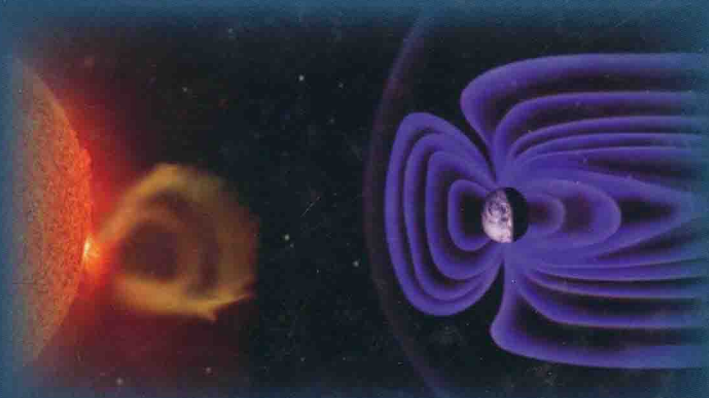


空间物理学进展

(第四卷)

叶永烜 刘振兴 史建魁 主编



科学出版社

空间物理学进展

(第四卷)

叶永烜 刘振兴 史建魁 主编

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书内容包括三个部分：第一部分为地球空间包括磁层、电离层和高层大气方面的新进展；第二部分为太阳表面以及行星际研究方面的新进展；第三部分为火星探测研究的新进展。

本书可供有关高等学校的教师、研究生及空间物理、太阳物理、行星物理学的研究工作者学习和参考。

图书在版编目 (CIP) 数据

空间物理学进展 (第四卷) / 叶永恒, 刘振兴, 史建魁主编. — 北京: 科学出版社, 2013. 9

ISBN 978-7-03-038623-6

I. ①空… II. ①叶…②刘…③史… III. ①空间物理学—研究进展
IV. ①P35

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2013) 第 218378 号

责任编辑: 韩 鹏 张井飞/责任校对: 彭 涛

责任印制: 钱玉芬/封面设计: 耕者设计工作室

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>

中国科学院印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2013 年 9 月第 一 版 开本: B5 (720×1000)

2013 年 9 月第一次印刷 印张: 37 1/4

字数: 750 000

定价: 248.00 元

(如有印装质量问题, 我社负责调换)

前 言

《空间物理学进展（第一卷）》是在1988年出版的，当时编写的初衷是把国外相关的新发展用中文介绍，由此激发处在萌芽中的中国研究团队的雄心壮志。执笔者多是海外的华裔学者，如吴京生、黄云潮、吴式灿、李罗权和吕达贤等教授。二十多年过去了，国内不少年轻学者已茁壮成长成为砥柱中流。现在的《空间物理学进展（第四卷）》可以说是他们的成绩单。从书中可以看出，我们在太阳和日球层物理、磁层、电离层和中高层大气物理方面的研究已有了很好的基础和建树。这让我们更加有信心去争取更多的成果，追求更远大的科学目标。书中编者继续在第三卷开始的传统，邀请一位资深学者，将其治学经历和时代背景作一简述。从黄云潮教授的“与太阳风有缘”一章中，我们如身临其境般随着黄云潮教授的脚步，领略到他对太阳风研究过程中的各个关键问题的思考和解答方案；也从他少年的回忆中，深深认识到殷鉴不远，国家富强和科技发达的追求，必须建立在和平合作的基础上，才有长远的稳定发展。怀着这个理想和信念，新一代的空间科学工作者，一定会积极推动国际团队的友好合作，站在探测研究日地空间和日球层的第一线，从而作出更辉煌的成绩和贡献。

本书的研究和出版工作得到了中国国家自然科学基金委员会基金项目（编号41274146和41074114）和中国国家重点实验室专项基金资助项目的支持，在此深表感谢！

目 录

前言

第 1 章	与太阳风有缘.....	1
	黄云潮 (Y. C. Whang)	
第 2 章	太阳低层大气内小尺度活动及其数值模拟	23
	方 成 陈鹏飞 丁明德 蒋荣琳	
第 3 章	太阳射电辐射机制研究	35
	黄光力	
第 4 章	动力学阿尔文波及其在日冕加热问题中的应用	57
	吴德全 陈 玲	
第 5 章	日冕 EIT 波的研究	119
	陈鹏飞	
第 6 章	日冕物质抛射与冕流结构的相互作用.....	139
	陈 耀 冯士伟 孔祥良	
第 7 章	太阳风加速与太阳开场区日冕加热.....	164
	李 波 李 醒	
第 8 章	太阳活动周和长周期太阳活动的研究.....	188
	李可军	
第 9 章	太阳风暴的日冕行星际过程三维数值研究进展.....	199
	冯学尚 向长青 钟鼎坤	
第 10 章	粒子在内日球层的加速和传播	254
	李 刚	
第 11 章	太阳风-磁层相互作用的磁流体力学数值模拟研究	285
	王 赤	
第 12 章	采用太阳风作为输入进行空间气象预报的最新进展	309
	李旻璘	
第 13 章	无碰撞磁重联中的电子动力学	336
	陆全明 黄 灿 卢 三 王荣生 谢锦林	
第 14 章	磁层中的氧离子——我们知道和不知道的	352
	傅绥燕	
第 15 章	磁尾电流片拍动研究进展	375

