

壁处理对 HT-7 托卡马克欧姆放电时 自举电流的影响

张先梅¹, 万宝年², 王 燕³

(1. 华东理工大学物理系, 上海 200237; 2. 中国科学院等离子体物理研究所, 安徽合肥 230031;

3. 上海大学物理系, 上海 200436)

摘要:分析了 HT-7 托卡马克壁处理前后欧姆放电时的自举电流占总等离子体电流比例的变化情况. 壁处理以后, 等离子体的密度分布变宽, 等离子体压力梯度在边界较大, 边界的电子温度比壁处理前高, 从而碰撞频率降低, 使得自举电流成份比例从壁处理前的小于 5% 增大到百分之十几. 这一变化解释了壁处理后稳态放电时, 等离子体电流可以轻松放大且等离子体电流分布变宽的现象.

关键词:自举电流; 壁处理; 欧姆放电; 托卡马克

中图分类号: O533; O532+. 22 **文献标识码:** A

0 引言

新经典理论的一个重要物理结果是关于自举电流的描述. 采用 Fokker-Planck 漂动力学方程分析香蕉区的输运现象发现^[1], 在等离子体的扩散过程中由于输运增强而引起的附加摩擦力, 会在环方向产生电流, 这种电流叫做自举电流, 也叫扩散驱动电流. 即使没有外电场产生的电流情况下, 这种自举电流也能独立存在. 非感应电流驱动是托卡马克系统中一项重要的目标之一. 使用完全非感应驱动电流技术的经济投入较大, 而带有自举电流的稳定运行比较便宜, 自举电流比例增大对于常规的稳态运行十分有用. 实现带有自举电流的稳定运行是托卡马克研究中一项非常重要的课题.

许多装置上对自举电流的研究都有报道. Zarnstorff, *et al.*^[2] 在 TFTR 装置上首先比较完整地报道了自举电流. 他们研究的实验条件是有中性束注入, 比较低的环向等离子体电流 $I_p = 0.8 \sim 1.0$ MA, 但却有比较高的极向 β_p 值, 用 1.5 维的与时间有关的输运分析程序 TRANSP 来模拟实验情况可以看出, 在 TRANSP code 中, 只有包括了自举电流、中性束驱动电流以及欧姆电流在内时计算得到的表面电压与实验值更接近.

在 JET 装置实验中, 已在三种放电条件下研究过自举电流^[3], 分别为低电流 ($I \sim 1$ MA) 高 β_p 的中性注入放电、H-mode 放电以及 ICRH 放电. 当同时考虑中性束驱动电流以及

收稿日期: 2003-11-24; 修回日期: 2004-05-20

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10235010).

作者简介: 张先梅, 女, 1972 年生, 博士. 研究方向: 等离子体物理. E-mail: zhangxm@ecust.edu.cn

自举电流时,计算值才与实验测量的电流接近. 在 H-mode 等离子体放电中,自举电流达到 1 MA,并使等离子体总的电流分布加宽.

在 JT-60 装置上,当 $\beta_p \approx 3.2$ 时,自举电流达到总电流的 80%^[4]. 在 ASDEX 装置上,用 BALDUR 输运程序计算了包括自举电流以及中性束驱动的电流在内的等离子体总电流,与实验值作比较^[5],结果较吻合. Andrade 和 Ludwing 对小逆环径比的 ETE 托卡马克装置上的自举电流作了最先估计^[6],他们利用 Hirshman 单离子无碰撞模型^[7]来估计自举电流,并给出自举电流占总电流的比例随 β_p 值的变化趋势,即随 β_p 增大,自举电流的比例增大.

在 HT-7 装置刚壁处理后,放电存在等离子体电流变宽的现象;新经典电阻率计算出的 I_p 比实验值总是小,且不是由误差引入的;另外刚硅化后,即使是欧姆放电,等离子体电流也可以轻松地放得较大. 虽然硅化后有效电荷数 Z_{eff} 降低,但环电压降低很多,而电子温度没有成倍地增长,这样的关系无法仅用新经典电阻率和欧姆定律来描述. 在研究等离子体总电流时有必要考虑自举电流,我们从实验的角度对 HT-7 超导托卡马克欧姆放电时的自举电流行为作了研究.

