

# 高能粒子进动漂移动理学效应对内扭曲模影响的模拟\*

周利娜<sup>1)†</sup> 乔岩<sup>1)</sup> 姜硕<sup>1)</sup> 刘钺强<sup>2)</sup> 苗雨田<sup>3)</sup> 王勇<sup>4)</sup>  
段萍<sup>1)</sup> 陈龙<sup>1)</sup> 刘开颖<sup>1)</sup>

1) (大连海事大学理学院, 大连 116026)

2) (美国通用原子公司, 圣地亚哥 92186-5608, 美国)

3) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

4) (大连海事大学航海学院, 大连 116026)

(2025年12月9日收到; 2026年2月28日收到修改稿)

内扭曲模 (internal kink mode, IKM) 是托卡马克中一种典型的磁流体不稳定性, 作为锯齿振荡的主要诱因, 其稳定性与高能粒子 (energetic particles, EPs) 的动理学效应密切相关. 本文利用全环几何位形的 MARS-F/K 程序, 基于 DEMO 平衡重点模拟了 EPs 进动漂移动理学效应对 IKM 的影响. 结果表明, 该动理学效应对 IKM 起稳定或解稳作用, 其强弱取决于壁位置  $d/a$  ( $d$  为壁与磁轴的径向距离,  $a$  为小半径)、EPs 与背景粒子磁轴处的压强比值  $\hat{\beta}_0^*$ 、能量比值  $\alpha_T$  及 EPs 压强和密度的径向分布等参数. 在恒定份额的分布下,  $d/a$  和  $\alpha_T$  较小时动理学效应会轻微解稳 IKM; 模的动理学增长率随  $\beta_0^*$  单调变化,  $\beta_0^* = 0.5$  时其峰值位于  $d/a$  和  $\alpha_T$  均最大时. 而在非恒定份额的分布下, 动理学效应在整个参数 ( $d/a, \alpha_T$ ) 范围内起稳定作用;  $\alpha_T$  较大时动理学增长率随  $\beta_0^*$  呈非单调变化,  $\beta_0^* = 0.5$  时其峰值位于  $d/a$  最大但  $\alpha_T$  最小值时. 在这两种分布下, 该效应激发的模频率幅值约差 1 个量级, 且随  $\alpha_T$  的变化趋势相反. 本研究增进了对 EPs 动理学效应影响 IKM 机制的理解, 为未来聚变装置中相关不稳定性的分析提供重要参考.

**关键词:** 内扭曲模, 漂移动理学效应, 高能粒子, 托卡马克

**DOI:** 10.7498/aps.75.20251694

**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251694

## 1 引言

内扭曲模 (internal kink mode, IKM) 不稳定性是托卡马克中一种常见的磁流体不稳定性, 其极向模数  $m = 1$ , 环向模数  $n = 1$ . IKM 主要发生在安全因子  $q = 1$  有理面之内, 相当于磁面整体向一个方向平移, 破坏托卡马克的轴对称性, 触发锯齿振荡. 小型的锯齿振荡可以排出等离子体芯部高电

荷数的杂质、防止芯部氦灰的积累, 因此它的存在经常有利于托卡马克的运行<sup>[1]</sup>. 但是, 巨型锯齿的崩塌通常会通过局部磁流体扰动产生初始种子磁岛, 该种子磁岛在新经典效应与自举电流的共同驱动下进一步发展、增长, 最终演化为新经典撕裂模. 大的新经典撕裂模会严重降低等离子体的约束, 甚至会引起大破裂<sup>[2,3]</sup>. 例如, Buttery 等<sup>[4]</sup>的研究表明随着锯齿周期的延长,  $m/n = 3/2$  新经典撕裂模在较低的归一化比压  $\beta_N$  处触发, 限制了等离子体的性能.

\* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 12205033, 12105317)、大连市中青年科技人才 (批准号: 2022RQ039) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 3132025199) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhoulina@dlmu.edu.cn

大量的研究工作已经表明,减小等离子体电阻或在等离子体边界附近安装理想真空壁都会稳定 IKM<sup>[5]</sup>. 另外,对于背景粒子<sup>[6,7]</sup>,辅助加热产生的高能离子<sup>[8,9]</sup>以及氦氦聚变反应产生的阿尔法粒子<sup>[10]</sup>,它们产生的动理学效应也会稳定 IKM<sup>[11]</sup>. 在 JET 中通过 ICRF 加热 He<sup>4</sup> 离子束证实了高能阿尔法粒子会引起巨型锯齿振荡<sup>[12]</sup>. 据预测,ITER 中氦氦聚变反应产生 3.52 MeV 的阿尔法粒子会对 IKM 有很强的稳定作用,从而会引起巨型锯齿振荡. 因此,燃烧等离子体中的阿尔法粒子被认为是引起巨型锯齿振荡的主要原因<sup>[13,14]</sup>. 对于未来的聚变堆,高能粒子 (energetic particles, EPs) 很有可能也会强烈地稳定 IKM,从而导致巨型锯齿振荡<sup>[15,16]</sup>. 因此,深入理解 EPs 动理学效应对 IKM 的影响,是未来 ITER 和 DEMO 等聚变装置研究中亟待解决的关键问题之一.

本文利用全环几何位形的 MARS-F/K 程序,基于 DEMO 平衡重点研究了 EPs 进动漂移动理学效应对 IKM 的影响,系统分析了 IKM 不稳定性与真空壁位置、EPs 与背景粒子磁轴处压强比值、能量比值,以及 EPs 压强和密度的径向分布等关键参数之间的依赖关系. 全文结构安排如下:第 2 节介绍计算模型;第 3 节概述等离子体平衡,并展示 EPs 动理学效应对 IKM 影响的数值模拟结果;第 4 节对本工作进行总结与讨论.

## 2 计算模型

本文利用 MARS-F/K 程序<sup>[17,18]</sup>,模拟计算了 IKM 的稳定性. MARS-F 通过在全环几何位形下求解扰动的单磁流体力学 (magnetohydrodynamic, MHD) 方程组,得到 IKM 本征值和本征结构. MARS-K 是基于 MARS-F 程序将动理学效应通过扰动动理学压强张量耦合到等离子体动量方程中形成 MHD-动理学模型,运用有限元差分方法自洽地求解出 MHD 方程组本征值. MARS-K 程序已成功与其他程序进行对比测试<sup>[19,20]</sup>,并被广泛用于漂移动理学效应对 IKM<sup>[5,21,22]</sup>、外扭曲模/电阻模<sup>[23-26]</sup>影响的研究. 为了更好地理解下文的模拟结果,本节将简要介绍 MARS-F/K 模型,详细的 MARS-F/K 模型可参考<sup>[17,27]</sup>. 在等离子体区域,主要方程如下:

$$(\tilde{\gamma} + in\Omega) \boldsymbol{\xi} = \mathbf{v} + (\boldsymbol{\xi} \cdot \nabla \Omega) R^2 \nabla \phi, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \rho(\tilde{\gamma} + in\Omega) \mathbf{v} &= -\nabla \cdot \mathbf{p} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \mathbf{J} \times \mathbf{b} \\ &- \rho \left[ 2\Omega \hat{\mathbf{Z}} \times \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla \Omega) R^2 \nabla \phi \right] - R\Omega^2 \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{\xi}) \hat{R}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$(\tilde{\gamma} + in\Omega) \mathbf{b} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + (\mathbf{b} \cdot \nabla \Omega) R^2 \nabla \phi - \nabla \times (\eta \mathbf{j}), \quad (3)$$

$$(\tilde{\gamma} + in\Omega) p = -\mathbf{v} \cdot \nabla P, \quad (4)$$

$$\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{b}, \quad (5)$$

$$\mathbf{p} = p\mathbf{I} + \alpha_k p_{\parallel} \hat{\mathbf{b}}\hat{\mathbf{b}} + \alpha_k p_{\perp} (\mathbf{I} - \hat{\mathbf{b}}\hat{\mathbf{b}}), \quad (6)$$

$$p_{\parallel} = \sum_j M_j v_{\parallel}^2 f_L^1 d\Gamma, \quad p_{\perp} = \sum_j \frac{1}{2} M_j v_{\perp}^2 f_L^1 d\Gamma, \quad (7)$$

式中,  $\rho$ ,  $\mathbf{B}$  和  $\mathbf{J}$  分别表示等离子体的平衡密度、平衡磁场和平衡电流密度.  $P$  为 (包括背景粒子和 EPs) 总平衡压强.  $\boldsymbol{\xi}$ ,  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{b}$  和  $\mathbf{j}$  分别表示等离子体的扰动位移、扰动速度、扰动磁场以及扰动电流密度. 本征值  $\tilde{\gamma}$  的实部和虚部分别表示 IKM 的增长率和频率.  $\alpha_k$  是从单流体方程 ( $\alpha_k = 0$  时) 过渡到 MHD-动理学混合方程 ( $\alpha_k = 1$  时) 的系数.

