

托卡马克中的离散阿尔芬本征模

吴昊, 胡双辉*, 何秋明, 赵子龙, 蒋丽

(贵州大学 物理学院, 贵州 贵阳 550025)

摘要:托卡马克中的离散阿尔芬本征模(即 α TAE, α 是等离子体压强梯度的标度参数)是一种准边缘稳定模式,它们在燃烧等离子体条件下易受高能粒子激发而演变成为不稳定模式,因之潜在影响托卡马克的稳态运行。本文在 (s, α) 平衡模型下,探讨了 α TAE的存在区域及其相关的稳定性特征,并通过磁流体力学计算以及回旋动理学-磁流体力学混合模模拟来演示多支 α TAE的结构特点,且进一步探讨在粒子共振激发下的不稳定现象,另外,在此基础上,结合具体托卡马克装置,分析 α TAE在不同条件下的不稳定表现,为后续研究提供有益参考。

关键词:阿尔芬波; 等离子体不稳定性; 高能粒子; 托卡马克

中图分类号: O534 **文献标识码:** A

阿尔芬波^[1]在磁约束聚变中具有重要作用。大量理论和实验都证明了多种阿尔芬本征模式的存在,如环效应阿尔芬本征模(toroidicity-induced Alfvén eigenmodes, 即TAE)^[2]、高能粒子模(energetic-particle mode, 即EPM)^[3]等。外部辅助加热和电流驱动以及聚变中产生的高能粒子,通过波粒相互作用,极容易将这些本征模激发为不稳定性模式,进而改变高能粒子在相空间上的分布,导致高能粒子大量流失。因此,为了托卡马克的稳态运行,阿尔芬本征模的不稳定性倍受关注。

一种由气球模驱动势阱束缚的离散阿尔芬本征模式在理论上被提出^[4],简称为 α TAE($\alpha = -q^2 R d\beta/dr$, q 为安全因子, β 为磁压比, r 是小半径)。在理想磁流体(MHD)描述下, α TAE处于准边缘稳定性,因此,在实际托卡马克中,高能粒子极易将其激发为不稳定性模式,从而影响托卡马克的稳态运行。到目前,已分别在JT-60U、HL-2A、EAST、KSTAR、ITER等装置上探讨了 α TAE的存在情况^[5-7]。本文在 (s, α) 平衡模型较完整参数域内($s = r(dq/dr)/q$ 为磁剪切),比较全面地探究了离散阿尔芬本征模的特征,并结合多类装置,讨论了装置中 α TAE的特征。为在后续工作中,快速便捷地查看 α TAE的特征,作有利参考。

本文首先在 (s, α) 平衡模型下,探讨了势阱的变化特点,并描绘出在 (s, α) 参数域内 α TAE的主要存在区域,明显突出频率的递变特点,以做后续研究时的参照;在参数域内选取不同类型的势阱,激发出该条件下的本征模,可以得到参数域内的不同阿尔芬本征模;根据 α TAE多支模的存在现象,在MHD条件下和动理学混合模型下,分别举例描述了 α TAE多支模的特征;针对在高能粒子激发条件下的 α TAE,举例探讨共振条件 $k_\theta \rho_{A0}$ 的变化对 α TAE的影响,其中 $k_\theta = nq/r$, $\rho_{A0} = v_{A0}/\omega_{ci}$ 。最后,通过总览世界主流聚变装置,根据装置的不同特点,如环径比大小、线圈材质、偏滤器位形、限制器位形等,结合代表装置,探究了各类装置上 α TAE的存在情况,为后续在相似装置上探讨 α TAE提供参考。

1 理论模型

基于高环向模数(n)和高环径比($R/a \gg 1$, R, a 分别为托卡马克的大、小半径)的中轴对称等离子体,建立基本模型。在理想磁流体(magneto-hydrodynamics, 即MHD)描述下,我们采用高 n 气球模表象和 (s, α) 平衡模型^[8],剪切阿尔芬波可以通过涡旋方程^[4]来描述:

$$\frac{d^2 \delta \psi}{d\theta^2} + \Omega^2 (1 + 2\varepsilon_0 \cos\theta) \delta \psi - V(\theta) \delta \psi = 0 \quad (1)$$

收稿日期: 2017-12-09

基金项目: 国家自然科学基金项目(11645004, 11275053); 贵州大学研究生创新基金项目(研理工2017035)

作者简介: 吴昊(1991-),男,在读硕士,研究方向:托卡马克中的阿尔芬特征行为,Email: wuhao8958@163.com.

* 通讯作者: 胡双辉,Email: sshhu@gzu.edu.cn.

其中, $\Omega = \omega/\omega_A$, ω_A 为阿尔芬频率, $\varepsilon_0 = 2(\varepsilon + d\Delta/dr)$ 表示环效应, Δ 是沙夫拉诺夫漂移。

$$V(\theta) = (s - \alpha \cos \theta)^2 / f^2 - \alpha \cos \theta / f, \quad (2)$$

其中, $-\infty < \theta < +\infty$ 是沿磁场线的极向角, $f = 1 + (s\theta - \alpha \sin \theta)^2$ 。采用数值打靶法, 并施以符合因果律的边界条件, 求解方程(1)即可获得本征模。

在托卡马克的实际运行中, 离散阿尔芬本征模 (α TAE) 容易受到高能粒子的动理学激发, 其主要不稳定性由动理学压缩效应所致。此时需在方程(1)右侧添加修正项^[9]:

$$\frac{q^2 R^2}{f^{1/2}} \frac{4\pi q_E}{c^2} \langle \Omega_d J_0 \delta G \rangle \quad (3)$$

