CFETR条件下高能粒子激发的离散阿尔芬本征模

赵庆飞*, 胡双辉, 何秋明, 欧阳学锋

贵州大学物理学院, 贵阳 550025

*联系人, E-mail: qfzhaoyy@163.com

收稿日期: 2020-03-21; 接受日期: 2020-06-02; 网络出版日期: 2020-06-29

国家自然科学基金(编号: 11645004, 11775058)资助项目

摘要 本文在中国聚变工程试验堆(China Fusion Engineering Test Reactor, CFETR)托卡马克装置的基准稳态运行模式下, 运用磁流体力学数值模拟程序和磁流体力学-回旋动理学混合模拟程序模拟探究了该装置设计参数下离散阿尔芬本征模(α TAE, α 是等离子体压强梯度的参数)的相关模结构特征以及在高能量粒子条件下 α TAE的动理学不稳定性; 此外, 还探究了CFETR不同稳态运行参考方案下的电流密度剖面与 α TAE之间的关联. 模拟结果表明, 在基准稳态运行方案下, 径向总电流密度剖面峰化前的区域存在丰富的 α TAE. 在以射频波驱动电流为主导的方案下, 由于在小半径相对较小处存在较大的电子回旋波驱动电流, 使得总电流密度剖面在该处就开始峰化, 所以 α TAE在径向上的分布区域较窄. 另外, 在高能量粒子条件下, 随着共振条件的变化, 同一局域参数下的多支 α TAE被激发成不稳定模式. 进一步模拟发现, 随着粒子能量的增大, 会激发更高频率的 α TAE.

关键词 阿尔芬本征模, 高能粒子, 不稳定性, 托卡马克

PACS: 52.35.Bj, 52.55.Fa, 52.55.-s, 52.30.Gz

1 引言

在磁约束聚变燃烧等离子体中, 为了加热等离子体, 并且维持燃烧状态, 所有高能粒子必须具备很好的约束性质^[1-3]. 然而, 聚变反应或辅助加热产生的高能粒子能够激发阿尔芬本征模以及高能粒子模不稳定, 反之, 不稳定的阿尔芬本征模以及高能粒子模也会影响高能粒子的输运, 导致高能粒子在相空间重新分布或者损失^[3-7], 影响托卡马克的正常运行. 高能粒子和阿尔芬波的相互作用是国际热核聚变实验堆(ITER)计划验证“稳态燃烧等离子体”物理过

程较为关注的问题^[8], 也是中国聚变工程试验堆(China Fusion Engineering Test Reactor, CFETR)维持长脉冲稳态运行的关键物理问题之一^[9]. 近年来, 国内对阿尔芬本征模的研究取得了丰富的成果, 如在HL-2A和EAST (Experimental Advanced Superconducting Tokamak)上观测到环效应引起的阿尔芬本征模(Toroidicity-Induced Alfvén Eigenmodes, TAEs)^[10,11]、比压阿尔芬本征模(Beta-Induced Alfvén Eigenmodes, BAEs)^[12,13]以及反磁剪切阿尔芬本征模(Reverse Shear Alfvén Eigenmodes, RSAEs)^[14,15]等. 这些模式在不同装置的不同放电条件下呈现出不同特性, 如在HL-2A上高能离子激

引用格式: 赵庆飞, 胡双辉, 何秋明, 等. CFETR条件下高能粒子激发的离散阿尔芬本征模. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 085211
Zhao Q F, Hu S H, He Q M, et al. Discrete Alfvén eigenmodes excited by energetic particles in China Fusion Engineering Test Reactor (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 085211, doi: 10.1360/SSPMA-2020-0084

发的BAE具有频率啁啾特性^[16], 而在EAST上BAE的存在依赖于低杂波功率, 并且磁重联对其有很大影响等^[11]. 离散阿尔芬本征模(α -Induced Alfvén Eigenmode, α TAE)^[17,18]是由主体等离子体压强梯度引发的气球模效应驱动的沿磁力线方向生成的势阱所束缚的一种阿尔芬本征模, 其中, $\alpha = -q^2 R d\beta/dr$, β 是等离子体压强与磁压强之比, q 为安全因子, R 和 r 分别为托卡马克的大半径和小半径. α TAE存在于气球模第二稳定区及负磁剪切区, 其本征模频率由主体等离子体的磁流体力学特征决定, 并且能独立于环形阿尔芬频率间隙而存在. 由于 α TAE通过势垒隧穿的波能量小到几乎可以忽略不计, 当其与高能粒子相互作用满足波场-粒子共振条件时, 容易被激发成不稳定模式, 因此, α TAE具有临界稳定的特点. 近年来, 已有一些文献探究了 α TAE在不同托卡马克等离子体参数条件下的稳定性特征, 例如等离子体内部输运垒、自举电流以及不同辅助加热方案下能量沉积区域内的 α TAE特性等^[19-22].

