

HT-7 托卡马克等离子体欧姆放电时 电子热扩散系数的研究

张先梅 万宝年 阮怀林 吴振伟

HT-7 组

(中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

(2000 年 9 月 1 日收到, 2000 年 9 月 29 日收到修改稿)

主要介绍从能量平衡分析来研究 HT-7 托卡马克等离子体电子的热扩散系数. 研究结果表明, HT-7 托卡马克等离子体电子的热传导损失是主要的能量损失, 热对流损失不及欧姆输入功率的 1%, 可以忽略. 电子的反常热扩散系数随半径的增大逐渐增大, 且比新经典理论预言的大 2 个量级. 同时研究了壁处理硅化后的电子热扩散系数. 结果显示, 硅化后, 在等离子体外围区域 ($r/a > 0.5$) 电子的热扩散系数降低, 从而等离子体能量约束得到改善.

关键词: 托卡马克, 欧姆放电, 电子热扩散系数

PACC: 5225F, 5255, 4410

1 引 言

对输运的理解是未来托卡马克反应堆发展的一个基本条件. 反常能量损失是托卡马克等离子体通向聚变堆道路的主要障碍之一. 努力弄清反常输运的机理, 研究等离子体输运的行为无疑具有十分重要的意义. 一般认为, 在运行于较低密度区域的欧姆加热的托卡马克中, 反常能量损失中占统治地位的是电子反常能量损失^[1-4]. 在实验上得到径向电子热扩散系数 χ_e 非常重要. 实验上直接得到 χ_e 的方法并不多, 这方面的工作最初起源于 1975 年, 在 FM-1 Spherator^[5] 上首先报道. 在 TFR^[6], PLT^[7], T-10^[8] 等装置上从能量平衡分析得到 χ_e . 另外, 用锯齿热脉冲传播方法也可以计算得到 χ_e . 这种方法最先在 Ormak 装置上由 Callen 等^[9] 报道. 在 TFTR^[10], TEXT^[11] 上既用能量平衡分析又用热脉冲传播的方法来得到 χ_e . 热脉冲传播方法计算的结果与能量平衡分析得到的比较相符. 另外, 在有些装置如 DIII-D 上, 采用一些新的如电子回旋加热

(ECRH) 引发热脉冲传播的方法来计算 χ_e ^[12].

本文从能量平衡分析着手, 研究 HT-7 托卡马克等离子体电子热扩散系数, 并与新经典理论得出的热传导系数作比较. 分析了 HT-7 装置上常规壁处理硅化后的电子热扩散系数, 并与硅化前作比较,

说明了硅化后等离子体能量约束改善的物理机理.

2 诊断和实验条件

HT-7 超导托卡马克大半径 R 为 122 cm, 小半径 a 为 27.5—28.5 cm. 电子温度 T_e 由快速 ECE 测量的, 测量结果与汤姆逊散射及软 X 射线能谱测得的较符合. 电子密度 n_e 由 5 道远红外 HCN 激光干涉仪测量. 离子温度 T_i 由 10 道中性粒子能谱仪测得^[13]. 等离子体总的辐射损失由 16 道辐射量热计 (bolometer) 测量. 有效电荷数 Z_{eff} 由 4 道轫致辐射测量结果计算得到. 杂质由几套光学系统监测: 10 道可见光学系统 (VIS1—10) 监测 C III 线, 1 道 O II 线监测系统和一套真空紫外系统 (UV2) 用来监测 OV 线. 部分诊断位置如图 1 所示. 一套转镜系统可以选择不同的杂质线进行全空间扫描.

硅化是 HT-7 装置上用来进行壁处理的一种常规手段, 硅化的材料通常为 90% 以上氦稀释的 SiH_4 .

3 实验数据分析

在托卡马克等离子体中, 电子的功率平衡方程为

$$P_{\text{OH}} - P_{\text{rad}} - P_{\text{cond}} - P_{\text{conv}} - P_{\text{ei}} = 0, \quad (1)$$

其中 P_{OH} 为欧姆加热功率, $P_{\text{OH}} = \eta J^2$; $J = \frac{V_l}{2\pi R \eta}$, η 为经典或新经典电阻率, J 为电流密度, V_l 为实验