	张铁龙 戎昭金	
第 16 章	地球磁尾等离子体片高速流及其在亚暴中的作用	398
	曹晋滨 马玉端	
第 17 章	辐射带高能电子动力学演化模型	410
	苏振鹏 肖伏良 郑惠南	
第 18 章	地球辐射带动态变化和辐射带粒子快速加速	431
	宗秋刚 袁憧憬	
第 19 章	地球磁尾等离子体片边界层场向电流研究	464
	史建魁 程征伟 刘振兴	
第 20 章	电离层离子上行与磁暴环电流 O^+ 的来源途径	490
	马淑英	
第 21 章	中高层大气潮汐波传播特性及效应研究	514
	刘 晓 徐寄遥	
第 22 章	火星电离层研究综述	550
	王劲松 邹 鸿 王晓栋	

第 1 章 与太阳风有缘

黄云潮(Y. C. Whang)^①

终身荣誉教授, The Catholic University of America, Washington D C 20064

1.1 引言

1932 年 1 月 20 日(阴历十二月十三日)我在福州出生。父亲是一个中级军官,抗日战争期间父亲在桑植、零陵、万县一带驻防。母亲带我们留在福州,生活十分艰苦。在八年的抗日战争中,家乡曾沦陷了两次,目睹了不少敌人的暴行,至今记忆深刻。

福州有个地方叫南门兜。记忆中有个圆环,中间是个小广场,这里是交通要道,有点像南京的新街口。在福州第二次沦陷时,我曾在那里看到被敌人枪毙的十几个游击队战士的尸体,留在广场中示众,不让收殓。乌鸦聚在尸体周围,地上流着战士们的内脏和肠子。七十年了,至今忘记不了。

抗战胜利后,一家在南京团圆,我到了南京市立第二中学读高中,学习成绩开始有进步。在我国,目前研究空间物理的学者中,吴京生、肖佐、王水和濮祖荫等教授都先后是南京二中的校友,真是巧合。

南京解放前,我们去了台湾。1950 年,我到台南的台湾省立工学院读机械工程专业,这所学校现在改名为成功大学。1955~1961 年,在美国明尼苏达大学的研究院学习。在这里,前三年的课程集中在流体力学和应用数学上,那时候想到的是应用在航空工程方面,对天文物理和空间物理方面的研究与发展尚未涉及。第四年开始学磁流体力学,读了一些纽约大学和康奈尔大学的教授们发表的有关磁流体力学方面的文章。1961 年,完成磁流体激波内部结构的博士论文。

1962 年,到华盛顿的天主教大学当助理教授,教学科研之外也担任过一些行政职务。三四年后我的科研工作逐渐集中到与太阳风有关的课题。1999 年,从学校退休不再有教学任务,但仍继续做些科研工作。

我在 1972 年开始与国内的空间各界有了一些交流,喜见中国空间物理的教学与科研在这四十年中的迅速发展。下面就先简单叙述一些早年与国内交流的情形,然后再介绍三项与太阳风有关课题的研究。

^① E-mail: whangyc @ gmail. com.

1.2 四十年回顾

我们一家在 1972 年 12 月 7 日乘法航班机经巴黎、卡拉奇及仰光,次日抵达上海。在国内停留三个星期,原定 11 日去北京,因有大风,改到 12 日乘民航机抵达北京。

在北京大学,作了“太阳风”和“太阳风与月球的相互作用”两次报告。与北京大学的老师们及西安来的中国科学院空间物理研究所的专家们做了多次交流。大家一见如故,四十年来多已成了知己朋友。

我们一家五口在北京游览了好多好地方,如天安门、故宫、人民大会堂、天坛、颐和园、长城、十三陵、五七干校等(图 1.1)。那时大女儿瑞心已经十二岁,她写了详细的日记记录每天的活动。小孩们对北京大学及大熊猫印象特别深。北京、上海之外,我们还去了南京和杭州,游览参观了南京长江大桥、中山陵、玄武湖、雨花台、西湖等。



