

常压下气体放电等离子体振荡的实验与理论研究*

武晋泽 唐晋娥[†] 董有尔 张国峰 王彦华

(山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

(2012年1月13日收到; 2012年2月28日收到修改稿)

在实验上研究了高压交流电弧发生器电极间隙的气体放电及等离子体振荡, 观察到了气体放电过程中的纳秒脉冲. 以电子的流体运动方程和麦克斯韦方程为理论基础, 利用 δ 函数来描述交变电场作用下电极处的电子堆积现象, 建立了常压下气体放电时等离子体在外电场中振荡的理论模型, 通过 Laplace 变换求解出电极间的放电电压. 理论与实验结果基本符合, 从而可估算出实验中等离子体的电子数密度为 $1.3 \times 10^{12}/\text{m}^3$.

关键词: 气体放电, 等离子体振荡, 纳秒脉冲, δ 函数

PACS: 52.80.Pi

1 引言

近年来, 常压非平衡等离子体由于其特有的优势和巨大的应用前景备受人们的关注. 在大气中两个电极上施加足够高的电压时会发生气体放电现象, 电极间的气体会被电离从而产生常压等离子体. 在气体电离过程中会产生大量的羟基、活性因子和自由基, 气体中的有害物质会在放电过程中被分解或氧化, 所以气体放电等离子体具有清除有害物质从而净化空气的作用. 另外, 在气体放电过程中电极间具有很高的能量, 可以有效地杀灭空气中的微生物, 如螨虫和霉菌等. 由于无需昂贵且极其复杂的真空系统, 直接在大气中放电产生, 成本大大降低, 可以直接用于改善材料的表面特性^[1-3], 并在等离子体医学领域有广泛的应用^[4-8].

常压等离子体的产生通常有两种方法, 一种是采用微放电阵列, 另一种是采用脉冲电压驱动放电^[9]. 脉冲电压驱动放电可以产生大量的均匀常压等离子体, 具有更高的活性氧原子、臭氧等的产生效率, 所产生的等离子体的电子数密度更高、等离子体的平均电子能量更大. 因此常压非平衡等离子体是国际和国内最近几年兴起的一个热点研究课题. 20 世纪初提出的 Townsend 理论和流注理论

是研究气体放电的基础, 但在解释纳秒脉冲实验上均存在一定缺陷^[10]. 因此在流注理论的基础上, Mesyats 等提出了电子崩链理论^[11] 和 Kunhardt 等提出了逃逸电子模型^[12] 用于解释气体的纳秒脉冲现象. Aleksandrov 等^[13] 通过对气体放电等离子体的研究提出了电子能量损失机理. 当脉冲放电间隙间施加的电场升高到一定程度时, 会导致电子在两次碰撞之间得到的能量大于其与背景气体碰撞所损失的能量, 这就使电子因持续加速而处于逃逸状态^[14,15]. 通过研究发现光电离机理在常压等离子体射流推进中扮演着重要的角色^[16,17]. 国内研究小组基于经典的放电理论并从流注放电判据出发探讨了纳秒脉冲气体放电理论, 并研究了高能快电子在放电过程中的作用及运动轨迹^[18,19]. 我们实验小组从流体力学方程和麦克斯韦方程出发, 利用 δ 函数描述电子堆积过程, 建立了气体放电等离子体振荡的理论模型, 理论拟合与实验结果能够基本符合.

2 实验装置和结果

气体放电等离子体实验装置简图如图 1 所示, 自耦变压器 B_1 为升压变压器 B_2 提供 0—220V 大小可调的电压. 当电容 C_1 中所充电压达到电极 G_1

* 国家级精品课程近代物理实验, 国家级物理实验教学示范中心资助的课题

[†] E-mail: tangje@sxu.edu.cn

的击穿电压时, G_1 间的空气被击穿, 在回路 $N_3-C_1-G_1$ 中产生高频振荡. N_4 是空芯变压器 B_3 的次级升压线圈, 放电电极 G_2 处于开路状态. 示波器接于线圈 N_5 两端, 就可以观察到回路的高频振荡波形.

