

介质阻挡无声放电中电子温度和 电子能量分布的探极诊断

凌一鸣,徐建军

(东南大学电子工程系,南京 210018)

摘 要: 用对称双探极和非对称双探极分别诊断氖气中介质阻挡无声放电的电子温度和电子能量分布. 本文概述其诊断技术的原理、装置和实验结果,并分析讨论了实验结果. 实验表明,这种放电的电子温度随着气压的增加而减少,并明显高于相应气压下的直流放电电子温度,而且,其电子能量分布明显偏离 Maxwellian 能量分布.

关键词: 探极诊断; 电子能量分布; 介质阻挡放电; 无声放电; 等离子体诊断; 等离子体显示

中图分类号: O461 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2001) 02-0218-04

Probe Diagnosis of Electron Temperature and Electron Energy Distribution in Dielectric Barrier Silent Discharge

LING Yi-ming, XU Jian-jun

(Dept. of Electronic Engineering, Southeast University, Nanjing 210018, China)

Abstract: The symmetrical and asymmetrical double probes have been used to diagnose the electron temperature and the electron energy distribution in the dielectric barrier discharge, respectively. In this paper, the principle and setup of the diagnosis are described briefly, and the experimental results are discussed. It can be proven from these results that its electron temperature can be increased by decreasing the filled pressure and can be higher than that in DC discharge, and its electron energy distribution is obviously deviated from Maxwellian.

Key words: probe diagnosis; electron energy distribution; dielectric barrier discharge; silent discharge; plasma diagnosis; plasma display

1 引言

介质阻挡无声放电是一种特殊类型的气体放电,属非平衡态等离子体,其结构特征之一是它的电极(至少有一个)是被绝缘介质层所覆盖^[1]. 它的机理主要包括两种物理过程:一种是放电空间的带电粒子在电场作用下的电子繁流;另一种是这些带电粒子由于漂移运动而沉积在绝缘介质层上所形成的壁电荷抵消了外电场,又使电子繁流猝灭. 因此这是一种放电着火又猝灭的暂态过程,属无声放电机理范畴. 只有在交变电场作用下,放电才呈准连续工作状态. 这种放电已被广泛应用于臭氧合成^[2,3],紫外与真空紫外的获得^[4,5],气体激光器的激励^[6,7],环境保护^[8,9]等方面. 尤其是近几年,等离子体显示技术的高度发展^[10,11],它将成为 21 世纪初大屏幕显示技术的重要支柱. 这种交流等离子体显示板的工作机制就是介质阻挡无声放电. 因此,对它的深入研究对所涉及的一系列应用领域的理论、技术和开发具有重要的实用意义.

由于气体放电机理的复杂性以及有关物理过程的随机

性,尽管当前各种运算手段相当先进,但终究由于原始数据的局限性和理论假设的近似性,以致往往使理论分析结果与实际放电现象和内在机制有明显差异. 因此,对它的研究还有赖于各种实验诊断手段. 本文将采用实验研究的手段诊断这种放电中的电子温度和电子能量分布.

2 诊断原理

气体放电现象是相当复杂的,它把电源的电能转变成光、声、电、化学等多种形式的能量. 其能量的主要输运者就是电子. 它们在气体导电过程中的运动和频繁碰撞,使它们在一定能量分布的状态下达到平衡,其电子的平均能量可用电子温度表示. 上述的无声放电也是这样,只不过其电子温度和电子能量分布均随时间而变化. 为方便起见,这里主要研究整个放电周期内放电参量的平均值,故采用直流诊断技术. 况且,它的许多应用都注重总的效果. 因此,这种诊断结果仍有实用价值.

