

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

CFETR 参数下 α 粒子慢化过程的数值模拟*吴相凤 王丰[†] 林展宏 陈罗玉 于召客 吴凯邦 王正涵

(大连理工大学物理学院, 大连 116024)

(2023 年 4 月 29 日收到; 2023 年 6 月 8 日收到修改稿)

氘氚聚变产生的高能 α 粒子是维持未来托卡马克反应堆等离子体高温的主要加热源, 良好的 α 粒子约束对于维持稳态燃烧等离子体至关重要. 在持续发生聚变反应的系统中, α 粒子远离热平衡, 呈现非麦克斯韦分布. 如果忽略轨道效应, 基于局域库仑碰撞的假设可以得到 α 粒子的经典慢化分布, 然而由于 α 粒子存在较大的漂移轨道宽度, 空间输运不容忽视, 为得到更为准确的 α 粒子分布函数, 需要开展相关的数值计算. 本文使用模拟程序 PTC (particle tracer code) 在中国聚变工程试验堆 (CFETR) 不同的放电模式下, 采用粒子轨道跟踪和蒙特卡罗碰撞方法, 对 α 粒子慢化过程进行了数值模拟, 获得了更为真实的 α 粒子分布函数, 并将其与经典慢化分布进行了对比. 结果显示分布函数在中等能量附近和经典慢化分布存在较大差异. 进一步的分析表明, 这是由于中等能量下 α 粒子的较强的径向输运引起的. 本文的研究结果对准确评估 α 粒子加热背景等离子体的能力具有重要参考价值.

关键词: 托卡马克, α 粒子, 慢化分布**PACS:** 52.50.Gj, 52.55.Fa, 52.55.Pi, 52.65.-y**DOI:** 10.7498/aps.72.20230700

1 引言

氘氚聚变反应是目前最有希望实现商业化应用的聚变反应之一^[1,2]. 随着国际热核聚变实验堆 (ITER) 工程的持续推进, 人们开始关注在 ITER 之后的聚变装置的设计和建造问题, 以便尽早地实现聚变能源商业化^[3,4]. 中国聚变工程试验堆 (CFETR) 将作为 ITER 和聚变电站商用示范堆 (DEMO) 之间的关键衔接点, 以推进中国聚变能源发展, 推动聚变能源商业化进程, 以及实现可持续地清洁能源方面发挥重要作用^[5,6].

在 CFETR 燃烧等离子体中, 因聚变生成的携带有 200 MW 聚变功率的 α 粒子是加热等离子体的主要方式之一, 然而, 这些高能量的 α 粒子只有被有效慢化才能起到维持等离子体自持燃烧的作用

用^[7-10]. 在氘氚等离子体中关于 3.5 MeV 的 α 粒子在等离子体中的慢化分布或能量沉积的研究已经进行了半个多世纪^[11-15]. α 粒子慢化过程中, 在非均匀磁场中漂移并受到电子和离子的摩擦以及与背景离子的角度散射, 基于局域库仑碰撞假设求解福克-普朗克方程的稳态解可以得到经典慢化分布^[16,17], 它被广泛应用于包括 α 粒子、中性束注入粒子等在内的快离子相关物理研究, 如加热、电流驱动、快离子与 Alfvén 本征模的相互作用及快离子输运等^[18-21]. 然而这种慢化分布具有一定局限性, 在真实情况下, 轨道效应和空间输运是不可忽略的, 同时, 粒子漂移轨道宽度也会影响 α 粒子在等离子体中的输运^[20-22]. 这种简化模型无法准确描述 α 粒子的行为, 有必要采用更丰富的物理模型描述非局域的 α 粒子慢化过程^[23,24].

为了探索 α 粒子的慢化过程, 本文回顾了经

* 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2022YFE03090000)、国家自然科学基金 (批准号: 11975068) 和大连理工大学基本科研业务费 (批准号: DUT22LK18) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: fengwang@dlut.edu.cn

典慢化分布理论模型并采用数值模拟方法进行对比分析. 在数值模拟方面使用粒子轨道追踪耦合蒙特卡罗模拟程序 PTC (particle tracer code)^[25] 在 CFETR 稳态运行模式和混杂运行模式下对 α 粒子的慢化过程进行了计算, 模型考虑了粒子的有限轨道效应以及新经典输运, 采用蒙特卡罗方法计算 α 粒子与背景等离子体之间的库仑碰撞, 得到了等离子体平衡条件下 α 粒子的慢化分布函数. 同时, 统计了 α 粒子热化和损失的比例, 计算了 α 粒子对背景等离子体的加热功率, 并得到了 α 粒子的总体粒子约束时间和能量约束时间. 本研究通过在不同运行模式下对 α 粒子整个慢化过程中的 α 粒子的产生、约束、对背景等离子体的加热以及整个分布演化的数值模拟分析, 还有理论和程序模拟的对比分析, 为 CFETR 的物理设计提供了有价值的参考依据.

本文第 2 节描述了经典慢化分布理论模型、CFETR 稳态和混杂运行模式下的等离子体参数、PTC 程序物理模型. 第 3 节是两种运行模式下 α 粒子慢化过程的模拟结果, 包括 α 粒子的粒子数变化、对背景等离子体的加热功率、 α 粒子的能量变化、 α 粒子的慢化分布函数等. 第 4 节是讨论分析, 包括两种运行模式下慢化过程的分析、约束时间的分析、理论与程序模拟的慢化分布函数的分析. 第 5 节是总结.

