

研究简报

磁阱中的低温等离子体

李家全

(西南物理研究所)

1979年4月23日收到

提 要

本文分析了在一个棒镜线圈组合成的磁阱装置中,当沿着镜场轴线注入电子束,电子束与中性氢分子碰撞电离产生等离子体时,等离子体在该磁阱中的行为,文中也介绍了对这种等离子体进行实验研究的结果。

一、引 言

图1给出了一个由棒-镜线圈组合而成的研究低温等离子体的稳态磁镜装置结构示意图。装置运行指标是:中心磁场 $B_0 = 500$ 高斯,极限真空 2×10^{-6} 托,充氢气时的运行真空为 2×10^{-4} 托;电子束的运行指标为:电子束的流强 $I_b = 20$ 毫安,引束电压 $V_b = 1200$ 伏,束半径 $r_b = 0.5$ 厘米。高能电子束与中性氢分子碰撞电离产生等离子体,等离子体被约束于磁阱中。磁阱场形如图2所示,在注入平面内磁场等强线的形状如图3。

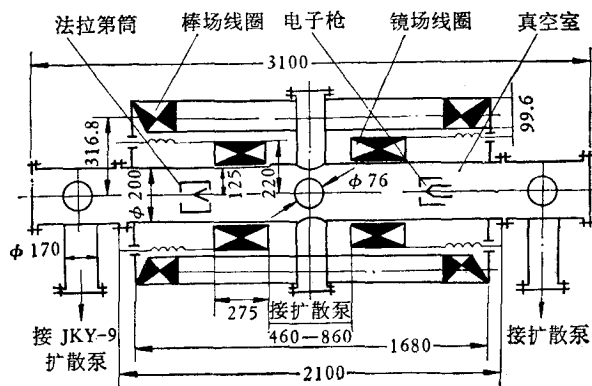


图1 装置结构示意图

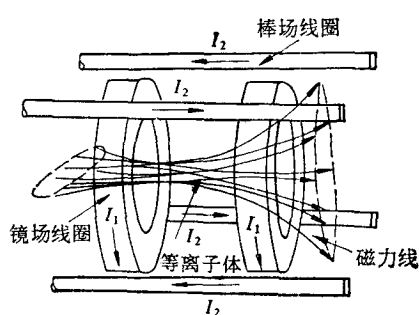


图2 装置磁场形态示意

现在首先来分析电子束和氢等离子体之间相互作用的情况。

大家知道,等离子体的朗缪尔振荡频率为

$$\omega_p^2 = 4\pi e^2 n / m, \quad (1)$$

朗谬尔频率的增长率为

$$\nu = \omega_p n_b / n_e, \quad (2)$$

式中 m 为粒子质量, n 为粒子数密度, 脚标 b 为束电子, 脚标 e 为等离子体中的电子.

在磁峰距为 L 的两个磁峰之间, 朗谬尔频率的增长量为 $\nu L / v_b$. ν 为朗谬尔频率增长率, v_b 为束电子速度.

当 $\nu L / v_b \gg 1$ 时, 等离子体的朗谬尔振荡将迅速扩展, 电子束和等离子体间将发生契伦科夫效应并使等离子体加热.

当 $\nu L / v_b \leq 1$ 时, 电子束和等离子体之间不会发生碰撞以外的相互作用.

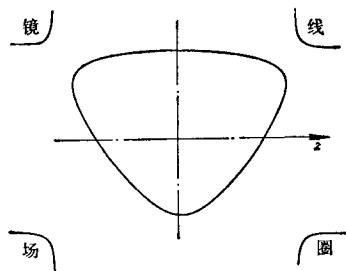


图3 $\varphi = 0$ 平面磁场等强线的形状

对于图1所示装置和上述装置运行指标, 有: $\nu L / v_b \leq 1$, 故等离子体为经典的弱电离低温等离子体. 对于这种等离子体可以采用经典的方法来进行处理.

二、等离子体的温度

等离子体的温度基本上可由中性氢分子 H_2^0 和电子束碰撞电离时的行为决定.

