第24卷 第4期 空 间 科 学 学 报 Vol.24, No.4
2004 年 7月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE July 2004

有限 β 等离子体中密度和磁场不均匀驱动的动理学 Alfven 波*

段素平 李中元
(中国科学技术大学地球和空间科学学院 合肥 230026)

摘 要

在分析有限 β 等离子体中的密度、磁场不均匀引起的漂移波不稳定性的基础上，剖析了漂移波不稳定性对动理学 Alfven 波激发的作用. 动理学理论能正确地处理有限拉莫半径效应和波粒共振相互作用，本文根据带电粒子在电磁场中的运动特性，采用 Vlasov 方程描述离子运动，运用漂移动理学方程对电子运动进行描述. 密度不均匀和磁场不均匀对产生漂移不稳定性的对比分析表明：在有限 β 等离子体中，密度不均匀比磁场不均匀更易激发漂移不稳定性，且密度不均匀激发漂移不稳定性中的能量转换和转移更为强烈. 这种能量的转换为动理学 Alfven 波的激发提供了物理基础. 所得数值解表明：动理学 Alfven 波在磁层中能广泛地被激发产生，特别是在磁层空间的极尖区、磁层顶和等离子体片边界层等具有明显的不均匀性区域中更容易被激发产生. 本文的研究结果进一步表明动理学 Alfven 波对磁层空间中能量传输具有重要作用.

关键词 动理学 Alfven 波；密度不均匀；磁场不均匀；不稳定性增长率；磁层物理

1 引言

动理学 Alfven 波 (简写为 KAW, Kinetic Alfven Waves 曾被译为动力学 Alfven 波，现已被改译为动理学 Alfven 波) 自从 Hasegawa[1] 提出以后就得到了广泛的研究. 这是因为它与磁流体 (MHD)Alfven 波相比有更多的独特性质. KAW 是当空间扰动尺度接近离子的 Lamor 半径或电子的惯性长度时由 MHD Alfven 波演化而来. 由于 KAW 波携带有平行于背景磁场的电场，这一特性使其在空间物理中得到了广泛的应用，例如，粒子的加速和能化、波与粒子相互作用过程中能量的转化问题；与其相关的场向电流使磁层和电离层之间的耦合有了较明确的物理意义. 特别是在空间活动非常频繁的极区和等离子片边界层中，KAW 有着很重要的意义. 此后 KAW 波的产生机制及其演化也就成为人们非常关注的问题，KAW 的产生机制与许多物理因素相关，其中典型的有密度的不均匀性，磁场的不均匀性，空间速度的剪切，等离子体温度的各向异性等. Wang 等 [2] 研究了剪切流驱动 KAW 及其离子纵向运动和等离子体的温度各向异性对不稳定性的影响；濮等 [3] 研究了速度梯度驱动的 KAW 不稳定性，并将其与反常输运联系在一起，解释磁层顶中的相关现象. 而被人们研究最多的是等离子体的密度不均匀性，Hasegawa 和 Chen[1],[4] 研究

* 国家自然科学基金重大项目 (40390150) 和面上基金项目 (10173010) 共同资助
2003-12-05 收到原稿，2004-05-08 收到修定稿

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

了 MHD 的表面波模共振转换为 KAW, 并将其应用于等离子体的加热. Mikhailovskii[5] 也研究了密度不均匀激发漂移波不稳定性及其与 KAW 的关系. Hasegawa[1] 首先提出用动理学方法研究 KAW 的激发, 其基本思想是采用 Vlasov 方程和漂移动理学方程, 结合 Maxwell 电磁波方程和等离子体中粒子的未扰动分布函数给出 KAW 的色散关系. 其中多种分布函数被引用到动理学 Alfven 波的研究中, 如 Maxwell 分布函数, Bi-Maxwell 分布函数, 束流分布, Lose-Cone 分布等. 动理学方法的优点是物理概念清晰, 能够很好地处理波和粒子之间的非线性相互关系.

