

电子回旋波对边界局域模的作用*

刘泰齐¹⁾³⁾ 牟茂淋^{1)3)†} 马倩²⁾ 陈少永¹⁾³⁾

1) (四川大学物理学院, 成都 610065)

2) (宝鸡文理学院, 宝鸡 721013)

3) (四川大学, 高能量密度物理及技术教育部重点实验室, 成都 610065)

(2025 年 11 月 24 日收到; 2026 年 2 月 3 日收到修改稿)

本文基于聚变堆级装置设计平衡, 通过数值模拟系统研究了电子回旋波 (ECW) 注入对边界局域模 (ELM) 的控制机理. 采用 BOUT++ 框架下的三场模型, 结合 GENRAY 代码模拟 ECW 在台基区的沉积特性及其对剥离气球模 (P-B 模) 的影响. 结果表明, ECW 沉积位置对 ELM 控制效果具有显著影响, 台基中部沉积会增强 P-B 模不稳定性并增大 ELM 能量损失, 而底部沉积则能有效缓解 ELM, 其中 ECW 导致的压强扰动是影响 P-B 模稳定性的主导因素. 此外, 等离子体电阻大小可显著调节 ECW 的控制效果, 低电阻条件更利于实现 ELM 缓解. 该研究为大型聚变装置中 ECW 控制 ELM 提供了重要的理论依据和优化策略.

关键词: 托卡马克, 边界局域模, 电子回旋波, 剥离气球模**DOI:** [10.7498/aps.75.20251592](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251592)**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251592](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251592)

1 引言

托卡马克高约束模式 (H 模)^[1] 因具有优异的等离子体约束性能, 被视为未来国际热核聚变实验堆 (ITER) 和中国聚变工程实验堆 (CFETR) 等大型聚变装置的基本运行模式之一. 然而, 在 H 模运行期间, 往往会出现周期性的、瞬态大规模粒子和能量损失现象, 通常称为 I 型边界局域模 (ELMs)^[2]. 该现象会显著缩短装置第一壁和偏滤器靶板的使用寿命. 尤其在大型聚变装置中, I 型 ELM 所产生的粒子和热通量预计将超出偏滤器靶板的材料承受极限, 从而对装置的稳态运行构成严重威胁. 因此, 对于 CFETR 等下一代装置, 在设计阶段便通过集成模拟将其运行参数设定在草型 ELM^[3,4] 区间. 尽管草型 ELM 的幅值较 I 型 ELM 显著降低, 但其周期性爆发仍可能对偏滤器靶板造成累积损伤. 因此, 在维持边界排杂能力的条件下, 进一步实现对草型 ELM 的有效控制具有重要研

究价值.

射频波控制 ELM 的技术已在多个托卡马克实验中得到验证, 常用的波源包括低杂波 (LHW) 和电子回旋波 (ECW). 两者物理特性不同, 但均表现出对 ELM 的控制能力^[5-8]. ECW 与等离子体相互作用机制复杂, 一方面可通过粒子共振加热等离子体, 另一方面也可驱动电流、改变电阻及安全因子剖面分布, 进而影响磁流体不稳定性. ECW 因沉积位置局域性、易于实验调控等优势, 在 ASDEX Upgrade^[9], TCV^[10] 等装置中已成功实现了对 ELM 的缓解. 当前, 在托卡马克装置的高约束模式实验中, 等离子体压强剖面通常呈现出台基梯度较高的特征, 且所爆发的 ELM 多为 I 型 ELM, 已有模拟研究^[11,12] 指出, 当 ECW 沉积于台基中部或底部时, 能够在一定程度上缓解此类 ELM, 其物理机制主要源于 ECW 对台基区压强梯度的改变, 从而削弱了剥离-气球模 (P-B 模) 驱动源. 该模拟结果表明, 压强梯度的变化在 ELM 缓解过程中扮演关键角色. 然而, 实验中所观测到的 ELM 具有多种类

* 国家自然科学基金 (批准号: 12375222, 12205079) 和国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2019YFE03090400) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mlmou@scu.edu.cn

型, 例如: 草型 ELM 实验中的台基压强梯度相对较低, 相同 ECW 沉积所引入的扰动对不稳定性的影响可能减弱, 其稳定性和动力学行为也必然存在差异. 因此, 一个亟待厘清的问题是: 针对其他类型的 ELM, ECW 所引起的同类压强扰动是否仍能发挥类似的缓解作用? 该问题的探讨对于扩展 ECW 在不同运行条件下的适用性具有重要意义.

本文基于 CFETR 设计的草型 ELM 平衡^[4], 通过数值模拟系统研究了 ECW 注入引起的压强、电流与电阻扰动对 P-B 模不稳定性的影响, 并分析其背后的物理机制. 全文结构如下: 第 2 节介绍模拟所使用的物理模型以及 ECW 注入对平衡的影响; 第 3 节展示 ECW 沉积于台基不同区域时的 P-B 模线性与非线性模拟结果, 并剖析各扰动因素在 ELM 控制中的作用机制; 最后第 4 节对研究结果进行总结与讨论.

2 物理模型及平衡

模拟采用 BOUT++ 中的 ELM-PB 三场模型^[13], 该模型包含抗磁漂移、电阻和超电阻等非理想效应, 不仅能够有效模拟 P-B 模主导的 I 型 ELM 的线性和非线性演化过程^[13-15], 还能模拟电阻气球模主导的小 ELM 演化过程^[16,17]. 此外, 采用该程序进行的 ECW 缓解 ELM 模拟结果^[11,12]也得到实验的定性验证^[8,9]. 模型中涡量 ϖ 、等离子体压强 P 和平行磁矢势 $A_{//}$ 随时间的演化方程为

$$\frac{\partial \varpi}{\partial t} + \mathbf{V}_E \cdot \nabla \varpi = B_0 \nabla_{//} J_{//} + 2\mathbf{b}_0 \times \boldsymbol{\kappa}_0 \cdot \nabla P, \quad (1)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{V}_E \cdot \nabla P = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_{//}}{\partial t} = -\nabla_{//} (\phi + \Phi_0) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla_{\perp}^2 A_{//} - \frac{\eta_H}{\mu_0} \nabla_{\perp}^4 A_{//}, \quad (3)$$

$$\varpi = \frac{n_0 M_i}{B_0} \left(\nabla_{\perp}^2 \phi + \frac{1}{n_0 Z_i e} \nabla_{\perp}^2 P \right), \quad (4)$$

$$J_{//} = J_{//0} - \frac{1}{\mu_0} \nabla_{\perp}^2 A_{//}, \quad (5)$$

$$\mathbf{V}_E = \frac{1}{B_0} \mathbf{b}_0 \times \nabla_{\perp} (\phi + \Phi_0), \quad (6)$$

式中的变量可写成 $f = f_0 + \tilde{f}$ 的形式, 其中 f_0 和 \tilde{f} 分别表示平衡量和扰动量. 下标 $//$ 和 \perp 分别表示沿磁场方向的分量和垂直于磁场方向的分量. B_0 为磁轴处平衡磁场大小, $\boldsymbol{\kappa}_0 = \mathbf{b}_0 \cdot \nabla \mathbf{b}_0$ 为平衡磁场

曲率, n_0 和 M_i 分别为离子数密度和离子质量, $J_{//}$ 为等离子体平行电流, \mathbf{V}_E 为 $E \times B$ 漂移速度, ϕ 和 Φ_0 分别为扰动和平衡静电势. 对于任意物理量 F , 有 $\nabla_{//} F = B \partial_{//} (F/B)$, 其中,

$$\partial_{//} = \partial_{//}^0 + \tilde{\mathbf{b}} \cdot \nabla,$$

$$\tilde{\mathbf{b}} = \tilde{\mathbf{B}}/B = \nabla_{//} A_{//} \times \mathbf{b}_0/B,$$

$$\partial_{//}^0 = \mathbf{b}_0 \cdot \nabla.$$

模拟中对所有物理量都进行归一化, 所有长度量均用托卡马克大半径 R_0 归一化, 时间均用阿尔芬 (Alfvén) 时间 $\tau_A = R_0/V_A = R_0(\mu_0 n_0 M_i)^{1/2}/B_0$ 归一化, 电流密度用 $-B_0/(\mu_0 R_0)$ 归一化, 压强用 $B_0^2/2\mu_0$ 归一化, 电阻和超电阻分别用 $\mu_0 R_0 V_A$ 和 $\mu_0 R_0^3 V_A$ 归一化.

