

低杂波控制电流分布与改善约束研究

沈慰慈, 匡光力, 单家芳, 丁伯江

(中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

摘要:在 HT-7 超导托卡马克装置上利用低杂波电流驱动有效地控制了等离子体电流分布, 并使等离子体约束性能改善。数值模拟与硬 X 射线测量结果均表明, 低杂波的发射功率谱、纵场和等离子体密度对改变等离子体电流分布有明显的影响。在优化低杂波电流驱动实验参数的条件下, 等离子体密度、温度分布发生了理想的变化。在电子和离子温度分布上出现了内部输运垒, 同时等离子体的能量约束时间和粒子约束时间均有提高。

关键词:低杂波电流驱动; 分布控制; 改善约束

中图分类号: O536

文献标识码: A

1 引言

先进的托卡马克运行模式是高约束的稳态运行方式, 其中包括 H 模式、VH 模式、反向剪切位形、高内感、高极向 β 、内部输运势垒等^[1]。大量实验结果表明低杂波电流驱动不仅是托卡马克上最有希望的无感电流驱动方法之一, 而且在控制等离子体电流分布, 改善等离子体约束, 抑止 MHD 不稳定性等方面展现了良好的应用前景。目前几乎在所有的大型聚变装置上, 如 JT-60U^[2]、JET^[3]、Tore Supra^[4] 等, 都建立起 MW 级 LHCD 系统, 并围绕这一课题开展了广泛的物理实验研究工作。

目前各种改善约束模式的实验在许多大聚变装置上都是通过波加热与驱动的方法来控制等离子体电流分布的方法获得的。JT-60U、JET 和 Tore Supra 等装置上的实验结果表明^[5-7], 低杂波电流驱动在控制等离子体电流分布, 改善约束方面效果显著。在这三个装置上分别采用了不同的方法, 进行了低杂波电流驱动实验, 获得了稳定的反剪切放电位形, 并在等离子体内部形成内部输运位垒(ITB), 使得芯部等离子体的热扩散系数降低到新经典水平以下, 从而有力的证明了低杂波对改善等离子体约束的作

用。

在世界上各大聚变装置普遍追求高性能放电的今天, 通过波与等离子体的作用改变等离子体分布参数和位形, 增强等离子体的约束性能, 使其更加有利于托卡马克的高参数稳态运行。了解和认识到这一点, 对在 HT-7 上的低杂波电流驱动物理实验研究具有特别重要的意义。

HT-7 是我国第一个超导托卡马克装置, 主要目标是研究高温等离子体特性并探索在托卡马克装置上实现稳态运行的模式, 近年来, 我们在 HT-7 上开展了一系列低杂波电流驱动实验研究, 并取得了较好的物理实验结果^[8-11]。

2 波的传播与控制电流分布

在托卡马克低杂波电流驱动实验中, 低杂波通过多结波导阵结构的天线, 向等离子体内部发射具有非对称波谱的慢波, 平行折射率为 $N_{\parallel} = ck_{\parallel} / \omega$ 。当发射的低混杂波的相速度远大于电子的热速度时, 波在磁化等离子体中的传播状态, 受到低杂波扩散关系的影响, 在等离子体中会产生多次反射, 使最初发射的功率谱在环向上移。同时, 波被外

收稿日期: 2004-02-20; 修订日期: 2004-07-24

基金项目: 国家自然科学基金项目(19985005)

作者简介: 沈慰慈(1959-), 女, 1982年毕业于中国科学技术大学近代物理系, 副研究员, 主要从事等离子体物理、波加热与电流驱动物理实验研究。

部等离子体捕获并传播,直到最初发射的功率谱足够宽,可以通过电子朗道阻尼吸收,最终产生一离轴的无感电流分布。在低杂波控制电流分布实验中通过人为改变入射低混杂波的平行折射率 N_{\parallel} 的大小,可以调整波在等离子体内部的沉积位置,限定低杂波的传播区域主要在等离子体的外部区域,从而防止了中心区域的低杂波功率沉积。用这种方法产生中空的电流分布后,可获得有高中心值 $q(0)$ 、极小值 q_{\min} 的非单调的 q 分布的等离子体。此时,在 q_{\min} 半径内,磁剪切为负值。这种放电位形称为负磁剪切位形。在具有负磁剪切位形的等离子体中,一般都有内部输运势垒的存在,其结果使得等离子体内部的粒子输运和热输运明显减小。同时,由于反常输运几乎完全消失,故可获得新经典水平的电/离子热扩散系数和粒子扩散系数。