2 经典慢化分布与 PTC 模型

2.1 经典慢化分布

经典慢化分布是指高能粒子与热背景等离子体碰撞导致高能粒子的经典减速形成的速度或能量分布, 它可以作为描述 α 粒子慢化过程的一种理论模型. 经典慢化分布的推导基于忽略速度扩散项和轨道效应的假设, 根据这个假设, 可以简化福克-普朗克方程, 得到如下式子^[16]:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} = C[f_\alpha] + S_\alpha, \quad (1)$$

其中 f_α 为 α 粒子速度分布函数, S_α 为 α 粒子源项. 此外, 假设 $v_i \ll v_\alpha \ll v_e$, 其中 v_i 和 v_e 为背景离子和背景电子的热速度, v_α 为典型的 α 粒子速度, 并假设背景电子温度与背景离子温度相等, 即 $T_i = T_e$, 有高能 α 粒子的慢化碰撞算子:

$$C[f_\alpha] \approx \tau_s^{-1} v^{-2} (\partial/\partial v) (v_c^3 + v^3) f_\alpha, \quad (2)$$

其中 Spitzer 慢化时间 $\tau_s = \frac{3(2\pi)^{3/2} \varepsilon_0^2 m_\alpha T_e^{3/2}}{Z_\alpha^2 e^4 m_e^{1/2} n_e \ln \Lambda}$; ε_0 为真空介电常数; m_α 为 α 粒子质量; T_e 为背景电子温度; Z_α 为 α 粒子核电荷数; e 为单位电荷量; m_e 为电子质量; n_e 为电子密度; $\ln \Lambda$ 为碰撞参数; 临界慢化速度 $v_c = \left(\frac{3\sqrt{\pi} m_e}{4m_\alpha} Z \right)^{1/3} v_{t,e}$, Z 为有效电荷数, $v_{t,e}$ 为电子热速度. 接着, 基于源项是各向同性的假设, 同时 α 粒子都以初始能量 3.5 MeV 诞生, 形成一个以初始速度为中心的 δ 函数, 给出源项:

$$S_\alpha = \frac{S_0 \delta(v_b - v)}{4\pi v^2}, \quad (3)$$

其中聚变反应速率 $S_0 = n_D n_T \langle \sigma v \rangle$, n_D 为氘的粒子数密度, n_T 为氚的粒子数密度, σ 为反应截面, v 为相对速度大小. 对于能量为 3.5 MeV 的 α 粒子, 初始速度 $v_b = 1.3 \times 10^7$ m/s. 将 (2) 式和 (3) 式代入 (1) 式并进行计算, 得到稳态时三维的 α 粒子速度慢化分布函数:

$$f^{3D}(v) = \frac{S_0 \tau_s H(v_b - v)}{4\pi v^3 + v_c^3}. \quad (4)$$

其中 $H(v_b - v)$ 为阶跃函数, 将 (4) 式乘以 $4\pi v^2$, 得到一维的 α 粒子速度慢化分布:

$$f(v) = S_0 \tau_s \frac{v^2 H(v_b - v)}{v^3 + v_c^3}. \quad (5)$$

根据能量 E 与速度 v 之间的变换关系以及阶跃函数的定义, 得到一维的 α 粒子能量慢化分布:

$$f(E) = \frac{S_0 \tau_s E^{1/2} H(E_b - E)}{2 E^{3/2} + E_c^{3/2}}. \quad (6)$$

其中, E_b 为 α 粒子初始能量, E_c 为临界能量, 根据 (6) 式, 可得到 CFETR 稳态运行模式下的局域稳态能量慢化分布如图 1 所示.

接下来, 利用各向同性的 α 粒子慢化分布计算出 α 粒子的密度 n 和总能量 nE , 对分布函数 (4) 在三维空间积分, 得到

$$n = \frac{S_0 \tau_s}{3} \ln \left[1 + (E_b/E_c)^{3/2} \right], \quad (7)$$

$$\begin{aligned} nE = S_0 \tau_s E_c \left[-\frac{1}{6} \ln \left(\frac{1 - \sqrt{E_b/E_c} + E_b/E_c}{(1 + \sqrt{E_b/E_c})^2} \right) \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{3}} \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{E_b/E_c} - 1}{\sqrt{3}} \right) \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{3}} \tan^{-1} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \right) \right] + \frac{S_0 \tau_s E_b}{2}. \quad (8) \end{aligned}$$

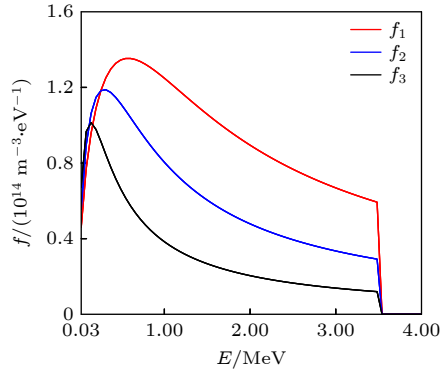


图 1 电子温度分别为 27.78, 14.4 和 6.7 keV, 对应电子密度分别为 1.14×10^{20} , 9.34×10^{19} 和 $7.47 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 参数下得到的经典能量慢化分布 f_1 , f_2 , f_3

Fig. 1. Classical energy slowing-down distributions f_1 , f_2 and f_3 obtained for the electron temperatures of 27.78, 14.4 and 6.7 keV, and their corresponding electron densities of 1.14×10^{20} , 9.34×10^{19} and $7.47 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

