

CFETR 装置中偏压系统作用下边缘局域模的三维非线性动力学模拟研究*

尹浩坤¹⁾ 黄杰^{1)†} 郝广周^{1)‡} 孙腾飞¹⁾ 周煜捷¹⁾ 崔步天²⁾
王炼¹⁾ 赵瀚之¹⁾ 肖政耀¹⁾ 欧阳宏佳¹⁾

1) (核工业西南物理研究院, 成都 610225)

2) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

(2025 年 11 月 12 日收到; 2025 年 12 月 23 日收到修改稿)

通过数值模拟研究了在中国聚变工程实验堆 (CFETR) 偏滤器靶板偏压系统作用下等离子体边缘局域模 (edge localized modes, ELMs) 的动力学演化过程. 基于混合运行模式下的二维动力学平衡分布, 采用电流丝模型结合磁力线追踪方法, 计算偏压驱动下沿磁力线方向的刮削层 (scrape-off layer, SOL) 电流丝分布, 并利用毕奥-萨伐尔定律求解电流丝产生的三维扰动磁场. 在真空场近似下, 采用谱分析方法研究了三维扰动磁场的共振谱分布及其对边界磁拓扑的影响, 从而确定在相同刮削层电流幅值下的最优偏压配置. 基于该最优配置, 利用三维非线性电阻性平衡求解程序 HINT 计算不同偏压电流条件下的平衡结构, 并进一步采用三维非线性磁流体程序 MIPS 进行不稳定性分析. 结果表明, 在最优偏压配置下, 当刮削层电流 (I_{SOL}) 达到 1 kA 时, 台基区的压强剖面发生显著改变, 边缘局域模主导的不稳定性总动能饱和幅度降低约 70%. 研究结果预测了偏滤器靶板偏压系统在 CFETR 装置中实现 ELM 控制的可行性, 为未来聚变堆中边缘不稳定性控制提供了物理依据与参考.

关键词: CFETR, 偏滤器, 偏压靶板, 非线性模拟, 边缘局域模

DOI: 10.7498/aps.75.20251482

CSTR: 32037.14.aps.75.20251482

1 引言

中国聚变工程试验堆 (China Fusion Engineering Test Reactor, CFETR) 是中国自主设计、旨在验证聚变能源工程可行性的重要科学装置. 为实现其科学目标, CFETR 需在高约束模式 (high-confinement mode, H 模) 下运行. 在 H 模下, 随着等离子体边缘的径向输运受抑制, 该区域的温度、

密度与压强等参数的空间梯度随之陡增, 形成“台基输运垒”^[1]. 当台基区的压强梯度及其诱导的自举电流超过磁流体稳定性阈值时, 会激发一种周期性爆发的磁流体不稳定性, 即边缘局域模 (edge localized modes, ELMs)^[2,3].

一般认为, ELMs 的爆发可由剥离-气球模 (peeling-ballooning mode, P-B 模) 理论解释: 其中剥离模作为一种中等环向模数的 MHD 不稳定性, 主要由边界区域的平行电流密度驱动, 其行为

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFE03060002)、国家原子能机构-核技术研发科研项目 (批准号: HJSYF2024(02))、国家自然科学基金 (批准号: 12375214, 12475218)、财政部稳定支持项目 (课题)(批准号: 202301XWCX006-04) 和中核集团基础研发项目 (批准号: CNNC-JCYJ-202324) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: huangjie@swip.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: haogz@swip.ac.cn

强烈依赖于边界安全因子分布与托卡马克位形. 在该模式中, 压强梯度具有双重作用: 一方面通过磁剪切起到致稳效果, 另一方面也会通过驱动平行方向的自举电流而加剧不稳定性. 气球模则属于高环向模数的局域 MHD 不稳定性, 由边界区域的压强梯度与托卡马克环效应共同驱动; 由于托卡马克中环向磁场强度与大半径成反比, 导致磁场在环内侧 (强场侧) 与环外侧 (弱场侧) 分布不对称, 进而引起磁曲率的极性差异, 强场侧曲率具有致稳作用, 而弱场侧曲率则具有解稳效应. 在较低压强梯度下, 整体平均曲率通常有利于等离子体保持稳定; 一旦压强梯度超过临界阈值, 则会在弱场侧驱动气球模. ELMs 的爆发可视为剥离模与气球模相互耦合、共同作用, 最终导致台基区域发生快速崩塌的过程.

当 ELMs 爆发时, 边缘台基会发生周期性坍塌, 导致该区域储存的能量与粒子在极短时间内被快速释放. 根据其爆发频率与物理特征的不同, ELMs 可分为 I 类、II 类、III 类及杂散等多种类型^[4]. 未来高约束稳态运行反应堆的运行区间最可能伴随 I 类 ELMs^[5]. 然而在所有类型中, I 类 ELM 的危害也最为严重, 其可在毫秒量级的时间内释放出台基储存能量的 5%—20%. 如此巨大的能量与粒子流瞬间轰击第一壁和偏滤器等面向等离子体部件, 将远超当前材料所能承受的热负荷极限, 严重威胁未来聚变堆的稳态运行^[6,7]. 此外, ELM 还可能与其他磁流体不稳定性 (如电阻壁模^[8] 和新经典撕裂模^[9]) 发生非线性耦合, 进一步影响等离子体整体约束性能. 因此, 对于 CFETR 等下一代聚变装置而言, 如何有效抑制 ELMs 特别是 I 类 ELM 具有至关重要的工程与物理意义.

为控制 ELMs, 目前已发展出多种有效技术, 主要包括共振磁扰动 (resonant magnetic perturbations, RMP)^[10]、弹丸注入^[11] 与超声分子束注入^[12] 等. 其中, RMP 技术展现出显著高效可重复的抑制效果^[13], 并在国际多个装置中获得了广泛验证^[10,14-20], 已被确定为是未来 ITER 等大型托卡马克中控制 ELMs 的主要手段之一^[21]. RMP 控制 ELM 的基本物理机制可概括为: 通过外部设计的三维线圈产生扰动磁场, 其渗透时将在等离子体共振有理面处产生磁岛 (相邻磁面经由磁重连现象导致的岛状结构). 在具有 X 点的偏滤器位形中, 等离子体边缘

存在较强磁剪切, 磁岛极易重叠而导致磁场随机化. 这种边缘磁拓扑的改变会增强径向输运, 削弱边缘输运垒, 从而使剥离-气球模维持稳定.

然而, 在面向燃烧等离子体环境时, RMP 线圈面临中子辐照、安装空间限制等工程挑战. 与此同时, 一种基于偏滤器靶板偏压系统产生三维扰动场的方法也受到关注: 该方法通过在刮削层 (scrape-off layer, SOL) 等离子体中激发沿磁力线方向的螺旋电流, 进而产生所需的三维扰动磁场. 由于其扰动场电流路径相对于 RMP 线圈更贴近台基区域, 且磁力线旋转角度与台基区相近, 相对于三维线圈产生共振扰动场的方式, 极易在边缘区域产生共振的同时降低对芯部等离子体的影响. 该技术已在 HL-2A 等装置中获得了理论与实验的双重验证^[22]. 这种方法有效规避了外置线圈带来的问题, 但其在更大尺度的托卡马克装置中的可行性与有效性仍需进一步验证.

