



中国聚变工程试验堆上新经典撕裂模和纵场波纹扰动叠加效应对 α 粒子损失影响的数值模拟

郝保龙 陈伟 李国强 王晓静 王兆亮 吴斌 臧庆 揭银先 林晓东 高翔 CFETRTEAM

Numerical simulation of synergistic effect of neoclassical tearing mode and toroidal field ripple on alpha particle loss in China Fusion Engineering Testing Reactor

Hao Bao-Long Chen Wei Li Guo-Qiang Wang Xiao-Jing Wang Zhao-Liang Wu Bin Zang Qing
Jie Yin-Xian Lin Xiao-Dong Gao Xiang CFETR TEAM

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 115201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201972

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201972>

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

超声分子束注入密度和宽度对托克马克装置加料深度的影响

Effects of width and density of supersonic molecule beam on penetration depth of tokamak

物理学报. 2017, 66(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.195201>

纳米级静态随机存取存储器的 α 粒子软错误机理研究

Mechanisms of alpha particle induced soft errors in nanoscale static random access memories

物理学报. 2020, 69(13): 136103 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201796>

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>

东方超环 (EAST) 装置中等离子体边界锂杂质的碰撞-辐射模型

A collisional-radiative model for lithium impurity in plasma boundary region of Experimental Advanced Superconducting Tokamak

物理学报. 2017, 66(12): 125201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.125201>

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>

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>

中国聚变工程试验堆上新经典撕裂模和纵场波纹扰动叠加效应对 alpha 粒子损失影响的数值模拟*

郝保龙^{1)†} 陈伟²⁾ 李国强³⁾ 王晓静³⁾ 王兆亮³⁾ 吴斌³⁾ 臧庆¹⁾
揭银先¹⁾ 林晓东¹⁾ 高翔¹⁾ CFETR TEAM

1) (深圳大学新能源研究中心, 深圳 518060)

2) (核工业西南物理研究院, 成都 610225)

3) (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

(2020 年 11 月 23 日收到; 2021 年 1 月 16 日收到修改稿)

托卡马克聚变堆中高能 alpha 粒子的良好约束是获得稳态燃烧等离子体的前提, 除了磁场波纹损失, 不稳定性也会引起额外的损失. 本文基于中国聚变工程试验堆 (CFETR) 参数, alpha 粒子初始分布和新经典撕裂模 (NTM) 扰动分布, 利用粒子导心跟踪方法分别对磁场波纹和 NTM 两种扰动及叠加下的粒子损失进行了详细的数值模拟. 结果显示粒子损失份额不随 NTM 扰动幅度增大而增大, 两种扰动的叠加效应不明显. 通过扫描装置波纹度大小以及分析相空间粒子密度和波纹损失区分布, 确认原因是 CFETR 波纹损失区较小, 没有覆盖高能粒子 (EP) 密度和 NTM 扰动主要分布区. 此外, NTM 没有引起直接粒子损失和俘获粒子剖面坍塌. 显著的俘获粒子密度剖面展平, 并扩展到波纹损失区是两种扰动叠加效应显著的前提. 无碰撞波纹随机扩散是 CFETR 初始分布 alpha 粒子的主要损失通道, 通行粒子约束不受磁场波纹影响. 本文研究结果对 CFETR 概念设计中 alpha 粒子物理和低频不稳定性下的 EP 行为具有重要意义.

关键词: 托卡马克, alpha 粒子, 磁场波纹, 新经典撕裂模

PACS: 52.20.Dq, 52.55.Pi, 52.65.Cc

DOI: 10.7498/aps.70.20201972

1 引言

磁约束核聚变研究在约 70 年的发展后到了建设聚变实验堆阶段, 国际热核聚变实验堆 (ITER) 的工程建设持续推进, 预期 2025 年开始放电. 我国在 ITER 物理设计和工程技术基础上发展的中国聚变工程试验堆 (CFETR) 作为 ITER 和聚变电站商用示范堆 (DEMO) 的过渡装置完成了初步的物理和工程设计^[1–3]. 氦氖聚变产物 alpha 粒子的良好约束是获得高能增益的前提, CFETR 作为托卡马克类型的装置, 分立存在的纵场线圈引起

的磁场波纹会引起一定份额的 EP 损失, 此外, 各种磁流体力学不稳定性不但引起直接的粒子损失, 还会改变 EP 分布函数, 聚变堆面向等离子体部件的热负荷限制和物理目标的实现只能允许小尺度的 alpha 粒子损失和再分布^[4,5].

ITER 和 CFETR 获得的燃烧等离子体让聚变研究有了新的参数范围和研究对象, 包括 3.52 MeV 高能 alpha 粒子输运. 现有装置 EP 研究对象是中性束注入 (NBI) 和离子回旋加热引入的粒子分布, 由于背景参数和分布差异, 现有装置研究结论并不能直接外推到聚变堆级别参数^[6].

理论研究发现 alpha 粒子会致稳锯齿模, 巨型

* 国家自然科学基金 (批准号: 11905142, 11875290) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: blhao@ipp.ac.cn

锯齿可能激发新经典撕裂模 (NTM), NTM 限制等离子体比压并破坏 EP 约束, 需要额外的辅助手段控制 NTM^[7-9]. 在 DIII-D, TFTR 和 ASDEX-U 等装置上都观察到 NTM 引起了显著 EP 损失, 确认了粒子损失机制是相空间形成共振岛并被第一壁截断, 或共振岛相互重叠形成宽域的混沌区域^[10-15]. 这些研究表明 NTM 对 EP 约束有显著影响, 包括粒子损失和分布剖面坍塌. 作者已发表工作也表明 alpha 粒子分布剖面外延、展平会引起波纹损失的显著增加^[16], 原因是磁场波纹扰动幅度从等离子体芯部到边界呈自然指数增大, alpha 粒子剖面坍塌会使更多的粒子进入波纹损失区. 显著的粒子损失不但会损伤第一壁, 且会降低聚变功率和辅助加热效率. 基于此, 本文利用 CFETR 混杂运行模式参数和 NTM 扰动数值结果, 研究 NTM 和磁场波纹扰动下的粒子损失叠加效应和损失机制. 本研究对 CFETR 物理设计集成模拟流程中 alpha 粒子物理部分提供重要参考, 并有助于理解燃烧等离子体.

研究 EP 损失的主要方法是基于试探粒子模型的蒙特卡罗蒙特卡罗样本粒子跟踪, 本文的工作流程即在平衡位形叠加扰动后的总磁场中跟踪大量的样本粒子, 并在跟踪过程中考虑 EP 和背景的碰撞, 跟踪特定时间段后分析损失和未损失粒子信息. 跟踪电磁场中的带电粒子是经典研究, EP 物理常需要研究长时间尺度下的粒子行为, 为了理论分析和数值计算简单高效, 对空间尺度远比拉莫尔回旋半径大且时间尺度远比回旋周期长的研究对象, 导心模型是有力的工具. 本文利用哈密顿导心轨道跟踪程序 ORBIT^[17], 在半个慢化时间内跟踪样本粒子分布, 初始 alpha 粒子分布来自输运程序 TRANSP/NUBEAM^[18], 平衡位形来自 CFETR 物理设计, 磁场波纹扰动来自工程设计, NTM 扰动是基于初始值程序 TM1 物理分析结果的数值重建. ORBIT 程序在直线磁面坐标系中求解哈密顿导心运动方程, 粒子的空间坐标为 (ψ_p, θ, ζ) , 分别是极向磁通, 极向角和广义环向角. 粒子的速度由能量 E , 磁矩 μ 和螺距角正负号决定. 粒子导心的哈密顿量为 $H = \rho_{||}^2 B^2 / 2 + \mu B + \Phi$, $\rho_{||} = v_{||} / B$ 是归一化的平行速度, B 是总磁场强度, $\mu = v_{\perp}^2 / (2B)$ 是粒子磁矩, Φ 是本文未引入的电势. 哈密顿运动方程为 $\dot{\theta} = \partial H / \partial P_{\theta}$, $\dot{P}_{\theta} = -\partial H / \partial \theta$, $\dot{\zeta} = \partial H / \partial P_{\zeta}$, $\dot{P}_{\zeta} = -\partial H / \partial \zeta$, P_{ζ} 和 P_{θ} 是环向和极向正则角动

量^[17]. 由于托卡马克平衡位形的轴对称假设和粒子运动周期性, 三个物理量 (P_{ζ}, E, μ) 即可决定 EP 轨道.

