第21卷 第2期 空 间 科 学 学 报 Vol.21, No.2
2001 年 4 月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Apr., 2001

高纬磁层顶尾部边界层的离子流剪切不稳定性*

路 立 刘振兴
(中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100080)
李中元
(中国科学技术大学地球和空间科学系)

摘 要

研究了高纬磁层顶尾部边界层在非均匀磁场条件下的离子流剪切不稳定性. 由于考虑了尾向电流, 我们发现离子流剪切不稳定性的激发与扰动波长有关, 并得到了激发该不稳定性的准临界波长的表达式. 对于磁层顶存在的波长为地球半径量级的表面波扰动, 离子流剪切不稳定性倾向于发生在磁层顶边界层的内边界. 沿磁层顶外边界传播的稳定的表面波和其内边界的离子流剪切不稳定性同时存在, 这将有助于解释磁鞘太阳风动量持续不断地向地磁层的传输.

关键词 磁层顶边界层—磁鞘—地顶—离子剪切流不稳定性

1 引 言

由速度剪切所引起的开尔文-亥姆霍兹不稳定性被认为是从磁层顶边界向地磁层传输能量的重要触发机制. 人们建立了大量的理论和数值模型对此进行研究和探讨. 至今仍有很多问题需要进一步的研究. 例如, 究竟速度剪切不稳定性倾向于发生在磁层顶边界层的内边界还是外边界, 以及这种不稳定性对卫星观测到的甚低频表面波起什么作用等.

以往的速度剪切模型将磁层顶边界层作为一个 [1-4] 或多个 [5,6] 切向间断面用磁流体力学方程加以研究. 在磁层顶, 由于电子的回旋半径远小于质子的回旋半径, 来自磁鞘的质子与电子相比能更深地进入磁层 [7]. 本文提出将高纬磁层顶尾部边界层视为在地磁层等离子体背景上的磁鞘太阳风质子剪切流的连续过渡层, 其特征厚度略大于质子的回旋半径. 对于甚低频扰动, 研究区域里的总磁通量近乎守恒, 可把电场取为势场. 磁场的变化主要由质子剪切流产生的尾向电流扰动引起. 虽然缺少在这个区域里尾向电流的直接观测依据, 极盖区的场向电流观测为我们的模型提供了间接证据 [8].

我们把磁层顶边界层理解为磁层顶与地顶之间的过渡区, 其厚度为离子回旋半径的量级. 这里地顶定义为来自地球极隙极尖区及极区电离层的上行带电粒子弥散区的外边界. 这种上行带电粒子, 典型的如氧离子 (O^+) 就是其中主要成份之一, 在整个等离子体尾瓣区及磁幔区都陆续被发现, 并且随着探测技术的提高地顶的区域有扩大的趋势 [9]. 在

* 国家自然科学基金资助课题 (49834040,49784003)
1999-09-02 收到原稿, 2001-02-28 收到修定稿

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

向阳侧磁层顶也探测到这种氧离子 [10]. 磁层亚暴期间这些上行带电粒子的数密度有着明显地增大. 为了解这些较重的带电粒子对上述不稳定性的影响, 氧离子作为地磁层等离子体背景成份之一也被引入本文的模型中.

由于磁场的不均匀性, 离子流剪切不稳定性的激发与扰动波长有关. 与磁层顶表面波波长相比离子流剪切不稳定性倾向于发生在较短波长的扰动波段. 激发不稳定性的速度剪切有上下两个阈值, 而且随着扰动波长的减小激发不稳定性的速度剪切值域增大. 将磁层顶边界层等离子体流特征参数代入本文模型计算表明: 对于波长为地球半径量级的甚低频表面波, 无论速度剪切值多大, 磁层顶外边界总是稳定的; 而在磁层顶内边界, 激发离子流剪切不稳定性的最大临界波长达到 2 个地球半径的量级 (与磁层顶传播的表面波波长相当), 当速度剪切值介于对应的上下两个阈值之间时就会激发质子流剪切不稳定性, 并且沿尾向偏晨侧传播的具有不稳定性增长的表面波将部分地阻挡离子尾向流动和晨向漂移产生指向地磁层动量输运. 这与 Sckopke 等 [11] 报道的低纬边界层表面波观测结果一致. 沿磁层顶外边界传播的稳定的表面波和其内边界的离子流剪切不稳定性同时存在, 这将有助于解释磁鞘太阳风动量持续不断地向地磁层的传输.