图 1.1 1972 年 12 月一家五口到北京

1972 年之后,大约每两年到北京一次,在北京大学及中国科学院做学术交流,有时也参加会议。1978 年及 1980 年分别有两次时间较长的讲课,1998 年参加了北京大学 100 周年的校庆活动及地球物理系创系 40 周年的庆祝活动。

1978 年 6 月,北京大学地球物理系组织了一个三星期的学术交流,提供了一个可以系统地介绍太阳风、等离子体动力学、磁流体力学等课题的机会。系里统计参加的各方教学及科研人员有一百三十余人。北京大学和中国科学院力学研究所

以及物理研究所的老师们还合作把讲稿整理出来,印成讲义。之后又到中国科学技术大学,做了一个星期的学术交流。那时合肥天气很热,中国科学技术大学的老师们会后还带我到黄山一游。

1980年3月到北京大学做学术交流(图1.2),与专业的老师及空间中心的几位同仁交流了一些数据处理的经验,并且为76级和77级空间物理专业的同学们开了十个星期的课。同学们都很认真,给我留下了深刻的印象。在清早从友谊宾馆骑自行车到北京大学去,有好几天遇到沙尘暴,一路上强风夹黄沙,能见度低,也算是个难得的经历。77级的部分同学于2001年6月在美国马里兰州有一个毕业二十年的聚会。到了十一个同学的家庭。肖佐老师夫妇和我们夫妇也应邀参加,同学们都已成为很有成就的专家学者了。



图 1.2 1980 年第四次访问北京大学时,作者(左)与地球物理系系主任谢义炳教授

1972年以来在大陆访问过的高校和科研院所还有武汉大学、南京大学、北京航空航天大学、清华大学、复旦大学、中国科学院紫金山天文台、地球物理研究所、力学研究所和物理研究所。还访问了台湾的中央大学和成功大学。

这一卷的作者、读者们都很有福气,目睹了今天国家的富强,教育科研也都得到国家的大力支持,两岸空间物理的研究发展迅速。在这卧虎藏龙的中国,人才辈出,空间物理学研究的队伍日益壮大,很多工作都在赶超世界的前列。现在正是认真工作、鼓足干劲、力争上游的大好机会。以下三节介绍与太阳风有关课题的研究。

1.3 太阳风模式

1.3.1 Parker 模式

Eugene N. Parker 大师在 1958 年提出日冕膨胀的理论。他指出太阳等离子

体不断地向外膨胀,会以超声速向外延伸进入行星际空间。他把这个以超声速向外膨胀的等离子体命名为太阳风(Parker, 1958; 1963)。1962 年 Mariner 2 太空船的等离子体实验证实了太阳风的存在。

Parker 提出以流体力学的三个守恒方程来处理这个日冕膨胀的过程。这个方程组包括质量守恒方程(连续方程)

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (1.1)$$

动量守恒方程

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = -\nabla P + \rho \nabla \left(\frac{GM_{\odot}}{r} \right) \quad (1.2)$$

和能量守恒方程

$$\nabla \cdot \left[\rho \mathbf{V} \left(\frac{V^2}{2} + \frac{5}{2} \frac{P}{\rho} - \frac{GM_{\odot}}{r} \right) - \kappa \nabla T \right] = 0 \quad (1.3)$$

式中, $\mathbf{V}$ 是太阳风流速, P 是等离子体的热压, ρ 是质量密度, T 是温度, κ 是 Spitzer 热导率, G 是重力常数, $M_{\odot}$ 是太阳质量, r 是日心距离。

Parker 提出用球对称的模型,并假定太阳风是以径向速度流动,来研究太阳风,期望找到一个解可以同时满足三个联立方程。在寻找方程解的期间他在 1964 年发表了两篇文章,分别讨论了初步研究动量方程和能量方程的解,定性地描述了一些太阳风的基本特性(Parker, 1964a; 1964b)。这个方程组有一个临界半径,在此处动量方程有一个鞍点型的奇异特性。在临界半径以内,高温的日冕等离子体以亚声速向外膨胀,通过临界半径后再继续膨胀,逐渐降温加速进入行星际空间,成为超声速的太阳风。

进一步地我们不再把动量和能量两个方程分开来探讨个别的解,而是着重于寻找整个联立方程组的解。在 1965 年,我写了自己的第一篇空间物理的著作(Whang and Chang, 1965),文章中这个联立方程组的解可以更加定量地描述 Parker 的太阳风模式。把临界半径选在 7.5 倍太阳半径处,图 1.3 给出数字解得到的太阳风风速和温度,图中的 AU 是天文单位。