本文运用动理学方法, 离子采用 Vlasov 方程, 而电子采用漂移动理学方程描述, 结合各向异性 Maxwell 分布函数, 从理论分析和数值解两方面研究密度和磁场不均匀激发的动理学 Alfven 波. 并比较了这两种不均匀性激发动理学 Alfven 波作用的强弱. 采用动理学方法研究密度和磁场不均匀性激发 KAW 的理论过程, 得到色散方程. 采用等离子体片边界层中相关物理量的数据和色散方程, 给出波频率实部与不稳定性增长率的数值解, 最后给出相关讨论和结论.

2 基本理论和色散方程

背景磁场沿 z 轴正方向 $\boldsymbol{B}_0 = B_0 e_z$, 波矢量 $\boldsymbol{k}$ 和波电场 $\boldsymbol{E}$ 均在 xz 平面内, 等离子体的数密度和波磁场只在 y 方向上有非均匀变化. 根据带电粒子在磁化等离子体中的运动特征, 电子的回旋半径远小于离子的回旋半径, 故电子还是被紧紧地束缚在磁力线上运动, 而离子可以有横越背景磁场的运动. 因而对离子采用 Vlasov 方程

$$\frac{\partial f_{\mathrm{i}}}{\partial t} + \boldsymbol{v}\cdot\frac{\partial f_{\mathrm{i}}}{\partial \boldsymbol{x}} + \frac{e}{m_{\mathrm{i}}}(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})\cdot\frac{\partial f_{\mathrm{i}}^{(0)}}{\partial \boldsymbol{v}} + \frac{e}{m_{\mathrm{i}}}(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}_0)\cdot\frac{\partial f_{\mathrm{i}}}{\partial \boldsymbol{v}} = 0. \tag{1}$$

而电子采用漂移动理学方程

$$\frac{\partial f_{\mathrm{e}}}{\partial t} + v_z\frac{\partial f_{\mathrm{e}}}{\partial z} + \Big(-\frac{E_x}{B_0} + v_z\frac{B_y}{B_0}\Big)\frac{\partial f_{\mathrm{e}}^{(0)}}{\partial y} - \frac{e}{m}E_z\frac{\partial f_{\mathrm{e}}^{(0)}}{\partial v_z} = 0. \tag{2}$$

考虑密度和磁场的不均匀性, 以及温度的各向异性, 采用如下未扰动分布函数, 即各向异性的 Maxwell 分布,

$$f_\alpha^{(0)} = \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}v_{\mathrm{t}\alpha\perp}^2 v_{\mathrm{t}\alpha z}}\exp\Big[-\frac{(v_x-v_{\mathrm{d}})^2+v_y^2}{v_{\mathrm{t}\alpha\perp}^2} - \frac{v_z^2}{v_{\mathrm{t}\alpha z}^2}\Big]. \tag{3}$$

式中 $v_{\mathrm{t}\alpha z}, v_{\mathrm{t}\alpha\perp}$ 分别为带电粒子 ($\alpha = e, i$) 热速度的平行与垂直分量, v_{d} 为粒子的抗磁漂移速度. 由密度不均匀引起的抗磁漂移速度 [6] 为 $\boldsymbol{v}_{\mathrm{dn}} = -\dfrac{v_{\mathrm{ti}}^2}{2\omega_{\mathrm{ci}}}\dfrac{\partial \ln n}{\partial x}\hat{e}_x$, 由磁场不均匀引起的抗磁漂移速度为 $\boldsymbol{v}_{\mathrm{dB}} = -\dfrac{\beta}{2}\boldsymbol{v}_{\mathrm{dn}}$.

考虑有限 β 等离子体, 波为磁不可压的, 即波磁场在背景磁场方向上的分量为零 ($B_z = 0$), 只考虑场线的弯曲扰动. 此假设允许采用双势 φ, ψ 来描述电磁波的电场分量:

$$E_\perp = -\nabla_\perp\varphi.$$

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

$$E_{//} = -\nabla_{//}\psi. \tag{4}$$

且 $\varphi \neq \psi$, 设标势扰动量的形式为

$$\varphi(\psi) \to \varphi_0(\psi_0)\exp \mathrm{i}[kx'(t') + kz'(t') - \omega t'],$$

x', z' 分别取为 [7]

$$\begin{aligned} x'(t') &= \frac{v_\perp}{\omega_{c\alpha}}\{\sin[\omega_{c\alpha}(t'-t)+\theta] - \sin\theta\} + x. \\ z'(t') &= v_z(t'-t) + z. \end{aligned} \tag{5}$$

