

# 低杂波注入对剥离气球模的作用\*

樊浩<sup>1)2)</sup> 陈少永<sup>1)2)</sup> 牟茂淋<sup>1)2)†</sup> 刘泰齐<sup>1)2)</sup> 张业民<sup>1)2)</sup> 唐昌建<sup>1)2)</sup>

1) (四川大学物理学院, 成都 610065)

2) (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)

(2024 年 1 月 19 日收到; 2024 年 3 月 4 日收到修改稿)

基于 BOUT++ 代码研究了托卡马克高约束模等离子体中低杂波 (LHW) 注入对边缘台基区剥离气球模 (P-B 模) 线性和非线性特性的影响. 模拟中分别考虑了 LHW 驱动的常规主等离子体电流和刮削层螺旋电流丝 (HCF) 产生三维扰动磁场对 P-B 模的作用. 线性结果表明, LHW 驱动的主等离子体电流通过降低平衡的归一化压强梯度和磁剪切, 使得线性环向模谱整体向高模数和低增长率的方向移动. 非线性模拟表明, 由于线性模谱的展宽, LHW 驱动的主等离子体电流对 P-B 模不同模式具有整体的抑制效果, 可以降低边缘局域模 (ELM) 造成的台基能量损失; LHW 驱动 HCF 产生的三维扰动磁场可以通过增强不同模式之间的耦合, 促进主模之外的其他模式增长来降低 ELM 造成的能量损失. 研究发现, HCF 产生的三维扰动磁场促进增长的 P-B 模式集中在较高模数, 当 P-B 模的主导模式远离此模数区间, ELM 能量损失降低更明显. 研究结果有助于深入理解 LHW 控制 ELM 实验中的物理机制.

**关键词:** 磁约束聚变等离子体, 边缘局域模, 低杂波, 剥离气球模**PACS:** 52.55.Fa, 52.65.-y, 52.35.-g, 52.35.Hr**DOI:** 10.7498/aps.73.20240130

## 1 引言

高约束模 (H 模) 相对于低约束模可显著提升聚变等离子体的能量和粒子约束时间, 因此 H 模是国际热核聚变实验堆 (ITER) 和中国聚变工程实验堆 (CFETR) 的基本运行模式. H 模边缘输运垒的高电流和压强梯度可驱动剥离气球模 (P-B 模) 不稳定性, P-B 模非线性演化进而导致台基周期性崩塌形成所谓边缘局域模 (ELM)<sup>[1,2]</sup>. 未来聚变堆中的 I 型 ELM 将导致 10% 以上的台基能量损失, 严重降低偏滤器靶板和主真空室第一壁的使用寿命, 并对未来聚变堆的安全稳定运行提出严峻挑战<sup>[3]</sup>. 为解决 ELM 造成的第一壁热负荷过载问题, 人们提出一系列 ELM 控制方法<sup>[4,5]</sup>, 包括低杂波 (LHW) 注入<sup>[6,7]</sup>、电子回旋共振加热<sup>[8,9]</sup>、弹丸注

入<sup>[10,11]</sup>、共振磁扰动 (RMP)<sup>[12,13]</sup>、超声分子束注入<sup>[14,15]</sup>、等离子体垂直振荡<sup>[16,17]</sup> 等.

LHW 具有电流驱动效率高, 驱动电流范围分布广等优点, 被广泛应用于托卡马克装置的环电流驱动并在聚变领域受到重点关注<sup>[18-21]</sup>. EAST<sup>[22]</sup>, HL-2A<sup>[23]</sup> 等装置的 H 模实验发现 LHW 可以有效缓解或抑制 ELM, 相关研究成果为未来聚变堆中的 ELM 控制提供了新的思路. 实验中 LHW 控制 ELM 的物理机制较复杂, LHW 可改变台基结构、等离子体电流剖面、等离子体旋转、湍流输运等多个因素, 除此之外 EAST 装置上的实验研究发现 LHW 可在刮削层内驱动沿场线流动的螺旋电流丝 (helical current filament, HCF), 从而改变等离子体三维磁拓扑结构, 并产生与 RMP 类似的效果. HCF 产生的物理机制目前尚不明确, 可能和 LHW 功率在刮削层的沉积, LHW 促进刮削层中

\* 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2019YFE03090400) 和国家自然科学基金 (批准号: 12375222, 11775154) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mlmou@scu.edu.cn

性粒子电离和 LHW 功率谱中高  $N_{//}$  的分量等因素有关. 此外 HL-2A<sup>[24]</sup> 和 J-TEXT<sup>[25]</sup> 中进行了使用偏压电极驱动刮削层中 HCF 实验, 在驱动出百安培刮削层电流的同时可以观察到偏滤器打击点的分裂, 也为 LHW 驱动出的 HCF 可以缓解 ELM 提供了强有力的证据. LHW 驱动的 HCF 和主等离子体电流对 P-B 模线性和非线性演化的作用机制仍然没有被完全理解, 因此有必要进一步开展相关的理论模拟研究工作.

为探究 ELM 及其控制物理, 研究者们开发出了较多的 P-B 模线性和非线性模拟代码, 包括 ELIT<sup>[26]</sup>, GATO<sup>[27]</sup>, NIMROD<sup>[28]</sup>, JOREK<sup>[29]</sup>, BOUT++<sup>[30]</sup> 等. BOUT++ 为 Xu 等<sup>[31]</sup> 开发的三维双流体代码, 因成功模拟 ELM 导致的台基非线性崩塌过程, 受到领域内研究人员的广泛认可. 经过多年的发展, BOUT++ 由最初的三场模型, 发展到五场<sup>[32]</sup> 和六场<sup>[33]</sup> 版本, 并已通过模拟探究了弹丸注入<sup>[11]</sup>、共振磁扰动<sup>[34,35]</sup>、超声分子束<sup>[15]</sup>、回旋波注入<sup>[36]</sup> 等方式控制 ELM 的物理机制. Xia 等<sup>[37]</sup> 的模拟研究表明 LHW 驱动的 HCF 可产生径向扰动磁场, 从而降低 ELM 导致的偏滤器热负荷. 本文同时考虑 LHW 驱动的 HCF 和主等离子体电流对 P-B 模的作用, 通过 BOUT++ 模拟分析 LHW 对 P-B 模的线性特性和非线性演化的影响, 有助于更深入理解 LHW 控制 ELM 的物理机制.

本文安排如下: 第 2 节介绍模拟所使用的物理模型, 以及平衡参数和 LHW 参数; 第 3 节介绍考虑 LHW 驱动的主等离子体电流后的 P-B 模线性计算结果; 第 4 节介绍 LHW 驱动的主等离子体电流和 HCF 共同作用下的 P-B 模非线性计算结果; 第 5 节是总结与讨论.

## 2 物理模型和平衡参数

为探究 LHW 对 P-B 模的作用机理, 本文在包含抗磁漂移、电阻和超电阻等非理想效应的四场磁流体方程基础上, 考虑了 LHW 驱动的 HCF 的影响, 这里暂未考虑等离子体对 HCF 产生的扰动磁场的响应, 直接将其真空磁矢势 ( $A_{//\text{HCF}}$ ) 叠加到扰动磁矢势中进行计算. 涡量  $U$ 、平行磁矢势  $A_{//}$ 、平行速度  $v_{//}$ 、等离子体压强  $P$  随时间的演化方程可表示为

$$\rho_0 \frac{dU}{dt} = B_0^2 \nabla_{//} \left( \frac{J_{//}}{B_0} \right) + 2b_0 \times \kappa_0 \cdot \nabla P, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{//}}{\partial t} = & -\frac{1}{B_0} \nabla_{//} \Phi + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla_{\perp}^2 (A_{//} + A_{//\text{HCF}}) \\ & - \frac{\eta_{\text{H}}}{\mu_0} \nabla_{\perp}^4 (A_{//} + A_{//\text{HCF}}), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\rho_0 \frac{dv_{//}}{dt} = -\nabla_{//} P, \quad (3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + (v_{\text{E}} \cdot \nabla) P = 0, \quad (4)$$