日冕等离子体向外膨胀时,传导热与热能不断减小,动能不断增大。因为热导率与温度的 2.5 次方成正比,一大部分从日冕外流的总能量是传导热能,在 12 个太阳半径之内,传导热所带出的能量高过动能和热能之和。

在 1AU 处,数字解得到的质子数密度 $N = 8\text{cm}^{-3}$, 速度 $V = 260\text{km/s}$, 温度 $T = 1.6 \times 10^5\text{K}$ 。与观测到的太阳风比较,质子数密度相当合理,风速偏低,温度偏高。在研究气体的膨胀过程时,一般常用多方指数 α 来表示压力和密度的关系

$$\mathbf{V} \cdot \nabla (P/\rho^{\alpha}) = 0 \quad (1.4)$$

这个数字解得到的 α 约等于 1.2。

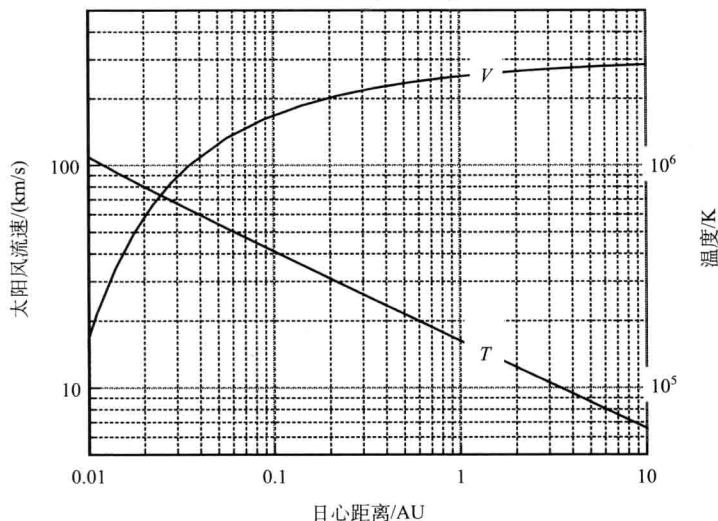


图 1.3 Parker 模式三个联立方程的解

Parker 的太阳风模型奠定了用流体力学来处理太阳风的基础。1965 年之后, 多位兴趣相近的学者相继用不同修正后的联立守恒方程组来计算其他因素对太阳风的影响。这些研究包括二元流体(电子与质子温度不等)、非径向速度分量、行星际磁场、Alfvén 起伏、质子温度对场向的各向异性等多种模式。他们分别计算出这些因素对太阳风所产生的影响。这些模式算出来的太阳风有个共同特性, 就是在 1AU 内外当日心距离增大时, 太阳风在继续降温、加速。

1994 年, 我开始关注到太阳风在 1AU 以外行星际空间发展的情况, 这个空间也称为外日球。第 1.3.2 节与 1.3.3 节将给出用磁流体力学来探讨外日球的太阳风模式(Whang, 1998; 2010b)。受到中性氢原子被电离化的影响, 在氢原子及捕获质子所能及的地方, 太阳风有个与内日球非常不同的特征, 即在日心距离增大的方向, 太阳风要升温、减速。

1.3.2 中性的星际氢原子与太阳风的相互作用

氢原子是星际中性气体的最主要成分。星际氢原子流与太阳之间的相对速度为 $20 \sim 25 \text{ km/s}$, 温度为 $6 \times 10^3 \sim 10^4 \text{ K}$, 数密度为 $0.035 \sim 0.125 \text{ cm}^{-3}$ 。星际的氢原子可以穿越日球顶直接进入日球层, 进入之后会经过电荷交换(charge exchange)过程或光致电离(photoionization)过程而被电离化。这些被电离化的新生的质子会立即被太阳风的磁场捕获成为捕获质子(pickup proton), 然后随着太阳风一起以高速向外流动。

在太阳风的坐标系中, 一个新生的捕获质子在电离化之前以速度大小接近于太阳风的风速向着日心方向运动, 在电离化后它的运动全被太阳风磁场控制住, 被

洛伦兹(Lorentz)力控制住的新生捕获质子以大投掷角绕着磁力线回旋,同时又被磁力线带着成为太阳风流体的一分子。因为回旋运动的速度约为太阳风风速,所以捕获质子的热运动速度远远大过太阳风质子的热运动速度。

因受到星际中性氢原子电离化的影响,太阳风等离子体的组成除了源自太阳的质子与电子之外,还增加了源自星际的捕获质子,其中两种质子的温度非常不同。捕获质子不会很快就被太阳风质子所同化,两种质子成为两个不同的太阳风的组成分子(Isenberg, 1986)。我们在处理在外日球的太阳风时,用 N_1 、 N_s 、 N_H 、 T_1 、 T_s 与 T_H 分别代表捕获质子、太阳风质子、中性氢原子的数密度与温度。