2　基本方程和色散关系

在北半球午夜磁层顶建立直角坐标系, 如图 1 所示, 图中 z 轴指向磁尾; y 轴指向晨侧; x 轴指向地磁层. 设磁场主要沿负 z 方向, 平衡磁场为: $\boldsymbol{B}_0 = (0, B_{0y}(x), -B_{0z}(x))$, 其中, $|B_{0z}(x)| \gg |B_{0y}(x)|$. 设质子流动也主要沿 z 方向, 平衡质子流场为: $\boldsymbol{v}_{i0} = (0, v_{i0y}, v_{i0z}(x))$, 其中, $|v_{i0z}| \gg |v_{i0y}|$, 且 $\dfrac{\partial v_{i0z}}{\partial x} < 0$. 设质子数密度分布为: $n_{i0} = \tilde{n}_{i0} e^{-x/\lambda_i}$, 其中, $\tilde{n}_{i0}$ 为常数, λ_i 为质子数密度分布的特征长度. 这里假设零阶磁场以及质子的零阶流场和密度只有沿 x 方向的不均匀性.

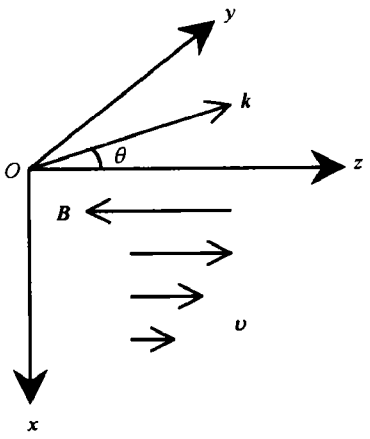


图 1　磁层顶坐标位形图 ($\boldsymbol{k}$ 为波矢量, θ 为波矢的晨向倾角, $\boldsymbol{v}$ 和 $\boldsymbol{B}$ 分别表示流场和磁场)

Fig.1　The configuration of the Cartesian frame of magnetosphere, ($\boldsymbol{k}$ is the vector of wave number, θ is the angle between $\boldsymbol{k}$ and z-axis, $\boldsymbol{v}$ is velocity field, and $\boldsymbol{B}$ is magnetic field)

当特征长度大于离子回旋半径时, 适用于磁层顶内外边界层等温过程的可压质子流动的磁流体力学控制方程组为

$$\begin{cases} \dfrac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i v_i) = 0, \\ n_i m_i \left[\dfrac{\partial \boldsymbol{v}_i}{\partial t} + (\boldsymbol{v}_i \cdot \nabla)\boldsymbol{v}_i \right] + e n_i \nabla \varphi + \\ \quad K_B T_i \nabla n_i - e n_i \boldsymbol{v}_i \times \boldsymbol{B} = 0, \\ \nabla^2 \boldsymbol{B} + \mu_0 e \nabla \times (n_i \boldsymbol{v}_i) = 0. \end{cases} \tag{1}$$

其中, m_i 表示质子质量, K_B 表示玻尔兹曼常数, φ 表示电势, μ_0 表示真空磁导率.

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

把零阶量代入方程 (1) 可得:

$$\begin{cases} v_{\mathrm{i}0y}B_{0z}+v_{\mathrm{i}0z}B_{0y}=\dfrac{K_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{i}}}{\lambda_{\mathrm{i}}e}-\dfrac{\partial\varphi_0}{\partial x}, \\ \dfrac{\partial B_{0z}}{\partial x}=\mu_0 e n_{\mathrm{i}0}v_{\mathrm{i}0y}, \\ \dfrac{\partial B_{0y}}{\partial x}=\mu_0 e n_{\mathrm{i}0}v_{\mathrm{i}0z}. \end{cases} \tag{2}$$

或

$$\frac{B_0^2}{2\mu_0}+K_{\mathrm{B}}n_{\mathrm{i}0}T_{\mathrm{i}}-en_{\mathrm{i}0}\lambda_{\mathrm{i}}\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}=\mathrm{const.} \tag{3}$$

方程 (3) 表示压力平衡.