目前, ELM 及其控制的物理机制尚未完全阐明. 除实验研究外, 基于物理模型的数值模拟已经成为研究其相关物理的重要方式. 近些年来, 多种非线性 MHD 数值模拟程序被开发并广泛应用于 ELMs 动力学演化研究, 例如 JOEKE^[23], BOUT++^[24], M3D^[25], NIMROD^[26], MAGA^[27], CLT^[28] 与 MIPS^[29] 等. 本文拟采用三维平衡程序 HINT 结合不稳定性分析 MIPS 程序在实验坐标系下开展 CFETR 上偏压控制 ELMs 可行性研究. 基于弛豫迭代法, HINT 程序可精确求解包含磁岛与磁场随机化区域的三维磁流体平衡, 可以克服传统基于嵌套磁面假设的程序 (如 VMEC) 的局限性; MIPS 程序则已成功应用于边缘局域模的非线性动力学演化模拟^[30]. 针对 CRETR 上偏压驱动 SOL 电流对 ELMs 动力学演化特征的影响, 本文旨在系统评估偏滤器靶板偏压技术在 CFETR 中的有效性, 为未来大型聚变堆中边缘不稳定性的控制提供理论依据与方案参考.

本文结构安排如下: 第 2 节介绍研究所采用的二维平衡参数, 并阐述研究方法 with 整体模拟流程; 第 3 节概述所使用的数值模拟工具, 包括 HINT 代码的求解原理与 MIPS 代码的物理模型; 第 4 节分析三维非线性模拟结果, 涵盖偏压配置优化、三维平衡的磁拓扑与压强剖面演化, 以及 ELMs 的非线性演化过程; 最后, 第 5 节对全文研究进行总结与讨论.

2 研究方法

本研究集成多个数值模拟程序, 系统评估偏压靶板对 CFETR 中边缘局域模的控制效果. 程序统一在大柱坐标系均匀网格下进行数值操作, 在 R , Z 和 ϕ 三个方向网格分辨率统一设置为 $256 \times 512 \times 128$. 等离子体边界区域为真空室第一壁, 边界条件为理想导体壁条件. 具体模拟流程包含以下三个步骤 (图 1).

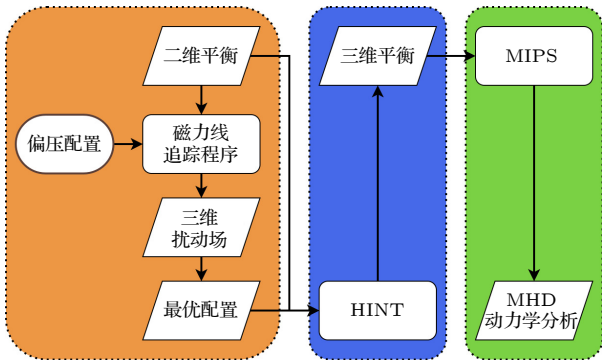


图 1 本文仿真流程示意图
Fig. 1. Flowchart of the simulation process.

首先, 基于 CFETR 混合运行模式下的单零位形平衡参数 (详见表 1 与图 2, 图中 ψ_n 表示归一化磁通), 在真空场近似下采用磁力线追踪方法, 计算偏压靶板在 SOL 区域驱动的三维电流丝结构及其扰动磁场. 综合考虑工程难度和物理需求, 参考 HL-3 装置上采用 4 组偏压靶板的配置. 比较相同电流幅值下不同偏压配置 (包括极向/环向位置与电流极性组合) 所对应的扰动磁场谱分布与 Chirikov 参数, 进而确定最优偏压方案 (注: 图中 q 剖面表征托卡马克中不同磁面间磁力线螺旋度差异, $q = m/n$, 其中 m, n 分别表示极向模数与环向模数. 不稳定性一般发生在 q 为有理数的磁面上).

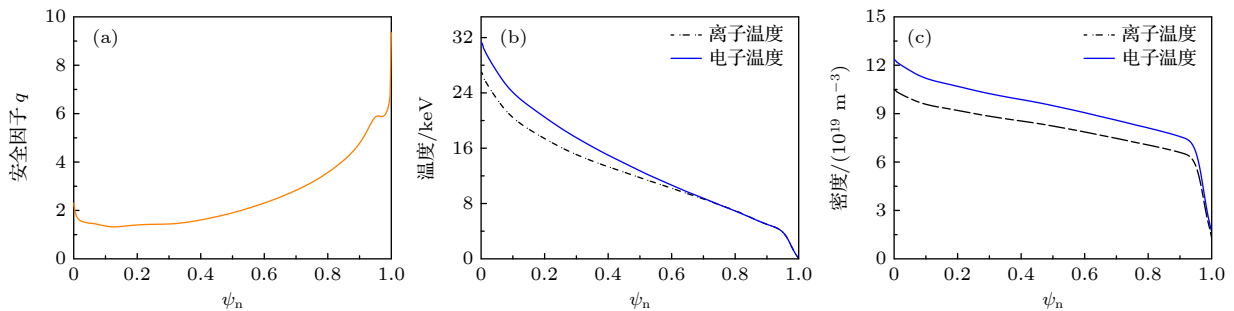


图 2 CFETR 二维平衡剖面分布 (a) 安全因子剖面; (b) 温度剖面; (c) 密度剖面
Fig. 2. Two-dimensional CFETR equilibrium profiles: (a) Safety factor (q); (b) temperature; (c) density.

表 1 CFETR 主要物理设计参数 (13 MA 混合运行模式)

参数	数值
大半径 R_0	7.2 m
小半径 a	2.2 m
SOL 区电子温度 $T_{e,SOL}$	60 eV
SOL 区电子密度 $n_{e,SOL}$	$1.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
中心环向磁场 B_t	6.5 T
等离子体电流 I_p	13 MA

注: 数据来源于 CFETR 装置物理设计与参数优化研讨会 2019.4(成都).

其次, 基于最优偏压方案扫描不同 SOL 电流作用下三维扰动场, 使用 HINT 求解扰动场作用下三维平衡分布, 并通过磁力线追踪绘制相应平衡的庞加莱截面, 分析其磁拓扑结构. 结合压强剖面变化, 考察偏压驱动 SOL 电流对等离子体边缘物理平衡参数的影响, 同时为偏压影响 ELMs 的物理机制提供参考.

最后, 将 HINT 计算得到的三维平衡作为初始条件, 输入至 MIPS 中, 通过求解完整的 MHD 方程组, 模拟 ELMs 从线性增长到非线性饱和的动力学演化过程. 通过比较不同 SOL 电流下的不稳定性增长率与饱和动能, 可量化偏压控制的效果. 同时提取不同时间阶段的不稳定性模结构分布, 进一步分析 ELMs 行为特征, 从而系统评估偏压靶板技术在 CFETR 中控制 ELMs 的可行性.

