

# 负三角形变位型下剥离气球模的非线性演化特征\*

秦晨晨<sup>1)2)</sup> 牟茂淋<sup>1)2)†</sup> 陈少永<sup>1)2)</sup>

1) (四川大学物理学院, 成都 610065)

2) (四川大学, 高能密度物理国家重点实验室, 成都 610065)

(2022 年 11 月 8 日收到; 2022 年 11 月 29 日收到修改稿)

托卡马克实验中已经实现了负三角形变位型下的高约束放电, 其特点是具有较低的台基, 并伴随幅值较小且频率较高的边界局域模. 本文基于不同三角形变的托卡马克平衡, 研究了负三角形变位型条件下剥离气球模的非线性演化特征. 研究发现, 由于弱场侧坏曲率区域增大, 负三角形变位型会使剥离气球模失稳; 在非线形阶段, 负三角形变位型下的剥离气球模压强扰动分布在极向截面上扩展到了弱场侧的顶部和底部区域, 使得边界局域模更早发生崩塌, 同时, 在负三角形变位型下, 多种环向模数的扰动被激发并增长, 故而具有更明显的湍流输运特性.

**关键词:** 边界局域模, 剥离气球模, 负三角形变位型

**PACS:** 52.55.-s, 96.25.St, 52.35.Py

**DOI:** 10.7498/aps.72.20222138

## 1 引言

高约束运行模式 (high confinement regime, H 模)<sup>[1]</sup> 因其较高的约束参数已成为未来聚变堆稳态运行的基本模式之一, 但高约束条件下伴随的 I 型边界局域模 (edge localized mode, ELM)<sup>[2]</sup> 会引起等离子体边缘区域台基的周期性崩塌, 崩塌过程中释放的强粒子流和热流会导致偏滤器热负荷过载. ELM 现象通常被认为由剥离气球模 (peeling-ballooning mode, P-B 模)<sup>[3]</sup> 激发产生, 该不稳定性由 H 模放电时台基区电流驱动的剥离模和压强梯度驱动的气球模耦合而成.

三角形变是等离子体形状参数之一, 在 DIII-D<sup>[4]</sup>, JET<sup>[5]</sup>, ASDEX Upgrade<sup>[6]</sup> 及其他托卡马克装置<sup>[7]</sup>

上的 H 模放电实验发现, 正三角形变 (positive triangularity, PT) 位型放电时约束水平显著提高. 相关模拟表明, PT 可以解耦 P-B 模, 使台基获得更大压强梯度和电流, 从而有助于进入气球模第二稳定区<sup>[3,8]</sup>. 然而, 在实验和模拟中, 负三角形变 (negative triangularity, NT) 位型具有截然不同的特性<sup>[9]</sup>. 一方面, NT 可以增加低约束模式 (low confinement regime, L 模) 向 H 模转换的阈值, 进而可在 L 模实现类似 H 模的高比压放电, 同时不会出现 ELM<sup>[9,10]</sup>. 另一方面, TCV 实验发现, NT 位型下 H 模放电的台基压强水平低于 PT, 但其 ELM 频率更高, 幅值更小<sup>[11]</sup>. 此外, NT 也有其独特的放电优势, 如: 更大的外分界面、更灵活的偏滤器配置空间、更大的刮削层空间、更低的内部极向线圈磁场需求, 以及偏滤器室的更大泵送电导<sup>[12]</sup>

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11905152)、国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2019YFE03090400, 2019YFE03030004)、国家重点研发计划 (批准号: 2017YFE0301203, 2017YFE0301101) 和四川省自然科学基金 (批准号: 2022NSFSC1820) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mlmou@scu.edu.cn

等. 相关模拟工作表明, NT 可使气球模失稳, 并且导致气球模第二稳定区通道完全关闭 [12,13], 但已有研究并未给出 NT 位型下 P-B 模的非线性演化特征, 而 P-B 模的非线性演化直接关系到 ELM 爆发产生的热流和粒子流大小, 故本文对此进行了详细研究.

本文通过 Corsica 的 TEQ 平衡模块构建了具有不同三角形变的托卡马克平衡 [14], 并使用 BOUT++ 代码 [15,16] 对 P-B 模不稳定性进行数值模拟, 模拟考虑了有限电阻效应和逆磁效应, 并分别讨论了不同三角形变位型条件下 P-B 模的线性和非线性特征. 第 2 节介绍了物理模型和托卡马克平衡; 第 3 节详细分析了线性和非线性模拟结果; 最后在第 4 节给出了结论.