如 (6) 式所示,扰动压强张量  $\mathbf{p}$  由描述绝热贡献的扰动压强标量  $p$  (表示流体扰动压强) 和描述非绝热贡献的各向异性张量  $p_{\parallel}$  和  $p_{\perp}$  组成.  $\mathbf{I}$  为单位张量,  $\hat{\mathbf{b}} = \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$ . 漂移动理学扰动压强  $p_{\parallel}$  和  $p_{\perp}$  由 (7) 式计算,其中  $\Gamma$  为粒子的速度空间,  $j$  为粒子种类,本研究中主要包括 EPs.  $M_j$  是相应的粒子质量,  $v_{\parallel}$  和  $v_{\perp}$  分别表示粒子导向中心漂移运动的平行速度和垂直速度.  $f_L^1$  是粒子的分布函数<sup>[10]</sup>,包含一个关键的因素,即模与粒子的共振算符<sup>[17]</sup>:

$$\lambda_{\text{ml}} = \frac{n \left[ \omega_{*N} + \left( \hat{\varepsilon}_k - \frac{3}{2} \right) \omega_{*T} + \omega_E \right] - \tilde{\omega}}{n\omega_d - \tilde{\omega}}, \quad (8)$$

式中,  $\omega_{*N}$  和  $\omega_{*T}$  分别表示由密度梯度和温度梯度引起的抗磁漂移频率,  $\omega_E$  是由平衡静电势引起的  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移频率,  $\omega_d$  为弹跳轨道平均的粒子环向进动漂移频率,  $\hat{\varepsilon}_k$  是由温度归一化后的粒子动理学能量,  $\tilde{\omega} = i\tilde{\gamma}$  是模频率. 假设背景粒子服从麦克斯韦平衡分布函数, EPs 服从各向同性的慢化分布函数<sup>[13]</sup>.

## 3 模拟结果

利用前文介绍的 MARS-F/K 程序,系统开展

壁的径向位置及 EPs 的进动漂移动力学效应对理想 IKM 稳定性影响的数值模拟研究. 3.1 节介绍了本研究采用的等离子体平衡参数和剖面设置; 3.2 节基于流体模型, 重点计算了壁位置对 IKM 稳定性的调控规律; 3.3 节与 3.4 节进一步引入 EPs 的进动漂移动力学效应, 其中 3.3 节假定 EPs 与背景粒子的压强和密度在径向保持恒定比例, 深入探讨了两种粒子的压强比值与能量比值对 IKM 不稳定性的影响机制; 3.4 节则针对更贴近实际实验工况——EPs 与背景粒子压强和密度呈非均匀径向分布的情形, 开展了 IKM 稳定性的对比研究, 以完善相关物理规律的认知.

### 3.1 等离子体平衡

本文基于 EU DEMO1 2015<sup>[28]</sup> 设计的等离子体平衡, 该平衡已经用于开展了边缘局域模控制线圈设计和等离子体对共振磁扰动流体和动力学响应的模拟研究<sup>[29,30]</sup>. 图 1(a) 所示为单调递增的安全因子的径向剖面, 其中,  $\psi_p = 0$  磁轴处的安全因子  $q_0 = 0.96$  ( $\psi_p$  为归一化极向磁通量),  $\psi_p = 0.95$  处安全因子  $q_{95} = 3.27$ ,  $\psi_p = 1$  边界处安全因子  $q_a = 5.41$ . 垂直虚线为  $q = 1$  面的径向位置  $r_1 = \sqrt{\psi_p} = 0.26$ . 图 1(b) 是由  $B_0^2/\mu_0$  归一化的压强剖面和磁轴处归一化为 1 的密度剖面, 其中, 磁轴处真空环向场  $B_0 = 5.62$  T,  $\mu_0$  为磁导率. 等离子的大半径为  $R_0 = 9.07$  m, 环径比  $A = R_0/a = 3.22$ , 等离子体的总电流  $I_p = 19.6$  MA, 用  $I_p(\text{MA})/a(\text{m})B_0(\text{T})$  归一化的比压值  $\beta_N = 2.69$ .

需要指出的是, 本研究基于单一的 EU DEMO1 2015 平衡位形开展. 该位形具有特定的拉长比、三

角形变以及安全因子剖面. 已有研究表明, 单独的拉长比  $\kappa > 1$  对理想内扭曲模起解稳作用, 而拉长比  $\kappa > 1$  与正三角的结合则能产生较强的稳定效应<sup>[31]</sup>. Lazarus 等<sup>[32]</sup> 的研究进一步发现, 在豆形截面中, 导致锯齿崩塌的  $n = 1$  不稳定性为内扭曲模; 而在椭圆截面中为准交换模. 将本文所得结论外推至具有显著不同 (如更极端拉长比或三角形变) 的 DEMO 变体或其他反应堆概念时, 需保持审慎. 几何参数对芯部 MHD 稳定性的复杂影响已超出本工作的研究范围, 未来有必要开展系统的参数扫描研究, 以量化相关影响, 从而提供更具普适性的物理基础.

### 3.2 流体模型下真空壁位置的影响

早期研究已经表明, 理想导体壁的存在会稳定理想 IKM<sup>[33]</sup>. 另一项研究显示, 即使等离子体压强超过 Bussac 极限<sup>[34]</sup>, 等离子体附近安装导体壁也能稳定理想 IKM<sup>[35]</sup>. 最近用 MARS-F 针对锯齿崩塌后的 EU DEMO 平衡, 对比研究了正负三角位形下真空壁对理想 IKM 的影响, 结果表明, 由于  $q = 1$  面的径向位置接近等离子体边界, 理想真空壁对 IKM 有显著的稳定作用<sup>[36]</sup>. 考虑到真空壁电阻率的影响很小, 本文假设真空壁为理想壁, 其壁位形为 DEMO1 设计的第一壁<sup>[29]</sup>. 图 2(a) 所示为 MARS-F 计算的  $n = 1$  理想 IKM 的流体增长率  $\gamma_{\tau_A}$  随真空理想壁径向位置  $d/a$  ( $d$  为壁与磁轴的径向距离,  $a$  为小半径) 的变化. 本文所有的增长率和模频率都用磁轴处阿尔芬频率  $\omega_A = B_0 / [R_0 (\mu_0 \rho_0)]$  (或时间  $\tau_A = 1/\omega_A$ ) 归一化. 图 2 没有给出模频率是因为这里假设没有等离子体平衡流和漂移物理

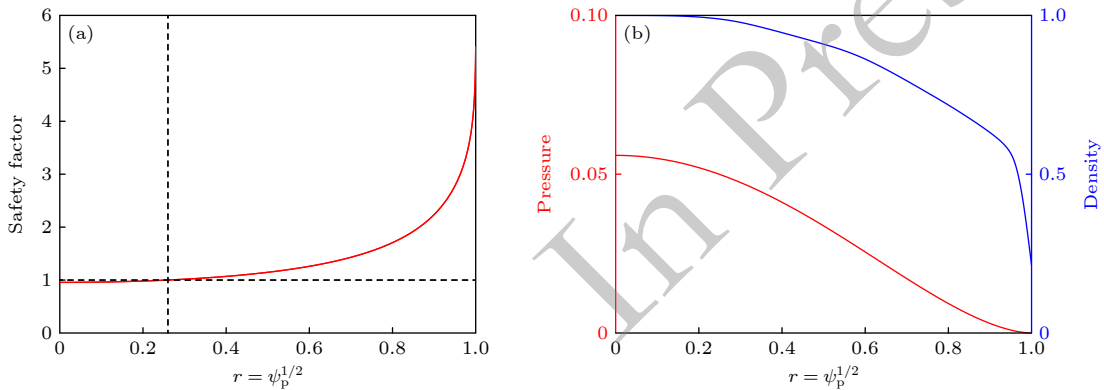


图 1 等离子体平衡的径向剖面 (a) 安全因子剖面; (b) 由  $B_0^2/\mu_0$  归一化的压强剖面和磁轴处归一化为 1 的密度剖面

Fig. 1. Equilibrium radial profiles: (a) The safety factor; (b) the plasma pressure normalized by  $B_0^2/\mu_0$  and the plasma density normalized to unity at the magnetic axis.

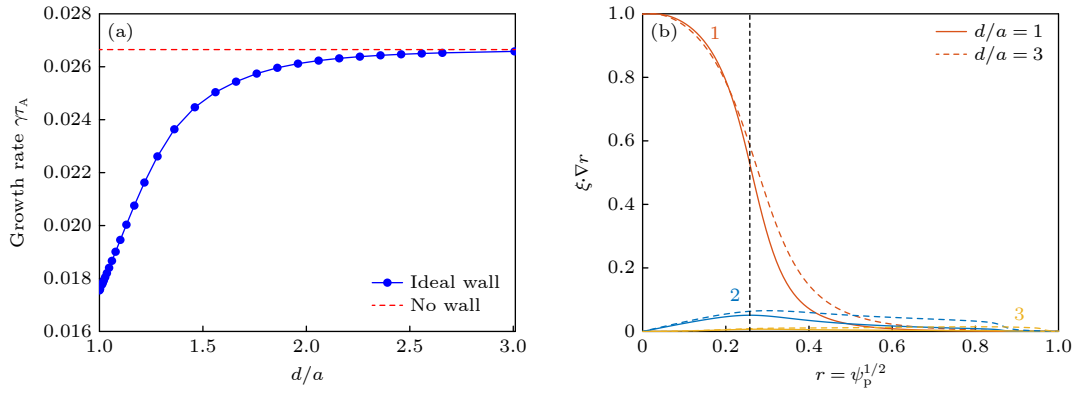


图2 MARS-F 计算  $n = 1$  理想内扭曲模 (a) 增长率  $\gamma_{\tau_A}$  随真空理想壁径向位置  $d/a$  的变化; (b) 理想壁位于等离子体边界  $d/a = 1$  和位于  $d/a = 3$  处的本征结构

Fig. 2. The MARS-F computed (a) growth rate  $\gamma$  for the  $n = 1$  ideal IKM with varying radial location  $d/a$  of the ideal conducting wall, and (b) eigenmode structure, in terms of the poloidal Fourier harmonics of the radial plasma displacement with the wall located at the plasma boundary,  $d/a = 1$ , or far away from the plasma surface,  $d/a = 3$ .

