

用逆磁探圈对场反向角收缩等离子体的研究

张宝珍 吴成 叶茂福 李银安

(中国科学院物理研究所)

场反向角收缩位形是一种在直管中产生的紧凑环位形。该类装置结构简单,较易获得高温高密度等离子体,近年来已成功地抑制了导致等离子体毁灭的 $n=2$ 旋转不稳定性,引起了人们极大的兴趣。

在场反向角收缩实验中,广泛地使用着逆磁探圈^[1-3]。它结构简单,对等离子体无扰动,从测得的逆磁信号可得到等离子体的一些基本参数和几何尺寸,以及等离子体的运动和不稳定性等许多信息。

在FRP-1装置上,用逆磁探圈观测了爆聚过程前后逆磁信号随时间的演变,得到等离子体电流层的形成时间、场反向时间、爆聚时间、线密度、排磁通半径以及等离子体密度、温度等基本参数,发现在爆聚结束后等离子体沿轴向有收缩。

一、实验装置

FRP-1装置详细介绍见文献[4]。其主压缩线圈长55cm,内径13cm,放电管外径12cm,主压缩场峰值6.3kG,周期12 μ s。反向偏磁场 B_0 为450—700G。工作气体为氢气,充气压 P_0 为5—42 mTorr。在 $Z=3.5$ cm和 $Z=17.5$ cm处,分别放置一对逆磁探圈(中平面处 $Z=0$)。它由置于主压缩线圈与放电管之间的磁探针和围绕放电管外壁的单匝通量环组成。磁探针用外径为0.27mm的高强度漆包线在长10cm,厚0.1cm的聚四氟乙烯板上绕10圈而成,单匝通量环用同轴电缆内导体绕成。

磁探针和单匝通量环的输出分别经分压器分压后反向串联,其差分输出为逆磁探圈的微分信号,再经积分器积分,输出为积分信号。适

当选择两个分压器的分压比,并仔细调节串在分压器中的电位器,使真空放电时磁探针和单匝通量环的差分信号为零。有等离子体时,微分信号为

$$D = \left(\frac{R_0}{R_1} \right) \frac{d}{dt} \Delta\phi^{[2]},$$

积分信号为

$$F = \frac{1}{RC} \int D dt = \frac{1}{RC} \cdot \frac{R_0}{R_1} \Delta\phi,$$

这里

$$\Delta\phi \equiv \int_0^{r_t} [B_c - B(r)] \cdot 2\pi r dr,$$

即为被等离子体排开的磁通量,其中 r_t 为放电管半径, B_c 为放电管外壁处磁感应强度, $B(r)$ 为半径 r 处磁感应强度。

二、实验结果及讨论

1. 等离子体电流层形成时间、场反向时间及爆聚时间

图1是 B_0 为450 G, P_0 为17 mTorr条件下,在 $Z=3.5$ cm处测得的逆磁信号。

当施加快速上升的主压缩场时,由于放电管内已存在一定电导率的初始等离子体,首先在靠近管壁处感生出一等离子体电流层,它对逆磁信号的贡献表现为微分信号从零上升到最大值。相应的这段时间称为等离子体电流层形成时间 T_f 。 T_f 随放电条件和充气压略有变化,在本实验不同条件下,约为0.05—0.1 μ s。

由于初始等离子体捕获了一定量的反向偏磁场,当主压缩场由负值越过零上升时,等离子体电流层并不立即离开管壁,而是滞后 $T_r \approx 2B_0/\dot{B}$ 后才离开管壁向管轴运动。 T_r 称为场

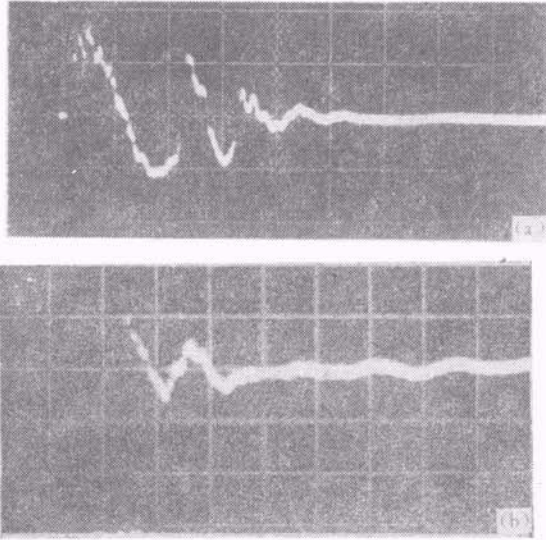


图1 典型的逆磁信号(时间标尺为 $0.5\mu\text{s}/\text{div}$)
(a) 为微分信号; (b) 为积分信号

反向时间, 对应于图1中微分信号保持最大值的时间。

等离子体电流层离开管壁压向管轴, 电流层包围的面积也随之减小, 相应地微分信号开始下降, 该时间即为等离子体爆聚开始时刻 t_1 。等离子体电流层第一次反弹对应于积分信号的第一个极小值, 为爆聚结束时刻 t_2 。时间 $T_c = t_2 - t_1$ 为等离子体爆聚时间。

