

托卡马克等离子体中动力剪切阿尔芬波 不稳定性的数值研究*

简广德 董家齐

(核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2004 年 6 月 8 日收到, 2004 年 12 月 2 日收到修改稿)

用积分本征模方程研究了在托卡马克等离子体中包含全部动力学效应的动力剪切阿尔芬波模(无论是否存在温度梯度). 引入了一个新的积分变量, 将实平面的积分解析延拓到复平面. 这样可以同时研究增长模和阻尼模. 结果表明, 在有离子温度梯度(ITG)的情况下, 激发动力剪切阿尔芬不稳定性所需的等离子体压强梯度比激发理想磁流体动力学气球模不稳定性的阈值低得多, 没有 ITG 时两者相同. 与动力无碰撞气球模结果不同, 当有限 ITG 存在时, 剪切阿尔芬模存在第二稳定区.

关键词: 动力剪切阿尔芬模, 磁流体气球模, 阈值压强梯度

PACC: 5235P, 5255G, 5265

1. 引 言

在托卡马克等离子体中, 由于极向对称性的破坏, 剪切阿尔芬波(SAW)连续谱有间断特征. 在低频情形, 即 $|\omega| \ll |\omega_A| = v_A/qR$ 时, 已经证明有限离子温度梯度使 SAW 连续谱变得不稳定^[1]. 这里 v_A 是阿尔芬波速度, q 和 R 分别表示安全因子和通量面大半径. 最近, 用多尺度渐进方法又证明了在对理想磁流体动力学(MHD)模稳定的托卡马克等离子体中, 由于有限离子 Larmor 半径和有限漂移轨道宽度的影响, 在不稳定剪切阿尔芬连续谱中可能存在离散模^[2]. 这些模是由离子温度梯度驱动的, 称为阿尔芬离子温度梯度(AITG)模. 文献[2]强调指出, 在解析理论中由于假设有限离子 Larmor 半径和轨道宽度小, 仅当离子温度梯度足够高且等离子体充分接近理想 MHD 稳定区域的边界时, AITG 模才是不稳定的.

AITG 模的不稳定是因为离子可压缩性对 SAW 的影响而产生的^[3]. 这些模也可以理解成动力气球模^[4]和 β 引起的阿尔芬本征模^[5,6]耦合的结果. 此外, 若被高能粒子加强, 它们对等离子体约束可能会

产生可观的影响^[7].

文献[8,9]还用近似方法证明了当 $\eta_i = 0$ 时, 动力无碰撞气球模不稳定性的临界 β_c (等离子体压力/磁场压力)与理想 MHD 的不稳定气球模阈值 β_c 一致. 这里, η_i 是离子温度梯度参数, 对于有限 η_i , 当等离子体压力梯度低于 β_c 时模就不稳定^[8,10].

最近, 用本征模积分方程、粒子模拟方程和全域回旋动力学理论研究了离子温度梯度驱动的包含全部离子动力学效应的动力剪切阿尔芬(KSA)模^[11-16]. 这些研究获得的结论之一是: 对于有限 η_i , 当等离子体压力梯度低于理想 MHD 气球模的阈值时离子温度梯度驱动的 KSA 模可以是不稳定的. 这与上述动力无碰撞气球模相似^[8,10].

本文用新的积分格式重新研究了 KSA 模, 并将结果与文献[10]进行了详细比较. 同时, 还把研究区域扩大到理想 MHD 气球模的第二稳定区. 当 $\eta_i = 0$, $\omega = \omega_{*i}$ 时, 我们证明了 KSA 模的不稳定阈值 α_c 与理想 MHD 模的阈值相同. 这里, $\alpha = \beta_i q^2 [1 + \eta_i + \tau(1 + \eta_e)] \epsilon_n$ 是等离子体压力梯度参数, ω_{*i} 是离子反磁漂移频率, 所有其他符号具有通常的意义. 表达式将在后面给出. 还讨论了本文与文献[8, 10] 所得结果之间的差异.

* 国家自然科学基金(批准号: 10135020)资助的课题.