## 2 物理模型和平衡参数

模拟使用了 BOUT++ 三场模块, 在非圆截面平衡位型下求解简化的三场双流方程组 [15,16], 这些方程包含了涡度  $U$ 、压强  $P$  和平行磁矢势  $A_{//}$  的演化.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nu_E \cdot \nabla U = B_0 \nabla_{//} J_{//} + 2b_0 \times \kappa_0 \cdot \nabla P, \quad (1)$$

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

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

方程中变量定义为

$$cU = \frac{n_0 m_i}{B_0} \left( \nabla_{\perp}^2 \Phi + \frac{1}{n_{i0} Z_i e} \nabla_{\perp}^2 P \right), \quad \Phi = \tilde{\phi} + \Phi_0, \quad (4)$$

$$J_{//} = J_{//0} - \frac{1}{\mu_0} \nabla_{\perp}^2 A_{//}, \quad \nu_E = \frac{1}{B_0} b_0 \times \nabla \Phi. \quad (5)$$

公式中的变量可以写做  $F = F_0 + \tilde{F}$  形式, 其中  $F_0$  表示平衡量,  $\tilde{F}$  表示扰动量. 在线性模拟中, 计算只包含了方程中的零阶项和一阶项, 而在非线性计算中同时还包含了二阶项的作用. 这里  $\nabla_{//} F = B \partial_{//} (F/B)$ ,  $\partial_{//} = \partial_{//}^0 + \tilde{b} \cdot \nabla$ ,  $\tilde{b} = \nabla_{//} A_{//} \times b_0 / B$ ,  $\kappa_0 = b_0 \cdot \nabla b_0$ .  $J_{//0}$  表示平行电流平衡量,  $-\nabla_{\perp}^2 A_{//} / \mu_0$  表示平行电流扰动量,  $\mu_0$  表示真空磁导率. 所有距离由大半径  $R_0$  归一化, 时间由阿尔芬时间  $\tau_A = R_0 / V_A = R_0 / [B_0 / (\mu_0 n_0 m_i)^{1/2}]$  归一化, 其中  $B_0$  为磁轴处环向磁场. 电阻率的归一化形式为  $S = \mu_0 V_A R_0 / \eta$ , 其

中  $S = 10^8$  为伦德奎斯特数.  $\eta_H$  是超电阻率, 也称为反常电子黏度 [17],  $S_H = \mu_0 V_A R_0^3 / \eta_H = 10^{12}$ .

研究首先基于 BOUT++ 模拟常用的 cbm18\_dens8 平衡构造了一系列具有不同三角形变的平衡, 该系列平衡基本参数与 JET 装置接近, 其优点是可以灵活设置托卡马克实验常见的形变参数, 而不用担心数值误差问题. 具体参数如下: 小半径  $a = 1.2$  m, 大半径  $R_0 = 3.4$  m, 磁轴处环向磁场  $B_0 = 2$  T, 等离子体电流  $I_p = 2$  MA, 拉长比  $\kappa = 1.6$ , 该拉长比参数属于托卡马克实验常见参数范围 (如 ASDEX Upgrade [6] 和 TCV [11]). 通过 CORSICA 代码 TEQ 模块 [14] 构建一系列具有不同三角形变参数 ( $-0.3 \leq \delta \leq 0$ ) 的托卡马克平衡, 如图 1 分别给出了无三角形变 ( $\delta = 0$ ) 和 NT 位型 ( $\delta = -0.3$ ) 的磁面形状, 图中绿色区域为好曲率区域 ( $\nabla B^2 \cdot \nabla P > 0$ ), 黄色区域为坏曲率区 ( $\nabla B^2 \cdot \nabla P < 0$ ) [9,18]. 模拟中所有平衡压强分布相同, 如图 2 所示, 该压强分布取自 BOUT++ 模拟中常用的双曲正切函数. 平衡通过 Sauter 模型考虑了自举电流的影响, 自举电流份额为 0.5, 同时保持总等离子体电流恒定 [19–21], 可以看出当台基压强不变时, 自举电流随三角形变的变化并不明显. 平衡的芯部粒子

