

中国科学技术大学

博士学位论文

论文题目: 多成份太阳风模型

作者姓名: 陈 耀

学科专业: 空间物理

导师姓名: 胡友秋

Ruth Esser

李中元

完成时间: 2004 年 2 月

目录

中文摘要	III
英文摘要	V
第一章 绪论	1
1.1 太阳风主要相关观测事实简介	1
1.2 太阳风理论与模型简介	15
1.2.1 日冕与太阳风等离子体的加热和加速机制	17
1.2.2 太阳风理论模型基本方程	21
1.2.3 少数离子电荷态模型	25
1.3 定态太阳风数值方法	27
1.3.1 一维定态太阳风数值方法	28
1.3.2 二维定态太阳风数值方法	30
第二章 阿尔文波驱动的二维太阳风模型：流管几何对太阳风特性的影响	31
2.1 引言	31
2.2 物理模型与计算方法	32
2.3 计算结果及分析	35
2.4 结论与讨论	43
第三章 回旋共振机制驱动之三成份近日低速流太阳风模型	44
3.1 引言	44
3.2 物理模型	45
3.3 计算结果	48
3.4 结论与讨论	52
第四章 太阳风高速流少数离子电荷态间差动速度及其对冻结过程的影响	54
4.1 引言	54
4.2 理论模型	56
4.3 背景太阳风解	58
4.4 Si 元素电荷态解	59
4.5 C 与 O 电荷态解	63
4.6 Mg 与 Fe 电荷态解	65
4.7 结论与讨论	66

第五章 太阳风高速流的双电子流体模型	68
5.1 引言	68
5.2 理论模型与相关观测	69
5.3 计算结果	72
5.4 结论与讨论	82
第六章 总结与讨论	84
6.1 主要结论	84
6.2 讨论	85
参考文献	88
致谢	98
附录一、个人简历	100
附录二、论文被引用情况	104
附录三、审稿人评语	107

摘要

建立了第一个以阿尔文波为唯一外加能源的二维电子、质子太阳风磁流体模型. 假定波能量由低频阿尔文波向高频离子回旋波串级, 再经回旋共振将波能转移给太阳风质子; 波耗散率取为 Kolmogorov 率形式. 在子午面内得到了“高纬高速流—低纬冕流、电流片与低速流”典型结构. 计算得出高、低速流中都可存在幅度相当的阿尔文波, 与 Helios 飞船的观测一致; 阿尔文波的波能耗散机制可作为驱动高速流与低速流太阳风的物理机制. 一维计算表明, 之所以高低速流具有截然不同的物理特性可能与其流管几何密切相关, 这一点与 Wang and Sheeley (1990) 的模型结论一致.

构造了第一个回旋共振机制驱动的三成份 (电子、质子及 O^{5+} 离子) 近日低速流太阳风模型. 假设离子回旋波由低频阿尔文湍流通过 Kolmogorov 率串级产生. 波粒相互作用之准线性理论及考虑质子色散效应的冷等离子体色散关系被用来在质子与 O^{5+} 离子之间分配耗散的回旋波波能. 计算表明 O^{5+} 离子流速随径向距离增加呈非单调变化, 在冕流尖点附近存在一低于目前观测精度的速度极小值 (也见 Chen 等, 2004, ApJ). 这种低速流离子的非单调变化的速度剖面被定义为“滞流现象”. 计算结果与最近太阳和日球观测台紫外日冕仪 (UVCS/SOHO) 沿一冕流轴线对 O^{5+} 离子参数的观测数据以及熟知的 1 AU 处质子的质量通量平均值一致. 表明通常用于解释冕洞高速流太阳风离子观测特性的回旋共振机制对于低速流太阳风中离子特性的形成也可能有重要作用.

同一元素不同电荷态间的差动速度被用来解释高速流中实测之高电荷态分布与根据太阳和日球观测台发射辐射紫外测量仪 (SUMER/SOHO) 的谱线数据导出的冕洞低电子温度之间的矛盾. 但是电荷态间差动速度存在的可能性及其大小演化等情况仍是未知. 为研究差动速度的情况及其在离子形成过程中的作用, 我们同时求解了同一元素 (C, O, Mg, Fe 和 Si) 五种电荷态离子的质量、动量及能量方程 (对每种元素均有 15 个方程), 考虑了离子的电离复合过程及其与背景太阳风等离子体的库仑碰撞耦合作用. 模型还考察了改变能量注入对差动速度的影响. 发现差动速度在一定日心距离 ($\approx 1.1 - 1.2 R_{\odot}$) 之外, 但在相当一部分离子形成之后才可以发展起来, 所以仅仅使用差动速度无法解释上述高电荷态分布与低电子温度之间的矛盾.

假设太阳风高速流中电子由环分量及核分量两种成份组成, 我们建立了第一个双电子流体高速流太阳风模型, 以模拟高速流电子速度分布函数主要观测特征. 计算表明, 若只考虑库仑碰撞相互作用, 则环电子高温对应于一很强的热压梯度力, 导致其漂移速度远大于相应观测值. 为抑制环电子的漂移速度必须引入由诸如微观不稳定性及波粒相互作用引起的异常摩擦 (即异常输运现象). 为模

拟这些异常输运现象, 本模型使用人为增强的库仑碰撞相互作用, 并增加对环电子分量的能量注入. 发现在一定日心距离以远 ($>20 R_{\odot}$), 作用于环电子之上的异常摩擦力比相应电场力和库仑摩擦力都更为重要, 成为抑制两种电子流体之间相对漂移速度的主要因素.

本论文工作由中国国家自然科学基金 49974035, 40274049, 10233050, 国家科技部 NKBRSF G2000078404, 中国科技大学创新工程研究基金, 美国哈佛大学 - 史密松天体物理中心博士前奖学金以及美国国家宇航局 (NASA) 基金 NAG5-10996 与 NAG5-9564 资助.

Abstract

We develop a novel two-dimensional two-fluid magnetohydrodynamic solar wind model taking Alfvén waves as the only external energy source. In the model the wave energy is assumed to cascade from low-frequency Alfvén waves to high-frequency ion cyclotron waves and to be transferred to the solar wind protons by cyclotron resonance at the Kolmogorov rate. A typical coronal configuration is obtained in the meridional plane, consisting of a coronal streamer at lower latitudes, a fast wind at high latitudes, and a slow wind across the heliospheric current sheet. It is shown that the Alfvén waves appear in the fast- and slow-wind regions simultaneously and have comparable amplitudes, which agrees with Helios observations. The Alfvén waves may be taken as an efficient driving mechanism for both the fast and slow winds. With the one-dimensional models it is also demonstrated that the distinct properties of the fast and slow winds can be attributed to different flow-tube geometries, a conclusion agreeing with the early model proposed by Wang and Sheely (1990).

A cyclotron-resonance driven theoretical model for a three-fluid slow wind consisting of electrons, protons and O^{5+} ions is established for the first time. The ion-cyclotron waves are assumed to be produced by the Kolmogorov turbulence cascade of the low-frequency Alfvén waves. The quasi-linear theory of the wave-particle interaction and the cold plasma dispersion relation of the ion-cyclotron waves are employed to distribute the dissipated wave energy among ions. It is predicted that the O^{5+} outflow speed varies nonmonotonically with increasing heliocentric distance. There is a local minimum of the outflow speed near the streamer cusp point, which is below the current observational sensitivity (see also, Chen et al., ApJ, 2004). This type of ion outflow in the slow solar wind is termed “stagnated outflow”. By reproducing recent measurements on the O^{5+} parameters along a streamer axis and the well-known average proton mass flux in the slow wind near the Earth, it is shown that the gyro-cyclotron resonance mechanism proposed to explain the observations in the coronal hole and fast wind may also be important to the ions in the slow solar wind.

Extremely large differential flow speeds between ions of the same element have been proposed to reconcile the high charge states observed in situ in the fast solar wind and the low electron temperature deduced from SUMER/-SOHO spectral measurements in the coronal hole. However, it remains unknown

whether differential flows exist between charge states and how they evolve with radial distance. To address this issue and investigate the effect of differential flow speeds on the ion formation, we solve simultaneously the mass, momentum and energy equations for the charge states of C, O, Mg, Si and Fe (e.g., 15 sets of equations for Si), including the ionization and recombination processes, and the collisional coupling with the background solar wind plasma. The effect of varying heat inputs is also considered. It is found that differential flow speeds between ions of the same element do develop beyond a certain heliocentric distance (about $1.2 R_{\odot}$). However, this is beyond the region where a substantial fraction of minor ions form, and the differential flow speeds with a low electron temperature near the Sun cannot account for the high ion charge states observed in situ.

To simulate the main characteristics of the observed electron velocity distribution function, we construct the first fast solar wind model containing two electron populations. It is assumed that the solar wind electrons are composed of two fluid components: core and halo, which is in agreement with observations carried out in situ in the solar wind. It is shown that in the case including only Coulomb collisions the high temperature of the halo electrons produces a strong thermal pressure gradient force, which yields a much faster halo drift than observed. To inhibit the halo drift, anomalous transport processes caused by micro-instabilities and/or wave-particle interactions must be included in the model. We show that these anomalous frictional processes can be approximated by enhanced Coulomb collisions together with more heat input. We find that beyond a certain heliocentric distance, approximately $20 R_{\odot}$, the anomalous frictional forces acting on the halo population are more important than the electric field force and the Coulomb collisional forces, and become the dominant factor inhibiting the core-halo drift.

The thesis was supported by the National Natural Science Foundation of China under grants 49974035, 40274049, 10233050, the Ministry of Science and Technology under grant NKBRSF G2000078404, the Innovation Engineering Fund of the USTC, the predoctoral fellowship offered by the Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics and NASA Grants NAG5-9564 and NAG5-10996.

第一章 绪论

太阳风是由日冕不断地向行星际空间发出的持续带电粒子流. Parker(1958) 由其简单的等温膨胀单流体模型最先作出了超声速太阳风的理论预言. 该预言被随后几年的飞船探测证实. 先是前苏联的 Lunik 和 Venera 飞船 (1959-1961) 探测到地球附近存在带电粒子 (Gringauz et al., 1961), 而后美国卫星 Explorer 10 (1961) 及飞往金星的 Mariner 2 飞船 (1962) 则彻底证实了超声速太阳风的存在 (Snyder and Neugebauer, 1964).

自太阳风被发现以来, 作为日地关系的一大关键因素, 受到空间物理学界的普遍关注, 一直成为该领域研究的前沿和热点之一. 自 1960 年代至 20 世纪末, 人类不断将各种载有复杂探测仪器的飞船和卫星送往太空, 利用直接粒子探测技术, 及各种谱线测量技术对地球附近乃至日球层深处空间及近日空间进行了大量观测, 同时地面观测仪器利用射电技术等遥感手段也积累了众多宝贵数据. 探索领域的不断拓宽、观测精度的提高及长时间的持续观测使得人类对日地空间中相关等离子体物理过程的认识不断深入和丰富. 观测工作的每一重大进展都会使理论学家扬弃或修正现有假说, 并可能催生出新的理论体系; 为进一步检验理论模式的正确性, 又需要设计新的观测仪器. 这一观测与理论相辅相成的共同发展成为贯穿整个日地空间物理研究的主线. 相关太阳风理论与观测工作浩如烟海, 本绪论不可能全部引述, 感兴趣的读者请参阅以下最近的综述文章及其引文: Cranmer (2002a), Hollweg and Isenberg (2002), Marsch (1991, 1999, 2003), Parker (1991), 和涂传诒等 (1988). 此处仅简单介绍与作者论文相关的主要太阳风观测结果, 太阳风理论模型的发展与现状, 以及定态太阳风数值求解方法. 本章在书写过程中参考了上述文献.

1.1 太阳风主要相关观测事实简介

太阳活动存在 11 年周期. 根据活动性强弱, 可分出活动极大期与极小期. 这两个时期的磁场位形及等离子体参数很不相同. 在太阳活动极小期, 在两极地区存在单极性大面积开放磁场

即冕洞 (一般指由地球大气外观测得到的太阳 X 射线像中的暗区), 赤道附近出现闭合冕环组成的冕盔及其上方的电流片结构; 相应太阳风则呈现高速流 – 低速流双态结构. 在太阳活动极大期, 磁场位形十分复杂, 太阳风以低速流为主. 通常人们对更简单的太阳活动极小期附近的日冕及太阳风性质更感兴趣. 本论文也主要研究太阳活动极小期的太阳风定态解. 因此, 我们主要介绍该时期的相关观测结果. 除特别声明之外, 以下各物理参数均针对太阳活动极小期及其附近时期. 对太阳活动极小期的日冕和太阳风性质的了解可作为进一步研究其他时期太阳及日球层中物理过程的基础.

图 1-1 给出 Ulysses 飞船在 1992-1997 六年间对太阳风质子速度与数密度的测量结果 (McComas et al., 2000). 这一时期对应太阳活动下降期与极小期 (1996), Ulysses 飞船在该时期完成了第一次完整绕日飞行, 实现了对太阳两极的穿越, 是人类首次对地球黄道面以外高纬太阳风区域进行直接实地探测. 图中太阳风速度为小时平均值, 数密度为归一化至 1 AU (即乘上 R^2 , R 为以 AU 为单位的日心距离) 的每半个太阳自转周期的平均值. 太阳风速度曲线的颜色表示行星际磁场方向: 红色代表由太阳向外, 蓝色为指向太阳. 由该图可见, 太阳风基本上由高速流与低速流组成, 二者之间的过渡区很窄. 在纬度 36° - 80° 之间对应着高速低密度太阳风, 为高速流; McComas et al. (2000) 将该纬度范围内的太阳风各参数归一化至 1AU 之后发现这些参数基本上不随纬度变化. 这说明该区域太阳风性质非常稳定而且均匀. 在 0° - 36° 之间, Ulysses 探测到交替出现的高速流与低速流太阳风, 这与行星际共转区的扭曲及摆动有关. 相对于高速流而言, 低速流太阳风参数的变化程度较大, 这是低速流的重要性质之一. 但本文集中研究定态太阳风, 关于太阳风参数的瞬时变化情况及其成因不作讨论. 图 1-1 中叠加在 Ulysses 观测结果之上的是三组摄于 1996 年 8 月 17 日的日冕图象. 所用仪器由里向外分别为: EIT (Extreme ultraviolet Imaging Telescope), HAO Mauna Loa 以及 LASCO (Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment) C2. 由该图可大致了解太阳活动极小期的日冕及太阳风全球结构. 图中白光图象的亮度对应着视线方向上电子数密度积分大小. 越亮则一般表示该处密度越高. 极区的大面积低密度 (暗区) 区域即为冕洞 (coronal hole). 盔状 (helmet) 亮区则对应高密度的冕流区域 (streamer). 太阳附近冕流区域一般认为由很多闭合冕环组成. 冕盔上方有电流片 (current sheet) 结构, 将方向相反的磁场区域分开. 电流片

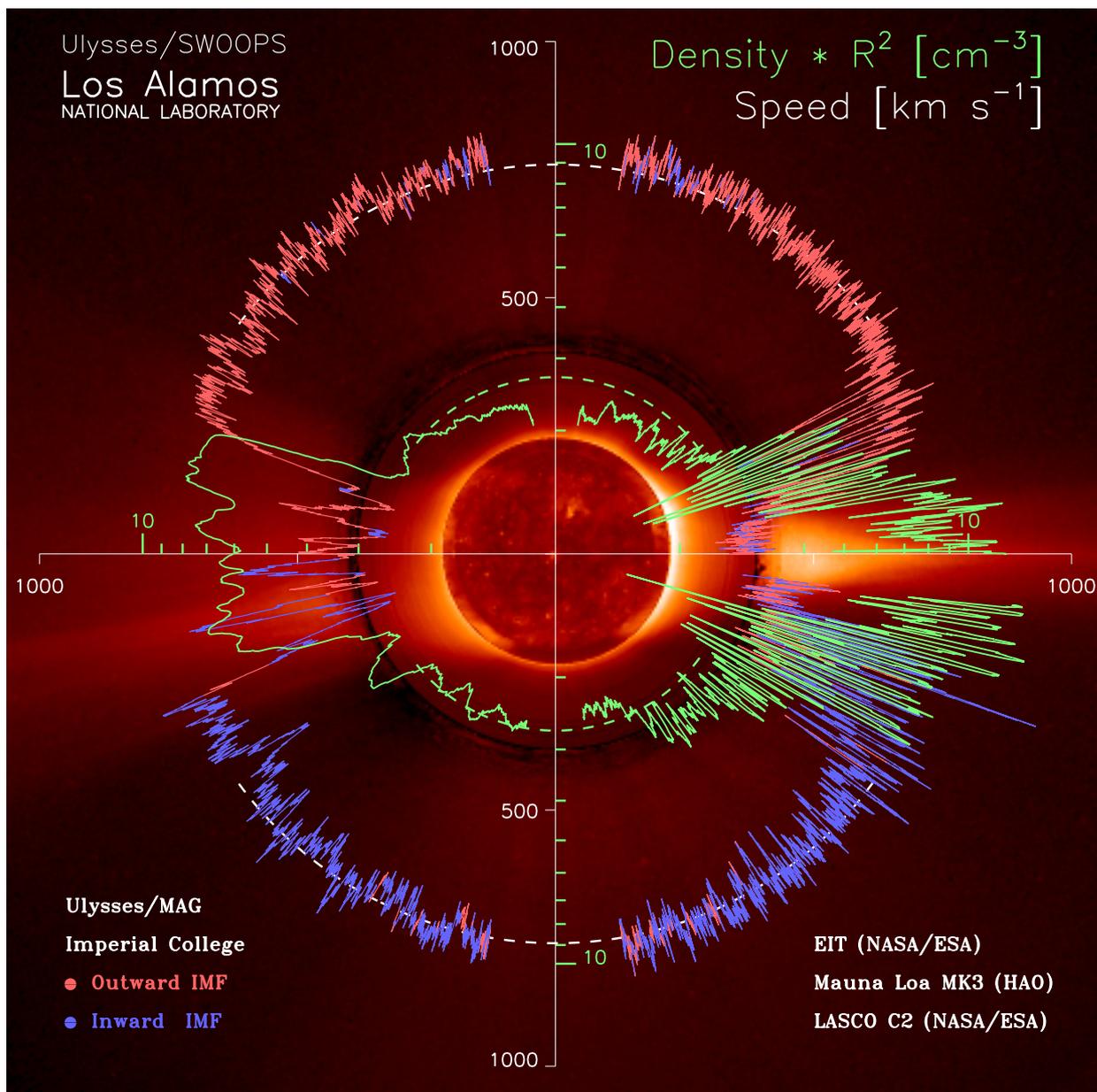


图 1-1 Ulysses 飞船在 1992-1997 六年间对太阳风质子速度与数密度的测量结果. 太阳风速度为小时平均值, 数密度为归一化至 1 AU 的每半个太阳自转周期的平均值. 速度曲线的颜色表示行星际磁场方向: 红色代表由太阳向外, 蓝色为指向太阳. 同时示于图中的还有三组日冕图象, 分别由下列仪器拍得: EIT, HAO Mauna Loa 以及 LASCO C2. 本图取自 McComas et al. (2000)

与冕盔闭合磁力线区域的交点称为冕流的尖点 (cusp point), 为磁中性点 (neutral point). 一般认为太阳风高速流起源于与冕洞相关的大面积开放磁力线区域, 但具体起源位置目前尚有争议. 有人认为冕洞是高速流太阳风的唯一源区 (e.g., Gosling et al., 1995; Geiss et al., 1995; McComas et al., 1998). 但也有人认为除冕洞外尚有相当数量的高速太阳风源自日冕其他非冕洞开放磁力线区域 (例如 Woo and Habbal, 1997, 1999a, 1999b; Habbal et al., 1997; Woo et al., 1999; Hu et al., 2003). 至于低速流, 一般认为与冕流相关 (Feldman et al., 1981; Gosling et al., 1981; Woo and Martin, 1997; Sheeley et al., 1997; Habbal et al., 1997). 但到底低速流源自冕流何处, 及其产生机理目前并无定论. 有人认为低速流起源于大尺度开放磁力线区域的边界, 这种低速流可视为一种“边缘高速流”解 (例如 Hundhausen, 1977; Wang and Sheeley, 1990); 也有人认为冕盔闭合磁力线区域尖点附近可能会不断开放, 并溢出等离子体, 至少对应于部分低速流. 目前尚没有足够的观测证据来完全否定二者之一, 也很有可能二者均有贡献. Raymond et al. (1997) 根据太阳和日球观测台紫外日冕仪 (UVCS/SOHO) 的谱线数据分析表明低速流太阳风中的元素丰度与冕流边缘部位的量值一致, 从而支持低速流起源的边缘说.

最早由 Levine, Altschuler and Harvey (1977) 通过势场外推模型发现近日磁流管的膨胀程度与行星际空间中的速度大小反相关. Wang and Sheeley (1990) 使用一改进的势场模型确认了这一关系, 其结果示于表 1. 这一关系说明低速流与高速流的主要区别可能是由其相应磁流管的膨胀过程决定的, 也被用来支持关于低速流起源的边缘说.

表 1-1. $2.5R_{\odot}$ 处磁流管膨胀因子 f_s 与 1 AU 处太阳风速度 v 相关情况 (Wang and Sheeley, 1990)

f_s	<3.5	3.5-9	9-18	>18
v (km s ⁻¹)	>650	650-550	550-450	<450

对太阳风进行直接粒子探测的主要可观测量为粒子速度分布函数, 而通常我们所熟悉的密度, 流速及温度等宏观物理量都是对其矩平均之后的结果. 图 1-2 为 Helios-2 飞船测量的不同太阳风中电子速度分布函数的一维 (沿磁场方向) 及二维典型形状 (Phillip, et al., 1987; Marsch, 1991). 其中上层三组图中的点线表示采用 Maxwell 速度分布函数的拟合结果. 可见太阳风中的电子速度分布函数可近似为两个双 Maxwell 分布函数 (考虑各分量热各向异性特征) 的迭加, 分别称为核分量 (core) 与环分量 (halo, 亦称为高能热尾).

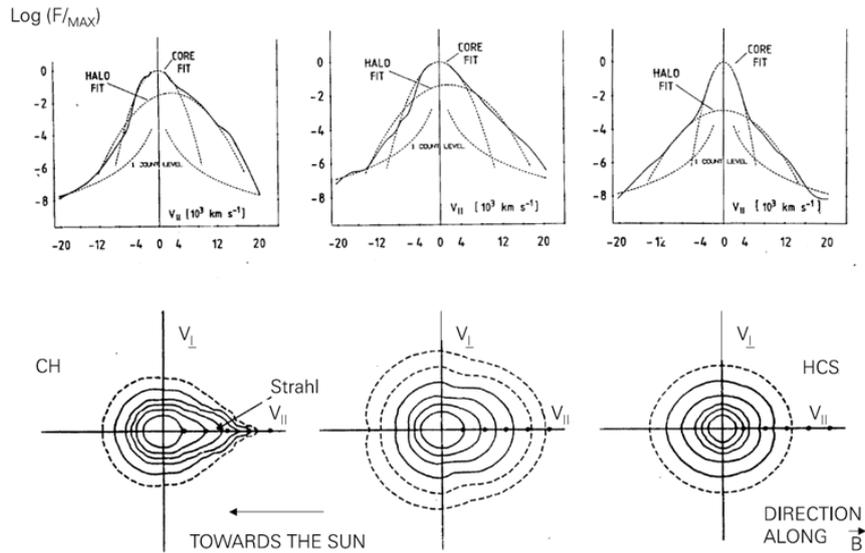


图 1-2 Helios-2 飞船观测之不同流速太阳风中典型电子速度分布函数. 上层为沿磁场方向上的一维切面, 下层为二维剖面. (a) 对应于发自冕洞的高速流, (b) 对应于中等速度太阳风, (c) 对应于电流片附近低速流.

1 AU 附近高速流电子速度分布函数主要观测特征可总结为: (1) 环分量电子数占总电子数的 4%左右, (2) 满足如下零电流条件 $n_c \mathbf{v}_c + n_h \mathbf{v}_h = n_p \mathbf{v}_p$, 下标 h 与 c 分别表示环分量与核分量, p 表示质子, n, \mathbf{v} 分别为数密度与流速. (3) 核分量电子与环分量电子之间的相对漂移速度约为 2000 km s^{-1} , (4) 环分量电子温度在 0.6 至 1 MK 之间, 核分量电子温度约为 0.1 MK (Feldman et al., 1978; Pilipp et al., 1987; Phillips et al., 1995), (5) 环分量电子随径向距离基本上等温, 而核分量电子温度在等温与绝热冷却之间变化 (Ogilvie and Scudder, 1978; Phillips, et al., 1995), (6) 高能电子 ($>100\text{eV}$, 对应电子热速度约为 60 km s^{-1}) 中远离太阳运动的电子数远超过朝向太阳运动的电子数, 形成高能电子束流 (beam 或 strahl) (Rosenbauer et al., 1976, 1977; Pilipp et al., 1987). 目前尚不存在 0.3 AU 以内的电子速度分布函数的直接测量数据.

1AU 处高速流中质子的速度分布函数也可表示成两个双 Maxwell 分布函数的叠加, 分别称为“主”(main) 分量与“束”(beam) 分量 (Feldman et al., 1973; Marsch, 1991 及其引文).

二者之间的漂移速度一般为 $1-1.5v_A$, 其中 v_A 是当地阿尔文波速. 高速流总的质子速度分布函数是各向异性的, 有 $T_{p\perp} > T_{p\parallel}$, 主分量也是各向异性的. 在低速流中总的质子速度分布有 $T_{p\perp} < T_{p\parallel}$, 其主分量大致各向同性. 质子温度高于绝热冷却过程对应的数值. 使用 Helios 的数据分析表明, 质子的磁矩 ($\frac{T_{\perp}}{B}$, T_{\perp} 为垂直磁场方向的温度, B 为磁场强度) 不守恒, 在 0.3 AU 至 1 AU 之间随径向距离增加 (Schwartz and Marsch, 1983).

以上均为在地球附近对太阳风的实地探测结果, 对于近日区域目前只能依靠遥感手段间接测量. 对于电子数密度, 一般采用 K 冕 (由日冕电子对光球辐射的汤姆逊散射形成) 的偏振图象反推得到. 根据太阳风流管中质量通量守恒, 通过指定流管的膨胀因子, 则可由电子数密度求得太阳风流速. 模型计算表明在一定距离 ($< 3R_{\odot}$) 以内由于快速电离复合过程, 氢原子与质子密切耦合, 具有相近的速度和温度 (例如 Olsen, Leer and Holzer, 1994; Allen et al., 1998, 2000), 则可根据日冕中性氢原子发出的 $\text{Ly}\alpha$ 线 (1216 \AA) 的谱线强度及宽度等, 由多普勒展宽及变暗效应推算质子流速和温度的大小 (例如 Strachan et al., 1993; Kohl et al., 1995; Cranmer et al., 1999).

图 1-3, 1-4 和 1-5 给出一些对冕洞高速流的近日测量结果 (取自 Esser et al., 2003). 各图中还示出由一 16 矩太阳风模型 (Lie-Svendson, Leer and Hansteen, 2001) 求出的具有不同电子温度的太阳风解 (点线及虚线). 此处我们不讨论该模型的细节, 具体请参阅 Esser et al. (2003). 图 1-3 表明冕洞电子密度很低, 约 $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, 但是有关测量结果存在较大误差 (图中没有示出). 电子数密度随日心距离的下降非常快. 根据观测及模型计算的结果, 由冕底至 $10 R_{\odot}$ 左右, 电子数密度下降了近 5 个量级. 根据太阳风流管中质量守恒, 急剧下降的数密度等效于快速加速. 这一点可由图 1-4 看出. 该图给出了由不同手段得到的太阳风速度包括行星际闪烁测量 (Grall et al. 1996), UVCS 对 HI $\text{Ly}\alpha$ 线的多普勒测量 (Cranmer et al., 1999), 以及根据质量守恒算出的流速 (Fisher and Guhathakurta, 1995; Munro and Jackson, 1977; Koutchmy, 1977). 在 1AU 附近观测到的太阳风流速约为 750 km s^{-1} , 由图中可以看出, 在 $10 R_{\odot}$ 之内便已达到这一速度数值, 此后基本保持不变. 因此该速度也常称为太阳风的渐近速度 (asymptotic speed). 由图 1-5, 冕洞高速流中的电子温度在太阳附近低于 1 MK, 质子的垂直方向有效温度在 $2 R_{\odot}$ 左右达到 3 MK. 电子与质子可能在太阳附近便已不等温.

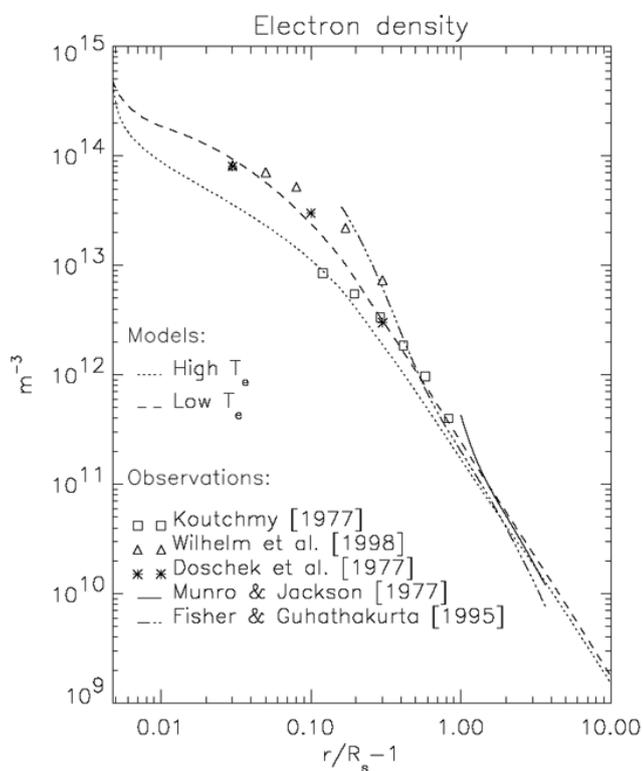


图 1-3 模型与观测得到的日冕电子数密度. 其中 Wilhelm et al. (1998) 以及 Doschek et al. (1997) 的数据是根据不同谱线强度比导出, 其余数据来自对电子汤姆逊散射产生的白光日冕图象的偏振度测量. 点线和虚线分别对应于由一 16 矩太阳风模型 (Lie-Svendson, Leer and Hansteen, 2001) 求出的具有不同电子温度的解.

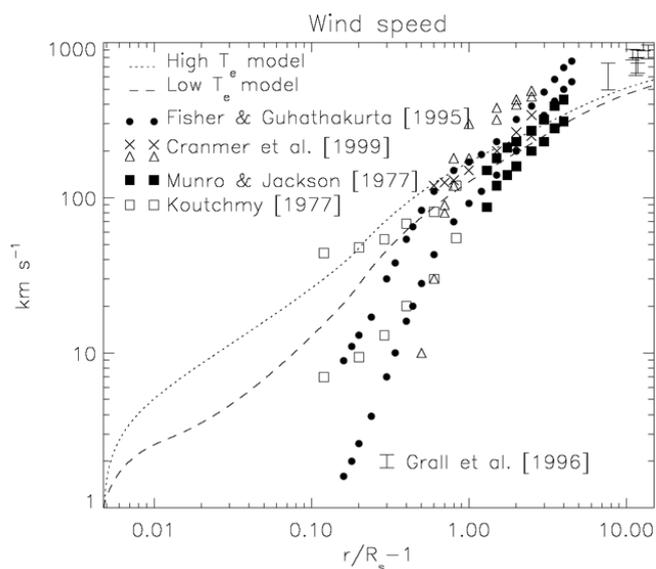


图 1-4 理论模型与应用不同观测手段得出的太阳风速度. 三角形与叉号分别代表根据多普勒变暗及泵激效应推算出的质子和 O^{5+} 离子的速度. 误差棒表示由行星际闪烁测量得到的太阳风速度. 其余数据是根据质量通量守恒并假定径向以及 7 倍快于径向的流管膨胀因子求出的流速.

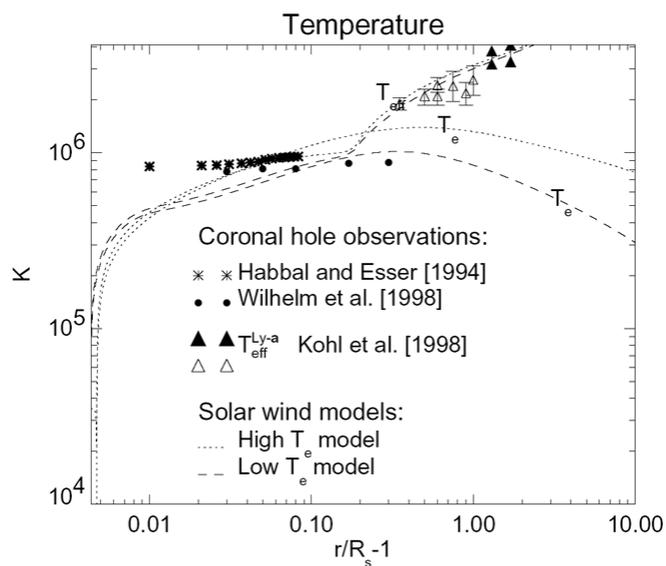


图 1-5 观测之电子温度 (星号与圆点符号), 根据 UVCS 的 HI Ly α 谱线数据导出的质子有效温度 (三角形符号) (Kohl et al., 1998; Esser, et al., 1999), 以及模型计算结果.

除电子质子外, 太阳风中尚存在很多种重离子成份. 其中含量最多的为 α 粒子. 在地球附近高速流中 α 粒子数密度约为质子的 4%, α 粒子之外的其他种类重离子由于含量很少通称为少数离子. 少数离子数密度与质子的相比一般可以忽略, 例如高速流太阳风中含量最多的 O 离子其数密度仅为质子的 0.55%(例如, Wimmer-Schweingruber, 1994), 其中有近 97% 为 O^{6+} , 3% 为 O^{7+} (Ko et al., 1997), 只有很少量的 O^{5+} 离子(约占 O 离子总数的 0.6%, Wimmer-Schweingruber et al., 1998). 由于少数离子电荷及质量分布甚广, 所以对其性质的测定有助于定量地检验太阳风理论模型, 尤其是诊断日冕及太阳风的加热加速机制. 表 1-2 给出 SWICS/SOHO 所得各电荷态的丰度数据.

表 1-2. Ulysses/SWICS 观测之电荷态丰度 (Ko et al., 1997)

电荷态	电荷态相对丰度	误差	电荷态	电荷态相对丰度	误差
C^{4+}	0.291	0.03	Si^{7+}	0.0555	0.01
C^{5+}	0.602	0.06	Si^{8+}	0.211	0.05
C^{6+}	0.107	0.01	Si^{9+}	0.429	0.03
O^{6+}	0.969	0.05	Si^{10+}	0.232	0.04
O^{7+}	0.0303	0.002	Si^{11+}	0.0535	0.02
Mg^{6+}	0.0281	0.009			
Mg^{7+}	0.118	0.04	Fe^{9+}	0.155	0.02
Mg^{8+}	0.227	0.04	Fe^{10+}	0.250	0.03
Mg^{9+}	0.225	0.09	Fe^{11+}	0.277	0.03
Mg^{10+}	0.402	0.1	Fe^{12+}	0.155	0.02

图 1-6 给出三种重离子 (α 粒子, O 及 Ne) 与质子的温度比值与太阳风质子流速的相关情况 (Cranmer, 2002a). 图中重离子温度取自 WIND 的测量结果 (Collier et al., 1996), 质子温度由其对太阳风速度的拟合关系求出 (拟合关系为: $T_p = -0.240u^2 + 836u - 213000$, 其中温度单位为 K, 速度单位为 $km\ s^{-1}$ (Ogilvie et al., 1980; Goldstein, Neugebauer and Phillips, 1996)). 该图表明在不同速度太阳风中, 重离子均比质子热. 在高速流中 ($> 600km\ s^{-1}$) 二者温度比超过其质量之比, 而在低速流 ($< 500km\ s^{-1}$) 中, 前者一般小于或等于后者. 另外高速流太阳风

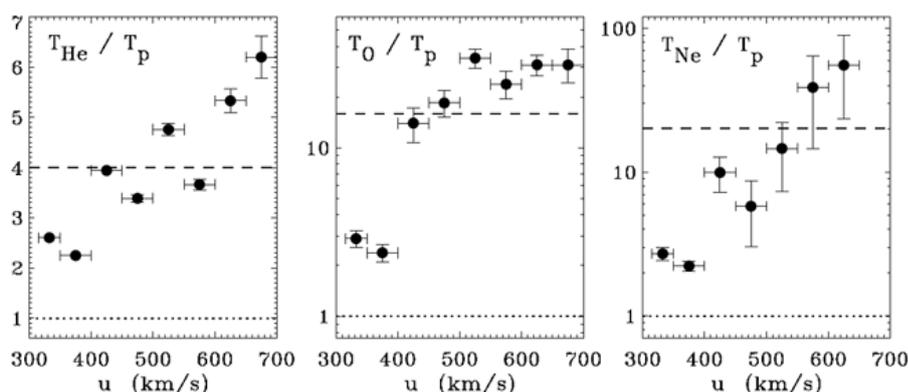


图 1-6 1 AU 处重离子温度与质子温度之比与太阳风速度的相关关系 (Cranmer, 2002a). 虚线为相应质量比值, 点线代表离子与质子等温.

中, 大多数重离子均比质子约快一个当地阿尔文波速, 即满足 $v_i - v_p \approx v_A$.

