

EAST 托卡马克上共振磁扰动对锯齿行为的影响*

潘姗姗¹⁾²⁾ 段艳敏^{1)†} 徐立清¹⁾ 晁燕¹⁾²⁾ 钟国强¹⁾ 孙有文¹⁾盛回¹⁾²⁾ 刘海庆¹⁾ 储宇奇¹⁾ 吕波¹⁾ 金仡飞¹⁾²⁾ 胡立群¹⁾

1) (中国科学院合肥物质科学研究院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

2) (中国科学技术大学, 合肥 230026)

(2023 年 3 月 8 日收到; 2023 年 5 月 4 日收到修改稿)

锯齿振荡是托卡马克装置上常见的磁流体不稳定性之一. 先进实验超导托卡马克 (experimental advanced superconducting Tokamak, EAST) 装置放电中观察到外加共振磁扰动 (resonant magnetic perturbation, RMP) 会影响锯齿振荡行为. 本文研究了环向模数 $n = 2$ 的 RMP 对锯齿周期的影响. 通过 RMP 线圈相位差扫描实验发现, 当 RMP 上下线圈 ($n = 2$) 相位差 $\Delta\phi_{UL}$ 发生变化时, 扰动场的谱型发生变化, 锯齿周期和崩塌幅度也随之发生明显的改变. 单流体电阻磁流体力学 (MARS-F) 程序分析表明, 在相同实验条件下, 当 RMP 上下线圈 ($n = 2$) 相位差为 $\Delta\phi_{UL} = 270^\circ$ 时, 等离子体芯部区域的响应最强, 此时锯齿周期和幅度最小. 锯齿行为的改变可能与 RMP 引起的快离子损失相关. 该研究利用 RMP 上下线圈 ($n = 2$) 实现对锯齿行为的有效调控, 有利于未来 EAST 发展高比压放电条件下的大锯齿自动控制技术.

关键词: 先进实验超导托卡马克, 共振磁扰动, 锯齿振荡**PACS:** 52.55.Fa, 52.35.-g**DOI:** 10.7498/aps.72.20230347

1 引言

锯齿 (sawtooth) 不稳定性是托卡马克中最常见且重要的磁流体不稳定性之一, 是等离子体芯部扰动导致的周期性弛豫振荡. 锯齿不稳定性通常表现为等离子体芯部温度、密度等参数周期性上升和崩塌的过程. 锯齿周期性向外爆发的过程会导致芯部等离子体粒子和热流向外输运, 展平芯部温度、密度分布. 因此, 锯齿不稳定性在辐射诊断信号上也表现为锯齿波动^[1]. 高频小幅度的锯齿振荡有利于排出等离子体芯部杂质, 避免因杂质聚芯而导致等离子体约束下降^[2]. 而较大幅度的长周期锯齿崩塌会导致等离子体芯部密度、温度等参数下降, 造成等离子体能量损失, 同时还可能触发其他

磁流体不稳定性如撕裂模或新经典撕裂模等^[3,4], 退化等离子体约束性能, 甚至导致等离子体放电破裂. 因此, 无论是对于如今的托卡马克实验装置, 亦或是对未来的聚变堆装置, 开展主动锯齿控制实验均十分重要.

过去几十年, 国内外多个装置上都开展了大量的锯齿实验和理论研究. 目前, 实验中常用的锯齿控制方法主要有中性束注入 (neutron beam injection, NBI)^[5]、电子回旋电流驱动^[6]、离子回旋共振加热等^[7]. 研究发现通过外加共振磁扰动场 (resonant magnetic perturbation, RMP) 的方法也可以实现对锯齿的控制. RMP 是控制边界局域模以及偏滤器靶板热负荷^[8]的实验方法之一. 同时在 DIII-D, J-TEXT, K-STAR 等装置上都观察到 RMP 对锯齿振荡的影响^[9–11]. DIII-D 装置上的实验和模拟

* 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2022YFE03040003, 2022YFE03010003) 和国家自然科学基金 (批准号: 11975273) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ymduan@ipp.ac.cn

发现当施加环向模数 $n = 1$ 的 RMP 旋转扰动场时, 锯齿振幅和周期减小直至消失, 取而代之的是芯部稳定的 $m/n = 1/1$ 模式 (m, n 分别为极向模数和环向模数), 这可能是由于等离子体旋转变慢和芯部的螺旋变形共同造成的^[9]. J-TEXT 装置上 $m/n = 2/2$ 的 RMP 产生的扰动场能穿透等离子体并导致锁模, 使得锯齿幅值降低^[10]. 关于 RMP 控制锯齿行为实验还在不断深入研究, 以进一步加深对其物理机制的理解.

先进实验超导托卡马克 (experimental advanced superconducting Tokamak, EAST) 装置上可以通过采用不同的加热方式成功地改变锯齿行为^[5,12]. 本文主要介绍 EAST 上 RMP 控制锯齿的初步研究结果, 展示了 RMP 影响锯齿不稳定性的实验现象, 对比研究了环向模数 $n = 2$ 的 RMP 上下线圈相位差对锯齿的影响, 分析了锯齿解稳的可能机制.