CFETR是我国为了实现磁约束聚变能而提出建设的下一个托卡马克聚变装置^[23,24]. 其运行将分为两个阶段: 第一阶段实现200 MW的聚变功率和氦自持的稳态运行(装置的大半径 $R = 5.7$ m, 小半径 $a = 1.6$ m, 中心磁场 $B_T = 5.0$ T); 第二阶段实现1000 MW的聚变功率并示范聚变电能输出^[25-27]. 为了在CFETR上演示氦自持的稳态运行以及聚变电能输出, 提出了两种稳态运行模式, 分别为基准(Baseline)和先进(Advanced)稳态运行模式^[28-30], 后者将获得比前者更高的聚变功率, 有望达到CFETR最终的科学目标. 此外, CFETR装置的相关不稳定性的预研是其投入建设的重要基础, 为了通过先进运行模式实现其最终的目标, 首先基于装置的基准运行模式预研阿尔芬本征模的相关不稳定性, 并且在该装置上已有TAE, RSAE及BAE的相关理论研究工作^[31,32]. 现阶段, CFETR装置的基准稳态运行模式有三个参考方案^[33,34], 分别由中性束注入(Neutral Beam Injection, NBI)、电子回旋波(Electron Cyclotron Wave, ECW)和低杂波(Lower-Hybrid Wave, LHW)共同驱动获得, 其中, 方案1: NB+EC; 方案2: NB+EC+LH; 方案3: EC+LH. 在CFETR装置上, 上述三种方案会形成不同的等离子体剖面, 我们运用磁流体力学数值模拟程序, 探究了该剖面下局域位置的 α TAE相关模结构特征. 此外, 还探究了 α TAE沿径向的物理特性与电流密度剖面的关联. 外部辅助加热会产生不同能量的高

能粒子, 能量通常在100 keV到1 MeV量级^[35,36], 本文结合CFETR上述的三个方案, 运用磁流体力学-回旋动理学混合模拟程序模拟探究中性束和射频波加热产生的高能粒子在波场-粒子共振作用下的 α TAE动理学不稳定性激发, 期望能为以后探究 α 粒子对阿尔芬不稳定性动理学贡献提供参考.

本文第2部分是 α TAE的理论模型; 第3部分初步探究CFETR设计参数下的 α TAE相关模结构及稳定特性; 第4部分结合基准稳态运行参考方案探究电流密度剖面与 α TAE之间的关联; 最后是对本文的总结与后续工作计划.

2 理论模型

对于大环径比($\varepsilon = a/R \ll 1$)和圆形偏移磁面的轴对称环位形等离子体, 采用高环向模数的气球模表象^[37,38]和 (s, α) 平衡模型^[39](s 是磁剪切, $s = \frac{r}{q} \frac{dq}{dr}$). 可将等离子体看成是由主体等离子体(C)和高能粒子(E)两部分组成^[6,40], 有限磁压比 β 的数量级依据参量 ε 为 $\beta_C = 8\pi P_C/B^2 \sim \varepsilon$, $\beta_E = 8\pi P_E/B^2 \sim \varepsilon^2$, 以及 $n_E/n_C \sim \varepsilon^2$. 主体等离子体部分作为理想的磁流体力学(Magnetohydrodynamic, MHD)流体, 对阿尔芬本征模特性有主导作用, 而高能粒子部分提供动理学不稳定性驱动, 可得剪切阿尔芬气球模遵从下列方程^[6,40]:

$$(1 + 2\varepsilon_0 \cos\theta) \frac{\partial^2 \delta\psi}{\omega_{A0}^2 \partial t^2} = \frac{\partial^2 \delta\psi}{\partial \theta^2} - (V + V_\rho) \delta\psi - \frac{q^2 R^2 4\pi q_E}{f^{1/2} c^2} \langle \Omega_d J_0 \delta G \rangle, \quad (1)$$

其中 $\delta\psi$ 表示垂直磁场扰动, 满足 $c \partial \delta\psi / \partial l \equiv -\partial \delta A_\parallel / \partial t$ 的关系, 这里 l 是沿着平衡磁场的坐标, $\delta A_\parallel$ 是矢势的扰动^[40]. $\omega_{A0} = v_{A0} / (qR)$ 是阿尔芬频率, v_{A0} 是阿尔芬速度. $\varepsilon_0 = 2(\varepsilon + d\Delta/dr)$, Δ 是Shafranov偏移, 势阱 $V(\theta) = (s - \alpha \cos\theta)^2 / f^2 - \alpha \cos\theta / f$, 其中, $-\infty < \theta < \infty$ 是延磁力线方向延展的极向角坐标, $f = 1 + (s\theta - \alpha \sin\theta)^2$, 总的等离子体压强梯度参数 $\alpha = \alpha_C + \alpha_E$, α_C 和 α_E 由主体等离子体以及高能粒子贡献. $V_\rho = \frac{\alpha_E g}{f} -$

$\frac{(q^2 R^2 / f) 4\pi q_E^2}{(m_E c^2) \langle \bar{\Omega}_* F_0 J_0 (\Omega_k J_0 - \Omega_p J_2) \rangle}$ 是由高能粒子引起的有

限拉莫尔半径效应对势阱的修正, 这里的 q_E 以及 m_E 分别为高能粒子的电荷以及质量; 而 $g = \cos\theta + [s(\theta - \theta_k) - \alpha \sin\theta] \sin\theta$, $\theta_k = k_r / (ndq / dr)$. k_r 为径向包络的WKB波数, 在本文中 $k_r=0$, 即不考虑 θ_k 效应, 若考虑 θ_k 效应, 在WKB近似下, $k_r \neq 0$, 在径向将呈现起伏的波络结构. $\bar{\Omega}_* F_0 = -(\partial F_0 / \partial r) / \omega_c$, $\omega_d = \omega_k + \omega_p = k_\theta \Omega_d$ 为漂移频率, $\omega_k = k_\theta \Omega_k$ 是曲率漂移频率, $\omega_p = k_\theta \Omega_p$ 是梯度漂移频率, $k_\theta = nq / r$ 为阿尔芬极向模数, $\omega_c = q_E B / (m_E c)$, $\langle \dots \rangle = 2\pi \sum_{\hat{\sigma}} \int_0^\infty dE \int_0^{E/B} d\mu (B / |v_\parallel|) \langle \dots \rangle$, $\hat{\sigma}$ 是平行速度的方向, $E = (v_\perp^2 + v_\parallel^2) / 2$, $\mu = v_\perp^2 / (2B)$, $J_0 = J_0(\lambda)$ 与 $J_2 = J_2(\lambda)$ 是贝塞尔函数, $\lambda = \sqrt{f} k_\theta p_\perp / \omega_c$. 方程(1)中左边是惯性项, 右边第一项是磁力线弯曲项, 第二项是气球模驱动项, 第三项是动理学压缩项. 动理学压缩项驱动了阿尔芬不稳定性, 其高能粒子部分由扰动分布函数 δG 描述, 遵从下面的线性回旋动理学方程^[6,40]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{v_\parallel}{qR} \frac{\partial}{\partial \theta} + i\omega_d \right) \delta G = i \frac{q_E}{m_E f^{1/2}} (Q F_0 - \Omega_p J_2) \delta \psi, \quad (2)$$