用脚标 "0" 和 "1" 分别表示平衡量和扰动量, 对方程 (1) 线性化得:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial R_{\mathrm{i}}}{\partial t}+\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}0}\cdot\nabla R_{\mathrm{i}}-\dfrac{v_{\mathrm{i}1x}}{\lambda_{\mathrm{i}}}+\nabla\cdot\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}1}=0, \\ \dfrac{\partial\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}1}}{\partial t}+(\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}0}\cdot\nabla)\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}1}+(\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}1}\cdot\nabla)\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}0}+\dfrac{K_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{i}}}{m_{\mathrm{i}}}\nabla R_{\mathrm{i}}+\dfrac{e}{m_{\mathrm{i}}}\nabla\varphi_1- \\ \qquad\dfrac{e}{m_{\mathrm{i}}}\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}1}\times\boldsymbol{B}_0-\dfrac{e}{m_{\mathrm{i}}}\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}0}\times\boldsymbol{B}_1=0, \\ \nabla^2\boldsymbol{B}_1+e\mu_0[\nabla n_{\mathrm{i}0}\times(\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}1}+R_{\mathrm{i}}\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}0})+n_{\mathrm{i}0}\nabla\times\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}1}+n_{\mathrm{i}0}\nabla R_{\mathrm{i}}\times\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}0}+n_{\mathrm{i}0}R_{\mathrm{i}}\nabla\times\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}0}]=0. \end{cases} \tag{4}$$

其中, $R_{\mathrm{i}}=n_{\mathrm{i}1}/n_{\mathrm{i}0}$ 为质子数密度相对扰动.

设背景电子数密度满足玻尔兹曼分布: $n_{\mathrm{e}}=\tilde{n}_{e0}e^{e\varphi/K_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{e}}}$, 并考虑电中性条件: $n_{\mathrm{i}0}+n_{\mathrm{O}+0}=n_{e0}$ 和准电中性条件: $n_{\mathrm{i}1}=n_{e1}$(这里忽略了氧离子的扰动, 取 $n_{\mathrm{O}+1}=0$), 我们得到扰动电势和质子数密度相对扰动的关系式:

$$e\varphi_1=\frac{K_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{e}}}{1+\varepsilon}R_{\mathrm{i}}, \tag{5}$$

其中, $\varepsilon=n_{\mathrm{O}+0}/n_{\mathrm{i}0}$ 为相对氧离子密度.

将方程 (5) 代入方程 (4), 并对方程 (4) 中扰动量作变化形式为 $\exp[\mathrm{i}(k_y y+k_z z-\omega t)]$ 的傅里叶变换可得:

$$\begin{cases} \Omega R_{\mathrm{i}}-\mathrm{i}\dfrac{v_{\mathrm{i}1x}}{\lambda_{\mathrm{i}}}-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}1}=0, \\ \Omega\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}1}+\mathrm{i}S_z v_{\mathrm{i}1x}\boldsymbol{e}_z=V_D^2R_{\mathrm{i}}\boldsymbol{k}+\mathrm{i}\omega_{\mathrm{ci}}(\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}1}\times\boldsymbol{e}_z+\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}0}\times\boldsymbol{b}), \\ k^2\boldsymbol{B}_1=en_{\mathrm{i}0}\mu_0\left[(\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}1}+R_{\mathrm{i}}\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}0})\times\dfrac{\boldsymbol{e}_x}{\lambda_{\mathrm{i}}}+\mathrm{i}\boldsymbol{k}\times(\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}1}+R_{\mathrm{i}}\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}0})-S_zR_{\mathrm{i}}\boldsymbol{e}_y\right]. \end{cases} \tag{6}$$

其中, $\Omega=\omega-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}_{\mathrm{i}0}$ 为多普勒位移频率, $\omega_{\mathrm{ci}}=eB_0/m_{\mathrm{i}}$ 为质子回旋频率, $\boldsymbol{k}=k_y\boldsymbol{e}_y+k_z\boldsymbol{e}_z$ 为波矢量, $S_z=\dfrac{\partial v_{\mathrm{i}0z}}{\partial x}$ 为速度剪切, $V_{\mathrm{D}}=\sqrt{\dfrac{K_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{i}}}{m_{\mathrm{i}}}+\dfrac{K_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{e}}}{m_{\mathrm{i}}(1+\varepsilon)}}$ 为等价声速, $\boldsymbol{b}=\dfrac{\boldsymbol{B}_1}{B_0}$ 相对磁场扰动. 在甚低频扰动条件下, 即 $|\Omega_0^2|\ll|\omega_{\mathrm{ci}}^2|$, 并考虑上述关于平衡参量的假定可得线性色散关系如下:

