

太阳风质子束流的演化^{*}

王玲华 涂传诒 敖先志

(北京大学地球物理系 北京 100871)

摘 要

太阳神飞船观测表明, 太阳风高速流中质子束分量相对于核分量的密度随日心距离增加而增加. 提出解释这一观测现象的机理并给出二维数值模拟结果. 由于阿尔芬波速随日心距离增加而减少, 第二支左旋波将与更多的质子共振, 把部分原来属于核分布的质子拉到束分布中来. 用数值模拟方程方法求解回旋波共振导致的准线性扩散方程, 数值结果与观测结果相符合.

关键词 太阳风; 回旋波共振; 质子束流

1 引言

空间直接探测表明太阳风高速流中质子速度分布函数呈双麦氏分布形态^[1], 由核心分布和束分布组成. 束质子相对核质子的漂移速度约为阿尔芬波速. 太阳风质子束流的形态, 在20世纪七、八十年代就已经被详细描述^{[2],[3]}, 可是高速流中质子束流的形成机制长期没有公认的解释^[4]. Marsch等发现高速流中质子束流对于核质子的相对密度随日心距离增加而增加(见参考文献[3]图14和65页的分析). 也没有理论模型能解释这一观测现象. 近来我们提出太阳风质子束流速度分布函数可由质子与第二支向内及向外的左旋回旋波共振产生^{[5],[6]}. 在此基础上, 本文首次提出解释高速流中质子束流相对密度随日心距离增加而增加的机理, 给出相应二维数值模拟的结果, 并与太阳神飞船的观测结果比较.

2 理论模型

太阳风可看做是质子、 α 粒子和电子组成的等离子体流. 准线性理论表明, 只要平行传播的回旋波能量足够大, 回旋共振相互作用导致的扩散过程将使质子形成分布函数的“平台”. 多数质子将位于这分布函数的“平台”上, 在回旋波的相速参考系中, 其相空间密度沿投掷角梯度为零. 所以这些“平台”上的质子对于色散关系不起作用^{[7],[8]}. 无论是核分布还是束分布中, 只有接近相应整体速度的粒子, 才不在“平台”上, 因为只有波数很高的回旋波才能与这些粒子共振. 通常波数很高的回旋波的能量很小, 很快衰减. 由

^{*} 国家自然科学基金项目(40174045), “九五”国家重大基金项目(49990452), 国家重点基础研究项目(G-2000078405), 中国科学院空间科学与应用研究中心日球物理数值开放实验室共同资助

2002-04-03 收到原稿, 2003-03-12 收到修定稿

于以上原因我们可用冷等离子体近似来描述波的色散关系, 写为

$$y^2 = \frac{x^2}{1 \mp x} + \frac{4\eta_\alpha(x - yV_\alpha)^2}{1 \mp 2(x - yV_\alpha)} + \frac{\eta_b(x - yV_b)^2}{1 \mp (x - yV_b)}. \quad (1)$$

其中, 无量纲量为 $y = k_{//}v_A/\Omega_p$ 为归一化波矢, k 为波矢, $\Omega_p = eB/mc$ 为质子回旋频率, v_A 是对应于核质子密度 n_cm_p 的阿尔芬波速, $x = \omega(k_{//})/\Omega_p$ 为归一化频率, ω 为波在等离子体参考系中的频率, 离子相对于质子的丰度 $\eta_j = n_j/n_c$, 归一化漂移速度 $V_j = v_j/v_A$, v_j 为相对于核分布的漂移速度. 下标 $j = \alpha$ 代表 α 粒子, $j = b$ 代表束流质子. 本文所用的系数为 $\eta_\alpha = 0.05$, $V_\alpha = 1$, $\eta_b = 0.1$, $V_b = 1$. 色散方程取上边的减号为左旋波色散曲线, 如图 1(a) 所示, 取下边的加号为右旋波色散曲线, 如图 1(b) 所示.

质子与回旋波共振的条件为

$$\frac{v_{//}}{v_A} = \frac{x}{y} \mp \frac{1}{y}. \quad (2)$$

上式中的减号对应左旋波, 加号对应右旋波.