在太阳附近也观测到类似的重离子比质子热且快的现象. 这一点主要根据对 UVCS/SOHO 的数据分析得出. UVCS 通过测量日冕气体发射谱线的强度及形状来推断太阳附近等离子体的性质. 所用谱线主要为氢原子 Ly α 及 OVI 离子的双线 (1032Å, 1038Å). 请注意光谱学中将中性原子标为 I, 所以 OVI 表示 O⁵⁺. UVCS 最令人意外的发现是: (1) 冕洞中视线方向 (基本与磁场方向垂直) 上 OVI 谱线很宽, 对应于一非常高的垂直方向离子温度. 估计在 $3R_{\odot}$ 处, O⁵⁺ 垂直方向上有效温度可超过 2×10^8 K, 垂直方向与平行方向上的温度比值 $T_{O^{5+ \perp}} / T_{O^{5+ \parallel}} \approx 10 - 100$ (Kohl et al., 1997, 1998). (2) 利用日冕谱线的多普勒变暗效应 (doppler dimming) 和泵激效应 (pumping), Li et al. (1998) 发现在约 $3 R_{\odot}$ 处, O⁵⁺ 离子速度约为 400 km s^{-1} , 比质子速度 ($\approx 200 \text{ km s}^{-1}$) 约大一倍. 以上两点说明 O⁵⁺ 离子在太阳附近受到非常强的优势加热与加速作用. 图 1-7 (Cranmer, 2002b) 给出了根据 UVCS 谱线数据推出的 O⁵⁺ 离子的垂直方向有效温度. 关于 UVCS 对 O⁵⁺ 离子速度的测量结果已在图 1-4 中给出, 在此不再重复. 图 1-7 还给出了根据太阳和日球观测台发射辐射紫外测量仪 (SUMER/SOHO) 的谱线数据求出的太阳附近 ($< 1.3R_{\odot}$) O⁵⁺ 离子动力学温度, 表明即使在非常靠近太阳的区域, O⁵⁺ 也比质子和电子热. 上述对太阳风重离子性质的描述表明高速流中从太阳附近一直到行星际空间始终存在着对少数离子的优势加热与加速过程.

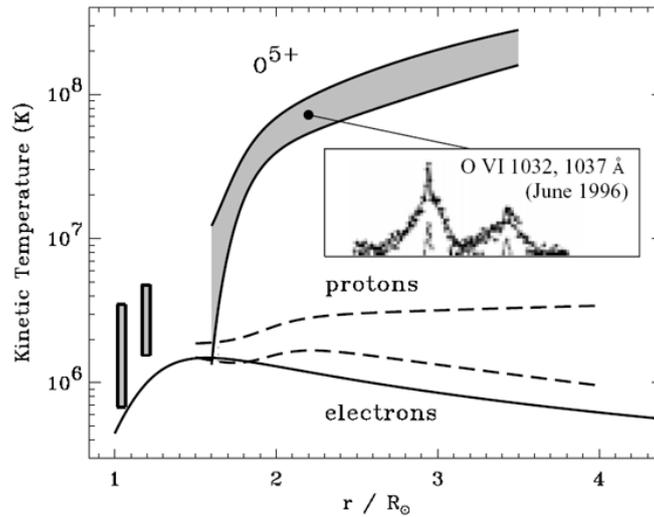


图 1-7 冕洞中太阳风粒子的动力学温度. $1.5R_{\odot}$ 以上的质子与 O^{5+} 离子的温度由 UVCS 的谱线测量数据推出 (Kohl et al., 1998; Cranmer et al., 1999), 靠近太阳的 O^{5+} 离子的动力学温度得自 SUMER 的谱线测量结果 (例如 Hassler et al., 1999). 电子温度为 Ko et al. (1997) 的电荷态模型计算结果.

在冕流低速流区域, UVCS 对 O^{5+} 离子的温度测量也得到与高速流类似的结果 (Strachan et al., 2002; Frazin, Cranmer and Kohl, 2003). 图 1-8 给出冕流图象与其磁流管示意图 (上层) 以及沿冕流轴线的 O^{5+} 离子参数 (下层). 如图中指出, 在冕流中心部位 (core), O^{5+} 离子与质子温度基本相等, 不存在明显的各向异性. 而在冕流边缘部位, O^{5+} 离子的参数与高速流中的类似: $T_{O^{5+}} > T_p$, 以及 $T_{O^{5+\perp}} > T_{O^{5+\parallel}}$. 如前文中指出的, 在冕流边缘测出的氧元素以及其他元素的丰度与低速流中实测数值吻合. 上图还给出 UVCS 的一个新发现, 使用不同波长的谱线观测冕流可得到截然不同的位形: 如果用 $Ly\alpha$ 拍照则得到类似于图 1-1 中白光日冕照片的图象, 而如果用 OVI 双线拍照, 则得到如图 1-8 中所示的双峰结构. 图 1-8b 中给出根据多普勒变暗效应求出的 O^{5+} 流速, 可见在约 3.6 至 $4.1 R_{\odot}$ 之间 O^{5+} 离子的速度有一明显的跃变.

太阳风在很宽的频率范围内存在大量的波动现象. Belcher and Devis (1972) 首次指出, 太阳风高速流中速度起伏 δV 和磁场涨落 δB 之间存在很高的相关性, 说明太阳风中的起伏具有阿尔文波波动特性. 最近 Helios 及 Ulysses 的观测结果 (e.g., Marsch 1991; Goldstein, Roberts and Matthaeus, 1995) 也确认了太阳风中普遍存在着大尺度的低频 (10^{-4} - 10^{-2} Hz)

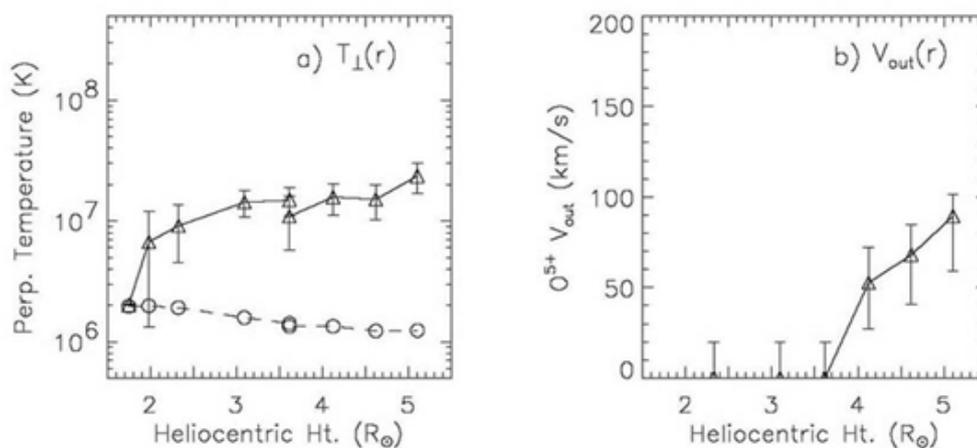
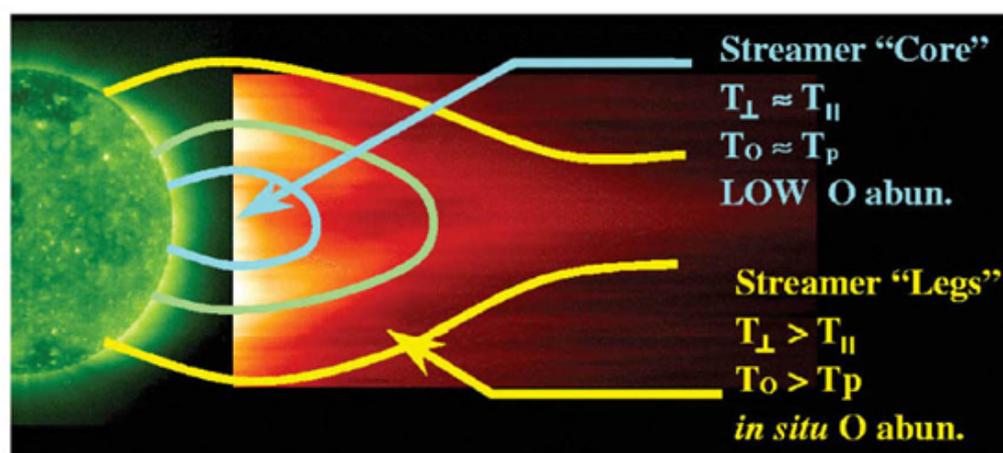


图 1-8 太阳活动极小期冕流图象与其磁流管示意图以及沿冕流轴线的 O^{5+} 离子参数. 上图取自 Proposal to the 2003 NASA Senior Review: SOHO: Tracking a Solar Cycle, <http://sohowww.nascom.nasa.gov>; 下面两图为沿冕流轴线的 O^{5+} 离子的垂直方向动力学温度与其速度数值 (Strachan et al., 2002).

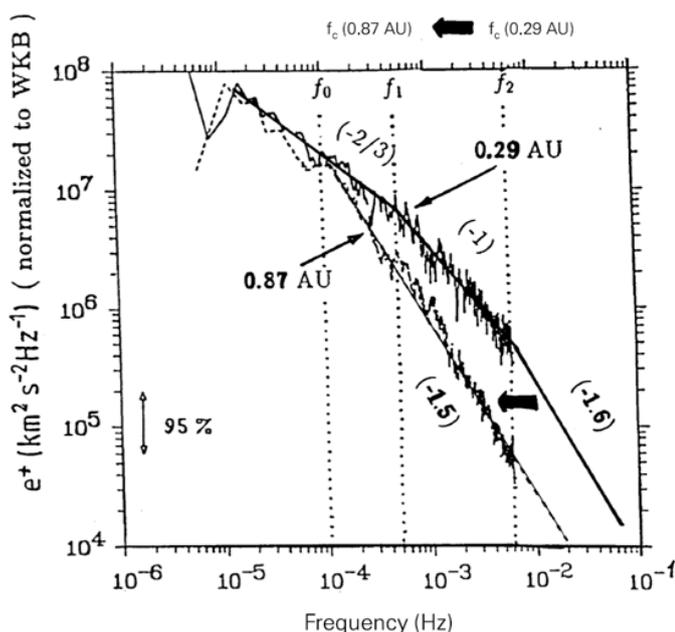


图 1-9 太阳风中阿尔文波脉动在 0.29 AU 与 0.87 AU 处的功率谱密度. 功率谱密度已归一化至 WKB 解求出的功率谱数值. 括号中数字为波功率谱斜率. (Tu and Marsch, 1995; Marsch, 1999)

阿尔文波. 一般将速度涨落和磁场涨落的相关系数大于 0.6 (或 0.8) 的太阳风扰动称为阿尔文脉动 (Burlaga, 1979). 这种脉动同时具有波动和湍流特性. 其湍流特性主要表现为幂率谱形式的扰动功率谱. 图 1-9 给出太阳风中阿尔文波脉动在 0.29AU 与 0.87AU 处的功率谱密度. 为了示出湍流的演化以及波能的耗散, 图中功率谱密度已归一化至根据 WKB 解求出的功率谱数值. 该图表明, 甚低频 ($< 10^{-4}\text{Hz}$) 功率谱基本上按 WKB 模式演化, 而高于 10^{-4}Hz 的功率谱则随日心距离增加呈变陡趋势且扰动幅度降低, 说明在该频率范围内存在波能耗散.

1.2 太阳风理论与模型简介

Parker (1958) 认为: 太阳风是日冕高温膨胀的直接结果. 由于日冕气体的高温及其数密度随日心距离急剧下降, 由太阳指向行星际空间的热压梯度力将超过太阳引力, 因而日冕气体不可能处于静力学平衡态, 而会向外膨胀, 形成所谓太阳风. 他的观点经飞船观测证实之后获得广泛认可. Parker 的模型开辟了日地空间物理研究的新领域, 并成为随后几十年中很多太阳风

理论模型的基础.

由于 1960 年代及 1970 年代飞船探测局限于地球黄道面附近, 所得观测数据大都与低速流相关, 仅探测到持续时间很短的高速流. 相应理论模型也大都致力于解释低速流太阳风特性. 但不久人们便怀疑高速流似乎才是更简单、更稳定、更背景化的太阳风 (例如 Feldman, 1978). 1980 年代 (如 Helios 飞船) 至 1990 年代 (如 Ulysses) 对太阳风的探测结果证实了这一观点. 此后太阳风理论工作便主要集中于解释高速流的观测特性.

基于 Parker (1958) 的单成份等温 (对应无穷大热导率) 日冕模型, 在 1960 年代至 1980 年代出现了很多引入某种改进的太阳风理论模型: 例如取消等温假设 ($\gamma = 1$) 代之以某种多方过程 ($1 > \gamma > \frac{5}{3}$), 且使用经典电子热传导来提供电子加热能源 (例如 Parker, 1963; Noble and Scarf, 1963; Whang and Chang, 1965); 将电子和质子看成两种流体成份处理 (电子和质子分别具有各自的能量方程) (例如 Sturrock and Hartle, 1966; Hartle and Sturrock, 1968). 使用快发散膨胀 (快于径向 r^2 的膨胀) 的流管几何 (Kopp and Holzer, 1976); 还有的模型考虑粘滞加热项 (Whang et al., 1966; Axford and Newman, 1967), 对经典电子热传导率进行无碰撞修正 (Wolff et al., 1971; Cuperman, et al., 1972), 加入磁场的作用 (Weber and Davis, 1967). 此外, 为模拟粒子速度分布函数的各向异性, 模型中还使用双 Maxwell 分布函数对应的矩方程 (e.g., Hollweg, 1971; Toichi, 1971; Leer and Axford, 1972; Whang, 1972; Fahr et al., 1977). 所有这些改进都无法使热驱动太阳风模型产生合理的高速流 (例如表 1-3 所示). 这些模型表明必定存在某种非热驱动机制 (亦称外加能源) 加速与加热太阳风高速流.

表 1-3. 纯热驱动模型无法解释高速流太阳风观测结果 (Hartle and Sturrock, 1968)

太阳风参数	观测数据	热驱动双流模型结果
风速 (km s^{-1})	750	250
质子通量 ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	2×10^8	3.7×10^8
电子温度 (K)	1×10^5	3.5×10^5
质子温度 (K)	$(2. - 3.) \times 10^5$	3×10^4

随后的太阳风理论工作集中于寻找合适的太阳风加速与加热机制. 早期太阳风模型大都以一高温冕底 ($\approx 10^6 \text{ K}$) 作为边界条件. 而事实上, 显然日冕等离子体的加热作为太阳风等离

子体加速加热过程的初始阶段,属于同一问题的不同侧面,理应在模型中统一进行自洽考虑.简单的量级估算表明,随着日心距离的增加,尽管太阳风等离子体的单位体积加热率随着粒子数密度急剧减少,但单粒子加热率在两个区域之中大体相当.这说明二者对太阳风粒子速度分布函数,进而各种宏观流体参数都有不可忽略的影响.遗憾的是,目前对各自区域中主要驱动机制及其详细物理过程仍不明了,所以大多数理论模型只研究一个区域中的物理过程.也有的模型不指明具体物理过程,直接使用人为假设的加热(或加速)函数,研究太阳风对这类能量(或动量)注入下的反应.例如 Leer and Holzer (1980) 的参数研究表明,太阳风中的能量动量贮存的空间分布形式对太阳风解具有重要影响.在声速点以内即亚声速区添加能量或动量,会使太阳风质量通量增加,而速度降低.相反若在声速点以外即超声速区施加动量或能量,则会使太阳风流速增加,从而使其趋向于太阳风高速流特征.这是由于在亚声速区,等离子体近似处于静力学状态,能量注入主要用来使物质流出量即太阳风质量通量增加.所以虽然总能量注入增加了,但由于数密度的增加,单粒子获得的能量降低,故其最终速度减小.而在超声速区,太阳风中粒子总量已经确定,则增加的能量主要起加速作用.

1.2.1 日冕与太阳风等离子体的加热和加速机制

日冕和太阳风等离子体的驱动机制是当前日地空间物理中重大而悬而未决的问题.相关理论假说很多,但没有哪种理论获得公认.

Parker (1991) 建议可将日冕加热机制分成两个区域来研究.一为内冕区域 ($1-1.5 R_{\odot}$), 其次是超声速太阳风也即外冕区域 ($2-5 R_{\odot}$ 以外). 这主要是根据两个区域中截然不同的磁场位形及粒子间相互碰撞频率大小划分.内冕之中充斥着不断由光球层向上浮现的各种闭合磁环、开放磁流管及喷流结构,磁场位形非常复杂;外冕的磁场位形相对来说要简单许多,例如在活动极小期附近,日冕磁场由极区附近大尺度单极性开放磁场及赤道附近的冕盔—电流片位形构成.除磁场位形截然不同之外,两个区域中的等离子体碰撞频率也有量级差别.内冕中的物质密度可能高至可以维持等离子体速度分布函数处于或接近 Maxwell 热分布;而超声速太阳风则经常被视为无碰撞等离子体.

内冕中磁结构(如闭合冕环,开放磁流管等)随光球足点运动不断扭曲变形,新浮现的

与原有的磁结构之间又相互交叉, 形成电流片结构, 可导致非常频繁的磁场重联过程, 相应电阻耗散对等离子体的加热可激发各种微耀斑 (microflare, $\approx 10^{27}$ erg) 与纤耀斑 (nanoflare, $\approx 10^{24}$ erg) 及不同频段的波动现象. 光球底部的对流运动激发的波动现象 (如不同模式的磁流波) 也持续地向上传播, 并可能在传播过程中耗散. 这样, 各种波粒相互作用及电流片中的磁场重联释能过程把扰动能量与磁场能量转化为粒子无规运动的动能, 即热能, 从而内冕等离子体获得加热. 需要指出的是, 维持色球—日冕过渡区所需的能流约为 $5 \times 10^5 \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (例如 Vaiana and Rosner 1978; Kuperus et al., 1981), 太阳的总辐射能流或者光球层底部对流运动产生的机械能流都比该能流大. 所以真正意义上的内冕加热机制问题是确定何种物理过程如何将部分已有的这些能量转化为粒子的热能. 注意在不同日冕结构之中, 如闭合冕环, 开放磁流管, 极区大尺度开放磁力线区域等, 主要加热机制显然不同. 一般将内冕的加热机制分为 AC (波能耗散加热机制) 与 DC (电流片 - 磁重联释能机制) 两大类 (具体请参阅综述文章 Cranmer (2002a) 及其引文). 另外还有一种速度滤波机制 (简称 VF, Scudder, 1992a, 1992b, 1994, 1996). 这种机制假设日冕等离子体速度分布函数存在高能热尾, 由于重力的作用, 能量低的粒子无法摆脱重力的束缚, 所以越远离太阳, 速度分布函数中高能粒子部分所占的比重就越大, 这等效于加热过程. 目前尚不确定速度分布函数中高能粒子尾如何在高密度内冕中产生及维持. 但一般应用某种波粒相互作用来解释, 因此这种机制就其本质而言可归至 AC 类.

外冕太阳风所需能量是由内冕以某种扰动方式向上传输的. 具体传输能量的主要方式 (如为何种波模或者是否由激波或湍流占主导等) 以及这些能量在何处、如何耗散仍不确定. 当前关于外冕加热机制的理论假说也可分成两大类, 具体为假设导致太阳风加热的扰动: (1) 产生于冕底, 在其耗散之前性质没有显著改变. 例如假设冕底磁重联过程可激发大量高频离子回旋波, 这些波再通过离子回旋共振作用加热离子 (如 Axford and McKenzie, 1992, 1997; McKenzie et al., 1995); 也有人假设重联事件发出大量快激波, 通过激波加热日冕离子 (Lee and Wu, 2000); (2) 在耗散区附近由其它模式的扰动转化生成或由不稳定的粒子速度分布激发生成. 这一类模型在数量上比上一类要多, 涵盖 MHD 湍流串级 (Hollweg, 1986; Tu, Pu and Wei, 1984; Tu, 1988), 动力论等离子体不稳定性 (Schwartz, 1980; Markovshii, 2001), 波传播效应导致的波模转换 (Matthaeus et al., 1999) 等机制.

由上节的观测数据分析表明从太阳附近一直到行星际空间的高速流中始终存在着对少数离子的优势加热与加速过程, 且离子温度是各向异性的, 垂直温度大于平行温度. 这些观测尤其是最近 UVCS/SOHO 对 O^{5+} 的谱线测量数据成为对离子回旋共振机制加热加速太阳风离子的有力证据. 那么太阳风中的高频离子回旋波是如何产生的呢? 对于这个问题的回答同样使回旋共振驱动之太阳风模型分成两类. 一类认为离子回旋波是在冕底产生的, 而后通过“蚕食”(sweeping) 效应将能量逐渐交给太阳风离子 (Tu and Marsch, 1997); 另一类假设回旋波是其他波动现象在传播时通过诸如湍流串级等过程产生的 (例如 Hollweg, 1986; Tu, Pu and Wei, 1984; Tu, 1988). 根据准线性理论, 简单的量级估算表明为在 $2 R_{\odot}$ 处得到合理的加热率, 第一种机制所需的波能密度约是第二种的 10^5 倍. 如果进一步假设波扰动谱为 $-\frac{5}{3}$ 的幂率谱, 则发现蚕食机制能量供应不足 (Cranmer, 2002a). 故很可能大部分太阳风加热所需的离子回旋波是其它扰动在传播过程中转化生成的.

另一方面, 太阳风中普遍观测到低频阿尔文波扰动. 由于阿尔文波自身很难耗散, 可在太阳风中传播相当长的距离, 这使其可以作为能量载体, 将光球底部对流运动的机械能及内冕磁场扰动的能量输运至外冕区域. 如果存在某种过程可将阿尔文脉动的能量不断串级至处于高频段的离子回旋波上, 就可解决离子回旋波的能源疑团. Hollweg (1986) 提出如下形式的 Kolmogorov 波能串级率

$$Q_{kol} = \rho \langle \delta v^2 \rangle^{3/2} / L_c, \quad (1-1)$$

式中 L_c 为阿尔文波起伏的相关尺度, 有 $L_c = L_{c0}(B_c/B)^{1/2}$, B 及 B_c 分别是在某日心距离 r 及冕底处的磁场强度. $p_w = \frac{1}{2}\rho \langle \delta v^2 \rangle$ 是阿尔文波压. ρ 为离子质量密度, $\langle \delta v^2 \rangle^{1/2}$ 为波场扰动幅度. 使用上述波能串级率的模型, 通过调整底部太阳风参数以及波耗散相关长度并假设耗散波能全部用来加热质子, 可以得到合理的高速流太阳风质子参数 (例如 Hu, Habbal and Li, 1999). 但欲解释少数离子观测特征还必须给定耗散波能在不同种类离子之间的分配方式. 根据离子回旋波与太阳风离子相互作用的准线性 (即假设太阳风流速远小于阿尔文波速) 理论得出回旋共振波粒相互作用对应的共振加热率与共振加速度, 由如下三式求出: (Dusenbergl and Hollweg, 1981; Marsch et al., 1982; Hu and Habbal, 1999)

$$a_i = \left(\frac{\pi m_i}{2k_B T_i} \right)^{1/2} \left(\frac{q_i}{m_i c} \right)^2 \int_0^{\infty} \frac{dk}{k} P(k) \left(\frac{\omega}{k} - \frac{v_i}{\cos \Phi} \right)$$

$$\exp \left[-\frac{m_i}{2k_B T_i} \left(\frac{\omega - \Omega_i}{k} - \frac{v_i}{\cos \Phi} \right)^2 \right], \quad (1-2)$$

$$Q_i = \rho_i \left(\frac{\pi m_i}{2k_B T_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{q_i}{m_i c} \right)^2 \int_0^\infty \frac{dk}{k} P(k) \left(\frac{\omega}{k} - \frac{v_i}{\cos \Phi} \right)^2 \exp \left[-\frac{m_i}{2k_B T_i} \left(\frac{\omega - \Omega_i}{k} - \frac{v_i}{\cos \Phi} \right)^2 \right], \quad (1-3)$$

$$\sum_i \rho_i v_i a_i / \cos \Phi + \sum_i Q_i = v_{ph} (v_{ph} - v_{cm}) Q / v_{Ar}^2 \quad (1-4)$$

式中 m_i , q_i , Ω_i , v_i , T_i 分别是第 i 种离子成份的质量、电荷、回旋频率、速度和温度. k_B 为 Boltzmann 常数; $P(k)$ 为离子回旋波的波数谱, $\frac{\omega}{k}$ 是离子回旋波的相速度; $v_{cm} = \sum_i \rho_i v_i / \rho$, $\rho_i = n_i m_i$, $\rho = \sum_i \rho_i$, n_i 是 i 离子的数密度; Φ 是太阳风流管与磁力线的夹角; v_{ph} 是阿尔文波在实验室坐标系中的无色散相速度, 由下式给出:

$$v_{ph} = v_{cm} + [v_{Ar}^2 + v_{cm}^2 - \sum_i (\rho_i v_i^2) / \rho]^{1/2}. \quad (1-5)$$

上述共振加热率与加速度的计算中需要假定离子回旋波的波功率谱指数, 一般将其假设为某幂率谱, 但对此简化处理仍有争议. 另一个需要假设的是离子回旋波的色散关系, 一般采用如下形式的冷等离子体色散关系 (对于低 β 等离子体成立, β 为等离子体热压与磁压之比): (参见 Gomberoff et al., 1996)

$$y^2 = \sum_i \frac{\eta_i A_i Z_i (x - y U_i)^2}{Z_i - A_i (x - y U_i)}, \quad (1-6)$$

式中 $\eta_i = n_i / n_p$, $U_i = v_i / v_{Apr}$, $V_{Ap} = B / (4\pi \rho_p)^{1/2}$, $v_{Apr} = v_{Ap} \cos \Phi$, $x = \omega / \Omega_p$, $y = k v_{Apr} / \Omega_p$. 将求出的 a_i 与 Q_i 代入太阳风流体方程组中进行求解便可得到由阿尔文波湍流串级供能, 离子回旋波驱动的多成份太阳风模型 (例如 Isenberg and Hollweg, 1983; Hu and Habbal, 1999; Hu, Esser and Habbal, 2000).

下面简单介绍几种主要的太阳风粒子加速力. 粒子热运动导致的热压梯度力是非常重要的加速力. 这种力是一种无碰撞行为的表现 (例如 Cranmer, 2002a). 试想将装有不同密度及温度粒子的两个盒子紧靠在一起, 撤掉贴在一起的盒子边界, 则粒子无规热运动的结果是粒子向低温低密度区域运动. 这种运动的宏观效果就是热压梯度力的加速作用. 这一运动不需任何形式的碰撞作用维持. 热压梯度力的大小与加热机制密切相关, 可将粒子热能转化为流体

宏观运动的动能. 参数研究表明, 太阳附近的质子只要足够热便可得到高速太阳风 (Hansteen and Leer, 1995; Esser et al., 1997). 从这个角度上来说, 太阳风的加热与加速可以是同一物理过程的结果.

除热压力外, 在等离子体中传播的磁流波, 其电磁场也同样可以对等离子体施以有质动力 (ponderomotive force) 即所谓波压梯度力做功 (Bretherton and Garrett 1968; Dewar 1970; Belcher 1971; Alazraki and Couturier 1971; Jacques 1977; Andrews and McIntyre 1978). 模型计算表明, 在太阳附近阿尔文波压梯度力的加速作用与热压梯度力相比基本可以忽略. 波压梯度力仅在阿尔文点以外才变得重要起来 (Marsch, 2003). 另外, 由式 (1-2) 可知, 离子回旋波与离子的共振相互作用也可加速太阳风离子. 类似于波压梯度力, 该共振加速力在太阳附近也不重要.

对各种加速加热机制理论的检验依赖于对太阳风主要加速加热区域 ($1 - 10R_{\odot}$) 的探测. SOHO 飞船测量结果已经取得了大量这方面数据, 但仍不足以得出具体的驱动机制. 不久即将发射的 Solar Probe (近日点为 $4 R_{\odot}$, 将于 2007 年 2 月发射) 和 Solar Orbiter ($45R_{\odot}$, 于 2011-2012 期间发射) 必将提供对理论模型更加严格的限制.

1.2.2 太阳风理论模型基本方程

太阳风理论模型可分成 (磁) 流体模型和动力论模型. 流体模型对应于一维的径向太阳风模型, 这些模型中磁场位形是事先假定的, 不考虑磁场与流体之间的相互作用; 磁流体模型则对应于二维或三维太阳风模型, 考虑了磁场与流体之间的相互作用. (磁) 流体模型比较简单, 容易求解, 且可直接引入不同形式的外加能源和加速机制进行研究, 故得到了特别广泛的应用. 其缺点是需假设粒子速度分布函数具有某种特定形式, 例如 Maxwell 热分布或双 Maxwell 分布函数. 而动力论模型则可自洽地研究粒子速度分布函数的演化, 但其求解难度很大. 本节从动力论模型基本方程出发, 重点介绍太阳风流体方程组.

通过求解如下 Boltzman 方程可建立太阳风动力论模型:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} + \left[\mathbf{g} + \frac{q_i}{m_i} (\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}) \right] \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{\text{coll}} \quad (1-7)$$

\mathbf{g} 代表重力加速度, \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 代表电场和磁场. 上式中右边对应碰撞项. 根据对该项的处理不

同, 动力论太阳风模型又可分为无碰撞及有碰撞两类. 由于磁矩守恒, 无碰撞动力论太阳风模型预言地球附近粒子速度分布函数为高度各向异性 ($T_{\parallel} \gg T_{\perp}$). 这一点经常用来理解太阳风中高能电子束流的形成. 但是对于质子, 其速度分布函数通常要么是各向同性的 (1 AU 至以远), 要么与上述无碰撞模型的预言相反, 即 $T_{\parallel} < T_{\perp}$ (在 0.3AU 至 1AU 之间). 这说明不能完全忽略太阳风中的库仑碰撞作用或其他形式的异常输运过程. 最近为研究电子速度分布函数随日心距离的演化, Lie-Svendensen, Hansteen and Leer (1997, 2000) 求解 Fokker-Planck 方程 (对 Boltzmann 方程中的库仑碰撞项作相应处理得到的方程). 为简化起见, 他们研究一试验电子速度分布函数在一静止的太阳风背景下的演化. 他们的结果较好地拟合了 Helios 的电子速度分布函数尤其是不同能量上散射角分布的观测结果 (Phillip, 1987). 但如何在模型中引入异常输运过程以及太阳附近电子速度分布函数之高能尾是否可能存在仍有待进一步研究 (例如 Vocks and Mann, 2003).

假设粒子速度分布函数为 Maxwell 分布 (或双 Maxwell 分布), 将相应速度分布函数代入上式, 并对速度求各阶矩 (密度, 流速与温度等) 方程, 联合 Maxwell 电磁场方程, 可得到太阳风磁流体理论模型的控制方程. 为使方程组封闭, 通常对更高阶矩 (例如热流通量密度) 作某种假设. 目前最简单的太阳风流体模型需考虑电子质子两种流体, 根据电中性与零电流近似条件, 假设二者数密度与流速分别相等, 但不等温 (即有各自的能量方程). 为获得对太阳风流体模型的直观认识, 下面给出一双流 (电子, 质子) 波驱动太阳风模型的方程组. 假设电中性及零电流条件, 有

$$n_e = n_p = n, v_e = v_p = v, \quad (1-8)$$

下标 e 和 p 分别代表太阳风中电子与质子流体. 不考虑电离复合过程, 令太阳风在截面积为 $A(r)$ (相应流管膨胀因子为 $\frac{A}{r^2}$) 的一维径向磁流管中运动, 质量守恒方程为:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial (nvA)}{\partial r} = 0. \quad (1-9)$$

假设粒子速度分布函数各向同性, 则质子动量方程写为:

$$m_p \frac{\partial v}{\partial t} + m_p v \frac{\partial v}{\partial r} - eE + \frac{1}{n} \frac{\partial (p_p + p_w)}{\partial r} + \frac{m_p GM_{\odot}}{r^2} = 0, \quad (1-10)$$

式中质子热压 $p_p = nk_B T_p$, $p_w = \frac{1}{2} n m_p \langle \delta v^2 \rangle$ 是阿尔文波压. $\langle \delta v^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ 为波场扰动幅度. E 为太阳风中极化电场强度, G 为万有引力常数. (1-10) 式中第二项对应粒子运动的惯性项, 随

后各项依次是电场力, 热压与波压梯度力和重力. 电场力来自电子和质子相互作用形成的极化电场, 其表达式可由如下电子动量方程导出:

$$m_e \frac{\partial v}{\partial t} + m_e v \frac{\partial v}{\partial r} + eE + \frac{1}{n} \frac{\partial p_e}{\partial r} + \frac{m_e GM_\odot}{r^2} = 0, \quad (1-11)$$

式中 $p_e = nk_B T_e$. 由于 $m_e \ll m_p$, 所以上式中包含电子质量的各项可以忽略, 可简化为:

$$eE \approx -\frac{1}{n} \frac{\partial p_e}{\partial r}. \quad (1-12)$$

波压可用有效热压 (对应有效温度 T_{eff}) 的概念加以理解, 令 $p_{eff} = p_p + p_w$, $p_{eff} = nk_B T_{eff}$, 则有,

$$T_{eff} = T_p + T_w \quad (1-13)$$

T_w 代表波扰动对应的有效温度, $T_w = \frac{p_w}{k_B n} = m_p \frac{\langle \delta v^2 \rangle}{2k_B}$. 如果考虑温度的各向异性 ($T_{\parallel} \neq T_{\perp}$), 则各向同性热压梯度力 $-\frac{1}{n} \frac{\partial p_p}{\partial r}$ 应当代之以: $-\frac{1}{n} \frac{\partial p_{p\parallel}}{\partial r} - \frac{p_{p\parallel}}{nA} \frac{\partial A}{\partial r} - \frac{p_{p\perp}}{nA} \frac{\partial A}{\partial r}$. 该力表达式之第三项即为所谓磁镜力 (mirror force), 正比于垂直热压及流管的相对膨胀率. 在冕洞高速流中 O^{5+} 离子的垂直温度远大于平行温度, 此时磁镜力是最主要的加速力.

电子温度方程写为:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + v \frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{\gamma-1}{A} T_e \frac{\partial}{\partial r}(vA) - \frac{\gamma-1}{nk_B A} \frac{\partial}{\partial r}(\kappa_e A \frac{\partial T_e}{\partial r}) + 2\nu_E(T_e - T_p) - \frac{\gamma-1}{nk_B} Q_e = 0, \quad (1-14)$$

对于单原子理想气体, 一般应取绝热指数 $\gamma = \frac{5}{3}$. Q_e 是电子加热函数. $\kappa_e = 7.8 \times 10^{-7} T_e^{5/2} \text{g cm s}^{-3} \text{K}^{-1}$ 为经典电子热传导系数 (Spitzer, 1962). 电子与质子的库仑碰撞频率为

$$\nu_{pe} = \frac{4\sqrt{2\pi} m_e e^4 \ln \Lambda}{3m_p k_B^{3/2}} n T_e^{-3/2}, \quad (1-15)$$

式中库仑因子 $\ln \Lambda$ 可取为 23 (Spitzer, 1962). 质子温度方程写为:

$$\frac{\partial T_p}{\partial t} + v \frac{\partial T_p}{\partial r} + \frac{\gamma-1}{A} T_p \frac{\partial}{\partial r}(vA) - \frac{\gamma-1}{nk_B A} \frac{\partial}{\partial r}(\kappa_p A \frac{\partial T_p}{\partial r}) + 2\nu_E(T_p - T_e) - \frac{\gamma-1}{nk_B} Q_p = 0, \quad (1-16)$$

式中 Q_p 为质子加热函数. Q_e 与 Q_p 由模型采用的加热机制给出. 如果略去 (1-16) 式中最后三项, 即略去热传导、库仑碰撞和加热项, 略写下标可得:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\gamma-1}{A} T \frac{\partial}{\partial r}(vA) = 0, \quad (1-17)$$

其定态解为

$$T = C n^{\gamma-1}, \quad (1-18)$$

C 为常数, 该式即为早期太阳风模型中常用的多方过程近似. 当 $\gamma = 1$ 时对应等温过程; 当

$\gamma = \frac{5}{3}$, 温度与太阳风数密度的 $\frac{2}{3}$ 次方成正比, 随着日心距离增加急剧下降, 代表绝热冷却过程.

如果假设阿尔文波以 Kolmogorov 率不断将能量湍流串级至高频离子回旋波频段上, 然后通过离子回旋共振波粒相互作用将能量交给质子, 则此时可将 Q_p 写成 (1-1) 式. 波压 p_w 可通过联立求解如下阿尔文波波能方程得到:

$$\frac{\partial(2p_w)}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial r} [(3v + 2v_{Apr})Ap_w] - v \frac{\partial p_w}{\partial r} + Q_p = 0. \quad (1-19)$$

令 $\frac{\partial}{\partial t} = 0$, 将上述太阳风方程与波能方程 (1-9), (1-10), (1-14), (1-16), 及 (1-19) 对 r 积分, 可得如下定态形式的守恒方程,

$$nm_p v A = F, \quad (1-20)$$

$$Anm_p v^2 - \int_{R_s}^r A \frac{d(p_p + p_e + p_w)}{dr} dr + \int_{R_s}^r nm_p A \frac{GM_s}{r^2} dr = M, \quad (1-21)$$

$$\left[\frac{1}{2} nm_p v^2 + \frac{\gamma nk(T_e + T_p)}{\gamma - 1} + \left(3 + \frac{2}{M_A} \right) p_w - \frac{nm_p GM_s}{r} \right] v A - \kappa_e A \frac{dT_e}{dr} - \kappa_p A \frac{dT_p}{dr} - \int_{R_s}^r A Q_e dr = H, \quad (1-22)$$

$$p_w M_A (1 + M_A)^2 + \int_{R_s}^r \frac{Q_p M_A^2 (1 + M_A)}{2v} dr = W, \quad (1-23)$$

其中 F , M , H 及 W 是积分常数, $M_A = v/v_A$. 式 (1-20), (1-21) 及 (1-22) 分别为太阳风质量通量、动量通量与能流的守恒方程. 动量通量方程左端各项依次为质子惯性项、热压梯度力、极化电场力、波压梯度力以及重力的贡献项. 能流方程左端各项依次为动能、热能、波压做功及波能耗散项 (即对质子加热项)、势能、电子热传导、质子热传导、以及电子加热项对太阳风能流的贡献. 波能守恒方程 (1-23) 中如果不考虑波能耗散, 即取 $Q_p = 0$, 得

$$p_w M_A (1 + M_A)^2 = W_1, \quad (1-24)$$

W_1 是积分常数, 此即阿尔文波在 WKB 近似下的波作用量守恒方程. 如果阿尔文波依照 WKB 解演化, 则为拟合 1 AU 附近的波扰动幅度, 必须严格限制冕底附近阿尔文波的幅度, 从而大大降低了波的加速作用. 所以, 为保证波驱动模型的有效性, 必须引入波能耗散. 这也是与波功率谱观测数据一致的 (参见图 1-9).