由于低杂波在托卡马克中传播时存在以下可近性条件:

$$N_{\parallel}^{\text{acc}} = \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} + \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}}\right)^2 + \left(\frac{\omega_{pi}}{\omega}\right)^2} \quad (1)$$

式中, ω 是微波频率; ω_{pe} 是等离子体电子频率; ω_{pi} 是等离子体离子频率; ω_{ce} 是等离子体电子回旋频率。可近性条件在低杂波电流驱动实验中极为重要,它决定了在等离子体内部平行于磁场方向的波的最大相速度,只有满足可近性条件的波才能与等离子体发生相互作用。

由此可见,实验中可以通过优化低杂波的相速谱,有效地进行周边电流驱动。利用低杂波不同功率谱分布的功率沉积位置的不同,导致局部电流密度被改变,从而达到主动改变和控制等离子体电流分布的目的。

另一种行之有效的改变电流分布方法是改变装置纵场和等离子体密度,即改变低杂波的可近性条件,使低混杂波的吸收分布偏离中心而获得了中空的驱动电流。在等离子体电流平顶时注入低混杂波,使 q 分布由单调增加分布变为反转分布。低混杂波加热功率沉积在其附近,使其内侧(负磁剪切区域)仍获得峰化的电子温度分布。电子的热输运系数在负磁剪切区域会大大降低,从而导致总的等离子体的约束性能和局部输运特性的改善。

3 实验系统

HT-7 超导托卡马克装置上的低杂波系统建成于 1996 年,总输出功率大于 1 MW,工作频率 2.45 GHz^[12]。系统的结构示意图如图 1 所示。微波源由 12 只由俄罗斯 ISTOK 公司生产的 KU-2.45 型速调管及其驱动级器件组成,每只速调管额定输出功率 100 kW,可连续运行。速调管输出的微波由标准 BJ-22 矩形波导输送到天线;在每只速调管的输出端采用四端口环形器吸收反射波,保护速调管免受反射波的损坏。

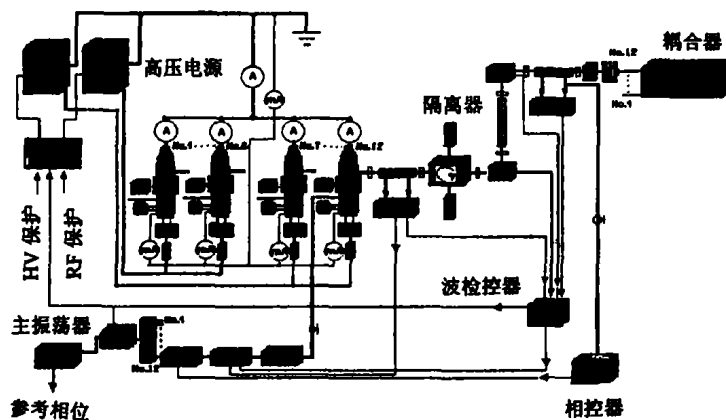


图 1 HT-7 1MW 低杂波系统框图

在 HT-7 上低杂波天线为多节波导阵结构,12

个波导移相单元(48 个子波导)组成一个 3×4 的多

节相控波导阵天线。12 只 KU-2.45 微波速调管放大器输出的微波功率分别馈送至有固定相差的 12 个波导移相单元,波导移相单元之间的相位差通过数控移相器来调节,功率谱变化范围在 $1.6 \leq N_{\Gamma}^{\text{peak}} \leq 3.45$ 。天线本身采用了先进的内壁镀膜技术,提高了天线的二次电子发射阈值。整个天线能承受 300℃ 以上的高温烘烤。天线能承受的最大功率密度为 $P_{\text{max}} = 1.91 \text{ kW} \cdot \text{cm}^{-2}$ (1MW 低杂波功率输出)。