式中, 除下标为 0 的平衡量外, 物理量都包含平衡量和扰动量两部分, 即  $f = f_0 + f_1$ , 其中下标 0 和 1 分别表示平衡量和扰动量.  $//$  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.  $\rho, B, J$  分别为等离子体质量密度、磁场和电流. 涡量的表达式为  $U = (\rho_0/B_0) [\nabla_{\perp}^2 J + \nabla_{\perp}^2 P / (n_0 e Z_i)]$ , 其中  $n_0$  为等离子体数密度,  $e$  为基本电荷量,  $Z_i$  为离子的电荷数, 模拟中  $Z_i = 1$ .  $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$  为磁场方向的单位矢,  $\kappa = \mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{b}$  为磁场曲率;  $\Phi = \Phi_0 + \phi$  为电势;  $v_{\text{E}} = (\mathbf{b} \times \nabla_{\perp} \Phi) / B_0$  为  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移速度,  $\eta$  和  $\eta_{\text{H}}$  分别为电阻率和超电阻率. 电阻率在模拟中用 Lundquist 数  $S$  表示为  $\eta = (\mu_0 v_{\text{A}} R_0) / S$ , 其中  $\mu_0$  为真空磁导率,  $R_0$  为大半径. 超电阻率一般认为由反常电子黏滞导致, 其表达式为  $\eta_{\text{H}} = (\mu_0 v_{\text{A}} R_0^3) / S_{\text{H}}$ , 其中  $S_{\text{H}}$  为 hyper-Lundquist 数,  $S_{\text{H}} = S / \alpha_{\text{H}}$ ,  $\alpha_{\text{H}}$  为无量纲的电子黏滞系数,  $v_{\text{A}} = B_0 / (\mu_0 n_0 m_i)^{1/2}$  为阿尔芬速度,  $B_0$  为磁轴处的磁场,  $m_i$  为氦离子质量. 模拟结果输出的时间间隔为阿尔芬时间  $\tau_{\text{A}} = R_0 / v_{\text{A}}$ . 为研究 LHW 在刮削层中驱动的 HCF 对 P-B 模的作用, 本文在模型中新加入了 HCF 对磁通的扰动项  $A_{//\text{HCF}}$ . 论文中并没有直接计算平行电流演化方程, 扰动平行电流由方程 (2) 中的平行磁矢势计算得到. 平行电流中同时考虑 HCF 的作用后得  $J_{//} = J_{//0} - B_0 / \mu_0 \nabla_{\perp}^2 (A_{//} + A_{//\text{HCF}})$ . 模拟区间的  $\psi$  方向内边界有  $U = 0$ ,  $\nabla_{\perp}^2 A_{//} = 0$ ,  $\partial P / \partial \psi = 0$ ,  $\partial \phi / \partial \psi = 0$ ; 对于外边界有  $U = 0$ ,  $\nabla_{\perp}^2 A_{//} = 0$ ,  $P = 0$ ,  $\phi = 0$ . 极向和大环方向遵守周期边界条件.

LHW 已被 EAST, HL-2A 等装置证实可以对 ELM 进行有效缓解, 由于 LHW 与等离子体相互作用的复杂性, 实验中 LHW 控制 ELM 的物理机制可能与电流剖面<sup>[18]</sup>、环向旋转<sup>[38-40]</sup>、湍流强度<sup>[23]</sup>、高能粒子<sup>[41,42]</sup> 等因素相关, 除此之外 LHW 在刮

削层中驱动的 HCF 也被观察到有重要作用. 本文基于实验观测并考虑模拟的可行性, 研究 LHW 在闭合磁面内的主等离子体中驱动的电量和在刮削层中驱动的 HCF 对 P-B 模作用, 其中 LHW 在主等离子体中的驱动电流与平衡电流量级相当, 因此考虑这部分电流后需重新计算等离子体平衡, 另一方面, LHW 在刮削层中驱动的 HCF 会产生三维扰动磁场, 本文将其对 P-B 模的作用考虑到磁通项  $A_{//HCF}$  中.

LHW 在等离子体中的传播、吸收和电流驱动, 模拟中采用较成熟的代码 GENRAY<sup>[43]</sup> 计算. 在代码中, 首先采用冷等离子体色散关系结合射线追踪计算 LHW 传播轨迹; 其次, 利用热等离子体色散关系计算波矢的虚部, 然后沿波轨迹积分即可计算出功率沉积  $P_{abs}$ ; 最后, 结合电流驱动效率的经验公式计算 LHW 驱动电流  $J_{LHW} = \eta_{LHW} P_{abs}$ ,  $\eta_{LHW}$  为驱动效率, 根据 Ehst-Kerney 公式<sup>[44]</sup> 取值. 本文的等离子体平衡采用 Corsica 代码<sup>[45]</sup> 的 TEQ 模块计算得到, 其生成的平衡被广泛用于聚变等离子体不稳定性研究中<sup>[31]</sup>.

模拟采用的位形如图 1 所示, 模拟范围  $\psi_{range} = [0.3, 1.2]$ . 其中  $\psi = (1.0, 1.2]$  的区域包含低压等离子体, 在计算中其物理模型和主等离子体区域相同, 并且此区域将承载主等离子体因自由边界不稳定性而丢失的粒子及能量. 图 1 中红线部分到模拟外边界预留了 4 个径向格点以处理边界条件. 出于模拟效率考虑, 只计算大环 1/3 的区域, 此区域格点数为  $n_\psi \times n_\theta \times n_\zeta = 516 \times 64 \times 128$ . 平衡所使用的大半径为 3.50 m, 小半径为 1.19 m, 磁轴处的磁场为 1.94 T, 磁轴处安全因子  $q_0$  为 1.05, 边界安全因子  $q_{edge}$  为 2.93. 初始的压强和电流剖面如图 2 所示. 在台基处, 平衡拥有较大的压强梯度和电流密度, 这将导致强烈的气球模不稳定性和外扭曲模不稳定性. 模拟中的 Linqvist 数  $S = 8.0 \times 10^7$ , hyper-Linqvist 数  $S_H = 3.0 \times 10^{11}$ .

模拟中仅考虑 LHW 功率沉积在  $\psi = 0.35 - 0.7$  的区域时对 P-B 模的影响, 同时保持台基电流不变. 模拟采用的平衡尺寸和 JET 托卡马克类似<sup>[37]</sup>, 但等离子体密度低于 JET, 为使功率沉积在芯部区域, 并且考虑到 JET 及目前大型托卡马克使用的 LHW 参数, 模拟选取的 LHW 频率为 3.0 GHz, 功率谱半高处的平行折射率分别为 1.50 和 1.92, 由低场侧中平面入射. 模拟中磁轴处电子密度

$n_{e0} = 2.40 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , 磁轴处电子温度和离子温度  $T_{e0} = T_{i0} = 3.75 \text{ keV}$ , 在此参数下, 1 MW 耦合后的 LHW 功率可以驱动出约 0.40 MA 的平行电流.

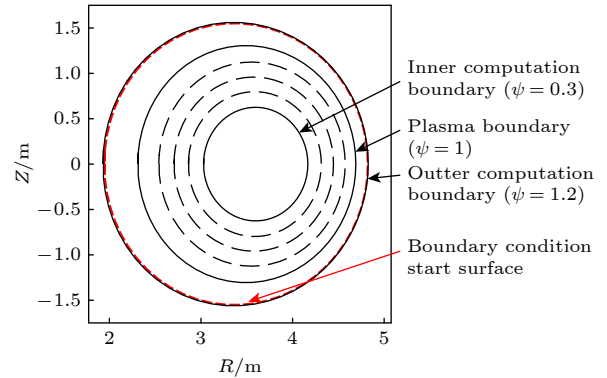


图 1 模拟中采用的平衡截面.

Fig. 1. Cross-section of equilibrium used in the simulation.

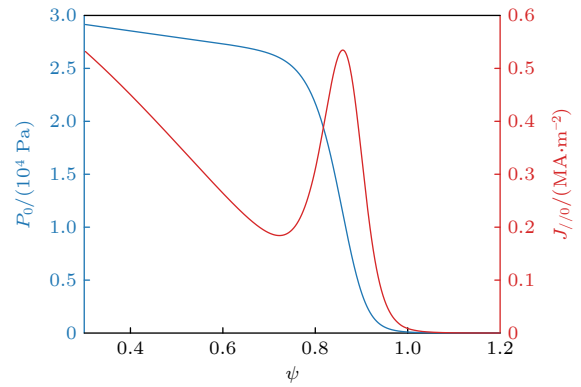


图 2 初始平衡的压强和电流剖面.

Fig. 2. Pressure and current profiles of the original equilibrium.

图 3 为加入不同大小 LHW 驱动电流后的压强和磁面平均平行电流剖面,  $\langle J_{//0} \rangle = \langle \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} \rangle / B_{T0}$ , 其中  $B_{T0}$  为平衡环向磁场. 除初始平衡外其他平衡由初始平衡加入 LHW 驱动电流  $J_{LHW}$  后, 再经平衡计算程序得到, 对于所有的平衡  $J_{//0} = J_{//0,origin} + J_{LHW}$ ,  $J_{//0,origin}$  为初始平衡的平行电流. 模拟中所有平衡具有相同的压强、密度和温度剖面. 由于 LHW 电流的加入, 在平行电流剖面  $\psi = [0.35, 0.7]$  的区域将有一个小凸起. 在靠近等离子体边缘处, 所有平衡具有相同的平行电流密度.

参考 JET 托卡马克装置参数<sup>[37]</sup>, ELM 发生时的热流衰减长度  $\lambda_{sol} = 15 \text{ mm}$ , 模拟中假设 HCF 在刮削层距离分界面 7.5 mm 处形成. 如图 4 所示, HCF 在 LHW 天线前形成, 其轨迹由两侧分别沿磁力线延伸到偏滤器靶板, 对于 HCF 的轨迹使用

磁力线追踪方程计算. 由于 HCF 的径向尺寸远小于其与压强台基顶部的距离, 因此模拟中认为 HCF 在刮削层径向上为点分布. HCF 在极向上的分布可能和 LHW 天线功率、刮削层厚度、磁场大小等参数在极向上的分布相关, 但目前对于 HCF 的产生机制尚未完全理解, 因此模拟中进行简化, 在天线高度覆盖范围内认为 HCF 电流密度在极向上均匀分布, 天线高度  $\Delta Z = 90$  cm.

