

钨杂质辐射对托卡马克等离子体大破裂快速热猝灭阶段热能损失过程的影响*

张启凡¹⁾ 乐文成¹⁾ 张羽昊¹⁾ 葛忠昕¹⁾ 邝志强¹⁾ 萧声扬^{2)†} 王璐²⁾

1) (华中科技大学电气与电子工程学院, 武汉 430074)

2) (华中科技大学电气与电子工程学院, 强电磁技术全国重点实验室, 磁约束聚变与等离子体国际合作联合实验室, 武汉 430074)

(2024 年 5 月 23 日收到; 2024 年 7 月 19 日收到修改稿)

基于 PLT, EAST, WEST, ASDEX-Upgrade, JET 等托卡马克装置开展的研究表明重杂质易产生聚芯现象, 这会导致等离子体约束性能降低甚至引发等离子体大破裂事件. 大破裂期间等离子体热能损失主要发生在快速热猝灭 (thermal quench, TQ) 阶段, 但目前对于这一阶段的时间尺度定标关系并没有较为全面的物理解释. 国际热核聚变实验堆 (International Thermonuclear Experimental Reactor, ITER) 将采用全钨壁材料, 而钨作为高 Z 杂质, 其较强的辐射能力将会对 TQ 过程的热能损失产生影响. 为研究钨杂质对快速 TQ 时间尺度的影响, 本工作通过同时考虑随机磁场导致的热扩散以及钨杂质辐射引起的热损失机制, 建立了托卡马克等离子体电子温度演化的一维模型, 并在典型类 ITER 参数下对该阶段的电子温度演化进行数值计算和分析. 主要结论为: 1) 快速 TQ 时间尺度的量级由热扩散水平决定, 但钨杂质辐射可以定量上影响 TQ 时间尺度和 TQ 后期电子温度, 钨浓度越高 TQ 时间尺度越短、后期电子温度越低, 且数值与解析结果分析都表明该时间尺度与钨杂质浓度近似呈线性关系; 2) 快速 TQ 阶段前期, 通过钨杂质辐射损失的能量远小于通过随机磁场引起热扩散损失的能量, 但在 TQ 后期, 钨杂质辐射功率量级可以接近甚至超过热扩散功率, 这也是导致 TQ 后期电子温度随钨浓度增大而降低的原因. 因此, 钨杂质辐射在 TQ 后期对热能损失的贡献不可忽略.

关键词: 托卡马克, 大破裂, 热猝灭, 钨杂质辐射, 电子温度演化, 热能损失

PACS: 52.35.Vd, 52.25.Fi, 52.25.Vy

DOI: 10.7498/aps.73.20240730

1 引言

托卡马克装置的正常运行受限于 3 个“运行极限”: 1) 电流极限, 即等离子体边界安全因子 (q_{95}) 通常不能低于 2, 这一条件限制了等离子体电流的上限; 2) 密度极限, 即等离子体密度不能显著超过经验 Greenwald 极限 $n_{GW}(10^{20} \text{ m}^{-3}) = \frac{I_p(\text{MA})}{\pi a^2(\text{m}^2)}$, 其中 I_p 代表等离子体电流, a 代表托卡马克装置小半径^[1]; 3) 比压极限, 即归一化比压 $\beta_N = \frac{\langle \beta \% \rangle}{I_p(\text{MA})/[a(\text{m})B(\text{T})]}$ 不能超过 Troyon 理想磁流体学 (magnetohydro-

dynamic, MHD) 极限, 约 3.5^[2], 其中 B 代表平衡磁场强度, β 为等离子体热压与磁压的比值. 如果装置在运行期间的相关参数超过 3 个“运行极限”中的任何一个, 通常会引起 MHD 活动增强, 最终导致大破裂, 因此等离子体大破裂是托卡马克运行过程中极难避免的一种现象^[3].

典型的大破裂事件可以分为两个阶段. 第 1 阶段, 芯部等离子体热能在约几毫秒或几十毫秒的时间尺度内迅速损失, 这个过程称为热猝灭 (thermal quench, TQ). 在 TQ 阶段结束后, 芯部等离子体温度可以下降到约几十 eV 水平, 等离子体电阻率迅速上升, 等离子体电流将很难维持^[4]. 随后第 2

* 国家自然科学基金 (批准号: 12275097, 51821005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: d202380863@hust.edu.cn

阶段电流猝灭 (current quench, CQ) 开始, 通常表现为等离子体电流迅速下降, 并伴随逃逸电流的产生. TQ 阶段沉积在限制器或偏滤器靶板表面上的大量等离子体热能会对装置产生严重热负荷, 从而导致热能沉积区域的面向等离子体材料融化、蒸发、侵蚀等, 造成面向等离子体部件损伤并产生杂质, 进而影响装置约束性能. 其次, 在 CQ 阶段沉积在环形真空室或第一壁表面的磁能以及可能出现的等离子体外部晕电流^[5]会导致在部分装置组件上产生结构应力, 可能会破坏装置结构. 此外, CQ 阶段通常伴随大量逃逸电子的产生^[6], 如果逃逸电子束撞壁可能导致装置部分组件受到的侵蚀程度进一步加深. 考虑到 TQ 产生的能量负荷与装置尺寸之间存在不利的比例关系: 等离子体热能与装置尺寸的三次方成正比, 而能量沉积的表面积仅与尺寸的平方成正比, 在大型托卡马克装置中 TQ 能量负荷可能导致的后果将会更加严重. 因此研究 TQ 阶段能量损失过程及其时间尺度对未来反应堆级的托卡马克具有重要意义.

通常整个 TQ 阶段还可以进一步分为初始的 1—2 delay 阶段和随后的快速 TQ 阶段^[7]. 快速 TQ 的特征时间尺度 (亚毫秒或毫秒量级) 比前者 (毫秒或几十毫秒量级) 要小得多, 且大部分热能损失发生在快速 TQ 阶段. 因此, TQ 过程中托卡马克所承受的热负荷主要集中在快速 TQ 阶段^[8], 这一阶段的时间尺度也成为大破裂缓解的关键. 国际热核聚变实验堆 (International Thermonuclear Experimental Reactor, ITER) 破裂数据库的统计结果表明, 该时间尺度随近似与等离子体小半径呈线性关系^[4], 但目前对这一关系背后的物理机制尚没有明确的解释.