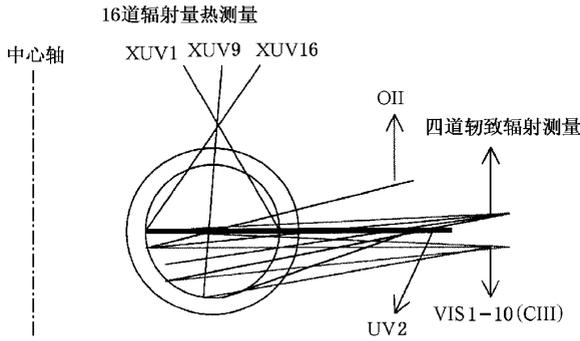


图1 HT-7装置极向截面示意图及部分诊断测量位置 图中画出了16道辐射量热(XUV1—XUV16),10道可见光系统(VIS1~10)4道韧致辐射,一道OII线系统和一套真空紫外光学仪(UV2)

测量的等离子体环电压, R 为等离子体大半径, P_{rad} 为等离子体总辐射损失的能量,由Bolometer测量

得到 P_{conv} 为电子的热对流损失: $P_{conv} = \frac{3}{2} T_e \Gamma_e$, 电子通量

$$\Gamma_e = -D_e \frac{\partial n_e}{\partial r} - n_e v_{in} \quad (2)$$

D_e, v_{in} 分别为反常电子扩散系数和对流速度. P_{ei} 为电子单位时间内由于与离子碰撞而转移给离子的能量, $P_{ei} = \chi (m_e/m_i) n_e v_{ei} (T_e - T_i)$. 其中 m_e, m_i 分别为电子和离子的质量, v_{ei} 为电子、离子碰撞频率. 在方程(1)中,若知道 $P_{OH}, P_{rad}, P_{conv}$ 和 P_{ei} ,便可求得

电子热传导损失 $P_{cond} = -n_e \chi_e \frac{\partial T_e}{\partial r}$, 由此进一步便可求得电子热扩散系数 χ_e .

我们选择典型一炮: No. 34258 (2000年4月, $t = 400ms$) 其放电波形如图2所示. 电子的中心弦平均密度为 $1.0 \times 10^{13} cm^{-3}$ 托卡马克纵向磁场为 1.83T.

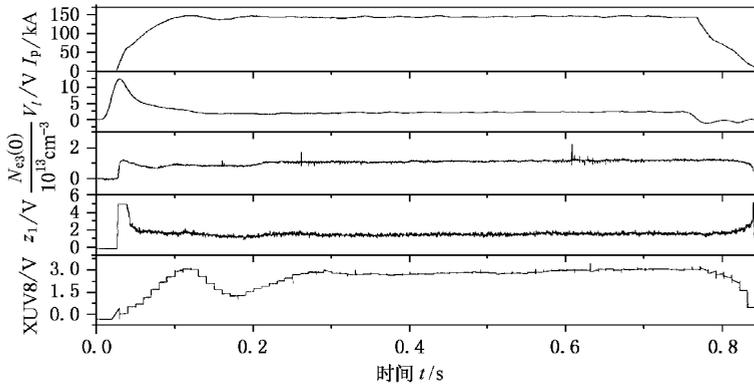


图2 HT-7装置典型放电波形 信号分别为 等离子体电流为 I_p , 环电压为 V_l , 电子的中心弦平均密度为 N_e (没有乘 10^{13}), 中心道韧致辐射 z_1 和中心道总辐射 XUV8

选择该炮 400ms 时刻来研究. 该时刻等离子体电流 I_p 、环电压 V_l 、弦平均密度 N_e 等随时间 t 变

化不大,即认为等离子体处于稳态. 测量该时刻电子密度、温度和离子温度分布如图3和图4所示,这里认为离子密度与电子密度相同.

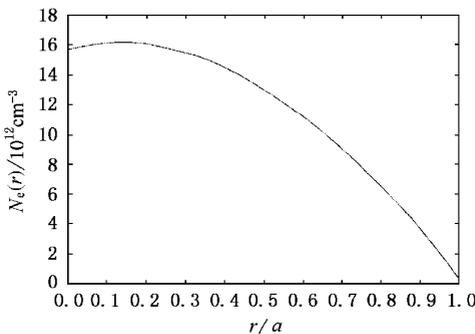


图3 电子的密度空间径向分布 $N_e(r)$ (No. 34258 ($t = 400ms$))