根据 Maxwell 方程可求得横向扰动磁场 $B_\perp$ 为

$$B_\perp = \frac{\mathrm{i}k_\perp k_z}{\omega}(\psi - \varphi), \tag{6}$$

而由方程 (1) 和 (3)—(6) 得到扰动分布函数 f_i

$$\begin{aligned} f_\mathrm{i} = &\frac{ef_\mathrm{i}^{(0)}}{m_i}\left\{\left[\left(1-\frac{k_z v_z}{\omega}\right)\frac{1}{v_{\mathrm{ti}\perp}^2} + \frac{k_z v_z}{\omega v_{\mathrm{tiz}}^2}\right]\left(v_\mathrm{d} - \frac{n\omega_\mathrm{ci}}{k_\perp v_\perp}\right)k_\perp\varphi_1 + \right. \\ &\left.\left[\left(\frac{k_\perp v_z}{\omega v_{\mathrm{ti}\perp}^2} - \frac{k_\perp v_z}{\omega v_{\mathrm{tiz}}^2}\right)\left(v_\mathrm{d} - \frac{n\omega_\mathrm{ci}}{k_\perp v_\perp}\right) - \frac{v_z}{v_{\mathrm{tiz}}^2}\right]k_z\psi_1\right\}\frac{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2(\rho_i)}{\zeta_1}. \end{aligned} \tag{7}$$

其中, $\rho_\mathrm{ci} = k_\perp v_\perp/\omega_\mathrm{ci}$, $\varphi_1 = \varphi_0\exp \mathrm{i}(k_\perp x + k_z z - \omega t)$, $\psi_1 = \psi_0\exp \mathrm{i}(k_\perp x + k_z z - \omega t)$, $\zeta_1 = k_z v_\mathrm{iz} + n\omega_\mathrm{ci} - \omega$.

根据方程 (2) 和 (3), (4), (6) 得到电子的扰动分布函数 f_e 为

$$f_\mathrm{e} = -\frac{e}{m_\mathrm{e}}\left[\frac{-k_\perp\varphi}{\omega\omega_\mathrm{ce}}\frac{\partial f_\mathrm{e}^{(0)}}{\partial y} + \frac{k_z\psi}{k_z v_z - \omega}\left(\frac{k_\perp v_z}{\omega\omega_\mathrm{ce}}\frac{\partial f_\mathrm{e}^{(0)}}{\partial y} + \frac{\partial f_\mathrm{e}^{(0)}}{\partial v_z}\right)\right]. \tag{8}$$

从粒子扰动分布函数 (7)、(8) 可求得扰动数密度和电流密度

$$n_\alpha = n_0\int_{-\infty}^{+\infty} f_\alpha \mathrm{d}v, \quad \alpha = i, \mathrm{e}. \tag{9}$$

$$J_{\alpha z} = q_\alpha n_0\int_{-\infty}^{+\infty} v_{\alpha z} f_\alpha \mathrm{d}v. \tag{10}$$

根据 Maxwell 方程组中 Possion 方程和平行方向上的 Ampere 定律,

$$\nabla_\perp^2\varphi + \nabla_z^2\psi = -\frac{1}{\varepsilon_0}(n_\mathrm{i} - n_\mathrm{e}), \tag{11}$$

$$\nabla_z\nabla_\perp^2(\varphi - \psi) = \mu_0\frac{\partial(J_\mathrm{iz} + J_{\mathrm{e}z})}{\partial \mathrm{t}}. \tag{12}$$

因考虑的是低频波, $\omega \ll \omega_\mathrm{ci}$, Possion 方程可简化为准中性条件,

$$n_\mathrm{i} - n_\mathrm{e} = 0. \tag{11'}$$

由式 (11') 和 (12) 的系数行列式可得色散方程:

$$\begin{vmatrix} D_{\perp\perp} & D_{\perp z} \\ D_{z\perp} & D_{zz} \end{vmatrix} = 0. \tag{13}$$