HT-7 装置上现有三十多种诊断设备,可以提供包括等离子体密度、电子温度、离子温度、边界和杂质辐射等在内的等离子体分布参数。

4 实验结果和讨论

HT-7 超导托卡马克实验主要目的之一是利用低杂波电流驱动实现高参数、准稳态的等离子体放电。低杂波电流驱动通过波与等离子体的相互作用,在等离子体中产生大量的超热电子,形成无感驱动电流。驱动电流的大小与分布决定于波参数与等离子体参数。由于低杂波功率谱的大小直接关系到波功率在等离子体中的沉积位置,同时对等离子体参数分布也有直接的影响,因此,实验首先从优化低杂波的功率谱和等离子体放电参数开始,我们分别对波的功率谱、等离子体密度、纵场等参数进行逐点扫描,得到在不同低杂波条件下等离子体放电分布参数的对应关系。

在实验中我们系统地扫描了低杂波的功率谱 N_{Γ} , 并得到了与数值模拟基本一致的结果^[13]。图 2a 和 2b 分别是利用二维福克-普朗克方程进行数值模拟得到的低杂波不同功率谱 N_{Γ} 对应的波功率沉积和驱动电流密度分布。数值模拟的结果表明,功率谱 N_{Γ} 越大,波的沉积的位置越靠外,由此产生的驱动电流分布也越宽。在 HT-7 装置上,目前我们还无法直接测量等离子体的电流密度分布,但是我们可以通过硬 X 射线测量到在低杂波作用下产生的高能电子的韧致辐射分布,该分布与等离子体的驱动电流分布位形一致。

实验测量结果验证了这一点,图 3~5 给出 HT-7 装置上的实验结果。图 3 表明,当给定低杂波的功率谱 $\varphi = 180^\circ$ 时,对应的 N_{Γ} 值较大,波的能量沉积主要集中在等离子体外部区间,对应的硬 X 射线

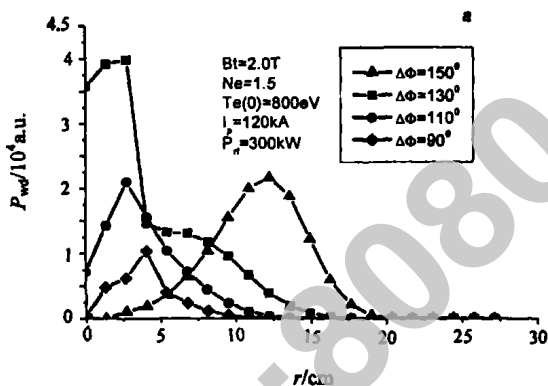


图 2a 利用二维福克-普朗克方程对低杂波电流沉积分布的数值模拟每条曲线对应于不同的波功率谱

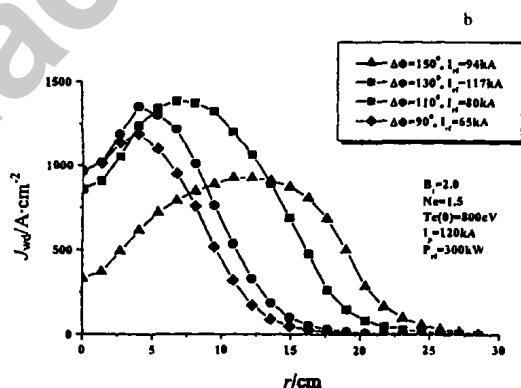


图 2b 利用二维福克-普朗克方程对低杂波功率沉积分布的数值模拟每条曲线对应于不同的波功率谱

分布较宽,相应的电流分布也较宽;当 $\varphi = 110^\circ$ 时,对应的 N_{Γ} 值相对要小,低杂波的能量沉积主要集中在靠近等离子体中心区,相对应的硬 X 射线分布较窄,相应的电流分布也较为峰化。由图 4 给出的是纵场大小与波功率沉积分布的对应关系,在低杂波电流驱动期间,纵场低的放电所产生的硬 X 射线测量到的电子韧致辐射分布比纵场高的放电产生的硬 X 射线辐射的分布平坦,这表明在低纵场条件下,受可近性条件影响,低杂波的功率沉积位置相对高纵场而言更靠近外部区域。图 5 演示的是等离子体密度对分布的影响,对应密度较高的等离子体,波的功率沉积分布相对较宽,而当密度较低时,波功率主要沉积在中心区域。