设束电子在和 H_2^0 碰撞前的能量为

$$W_0 = \frac{1}{2} m_e v_{b1}^2,$$

由于电子束轴向飞行, 其速度只有 z 分量. 我们再假设:

1) 电子束的快速电子最多只能和 H_2^0 碰撞一次, 而且碰撞以后束电子仍沿轴向运动;

2) H_2^0 被碰撞电离后所产生的离子的能量 $\frac{1}{2} m_i v_i^2$ 等于电子的能量 $\frac{1}{2} m_e v_e^2$, 并且进一

步假设 v_i 和 v_e 也只有 z 分量. 脚标 i 为等离子体中的离子.

在上述假定下的碰撞过程为一非弹性碰撞, 若将电离能量 $E_{\text{电离}}$ 考虑进去, 则有下列能量守恒方程:

$$\frac{1}{2} m_e v_{b1}^2 = \frac{1}{2} m_e v_{b2}^2 + E_{\text{电离}} + \frac{1}{2} m_e v_e^2 + \frac{1}{2} m_i v_i^2, \quad (3)$$

同时有动量守恒方程

$$m_e v_{b1} = m_e v_{b2} + m_e v_e + m_i v_i. \quad (4)$$

若注意到

$$\frac{1}{2} m_e v_e^2 = \frac{1}{2} m_i v_i^2, \quad (5)$$

则解上面三式可得到 v_i , v_e 和 v_{b2} , 并进一步可得到等离子体中离子和电子的能量.

对本文所述条件可得到 $W_e = W_i = 2.38$ 电子伏.

三、等离子体平衡方程的建立

在装置运行时一方面中性氢分子不断地被束电子碰撞电离产生等离子体,同时等离子体又要通过各种途径而损失掉.下面我们将对各种机制进行详细的讨论.

1. 等离子体的产生

在单位时间内 H_2^0 被电子束碰撞电离产生的等离子体为

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_1 = n_b n_0 v_b \sigma_1, \quad (6)$$

基于 $W_i = W_e = 2.38$ 电子伏 $< E_{\text{电离}} (= 13.6$ 电子伏),故没有二次电离现象.

2. 离子的损失

等离子体中的离子有下述几种损失机制:

1) H_2^+ 和 H_2^+ 库仑碰撞进入逸出锥 设离子碰撞后在速度空间各向同性,则只有进入逸出锥那一部分离子才能因此而损失掉.它为

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right)_2 = -\frac{n_i^2}{2} v_{ii} \sigma_i 2p, \quad (7)$$

其中逃逸几率 p 为

$$p = 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{R}},$$

R 为轴向径比,库仑散射截面 σ_i 可用大角度散射公式计算,

$$\sigma_i = \sigma_{90^\circ} = 80\pi(e^2/mv^2)^2.$$

2) 因离子在几何空间的密度分布而形成的横越磁场的扩散损失 $\left(\frac{dn_i}{dt}\right)_3$ 为:

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right)_3 = -\frac{1}{3} \lambda_i v_i \frac{dn_i}{dr} / (\omega_i \tau_i)^2, \quad (8)$$

其中平均自由程

$$\lambda_i = 1/n_i \sigma_2, \quad \tau_i = 1/n_i \sigma_2 v_i, \quad \omega_i = eB/m_i c,$$

c 为光速.实验表明, $dn_i/dr = n_i/r$.

3) H_2^+ 和 H_2^0 弹性碰撞进入逸出锥

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right)_4 = -n_i n_0 v_{i0} \sigma_3 2p. \quad (9)$$

4) 电荷交换损失

快 H_2^+ 和慢 H_2^0 电荷交换而形成慢 H_2^+ 和快 H_2^0 , 因慢 H_2^+ 的迅速逃逸,而快 H_2^0 又不受磁场的约束,因而产生了离子的损失.

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right)_5 = -n_i n_0 v_{i0} \sigma_4. \quad (10)$$

5) 复合损失

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right)_c = -\nu n_i^2, \quad (11)$$

式中 ν 为复合系数.