1.2.3 少数离子电荷态模型

少数离子电离方程写为

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial r} (n_i v_i A) = q_{ij} + q_{ik} - l_i, \quad (1-25)$$

式中下标 i 表示少数离子电荷态种类, 其电荷为 $Z_i = i$ (以电子电量 e 为电位), $j = i + 1$ 以及 $k = i - 1$ 表示离子 i 的相邻电荷态, C_s 与 R_s ($s = i, j, k$) 分别表示离子 s 的电离与复合率 (以 $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ 为单位). 二者由电子速度分布函数决定. 如果电子为热分布, 则由电子温度决定. q_{ij} 及 q_{ik} 分别为由相邻电荷态 j 与 k 的电离复合过程导致的 i 离子数密度增加率, 写为

$$q_{ij} = n_e n_j R_j \quad (1-26)$$

与

$$q_{ik} = n_e n_k C_k \quad (1-27)$$

i 离子自身的电离复合过程导致的数密度减少率记为

$$l_i = n_e n_i (C_i + R_i) \quad (1-28)$$

定义电荷态 i 的通量百分比 $f_i(r)$ 为:

$$f_i(r) = \frac{n_i v_i}{\sum_l n_l v_l} \quad (1-29)$$

对于定态解, 由式 (1-25) 可得 $f_i(r)$ 满足

$$\frac{\partial f_i}{\partial r} = n_e \left[\frac{f_k C_k}{v_k} - \frac{f_i (C_i + R_i)}{v_i} + \frac{f_j R_j}{v_j} \right] \quad (1-30)$$

可见当电子数密度足够低或者离子速度足够快时, $f_i(r)$ 对 r 的偏导数接近零, 即该离子的通量百分比不再随径向距离增加而变化. 这一过程代表少数离子电荷态的形成过程, 又名“冻结”过程. 一般少数离子在两个太阳半径左右便已冻结, 因此在地球附近飞船实测得到的少数离子电荷态分布可用来诊断内冕的物理参数. 冻结过程可以通过两种时间尺度大小的比较来理解: 离子膨胀时间尺度以及离子产生与消失的时间尺度 (亦常用电离、复合时间尺度表示), 分别写为

$$\tau_{exp} = \left| \frac{n_e}{v_i} \left(\frac{\partial n_e}{\partial r} \right)^{-1} \right| \quad (1-31a)$$

$$\tau_q = \frac{n_i}{q_{ij} + q_{ik}} \quad (1-32b)$$

$$\tau_l = \frac{n_i}{l_i} \quad (1-33c)$$

在冕底附近, 电子数密度很大, 少数离子电离复合时间比离子膨胀时间小得多, 即少数离子有足够的时间电离至当地电子温度所决定的电离程度, 此时可认为少数离子处于电离平衡态, 相邻电荷态的密度比由下式决定:

$$\frac{n_{i+1}}{n_i} = \frac{C_i}{R_{i+1}} \quad (1-34)$$

传统电荷态模型假设离子速度很慢且各电荷态速度相等, 离子有足够的时间达到电离平衡, 从而可根据 (1-34) 式由太阳风中实测得出的电荷态分布推出冻结点的日冕电子温度, 即所谓冻结温度. 但是一方面少数离子流速并不相等, 另一方面根据最近 UVCS 测量结果, 至少 O^{5+} 离子在 $2-3R_{\odot}$ 处已达 400 km s^{-1} , 约是该处质子速度的两倍. 这一速度比早先模型中假设的少数离子的速度数值大一个量级, 所以很可能电离平衡假设在少数离子冻结之前便已不成立. 这等于说传统意义上的冻结点 (即假设该点以内处于电离平衡态, 以外则冻结) 并不存在, 少数离子的冻结是一个缓变过程. 根据电荷态方程 (1-25) 或 (1-30) 式无法直接确定电子温度数值, 只能导出在电荷态形成区域中少数离子间差动速度以及电子速度分布函数的综合信息.

目前电荷态研究中尚未解决的一个关键问题是: 由电荷态模型根据 SWICS/Ulysses 的电荷丰度观测结果导出的冻结温度, 高于 SUMER/SOHO 谱线数据得出的冕洞电子温度 (Esser and Edgar, 2000, 2001; Chen, Esser and Hu, 2003a). 如果考虑较快的离子速度, 则上述差别会更大 (Esser, Edgar and Brickhouse, 1998). 有关电荷态模型对电子温度的推算结果示于图 1-10 中 (Ko, et al., 1997). 为便于比较, 图中还给出了 SUMER 的电子温度数据.

为了解决上述矛盾, 曾提出两种方案: 在少数离子形成区域存在 (1) 显著的电荷态间的差动速度, 或 (2) 明显的电子速度分布函数之环分量. 根据 Esser and Edgar (2001) 的参数研究, 如果采用单一电子温度 (即假设 Maxwell 分布) 解释电荷态分布的话, 则同元素少数离子之间速度须有几个量级的差别. 而 Chen, Esser and Hu (2003a) 对同元素电荷态之间差动速度的自洽计算表明, 上述量级差别的电荷态差动速度不可能存在于少数离子形成区域. 故似乎只剩下第二种方案即假设内冕中电子速度分布函数为具有高能热尾的非 Maxwell 分布函数. Esser and Edgar (2000) 指出, 如果在一定日心距离之外假设电子速度分布函数具有地球附近太阳风中观测到的特征 (电子速度分布函数近似为两个 Maxwell 分布函数的迭加: 核分量 (core)

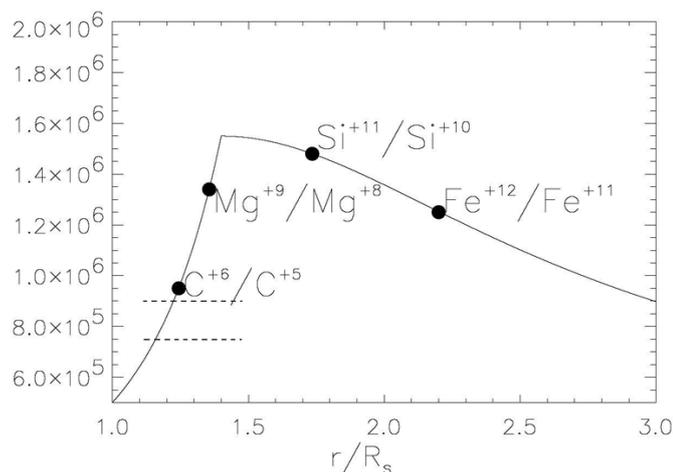


图 1-10 由 SWICS/Ulysses 观测之高速流中电荷态分布导出的日冕电子温度径向分布 (Ko et al., 1997). 该电荷态模型假设电子为 Maxwell 分布, 所有电荷态以相同速度流动且速度数值小于质子速度. 虚线为 Wilhelm(1998) 给出的冕洞中电子温度数据范围.

与环分量 (halo), 二者数密度之比约为 5%, 温度之比为 6), 则通过适当调整离子速度等可拟合 SWICS 的电荷态分布数据. 他们发现在 $1.4-1.5 R_{\odot}$ 处便需“引入”具有上述特征的环电子分量. 由于环电子分量只占总电子数目的少数, SUMER 无法探测到这些高能电子对谱线的影响, 所以环电子分量的存在与其观测结果并不矛盾. 但是, 冕洞近日处环电子分量的产生机制及其产生之后是否能在碰撞频率很高的等离子体环境下维持目前仍不得而知.

1.3 定态太阳风数值方法

太阳风控制方程组非常复杂且为高度非线性, 数值求解是目前建立太阳风模型的唯一途径. 为估计数值解的精度, 一般可将解直接代入原方程组或由其导出的守恒型方程组进行检验. 根据 Parker (1958, 1963) 的工作, 只要假设在太阳附近是亚声速的, 在远处是超声速的, 则存在唯一的一维太阳风解 (仅由边界条件及其他输入参数确定, 不依赖于初态). 对于多维太阳风模型而言, 其定态太阳风结构可近似视为由很多具有特定流管几何的一维流管组成, 因此其解也应当是唯一的.

一维太阳风模型的优点是简单、易于编程, 而且物理直观, 所以直到现在仍有广泛的应

用. 但一维计算需事先假定磁场位形即流管几何形状, 而二维模型则可自洽地研究磁场与等离子体流动的相互作用. 本节下面给出作者在研究过程中使用的定态太阳风数值方法.

1.3.1 一维定态太阳风数值方法

首先介绍 Hu, Esser and Habbal (1997) 发展的求解一维时变太阳风方程组的全隐格式. 该格式效率很高, 在初态参数偏离定态解不太远的情况下, 格式能在非常短的时间 (几秒至几分钟) 内达到定态. 守恒量精度一般在 0.1% 以内. 我们以阿尔文波湍流串级驱动的电子质子太阳风为例 (例如 Chen and Hu, 2002b) 来说明该格式的构成. 共需求解五个方程: 质量方程, 径向速度方程, 电子温度方程, 质子温度方程, 以及阿尔文波的波能方程. 由这五个方程构成的方程组可写成如下致密形式:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + W \left(U, \frac{\partial U}{\partial r}, \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right) = 0, \quad (1-35)$$

其中

$$U = (n, v_r, T_e, T_p, p_w)^T, \quad (1-36)$$

$$W = (W_1, W_2, W_3, W_4, W_5)^T, \quad (1-37)$$

上标 T 代表转置. W 表示各方程中左边除去时间偏微商之后的余项之和. 请注意此处将 W 视为 U 及其一阶、二阶偏导数 $\frac{\partial U}{\partial r}$, $\frac{\partial^2 U}{\partial r^2}$ 的函数. 将 (1-35) 式进行差分离散, 得到

$$\frac{1}{\Delta t} [U_j^{n+1} - U_j^n] + W_j^{n+1} = 0, \quad (1-38)$$

这里

$$U_j^{n+1} \equiv U(t^{n+1}, r_j), \quad U_j^n \equiv U(t^n, r_j), \quad t^{n+1} = t^n + \Delta t, \quad (1-39)$$

$$\begin{aligned} W_j^{n+1} = & W_j^n + \left(\frac{\partial W}{\partial U} \right)_j^n [U_j^{n+1} - U_j^n] + \left(\frac{\partial W}{\partial(\partial U/\partial r)} \right)_j^n \left[\left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)_j^{n+1} - \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)_j^n \right] \\ & + \left(\frac{\partial W}{\partial(\partial^2 U/\partial r^2)} \right)_j^n \left[\left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)_j^{n+1} - \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)_j^n \right]. \end{aligned} \quad (1-40)$$

上式中对 $(\partial U/\partial r)_j$ 和 $(\partial^2 U/\partial r^2)_j$ 两个空间偏导数取如下中心差分近似 (略写下标 n 及 $n+1$):

$$\left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)_j = \frac{U_{j+1} - U_{j-1}}{r_{j+1} - r_{j-1}}, \quad \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)_j = \frac{2}{r_{j+1} - r_{j-1}} \left(\frac{U_{j+1} - U_j}{r_{j+1} - r_j} - \frac{U_j - U_{j-1}}{r_j - r_{j-1}} \right), \quad (1-41)$$

将 (1-40) 式和 (1-41) 式代入 (1-38) 式之中得:

$$A_j U_j^{n+1} + B_j U_{j+1}^{n+1} + C_j U_{j-1}^{n+1} = E_j, \quad (1-42)$$

此处 A_j , B_j 和 C_j 为 5×5 的矩阵, E_j 是 5 维矢量, 其表达式为

$$A_j = \frac{I}{\Delta t} + \left(\frac{\partial W}{\partial U} \right)_j^n - \frac{2}{(r_{j+1} - r_j)(r_j - r_{j-1})} \left(\frac{\partial W}{\partial(\partial^2 U / \partial r^2)} \right)_j^n, \quad (1-43)$$

$$B_j = \frac{2}{(r_{j+1} - r_{j-1})(r_{j+1} - r_j)} \left(\frac{\partial W}{\partial(\partial^2 U / \partial r^2)} \right)_j^n + \frac{1}{r_{j+1} - r_{j-1}} \left(\frac{\partial W}{\partial(\partial U / \partial r)} \right)_j^n, \quad (1-44)$$

$$C_j = \frac{2}{(r_{j+1} - r_{j-1})(r_j - r_{j-1})} \left(\frac{\partial W}{\partial(\partial^2 U / \partial r^2)} \right)_j^n - \frac{1}{r_{j+1} - r_{j-1}} \left(\frac{\partial W}{\partial(\partial U / \partial r)} \right)_j^n, \quad (1-45)$$

$$E_j = -W_j^n + \left[\frac{I}{\Delta t} + \left(\frac{\partial W}{\partial U} \right)_j^n \right] U_j^n + \left(\frac{\partial W}{\partial(\partial U / \partial r)} \right)_j^n \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)_j^n + \left(\frac{\partial W}{\partial(\partial^2 U / \partial r^2)} \right)_j^n \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)_j^n, \quad (1-46)$$

式中 I 为单位矩阵. 由 U_j^n 可以计算出 A_j , B_j , C_j 和 E_j , 因而它们都是“已知数”. 用追赶法可由块三对角方程组 (1-42) 解出 U_j^{n+1} : 首先由

$$A_1 Q_1 = B_1, \quad A_1 V_1 = E_1. \quad (1-47)$$

解出 Q_1 (矩阵) 及 V_1 (矢量); 根据下式求出 Q_j 与 V_j :

$$(A_j - C_j Q_{j-1}) Q_j = B_j, \quad (A_j - C_j Q_{j-1}) V_j = E_j - C_j V_{j-1} \quad (1-48)$$

j 依次取 2, 3, ..., N . 最后根据

$$U_N = V_N, \quad U_j = V_j - Q_j U_{j+1}, \quad (j = N-1, N-2, \dots, 1). \quad (1-49)$$

求出 U_j . 上述推拉过程中 (1-47)-(1-49) 式是 5 元线性代数方程组, 可直接用简单的高斯消去法求解.

为确定时间步长, Hu, Esser and Habbal (1997) 设计了一种巧妙的方法, 可通过观察时间步长大小就可判断系统是否达到定态. 时间步长由下式决定:

$$\Delta t = C \min \left(\frac{n}{|W_1|}, \frac{1}{|W_2|}, \frac{T_e}{|W_3|}, \frac{T_p}{|W_4|}, \frac{p_w}{|W_5|} \right), \quad (1-50)$$

式中 C 为可调参数, 可在计算过程中进行适当调节. 由上式可知当系统达到定态时, Δt 趋于无穷大.

1.3.2 二维定态太阳风数值方法

Chen and Hu (2001) 以及 Hu et al. (2003) 中均使用多步隐格式建立其二维太阳风模型. 这一格式具有长时间计算的稳定性, 且耗散小. 由于格式的隐式处理, 可允许采用较大的时间步长. 同时由于使用磁通量函数进行计算, 该格式可确保磁场散度为零. 我们以球坐标下子午面 ($r - \theta$) 内二维太阳风模型为例来说明其求解过程. 由事先假定的初态 ($t = 0$) 出发, 分三步进行: 第一步在 r 方向上进行隐式处理, 处理方式与上节中一维全隐式处理相似, 对 θ 方向进行显式处理; 第二步刚好相反, 基于上步中得到的物理量数值, 在 θ 方向上隐式处理, r 方向上则显式处理. 最后第二步的结果与初值平均求得新时间步的值. 重复上述计算过程直至系统达到定态. 由于在各方向上的处理手段同一维非常类似, 故在此不再赘述, 感兴趣者请参阅专著 (傅竹风与胡友秋, 1995).

请注意, 目前二维太阳风模型的发展尚不成熟. 首先人们对日冕及太阳风的驱动机制尚不清楚, 所以大多数二维模型或者使用人为加热函数或者采用非绝热的多方过程近似, 对于物理过程的研究远不象一维模型那样深入细致. 其次由于运算量较大, 一般二维太阳风模型均采用很粗的网格分布, 最小格距经常与密度标高同量级, 难以准确地反映该处的物理量空间变化. 还有, 如何获得稳定的定态太阳风解也是长时间没有解决的难题 (参见 Hu et al., 2003). 为了计算的稳定性, 格式中经常引入某种数值耗散. 这些非物理的过程可能会将原本供给太阳风的能量白白消耗, 从而对太阳风的能量供求分析非常不利. 二维模型一般还涉及很多可调参数, 且各参数密切耦合, 难以进行细致的参数研究. 为检验二维模型的合理性, 需要更多更精确的观测数据.

第二章 阿尔文波驱动的二维太阳风模型: 流管几何对太阳风特性的影响

本章建立了第一个以阿尔文波为唯一外加能源的二维磁流体力学太阳风模型. 假定波能量由低频阿尔文波向高频离子回旋波串级, 再经回旋共振将波能转移给太阳风质子; 波耗散率取为 Kolmogorov 率形式. 在子午面内得到了“冕洞高速流—低纬冕流—电流片低速流”典型结构. 计算表明幅度相当的阿尔文波可同时存在于高、低速流中, 这与 Helios 飞船的观测数据一致. 应用一维流管太阳风模型的计算表明高速流和低速流具有截然不同的物理特性与相应流管几何密切相关, 与 Wang and Sheeley (1990) 的模型结果一致.

2.1 引言

自太阳风被发现以来, 其作为行星际动力学过程和日地空间环境的决定因素, 受到空间物理学界的普遍关注, 一直成为日地物理研究的前沿和热点之一. 但是关于太阳风加热和加速机制的问题至今未得到彻底解决. 早期的纯热驱动太阳风模型 (例如 Parker, 1958, 1963) 无法解释高速流的观测特征 (Hartle and Sturrock, 1968), 而必须辅之以非热驱动机制. 目前比较成熟的一种非热机制是阿尔文波的湍流串级耗散机制 (Tu, Pu and Wei, 1984; Tu, 1987). 该机制已被成功地用来解释 0.3 AU 以远的太阳风的延伸加热和阿尔文波功率谱的径向演化 (Tu, 1987; Tu, 1988). 最近, 又很好解释了太阳附近重离子的优势加速和加热 (Hu and Habbal, 1999; Hu, Esser and Habbal, 2000). 有关波驱动机制的研究目前大多限于一维流管分析, 且针对高速流. Helios 飞船在低速流中也观测到了阿尔文波 (Marsh et al., 1981; Roberts et al., 1987), 但低速流却不象高速流那样得到有效的加速和加热, 这给波驱动模型提出了新的挑战. 为解决这一问题, 有必要进行多维模拟.

日冕模型的多维模拟工作早在 1970 年代就开始了 (例如 Pneuman and Kopp, 1971; Steinolfson et al., 1982). 大多这类研究的目的是为了产生一内日冕背景, 重点放在该背景中的太阳扰动的传播和演化. 部分这类模型采用多方过程取代能量方程, 用一接近于 1 的多方指数来提供对太阳风的加热 (e.g., Wang et al., 1993); 也有人仿照一些一维流管模型的做法, 引入人为加热和加速函数, 以获得子午面内的二维太阳风结构 (e.g., Suess et al., 1996, 1999). Usmanov 等人 (2000) 在此基础上引入了阿尔文波的加速和加热效应, 有关结果较好地解释了 Ulysses 的观测数据. 他们的工作表明, 阿尔文波的计入具有重要作用. 不过, 在他们的模型中, 仍取多方指数 $\gamma < 5/3$, 也就是说, 除了阿尔文波之外, 还有附加能源. 另一方面, 在赤道上, 阿尔文波压为零, 然后在一薄的过渡层中急剧增到高速流的波压值, 与 Helios 飞船的观测不符. 最后, 他们假定波能耗散率与波压成正比, 并将耗散尺度选定为日心距离的某种函数. 这些选择具有某些人为性质.

我们在 Usmanov 等人工作的基础上作下述改进: (1) 采用阿尔文波作为唯一外加能源 (即除热传导之外的太阳风能源), 多方指数取为绝热指数 ($\gamma = 5/3$); (2) 采用 Kolmogorov 率 (Hollweg, 1986) 作为波能耗散率, 物理上更合理, 可减少人为性. 我们着重阐明, 高低速流中同样存在幅度相当的阿尔文波, 为何却具有不同的加热和加速效应. 第二节给出物理模型与计算方法, 第三节介绍数值结果及相关分析, 最后一节是我们的结论与讨论.

2.2 物理模型与计算方法

对球坐标 (r, θ, ϕ) 下的轴对称问题, 可引入磁通函数将磁场表示为

$$\mathbf{B} = \nabla\psi \times \frac{\hat{\phi}}{r \sin\theta}, \quad (2-1)$$

子午面内二维二分理想 MHD 方程组可写成如下形式:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \rho\frac{\partial v_r}{\partial r} + v_r\frac{\partial\rho}{\partial r} + \frac{2\rho v_r}{r} + \frac{\rho v_\theta \cot\theta}{r} + \frac{v_\theta}{r}\frac{\partial\rho}{\partial\theta} + \frac{\rho}{r}\frac{\partial v_\theta}{\partial\theta} = 0, \quad (2-2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}\frac{\partial v_r}{\partial\theta} + \frac{R(T_e + T_p)}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial r} + \frac{R\partial(T_e + T_p)}{\partial r} \\ + \frac{L\psi}{\mu_0\rho}\frac{\partial\psi}{\partial r} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p_w}{\partial r} - \frac{v_\theta^2}{r} + \frac{GM}{r^2} = 0, \end{aligned} \quad (2-3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{R(T_e + T_p)}{\rho r} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} + \frac{R \partial(T_e + T_p)}{r \partial \theta} \\ + \frac{L\psi}{\mu_0 \rho r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p_w}{\partial \theta} + \frac{v_r v_\theta}{r} = 0, \end{aligned} \quad (2-4)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + v_r \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = 0, \quad (2-5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_e}{\partial t} + v_r \frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial T_e}{\partial \theta} + (\gamma - 1) T_e \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{(\gamma - 1) T_e}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{2(\gamma - 1) T_e v_r}{r} \\ + \frac{(\gamma - 1) T_e v_\theta \cot \theta}{r} + \nu_E (T_e - T_p) - \frac{\gamma - 1}{\rho R} \nabla \cdot (\kappa_e \cdot \nabla T_e) = 0, \end{aligned} \quad (2-6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_p}{\partial t} + v_r \frac{\partial T_p}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial T_p}{\partial \theta} + (\gamma - 1) T_p \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{(\gamma - 1) T_p}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{2(\gamma - 1) T_p v_r}{r} \\ + \frac{(\gamma - 1) T_p v_\theta \cot \theta}{r} + \nu_E (T_p - T_e) - \frac{\gamma - 1}{nk} Q = 0, \end{aligned} \quad (2-7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_w}{\partial t} + v_r \frac{\partial p_w}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial p_w}{\partial \theta} + \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \rho} r^2 \sin \theta} \left(\frac{\partial p_w}{\partial r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - \frac{\partial p_w}{\partial \theta} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \\ + \frac{3p_w}{2} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{3p_w}{2r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{p_w}{2r^2 \sin \theta \sqrt{\mu_0 \rho}} \left(\frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \\ + \frac{3v_r p_w}{r} + \frac{3v_\theta p_w}{2r} \cot \theta + \frac{Q}{2} = 0, \end{aligned} \quad (2-8)$$

其中

$$L\psi = \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} - \frac{\cot \theta}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right),$$

式中 $\rho (= nm_p)$ 是等离子体密度, v_r 及 v_θ 分别是速度径向及纬向分量, T_e 和 T_p 表示电子和质子温度, 阿尔文波压 $p_w = \rho \langle \delta v^2 \rangle / 2$, 其中 $\langle \delta v^2 \rangle^{1/2}$ 为阿尔文波速度扰动幅度. M, G, k 及 γ 分别是太阳质量、引力常数、Boltzmann 常数和绝热指数 ($\gamma = 5/3$), ν_E 为电子和质子的碰撞频率, 取为 $9.094 \times 10^{-8} n T_e^{-3/2}$ (Braginskii, 1965). 沿用 Hu, Esser and Habbal (1997) 的做法, 我们使用电子的经典热传导模型 (Spitzer, 1962), 忽略质子的热传导.

波能的串级耗散与波功率谱有关. 较为严格的作法应当是联立求解阿尔文波功率谱方程和太阳风方程 (Tu, 1987; Hu, Habbal and Li, 1999, 简称 HHL). 为避免求解波功率谱方程带来的复杂性, 我们沿用 Hollweg (1986) 的作法, 从波压方程 (2-8) 出发, 引入波能耗散率 Q . Q 一

般有两种取法, 分别为 Kolmogorov 率 (Hollweg, 1986) 和 Kraichnan 率 (Hollweg and Johnson, 1988):

$$Q_{\text{kol}} = \rho \langle \delta v^2 \rangle^{3/2} / L_c \quad (2-9)$$

及

$$Q_{\text{kra}} = \rho \langle \delta v^2 \rangle^2 / (L_c v_A) \quad (2-10)$$

式中 L_c 是扰动的相关长度, 由下式给出: $L_c = L_{c0}(B_c/B)^{1/2}$ (B_c 为冕底磁场强度), v_A 是阿尔文波速. Hu, Habbal and Li (1999) 曾采用一维流管模型, 联立求解太阳风方程和阿尔文波功率谱方程, 自洽求得串级耗散率 Q . 他们将其与按 (2-9) 和 (2-10) 式算得的 Q_{kol} 与 Q_{kra} 进行比较, 发现前者与 Q 更为接近. 因此, 本模型采用 (2-9) 式计算波能耗散率, 取 $L_{c0} = 7.7 \times 10^4$ km, 且为简化起见, 统一取 B_c 为极区冕底的磁场强度.

解域取为 $1R_S \leq r \leq 1 \text{ AU}$, $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$. 我们沿径向将整个解域分为两部分, 解域 I 为 $1R_S \leq r \leq 10R_S$; 解域 II 为 $10R_S \leq r \leq 1 \text{ AU}$, 均采用 50×40 网格. 两个解域沿 r 方向都采用等比网格, I 区中格距从底部的 $0.03 R_\odot$ 递增到 $10 R_\odot$ 的 $0.8 R_\odot$, 公比为 1.076; II 区中格距从 $10 R_\odot$ 的 $1.0 R_\odot$ 递增到 1 AU 的 $10.9 R_\odot$, 公比为 1.05. θ 方向格距由赤道处的 0.5° 等比递增到极区的 6.8° , 公比为 1.073; 其中 $\theta_2 = -\theta_1 = 3.4^\circ$, $\theta_{38} = 89.5^\circ$, $\theta_{39} = 90^\circ$, 及 $\theta_{40} = 90.5^\circ$. 在实际计算中将 I 区的顶部边界扩展到 $15 R_\odot$, 以减轻顶部边界条件带来的数值误差.

边界条件标定如下: 对 I 区, 在冕底采用固定边值条件, 在余纬 0° 至 60° 之间取质子数密度与温度分别为 $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 及 $1 \times 10^6 \text{ K}$; 在 62° 到 90° 则分别取为 $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 及 $1.6 \times 10^6 \text{ K}$. 对于波压, 在 0° 至 57° 之间令其等于 $7.5 \times 10^{-4} \text{ dyn cm}^{-2}$, 该波压等效于 30 km s^{-1} 的冕底波扰动幅度 (即 $\langle \delta v^2 \rangle^{1/2}$); 同时在 60° 到 90° , 令波压为零. 另外, 设冕底纬向速度 $v_\theta = 0$, v_r 则由质量守恒关系外推求得. II 区中的计算是在 I 区中的计算达到定态后进行的, 其底部边值由 I 区的计算结果得到. 使用线性外推确定两个解域顶部边界处的物理量值, 在极区和赤道则取对称边界条件.

初态磁场为一带有赤道中性电流片的部分开放势场 (Low, 1986), 其 Y 型中性点的高度为 $1.6 R_\odot$, 如图 2-1 所示. 极区冕底的磁场强度取为 4.0 G. 图 2-2 给出 I 区中在 $t = 0$ 时的 (a) 密度、(b) 径向速度、(c) 温度 ($T_e = T_p$) 和 (d) 波压的余纬剖面.

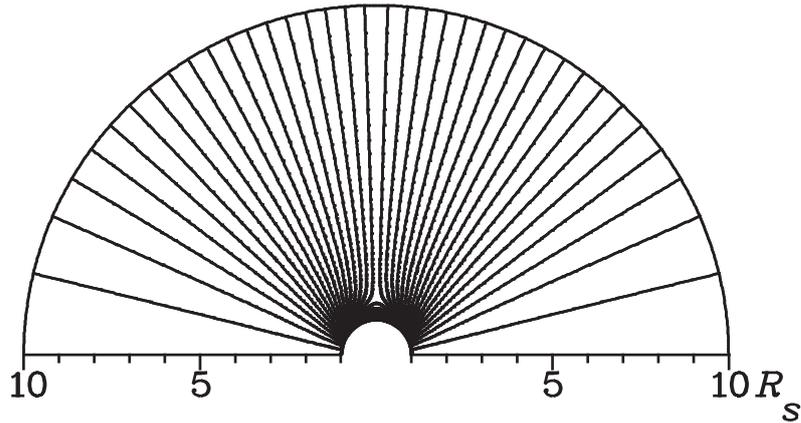


图 2-1 带赤道电流片的初态磁场. 其中 Y 型中性点位于 $1.6 R_{\odot}$. 冕底极区磁场强度设为 4 G.

在上述初边条件下, 采用多步隐格式 (Hu, 1989) 求解式 (2-2) 至 (2-8), 直到整个系统达到定态为止. 上述初态是任意给定的, 但定态太阳风解只依赖于冕底之边界条件及所采用的波参数.

2.3 计算结果及分析

在 1AU 处, 本模型得到了与观测 (Schwenn, 1991; Villante and Vellante, 1982) 基本一致的高速流、低速流参数. 对高速流, $n = 2.37 \text{ cm}^{-3}$, $v_r = 770 \text{ km s}^{-1}$, $T_p = 2.96 \times 10^5 \text{ K}$, $\langle \delta B^2 \rangle / B^2 = 0.8$; 对低速流, $n = 15.7 \text{ cm}^{-3}$, $v_r = 331 \text{ km s}^{-1}$, $T_p = 5.36 \times 10^4 \text{ K}$. 低速流中的数密度及质量通量比观测平均值略高, 这一点可以通过调整加热率 Q 加以改善, 不会影响本文的主要结论.

图 2-3 为定态日冕磁场结构的计算结果. 冕流上方是电流片, 冕盔尖点位于 $3 R_{\odot}$ 左右. 该位形与 Steinolfson (1988) 和 Suess et al. (1996, 1999) 等的计算结果以及 Koutchmy and Livshits (1992) 的估计非常相似.

图 2-4 给出了解域 I 中数密度 (a)、径向速度 (b) 和质子温度 (c) 的等值线图. 可知由 0° 至 60° 对应于高速流区, 60° 至 80° 为过渡区, 80° 至 90° 则对应低速太阳风区. 高速流区中质子在 $10 R_{\odot}$ 处被加速到 520 km s^{-1} (见图 2-4b), 同时由冕底的 1MK 被加热至 $5 R_{\odot}$ 附近的极

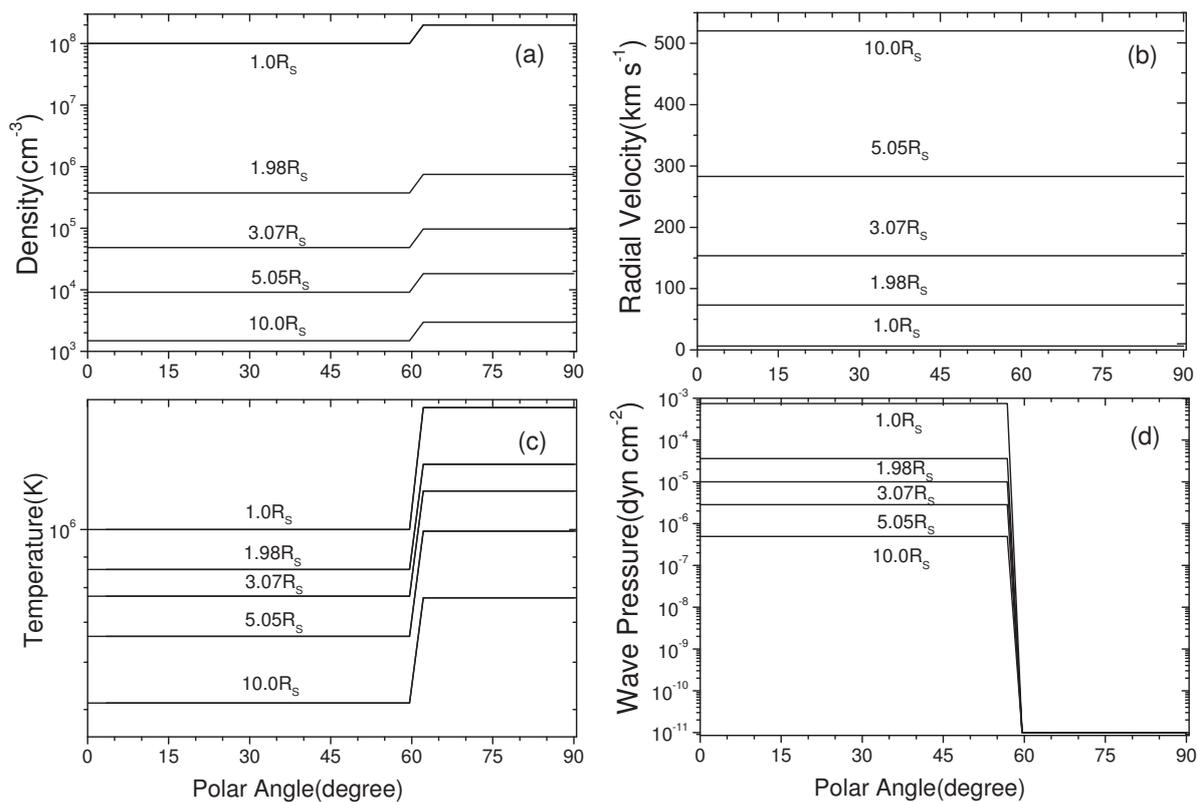


图 2-2 密度 (a)、径向速度 (b)、温度 (质子与电子)(c) 及阿尔文波压的初态分布.

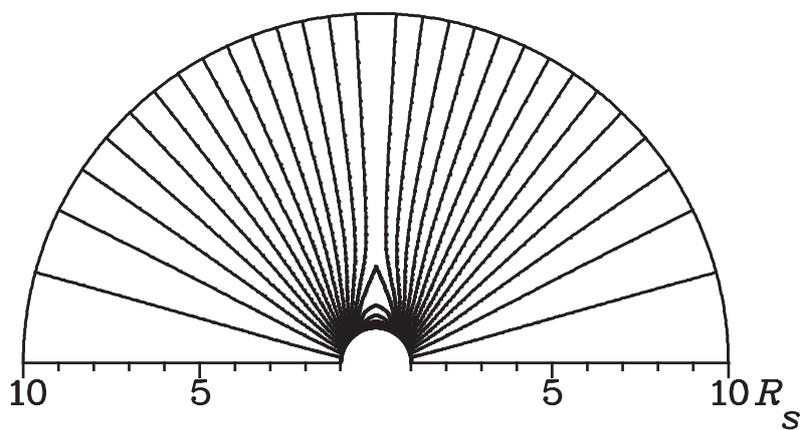


图 2-3 子午面内定态磁场拓扑位形. 注意图中冕盘的尖点位形及其上方电流片结构.

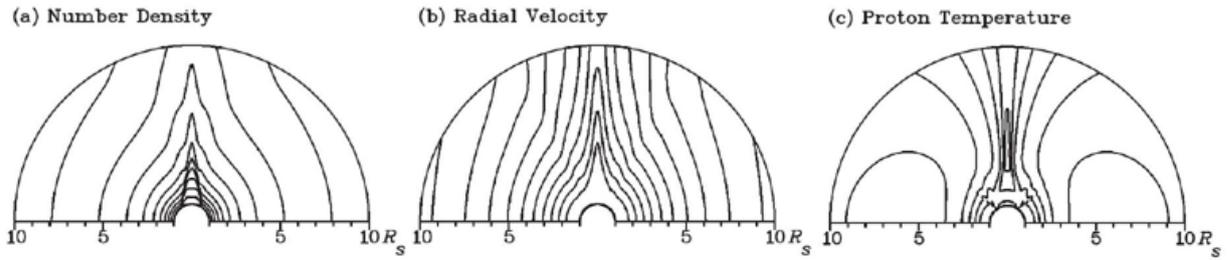


图 2-4 太阳风数密度 (a), 径向速度 (b), 与质子温度 (c) 的等值线图. 单位分别为 cm^{-3} , km s^{-1} , K. 密度等值线图中 $\log_{10} n$ 由极区顶部边界的 3 增加至冕盔底部的 8, 相邻线由外向内增值为 0.5. 径向速度由 50 增至 500, 相邻等值线由里向外增值为 50. 对于质子温度, $\log_{10} T_p$ 由冕流区域的 5.95 增加至极区的 6.45, 相邻线间隔 0.1.

大值 3MK.

图 2-5 给出了 $1 R_{\odot}$ 到 1 AU 的太阳风数密度 (a), 径向速度 (b), 质子温度 (c) 和阿尔文波压 (d) 在几个不同的余纬上的径向剖面图. 上三角表示文 HHL 的一维模型计算结果. 可以看到本模型高速流结果与一维模型的结果吻合很好, 其差别主要由于使用了不同底部边界条件, 以及在文 HHL 中同时求解波功率谱方程, 本文则是求解波能方程和太阳风方程. 图 2-5a 中的空心圆表示 Fisher and Guhathakurta(1994) 给出的电子数密度观测值. 同其他波驱动模型 (例如 Esser, Holzer and Leer, 1987; Hu and Habbal, 1999) 一样, 在内日冕本模型给出的质子加速过缓, 相应密度较观测值略高. 由图 2-5b 可知, 在冕盔闭合磁力线区域内为高温高密度的静止等离子体, 其质子温度在 $1.8 R_{\odot}$ 之内比高速流中的高, 而在稍远处略低. 在该闭合磁力线区域, 阿尔文波压为零. 跨过冕盔的边界, 质子开始受到阿尔文波的加速和加热作用, 其速度开始上升, 密度和温度出现一明显的变化. 极区质子温度在 $5 R_{\odot}$ 附近取到极大值; 在 $1.8 R_{\odot}$ 至以远, 质子温度随余纬增加而单调减少. 这主要是由于密度由极区向赤道单调增加, 导致单粒子波加热率减小的缘故. 根据图 2-5d 可知, 直到 1 AU, 赤道区的阿尔文波压仅略低于高纬区的相应数值. Helios 在 0.3 AU 以远的低速流中也观测到了大幅度阿尔文波 (Marsch, 1981; Roberts, 1987), 这与本文计算结果一致.