论文第 2 节描述了 CFETR 混杂运行模式等离子体参数分布、alpha 粒子初始分布、磁场波纹和 NTM 扰动的数值重建. 第 3 节是详细的粒子跟踪计算结果, 包括磁场波纹损失、NTM 扰动叠加以及人为增大装置波纹度下的损失模拟. 第 4 节是结果讨论, 即粒子损失扰动叠加效应不显著的原因分析. 第 5 节是结论.

2 CFETR 装置参数和全尺度粒子跟踪模拟输入

2.1 CFETR 等离子体参数和初始 alpha 粒子分布

经过物理和工程设计迭代, 目前 CFETR 主机参数如表 1 所列. 作为实现稳态氦自持的托卡马克装置, CFETR 物理实验分两个阶段实现 200—1500 MW 的聚变功率, 等离子体放电占空比约为 0.3—0.5, 能量增益因子 Q 约为 5—30^[19]. 基于集成模拟流程提出了 CFETR 稳态运行模式和混杂运行模式两种, 本文基于混杂运行模式 (v201806) 参数, 利用输运程序 TRANSP/NUBEAM 计算得到了 alpha 粒子初始分布下的蒙特卡罗样本粒子. NUBEAM 模块是分析托卡马克实验中中性束注入和聚变产物的含时集成工具. 混杂运行模式 (v201806) 的背景等离子体剖面见图 1, 聚变功率约为 $P_{fus} = 1$ GW, 台基顶部的等离子体密度为格林极限的 90%. 初始 alpha 粒子密度分布见图 2, 初始 alpha 粒子产自氦氦聚变反应, 能量单值分布为 3.52 MeV, 速度基本各向同性. 在没有不稳定性引起的显著输运和再分布时, alpha 粒子经与背景等离子体库伦碰撞慢化并形成氦灰, 符合就地慢化

表 1 CFETR 与其他托卡马克装置主机参数对比
Table 1. Main parameters comparison of CFETR and other tokamak facilities.

参数	CFETR	ITER	EAST
磁轴场强 B_{T0} / T	6.5	5.3	2
等体大半径 R_0 / m	7.2	6.2	1.9
等体小半径 a / m	2.2	2.0	0.5
等体电流 I_p / MA	14	15	1
纵场磁体柄数 N	16	18	16

模型. 平衡位形为下单零偏滤器位形, 纵场和等离子体电流方向都是俯视逆时针, 安全因子剖面见图 4(a).

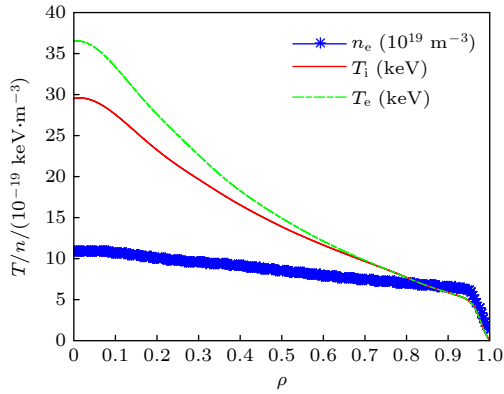


图 1 CFETR 混杂运行模式 (v201806) 中背景电子密度、温度和离子温度分布

Fig. 1. Distributions of bulk electron density, electron temperature, and bulk ion temperature in CFETR hybrid scenario (v201806).

2.2 纵场波纹度分布和数值重建

CFETR 的环向磁场由 16 柄 D 形线圈实现, 对比其他托卡马克装置, 柄数较少, 较大磁场波纹度对 EP 约束影响值得关注. 定义在极向截面的波纹度为 $\delta(r, \theta) = (B_{\max} - B_{\min}) / (B_{\max} + B_{\min})$, B_{\max}

和 B_{\min} 分别是极向位置固定但在不同环向角处的磁场最大值和最小值. 工程设计中没考虑包层铁素体钢材料, 仅有纵场线圈时的波纹度分布见图 3(b), 波纹度在等离子体外中平面附近最大, 约 0.35%, 波纹扰动幅度从芯部到边界呈自然指数增大. 虽然 CFETR 满足托卡马克纵场磁体设计的一般要求, 即波纹度最大值小于 0.5%, 但整体的波纹度较大, 芯部波纹度比 ITER 大一个量级. 在 ORBIT 中引入波纹扰动时, 磁面坐标系中叠加纵场波纹后的总磁场可表达为 $B(\psi_p, \theta, \phi) = B_0(\psi_p, \theta)[1 + \delta \cos(N\phi)]$, 采用针对 D 形线圈波纹度几何分布的

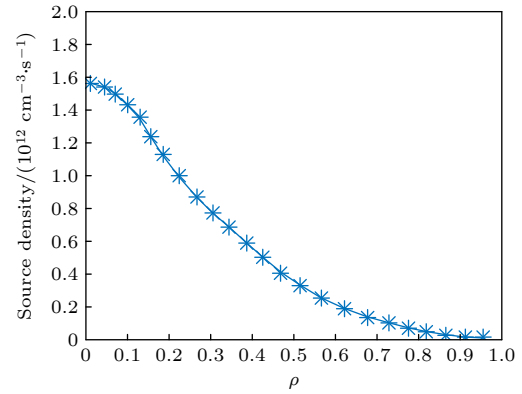


图 2 CFETR 初始 alpha 粒子密度分布

Fig. 2. Density profile of alpha particle initial distribution in CFETR.

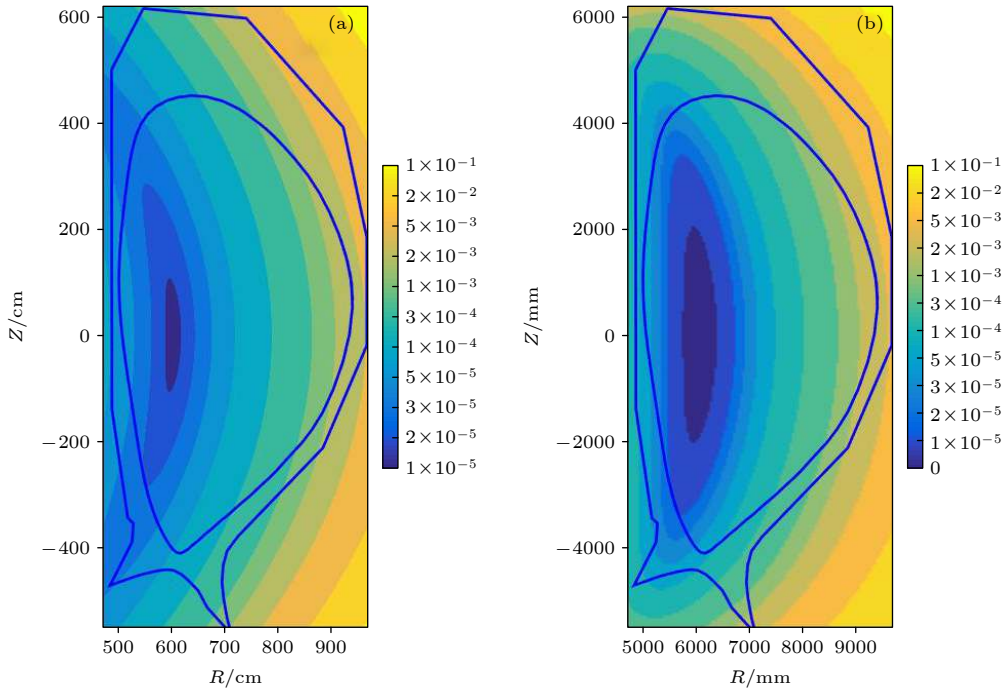


图 3 CFETR 纵场波纹度分布 (a) 解析函数实现值; (b) 工程设计值

Fig. 3. Distributions of toroidal field ripple perturbation amplitude in CFETR: (a) Ripple data by analytical equation; (b) engineering data in design.

