

高频电场对双探针法诊断低压 等离子体的影响*

朱文浩 吴毅锋 陈跃山

(清华大学工程力学系)

1986年1月17日收到

提 要

本文中导出了不论在鞘层上是否存在高频电压降时统一的双探针伏-安特性曲线表达式及确定电子温度的公式。从理论及实验上研究了鞘层上的交流电压对双探针诊断的影响,并求得等离子体在 10^{-2} — 10^{-3} Torr 范围内的电子温度,实验的分析结果和理论完全一致。证明当电子能量分布为麦克斯韦分布时,高频干扰对确定电子温度基本上无影响。通过对实验结果的分析,以及用三探针法的相互校核,证明实验结果是可靠的。

一、引 言

近几十年来,对利用射频低压等离子体过程进行表面改性及沉积薄膜作了大量研究^[1],成为等离子技术中一个极其重要且迅猛发展的方向。新研究的领域,涉及各个工业部门的多种多样的应用。为研究等离子体与固体表面的相互作用及实现对等离子体过程的监控,必须测量等离子体参数。探针法是一种简便的诊断方法。但在射频等离子体条件下,这一诊断工具若使用不当,会造成很大的误差^[2,3]。本文结合具体条件,从理论及实验技术上解决了所遇到的困难,测得了压力在 10^{-2} — 10^{-3} Torr 下的射频氮气等离子体的电子温度,为实现等离子体过程的监控创造了条件。

二、存在射频干扰时双探针特性曲线

射频低压等离子体是靠高频电场激发并维持的。当探针处于射频等离子体中时,由于探针鞘层的整流作用,附加在鞘层上的射频电压会给探针的伏-安特性带来影响,这一射频电压称为射频(或高频)干扰。

Годяк^[4]导出了电子能量分布函数为麦克斯韦型、且存在高频干扰时,悬浮对称双探针的特性曲线表达式为

* 中国科学院科学基金资助的课题。

1) 金佑民等,私人通信。

$$I_s = I_{+0} \left\{ \left[1 + \beta(V_0 - V_1)/V_c \right] \operatorname{th} \frac{V_a}{2V_c} + \beta \frac{V_a}{V_c} \frac{1}{1 + e^{-V_a/V_c}} \right\}, \quad (1)$$

$$\frac{V_0 - V_1}{V_c} = \ln \frac{I_0 \left(\frac{V_a}{V_c} \right) (1 + e^{-V_a/V_c})}{2 \left[1 + \beta \frac{V_0 - V_1}{V_c} + \beta V_a / 2V_c \right]}, \quad (2)$$

式中 I_s 为探针电流; I_{+0} 为无高频干扰时, 探针处于浮动电位(以等离子体电位为零点) V_0 时的正离子流; $V_a = V_1 - V_2$, V_1, V_2, V_0 均小于零, V_1, V_2 分别为探针 1, 2 的电位; $V_c = kT_e/e$, T_e 为电子温度 (K), k 为玻耳兹曼常数; β 为有关离子流的近似线性系数; $I_0(V_a/V_c)$ 为零阶第一类修正贝塞耳函数, V_a 为高频干扰电压的幅值。由于实验中不可能完全消除高频干扰, 而(1), (2)式中却包含了没有干扰时的物理量, 因此无法用它来整理数据。

我们对 Гояк 所得的表达式进行修改, 令

$$\beta' = \frac{I_{+0}}{I'_{+0}} \beta,$$

I'_{+0} 为有干扰时, 探针处于浮动电位下的离子流, 则探针 1, 2 上的电流分别为

$$I_1 = I'_{+0} \left(1 + \beta' \frac{V'_0 - V_1}{V_c} \right) - I_{+0} I_0 \left(\frac{V_a}{V_c} \right) e^{V_1/V_c},$$

$$I_2 = I'_{+0} \left(1 + \beta' \frac{V'_0 - V_2}{V_c} \right) - I_{+0} I_0 \left(\frac{V_a}{V_c} \right) e^{V_2/V_c},$$

$$V'_0, V_1, V_2 < 0.$$

这里 V'_0 是有干扰时探针的浮动电位。探针回路中电流为

$$I_s = I'_{+0} \left\{ \left[1 + \beta' \frac{V'_0 - V_1}{V_c} \right] \operatorname{th} \frac{V_a}{2V_c} + \beta' \frac{V_a}{V_c} \frac{1}{1 + e^{-V_a/V_c}} \right\}, \quad (3)$$

$$\frac{V'_0 - V_1}{V_c} = \ln \frac{1 + e^{-V_a/V_c}}{2 \left[1 + \beta' \frac{V'_0 - V_1}{V_c} + \beta' \frac{V_a}{2V_c} \right]}. \quad (4)$$

