0254-6124/2007/27(5)-360-07 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

Wei Xinhua, Cao Jinbin. Effect of guiding field to low-frequency electromagnetic instabilities in the collisionless current sheet. *Chin. J. Space Sci.*, 2007, **27**(5): 360∼366

引导场对无碰撞电流片低频电磁不稳定性的影响

魏新华[1,2] 曹晋滨[1]

[1](中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100080)

[2](中国科学院研究生院)

摘 要 通过数值求解无碰撞电流片中可压缩磁流体力学模型下得到的一般形式的色散关系, 讨论了无碰撞电流片中引导场对低频电磁波不稳定性的影响. 结果表明, 平衡态磁场中的引导场, 对于三维扰动传播的波不稳定性有很强的影响. (1) 在电流片中间平面上 ($z = 0$), 无引导场时, 没有不稳定性发生, 但若存在引导场, 不稳定性便发生, 并随着引导场的增强, 不稳定性明显增强, 不稳定的波模可能是低混杂模. (2) 在中间平面附近 ($z = 0.2$), 电流片是不稳定的. 随着引导场的增强, 不稳定性增长率明显地增强, 不稳定的波模从平行和反平行两个方向传播变为反平行方向一个方向传播, 并且是斜传播的, 具有低频哨声模或低混杂模的特征. (3) 在电流片边缘附近 ($z = 0.8$), 引导场对不稳定的波模和增长率没有明显影响, 不稳定的波模都是准平行的哨声波.

关键词 无碰撞电流片; 引导场; 波的不稳定性; 色散关系

中图法分类号 P353

Effect of Guiding Field to Low-Frequency Electromagnetic Instabilities in the Collisionless Current Sheet

WEI Xinhua[1,2] CAO Jinbin[1]

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

[2](*Graduate University of Chinese Academy of Sciences*)

Abstract This paper discuss the effect of guiding field to low-frequency electromagnetic instabilities in the collisionless current sheet with the dispersion relation obtained by collisionless and compressible magnetohydrodynamic model. The results show the guiding field affects on the three-dimensional disturbed propagation waves strongly. (1) On the middle plane of current sheet ($z = 0$), if there is not guiding field, no instability observed, but if there is guiding field, instabilities can take place. (2) Near the middle of current sheet ($z = 0.2$), the current sheet is instable. With increasing of guiding field, the grow rate increased obviously. The wave mode may be whistler or low-hybrid wave. (3) Near the edge of current sheet ($z = 0.8$), the effect of guiding field become not clearly. The instability wave mode is quasi-parallel propagation whistler.

Key words Collisionless current sheet, Guiding field, Wave instability, Dispersion relation

---

* 国家自然科学基金项目 (NSFC40523006, 40390153, 40574061, 40474062), 国家重点基础研究发展计划 (2006CB806305) 和中国科学院国际合作创新团队共同资助

2007-03-16 收到原稿, 2007-06-25 收到修定稿

1 引言

近年来，在空间等离子体物理研究中，磁重联层内无碰撞等离子体效应 (广义欧姆定律中的 Hall 电流效应、电子压力效应和电子惯性效应) 的理论及空间观测和数值模拟研究一直是一个重要的热点研究领域 [1]~[12]. 这些无碰撞等离子体效应将在某些等离子体成分的特征空间尺度上破坏磁 “冻结” 条件，从而改变磁重联率和重联层结构. 磁重联率强烈地依赖于磁通量的扩散率 (反常电阻)[13] 和无碰撞效应 [14]. 反常电阻和无碰撞效应是不同的现象. 反常电阻要求电子和离子之间有动量输运，无碰撞效应可以是纯电子现象，并且可在相当快的时间尺度和较小的空间尺度上起作用. 同时，无碰撞效应也强烈地影响重联层内等离子体的色散性质，使得一些波模被抑制，而其他波模在磁重联物理过程中起着不同寻常的作用. 所有磁重联过程都发生在电流片内，因此研究无碰撞等离子体电流片的色散性质和低频波模不稳定性是很有意义的.

空间磁重联事件观测表明，在扩散区内外有哨声 [10],[14]~[16] 、低混杂波 [17],[18] 、高混杂波 [18],[19] 和静电孤波 [14],[20]. 但是到目前为止，这些波的激发机制是什么？它们是驱动磁重联的原因还是磁重联产生的效应？等等，都还有待进一步研究.

Drake[4] 最早研究了磁重联层内无碰撞等离子体的色散性质和波动，他们采用等温可压缩磁流体力学 (MHD) 模型. 广义欧姆定律中电子压力标量的平行梯度项可把动理学 Alfven 波 (kinetic Alfven waves) 引入系统. 同时，又由 Hall MHD 模型得到了哨声模波，认为哨声模波在磁重联过程中起主要作用. 他们的工作是开创性的，但尚缺系统性和完整性的研究.

Biskamp 等 [5] 采用不可压缩的两流体 (电子和离子流体) 模型研究了一维平衡电流片的无碰撞等离子体的色散性质和波，他们假定压力张量的散度近似为压力标量的梯度和一个粘性项之和. 结果表明，在长波区 ($kd_{\rm i} < 1$, 这里 k 为波数，$d_{\rm i}$ 为离子惯性长度), Alfven 波占优势；在短波区 ($kd_{\rm i} > 1$), 色散关系变为哨声模波关系. 由于对压力张量采用了粘性假定，等离子体 β 参数 (热压力与磁压力之比) 和压力张量的完整效应未能进入色散关系.

