

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

径向电场对离子温度梯度模稳定性的影响*

陈凝飞¹⁾ 魏广宇¹⁾ 仇志勇^{1)2)†}

1) (浙江大学物理学院, 聚变理论与模拟中心, 杭州 310027)

2) (Center for Nonlinear Plasma Science and ENEA C.R. Frascati, Frascati, Italy)

(2023年5月17日收到; 2023年9月26日收到修改稿)

为了解托卡马克装置中给定径向电场对离子温度梯度模 (ITG) 稳定性的影响, 基于非线性回旋动理学理论和气球模表象推导了环位形下包含径向电场引起的极向流和密度扰动影响的 ITG 的本征模方程, 并分别在长/短波长极限下研究了高能粒子诱发测地声模 (EGAM) 所伴随的径向电场对 ITG 的本征频率、增长率和平行模结构的影响. 不仅对该本征模方程进行了理论研究, 还使用本征矩阵法对其进行数值求解, 以便对理论结果进行验证. 研究发现 EGAM 伴随的电场引起的极向转动会大幅降低 ITG 的增长率, 而极向模数 $m = 1$ 的密度扰动对 ITG 的线性稳定性影响很小. 这一结果与一般认为的带状流通过极向流剪切抑制湍流的结果是一致的. 除此之外, 使用本文发展的一般性方法也可以研究高能粒子激发的阿尔芬不稳定性与漂移波湍流通过阿尔芬不稳定性激发带状结构发生的间接非线性相互作用, 即带状结构所伴随的径向电场通过极向转动和密度扰动影响 ITG 的稳定性. 该间接非线性通道可以作为对主导背景等离子体运输的微观湍流和主导高能粒子运输的阿尔芬不稳定性之间的直接相互作用通道的补充.

关键词: 离子温度梯度模, 径向电场, 高能粒子诱发测地声模, 非线性回旋动理学理论

PACS: 52.35.Kt, 52.35.Mw, 52.25.Fi, 52.55.Fa

DOI: 10.7498/aps.72.20230798

1 引言

由磁约束聚变装置中普遍存在的压强梯度驱动的漂移波湍流 (drift wave, DW) 被认为是引起等离子体反常运输的可能原因之一^[1], 从而导致等离子体约束性能降低. 在众多漂移波模式中, 由离子温度梯度驱动的离子温度梯度模 (ion-temperature gradient driven mode, ITG) 是被研究得最多的漂移波之一, 这是由于它会造成离子的热运输, 而离子的约束对于未来磁约束装置极为重要. 因此, 需要对 ITG 的线性稳定和非线性饱和机制进行研究. 其中, ITG 非线性饱和机制的研究对提升磁约束聚变装置的热离子约束性能和加深对低-高约束模转换的理解具有重要意义.

径向电场引起的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 极向剪切流可以破坏 ITG 的径向相干结构, 从而降低其幅度及相应的离子热运输^[2]. Hahn 等^[3] 通过两点非线性理论分别研究了大纵横比或有限纵横比的托卡马克位形中的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 极向剪切流对湍流的抑制作用, 并发现当流剪切率大于背景湍流的去相关率时 (正比于增长率), 湍流就会被大幅抑制. 随后, 他们还发现虽然极向流的振荡分量 (如本文中重点讨论的测地声模) 对剪切率的贡献很大, 但是它对背景湍流的抑制效果不如零频带状流. 这可能是由于有限频率的剪切流在湍流涡旋还未被扭曲时就改变方向, 从而使其平均效果没有零频分量强. 但是, 这些径向电场与 DW 相互作用的模型都没有包含可能会产生定性影响的环耦合效应. 因此, 需要研究环耦合效应存在时, 径向电场对 ITG 稳定性和平行模结构的影响.

* 国家自然科学基金 (批准号: 12275236, 12261131622) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zqiu@zju.edu.cn

这些径向电场有多种来源, 包括湍流自发激发的带状流 (zonal flows, ZFs) 和外源产生的径向电场. 带状流是环向模数 $n = 0$ 、极向模数 $m \approx 0$ 的介观尺度径向电场. 它包含零频带状流 (zero-frequency ZF, ZFZF) 和有限频率的测地声模 (geodesic acoustic mode, GAM). ITG 可以通过非线性雷诺肋强自发激发带状流, 这是 ITG 非线性饱和的重要通道. 在该过程中 ITG 一方面会将一部分能量非线性地传递给带状流, 另一方面, 也会被带状流散射到线性稳定的短波长区间^[4,5]. 因此, ITG 具有自调制的过程, 即 ITG 自发激发的带状流会对 ITG 自身性质产生影响. 另外, 未来及现有的众多托卡马克中通过中性束加热或聚变反应产生的高能粒子 (energetic particle, EPs) 对自持燃烧具有重要意义. 由于 GAM 具有有限频率, 可被速度空间各向异性的高能粒子共振激发, 即高能粒子诱发测地声模 (energetic-particle-induced GAM, EGAM)^[6-9]. 由于带状流可以通过非线性雷诺肋强抑制湍流, Qiu 等^[10] 提出用中性束注入激发 EGAM, 进而对湍流进行主动控制. 但是, Zarzoso 等^[11] 的回旋动理学模拟表明, EGAM 被 EPs 注入激发后, 反而将 ITG 湍流从 Dimits 临界稳定区间中激发起来^[12], 从而破坏等离子体约束, 这与人们普遍认为的带状流抑制湍流的图像矛盾. 一个可能的机制是, 对于临界稳定的背景湍流, 当 EGAM 被 EPs 强烈激发时, 耦合的非线性系统将会把能量传递给背景湍流, 这一机制可类比化学中的勒夏特列原理^[5,13,14].

除此之外, EPs 的特征拉莫半径尺度与 ITG 湍流尺度之比 $\sqrt{T_E/T_i} \gg 1$ (其中 T_E 为 EP 温度, T_i 为离子温度), 因此之前都认为 EPs 和微观湍流之间的相互作用较弱. 同时, 未来燃烧等离子体中产生的 α 粒子的速度抛射角各向同性, 因此, EGAM 与湍流之间的相互作用和主要依靠 α 粒子加热的燃烧等离子体不完全相关. 但是大量实验^[15,16] 和模拟结果发现 EPs 的注入可能会对湍流幅度进行调制, 使得背景等离子体约束改善^[17-19]. 针对这一现象, 人们提出了各种假说, 其中高能粒子直接或间接产生的径向电场可能会在其中发挥重要作用. 一方面, EPs 可以通过轨道损失机制直接产生边缘径向电场^[20], 以此抑制湍流及其输运, 并可能导致低-高约束模转换. 另一方面, 未来的燃烧等离子体中, EPs 的速度接近阿尔芬速度 $v_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$,

其中 $\rho = n_i m_i$ 为等离子体质量密度 (m_i 是离子质量, n_i 是离子密度), 因此会激发各种阿尔芬本征模式 (Alfvén eigenmodes, AEs)^[21] 或高能粒子模 (energetic particle mode, EPM)^[22]. 这些阿尔芬本征模式可能通过参量衰变或调制不稳定性激发带状结构 (zonal structures, ZSs)^[23,24], 并通过带状结构与 ITG 发生间接相互作用. 这一间接非线性相互作用通道与二者的直接相互作用通道一起构成了主导热等离子体输运的微观湍流和主导高能粒子输运的阿尔芬湍流的非线性相互作用图像^[25]. 因此, 在环位形中研究 ITG 与径向电场, 尤其是与高能粒子激发的径向电场之间的非线性相互作用对理解 ITG 的非线性饱和, 以及 ITG 与 AEs 之间的间接相互作用都具有重要意义.