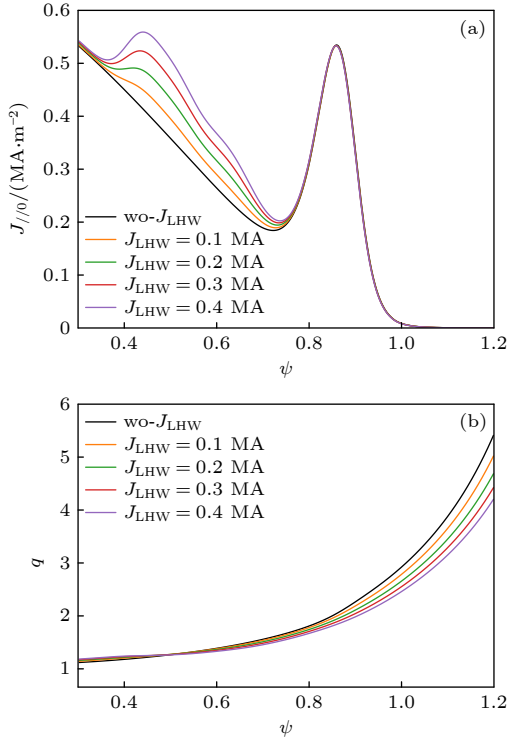


图 3 不同 LHW 驱动电流下的 (a) 平行电流剖面 and (b) 安全因子剖面

Fig. 3. Parallel current profiles (a) and safety factor profiles (b) with different LHW-driven currents.

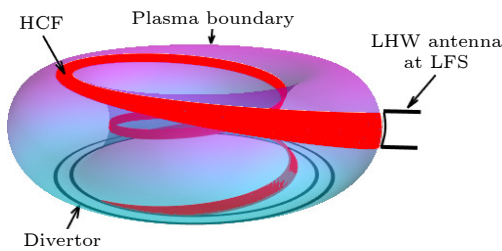


图 4 LHW 驱动的 HCF 的三维结构示意图

Fig. 4. Schematic diagram of the three-dimensional structure of LHW-driven HCF.

### 3 线性模拟结果

P-B 模主要由边缘台基中自举电流驱动的剥

离模和压强梯度驱动的气球模耦合形成<sup>[26]</sup>, 分别对应 (1) 式右边的两项. 为了量化不同大小  $J_{LHW}$  平衡下的 P-B 模不稳定性情况, 探究  $J_{LHW}$  对 P-B 模线性模谱的影响, 并确定其增长率最大的主模以便为后续的非线性模拟提供参考, 首先进行线性模拟. 图 5 是初始平衡和加入 0.1—0.4 MA 的  $J_{LHW}$  情况下 P-B 模的线性增长率. 相较于未加入 LHW 的初始平衡, 在加入  $J_{LHW}$  后, 初始平衡的 P-B 模主模 ( $n = 18$ ) 的增长率降低, 整体而言, 低  $n$  模的增长率降低, 高  $n$  模的增长率升高, 也就是模谱整体向低增长率和高  $n$  方向移动. 此现象随着加入 LHW 电流的增大而更明显. P-B 模主模的增长率很大程度上由归一化压强梯度  $\alpha = (2\mu_0 R_0 q^2 dp) / (B^2 dr)$  决定<sup>[46]</sup>, 加入  $J_{LHW}$  后较大的芯部电流降低了台基处的安全因子  $q$ , 使得  $\alpha$  降低, 最终降低了 P-B 模主模的增长率. 但是另一方面, 较大的芯部电流也使得安全因子沿径向的增长更平缓, 如图 3 所示, 使得磁剪切降低, 最终导致以气球模占主导的高  $n$  模更加不稳定.

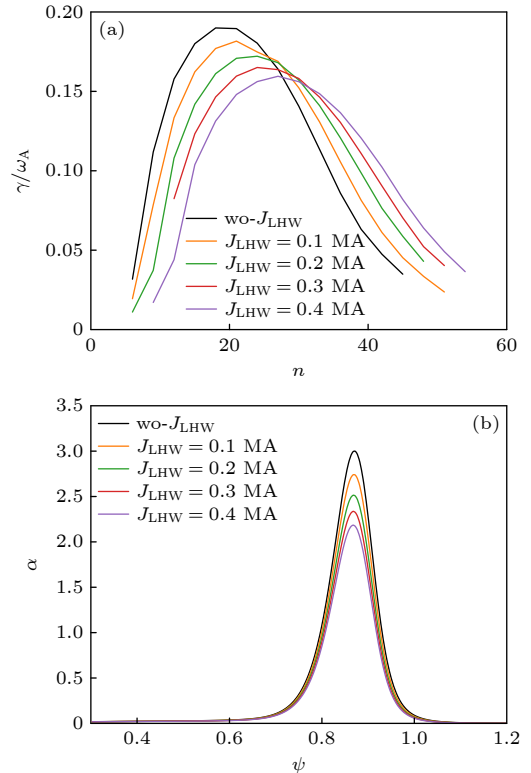


图 5 (a) P-B 模归一化线性增长率, 其中  $\omega_A = 1/\tau_A$  为阿尔芬频率; (b) 平衡的归一化压强梯度, 其中  $\alpha = (2\mu_0 R_0 q^2 dp) / (B^2 dr)$

Fig. 5. (a) Linear growth rates of the P-B mode; (b) normalized pressure gradient of the equilibrium with different  $J_{LHW}$ . Here,  $\alpha = (2\mu_0 R_0 q^2 dp) / (B^2 dr)$ .

在线性模拟中, 加入  $J_{LHW}$  后主模增长率降低, 模数增大, 且模谱变宽并整体向高  $n$  方向移动, 这可能会使得 P-B 模在非线形阶段产生的能量损失减小, 其原因在于: 一方面,  $J_{LHW}$  导致的主模增长率降低使得扰动增长减弱, 同时不稳定模数越大, 气球模不稳定性趋于主导, 相应的模结构越窄, 这可能在非线性台基初始崩塌阶段引起更小的台基崩塌 [46]. 另一方面, 加入  $J_{LHW}$  后 P-B 模有更宽的环向模谱, 在非线形阶段更不易于形成以单一模式为主导的强湍流输运, 从而避免更大的台基崩塌 [46]. 因此, LHW 使得模谱变宽并整体向高  $n$  方向移动倾向于使 ELM 非线形能量损失减小.

#### 4 非线形模拟结果

线性模拟给出了 P-B 模的线性增长率模谱, 但在不稳定性的演化过程中, 当扰动增长到可与平衡量相比拟的程度时, P-B 模各模式之间的非线形相互作用将不可忽略, 即线性假设不再适用. 此时须考虑非线形项进行非线形模拟, 从而得出实验关心的台基非线形崩塌和 ELM 造成的能量损失等重要结果.

在非线形模拟中, 引入 ELMsize 来表示 ELM 崩塌引发的能量损失, 其表达式为

$$\Delta_{ELM}(t) = \frac{\int_{\psi_{in}}^{\psi_{out}} d\psi \oint d\theta \langle P(t) - P_0 \rangle_{\zeta} / B_p}{\int_{\psi_{in}}^{\psi_{out}} d\psi \oint d\theta P_0 / B_p}, \quad (5)$$

其中  $P_0$  为平衡的台基压强,  $P(t)$  是模拟中  $t$  时刻的台基压强. ELM 造成台基崩塌期间的台基压力, 符号  $\langle \cdot \rangle_{\zeta}$  表示对大环周期坐标  $\zeta$  方向的平均. 积分的下限是模拟台基内边界  $\psi_{in}$ , 上限是压强梯度最大时的径向位置  $\psi_{out}$ . 模拟中并未考虑台基恢复的过程, ELMsize 表示单次 ELM 爆发引发的能量损失.

如图 6 所示, 非线形模拟中 ELMsize 的演化可以大致分为 3 个阶段, 以初始平衡为例, 第 1 个阶段是线性增长阶段, 对应于  $t \approx [0\tau_A, 80\tau_A]$ , 在该阶段中主模快速增长, 其行为与线性结果一致; 第 2 个阶段为快速崩塌阶段, 对应  $t \approx [80\tau_A, 100\tau_A]$ , 在这个阶段中台基发生显著崩塌, 主模受非线形耦合作用较强, 其他模式快速增长; 最后为湍流输运阶段, 对应的时刻范围为  $t > 100\tau_A$ , 在该阶段中各个模式相互竞争, 非线形耦合较强, 台基崩塌向内传播.