Wang 等 [8] 采用类似于 Biskamp 等 [5] 不可压缩的 MHD 物理模型，忽略离子的压力梯度效应. 研究结果表明，在长波区 ($kd_{\rm i} < 1$), 色散关系变为 Alfven 波色散关系；在短波区 ($kd_{\rm i} > 1$), 色散关系变为斜传播的 Alfven 哨声模波，它的频率在哨声频率范围，像哨声那样色散传播，但有较大的垂直波数. 然而，由于假定电子压力近似为标量，等离子体 β 参数和电子压力张量效应也未能进入色散关系.

周国成等 [21] 采用两种类似于 Biskamp 等 [5] 和 Wang 等 [8] 二维三分量无碰撞不可压缩磁流体力学模型，计入了电子压力张量效应，得到了电流片的低频波色散关系，详细讨论了电流片中心区和电子 $\beta_{\rm e}^* = 0$ 两种特殊情况下存在的波模. 结果表明，在长波区或对流区 ($kd_{\rm i} < 1$), 除 Alfven 波外，还有离子声波；在短波区 ($kd_{\rm i} > 1$), 除斜 Alfven 哨声模波外，还有快磁声-动理学 Alfven 波. 电子 $\beta_{\rm e}^* = 0$ 情况下的结果与 Biskamp 等 [5] 和 Wang 等 [12] 的结果基本一致. 电流片中心区的结果中有快磁声-动理学 Alfven 波，与 Drake[4] 得到的动理学 Alfven 波相似，但又不完全相同.

上述研究都没有涉及波模不稳定性问题. Drake 等的研究表明 [22], 场向电流的横场梯度能使哨声模去稳. Vetoulis 和 Drake[23] 用二维三分量电子磁流体力学 (EMHD) 模型研究了地球磁层顶场向电流的横场梯度激发哨声湍流的机制. 模型包含了电子惯性效应、Hall 电流效应和磁剪切效应，但忽略电子压力梯度效应和可压缩效应. 结果发现，整个谱是线性不稳定的，不是电流梯度不稳定，就是扭曲模 (kink mode) 不稳定. 周国成等 [24] 采用二维三分量无碰撞不可压缩磁流体力学模型，计算了电流片中的低频波不稳定性，发现哨声可以被无碰撞电流片激发. 魏新华等 [25] 采用含无电阻广义欧姆定律的可压缩磁流体力学 (MHD) 模型，并假定等离子体压力各向同性，研究了在具有剪切磁场的无碰撞电流片中低频电磁模不稳定性，导出了三维扰动传播低频电磁模的色散关系；通过数值求解色散关系，研究了一维平衡电流片中低频电磁模不稳定性的性质，在强引导场情况下考察了电流片中心和边缘波的不稳定性. 结果表明，无碰撞电流片中哨声和 Alfven 波是不稳定的，但没有讨论不同引导场强度对电流片低频电磁不稳定性的影响.

本文采用文献 [25] 的模型和色散关系，重点考察引导场对电流片低频电磁不稳定性的影响. 本文

的结果与文献 [25] 的结果共同构成不同引导场 ($B_{0y}=0$, $B_{0y}<B_{\rm L}$ 和 $B_{0y}>B_{\rm L}$) 情况下电流片中存在的低频电磁不稳定性特征.

2 色散关系

为了讨论方便, 这里简要列出文献 [25] 的物理模型和色散关系. 电流片平衡磁场设为如下有引导磁场形式:

$$\boldsymbol{B}_0 = B_{0x}(z/a)\boldsymbol{e}_x + B_{0y}\boldsymbol{e}_y. \tag{1}$$

其中, $B_{0x}(z/a)=B_{\rm L}\tanh(z/a)$, 引导场 $B_{0y}=$ const, $B_{\rm L}$ 为电流片边界处 ($z\to\pm\infty$) 渐近磁场强度的 x 分量, 边界总磁场 $B_{0\rm L}=B_0(z\to\pm\infty)=\sqrt{B_{\rm L}^2+B_{0y}^2}$, a 为电流片的半厚度, $\boldsymbol{e}_x$ 和 $\boldsymbol{e}_y$ 分别为 x 和 y 方向的单位矢量. 低频电磁扰动采用局域近似形式

$$\exp[\mathrm{i}(k_x x + k_y y + k_z z)],$$

局域近似要求满足条件 $k_z a \gg 1$, 或无量纲波数 $k_z \gg 1$. 这样, 研究低频电磁模不稳定性的色散关系如下:

