

# HT-7 装置逆磁测量

曾立<sup>1,2</sup>, 万宝年<sup>1</sup>, 钱金平<sup>1</sup>, 范恒玉<sup>1</sup>

(1. 中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031; 2. 清华大学工程物理系, 北京 100084)

**摘要:**通过在 HT-7 装置的内真空室安装一对同心圆逆磁线圈, 并运用软件补偿的方法, 对 HT-7 装置的逆磁通量进行了测量。在杂散场测量与软件补偿实验中, 发现同心圆逆磁线圈感应的杂散信号主要来自垂直场、涡流电流、等离子体电流和纵场电流的变化。逆磁测量结果表明, 在等离子体线平均密度  $\bar{n}_e$  很低时 ( $\bar{n}_e < 2.2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ), HT-7 等离子体的总体能量约束时间  $\tau_E$  随  $\bar{n}_e$  线性变化; 在  $\bar{n}_e$  很高时 ( $\bar{n}_e > 2.2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ),  $\tau_E$  则趋于饱和, 其饱和值约为 21ms。并运用计算机统计分析的方法给出了欧姆加热的  $\tau_E$  定标律为  $\tau_E = 1.57 \bar{n}_e^{0.72 \pm 0.04} \times I_p^{0.35 \pm 0.02} B_T^{0.31 \pm 0.03}$ 。

**关键词:** 逆磁测量; 软件补偿; 最小二乘法; 定标律

**中图分类号:** O532+.11

**文献标识码:** A

## 1 引言

改善等离子体的约束性能是当前托卡马克磁约束受控核聚变研究要解决的重要课题之一。总体能量约束时间  $\tau_E$  是描述等离子体热绝缘品质的参数, 在欧姆加热稳态或准稳态情况下,  $\tau_E$  的定义<sup>[1]</sup>为:

$$\tau_E = \frac{W_{\text{tot}}}{P_{\text{oh}} - \frac{dW_{\text{tot}}}{dt}} \quad (1)$$

式中,  $W_{\text{tot}}$  和  $P_{\text{oh}}$  分别为等离子体总储能和欧姆输入功率。在核聚变实验对  $W_{\text{tot}}$  的测量中, 逆磁测量是最常用的方法之一。该方法可以有效地给出等离子体的磁比压  $\beta$ 、垂直能量  $W_{\perp}$  及  $\tau_E$  等重要参数。逆磁是一个极其微小的量, 其产生的磁通量通常仅为纵场磁通量的  $10^{-3} \sim 10^{-4}$ <sup>[2]</sup>。而且, 在实际测量中, 真实的逆磁信号受到许多比它本身大很多的杂散场的影响。因此, 通过实验对逆磁信号进行有效的补偿, 在逆磁测量中占有举足轻重的地位。目前国际上常用的逆磁测量方法有纵场线圈<sup>[2]</sup>、单匝线圈<sup>[2]</sup>和同心圆线圈<sup>[3]</sup>法, 它们大多采用电子学补偿和软

件补偿相结合的方法对杂散信号进行补偿。

HT-7 装置自从 1994 年投入运行以来, 放电状态不断得到改善, 等离子体参数不断提高。1999 年底, 实现了 10s 的长脉冲放电。到 2000 年底, 超导纵场在 2.2T 恒稳运行, 等离子体电流达 230kA, 最高等离子体中心线平均电子密度  $\bar{n}_e$  大于  $6.5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ 。等离子体得到有效的控制, 高参数等离子体的可重复性比较好。这样为 HT-7 等离子体逆磁信号的杂散场的测量与补偿实验及进行有关的定标律研究创造了有利的条件。

## 2 逆磁测量原理

在磁场  $B$  中运动的带电粒子因作拉摩旋转运动而产生与原磁场  $B$  方向相反的磁矩  $P$ , 该磁矩的磁场为逆磁场。在托卡马克中 ( $a/R \ll 1$ ), 等离子体的逆磁通量表示为:

$$\delta\phi = \pi a^2 (\langle B_{\phi, \text{TF}(0)} \rangle - B_{\phi}) \quad (2)$$