根据以上损失机制,可建立下述粒子数平衡方程:

$$\frac{dn_i}{dt} = n_b n_0 \nu_b \sigma_1 - n_i^2 \nu_{ii} \sigma_i P - \frac{1}{3} \lambda_i \nu_{ii} n_i / r (\omega_i \tau_i)^2 - n_i n_0 \nu_{i0} \sigma_3 2P - n_i n_0 \nu_{i0} \sigma_4 - \nu n_i^2. \quad (12)$$

对本文所述条件,在略去相对小项以后有

$$\frac{dn_i}{dt} = 2.16 \times 10^{13} - 1.63 \times 10^{-6} n_i^2 - 2.14 \times 10^4 n_i. \quad (13)$$

下面可分三种情况对 (12) 式进行讨论:

3. 在平衡时离子的数密度

在平衡时有

$$\frac{dn_i}{dt} = 0,$$

由 (13) 式可得

$$n_{i0} = 9.5 \times 10^8,$$

脚标 0 为中性气体分子或平衡时的参数.

4. 等离子体的建立过程

方程 (12) 一般可化简为

$$-\frac{dn_i}{dt} = An_i^2 + Bn_i + C. \quad (14)$$

若令

$$a^2 = \left(\frac{B}{2A}\right)^2 + \frac{C}{A},$$

并求解上述方程可得

$$\int A dt = \frac{1}{2a} \ln \left[\frac{n_i + (B/2A) + a}{n_i + (B/2A) - a} \right]. \quad (15)$$

在等离子体的建立过程中,若注意到时间 $t = 0$ 时 $n_i = 0$, 则由 (15) 式可得等离子体的密度积累曲线:

$$n_i = \left(a + \frac{B}{2A}\right) (e^{2aAt} - 1) / \left[1 + \left\{a + \frac{B}{2A} / a - \frac{B}{2A}\right\} e^{2aAt}\right]. \quad (16)$$

若取 n_i 等于平衡时的离子数密度 n_{i0} , 则可得等离子体的建立时间为

$$\tau_{\text{建立}} = \frac{1}{2aA} \left[\ln \left(a + n_{i0} + \frac{B}{2A} \right) \left(a - \frac{B}{2A} \right) - \ln \left(a - n_{i0} - \frac{B}{2A} \right) \left(a + \frac{B}{2A} \right) \right]. \quad (17)$$

对本文所述情况有

$$n_i = 1.42 \times 10^{10} [e^{2.45 \times 10^4 t} - 1] / [1 + 15e^{2.45 \times 10^4 t}],$$

$$\tau_{\text{建立}} \rightarrow \infty.$$

5. 等离子体的衰减过程

当电子枪关掉以后, 等离子体就开始衰减, 此时的行为对应于(14)式中的 $C = 0$, 故由(15)式可得

$$\int_{t_0}^{t_0+t} A dt = \ln \left[\frac{n_i + \frac{B}{A}}{n_i} \frac{n_{i0}}{n_{i0} + \frac{B}{A}} \right], \quad (18)$$

由此可得等离子体的衰减曲线:

$$n_i = \frac{B}{A} \left[e^{Bt} \left(1 + \frac{B}{An_{i0}} \right) - 1 \right]^{-1}. \quad (19)$$

若取 $n_i = n_{i0}e^{-1}$, 则可得等离子体的约束时间为

$$\tau = \frac{1}{B} \ln \left[\frac{n_{i0}e^{-1} + \frac{B}{A}}{e^{-1} \left(n_{i0} + \frac{B}{A} \right)} \right]. \quad (20)$$

对本文所述情况有

$$n_i = 1.314 \times 10^{10} [14.85 e^{2.14 \times 10^4 t} - 1],$$

$$\tau = 44.6 \text{ 微秒.}$$

四、等离子体中电子的行为

等离子体中电子的产生率仍可由(6)式计算, 电子也有很多损失机制, 基于电子质量小、速度快, 因此电子的损失率比离子大. 但是, 在平衡时等离子体带的正电位以及由此而形成的空间电场将阻止电子的逃逸, 因此对电子的理论处理将对离子的处理复杂. 下面将从等离子体的测量电位给出电子的密度, 并将它和电子密度的测定值相比较.

五、等离子体的电位

一般来说, 在平衡时等离子体的离子密度 n_{i0} 和电子密度 n_{e0} 场与柱坐标 (r, θ, z) 有关 (其中 z 沿磁轴, 坐标原点在装置的物理中心), 倘若假设:

- 1) 我们所研究的区域为电子束通过的区域, 即为一半径等于 r_b 、长度等于磁峰距 L 的圆柱体;
- 2) 在此区域内 n_{i0} 和 n_{e0} 场与位置坐标无关. 则可用下述方法来估算这个区域内的等离子体的电位.