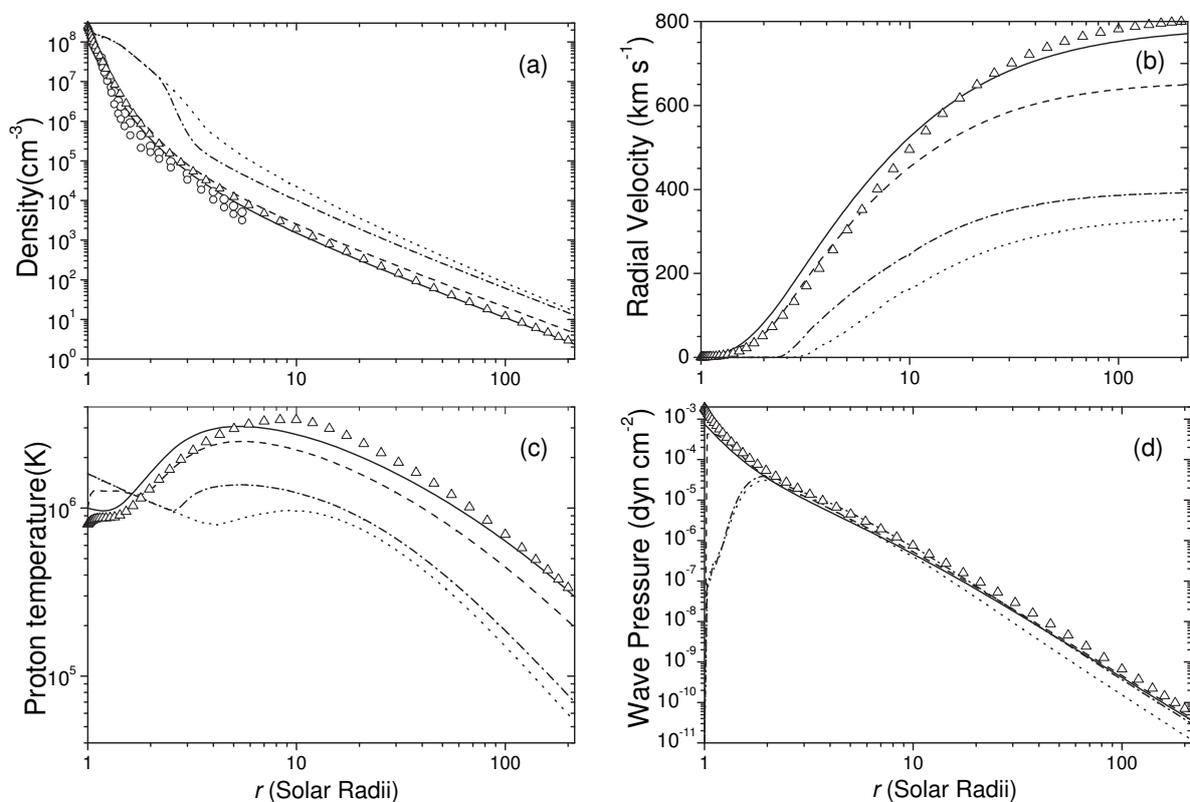


图 2-5 密度 (a), 速度 (b), 质子温度 (c), 与波压 (b) 在不同余纬 ($\theta = 3^\circ$ (实线), $\theta = 60^\circ$ (虚线), $\theta = 85^\circ$ (点划线), and $\theta = 90^\circ$ (点线)) 处的径向剖面. 图中三角形符号对应于 Hu, Habbal and Li (1999) 的一维太阳风高速流模型计算结果. 图 2-5a 中的空心圆是 Fisher and Guhathakurta (1994) 给出的冕洞电子数密度限制数据.

为分析阿尔文波耗散率的空间分布情况及高速流和低速流的成因, 我们在极区和赤道附近各选择一根流管 (即磁通量管), 分别对应高速流和低速流, 记为 f 和 s . 两根流管的冕底足点余纬分别为 0° 和 54° , 均位于开放场区. 在两个足点处, 除磁场强度之外, 其余物理量的值相同 (见图 2-2). 本模型的初态磁场在底部边界的强度分布与通常采用的偶极场磁场强度分布相近, 在 f 和 s 流管足点处的磁场强度分别为 $4G$ 和 $2.85G$, 相应底部阿尔文波的能通量 ($= 2p_{w0}v_{A0} = B_c \langle \delta v^2 \rangle (\rho/4\pi)^{1/2}$) 分别为 1.31×10^5 和 $0.93 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. 当将上述能通量归一化到 $1AU$ (将底部磁场强度 B_c 代之以 $1AU$ 处的磁场强度 B_E , 参见文 HHL) 分别为 $1.38 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (流管 f) 和 $1.05 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (流管 s), 正是该能通量值决定了流管的能量平衡和波对太阳风质子的加速和加热. 我们计算了这两根流管在 $10 R_\odot$ 处的波能通量 (归一化至 $1AU$), 分别为: $0.34 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (流管 f) 及 $0.22 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (流管 s). 这说明对于高速流和低速流流管都有接近 80% 的波能量耗散在 $10 R_\odot$ 以内, 即阿尔文波对太阳风的加速和加热作用主要发生在近日区.

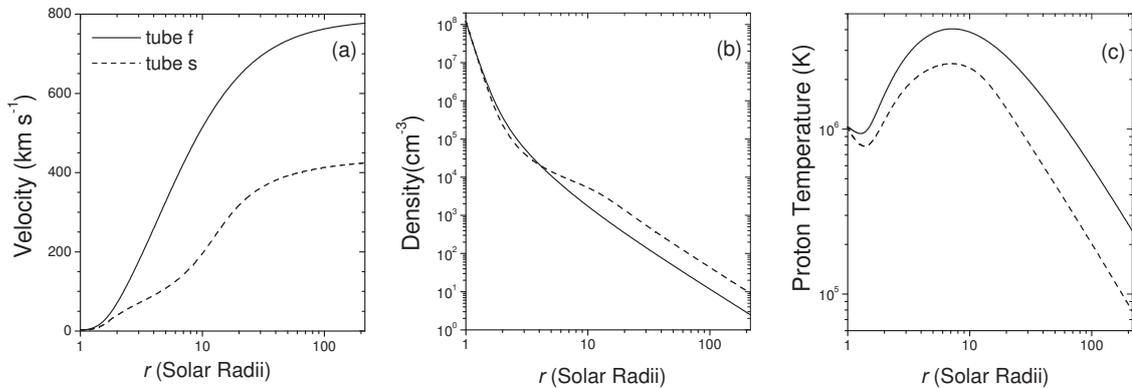


图 2-6 高速流流管 f (足点余纬为 0°) 与低速流流管 s (足点余纬为 54°) 中的质子速度 (a), 数密度 (b) 与温度 (c) 之径向剖面.

然而, 在上述相同的冕底条件和相近的波能通量下, 这两根流管的太阳风性质却存在显著差别. 图 2-6 给出流管 f 和 s 中太阳风的 (a) 流速、(b) 数密度和 (c) 质子温度的径向剖面, 在流管 f 之中, 声速点位于约 $2.9 R_\odot$, 该处声速为 180 km s^{-1} ; 而对于流管 s , 声速点位于 $4.9 R_\odot$, 该处声速为 143 km s^{-1} . 如图 2-6 所示, 沿 s 流管的流速和质子温度明显低于 f 流管, 密度明显高于 f 流管. 这一差别与阿尔文波对单质子提供的波压梯度力加速度与加热率密切相关.

关. 二者表达式为:

$$a_w = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_w}{\partial l}, \quad \frac{Q}{n} = \frac{2m_p}{L_{c0}} \sqrt{\frac{2B}{B_{c0}}} \left(\frac{p_w}{\rho} \right)^{3/2}, \quad (2-11)$$

式中 l 为沿流管的弧长坐标. 图 7 示出了 a_w 和 Q/n 沿 f 和 s 流管的分布. 由于阿尔文波能通量大抵相近, s 流管中的波加速度和加热率较低主要归因于其较高的密度. 从加速度和加热率沿流管的空间分布来看, f 流管中的波压梯度力加速度峰值位于 $4.0 R_\odot$, 加热率峰值位于 $3.0 R_\odot$, 二者均在临界点之外. 而对 s 管而言, 相应参数为 $3.0 R_\odot$ 和 $2.1 R_\odot$, 即加速度和加热率的峰值均位于临界点以内. Leer and Holzer (1980) 曾指出, 在超声速区附加动量和能量, 将提高 1AU 处的太阳风流速并降低 1AU 处的质子通量. 反之, 若在亚声速区附加动量和能量, 则会使 1AU 处的太阳风流速减小、质子通量增加. 上述结论与本文的计算结果一致. 那么, 上述阿尔文波所提供的加速度和加热率的特殊空间分布又是如何形成的呢?

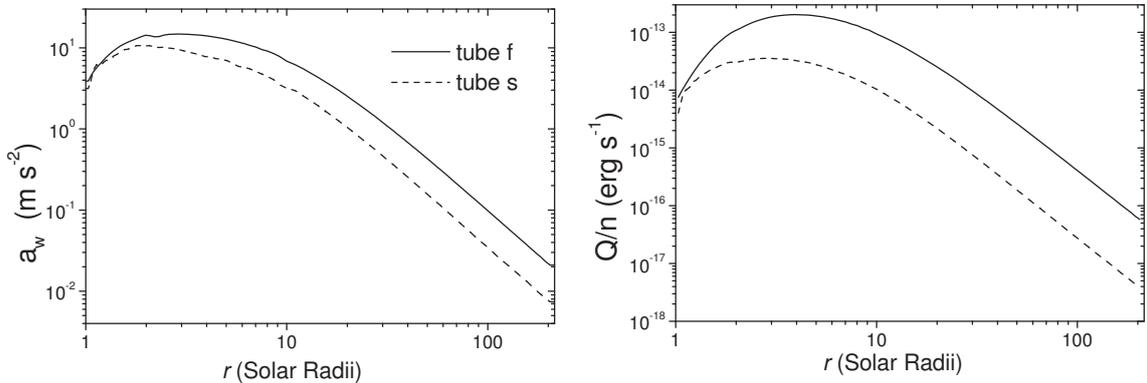


图 2-7 流管 f 与 s 中阿尔文波对质子的波压梯度力加速度与单粒子加热率的径向剖面.

为回答上述问题, 首先比较一下这两根流管的几何形状. f 流管位于极区, 磁场随日心距离单调下降, 相应流管的膨胀因子则随日心距离单调上升, 并最终趋于某个大于 1 的常数. Kopp and Holzer (1976) 曾引入如下膨胀因子:

$$f(r) = \frac{f_m e^{(r-r_1)/\sigma} + 1 - (f_m - 1) e^{(R_S - r_1)/\sigma}}{e^{(r-r_1)/\sigma} + 1}, \quad (2-12)$$

式中 f_m , r_1 及 σ 是流管可调参数, f_m 表示流管渐近膨胀因子. 这一流管几何表述在一维高速流太阳风模型中获得了广泛应用. 与高速流流管不同, 低速流流管通过 Y 型中性点附近, 该处磁场很弱. 因此, 磁场沿 s 流管经历一个下降、增强、再下降的变化过程, 相应膨胀因子在中性点附近存在极大值. 已有很多作者在模型中假设或得到过具有上述非单调径向剖面的

低速流流管膨胀因子 (例如, Wang and Sheeley, 1990; Wang, 1994; Bravo and Stewart, 1997; Usmanov et al., 2000). 为分析流管几何位形对太阳风性质的影响, 我们采用 (2-12) 式表示的膨胀因子描述高速流之流管几何, 取 $f_m = 2$, $r_1 = 1.31 R_\odot$, 及 $\sigma = 0.51 R_\odot$; 对低速流流管, 由于目前的二维模型网格间距太大, 无法很好的给出冕流附近流管几何位形, 故我们通过给定如下膨胀因子来表示:

$$f_1(r) = \begin{cases} f_{max} - (f_{max} - 1)(r - r_c)^2 / (r_c - R_s)^2, & r < r_c, \\ f_\infty + (f_{max} - f_\infty) \exp[-(r - r_c)^2 / \sigma_c^2], & r \geq r_c, \end{cases} \quad (2-13)$$

式中 f_{max} , f_∞ , r_c , and σ_c 是流管参数. 若 $f_{max} > f_\infty$, 这一表达式给出的膨胀因子先由冕底至 r_c 由 1 单调递增至 f_{max} , 在 $2\sigma_c$ 之后趋近渐近值 f_∞ . 对于低速流流管, r_c 可近似视为冕流中性点的日心距离. 我们取 $r_c = 3 R_\odot$, $\sigma_c = 4.2 R_\odot$, $f_\infty = 2$, 以及 $f_{max} = 2$ 和 16 的膨胀因子示于图 2-8 之中. 公式 (2-12) 所给之膨胀因子也以三角形符号示于图 2-8. 可见当取 $f_{max} = 2$ ($= f_\infty$) 时, 公式 (2-12) 与 (2-13) 求出的膨胀因子几乎相同, 说明后者可包括前者. 从方程 (2-2)、(2-3)、(2-5) – (2-7) 出发, 将其化成一维径向流体方程形式 (令 $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$), 并采用 Hu, Esser and Habbal (1997) 发展的全隐格式求解. 采取完全相同的底部边界条件 (与前述二维模型中极区冕底条件相近), 对图 (2-8) 中所示三组流管几何求得的定态太阳风解分别用实线、虚线以及三角形符号示于图 2-9. 该图所示太阳风曲线与图 2-6 的剖面基本类似. 由该图可知, 在同样的冕底条件下, $f_{max} = 2$ 对应高速流, 而 $f_{max} = 16$ 则对应低速流. 以下为叙述方便起见, 仍将图 2-8 中点线对应之流管标为 f , 实线对应之流管标为 s . 该图说明, 低速流流管所固有的膨胀—收缩—再膨胀几何位形, 对形成低速流的低温、低速和高质子通量特性具有决定性影响. Wang and Sheeley (1990) 通过一带有电流片的势场源面外推模型指出太阳附近 $2.5R_\odot$ 处的流管膨胀因子与 1 AU 处太阳风流速反相关 (参见表 1-1). 我们的一维计算结果与该结论是一致的. 以上我们仅针对两种流管几何各给一个算例, 更详细的参数研究请参阅 Chen and Hu (2002b), 在此不再赘述.

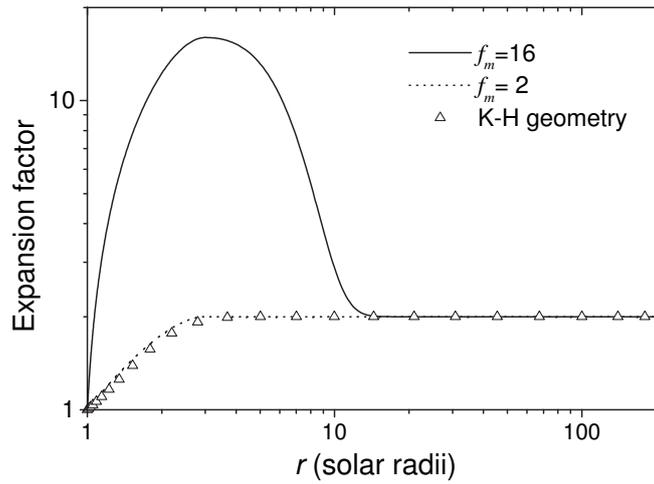


图 2-8 根据 (2-12) 式 (三角形) 与 (2-13) 式 (实线 ($f_{max} = 2$: 流管 f) 与虚线 ($f_{max} = 2$: 流管 s)) 求出的流管膨胀因子.

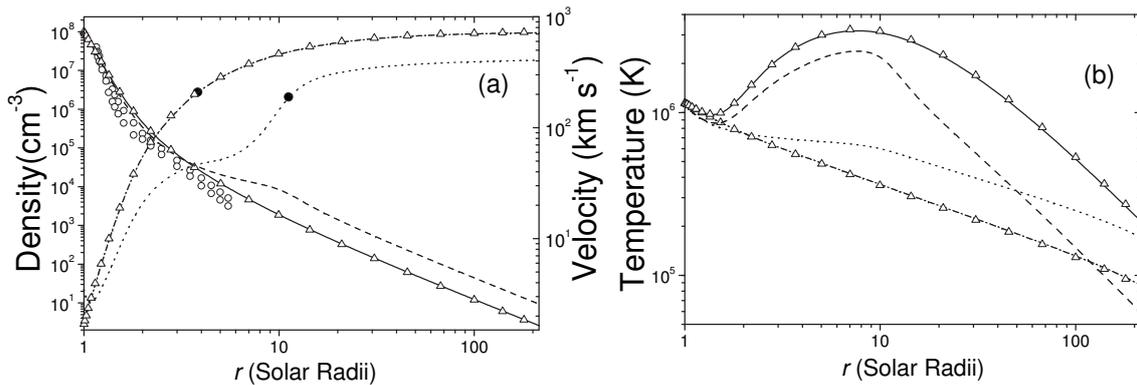


图 2-9 图 (2-8) 中三组流管的膨胀因子对应的太阳风解: (a) 太阳风数密度 (实线 (f) 与虚线 (s)) 与速度 (点划线 (f) 与点线 (s)), (b) 质子温度 (实线 (f) 与虚线 (s)) 与电子温度 (点划线 (f) 与点线 (s)), 三角形对应于 (2-12) 式给出的流管几何. 图 a 中实心圆点对应于相应声速点, 空心圆为 Fisher and Guhathakurta (1994) 给出的电子数密度观测数据.

2.4 结论与讨论

以上构建了二维太阳风磁流体力学模型, 取多方指数为绝热指数 ($\gamma = 3/5$), 采用阿尔文波作为唯一外加能源, 假设阿尔文波的波能按 Kolmogorov 率耗散, 耗散波能全部用于加热质子. 计算结果给出了子午面内基本符合观测的冕洞高速流与低纬低速流太阳风结构. 主要结论如下: (1) 高、低速流中都可存在阿尔文波, 这一点与 Helios 飞船的观测一致, (2) 阿尔文波波能耗散可同时作为驱动高速流与低速流太阳风的物理机制, 而之所以高低速流具有截然不同的物理特性与其流管几何密切相关.

由于阿尔文波的主要耗散区发生在太阳附近, 所以难以根据目前所有的 0.3 AU 以远的观测数据来判断波驱动模型的正确性. 另外由于阿尔文波同时在低速流和高速流中被观测到, 这一点被某些作者作为阿尔文波与太阳风加速基本无关的证据, 从而否定波驱动模型 (Roberts, 1996). 但本文研究表明, 使用阿尔文波作为能源, 可同时得到高速流与低速流太阳风, 所以低速流中也观测到阿尔文波与波驱动太阳风模型二者之间并不矛盾.

目前模型中, 阿尔文波仅由波压描述, 所得到的加热率与波功率谱无关. 更实际的作法是同时求解二维的太阳风方程和阿尔文波功率谱方程 (例如 HHL), 但这将大大增加计算难度, 有待于将来解决.

第三章 回旋共振机制驱动之三成份近日低

速流太阳风模型

本章建立了第一个回旋共振机制驱动三成份(电子、质子及 O^{5+} 离子)近日低速流太阳风模型. 假设离子回旋波由阿尔文湍流通过 Kolmogorov 率串级产生. 波粒相互作用之准线性理论及考虑质子色散效应的冷等离子体色散关系被用来在质子与 O^{5+} 离子之间分配耗散的回旋波波能. 我们使用最近太阳和日球观测台上紫外日冕仪 (UVCS/SOHO) 对低速流 O^{5+} 离子沿冕流轴线的观测数据以及地球附近实测之平均低速流质子通量来限制模型参数. 该模型预言了 O^{5+} 离子在冕流尖点附近存在滞流现象, 即离子速度有一局地极小值 (也见 Chen et al., 2004). 计算表明通常用于解释高速流太阳风离子观测特性的回旋共振机制对于低速太阳风离子参数的形成也可能有重要作用. 我们还对流管与电流片的相对位置 (由流管极大膨胀因子近似表征) 以及冕流尖点的位置作了参数研究.

3.1 引言

太阳和日球观测台上紫外日冕仪 (UVCS/SOHO) 对冕洞太阳风高速流少数离子尤其是 O^{5+} 离子性质的测定被认为是对离子回旋共振机制驱动太阳风高速流的最有力支持, 再次激发了人们对这种物理机制的兴趣 (Cranmer, 2002a; Hollweg and Isenberg, 2002 及其引文). 另一方面, UVCS 对冕流区域的观测表明在低速流太阳风中也存在 O^{5+} 离子的优势加热 (Raymond et al., 1997; Strachan et al., 2002). Frazin, Cranmer and Kohl (2003) 还得出冕流区域低速流太阳风 O^{5+} 离子是热各向异性的, 垂直 (于磁场) 方向的有效温度大于平行方向的有效温度. 这些 O^{5+} 离子的特性与冕洞太阳风中的观测结果相似. 这自然提出了一个问题, 离子回旋共振机制是不是也可以驱动太阳风低速流呢?

为了理解 Strachan et al. (2002) 给出的沿冕流轴线的对 O^{5+} 离子的观测结果 (1997 年 4 月, 太阳活动极小期附近), Chen et al. (2004) 假设太阳活动极小期之太阳风低速流由冕流附近的开放磁流管发出, 建立了太阳风低速流 O^{5+} 离子的理论模型. 他们将 O^{5+} 离子视为试验离子, 令其沿由二维 MHD 太阳风模型 (Hu et al., 2003) 给出的低速流流管流动. 他们的结果预言了 O^{5+} 离子在冕流附近的流管中存在滞流现象, 即 O^{5+} 离子的速度随径向距离呈非单调变化, 局部极小值位于冕流尖点 (即磁中性点) 附近. 该速度极小值小于目前仪器之测量精度. Chen et al. (2004) 使用加热函数来提供少数离子所需之优势加热, 没有考虑具体的物理驱动机制, 故无法回答上面提出的关于低速流驱动机制的问题. 另外, 他们将 O^{5+} 离子当成试验离子, 且固定太阳风流管几何及背景太阳风参数, 从而无法研究流管几何变化对离子动力学行为的影响; 受冕流尖点的影响, 靠近电流片、由冕底出发环绕冕盔的流管内磁场拓扑位形在尖点附近必将发生剧烈膨胀. 由于目前尚无日冕磁场的直接观测数据, 所以从理论上探讨流管参数变化的影响是很有意义的. 为研究上述问题, 基于 Chen et al. (2004) 的工作, 引入以下两个改动: (1) 使用三成份太阳风模型, 结合假定的低速流流管几何数学表述, 同时求解太阳风电子、质子及一种少数离子的流体方程; (2) 使用回旋共振机制来加热和加速太阳风离子. 根据回旋波产生机制的不同, 目前文献中广泛应用的回旋共振机制驱动之高速流太阳风模型大体可分成两类: 一类假设离子回旋波在冕底由诸如磁重联等过程产生, 太阳风离子通过蚕食机制吸收这些向外传播的高频离子回旋波波能 (Tu and Marsch, 1997); 另一类模型假设离子回旋波是在其耗散区附近由其它形式扰动转化或由不稳定的粒子速度分布函数激发生成 (请参阅 Hollweg and Isenberg (2002) 与 Cranmer (2002a) 的综述文章). 本文沿用 Hollweg (1986) 的做法, 假设回旋波由低频阿尔文波经 Kolmogorov 湍流串级生成, 主要目的是表明回旋共振机制对低速流太阳风也可能有重要作用.

3.2 物理模型

假设低速流中各成分为热各向同性, 使用电子、质子的经典热传导模型并忽略少数离子的热传导, 只讨论近日处 ($1 R_{\odot} - 10 R_{\odot}$) 低速流太阳风的性质. 在电子能量方程中我们考虑了由 Rosner, Tucker and Vaiana (1978) 给出的电子辐射能量损失, 其余太阳风方程及阿尔文

波能量方程与 Hu and Habbal (1999) 公式 (1)、(2)、(4) 及 (19) 相同, 在此不再重复. 根据 Hu and Habbal (1999), 在多离子成份太阳风中, 总的波能耗散率 Q 由下式决定

$$Q = \frac{v_{ph}(v_{ph} - v_{cm})}{v_A^2} Q_{kol} \quad (3-1)$$

式中 v_A 为阿尔文波速, v_{cm} 为太阳风等离子体的质心速度, v_{ph} 是无色散的向外传播的阿尔文波相速度. Q_{kol} 为 Hollweg (1986) 给出的 Kolmogorov 型波能串级率, 由下式给出:

$$Q_{kol} = \rho \langle \delta v^2 \rangle^{3/2} / L_c = \frac{2\sqrt{2}R_\odot}{L_{c0}} p_w \left(\frac{p_w}{\rho A}\right)^{1/2} \quad (3-2)$$

式中 $\langle \delta v^2 \rangle^{1/2}$ 是与阿尔文波场相关的速度扰动, A 为流管横截面积, 阿尔文波压 $p_w = \frac{1}{2}\rho \langle \delta v \rangle^2$, 太阳风等离子体质量密度 $\rho = \sum_i n_i m_i$, i 代表离子的种类, $i = p, O^{5+}$. L_c 为湍流的相关尺度, 由 $L_c = L_{c0}(B_c/B)^{1/2}$ 给出, B 及 B_c 分别是在日心距离 r 及 R_\odot 处的磁场强度.

我们按 Hu and Habbal (1999) 的做法将这些耗散的波能以共振加热率 Q_i 及共振加速度 a_i 的形式分配至不同种类之离子. Hu and Habbal 的分配方式使用离子回旋波与离子相互作用之准线性理论以及冷等离子体色散关系, 并固定耗散区的离子回旋波功率谱指数 (关于固定回旋波功率谱的局限性讨论请参阅 Tu and Marsch, 2001). 由于少数离子丰度很小, 不足以改变太阳风等离子体的色散关系, 故我们只考虑质子色散效应. 其他波参数取为: 耗散区离子回旋波的波谱指数 $\gamma = -2$, 波的底部扰动幅度 $\langle \delta v^2 \rangle^{1/2} = 25 \text{ km s}^{-1}$, 底部湍流相关尺度 $L_{c0} = 3 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$.

在一维高速流太阳风理论模型中, Kopp and Holzer (1976) 提出的流管几何表达式得到了广泛的应用. 但他们的表达式只适用于描述高速流太阳风流管, 而无法描述环绕冕流的靠近中性点的流管. 根据磁通量守恒法则, 这些流管必在冕流尖点附近经历剧烈膨胀; 在越过尖点之后, 磁场迅速恢复, 故其膨胀因子在尖点附近达到极大值. 已有很多作者在模型中假设或得到过非单调的低速流流管膨胀因子 (例如, Wang and Sheeley, 1990; Wang, 1994; Bravo and Stewart, 1997; Chen and Hu, 2001, 2002; Hu et al., 2003; Vásquez, van Ballegooijen and Raymond, 2003). Chen and Hu (2002) 曾提出过一种非单调的膨胀因子数学表达式, 但其径向剖面与最近二维太阳风模型 (Hu et al., 2003) 对流管几何的自洽计算结果差别较大, 故我们

使用如下膨胀因子:

$$f = f_1 \times \frac{1 + \omega e^{-\frac{(r-r_c)^2}{r_2^2}}}{1 + \omega e^{-\frac{(R_\odot - r_c)^2}{r_2^2}}} \quad (3-3)$$

式中 f_1 为 Kopp and Holzer (1976) 的表达式如下:

$$f_1 = \frac{f_\infty e^{(r-r_1)/\sigma} + 1 - (f_\infty - 1)e^{(R_\odot - r_1)/\sigma}}{e^{(r-r_1)/\sigma} + 1}, \quad (3-4)$$

这里 f_∞ , r_1 , 以及 σ 为其参数, 这里我们将其固定为 $f_\infty = 2$, $r_1 = 1.31 R_\odot$, $\sigma = 0.5 R_\odot$. 则流管几何由另外三个参数 r_2 , r_c 及 ω 共同决定, r_2 代表 f 在尖点附近之剧烈膨胀过程的宽度, 取为 $0.6R_\odot$, r_c 代表尖点的位置, ω 直接决定着 f 极大值: $f_{max} \approx f_\infty(1 + \omega)$. 受中性点的影响, 流管距离冕流电流片越近则 f_{max} 越大. 当流管距离电流片足够远时, 磁中性点的影响可以忽略, 流管具单调增加之膨胀因子, 此时对应于 $\omega \approx 0$. 所以调节 ω 便相当于变化流管与电流片的相对位置. ω 及 r_c 为本模型的可调参数, 其余输入参数将固定. 图 3-1 给出取不同 ω 及 r_c 时 f 随日心距离的变化曲线. 不同曲线对应于具不同参数的流管: A, B, C, D, 及 E. 在下节之中, 这些流管之膨胀因子将被代入太阳风方程中, 并使用 Hu, Esser and Habbal (1997) 发展的全隐格式进行求解得到不同的算例, 分别称为: 解 A, B, C, D, 及 E. 冕底边界条件为 $n_{e0} = 3 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$, $T_{e0} = 1.3 \text{MK}$, $\frac{n_{i0}}{n_{p0}} = 10^{-4}$. 请注意由于回旋共振机制的单粒子加热特征, 冕底 O^{5+} 离子的丰度之具体数值不会影响本文主要结果.

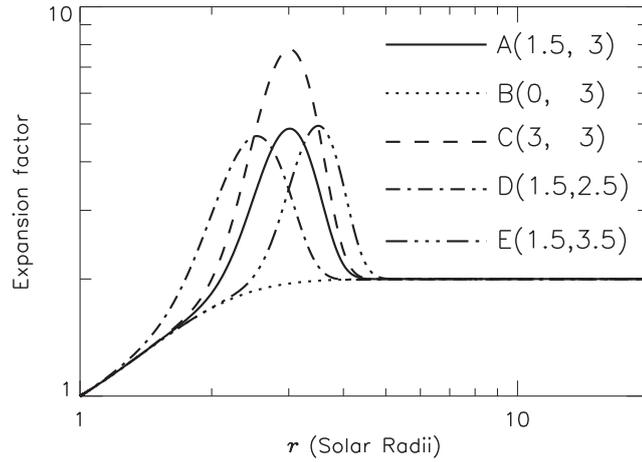


图 3-1 取不同参数 ω 及 r_c (以太阳半径为单位) 的膨胀因子 f (公式 (3)) 之径向剖面. 图中 A(1.5, 3) 表示 $\omega = 1.5$, $r_c = 3$, 其他算例依次类推.

3.3 计算结果

图 3-2 给出流管 A 对应的太阳风解 A, 其太阳风各成分的速度、温度及密度径向剖面分别示于图 3-2a, 3-2b, 及 3-2c. 该图中粗(细)实线代表 O^{5+} (质子)的参数; 图 3-2b 中长虚线代表模型计算之 O^{5+} 离子(上)与质子(下)的有效温度. 图中误差棒取自 Strachan et al. (2002), 分别表示沿冕流轴线 $3 R_{\odot}$ 以外的 O^{5+} 离子流速(图 3-2a), 及其垂直方向动力学温度(图 3-2b)和电子数密度(图 3-2c), 图 3-2b 中的加号表示他们报告的质子的垂直方向有效温度. 图 3-2a 中方格为 Frazin, Cranmer and Kohl (2003) 给出的对 O^{5+} 离子流速的限制. 二者均主要根据 UVCS 数据分析而来. 可以发现这些解与 UVCS 结果大体吻合. 质子及 O^{5+} 的速度剖面具有局部极小值. 这种非单调变化的离子速度剖面被称为滞流现象 (Suess and Nerney, 2002; Chen et al., 2004). O^{5+} 离子的滞流现象最先由 Chen et al. (2004) 给出, 虽然目前使用了与 Chen et al. (2004) 的模型不同的加热机制, 仍得到了基本相似的参数剖面. 应该指出质子的这种非单调速度剖面已由很多模型得到过(例如 Cuperman, Ofman and Dryer, 1990; Wang, 1994; Suess and Nerney, 2002; Hu et al., 2003; Vásquez, van Ballegooijen and Raymond, 1999, 2003). 根据通量守恒法则, O^{5+} 离子的密度鼓包说明流管的膨胀尚不足以抵消其速度的骤降. 归一化至 1AU 后, 本解给出质子通量为 $4.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 与有关观测吻合(例如, Gosling 1997). 图 3-2d 为质子和 O^{5+} 离子的单粒子加热率剖面. O^{5+} 离子与质子的加热率比值由冕底的 100 变化至 $10R_{\odot}$ 处的 50 左右, 意味着离子回旋共振相互作用产生了超过质量比例的 O^{5+} 离子优势加热. 加热率曲线的凹陷是由于尖点附近流管的剧烈膨胀(参见公式 (3-2)). 在下一段中我们会接着讨论流管几何改变与滞流现象的关系. 这个解表明通过选择适当的参数, 离子回旋共振机制可以解释最近 UVCS 观测之冕流中氧离子的优势加热, 说明该机制对低速流可能也有重要作用.

解 A 给出的 O^{5+} 离子在 $4 R_{\odot}$ 至 $5 R_{\odot}$ 处的速度及温度数值略高于 UVCS 的观测值. 如果增大流管参数 ω (对应于 f_{max}) 或者假设一稍远的尖点位置(即取较大 r_c), 这个差别会减小. 下面我们就给出解 B, C, D 及 E, 分别对应于图 3-1 中取不同参数的流管. 图 3-3 给出解 B ($\omega = 0$, 左) 及解 C ($\omega = 3$, 右) 的速度、温度及加热率曲线. 当 $\omega = 0$ 时, 膨胀因子在 r_c 附近

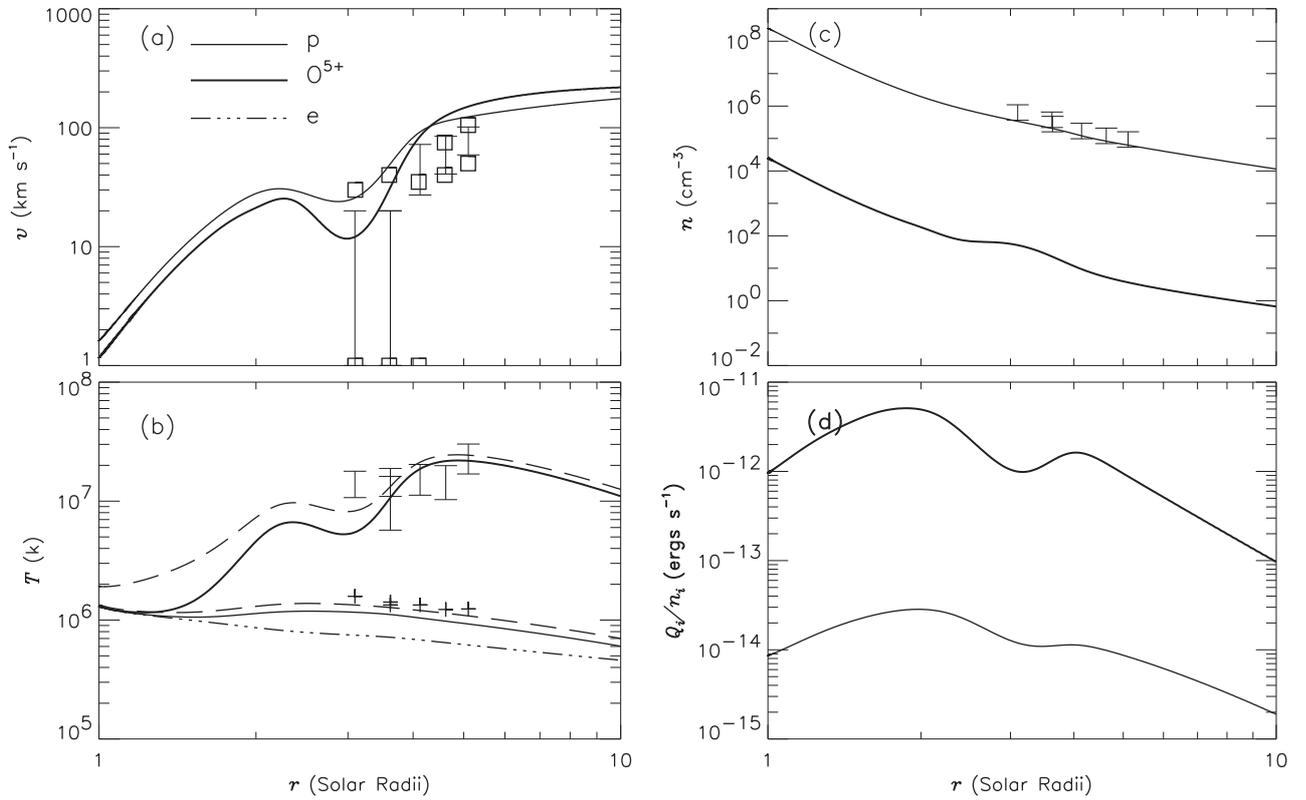


图 3-2 低速流太阳风解 A 之质子及 O^{5+} 离子的参数: (a) 流速, (b) 温度, (c) 数密度, 及 (d) 单粒子共振加热率. 图中之误差棒取自 Strachan et al. (2002), 分别表示: (a) O^{5+} 离子流速, (b) O^{5+} 离子垂直方向动力学温度, (c) 电子数密度. 图 (b) 中的加号为他们给出的质子垂直方向动力学温度. 图 (a) 中方格是由 Frazin, Cranmer and Kohl (2003) 给出的 O^{5+} 流速. 图 (b) 的长虚线代表 O^{5+} 离子 (上) 及质子 (下) 的计算有效温度.

单调增加, 说明流管距离电流片已足够远, 基本上可以忽略磁中性点对流管拓扑位形的影响. 此时质子及 O^{5+} 离子的流速均没有出现局部极小值. 流管 C 之 $\omega = 3$, $f_{max} \approx 8$, 比流管 A 及 B 都更靠近尖点、电流片及闭合磁力线区域. 比较解 A、B 和 C 我们得出更贴近电流片的流管对应于更小的离子速度极小值, 以及更多的尖点附近 O^{5+} 离子之堆积. 解 C 之中, O^{5+} 离子相对于质子的丰度与冕底相比上升了近两个量级 (未示于图中). O^{5+} 离子或者其他种类的少数离子在尖点附近的大量堆积使得这些离子对太阳风主要成份可产生不可忽略的影响.

