

共面介质阻挡放电特性研究^{*}

欧阳吉庭[†] 何 锋 缪劲松 冯 硕

(北京理工大学理学院, 北京 100081)

(2006 年 4 月 5 日收到, 2006 年 4 月 26 日收到修改稿)

对共面介质阻挡放电(DBD)的放电过程进行了实验和理论研究. 在实验中设计了分段电极方法来获取放电过程中不同位置上的局域电流和光辐射特性, 得到了阴极上等离子体的扩展速度, 并与二维流体数值模拟结果进行了比较. 结果表明, 在共面 DBD 的暂态放电过程中, 电极上空等离子体区域始终存在有不均匀电场, 导致了不同位置上放电电流和光辐射分布的不一致. 同时研究还表明, 在 DBD 放电过程中应当考虑表面光致二次电子发射.

关键词: 介质阻挡放电, 分段电极, 放电特性

PACC: 5280, 5220, 5150

1. 引 言

介质阻挡放电(DBD)是一种可以产生高活性等离子体的放电形式, 工作在很大的气压范围^[1]. 根据普遍接受的观点^[2], DBD 分为三种基本结构: 一是体放电(VDBD), 该结构中, 放电发生在平行板电极或同轴圆筒电极之间的空间, 二是沿面放电(SDBD)线状或梳状放电电极在介质表面一侧, 很大的平面引导电极置于介质的另一面, 放电在线状电极附近紧贴表面的空间进行; 第三种是共面放电(CDBD), 电极置于介质的同一层, 放电发生在介质的另一侧. 体放电 DBD 和沿面放电 DBD 的研究由来已久, 它们通常分别工作在流光或电晕放电模式^[2-7]. 共面介质阻挡放电是当今等离子体显示器中广泛采用的技术, 其中的工作气体是单组分惰性气体或混合气, 气压 53—80kPa, 电极间隙为 100 μ m 左右, 典型 pd 值(气压与电极间隙的乘积)为 667 Pa cm 左右, 在方波电压驱动下, 在低频或高频下放电都是典型的辉光模式^[8,9]. 由于表面电荷的作用, 等离子体显示器中的共面放电可以在低于击穿电压下维持. 放电沿表面的扩展是这种 CDBD 的主要特征. 目前 CDBD 的基本物理过程研究是等离子体显示器的重要研究课题, 也是提高显示屏发光效率的基础^[9]. 本文提出了一种“分段电极”的方法, 并利

用它研究 CDBD 的放电过程及表面电荷的分布情况.

2. 实验装置和数值模拟

本文使用的实验装置如图 1 所示. 放电单元是密封的玻璃盒子, 内充 667Pa 含 Xe 4% 的 Ne-He 混合气. 上下两层玻璃的厚度为 3mm, 相对介电常数为 8. 玻璃内表面涂覆一层 0.5 μ m 的 MgO. 单元高 1cm. 电极置于玻璃外侧, 尺寸为 $L \times w = 2\text{cm} \times 1\text{cm}$, 间隙 $d = 0.8\text{cm}$. 其中一个电极分为 $L_1 \times w = 2\text{mm} \times 1\text{cm}$ 的 7 等分, 相隔 $d_1 = 1\text{mm}$. 经过这样的处理, 电极 S_1 和 S_7 的有效面积为 2.5mm \times 1cm, 其他均为 3mm \times 1cm.

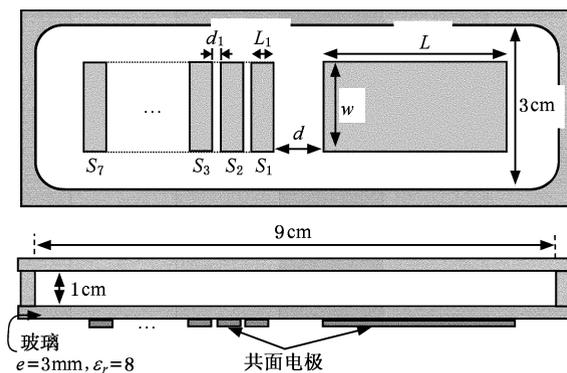


图 1 放电单元结构示意图

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10475007)资助的课题.

[†] E-mail: jiting.ouyang@263.net

电极上施加上升沿约为 400ns 的方波, 频率 $f = 50\text{--}100\text{Hz}$. 我们使用数字示波器 (Tek TDS3034) 测试电极上的电压和电流, 使用带滤光片的高速增强型 ICCD 相机记录放电中的光辐射强度, 滤光片中心波长为 823nm 和 640nm , 分别对应 $\text{Xe}(2p^6-3P^2)$ 的红外辐射 (IR) 823.1nm 和 $\text{Ne}(2p^9-1s^5)$ 的可见光辐射 640.2nm . 时间分辨 ICCD 图像是多个周期各时间段内的叠加, 相机开门时间为 $100\text{--}200\text{ns}$, 远小于电流脉冲时间 (低气压下为几个 μs).

