

# 介质阻挡均匀大气压辉光放电数值模拟研究\*

王艳辉<sup>†</sup> 王德真

(大连理工大学物理系, 三束材料改性国家重点实验室, 大连 116023)

(2002 年 6 月 27 日收到, 2002 年 9 月 18 日收到修改稿)

通过数值求解一维电子、离子连续性方程和动量方程, 以及电流连续性方程, 计算了氦气介质阻挡大气压辉光放电电子、离子密度和电场在放电空间的时空分布, 以及放电电流密度和绝缘介质板充电电荷密度随时间的变化. 分析讨论所加电压频率、幅值及介质板性质等对均匀大气压辉光放电性质的影响. 当外加电压频率足够高时, 大量离子被俘获在放电空间, 空间电荷场又引起足够多的电子滞留在放电空间. 这些种子电子使得在大气压下发生汤森放电, 放电空间结构类似于低气压辉光放电, 即存在明显的阴极位降区、负辉区、法拉第暗区和等离子体正柱区等. 所加电压幅值减小, 放电电流减小. 绝缘介质层的二次电子发射, 使放电电流增大. 而介质层越厚, 放电电流越小, 介电常数越小, 放电电流也越小.

关键词: 大气压辉光放电, 介质阻挡, 数值模拟, 等离子体

PACC: 5256, 7750, 5280D

## 1. 引 言

大气压辉光放电(APGD)是近年来发展非常快的一种新的放电模式. 它采用介质阻挡放电的电极结构, 但和丝状介质阻挡放电明显不同, 它产生非热平衡沿极板均匀的等离子体. 大气压辉光放电有如下特点: 不需要在真空下进行, 设备投资少, 适合于对工件表面在线加工处理; 克服了“丝”状介质阻挡放电对介质或材料表面的烧蚀或穿孔, 能对材料表面进行均匀处理; 比电晕或“丝”状介质阻挡放电能提供更多的活性成分和浓度. 上述特点, 使大气压辉光放电比其他类型放电更加具有研究价值, 也为它在材料表面处理、薄膜沉积、刻蚀、医疗器具消毒、臭氧生成、化学合成、废气处理、纤维改性、新型光源、飞行器减阻和隐形等领域提供广阔的应用前景.

在最近 10 年, 均匀大气压辉光放电一直是等离子体领域的研究热点之一. Okazaki 等人<sup>[1-3]</sup>首先报道了由介质阻挡在两个电极之间产生氦和氩气等大气压辉光放电. Roth 等人<sup>[4-6]</sup>也独立开展了介质阻挡大气压辉光放电的应用研究, 如常温下医疗器具的消毒、纤维改性、薄膜沉积、大气压等离子体减阻等. Roth<sup>[5]</sup>提出了一个很简化的单粒子理论模型, 该

模型假设只有离子被俘获在两个极板之间, 而电子不被俘获, 才能形成大气压辉光放电, 由此推导出产生大气压辉光放电的条件. Massines 等人<sup>[7,8]</sup>开展了大气压辉光放电的实验和数值模拟研究, 模拟结果表明大气压辉光放电有类似于低气压辉光放电的结构, 已取得一些研究成果. Kunhardt<sup>[9]</sup>在他的特邀报告中将由介质阻挡产生的均匀大气压辉光放电列为一种新的放电模式. 然而, 在大气压辉光放电等离子体产生机理的研究方面进展缓慢. 由于对大气压辉光放电等离子体缺乏有效的诊断手段, 理论和计算机模拟也处在初始阶段, 这使得大气压辉光放电中物理过程和产生机理尚不清楚, 放电参量选取盲目, 大气压辉光放电比“丝”状介质阻挡放电难以获得和控制. 这严重影响了大气压辉光放电在工业领域的应用.

本文通过数值求解电子、离子连续性方程和动量方程, 并耦合电流连续性方程, 计算了电子、离子密度和电场的时空分布, 以及绝缘介质板充电电荷密度随时间的变化, 从理论上对氦气介质阻挡大气压辉光放电的物理机理进行研究, 分析讨论所加电压频率、幅值及介质板性质等对均匀大气压辉光放电性质的影响.