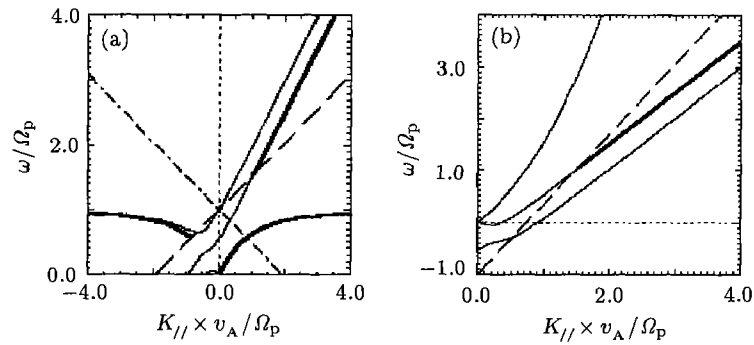


图 1 冷等离子体色散曲线

Fig.1 Dispersion relation of cold plasma

图 1 为冷等离子体色散曲线, 系数 $\eta_\alpha = 0.05$, $V_\alpha = 1$, $\eta_b = 0.1$, $V_b = 1$. 图 1(a) 对应于左旋波, 点划线和长虚线分别为 $v_{//}/v_A = -0.52$ 和 0.52 的质子共振线. 图 1(b) 对应于右旋波, 长虚线为 $v_{//}/v_A = 1.35$ 的质子共振线. 粗实线为本文数值模拟所用的色散关系.

图 1(a) 为左旋波的色散曲线, $y = k_{//}v_A/\Omega > 0$ 表明波向外传播, 最下方的细实线完全与粗实线重合, 粗实线为质子和电子组成的冷等离子体色散关系的一支解, 即

$$y^2 = \frac{x^2}{1 - x}, \quad (3)$$

这支波被称为第一支向外传播的左旋波 (LHP). 第一支向外传播的左旋波为 $y < 0$ 的区域中向 $|y|$ 大的方向延伸的细实线, 这支波在低频部分是间断的. 向内传播区域的粗实线为方程 (3) 的一支解, 图中只显示了其波数较大的部分. 通过点 $(0, 0.5)$ 的细实线是由于 α 粒子共振产生的, 被称为第二支左旋波, 速度小于 v_A 的质子可与这支波共振. 图 1(a) 通过点 $(0, 1)$ 的点划线和长虚线分别为 $v_{//}/v_A = -0.52$ 和 0.52 的质子满足方程 (2) 的共振条件. 数值模拟中, 我们考虑了向外传播的整个第一支左旋波, 而对于向内传播的第一支左

旋波和向外传播的第二支左旋波分别取的是斜率为 $v_{//}/v_A = -0.52$ 的共振线与其交点的上面部分. 对于第一支波, 作为一个很好的近似, 我们采用了方程 (3) 的解 (见图 1(a) 下半部分的粗实线). 对于第二支左旋波, 我们采用一条拟合直线 $x = b_1 \times y + b_2$, $b_1 = 0.994$, $b_2 = 0.512$ (见图 1(a) 右半部分的粗实线). 图 1(a) 中其余的色散曲线对应的相速度太大, 不能与离子共振.

图 1(b) 为右旋波的色散曲线. 最上方的细实线为质子和电子组成的冷等离子体右旋波色散关系. 中部的细实线为漂移 α 粒子决定的波, 被称为向外传播的第二支右旋波, 速度大于 v_A 的质子可与这支波共振. 最下方的细实线与质子束流有关, 本文没有考虑这支波的影响. 长虚线为 $v_{//}/v_A = 1.35$ 的质子与右旋波的共振条件. 随着速度的增加, 与第二支右旋波共振的质子数增多, 我们假定最大的共振速度为 $1.86v_A$. 数值模拟中, 我们只考虑了第二支右旋波的右半部分, 拟合的直线 $x = b_1 \times y + b_2$, $b_1 = 0.982$, $b_2 = -0.438$ (见图 1(b) 中的粗实线).

我们在文献 [6],[8] 中已说明, 核分布由质子与向内及向外的第一支左旋波共振扩散而形成, 而束分布是由束质子与向外传播的第二支左旋波和右旋波共振扩散而形成的. 由图 1 可看到向内传播的第一支左旋波的色散曲线并不延伸到低波数 $|k|$ 区, 为简化计算, 我们假设存在一分界速度 v_c 向外运动, 且 $v_{//} < v_c$ 的质子将与第一支向内传播的左旋波共振, 而接近 $v_c < v_{//} < v_A$ 的质子, 将与第二支向外传播的左旋波共振. 随着日心距离增大, v_A 减小. 假定冷等离子体的色散关系不随日心距离而变化, 于是 v_c/v_A 不变, 即 v_c 减小. 这导致部分原来属于核分量的质子与第二支向外传播的左旋波共振, 成为束分量, 导致束分量的相对密度随日心距离增加而增加.

