CFETR α 粒子在纵场波纹扰动下的损失模拟

郝保龙^{1,2*}, 陈伟³, 蔡辉山⁴, 李国强⁵, 王丰⁶, 吴斌⁵, 王进芳⁵, 陈佳乐⁵, 王兆亮⁵, 高翔⁵, CHAN Vincent⁴, CFETR TEAM

1. 深圳大学新能源研究中心, 深圳 518060;

2. 深圳大学光电工程学院, 光电子器件与系统(教育部/广东省)重点实验室, 深圳 518060;

3. 核工业西南物理研究院, 成都 610041;

4. 中国科学技术大学物理学院, 工程与应用物理系, 合肥 230026;

5. 中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031;

6. 大连理工大学物理学院, 大连 116024

*联系人, E-mail: blhao@ipp.ac.cn

收稿日期: 2019-05-08; 接受日期: 2019-08-09; 网络出版日期: 2020-01-07

国家自然科学基金(编号: 11875290, 11905142)和国家重点研发计划(编号: 2017YFE0300500, 2017YFE0300501)资助项目

摘要 托卡马克燃烧等离子体中高能 α 粒子的损失和输运是聚变实验和模拟研究中的关键问题, 纵场磁体分立性导致的磁场波纹扰动可能引起显著的 α 粒子损失. 本文利用粒子导心轨道跟踪程序ORBIT和等离子体输运程序TRANSP/NUBEAM针对中国聚变工程实验堆(CFETR)920 MW混杂运行模式参数进行波纹损失相关的数值模拟, 分别考虑了 α 粒子初始分布、稳态慢化分布、不同碰撞率和不同分布剖面模型, 得到了损失份额、损失位置以及局域热负荷等信息, 结果显示CFETR混杂运行模式下 α 粒子波纹损失引起的局域热负荷约为 0.13 MW/m^2 , 在聚变堆第一壁安全阈值 0.5 MW/m^2 允许范围内, 本文还分别从物理和工程角度讨论了降低波纹损失的途径.

关键词 聚变堆, 托卡马克, α 粒子, 纵场波纹

PACS: 52.55.-s, 28.52.-s, 05.10.-a

1 引言

目前正在物理和工程设计中的中国聚变工程实验堆(CFETR)是我国基于国际热核聚变实验堆计划(ITER)物理设计和工程技术经验基础上计划设计建设的托卡马克(Tokamak)装置, 考虑了工程实验堆和示范验证堆一体化设计, 需要在实验上验证演示稳态氦自

持的聚变发电, 进行聚变科学、材料、部件等方面的前沿研究并建立聚变堆核安全标准体系^[1-3]. 作为D-T燃烧等离子体稳态自持运行的聚变堆, CFETR的科学理论和运行方案需要建立在参考已有装置实验数据、数值模型计算和等离子体物理研究的可靠基础上. 同现有的磁约束装置参数相比, CFETR物理实验有更高的聚变功率、等离子体比压、温度剖面、D-T燃烧率

引用格式: 郝保龙, 陈伟, 蔡辉山, 等. CFETR α 粒子在纵场波纹扰动下的损失模拟. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 065201

Hao B L, Chen W, Cai H S, et al. Fusion α loss due to toroidal field ripple perturbation in CFETR (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 065201, doi: 10.1360/SSPMA-2019-0154

和芯部辐射份额, 且实现高工作循环系数、高参数的稳态燃烧意味着在物理和工程上的挑战也更多. D-T 聚变反应产生的 α 粒子初始能量为3.52 MeV, 高能 α 粒子将能量传递给热电子, 电子再通过碰撞加热背景离子, 慢化后能量较低的氦灰需要排出等离子体约束区以免稀释核燃料. 物理设计期望高能 α 粒子有良好的约束, 否则显著的高能粒子损失不仅降低自加热功率, 且局域分布在第一壁上的热沉积会导致装置运行存在极大安全隐患^[4].

由于有限数目tokamak环向磁体的分立性, CFETR的纵场不是理想轴对称位形, 高能粒子受此磁场波纹扰动导致约束变差. 高能粒子波纹损失有两种途径: 波纹磁阱俘获和随机波纹扩散. 波纹磁阱俘获是当香蕉粒子转折点处的波纹度足够大时, 被环向场波纹形成的局域二级磁阱俘获进而从磁场梯度漂移方向快速损失掉. 随机波纹扩散是即使局域的波纹扰动不够大到形成二级磁阱时, 但由于香蕉粒子在转折点附近与梯度漂移相耦合导致香蕉轨道的不闭合和跨越磁面的偏离, 当这种偏离的幅度足够大或碰撞效应显著时, 粒子轨道会表现出随机扩散行为而逃出约束区. 高能 α 粒子在波纹扰动下可能经历多种机制才逃出约束区^[5].

本文基于CFETR典型运行模式, 对仅有纵场磁体引起的磁场波纹扰动下 α 粒子损失进行详细数值模拟, 评估波纹损失引起的局域热负荷并探讨优化方法. 第2节是工作方法及理论模型. 第3节介绍了CFETR装置和物理参数, 利用TRANSP/NUBEAM程序分析得到 α 粒子初始分布以及经典稳态慢化分布函数, 并利用蒙特卡罗方法取样特征粒子分布用于轨道跟踪计算. 第4节是CFETR工程设计下的纵场波纹度分布, 以及数值重建模型. 第5节详细给出了本文开展的数值模拟,

包括哈密顿磁面坐标系、碰撞系数、纵场方向、 α 粒子初始分布和慢化分布下的波纹损失, 以及不同粒子分布模型对损失的影响. 第6节评估了CFETR α 粒子波纹损失引起的局域热负荷, 并讨论降低波纹损失的途径.