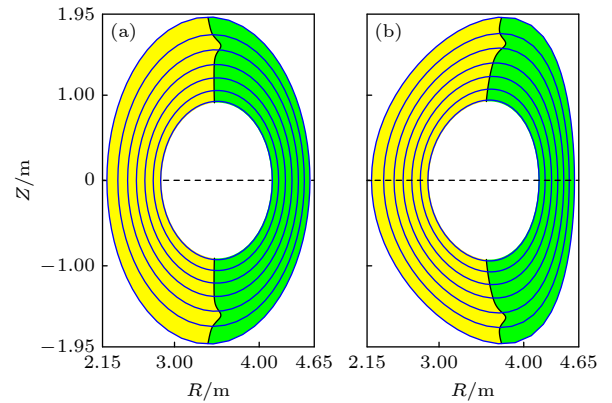


图 1 不同三角形变位型的磁面 (a)  $\delta = 0$ ; (b)  $\delta = -0.3$ , 蓝色实线代表  $\psi_n = 0.4$  到 1 的磁面, 归一化磁通间隔为  $\psi_n = 0.1$ , 其中  $\psi_n = (\psi - \psi_{\text{axis}}) / (\psi_{\text{sep}} - \psi_{\text{axis}})$ , 绿色区域为坏曲率区域 ( $\nabla B^2 \cdot \nabla P > 0$ ), 黄色区域为好曲率区 ( $\nabla B^2 \cdot \nabla P < 0$ ) [9,18], 黑色虚线为中平面位置

Fig. 1. Comparison of magnetic surfaces with varied  $\delta$ : (a)  $\delta = 0$ ; (b)  $\delta = -0.3$ . Blue lines represent the magnetic surfaces from  $\psi_n = 0.4$  to 1 with an interval of 0.1,  $\psi_n = (\psi - \psi_{\text{axis}}) / (\psi_{\text{sep}} - \psi_{\text{axis}})$  is the normalized radial coordinate. The green areas show the unfavorable curvature regions where  $\nabla B^2 \cdot \nabla P > 0$  and yellow areas show the favorable curvature regions where  $\nabla B^2 \cdot \nabla P < 0$ . Black dashed line shows the position of the midplane.

密度取  $n_0 = 3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , 密度分布由  $n_e(\psi_n) = n_0 (P_0(\psi_n)/P_0(0))^{0.3}$  给出, 假设离子和电子的温度和密度相等, 即  $T_e(\psi_n) = T_i(\psi_n) = P_0(\psi_n)/2n_e(\psi_n)$ , 其中  $\psi_n = (\psi - \psi_{\text{axis}})/(\psi_{\text{sep}} - \psi_{\text{axis}})$  是归一化磁通,  $\psi_{\text{axis}}$  和  $\psi_{\text{sep}}$  分别是磁轴和最外闭合磁面处的磁通.

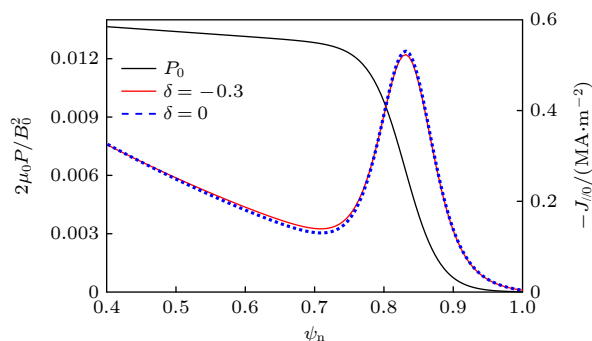


图2 压强剖面  $P_0$  (黑色实线) 和三角形变分别为  $\delta = -0.3$  (红色实线),  $\delta = 0.0$  (蓝色点线) 的平行电流剖面  $J_{||0}$   
Fig. 2. The pressure  $P_0$  (black solid line) and parallel current  $J_{||0}$  profiles for cases  $\delta = 0.0$  (blue dotted line) and  $\delta = 0.3$  (red solid line).

### 3 模拟结果分析

#### 3.1 NT 对 P-B 模线性增长率的影响

对于不同的三角形变 ( $\delta = -0.3-0$ ) 位型, 通过 P-B 模线性不稳定性计算, 图 3 给出了相应的线性增长率模谱, 由图可知, 随着三角形变的降低, 在中低  $n$  ( $n < 45$ ) 模区间, 线性增长率增加; 但在高  $n$  ( $n > 45$ ) 模区间, P-B 模不稳定性受到抑制. 由于磁面的形状由极向电流磁线圈控制, 因此不同的三角形变位型下平衡极向磁场有所不同. 极向磁场的上下两端受到反向电流磁线圈的作用而降低, 磁面向弱场侧移动. 如图 1 所示, NT 位型的坏率区域 (绿色区域) 随三角形变降低而增大, 因为坏曲率区集中在弱场侧, 具有更大的平均半径, 所以沿环向积分后具有更大的坏曲率空间, 从而为 P-B 模提供更多自由能 [9,22], 故中低  $n$  模区间的 P-B 模线性增长率增大. 与此同时, P-B 模不稳定性的高  $n$  模部分还受到局域磁剪切的稳定作用 [23]. 定义外中平面局域磁剪切  $s_l = \frac{\psi}{\nu} \frac{d\nu}{d\psi}$  [21], 其中,  $\nu = \frac{h_\theta B_\varphi}{RB_\theta}$  为局域安全因子,  $h_\theta$  为曲率半径. 图 4 给出了不同三角形变位型的外中平面上局域磁剪切的径向变化, 由图可知, 随三角形变降低, 台基

区局域磁剪切的绝对值不断增大, 其对高  $n$  模的稳定作用逐渐增强, 故高  $n$  模区间的线性增长率受到抑制.

