

空间物理论文集

《空间物理论文集》编辑组 编

科学出版社

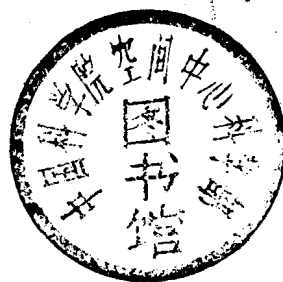


P 35-53
315

空间物理论文集

《空间物理论文集》编辑组编

(TW55/27) 1135/07



科学出版社

1980

30636

内 容 简 介

空间物理学是近代基础理论和尖端科学的新兴研究领域之一。

本文集以 1976 年《全国日地空间物理学术会议》、1977 年《电离层物理学术会议》上交流的学术论文为基础选编而成,共包括 31 篇论文,分别涉及到行星际物理、磁层物理、宇宙线空间物理、电离层物理和高层大气物理等空间物理学的各个分支领域。这些论文反映了我国近年来在空间物理学理论和探测两方面的研究成果,可供空间物理学及邻近学科的科技工作者和高等院校师生参考。

空 间 物 理 论 文 集

《空间物理论文集》编辑组编

*

科学出版社出版

北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1980 年 12 月第 一 版 开本: 787×1092 1/16

1980 年 12 月第一次印刷 印张: 23

印数: 0001—1,400 字数: 532,000

统一书号: 13031·1356

本社书号: 1880·13—15

定价: 3.55 元

前 言

空间物理学是近代基础理论和尖端科学的新兴研究领域之一,它是介于天文学和地球物理学之间的学科,主要研究内容是:行星际与行星物理、磁层物理、宇宙线空间物理、电离层物理、高层大气物理以及高层大气光学。

太阳和地球是与人类关系最密切的两个天体。日地之间和行星之间的广大空间存在着从 γ 射线直到超低频波这样宽广频谱的电磁波;从相对论性的高能带电粒子直到低能等离子体以及各种原子、分子、离子的粒子环境。这样复杂的物质体系与空间电磁场、重力场之间的相互作用,产生了波的激发、波-粒相互作用、粒子沉降、光化与电离反应、大气热力动力过程等重要的空间物理现象。对这些复杂的物理现象的研究、构成了近代自然科学基础理论研究的一个重要方面,使空间物理学成为近代天体物理学、高能物理学、等离子体物理学、力学、原子和分子物理学、地球物理学以及其它自然科学基础学科的交汇点,和一门进展迅速的新兴边缘学科。

人造地球卫星和宇宙飞船这些空间探测手段的出现,打开了人类认识自然和改造自然的崭新境界,发现了地球高层大气中的许多重要现象,提供了从外向内把地球作为一个行星而进行整体综合研究的机会,实现了对其它行星和卫星的大气、电离层与地面特征的直接探测;此外,围绕着其它行星上是否有生命或生命前期物质,也进行了大量观测研究。这些研究一方面与天体、太阳、地球、大气与生命的起源和演化这些基础理论研究密切相关;另一方面又与日地关系的研究,为国防和国民经济提供参数和预报以及探索人工影响天气气候和空间环境等应用研究有密切关系。从长远来看,空间是一个地面所无法比拟的实验室,也是一个蕴藏丰富的自然宝库,空间的零重力、天然分子离子源和原初宇宙线等是进行物理学基础研究的良好环境;空间冶炼、行星采矿和空间太阳能站等新技术将大大地影响未来工程技术的发展方向。从某种意义上来说,空间物理学是空间技术的理论基础之一。显然,空间技术日新月异的飞速发展向空间物理学科提出了越来越多的课题,同时也为空间物理理论研究提供了坚实的物质技术基础。空间物理学已成为近代科学的一个新的重要生长点。

对于这样一个在国际上十分活跃的新领域的若干方面,我国各有关单位已开展了不少观测和理论工作,并于1976年召开了《全国日地空间物理学术会议》,1977年召开了《电离层物理学术会议》等学术讨论会。本文集就是以这些会议上交流的学术论文或综述评论为基础编成的。

文集共包括3篇论文,分别涉及到行星际物理、磁层物理、宇宙线空间物理、电离层物理和高层大气物理等空间物理学的各个分支领域。提出报告的有中国科学院、高等院校和产业部门所属的7个研究单位。随着空间科学技术日新月异的发展,必将有更多的研究单位和科技工作者进入空间物理学研究领域。我们希望这本文集的出版,能起到促进学术交流和各学科相互渗透,并推动这门新兴学科迅速发展的作用。