\* 国家自然科学基金(批准号: 10275010)资助的课题.

<sup>†</sup>E-mail: yanhui-w@sohu.com

## 2. 理论模型

均匀大气压辉光放电结构如图 1 所示. 两个平板电极之间距离为  $d_s$ , 左边电极接地. 厚度为  $d$  的两个介质板分别覆盖在电极表面, 相应的介电常数为  $\epsilon$ , 放电间隙为  $d_g$ , 气体的介电常数为  $\epsilon_0$ . 两个电极之间加正弦电压  $v_a(t) = V_0 \sin(2\pi ft)$ ,  $V_0$  为幅值,  $f$  为频率. 设介质上电压降为  $v_d$ , 气体上电压降为  $v_g$ , 则  $v_a = v_d + v_g$ .

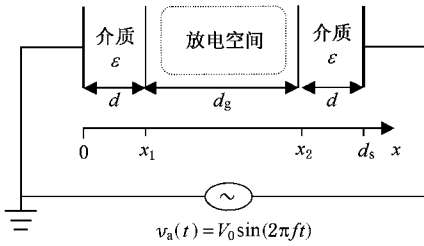


图 1 放电结构示意图

考虑到所讨论的是均匀大气压辉光放电, 采用一维自洽的流体力学模型. 对于大气压放电, 假设电子、离子相对于电场处于平衡状态. 在迁移扩散近似下, 电子和离子的输运由连续性方程和动量方程描述

$$\frac{\partial n_e(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial j_e(x, t)}{\partial x} = s(x, t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_p(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial j_p(x, t)}{\partial x} = s(x, t), \quad (2)$$

$$j_e(x, t) = -\mu_e E(x, t) n_e(x, t) - D_e \frac{\partial n_e(x, t)}{\partial x}, \quad (3)$$

$$j_p(x, t) = \mu_p E(x, t) n_p(x, t) - D_p \frac{\partial n_p(x, t)}{\partial x}, \quad (4)$$

式中  $n_e$  和  $n_p$  为电子和离子密度,  $j_e$  和  $j_p$  为电子和离子流密度,  $\mu_e$  和  $D_e$  为电子迁移率和扩散系数,  $\mu_i$  和  $D_i$  为离子迁移率和扩散系数,  $E$  为电场强度,  $s$  为描述带电粒子产生和复合的源项. 在我们的模型中只考虑电子的直接碰撞电离和复合, 则

$$s(x, t) = \alpha \mu_e |E(x, t)| n_e(x, t) + r n_e(x, t) n_p(x, t), \quad (5)$$

式中汤森电离系数  $\alpha$  和复合系数  $r$  为局域场的函数, 分别来自文献 [10] 和 [11]. 电子和离子的输运

系数来自于文献 [11] 和 [12].

由电流连续方程代替泊松方程描述电场时空变化

$$\epsilon(x) \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} + i_c(x, t) = i_T(t), \quad (6)$$

式中  $i_c = \epsilon(j_p - j_e)$  为传导电流密度,  $i_T$  为总电流密度, 即放电电流密度. 介电常数  $\epsilon(x)$  在介质中等于  $\epsilon\epsilon_0$ , 在气体中等于  $\epsilon_0$ . 当考虑二次电子发射时, 在  $x_1$  和  $x_2$  处  $i_c = \epsilon[j_p - (j_e + \gamma j_p)]$ ,  $\gamma$  为二次电子发射系数. 电场满足条件

$$-\int_0^d E(x, t) dx = v_a(t), \quad (7)$$

两个绝缘介质板表面积累的电荷面密度分别为

$$\sigma_{x_1}(t) = -\int_0^t i_c(x_1, t') dt', \quad (8)$$

$$\sigma_{x_2}(t) = \int_0^t i_c(x_2, t') dt'. \quad (9)$$

## 3. 模拟结果与分析

本文采用 Scharfetter 和 Gummel 提出的有限差分方法 [13] 对上述非线性方程组进行联立求解. 在  $t = 0$  时刻, 假设电子、离子密度相等, 且均匀分布在放电空间, 为  $n_e(x, 0) = n_p(x, 0) = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ , 用来模拟潘宁效应和光电离等为放电提供的种子电子. 所考虑的绝缘板的介电常数为  $\epsilon = 7.5$ , 厚度为  $d = 0.2 \text{ cm}$ , 放电间隙为  $d_g = 1.0 \text{ cm}$ . 一个频率为  $f = 5 \text{ kHz}$  和幅值  $V_0 = 2800 \text{ V}$  的正弦电压施加在电极上.

