

磁层顶中的低混杂漂移不稳定性

涂 传 谔

(北京大学地球物理系)

1979 年 7 月 9 日收到; 1981 年 8 月 12 日收到修改稿

提 要

本文讨论了具有简单结构磁层顶中的低混杂漂移不稳定性。假定在磁层顶中磁场方向是相互平行的,电子与离子的密度处处相等,总压力为一常数。采用 1971 年 Alpers 建立的分布函数做为零级分布,计算了下混杂漂移不稳定性的增长率和饱和时相应的反常电阻。计算表明,当磁层顶厚度接近两个质子回旋半径时,低混杂漂移不稳定性的增长率约为 $0.26\omega_{LH}$ (ω_{LH} 为低混杂频率),反常电阻率为 10^{-3}sec 。随着磁层顶厚度成倍增加,反常电阻率以指数形式下降。

一、引 言

磁层顶是磁层的外边界,可以看作是地磁场区域与太阳风之间的一个磁场变化的过渡区。近年来,人造卫星的探测表明^[1],磁层顶向阳面的厚度经常是 100km 的量级,与磁层质子回旋半径同量级,而在磁尾月球的距离上,磁层顶的厚度经常是 1000km,即十个质子回旋半径的量级。一些磁层模式假设在磁层顶有某种反常输运过程把太阳风的粒子、动量、能量输运到磁层内,但却不清楚这种反常输运是怎样产生的。我们认为低混杂漂移不稳定性引起的等离子体滞动是其最可能的原因。在离子温度不小于电子温度时(这正是磁层顶的情况),低混杂漂移不稳定性比起离子声波不稳定性有较低的阈值,并且能引起显著的反常电阻。本文计算了在磁层顶中可能发生的低混杂漂移不稳定性的增长率、频率,以及由热力学限制确定的极限饱和状态和相应的等效电阻。

1971 年 Alpers^[4] 建立了一族描述磁层顶中等离子体的分布函数。该分布函数严格满足包括空间梯度和洛伦兹力的符拉索夫方程和麦克斯韦方程组,也满足过渡区内外边界条件。我们采用这一分布函数做为零级分布,讨论了在磁层顶可能发生的低混杂漂移不稳定性,发现在薄的过渡区中(其厚度与质子回旋半径同量级),这种不稳定性有一些新的特点。

二、磁层顶中的低混杂漂移不稳定性的线性理论

我们只讨论有简单结构的磁层顶,即在过渡区中,磁场的方向是相互平行的,电子与离子的密度处处相等,总压力(磁压与等离子体的压力之和)为一常数,电子和质子的温度

可以不同,但是都是常数. 地球物理探测卫星 OG05^[5] 已经测到了这种简单结构. 下面讨论在这种过渡区中的低混杂漂移不稳定性.

1. 基本假设

选择坐标系使得磁层顶沿着 yz 面, 磁场沿着 z 方向, $x \rightarrow +\infty$ 为磁层内, $x \rightarrow -\infty$ 为磁层顶外部, 见图 1. 并做如下基本假设:

1) 波动频率 ω 比电子回旋频率 ω_{ce} 小得多, 即

$$|\omega| \ll \omega_{ce}. \quad (1)$$

2) 波动频率比离子回旋频率 ω_{ci} 大得多, 即

$$|\omega| \gg \omega_{ci}. \quad (2)$$

而且波长也远比离子回旋半径大, 即

$$k_y^2 r_{ci}^2 \gg 1. \quad (3)$$

k_y 为波矢 \mathbf{k} 的 y 分量, r_{ca} 为带电粒子的回旋半径, $\alpha = i$ 表示质子, $\alpha = e$ 表示电子.

$$r_{ca} = \frac{v_a}{\omega_{ca}},$$

v_a , ω_{ca} 分别为 α 粒子的热速度和回旋频率,

$$v_a = \sqrt{\frac{2T_a}{m_a}}, \quad \omega_{ca} = \frac{eB}{m_a c},$$

T_a 为温度, 以电子伏为单位.

由于波动周期比离子回旋周期小得多, 在波动周期的时间量级上, 离子基本沿直线运动, 不受磁场影响.

3) 在波长范围内, 介质特性变化不大, 即

$$k_y^2 \gg k_x^2 \gg (\partial \ln n / \partial x)^2 \quad (\partial \ln B / \partial x)^2. \quad (4)$$

k_x 为波矢 \mathbf{k} 在 x 方向的分量. n 为等离子体密度, B 为磁感应矢量值. 由于波长比质子回旋半径小得多, 即使磁层顶厚度接近质子回旋半径的量级, 弱不均匀条件也能满足. 在波长范围内, n , B 变化不大, 可以用局域近似求解色散方程.

2. 平衡分布

1) 选用 1971 年 Alpers^[5] 建立的分布函数作为磁层顶过渡区内等离子体的零阶分布函数.

$$\begin{aligned} F_a^*(\mathbf{v}, x) = & \left(\frac{m_a}{2\pi T_a} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m_a}{2T_a} (v_x^2 + v_y^2) \right] \\ & \times \left\{ \exp \left(-\frac{m_a}{2T_a} (v_z - W)^2 \right) \times \left[\frac{c_1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{(Kv_a)^2}{1 - (Kv_a)^2} \eta_a} \right) + c_0 \right] \right. \\ & + \left. \left[\exp \left(-\frac{m_a}{2T_a} v_z^2 \right) - \exp \left(-\frac{m_a}{2T_a} (v_z - W)^2 \right) \right] \right. \\ & \left. \times \left[\frac{c_0}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \sqrt{\frac{(Kv_a)^2}{1 - (Kv_a)^2} \eta_a} \right) \right] \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

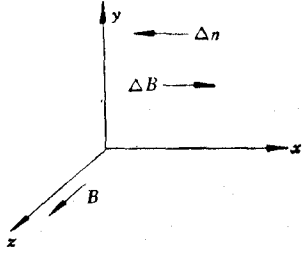


图 1

式中脚标 $\alpha=i, e$ 分别表示对质子和电子的量, K 为一常数, $K < 1$, A_y 为磁矢势, v_α 和 η_α 由下式定义:

$$v_i = 1, \quad v_e = \sqrt{\frac{m_e T_e}{m_i T_i}},$$

$$\eta_\alpha = (2T_\alpha m_\alpha)^{-1/2} \left(\pm m_\alpha v_y + \frac{e A_y}{c} \right).$$