其中, q_E 为高能粒子的电荷, $\langle \Omega_d J_0 \delta G \rangle$ 为高能粒子扰动函数在速度空间的积分贡献。

2 (s, α) 平衡模型下的本征模

2.1 (s, α) 平衡模型下, 离散阿尔芬本征模的稳定性特征

α TAE 是一种由气球模驱动势阱(即, 方程(2)产生的势 $V(\theta)$) 束缚的离散阿尔芬本征模。在(s, α) 平衡模型下, 取定 s, α 值, 可以得到该条件下的 $V(\theta)$ 。若能产生势阱, 便可束缚离散阿尔芬本征模。MHD 描述下, α TAE 处于准边缘稳定态, 即本征模的虚频为负的弱耗散型。当考虑托卡马克中的高能粒子时, α TAE 被激发为不稳定态, 此时, 本征模的虚频成为正值, 表现出明显的增长性。势阱和模结构图像及特征, 将在下文做详细描述。

通过将一定的 s, α 值带入方程(2), 即可得到该条件下随极向角 θ 变化的 $V(\theta)$ 。比如, 对 s 分

别取值 $-1.5, -1.0, -0.5, 0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0$, 对 α 分别取值 $0, 1, 2, 3, 4, 5$, 获得对应 (s, α) 下的势 V 的变化图, 如图 1 所示。在正剪切区 ($s > 0, \alpha > 0$) 时, 气球模第一稳定区内, 多为中间只形成单峰的结构, 几乎无法产生完整的势阱; 接着, 气球模不稳定区, 可以形成单一的势阱, 且势阱中心多为负。如图 1 中 $s = 1, \alpha = 1$ 时, 结合方程(2)可以发现, 当 θ 为 0 时, 势方程可简化为 $V = (s - \alpha)^2 - \alpha$, 当 $\alpha - \sqrt{\alpha} < s < \alpha + \sqrt{\alpha}$ 时, 势方程 $V < 0$; 直到气球模第二稳定区, 形成的势阱完整, 且存在明显的单势阱和多势阱(势阱数大于等于 3) 区域。随 α 渐大, 势阱渐深, 势阱数渐多。随 s 渐大, 势阱渐小, 势阱数渐少。在负剪切区 ($s < 0, \alpha > 0$) 时, 在 $\theta = 0$ 处产生明显高于阱壁的峰值, 同样存在明显的单势阱和多势阱区域。随 $|s|$ 渐大, 势阱渐小, 势阱数渐少。随 α 渐大, 势阱渐深, 势阱数渐多。此外, 在 s, α 均为 0 时, $V(\theta)$ 恒为 0; 当 $s \neq 0, \alpha = 0$ 时, 势方程(2)可简化为 $V(\theta) = s^2 / (1 + s^2 \theta^2)$, 只能在 $\theta = 0$ 处产生一个峰, 向两边单调递减, 无法产生势阱; s 越大, 中央峰值越高; 当 $s = 0, \alpha \neq 0$ 时, 势方程可简化为 $V(\theta) = C^2 - C, C = \alpha \cos \theta / (1 + \alpha^2 \sin^2 \theta)$, 当 θ 取 π 的奇数倍时, V 有最大值, 且 $V_{\max} = \alpha^2 + \alpha$, 故 α 一定时, 会产生周期性的、大小一致的势阱。随 α 增大, 阱壁渐高。

获得(s, α) 参数域内势阱的结构之后, 我们可以在有势阱的区域, 得到 MHD 描述下的离散阿尔芬本征模。因在实际托卡马克中, s, α 在沿小半径方向上具有一个普遍的范围, 从而可以在(s, α) 平

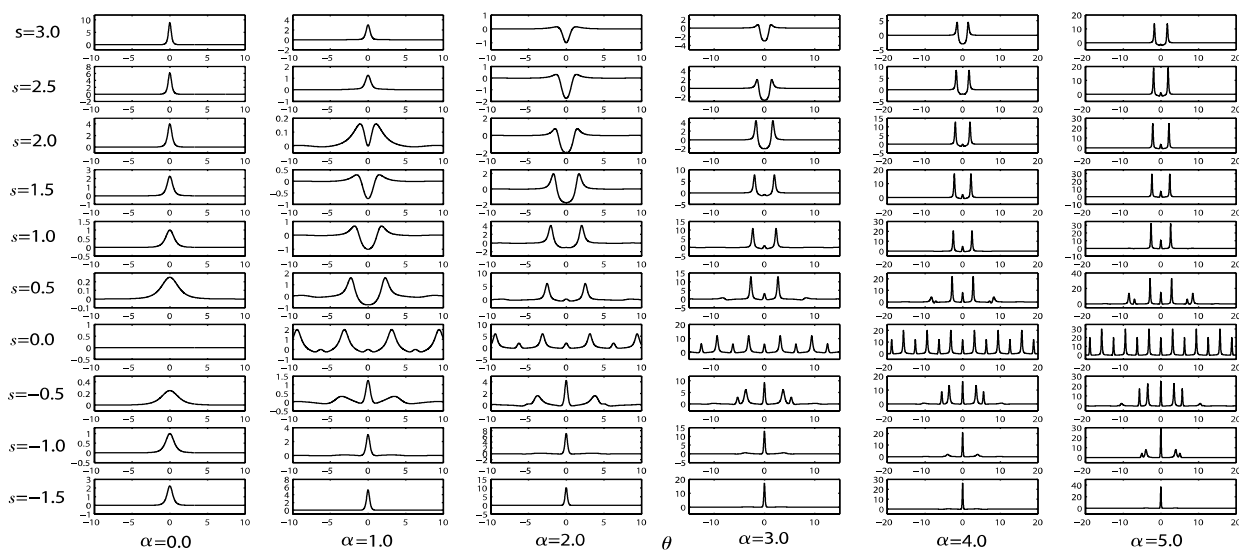


图1 (s, α) 平衡模型下的势 $V(\theta)$

衡模型下确定参数域,本文选取的参数域为 $s \in (-1.3, 3)$, $\alpha \in (0, 6)$ 。如图 2 所示,我们较完整地描绘了基态下离散阿尔芬本征模(即 α TAE(1, 0) 模)的频率(实频和虚频)分布图。由此,可以快速便捷的查找指定区域内, α TAE 的束缚特点、稳定性特点和频率范围。