$$D(\omega,k,z)\equiv \mathrm{Det}|D_{lq}|=0, \quad l,q=1,2,\cdots,6, \tag{2}$$

其中,

$$\begin{aligned}
D_{11} =& \mathrm{i}\,(\omega^2\rho_0-\gamma p_0\beta_{\rm e}k_x^2),\\
D_{12} =& -\mathrm{i}\,\gamma p_0 k_x k_y\beta_{\rm e},\\
D_{13} =& -k_x\beta_{\rm e}(p_0'+\mathrm{i}\,\gamma p_0 k_z),\\
D_{14} =& \mathrm{i}\,\omega k_y B_{0y},\\
D_{15} =& -\mathrm{i}\,\omega k_x B_{0y},\\
D_{16} =& \omega J_0;\\
D_{21} =& D_{12},\\
D_{22} =& \mathrm{i}\,(\omega^2\rho_0-\gamma p_0\beta_{\rm e}k_y^2),\\
D_{23} =& -k_y\beta_{\rm e}(p_0'+\mathrm{i}\,\gamma p_0 k_z),\\
D_{24} =& -\mathrm{i}\,\omega k_y B_{0x},\\
D_{25} =& \mathrm{i}\,\omega k_x B_{0x},\\
D_{26} =& 0;\\
D_{31} =& -\mathrm{i}\,\gamma p_0 k_x k_z\beta_{\rm e},\\
D_{32} =& -\mathrm{i}\,\gamma p_0 k_y k_z\beta_{\rm e},\\
D_{33} =& \mathrm{i}\,(\omega^2\rho_0-\gamma p_0\beta_{\rm e}k_z^2)-k_z\beta_{\rm e}p_0',\\
D_{34} =& -\omega(J_0+\mathrm{i}\,k_z B_{0x}),\\
D_{35} =& -\mathrm{i}\,\omega k_z B_{0y},\\
D_{36} =& \mathrm{i}\,\omega k_{||}B_0;\\
D_{41} =& k_y B_{0y},\\
D_{42} =& -k_y B_{0x}-\mathrm{i}\,\omega d_{\rm i}\,k_z,\\
D_{43} =& -k_z B_{0x}+\mathrm{i}\,J_0+\mathrm{i}\,\omega d_{\rm i}\,k_y,\\
D_{44} =& \omega(1+k^2d_{\rm e}^2/\rho_0+\mathrm{i}\,k_z d_{\rm e}^2\rho_0'/\rho_0^2),\\
D_{45} =& 0,\\
D_{46} =& -\mathrm{i}\,\omega k_x d_{\rm e}^2\rho_0'/\rho_0^2;\\
D_{51} =& -k_x B_{0y}+\mathrm{i}\,\omega k_z d_{\rm i},\\
D_{52} =& k_x B_{0x},\\
D_{53} =& -k_z B_{0y}-\mathrm{i}\,\omega d_{\rm i}k_x,\\
D_{54} =& 0,\\
D_{55} =& \omega(1+k^2d_{\rm e}^2/\rho_0+\mathrm{i}\,k_z d_{\rm e}^2\rho_0'/\rho_0^2),\\
D_{56} =& -\mathrm{i}\,\omega k_y d_{\rm e}^2\rho_0'/\rho_0^2;\\
D_{61} =& -\mathrm{i}\,\omega d_{\rm i}k_y,\\
D_{62} =& \mathrm{i}\,\omega d_{\rm i}k_x,\\
D_{63} =& k_{||}B_0,\\
D_{64} =& D_{65}=0,\\
D_{66} =& \omega(1+k^2d_e^2/\rho_0).
\end{aligned}$$

这里, 质量密度 $\rho\approx m_{\rm i}n$, 压力 p, 磁场强度和电流密度已分别用 $z=0$ 处的密度 $\rho_0(0)=m_{\rm i}n_0(0)$, $z=0$ 处的压力 $p_0(0)$, 电场 $v_{\rm A}B_{0\rm L}$, 边界总磁场 $B_{0\rm L}$ 和电流密度 $B_{0\rm L}/(\mu_0 a)$ 进行了无量纲化. 此外, $d_{\rm i,e}=c/(\omega_{\rm pi,e}a)$, $\omega_{\rm pi,e}=\sqrt{e^2n_0(0)/(\varepsilon_0 m_{\rm i,e})}$ 和 $m_{\rm i,e}$ 分别为离子和电子的无量纲惯性长度、等离子体频率和质量; $c=1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$ 为光速; 绝热指数 $\gamma=5/3$. $\beta_{\rm e}=2\mu_0 p_{\rm e0}(0)/B_{0\rm L}^2$ 代表 $z=0$ 处的电子热压力 $p_{\rm e0}(0)$ 与 $z\to\pm\infty$ 处的磁压力之比, 它不是局域意义上的热压力与磁压力之比; 等效离子 Larmor 半径 $r_{\rm s}=\sqrt{\beta_{\rm e}}d_{\rm i}$. 此外, 在物理模型中还假定电子压力 $p_{\rm e}$ 近似等于离子压力 $p_{\rm i}$, 总压力 $p=p_{\rm i}+p_{\rm e}\approx 2p_{\rm e}$.

可以看出, 色散关系式 (2) 包含了等离子体平衡态参量 $B_{0x}(z)$, B_{0y}, $p_0(z)$, $\rho_0(z)$, $J_0(z)$, $p_0'(z)$, $\rho_0'(z)$, $d_{\rm i}$, $d_{\rm e}$, $\beta_{\rm e}$ 等, 它们的作用需通过数值计算来讨论. 下面将通过数值求解色散方程 (2) 重点考察引导场 B_{0y} 对低频电磁不稳定性的影响.