当 $\alpha = i$ 时, 上式中取“+”号, $\alpha = e$ 时, 取“-”号。显然这分布函数满足符拉索夫方程, 因为其变量 $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$, $\pm m_\alpha v_y + \frac{e A_y}{c}$ 为粒子在磁场中的运动常数。文献[4]证明了由这分布函数决定的电子密度 n_e 和离子密度 n_i 相等。

$$n = n_i(A_y) = n_e(A_y) = \frac{c_1}{2} \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left(K \frac{e A_y}{c \sqrt{2T_i m_i}} \right) \right\} + c_0. \quad (6)$$

假定过渡区内总压力不随 x 变化,

$$\frac{(B_z(A_y))^2}{8\pi} + (T_i + T_e)n(A_y) = \frac{B_z(\infty)^2}{8\pi} + (T_i + T_e)n(\infty). \quad (7)$$

$B_z(\infty)$, $n(\infty)$ 为给定的磁层内的磁场值和等离子体密度。由(7)式求出 $B(A_y)$, 再由

$$\frac{dA_y(x)}{dx} = B_z(A_y)$$

可得到 $A_y(x)$ 。可以证明由分布函数决定的电流密度满足安培定律。

当 $x \rightarrow -\infty$, $A_y \rightarrow -\infty$, 分布函数(5)式趋于极限:

$$F_\alpha^*(\mathbf{v}, x \rightarrow -\infty) = \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \right)^{3/2} (c_0 + c_1) \\ \times \exp \left[-\frac{m_\alpha}{2T_\alpha} (v_x^2 + v_y^2 + (v_z - W)^2) \right].$$

这是描述太阳风等离子体的分布函数, W 为太阳风的速度值(假定速度矢量是平行于磁场方向的), $(c_0 + c_1)$ 为等离子体的数密度。

当 $x \rightarrow +\infty$, $A_y \rightarrow +\infty$ 分布函数(5)式趋于下面的极限:

$$F_\alpha^*(\mathbf{v}, x \rightarrow +\infty) = \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \right)^{3/2} c_0 \\ \times \exp \left[-\frac{m_\alpha}{2T_\alpha} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \right].$$

这一分布函数描述了磁层内的等离子体, c_0 为其数密度。这样, 分布函数 F_α^* 满足符拉索夫方程和麦克斯韦方程组, 满足磁层顶内外的边界条件, 它是描述有简单结构的磁层顶中等离子体的适合的分布函数。

2) 我们只讨论沿着 y 方向传播的波动, 其特性与等离子体对 v_x 的分布无关。可先将 $F_\alpha^*(\mathbf{v}, x)$ 对 v_x 积分, 令

$$F_\alpha(v_x, v_y, x) = \int_{-\infty}^{+\infty} dv_x F_\alpha^*(v_x, v_y, v_z, x) \\ = \frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \exp \left[-\frac{m_\alpha}{2T_\alpha} (v_x^2 + v_y^2) \right]$$

$$\times \left[\frac{c_1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{(Kv_e)^2}{1 - (Kv_e)^2} \eta_e} \right) + c_0 \right]. \quad (8)$$

3) K 的取值决定了模型反映的磁层顶厚度. 令

$$X = A_y/B_0, \quad D = r_{ci0}/K, \quad (9)$$

B_0 为磁层内磁场强度, $r_{ci0} = \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}} / \left(\frac{eB_0}{m_i c} \right)$ 为磁层内离子回旋半径. (6) 式可以写为

$$n = \frac{c_1}{2} \left\{ 1 - \operatorname{erf} \frac{X}{D} \right\} + c_0. \quad (10)$$

计算表明, x 与 X 数值相差不大, 参见图 2. 可取 $2D$ 为边界层的厚度. 当 $K \rightarrow 1$ 时, 边界层厚度最小, 约为离子回旋半径的两倍. 当 $K \ll 1$ 时, 边界层厚度远大于磁层内的离子回旋半径.

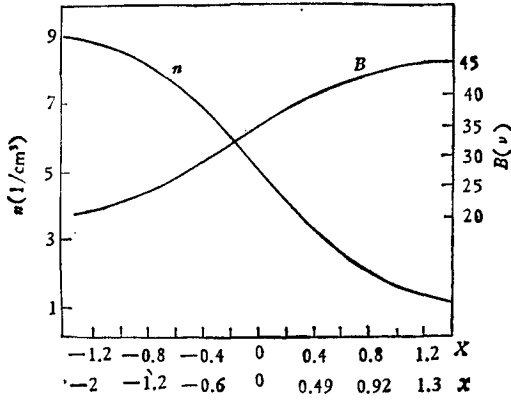


图 2

限, 在磁层顶, $T_e \leq T_i$, 于是

$$K \frac{m_e}{m_i} \frac{v_y}{v_i} \approx K \frac{m_e}{m_i} \frac{v_e}{v_i} = K \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \cdot \sqrt{\frac{T_e}{T_i}} \ll 1.$$

我们得到如下的近似式:

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{(Kv_e)^2}{1 - (Kv_e)^2} \eta_e} \sim \operatorname{erf} \frac{X}{D} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{X}{D}\right)^2} \left(-K \frac{m_e}{m_i} \frac{v_y}{v_i} \right).$$

电子分布函数可化简为

$$F_e(v_x, v_y, x) \simeq \frac{n}{\pi v_e^2} e^{-\frac{v_x^2 + v_y^2}{v_e^2}} \left(1 - \frac{e_n v_y}{\omega_{ce}} \right), \quad (11)$$

其中 $e_n = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x}$. 这近似式对于 $K \rightarrow 1$ 也是成立的.

5) 对离子分布函数的讨论

离子分布函数可写为

$$F_i(v_x, v_y, x) = \frac{1}{\pi v_i^2} \left\{ \frac{c_1}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{K^2}{1 - K^2}} \frac{1}{\sqrt{2T_i m_i}} \left(m_i v_y + \frac{e A_y}{c} \right) \right] + c_0 \right\} \times e^{-\frac{v_x^2 + v_y^2}{v_i^2}}. \quad (12)$$

4) 电子分布函数的化简

由于 $v_e = \sqrt{\frac{m_e T_e}{m_i T_i}} \ll 1$, 于是

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{(Kv_e)^2}{1 - (Kv_e)^2} \eta_e}$$

$$\sim \operatorname{erf} \left(-K \frac{m_e}{\sqrt{2m_i T_i}} v_y + \frac{K_e A_y}{c \sqrt{2m_i T_i}} \right).$$

当 $v_y \gg v_e$ 时, (8) 式中第一个因子趋于零, 因而 $F_e \rightarrow 0$. 我们可取 v_e 为 v_y 的上

当 $K \rightarrow 1$ 时, 离子分布函数 (12) 式完全不同于局域麦氏分布 (见 (13) 式). 这时误差函数趋近于一个阶跃函数, F_i 趋近于一个在 $v_y = -eA_y/cm_i$ 陡然截断的曲线. 这说明当磁层顶厚度接近离子回旋半径时, 过渡区中的离子不能用局域漂移麦氏分布来描述.