从 (s, α) 参数域内可以看出, α TAE 主要分布于气球模第二稳定区和负剪切区域。图 2(a) 能够明显地突出 α TAE 实频(ω_r/ω_A , 其中 ω_r 为实频, ω_A 为阿尔芬频率)的递变特点,随 α 渐大,实频渐增。在离轴($s=0$ 轴)区域,随 $|s|$ 渐大,频率渐小。结合图 1 势阱的变化,可以看出实频和势阱深度同步增减的趋势。图 2(b) 则突出了 α TAE 的虚频特点($\log(-\gamma/\omega_A)$, 其中 γ 为虚频,小于零),在近轴($s=0$ 轴)区域,虚频较大,即此时耗散较小,本征模较稳定,且随 α 渐大,该区域越宽,随 $|s|$ 渐大,虚频渐小。此外,在正剪切区临近气球模不稳定区的边界,出现明显的高虚频带。

2.2 (s, α) 平衡模型下的阿尔芬本征模特征

势阱和 α TAE 存在明显的依存关系,因此,不同势阱束缚的 α TAE 也同样存在差异。在 MHD 条件下,我们选取多组 s, α 值,可以绘出不同类型的势 $V(\theta)$,并计算出本征模结构,如图 3 所示,实线为势 $V(\theta)$,虚线分别为 α TAE 的模结构实部 $\delta\Psi_r$ 和虚部 $\delta\Psi_i$ 。

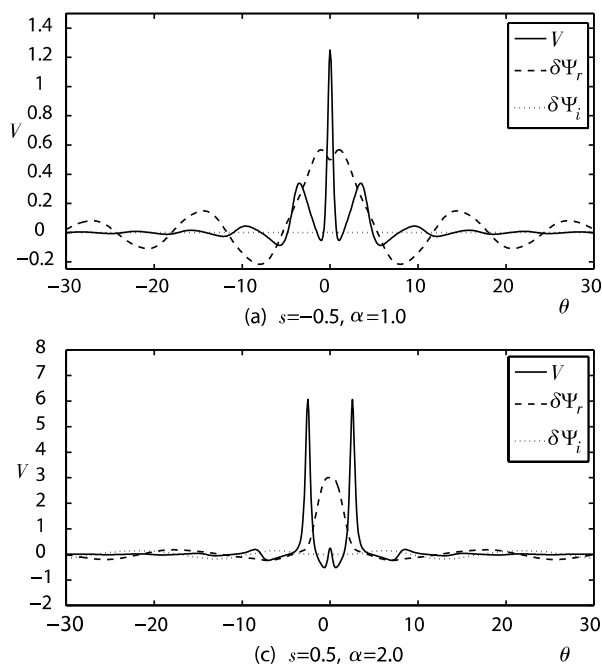
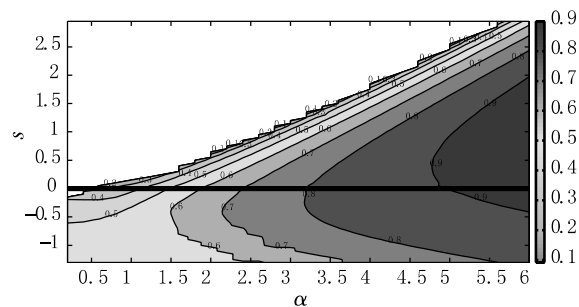
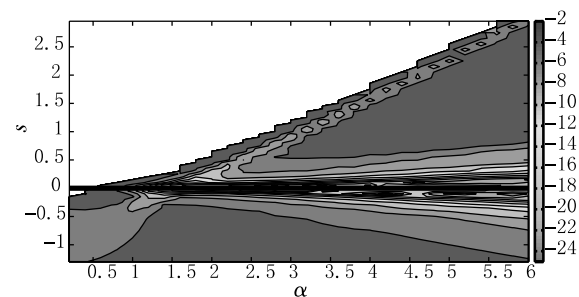


图 3 (s, α) 平衡模型下的势阱 $V(\theta)$ 和 α TAE, 其中, 实线为势 $V(\theta)$, 虚线分别为模结构实部 $\delta\Psi_r$ 、虚部 $\delta\Psi_i$