2 实验相关系统

EAST 是我国自主设计建造的世界上第一台全超导托卡马克核聚变实验装置, 主要任务是探索研究面向核反应堆下的长脉冲等离子体稳态运行问题. 2014 年 EAST 上安装并投入使用 RMP 线圈系统^[13], 该系统包含 2 组沿环向均匀分布且上下对称的线圈, 线圈电源分为直流和交流两种模式, 可以产生不同环向模数 $n = 1—4$ 的外加扰动磁场. RMP 系统上下两组线圈电流波形的相位可以分别设置为 ϕ_U 和 ϕ_L , 此时上下线圈中电流的相位差为

$$\Delta\phi_{UL} (^{\circ}) = \phi_U (^{\circ}) - \phi_L (^{\circ}),$$

通过改变线圈相位差可以产生不同的扰动谱型. 外加 RMP 共振磁扰动会在等离子体中形成新的三维平衡, 这一过程为等离子体对 RMP 扰动场的响应, 即等离子体响应. 等离子体对外加三维场的响应有较强的上下线圈相位差 $\Delta\phi_{UL}$ 依赖特性, 这主要是由于当改变 RMP 线圈相位差 $\Delta\phi_{UL}$ 时, 扰动场的谱型发生变化, RMP 的极向模数 m 在空间上的分布会随之变化, 从而影响不同扰动的共振分量强度, 导致等离子体响应与 RMP 上下线圈相位差之间 $\Delta\phi_{UL}$ 存在依赖关系^[8,14].

本文主要使用软 X 射线 (soft X-ray, SXR) 诊断系统来研究锯齿振荡. SXR 诊断采用针孔相机成像原理, 其测量弦位置的分布如图 1 所示, 水平

方向上两个测量阵列覆盖等离子体的极向截面, 其空间分辨率为 2 cm, 时间分辨率为 5—10 μ s. 探测器采用硅光电二极管阵列, 探测器光子能量范围为 1—15 keV, 探测器前的准直孔覆盖有 12.5 μ m 铍膜, 可以阻止低能辐射进入探测器. SXR 诊断系统可用于观察芯部磁流体力学不稳定性行为, 能反应等离子体锯齿振荡行为^[15]. 此外, 实验中的安全因子 q 分布由偏振干涉仪诊断测量数据结合平衡反演程序得到^[16,17], 利用 ^{235}U 裂变电离室中子诊断系统研究和评估等离子体中的快离子行为^[18], 利用弯晶谱仪诊断系统可以得到等离子体的芯部旋转速度^[19].

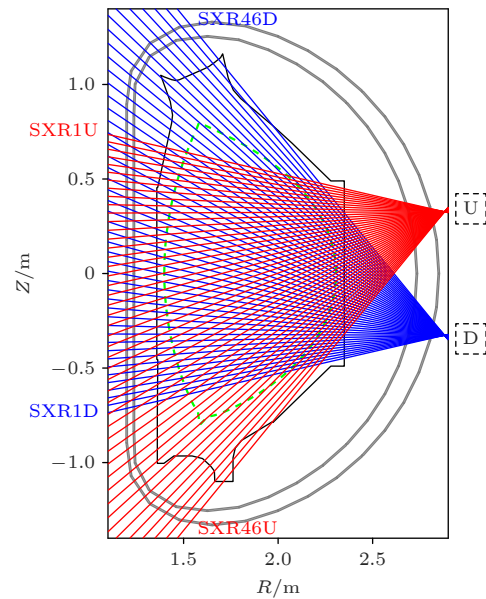


图 1 EAST 上软 X 射线诊断分布示意图

Fig. 1. Poloidal layout of soft X-ray diagnostic system in EAST.

3 实验现象及结果分析

EAST 装置在边界安全因子 $q_{95} = 3—4$ 的区间运行时, 观察到锯齿周期长达百毫秒. 同时, 还在实验上观察到锯齿行为对 RMP 上下线圈 ($n = 2$) 的相位差变化有明显的响应. 图 2 为一次典型的 RMP 上下线圈 ($n = 2$) 相位差连续扫描变化实验的放电参数演化 (#116507). 该放电期间等离子体基本参数为: 等离子体电流 $I_p \approx 550$ kA, 弦平均电子密度 $n_e \approx 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 环向磁场 $B_t \approx 1.64$ T, 边界安全因子 q_{95} 约为 3.2, 归一化比压 β_N 约为 1.6. RMP 线圈的电流幅值为 $I_{\text{RMP}} = 3.5$ kA, 环向模数 $n = 2$, 在 RMP 投入期间只有同向中性束注入

(NBI) 作为唯一的辅助加热手段 $P_{\text{NBI}} = 5.8 \text{ MW}$, 如图 2(a) 所示. 图 2 中 $t = 3.5\text{--}4.0 \text{ s}$ 期间 RMP 保持着固定的上下线圈相位差 $\Delta\phi_{\text{UL}} = 180^\circ$, 电流幅值维持在 3.5 kA , 从芯部 SXR 上观察到锯齿振荡, 锯齿周期 τ_{SC} 为 90 ms , 崩塌幅值为 75% . 其中锯齿周期为相邻两个锯齿崩塌后的时刻 t_1 和 t_3 之间的时间间隔, 即 $\tau_{\text{SC}} = t_3 - t_1$; 锯齿崩塌幅值为 $\Delta_{\text{AMP}} = (I_2 - I_3)/I_2$, I_2 和 I_3 分别对应锯齿崩塌前的时刻 t_2 和锯齿崩塌后的时刻 t_3 所对应的 SXR 信号强度, 如图 2(e) 所示. 从 $t = 4 \text{ s}$ 开始, RMP 线圈相位差从 $\Delta\phi_{\text{UL}} = 180^\circ$ 开始扫描变化. 随着 $\Delta\phi_{\text{UL}} = 180^\circ\text{--}360^\circ$ 线性变化, 图 2(d) 展示了锯齿周期和崩塌幅值先变小后缓慢增大的变化. 当 RMP 上下线圈相位差 $\Delta\phi_{\text{UL}} = 270^\circ$ 时, 锯齿周期最小, $\tau_{\text{SC}} =$