图 2 给出两个周期放电电流密度  $i_T$  随时间的演化情况. 由于介质层的存在放电为瞬间放电, 每半个周期有一个电流脉冲出现且具有很好的周期性. 约在每半个周期开始  $26 \mu\text{s}$  后电流脉冲达到最大值, 幅度约为  $1.4 \text{ mA/cm}^2$ , 上升时间约为  $2 \mu\text{s}$ , 持续时间为  $8 \mu\text{s}$  左右, 这与丝状放电完全不同. 丝状放电的电流密度一般为安培量级, 持续时间只有几十纳秒 [12].

图 3 给出外加电压、气体和介质上电压随时间的演化规律. 在每个周期开始时, 外加电压  $v_a$  为零,  $v_g = -v_d$ , 然后气体电压  $v_g$  随  $v_a$  增加直到放电开始. 在放电持续时间内  $v_g$  迅速减小, 而介质上的电压  $v_d$  则快速增加, 这证实了介质层对放电的抑制作用. 介质层的引入是产生稳定大气压辉光放电的条件之一, 它的作用主要是通过介质电容的充放电来实现. 当气体放电时电荷在介质上积累, 产生一

个反向电场,使气体中的电场减小,以至于气体中带电粒子的损失大于产生,放电快速停止,避免了电弧放电的发生.当外加电压改变方向,前半个周期积累电荷产生的场与外加电场同方向,降低了开启下一次放电所需的外加电场,所以我们看到的放电电流的峰值并不出现在外加电压的峰值处.

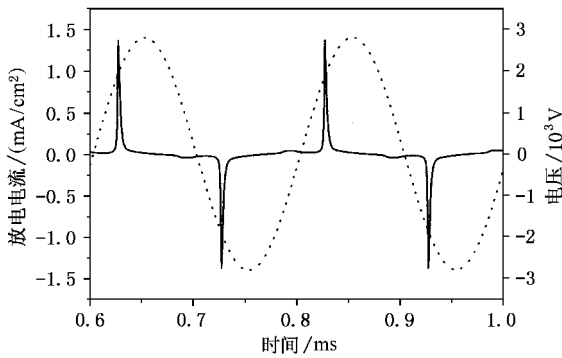


图2 放电电流随时间的演化图 所加电压频率  $f = 5\text{kHz}$ , 幅值  $V_0 = 2800\text{V}$ , 介质层厚度  $d = 0.2\text{cm}$ , 介电常数  $\epsilon = 7.5$ , 放电间隙  $d_g = 1.0\text{cm}$ , 气压  $p = 0.1\text{MPa}$ , ——为放电电流密度  $i_T$ , .....为外加电压  $v_a$

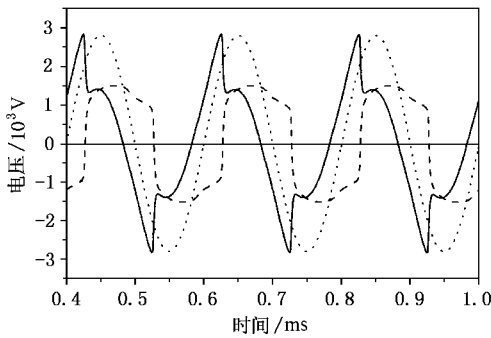


图3 气体和介质上电压随时间的演化图 ——为气体上压降  $v_g$ , ---为介质上压降  $v_d$ , .....为外加电压  $v_a$  (参数同图2)