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

其中各分量为

$$D_{\perp\perp}=D_{\perp\perp}^{(\mathrm{e})}+D_{\perp\perp}^{(\mathrm{i})}=\frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2 k_\perp \kappa}{\omega_{\mathrm{ce}}\omega}+$$
$$\omega_{\mathrm{pi}}^2 \mathrm{e}^{-\lambda_\mathrm{i}} I_0(\lambda_\mathrm{i})\frac{v_\mathrm{d}k_\perp}{v_{\mathrm{ti}\perp}^2}\left[\left(\frac{T_{\mathrm{i}\perp}}{T_{\mathrm{i}z}}-1\right)\frac{1}{\omega}+\frac{T_{\mathrm{i}\perp}}{T_{\mathrm{i}z}}\frac{1}{k_z v_{\mathrm{ti}z}}Z\left(\frac{\omega}{k_z v_{\mathrm{ti}z}}\right)\right], \tag{14a}$$

$$D_{\perp z}=D_{\perp z}^{(\mathrm{e})}+D_{\perp z}^{(\mathrm{i})}=-\omega_{\mathrm{pe}}^2\left(\frac{k_\perp\kappa}{\omega_{\mathrm{ce}}\omega}-\frac{2}{v_{\mathrm{te}z}^2}\right)\left[1+\frac{\omega}{k_z v_{\mathrm{te}z}}Z\left(\frac{\omega}{k_z v_{\mathrm{te}z}}\right)\right]+$$
$$\omega_{\mathrm{pi}}^2 \mathrm{e}^{-\lambda_\mathrm{i}} I_0(\lambda_\mathrm{i})\frac{1}{v_{\mathrm{ti}\perp}^2}\left[\left(\frac{T_{\mathrm{i}\perp}}{T_{\mathrm{i}z}}-1\right)\frac{v_\mathrm{d}k_\perp}{\omega}-1\right]\left[1+\frac{\omega}{k_z v_{\mathrm{ti}z}}Z\left(\frac{\omega}{k_z v_{\mathrm{ti}z}}\right)\right], \tag{14b}$$

$$D_{z\perp}=D_{z\perp}^{(\mathrm{e})}+D_{z\perp}^{(\mathrm{i})}=-\frac{k_z k_\perp^2 c^2}{\omega^2}+\frac{\omega_{\mathrm{pi}}^2 v_\mathrm{d}k_\perp}{v_{\mathrm{ti}\perp}^2 k_z\omega}\frac{T_{\mathrm{i}\perp}}{T_{\mathrm{i}z}}\mathrm{e}^{-\lambda_\mathrm{i}}I_0(\lambda_\mathrm{i})\left[1+\frac{\omega}{k_z v_{\mathrm{ti}z}}Z\left(\frac{\omega}{k_z v_{\mathrm{ti}z}}\right)\right], \tag{14c}$$

$$D_{zz}=D_{zz}^{(\mathrm{e})}+D_{zz}^{(\mathrm{i})}=\frac{k_z k_\perp^2 c^2}{\omega^2}+\frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2}{k_z}\left(\frac{k_\perp\kappa}{\omega_{\mathrm{ce}}\omega}-\frac{2}{v_{\mathrm{te}z}^2}\right)\left[1+\frac{\omega}{k_z v_{\mathrm{te}z}}Z\left(\frac{\omega}{k_z v_{\mathrm{te}z}}\right)\right]+$$
$$\frac{2\omega_{\mathrm{pi}}^2}{k_z v_{\mathrm{ti}\perp}^2}\mathrm{e}^{-\lambda_\mathrm{i}}I_0(\lambda_\mathrm{i})\left[\left(\frac{T_{\mathrm{i}\perp}}{T_{\mathrm{i}z}}-1\right)\frac{v_\mathrm{d}k_\perp}{\omega}-1\right]\left[1+\frac{\omega}{k_z v_{\mathrm{ti}z}}Z\left(\frac{\omega}{k_z v_{\mathrm{ti}z}}\right)\right]. \tag{14d}$$