综上所述, 本文基于非线性回旋动理学理论在环位形中研究给定的径向电场对 ITG “线性”稳定性的影响. 首先推导了描述一般径向电场影响下的 ITG “线性”局域本征模方程, 并将其变换到气球模空间以便对环耦合效应进行处理. 这里的局域指本文只考虑沿磁力线的平行模结构, 并且包含了环效应和平行可压缩性, 但忽略了径向波包效应. 研究发现, 在本模型中, 径向电场通过密度扰动和电势扰动引起的极向转动对 ITG 的线性稳定性产生影响. 为了契合本文的主题, 我们以 EGAM 的径向电场为例进行了具体分析. 研究发现无论在短波长还是长波长极限下, EGAM 的电势扰动引起的极向转动都会使得 ITG 的线性增长率和实频的绝对值大幅降低. 与此同时, EGAM 的密度扰动对 ITG 的线性稳定性影响较小. 本文的结构安排如下: 第 2 节引入一般理论模型; 第 3 节在短波长和长波长极限下求解并分析 ITG 的本征模方程; 第 4 节给出简单的总结和讨论. 本文发展的一般模型, 适用于频率远低于 ITG 频率的径向电场对其稳定性的影响, 因此, 不仅适用于研究线性激发的带状流对 ITG 稳定性的影响, 也可以应用于理解平衡的平均流与湍流的相互作用, 还可以应用于高能粒子激发的阿尔芬不稳定性与漂移波湍流通过带状流结构的“间接”相互作用.

2 基本模型

为了突出径向电场对 ITG 稳定性的影响, 本文采用具有同心圆磁面的托卡马克位形, 并使用

右手系 (r, θ, ξ) , 其中 r, θ 和 ξ 分别是小半径、极向和环向角. 在此位形中, 平衡磁场由 $\mathbf{B} = B_0[(1 - \varepsilon \cos \theta)\mathbf{e}_\xi + \varepsilon \mathbf{e}_\theta/q]$ 给出, 其中 $\varepsilon \equiv r/R$ 是逆环径比, R 是大半径, $q \equiv rB_\xi/(RB_\theta)$ 是安全因子, 它代表磁力线在极向和环向环绕的圈数之比. 由于 ITG 一般具有较高的环向模数 n , 平衡参数剖面 (密度、温度等) 的特征长度远大于有理面之间的距离 ($\Delta r = 1/(nq')$), 因此可以将扰动电势写为

$$\delta\phi = e^{in\xi - i\omega t} \sum_j \hat{\phi}(s-j) e^{-i(m_0+j)\theta}, \quad (1)$$

其中, $s \equiv (r - r_0)/\Delta r = nq - m_0$ 表示用相邻有理面间距离 $\Delta r = 1/(nq')$ 归一化的径向坐标, $q' = \partial q/\partial r$ 表示安全因子的径向梯度, r_0 为参考磁面的径向位置, 它满足 $nq(r_0) - m_0 = 0$, 且满足 m_0 为远大于 j 的整数; $\hat{\phi}$ 表示 ITG 的径向精细结构.

ITG 和 EGAM 都是频率远低于回旋频率的低频扰动, 因此二者之间的非线性相互作用可用非线性回旋动理学理论进行研究. 为了更加关注离子温度梯度模的物理, 这里假设托卡马克密度剖面是平的, 即 $\eta_i \equiv L_{n_i}/L_{T_i} \rightarrow \infty$, 其中 $L_{n_i} \equiv -n_i/(\partial n_i/\partial r)$, $L_{T_i} \equiv -T_i/(\partial T_i/\partial r)$ 分别为密度和温度不均匀性的特征长度. 同时, 假设在高约束模等离子体的台基区内, 径向电场的频率一般远低于 ITG 的频率. 描述 ITG 离子响应的非线性回旋动理学方程由下式给出:

$$\begin{aligned} & (\omega - k_{//}v_{//} + \omega_D + k_\theta v_\theta) \delta H_i \\ &= \frac{e}{T_i} J_0 (\omega - \omega_{*i}^T) F_{0i} \delta\phi_1 \\ & - i \frac{c}{B_0} \mathbf{b}_0 \times \nabla \delta\phi_1 \cdot \nabla \delta H_E. \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $k_{//} \equiv (nq - m)/(qR)$ 是平行波数; $\omega_D \equiv 2\omega_d C(x_\perp^2/2 + x_\parallel^2)$ 为磁漂移频率, $\omega_d \equiv k_\theta c T_i/(eBR)$, $x_\perp \equiv v_\perp/v_{ti}$ 和 $x_\parallel \equiv v_{//}/v_{ti}$ 分别为由热速度 $v_{ti} \equiv \sqrt{2T_i/m_i}$ 归一化的垂直和平行速度, $C \equiv \cos\theta - k_r \sin\theta/k_\theta$ 中第一二项分别表示法曲率和测地曲率, c 表示光速; δH 为粒子扰动分布函数的非绝热分量; $J_0(k_\perp \rho_s)$ 为零阶贝塞尔函数, 它体现了有限拉莫尔半径效应, 其中 $\rho_s = m_s v_{\perp,s} c/(eB)$ 是粒子种类 s 的拉莫尔半径 ($s = i, e$); F_{0i} 是离子的平衡分布函数; $\omega_{*i}^T \equiv \omega_{*T_i}(x_\perp^2 + x_\parallel^2 - 3/2)$ 是平密度极限下的粒子逆磁漂移频率, 且 $\omega_{*T_i} \equiv k_\theta c T_i/(eBL_{T_i})$; \mathbf{b}_0 为平衡磁场单位矢量. 另外, 方程 (2) 左边的最后一项为径向电场引起的极向旋转对应的多普勒

频移 ($\propto k_\theta v_\theta$), 其中 $v_\theta \equiv -c\mathbf{b}_0 \times \partial_r \delta\phi_E/B_0$ 为径向电场的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移速度. 相比之下, 方程 (2) 右边最后一项代表径向电场的密度扰动 ($\propto \delta\phi_1 \delta H_E$). 本文中, 下标“E”和“i”表示与径向电场和 ITG 相关的量. 非线性回旋动理学方程由电荷准中性条件进行闭合:

$$\frac{eN_0 \delta\phi}{T_e} + \langle \delta H_e J_0 \rangle = -\frac{eN_0 \delta\phi}{T_i} + \langle \delta H_i J_0 \rangle, \quad (3)$$

其中, 左右两边的第一项分别为电子和离子的绝热响应, 即对应无惯性的玻尔兹曼分布, $\langle \cdot \rangle$ 代表速度空间积分, N_0 表示粒子数密度, T_s 表示粒子 s 的温度. 典型的 ITG 模通常满足 $k_{//}v_{//,e} \gg \omega \sim \omega_{*T_i} \gg \omega_d$, $k_{//}v_{//,i}$, 即忽略电子的惯性, 其扰动分布函数的非绝热分量 $\delta H_{i,e} = 0$. 在该量级下, 离子的扰动分布函数的非绝热分量为

$$\begin{aligned} \delta H_{i,i} \approx & \frac{\Lambda}{\omega} \left[-\left(\frac{e}{T_e} + \frac{e}{T_i}\right) F_{0i} \delta\phi_E + \delta H_E \right] \delta\phi_1 \\ & + \frac{e}{T_i} J_0 F_{0i} \left(1 - \frac{\omega_{*i}^T}{\omega}\right) \left(1 + \frac{k_{//}v_{//}}{\omega}\right. \\ & \left. + \frac{k_{//}^2 v_{//}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_D}{\omega} + \dots\right) \delta\phi_1, \end{aligned} \quad (4)$$