根据粒子平衡方程和能量平衡方程:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = S_0 - \frac{n_\alpha}{\tau_p}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial(n_\alpha E_\alpha)}{\partial t} = S_0 E_b - \frac{n_\alpha E_\alpha}{\tau_E}, \quad (10)$$

其中 τ_p 和 τ_E 为 α 粒子的粒子约束时间和能量约束时间, 稳态时由 $\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial(n_\alpha E_\alpha)}{\partial t} = 0$ 可计算得到

$$\tau_p = \frac{\tau_s}{3} \ln \left(1 + (E_b/E_c)^{3/2} \right), \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \tau_E = \frac{\tau_s E_c}{E_b} & \left[-\frac{1}{6} \ln \left(\frac{1 - \sqrt{E_b/E_c} + E_b/E_c}{(1 + \sqrt{E_b/E_c})^2} \right) \right. \\ & - \frac{1}{\sqrt{3}} \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{E_b/E_c} - 1}{\sqrt{3}} \right) \\ & \left. - \frac{1}{\sqrt{3}} \tan^{-1} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \right) \right] + \frac{\tau_s}{2}. \end{aligned} \quad (12)$$

接下来的模拟中, 将使用 PTC 程序对 α 粒子的慢化过程进行模拟, 并与理论模型进行比较分析.

2.2 CFETR 参数与 PTC 物理模型

基于 CFETR 稳态运行模式和混杂运行模式 (v201903) 参数下进行了 α 粒子慢化过程的模拟, 具体等离子体参数如图 2 所示. 由图 2 可看到, 在稳态运行参数下, 芯部区域和边界区域等离子体参数相对比较均匀, 混杂运行模式下的温度略高于稳态模式, 密度量级与稳态参数一致.

CFETR 稳态运行模式是一种基于等离子体稳定性和安全性的非感应电流驱动的运行模式, 混杂运行模式是感应和非感应电流混杂驱动的脉冲式的运行模式. 这两种运行模式不是独立的, 它们可以相互转换和组合, 以实现更优秀的聚变反应效果和能量输出.

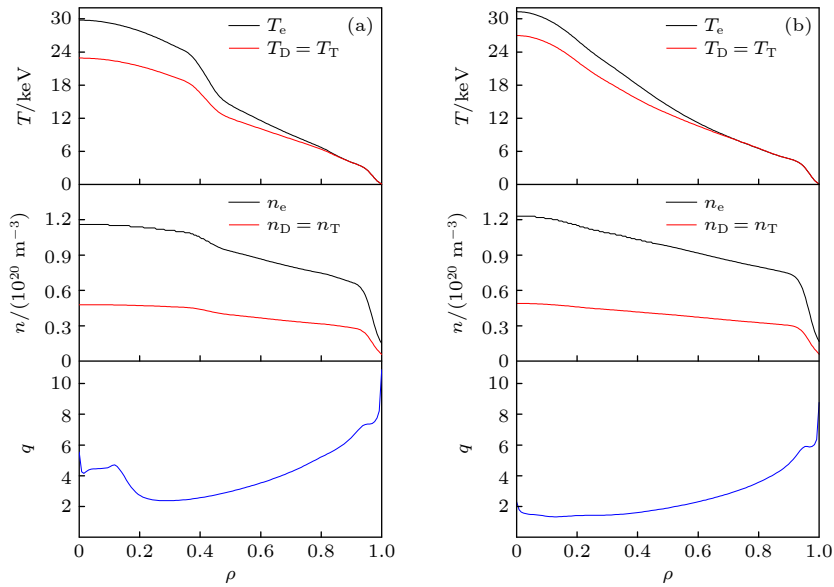


图 2 CFETR 中的背景等离子体参数 (a) 稳态运行模式下的密度、温度和安全因子剖面; (b) 混杂运行模式下的密度、温度和安全因子剖面

Fig. 2. Background plasma profiles in CFETR: (a) Density, temperature, and safety factor profiles in steady-state scenario; (b) density, temperature and safety factor profiles in hybrid scenario.

PTC 程序是一个拥有自主知识产权的粒子追踪程序, 可以模拟聚变反应中产生的 α 粒子在等离子体中的慢化过程^[25]. PTC 程序可以利用全轨道模型和漂移轨道模型来追踪粒子运动, 在 α 粒子慢化过程模拟中, 由于全轨道计算较为耗时, 而且根据 α 粒子的能量和位置估算出 α 粒子的回旋半径在 0.5—5 cm, 回旋半径对慢化过程的影响是可以忽略不计的, 因此, 可以采用漂移轨道的导心运动方程追踪 α 粒子.

在模拟过程中, α 粒子源由单位体积的聚变速率来定义^[25], 粒子运动方程采用经典的四阶龙格库塔方法求解, 粒子与背景等离子体的碰撞通过蒙特卡罗方法求解. PTC 程序将慢化过程看作一系列弹性散射, 在每个弹性散射中, PTC 先根据 α 粒子的初始速度和位置, 利用含时演化的轨道方程计算 α 粒子的运动轨迹和所处的空间位置; 然后, 根据该位置区域内的背景电子和离子的密度、温度, 计算出散射截面; 接下来, 使用概率分布函数来模拟碰撞过程中的能量和动量转移. 同时, 在每个小时时间段内会随机采样一定数量的 α 粒子进行统计, 记录 α 粒子的位置、能量等信息, 通过大量的随机采样和弹性碰撞模拟, 就可以得到 α 粒子慢化过

程中的分布函数. 相较于经典慢化分布理论模型, PTC 程序在轨道运动的基础上, 考虑了粒子的新经典输运过程, 包括考虑径向扩散和粒子漂移轨道宽度等因素, 从而能够更全面、准确地模拟 α 粒子的慢化过程.