(a) 本征模实频特点 ω_r/ω_A

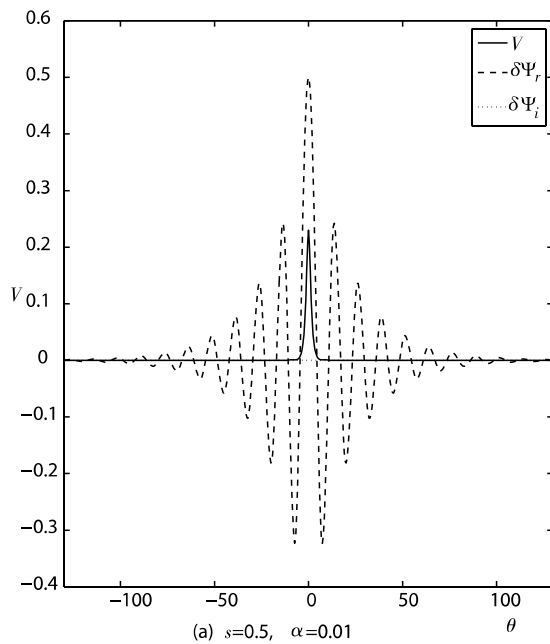


(b) 本征模虚频特点 $\log(-\gamma/\omega_A)$

图 2 (s, α) 参数域下, 离散阿尔芬本征模(1, 0) 模

在负剪切区, 当 $s = -0.5, \alpha = 1$ 时, 产生单势阱结构, 可束缚一支 $\omega_r/\omega_A = 0.533$ 的 α TAE, 见图 3(a), $\delta\Psi_i$ 趋于零, $\delta\Psi_r$ 处于势阱内; 当提高 α , 若 $s = -0.5, \alpha = 3$ 时, 产生多势阱结构, 可捕获 $\omega_r/\omega_A = 0.780$ 的一支 α TAE, 见图 3(b), $\delta\Psi_i$ 扰动极小, $\delta\Psi_r$ 处于中央势阱内。对比图 3(a) (b) 可见, 随 α 增大, 势阱渐多而深, 约束能力渐强, 模结构向外隧穿渐弱, 但均存在极小的耗散, 处于准边缘稳定状态。

在气球模第二稳定区, 当 $s = 0.5$ $\alpha = 2.0$ 可产生单一明显势阱, 并可以捕获一支 $\omega_r/\omega_A = 0.347$ 的 α TAE, 见图 3(c); 若增大 α , 当 $s = 0.5$ $\alpha = 5$ 可产生多势阱结构, 可捕获 $\omega_r/\omega_A = 0.911$ 的一支 α TAE, 见图 3(d)。由图 3(c)(d) 可见 $\delta\Psi_i$ 扰动不大, 且 $\delta\Psi_r$ 恰好处于势阱内, 此时因 α 增大, 可使 V 的中央峰值增高, 模结构逐渐在势阱内形成较明显的两个峰, 同时势阱渐多而深, 约束能力渐强, 模结构向外隧穿渐弱, 但仍存在极小耗散, 处于准边缘稳定态。



在气球模第一稳定区, 取 $s = 0.5$ $\alpha = 0.01$, 可激发出一支 $\omega_r/\omega_A = 0.485$ 的本征模, 如图 4(a) 实频恰好处于典型的 TAE 间隙内, 且没有产生势阱, 故视为无势阱束缚的准稳态 TAE, 与 α TAE 结构类似, $\delta\Psi_i$ 扰动极小, $\delta\Psi_r$ 波动较大, 且 $\theta \approx 130^\circ$ 时方可稳定。在气球模不稳定区, 取 $s = 0.5$ $\alpha = 1$ 时, 可捕获一支 $\omega_r/\omega_A = 0$, $\gamma/\omega_A = 0.375$ 的气球模(BM), 如图 4(b), $\delta\Psi_i$ 恒为零, $\delta\Psi_r$ 只有一个峰且处于势阱内, 无实频, 增长率较大。