3 数值计算结果

下面介绍关于实数波数 (k_x, k_y, k_z) 和复频率 $\omega = \omega_{\rm r} + {\rm i}\omega_{\rm i}$ 数值求解色散关系式 (2) 的结果，这里，$\omega_{\rm r}$ 为波频率，$\omega_{\rm i}$ 为时间增长率 (> 0) 或阻尼率 (< 0). 在文献 [25] 中讨论了无量纲引导场 $B_{0y} = \sqrt{3}/2$ 情况 (即 $B_{0y} > B_{\rm L} = 1/2$ 情况) 下哨声模不稳定性. 为了考察不同引导场大小对电流片不同特征区域低频波不稳定性 ($\omega_{\rm i} > 0$) 的影响，这里再给出 $B_{0y} = \sqrt{2}/2$ 和 $B_{0y} = 0$ 两种情况的计算结果.

3.1 $B_{0y} = \sqrt{2}/2$ 情况

首先选取无量纲引导磁场 $B_{0y} = \sqrt{2}/2$, 则无量纲化单位的选择要求 $B_{\rm L} = \sqrt{1 - B_{0y}^2} = \sqrt{2}/2$, 即在该情况下 $B_{0y} = B_{\rm L}$. 若设 $p_0(\pm\infty) = 0$, 则压力平衡关系得到 $\beta_{\rm e} = B_{\rm L}^2/2 = 1/4$. 这些等离子体参量与发生磁重联的一些空间电流片区情况相近. 图 1 给出了在 $k_z = 5$ 和 $d_{\rm i} = 0.1$ 情况下增长率 $w_{\rm i}/\Omega_{\rm i}$ 和波频率 $w_{\rm r}/\Omega_{\rm i}$ 在波数空间 $(k_{\rm para}d_{\rm i}, k_{\rm perp}d_{\rm i})$ 的分布. 在 $z = 0$ 的中心平面上，并且也是在离子惯性区内，低频波不稳定性 $(w_{\rm i}/\Omega_{\rm i} > 0)$ 发生在 $-1.5 \leqslant K_{\rm para}d_{\rm i} \leqslant 0$ 和 $0.05 \leqslant K_{\rm perp}d_{\rm i} \leqslant 1.5$ 的波数区域，如图 1(a) 所示，最大增长率 (约 0.007) 出现在 $(k_{\rm para}d_{\rm i}, k_{\rm perp}d_{\rm i}) \approx (0.5, 0.4)$ 附近，如图 1(c) 所示，即 $kd_{\rm i} \approx 1$; 不稳定的波频率是在 $0 < \omega_{\rm r}/\Omega_{\rm i} < 4$ 范围内，如图 1(b) 所示，并且还随 $k_{\rm para}d_{\rm i}$ 绝对值和 $k_{\rm perp}d_{\rm i}$ 的增大而增大. 因此不稳定的波可能是斜传播的低频哨声模或低混杂模.

在 $z = 0.8$ 平面上 (见图 2)，并且也是在离子惯性区外 $(z/d_{\rm i} = 8)$，不稳定性发生在 $-100 \leqslant k_{\rm para}d_{\rm i} \leqslant 100$ 和 $0 < k_{\rm perp}d_{\rm i} < 80$ 波数范围，如图 2(a) 所示；最大增长率 (约 0.009) 出现在 $(k_{\rm para}d_{\rm i}, k_{\rm perp}d_{\rm i}) \approx (\pm 40, 0)$ 附近，如图 2(c) 所示，$|k_{\rm para}d_{\rm i}| \gg 1$; 不稳定的波频率是在 $50 \leqslant \omega_{\rm r}/\Omega_{\rm i} < 1200$, 并且还随 $k_{\rm para}d_{\rm i}$ 绝对值的增大而增大，近似满足哨声色散关系 $\omega_{\rm r}$-k^2, 如图 2(b) 所示，可以判定不稳定的波模是哨声波.

3.2 $B_{0y} = 0$ 情况

无量纲引导磁场 $B_{0y} = 0$, 则无量纲化单位 的选择要求 $B_{\rm L} = \sqrt{1 - B_{0y}^2} = 1$; 若设 $p_0(\pm\infty) = 0$, 则压力平衡关系得到 $\beta_{\rm e} = B_{\rm L}^2/2 = 1/2$.