2 研究方法

本文首先针对目前CFETR工程设计中的纵场波纹扰动进行数值重建, 在平衡磁场叠加波纹扰动后的总磁场中跟踪特定分布的高能粒子导心轨道, 并在跟踪粒子导心过程中进行螺距角和能量慢化修正计算, 在一个慢化时间后统计损失和未损失粒子信息作为物理分析, 研究流程如图1所示. 粒子分布函数来自输运程序TRANSP/NUBEAM基于混杂运行模式参数分布的计算, 包括聚变 α 粒子的初始分布和经典稳态慢化分布. 本文求解的粒子导心运动方程是在磁面坐标系下的哈密顿形式, 粒子导心运动由粒子的环向角动量 p_ζ , 能量 E 和磁矩 μ 决定, 平衡磁场在磁面坐标系 (ψ_p, θ, ζ) 中写成共变基形式是 $\mathbf{B} = g \nabla \zeta + I \nabla \theta + \delta \nabla \psi_p$, 粒子导心的哈密顿量是 $H = \rho_{||}^2 B^2 / 2 + \mu B + \Phi$, 其中 $P_{||} = v_{||} / B$, Φ 是电势. 导心运动的哈密顿方程即 $\dot{\theta} = \partial H / \partial p_\theta$, $\dot{p}_\theta = -\partial H / \partial \theta$, $\dot{\zeta} = \partial H / \partial p_\zeta$, $\dot{p}_\zeta = -\partial H / \partial \zeta$ ^[6,7]. 导心跟踪程序ORBIT用四阶Runge-Kutta算法求解哈密顿导心运动方程, 因此选用磁面坐标系的哈密顿表征, 即Boozer坐标系, CFETR平衡位形在此表达如图2所示.

粒子跟踪过程中的碰撞修正系数包括螺距角散射率和碰撞慢化率, 本文基于输运程序TRANSP计算得到碰撞参数如图3和4所示. 由图4可知, 本文基于的运

图1 (网络版彩图)试探粒子导心轨道跟踪程序计算流程

Figure 1 (Color online) The workflow in guiding center code with test particle.

图2 CFETR混杂运行模式平衡位形在磁面坐标系中的哈密顿表征(长度单位m)

Figure 2 The Boozer coordinate of hybrid scenario equilibrium for CFETR (scale unit is m).

行模式中芯部高能粒子的慢化时间为1 s左右. 评估高能粒子与背景等离子体碰撞过程中的螺距角散射可用螺距角定义 $\lambda = v_{\parallel} / v$, $v_{\parallel}$ 是粒子速度平行磁场方向的分量. 粒子导心运动理论中的轨道螺距角散射修正可写为 $\lambda_n = \lambda_0(1 - 2v_d\Delta t) \pm \sqrt{(1 - \lambda_0)2v_d\Delta t}$, 即时间步长 Δt 后螺距角从 λ_0 修正为 λ_n , v_d 是螺距角散射率, 即图3所示螺距散射时间的倒数. 本文Orbit程序工作中关于计算步长取为环向通行一圈的1/200, 即螺距为1的特征能量高能粒子沿大环绕行一周的1/200为计算步长. 粒子

图3 CFETR混杂运行模式下 α 粒子螺距角散射时间随 $x=r/a$ 分布

Figure 3 The distribution of α 's pitch angle scattering time in CFETR hybrid scenario with radial coordinate is $x=r/a$.

图4 CFETR混杂运行模式聚变 α 粒子的慢化时间随 $x=r/a$ 分布

Figure 4 The distribution of α 's slowing down time in CFETR hybrid scenario with radial coordinate is $x=r/a$.

能量慢化修正可写为 $E_n = E_0(1 - v_E\Delta t)$, 即时间步长 Δt 后高能粒子能量从 E_0 修正为 E_n . 能量慢化率 v_E 即图4所示慢化时间的倒数. 碰撞率计算基于NRL等离子体手册^[8]. 为选取特征碰撞率扫描评估不同碰撞率对波纹损失影响, 并节省计算耗时, 本文选取 $r/a=0.5$ 处碰撞率参数, 即螺距角散射时间取6 s, 慢化时间取0.55 s来开展数值模拟.

3 CFETR基本参数及 α 粒子分布

CFETR装置主要参数见表1, 本文基于的混杂运行模式参数剖面分布见图5. 该运行模式设计稳态聚变功率920 MW, 芯部电子温度 $T_e(0)=32$ keV, 密度 $n_e(0)=12 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. 安全因子剖面见图6, 芯部 $q(0)=1.3$, 边界 $q(95)=4.5$. 利用输运程序TRANSP/NUBEAM对等离子体粒子、能量和动量输运模拟计算, 分别得到聚变产

表1 CFETR, ITER和EAST装置主要物理参数对比

Table 1 The main parameters' comparison between CFETR, ITER and EAST

参数	CFETR	ITER	EAST
纵场强度 B_T (T)	6.5	5.3	2
大半径 R (m)	7.2	6.2	1.9
小半径 a (m)	2.2	2.0	0.5
等离子体电流 I_p (MA)	14	15	1
纵场线圈数 N	16	18	16

图 5 (网络版彩图) CFETR 混杂运行模式密度、温度参数分布

Figure 5 (Color online) The radial profiles of plasma parameter of CFETR hybrid scenario.

图 6 (网络版彩图) CFETR 混杂运行模式安全因子分布

Figure 6 (Color online) The profile of safety factor in CFETR hybrid scenario.

物 α 粒子的初始分布和经典稳态慢化分布函数, 其中 α 粒子初始能量为 3.52 MeV, 速度各向同性分布, 初始高能粒子密度分布剖面见图 7, 基于此分布函数用蒙特卡罗方法取样的用于导心跟踪的试探粒子分布如图 8, 从左到右分别是粒子空间格点分布、极向磁通分布、单值能量分布和各向同性螺距分布, 可知初始粒子分布取样合理. 稳态经典慢化的 α 粒子分布见图 9 和 10, 由低能 α 粒子占比较大可知, 该混杂运行模式下的 α 粒子有良好慢化, 即有较好的自加热效果. 基于此慢化分布函数取样的试探粒子分布如图 11 所示, 可知慢化粒子取样合理.

