

大气压下多脉冲均匀介质阻挡放电的研究*

王艳辉† 王德真

(大连理工大学三束材料改性国家重点实验室 物理系, 大连 116023)

(2004 年 5 月 20 日收到, 2004 年 6 月 13 日收到修改稿)

基于一维流体力学模型, 数值计算研究了大气压下氩气中多脉冲均匀介质阻挡放电的形成原因和性质, 分析讨论了所加电压频率、幅值及介质板性质等多脉冲均匀放电的影响. 模拟结果显示, 当放电间隙较小时, 由于介质表面积累电荷增加, 感应电场增强, 在外加电压的每半个周期内, 可以形成多个放电脉冲, 这些脉冲相应于等时间间隔的分立击穿. 放电间隙越窄, 半个周期内形成的脉冲数目越多. 所加电压频率和幅值的变化不仅影响脉冲的幅度, 同时也使放电脉冲的数目发生变化, 而介质层厚度及介电常数的变化对放电脉冲数目没有明显的影响.

关键词: 大气压均匀放电, 介质阻挡放电, 数值模拟, 等离子体

PACC: 5256, 7750, 5280D

1. 引言

由于均匀大气压等离子体在材料表面处理、薄膜沉积、医疗器具消毒、臭氧生成、新型光源等领域具有广阔的应用前景, 它一直是等离子体领域的一个研究热点. 在大气压下, 均匀的介质阻挡放电通常是单峰放电, 即在外加电压的每半个周期内只有一个电流脉冲, 而且放电的空间结构与低气压辉光放电相似, 具有明显的阴极位降区、法拉第暗区和等离子体正柱区, 因此被称为大气压辉光放电 (APGD)^[1-4]. 这种放电已经在一些气体中获得, 尤其是氩和氮气中的大气压辉光放电已被广泛研究^[1-6]. 然而, 最近报道一种不同形式的放电——多脉冲均匀大气压介质阻挡放电^[7-9]. 实验和模拟结果均显示, 在合适的条件下, 在外加电压的每半个周期内, 可以形成多个电流脉冲, 这些脉冲均出现在外加电压的上升阶段, 脉冲的幅度随电压的升高逐渐减小, 直到接近外加电压的最大值时放电结束. 然而, 这种多脉冲放电的机理目前尚未完全清楚, 在文献 [7] 中, 多脉冲的形成被认为是由于放电在径向不均匀所致, 相继出现的电流峰是在径向不同位置发生的击穿; 文献 [8] 把多个电流脉冲解释为阴极位降的振荡, 而文献 [9] 认为多电流脉冲放电, 是由于

阳极附近离子的产生与阴极二次电子发射之间的时间延迟造成的. 由此可见, 均匀的多脉冲放电还有待于进一步的研究和讨论. 本文采用一维流体模型, 对氩气中均匀的多脉冲介质阻挡放电进行了模拟研究, 分析讨论了形成多个电流脉冲的原因和条件, 详细分析了放电参数的选择对多脉冲放电的影响.

2. 理论模型

所研究的放电产生于两个平行板电极之间, 具体的放电结构参见文献 [10]. 两个极板均被介质层覆盖, 极板所加电压为正弦电压. 数值模拟采用一维流体力学模型, 带电粒子及亚稳态原子的输运由连续性方程和动量方程描述:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial j_i}{\partial x} = S_i, \quad (1)$$

$$j_i = w_i n_i - D_i \frac{\partial n_i}{\partial x}, \quad (2)$$

式中 n_i , j_i , w_i 和 D_i 分别为第 i 种粒子的密度、粒子流密度、漂移速度和扩散系数, S_i 为第 i 种粒子的净产生项.

电场由电流平衡方程确定:

$$\epsilon(x) \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} + i_c(x, t) = i_T(t), \quad (3)$$

* 国家自然科学基金(批准号:10275010)资助的课题.