星际中性氢原子和太阳风质子一样也会与捕获质子发生电荷交换。每单位时间、单位体积内两者所产生的捕获质子分别为

$$q_{ex1} = \sigma(N_s V) N_H \quad (1.5)$$

和

$$q_{ex2} = \sigma(N_1 V) N_H \quad (1.6)$$

式中, σ 是电荷交换的平均截面。在外日球中由于 N_1/N_s 的值随着日心距离而增大,因而氢原子与捕获质子的电荷交换不可忽略。

由于光致电离,在每个单位时间、单位体积所产生的捕获质子是

$$q_{ph} = \nu_0 \left(\frac{r_0^2}{r^2} \right) N_H \quad (1.7)$$

式中, ν 是光电离率,脚标“0”代表在 $r_0 = 1\text{AU}$ 处的物理量。

我们用一个磁流体力学的模式来研究在外日球氢原子与太阳风的相互作用。氢原子的运动可以用一组中性流体方程来描述,同时用一组磁流体方程来描述太阳风等离子体与磁场的变化。前一组包括三个守恒方程式。在后一个方程组里,太阳风质子和捕获质子各有一个质量守恒和能量守恒方程式,而共有一个太阳风的动量守恒方程式。太阳风在 $2 \sim 45\text{AU}$ 的观察数据指出在外日球太阳风质子的热压与数密度的变化关系可以用多方指数 $\alpha = 1.28$ 来代表。磁场的变化必须满足无散度条件与法拉第定律,电离化作用把两个方程组耦合在一起。

太阳风的动量守恒方程(运动方程)是

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \rho \nabla \left(\frac{GM_\odot}{r} \right) - m (q_{ex1} + q_{ex2}) \mathbf{V} \quad (1.8)$$

方程右边的最后一项代表在电荷交换的过程中,每一个新生的中性氢原子所带走的动量 $m\mathbf{V}$ 。

从运动方程(1.8)沿着流线方向的分量,可以导出伯努利(Bernoulli)方程

$$\nabla \cdot \left[\rho \mathbf{V} \left(\frac{V^2}{2} - \frac{GM_\odot}{r} \right) + \left(\frac{2\alpha}{\alpha-1} P_s + \frac{5}{2} P_l \right) \mathbf{V} + \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \right]$$

$$= -q_{\text{exl}} \left(\frac{mV^2}{2} + \frac{2akT_s}{\alpha - 1} \right) - q_{\text{ex2}} mV^2 \quad (1.9)$$

式中, k 是玻尔兹曼 (Boltzmann) 常量。这个方程表明由于电荷交换过程, 太阳风所携带的总能量要不断减少。这个总能量包括动量、重力势能、热能和磁场的能量。

讨论太阳和星际介质的相关问题时通常认定两者相对运动的方向为一个参照方向。向着星际的是逆风方向 (upwind direction), 反过来是顺风方向 (downwind direction)。计算时假定在上游远处的氢原子流体沿着顺风方向以 $V_{\text{H}\infty} = 25\text{km/s}$ 的速度进入日球层, 其数密度 $N_{\text{H}\infty} = 0.125\text{cm}^{-3}$, 温度 $T_{\text{H}\infty} = 10^4\text{K}$ 。同时假定太阳风速度是沿着日心径向, 下面计算两个联立方程组的解。

在这一节我们先来看一下沿着逆风方向一维的计算结果。图 1.4(a) 为太阳风质子和捕获质子的数密度 (由上而下)。两者的比值 N_1/N_s 随日心距离而增大, 到了 75AU 以外这比值达到 0.3 以上。图 1.4(b) 给出了捕获质子温度 T_1 、太阳风等离子体的平均温度 T 和太阳风质子温度 T_s (由上而下), 各参量间的关系是