2. 本征模积分方程

在非均匀不可压缩低 β 等离子体中, 低频电磁扰动的动力学可以用电中性条件

$$\tilde{n}_e = \tilde{n}_i \quad (1)$$

和安培定律的平行分量

$$\nabla_{\perp}^2 \tilde{A}_{\parallel} = -\frac{4\pi}{c} \tilde{j}_{i\parallel} - \frac{4\pi}{c} \tilde{j}_{e\parallel} \quad (2)$$

来表述. 这里, 扰动粒子密度 \tilde{n}_s ($s = i, e$) 可表示为

$$\tilde{n}_s = \int d^3 v f_s, \quad (3)$$

而电子和离子的扰动电流密度的平行分量为

$$\tilde{j}_{s\parallel} = q_s \int v_{\parallel} f_s d^3 v. \quad (4)$$

(3)(4) 式中

$$f_s = -\frac{q_s F_{Ms}}{T_s} \phi + h_s J_0(\delta_s), \quad (5)$$

在气球模表象, 非绝热响应函数 h_s 满足线性回旋动力学方程

$$\begin{aligned} & i \frac{v_{\parallel}}{Rq} \frac{\partial}{\partial \theta} h_s + (\omega - \omega_{Ds}) h_s \\ & = (\omega - \omega_{*s}) J_0(\delta_s) F_{Ms} \frac{q_s n_0}{T_s} \left(\hat{\phi}(\theta) - \frac{v_{\parallel}}{c} \hat{A}_{\parallel}(\theta) \right), \end{aligned} \quad (6)$$

式中

$$\begin{aligned} \omega_{Ds} &= 2\epsilon_n \omega_* [\cos\theta + \sin\theta (\hat{\alpha} - \alpha \sin\theta)] \\ & \times \left(\frac{\hat{v}_{\perp}^2}{2} + \hat{v}_{\parallel}^2 \right), \end{aligned}$$

$$\omega_{*s} = \omega_* \left[1 + \eta_s \left(\frac{v_{\parallel}^2}{v_{ts}^2} - \frac{3}{2} \right) \right],$$

$$F_{Ms} = (\pi v_{ts}^2)^{-3/2} \exp(-v^2/v_{ts}^2).$$

这里 J_0 是零阶贝塞尔函数, 宗量 $\delta_s = (2b_s)^{1/2} v_{\perp}$, $2b_s = k_{\perp}^2 v_{ts}^2 / \Omega_s^2$, $v_{ts}^2 = 2T_s / m_s$, $\omega_* = ck_{\theta} T_s / q_s B L_n$ 和 $\Omega_s = q_s B / m_s c$ 表示反磁漂移频率和回旋频率 ($s = i, e$). 我们采用圆磁通面的轴对称环形几何系统, 在推导方程 (6) 时使用了气球模表象,

$$\tilde{f} = \sum_{-\infty}^{\infty} e^{im\theta} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-im\theta'} e^{-in(\zeta - \theta')} e^{-i\omega t} \tilde{f}_n(\theta') d\theta', \quad (7)$$

式中 ζ 和 θ' 分别表示环向和极向角.

方程 (6) 容易求解, 其边界条件为: 当 $\theta \rightarrow \pm \text{sgn}(v_{\parallel}) \infty$ 时, $h_s(\theta) = 0$.

由方程 (3) 和 (4), 扰动的粒子和电流密度可表示如下:

$$\begin{aligned} \hat{n}_e(k) &= \frac{ne}{T_e} \hat{\phi}(k) - \frac{ne}{T_e} \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk'}{\sqrt{2\pi}} K_{12}^e(k, k') \hat{A}_{\parallel}(k'), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \hat{n}_i(k) &= \frac{ne}{T_i} \hat{\phi}(k) + \frac{ne}{T_i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk'}{\sqrt{2\pi}} \{ K_{11}^i(k, k') \hat{\phi}(k') \\ & + K_{12}^i(k, k') \hat{A}_{\parallel}(k') \}; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \hat{j}_{e\parallel}(k) &= \frac{ne^2 c_s \sqrt{2\tau_i}}{T_e \beta_i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk'}{\sqrt{2\pi}} \{ K_{21}^e(k, k') \hat{\phi}(k') \\ & + K_{22}^e(k, k') \hat{A}_{\parallel}(k') \}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \hat{j}_{i\parallel}(k) &= \frac{ne^2 v_{ti}}{T_i \beta_i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk'}{\sqrt{2\pi}} \{ K_{21}^i(k, k') \hat{\phi}(k') \\ & + K_{22}^i(k, k') \hat{A}_{\parallel}(k') \}. \end{aligned} \quad (11)$$

