- Chappell, C. R. 1972. Recent satellite measurements of the morphology and dynamics of the plasmasphere. *Rev. Geophys. Space Phys.* 10:951 ~ 972.
- Chen, L., and A. Hasegawa. 1974. A theory of long-period magnetic pulsations. 1. Steady state excitation of field line resonance. *J. Geophys. Res.* 79:1024.
- Clauer, C. R., and Y. Kamide. 1985. DP 1 and DP 2 current systems for the March 22, 1979 substorms. *J. Geophys. Res.* 90(A2):1343 ~ 1454.
- Clauer, C. R., and R. L. McPherron. 1974. Mapping the local time-universal time development of magnetospheric substorms using mid-latitude magnetic observations. *J. Geophys. Res.* 79(19):2811 ~ 2820.
- Coroniti, F. V. 1985. Explosive tail reconnection: the growth and expansion phases of magnetospheric substorms. *J. Geophys. Res.* 90(A8):7427 ~ 7447.
- Coroniti, F. V., and C. F. Kennel. 1972. Changes in magnetospheric configuration during the substorm growth phase. *J. Geophys. Res.* 77(19):3361 ~ 3370.
- Coroniti, F. V., R. L. McPherron, and G. K. Parks. 1968. Studies of the magnetospheric substorm. 3. Concept of the magnetospheric substorm and its relation to electron precipitation and micropulsations. *J. Geophys. Res.* 73(5):1715 ~ 1722.
- Cowley, S. W. H. 1980. Plasma populations in a simple open model magnetosphere. *Space Sci. Rev.* 25:217.
- Cowley, S. W. H. 1981. Magnetic asymmetries associated with the y-component of the IMF. *Planet. Space Sci.* 29:79.
- Cowley, S. W. H. 1982. The causes of convection in the earth's magnetosphere: a review of developments during the IMS. *Rev. Geophys. Space Phys.* 20:531.
- Cowley, S. W. H. 1984. Solar wind control of magnetospheric convection. In *Proc. Conf. Achievements IMS*, ESA SP-217 (p. 483). Noordwijk: ESA.
- Cowley, S. W. H. 1986. Magnetic reconnection. In *Solar System Magnetic Fields*, ed. E. R. Priest (p. 121). Dordrecht: Reidel.
- Cowley, S. W. H. 1991. The structure and length of tail-associated phenomena in the solar wind downstream from the earth. *Planet. Space Sci.* 39:1039.
- Cowley, S. W. H. and Z. V. Lewis. 1990. Magnetic trapping of energetic particles on open dayside boundary layer flux tubes. *Planet. Space Sci.* 38:1343.
- Cowley, S. W. H., and M. Lockwood. 1992. Excitation and decay of solar wind-driven flow in the magnetosphere-ionosphere system. *Ann Geophys.* 10:103 ~ 115.
- Cowling, T. G. 1957 *Magnetohydrodynamics*. New York: Interscience.
- Cravens, T. E., H. Shinagawa, and A. F. Nagy. 1984. The evolution of large-scale magnetic fields in the ionosphere of

- Venus. *Geophys. Res. Lett.* 11:267.
- Crook, W. R., E. C. Stone, and R. E. Vogt. 1984. Elemental composition of solar energetic particles. *Astrophys. J.* 279:827.
- Crooker, N. U. 1977. The magnetospheric boundary layers: a geometrically explicit model. *J. Geophys. Res.* 82:3629.
- Crooker, N. U. 1979. Dayside merging and cusp geometry. *J. Geophys. Res.* 84:951.
- Crooker, N. U., J. Feynman, and J. T. Gosling. 1977. On the high correlation between long-term averages of solar wind speed and geomagnetic activity. *J. Geophys. Res.* 82(13):1933~1937.
- Davis, T. N., and M. Sugiura. 1966. Auroral electrojet activity index AE and its universal time variations. *J. Geophys. Res.* 71(3):785~801.
- Demoulin, P., and E. R. Priest. 1988. Instability of a prominence supported in a linear force-free field. *Astron. Astrophys.* 206:336~347.
- Dessler, A. J., and E. N. Parker. 1959. Hydromagnetic theory of magnetic storms. *J. Geophys. Res.* 64(12):2239~2259.
- Dungey, J. W. 1954a. Electrodynamics of the outer atmosphere. Pennsylvania State University Ionosphere research Laboratory Report 69.
- Dungey, J. W. 1954b. The propagation of Alfvén waves through the ionosphere. Pennsylvania State University Ionosphere research Laboratory Report 57.
- Dungey, J. W. 1961. Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Phys. Rev Lett.* 6:47.
- Dungey, J. W. 1963a. The structure of the exosphere or adventures in velocity space. In *Geophysics. The Earth's Environment*, ed. C. Dewitt, J. Hieblot, and A. Lebeau (p. 503). New York: Gordon & Breach.
- Dungey, J. W. 1963b. Hydromagnetic waves and the ionosphere. In *Proc. Int. Conf. Ionosphere*, Institute of Physics, London (p. 230).
- Dungey, J. W. 1965. The length of the magnetospheric tail. *J. Geophys. Res.* 70:1753.
- Dungey, J. W. 1967. Hydromagnetic waves. In *Physics of Geomagnetic Phenomena*, ed. S. Matsushita and W. H. Campbell (p. 913). New York: Academic Press.
- Eastman, T. E., L. A. Frank, and C. Y. Huang. 1985. The boundary layers as the primary transport regions of the earth's magnetotail. *J. Geophys. Res.* 90(A10):9541~9560.
- Eastman, T. E., L. A. Frank, W. K. Peterson, and W. Lennartsson. 1984. The Plasma sheet boundary layer, *J. Geophys. Res.* 89:1553.
- Eather, R. H. 1980. *Majestic Lights: The Aurora in Science, History, and the Arts*. Washington, DC: American Geophysical Union.
- Egeland, A., O. Holter, and A. Omholt. 1973. *Cosmical Geophysics*. Oslo: Universitetsforlaget.
- Einaudi, G., and G. Van Hoven. 1983. *Solar Phys.* 88:163~178.
- Elphic, R. C. 1990. Observations of flux transfer events: Are FTE's flux ropes, islands or surface waves? In *Physics of Magnetic flux Ropes*, Geophysical Monograph 58, ed. C. T. Russell, E. R. Priest, and L. C. Lee (p. 455). Washington, DC: American Geophysical Union.
- Elphic, R. C., and S. P. Gary. 1990. ISEE observations of low frequency waves and ion distribution function evolution in the plasma sheet boundary layers. *Geophys. Res. Lett.* 17:2023.
- Elphic, R. C., C. T. Russell, J. A. Slavin, and L. H. Brace. 1980. Observations of the dayside ionopause and ionosphere of Venus. *J. Geophys. Res.* 85:7679.
- Elphinstone, R. D., J. S. Murphree, L. J. Cogger, D. Hearn, and M. G. Henderson. 1991. Observations of changes to the auroral distributions prior to substorm onset. In *Magnetospheric Substorms*, Geophysical Monograph 64. Washington, DC: American Geophysical Union.
- Engle, J. M. 1991. Idealized Voyager Jovian magnetosphere shape and field. *J. Geophys. Res.* 96:7793~7802.
- Erickson, G. M. 1984. On the cause of X-line formation in the near-earth plasma sheet: results of adiabatic convection of plasma-sheet plasma. In *Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasma*, Geophysical Monograph 30, ed. E.



- W. Hones (p. 269). Washington, DC: American Geophysical Union.
- Erickson, G. M., R. W. Spiro, and R. A. Wolf. 1991. The physics of the Harang discontinuity. *J. Geophys. Res.* 96: 1633.
- Erickson, G. M., and R. A. Wolf. 1980. Is steady convection possible in the earth's magnetotail? *Geophys. Res. Lett.* 7:897.
- Fairfield, D. H. 1987. Structure of the geomagnetic tail, In *Magnetotail Physics*, ed. A. T. Y. Lui (pp23 ~ 33). Baltimore: Johns Hopkins University Press.
- Fairfield, D. H., and L. J. Cahill, Jr. 1966. Transition region magnetic field and polar magnetic disturbances. *J. Geophys. Res.* 71:155.
- Fairfield, D. H., and G. D. Mead. 1975. Magnetospheric mapping with a quantitative geomagnetic field model. *J. Geophys. Res.* 80(4):535~542.
- Farrugia, C. J., M. P. Freeman, S. W. H. Cowley, D. J. Southwood, M. Lockwood, and A. Etemadi. 1989. Pressure driven magnetopause motions and attendant response on the ground. *Planet. Space Sci.* 37:589.
- Fedder, J. A., J. G. Lyon, and J. L. Giuliani, Jr. 1986. Numerical simulations of comets: predictions for comet Giacobini-Zinner. *EOS, Trans. Am. Geophys. Union* 67:17.
- Feldman, W. C., J. R. Asbridge, S. J. Bame, and J. T. Gosling. 1977. Plasma and magnetic fields from the sun. In *The Solar Output and Its Variations*, ed. O. R. White (pp. 351 ~ 382). Boulder: Colorado Associated University Press.
- Feldstein, Y. I., and G. V. Starkov. 1967. Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbances. *Planet. Space Sci.* 15:209.
- Forbes, T. G., and E. R. Priest. 1983. On reconnection and plasmoids in the geomagnetic tail. *J. Geophys. Res.* 88: 863.
- Forbes, T. G., and E. R. Priest. 1987. A comparison of analytical and numerical models for steadily driven magnetic reconnection. *Rev. Geophys.* 25:1583.
- Franks, L. A., and J. D. Craven. 1988. Imaging results from Dynamics Explorer 1. *Rev. Geophys. Space Phys.* 26: 249-283.
- Frank, L. A., J. D. Craven, D. A. Gurnett, S. D. Shawhan, D. R. Weimer, J. L. Burch, J. D. Winningham, C. R. Chappell, J. H. Waite, R. A. Heeles, N. C. Maynard, M. Sugiura, W. K. Peterson, and E. G. Shelly. 1986. The theta aurora. *J. Geophys. Res.* 91:3177-3224.
- Garrett, H. B., D. C. Schwank, and S. E. DeForest. 1981a. A statistical analysis of the low-energy geosynchronous plasma environment. I. Electrons. *Planet. Space Sci.* 29:1021~1044.
- Garrett, H. B., D. C. Schwank, and S. E. DeForest. 1981b. A statistical analysis of the low-energy geosynchronous plasma environment. II. Ions. *Planet. Space Sci.* 29:1045~1060.
- Gibert, W. 1893. *De Magnete*, trans. P. Fleury Mottelay. Reprinted 1958, New York: Dover.
- Goertz, C. K., and W. Baumjohann. 1991. On the thermodynamics of the plasma sheet. *J. Geophys. Res.* 96: 20991.
- Goertz, C. K., and R. A. Smith. 1989. Thermal catastrophe model of substorms. *J. Geophys. Res.* 94:6581.
- Gosling, J. T., S. J. Bame, E. J. Smith, and M. E. Burton. 1988. Forward-reverse shock pairs associated with transient disturbances in the solar wind at 1 AU. *J. Geophys. Res.* 93:8741.
- Gosling, J. T., M. F. Thomsen, S. J. Bame, R. C. Elphic, and C. T. Russell. 1990a. Plasma flow reversals at the day-side magnetopause and the origin of asymmetric polar cap convection. *J. Geophys. Res.* 95:8073.
- Gosling, J. T., M. F. Thomsen, S. J. Bame, T. G. Onsager, and C. T. Russell. 1990b. The electron edge of the low latitude boundary layer during accelerated flow events. *Geophys. Res. Lett.* 17:1833.
- Grebowsky, J. M. 1970. Model study of plasmopause motion. *J. Geophys. Res.* 75: 4329-4333.
- Grebowsky, J. M., Y. K. Tulanay, and A. J. Chen. 1974. Temporal variations in the dawn and dusk midlatitude trough and plasmopause position. *Planet. Space Sci.* 22:1089.
- Green, J. L., and J. L. Horwitz. 1986. Destiny of earthward streaming plasma in the plasma sheet boundary layer. *Geo-*