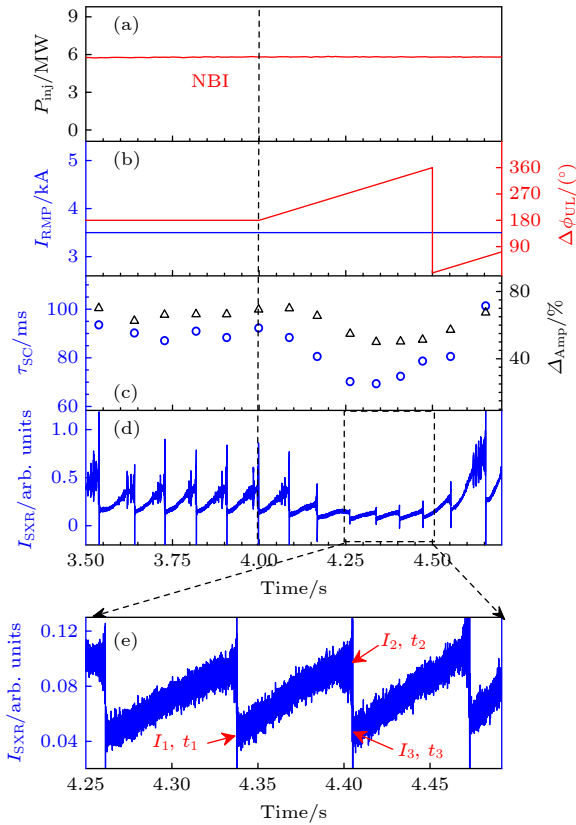


图 2 EAST #116507 炮放电中等离子体主要参数的演化 (a) 中性束注入功率; (b) $n = 2$ 的 RMP 电流 (蓝色) 及其上下线圈相位差 (红色); (c) 锯齿周期 (蓝色圆圈) 和崩塌幅值 (黑色三角); (d) 芯部 SXR 辐射信号; (e) 图 (d) 的局部放大图

Fig. 2. Evolution of plasma parameters for EAST shot #116507: (a) NBI heating power; (b) $n = 2$ RMP coil current amplitude (blue) and the phase difference between the upper and lower coil $\Delta\phi_{\text{UL}}$ (red); (c) sawtooth period (blue circles) and amplitude (black triangles); (d) core SXR emission; (e) partial enlargement of panel (d).

65 ms , 锯齿崩塌幅值为 50% . 锯齿行为随着 $\Delta\phi_{\text{UL}}$ 的改变而变化, 说明可以通过调节 RMP 的参数来控制锯齿振荡.

为了验证 RMP 上下线圈相位差对锯齿行为的影响, 对图 2 的 #116507 炮放电进行了重复验证. 在重复验证实验中, 选取 3 个不同的 RMP 固定线圈相位差, $\Delta\phi_{\text{UL}}$ 分别为 0° , 180° 和 270° . 放电中 RMP 设置均保持电流幅值 $I_{\text{RMP}} = 3.5 \text{ kA}$, 环向模数 $n = 2$, RMP 投入期间的加热方式、电流、密度等基本参数均与放电 #116507 炮保持一致. 图 3 显示了四炮不同的 RMP 线圈相位差下放电的参数演化, 在不同的 RMP 线圈相位差下, 锯齿行为不一致. 在 #116508 放电中, $\Delta\phi_{\text{UL}} = 270^\circ$ 时, 锯齿周期最小; 在 #116510 放电中, $\Delta\phi_{\text{UL}} = 0^\circ$ 时, 锯齿周期最大. 实验现象与 #116507 炮放电中所示的实验现象一致. 锯齿行为的变化与 $n = 2$ 的 RMP 线圈相位差 $\Delta\phi_{\text{UL}}$ 变化密切相关.

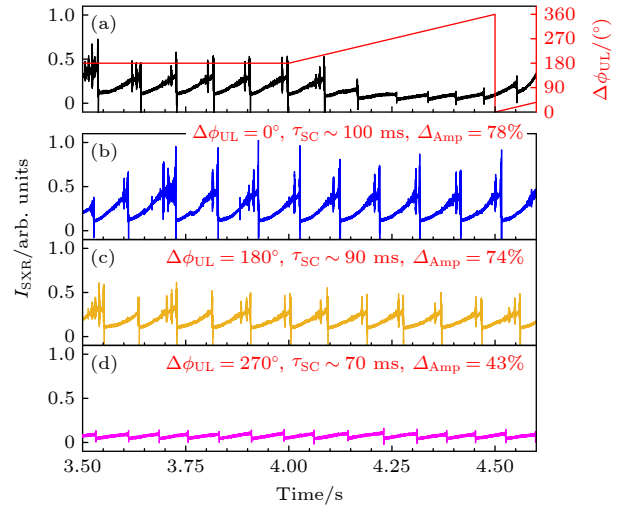


图 3 $n = 2$ 的 RMP 线圈不同相位差下的芯部 SXR 辐射信号 (a) #116507; (b) #116510; (c) #116505; (d) #116508
Fig. 3. Core SXR emission of various phase difference of RMP at $n = 2$: (a) #116507; (b) #116510; (c) #116505; (d) #116508.

锯齿控制主要是控制锯齿的周期和幅度, 根据优化后 Porcelli 锯齿崩塌模型^[1], 影响锯齿振荡并实现锯齿控制主要有两个途径: 一是改变 $q = 1$ 面附近的磁剪切 s_1 ; 二是改变磁流体力学不稳定性的势能, 如高能粒子、等离子体旋转速度等, 可以通过影响势能来改变扭曲模的稳定性. 图 4 展示了 #116507 炮中两个不同时刻 $t = 3.81$ 和 4.44 s 安全因子 q 分布. 这两个时刻点分别对应 RMP 线圈相位差 $\Delta\phi_{\text{UL}} = 180^\circ$ 和 270° , 可以看到 RMP 不同

线圈相位差下所对应 q 分布的变化较小, 说明这两个时刻点总电流密度剖面差别不大, $q = 1$ 面附近的磁剪切 s_1 变化比较小, 可以排除 $q = 1$ 面附近磁剪切 s_1 变化对锯齿的影响.