图 7 (网络版彩图) 聚变 α 粒子初始密度分布

Figure 7 (Color online) The density profile of initial fusion α in CFETR.

一般而言, 高等离子体密度和低等离子体温度即对应较高的碰撞率, 会让高能粒子更好地约束在磁面附近, 且慢化时间缩短也减小了时间累计效应对高能粒子损失的影响. 在聚变堆物理设计中, 应避免等离子体参数分布较平缓, 即让初始 α 粒子分布剖面整体聚芯, 因初始位置靠近边界的高能粒子更容易损失. 在没有不稳定性引起显著高能粒子再分布情况下, 等离子体密度剖面基本决定了高能粒子的分布剖面.

4 仅有纵场线圈时引起的磁场波纹扰动模型

实际的 tokamak 磁场位形由于有限数目纵场磁体的分立性是偏离标准轴对称假设的, 沿环向螺旋前进的磁力线会因靠近或远离纵场磁体而有波纹扰动. 装置的总磁场强度可表达为 $B = B_0(1 - \varepsilon \cos \theta)(1 - \delta(r, \theta) \cos N\phi)$, $\varepsilon = r/R$, CFETR 纵场线圈匝数 N 为 16. 环向纵场靠近线圈的地方强度大, 在相邻的线圈中间强度较小, 波纹扰动的幅度定义为 $\delta(r, \theta) = (B_{\max} - B_{\min}) / (B_{\max} + B_{\min})$, 其中 $B_{\max}$ 和 $B_{\min}$ 是极向截面某一点处磁场的最大值和最小值^[4,9-12]. 本文跟踪粒子导心轨道时的总磁场由平衡磁场叠加上仅有纵场线圈引起的周期波纹扰动得到, 磁面坐标系中表达为 $B(\psi_p, \theta, \phi) = B_0(\psi_p, \theta)[1 + \delta \cos(N\phi)]$. 扰动场可根据 CFETR 工程设计参数进行数值重建, 为此采用 TFTR 和 ITER 等同类 D 形截面装置研究发展成熟的函数 $\delta(R, Z) = \delta_0 \exp \left\{ \left[(R - R_{\text{rip}})^2 + b_{\text{rip}} Z^2 \right]^{1/2} / w_{\text{rip}} \right\}$ 来拟合表

图 8 (网络版彩图)对应 α 粒子初始分布取样的样本粒子分布. (a) 空间格点分布; (b) 粒子密度极向磁通分布; (c) 能量分布; (d) 螺距分布

Figure 8 (Color online) The sample particles' distribution corresponding to the initial α . (a) Spatial grid distribution; (b) poloidal flux distribution; (c) energy distribution; (d) pitch distribution.

图 9 (网络版彩图)聚变 α 粒子密度经典慢化分布

Figure 9 (Color online) The classical steady state slowing down distribution of α in CFETR.

图 10 (网络版彩图)聚变 α 粒子经典慢化下的能量和螺距角分布

Figure 10 (Color online) The energy and pitch angle distributions of slowing down α .

达CFETR的纵场波纹扰动, 其中 δ_0 是装置波纹中心的波纹度即最小值, R_{rip} 是波纹中心的径向位置(圆形截面时 R_{rip} 仅是中平面上的波纹度等高线圆形分布的圆心径向位置, D形纵场磁体不同水平面的波纹极值径向位置 $R_{\text{rip}}=a+bZ^2$ 是位置 Z 的抛物线函数), b_{rip} 是波纹度分布几何形状的椭圆率, w_{rip} 是波纹扰动特征长度^[13,14]. CFETR纵场磁体引起的磁场波纹度分布如图12所示, 等离子体约束区波纹度最大值即外中平面处的波纹度

约为0.352%, 满足tokamak装置设计的一般要求, 即波纹度最大值小于0.5%^[9].

利用上述波纹度拟合公式拟合图12中的工程设计参数, 得到相关系数如表2所示. 由表2中各个装置波纹度拟合系数对比可知, CFETR波纹中心值比同类聚变堆ITER装置设计结果大1个量级, 波纹度几何分布的椭圆率小1个量级, 波纹扰动特征尺度稍大. 因此,

图 11 (网络版彩图)对应 α 粒子经典稳态慢化分布取样的样本粒子分布. (a) 空间格点分布; (b) 粒子密度极向磁通分布; (c) 能量分布; (d) 螺距分布

Figure 11 (Color online) The sample particles' distribution corresponding to the slowing down α . (a) Spatial grid distribution; (b) poloidal flux distribution; (c) energy distribution; (d) pitch distribution.

图 12 (网络版彩图) CFETR装置仅考虑纵场磁体时的波纹度分布

Figure 12 (Color online) The toroidal field ripple distribution of CFETR considering TF coils only.

CFETR目前工程设计版本中的纵场波纹扰动最大值虽然满足一般tokamak装置设计要求, 但整体波纹扰动较ITER大.

图13和14分别是装置不同纵、横截面的波纹度工程数据和上述数值模型重建数据对比, 由此可知, 等离子体约束区内波纹扰动场的数值重建准确度高. 图15(a)是根据波纹拟合公式数值重建后的等离子体约束区波纹度分布, 图15(b)是工程设计参数的分布,

表 2 CFETR与相关装置波纹度拟合系数

Table 2 The fitting parameters of ripple function between CFETR, ITER and EAST

项目	CFETR	ITER	EAST
δ_0	1.57×10^{-5}	3.75×10^{-6}	1.26×10^{-4}
$R_0 = a + bZ^2$ (m)	$6 + 0.062Z^2$	$6.75 - 0.034Z^2$	$1.71 - 0.18Z^2$
b_{rip}	0.021	0.26	0.26
w_{rip} (m)	0.63	0.53	0.15

同样可知LCFS(最后闭合磁面)内上述拟合公式可很好地重建实际波纹扰动.