† E-mail: yanhui-w@sohu.com

式中 i_c 为传导电流密度,由下面公式给出:

$$i_c(x, t) = e(j_p(x, t) - j_e(x, t)), \quad (4)$$

式中 $j_p(x, t)$ 、 $j_e(x, t)$ 为离子和电子流密度,由方程(2)给出。 $\epsilon(x)$ 为相对介电常数,其大小取决于位置 x ,在介质中, $\epsilon(x) = \epsilon_B$, 在气体中, $\epsilon(x) = \epsilon_0 = 1$. 电场满足下列条件:

$$-\int_0^d E(x, t) dx = V_a(t), \quad (5)$$

式中 d 为两个电极之间的距离, $V_a = V_0 \sin 2\pi ft$ 为极板上所加的正弦电压, i_T 为放电电流密度,在两个电极之间对方程(3)积分,可以得到其表达式为

$$i_T(t) = \left(\frac{2d_B}{\epsilon_0 \epsilon_B} + \frac{d_g}{\epsilon_0} \right)^{-1} \times \left[\int_0^d \frac{i_c(x, t)}{\epsilon(x)} dx - \frac{\partial V_a(t)}{\partial t} \right], \quad (6)$$

式中 d_B 和 d_g 为介质层的厚度及放电间隙的宽度.

介质表面积累的电荷密度由下式给出:

$$\alpha(x, t) = \int_0^t i_c(x, t') dt'. \quad (7)$$

采用 Scharferter 和 Gummel 提出的有限差分方法^[11]对上述非线性方程组进行联立求解.模型中所包含的带电粒子为电子 e 、原子离子 He^+ 和分子离子 He_2^+ . 由于亚稳态原子 $He(2^3S)$ 和 $He(2^1S)$ 具有十分相似的特性,统一考虑成一种有效的种类 He^* . 计算中所考虑的主要激发、电离过程列于表1. 粒子的迁移率和扩散系数来自于[12—14]. 忽略光电离对放电的影响,二次电子发射系数为常数,对两种离子均取 0.01.

表 1 模拟中所考虑的氦气中的主要反应过程

反应过程	反应系数 (cm^3/s)	文献	
直接电离	$e + He \rightarrow He^+ + 2e$	α (汤生电离系数)	[15]
激发	$e + He \rightarrow He^* + e$	$4.2 \times 10^{-9} T_e^{0.31} e^{-19.8/T_e}$	[16]
亚稳态电离	$e + He^* \rightarrow He^+ + 2e$	$1.28 \times 10^{-7} T_e^{0.6} e^{-4.78/T_e}$	[16]
电离转换	$He^+ + 2He \rightarrow He_2^+ + He$	2.0×10^{-31}	[16]
潘宁电离	$He^* + He^* \rightarrow e + He^+ + He$	8.7×10^{-10}	[17]
	$\rightarrow e + He_2^+$	2.03×10^{-9}	
复合	$He_2^+ + e \rightarrow 2He^* + He$	5.9×10^{-9}	[18]
	$He^+ + e \rightarrow He$	$8.1 \times 10^{20} \frac{n_e}{1 + 0.079p} (T_e/T_g)^{-4.4}$	[13]
解激发	$He^* + e \rightarrow He + e$	2.9×10^{-9}	[17]

3. 模拟结果与分析

图 1 给出不同放电间隙下的放电特性. 此时极板上所加正弦电压的幅值 $V_0 = 3000V$, 频率 $f = 5kHz$, 介质层的介电常数 $\epsilon = 7.5$, 厚度 $d = 0.1cm$, 气体压强 $p = 0.1MPa$. 从图 1 可以看出, 当放电间隙 $d_g = 0.7cm$ 时, 在外加电压的每半个周期内只有一个电流脉冲, 这是典型的氦气中大气压辉光放电所具有的电学特点^[3]. 然而随放电间隙的减小, 击穿发生越来越早, 越来越多的电流脉冲出现在电压的上升阶段. 同时, 随电流脉冲数目的增多, 相邻两个电流脉冲之间的时间间隔减小, 当放电间隙为 $0.2cm$ 时, 电流脉冲重合在一起, 形成一个较宽的电

流峰. 在相同的半个周期内, 脉冲的幅度逐渐减小, 在接近于外加电压最大值时放电结束.

多脉冲放电的形成和性质可以根据介质阻挡放电的产生机理来解释. 对于一个正弦电压激发下的介质阻挡放电, 在放电阶段, 产生的大量带电粒子, 在外加电场作用下, 向两个电极漂移, 并积累在介质表面上, 产生一个反向电场, 使气体中的电场减小. 当气体中的电场小于击穿场时, 放电停止. 在下半个周期, 外加电压改变方向, 前半个周期积累电荷产生的感应场与外加电场方向相同, 加强气体中的电场, 使气体在较小的外加电场下击穿. 当放电间隙减小时, 带电粒子到达介质表面的距离缩短, 因而介质表面的积累电荷密度增加, 如图 2 所示. 在 $d_g = 0.3cm$ 时, 介质表面积累电荷密度约为 $0.7cm$ 时的