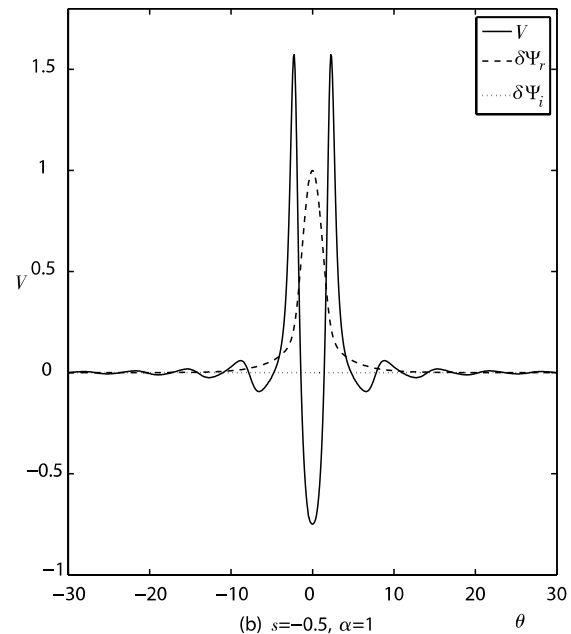


图 4 (s, α) 平衡模型下, 气球模第一稳定区和不稳定区内的本征模

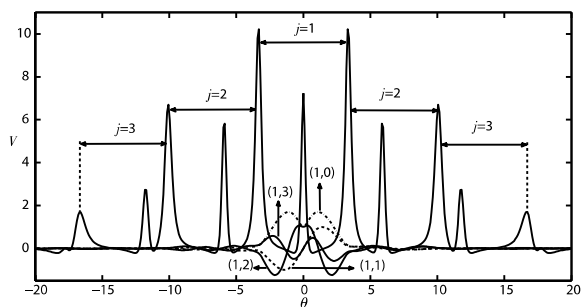
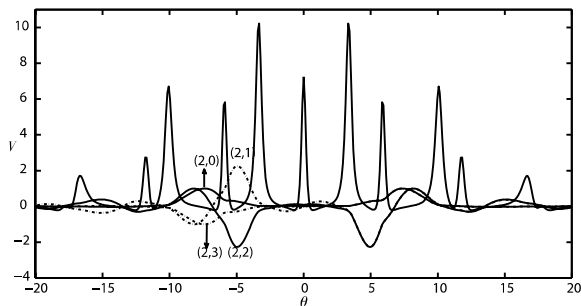
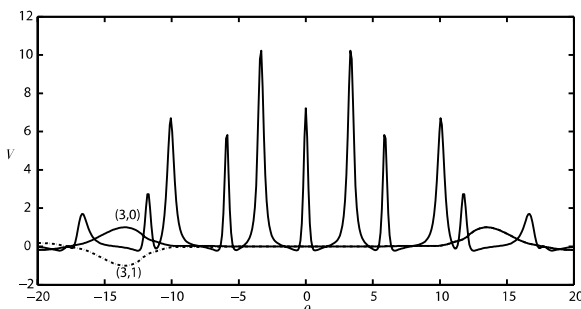
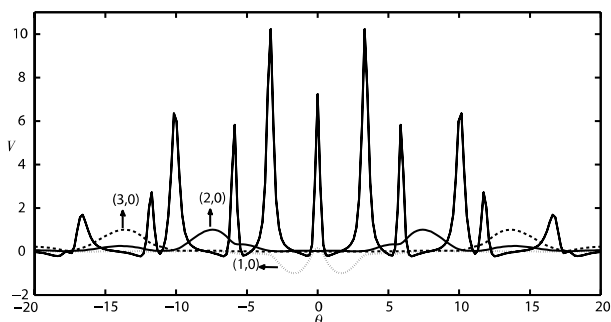
3 离散阿尔芬本征模的多支模现象

α TAE 可以被势阱束缚, 因此, 如果给定的 (s, α) 可以产生多个势阱, 则可能通过不同势阱捕获多支 α TAE。此外, 同一势阱内, 因束缚能级不同, 也可能束缚多支模, 如图 5 所示, 为 $s = -0.2$ $\alpha = 3.0$ 时的不同势阱束缚的多支本征模结构。此时可以产生三个明显势阱, 且第一个势阱约为 $\theta \in (-3, 3)$ 处, 由图 5(a) 看出, 束缚了四支 α TAE, 按能级高低, 依次命名为 (1, 0) 模、(1, 1) 模、(1, 2) 模、(1, 3) 模, 其中, (1, 0) 和 (1, 2) 模为偶模, (1, 1) 和 (1, 3) 模为奇模。命名采用 (j, k) 式, 其中 j 表示产生的势阱序数, k 代表该阱内的被束缚模式的能级序数(由低到高), 如图 5(a) 第一势阱内束缚的四支模实频分别为 0.785、0.981、1.701、1.984, 可依次命名。同样, 通过计算可以得到第二势阱内的四支模和第三势阱内的两支模, 分别如图

5(b)、(c), 分别束缚于第二、三势阱内。

在理想磁流体描述下, α TAE 处于弱耗散型的准稳定状态, 但在实际的托卡马克中, 其极易受到高能粒子影响, 虚频由弱耗散率转变为较强增长率, 从而成为不稳定模式。比如, 取 $s = -0.2$ $\alpha = 3.0$ $q = 2.5$ 时, 经高能粒子激发, 束缚的 α TAE 如图 6 所示。模结构类似, 频率接近, 虚频由负的极小耗散率转变为较大的增长率。

在混合模拟条件下, 改变共振条件 $k_{\theta}\rho_{A0}$, 可以得到频率随共振条件的变化, 如图 7 所示, 为 $s = -0.2$ $\alpha = 3.0$ 安全因子 $q = 2.5$ 高能粒子归一化速度 $V_E = 0.7$ 高能粒子比压值 $\beta_E = 0.05$ 粒子回弹角 $\theta_b \in (10^\circ, 50^\circ)$ 时 α TAE 频率随 $k_{\theta}\rho_{A0}$ 的变化趋势。可以看出, 改变共振 $k_{\theta}\rho_{A0}$ 同样可以激发出多支 α TAE, 比如, 偶模可以激发出 (1, 0)、(1, 2)、(2, 0) 和 (3, 0) 模等, 奇模可以激发出 (2, 1)、

(a) 第一势阱束缚的 α TAE(b) 第二势阱束缚的 α TAE(c) 第三势阱束缚的 α TAE图 5 $s = -0.2$ $\alpha = 3.0$ 时, 多势阱下的多支 α TAE图 6 动理学混合模型下, 高能粒子激发的多支 α TAEs

(2,3)、(3,1) 模等。随着共振条件的改变, 共振态发生变化, 从而影响了本征模的频率。

4 不同类型托卡马克下的离散阿尔芬本征模

大量理论和实验基础, 使托卡马克成为磁约束聚变的主流装置。根据其结构特点, 如环径比、线圈材质、偏滤器位形、限制器位形等不同, 可分为球

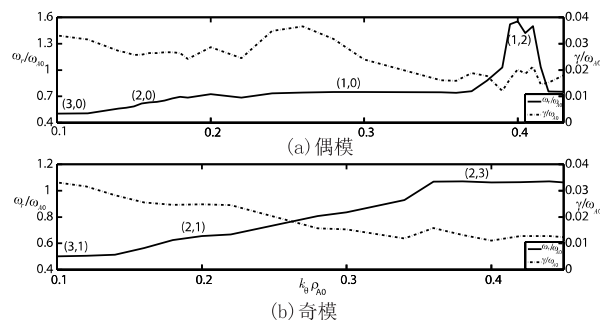


图 7 偶模 (a) 和奇模 (b) 的频率随 $k_\theta \rho_{A0}$ 的变化趋势, 其他参数为 $s = -0.2$, $\alpha = 3.0$, $q = 2.5$, $V_E = 0.7$, $\beta_E = 0.05$, $\theta_b \in (10^\circ, 50^\circ)$