- phys. Res. Lett.* 13:76.
- Gurnett, D. A., R. R. Shaw, R. R. Anderson, and W. S. Kurth. 1979. Whistlers observed by *Voyager 1*: detection of lightning on Jupiter. *Geophys. Res. Lett.* 6:511~514.
- Haerendel, G., G. Paschmann, N. Sckopke, H. Rosenbauer, and P. C. Hedgecock. 1978. The front side boundary layer of the magnetosphere and the problem of reconnection. *J. Geophys. Res.* 83:3195.
- Hanson, W. B., and G. P. Mantas. 1988. *Viking* electron temperature measurements: evidence for a magnetic field in the Martian ionosphere. *J. Geophys. Res.* 93: 7538.
- Hanson, W. B., S. Sanatani, and D. R. Zuccaro. 1977. The Martian ionosphere as observed by the *Viking* retarding potential analyzers. *J. Geophys. Res.* 82:4351.
- Harel, M., R. A. Wolf, P. H. Reiff, R. W. Spiro, W. J. Burke, F. J. Rich, and M. Smiddy. 1981. Quantitative simulation of a magnetospheric substorm. 1. Model logic and overview. *J. Geophys. Res.* 86:2217~2241.
- Harris, E. G., 1962. On a plasma sheet separating regions of oppositely directed magnetic field. *Nuovo Cim.* 23:115.
- Hartle, R. E., H. A. Taylor, Jr., S. J. Bauer, L. H. Brace, C. T. Russell, and R. E. Daniell, Jr. 1980. Dynamical response of the dayside ionosphere of Venus to the solar wind. *J. Geophys. Res.* 85:7739.
- Hartz, T. R. 1971. Particle precipitation patterns. In *The Radiating Atmosphere*, ed. B. M. McCormac (pp. 225~238). Dordrecht: Reidel.
- Heelis, R. A. 1988. Studies of ionospheric plasma and electrodynamics and their application to ionosphere-magnetosphere coupling. *Rev. Geophys. Space Phys.* 26:317~328.
- Helliwell, R. A. 1988. VLF wave-injection experiments from Siple station, Antarctica. *Adv. Space Res.* 8:279.
- Heppner, J. P., and N. C. Maynard. 1987. Empirical high latitude electric field models. *J. Geophys. Res.* 92:4467.
- Heyvaerts, J., and E. R. Priest. 1983. Coronal heating by phase-mixed Alfvén waves. *Astron Astrophys.* 117:220~234.
- Heyvaerts, J., and E. R. Priest. 1984. Coronal heating by reconnection in DC current systems. *Astron Astrophys.* 137:63~78.
- Hill, T. W. 1975. Magnetic merging in a collisionless plasma. *J. Geophys. Res.* 80:4689.
- Hirshberg, J., and D. S. Colburn. 1969. Interplanetary field and geomagnetic variations-a unified view. *Planet. Space Sci.* 17:1183~1206.
- Hollweg, J. V. 1984. Resonances of coronal loops. *Astrophys. J.* 277:392~403.
- Holzer, T. E. 1989. Interaction between the solar wind and the interstellar medium. *Ann Rev. Astron. Astrophys.* 27: 199.
- Holzworth, R. H., and C.-I. Meng. 1975. Mathematical representation of the auroral oval. *Geophys. Res. Lett.* 2(9): 377~380.
- Hones, E. W., Jr. 1976. The magnetotail: its generation and dissipation. In *Physics of Solar Planetary Environments*, ed. D. J. Williams (p. 558). Washington, DC: American Geophysical Union.
- Hones, E. W., Jr. 1977. Substorm processes in the magnetotail: comments on "On hot tenuous plasmas, fireballs, and boundary layers in the earth's magnetotail" by L. A. Frank, K. L. Ackerson, and R. P. Lepping. *J. Geophys. Res.* 82(35):5633~5640.
- Hones, E. W., Jr. 1979. Transient phenomena in the magnetotail and their relation to substorms. *Space Sci. Rev.* 23: 393.
- Hones, E. W., Jr., C. D. Anger, J. Birn, J. S. Murphree, and L. L. Cogger. 1987. A study of a magnetospheric substorm recorded by the *Viking* auroral imager. *Geophys. Res. Lett.* 14(4):411~414.
- Hood, A. W., and E. R. Priest. 1979. Kink instability of solar coronal loops as the cause of small flares. *Solar Phys.* 64: 303~321.
- Hood, A. W., and E. R. Priest. 1980. Magnetic instability of coronal arcades as the origin of two-ribbon solar flares. *Solar Phys.* 66:113~134.
- Huang, C. Y., and L. A. Frank. 1986. A statistical study of the central plasma sheet. *Geophys. Res. Lett.* 13:652~655.

- Hughes, W. J. 1983. Hydromagnetic waves in the magnetosphere. In *Solar Terrestrial Physics*, ed. R. L. Carovillano and J. M. Forbes (p. 453). Dordrecht; Reidel.
- Hughes, W. J., and D. G. Sibeck. 1987. On the three dimensional structure of plasmoids, *Geophys. Res. Lett.* 14:636.
- Hundhausen, A. J. 1972. *Coronal Expansion and Solar Wind*. Berlin: Springer-Verlag.
- Hundhausen, A. J. 1977. An Interplanetary view of coronal holes. In *Coronal Holes and High Speed Wind Streams*, ed. J. B. Zirker (pp. 225~319). Boulder; Colorado Associated University Press.
- Iijima, T., and T. Nagata. 1972. Signatures for substorm development of the growth phase and expansion area. *Planet. Space Sci.* 20:1095~1112.
- Iijima, T., and T. A. Potemra. 1978. Large-scale characteristics of field-aligned currents associated with substorms, *J. Geophys. Res.* 83:599.
- Ip, W. H., and W. I. Axford. 1982. Theories of physical processes in the cometary comae and ion tails. In *Comets*, ed. L. L. Wilkening (p. 588). Tucson; University of Arizona Press.
- Jackson, J. D. 1962. *Classical Electrodynamics*. New York; Wiley.
- Jackson, J. D. 1975. *Classical electrodynamics*, 2nd ed. New York; Wiley.
- Jackson, J. D., and D. B. Beard. 1977. The magnetic field of Mercury. *J. Geophys. Res.* 82:2828~2836.
- Jacobs, J. A., Y. Kato, S. Matsushita, and V. A. Troitskaya. 1964. Classification of geomagnetic micropulsations. *J. Geophys. Res.* 69:180.
- Jacquey, C., J. A. Sauvaud, and J. Dandouras. 1991. Location and propagation of the magnetotail current disruption during substorm expansion: analysis and simulation of an ISEE multi-onset event. *Geophys. Res. Lett.* 18(3):389~392.
- Johnson, C. Y. 1969. Ion and neutral composition of the ionosphere. *Annal of the IQSY*. 5:197~213.
- Kamide, Y. 1988. *Electrodynamic Processes in the Earth's Ionosphere and Magnetosphere*. Kyoto: Kyoto Sangyo University Press.
- Kan, J. R. 1990. Developing a global model of magnetospheric substorms. *EOS, Trans. Am. Geophys. Union* 71(38): 1086~1087.
- Kan, J. R., and S.-I. Akasofu. 1982. Dynamo process governing solar wind-magnetosphere energy coupling. *Planet. Space Sci.* 30(4):367~370.
- Kan, J. R., and S.-I. Akasofu. 1988. A Theory of substorms: onset and subsidence. *J. Geophys. Res.* 93:5624~5640.
- Kaufmann, R. I. 1987. Substorm currents; growth phase and onset. *J. Geophys. Res.* 92(A7): 7471~7486.
- Kavanagh, L. D., Jr., J. W. Freeman, Jr., and A. J. Chen. 1968. Plasma flow in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 73:5511.
- Khurana, K. K., and M. G. Kivelson. 1989. Ultralow frequency MHD waves in Jupiter's middle magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 94:5241.
- Kidd, S. R., and G. Rostoker. 1991. Distribution of auroral surges in the evening sector. *J. Geophys. Res.* 96(A4); 5697~5706.
- Kippenhahn, R., and A. Shuluter. 1957. Eine Theorie der solaren Filamente. *Z. Astrophys.* 3:36~62.
- Kivelson, M. G., and W. J. Hughes. 1990. On the threshold for triggering substorms. *Planet. Space Sci.* 38:211.
- Kivelson, M. G., J. A. Slavin, and D. J. Southwood. 1979. Magnetospheres of the Galilean satellites. *Science* 205:491.
- Kivelson, M. G., and D. J. Southwood. 1986. Coupling of global magnetospheric MHD eigenmodes to field line resonances. *J. Geophys. Res.* 91:4345.
- Kivelson, M. G., and H. E. Spence. 1988. On the possibility of quasi-static convection in the quiet magnetotail. *Geophys. Res. Lett.* 15:1541.
- Knudsen, W. C., K. Spenner, K. L. Miller, and V. Novak. 1980. Transport of ionospheric O<sup>+</sup> ions across the Venus terminator and implications. *J. Geophys. Res.* 85:7803.
- Kokubun, S. 1972. Relationship of interplanetary magnetic field structure with development of substorm and storm main phase. *Planet. Space Sci.* 20(7):1033~1049.
- Kokubun, S., R. L. McPherron, and C. F. Russell. 1976. Ogo 5 observations of Pc 5 waves: ground-magnetosphere cor-