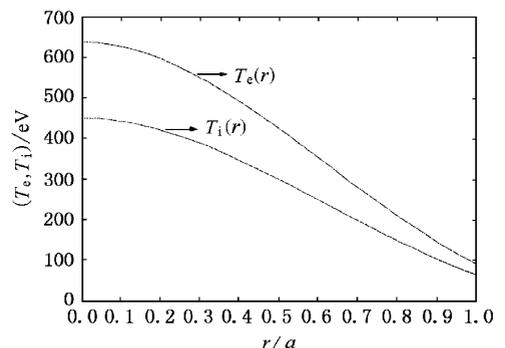


图4 电子和离子的温度空间径向分布 $T_e(r), T_i(r)$ (No. 34258 ($t = 400ms$))

3.1 电子的热对流损失项分析

在计算 HT-7 装置电子能量平衡方程的热对流损失时, 必须知道电子的扩散系数 D_e 和对流速度 v_{in} . 很多装置中, 把 D_e, v_{in} 取为杂质的反常输运系数, 例如, 在 ASDEX 中^[14], 把背景离子与杂质离子的扩散系数取相同的值, 用 RITM code 计算结果与实验测得值符合. 文献 [15] 中指出, 对一般托卡马克等离子体欧姆放电来说, 杂质的输运系数与背景粒子大致相同, 在文献 [16] 中也是直接用杂质的反常输运系数来模拟背景粒子的反常输运, Greenwald 等^[17]在模拟 Alcator C-Mod 中, 得出杂质的反常输运系数比背景粒子的稍高一些, 但没有量级上的差别. 文献 [18] 在模拟背景粒子时, 取其扩散系数为杂质离子的 1.5 倍. 这就是说, 杂质输运系数与背景粒

子输运在同一量级, 且差别不大. 这里我们认为杂质粒子的反常扩散系数 D_z 和对流速度 v_z 就是电子的扩散系数和对流速度. 实验上, 用转镜扫描杂质线如 C III 和 OV, 经过 Abel 反演得到这些杂质线辐射的体发射系数, 然后用杂质的输运程序去拟合这些线辐射, 直到计算的杂质体发射系数与 Abel 反演的结果符合, 认为这时的 D_z 和 v_z 就是等离子体中杂质粒子的扩散系数和对流速度, 近似地也就是电子的 D_e 和 v_{in} . 虽然实验上转镜测得的实验数据没有作绝对定标, 但杂质体发射系数的峰值位置主要取决于杂质粒子的输运系数^[19]. 所以我们用杂质的输运程序来拟合实验上测得的杂质体发射系数的峰值位置, 该程序也可同时计算出有效电荷数 Z_{eff} , 其结果与实验上韧致辐射测量的结果比较符合. 由此得到的杂质输运系数没有量级上的误差. 实验与模拟结果如图 5 (a) 和图 5 (b) 所示.

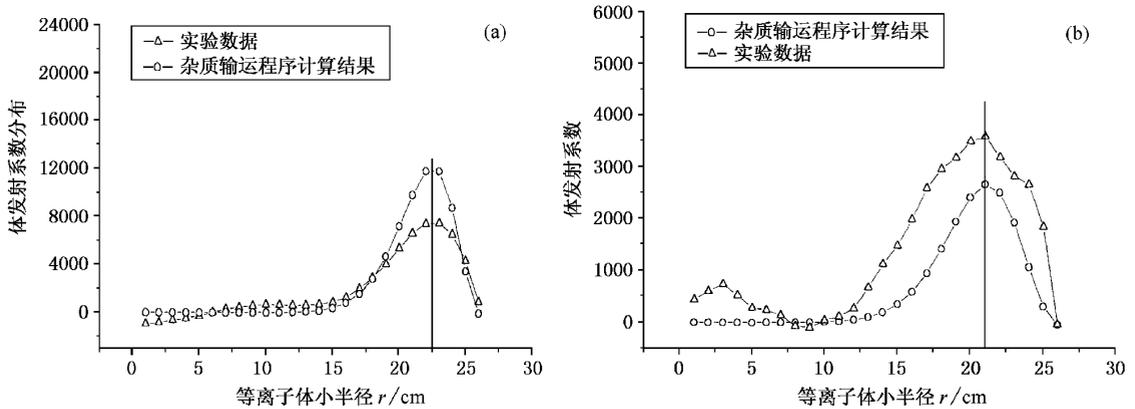


图 5 (a) 为杂质输运程序拟合实验上测得的 No. 34258 ($t = 400\text{ms}$) 的 C III 体发射系数的峰值 (b) 为杂质输运程序拟合实验上测得的 No. 34258 ($t = 400\text{ms}$) OV 线的体发射系数的峰值