于是我们得到了有干扰时双探针特性曲线的表达式。实际上, 若不存在干扰, 在(2)式中

$$I_0 \left(\frac{V_a}{V_c} \right) = 1$$

就可得没有干扰时的表示式, 形式上和(3), (4)完全一样。这样(3), (4)式对有否干扰都适用, 这对从实验曲线确定电子温度是十分方便的。在这一表达式中, 干扰以隐含的形式出现, 即

$$V'_0 = V_0 - \ln I_0(V_a/V_c) \quad (5)$$

$$I'_{+0} = I_{+0} [1 + \beta(V_0 - V'_0)/V_c]. \quad (6)$$

这里假定了 $\beta \ll 1$ 。对(3)式求导数, 可得

$$\left. \frac{dI_s}{dV_a} \right|_{V_a=0} = \frac{1}{2} \left(\frac{I'_{+0}}{V_c} + S \right),$$

其中 $S = I'_{+0}\beta'/V_c$ 。所以

$$V_e = \frac{I'_{+0}}{2 \left. \frac{dI_s}{dV_a} \right|_{V_a=0} - S}. \quad (7)$$

由此可见,不论有否干扰,在由实验曲线确定电子温度时,计算公式在形式上是相同的。

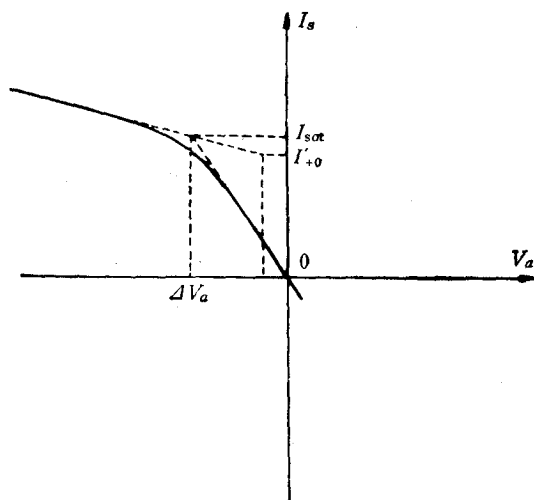


图1 外推计算 I'_{+0} 的示意图

为求得 V_e , 必须从实验曲线上求得三个量, 即

$$\left. \frac{dI_s}{dV_a} \right|_{V_a=0},$$

S 及 I'_{+0} . S 及曲线在电压零点处的导数可由几何作图求得. 现在的问题是如何计算 I'_{+0} . Johnson 等人提出^[3], 探针处于浮动电位时, 其离子流数值 I'_{+0} 由下式计算:

$$I'_{+0} = I_{sat} - 0.85 \Delta V_a \cdot S,$$

I_{sat} 及 ΔV_a 的意义见图1所示. 这里 Johnson 等人用近似方法得到了外推系数 0.85. 现在, 既然有了曲线的严格表

达式, 就有可能更精确地计算这一系数. 事实上, 由(7)式可见

$$\Delta V_a \approx 2V_e,$$

这样在 $V_a = \Delta V_a = 2V_e$ 时, 由(4)式, 在 $\beta \ll 1$ 条件下, 有

$$\left| \frac{V'_0 - V_1}{V_e} \right| \approx 0.58, \quad \left| \frac{V'_0 - V_1}{\Delta V_a} \right| \approx 0.29, \quad \left| \frac{V'_0 - V_2}{\Delta V_a} \right| \approx 0.71.$$

因此有

$$I'_{+0} = I_{sat} - 0.71 \cdot |\Delta V_a| \cdot S \quad (8)$$

最后有

$$V_e = \frac{I_{sat} - 0.71 \cdot |\Delta V_a| \cdot S}{2 \left. \frac{dI_s}{dV_a} \right|_{V_a=0} - S} \quad (9)$$

这样, 就得到了经过改进的、对有否干扰都适用的计算 V_e 的公式. 以后的实验数据均按其整理. 在实际工作中, 很难做到两个探针完全对称, 因此实验中得到的特性曲线只是近似对称, 这种情况下, 可分别用曲线的半枝计算后取其平均值.