3 模拟工具

3.1 磁力线追踪程序

偏压靶板通电时, 会在 SOL 区域驱动沿磁力线方向的螺旋电流^[31]. 为简化计算, 本文采用电流

丝模型近似, 且假设丝电流内电流密度恒定, 其中丝电流的具体路径可通过磁力线追踪程序获得. 该程序通过求解柱坐标 (R, Φ, Z) 下的磁力线方程实现:

$$\frac{dR}{B_R} = \frac{Rd\Phi}{B_\Phi} = \frac{dZ}{B_Z} = \frac{dl}{B}, \quad (1)$$

其中, B_R , B_Z 和 B_Φ 分别为水平方向、垂直方向和环向的磁场分量; dR , $d\Phi$, dZ 分别是 (R, Φ, Z) 方向上的微元; dl 为沿磁力线的弧长微元. 基于所获得的电流丝路径, 进一步可利用毕奥-萨伐尔定律计算其产生的三维扰动磁场. 其中共振强度主要与扰动场径向分量相关, 将其在环向与极向方向进行傅里叶分解:

$$B_r = \sum_{m,n} B_{r(m,n)} e^{i(m\theta - n\Phi)}, \quad (2)$$

式中 θ 为极角, Φ 为环角. 通过分析不同 (m, n) 模式对应的扰动幅度 $B_r(m, n)$ 谱分布, 可评估相应偏压配置所产生三维扰动场的主导模数与边界扰动强度. 进一步, 基于 Chirikov 参数评估在真空场近似下, 偏压配置对等离子体平衡磁拓扑结构的影响, 从而初步判断其能产生的控制效果以及确定最优偏压配置方案 [32].

3.2 HINT 程序

HINT 程序通过在实验坐标系/柱坐标系 (R, Φ, Z) 的等间距网格上采用两步弛豫法求解三维磁流体平衡, 其求解流程如图 3 [30,33,34] 所示.

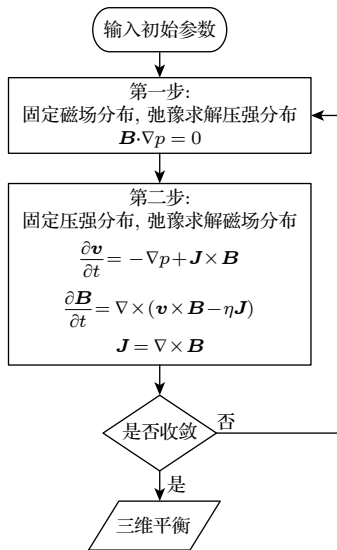


图 3 HINT 计算流程示意图

Fig. 3. Flowchart of HINT.

图 3 中 \mathbf{B} 为磁场, p 为压强, \mathbf{v} 为流体元速度, η 为电阻率, \mathbf{J} 为电流密度. 程序初始输入包括二维平衡下的压强分布、等离子体电流、磁场及偏压系统驱动 SOL 电流产生的三维扰动场. 求解过程分为两步: 第一步, 固定磁场分布, 假设沿磁场方向压强梯度为零, 计算各磁通管上的平均等离子体压强; 第二步, 固定压强分布, 通过伪时间演化耗散系统自由能求解磁场分布. 程序两步交替迭代, 直至速度项 $\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}$ 与磁场项 $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ 均趋于零, 从而获得最终三维平衡解. 求解流程图如图 3.

HINT 不依赖于嵌套磁面假设, 可精确求解磁岛和随机区的三维 MHD 动力学平衡, 从而自洽地获得在三维扰动和等离子体平衡响应共同作用下的压强分布与磁拓扑结构.

3.3 MIPS 程序

MIPS 程序在与 HINT 相同的柱坐标系下求解完整的磁流体动力学 (MHD) 方程组 [29]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}), \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p + \frac{4}{3} \nabla [\nu \rho (\nabla \cdot \mathbf{v})] - \nabla \times (\nu \rho \boldsymbol{\omega}), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\nabla \cdot (p \mathbf{v}) - (\gamma - 1) p \nabla \cdot \mathbf{v} + \chi_{\perp} \nabla_{\perp}^2 (p - p_{\text{eq}}) + \chi_{\parallel} \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{B}}{B^2} \mathbf{B} \cdot \nabla p \right), \quad (6)$$

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta (\mathbf{J} - \mathbf{J}_{\text{eq}}), \quad (7)$$

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}, \quad (8)$$

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{v}, \quad (9)$$

其中, ρ 为等离子体密度, μ_0 表示真空磁导率, γ 为绝热常数, \mathbf{E} 为电场强度, \mathbf{J}_{eq} 为平衡电流密度, $\boldsymbol{\omega}$ 为涡度, ν 为黏滞系数, χ_{\parallel} 与 χ_{\perp} 分别表示平行与垂直热扩散系数. (3) 式、(4) 式和 (6) 式分别为连续性方程、动量方程与能量方程. 结合麦克斯韦方程组 (5) 与 (8) 以及涡度定义 (9) 式, 上述方程构成封闭的 MHD 方程组. 求解这组相互耦合的非线

性偏微分方程, 可得到等离子体不稳定性的动力学演化过程.

为求解上述 MHD 方程组, 空间上 MIPS 程序采用四阶有限差分法进行数值离散, 同时使用四阶龙格-库塔法进行时间积分, 从而实现等离子体演化过程的模拟.

4 模拟结果

4.1 最优偏压配置

基于真空场近似下谱分析方法, 本文对比了多种偏压配置方案. 与 HL-3 上设计的偏压系统分布类似^[30], 假定 CFETR 上共 4 组偏压靶板环向均匀分布, 包含内外靶板共 8 个偏压电极 (如图 4 所示). 可定义偏压极性如下: “+”表示正电势, “-”表示负电势. 定义配置 1 “+ + + + + + + +”, 表示环向四个位置的内外靶板均施加正电势. 该配置中, 单个内靶板所产生的三维电流丝结构如图 4 所示. 这里每个靶板起始点设置为偏滤器打击点位置, 继而通过磁力线追踪方法自起始点出发追踪电流丝路径, 沿磁场方向延伸至与第一壁相交为止.

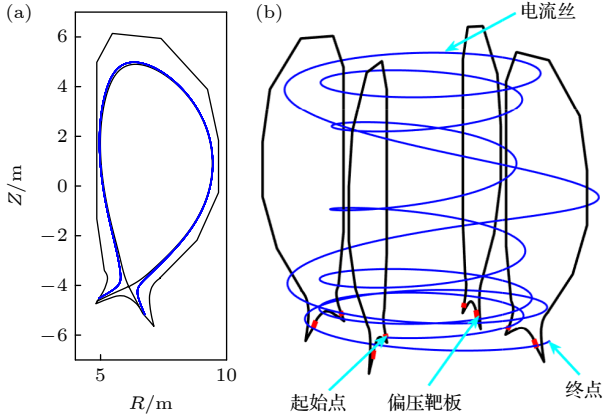


图 4 偏压电流丝结构示意图 (蓝色线条为电流丝轨迹, 黑色粗线条为装置第一壁, 红色线条为偏压靶板位置) (a) 电流丝在极向截面的投影; (b) 电流丝三维图

Fig. 4. (a) Two-dimensional (2D) projection and (b) three dimensional (3D) view of a single bias-driven SOL current filament (blue). The first wall is outlined in black, and the target plates are shown as red blocks.