离子速度剖面的形成是由力的平衡决定的. 对于质子, 力的平衡主要在电场力、热压梯度力、波压力及重力之间达成. 根据 Hu et al. (2003), 低速流管在冕流尖点附近的膨胀过程会使该处热压及波压径向剖面出现平台甚至增加, 对应于减弱或变负的压力梯度力. 对于 O^{5+} 离子, 重力的影响相对于质子而言要重要得多. 在靠近太阳之处, 质子与 O^{5+} 离子之间的库仑摩擦力是最重要的抵消重力的加速力, 但该力随日心距离增加而迅速减弱. 碰撞力的减弱使得稍远处的优势加热过程产生比质子热的 O^{5+} 离子, 温度的上升使相应热压梯度力减弱. 当合力指向太阳时, O^{5+} 开始急剧减速, 并形成密度鼓包. 而由于密度局部增加, 使该处由密度梯度产生的热压梯度力也指向太阳. 另一方面, 离子间速度差的增大致使库仑碰撞力增加. 这些力相互平衡的结果形成了图中的速度曲线 (也见 Chen et al., 2004). 比较解 B 及 C 对应的单离子加热率, 发现流管在尖点附近的膨胀程度直接影响着太阳风离子的加热过程. 这一点可由公式 (3-1) 看出: Q_{kol} 与流管截面积平方根成反比. 所以尖点附近流管的剧烈膨胀导致该处加热率的下降. 这一下降的加热率, 决定了离子的温度剖面, 并通过热压梯度力改变速度剖面. 由上述分析可知流管几何对太阳风的影响主要通过紧密耦合的三个方面获得: (1) 通过离子通量守恒 ($n_i v_i a$ 为常数) 决定流管之中的物质流量 ($n_i v_i$), (2) 影响回旋共振作用对离子加热率大小及空间分布形式, (3) 前述第一点决定离子数密度大小, 第二点对回旋波耗散过程的影响则直接决定着离子温度数值, 二者都会影响热压梯度力的大小和方向.

下面我们简单研究尖点位置 (r_c) 对解的影响. 解 D 和解 E 对应于 $\omega = 1.5$ 时分别取 r_c 为 $2.5 R_\odot$ 及 $3.5 R_\odot$ 时的流管, 其速度及温度相关参数分别示于图 3-4 的左边和右边. 比较解 A、D 和 E 可知, 当尖点位置变化时, O^{5+} 速度极小值及其位置均有相应的变化. 尖点离太阳越近, O^{5+} 速度极小值越小, 相应极小值位置也越接近太阳. 发现 O^{5+} 速度极小值位置基本上

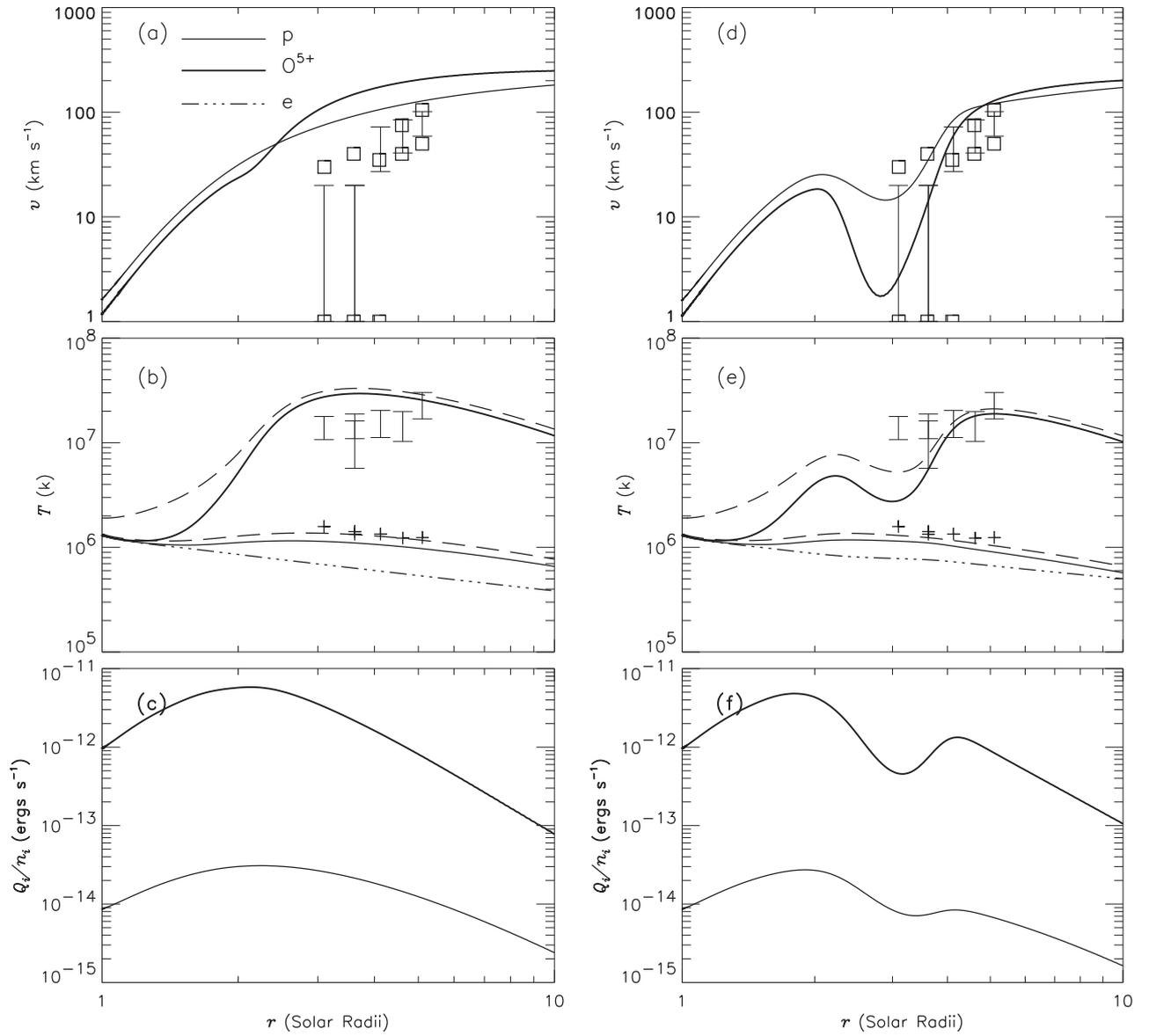


图 3-3 解 B(左) 与解 C(右) 的离子速度 (上层), 温度 (中层) 及单粒子共振加热率 (下层). 各线意义同图 3-2.

就是冕流尖点所在. 解 D 和 E 表明当冕流尖点太靠近太阳时, 模型无法拟合 UVCS 的速度观测数据, 而假设一较远的尖点位置有利于模型拟合 UVCS 的数据.

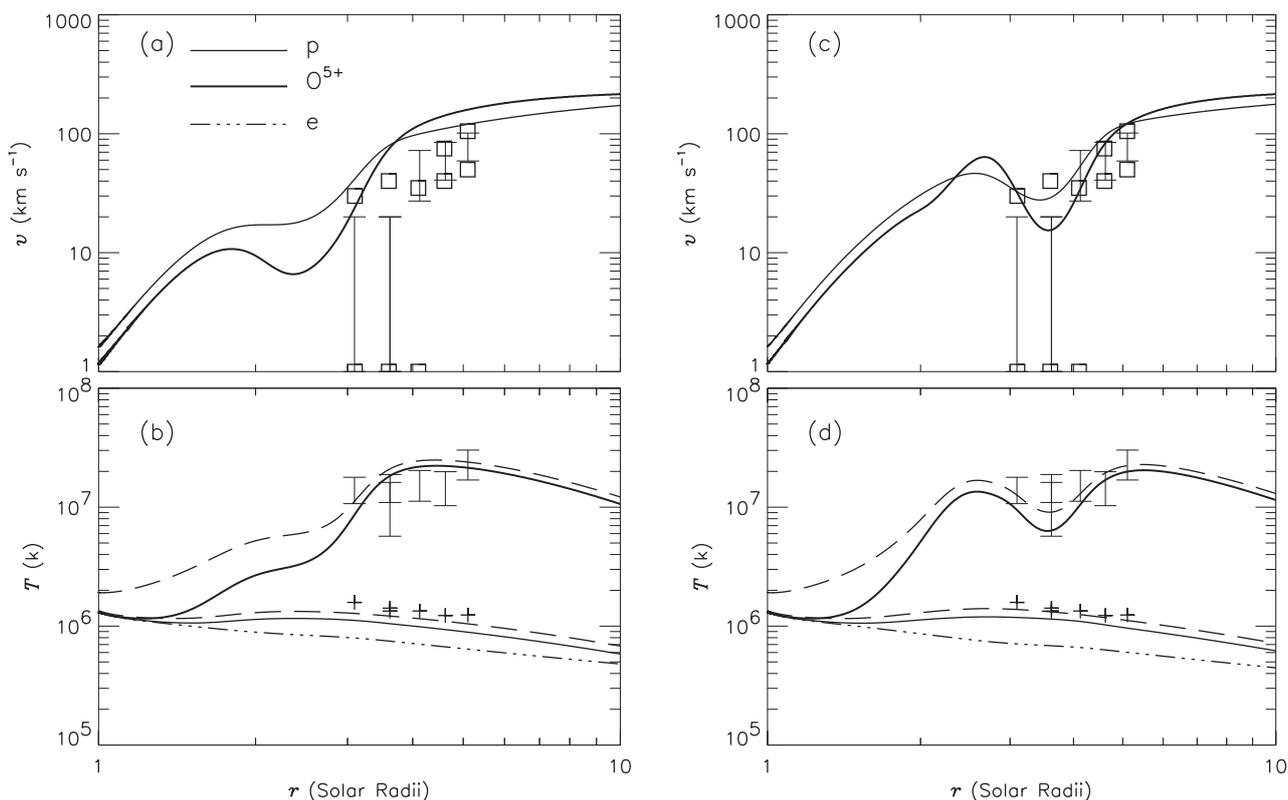


图 3-4 解 D(左) 与解 E(右) 的离子速度 (上层) 和温度 (下层) 曲线. 各线意义同图 3-2.

3.4 结论与讨论

我们使用三成份低速流太阳风模型, 应用回旋共振机制加热和加速太阳风离子. 假设离子回旋波是在太阳风传播过程中经由阿尔文湍流以 Kolmogorov 率串级产生. 假定低速流太阳风沿冕流附近的流管运动, 这些流管在尖点附近经历剧烈膨胀. 通过拟合地球附近质子质量通量的观测数据以及 UVCS/SOHO 沿冕流轴线的低速流太阳风观测数据, 我们指出回旋共振机制可能对低速流也有重要的作用. 我们还通过调整相应流管几何参数, 针对距离电流片远近不同的流管以及不同的尖点位置进行了研究.

如同 Chen et al. (2004) 所指出的, 对 O^{5+} 离子滞流行为的研究有助于我们理解 UVCS 对冕流区域太阳风等离子体的观测数据. Strachan et al. (2002) 发现沿冕流轴线在 $3.6 R_{\odot}$ 至 $4.1 R_{\odot}$ 之间存在一速度跳变 (由小于仪器分辨率 20 km s^{-1} 增至约 50 km s^{-1}). 根据我们的计算, 在尖点上方附近的 O^{5+} 离子, 虽然处于开放磁力线区域, 但其速度无法被目前仪器探测到, 所以利用上述跃变只能给出冕流尖点的最高位置. 本文没有考虑可改变重力沿流管分量大小的流管曲率的影响, 由于离子参数主要由波加热过程及与背景太阳风的耦合作用决定, 因此这种处理不会改变上述主要结论. 另外必须指出, 目前对太阳风中回旋波的产生过程及回旋共振相互作用的处理方式尚存有较大争议 (具体请参阅 Hollweg and Isenberg 的综述文章, 2002), 采用其他假设建立低速流模型超出了本文范围.

第四章 太阳风高速流少数离子电荷态间差

动速度及其对冻结过程的影响

同一元素不同电荷态间的差动速度被用来解释高速流中实测之高电荷态分布与根据太阳和日球观测台发射辐射紫外测量仪 (SUMER/SOHO) 的谱线数据导出的冕洞低电子温度之间的矛盾. 但是电荷态间差动速度存在的可能性及其大小演化等情况仍是未知. 为研究差动速度的情况及其在离子形成过程中的作用, 我们同时求解了同一元素 (C, O, Mg, Fe 和 Si) 五种电荷态离子的质量、动量及能量方程 (对每种元素均有 15 个方程), 考虑了离子的电离复合过程及其与背景太阳风等离子体的库仑碰撞耦合作用. 模型还考察了改变能量注入对差动速度的影响. 发现差动速度在一定日心距离 ($\approx 1.1 - 1.2 R_{\odot}$) 之外, 但在相当一部分离子形成之后才可以发展起来, 所以仅仅使用差动速度无法解释上述高电荷态分布与低电子温度之间的矛盾.

4.1 引言

太阳风高速流中电荷态的形成过程依赖于背景太阳风等离子体的性质, 如电子的密度、温度、电子速度分布函数的细节 (例如高能热尾), 以及少数离子自身的宏观及微观性质. 少数离子的电荷态分布随着电子密度的减少及离子速度的增加在几个太阳半径之内冻结, 即不再随日心距离增加而变化. 因此, 实地探测的少数离子电荷态分布可用来诊断内日冕太阳风物理参数.

然而目前仍缺乏足够的太阳附近等离子体参数的观测数据, 所以必须假定某些参数才能确定电荷态的形成过程. 例如目前仅有一种少数离子即 O^{5+} 在冕洞中的速度数据 (Li et al., 1998; Cranmer et al. 1999; Patsourakos and Vial 2000); 对于日冕电子温度测量工作也很少且大多集中于冕底附近 (Habbal and Esser 1994; Wilhelm et al., 1998; Doschek et al., 2001). 另

外,目前尚不存在 0.3 AU 以内电子速度分布函数的观测数据,而行星际空间中电子速度分布函数为具高能热尾的非 Maxwell 分布 (e.g., Feldman et al. 1975). 因此应用理论模型研究电荷态的形成过程是必要和有益的. 近期研究表明由太阳和日球观测台发射辐射紫外测量仪 (SUMER/SOHO) 的谱线数据导出的电子温度 (Wilhelm et al., 1998) 显著小于由实测之高速流电荷态分布倒推出的电子温度 (例如 Ko, et al., 1997; Geiss, et al., 1995). 已提出两种方案来解释这一矛盾. 第一种方案假设在内冕中电子速度分布为具高能热尾的非热分布函数 (Owocki and Scudder, 1983; Esser and Edgar 2000). Esser and Edgar 为得到观测之 Si 元素电荷态分布, 假设在 $1.5 R_{\odot}$ 左右电子速度分布函数便具有行星际空间中的特征, 即由环分量和核分量组成, 二者的密度和温度比分别为 5% 及 6. 第二种方案试图通过引入同一元素不同电荷态间的差动速度来解决问题. 目前文献中只有两个电荷态模型考虑到差动速度对离子形成的影响 (Ko et al. 1997; Esser and Edgar 2001). 这些模型只求解电离方程, 模型中的离子间差动速度是人为假定的, 无法研究电荷态间差动速度存在的可能性及大小演化等问题. 这些问题只有在考虑了少数离子之间及其与太阳风主要等离子体成份之间的耦合作用之后才可以回答. 迄今只有一个模型描述了同元素少数离子间的差动速度 (Esser and Leer 1990). 该研究表明太阳附近 O^{6+} 和 O^{5+} 之间的速度比可以达到 2 - 3. 为更进一步研究差动速度的情况, 我们最近针对 O^{5+} (O^{7+}) 离子建立了单成份太阳风少数离子模型 (Chen, Esser and Hu, 2002, 此后称为文 I), 在一四成份太阳风 (e, p, α , 和 O^{6+}) 背景中同时求解了一种 O 离子成份的质量, 动量及能量方程. 该模型表明差动速度对电荷态形成过程的影响可因电荷态而异. O^{5+} 离子形成于差动速度发展起来之后, 故其与 O^{6+} 之间的差动速度对其冻结丰度具有重要作用; 而对于 O^{7+} , 由于该种离子在 $1.2 R_{\odot}$ 之内冻结, 该范围内差动速度不大, 对其形成过程几乎没有影响. O^{6+} 在所有高速流 O 离子中占绝大多数, 文 I 的做法是可行的. 但对于太阳风中其他种类的少数离子如 C、Mg、Fe 和 Si, 没有一种电荷态占绝对优势. 为自洽研究这些元素电荷态间的差动速度及其在少数离子冻结过程中的作用, 必须同时求解多种少数离子的质量、动量及能量方程. 此即我们的工作.

下面将少数离子视为试验粒子, 在一包含质子, 电子及 α 粒子的三成份太阳风高速流背景下流动. 背景太阳风模型 (Hu and Habbal, 1999) 由回旋共振机制驱动, 应用该机制可得到合

理的太阳风主要成份及少数离子特性 (Hu, Esser and Habbal, 2000). 为考察其他太阳风驱动机制对差动速度的可能影响, 在第四节中我们使用加热函数进行参数研究. 第二节描述我们的五成份少数离子模型, 第三节给出背景太阳风解, Si 元素电荷态的解在第四节中给出, C、O 以及 Mg、Fe 元素对应的解分别在第五、六节中给出. 最后一节给出主要结论与讨论.

4.2 理论模型

少数离子电荷态 i 的时变流体力学方程写为:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial r} (n_i v_i A) = q_{ij} + q_{ik} - l_i, \quad (4-1)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\cos \Phi} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{v_i}{\cos \Phi} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_i^2}{\cos^2 \Phi} \right) &= -\frac{1}{n_i m_i} \frac{\partial p_i}{\partial r} - \frac{Z_i}{n_e m_i} \frac{\partial p_e}{\partial r} \\ &+ \frac{v_{cm}^2 \tan^2 \Phi}{r} - \frac{GM_\odot}{r^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{p_w}{\rho v_{Ar}^2} (v_{ph}^2 - v_i^2) \right] + \frac{a_i}{\cos \Phi} \\ &+ \frac{1}{n_i m_i \cos^2 \Phi} \sum_l K_{il} (v_l - v_i) f(\eta_{il}) + \frac{Z_i}{n_e m_i \cos^2 \Phi} \sum_l K_{el} (v_l - v_e) f(\eta_{el}) \\ &+ \frac{q_{ij}}{n_i \cos^2 \Phi} (v_j - v_i) + \frac{q_{ik}}{n_i \cos^2 \Phi} (v_k - v_i), \end{aligned} \quad (4-2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial T_i}{\partial r} + \frac{2T_i}{3A} \frac{\partial}{\partial r} (v_i A) + \frac{q_{ij}}{n_i} (T_i - T_j) + \frac{q_{ik}}{n_i} (T_i - T_k) &= \frac{2}{n_i} \sum_l K_{il} \frac{T_l - T_i}{m_i + m_l} \exp(-\eta_{il}^2) \\ &+ \frac{2}{3n_i k_B \cos^2 \Phi} \sum_l K_{il} \frac{m_l}{m_i + m_l} (v_i - v_l)^2 f(\eta_{il}) + \frac{2}{3n_i k_B} Q_i \\ &+ \frac{m_i q_{ij} (v_j - v_i)^2}{3n_i k_B \cos^2 \Phi} + \frac{m_i q_{ik} (v_k - v_i)^2}{3n_i k_B \cos^2 \Phi}, \end{aligned} \quad (4-3)$$

式中 n 为数密度, v 表示速度, T 是温度. 下标 i 表示少数离子电荷态种类, 其电荷为 $Z_i = i$ (以电子电量 e 为电位), $j = i + 1$ 以及 $k = i - 1$ 表示离子 i 的相邻电荷态; 具下标 e 的参数为电子相关参数. 由于少数离子数密度与背景太阳风相比可以忽略, 我们不考虑少数离子间的库仑碰撞, 即只考虑少数离子与背景太阳风之间的碰撞耦合作用. M_\odot , G 及 k_B 分别为太阳质量, 万有引力常数, 以及 Boltzmann 常数. 式中速度均指径向速度. 由太阳向外传播的无色散阿尔文波相速度径向分量 v_{ph} 由下式求得,

$$v_{ph} = v_{cm} + \left[v_{Ar}^2 + v_{cm}^2 - \sum_i (\rho_i v_i^2) / \rho \right]^{1/2}. \quad (4-4)$$

式中 $v_{Ar} = B_r(4\pi\rho)^{-1/2}$, 及 $v_{cm} = \sum_s \rho_s v_s / \rho$, $\rho_s = n_s m_s$, $\rho = \sum_s \rho_s$ (s 对模型中所有太阳风成份求和). 磁场方向与径向交角 Φ 近似为

$$\tan \Phi = \begin{cases} \Omega r / v_{cm} & r > 10R_{\odot}, \\ 0 & r \leq 10R_{\odot}, \end{cases} \quad (4-5)$$

这里 $\Omega = 2.7 \times 10^{-6}$ radian s^{-1} 为太阳自转角速度. A 是流管横截面积. 波对离子 i 的共振加速度及加热率分别记为 a_i 和 Q_i . 请参阅 Hu and Habbal (1999) 对这两项以及库仑碰撞项的定义. 由相邻电荷态 (j 与 k) 的电离复合过程导致的 i 离子数密度增加率 q_{ij} 及 q_{ik} , 分别写为

$$q_{ij} = n_e n_j R_j \quad (4-6a)$$

与

$$q_{ik} = n_e n_k C_k. \quad (4-6b)$$

i 离子自身的电离复合过程则导致其数密度减少, 其减少率记为

$$l_i = n_e n_i (C_i + R_i). \quad (4-7)$$

在公式 (4-6) 和 (4-7) 之中, C_s 与 R_s ($s = i, j, k$) 分别表示离子 s 的电离与复合率 (以 $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ 为单位). 为保证模型中某元素质量守恒 (即 $\sum_i n_i v_i A = \text{常数}$), 假定模型中该元素最低 (高) 电荷态复合 (电离) 率为零. 除非特别指出, 我们取 Mazzotta et al. (1998) 给出的少数离子电离复合率数据. 流管几何取 Kopp and Holzer (1976) 给出的形式, 由下式给出

$$\frac{A}{r^2} = \frac{f_m e^{(r-r_1)/\sigma} + 1 - (f_m - 1)e^{(R_{\odot}-r_1)/\sigma}}{e^{(r-r_1)/\sigma} + 1}, \quad (4-8)$$

式中 f_m , r_1 , 和 σ 为流管参数.

本章求解如下太阳风中常见元素的五种电荷态: C: $\text{C}^{2+} - \text{C}^{6+}$; O: $\text{O}^{4+} - \text{O}^{8+}$; Mg: $\text{Mg}^{6+} - \text{Mg}^{10+}$; Si: $\text{Si}^{7+} - \text{Si}^{11+}$; 及 Fe: $\text{Fe}^{8+} - \text{Fe}^{12+}$ 所对应的方程组 (4-1) — (4-3). 对每种元素均有 15 个方程. 为将计算结果与电荷态观测数据比较, 除 O^{5+} 离子的丰度取自 Wimmer-Schweingruber (1994) 之外, 对于其他离子采用 Ko et al. (1997) 给出的 Ulysses/SWICS 在首次穿越极区时的数据. 背景太阳风参数由 Hu and Habbal (1999) 的三成份高速流模型给出. 为更好的拟合有关观测数据, 我们引入对电子的加热函数, 并减少模型采用的冕底电子数密度数值. 电子加热函数由下式给出

$$Q_e = Q_{e0} e^{\frac{R_{\odot}-r}{\sigma_e}}. \quad (4-9)$$

冕底边界条件如下: 电子数密度取为 $n_{e0} = 8 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, α 粒子与质子的数密度比 $n_{\alpha 0}/n_{p0} = 0.05$, 令各成份在底部等温, 取 $T_{e0} = T_{p0} = T_{\alpha 0} = T_{i0} = T_0 = 8 \times 10^5 \text{ K}$, 磁场强度 $B_0 = 1.6 f_m \text{ G}$, 波扰动幅度为 $\langle \delta v_0^2 \rangle^{1/2} = 35 \text{ km s}^{-1}$, 回旋波波谱指数固定为 $\gamma = -2$. 流管几何及电子加热参数分别取为 $f_m = 5$, $r_1 = 1.31 R_{\odot}$, $\sigma = 0.51 R_{\odot}$, $Q_{e0} = 3 \times 10^{-6} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, $\sigma_e = 0.16 R_{\odot}$. 有关参数与文 I 中相应值一致.

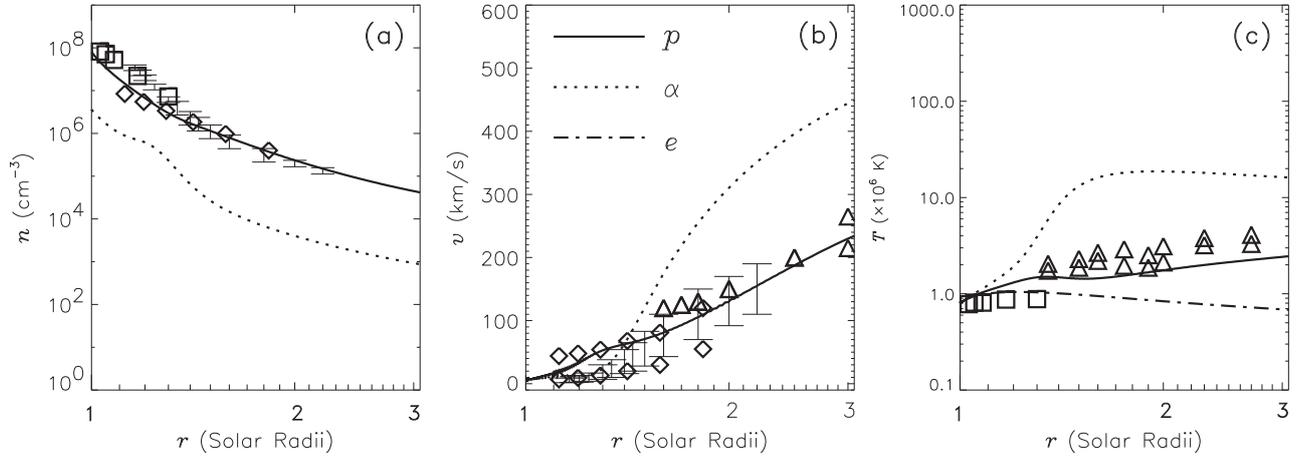


图 4-1 背景太阳风等离子体参数的径向剖面: (a) 数密度, (b) 速度, 及 (c) 温度, 以及部分日冕观测数据 (详见正文).

4.3 背景太阳风解

如前所述, 我们使用 Hu and Habbal (1999) 建立的波驱动三成份太阳风模型计算背景太阳风参数. 他们假设太阳风中阿尔文波波能由低频向高频离子回旋波湍流串级, 串级率设为 Kolmogorov 率. 串级的波能经由回旋共振相互作用完全被太阳风离子吸收. 根据波粒相互作用准线性理论与冷等离子体色散关系, 在质子与 α 粒子之间以共振加速度及共振加热率的形式分配耗散的波能. 耗散区回旋波设为幂率谱且将波谱指数固定为一给定值. 使用上节给出的边界条件及加热参数, 我们得到电子, 质子及 α 粒子的背景太阳风解并示于图 4-1. 图 4-1 同时给出了一些冕洞太阳风参数的测量数据. 由于我们主要对少数离子电荷态的形成区域感兴趣, 图中只给出 $1 R_{\odot}$ 至 $3 R_{\odot}$ 之间的参数. Fisher and Guhathakurta (1995), Koutchmy (1977) 及

Wilhelm et al. (1998) 所给的电子数密度数据分别在图 4-1a 之中以误差棒, 菱形以及方格符号表示. 根据流管中粒子通量守恒, 配合假定的流管几何, 由 Fisher and Guhathakurta (1995) 及 Koutchmy (1977) 的密度测量数据可求出对质子速度的限制, 这些速度限制在图 4-1b 中分别以误差棒及菱形符号表示. 三角形符号表示由 Cranmer et al. (1999) 根据日冕中 Ly α 谱线的多普勒变暗效应测出的质子速度数据. Wilhelm et al. (1998) 给出的电子温度测量数据在图 4-1c 中以方格符号表示. 图 4-1c 中的三角符号为 Kohl et al. (1997) 给出的质子有效温度测量结果, 该组数据可视为质子温度上限. 由图 4-1c 所示计算结果可知, 电子温度在 $1.22 R_{\odot}$ 处达到极大值 1.04×10^6 K. 由该图可知, 至少在少数离子形成的区域, 该模型给出与现有观测数据基本吻合的背景太阳风参数.

4.4 Si 元素电荷态解

根据以往电荷态研究工作, 模型在拟合观测方面属 Si 元素相关计算难度最大 (e.g. Esser and Edgar 2001). 因此下面首先给出该元素电荷态的解. 本节也将讨论差动速度在电荷态形成过程中的作用, 加热机制的影响以及采用不同原子数据对结果的影响. 冕底的电荷丰度由如下电离平衡假设决定

$$\left(\frac{n_{i+1}}{n_i}\right)_0 = \frac{C_i}{R_{i+1}} \quad (4-10)$$

为验证该假设, 我们计算了离子 i 的产生, 消失及膨胀过程的时间尺度, 分别由下面三个公式给出

$$\tau_{exp} = \left| \frac{n_e}{v_i} \left(\frac{\partial n_e}{\partial r} \right)^{-1} \right| \quad (4-11a)$$

$$\tau_q = \frac{n_i}{q_{ij} + q_{ik}} \quad (4-11b)$$

$$\tau_l = \frac{n_i}{l_i} \quad (4-11c)$$

计算表明在冕底对于所有本章讨论的五种 Si 电荷态, 其膨胀时间尺度均比相应产生及消失的时间尺度大一个量级以上. 例如图 4-2 给出 Si $^{9+}$ 离子的三个时间尺度的径向剖面. 这说明对于 Si 而言, 底部电离平衡假设是合理的. 由图 4-2 可见, 三条曲线在 $1.2 R_{\odot}$ - $1.3 R_{\odot}$ 之间相交, 意味着 Si $^{9+}$ 将在此距离附近冻结. 这与后面所给计算结果是一致的. 下面我们采用与

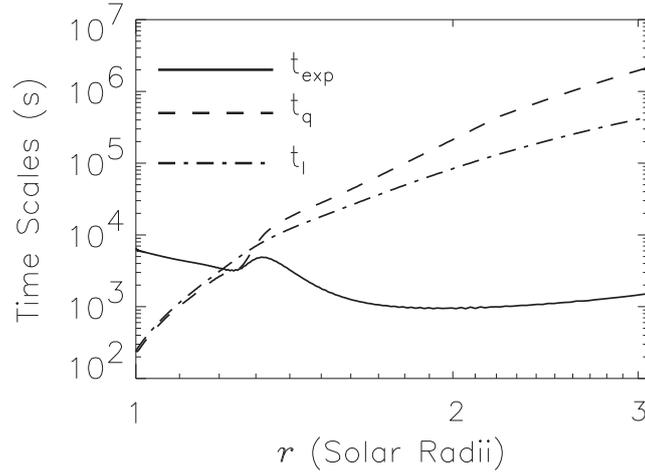


图 4-2 Si^{9+} 离子的三个时间尺度的比较: 离子膨胀时间尺度 (实线), 产生时间尺度 (虚线) 与消失时间尺度 (点划线).

背景模型相同的驱动机制加热和加速少数离子. 忽略少数离子对色散关系的贡献, 以避免少数离子的作用被冷等离子体色散关系非物理放大 (Hu, Esser and Habbal 2000). 结合图 4-1 给出的背景太阳风参数, 我们求出由 Hu and Habbal (1999) 中 (25) 与 (26) 式确定的波对少数离子的共振加速度 a_i 和加热率 Q_i , 同时求解 Si 离子对应的五套方程组 (4-1) – (4-3), 得到解 A, 在图 4-3 中给出. 图 4-3a 给出解 A 所对应的各 Si 电荷态流速. 为比较起见, 图中给出根据 UVCS/SOHO (方格) (Cranmer, et al. 1999) 以及 SUMER/SOHO (菱形) (Patsourakos and Vial 2000) 谱线数据求出的冕洞高速流中 O^{5+} 离子的速度. 背景模型给出的质子流速也以点线示于图中. 由该图可知, 从冕底至 $1.5 R_{\odot}$ 左右, Si 离子慢于质子, 说明库仑碰撞不足以将 Si 离子加速至质子速度. 当波对 Si 离子的优势加热变得重要之后, Si 离子才快于质子. 相邻 Si 电荷态间的速度之比示于图 4-3b. 图 4-3c 给出各 Si 离子的温度剖面以及观测之 O^{5+} 在垂直方向上的有效温度 (Esser et al. 1999; Kohl et al. 1997). 由图 4-3a 和 4-3b 可知, Si 元素各电荷态的速度经历如下演化过程: 由冕底向外至某日心距离 (称为 r_1 , $r_1 \approx 1.2R_{\odot}$) 由于电离复合过程及其与背景太阳风粒子的频繁碰撞作用, 各电荷态速度几乎相等. 在 r_1 以远, 电荷越小的离子越慢, 而且越先从其他成份中分离出来. 这是由于电荷小的离子受到较小的电场力 (与 Z_i 成正比) 和较小的与质子的库仑摩擦拉力 (与 Z_i^2 成正比). 分离出来的电荷态离子随后

主要被重力减速至 r_2 , r_2 因电荷而异. 在 r_2 以远, 回旋波的共振加热使得具有越小电荷的离子越热 (参见图 4-3c), 对应于更大的热压梯度力, 从而得到更大的加速度. 相邻 Si 电荷态间速度比值在 $[0.7, 1.7]$ 之间. 速度比值的极大值分别处于 $1.23 R_\odot$, $1.26 R_\odot$, $1.29 R_\odot$, 和 $1.32 R_\odot$.

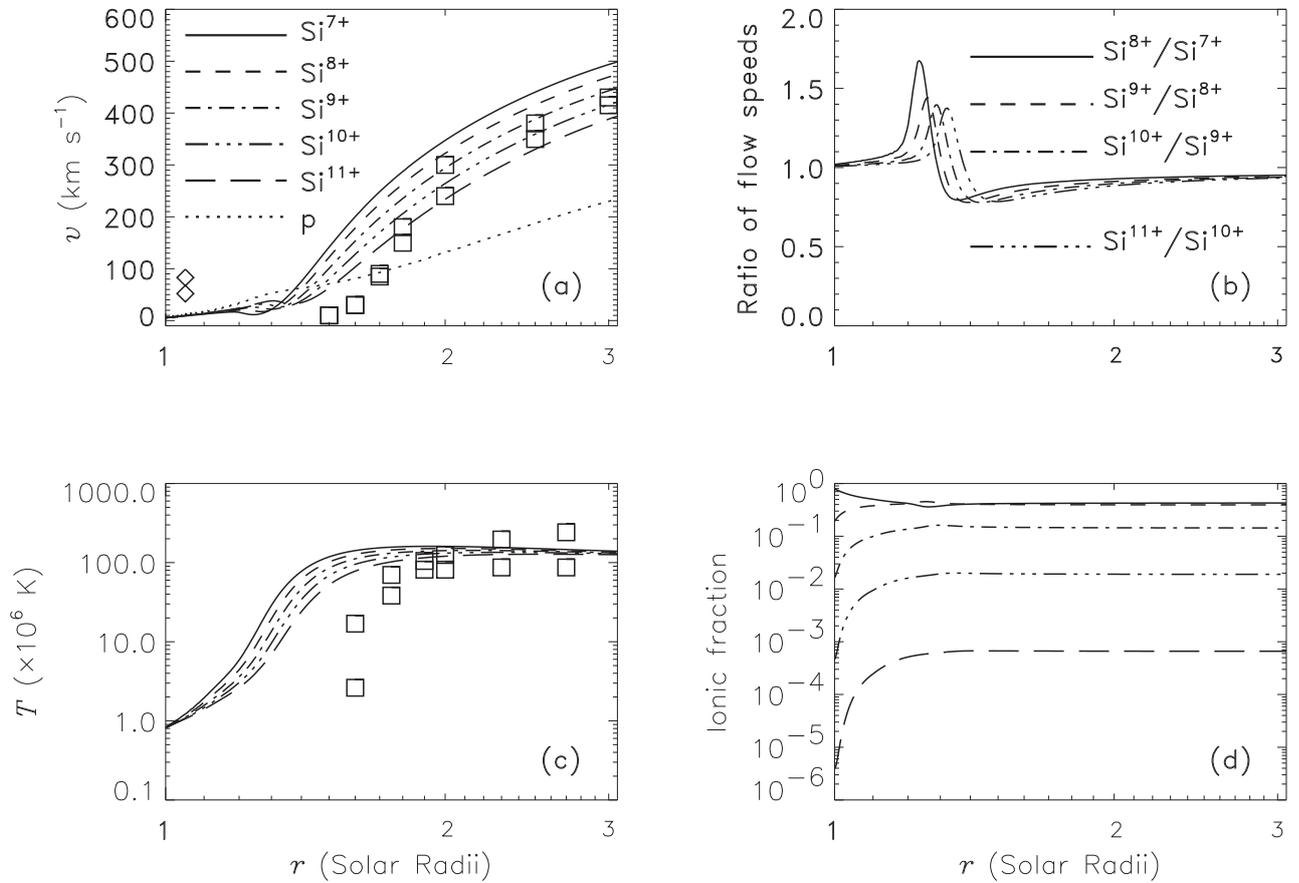


图 4-3 Si⁷⁺, Si⁸⁺, Si⁹⁺, Si¹⁰⁺ 与 Si¹¹⁺ 离子参数径向剖面: (a) 流速, (b) 相邻电荷态速度之比, (c) 温度, 以及 (d) (4-12) 式定义的离子相对通量 f_i . 根据 UVCS/SOHO 和 SUMER/SOHO 数据求出的 O⁵⁺ 离子速度在图 a 中分别表示为方格与菱形. 图 c 中的方格为 O⁵⁺ 离子垂直方向上有效温度的测量数据.

