地球磁尾非绝热离子抗磁漂移不稳定性

沐 建 林　　濮 祖 荫
（中国科学院物理研究所，北京）　（北京大学地球物理系）
方 正 知　　李 芳
（中国科学院空间物理研究所，北京）（中国科学院电子学研究所，北京）

关键词 磁尾中性片、非绝热离子、抗磁漂移不稳定性、反常电阻

磁层亚暴是日地物理多年来研究的基本问题之一，对它解释得最成功的是磁场重联理论[1,2]. 重联理论的前提是假设磁尾中性片中存在反常电阻[3] ($\eta_a \sim 10^4 \Omega \cdot m$)，该反常电阻的起因至今仍是磁层物理尚未解决的一个难题[4,5].

我们认为迄今有关工作既忽略了中性片中离子的非绝热特性[6]，也忽略了晨昏电场的影响. 事实上中性片中多数非绝热离子的轨道漂移和抗磁漂移方向相同且均达到热速度量级. 此外，在晨昏电场下非绝热离子数增多，漂移速度也显著增强. 本文首次考虑了非绝热离子的上述效应，发现在离子抗磁漂移驱动下，轨道漂移与低混杂波共振，可在中性片内激发新的静电不稳定性，它的反常电阻与重联理论所需数量级相同.

采用一维模式，取晨昏即电流方向与正 y 轴平行，e_z 为北向，e_x 指向磁尾，原点在中性片中心. 电流片厚度为 a，在 $x = 0$ 附近一级近似下磁场为

$$\boldsymbol{B} = -B_0 \frac{x}{a} \boldsymbol{e}_z. \tag{1}$$

带电粒子沿 x, y 方向的速度为

$$v_x^2 = -\frac{1}{4} A^2 (x^2 - x_0^2)(x^2 - x_0^2 + L_0^2), \quad v_y = \frac{1}{2} A (x^2 - x_0^2) + v_\perp, \tag{2}$$

其中 $A = \frac{qB_0}{ma}$，$L_0^2 = \frac{4v_\perp}{A}$. 粒子的运动轨道如图 1 所示. 当 x 的最大值 $x_0 > L_0$ 时，粒子作回旋漂移运动，它不可能到达 $x = 0$ 平面；$x_0 < L_0$ 时，粒子轨道可越过 $x = 0$ 平面. 前者和后者可分别认为是绝热和非绝热粒子. 非绝热粒子以图 2 所示“8”字形轨道为分界划为两部分，轨道各沿 $\pm y$ 方向漂移. 非绝热轨道漂移与绝热 ∇B 漂移反向，其机制如图 3. 做回旋运动的离子越过 $x = 0$ 平面后，因 $\boldsymbol{B}$ 反向，轨道不闭合，导致沿 $+y$ 漂移的趋势. 由于它与单个非绝热粒子轨道移动相关，我们称为非绝热轨道漂移，在 $x = 0$ 附近漂移速度可达热速度量级.

由上述分析可知，L_0 为非绝热粒子的空间尺度. 取 $a \sim 2 \times 10^6$m，$B_0 \sim 20$nT，$v_\perp \sim 10^6$m/s，$\frac{T_e}{T_i} \sim \frac{1}{5}$，对 H^+ 有 $L_{0i} \sim a$，电子 $L_{0e} \sim 0.1 L_{0i}$. 因此，在 $L_{0e} < |x| < L_{0i}/2$ 区域内，绝大多数离子是非绝热的，电子是绝热的. 本文限于讨论该区域. 电子定常态分布函数 f_{e0} 见文献[4]，非绝热离子的定常态分布函数可表达为

本文 1988 年 12 月 31 日收到.