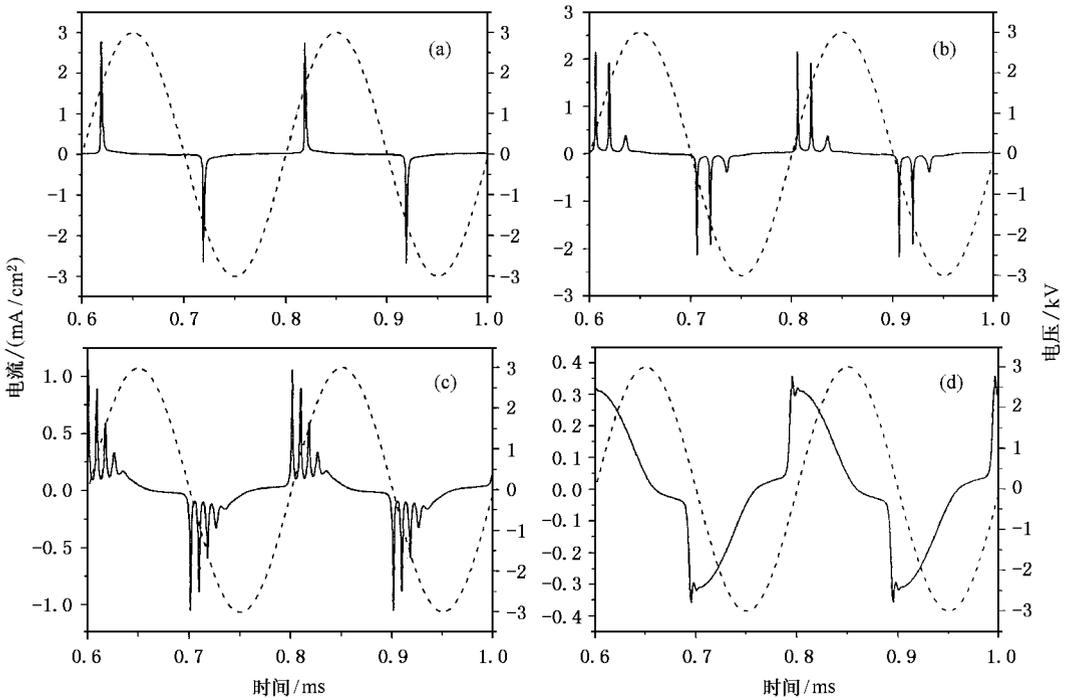


图 1 不同放电间隙下的电流特性 所加电压频率 $f = 5\text{kHz}$, 幅值 $V_0 = 3000\text{V}$, 介质层厚度 $d = 0.1\text{cm}$, 介电常数 $\epsilon = 7.5$, 气压 $p = 0.1\text{MPa}$, 放电间隙 d_g 分别为 (a) 0.7cm (b) 0.4cm (c) 0.3cm (d) 0.2cm , ——为放电电流,为外加电压

两倍. 积累电荷密度的增加, 将大大降低开启下一次放电所需的外加电场, 这意味着在外加电压很小时, 即可发生放电. 正如图 1 所示, 随放电间隙的减小, 第一次击穿越来越早, 整个放电脉冲序列向左移动. 如果积累的电荷足够多, 产生的电场足够强, 远远超过外加电场, 则可以导致下一次放电发生在外加电压改变极性之前, 图 1(d) 即属于这种情况. 由此可见, 减小放电间隙, 可以使放电在较小的外加电压下发生, 甚至可以发生在外加电压改变极性之前. 在这种情况下, 如果外加电压继续增加, 就会有足够的时间引起气体的再次或多次击穿. 因此, 如图 1 所示, 随放电间隙的减小, 在外加电压的上升阶段, 会出现越来越多的电流脉冲.