解析公式 $\delta(R, Z) = \delta_0 \exp\{[(R - R_{\text{rip}})^2 + b_{\text{rip}} Z^2]^{0.5} / w_{\text{rip}}\}$ 来拟合工程设计值. 拟合系数为 $\delta_0 = 1.57 \times 10^{-5}$, $R_{\text{rip}} = 6 - 0.0062 Z^2$ m, $b_{\text{rip}} = 0.021$ 和 $w_{\text{rip}} = 0.63$ m. 波纹扰动的解析函数实现结果和工程设计值对比见图 3, 可知在等离子体约束区数值重建精确 [16].

2.3 NTM 扰动函数分布

为了得到 NTM 扰动函数的模结构分布, 利用初始值程序 TM1 在柱坐标系中求解简化磁流体力学方程 [20], 该坐标系中磁场表达为 $\mathbf{B} = B_{0t}\hat{e}_t - (nr/mR)B_{0t}\hat{e}_p + \nabla\psi_h \times \hat{e}_t$, 即平衡磁场的环向和极向分量, 再叠加螺旋磁通表达的扰动场. NTM 的螺旋扰动场为 $\delta\mathbf{B} = \nabla\psi_h \times \hat{e}_t$, ψ_h 是螺旋磁通, 傅里叶展开为 $\psi_h = \sum_i \psi_i(r) \exp[i(m_i\theta - n_i\phi)]$. 针对 CFETR 混杂运行模式, TM1 程序计算了不同电子回旋电流驱动方案下 NTM 的饱和幅度, 得到主要的模数是 2/1 和 3/2 NTM, 扰动函数剖面在不同饱和幅度下保持不变, 因此基于 TM1 程序数值结果通过高斯拟合在 ORBIT 中引入 NTM 模结构并扫描幅度. 图 4 给出的是 2/1 和 3/2 NTM 的平衡分量和一阶分量的高斯拟合结果, 平衡分量的极值点精确对应各自的有理面径向位置 [21].

ORBIT 程序中磁面坐标系下扰动场表达为 $\delta\mathbf{B} = \nabla \times \alpha \mathbf{B}_0$, $\alpha = \alpha_{mn}(\psi_p) \sin(n\zeta - m\theta - \omega_n t)$ 是时间和位置的标量函数. 柱坐标系中忽略高阶分量后的扰动磁场为 $\delta\mathbf{B} = -\nabla \times \psi_1 \hat{\phi}$, 平衡场的共变基表达为 $\mathbf{B} = \nabla\phi + \frac{r^2}{q(r)}\nabla\theta$, 考虑到极向磁场远比环向场小, 磁面坐标系中的扰动函数可近似为 $-\psi_1 = \alpha$. 因此 TM1 程序中 NTM 计算结果的一阶分量用于表达 ORBIT 程序中扰动函数 α [22]. 在给定平衡位形下, 2/1 和 3/2 NTM 扰动幅度的比例固定, 本文算例为 $\alpha_{2/1}/\alpha_{3/2} = 4.38$. 扰动函数 α 的量纲是长度, 在 ORBIT 程序中归一化单位为磁轴大半径 R_0 . 对于远比 EP 运动频率小的 NTM, 假设为零频率磁扰动是合理且便于理论探讨的, 因此本文引入 NTM 为静止磁扰动. 为保持理论推导完整性, 下文保留扰动频率符号. 不同 NTM 扰动幅度引起的局域磁场拓扑变化见图 5 的庞加莱图, 磁岛的径向宽度正比于扰动幅度平方根, 较高的扰动幅度下可观察到磁岛相互重叠后的磁场无规化.

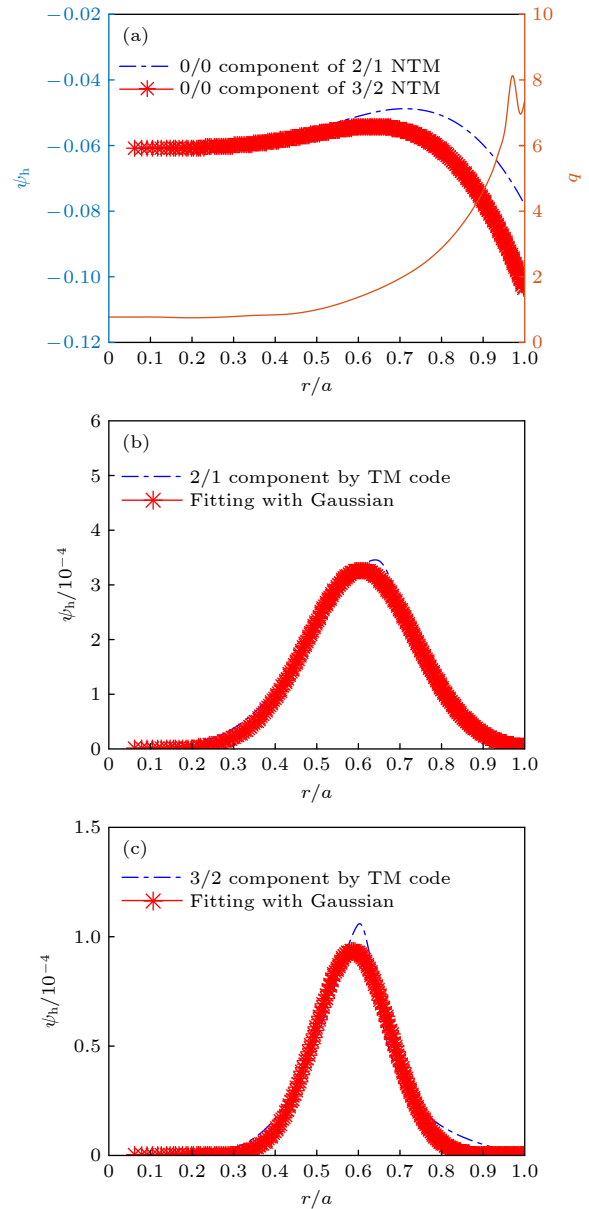


图 4 CFETR 混杂运行模式 (a) 2/1 和 3/2 NTM 的平衡分量和安全因子分布; (b), (c) 一阶分量和高斯拟合曲线
Fig. 4. (a) Safety factor profile and equilibrium helical flux of 2/1 and 3/2 NTM in CFETR hybrid scenario; (b), (c) the first order harmonics and Gaussian fitting results.