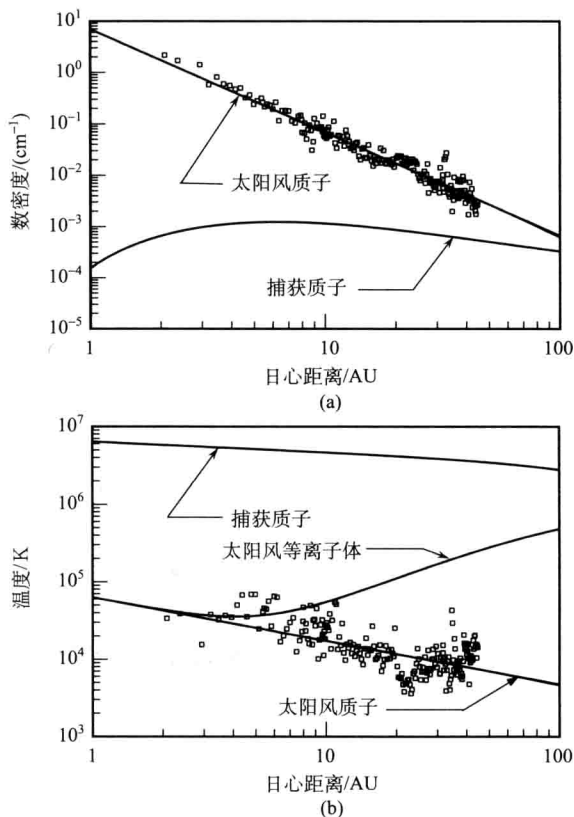


图 1.4 太阳风质子与捕获质子的数密度(a)和捕获质子、太阳风等离子体及太阳风质子的温度图(b)

数据点是 Voyager 二号太空船测量到的太阳风质子

$$T = \frac{N_1 T_1 + N_s T_s + N_e T_e}{N_1 + N_s + N_e} \quad (1.10)$$

其中,捕获质子的温度比太阳风质子的温度要高两个量级,而电子温度(T_e)相当于太阳风的质子温度。所以由于捕获质子的加热作用,在 5AU 以外太阳风等离子体的平均温度是随着日心距离增高。

伯努利方程(1.9)指出由于电荷交换的电离作用,太阳风的总能量要不断下降。在外日球的总能量以动能和热能为主,当热能增大时,动能必定要减小,在 10AU 与 100AU 之间太阳风的速度要下降 100km/s 左右。星际氢原子和捕获质子对外日球太阳风的两大影响是升温和减速。

沿着逆风方向,捕获质子热压力的变化比较缓慢,其最大值发生在 6AU 附近。在 40AU 之外捕获质子的热压要高过太阳风质子的热压与磁场压力之和,所以在外日球捕获质子对太阳风的动力结构有很大的影响。在外日球行星际磁场的压力降低很快,5AU 以外等离子体的 β 比值随日心距离而增大,到 100AU 附近这比值要达到 10 左右。以上是沿着逆风方向的一维计算结果,第 1.3.3 节我们要用两个联立方程组的解来探讨外日球太阳风的全球模式。

1.3.3 外日球太阳风的全球模式

这个全球模式继续用第 1.3.2 节所提到的两个方程组来计算全方位的太阳风如何随着经纬度而变,这些计算用一个日心笛卡儿坐标系。 x 坐标轴指着顺风方向,而太阳的转动轴是落在 $x-z$ 坐标面上。用 φ 来代表从 x 轴量出的日心极角(polar angle),用 ω 来代表日心纬度。

在不同方向的太阳风向外膨胀时要受到两个主要的影响:①沿着日心径向运动的太阳风不断地碰到从顺风方向流进来的中性氢原子;两支流体间的夹角(日心极角)控制着电离化相互作用的变化。②在 1AU 太阳风的边界条件要随着黄道面以外的日心纬度而变,所以全方位的太阳风非常不同于一个简单的球对称模式。

在太阳的 11 年周期的变化中,在下降相与活动低年前后,1AU 附近观测到的太阳风相对地比较稳定。我们用这个比较稳定的太阳风来推出 1AU 的边界条件,以计算全球太阳风随经纬度的变化。

来自 Ulysses 太空船的观察数据指出太阳风的风速与温度都随纬度增高,而太阳风质子的数密度、数通量、横向磁场都随着纬度降低。图 1.5 给出在 1AU 边界风速与日心纬度的函数关系,图中的最佳配合曲线可以用式(1.11)表示

$$V_0 = a_0 + a_8 (1 - \cos^8 \omega) \quad (1.11)$$

式中, $a_0 = 415 \text{ km/s}$, $a_8 = 352 \text{ km/s}$ 。也有相类似的最佳配合曲线来表示在 1AU 边界的质子数通量、温度和横向磁场。用这些边界条件,我们计算了两个联立方程组的解,给出了考虑边界条件与电离化作用的全球太阳风随着日心经纬度的变化。