为了进一步分析多脉冲放电的性质, 图 3 给出放电间隙分别为 0.4 和 0.3cm 时, 气体上电压 V_g 与介质上电压 V_d 随时间的变化情况. 由于在上面的计算中介质层的电容保持不变, 积累电荷密度的增加, 引起降在介质层上的电压升高, 降在气体上的电压降低, 如图 3 所示, 当放电间隙为 0.3cm 时, 每次击穿气体上的压降都明显低于 0.4cm 的情况, 这使得相邻两次击穿的时间间隔缩短. 在 0.4cm 时, 两次相邻击穿的时间约为 $13\mu\text{s}$, 而 0.3cm 时只有 $8\mu\text{s}$. 因

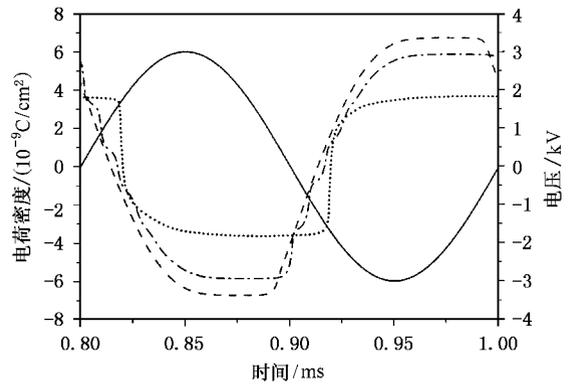


图 2 不同放电间隙下介质层上积累的电荷密度 ——为外加电压,为 $d_g = 0.7\text{cm}$ 时积累电荷密度, ---为 $d_g = 0.3\text{cm}$ 时积累电荷密度, -.-为 $d_g = 0.2\text{cm}$ 时积累电荷密度, 其他参数同图 1

此, 在图 1 中, 相邻两个电流脉冲之间的间隔随放电间隙的减小而减小. 此外, 气体上压降的降低, 也导致整个放电电流幅度的减小, 这也可以在图 1 中清楚地看出. 进一步的计算显示, 对于一个固定的放电间隙, 由于每个电流脉冲序列均出现在电压的上升阶段 (电压正向或负向增长), 因此, 在相同的脉冲序列中, 由积累电荷产生的电场一直都与外加电场

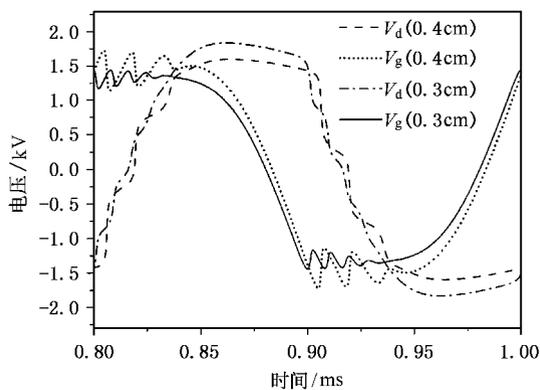


图 3 放电间隙分别为 0.4 和 0.3cm 时, 气体上电压 V_g 与介质上电压 V_d 随时间的变化 参数同图 1

方向相反, 随放电脉冲数目的增长, 积累电荷密度逐渐增加, 产生的反向电场也逐渐增强, 尽管外加电压保持上升, 气体中的电场仍然逐渐减小, 图 4 给出放电间隙为 0.3cm 时半个周期内气体中电场的时空演化情况. 可以清楚看出, 气体中的电场随放电次数的增加明显减小, 因此导致同一放电序列中脉冲的幅度逐渐减小. 当气体中的电场减小到不能再次引起气体击穿时, 放电序列结束.

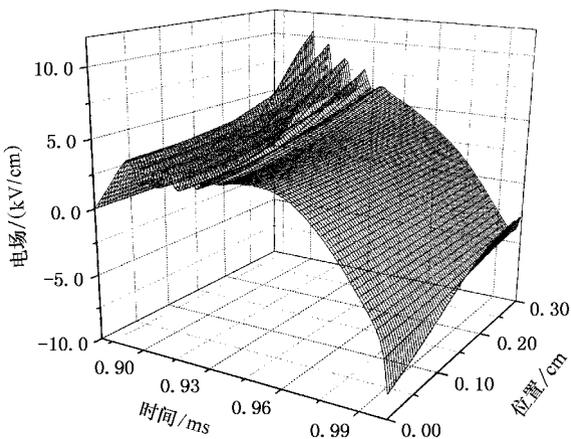


图 4 放电间隙为 0.3cm 时, 半个周期内气体中电场的时空演化 阴极在 0.3cm 一侧, 参数同图 1

多脉冲放电的产生, 不仅取决于放电间隙的大小, 同时也受其他放电参数的影响. 图 5 比较了放电间隙为 0.3cm, 驱动频率分别为 10 和 40kHz 时放电特性. 可以看出, 在其他条件不变时, 每半个周期内电流脉冲的数目随驱动频率的升高而减少, 频率为 10kHz 时, 每半周可以观测到三个电流脉冲, 当频率增加到 40kHz 时, 每半周内几乎只有一个电流脉