学效应, 因此模频率为零. 文献 [37,38] 最近报道了关于等离子体平衡流对 IKM 影响的研究. 如图 2(a) 所示, 当理想壁远离等离子体边界时, 理想 IKM 的流体增长率显著增大. 而当真空壁放在径向位置  $d/a = 1.5$  (DEMO 设计的第一壁) 之外时, 稳定作用会减弱. 与最近对径向位置位于  $r_1 = 0.38$  平衡的计算结果一致 [22], 尽管相较于  $q = 1$  面接近边界的平衡 ( $r_1 = 0.8$ ) [36], 理想壁对  $q = 1$  面位于芯部 ( $r_1 = 0.26$ ) IKM 的稳定作用有所下降, 但结果表明, 真空壁对 DEMO 等离子体中 IKM 的稳定起着重要作用. 图 2(b) 给出了理想壁位于等离子体边界  $d/a = 1$  和位于  $d/a = 3$  处的本征结构, 从等离子体径向扰动位移的极向傅里叶谐波可以观察到, 真空壁位于等离子体边界和远离边界两个位置处的 IKM 是相似的.

### 3.3 恒定压强和密度份额下 EPs 的进动漂移动力学效应

假设 EPs 与背景粒子压强和密度在径向分布上保持恒定比值, 压强份额/比值和密度份额/比值分别定义为  $\beta_0^* = \beta_h/\beta_{th}$  和  $\alpha_N = N_h/N_e$ . 假设 EPs 服从各向同性的慢化分布函数. 图 3 和图 4 展示了真空理想壁位于等离子体边界处  $d/a = 1$ , MARS-K 计算的 EPs 进动漂移动力学效应对  $n = 1$  理想 IKM 本征值的影响. 最近对 DEMO 上 IKM 的研究中将 EPs 能量设为背景粒子能量的 20 倍 ( $\alpha_T = \beta_0^*/\alpha_N = 20$ ) [22]. 本文以此为参考首先对于 EPs 能量是背景粒子能量的  $\alpha_T = 10, 20$  和 30 倍 3 种情况,

在二维参数空间  $(\alpha_k, \beta_0^*)$  上计算了理想 IKM 不稳定性, 如图 3 所示. 可以观察到, 在流体极限 ( $\alpha_k = 0$ ) 时, 3 种能量比值  $\alpha_T$  下理想 IKM 的增长率均随 EPs 压强份额  $\beta_0^*$  的增大而降低, 这是因为 EPs 慢化分布会引进一项附加项, 具体见文献 [5] 中 (8) 式等号右侧第 2 项, 如果假设 EPs 服从麦克斯韦分布, 这一项将消失, 即模的本征值不再随  $\beta_0^*$  变化. 这是因为 MARS-K 模型设定 EPs 压强变化不改变总平衡压强, 移除后这一项附加项, 模型即完全恢复至流体极限. 同时, 由于本文假设没有等离子体平衡流, 在流体极限时模频率为零. 对于 3 种不同能量的 EPs, 固定  $\beta_0^*$  时其进动漂移动理学效应对理想 IKM 的作用存在差异. 具体而言, 当  $\alpha_T = 10$  时, 随  $\alpha_k$  的增大, IKM 不稳定性会轻微增强; 而  $\alpha_T = 20$  时, 理想 IKM 的增长率随  $\alpha_k$  变化基本保持恒定; 当  $\alpha_T = 30$  时, EPs 的进动漂移动理学效应会稳定理想 IKM. 这是由于  $\alpha_T$  的增大提升了粒子动力学能量, 从而增强了 (8) 式中共振算子的幅值. EPs 进动漂移动理学效应会激发模频率, 随着 EPs 进动漂移动理学效应因子  $\alpha_k$  和压强份额  $\beta_0^*$  的增大, 模频率逐渐上升. 在 3 种能量下, 当考虑 EPs 的全部进动漂移动理学效应 ( $\alpha_k = 1$ ) 时, 模频率均达到  $10^{-3}$  量级, 其幅值随  $\alpha_T$  的增大而减小.

上述结果表明, 具有恒定压强和密度份额的 EPs, 其进动漂移动理学效应对理想 IKM 起稳定或解稳作用, 具体取决于 EPs 与背景粒子的能量比值  $\alpha_T$ . 因此, 图 4 在固定的 EPs 压强份额  $\beta_0^* = 0.5$  下, 对参数  $\alpha_T$  在 5—35 范围内进行扫描, 以进一步

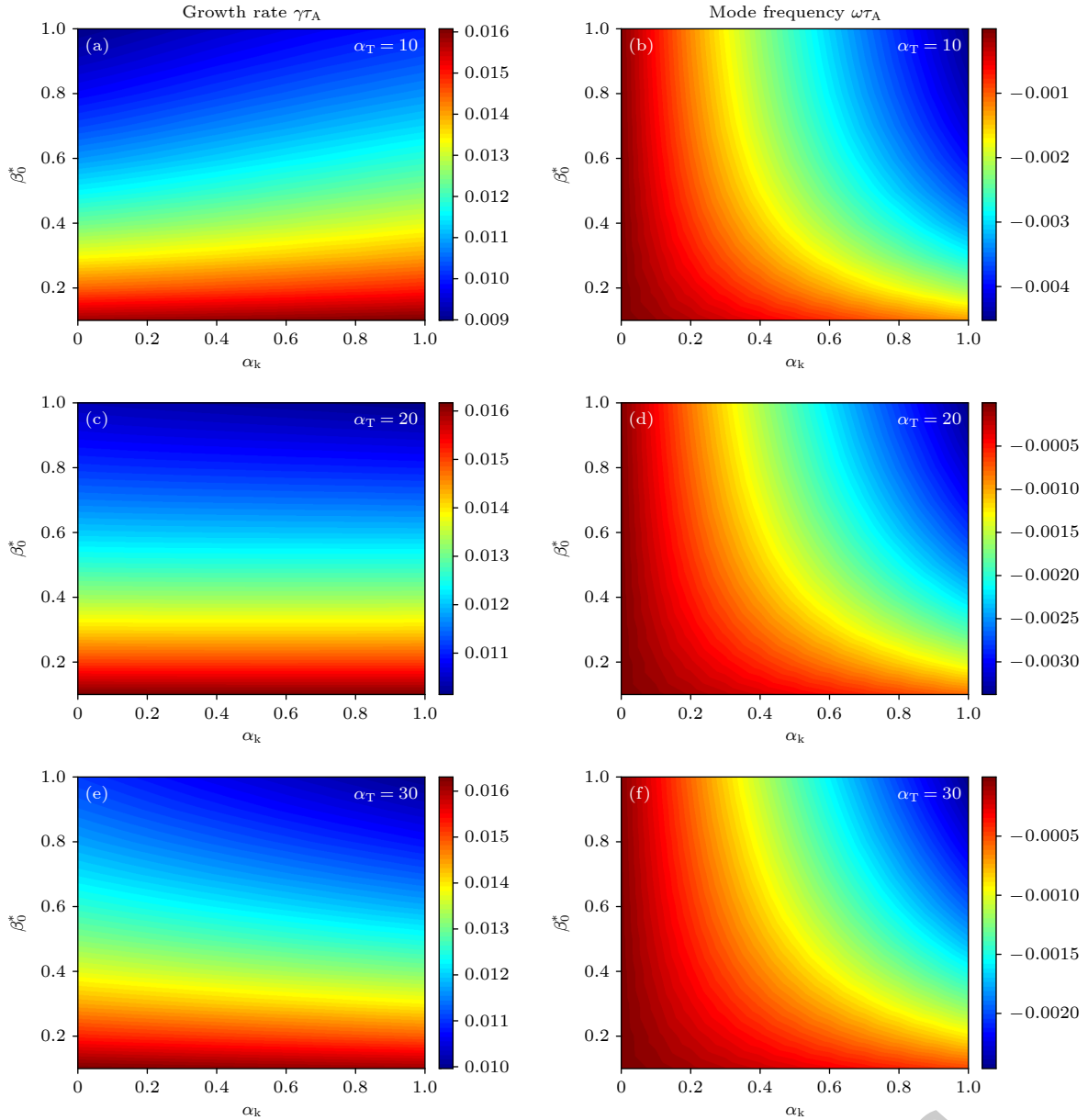


图3 MARS-K 计算  $n = 1$  理想内扭曲模的增长率  $\gamma_{\tau_A}$  (左侧) 和频率  $\omega_{\tau_A}$  (右侧) 随动力学因子  $\alpha_k$  和磁轴处 EPs 与背景粒子压强比值  $\beta_0^*$  的变化, 假设 EPs 与背景粒子的压强比值和密度比值为恒定值, 分别定义为  $\beta_0^* = \beta_h/\beta_h$  和  $\alpha_N = N_h/N_e$ , EPs 和背景粒子的能量比值  $\alpha_T = \beta_0^*/\alpha_N$  分别为 (a), (b)  $\alpha_T = 10$ , (c), (d)  $\alpha_T = 20$  和 (e), (f)  $\alpha_T = 30$ , 真空理想壁位于等离子体边界处  $d/a = 1$

Fig. 3. The MARS-K computed growth rate  $\gamma_{\tau_A}$  (left panel) and mode frequency  $\omega_{\tau_A}$  (right panel), of the  $n = 1$  ideal IKM, with 2D parameter scan in the kinetic fraction factor  $\alpha_k$  and the on-axis ratio of the EP pressure to the thermal pressure  $\beta_0^*$ , constant equilibrium density and pressure fractions for EPs are specified as  $\beta_0^* = \beta_h/\beta_h$  and  $\alpha_N = N_h/N_e$ , three ratios of the EP energy to the thermal-particle energy are assumed: (a), (b)  $\alpha_T = 10$ , (c), (d)  $\alpha_T = 20$ , and (e), (f)  $\alpha_T = 30$ , respectively, an ideal wall is placed at the plasma boundary,  $d/a = 1$ .