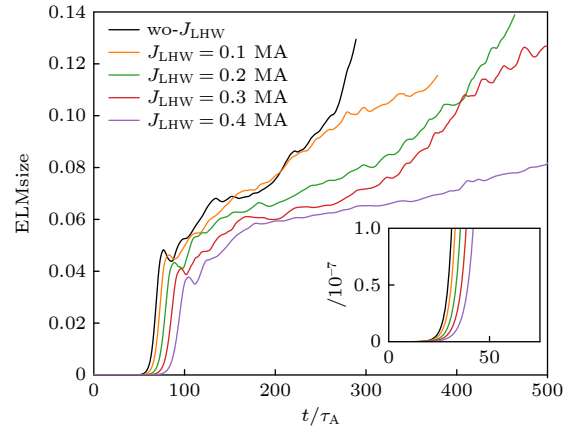


图 6 LHW 驱动的不同大小  $J_{LHW}$  对 ELMsize 时间演化的影响, 插图为 0—75  $\tau_A$  时刻的放大

Fig. 6. Influence of different  $J_{LHW}$  driven by LHW on the time evolution of ELMsize, The inset in the lower right corner is an enlargement of the from 0 to 75  $\tau_A$ .

对于线性增长阶段, 由一个较小的初始扰动开始, 增长最快的模式将主导这一阶段. ELMsize 在此阶段随  $t$  呈指数增长, 但此时压强扰动远远小于平衡量, 宏观上 ELMsize 接近于 0 且增长缓慢, 台基也并无明显变化. 因此 P-B 模在线性增长阶段的演化主要由平衡参数和初始扰动的线性增长率决定. 由图 6 可知, 加入  $J_{LHW}$  后主模的线性增长率降低, 相同时刻的 ELMsize 更小, 快速崩塌阶段的起始时刻也相应推迟.

在快速崩塌阶段, 由于扰动在此时已经初具规模, 并且依旧是单模式主导, 台基能量损失在此阶段迅速增加, 直到因为不稳定性而扭曲的磁场线触发磁重联, 导致平衡磁结构的快速变化, 最终触发湍流输运阶段, 崩塌开始向内传播. 快速崩塌阶段不同平衡间的 ELMsize 演化规律类似, 但加入  $J_{LHW}$  后相比较初始平衡台基能量损失减小, 且其减小程度随  $J_{LHW}$  增大而增强.

和线性增长阶段的单一模式主导情况不同, 在湍流输运阶段中不同模式之间的耦合起主要作用, 由于不同模式之间的能量交换, 即非线形阻尼, 此阶段 ELMsize 增长较为缓慢. 从图 6 可以看出, 加入  $J_{LHW}$  后 ELMsize 在湍流增长阶段的演化和初始平衡相比有很大区别, 具体表现为崩塌后湍流增长阶段 ELMsize 的斜率, 加入  $J_{LHW}$  后 ELMsize 曲线在湍流增长阶段相比较初始平衡更加平坦, 相同时刻 ELMsize 明显减小.

P-B 模的模式演化如图 7 所示. 可以看出, 随着  $J_{LHW}$  从 0.2 MA 增大到 0.4 MA, 湍流增长阶段

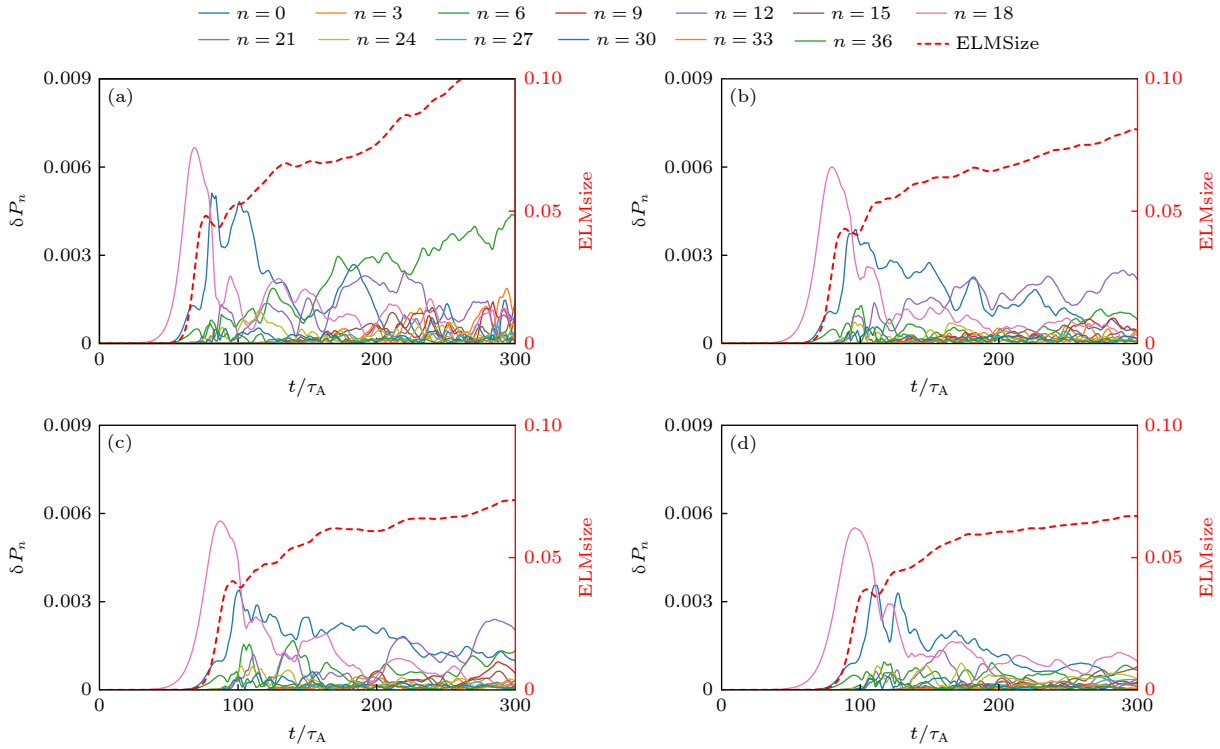


图 7 P-B 模非线性模式演化 (红色虚线为 ELMsize) (a) 初始平衡; (b)  $J_{LHW} = 0.2$  MA; (c)  $J_{LHW} = 0.3$  MA; (d)  $J_{LHW} = 0.4$  MA  
 Fig. 7. Temporal evolutions of the P-B mode spectrum: (a) Original equilibrium; (b)  $J_{LHW} = 0.2$  MA; (c)  $J_{LHW} = 0.3$  MA; (d)  $J_{LHW} = 0.4$  MA. The red dashed line represents ELMsize.

的主导模式从  $n = 6$  逐步增大到  $n = 18$ . 此外, 加入  $J_{LHW}$  后在湍流输运阶段不同时刻的主导模式幅值相比较未加入  $J_{LHW}$  明显减小, 如图 7 中粉色实线所示, 除主导模式之外的其他模式也相对减小. 由此可知, 加入  $J_{LHW}$  后 ELM 能量损失减小的机制是 P-B 模不稳定性整体受到抑制, 非线性模拟结果与线性模拟预测吻合较好.

为探究 LHW 驱动的 HCF 对 P-B 模的影响, 模拟考虑了由 HCF 引起的平行磁矢势的扰动项  $A_{//HCF}$ , 如方程 (2) 所示, 由于目前对于 LHW 驱动的 HCF 的大小没有统一的认识, 模拟选取托卡马克实验上观测到的千安培量级作为基准. 为了清楚地探究  $A_{//HCF}$  对 P-B 模的作用, 首先基于初始平衡进行非线性模拟. 一方面考虑到未来托卡马克装置环向电流较大,  $J_{LHW}$  所占的比例相对较小, 另一方面由于未来托卡马克密度较高, LHW 功率可能已在台基顶部已经大部分沉积, 甚至会出现由于触碰到密度极限而截止的情况. 因此单独研究 HCF 的作用也有一定参考价值, 结果如图 8 所示. 当  $A_{//HCF}$  加入时, ELMsize 在线性阶段和快速崩塌阶段并未发生明显改变, 但在湍流输运阶段出现明显减小.

此外在模拟的 HCF 范围内, 随着  $A_{//HCF}$  的增大, ELMsize 减小的幅度更明显.

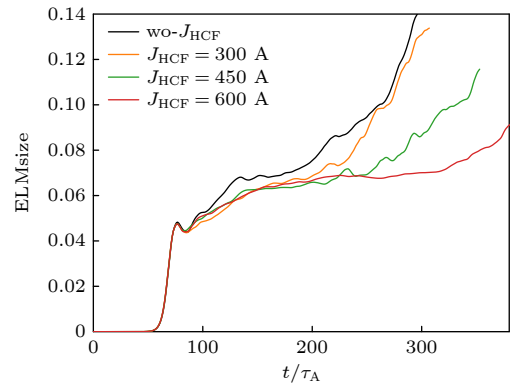


图 8 不同大小 HCF 产生的  $A_{//HCF}$  对 ELMsize 随时间演化的影响

Fig. 8. Influence of  $A_{//HCF}$  generated by different amplitudes of HCF on the time evolution of ELMsize.