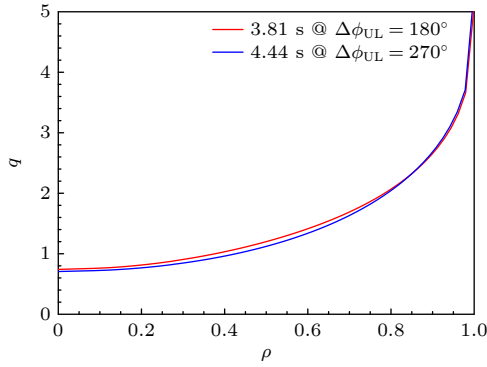


图 4 EAST #116507 炮的 q 分布
Fig. 4. The q profiles of EAST #116507.

本次放电实验中加热方式是中性束注入加热 (NBI), 中子产额主要来源于等离子体中束-靶反应, 中性束和背景等离子体在芯部区域反应后产生的中子, 可通过中子诊断系统测量. 通过中子产额

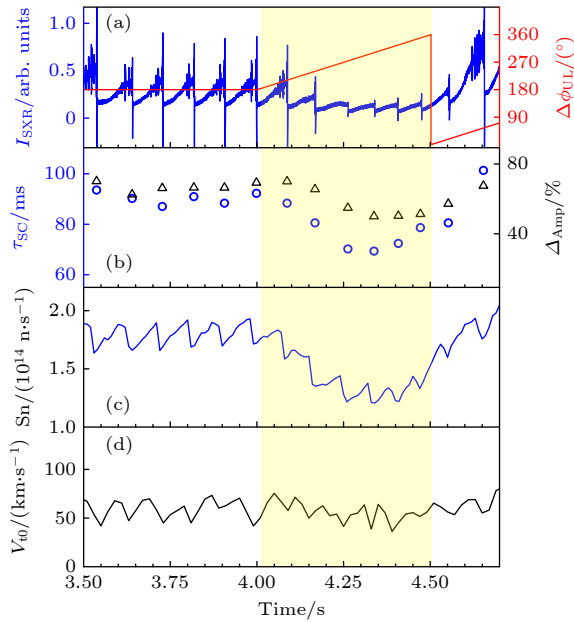


图 5 EAST #116507 炮放电中等离子体参数的演变 (a) 芯部 SXR 辐射信号 (蓝色) 和 RMP 上下线圈相位差 (红色); (b) 锯齿周期 (蓝色圆圈) 和崩塌幅度 (黑色三角); (c) 中子产额; (d) 等离子体芯部旋转速度
Fig. 5. Evolution of plasma parameters of EAST shot #116507: (a) Core SXR emission (blue) and the phase difference between the upper and lower coil $\Delta\phi_{UL}$ of RMP at $n = 2$ (red); (b) sawtooth period (blue circles) and amplitude (black triangles); (c) neutron yield; (d) toroidal rotation velocity of plasma core.

(Sn) 可以研究和评估等离子体中的快离子行为^[20]. 图 5 展示了 #116507 放电中锯齿行为、RMP 上下线圈相位差变化、等离子体芯部旋转速度和中子产额随时间的变化. 图中黄色阴影区域突出显示了 $\Delta\phi_{UL}$ 变化的过程. 从图 5 可以看出, 在 $\Delta\phi_{UL} = 180^\circ - 360^\circ$ 扫描过程中, 等离子体芯部旋转速度保持在 50 km/s 左右, 中子产额呈现锯齿状振荡, 并且其整体变化趋势与锯齿周期的变化趋势一致, 当 $\Delta\phi_{UL} = 270^\circ$ 时, 中子产额最低, 锯齿周期最小. 由于中子产额能反映等离子体中的快离子份额, 这一现象说明锯齿周期的变化可能与快离子的损失有关. 有实验和模拟表明快离子对锯齿有致稳作用 (延长锯齿周期和幅值)^[21], RMP 线圈相位差变化后, 快离子约束改变. 由 RMP 扰动导致快离子损失可以减弱快离子对锯齿的致稳能力, 从而导致锯齿周期减小.

图 6 对比了图 3 中四炮不同的 RMP 线圈相位差放电中的中子产额演化. 这四炮放电中辅助加热方式、电流、密度等基本参数均保持相同. 可以看出, 不同的 RMP 线圈相位差放电中的中子产额

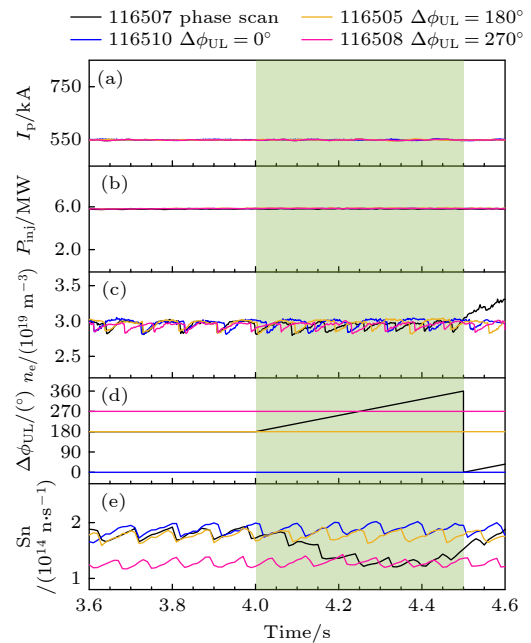


图 6 $I_{RMP} = 3.5$ kA 时, EAST 四炮等离子体参数的演变 (a) 等离子体电流; (b) 中性束注入功率; (c) 等离子体密度; (d) $n = 2$ 的 RMP 上下线圈相位差; (e) 中子产额
Fig. 6. Evolution of plasma parameters of four shot with EAST at $I_{RMP} = 3.5$ kA: (a) Plasma current; (b) NBI heating power; (c) electron density; (d) phase difference between the upper and lower coil $\Delta\phi_{UL}$ of RMP at $n = 2$; (e) neutron yield.