1 实验数据分析

在环形装置中,当考虑捕获粒子的影响,仅在欧姆加热时,平行于磁场的总的等离子体电流可近似为^[8]

$$j_{\text{tot}} = \frac{E_{\parallel}}{\eta^{\text{neo}}} + j_{\text{bs}}, \quad (1)$$

该式的右边第一项为欧姆场感应的电流, η^{neo} 为新经典电阻率, E_{\parallel} 为平行于磁场的电场,第二项 j_{bs} 为自举电流^[9],

$$j_{\text{bs}} = -\frac{\epsilon^{1/2} n}{B_{\theta}} \left[2.44(T_e + T_i) \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} + 0.69 \frac{dT_e}{dr} - 0.42 \frac{dT_i}{dr} \right], \quad (2)$$

这里 T_e 为电子温度, T_i 为离子温度,密度 n 、温度 T 的单位分别为 cm^{-3} , eV. ϵ 为逆环径比, $\epsilon = r/R$ (R 为大半径). B_{θ} 是极向磁场,单位是 T,它是由总的电流分布密度积分计算出,即^[10]

$$B_{\theta}(r) = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r dr' \times r' \times j_z, \quad (3)$$

其中 j_z 是由经典的 Spitzer 电阻率估算的电流分布.

在大的逆环径比的托卡马克中,新经典电阻率可以估计为^[9]

$$\eta^{\text{neo}} = \eta^{\text{sp}} (1 - \epsilon^{1/2})^{-2}, \quad (4)$$

η^{sp} 为经典的 Spitzer 电阻率.

在式(2)中,电子的密度、温度以及离子的温度的测量与文献[11]相同. 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 射线能谱测得的较吻合. 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. 有效电荷数 Z_{eff} 由 4 道韧致辐射测量结果计算得到,并由杂质输运程序进行计算比较^[11].

1.1 硅化前后自举电流的研究

图 1 给出典型的两炮 33997# 和 34278# 的放电波形及其宏观参数,前者是硅化前的,

后者是刚硅化后的(电流较大,脉冲较长的放电波形).

分析 33997#炮 0.35s、34278#炮的 0.4s 时的自举电流的分布. 图 2 给出两炮电子密度空间分布情况. 图 3 给出两炮的电子温度空间分布图. 从图 2 和图 3 可以看出,两炮的电子温度分布形状相差不大,但硅化后密度分布明显变宽.

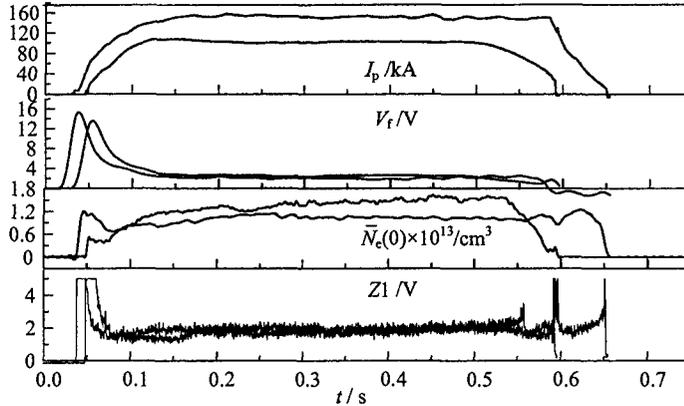


图 1 两典型的放电波形,脉冲长的为硅化后的,脉冲短的为硅化前的放电. I_p 为等离子体电流, V_f 为环电压, $\bar{N}_e(0)$ 为等离子体中心弦平均密度, Z1 为中心道的韧致辐射测量信号

Fig. 1 Two typical shots; longer pulse is the shot after silicization. Plasma current I_p , loop voltage v_f , electron central line-averaged density $\bar{N}_e(0)$, Bremsstrahlung emission from central channel Z1.