当前普遍认为快速 TQ 阶段的热损失机制由磁岛快速增长引起的全局随机磁场主导, DIII-D 相关实验^[9]和模拟^[10]结果也为此提供了证据. 但在放电过程中, 当破裂预警系统判断等离子体参数难以恢复到正常运行区间时, 将会进行人为杂质注入提前触发破裂, 在这种主动注入杂质触发破裂或其他杂质意外进入芯部引起破裂的情况下, TQ 阶段的杂质辐射水平可能会大于随机磁场引起的热扩散水平或与其相当, 从而影响这一阶段的热损失过程^[11]. 大量惰性杂质注入是常用的缓解破裂造成危害的方法^[12], 通过足够强的杂质辐射效应对等离子体的热能和磁能进行耗散^[13], 一方面可以缓解局部热沉积过大和晕电流的危害, 另一方面可

以在发生电流猝灭前迅速提高电子密度, 避免逃逸电流的形成.

除了人为杂质注入, 在快速 TQ 期间, 大量粒子和能量从芯部输运到边界, 导致托卡马克装置的真空壁和偏滤器在 TQ 期间可能会持续受到高能粒子束轰击以及大量热负荷, 这会导致面向等离子体表面的金属材料被侵蚀剥落, 并进入等离子体. 根据新经典理论, 等离子体中的杂质特别是高 Z 杂质, 最终会向等离子体芯部聚集^[14]. PLT^[15], EAST^[16], WEST^[17], ASDEX Upgrade^[18] 和 JET^[19] 等托卡马克装置的实验结果均表明, 钨杂质容易产生聚芯现象. 因此, 等离子体与面向等离子体材料相互作用也可能会引入壁杂质, 从而引起聚变性能下降甚至大破裂. 钨具有高功率承受能力、低侵蚀率和低氚滞留率等特点^[20–22], 是作为面向等离子体材料的优良选择, 也是 ITER 即将采用的壁材料. 模拟预测表明, 对于 ITER 的正常运行来说, 芯部钨浓度的极限在 10^{-5} 范围^[22]. 然而, 钨属于高 Z 杂质, 其辐射能力较强, 当等离子体芯部的钨杂质浓度超过一定水平时, 钨杂质辐射损失会显著影响等离子体的运行和聚变性能, 并且可能会通过降低电子温度影响随机磁场引起的热扩散, 因为后者显著依赖于电子温度. 综上所述, 钨杂质辐射可能与随机磁场引起的热扩散产生协同作用, 进而影响快速 TQ 阶段的热能损失过程. 因此, 研究钨杂质辐射对快速 TQ 过程的热能损失及其时间尺度的影响, 对于评估 ITER 大破裂快速 TQ 的危害和设计破裂缓解方案具有重要意义.

本文重点研究了钨杂质辐射对大破裂快速 TQ 阶段热能损失过程与时间尺度的影响. 第 2 节基于随机磁场引起热扩散与杂质辐射引起热损失机制, 给出托卡马克等离子体电子温度演化的一维模型; 第 3 节基于该一维模型, 在类 ITER 参数下定量计算和分析不同钨杂质浓度对电子温度演化过程和 TQ 时间尺度的影响, 并给出随机磁场热扩散和钨杂质辐射引起的能量损失以及相应损失功率的时间演化; 第 4 节主要总结钨杂质辐射对快速 TQ 阶段热能损失过程的影响并进行相关讨论, 并提出下一步可能的工作方向.

2 快速 TQ 阶段包含杂质辐射的电子温度演化一维模型

本文将同时考虑由随机磁场导致的热扩散过

程以及由钨杂质引起的辐射过程作为主导快速 TQ 的热损失机制, 在此基础上建立该阶段的托卡马克等离子体电子温度演化模型. 由于托卡马克的极向截面接近圆形且大环径比的托卡马克使其环效应不明显, 所以托卡马克的磁场位形可以近似为圆柱形. 又因为影响 TQ 时间尺度的主要因素来自于物理量的径向不均匀性, 因此进一步假设快速 TQ 期间的随机磁场与钨杂质分布在环向与极向方向上是对称的. 而在实际 TQ 期间, 这些量可能存在环向或极向不对称性, 且对于研究装置壁上的热负荷不对称性非常重要, 但这不在本文的研究范围内. 因此, 在以上近似条件下研究电子温度演化过程时, 我们可以将三维问题简化为柱位型下的一维问题, 只关注电子温度径向剖面随时间的演化.

如前所述, 快速 TQ 阶段的等离子体电子温度演化过程主要由两种机制主导: 1) 大破裂期间会形成大范围随机磁场, 其引起的热扩散机制将导致径向上的快速热能损失; 2) 壁杂质或注入杂质将导致该阶段发生辐射冷却. DIII-D 实验和模拟研究表明, 在托卡马克等离子体的快速 TQ 阶段开始时, $(M, N) = (1, 1), (2, 1), (3, 1), (4, 1), (3, 2)$ 等磁岛的重叠形成了大面积的随机磁场层, 其径向宽度几乎可以从芯部延伸到最外闭合磁面 (即主等离子体与刮削层之间的分界面)^[9], 其中 M 和 N 分别表示磁岛的极向模数和环向模数. 随机磁场的径向分量导致平行于磁力线的快速电子热扩散与径向扩散耦合, 从而通过热扩散机制在磁岛周围的随机层中造成大量能量损失. 在随机磁场中, 等离子体的径向扩散过程可以用“随机游走”(random walk) 模型来描述^[23], 即扩散系数可以用粒子特征长度的二阶矩 $\langle(\Delta r)^2\rangle$ 与特征时间 τ 进行表示: $\chi_r = \langle(\Delta r)^2\rangle/\tau$. 该过程的特征时间步长可以用电子与初始场线去关联的时间尺度表示, 其通常远小于快速 TQ 的特征时间尺度. 由于电子热扩散系数定标关系在不同碰撞区间下变化很大, 而在快速 TQ 阶段, 由于电子温度迅速下降以及芯部与边界电子温度往往存在量级上的差距, 整个电子温度剖面上通常会存在多个碰撞区间, 因此在模型中对不同碰撞

区间的电子热扩散系数进行连接是有必要的. Xiao 和 Wang^[24] 通过连接无碰撞区间、中等碰撞区间和极端碰撞区间的热扩散系数得到了适用范围更广的热扩散系数的通用表达式:

$$\chi_r = \frac{D_{FL} \lambda_{mfp} v_e}{1 + 0.5 \left(\frac{L_{K\delta}}{\lambda_{mfp}} \right) + 0.5 \left[\frac{\rho_e}{l_{cr}} + \frac{D_{FL} \lambda_{mfp}}{l_{cr}^2} \right]^{-1}}, \quad (1)$$