2. 等离子体线密度

爆聚结束后等离子体进入径向振荡阶段。文献[5]按照圆环电流模型导出等离子体线密度 N (单位轴向长度的粒子数) 与径向振荡周期 τ 之间有如下关系:

$$N = (\tau B_c)^2 / \pi \mu_0 m_i,$$

其中 m_i 是充气体的原子质量, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$, B_c 为主压缩场。图2表示不同充气压下, $Z = 3.5 \text{cm}$ 处线密度随时间的演变。可以看出, P_0 较低时, 线密度随时间变化很小。 P_0 升高时, 线密度首先下降, 到某一最低值后再缓慢上升。 P_0 越高, 这种变化趋势越明显。

线密度的下降表明, 在爆聚过程中有部分粒子穿过电流层沿着磁力线从放电管两端逃逸。 P_0 越高, 粒子间碰撞频率越高, 终端损失的粒子数也就越多。线密度的缓慢上升可能与等

物理

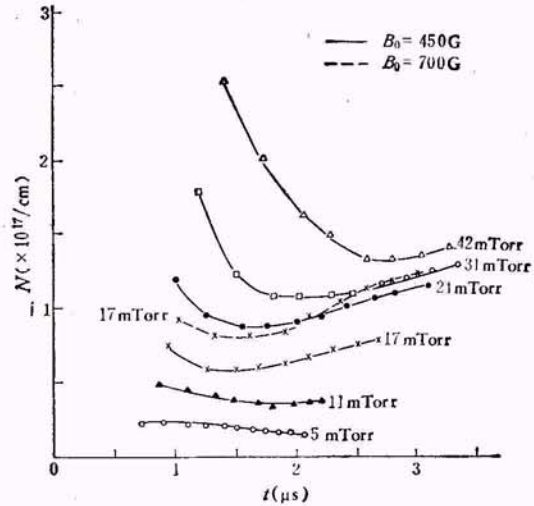


图2 不同充气压下线密度随时间的演变

离子体柱沿轴向的收缩有关。由图2还可看出, 在较高偏磁场下, 线密度值较大, 其缓慢上升的趋势也较明显, 表明轴向收缩较强烈。

3. 排磁通半径

从积分信号 F 可直接得到排磁通量 $\Delta\phi = \frac{RCR_1}{R_0} F$ 和排磁通半径 $r_{\Delta\phi} = \left(\frac{\Delta\phi}{\pi B_c}\right)^{1/2}$ 。

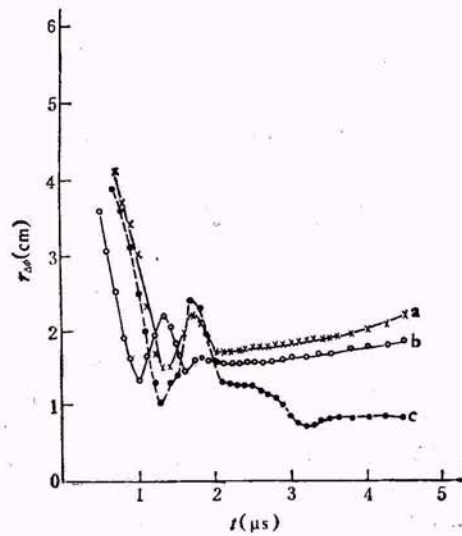


图3 排磁通半径随时间的演变
a. $B_0 = 700 \text{G}$, $Z = 3.5 \text{cm}$; b. $B_0 = 450 \text{G}$, $Z = 3.5 \text{cm}$;
c. $B_0 = 700 \text{G}$, $Z = 17.5 \text{cm}$

图3表示 P_0 为 17mTorr 时, $r_{\Delta\phi}$ 随时间的演变。比较曲线 a 和 b, 可以看出, B_0 较大时, 等离子体爆聚时间较长, 平衡时, $r_{\Delta\phi}$ 也较大