式中,  $B_{\phi, \text{TF}(0)}$  为等离子体中心位置的纵场强度 (由

收稿日期: 2001-05-15; 修订日期: 2002-01-29

作者简介: 曾立 (1976-), 男, 湖南省新邵县人, 2001 年在中国科学院等离子体物理研究所获核能科学与工程专业硕士学位, 目前在清华大学攻读博士学位, 主要从事等离子体诊断研究。

纵场线圈产生的);  $B_z$  为总的纵场强度(由纵场线圈和逆磁共同产生的);  $a$  为等离子体小半径。托卡马克等离子体的平衡依赖于极向场, 当等离子体压强远远小于等离子体边界的极向磁压强时,  $\beta_p$  (定义为等离子体压强与等离子体边界极向磁压强的比值) 远远小于 1, 两者的差别将由纵场的减少来补偿。若忽略环效应时, 极向比压为:

$$\beta_p = 1 + 2 \frac{B_{z,TF(0)}}{B_\theta^2(l)} \frac{\delta\phi}{\pi a^2} \quad (3)$$

当  $\beta_p > 1$  时, 等离子体表现为逆磁性; 当  $\beta_p < 1$ , 等离子体表现为顺磁性。

从而, 垂直于磁场  $B$  的能量为:

$$W_\perp = \frac{1}{4} \mu_0 I_p^2 \beta_p \quad (4)$$

若进一步假设等离子体各向同性且为准稳态, 得到总体能量为:

$$W_{tot} = \frac{3}{8} \mu_0 I_p^2 \beta_p \quad (5)$$

式中, 等离子体电流  $I_p$  可以用罗柯线圈精确地测量出来;  $B_{z,TF(0)}$  可以由纵场的励磁电流得到。HT-7 装置是一个纵场超导的具有内外真空室的托卡马克装置, 一对同心圆单匝线圈安装在其内真空室的同一极向平面内, 其半径分别为 35.45cm 和 36.85cm。

### 3 逆磁杂散场测量与软件补偿

在 HT-7 装置上已经成功地进行了两类逆磁杂散场测量与软件补偿的实验; 即无等离子体放电实验和反极性实验。和在其它托卡马克装置上一样, HT-7 装置上任意一个同心圆逆磁线圈感应的磁通信号  $S$  可以分成以下几个主要部分:

$$S = S_{dia} + S_{pol} + S_{cur} + S_{eddy} + S_{tor} \quad (6)$$

式中,  $S_{dia}$  为等离子体产生的真实的逆磁通量;  $S_{pol}$  为外部极向场(如垂直场、加热场和水平场等)感生的磁通量;  $S_{cur}$  为等离子体电流感生的磁通量;  $S_{eddy}$  为真空室壁涡流电流感生的磁通量;  $S_{tor}$  为纵场电流变化感生的磁通量。

#### 3.1 无等离子体放电实验与软件补偿

在托卡马克装置上, 经常通过单独投入某极向场进行无等离子体放电, 来测量逆磁线圈感应到的杂散场。在 HT-7 装置上分别投入欧姆加热场和垂直场进行了多次这样的实验。实验结果表明: 加热

场对逆磁的测量基本无影响, 如图 1 所示, 然而, 垂直场对逆磁测量的影响不能忽略, 如图 2 所示。因为水平场方向与逆磁的方向垂直, 而且水平场线圈匝数和电流都很小, 并且电源恒定, 因此由于水平场安装位置不精确所引起的杂散场远远小于逆磁场 ( $< 1 \times 10^{-4} T$ ), 水平场对逆磁通量测量的影响可以忽略。此外, 实验中发现加热场线圈和垂直场线圈之间的感应也可以忽略。从图 1 可以看到, 对不同大小欧姆加热场的放电, 当加热场大小不同时, 逆磁线圈信号的大小几乎不变(实际上, 这时逆磁线圈信号只是很小的噪音信号, 可以忽略)。在只投入垂直场进行无等离子体放电时, 同心圆逆磁感应了垂直场和涡流的杂散信号, 且发现逆磁线圈对垂直场的感应是非线性的, 其关系式形如  $A \exp(-bx) + y_0$ 。为了对垂直场和涡流精确地补偿, 利用最小二乘法对八次只投入垂直场的无等离子体放电进行了数值拟合。图 2 是第 38571 次放电对垂直场和涡流的补