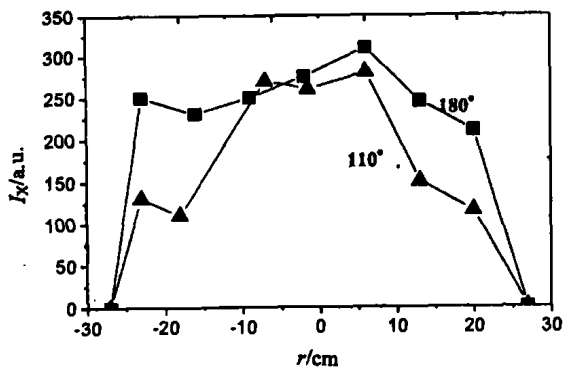


图 3 不同功率谱时硬 X 射线沉积分布
 $\bar{n}_e = 1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $B_T = 1.9 \text{ T}$.

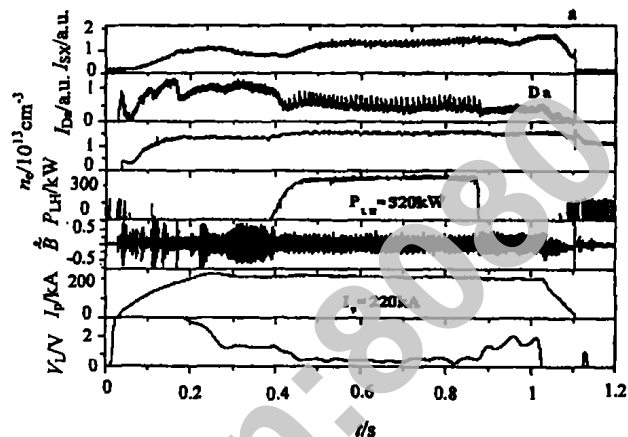


图 6a 典型的低杂波电流驱动放电波形
 $\bar{n}_e = 1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $P_{LH} = 300 \text{ kW}$.

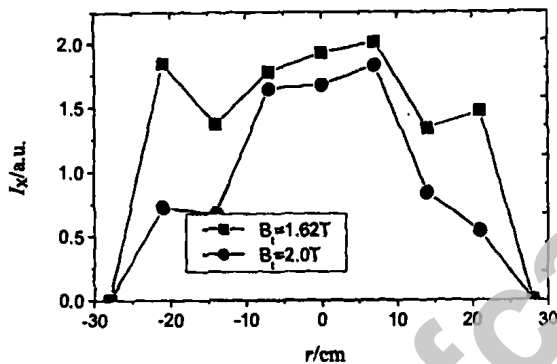


图 4 LHCD 期间电子韧致辐射随纵场的变化
 $\bar{n}_e = 1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $N_T^{\text{peak}} = 2.45$.

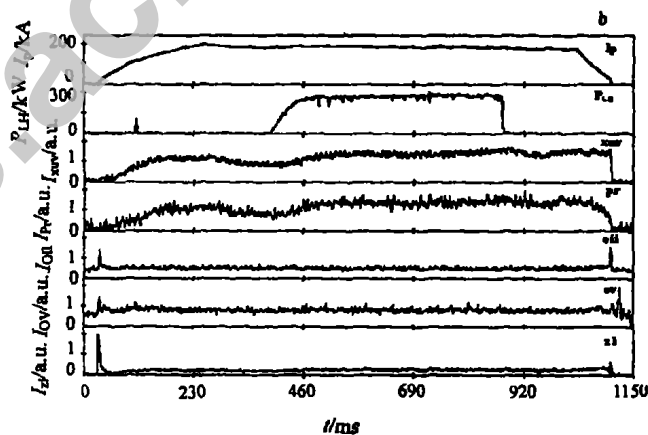


图 6b LHCD 期间各种杂质辐射信号

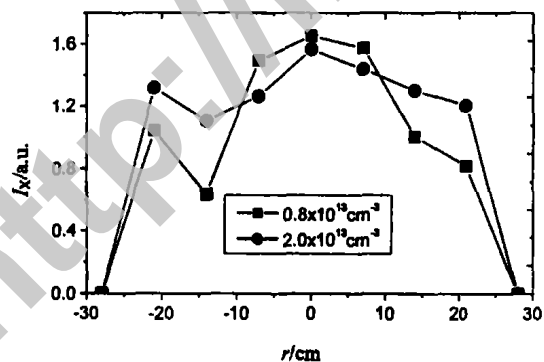


图 5 LHCD 期间电子韧致辐射随密度的变化
 $B_T = 1.62 \text{ T}$, $N_T^{\text{peak}} = 2.9$.