但是当 $K \rightarrow 0$ 时, 即边界层厚度足够大时, 分布函数 (12) 式与局域麦氏分布趋于相同的极限. 局域麦氏分布可以写为 (对 v_x 积分后)

$$F'_i(v_x, v_y, x) = \frac{n(x)}{\pi v_i^2} \exp\left(-\frac{(v_y - v_{di})^2 + v_x^2}{v_i^2}\right), \quad (13)$$

v_{di} 为离子抗磁漂移速度. 当 $K \rightarrow 0$ 时有

$$v_{di} = \frac{T_i}{m_i \omega_{ci}} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \simeq \frac{v_i}{2} \frac{1}{n} \left(-\frac{c_1}{2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} K\right).$$

因为 (6) 式可近似展开

$$n(x) \simeq \frac{c_1}{2} - \frac{c_1}{2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(K \cdot \frac{eA_y}{c\sqrt{2T_i m_i}}\right) + c_0.$$

将 v_{di} 的近似表达式代入 (13) 式, 做级数展开, 略去高阶小量得到

$$F'_i \rightarrow \frac{1}{\pi v_i^2} \left\{ \frac{c_1}{2} \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{K}{\sqrt{2T_i m_i}} \left(m_i v_y + \frac{eA_y}{c} \right) \right) \right] + c_0 \right\} e^{-\frac{v_x^2 + v_y^2}{v_i^2}}.$$

显然, 这也就是当 $K \rightarrow 0$ 时 (12) 式的极限.

3. 推导色散方程

假定扰动电场和磁场为

$$\delta \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \delta E_x(\mathbf{x}, t) \mathbf{e}_x + \delta E_y(\mathbf{x}, t) \mathbf{e}_y, \quad (14)$$

$$\delta \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \delta B_z(\mathbf{x}, t) \mathbf{e}_z. \quad (15)$$

扰动分布函数写为 δf_α . 将所有的扰动量 $\delta A(\mathbf{x}, t)$ 都表示为如下的形式:

$$\delta A(\mathbf{x}, t) = \delta A(x) \exp[i(k_y y - \omega t)].$$

假设 ω 的虚部 $\text{Im } \omega > 0$. 将分布函数写为

$$f_{\alpha k} = F_\alpha^* + \delta f_{\alpha k},$$

$\alpha = i, e$. F_α^* 为零阶分布函数, $\delta f_{\alpha k}$ 是扰动分布函数, 是一阶小量. 代入符拉索夫方程并略去高阶小量, 求得一阶扰动分布函数为

$$\delta f_{\alpha k} = -\frac{q_\alpha}{m_\alpha} \int_{-\infty}^0 \left[\delta \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \delta \mathbf{B}}{c} \right] \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} F_\alpha^* \Big|_{\substack{\mathbf{x}=\mathbf{x}'(\tau) \\ \mathbf{v}=\mathbf{v}'(\tau)}} \times \exp[ik_y(y' - y) - i\omega\tau] d\tau, \quad (16)$$

式中 $\mathbf{x} = \mathbf{x}'(\tau)$, $\mathbf{v} = \mathbf{v}'(\tau)$ 为粒子在零阶场中的运动轨道. $q_i = e$, $q_e = -e$ 分别为电子和离子的电荷.

选取电子轨道为

$$v'_x(\tau) = v_\perp \cos(\omega_{ce}\tau + \phi),$$

$$v'_y(\tau) = v_\perp \sin(\omega_{ce}\tau + \phi) + V_B,$$

$$y'(\tau) = y + V_B\tau - \frac{v_\perp}{\omega_{ce}} [\cos(\omega_{ce}\tau + \phi) - \cos\phi],$$

式中 V_B 为电子在磁场中的梯度漂移,

$$V_B = -\frac{v_{\perp}^2}{2\omega_{ce}} \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial x}$$

假定在波长范围内, V_B 是常数, 将电子轨道方程代入(16)式积分后得到电子分布函数为

$$\begin{aligned} \delta f_{ek}(x, \mathbf{v}) = & -\frac{e}{m_e} \sum_{l,p} \frac{J_p(\mu) \exp[i(l-p)(\phi - \pi/2)]}{\omega - k_y V_B - l\omega_{ce}} \\ & \times \left\{ \frac{v_{\perp}}{\omega} \left[2\omega \frac{\partial F_{i0}^*}{\partial v_{\perp}^2} + k_y \frac{\partial F_{i0}^*}{\partial \eta_-} \frac{\partial \eta_-}{\partial v_y} \right] J_l'(\mu) \delta E_x \right. \\ & - \frac{i}{k_y} \left[2(l\omega_{ce} + k_y V_B) \frac{\partial F_{e0}^*}{\partial v_{\perp}^2} \right. \\ & \left. \left. + k_y \frac{\partial F_{e0}^*}{\partial \eta_-} \frac{\partial \eta_-}{\partial v_y} \right] J_l(\mu) \delta E_y \right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

式中 $v_{\perp}^2 = v_x^2 + v_y^2$, $J_l(\mu)$ 是 l 阶第一类贝塞耳函数,

$$J_l'(\mu) = dJ_l(\mu)/d\mu, \quad \mu = k_y v_{\perp} / \omega_{ce} = k_y r_{ce} \cdot \frac{v_{\perp}}{v_e}$$

假定在波动周期内离子作直线运动, 将离子轨道方程

$$v_x'(\tau) = v_x, \quad v_y'(\tau) = v_y, \quad y' - y = v_y \cdot \tau$$

代入(16)式积分后得到离子分布函数为

$$\begin{aligned} \delta f_{ik}(x, \mathbf{v}) = & -\frac{e}{m_i} \frac{i}{\omega - k_y v_y} \left[\left(2v_x \frac{\partial F_{i0}^*}{\partial v_{\perp}^2} + \frac{k_y}{\omega} v_x \frac{\partial F_{i0}^*}{\partial \eta_i} \frac{\partial \eta_i}{\partial v_y} \right) \delta E_x \right. \\ & \left. + \left(\frac{\partial F_{i0}^*}{\partial v_{\perp}^2} \times 2v_y + \frac{\partial F_{i0}^*}{\partial \eta_i} \times \frac{\partial \eta_i}{\partial v_y} \right) \delta E_y \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

将扰动分布函数(17),(18)式代入下式:

$$\delta J_x = \sum_a^{i,c} q_a \int d^3 v v_x \delta f_{ak}, \quad (19)$$

$$\delta \rho = \sum_a^{i,c} q_a \int d^3 v \delta f_{ak}. \quad (20)$$

可求出扰动电流密度 δJ_x 和扰动电荷密度 $\delta \rho$. 由于 $|\omega| \ll \omega_{ce}$, $k_y V_B \ll \omega_{ce}$, 我们只保留 $l=0$ 项. 在下面的计算中, 我们略去了离子电流的贡献.