把方程 (8)–(11) 代入方程 (1)(2), 可以直接导出如下两个本征模积分方程^[11]:

$$\begin{aligned} [1 + \tau_i] \hat{\phi}(k) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk'}{\sqrt{2\pi}} \{ K_{11}^i(k, k') \hat{\phi}(k') \\ & + [K_{12}^i(k, k') \\ & + K_{12}^e(k, k')] \hat{A}_{\parallel}(k') \}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\tau_i} k_{\perp}^2 \hat{A}_{\parallel}(k) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk'}{\sqrt{2\pi}} \{ [K_{21}^i(k, k') \\ & + K_{21}^e(k, k')] \hat{\phi}(k') + [K_{22}^i(k, k') \\ & + K_{22}^e(k, k')] \hat{A}_{\parallel}(k') \}, \end{aligned} \quad (13)$$

式中 $\hat{\phi}(k)$ 和 $\hat{A}_{\parallel}(k)$ 是 $\phi(r)$ 和 $(v_{ti}/c) \tilde{A}_{\parallel}(r)$ 在气球模表象中的表示, 并且

$$\begin{aligned} K_{ij}^s(k, k') &= -i \int_{-\infty}^0 \omega_{*e} d\tau H_{ij}^i(k, k') \\ & \quad (i = j = 1, 2), \end{aligned} \quad (14)$$

式中

$$\begin{aligned} H_{11}^i(\tau, k, k') &= \sqrt{2} \exp(-i\omega\tau) \frac{\exp\left[-\frac{(k' - k)^2}{4\lambda}\right]}{\sqrt{a(1+a)}\sqrt{\lambda}} \\ & \times \left\{ \frac{\omega}{\omega_{*e}} \tau_i + 1 - \frac{3}{2} \eta_i + \frac{2\eta_i}{1+a} \right. \\ & \times \left[1 - \frac{k_{\perp}^2 + k'_{\perp}^2}{2(1+a)\tau_i} + \frac{k_{\perp} k'_{\perp} I_1}{(1+a)\tau_i I_0} \right] \\ & \left. + \frac{\eta_i (k - k')^2}{4a\lambda} \right\} \Gamma_0(k_{\perp}, k'_{\perp}), \end{aligned} \quad (15)$$

$$H_{12}^i(\tau, k, k') = \frac{1}{2\sqrt{a\lambda}} (k - k') H_{11}^i(\tau, k, k'), \quad (16)$$

$$H_{21}^i(\tau, k, k') = -\frac{\beta_i}{2\sqrt{a\lambda}} (k - k') H_{11}^i(\tau, k, k'), \quad (17)$$

$$H_{22}^i(\tau, k, k') = -\frac{\beta_i}{4a\lambda}(k - k')^2 H_{11}^i(\tau, k, k'), \quad (18)$$

$$H_{12}^e(k, k') = \frac{iq\sqrt{\pi\tau_i}}{2\sqrt{2}\epsilon_n\hat{s}}(\hat{\omega} - 1)\text{sgn}(k, k'), \quad (19)$$

$$H_{21}^e(k, k') = -\frac{\beta_i}{\tau_i} H_{12}^e(k, k'), \quad (20)$$

$$H_{22}^e(k, k') = \beta_i \left\{ -\frac{\sqrt{\pi}}{4\sqrt{2}} \left(\frac{q}{\epsilon_n\hat{s}} \right)^2 \hat{\omega}(\hat{\omega} - 1) \right. \\ \times |k - k'| + \frac{q^2 k_\theta \sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}\epsilon_n\hat{s}}(\hat{\omega} - 1) \\ \left. \times \text{sgn}(k, k')g(\theta, \theta') \right\}. \quad (21)$$