3 初始分布 alpha 粒子导心轨道跟踪模拟

3.1 alpha 粒子磁场波纹损失

理论上任何破坏托卡马克环向轴对称性质的扰动都会降低 EP 约束, 如有限数目纵场线圈引起的磁场波纹. 纵场波纹扰动导致 EP 运动的正则环向角动量不守恒, 因此粒子轨道不闭合, 有额外的漂移, 通行粒子因磁力线回旋变换会平均掉该扰

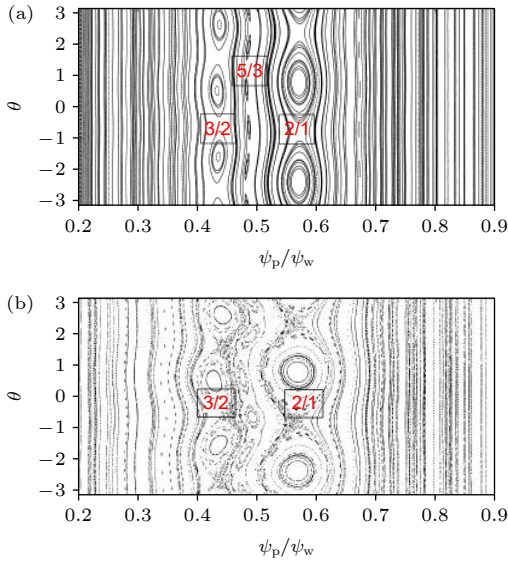


图 5 固定 2/1 和 3/2 模扰动幅度比例下扫描 NTM 扰动幅度下的庞加莱图 (a) $\alpha_{2/1} = 1.64 \times 10^{-4} R_0$; (b) $\alpha_{2/1} = 6.00 \times 10^{-4} R_0$

Fig. 5. Poincaré plot under different NTM perturbation amplitude with the ratio fixed $\alpha_{2/1}/\alpha_{3/2} = 4.38$: (a) $\alpha_{2/1} = 1.64 \times 10^{-4} R_0$; (b) $\alpha_{2/1} = 6.00 \times 10^{-4} R_0$.

动, 俘获粒子受此扰动影响, 香蕉轨道转折点有一定扰动位移. 在磁场波纹扰动下, EP 有两个损失通道, 局域波纹磁阱俘获和随机波纹扩散. 局域波纹磁阱是在波纹度较大时, 如外中平面附近, 形成二级磁阱, 平行速度较小的俘获粒子经过该区域时就俘获在该环向局域磁阱内, 只剩径向漂移快速损失掉或经碰撞和漂移逃出该损失区. 波纹磁阱俘获损失依赖于粒子速度、平衡位形、磁阱分布和碰撞率, 波纹磁阱俘获损失的时间尺度在几个极向回弹周期内. 当波纹度较小不足以形成局域磁阱时, 有限的波纹扰动也会使俘获粒子连续香蕉轨道之间解耦, 形成随机波纹扩散, 碰撞效应可降低该损失机制的随机阈值^[23].

EP 初始能量对应的碰撞频率分布由 TRANSP/NBUEAM 基于背景等离子体参数计算得到, 本文取典型代表值并在粒子跟踪过程中设定径向恒定, CFETR 初始能量 alpha 粒子的典型能量慢化率为 $\nu_{e0} = 1.8 \text{ s}^{-1}$, 螺距角散射率为 $\nu_{pa0} = 0.16 \text{ s}^{-1}$. 试探粒子程序时采用的碰撞修正模型涉及多个前提, 等离子体中 EP 产生以后, 分布函数在其损失或消失前经历复杂过程. EP 分布函数改变的时间尺度远比其运动特征时间尺度长, EP 密度远比背景等离子体密度低, 忽略频率较小的 EP 之间的碰撞, 仅考虑 EP 与背景的碰撞. EP 与背景粒子之间小角度二体碰撞累计效应在托卡马克实验参数范

围附近是主要的碰撞项, 考虑到等离子体德拜屏蔽, 忽略了频率远小于此的大角度碰撞, 虽然这种近距离碰撞可以引发核聚变反应. 基于此, ORBIT 程序在跟踪粒子过程中对粒子即时能量 E_i 和螺距角 $\lambda_i = v_{//}/v$ 在一个计算步长 Δt 后分别修正为 $E_n = E_i - (2\nu_e \Delta t) \left[E_i - \left(\frac{3}{2} + \frac{E}{\nu_e} \frac{d\nu_e}{dE} \right) T \right] \pm 2[TE_i(\nu_e \Delta t)]^{0.5}$ 和 $\lambda_n = \lambda_i(1 - \nu_{pa} \Delta t) \pm [(1 - \lambda_i^2)\nu_{pa} \Delta t]^{0.5}$, $T(\text{eV})$ 是等离子体温度^[24]. 高能 alpha 粒子的慢化主要来自与背景电子的碰撞, 电子慢化时间与 EP 能量无关, 因此对于短时间行为的 EP 能量慢化率可近似认为与能量无关 $\nu_e \approx \nu_{e0}$, 螺距角散射率随能量慢化降低而增大 $\nu_{pa} = \nu_{pa0}(E_0/E)^{1.5}$.

为有效和节省, 本文在半个慢化时间内跟踪初始 alpha 粒子样本, 只考虑纵场波纹扰动和碰撞效应的粒子损失份额约为 1.4%, 如图 6 所示. 波纹损失粒子信息如图 7, 经历和波纹扰动无关的初始轨道损失之后, 随着波纹扰动和碰撞效应的时间累计, 粒子损失份额在半个慢化时间后达到 1.4%, 损失粒子能量有慢化成分, 损失粒子主要为俘获粒子. ORBIT 程序在最后一个闭合磁面 (LCFS) 内跟踪粒子, 外出 LCFS 即定义为损失, 由于 LCFS 和装置第一壁接近, 因此可以根据该处的粒子沉积位置、数量和能量信息评估局域热负荷. 图 8 是 CFETR 混杂运行模式下初始分布 alpha 粒子在一个慢化时间内损失粒子在 LCFS 上形成的局域热斑, 峰值约 0.1 WM/M^2 , 虽然在装置第一壁热负荷安全阈值范围内, 但是给其他损失通道预留安全空间较小, 考虑到各种损失通道的粒子并不沉积在同一位置, 相关设计还需要更进一步的优化和分析^[25].

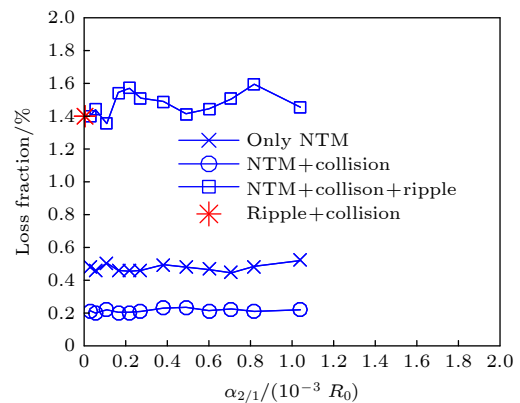


图 6 在半个 EP 慢化时间内不同物理效应下计算得到的粒子损失份额

Fig. 6. The particle loss fraction after following half a slowing down time under different perturbation and collision.

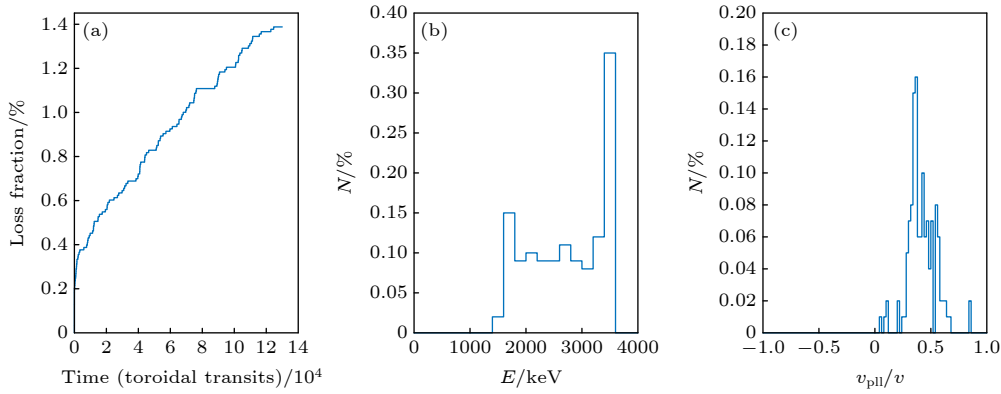


图 7 纵场波纹扰动下损失 alpha 粒子信息 (a) 损失份额随时演化; (b) 损失粒子能量分布; (c) 损失粒子螺距角分布

Fig. 7. Information of lost alpha particles under collision and toroidal field ripple: (a) Evolution of loss fraction; (b) energy distribution of lost particles; (c) pitch angle distribution of lost particles.