其中, $\Lambda \equiv ick_r k_\theta/B_0$ 为非线性耦合系数. 将 ITG 的离子非绝热响应 (4) 代入准中性条件 (3), 即可得到 ITG 的色散关系. 同时, 垂直波数可以分解为径向和极向分量, 即 $k_\perp^2 = k_\theta^2 - \partial^2/\partial r^2$, 则第 j 个极向模式在实空间内的本征模方程可写为

$$\begin{aligned} & \left(b_\theta \hat{s}^2 \frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{\tau(1 + \omega_{*T_i}/\omega)} - b_\theta + \frac{k_{//}^2 v_{ti}^2}{2\omega^2} \right) \hat{\phi}_z \\ &= \frac{\omega_d}{\omega} \left[\hat{\phi}_{z+1} + \hat{\phi}_{z-1} + \hat{s} \frac{d}{dz} (\hat{\phi}_{z+1} - \hat{\phi}_{z-1}) \right] \\ & + \frac{\Lambda}{(\omega + \omega_{*T_i})} \left[\left(1 + \frac{1}{\tau}\right) \delta\phi_E - \left\langle \frac{T_i \delta H_{E,i}}{eN_0} \right\rangle \right] \hat{\phi}_z. \end{aligned} \quad (5)$$

在方程 (5) 中, $\hat{s} \equiv r(\partial q/\partial r)/q$ 是磁剪切, $\tau \equiv T_e/T_i$ 是电子和离子温度之比, $b_\theta \equiv k_\theta^2 \rho_{ti}^2/2$, $z \equiv s - j = nq - m$. 方程 (5) 右边第一项为磁漂移引起的相邻极向模式之间的环耦合效应, 这是托卡马克这样的环形磁约束装置上特有的效应. 另外, 离子对径向电场的非绝热响应 $\langle \delta H_{E,i} \rangle$ 可能也有极向不均匀性, 因此可能造成额外的环耦合. 例如, 对于本文研究的 EGAM 来说, 其密度扰动在环向截面为上下反对称, 正比于 $\sin\theta$, 而 ZFZF 的密度扰动正比于 $\cos\theta$ [26].

方程 (5) 是一个涉及径向和极向的二维微分-差分方程, 很难进行理论分析. 为了更好地研究环耦合效应带来的影响, 采用气球模表象将方程 (5) 分解为两个耦合的一维本征值方程, 即描述 ITG 平行模结构的方程和缓变的径向包络的方程. 气球模表象基于平移不变性, 即有理面之间的距离 Δr 远小于等离子体平衡参数变化的尺度 L_{n_i} 或 L_{T_i} , 可以认为不同有理面上的极向分量的模结构形状一致. 此时, 扰动电势可以写为傅里叶积分的形式:

$$\delta\phi = e^{-i\omega t} e^{in\zeta} A(r) \sum_m e^{-im\theta} \int \Phi(\eta) e^{i(nq-m)\eta} d\eta, \quad (6)$$

其中, η 为沿磁力线的极向坐标, 又被称为扩展极向角, 其取值范围为 $\eta \in (-\infty, +\infty)$; $\Phi(\eta)$ 为 ITG 的平行模结构; $A(r)$ 为极向分量的缓变径向包络. 本文将基于局域模型研究 ITG 的径向模结构, 并不包含其径向波包效应^[27], 因此也不会涉及 EGAM 的全局模结构^[8]. 基于 (6) 式给出的傅里叶积分形式, ITG 在气球模空间的本征模方程可写为

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi(\eta)}{d\eta^2} + q^2\Omega^2 b \left[\frac{\tau\Omega}{1 + \tau\Omega\varepsilon_{T_i}^{1/2}} + b(1 + s^2\eta^2) \right] \\ + \frac{2}{\Omega} (\cos\eta + \hat{s}\eta \sin\eta) + (1 + \tau) \Delta_E \delta\phi_E \\ - \tau \Delta_E \left\langle \frac{T_i \delta H_{E,i}}{eN_0} \right\rangle \Phi(\eta) = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

(7) 式中使用了文献 [28] 中的一系列归一化参量, 即 $\Omega \equiv \omega / (\tau \sqrt{\omega_{*T_i} \omega_d})$, $b \equiv \tau b_\theta / \sqrt{\varepsilon_{T_i}}$, $\varepsilon_{T_i} \equiv L_{T_i} / R$ 和 $\Delta_E \equiv \Lambda / [\omega_{*T_i} \sqrt{\varepsilon_{T_i}} (1 + \tau \Omega \sqrt{\varepsilon_{T_i}})]$. 上述的推导过程没有假定径向电场的形式, 只要求径向电场的振荡频率远低于 ITG 的频率, 因此方程 (7) 普遍适用各种给定的径向电场. 为了研究由 EP 激发的 EGAM 的径向电场对 ITG 湍流“线性”稳定性的影响, 同时也是作为对文献 [29] 的推广, 本文将采用 EGAM 形式的径向电场. GAM 的离子非绝热响应中 $m = 0$ 和 $m = 1$ 的分量占主导地位:

$$\delta H_{E,i} = \frac{eF_{0i} \overline{\delta\phi_E}}{T_i} \left[1 - \frac{\omega_{Dr}}{\omega_G} \left(\frac{x_\perp^2}{2} + x_\parallel^2 + \tau \right) \right]. \quad (8)$$

同时, 只取电势扰动 $m = 0$ 的分量, 即 $\delta\phi_E = \overline{\delta\phi_E}$, 其中, $\overline{(\cdot)} \equiv \int_0^{2\pi} (\cdot) d\theta / 2\pi$ 代表磁面平均量. 在方程 (8) 中, $\omega_G = \sqrt{7/4 + \tau v_{ti} / R}$ 是 GAM 最低阶的实频, 测地曲率的贡献由磁漂移频率 $\omega_{Dr} = 2\omega_{dr} \sin\theta$ 引入, 其中 $\omega_{dr} \equiv k_r c T_i / (eBR)$.

3 径向电场对 ITG 线性稳定性的影响

基于方程 (8) 给定的 EGAM 的径向电场, 方程 (7) 可进一步写为如下类薛定谔方程的形式:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi}{d\eta^2} + q^2\Omega^2 b \left[\frac{\tau\Omega}{1 + \tau\Omega\varepsilon_{T_i}^{1/2}} + b(1 + s^2\eta^2) + \Delta_E \overline{\delta\phi_E} \right] \\ + \frac{2}{\Omega} (\cos\eta + \hat{s}\eta \sin\eta) + \Delta'_E \overline{\delta\phi_E} \sin\eta \Big] \Phi = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

式中, $\Delta_E \overline{\delta\phi_E}$ 是静电势的贡献, $\Delta'_E \overline{\delta\phi_E}$ 为 EGAM 的 $m = 1$ 密度扰动的贡献, 其中 $\Delta'_E \equiv (2\omega_{dr} / \omega_G) \tau (1 + \tau) \Delta_E$. 方程 (9) 是一个典型的一维本征值方程, 它主要包含由有限拉莫半径效应引起的缓变抛物线势阱 $(1 + s^2\eta^2)$ 和由环效应引起的快变周期性势阱 $(\cos\eta + \hat{s}\eta \sin\eta)$, 以及径向电场引入的修正. 下面将分别在短波长和长波长极限下解析求解方程 (9), 以得出其最不稳定模的模结构和本征值. 另外, 会用本征矩阵法对方程 (9) 直接进行数值求解, 以便与理论结果进行对照.