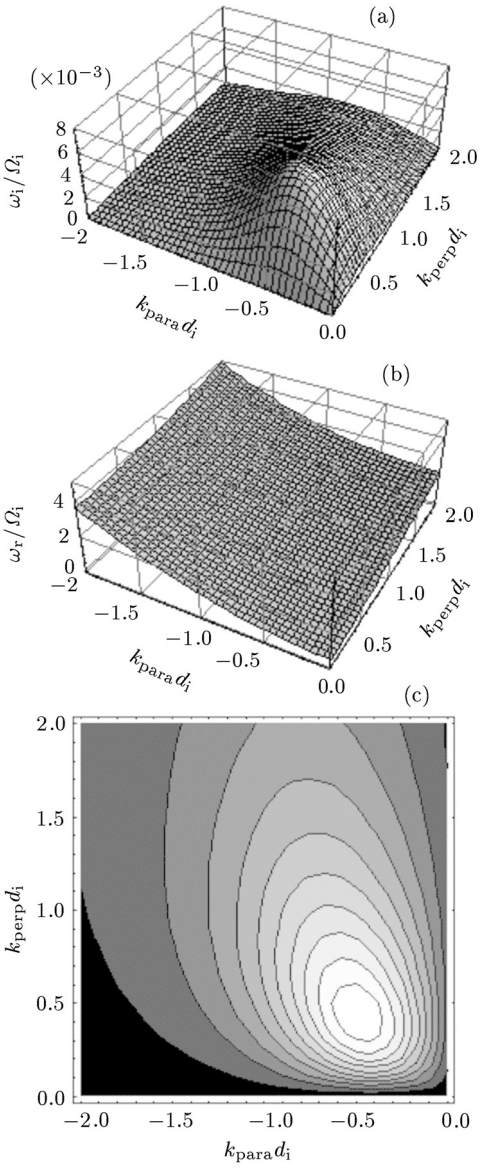


图 1 取 $k_z = 5$, $d_{\rm i} = 0.1$, $\beta_{\rm e} = 0.125$, $B_{0y} = \sqrt{2}/2$, 在 $z = 0$(电流片中间平面) 处增长率 $\omega_{\rm i}/\Omega_{\rm i}$ 和波频率 $\omega_{\rm r}/\Omega_{\rm i}$ 随波数空间 $(k_{\rm para}d_{\rm i}, k_{\rm perp}d_{\rm i})$ 的分布

Fig.1 $k_z = 5, d_{\rm i} = 0.1, \beta_{\rm e} = 0.125, B_{0y} = \sqrt{2}/2$, in the middle plane of current sheet $(z = 0)$, the wave growth rate and wave frequency distribution the wave number space $(k_{\rm para}d_{\rm i}, k_{\rm perp}d_{\rm i})$

取 $k_z = 5$, $d_{\rm i} = 0.1$, 在电流片中心平面内 $(z = 0)$ 没有明显的增长率解，波的频率小于低混杂频率，大于离子回旋频率，这里没有显示计算结果.

图 3 给出了 $k_z = 5$, $d_{\rm i} = 0.1$, 在电流片内 $z = 0.2$ 平面上增长率和波频率在波数空间中的分布. 由

图 3(a) 和 (c) 可以看出, 在 $-100 \leqslant k_{\rm para}d_{\rm i} \leqslant 100$ 和 $0 < k_{\rm perp}d_{\rm i} < 80$ 的区域内都有增长率解, 最大增长率 (约 0.00048) 是在 $(|k_{\rm para}d_{\rm i}|, k_{\rm perp}d_{\rm i}) \approx (50, 0)$ 附近. 频率在几十到 250 倍离子回旋频率之间, 并且随着 $|k_{\rm para}d_{\rm i}|$ 的增大而增大, 也近似满足哨声色散关系 $\omega_{\rm r}$-k^2, 如图 3(b) 所示. 因此这些不稳定的波可能是哨声模.

图 4 给出了 $k_z = 5$, $d_{\rm i} = 0.1$, 在电流片边缘内侧 ($z = 0.8$) 增长率和波频率在波数空间中的分布. 在 $-200 \leqslant k_{\rm para}d_{\rm i} \leqslant 200$ 和 $0 < k_{\rm perp}d_{\rm i} < 80$ 的区域内都有增长率解, 如图 4(a) 所示. 最大增长率 (约 0.009) 在 $(|k_{\rm para}d_{\rm i}|, k_{\rm perp}d_{\rm i}) \approx (40, 0)$ 附近, 如图 4(c) 所示. 不稳定的波频率在几百到 1000 倍离子回旋频率之间, 并且随着 $|k_{\rm para}d_{\rm i}|$ 的增大而增

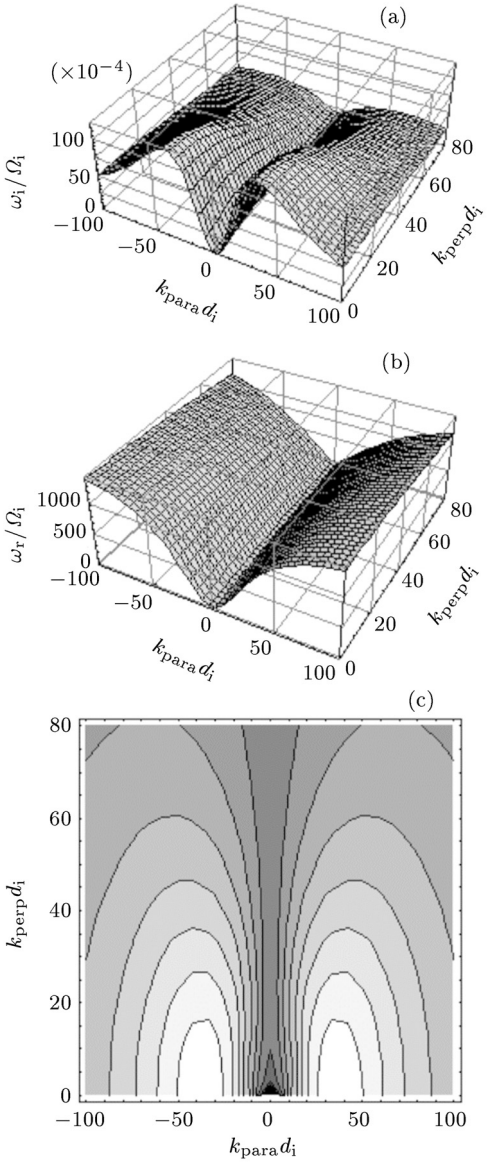


图 2 取 $k_z = 5$, $d_{\rm i} = 0.1$, $\beta_{\rm e} = 0.125$, $B_{0y} = \sqrt{2}/2$, 在 $z = 0.8$(电流片边缘) 处增长率 $\omega_{\rm i}/\Omega_{\rm i}$ 和波频率 $\omega_{\rm r}/\Omega_{\rm i}$ 随波数空间 $(k_{\rm para}d_{\rm i}, k_{\rm perp}d_{\rm i})$ 的分布