为了明确  $A_{//HCF}$  对 P-B 模非线性演化的作用, 图 9 展示了非线性模拟中的模谱结构随时间的演化. 可以发现, 在没有  $A_{//HCF}$  时扰动压强不稳定模式在湍流输运阶段几乎始终都存在单一的主导模式, 这一主导模式不断发展, 使等离子体湍流输运不断增强, 台基能量损失不断增大. 而在加入

$A_{//\text{HCF}}$ 后,不同环向模数的不稳定模式同时被激发,导致不同模数的P-B模之间的能量交换增加.此时主导模式增长缓慢,因为它需要将能量输送给其他模式.如在图9(a)中 $300\tau_A$ 时刻 $\delta P_n \approx 0.004$ 的 $n=6$ 模,在600 A HCF产生的 $A_{//\text{HCF}}$ 作用下 $\delta P_n \approx 0.001$ ,相比较 $n=12, 15$ 的模已经不占优势.此外通过比较不同 $A_{//\text{HCF}}$ 大小下的模谱演化,在模拟的HCF大小范围内,随着 $A_{//\text{HCF}}$ 的增大,在湍流输运阶段其促进模式之间的耦合和对主模的抑制也更明显.当加入300 A HCF产生的 $A_{//\text{HCF}}$ ,其 $n=9$ 的模式在 $250\tau_A$ 依旧远大于其他模式,但在加入450 A HCF和600 A HCF产生的 $A_{//\text{HCF}}$ 后,模谱中在湍流增长阶段整体上已经不存在能量占比远大于其他模式的模.

此外湍流自生的 $E \times B$ 剪切流被认为是湍流输运被限制的重要因素<sup>[47]</sup>,其定义为

$$\omega_{E \times B} = \frac{(RB_p)^2}{B} \frac{\partial}{\partial \psi} \left( \frac{E_r}{RB_p} \right). \quad (6)$$

其中, $B$ 和 $B_p$ 分别表示总磁场和极向磁场; $E_r$ 表示径向电场, $E_r = \nabla_{\perp} \Phi$ .图10展示了外中平面环向平均的 $E \times B$ 剪切流随时间的演化.图中靠近等

离子体分界面处和台基顶部的区域有一个较大的 $E \times B$ 剪切流,这也是不稳定性没有迅速向芯部扩展的原因.当加入 $A_{//\text{HCF}}$ 后,台基顶部区域的 $E \times B$ 剪切流明显增大,特别是在 $t = 250\tau_A$ 之后.由于 $E \times B$ 剪切流和湍流水平有极强的相关性,加入 $A_{//\text{HCF}}$ 后 $E \times B$ 剪切的增大也是P-B模非线性能量损失降低的重要原因.

为了研究 $J_{\text{LHW}}$ 和 $A_{//\text{HCF}}$ 共同作用下P-B模的性质,选取0.2—0.4 MA  $J_{\text{LHW}}$ 下的平衡进行模拟,固定HCF大小为600 A.结果如图11所示,对比未加入 $A_{//\text{HCF}}$ 的模拟,加入 $A_{//\text{HCF}}$ 后在湍流输运阶段ELMsize均出现减小.但对于不同的平衡, $A_{//\text{HCF}}$ 对ELMsize的减小程度不同.对于初始平衡和加入0.2 MA  $J_{\text{LHW}}$ 电流的平衡,ELMsize减小幅度较为明显,在湍流输运阶段开始就有一个明显的减小,而对于加入0.3 MA和0.4 MA  $J_{\text{LHW}}$ 的平衡,在 $t = 350\tau_A$ 后ELMsize才有一个明显的减小.特别是0.2 MA和0.3 MA  $J_{\text{LHW}}$ 下,在未加入 $A_{//\text{HCF}}$ 的模拟中,前者的ELMsize在整个模拟中持续小于后者.但在加入 $A_{//\text{HCF}}$ 的模拟中, $320\tau_A$ 前,出现了相反的情况.这说明在模拟参数下,虽

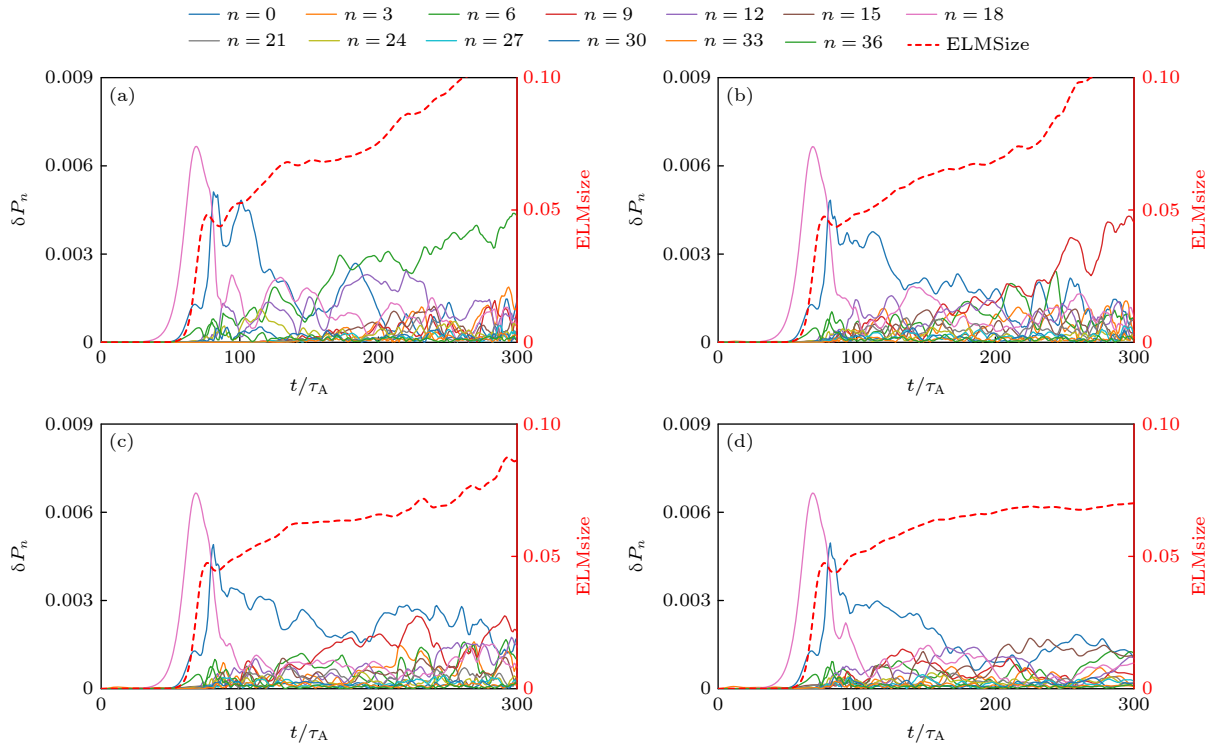


图9 P-B模非线性模式演化,分别对应未加入 $A_{//\text{HCF}}$  (a),以及300 A HCF (b),450 A HCF (c),600 A HCF (d)产生的 $A_{//\text{HCF}}$ 下的模拟,图中红色虚线为ELMsize

Fig. 9. Temporal evolutions of the P-B mode spectrum, for cases without  $A_{//\text{HCF}}$  (a) and with  $A_{//\text{HCF}}$  generated by 300 A HCF (b), 450 A HCF (c), 600 A HCF (d). The red dashed line represents ELMsize.

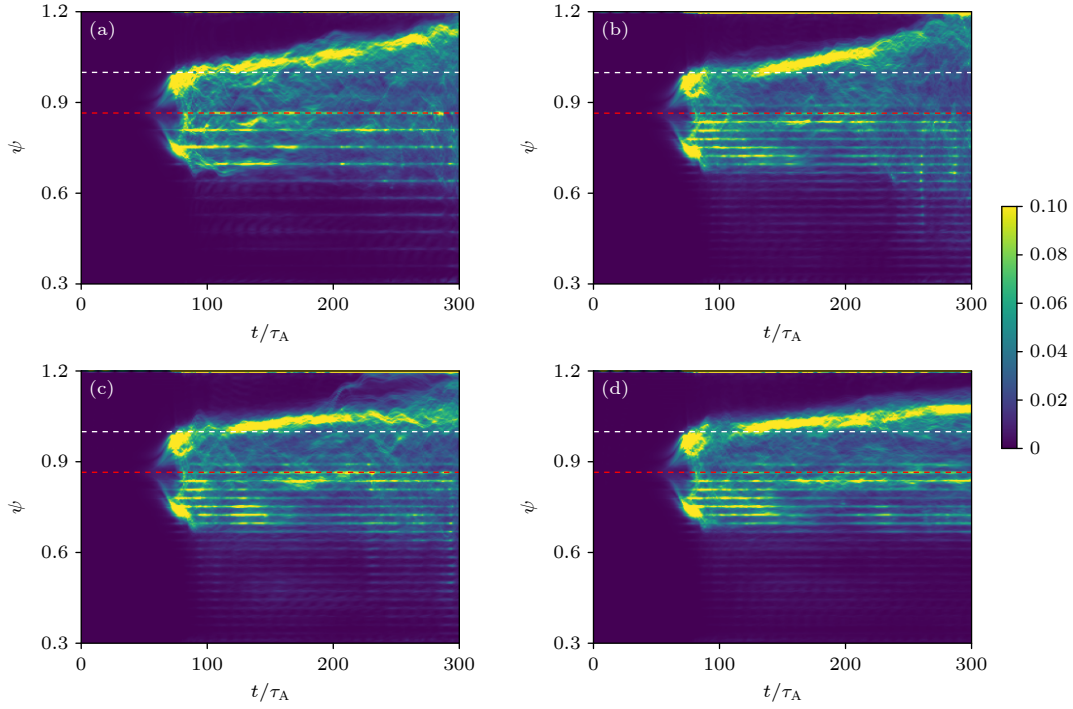


图 10 环向平均的  $E \times B$  剪切流随时间的演化, 分别为未加入  $A_{//\text{HCF}}$  (a) 以及加入 300 A HCF (b), 450 A HCF (c), 600 A HCF (d). 图中白色虚线为  $\psi = 1$  的位置, 红色虚线为平衡压强梯度最大位置  $\psi = 0.871$

Fig. 10. Temporal evolutions of the toroidal averaged  $E \times B$  shear flow, for cases without  $A_{//\text{HCF}}$  (a) and with  $A_{//\text{HCF}}$  generated by 300 A HCF (b), 450 A HCF (c), 600 A HCF (d). The white and red dashed lines represent locations of  $\psi = 1$  and the maximum pressure gradient location  $\psi = 0.871$ , respectively.