在真空场近似下, 配置 1 所产生的磁场扰动在 q_{95} 面上谱分析结果如图 5 和图 6 所示^[35] (其中 q_{95} 表示等离子体 95% 极向磁通处磁面位置, 对应于台基区附近). 图 5 展示了该配置下扰动场的不同环向模数共振分量幅值分布. 其中, 图 5(a) 给出了

环向模数 n 从 -10 到 10、极向模数 m 从 -30 到 30 范围内的二维幅值分布, 可见在等离子体边缘部位扰动分量主要集中于 $n = 0$ (环向对称) 与 $n = 4$ 两种模数. 图 5(b) 进一步展示了环向模数 $n = 0-4$ 的扰动分布, 可以清晰地观察到在该配置下, 扰动场以 $n = 4$ 为主导, 其他分量相对很小.

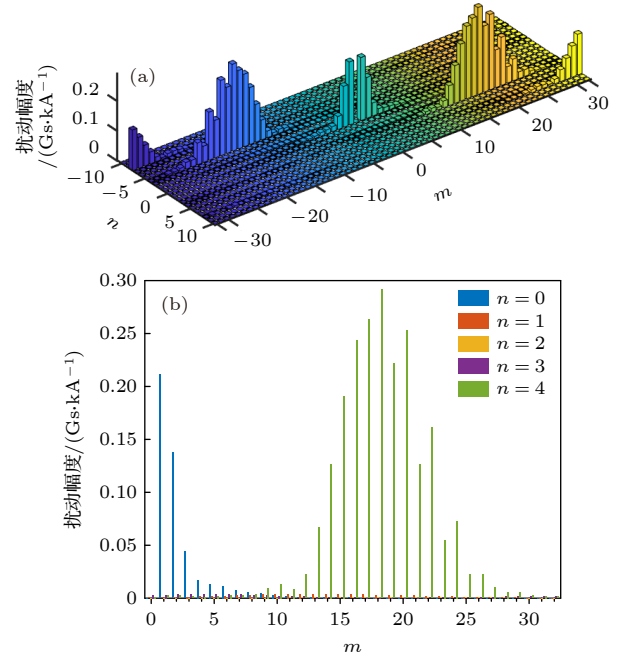


图 5 配置 1 共振扰动幅值随极向与环向模数的分布 (a) 极向模数分布; (b) 环向模数分布

Fig. 5. Distribution of resonant perturbation amplitudes with poloidal and toroidal mode numbers for configuration 1: (a) Poloidal mode number distribution; (b) toroidal mode number distribution.

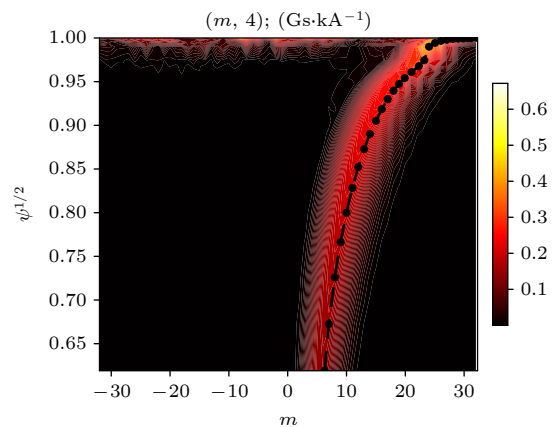


图 6 配置 1 下扰动共振分量谱, 黑色虚线代表安全因子 q 分布, 黑色散点标记了环向模数为 4 的有理面位置

Fig. 6. Resonant component spectra for configuration 1. The black dashed curve represents the safety factor (q) profile, and the black dots indicate the $n = 4$ rational surfaces.

图 6 展示了配置 1 扰动场 $n = 4$ 共振分量在径向与极向上的谱分布, 图中纵轴为归一化极向磁通的平方根 (对应径向小半径 ρ , 分布 $(0, 1)$, $\rho = 1$ 代表边界最外闭合磁面位置), 横轴为极向模数. 图中黑点表示环向模数为 $n = 4$ 时, 沿安全因子 q 分布扫描极向模数所得到的低阶共振有理面位置. 结果表明, 在 $n = 4$ 主导的扰动模式下, 偏压产生的三维扰动对等离子体内部影响较弱, 共振分量主要集中在等离子体边缘区域.

根据偏压电极排列组合规则, 本文将针对几种典型配置进行具体分析, 其他配置与这些典型配置共振谱分布类似. 定义配置 2 “+ + + + + -”, 配置 3 “+ + - + + -”, 配置 4 “+ - + - + - + -”, 配置 5 “- + - + - + - +”. 在真空场近似下, 通过谱方法分析上述五种配置, 得到主导环向模数分别为: 配置 2 为 $n = 3$ 、配置 3 为 $n = 2$ 、配置 4 与配置 5 为 $n = 4$ 主导.

在磁拓扑结构分析中, 通常采用 Chirikov 参数 (记作 σ) 来评估相邻磁岛之间是否重叠, 以此反映磁场是否出现随机化^[32]. 本文利用该参数对不同偏压配置所产生的扰动效果进行定量比较, 结果如图 7 所示.

$$\sigma^{m,m+1} = \frac{\Delta_{q_1} + \Delta_{q_2}}{|\psi_{q_1} - \psi_{q_2}|}, \quad (10)$$

式中 Δ_{q_1} , Δ_{q_2} 分别相邻有理面为两个磁岛的半宽, ψ_{q_1} , ψ_{q_2} 分别为相邻有理面两个磁岛中心的径向坐标. 当 $\sigma \geq 1$ 时, 认为该区域磁岛已发生重叠, 磁场将表现出随机化特征, 对应等离子体径向输运将显著增大. 可以认为, 在边缘台基区域 Chirikov 参数

值越高的配置, 其扰动效果越明显. 对比不同配置的评估结果表明, 配置 1 (对应 $n = 4$) 在边缘区域产生的 Chirikov 参数相对最大, 在同样 SOL 电流幅值条件下其扰动效果最优. 基于谱分析方法, 配置 1 可认为是 CFETR Hybrid 平衡位形放电条件下采用偏压控制 ELMs 的最佳配置方案, 后续三维平衡与不稳定性分析将基于该配置展开.

4.2 三维平衡特性

在 MHD 平衡与稳定性分析中, 磁拓扑扮演着决定性的角色. 为分析三维扰动场对整体磁拓扑结构的影响, 本文采用庞加莱图进行可视化 (图 8). 庞加莱图由追踪相应磁力线穿过特定截面留下的点集构成, 可直观反映磁场的三维磁拓扑结构, 诸如磁岛或磁场随机化程度.