式中 $D_{FL} = \langle b^2 \rangle L_0$ 是随机磁场线的扩散系数, 其由磁场线的自相关长度 L_0 和归一化磁扰动的振幅 b 决定; $\lambda_{mfp} = v_{th,e}/v_e$ 表示电子的平均自由程, $v_{th,e}$ 为电子热速度, v_e 表示电子碰撞频率; $L_{K\delta} = L_K \ln[l_{cr}(\chi_{//}/\chi_{\perp})^{1/2}/L_K]$, $L_K \simeq L_S(k_\theta^2 D_{FL} L_S/3)^{-1/3}$. 这里, L_K 为 Kolmogorov 长度, 表征相邻场线之间呈指数分离所需要的平均距离, L_S 表示磁剪切长度; $\chi_{//} = \lambda_{mfp}^2 v_e$ 和 $\chi_{\perp} = \rho_e^2 v_e$ (ρ_e 表示电子回旋半径) 分别代表与平衡磁场平行和垂直方向上的经典热扩散系数; $l_{cr} \sim 1/k_\theta \sim a/m$ 表示扰动磁场的径向去相关长度, 这里 m 表征磁扰动极向模数. 由此可以得到柱位型下快速 TQ 期间由随机磁场引起的热扩散损失功率:

$$P_{diff} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \chi_r \frac{\partial T_e}{\partial r} \right). \quad (2)$$

其中 r 表示柱位型下的径向坐标.

对于杂质辐射, 其辐射强度与冷却系数成正比, 后者由杂质种类及电子温度所决定. 本文主要考虑由钨杂质引起的辐射, 其辐射功率与钨冷却系数 L_z 的关系如下:

$$P_{rad} = n_e c_w L_z, \quad (3)$$

其中, $c_w = n_w/n_e$ 为钨杂质浓度, 用钨杂质密度与电子密度比值表示, 在破裂过程中钨杂质浓度可能显著高于正常运行情况. 因此, 我们将在第 3 节中对钨杂质浓度进行扫描计算与分析, 并假设钨杂质密度分布与电子密度分布形状一致, 即钨杂质浓度 c_w 与坐标位置无关. 对于钨杂质冷却系数模型, 选用了 Pütterich 等^[25] 根据 ADAS (atomic data and analysis structure) 提供数据计算得到的 L_z-T_e 依赖关系, 并利用方程 (4)

$$\begin{aligned} L_z = & -451.1536 - 97.4713 \cos(0.2108T_e) + 808.1465 \sin(0.2108T_e) + 571.9912 \cos(0.4216T_e) \\ & + 142.6931 \sin(0.4216T_e) + 121.8331 \cos(0.6324T_e) - 312.3718 \sin(0.6324T_e) \\ & - 125.2538 \cos(0.8432T_e) - 69.1741 \sin(0.8432T_e) - 24.8213 \cos(1.054T_e) \\ & + 33.2082 \sin(1.054T_e) + 4.4978 \cos(1.2648T_e) + 4.4572 \sin(1.2648T_e) \end{aligned} \quad (4)$$

进行拟合, 拟合结果如图 1 所示. 注意到在实际破裂过程中, 杂质的电离与复合时间尺度可能长于杂质的滞留时间尺度, 在这种非电离平衡条件下, 杂质冷却系数将不仅依赖于等离子体温度, 还与等离子体密度和杂质的滞留时间有关 [26,27]. 这种非电离平衡效应对低 Z (电荷数) 杂质的冷却系数影响更明显, 而本文主要考虑高 Z 钨杂质的辐射, 因此暂不考虑该效应带来的影响.

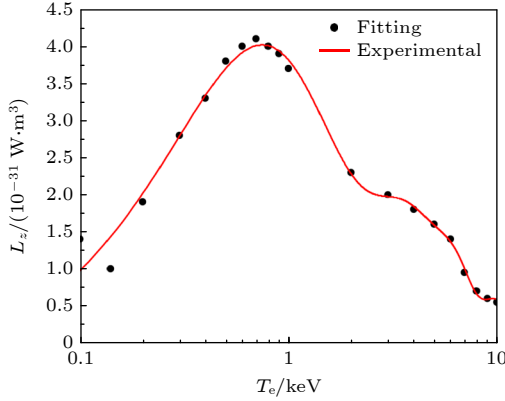


图 1 钨杂质冷却系数与电子温度的关系, 红色曲线表示线性拟合后的关系, 黑色圆点表示根据 ADAS 所提供数据计算的结果 [26]

Fig. 1. Dependence of the cooling factor of tungsten on the electron temperature. The red curve represents the fitting results we adopt here, and the black dots denote the calculated results based on the data provided by ADAS [26].

综合考虑随机磁场引起的热扩散和钨杂质辐射, 可以得到快速 TQ 期间电子温度 T_e 演化的一维方程:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \chi_r \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) - L_z n_e c_w. \quad (5)$$

如前所述, 热扩散系数与钨杂质冷却系数都与电子温度有关, 因此热扩散与钨杂质辐射将协同作用影响快速 TQ 的热能损失过程. 在第 3 节中, 将基于 (5) 式, 利用类 ITER 典型参数, 在不同钨杂质浓度条件下对快速 TQ 阶段等离子体电子温度演化和 TQ 时间尺度等进行定量计算和分析.

3 电子温度演化与快速 TQ 时间尺度的数值计算与分析

基于第 2 节中给出的包含了通用电子热扩散系数和钨杂质辐射的电子温度演化方程, 首先在 3.1 节给出数值计算过程中所采用的参数设置、初

始剖面 and 边界条件; 然后在 3.2 节给出不同钨杂质浓度条件下的电子温度剖面演化, 并定量分析钨杂质辐射对快速 TQ 时间尺度的影响; 3.3 节将计算并对整个快速 TQ 阶段通过热扩散损失的热能和通过钨杂质辐射损失的热能水平, 并给出热扩散功率与钨杂质辐射功率随时间的演化, 以直观体现钨杂质辐射对快速 TQ 阶段热损失过程的影响.

3.1 数值计算参数设置

在本节的数值计算与分析中, 将采用类 ITER 典型参数, 如表 1 所列. 对于初始电子温度分布和密度分布, 采用多项式形式:

$$T_e(r/a) = 10 - 9.86(r/a)^{1.4} \text{ keV}, \quad (6)$$

$$n_e(r/a) = [15 - 12(r/a)^{1.4}] \times 10^{19} \text{ m}^{-3}. \quad (7)$$

安全因子 q 剖面设置为

$$q(r/a) = 0.854 + 2.184(r/a)^2. \quad (8)$$

初始电子温度和密度、安全因子的剖面如图 2 所示. 对于演化过程中电子温度的边界条件, 参考 Abdullaev 等 [28] 所采用的形式:

表 1 本工作中用于定量计算电子温度演化的类 ITER 典型参数

Table 1. Typical ITER-like parameters used in this work to quantify the evolution of electron temperature.