- relations. *J. Geophys. Res.* 81;5141.
- Kokubun, S., R. L. McPherron, and C. T. Russel. 1977. Triggering substorms by solar wind discontinuities. *J. Geophys. Res.* 82(1);74~86.
- Kokubun, S., and T. Nagata. 1965. Geomagnetic pulsation Pc 5 in and near the auroral zones. *Ion Space Res. Japan.* 19; 158.
- Kozyya, J. U., C. E. Valladares, H. C. Carlson, M. J. Buonsanto, and D. W. Slater. 1990. A theoretical study of the seasonal and solar cycle variations of stable auroral red arcs. *J. Geophys. Res.* 95;12219.
- Kuperus, M., and M. A. Raadu. 1974. The support of prominences formed in neutral sheets. *Astron. Astrophys.* 31;189~193.
- Kurth, W. S. 1991. *Voyager* plasma wave observations near the outer planets. *Adv. Space Res.* 11(9);59~68.
- Kurth, W. S., and D. A. Gurnett. 1991. Plasma waves in planetary magnetospheres. *J. Geophys. Res.* 96;18977~18991.
- Landau, L. D., and E. M. Lifshitz. 1960. *Mechanics*. Reading, MA; Addison-Wesley.
- Lee, L. C. 1991. The magnetopause, a tutorial review. In *Physics of Space Plasmas*(1990), ed. T. Chang, G. B. Crew, and J. R. Jasperse (p.33). Cambridge, MA; Scientific Publishers.
- Lee, L. C., and Z. F. Fu. 1985. A Theory of magnetic flux transfer at the earth's magnetopause. *Geophys. Res. Lett.* 12;105.
- Lemaire, J., M. J. Rycroft, and M. Roth. 1979. Control of impulsive penetration of solar wind irregularities into the magnetosphere by the interplanetary magnetic field direction. *Planet. Space Sci.* 27;47.
- Lennartsson, W., and R. D. Sharp. 1982. A comparison of 0.1~17keV/e ion composition in the near equatorial magnetosphere between quiet and disturbed conditions. *J. Geophys. Res.* 87;6109.
- Leroy, J. L. 1989. Observation of prominence magnetic fields. In *Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominence*, ed. E. R. Priest (pp. 77~114). Dordrecht; Kluwer.
- Lincoln, J. V. 1967. Geomagnetic indices. In *Physics of Geomagnetic Phenomena*, vol. 1, ed. S. Matsushita and W. H. Campbell (pp. 67~100). New York; Academic Press.
- Linker, J. A., M. G. Kivelson, and R. J. Walker. 1988. An MHD simulation of plasma flow past Io, Alfvén and slow mode perturbations. *Geophys. Res. Lett.* 15;1311.
- Lopez, R. E., D. N. Baker, A. T. Y. Lui, D. G. Sibeck, R. D. Belian, R. W. McEntire, T. A. Potemra, and S. M. Krimigis. 1988a. The radial and longitudinal propagation characteristics of substorm injections. *Adv. Space Res.* 8(9~10); (9)91~95.
- Lopez, R. E., and A. T. Y. Lui. 1990. A multi-satellite case study of the expansion of a substorm current wedge in the near-earth magnetotail. *J. Geophys. Res.* 95(A6);8009~8017.
- Lopez, R. E., A. T. Y. Lui, D. G. Sibeck, R. W. McEntire, L. J. Zanetti, T. A. Potemra, and S. M. Krimigis. 1988b. The longitudinal and radial distribution of magnetic reconfigurations in the near-earth magnetotail as observed by AMPTE/CCE. *J. Geophys. Res.* 93 (A2);997~1001.
- Lopez, R. E., D. G. Sibeck, A. T. Y. Lui, K. Takahashi, R. W. McEntire, and T. A. Potemra. 1988c. Substorm variations in the magnitude of the magnetic field: AMPTE/CCE observations. *J. Geophys. Res.* 93(A12);14444~14452.
- Luhmann, J. G. 1977. Auroral bremsstrahlung spectra in the atmosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* 39~595.
- Luhmann, J. G. 1986. The solar wind interaction with Venus. *Space Sci. Rev.* 44;241~306.
- Luhmann, J. G. 1991. The solar wind interaction with Venus and Mars, cometary analogies and contrasts, In *Cometary Plasma Processes*, Geophysical Monograph 61, ed. A. D. Johnstone (p.7). Washington, DC; American Geophysical Union.
- Luhmann, J. G., and L. H. Brace. 1991. Near-Mars Space. *Rev. Geophys.* 29;121~140.
- Luhmann, J. G., and R. R. Elphic. 1985. On the dynamo generation of flux ropes in the Venus ionosphere. *J. Geophys. Res.* 90;12047~12056.

- Luhmann, J. G., C. T. Russell, F. L. Scarf, L. H. Brace, and W. C. Knudsen. 1987. Characteristics of the Marslike limit of the Venus-solar wind interaction. *J. Geophys. Res.* 92:8545–8557.
- Lui, A. T. Y. 1991a. A synthesis of magnetospheric substorm models. *J. Geophys. Res.* 96(A2):1849–1856.
- Lui, A. T. Y. 1991b. Extended consideration of a synthesis model for magnetospheric substorms. In *Magnetospheric Substorms*, Geophysical Monograph 64, ed. J. Kan, T. A. Potemra, S. Kokubun, and T. Iijima (pp. 43–60). Washington, DC: American Geophysical Union.
- Lui, A. T. Y., R. E. Lopez, S. M. Krimigis, R. W. McEntire, L. J. Zanetti, and T. A. Potemra. 1988. A case study of magnetotail current sheet disruption and diversion. *Geophys. Res. Lett.* 15(7):721–724.
- Lui, A. T. Y., A. Mankofsky, C.-L. Chang, K. Papadopolous, and C. S. Wu. 1990. A current disruption mechanism in the neutral sheet; a possible trigger for substorm expansions. *Geophys. Res. Lett.* 17(6):745–748.
- McPherron, R. L. 1970. Growth phase of magnetospheric substorms, *J. Geophys. Res.* 75(28):5592–5599.
- McPherron, R. L. 1979. Magnetospheric substorms. *Rev. Geophys. Space Phys.* 17(4):657–681.
- McPherron, R. L. 1991. Physical processes producing magnetospheric substorms and magnetic storms. In *Geomagnetism*, vol. 4, ed. J. Jacobs (pp. 593–739). London: Academic Press.
- McPherron, R. L., D. N. Baker, L. F. Bargatze, C. R. Clauer, and R. E. Holzer. 1988. IMF control of geomagnetic activity. *Adv. Space Res.* 8(9):71–86.
- McPherron, R. L., and R. H. Manka. 1985. Dynamics of the 1054UT, March 22, 1979 substorm event; CDAW-6. *J. Geophys. Res.* 90(A2):1175–1190.
- McPherron, R. L., A. Nishida, and C. T. Russell. 1987. Is near-earth current sheet thinning the cause of auroral substorm expansion onset? In *Quantitative Modeling of Magnetosphere-ionosphere Coupling Processes*, ed. Y. Kamide and R. A. Wolf (pp. 252–257). Kyoto: Kyoto Sangyo University Press.
- McPherron, R. L., C. T. Russell, and M. Aubry. 1973. Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1978. 9. Phenomenological model for substorms. *J. Geophys. Res.* 78(16):3131–3149.
- Maezawa, K., and T. Murayama. 1986. Solar wind velocity effects on the auroral zone magnetic disturbances. In *Solar Wind Magnetosphere Coupling*, ed. Y. Kamide and J. Slavin (pp. 59–83). Tokyo: Terra Scientific Publishing.
- Maiherbe, J. M., and E. R. Priest. 1983. Current sheet models for solar prominences. *Astron. Astrophys.* 123:80–88.
- Manka, R. H., and F. C. Michel. 1973. Lunar ion energy spectra and surface potential. In *Proc. Fourth Lunar Science Conf.*, vol. 3 (p. 2897). Cambridge, MA: MIT Press.
- Martin, S. F. 1986. Recent observations of the formation of filaments. In *Coronal and Prominence Plasmas*, ed. A. Poland (pp. 73–80), NASA CP-2422.
- Maxwell, J. C. 1873. *Treatise on Electricity and Magnetism*. Edinburgh.
- Mayaud, P. N. 1980. *Derivation, Meaning and Use of Geomagnetic Indices*, Geophysical Monograph 22. Washington, DC: American Geophysical Union.
- Mead, G. D., and D. B. Beard. 1964. Shape of the geomagnetic field-solar wind boundary. *J. Geophys. Res.* 69:1169.
- Melrose, D. B. 1986. *Instabilities in Space and Laboratory Plasma*. Cambridge University Press.
- Menvielle, M., and A. Berthelier. 1991. The K-derived planetary indices: description and availability. *Rev. Geophys.* 29: 415–432.
- Midgely, J. E., and L. Davis, Jr. 1963. Calculation by a moment technique of the perturbation of the geomagnetic field by the solar wind. *J. Geophys. Res.* 68:5111.
- Mikic, Z., D. C., Barnes, and D. D. Schnack. 1988. Dynamic evolution of a solar coronal magnetic field arcade. *Astrophys. J.* 328:830–847.
- Mikic, Z., D. D., Schnack, and G. Van Hoven. 1989. Creation of current filaments in the solar corona. *Astrophys. J.* 338:1148.
- Milne, A., E. R. Priest, and B. Roberts. 1979. A model for quiescent prominences. *Astrophys. J.* 232:304–317.
- Miura, A., and T. Sato. 1980. Numerical simulation of global formation of auroral arcs. *J. Geophys. Res.* 85:73–91.
- Moldwin, M. B., and W. J. Hughes. 1992. On the formation and evolution of plasmoids: a survey of the ISEE-3 geotail