其中, $Q F_0 = i(\partial/\partial t) \partial F_0 / \partial E + \bar{\omega}_* F_0$, F_0 是粒子的平衡分布函数^[40]. 方程(2)等号的左边为捕获粒子的回弹和漂移运动, 右边是速度和位形空间的自由能.

在考虑高能粒子的动理学贡献时, 通过磁流体力学-回旋动理学混合数值模拟程序探究 α TAE的不稳定性^[18], 该程序用时间向前积分的初始值方法模拟计算耦合方程(1)和(2), 其中, 方程(1)通过有限差分法求解, 方程(2)通过具有平衡标识粒子负载(Marker Loading)^[41]的 δf 方法^[42]模拟计算, 离散网格表示与连续粒子坐标之间的耦合通过PIC(Particle-In-Cell)方法^[43]实现. 此外, 采用磁流体力学数值模拟程序探究 α TAE的MHD特征^[17], 通过数值打靶法再结合适当的边界条件^[17]求方程(1)在MHD描述下的解, 此时忽略高能粒子的动理学贡献, 即方程(1)中的势阱修正项 V_ρ 和动理学压缩项 δG 为零, 相当于用数值打靶法求解一个传统的二阶常微分方程.

在上述模型下, 主要通过某一磁面上的 (s, α) 参数描述沿磁场线方向的 α TAE特性, 即在托卡马克空间局域位置所获得的 s 和 α 参数条件下来分析 α TAE的稳定性特征.

3 CFETR设计参数下的离散阿尔芬本征模

在CFETR的设计参数下, 形成了大压强梯度以及具有负磁剪切的等离子体剖面, 这种条件容易诱导 α TAE产生. 通过磁流体力学数值模拟程序初步探究了 α TAE的物理特征以及通过磁流体力学-回旋动理学混合模拟程序探究高能粒子激发的 α TAE不稳定性.

3.1 理想MHD描述下的 α TAE物理特性

在理想MHD描述下, 基于文献^[28]设计参数下的CFETR的等离子体剖面, 通过数值计算得到 s 和 α 以及 α TAE(1, 0)模随归一化小半径 $\rho(r/a)$ 的分布, 如图1所示. 从图1(a)可知, 该设计参数下^[28]的CFETR主要运行在负磁剪切区域. 图1(b)是 α TAE(1, 0)模的实频(ω_r / ω_{A0})和虚频特性($\log(-\gamma / \omega_{A0})$)随 ρ 的分布, 显然, α TAE主要分布在 $0.1 < \rho < 0.7$ 的芯部区域. 每支模的虚频(γ / ω_{A0})都趋近于零, α TAE处于临界稳定状态.

为了清楚阐述 α TAE的模结构特点, 选取 $\rho=0.6$ 处的局域参数, 即 $s=-0.25$, $\alpha=2.12$, 得到该条件下诱发的势阱和束缚的偶模的模结构, 如图2所示. 离散阿尔芬本征模用 α TAE(j, l)表示, 其中“ j ”表示第 j 个势阱, “ l ”表示本征态^[18], 在图2(b)-(d)中的三支 α TAE分别为(2, 0)模、(1, 0)模和(1, 2)模, 对应的实频分别为0.527, 0.689与1.581. 实线和虚线分别表示模结构的实部和

图 1 CFETR装置上, (a) α 与 s 随 ρ 的分布; (b) α TAE(1, 0)模沿 ρ 的分布, 实频($\square$)和虚频(+)

Figure 1 In CFETR, (a) α and s versus ρ ; (b) the distribution of α TAE(1, 0) mode versus ρ , real frequency ($\square$) and imaginary frequency (+).

图 2 在 CFETR 装置上, (a) $\rho=0.6$ 位置处的势阱 $V(\theta)$; (b) α TAE(2, 0) 模; (c) α TAE(1, 0) 模; (d) α TAE(1, 2) 模的模结构随 θ 的变化, 其中, $s=-0.25$, $\alpha=2.12$, $\varepsilon_0=0.2$

Figure 2 In CFETR, (a) potentials $V(\theta)$ at $\rho=0.6$; (b) α TAE(2, 0) mode, (c) α TAE(1, 0) mode, (d) α TAE(1, 2) mode structure versus θ , other parameters are $s=-0.25$, $\alpha=2.12$, $\varepsilon_0=0.2$.

虚部, 模结构关于 θ 偶对称, 所以称为偶模. 由于阱壁随着 j 的增大而逐渐降低, 所以对于相同 l 而不同 j 的 α TAE, j 越小的势阱束缚的 α TAE 的实频越高 (如 (2, 0) 模和 (1, 0) 模). 而同一势阱中 l 越大的 α TAE 对应的频率更高 (如 (1, 0) 模和 (1, 2) 模).

