

提高等离子体密度对不同放电条件下 逃逸电子行为对比分析*

竹 锦 霞

(四川文理学院智能制造学院,四川 达州 635000)

摘 要

利用硬 X 射线诊断系统,对比分析了提高等离子体密度对欧姆放电和低杂波电流驱动放电下逃逸电子行为的影响.实验结果表明:在欧姆放电平顶阶段提高等离子体密度能有效抑制强逃逸分布,然而在低杂波关断时提高等离子体密度并没有抑制电子逃逸,反而出现逃逸电子雪崩增长.根据不同逃逸产生机制对该现象进行了对比分析.

关键词:逃逸电子,等离子体密度,欧姆放电,低杂波电流驱动.

中图分类号:O53

0 引 言

在托卡马克等离子体中,电子主要受到等离子体环电压的加速作用和与其它粒子碰撞阻尼的减速作用.然而随着电子速度的增大,电子受到的碰撞阻尼力减小,当电子能量超过一定的阈值后成为逃逸电子,并在速度空间上与本底电子脱离.当高通量的逃逸电子释放到装置第一壁时会对壁材料造成严重损害,此类危害特别是在等离子体大破裂期间尤为突出^[1-2].寻找抑制逃逸电子的运行区间不仅为装置壁的安全运行提供保障也为实现更高参数下的放电提供相关物理基础.托卡马克中的逃逸电子主要约束在等离子体芯部,它的径向输运过程是研究磁湍流尺度的一个基础,因此逃逸电子动力学的研究可为芯部磁湍流的研究提供可靠手段.国内外在理论和实验方面都对托卡马克中的逃逸电子做了广泛研究^[3-6].

由于非感应电流驱动中低杂波电流驱动是托卡马克上驱动效率最高的驱动方法,在国内外很多装置上都发展了低杂波电流加热和驱动系统.由于低杂波的投入,等离子体环电压若降低到一定的阈值(即快电子的尾部能量低于逃逸的阈值能量),低杂

波能实现对逃逸电子通量的抑制^[7].波驱动的快电子通过准线性扩散增强电子在速度空间的扩散,表现为低杂波期间或者低杂波关断时电子逃逸的增强行为^[8-9].

对逃逸电子动力学的理解以及探索有效的电子逃逸抑制手段不仅是保障托卡马克装置安全运行的基础而且也是托卡马克等离子体物理研究的重要课题之一.本文主要利用逃逸电子诊断系统研究了放电平顶阶段提高等离子体密度对不同放电条件下的逃逸电子产生的影响作用.

1 逃逸电子产生机制

逃逸电子产生机制主要有如下几类:初级产生机制、次级产生机制、热尾部产生机制^[10].已经通过实验验证的是初级产生机制和次级产生机制.热尾部产生机制只有在本底热电子冷却时间很短及冷却到很低的温度(即快速冷却方法下)才发挥作用.在试探粒子模型下根据电子受到的电场力平衡碰撞阻力,逃逸的阈值能量可表示为:

$$W_r = \frac{1}{2} m_0 v_{\text{crit}}^2 = 2.2(2 + Z_{\text{eff}}) \frac{n_e [10^{19} \text{ m}^{-3}]}{E [\text{V/m}]} \text{ keV}, \quad (1)$$

式中: m_0 为电子的静止质量, Z_{eff} 为有效电荷数, n_e 为电子密度, E 环向电场强度 ($E \approx V_t/2\pi R$).逃逸电子的初级产生率可根据电子在速度空间的扩散速率得到:

收稿日期:2017-03-13

* 四川省教育厅科研重点项目(15ZA0321);四川省教育厅重点科研项目(18ZA0417).

$$\frac{dn_{r1}}{dt} = n_e v_e \lambda, \quad (2)$$

其中 v_e 为热电子碰撞频率, λ 为逃逸电子产生速率因子. 逃逸电子的次级产生机制(也称为雪崩过程)即已经存在的高能逃逸电子和本底热电子碰撞, 得到能量的热电子进入逃逸区域, 然而高能逃逸电子能量有所下降但仍然处于逃逸区域, 因此逃逸电子数量整体呈现指数增长. 等离子体中存在高能“逃逸种子”是次级机制产生的必要条件. 逃逸电子的次级产生率和无逃逸损失的雪崩时间常数分别为:

$$\frac{dn_{r2}}{dt} = \frac{n_r e E}{m_0 v \ln \Lambda (2 + Z_{\text{eff}})}, \quad (3)$$

$$t_0 = \frac{\sqrt{12} m_0 c \ln \Lambda (2 + Z_{\text{eff}})}{9 e E}. \quad (4)$$

2 实验结果与讨论

在环向电压的加速作用下逃逸电子的能量可达到 MeV. 当高能逃逸电子损失到装置的第一壁材料时它和材料相互作用发生厚靶韧致辐射, 从而产生高能硬 X 射线, 通过对硬 X 射线监测可得到放电过程中逃逸电子的相关信息. 等离子体密度是等离子体参量中重要参量之一. 放电过程中的等离子体密度的变化能影响逃逸电子的行为.