3 模拟结果

3.1 α 粒子慢化过程

首先, 在 PTC 程序的输入模块中输入 CFETR 稳态运行模式下的平衡磁场和热等离子体剖面、扰动电磁场以及 α 粒子初始分布; 然后在极向截面划分三角形网格, 将背景等离子体信息插值到网格, 载入 α 粒子源; 接着, 使用漂移轨道模型追踪粒子, 使用蒙特卡罗方法求解粒子与背景等离子体的弹性碰撞; 在模拟过程中, 程序会统计 α 粒子数量、计算每个 α 粒子的能量损失率、根据碰撞截面计算 α 粒子对背景的加热功率. 同样利用 CFETR 混杂运行模式下的平衡磁场、等离子体剖面等参数模拟 α 粒子的慢化过程, 得到两种模式下慢化过程中的物理量变化对比如图 3 所示.

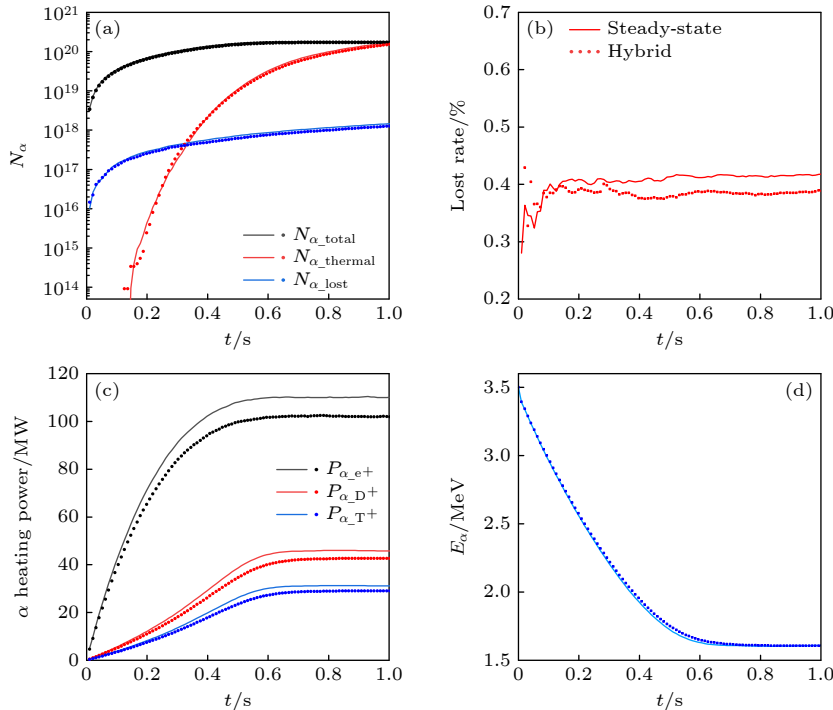


图 3 CFETR 稳态运行模式 (实线) 和混杂运行模式 (虚线) 下的各个物理量随时间的变化 (a) α 粒子数量; (b) α 粒子损失率; (c) α 粒子对背景等离子体的加热功率; (d) α 粒子平均能量

Fig. 3. Time evolution of various physical quantities in CFETR steady-state scenario (solid lines) and hybrid scenario (dashed lines): (a) Number of α particles; (b) loss rate of α particles; (c) heating power of α particles to the background plasma; (d) average energy of α particles.

由图 3 可以看到, 在两种运行模式下, 被统计的在等离子体中的 α 粒子数量、热化的等离子体数量、损失的 α 粒子数量变化趋势几乎一致, 分别在 0.68 s 和 0.73 s 时, 稳态运行模式和混杂运行模式下在等离子体中的 α 粒子数量趋于平稳, 达到稳态时的 α 粒子数量在稳态运行模式和混杂运行模式下分别为 1.795×10^{20} 和 1.709×10^{20} , 稳态运行模式下的数量略高于混杂运行模式. 稳态运行模式下 α 粒子损失率最后维持在 0.41%, 混杂运行模式下 α 粒子损失率最后维持在 0.38%. 稳态运行模式和混杂运行模式下对背景等离子体的加热功率分别在 0.57 s 和 0.59 s 时开始保持不变, 稳态运行模式下 α 粒子对背景电子的加热功率达到 110 MW, 对背景氦离子和氘离子的加热功率分别为 45.7 MW 和 31.1 MW, 整体略高于混杂运行模式结果. 稳态运行模式和混杂运行模式下 α 粒子的平均能量大约经过 0.64 s 和 0.72 s 由初始的 3.5 MeV 趋于稳定的 1.61 MeV, 即 α 粒子经过慢化过程达到稳态.

此外, 也在归一化极向磁通 ψ 空间对 α 粒子

的加热功率密度进行了模拟计算, 结果如图 4 所示, 根据图 4 发现, 在两种运行模式下 α 粒子对背景电子和背景离子的加热功率密度量级一致, 在不同的 ψ 位置有所不同. 根据粒子追踪结果也得到了在两种运行模式下达到稳态时 α 粒子密度分布和在能量空间、极向磁通空间的分布, 如图 5 和图 6 所示.