然  $J_{\text{LHW}}$  本身可以降低 P-B 模非线性阶段的能量损失, 但是其一定程度上削弱了  $A_{//\text{HCF}}$  的作用.

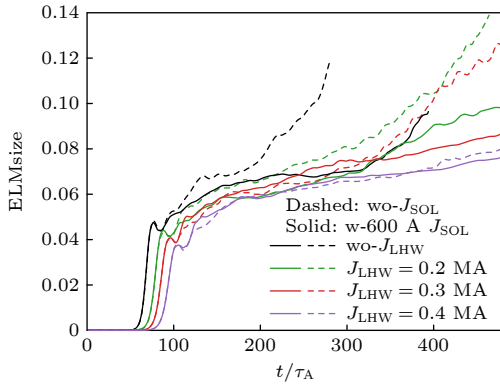


图 11 不同  $J_{\text{LHW}}$  电流条件下 600 A HCF 对 ELMsize 时间演化的影响

Fig. 11. Influence of 600 A HCF on the time evolution of ELMsize under different  $J_{\text{LHW}}$  current conditions.

为进一步探究  $J_{\text{LHW}}$  和  $A_{//\text{HCF}}$  共同作用下 ELM 演化的内在物理机制, 对非线性阶段不同模式的归一化强度随时间的演化进行分析, 结果如图 12 所示. 其中左侧一列为未加入 HCF 的结果, 可以看出从上到下随着  $J_{\text{LHW}}$  的增大, 湍流增长阶

段的主导模式逐渐向高  $n$  移动. 将图 12 中 HCF 加入后的右侧一列和左侧对比发现, 湍流增长阶段更多的模式被激发出来, 且 HCF 更有利于高  $n$  模式的激发. 例如在  $t = 250\tau_A$  时, 未加入 HCF 的图 12(a) 中主导模式为  $n = 6$ , 而加入 HCF 的图 12(b) 中主导模式为  $n = 12$ . 图 12(c), (d) 中虽然主导模式都为  $n = 12$ , 但加入 HCF 的图 12(d) 中  $n = 18$  的模式也被激发出来. 对比图 12(e), (f) 可以发现, 加入 HCF 时在湍流增长阶段更多的模式被激发. 图 12(g), (h) 中, 在  $t \approx [200\tau_A, 350\tau_A]$  时间段, 加入 HCF 后  $n = 18$  的主导模式优势甚至更加明显, 这也导致了在此时间区间, 图 11 中加入 HCF 后的 ELMsize 略大于未加入 HCF 时. 不同的是, 在  $t \approx [350\tau_A, 500\tau_A]$  时间段, 加入 HCF 后原本  $n = 18$  的主导模式优势被多种不稳定模式取代, 多模式的耦合使得 ELMsize 减小.

综上所述,  $A_{//\text{HCF}}$  减小 ELMsize 存在两种作用机制, 包括促进多模式的耦合和激发高  $n$  模. 当  $J_{\text{LHW}}$  较小时, 湍流增长阶段主导模式较低, HCF 主要通过激发高  $n$  模使得湍流输运降低, 进而降

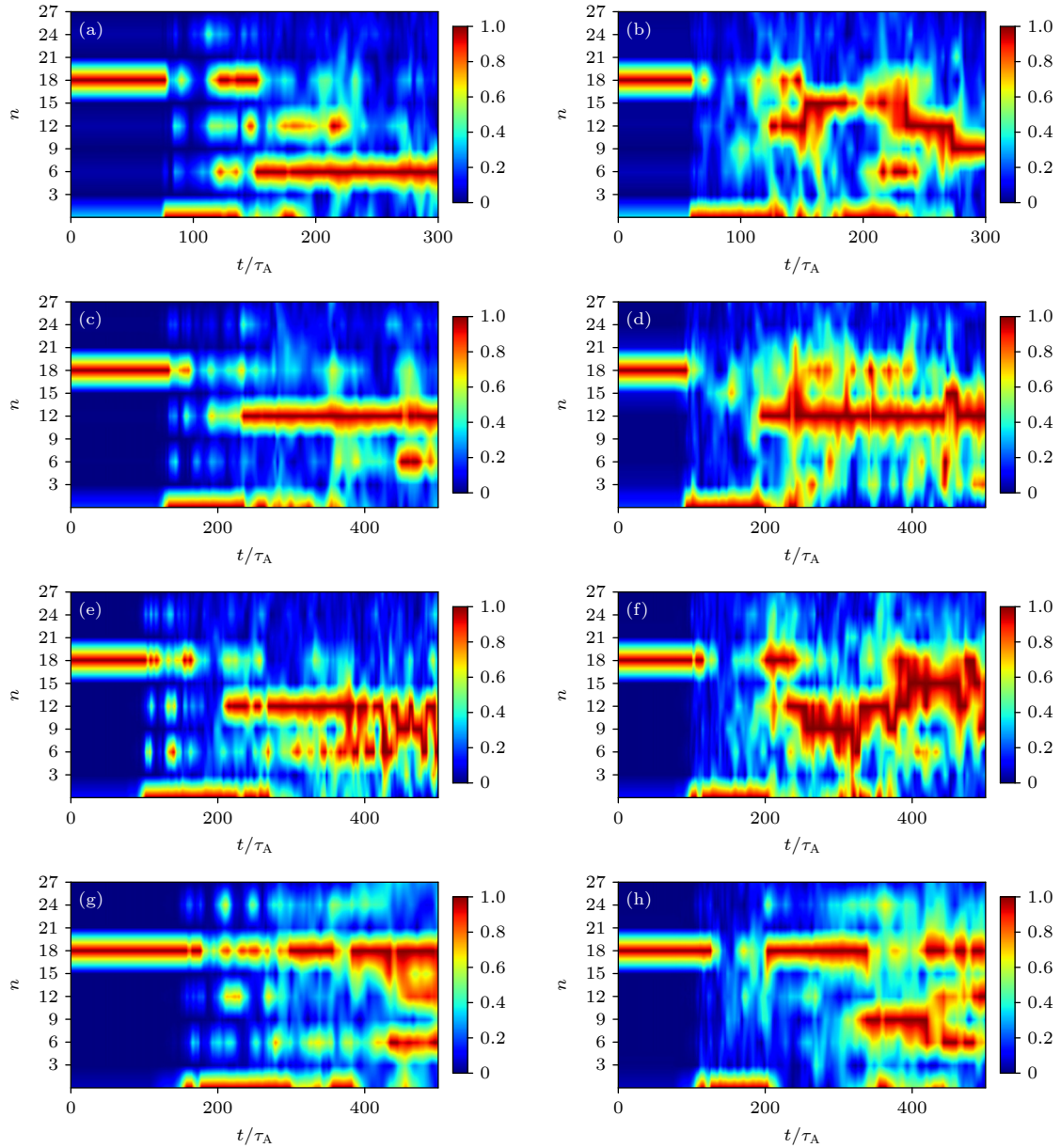


图 12 考虑 HCF 后的 P-B 模谱结构随时间的演化, 其中, 从上到下依次为初始平衡 (a), (b);  $J_{LHW} = 0.2$  MA (c), (d);  $J_{LHW} = 0.3$  MA (e), (f);  $J_{LHW} = 0.4$  MA (g), (h) 下的平衡. 左侧的一列 (a), (c), (e), (g) 为未加入  $A_{//HCF}$  的模拟; 右侧 (b), (d), (f), (h) 为加入 600 A HCF 产生的  $A_{//HCF}$  的模拟

Fig. 12. Temporal evolutions of the P-B mode spectrum structure considering HCF. From top to bottom, the sequences are the original equilibrium (a), (b); equilibrium with  $J_{LHW} = 0.2$  MA (c), (d);  $J_{LHW} = 0.3$  MA (e), (f);  $J_{LHW} = 0.4$  MA (g), (h), respectively. The left column (a), (c), (e), (g) represent cases without  $A_{//HCF}$ ; the right column (b), (d), (f), (h) represent cases with  $A_{//HCF}$  from 600 A HCF.