在示波器上观察到的振荡波形如图 2 所示.

图 2(a) 为 $N_3-C_1-G_1$ 回路产生的阻尼振荡. 从局部放大的图 2(b) 中可以看到在阻尼振荡波形的波峰和波谷处出现了振荡周期在纳秒量级的脉冲. 我们在文献 [20,21] 中把这些纳秒脉冲归因于气体放电过程中产生的等离子体振荡.

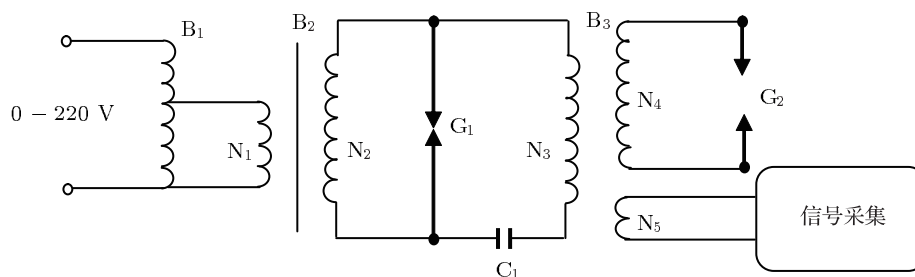


图 1 气体放电等离子体实验装置

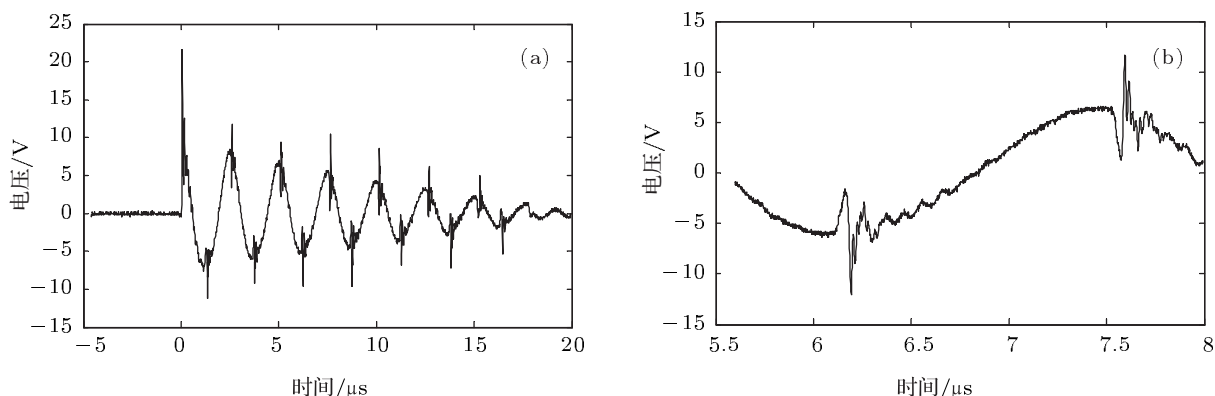


图 2 实验测量得到的等离子体振荡波形 (a) 为整体波形; (b) 为波形 (a) 在时间尺度上的展开

3 理论分析和讨论

为了便于分析, 采用如下理论近似: 1) 由于正离子的质量远大于电子的质量, 可以忽略正离子的运动, 只考虑电子的运动, 并且将电子的运动考虑成电子流体的运动; 2) 实验中两电极间距很小, 可以认为其间形成沿轴线方向随时间变化的均匀电场; 3) 电子只在沿平行于电场的方向运动 (设为 x 轴); 4) 在电子运动速度较小的情况下, 可以不考虑磁场、热压强和电子流体黏性的影响.