探究 EPs 能量对 IKM 的影响. 如上所述, 由于 EPs 服从慢化分布, 在流体极限 ( $\alpha_k = 0$ ) 下, 随着能量比值  $\alpha_T$  的增大, 理想 IKM 不稳定性呈现增强的趋势, 如图 4(a) 所示. 随进动漂移动理学效应因子  $\alpha_k$  的增大, 较低能量 (小  $\alpha_T$ ) 的 EPs 会解稳 IKM, 而较高能量 (大  $\alpha_T$ ) 的 EPs 起稳定作用. 这进一步证实了  $\alpha_T$  的增大通过提升粒子动力学能量, 进而

增强 (8) 式中共振算子的幅值. 同时, EPs 的进动漂移动理学效应会激发模频率, 但能量高的 EPs 会产生更小的频率幅值.

如上所述, 在流体模型中, 将理想壁从等离子体边界向外移动时, 理想 IKM 的增长率显著增大. 因此, 图 5 在固定的 EPs 份额  $\beta_0^* = 0.5$  下研究了当理想壁远离等离子体表面 ( $d/a = 3$ ) 时, 捕获 EPs

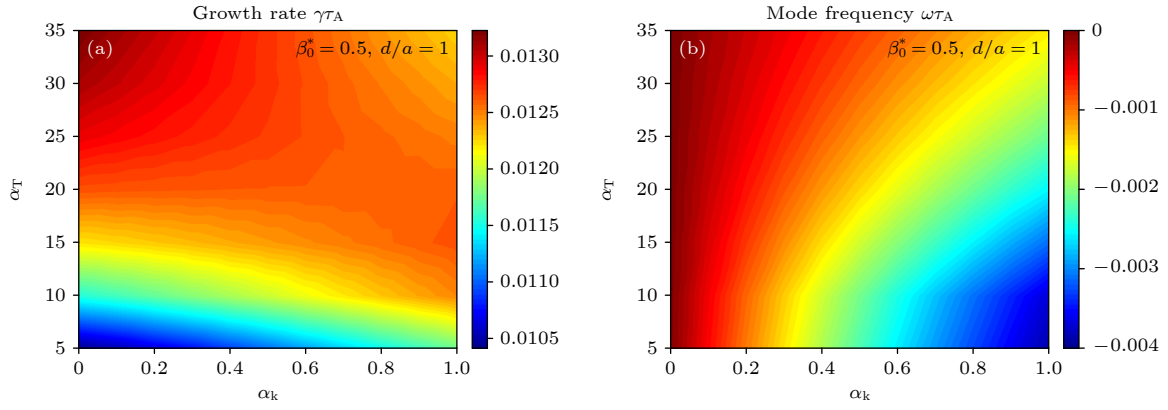


图4 MARS-K 计算  $n = 1$  理想内扭曲模的 (a) 增长率  $\gamma_{\tau_A}$  和 (b) 频率  $\omega_{\tau_A}$  随动理学因子  $\alpha_k$  和磁轴处 EPs 与背景粒子能量比值  $\alpha_T = \beta_0^*/C_0$  的变化, 假设 EPs 与背景粒子的压强比值和密度比值为恒定值, 分别定义为  $\beta_0^* = \beta_h/\beta_{th}$  和  $\alpha_N = N_h/N_e$ , EPs 与背景粒子压强比值  $\beta_0^* = 0.5$ , 真空理想壁位于等离子体边界处  $d/a = 1$

Fig. 4. The MARS-K computed (a) growth rate  $\gamma_{\tau_A}$  and (b) mode frequency  $\omega_{\tau_A}$ , of the  $n = 1$  ideal IKM, with 2D parameter scan in the kinetic fraction factor  $\alpha_k$  and the on-axis ratio of EPs energy to thermal-particle energy  $\alpha_T = \beta_0^*/C_0$ , constant equilibrium density and pressure fractions for EPs are specified as  $\beta_0^* = \beta_h/\beta_{th}$  and  $\alpha_N = N_h/N_e$ , the EP pressure fraction is assumed to be  $\beta_0^* = 0.5$ , an ideal wall is placed at the plasma boundary,  $d/a = 1$ .

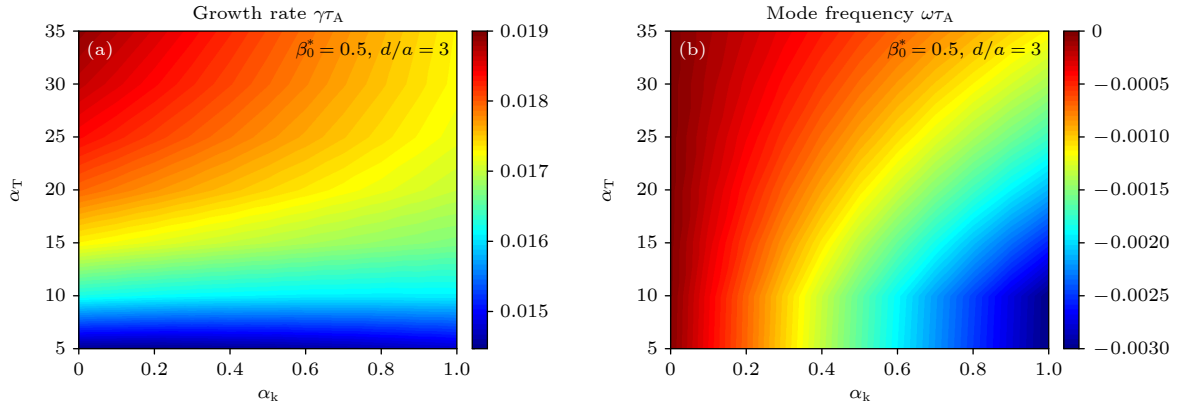


图5 MARS-K 计算  $n = 1$  理想 IKM 的 (a) 增长率  $\gamma_{\tau_A}$  和 (b) 频率  $\omega_{\tau_A}$  随动理学因子  $\alpha_k$  和磁轴处 EPs 与背景粒子能量比值  $\alpha_T = \beta_0^*/C_0$  的变化, 假设 EPs 与背景粒子的压强比值和密度比值为恒定值, 分别定义为  $\beta_0^* = \beta_h/\beta_{th}$  和  $\alpha_N = N_h/N_e$ , EPs 与背景粒子压强比值  $\beta_0^* = 0.5$ , 真空理想壁位于等离子体边界处  $d/a = 3$

Fig. 5. The MARS-K computed (a) growth rate  $\gamma_{\tau_A}$  and (b) mode frequency  $\omega_{\tau_A}$ , of the  $n = 1$  ideal IKM, with 2D parameter scan in the kinetic fraction factor  $\alpha_k$  and the on-axis ratio of EPs energy to thermal-particle energy  $\alpha_T = \beta_0^*/C_0$ , constant equilibrium density and pressure fractions for EPs are specified as  $\beta_0^* = \beta_h/\beta_{th}$  and  $\alpha_N = N_h/N_e$ , the EP pressure fraction is assumed to be  $\beta_0^* = 0.5$ , an ideal wall is placed at the plasma boundary,  $d/a = 3$ .

的进动漂移动理学效应对 IKM 稳定性的影响。从图中可以观察到与  $d/a = 1$  的两方面不同: 1) 在 EPs 与背景粒子能量比值较低时, EPs 的进动漂移动理学效应对 IKM 没有明显的解稳作用, 即模式的增长率随  $\alpha_k$  的增大几乎保持不变; 2) 在能量比值  $\alpha_T = 20$  时, EPs 的进动漂移动理学效应对 IKM 已经起明显的稳定作用。同时随着能量比值  $\alpha_T$  的增大, 动理学效应对 IKM 的稳定作用增强。另外, 即使相较于真空壁位于等离子体边界时, 在理想壁位于  $d/a = 3$  时, EPs 进动漂移动理学效应对 IKM

的稳定作用更强, 但考虑全部进动漂移动理学效应 ( $\alpha_k = 1$ ) 时,  $d/a = 3$  时 IKM 的动理学增长速率仍然明显大于  $d/a = 1$  时的增长率, 而模频率的振幅略微降低。扫描 EPs 压强份额  $\beta_0^*$  的结果显示了与上述一致的结论, 因此本文没有画出其他  $\beta_0^*$  的结果。总体而言, 在假设 EPs 的压强份额与密度份额在径向上均为恒定值时, EPs 的进动漂移动理学效应对 IKM 稳定性的影响, 既取决于 EPs 自身的能量, 也与理想壁的位置密切相关。

进一步在二维参数 ( $d/a, \alpha_T$ ) 空间比较 IKM 的

流体和动理学增长率发现, 在  $d/a$  和  $\alpha_T$  均较小时, EPs 的进动漂移动理学效应会增大 IKM 的增长率, 而随着两个参数的逐渐增大, 在更广泛的参数范围内, 该动理学效应对 IKM 表现出稳定作用. 尽管如此, 进动漂移动理学效应在整个二维参数 ( $d/a, \alpha_T$ ) 空间中并没有改变 IKM 增长率的变化趋势, 即随着  $d/a$  和  $\alpha_T$  的增大, 动理学与流体增长率一致增大, 因此在  $d/a$  和  $\alpha_T$  同时取最大值时达到峰值. 此外, EPs 进动漂移动理学效应在二维参数 ( $d/a, \alpha_T$ ) 空间中激发的模频率量级约为  $10^{-3}$ , 其幅值随两个参数的增大而逐渐下降.