由于上述设计参数下的 CFETR 主要运行在负磁剪切区域, 我们假定 $\alpha=4.12$, 模拟 α TAE(1, 0) 模随磁剪切 ($s<0$) 的分布如图 3 所示. 显然, 随着 $|s|$ 逐渐减小, α TAE(1, 0) 模的实频逐渐升高, 虚频特性逐渐降低, 即通过势垒隧穿的波能量逐渐减少. 而当 s 趋近 -1.0 时, α TAE 不存在, 原因如图 4 所示. 可以看出, 势阱 $V(s, \alpha, \theta)$ 由局域参数 (α, s) 共同刻画, 在负磁剪切条件下, 当 α 一定, 势阱的阱壁随着 $|s|$ 的增大而降低, 所以波能量通过隧穿效应从势阱中泄露增大, α TAE 逐渐与阿尔芬连续谱耦合在一起.

α TAE 的偶模和奇模的模结构存在一定差异, 图 5(a) 是图 1(a) 参数下的 α TAE(1, 1) 模随 ρ 的分布, 图 5(b) 和 (c) 是与图 2 相同参数下的势阱和束缚 α TAE(1, 1) 模的模结构, 其实频为 0.954, 模结构关于 θ 奇对称. 在图 5(a) $0.4<\rho<0.6$ 范围内的 α 值较小, 磁剪切 $|s|$ 较大, 从而诱发的势阱阱壁较低, 该区域的 α TAE(1, 1) 模的实频相对较低.

3.2 共振条件下的 α TAE 不稳定性

α TAE 通过势垒隧穿的波能量小到几乎可以忽略不计, 从而 α TAE 具有临界稳定的特点, 在高能量粒子条件下, 当其与高能粒子相互作用满足波场-粒子共

图 3 α TAE(1, 0) 模实频 (□) 和虚频 (+) 随磁剪切 s 的变化, 其中 $\alpha=4.12$

Figure 3 Real frequency (□) and imaginary frequency (+) of α TAE(1, 0) versus s for $\alpha=4.12$.

图 4 $s=-0.37$ 时的势阱 (a) 和 α TAE(1, 0) 模的模结构 (b); $s=-0.75$ 时的势阱 (c) 和 α TAE(1, 0) 模的模结构 (d), 其中 $\alpha=4.12$

Figure 4 (a) Potentials $V(\theta)$ and (b) α TAE(1, 0) mode structure for $s=-0.37$; (c) potentials $V(\theta)$ and (d) α TAE(1, 0) mode structure for $s=-0.75$, other parameter is $\alpha=4.12$.

振条件 $K \equiv (\omega_r - \bar{\omega}_d) / \omega_b$ (K 是整数) 时, α TAE 容易被激发成不稳定模式. 其中, ω_r 是 α TAE 的本征模频率, $\bar{\omega}_d$ 为回弹平均漂移频率, ω_b 为回弹频率. $\rho_{A0} = v_{A0} / \omega_C$, $\omega_d = \omega_k + \omega_p = k_\theta \omega_d$, $\omega_k = k_\theta g(\mu B + v_{A0}^2) / (R \omega_C) = k_\theta \Omega_k$, $\omega_p = -(\alpha_{C0} / q^2)(v_{A0\perp}^2 / 4) k_\theta / (R \omega_C) = k_\theta \Omega_p$, 所以当 $k_\theta \rho_{A0}$ 发生变化时, “共振条件”随之变化. 选取 CFETR 装置 $\rho=0.19$ 处的参数, 即 $s=-0.22$, $\alpha=4.11$, $q=3.22$, 其他的模拟参数 $\varepsilon=0.2$, $\varepsilon_0=0.2$, $\beta_{E0}=0.08$, $L_{P0/R}=-0.1$, $\eta_E=1.0$,

图 5 CFETR装置上, (a) α TAE(1, 1)模随 ρ 的分布, 实频($\square$)和虚频特性(+); (b) $\rho=0.6$ 位置处的势阱 $V(\theta)$; (c) α TAE(1, 1)模的模结构, 其中 $s=-0.25$, $\alpha=2.12$, $\varepsilon_0=0.2$

Figure 5 In CFETR, (a) the distribution of α TAE(1, 1) mode versus ρ , real frequency ($\square$) and imaginary frequency (+); (b) potentials $V(\theta)$ at $\rho=0.6$; (c) α TAE(1, 1) mode structure, other parameters are $s=-0.2$, $\alpha=2.12$, $\varepsilon_0=0.2$.

$\theta_b \in [10^\circ, 50^\circ]$, $\theta_k=0$, $v_E/v_{A0}=0.65$, 得到随 $k_\theta \rho_{A0}$ 的变化所激发的不稳定 α TAE, 如图6所示. 在图6(a)中, 实频和增长率随着 $k_\theta \rho_{A0}$ 的变化而变化, 在 $k_\theta \rho_{A0}=0.047$, 0.09 , 0.28 以及 0.49 附近激发了4支 α TAE, 分别是复频率为 $0.44+i4.048 \times 10^{-2}$ 的(4, 0)模、 $0.554+i3.671 \times 10^{-2}$ 的(3, 0)模、 $1.221+i4.822 \times 10^{-2}$ 的(3, 1)模及 $1.781+i2.979 \times 10^{-2}$ 的(1, 2)模, 相应的模结构如图6(c)–(f)所示, 实线和虚线分别是模结构的实部与虚部. 在该条件下, 模依然被较好地束缚在相应的势阱里, 增长率大于0, α TAE被高能粒子激发成不稳定模式.

4 CFETR基准稳态运行参考方案下的 α TAE

CFETR基准稳态运行的三个参考方案分别为方案1: NB+EC、方案2: NB+EC+LH和方案3: EC+LH. 在完全非感应电流稳态运行条件下, 电流密度剖面与等离子体密度和温度剖面密切相关, 外部驱动的电流和自举电流一起决定了安全因子 q 剖面^[34], 并且等离子体压强梯度参量 α 又与自举电流相关^[21], 下面探究 α TAE与电流密度剖面之间的关联.