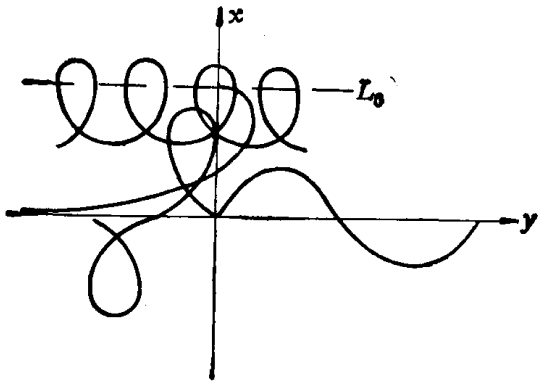


图 1

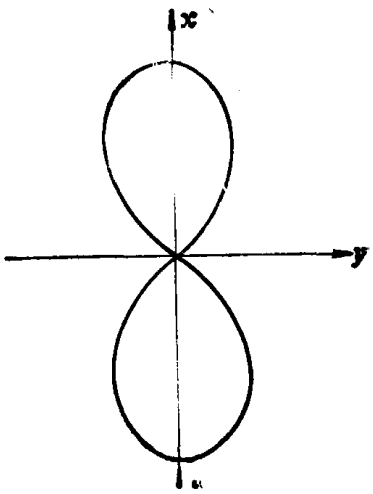


图 2

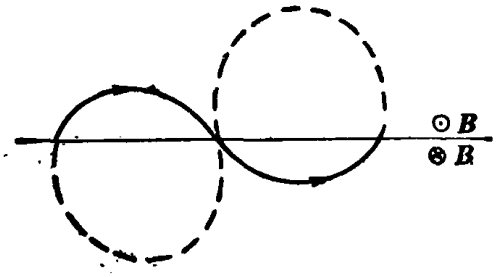


图 3

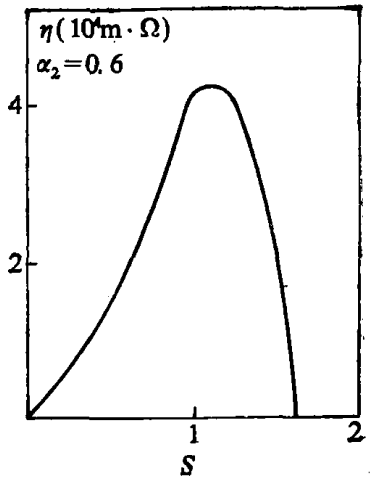


图 4

$$f_{0i} = e^{-\frac{s^4}{\lambda a}} e^{-\frac{1}{2v_{Ti}^2}[v_x^2+(v_y-v_a)^2+v_z^2]}, \tag{3}$$

其中 $v_a = \frac{L_{0T}^2}{2\lambda a} v_{Ti}$，$L_{0T}^2 = \frac{4v_{Ti}}{A}$，$\lambda$ 为常数，这里 v_a 即为非绝热离子抗磁漂移速度．可以证明(3)和(1)式在一级近似下是自洽的[7]．对离子轨道的分析可估出 $v_a \sim 0.9v_{Ti}$[7]．

磁层亚暴的出现总是伴随着晨昏电场的增强．我们对晨昏电场作用下的带电粒子轨道进行了计算，发现一部分绝热粒子可变为非绝热粒子；非绝热轨道漂移和抗磁漂移都明显增加．观测表明，等离子体片中离子温度可达 5keV，亚暴期间可增到 10keV．高能离子的上述两种漂移为在中性片中激发静电不稳定性提供了自由能．

周知，静电色散关系为

$$1 + \sum_{\alpha} \chi_\alpha = 0 \quad (\alpha = i, e), \tag{4}$$

其中 χ_α 是极化率．设 $\omega_{bi} \ll \omega \ll |\Omega_e|$，$\Omega_e$ 为电子回旋频率，ω_{bi} 为非绝热离子的弹跳频率，可得电子极化率

$$\chi_e = \frac{\omega_{Pe}^2}{k^2 v_{Te}^2}[1 + \xi_e Z(\xi_e) I_0(b_e) e^{-b_e}], \tag{5}$$

其中 $\xi_e = \frac{\omega}{\sqrt{2}k_z v_{Te}}$，$Z$ 为色散函数，这里已设 $k_z^2 \ll k_x^2 + k_y^2$。非绝热离子的 χ_i 可由沿未扰轨道积分 Vlasov 方程求得。在中性片中离子轨道方程无法表示为简单函数。本文改进文献[8]的结果，将它们写为

$$\left.\begin{aligned} x' &= x_0\cos[\omega_b(t'-t)+\varphi], \\ y' &= y + v_\perp(1-\alpha^2)(t'-t) + \alpha_i^2 x_0\{\sin 2[\omega_b(t'-t)+\varphi] - \sin 2\varphi\}, \\ z' &= z + v_z(t'-t), \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