三、实验装置

实验装置的示意图见图2. 反应器是一外接电极的玻璃管, 内径 75mm, 长 600mm, 一端接真空系统, 另一端连续通入高纯氮气. 等离子体由射频等离子体发生器 GP-300-6 激发产生. 发生器振荡频率 13.56 MHz, 最大输出功率 300 W. 测量探针由直径 0.12

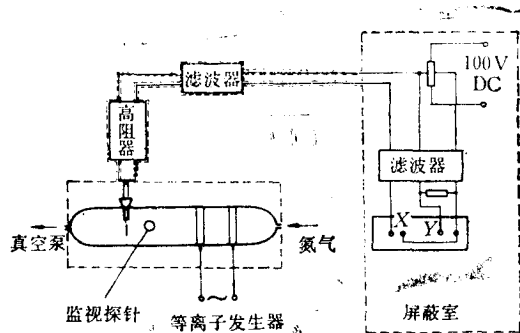


图2 实验装置示意图

mm 的钨丝做成,圆柱形探针的裸露部分长为 8.0 mm,两钨丝间距 1.50mm,两探针由玻璃毛细管相互绝缘.图中监视探针的作用在以后加以说明.测量用输入直流电压为 100V,两探针之间电压由一个可连续转动的精密电位器在 $\pm 50\text{V}$ 之间调节,电位器由电动机经减速系统带动,电压变化速度约为 2V/s . 探针的伏-安特性曲线由 X-Y 记录仪记录,迴路上的电流由采样电阻转换成电压测出,采样电阻线性阻值 $5\text{k}\Omega$,由于双探针间的非线性电阻的最小值亦在 $10^6\Omega$ 量级,因此这一采样电阻不会给测量带来显著误差.

高频电磁场的存在极严重地影响了测量系统的工作.在屏蔽、接地及其它措施不当时,噪声较信号大出近万倍,所有仪器即使在屏蔽室内也无法工作.在实验中,结合具体问题采用了多种途径的抗干扰措施,才得以使系统正常工作^[6].

上述抗干扰措施是针对空间的电磁干扰及线路中的高频噪音的.另一个要克服的困难是等离子体对地的交变电位对特性曲线的影响,以后会论证,提高探针的对地阻抗是克服这一困难的有效途径.为此,在探针电路中串入了高阻器——针对 13.56 MHz 的高频扼流圈,它的位置尽可能地靠近探针的引出端,以便尽可能地减小探针与地之间的杂散电容.

在取得实验曲线以前,首先对记录仪的准确性进行校核.在同一等离子体工作状况下,分别用 X-Y 记录仪及 0.5 级动圈式电表记录、测量特性曲线,结果见图 3.发现每一

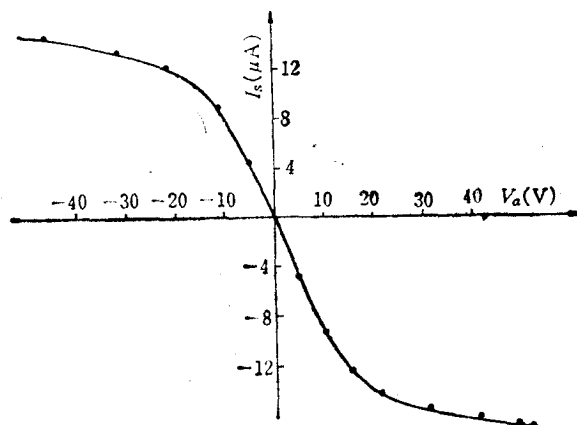


图3 X-Y 记录仪的校核

点相差不超过 3%。

探针在实验前进行电化学清洗,在实验过程中,每隔一段时间,对探针在 -600V 下进行离子轰击,以保证其表面清洁。

四、实验结果及讨论

为分析高频干扰对双探针特性曲线的影响,在实验过程中既记录了基本不受干扰的特性曲线,也记录了人为地增加干扰时的特性曲线。为了人为地增加鞘层上的高频干扰,我们可以在高阻器之前,在探针的引出端及地之间单臂地(即只在一个探针上)、或双臂地(同时两个探针上)接入电容,以此降低探针的对地阻抗。这个“地”,是反应器下面一个悬浮的铝板。实验表明,等离子体与它之间有数十伏、甚至上百伏的射频电压。实验发现,在接入这一电容的同时,如果放电参数和发生器参数匹配不好,等离子体工作状态会有明显改变,这时监视探针的读数在接入电容时会变化。在试验接入电容对探针特性曲线的影响时,随时调节匹配,维持监视探针的读数不变。