5 导心轨道程序关于波纹损失的模拟计算

5.1 纵场方向对波纹损失的影响

环形磁约束装置模拟程序中, 一般规定纵场和等离子体电流的正值方向是俯视逆时针, 负值方向是俯视顺时针. 环向磁场方向为俯视顺时针时, 高能粒子的磁场梯度漂移和曲率漂移方向朝下, 反之朝上. 纵场方向主要决定了高能粒子第一轨道损失和波纹损失的极向沉积位置. 图16(a)是纵场正向时 α 粒子初始分布下波纹损失极向沉积位置, 局域分布在外中平面上方, 图16(b)是纵场反向时局域分布在外中平面下方.

图 13 (网络版彩图) CFETR装置波纹度不同Z截面工程数据和数值拟合结果对比. (a) $Z=1$; (b) $Z=2$; (c) $Z=3$; (d) $Z=4$

Figure 13 (Color online) The ripple comparison between engineering design and fitting curve in different Z planes of CFETR. (a) $Z=1$; (b) $Z=2$; (c) $Z=3$; (d) $Z=4$.

图17是纵场俯视顺时针时, 外中平面处发射的通行粒子和捕获粒子运动轨道示意图, 在波纹扰动影响下的捕获粒子外径向运输过程中, 逃出LCFS即定义为损失的极向位置位于外中平面下方. 此外, 通过高能粒子损失极向位置分布范围可以评估高能粒子损失发生的时间尺度, 对于因碰撞和波纹扰动叠加后时间累积效应显著的损失过程, 其损失位置靠近外中平面处, 即极向角为零处. 对于损失过程更迅速的第一轨道损失, 沉积位置的极向角会分布在较大的区域. 高能粒子损失的极向角分布越宽, 说明损失过程越迅速.

表3统计的是在CFETR平衡位形下通过设定不同纵场方向, 不同碰撞率参数, 得到的不同 α 粒子分布下的波纹损失份额, 损失份额在本文中定义为损失粒子与初始跟踪样本粒子总数的比值. 由计算结果可知纵场方向对波纹损失份额没有影响. 需要注意的是, CFETR偏滤器位形是下单零, 为满足此时X点附近粒子漂移方向朝上的要求, CFETR纵场必须是正向, 即

俯视逆时针, 下述工作算例即基于此开展.

5.2 初始分布下的波纹损失

D-T聚变反应产物3.52 MeV能量的 α 粒子初始分布是单能各向同性, 分布剖面决定于背景等离子体参数, 如图7所示, 蒙特卡罗取样粒子分布如图8所示. 基于此初始 α 粒子分布, 本文在上述波纹扰动叠加后的总磁场位形中, 一个慢化时间内跟踪粒子轨道, 并考虑高能粒子和背景等离子体的碰撞修正, 得到损失份额见表4, col是高能粒子的螺距角散射率 $\nu_{pa}=0.167 \text{ s}^{-1}$, drag是能量慢化率 $\nu_e=1.82 \text{ s}^{-1}$.

由表4统计的波纹损失计算结果可知, 同一初始 α 粒子分布, 不同碰撞率下的第一轨道损失份额一致. 第一轨道损失定义为高能粒子在磁场中发射后完成一个极向运动周期前损失, 该损失过程快速, 远比碰撞时间尺度小, 也比波纹损失时间尺度小, 因此表4中统计的第一轨道损失份额不受碰撞率影响. 非第一轨道损

图 14 (网络版彩图) CFETR装置波纹度不同 R 截面工程数据和数值拟合结果对比. (a) $Z=0$; (b) $R=5$ m; (c) $R=7.2$ m; (d) $R=9.4$ m
Figure 14 (Color online) The ripple comparison between engineering design and fitting curve in different R planes of CFETR. (a) $Z=0$; (b) $R=5$ m; (c) $R=7.2$ m; (d) $R=9.4$ m.

失受碰撞影响显著, 在等离子体参数对应的基准碰撞率下, 初始 α 粒子分布对应的损失粒子份额在3.69%, 程序定义逃出最后闭合磁面即损失. 波纹扰动叠加碰撞效应的时间累计可显著增大粒子损失份额, 由表4前5行计算结果可知, 螺距角散射对波纹损失的影响远比能量慢化显著. 为此, 扫描 α 粒子的螺距角散射率, 螺距角散射率减半可对应等离子体的有效电荷 z_{eff} 减半, 螺距角散射率加倍可对应 z_{eff} 加倍, 本文没有发现在合理范围内增大螺距角散射率引起 α 粒子波纹损失份额的饱和现象. 由表4的第3行和第5行算例可知, α 粒子分布的能量越高, 波纹损失越显著.

损失粒子的信息如图18和19, 从左到右依次是损失粒子的极向沉积位置, 初始径向位置分布, 损失粒子的能量及对应的损失时间, 损失粒子份额随时间的演化. 损失份额是损失粒子数和初始样本粒子数的比值. 图中时间单位是螺距 $\nu_{\parallel}/\nu=1$ 时, 3.52 MeV的 α 粒子在磁轴上沿装置大环一周的时间, 一个慢化时间约

250000个环向运行周期. 由两图数据对比可知, 损失粒子中的约90%是波纹扰动叠加碰撞效应引起的延迟损失, 即非第一轨道损失. 第一轨道损失分布在中平面上方较宽的极向角范围内, 对应损失过程较快速. 波纹损失粒子分布在外中平面上部的较小极向角范围内, 是波纹扰动叠加碰撞效应的时间累计引起的. 损失粒子的初始极向位置都分布在边界, 说明粒子分布位置越靠近边界, 越容易损失. 损失粒子的能量和损失时间对应关系说明粒子能量越高, 越容易损失.

图20和21是初始 α 粒子在波纹损失计算前后的分布, 同样可推断出波纹损失粒子的初始位置靠近边界, 粒子的能量分布由初始粒子的单能3.52 MeV分布因慢化过程中的螺距角散射有展宽. 初始 α 粒子来自D-T聚变反应, 本文混杂运动模式的等离子体聚变功率约920 MW. 初始聚变功率的约20%由 α 粒子携带, 初始 α 粒子分布中有3.69%的粒子通过第一轨道损失和波纹损失局域分布在最后闭合磁面, 由于LCFS离装置第一

图 15 (网络版彩图) CFETR装置波纹扰动数值重建(a)与工程设计参数分布对比(b)

Figure 15 (Color online) The ripple contour comparison between fitting results (a) and engineering design (b).