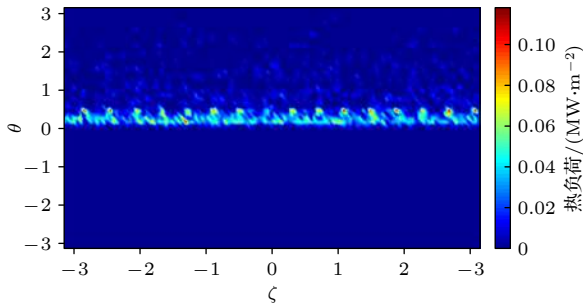


图 8 一个慢化时间后初始分布 alpha 粒子波纹损失局域沉积在 LCFS 处得到的热负荷

Fig. 8. The heat load at the last closed flux surface due to ripple loss of initial alpha particle distribution after a slowing down time.

3.2 波纹叠加 NTM 扰动后的粒子损失

仅考虑 NTM 扰动下的初始分布 alpha 粒子的损失全部发生在几个极向回弹周期内, 即使粒子跟踪时间为半个慢化时间, 如图 6 所示. 经分析损失粒子能量、螺距角和损失时间分布后确认是初始轨道损失, 即由于产生在靠近边界的粒子有限轨道宽度引起, 扫描 NTM 扰动幅度不影响该损失份额. NTM 扰动叠加碰撞后的粒子损失份额仅比初始轨道损失稍大, 是由于新经典效应引起. 考虑磁场波纹、NTM 扰动以及碰撞效应下的粒子损失份额在 1.4% 附近, 扫描不同 NTM 扰动幅度, 损失份额基本不变. 俘获粒子轨道跨越宽度与扰动幅度成正比, 由图 6 计算结果可知, NTM 扰动和 EP 的主要分布没有覆盖波纹损失区, 粒子进入损失区数目不受 NTM 扰动影响.

高频不稳定性引起 EP 损失的物理图像是变化磁场感生出电场, 在波粒共振时的相位耦合下,

EP 始终感受到恒向的径向电场漂移, 从而增大输运. 与此不同的是, 低频扰动或静态磁场扰动引起的 EP 损失起因是背景磁场拓扑结构的改变和 EP 轨道漂移. 在没有扰动时, EP 相空间轨迹会形成完整的 KAM(Kolmogorov Arnold Moser) 曲面, 其阻止 EP 跨越输运, 低频或者零频率磁扰动引起通行粒子损失的物理图像是 KAM 面破缺形成给共振岛, 其与损失边界相交, 从而损失在第一壁上, 或者相邻共振岛相互重叠形成的混沌区域使粒子轨道随机 [26]. NTM 扰动下俘获粒子的共振损失是极向回弹频率和环向进动频率接近, 从而和较低的扰动频率达到共振条件, 形成磁场漂移. 扰动频率为零时形成的共振称为几何共振, 扰动和 EP 没有交换能量. CFETR 初始 alpha 粒子分布的俘获轨道运动频率并不满足与 NTM 的共振条件, 见图 14. 展示这些物理图像的有力工具是动理学庞加莱图.

动理学庞加莱图是记录 EP 轨迹点满足 $n\zeta - \omega t = 2\pi k$ 时的平面坐标, k 是整数, 平面坐标可为 (ψ_p, θ) , (P_ζ, θ) 或 (E, θ) . 跟踪的粒子分布需要满足磁矩 μ 和 $\omega P_\zeta - nE$ 为固定值, 且螺距角相同符号 [17]. 通过不稳定性扰动下的 EP 动理学庞加莱图可以观察到 KAM 面的破缺与否、共振岛位置和混沌区域宽度等信息. 图 9 展示的是通行粒子和俘获粒子在扰动幅度较大时的共振岛分布, 通行粒子区域的 3/2 和 2/1 主共振岛和其间的高阶共振岛相互重叠形成宽域的混沌区域, EP 因朗道相混而分布展平, 但是芯部和边界仍然存在完整的 KAM 面, 阻止了粒子直接损失. 俘获粒子区没观察到 KAM 面破缺, 即使增大动理学庞加莱图的记录分辨率仍如此. 值得指出的是香蕉轨道内外部分的漂移方向

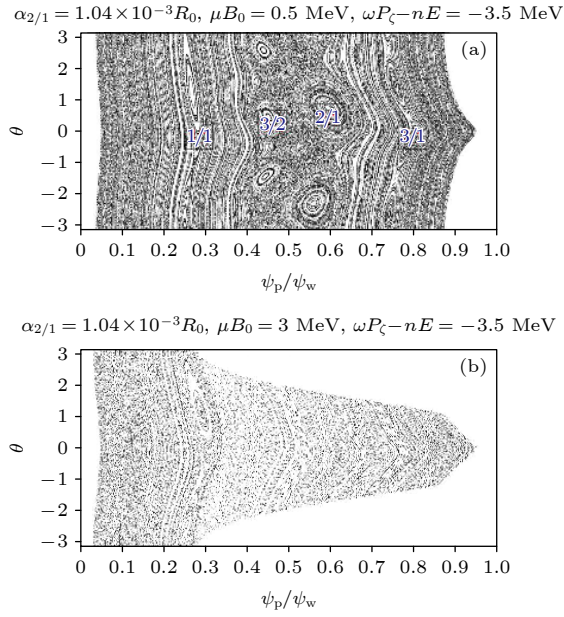


图 9 同向 alpha 粒子动力学庞加莱图 (a) 通行粒子; (b) 俘获粒子

Fig. 9. The kinetic Poincaré plot of co-current alpha particles: (a) Passing particle; (b) trapped particle.

不同, 在记录轨迹点的庞加莱图 (P_ζ, θ) 平面中相互重叠, 不容易分辨, 分析时需要记录香蕉轨道转折点, 以此观察进动岛结构. NTM 扰动幅度较小时, 上述相空间的岛状结构相互分立, 仅有局域 KAM 面破缺. 通过动力学庞加莱图分析可推知, 无论 NTM 扰动幅度大小都不会引起 alpha 粒子的显著损失, 仅有局域的通行粒子剖面展平.

3.3 不同磁场波纹幅度下的粒子损失

为了验证图 6 中增大 NTM 扰动幅度而粒子

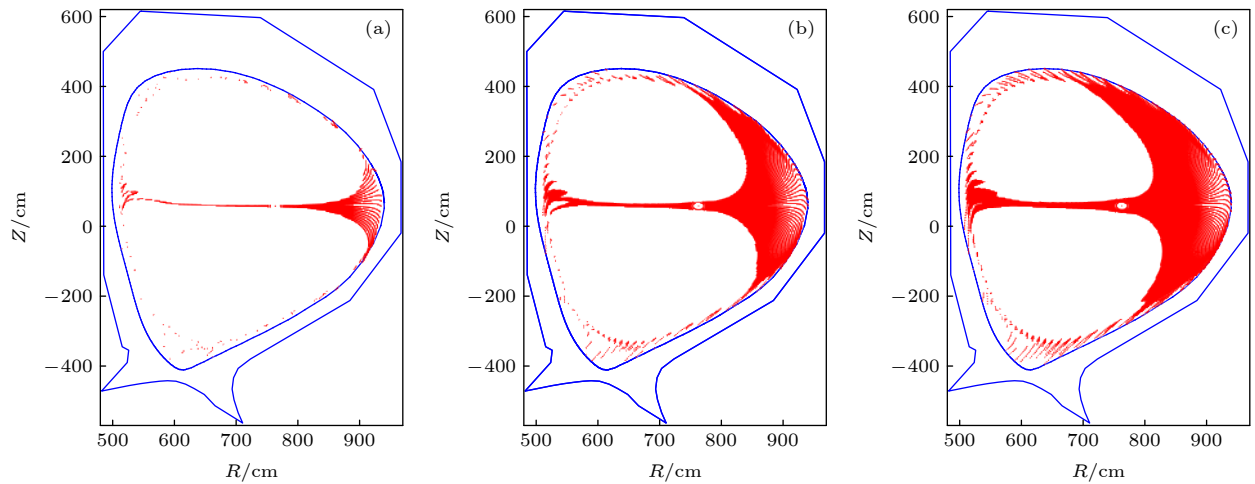


图 11 CFETR 平衡位形中不同波纹度形成的波纹磁阱 (a) 工程设计值; (b) 5 倍波纹度分布; (c) 9 倍波纹度分布

Fig. 11. The ripple well domain in CFETR equilibrium with different ripple amplitude: (a) Distribution with engineering design; (b) 5 times of ripple; (c) 9 times of ripple.