当人为增加干扰时,如果加干扰的方式是单臂的,由于一个探针的浮动电位有变化,曲线会向一方平移,同时这一探针的离子流明显增加。如果在另一臂单独加干扰,曲线则向另一方平移,实验曲线如图 4 所示,这一结果和 Cantin^[3] 的完全一致。

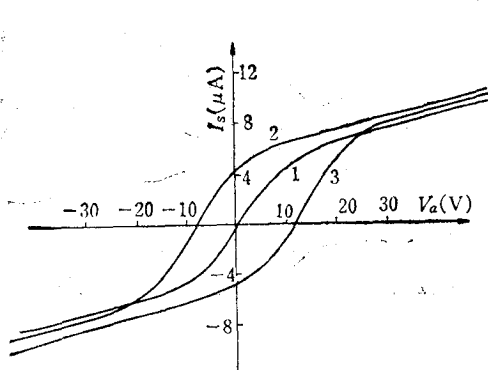


图 4

1 为不加干扰时的特性曲线;
2, 3 分别为单臂加干扰时的特性曲线

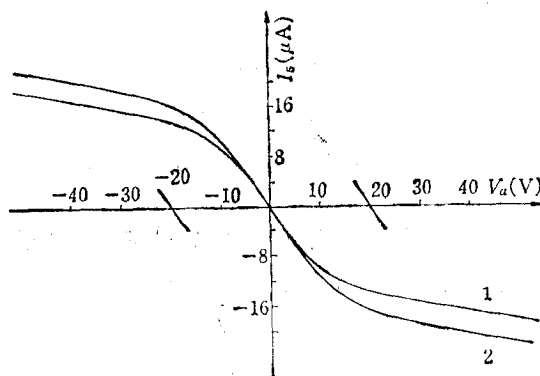


图 5

40 W; 3×10^{-2} Torr;
1 为不受干扰; 2 为双臂加 70pF 电容

图 5 为双探针系统双臂加 70 pF 电容时,以及基本上没有干扰时的特性曲线。图上横轴上的两条斜短线分别表示单臂加干扰时曲线的横移距离,即浮动电位的变化。

表 1 是不同工况下的测量结果,所加的干扰电容均为 70pF。

表中 $\Delta V_f = V_0 - V'_0$ 是高频干扰引起的浮动电位的改变。 $\Delta V_{0\text{理}}$ 及 $\Delta V_{0\text{实}}$ 分别是按(6)式求得的浮动电位的改变及实测结果。例如,对图 5 所示的实验曲线,有

$$I_{+0} = 11.9 \mu\text{A}, \quad I'_{+0} = 14.9 \mu\text{A},$$

则

$$\{\Delta V_{0\text{理}}\} = \Delta I_{+0} / S = 20.0 \text{V}.$$

表1 原始数据

真空度 (Torr)	功率 (W)	项 目 有 否 干 扰	ΣI_{sat} (μA)	$\left \frac{dI_s}{dV_a} \right _{V_a=0}$ ($\mu A/V$)	$\Sigma \Delta V_a$ (V)	S ($\mu A/V$)	ΔV_0 (V)	备 注
3×10^{-2}	40	无	25.6	1.17	21.8	0.15		见图 5
		有	31.6	1.42	22.2	0.15	20	见图 5
	80	无	65.0	2.89	22.5	0.23		
		有	77.2	3.36	23.0	0.23	25.5	
3×10^{-3}	40	无	18.0	0.67	26.8	0.08		
		有	21.1	0.77	27.5	0.08	17.5	
	80	无	31.1	0.957	32.5	0.10		
		有	36.0	1.09	33.0	0.10	26	
	120	无	38.4	1.15	33.5	0.11		
		有	46.0	1.33	34.5	0.11	32.5	