马克、超导托卡马克、偏滤器位形托卡马克、限制器位形托卡马克等。不同的结构特点为他们分别带来了各具特色的约束性能和 α TAE 的束缚特征。

大部分托卡马克装置都具有较大的环径比 ($R/a \gg 1$), 还有一类, 恰好相反 (即小环径比), 被称为球形托卡马克或简称球马克, 如 NSTX、MAST 等都是典型的球马克。以 MAST^[10] 为例, 计算出其 (s, α) 值, 如图 8(a) 所示。 α 普遍较小, 但半数区域处于负剪切区, 在归一化小半径 $\rho \approx 0.42$ 处, 选取 $s = -0.11$, $\alpha = 0.41$, 作出势阱和 α TAE 模结构, 如图 8(b), 可以看出, 因 s, α 均较小, 势阱较浅, 且数目较多, $\omega_r/\omega_{A0} = 0.345$ 。

近些年, 通过对超导材料的研究, 开始对超导托卡马克看齐, 现在还在建造的 ITER 便是采用了全超导托卡马克的理念。其次, 韩国的 KSTAR 和中国的 EAST 也是超导托卡马克。以 ITER^[11] 为例, 计算其 (s, α) 值, 如图 8(c) 所示, α 值普遍较高, 大部分区域处于负剪切区和气球模第二稳定区, 在较理想的参数域内运行, 在 $\rho \approx 0.31$ 处, 选取 $s = -0.15$, $\alpha = 1.83$, 作出势阱和 α TAE 模结构, 如图 8(d)。与球马克 MAST 相比, α 普遍较大, 对比势阱和模结构, ITER 的势阱较完整, $\omega_r/\omega_{A0} = 0.625$, 能级较高。

早期的托卡马克多为限制器位形, 但直至现在仍有沿用, 且分为圆形限制器和 D 形限制器位形。其中, 我们各选取一个为例: 1) 上世纪末, 美国普林斯顿大学内的 TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) 采用圆形限制器位形; 2) 位于我国合肥等离子体所的 EAST (Experimental Advanced Superconducting Tokamak), 具有 D 形剖面, 拥有 D 形限制器位形。根据文献^[12-13], 我们可以计算出在 EAST 和 TFTR