### 3.4 非恒定压强和密度份额下 EPs 的进动漂移动理学效应

假设 EPs 压强份额和密度份额在径向分布上是变化的, EPs 与背景粒子压强份额/比值和密度份额/比值分别定义为  $\beta_h/\beta_{th} = \hat{\beta}_0^* (1 - \psi_p^2)$  和  $N_h/N_e = \alpha_N (1 - \psi_p)$ , 其中  $\beta_0^*$  和  $\alpha_N$  是磁轴处 EPs 的压强份额和密度份额. 下文详细研究了真空壁位置以及不同能量/压强份额 EPs 的进动漂移动理学效应对 IKM 本征值的影响. 与图 3 类似, 图 6 也在真空壁位于等离子体边界  $d/a = 1$  时, 选择  $\alpha_T = 10, 20$  和  $30$  三种有代表性的 EPs 与背景粒子的能量比值, 计算了非恒定压强和密度份额下 EPs 的进动漂移动理学效应对 IKM 不稳定性的增长率和频率的影响. 比较图 3 和图 6 发现, EPs 的径向分布显著改变了进动漂移动理学效应对 IKM 的影响. 详细来讲, 在非恒定压强和密度份额的径向分布下,  $\alpha_T = 10$  时 IKM 的增长率随着动理学因子  $\alpha_k$  的增大, 未呈现出恒定份额径向分布状态下的增长态势, 而是逐渐降低, 因此在包含全部的进动漂移动理学效应  $\alpha_k = 1$  时 IKM 的增长率最小, 如图 6(a) 所示. EPs 密度与压强的非恒定径向分布剖面增强了对 IKM 的稳定作用, 其机制在于该分布通过提高 EPs 的抗磁频率, 从而增大了 (8) 式中共振算子的幅值. 恒定和非恒定份额径向分布的进动漂移动理学效应都激发了  $10^{-3}$  量级的模频率, 但两者的方向相反, 且非恒定份额径向分布激发的频率振幅更大, 如图 6(b) 所示. 对于更高的能量比值  $\alpha_T = 20$  和  $30$  时, 随  $\alpha_k$  的增大,  $\beta_0^* \leq 0.3$  时 IKM 的增长率单调下降, 而  $\beta_0^* \geq 0.4$  时 IKM 的增长率出现了先减小再增大的非单调变化, 如图 6(c), (e) 所示. 尽管在流体  $\alpha_k = 0$  时, 如前文所述由于 EPs 服从慢化

分布引进了一项附加项使 IKM 的增长率随  $\beta_0^*$  增大而减小<sup>[5]</sup>, 但是在考虑全部的进动漂移动理学效应  $\alpha_k = 1$  后, 随  $\beta_0^*$  的增大, IKM 增长率呈现非单调变化, 其最小值出现在  $\beta_0^* = 0.3$  处. 其主要原因在于, 共振算子 ((8) 式) 的分子和分母均与模频率相关, 而非恒定份额径向分布 EPs 的进动漂移动理学效应激发了更大的模频率, 使其在较高  $\beta_0^*$  和较大  $\alpha_k$  的条件下幅值量级达到  $10^{-2}$  量级, 如图 6(d), (f) 所示. 此外, 模的频率幅值随  $\alpha_T$  的增大呈现出明显的增长趋势, 这与恒定份额径向分布时幅值略微下降的趋势相反.

图 7 进一步系统研究了 EPs 与背景粒子的能量比值  $\alpha_T$  对理想 IKM 的影响. 考虑到非恒定压强和密度份额下, EPs 压强份额对 IKM 的非线性影响, 图中包括 3 种磁轴处压强份额分别为  $\beta_0^* = 0.1, \beta_0^* = 0.5$  和  $\beta_0^* = 0.9$ . 在 3 种压强份额下, 流体极限  $\alpha_k = 0$  时, EPs 慢化分布引起的附加项导致随  $\alpha_T$  的增大, IKM 流体增长率略微增大, 而随  $\beta_0^*$  的增大, 流体增长率下降. 值得注意的是, 加入 EPs 的全部进动漂移动理学效应 ( $\alpha_k = 1$ ) 后, IKM 的动理学增长率均低于流体 ( $\alpha_k = 0$  时) 增长率. 但在低  $\beta_0^*$  和高  $\beta_0^*$  时, 随能量比值  $\alpha_T$  的变化, 动理学效应对 IKM 的稳定强度变化不同. 具体而言, 由图 7(a) 可观察到, 在小的压强比值  $\beta_0^* = 0.1$  下, 随动理学因子  $\alpha_k$  和能量比值  $\alpha_T$  增大, 两者协同稳定 IKM; 在  $\beta_0^* = 0.5$  时, 尽管  $\alpha_k$  引起了增长率的非线性变化, 但随  $\alpha_T$  的增大进动漂移动理学效应对 IKM 的稳定作用更强, 因此在加入 EPs 的全部进动漂移动理学效应 ( $\alpha_k = 1$ ) 时, 与  $\beta_0^* = 0.1$  一样, 增长率的最小值出现在能量比值最大处  $\alpha_T = 35$ ; 而在  $\beta_0^* = 0.9$  和  $\alpha_k = 1$  时, 增长率随  $\alpha_T$  的增大开始非线性变化, 最小的增长率出现在能量比值最小处  $\alpha_T = 5$ . 这些结果源于多方面因素的共同作用:  $\alpha_T$  改变了粒子动理学能量, 非恒定径向分布剖面提升了 EPs 的抗磁频率, 并与较大的  $\beta_0^*$  共同激发出高幅值的模频率, 进而显著影响了共振算符 ((8) 式) 的幅值. 对于模频率的变化, 与径向分布保持恒定压强和密度份额情况一致的是, 随着动理学因子  $\alpha_k$  和磁轴处压强比值  $\beta_0^*$  的增大, 频率的幅值增大; 但随能量比值  $\alpha_T$  的增大, 频率的幅值也增大, 与恒定压强和密度份额时幅值略微下降不同, 如图 7(b) 所示.

最后, 在压强和密度径向分布为非恒定份额

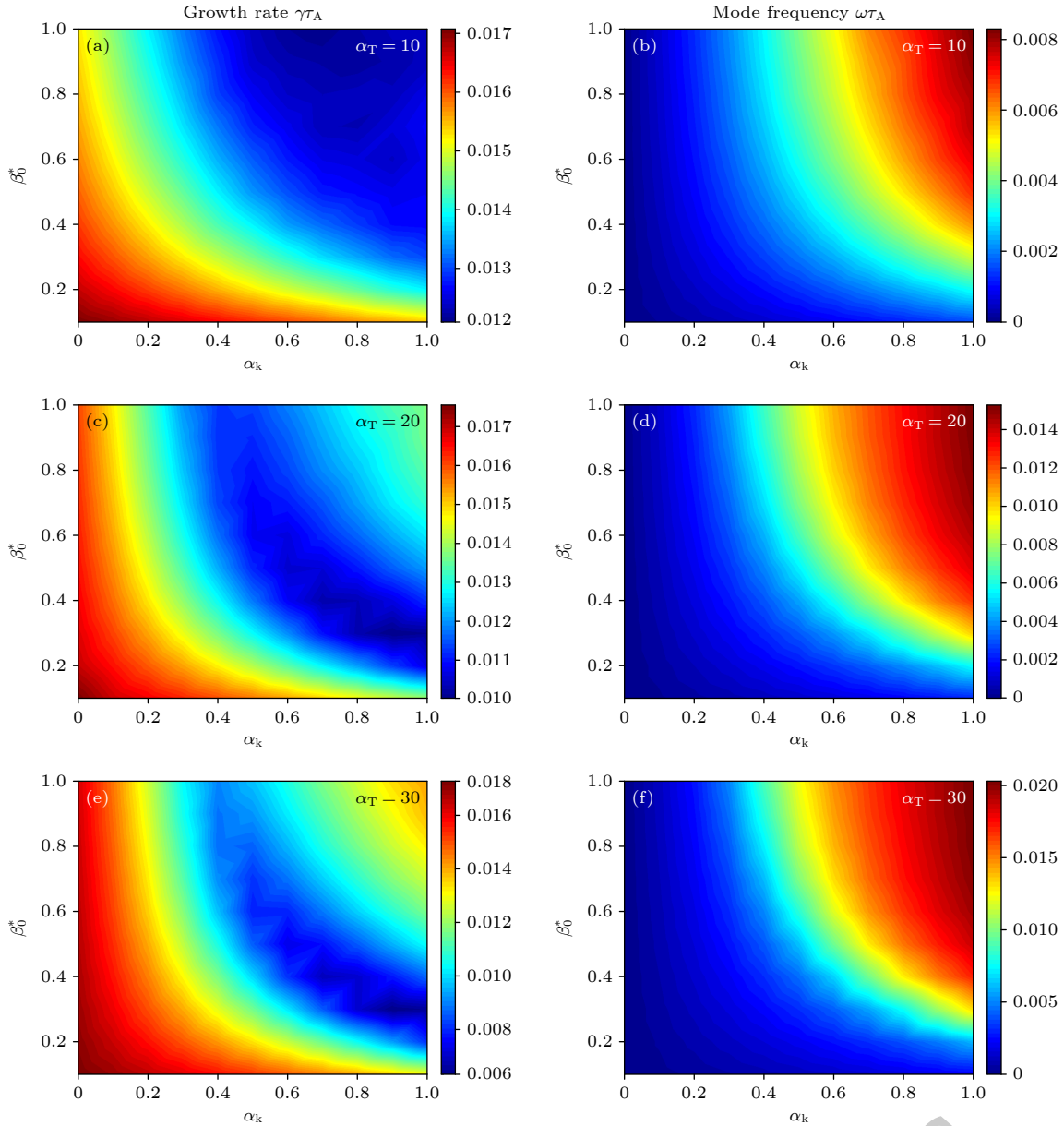


图 6 MARS-K 计算  $n = 1$  理想 IKM 的增长率  $\gamma_{\tau_A}$  (左侧) 和频率  $\omega_{\tau_A}$  (右侧) 随动理学因子  $\alpha_k$  和 EPs 与背景粒子磁轴处压强比值  $\beta_0^*$  的变化, 假设 EPs 与背景粒子的压强比值和密度比值  $\beta_0^* = \beta_h/\beta_{th}$  均为非恒定值, 分别定义为  $\beta_h/\beta_{th} = \hat{\beta}_0^*(1 - \psi_p^2)$  和  $N_h/N_e = C_0(1 - \psi_p)$ , EPs 和背景粒子能量的比值  $\alpha_T = \beta_0^*/\alpha_N$  分别为 (a), (b)  $\alpha_T = 10$ , (c), (d)  $\alpha_T = 20$  和 (e), (f)  $\alpha_T = 30$ , 真空理想壁位于等离子体边界处  $d/a = 1$