将扰动电荷、电流代入麦克斯韦方程组, 假定扰动电场、磁场不为零, 由齐次方程组系数行列式为零得到色散方程. 为了方便, 将(12)式写为

$$F_{i0}(x, v_x, v_y) = \frac{1}{\pi v_i^2} N \left(a \frac{v_y}{v_i} + b \frac{X}{D} \right) e^{-\frac{v_{\perp}^2}{v_i^2}}, \quad (21)$$

式中 X 是 x 的函数,

$$\begin{aligned} a &= \frac{K}{\sqrt{1-K^2}}, \quad b = \frac{1}{\sqrt{1-K^2}}, \\ N(w) &= \frac{c_1}{2} [1 - \operatorname{erf}(w)] + c_0. \end{aligned} \quad (22)$$

定义

$$Z_2(\xi) = \frac{1}{n} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda \frac{N\left(a\lambda + b \frac{X}{D}\right)}{\lambda - \xi} e^{-\lambda^2},$$

$$Z_3(\xi) = \frac{1}{n} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda \frac{N'\left(a\lambda + b \frac{X}{D}\right)}{\lambda - \xi} e^{-\lambda^2},$$

式中

$$N'(w) = \frac{dN(w)}{dw}.$$

令

$$Q = 2 \exp(-\lambda^2) \times \frac{\omega - k_y V_n}{\omega - k_y \bar{V}_B \lambda^2},$$

式中

$$V_n = -\frac{v_r^2}{2\omega_{ce}} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x}, \quad \bar{V}_B = -\frac{v_c^2}{2\omega_{ce}} \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial x}.$$

令

$$V_E = -\frac{v_i^2}{2\omega_{ci}} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x},$$

有

$$\frac{V_n}{V_E} = \frac{T_c}{T_i}, \quad \frac{\bar{V}_B}{V_E} = -\frac{1}{2} \beta_i \frac{T_c}{T_i} \left(1 + \frac{T_c}{T_i}\right), \quad (23)$$

式中

$$\beta_i = \frac{8\pi n T_i}{B^2},$$

令

$$Q_1 = \int_0^{\infty} d\lambda \lambda^3 [J'_0(k_y r_{ce} \lambda)]^2 Q(\lambda, \omega, k_y),$$

$$Q_2 = \int_0^{\infty} d\lambda \lambda^2 [J_0(k_y r_{ce} \lambda) J'_0(k_y r_{ce} \lambda)] Q(\lambda, \omega, k_y),$$

$$Q_3 = \int_0^{\infty} d\lambda \lambda [J_0(k_y r_{ce} \lambda)]^2 Q(\lambda, \omega, k_y).$$

于是色散方程可以写为如下的形式(假定 $|\omega|^2 \ll c^2 k_y^2$):

$$\begin{aligned} & \left\{ 1 + \frac{2\omega_{pi}^2}{k_y^2 v_i^2} \left[1 + \frac{\omega}{k_y v_i} Z_2\left(\frac{\omega}{k_y v_i}\right) - \frac{a}{2} Z_3\left(\frac{\omega}{k_y v_i}\right) \right] \right. \\ & \quad \left. + \frac{2\omega_{pc}^2}{k_y^2 v_c^2} (1 - Q_3) \right\} \left\{ 1 + \frac{2\omega_{pc}^2}{c^2 k_y^2} Q_1 \right\} \\ & = -\frac{2\omega_{pr}^2}{c^2 k_y^2} \frac{2\omega_{pc}^2}{k_y^2 v_c^2} Q_2^2, \end{aligned} \quad (24)$$

式中

$$\omega_{p\alpha}^2 = \frac{4\pi n e^2}{m_\alpha},$$

$$\frac{2\omega_{pe}^2}{c^2 k_y^2} = \frac{2}{k_y^2 v_e^2} \cdot \frac{T_e}{T_i} \beta_i.$$

当 $\beta_i \rightarrow 0$ 时, 即 $\frac{2\omega_{pe}^2}{c^2 k_y^2} \rightarrow 0$ 时, 得到纵波的 ($\delta E_y \neq 0, \delta E_x = 0$) 色散方程为

$$1 + \frac{2\omega_{pi}^2}{k_y^2 v_i^2} \left[1 + \frac{\omega}{k_y v_i} Z_2 \left(\frac{\omega}{k_y v_i} \right) - \frac{a}{2} Z_3 \left(\frac{\omega}{k_y v_i} \right) \right] + \frac{2\omega_{pe}^2}{k_y^2 v_e^2} (1 - Q_3) = 0. \quad (25)$$

4. 近似解

当 $T_e \ll T_i$ 时, $r_{ce} k_y \rightarrow 0$, 贝塞耳函数可以展开, 略去高阶小量, 方程(24)化简为

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{c^2 k_y^2} \right) + \frac{2\omega_{pi}^2}{k_y^2 v_i^2} \left(1 + \frac{\beta_i}{2} \right) \frac{k_y V_E}{\omega} + \frac{2\omega_{pi}^2}{k_y^2 v_i^2} \left(1 + \frac{\omega}{k_y v_i} Z_2 - \frac{a}{2} Z_3 \right) = 0. \quad (26)$$

若令 $K \rightarrow 0$, 有 $a \rightarrow K, b \rightarrow 1$,

$$Z_3(\xi) = \frac{N' \left(\frac{X}{D} \right)}{n \left(\frac{X}{D} \right)} \cdot Z_1(\xi), \quad Z_2(\xi) = Z_1(\xi),$$

式中

$$Z_1(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda \frac{e^{-\lambda^2}}{\lambda - \xi}.$$

由(23)式得

$$\frac{V_E}{v_i} = -\frac{K}{2} \frac{N' \left(\frac{X}{D} \right)}{n \left(\frac{X}{D} \right)}.$$

有

$$1 + \frac{\omega}{k_y v_i} Z_2 - \frac{a}{2} Z_3 = 1 + \frac{\omega + V_E k_y}{k_y v_i} Z_1. \quad (27)$$

若

$$\xi = \frac{\omega}{k_y v_i} \ll 1, \quad (28)$$

有 $Z_1 \rightarrow i\sqrt{\pi} k_y / |k_y|$. 又假定 $\omega = \omega_r + i\gamma$,

$$\gamma \ll \omega_r. \quad (29)$$

ω_r 和 γ 分别为 ω 的实部和虚部. 由(26)式和(27)式可求得

$$\omega_r = -\frac{k_M^2}{k_y^2 + k_M^2} k_y V_E, \quad (30)$$

$$\gamma_{ky} = \frac{1}{1 + \beta_i/2} \frac{k_y^3 k_M^4}{(k_y^2 + k_M^2)^3} \frac{\sqrt{\pi}}{|k_y|} \frac{V_E^2}{v_i}, \quad (31)$$

式中

$$k_M^2 = \frac{2}{r_{ce}^2} \frac{T_e}{T_i} (1 + \beta_i/2) \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2}.$$

这结果与文献[3]的结果只相差因不同坐标系的相对速度引起的多普勒频移. 在文献[3]选用的坐标系中, 离子的平均速度为零. 文献[3]选用离子局域漂移麦氏分布为零级分布函数. 由于当 $K \rightarrow 0$ 时, 我们选用的离子分布函数(12)式与局域漂移麦氏分布趋于相同的极限. 因此, 在 $K \rightarrow 0$ 的条件下, 我们应该得到与文献[3]相同的结果.