- data. *J. Geophys. Res.* 97:19259.
- Murayama, T., and K. Hakamada. 1975. Effects of solar wind parameters on the development of magnetospheric substorms. *Planet. Space Sci.* 23:75~91.
- Murphree, J. S., and L. L. Cogger. 1992. Observations of substorm onset. In *Proceedings of the First International Conference on Substorms*, ESA SP-335. Noordwijk; European Space Agency.
- Murphree, J. S., R. D. Elphinstone, L. L. Cogger, and D. Hearn. 1991. Viking optical substorm signatures. In *Magnetospheric Substorms*, Geophysical Monograph 64, ed. J. Kan, T. A. Potemra, S. Kokubun, and T. Iijima (pp. 241~255). Washington, DC; American Geophysical Union.
- Nagai, T., J. H. Waite, Jr., J. L. Green, C. T. Chappell, R. C. Olsen, and R. H. Comfort. 1984. First measurement of supersonic polar wind in the polar magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.* 11:669.
- Nagy, A. F., and T. E. Cravens. 1988. Hot oxygen atoms in the upper atmospheres of Venus and Mars. *Geophys. Res. Lett.* 15:433.
- Ness, N. F. 1987. Magnetotail research; the early years. In *Magnetotail Physics*, ed. A. T. Y. Lui (p.11). Baltimore; Johns Hopkins University Press.
- Ness, N. F., M. H. Acuna, K. W. Behannon, and F. M. Neubauer. 1982. The induced magnetosphere of Titan. *J. Geophys. Res.* 87:1369.
- Neugebauer, M., and C. W. Snyder. 1966. *Mariner 2* observations of the solar wind. 1. Average Properties. *J. Geophys. Res.* 71:4469.
- Newkirk, G., Jr. 1967. Structure of the solar corona. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 5:213.
- Noyes, R. W. 1982. *The Sun, Our Star*. Harvard University Press.
- Ogino, T., R. J. Walker, and M. Ashour-Abdalla. 1992. Global magnetohydrodynamic simulation of the magnetosheath and magnetosphere when the interplanetary magnetic field is northward. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 20:1.
- Ogino, T., R. J. Walker, M. Ashour-Abdalla, and J. M. Dawson. 1986. An MHD simulation of the effects of the interplanetary magnetic field by component on the interaction of the solar wind with the earth's magnetosphere during southward IMF. *J. Geophys. Res.* 91:10029.
- Ohtani, S., S. Kokubun, and C. T. Russell. 1992. Radial expansion of the tail current disruption during substorms: a new approach to the substorm onset region. *J. Geophys. Res.* 97:3129~3136.
- Olsen, R. C., S. D. Shawhan, D. L. Gallagher, J. L. Green, C. R. Chappell, and R. R. Anderson. 1987. Plasma observations at the earth's magnetic equator. *J. Geophys. Res.* 92:2385~2407.
- Omholt, A., 1971. *The Optical Aurora*. Berlin; Springer-Verlag.
- Onsager, T. G., M. F. Thomsen, R. C. Elphic, and J. T. Gosling. 1991. Model of electron and ion distributions in the plasma sheet boundary layer. *J. Geophys. Res.* 96:20999.
- Opgenoorth, H. J., J. Oksman, K. U. Kaila, E. Nielsen, and W. Baumjohann. 1983. Characteristics of eastward drifting omega bands in the morning sector of the auroral oval. *J. Geophys. Res.* 88:9171~9185.
- Orlowski, D. S., C. T. Russell, and R. P. Lepping. 1992. Wave phenomena in the upstream region of Saturn. *J. Geophys. Res.* 97:19187~19199.
- Parker, E. N. 1957. Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. *J. Geophys. Res.* 62:509.
- Parker, E. N. 1958. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. *Astrophys. J.* 128:664~676.
- Parker, E. N. 1963. *Interplanetary Dynamical Processes*. New York; Wiley-Inter-Science.
- Parker, E. N. 1972. Topological dissipation and small-scale fields in turbulent gases. *Astrophys. J.* 174:499~510.
- Parkinson, W. D. 1983. *Introduction to Geomagnetism*. Amsterdam; Elsevier.
- Paschmann, G., I. Papamastorakis, W. Baumjohann, N. Sckopke, C. W. Carlson, B. U. O. Sonnerup, and H. Lühr. 1986. The magnetopause for large magnetic shear; AMPTE/IRM observations. *J. Geophys. Res.* 91:11099.
- Paschmann, G., B. U. O. Sonnerup, I. Papamastorakis, N. Sckopke, G. Haerendel, J. R. Ashbridge, S. J. Bame, J. T. Gosling, and C. T. Russell. 1982. Plasma and magnetic field characteristics of magnetic flux transfer events. *J. Geophys. Res.* 87:2159.

- Paulikas, G. A. 1974. Tracing of high-latitude magnetic field lines by solar particles. *Rev. Geophys. Space Phys.* 12:117-128.
- Perraut, S., R. Gendrin, P. Robert, A. Roux, and C. De Villedary. 1978. ULF waves observed with magnetic and electric sensors on GEOS-1. *Space Sci. Rev.* 22: 347.
- Perreault, P., and S.-I. Akasofu. 1978. A study of geomagnetic storms. *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 54:547-573.
- Petschek, H. E. 1964. Magnetic field annihilation. In *The Physics of Solar Flares*, ed. W. N. Hess, NASA SP-50 (p.425). Washington, DC:NASA.
- Phillips, J. L., J. G. Luhmann, and C. T. Russell. 1984. Growth and maintenance of large-scale magnetic field in the dayside Venus ionosphere. *J. Geophys. Res.* 89:10676.
- Pilipp, W. G., and G. Morfill. 1978. The formation of the plasma sheet resulting from plasma mantle dynamics. *J. Geophys. Res.* 83:5670.
- Pizzo, V. J. 1985. Interplanetary shocks on the large scale; a retrospective on the last decade's theoretical efforts. In *Collisionless Shocks in the Heliosphere; Reviews of Current Research*, ed. B. T. Tsurutani and R. G. Stone (pp. 51-68). Washington, DC; American Geophysical Union.
- Pizzo, V. J., T. Holzer, and D. G. Sme (eds.). 1987. *Proceedings of the Sixth International Solar Wind conference*, NCAR technical note NCAR/TN-3064. Boulder; National Center for Atmospheric Research.
- Pizzo, V. J., T. Holzer, and D. G. Sme (eds.). 1987. *Proceedings of the Sixth International Solar Wind conference*, NCAR technical note NCAR/TN-3064. Boulder; National Center for Atmospheric Research.
- Pneuman, G. W., and R. A. Kopp. 1971. Gas-magnetic field interactions in the solar corona. *Solar Phys.* 18:258.
- Podgorny, I. M. 1976. Laboratory experiments: intrusion into the magnetic field. In *Physics of Solar Planetary Environment*, ed. D. J. Williams (pp. 241-254). Washington, DC; American Geophysical Union.
- Poedts, S., and M. Goossens. 1987. The continuous spectrum of MHD waves in 2D solar loops and arcades. *Solar Phys.* 109:265-286.
- Poland, A. (ed.). 1986. *Coronal and Prominence Plasmas*, NASA CP-2422. Washington, DC: NASA.
- Pontius, D. H., Jr., and R. A. Wolf. 1990. Transient flux tubes in the terrestrial magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.* 17:49.
- Priest, E. R. 1982. *Solar MHD*. Dordrecht; Reidel.
- Priest, E. R. 1985. *Solar System Magnetic Fields*. Dordrecht; Reidel.
- Priest, E. R. 1989. *Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences*. Dordrecht; Kluwer.
- Priest, E. R., and T. G. Forbes. 1986. New models for fast steady state magnetic reconnection. *J. Geophys. Res.* 91: 5579.
- Priest, E. R., A. Hood, and U. Anzer. 1989. A twisted flux tube model for solar prominences. *Astrophys. J.* 344: 1010-1025.
- Quest, K. B. 1988. Theory and simulation of collisionless parallel shocks. *J. Geophys. Res.* 93:9649-9680.
- Quest, K. B., and F. V. Coroniti., 1981. Tearing at the dayside magnetopause. *J. Geophys. Res.* 86:3289.
- Ratcliffe, J. A. 1972. *An Introduction to the Ionosphere and Magnetosphere*. Cambridge University Press.
- Rees, M. H. 1989. *Physics and Chemistry of the Upper Atmosphere*. Cambridge University Press.
- Rees, M. H., and R. G. Roble. 1986. Excitation of O(<sup>1</sup>S) atoms in aurora and emission of the (O<sub>1</sub>) 6300Å line. *Can. J. Phys.* 64:1608-1613.
- Reiff, P. H., and J. G. Luhmann. 1986. Solar wind control of the polar cap voltage. In *Solar-Wind Magnetosphere Coupling*, ed. Y. Kamide and J. A. Slavin (pp. 453-476). Tokyo: Terra Scientific Publishing.
- Rishbeth, H., and O. K. Garriott. 1969. *Introduction to Ionospheric Physics*, Int. Geophys. Ser., vol. 14(pp.1-330). New York: Academic Press.
- Roederer, J. G. 1967. On the adiabatic motion of energetic particles in a model magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 72:981-992.
- Roederer, J. G., 1970. *Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation*. Berlin: Springer-Verlag.

- Rosenberg, T. J., D. J. Detrick, D. Venkatesan, and G. Van Bael. 1991. A comparative study of imaging and broad-beam riometer measurements: the effect of spatial structure on the frequency dependence of auroral absorption. *J. Geophys. Res.* 96:17793~17803.
- Rossi, B., and S. Olbert. 1970. *Introduction to Space Physics*. New York: McGraw-Hill.
- Rostoker, G. 1972. Geomagnetic indices. *Rev. Geophys. Space Phys.* 10:935~950.
- Rostoker, G. 1983. Triggering of expansive phase intensifications of magnetospheric substorms by northward turnings of the interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* 88:6981~6993.
- Rostoker, G., S.-I. Akasofu, W. Baumjohann, Y. Kamide, and R. L. McPherron. 1987a. The roles of direct input of energy from the solar wind and unloading of stored magnetotail energy in driving magnetospheric substorms. *Space Sci. Rev.* 46:93~111.
- Rostoker, G., S.-I. Akasofu, J. Foster, R. A. Greenwald, Y. Kamide, K. Kawasaki, A. T. Y. Lui, R. L. McPherron, and C. T. Russell. 1980. Magnetospheric substorms-definition and signatures. *J. Geophys. Res.* 85 (A4): 1663~1668.
- Rostoker, G., and T. Eastman. 1987. A Boundary layer model for magnetospheric substorms. *J. Geophys. Res.* 92: 12187~12201.
- Rostoker, G., A. Vallance Jones, R. L. Gattinger, C. D. Anger, and J. S. Murphree. 1987b. The development of the substorm expansive phase; the "eye" of the substorm. *Geophys. Res. Lett.* 14(4):399~402.
- Rothwell, P. L., L. P. Block, M. B. Silevitch, and C.-G. Falthammar. 1988. A new model for substorm onsets: the pre-breakup and triggering regimes. *Geophys. Res. Lett.* 15(11):1279~1282.
- Rothwell, P. L., L. P. Block, M. B. Silevitch, and C. -G. Falthammar. 1989. A new model for auroral breakup during substorms. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 17(2):150~157.
- Rothwell, P. L., M. B. Silevitch, and L. P. Block. 1984. A model for the propagation of the westward traveling surge. *J. Geophys. Res.* 89(A10):8941~8948.
- Russell, C. T. 1972. The configuration of the magnetosphere. In *Critical Problems of Magnetospheric Physics*, ed. E. R. Dyer (p.1). Washington, DC: IUCSTP, National Academy of Sciences.
- Russell, C. T. 1990. The magnetopause. In *Physics of Magnetic Flux Ropes*, Geophysical Monograph 58, ed. C. T. Russell, E. R. Priest, and L. C. Lee (p.439). Washington, DC: American Geophysical Union.
- Russell, C. T., D. N. Baker, and J. A. Slavin. 1988. The magnetosphere of Mercury. In *Mercury*, ed. F. Vilas, C. R. Chapman, and M. S. Matthews (pp.514~561). Tucson: University of Arizona Press.
- Russell, C. T., and R. C. Elphic. 1978. Initial ISEE magnetometer results: magnetopause observations. *Space Sci. Rev.* 22:681.
- Russell, C. T., and R. C. Elphic. 1979. Observations of flux ropes in the Venus ionosphere. *Nature* 279:616.
- Russell, C. T., and M. M. Hoppe. 1983. Upstream waves and particles. *Space Sci. Rev.* 34:155~172.
- Russell, C. T., R. P. Lepping, and C. W. Smith. 1990. Upstream waves at Uranus. *J. Geophys. Res.* 95:2273~2279.
- Russell, C. T., and B. R. Lichtenstein. 1975. On the source of lunar limb compressions. *J. Geophys. Res.* 80:4700.
- Russell, C. T., and R. L. McPherron. 1973. The magnetotail and substorms. *Space Sci. Rev.* 11:111~122.
- Russell, C. T., R. L. McPherron, and P. J. Coleman, Jr. 1972. Fluctuating magnetic fields in the magnetosphere. 1. ELF and VLF fluctuations. *Space Sci. Rev.* 12:810.
- Russell, C. T., E. J. Smith, B. T. Tsurutani, J. T. Gosling, and S. J. Bame. 1983. Multiple spacecraft observation of interplanetary shocks: characteristics of the upstream ULF turbulence. In *Solar Wind Five*, NASA CP 2280, ed. M. Neugebauer (pp.385~400). Washington, DC: NASA.
- Russell, C. T., P. Song, and R. P. Lepping. 1989. The Uranian magnetopause: lessons from earth. *Geophys. Res. Lett.* 16:1485~1488.
- Russell, C. T., and O. Vaisberg. 1983. The interaction of the solar wind with Venus. In *Venus*, ed. D. M. Hunten, L. Colin, T. M. Donahue, and V. I. Moroz (p.873). Tucson: University of Arizona Press.