图4给出两个周期介质上积累电荷随时间的演化情况.可以看出两个介质板上积累的电荷具有相同的轮廓,只是位相差  $\pi$ . 一个周期的变化大致可以分为4个阶段,以  $\sigma_{x_1}(t)$  为例来分析,即A—B段:气体中电压  $v_g$  从A点开始变成负值,  $x_1$  变成瞬间阳极,电子向  $x_1$  处运动,  $\sigma_{x_1}(t)$  随  $v_g$  负向增大而减小;B—C段:随着气体的击穿,产生大量的电子流向阳极,  $\sigma_{x_1}(t)$  迅速减小而变成负值;C—D段:电压变成正直,  $x_1$  变成瞬间阴极,电子反方向运动,

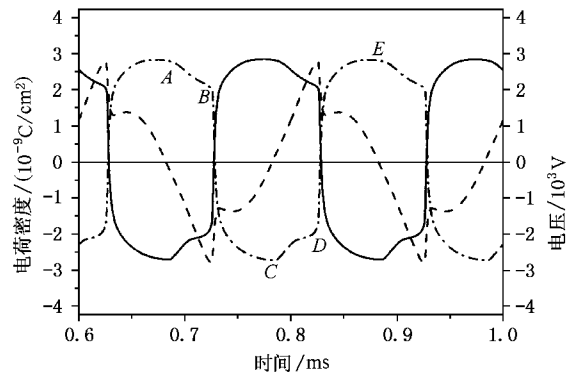


图4 介质上积累电荷随时间的演化图 ——为  $x_1$  处积累的电荷密度  $\sigma_{x_1}$ , ---为  $x_2$  处积累的电荷密度  $\sigma_{x_2}$ , .....为气体上压降  $v_g$  (参数同图2)

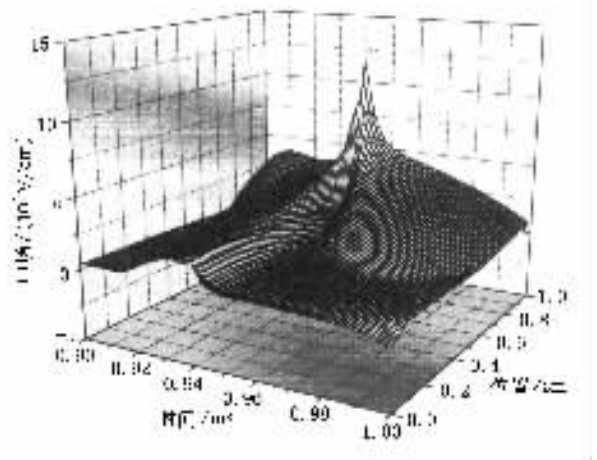
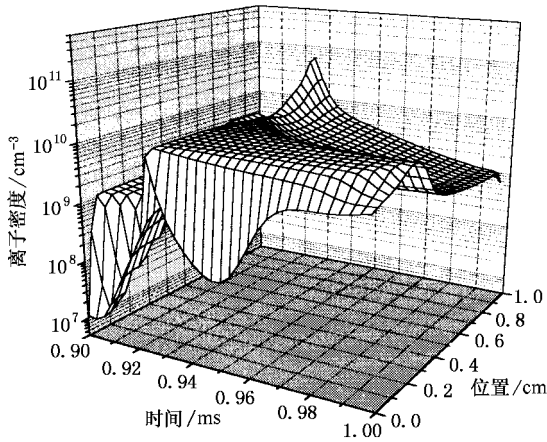


图5 气体中电场在半个周期内的时空演化图 (参数同图2)

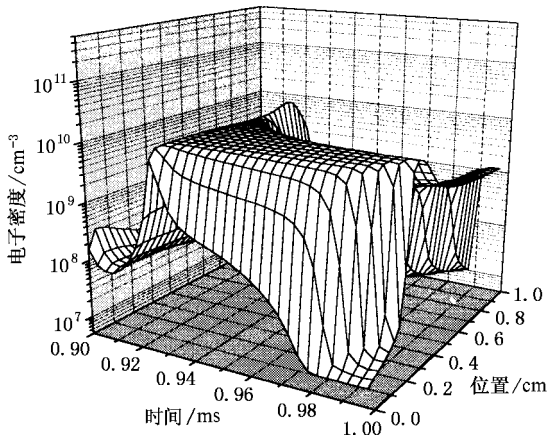
$\sigma_{x_1}(t)$  增加;D—E段:又一次放电开始,产生大量的离子,  $\sigma_{x_1}(t)$  迅速增加达到正的最大.