低 ELMsize. 对于  $J_{LHW}$  较大的平衡, 其湍流增长阶段的主导模式模数较高. 例如当  $J_{LHW} = 0.4$  MA 时, 主导模式为  $n = 18$ , 此时高  $n$  模已经占据主导,  $A_{//HCF}$  主要通过激发多种不稳定模式, 利用不同模式间的耦合作用降低 ELM 能量损失. 此外, 从未加入  $A_{//HCF}$  的模拟可以看出, 当  $J_{LHW}$  电流增大时, 主导模式的优势逐渐变得不明显, 这也是导致  $A_{//HCF}$  对 P-B 模作用减弱的原因.

## 5 总结和讨论

本文通过模拟讨论了 LHW 驱动的主等离子体电流和刮削层 HCF 在缓解 ELM 方面的作用. 首先, 采用 GENRAY 程序计算出不同大小的主等离子体电流  $J_{LHW}$ , 并将其加入到初始平衡中; 然后, 基于平衡反演后得到的新平衡使用 P-B 模模型进行模拟. 研究发现, 对于加入 0.2—0.4 MA 主

等离子体电流的平衡, 相比于初始平衡, P-B 模主模的线性增长率更低, 线性模谱整体向高  $n$  和低增长率的方向移动. 虽然模拟中所有平衡拥有相同的压强剖面, 但  $J_{LHW}$  的加入导致了平衡整体归一化压强梯度  $\alpha$  降低, 进而导致线性主模增长率降低. 此外,  $J_{LHW}$  的加入也使得等离子体芯部电流增大, 磁剪切降低, 这也是导致高  $n$  模线性增长率增大和模谱变宽的原因.

对加入  $J_{LHW}$  后的平衡进行 P-B 模非线性模拟后发现, 加入  $J_{LHW}$  的平衡在崩塌阶段和湍流增长阶段有更小的非线性能量损失, 这是因为加入  $J_{LHW}$  后, 线性模谱展宽导致了非线性阶段主模增长缓慢. 对于 LHW 驱动的刮削层 HCF, 由于其量级较小, 并且对平衡参数没有直接影响, 因此模拟中只考虑其磁效应并将其作为扰动量  $A_{//HCF}$  对加入不同大小  $J_{LHW}$  的平衡进行非线性模拟. 结果显示, 在加入 HCF 产生的磁场后, P-B 模湍流增长阶段的台基能量损失减小, 但减小的幅度受平衡和模拟时刻的影响, 对于初始平衡和  $J_{LHW}$  较小的平衡, 减小幅度更加明显. 通过模式分析发现,  $A_{//HCF}$  可以通过促进湍流增长阶段模式耦合来抑制主模的增长, 最终减小了主模大小及整体的非线性能量损失. 通过对比不同  $J_{LHW}$  下加入  $A_{//HCF}$  的模拟发现,  $A_{//HCF}$  的作用更倾向于将低  $n$  模的能量传递给高  $n$  模. 因此  $A_{//HCF}$  对 P-B 模的作用效果受主导模式模数的影响, 当主导模数较高时,  $A_{//HCF}$  对 P-B 模的作用减弱. 由于不同平衡湍流增长阶段的主导模式不同, 在本文的模拟中, 当  $J_{LHW}$  较小时, 主导模数较小, 远离高  $n$  模的区间, 此时  $A_{//HCF}$  的效果更显著. 此外在模拟的不同时刻, P-B 模占优势的模数不断降低而不断远离高  $n$  模区间, 因此在模拟时刻较大时  $A_{//HCF}$  对于 P-B 模能量损失减小更加显著.

研究结果有助于增强了人们对 LHW 缓解 ELM 物理机制的理解, 但目前研究中考虑的物理因素仍然不全面, 在未来的 LHW 控制 ELM 模拟工作中, 可进一步研究和考虑的内容包括以下几个方面:

1) 本文对于 LHW 驱动的电流考虑了其位于台基内部的情况 ( $\psi = [0.35, 0.7]$ ), 这在如今的托卡马克中是合理的. 但由于未来托卡马克和聚变实验堆的高温、密度, LHW 的功率可能大部分在台基顶部沉积<sup>[48]</sup>, 鉴于台基顶部电流和剥离模及 ELM 的强相关性<sup>[26,49]</sup>, 有必要进一步研究 LHW 驱动的电流位于台基顶部时对 P-B 模的作用.

2) 本文中并没有考虑 LHW 的加热效应, 当 LHW 功率沉积靠近台基顶部时, 其加热效应产生的如压强升高、电阻降低等作用, 会显著影响 P-B 模的演化. 台基顶部的压强升高会导致台基顶部更陡峭的压强梯度, 使得气球模趋于不稳定; 而电阻下降会使 P-B 模的非线性能量损失减小<sup>[50]</sup>. 因此在未来的模拟中有必要考虑 LHW 加热对 P-B 模的影响.

3) 在加入 HCF 的模拟中, 观察 HCF 的磁效应可以通过促进湍流增长阶段模式间的耦合, 降低 P-B 模的非线性能量损失, 并且模拟中发现 HCF 会作用于特定的模式, 这可能受到 HCF 的结构和  $A_{//HCF}$  模谱的影响. 由于 HCF 的结构和边缘  $q$  值, 等离子体位形, 天线数目等参数密切相关, 实验上也观察到了 LHW 缓解 ELM 存在“ $q$  窗口”<sup>[51]</sup>, 因此未来的模拟中需要更细致地考虑 HCF 的结构和  $A_{//HCF}$  模谱对 P-B 模的作用. 此外在真实的实验中, HCF 的作用效果会受到等离子体响应的影响, 这和 RMP 是类似的<sup>[52,53]</sup>.

4) 在 EAST<sup>[38]</sup>, Alcator C-Mod<sup>[39]</sup> 和 Tore Supra<sup>[40]</sup> 托卡马克中观察到 LHW 可以驱动等离子体和电流同向的旋转. 等离子体旋转一方面可以缓解 ELM<sup>[54,55]</sup> 和降低 P-B 模的非线性能量损失<sup>[56,57]</sup>, 另一方面, 旋转可能可以降低 HCF 产生的磁场渗透所需的阈值<sup>[58]</sup>, 这会增强 HCF 的作用. 因此, 需进一步开展环向旋转在 LHW 缓解 ELM 中的作用的相关研究工作.

## 参考文献

- [1] Zohm H 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 105
- [2] Leonard A W 2014 *Phys. Plasmas* **21** 090501
- [3] Loarte A, Saibene G, Sartori R, et al. 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** 1549
- [4] Lang P T, Loarte A, Saibene G, et al. 2013 *Nucl. Fusion* **53** 043004
- [5] Loarte A, Huijsmans G, Futatani S, et al. 2014 *Nucl. Fusion* **54** 033007
- [6] Hughes J W, Hubbard A E, Wallace G, et al. 2010 *Nucl. Fusion* **50** 064001
- [7] Wan B, Li J, Guo H, Liang Y, Xu G, Gong X Z for the EAST Team, International Collaborators 2013 *Nucl. Fusion* **53** 104006
- [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] Felici F, Rossel J X, Duval B P, Coda S, Goodman T P, Martin Y, Moret J M, Sauter O, the TCV Team 2013 *Nucl. Fusion* **53** 113018
- [10] Baylor L R, Commaux N, Jernigan T C, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 245001
- [11] Chen S Y, Huang J, Sun T T, Wang Z H, Tang C J 2014