数值模拟的公式和步骤已在文献 [6] 中有介绍, 现简要说明如下.

$$(v_s + v_{//}) \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{q_i}{m_i c} \right)^2 \sum_{\text{res}} \frac{P_B(k_{\text{res}})}{|v'_{\text{gr}}|} \left\{ v_{\perp}^2 \left[\frac{\partial^2 u}{\partial v_{//}^2} + \left(\frac{\partial u}{\partial v_{//}} \right)^2 \right] + \frac{\Omega_i^2}{k_{\text{res}}^2} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial v_{\perp}^2} + \left(\frac{\partial u}{\partial v_{\perp}} \right)^2 \right] \right. \\ \left. + \frac{2v_{\perp} \Omega_i}{k_{\text{res}}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial v_{//} \partial v_{\perp}} + \frac{\partial u}{\partial v_{\perp}} \frac{\partial u}{\partial v_{//}} \right) C_{//} \frac{\partial u}{\partial v_{//}} + C_{\perp} \frac{\partial u}{\partial v_{\perp}} \right\}. \quad (4)$$

扩散方程 (4) 中, $u = \ln f_0$, f_0 为分布函数, r 为日心距离, v_s 为太阳风速度, $v_{//}$ 和 $v_{\perp}$ 分别为平行和垂直背景磁场 B_0 的速度分量, k_{res} 由共振条件 (2) 式决定.

$$v'_{\text{gr}} = (\partial \omega / \partial k_{//})_{\text{res}} - v_{//}, \quad (5)$$

$$C_{\perp} = \frac{\Omega_i^2}{v_{\perp} k_{\text{res}}^2} - \frac{v_{\perp} \Omega_i}{v'_{\text{gr}} k_{\text{res}}} \left(\frac{\partial v'_{\text{gr}}}{\partial v_{//}} + \eta + 1 \right), \quad (6)$$

$$C_{//} = \frac{2\Omega_i}{k_{\text{res}}} - \frac{v_{\perp}^2}{v'_{\text{gr}}} \left(\frac{\partial v'_{\text{gr}}}{\partial v_{//}} + \eta \right), \quad (7)$$

$$P_B(k_{//}) = P_0 \left| \left(\frac{k_{//}}{k_0} \right) \right|^{-\eta}, \quad (8)$$

对于第一支向内和向外传播的左旋波, 波谱公式中的系数取为 $\eta = 5/3$, $k_0 = 10^{-10} \text{ cm}^{-1}$, 和 $P_0 = 7.18 \times 10^{-6} \text{ T}^2 \cdot \text{cm}$. 本文中假定向外传播的第二支左旋波和右旋波具有与第一支左旋波相同的波谱形式, 但是取 $\eta = 1$ 和 $P_0 = 7.18 \times 10^{-6} \text{ T}^2 \cdot \text{cm}$.

数值模拟中, 对于扩散方程 (4), 一阶导数采用 Lax-Wendroff 格式, 二阶导数采用 FTCS(前向中心差分格式). 速度空间边界 $v_{\perp} = 0$ 上采用等值外插的条件, 其余三条边界上才用的是二次外推. 因为质子分别与 4 种波模共振, 沿着 $v_{\parallel}$ 的方向, 速度空间可分为 4 个区域: I, II, III 和 IV. 在区域 I 中, 质子与向外的第一支左旋波共振; 在区域 II 中, 质子与向内的第一支左旋波共振; 在区域 III 中, 质子与向外的第二支左旋波共振; 在区域 IV 中, 质子与向外的第二支右旋波共振. 在 I, II 间和 III, IV 间的内边界区域中, 速度相空间密度由边界两侧的平行方向扩散通量共同决定, 而在 II 和 III 的内边界上, 两侧的密度值是不同的, 分别只由该侧的平行和垂直方向的扩散通量决定. 计算范围是 $v_{\parallel}$ 从 -159 到 181 km/s, $v_{\perp}$ 从 0 到 181 km/s, 计算格点间隔均为 2 km/s. 时间步长为 3.0×10^{-4} s, 满足 Lax-Wendroff 和 FTCS 的稳定条件. 程序运行 50000 步, 密度的变化小于 0.6% .