图 16 (网络版彩图) CFETR不同纵场方向时的 α 粒子波纹损失极向分布. (a) 正向; (b) 反向

Figure 16 (Color online) The poloidal distribution of lost α in CFETR for different toroidal field directions. (a) Positive; (b) negative.

图 17 (网络版彩图)负值纵场时低场侧高能离子轨道漂移方向示意图. (a) 捕获粒子; (b) 通行粒子
Figure 17 (Color online) The trajectory of trapped (a) and passing particles (b) launched from the low field side with toroidal field direction is clock wise and I_p is counter clock wise.

表 3 CFETR不同纵场方向时的 α 粒子波纹损失

Table 3 The α ripple loss with different toroidal field directions of CFETR

纵场 B_z 方向	稳态慢化分布		初始分布	
	col & drag (%)	2*col & drag (%)	col & drag (%)	2*col & drag (%)
B_z 正向	1.71	2.30	3.69	4.77
B_z 负向	1.44	2.29	3.85	5.46

壁非常接近, 可以可靠地假设损失粒子在LCFS的局域分布接近在第一壁上的分布. 由于损失粒子经历碰撞慢化, 并不会把携带的初始能量全部沉积在第一壁上, 因此评估波纹损失热负荷时需要得到能量损失份额. 本算例中跟踪样本粒子数10000, 初始能量都是3.52 MeV, 损失粒子份额3.69%, 损失粒子能量累加值

与初始粒子能量累加值之比即能量损失份额2.59%. 损失功率约为 $920 \text{ MW} \times 0.2 \times 2.59\% = 4.76 \text{ MW}$, 估算局域沉积面积时可以先假设损失粒子环向均匀分布, 由图18可假设损失沉积带为半径 $R=9.25 \text{ m}$ 的圆柱侧面积, 带高1.6 m, 沉积面积为 $2\pi \times R \times \delta Z = 93 \text{ m}^2$, 损失 α 粒子引起的环向均匀、极向局域分布的热负荷约为 $4.76 \text{ MW} / 93 \text{ m}^2 = 0.05 \text{ MW/m}^2$. 损失粒子的环向位置分布如图22所示, 可以看出损失粒子在环向分布有明显局域性, 按2倍环向局域倍数来推算环向、极向都有局域性的热负荷约为 0.1 MW/m^2 .

值得注意的是, 聚变功率对应的初始 α 粒子分布中有3.69%份额的粒子经历慢化并通过第一轨道损失和波纹损失机制沉积在第一壁上, 不参与 α 粒子慢化分布的形成, 是该等离子体参数下在第一壁上始终存在的局域热负荷.

表 4 CFETR初始 α 粒子分布下波纹损失对碰撞依赖关系

Table 4 The dependence of α particle ripple loss on collisions with CFETR initial distribution

$v_{pa} \text{ (s}^{-1}\text{)}$	$v_e \text{ (s}^{-1}\text{)}$	第一轨道损失 (%)	非第一轨道损失 (%)	总损失 (%)
0 * col	0 * drag	0.45	0.98	1.43±0.12
0 * col	1 * drag	0.45	0.88	1.33±0.11
1 * col	0 * drag	0.44	3.80	4.24±0.21
0.5 * col	1 * drag	0.44	2.86	3.30±0.18
1 * col	1 * drag	0.44	3.25	3.69±0.19
2 * col	1 * drag	0.44	4.33	4.77±0.22
6 * col	1 * drag	0.44	7.33	7.77±0.28
10 * col	1 * drag	0.44	10.57	11.01±0.33

图 18 (网络版彩图)初始 α 粒子分布在波纹扰动下的总损失粒子信息. (a) Orbit程序损失粒子位置; (b) 损失粒子初始位置和损失时间; (c) 损失粒子能量和时间; (d) 损失份额演化

Figure 18 (Color online) The whole lost particles' distribution of initial α . (a) Orbit code lost particle's position; (b) initial position of lost particle and lost time; (c) energy of lost particle; (d) loss fraction evolution.

图 19 (网络版彩图)初始 α 粒子分布在波纹扰动下非第一轨道损失的粒子信息. (a) Orbit程序损失粒子位置; (b) 损失粒子初始位置和损失时间; (c) 损失粒子能量和时间; (d) 损失份额演化

Figure 19 (Color online) The delayed loss of α due to collision and ripple perturbation. (a) Orbit code lost particle's position; (b) initial position of lost particle and lost time; (c) energy of lost particle; (d) loss fraction evolution.

5.3 慢化分布下的波纹损失

α 粒子的稳态分布决定聚变堆中很多关键问题, 如自加热效率和氦灰源, 在聚变实验堆阶段, α 粒子的自加热份额期望占到总加热功率的60%左右, 示范堆阶

段期望达到90%, 高能离子比压占等离子体总比压的0.2–0.4, 因此理解稳态分布的 α 粒子在燃烧等离子体中的物理行为以及探索控制方法, 是CFETR物理设计能否达到预期目标的关键问题之一. 为评估CFETR稳

图 20 (网络版彩图)初始 α 粒子分布在导心程序中取样粒子分布信息. (a) 极向磁通径向分布; (b) 能量分布; (c) 螺距角分布
Figure 20 (Color online) The sample particle distribution of initial α distribution in ORBIT code before calculation. (a) Poloidal flux distribution; (b) energy distribution; (c) pitch distribution.

图 21 (网络版彩图)导心程序ORBIT跟踪样本粒子一个慢化时间后的剩余粒子分布信息. (a) 极向磁通径向分布; (b) 能量分布; (c) 螺距角分布

Figure 21 (Color online) The sample particle distribution in ORBIT code after one slowing down time tracing. (a) Poloidal flux distribution; (b) energy distribution; (c) pitch distribution.