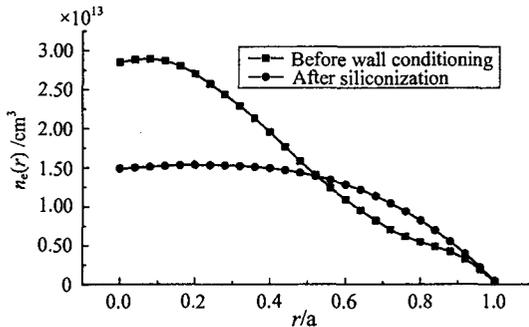


图 2 硅化前后电子密度的空间分布
Fig. 2 Electron density profiles before and after silicization

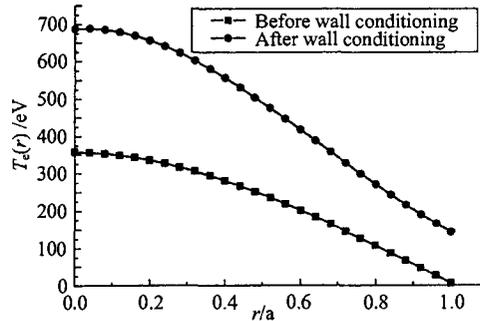


图 3 硅化前后电子温度 T_e 分布
Fig. 3 Electron temperature profiles before and after silicization

由于等离子体自举电流与等离子体的压力梯度有关,根据 $P = kn(T_e + T_i)$, 可以计算等离子体压力的剖面,如图 4 所示. 从图可以看出,两炮的压力梯度有明显的不同. 我们用式(2)计算自举电流,计算的结果如图 5 所示.

从图 4 比较可以看出,硅化后,等离子体压力分布变宽,使得靠近边界的压力梯度增大,从图 5 看出靠近边界的自举电流的成份增大. 自举电流与等离子体压力梯度是相关的,不同的压力梯度,使得自举电流的峰值位置不同. 同时利用式(3)的新经典电阻率,计算出欧姆场驱动电流. 自举电流的分布与欧姆场驱动电流分布之和便是欧姆放电时总的等离子体电流分布,即: $j_{tot} = j_{bs} + j_{neo}$. 其中, j_{tot} 为总电流分布, j_{bs} 为自举电流分布, j_{neo} 为欧姆场驱动的电流分布. 我们可以计算自举电流分布占总电流的比例,即: j_{bs}/j_{tot} . 图 6 给出自举电流分布与总电流分布的比值随归一化半径的示意图. 从图 6 可看出,接近边界时自举电流对该处

的总电流贡献硅化后比硅化前大,值得注意的是,这里仅仅是电流剖面之间的比较,是局部量,而不是电流积分值的比较。

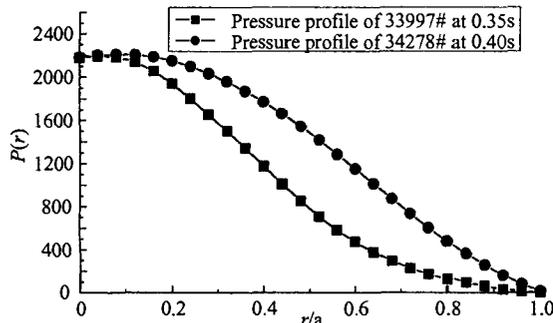


图 4 硅化前后等离子体压力 P 空间分布图
Fig. 4 Plasma pressure profiles before and after siliconization

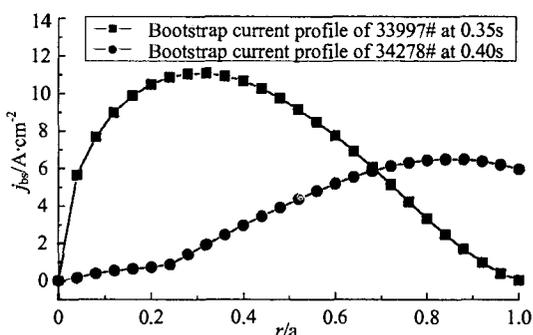


图 5 硅化前后自举电流 j_{bs} 随归一化半径的分布
Fig. 5 Bootstrap current profiles before and after siliconization