设电子数密度为 n , 电子平均速度为 v , 电子流体运动可以用如下方程描述 [22]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (nv) = -\alpha n, \quad (1)$$

$$m \frac{dv}{dt} = m \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla v \right) = -e (E_i + E_e), \quad (2)$$

其中 (1) 式是电子流体运动的连续性方程, α 是单

位时间单位体积内湮没的电子数比率. (2) 式是电子流体在电场作用下的运动方程, E_i 表示电子数密度分布不均匀形成的电场, E_e 表示两电极间形成的外电场.

设平衡时电子数密度为 n_0 , 此时电子的电荷密度被正离子的电荷密度完全抵消. 若由于某种扰动而使电子数密度偏离了 n_0 , 则会产生静电回复力, 使等离子体内的电荷分布发生振荡. 根据高斯定理

$$\nabla \cdot E_i = -(n - n_0) e / \epsilon_0, \quad (3)$$

其中 $n' = n - n_0$ 和 v 为一级小量. 在两电极间把电子的运动简化为沿外电场方向的一维运动后, (1)–(3) 式可线性化和一维化为

$$\frac{\partial n'}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v}{\partial x} = -\alpha (n_0 + n'), \quad (4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{e}{m} (E_i + E_e), \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial x} = -\frac{e}{\varepsilon_0} n'. \quad (6)$$

两电极间的电场单调变化时, 电子在电场作用下做加速运动, 但不会产生等离子体振荡. 如果两电极间为交变的电场, 当电场经过极值点时, 电子运动相对于电场有延迟, 在两电极间会产生电子的局部堆积, 电子数密度不均匀并导致负电荷的不均匀分布, 从而形成等离子体振荡. 由于电子堆积过程的时间尺度极短 (约 $1/2\pi\omega_p$, ω_p 为等离子体振荡的圆频率), 我们引入函数 $\beta\delta\left(\frac{\partial E_e}{\partial t}\right)$ 来表征这种电子堆积过程. 其中 β 是一个比例系数, 用来表征电子堆积过程引起的电子数密度分布不均匀的程度.

在 (4) 式右边增加电子堆积项后为

$$\frac{\partial n'}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v}{\partial x} = -\alpha(n_0 + n') + \beta\delta\left(\frac{\partial E_e}{\partial t}\right). \quad (7)$$

这样 (5)—(7) 式就可以表征等离子体中的电子在外电场和自身产生的电场作用下的运动. (7) 式两边对 t 求偏导数, (5) 式两边对 x 求偏导数, 并考虑到对于外电场 $\frac{\partial E_e}{\partial x} = 0$, 则

$$\frac{\partial^2 n'}{\partial t^2} + n_0 \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} = -\alpha \frac{\partial n'}{\partial t} + \beta \frac{\partial}{\partial t} \left[\delta \left(\frac{\partial E_e}{\partial t} \right) \right], \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} = -\frac{e}{m} \frac{\partial E_i}{\partial x}. \quad (9)$$

将 (6) 式和 (9) 式代入 (8) 式, 可以得到

$$\frac{\partial^2 n'}{\partial t^2} + \alpha \frac{\partial n'}{\partial t} + \frac{e^2 n_0}{m \varepsilon_0} n' = \beta \frac{\partial}{\partial t} \left[\delta \left(\frac{\partial E_e}{\partial t} \right) \right]. \quad (10)$$

根据上述方程, 可得到 $n'(t)$, 代入 $J_i = -n'ev_0$ (v_0 是电子的平均速度), 即可描述等离子体振荡对电流密度的影响.