这里

$$\lambda = \frac{\tau^2 \omega_{*e}^2}{\tau_i a} \left(\frac{\hat{s}}{q} \epsilon_n \right)^2,$$

$$a = 1 + \frac{i2\epsilon_n \omega_{*e} \tau}{\tau} \frac{g(\theta, \theta')}{\theta - \theta'},$$

$$g(\theta, \theta') = (\hat{s} + 1) [\sin\theta - \sin\theta' - \hat{s}(\theta \cos\theta - \theta' \cos\theta') - \frac{\alpha}{2}(\theta - \theta' - \sin\theta \cos\theta + \sin\theta' \cos\theta')],$$

$$\alpha = -R_0 q^2 \frac{d\beta}{dr},$$

$$\beta = \beta_i + \beta_e = \beta_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right),$$

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

$$k = k_\theta \hat{s} \theta,$$

$$k' = k_\theta \hat{s} \theta',$$

$$\Gamma_0 = I_0 \left(\frac{k_\perp k'_\perp}{(1+a)\tau_i} \right) \times \exp[-(k_\perp^2 + k'_\perp^2)2\tau_i(1+a)],$$

$$k_\perp^2 = k_\theta^2 [1 + (\hat{s}\theta - \alpha - \sin\theta)^2],$$

$$k'_\perp^2 = k_\theta^2 [1 + (\hat{s}\theta' - \alpha \sin\theta')^2],$$

$$\epsilon_n = \frac{L_n}{R},$$

$$\eta_i = \frac{L_n}{L_{Ti}},$$

$$\tau_i = \frac{T_e}{T_i},$$

$$\epsilon_{pi} = \frac{L_{pi}}{R_0} = \frac{\epsilon_n}{1 + \eta_i}.$$

在以上表达式中, k, k' 和 k_θ 用 $\rho_e^{-1} = \Omega_e/v_{te} =$

$eB/c\sqrt{2T_e m_e}$ 无量纲化; I_0 和 I_1 分别表示零阶和一阶修正贝塞尔函数; L_n 和 L_{pi} 分别表示密度和离子压力梯度的特征尺度; L_T 是温度梯度的特征尺度; q 是安全因子, 磁剪切 $\hat{s} = \frac{r}{q} \frac{dq}{dr}$; k_θ 是极向波矢量; T_e 和 T_i 分别表示电子温度和离子温度.

对 $T_e(r) = \tau_i T_i(r)$, 压力梯度参数 α 可用其他参数表示为

$$\alpha = \frac{q^2 \beta_i}{\epsilon_n} [(1 + \eta_i) + \tau_i (1 + \eta_e)] \\ = \frac{q^2 \beta_i}{\epsilon_n} (1 + \tau_i) (1 + \eta_i). \quad (22)$$

3. 数值结果

我们数值求解了本征值积分方程(12)和(13), 并对被积函数的奇异点作了处理. 方程(14)中积分是沿实轴进行, 在求解具有负增长率的阻尼模时, 积分是发散的. 因此, 我们把对实数 τ 的积分, 解析延拓到 τ 的复平面上进行, 即引入

$$\tau = \begin{cases} -(1 + i\epsilon)s & \omega_r > 0, \\ -(1 - i\epsilon)s & \omega_r < 0, \end{cases} \quad (23)$$

式中, $s(0 \leq s < \infty)$ 是一个实的积分变量, $\epsilon(\epsilon > 0)$ 是一个可调参数, ω_r 是本征值的实部, $i = \sqrt{-1}$. 如文献[17]所证明的那样, 这种变换不影响积分的计算结果, 而且计算阻尼模时也是收敛的. 这里不再重复证明过程. 首先, 我们验证了新格式对求解方程(12)和(13)的正确性. 这样, 经过变量变换后, 不仅可以计算增长模而且也可以计算阻尼模, 临界梯度可以更精确地求出, 而不必采用外插的方法获得.