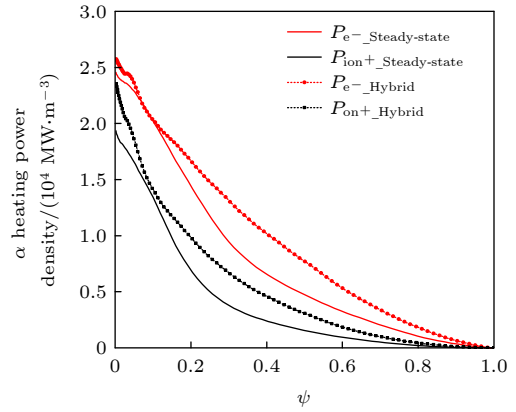


图 4 ψ 空间的加热功率密度

Fig. 4. Heating power density in the ψ space.

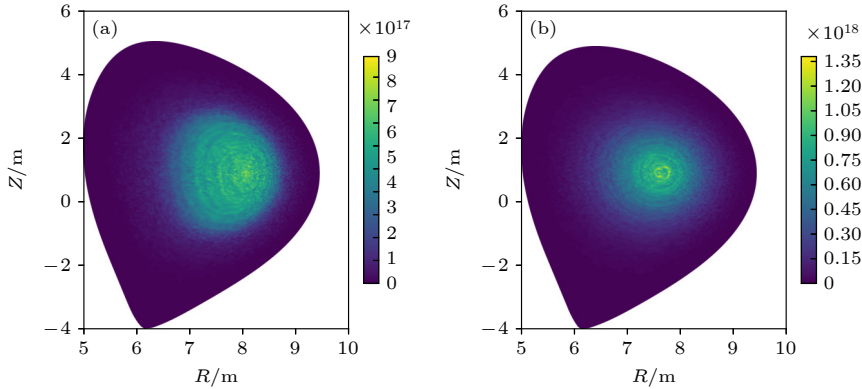


图 5 稳态时 α 粒子的密度分布 (a) CFETR 稳态运行模式; (b) CFETR 混杂运行模式

Fig. 5. The α particle density in steady-state: (a) CFETR steady-state scenario; (b) CFETR Hybrid scenario.

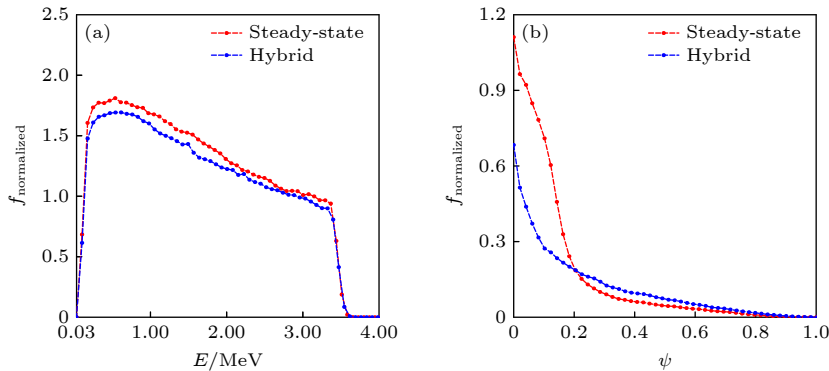


图 6 α 粒子分布函数 (a) 能量空间; (b) 归一化极向磁通空间

Fig. 6. The α particle distribution function: (a) Energy space; (b) normalized poloidal magnetic flux space.

3.2 约束时间的计算

根据模拟结果,由粒子平衡方程和能量平衡方程可以得到程序模拟得到总体的 α 粒子约束时间和能量约束时间, α 粒子源项每秒钟产生的总粒子数在稳态运行模式和混杂运行模式下分别为 3.5×10^{20} 和 3.24×10^{20} ,稳态时在等离子体中的粒子总数在稳态运行模式和混杂运行模式下分别为 1.795×10^{20} 和 1.709×10^{20} ,计算得到 α 粒子总体粒子约束时间分别为0.51 s和0.52 s.同样,根据 α 粒子初始总能量和稳态时总能量计算得到 α 粒子的总体能量约束时间在稳态运行模式和混杂运行模式下分别为0.24 s和0.22 s.

4 讨论

4.1 慢化分布对比分析

当 α 粒子在非均匀磁场中运动时,粒子在轨道上的漂移会导致粒子的输运方向发生变化,对于高能量 α 粒子,由轨道效应引起的输运是可以忽略的,而对于中等能量下的 α 粒子,轨道效应引起的 α 粒子速度扩散较强,输运不可忽略.如图7所示,在中等能量 $E = 0.2\text{--}2$ MeV附近, α 粒子输运较强, α 粒子在径向的扩散较为明显,PTC模拟结果较为平缓.在高能量尾部(> 3.5 MeV),在模拟中考虑了库仑碰撞的热化效应,存在一定的能量扩散^[26].在不同的空间位置,由于磁场的不同,轨道效应对速度扩散的影响也不同,导致在不同位置处的局部分布函数与理论分布函数符合程度不一致,在本文中,不同空间位置由不同的归一化极向磁

通(ψ)表示, ψ_a 和 ψ_b 为稳态运行参数下的两个不同位置, ψ_c 和 ψ_d 为混杂运行参数下的两个不同位置.从图7可以看到,PTC模拟结果与经典慢化分布在稳态运行模式 $\psi_b = 0.5\text{--}0.6$ 的符合程度高于 $\psi_a = 0.1\text{--}0.2$,混杂运行模式下 $\psi_d = 0.4\text{--}0.5$ 的符合程度高于 $\psi_c = 0\text{--}0.1$.