其中 $t'=t$ 时，$\varphi = \cos^{-1}(x'/x_0)$，$y'=y$，$z'=z$；$\alpha = \frac{x_0}{L_0}$，$\alpha_i = \frac{2\alpha}{5(2-\alpha^2)}$，$\omega_b = \frac{5}{2}\frac{v_\perp}{L_{0i}}\times\left(1-\frac{1}{2}\alpha^2\right)$。这样有

$$\chi_i = -\frac{2\omega_{Pi}^2}{nk^2}\int \frac{\partial f_{0i}}{\partial v_\perp^2}\left(1-\frac{\omega - k_y v_a}{\omega - k_y v_\perp(1-\alpha^2)}\right)dV. \tag{7}$$

设 $k_z^2 \ll k_y^2$，$|\xi_e| \gg 1$，(4)，(5)和(7)式给出色散关系：

$$1 + \frac{\omega_{Pe}^2}{\Omega_e^2} - \frac{k_z^2}{k^2}\frac{\omega_{Pe}^2}{\omega^2} - \frac{2\omega_{Pi}^2}{nk^2}\int \frac{\partial f_{i0}}{\partial v_\perp^2}\left(1-\frac{\omega - k_y v_a}{\omega - k_y v_\perp(1-\alpha^2)}\right)dV = 0, \tag{8}$$

轨道漂移共振包含在离子项分母中。因 $\alpha^2 < 1/4$，$v_a \sim v_{Ti}$，在 $0 \ll \omega_r \ll k_y v_{Ti}$ 时(8)式为

$$\omega_r \simeq \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}\frac{k_z}{k_y}k_m v_{Ti}, \tag{9}$$

其中 $k_m^2 = \frac{\omega_{Pi}^2}{v_{Ti}^2}\left(1+\frac{\omega_{Pe}^2}{\Omega_e^2}\right)^{-1}$。进而增长率 γ 可表达为

$$\gamma \simeq \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} + 8\frac{\omega_r}{k_y v_{Ti}}\right]\frac{\omega_r^2 m_e}{k_z^2 v_{Ti}^2 m_i}\sqrt{\frac{\omega_r}{k_y v_{Ti}}}(k_y v_a - \omega_r), \tag{10}$$

由上式知，当 $k_y v_a > \omega_r$ 时存在不稳定性。该不稳定性由非绝热离子抗磁漂移驱动，因轨道漂移共振而加强，本文称之为非绝热离子抗磁漂移不稳定性。因目前尚未建立准线性理论，我们采用通用的简易方法，以 γ 代替碰撞频率来估算反常电阻，得

$$\eta \simeq \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} + 8\frac{\omega_r}{k_y v_{Ti}}\right]\frac{m_e}{ne^2}\frac{k_m^2}{k_y^2}\sqrt{\frac{\omega_r}{k_y v_{Ti}}}(k_y v_a - \omega_r), \tag{11}$$

取磁尾中性片参数 $B \sim 13\text{nT}$，$n \sim 4\times 10^4\text{m}^{-3}$，$T_i \sim 4\text{keV}$，$v_a \sim v_{Ti}$，再设 $\alpha = (m_i/m_e)^{1/2}\times(k_z/k_y) \sim 1$，$S = \frac{k_y}{k_m} \sim 1$—$2$，估出 $\omega_r \sim 50$—70s^{-1}。图 4 给出 $\alpha = 0.6$ 时 η 随 S 的变化，由图知反常电阻率可达 $4\times 10^4(\Omega\cdot\text{m})$，与重联所需同量级。

上述结果表明，磁尾动力学过程的正确模型只有考虑到非绝热特性才能建立[6]。

参 考 文 献

[1] Russell, C. T., *EOS Trans. AGU*, **66**(1985), 581.
[2] Lee, L. C. et al., *J. Geophys. Res.*, **90**(1985), 10896—10910.
[3] Ugai, M., *Phys. Fluids*, **25**(1982), 1027—1037.
[4] Huba, J. D. et al., *J. Geophys. Res.*, **83**(1978), 5217—5226.
[5] Pu, Z. Y. et al., *ibid.*, **86**(1981), 8919—8928.
[6] Frank, L. A., *Space Sci. Rev.*, **42**(1985), 211—223.
[7] Mu, J. L., Ph. D. Dissertation, Inst. of Space Physics, 1987.
[8] Xu, R. L., *Chinese J. Space Sci.*, **1**(1981), 1—14.