损失份额不变的原因, 增大装置整体波纹度, 进行图 6 中磁场波纹叠加 NTM 扰动并考虑碰撞下的粒子损失计算, 结果如图 10 所示. 在 CFETR 装置实际波纹度分布下, alpha 粒子的损失份额并不随 NTM 扰动幅度增大而增大, 但增大波纹度从工程设计值到其 9 倍时, 粒子损失份额随波纹度增大而显著增大. 在波纹度较大时, 可观察到一定程度的损失份额随 NTM 扰动幅度增大而增大. 波纹度分布整体增大引起波纹损失区扩大, 使波纹损失区朝芯部扩展并覆盖更多的粒子. 以波纹磁阱区域为例, 不同波纹度分布对应的磁阱区域如图 11 所示, 随着波纹损失区扩展, 逐渐靠近 NTM 扰动和 EP 主分布区, NTM 扰动幅度增大开始影响进入损失区的粒子数.

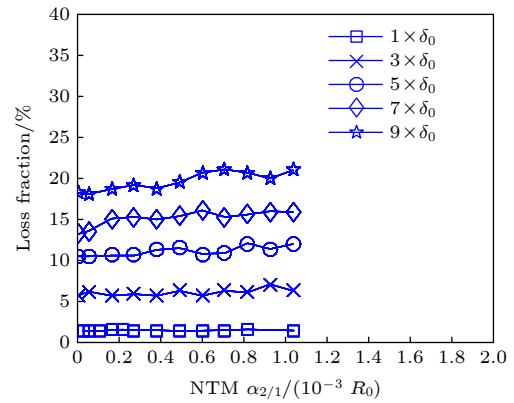


图 10 半个慢化时间内不同磁场波纹度和 NTM 扰动幅度下的初始分布 alpha 粒子损失份额

Fig. 10. The loss fraction of initial alpha particles under different toroidal ripple and NTM perturbation amplitude.

4 讨论

为了系统地讨论 CFETR 上 alpha 粒子经 NTM 和波纹扰动的损失图像, 本节采用 EP 相空间损失区域和粒子分布密度来评估. 初始分布的 alpha 粒子能量单值分布, 即决定粒子轨道的三个物理量中固定 E , 可以得到一个二维平面 $(P_\zeta, \mu B_0/E)$, B_0 是磁轴处磁场强度, 为 ORBIT 中磁场强度单位. 在轴对称位形和能量守恒关系下可以在 $(P_\zeta, \mu B_0/E)$ 平面内得到一系列曲线分割的不同轨道类型区域, 如图 12(a) 所示, 其中 T-C 指约束俘获粒子轨道, T-L 指损失俘获粒子轨道, $P_\pm - L_{p_\pm - L}$ 指损失通行粒子轨道, $p_\pm - C$ 指约束通行粒子轨道, 下标的正负号指螺距角符号 [17]. 该平面中还有一些特殊的轨道, 如土豆轨道和极向静止轨道, 因在本文分析对象中占比过小, 及不可见没有标记出. 在不同平衡位形和 EP 能量时的该平面轨道类型区域占比不同, 但拓扑结构基本不变. 图 12(b) 和图 12(c) 是初始 alpha 粒子分布中不同螺距角正负号的样本粒子在 $(P_\zeta, \mu B_0/E)$ 平面的分布. CFETR 混杂运行模式的初始分布 alpha 粒子中有 28% 份额的俘获粒子, 值得注意的是, 俘获粒子区域在不同螺距角正负号下的粒子轨道仅仅是香蕉轨道的内外分支, 是同一轨道.

图 13 是 $(P_\zeta, \mu B_0/E)$ 平面内不同波纹扰动幅度下的波纹损失区域, 其中波纹磁阱俘获区由磁阱形成条件 $\varepsilon |\sin \theta| < qN\delta$ 确定, 无碰撞波纹随机扩散区的确定依据是简化判据 GWB (Goldston, White and Boozer) $\delta_s = [\varepsilon/N\pi q]^{1.5}/(\rho_L q')$, ε 是当地的纵横比倒数, $q' = dq/dr$ 是安全因子径向导数. 图 13 中的波纹磁阱俘获损失区主要分布在粒子轨

道的俘获-通行转换边界和外边界处, 同图 11 所示一致. 图 13 展示了增大整体波纹扰动幅度时, 波纹损失区逐渐扩大, 占据大部分俘获粒子分布, 同图 10 纵轴方向的计算结果一致. 当波纹度增大倍数较大时, 在俘获-通行边界附近的粒子才可能进入损失区. NTM 扰动和碰撞效应可以使粒子在俘获和通行状态间转换, NTM 扰动幅度越大, 越多的粒子受其扰动进入俘获粒子区域, 从而经历波纹损失, 即图 10 观察到的波纹度较大时粒子损失份额随 NTM 扰动幅度增大而增大.

EP 与背景等离子体的碰撞是影响很多损失渠道的关键因素. 波纹磁阱俘获损失需要较高的波纹度以形成局域二级磁阱, 现在托卡马克装置已较难大范围满足, 相空间的损失区域占比也较小. 波纹度较小时只会引起俘获粒子香蕉轨道转折点位置的周期振荡, 并不会损失. 更大的波纹扰动或者碰撞会让香蕉轨道之间解耦, 前者即 GWB 判据的物理图像, 其对 EP 能量和波纹扰动幅度有一定要求. 对于能量固定的初始分布 alpha 粒子, 碰撞引起香蕉轨道之间的解耦对碰撞率有一定要求, 即 $\nu^*/(Nq)^2 - \nu^*/(Nq)^{0.5}$, 其中 $\nu^* = \varepsilon\omega_b/(2\pi)$. 螺距角散射引起香蕉粒子转折点相位随机, 对应径向位移随机震荡, 需要俘获粒子一次极向周期内经历足够多的碰撞次数, 经历一次碰撞期间经历了数个波纹扰动起伏, 连续轨道之间完全解耦 [23]. 初始 alpha 粒子的香蕉轨道周期运动频率图如图 14 所示, 取极向回弹频率在 $\omega_b \sim 20 - 40$ kHz, 判别频率 $\nu^*/(Nq)^2 \sim 0.5 - 4.0 \text{ s}^{-1}$, 远高于初始分布 alpha 粒子的螺距角散射率, 因此无碰撞波纹随机扩散是 CFETR 初始分布 alpha 粒子的主要损失通道. 随着 alpha 粒子能量慢化, 粒子碰撞率增大, 碰撞效应在波纹损失过程中有更大贡献.