3.1. 有限 Larmor 半径的效应

Hirose 等^[10]用与文献[8]一样的物理模型(除使用 $s - \alpha$ 平衡外)研究了在较高 β 区域动力无碰撞气球模. 在相同的参数范围内, 我们也做了 KSA 模研究, 所得结果与文献[10]作了比较. 图 1 所示为用阿尔芬频率 ω_A 归一化的增长率和频率随 α 变化的函数关系, 参数取 $k_\theta \rho_s = 0.33$, $\eta_i = \eta_e = 1.0$, $q = 1.2$, $\epsilon_n = 0.175$, $\tau_i = 1$, $\hat{s} = 0.2$. 为便于比较, 除文献[10]中 $k_\theta \rho_s = 0.1$ 外, 其余参数与该文中图 1(b)使用的相同. 在低 α 区域, 图 1(a)中增长率与该文图 1(b)定性一致. 增长率在 $\alpha \approx 0.3$ 开始上升, 然后饱和. 然而, 在较大 α 区域, 像理想 MHD 不稳定气球

模一样,模变成稳定的,而文献 [10] 中模却保持着有限增长率. 另外,本文与文献 [10] 的结果明显不同,甚至在低 α 区域也如此. 文献 [10] 中,模在 $\alpha \approx 0.3$ 开始上升, $\alpha \approx 0.7$ 达到最大增长率 $\gamma \approx 0.12$, 然后减小,在 $\alpha \approx 0.9$ 增长率为最大增长率的一半. 本文结果模在 $\alpha \approx 0.3$ 开始上升,在 $\alpha \approx 2.0$ 增长率达到最大 $\gamma \approx 0.155$, 然后缓慢减小,在 $\alpha \approx 5.2$ 时,增长率 $\gamma \approx 0$.

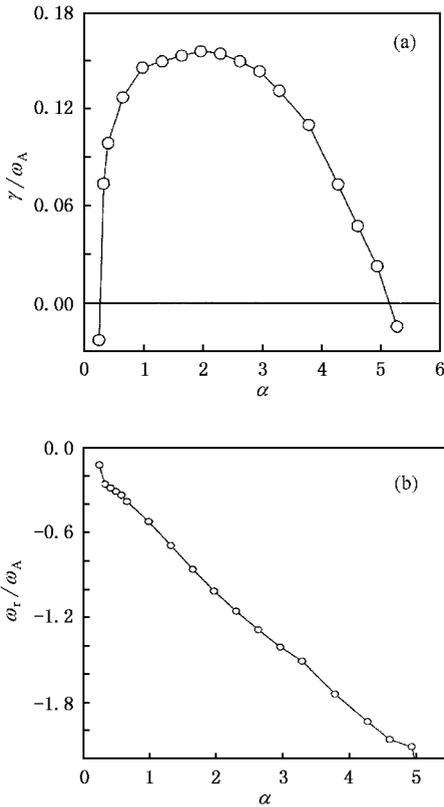


图 1 模增长率 (a) 和频率 (b) 随 α 变化的函数关系. 参数取 $k_{\theta}\rho_s = 0.33, \nu\eta_i = \eta_e = 1.0, q = 1.2, \epsilon_n = 0.175, \tau_i = 1, \hat{s} = 0.2$

正如文献 [11] 中提出的那样,在低于和稍微高于临界值 α_{crit} 时,存在一个不稳定的离子温度梯度模. 但是,在大于第二稳定区阈值处,我们没有找到其他的不稳定模. 一种可能性是可压缩性阿尔芬波不稳定性会出现在高 β 区,但是本文没有涉及到这一领域.

本文与文献 [10] 之间差异的确切原因目前尚不清楚. 一种可能是 KSA 模与文献 [10] 中的动力无碰撞气球模属于不同的分支. 另一种可能是归因于本征值积分方程包含了有限 Larmor 半径效应,而文献 [10] 却没有涉及. 总之,本文获得的结果对 ITG 模的未来研究是重要的,尤其是对磁约束聚变领域中

回旋动力学粒子模拟的研究.