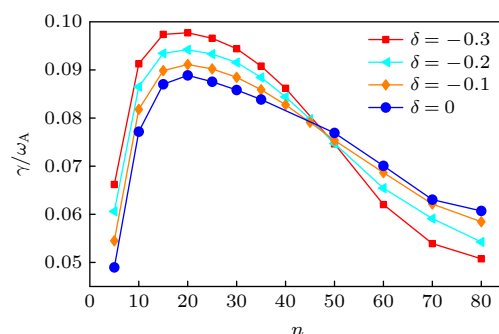


图3 不同三角形变 ( $\delta = -0.3-0$ ) 位型的 P-B 模线性增长率模谱

Fig. 3. Linear growth rates versus toroidal mode number for  $\delta = -0.3-0$ .

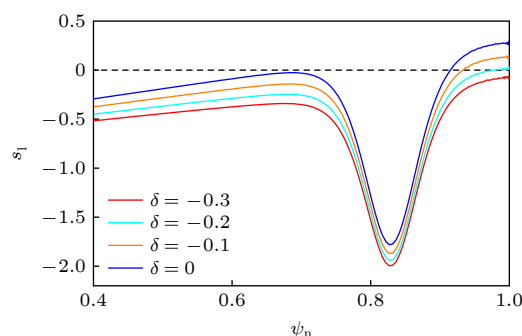


图4 不同三角形变 ( $\delta = -0.3-0$ ) 位型外中平面上的局域磁剪切  $s_l$  在径向上的变化

Fig. 4. Profiles of local shear  $s_l$  at the outer midplane for  $\delta = -0.3-0$ .

综上所述, NT 位型引起的磁场结构变化带来更大的坏曲率区使 P-B 模失稳, 同时, 外中平面上台基区的局域磁剪切有助于稳定高  $n$  模. 该线性结果与已有模拟结果 [9,13] 一致.

#### 3.2 P-B 模非线性演化特征

不同三角形变位型的托卡马克磁场结构不同, 因此, 由 ELM 崩塌导致的湍流输运过程特性也会有差异, 所以, NT 位型下的 P-B 模非线性模拟对未来的 NT 位型实验和对其中的 ELM 物理机制的理解具有重要意义. 在非线性模拟中, 考虑了离子逆磁、有限电阻率和超电阻率效应, 设置的初始扰动的环向模数为线性阶段最不稳定模式的模数. ELM 能量损失通常用台基能量损失 ( $\Delta W_{\text{ped}}$ ) 与台基储能 ( $W_{\text{ped}}$ ) 之比表示, 定义为 [16]

$$\Delta_{\text{ELM}} = \frac{\Delta W_{\text{ped}}(t)}{W_{\text{ped}}} = \frac{\int_{\psi_{\text{in}}}^{\psi_{\text{out}}} d\psi \int d\theta (P_0 - P(t))}{\int_{\psi_{\text{in}}}^{\psi_{\text{out}}} d\psi \int d\theta P_0}, \quad (6)$$

其中  $\psi_{\text{in}}$  是模拟的内边界;  $\psi_{\text{out}}$  是压强梯度最大处。

接下来, 通过  $\delta = 0$  和  $-0.2$  两种位型的对比来阐明 NT 位型的 P-B 模非线性演化特征. 图 5 为不同三角形变位型下 ELM 能量损失的对数值随时间的演化, 这里取 ELM 能量损失的对数主要是为了更加清晰地展示 ELM 崩溃的先后顺序. 由图 5 可知, 随三角形变降低, ELM 崩溃时间提前.

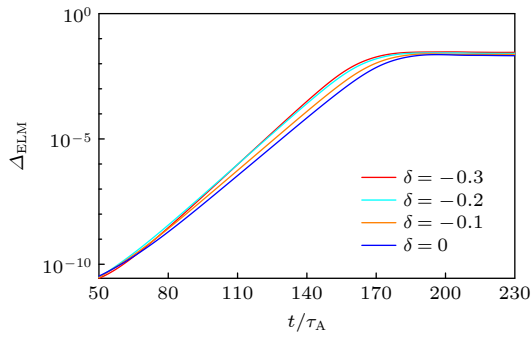


图 5 不同三角形变位型下 ELM 能量损失的对数值随时间的演化

Fig. 5. Time evolution of the logarithm of ELM size for different triangularity cases.