目前广泛使用的托卡马克平衡求解程序 EFIT (equilibrium fitting code) 基于二维理想磁面平衡模型, 难以有效处理三维磁拓扑结构, 例如在误差场或共振磁扰动 (RMP) 作用下产生的磁岛等非轴对称情形. 为系统研究偏压驱动 SOL 电流幅值对平衡磁场拓扑的影响, 使用 HINT 求解了外加 0, 200, 400, 800 和 1000 A 共五种偏压电流下的三维平衡. 图 8 展示了相应三维平衡磁场在极向截面的庞加莱图^[36]. 图中最外层的粗黑线表示装置第一壁边界, 细黑线为等离子体最外闭合磁面. 图中散点为磁力线穿过 $\Phi = 0$ 截面时的点集. 为便于观察磁面的完整性及随机化程度, 采用不同颜色以区分不同起始点追踪的磁力线. 随着偏压电流的增大, 外加三维扰动场的作用逐渐明显, 相应有理面

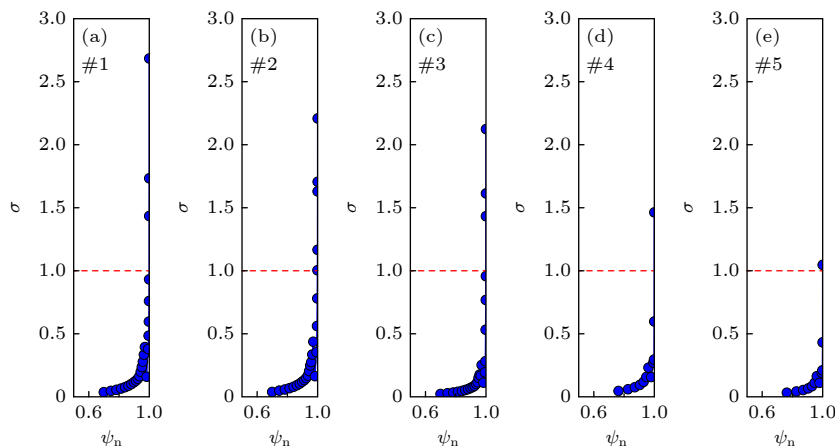


图 7 不同偏压配置下的 Chirikov 参数对比

Fig. 7. Comparison of the Chirikov parameter for different biased configurations.

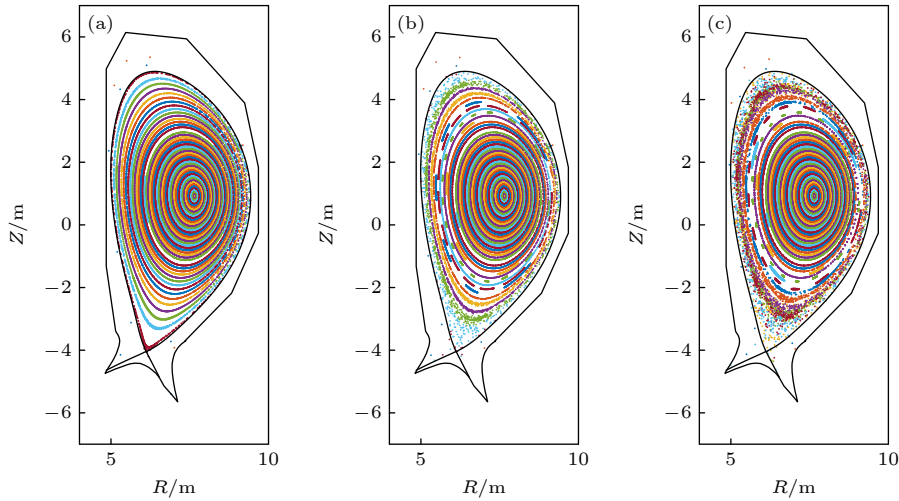


图 8 不同偏压电流下的庞加莱图 (a), (b), (c) 分别为无偏压、200 A 偏压电流、1000 A 偏压电流下的磁面结构

Fig. 8. Poincaré plots at different bias currents: (a) Without bias current; (b) with 200 A bias current; (c) with 1000 A bias current.

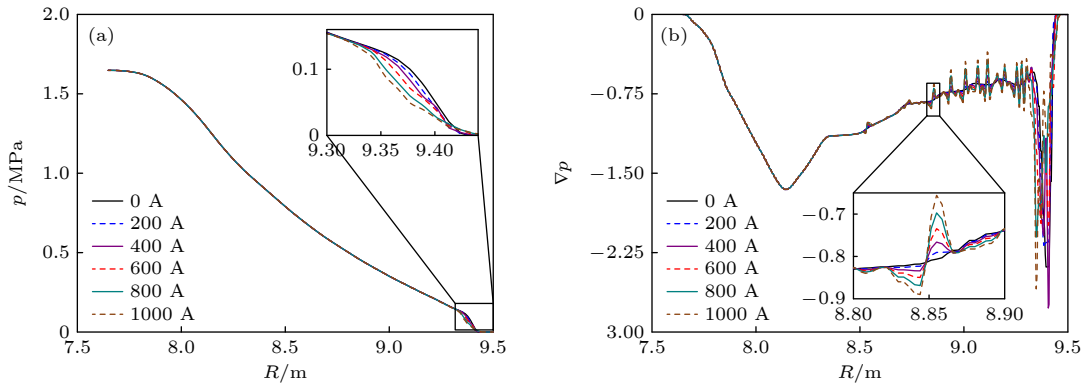


图 9 施加偏压扰动下三维平衡的压强变化图 (a) 中平面处的环形平均压强分布图; (b) 压强梯度图

Fig. 9. Toroidally averaged pressure profiles in the 3D equilibrium with biasing: (a) Pressure profile at the midplane; (b) pressure gradient distribution.

磁岛宽度增加, 同时边缘区域磁场随机化程度增加. 在 200 A 时边缘磁面结构相对扰动幅度较小. 而在 1000 A 条件下边缘已形成明显的随机化磁场区域. 与此同时等离子体芯部磁面仍保持完整.

在等离子体中, 磁拓扑的变化会伴随其压强剖面发生自洽的调整. 图 9(a) 展示了在偏压驱动 SOL 电流作用下, 由 HINT 计算三维平衡得到的径向压强分布 (环向平均). 图中纵轴为压强值, 横轴为大半径坐标. 图 9(a) 右上角为台基区压强分布放大图. 从压强剖面 (图 9(a)) 可见, 在远离台基的区域, 压强分布基本不随 SOL 电流的增加而发生明显变化, 说明所施加的三维扰动对等离子体芯部影响较小. 而在台基区, 压强剖面随 SOL 电流增大出现明显展平, 表明该区域存在较强的径向输运, 即存在磁场随机区. 此外, 在等离子体内部的共振有理面附近, 压强梯度分布 (图 9(b)) 呈现出局域的

压强展平现象, 反映该区域存在由三维共振场激发的小磁岛结构. 综合来看, 等离子体的压强变化程度随着偏压驱动 SOL 电流增大而增大, 在等离子体边缘区域尤为显著. 台基区的压强梯度显著降低. 随着边缘台基区压强梯度的明显改变, 根据 P-B 模型可以推断, 相应 ELMs 特征也将发生明显改变.

4.3 边缘局域模不稳定性演化

基于不同偏压驱动 SOL 电流幅值下生成的三维平衡, 利用 MIPS 程序研究 MHD 不稳定性动力学演化行为. 图 10 展示了不同 SOL 电流条件下 MHD 不稳定性的总动能随时间演化曲线 (对数坐标), 此处及后续稳定性分析中时间以阿尔芬时间 τ_A 为单位进行归一化 ($\tau_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 n_i m_i}} \approx 1.27 \mu\text{s}$, 其中 n_i 为离子密度, m_i 为离子质量).