模拟中使用的平衡为 CFETR 设计的草型 ELM-H 模平衡 `gfile_EFIT_it1802`^[17], 其磁轴处环向磁场 $B_0 = 6.5$ T, 等离子体电流 $I_p = 13$ MA, 大半径 $R_0 = 7.2$ m, 小半径 $a = 2.2$ m, 拉长比 $\kappa = 2.0$, 三角形变 $\delta = 0.42$, 边缘处安全因子 $q \approx 6.0$, 台基区 ($\psi_N = 0.8-1.0$, ψ_N 为归一化极向磁通) 的压强、电流和电阻剖面如图 1 所示. 由图可知, 该平衡台基区压强梯度较为平坦, 故不会触发 I 型 ELM 不稳定性, 取而代之的草型 ELM 爆发时的台基崩塌相对缓和, 故 ELM 导致的能量损失也明显减少. 由于大型聚变装置中等离子体温度较高, 所以图 1(b) 中所示的归一化电阻较小, 该电阻剖面通过斯必泽 (Spitzer) 电阻公式^[18] 计算:

$$\eta = 0.51 \times 1.03 \times 10^{-4} Z_{\text{eff}} \ln \Lambda T_e^{-3/2} (\Omega \cdot \text{m})$$

其中, Z_{eff} 为有效电荷数, $\ln \Lambda$ 为库仑对数, T_e 为电子温度, 单位为 eV. 图中黄、红、蓝色竖直虚线分别对应台基顶、中、底部位置, 故该平衡的台基区归一化电阻范围为 $10^{-11}-10^{-9}$, 超电阻作为电子黏滞项, 取电子碰撞黏滞系数 (超电阻与电阻的比值) $\alpha_H \sim 10^{-6}$, 则超电阻的取值范围为 $10^{-17}-10^{-15}$.

ECW 注入等离子体并沉积的过程通过 GENRAY 代码^[19] 模拟, 为使 ECW 功率有效沉积在台基区域以用于 ELM 控制, 将共振位置设置在远离磁轴的强场侧, 取 $R = 5.25$ m, R 处的环向磁场强度约为 8.9 T, 根据 ECW 与等离子体相互作用的共振条件可得, ECW 基频共振频率约为 $f_{\text{EC}} = 250$ GHz. 由于模拟所用平衡为下偏滤器位形,

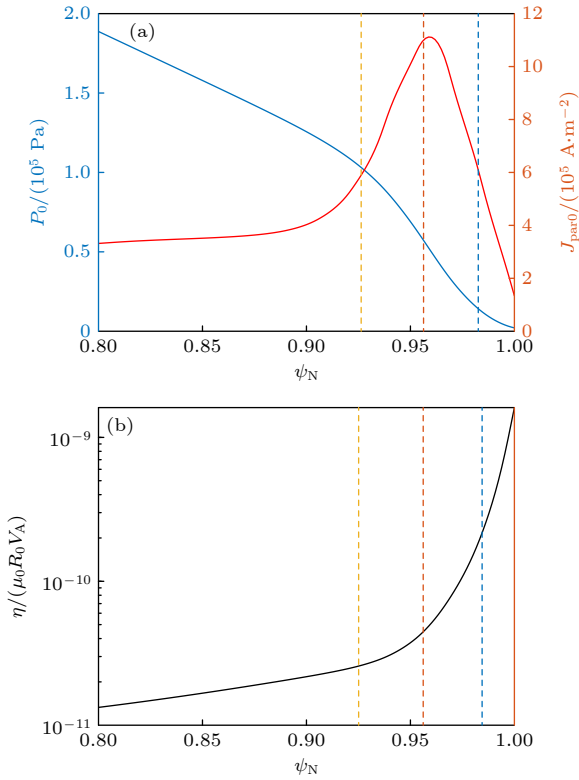


图 1 模拟所用平衡的台基区 ($\psi_N = 0.8-1.0$, ψ_N 为归一化极向磁通) (a) 压强和电流剖面; (b) 电阻剖面. 图中黄、红、蓝色竖直虚线分别对应台基顶、中、底部位置

Fig. 1. The equilibrium used in the simulations ($\psi_N = 0.8-1.0$, where ψ_N is the normalized poloidal magnetic flux): (a) Pressure and current profiles; (b) resistivity profile in the pedestal region. The vertical dashed lines in yellow, red, and blue correspond to the top, middle, and bottom of the pedestal, respectively.

且 ECW 共振层位于强场侧, 因此通过装置顶部注入 ECW 更有利于其有效沉积于台基区域, 故选取的注入位置为 $(R_{EC}, Z_{EC}) = (7.0 \text{ m}, 5.0 \text{ m})$. 经模拟计算表明, 当 ECW 注入的环向角和极向角分别为 $\phi_{EC} = 190^\circ$, $\theta_{EC} = -40^\circ, -45^\circ, -50^\circ$ 时, 其沉积位置恰好分别对应台基的底部、中部和顶部区域, 且此时可在目标沉积区域产生有效的电流驱动. 在上述参数条件下, ECW 在等离子体中的传播轨迹与沉积位置如图 2 所示. 图中竖直红色虚线标示了共振层位置, 这一设置为系统研究 ECW 沉积位置对 P-B 模不稳定性的影响提供了有利条件. 模拟中注入的 ECW 为 O1 模式, 功率为 $P_{EC} = 10 \text{ MW}$, ECW 注入后在等离子体中的功率沉积和电流驱动情况如图 3 所示, 其在台基底部、中部、顶部沉积的功率为 $P_{dep} = 4.64, 9.93, 9.99 \text{ MW}$, 驱动的电

率明显更高, 而随着沉积位置向等离子体边缘移动, 由于边缘等离子体参数 (如: 密度、温度) 的变化, 功率吸收和电流驱动效率急剧下降.

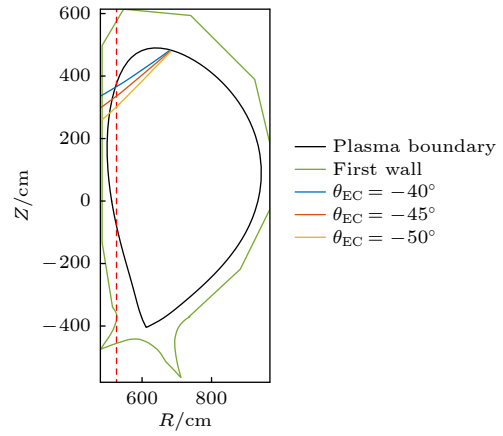


图 2 ECW 注入后在等离子体中的传播轨迹 (蓝、红、黄色曲线) 和沉积位置 (竖直红色虚线), 图中黑色曲线代表等离子体边界, 绿色曲线代表装置第一壁位置

Fig. 2. The propagation trajectories (blue, red, and yellow curves) and deposition locations (vertical red dashed lines) of the injected ECW in the plasma, the black curve represents the plasma boundary, while the green curve indicates the position of the first wall.