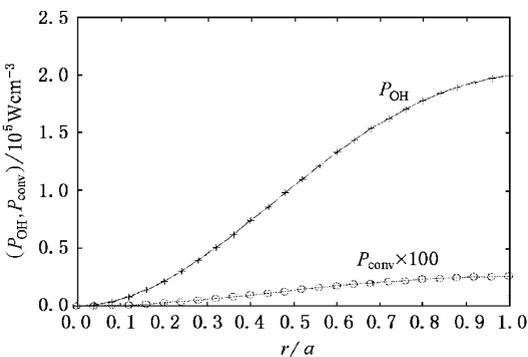


图 6 电子的热对流损失与总的欧姆输入功率体积分沿半径的分布 + 为欧姆输入功率, P_{OH} o 为电子热对流损失的 100 倍, 即 $P_{conv} \times 100$

知道了电子的扩散系数 D_e 和对流速度 v_{in} , 便可以求得电子的通量 Γ_e , 从而可计算出电子的热对流损失 P_{conv} , 计算结果如图 6, 图 6 中给出的是热对流损失体积分沿半径的分布乘以 100. 为了比较, 我们把计算的欧姆输入功率体积分沿半径的分布也画在图 6 中, 带有“+”号的实线为欧姆输入功率, 带有“o”号的虚线为电子的热对流损失的 100 倍. 从图 6 可以看出在 HT-7 装置上, 与欧姆输入功率相比, 电子的热对流损失很小, 不到欧姆功率的 1%. 所以下面用能量平衡分析计算电子热扩散系数时, 可以忽略电子的热对流损失.

3.2 电子的热扩散系数

忽略了电子的热对流损失后, 电子的功率平衡

方程中各能量的体积分径向分布如图 7 所示. 从图 7 可以看出, 在 HT-7 托卡马克等离子体中, 热传导是主要的功率损失项. 大约 64% 的总的欧姆输入功率是通过热传导损失掉, 大约 20% 是通过辐射损失, 大约 16% 是通过电子离子碰撞而由电子转移给离子. 由实验数据计算得到的电子热扩散系数如图 8 所示. 为了比较, 图 8 中同时给出了由新经典理论公式^[20]计算的 HT-7 装置上的电子热扩散系数. 从图 8 可以看出 HT-7 托卡马克等离子体中电子的反常热扩散系数从等离子体的中心到边界逐渐增大,

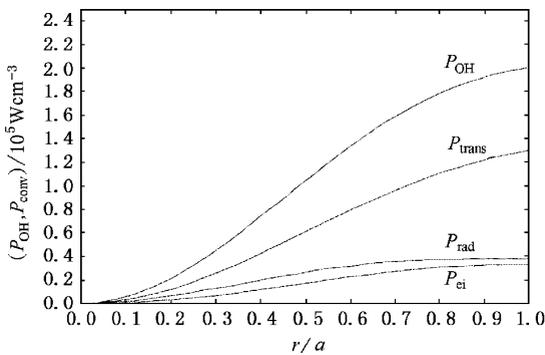


图 7 电子能量平衡方程中各能量体积分的径向分布 P_{OH} 为欧姆输入功率; P_{trans} 为电子热输运损失项(仅含热传导部分); P_{rad} 为辐射功率损失; P_{ci} 为电子转移给离子的能量部分

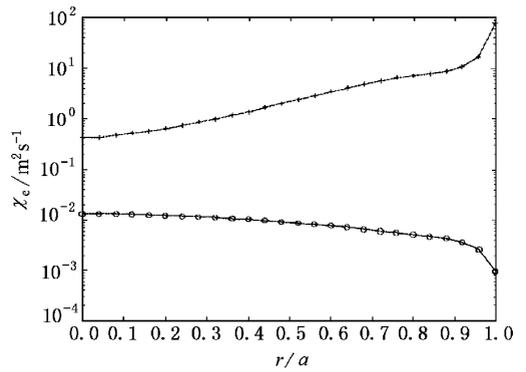


图 8 HT-7 装置电子的热扩散系数径向分布 + 为由实验数据计算出的反常电子热扩散系数; o 为由新经典理论公式计算的电子热扩散系数

且比新经典理论值大两个数量级.