Fig.2 $k_z = 5, d_{\rm i} = 0.1, \beta_{\rm e} = 0.125, B_{0y} = \sqrt{2}/2$, at edge of current sheet ($z = 0.8$), the wave growth rate and wave frequency distribution the wave number space $(k_{\rm para}d_{\rm i}, k_{\rm perp}d_{\rm i})$

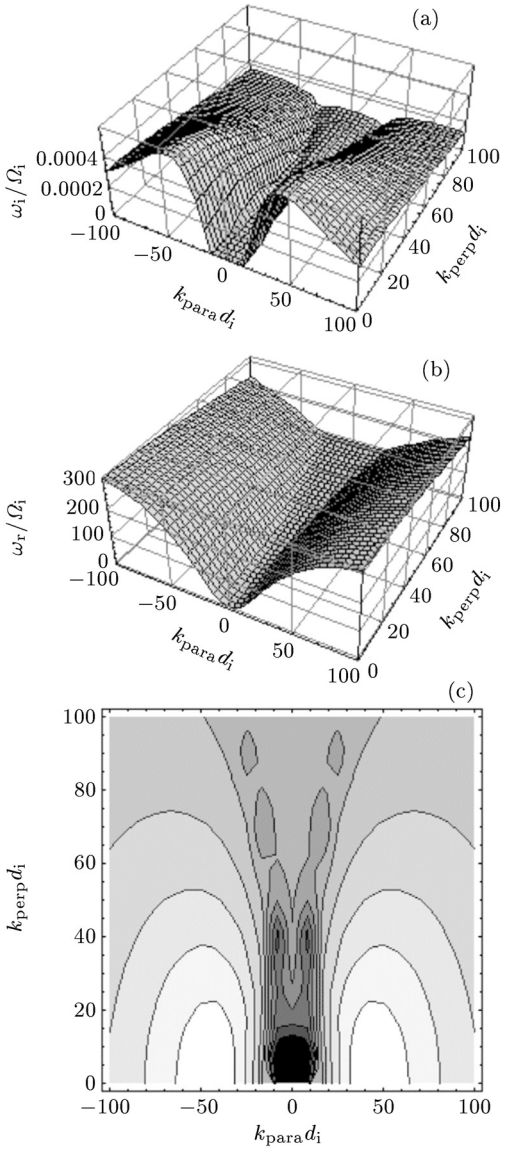


图 3 取 $k_z = 5$, $d_{\rm i} = 0.1$, $\beta_{\rm e} = 0.5$, $B_{0y} = 0$, 在 $z = 0.2$ (电流片中间平面附近) 处增长率 $\omega_{\rm i}/\Omega_{\rm i}$ 和波频率 $\omega_{\rm r}/\Omega_{\rm i}$ 随波数空间 $(k_{\rm para}d_{\rm i}, k_{\rm perp}d_{\rm i})$ 的分布

Fig.3 $k_z = 5$, $d_{\rm i} = 0.1$, $\beta_{\rm e} = 0.5$, $B_{0y} = 0$, near the middle plane of current sheet ($z = 0.2$), the wave growth rate and wave frequency distribution the wave number space $(k_{\rm para}d_{\rm i}, k_{\rm perp}d_{\rm i})$

大，也近似满足哨声色散关系 $\omega_{\rm r}$-k^2, 如图 4(b) 所示，因此这些不稳定的波可能是哨声模.

4 结论和讨论

利用含无电阻的广义欧姆定律的可压缩 MHD 模型，假定等离子体压力各向同性，研究了在具有强引导磁场和无引导磁场的无碰撞电流片中低频电磁模的稳定性问题，采用文献 [24] 中一般的色散关系讨论了引导场对电流片中低频电磁模稳定性的影响. 色散关系的数值求解集中在电流片中间平面和半厚度边缘内侧，考查了三维传播 $k=(k_x,k_y,k_z)$ 时波模的不稳定性. 主要结果如下.