等离子体的体电荷密度为

$$\varepsilon = (n_i - n_e)e, \quad (21)$$

基于真空容器的器壁为一与等离子体柱同轴的圆筒, 而且其电位为零; 再加上我们可以认为等离子体柱两端电位为零的区域离该等离子体柱的距离很远, 因而可以认为等离子

体柱所产生的电场与 θ, z 无关. 对于图 4 所示的封闭圆柱面 $ABCD$ 采用奥-高定理可得

$$E = 2\pi r_b^2 \epsilon / r = - \frac{dV}{dr}, \quad (22)$$

式中 E 为电场强度, V 为电位.

若注意: $V|_{r=r_b} = V_p$, $V|_{r=r_{\text{外}}} = 0$, 对上式积分可得

$$V_p = 2\pi r_b^2 (n_i - n_e) e \ln(r_{\text{外}}/r_b). \quad (23)$$

我们用单探针测出在该区内等离子体的电位为 4.5 伏, 故从 (23) 式可得电子的密度为 $n_e = 8.84 \times 10^8$.

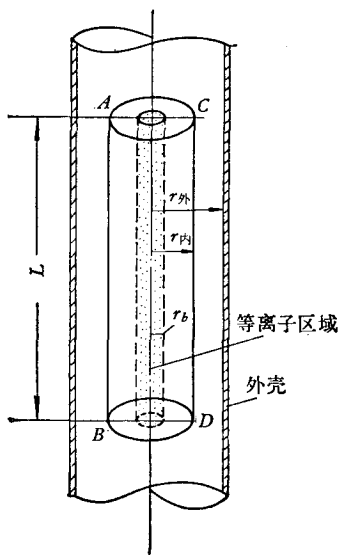


图 4 等离子体电位讨论示意图

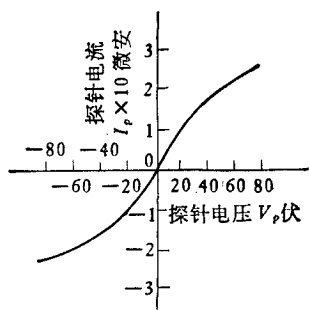


图 5

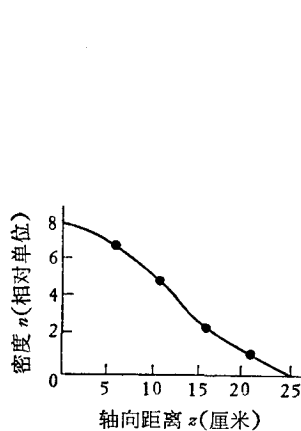


图 6 “极小 B”磁场中等离子体沿轴向的分布

$B_0 = 390$ 高斯, $z = 1.5$, 径向距离 $r = 3.1$ 厘米, 方位角 $\varphi = 45^\circ$

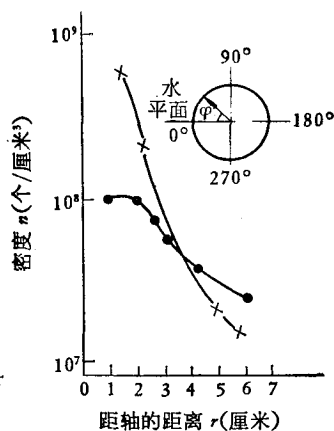


图 7 “极小 B”磁场中等离子体的径向分布

轴向位置 $z = 3.8$ 厘米, $B_0 = 390$ 高斯, $\varphi = 1.5$, $\bullet$ 为 $\varphi = 0^\circ$, $\times$ 为 $\varphi = 90^\circ$

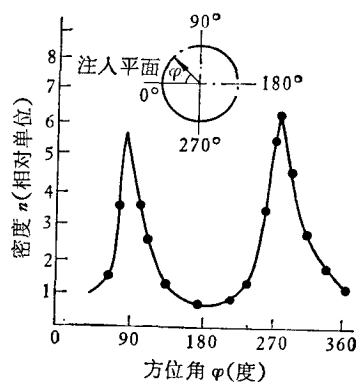


图 8 “极小 B”磁场中等离子体的方位分布

$B_0 = 390$ 高斯, $\varphi = 1.5$, 轴向距离 $z = 13.5$ 厘米, 径向距离 $r = 3.1$ 厘米

六、实验结果

1. 用双探针对等离子体进行了诊断, 图 5 给出了由 $x-y$ 记录仪所测得的双探针特性曲线, 由此可得到电子密度 $n_e = 10^9$, 电子温度为 $KT_e = 4.0$ 电子伏.