3.1 短波长极限

从文献 [28] 可知, ITG 的平行模结构在实空间的宽度正比于 $b^{1/2}$, 这说明短波长极限下 ($b \sim O(1)$), ITG 的模结构在径向较宽, 相邻极向模式之间的耦合较强, 即在气球模空间中局域在 $\eta = 0$ 附近, 形成气球模结构. 因此, 短波长极限也被称为强耦合/气球近似 (strong coupling/ballooning approximation). 在这一近似下, 周期性势阱可在 $\eta = 0$ 附近泰勒展开. 值得注意的是, EGAM 正比于 $\sin\eta$ 的贡献会改变原方程的偶对称性, 从而使 ITG 的本征模结构不再关于 $\eta = 0$ 对称. 当偏离过大时, 上述在原点附近进行的展开将可能不再适用. 这里先验地假设该偏离 $\Delta\eta \ll 1$, 从而使得上述展开依然有效. 此时, ITG 的本征模方程可写为

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi}{d\eta^2} + q^2\Omega^2 b \left[\frac{\tau\Omega}{1 + \tau\Omega\varepsilon_{T_i}^{1/2}} + b + \frac{2}{\Omega} + \Delta_E \overline{\delta\phi_E} \right] \\ + \left(b\hat{s}^2 + \frac{2\hat{s}-1}{\Omega} \right) \eta^2 + \Delta'_E \overline{\delta\phi_E} \eta \Big] \Phi = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

方程 (10) 可通过平移变换 $\eta' = \eta + \Delta\eta$ 和尺度变换 $\eta' = \alpha\hat{\eta}$ 改写为标准的韦伯方程, 其中, $\Delta\eta = \Delta'_E \overline{\delta\phi_E} / [2b\hat{s}^2 + 2(2\hat{s}-1)/\Omega]$ 表示 ITG 的平行模结构相对 $\eta = 0$ 的偏离值. 尺度变换到韦伯方程的条件为

$$\alpha^2 q^2 \Omega^2 b \left\{ \frac{\tau \Omega}{1 + \tau \Omega \varepsilon_{T_i}^{1/2}} + b + \frac{2}{\Omega} + \Delta_E \overline{\delta \phi_E} - \frac{\Delta'_E \overline{\delta \phi_E}}{4 [b \hat{s}^2 + (2\hat{s} - 1)/\Omega]} \right\} = \lambda, \quad (11)$$

$$q^2 \Omega^2 b \left(b \hat{s}^2 + \frac{2\hat{s} - 1}{\Omega} \right) \alpha^4 = -1, \quad (12)$$

其中, $\lambda = (2l + 1)$ 为该本征值方程的本征值, l 为非负整数. 将方程 (11) 代入方程 (12) 即可得出能级为 l 的本征态的色散关系:

$$q^2 \Omega^2 b \left\{ \frac{\tau \Omega}{1 + \tau \Omega \varepsilon_{T_i}^{1/2}} + \frac{2}{\Omega} + b + \Delta_E \overline{\delta \phi_E} - \frac{(\Delta'_E \overline{\delta \phi_E})^2}{4 [b \hat{s}^2 + (2\hat{s} - 1)/\Omega]} \right\}^2 + (2l + 1)^2 \left(b \hat{s}^2 + \frac{2\hat{s} - 1}{\Omega} \right) = 0. \quad (13)$$

此时, 韦伯方程中的谐振子势阱存在一系列本征值和本征函数, 如图 1 所示. 从图 1(a) 和图 1(b)

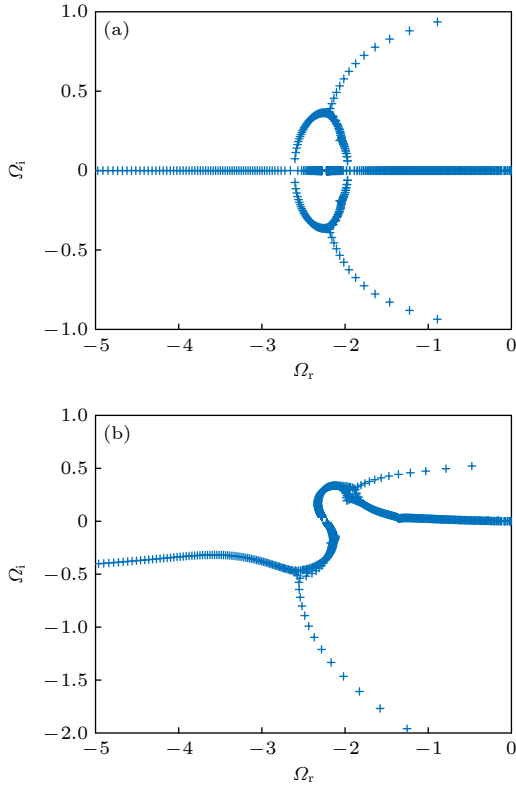


图 1 短波长极限下, $e\delta\phi_E/T_i = 0$ (a) 和 0.1 (b) 时, ITG 本征值的实部 (Ω_r) 和虚部 (Ω_i) 的分布. 在两种情况下, 最不稳定的都是 $l = 0$ 的基态

Fig. 1. Distribution of the real (Ω_r) and imaginary (Ω_i) parts of eigenvalues of ITG when $e\delta\phi_E/T_i = 0$ (a) and 0.1 (b) in the short-wavelength limit. In both cases, the ground state with $l = 0$ is the most unstable eigenstate.

可以看出, 无论是否存在径向电场, 最不稳定的本征态 (本征值虚部最大) 都是 $l = 0$ 的基态, 其本征函数由高斯函数给出为 $\Phi(\eta) = \exp[-\sigma(\eta + \Delta\eta)^2]$, 其中

$$\sigma = \frac{q^2}{2} \left(\frac{\tau b \Omega^3}{1 + \tau \Omega \varepsilon_{T_i}^{1/2}} + 2b\Omega + b^2 \Omega^2 \right) + \frac{q^2 \Omega^2 b}{2} \left\{ \Delta_E \overline{\delta \phi_E} - \frac{(\Delta'_E \overline{\delta \phi_E})^2}{4 [b \hat{s}^2 + (2\hat{s} - 1)/\Omega]} \right\}.$$

因此, 在不存在径向电场时 ($\Delta\eta = 0$), ITG 的基态本征模在气球模空间的平行模结构是局域在附近的高斯函数, 其宽度正比于 $1/b$, 即实空间模宽度正比于 b ; 相反, 在系统中存在有限的径向电场时 ($\Delta\eta \neq 0$), ITG 的平行模结构相对原点有有限的偏移, 如图 2 所示. 此外, 从图 2 发现由 EGAM 引起的 ITG 平行模结构的偏移 $\Delta\eta \ll 1$, 这说明了前文中将势阱在 $\eta = 0$ 附近展开的自治性. 同时, 基态对应的色散关系 ($l = 0$) 为

$$q^2 \Omega^2 b \left\{ \frac{\tau \Omega}{1 + \tau \Omega \varepsilon_{T_i}^{1/2}} + \frac{2}{\Omega} + b + \Delta_E \overline{\delta \phi_E} - \frac{(\Delta'_E \overline{\delta \phi_E})^2}{4 [b \hat{s}^2 + (2\hat{s} - 1)/\Omega]} \right\}^2 + \left(b \hat{s}^2 + \frac{2\hat{s} - 1}{\Omega} \right) = 0. \quad (14)$$

色散关系 (14) 除了大括号里的最后两项表示由 EGAM 的径向电场引起的修正, 其他项与文献 [28]