- Phys. Plasmas* **21** 112512
- [12] Evans T E, Moyer R A, Watkins J G, et al. 2005 *J. Nucl. Mater.* **337–339** 691
- [13] Canik J M, Maingi R, Evans T E, et al. 2010 *Nucl. Fusion* **50** 034012
- [14] Xiao W W, Diamond P H, Zou X L, et al. 2012 *Nucl. Fusion* **52** 114027
- [15] Huang J, Chen S Y, Wang Z H, Tang C J 2015 *Phys. Plasmas* **22** 122507
- [16] Degeling A W, Martin Y R, Lister J B, Villard L, Dokouka V N, Lukash V E, Khayrutdinov R R 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** 1637
- [17] Wu N, Chen S Y, Song X M, Mou M L, Huang J, Wang Z T, Tang C J, Song X, Xia F, Jiang M, HL-2A Team 2017 *Phys. Plasmas* **24** 092507
- [18] Zhang H M, Wu J, Li J X, Yao L M, Xu J C, Wu Y Z, Liu Q Y, Guo P C 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 235203
- [19] Liu G N, Li X X, Liu H B, Sun A P 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 245202 (in Chinese) [刘冠男, 李新霞, 刘洪波, 孙爱萍 2023 物理学报 **72** 245202]
- [20] Zhou T T, Xiang N, Gan C Y, Jia G Z, Chen J L 2022 *Chin. Phys. B* **31** 095201
- [21] Xu Z, Wu Z W, Zhang L, Huang Y H, Gao W, Cheng Y X, Lin X D, Gao X, Chen Y J, Li L, Jie Y X, Zang Q, Liu H Q, EAST Team 2021 *Chin. Phys. B* **30** 075205
- [22] Liang Y, Gong X Z, Gan K F, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 235002
- [23] Xiao G L, Zhong W L, Zou X L, et al. 2017 *Phys. Plasmas* **24** 122507
- [24] Cui B T, Ji X Q, Sun T F, Liang S Y, Zhang J Z, Wang A, He M Y 2021 *Fusion Eng. Des.* **173** 112963
- [25] Li S H, Wang N C, Ding Y H, et al. 2022 *Plasma Phys. Control. Fusion* **64** 075005
- [26] 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
- [27] Bernard L C, Helton F J, Moore R W 1981 *Comput. Phys. Commun.* **24** 377
- [28] Pankin A Y, Bateman G, Brennan D P, Kritiz A H, Kruger S, Snyder P B, Sovinec C, the NIMROD Team 2007 *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** S63
- [29] Pamela S J P, Huijsmans G T A, Eich T, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 076006
- [30] Dudson B D, Umansky M V, Xu X Q, Snyder P B, Wilson H R 2009 *Comput. Phys. Commun.* **180** 1467
- [31] Xu X Q, Dudson B, Snyder P B, Umansky M V, Wilson H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 175005
- [32] Xia T Y, Xu X Q 2013 *Phys. Plasmas* **20** 052102
- [33] Xia T Y, Xu X Q, Xi P W 2013 *Nucl. Fusion* **53** 073009
- [34] Mou M L, Huang J, Wu N, Chen S Y, Tang C J 2016 *Phys. Lett. A* **380** 2544
- [35] Dong L K, Chen S Y, Mou M L, Tang C J 2020 *Plasma Sci. Technol.* **22** 115101
- [36] Huang J, Chen S Y, Tang C J 2016 *Phys. Plasmas* **23** 052513
- [37] Xia T Y, Gui B, Huang Y Q, Wu Y B, Xiao X T, EAST Team 2019 *Nucl. Fusion* **59** 076043
- [38] Shi Y J, Xu G S, Wang F D, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 235001
- [39] Rice J E, Podpaly Y A, Reinke M L, et al. 2013 *Nucl. Fusion* **53** 093015
- [40] Chouli B, Fenzi C, Garbet X, et al. 2014 *Plasma Phys. Control. Fusion* **56** 095018
- [41] Chen W, Wang Z X 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 125001
- [42] Fisch N J, Rax J M 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 612
- [43] Smirnov A P, Harvey R W 2001 *The GENRAY Ray Tracing Code* CompX Report No. CompX-2000-01
- [44] Ehst D A, Karney C F F 1991 *Nucl. Fusion* **31** 1933
- [45] Crotinger J A, LoDestro L, Pearlstein L D, Tarditi A, Casper T A, Hooper E B 1997 *CORSICA: A Comprehensive Simulation of Toroidal Magnetic-fusion Devices. Final Report to the LDRD Program* (Livermore: Lawrence Livermore National Lab.) Report No: UCRL-ID-126284
- [46] Xu X Q, Ma J F, Li G Q 2014 *Phys. Plasmas* **21** 120704
- [47] Burrell K H 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1499
- [48] Ding B J, Bonoli P T, Tuccillo A, et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 095003
- [49] Li G Q, Xu X Q, Snyder P B, Turnbull A D, Xia T Y, Ma C H, Xi P W 2014 *Phys. Plasmas* **21** 102511
- [50] Zhang Y, Huang J, Chen S Y, Tang C J 2017 *Phys. Plasmas* **24** 062108
- [51] Li J, Guo H Y, Wan B N, et al. 2013 *Nat. Phys.* **9** 817
- [52] Dong L K, Chen S Y, Mou M L, Luo Y, Qin C C, Tang C J 2023 *Nucl. Fusion* **63** 086023
- [53] Liu Y, Ham C J, Kirk A, Li L, Loarte A, Ryan D A, Sun Y, Suttrop W, Yang X, Zhou L 2016 *Plasma Phys. Control. Fusion* **58** 114005
- [54] Oyama N, Sakamoto Y, Isayama A, et al. 2005 *Nucl. Fusion* **45** 871
- [55] Aiba N, Giroud C, Honda M, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 126001
- [56] Luo Y, Chen S Y, Huang J, Xiong Y Y, Tang C J 2016 *Phys. Plasmas* **23** 042302
- [57] Xi P W, Xu X Q, Wang X G, Xia T Y 2012 *Phys. Plasmas* **19** 092503
- [58] Li C Y, Hao G Z, Liu Y Q, Wang L, Liu Y H Z 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 075202 (in Chinese) [李春雨, 郝广周, 刘钺强, 王炼, 刘艺慧子 2022 物理学报 **71** 075202]

# Influence of lower hybrid wave injection on peeling-ballooning modes\*

Fan Hao<sup>1)2)</sup>    Chen Shao-Yong<sup>1)2)</sup>    Mou Mao-Lin<sup>1)2)†</sup>    Liu Tai-Qi<sup>1)2)</sup>  
 Zhang Ye-Min<sup>1)2)</sup>    Tang Chang-Jian<sup>1)2)</sup>

1) (*College of Physics, Sichuan University, Chengdu 610065, China*)

2) (*Key Laboratory of High Energy Density Physics and Technology of Ministry of Education, Sichuan University, Chengdu 610065, China*)

( Received 19 January 2024; revised manuscript received 4 March 2024 )

## Abstract

The high-confinement mode (H-mode) significantly enhances the energy and particle confinement in fusion plasma compared with the low-confinement mode (L-mode), and it is the basic operation scenario for ITER and CFETR. Edge localized mode (ELM) often appears in H-mode, helping to expel impurities to maintain a longer stable state. However, the particle burst and energy burst from ELM eruptions can severely damage the first wall of fusion device, so, it is necessary to control the ELM. Experiments on EAST tokamak and HL-2A tokamak have been conducted with ELM mitigation by lower hybrid wave (LHW), confirming the effect of LHW on ELMs, but the physical mechanism of ELM mitigation by LHW is still not fully understood. In this paper, the influences of LHW injection on the linear and nonlinear characteristics of peeling-ballooning mode (P-B mode) are investigated in the edge pedestal region of H-mode plasma in tokamak by using the BOUT++ code. The simulations take into consideration both the conventional main plasma current driven by LHW and the three-dimensional perturbed magnetic field generated by the scrape-off layer helical current filament (HCF) on the P-B mode. The linear results show that the core plasma current driven by LHW moves the linear toroidal mode spectrum towards higher mode numbers and lower growth rates by reducing the normalized pressure gradient and magnetic shear of the equilibrium. Nonlinear simulations indicate that due to the broadening of the linear mode spectrum, the core current driven by LHW can reduce the pedestal energy loss caused by ELM through globally suppressing different toroidal modes of the P-B mode, and the three-dimensional perturbed magnetic field generated by LHW-driven HCF can reduce the energy loss caused by ELMs through promoting the growth of modes other than the main mode and enhancing the coupling between different modes. It is found in the study that the P-B mode promoted by the three-dimensional perturbed magnetic field generated by HCF has a mode number threshold, and when the dominant mode of the P-B mode is far from the mode number threshold driven by the three-dimensional perturbed magnetic field, the energy loss due to ELMs is more significantly reduced. These results contribute to a more in-depth understanding of the physical mechanism in ELM control experiment by LHW.

**Keywords:** magnetic confinement fusion plasma, edge localized modes, lower hybrid wave, peeling-ballooning modes

**PACS:** 52.55.Fa, 52.65.-y, 52.35.-g, 52.35.Hr

**DOI:** 10.7498/aps.73.20240130

\* Project supported by the National Magnetic Confinement Fusion Energy R&D Program of China (Grant No. 2019YFE03090400) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12375222, 11775154).

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

## 低杂波注入对剥离气球模的作用

樊浩 陈少永 牟茂淋 刘泰齐 张业民 唐昌建

### Influence of lower hybrid wave injection on peeling–ballooning modes

Fan Hao Chen Shao-Yong Mou Mao-Lin Liu Tai-Qi Zhang Ye-Min Tang Chang-Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 095204 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240130

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240130>

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

#### 东方超环上低杂波驱动等离子体环向旋转实验研究

Experimental investigation of lower hybrid current drive induced plasma rotation on the experimental advanced superconducting tokamak

物理学报. 2020, 69(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191716>

#### 托卡马克装置中等离子体环向旋转对三维响应场的影响

Influence of toroidal rotation on plasma response to external RMP fields in tokamak

物理学报. 2022, 71(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211975>

#### 预测HL-2A托卡马克台基结构的MHD稳定性数值研究

Numerical study on predicting MHD stability of HL-2A tokamak pedestal structure

物理学报. 2022, 71(22): 225201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221098>

#### 中国聚变工程实验堆等离子体螺旋波阻尼系数的研究

Helicon wave damping coefficient of Chinese fusion engineering testing reactor plasma

物理学报. 2020, 69(14): 145201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200222>

#### ITER装置中等离子体旋转和反馈控制对电阻壁模影响的数值研究

Numerical study of effect of plasma rotation and feedback control on resistive wall mode in ITER

物理学报. 2021, 70(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201391>

#### HL-2A高约束先进运行模式等离子体电流剖面集成模拟

Integrated simulation of plasma current profile in HL-2A high confinement mode(H mode)

物理学报. 2021, 70(23): 235203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210945>