令

$$k_y^* = k_y \cdot r_{ce} \sqrt{\frac{T_i}{T_e}} \sqrt{\frac{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2}}, \quad (32)$$

当 $k_y^* = -\sqrt{2(1 + \beta_i/2)}$ 时, γ 有极值,

$$\gamma_M = \frac{\sqrt{2\pi}}{8} \frac{1}{(1 + \beta_i/2)^{1/2}} \left(\frac{V_E}{v_i}\right)^2 \omega_{LH}, \quad (33)$$

$$\omega_M = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{\beta_i}{2}\right)^{1/2} \frac{V_E}{v_i} \omega_{LH}. \quad (34)$$

ω_{LH} 为下混杂频率, $\omega_{LH} = \sqrt{\omega_{ci}\omega_{ce}}$. 由于当 $K \rightarrow 0$ 时, $V_E \ll v_i$, 显然条件(28)式和(29)式都是成立的.

5. 数值计算结果

在一般情况下, 色散方程(24)或(25)式, 需要数值计算求解. 我们的模型可以适用于有任意简单结构的磁层顶, 但是下面我们只对一假设的特例进行计算. 假设磁层内等离子体数密度 $n_0 = 1/\text{cm}^3$, 即 $c_0 = 1$. 又假设 $c_0/c_1 = 0.12$, 就是说磁层顶外面太阳风中的等离子体密度为 $n(-\infty) = c_1 + c_2 \sim 9/\text{cm}^3$. 取磁层内磁场 B_0 为 45γ ($1\gamma = 10^{-5}\text{Gs}$). 由(7)式可计算出磁层顶外磁场为 21γ . 在磁层内 $r_{ci0} = 60\text{km}$, $\omega_{LH0} \sim 170\text{Hz}$. 这是通常观测到的情况^[5,6]. 选 $T_i = T_e = 340\text{eV}$. (文献[5]中报道了在磁层顶中应有 $T_e < T_i$. 这里假设 $T_e = T_i$ 是为了便于与其它计算结果比较. 我们也计算了 $T_e/T_i = 0.25$ 的某些情况, 结果大致相同)

图2示出了根据(6)式和(7)式计算的边界层磁场和密度剖面. 图3为在 $K = 0.95$, 即边界层厚度接近两个质子回旋半径时, 在 $X = 0.4$ 处即数密度 n 由 $n(-\infty)$ 降低约 $1/e$ 处, 数值计算得到的增长率及频率随波数的变化曲线. 由图3我们看到最大增长率在 $k_y r_{ce} = -1.5$, $\gamma_M/\omega_{LH} = 0.26$, $\omega_M/\omega_{LH} = 0.23$. (在这里 $\omega_{LH} = 200\text{Hz}$), $\omega_{\gamma M} \sim 44\text{Hz}$. 波动沿负 y 方向传播. 相速 $V_p = \frac{\omega}{k_y} = \frac{-0.23\omega_{LH}}{(1.5/r_{ce})} = -0.15v_i$. 在 $x = 0.4$ 处, $V_E/v_i = 0.56$, $\beta_i = 0.22$. 显然这结果满足基本假设1), 2), 3). 在文献[2]的图3中, 相应于 $T_e = T_i$, $V_E/v_i = 0.56$, $\beta_i = 0.2$, 有 $\gamma_M/\omega_{LH} = 0.1$. 我们由于考虑了离子的作用, 得到波动的增长率显然比采用漂移麦氏分布得到的增长率大得多.

图4示出了当 $K = 0.95$ 时最大增长率及相应频率和波数在磁层顶剖面中的变化. 我们看到过渡区厚度接近两个质子回旋半径时, 不稳定性主要发生在过渡区中靠近磁层的