- Samson, J. C., and G. Rostoker. 1972. Latitude-dependent characteristics of high latitude Pc 4 and Pc 5 micropulsations. *J. Geophys. Res.* 77:6133.
- Sandholt, P. E., and A. Egeland (eds.). 1989. *Electromagnetic Coupling in the Polar Clefts and Caps*. Dordrecht: Kluwer.
- Sato, T. 1978. A theory of quiet auroral arcs. *J. Geophys. Res.* 83(A3):1042~1048.
- Saunders, M. A., and C. T. Russell. 1986. Average dimension and magnetic structure of the distant Venus magnetotail. *J. Geophys. Res.* 91:5589.
- Scarf, F. L., D. A. Gurnett, and W. S. Kurth. 1979. Jupiter plasma wave observations: an initial *Voyager 1* overview. *Science* 204:991~995.
- Scarf, F. L., D. A. Gurnett, and W. S. Kurth. 1981. Measurements of plasma wave spectra in Jupiter's magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 86:8181~8198.
- Scarf, F. L., D. A. Gurnett, W. S. Kurth, and R. L. Poynter. 1979b. Plasma wave turbulence at Jupiter's bow shocks. *Nature* 280:796~798.
- Schatten, K. H., and J. M. Wilcox. 1967. Response of the geomagnetic activity index Kp to the interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* 72(21):5185~5191.
- Schindler, K. 1974. A Theory of the substorm mechanism. *J. Geophys. Res.* 79:2803.
- Scholer, M. 1988. Magnetic flux transfer at the magnetopause based on single X-line bursty reconnection. *Geophys. Res. Lett.* 15:291.
- Schulz, M., and L. J. Lanzerotti. 1974. *Particle Diffusion in the Radiation Belts*. Berlin: Springer-Verlag.
- Schunk, R. W. 1983. The terrestrial ionosphere. In *Solar Terrestrial Physics*, ed. R. L. Carovillano and J. M. Forbes (pp. 609~676). Dordrecht: Reidel.
- Schunk, R. W., and A. F. Nagy. 1980. Ionospheres of the terrestrial planets. *Rev. Geophys. Space Phys.* 18:813.
- Scokopke, N. 1966. A general relation between the energy of trapped particles and the disturbance field near the earth. *J. Geophys. Res.* 71:3125.
- Scokopke, N., G. Paschmann, S. J. Bame, J. T. Gosling, and C. T. Russell. 1983. Evolution of ion distributions across the nearly perpendicular bow shock: specularly and non-specularly reflected-gyrating ions. *J. Geophys. Res.* 88:6121~6136.
- Shinagawa, H., and T. E. Cravens. 1988. A one-dimensional multi-species magneto-hydrodynamic model of the dayside ionosphere of Venus. *J. Geophys. Res.* 93:11263.
- Shinagawa, H., and T. E. Cravens. 1989. A one-dimensional multispecies magneto-hydrodynamic model of the dayside ionosphere of Mars. *J. Geophys. Res.* 94:6506.
- Shinagawa, H., T. E. Cravens, and A. F. Nagy. 1987. A one-dimensional time-dependent model of the magnetized ionosphere of Venus. *J. Geophys. Res.* 92:7317.
- Siscoe, G. L. 1987. The magnetospheric boundary. In *Physics of Space Plasmas (1987)*, ed. T. Chang, G. B. Crew, and J. R. Jasperse (p. 3). Cambridge, MA: Scientific Publishers.
- Slavin, J. A., D. N. Baker, J. D. Craven, R. C. Elphic, D. H. Fairfield, L. A. Frank, A. B. Galvin, W. J. Hughes, R. H. Manka, D. G. Mitchell, I. G. Richardson, T. R. Sanderson, D. J. Sibeck, E. J. Smith, and R. D. Zwickl. 1989. CDAW 8 observations of plasmoid signatures in the geomagnetic tail: an assessment. *J. Geophys. Res.* 94(A11): 15153~15175.
- Slavin, J. A., and R. E. Holzer. 1982. The solar wind interaction with Mars revisited. *J. Geophys. Res.* 87:10285.
- Slavin, J. A., E. J. Smith, D. G. Sibeck, D. N. Baker, R. D. Zwickl, and S.-I. Akasofu. 1985. An ISEE 3 study of average and substorm conditions in the distant magnetotail. *J. Geophys. Res.* 90:10875.
- Smith, E. J., and B. T. Tsurutani. 1983. Saturn's magnetosphere: observations of ion cyclotron waves near the Dione L shell. *J. Geophys. Res.* 88:7831~7836.
- Smith, M. F., and M. Lockwood. 1990. The pulsating cusp. *Geophys. Res. Lett.* 17:1069.
- Smith, P. H., and R. A. Hoffman. 1973. Ring current particle distributions during the magnetic storms of December

- 16~18. 1971. *J. Geophys. Res.* 78:4731.
- Smith, R. A., C. K. Goertz, and W. Grossman. 1986. Thermal catastrophe in the plasma sheet boundary layer. *J. Geophys. Res.* 13(13):1380~1383.
- Snyder, C. W., M. Neugebauer, and U. R. Rao. 1963. The solar wind velocity and its correlation with cosmic-ray variations and with solar and geomagnetic activity. *J. Geophys. Res.* 68(24):6361~6370.
- Sonnerup, B. U. O. 1970. Magnetic field reconnection in a highly conducting incompressible fluid. *J. Plasma Phys.* 4: 161.
- Sonnerup, B. U. O. 1984. Magnetic field reconnection at the magnetopause: an overview. In *Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasma*, Geophysical Monograph 30, ed. E. W. Hones, Jr. (p.92). Washington, DC: American Geophysical Union.
- Sonnerup, B. U. O., G. Paschmann, I. Papamastorakis, N. Sckopke, G. Haerendel, S. J. Bame, J. R. Ashbridge, J. T. Gosling, and C. T. Russell. 1981. Evidence for magnetic field reconnection at the earth's magnetopause. *J. Geophys. Res.* 86:10049.
- Southwood, D. J. 1974. Some features of field line resonances in the magnetosphere. *Planet. Space Sci.* 22:483.
- Southwood, D. J., C. J. Farrugia, and M. A. Saunders. 1988. What are flux transfer events? *Planet. Space Sci.* 36: 503.
- Southwood, D. J., M. G. Kivelson. 1990. The magnetohydrodynamic response of the magnetospheric cavity to changes in solar wind pressure. *J. Geophys. Res.* 95:2301.
- Southwood, D. J., M. G. Kivelson, R. J. Walker, and J. A. Slavin. 1980. Io and its plasma environment. *J. Geophys. Res.* 85:5959~5968.
- Speiser, T. W. 1965. Particle trajectories in model current sheets. 1. Analytical solutions. *J. Geophys. Res.* 70:4219.
- Spence, H. E., and M. G. Kivelson. 1990. The variation of the plasma sheet polytropic index along the midnight meridian for a finite width magnetotail. *Geophys. Res. Lett.* 17:591~594.
- Spiro, R. W., R. A. Wolf, and B. G. Fejer. 1988. Penetration of high-latitude-electric-field effects to low latitudes during SUNDIAL 1984. *Ann Geophys.* 6:39~50.
- Spjeldvik, W. N., and P. L. Rothwell. 1983. The earth's radiation belts. In *handbook of Geophysics and the Space Environment*. AFGL-TR-88-0240, ed. A. S. Jursa. Air Force Geophysics Laboratory, Air Force Systems Command.
- Spreiter, J. R., M. C. Marsh, and A. L. Summers. 1970. Hydromagnetic aspects of solar wind flow past the moon. *Cosmic Electrodyn.* 1:5.
- Spreiter, J. R., and S. S. Stahara. 1980. A new predictive model for determining solar wind-terrestrial planet interactions. *J. Geophys. Res.* 85:6769~6777.
- Spreiter, J. R., A. L. Summers, and A. Y. Alksne. 1966. Hydromagnetic flow around the magnetosphere. *Planet. Space Sci.* 14:223~253.
- Stewart, B. 1861. On the great magnetic disturbance which extended from August 28 to September 7, 1859, as recorded by photography at the Kew Observatory. *Philos. Trans. R. Soc. London* 423.
- Störmer, C. 1955. *The Polar Aurora*. Oxford: Clarendon Press.
- Sugiura, M., and D. J. Poros. 1973. A Magnetospheric magnetic field model incorporating the OGO 3 and 5 magnetic field observations. *Planet. Space Sci.* 21:1763.
- Sweet, P. A. 1958. The neutral point theory of solar flares. In *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, ed. B. Lehnert. Cambridge University Press.
- Takahashi, K., R. L. McPherron. 1982. Harmonic structure of Pc 3-4 pulsations. *J. Geophys. Res.* 87:1504.
- Takahashi, K., R. L. McPherron, and W. J. Hughes. 1984. Multispacecraft observations of the harmonic structure of Pc 3-4 magnetic pulsations. *J. Geophys. Res.* 89:6758.
- Takahashi, K., L. J. Zanetti, R. E. Lopez, R. W. McEntire, T. A. Potemra, and K. Yumoto. 1987. Disruption of the magnetotail current sheet observed by AMPTE/CCE. *Geophys. Res. Lett.* 14(10):1019~1022.
- Tandberg-Hanssen, E. (ed.). 1990. *Dynamics of Quiescent Prominences*, IAU Colloquium 117. Berlin: Springer-Verlag.