参数名称	大半径 R/m	小半径 a/m	环向磁场 B/T	极向模数 m	归一化磁扰动幅度 b
参数值	6.2	2	5.3	30	2×10^{-3}

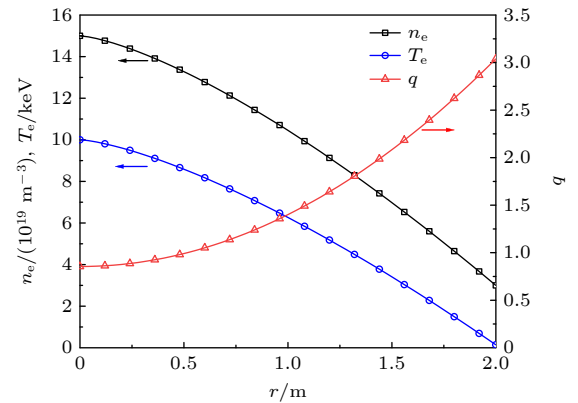


图 2 典型的类 ITER 参数下, 电子密度剖面 (黑色方形)、初始电子温度剖面 (蓝色圆圈) 和安全因子剖面 (红色三角)

Fig. 2. Profile of electron density (black squares), initial profile of electron temperature (blue circles) and the profile of safety factor (red triangles) with typical ITER-like parameters.

$$\partial T_e(r)/\partial r = -T_e/\delta_T(r=a), \quad (9)$$

$$\partial T_e(r)/\partial r = 0(r=0), \quad (10)$$

其中 δ_T 代表刮削层中的电子温度衰减特征长度, 根据 Militello 等 [29] 提供的定标关系, δ_T 满足 $\delta_T \sim q_{\text{edge}}^{1.52} n_{\text{edge}}^{0.45} T_{\text{edge}}^{-0.55} B^{-0.9} R^{0.55}$, 其中 q_{edge} , n_{edge} 和 T_{edge} 分别表示边界处的安全因子、等离子体密度和等离子体温度. 代入上述类 ITER 参数可得 $\delta_T = 0.356 \text{ cm}$.

3.2 电子温度剖面的演化和快速 TQ 的时间尺度

基于电子温度演化方程以及上述参数, 首先给出快速 TQ 阶段不同时刻的电子温度剖面, 如图 3 所示. 考虑到 ITER 正常运行时钨杂质浓度 c_w 的上限在 10^{-5} 范围, 发生大破裂后其浓度可能远高于此水平. 在 JET 装置的高约束模式放电实验中观测到了钨杂质密度超过 $3 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 水平, 此时浓度可达到 10^{-3} 量级并且即将发生辐射崩塌 [19]. 因

此, 我们对比无钨杂质 $c_w = 0$ (图 3(a)) 和钨杂质浓度分别为 $c_w = 6.7 \times 10^{-4}$ (图 3(b))、 $c_w = 1.6 \times 10^{-3}$ (图 3(c)) 以及 $c_w = 3.3 \times 10^{-3}$ (图 3(d)) 这 4 种情况下的电子温度剖面演化行为. 可以看出, 在不同钨杂质浓度情况下, 快速 TQ 阶段初期电子温度剖面均被显著展平. 这一阶段主要由随机磁场引起的热扩散过程主导热能损失, 因此 4 种情况下的展平过程定性一致. 由于电子的热扩散系数随着电子温度的下降而显著下降, 且扩散损失正比于温度梯度, 因此电子温度剖面展平后温度下降速率将很快变慢, 这与 Xiao 和 Wang [24] 仅考虑随机磁场引起热扩散导致快速 TQ 热能损失时的现象类似. 然而考虑钨杂质辐射时, 芯部电子温度在 TQ 后期表现出差异, 钨杂质浓度越高芯部电子温度下降到越低的水平. 该结果表明钨杂质辐射导致的热损失在 TQ 后期是不可忽略的, 这一点也将在后续的分析中得到验证.

为了更直观、定量地评估钨杂质辐射及其浓度对快速 TQ 时间尺度的影响, 给出了不同钨杂质浓

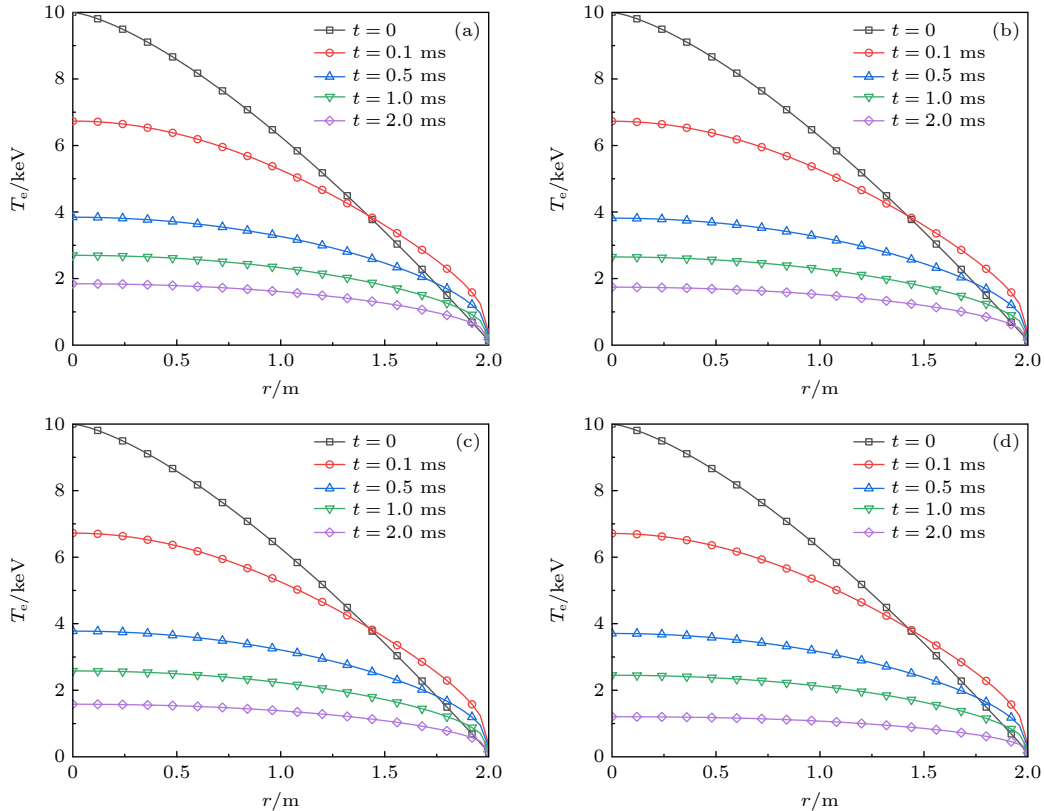


图 3 对于典型的类 ITER 参数, 在不同钨浓度下快速 TQ 阶段不同时刻的电子温度剖面 (a) $c_w = 0$; (b) $c_w = 6.7 \times 10^{-4}$; (c) $c_w = 1.6 \times 10^{-3}$; (d) $c_w = 3.3 \times 10^{-3}$

Fig. 3. Profile of T_e at different times during the fast TQ stage for typical ITER-like parameters with different tungsten concentrations: (a) $c_w = 0$; (b) $c_w = 6.7 \times 10^{-4}$; (c) $c_w = 1.6 \times 10^{-3}$; (d) $c_w = 3.3 \times 10^{-3}$.