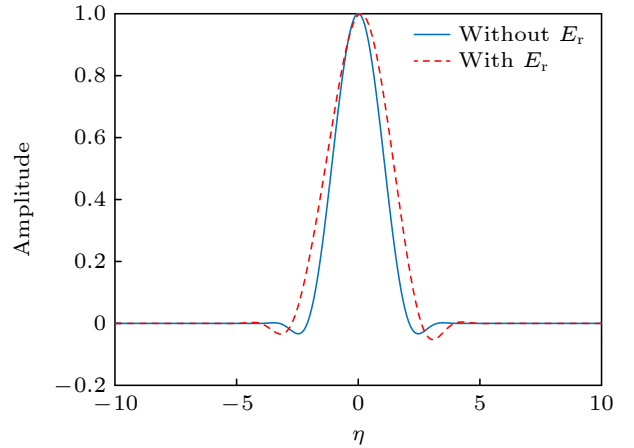


图 2 短波长极限下, $e\delta\phi_E/T_i = 0.1$ 和 0 时, ITG 最不稳定的基态的平行模结构. 其中, 蓝色实线表示径向电场为零时 ITG 的模结构, 红色虚线表示有限径向电场时 ITG 的模结构

Fig. 2. Mode structure of the most unstable mode of ITG. The blue solid and red dashed lines represent the cases with $e\delta\phi_E/T_i = 0$ and $e\delta\phi_E/T_i = 0.1$, respectively.

中的 ITG 线性色散关系一致. 通过求解基态色散关系 (14), 可以得到基态本征值的解析解, 它的实部和虚部分别为 ITG 的实频和增长率; 同时, 本文也使用本征矩阵法直接求解方程 (9) 从而得到本征值的数值解, 并将二者所得的结果进行比较. 图 3(a) 和图 3(b) 分别是 ITG 的增长率和实频对 EGAM 幅度的依赖关系, 可以看到红线代表的理论解和蓝线代表的数值解符合得很好. 从图 3(a) 可以看出, 当径向电场从 0 增强到 0.1 时, ITG 的增长率大幅下降约 50%, 同时, 实频的绝对值也下降约 50%. 从方程 (2) 可知, 径向电场对 ITG 稳定性的影响

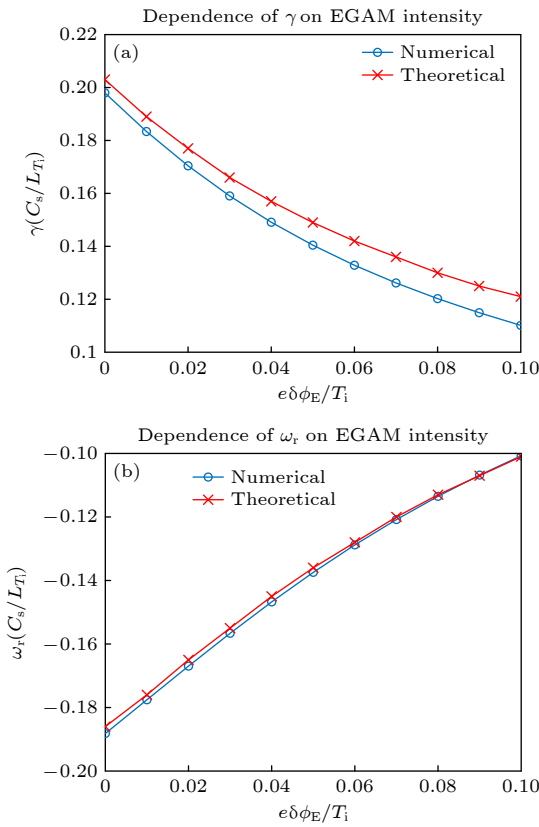


图 3 短波长极限下, ITG 的增长率 (a) 和实频 (b) 与 EGAM 幅度 $e\delta\phi_E/T_i$ 的关系. 蓝色圆点表示直接数值求解本征值方程 (9) 得到的数值解, 红色叉号表示求解基态色散关系 (14) 得到的理论解. 实频和增长率都是用 C_s/L_T 进行归一化, 其中, $C_s^2 = 2T_e/m_i$ 表示声速; 这两幅图所用的参数为 $\varepsilon_{T_1} = 0.2$, $b = 1$

Fig. 3. Dependence of the growth rate (a) and real frequency (b) of ITG on the amplitude of EGAM $e\delta\phi_E/T_i$ in short-wavelength limit. The blue circles represent the numerical value obtained by directly solving the eigenmode equation (9); while the red crosses represent the theoretical value obtained by solving the dispersion relation (14). The real frequency and growth rate of ITG are normalized to C_s/L_T , with $C_s^2 = 2T_e/m_i$ representing sound velocity. The parameters used here are $\varepsilon_{T_1} = 0.2$ and $b = 1$.

有两个通道: 一是电势扰动引起的极向旋转; 二是密度扰动. 为了研究两个效应各自对 ITG 增长率降低的贡献, 可在研究一个效应时将另一个效应关闭. 首先, 当开启密度扰动, 同时关闭电势扰动时, ITG 的增长率基本不随 EGAM 幅度变化而变化, 如图 4 中的绿色实线所示. 考虑相反的情形, 即只包含极向旋转的影响而不包含密度扰动时, ITG 的增长率与将二者都包含的情况十分接近, 分别如图 4 中的红色虚线和蓝色实线所示. 综上, 我们发现径向电场的电势扰动 (即极向旋转) 是引起 ITG 增长率下降的主要原因.

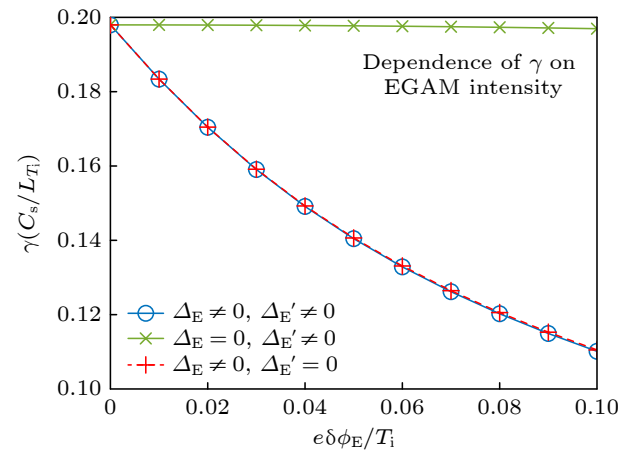


图 4 短波长极限下, 极向旋转和密度调制共同作用和分别作用时 ITG 增长率对 EGAM 幅度的依赖关系. 图中绿色实线表示只有密度扰动的情形, 红色虚线表示只有电势扰动的情形, 蓝色实线表示两种扰动都存在的情形

Fig. 4. Dependence of the growth rate of ITG in presence of poloidal rotation and/or density modulation in short-wavelength limit. The green solid and red dashed lines represent the cases with only density modulation and poloidal rotation, respectively; while the blue line represents the case with both effects.