图 6 为  $t = 193\tau_A$  时扰动压强的环向平均在极向截面的分布, 此时仍处于 P-B 模的线性崩塌阶段, 可以发现, 随着三角形变降低, 极向截面上下两端 (图中黑色虚线方框区域) 的扰动压强增强. 由于 NT 位型下坏曲率区域的扩展, P-B 模扰动在小截面上具有更大的增长区域, 故其不稳定性增长得更快, 崩塌也发生得更早.

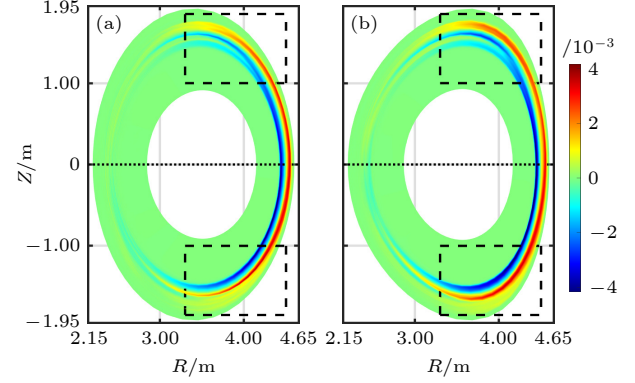


图 6 (a)  $\delta = 0$  和 (b)  $\delta = -0.2$  位型下,  $t = 193\tau_A$  时扰动压强的环向平均在极向截面的分布. 弱场侧顶部和底部区域的黑色虚线框显示了比较区域, 黑色点线表示中平面位置  
Fig. 6. Distribution of the toroidal-averaged pressure perturbation at the poloidal cross section at  $t = 193\tau_A$  for cases (a)  $\delta = 0$  and (b)  $\delta = -0.2$ . Black dashed frames at the top and bottom areas in the low field side show the regions for comparison. Black dotted line shows the position of the midplane.