度下的芯部电子温度演化, 如图 4 所示. 采用芯部电子温度从快速 TQ 阶段初始值的 90% 下降到 20% 的时间间隔 τ_{90-20} 为快速 TQ 的时间尺度 [8]. 从图 4 可以看出, 钨杂质浓度越高, 芯部温度衰减越快, 但这一区别主要体现在快速 TQ 后期, 而在初始阶段差异并不明显. 快速 TQ 开始后, 芯部电子温度衰减速率不断减小. TQ 后期, 无钨杂质的对照组芯部电子温度几乎停止下降并趋向饱和, 而在含有钨杂质的情况下, 芯部电子温度将继续随时间近似呈线性下降. 这也印证了钨杂质辐射在快速 TQ 阶段末期的热损失过程中起到一定作用, 且由 (5) 式可知, 钨杂质浓度越高, 辐射功率越高, 因此电子温度下降速率也会越快. 表 2 总结了不同钨杂质浓度下, TQ 时间尺度 τ_{90-20} 在典型的类 ITER 参数下的数值. 可以看出, 钨杂质浓度变化并不会造成 τ_{90-20} 在量级上的改变, 快速 TQ 时间尺度均在 1—2 ms 的量级, 这与 ITER 破裂数据库预测的 ITER 快速 TQ 时间尺度约为 1 ms 量级的结果相符 [4]. 但我们同时也注意到, 钨浓度高到一定程度时可以定量改变 τ_{90-20} , 如 $c_w = 3.3 \times 10^{-3}$ 时,

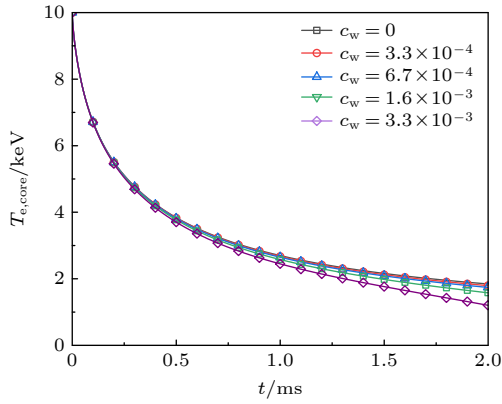


图 4 对于典型的类 ITER 参数, 钨杂质浓度分别为 $c_w = 3.3 \times 10^{-4}$ (红色圆圈), $c_w = 6.7 \times 10^{-4}$ (蓝色三角), $c_w = 1.6 \times 10^{-3}$ (绿色方形), $c_w = 3.3 \times 10^{-3}$ (紫色菱形) 和无钨杂质对照组 $c_w = 0$ (黑线) 的芯部温度 $T_{e,core}$ 演化

Fig. 4. Evolution of $T_{e,core}$ with typical ITER-like parameters under $c_w = 3.3 \times 10^{-4}$ (red circles), $c_w = 6.7 \times 10^{-4}$ (blue triangles), $c_w = 1.6 \times 10^{-3}$ (green squares), $c_w = 3.3 \times 10^{-3}$ (purple diamonds) and $c_w = 0$ (black line), respectively.

表 2 对于典型的类 ITER 参数情况, 不同钨杂质浓度下的快速 TQ 时间尺度 τ_{90-20}

Table 2. For the typical ITER-like parameters, the timescale of fast TQ, τ_{90-20} with different tungsten impurity concentrations.

c_w	0	3.3×10^{-4}	6.7×10^{-4}	1.6×10^{-3}	3.3×10^{-3}
τ_{90-20}/ms	1.709	1.646	1.589	1.458	1.284

τ_{90-20} 相较于无钨杂质情况下降了约 1/3.

为了进一步总结钨杂质浓度影响 TQ 时间尺度 τ_{90-20} 的规律, 根据表 2 结果给出了 τ_{90-20} 关于钨杂质浓度的依赖关系并进行拟合, 如图 5 所示. 可以发现, 在我们所取的钨杂质浓度范围内, τ_{90-20} (ms) 与钨杂质浓度呈现明显的线性关系, 其依赖关系可近似拟合为

$$\tau_{90-20} = -124c_w + 1.69. \quad (11)$$

为了理解这一拟合结果, 我们从电子温度的演化方程出发, 采用零维近似估算快速 TQ 时间尺度, τ_{90-20} 可以表示为

$$\tau_{90-20} = \frac{a^2}{\chi_r + c_w \chi_e}, \quad (12)$$

其中, $\chi_e = \chi_r L_z n_e / P_{\text{diff}}$ 表示钨杂质辐射引起的“有效热扩散系数”. 在快速 TQ 的大部分区间内, 满足 $\chi_r \gg c_w \chi_e$, 因此可以对 (12) 式的分母进行小量展开至一阶, 从而得到 τ_{90-20} (ms) 与 c_w 的关系表达式:

$$\tau_{90-20} = -c_1 c_w + c_2, \quad (13)$$

其中, $c_1 = a^2 \chi_e / \chi_r^2$, $c_2 = a^2 / \chi_r$. 可以看出, 当 $c_w \chi_e$ 远远小于 χ_r 时, τ_{90-20} 与钨杂质浓度定性上确实近似满足线性关系. 由于快速 TQ 阶段早期的热扩散水平定性决定了这一阶段的时间尺度, 我们进一步利用 0.35 ms 时刻、靠近芯部归一化小半径 $r/a = 0.3$

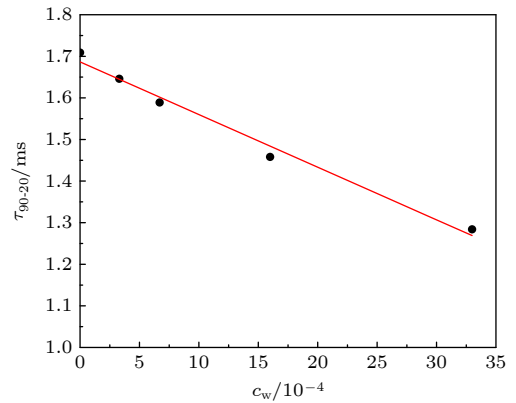


图 5 τ_{90-20} 对钨杂质浓度的依赖关系

Fig. 5. Dependence of τ_{90-20} on the tungsten impurity concentration.