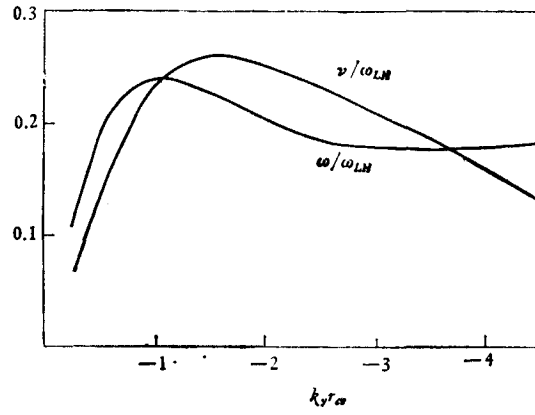


图 3

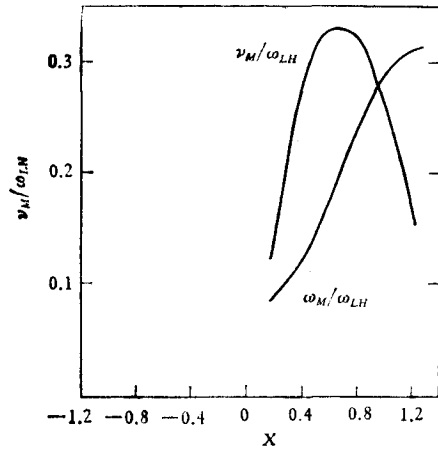


图 4

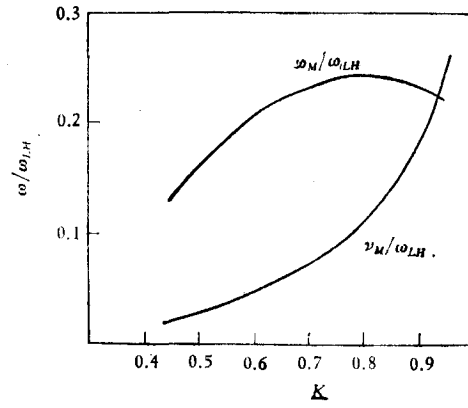


图 5

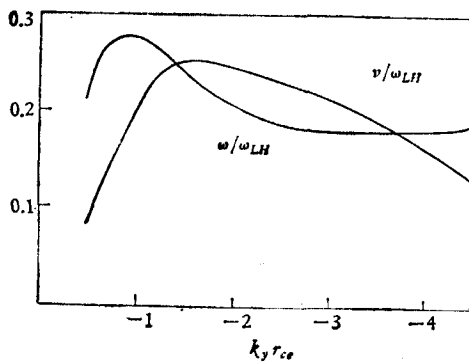


图 6

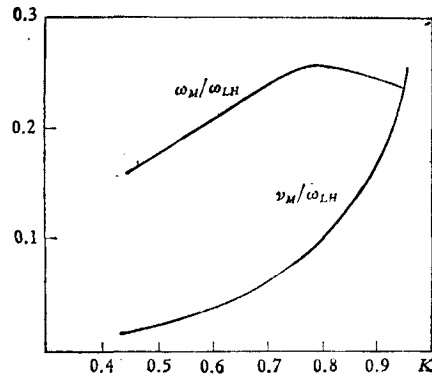


图 7

部份。

图 5 示出了在 $X = 0.4$, 最大增长率及相应的频率随 K 值 (即不同边界层厚度) 的变化。由图看到, 当 $K \rightarrow 1$ 时, 增长率增加得远比 $(V_E/v_i)^2$ 快得多, 而相应频率变化不大。

这也与文献[2,3]用局域漂移麦氏分布得到的结果显著不同。

图 6 示出了在 $X = 0.4$, $K = 0.95$, 由纵波的色散方程(25)得到的色散曲线。显然, 图 6 与图 3 相差不大。这是由于在这里 $\beta = 0.22$ 比较小, 可以略去电磁作用只考虑静电波。

图 7 示出了在 $X = 0.4$ 静电波的最大增长率、频率随 K 值的变化。这一结果也同图 5 大致相同。

三、磁层顶中低混杂漂移不稳定性发展的热力学界限, 磁层顶电阻

1. 下面我们用 Fowler 热力学方法^[2,7,8]讨论磁层顶低混杂漂移不稳定性发展的热力学界限, 进而估计低混杂漂移波的电场强度和磁层顶的反常电阻。文献[2]已经对采用离子漂移麦氏分布的情况做了详细的研究。我们采用了分布函数(11)和(12)式, 得到了反常输运过程的一些新的特点。

根据 Fowler 热力学方法, 估计波能密度热力学界限为

$$\varepsilon_W \leq (\varepsilon_W)_{\max},$$

$$(\varepsilon_W)_{\max} = \frac{1}{V} \sum_{i,e} \int_V d^3x \int d^3v \left\{ \frac{1}{2} m_a v^2 (f_{a0} - g_a) + T_a [f_{a0} \ln(f_{a0}/g_{a0}) - g_a \ln(g_a/g_{a0}) + (g_a - f_{a0})] \right\}. \quad (35)$$

V 是空间积分的体积, $d^3x = dx dy dz$, $d^3v = dv_x dv_y dv_z$, $v^2 = v_x^2 + (v_y - V_0)^2 + v_z^2$ 。式中

$$g_i = g_{i0} \exp[-m_i(v_x^2 + (v_y - V_0)^2 + v_z^2)/2T_i], \quad (36)$$

$$g_e = g_{e0} \exp[-m_e(v_x^2 + (v_y - V_0)^2 + v_z^2)/2T_e]. \quad (37)$$

f_{i0} , f_{e0} 为等离子体的分布函数。由于前面讨论的沿 y 方向传播的波动与 v_x 分布无关, 所以在讨论其热力学界限时, 假定等离子体沿 v_x 的分布是麦氏分布, 就是说只计算由于沿 v_y 的分布偏离麦氏分布贡献的自由能。考虑到(11)式和(12)式, 我们可以把 f_{i0} 和 f_{e0} 写成如下的形式:

$$f_{i0} = \frac{n}{\pi^{3/2} v_i^3} N_1(x, v_y) e^{-\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{v_i^2}}, \quad (38)$$

$$f_{e0} = \frac{n}{\pi^{3/2} v_c^3} e^{-\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{v_c^2}} \left(1 - \frac{e_n v_y}{\omega_{ce}} \right) \approx \frac{n}{\pi^{3/2} v_c^3} e^{-\frac{(v_y - v_n)^2 + v_x^2 + v_z^2}{v_c^2}}, \quad (39)$$

式中

$$V_n = V_h \frac{T_e}{T_i}, \quad N_1(x, v_y) = \frac{N \left(a \frac{v_y}{v_i} + b \frac{X}{D} \right)}{n(x)},$$

g_{i0} 和 g_{e0} 由下式决定:

$$\int d^3v g_{e0} \exp[-m_e(v_x^2 + (v_y - V_0)^2 + v_z^2)/2T_e] = \int d^3v f_{e0}.$$

将上式积分求得

$$g_{i0} = \frac{n}{\pi^{3/2} v_i^3}, \quad g_{e0} = \frac{n}{\pi^{3/2} v_e^3}. \quad (40)$$

V_0 由(35)式取最小值决定. 在(35)式中, 被积函数只与坐标 x 和 v 有关, 为了求局域场能密度, 只在 x_0 邻域内积分, 即

$$\int dx \Rightarrow \int_{x_0-\Delta x}^{x_0+\Delta x} dx \Rightarrow 2\Delta x.$$

这样 $\frac{1}{V} \int dx dy dz$ 可以消去. 将(40), (39), (38), (36)和(37)式代入(35)式求积分得

$$[\varepsilon_W]_{\max} = \frac{1}{2} m_i v_i^2 n \left[\int \frac{dv_y}{v_i \sqrt{\pi}} \ln N_1 \cdot N_1 e^{-\left(\frac{v_y}{v_i}\right)^2} - \left(\frac{V_E}{v_i}\right)^2 \right] \\ + \frac{1}{2} m_i v_i^2 n \left(\frac{V_E}{v_i} + \frac{V_0}{v_i}\right)^2 + \frac{1}{2} m_e v_e^2 n \left(\frac{-V_E}{v_e} + \frac{V_0}{v_e}\right)^2, \quad (41)$$

式中 V_E 由(23)式给出. 推导中利用了等式

$$n \int \frac{dv_y}{v_i \sqrt{\pi}} \frac{1}{v_i} \frac{v_y}{v_i} N_1 e^{-\left(\frac{v_y}{v_i}\right)^2} = \frac{1}{2} \frac{v_i}{\omega_{ci}} \frac{\partial}{\partial x} n = -\frac{V_E}{v_i} n,$$

这可由 $nN_1 = N \left(a \frac{v_y}{v_i} + b \frac{X}{D} \right) = N^* \left(m_i v_y + \frac{eA_y}{c} \right)$ (见(21)式和(12)式)利用分布积分推导出来. 上式说明 $(-V_E)$ 是在 y 方向离子的平均速度.