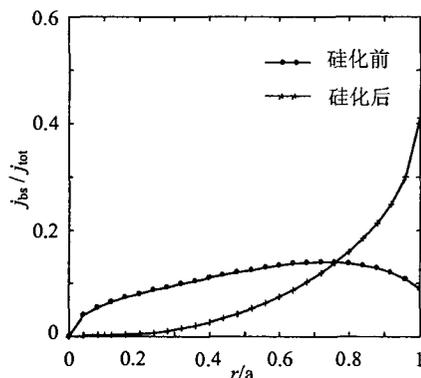


图 6 硅化前后自举电流的空间分布 j_{bs} 占总电流分布 j_{tot} 的比例随归一化半径变化图
Fig. 6 The ratio of the bootstrap current density to the total current density (j_{bs}/j_{tot}) distribution before and after siliconization.

我们用实验上直接测量得到的等离子体总电流减去用新经典电阻率计算的电流积分值,即为总的自举电流,即 $I_{bs} = I_{tot} - I_{neo}$ 。硅化前 33 997 炮的等离子体放电电流 I_{tot} 为 104.9 kA,新经典电阻率计算的 I_{neo} 为 102.9 kA,则自举电流仅占总电流的 1.7%,但对于硅化后的 34 278#,自举电流占总电流的 7.4%。这种硅化后自举电流占总电流比例增大的现象在 HT-7 装置上多次放电中均观察到了。从表 1 可以看出,硅化后自举电流的份额增大了。硅化前不超过总电流的 5%,而硅化后提高到 10% 以上。由于总自举电流 I_{bs} 是其剖面 $j_{bs}(r)$ 的面积分结果,等离子体边界对应的半径大,且从图 6 看出自举电流比例在边界很大,从而总自举电流的增大主要来自于边界的贡献。

表 1 硅化前后自举电流研究情况

Tab. 1 study of the bootstrap current before and after siliconization

Shot No.	t/ms	$\bar{N}_e(0)$ $/(10^{13} \cdot cm^{-3})$	I_p/kA (by exp.)	I_{neo}/kA (by compt.)	I_{bs}/kA	$(I_{bs}/I_p)/\%$
29518	317	0.93	117.9	113.2	4.7	2.6
29468	300	1.43	123.8	120.0	3.8	3.1
33997	350	1.51	104.6	102.9	1.7	1.7
34267	350	0.98	139.2	126.6	12.6	9.0
34281	280	0.99	158.9	143.6	15.3	9.6
34278	400	1.04	152.6	141.4	11.2	7.4
34349	300	1.25	131.1	112.0	19.1	14
34417	500	1.55	127.4	111.3	16.1	13
34363	440	1.55	132.3	110.7	21.6	16
30988	500	2.39	211.7	183.3	28.4	13

注:前三炮为硅化前的放电,后面的均为硅化后的放电。

1.2 硼化前后自举电流的研究

同样地,我们选择了硼化前后的两炮——29468#(硼化前)和 30448#(刚硼化后)——来研究它们的自举电流情况. 他们的中心弦平均密度基本相同, 大约为 $1.5 \times 10^{13}/\text{cm}^3$. 电子的密度和温度分布分别如图 7 和图 8 所示. 同样可以计算出等离子体的压力, 如图 9 所示. 可以从该图看出, 与硅化后类似, 硼化后, 等离子体的压力中心变宽边界梯度增大. 自举电流分布与等离子体电流分布的比值随归一化的半径的变化如图 10 所示. 可以看出, 硼化后, 靠近边界自举电流的贡献比硼化前大. 同样地, 我们研究了硼化后几次欧姆放电时自举电流占总电流的比例情况, 如表 2 所示. 可以看出硼化后自举电流的比例增大, 均达到了 10% 以上. 该自举电流的增大同样主要是来自于等离子体边界的贡献.