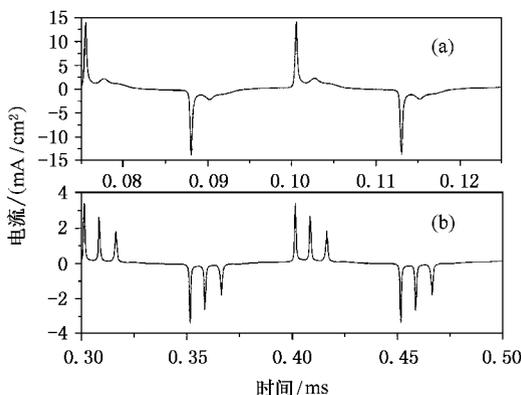


图 5 不同驱动频率下的电流特性 (a) 为 40kHz (b) 为 10kHz, 其他参数同图 1(c)

冲出现. 这是因为在较高的频率下, 外加电压在很短的时间内达到峰值, 更多的电流脉冲来不及形成. 比较图 5 与图 1(c) 发现, 频率的升高使放电电流脉冲的幅度明显增加. 在 40kHz 时, 电流脉冲的幅度接近于 $15\text{mA}/\text{cm}^2$, 远远高于 5kHz 时的脉冲幅度. 根据文献 [3], 电流密度的大小与放电之前保留在放电空间的带电粒子密度有密切关系, 留在放电空间的带电粒子密度越大, 放电电流密度越大. 而带电粒子在两次放电之间损失的主要途径是载流子之间的复合及在介质表面上的积累. 随频率的升高, 两个放电脉冲序列的间隔缩短, 减小了带电粒子的损失, 使更多的带电粒子在快速变化的电场中被俘获, 导致放电电流幅度升高. 另一方面, 如果驱动频率保持不变, 电压幅度的变化也会使电流脉冲的数目和幅度发生改变. 图 6 给出放电间隙为 0.3cm, 频率为 5kHz, 电压幅度分别为 4.0, 2.5 和 1.8kV 时的放电电流特性. 对于一个固定的放电间隙, 外加电压的

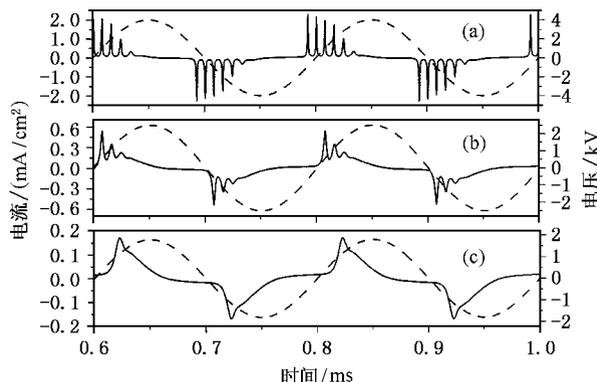


图 6 不同电压下的电流特性 (a) 为 4.0kV (b) 为 2.5kV (c) 为 1.8kV, 其他参数同图 1(c)

升高,气体中的电场增强,这不仅使产生的带电粒子数目增多,同时也使带电粒子向介质表面的漂移速度加快,积累电荷密度增大,导致击穿提前发生,放电脉冲数目增多.然而,进一步的计算发现,在较大的放电间隙下,例如放电间隙为0.7cm时,增加电压只能使放电电流幅度升高,并不影响电流脉冲的数目.这说明小的放电间隙是形成多脉冲放电的必要条件.

度就越大.图7给出放电间隙为0.3cm,介质层厚度为0.02cm时的放电电流波形.与图1(c)比较发现,整个电流脉冲的幅度增加了约10倍,电流脉冲的数目没有明显变化,但相邻两个电流脉冲之间的间隔增大,这主要归因于介质层电容充电时间的增加.此外,模拟显示介电常数的增加对多脉冲放电有着与图7性质相同的影响.