3.2 长波长极限

3.1 节讨论的强耦合近似要求 $b \gg 1$, 这是一个很强的约束条件. 当 b 逐渐减小时, ITG 极向分量的径向宽度也逐渐减小, 因此在 $b \lesssim 1$ 的长波长极限下, 强耦合近似不再成立. 由于在长波长近似下 ITG 极向分量的实空间宽度很小, 相邻极向分量之间的耦合相比强耦合近似弱, 因此也被称为中等/弱耦合近似. 长波长近似下存在平板 ITG 和环形 ITG 两个分支, 而本文更关注激发阈值更低的环形分支. 环形 ITG 的平行模结构是环效应引起的快变势阱 ($\eta \sim O(1)$) 的响应和慢变的平衡剖面

的响应的叠加. 自洽性分析给出环分支是由平行可压缩性 (正比于 η 二阶导的项) 与绝热电子响应 (正比于 Ω^3 的项) 平衡得到, 由此可以得出 $\Omega = O(b^{-1/3})$. 此时, 可以定义环分支的模结构为

$$\Phi(\eta) = \sum_l \left[C_l(\hat{\varepsilon}\eta) \cos\left(\frac{2l+1}{2}\eta\right) + S_l(\hat{\varepsilon}\eta) \sin\left(\frac{2l+1}{2}\eta\right) \right], \quad (15)$$

其中, $\hat{\varepsilon} = b^{1/3}$, C_l 和 S_l 为平行模结构的慢变包络. 将模结构 (15) 代入方程 (9) 后令 $\sin \eta/2$ 和 $\cos \eta/2$ 的系数为 0, 长波长极限下 ITG 的本征模方程即可写为

$$\frac{dS_0}{d\eta_1} + \left(\frac{b^{2/3}q^2\Omega^3\tau}{1 + \tau\Omega\varepsilon_{T_i}^{1/2}} - \frac{1}{4b^{1/3}} + q^2\Omega^2b^{2/3}\Delta_E\overline{\delta\phi_E} \right) C_0 + q^2\Omega b^{1/3}\hat{s}\eta_1 S_0 + \frac{1}{2}q^2\Omega^2b^{2/3}\Delta'_E\overline{\delta\phi_E} S_0 = 0, \quad (16)$$

$$\frac{dC_0}{d\eta_1} - \left(\frac{b^{2/3}q^2\Omega^3\tau}{1 + \tau\Omega\varepsilon_{T_i}^{1/2}} - \frac{1}{4b^{1/3}} + q^2\Omega^2b^{2/3}\Delta_E\overline{\delta\phi_E} \right) S_0 - q^2\Omega b^{1/3}\hat{s}\eta_1 C_0 - \frac{1}{2}q^2\Omega^2b^{2/3}\Delta'_E\overline{\delta\phi_E} C_0 = 0. \quad (17)$$

将方程 (16) 对 η_1 求微分后代入方程 (17), 并作坐标变换 $\eta' = \eta + b^{1/3}\Delta_E\overline{\delta\phi_E}/2\hat{s}$ 后即可得到关于 S_0 的韦伯方程:

$$\frac{d^2 S_0}{d\eta_1'^2} + \left[\left(\frac{b^{2/3}q^2\Omega^3\tau}{1 + \tau\Omega\varepsilon_{T_i}^{1/2}} - \frac{1}{4b^{1/3}} \right) + q^2\Omega b^{1/3}\hat{s} + q^2\Omega^2b^{2/3}\Delta_E\overline{\delta\phi_E} \right] S_0 - q^4\Omega^2b^{2/3}\hat{s}^2\eta_1'^2 S_0 = 0. \quad (18)$$

同样将方程 (18) 做尺度变换 $\hat{\eta} = \alpha\eta'$, 以便将其变换为标准形式 $y'' - \lambda y + \hat{\eta}^2 y = 0$, 其中, $\lambda = (2l+1)$ 为该本征值方程的本征值, l 为非负整数. 同样, 从图 5(a) 和图 5(b) 可知最不稳定的本征态也是基态, 其色散关系由下式给出:

$$\Omega^3 + \frac{A\overline{\delta\phi_E}}{\tau\omega_*T\varepsilon_{T_i}^{1/2}}\Omega^2 - \frac{\varepsilon_{T_i}^{1/2}}{4bq^2}\Omega = \frac{1}{4bq^2\tau}. \quad (19)$$

方程 (19) 左边第二项由径向电场电势 $m = 0$ 分量贡献, 而密度扰动对长波长极限下的 ITG 色散关系没有贡献, 这可能是由于在长波长极限下 ITG 的平行模结构很宽, 如图 6 所示, 从而将 EGAM 的 $m = 1$ 的密度扰动平均了. 图 7 给出了 ITG 的

增长率和频率对径向电场幅度的依赖关系, 可以发现理论解和数值解符合得较好. 具体来说, 当径向电场强度 $e\delta\phi_E/T_i$ 从 0 增强到 0.1 时, ITG 的增长率从 0.028 下降到 0.020, 下降约 28%. 与此相比, 短波长情形下, ITG 的增长率大幅下降约 50%. 这

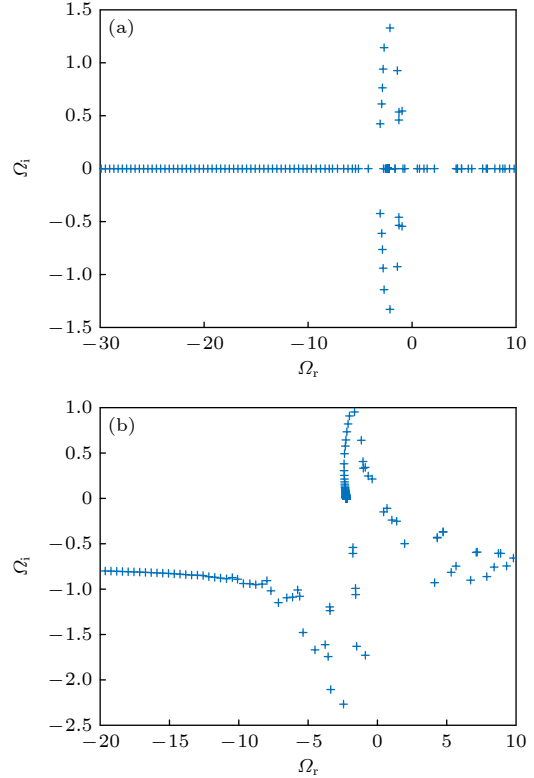


图 5 长波长极限下, $e\delta\phi_E/T_i = 0$ (a) 和 0.1 (b) 时, ITG 的本征值分布. 在两种情况下, 最不稳定的都是 $l = 0$ 的基态
Fig. 5. Distribution of eigenvalues of ITG when $e\delta\phi_E/T_i = 0$ (a) and 0.1 (b) in the long-wavelength limit. In both cases, the ground state with $l = 0$ is the most unstable eigenstate.

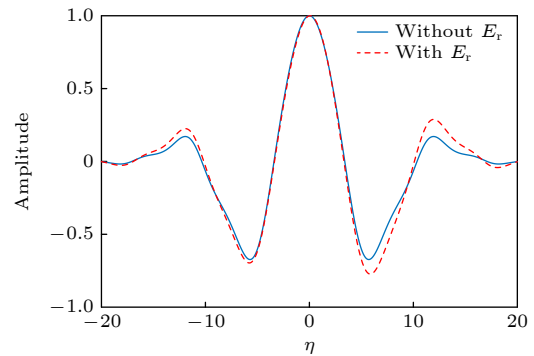


图 6 长波长极限下, $e\delta\phi_E/T_i = 0.1$ 和 0 时, ITG 最不稳定的基态的平行模结构. 其中, 蓝色实线表示径向电场为零时 ITG 的模结构, 红色虚线表示有限径向电场时 ITG 的模结构
Fig. 6. Mode structure of the most unstable mode of ITG. The blue solid and red dashed lines represent the cases with $e\delta\phi_E/T_i = 0$ and $e\delta\phi_E/T_i = 0.1$, respectively.