另一方面, 在对 (5) 式求 x 的偏导数时, 将 E_e 消掉了. 实际上, 这只是将 E_e 对速度 v 的作用分离出去了, E_e 单独对 v 的作用则用

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{e}{m} E_e \quad (11)$$

来表征. 此时 $J_e = -n_0 ev$ (n_0 是电子的平均数密度), 且

$$\frac{\partial J_e}{\partial t} = \frac{n_0 e^2}{m} E_e. \quad (12)$$

在我们实验中外电场 E_e 由 LC 振荡电路产生, 形如

$$E_e = E_{e0} e^{-kt} \cos \omega t. \quad (13)$$

联立 (12) 式和 (13) 式解得

$$J_e = J_{e0} e^{-kt} \cos(\omega t + \varphi_{J_e}), \quad (14)$$

其中 $J_{e0} = \frac{n_0 e^2}{m} \frac{E_{e0}}{\sqrt{\omega^2 + k^2}}$, $\varphi_{J_e} = \tan^{-1}\left(\frac{\omega}{k}\right)$. 从而我们得到了在不考虑等离子体振荡的情况下, 等离子体中的电流密度 J_e . 由 (14) 式可见, J_e 作阻尼振荡.

方程 (10) 可以通过 Laplace 变换法求解. 设 $L[n'] = N(s)$, $L\left[\delta\left(\frac{\partial E_e}{\partial t}\right)\right] = \Delta(s)$, 初始条件为 $n'|_{t=0} = 0$ 和 $\frac{\partial n'}{\partial t}\Big|_{t=0} = 0$. 根据 (13) 式 $\delta\left(\frac{\partial E_e}{\partial t}\right)\Big|_{t=0} = 0$, 对 (10) 式两边作 Laplace 变换, 则

$$s^2 N + \alpha s N + \frac{e^2 n_0}{m \varepsilon_0} N = \beta s \Delta, \quad (15)$$

$$N = \frac{\beta s \Delta}{s^2 + \alpha s + \frac{e^2 n_0}{m \varepsilon_0}}. \quad (16)$$

经过 Laplace 逆变换后, 得到 n' . 从而由 $J_i = -n'ev_0$, 可以得到

$$J_i = \beta \sqrt{1 + \frac{p^2}{q^2}} \sum_m J_{im}, \quad (17)$$

其中

$$p = \frac{\alpha}{2}, \quad q = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{m \varepsilon_0} - \frac{\alpha^2}{4}},$$

$$J_{im} = \begin{cases} 0, & t < t_m, \\ -\frac{ev_0}{\left|\frac{\partial^2 E_e}{\partial t^2}\right|_{t=t_m}} e^{-p(t-t_m)} \\ \times \cos\left[q(t-t_m) + \tan^{-1}\left(\frac{p}{q}\right)\right], & t \geq t_m, \end{cases}$$

$$t_m = -\frac{1}{\omega} \tan^{-1}\left(\frac{k}{\omega}\right) + \frac{m\pi}{\omega}, \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

记

$$J_{im0} = -\beta \sqrt{1 + \frac{p^2}{q^2}} \frac{ev_0}{\left|\frac{\partial^2 E_e}{\partial t^2}\right|_{t=t_m}},$$

$$\varphi_{J_i} = \tan^{-1}\left(\frac{p}{q}\right),$$

并考虑到前面解得的 J_e , 可以得到等离子体中的电流密度为

$$J = J_e + J_i = J_{e0} e^{-kt} \cos(\omega t + \varphi_{J_e}) + \sum_m J_{im}, \quad (18)$$

$$J_{im} = \begin{cases} 0, & t < t_m \\ J_{im0} e^{-p(t-t_m)} \\ \times \cos [q(t-t_m) + \varphi_{J_i}], & t \geq t_m, \end{cases}$$

$$t_m = -\frac{1}{\omega} \tan^{-1} \left(\frac{k}{\omega} \right) + \frac{m\pi}{\omega}, m = 1, 2, 3, \dots$$

由此可知等离子体中的电流密度 J 可分为两部分: 第一部分为外电场引起的阻尼振荡; 第二部分则是因电子堆积而引起的多个阻尼振荡的叠加, 这些振荡的起振点均位于交变外电场的各极值点处.