本文假定从 0.3 AU 到 1 AU 图 1 中的色散关系不变, 用扩散方程 (4) 数值计算质子束流密度的径向变化. 根据文献 [9], 质子密度的径向变化为 $n_p = n_{p0}(r/r_0)^{-2}$, 磁场 $B = B_r/\cos\phi$, $B_r = B_{r0}(r/r_0)^{-2}$ 和 $\cos\phi = [1 + (\Omega r/v_s)^2]^{-1/2}$, 其中 $\Omega = 2.9 \times 10^{-6}$ rad/s, $v_s = 635$ km/s. 对于 $r_0 = 0.29$ AU 时, $n_0 = 35$ cm $^{-3}$, $B_{r0} = 34$ nT 和 $P_B(k_{\parallel}) = P_0(r/r_0)^{-3.4} \times (k_{\parallel}/k_0)^{-\eta}$. 我们发现 v_A 从 0.35 AU 的 107 km/s 减小到 0.9 AU 的 48 km/s, 核分布和束分布的分界速度应该减小为 0.35 AU 的 $1/2.2$. 这将会导致束密度的增加. 本文假定用图 2(a) 的分布作为初始分布计算 0.35 AU 时的核和束分布 (见图 2(b)), 再以这个结果作为 0.6 AU 的初始分布计算结果, 依次类推, 计算到 0.9 AU 时的最终分布见图 2(c), 在图 2(c) 中实线从内到外分别为相空间密度最大值的 $0.8, 0.6, 0.4, 0.2$, 虚线为 $0.09, 0.07, 0.05, 0.04, 0.001$. 计算出的束分布的密度的径向变化见图 3.

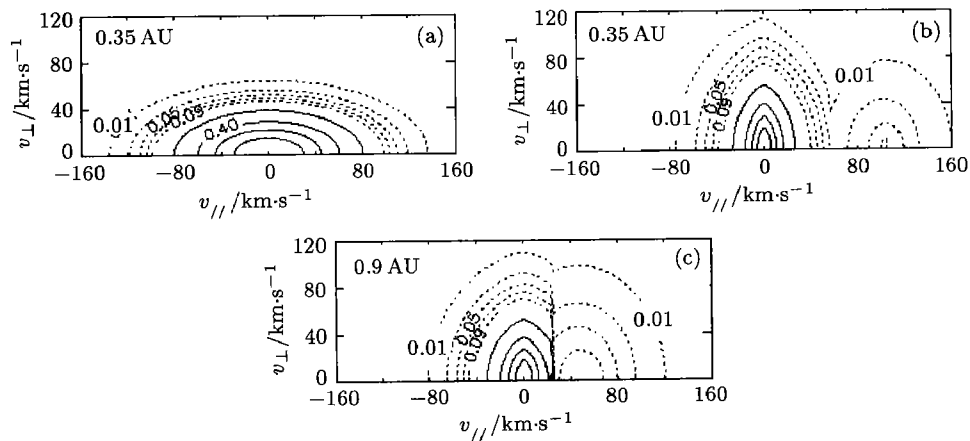


图 2 质子速度相空间分布函数密度等值线
Fig.2 Contour of proton density in phase space

3 计算结果

图 3 纵坐标为束分布对整体分布的相对密度值, 横坐标为距日心距离. $+$ 为 Helios 飞船的观测结果, Δ 为数值模拟的结果, 分别为 0.35 AU, 0.6 AU 和 0.9 AU 的值. 图 3 给

出了观测和模拟的密度径向变化. + 为观测结果, 取自参考文献 [3] 的图 14 中的太阳风速度为 600—700 km/s 的观测. 3 个 Δ 分别为 0.35 AU, 0.6 AU 和 0.9 AU 的模拟结果. 由图 3 可看出计算结果显示了观测的主要趋势, 束分布的相对密度值随着日心距离的增加而增加.

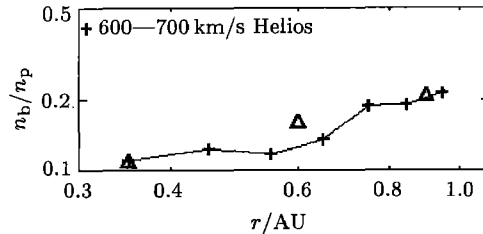


图 3 束流密度的径向变化

Fig.3 Radial evolution of the beam density

4 结论与讨论

太阳神飞船的观测表明 [3], 太阳风高速流中质子束分量相对于核分量的密度随日心距离增加而增加. 本文首次提出解释这一现象的模型. 由于阿尔芬波速随日心距离增大而减小, 越来越多的核质子将与第二支回旋波共振, 从而使束质子密度增加. 数值模拟结果与观测结果相符.