图 1 为欧姆放电和低杂波电流驱动放电波形的对比图. 实验中保持等离子体电流不变 ($I_p = 100$ kA), 左边的放电图 1(a) 为低密度欧姆放电. 在等离子体密度变化前从硬 X 射线辐射强度可见: 随着放电的进行, 在平顶阶段产生了大量的逃逸电子. 在放电后期通过充入大量的工作气体, 等离子体密度在 60 ms 内迅速从 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 增加到 $1.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. 然而随着等离子体密度的增加, 硬 X 射线辐射强度出现了明显下降. 在欧姆放电平顶阶段, 等离子体密度的增加表现出了对逃逸电子的抑制作用. 图 1 右边的放电图 1(b) 相对左边的放电基本参数一致, 不同点为右边放电在 200 ms 到 550 ms 之间注入了功率为 140 kW 的低杂波. 放电过程中低杂波关断时刻刚好是等离子体工作气体充入时刻. 等离子体密度在 40 ms 内迅速从 $1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 增加到 $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. 与欧姆放电平顶阶段提高了等离子体密度能抑制逃逸电子通量相反, 在低杂波关断时刻提高等离子体密度后, 逃逸电子行为表现出了反常的行为, 硬 X 射线在 2 ms 内台阶式的迅速增长, 逃逸电子的产生呈现出雪崩增长.

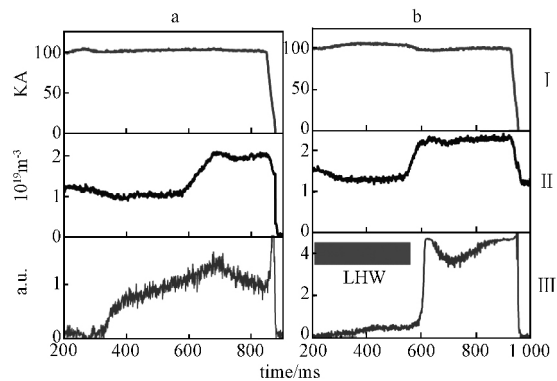


图 1 欧姆放电和低杂波电流驱动放电下逃逸电子行为对比图
I 等离子体电流; II 等离子体线平均密度;
III 硬射线辐射强度

根据放电参数和公式(1)能计算出电子逃逸的能量阈值. 图 2 为图 1 对应放电环电压以及逃逸能量阈值图. 图 2 中 (I) 和 (II) 分别是测量等离子体表面环电压和计算出的逃逸能量阈值. 黑色垂直点线表示放电过程中充入工作气体时刻. 在左边图 2(a) 欧姆放电平顶阶段充入工作气体前, 等离子体表面环电压为 $V_1 = 1.6$ V. 充入工作气体后等离子体密度提高, 等离子体表面环电压增加到 $V_1 = 1.8$ V. 由于提高幅度很小, 等离子体密度对等离子体表面环电压的影响并不大. 在其他参数不变的情况下, 碰撞阻尼力的大小与等离子体密度值成正比 ($F_d \approx \frac{n_e e^4 \ln \Lambda}{16 m_0 \pi \epsilon_0^2 v^2}$). 等离子体密度的变化能影响电子所受到的碰撞阻尼力值. 在等离子体放电平顶阶段充入的大量工作气体导致等离子体中逃逸电子的碰撞阻力增强, 抑制了逃逸电子的数目及能量. 在低杂波欧姆放电条件下, 由于低杂波的投入逃逸电