常用的诊断技术有 Langmuir (电) 探极法、光谱法等。光谱法可方便地通过等离子体中受激粒子的发射或吸收光谱来直接诊断这种受激粒子的能量状态, 但毕竟不能直接反映电子的能量状态。因此为了诊断放电中电子的能量状态, 最简单可行的还是 Langmuir 探极法, 这是利用电子在拒斥场中的 Boltzmann 能量分布关系来确定的。当然, 由于探极的插入对等离子体会引起一定干扰, 从而带来一定测量误差。

由于介质阻挡无声放电中电极导体与放电等离子体隔绝, 因此, 很难用直流单探极来进行测量。如用交流单探极测量, 由于探极表面没有介质阻挡层, 探极的插入将严重影响无声放电的工作状态。如果探极表面也覆盖介质阻挡层, 则探极表面的空间电荷层中的拒斥场将不受外加探极电压的控制, 因此这里不得不采用悬浮对称双探极测量电子温度, 用悬浮非对称双探极诊断其电子能量分布, 这种探极测量系统是悬浮的, 也就是说探极测量系统的电位可伴随等离子体空间电位而浮动, 这也可减少了高频电场对测量的影响。下面概要介绍其中工作原理。

2.1 对称双探极法测量电子温度

把两个同样大小的探针插入均匀的等离子体中, 按图 1 (a) 所示的电路, 改变探极间电位差和极性, 可测得其特性如图 1 (b) 所示。由双探极特性曲线上两拐点之间的电位差, 即可确定其电子温度^[12]:

$$T_e = \frac{e}{4k} = 2898 \text{ (}^\circ\text{K)} \quad (1)$$

式(1)中 e 为电子电荷, k 为玻尔兹曼常数。

2.2 非对称双探极法诊断电子能量分布

在上述对称双探极诊断中, 探极所接收的电子流受饱和和离子流的限制。为了使探极能接收电子能量分布中的大部分电子, 必须增加其中一个探极的面积 (至少大数百倍)。这样所测得的双探极特性曲线如图 1 (c) 所示, 与单探极特性相似, 其左支表示饱和离子流 I_{i0} , 特性曲线的右支拐点 S 表示空间电位。由拒斥场下的电子流 I_e 对拒斥电位差 V 的二阶导数可求得电子能量分布^[13]:

$$F_e(V) = \frac{4}{A_p e^2} \sqrt{\frac{m e V}{2}} \frac{d^2 I_e}{dV^2} \quad (2)$$

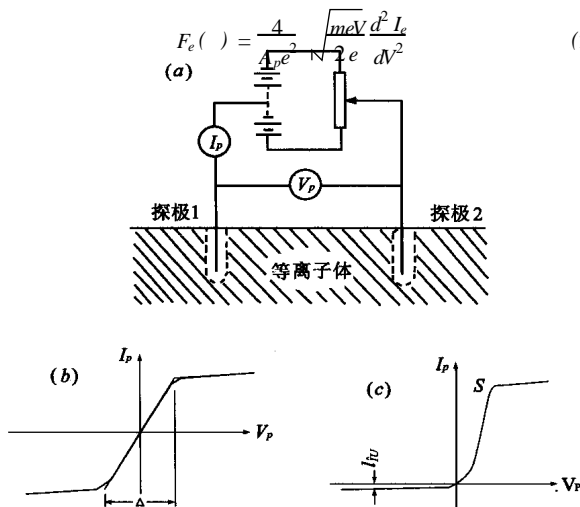


图 1 双探极诊断放电等离子体的原理图

式(2)中电子能量 $= eV = e(V_p - V_s)$, 电子流 $I_e = I_p - I_{i0}$, A_p 是探极面积, V_p 为探极电位, V_s 为等离子体电位。