态运行时 α 粒子波纹损失, 本工作基于图9–11中的 α 粒子经典稳态慢化分布, 在上述波纹扰动叠加后的总磁场位形中, 一个慢化时间内跟踪粒子分布, 并进行高能粒子和背景等离子体之间的碰撞修正, 得到损失份额见表5, v_{pa} 和 v_e 仍取前述算例中碰撞系数.

由表5可知, 稳态 α 粒子分布下的第一轨道损失不

受碰撞率影响, 且比初始分布小, 原因是 α 粒子有部分慢化, 能量越高, 第一轨道损失越小, 同理, 波纹损失因 α 粒子慢化分布下整体能量分布较小而较小. 总的粒子损失份额在1.71%, 碰撞率对波纹损失的影响同第5.2节的物理分析一致. 该分布下粒子损失信息见图23, 可知由于慢化 α 粒子能量较初始分布低, 损失粒子分

图 22 (网络版彩图)波纹扰动计算中损失 α 粒子的环向位置分布

Figure 22 (Color online) The toroidal distribution of lost α in ripple loss calculation.

布在更窄的极向角范围内, 对应较慢的时间累计损失过程. 损失粒子的初始极向位置靠近边界. 慢化 α 粒子波纹损失计算前后样本粒子分布见图24和25, 对比图23(c)可知, 稳态慢化 α 粒子分布中的高能部分需要在慢化过程中逐渐通过波纹损失机制逃出等离子体约束区.

由图23可估算波纹损失局域沉积带为半径 $R=9.3$ m的圆柱侧面积, 带高 1.5 m, 沉积带面积为 $2\pi \times R \times \Delta Z = 87$ m². 为评估慢化 α 粒子分布下的波纹损失功率, 本文基于图7和9中 α 粒子初始分布和慢化分布的对比, 可知 α 粒子就地慢化模型适用. 由本混杂运行模式稳态聚变功率 920 MW, 算例取样本粒子数 20000 , 初始能量 3.52 MeV的 20000 粒子对应 920 MW $\times 0.2$, 利用

慢化分布形成后的 20000 粒子能量累加值与初始能量累加值的比即可得到慢化 α 粒子分布对应的功率, 即 920 MW $\times 0.2 \times 0.418 = 76.92$ MW. 另外, 通过CFETR运行参数下 α 粒子慢化时间在秒量级也可近似得到上述慢化粒子分布所携带的功率. 由图24和25可知慢化粒子分布对应的粒子损失份额接近能量损失份额, 同 α 粒子初始分布算例分析一样, 在环向局域性2倍近似下可得到局域热负荷为 0.03 MW/m².

在MHD静默等离子体中, 形成稳态慢化 α 粒子分布的过程包括初始能量的 α 粒子不断产生, 也包括部分慢化和氦灰累积的过程. 初始分布 α 粒子波纹损失的热负荷是稳态运行时始终存在的, 没损失的初始分布中的 α 粒子参与形成慢化分布, 该分布下的粒子也经历波纹损失过程, 二者对第一壁的热负荷沉积位置和面积基本一致, 因此基于上述计算得到的 α 粒子波纹损失引起的总的第一壁局域热负荷在 0.13 MW/m².

5.4 不同分布剖面模型下的波纹损失

由上述工作可知不同 α 粒子分布剖面影响波纹损失, 为定量评估, 本文采用多种简化的径向分布模型, 即初始能量 3.52 MeV, 螺距角各向同性分布, 计算模型和结果如图26和表6中所统计. $(1-(r/a)^{1.3})^2$ 函数是拟合图7中的 α 粒子密度剖面得到的 r/a 是中平面上的归一化小半径, 比此剖面更聚芯的是 $(1-(r/a)^{1.3})^4$ 和 $(1-(r/a)^{1.3})^6$, 剖面更展宽的是 $(1-(r/a)^{1.3})$. 为评估锯齿模不稳定性所引起的 α 粒子再分布情况下的波纹损失, 本工作还构建平坦分布模型 $(1-(r/a)^2)$ 和 $(1-(r/a)^6)$, 该模型可以和输运程序TRANSP对氦氘聚变模拟得出的相关结果近似类比分析, 发生锯齿模不稳定性之后, α 粒子

表 5 CFETR慢化 α 粒子分布下波纹损失对碰撞依赖关系

Table 5 The dependence of α particle ripple loss on collisions with CFETR slowing down α

v_{pa} (s ⁻¹)	v_e (s ⁻¹)	First orbit loss (%)	Delayed loss (%)	Total loss (%)
0 * col	0 * drag	0.02	0.18	0.20 $\pm$ 0.045
0 * col	1 * drag	0.02	0.15	0.17 $\pm$ 0.041
1 * col	0 * drag	0.02	1.56	1.58 $\pm$ 0.12
0.5 * col	1 * drag	0.02	1.07	1.09 $\pm$ 0.10
1 * col	1 * drag	0.02	1.69	1.71 $\pm$ 0.13
2 * col	1 * drag	0.02	2.28	2.30 $\pm$ 0.15
6 * col	1 * drag	0.02	4.16	4.18 $\pm$ 0.20
10 * col	1 * drag	0.02	5.71	5.73 $\pm$ 0.23

图 23 (网络版彩图) 稳态慢化 α 粒子分布在波纹扰动下的总损失粒子信息. (a) Orbit程序损失粒子位置; (b) 损失粒子初始位置和损失时间; (c) 损失粒子能量和时间; (d) 损失份额演化

Figure 23 (Color online) The lost particle's distribution of slowing down α in ripple loss calculation. (a) Orbit code lost particle's position; (b) initial position of lost particle and lost time; (c) energy of lost particle; (d) loss fraction evolution.

图 24 (网络版彩图) 导心跟踪程序中对稳态慢化 α 粒子准备计算前的分布. (a) 极向磁通径向分布; (b) 能量分布; (c) 螺距角分布

Figure 24 (Color online) The sample particle distribution of slowing down α in guiding center code before tracing. (a) Poloidal flux distribution; (b) energy distribution; (c) pitch distribution.