Fig. 6. The MARS-K computed growth rate  $\gamma_{\tau_A}$  (left panel) and mode frequency  $\omega_{\tau_A}$  (right panel), of the  $n = 1$  ideal IKM, with 2D parameter scan in the kinetic fraction factor  $\alpha_k$  and the on-axis ratio of the EP pressure to the thermal pressure  $\beta_0^* = \beta_h/\beta_{th}$ , analytic specification of radial profiles for equilibrium density and pressure fractions for EPs are specified as  $\beta_h/\beta_{th} = \hat{\beta}_0^*(1 - \psi_p^2)$  and  $N_h/N_e = C_0(1 - \psi_p)$ , three ratios of the EP energy to the thermal-particle energy are assumed: (a), (b)  $\alpha_T = 10$ , (c), (d)  $\alpha_T = 20$ , and (e), (f)  $\alpha_T = 30$ , respectively, an ideal wall is placed at the plasma boundary,  $d/a = 1$ .

下, 系统研究了真空壁径向位置  $d/a$  和能量比值  $\alpha_T$  对 IKM 不稳定性的影响, 如图 8 所示. 图 8(a) 在二维参数  $(d/a, \alpha_T)$  空间中比较了 IKM 流体  $\alpha_k = 0$  和动理学  $\alpha_k = 1$  的增长率, 与恒定压强和密度份额下结果明显不同的是: 1) 在整个二维参数范围内, EPs 的进动漂移动理学效应都会降低 IKM 的增长

率; 2)  $\alpha_T$  越高的 EPs 在 IKM 不稳定性中发挥更强的稳定作用, 因此进动漂移动理学效应  $(d/a, \alpha_T)$  空间中改变了增长率的变化趋势, 即动理学增长率随着  $\alpha_T$  的增大而减小, 因此在  $d/a$  最大和  $\alpha_T$  最小时出现峰值. 此外, 与恒定份额相比, 非恒定份额的 EPs 激发的模频率幅值更大, 且该幅值随  $\alpha_T$  的增

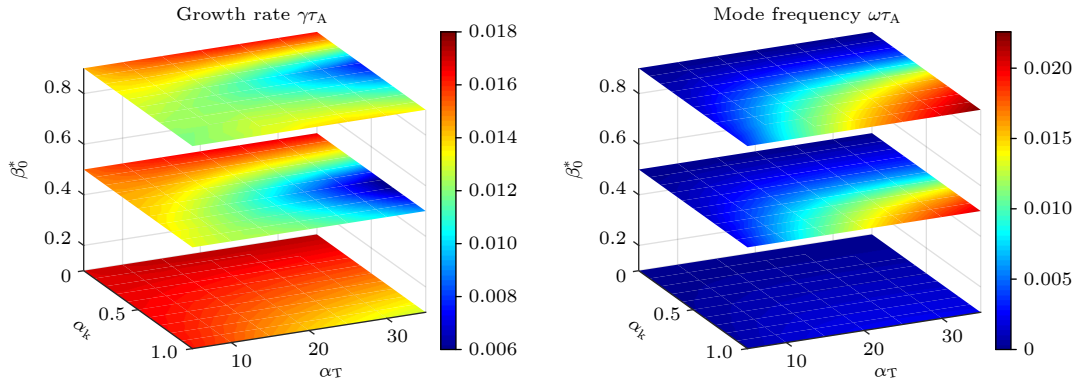


图 7 MARS-K 计算  $n = 1$  理想内扭曲模的 (a) 增长率  $\gamma\tau_A$  和 (b) 频率  $\omega\tau_A$  随动力学因子  $\alpha_k$  和磁轴处 EPs 与背景粒子能量比值  $\alpha_T = \beta_0^*/C_0$  的变化. 假设 EPs 与背景粒子的压强比值和密度比值均为非恒定值, 分别定义为  $\beta_h/\beta_{th} = \hat{\beta}_0^*(1 - \psi_p^2)$  和  $N_h/N_e = C_0(1 - \psi_p)$ , 3 种 EPs 与背景粒子压强比值分别为  $\beta_0^* = 0.1$ ,  $\beta_0^* = 0.5$  和  $\beta_0^* = 0.9$ , 真空理想壁位于等离子体边界处  $d/a = 1$

Fig. 7. The MARS-K computed (a) growth rate  $\gamma\tau_A$  and (b) mode frequency  $\omega\tau_A$ , of the  $n = 1$  ideal IKM, with 2D parameter scan in the kinetic fraction factor  $\alpha_k$  and the on-axis ratio of EPs energy to thermal-particle energy  $\alpha_T = \beta_0^*/C_0$ , analytic specification of radial profiles for equilibrium density and pressure fractions for EPs are specified as  $\beta_h/\beta_{th} = \hat{\beta}_0^*(1 - \psi_p^2)$  and  $N_h/N_e = C_0(1 - \psi_p)$ , the EP pressure fraction is assumed to be  $\beta_0^* = 0.1$ ,  $\beta_0^* = 0.5$  and  $\beta_0^* = 0.9$ , respectively. An ideal wall is placed at the plasma boundary,  $d/a = 1$ .

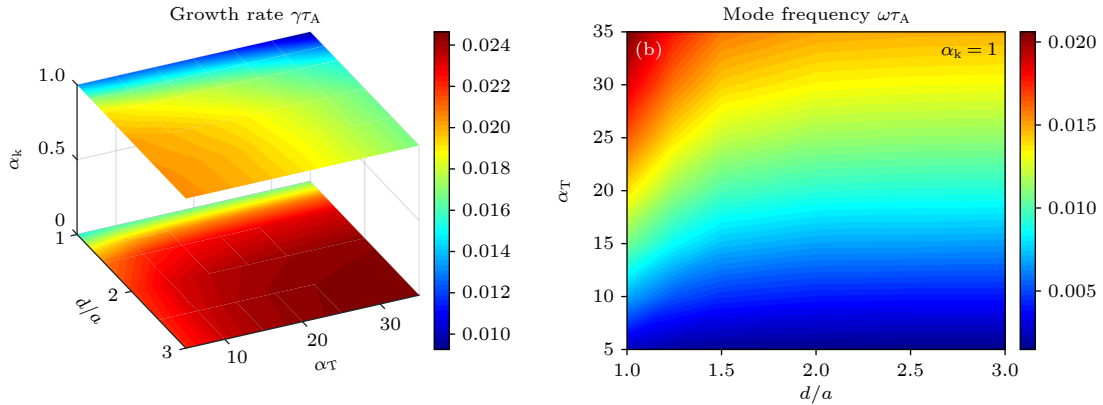


图 8 MARS-K 计算  $n = 1$  理想内扭曲模的 (a) 流体极限 ( $\alpha_k = 0$ ) 和包括全部动力学 ( $\alpha_k = 1$ ) 时增长率  $\gamma\tau_A$  和 (b)  $\alpha_k = 1$  时频率  $\omega\tau_A$  随理想壁位置  $d/a$  和磁轴处 EPs 与背景粒子能量比值  $\alpha_T = \beta_0^*/C_0$  的变化, 假设 EPs 与背景粒子的压强比值和密度比值均为非恒定值, 分别定义为  $\beta_h/\beta_{th} = \hat{\beta}_0^*(1 - \psi_p^2)$  和  $N_h/N_e = C_0(1 - \psi_p)$ . EPs 与背景粒子压强比值分别为  $\beta_0^* = 0.5$

Fig. 8. The MARS-K computed (a) growth rate  $\gamma\tau_A$  at the nearly fluid limit ( $\alpha_k = 0$ ) and the full fraction of the kinetic contribution ( $\alpha_k = 1$ ), as well as (b) mode frequency  $\omega\tau_A$  at  $\alpha_k = 1$ , of the  $n = 1$  ideal IKM, with 2D parameter scan in the ideal wall radial location  $d/a$  and the on-axis ratio of EPs energy to thermal-particle energy  $\alpha_T = \beta_0^*/C_0$ , analytic specification of radial profiles for equilibrium density and pressure fractions for EPs are specified as  $\beta_h/\beta_{th} = \hat{\beta}_0^*(1 - \psi_p^2)$  and  $N_h/N_e = C_0(1 - \psi_p)$ , the EP pressure fraction is assumed to be  $\beta_0^* = 0.5$ .

大持续增大; 而模频率随理想壁位置外移 (即  $d/a$  增大) 逐渐下降的趋势, 则与恒定份额的情况一致.