图 4-3d 给出用来表征少数离子冻结过程的相对通量 f_i , 由下式定义

$$f_i(r) = \frac{n_i v_i}{\sum_l n_l v_l}. \quad (4-12)$$

此处求和针对模型考虑的所有五种 Si 电荷态. 在远处, 电荷态间差动速度相对于离子速度本身而言很小, 例如在 $3 R_{\odot}$ 处, Si^{7+} 与 Si^{8+} 之间的速度差与 Si^{7+} 的速度之比仅为 0.05. 因此在少数离子冻结之后, 上述相对通量与相对丰度 ($\frac{n_i}{\sum_l n_l}$) 近似相等. 所以在以下讨论中我们直接将计算得到的相对通量与观测的相对丰度作比较. 对于定态解, $f_i(r)$ 满足

$$\frac{\partial f_i}{\partial r} = n_e \left(\frac{f_{i-1} C_{i-1}}{v_{i-1}} - \frac{f_i (C_i + R_i)}{v_i} + \frac{f_{i+1} R_{i+1}}{v_{i+1}} \right). \quad (4-13)$$

可见, 决定少数离子形成过程的物理参数为电子密度, 依赖于电子速度分布函数的电离复合率, 以及离子本身的流速. 我们使用如下判据确定冻结位置 r_f :

$$\left| \frac{f_{i(1AU)} - f_{i(r>r_f)}}{f_{i(1AU)}} \right| < 0.05 \quad (4-14)$$

这里 r_f 为由冕底出发第一个满足上述判据的位置. 表 4-1 给出解 A 对应的五种 Si 离子冻结之后的相对通量 f_i 与冻结距离 r_f , 以及高速流中的电荷态分布测量数据. 由该表可以看出我们的计算结果与观测值相比偏向低电荷态. 即给出过多 (少) 的低 (高) 电荷态丰度. 例如根据模型结果, Si^{7+} 在各电荷态中相对通量最大, 而观测结果中以 Si^{9+} 含量最多. Si^{7+} 的相对通量比观测的相对丰度值高近一个量级, 而较高电荷态 Si^{10+} 和 Si^{11+} 的相对通量均比相应观测值低一个量级以上. 比较表中冻结位置与上面所给的速度极值位置, 可知电荷态间的差动速度在 Si 离子完全冻结之前就已发展起来, 故有可能对 Si 离子的形成有一定影响. 为弄清差动速度的作用, 我们进行如下研究:

假定各电荷态速度相等, 只求解各成份电离方程 (4-1). 这正是以往大多数电荷态模型的做法. 我们令各成份速度均等于图 4-3 所给之 Si^{9+} 的速度. 如此得到的解称为解 B. 相应的离子相对通量也在表 4-1 中给出. 易知, 解 A 与解 B 中电荷丰度的差别在 10% 以内, 这一差别与理论值和观测值之间的差别相比可以忽略. 如果采用其他 Si 离子的速度作为此模型中各离子的共同速度, 结果差别不大.

为研究不同加热机制的影响, 我们采用如下加热函数进行参数研究,

$$Q_i = Q_{i,0} e^{\frac{R_{\odot}-r}{\sigma_i}} n_i. \quad (4-15)$$

用上式代替公式 (4-3) 中的共振加热率并设相应的共振加速度 a_i 为零, 结合不同的加热率参数我们重新求解方程组 (4-1) - (4-3). 对于不同的电荷态, 我们将加热率 $Q_{i,0}$ 在 0.5 (以 $1 \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1}$ 为单位) 至 20 之间变化, 同时也将衰减长度在 $6 R_{\odot}$ 至 $1 R_{\odot}$ 之间变化. 根

据计算结果, 如此得到的相邻电荷态速度比值始终小于 10, 比 Esser and Edgar (2001) 的工作中用来拟合观测之电荷态分布的差动速度小得多. 另一方面, 由于太阳附近少数离子与太阳风主要成份之间很强的碰撞相互作用, 在 $1.2 R_{\odot}$ 以下很难得到明显的差动速度. 由于有相当部分的 Si 电荷态形成于 $1.2 R_{\odot}$ 之内 (参见图 4-3d), 故合理的差动速度无法解释太阳风中高电荷态与冕洞中低电子温度之间的矛盾.

文献中电离复合率等原子数据精度有限且有不同版本, 故我们使用不同作者提供的数据以考察这些数据的影响. 模型 C 和 D 中分别使用 Raymond and Smith (1977) 和 Lennon et al. (1998) 给出的数据. 相应计算结果也列在表 4-1 之中. 计算之 Si 高电荷态丰度仍比观测值小得多.

表 4-1. 电荷态相对通量与冻结位置: Si^{7+-11+}

离子种类	Si^{7+}	Si^{8+}	Si^{9+}	Si^{10+}	Si^{11+}
电荷态丰度:					
Model A	0.437	0.398	0.145	0.019	7×10^{-4}
Model B	0.470	0.385	0.127	0.017	6×10^{-4}
Model C	0.410	0.383	0.193	0.014	4×10^{-4}
Model D	0.251	0.454	0.255	0.038	1.5×10^{-3}
观测下限	0.045	0.161	0.402	0.189	0.035
观测上限	0.066	0.262	0.456	0.275	0.072
冻结位置 (R_{\odot})	1.43	1.33	1.40	1.37	1.31

4.5 C 与 O 电荷态解

C 与 O 的情形相似, 故我们将它们的解放在一起讨论. 本模型考虑的这两种元素的电荷态分别为: $\text{C}^{2+} - \text{C}^{6+}$, 及 $\text{O}^{4+} - \text{O}^{8+}$. 由于太阳风之中 C^{2+} , C^{3+} 与 O^{4+} , O^{8+} 同其他同一元素离子的丰度相比可完全忽略, 故下述讨论中排除了这些离子. 比较冕底时间尺度, 发现对于 C

和 O 的主要电荷态, 膨胀时间尺度与电离复合过程导致的该电荷态产生和消失的时间尺度相当, 说明冕底的电离平衡假设是有疑问的. 但我们仍先给出基于电离平衡假设求出的解.

表 4-2. 电荷态相对通量与冻结位置: $C^{2+}-6+$

离子种类	C^{2+}	C^{3+}	C^{4+}	C^{5+}	C^{6+}
电荷态丰度:					
Model	3×10^{-7}	3×10^{-4}	0.369	0.579	0.051
观测下限			0.262	0.542	0.096
观测上限			0.320	0.662	0.118
冻结位置 (R_{\odot})	> 5	1.30	1.19	1.16	1.26

表 4-3. 电荷态相对通量与冻结位置: $O^{4+}-8+$

离子种类	O^{4+}	O^{5+}	O^{6+}	O^{7+}	O^{8+}
电荷态丰度:					
Model	5×10^{-5}	0.005	0.991	0.004	8×10^{-7}
观测下限		0.005	0.920	0.028	
观测上限		0.007	1.000	0.033	
冻结位置 (R_{\odot})	> 5	1.90	1.	1.09	1.05

C 元素的相邻电荷态间速度比极大值在 C^{5+} 和 C^{4+} 之间于 $1.22 R_{\odot}$ 处达到, 该极大值为 1.9; 对于 O 来说则在 O^{6+} 和 O^{5+} 之间于 $1.25 R_{\odot}$ 达到, 极大值为 2.5. 其速度与电荷的依赖关系类似于 Si 的情况. 即由冕底至 r_1 ($r_1 \approx 1.13 R_{\odot}$ (C) 及 $1.18 R_{\odot}$ (O)), 各电荷态具有同一速度, 而后按电荷由小到大的顺序与背景太阳风逐渐解耦. 随后在波的优势加热过程变得重要之前有一段减速过程. 求出的电荷相对通量及冻结位置与有关观测数据列于表 4-2 (C) 和表 4-3 (O) 之中. 由这两个表可知, 模型可基本拟合太阳风中这两种元素的电荷态分布, 但最高电荷

态丰度略小于观测值. C 与 O 的主要电荷态均在 $1.2 R_{\odot}$ 之内冻结, 比 Si 离子的冻结之处更靠近太阳, 且在差动速度得以发展起来之前. 所以差动速度对大部分 C 与 O 离子的形成没有重要作用. 使用同一速度求解电离方程, 我们也得到同样的结论. 请注意, 这一点与文 I 的结论是一致的. 在文 I 中我们指出, O^{5+} 与 O^{6+} 之间的差动速度对 O^{5+} 的形成有重要作用, 是因为其在差动速度发展起来之后才冻结, 而 O^{5+} 离子只是太阳风中 O 离子的次要成份.

通过改变 C^{6+} (O^{7+}) 的底部丰度可缩小上述 C (O) 高电荷态丰度的模型与观测之间的差别. 上面计算中, 各离子底部丰度数值是由电离平衡决定的. 如果我们将 C^{6+} 的底部相对丰度由 7×10^{-6} 改为 4×10^{-5} , 或将 O^{7+} 的 6×10^{-7} 改为 3×10^{-5} (前面的数值由电离平衡求出), 则模型给出的相对冻结丰度分别为 0.102 和 0.028, 与观测一致.

4.6 Mg 与 Fe 电荷态解

表 4-4. 电荷态相对通量与冻结位置: $Mg^{6+ - 10+}$

离子种类	Mg^{6+}	Mg^{7+}	Mg^{8+}	Mg^{9+}	Mg^{10+}
电荷态丰度:					
Model	0.047	0.213	0.413	0.250	0.077
观测下限	0.019	0.161	0.188	0.134	0.298
观测上限	0.038	0.075	0.266	0.316	0.506
冻结位置 (R_{\odot})	1.83	1.39	1.32	1.21	1.30

所考察的 Mg 与 Fe 的电荷态分别为 $Mg^{6+} - Mg^{10+}$ 和 $Fe^{8+} - Fe^{12+}$. 电离平衡假设对于这两种元素来说是合理的. 其所得速度剖面与电荷的依赖关系与上述其他元素类似, 此地不再重复. 观测与计算之电荷相对丰度与冻结距离分别在表 4-4 和表 4-5 中列出. 与 Si 的情形类似, 丰度计算结果向低电荷态偏移, 模型无法解释观测的高电荷态丰度. 除 Mg^{9+} 在 $1.21 R_{\odot}$ 处冻结外, 其他离子均在 $1.3 R_{\odot}$ 以远冻结. 所以 Mg 与 Fe 的离子均比 C 和 O 在略远的地方冻结, 这一点与其他电荷态模型结论一致 (e.g., Burgi and Geiss 1986; Owocki, Holzer and

Hundhausen 1983). 通过比较速度相等和不等的算例, 我们得出相邻电荷态间的差动速度对 Mg 和 Fe 之高电荷态的形成也是不重要的.

表 4-5. 电荷态相对通量与冻结位置: Fe^{8+-12+}

离子种类	Fe^{8+}	Fe^{9+}	Fe^{10+}	Fe^{11+}	Fe^{12+}
电荷态丰度:					
Model	0.264	0.282	0.257	0.151	0.046
观测下限		0.139	0.225	0.249	0.139
观测上限		0.171	0.275	0.305	0.171
冻结位置 (R_{\odot})	2.10	1.30	1.34	1.51	1.63

4.7 结论与讨论

将少数离子视为在一三成份 (电子、质子及 α 粒子) 波驱动背景太阳风中流动的试验粒子, 同时求解了高速流中给定元素的五个电荷态的质量、动量及能量方程. 主要目的是研究少数离子电荷态间存在差动速度的可能性及其在少数离子冻结过程中的作用. 为此, 模型考虑了少数离子的电离复合过程, 与背景太阳风等离子体的库仑碰撞耦合作用, 以及改变能量注入对差动速度的影响. 发现同元素电荷态间显著的差动速度在一定日心距离 ($\approx 1.1 - 1.2R_{\odot}$) 之外, 而且是在相当一部分离子形成之后才可以发展起来, 因此仅仅使用差动速度无法解释上述高电荷态分布与低电子温度之间的矛盾.

根据我们的计算, 大部分少数离子在 $1.5 R_{\odot}$ 以内冻结. 对于 Si, Fe 元素, 这一距离比以往电荷态模型中通常所认为的冻结位置更接近太阳, 这主要与本章采用的较低的冕底电子数密度以及较高的离子速度有关. 其中较高的离子速度与最近 UVCS 对 O^{5+} 的速度测量结果是一致的. 为考察较高冕底电子密度的影响, 我们令其等于 $1.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, 重新求解少数离子电荷态的方程组. 结果表明: 由于增强的库仑碰撞, 各相关位置诸如离子速度极小值的位置, 离子从其他成份中分流出来的位置以及速度之比极大值的位置, 冻结位置 (C 与 O 元素除外, 其

冻结位置基本维持不变) 等都比我们讨论的低密度算例外移约 $0.2 R_{\odot}$. 对高密度情况对应的电荷态分布来说, 观测与理论之间的差别更大.

以往使用单一电子温度 (即 Maxwell 分布) 解释高速流中电荷态分布的模型表明在近日区域电子温度应存在一大于等于 1.5 MK 的极大值 (例如 Ko et al., 1997). 该极大值比 SUMER/SOHO 的谱线数据导出的冕洞电子温度至少高 0.5 MK. 这一差别无法使用本模型给出的同元素电荷态间差动速度来解释. 由于少数离子与背景太阳风频繁的碰撞作用以及电离复合过程的耦合作用, 各电荷态在一定日心距离 (例如对于 Si 元素, 该距离为 $1.2 R_{\odot}$) 以下无法形成显著的差动速度. 而在该日心距离之内已有相当部分的离子形成, 故电荷态间差动速度无法解释高电荷态分布与低电子温度之间的矛盾. 另一种解释电荷态分布的理论假设日冕中电子速度分布函数且有高温环分量. 目前尚不存在日冕中电子速度分布函数的观测数据, SUMER/SOHO 用来推求电子温度的谱线 (例如 MgIX706/750) 对高温环分量电子不敏感 (例如 Esser and Edgar, 2000; Esser et al., 2003), 故少量 (例如 5%) 高温环分量电子的存在与现有观测数据并不矛盾. 但是, 这些环分量电子是否可以在高密度日冕中产生并得以维持仍存在疑问. 对内冕中电子速度分布函数进行理论估计同时进行探测已成为一项紧迫的任务.

第五章 太阳风高速流的双电子流体模型

假设太阳风高速流中电子由环分量及核分量两种成份组成, 我们建立了第一个双电子流体高速流太阳风模型, 以模拟高速流电子速度分布函数的主要观测特征. 计算表明, 若只考虑库仑碰撞相互作用, 则环电子高温对应于一很强的热压梯度力, 导致其漂移速度远大于相应观测值. 为抑制环电子的漂移速度必须引入由诸如微观不稳定性及波粒相互作用引起的异常摩擦(即异常输运现象). 为模拟这些异常输运现象, 本模型使用人为增强的库仑碰撞相互作用, 并增加对环电子分量的能量注入. 发现在一定日心距离以远 ($>20 R_{\odot}$), 作用于环电子之上的异常摩擦力比相应电场力和库仑摩擦力都更为重要, 成为抑制两种电子流体之间相对漂移速度的主要因素.

5.1 引言

在 0.3 AU 以远观测到的太阳风电子分布可近似为两个相对漂移的 Maxwell 速度分布函数的叠加, 分别为低温高密度的核分量电子与高温低密度的环分量电子(也称为高能热尾)(Feldman et al., 1975, 1978; Rosenbauer et al., 1977; Pillip et al., 1987). 目前所有描述电子速度分布函数演化过程的理论模型均基于动力论, 可分成两种: (1) 完全忽略碰撞的模型(Jockers, 1970; Perkins, 1973), 及 (2) 包含碰撞效应的模型(e.g., Ogilvie and Scudder, 1978; Scudder and Olbert, 1979a, 1979b; Lie-Svensden, Hansteen and Leer, 1997, 2000). 根据这些模型研究, 受静电势束缚的电子对应于核分量电子, 而那些能量高到可以由该势阱中逃逸的则为环分量电子. 由于完全忽略碰撞及假设核电子分量静止, 无碰撞模型预言了过大的核分量电子与质子之间的相对漂移速度(等于太阳风质子流速), 及与观测不符的电子热各向异性(电子的磁矩守恒导致其在 1 AU 处的平行温度远大于垂直温度)(Montgomery, 1972; Feldman et al., 1975; Pilipp et al., 1987). 最近发展的考虑碰撞的动力论模型(Lie-Svensden, Hansteen and Leer, 1997, 2000), 考察试验电子速度分布函数在一静止太阳风背景之中的演化. 他们通

过求解 Fokker-Planck 方程, 给出了基本与观测符合的不同能量上环电子的散射角分布. 目前尚没有哪个太阳风模型, 不论是流体还是动力论模型, 考虑过异常输运过程的影响.

与太阳风电子速度分布函数密切相关的另一类工作则集中于研究与环分量电子相关的微观不稳定性及波粒相互作用. 很多作者都曾指出两种电子成份之间的相对漂移对应于一个不稳定的速度分布函数, 可激发多种等离子体微观不稳定性过程 (Schwartz, 1980; Marsch, 1991; Gary et al., 1994; 及其引文). 不稳定性过程导致的波动现象及其与太阳风等离子体的相互作用可将动量与能量在各成份之间重新分配, 即异常输运现象. 这些研究给出了基于某些太阳风参数 (例如相对漂移速度) 的不稳定性阈值. 一旦太阳风参数变化超过了这个阈值, 不稳定性就会发生, 进而抑制这些参数的进一步增加 (e.g., Gary and Feldman, 1977; Gary et al., 1994). 但是目前大多相关模型均使用线性 Vlasov 理论, 只能描述不稳定性发展的初始阶段, 而无法研究其与太阳风相互作用的整个过程. 同时当前数据分析工作也无法确认控制两电子成份之间漂移速度及使电子速度分布函数各向同性化 (与无碰撞模型相比) 的物理过程是波粒相互作用还是库仑碰撞占主导 (Phillip et al., 1987). 所以目前自洽的异常输运理论模型尚不存在. 由于流体近似在描述太阳风主要成份甚至少数粒子的性质上都取得了较好的成功, 同时考虑到观测到的电子速度分布函数可近似为两种 Maxwell 分布函数的叠加, 本文假设太阳风中的电子由两种流体成分组成. 我们考察异常输运现象在高速流电子速度分布函数的非 Maxwell 特征形成演化过程中的作用. 本章框架安排如下: 第二部分给出我们的理论模型及用来限制模型的相关观测事实, 第三部分为数值结果, 结论与讨论将在最后一节给出.

5.2 理论模型与相关观测

本文主要使用了以下假设: (1) 考虑电子-质子太阳风, 电子由具有不同速度、数密度及温度的两种流体成份组成. (2) 为简化起见, 忽略各成份的热各向异性, 及太阳旋转与辐射能量损失效应. (3) 为使流体方程组闭合, 我们假设一特定的电子能流密度. 由于电子速度分布函数的非热特征, 能流密度对其热力学过程是非常重要的. 基于温度梯度的传统热传导模型在碰撞占主导的太阳风等离子体中是合理的, 但却无法描述无碰撞太阳风中的能量输运过程 (e.g., Scime et al., 1994; Olsen and Leer, 1996). 由于环电子成份的等温特征 (请参照本节最后一段

中有关观测的总结), 传导型能流几乎为零, 显然不适于描述太阳风中携带大部分能流的环电子成份. 为得到高温环电子分量, 同时避免求解复杂的动力论方程, 我们简单假设电子能流密度可由一传导型能流密度与一 e 指数形式的机械能流密度叠加得到. 为便于参数调节, 本模型直接使用该 e 指数能流密度的散度, 即通常所用的 e 指数加热率 (例如 Withbroe, 1988). (4) 质子成份由阿尔文波以 Kolmogorov 率通过湍流串级产生的离子回旋波驱动 (Hollweg, 1986). 尽管目前对这种做法仍存有争议, 但使用这种机制可以获得合理的高速流中质子太阳风参数. 我们之所以重点研究高速流太阳风是因为它易由模型获得, 且相对来说比较稳定、简单.

下面我们给出三成份电子-质子太阳风的流体方程组. 其中环电子分量、核电子分量及质子分别用下标 h, c 及 p 来表示. 根据电中性及零电流假设, 有

$$n_p = n_h + n_c, \quad (5-1)$$

及

$$n_p v_p = n_h v_h + n_c v_c, \quad (5-2)$$

式中 n_i 和 v_i ($i = c, h,$ 及 p) 分别表示太阳风流体 i 的数密度及速度. 一维时变质量、动量及能量方程可列为:

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial r} (n_h v_h A) = 0, \quad (5-3)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial r} (n_p v_p A) = 0, \quad (5-4)$$

$$m_e \left(\frac{\partial v_h}{\partial t} + v_h \frac{\partial v_h}{\partial r} + \frac{GM_\odot}{r^2} \right) = -\frac{1}{n_h} \frac{\partial p_h}{\partial r} - eE + (1 + \alpha) \left[\frac{K_{hp}}{n_h} (v_p - v_h) + \frac{K_{hc}}{n_h} (v_c - v_h) \right], \quad (5-5)$$

$$m_p \left(\frac{\partial v_p}{\partial t} + v_p \frac{\partial v_p}{\partial r} + \frac{GM_\odot}{r^2} \right) = -\frac{1}{n_p} \frac{\partial p_p}{\partial r} - \frac{1}{n_p} \frac{\partial p_w}{\partial r} + eE + \frac{K_{pc}}{n_p} (v_c - v_p) + (1 + \alpha) \frac{K_{ph}}{n_p} (v_h - v_p), \quad (5-6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_c}{\partial t} + v_c \frac{\partial T_c}{\partial r} + (\gamma - 1) \frac{T_c}{A} \frac{\partial}{\partial r} (v_c A) &= \frac{\gamma - 1}{n_c k_B A} \frac{\partial}{\partial r} (A \kappa_c \frac{\partial T_c}{\partial r}) + \frac{\gamma - 1}{n_c k_B} Q_c \\ &+ \frac{2K_{cp}}{n_c m_p} (T_p - T_c) + (1 + \alpha) \frac{K_{ch}}{n_c m_e} (T_h - T_c) + \frac{\gamma - 1}{n_c k_B} [K_{cp} (v_c - v_p)^2 + (1 + \alpha) \frac{K_{ch}}{2} (v_c - v_h)^2], \end{aligned} \quad (5-7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_h}{\partial t} + v_h \frac{\partial T_h}{\partial r} + (\gamma - 1) \frac{T_h}{A} \frac{\partial}{\partial r} (v_h A) &= \frac{\gamma - 1}{n_h k_B A} \frac{\partial}{\partial r} (A \kappa_h \frac{\partial T_h}{\partial r}) + \frac{\gamma - 1}{n_h k_B} Q_h \\ &+ (1 + \alpha) \left\{ \frac{2K_{hp}}{n_h m_p} (T_p - T_h) + \frac{K_{hc}}{n_h m_e} (T_c - T_h) + \frac{\gamma - 1}{n_h k_B} [K_{hp} (v_h - v_p)^2 + \frac{K_{hc}}{2} (v_h - v_c)^2] \right\}, \end{aligned} \quad (5-8)$$

$$\frac{\partial T_p}{\partial t} + v_p \frac{\partial T_p}{\partial r} + (\gamma - 1) \frac{T_p}{A} \frac{\partial}{\partial r} (v_p A) = \frac{\gamma - 1}{n_p k_B} Q_p + \frac{2K_{pc}}{n_p m_p} (T_c - T_p) + (1 + \alpha) \frac{2K_{ph}}{n_p m_p} (T_h - T_p), \quad (5-9)$$

式中 T_i 表示温度, 热压 $p_i = n_i k_B T_i$, p_w 为阿尔文波波压, $e, G, M_\odot, m_e, m_p, k_B$ 及 γ 分别是质子电荷, 万有引力常数, 太阳质量, 电子及质子质量, Boltzmann 常数, 以及绝热指数 ($\gamma = 5/3$). E 代表极化电场, 其表达式可由假设电子动量方程中的时变项为零即 $\frac{\partial v_c}{\partial t} = 0$ 求得, 如下式:

$$eE = -m_e v_c \frac{\partial v_c}{\partial r} - m_e \frac{GM_\odot}{r^2} - \frac{1}{n_c} \frac{\partial p_c}{\partial r} + \frac{K_{cp}}{n_c} (v_p - v_c) + (1 + \alpha) \frac{K_{ch}}{n_c} (v_h - v_c). \quad (5-10)$$

在库仑碰撞项之前的因子 $(1 + \alpha)$ 表示环电子与其他成份之间的库仑碰撞耦合作用被人为增强 ($\alpha > 0$). α 的表达式将在第三节中给出. 太阳风流体 i 与 j 之间的库仑碰撞频率写为:

$$K_{ij} = \frac{16\pi^{1/2}}{3} n_i n_j Z_i^2 Z_j^2 e^4 \left(\frac{m_i m_j}{m_i + m_j} \right)^{1/2} \times \left[\frac{m_i + m_j}{2k_B(m_i T_j + m_j T_i)} \right]^{3/2} \ln \Lambda, \quad (5-11)$$

式中库仑算子取为 $\ln \Lambda = 23$.

流管几何令为 Kopp and Holzer [1976] 给出的形式, 横截面积 A 写为:

$$\frac{A}{r^2} = \frac{f_m e^{(r-r_1)/\sigma} + 1 - (f_m - 1)e^{(R_\odot - r_1)/\sigma}}{e^{(r-r_1)/\sigma} + 1}, \quad (5-12)$$

这里 f_m, σ , 及 r_1 为流管几何参数. 我们将其固定为: $f_m = 2$, $\sigma = 0.51R_\odot$ 及 $r_1 = 1.31R_\odot$.

如前所述, 电子能流密度假设由经典热传导型能流密度与一 e 指数能流密度求和得到. 使用 (Spitzer, 1962) 给出的如下热传导率:

$$\kappa_{c,h} = \frac{n_{c,h}}{n_p} 7.8 \times 10^{-7} T_{c,h}^{5/2} \text{ g cm s}^{-3} \text{ K}^{-1}. \quad (5-13)$$

核分量及环分量电子成份的相应加热率设为:

$$Q_i = n_i Q_{i0} \exp\left(\frac{R_\odot - r}{\sigma_i}\right) \quad (5-14)$$

式中 $i = c, h$, Q_{i0} 与 σ_i 为模型可调参数, R_\odot 是太阳半径. 我们将核电子流体的加热率参数固定为 $Q_{c0} = 2 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1}$ 及 $\sigma_c = 0.2 R_\odot$, 令 Q_{h0} 等于 Q_{c0} . 则增加 σ_h , 便相当于增加远处对环电子的能量注入, 从而可得到高温环电子. σ_h 及碰撞项之前的因子 α 为本模型中最重要的可调参数.

如前所述, 我们假设低频阿尔文波以 Kolmogorov 率湍流串级得到高频离子回旋波. 这些高频离子回旋波随即通过离子回旋共振相互作用耗散, 耗散波能全部用来加热质子. Kolmogorov 耗散率写为

$$Q_p = m_p n_p < \delta v^2 >^{3/2} / L_c. \quad (5-15)$$

这里 $\langle \delta v^2 \rangle^{1/2}$ 为波场速度扰动幅度, L_c 是耗散的相关尺度, 由 $L_c = L_{c0}(B_c/B)^{1/2}$ 给出 (B 与 B_c 分别为 r 和 $1 R_\odot$ 处的磁场强度, $L_{c0} = 1.0 \times 10^5$ km). 为计算波对质子的加热率, 我们求解如下波能守恒方程,

$$\frac{\partial p_w}{\partial t} + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial r} [a(\frac{3v_p}{2} + v_A)p_w] - \frac{v_p}{2} \frac{\partial p_w}{\partial r} + \frac{Q_p}{2} = 0, \quad (5-16)$$

式中 $v_A = B(4\pi n_p m_p)^{-1/2}$ 为阿尔文波速.

公式 (5-3) - (5-9) 及 (5-16) 由 (Hu, Esser and Habbal, 1997) 设计的一维全隐格式求解. 解域为 $1R_\odot$ 至 1.2 AU, 共取 1200 个格点, 格点距离由冕底的 $1 \times 10^{-4} R_\odot$ 等比增加至 $100 R_\odot$ 的 $0.86 R_\odot$; 在 $100 R_\odot$ 以远, 格距设为 $1.0 R_\odot$. 冕底边界条件取为: $n_{p0} = 2.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $n_{h0}/n_{p0} = 12\%$, $T_{p0} = T_{c0} = T_{h0} = 4. \times 10^5 \text{ K}$, $B_0 = 1.6 f_m \text{ G}$, 及 $p_{w0} = 1.65 \times 10^{-3} \text{ dyn cm}^{-2}$ (等效于扰动波幅 $\langle \delta v^2 \rangle^{1/2} = 30 \text{ km s}^{-1}$).

与本文相关的 1AU 附近的高速流电子速度分布函数主要观测特征可总结为: (1) 环电子数占总电子数的 4% 左右; (2) 核电子与环电子之间的相对漂移速度约为 2000 km s^{-1} ; (3) 环电子成份的温度在 0.6 至 1 MK 之间, 核电子成份温度约为 0.1 MK, (Feldman et al., 1978; Pilipp et al., 1987; Phillips et al., 1995); (4) 环电子成份随径向距离基本上是等温的, 而核电子温度在等温与绝热冷却之间变化 (Ogilvie and Scudder, 1978; Phillips, et al., 1995); (5) 在较高的环电子能域, 远离太阳运动的电子数目远远多于朝向太阳运动的电子数, 通常这个特征被称为电子束流 (strahl 或 beam) (Rosenbauer et al., 1976, 1977; Pilipp et al., 1987).

5.3 计算结果

在以下求解过程中, 除算例 B (见下) 中为拟合 1 AU 处环电子数密度观测值而将其底部数密度有所调整外, 其余底部边界条件均维持不变. 如上所言, 我们重点调节环电子加热函数的衰减长度 σ_h , 以及环电子成份与其他流体的碰撞项之前的因子 α . 以下给出对应于不同参数的三组解 A, B 及 C.

第一个算例 A 为典型的电子-质子双成份太阳风解, 核电子与环电子分量具有同一流速和温度. 此处令 $\alpha = 0$, 取 $Q_h = Q_c$, 即 $Q_{h0} = Q_{c0} = 2 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1}$, 及 $\sigma_h = \sigma_c = 0.2 R_\odot$. 图

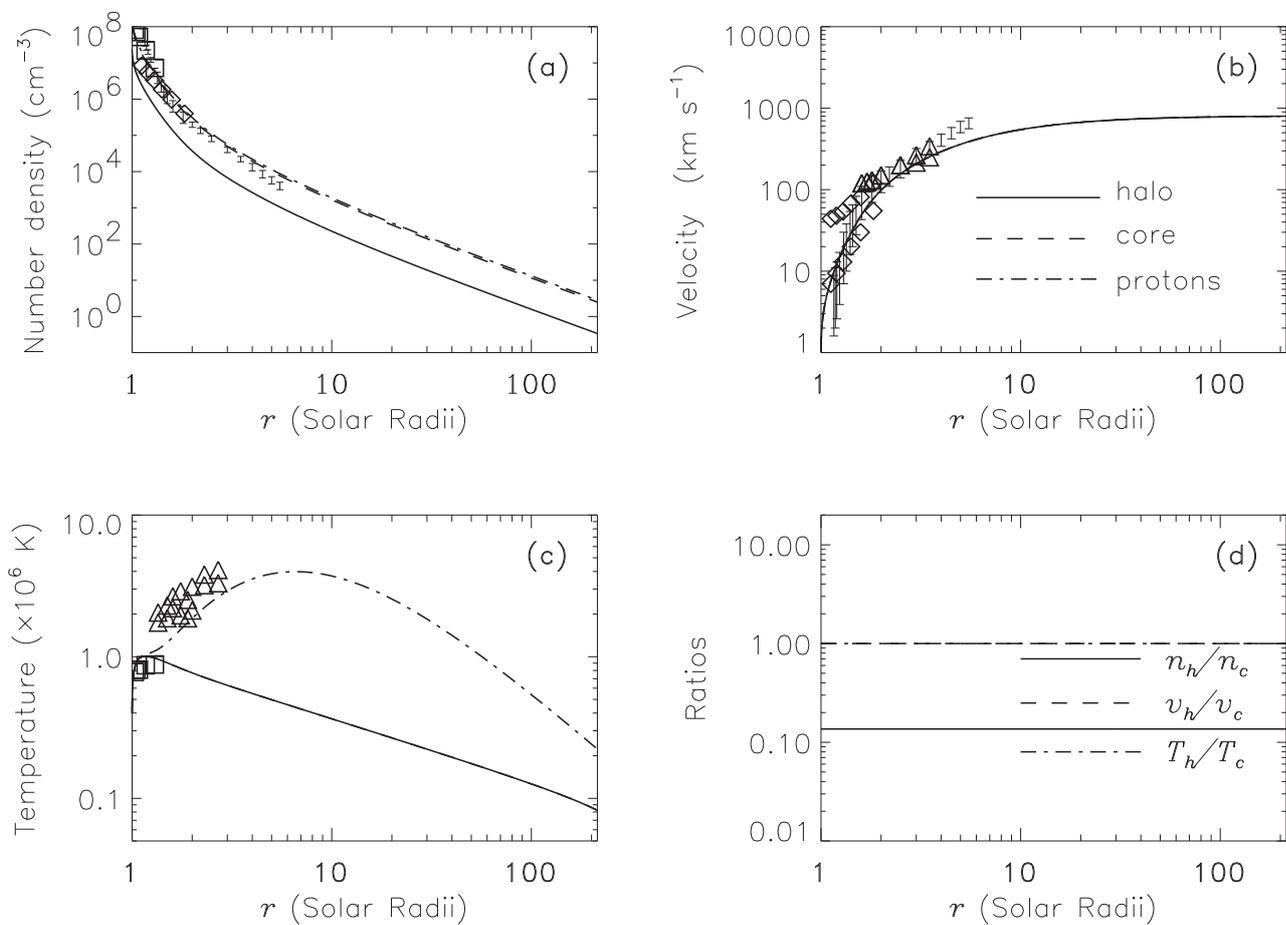


图 5-1 标准电子 - 质子太阳风解 (算例 A) 的参数曲线: (a) 数密度, (b) 速度, (c) 温度, 与 (d) 环 - 核电子分量的参数比值. 图中同时给出了太阳附近的一些观测数据 (参见正文).

5-1a, 5-1b, 和 5-1c 分别给出该解对应的各成份数密度、速度及温度径向曲线. 图 5-1d 给出了两种电子流体各参数比值的径向剖面, 以便于分析解的特性 (尤其对于下面两个算例). 太阳附近冕洞高速流中的一些等离子体参数测量数据也在该图中示出: 图 5-1a 中的误差棒, 菱形以及方格符号分别表示 Fisher and Guhathakurta (1995), Koutchmy (1977) 及 Wilhelm et al. (1998) 给出的电子数密度测量数据. 根据流管中质量通量守恒, 可由 Fisher and Guhathakurta (1995) 和 Koutchmy (1977) 的密度数据求出太阳风流速, 在图 5-1b 中分别以误差棒及菱形符号表示. 根据 $\text{Ly}\alpha$ 多普勒变暗效应导出的质子速度 (Cranmer et al., 1999) 以三角形符号表示. Wilhelm et al. (1998) 给出的电子温度测量结果在图 5-1c 中以方格符号给出. 该图中的三角形符号表示 Kohl et al. (1997) 给出的质子的垂直方向有效温度, 可视为质子温度的上限. 在 1 AU 附近, 该解给出如下参数: $n_p = 2.48 \text{ cm}^{-3}$, $v_p = v_c = v_h = 793 \text{ km s}^{-1}$, $T_c = T_h = 8.23 \times 10^4 \text{ K}$, $T_p = 2.23 \times 10^5 \text{ K}$, 这些均与熟知的 1 AU 处高速流参数吻合 (例如 Bame et al., 1975; Villante and Vellante, 1982; Schwenn, 1991). 可以看出该解以及下文讨论的两个解与太阳附近以及地球附近的观测结果基本一致. 这里给出解 A 的主要目的是为了与其他解对照.

为将环分量从核分量电子中分离出来, 同时得到观测的环电子高温特征, 需增加对其能量注入. 首先考虑只包含库仑碰撞的情形, 即令 $\alpha = 0$. 我们在一定日心距离 r_h 以远, 将加热函数的衰减长度由解 A 中的 $0.2 R_\odot$ 增至 $100 R_\odot$. 在 r_h 以内, 环电子加热参数仍与核电子的相同. 由于太阳附近剧烈的碰撞耦合作用, 如果由冕底一开始即增加对环电子的能量注入, 则大部分增加的能量将被核电子与质子吸收. 所以我们取 $r_h = 20 R_\odot$, 远在碰撞区域之外. 如下面将要看到的, 该算例给出的环分量电子速度比观测值大得多, 所以为得到 1 AU 处环分量电子的密度观测值, 不得不大大提高其在冕底的数密度, 我们将其与质子数密度之比由解 A 中的 12% 增至 30%. 使用以上参数, 我们求得解 B, 以与图 5-1 相同的格式示于图 5-2. 可知在 1 AU, 环电子占总电子数的 3%, 环电子与核电子的温度比约为 5, 这些都与观测大致吻合. 但是, 两种电子流体之间的漂移速度在 1 AU 处达到 $8 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$, 远大于观测值. 由于我们使用单粒子加热函数, 故冕底环电子丰度的改变对其速度及温度剖面影响不大. 由以下的受力分析可以看出, 这一很大的相对漂移速度是环电子高温的必然结果.