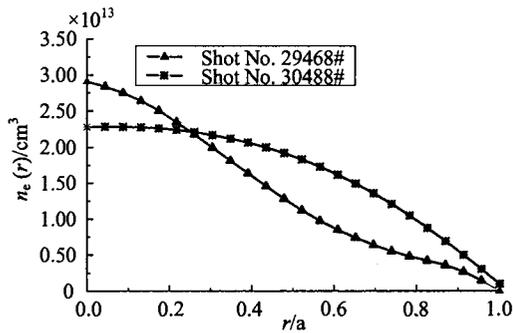


图 7 硼化前后两炮 29468# 和 30448# 的密度空间分布情况

Fig. 7 Electron density profiles before (29468) and after (30448) boronization

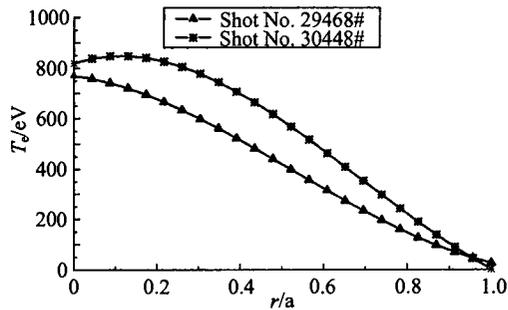


图 8 硼化前后两炮 29468# 和 30448# 的温度空间分布情况

Fig. 8 Electron temperature profiles before (29468) and after (30448) boronization

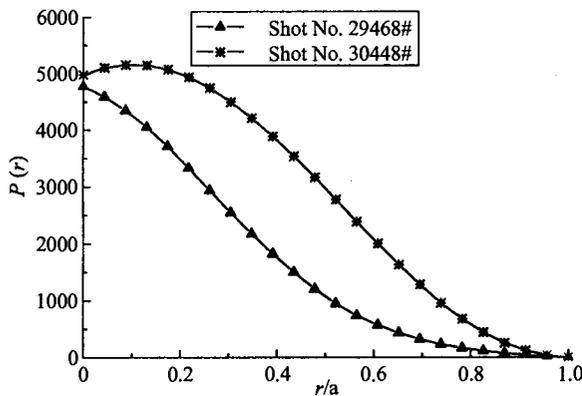


图 9 硼化前后 29468# 和 30448# 炮的等离子体压力随归一化半径的变化

Fig. 9 Plasma pressure profiles before (29468) and after (30448) boronization

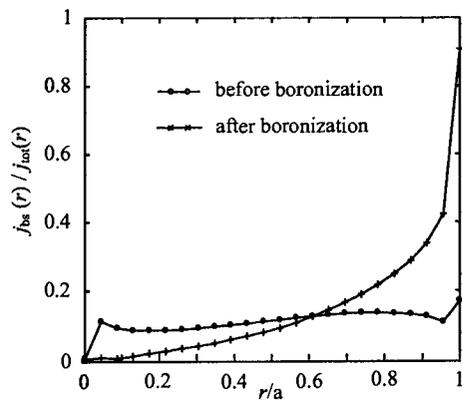


图 10 硼化前后自举电流的空间分布 j_{bs} 占总电流分布 j_{tot} 的比例随归一化半径变化图

Fig. 10 The ratio of the bootstrap current density to the total current density (j_{bs}/j_{tot}) distribution before and after boronization.