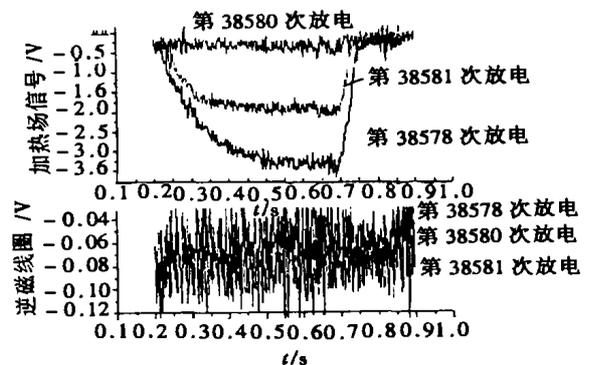


图 1 只投入加热场的无等离子体放电结果

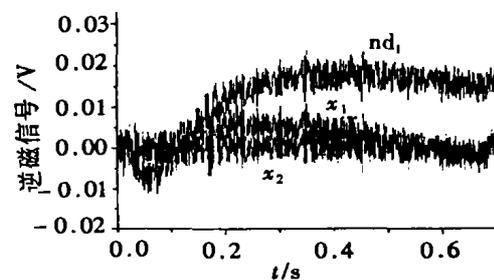


图 2 对垂直场和涡流的补偿情况

$nd_1$  ——逆磁线圈信号;  $x_1$  ——补偿了垂直场的逆磁信号;  $x_2$  ——补偿了垂直场和涡流的逆磁信号。

偿,经过这样的补偿后在无等离子体放电过程中同心圆线圈信号  $x_2$  基本为零。

### 3.2 反极性实验与软件补偿

2000 年 HT-7 装置实验中,在改变纵场方向和极向场的方向的情况下,放电参数实现了很好的重复。比如对极向场大小相等方向相反而其它参数(如纵场、密度、电流、温度等)基本相同的两次放电(如第 39521 次和第 39903 次放电),其逆磁信号可以表示成:

$$S_{39521} = S_{dia} + S_{pol} + S_{cur} + S_{eddi} + S_{tor} \quad (7)$$

$$S_{39903} = S_{dia} - S_{pol} - S_{cur} - S_{eddi} + S_{tor} \quad (8)$$

则真实的逆磁信号  $S_{dia}$  和除  $S_{tor}$  以外的杂散信号的总和  $S_h$  分别为:

$$S_{dia} = \frac{1}{2}(S_{39521} + S_{39903} - 2S_{tor}) \quad (9)$$

即

$$S_{imp} = S_{dia} + S_{tor} = \frac{1}{2}(S_{39521} + S_{39903}) \quad (10)$$

$$S_h = S_{pol} + S_{cur} + S_{eddi} = \frac{1}{2}(S_{39521} - S_{39903}) \quad (11)$$

因此,结合 3.1 节对垂直场和涡流的补偿,可以对等离子体电流的杂散场信号  $S_{cur}$  进行补偿,第 39521 次放电逆磁补偿如图 3 和图 4 所示,两图中的  $S_{imp}$  误差小于 8%。从图中可见,对  $S_{tor}$  以外的主要杂散信号  $S_{cur}$ 、 $S_{pol}$  和  $S_{dia}$  的补偿是成功的。

又如,纵场大小相等方向相反而其它参数(如极向场、密度、电流、温度等)基本相同的两次放电(如第 41108 次和第 41380 次放电),其逆磁信号可以表示成:

$$S_{41108} = S_{dia} + S_{pol} + S_{cur} + S_{eddi} + S_{tor} \quad (12)$$

$$S_{41380} = -S_{dia} + S_{pol} + S_{cur} + S_{eddi} - S_{tor} \quad (13)$$

则真实的逆磁信号  $S_{dia}$  和除  $S_{tor}$  以外的杂散信号的总和  $S_h$  分别为:

$$S_{dia} = \frac{1}{2}(S_{41108} - S_{41380} + 2S_{tor}) \quad (14)$$

即

$$S_{imp} = S_{dia} - S_{tor} = \frac{1}{2}(S_{41108} - S_{41380}) \quad (15)$$

$$S_h = S_{pol} + S_{cur} + S_{eddi} = \frac{1}{2}(S_{41108} + S_{41380}) \quad (16)$$