处的参数, 计算得到 $c_1 \approx 127$ 和 $c_2 \approx 2.13$, 这与拟合结果 (11) 式中的系数符合得较好. 这里需要说明的是, 零维估算的结果与参数位置和时刻的选取相关, 如果我们将参数取值位置适当地向边界移动或延后取值时刻, 即降低电子温度, 那么 c_1 与 c_2 的水平都将增加. 由此可以看出, 钨杂质辐射可以定量上影响 TQ 的时间尺度, 且其与钨杂质浓度近似呈线性下降的关系.

3.3 钨杂质辐射损失与热扩散损失对比

本节将给出类 ITER 典型参数下扩散损失热能与钨杂质辐射损失热能及其相应功率的定量计算结果, 并在量级上进行比较. 首先给出局域的热扩散损失功率、钨杂质辐射功率和总热损失功率 (前两者之和) 随等离子体温度的依赖关系, 如图 6 所示, 这里利用 $\chi_r T_e / a^2$ 估算热扩散功率, 利用方程 (3) 计算钨杂质浓度 $c_w = 3.3 \times 10^{-3}$ 时的杂质辐射功率. 可以发现, 热扩散功率随温度降低而显著降低; 与此不同的是, 钨杂质辐射功率随温度的降低呈先升高再降低的趋势, 且随温度变化的范围较小, 其最大值出现在约 $T_e = 0.76$ keV 处. 高温时热扩散功率远大于钨杂质辐射功率, 两者在 $T_e = 1.85$ keV 处达到相当的水平, 在 $T_e = 4.25$ keV 处, 热扩散功率约为钨杂质辐射功率的 10 倍, 故在 $T_e \geq 4.25$ keV 的高温区间, 热扩散占主导; 然而在低温

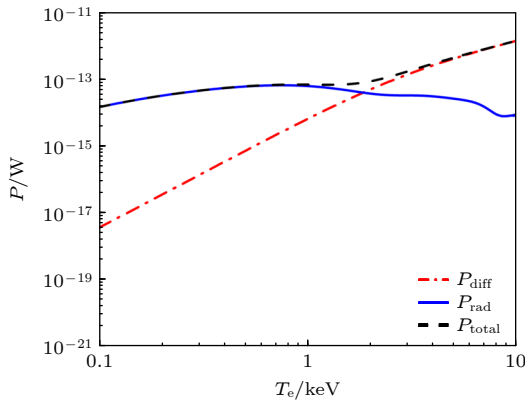


图 6 对于典型类 ITER 参数, 在 $r/a = 0.5$ 时, 热扩散功率 (红色点虚线)、钨杂质辐射功率 (蓝色实线) 和总损失功率 (黑色短划线) 随电子温度的演化

Fig. 6. Dependence of the thermal diffusive power (red dash-dotted line), the radiation power (blue solid line), and the total power of the thermal loss (black dashed line) on the electron temperature at $r/a = 0.5$ for typical ITER-like parameters.

度 $T_e = 0.99$ keV 处, 钨杂质辐射功率已经比热扩散功率高 1 个量级, 且随电子温度降低进一步降低, 热辐射功率与热扩散功率相差越来越大. 可以认为在 $T_e < 0.99$ keV 的低温区间, 钨杂质辐射占主导. 因此, 在中低电子温度区间内钨杂质辐射对热损失的贡献将不可忽略.

接下来将从全局的角度对快速 TQ 期间由钨杂质辐射、随机磁场引起热扩散所导致的等离子体损失热能以及对应的损失功率进行量级分析. 首先定义全局钨杂质辐射损失能量 E_{rad} 和热扩散损失能量 E_{diff} 分别为

$$E_{\text{rad}} = 4\pi^2 R \int_0^t \int_0^a r n_e P_{\text{rad}} dr dt', \quad (14a)$$

$$E_{\text{diff}} = 4\pi^2 R \int_0^t \int_0^a r n_e P_{\text{diff}} dr dt'. \quad (14b)$$

总损失热能可以写成 $E_{\text{total}} = E_{\text{rad}} + E_{\text{diff}}$, 对应的全局钨杂质辐射损失功率和热扩散损失功率分别为

$$\bar{P}_{\text{rad}} = 4\pi^2 R \int_0^a r n_e P_{\text{rad}} dr, \quad (15a)$$

$$\bar{P}_{\text{diff}} = 4\pi^2 R \int_0^a r n_e P_{\text{diff}} dr. \quad (15b)$$

总损失功率可以写成 $\bar{P}_{\text{total}} = \bar{P}_{\text{rad}} + \bar{P}_{\text{diff}}$. 我们绘制了上述全局损失热能和损失功率的时间演化, 如图 7 所示. 从图 7(a) 可以发现, 初始阶段通过热扩散损失的能量远大于钨杂质辐射损失能量, 但随着快速 TQ 的进行, 两种机制损失的热能水平差距逐渐减小, 最终达到同一个量级的水平. 从全局能量损失的角度来看, 依然是热扩散机制主导 TQ 过程中的热能损失. 但从功率演化 (图 7(b)) 可以看到, 热扩散功率随时间逐渐减小, 而钨杂质辐射功率随时间逐渐增大, 最终两者在 $t \approx 1.28$ ms 处相等, 在该时间节点后, 全局热辐射功率与热扩散功率大小关系发生反转.

综上所述可以看出, 快速 TQ 过程中热扩散功率下降, 到 TQ 后期热扩散损失的能量达到饱和, 因此, 仅靠热扩散机制难以维持电子温度的快速下降速率, 芯部电子温度达到 keV 水平后将趋向于饱和. 但杂质辐射功率在电子温度下降到 0.76 keV 之前随电子温度降低缓慢上升, 且辐射损失不依赖于电子温度梯度, 所以当电子温度下降且剖面展平后, 辐射功率可以达到甚至超过热扩散功率, 并起到维持整个电子温度剖面继续降低的作用. 如果进一步

延长上述定量计算的演化时间, 芯部电子温度可能继续下降到百 eV 甚至更低水平.