分布向等离子体边界扩展并趋于平坦分布.

由表6统计计算结果可知, α 粒子分布剖面越聚芯, 粒子损失份额越小, 分布剖面越展宽, 损失越大, 原因是高能粒子越靠近边界, 在捕获粒子轨道宽度和波纹度分布影响下越容易损失, 即波纹扰动幅度从波纹中

心朝边界 e 指数增大.

6 讨论及结论

判断聚变堆高能粒子损失是否可接受的主要判据

图 25 (网络版彩图) 导心跟踪程序中对稳态慢化 α 粒子计算后的分布. (a) 极向磁通径向分布; (b) 能量分布; (c) 螺距角分布
Figure 25 (Color online) The sample particle distribution in guiding center code after one slowing down time tracing. (a) Poloidal flux distribution; (b) energy distribution; (c) pitch distribution.

图 26 (网络版彩图) 不同 α 粒子径向分布模型. (a) α 粒子初始剖面; (b) α 粒子展平剖面
Figure 26 (Color online) The different profiles of α particle distribution. (a) Fusion α source profile; (b) fusion α source broaden profile.

是损失 α 粒子引起的局域热负荷是否在装置第一壁安全阈值内, 以及损失的聚变功率是否影响物理设计目标. 本文基于CFETR混杂运行模式参数和工程设计下的纵场波纹度分布, 在慢化时间尺度内研究不同 α 粒子分布下的波纹损失, 得到仅有纵场磁体时的波纹扰

动下 α 粒子初始分布和慢化分布共同在外中平面上部引起的局域热负荷为 0.13 MW/m^2 . CFETR概念设计中另一种运行模式是稳态方案, 即完全非感性运行, 该设计方案的安全因子分布如图27所示, 对比图6可知, CFETR两种运行方案中边界安全因子分布接近. 纵场

表 6 CFETR不同 α 粒子初始分布剖面的波纹损失计算结果**Table 6** The ripple loss calculation results with different α particle profiles in CFETR

α deposited profile	First orbit loss (%)	Delayed loss (%)	Total loss (%)
$(1-(r/a)^{1.3})^6$	0.0	0.06	0.06 ± 0.02
$(1-(r/a)^{1.3})^4$	0.0	0.43	0.43 ± 0.06
$(1-(r/a)^{1.3})^2$	0.25	2.56	2.81 ± 0.17
$(1-(r/a)^{1.3})$	1.56	6.90	8.46 ± 0.29
$(1-(r/a)^2)$	1.90	7.76	9.66 ± 0.31
$(1-(r/a)^6)$	3.43	11.01	14.44 ± 0.38

图 27 (网络版彩图) CFETR稳态运行模式安全因子分布**Figure 27** (Color online) The safety factor's distribution of CFETR steady state scenario.

波纹扰动引起的捕获粒子香蕉轨道转折点的径向位移振幅 $\Delta r \propto q^{1.5}$ 。由于CFETR两种设计运行方案参数和等离子体几何形状接近,因此 α 粒子分布函数和等离子体约束区波纹度分布接近。由上述工作知波纹损失粒子的初始径向位置位于边界附近,因此两种运行方案下的波纹损失水平接近。

关于CFETR高能粒子损失引起的装置第一壁局域热负荷安全评估,目前参考ITER设计结果是可靠的,其无特殊限制器防护的第一壁热负荷安全阈值在 0.5 MW/m^2 ,背景等离子体辐射和中子沉积引起的热负荷占约 0.2 MW/m^2 ,CFETR上述计算结果在装置安全阈值以内。考虑可能的MHD不稳定性和工程建设安装过程引起的进一步粒子损失和沉积局域性,基于本文模拟研究认为CFETR有必要从物理和工程设计角度进一步优化以为

装置第一壁的热负荷安全留够动态余量^[10]。

物理设计的优化方向有优化背景等离子体参数分布,使 α 粒子聚芯分布,即远离边界;降低高能粒子和背景等离子体的碰撞率;适当提高等离子体电流;增大外gap,即让等离子体尽可能处于低波纹度区,但由于要减小等离子体尺寸,可能对聚变堆物理目标实现不利,需要折中考虑。

工程设计的优化方向有增大装置纵场和增加环向磁体数目,这两个方法都费用昂贵且需要依赖相关材料科学进展,可保留可能性。目前为弥补纵场线圈数目少、波纹度大而发展的主流概念是考虑铁素体钢插件以及在氦增殖包层模块中引入铁素体钢材料,相关数值分析和实验验证工作在ITER, DIII-D得到广泛开展^[15]。

值得注意的是,铁素体钢插件和聚变堆包层模块引入之后在物理分析上有两个关键问题。第一是这种复杂局域性的非周期磁场扰动难以用简单的谐波级数展开,需要准确对总磁场进行数值重建。第二是高能粒子回旋效应,即评估聚变堆中 α 粒子与磁场波纹回旋共振效应是否显著,其可以理解为波纹扰动波长的 $1/2\pi$ 倍与特征粒子的回旋半径是否可比。以CFETR参数为例, $\lambda/2\pi = k_{\parallel}^{-1} \simeq R/N = 7.2 \text{ m}/16 = 0.45 \text{ m}$,聚变 α 粒子的回旋半径约在 4.2 cm ,因此仅考虑纵场线圈引起的磁场波纹扰动时可以忽略 α 粒子的回旋运动,本文采用的粒子导心跟踪模型可以很好地预测高能粒子损失。考虑到铁素体钢插件和氦增殖包层模块引入的局域波纹扰动空间特征尺度会更小,使得 α 粒子约束的回旋效应较可能突出。因此,在装置总磁场波纹扰动下同时利用粒子轨道导心模型和全轨道模型评估 α 粒子损失对CFETR工程和物理设计十分关键^[16,17]。