3.3 硅化后电子热扩散系数的行为

硅化是 HT-7 装置常规壁处理方法. 硅化后, 能得到很好的等离子体行为. 如环电压下降, 等离子体总辐射损失降低、有效电荷数 Z_{eff} 降低以及等离子体约束改善等. 图 9 给出了硅化前后 No. 33997 较短的脉冲和 No. 34417 较长的脉冲典型的放电波形. 它们的中心弦平均密度相同, 均为 $1.5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$.

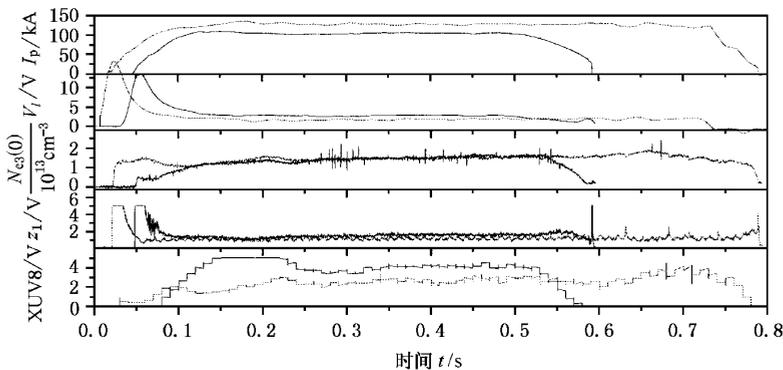


图 9 硅化前后两炮的比较 硅化前(No. 33997)较短的放电波形, 硅化后(No. 34417)较长的放电波形 各信号的说明同图 2

图 10 和图 11 分别给出两炮稳态时主要的参数: 电子密度和温度的空间分布.

根据电子的能量平衡分析, 我们可以得到硅化前后两炮的电子的热扩散系数随半径的变化, 如图 12 所示. 其中, 带有“+”号的虚线是硅化前的 χ_e , 而带有“o”号的实线是硅化后的 χ_e . 从图 12 可看出, 硅化后电子的热扩散系数降低主要在等离子体的外

半部分, 即在 $r/a > 0.5$ 范围内 χ_e 降低. 利用公式:

$$\tau_E = \frac{\frac{3}{2} \int n_e (T_e + T_i)}{P_{OH}}$$

可以估算在该参数下总的能量约束时间. 硅化前总的能量约束时间为 6.5 ms, 硅化后总的能量约束时间升到 9.5 ms.

由于边界等离子体参数测量的不可信程度较大, 所以图 12 没有给出最接近边界处的 χ_e 值.