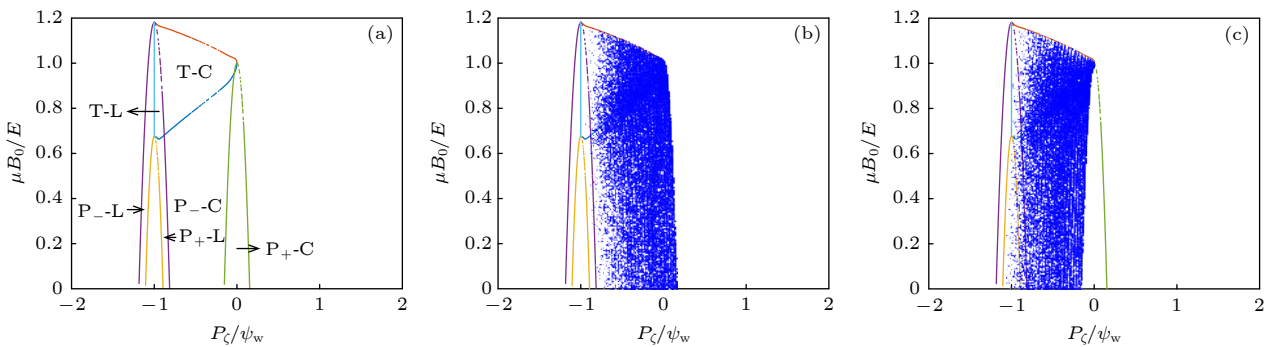


图 12 (a) $(P_\zeta, \mu B_0/E)$ 平面初始 alpha 粒子轨道类型分布; (b) 正值螺距角粒子分布; (c) 负值螺距角粒子分布

Fig. 12. (a) Orbit classification in the plane of $(P_\zeta, \mu B_0/E)$ with initial alpha particles; (b) particles with positive pitch angle; (c) particles with negative pitch angle.

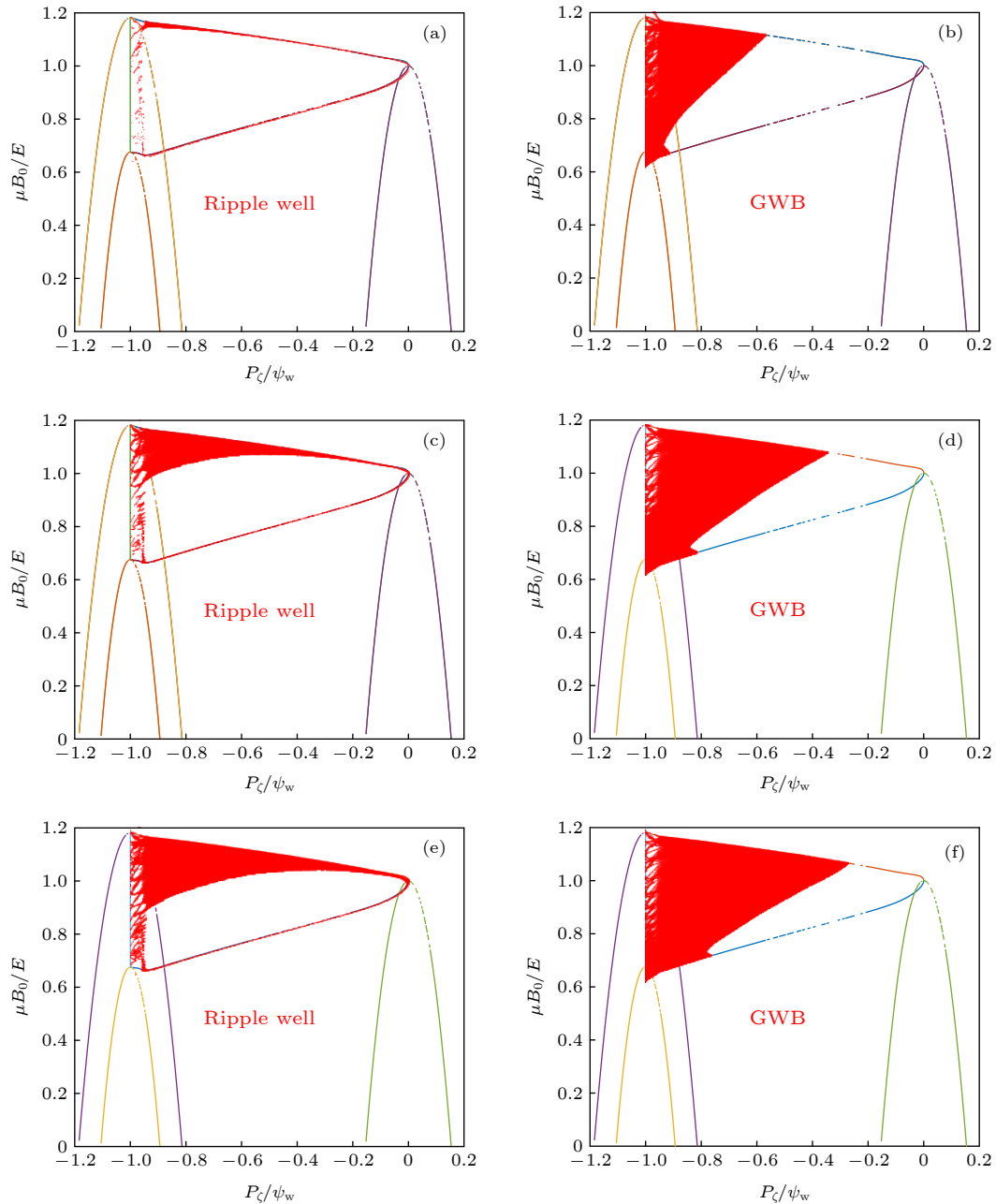


图 13 不同倍数波纹度分布时的波纹磁阱和随机波纹扩散区域分布 (a), (b) 工程设计值; (c), (d) 5 倍波纹度分布; (e), (f) 9 倍波纹度分布

Fig. 13. The ripple well trapping and stochastic ripple diffusion domain with different times of ripple distribution: (a), (b) Ripple in engineering design; (c), (d) 5 times of ripple; (e), (f) 9 times of ripple.

5 结 论

本文对 CFETR 上磁场波纹和 NTM 扰动叠加下的初始分布 alpha 粒子损失进行了详细的数值模拟, 结果显示粒子损失份额并不随 NTM 扰动幅度增大而增大, 与其他装置的结论不同. 原因是 CFETR 运行模式下的波纹损失区域较小, 没有覆盖 EP 和 NTM 扰动主要分布区. 人为增大装置波纹度才会观察到粒子损失份额随 NTM 扰动增大

而增大, 原因是波纹损失区扩大靠近俘获-通行边界时, NTM 扰动和有限碰撞引起边界附近粒子的轨道状态转换, 使粒子不断地从通行粒子区域进入俘获粒子区域. CFETR 工程实际的波纹度较小, 波纹损失区离俘获-通行边界较远, 不足以发生粒子持续的跨过转换边界进入损失区.

通过动理学庞加莱图分析可知, NTM 没有和俘获粒子形成有效共振, 因此俘获粒子剖面没有坍塌, 俘获粒子的分布剖面外延、展平会显著增大粒

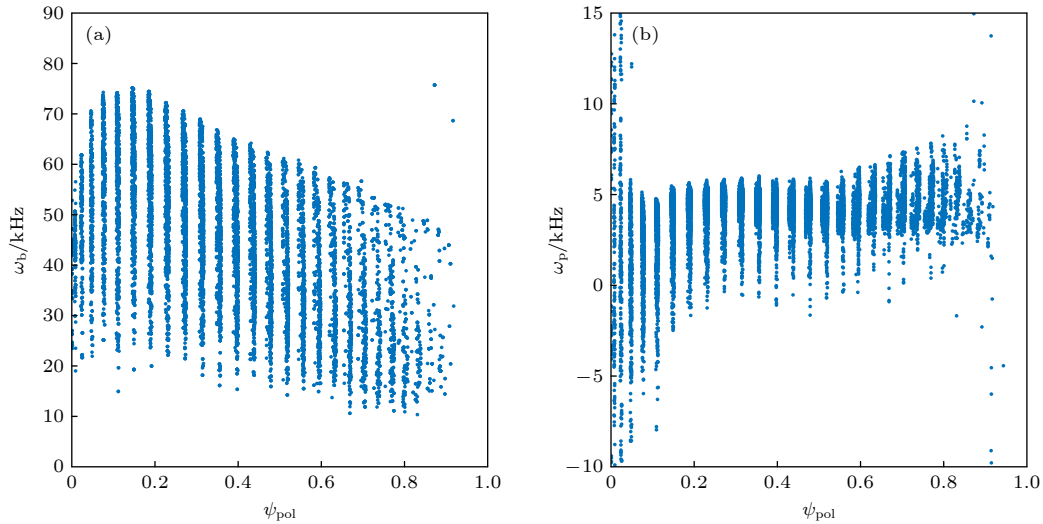


图 14 初始分布 alpha 粒子香蕉轨道漂移频率分布 (a) 极向回弹频率; (b) 环向进动频率

Fig. 14. The drift frequency distributions of banana orbit of initial alpha particles: (a) Poloidal bounce frequency; (b) toroidal precession frequency.