3 实验装置

为研究介质阻挡无声放电电子温度和电子能量分布, 采用图 2 所示的实验放电管和测量电路, 它由一段外径为 5cm (壁厚为 1mm), 长为 4cm 的圆玻璃管

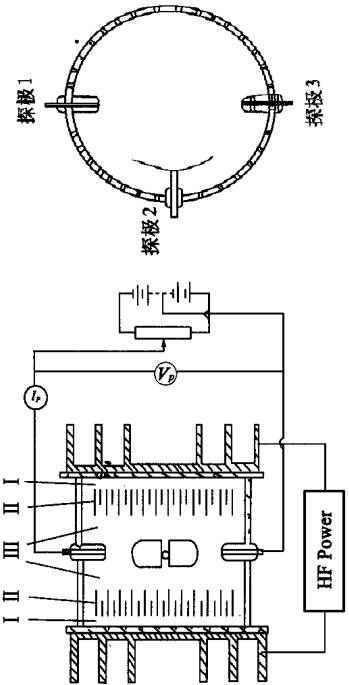


图 2 诊断高频介质阻挡无声放电中电子温度和电子能量分布的放电室结构和测量线路

和两端贴以厚为 1.2mm 的平板玻璃 (作为介质阻挡层) 构成。两平板玻璃外再贴上铝型材散热器作为放电电极, 也兼作增强平板玻璃承受大气压的强度。在放电室的中部有三个探极, 包括两个对称小探极 (探极 1 和探极 3) 和一个大探极 (探极 2), 小探极是用 $\phi 1.2\text{mm}$ 直径的钨杆端面构成的, 其探极表面积约为 1.1mm^2 , 大探极的面积约为 600mm^2 。放电电极分别接到一高频电源, 工作频率为 20kc , 其电压波形为近似矩形, 其电源电压有效值约为 700V 。探极测量电源由电池组供电, 最大电压为 126V 。

4 实验结果和讨论

4.1 放电现象的观测

将该放电室内充以一定压力的氖气, 按图 2 所示的电路接通电源后, 在放电室内即可明显看到明暗交替的放电区域 (如图 2 所示), 区域 I 和区域 II 是暗区, 区域 III 是亮区, 区域 IV 和区域 V 的界线比较明显, 似乎其亮度有一跃变, 而区域 VI 和区域 VII 的界线不够明显, 其亮度有一渐变范围。而且, 随着气压的减小, 区域 III 的厚度几乎成反比地增加, 区域 IV 也随着气压的减小向中间扩散, 在某一气压以下, 可以发现, 放电最亮区域在放电空间的中间, 即区域 III 消失。按其放电机理, 与直流辉光放电相类比。不难理解, 区域 I 相当于辉光放电的阴极区, 区域 II 相当于辉光放电的负辉区, 区域 III 相当于辉光放电的法拉第暗区。

4.2 对称双探极法诊断电子温度

按上述诊断原理, 利用探极 1 和探极 3 (图 2) 可测得氖在不同气压下的对称双探极特性曲线。由于实验是在直流条件下人工测量, 测量过程需要一定时间, 在这过程中放电情况也在变化, 而且无声放电本身也包含许多随机过程, 因此再次测

量数据总有参量零散,我们的试验是这样进行的,在同一放电条件下测量三遍,删除少数偏离较大的数据,作成探极特性曲线,因此,实验数据的选取就包含一种平均处理的意义(以下非对称探极实验的数据处理也是这样).这里列举其中两个气压(133Pa 和 400Pa)的双探极特性曲线如图 3 所示.结合式(1)可确定相应的电子温度如图 4 曲线 1 所示.为便于比较,将相应气压、放电管直径、气体种类的情况下,直流放电的理论计算电子温度也在图 4 曲线 2 上表示^[12].由此可见,高频无声放电中的电子温度也随气压的增加而减小,但比同样条件下的直流放电电子温度要高.

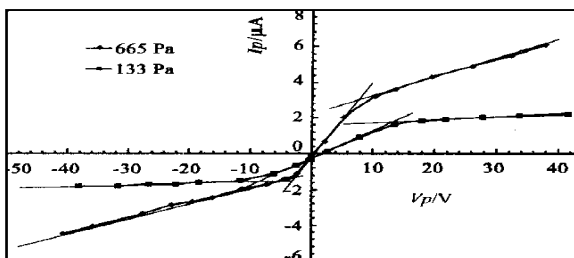


图 3 氖气中介质阻挡放电的对称双探极特性曲线

在放电条件下,同双探极测得电子温度与直流放电理论分析的结果相比,有显著差异,其原因除了测量误差、放电中杂质气体的影响以及探极对放电的干扰等因素外,还包括:

(1) 在对称双探极法中,探极面积很小,所接收的饱和离子流也很少,它们所接收的电子流也很少,这时探极周围对电子的拒斥场较强.因此,根据式(1)来计算电子温度,实际上,是由电子能量分布的尾部(高能电子部分)按 Maxwellian 能量分布来推断平均电子能量或电子温度的.而本实验中的放电状态是一种处在电子繁流和猝灭的暂态过程中,其电子能量分布可能明显偏离 Maxwellian 分布.因此用对称双探极法来诊断它的电子温度会带来较大的误差.