表2 整理结果

真空度 (Torr)	功率 (W)	$\Delta V_{0理}$ (V)	$\Delta V_{0实}$ (V)	I_{+0} (μA)	I'_{+0} (μA)	V_e (V)	V'_e (V)	T_e $\times 10^4(K)$	T'_e $\times 10^4(K)$	$\frac{V'_e - V_e}{V_e}$ (%)
3×10^{-2}	40	20	20	11.9	14.9	5.42	5.50	6.28	6.38	1.9
	80	26.5	25.5	31.7	37.1	5.59	5.71	6.48	6.62	2.0
3×10^{-3}	40	19	17.5	8.39	9.92	6.66	6.79	7.73	7.87	2.0
	80	25	26	14.6	17.1	8.04	8.20	9.33	9.51	2.0
	120	34.5	32.5	18.1	21.9	8.26	8.59	9.58	9.96	4.0

实测的 ΔV_0 亦为 20.0V。从表 2 来看,理论与实验在所有实验条件下都符合得很好。

顺便指出,从表 1 可见,所有的实验结果都表明

$$\Delta V_0 \approx 2V_e.$$

这再次证明理论与实验的一致性。

应该指出,由(7)式可以直接得到

$$\frac{I_{+0}}{2 \frac{dI_s}{dV_a} \Big|_{V_a=0}} = \text{const.}$$

因为(7)式中的 V_e 为鞘层以外未受扰动的等离子体的电子温度。我们的实验也证实了这个结论。因此,只要电子的能量分布为麦克斯韦分布,高频干扰不影响 V_e 的值的确定。

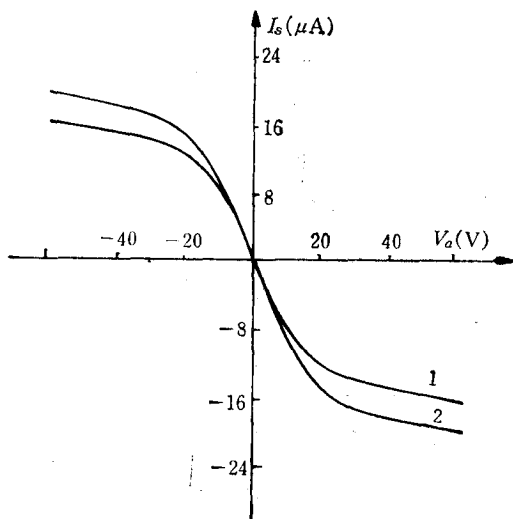


图 6

80W; 3×10^{-2} Torr;1 为不加干扰电容; 2 为加 150pF 干扰电容,
工作状态改变

这和 Cantin 的结论是截然不同的。他认为存在干扰时, $\Delta V_e/V_e$ 的值达百分之几十,甚至百分之百。我们认为,所以得到这种结果,一个重要原因是,由于人为地增加干扰时,在某些情况下,会改变等离子体的自身状态。尤其是高频等离子体发生器的负载匹配情况不良时,外部负载的微小变化会显著影响放电情况,由此导致等离子体参数的明显变化。图 6 就是一个例子。当接入 150pF 的干扰电容时,监视探针的读数明显改变,这时测得的两条曲线的斜率几乎不变而 I_{+0} 改变很大,根据这一测量结果可求得

$$\frac{V'_e - V_e}{V_e} \approx 27\%.$$

我们还在不同工作状况下取得了实验结果,见图 7 及图 8。整理的结果列于表 3 中,这些结果和表 2 的结果吻合得很好,这也证明实验的重复性和可靠性。

所有结果都表明,电子温度与功率的关系很弱,而与压力的关系较强,这和文献[7]中

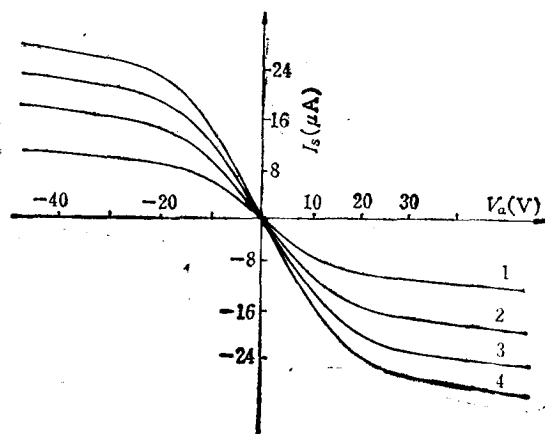


图 7

 5×10^{-3} Torr;