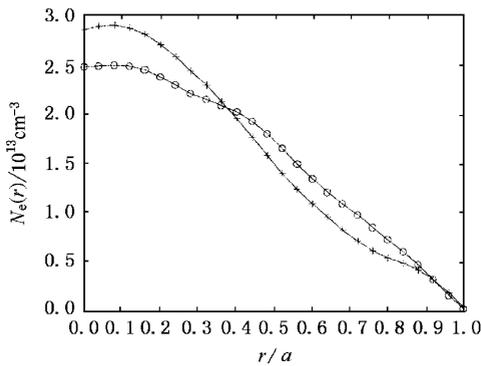


图 10 电子密度空间分布 + 为硅化前 (No. 33997) 的电子密度分布 o 为硅化后 (No. 34417) 的电子密度分布

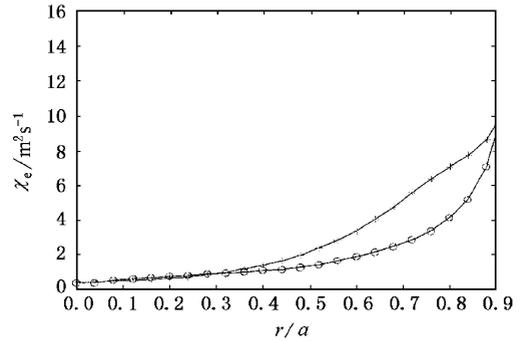


图 12 硅化前后电子的热扩散系数的比较 + 为硅化前 (No. 33997) 电子的热扩散系数分布 o 为硅化后 (No. 34417) 电子的热扩散系数分布

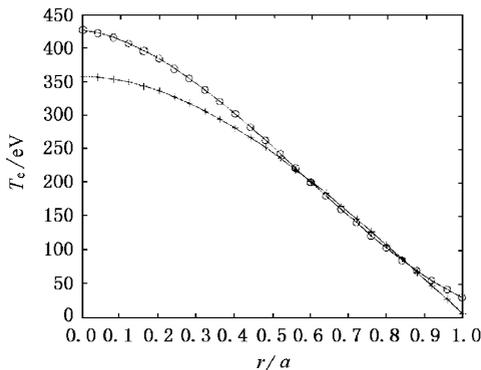


图 11 电子温度空间分布 + 为硅化前 (No. 33997) 的电子温度剖面 o 为硅化后 (No. 34417) 的电子温度剖面

4 结 论

本文从电子的能量平衡出发,分析了 HT-7 托卡马克欧姆放电时电子热扩散系数.在 HT-7 装置中,电子的热对流损失不到总的欧姆输入功率的 1%,故可以忽略.电子的热传导损失是电子能量损失的主要过程.从实验数据分析的电子的反常热扩散系数比新经典理论的数据大 2 个量级以上,且反常的热扩散系数随半径的增大而增大.硅化后与硅化前比较,电子热扩散系数在 $r/a > 0.5$ 区域内显著下降,从而总的能量约束时间增大.

- [1] J. Hugill, *Nucl. Fusion*, **23** (1983) 331.
- [2] R. J. Goldson, *Plasma Phys. Contr. Fusion*, **26** (1984) 87.
- [3] S. M. Keye, *Phys. Fluids*, **28** (1985) 2327.
- [4] R. J. Groebner *et al.*, *Nucl. Fusion*, **26** (1986) 543.
- [5] E. Ejima *et al.*, *Phys. Fluids*, **8** (1975) 904.
- [6] T. F. R. Equipe, *Plasma Phys.*, **25** (1983) 647.
- [7] W. Stodiek, PLT Group, in *Plasma Physics Controlled Fusion Research* (Proc. 8th Int. Conf., Brussels, 1980), Vol. 1, IAEA, Vienna, (1981) p. 9.
- [8] A. B. Berlizov *et al.*, in *Plasma Physics Controlled Fusion Research* (Proc. 8th Int. Conf., Brussels, 1980), Vol. 1, IAEA, Vienna, (1981) p. 23.
- [9] J. D. Callen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977) 971.
- [10] E. D. Fredrickson *et al.*, *Nucl. Fusion*, **33** (1993) 1759.
- [11] D. L. Brower *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990) 337.
- [12] N. J. Lopes Cardozo *et al.*, *Nucl. Fusion*, **32** (1992b) 1671.
- [13] S. X. Liu, *Acta Phys. Sin.*, **46** (1997) 672 (in Chinese) [刘胜侠, *物理学报*, **46** (1997) 672].
- [14] A. M. Messiaen *et al.*, *Nucl. Fusion*, **36** (1996) 39.
- [15] T. Wagner, U. Stoth, *Plasma Phys. Contr. Fusion*, **35** (1993) 1321.
- [16] John Wesson *et al.*, *Tokamaks* (Clarendon Press, Oxford, 1997), p. 187.
- [17] M. Greenwald *et al.*, PFC/JA-94-37 (1994).
- [18] R. Giannela *et al.*, *Nucl. Fusion*, **34** (1994) 1185.
- [19] T. A. Beu *et al.*, *Comput. Phys. Commun.*, **36** (1985) 161.
- [20] Kenro Miyamoto, *Fundamentals of Plasma Physics and Controlled Fusion* (Iwanami Book Service Center, Japan, 1997) p. 104.

STUDY OF THE ELECTRON THERMAL CONDUCTIVITY OF THE OHMICALLY HEATED DISCHARGES IN THE HT-7 TOKAMAK

ZHANG XIAN-MEI WAN BAO-NIAN RUAN HUAI-LIN WU ZHEN-WEI
HT-7GROUP

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

(Received 1 September 2000 ; revised manuscript received 29 September 2000)

ABSTRACT

The electron thermal conductivity in the HT-7 tokamak is obtained by analyzing the electron power balance. In the HT-7 device , the electron thermal convection loss can be neglected , compared with ohmic input power , and the thermal conduction loss is the main energy loss mechanism. The electron thermal diffusion coefficient increases with the minor radius , and is about 100 times larger than the neo-classical theory calculation. After siliconization , the electron thermal diffusion coefficient decreases obviously at the outer half region , and the energy confinement time is prolonged.

Keywords : tokamak , Ohmically-heated discharge , electron thermal conductivity

PACC : 5225F , 5255 , 4410