图5给出气体中电场在半个周期内的时空演化图.每半个周期在阴极附近出现一个峰,与放电电流峰相对应,即放电的时候阴极附近电场最强,存在一个明显的阴极位降区,这类似于低气压辉光放电.图6给出在半个周期内电子、离子密度的时空分布.可以看出,放电时在阴极附近离子的密度最大,而电子密度最大出现在鞘层边界处,这是由于汤森放电带电粒子的最大产生率出现在强电场区.放电之后,大部分离子留在了放电空间,而电子向阳极运动,在阴极附近密度明显降低.为了进一步分析氦气大气压辉光放电的特性,图7给出放电电流最大时电子、离子和电场的空间分布.可以看出氦气大气压辉光放电具有典型的低气压辉光放电的特性,

即存在明显的阴极位降区、负辉区、法拉第暗区和等离子体正柱区。在阴极位降区, 电场最大达到  $12\text{kV/cm}$ , 呈线性减小, 离子密度达到  $8.3 \times 10^{10}\text{cm}^{-3}$ , 这个区域宽度为  $1.5\text{mm}$ 。负辉区和法拉第暗区宽约为  $3.5\text{mm}$ , 在负辉区电子和离子的最大密度为  $2 \times 10^{10}\text{cm}^{-3}$ 。在等离子体正柱区电场较低并接近常数, 电子、离子的密度相等且保持不变, 均为  $10^{10}\text{cm}^{-3}$ 。



(a) 离子密度



(b) 电子密度

图 6 离子和电子密度在半个周期内的时空演化图 ( $x = 0\text{cm}$  为阳极,  $x = 1.0\text{cm}$  为阴极, 参数同图 2)

图 8 给出外加电压频率分别为  $1.2$  和  $5\text{kHz}$  时放电电流随时间变化。频率为  $1.2\text{kHz}$  时的放电电流要比  $5\text{kHz}$  时的放电电流小接近一个数量级, 而且位置更靠近外加电压的峰值。其原因是当频率较高时, 离子在快速变化的电场中被俘获, 放电空间离子密度很高。由于空间电荷场的作用也有大量电子滞留在放电空间, 图 6 已清楚表明这一点。种子电子密度的增加导致放电电流增大。较高的带电粒子密

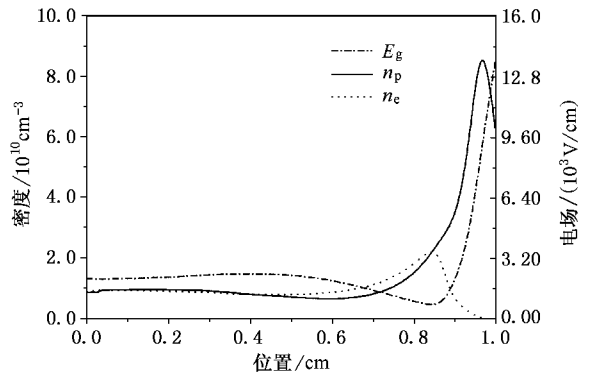


图 7 放电电流最大时电子密度  $n_e$ 、离子密度  $n_p$ 、气体中电场  $E_g$  的空间分布 ( $x = 0\text{cm}$  为阳极,  $x = 1.0\text{cm}$  为阴极, 参数同图 2)