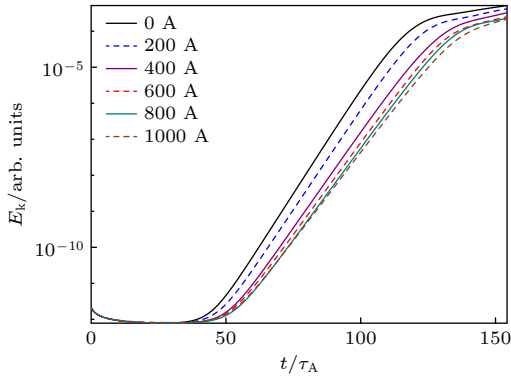


图 10 不同 SOL 电流幅值下 MHD 不稳定性的动能 (对数尺度) 随时间演化. 时间以阿尔芬时间为单位归一化

Fig. 10. Temporal evolution of the kinetic energy (logarithmic scale) of MHD instabilities for different bias-driven SOL current amplitudes. Time is normalized to the Alfvén time.

随着偏压驱动的 SOL 电流增加, 总动能演化表现出明显的不稳定性延迟触发特征 (图 10). 相应 MHD 不稳定性线性增长阶段增长率如图 11(b) 所示. 随着偏压驱动 SOL 电流的增加, 不稳定性增长率显著下降, 在 1000 A 时增长率较无偏压情况

降低约 50%. 随着演化进入非线性饱和阶段, MHD 不稳定性总动能在对数坐标下逐渐接近, 但在线性坐标系中仍可观察到饱和动能的明显降低 (图 11(a)). 在偏压电流为 1000 A 时, 总动能饱和幅度降低约 70%. 这表明, 由偏压电流引起的台基区压强梯度变化显著地影响了 ELMs 的演化.

为阐明 MHD 不稳定性动力学演化特征, 对线性阶段的稳定性扰动模式进行了分析. 图 12 和图 13 分别对比了无偏压和施加偏压驱动 1000 A SOL 电流情况下, 选定特定时刻 ($t = 50, 70, 90, 110 \tau_A$) 的压强扰动分布. 在无偏压条件下 (自然 ELMs), MHD 不稳定性主要由边界气球模主导: 典型的边缘气球模在早期线性阶段 ($t = 50 \tau_A$) 于低场侧形成, 随后不稳定性幅值逐渐增强, 而在施加偏压驱动 SOL 产生扰动场作用下, 同一时刻边缘不稳定性扰动幅值显著降低. 这一结果与 4.2 节分析一致, 外部偏压驱动 SOL 电流所引入的三维扰动磁场, 在等离子体有理面激发磁岛结构. 随着扰动增强, 边缘相邻有理面的磁岛进一步重叠, 导致边缘区域

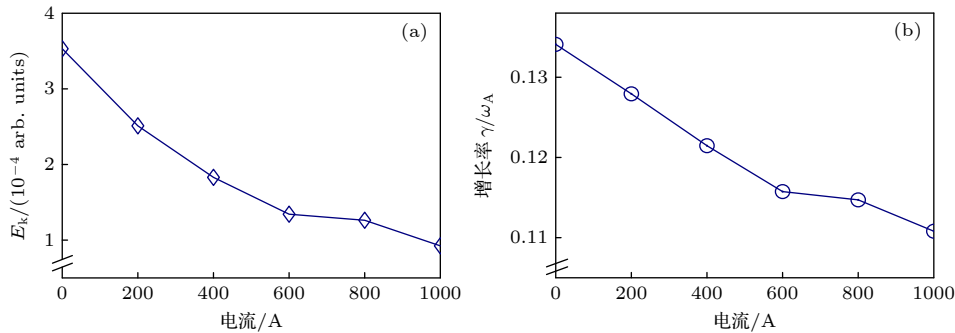


图 11 (a) 饱和动能与 (b) 线性增长率随偏压驱动 SOL 电流的变化

Fig. 11. (a) Saturated kinetic energy and (b) linear growth rate as a function of the bias-driven SOL current.

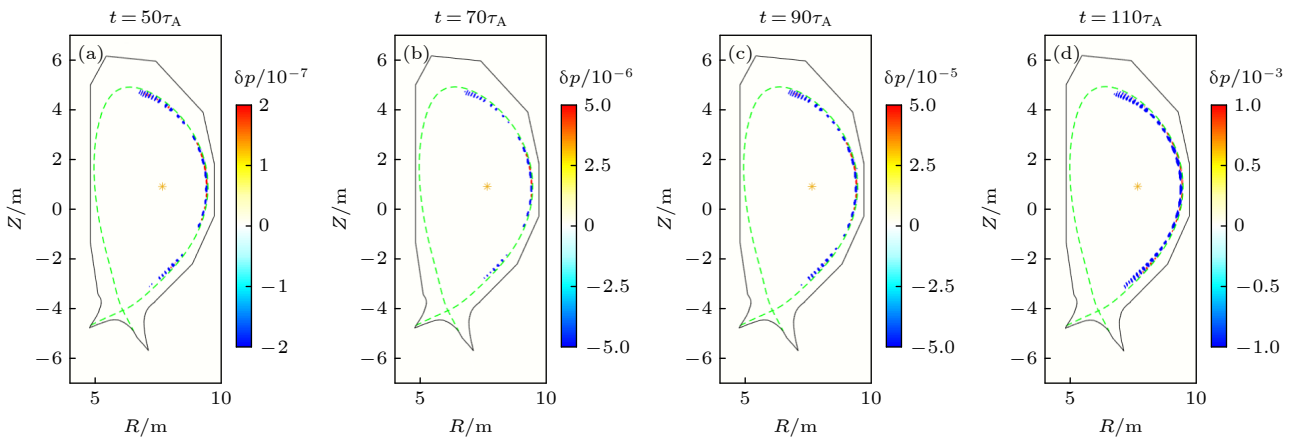


图 12 无偏压时选定时间切片下的压强扰动

Fig. 12. Pressure perturbations at selected time for unbiased case.

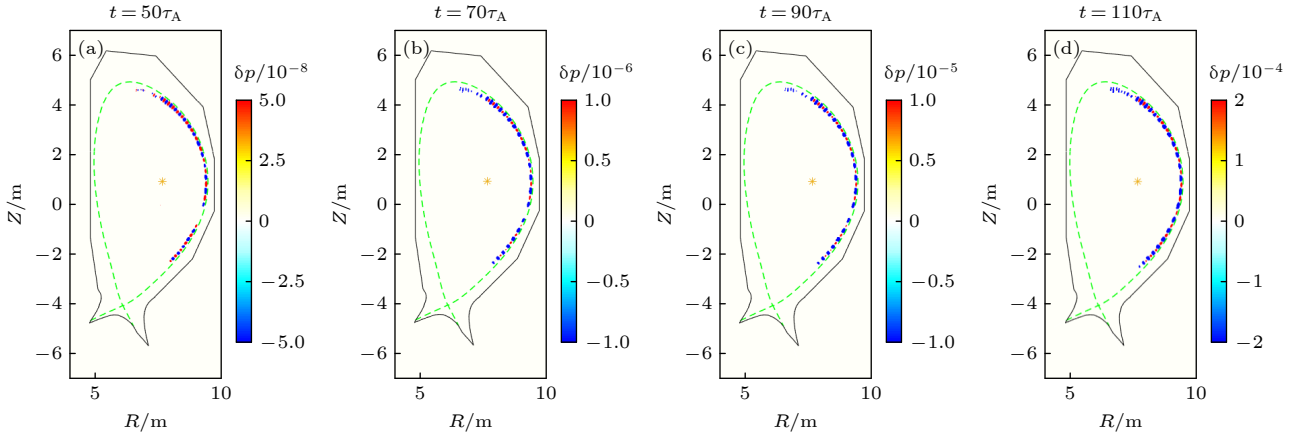


图 13 施加 1000 A 偏压电流时选定时间切片下的压强扰动

 Fig. 13. Pressure perturbations at selected time for biased ($I_{\text{SOL}} = 1 \text{ kA}$) case.