由于(41)式中离子项比电子项大得多, 当 $V_0 \sim -V_E$ 时, 第二项为零, (41)式接近有极小值. 这时

$$[\varepsilon_W]_{\max} = \frac{1}{2} m_i v_i^2 n P_0 + \frac{1}{2} m_e n V_E^2 \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right)^2,$$

式中

$$P_0 = \int \frac{dv_y}{v_i \sqrt{\pi}} \ln N_1 \cdot N_1 e^{-\left(\frac{v_y}{v_i}\right)^2} - \left(\frac{V_E}{v_i}\right)^2. \quad (42)$$

我们的结果比文献[2]多了一项质子的贡献. 当过渡区厚度接近两个质子回旋半径时, 这项贡献最大. $K = 0.95$, $P_0 = 0.8 \times 10^{-1}$. 当过渡区厚度增加时, 这项贡献迅速减小. 当 $K = 0.45$ 时, $P_0 = 0.8 \times 10^{-3}$. 当分布函数 f_{i0} 取漂移麦氏分布时, $N = e^{2v_y v_{di} - v^2 d_i}$, 有 $P_0 = 0$. (注意 $v_{di} = -v_E$) $[\varepsilon_W]_{\max}$ 可以被看作是分布函数(38), (39)式相对于一个漂移麦氏分布(36), (37)式的总自由能密度. 我们假定低混杂漂移波增长到最后其能量密度等于这一数值. 波能等于场能加振荡粒子的能量. 文献[9]在 $T_e \ll T_i$ 采用离子漂移麦氏分布及静电波的情况下估计了场能密度为

$$\varepsilon_F = \frac{\varepsilon_W}{2(1 + \omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2)}.$$

并认为这是场能密度的下限. 我们为了简化, 也用这一公式来估计场能密度的下限. (当然严格说需要用更精确的公式.)

$$\varepsilon_F = \frac{1}{2} m_e n V_E^2 \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right)^2 \times P, \\ P = (1 + PP_0)/[2 \times (1 + \omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2)], \quad (43)$$

式中

$$PP_0 = P_0 / \left[\frac{m_e}{m_i} \left(\frac{V_E}{v_i} \right)^2 \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right)^2 \right].$$

当 $K = 0.95$, $X = 0.4$ 时, $P = 0.2$, $\varepsilon_F = 0.1 \text{eV/cm}^3$.

2. 等效碰撞频率

根据非线性理论, 由于扰动的增长, 零阶分布函数将要变化. 由零阶分布函数的变化可得到等效碰撞频率. 为了简化, 下面只讨论纵波的情况.

根据文献[2], 零阶分布函数的变化为

$$\left(\frac{\partial F_\alpha}{\partial t} \right)_{an} = - \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left\langle \delta E_y \frac{\partial}{\partial v_y} f_\alpha \right\rangle,$$

$\alpha = i, e$, $\langle \rangle$ 表示系综平均. 将上式乘以 $m_\alpha v_y$ 对 \mathbf{v} 积分得到

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} n_\alpha m_\alpha V_{y\alpha} \right)_{an} = e_\alpha \langle \delta E_y \delta n_\alpha \rangle,$$

式中

$$\delta n_\alpha = \int d^3v \delta f_\alpha, \quad n_\alpha V_{y\alpha} = \int d^3v v_y F_\alpha.$$

由(17),(18),(21)式可以导出

$$e \delta n_i = -i \frac{2e^2 n}{m_i} \frac{1}{k_y v_i^2} \left[1 + \frac{\omega}{k_y v_i} Z_2 - \frac{a}{2} Z_3 \right] \delta E_y, \quad (44)$$

$$(-e) \delta n_e = -i \frac{\omega_{pe}^2}{2\pi} \frac{1}{k_y v_e^2} (1 - Q_3) \delta E_y. \quad (45)$$

用下式定义等效碰撞频率 ν_c :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} n m_e V_{ye} \right)_{an} = -\nu_c n m_e (V_{ye} - V_{yi}), \quad (46)$$

其中 $V_{ye} = V_n$, $V_{yi} = -V_E$, 分别为电子和质子的抗磁漂移速度, 见(23)式.

$$\nu_c = - \frac{1}{n m_e (V_{ye} - V_{yi})} (-e) \langle \delta E_y \delta n_e \rangle. \quad (47)$$

将(44),(45)式代入(47)式得到

$$\nu_c = \frac{-1}{n m_e (V_n + V_E)} \int d k_y \varepsilon_{k_y} \text{Im} \left[\frac{4\omega_{pe}^2}{k_y v_e^2} (1 - Q_3) \right],$$

其中

$$\varepsilon_{k_y} = \frac{|\delta E_{y,k_y}|^2}{8\pi}.$$

假定能谱密度 ε_{k_y} 的峰值在增长率 ν 取最大值的波矢 $k_y = k_{yM}$ 处, 积分可近似在 $k_y = k_M$ 处估计,

$$\begin{aligned} \nu_c &= \frac{-1}{n m_e (V_n + V_E)} \text{Im} \left[\frac{4\omega_{pe}^2}{k_y v_e^2} (1 - Q_3) \right] \Big|_{k_y=k_M} \cdot \varepsilon_F \\ &= \frac{\varepsilon_F}{n m_e (V_n + V_E)} \frac{4\omega_{pe}^2}{k_y v_e^2} \frac{T_i}{T_e} \text{Im} Q_3, \end{aligned} \quad (48)$$

式中

$$\varepsilon_F = \int d k_y \varepsilon_{k_y}.$$

3. 等效电阻

电子在 y 方向动量守恒方程为^[9]

$$\begin{aligned} m_e \frac{\partial}{\partial t} (nV_{ye}) + \frac{\partial}{\partial x} nV_{ye}V_x \\ = n(-e) \left(E_y - \frac{V_x B_z}{c} \right) - v_e n m_e (V_{ye} - V_{yi}), \end{aligned}$$