空间物理论文集编辑组

目 录

前言.....	(iii)
太阳活动预报的内容和方法.....	林元章 (1)
太阳风湍流结构的理论分析 (I) ——磁流体力学方法.....	刘振兴 (7)
太阳风湍流结构的理论分析 (II) ——等离子体物理方法.....	刘振兴 (17)
太阳辐射等热源对热层大气的影响 (I).....	陈哲明 (29)
太阳辐射等热源对热层大气的影响 (II) ——三维分层模式	陈哲明 (52)
太阳辐射等热源对热层大气的影响 (III) ——热层大气潮汐微分算子的 几个问题	陈哲明 (66)
飞行体在空间等离子体中激发的波.....	方励之 王 水 (75)
低能宇宙线粒子在行星际空间的传播及其方向分布.....	徐荣栏 吴寄萍 (76)
磁绳的动力学模型和磁能储存机制.....	胡文瑞 (88)
北京地区哨声和甚低频发射的观测.....	中国科学技术大学地球和空间科学系 (98)
空间扰动与耀斑统计关系.....	章公亮 孙玉莲 (103)
卫星信标观测的意义.....	陈培人 徐楚孚 (109)
武汉地区 1968 年电离层剖面分析.....	宋笑亭 刘瑞源 (133)
联合运用两类特征波计算电离层中电子浓度垂直分布的一种方法	中国科学技术大学地球和空间科学系 (150)
应用哨声资料计算 h_{mF_2} 以上空间电子浓度垂直分布的一种方法	王 水 何友文 (160)
计算电离层下边界反射系数的一种方法.....	王 水 何友文 (168)
宇宙线在电离层 D 层中的电离.....	叶宗海 (174)
弱电离气体折射指数的一种推广表达式.....	黄信榆 (183)
电离层电子浓度平均剖面的提供方法——综合月报表法.....	刘瑞源 宋笑亭 (193)
电离层频高图记录分析方法.....	吴钧英 (201)
电离层折射效应级数表示法的估算.....	张仁芳 吕志孔 黄汝言 (218)
电离层模式预报的一种方法.....	王椿年 (234)
F_2 层局部地区频率预测方法.....	孙宪儒 (251)
1968 年 9 月 22 日新疆日全食电离层观测资料的分析.....	赵崇皓 焦培南 (263)

低电离层结构及其对电波传播的影响

-中国科学院湖北物理研究所第三研究室 (274)
- 1000—3000 公里大气结构 (I)——中性部分 **陈哲明** (288)
- 1000—3000 公里大气结构 (II)——电离成分扩散平衡分布 **陈哲明** (296)
- 借助人造卫星轨道的摄动反求高层大气密度参数的一类方法
.....长春人造卫星观测站 吉林大学数学系 (305)
- 行星际磁场的若干地球物理效应.....魏奉思 (317)
- 行星大气逃逸与外层大气结构 **陈哲明** (332)
- 太阳风-磁层-电离层-高层大气间的耦合过程刘振兴 (341)

太阳活动预报的内容和方法

林元章

(中国科学院北京天文台)

一、太阳活动预报的类型

太阳活动对地球的影响是多方面的。太阳耀斑、爆发日珥、大黑子群和其他活动产生的太阳粒子发射以及X光、紫外光等辐射直接作用到地球高空的磁层和电离层,并且间接地影响到低空的平流层和对流层大气,引起了太阳粒子事件、磁暴、极光、电离层骚扰、平流层升温以及大气环流变化等一系列地球物理效应。因此,太阳活动的预报,在国防建设和国民经济建设方面有着重要的实际意义。目前,有关方面最重视的主要有如下几种类型的太阳活动预报:

(一) 太阳质子事件预报

太阳质子事件(solar proton events)系指太阳耀斑产生的能量大于10兆电子伏特的高能质子流到达地球轨道附近。质子事件的级别已有统一的国际标准^[1],它以一次事件中地球附近能量大于10兆电子伏特的质子流量随时间变化的峰值强度作为定级标准,例如当峰值流量达到 10^1 — 10^2 质子/厘米²·秒·球面度,定为1级;峰值流量为 10^2 — 10^3 质子/厘米²·秒·球面度,定为2级;余类推。由于大剂量的高能粒子对载人或不载人宇宙飞船都是一种重大威胁^[2],因而宇航部门需要避开质子事件的安全期预报。

对于这种预报,一般有提前半月至一月的中期报,提前1—3天(即未来72小时)的短期报和提前十几分钟至几小时的警报三种报类,以适应各种需要。

并非所有耀斑都能发射充分数量的高能粒子,因此太阳质子事件预报的实质就是要求预报能产生高能质子的耀斑(称为质子耀斑)。

(二) 电离层突然骚扰预报

所谓电离层突然骚扰(sudden ionospheric disturbance或SID)是指太阳耀斑产生的X光辐射增强引起电离层D层的电离度急剧增大的现象,其直接后果即导致对短波通讯信号的严重吸收,造成短波讯号突然衰减甚至中断^[3,4]。显然,通讯部门需要这种预报。这类预报也可分为上述的中期报、短期报和警报三种报类。

电离层突然骚扰预报的实质就是要求预报伴随有1—10埃X光爆发的太阳耀斑。

由太阳粒子流(低能部分)引起的电离层F₂层骚扰(或称电离层暴)造成的通讯骚扰不限于日照半球,而且其表现特性与地磁纬度以及其他地球物理因素有关,对它的预报不能单从太阳因素考虑,而必须与其他部门配合进行,因而不包括在上述预报中。

(三) 太阳活动的长期和超长期预报

太阳活动的长期和超长期预报是指对未来几年或几十年以后的太阳活动水平(一般以年平均黑子相对数表示)所作的趋势预报。这种预报^[1]通常为水文和气象部门所需要。宇航部门在对质子流的年通量和卫星寿命的估计中,以及通讯部门进行长期频率预测方面,这种预报是一种主要参考。

现将上述三类预报的主要依据分述如下。

二、太阳质子事件的预报

迄今为止,我们对太阳耀斑的形成以及由它产生的各种现象的物理机制的了解还不够。因此目前对于各种太阳活动现象的预报,还很难完全从物理本质方面来寻找预报根据,而主要依靠收集许多共生现象进行分析,得到一些统计规律,加以应用。对于太阳质子事件的预报也是如此。