电。图 6a 中给出了主要的放电参数波形,在等离子体放电稳定后,即电流到达平顶段 ($I_p = 220 \text{ kA}$) 时,开始投入 300 kW 低杂波功率,等离子体电流信号采用反馈控制,在加波期间,观察到环电压明显下降,表明此时波驱动了等离子体电流;软 X 射线信号迅速上升, H_α 射线辐射信号下降,等离子体密度由 $1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 上升 $2.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$,所有现象表明此时等离子体的粒子约束得到改善。同时从磁测量信号上可以看到, MHD 不稳定性在低杂波的作用下得到了有效地抑制。图 6b 给出了 LHCD 期间的各种杂质辐射信号,从图中我们可以明显看到,在加低杂波期间,包括 C III、O V 在内的各种杂质成分,均未见明显增加,说明等离子体的能量约束也同时得到改善。

我们在充分认识了低杂波在托卡马克不同放电条件下对等离子体产生的不同作用后,就能在实验中达到主动控制等离子体分布的目的。第 46693 次放电是典型的低杂波控制等离子体参数分布的放

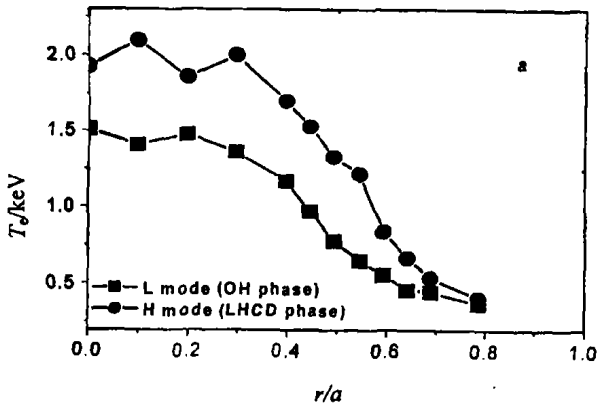


图 7a 电子温度 $T_e(r)$ 分布曲线

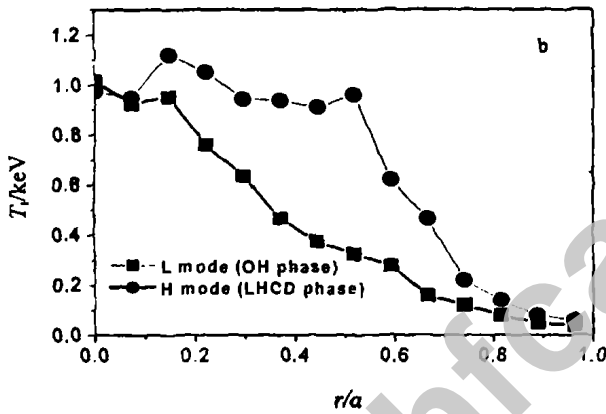


图 7b 离子温度 $T_i(r)$ 分布曲线

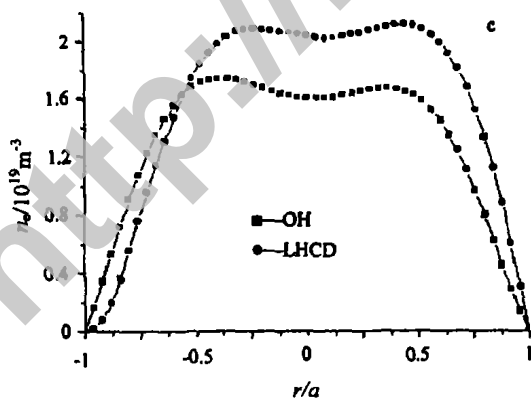


图 7c 密度 $n_e(r)$ 分布曲线

在 HT-7 装置上,电子温度分布和离子温度分布分别是由多道软 X 射线能谱和中性粒子能谱测量得到的。图 7a 和图 7b 分别给出了电子温度 $T_e(r)$ 和离子温度 $T_i(r)$ 的分布曲线,由图我们可以看到,