度使在介质上积累电荷产生的电场也较强, 所以下一次放电需要的外加电场也小一些。当频率较低时, 只在放电时电子密度较高, 放电之后密度很快降低。图 9 给出外加电压频率为  $1.2\text{kHz}$  时电子密度的时空演化图。这是由于当频率较低时, 离子不能被有效俘获在放电空间, 大部分电子、离子有时间运动到介质板上, 所以放电以后电子空间电荷密度很低, 种子电子密度的减小使下次放电电流减小。当频率低到在电场改变极性前离子和电子都能到达电极并复合, 将没有放电发生。如果频率太高时, 电子和离子都被电场俘获, 不能产生汤森放电, 放电是极化的, 将变成不稳定的丝状放电。需要说明一点, 不同长度的放电间隙及放电条件对频率的要求也不一样, 频率的高低只是相对而言。

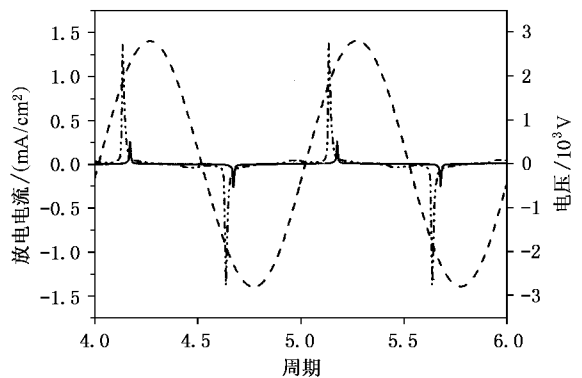


图 8 不同频率下放电电流比较 ——为频率  $1.2\text{kHz}$  时的放电电流, - - - 为频率  $5\text{kHz}$  时的放电电流, - - - 为外加电压  $v_a$  (其余参数同图 2)

图 10 给出频率为  $5\text{kHz}$  考虑二次电子发射时的放电电流密度图。与图 2 中电流相比有所增加。我们还对  $1.2\text{kHz}$  时的情况作了比较, 结果发现在考虑

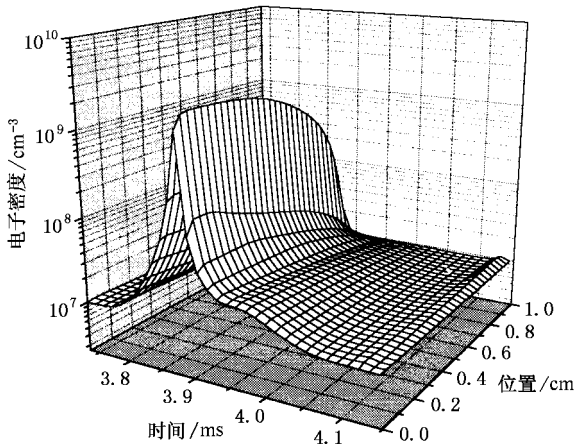


图9 频率为 1.2kHz 时电子密度的时空演化图(其余参数同图2)

阴极上二次电子发射时放电电流密度增加了 6 倍左右. 可见, 在频率较高时, 到达阴极的离子流较小, 二次电子发射的作用不大, 而当频率低时, 到达阴极的离子流较大, 二次电子发射起重要作用.

$C_d dv_d/dt, C_d$  的减小导致  $i_T$  减小.

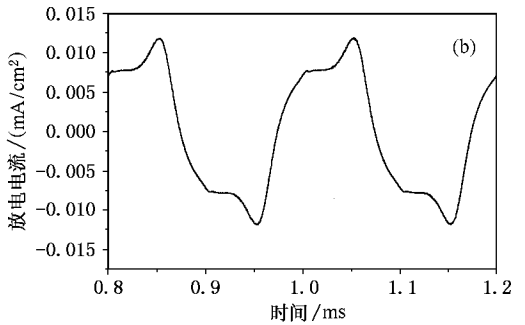
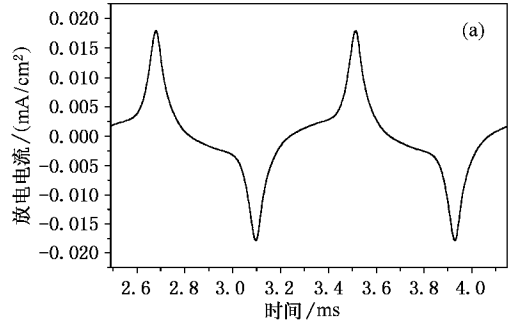