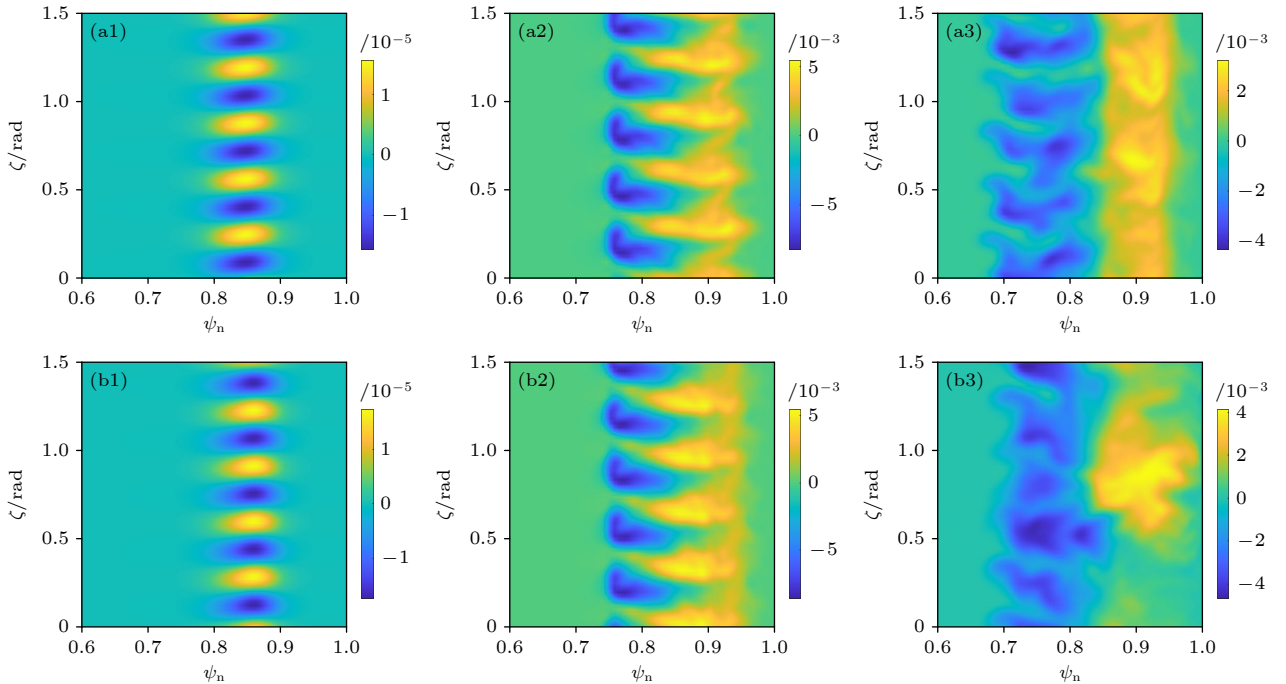


图 7 (a1)–(a3)  $\delta = 0$  和 (b1)–(b3)  $\delta = -0.2$  在  $t = 100, 200, 300\tau_A$  时在外中平面上的压强扰动

Fig. 7. Pressure perturbation at  $t = 100, 200, 300\tau_A$  at the outer midplane for cases: (a1)–(a3)  $\delta = 0$ ; (b1)–(b3)  $\delta = -0.2$ .



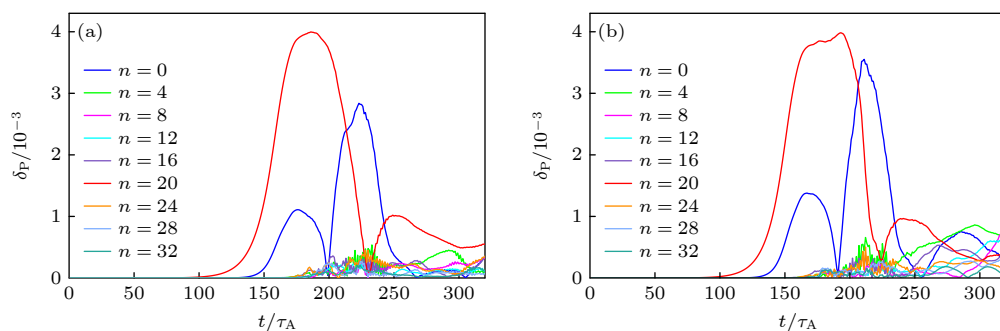
图 8 (a)  $\delta = 0$  和 (b)  $\delta = -0.2$  位型下的环向模式演化Fig. 8. Modes evolution for cases: (a)  $\delta = 0$ ; (b)  $\delta = -0.2$ .

图 7 分别给出了  $\delta = 0$  和  $-0.2$  两种形变位型条件下扰动压强在外中平面上的二维分布随时间的演化. 由于 P-B 模的环向周期性, 在 BOUT++ 中只计算了圆环的四分之一区域. 对比两种位型下的扰动分布可以发现, 在  $t = 100\tau_A$  和  $t = 200\tau_A$  时, 初始扰动始终占据主导地位, 两种位型下的扰动分布具有明显的周期性; 然而, 在  $t = 300\tau_A$  时, 无三角形变的压强扰动仍基本保持初始扰动的周期, 但 NT 位型下的 P-B 模扰动在环向的周期性则已被破坏, P-B 模具有更明显的湍流输运特性.

通过对两种位型下压强梯度最大处的扰动做环向模式傅里叶分解可知, 如图 8 所示, 在 ELM 崩塌阶段 ( $t \lesssim 200\tau_A$ ), 初始扰动模式  $n=20$  (红线) 快速增长, 台基压强扰动的负值部分向里移动 (如图 7 所示), 导致压强台基崩塌. 随着初始扰动模式的增长, 其他环向模数的不稳定模式也被激发起来, 在湍流输运阶段 ( $t \gtrsim 200\tau_A$ ), 初始扰动模式幅值降低,  $n=0$  模 (蓝线) 快速增长, 能量首先转移到  $n=0$  模, 而  $n=0$  模通常被认为是带状流, 其与湍流相互作用发生能量耦合, 但不会影响台基储能<sup>[24]</sup>, 随后, 部分低  $n$  模也相继被激发. 不同之处在于, 无三角形变位型下被激发的不稳定模式增长并不明显,  $n=20$  的初始扰动模式仍然在较长时间内占主导, 故图 7(a3) 中的压强扰动仍然基本保持初始扰动的周期性; 但在 NT 位型下, 如图 8(b),  $n=4$  和  $n=8$  的模相继增长, 并依次占据主导地位, 形成多种不稳定模式共存的状态. 在 ELM 非线性模拟中<sup>[25]</sup>, 通常将扰动的这种演化状态称为湍流. 相比于单一模式占主导的情况, 由于模式间的相互竞争, 初始扰动的周期性被破坏, 故在 NT 位型下扰动表现出更加明显的湍流输运特性.