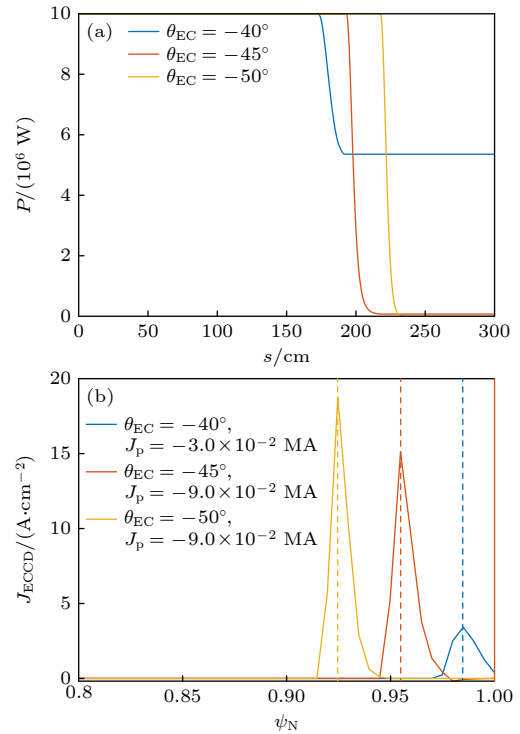


图 3 ECW 注入后等离子体中 (a) 沉积功率和 (b) 驱动电流的分布; 其中, s 为 ECW 传播距离, ψ_N 为归一化极向磁通

Fig. 3. Distributions of the (a) deposited power and (b) driven current in the plasma after ECW injection; here, s is the propagation distance of the ECW, and ψ_N is the normalized poloidal magnetic flux.

ECW 在等离子体中的功率沉积会导致等离子体局部温度升高, 相应的关系式^[1]为

$$\Delta T_e(r) = 2P_{\text{dep}}(r)t_{\text{on}}/3n_e(r)k,$$

其中 P_{dep} 为沉积功率, k 为玻尔兹曼常数, n_e 为等离子体密度, 取为常数 10^{19} m^{-3} . t_{on} 为 ECW 脉冲持续时间, 取为 1 ms, 使其与典型草型 ELM 周期 (约 1 kHz) 相匹配, 从而在时间平均意义上保证了扰动在 ELM 演化过程中的稳定性. 在电子回旋共振加热脉冲调制过程中, 离子温度在远小于电子-离子碰撞时间尺度内基本保持不变, 因此仅需考虑 ECW 注入引起的电子温度变化. 该变化一方面直接改变等离子体电阻, 另一方面也会影响等离子体压强分布. 因此, ECW 注入除了产生如图 3(b) 所示的电流扰动外, 与其分布形态相似、峰值位置相同的功率沉积, 还会引起相应的压强和电阻扰动. 通过将不同极向角 ECW 注入所对应的电流、压强和电阻扰动分别叠加至原始平衡, 可获得一系列反映 ECW 作用的新平衡. 在此基础上, 通过计算各新平衡中 P-B 模的不稳定性, 即可明确 ECW 对 ELM 的控制效果.

3 模拟结果分析

3.1 ECW 对 P-B 模线性不稳定性的影响

用于解释 ELM 物理机制的 P-B 模是由电流驱动的剥离模与压强梯度驱动的气球模耦合形成的^[20]. 因此, ECW 注入所引发的压强与电流扰动均会影响 P-B 模的稳定性. 此外, 由于电阻会通过削弱磁力线弯曲的稳定效应来增强气球模的不稳定性^[21], 电阻扰动同样会改变 P-B 模的增长特性. 这意味着, ECW 注入引起的电流、压强和电阻扰动都可能在一定程度上影响 P-B 模的不稳定性. 为厘清各扰动因素的主次关系, 本节将分别计算考虑与忽略逆磁效应两种条件下的 P-B 模线性增长率, 系统分析 ECW 在台基不同区域 (顶部、中部、底部) 沉积时对模增长的影响. 同时通过控制变量法, 在原始平衡上分别单独叠加每一种扰动, 据此评估各单一扰动对 P-B 模线性增长率的贡献, 从而辨识出 ECW 影响 P-B 模不稳定性的主导物理因素.

图 4 展示了将 ECW 注入引发的电流、压强和电阻扰动同时叠加到原始平衡上所得的 P-B 模线性增长率模拟结果. 在不考虑逆磁效应的情况下

(图 4(a)), P-B 模的线性增长率随环向模数 n 增大而单调增大. 注入 ECW 后, 整个模谱的增长率呈现整体性平移: 当 ECW 沉积于台基中部时 (红色虚线), 增长率显著增大; 沉积于台基底部时 (蓝色虚线), 增长率略有降低; 而沉积于台基顶部时 (黄色虚线), 对增长率影响甚微. 其物理机制如下: 当扰动位于台基中部时, 该区域的压强梯度与电流密度同时增大, 共同增强了 P-B 模的两个驱动源, 故增长率显著上升. 当扰动位于台基底部时, 压强扰动抬升了台基底部压强, 致使台基整体压强梯度减小, 同时台基底部局域压强梯度的变化使得模结构宽度变窄, 两者共同削弱了 P-B 模驱动源, 导致增长率下降. 当扰动位于台基顶部时, 由于平衡初始压强剖面本身具有较宽的台基结构, 顶部扰动处于 P-B 模模结构的边缘区域, 因而对整体增长率影响不明显.

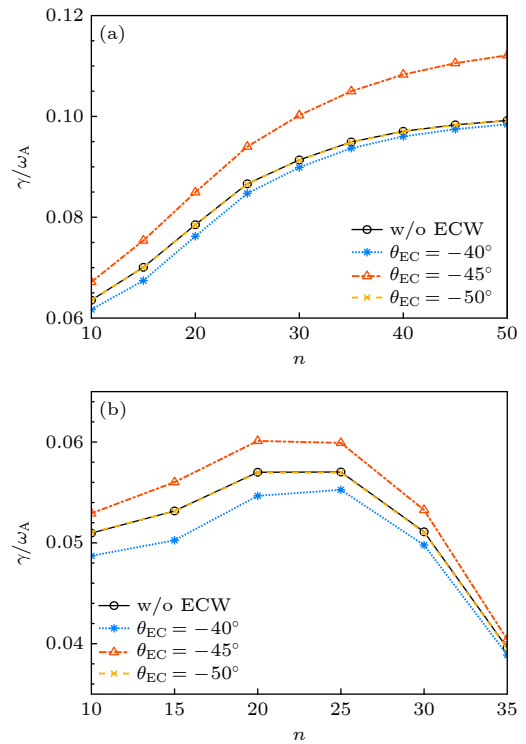


图 4 将 ECW 注入导致的电流、压强和电阻扰动同时叠加到原始平衡上时的 P-B 模线性增长率 (a) 不考虑逆磁效应; (b) 考虑逆磁效应

Fig. 4. Linear growth rates of P-B modes when current, pressure, and resistivity perturbations induced by ECW injection are simultaneously superimposed on the original equilibrium: (a) Without diamagnetic effects; (b) with diamagnetic effects.