- Taylor, J. B. 1974. Relaxation of toroidal plasma and generation of reverse magnetic fields. *Phys. Rev. Lett.* 33:1139.
- Tinsley, B. A. 1976. Evidence that recovery phase ring current consists of helium ions. *J. Geophys. Res.* 81:6193-6196.
- Tromholt, S. 1885. *Under the Rays of the Aurora Borealis; In the land of the Lapps and Kvaens*, ed. C. Siewers. Boston: Houghton Mifflin.
- Troschichev, O. A., V. G. Andrezen, S. Vennerstrom, and E. Friis-Christensen. 1988. Relationship between the polar cap activity index PC and the auroral zone indices AU, AL, AE. *Planet. Space Sci.* 36:1095.
- Tsurutani, B. T., and R. G. Stone (eds.). 1985. *Collisionless Shocks in the Heliosphere: Reviews of Current Research*. Washington, DC: American Geophysical Union.
- Tsyganenko, N. A., and A. V. Usmanov. 1982. Determination of the magnetospheric current system parameters and development of experimental geomagnetic field models based on data from IMP and HEOS satellites. *Planet. Space Sci.* 30:985-998.
- Unti, T., and G. Atkinson. 1968. Two-dimensional Chapman-Ferraro problem with neutral sheet. 1. The boundary. *J. Geophys. Res.* 73:2319.
- Valladares, C. E., and H. C. Carlson., 1991. The electrodynamics, thermal and energetic character of intense sun-aligned arcs in the polar cap. *J. Geophys. Res.* 96:1379-1400.
- Vallance Jones, A., 1974. *Aurora*. Dordrecht: Reidel.
- Van Ballegooijen, A., and P. Martens. 1989. Formation and eruption of solar prominences. *Astrophys. J.* 343:971-984.
- Vasyliunas, V. M. 1968a. 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.
- Vasyliunas, V. M. 1968b. Low-energy electrons in the magnetosphere as observed by OGO-1 and OGO-3. In *Physics of the Magnetosphere*, ed. R. L. Carovillano (p.622). Dordrecht: Reidel.
- Vasyliunas, V. M. 1975. Theoretical models of magnetic field line merging. *Rev. Geophys. Space Phys.* 13:303-336.
- Vasyliunas, V. M. 1979. Interaction between the magnetospheric boundary layers and the ionosphere. In *Proceedings of the Magnetospheric Boundary Layer Symposium*, ESA SP-148, ed. B. Battrock (p.387). Noordwijk; ESA.
- Vasyliunas, V. M. 1983. Plasma distribution and flow. In *Physics of the Jovian Magnetosphere*, ed. A. J. Dessler (pp. 395-453). Cambridge University Press.
- Vasyliunas, V. M., J. R. Kan, G. L. Siscoe, and S.-I. Akasofu. 1982. Scaling relations governing magnetospheric energy transfer. *Planet. Space Sci.* 30(4):359-365.
- Vegard, L. 1939. Hydrogen showers in the auroral region. *Nature* 144:1089.
- Vennerstrom, S., and E. Friis-Christensen. 1987. On the role of IMF B-y in generating the electric field responsible for the flow across the polar cap. *J. Geophys. Res.* 92(A1):195-202.
- Voigt, C.-H. 1981. A mathematical magnetospheric model with independent physical parameters. *Planet. Space Sci.* 29: 1-20.
- Walker, R. J., K. N. Erickson, R. L. Swanson, and J. R. Winckler. 1976. Substorm-associated particle boundary motion at synchronous orbit. *J. Geophys. Res.* 81(31):5541-5550.
- Walker, R. J., K. N. Erickson, and J. R. Winckler. 1978. Pitch angle dispersions of drifting energetic protons at synchronous orbit. *J. Geophys. Res.* 83(A4):1595-1600.
- Wallis, D. D., J. R. Burrows, T. J. Hughes, and M. D. Wilson. 1982. Eccentric dipole coordinates for MAGSAT data presentation and analysis of external current effects. *Geophys. Res. Lett.* 9(4):353-356.
- Wentzel, D. G. 1989. *The Restless Sun*. Washington, DC: Smithsonian Institution Press.
- Wilcox, J., and N. F. Ness. 1965. Quasi-stationary corotating structure in the interplanetary medium. *J. Geophys. Res.* 70(23):5793-5805.
- Williams, D. J. 1980. Ring current composition and sources. In *Dynamics of the Magnetosphere*, ed. S-I Akasofu (p. 407). Dordrecht: Reidel.
- Williams, D. J. 1987. Ring current and radiation belt. *Rev. Geophys.* 25:570-578.

- Winckler, J. R. 1980. The application of artificial electron beams to magnetospheric research. *Rev. Geophys. Space Phys.* 18:659~682.
- Wolf, R. A. 1983. The quasi-static (slow-flow) region of the magnetosphere. In *Solar Terrestrial Physics*, ed. R. L. Carovillano and J. M. Forbes (pp. 303~368). Dordrecht: Reidel.
- Wolf, R. A., S.-I. Akasofu, S. W. H. Cowley, R. L. McPherron, G. Rostoker, G. L. Siscoe, and B. U. O. Sonnerup. 1986. Coupling between the solar wind and the earth's magnetosphere; summary comments. In *Solar Wind-Magnetosphere Coupling*, ed. Y. Kamide and J. Slavin (pp. 769~807). Tokyo: Terra Scientific.
- Wolff, R. S., B. E. Goldstein, and C. M. Yeates. 1980. The onset and development of Kelvin-Helmholtz instability at the Venus ionosphere. *J. Geophys. Res.* 85:7697.
- Woltjer, L. 1958. A Theorem on force-free field. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 44:489.
- Wu, C. S., D. Winske, Y. M. Zhou, S. T. Tsai, P. Rodriguez, M. Tanaka, K. Papadopoulos, K. Akimoto, C. S. Lin, M. M. Leroy, and C. C. Goodrich. 1984. Microinstabilities associated with a high Mach-number, perpendicular shock. *Space Sci. Rev.* 37:65.
- Zhu, X. M., and M. G. Kivelson. 1989. Global mode ULF pulsations in a magnetosphere with a nonmonotonic Alfvén velocity profile. *J. Geophys. Res.* 94:1479.
- Zwingmann, W. 1986. Quasistationäre Entwicklung und einsetz eruptive Prozesse von plasma Strukturen in Magnetfeld mit Anwendung auf die Sonnenatmosphäre. Ph.D. thesis, Bochum University.

# 名词索引

- Active Region 活动区 48, 61  
solar active region 太阳活动区
- Adiabatic invariants 绝热不变量  
Bounce adiabatic invariants 纵向绝热不变量 127  
First adiabatic invariants 第一绝热不变量 26, 239  
Second adiabatic invariants 第二绝热不变量 27, 127, 239  
Third adiabatic invariants 第三绝热不变量 27, 38
- Alfvén current sheet 阿尔文电流片 197
- Alfvén layer 阿尔文层 242~246
- Alfvén velocity 阿尔文速度 39, 52, 258
- Alfvén waves 阿尔文波 74, 298~299
- Alfvén Wings 阿尔文翼 172, 389
- Alpha effect  $\alpha$ 效应 57
- Ambipolar diffusion 双极扩散 150
- Appleton-Hartree dispersion 阿普立钦-哈特尔 色散 269
- Attachment recombination 附着复合 148
- Aurora australis 南极光 4, 349
- Aurora borealis 北极光 1, 4, 349
- Auroral break-up 极光爆发 369
- Auroral clutter 极光干扰 375
- Auroral emissions 极光辐射 8, 356
- Auroral excitation 极光激发  
Impact excitation 撞击激发 354  
Ionization excitation 电离激发 357  
Thermal excitation 热激发 360
- Auroral forms 极光形状  
Auroral arc 极光弧 360, 362  
Auroral curls 极光卷 363  
Auroral rays 极光射线 361, 363  
Auroral spirals 极光螺旋 363
- Auroral heights 极光高度 6, 363~364
- Auroral intensities 极光强度 356, 360~363
- Auroral oval 极光椭圆区 321, 362
- Auroral photography 极光照相 6, 361
- Auroral precipitation 极光沉降 250, 352~355
- Auroral scintillation 极光闪烁 373
- Auroral spectrum 极光光谱 351, 354~362
- Auroral zone 极光带 5, 362
- Auroras  
Cleft 极隙区 352, 364~367  
Cusp 极尖区 352, 366~367  
Diffuse 弥散(极光) 321, 363  
Discrete 分立(极光) 321  
Polar cap 极盖区 365~369  
(plasma)Beta (等离子体) $\beta$  15, 38, 381
- Bi-Maxwellian distribution 双麦克斯韦分布 28
- Boltzmann equation 玻尔兹曼方程 300
- Bounce period 弹跳周期 41, 237
- Boundary layer 边界层 202~207  
Entry layer 进入层 202~205  
High latitude boundary layer 高纬边界层 202~205  
Low latitude boundary layer 低纬边界层 202~207, 331  
Plasma mantle 等离子体幔 202~205  
Plasma sheet 等离子体片 215~220, 225, 328
- Bow shock 舷激波, 弓激波 13~14, 104, 121~122  
Location 舷激波位置 137, 382, 385  
Overshoot 舷激波过冲 382
- Cascading 串级传输 355
- Chapman and Ferraro model, Chapman and Ferraro 模型 11, 125, 128, 174, 313
- Chapman production function 生成函数 144, 149
- Chapman theory, ionosphere 理论 142
- Charge exchange 电荷交换 33, 159, 250~252, 357
- Chemiluminescence 化学发光 355
- Chromosphere 色球 46
- Comet tails 彗尾 11, 174
- Cometopause 彗顶 172
- Compass 指南针 1, 2~3, 337
- Conductivity 电导率  
Hall conductivity, 霍尔电导率 155  
Ionospheric electrical conductivity 电离层电导率 5, 37, 155  
Pedersen conductivity, Pedersen 电导率 155
- Conservation equations 守恒方程 32~34, 106  
of energy 能量守恒方程 36, 79, 107