3.2. 较高 α 区域的结果

图 2 所示是对 KSA 模的研究推广到较高 α 区域的计算结果. 参数 $\eta_e = \eta_i = 2.5, 1.0, 0.0, q = 1.5, \tau_i = 1, \hat{s} = 1.0, \epsilon_n = 0.2, k_{\theta}\rho_s = 0.3$. 对 $\eta_i = 0$, 当理想 MHD 不稳定气球模的等离子体压力梯度参数 α 接近上限 ($\alpha \approx 2.6, \hat{s} = 1.0$) 时,模变得临界稳定,而且实频率又回到离子反磁漂移频率. 这是以前的工作中没有提到过的新结果. 对 $\eta_i \neq 0$, 即使当等离子体压力梯度参数 α 超出理想 MHD 气球模 α_c 很多, KSA 模也是不稳定的. 显然,该模是由离子和电子温度梯度驱动而不稳定的. 因此,在这一参数区域也可被称为阿尔芬温度梯度 (ATG) 模. 此外,在较高 α 区域,模的实频率可与阿尔芬频率 $\omega_A = v_A/qR$ 相比. 由于可能耦合到近 10 年来被广泛研究的动力环形性阿尔芬本征模,所以 ATG 模的研究更有意义.

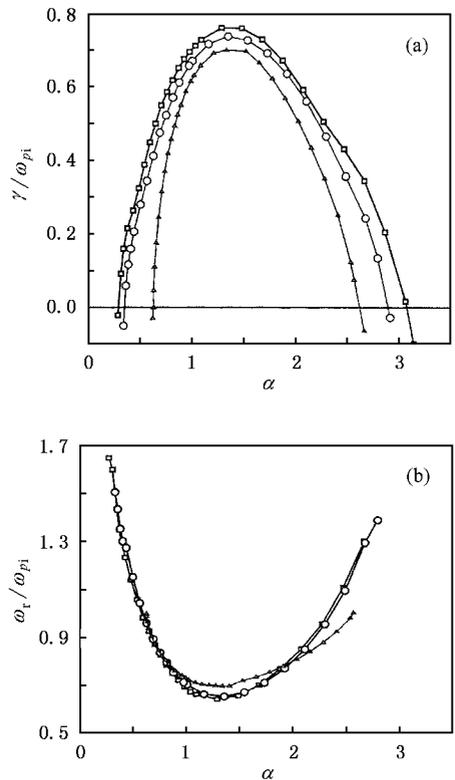


图 2 模增长率 (a) 和频率 (b) 随 α 变化的函数关系与理想 MHD 气球模的比较. $\eta_e = \eta_i = 2.5$ (正方形), 1.0 (圆形), 0.0 (三角形). $\eta_i = 0$ 时的两个稳定性阈值 $\alpha \approx 0.63$ 和 $\alpha \approx 2.6$ 与理想 MHD 气球模的阈值相同. $\eta_i \neq 0$ 时,在气球模的稳定区内 ATG 模可能会不稳定.

图 3 所示为 KSA 模的本征函数随 α 的演化曲

线. 参数 $\eta_e = \eta_i = 2.5, 1.0, 0.0$ 分别对应于本征值 $\omega_r + i\gamma = 0.9814 + i0.1232, 1.293 + i0.2433, 1.299 + i0.3444$. 这里, 本征函数用电子反磁漂移频率 ω_{*e} 归一化. 图 3(a) 和 (b) 分别是扰动矢量势的平行分

量 \hat{A}_{\parallel} 和扰动静电势 $\hat{\phi}$ 的实部 (实线) 和虚部 (虚线) 随 θ 的变化关系. 这是典型的 KSA 模本征函数. 从图 3 可以看出, 随 $\eta_e = \eta_i$ 变大, 模本征函数略微变宽.