为了简化，色散方程各分量的 $D_{\mathrm{ij}}^{(i)}$ 中 n 均取为 0. 其中，$\kappa=\dfrac{\partial \ln f_\mathrm{e}^{(0)}}{\partial y}$，$\lambda_\mathrm{i}=\dfrac{k_\perp^2 v_{\mathrm{ti}\perp}^2}{2\omega_{\mathrm{ci}}^2}$，$Z(\xi)=\dfrac{1}{\sqrt{\pi}}\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mathrm{e}^{-x^2}}{x-\xi}\mathrm{d}x$ 是色散函数.

考虑波平行相速范围 $v_{\mathrm{ti}z}\ll\omega/k_z\ll v_{\mathrm{te}z}$，色散方程 (13) 式简化为

$$\mathrm{e}^{-\lambda_\mathrm{i}}I_0(\lambda_\mathrm{i})\frac{T_{\mathrm{e}z}}{T_{\mathrm{i}\perp}}\frac{v_\mathrm{d}k_\perp}{\omega}\left[\frac{k_z^2 v_\mathrm{A}^2}{\omega^2}-\frac{2T_{\mathrm{i}z}}{T_{\mathrm{e}z}}\frac{\omega_{\mathrm{ci}}^2}{k_\perp^2 v_{\mathrm{ti}z}^2}\left(1+\mathrm{i}\sqrt{\pi}\frac{\omega}{k_z v_{\mathrm{te}z}}\right)\right]-\frac{k_z^2 v_\mathrm{A}^2}{\omega^2}\left(1+\mathrm{i}\sqrt{\pi}\frac{\omega}{k_z v_{\mathrm{te}z}}\right)=0. \tag{15}$$

该方程表明电子的密度扰动、离子回旋运动和密度扰动、磁场扰动、温度各向异性及电子和离子之间的热耦合对漂移波不稳定性的形成和驱动动理学 Alfven 波起着重要作用.

将色散方程 (15) 中波频率 ω 记为复数形式 $\omega=\omega_\mathrm{r}+\mathrm{i}\omega_\mathrm{i}$，并设 $|\omega_\mathrm{i}|\ll|\omega_\mathrm{r}|$[7]，对波频率虚部 ω_i 的研究能了解不稳定性的增长情况，在下一节中将结合磁层等离子体片边界层的相关数据，给出色散关系的数值解，同时根据增长率分析波的不稳定性.

3 数值解与相关分析

磁层空间中，等离子体片边界层具有典型的密度和磁场不均匀性，选取如下的典型参数[8]−[11]. 数密度 n 为 $0.1\,\mathrm{cm}^{-3}$，磁场 B 为 20 nT，离子的温度 T_i 为 1000 eV，电子的温度 T_e 为 500 eV，离子回旋半径为 $\rho_{\mathrm{ci}}\approx 1.4\times10^5$ m，离子回旋频率为 $\omega_{\mathrm{ci}}\approx 0.5$ Hz，背景 Alfven 速度为 $v_\mathrm{A}\approx 1.4\times10^6$ m/s，等离子体的热压和磁压之比为 $\beta\approx 0.1$.

选取如下无量纲参数对色散方程 (15) 进行无量纲化，波数 $k'=k\rho_{\mathrm{ci}}$，温度 $T'=T/T_{\mathrm{i}\perp}$，频率 $\omega'=\omega/\omega_{\mathrm{ci}}$，速度 $v'=v/v_{\mathrm{ti}\perp}$. 其中，$\rho_{\mathrm{ci}}$、$T_{\mathrm{i}\perp}$、$\omega_{\mathrm{ci}}$、$v_{\mathrm{ti}\perp}$ 分别为背景等离子体的离子回旋半径、离子温度的垂直分量、离子回旋频率和离子热速度的垂直分量. 根据以上数据和无量化的色散方程得到密度和磁场不均匀驱动动理学 Alfven 波频率的实部和增

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

长率，即波频的虚部 $\omega_{\rm i}$ 的数值解，式中波数取 $k_z = 10^{-5}\,{\rm m}^{-1}$，同时选取 $T_{\rm i\perp} = 500\,{\rm eV}$，$v_{\rm ti\perp} = 1\times 10^5\,{\rm m/s}$.