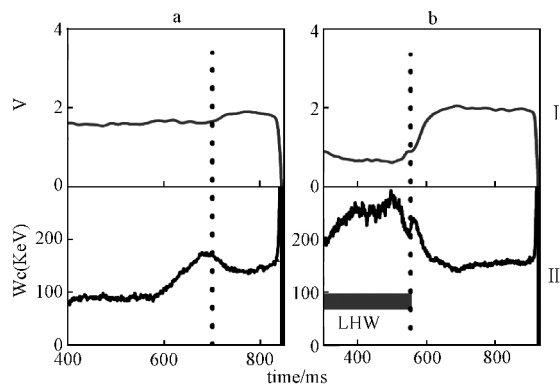


图 2 欧姆放电和低杂波电流驱动放电下环电压及逃逸能量阈值对比图
I 等离子体表面环电压; II 逃逸能量阈值

子行为展现出新现象. 如图 2(b) 所示低杂波投入期间, 等离子体表面环电压对比欧姆放电下降到 0.9 V 左右. 由于等离子体表面环电压的下降, 硬 X 辐射强度增长速度缓慢. 当低杂波关断时, 等离子体表面环电压从 0.8 V 迅速升高到 2 V, 增长幅度大. 逃逸电子初级产生机制主要由等离子体密度值和电场值主导. 低杂波关断后等离子体密度值和电场值都在增加. 根据图 2(b) 中逃逸能量阈值的计算曲线, 逃逸阈值能量在低杂波关断后呈现快速下降趋势, 这说明电场增量对逃逸阈值能量值的变化起主导作用. 逃逸阈值能量值的下降导致初级产生机制增强, 更容易形成高能逃逸“种子”. 由公式(4)可知, 等离子体表面环电压的增大可导致次级雪崩时间常数减小, 逃逸雪崩行为容易形成. 当低杂波关断时, 提高等离子体密度, 增加已经存在的高能逃逸“种子”和更多的本底电子发生近距离库

伦碰撞机会, 这为逃逸雪崩的产生提供了有利条件, 逃逸雪崩更容易形成. 因此能从图 1(b) 中硬射线辐射强度明显看出逃逸雪崩现象.

3 结 论

在托卡马克低密度等离子体放电中很容易产生大量的逃逸电子. 本文利用硬射线诊断系统对比研究了低密度欧姆放电及低杂波电流驱动放电下逃逸电子行为. 实验结果表明: 在低密度欧姆放电中提高等离子体密度增强了逃逸电子的碰撞阻力, 提高了逃逸能量阈值, 抑制了逃逸电子的初级产生机制, 并且能降低已形成的逃逸电子能量和数量. 然而在同样参数放电下, 由于低杂波关断等离子体表面环电压的提高及等离子体密度的提高下, 逃逸电子产生却呈现出雪崩现象. 这表明在低杂波关断后提高等离子体密度激发了逃逸电子形成的次级产生机制.

参 考 文 献

- [1] Plyusnin V V, Riccardo V, Jaspers R, et al. Runaway electrons in JET disruptions [C] //30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. St Petersburg: ECA, 2003.
- [2] Lehnen M, Abdullaev S S, Arnoux G, et al. Runaway generation during disruptions in JET and TEXTOR [J]. Journal of Nuclear Materials, 2009, 390:740 - 746.
- [3] Russo A J, Campbell R B. A model for disruption generated runaway electrons [J]. Nuclear Fusion, 1993, 33(9):1305.
- [4] Bozhnikov S A, Lehnen M, Finken K H, et al. Generation and suppression of runaway electrons in disruption mitigation experiments in TEXTOR [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2008, 50(10):105007.
- [5] Paz-Soldan C, Eidietis N W, Granetz R, et al. Growth and decay of runaway electrons above the critical electric field under quiescent conditions [J]. Physics of Plasmas, 2014, 21(2):022514.
- [6] Stahl A, Hirvijoki E, Decker J, et al. Effective critical electric field for runaway-electron generation [J]. Phys Rev Lett, 2015, 114(11):115002.
- [7] Chen Z Y, Wan B N, Lin S Y, et al. Dynamics of runaway electrons in lower hybrid current drive plasmas in the HT-7 tokamak [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2006, 48(10):1489.
- [8] Zhu J X, Yao L M, Zhang Y P, et al. Behaviour of runaway electrons in the HL-2A plasmas with LHCD and ECCD [J]. Journal of Plasma Physics, 2015, 81(6):475810602.
- [9] Liu C S, Muschietti L, Appert K, et al. Enhanced runaway production rate by waves in plasmas [R]. Lausanne: EPFL, 1980.
- [10] Smith H M, Verwichte E. Hot tail runaway electron generation in tokamak disruptions [J]. Physics of Plasmas, 2008, 15:072502.

Comparison of Runaway Behavior by Increasing Plasma Density under Different Discharge Conditions

Zhu Jinxia

(School of Intelligent Manufacturing ,Sichuan University of Arts and Science ,Dazhou Sichuan 635000)

Abstract

By making use of the hard X-ray (HXR) detection system , the effects of increasing plasma density on the behavior of runaway electrons had been studied during Ohmic discharge and lower hybrid current drive discharge. It was found that the runaway electron distribution can be suppressed during Ohmic discharge with increasing the plasma density. On the contrary ,the avalanche phenomenon occurred by increasing plasma density when lower hybrid wave was switched off. The difference between the results was analyzed using two different generation mechanisms.

Key words: runaway electrons , plasma density , Ohmic discharge , lower hybrid current drive.