图 6 在CFETR装置 $\rho=0.6$ 处, (a) α TAE的实频(—)和增长率(---)随 $k_\theta \rho_{A0}$ 的变化; (b) 势阱, (c) α TAE(4, 0)模, (d) α TAE(3, 0)模, (e) α TAE(3, 1)模, (f) α TAE(1, 2)模被高能粒子激发后的模结构, 其中 $s=-0.22$, $\alpha=4.11$, $q=3.22$

Figure 6 In CFETR, (a) real frequency (—) and growth rate (---) of α TAEs at $\rho=0.6$ versus $k_\theta \rho_{A0}$; (b) potentials $V(\theta)$, (c) α TAE(4, 0), (d) α TAE(3, 0), (e) α TAE(3, 1), (f) α TAE(1, 2) mode structure excited by energetic particles, where, $s=-0.22$, $\alpha=4.11$, $q=3.22$.

4.1 不同电流密度剖面下的 α TAE

CFETR的三个稳态运行参考方案下的聚变增益分别为1.8, 1.9及1.0, 自举电流分别为4.0, 4.5和3.6 MA, 总电流都为10 MA^[34]. 电流密度剖面如图7所示^[34]. 其中, 方案1, 2和3分别对应图7(a), (b)和(c). 三个方案下, 射频波驱动电流主要是离轴的电流, 而等离子

图 7 (网络版彩图) CFETR 基准稳态运行方案下的电流密度剖面. (a) 方案1: NB+EC; (b) 方案2: NB+EC+LH; (c) 方案3: EC+LH. “total”和“bs”分别表示总的等离子体电流和自举电流; “beam”, “ec”以及“lh”分别表示中性束、电子回旋波、低杂波驱动电流. 欧姆电流份额小于1%, 这里没有展示

Figure 7 (Color online) The current density profiles of CFETR baseline scenarios for steady-state operation. (a) Case 1: NB+EC; (b) Case 2: NB+EC+LH; (c) Case 3: EC+LH. The “total” and “bs” represent total plasma current and bootstrap current, respectively; “beam”, “ec”, and “lh” represent current driven by neutral beam, electron cyclotron wave, and lower hybrid wave, respectively. Ohmic currents are less than 1% and not shown here.

体芯部区域主要是以自举电流为主导. 三个方案下的总电流密度剖面存在较大区别, 特别是以射频波驱动电流为主导的方案2和方案3, 在 $\rho=[0.55, 0.75]$ 范围内形成了峰化的总电流密度剖面.

前面已经知道 (s, α) 共同刻画势阱, 又因为 $q'/q = -(2(j - \langle j \rangle_r)/r)/\langle j \rangle_r$, $\langle j \rangle_r$ 是对半径 r 的平均电流密度^[44], 而 $s = rq'/q$, 所以 α TAE与电流密度剖面之间存在关联. 基于上述三个方案下CFETR的等离子体剖面^[34], 获得该装置空间局域位置的每一组参数 (s, α) . 在圆形偏移磁面的等离子体位形下, 采用文中的理论模型, 通过CFETR每一个磁面上的参数 (s, α) 描述沿着磁场线方向的 α TAE稳定性特征, 从而得到 α TAE沿径向的物理特性, 如图8所示. 其中, 图8(a), (b), (c)是与(d), (e), (f)对应的每一组空间局域参数 (s, α) , 图中红色(+)表示该组参数下存在 α TAE, 黑色(+)则表示无 α TAE. 显然, α TAE主要存在于磁剪切 $|s|$ 较小及压强梯度参量 α 较大的参数条件下. 图7中峰化的电流密度剖面附近 $s < 0$, 特别是包含LHCD的方案2和3, 在径向驱动了明显峰化的总电流密度剖面, 方案2和3与方案1相比, 在 $\rho=0.6$ 附近形成了较大的负磁剪切, 如图8(d)–(f)所示. (g)–(i)是 α TAE(1, 0)模的实频和增长率随 ρ 的分布, 可以看出, 方案3中沿径向分布的 α TAE(1, 0)模与前两者相比较少, 主要分布在 $\rho=[0.2, 0.4]$ 这一区域且频率较大, 原因是在 $\rho=0.5$ 附近较大的ECCD使得总电流密度剖面在 $\rho=0.5$ 附近开始峰化, 从而 s 在 $\rho=0.4$ 附近就进入

了大负磁剪切区域. 此外, 在 $\rho=[0.2, 0.4]$ 范围内的自举电流密度相对较大, 所以在该区域形成了较大的 α 以及较小的 $|s|$, 从而能诱发较深的势阱, 束缚的 α TAE(1, 0)模频率较大. 对于这三个参考方案, 电流密度剖面峰值附近形成了 $q_{\min}$ 以及反磁剪切, 随后在磁剪切逐渐增大的过程中, 由于自举电流在缓慢减小, 即 α 在慢慢减小, 驱动的势阱逐渐变浅, 所以不能束缚 α TAE. 当 $\rho \rightarrow 1$ 时, 自举电流很大, 尽管磁剪切较大, 也捕获了几支 α TAE. 但总的来说, α TAE主要分布在总电流密度剖面峰化前的区域. 此外, 这三个方案下 α TAE(1, 0)模的增长率都小于零, 但却趋近于零, 体现了该模式在理想MHD描述下临界稳定的特点, 即容易被高能粒子激发为不稳定状态.