为了进一步验证分布函数的不同是由输运效应引起的,分析并对比了Wilkie^[27]使用回旋动理学方法考虑存在径向输运得到的修正慢化分布函数.其中,利用高能量下以径向扩散项占主导的扩散系数 D_π ,得到的动理学方程为

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} - \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial r} \left(V' D_\pi \frac{\partial f_\alpha}{\partial r} \right) = C[f_\alpha] + S_\alpha. \quad (13)$$

经过修正的三维的稳态慢化分布函数为

$$f_{\text{mod}} = \frac{S_0 \tau_s}{4\pi} \frac{1}{v_c^3 + v^3} \left(\frac{v^3 v_b^3 + v_c^3}{v_b^3 v^3 + v_c^3} \right)^{b/3} H(v_b - v). \quad (14)$$

将其乘以 $4\pi v^2$ 并根据能量 E 与速度 v 之间的变换关系以及阶跃函数的定义,得到修正的一维的 α 粒子能量慢化分布:

$$f(E) = \frac{S_0 \tau_s}{2} \frac{E^{1/2}}{E^{3/2} + E_c^{3/2}} \left(\frac{E^{3/2} E_b^{3/2} + E_c^{3/2}}{E_b^{3/2} E^{3/2} + E_c^{3/2}} \right)^{b/3} \times H(E_b - E), \quad (15)$$

其中 $D_\pi = D_\alpha \frac{v_b^3}{v^3}$, $b \equiv \frac{D_\alpha \tau_s v_b^3}{L_\alpha^2 v_c^3}$, L_α 为径向时空尺度, D_α 为散射角为0时的径向扩散系数.通过分析并选取合适的参数,得到修正慢化分布函数与经典慢化分布的对比以及修正慢化分布、经典慢化分布与PTC模拟结果对比如图8所示.从与Wilkie^[27]

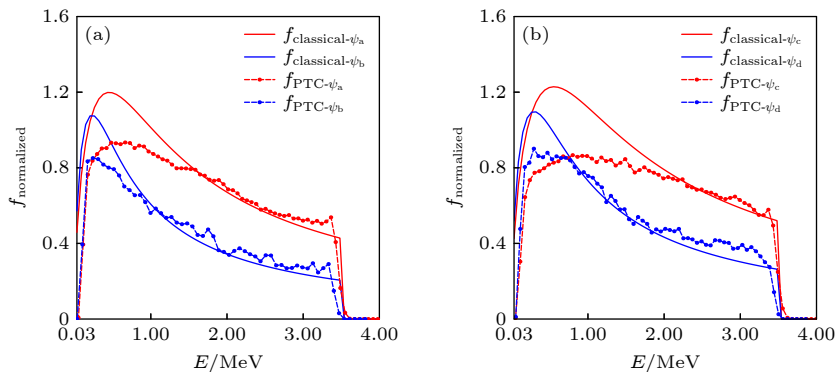


图7 PTC程序得到的能量慢化分布与理论能量慢化分布的对比 (a) 稳态运行模式下 $\psi_a = 0.1\text{--}0.2$ 和 $\psi_b = 0.5\text{--}0.6$; (b) 混杂运行模式下 $\psi_c = 0\text{--}0.1$ 和 $\psi_d = 0.4\text{--}0.5$

Fig. 7. Comparison between the energy slowing-down distribution obtained by PTC code and the classical energy slowing-down distribution: (a) In steady-state scenario at $\psi_a = 0.1\text{--}0.2$ and $\psi_b = 0.5\text{--}0.6$; (b) in hybrid scenario at $\psi_c = 0\text{--}0.1$ and $\psi_d = 0.4\text{--}0.5$.

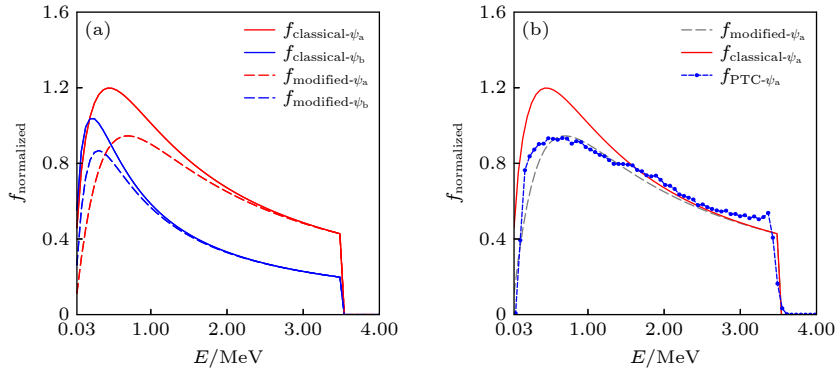


图 8 稳态运行模式下的慢化分布函数对比 (a) $\psi_a = 0.1-0.2$ 和 $\psi_b = 0.5-0.6$ 下经典慢化分布与修正慢化分布; (b) $\psi_a = 0.1-0.2$ 下修正慢化分布、经典慢化分布与 PTC 模拟的慢化分布

Fig. 8. Comparison of slowing-down distribution functions in steady-state scenario: (a) Modified slowing-down distribution and classical slowing-down distribution at $\psi_a = 0.1-0.2$ and $\psi_b = 0.5-0.6$; (b) modified slowing-down distribution, classical slowing-down distribution, and PTC slowing-down distribution at $\psi_a = 0.1-0.2$.