图11 不同电压下放电电流比较 (a)为电压频率  $f = 1.2\text{kHz}$  幅值  $V_0 = 2800\text{V}$  时的放电电流 (b)为电压频率  $f = 5\text{kHz}$  幅值  $V_0 = 2600\text{V}$  时的放电电流(其余参数同图2)

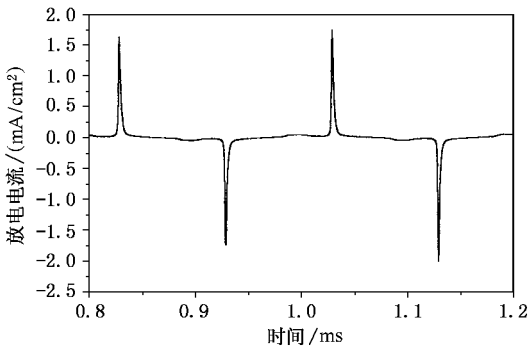


图10 考虑二次电子发射时的放电电流图(参数同图2)

图11 给出电压幅值为 2600V 时, 频率分别为 1.2 和 5kHz 时放电电流随时间演化图. 所加电压幅值降低引起电流峰的幅度明显减小. 由于放电电流是传导电流和位移电流之和, 位移电流正比于频率, 所以频率等于 5kHz 时, 位移电流相对较大, 在传导电流较小时, 位移电流的轮廓明显地显示出来. 当电压幅值继续减小时, 在本文的模拟条件下没有放电发生. 放电电流的大小还与介质层的厚度及介电常数的大小有关. 图12 和图13 分别给出介质层厚度  $d = 0.4\text{cm}$  时和介电常数  $\epsilon = 3.9$  时放电电流随时间的变化. 与图2 相比两种情况下放电电流密度都明显减小. 也就是介电常数越小, 放电电流越小; 介质层越厚, 放电电流也越小. 这是因为介质层的电容  $C_d = \epsilon\epsilon_0 S/d$ ,  $S$  为极板面积, 放电电流  $i_T =$

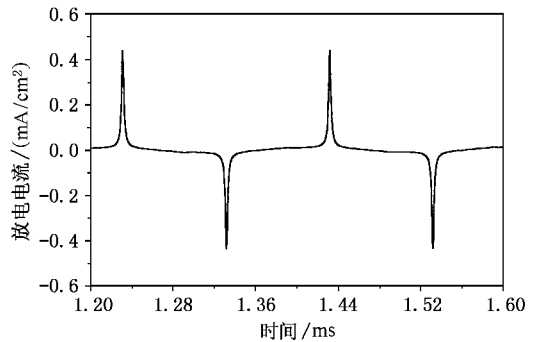


图12 介质层厚度增加对放电的影响 介质层厚度  $d = 0.4\text{cm}$ (其他参数同图2)

### 4. 结 论

本文数值求解了一维电子、离子连续性方程和动量方程, 以及电流连续性方程. 对于大气压放电, 假设了电子、离子相对于电场处于平衡状态. 在动量方程中采用了迁移扩散近似. 计算了电子、离子密度和电场在放电空间的时空分布, 以及绝缘介质板充电电荷密度随时间的变化. 从理论上对氦气介

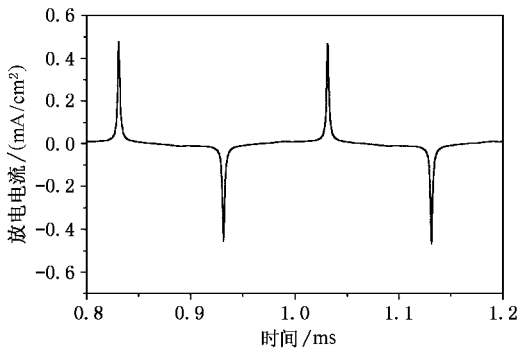


图 13 介电常数减小对放电的影响 介电常数  $\epsilon = 3.9$  (其余参数同图 2)