1 为 40 W; 2 为 80 W; 3 为 140 W; 4 为 220 W

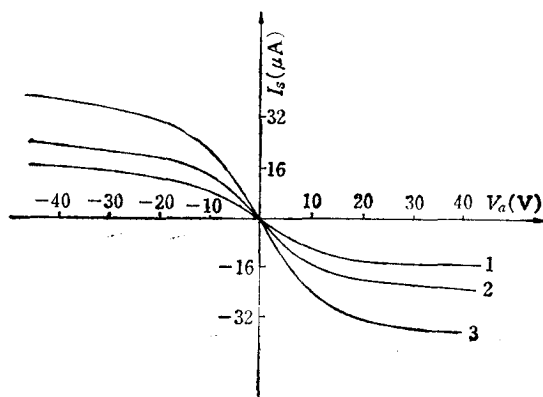


图 8
 5×10^{-2} Torr;
 1 为 40W; 2 为 60W; 3 为 80W

表 3 氮气等离子体的电子温度 ($\times 10^4$ K)

T_e 功率(W) 压力 (Torr)	40	60	80	140	220
5×10^{-2}	6.04	6.32			
5×10^{-3}	7.46		8.53	8.53	8.80

定性理论所指出的完全一致。

高频等离子体的参数受到许多实验条件的影响, 因此很难把我们的实验结果与他人的实验结果进行详细的分析比较。为此我们在双探针基础上, 又做了三探针实验。图 9 为实验结果之一。实验时同时记录了双探针及三探针的特性曲线。从三探针曲线可算

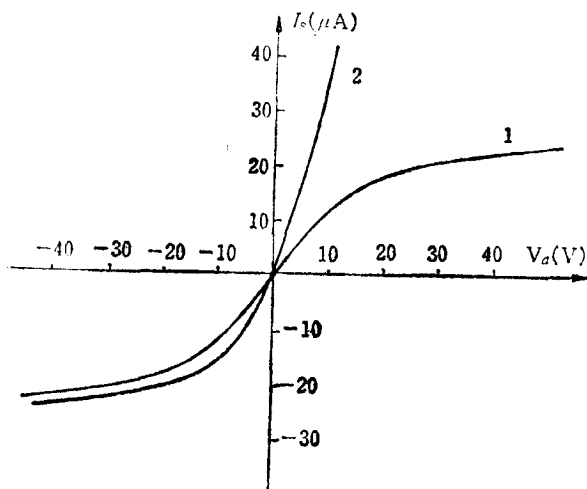


图 9
 80W; 4×10^{-3} Torr;
 1 为双探针曲线; 2 为三探针曲线

表 4 明石和夫的实验结果
 (压力 1×10^{-4} Torr)

功率(W)	200	120	75
T_e (K)	6.5×10^4	5.7×10^4	5.5×10^4

得 $V_e = 7.07\text{eV}$, 而双探针法给出: $V_e = 7.15\text{eV}$, 两者吻合得很好.

明石和夫^[8]在真空度为 10^{-1}Torr 下用双探针对射频 (13.56 MHz) 氮气等离子体进行了诊断, 结果见表 4. 他所得到的结果和本实验的结果基本一致, 电子温度略低是由于他们的实验在较高的压力下进行的.

五、对双探针鞘层上高频干扰的分析

由于双探针的对称性, 在研究探针的等效电路时, 可以只讨论一个探针的等效电路. 探针的等效电路如图 10 所示. 其中 A 点代表探针表面; P 点代表等离子体; C_{sh} 及 R_{sh} 分别代表鞘层的电容及电阻; V_p 代表等离子体与地之间的高频电压; $u_{\sim}$ 为鞘层上的高频干扰电压; u_{AD} 为探针对参考地的高频电压; C_l 为探针引线对地的杂散电容; C_g 为扼流圈 G 的杂散电容. 只要 C_l 及 C_g 很小, 那么在探针的测量线路上串接扼流圈就可以使 $u_{\sim} \ll V_p$, 这样, 就显著降低了高频干扰. Годяк^[4] 指出, 只要满足