首先,我们从统计上看到,质子耀斑发生前的1—3天内,耀斑所在的黑子群的磁场往往表现为所谓“异常结构”,亦即表现为 A 结构、 δ 结构、磁轴 $\geq 30^\circ$ 、反极性和前导黑子在高纬等各种特有的形式^[6]。例如,在第20周的1969—1970年太阳活动极大时段,26个质子耀斑中有22个(占85%)发生于异常磁结构的黑子群中,而这些黑子群只占全部黑子群数的14%。可见,在提前1—3天的短期预报中,黑子群的磁场结构是一个首要参量。然而,却并非所有异常磁结构的黑子群均产生质子耀斑,若以黑子群的磁场结构作为唯一根据,则将造成大量虚报。历史资料的分析表明,黑子群的Zurich型别也是一个重要参量。而且小耀斑不断发生和射电爆发频繁也是即将发生质子耀斑的重要先兆。以这些目前国内已有的观测设备能够取得的参量为主要依据,可以制定出太阳质子事件的预报方案^[2]。当然,在基本上根据方案进行预报当中,还应当适当考虑到方案中未能全部包括进去的其他因素,如黑子群的发展速度、色球谱斑的结构、射电流量大小、黑子群的日面位置以及观测者和预报者的其他经验等。其他预报方案所考虑的参量大体上也是这些^[3]。

这类预报通常只分为安全和危险二类。至于质子事件的级别,亦即到达地球轨道附近的粒子流量,系依赖于粒子在日地空间的传播条件,涉及耀斑的日面坐标和地球相对于太阳赤道面的位置等多种因素,单从质子耀斑的级别来判断质子事件的级别是困难的。短期预报效果的大致情况是:在活动高年,可以用1/4年的时间报准80—90%的1级以上质子事件。在活动低年情况更好些。我们曾在1974年下半年的四次质子事件中,报准了7月3日和9月20日的二次2级质子事件,漏报了9月24日和11月5日的二次0级事件。

国外在质子耀斑的短期预报中,还用到几个可能是比较重要的先兆参量,包括活动区的磁场梯度(需要磁场望远镜或磁象仪的观测)、黑子群的射电3.2厘米与7.5厘米辐射流量的比率(需要高分辨率的微波射电观测)以及1—8埃太阳X光辐射的增强和硬化^[7,8]。

1) 长江流域规划办公室水文处预报科:太阳活动与长江宜昌、汉口等站年最高水位变化关系的初步探讨

2) 林元章等:太阳质子事件的短期预报方案,太阳物理和射电天文座谈会报告选编,1973

董士嵩等:太阳活动短期预报的统计分析,太阳物理和射电天文座谈会报告选编,1973

3) 陈协珍等:太阳活动短期预报方案的考虑,太阳物理和射电天文座谈会报告选编,1973

(需要高空 X 射线流量的长期监视),这些在今后可以给以考虑。

提前十几分钟至几小时的警报,实际上是指太阳上已经发生了耀斑,需要尽快判断它是不是一个质子耀斑,以便发出质子警报。因自发生耀斑至粒子到达地球,其滞后时间约有十几分钟至十几小时(随耀斑抛射的高能粒子的能量和它的日面位置而异,日面西边的粒子到达得快,日面东边的粒子到达得慢)。因而尚来得及警报。我们可以根据现有的观测手段,利用与耀斑同时发生的 3.2 厘米和 10 厘米射电爆发的持续时间和峰值流量,制定出质子事件的警报判据¹⁾。例如,以 3.2 厘米射电爆发持续时间 $\Delta t > 15$ 分钟和峰值流量 $\Delta f > 100$ 流量单位 (10^{-22} 瓦/米²·赫),或 10 厘米爆发 $\Delta t > 20$ 分钟和 $\Delta f > 100$ 流量单位作为发出质子事件警报判据,则报准率为 92%,虚报率为 61%。

当然,如果有射电频谱资料,则伴随耀斑发生的 IV 型射电爆发应是质子耀斑的很好判据。但是对于一些文献中经常提到的以耀斑遮盖黑子本影作为质子耀斑的指示的作法²⁾,目前还有不同看法^[10],有人认为许多非质子耀斑也遮盖本影。

至于质子事件的中期预报,目前主要考虑:

(1) 活动经度。即质子耀斑活动区在日面经度上分布不均匀。第 19 和 20 活动周的质子耀斑集中于卡林顿经度为 80, 130, 230 和 330° 附近²⁾。当这些经度转到日轮可见半球(尤其是当看到这些经度上存在大黑子群时),应当认为有较大的质子事件概率。

(2) 日面上已经存在的大而复杂的黑子群可能于下一自转周中回转向日面可见半球,这在太阳活动高年是一个重要因素。

(3) 射电 10 厘米辐射流量有近 27—30 天左右的周期性起伏,在峰值前后,发生质子耀斑的概率增大。一些统计表明,产生 2 级以上耀斑的概率正比于 10 厘米辐射的强度^[11]。

但是总的来说,对于提前半月至一月的质子事件预报,目前还没有很有效的办法,其把握性不如短期预报和警报。

三、电离层突然骚扰预报

一般说来,除了发生在日面背后的质子耀斑外,每一次质子事件往往也是一次 SID 事件。但反过来则不然,而且 SID 事件比质子事件多。因此,原则上,对 1—3 天的短期预报,可将每次质子事件(发生在太阳背面的质子事件除外)预报有 SID 事件。另一方面,1—10 埃的太阳 X 光辐射与波长为 10 厘米左右的射电辐射存在非常密切的相关,它们的单色太阳图象几乎相符,一般认为二者发生于日冕的同一区域[约对应于 5×10^7 (°K) 日冕区的热辐射]。而且,统计又表明 10 厘米射电爆发与 SID 的对应甚至比耀斑与 SID 的对应更好,高空观测也指出 X 光辐射的峰值时间与 10 厘米爆发峰值时间相符。因此对于提前 1—3 天的 SID 预报,应加入二个非常重要的参量,即 10 厘米射电辐射流量和厘米波射电爆发数。可以根据对短波通讯骚扰的程度,把 SID 分为几种级别。