$$A\Omega_0^2+B\Omega_0+C=0, \tag{7}$$

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

其中符号分别定义为

$$\begin{cases} \Omega_0 = \omega - (1+\alpha^2)k_z v_{\mathrm{i}0z}, \\ A = 1 + \alpha^2 v_{\mathrm{i}0z}\Lambda(2S + v_{\mathrm{i}0z}\Lambda), \\ B = \Lambda V_D^2 k_y + \alpha^2 v_{\mathrm{i}0z}(S^2 + S v_{\mathrm{i}0z}\Lambda + 2 + \Lambda^2 V_D^2)k_z + \alpha^4 v_{\mathrm{i}0z}^2 \Lambda(2S + v_{\mathrm{i}0z}\Lambda)k_z, \\ C = V_{\mathrm{D}}^2(S k_y k_z - k_z^2) + \alpha^2 v_{\mathrm{i}0z}[\Lambda V_{\mathrm{D}}^2(k_y k_z - S k_y^2) - k_y k_z v_{\mathrm{i}0z} S] + \alpha^4 v_{\mathrm{i}0z}^2(k_z^2 - S^2 k_y^2), \\ \alpha^2 = \dfrac{\omega_{\mathrm{pi}0}^2}{k^2 c^2}, \\ S = -\dfrac{1}{\omega_{\mathrm{ci}}}\dfrac{\partial v_{\mathrm{i}0z}}{\partial x}, \\ \Lambda = \dfrac{1}{\lambda_{\mathrm{i}}\omega_{\mathrm{ci}}}. \end{cases} \tag{8}$$

这里 c 为光速，$\omega_{\mathrm{pi}0} = \sqrt{e^2 n_{\mathrm{i}0}/\varepsilon_0 m_{\mathrm{i}}}$ 为质子的等离子体频率. 在短波极限情况下，$\alpha \to 0$，色散关系 (7) 与 D'Angelo 和 Song[12] 的结果相一致.

3　结果讨论

不稳定性判别式为 $B^2 - 4AC < 0$. 将不等式左边写成 $F(k_z/k_y)$ 函数形式：

$$F\Big(\frac{k_z}{k_y}\Big) = k_y k_z V_{\mathrm{D}}^2\Big(\zeta\frac{k_y}{k_z} + \eta\frac{k_z}{k_y} + \tau\Big), \tag{9}$$

其中，

$$\zeta = V_{\mathrm{D}}^2\Lambda^2 + 4A\alpha^2 v_{\mathrm{i}0z}\Lambda\Big(S + \alpha^2\frac{v_{\mathrm{i}0z}}{\Lambda V_{\mathrm{D}}^2}S^2\Big), \tag{10}$$

$$\eta = \alpha^4\frac{v_{\mathrm{i}0z}^2}{V_{\mathrm{D}}^2}[2 + \Lambda^2 V_{\mathrm{D}}^2 + S^2 + \Lambda v_{\mathrm{i}0z} S + \alpha^2 v_{\mathrm{i}0z}\Lambda(2S + v_{\mathrm{i}0z}\Lambda)]^2 + 4A\Big(1 - \alpha^4\frac{v_{\mathrm{i}0z}^2}{V_{\mathrm{D}}^2}\Big), \tag{11}$$

$$\tau = 2\alpha^2 v_{\mathrm{i}0z}\Lambda[2 + \Lambda^2 V_{\mathrm{D}}^2 + S^2 + \Lambda v_{\mathrm{i}0z} S + \alpha^2 v_{\mathrm{i}0z}\Lambda(2S + v_{\mathrm{i}0z}\Lambda)] - 4A\Big[\Big(1 - \alpha^2\frac{v_{\mathrm{i}0z}^2}{V_{\mathrm{D}}^2}\Big)S + \alpha^2\Lambda v_{\mathrm{i}0z}\Big]. \tag{12}$$

在 $\zeta > 0$ 和 $\eta > 0$ 的条件下，当 $k_z/k_y = \sqrt{\zeta/\eta}$ 时，$F(k_z/k_y)$ 有极小值：

$$F(k_z/k_y) = V_{\mathrm{D}}^2 k_y k_z(2\sqrt{\zeta\eta} + \tau). \tag{13}$$

当 $F < 0$ 时，我们得到不稳定性的增长率为

$$\gamma(S) = \frac{k V_{\mathrm{D}}}{2A}\Big[\frac{\sqrt{\zeta\eta}}{\zeta + \eta}(2\sqrt{\zeta\eta} + \tau)\Big]^{1/2}. \tag{14}$$

由方程 (12) 和 (13) 知，$F < 0$ 的必要条件为 $\alpha^2 v_{\mathrm{i}0z}^2/V_{\mathrm{D}}^2 < 1$. 因此，激发不稳定性的准临界波数 k_{c} 满足不等式：

$$k > k_{\mathrm{c}} = \frac{\omega_{\mathrm{pi}0} v_{\mathrm{i}0z}}{c V_{\mathrm{D}}}. \tag{15}$$