当考虑逆磁效应后 (图 4(b)), 模谱特性发生显著变化: 由于逆磁效应对高 n 模的稳定作用, 增

长率随 n 的变化由单调增大转为先增后减. 在此情况下, 沉积于台基顶部的 ECW 对 P-B 模增长率的影响依然微弱. 然而, 与忽略逆磁效应的情形相比, ECW 沉积于台基中部时对 P-B 模的去稳效应减弱, 而沉积于台基底部时则表现出更强的致稳作用. 这一现象与逆磁效应的强度分布密切相关. 逆磁效应受等离子体密度和压强梯度共同影响 [13], 本模拟中密度保持恒定, 故其变化主要源于台基区压强梯度的空间分布. 在台基中部, 压强梯度较大, 导致逆磁效应较强, 从而对模增长产生显著的抑制作用, 因而部分抵消了 ECW 在此处沉积原本会带来的强烈去稳效果. 而在台基底部, 虽然当地压强梯度较小、逆磁效应较弱, 但其固有的稳定作用与 ECW 沉积本身引起的致稳效应相叠加, 共同增强了整体稳定性, 使得底部沉积的 ECW 表现出更强的致稳效果.

图 4 展示了 3 种扰动同时叠加至原始平衡时的 P-B 模线性增长率模拟结果. 然而, 不同扰动对 P-B 模不稳定性的作用机制存在差异, 为厘清各扰动对 P-B 模影响的主次关系, 进一步模拟了仅叠加单一扰动时的线性增长率变化情况, 并对比分析有无逆磁效应条件下, 模拟区间中增长率最大的环向模式的线性增长率结果, 其中, 不考虑逆磁效应时的最大环向模式为 $n = 50$, 考虑逆磁效应时为 $n = 20$. 图 5(a) 为不考虑逆磁效应时环向模数 $n = 50$ 的线性增长率. 从图中可以看出, 仅考虑压强扰动时 (红色三角), 台基中部 ($\psi_N = 0.955$) 的扰动使 P-B 模线性增长率显著上升, 增幅接近 3 种扰动共同作用时的水平 (蓝色星号); 仅考虑电流扰动时 (绿色十字), 台基中部的扰动仅引起线性增长率的轻微增大; 仅考虑电阻扰动时 (紫色圆圈), 其对线性增长率的影响可忽略不计. 以上结果表明, 在不考虑逆磁效应时, 压强扰动是影响 P-B 模线性增长率的主导因素. 图 5(b) 为考虑逆磁效应时环向模数 $n = 20$ 的线性增长率. 分析可知, 对于压强扰动, 台基中部的扰动使增长率显著上升, 而台基底部 ($\psi_N = 0.985$) 的扰动则使其明显下降; 对于电流扰动, 台基中部的扰动亦引起增长率的明显增大, 但幅值小于压强扰动, 台基底部的扰动则导致增长率轻微降低; 而电阻扰动的影响仍可忽略. 由此可见, 在考虑逆磁效应的情况下, 压强扰动仍然是影响 P-B 模线性增长率变化的主要因素. 此外, 通过对图中 ECW 注入前后线性增长率的差值

分析发现, 由单一压强扰动、电流扰动或电阻扰动分别引起的线性增长率变化量之和, 与三者共同作用时所引起的增长率变化幅值基本相等. 该结果表明, 在本研究中不同扰动对 P-B 模线性增长率的影响近似满足线性叠加关系.

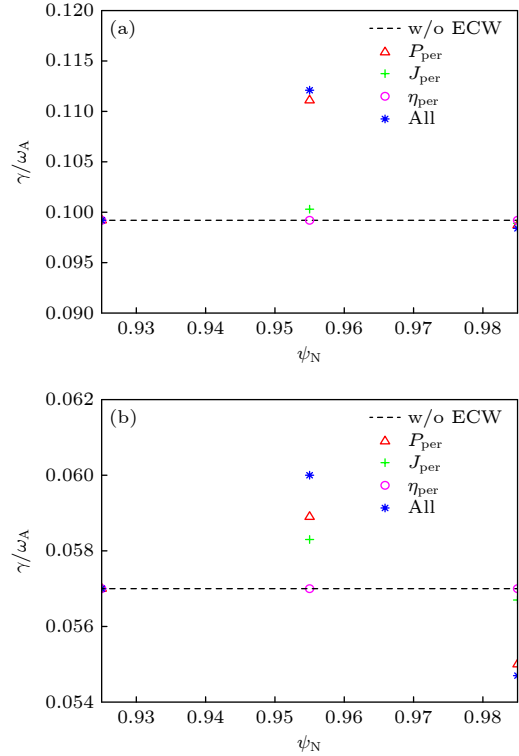


图 5 (a) 不考虑逆磁效应时环向模数 $n = 50$ 的 P-B 模线性增长率; (b) 考虑逆磁效应时环向模数 $n = 20$ 的 P-B 模线性增长率. 图中红色三角、绿色十字和紫色圆圈分别表示仅叠加压强、电流和电阻扰动时的模拟结果, 蓝色星号代表三种扰动同时叠加的情况; 横坐标为扰动峰值的径向位置, 黑色虚线表示原始平衡中的线性增长率幅值

Fig. 5. (a) Linear growth rates of P-B modes with toroidal mode number $n = 50$ without diamagnetic effects; (b) linear growth rates of P-B modes with toroidal mode number $n = 20$ considering diamagnetic effects. The red triangles, green crosses, and purple circles represent simulation results with only pressure, current, and resistivity perturbations superimposed, respectively, the blue asterisks denote the case where all three perturbations are applied simultaneously, the horizontal axis indicates the radial location of the perturbation peak, and the black dashed line represents the linear growth rate in the original equilibrium.

由于模拟所采用的平衡位于草型 ELM-H 模参数区间, 其 P-B 模不稳定性由高 n 模的气球模主导. 在不考虑逆磁效应时, 对高 n 模影响显著的压强扰动在 P-B 模演化中起主导作用, 而对低 n 模更为敏感的电流扰动则贡献较弱. 就电阻率的影响而言, 在大型聚变装置中, 等离子体通常运行

于高温状态, 对应较低的碰撞率和极小的电阻率值. 如图 1(b) 所示, 模拟中采用平衡的电阻率本身已处于较低水平, 因此其剖面变化对 P-B 模增长率的影响不显著. 在引入逆磁效应后, 该效应会强烈抑制高 n 模增长, 导致压强扰动在台基中部对 P-B 模的去稳作用减弱, 而在台基底部则表现出更强的致稳效果. 同时, 由于高 n 模受到抑制, P-B 模的最不稳定模的环向模数相应降低, 使得电流扰动对低 n 模的去稳作用相对增强.

3.2 ECW 对 ELM 崩塌的影响

随着 P-B 模不稳定性发展, 当扰动幅值达到临界值时, 等离子体压强台基将发生崩塌, 从而引发粒子和能量的瞬时损失. 为量化这一过程, 本文采用 P-B 模能量损失与台基储存能量的比值来表征 ELM 的大小, 其表达式如下 [22]:

$$\Delta_{\text{ELM}} = \frac{\Delta W_{\text{ped}}(t)}{W_{\text{ped}}} = \frac{\int_{\psi_{\text{in}}}^{\psi_{\text{out}}} \oint d\psi d\theta (P_0 - \langle P(t) \rangle_{\zeta})}{\int_{\psi_{\text{in}}}^{\psi_{\text{out}}} \oint d\psi d\theta P_0}, \quad (7)$$

式中, ψ_{in} 和 ψ_{out} 分别表示台基内径向边界和峰值压强梯度所在的径向位置, 符号 $\langle \cdot \rangle_{\zeta}$ 表示在环向上的平均值. 非线性模拟中的初始不稳定模式设为 $n = 20$ 的模, 该模式在模拟开始阶段呈指数持续增长, 直至扰动幅值足以破坏初始平衡. 此阶段称为线性增长阶段, 不会引发 ELM 能量损失; 随后进入快速崩塌阶段, 其间压强台基发生崩塌, ELM 幅值迅速增大; 接着 P-B 模的非线性演化进入湍流输运阶段, 扰动逐渐传播并达到饱和状态. 这 3 个阶段在图 6 中对应的时间区间分别为 $t_1 \approx 0 \sim 180\tau_A$, $t_2 \approx 180 \sim 240\tau_A$ 和 $t_3 > 240\tau_A$.