## 4 总结与讨论

本文考虑非理想效应后, 研究了 NT 位型对 P-B 模不稳定性的影响, 得到了 P-B 模在 NT 位型条件下的线性和非线性演化特征, 可为进一步研究 NT 与等离子体约束间的作用机制提供参考.

在线性阶段, NT 位型坏曲率区域增加, 导致气球模驱动源增强, 同时该位型中较大的局域磁剪切有利于稳定高  $n$  模, 故随着 NT 的减小, P-B 模的中低  $n$  模增长率增大, 这使得 NT 位型下的 P-B 模不稳定性阈值降低, 即边缘台基在较低水平时就有不稳定性增长, 引发台基崩塌, 从而限制了边缘台基的提升. 相比之下, 已有的对 PT 的研究<sup>[3]</sup>发现, PT 可以增加 P-B 模不稳定性阈值, 进而提高等离子体约束. 上述模拟结果与实验<sup>[11]</sup>中观察到的现象一致, 即 NT 位型下测得的边缘台基水平明显低于 PT 位型.

在非线性阶段, 随着三角形变降低, 较大的坏曲率区导致弱场侧顶部和底部区域的压强扰动增大, 扰动分布区域的扩大有利于扰动的增长, 减少了 ELM 崩塌所需的时间, 一定程度上有利于增加 ELM 频率; 同时, NT 位型下多种环向不稳定模式的增长, 使得 ELM 具有更明显的湍流输运特性, 多模共存的湍流输运状态下的扰动传播相对单一模式更弱<sup>[26]</sup>, 故其有利于 ELM 能量损失的降低. 值得一提的是, 由于实验中 NT 与 PT 位型导致的最明显的差异之一在于边缘台基的不同, 而台基高度与 ELM 频率和幅值密切相关, 故下一步工作将基于真实托卡马克参数 (如: TCV, DIII-D), 结合实验测量的台基剖面, 分别模拟 NT 和 PT 位型对 P-B 模的影响, 以期未来 NT 位型下的高约束放电优化提供理论依据.

## 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. Controlled Fusion* **38** 105
- [3] 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
- [4] Lao L L, Ferron J R, Miller R L, Osborne T H, Chan V S, Groebner R J, Jackson G L, La Haye R J, Strait E J, Taylor T S, Turnbull A D, Doyle E J, Lazarus E A, Murakami M, McKee G R, Rice B W, Zhang C, Chen L 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1785
- [5] Onjun T, Kritz A H, Bateman G, Parail V, Lonnroth J, Huysmans G 2004 *Phys. Plasmas* **11** 3006
- [6] Laggner F M, Wolfrum E, Cavedon M, Dunne M G, Birkenmeier G, Fischer R, Willensdorfer M, Aumayr F, Team E M, Team A U 2018 *Nucl. Fusion* **58** 046008
- [7] Sugihara M, Mukhovatov V, Polevoi A, Shimada M 2003 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **45** L55
- [8] Wilson H R, Connor J W, Field A R, Fielding S J, Miller R L, Lao L L, Ferron J R, Turnbull A D 1999 *Phys. Plasmas* **6** 1925
- [9] Saarelma S, Austin M E, Knolker M, Marinoni A, Paz-Soldan C, Schmitz L, Snyder P B 2021 *Plasma Phys. Contr. F* **63** 105006
- [10] Austin M E, Marinoni A, Walker M L, Brookman M W, deGrassie J S, Hyatt A W, McKee G R, Petty C C, Rhodes T L, Smith S P, Sung C, Thome K E, Turnbull A D 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 115001
- [11] Pochelon A, Angelino P, Behn R, Brunner S, Coda S, Kirneva N, Medvedev S Y, Reimerdes H, Rossel J, Sauter O, Villard L, WÄGner 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 T C V T 2012 *Plasma Fusion Res.* **7** 2502148
- [12] Medvedev S Y, Kikuchi M, Villard L, Takizuka T, Diamond P, Zushi H, Nagasaki K, Duan X, Wu Y, Ivanov A A, Martynov A A, Poshekhonov Y Y, Fasoli A, Sauter O 2015 *Nucl. Fusion* **55** 063013
- [13] Merle A, Sauter O, Medvedev S Y 2017 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **59** 104001
- [14] 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, CA: Lawrence Livermore National Laboratory)
- [15] Dudson B D, Umansky M V, Xu X Q, Snyder P B, Wilson H R 2009 *Comput. Phys. Commun.* **180** 1467
- [16] Xu X Q, Dudson B, Snyder P B, Umansky M V, Wilson H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 175005
- [17] Kaw P K, Valeo E J, Rutherford P H 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 1398
- [18] Greene J M, Chance M S 1981 *Nucl. Fusion* **21** 453
- [19] Sauter O, Angioni C, Lin-Liu Y R 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2834
- [20] Sauter O, Angioni C, Lin-Liu Y R 2002 *Phys. Plasmas* **9** 5140
- [21] 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
- [22] Freidberg J P 2014 *IDEAL MHD* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [23] Xu X Q, Ma J F, Li G Q 2014 *Phys. Plasmas* **21** 120704
- [24] Xia T Y, Xu X Q, Xi P W 2013 *Nucl. Fusion* **53** 073009
- [25] Xu X Q, Xia T Y, Yan N, Liu Z X, Kong D F, Diallo A, Groebner R J, Hubbard A E, Hughes J W 2016 *Phys. Plasmas* **23** 055901
- [26] Gui B, Xu X Q, Myra J R, D'Ippolito D A 2014 *Phys. Plasmas* **21** 112302