式中 V_x 为电子和离子沿 x 方向的速度, E_y 为 y 方向的电场. 对平衡态有 $\partial/\partial t = V_x^0 = E_y^0 = 0$, $v_e = 0$. 如果有扰动存在, 方程中应保留反常碰撞项. 令 $V_x = V'_x$, $E_y = E'_y$. 由于 $n(t, x)$ 随时间 t 和 x 的变化缓慢, 略去等式左端, 有

$$\begin{aligned} n(-e) \left(E'_y - \frac{V'_x B_z}{c} \right) - v_e n m_e (V_{ye} - V_{yi}) = 0, \\ \frac{ne^2}{v_e m_e} \left(E'_y - \frac{V'_x B_z}{c} \right) = en_e (V_{yi} - V_{ye}) \equiv j_y, \end{aligned}$$

j_y 为 y 方向电流密度. 定义反常电阻率 η 为

$$\eta = \frac{v_e m_e}{ne^2} = \frac{4\pi v_e}{\omega_{pe}^2}, \quad (49)$$

有

$$\eta^{-1} \left(E'_y - \frac{V'_x B_z}{c} \right) = j_y.$$

将(48), (43)式代入(49)式得到

$$\begin{aligned} \eta \omega_{iH} = 8\pi \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \frac{m_e}{m_i} \frac{1}{k_y r_{ce} \sqrt{\frac{T_i}{T_e}}} \\ \times \left(\frac{T_i}{T_e} \times \text{Im } Q_3 \right) \times \frac{V_E}{v_i} \times P. \quad (50) \end{aligned}$$

我们在 $X = 0.4$ 对不同的边界层厚度 (即不同的 K 值) 计算了相应的反常电阻, 示于图 8. 当边界层厚度接近两个质子回旋半径时 ($K = 0.95$), 计算的反常电阻率为 10^{-3}sec , 随着边界层变厚, 反常电阻率下降很快.

我们认为磁层顶的厚度主要由反常电阻率来决定. 磁层顶可以看做是由不断运动的切向间断面组成的. 切向间断面在磁层顶的鼻部形成, 跟着太阳风一起向着磁尾方向运动. 由于反常电阻, 磁层中的磁场将向太阳风中扩散, 切向间断面变成为一个磁场变化的过渡区, 其厚度距离磁层顶鼻部越远越大. 在磁层顶鼻部, 其厚度最小, 为两个质子回旋半径. 当过渡区厚度增大时, V_E 减小, $|\omega|$ 也减小. 最后基本假设 2)

不成立, 低混杂漂移不稳定性就不能发展了, 这时磁层顶将达到其最大的厚度. (我们估

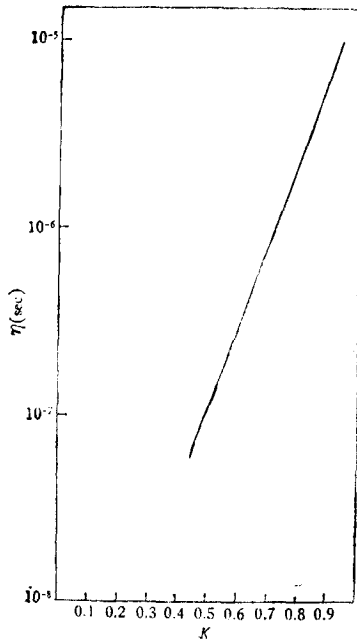


图 8

计最大厚度约为13个质子回旋半径。)

五、讨 论

我们采用了一个描述磁层顶内等离子体的分布函数, 计算了磁层顶中可能发生的低混杂漂移不稳定性的增长率和频率。在讨论不稳定性发展的热力学界限时, 同时考虑了电子和质子的贡献。(在文献[2]中, 只考虑了电子的贡献, 因为质子分布函数是漂移麦氏分布)。由于我们采用的质子分布函数, 不同于以往的工作中所用的漂移麦氏分布, 因而得到了不稳定性发展的一些新的特点。(1) 当过渡区厚度趋于两个热质子回旋半径时, 波动增长率和反常电阻率增长十分迅速。(2) 不稳定性增长率和反常电阻率比用漂移麦氏分布预计的值要高。计算结果可以解释有关磁层顶的一些物理现象。这方面的问题我们将另文讨论。

磁层顶中的低混杂漂移不稳定性将会对磁层顶中的低频电磁噪声有贡献。事实上, 卫星 OG05^[5] 已经观测到与磁层顶磁场梯度相联系的电磁扰动。但是要证实我们讨论的低混杂漂移不稳定性确实在磁层顶中存在还需要分析进一步的探测数据¹⁾。

参 考 文 献

- [1] D. M. Willis, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **41**(1975), 355.
- [2] R. C. Davidson and N. T. Gladd, *The Phys. of Fluids*, **18**(1975), 1327.
- [3] R. C. Davidson, N. T. Gladd, C. S. Wu and J. D. Huba, *The Phys. of Fluids*, **20**(1977), 301.
- [4] W. Alpers, *Astrophysics and Space Science*, **1**(1971), 471.
- [5] M. Neugebauer, C. T. Russell and E. J. Smith, *J. Geophys. Res.*, **79**(1974), 499.
- [6] B. Ø. Sonnerup, In *Physics of Solar Planetary Environments* Edited by D. J. Williams, Published by American Geophysical Union, (1976) 541.
- [7] T. K. Fowler, In *Advances in Plasma Physics*, Vol. 1, Edited by A. Simon and W. B. Thompson, (1968), 201.
- [8] N. A. Krall and A. W. Trivelpiece, *Principle of Plasma Physics*, McGRAW-HILL book company, New York, (1973), 506.
- [9] P. C. Liewer and R. C. Davidson, *Nuclear Fusion*, **17**(1977), 85.
- [10] S. J. Bame and C. T. Russell, *J. Geophys. Res.*, **84**(1979), 7043.

1) 在本文手稿完成后, 看到文献[10]报道了 ISEE 卫星对磁层顶等离子体湍动的测量结果。在磁场变化的区域内, 电磁噪声显著升高, 这很可能是由于低混杂漂移不稳定性引起的。由于观测到向阳部分磁层顶厚度经常与质子回旋半径同量级, 因而本文的处理方法是有实际意义的。

THE LOWER-HYBRID-DRIFT INSTABILITY IN THE MAGNETOPAUSE

TU CHUAN-YI

(Department of Geophysics, Peking University)

ABSTRACT

This paper discussed the lower-hybrid-drift instability in a simple magnetopause structure in which the charge separation electric field is completely neutralized and the total pressure is a constant. The magnetic field directions are assumed to be parallel each other crossing the magnetic boundary. The equilibrium distribution functions presented by W. Alpers is used to calculate the growth rate of the LHD instability and the field energy density. The anomalous resistivity is also evaluated. If the thickness of the magnetopause is near two Larmor radius of thermal ions, the instability growth rate is $0.26 \omega_{LH}$ (ω_{LH} is the lower hybrid frequency) and the anomalous resistivity is 10^{-5} sec. As the thickness increases, the growth rate and the anomalous resistivity decrease rapidly.