当 ECW 沉积在台基中部 (红色虚线) 时, 扰动增长最为迅速, 且由此引发的台基快速崩塌导致的 ELM 能量损失最大; 当 ECW 沉积在台基底部 (蓝色虚线) 时, 扰动初始增长速率与未注入 ECW 情况 (黑色实线) 相当, 但在达到一定幅值后增长略有减缓, 相应的 ELM 能量损失也出现小幅降低; 当 ECW 沉积在台基顶部 (黄色虚线) 时, 扰动初期增长较快, 但该阶段并未引发台基崩塌, 随后增长率逐渐减缓至接近黑线水平, 最终其快速崩塌阶段的 ELM 能量损失与未注入 ECW 情况基本相当. 由此可知, ECW 沉积位置对 ELM 行为具有显

著影响, 台基中部沉积会显著增强 ELM 不稳定性并增大能量损失, 而台基底部沉积则表现出一定的缓解效果. 该非线性演化结果与线性模拟结果一致, 表明通过精准调控 ECW 沉积位置, 可实现对 ELM 行为的有效控制.

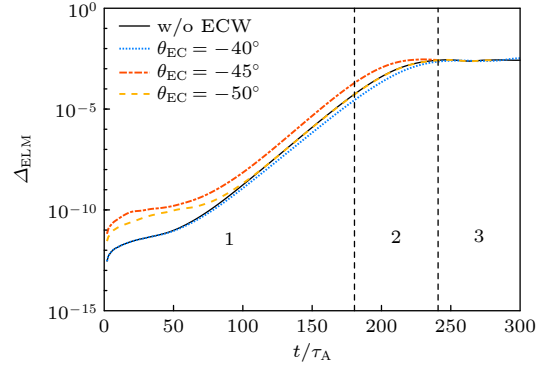


图 6 将 ECW 注入导致的电流、压强和电阻扰动同时叠加到原始平衡上时 ELM 大小随时间的演化, 图中 1, 2 和 3 标明的时间区间分别对应线性增长、快速崩塌和湍流输运阶段

Fig. 6. Time evolutions of the ELM size when current, pressure, and resistivity perturbations induced by ECW injection are simultaneously superimposed on the original equilibrium, the time intervals marked 1, 2, and 3 in the figure correspond to the linear growth phase, fast crash phase, and turbulent transport phase, respectively.

图 6 展示了 3 种扰动共同叠加至原始平衡时, ECW 沉积于台基不同区域所对应的 ELM 能量损失演化过程. 线性模拟已表明不同扰动对 P-B 模不稳定性具有不同影响, 为进一步探究其在非线性演化中的作用机制, 接下来系统模拟了仅叠加单一扰动时的 ELM 能量损失演化. 图 6 模拟中 ELM 能量损失的饱和幅值约为 3×10^{-3} , 而宏观可观测的 ELM 快速崩塌幅值通常较饱和值低约一个数量级. 因此, 本文将 ELM 幅值达到 10^{-4} 的时刻定义为快速崩塌起始时刻, 并以 ELM 能量损失增长斜率为零时的幅值作为该阶段的能量损失量.

图 7 展示了不同扰动条件下 ELM 快速崩塌起始时刻与能量损失幅值的分布. 图中以未加 ECW 平衡的 ELM 快速崩塌起始时刻及该阶段能量损失幅值为基准, 绘制两条黑色虚线. 竖直虚线左侧表示 ELM 崩塌时间早于参考平衡, 右侧表示崩塌时间晚于参考平衡; 水平虚线上方表示 ELM 能量损失幅值大于参考平衡, 下方则表示能量损失幅值小于参考平衡. 模拟中 ECW 沉积于台基中部的结果分布于区域 I, II 中, 台基底部沉积的结果

分布于区域 III 中, 而台基顶部沉积的结果则分布于两条黑色虚线交叉点附近. 分析表明, 台基中部的扰动使 ELM 快速崩塌时间提前, 而台基底部的扰动则使 ELM 崩塌延后, 且 3 种扰动共同作用(最左侧和最右侧的蓝色星号)时产生的崩塌时间偏移大于任一单一扰动. 此外, 台基顶部的扰动对 ELM 崩塌的影响非常有限.

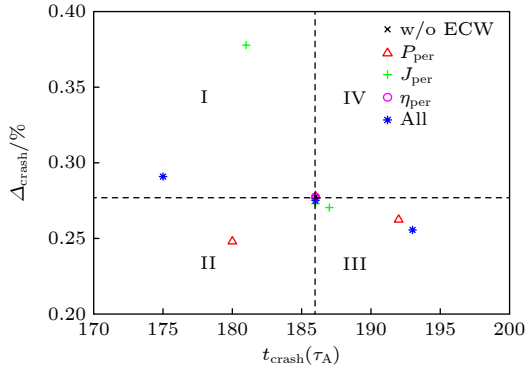


图 7 ELM 快速崩塌的起始时刻及该阶段能量损失幅值的分布. 图中红色三角、绿色十字和紫色圆圈分别表示仅叠加压强、电流及电阻扰动时的模拟结果; 蓝色星号代表 3 种扰动共同叠加的情形; 两条黑色虚线的交叉点表示原始平衡状态的参考值

Fig. 7. Distribution of the onset time of the ELM crash and the corresponding energy loss amplitude during this phase. Red triangles, green crosses, and purple circles represent the simulation results with only pressure, current, and resistivity perturbations superimposed, respectively; blue asterisks denote the case with all three perturbations applied simultaneously; the intersection of the two black dashed lines indicates the reference value from the original equilibrium.

值得注意的是, 在区域 I, II 中, 电流扰动(绿色十字)显著增强 ELM 能量损失, 而压强扰动(红色三角)则对 ELM 起抑制作用, 两者共同作用时能量损失略有增加. 与线性模拟结果相比, 压强扰动增大了 P-B 模的增长率, 但在非线性阶段并未引起 ELM 能量损失的增大, 反而有助于降低 ELM 损失; 与此相对, 电流扰动对 P-B 模的线性增长率影响较弱, 却能在非线性阶段诱发显著的能量损失. 进一步分析表明, 仅考虑压强扰动时, 其虽增大了台基中部压强梯度, 但也减小了台基崩塌宽度, 导致主模提前增长、崩塌更早发生, 而初始崩塌幅值因崩塌宽度减小而降低; 仅考虑电流扰动时, 其增强了 P-B 模的电流驱动源, 使主模更早增长且饱和幅值更高, 导致 ELM 崩塌更早且幅值更大; 两者耦合使主模增长进一步提前, 体现出两者的协同效应. 在区域 III 中, 压强扰动可降低 ELM

能量损失, 电流扰动的作用则不明显, 但两者共同作用时可显著抑制 ELM 能量损失. 其物理机制是, 当 ECW 沉积于台基底部时, 压强扰动通过削弱 P-B 模的压强梯度驱动源, 延迟崩塌发生并降低初始崩塌幅值, 从而实现 ELM 缓解; 电流扰动则主要通过与压强扰动耦合发挥作用.