质阻挡大气压辉光放电的物理机理进行研究,分析讨论所加电压频率、幅值及介质板性质等对均匀大气压辉光放电性质的影响。模拟结果表明,只有当外加电压频率足够高,使得大量离子被俘获在放电空间,空间电荷场又引起足够多的电子滞留在放电空间。这些种子电子使得在大气压下发生汤森放电,放电空间结构类似于低气压辉光放电,即存在明显的阴极位降区、负辉区、法拉第暗区和等离子体正柱区等。所加电压幅值增加,放电电流增大。绝缘介质层的二次电子发射,也使放电电流增大。而介质层越厚,放电电流越小;介电常数越小,放电电流也越小。由于采用一维流体模型,本文没有研究大气压辉光放电与丝状介质阻挡放电的转化规律,这是我们下一步要做的工作。

- [ 1 ] Kanazawa S, Kogoma M, Moriwaki T and Okazaki S 1988 *J. Phys. D* **21** 838
- [ 2 ] Yokoyama T, Kogoma M, Moriwaki T and Okazaki S 1990 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **23** 1125
- [ 3 ] Kanda N, Kogoma M, Jimno H, Uchiyama H and Okazaki S 1991 In "Proc. 10th International Symposium on Plasma Chemistry" vol 3 pp201—204
- [ 4 ] Roth J R, Tsai P P, Liu C, Laroussi M and Spence P D 1995 One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma, U. S. patent 5, 414,304
- [ 5 ] Tsai P P, Wadsworth L C and Roth J R 1997 *Textile Res. J.* **67** 359
- [ 6 ] Gadri R B *et al* 2000 *Surf. Coatings Technol.* **131** 528
- [ 7 ] Massines F, Rabehi A, Decomps P, Gadri R B, Segur P and Mayoux C 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 2950
- [ 8 ] Massines F and Gouda G 1998 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** 3411
- [ 9 ] Kunhardt E E 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 189
- [ 10 ] Ward A L 1962 *J. Appl. Phys.* **33** 2789
- [ 11 ] Deloche R, Monchicourt P, Cheret M and Lambert F 1976 *Phys. Rev. A* **13** 1140
- [ 12 ] Xu X J *et al* 1996 *Discharge Physics of Gas* (Shanghai: Fudan University Press) p277 (in Chinese) [徐学基等 1996 气体放电物理 (上海:复旦大学出版社)第 277 页]
- [ 13 ] Scharfetter D L and Gummel H K 1969 *IEEE Trans. Electron. Devices* ED-**16** 64



# Numerical simulation of dielectric-barrier-controlled glow discharge at atmospheric pressure<sup>\*</sup>

Wang Yan-Hui    Wang De-Zhen

( *State Key Laboratory of Materials Modification by Laser , Ion and Electron Beams ,  
Department of Physics , Dalian University of Technology , Dalian 116023 , China* )

( Received 27 June 2002 ; revised manuscript received 18 September 2002 )

## Abstract

The space and time distributions of the electric field and the electron and ion densities , as well as the time evolutions of the discharge current density and the surface charge density of the dielectric layer in He dielectric-barrier-controlled glow discharge at atmospheric pressure are calculated by solving the one-dimensional continuity and momentum equations for electrons and ions , coupled to the current continuity equation. The properties of uniform atmospheric pressure glow discharge under the conditions of different driving frequency , voltage or dielectric layer are discussed and analyzed. When the driving frequency is high enough , a large number of ions are trapped and the induced space charge field makes a great many of electrons stay in the discharge volume. These seed electrons lead to a Townsend discharge at atmosphere pressure. The structure of this discharge is similar to that of low-pressure glow discharge , i. e. there exist four specific regions : the cathode fall , the negative glow , the Faraday dark space and the positive column. The discharge current becomes small with decreasing voltage amplitude applied. The secondary electron emission from the dielectric layer makes the discharge current increase. The thicker the dielectric layer is or the smaller the permittivity , the smaller the discharge current is.

**Keywords** : atmospheric pressure glow discharge , dielectric barrier , numerical simulation , plasma

**PACC** : 5256 , 7750 , 5280D

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10275010 ).