其所以能够对 SID 事件作出提前几分钟的警报,是由于自太阳耀斑发生直到 SID 发

1) 北京天文台太阳活动预报组:太阳质子事件警报,1971

2) 陈协珍等:太阳活动短期预报方案的考虑,太阳物理和射电天文座谈会报告选编,1973

北京天文台太阳活动预报组:关于质子事件的初步分析,1971

生之间常约有 1—20 分钟的迟滞时间,平均迟滞约 5 分钟。而观测表明,产生 SID 的耀斑绝大多数伴随有厘米波射电爆发。因此可用太阳耀斑与厘米波射电爆发同时发生作为即将发生 SID 的警报。SID 的级别首先取决于厘米波射电爆发的大小,其次才是光学耀斑的级别。

耀斑发生时,若同时观测到天电突然增强(SEA)现象¹⁾, (其反映比短波通讯突然骚扰稍早),则表明此耀斑有强 X 光辐射,应即考虑发出相应级别的 SID 警报。

在 SID 的中期预报中,所考虑的因素与质子事件相同,但应考虑到 SID 比质子事件要多这一事实,因而对于较低级别的 SID 预报的期限相应地适当放宽。

四、太阳活动的长期和超长期预报

在太阳活动的长期和超长期预报中,目前最为人们关心的是对第 21 周的极大和结束时间及其强度的预报(太阳活动第 21 周已从 1976 年 6 月开始)。有些工作者也关心更长时段的预报。太阳活动长期和超长期预报的主要根据是 200 多年来的太阳黑子相对数记录,少数作者还利用了古极光记录来得到更长期的活动资料。预报中所采用的分析方法是多种多样的,较常用的有:

- (1) 把黑子相对数 R 曲线表示为周期函数的经验公式,再作外推^[12, 13];
- (2) 以黑子相对数 R 的滑动平均值曲线所显示的 80 年左右周期为基础,再作延伸²⁾,^[14];
- (3) 寻找某些周或周群之间的相似性质,作相似外推^[15, 16];
- (4) 从历史上 20 多个活动周中上升时间和极大强度的分布概率,来推求下一活动周的最可能分布^[17];
- (5) 利用奇数周和偶数周的不同变化规律^[18, 19];
- (6) 承认行星运动的调制作用,以行星运动作为预报根据^[20, 21]。

还有许多其他方法。因为所用的方法很不相同,其结果也有较大出入。对于第 21 周的情况,北京天文台的同志利用极值分布的方法做了估计,认为第 21 周的极大在 1980.2 年,极大的相对数年均值 $R_M = 93 \pm 38$, 即在 55—131 之间³⁾。紫金山天文台的同志则利用 80 年周期规律和统计方法,估计了 21 周极大在 1982.4 ± 1.4 年,极大年均值 $R_M = 53.7 - 69.0$ ⁴⁾。国外对 21 周预报的一些结果也列于表 1 中,以供参考。

我们曾经利用了公元四世纪以来的极光频数资料对太阳活动的长期变化规律做了探讨^[22]。这项工作中,先从第四世纪以来的极光资料以及 1700—1973 年间的极光频数与黑子相对数的相关性(其相关系数为 0.967),外推求得了一种长序列的太阳活动指数,即公元 315—1945 年黑子相对数的年代均滑值 R_D (即每十年的相对数滑动平均值)。然后对这些 R_D 序列和 1700—1973 年的相对数年均值 R 序列进行了功率谱分析、周期图分析和序列趋势分析,得到了如下结论:

-
- 1) 陈传乐等:太阳活动引起天电突然增强的观测, 1975
 - 2) 紫金山天文台太阳室黑子组:太阳活动的超长期预报, 1975
 - 3) 王家龙等:第 21 周上升段太阳黑子相对数的预计, 1975
 - 4) 紫金山天文台太阳室黑子组:太阳活动的超长期预报, 1975

(1) 太阳活动除了 11 年周期外, 还存在 200 年左右的强周期, 以及平均长度为 87 年, 但对平均长度弥散较大的周期;

(2) 一千多年来的太阳活动表现出微弱下降的趋势, 然而近 200 多年来的活动趋势则处于上升阶段;

(3) 对未来 30 年的太阳活动水平估计为: R_D 将在 1985 年达到极小值 $R_D = 50$ (目前 R_D 的 87 年大周期开始于 1905 年, 极大在 1945 年), 随后逐步上升, 受到这种调制, 第 21 周的峰期 (由表 1 可见不同估计自 1978—1984 年之间) 因系处于本 87 年大周期的深谷附近, 因而不会太大, 而第 22 周和第 23 周的活动水平将会逐步上升。

表1 第 21 周的各种预报结果

预 报 者	t_m	t_M	t'_m	R_M	文 献
Schove (1955)	1978.5	1984.5	1989.5	145	[23]
Jose (1965)	1977	1984	1990	30	[20]
Bell et al (1965)	1974.9		1985.7		[24]
Hing-Hele (1966)	1974.7	1978.5	1985.3	110	[25]
Васильев 等 (1970)	1975	1980	1987	(85)	[26]
Gleissberg (1971)	1975.2	1980.2	1986.3	56—96	[14]
Henkel (1971)				32—100	[18]
Bonov (1973)	1976.5	1984.1	1990.6	(40—60)	[19]
Cole (1973)	1975.3	1981.2	1988	60	[27]
王家龙等 (1975)	1975.8	1980.2		(55—131)	
紫金山天文台 (1975)	1977.0	1982.4		(54—69)	