存在着差异. 图 6 绿色阴影区域标注出了 #116507 中 RMP 线圈相位差随时间变化的过程, 在 #116507 放电中, 从 $t = 4$ s 开始随着 RMP 线圈相位差的变化, 中子产额逐渐降低, 而加热功率、等离子体电流、密度均没有发生变化. 当 $\Delta\phi_{UL} = 270^\circ$ 时, 其中子产额下降到与 #116508 炮放电的中子产额相等的水平, #116508 炮放电中 RMP 线圈相位差固定为 270° . 这说明中子产额的差异是由不同的 RMP 线圈相位差导致的. 当 $\Delta\phi_{UL} = 270^\circ$ 时, 中子产额最小, 锯齿周期和幅值最小; 而当 $\Delta\phi_{UL} = 0^\circ$ 时, 中子产额最高, 锯齿周期和幅值最高. 这和图 3 中锯齿行为与中子产额的相关性现象一致. 由此推测锯齿周期和振幅改变的原因主要来源于 $n = 2$ 的 RMP 上下线圈的相位差不同, 快离子的约束状态和份额不同, 从而对锯齿起到不同的致稳效果, 锯齿行为出现差异.

图 7 为 #116507 放电中芯部 SXR 辐射信号及其频谱图. 其中, 图 7(a), (b) 对应于 $\Delta\phi_{UL} = 180^\circ$ 时的锯齿振荡行为, 可以从芯部 SXR 辐射信号观察到锯齿崩塌前存在着鱼骨模的现象; 而图 7(c), (d) 对应于 $\Delta\phi_{UL} = 270^\circ$ 时的锯齿崩塌行为, 从芯部 SXR 辐射信号及其频谱图中并没有观察到鱼骨模现象. 实验上鱼骨模通常与快离子份额相关联, 高能离子通过共振相互作用将能量转换为不稳定

性并激发鱼骨模^[22]. 这进一步证实, 当 $\Delta\phi_{UL} = 270^\circ$ 时, 快离子份额较低.

RMP 引起三维环向非对称的磁扰动, 会破坏托卡马克等离子体的环向对称性, 并在边界形成随机磁场区域, 对等离子体中的粒子输运、能量约束、高能粒子、旋转等造成显著的影响^[23–25]. 图 5 和图 6 显示了快离子份额与 RMP 线圈相位差之间存在着关联. 在托卡马克装置上快离子约束会受到 RMP 的影响, 各大装置上的模拟和实验都表明, RMP 会导致快离子约束显著降低, 快离子损失增加^[24,26]. 而等离子体对 RMP 不同的响应也会影响快离子损失份额^[25,26]. 当改变 $\Delta\phi_{UL}$ 时, RMP 的极向模数 m 空间分布也会发生变化, 即扰动场谱型会发生变化, 会造成等离子体响应改变^[27]. 在 EAST 上可以利用单流体电阻磁流体力学程序 MARS-F 模拟等离子体线性响应^[28], 已有研究证实利用该程序模拟等离子体对 $n = 2$ 的 RMP 响应的结果和实验值较吻合^[29]. 使用 MARS-F 程序模拟等离子体响应, 能帮助理解等离子体对 RMP 响应下的放电实验现象, 其结果可用于本文对 RMP 影响锯齿行为的进一步分析.

在考虑等离子体响应的情况下, 图 8 展示了 MARS-F 模拟 #116507 炮的平衡场在 $n = 2$ 的 RMP 不同上下线圈相位差下的谱型对比. 图中横

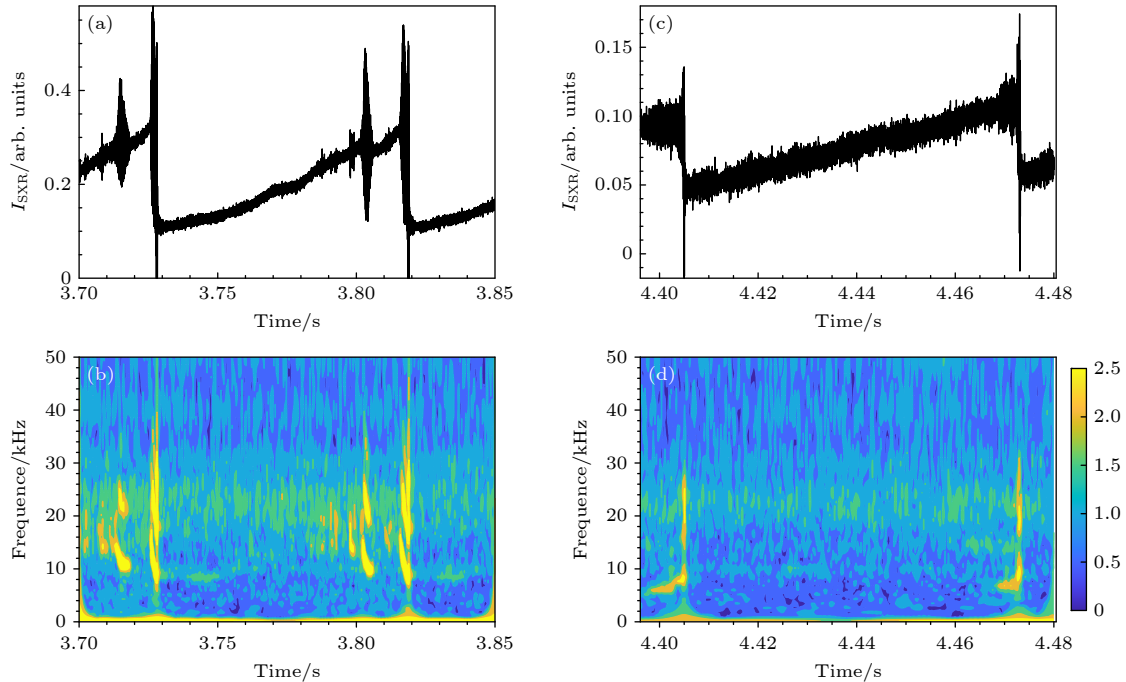


图 7 (a), (c) EAST #116507 炮放电芯部 SXR 辐射信号; (b), (d) 图 (a), (c) 对应时间段的 SXR 频谱图

Fig. 7. (a), (c) Core SXR signal of discharge #116507; (b), (d) spectrum of SXR for the time corresponding to panels (a) and (c).