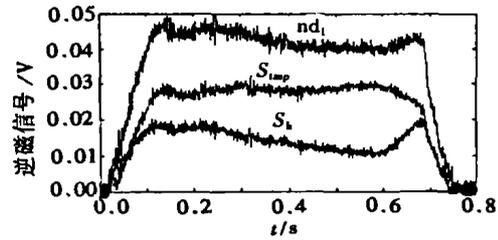


图 3 第 39521 次放电的逆磁信号补偿结果

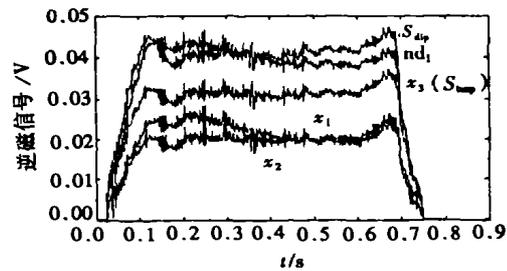


图 4 第 39521 次放电逆磁通量的杂散场补偿结果

$x_1$  ——补偿了垂直场的逆磁信号; $x_2$  ——补偿了垂直场和涡流的逆磁信号; $x_3$  ——补偿了垂直场、涡流和电流的逆磁信号。

因此,如第 39521 次和第 39903 次放电一样,对第 41108 次和第 41380 次放电进行适当处理,也可以实现对等离子体电流杂散信号的有效补偿。结果表明两种反极性情况下得到的相应补偿系数是一致的。

### 3.3 同心圆线圈对纵场电流变化的补偿

实际上,在前面介绍的两类逆磁补偿实验中,逆磁线圈对纵场线圈电流的变化的感应是“不可见”的。其原因是,HT-7 装置是一个超导纵场的托卡马克装置,纵场线圈的时间常数足够大,纵场线圈内磁通总是守恒的。在放电期间,逆磁使纵场线圈内磁通的减少必然要由纵场电流本身的增大而得到补偿。从而,纵场线圈电流变化所产生的杂散磁场方向始终和纵场方向相同,和真实的逆磁磁场方向始终相反,却和极向场的方向无关。因此,即使在如 3.2 节的反极性情况下也无法“看见”杂散信号  $S_{tor}$  的影响,常常会误以为  $S_{imp}$  就是真实的逆磁信号。

HT-7 装置纵场环体系统有 24 组超导双并线圈均匀分布在  $360^\circ$  环体上,组间周向角度  $15^\circ$ ,同心圆逆磁线圈位于一组超导双并线圈内,它与超导纵场

线圈的互感模型是螺线管和与其同心的圆形回路之间的互感模型。该互感系统  $M$  可以通过下面的公

$$M = \frac{\pi}{8} \mu_0 w d^2 \cos \theta \left\{ 1 + \frac{3}{8} \gamma^2 \beta^2 \left[ \frac{P_3(\gamma)}{\gamma} - \frac{5}{6} \varphi_2 \beta^2 \frac{P_5(\gamma)}{\gamma} + \frac{35}{48} \varphi_4 \beta^4 \frac{P_7(\gamma)}{\gamma} - \frac{21}{32} \varphi_6 \phi^6 \frac{P_9(\gamma)}{\gamma} + \dots \right] \right\} \quad (17)$$

对 HT-7 装置, 两同心圆线圈的此互感系数分别为  $5.0363 \times 10^{-5} \text{ H}$  和  $5.5472 \times 10^{-5} \text{ H}$ 。第 39521 次放电逆磁信号对  $S_{wr}$  补偿后如图 4 中  $S_{dr}$  所示。