(2) 图 4 中曲线 2 所表示的理论计算结果是考虑放电正

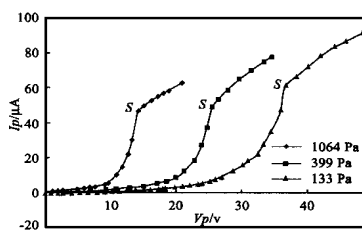


图 5 氖气中介质阻挡放电的非对称双探极特性曲线

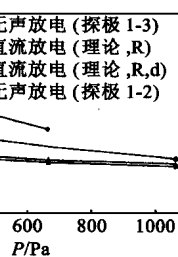


图 4 氖气中介质阻挡无声放电的电子温度和气压的关系

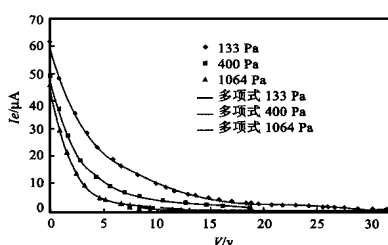


图 6 探极接收的电子流和探极四周空间电荷层中拒斥电位的关系

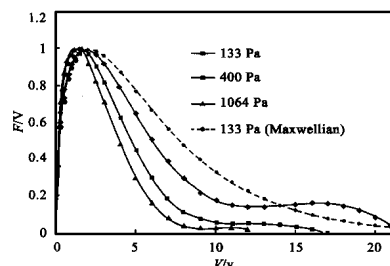


图 7 氖气中介质阻挡放电中的电子能量分布

柱中径向双极性扩散因素而分析的结果,没有考虑电极对放电引起的扩散损耗.对于图 2 所示的放电室结构,由于极间距离和放电室直径可以相比拟,因此,电极表面介质层对放电引起的扩散损耗不能不考虑.在这种情况下,只要将考虑径向和纵向两者的双极性扩散长度, $\lambda = 1 / \sqrt{\frac{2}{Nd^2} + \frac{2 \cdot 405^2}{R^2}}$ 替代只考虑径向的双极性扩散长度 $\lambda = R / 2 \cdot 405$ (d 为极间距离, R 为放电管半径),则可求得相应的电子温度,这样计算的结果如图 4 中曲线 3 所示.

4.3 非对称双探极法诊断电子能量分布

利用探极 1 和探极 2 (图 2) 可测得氖气中不同气压下的非对称探极特性曲线,如图 5 所示,由于大小探极对放电空间接收的带电粒子数不等,以及空间位置的非对称性,使曲线不通过坐标原点,也就是说该两探极间的电位为零时,仍有探极电流.与单探极特性曲线相类比,我们可以将坐标原点平移到曲线上探极电流开始明显增加的那一点,也就可以像单探极法那样确定饱和离子流 I_{i0} .由图 5 所示的非对称双探极特性曲线上出现饱和电子流时的拐弯点 S 可确定该点的空间电位 V_s .因此,由图 5 的实验数据,可以作出电子流 $I_e = I_p - I_{i0}$ 随探极周围拒斥电位 $V = V_s - V_p$ 的特性曲线,如图 6 所示.

将图 6 所示的曲线按六阶多项式拟合,再求其二阶导数,代入式(2),并进行归一化处理,逐点计算,作出三种气压下的电子能量分布 $F(V)$ 如图 7 所示.再由图 7 和下式可以确定所测放电空间处的电子平均能量 $e\bar{V}$ 和电子温度 T_e :

$$e\bar{V} = \frac{3}{2} kT_e = \frac{\int_0^{V_{\max}} VF(V) dV}{\int_0^{V_{\max}} F(V) dV} \quad (3)$$

这样确定的电子温度也作在图 4 (曲线 4) 表示并作为比较.为便于与 Maxwellian 能量分布进行比较,在图 7 上还作出气压为 133Pa 的麦克斯威能量分布曲线.