图 1 给出只有密度不均匀时 (相当于极低 β 情况下完全忽略磁场非均匀性影响) 波频率的实部和增长率的数值解. 图中给出了不同的速度值时波频率的实部和增长率的解，其中图 1(a) 为波频率的实部数值解，图 1(b) 为波频率的虚部即增长率的数值解.

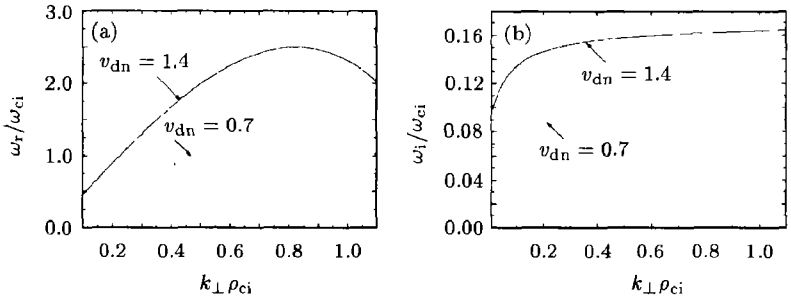


图 1　密度不均匀的情况下色散关系的数值解

Fig.1　The plots of the dispersion relation of plasmas with the inhomogeneous density

用相同的方法可得到同时具有密度不均匀、磁场不均匀驱动的动理学 Alfven 波的波频率的实部和增长率的数值解.

图 2 给出同时具有密度不均匀和磁场不均匀情况下，波频率的实部和不稳定性增长率的数值解. 图中不同的速度值表明不同的不均匀程度. 其中图 2(a) 为波频率的实部数值解，图 2(b) 为不稳定性增长率的数值解 ($v_{\rm d} = v_{\rm dn} + v_{\rm dB}$, $v_{\rm dn}$ 值与图 1 中相同，$\beta = 0.1$; $v_{\rm d} = 1.33,\ 0.665$).

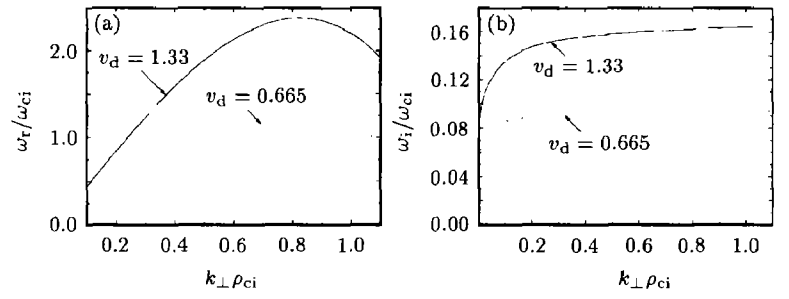


图 2　同时具有密度均匀和磁场不均匀情况下色散关系的数值解

Fig.2　The plots of the dispersion relation of inhomogeneous plasmas

图 3 给出密度不均匀与磁场不均匀驱动动理学 Alfven 波作用强弱的比较. 其中，图 3(a)、(c) 为波频率实部的比较，实线表示只有密度不均匀的情况，点线和虚线表示同时有密度不均匀和磁场不均匀的情况. 而图 3(b)、(d) 为不稳定性增长率的比较，图 3(a)、(b) 中 $\beta = 0.1$; 而 (c)、(d) 中点线对应的是 $\beta = 0.1$ 情况下的数值解，虚线对应的是 $\beta = 0.8$ 时的数值解.