综上所述, 压强扰动与电流扰动在线性阶段的影响符合线性叠加关系, 而在 ELM 非线性演化过程中, 两者则表现出显著的非线性耦合特征. 此外, 由于两者共同作用时对能量损失的影响更趋近于压强扰动单独作用时的效应, 故在耦合过程中压强扰动的作用占主导地位.

3.3 电阻在 ECW 控制 ELM 中的作用

在线性和非线性 P-B 模模拟中, 电阻扰动在所有情况下均未对 ELM 行为产生显著影响. 这主要是由于模拟所用平衡中的电阻率本身已处于较低水平 (10^{-11} — 10^{-9}), 导致其剖面扰动对 P-B 模不稳定性的驱动作用较弱. 为系统探究电阻在 ECW 控制 ELM 过程中的作用, 本文进一步模拟了不同电阻剖面条件下 ECW 注入对 ELM 台基崩塌行为的影响. 基于图 1(b) 所示平衡的台基区归一化电阻范围, 分别选取 $\eta_N = 2 \times 10^{-11}$, 1×10^{-10} , 1×10^{-9} 的常数电阻剖面, 以研究电阻大小对 ECW 控制效果的影响. 图 8 展示了不同电阻剖面条件下 ELM 快速崩塌的起始时刻及该阶段能量损失幅值的分布. 结果表明, 随着电阻值的增大, ELM 初始崩塌时间提前, 且崩塌幅值整体呈上升趋势; 当 ECW 注入台基底部时(竖直黑色虚线右侧), 在不同电阻条件下, 均观察到一定的 ELM 缓解效果; 然而, 当 ECW 注入台基中部时(竖直黑色虚线左侧), 缓解效果表现出明显的电阻依赖性——仅在低电阻条件下出现有效的 ELM 抑制, 而在高电阻条件下 ECW 注入反而会显著增强初始崩塌幅值. 这一现象说明等离子体电阻的大小是影响 ECW 对 ELM 控制效果的重要因素.

为探究 ECW 在台基中部注入时电阻影响 ELM 控制效果的物理机制, 在上述不同电阻条件下分别模拟了仅叠加压强扰动和仅叠加电流扰动时的 ELM 非线性崩塌过程. 图 9 展示了快速崩塌阶段 ELM 能量损失幅值随电阻变化的依赖关系. 分析表明, 在仅叠加电流扰动的条件下(绿色

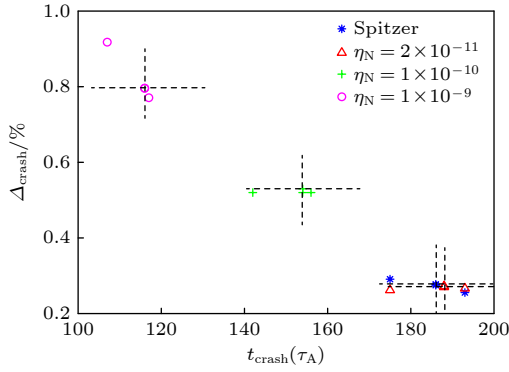


图 8 在不同电阻剖面条件下 ELM 快速崩塌的起始时刻及该阶段能量损失幅值的分布. 图中红色三角、绿色十字和紫色圆圈分别表示常数电阻剖面的归一化电阻取值为 $\eta_N = 2 \times 10^{-11}$, 1×10^{-10} , 1×10^{-9} 时的模拟结果; 蓝色星号代表斯必泽电阻剖面情形. 两条黑色虚线的交叉点表示未加 ECW 的平衡状态参考值, 虚线左侧代表 ECW 在台基中部注入时的结果, 虚线右侧代表 ECW 在台基底部注入时的结果

Fig. 8. Distribution of the onset time of the ELM crash and the corresponding energy loss amplitude during this phase under different resistivity profiles. Red triangles, green crosses, and purple circles represent simulation results for constant resistivity profiles with normalized resistivity values of 2×10^{-11} , 1×10^{-10} , and 1×10^{-9} , respectively; blue asterisks denote the case with a Spitzer resistivity profile; the intersection of the two black dashed lines indicates the reference value of the equilibrium without ECW injection; results to the left of the dashed line correspond to ECW injection at the middle of the pedestal, while those to the right correspond to injection at the pedestal foot.

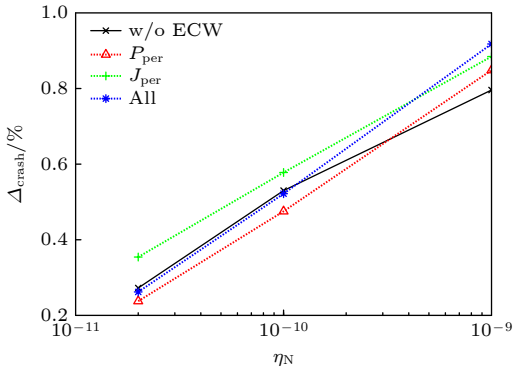


图 9 ELM 能量损失幅值在快速崩塌阶段随电阻变化的关系, 黑色实线表示未注入 ECW 的情况, 红色与绿色虚线分别对应仅叠加压强扰动和仅叠加电流扰动的模拟结果, 蓝色虚线则代表两种扰动共同作用时的结果

Fig. 9. Relationship between ELM energy loss amplitude and resistivity variation during the fast crash phase, the black solid line represents the case without ECW injection, the red and green dashed lines correspond to the simulation results with only pressure perturbations and only current perturbations superimposed, respectively, and the blue dashed line denotes the case where both perturbations are applied simultaneously.

虚线), 扰动电流的影响呈现双面性: 一方面, 电流扰动会增强剥离模不稳定性, 且电阻越大, P-B 模不稳定性越强, 相同电流扰动所引起的不稳定性增强也越明显; 另一方面, 扰动电流也会因电阻效应而耗散, 电阻越大, 电流耗散越多, 实际用于增强不稳定性的扰动电流相应减少. 这两种效应相互制衡, 共同影响不稳定性的发展. 在电阻值较小 ($\eta_N = 2 \times 10^{-11}$) 时, 绝大部分扰动电流未被耗散, 可有效增强不稳定性; 而电阻值较大 ($\eta_N = 1 \times 10^{-9}$) 时, 尽管耗散显著, 但由于 P-B 模本身不稳定性已较强, 少量未被耗散的扰动电流仍能引起明显的不稳定性增强. 这也解释了图中绿色虚线与黑色实线之间差值随电阻先减小后增大的变化趋势.

在仅叠加压强扰动条件下 (红色虚线), 当电阻较小时, ECW 引起的压强扰动可降低 ELM 初始崩塌幅值; 而当电阻值较大时, 相同的压强扰动反而会导致 ELM 初始崩塌幅值增大, 这与图 8 中对应条件下 ELM 崩塌幅值增加现象一致, 表明在改变电阻幅值时, 压强扰动在 ELM 崩塌过程中起主导作用. 为深入理解上述现象的物理机制, 图 10 展示了不同电阻剖面条件下, ELM 非线性演化到 $t = 200\tau_A$ 时的台基压强剖面. 在电阻较小 (红色和绿色虚线) 时, 对比加入压强扰动前后的剖面可见, 压强崩塌区域由 $\psi_N = 0.935-1$ 缩小到 $\psi_N = 0.945-1$, 且正负扰动压强分界线由 $\psi_N = 0.971$ 外移到 $\psi_N = 0.974$. 其原因在于, 台基中部的压强扰动降低了台基中上区域的压强梯度绝对值, 同时增大了中下区域的梯度绝对值, 从而在台基中下区域形成一个更窄、梯度更大的新台基结构. 由于电阻较小时 P-B 模不稳定性本身较弱, 故 P-B 模主要在这一新台基区域内增长. 尽管更大的梯度会加快 P-B 模的增长, 但受限于台基宽度的缩小, ELM 的初始崩塌幅值不增反降. 在电阻较大 (蓝色虚线) 时, 加入压强扰动后, 压强崩塌区域由 $\psi_N = 0.915-1$ 增大到 $\psi_N = 0.908-1$. 进一步观察压强剖面形状发现: 在未加入压强扰动时, ELM 崩塌主要集中于台基中部区域; 而加入压强扰动后, 在台基中上和中部形成了两个明显的崩塌区域. 压强扰动的加入相当于在台基中上部也构造出一个梯度较小的台基, 由于电阻较大时 P-B 模不稳定性本身较强, 该中上部的小台基也会同时发生崩塌, 从而导致 ELM 初始崩塌幅值增大.