在上述实验中,大小探极及其周围的空间电荷层在放电中占有一定空间,它所测量的结果也只能表征大小探极所在处的放电参量的平均值,而且探极在放电室内的位置是固定的,如上所述,不同气压时各放电区的厚度和分布是不同的,也就是说,探极系统对放电区的相对位置随着气压的变化发生相对位移.当气压较高时,譬如图 7 中的 1064Pa 的情况,放电中区域的厚度较小,探极系统相当于在区域的位置,这时从区域来的高能电子通过频繁碰撞产生电离、激发,损失

能量,趋于杂乱运动,因此只保留少数的高能电子.当气压减小时,譬如图 7 中 400Pa 的情况,放电中区域 的厚度增加,区域 的厚度减小,探极系统在放电中的相对位置相当于在区域 的后沿,这时从区域 来的高能电子通过较少的碰撞,以致到达探极的高能电子也有所增加,其中包括不少定向运动的电子.当气压进一步减小时,譬如图 7 中 133Pa 的情况,区域 消失,相对两区域 合而为一,这时的探极系统实际上置于区域 内,这时从区域 来的高能电子大量打上探极,因此,探极电流中包含更多的高能电子.无论如何,由图 7 可见,在所述气压范围内,这种介质阻挡无声放电的电子能量分布明显偏离 Maxwellian 能量分布,而且其能量分布明显出现低能电子群和高能电子群,在放电诸区域中高能电子的比例也各不相同,取决于气体压力和探极系统离电极的距离.此外,也不难理解,上述对称双探极法是由 Maxwellian 能量分布的高能电子来推断电子温度的,在介质阻挡无声放电中含有较多的高能电子群,因此用对称双探极法所测得的结果会明显高于实际的电子平均能量和电子温度,而且随着气压的减小,其相差也格外明显.

5 结论

由上述实验研究表明:(1)介质阻挡无声放电是由明暗交替的放电区域组成;(2)介质阻挡无声放电中的电子能量分布明显偏离 Maxwellian 能量分布;(3)介质阻挡无声放电中包含着低能电子群和高能电子群,随着气压和离电极的距离的增加,高能电子群所占的比例也随之减少;(4)介质阻挡无声放电中电子温度高于同样放电条件下直流放电正柱中的电子温度.

致谢:感谢国家自然科学基金委员会对该项研究工作的支持.

参考文献:

- [1] Eliasson B. And Kogelschatz V. IEEE Trans. on plasme Science ,Dec. 1991 ,19(6) :1063 - 1077.
- [2] Drimel J ,Janca I. . J. phys. D. Appl. Phys. ,Jan. 14,1990 ,23(1) :7 - 14.
- [3] Linvoraplluk Q. ,Oadeer E. ,Mora J C. ,Ozine Science and Engineering ,1993 ,15(2) :187 - 189.
- [4] Eliasson B. and Kogelsehatz V. . Appl. Phys B ,1988 ,46 :299 - 303.
- [5] Kessier F ,Bauer G. H. . Applied Surface Science Jan. 1992 ,54 :430 - 440.
- [6] Kuzumoto M ,Ogawa S ,Tanaka M ,Yagi S. IEEE Journal of Quantum Electronics ,June 1990 ,26(6) :1130 - 1134.
- [7] Clavier E. ,Gastaud D. ,Brunet H. Proc ,of the SPIE - The International Society for Optical Engineering [C] ,1993 ,1310 :17 - 120.
- [8] Harano A ,Sadakata M ,Sato M. Journal of Chemical Engineering of Japan ,Feb 1991 ,24(1) :100 - 106.
- [9] Dhall S K ,Sardja I. J Appl phys ,May 1991 ,69(9) :6319 - 6324.
- [10] Weber L.F. In ,ASIA DISPLAY 95 ,373 - 376.
- [11] J. A. Castelano. Plasma Display ,in Handbook of Display Technology [M] . New York ,Academic ,1992.
- [12] 高树香 ,陈宗柱. 气体导电 [M] . 南京 :南京工学院出版社 ,1998.
- [13] b. Sudit and R. C. Wouds ,Rev. Sci. Instrum ,1993 ,64(9) :2440.

作者简介:



凌一鸣 1940 年出生. 1962 年毕业于南京工学院电子工程系,留校任教. 1988 年后任东南大学电子工程系教授. 长期以来从事气体电子学、气体激光、低温等离子体及其应用介质阻挡无声放电等方面的研究. 所研制的“玻壳结构氩离子激光器”于 1981 年获得国家发明四等奖.