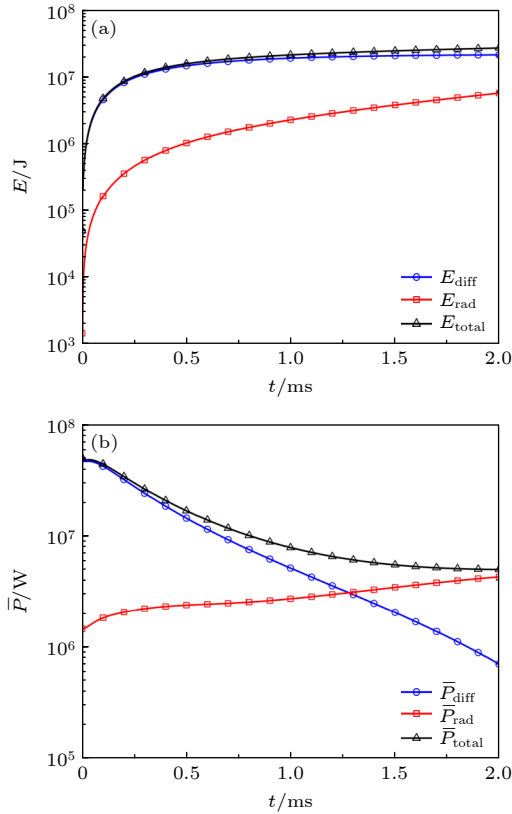


图 7 对于典型类 ITER 参数, 快速 TQ 阶段 (a) 损失的全局总热能 (黑色三角)、全局辐射损失能量 (红色方形) 和全局热扩散损失能量 (蓝色圆圈) 随时间的演化; (b) 全局总损失功率 (黑色三角)、全局辐射损失功率 (红色方形) 和全局扩散损失功率 (蓝色圆圈) 随时间的演化

Fig. 7. For typical ITER-like parameters, (a) the time evolution of the global total thermal energy loss (black triangles), the global energy loss through radiation (red squares) and diffusion (blue circles); (b) the time evolution of the global total power loss (black triangles), the global power loss through radiation (red squares) and diffusion (blue circles) in the tokamak during the fast TQ.

4 结论与讨论

本文基于随机磁场引起的热扩散机制与杂质辐射机制, 构建了大破裂快速 TQ 阶段托卡马克电子温度的一维演化模型, 研究了钨杂质辐射对快速 TQ 阶段热能损失过程及其时间尺度的影响. 在典型类 ITER 参数下, 对快速 TQ 阶段的电子温度剖面演化进行了定量计算, 发现在这一阶段前期, 不同钨杂质浓度情况下的电子温度剖面展平过程与芯部电子温度衰减速率基本一致, 这是由于此时主导热损失过程的是随机磁场引起的热扩散机制.

但随着电子温度剖面的展平, 不含钨杂质时芯部电子温度下降至 ~ 2 keV 水平并趋向饱和, 而含有钨杂质辐射情况下的芯部电子温度可随时间继续下降, 且下降速率与钨杂质浓度成正比. 快速 TQ 的时间尺度量级由热扩散损失主导, 但定量上与钨杂质浓度有关. 通过数值拟合与解析分析, 我们发现快速 TQ 的时间尺度 τ_{90-20} 与钨杂质浓度近似呈线性依赖关系.

进一步, 本文还对比了钨杂质辐射损失和热扩散损失的定量计算结果. 从损失热量上来看, 在快速 TQ 阶段前期通过热扩散所损失的热量远大于通过钨杂质辐射损失的热量, 热损失整体过程受热扩散主导, 但通过这两种机制损失的总热量将在该阶段末期达到同一量级水平; 从损失功率的角度看, 我们发现热扩散损失功率将随着电子温度降低与温度剖面展平迅速下降, 而钨杂质辐射损失功率则会上升, 在这一阶段后期, 两者将达到相当, 辐射损失功率水平甚至可以超过热扩散损失功率水平. 因此, 在快速 TQ 阶段电子温度剖面迅速崩塌后, 钨杂质辐射对维持整个温度剖面的继续下降起关键作用.

本文在 Xiao 和 Wang^[24] 基于通用热扩散系数建立的快速 TQ 阶段电子温度演化模型的基础上进一步考虑了杂质辐射的源/汇效应, 并对钨杂质浓度这一关键参数对快速 TQ 阶段时间尺度的影响进行了定量分析, 为将来的 ITER 破裂缓解研究提供了一定参考. 但我们的模型目前依然存在一些不足: 1) 本文没有考虑杂质的非电离平衡效应, 这可能导致钨杂质冷却系数以及相应的辐射损失功率被低估, 因此如果考虑非电离平衡效应, 钨杂质辐射对 TQ 期间能量损失以及 TQ 时间尺度的影响会更重要; 2) 近期的电磁湍流模拟结果^[30]表明, 快速 TQ 期间 $E \times B$ 涨落速度引起的输运可以达到与随机磁场引起的热扩散相当的水平, 因此在模型中加入这一输运机制可能是必要的; 3) 目前的电子温度演化模型是简化后的一维模型, 而实验发现大量杂质注入进行破裂缓解时存在环向辐射不对称性, 后续可能需要进一步考虑环向辐射不对称性对热能损失过程带来的影响^[31-33].

感谢哈尔滨工业大学王晓钢教授、华中科技大学丁永华教授、江中和教授、郭伟欣教授、王能超教授、李翰辉博士和姜熙平的讨论及建议.