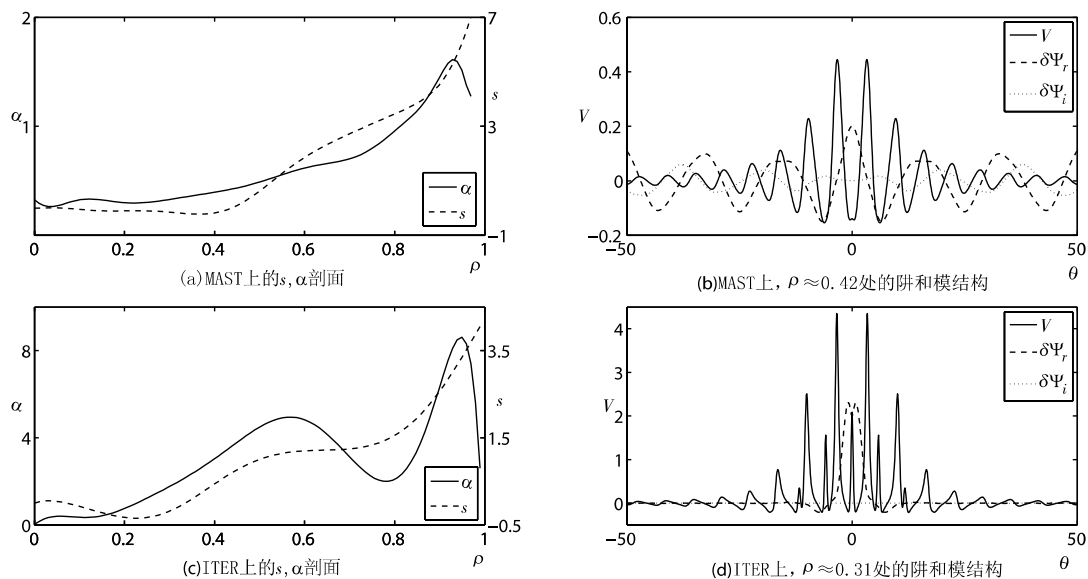


图8 MAST 和 ITER 放电时,沿小半径方向上的 s - α 剖面及其产生的势阱和 α TAE 特点

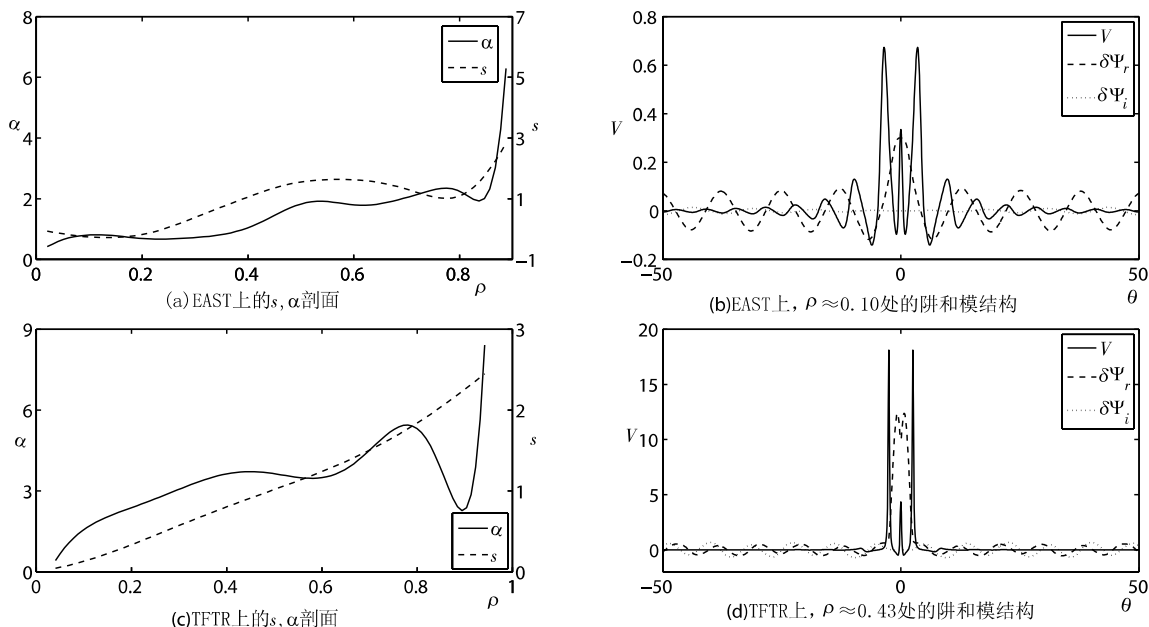


图9 EAST 和 TFTR 放电时,沿小半径方向上的 s - α 剖面及其产生的势阱和 α TAE 特点

上两次放电中 s - α 值,如图9(a)、(c)所示。结合图2,我们可以直观地了解到 α TAE 在两个装置上的分布状况,EAST上,由于 s 较高,除中心少部分区域处于负剪切区,其它运行参数域并不理想,但对于 TFTR,除边缘区域,均处于气球模第二稳定区。在 $\rho \approx 0.10$ 处,选取 $s = -0.26$, $\alpha = 0.81$,作出 EAST 上的 α TAE,如图9(b);在 $\rho \approx 0.43$ 处,选取 $s = 0.87$, $\alpha = 3.71$,作出 TFTR 上的模结构,如图9(d)。对比看出,EAST 上的 α 相对较小,故形成的势阱较低,频率 $\omega_r/\omega_{A0} = 0.449$ 较低,而 TFTR 上的 α 较大,阱较深,频率 $\omega_r/\omega_{A0} = 0.738$ 较高, α TAE

被约束得比较稳定。

现今,主流装置多采用偏滤器位形,如 DIII-D、ASDEX-Upgrade、JET、JT-60U、EAST、HL-2A、ITER 等。偏滤器位形特点也分为圆形和 D 形,我国核西南物理研究院的 HL-2A 就是圆形偏滤器位形,而美国的 DIII-D 和德国的 ASDEX-Upgrade 等具有 D 形偏滤器位形。EAST 除了具有 D 形限制器位形,也具有 D 形偏滤器位形。根据文献^[14-15],我们可计算出 HL-2A 和 DIII-D 的 s - α 值,如图10(a)、(c)所示。HL-2A 在此次放电中,产生的 α 普遍较小,只有在 ρ 较小时才会处于负剪切区,而

DIII-D 则由较宽区域处于负剪切和气球模第二稳定区。分别在 $\rho \approx 0.18$ 处选取 $s = -0.26$, $\alpha = 0.46$, 作出 HL-2A 上的 α TAE, 如图 10(b), 在 $\rho \approx 0.46$ 处, 选取 $s = 0.25$, $\alpha = 1.50$, 作出 DIII-D 上的