$$u_{\sim}/V_e \leq 1,$$

即可忽略高频干扰对等离子体参数诊断的影响. 当 $u_{\sim}/V_e < 1$ 时, 若取 $\beta = 0.05$, 则

$$\Delta I_{+0}/I_{+0} < 1\%.$$

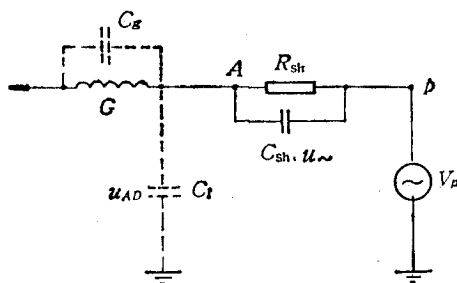


图 10 探针等效电路

表 5

$C_l(\text{pF})$	0	50	100
$\Delta V_0(\text{V})$	0	15.0	23.0
$u_{\sim}(\text{V})$	14	26	35

为了估算 $u_{\sim}$ 的数值, 我们作了如下实验, 在 A 点与地之间通过引线接入电容 C_l , 表 5 是在真空度为 $5 \times 10^{-1}\text{Torr}$, 功率 60W 时的结果. 在不同的 C_l 下, 测量不同的浮动电位的偏移. 这里取 $V_e = 7\text{eV}$, 并利用(5)式算得 $u_{\sim}$ 之值. 表 5 中在 $C_l = 0$ 亦有浮动电位的移动, 这是由于引线亦有电容存在, 并可算得其电容 $C_{l0} = 26\text{pF}$. Gagne^[2] 指出, 线路的杂散电容在严格注意时可以达到

$$C_l = 0.005\text{pF}.$$

所以, 即使近似地认为在本实验中, $C_l = 1\text{pF}$, 也有 $u_{\sim}/V_e < 1$.

六、结 论

从本文中所论述可以得到以下主要结论:

1. 得到了不论高频干扰是否存在时都适用的双探针伏-安特性的表达式, 以及确定电子温度的公式, 并对 Johnson 的工作做了改进.

2. 经过采取一系列抗干扰措施,保证了测量系统正常工作,同时基本上消除了高频干扰对探针伏-安特性的影响。
3. 从理论及实验上研究了高频干扰对双探针测量系统的影响,实验结果和理论分析完全一致。证明在电子能量分布为麦克斯韦分布时,高频干扰对确定电子温度基本上无影响。
4. 通过对实验结果的分析,以及用三探针法的相互校核,证明实验结果是可靠的。

参 考 文 献

- [1] H. V. Boening, *Plasma Science and Technology*, (1982).
- [2] R. R. J. Gagne and A. Cantin, *J. Appl. Phys.*, **43** (1972), 2639.
- [3] A. Cantin and R. R. J. Gagne, *IEEE Trans. Antenna Propagation*, **16**(1968), 279.
- [4] В. А. Годяк и О. А. Попов, *ЖТФ*, **47**(1977), 766.
- [5] E. O. Johnson and L. Malter, *Phys. Rev.*, **80**(1950), 58.
- [6] 朱文浩, 吴毅锋, 待发表。
- [7] A. von Engel, *Ionized Gases*, (1965).
- [8] 高田亮, 明石和夫, 谷口平光, *高分子论文集*, **38**(1981), 733.

INFLUENCE OF THE HIGH FREQUENCY ELECTRIC FIELD ON THE PLASMA DIAGNOSTICS BY THE DOUBLE PROBE

ZHU WEN-HAO WU YI-FENG CHEN YUE-SHAN

(Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University)

ABSTRACT

In this paper, the expression for the double probe V - I characteristics and a formula to determine the electron temperature are derived. They are applicable whether the R. F. disturbance voltage drop across the probe sheath exists or not. The influence of this R. F. disturbance voltage on the double probe diagnostics for a low pressure plasma is investigated. Furthermore, the electron temperatures of the R. F. plasma under the pressure of 10^{-2} — 10^{-3} Torr are obtained experimentally. Experimental results agree with the theoretical analysis very well. It is also demonstrated that, if the electron energy distribution is Maxwellian, the R. F. disturbance has no substantial effect on the determination of electron temperatures of the plasma.