在加上低杂波期间电子和离子温度均有明显增长,同时分布变宽。并且从图 7 中看到在 $\rho = r/a \sim 0.5$ 处有内部输运垒(ITB)形成,这与数值模拟得到的此条件下低杂波在等离子体内的功率沉积位置基本一致。图 7c 是由五道远红外激光器测得等离子体密度分布,密度分布变宽并向外移。综合图 6、7 的所有波形可以确定,在低杂波改变分布的同时,等离子体的约束性能也同时得到改善。

图 8 是在加波 300ms 之后的硬 X 射线分布的 Able 反演,并且在整个低杂波作用期内维持这一分布基本不变,这也代表了此刻的等离子体驱动电流分布位形。这时等离子体驱动电流是明显的中空分布。

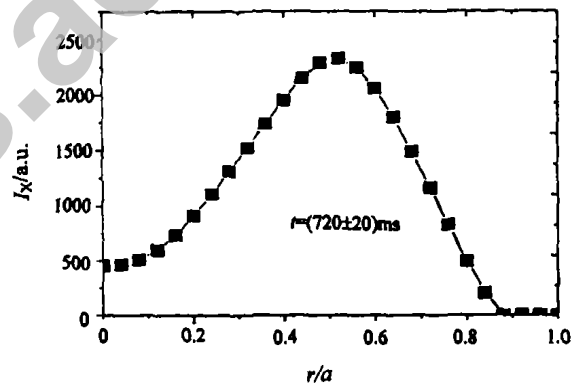


图 8 第 46693 次放电加低杂波期间硬 X 射线分布的 Able 反演

根据能量约束时间定义^[14]:

$$\tau_E = \frac{W_{tot}}{P_{tot} - dW_{tot}/dt} \quad (2)$$

式中, W_{tot} 是等离子体总能量,可以直接由逆磁线圈测定,也可以通过密度和温度的分布推算出。

$$W_{tot} = \frac{3}{2} \int (n_e T_e + n_i T_i) dV \quad (3)$$

其中, n_e, n_i, T_e, T_i 分别代表等离子体电子和离子密度及温度; V 是等离子体的体积。

$$P_{tot} = P_{OH} + P_{LHW} \quad (4)$$

方程(4)中右边两项分别代表欧姆加热功率和低杂波加热功率。由此可得,在低杂波改变等离子体分布的同时,等离子体的能量约束时间也由欧姆放电期间的 $\tau_E = 14.6ms$ 增加到加低杂波期间的 $\tau_E = 24.5ms$ 。能量约束时间的增大意味着在波加热的

状态下,等离子体的储能的增加,从图 7 的放电分布波形中可以看出,这种增加既来自等离子体电子和离子温度的增加,也来自等离子体密度的增长,同时在波功率沉积区域,也出现了内部输运垒,这样一来也使得等离子体约束性能得到有效地改善。

低杂波改善了等离子体的约束性能,同时由于输运垒的存在,减缓了粒子向壁的输运,提高了等离子体能量和粒子约束时间,所有这些,反过来又可归结为低杂波改变了等离子体的电流分布,使等离子体处于一个相对稳定的放电位形上。

5 结论

在 HT-7 超导托卡马克装置上开展的低杂波控制等离子体电流分布和改善约束研究。实验结果表明:低杂波的功率谱 N_1 的大小直接影响到波功率在等离子体中的沉积位置,同时对等离子体参数分布有直接的影响。在对低杂波功率谱的扫描研究中发现, N_1 大时,波的能量沉积主要集中在外部区间,对应的等离子体电流分布较宽; N_1 小时,波的能量沉积主要集中在内部区间,相对应的等离子体电流分布较窄。此外,纵场和密度对分布也产生一定程度的影响。硬 X 射线分布给出的测量结果非常明显地反应了这一现象。

低杂波导致等离子体电子温度分布和离子温度分布的改变,并伴随着内部输运垒出现,输运垒的位置位于波功率沉积处。低杂波同时抑制了 MHD 不稳定性,改善了等离子体粒子约束性能,减缓了粒子向壁的输运,使等离子体的能量约束时间和粒子约束时间均有所提高。

HT-7 超导托卡马克上的低杂波电流驱动实验得到了装置运行组的大力配合,同时诊断组的石跃江博士和刘胜侠高级实验师及数据采集组的同志们提供了大量的实验数据,在此一并表示感谢!