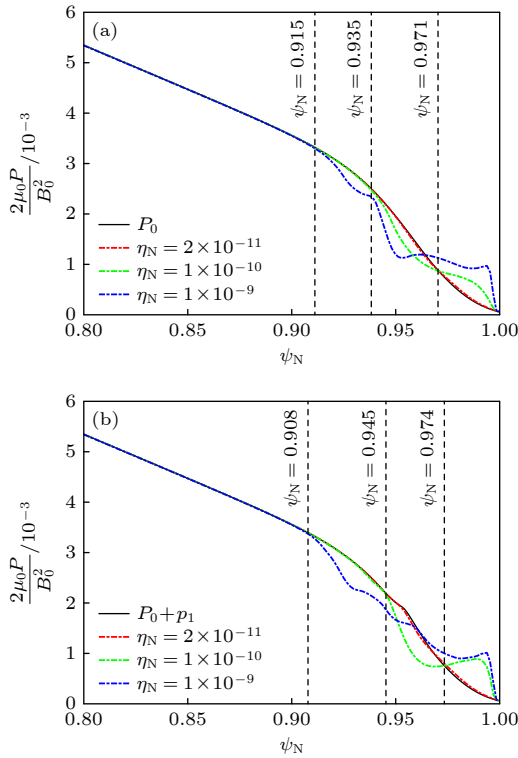


图 10 在不同电阻剖面条件下, ELM 非线性演化到 $t = 200\tau_A$ 时的台基压强剖面 (a) 未加入 ECW; (b) 在台基中部叠加压强扰动

Fig. 10. Under different resistivity profile conditions, the pedestal pressure profiles during the nonlinear evolution of ELM at $t = 200\tau_A$: (a) Without ECW; (b) with superimposed pressure perturbation at the middle of the pedestal.

由以上分析可知, 电阻通过调节 P-B 模不稳定性与外部扰动的耦合, 成为影响 ECW 控制效果的重要参数. 在台基中部注入条件下, 电阻的增大会削弱 ECW 的缓解作用, 甚至在高电阻条件下反而加剧 ELM 不稳定性. 值得注意的是, 若同时考虑 ECW 注入对电阻的影响, 由于 ECW 会使沉积区域的电阻降低, 台基中部的实际电阻值将低于初始设定值. 而台基中部电阻的减小有助于降低 ELM 的初始崩塌幅值^[23], 这将进一步增强低电阻情况下的 ELM 缓解效果, 同时削弱高电阻情况下的 ELM 去稳作用.

4 结 论

本文基于 CFETR 装置设计的草型 ELM 平衡, 系统研究了 ECW 对 ELM 的控制机理. 首先, 利用 GENRAY 射线追踪代码模拟了 ECW 在台基区的传播轨迹与沉积特性, 并通过调节 ECW 注入极向角, 实现了在台基顶部、中部和底部 3 个典

型区域的靶向沉积. 随后, 将 ECW 沉积引发的压强、电流和电阻扰动分别叠加至初始平衡, 构建系列新平衡, 并基于 BOUT++ 框架下的 ELM-PB 三场模型, 模拟分析了新平衡中 P-B 模的线性和非线性演化过程. 在线性阶段, 重点考察了忽略与考虑逆磁效应两种情况下 P-B 模增长率的变化; 在非线性阶段, 则定量分析了快速崩塌起始时间与能量损失幅值的演化规律. 此外, 通过对比不同常数电阻剖面与斯必泽电阻剖面的模拟结果, 进一步揭示了电阻对 ECW 控制效果的调节机制.

线性模拟结果表明, ECW 沉积位置对 P-B 模线性增长率具有显著影响: 沉积于台基中部时, 线性增长率显著上升; 沉积于底部时, 增长率降低; 而沉积于顶部时影响微弱. 其物理机制在于, 台基中部沉积同时增强了压强梯度驱动与电流驱动, 而底部沉积则通过改变台基结构削弱了不稳定性驱动源. 在引入逆磁效应后, 台基中部沉积的去稳效应有所减弱, 而底部沉积的致稳效应进一步增强. 非线性模拟结果显示, ECW 在台基中部沉积导致 ELM 台基崩塌提前、能量损失增大; 而在底部沉积则使崩塌延迟、能量损失降低. 此外, 电阻参数对 ECW 的控制效果具有显著调节作用. 线性与非线性模拟结果共同表明, ECW 对 ELM 的控制效果依赖于沉积位置、等离子体参数等多种因素的协同作用.

本研究为未来聚变装置中运行参数的优化与 ELM 主动控制策略的设计提供了重要的理论依据, 对于深入理解 ECW 控制 ELM 的物理机理、发展高效控制方法具有积极意义. 然而, 当前模拟仍存在以下局限性: 首先, 模型未包含等离子体旋转等关键物理因素, 可能导致 ECW 沉积行为与实际情况存在偏差; 其次, ECW 驱动的电离与压强扰动会受到耗散效应影响, 可能改变其对 ELM 动力学的实际调控作用; 此外, 模拟仅关注单次 ELM 的崩塌过程, 尚未能描述台基周期性崩塌与重建的完整循环, 因此无法考察 ELM 频率特征. 未来工作将进一步发展数值模型, 耦合湍流输运过程与更真实的 ECW 加热及电流驱动物理, 以更系统地评估并优化未来聚变装置中 ECW 对 ELM 的主动控制能力.

参考文献

- [1] Wagner F, Becker G, Behringer K, Campbell D, Eberhagen A, Engelhardt W, Fussmann G, Gehre O, Gernhardt J,