4.2 不同能量的粒子条件下的 α TAE

由于中性束的能量越高, 其电流驱动效率越高, 但聚变增益随束能量的增加而降低, 这些方案力求NB具有合适的能量, 使得满足约束条件的同时使能量增益最大化^[29]. 所以在方案1和2中, 由NB引入的高能量离子的能量分别为300和100 keV, 不含NB的方案3中的粒子取背景等离子体中的电子, 能量为18 keV, 对应的 v_E/v_{A0} 分别为0.59, 0.40及0.15. 在 $s=-0.25$, $\alpha=2.12$, $q=2.05$, $\beta_{E0}=0.05$, $k_0\rho_{A0}=0.3$, 其他参数同图6的条件下的 α TAE不稳定性与高能粒子的归一化速度 v_E/v_{A0} 的关系如图9所示. 显然, 当 $0 < v_E/v_{A0} < 0.14$ 时, 由于粒子的

图 8 (网络版彩图) CFETR 基准稳态运行方案下, (a)–(c) 运行参数(s , α), 红色和黑色分别表示有和无 α TAE 的参数; (d)–(f) 运行参数(s , α) 随 ρ 的分布; (g)–(i) 理想 MHD 描述下 α TAE(1, 0) 模的实频($\cdot$)和增长率($+$)随 ρ 分布(方案 1: NB+EC; 方案 2: NB+EC+LH; 方案 3: EC+LH)

Figure 8 (Color online) CFETR baseline scenarios for steady-state operation, (a)–(c) the operating parameters (s , α), red represents the parameters with α TAE and black represents the parameters without α TAE; (d)–(f) the operating parameters (s , α) versus ρ ; (g)–(i) the real frequency ($\cdot$) and growth rates ($+$) of α TAE(1, 0) versus ρ output from the MHD codes (Case 1: NB+EC; Case 2: NB+EC+LH; Case 3: EC+LH).

图 9 α TAE 的实频(—)以及增长率(---)随 v_E/v_{A0} 的变化曲线
Figure 9 Real frequency (—) and growth rates (---) of α TAE versus v_E/v_{A0} .

速度太小, 即粒子的能量较低, EC+LH 方案下的 α TAE 处于稳定状态. 当 $0.14 < v_E/v_{A0} < 0.3$ 时, 实频和增长率随着 v_E/v_{A0} 增大而明显增大, 在 $v_E/v_{A0} = 0.30 - 0.54$ 和 $v_E/v_{A0} = 0.64 - 1.0$ 范围内, 增长率在 $v_E/v_{A0} = 0.48$ 以及 0.68 处出现峰值, 频率为 $0.499 + i3.44 \times 10^{-2}$ 和 $0.659 + i3.421 \times 10^{-2}$ 的 α TAE(2, 0) 模和(1, 0)模被激发为不稳定模式. 可以看出, 虽然 NB+EC 和 NB+EC+LH 方案引入的高能量粒子能将 α TAE(2, 0) 模激发为不稳定模式, 但并不能激发不稳定的 α TAE(1, 0) 模. 由于 $\omega_r = K\omega_b + \bar{\omega}_d$, $\bar{\omega}_d$ 与能量有

关, 所以, 在与上述相同的模拟参数下, 在考虑更高能量的粒子时, 将会激发丰富的 α TAE 不稳定模式.

5 结论

本文基于 CFETR 装置, 在基准稳态运行条件下, 运用磁流体力学数值模拟程序模拟探究了 α TAE 的物理特性, 模拟结果表明, 在 CFETR 的三个基准稳态运行参考方案下, 形成了离轴峰化的总电流密度剖面. 从而径向电流密度剖面峰化的区域形成了大负磁剪切, 而在总电流密度剖面峰化前的区域磁场剪切 $|s|$ 较小以及压强梯度参量 α 较大. 因此, 在 CFETR 上, 总电流密度剖面峰化前的区域存在丰富的 α TAE. 在方案 3 中的 α TAE(1, 0) 模与方案 1 和 2 相比较少, 主要分布在 $\rho = [0.2, 0.4]$ 这一区域, 且频率较高. 原因是电子回旋波驱动电流在 $\rho = 0.5$ 附近较大, 使得磁剪切 s 在径向较早地进入了大负磁剪切区域, 所以 α TAE 在径向的分布区域较窄, 此外, 在 $\rho = [0.2, 0.4]$ 范围内的自举电流密度相对较大, 所以在该区域形成了较大的 α 以及较小的磁剪切 $|s|$, 能诱发较深的势阱, 束缚的 α TAE(1, 0) 模频率

较高.

运用磁流体力学-回旋动理学混合模拟程序探究了高能粒子条件下的 α TAE, 随着共振条件的变化, 同一局域参数下的多支 α TAE将被激发为不稳定模式; 此外, 在CFETR三个基准稳态运行参考方案下, 有NBI的方案1和2引入的高能量粒子将 α TAE(2, 0)模激发为不稳定模式. 进一步模拟发现, 随着粒子能量的增大, 会激发更高频率的 α TAE.

本文的研究是基于当前CFETR具体设计的稳态运行条件来探索 α TAE的不稳定性特征, 包括其磁流体力学特征以及外部辅加热(如中性束和射频波加热)产生的高能粒子在波场-粒子共振作用下的动理学不稳定性激发. 在一般高能粒子条件下的 α TAE不稳定性研究基础之上, 下一步计划结合燃烧等离子体条件下的 α 粒子, 探索CFETR装置的设计参数条件下 α 粒子对 α TAE不稳定性的动理学贡献.