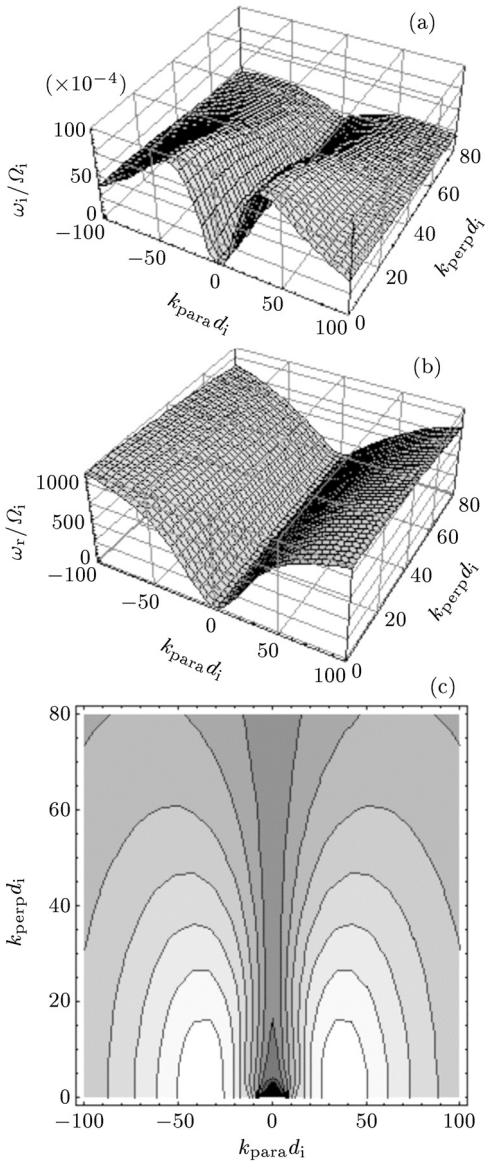


图 4 取 $k_z=5$, $d_{\rm i}=0.1$, $\beta_{\rm e}=0.5$, $B_{0y}=0$, 在 $z=0.8$(电流片边缘) 处增长率 $\omega_{\rm i}/\Omega_{\rm i}$ 和波频率 $\omega_{\rm r}/\Omega_{\rm i}$ 随波数空间 $(k_{\rm para}d_{\rm i}, k_{\rm perp}d_{\rm i})$ 的分布

Fig.4 $k_z=5$, $d_{\rm i}=0.1$, $\beta_{\rm e}=0.5$, $B_{0y}=0$, at edge of current sheet ($z=0.8$), the wave growth rate and wave frequency distribution the wave number space $(k_{\rm para}d_{\rm i}, k_{\rm perp}d_{\rm i})$

(1) 在电流片中间平面上 ($z=0$), 在 $B_{0y}=0$ 情况下，没有不稳定性发生. 随着引导场的增加，将有不稳定性出现，引导场越强不稳定越强，波的频率也越高.

(2) 在中间平面附近 ($z=0.2$), 电流片是不稳定的. 随着引导场的增强，不稳定性增长率明显地增强，不稳定的波模从平行和反平行两个方向传播变为反平行方向一个方向传播，并且是斜传播的，具有低频哨声模或低混杂模的特征.

(3) 在电流片边缘附近 ($z=0.8$), 在 $B_{0y}\leqslant B_{\rm L}$ 情况下，引导场对不稳定的波模和增长率没有明显影响，不稳定的波模都是准平行的哨声波. 但在 $B_{0y}>B_{\rm L}$ 情况下, 增长率有明显增大的趋势 [25].

在文献 [25] 中只讨论了强引导场情况 ($B_{0y}>B_{\rm L}$), 发现对于三维扰动传播 ($k_z\neq 0$) 的波都有很强的不稳定性增长，并且在离开电流片中间平面时不稳定的波是哨声. 本文的结果与文献 [25] 的结果共同构成不同引导场 ($B_{0y}=0$, $B_{0y}<B_{\rm L}$, $B_{0y}>B_{\rm L}$) 情况下电流片中存在的低频波不稳定性特征. Pritchett 和 Coroniti[26] 通过三维离子模拟研究了引导场对重联的影响. 他们的研究发现，当 $B_{0y}\leqslant B_0$ 时，重联率没有多大变化. 当 $B_{0y}>B_0$ 时，重联率减少了 2~3 倍. 并且 Tanaka[27] 三维粒子模拟发现，当 $B_{0y}\leqslant B_0$ 时，重联比 $B_{0y}>B_0$ 时触发得快. 在本文中引导场对波的不稳性有较大的影响，引导场对电流片究竟起了什么作用，这有待于今后深入研究.

此外，当取等离子体参数 $J_0=0$, $p_0'=0$ 和 $\rho_0'=0$ 时，色散方程式 (2) 便没有不稳定性解 (相关结果这里没有给出), 表明上述不稳定性是电流和等离子体非均匀性引起的.

参考文献

[1] Drake J F, Lee Y C. Kinetic theory of tearing instabilities. *Phys. Fluids*, 1977, **20**:134~145

[2] Drake J F, Kleva R G. Collisionless reconnection and the sawtooth crash. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**:1468~1473

[3] Drake J F, Kleva R G, Mandt M E. The structure of thin current layers: implications of magnetic reconnection. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73**:1251~1255

[4] Drake J F. Magnetic Reconnection: A Kinetic Treatment. Washington: American Geophysical Union., 1995, 155~165

[5] Biskamp D, Schwarz E, Drake J F. Two-fluid theory of collisionless magnetic reconnection. *Phys. Plasmas*, 1997, **4**(4):1002~1009

[6] Ma Z W, Bhattacharjee A. A three-dimesional reconnection model of the magnetosphere: Geometry and kinematics. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**(A2):2643~2651

[7] Ma Z W, Bhattacharjee A. Sudden enhancement and partial disruption of thin current sheets in the magntotail dur to Hall MHD effects. *Geophys. Res. Lett.*, 1998, **25**(17):3277~3280