的修正慢化分布函数的对比中发现, 在中等能量下径向运输对慢化分布有一定的影响, 使其在中等能量下峰值变低. 修正慢化分布与 PTC 程序模拟结果中的平缓变化相一致, 进一步说明经典慢化分布在中等能量下存在缺陷.

在其他一些研究中, 也发现中等能量下的径向运输是不可忽略的. Hauff 等^[22]的研究发现, 经典慢化分布中的局域慢化假设在中等能量下失效, 需要考虑轨道效应引起的径向运输, 通过垂直去相关机制的研究发现, 漂移轨道和拉莫尔轨道导致粒子通量是个关于能量 E 的函数, 粒子扩散系数随着能量增大以 $1/E$ 减小, 中等能量下, 粒子扩散系数很大, 径向运输很强. Wilkie 等^[21]也发现经典慢化分布中的通量面局域碰撞导致慢化的假设不成立, 碰撞和运输相关的时间尺度会相互竞争, 在中等能量下, 粒子径向运输时间小于碰撞特征时间, 因此经典慢化分布不再适用. 同样, 在 JET 的 D-T 实验中^[28], 也观测到中等能量下的径向通量较大, 运输较强. 因此准确的 α 粒子慢化分布函数, 需要考虑径向扩散, 更真实的模拟结果有助于更好地预测 α 粒子的输运行为和能量沉积分布.

4.2 约束时间的讨论分析

根据经典慢化分布, 可得到理论的 α 粒子的粒子约束时间和能量约束时间的表达式. 选取稳态运行模式下 $\psi = 0.1-0.2$ 内的平均电子温度和密度, 得到理论 α 粒子慢化时间为 0.93 s, 粒子约束时间和能量约束时间分别为 0.76 s 和 0.31 s. $\psi = 0.5-0.6$ 内 α 粒子慢化时间为 0.42 s, 粒子约束时

间和能量约束时间分别为 0.48 s 和 0.17 s. 对比 PTC 稳态运行模式下的模拟结果, α 粒子总体慢化时间约为 0.68 s, 总体粒子约束时间为 0.51 s, 能量约束时间为 0.24 s, 理论计算结果与程序模拟结果量级一致.

同样局部选取混杂运行模式下 $\psi = 0.1-0.2$ 内的平均电子温度和密度, 计算得到理论 α 粒子慢化时间为 1.01 s, 粒子约束时间和能量约束时间分别为 0.79 s 和 0.33 s, $\psi = 0.5-0.6$ 内 α 粒子理论慢化时间为 0.43 s, 粒子约束时间和能量约束时间分别为 0.48 s 和 0.17 s. 稳态运行模式下芯部的电子温度和密度较为平缓, 混杂运行模式下芯部的电子温度和密度变化较快, 使得芯部区域的约束性能有所不同, 此外, 稳态运行模式下的聚变功率略大于混杂运行模式, 单位时间内产生的 α 粒子更多, 慢化时间也有所不同.

5 结论

本研究在 CFETR 参数下用 PTC 程序模拟研究了聚变产物 α 粒子的慢化过程, 对比分析了 α 粒子在慢化过程中不同运行模式下对背景等离子体的加热功率、粒子数变化、约束时间、能量变化的区别, 并得到了考虑轨道效应和运输之后更准确的 α 粒子慢化分布函数. 经过 PTC 模拟结果与经典慢化分布的对比发现, 在中等能量下二者分布的峰值和能量变化存在不一致, 径向运输会抹平中等能量下的能量慢化分布, 使慢化分布峰值降低. 本文进一步对比了考虑运输之后的修正慢化分布, 发

现考虑径向扩散之后,修正慢化分布只在中等能量下与慢化分布存在差异,且修正结果与PTC模拟结果符合程度较好.研究表明,经典慢化分布在中等能量下具有较大误差,PTC程序考虑了轨道效应与输运过程,可以得到更为准确的 α 粒子分布函数,尤其在中等能量下的分布更符合真实的 α 粒子的行为.本文的研究结果对于准确预测 α 粒子沉积分布和评估 α 粒子加热背景等等离子体的能力具有重要参考价值.