轴为 $n = 2$ 的 RMP 扰动场的极向模数 m , 纵轴为极向磁通归一化半径, 其中等高色块图表示了磁面坐标系下不同模数的共振分量在不同磁面位置处的磁场径向分量 (b) 和环向分量 (B) 的比值, 上标 ρ, ζ 表示磁面坐标系下的两个参量. 频谱图颜色深则代表着扰动磁场在该位置具有更强的共振性, 反之频谱图颜色浅则是对应着较弱的共振性, 这可以用于反应等离子体对 RMP 响应的强弱. 其中虚线为平衡场的安全因子 q 分布, 红色横线为解析计算得到的磁岛位置. 从图 8 可以看到, 等离子体响应对 RMP 线圈相位差 $\Delta\phi_{UL}$ 有很强的依赖性. 在 $\Delta\phi_{UL} = 270^\circ$ 时, 等离子体响应尤其是在芯部区域要显著高于 $\Delta\phi_{UL} = 0^\circ$ 和 180° , 等离子体响应强, 会加剧快离子损失. 通常强共振性意味着共振磁面

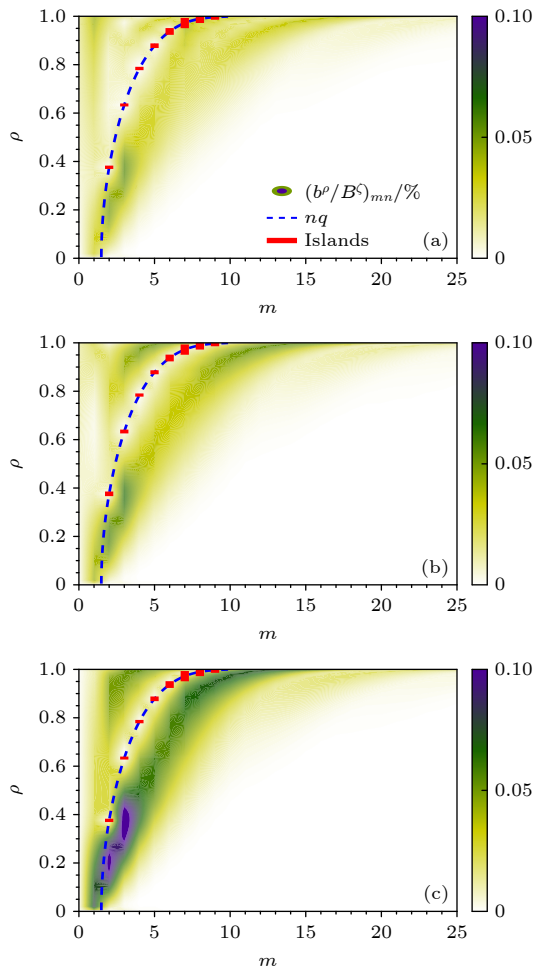


图 8 EAST #116507 炮放电中 $n = 2$ 的扰动场在不同相位差下的谱型对比 (a) $\Delta\phi_{UL} = 0^\circ$; (b) $\Delta\phi_{UL} = 180^\circ$; (c) $\Delta\phi_{UL} = 270^\circ$

Fig. 8. Comparison of $n = 2$ RMP spectrum for different phase difference of discharge #116507: (a) $\Delta\phi_{UL} = 0^\circ$; (b) $\Delta\phi_{UL} = 180^\circ$; (c) $\Delta\phi_{UL} = 270^\circ$.

上受到更大的径向磁场扰动, 等离子体磁岛宽度更大, 相邻磁岛重叠, 随机层宽度变大, 磁场空间随机化程度高, 影响了快离子的约束性能并加剧快离子损失^[30]. 研究显示 RMP 引起的快离子损失主要是由于轨道损失和共振损失. 前者主要是与粒子源有关系, 后者则是与 RMP 的谱型有关. 通过在速度空间中分析共振损失, 发现线性和非线性共振都会影响高能离子损失, 这可能是 RMP 下显著的边带共振的作用, 或者说与非共振分量有关^[25]. 当 $\Delta\phi_{UL} = 270^\circ$ 时, 等离子体响应强, 意味着快离子约束变差, 快离子份额降低, 使得致稳锯齿能力变弱. 综上所述, RMP 线圈不同相位差下, 锯齿行为的改变与等离子体中高能离子的损失有关.

4 结 论

EAST 放电实验中观察到外加 $n = 2$ 的共振磁扰动对锯齿行为的影响. 当 RMP 上下线圈相位差改变时, 锯齿行为也随之发生变化. 通过对 RMP 上下线圈相位差的扫描实验, 研究了 RMP 对锯齿行为影响的物理过程. 实验发现, 由于等离子体响应对 RMP 上下线圈相位差 $\Delta\phi_{UL}$ 有很强的依赖性, 不同的相位差下等离子体响应不同, 当 $n = 2$ 的 RMP 线圈相位差为 270° 时, 等离子体响应强. 等离子体共振性强会加大快离子的损失程度, 这会减弱快离子对锯齿的致稳效应, 导致锯齿周期和幅值变小. RMP 造成的快离子损失虽然有效地抑制了大锯齿崩塌的发生, 但快离子损失还可能会减弱等离子体加热及电流驱动效率, 并影响等离子体性能. 因此, 未来可以进一步优化 RMP 对锯齿振荡的控制效果, 研究不同环向模数 n 和不同电流幅值的 RMP 谱型影响锯齿行为的机制, 以期在不影响快离子损失的实验条件下, 实现对锯齿行为的有效控制.