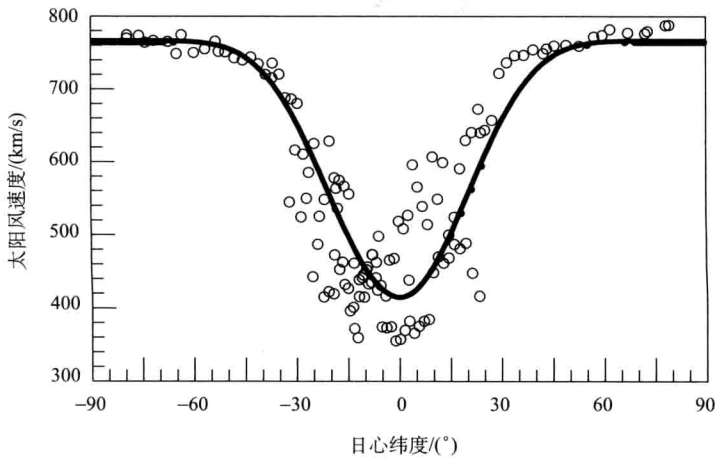


图 1.5 在 1AU 边界太阳风速度随日心纬度的变化

图 1.6 中等值线表示氢原子数密度的比值 $N_H/N_{H\infty}$ 。粗线代表 x - y 坐标面上的等值线,点线代表 x - z 面上的等值线。数密度的分布不是轴对称于顺风逆风方向的 x 轴。电离化作用不断地减少侵入日球层的氢原子。逆风一边在日心距离为 60AU 的半球面之外, N_H 的变化非常缓慢。日心距离逐渐增大时, N_H 逐渐趋近于 $N_{H\infty}$ 。到了 30AU 以内 N_H 的减少变快,在 4AU 以内,氢原子几乎绝迹,形成一个氢原子空穴 (cavity),这个空穴往顺风方向伸展形成一个很长的空穴尾流 (cavity wake)。

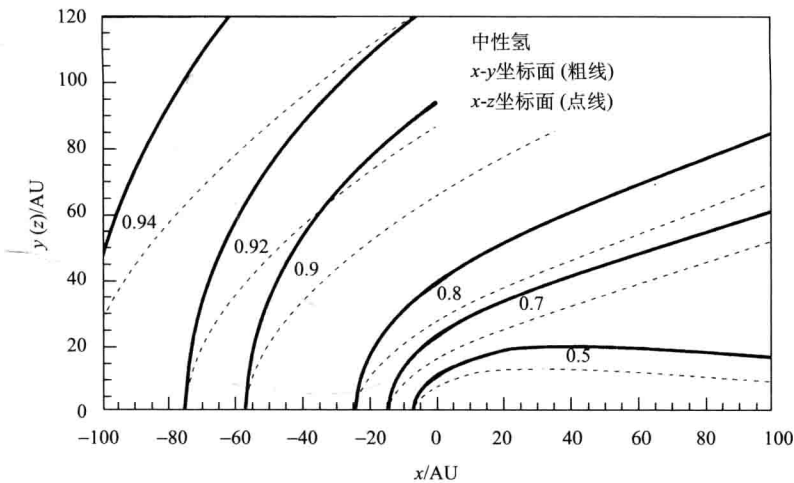


图 1.6 氢原子数密度比值 $N_H/N_{H\infty}$ 的等值线

图 1.7 中的等值线代表在 x - y 面上的两种质子的密度比 N_I/N_S 。在氢原子空穴和空穴尾流中, N_I/N_S 趋近于零。在空穴和空穴尾流之外,两种质子的数密度比

随日心距离增大。这里请注意, N_1/N_s 也就是两种电荷的交换率 q_{ex2}/q_{ex1} 。

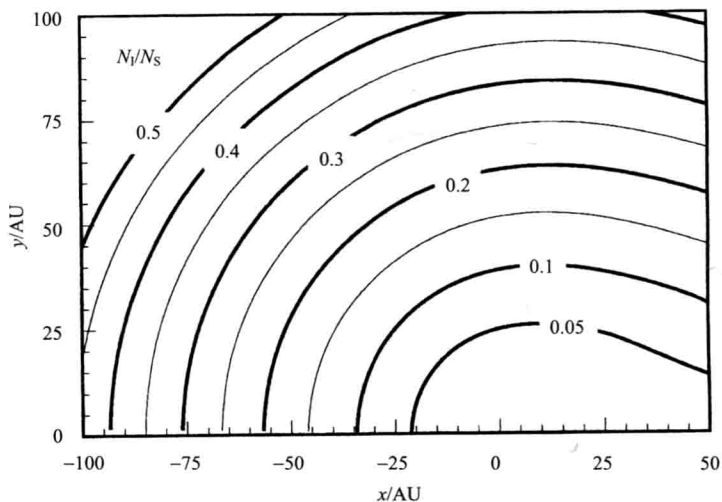
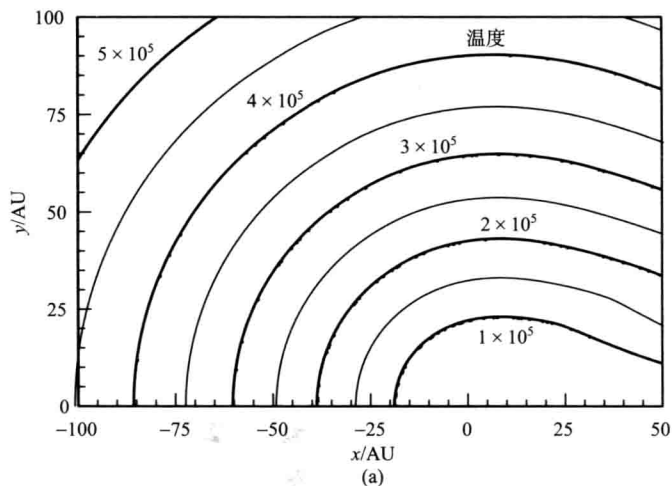