注: (1) t_m , t_M , t'_m 分别为极小开始, 极大和极小结束的时间, R_M 为极大时的相对数月平均值, 加括号者为极大时的年平均值;

(2) 由观测到的黑子数月平滑值变化, 已经确定太阳活动第 21 周的开始时间是 1976 年 6 月。

参 考 文 献

- [1] Smart, D. F. and Shea, M. A.: Solar proton event classification system, *Solar Phys.* Vol. 16 (1971), 484.
- [2] Molton, P. M.: The protection of astronauts against solar flare, *Spaceflight*, Vol. 13 (1971), No. 6.
- [3] Reid, G. C.: Ionospheric effects of solar activity, in McIntosh, P. S. and Dryer, M. (Ed.): *Solar Activity Observations and Predictions*, (1972), Massachusetts Institute of Technology.
- [4] Warwick, C. S.: Sudden ionospheric disturbance, in Aarons, J. (Ed.): *Radio Astronomical and Satellite Studies of the Atmosphere*, (1962), P. 457, North-Holland Publishing Company, Amsterdam.
- [5] 张家诚等: 我国气候变迁的初步探讨, 科学通报, 19 (1974), 4 期, 168.
- [6] 史忠先等: 质子耀斑与黑子磁场结构之间的关系, 天文学报, 16 (1975), 2 期, 12.
- [7] Sakurai, K.: *Physics of Solar Cosmic Rays*, (1974), P. 259, University of Tokyo Press.
- [8] Simon, P. and McIntosh, P. S.: Survey of Current solar forecast Centers, in McIntosh, P. S. and Dryer, M. (Ed.): *Solar activity observations and Predictions*, (1972), Massachusetts Institute of Technology.

- [9] Avignon, Y. et al.: Optical characteristic of type IV-associated flares, (1965), in Rüst, R. (Ed.): *Stellar and Solar Magnetic Fields*, (1965), P. 373, North-Holland Publishing Company, Amsterdam.
- [10] Severny, A. B.: On the forecasting of flares, *COSPAR Information Bulletin*, No. 42, (1968).
- [11] AD 648073, (1966). Forecasting solar activity and geophysical responses.
- [12] Kimura, H.: On the harmonic analysis of sun-spot relative numbers, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* Vol. 73 (1913), 543.
- [13] 郭权世: 黑子相对数的经验公式, 天文学报, 11 (1963), 1期, 60.
- [14] Gleissberg, W.: The probable behaviour of sunspot Cycle 21, *Solar Phys.* Vol. 21 (1971), 240.
- [15] Herrinck, P.: Prediction of sunspot number until the end of the present cycle, *Nature*, Vol. 184 (1959), 51.
- [16] Chadwich, W. B.: Prediction of sunspot numbers for cycle 20, *Nature*, Vol. 184 (1959), 1787.
- [17] Minnis, C. M.: An estimate of the peak sunspot number in 1968, *Nature*, Vol. 186 (1960), 462.
- [18] Henkel, R.: A feature of the secularly smoothed maxima of sunspot frequency, *Solar Phys.*, Vol. 20 (1971), 345.
- [19] Bonov, A. D.: Characteristic features of secular and supersecular cycle of solar activity. A 180-year cycle, in Xanthakis, J. (Ed.): *Solar Activity and Related Interplanetary and Terrestrial Phenomena*, (1973), P. 83. Springer-Verlag, Berlin.
- [20] Jose, P. D.: Sun's motion and sunspots, *Astron. J.*, Vol. 70 (1965), 193.
- [21] Wood, K. D.: Sunspots and Planets, *Nature*, Vol. 240 (1972), 91.
- [22] 林元章等: 太阳活动长期变化规律的初步探讨, 科学通报, 22 (1977), 2期, 59.
- [23] Schove, R. J.: The sunspot cycle, 649 B. C. to A. D.2000, *J. Geophys. Res.*, Vol. 60 (1955), 127.
- [24] Bell, B. et al.: Lunar eclipses and the forecasting of solar minima.
- [25] King-Hele, D. G.: Prediction of the Dates and Intensities of the next two sunspot maxima, *Nature*, Vol. 209 (1966), 285.
- [26] Васильев, О. Б. и Др.: Долгосрочный статистический прогноз цюрихского ряда чисел Вольфа, *Солн. Дан.* № 2, (1970).
- [27] Cole, T. W.: Periodicities in solar activity, *Solar Phys.* Vol. 30 (1973), 103.

太阳风湍流结构的理论分析(I)

——磁流体力学方法

刘 振 兴

太阳风的湍流起伏特性,对于整个磁层的扰动和太阳宇宙线粒子在行星际空间的传播过程等都有重要的影响。目前虽然在这方面已进行过不少的探测,但理论分析工作还很少。本文根据测量结果所表现出的太阳风湍流结构特性,对太阳风的湍谱谱区作了划分。共分三大谱区:惯性区(包括外惯性区、中惯性区和亚惯性区);过渡区和耗散区。根据导出的传输函数求解了磁流体湍谱方程,得出了从外惯性区到过渡区的连续湍谱函数。经与水手2号和4号等探测数据相比较,理论结果和实测数据基本上是符合的。

一、引 言

近年来的大量探测事实发现^[1]: 太阳风的磁场和速度的湍流起伏(周期从几十分钟到几小时的范围),对于整个磁层结构的变化和磁层中发生的一些重要地球物理现象(如磁层亚暴、电离层亚暴、极光现象和高层大气加热等)有密切连系。有的作者认为^[2],磁层中的晨-昏方向的大尺度电场的建立,是与太阳风中磁流体波形式的湍流所引起的。目前太阳风的湍流功率谱已进行过不少的测量^[3-6],但理论分析工作还很少。本文企图用磁流体力学方法来分析和讨论这个问题。