参考文献

- [1] Greenwald M, Terry J L, Wolfe S M, Ejima S, Bell M G, Kaye S M, Neilson G H 1988 *Nucl. Fusion* **28** 2199
- [2] Troyon F, Gruber R, Sauremann H, Semenzato S, Succi S 1984 *Plasma Phys. Control. Fusion* **26** 209
- [3] Hender T C, Wesley J C, Bialek J, et al. 2007 *Nucl. Fusion* **47** S128
- [4] ITER Physics Expert Group On Disruptions, Plasma Control, MHD, ITER Physics Basis Editors 1999 *Nucl. Fusion* **39** 02251
- [5] Strait E J, Lao L L, Luxon J L, Reis E E 1991 *Nucl. Fusion* **31** 527
- [6] Gill R D 1993 *Nucl. Fusion* **33** 1613
- [7] Xia W, Zeng L, Tang T, et al. 2023 *Plasma Phys. Control. Fusion* **65** 085011
- [8] Riccardo V, Loarte A 2005 *Nucl. Fusion* **45** 1427
- [9] Sweeney R, Choi W, Austin M, et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 056022
- [10] Bondeson A, Parker R D, Hugon M, Smeulders P 1991 *Nucl. Fusion* **31** 1695
- [11] Sheikh U A, Shiraki D, Sweeney R, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 126043
- [12] Whyte D G, Jernigan T C, Humphreys D A, et al. 2003 *J. Nucl. Mater.* **313** 1239
- [13] Hollmann E M, Jernigan T C, Groth M, et al. 2005 *Nucl. Fusion* **45** 1046
- [14] Isler R C 1984 *Nucl. Fusion* **24** 1599
- [15] Hinnov E, Mattioli M 1978 *Phys. Lett. A* **66** 109
- [16] Wang F Q, Zha X J, Duan Y M, et al. 2018 *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 125005
- [17] Yang X, Manas P, Bourdelle C, et al. 2020 *Nucl. Fusion* **60** 086012
- [18] Neu R, Dux R, Geier A, et al. 2003 *J. Nucl. Mater.* **313** 116
- [19] Köchl F, Loarte A, de la Luna E, et al. 2018 *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 074008
- [20] Neu R 2006 *Phys. Scr.* **T123** 33
- [21] Noda N, Philipps V, Neu R 1997 *J. Nucl. Mater.* **241** 227
- [22] Pütterich T, Neu R, Dux R, et al. 2010 *Nucl. Fusion* **50** 025012
- [23] Krommes J A, Oberman C, Kleva R G 1983 *J. Plasma Phys.* **30** 11
- [24] Xiao S Y, Wang L 2024 *Phys. Plasmas* **31** 042511
- [25] Pütterich T, Fable E, Dux R, O'Mullane M, Neu R, Siccino M 2019 *Nucl. Fusion* **59** 056013
- [26] Kallenbach A, Bernert M, Dux R, et al. 2013 *Plasma Phys. Control. Fusion* **55** 124041
- [27] Cheng F Y, Shi B R 2007 *Chinese Phys.* **16** 3458
- [28] Abdullaev S S, Finken K H, Wongrach K, et al. 2015 *J. Plasma Phys.* **81** 475810501
- [29] Militello F, Naulin V, Nielsen A H 2013 *Plasma Phys. Control. Fusion* **55** 074010
- [30] Zhu B, Xu X Q, Tang X Z 2023 *Nucl. Fusion* **63** 086027
- [31] Shiraki D, Commaux N, Baylor L R, et al. 2015 *Nucl. Fusion* **55** 073029
- [32] Lehn M, Gerasimov S N, Jachmich S, et al. 2015 *Nucl. Fusion* **55** 123027
- [33] Tong R H, Chen Z Y, Jiang Z H, et al. 2018 *Rev. Sci. Instrum.* **89** 10E113

Effects of radiation from tungsten impurities on the thermal energy loss during the fast thermal quench stage of major disruption in tokamak plasmas^{*}

Zhang Qi-Fan¹⁾ Le Wen-Cheng¹⁾ Zhang Yu-Hao¹⁾ Ge Zhong-Xin¹⁾
 Kuang Zhi-Qiang¹⁾ Xiao Sheng-Yang^{2)†} Wang Lu²⁾

1) (School of Electrical and Electronic Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

2) (International Joint Research Laboratory of Magnetic Confinement Fusion and Plasma Physics, State Key Laboratory of Advanced Electromagnetic Engineering and Technology, School of Electrical and Electronic Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

(Received 23 May 2024; revised manuscript received 19 July 2024)

Abstract

Recent studies based on the PLT, EAST, WEST, ASDEX-upgrade, JET and other tokamaks have shown that the accumulation of heavy impurities in the core regime is unavoidable, which may lead to the degradation of the plasma confinement and even trigger the major disruptions. The plasma thermal energy loss during the major disruptions mainly occurs during the fast thermal quench (TQ) stage. However, there is no comprehensive physical explanation for the scaling of the timescale of this stage. Tungsten as high Z impurity, which will be used as the wall material in International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER), has strong radiation power, and may affect the thermal energy loss during the fast TQ. This work considers both the thermal diffusion induced by the stochastic magnetic fields and the radiation from tungsten impurities as the dominant thermal loss mechanisms in this stage, and construct a one-dimensional model of electron temperature evolution in tokamak plasmas. We numerically calculate and analyze the evolution of the electron temperature in this stage with the typical ITER-like parameters, and here are our main conclusions: 1) The order of magnitude of the fast TQ timescale is mainly determined by the level of thermal diffusion. However, the radiation from tungsten impurities can quantitatively influence on the timescale of fast TQ and the electron temperature in the late phase of fast TQ. The higher the tungsten concentration, the shorter the TQ timescale and the lower the electron temperature it will lead to in the late phase. Both the numerical and analytical results show that the timescale is approximately linear with the tungsten impurity concentration. 2) Based on the evolution of the global energy loss and the global power loss during the fast TQ, it can be found that the global thermal energy loss via the radiation from tungsten impurities is much smaller than that via the thermal diffusion induced by the stochastic magnetic fields during the early phase of fast TQ stage. However, in the late phase of fast TQ stage, the global radiation power can be comparable to or even greater than that of the global thermal diffusion power. This is also the reason why the electron temperature in the late phase of fast TQ decreases as the concentration of tungsten impurities increases. Therefore, the contribution of the radiation from tungsten impurities to the thermal loss cannot be ignored in the late phase of fast TQ.

Keywords: tokamak, major disruption, thermal quench, tungsten impurity radiation, evolution of the electron temperature, thermal energy loss

PACS: 52.35.Vd, 52.25.Fi, 52.25.Vy

DOI: 10.7498/aps.73.20240730

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12275097, 51821005).

[†] Corresponding author. E-mail: d202380863@hust.edu.cn



钨杂质辐射对托卡马克等离子体大破裂快速热猝灭阶段热能损失过程的影响

张启凡 乐文成 张羽昊 葛忠昕 邱志强 萧声扬 王璐

Effects of radiation from tungsten impurities on the thermal energy loss during the fast thermal quench stage of major disruption in tokamak plasmas

Zhang Qi-Fan Le Wen-Cheng Zhang Yu-Hao Ge Zhong-Xin Kuang Zhi-Qiang Xiao Sheng-Yang Wang Lu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 185201 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240730

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240730>

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

托卡马克边界等离子体中钨杂质运输的多流体及动力学模拟

Multi-fluid and dynamic simulation of tungsten impurity in tokamak boundary plasma

物理学报. 2023, 72(21): 215213 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230991>

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>

EAST托卡马克钨杂质上下不对称性分布的实验研究

Experimental study on up-down asymmetry of tungsten impurities in EAST tokamak

物理学报. 2024, 73(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231448>

托卡马克理想导体壁与磁流体不稳定性

Ideal conductive wall and magnetohydrodynamic instability in Tokamak

物理学报. 2023, 72(3): 035203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222043>

托卡马克中低频磁流体不稳定性协同作用引起快粒子运输的混合模拟研究

Hybrid numerical simulation on fast particle transport induced by synergistic interaction of low- and medium-frequency magnetohydrodynamic instabilities in tokamak plasma

物理学报. 2023, 72(21): 215210 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230620>

磁约束燃烧等离子体物理的现状与展望

Current status and prospects of burning plasma physics in magnetically confined fusion

物理学报. 2024, 73(17): 175202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240831>