磁拓扑出现随机化, 台基区径向输运显著增加, 相应压强梯度相应降低. 随着边缘压强梯度降低, 驱动气球模不稳定性所需的自由能将相应减小, 从而显著提高了等离子体边缘的 MHD 稳定性.

5 结论与讨论

本文基于 CFETR 装置 Hybrid 平衡位形, 集成磁力线追踪程序、共振谱分析方法、三维非线性平衡程序 HINT 以及非线性 MHD 稳定性分析程序 MIPS, 对 ELMs 的自然演化过程及在偏滤器靶板偏压作用下的响应开展了系统数值模拟研究, 主要获得以下结论.

针对 Hybrid 平衡位形, 对每块偏压靶板施加接近 1000 A 的刮削层电流, 可显著改变台基压强和边界稳定性. 这主要源于共振磁场引起的边界磁拓扑重构, 导致台基压强梯度降低并影响边缘局域模的演化. 随着偏压驱动 SOL 电流幅度的提高, 模拟计算得到的三维平衡态揭示了等离子体边缘的非线性响应特征, 表现为在 SOL 电流影响下磁场随机性增强及压强剖面改变. 基于 MIPS 程序开展的 MHD 稳定性分析进一步表明, 不稳定性增长率和总动能的饱和幅度随 SOL 电流的增加呈现系统性下降. 聚变堆存在多种运行模式, 如感应运行与稳态运行等. 尽管不同运行模式下的等离子体参数和平衡配置有所不同, 但偏压驱动的 SOL 电流轨迹螺旋角度与台基区的磁力线螺旋角度具有相似性 (与 q 相关). 共振条件不依赖于具体的运行模式, 因此偏压技术的基本物理机制具有普适性. 这意味着, 所采用的偏压配置有望作为 CFETR 装置

中边缘局域模控制的有效策略. 此外, 本研究还对不同条件下的不稳定性进行了模式分解. 分析表明, 偏压的作用不仅限于影响边缘输运, 还会通过等离子体的非线性响应改变不稳定性的主导模式.

需要指出的是, 实际可实现的 SOL 电流幅值及其有效路径长度受多种因素影响, 包括刮削层等离子体密度与温度等参数, 以及平行和垂直方向的交叉场输运特性、开放磁力线的连接长度等. 本研究尚未考虑等离子体响应引起的屏蔽效应, 该效应可能削弱边缘随机性程度与磁岛宽度. 后续研究将结合 MARS-F 代码的电阻性磁流体动力学响应建模, 对上述问题展开深入分析.

大部分数值计算在中国天津国家超级计算中心的天河超级计算系统和核工业西南物理研究院的 cluster03 计算集群上完成. 感谢广岛大学铃木康浩教授提供的 HINT 和 MIPS 程序支持.

参考文献

- [1] Leonard A W 2014 *Phys. Plasmas* **21** 090501
- [2] Snyder P B, Wilson H R, Osborne T H, Leonard A W 2004 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **46** A131
- [3] Zohm H 1996 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **38** 105
- [4] Connor J W 1998 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **40** 531
- [5] Kim S H, Casper T A, Snipes J A 2018 *Nucl. Fusion* **58** 056013
- [6] Suttrop W 2000 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **42** A1
- [7] Loarte A, Saibene G, Sartori R, et al. 2003 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **45** 1549
- [8] Igochine V 2012 *Nucl. Fusion* **52** 074010
- [9] King J D, La Haye R J, Petty C C, et al. 2012 *Phys. Plasmas* **19** 022503
- [10] Sun T F, Liu Y, Ji X Q, Liu Y Q, Ke R, Gao J M, Duan X R 2021 *Nucl. Fusion* **61** 036020

- [11] Kocsis G, Kálvin S, Lang P T, Maraschek M, Neuhauser J, Schneider W, Szepesi T 2007 *Nucl. Fusion* **47** 1166
- [12] Yang Z C, Shi Z B, Zhong W L, et al. 2016 *Phys. Plasmas* **23** 012515
- [13] Evans T E, Moyer R A, Burrell K H, et al. 2006 *Nat. Phys.* **2** 419
- [14] Evans T E, Moyer R A, Thomas P R, et al. 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 235003
- [15] Liang Y, Koslowski H R, Thomas P R, et al. 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 265004
- [16] Kirk A, Nardon E, Akers R, Bécoulet M, De Temmerman G, Dudson B, Hnat B, Liu Y Q, Martin R, Tamain P, Taylor D 2010 *Nucl. Fusion* **50** 034008
- [17] Canik J M, Maingi R, Evans T E, et al. 2010 *Nucl. Fusion* **50** 034012
- [18] Suttrop W, Eich T, Fuchs J C, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 225004
- [19] Jeon Y M, Park J K, Yoon S W, Ko W H, Lee S G, Lee K D, Yun G S, Nam Y U, Kim W C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 035004
- [20] Sun Y, Liang Y, Liu Y Q, Gu S, Yang X, Guo W, Wan B 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 115001
- [21] Thomas P R 2008 *Proceedings of the 22nd IAEA Fusion Energy Conference Geneva, Switzerland, October 13-18, 2008 IT/1-5*
- [22] Hao G Z, Dong G Q, Cui B T, et al. 2023 *Nucl. Fusion* **63** 016006
- [23] Huysmans G T A, Czarny O 2007 *Nucl. Fusion* **47** 659
- [24] Xu X Q, Dudson B, Snyder P B, Umansky M V, Wilson H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 175005
- [25] Munaretto S, Orlov D M, Paz-Soldan C, Bykov I, Lasnier C J, Lyons B C, Wang H 2022 *Nucl. Fusion* **62** 026018
- [26] Sovinec C R, Glasser A H, Gianakon T A, Barnes D C, Nebel R A, Kruger S E, Schnack D D, Plimpton S J, Tarditi A, Chu M S 2004 *J. Comput. Phys.* **195** 355
- [27] Todo Y, Sato T 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1321
- [28] Zhang W, Jardin S C, Ma Z W, Kleiner A, Zhang H W 2021 *Comput. Phys. Commun.* **269** 108134
- [29] Todo Y, Nakajima N, Sato M, Miura H 2010 *Plasma Fusion Res.* **5** S2062
- [30] Huang J, Hao G Z, Suzuki Y, Liu Y Q, Li J X, Li Z J, Sun T F, Cui B T, Yin H K, Wang L, Zhao H Z, Ji X Q, Zhong W L, Liang Y 2025 *Nucl. Fusion* **65** 094001
- [31] Cui B T, Sun T F, Zhong W L, Gao Z, Ji X Q, Wu N, Hao G Z, Liang S Y, Wang A, He M Y, Gao J M, Xu M, Duan X R 2024 *Nucl. Fusion* **64** 126027
- [32] Chirikov B V 1979 *Phys. Rep.* **52** 263
- [33] Suzuki Y 2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 054008
- [34] Suzuki Y, Nakajima N, Watanabe K, Nakamura Y, Hayashi T 2006 *Nucl. Fusion* **46** L19
- [35] Schaffer M J, Menard J E, Aldan M P, Bialek J M, Evans T E, Moyer R A 2008 *Nucl. Fusion* **48** 024004
- [36] Bazzani A, Malavasi M, Siboni S, Pellacani C, Rambaldi S, Turchetti G 1989 *Nuov Cim B* **103** 659