- of mass 质量守恒方程 33, 75, 86, 106, 133
- of momentum 动量守恒方程 33, 36, 52, 75, 78, 85, 133
- Contact surface 接触面 172
- Continuity equation 连续方程 33, 53, 77, 106, 133, 255, 274
- Continuum radiation 连续辐射 297
- Convection 对流 3
  - Ionospheric convection 电离层对流 324, 371
  - Magnetosphere convection 磁层对流 191, 233 ~ 236, 244 ~ 246
  - Polar cap convection 极盖对流 424
  - Separatrix 分界线 244
- Convection zone, solar 太阳对流带 46, 55
- Coordinates 坐标系 404 ~ 411
- Coplanarity theorem 共面原理 40, 109, 123
- Corona, magnetic structure 冕, 磁结构 85 ~ 90
- Corona, solar (太阳)日冕 46 ~ 48, 73 ~ 75
- Coronal features 日冕特性
  - Bright points 光点 50
  - Helmet streamers 盔流 90, 93, 98
  - Holes (冕)洞 50, 61, 93
  - Loops (冕)环 50
  - Mass ejections (日冕)质量抛射 50, 97 ~ 98
- Corotation velocity 共转速度 244, 388
- Cowling diffusion time 扩散时间 见 diffusion time
- Critical radius 临界半径 79
- Current continuity 电流连续性
- Current sheets 电流片
  - Alfvén current sheets 阿尔文电流片 197
  - Harris current sheets 电流片 196 ~ 198
  - Interplanetary current sheets 行星际电流片 89
- Currents 电流
  - Auroral zone 极光带电流 373 ~ 375
  - Field-aligned 场向电流 5
  - Ionospheric 电离层电流 5, 8, 249
  - Partial-ring 部分环电流 224, 312
  - Ring 环电流 9, 224, 230, 241 ~ 242, 310, 328
  - Sq Sq 电流 309
  - Tail 尾电流 182, 189, 197 ~ 199, 224, 305
- Curvature radius 曲率半径 24, 237
- Cut-off frequency 截止频率 292
- Cyclotron radius 回旋半径 23, 40, 236
- Davis-Williamson protons Davis-Williamson 质子 229
- Debye length 德拜长度 30, 31, 279, 289
- Debye sphere 德拜球 31
- Decametric emissions 十米波辐射 392
- Decimetric emissions 分米波辐射 392
- Declination 磁偏角 2 ~ 3, 307 ~ 308, 408
- Degrees freedom 自由度 28
- Density 密度
  - Charge density 电荷密度 33, 273
  - Current density 电流密度 33, 51, 274
  - Electron density 电子密度 9, 11, 31, 148 ~ 151, 167, 228, 372
  - Enthalpy density 焓密度 36
  - Mass density 质量密度 27
  - Number density 数密度 27
  - Phase space density 相空间密度 27
  - Solar mean density 太阳平均密度 44
- Dessler-Parker-Sckopke relation Dessler-Parker-Sckopke 关系 241
- Differential directional flux 微分单向通量 30
- Diffusion radial 径向扩散 246
- Diffusion/convection equation 扩散/对流方程 167
- Diffusion equation, ionosphere 电离层扩散方程 150
- Diffusion time 扩散时间 51
- Dip angle 磁偏角 307 ~ 308
- Dipole magnetic field 磁偶极场 125 ~ 126
- Dipole moment 偶极矩
  - Magnetic 磁偶极矩 126
- Tilt 倾斜 168
- Distribution functions 分布函数
  - Bi-maxwellian distribution functions 双麦克斯韦分布函数 29
  - Maxwellian 麦克斯韦 28
  - Phase-space 相空间 27
- Doppler shift 多普勒频移 282, 301, 357
- Drift 漂移
  - Curvature drift 曲率漂移 25, 238, 240 ~ 241
  - E × B drift 电场漂移 24, 238
  - Gradient drift 梯度漂移 25, 238, 240 ~ 241
  - Drift period 漂移周期 238
  - Drift shell-splitting 漂移壳分裂 242 ~ 243
  - Westward drift 西向漂移 128
- Dungey model Dungey 模型
  - Pulsations 脉动 255 ~ 256
  - Solar wind interaction 太阳风相互作用 15, 191 ~ 193, 317
- Dynamo equation 发电机方程 见 induction Equation
- Electrojet 电急流, 电集流, 电喷流 324, 373 ~ 375
- Eastward electrojet 东向电急流 324

- Westward electrojet 西向电急流 324
- Electron volt 电子伏特 23
- Energy 能量
- Internal energy density, 内能密度 36
  - Particle energy deposition 粒子能量沉淀 146
  - Kinetic energy 动能 27
- Entropy conservation 熵守恒 255
- Extraordinary mode wave 异常模 见 waves, X-mode
- Magnetic field line 磁力线 126~127
- Filament, solar (太阳)暗条 48, 57~61
- Flux 通量
- Differential directional flux 微分单向 30
  - Frozen-in flux 冻结 37, 128, 157, 160, 187
  - Heat flux 热 36
  - Magnetic flux 磁通量 34
  - Poynting flux 坡印廷通量 260~261, 374
  - Flux ropes 通量绳 169~170
- Flux transfer events(FTEs) 通量传输事件 212
- Flux tube 通量管 38, 49
- Twisted flux tube model 扭曲通量管模型 60
- Force 力
- Curvature force 曲率力 38
  - ion drag force 离子阻力 377
  - magnetic force 磁力 38
- Force free field 无力场 53
- Foreshock 前兆激波 118, 120~122
- foreshock geometry 前兆激波结构 382, 385
- Frequencies 频率
- cut off frequency 截止频率 292
  - cyclotron frequency 回旋频率 23, 237
  - gyrofrequency frequency 回旋频率 23, 32, 237
  - lower hybrid frequency 低混杂频率 290
  - plasma frequency 等离子体频率 32, 277
  - resonant frequency 共振频率 265, 292
  - ultra low frequency 超低频频率 253
  - upper hybrid frequency 高混杂频率 288
- frozen in field 冻结场 见 flux, frozen in
- Geomagnetic cavity 地磁腔 9, 128~131
- Geomagnetic disturbance 地磁扰动 4, 177
- Geomagnetic field, early measurements of 地磁场(早期测量) 2~4
- Geomagnetic pulsations 地磁脉动 5, 254~256, 311
- Geomagnetic storm 地磁暴 9, 15, 228~230, 310~311
- Geomagnetic tail 地磁尾 180~187
- Geosynchronous orbit plasma 同步轨道等离子体 227~229
- Green line, auroral 极光绿线 8, 355
- group velocity, MHD 磁流体力学群速度 见 velocity, group
- gyro resonance 回旋共振 301~304
- gyroradius 回旋半径 23, 40~41, 236
- Harris current sheet 电流片 196~198
- Heating 加热
- Coronal heating 日冕加热 61~63
  - Ionospheric heating 电离层加热 375
  - Joule heating 焦耳加热 375~377
  - Thermospheric heating 热层加热 376~377
- Helio seismology 日震学 48
- Heliopause 日层顶 85
- High-speed streams 高速流 94~95
- Ideal gas law 理想气体定律 28, 34
- Impact ionization 撞击电离 141, 145~147
- Inclination 倾角 2, 307, 407
- Induction equation 感应方程 51, 167~168
- Instabilities 不稳定性
- Convective instability 对流不稳定性 54
  - Interchange mode instability 交换模不稳定性 54, 247, 270, 390
  - Kelvin-Helmholtz instability Kelvin-Helmholtz 不稳定性 54, 269, 373, 386
  - Magnetic buoyancy instability 磁悬浮不稳定性 54
  - MHD instability 磁流体力学不稳定性 54
  - Mirror instability 磁镜不稳定性 270
  - Radiative instability 辐射不稳定性 53, 54
  - Rayleigh-Taylor instability 不稳定性 54
  - Two-stream instability 双流不稳定性 281~286
- International Geophysical Year 国际地球物理年 12, 321
- Interplanetary Monitoring Platform 行星际监测平台 13
- Invariant latitude 不变纬度 127
- Io 木卫一 172, 247, 390
- Plasma torus 等离子体环 247, 390
- Ion drag 离子阻力 377
- Ion loss processes 离子损失过程 148~149
- Ion reflection 离子反射 116
- ionization Processes 电离过程 372~373
- Photoionization 光电离 141~145
- ionopause 电离层顶 162, 164
- Ionosphere 电离层 8~11, 141~155
- Auroral ionosphere 极光电离层 370~375
- Ionospheric layers 电离层
- D region, D层, D区; 8, 152~153
  - E region, E层, E区 8, 152~153

- F region, F层, F区 8, 152~153
- Ionospheric outflow 电离层外流 153~154
- Kelvin-Helmholtz instability Kelvin-Helmholtz 不稳定性 54, 269, 375, 388
- Kinetic wave theory 动力学波动理论 301
- L value L 值 126~127, 230~233
- Landau resonance 朗道共振 300~302
- Larmor radius 拉摩半径 23, 40, 236
- Liouville theorem 刘维尔定律 300
- Lorentz force law 洛伦兹力定理 23, 275
- Lunar core 月核 157~158
- Lunar solar wind interaction 月球-太阳风相互作用 157
- Lunar wake 月球尾迹 157
- Mach Number 马赫数 15, 102, 113
  - Alfvén Mach Number 阿尔文马赫数 102, 110
  - Fast Mach Number 快马赫数 102
  - Slow Mach Number 慢马赫数 102
  - Sonic Mach Number 声马赫数 102
- Magnetic activity 磁活动 306~329
- Magnetic barrier 磁屏蔽
- Magnetic buoyancy 磁悬浮 55
- Magnetic diffusivity 磁扩散率 51
- Magnetic field, interplanetary 行星际磁场 15, 80~83, 91~92
- Magnetic indices 磁指数 311~313
- Magnetic induction 磁感应 23, 306
- Magnetic moment 磁矩 26, 125~128, 238
  - Dipole tilt 偶极倾斜 128, 384~387
  - Planetary Magnetic moment 行星磁矩 384~387
- Magnetic reconnection 磁重联 见 reconnection, magnetic
- Magnetic Reynolds number 磁雷诺数 51, 188
- Magnetic storms 磁暴 5, 6, 9, 310~311, 321, 328
- Magnetohydrodynamics 磁流体力学 32~40, 50~54, 105~111
- Magnetometers 磁强计 1, 4~5
  - fluxgate 磁通门磁强计 341~342
  - liquid 液体磁强计 338~340
  - vapor 蒸汽磁强计 338~340
- Magnetopause 磁层顶 12~13, 177~180
  - Magnetopause boundary layer 磁层顶边界层 见 boundary layer
  - Magnetopause location 磁层顶位置 130
  - Magnetopause radius 磁层顶半径 385
  - Magnetopause shape 磁层顶形状 130~131
  - Magnetopause tangential stress 磁层顶切向应力 131~132
- Magnetosheath 磁鞘 104, 134~138, 161
- Magnetosphere 磁层 9, 15~19, 222~239
  - box model of Magnetosphere 磁层的盒模型 263, 266
  - planetary Magnetosphere 行星磁层 384~388
  - pressure exerted by Magnetosphere 磁层施加的压力 130
  - Magnetosphere shape 磁层形状 130~132
  - Magnetosphere sizes 磁层大小 128~130, 384~388
- Magnetosphere-ionosphere coupling 磁层-电离层耦合 247~250, 332
- Magnetospheric pulsation 磁层脉动 见 geomagnetic pulsations
- Magnetospheric substorm 磁层亚暴 180, 306, 308, 321, 326~328
- Magnetotail 磁尾 180~185
  - Magnetotail flaring angle 磁尾喇叭锥顶角
  - Magnetotail length 磁尾长度
  - Magnetotail lobe 磁尾瓣 132, 180~185
  - Magnetotail magnetic flux 磁尾磁通量 132, 182
  - Magnetotail width 磁尾宽度 132, 182
- Mass loading 质量加载 172
- Maxwellian distribution 麦克斯韦分布 28~30
- Maxwell's equation 麦克斯韦方程 22, 34~37, 50, 133, 255, 273
  - Ampere's law 安培定律 22, 34, 50, 133, 256, 273
  - Divergence of the magnetic field 磁场散度 23, 34, 36, 50, 255, 273
  - Faraday's law 法拉第定律 23, 25, 34, 36, 50, 133, 256, 274
  - Lorentz force law 洛伦兹力定律 22~23, 274
  - Poisson's equation 泊松方程 23, 34, 36, 50, 273
- MHD equations 磁流体力学方程 32, 50
- MHD discontinuities 磁流体力学间断 107~108
  - Contact discontinuities 接触间断 108
  - Fast mode shock 快模激波 40, 107~108
  - Intermediate shock 中间激波 107~108
  - Oblique shock 斜激波 107, 112
  - Parallel shock 平行激波 108
  - Perpendicular shock 垂直激波 108, 109~111
  - Rotational discontinuities 旋转间断 108
  - Slow mode shocks 慢模激波 40, 107~108
  - Tangential 切向间断 108
- MHD shocks 磁流体力学激波 见 MHD discontinuities
- MHD simulations 磁流体力学模拟 132~134
  - Comet 彗星模拟 174