过去流体动力学的湍谱理论结果,一般只限于小尺度的湍流结构。根据目前的探测结果来看,太阳风中的湍流尺度是很大的,最大的尺度相当于 $1AU$ 。因此,过去的湍谱理论结果与大部分的探测数据不符。

磁流体力学湍流是空间物理、太阳物理和宇宙星云中的普遍现象。但至目前为止,磁流体力学的湍谱理论较之一般流体动力学的湍谱理论更加不完善。基本困难有二: 1) 描述不同尺度涡旋能量传输的非线性过程的实质还不清楚,而且在数学处理上遇到难以克服的困难,不得不引入其他假定和相似性条件才能求解湍谱方程。2) 另外一个困难是动能和磁能之间的转换过程,例如动能和磁能之间的能量平衡和能量均分的问题。虽然经过了一段时间的争论,但仍未得到明确的结论。

Kraichnan^[7]认为在惯性区中湍流动能和湍流磁能之间即达到能量平衡,他根据拉格朗日相关函数性质的分析,认为在惯性区的湍谱分布不是柯尔莫果洛夫(A. N. Kolmogorov)的 $k^{-5/3}$,而是 $k^{-3/2}$ 。C. M. Tchen^[8]根据 Heisenberg 的假定求解了湍谱方程,得出在惯性区的湍谱是 $k^{-5/3}$,在高波数区为 k^{-7} ,这些结果与过去一般的流体动力学方法得出的结果是完全一样的。

根据目前探测的太阳风湍谱来看,惯性区是非常宽的,可达4—5个数量级,而在惯性区中湍谱的分布并不一样。因此,我们将惯性区分成了三个谱段。

在太阳风中的湍流还有一个重要特点是:由于太阳风的密度很小,每立方厘米中包含的粒子数不到10个。因此,太阳风等离子体是无碰撞的,根据碰撞理论所求得的经典动力粘性系数和电导率,在太阳风的条件下已不适用。湍流耗散不是通过碰撞过程,而主要是通过波与粒子相互作用的阻尼过程。本文根据观测结果对这方面作了分析,并求出了对应的动力粘性系数和磁粘性系数。

二、太阳风的动力学特性

根据水手2号飞船在64天内连续观测的结果来看,太阳风的湍流结构特性可归结为以下几点^[3]:

(1) 在1AU处太阳风的磁场和径向速度 v_r 经常处于磁流体湍流状态,主要表现为阿尔芬波的形式。湍流起伏的振幅相当大,几乎与其本身量值同一数量级。64天内观测的平均日均方差分别为:

$$\langle \sigma_D B_r \rangle = 2.6\gamma, \langle \sigma_D B_\theta \rangle = 3.9\gamma, \langle \sigma_D B_\phi \rangle = 3.9\gamma, \\ \langle \sigma_D v_r \rangle = 40 \text{ 公里/秒}, \langle B \rangle = 6.2\gamma, \langle v_r \rangle = 510 \text{ 公里/秒}.$$

这里 B_r , B_θ 和 B_ϕ 分别为 (r, θ, ϕ) 方向的磁场分量, B 为总的磁场强度, v_r 为太阳风的径向速度。太阳风质子的平均温度为 1.7×10^5 (°K)。

(2) 太阳风湍流大致是各向同性的。横向湍流 $\langle \sigma_D B_\theta \rangle = \langle \sigma_D B_\phi \rangle$ 大于径向 $\langle \sigma_D B_r \rangle$ 。

(3) 在整个惯性区湍流动能大致与湍流磁能相等。根据这一观测结果,可以认为在惯性区中能量是平衡的。

(4) 根据观测数据的分析,太阳风湍流外标度长 $L \approx 7 \times 10^{12}$ 厘米 $= 7 \times 10^7$ 公里 $\approx 0.5AU$ 。

(5) 湍流能量的耗散,主要是由于迴旋阻尼,对应的湍流微尺度大致 $l_s \approx 2.3 \times 10^7$ 厘米,波矢 $k_s \approx 2.8 \times 10^{-7}$ /厘米,对应的频率为 $f_s \approx 10^{-1}$ 赫兹。

下面讨论在太阳风条件下的动力粘性系数和单位质量的湍流能量的耗散率。由碰撞理论导出的经典动力粘性系数在强磁场的情况下可写成^[9]

$$\nu \cong \frac{1.2 \times 10^{-16} T^{3/2}}{N_p m_p (1 + Q_p^2 t_D^2)} \quad (2.1)$$

式中 Q_p 为质子迴旋频率, t_D 为弛豫时间

$$t_D = 3 \times 10^{-12} \frac{\omega^3}{N_p \ln \Lambda}$$

这里 N_p 和 m_p 分别为质子的数密度和质量, ω 为质子的热速度。根据测量结果取 $T = 10^5$ °K, $N_p \sim 10$ /厘米³, $Q_p = 0.6$ /秒, $\ln \Lambda \approx 22$, 则得 $\nu \approx 10^6$ 厘米²/秒。可以看出 ν 是非常小的。这表明碰撞过程不会引起湍流的耗散。但在(2.1)式中如不考虑磁场的影响,由于太阳风的密度很小, $\nu = 10^{19}$ 厘米²/秒,这一结果又太大了,说明几乎整个谱区都处于耗散区中,这显然是与事实不符合的。

根据碰撞理论,磁粘性系数可表示为

$$\nu_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma}, \quad (2.2)$$

式中 c 为光速度, σ 为电导率.

$$\sigma \approx 2 \times 10^7 T^{3/2} / \text{秒}.$$

根据观测资料,取 $T \approx 10^5 \text{K}$, 可得 $\nu_m \approx 10^6 \text{厘米}^2/\text{秒}$. 这说明磁粘性系数也是很小的, 因为电导率很高, 电阻率小, 磁场也不耗散. 这与观测事实也是不符的.