参考文献

- [1] Porcelli F, Boucher D, Rosenbluth M N 1996 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **38** 2163
- [2] Goniche M, Dumont R J, Bobkov V, et al. 2017 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **59** 055001
- [3] Bando T, Wakatsuki T, Honda M, Isayama A, Shinohara K, Inoue S, Yoshida M, Matsunaga G, Takechi M, Oyama N, Ide S 2021 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **63** 085009
- [4] Wang J Q, Xiao C J, Wang X G, Ji X Q, Liu Y 2012 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **54** 122001

- [5] Chao Y, Xu L Q, Hu L Q, Yuan Y, Zhang Y K, Lü B, Zhong G Q, Liu Y, Liu H Q, Du H F 2019 *AIP Adv.* **9** 015226
- [6] Li J C, Gong X Y, Dong J Q, Wang J, Yin L 2016 *Chin. Phys. B* **25** 045201
- [7] Lerche E, Lennholm M, Carvalho I S, Jacquet P, Mantsinen M, Dumortier P, Van Eester D, Graves J P, Card P, Noble C 2020 *Nucl. Fusion* **60** 126037
- [8] Sun Y W, Ma Q, Jia M N, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 106037
- [9] Bonfiglio D, Veranda M, Cappello S, Chacón L, Escande D F 2017 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **59** 014032
- [10] Li J C, Ding Y H, Yu Q Q, Wang N C, Li D, Zhang X Q, Han D L, Chen Z P, Yang Z J, Zhou S, Yan W, Liang Y F, Zhang X L, Lin X D, Sun H B, Gao X, Li J G 2020 *Nucl. Fusion* **60** 126002
- [11] Kim G, Yun G S, Woo M 2019 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **61** 055001
- [12] Yuan Y, Hu L Q, Xu L Q, Wang X G, Wang X J, Xu H D, Luo Z P, Chen K Y, Lin S Y, Duan Y M, Chang P X, Zhao H L, He K Y, Liang Y F 2016 *Phys. Plasmas* **23** 062503
- [13] Sun Y W, Liang Y, Qian J P, Shen B, Wan B 2015 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **57** 045003
- [14] Mao F Y, Wang N C, Huang Z, Ren Z K, Zhou S, Shen C S, Zhang X Y, He Y, Zhang Q, Jia R, Zhao C X, Li Y B, Hu B, Li D, Bala A A, Chen Z P, Chen Z Y, Yang Z J, Liang Y F, Ding Y H, Pan Y 2022 *Plasma Sci. Technol.* **24** 124002
- [15] Chen L, Zonca F 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 015008
- [16] Qian J P, Lao L L, Liu H Q, Ding W X, Zeng L, Luo Z P, Ren Q L, Huang Y, Huang J, Brower D L, Hanada K, Chen D L, Sun Y W, Shen B, Gong X Z, Xiao B J, Wan B N 2017 *Nucl. Fusion* **57** 036008
- [17] Liu H Q, Qian J P, Jie Y X, Ding W X, Brower D L, Zou Z Y, Li W M, Lian H, Wang S X, Yang Y, Zeng L, Lan T, Yao Y, Hu L Q, Zhang X D, Wan B N 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 11D903
- [18] Zhong G Q, Cao H R, Hu L Q, Zhou R J, Xiao M, Li K, Pu N, Huang J, Liu G Z, Lin S Y, Lyu B, Liu H Q, Zhang X J 2016 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **58** 075013
- [19] Lyu B, Chen J, Hu R J, Delgado-Aparicio L F, Wang F D, Bitter M, Hill K W, Pablant N, Lee S G, Ye M Y, Shi Y J, Wan B N 2018 *Rev. Sci. Instrum.* **89** 10F112
- [20] Zhong G Q, Hu L Q, Pu N, Zhou R J, Xiao M, Cao H R, Zhu Y B, Li K, Fan T S, Peng X Y, Du T F, Ge L J, Huang J, Xu G S, Wan B N 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 11D820
- [21] Chapman I T, Pinches S D, Graves J P, et al. 2007 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **49** B385
- [22] Chen W, Ding X T, Liu Y, Yang Q W, Ji X Q, Isobe M, Yuan G L, Zhang Y P, Zhou Y, Song X Y, Dong Y B, Li W, Zhou J, Lei G J, Cao J Y, Deng W, Song X M, Duan X R 2010 *Nucl. Fusion* **50** 084008
- [23] Ding Y H, Chen Z Y, Chen Z P, et al. 2018 *Plasma Sci. Technol.* **20** 125101
- [24] Su C Y, Mou M L, Chen S Y, Guo W P, Tang C J 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 095207 (in Chinese) [苏春燕, 牟茂淋, 陈少永, 郭文平, 唐昌建 2021 物理学报 **70** 095207]
- [25] He K Y, Sun Y W, Wan B N, Gu S, Jia M N, Hu Y 2021 *Nucl. Fusion* **61** 016009
- [26] Hao G Z, Li C Y, Liu Y Q, Chen H T, Wang S, Bai X, Dong G Q, He H D, Zhao Y F, Miao Y T, Zhou L N, Xu J Q, Zhang N, Chen Q, Sun T F, Ji X Q, Liu Y, Zhong W L, Xu M, Duan X R 2021 *Nucl. Fusion* **61** 126031
- [27] 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]
- [28] Liu Y Q, Kirk A, Nardon E 2010 *Phys. Plasmas* **17** 122502
- [29] Ren J, Sun Y W, Wang H H, Gu S, Qian J P, Shi T H, Shen B, Liu Y Q, Guo W F, Chu N, He K Y, Jia M N, Wang Y, Sheng Z C, Luo Z P, Zeng L, Gong X Z, Liang Y F, Wan B N 2021 *Nucl. Fusion* **61** 056007
- [30] Jia M N, Loarte A, Sun Y W, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 106023