4. 结 论

本文采用一维流体力学模型,考虑了氦气中的主要反应过程,对氦气中多脉冲均匀介质阻挡放电形成的原因和性质,进行了模拟研究.详细分析了放电参数对多脉冲放电的影响.模拟结果表明,当积累在介质表面的电荷产生的电场足够强时,在外加电压的上升阶段,即可形成多个放电脉冲.因此,多脉冲放电的条件是较小的放电间隙,较低的驱动频率或较高的电压幅度.其中小的放电间隙是形成多脉冲放电的必要条件.在较小的放电间隙情况下,不同驱动频率或电压幅度不仅可以改变每半个周期内放电脉冲的数目,同时也影响脉冲的幅度.频率或电压幅度越高,放电脉冲越强.减小介质层厚度或提高介电常数,同样可使放电脉冲幅度增加,但对放电脉冲的数目没有明显的影响.

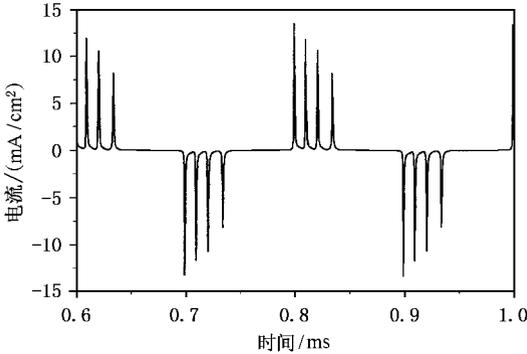


图7 介质层厚度为0.02cm时的放电电流波形 其他参数同图1(c)

影响多脉冲放电的另一个重要参数是介质层的厚度.由于放电电流的幅度正比于介质层的电容,介质层越薄,介质层的电容越大,因此放电电流的幅

- [1] Yokoyama T, Kogoma M, Moriwaki T and Okazaki S 1990 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **23** 1125
- [2] Okazaki S, Kogoma M, Uehara M and Kimura Y 1993 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26** 889
- [3] Massines F, Rabehi A, Decomps P, Gadri R B, Segur P and Mayoux C 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 2950
- [4] Gadri R B *et al* 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 36
- [5] Gherardi N, Gouda G, Gat E, Rabehi A and Massines F 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 340
- [6] Gherardi N and Massines F 2001 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29** 536
- [7] Mangolini L, Orlov K, Kortshagen U, Heberlein J and Kogelschatz U 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 1723
- [8] Akishev Y S, Dem'yanov A V, Karal'nik V B, Pan'kin M V and Trushkin N I 2001 *Plasma Phys. Rep.* **27** 164
- [9] Golubovskii Y B, Maiorov V A, Behnke J and Behnke J F 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 39
- [10] Wang Y H and Wang D Z 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1694 (in Chinese)[王艳辉、王德真 2003 物理学报 **52** 1694]
- [11] Scharfetter D L and Gummel H K 1969 *IEEE Trans. Electron. Devices* ED-16 64
- [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] Deloche R, Monchicourt P, Cheret M and Lambert F 1976 *Phys. Rev. A* **13** 1140
- [14] Golubovskii Y B, Maiorov V A, Behnke J and Behnke J F 2002 *Proc. Hakone 8th International Symposium on High Pressure Low Temperature Plasma Chemistry* vol 1(Estonia) p48
- [15] Ward A L 1962 *J. Appl. Phys.* **33** 2789
- [16] Shon J W and Kushner M J 1994 *J. Appl. Phys.* **75** 1883
- [17] Stevefelt J, Pouvesle J M and Bouchoule A 1982 *J. Chem. Phys.* **76** 4006
- [18] Pouvesle J M, Bouchoule A and Stevefelt J 1982 *J. Chem. Phys.* **77** 817

Study on homogeneous multiple-pulse barrier discharge at atmospheric pressure^{*}

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 20 May 2004 ; revised manuscript received 13 June 2004)

Abstract

The homogeneous barrier discharge with multiple current pulses at atmospheric pressure in helium is numerically investigated on the basis of one-dimensional fluid model. The influence of the applied voltage amplitude , frequency , as well as dielectric layer characteristics on the multiple-pulse discharge is discussed and analyzed. The simulation results show that , in the case of smaller gap width , multiple current pulses can be formed in each half-cycle of the applied voltage due to the increase of surface density of the accumulation charges , leading to the enhancement of the induced electric field. Multiple pulses correspond to separate breakdowns in the same time interval. The smaller the gap width , the bigger the number of current pulses per half cycle. The applied voltage and frequency can also influence the number and the amplitude of current pulses. However , there is no obvious influence of the barrier thickness and the permittivity on the number of current pulses.

Keywords : homogeneous atmospheric-pressure discharge , barrier discharge , numerical simulation , plasma

PACC : 5256 , 7750 , 5280D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10275010).