说明,在同样幅度下,径向电场对短波长极限的 ITG 的致稳效果比对长波长极限的 ITG 强,但是我们并不清楚造成该现象的原因. 方程 (19) 中不包含密度调制的贡献,这说明长波长极限下密度调制可能不会对 ITG 的增长率造成影响. 同样,解析的色散关系 (19) 说明密度扰动不对 ITG 的线性色散关系造成影响,为了验证这一点,采用与短波长极限时相同的做法,即在研究一个效应时将另一个关闭,结果如图 8 所示. 结果表明,只存在极向旋转和两种非线性效应都存在时,ITG 增长率对 EGAM 幅度的依赖关系基本一致,同时,只存在密度扰动时,ITG 增长率不随 EGAM 幅度变化. 因此,在长波长极限下,EGAM 的电势扰动会导致

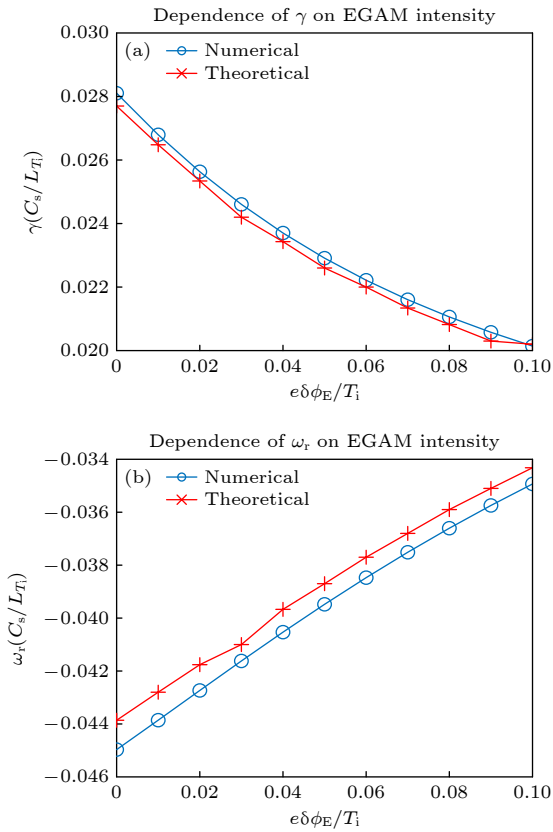


图 7 长波长极限下, ITG 的增长率 (a) 和实频 (b) 与 EGAM 幅度 $e\delta\phi_E/T_i$ 的关系. 蓝色圆点表示直接数值求解本征值方程 (9) 得到的数值解, 红色叉号表示求解基态色散关系 (19) 得到的理论解. 这两幅图所用的参数为 $\varepsilon_{T1} = 0.2$, $b = 0.01$

Fig. 7. Dependence of the growth rate (a) and real frequency (b) of ITG on the amplitude of EGAM $e\delta\phi_E/T_i$ in long-wavelength limit. The blue circles represent the numerical value obtained by directly solving the eigenmode equation (9); while the red crosses represent the theoretical value obtained by solving the dispersion relation (19). The parameters used here are $\varepsilon_{T1} = 0.2$ and $b = 0.01$.

ITG 增长率下降, 而密度扰动对 ITG 的增长率没有影响. 长波长极限下, ITG 的平行模结构的偶对称性也会被径向电场破坏, 使其从坏曲率区产生微小的偏移, 如图 6 所示. 值得一提的是, 这些结果是在 $b = 0.01$ 时得到的, 这会导致 ITG 的频率小于 EGAM 的频率, 从而破坏理论的自洽性, 但是为了将快慢尺度充分分离, 依然采用了这一非典型参数.

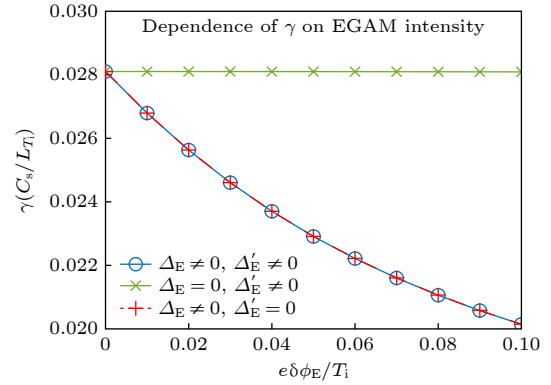


图 8 长波长极限下, 极向旋转和密度调制共同作用和分别作用时 ITG 增长率对 EGAM 幅度的依赖关系. 图中绿色实线表示只有密度扰动的情形, 红色虚线表示只有电势扰动的情形, 蓝色实线表示两种扰动都存在的情形

Fig. 8. Dependence of the growth rate of ITG in presence of poloidal rotation and/or density modulation in long-wavelength limit. The green solid and red dashed lines represent the cases with only density modulation and poloidal rotation, respectively; while the blue line represents the case with both effects.

4 结论

为了研究径向电场对 ITG“线性”稳定性的影响, 本文基于非线性回旋动理学理论和气球模表象, 在环位形下推导了可以描述在一般径向电场影响下的 ITG 本征模方程. 该模型适用于频率远低于 ITG 的径向电场. 另外, 为了理解高能量粒子激发的 EGAM 的电场对 ITG 的影响, 将 EGAM 作为示例进行研究, 并在短/长波长极限下分别对其进行解析求解. 不仅对该本征模方程进行理论研究, 还基于本征矩阵法对其进行数值求解以便对解析结果进行验证.

从一般模型可知径向电场主要通过密度扰动和电势扰动引起的极向转动对 ITG 造成影响. 无论是在短波长还是长波长极限, EGAM 的电势扰动引起的极向转动都会导致 ITG 的线性增长率和

实频的绝对值大幅降低. 同时, EGAM 的密度扰动对 ITG 的线性稳定性几乎没有影响, 尤其在长波长极限下, 快变的密度扰动在慢变平行模结构尺度上被平均, 从而不会进入 ITG 的色散关系. 另外, EGAM 的密度扰动正比于 $\sin \eta$, 因此会破坏原有势阱的偶对称性, 并最终导致 ITG 的平行模结构偏离 $\eta = 0$. 虽然本文得到的结果与一般的极向剪切流抑制湍流的模型所得到的结果一致, 但是本文中极向流可以直接降低 ITG 的线性增长率, 且不依赖流的剪切.

本研究不仅给出了径向电场为 EGAM 时 ITG 的增长率、实频和平行模结构等的具体结果, 也提供了研究径向电场对 ITG 不稳定性的影响的一般理论模型, 这些径向电场不仅可以是由外部注入的高能量粒子直接激发的电场, 也可以是由阿尔芬本征模等不稳定性自发激发的介观尺度带状结构. 带状结构同样可通过极向转动和密度扰动对 ITG 的稳定性产生影响, 因此, ITG 与高能量粒子激发的阿尔芬不稳定性可以通过介观尺度带状结构为中介发生间接相互作用. 该间接相互作用通道将与两者的直接非线性相互作用通道一起构成主导背景等离子体运输的微观湍流和主导高能量粒子运输的阿尔芬不稳定性之间的相对完整的非线性作用图像, 有助于人们理解等离子体中多尺度的非线性相互作用. 同时, 本工作也存在一些不足之处. 首先, 所做的分析都是假设了 ITG 的频率远大于径向电场的频率, 这一点对靠近芯部的 EGAM 来说并不一直成立. 因此, 未来可以将此模型推广到有限频率的径向电场的情形. 另外, 只考虑了径向的局域理论, 没有研究 ITG 的径向包络效应的影响. 但是, 托卡马克中的径向电场具有径向不均匀性, 如本文中研究的 EGAM 就具有全局模结构. 因此, 本文给出的局域模型无法包含径向电场的梯度及其产生的极向流的剪切对 ITG 造成的影响. 因此, 需要继续在本工作的基础上包含 ITG 的径向包络并进而研究径向电场的梯度和流剪切对 ITG 稳定性的影响.