在本实验当中, 由于振荡回路的电容 (主要是 C_1) 很小, 可以近似认为 $U \propto i$ [23], 其中 U 为 N_5 两端的电压, i 为振荡回路中的电流, 亦即流过放电电极 G_1 的电流. 而 $i \propto J$, 于是 $U \propto J$. (18) 式可以写为关于 U 的表达式

$$U = U_e + U_i = U_{e0} e^{-kt} \cos (\omega t + \varphi_{J_e}) + \sum_m U_{im}, \quad (19)$$

$$U_{im} = \begin{cases} 0, & t < t_m \\ U_{im0} e^{-p(t-t_m)} \\ \times \cos [q(t-t_m) + \varphi_{J_i}], & t \geq t_m, \end{cases}$$

$$t_m = -\frac{1}{\omega} \tan^{-1} \left(\frac{k}{\omega} \right) + \frac{m\pi}{\omega}, m = 1, 2, 3, \dots$$

其中 U_e 是 $N_3-C_1-G_1$ 回路中发生阻尼振荡时 N_5 两端的电压, U_{e0} , k 和 ω 分别为 U_e 的初始振幅、衰减系数和圆频率. 利用最小二乘法拟合, 可以得到 $U_{e0} = 11.23 \text{ V}$, $k = 2.51 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\omega = 0.095 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, $U_{im0} = 6.19 \text{ V}$, $p = 5.65 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, $q = 65.33 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$. 按 (19) 式, 理论拟合结果如图 3 所示. 结合拟合得到的参数通过 $p = \frac{\alpha}{2}$

和 $q = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{m\epsilon_0} - \frac{\alpha^2}{4}}$, 还可以估算出电极间隙等离

子体中的电子数密度为

$$n_0 = \frac{m\epsilon_0 (p^2 + q^2)}{e^2} = 1.3 \times 10^{12} / \text{m}^3. \quad (20)$$

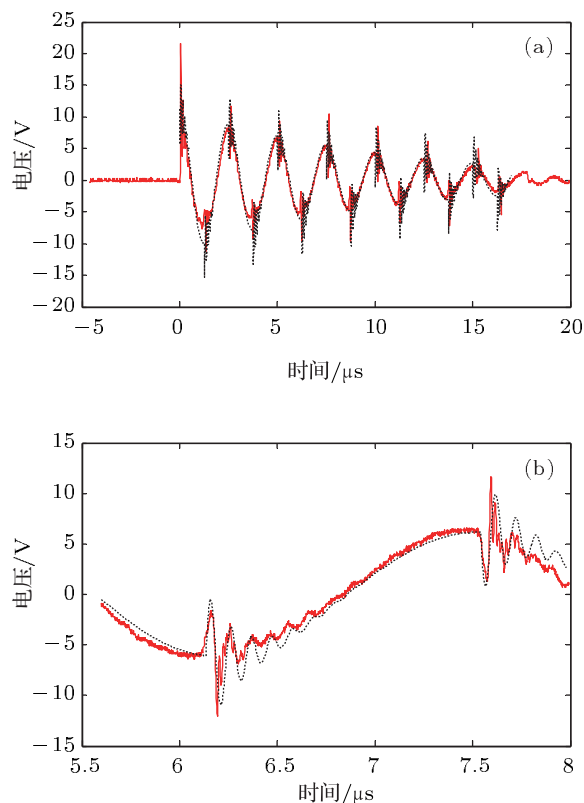


图3 实验与理论计算结果的比较, 其中实线为实验数据, 虚线为理论拟合结果

4 结论

本文从流体力学方程和麦克斯韦方程出发, 利用一个特殊的 δ 函数描述了等离子体在高频振荡外电场中出现的电子堆积过程, 建立了常压等离子体振荡的理论模型. 理论拟合曲线与实验曲线基本符合, 从理论上说明了电子的局部堆积即电子数密度不均匀分布是产生常压等离子体振荡的主要机理.