下面我们根据观测数据来估计动力粘性系数, 磁粘性系数和湍流能量耗散率. 动能和磁能的耗散率分别用 ε 和 ε_M 表示, 根据柯尔莫果洛夫的湍流理论可以写出^[10]

$$\varepsilon \approx \frac{(\Delta u)^3}{L}, \quad \varepsilon_M \approx \frac{(\Delta u_A)^3}{L}, \quad (2.3)$$

式中 Δu 为湍流速度的巨标脉动值, Δu_A 为阿尔芬波速的巨标脉动值, L 为湍流的外标度长. 根据观测结果, 取 $\Delta u = 4 \times 10^6 \text{厘米}/\text{秒}$, $\Delta u_A = 2.5 \times 10^6 \text{厘米}/\text{秒}$, $L \approx 7 \times 10^{12} \text{厘米}$, 则得 $\varepsilon \approx 9 \times 10^6 \text{厘米}^2/\text{秒}^3$, $\varepsilon_M \approx 2 \times 10^6 \text{厘米}^2/\text{秒}^3$. 根据柯尔莫果洛夫提出关系式

$$l_v = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}, \quad l_{vM} = \left(\frac{\nu_m^3}{\varepsilon_m}\right)^{1/4},$$

式中 l_v 和 l_{vM} 分别为速度湍流和磁场湍流内标度长. 阿尔芬发生阻尼的波矢可写为^[13]

$$k_v \approx (\pi^{1/2} Q_p \pi_p / c^2)^{1/2} \left(\frac{m_p}{2kT_p}\right)^{1/6}, \quad \pi_p \text{ 为等离子体频率.}$$

$$\pi_p^2 = \frac{4\pi n_p e^2}{m_p}, \quad k \text{ 为玻耳兹曼常数, } Q_p \text{ 为质子的回旋频率. 将有关观测数代入后即得}$$

$$k_v \approx 2.8 \times 10^{-7} / \text{厘米},$$

$$l_v = \frac{2\pi}{k_v} \approx 2.3 \times 10^7 \text{厘米}.$$

将 l_v 的值代入 (2.4) 式即可算出

$$\nu \approx 1.587 \times 10^{12} \text{厘米}^2/\text{秒}, \quad \nu_m \approx 7.483 \times 10^{11} \text{厘米}^2/\text{秒}.$$

三、描述湍流运动的基本物理量和湍谱的划分

根据柯尔莫果洛夫的论点^[10], 当雷诺数很大时, 湍流可以看作是尺度相差很大的各种涡旋的叠加. 最大一级的涡旋是由平均运动的不稳定性产生的, 它的能量是直接来自平均运动的动能. 最大一级的涡旋将其能量传给二级涡旋, 二级涡旋又将其能量传给三级涡旋. 这样逐级传下去直到最小一级的涡旋, 最后通过粘性耗散变为热能. 除了最大一级的涡旋外, 其余全部涡旋都可近似看作是各向同性的. 大量实验和观测事实证实了上述的论点. 在太阳风湍流的情况下, 由于太阳风运动的不稳定性, 首先产生了最大尺度的涡旋, 因为除了小尺度的涡旋有湍流耗散外, 整个惯性区没有耗散. 因此, 磁场是被冻结在太阳风等离子体中. 按冻结的条件 $\frac{B}{\rho dl}$ 保持不变, 这里 dl 是通过所考虑点的磁力线的长度元. 湍流运动可使磁力线伸长, 因此也就增加了磁能. 这种大涡旋所得到的湍流动

能和磁能,可沿着各自的涡旋串级逐级传下去,直至最小一级的涡旋通过动力粘性和磁粘性耗散为热能。

有的作者根据运动方程和磁场变化方程的相似类比,从而提出了湍流动能和湍流磁能之间达到均分的看法。理由是湍流可使磁力线伸长从而增加了磁能,但磁能不能无限制的增加,固磁场变强后,磁力线的张力便会阻止力线进一步的伸长。因此最后将会达到一个稳定状态,结果是单位体积的动能 $(1/2)\rho U^2$ 接近于磁能 $B^2/8\pi$ 。根据前面介绍的水手2号长期观测结果来看,湍流动能和湍流磁能在整个惯性区基本上是相等的。这一事实与能量均分的论点是相符的。在下面的讨论中,我们将采用这一论点。

根据观测结果看出,太阳风的湍谱是很宽的。我们认为在不同的谱区,描述湍流的基本特征量是不同的(包括特征速度、特征长度和特征时间)。我们将整个波区大致划为三大谱段,一是最大尺度(几乎与空间尺度相当)的湍流;一是较大尺度的湍流;最后是小尺度湍流。最大尺度的湍流在太阳风中相当于频率低于 10^{-5} 赫兹,是不稳定的和非各向同性的,本文只限于讨论后两者的情况。