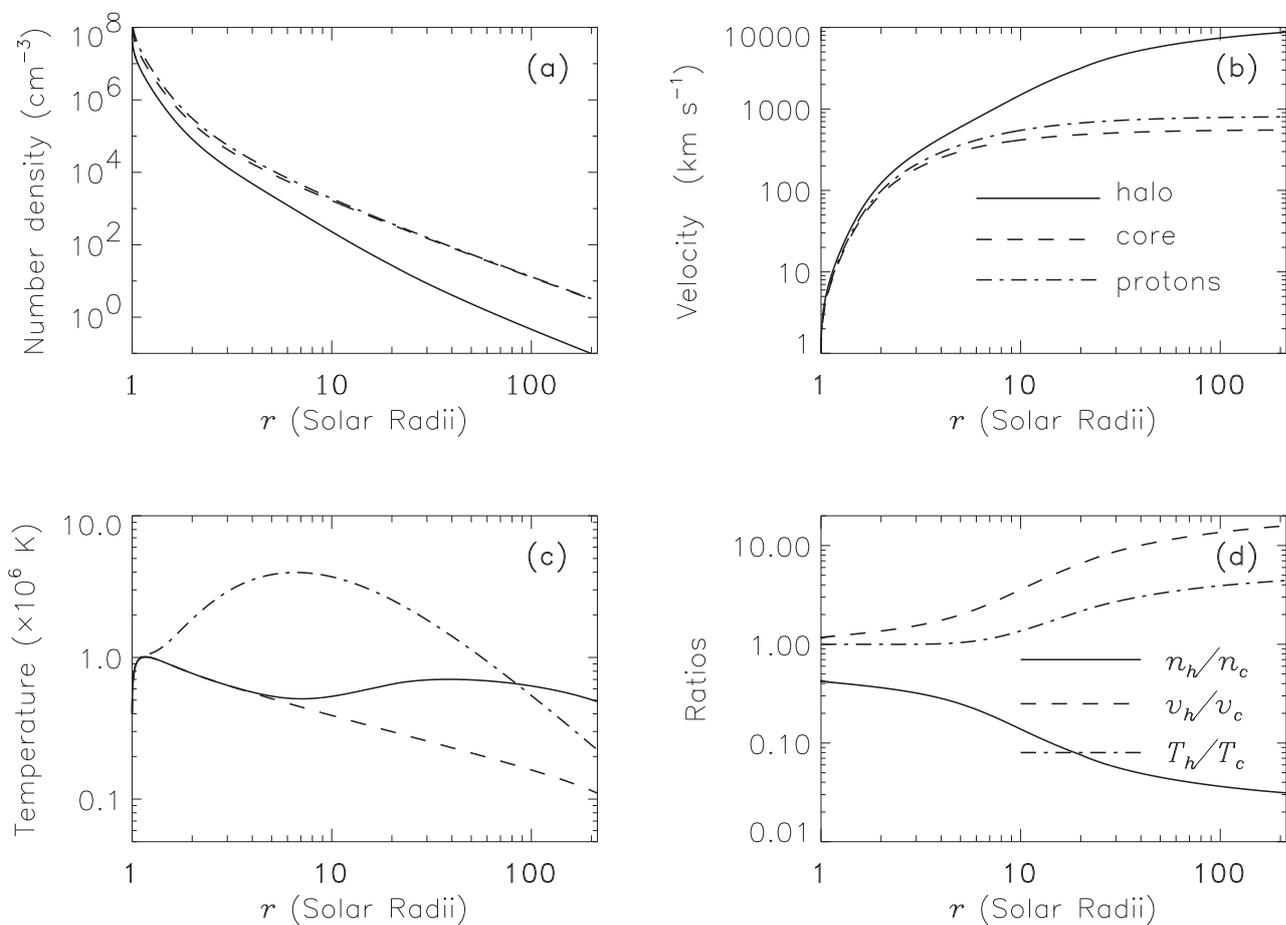


图 5-2 算例 B 对应的太阳风径向剖面: (a) 数密度, (b) 速度, (c) 温度, 与 (d) 环 - 核电子分量各参数比值.

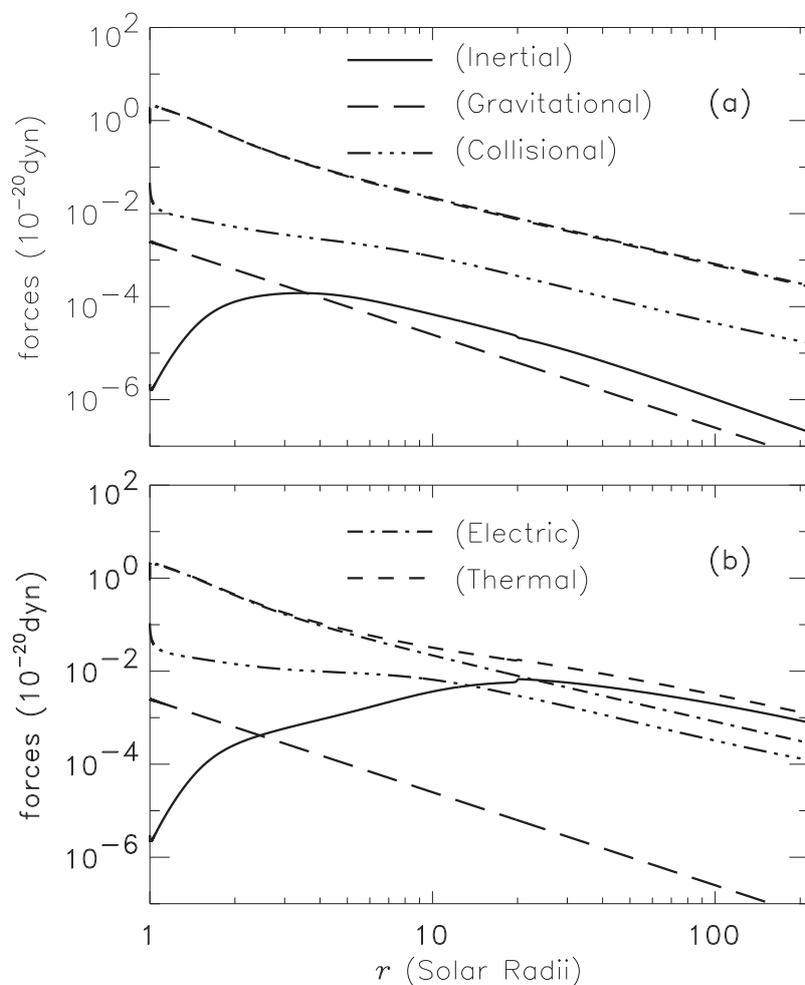


图 5-3 算例 B 中核 (a) 与环 (b) 电子分量的受力分析曲线: 实线, 短虚线, 点划线, 三点一划线与长虚线分别表示以下各力的大小: 惯性项, 热压梯度力, 电场力, 总库仑碰撞力与重力 (各力表达式请参见公式 (5-5) 与 (5-10)). 在图 (a) 中电场力与热压梯度力几乎重合.

图 5-3a 给出核分量电子的受力分析曲线, 其中实线、短虚线、点划线及三点一划线分别表示惯性力、热压梯度力、电场力及其所受库仑碰撞力之和. 电子重力 (长虚线) 为可忽略项. 由该图可知核分量电子的受力平衡主要在指向太阳的极化电场力与远离太阳的热压梯度力之间达成. 而高温环电子 (图 5-3b) 则受到很强的热压梯度力加速作用, 同时所受电场力与核电子的相差无几, 库仑碰撞力几乎可以忽略. 在该系统中, 达到力平衡的唯一途径只有大大加速环电子流体 (对应于增强的惯性力). 附录中给出了对一无碰撞太阳风等离子体中环电子成份漂移速度的量级估计, 与此处结果一致. 虽然这个算例无法拟合环电子漂移速度, 仍可解释部分观测事实, 例如双电子温度特征、电子束流现象 (即 Strahl, 参见下段之讨论). 由该算例可知, 如果只考虑库仑碰撞, 则模型给出过快的环-核电子分量间漂移速度. 过快的漂移速

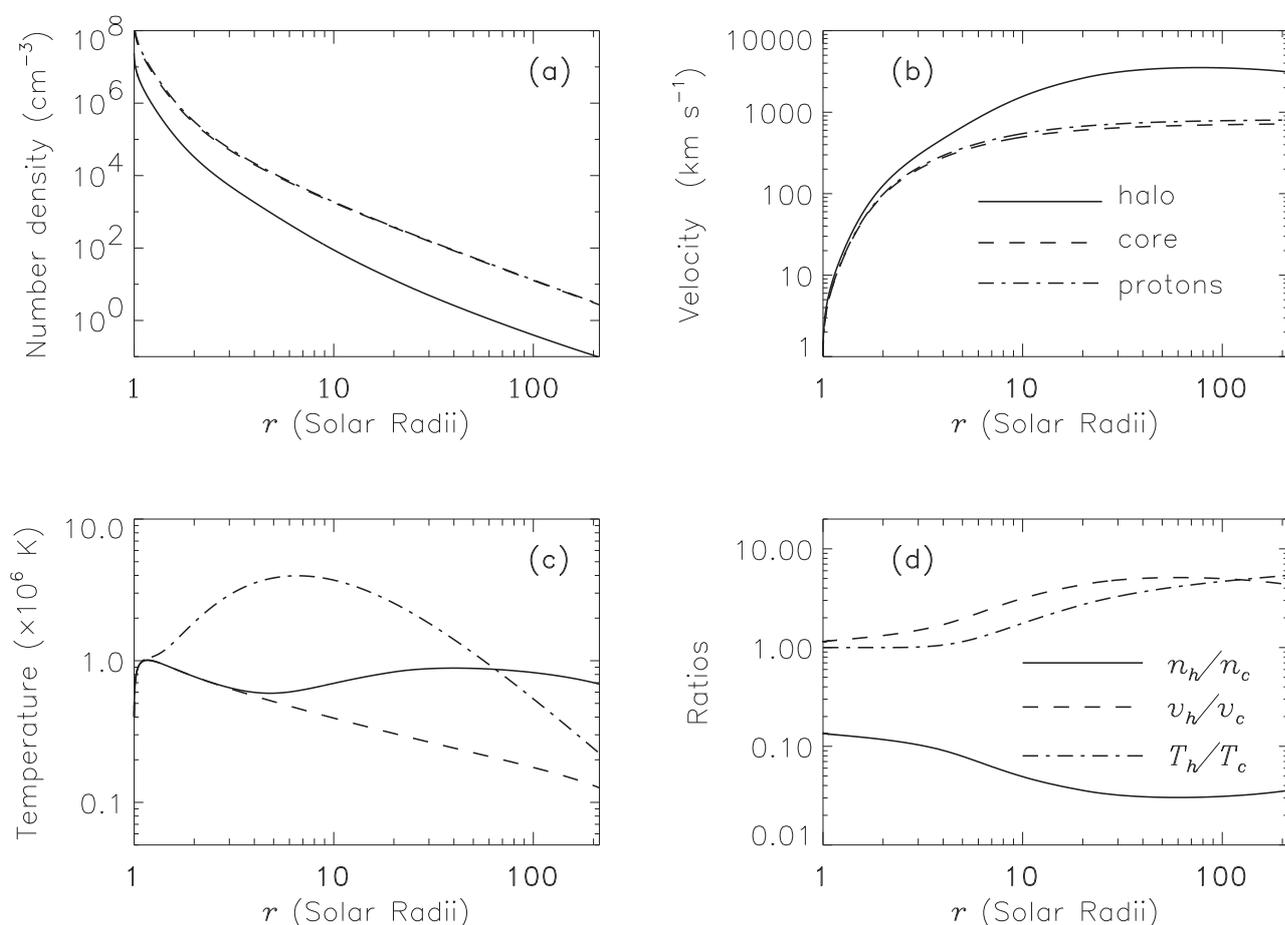


图 5-4 算例 C 对应的太阳风参数曲线, 各线意义同图 5-2.

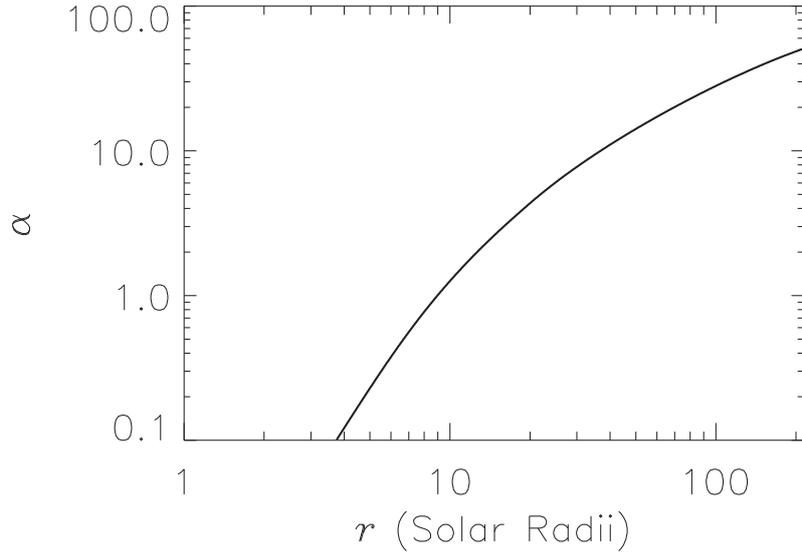


图 5-5 公式 (5-17) 给出的 α 的径向剖面.

度对应着很强的速度分布函数的畸变. 这种畸变可驱动多种微观不稳定性过程 (Marsch, 1991; Gary et al., 1994 及其引文), 从而导致异常输运现象. 但目前对于不稳定性及相关异常输运过程的理论研究尚处于初始阶段, 我们了解并不多. 故本文使用如下方式来近似这些异常输运过程: (1) 令 α 为,

$$\alpha = \begin{cases} \frac{v_{hp}}{v_A} & \frac{v_{hp}}{v_A} \geq 0.1, \\ 0 & \frac{v_{hp}}{v_A} < 0.1, \end{cases} \quad (5-17)$$

式中 $v_{hp} = v_h - v_p$ 表示环电子与质子之间的漂移速度, (2) 增加 σ_h 至 $1000 R_\odot$. 这两个参数的选取是为了使模型得到与观测一致的结果. α 的径向剖面示于图 5-5. 可见为了将环分量电子速度降至观测值, 在 $10 R_\odot$ 处 $\alpha = 2$, 在 $100 R_\odot$ 处 $\alpha = 30$. 由于增强的库仑碰撞耦合过程, 更多的环电子能量被核电子及质子吸收, 故我们必须给环电子成份注入更多的能量 (与算例 B 相比) 才仍可得到合理的环电子温度. 请注意此处我们已将环电子在底部占总电子数的百分比设回 12%, 以拟合 1 AU 处相应观测值. 如此求得解 C, 其相应太阳风参数示于图 5-4. 由该图可知, 在 1 AU 处环电子占总电子数的 4%, 两种电子流体之间的相对漂移速度约为 2200 km s^{-1} . 在 $10 R_\odot$ 至 1 AU 之间, 环电子流体温度约为 0.7 MK, 且几乎不随径向距离增加而变化; 核电子流体温度则在 $1.1 R_\odot$ 之后单调下降. 该解所给之三种太阳风成份在 1 AU 的参数与第

二节中给出的观测数据基本一致. 为将计算结果直接与观测的速度分布函数比较, 我们在与核电子成份静止的参考系中计算了两种电子成份及总的电子速度分布函数. 图 5-6a 给出了该算例对应的三组速度分布函数曲线, 分别将以下各式在相空间中对垂直方向上粒子速度求积分得到.

$$f_i = n_i(\pi\omega_i^2)^{-\frac{3}{2}} \times \exp\left[-\left(\frac{v_{\parallel} - v_i + v_c}{\omega_i}\right)^2 - \left(\frac{v_{\perp}}{\omega_i}\right)^2\right], i = c, h, \quad (5-18)$$

$$f_e = f_c + f_h, \quad (5-19)$$

式中 $\omega_i = \left(\frac{2k_B T_i}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}}$, v_{\parallel} 及 v_{\perp} 分别指在与磁场平行及垂直方向上的电子速度. 图 5-6 纵坐标单位为平行方向电子速度分布函数的极大值. 为比较起见, 在图 5-6b 中我们也给出算例 B 所对应的各电子速度分布函数. 算例 C 对应的总电子速度分布函数与观测吻合很好, 而算例 B 中速度分布函数与观测相差甚远 (Pilipp et al., 1987). 图 5-7 给出算例 C 中电子在不同能量: 50 ev (实线), 100 ev (虚线), 300 ev (点划线), 以及 600 ev (点线) 上的散射角分布. 散射角 θ 由 $\tan\theta = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$ 求出. $\theta = 0$ 表示电子沿磁场方向远离太阳运动. 图 5-6 及图 5-7 均表明太阳风电子速度分布函数具有很强的各向异性. 例如比较算例 C 中能量为 300 ev ($1.03 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$) 的远离太阳与朝向太阳运动的电子数, 二者比值约为 100, 这一数据与 Pilipp et al. (1987) 给出的数据量级相同. 由图 5-7 可看出算例 C 中高于 100 ev 的电子其散射角分布的角度范围比 Pilipp et al. 所给的观测数据要大. 在最后一节我们将继续讨论这个问题.

同图 5-3 一样, 我们在图 5-8 给出该例中核电子与环电子所受的作用力大小. 核电子受力情况 (图 5-8a) 与算例 B 中的情形很类似, 也主要在电场力与热压梯度力之间取得平衡. 对于环电子 (图 5-8b), 其所受电场力也同样不足以与相应热压梯度力抗衡. 从 $4 R_{\odot}$ 开始, 电场力便比热压梯度力弱, 取而代之与热压力抗衡的是异常输运过程对应的摩擦力. 在 $100 R_{\odot}$ 该异常摩擦力约是电场力大小的 4 倍, 库仑摩擦力的近 30 倍. 也就是说异常输运现象成为最重要的限制两种电子流体之间相对漂移速度的因素, 因而对电子速度分布函数的演化也是至关重要的.

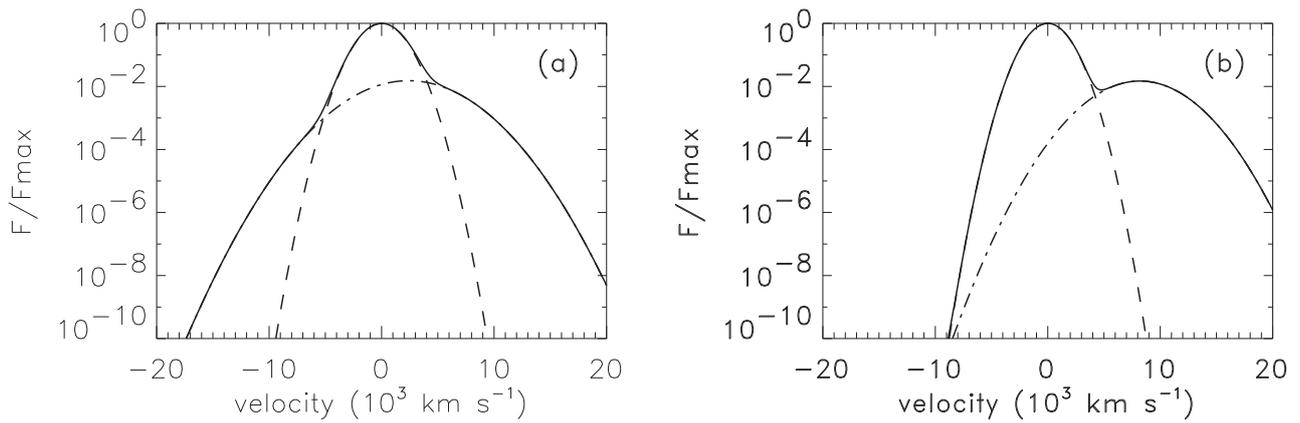


图 5-6 算例 C(图 (a)) 与算例 B(图 (b)) 对应的平行 (于磁场方向) 的电子速度分布函数曲线 (在与核分量电子流体静止的参考系中). 其中虚线与点划线分别表示核电子与环电子的速度分布函数. 实线表示总的电子速度分布函数.

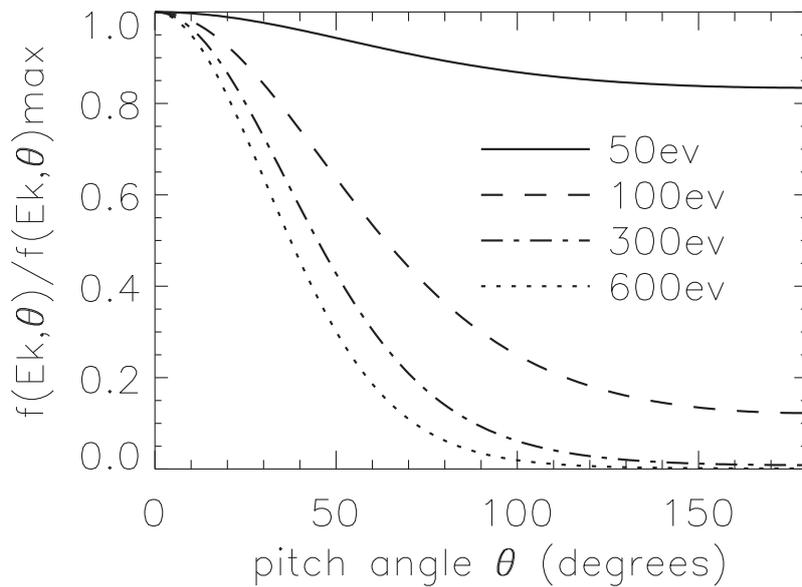


图 5-7 算例 C 对应的电子散射角分布: 不同能量上的相空间相对密度 $f(E_k, \theta)$. 图中曲线在与核电子流体静止的参考系中给出. 零散射角表示电子沿磁场方向远离太阳运动.

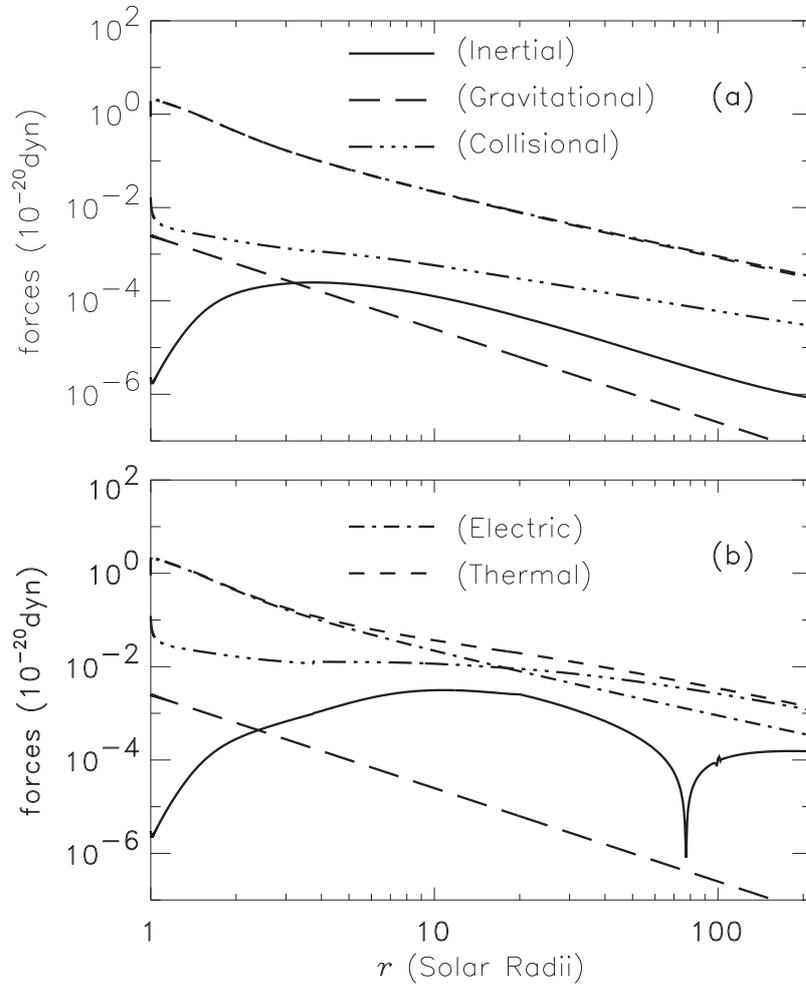


图 5-8 算例 C 的受力分析曲线, 各线意义同图 5-3.

5.4 结论与讨论

假设太阳风电子可近似由两种流体组成, 分别为低温高密度的核分量与高温低密度的环分量, 本文建立了包含这两种电子成份及质子的高速流太阳风模型. 我们通过增加能量注入来得到观测的高温环分量电子. 计算表明如果模型中只考虑库仑碰撞效应, 则尽管可以解释部分观测特征, 如双电子温度特征以及电子束流现象, 但是模型无法得到合理的环电子流速. 原因是与环电子高温对应的热压梯度力大大超过电场力和库仑碰撞力, 所以环电子获得过多的加速. 这说明太阳风中必定存在着抑制电子成份之间漂移速度的异常输运过程. 我们使用增强的库仑碰撞相互作用, 并大大增加对环电子分量的能量注入来近似有关异常输运过程. 发现在一定日心距离, 约 $20 R_{\odot}$ 之外, 异常输运现象对应的摩擦力比电场力及库仑碰撞力都更为重要, 并成为控制环电子漂移速度及整体电子速度分布函数形状的主要因素.

高速流中超热电子的产生与太阳风粒子碰撞频率随日心距离的增加急剧减少密切相关. 速度分布函数相对于热分布的偏离对应于一非零能流. 在本文核-环双电子流体模型中, 能流的热化决定着加热率的大小, 而可将热能转化为动能的热压梯度力则是高速流中电子流体之间快速漂移的直接原因. 另一方面, 非零能流密度可以激发多种微观不稳定性, 并导致异常输运现象. 异常输运现象又可限制电子成份之间的相对漂移速度并进而抑制能流密度. 本文的双电子流体描述为研究太阳风中的异常输运现象以及太阳风电子分布函数的演化过程提供了新的手段, 并有助于将来建立考虑异常输运过程的的动力论模型.

与高速流类似, 低速流中的电子分布也可近似为核-环两个 Maxwell 速度分布函数的叠加. 不同之处在于, 低速流中两种电子成份之间的漂移速度很小 (例如 Feldman et al., 1975). 虽然库仑碰撞力相对来说要比高速流中的强一些, 但是应用本模型针对低速流太阳风的计算表明: 在约 $30 R_{\odot}$ 以远异常输运过程仍是限制电子流体之间漂移速度的主要因素.

文中提到与算例 C 对应的某能量上束流电子的散射角分布的角度范围比观测值宽. 此差别可通过在模型中引入各电子成份的热各向异性加以缩小. 据 Feldman et al. (1978) 及 Pilipp et al. (1987), 平行与垂直方向上的环分量电子温度比小于 2.5, 而核分量电子则基本上是各向同性的. 我们认为在模型中引入此种程度的电子热各向异性不会改变本文的主要结论. 由于流

体模型的局限性, 我们无法解释观测到的电子速度分布函数的一些细节. 例如, 最近 Gosling et al. (2001, 2002) 发现在 90° 散射角处的电子速度分布函数的减小等. 这些细节对理解太阳风中电子速度分布函数的起源与演化过程以及太阳风驱动机制也是很重要的. 对于这些现象的解释需使用动力论模型.

此处主要关心远日处电子速度分布函数的性质, 因而本文在一定日心距离处 ($20 R_\odot$) 才开始增加对环电子成份的能量注入. 但是, 目前对太阳附近电子速度分布函数形状仍知之甚少; 而这对理解少数离子电荷态的形成过程是至关重要的 (例如 Esser and Edgar, 2000; Chen, Esser and Hu, 2003a). 目前在 0.3 AU 以内没有关于电子速度分布函数的观测数据, 有关动力论模型对此问题的研究也无确切论断 (Lie-Svendensen, Hansteen and Leer, 1997; Pierrard, Maksimovic and Lemaire, 1999). 对内冕中电子速度分布函数进行理论估计同时进行探测已成为日冕及太阳风物理学界一项紧迫的任务.

附录

本附录给出太阳风中环电子流速的量级估计. 假设在 $10 R_\odot$ 至 1 AU 太阳风为无碰撞等离子体, 并忽略电子重力, 由式 (5-5) 和 (5-10) 可得:

$$m_e v_h \frac{\partial v_h}{\partial r} = -\frac{1}{n_h} \frac{\partial p_h}{\partial r} + \frac{1}{n_c} \frac{\partial p_c}{\partial r}. \quad (5-A1)$$

另外假设如下在 $10 R_\odot$ 至 1 AU 的太阳风参数:

$$\frac{n_c}{n_{c1}} = r^{-2}, \frac{n_{h1}}{n_{h2}} = 1000, \quad (5-A2)$$

$$T_c = 1 \times 10^6 r^{-0.43}, T_h = 7 \times 10^5, \quad (5-A3)$$

式中 $r, T_{c,h}$ 分别以太阳半径及 K 为单位. 下标 1 与 2 分别表示在 $10 R_\odot$ 和 1 AU 处的参数. 将这些参数带入公式 (5-A1) 之中并对 r 由 $10 R_\odot$ 积至 1 AU, 经简单计算可得 $v_{h2} > 9750 \text{ km s}^{-1}$, 这一结果与本文中只考虑了库仑碰撞效应的算例 B 一致.

第六章 总结与讨论

太阳风被发现近半个世纪以来,一直是日地空间物理学界普遍关注的前沿和热点问题之一.虽然理论模型和观测手段都取得了非常大的进展,但关于太阳风是如何被加速和加热的问题仍然是没有彻底解决的跨世纪难题.本论文选取太阳风物理中四个具有代表性的前沿课题展开研究,针对不同的观测现象建立了不同的理论模型,通过拟合飞船或卫星的观测数据以及对计算结果的分析来理解形成这些观测现象的物理过程.本论文涉及到二维太阳风模型、低速流太阳风的加速和加热机制问题、高速流中少数离子的动力学行为及其中的电子速度分布函数成因的问题.

下面首先罗列各章的主要结论,随后对在论文工作中发现的几个问题作简单讨论并提出解决方案.

6.1 主要结论

阿尔文波的耗散机制被普遍认为是一种有效的高速流太阳风加热与加速机制.在低速流中也观测到幅度相当的阿尔文波,而低速流却没有得到象高速流那样有效的加速和加热.有作者利用这一点认为阿尔文波的出现与太阳风的性质关系不大,从而倾向于否定阿尔文波驱动的太阳风模型.为了澄清这一问题,在第二章中,我们建立了阿尔文波驱动的二维太阳风磁流体模型.模型在子午面内得到了“高纬高速流—低纬冕流、电流片与低速流”典型结构;在高、低速流中都可存在幅度相当的阿尔文波,这与 Helios 飞船的观测一致.结合一维太阳风模型的分析表明:阿尔文波耗散可以同时作为驱动高低速流的物理机制,而之所以高低速流具有截然不同的物理特性与其流管几何密切相关,这一点与 Wang and Sheeley (1990) 的模型结论一致.

第三章为解释太阳和日球观测台紫外日冕仪 (UVCS/SOHO) 的最新观测资料,设计了首个回旋共振机制驱动的成分 (电子、质子及 O^{5+} 离子) 低速流太阳风模型.预言并解释了

O^{5+} 离子的“滞流现象”。这个模型表明通常用来解释冕洞高速流太阳风离子观测特性的回旋共振机制对于低速流太阳风离子特性的形成也可能有重要作用。

有作者引入同一元素不同电荷态间的差动速度以解释高速流中实测之高电荷态分布与根据 SUMER/SOHO 谱线数据导出的冕洞低电子温度之间的矛盾。但是电荷态间差动速度存在的可能性及其大小演化等情况仍是未知。为研究差动速度情况及其在离子形成过程中的作用, 第四章同时求解了同一元素 (C, O, Mg, Fe 和 Si) 五种电荷态离子的质量, 动量及能量方程 (对每种元素均有 15 个方程), 考虑了离子的电离复合过程及其与背景太阳风等离子体的库仑碰撞作用。模型还考察了改变能量注入对差动速度的影响。发现差动速度在一定日心距离 ($\approx 1.1 - 1.2 R_{\odot}$) 之外, 但是在相当一部分离子形成之后才可以发展起来, 所以仅仅使用差动速度无法解释上述高电荷态分布与低电子温度之间的矛盾, 从而否定了电荷态成因的差动速度假说。

根据太阳风高速流中电子速度分布函数的观测特征, 第五章首次采用双电子流体模型描述太阳风中电子速度分布函数的径向演化过程。假设电子由高温低密度的环分量及低温高密度的核分量两种成份组成。模型结果基本与高速流电子速度分布函数的主要观测特征一致。计算表明, 若只考虑库仑碰撞相互作用, 则环电子高温对应于一很强的热压梯度力, 导致其漂移速度远大于相应观测值。为抑制环电子的漂移速度必须引入由诸如微观不稳定性及波粒相互作用引起的异常摩擦过程 (对应于异常输运现象)。发现异常输运现象是影响电子速度分布函数的主要因素。这一模型在方法上的创新为为太阳风中电子乃至离子速度分布函数的深入研究开辟了一条新的途径。

6.2 讨论

由于目前尚不存在对日冕磁场的直接测量数据, 人们仍不清楚冕流的磁场拓扑位形, 包括闭合与开放磁力线区域的边界位置, 冕流尖点的位置, 冕流在日冕底部的纬向延伸尺度等。另外, 根据 UVCS 对冕流区域的观测意外地发现使用不同频率谱线拍摄到的冕流图像是截然不同的。用 HI Ly α 谱线得到单峰冕流图像; 而用 OVI 双线则拍得双峰结构 (参见图 1-11)。有人提出可用如下重离子的重力沉降效应解释 (Raymond et al., 1997): 由于冕流中心闭合磁力

线区域中的等离子体处于准静态, 则基本不存在 O 离子的持续补给机制, 这与太阳风区域不同. 在太阳风中, 加速与加热过程、与质子的库仑碰撞以及极化电场都可作为将 O 离子拉曳出去的机制. 所以处在闭合磁力线区域中的 O 离子丰度比同一高度处太阳风区域中的小. 这就解释了为什么冕流的 OVI 图像为一双峰结构. 以上仅为一种猜想, 还有人假设冕流可能由多个子冕流构成, 而低速流太阳风则从冕流内部发出 (Noci et al., 1997). 关于冕流的尖点位置, Strachan et al. (2002) 根据速度在 $3.6 R_{\odot}$ 至 $4.1 R_{\odot}$ 处的跳变认为尖点处于这一距离范围. 但是根据本论文第三章的工作, 由于 O 离子在尖点附近存在滞流现象, 且速度极小值小于 UVCS 的速度分辨率, 所以在 O^{5+} 速度达到可观测值之前, 就有可能已经处于开放磁流管中. 故根据速度跃变至多可限定尖点的最高位置.

对上述问题的理解与冕流磁场结构及其中等离子体的性质, 低速流太阳风的起源与驱动机制等密切相关. 有关的观测结果是对日冕数值模型的有效限制. 但是目前仅有的极少数二维多流太阳风数值模型中没有哪个模型可以将观测到的冕流结构很好地再现出来. 这使得目前对冕流结构的理解很不充分. 我们提议在最近建立的二维两成份模型 (Chen and Hu, 2001; Hu et al., 2003; Hu, Li and Habbal, 2003) 的基础之上, 发展二维三成份太阳风模型. 作为第一步, 可首先研究近日处冕流区域等离子体的物理特性, 重点在于理解 UVCS 观测到的 OVI 双峰冕流的成因. 这个模型还可用来研究其他重离子例如 α 离子在冕流区域中的行为, 以解释为什么低速流中 α 离子的丰度异常小 (与高速流相比).

太阳附近电子速度分布函数的形状对太阳风电荷态的冻结过程至关重要. 根据高速流中电荷态模型的计算 (第四章及其引文), 似乎只有假设太阳附近冕洞中电子速度分布函数为具高能热尾的非 Maxwell 分布, 才能解释实测的高电荷态. 但是我们仍不清楚这种非 Maxwell 的分布函数是否可以存在于碰撞频率很高的内冕区域. 不同的动力论模型对这个问题给出了不同的答案. 本论文第五章的双电子流体太阳风模型则只考虑了近地空间中的电子速度分布函数特征, 简单地假设太阳附近电子速度分布函数为热分布. 该模型也可直接用来研究近日电子速度分布函数的形状. 作为对模型的改进, 可以考虑将环电子的经典热导率替换为无碰撞形式的热传导率 (例如 Hollweg, 1976). 解决该问题的一个难点是: 内冕中频繁的电子与电子之间的碰撞可使核分量与环分量各自的质量通量不守恒, 即相应连续方程出现源项. 目前尚不知如

何处理这一源项.

尽管磁流体模型在很多方面获得了成功, 但需事先对粒子的速度分布函数进行假定, 而只有动力论模型才能自洽描述粒子速度分布函数的演化. 但是当前动力论模型一般假定无限均匀或静止的太阳风背景, 采用试验粒子速度分布函数的方式进行研究, 这大大限制了动力论模型的有效性. 将来太阳风模型的发展方向应当是将二者有机结合, 例如利用动力论模型给出加热加速机制, 或波动现象、微观不稳定性过程及其他异常输运现象的自洽物理描述, 再将这些高度简化的动力论模型的结论引入流体模型之中加以扩展. 另外, 由于色球至日冕过渡区的加热与太阳风的加速和加热实际上是同一问题在不同区域中的反映, 因此自洽的太阳风模型还应当对二者统一处理. 更深入的讨论超出了本文范围.

最后, 为根本解决日冕与太阳风等离子体的加热和加速机制及太阳风的起源问题, 必须对日冕与太阳风的加热和加速区进行精细观测. 即将发射的 Solar Probe (近日点为 $4 R_{\odot}$, 将于 2007 年 2 月发射) 与 Solar Orbiter ($45 R_{\odot}$, 于 2011-2012 期间发射) 可提供近日处的粒子速度分布函数等数据, 将大大促进上述问题的解决.