综上所述, IKM 的本征值不仅与真空壁位置、EPs 能量与磁轴处压强份额密切相关, 还强烈依赖于 EPs 密度和压强的径向分布. 在更贴近实验的非恒定径向分布下, 本文计算得到 EPs 激发的模频率幅值量级为  $10^{-2}\omega_A$ , 其中  $\omega_A = 1.3 \times 10^5$  rad/s, 对应实际频率约为几 kHz 到十几 kHz, 且该频率随 EP 的份额和能量增大而升高. 这与多个托卡马

克装置的实验及模拟观测高度符合, 例如, 在 HL-2A 装置上, 实验发现电子鱼骨模频率随电子回旋共振加热功率增大从 5 kHz 增至 14 kHz<sup>[39]</sup>, 理论分析表明其频率范围为 7—13 kHz, 且随高能电子能量增大而升高<sup>[40]</sup>; 基于 DIII-D 装置的 M3D-K 模拟显示, 考虑束离子动力学效应后激发的类鱼骨模频率约为数 kHz, 随束功率增大和径向分布变窄而升高, 与实验观测一致<sup>[41]</sup>; 此外, EAST 装置上 M3D-K 模拟得到的  $m/n = 1/1$  鱼骨模频率为

12.2 kHz, 与实验测量结果符合良好<sup>[42]</sup>. 因此, 本文的模拟结果与 DIII-D、EAST 和 HL-2A 等多个装置上的实验观测在频率量级和参数依赖性方面表现出良好的一致性.

## 4 总结与讨论

本文基于全环几何位形的 MARS-F/K 程序, 重点研究了 EPs 进动漂移动理学效应对 IKM 的影响, 系统分析了 IKM 不稳定性与真空壁位置  $d/a$ , EPs 与背景粒子的磁轴处压强比值  $\beta_0^*$ 、能量比值  $\alpha_T$  以及 EPs 压强和密度径向分布等关键参数之间的依赖关系. 研究表明, 在 EPs 与背景粒子的压强和密度比值为恒定和非恒定值两种情况下, EPs 的进动漂移动理学效应均会激发模频率, 且模频率幅值随理想壁位置外移 (即  $d/a$  增大) 而逐渐下降. 同时, 在广泛的参数空间中, 该动理学效应对 IKM 起稳定作用. 尽管在某些参数空间中两种分布在定性上趋势一致, 但具体影响效果在整个参数空间上存在明显差异.

具体而言, 在 EPs 与背景粒子密度和压强比值为恒定值时, IKM 的动理学增长率随  $\beta_0^*$  单调变化; 而在密度和压强比值为非恒定值的径向分布下,  $\alpha_T$  较大时增长率随  $\beta_0^*$  的增大呈现先减小再增大的非单调变化. 这是因为共振算子的分子和分母均与模频率相关, 而在非恒定分布条件下, EPs 的进动漂移动理学效应会激发了更大的模频率. 进一步比较 IKM 流体和包含 EPs 进动漂移动理学的增长率发现, 在恒定密度和压强份额的径向分布下,  $d/a$  和  $\alpha_T$  均较小时, EPs 的进动漂移动理学效应会增大 IKM 的增长率, 而随着两个参数的逐渐增大, 在更广泛的参数范围内, 该动理学效应对 IKM 表现出稳定作用; 而在非恒定密度和压强份额的径向分布情况下, EPs 的进动漂移动理学效应在整个二维参数 ( $d/a, \alpha_T$ ) 范围内都会降低 IKM 的增长率. 此外, 恒定密度和压强份额的径向分布下, 动理学与流体增长率随  $d/a$  和  $\alpha_T$  的增大一致增大, 并在  $d/a$  和  $\alpha_T$  均取最大时达到峰值; 而非恒定密度和压强份额的径向分布下, 由于能量更高 ( $\alpha_T$  更大) 的 EPs 对 IKM 具有更强的稳定作用, 动理学增长率随  $\alpha_T$  的增大而减小, 在  $d/a$  取最大但  $\alpha_T$  取最小值时达到峰值. 两种分布下都通过增大  $\alpha_T$  提升了共振算子中粒子动理学能量, 而非恒定径向分布

会进一步提高 EPs 的抗磁频率, 因此对 IKM 有更强的稳定作用. 在恒定密度和压强份额的均匀分布下, EPs 进动漂移动理学效应激发的模频率量级约为  $10^3$ , 且其幅值随  $\alpha_T$  的增大逐渐下降; 而在更贴近实验实际工况的非恒定密度和压强份额的径向分布下, EPs 激发的模频率幅值更大, 量级达  $10^2$ , 对应实际频率约为几到十几 kHz, 且该幅值随  $\alpha_T$  的增大持续升高, 这与 DIII-D、EAST 和 HL-2A 等多个托卡马克装置上的实验及模拟观测高度符合.

基于上述结果, 从实验控制角度, 针对 DEMO 芯部为避免大锯齿崩塌、保障内部输运垒稳态维持的需求, 本文提出两个层次的控制策略分析. 首先, EPs 的压强与密度径向分布是首要的控制变量. 研究表明, 非恒定的径向分布可通过增强抗磁漂移频率激发更大范围的模频率, 对 IKM 有更强的稳定作用. 因此, 在实验上可通过调节辅助加热的沉积剖面以主动调控 EPs 的径向分布, 实现对锯齿行为的有效抑制. 其次, 在径向分布确定的基础上, 磁轴处的 EPs 份额 ( $\beta_0^*$ ) 与能量比 ( $\alpha_T$ ) 可作为次级精细调控参数. 在更接近工程实际的非恒定分布下, 增长率峰值出现在“高  $\beta_0^*$ 、低  $\alpha_T$ ”区, 意味着能量更高的 EPs 具有更强稳定效应. 因此, 在非恒定分布运行下, 可通过调节芯部燃料注入率或辅助加热功率 (即改变  $\beta_0^*$  和  $\alpha_T$ ) 来实现对 IKM 不稳定性的主动控制. 上述结论为未来托卡马克装置中实现对 IKM 的主动控制提供了重要的物理依据和调控思路.

最后需要指出, 本工作所采用的安全因子剖面具有芯部  $q_0$  接近 1 且磁剪切较小的特征, 从理论上具备触发准交换模的潜在条件. 然而, 线性本征分析表明, IKM 是当前位形下的主导模式. 鉴于准交换模与内扭曲模在非线性演化阶段可能存在显著差异, 未来有必要结合非线性模拟, 系统开展二者在不同拉长比、三角形变等关键几何参数下的对比研究, 以深化对 DEMO 芯部锯齿行为的认识. 此外, 本研究建立的动理学分析框架可拓展应用于 BEST 与 CFETR 混合运行模式下的锯齿行为研究, 并为 EPs 对双撕裂模及反剪切阿尔芬本征模的线性分析奠定基础, 相关成果可为未来反应堆级装置的运行控制提供重要参考.

## 参考文献

- [1] Nave M F F, Rapp J, Bolzonella T, Dux R, Mantsinen M J, Budny R, Dumortier P, von Hellermann M, Jachmich S,