[8] Wang X G, Bhattacharjee A, Ma Z W. Collisionless reconnection: Effects of Hall current and electron pressure gradient. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**(A12): 27 633~27 648

[9] Ma Z W, Bhattacharjee A. Hall magnetohydrodynamic reconnection: The geospace environment modeling challenge. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A3):3773~3782

[10] Deng X H, Matsumoto H. Rapid magnetic reconnection in the Earth's magnetosphere mediated by whistler waves. *Nature*, 2001, **410**(29):557~560

[11] Oieroset M, Phan T D, Fujimoto M *et al.* In situ detection of collisionless reconnection in the Earth's magnetotail. *Nature*, 2001, **412**(23):414~417

[12] Zhou Guocheng, Cai Chunlin, Reme H *et al.* Quasi-collisionless magnetic reconnection events in the near-earth magnetotail. *Chin. J. Space Sci.*, 2003, **23**:25~33. in Chinese (周国成, 蔡春林, Reme H 等. 近地磁尾准无碰撞磁重联事件. 空间科学学报, 2003, **23**:25~33)

[13] Oieroset M, Phan T D, Fujimoto M *et al.* In situ detection of collisionless reconnection in the Earth's magnetotail. *Nature*, 2001, **412**(26):414~417

[14] Deng X H, Matsumoto H, Kojima H *et al.* Geotial encounter with reconnection diffusion region in the Earth's magnetotail: Evidence of multiple X lines collisionless reconnection. *J. Geophys. Res.*, 2004, **109**:A05206, doi:10.1209/2003JA010031

[15] Oieroset M *et al.* Evidence for electron acceleration up to 300 keV in the magnetic reconnection diffusion region of earth's magnetotail. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(19): doi: 10.1103/2002GL195001

[16] Wei Xinhua, Zhou Guocheng, Cao Jinbin *et al.* Whistler and Hall magnetic field associated with near-Earth magnetotail reconnection observed by Cluster. *Chin. J. Geophys.*, 2007, **50**(3):662~671. in Chinese (魏新华, 周国成, 曹晋滨等. 近地磁尾重联中哨声波和 Hall 磁场的 Cluster 观测. 地球物理学报, 2007, **50**(30:662~671)

[17] Bale S D, Mozer F S, Phan T. Observation of low hybrid drift instability in the diffusion region at a reconnecting magnetopause. *Geophys. Res. Lett.*, 2002, **29**(24):2180, doi:10.1029/2002GL016113

[18] Farrell W M, Desch M D, Kaiser M L *et al.* The dominance of electron plasma waves near a reconnection X-line. *Geophys. Res. Lett.*, 2002, **29**(19):1902, doi: 10.1029/2002GL014662

[19] Farrell W M, Desch M D, Ogilvie K W *et al.* The role of upper hybrid waves in magnetic reconnection. *Geophys. Res. Lett.*, 2003, **30**(24):2259, doi: 10. 1029/2003GL01549

[20] Matsumoto H, Deng X H, Kojima H *et al.* Observation of electrostatic solitary waves associated with reconnection on the dayside magnetopause boundary. *Geophys. Res. Lett.*, 2003, **30**(6):1326, doi:10.1029/ 2002GL016319

[21] Zhou Guocheng, Cao Jinbin, Wang Deju *et al.* Low-frequency waves in collisionless plasma current sheet. *Acta Phys. Sinica*, 2004, **53**(8):234~243. in Chinese (周国成, 曹晋滨, 王德驹等. 无碰撞等离子电流片中的低频波. 物理学报, 2004, **53**(8):234~243)

[22] Drake J F, Gerber J, Kleva R G. Turbulence and transport in the magnetopause current layer. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**:11 211~11 221

[23] Vetoulis G, Drake J F. Whistler turbulence at the magnetopause 1. Reduces equation and linear theory. *J. Geophys. Res.*, 1999, **104**:6919~6928

[24] Zhou Guocheng, Wei Xinhua, Cao Jinbin, Wang Deju, Cai Chunlin. Whistler wave instabilities in collisionless current sheet. *Chin. J. Space Sci.*, 2005, **25**(3): 161~166 in Chinese (周国成, 魏新华, 曹晋滨, 王德驹, 蔡春林. 无碰撞电流片哨声波不稳定性. 空间科学学报, 2005, **25**(3):161~166)

[25] Wei Xinhua, Zhou Guocheng, Cao Jinbin, Li Liuyuan. Low-frequency electromagnetic instabilities in collisionless current sheet: MHD model. *Acta Phys. Sinica*, 2004, **54**(7):3228~3235. in Chinese (魏新华, 周国成, 曹晋滨, 李柳元. 无碰撞电流片低频电磁模不稳定性: MHD 模型. 物理学报, 2005, **54**(7):3228~3235)

[26] Pritchett P L, Coroniti F V. Three-dimensional collisionless magnetic reconnection in the presence of a guide field. *J. Geophys. Res.*, 2004, **109**: doi:10.1029/ 2003JA009999

[27] Tanaka K G, Shinohara I, Fujimoto M. Effects of guide field on quick magnetic reconnection triggering. *J. Geophys. Res.*, 2004, **31**:doi:10.1029/2004GL021191