参考文献

- Alazraki, G., and Couturier, P., *Astron. Astrophys.* 13, 380, 1971.
- Allen, L. A., Habbal, S. R., Hu, Y. Q., *J. Geophys. Res.* 103, 6551, 1998.
- Allen, L. A., Habbal, S. R., Li, X., *J. Geophys. Res.* 105(A10), 23123, 2000.
- Andrews, D. G., and McIntyre, M. E., *J. Fluid Mech.* 89, 609, 1978.
- Axford, W. I., and McKenzie, J. F., in *Solar Wind Seven*, edited by Marsch E. and Schwenn R., New York, 1, 1992.
- Axford, W. I., and McKenzie, J. F., in *Cosmic Winds and the Heliosphere*, Jokipii J. R., Sonett C. P., and Giampapa M. S. (eds.), Univ. of Arizona Press, Tucson, 31, 1997.
- Axford, W. I., and Newman, R. C., *Astrophys. J.* 147, 230, 1967.
- Bame, S. J., Asbridge, J. R., Feldman, W. C., Montgomery, M. D. and Kearney, P. D., *Sol. Phys.* 43, 463, 1975.
- Belcher, J. W., *Astrophys. J.*, 168, 509, 1971.
- Belcher, J. W., and Davis, L., Jr., *J. Geophys. Res.* 76, 3534, 1971.
- Braginskii, S. I., *Transport processes in a plasma*, *Reviews of Plasma Physics*, edited by Leontovich, M. A., vol. 1, Consultants Bureau, New York, p. 205, 1965.
- Bravo, S., and Stewart, G. A., *Astrophys. J.* 489, 992, 1997.
- Bretherton, F. P., and Garrett, C. J. R., *Proc. Roy. Soc. A* 302, 529, 1968.
- Burgi, A., and Geiss, J., *Sol. Phys.* 103, 347, 1986.
- Burlaga, L. F., *Space Science Reviews* 23, 201, 1979.
- Chen, Y., Esser, R., and Hu, Y. Q., *J. Geophys. Res.* 107(A11), 1368, 2002.
- Chen, Y., Esser R., and Hu Y. Q., *Astrophys. J.* 582, 467, 2003a.

-
- Chen, Y., Esser R., and Hu Y. Q., *J. Geophys. Res.* 108(A10), 1371, 2003b.
- Chen, Y., Esser, R., Strachan, L., and Hu, Y. Q., *Astrophys. J.* 602, 415, 2004.
- Chen, Y., and Hu, Y. Q., *Sol. Phys.* 199, 371, 2001.
- Chen, Y., and Hu, Y. Q., *Astrophys. Spa. Sci.* 282, 447, 2002.
- Collier, M. R., Hamilton, D. C., Gloeckler, G., Bochsler, P., and Sheldon, R. B., *Geophys. Res. Letts.* 23, 1191, 1996.
- Cranmer, S. R., et al., *Astrophys. J.* 511, 481, 1999.
- Cranmer, S., *Space Science Reviews* 101, 229, 2002a.
- Cranmer, S., In: *Proceedings of the SOHO 11 Symposium on From Solar Min to Max: Half a Solar Cycle with SOHO*, Edited by A. Wilson, ESA SP-508, Noordwijk: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-818-2, p. 361, 2002b.
- Cuperman, S., Harten, A., and Dryer, M., *Astrophys. J.* 177, 555, 1972.
- Cuperman, S., Ofman, L., and Dryer, M., *Astrophys. J.* 350, 846, 1990.
- Dewar, R. L., *Phys. Fluids* 13, 2710, 1970.
- Doschek, G. A., Feldman, U., Laming, J. M., Schuhle, U., and Wilhelm, K., *Astrophys. J.* 546, 559, 2001.
- Doschek, G. A., Warren, H. P., Laming, J. M., Mariska, J. T., Wilhelm, K., Lemaire, P., Schühle, U., and Moran, T. G., *Astrophys. J.* 482, L109, 1997.
- Dusenbery, P. B., and Hollweg, J. V., *J. Geophys. Res.* 86, 153, 1981.
- Esser, R., et al., *Astrophys. J.* 521, L145, 1999.
- Esser, R. and Edgar, R. J., *Astrophys. J.* 532, L71, 2000.
- Esser, R., and Edgar, R. J., *Astrophys. J.* 563, 1055, 2001.
- Esser, R., Edgar, R. J., and Brickhouse, N. S., *Astrophys. J.* 498, 448, 1998.
- Esser, R., and Leer E., *J. Geophys. Res.* 95, 10269, 1990.

- Esser, R., Habbal, S. R., Coles, W. A., and Hollweg, J. V., *J. Geophys. Res.* 102, 7063, 1997.
- Esser, R., Holzer, T. E., and Leer, E., *J. Geophys. Res.* 92, 13377, 1987.
- Esser, R., Lie-Svendson, O., Edgar, R., and Chen, Y., *Proceedings of the Tenth International Solar Wind Conference*, AIP Conference Proceedings Volume 679, doi:10.1063/1.1618588, p.249, 2003.
- Fahr, H. J., Bird, M. K., and Ripken, H. W., *Astron. Astrophys.* 58, 339, 1977.
- Feldman, W. C., Asbridge, J. R., Bame S. J., and Montgomery, M. D., *J. Geophys. Res.* 78, 2017, 1973.
- Feldman, W. C., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Montgomery, M. D., and Gary, S. P., *J. Geophys. Res.* 80, 4181, 1975.
- Feldman, W. C., et al., *J. Geophys. Res.* 83, 5285, 1978.
- Feldman, W. C., et al., *J. Geophys. Res.* 86, 5408, 1981.
- Fisher, R. R., and Guhathakurta, M., *Space Sci. Rev.* 70, 267, 1994.
- Fisher, R. R., and Guhathakurta, M., *Astrophys. J.* 447, L139, 1995.
- Frazin, R. A., Cranmer, S. R., and Kohl, J. L., *Astrophys. J.* 597, 1145, 2003.
- Gary, S. P., and Feldman, W. C., *J. Geophys. Res.* 82, 1087, 1977.
- Gary, S. P., Scime E. E., Phillips J. L., and Feldman W. C., *J. Geophys. Res.* 99, 23391, 1994.
- Geiss, T. et al., *Science* 268, 1033, 1995.
- Geiss, J., Hirt, P., and Leutwyler, H., *Sol. Phys.* 12, 458, 1970.
- Goldstein, B. E., Neugebauer, M., Phillips, J. L., et al., *Astron. Astrophys.* 316, 296, 1996.
- Goldstein, M. L., Roberts, D. A., and Matthaeus, W. H., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 33, 283, 1995.
- Gomberoff, L., Gratton, F. T., and Gnani, G., *J. Geophys. Res.* 101(A7), 15661, 1996.
- Gosling, J. T., *J. Geophys. Res.* 86, 5438, 1981.

- Gosling, J. T., *Robotic Exploration Close to the Sun: Scientific Basis*, Edited by Habbal S. R. AIP Conference Proceedings, vol. 385. American Institute of Physics, Woodbury, NY, p.17, 1997.
- Gosling, J. T., et al., *Geophys. Res. Lett.* 22, 3329, 1995.
- Gosling, J. T., Skoug R. M., and Feldman W. C., *Geophys. Res. Lett.* 28, 4155, 2001.
- Gosling, J. R., Skoug R. M., Feldman W. C., and McComas D. J., *Geophys. Res. Lett.* 29(12), 1573, doi:10.1029/2001GL013949, 2002.
- Grall, R. R., Coles, W. A., Klingelsmith, M. T., Breen, A., Williams, P. J., Markkanen, J., and Esser, R., *Nature* 379, 429, 1996.
- Gringauz, K. I., Bezrukikh, V. V., Ozerov, V. D., and Ribchinsky, R. E., *Space Res.* 2, 539, 1961.
- Habbal, S. R., et al., *Astrophys. J.* 489, L103, 1997.
- Habbal, S. R., and Esser, R., *Astrophys. J.* 421, L59-L62, 1994.
- Habbal, S. R., Woo, R., Fineschi, S., O'Neal, R., Kohl, J., Noci, G., and Korendyke, C., *Astrophys. J.* 489, L103, 1997.
- Hansteen, V. H., and Leer, E., *J. Geophys. Res.* 100, 21577, 1995.
- Hartle, R. E., and Sturrock, P. A., *Astrophys. J.* 151, 1155, 1968.
- Hassler, D. M., Dammasch, I. E., Lemaire, P., Brekke, P., Curdt, W., Mason, H. E., Vial, J.-C., and Wilhelm, K., *Science* 283, 810, 1999.
- Hollweg, J. V., *J. Geophys. Res.* 76, 7491, 1971.
- Hollweg, J. V., *J. Geophys. Res.* 81, 1649, 1976.
- Hollweg, J. V., *J. Geophys. Res.* 91, 4111, 1986.
- Hollweg, J. V., and Isenberg, P. A., *J. Geophys. Res.* 107(A7), 1147, 2002.
- Hollweg, J. V., and Johnson W., *J. Geophys. Res.* 93, 9547, 1988.
- Hu, Y. Q., *J. Comput. Phys.* 84, 441, 1989.

- Hu, Y. Q., Esser R., and Habbal, S. R., *J. Geophys. Res.* 102, 14661, 1997.
- Hu, Y. Q., Esser, R., and Habbal, S. R., *J. Geophys. Res.* 105, 5093, 2000.
- Hu, Y. Q., Habbal, S. R., Chen, Y., and Li, X., *J. Geophys. Res.* 108(A10), 1377, 2003.
- Hu, Y. Q., and Habbal, S. R., *J. Geophys. Res.* 104, 17045, 1999.
- Hu, Y. Q., Habbal, S. R., and Li, X., *J. Geophys. Res.* 104, 24819, 1999.
- Hu, Y. Q., Li, X. and Habbal, S. R., *J. Geophys. Res.* 108(A10), 1378, 2003.
- Hundhausen, A., *The Solar Output and its Variation*, Proceedings of a Workshop, Edited by Oran R. White. Boulder: Colorado Associated University Press, p.36, 1977.
- Isenberg, P. A., and Hollweg, J. V., *J. Geophys. Res.* 88, 3923, 1983.
- Jacques, S. A., *Astrophys. J.* 215, 942, 1977.
- Jockers, K., *Astron. Astrophys.* 6, 219, 1970.
- Ko, Y.-K., Fisk, L. A., Geiss, J., Gloeckler, G., and Guhathakurta, M., *Sol. Phys.* 171, 345, 1997.
- Kohl, J. L., et al., *Sol. Phys.*, 162, 313, 1995.
- Kohl, J. L., et al., *Sol. Phys.* 175, 613, 1997.
- Kohl, J. L., et al., *Astrophys. J.* 501, L127, 1998.
- Kopp, R. A., and Holzer, T. E., *Sol. Phys.* 49, 43, 1976.
- Koutchmy, S., *Sol. Phys.* 51, 399, 1977.
- Koutchmy, S., and Livshits, M., *Space Sci. Rev.* 61, 393, 1992.
- Kuperus, M., Ionson, J. A., and Spicer, D. S., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 19, 7, 1981.
- Lee, L. C., and Wu, B. H., *the Astrophys. J.* 535, 2, 1014, 2000.
- Leer, E., and Axford, W. I., *Sol. Phys.* 23, 238, 1972.
- Leer, E., and Holzer, T. E., *J. Geophys. Res.* 85, 4681, 1980.
- Lennon, M. A., et al., *J. Phys. Chem. Ref. Data* 17, 1285, 1998.

- Levine, Altschuler, and Harvey, *J. Geophys. Res.* 82, 1061, 1977.
- Li, X., Habbal, S. R., Kohl, J. L., and Noci, G., *Astrophys. J.* 501, L133, 1998.
- Lie-Svendsen O., Hansteen, V. H., and Leer, E., *J. Geophys. Res.* 102, 4701-4718, 1997.
- Lie-Svendsen O., Hansteen, V. H., and Leer, E., *J. Geophys. Res.* 105, 35-46, 2000.
- Lie-Svendsen, O., Leer, E., and Hansteen, V. H., *J. Geophys. Res.* 106, 8217, 2001.
- Marsch, E., in Schwenn R. and Marsch E. (eds.), *Physics of the Inner Heliosphere*, vol. 2, Springer-Verlag, Heidelberg, 45, 1991.
- Marsch, E., *Space Sci. Rev.* 87, 1, 1999.
- Marsch, E., in Dwivedi B. N. (editor), *Dynamic Sun*, Cambridge University Press, 374, 2003.
- Marsch, E., Muhlhauser, K.-H., Rosenbauer, H., Schwenn, R., and Denskat, K. U., *J. Geophys. Res.* 86, 9199, 1981.
- Marsch, E., Rosenbauer, H., Schwenn, R., Muehlhaeuser, K.-H., and Neubauer, F. M., *J. Geophys. Res.* 87, 35, 1982.
- Matthaeus, W. H., Zank, G. P., Oughton, S., Mullan, D. J., and Dmitruk, P., *Astrophys. J. Lett.* 523, L93, 1999.
- Mazzotta, P., Mazzitelli, G., Colafrancesco, S., and Vittorio, N., *Astron. Astrophys.* 133, 403, 1998.
- McComas, D. J., et al., *Geophys. Res. Lett.* 24, 1, 1998.
- McComas, D. J., et al., *J. Geophys. Res.* 105, 10419, 2000.
- McKenzie, J. F., Banaszekiewicz, M., and Axford, W. I., *Astron. Astrophys.* 303, L45, 1995.
- Montgomery, M. D., *Solar Wind*, Edited by Charles P. S., Paul J. C., and Wilcox J. M., Washington, Scientific and Technical Information Office, National Aeronautics and Space Administration., p.208, 1972.
- Munro, R. H., and Jackson, B. V., *Astrophys. J.* 213, 874, 1977.
- Noble, L. M., and Scarf, F. L., *Astrophys. J.* 138, 1169, 1963.

- Ogilvie, K. W., Bochsler, P., Geiss, J., and Coplan, M. A., *J. Geophys. Res.* 85, 6069, 1980.
- Ogilvie, K. W., and J. D. Scudder, *J. Geophys. Res.* 83, 3776-3782, 1978.
- Olsen, E. L., Leer, E., and Holzer, T. E., *Astrophys. J.*, 420, 913, 1994.
- Olsen, E. L., and E. Leer, *J. Geophys. Res.* 101, 15591, 1996.
- Owociki, S. P., Holzer, R. E., and Hundhausen, A. J., *Astrophys. J.* 275, 354, 1983.
- Owociki, S. P., and Scudder, J. D., *Astrophys. J.* 270, 758, 1983.
- Parker, E. N., *Astrophys. J.* 128, 664, 1958.
- Parker, E. N., *Interplanetary Dynamical Processes*, Interscience Publishers, New York, 1963.
- Parker, E. N., *Astrophys. J.* 372, 719, 1991.
- Patsourakos, S. and Vial, J. C., *Astron. Astrophys.* 359, L1, 2000.
- Perkins, F., *Astrophys. J.* 179, 637, 1973.
- Phillips, J. L., et al., *Geophys. Res. Lett.* 22, 3301, 1995.
- Pierrard, V., Maksimovic M., and Lemaire J., *J. Geophys. Res.* 104, 17021, 1999.
- Pillip, W. G., et al., *J. Geophys. Res.* 92, 1075, 1987.
- Pneuman, G. W. and Kopp, R. A., *Sol. Phys.* 18, 258, 1971.
- Raymond, J. C., et al., *Sol. Phys.* 175, 645, 1997.
- Raymond, J. C. and Smith, B. W., *Astrophys. J. Sup.* 35, 419, 1977.
- Roberts, D. A., in *Robotic Exploration Close to the Sun: Scientific Basis*, edited by Habbal S. R., AIP, New York, p. 185, 1996.
- Roberts, D. A., Goldstein, M. L., Klein, L. W., and Matthaeus, W. H., *J. Geophys. Res.* 92, 12023, 1987.
- Rosenbauer, H., et al., in *Physics of Solar Planetary Environments*, edited by D. Williams, AGU, Washington, D. C., p.319, 1976.
- Rosner, R., Tucker, W. H., and Vaiana, G. S., *Astrophys. J.* 220, 643, 1978.

- Rosenbauer, H., R. Schwenn, E. Marsch, B. Meyer, H. Miggenrieder, M. D. Montgomery, K, -H. Muhlhause, W. Pillip, W. Voges, and S. M. Zink, *J. Geophys. 42*, 561-580, 1977.
- Schwartz, S. J., *Rev. Geophys. 18*, 313 - 336, 1980.
- Schwartz, S. J., and Marsch, E., *J. Geophys. Res. 88*, 9919, 1983.
- Schwenn, R., in *Physics of the Inner Heliosphere, 1, Large-Scale Phenomena*, ed. Schwenn R. and Marsch E. (Berlin: Springer), 99, 1991.
- Scime, E. E., Bame S. J., Feldman W. C., Gary S. P., and Phillips J. L., *J. Geophys. Res. 99*, 23401, 1994.
- Scudder, J. D., *Astrophys. J. 398*, 299, 1992a.
- Scudder, J. D., *Astrophys. J. 398*, 319, 1992b.
- Scudder, J. D., *Astrophys. J. 427*, 446, 1994.
- Scudder, J. D., *J. Geophys. Res. 101*, 13461, 1996.
- Scudder, J. D., and Olbert S., *J. Geophys. Res. 84*, 2755, 1979a.
- Scudder, J. D., and S. Olbert, *J. Geophys. Res. 84*, 6603, 1979b.
- Sheeley, N. R., Jr., et al., *Astrophys. J. 484*, 472, 1997.
- Snyder, C. W., and Neugebauer, M., *Space Res. 4*, 89, 1964.
- Spitzer, L., Jr., *Physics of Fully Ionized Gases*, Wiley-Interscience, New York, 1962.
- Steinolfson, R. S., *J. Geophys. Res. 93*, 14261, 1988.
- Steinolfson, R. S., Suess, S. T., and Wu, S. T., *Astrophys. J. 255*, 730, 1982.
- Strachan, L., Kohl, J. L., Weiser, H., Withbroe, G. L., and Munro, R. H., *Astrophys. J. 412*, 410, 1993.
- Strachan, L., Suleiman, R., Panasyuk, A. V., Biesecker, D. A., and Kohl, J. L., *Astrophys. J. 571*, 1008, 2002.
- Sturrock, P. A., and Hartle, R. E., *Phys. Rev. Lett. 16*, 628, 1966.

- Suess, S. T., and Nerney, S. F., *Astrophys. J.* 565, 1275, 2002.
- Suess, S. T., Wang, A.-H., and Wu, S. T., *J. Geophys. Res.* 101, 19957, 1996.
- Suess, S. T., Wang, A.-H., Wu, S. T., Poletto, G., and McComas, D. J., *J. Geophys. Res.* 104, 4697, 1999.
- Toichi, T., *Sol. Phys.* 18, 150, 1971.
- Tu, C. -Y., *Sol. Phys.* 109, 149, 1987.
- Tu, C. -Y., *J. Geophys. Res.* 93, 7, 1988.
- Tu, C.-Y., and Marsch, E., *Space Sci. Rev.* 73, 1, 1995.
- Tu, C.-Y., and Marsch, E., *Sol. Phys.* 171, 363, 1997.
- Tu, C.-Y., and Marsch, E., *J. Geophys. Res.* 106, 8233, 2001.
- Tu, C. -Y., Pu, Z. Y., and Wei, F. S., *J. Geophys. Res.* 89, 2521, 1984.
- Usmanov, A. V., Goldstein, M. L., Besser, B. P., and Fritzer, J. M., 2000, *J. Geophys. Res.* 105, 12675, 2000.
- Vaiana, G. S., and Rosner, R., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 16, 393., 1978.
- Vásquez, A. M., van Ballegooijen, A. A., and Raymond, J. C., in *AIP Conf. Proc.* 471, *Solar Wind Nine*, ed. S. R. Habbal, R. Esser, J. V. Hollweg, and P. A. Isenberg (New York: AIP), 243, 1999.
- Vásquez, A. M., van Ballegooijen, A. A., and Raymond, J. C., *Astrophys. J.* 598, 1361, 2003
- Villante, U., and Vellante, M., *Sol. Phys.* 81, 367, 1982.
- Vocks, C., Mann, G., *Astrophys. J.* 593, 2, 1134, 2003.
- von Steiger, R., Geiss, J., Gloeckler, G., and Galvin, A. B., *Space Sci. Rev.* 72, 71, 1995.
- Wang, A.-H., Wu, S. T., Suess, S. T., and Poletto, G., *Sol. Phys.* 147, 55, 1993.
- Wang, Y. M., *Astrophys. J.* 437, L67, 1994.
- Wang, Y. M., and Sheeley, N. R. Jr., *Astrophys. J.* 355, 726, 1990.

-
- Weber, E. J., and Davis, L., Jr., *Astrophys. J.* 148, 217, 1967.
- Whang, Y. C., *Astrophys. J.* 178, 221, 1972.
- Whang, Y. C., and Chang, C. C., *J. Geophys. Res.* 70, 4175, 1965.
- Whang, Y. C., Liu, C. K., and Chang, C. C., *Astrophys. J.* 145, 255, 1966.
- Wilhelm, K., et al., *Astrophys. J.* 500, 1023, 1998.
- Wimmer-Schweingruber, R. F., *Ph.D. thesis*, Univ. of Bern, 1994.
- Wimmer-Schweingruber, R. F., et al., *Space Sci. Rev.* 85,387, 1998.
- Withbroe, G. L., 1988, *Astrophys. J.* 325, 442, 1988.
- Wolff, C. L., Brandt, J. C., and Southwick, R. G., *Astrophys. J.* 165, 181, 1971.
- Woo, R., et al., *Astrophys. J.* 513, 961, 1999.
- Woo, R., and Habbal S. R., *Geophys. Res. Lett.* 24, 1159, 1997.
- Woo, R., and Habbal S. R., *Geophys. Res. Lett.* 12, 1793, 1999a.
- Woo, R., and Habbal S. R., *Astrophys. J.* 510, L69. 1999b.
- Woo, R., and Martin, J., *Geophys. Res. Lett.* 24, 2535, 1997.
- 傅竹风和胡友秋, 空间等离子体数值模拟, 安徽科技出版社, 1995.
- 涂传谥等, 日地空间物理学 (行星际与磁层), 科学出版社, 1988.

致谢

自 1993 年来到中国科技大学，至今几近十一载。往事历历在目，让人不住扼腕叹息虚度之青春年华。好在众多老师、同学及亲人和朋友在身边屡屡鞭策督促，使我终于坚持下来。本小节便试图利用这宝贵的机会，表达我对所有关心、爱护我的人的感谢。无奈需要感谢的人和事实在数不胜数，只能择其少许聊表心意。

首先感谢导师们的培养!

我的导师胡友秋教授。胡老师富于亲和力的教诲我将铭记于心，其严谨的治学态度令我肃然起敬并将是我模仿的对象，其敏锐的思想及深厚的科研功底令我受益匪浅。本论文大部分工作虽然是在异国他乡完成的，但主要思想却秉承胡老师一贯的思路和做法。

我的导师李中元教授。我自 97 年便师从李老师学习如何作科学研究。李老师的培养对我独立工作能力的发展很有帮助。在李老师的指导下，我探讨了彗星过境对地球磁层影响的资料分析工作、尘粒的静电破碎现象以及地球磁层中的阿尔文孤波现象。这些工作虽然没有包含在本论文之中，但对我本人科研态度、作风的养成有着深刻的影响。李老师对我本人一直非常关爱，我也多次到李老师家中做客，在此对李老师及夫人王老师深表谢意。

我的导师 Ruth Esser 教授。Ruth 治学严谨，其对科学的认真、钻研和奉献精神令我叹服。她的热心鼓励和学术上的有力支持是本论文得以完成的基本要素之一。从她那里我不仅得到专业上的认真指导，而且通过她对我论文语言上的修改，使我的英文写作能力也有所长进。

其次感谢其他老师在我求学期间的教导。如科大的王水老师、窦贤康老师、金曙平老师、刘绍亮老师，陈出新老师，及李毅老师、郑惠南老师、王传兵老师、陆全明老师等；史密松天文台的 Shadia Habbal, Leonard Strachan, Dimitar Sasselov, Richard Edgar, Jun Lin, Steven Cranmer 等；以及英国 Wales 大学的李醒博士。感谢 CfA 的 Lisa, Sara 和 Dale 女士在我访美期间的热心帮助。

还有众多的同学、师兄师弟师姐师妹，是他们的友谊使我的生命得到滋养。特别感谢刘伟、

黄士春、候振辉、贾先哲、汪毓明以及李国强等的无私帮助。

最后感谢我的父母及我的夫人李静女士，女儿陈欣烁及其他亲人。他们尤其是我夫人一贯的理解、支持及呵护是我得以完成学业的必要条件。

个人简历

中国科技大学 93 级空间物理专业本科生，于 97 年 7 月获理学学士学位，随后四三分流攻读本校空间物理专业硕士学位，于 99 年 7 月提前读博。2001 年获哈佛大学—史密松天体物理中心资助的博士前奖学金，于该年 9 月至 2004 年 1 月在该中心学习。

是美国地球物理学会 (2002-2004) 及美国天文学会 (2003) 的学生会员，曾为美国地球物理学杂志空间物理分册 (J.G.R. - Space Physics, 2003) 审议过一篇论文。曾获求是研究生奖学金 (2001)、全国天文界纪念“成中杰”奖 (2000)、第九届中国空间物理研讨会优秀青年论文奖 (2000)、第十五届中国地球物理年会优秀学生论文奖 (1999) 以及中国科学院伟华科技一等奖 (1999) 等。

发表文章列表

1. 第一作者国际 SCI 论文列表

- [1] “Stagnated outflow of O^{5+} ions in the source region of the slow solar wind at solar minimum”,
Y. Chen, R. Esser, L. Strachan, and Y.Q. Hu, *Ap. J.*, 602:415-421, 2004.
- [2] “Numerical modeling of the halo electrons in the fast solar wind”,
Y. Chen, R. Esser, and Y.Q. Hu, *J. Geophys. Res.*, 108(A10), 1371,
doi:10.1029/2003JA009957, 2003.
- [3] “A Study on the charging characteristics and equilibrium potential of dust grains in comets”,
Y. Chen, Z. Y. Li, J. W. Li, and S. P. Duan, *Chinese Astronomy and Astrophysics*, 28(2),
183-187, 2004.
- [4] “Formation of minor ion charge states in the fast solar wind: roles of differential flow speeds
of ions of the same element”,

- Y. Chen**, R. Esser, and Y.Q. Hu, *Ap. J.*, 582:467-474, 2003.
- [5] “A theoretical model for O^{+5}/O^{+7} ions in the fast solar wind”,
Y. Chen, R. Esser, and Y.Q. Hu, *J. Geophys. Res.*, 107(A11), 1368,
doi:10.1029/2002JA009341, 2002.
- [6] “Effect of flow tube geometry on solar wind properties”,
Y. Chen and Y.Q. Hu, *Astrophysics and Space Science*, 282 I2, 447-460, 2002.
- [7] “A two-dimensional Alfvén wave-driven solar wind model”,
Y. Chen and Y.Q. Hu, *Solar Physics*, Vol. 199, 371-384, 2001.
- [8] “Solitary kinetic Alfvén waves in the inertial limit region”,
Y. Chen, Z. Y. Li, W. Liu, and Z. D. Shi, *Physics of Plasmas*, Vol. 7, No. 1, 371-374,
2000.

2. 其它刊物论文列表

- [1] “Are coronal holes the only source of fast solar wind at solar minimum?”,
Y. Q. Hu, S. R. Habbal, **Y. Chen**, and X. Li, *J. Geophys. Res.*, 108(A10), 1377,
doi:10.1029/2002JA009776, 2003.
- [2] “Solitary kinetic alfvén waves in inertial limit region with low-beta plasma”,
S. P. Duan, Z. Y. Li, and **Y. Chen**, *Chinese Journal of Geophysics* 46 (3): 295-298, 2003.
- [3] “The influence of comet passage on the magnetosphere”,
Z. Y. Li, S. P. Duan, **Y. Chen**, and B. L. Ma, *Chinese Astronomy and Astrophysics*, V25,
Issue 3, p. 381-389, 2001.
- [4] “Maser effect of dust plasma in space and the langmuir radiation caused by it”,
Z. Y. Li, D. Tang, X. Wang, **Y. Chen**, *Chinese Astronomy and Astrophysics*, Volume 23,
Issue 1, p. 120-128, 1999.
- [5] “A storage process of the magnetic energy results from the unsteady plasma flow field in

the disturbance regions of cometary tail and atmosphere”,

Z. Y. Li, Z. D. Shi, **Y. Chen**, *Publications of Purple Mountain Observatory*, Vol. 17, No.2, 1998.

[6] “Disruption of charged dust grains in cometary plasma environments”,

Z. D. Shi, Z. Y. Li, and **Y. Chen**, *Chinese Physics Letters*, Vol.15, No. 2, 155-158, 1998.

2. 会议论文列表

[1] “Observational and theoretical constraints on the heating and acceleration of the fast solar wind”,

R. Esser, O., Lie-Svendsen, R. Edgar, and **Y. Chen**, *Solar wind 10 proceedings*, AIP Conference Proceedings Volume 679, Proceedings of the Tenth International Solar Wind Conference, doi:10.1063/1.1618588, p.249, 2003.

[2] “Magnetospheric disturbance caused from the Comet Hyakutake’s plasmas”, Z. Y. Li, **Y. Chen**, and B. L. Ma, *Proceedings of Observations and Physical Studies of Comet Hale-Bopp and Other Comets*, Editors: Zhao Junliang and Wan Ningshan, p.251, 2000.

[3] “Equilibrium Potential of Dust Grains in Cometary Plasma Environments”, **Y. Chen**, Z. Y. Li, and Z. D. Shi, *Proceedings of the Observations and Physical Studies of Comet Hale-Bopp and Other Comets*, Editors: Zhao Junliang and Wan Ningshan, p.189, 2000.

3. 会议摘要

[1] “MHD modeling of the halo electrons in the fast solar wind”, **Y. Chen**, R. Esser, and Y. Q. Hu, American Astronomical Society, Solar Physics Division meeting 34, abstract No. 06.09, 2003. Poster.

[2] “Are coronal holes the only source of fast solar wind?”, Y. Q. Hu S. R. Habbal, X. Li, and **Y. Chen**, EGS - AGU - EUG Joint Assembly, abstract No.13742, 2003. Presentation.

[3] “Formation of minor ion charge states in the fast solar wind: roles of differential flow speeds of ions of the same element”, **Y. Chen**, R. Esser, and Y. Q. Hu, American Geophysical

-
- Union, Fall Meeting 2002, abstract No.SH12A-0401, 2002. Poster.
- [4] “Modeling ion charge states in the slow solar wind”, R. Esser, O. Lie-Svendson, R. Edgar, and **Y. Chen**, 34th COSPAR Scientific Assembly, the Second World Space Congress, COSPAR02-A-00821; D2.2-E3.2-0015-02, 2002. Presentation.
- [5] “A theoretical model for O+5 (O+7) ions in the fast solar wind”, **Y. Chen**, R. Esser, and Y. Q. Hu, American Astronomical Society Meeting 200, abstract No. 57.13, 2002. Poster.
- [6] “A two-dimensional Alfvén wave-driven solar wind model”, **Y. Chen**, and Y. Q. Hu, the 9th Chinese Space Physics Colloquium, 2000. This presentation received an Outstanding Youth Paper Prize.
- [7] “Solitary kinetic Alfvén waves in the inertial limit region”, **Y. Chen**, Z. Y. Li, W. Liu, and Z. D. Shi, the 15th Annual Meeting of Chinese Geophysical Society, 1999. This presentation received an Outstanding Student Paper Prize.
- [8] “Equilibrium Potential of Dust Grains in Cometary Plasma Environments”, **Y. Chen**, Z. Y. Li, and Z. D. Shi, International Astronomical Union Colloquium No. 168, Cometary Nuclei in Space and Time, 1998. Poster.

论文被引用情况

论文被引用情况 (至 2004 年 2 月, 排除自引)

被引文: “A two-dimensional Alfvén wave-driven solar wind model”, **Y. Chen** and Y.Q. Hu, *Solar Physics*, Vol. 199, 371-384, 2001.

- (1) Fallows R. A., Williams P. J. S., and Breen A. R., EISCAT measurements of solar wind velocity and the associated level of interplanetary scintillation, *Annales Geophysicae*, 20 (9): 1279-1289, 2002.
- (2) Zangrilli L., Poletto G., Nicolosi P., et al., Two-dimensional structure of a polar coronal hole at solar minimum: New semiempirical methodology for deriving plasma parameters, *the Astrophysical Journal*, 574: 477-494, 2002.
- (3) Frazin, R. A., Empirical constraints on O5+ outflows and velocity distributions in a solar-minimum coronal streamer, Ph. D. Thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign, 2002.
- (4) Vasquez, A. M., van Ballegooijen, A. A., and Raymond, J. C., The effect of proton temperature anisotropy on the solar minimum corona and wind, *the Astrophysical Journal*, 598: 1361-1374, 2003.
- (5) Mountford C. J., Habbal S. R., and Li X., Effect of solar wind flow geometry on solar wind parameters at 1 AU for a low-frequency cascade driven solar wind, *Journal of Geophysical Research*, 108 (A2): art. no. 1079, 2003.
- (6) Laitinen T., Fichtner H., and Vainio R., Toward a self-consistent treatment of the cyclotron wave heating and acceleration of the solar wind plasma, *Journal of Geophysical Research*, 108 (A2): art. no. 1081, 2003.
- (7) SOHO Science Working Team, Proposal to the 2003 NASA Senior Review, SOHO: Tracking

- a solar cycle, <http://sohowww.nascom.nasa.gov/>, 2003.
- (8) Sittler E. C., Ofman L., Gibson S., Guhathakurta M., Davila J., Skoug R., Fludra A., and Holzer T., Development of multidimensional MHD model for the solar corona and solar wind, AIP Conference Proceedings Volume 679, Proceedings of the Tenth International Solar Wind Conference, edited by M. Velli, R. Bruno, and F. Malara, doi: 10.1063/1.1618554, p.113, 2003.
- (9) Kalisch H., et al., Coronal holes and icosahedral symmetry (Part 3: Integration of the Hydrodynamic Equations), *Astrophysics and Space Science*, 288: 547-571, 2003.
- (10) Ofman L., Three fluid model of the heating and acceleration of the fast solar wind, *Journal of Geophysical Research*, 2003, in press.
- 被引文: “Effect of flow tube geometry on solar wind properties”, **Y. Chen** and Y.Q. Hu, *Astrophysics and Space Science*, 282 I2, 447-460, 2002.
- (11) Vasquez A. M., van Ballegooijen, A. A., and Raymond, J. C., The effect of proton temperature anisotropy on the solar minimum corona and wind, the *Astrophysical Journal*, 598: 1361-1374, 2003.
- (12) Mountford C. J., Habbal S. R., and Li X., Effect of solar wind flow geometry on solar wind parameters at 1 AU for a low-frequency cascade driven solar wind, *Journal of Geophysical Research*, 108 (A2): art. no. 1079, 2003.
- 被引文: “A theoretical model for O^{+5}/O^{+7} ions in the fast solar wind”, **Y. Chen**, R. Esser, and Y.Q. Hu, *J. Geophys. Res.*, 107(A11), 1368, doi:10.1029/2002JA009341, 2002.
- (13) Ofman L., Three fluid model of the heating and acceleration of the fast solar wind, *Journal of Geophysical Research*, 2003, in press.
- (14) Ofman L., Theoretical Aspects of Wave Acceleration in Open Magnetic Structures, , Proceedings of the SOHO-13 Symposium: Waves, Oscillations, and Small-scale Events in the Solar Atmosphere, ESA SP-547, 2003.

被引文: “Formation of minor ion charge states in the fast solar wind: roles of differential flow speeds of ions of the same element”, **Y. Chen**, R. Esser, and Y.Q. Hu, *Ap. J.*, 582:467-474, 2003.

(15) SOHO Science Working Team, Proposal to the 2003 NASA Senior Review, SOHO: Tracking a solar cycle, <http://sohowww.nascom.nasa.gov/>, 2003.

(16) Cranmer, S., Observational aspects of wave acceleration in open magnetic regions, Proceedings of the SOHO-13 Symposium: Waves, Oscillations, and Small-scale Events in the Solar Atmosphere, ESA SP-547, 2003.

(17) Laming, J. M., On Collisionless Electron-Ion Temperature Equilibration in the Fast Solar Wind, the *Astrophysical Journal*, ApJ preprint doi:10.1086/382066, 2004.

被引文: “Numerical modeling of the halo electrons in the fast solar wind”, **Y. Chen**, R. Esser, and Y.Q. Hu, *J. Geophys. Res.*, 108(A10), 1371, doi:10.1029/2003JA009957, 2003.

(18) Zouganelis, I., et al., A transonic collisionless model of the solar wind, the *Astrophysical Journal*, ApJ preprint doi:10.1086/382866, 2004.

审稿人评语

在论文同行审议过程中, 审稿人对我们论文大都给出正面评价, 下面摘录部分审稿人评语:

[1] “A two-dimensional Alfvén wave-driven solar wind model”,

Y. Chen and Y.Q. Hu, *Solar Physics*, Vol. 199, 371-384, 2001.

“ There are presently only a few 2-D solar wind models, and the paper presents a nice addition to these other 2-D studies.”

[2] “Effect of flow tube geometry on solar wind properties”,

Y. Chen and Y.Q. Hu, *Astrophysics and Space Science*, 282 I2, 447-460, 2002.

“ This paper investigates the role of the divergence of a flow tube in the solar wind flow. The authors have considered an interesting expression for the flow tube expansion that is different from that more commonly adopted in the literature. ... This is a very interesting study and should be published.”

[3] “A theoretical model for O^{+5}/O^{+7} ions in the fast solar wind”,

Y. Chen, R. Esser, and Y.Q. Hu, *J. Geophys. Res.*, 107(A11), 1368, doi:10.1029/2002JA009341, 2002.

“ The paper is very well and concisely written and should be published after some minor changes. ... I like your paper - it’s interesting and well written. ...Congratulations on your very nice paper.”

[4] “Formation of minor ion charge states in the fast solar wind: roles of differential flow speeds of ions of the same element”,

Y. Chen, R. Esser, and Y.Q. Hu, *Ap. J.*, 582:467-474, 2003.

“ The authors have also answered the list of specific questions satisfactorily, and therefore I believe now that the revised paper has the required high standard.”

[5] “Numerical modeling of the halo electrons in the fast solar wind”,

Y. Chen, R. Esser, and Y.Q. Hu, *J. Geophys. Res.*, 108(A10), 1371, 2003.

“ This paper is appropriate to JGR and presents interesting results. The paper is clearly written and logically structured.”

[6] “Stagnated outflow of O^{5+} ions in the source region of the slow solar wind at solar minimum”,

Y. Chen, R. Esser, L. Strachan, and Y.Q. Hu, *Ap. J.*, 602:415-421, 2004.

“ It (This paper) provides information that will be useful in guiding future observations, instrument design, and physical interpretation of results.”