图 1.7 在 x - y 面上 N_1/N_s 的等值线

因为捕获质子的热速度与太阳风质子的速度同量级, 捕获质子的温度 T_1 要比太阳风质子的温度 T_s 高出两个量级, 所以在空穴和空穴尾流之外, 当数密度之比 N_1/N_s 增大时, 太阳风等离子体的平均温度也随着日心距离而上升。

在图 1.8 和图 1.9 中, x - y 面上风速与温度的等值线描述了在空穴和空穴尾流以外的区域, 黄道面附近的太阳风在膨胀过程中不断地在沿途累积着捕获质子的升温和减速两个效应。在 x - z 面上的太阳风风速与温度, 除了受到捕获质子的影响之外, 又直接受到在 1AU 的边界上风速随纬度而增高的影响。



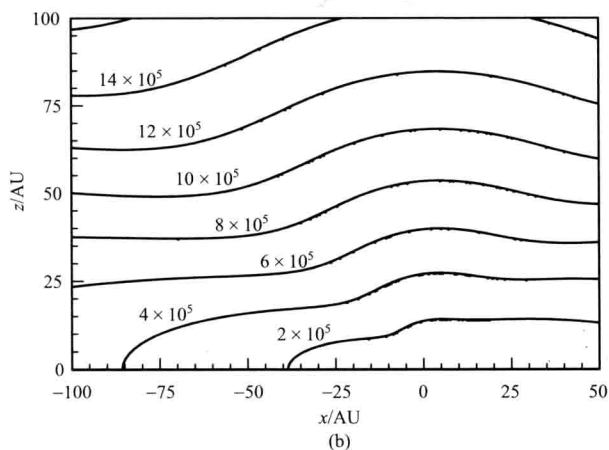


图 1.8 在 x - y 面(a)与 x - z 面(b)等离子体的温度等值线在氢原子空穴和空穴尾流之外,温度随着日心距离而上升,同时也随着纬度上升,图中也明显表示出顺流与逆流方向温度的不对称

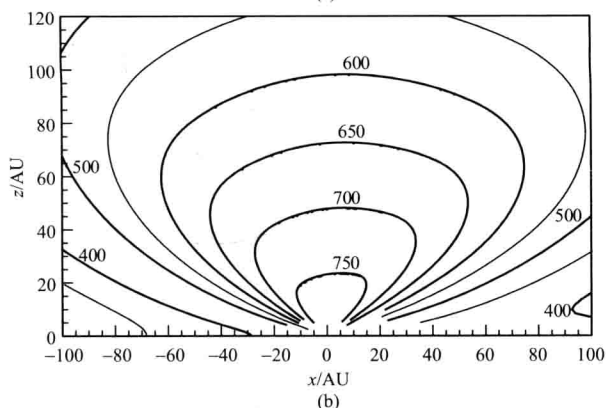
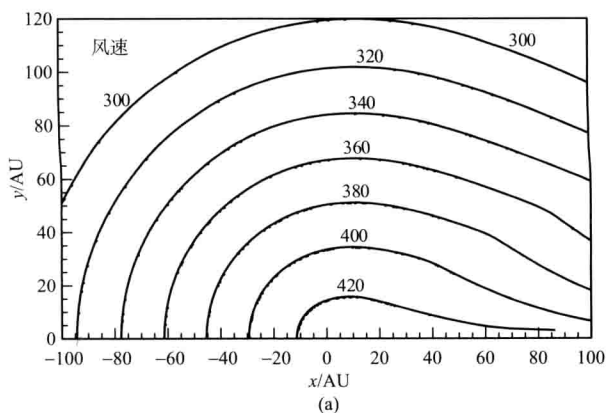


图 1.9 在 x - y 面(a)与 x - z 面(b)太阳风风速的等值线图由于电离化的影响,在空穴与空穴尾流之外,太阳风要减速。图中也可以看到与 1AU 的边界条件一样,风速要跟着纬度而增大