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

在磁层顶外边界 ω_{pi0} 和 v_{i0z} 的值大于其在内边界，所以在磁层顶外边界激发不稳定性的准临界波数大于其在磁层顶内边界的值. 另外，在磁层顶内边界，氧离子相对数和等离子体温度的增加使得该处对应的准临界波数进一步减小. 因为沿磁层顶传播的表面波通常为长波扰动，所以离子流剪切不稳定性倾向于在磁层顶内边界激发. 这一结论从临界波长的角度支持了以往的理论模型 [5,6] 和数值模拟 [13]，并且与 Sckopke 等 [11] 对低纬边界层表面波观测的结果相符合.

在磁层顶内外边界层等离子体流的特征参数如表 1 所示：

表 1 磁层顶内外边界层等离子体流的特征参数

	T_i(K)	T_e (K)	$B_0(\gamma)$	n_{i0} (cm^{-3})	v_{i0z} ($km\cdot s^{-1}$)
外边界层	10^6	10^6	10	30	300
内边界层	10^7	10^6	40	1	30

在磁层顶边界层取 $\lambda_i = 300\,km$; 对应其内外边界层的氧离子相对数 ε 分别为 0.01 和 0. 在磁层顶内边界层，激发离子流剪切不稳定性的临界扰动波长可达 $2\,R_e$ 的量级 (这与磁层顶传播的表面波波长量级相当). 取扰动波长分别为 $1.5\,R_e$、$1.7\,R_e$ 和 $2\,R_e$，我们作了不稳定性增长率 (a) 和不稳定性扰动波传播方向 (b) 相对无量纲剪切变化的函数曲线图 (图 2).

对给定的扰动波长，由图 2(a) 知，对应不稳定性增长的无量纲剪切有上下两个阈值. 随着剪切值增大由剪切引起的感应磁场 y 分量增大 (见方程组 (6)，第三式)，由此产生的作用于尾向电流的洛仑兹力对不稳定性起致稳作用. 而随着扰动波长的减小最大不稳定性增长率明显增加.

图 2(b) 表明，尾向传播的不稳定性扰动波将发生晨向倾斜. 对于一定的不稳定性扰动波长，最大倾斜角和最大增长率几乎对应于相同的速度剪切. 随着扰动波长的增加不稳定性扰动波的晨向倾斜角增大.

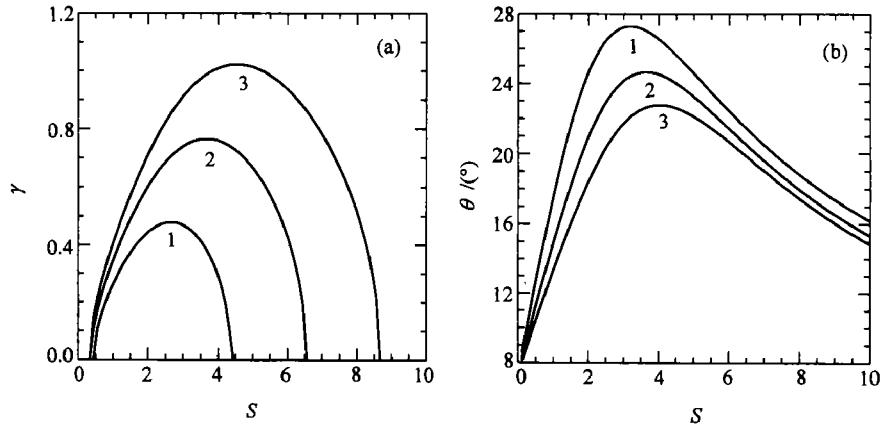


图 2 磁层顶内边界层离子剪切流不稳定性增长率 (a) 和不稳定性扰动波的传播方向 (b) 相对无量纲离子流剪切的变化曲线，其中曲线 1—$2\,R_e$，2—$1.7\,R_e$，3—$1.5\,R_e$

Fig.2 The plots of growth rate (a) and the propagating direction of disturbed wave (b) in degree as a function of the normalized shear for the inner edge of the boundary layer

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

在磁层顶外边界层，由于最大临界扰动波长小于离子回旋半径，方程 (1) 的 MHD 描述对小尺度扰动波的行为已不再适用. 但至少对于波长为地球半径量级的表面波扰动，无论离子剪切流多大，正如观测所见，在磁层顶外边界层将维持稳定的表面波传播.