# Nonlinear evolution characteristics of peeling-ballooning mode under negative triangularity<sup>\*</sup>

Qin Chen-Chen<sup>1)2)</sup> Mou Mao-Lin<sup>1)2)†</sup> Chen Shao-Yong<sup>1)2)</sup>

1) (*College of Physics, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

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

( Received 8 November 2022; revised manuscript received 29 November 2022 )

## Abstract

Experiments on TCV tokamak have achieved high confinement mode (H-mode) operation with negative triangularity, and this mode shows quite different characteristics from those with the positive triangularity in experiment and simulation. Linear simulations for kinetic ballooning mode and peeling-ballooning(PB) mode without diamagnetic effect show that negative triangularity can enhance the instability of the ballooning mode and close access to the second stable region. However, the understanding of ELM for negative triangularity is not sufficient. Therefore, it is necessary to carry out further research on ELM with negative triangularity.

In this work, based on a series of equilibria with different triangularities in Tokamak, the nonlinear characteristics of negative triangularity of PB mode is investigated. It is found that the negative triangularity can destabilize the PB mode by a larger unfavorable curvature region, which will reduce the instability threshold, and thus limiting the increase of pedestal height. In the nonlinear phase, the pressure perturbation intensity with negative triangularity will extend to the top area and the bottom area in the low field side and bring about an earlier ELM collapse. Meanwhile, modes with different toroidal mode numbers are more likely to be triggered off and then grow and replaces the initial unstable mode, showing more obvious turbulent transport characteristics, which can play a role in the ELM energy loss.

**Keywords:** edge localized modes (ELMs), peeling-ballooning mode (PB mode), negative triangularity

**PACS:** 52.55.-s, 96.25.St, 52.35.Py

**DOI:** 10.7498/aps.72.20222138

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11905152), the National Magnetic Confinement Fusion Energy R&D Program of China (Grant Nos. 2019YFE03090400, 2019YFE03030004), the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2017YFE0301203, 2017YFE0301101), and the Natural Science Foundation of Sichuan Province, China (Grant No. 2022NSFSC1820).

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

## 负三角形变位型下剥离气球模的非线性演化特征

秦晨晨 牟茂淋 陈少永

## Nonlinear evolution characteristics of peeling–ballooning mode under negative triangularity

Qin Chen-Chen Mou Mao-Lin Chen Shao-Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 045203 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222138

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222138>

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

#### 基于嵌套三角形包层结构负曲率太赫兹光纤的研究

Research on negative curvature terahertz fiber based on nested triangle structure cladding

物理学报. 2020, 69(16): 167801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200457>

#### 三角形结构中磁涡旋自旋波模式的研究

Study of magnetic vortex spin wave mode in triangular structures

物理学报. 2022, 71(19): 194703 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221128>

#### 等腰直角三角形光阱中的电子束手性衍射辐射

Electron beam chiral diffraction radiation in isosceles right triangle light–well

物理学报. 2022, 71(24): 247801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221417>

#### 磁控条件下激波冲击三角形气柱过程的数值研究

Numerical investigations of interactions between shock waves and triangular cylinders in magnetic field

物理学报. 2018, 67(20): 204701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181127>

#### 正三角型三芯光纤中等腰对称平面波的调制不稳定性分析

Modulation instabilities in equilateral three–core optical fibers for isosceles–triangle symmetric continuous waves

物理学报. 2018, 67(5): 054203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171650>

#### 基于环形微腔的多频段三角晶格光子晶体耦合腔波导光学传输特性

Optical transmission characteristics of multi–band triangular–lattice photonic crystal coupling cavity waveguide based on annular microcavity

物理学报. 2018, 67(23): 234201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181579>