- Gierke G V, Haas G, Huang M, Karger F, Keilhacker M, Klüber O, Kornherr M, Lackner K, Lisitano G, Lister G G, Mayer H M, Meisel D, Müller E R, Murmann H, Niedermeyer H, Poschenrieder W, Rapp H, Röhr H, Schneider F, Siller G, Speth E, Stäbler A, Steuer K H, Venus G, Vollmer O, Yü Z 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 1408
- [2] Zohm H 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 105
- [3] Aiba N, Oyama N 2012 *Nucl. Fusion* **52** 114002
- [4] Zhu Y R, Li Z Y, Chan V S, Chen J L, Jian X, Dudson B D, Garofalo A M, Snyder P B, Xu X Q, Zhuang G 2020 *Nucl. Fusion* **60** 046014
- [5] Liang Y, Gong X Z, Gan K F, Gauthier E, Wang L, Rack M, Wang Y M, Zeng L, Denner P, Wingen A, Lv B, Ding B J, Chen R, Hu L Q, Hu J S, Liu F K, Jie Y X, Pearson J, Qian J P, Shan J F, Shen B, Shi T H, Sun Y, Wang F D, Wang H Q, Wang M, Wu Z W, Zhang S B, Zhang T, Zhang X J, Yan N, Xu G S, Guo H Y, Wan B N, Li J G, EAST team 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 235002
- [6] Zhang X, Zang Q, Wang Y F, Xu S, Ye Y, Meng L Y, Huang J, Mao S T, Zhang L, Lin X D, Wang K 2020 *Plasma Phys. Control. Fusion* **62** 095007
- [7] Zhang Y M, Chen S Y, Wu N, Bai X Y, Xiao G L, Zhu Y R, Zhou Y, He X X, Guo W P, Zhang F, Mou M L, Liu T Q, Yang N, Lu X, Wang T Y, Liang A S, Shi Z B, Tang C J, Zhong W L 2025 *Nucl. Fusion* **65** 096019
- [8] Rossel J X, Moret J M, Coda S, Sauter O, Goodman T P, Felici F, Testa D, Martin Y 2012 *Nucl. Fusion* **52** 032004
- [9] Burckhart A, Dunne M, Wolfrum E, Fischer R, McDermott R, Viezzer E, Willensdorfer M 2016 *Nucl. Fusion* **56** 056011
- [10] Pochelon A, Angelino P, Behn R, Brunner S, Coda S, Kirneva N, Medvedev S Y, Reimerdes H, Rossel J, Sauter O, Villard L, WÁGner D, Bottino A, Camenen Y, Canal G P, Chattopadhyay P K, Duval B P, Fasoli A, Goodman T P, Jolliet S, Karpushov A, Labit B, Marinoni A, Moret J M, Pitzschke A, Porte L, Rancic M, Udintsev V S, the TCV team 2012 *Plasma Fusion Res.* **7** 2502148
- [11] Huang J, Chen S Y, Tang C J 2016 *Phys. Plasmas* **23** 052513
- [12] Li Y J, Chen S Y, Qin C C, Mou M L, Xu X L, Zhang X J, Tang C J 2022 *AIP Adv.* **12** 095317
- [13] Xu X Q, Dudson B, Snyder P B, Umansky M V, Wilson H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 175005
- [14] Xi P W, Xu X Q, Xia T Y, Nevins W M, Kim S S 2013 *Nucl. Fusion* **53** 113020
- [15] Sun C K, Xu X Q, Ma C H, Li B 2018 *Phys. Plasmas* **25** 082106
- [16] Wu N, Chen S Y, Mou M L, Tang C J 2018 *Phys. Plasmas* **25** 092305
- [17] Mou M L, Chen S Y, Wang K L, Qin C C, Ma Q, Dong L K, Zhu L M, Tang C J 2022 *Nucl. Fusion* **62** 126023
- [18] Xia T Y, Xu X Q, Xi P W 2013 *Nucl. Fusion* **53** 073009
- [19] Smirnov A P, Harvey R W, Kupfer K 1994 *Bull. Am. Phys. Soc.* **39** 1626
- [20] Snyder P B, Wilson H R, Ferron J R, Lao L L, Leonard A W, Osborne T H, Turnbull A D, Mossessian D, Murakami M, Xu X Q 2002 *Phys. Plasmas* **9** 2037
- [21] Mou M L, Jhang H, Rhee T, Chen S Y, Tang C J 2018 *Phys. Plasmas* **25** 082518
- [22] Xia T Y, Xu X Q, Dudson B D, Li J 2012 *Contrib. Plasma Phys.* **52** 353
- [23] Zhang Y, Huang J, Chen S Y, Tang C J 2017 *Phys. Plasmas* **24** 062108

Effect of electron cyclotron waves on edge localized modes*

LIU Taiqi¹⁾³⁾ MOU Maolin^{1)3)†} MA Qian²⁾ CHEN Shaoyong¹⁾³⁾1) (*College of Physics, Sichuan University, Chengdu 610065, China*)2) (*Baoji University of Arts and Sciences, Baoji 721013, China*)3) (*Key Laboratory of High Energy Density Physics and Technology of Ministry of Education, Sichuan University, Chengdu 610065, China*)

(Received 24 November 2025; revised manuscript received 3 February 2026)

Abstract

Based on the design equilibrium of a fusion-reactor-level device, this paper systematically investigates the active control mechanism of edge localized modes (ELMs) via electron cyclotron wave (ECW) injection through comprehensive numerical simulations. A three-field reduced magnetohydrodynamic (MHD) model within the BOUT++ framework is employed, coupled with ray-tracing calculations from the GENRAY code, to simulate the localized deposition characteristics of ECW in the pedestal region and its subsequent impact on the stability of peeling-ballooning (P-B) modes. The simulations are performed under reactor-relevant plasma parameters, with ECW power deposition profiles systematically varied across the pedestal to assess their influence on ELM dynamics. The results show that the ECW deposition location plays a decisive role in ELM control. Specifically, mid-pedestal deposition enhances P-B mode instability and increases ELM energy loss, whereas deposition at the bottom of pedestal effectively mitigates ELMs. In this process, ECW-induced pressure perturbation is identified as the dominant factor influencing P-B mode stability. Furthermore, the plasma resistivity is found to significantly modulate the effectiveness of ECW control, exhibiting a strong coupling with the deposition location. For mid-pedestal deposition, the mitigation effect shows a clear resistivity dependence: under low-resistivity conditions, ECW injection effectively suppresses ELMs, whereas under high-resistivity conditions, it exacerbates ELM instability, leading to increased energy loss. This occurs because pressure perturbations induced by mid-pedestal deposition reshape the pedestal structure: at low resistivity, a narrower, steeper local pedestal forms that limits the crash width, while at high resistivity, the inherently stronger P-B mode instability causes multiple crash regions to develop, enlarging the overall energy loss. These findings highlight that the effectiveness of ECW-based ELM control depends on the synergistic interplay of deposition location and plasma parameters. This study provides important theoretical insights and optimization strategies for ECW-based ELM control in large-scale fusion devices.

Keywords: Tokamak, edge localized modes, electron cyclotron wave, peeling-ballooning mode**DOI:** [10.7498/aps.75.20251592](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251592)**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251592](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251592)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12375222, 12205079) and the National Magnetic Confinement Fusion Energy R&D Program of China (Grant No. 2019YFE03090400).

† Corresponding author. E-mail: mlmou@scu.edu.cn



电子回旋波对边界局域模的作用

刘泰齐 牟茂淋 马倩 陈少永

Effect of electron cyclotron waves on edge localized modes

LIU Taiqi MOU Maolin MA Qian CHEN Shaoyong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 100501 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251592

CSTR: 32037.14.aps.75.20251592

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251592>

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

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>

负三角形变位型下剥离气球模的非线性演化特征

Nonlinear evolution characteristics of peeling–ballooning mode under negative triangularity

物理学报. 2023, 72(4): 045203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222138>

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>

HL–2A托卡马克电子回旋共振加热调制对湍流驱动和传播的影响

Effects of electron cyclotron resonance heating modulation on edge turbulence driving and spreading in HL–2A tokamak

物理学报. 2025, 74(5): 055202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241263>

超电阻对气球模线性不稳定性影响的理论研究

Theoretical study of effect of hyper–resistivity on linear stability of ballooning mode

物理学报. 2023, 72(14): 145201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230308>

J–TEXT托卡马克锯齿振荡期间湍流传播和对称性破缺对边缘剪切流的影响

Effects of turbulence spreading and symmetry breaking on edge shear flow during sawtooth cycles in J–TEXT tokamak

物理学报. 2025, 74(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241364>