参考文献:

- [1] Litaudon X. Profile control for steady-state operation [J]. Plasma Phys. Contr. Fusion, 1998, 40: A251.
- [2] Ishida S, Fujita T, Akasaka H, et al. Achievement of high fusion performance in JT-60U reversed shear discharges [J]. Phys. Rev. Lett., 1997, 79: 3917.
- [3] Challis C D, Litaudon X, Tresset G, et al. Influence of the q-profile shape on plasma performance in JET [J]. Plasma Phys. Contr. Fusion, 2002, 44: 1031.
- [4] Litaudon X, Crisanti F, Alper B, et al. Towards fully non-inductive current drive operation in JET [J]. Plasma Phys. Contr. Fusion, 2002, 44: 1057.
- [5] Ide S, Fujita T, Naito O, et al. Sustainment and modification of reversed magnetic shear by LHCD on JT-60U [J]. Plasma Phys. Contr. Fusion, 1996, 38: 1645.
- [6] Mailloux J, Alper B, Baranov Y, et al. Progress in internal transport barrier plasmas with lower hybrid current drive and heating in JET (Joint European Torus) [J]. Phys. Plasmas, 2002, 9: 2156.
- [7] Tore Supra, presented by Litaudon X. Stationary regimes of improved confinement in Tore Supra Equipe [J]. Plasma Phys. Contr. Fusion, 1996, 38: A251.
- [8] Shen Weici, Kuang Guangli, Liu Yuexiu, et al. Sawtooth activity during lower hybrid current drive experiment in HT-7 superconducting tokamak [J]. Plasma Science & Technology, 2000, 2(2): 227.
- [9] Kuang G, Shan J, Liu Y, et al. Current drive experiment and improved performance with LHCD on HT-7 superconducting tokamak [J]. Nucl. Fusion, 1999, 39(11): 1769.
- [10] Shen Weici, Kuang Guangli, Liu Yuexiu, et al. 28th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics [C]. Funchal, Madeira, Portugal 18 - 22 June 2001 ECA 2001, Vol. 25A, 813 - 816.
- [11] Ding Bojiang, Kuang Guangli, Liu Yuexiu, et al. Improved confinement through internal transport barrier formation with lower hybrid current drive in the Hefei Tokamak-7 [J]. Phys. Plasmas, 2001, 9(12): 4996.
- [12] Kuang G, Shan J, Liu Y, et al. A lower hybrid current drive system on the superconductive tokamak HT-7 [J]. Fusion Technology, 1999, 36(2): 212.
- [13] 丁伯江, 匡光力, 刘岳修, 等. 低杂波电流驱动的数值模拟 [J]. 物理学报, 2002, 51(11): 2556.
- [14] Hoang G T, Gil C, Joffrin E, et al. Improved confinement in high li lower hybrid driven steady state plasmas in Tore Supra [J]. Nucl. Fusion, 1994, 34: 75.

Study of current profile control and improved confinement with lower hybrid current drive in the HT-7 tokamak

SHEN Wei-ci, KUANG Guang-li, SHAN Jia-fang, DING Bo-jiang

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

Abstract: The effectiveness of the plasma current profile control and confinement improvement with lower hybrid current drive (LHCD) in the HT-7 superconducting tokamak has been observed successfully. Numerical simulations and hard X-ray evolution spectra indicate that the power spectrum of lower hybrid wave, toroidal magnetic field and plasma density are the key factors for changing the plasma current profile. In the optimal LHCD condition, profiles of plasma density and temperatures have been changed as expected. And the internal transport barriers have appeared in the profiles of both electron and ion temperatures. Both the energy confinement time and the particle confinement time have been improved.

Key words: LHCD; Control profile; Confinement improvement

<http://ir.hfcas.ac.cn/8080>