Influence of resonant magnetic perturbation on sawtooth behavior in experimental advanced superconducting Tokamak*

Pan Shan-Shan¹⁾²⁾ Duan Yan-Min^{1)†} Xu Li-Qing¹⁾ Chao Yan¹⁾²⁾
 Zhong Guo-Qiang¹⁾ Sun You-Wen¹⁾ Sheng Hui¹⁾²⁾ Liu Hai-Qing¹⁾
 Chu Yu-Qi¹⁾ Lü Bo¹⁾ Jin Yi-Fei¹⁾²⁾ Hu Li-Qun¹⁾

1) (*Institute of Plasma Physics, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

2) (*University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

(Received 8 March 2023; revised manuscript received 4 May 2023)

Abstract

Sawtooth oscillation is one of the most important magneto-hydrodynamic (MHD) instabilities in Tokamak plasma, which can result in the periodic relaxation of the temperature and density of the core plasma when the safety factor on the magnetic axis (q_0) is lower than unity. Owing to the periodic relaxation of the plasma core parameters, sawtooth oscillations are beneficial to avoiding impurity accumulation in plasma core. However, the large sawtooth crash may trigger off other MHD instabilities, like tearing modes (TMs) or neoclassical tearing modes (NTMs), which is a matter of concern for the plasma stability. Therefore, it is essential to control sawtooth oscillations for ensuring safe operation in the future Tokamaks such as ITER. The resonant magnetic perturbation (RMP) is widely used to control edge-localized modes (ELMs) and divertor heat flux in Tokamak. The application of RMP has also been found to affect the sawtooth behaviors. This paper studies the influence of RMP coils at $n = 2$ on sawtooth behaviors in experimental advanced superconducting Tokamak (EAST), where n is the toroidal mode number of the applied RMP. It is found that the phase difference between upper RMP coil and lower RMP coil ($\Delta\phi_{UL} (^{\circ}) = \phi_U (^{\circ}) - \phi_L (^{\circ})$) is a notable parameter of affecting sawtooth behavior. The experiments for scanning the phase difference $\Delta\phi_{UL}$ are carried out. When the phase difference $\Delta\phi_{UL}$ of RMP at $n = 2$ is changed, the sawtooth period and amplitude become subsequently different. The minimum sawtooth period and amplitude appear at $\Delta\phi_{UL} = 270^{\circ}$. At the same time, neutron yields measured by neutron diagnostic system have the same trend as sawtooth behavior during RMP phase difference scanning. The plasma response to RMP at $n = 2$ is analyzed by using the MARS-F code. The results show that the plasma responses much strongly at the $\Delta\phi_{UL} = 270^{\circ}$. The loss of fast ion, caused by RMP coils, is possibly stronger at the $\Delta\phi_{UL} = 270^{\circ}$ than that at other phase difference $\Delta\phi_{UL}$. The loss of fast ion can reduce its stabilization effect on sawtooth behavior, which results in the reduction of the sawtooth period and amplitude. Further research is needed to optimize the sawtooth control method with RMP to make it compatible with plasma performance.

Keywords: experimental advanced superconducting Tokamak, resonant magnetic perturbation, sawtooth oscillations

PACS: 52.55.Fa, 52.35.-g

DOI: 10.7498/aps.72.20230347

* Project supported by the National MCF Energy R&D Program of China (Grant Nos. 2022YFE03040003, 2022YFE03010003) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11975273).

† Corresponding author. E-mail: ymduan@ipp.ac.cn

EAST托卡马克上共振磁扰动对锯齿行为的影响

潘姗姗 段艳敏 徐立清 晁燕 钟国强 孙有文 盛回 刘海庆 储宇奇 吕波 金仡飞 胡立群

Influence of resonant magnetic perturbation on sawtooth behavior in experimental advanced superconducting Tokamak

Pan Shan-Shan Duan Yan-Min Xu Li-Qing Chao Yan Zhong Guo-Qiang Sun You-Wen Sheng Hui
Liu Hai-Qing Chu Yu-Qi Lü Bo Jin Yi-Fei Hu Li-Qun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 135203 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230347

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230347>

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

托卡马克等离子体中共振磁扰动场放大效应对离子轨道特性的作用

Field amplification effect of resonant magnetic perturbation on ion orbits in tokamak plasma

物理学报. 2021, 70(9): 095207 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201860>

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>

HL-2A中环向旋转影响等离子体对共振磁扰动的响应过程

Effect of toroidal rotation on plasma response to resonant magnetic perturbations in HL-2A

物理学报. 2020, 69(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200519>

中国环流器2号A托卡马克弹丸注入放电中空电流与反磁剪切位形

Hollow current and reversed magnetic shear configurations in pellet injection discharges on Huanliuqi 2A tokamak

物理学报. 2021, 70(18): 185201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210641>

托卡马克离子温度梯度湍流输运同位素定标修正中杂质的影响

Role of impurities in modifying isotope scaling law of ion temperature gradient turbulence driven transport in tokamak

物理学报. 2018, 67(19): 195203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180703>

托卡马克无碰撞捕获电子模在时空表象中的群速度

Group velocity in spatiotemporal representation of collisionless trapped electron mode in tokamak

物理学报. 2021, 70(11): 115203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202003>