(1) 小尺度湍流的特征物理量。小尺度湍流的特征量符合柯尔莫果洛夫提出的两个基本物理量:一是在单位时间内单位质量的平均能量耗散率 ε 和 ε_m ;另一个是动力粘性系数 ν 和磁粘性系数 ν_m ,它是决定耗散过程的基本因素。由因次分析可以得小尺度湍流的特征长度 l_v

$$l_v = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}, \quad l_{vm} = \left(\frac{\nu_m^3}{\varepsilon_m}\right)^{1/4}; \quad (3.1a)$$

特征速度

$$v = (\varepsilon \nu)^{1/4}, \quad v_m = (\varepsilon_m \nu_m)^{1/4}; \quad (3.1b)$$

特征时间

$$\tau = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2}, \quad \tau_m = \left(\frac{\nu_m}{\varepsilon_m}\right)^{1/2}. \quad (3.1c)$$

(2) 对于较大尺度的湍流(包括整个惯性区),我们认为此区内描述湍流特性的基本物理量是湍流粘性系数 D_c 和能量耗散率 ε 。同样也可组成这一谱区的特征长度、特征速度和特征时间:

$$l_c = \left(\frac{D_c^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}, \quad l_{cm} = \left(\frac{D_{cm}^3}{\varepsilon_m}\right)^{1/4}; \quad (3.2a)$$

$$v_c = (\varepsilon D_c)^{1/4}, \quad v_{cm} = (\varepsilon_m D_{cm})^{1/4}; \quad (3.2b)$$

$$\tau_c = \left(\frac{D_c}{\varepsilon}\right)^{1/2}, \quad \tau_{cm} = \left(\frac{D_{cm}}{\varepsilon_m}\right)^{1/2}. \quad (3.2c)$$

(3) 对于最大尺度的湍流,特征长度相当于空间尺度,特征速度是湍流的巨标脉动速度。因这一最大尺度的能量涡旋已不符合各向同性的条件,本文不作讨论。

根据上面的分析,我们可以写出涡旋尺度 r 和湍流脉速度 u 的表达式

$$r = \left[\frac{D(r)^3}{\varepsilon}\right]^{1/4}, \quad (3.3a)$$

$$u = [\varepsilon D(r)]^{1/4}. \quad (3.3b)$$

我们引入一个描述湍流运动特性的重要无因次量 $R_i(r)$, 定义为

$$R_i(r) = \frac{D(r)}{\nu}. \quad (3.4)$$

这个无因次参数可将不同谱区的基本物理量连系起来, 由 (3.1a) 和 (3.3a) 可以写出

$$R_i(r) = \left(\frac{r}{l_v}\right)^{4/3}, \quad (3.5a)$$

$$\text{或} \quad R_i(k) = \left(\frac{k}{k_v}\right)^{-4/3} = (f/f_v)^{-4/3} \quad (3.5b)$$

根据观测的湍谱分布, 并结合湍流特性的分析, 以 $R_i(f)$ 为标准, 对波区作了划分. 除了最大尺度的涡旋外, 从低频区到高频区依次划分为三大谱区, 包括五个谱段: 1) 惯性区 (又分外惯性区、中惯性和亚惯性区); 2) 过渡区; 3) 耗散区.

(1) 惯性区. 这是谱区中最宽的一段. (f/f_v 大致从 10^{-3} — 10^{-6}), R_i 大致在 10^4 — 10^9 之间. 这表明在整个惯性区中 R_i 的值都很大, 即湍流粘性系数远大于动力粘性系数 ν 和磁粘性系数 ν_m , 耗散作用可以忽略不计, 沿着谱波空间 (从小波矢 k 到大波矢 k) 的湍流能量传输只取决于 $D(k)$ 和 ε .

(2) 过渡区. 此区是介于惯性区和耗散区之间的过渡区域, 粘性耗散已不可忽略, 湍流运动特性仍取决于参数 $\varepsilon(\varepsilon_M)$ 和 D .

(3) 耗散区. 此谱段内 R_i 小于 1, 即 $\nu > D$, $\nu_m > D$, 湍流能量在此区内全部耗散为热能. 故湍流特性主要取决于 ν 和 ν_m .

四、湍谱方程和解

对于不可压缩流体, 湍流运动方程和湍流磁场方程可表示为

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - u_{Ai} \frac{\partial u_{Ai}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(p + \frac{1}{2} \rho u_A^2 \right) + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial u_{Ai}}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_{Ai}}{\partial x_j} - u_{Aj} \frac{\partial u_{Ai}}{\partial x_j} = \nu_m \frac{\partial^2 u_{Ai}}{\partial x_j^2}. \quad (4.2)$$

连续方程

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial u_{Ai}}{\partial x_i} = 0. \quad (4.3)$$

式中 u_i 为湍流速度, u_{Ai} 为湍流阿尔芬波速, $u_A = \frac{h}{\sqrt{4\pi\rho}}$, h 为湍流磁场, p 为扰动压力,

ρ 为密度. 利用连续方程, 在各向同性的条件下可将 (4.1) 式和 (4.2) 式写成相关函数方程

$$\frac{\partial R(r)}{\partial t} = 2 \left(r \frac{\partial}{\partial r} + 5 \right) [Q(r) - P(r)] + 2\nu \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{4}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) R(r), \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial H(r)}{\partial t} = 2M(r) + 2\nu_m \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{4}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) H(r). \quad (4.5)$$

式中 $R(r)$ 表示速度相关函数, $H(r)$ 为阿尔芬波速相关函数, $Q(r)$, $P(r)$ 和 $M(r)$ 为包含速度和磁场的三元相关函数. 将 (4.4) 和 (4.5) 两式两端各乘以 $\frac{2}{\pi} \cos kr$ 并从零到无穷积分, 将方程转换到波谱空间, 即可得出湍谱方程,