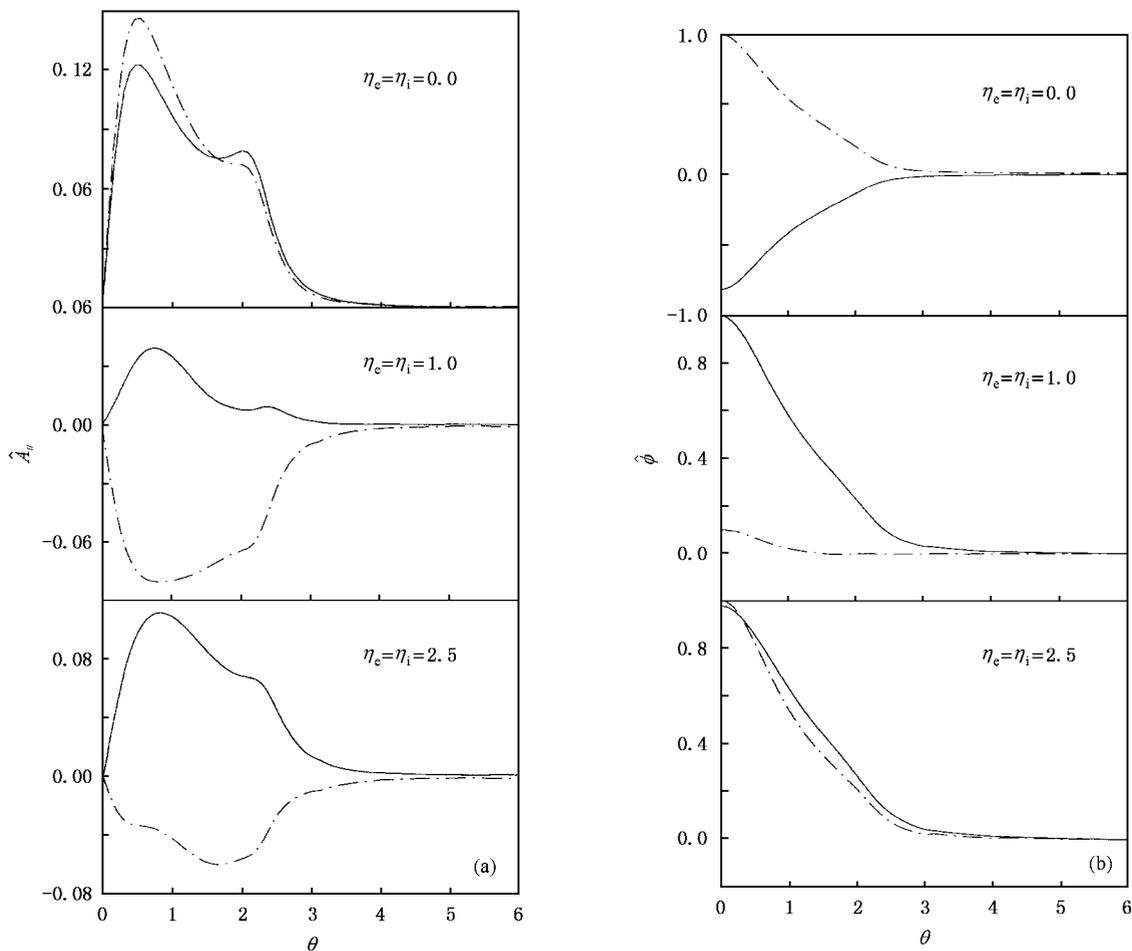


图 3 典型的 KSA 模本征函数随 θ 的演化 (a) 为扰动矢量势的平行分量 \hat{A}_{\parallel} 随 θ 的演化 (b) 为扰动静电势 $\hat{\phi}$ 随 θ 的演化. 实线和虚线分别表示实部和虚部, 其他参数与图 2 相同

我们在大于第二个临界值 α_{crit} 的区域内没有找到不稳定的模. 可压缩性阿尔芬波不稳定性可能会出现在较大的 β 区, 但本文没有涉及这一领域.

4. 结论和讨论

我们数值研究了等离子体中 KSA 不稳定性. 所获结果与动力无碰撞气球模结果^[10]进行了比较后发现明显的差别. 已经证实, 对于 $\eta_i \neq 0$, 即使等离子体压力梯度参数 α 低于下限 α_c (理想 MHD 气球模不稳定性临界值) 或者超出上限 α_c 临界值很多, KSA 模也是不稳定的. 该模在这些参数区域的

不稳定性是由离子和电子温度梯度引起的, 因而可称为 AITG 或 ATG 模.