- Koslowski H R 2003 *Nucl. Fusion* **43** 1204
- [2] Gude A, Gunter S, Maraschek M, Zohm H, Team t A U 2002 *Nucl. Fusion* **42** 833
- [3] Sauter O, Westerhof E, Mayoral M L, Alper B, Belo P A, Buttery R J, Gondhalekar A, Hellsten T, Hender T C, Howell D F, Johnson T, Lamalle P, Mantsinen M J, Milani F, Nave M F F, Nguyen F, Pecquet A L, Pinches S D, Podda S, Rapp J 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 105001
- [4] Buttery R J, Hender T C, Howell D F, Haye R J L, Parris S, Sauter O, Windsor C G, Contributors J E 2004 *Nucl. Fusion* **44** 678
- [5] Wu T T, He H D, Liu Y Q, Liu Y, Hao G Z, Zhu J X 2018 *Phys. Plasmas* **25** 052504
- [6] Porcelli F, Boucher D, Rosenbluth M N 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 2163
- [7] Han J Y, Todo Y, Wang H, Sato M, Wang J L 2025 *Nucl. Fusion* **65** 086044
- [8] Campbell D J, Start D F H, Wesson J A, Bartlett D V, Bhatnagar V P, Bures M, Cordey J G, Cottrell G A, Dupperer P A, Edwards A W, Challis C D, Gormezano C, Gowers C W, Granetz R S, Hammen J H, Hellsten T, Jacquinet J, Lazzaro E, Lomas P J, Lopes Cardozo N, Mantica P, Snipes J A, Stork D, Stott P E, Thomas P R, Thompson E, Thomsen K, Tonetti G 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 2148
- [9] White R B, Rutherford P H, Colestock P, Bussac M N 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 2038
- [10] Coppi B, Migliuolo S, Pegoraro F, Porcelli F 1990 *Phys. Fluids B: Plasma Phys.* **2** 927
- [11] Chen Y P, HASTIE R J, Ke F G, Cai S D, CHEN L 1988 *Acta Phys. Sin.* **37** 546 (in Chinese) [陈雁萍, R. J. Hastie, 柯孚久, 蔡诗东, 陈骝 1988 物理学报 **37** 546]
- [12] Mantsinen M J, Angioni C, Eriksson L G, Gondhalekar A, Hellsten T, Johnson T 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** 1521
- [13] Hu B, Betti R, Manickam J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 112505
- [14] Chapman I T 2011 *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** 013001
- [15] Federici G, Bachmann C, Barucca L, Baylard C, Biel W, Boccaccini L V, Bustreo C, Ciattaglia S, Cismondi F, Corator V, Day C, Diegele E, Franke T, Gaio E, Gliss C, Haertl T, Ibarra A, Holden J, Keech G, Kempleton R, Loving A, Maviglial F, Morris J, Meszaros B, Moscato I, Pintsuk G, Sicciniol M, Taylor N, Tran M Q, Vorpahl C, Walden H, You J H 2019 *Nucl. Fusion* **59** 066013
- [16] Sicciniol M, Biel W, Cavedon M, Fable E, Federici G, Janky F, Lux H, Maviglia F, Morris J, Palermo F, Sauter O, Subba F, Zohm H 2020 *Fusion Eng. Des.* **156** 111603
- [17] Liu Y Q, Chu M S, Chapman I T, Hender T C 2008 *Phys. Plasmas* **15** 112503
- [18] Liu Y Q, Kirk A, Nardon E 2010 *Phys. Plasmas* **17** 122502
- [19] Berkery J W, Liu Y Q, Wang Z R, Sabbagh S A, Logan N C, Park J-K, Manickam J, Betti R 2014 *Phys. Plasmas* **21** 052505
- [20] Wang Z Q, Park J K, Liu Y Q, Logan N, Kim K, Menard J E 2014 *Phys. Plasmas* **21** 042502
- [21] Wu T T, Liu Y Q, Liu Y, Zhou L N, He H D 2019 *Phys. Plasmas* **26** 102102
- [22] Zhou L N, Liu Y Q, Sicciniol M, Fable E, Wu T T, Duan P, Chen L 2020 *Nucl. Fusion* **60** 126011
- [23] Liu Y Q, Chu M S, Chapman I T, Hender T C 2009 *Nucl. Fusion* **49** 035004
- [24] Liu Y Q 2010 *Nucl. Fusion* **50** 095008
- [25] Menard J E, Wang Z, Liu Y, Bell R E, Kaye S M, Park J K, Tritz K 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 255002
- [26] Wang Z R, Lanctot M J, Liu Y Q, Park J K, Menard J E 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 145005
- [27] Liu Y Q, Bondeson A, Fransson C M, Lennartson B, Breitholtz C 2000 *Phys. Plasmas* **7** 3681
- [28] Wenninger R, Kempleton R, Bachmann C, Biel W, Bolzonella T, Ciattaglia S, Cismondi F, Coleman M, Donne A J H, Eich T, Fable E, Federici G, Franke T, Lux H, Maviglia F, Meszaros B, Puetterich T, Saarelma S, Snickers A, Villone F, Vincenzi P, Wolff D, Zohm H 2017 *Nucl. Fusion* **57** 016011
- [29] Zhou L N, Liu Y Q, Wenninger R, Liu Y, Wang S, Yang X 2018 *Nucl. Fusion* **58** 076025
- [30] Zhou L N, Hu H Q, Liu Y Q, Duan P, Chen L, Zhang H Y 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 075202 (in Chinese) [周利娜 胡汉卿 刘钺强 段萍 陈龙 张瀚予 2023 物理学报 **72** 075202]
- [31] Eriksson H G, Wahlberg C 2002 *Phys. Plasmas* **9** 1606
- [32] Lazarus E A, Luce T C, Austin M E, Brennan D P, Burrell K H, Chu M S, Ferron J R, Hyatt A W, Jayakumar R J, Lao L L, Lohr J, Makowski M A, Osborne T H, Petty C C, Politzer P A, Prater R, Rhodes T L, Scoville J T, Solomon W M, Strait E J, Turnbull A D, Waelbroeck F L, Zhang C 2007 *Phys. Plasmas* **14** 055701
- [33] Bondeson A, Vlad G, Lütjens H 1992 *Phys. Fluids B: Plasma Phys.* **4** 1889
- [34] Bussac M N, Pellat R, Edery D, Soule J L 1975 *Phys. Rev. Lett.* **35** 1638
- [35] Xue L, Zheng G Y, Duan X R, Liu Y Q, Hoang G T, Li J X, Dokuka V N, Lukash V E, Khayrutdinov R R 2019 *Fusion Eng. Des.* **143** 48
- [36] Zhou L N, Liu Y Q, Sicciniol M, Fable E, Wu T T, Kurki-Suonio T, Varje J, Liu D Y 2021 *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 065007
- [37] Zhang N, Liu Y Q, Yu D L, Hao G Z, Wang S, Dong G Q, Liu L, Shi Z B, Liu Y 2021 *Nucl. Fusion* **61** 046042
- [38] Bai X, Liu Y Q, Hao G Z, Dong G Q, Zhang N, Wang S 2023 *Nucl. Fusion* **64** 014001
- [39] Yu L M, Ding X T, Chen W, Chen S Y, Dong Y B, Ji X Q, Zhang Y P, Shi Z B, Liu Y, Li J X, Li Y G, Zhou Y, Huang Y, Zhou J, Huan M, Rao J, Cao J Y, Lei G J, Zhong W L, Cui Z Y, Dong J Q, Yang Q W, Duan X R, the HL-2A Team 2013 *Nucl. Fusion* **53** 053002
- [40] Yan Y F, Wang Z T, He Z X, Yu L M, Wang Z H, Dong J Q, Li H D, Feng H 2016 *Chin. Phys. Lett.* **33** 015202
- [41] Shen W, Fu G Y, Tobias B, Van Zeeland M, Wang F, Sheng Z M 2015 *Phys. Plasmas* **22** 042510
- [42] Shen W, Xu L Q, Qiu Z Y, Chao Y, Wang Y F, Chu Y Q, Liu J W, Hao B L, Xu M, Jin Y F, Zhong G Q, Kuang Z H, Wu S F, the EAST Team 2025 *Nucl. Fusion* **65** 066012

# Precessional drift-kinetic effects of energetic particles on internal kink mode in tokamaks\*

ZHOU Lina<sup>1)†</sup> QIAO Yan<sup>1)</sup> JIANG Shuo<sup>1)</sup> LIU Yueqiang<sup>2)</sup>  
 MIAO Yutian<sup>3)</sup> WANG Yong<sup>4)</sup> DUAN Ping<sup>1)</sup>  
 CHEN Long<sup>1)</sup>  
 LIU Kaiying<sup>1)</sup>

1) (*School of Science, Dalian Maritime University, Dalian 116026, China*)

2) (*General Atomics, San Diego, CA 92186-5608, USA*)

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

4) (*Navigation College, Dalian Maritime University, Dalian 116026, China*)

( Received 9 December 2025; revised manuscript received 28 February 2026 )

## Abstract

How energetic particles (EPs) affect the internal kink mode (IKM) is a critical question for the stable operation of future burning plasma devices like ITER and the EU DEMO. In this paper, the IKM in tokamak geometry is numerically systematically investigated utilizing the full toroidal magnetohydrodynamic (MHD) code MARS-F and the non-perturbative MHD-kinetic hybrid code MARS-K. Emphasis is placed on the role of kinetic effects arising from the precessional drift motion of trapped EPs. Multiple plasma parameters are scanned including the ideal wall position  $d/a$ , the on-axis pressure ratio  $\hat{\beta}_0^*$  and the energy ratio  $\alpha_T$  between the energetic and thermal particles, as well as the radial profiles of EP density and pressure. The kinetic effect is found to be either stabilizing or destabilizing depending on the EP equilibrium profiles. With the latter being constant fractions of the corresponding thermal particle profiles, the EP kinetic effect mildly destabilizes the IKM at low  $d/a$  and  $\alpha_T$ . The mode growth rate monotonically increases with  $\beta_0^*$ , peaking at maximum  $d/a$  and  $\alpha_T$  for  $\beta_0^* = 0.5$ . For radially distributed profiles for the EP density and pressure fractions, however, the effect is stabilizing throughout the parameter spaces in  $(d/a, \alpha_T)$ . The enhanced stabilizing effect comes from the more peaked radial profiles for the EP density and pressure, which increases the magnitude of the resonance operator (given in Eq. (8)) by increasing the diamagnetic frequency of the EPs. At large  $\alpha_T$ , the mode growth rate non-monotonically depends on  $\beta_0^*$ , reaching the peak value at maximum  $d/a$  but minimum  $\alpha_T$  for  $\beta_0^* = 0.5$ . This non-monotonic behavior stems from the fact that a higher mode frequency is excited by precessional drift resonance of trapped EPs for radially distributed profiles, while the mode frequency appears in both the numerator and denominator of the resonance operator. Significant quantitative differences are also computed, over the entire parameter space, between the aforementioned two profile models for EPs. Comparative analysis shows approximately one order of magnitude difference in the computed mode frequency, and even sign reversal, between the two EP profile models with increasing  $\alpha_T$ . With the radial profiles of EP density and pressure more representative of the experimentally conditions, the mode frequency excited by EPs reaches an amplitude on the order of  $10^{-2}$ , corresponding to real frequencies of several to tens of kHz. This result

\* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12205033, 12105317), the Youth Science and Technology Program of Dalian, China (Grant No. 2022RQ039), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. 3132025199).

† Corresponding author. E-mail: [zhoulina@dlnu.edu.cn](mailto:zhoulina@dlnu.edu.cn)

aligns well with experimental and numerical observations from multiple tokamaks, including DIII-D, EAST, and HL-2A. The amplitude increases monotonically with EP energy, further supporting the consistency with these observations. In experiments, the radial profiles of EP pressure and density can serve as key control parameters. By tailoring the deposition profile of auxiliary heating, the radial distribution of EPs can be actively manipulated, thereby enabling effective control of sawtooth oscillations. These results enhance understanding of the EP kinetic effects on IKM and provide physics insight for analyzing associated instabilities in future fusion devices.

**Keywords:** internal kink mode, energetic particles, drift-kinetic effect, tokamak

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251694](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251694)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251694](https://cstr.net.cn/detail/32037.14.aps.75.20251694)

In Press