由曲线 a 和 c 可以看出, 大约在 $2\mu\text{s}$, $Z=3.5\text{cm}$ 处, $r_{\Delta\phi}$ 随时间缓慢增加, 而 $Z=17.5\text{cm}$ 处, $r_{\Delta\phi}$ 随时间减小, 再次说明等离子体柱整体沿轴向有收缩。

4. 平衡阶段的等离子体参数

根据二维磁流体力学 (MHD) 平衡得到的等离子体平均 β 值

$$\bar{\beta} = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r_s}{r_w} \right)^{2(G)}$$

可以算出 $\bar{\beta}$, 这里

$$\bar{\beta} \equiv \frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{r_s} \beta \cdot 2\pi r dr,$$

$$\beta \equiv nk(T_e + T_i) / \frac{B_c^2}{8\pi},$$

其中 r_s 为分离面半径, r_w 为线圈内半径, T_e 为电子温度, T_i 为离子温度。在中平面附近, 磁力线为直线, $r_s = r_{\Delta\phi}^{(7)}$ 。如用分离面半径近似地代替等离子体半径 r_p , 则由测得的线密度 N , 可求出等离子体平均密度 \bar{n} 。再根据压力平衡方程, 可得出等离子体平均温度 $\bar{T} =$

$\overline{T_e + T_i}$ 。表 1 给出 $P_0 = 17\text{mTorr}$, 主压缩场峰值 $B_c = 6.3\text{kG}$ 和 $t = 3\mu\text{s}$ 时中平面附近等离子体的平均参数。

表 1 等离子体平均参数

$B_0(\text{G})$	$r_s(\text{cm})$	$\bar{\beta}$	$N(\times 10^{17}/\text{cm})$	$\bar{n}(\times 10^{19}/\text{cm}^3)$	$\bar{T}(\text{eV})$
450	1.7	0.99	0.8	7.7	110
700	1.94	0.96	1.26	10.7	88

本工作是在等离子体研究会指导下进行的, 深致谢忱。

参 考 文 献

- [1] W. T. Armstrong et al., *Phys. Fluids*, 25-11 (1982), 2121.
- [2] T. S. Green, *Nucl. Fusion*, 2(1962), 92.
- [3] 王贵义、王世忠, 核聚变与等离子体物理, 5-1(1985), 60.
- [4] 叶茂福、吴成、张宝珍、李银安, 物理, 15-8(1986), 503.
- [5] T. J. Green and G. B. F. Niblett, *J. Plasma Phys. and Thermonuclear Fusion*, 1(1960), 42.
- [6] W. T. Armstrong et al., *Phys. Fluids*, 24-11 (1981), 2068.
- [7] M. Tuszewski, *Phys. Fluids*, 24-11 (1981), 2126.

约 束 住 了 反 质 子

华盛顿大学的一个小组因将单个质子、电子和正电子长时间约束在 Penning 阱内, 并进行了精确测量而闻名。今年七月他们获得了在 CERN 的 LEAR 低能反质子环上进行一天实验的机会。他们在环上为明年的精确的反质子测量进行可行性试验时, 成功地实现了反质子的约束。

这一实验的难度是显而易见的。反质子产生时的能量是 GeV, LEAR 的减速装置将其减速到 21MeV。一般 Penning 阱¹⁾中的静电器极场能约束的带电粒子能量应不大于几个 eV。在这临时性的实验中, G. Gabrielse 领导的华盛顿小组让 LEAR 出来的反质子通过一个厚的减速器使其减速到 1keV。然后在这个临时制成的粗糙的 Penning 阱的电极上很快地加上几千伏的电压。这样就将一翼中的部分快速反质子约束住了。

在这一天的实验中, Gabrielse 和他的同事们将粒子约束了约十分钟。他们认为改善真空度可将约束时间大大延长。由于一般物质有很高的消灭截面, 因而低能反质子要求有特别好的真空环境。

该小组想利用这种长的约束时间来进行比以前高 10^4 倍精度的测量, 以验证质子和反质子质量的相等性。这是对 CPT 不变性²⁾的一个重要的验证。而且他们还希望能找到观察反物质重力下落的方法。如果他们能用中性反氢原子(正电子束缚在反质子上), 而不是单个反质子来做这一实验, 那对残余电场的灵敏性将大大下降。

参 考 文 献

- [1] G. Gabrielse et al., *Phys. Rev. Lett.*, (1986), (待发表).

(陈天杰 译自 *Physics Today*, September, 1986)

- 1) Penning 阱是一种用四极静电场和磁场来约束正离子或负离子的阱——译者注。
- 2) CPT 不变性是指在时间、宇称和正反粒子三者同时反演下的不变性——译者注。