#### 4 欧姆放电的同心圆逆磁测量结果与分析

对同心圆逆磁线圈信号进行上述软件补偿之后, 得到了第 39521 次放电的逆磁测量结果, 如图 5 所示。

由于总体能量约束时间  $\tau_E$  不能直接反映能量运输的物理过程和约束规律, 因此本文还进行了  $\tau_E$  的定标律研究。图 6 是 1999 ~ 2000 年度 HT-7 装置欧姆加热时典型的总体能量约束时间。从该图可以清晰地辨认出  $\tau_E$  随等离子体中心线平均密度  $\bar{n}_e$  变化的线性区 (LOC) 和饱和区 (SOC)。当等离子体密度很低时,  $\tau_E$  随密度近似成线性变化, 当密度达到临界密度约  $2.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  时,  $\tau_E$  开始出现饱和; 当密度继续增加时,  $\tau_E$  却几乎不再变化, 约为 21ms。由此可见, 对于 HT-7 这样的中型托卡马克装置和大型的托卡马克 (如 JET、ASDEX、JT-60U) 一样存在明显的欧姆加热的能量约束时间的 LOC 和 SOC 现象<sup>[5]</sup>。在与 HT-7 装置尺寸差不多的 HL-1M 装置上也观察到了 LOC 和 SOC 的现象<sup>[6]</sup>。HT-7 装置的  $\tau_E$  饱和临界密度与 ASDEX 和 JET 运行的临界密度很接近 (ASDEX 为  $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , JET 为  $2.5 \sim 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ )<sup>[7]</sup>。

对图 6 的测量结果进行了密度  $\bar{n}_e$  和电流  $I_p$  的单变量回归分析, 即分别对密度  $\bar{n}_e$  和电流  $I_p$  进行扫描, 研究  $\bar{n}_e$ 、 $I_p$  与  $\tau_E$  之间的变化关系, 得到:

$$\tau_E \propto \bar{n}_e^{0.68}, \quad \tau_E \propto I_p^{0.38} \quad (18)$$

一般而言,  $\tau_E$  还依赖于装置的几何尺寸、离子原子量以及边界安全因子等<sup>[8]</sup>。然而, HT-7 装置具有固定的限制器 (27cm) 和大半径 (122cm), 因此不便于进行几何参数的定标律研究。另一方面, 由于边界安全因子  $q_a = \frac{2\pi a^2 B_T}{\mu_0 R I_p}$ , 因此  $\tau_E$  对边界安全因子的依赖关系可以通过电流  $I_p$  和纵场强度  $B_T$  体现出

式<sup>[4]</sup>直接计算求得。

来。从而, 在进行统计分析时可以建立  $\tau_E$  关于  $\bar{n}_e$ 、 $I_p$ 、 $B_T$  的指数函数模型  $\tau_E = A n_e^a I_p^b B_T^c$ 。将图 6 中 LOC 区的逆磁测量结果进行计算机统计分析, 可以得到如下定标律:

$$\tau_E = 1.57 \bar{n}_e^{0.72 \pm 0.04} I_p^{0.35 \pm 0.02} B_T^{0.31 \pm 0.03} \quad (19)$$

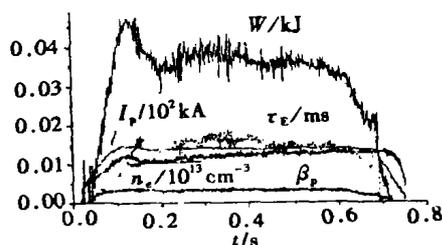


图 5 第 39521 次放电的逆磁测量结果

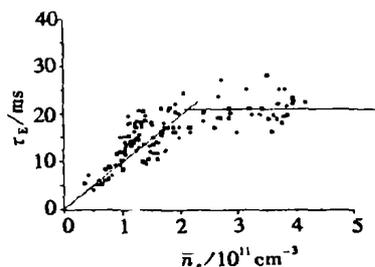


图 6 欧姆加热时的总体能量约束时间

可见, 统计分析得到的  $\bar{n}_e$  和  $I_p$  两个参数的指数与单变量分析得出的指数基本一致。定标律给出的  $\tau_E$  和实验测量得到的  $\tau_E$  的相关系数为 0.83。另外, 从定标律对密度的关系看, 其指数为 0.72, 这与新 Alcator 定标律<sup>[4]</sup> 预测的相差很大, 但是从定标律得出的  $\tau_E$  和新 Alcator 定标律得出的  $\tau_E = 5 \times 10^{-3} n_e a^2 q_a^{0.5}$  也比较接近。造成 HT-7 装置  $\tau_E$  对密度的指数关系弱于其它一些托卡马克的原因, 可能是 HT-7 装置的纵场波纹度比较大、电子密度和温度分布比较宽以及等离子体的横向运输系数也比较大。HT-7 装置在 2001 年冬季的实验中, 采取措施减少了纵场波纹度, 等离子体约束得到了明显的改善。