子损失, 即更多的粒子进入波纹损失区, 本文工作解除了这种担心. NTM 和通行粒子形成了一系列的共振岛, 但远离边界并不会引起直接粒子损失, 只有局域的再分布. 值得指出的是, 本文结论只对低频率、局域且远离边界的不稳定性模式有效. 聚变堆上高频不稳定性下的 alpha 粒子约束研究需要更多工作, 扰动频率接近 EP 漂移运动频率时更容易形成共振.

参考文献

- [1] Zhuang G, Li G Q, Li J, et al. 2019 *Nucl. Fusion* **59** 112010
- [2] Wan Y X, Li J, Liu Y, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 102009
- [3] Chen J, Jian X, Chan V, et al. 2017 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **59** 075005
- [4] Gorelenkov N N, Pinches S D, Toi K, et al. 2014 *Nucl. Fusion* **54** 125001
- [5] Fasoli A, Gormenzano C, Berk H L, et al. 2007 *Nucl. Fusion* **47** S267
- [6] Pinches S D, Chapman I T, Lauber Ph W, et al. 2015 *Phys. Plasmas* **22** 021807
- [7] White R B, Rutherford P H, Colestock P, et al. 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 2038
- [8] Chapman I T 2011 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **53** 013001
- [9] Igocine V 2015 *Active Control of Magneto-hydrodynamic Instabilities in Hot Plasmas* (Berlin: Springer) p259
- [10] Poli E, Garcia-Munoz M, Fahrbach H, et al. 2008 *Phys. Plasmas* **15** 032501
- [11] Gobbin M, Marrelli L, Fahrbach H, et al. 2009 *Nucl. Fusion* **49** 095021
- [12] Strumberger E, Gunter S, Schwarz E, et al. 2008 *New J. Phys.* **10** 023017
- [13] Garcia-Munoz M, Fahrbach H, Pinches S D, et al. 2009 *Nucl. Fusion* **49** 085014
- [14] Garcia-Munoz M, Martin P, Fahrbach H, et al. 2007 *Nucl. Fusion* **47** L10
- [15] Mynick H E 1993 *Phys. Fluids B* **5** 1471
- [16] Hao B L, Chen W, Cai H S, et al. 2020 *Sci. Sin. Phys. Mech. Astron.* **50** 065201 (in Chinese) [郝保龙, 陈伟, 蔡辉山, 等 2020 中国科学: 物理学 力学 天文学 **50** 065201]
- [17] White R B 2014 *The theory of toroidally confined plasmas* (3th Ed.) (Singapore: World scientific publishing company) p73
- [18] Pankin A, McCune D, Andre R, et al. 2004 *Computer Physics Communications* **159** 157
- [19] Gao X, Wan B N, Song Y T, et al. 2019 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **49** 045202 (in Chinese) [高翔, 万宝年, 宋云涛, 等 2019 中国科学: 物理学 力学 天文学 **49** 045202]
- [20] Yu Q, Gunter S, Scott B D 2003 *Phys. Plasmas* **10** 798
- [21] Wang X J, Yu Q, Zhang X D, et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 016045
- [22] Hao B L, White R B, Gao X, et al. 2019 *Nucl. Fusion* **59** 076040
- [23] Wu B, Hao B L, White R B, et al. 2017 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **59** 025004
- [24] Boozer A H, Kuo-Petravic G 1981 *Phys. Fluids* **24** 851
- [25] Zhao R, Wang Z X, Wang F, et al. 2020 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **62** 115001
- [26] Carolipio E M, Heidbrink W W, Forest C B, et al. 2002 *Nucl. Fusion* **42** 853

Numerical simulation of synergistic effect of neoclassical tearing mode and toroidal field ripple on alpha particle loss in China Fusion Engineering Testing Reactor*

Hao Bao-Long^{1)†} Chen Wei²⁾ Li Guo-Qiang³⁾ Wang Xiao-Jing³⁾
 Wang Zhao-Liang³⁾ Wu Bin³⁾ Zang Qing¹⁾ Jie Yin-Xian¹⁾
 Lin Xiao-Dong¹⁾ Gao Xiang¹⁾ CFETR TEAM

1) (*Advanced Energy Research Center, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China*)

2) (*Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610225, China*)

3) (*Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

(Received 23 November 2020; revised manuscript received 16 January 2021)

Abstract

Confinement of fusion born alpha particles in tokamak is the key issue to burning plasma. Apart from toroidal field ripple, instabilities can induce energetic particles to lose and be redistributed. Based on the parameters of China Fusion Engineering Testing Reactor (CFETR) hybrid scenario, alpha particle distribution and neoclassical tearing mode structure, the alpha particle loss induced under perturbation of ripple and neoclassical tearing mode (NTM) is calculated with the guiding center code ORBIT. The inputs have the initial distribution of alpha particles which is obtained with the TRANSP/NUBEAM code, the static NTM perturbation with different amplitudes which is obtained from TM1 code, and the ripple field from engineering design. The results show that the heat load on last closed flux surface is about 0.1 MW/m², with ripple and collision included. The collisionless stochastic ripple diffusion is the main loss channel of initial alpha particle distribution in the CFETR, and the ripple perturbation has no influence on passing particles. The loss fraction does not increase with the NTM perturbation amplitude increasing, the synergistic effect is negligible. The scanning of ripple amplitude shows that the synergistic effect is slight. The monoenergetic initial distribution of alpha particles can give different types of orbits in the plane of (P_{ζ}, μ) , such as the domains of trapped particle and passing particle, lost particle and confined particle. The trapped fraction of initial alpha particles is about 27%, ripple loss region in phase space is narrow and away from the main trapped particle distribution. The increasing of ripple perturbation in simulation does enlarge the ripple loss domain in the phase space (P_{ζ}, μ) , which is corresponding to a larger ripple loss fraction and has more trapped-passing boundaries. The NTM perturbation does enlarge the orbit excursions of trapped particles, and thus increasing the trapped passing transition near the boundary. The slight synergistic effect in calculation with larger ripple amplitude is explained by ripple loss region having more trapped-passing boundaries, not by the profile flattening of trapped particles. The NTM perturbation and finite collision can transit the passing particle to trapped particle near the boundary. With the help of kinetic Poincare plot, neither direct particle loss nor profile flattening of trapped particles is observed. The loss fraction enhancement can happen only when the profile flattening of trapped particles takes place within the ripple loss region, which is not the case in CFETR. The conclusion of this work contributes a lot to the design of CFETR and the study of alpha particle physics.

Keywords: tokamak, alpha particle, magnetic ripple, neoclassical tearing mode

PACS: 52.20.Dq, 52.55.Pi, 52.65.Cc

DOI: 10.7498/aps.70.20201972

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11905142, 11875290).

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