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

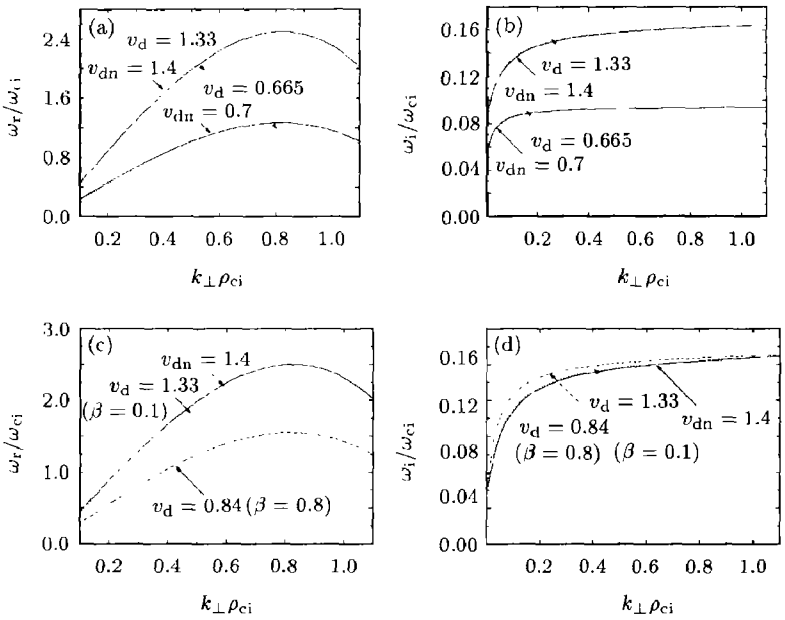


图 3 密度不均匀与磁场不均匀驱动动理学 Alfven 波作用强弱的比较

Fig.3 The comparisons between the dispersion relation of density inhomogeneous plasmas and the one of density and magnetic inhomogeneous plasmas

图 1 中波频率的实部和增长率的数值解表明密度不均匀性易激发漂移波不稳定性，容易驱动动理学 Alfven 波，这与前人的工作结果 [1],[4] 一致. 从图 2 发现密度不均和磁场不均匀两种情况都出现时也同样可以激发 KAW. 在图 3(a)、(c) 中两种情况下曲线的比较发现，密度不均匀驱动的 KAW 比同时存在磁场不均匀激发的 KAW 有较快的传播和演化. 而从图 3(b) 中不稳定性的增长率曲线可知，有限 β 等离子体中磁场不均匀对激发抗磁漂移不稳定性和驱动 KAW 的作用与密度不均匀情况相比很弱，此时磁场不均匀不容易激发等离子体不稳定性. 图 3(d) 表明当 β 值增大时，磁场不均匀性对激发抗磁漂移不稳定性和驱动 KAW 有一定的作用增强，这在前人的工作中尚没有讨论，密度不均匀激发漂移不稳定性的过程中能量转换和转移较强烈.

在地球的磁层空间中，由于极尖区与磁层顶一样也是具有明显的不均匀性区域，这些区域中同样存在着类似的波的不稳定性和驱动 KAW. 并且动理学 Alfven 波对这些区域内相关现象中的能量转化有着很重要的作用.

4 结论

本文运用动理学理论，采用各向异性的 Maxwell 分布函数研究分析了空间有限 β 等离子体中密度不均匀和磁场不均匀驱动动理学 Alfven 波. 从上面的理论分析和数值解得到如下结论.

1. 电子的密度扰动、离子回旋运动和密度扰动、磁场扰动、温度各向异性以及电子和离子之间的热耦合对漂移波不稳定性形成和驱动动理学 Alfven 波的贡献不可忽略. 所

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

得到的不稳定性增长率变化趋势与濮 [3] 等在研究速度梯度驱动 KAW 时所得数值解变化趋势类似.

2. 在有限 β 等离子体中，密度不均匀比磁场不均匀更易激发漂移不稳定性，驱动动理学 Alfven 波 (见图 3(b))；而磁场不均匀对有限 β 等离子体中 KAW 的驱动作用很微弱，但随着其值的增大，作用效果也会增大.

3. 动理学 Alfven 波在磁层中能广泛地被激发产生，特别是在磁层空间的极尖区、磁层顶和等离子体片边界层等具有明显的不均匀性区域中，更易被密度不均匀和磁场不均匀驱动产生.