## 5 总结

由于 HT-7 是超导托卡马克, 所以其纵场恒定, 从而使逆磁测量时杂散场的补偿完全可以用软件实现, 大大地减少了逆磁测量的误差。在杂散场补偿实验中, 发现逆磁测量的杂散场主要来自: 纵场线圈电流的变化、等离子体的电流、垂直场和涡流。逆磁测量结果表明, 在 HT-7 装置这样大小的托卡马克上也出现了  $\tau_E$  随密度的增加而出现饱和的现象。通过对逆磁结果进行单变量回归分析和计算机统计分析给出了 HT-7 装置欧姆加热时总体能量约束时间的定标律。从定标结果看, HT-7 装置  $\tau_E$  对密度的指数关系弱于其它一些托卡马克。这也许是 HT-7 超导托卡马克的特点之一。

### 参考文献:

[1] 石秉仁. 磁约束聚变原理与实践 [M]. 北京: 原子能出

版社, 1999.

- [2] 项志遵, 俞昌旋. 高温等离子体诊断技术(上册) [M]. 上海: 上海科学技术出版社, 1982.
- [3] Joffrin E, Defrasne P. Differential Method for the Measurement of the Diamagnetic Energy Content in TORE SUPAR [R]. France: St Paul Lez Durcmce, EUR-CEA-FC-1552, 1995.
- [4] [苏] И. И. 卡兰罗夫, И. А. 采依特林编著, 陈汤铭译. 电感计算手册 [M]. 北京: 机械工业出版社, 1992.
- [5] 曹建勇. 托卡马克等离子体能量约束定标律 [J]. 国外核聚变, 2000, 79(1): 1.
- [6] 曹建勇, 王恩耀. HL-1 欧姆放电的电子能量约束定标律 [J]. 核聚变与等离子体物理, 2000, 20(2): 109.
- [7] Simmer E E, ASDEX 组著, 李芳著译. ASDEX 托卡马克欧姆放电总体能量约束时间的统计学分析 [J]. 国外核聚变, 1997, 61(1): 17.
- [8] Kaye SM, ITER Confinement Database Group. ITER L-Mode Confinement Database [J]. Nucl. Fusion, 1997, 37(9): 1303.

## MEASUREMENT OF DIAMAGNETISM IN THE HT-7 SUPERCONDUCTING TOKAMAK

ZENG Li<sup>1,2</sup>, WAN Bao-nian<sup>1</sup>, QIAN Jin-ping<sup>1</sup>, FAN Hen-yu<sup>1</sup>

(1. Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031;

2. Engineering Physics Department, Tsinghua University, Beijing 100084)

**Abstract:** A pair of concentric loops is mounted in a poloidal plane inside the internal vacuum vessel in order to measure diamagnetism in the HT-7 superconducting tokamak and a method of software compensation has been applied. In the experiments of measurement and software compensation of diamagnetism, it is found that stray fields mainly come from the vertical field, plasma current and eddy current. Results of diamagnetism in the HT-7 indicate that total energy confinement time changes linearly in the condition of low central line-averaged electron density  $\bar{n}_e$  ( $\bar{n}_e < 2.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ), becomes saturated at high  $\bar{n}_e$  ( $\bar{n}_e > 2.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) and the saturation point is 21ms. The scaling law of  $\tau_E$  in the HT-7 ohmic heating plasma is provided by statistical analysis in computer,  $\tau_E = 1.57 \bar{n}_e^{0.72 \pm 0.04} I_p^{0.35 \pm 0.02} B_T^{0.31 \pm 0.03}$ .

**Key words:** Diamagnetism measurement; Soft compensation; Scaling law