2. 用双探针测量了等离子体的密度分布, 结果见图 (6—8).

3. 用单探针测量了等离子体的电子温度和等离子体电位, 图 9 为由 $x-y$ 记录仪得到的单探针特性曲线, 由此可得 $KT_e = 4.9$ 电子伏, $V_p = 4.5$ 伏.

4. 用快速电子开关在 2 微安内将电子束关掉, 用示波器测量了法拉弟筒上饱和离子流的衰减情况, 所得到的等离子体衰减曲线见图 10.

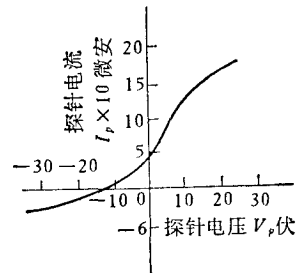


图 9



图 10 离子流衰减示波图
棒绕组总电流与磁绕组总电流 i 之比 $z = 1.8$,
 $B_0 = 500$ 高斯, 方波宽度 = 100 微秒

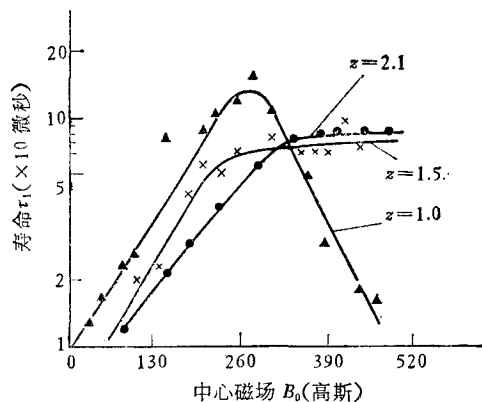


图 11 等离子体寿命 τ 与中心
磁场 B_0 的关系

七、讨 论

从 (12) 和 (13) 式的分析似乎可以认为等离子体的行为与磁场的大小和磁场的形态关系不大, 显然这个结论是错误的. 这是因为在本文中所讨论的等离子体区域是在磁轴附近有电子束存在的微小区域, 在这个区域内等离子体的扩散损失可以相对略去, 同时场形的变化也还不那么剧烈. 但是, 在这个区域以外情形就不同了. 为了分析简单, 我们设在空间取一微元环柱体: $r \rightarrow r + dr$, $\theta: 0 \rightarrow 2\pi$, $z: \frac{-L}{2} \rightarrow \frac{L}{2}$. 并设在此微元环柱内磁感应强度 B 均匀 (这个假设在单纯静场时是成立的, 在棒-镜组合场中就不适用了), 基于该微元环柱体内的等离子体主要来源于内部高密度区向该微元环柱体的扩散, 而等离子体的损失机制和前面描述的基本相同, 因此可以得到下述粒子数守恒方程:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \frac{v_i^3 \sigma_i m_i^2 c^2}{3 e^2 B^2} n_i \frac{\partial^2 n_i}{\partial r^2} - \frac{n_i^2}{2} v_{ii} \sigma_i 2P - n_i n_0 v_{i0} \sigma_3 2P - n_i n_0 v_{i0} \sigma_4 - v n_i^2. \quad (24)$$

基于 B 与 r 有关, 因此即使 $\frac{\partial n_i}{\partial t} = 0$, 从(24)式求解也很困难, 更何况在组合场形下 B 还与 θ 和 z 有关, 因此等离子体的行为与场形的关系就更密切了. 图 6—8 分别给出了等离子体沿径向、轴向和环向的分布. 在图 11 中还给出了等离子体的寿命 τ 与中心磁场 B_0 的关系.

LOW TEMPERATURE PLASMA IN A MAGNETIC WELL

LI JIA-QUAN

(Southwestern Institute of Physics)

ABSTRACT

This paper describes the behaviour and experimental results of low temperature plasma in mirror-bar combined magnetic well. The plasma is produced by collision ionization of the electron beam, which is injected along the magnetic axis, with neutral hydrogen molecules.