比较了 KSA 模和动力无碰撞气球模^[8,10]. 虽然阈值依赖于等离子体温度梯度, 但本文结果表明存在上阈值 β_c 和第二稳定区, 而且该值比理想 MHD 气球模的相应值要高得多. 而在文献 [10] 中这样的阈值和区域不存在, 因此在较高 β 参数区模总是不稳定的.

进一步证实了如果没有 ITG 效应, KSA 不稳定性的等离子体压力梯度参数 α_c (或 β_c) 的阈值与理想 MHD 气球模不稳定性一致. 而且在临界 α 点, 模的实频率总是趋于离子反磁漂移频率 ω_{*i} .

当 $\eta_i \neq 0$ 时,在理想 MHD 模的第二稳定区, ATG 模的实频率可与阿尔芬频率 ω_A 相比. 与动力环形阿尔芬本征模耦合的可能性,使 ATG 模的研究显得更有意义.

因为 SAW 频率低于环形阿尔芬本征模^[18]频

率,考虑到实验上观察到大量高能离子的损失, KSA 不稳定性对高能粒子(离子和电子)的约束可能具有重要意义. 特别是 KSA 模可能是引起能量约束随等离子体密度上升而下降的主要原因.

-
- [1] Zonca F , Chen L , Santoro R A 1996 *Plasma Chys. Contr. Fusion* **38** 2011
- [2] Zonca F , Chen L , Santoro R A *et al* 1998 *Plasma Chys. Contr. Fusion* **40** 2009
- [3] Kotschenreuther M 1986 *Phys. Fluids* **29** 2898
- [4] Tsai T and Chen L 1993 *Phys. Fluids B* **5** 3284
- [5] Turnbull A D , Strait E J , Heidbrink W W *et al* 1993 *Phys. Fluids B* **5** 2546
- [6] Chu M S , Greene J M *et al* 1992 *Phys. Fluids B* **4** 3713
- [7] Chen L 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1519
- [8] Cheng C Z 1982 *Phys. Fluids* **25** 1020
- [9] Horton W , Sedlak J E *et al* 1985 *Phys. Fluids B* **28** 3050
- [10] Hirose A , Zhang L , Elia M 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3993
- [11] Dong J Q , Chen L , Zonca F 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1041
- [12] Zhao G , Chen L 2002 *Phys. Plasmas* **9** 861
- [13] Falchetto L , Vaclavik J , Villard L 2003 *Phys. Plasmas* **10** 1424
- [14] Jian G D , Dong J Q 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1656 (in Chinese)
[简广德、董家齐 2003 物理学报 **52** 1656]
- [15] Jian G D , Dong J Q 2004 *Chin. Phys.* **13** 898
- [16] Dong J Q , Chen L , Zonca F *et al* 2004 *Phys. Plasmas* **11** 997
- [17] Sugama H 1999 *Phys. Plasmas* **6** 3527
- [18] Heidbrink W , Strait E J *et al* 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 855

Numerical study of kinetic shear Alfvén instability in tokamak plasmas^{*}

Jian Guang-De Dong Jia-Qi

(*Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China*)

(Received 8 June 2004 ; revised manuscript received 2 December 2004)

Abstract

Kinetic shear Alfvén modes in tokamak plasmas (with or without temperature gradient) in the full gyrokinetic limit are numerically investigated by using the integral eigenvalue equations. A new integration transformation is introduced in this work. This allows the growing and damping modes to be investigated. It is shown that , in the presence of ion temperature gradient (ITG), the threshold value of plasma pressure gradient for the shear Alfvén modes is well below that for ideal magnetohydrodynamic ballooning instability. It is also demonstrated in a more general sense that , without ITG , the former is identical with the latter. The electromagnetic instability is also found to exist in the second stable region of the ideal modes when a finite ITG is present. The results are compared with previous results of similar analyses for kinetic collisionless ballooning modes.

Keywords : kinetic shear Alfvén modes , magnetohydrodynamic ballooning mode , threshold pressure gradient

PACC : 5235P , 5255G , 5265

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10135020).