参考文献

- Heidbrink W W. Measurements of classical deceleration of beam ions in the DIII-D Tokamak. *Phys Fluids B-Plasma Phys*, 1990, 2: 4–5
- Isobe M, Tobita K, Nishitani T, et al. Effect of up-down asymmetric toroidal field ripple on fast ion loss in JT-60U. *Nucl Fusion*, 1997, 37: 437–444
- Chen L, Zonca F. Physics of Alfvén waves and energetic particles in burning plasmas. *Rev Mod Phys*, 2016, 88: 015008
- Cheng C Z, Chen L, Chance M S. High- n ideal and resistive shear Alfvén waves in Tokamaks. *Ann Phys*, 1985, 161: 21–47
- Fu G Y, Cheng C Z. Excitation of high- n toroidicity-induced shear Alfvén eigenmodes by energetic particles and fusion alpha particles in Tokamaks. *Phys Fluids B-Plasma Phys*, 1992, 4: 3722–3734
- Chen L. Theory of magnetohydrodynamic instabilities excited by energetic particles in Tokamaks. *Phys Plasmas*, 1994, 1: 1519–1522
- Zonca F, Chen L. Destabilization of energetic particle modes by localized particle sources. *Phys Plasmas*, 2000, 7: 4600–4608
- Vlad G, Briguglio S, Fogaccia G, et al. Alfvénic instabilities driven by fusion generated alpha particles in ITER scenarios. *Nucl Fusion*, 2006, 46: 1–16
- Yang W, Li G, Hu Y, et al. Linear stability of toroidal Alfvén eigenmodes in the Chinese Fusion Engineering Test Reactor. *Fusion Eng Des*, 2017, 114: 118–126
- Chen W, Ding X T, Yang Q W, et al. β -induced Alfvén eigenmodes destabilized by energetic electrons in a Tokamak plasma. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 185004
- Xu M, Chen W, Hu L Q, et al. Experimental observation of beta-induced Alfvén eigenmodes during strong tearing modes on the EAST Tokamak in fast-electron plasmas. *Plasma Phys Control Fusion*, 2013, 55: 065002
- Ding X T, Chen W, Yu L M, et al. An overview of the energetic electron induced instabilities with high-power ECRH on HL-2A. *Nucl Fusion*, 2013, 53: 043015
- Chu N, Sun Y, Gu S, et al. Observation of toroidal Alfvén eigenmode excited by energetic electrons induced by static magnetic perturbations in the EAST Tokamak. *Nucl Fusion*, 2018, 58: 104004
- Chen W, Yu L M, Liu Y, et al. Destabilization of reversed shear Alfvén eigenmodes driven by energetic ions during NBI in HL-2A plasmas with $q_{\min} \sim 1$. *Nucl Fusion*, 2014, 54: 104002
- Zhang T, Liu H, Li G, et al. Experimental observation of reverse-sheared Alfvén eigenmodes (RSAEs) in ELMy H-mode plasma on the EAST Tokamak. *Plasma Sci Technol*, 2018, 20: 115101
- Hou Y M, Chen W, Yu Y, et al. Nonlinear wave-particle interaction behaviors driven by energetic ions in the HL-2A Tokamak. *Nucl Fusion*, 2018, 58: 096028
- Hu S, Chen L. Discrete Alfvén eigenmodes in high- β toroidal plasmas. *Phys Plasmas*, 2004, 11: 1–4
- Hu S, Chen L. Discrete Alfvén eigenmodes excited by energetic particles in high- β toroidal plasmas. *Plasma Phys Control Fusion*, 2005, 47: 1251–1269
- Wang Y R, Hu S H, Yao L B, et al. Discrete Alfvén eigenmodes in high performance discharges in the DIII-D Tokamak (in Chinese). *Nucl Fusion Plasma Phys*, 2012, 32: 140–147 [王一如, 胡双辉, 姚龙宝, 等. DIII-D高性能运行参数下的离散阿尔芬本征模. 核聚变与等离子体物理, 2012, 32: 140–147]