表 2 硼化后自举电流的研究情况

Tab. 2 Study of the bootstrap current after boronization

Shot No.	t/ms	$\bar{N}_e(0)$ $/ (10^{13} \cdot \text{cm}^{-3})$	I_p/kA (by exp.)	I_{neo}/kA (by compt.)	I_{bs}/kA	$(I_{\text{bs}}/I_p)/\%$
30448	595	1.47	154.5	136.9	17.6	11
36724	350	1.06	127.2	113.7	13.5	10
36744	480	1.14	151.6	133.2	18.4	12
36777	300	1.08	166.5	144.7	21.8	13
36791	280	0.97	173.5	147.7	25.8	15

2 结论

自举电流在许多装置上都专门研究过,它的存在对装置的稳定运行具有十分重要的意义.这里,我们从实验的角度首次对 HT-7 超导托卡马克欧姆放电时的自举电流行为作了研究,得到了令人满意的结果:壁处理后,靠近边界自举电流分布对等离子体电流分布贡献较大;刚硅化和硼化后,自举电流占总放电电流的比例比壁处理前有增大的现象;刚硅化和硼化后,等离子体参数分布在中心变宽,靠近边界的压力梯度变大,自举电流的分布峰值靠近边界,又由于等离子体边界处对应的半径较大,即边界出的自举电流对总的自举电流面积分结果贡献大,从而使自举电流的积分值占总电流的比例比壁处理前的值增大;自举电流份额增大的比例与等离子体压强梯度关系密切,梯度越大,自举电流成份越大.另外,硅化和硼化以后,边界的温度升高,碰撞频率降低,使香蕉粒子轨道容易形成,从而增大了自举电流份额.

参 考 文 献

- [1] 朱士尧,核聚变原理[M].合肥:中国科学技术大学出版社,1992:356.
- [2] Zarnstorff M C, Bell M G, Bitter M, *et al.* Bootstrap Current in TFTR[J]. Phys. Rev. Letters, 1988, 60: 1 306-1 308.
- [3] Cordey J G, Challis C D, Stubberfield P M. Bootstrap current theory and experimental evidence[J]. Plasma Phys. Contr. Fusion, 1988, 30: 1 625-1 630.
- [4] Kikuchi M, Azumi M, Tsuji S, *et al.* Bootstrap current during perpendicular neutral injection in JT-60[J]. Nucl. Fusion, 1990, 30: 343-348.
- [5] Becker G. Effect of bootstrap and beam driven currents on current profile and ballooning stability in ASDEX L- and H-mode plasma [J]. Nucl. Fusion, 1989, 29: 1 291-1 296.
- [6] Andrade M C R, Ludwig G O. First estimate of bootstrap current in the ETE small aspect ratio tokamak [J]. Plasma Phys. Contr. Fusion, 1997, 39: 1 041-1 047.
- [7] Hirshman S P. Finite-aspect-ratio effects on the bootstrap current in tokamaks[J]. Phys. Fluids, 1988, 31: 3 150-3 154.
- [8] Wagner T, Stoth U. Transport in toroidal devices- the experimentalist's view[J]. Plasma Phys. Contr. Fusion, 1993, 35: 1 321-1 328.
- [9] John Wesson, *et al.* Tokamaks [M]. Oxford: Clarendon Press, 1997, 167: 187-190.
- [10] 石秉仁. 磁约束聚变原理与实践[M].北京:原子能出版社, 1999: 80-82.
- [11] 张先梅, 万宝年, 阮怀林, 等. 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 [J]. 物理学报, 2001, 50: 715-720.

Study on Bootstrap Current of Ohmically Heated Discharges with Wall Conditionings in HT-7 Tokamak

ZHANG Xian-mei¹, WAN Bao-nian², WANG Yan³

(1. *Department of Physics, East China University of Science and Technology, Shanghai 200237, China;*

2. *Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China;*

3. *Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200436, China)*

Abstract: The ratio of the bootstrap current to the total plasma current is analyzed before and after wall conditionings of the ohmically heated discharges in the HT-7 tokamak. It is less than 5% of the total plasma current before wall conditionings, but enhanced up to more than 10% for boronization and siliconization. After wall conditionings, the plasma pressure gradient and the electron temperature near the boundary are larger than before, and collision frequency decreases. The results may help explain the previous experimental phenomena that the plasma current profile is broadened and the higher current can be obtained easily on the HT-7 tokamak experiment after wall conditionings.

Key words: bootstrap current; wall conditioning; ohmically heated discharge; tokamak