感谢浙江大学陈骥教授分享的原始想法.

参考文献

- [1] Horton W 1999 *Rev. Mod. Phys.* **71** 735
- [2] Lin Z H, Hahn T S, Lee W W, Tang W, White R 1998 *Science* **281** 1835
- [3] Hahn T S, Beer M, Lin Z H, Hammett G, Lee W W, Tang W 1999 *Phys. Plasmas* **6** 922
- [4] Chen L, Lin Z H, White R 2000 *Phys. Plasmas* **7** 3129
- [5] Zonca F, Chen L 2008 *Europhys. Lett.* **83** 35001
- [6] Nazikian R, Fu G Y, Austin M, Berk H, Budny R, Gorelenkov N, Heidbrink W, Holcomb C, Kramer G, McKee G, Makowski M, Solomon W, Shafer M, Strait E, Van Zeeland M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 185001
- [7] Fu G Y 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 185002
- [8] Qiu Z Y, Zonca F, Chen L 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 095003
- [9] Berk H, Zhou T 2010 *Nuclear Fusion* **50** 035007
- [10] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F, Chen W 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 135001
- [11] Zarzoso D, Sarazin Y, Garbet X, Dumont R, Strugarek A, Abiteboul J, Cartier-Michaud T, Dif-Pradalier G, Ghendrih P, Grandgirard V, Latu G, Passeron C, Thomine O 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 125002
- [12] Dimits A, Bateman G, Beer M, Cohen B, Dorland W, Hammett G, Kim C, Kinsey J, Kotschenreuther M, Kritiz A, Lao L L, Mandrekas J, Nevins W, Parker S, Redd A, Shumaker D, Sydora R, Weiland J 2000 *Phys. Plasmas* **7** 969
- [13] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F 2014 *Phys. Plasmas* **21** 022304
- [14] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F 2015 *Phys. Plasmas* **22** 042512
- [15] Tardini G, Hobirk J, Igochine V, Maggi C, Martin P, McCune D, Peeters A, Sips A, Stäbler A, Stober J, the ASDEX Upgrade Team 2007 *Nuclear Fusion* **47** 280
- [16] Mantica P, Strintzi D, Tala T, Giroud C, Johnson T, Leggate H, Lerche E, Loarer T, Peeters A, Salmi A, Sharapov S, Van Eester D, de Vries P, Zabeo L, Zastrow K 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 175002
- [17] Romanelli M, Zocco A, Crisanti F, JET-EFDA Contributors 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 045007
- [18] Garcia J, Challis C, Citrin J, Doerk H, Giruzzi G, Görler T, Jenko F, Maget P. JET Contributors 2015 *Nuclear Fusion* **55** 053007
- [19] Citrin J, Jenko F, Mantica P, Told D, Bourdelle C, Garcia J, Haverkort J, Hogewij G, Johnson T, Pueschel M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 1
- [20] Chankin A, McCracken G 1993 *Nuclear Fusion* **33** 1459
- [21] Cheng C Z, Chen L, Chance M 1985 *Ann. Phys.* **161** 21
- [22] Chen L 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1519
- [23] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F 2016 *Nuclear Fusion* **56** 106013
- [24] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F 2017 *Nuclear Fusion* **57** 056017
- [25] Chen L, Qiu Z Y, Zonca F 2022 *Nuclear Fusion* **62** 094001
- [26] Chen L, Qiu Z Y, Zonca F 2014 *Europhys. Lett.* **107** 15003
- [27] Romanelli F, Zonca F 1993 *Phys. Fluids B* **5** 4081
- [28] Chen L, Briguglio S, Romanelli F 1991 *Phys. Fluids B* **3** 611
- [29] Chen N F, Hu H Y, Zhang X Y, Wei S Z, Qiu Z Y 2021 *Phys. Plasmas* **28** 042505

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Effect of radial electric field on ion-temperature gradient driven mode stability*

Chen Ning-Fei¹⁾ Wei Guang-Yu¹⁾ Qiu Zhi-Yong^{1)2)†}

1) (*Institute for Fusion Theory and Simulation, School of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

2) (*Center for Nonlinear Plasma Science and ENEA C.R. Frascati, Frascati, Italy*)

(Received 17 May 2023; revised manuscript received 26 September 2023)

Abstract

To understand the effect of given radial electric field on ion-temperature gradient driven mode (ITG) stability in tokamak plasmas, we derive the eigenmode equation for ITG including the poloidal rotation and density modulation associated with radial electric field by using nonlinear gyrokinetic theory. The equation is solved for the eigenfrequency, growth rate and parallel mode structure of ITG both in short- and long-wavelength limit with energetic-particle-induced geodesic acoustic mode (EGAM) as a specific form. The eigenmode equation is not only solved analytically, but also solved numerically to validate the analytic solutions. It is found that, the radial electric field induced poloidal rotation can significantly stabilize ITG, while the density perturbation of the radial electric field may slightly distort the ITG parallel mode structure, but has little effect on ITG stability. The result is consistent with the common picture of turbulence suppression by poloidal shear flow. The general model is also applicable to the investigation of the indirect interaction of ITG and energetic particle driven Alfvén instabilities via zonal structures generation, by introducing poloidal rotation and density modulation associated with zonal structures spontaneously excited by Alfvén instabilities. The indirect channel is supplement to the direct interaction of microturbulences and energetic particle driven Alfvén instabilities.

Keywords: ion-temperature gradient driven mode, radial electric field, energetic-particle induced geodesic acoustic mode, nonlinear gyrokinetic theory

PACS: 52.35.Kt, 52.35.Mw, 52.25.Fi, 52.55.Fa

DOI: 10.7498/aps.72.20230798

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12275236, 12261131622).

† Corresponding author. E-mail: zqiu@zju.edu.cn



径向电场对离子温度梯度模稳定性的影响

陈凝飞 魏广宇 仇志勇

Effect of radial electric field on ion-temperature gradient driven mode stability

Chen Ning-Fei Wei Guang-Yu Qiu Zhi-Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215217 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230798

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230798>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

先进磁镜装置中径向电场对高能粒子的约束性能研究

Effects of radial electric field on confinement of high energy particles in advanced fusion mirror reactor

物理学报. 2019, 68(10): 105201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181983>

中国首台准环对称仿星器中离子温度梯度模的模拟研究

Simulation of ion temperature gradient mode in Chinese First Quasi-axisymmetric Stellarator

物理学报. 2022, 71(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220729>

托卡马克离子温度梯度湍流输运同位素定标修正中杂质的影响

Role of impurities in modifying isotope scaling law of ion temperature gradient turbulence driven transport in tokamak

物理学报. 2018, 67(19): 195203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180703>

高能粒子测地声模与Dimits区漂移波相互作用

Nonlinear interaction of EGAM with DW turbulence in the Dimits shift region

物理学报. 2022, 71(1): 015201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211430>

温度梯度区域熔化作用下熔池迁移的元胞自动机模拟

Cellular automaton simulation of molten pool migration due to temperature gradient zone melting

物理学报. 2019, 68(4): 048102 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181587>

固体氧化物燃料电池温升模拟中入口异常高温梯度研究

Study on extremely high temperature gradient at entrance of solid oxide fuel cell by preheating model

物理学报. 2022, 71(16): 164401 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220031>