参考文献

- [1] Jhang H, Chang C S 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3732
- [2] Zhao H L, Xiao B, Wang G H, Wang Q, Zhang Z W, Sun Q Z, Deng J J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 035203 (in Chinese) [赵海龙, 肖波, 王刚华, 王强, 章征伟, 孙奇志, 邓建军 2020 *物理学报* **69** 035203]
- [3] Wan Y X, Li J G, Liu Y, Wang X L, Chan V, Chen C A, Duan X R, Fu P, Gao X, Feng K M 2017 *Nucl. Fusion* **57** 102009
- [4] Li X X, Li G Z, Liu H B 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 145201 (in Chinese) [李新霞, 李国壮, 刘洪波 2020 *物理学报* **69** 145201]
- [5] Chen J L, Jian X, Chan V S, Li Z Y, Deng Z, Li G Q, Guo W F, Shi N, Chen X 2017 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **59** 75005
- [6] Hao B L, Chen W, Li G Q, Wang X J, Wang Z L, Wu B, Zang Q, Jie Y X, Lin X D, Gao X, CFETR T 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 115201 (in Chinese) [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, CFETR TEAM 2021 *物理学报* **70** 115201]
- [7] McKee G R, Fonck R J, Stratton B C, Budny R V, Chang Z, Ramsey A T 1997 *Nucl. Fusion* **37** 501
- [8] Kolesnichenko Y I 1980 *Nucl. Fusion* **20** 727
- [9] Gorelenkov N N, Budny R V, Duong H H, Fisher R K, Medley S S, Petrov M P, Redi M H 1997 *Nucl. Fusion* **37** 1053
- [10] Shi L M, Wu X K, Wan D, Li H D, Fan Q C, Wang Z T, Feng H, Wang Z H, Ma J 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 105201 (in Chinese) [石黎铭, 吴雪科, 万迪, 李会东, 樊群超, 王中天, 冯灏, 王占辉, 马杰 2019 *物理学报* **68** 105201]
- [11] He B, Wang Z G, Wang J G 2018 *Phys. Plasmas* **25** 12704
- [12] Jhang H 2021 *Phys. Plasmas* **28** 94501
- [13] Liberman M A, Velikovich A L 1984 *J. Plasma Phys.* **31** 369
- [14] Hsu C T, Catto P J, Sigmar D J 1990 *Phys. Fluids B* **2** 280
- [15] Chen Z, Zhao Z J, Lü Z L, Li J H, Pan D M 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 215201 (in Chinese) [陈忠, 赵子甲, 吕中良, 李俊汉, 潘冬梅 2019 *物理学报* **68** 215201]
- [16] Moseev D, Salewski M 2019 *Phys. Plasmas* **26** 20901
- [17] Jhang H 1998 *Phys. Plasmas* **5** 4498
- [18] Dai Y Z, Cao J J, Xiang D, Yang J H 2023 *Phys. Plasmas* **30** 42501
- [19] Wilkie G J, Abel I G, Highcock E G, Dorland W 2015 *J. Plasma Phys.* **81** 905810306
- [20] Angioni C, Peeters A G 2008 *Phys. Plasmas* **15** 52307
- [21] Wilkie G J, Abel I G, Landreman M, Dorland W 2016 *Phys. Plasmas* **23** 60703
- [22] Hauff T, Pueschel M J, Dannert T, Jenko F 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 75004
- [23] Sigmar D, Gormley R, Kamelander G 1993 *Nucl. Fusion* **33** 677
- [24] Pueschel M J, Jenko F, Schneller M, Hauff T, Günter S, Tardini G 2012 *Nucl. Fusion* **52** 103018
- [25] Wang F, Zhao R, Wang Z X, Zhang Y, Lin Z H, Liu S J 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 55201
- [26] Gaffey Jr J D 1976 *J. Plasma Phys.* **16** 171
- [27] Wilkie G J 2018 *J. Plasma Phys.* **84** 745840601
- [28] Team J 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1619

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Numerical simulation of α particle slowing-down process under CFETR scenario*

Wu Xiang-Feng Wang Feng[†] Lin Zhan-Hong Chen Luo-Yu
Yu Zhao-Ke Wu Kai-Bang Wang Zheng-Xiong

(*Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

(Received 29 April 2023; revised manuscript received 8 June 2023)

Abstract

The high-energy α particles produced by deuterium-tritium fusion are the primary heating source for maintaining high temperatures in future tokamak plasma. Effective confinement of α particles is crucial for sustaining steady-state burning plasma. The initial energy of α particles is 3.5 MeV. According to theoretical calculations, it takes approximately 1 second to slow down α particles through Coulomb collisions to an energy range similar to the energy range of the background plasma. In the slowing-down process, some α particles may be lost owing to various transport processes. One significant research problem is how to utilize α particles to effectively heat fuel ions so as to sustain fusion reactions in a reactor. Assuming local Coulomb collisions and neglecting orbital effects, a classical slowing-down distribution for α particles can be derived. However, considering the substantial drift orbit width of α particles and the importance of spatial transport, numerical calculations are required to obtain more accurate α particle distribution function. In this study, the particle tracer code (PTC) is used to numerically simulate the slowing-down process of α particles under different scenarios in the Chinese Fusion Engineering Test Reactor (CFETR). By combining particle orbit tracing method with Monte Carlo collision method, a more realistic α particle distribution function can be obtained and compared with the classical slowing-down distribution. The results show significant differences between this distribution function and the classical slowing-down distribution, particularly in the moderate energy range. Further analysis indicates that these disparities are primarily caused by the strong radial transport of α particles at these energy levels. The research findings hold profound implications for the precise evaluating of ability of α particles to heat the background plasma. Understanding and characterizing the behavior of α particles in the slowing-down process and their interaction with the plasma is critical for designing and optimizing future fusion reactors. By attaining a deeper comprehension of the spatial transport and distribution of α particles, it becomes possible to enhance the efficiency of fuel ion heating and sustain fusion reactions more effectively. This study establishes a foundation for subsequent investigations and evaluation of α particles as a highly efficient heating source for fusion plasmas.

Keywords: tokamak, α particles, slowing-down distribution

PACS: 52.50.Gj, 52.55.Fa, 52.55.Pi, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.72.20230700

* Project supported by the National Special Project for Magnetic Confinement Fusion Energy Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFE03090000), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11975068), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Dalian University of Technology, China (Grant No. DUT22LK18).

[†] Corresponding author. E-mail: fengwang@dlut.edu.cn



CFETR参数下 α 粒子慢化过程的数值模拟

吴相凤 王丰 林展宏 陈罗玉 于召客 吴凯邦 王正汹

Numerical simulation of α particle slowing-down process under CFETR scenario

Wu Xiang-Feng Wang Feng Lin Zhan-Hong Chen Luo-Yu Yu Zhao-Ke Wu Kai-Bang Wang Zheng-Xiong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215209 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230700

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230700>

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

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

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

物理学报. 2021, 70(11): 115201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201972>

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>

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>

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>

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>