密度不均匀和磁场不均匀为动理学 Alfven 波的激发提供能量基础. 且密度不均匀激发漂移不稳定性的过程中能量转换和转移更为强烈. 在空间等离子体中密度不均匀比磁场不均匀更常见. 动理学 Alfven 波的这种激发机制也可以应用到尘埃等离子体和彗尾等离子体中类似的不均匀背景，对理解一些相关的物理想象有一定的理论意义. 同时磁层中动理学 Alfven 波的形成和演化也与其他空间现象有联系，如磁层亚暴中的空间不均匀以及等离子体的速度剪切；与磁重联现象相关的不均匀特性等.

参 考 文 献

[1] Haswegawa A, Chen L. Kinetic process of plasma heating due to Alfven wave excitation. *Phys. Rev. Lett.*, 1975, **6**(35):370—373

[2] Wang Xuyu, Liu Zhengxin, Li Zhongyuan *et al.* Kinetic Alfven wave driven by velocity shear. *Phys. Plasmas*, 1998, **5**(4):836—839

[3] Pu Zuyin, Zhou Yumei. The kinetic Alfven wave instability driven by velocity gradient and its anomalous transport effect. *Chin. Sci.* (A), 1985, **12**:1129—1138. in Chinese (濮祖荫，周玉美. 速度梯度驱动的动力学 Alfven 波不稳定性及其反常输运效应. 中国科学 (A 辑), 1985, **12**:1129—1138)

[4] Haswegawa A, Chen L. kinetic process of plasma heating by resonant mode conversion of Alfven wave. *Phys. Fluids*, 1976, **19**(12):1924—1934

[5] Mikhailovskii A B. Electromagnetic instabilities in an inhomogeneous plasma. Philadelphia: Inst. Phys. Pub. Bristol., 1992. 35—47

[6] Huba J D. Stability of the electrostatic Kelvin-Helmholtz instability in high β plasma. *J. Geophys. Res.*, 1981, **86**(A11):8991—9000

[7] Hasegawa A. Plasma instabilities and nonlinear effects. New York: Spinger-Verlag, 1975. 27—43

[8] Cattell C *et al.* Comparison of solitary waves and wave packets observed at plasma sheet boundary to results from the auroral zone. *Phys. Chem. Earth*(C), 2001, **26**(1-3):97—106

[9] Keiling A *et al.* Large Alfven wave power in the plasma sheet boundary layer during the expansion phase of substorms. *Geophys. Rev. Lett.*, 2000, **27**(19):3169—3172

[10] Ye Yongxuan, Lü Baowei. Advances in Space Physics. Chengdu: Sichuan Science and Technology Press, 1980, 489—501. in Chinese (叶永煊，吕保维. 空间物理学进展. 成都：四川科学技术出版社，1988. 489—501)

[11] Margaret G *et al.* Introduction to Space Physics. Cambridge: Cambridge University Press, 1995

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

THE KINETIC ALFVEN WAVE DRIVEN BY THE DENSITY INHOMOGENEITY AND THE MAGNETIC FIELD INHOMOGENEITY IN FINITE β PLASMA

DUAN Suping LI Zhongyuan

(*School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026)

Abstract

Basing on the analysis on the drift wave instability caused by the density and magnetic field inhomogeneities in finite plasmas, we find that this instability has an effect on driving kinetic Alfven waves. The kinetic theory deals with the effect of finite Lamor radius and wave-particle interacting effectively and correctly. According to the motion of charged particles in the electromagnetic field, the Vlasov equation to describe the ion motion and the drift kinetic equation for electron motion were adopted. Comparing the effects on the drift instabilities between the density in homogeneity and the magnetic field inhomogeneity, it is found that the drift instability easily takes pace under the condition of the density inhomogeneity and the energy transfer much faster in this process. Driven kinetic Alfven waves occur after getting the energy from the instability. The numerical solutions indicate that the kinetic Alfven waves can be driven in magnetosphere widely, especially in the obviously inhomogeneous regions such as the cusp, magnetopause and the plasma sheet boundary layer. The results in this paper imply that the kinetic Alfven waves have great influence on the energy transfer in the magnetosphere.

Key words Kinetic Alfven waves, Density inhomogeneity, Magnetic field inhomogeneity, Growth rate of instabilities, Magnetosphere physics

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