[1] Jin Y, Ren C S, Xiu Z L 2006 *Plasma Sci. Technol.* **8** 720
 [2] Lu X, Ye T, Cao Y 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 053309
 [3] Shi X M, Yuan Y K, Sun Y Z 2006 *Plasma Sci. Technol.* **8** 569
 [4] Kim G C, Kim G J, Park S R 2009 *Phys. D: Appl. Phys.* **42** 032005
 [5] Stoffels E, Kieft I E, Sladek R E 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** S169
 [6] Fridman G, Friedman G, Gutsol A 2008 *Plasma Process Polym* **5** 503
 [7] Yan X, Zou F, Lu X 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 083702
 [8] Laroussi M 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 714
 [9] Lu X P, Yan P, Ren C S 2011 *Sci. Sin. Phys. Mech. Astron.* **41** 1 (in Chinese) [卢新培, 严萍, 任春生 2011 中国科学: 物理学力学天文学 **41** 1]
 [10] Yang J J 1983 *Gas discharge* (Beijing: Science Press) p105 (in Chinese) [杨津基 1983 气体放电 (北京: 科学出版社) 第 105 页]

- [11] Mesyats G A, Bychkoy Y I, Kremney V V 1972 *Soviet Phys. Usp.* **15** 282
- [12] Kunhardt E E, Luessen L H 1983 *Electrical breakdown and discharges in gases fundamental processes and breakdown* (New York: Plenum Press) p101
- [13] Aleksandrov N, Kindysheva S, Nudnova M 2010 *J. Phys.* D **43** 255201
- [14] Babich L P, Stankevich Y 1973 *Sov. Phys-Tech Phys.* **12** 1333
- [15] Tarasenko V F, Yakovlenko S I, Orlovskii V M 2003 *JETP Lett.* **77** 611
- [16] Lu X, Laroussi M 2006 *Appl. Phys.* **100** 063302
- [17] Naidis G V 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 253
- [18] Shao T, Sun G S, Yan P 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 5964 (in Chinese) [邵涛, 孙广生, 严萍 2006 物理学报 **55** 5964]
- [19] Shao T, Yan P, Zhang S C 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 1928 (in Chinese) [邵涛, 严萍, 张适昌 2008 强激光与粒子束 **20** 1928]
- [20] Zhang G F, Dong Y E 2006 *College Physics* **25** 52 (in Chinese) [张国峰, 董有尔 2006 大学物理 **25** 52]
- [21] Cheng Y X, Dong Y E 2010 *Journal of Shanxi University* **33** 401 (in Chinese) [程永喜, 董有尔 2010 山西大学学报 **33** 401]
- [22] Guo S H 2008 *Electrodynamics* (3rd Ed.) (Beijing: Higher Education Press) p146 [郭硕鸿 2008 电动力学 (第三版) (北京: 高等教育出版社) 第 146 页]
- [23] Weng M, Xu W J, Wang G Q 1998 *Vacuum Science and Technology* **18** 187 (in Chinese) [翁明, 徐伟军, 王桂芹 1998 真空科学与技术 **18** 187]

Experimental and theoretical studies on gas discharge and plasma oscillation at atmospheric pressure*

Wu Jin-Ze Tang Jin-E[†] Dong You-Er Zhang Guo-Feng Wang Yan-Hua

(College of Physics and Electronics Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 13 January 2012; revised manuscript received 28 February 2012)

Abstract

The gas discharge and plasma oscillation between the electrodes of high-voltage alternating current arc generator are studied, and the nanosecond pulsed phenomenon in the gas discharge process is observed at atmospheric pressure. Electron accumulation phenomenon under the action of alternating electric field is described by using a δ function. Based on the equation of electron fluid motion and Maxwell equations, the discharge voltage between the electrodes is depicted theoretically. Theoretical and experimental results are consistent with each other basically, and the electron density is estimated to be $1.3 \times 10^{12}/\text{m}^3$.

Keywords: gas discharge, plasma oscillation, nanosecond pulse, δ function

PACS: 52.80.Pi

* Project supported by the National High-quality Course of Modern Physics Experiment, and the National Demonstrate Center of Physical Experiment.

[†] E-mail: tangje@sxu.edu.cn