对于磁层顶通常存在的波长在几千公里以上的表面波将不能在其外边界形成增长模，而主要由其内边界形成向磁层内部发展的不稳定性增长. 这种不稳定性扰动波沿尾向偏晨侧 20°—30° 左右传播. 随着波幅的不断增长不稳定性扰动波连续不断地把部分离子的尾向流动和晨向漂移动量带入内磁层.

4　结束语

我们分析了磁层顶边界层在磁场变化情况下离子流剪切不稳定性的激发条件. 在压力平衡方程中晨向磁场与尾向电流 (即离子尾向流) 作用产生的洛仑兹力也被考虑进来 (方程组 (2) 第一式). 根据本文模型，在磁层顶外边界层由于晨向磁场与尾向电流所产生的洛仑兹力足以阻止长波扰动增长，这使得沿磁层顶外边界传播的表面波是稳定的. 随着尾向电流的减小，在磁层顶内边界层不稳定性扰动的最大临界波长增加到与磁层顶表面波波长相同的量级，当离子流剪切大到一定程度将在该区域激发离子流剪切不稳定性.

本文试图建立一个在磁层顶边界层外界面稳定的尾向表面波与内界面的离子流剪切不稳定性同时存在的物理模型，并通过这个模型描述磁鞘太阳风动量向磁层的传输.

参　考　文　献

[1] Southwood D J. The hydromagnetic stability of the magnetospheric boundary. *Planet. Space Sci.*, 1968, **16**:587—605

[2] Pu Z Y, Kivelson M G. Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause: solution for compressible plasmas. *J. Geophys. Res.*, 1983, **88**(A2):841—852

[3] Pu Z Y, Kivelson M G. Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause: energy flux into the magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, 1983, **88**(A2):853—861

[4] Kivelson M G, Pu Z Y. The Kelvin-Helmholtz instability on the magnetopause. *Planet. Space Sci.*, 1984, **32**(11):1 335—1 341

[5] Lee L C, Albano R K, Kan J R. Kelvin-Helmholtz instability in the magnetopause-boundary layer region. *J. Geophys. Res.*, 1981, **86**(A1):54—58

[6] 杨少峰, 朱岗昆. 关于磁层边界区 Kelvin-Helmholtz 不稳定性的研究. 地球物理学报, 1985, **28**(5):452—459

[7] Willis D M. The magnetopause microstructure and interaction with magnetospheric plasma. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1978, **40**:301—309

[8] Akasofu S I, Kamide Y, Kisabeth J. Comparison of two modeling methods for three-dimensional current systems. *J. Geophys. Res.*, 1981, **86**:3 389—3 396

[9] Moor T E. Origin of magnetospheric plasma. *Rev. Geophys. Suppl.*, 1991, **4**:1 039—1 048

[10] Peterson W K, Shelley E G, Haerendel G, Paschmann G. Energetic ion composition in subsolar, magnetopause and boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 1982, **87**:2 139—2 145

[11] Sckopke N G *et al.* Structure of the low-latitude boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 1981, **86**:2 099—2 145

[12] D'Angelo N, Song B. The Kelvin-Helmholtz instability in dusty plasmas. *Planet. Space Sci.*, 1990, **38**(12):1 577—2 110

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

[13] Farrugia C J *et al.* Charts of joint Kelvin-Helmholtz and Rayleigh-Taylor instabilities at the dayside magnetopause for strongly northward interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**(A4):6 703—6 727

SHEARED ION FLOW INSTABILITY IN MAGNETOPAUSE BOUNDARY LAYER AT THE HIGH-LATITUDE MAGNETOTAIL

LU Li LIU Zhenxing

(*Center for Space Science and Applied Research, The Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100080)

LI Zhongyuan

(*Department of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China*)

Abstract

The sheared ion flow instability is studied in an inhomogeneous plasma background of magnetopause boundary layer at the high latitude magnetotail. By considering tail-aligned currents, we find that the instability excitation strongly depend on the disturbed wavelength. The quasi-critical wave number for the instability is obtained. For relative long wavelength perturbation the instability tend to be excited at the inner edge of the boundary layer. The stable surface wave at magnetopause and the K-H instability at the inner edge of the boundary layer can exist at the same time, and that may help to transfer the momentum toward magnetosphere continuously.

Key words Magnetopause boundary layer, Magnetosheath, Geopause, Sheared ion flow instability

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com