Three-dimensional nonlinear dynamics simulation of edge localized modes controlled with biased divertor targets in CFETR tokamak*

YIN Haokun¹⁾ HUANG Jie^{1)†} HAO Guangzhou^{1)‡} SUN Tengfei¹⁾
 ZHOU Yujie¹⁾ CUI Butian²⁾ WANG Lian¹⁾ ZHAO Hanzhi¹⁾
 XIAO Zhengyao¹⁾ OUYANG Hongjia¹⁾

¹⁾ (Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610225, China)

²⁾ (Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 12 November 2025; revised manuscript received 23 December 2025)

Abstract

We investigate the dynamic evolution of edge-localized modes (ELMs) in the China Fusion Engineering Test Reactor (CFETR) under the influence of a biased divertor target plate system by using integrated numerical simulations. Combining magnetic field line tracing with the three-dimensional equilibrium code HINT and the nonlinear MHD instability code MIPS, we systematically evaluate the feasibility of employing a biasing system as an ELM control technique for CFETR. The results demonstrate that under an optimal bias

* Project supported by the National Key R & D Program of China (Grant No. 2022YFE03060002), the National Atomic Energy Agency Nuclear Technology R & D Program, China (Grant No. HJSYF2024(02)), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12375214, 12475218), the Ministry of Finance Stable Support Program (Sub-program), China (Grant No. 202301XWCX006-04), and the China National Nuclear Corporation Fundamental Research Program (Grant No. CNNC-JCYJ-202324).

† Corresponding author. E-mail: huangjie@swip.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: haogz@swip.ac.cn

configuration, a bias-driven scrape-off layer (SOL) current of 1000 A can significantly modify the pedestal pressure distribution and reduce the saturated kinetic energy of ELM-related instabilities by approximately 70%.

ELM control in H-mode operation is essential for future tokamak reactors such as CFETR, as uncontrolled Type-I ELMs can impose intolerable transient heat loads on plasma-facing components. Although resonant magnetic perturbation (RMP) is one of the most effective ELM control techniques, its implementation in reactor environments faces challenges of limited installation space and severe neutron irradiation. At the same time, the biased divertor approach provides a more reactor-compatible alternative by generating helical currents in the SOL without the need for in-vessel coils. In this work, a coupled HINT-MIPS modeling framework is used to evaluate the influence of bias-driven SOL currents on three-dimensional MHD equilibrium and edge instabilities in CFETR.

The simulations are based on a 13 MA hybrid H-mode equilibrium. A filament current model combined with magnetic field line tracing is used to calculate the spatial distribution of bias-driven SOL currents along magnetic field lines. The corresponding three-dimensional magnetic perturbations are then obtained by using the Biot-Savart law. Several representative bias configurations are examined, including “++ ++ ++ ++”, “++ ++ ++ -”, “++ - ++ -”, “+- +- +- +-”, and “-+ -+ -+ -+”. The analyses of the resonant magnetic spectra and magnetic topology reveal that the configuration with all electrodes biased positively exhibits the strongest resonant component at toroidal mode number $n = 4$, thereby maximizing the edge Chirikov parameter. Therefore, this configuration is identified as being optimal for further investigation.

Using the HINT code, we calculate three-dimensional nonlinear resistive equilibria for different SOL current amplitudes. These bias-driven magnetic perturbations lead to the formation of magnetic islands at rational surfaces and stochastic magnetic fields near the plasma edge, resulting in significant modifications of the pressure profile. The magnitude of pressure redistribution increases with SOL current amplitude increasing. These equilibrium changes directly affect the pedestal pressure gradient and thus the stability of edge MHD modes. After the initial 3D equilibrium is established, the MIPS code is used to simulate MHD instabilities. This code solves the full set of MHD equations in cylindrical coordinates.

Subsequently, based on the reconstructed three-dimensional equilibrium, the MIPS code is used to simulate the evolution of edge instability. As the SOL current increases from 0 to 1000 A, the linear growth rate and saturated kinetic energy of ELM-related instability decrease markedly, with the most pronounced stabilization occurring between 0 and 600 A. A further increase in SOL current yields diminishing return, suggesting a combined effect of nonlinear pedestal modification and the intrinsic nonlinear dependence of ballooning-type instabilities on pedestal structure. Pressure perturbation analyses confirm that the dominant modes are ballooning-like and that their amplitudes are strongly suppressed at higher SOL current levels.

These results clearly demonstrate the potential of biased divertor systems for effective ELM control in CFETR. The generation of SOL helical currents provides a promising and reactor-relevant pathway for mitigating edge instabilities and reducing transient heat loads in H-mode operation. In future work, we will extend this study by using the MARS-F code to incorporate detailed resistive plasma response effects.

Keywords: CFETR, divertor, biased target plate, nonlinear simulation, edge-localized mode

DOI: [10.7498/aps.75.20251482](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251482)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251482](https://cstr.net.cn/32037.14.aps.75.20251482)



CFETR装置中偏压系统作用下边缘局域模的三维非线性动力学模拟研究

尹浩坤 黄杰 郝广周 孙腾飞 周煜捷 崔步天 王炼 赵瀚之 肖政耀 欧阳宏佳

Three-dimensional nonlinear dynamics simulation of edge localized modes controlled with biased divertor targets in CFETR tokamak

YIN Haokun HUANG Jie HAO Guangzhou SUN Tengfei ZHOU Yujie CUI Butian WANG Lian
ZHAO Hanzhi XIAO Zhengyao OUYANG Hongjia

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 060502 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251482

CSTR: 32037.14.aps.75.20251482

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251482>

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

HL-2A托卡马克偏滤器脱靶时边缘极向旋转和湍流动量输运

Studies of edge poloidal rotation and turbulence momentum transport during divertor detachment on HL-2A tokamak

物理学报. 2024, 73(8): 088901 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231749>

热电子发射对钨偏滤器靶板附近磁化鞘层影响的模拟研究

Simulation of effect of thermionic emission on magnetized sheath near target plate of tungsten divertor

物理学报. 2023, 72(15): 159401 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230276>

基于机器学习的托卡马克偏滤器靶板热负荷预测研究

Machine learning-based prediction of heat load on Tokamak divertor target plates

物理学报. 2025, 74(13): 135205 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250381>

ITER 第一类边界局域模对排布位错偏滤器靶板钨/铜瓦片腐蚀程度的数值模拟

Numerical simulation of erosion of misaligned W/Cu monoblocks caused by ITER-like type-I edge localized modes

物理学报. 2023, 72(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230281>

低杂波注入对剥离气球模的作用

Influence of lower hybrid wave injection on peeling-ballooning modes

物理学报. 2024, 73(9): 095204 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240130>

HL-2A上H模脱靶与芯部约束兼容性的集成模拟与实验验证

Integrated modeling and experimental validation of H-mode divertor detachment and core confinement compatibility on HL-2A tokamak

物理学报. 2025, 74(9): 095201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250087>