- 20 Wang J, Hu C D, Hu S H, et al. Neutral beam injection induced discrete Alfvén instabilities on experimental advanced superconducting Tokamak (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2013, 62: 212–217 [王军, 胡纯栋, 胡双辉, 等. 中性束注入在EAST中激发的离散阿尔文不稳定性. *物理学报*, 2013, 62: 212–217]
- 21 Yan X C, Hu S H, Wu H. Discrete Alfvén eigenmodes under the condition of bootstrap current in EAST (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2017, 47: 065202 [闫星辰, 胡双辉, 吴昊. EAST自举电流条件下离散阿尔芬本征模. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2017, 47: 065202]
- 22 He Q M, Hu S H, Wu H, et al. Discrete Alfvén eigenmodes in HL-2A Tokamak (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2019, 49: 045206 [何秋明, 胡双辉, 吴昊, 等. HL-2A托卡马克等离子体中的离散阿尔芬本征模. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2019, 49: 045206]
- 23 Wan B, Ding S, Qian J, et al. Physics design of CFETR: Determination of the device engineering parameters. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2014, 42: 495–502
- 24 Chan V S, Costley A E, Wan B N, et al. Evaluation of CFETR as a fusion nuclear science facility using multiple system codes. *Nucl Fusion*, 2015, 55: 023017
- 25 Gao X, Wan B N, Song Y T, et al. Progress on CFETR physics and engineering (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2019, 49: 045202 [高翔, 万宝年, 宋云涛, 等. CFETR物理与工程研究进展. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2019, 49: 045202]
- 26 Wan Y, Li J, Liu Y, et al. Overview of the present progress and activities on the CFETR. *Nucl Fusion*, 2017, 57: 102009
- 27 Liu S, Cheng X, Ma X, et al. Progress on design and related R&D activities for the water-cooled breeder blanket for CFETR. *Theor Appl Mech Lett*, 2019, 9: 161–172
- 28 Li Z Y, Chan V S, Zhu Y R, et al. Ideal MHD stability and characteristics of edge localized modes on CFETR. *Nucl Fusion*, 2018, 58: 016018
- 29 Jian X, Chen J, Chan V S, et al. Optimization of CFETR baseline performance by controlling rotation shear and pedestal collisionality through integrated modeling. *Nucl Fusion*, 2017, 57: 046012
- 30 Song Y T, Wu S T, Li J G, et al. Concept design of CFETR Tokamak machine. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2014, 42: 503–509
- 31 Zou Y, Chan V S, Huang J, et al. Validation of Alfvén eigenmode simulations on DIII-D and projection for CFETR scenario. *Nucl Fusion*, 2019, 59: 066005
- 32 Zou Y, Ye M. Alfvén eigenmode stability analysis and energetic particle transport prediction for CFETR hybrid scenario. *Plasma Sci Technol*, 2019, 21: 095104
- 33 Liu L, Kessel C, Chan V, et al. The time-dependent simulation of CFETR baseline steady-state scenarios. *Nucl Fusion*, 2018, 58: 096009
- 34 Chen J, Jian X, Chan V S, et al. Self-consistent modeling of CFETR baseline scenarios for steady-state operation. *Plasma Phys Control Fusion*, 2017, 59: 075005
- 35 Zou Y P. Simulation Study of Alfvén Eigenmode Instability and Energetic Particle Transport for Tokamaks (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Hefei: University of Science and Technology of China, 2019 [邹云鹏. 托卡马克装置中阿尔芬本征模稳定性及高能粒子输运模拟研究. 博士学位论文. 合肥: 中国科学技术大学, 2019]
- 36 Liu L. Scenario Design of the China Fusion Engineering Test Reactor (CFETR) Baseline Operation (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Hefei: University of Science and Technology of China, 2018 [刘利. 中国聚变工程实验堆标准运行模式的演化设计研究. 博士学位论文. 合肥: 中国科学技术大学, 2018]
- 37 Connor J W, Hastie R J, Taylor J B. High mode number stability of an axisymmetric toroidal plasma. *Proc R Soc Lond A*, 1979, 365: 1–17
- 38 Tuda T. Kinetic theory of electrostatic ballooning instabilities. *Phys Fluids*, 25: 1583
- 39 Connor J W, Hastie R J, Taylor J B. Shear, periodicity, and plasma ballooning modes. *Phys Rev Lett*, 1978, 40: 396–399
- 40 Chen L, Hasegawa A. Kinetic theory of geomagnetic pulsations: 1. Internal excitations by energetic particles. *J Geophys Res*, 1991, 96: 1503–1512
- 41 Dettrick S, Zheng L J, Chen L. Kinetic theory of geomagnetic pulsations: 4. Hybrid gyrokinetic simulation of drift-bounce resonant excitation of shear Alfvén waves. *J Geophys Res*, 2003, 108: 5
- 42 Parker S E, Lee W W. A fully nonlinear characteristic method for gyrokinetic simulation. *Phys Fluids B-Plasma Phys*, 1993, 5: 77–86
- 43 Birdsall C K, Langdon A B. Plasma Physics Via Computer Simulation. New York: McGraw-Hill, 1985
- 44 Li H. Calculation of Advanced Diverted Equilibrium on Tokamak (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Hefei: University of Science and Technology of China, 2017 [李航. 托卡马克中先进偏滤器平衡位型计算. 博士学位论文. 合肥: 中国科学技术大学, 2017]

Discrete Alfvén eigenmodes excited by energetic particles in China Fusion Engineering Test Reactor

ZHAO QingFei^{*}, HU ShuangHui, HE QiuMing & OUYANG XueFeng

College of Physics, Guizhou University, Guiyang 550025, China

In burning plasmas, discrete Alfvén eigenmodes (α TAEs, where α denotes a parameter of plasma pressure gradient) can be readily destabilized by energetic particles under the wave-particle resonance condition. In this study, we theoretically analyze the physical features of α TAEs in the China Fusion Engineering Test Reactor (CFETR), which is viewed as the next generation device in the Chinese magnetic confinement fusion program. One of the scientific objectives of the device is to achieve steady-state operation. There are three reference schemes for baseline steady-state operation, namely Case 1: NB+EC, Case 2: NB+EC+LH, and Case 3: EC+LH, where NB, EC, and LH represent neutral beam, electron cyclotron wave, and lower hybrid wave, respectively. Within the ideal magnetohydrodynamic (MHD) description, we focus on the physical characteristics of α TAEs and correlation between the radial profile of total current density and α TAEs for the three scenarios of CFETR operation with the help of a MHD eigenvalue code. The numerical results indicated that multiple branches of α TAEs can be trapped in potential wells of the ballooning drive under the CFETR operation condition. In the inner region, the bootstrap current density is large, and the total current density profile, defined by the peak of the radial profile of total plasma current density is relatively flat. Therefore, there are abundant α TAEs in this region. However, in the outer region, the bootstrap current is relatively small, and the total current density decreases gradually. So, α TAEs are hardly seen in this region. The α TAEs in the inner region are quasi-marginally stable within the ideal MHD description. In the CFETR operations, the energetic particles generated can destabilize the MHD α TAEs under the wave-particle resonance conditions. We study the stability features of α TAEs interacting with energetic particles by employing linear gyrokinetic-MHD hybrid eigenvalue codes. The multiple branches of α TAEs are excited under the various resonance conditions. Moreover, the multiple branches of α TAEs can also be excited by energetic particles with virial energy. Furthermore, higher-frequency α TAEs may be destabilized by energetic particles with higher energy. These α TAEs could change the distribution of energetic particles in phase space and cause the loss of a large number of particles, which may affect the plasma confinement.

Alfvén eigenmodes, energetic particles, instabilities, Tokamak

PACS: 52.35.Bj, 52.55.Fa, 52.55.-s, 52.30.Gz

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0084](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0084)