- Gasdynamic 气体动力学模拟 134~135
- Hybrid 混杂模拟 134
- MHD waves 磁流体力学波 39~40, 53~54, 253
- Alfvén waves, 阿尔文波 73
- Shear Alfvén Waves 剪切阿尔文波 39, 258, 260~264
- Fast mode 快模 40, 260, 260
- Intermediate mode 中间模 107~108
- Slow mode 慢模 40, 257, 262~264
- Mirror force 磁镜力 27
- Mirror point 磁镜点 27
- Moon 月球 157
- Multipole expansion 多极扩散
- O-line O-线 326
- Observations, magnetic (磁)观测 311, 337, 341
- Ohm's law 欧姆定理 35, 36, 51, 255
- Omega bands  $\Omega$ 带 322
- Optical depth 光学深度 143
- Orbiting Geophysical Observatory 地球物理轨道观测站 13
- Ordinary mode wave 寻常模波 见 waves, O-mode
- Particle loss 粒子损失 250~252
- Particles, upstream (上游)粒子 15, 120~122, 384
- Penumbra 半影 54
- Phase space 相空间 27
- Phase velocity 相速度 39
- Photochemical equilibrium 光化学平衡 149
- Photoionization 光致电离 141~148
- Photosphere 光球 46
- Pickup ion 拾起离子 159
- Pitch angle scattering 投掷角散射 250
- Plasma, two-fluid (双流体)等离子体 273
- Plasma beta 等离子体  $\beta$  15, 38, 383
- Plasma frequency 等离子体频率 32, 277
- Plasma parameter 等离子体参数 31
- Plasma sheet 等离子体片 215~216, 225
- Plasmapause 等离子体层顶 231~233, 242~247
- Plasmasphere 等离子体层 10, 231~233
- Polar cap 极盖 181, 323, 328
- Polar cap arcs 极盖弧 366, 378
- Polar cap convection 极盖对流 323
- Polar cap potential 极盖电位 235
- Polar cap potential drop 极盖电位降 376
- Polar wind 极风 154, 202, 231
- Polytropic index 多方指数 36, 255
- Polytropic law 多方定律 274
- Positive bays 正湾扰 323
- Potential 势
- Electrostatic potential 静电势 30
- Magnetic scalar potential 磁标势 125
- Shielded potential 屏蔽电势 30
- Potential drop, field-aligned 场向电位降 235, 249~251
- Pressure 压力
- Magnetic pressure 磁压强 38
- Partial pressure 分压 28
- Prominences, solar 日珥 48, 57~67, 90
- Proton procession 质子旋进 338~340
- Pulsation 脉动
- Continuous pulsation 连续脉动 254
- Irregular pulsation 不规则脉动 254
- Quenching 淬熄 356
- Radial diffusion 径向扩散 246
- Radiation belts 辐射带 6, 12, 18, 228~232
- Planetary radiation belts 行星辐射带 389~391
- Van Allen belts Van Allen 辐射带 230
- Radio emissions 射电辐射
- Planetary radio emissions 行星无线电波辐射 392
- Type III radio emissions, (solar) 太阳 III 型暴 283
- Radius of curvature 曲率半径 25, 238
- Range energy relation 射程能量关系 145
- Rankine-Hugoniot relations 关系 105~107, 129
- Ratio of specific heat 比热的比值 36
- Recombination 复合
- Attachment recombination 附着复合 148
- Coefficient recombination 复合系数 148
- Dissociative recombination 分离复合 148
- Radiative recombination 辐射复合 148
- Reconnection, magnetic 磁重联 17, 63~68, 177, 187~190, 317, 333~334
- Fluid theory 流体理论 193~196
- Magnetopause 磁层顶 207~215
- Particle theory 粒子理论 196~201
- Planetary 行星 388~389
- Red line, auroral 极光红线 8, 355
- Resonance 共振
- GyroResonance 回旋共振 301~304
- Upper hybrid Resonance 高混杂共振 292
- Resonance frequency 共振频率 265, 292
- Scale height 标高 55, 77, 141
- Scavenging solar wind 净化太阳风 164
- Sector structure, interplanetary 行星际扇形结构 91~92
- Secular variation 长期变化 128, 345

- Separatrix, convection 对流分界 244~246
- Shock dissipation 激波耗散 101~102, 114  
 Collective dissipation mechanism 集合耗散机制 114  
 Dissipation mechanism 耗散机制 105
- Shock jump condition 激波跃变条件 105~108
- Shock normal 激波法线 15, 122~123
- Shock structure 激波结构 114  
 Foot 脚 114  
 Overshoot 过冲 114  
 Ramp 斜坡 114
- Shocks 激波  
 Bow shock 舷激波, 弓激波 见 bow shocks  
 Collisional shock 碰撞激波 100  
 Collisionless shock 无碰撞激波 5, 96, 100, 104~105  
 Interplanetary shock 行星际激波 5, 97, 104  
 Magnetohydrodynamics shock 磁流体力学激波 见  
 MHO discontinuities  
 Planetary shock 行星激波 382
- Solar cycle variations 太阳周变化 312
- Solar flares 太阳耀斑 5, 48, 63~68, 97
- Solar granulation 太阳米粒 47
- Solar neutrinos 太阳中微子 47
- Solar seismology 日震学 48
- Solar wind 太阳风 11~12, 71~99  
 Solar wind dynamic pressure 太阳风动压 128  
 Solar wind properties 太阳风性质 72~75  
 Solar wind radial variation 太阳风径向变化 381~386  
 Solar wind scavenging 太阳风净化 164  
 Solar wind termination 太阳风终结 84~85  
 Theory 太阳风理论 75~80
- Solar wind-comet interactions 太阳风-彗星相互作用  
 20, 172~174
- Solar-wind-ionosphere interaction 太阳风-电离层相互作用  
 19, 163
- Solar wind-magnetosphere coupling 太阳风-磁层耦合  
 305
- South atlantic anomaly 南大西洋异常 241
- Speed of sound 声速 36, 281
- Sputtering 喷溅 159, 388
- Stopband 禁止带 293
- Substorm 亚暴 15  
 Auroral substorm 极光亚暴 321~324, 368~372  
 Substorm boundary layer model 亚暴边界层模型 331  
 Coupling model 耦合模型 332  
 Current disruption 电流中断 334  
 Current wedge 电流楔 312, 324~327
- Driven model 驱动模型 330~332
- Expansion phase 亚暴膨胀相 331, 327
- Growth phase of substorm 亚暴增长相 326
- Magnetospheric substorm 磁层亚暴 180, 306, 309,  
 321, 326~328
- Near earth neutral line 近地中性线 332~335
- Polar substorm 极区亚暴 321~327  
 recovery phase 亚暴恢复相 322, 326, 368  
 thermal catastrophe 热灾害 331~333  
 triggering 触发 319~321
- Sudden impulse 急脉冲 178
- Sunspot cycle 太阳黑子周 5, 364
- Superganulation 超米粒 63
- Sweet Parker rate, Sweet Parker 重联率 63~66
- Sweet Parker solution, Sweet Parker 解 192
- Telescope 望远镜 4
- Temperature 温度  
 Parallel 平行温度 29  
 Perpendicular 垂直温度 29
- Tension, magnetic 磁张力 38
- Thermal speed 热速度 28
- Titan 土卫六 170, 391
- Transition, forbidden 禁带跃迁 356
- Transition probability 跃迁几率 356
- Trough 槽 231
- Umbra 本影 54
- Van Allen belts, Van Allen 带 230
- Variation 变化  
 Annual variation 年变化 128, 312~315  
 Semiannual variation 半年变化 128, 313  
 Solar cycle variation 太阳周变化 312  
 27 day variation 27日变化 92, 314, 362
- Variometer 磁变仪 337~339
- Velocity 速度  
 Alfvén velocity 阿尔文速度 39, 52, 262  
 Bulk velocity 整体速度 27  
 Drift 漂移速度 24, 237~239  
 Group 群速度 39, 261~262, 279  
 Phase 相速度 39
- Vlasov equation 伏拉索夫方程 229~301
- VLF emissions 甚低频发射 10
- Waves 波  
 Compressional waves 压缩波 260  
 Electromagnetic waves 电磁波 285, 287  
 Electromagnetic waves, magnetized 磁化等离子体电磁  
 波 292~299

Electromagnetic waves, unmagnetized 未磁化等离子体电磁波 285~287  
 Electrostatic waves 静电波 288  
 Electrostatic ion waves 静电离子波 289~291  
 Ion-acoustic waves 离子声波 281  
 Ion-plasma waves 离子等离子体波 281~282  
 L-O mode 左旋O模 296  
 L-X mode 左旋X模 296  
 Langmuir 朗缪尔波 276~280  
 Longitudinal 纵波 287  
 Magnetized plasma 磁化等离子体波动 287  
 Magnetoacoustic 磁声波 263  
 Magnetosonic 磁声波 299  
 O-mode O-模 292  
 Pc 规则连续脉动 254  
 Pi 不规则脉动 254  
 R-X mode R-X模 297  
 Standing waves 驻波 255, 265  
 Transverse waves 横波 288  
 ULF 超低频 254  
 Upper hybrid 高混杂 288  
 Upstream 上游 120~122  
 VLF, planetary 行星甚低频 393  
 Whistles 哨声 9, 232, 295~294  
 X-mode X模 293  
 Z-mode Z模 297  
 Westward traveling surge 西行浪涌 322  
 X-line X线 326  
 Zeeman effect 塞曼效应 339  
 备注:(1)有些英文名词有多种翻译,本文所采用的译法用下划线标出