高能粒子损失通道除了第一轨道损失和波纹损失外,还有不稳定性扰动,研究给定不稳定性扰动引起高能粒子损失的标准方法之一是试探粒子模型,更复杂的模型需要考虑模式之间耦合以及模式与高能粒子之间耦合的非线性混合模型。试探粒子模型中AEs引起的高能粒子损失研究开展了较多的工作^[18-20],研究认为单个n模式引起高能粒子轨道混沌即显著损失的扰动幅度量级在 $\delta B_r/B \sim 10^{-3}$,多个n模式叠加时随机阈值会降到 $\delta B_r/B \sim 10^{-4}$ 以下。不稳定性扰动除了引起高能粒子损失外,还可能改变高能粒子分布剖面,这种径

向再分布会增大波纹损失, 如本文 5.4 节工作, 即 α 分布剖面展宽会显著增大波纹损失. 目前聚变堆高能粒子损失研究还是一个很开放的课题, 主要原因是燃烧等离子体是一个复杂的自组织系统^[4].

参考文献

- 1 Gao X, Wan B N, Song Y T, et al. Progress on CFETR physics and engineering (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2019, 49: 045202 [高翔, 万宝年, 宋云涛, 等. CFETR 物理与工程研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2019, 49: 045202]
- 2 Wan Y X, Li J, Liu Y, et al. Overview of the present progress and activities on the CFETR. *Nucl Fusion*, 2017, 57: 102009
- 3 Wan B N, Ding S Y, Qian J P, et al. Physics design of CFETR: Determination of the device engineering parameters. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2014, 42: 495–502
- 4 Fasoli A, Gormenzano C, Berk H L, et al. Chapter 5: Physics of energetic ions. *Nucl Fusion*, 2007, 47: S264–S284
- 5 Hao B L. The Study of Beam Injected Fast Ions Loss on EAST (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Hefei: University of Science and Technology of China, 2018 [郝保龙. EAST 中性束注入下快离子损失研究. 博士学位论文. 合肥: 中国科学技术大学, 2018]
- 6 White R B. The Theory of Toroidally Confined Plasmas. 3rd ed. Singapore: World Scientific Publishing Company, 2014
- 7 White R B. Canonical Hamiltonian guiding center variables. *Phys Fluids B-Plasma Phys*, 1990, 2: 845–847
- 8 Huba J. NRL: Plasma Formulary. Technical Report, Naval Research Laboratory, Washington DC, 2004. 73
- 9 Wesson J. Tokamaks. New York: Oxford University Press, 2011
- 10 ITER Physics Expert Group on Energetic Particles Current. Chapter 5: Physics of energetic ions. *Nucl Fusion*, 1999, 39: 2471–2495
- 11 Kikuchi M. Fusion Physics. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2012. 535–590
- 12 Tobita K, Tani K, Nishitani T, et al. Fast ion losses due to toroidal field ripple in JT-60U. *Nucl Fusion*, 1994, 34: 1097–1109
- 13 Redi M H, Zarnstorff M C, White R B, et al. Collisional stochastic ripple diffusion of α particles and beam ions on TFTR. *Nucl Fusion*, 1995, 35: 1191–1211
- 14 Redi M H, Budny R V, McCune D C, et al. Simulations of α particle ripple loss from the International Thermonuclear Experimental Reactor. *Phys Plasmas*, 1996, 3: 3037–3042
- 15 Äkäslompolo S, Kurki-Suonio T, Asunta O, et al. ITER fast ion confinement in the presence of the European test blanket module. *Nucl Fusion*, 2015, 55: 093010
- 16 Kramer G J, McLean A, Brooks N, et al. Simulation of localized fast-ion heat loads in test blanket module simulation experiments on DIII-D. *Nucl Fusion*, 2013, 53: 123018
- 17 McClements K G. Full orbit computations of ripple-induced fusion α -particle losses from burning tokamak plasmas. *Phys Plasmas*, 2005, 12: 072510
- 18 Bernabei S, Budny R V, Fredrickson E D, et al. The combined effect of EPs and TAEs on energetic ion confinement and sawtooth stabilization. *Nucl Fusion*, 2001, 41: 513–518
- 19 Duong H H, Heidbrink W W, Strait E J, et al. Loss of energetic beam ions during TAE instabilities. *Nucl Fusion*, 1993, 33: 749–765
- 20 Fredrickson E D, Crocker N A, Darrow D S, et al. Fast-ion energy loss during TAE avalanches in the National Spherical Torus Experiment. *Nucl Fusion*, 2013, 53: 013006

Fusion α loss due to toroidal field ripple perturbation in CFETR

HAO BaoLong^{1,2*}, CHEN Wei³, CAI HuiShan⁴, LI GuoQiang⁵, WANG Feng⁶, WU Bin⁵,
WANG JinFang⁵, CHEN JiaLe⁵, WANG ZhaoLiang⁵, GAO Xiang⁵,
CHAN Vincent⁴ & CFETR TEAM

¹ Advanced Energy Research Center, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China;

² Key Laboratory of Optoelectronic Devices and Systems of Ministry of Education and Guangdong Province, College of Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China;

³ Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China;

⁴ School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;

⁵ Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China;

⁶ School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China

The key issue of burning plasma in tokamak is the loss and confinement of the energetic particles, and one of the loss channels is the perturbation due to discrete toroidal field coils. The work investigated the α ripple loss of CFETR hybrid scenario with plasma transportation code TRANSP/NUBEAM and guiding center code ORBIT, which have considered the initial α distribution, classical steady state slowing down distribution and other models. The results of the work can give the information of the lost particles, including the lost position, fraction and localized heat load on the wall. The study reveals the heat load on CFETR is about 0.13 MW/m^2 , which is below the safety threshold of ITER, 0.5 MW/m^2 , and the paper also gives the direction to reduce the α ripple loss.

fusion reactor, tokamak, α particle, toroidal field ripple

PACS: 52.55.-s, 28.52.-s, 05.10.-a

doi: [10.1360/SSPMA-2019-0154](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2019-0154)