数值模拟中, 用了冷等离子体的色散函数, 与分布函数的发展不自洽. 本文只能看做是定性的讨论, 发展自洽的模拟是今后的工作. 本文所提到的回旋波是一种理论假设, 在目前已有的观测资料和将来的探测计划中寻找回旋波存在的证据是以后所需要做的工作, 不过, 从另外一个角度上看, 本文的结论也可看做是回旋波存在的间接证据.

参 考 文 献

- [1] Tu Chuanyi. Space and Interplanetary Physics. Beijing: Science Press, 1998. in Chinese (涂传诒. 日地空间物理学, 北京: 科学出版社, 1988)
- [2] Feldman W C *et al.* Double ion streams in the solar wind. *J. Geophys. Res.*, 1973, **78**:2017
- [3] Marsch E *et al.* Solar wind protons: three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU. *J. Geophys. Res.*, 1982, **87**:52—72
- [4] Neugebauer M. The solar-wind and heliospheric magnetic field in three dimensions. In: Balogh A *et al.* ed., The heliosphere near solar minimum. Springer, 2001. 43—106
- [5] Tu C Y, Chen F, Wang L H. Mechanism of proton double peaks velocity distribution in the high speed solar wind. *Sci. China*, 2002, submitted. in Chinese (涂传诒, 陈非, 王玲华. 太阳风高速流中质子双峰速度分布成因. 中国科学, 2002, submitted)
- [6] Tu C Y, Wang L H, Marsch E. Formation of the proton beam distribution in high-speed solar wind. *J. Geophys. Res.*, 2002, submitted
- [7] Marsch E, Tu C Y. Evidence for pitch angle diffusion of solar wind protons in resonance with cyclotron waves. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**:8357—8361
- [8] Tu C Y, Marsch E. Anisotropy regulation and plateau formation through pitch-angle diffusion of solar wind protons in resonance with cyclotron waves. *J. Geophys. Res.*, 2002, in press

- [9] Tu C Y. The damping of interplanetary Alfvénic fluctuations and the heating of the solar wind. *J. Geophys. Res.*, 1988, **98**:7—20

THE DEVELOPMENT OF PROTON BEAM IN THE SOLAR WIND

WANG Linghua TU Chuanyi AO Xianzhi

(Department of Geophysics, Peking University, Beijing 100871)

Abstract

In this paper a new mechanism to form the proton density distribution to explain the radial evolution of the relative beam density (n_b/n_p) is suggested. It is found that it is the resonance between protons and cyclotron waves that drives the protons to form such a unique distribution. First, several possible cyclotron waves are calculated to give the cold plasma dispersion relation. Among those possible waves, the waves propagating outside will play an essential role in the beam distribution formation and the waves propagation both inside and outside will help the core distribution formation. With the axial symmetry assumption, the quasi-linear two-dimensional diffusion equation are solved numerically by using Lax-Wendroff and FTCS scheme combining cold plasma dispersion relation and wave-particle resonant condition. The boundary conditions are not the common ones. A specific explanation about the conditions is given. In the simulating process, an original isotropic proton velocity distribution and the plasma dispersion relations remain constant are assumed. Thus, with diffusion equation we simulated the transformation of solar wind proton density as it flowed from 0.35 AU to 0.9 AU. The contours of proton density distribution show explicitly that the core and beam parts of proton density distribution. In the solar wind plasma, with increasing heliocentric radial distance, the Alfvén velocity decreases and more and more protons can be resonant with the second-branch left hand polarized waves, so a part of core protons can enter into beam distributions and become beam protons. From the numerical distribution the radial variation of proton density from 0.35 AU to 0.9 AU and is obtained the calculated results are compared with observed results. Although the cold plasma dispersion relation is assumed, which is not a self-consistent assumption, the simulating results are accordant with the observations. The result shows clearly that the ratio of proton beam number density to proton core number density increases with increasing heliocentric radial distance.

Key words Solar wind, Resonance with cyclotron waves, Proton beam