α TAE, 如图 10(d)。由于 HL-2A 的 α 较小, 产生的势阱较浅, 而 DIII-D 上产生势阱较深, α TAE 约束较稳定。

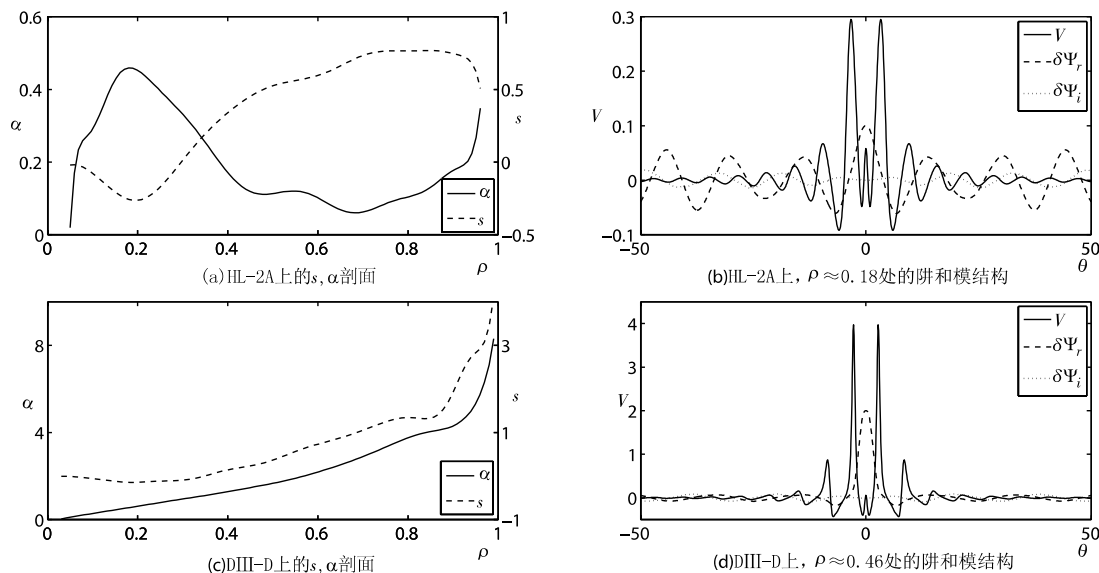


图 10 HL-2A 和 DIII-D 放电时, 沿小半径方向上的 s - α 剖面及其产生的势阱和 α TAE 特点

5 结论

本文在气球模表象和 (s, α) 平衡模型下, 探讨了较完整参数域内的离散阿尔芬本征模, 用于后续研究的有利参考。在 (s, α) 平衡模型下, 通过束缚势阱的变化特点, 定位出 α TAE 主要存在于气球模第二稳定区和负剪切区域, 并突出了其频率在参数域内的递变特点。在负剪切区和气球模第二稳定区, 改变 s, α 可以产生不同类型的势阱, 可束缚不同类型的 α TAE。此外, 在气球模第一稳定区和不稳定区可以分别激发 TAE 和 BM。由于多势阱和本征模能级现象, 在 MHD 描述和动理学混合模型下, α TAE 均存在多支模现象, 在动理学混合模型下, 只改变共振条件 $k_{\theta}\rho_{A0}$, 可以激发出台阶状梯度频率, 即多支模的激发态。最后, 结合代表性装置, 如球马克、超导托卡马克、具有圆形、D 型的限制器和偏滤器位形的托卡马克, 以其放电产生的不同 (s, α) , 探究了其中 α TAE 的特征, 并可以见出 α TAE 普遍存在于这些装置中, 可为后续研究提供参考。

参考文献:

[1] Alfvén H. On the Existence of electromagnetic-hydrodynamic waves [J]. Nature, 1942, 150(2): 3763-3767.

[2] Cheng C Z, Chen L, Chance M S. High- n ideal and resistive shear Alfvén waves in tokamaks [J]. Annals of Physics, 1984, 161(1): 21-47.

[3] Chen L. Theory of magnetohydrodynamic instabilities excited by energetic particles in tokamaks [J]. Physics of Plasmas, 1994, 1(5): 1519-1522.

[4] Hu S, Chen L. Discrete Alfvén eigenmodes in high- β toroidal plasmas [J]. Physics of Plasmas, 2004, 11(1): 1-4.

[5] 姚龙宝, 胡双辉, 王一如, 等. 现行托卡马克参数下的离散阿尔芬本征模 [J]. 核聚变与等离子体物理, 2012, 32(1): 8-14.

[6] 田换娜, 胡双辉, 郑义鸿, 等. ITER 参数下的离散阿尔芬本征模 [J]. 贵州大学学报(自然科学版), 2014, 31(3): 21-24.

[7] 闫星辰, 胡双辉, 吴昊. EAST 自举电流条件下的离散阿尔芬本征模 [J]. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2017, 47(6): 065202(7pp).

[8] Connor J W, Hastie R J, Taylor J B. Shear, periodicity, and plasma ballooning modes [J]. Physical Review Letters, 1978, 40(6): 396-399.

[9] Hu S, Chen L. Discrete Alfvén eigenmodes excited by energetic particles in high- β toroidal plasmas [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2005, 47(8): 1251-1269.

[10] Lanthaler S, Pfefferlé D, Graves J P, et al. Higher order Larmor radius corrections to guiding-centre equations and application to fast ion equilibrium distributions [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2017, 59(4): 044014(17pp).

[11] Poli F M, Kessel C E, Chance M S, et al. Ideal MHD stability and performance of ITER steady-state scenarios with ITBs [J]. Nu-

- clear Fusion , 2012 , 52(6) : 063027(17pp) .
- [12] Gao X , LI G Q , Zhang T , et al. Long Pulse H-Mode Scenarios Sustained by RF Heating on EAST[J]. Plasma Science and Technology , 2015 , 17(6) : 448-453.
- [13] Budny R V , Bell M G , Biglari H , et al. Simulations of deuterium-tritium experiments in TFTR[J]. Nuclear Fusion , 1992 , 32(3) : 429-448.
- [14] Gao Q D , Zhang J H , Qu H P. Pressure driven magnetohydrodynamics instabilities in peaked pressure profile reversed magnetic shear plasmas[J]. Chinese Physics Letter , 2001 , 18(6) : 790-792.
- [15] Ferron J R , Casper T A , Doyle E J , et al. Optimization of DIII-D advanced tokamak discharges with respect to the β limit[J]. Physics of Plasmas , 2005 , 12(5) : 056126(10pp) .

(责任编辑: 曾晶)

Discrete Alfvén eigen Modes in Tokamaks

WU Hao , HU Shuanghui* , HE Qiuming , ZHAO Zilong , JIANG Li

(College of Physics , Guizhou University , Guiyang 550025 , China)

Abstract: Discrete Alfvén eigen modes (i.e. , α TAE , with α being a measure of plasma pressure gradient) , within the magnetohydrodynamic (MHD) description , are quasi-marginally stable modes , which can be readily destabilized by energetic particles in burning plasmas. These kinetically unstable modes could potentially affect steady-state operations of tokamaks. In this paper , the stability features of α TAEs were delineated upon the (s , α) equilibrium model. Their multiple branches were demonstrated with MHD computations as well as MHD-gyrokinetic hybrid simulations. The kinetic excitations were presented for the α TAEs via wave-particle resonances. These α TAE instabilities were also discussed for varied tokamaks.

Key words: Alfvén waves; plasmas instability; energetic particles; tokamak