本文的数值模拟基于二维自洽的流体模型^[10,11]. 粒子连续性方程为

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_i = S_i, \quad (1)$$

n_i 为带电粒子 i 的密度, S_i 为粒子源项, Γ_i 是带电粒子通量. 对 Γ_i 采用迁移扩散近似表达式

$$\Gamma_i = (q_i / |q_i|) \mu_i n_i E - D_i \nabla n_i, \quad (2)$$

其中 μ_i , D_i 分别为带电粒子迁移率和扩散系数. E 为电场, q_i 为粒子所带电荷. 电场分布由泊松方程给出:

$$\nabla \cdot (\epsilon E) = \sum_i (q_i n_i). \quad (3)$$

模型中粒子源项 S_i 主要考虑了带电粒子的电离和复合反应过程, 各反应常数和输运系数被作为电场的函数^[11].

由于 PDP 辉光放电的相似性, 实验可以在低气压下进行, 而模拟在高气压条件下^[9]. 在电流脉冲期间, 放电特性 (如电流、粒子密度、表面电荷等) 满足相似率.

3. 结果与讨论

3.1. 实验结果

3.1.1. 总电流和光辐射

图 2 是实验得到的 $220\text{V}/50\text{Hz}$ 的放电电流和 $\text{Xe-}823\text{nm}$ 及 $\text{Ne-}640\text{nm}$ 辐射随时间的变化. 由于实验中两个电极不完全对称, 两极上两个周期的放电时延也略有区别, 这里的总电流是阳极上的电流. 加载电压时电容的充电电流已经从总电流中减去. IR 和可见光辐射强度是各帧的空间积分.

可以看出, 放电电流约为 $5\mu\text{s}$ 的对称脉冲, 上升沿为 $1\text{--}2\mu\text{s}$. IR 和可见光辐射强度与电流脉冲一致, 在介质阻挡的暂态放电过程中, 电子流过等离子体时与基态原子碰撞形成激发态粒子, 因此光辐射

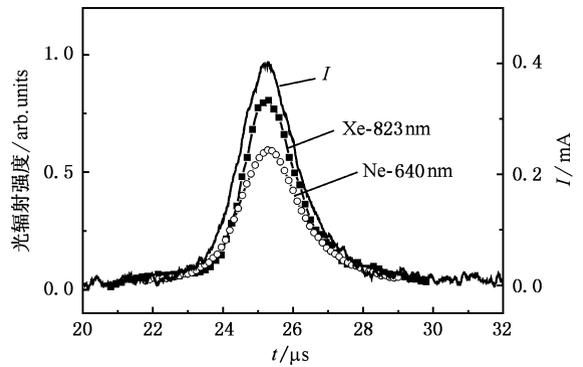


图 2 $220\text{V}/50\text{Hz}$ 时总电流和光辐射随时间的变化

和放电电流脉冲具有相同的上升沿和衰减行为. 同时 IR 辐射在阴极和阳极上都有分布, 而 $\text{Ne-}640\text{nm}$ 仅出现在阴极表面. 这是由于 $\text{Xe-}823\text{nm}(2p^6(10.03\text{eV})-3P^2(8.31\text{eV}))$ 辐射的激发能约为 10eV , 而 $\text{Ne-}640\text{nm}(2p^9(18.7\text{eV})-1s^5(16.62\text{eV}))$ 的激发能为 18.7eV , 阴极和阳极上不同的辐射分布表明阳极区域的电子能量较低, 不足以激发和电离 Ne , 但可以激发 Xe . 因此 $\text{Xe-}823\text{nm}$ 光辐射可反映出几乎整个气体空间包括电场较弱的等离子体区域的能量注入的分布情况.

3.1.2. 阳极

采用分段电极组作阳极时, 各电极上的电流波形如图 3 所示. 从实验结果看, 第 2/3 个电极 (S_2/S_3) 上最早出现放电电流上升沿, 然后电流依次向两边扩展, 到达至内侧及外侧电极. 在电流上升过程中, 各电极上的电流增长速度与电流开始形成的顺序不完全一致. 由于阳极电流为电子沉积电流 (即负电流), 电子速度快, 电流到达峰值的时间相差不大, 而且衰减行为几乎相同. 离放电间隙较远的位置上 (第 6 和 7 电极), 电流在脉冲初始阶段出现一个小的正值, 这是由于放电发展过程中电极附近区域电场变化在电极上所引起的位移电流. 这种现象在高电压下更为明显.

分段电极上 $\text{Xe-}823\text{nm}$ 辐射随时间的变化与电流形成和发展的顺序相似, 但幅度不同. S_1 电极上开始有很弱的辐射, 这可能是 Townsend 或暗放电, 电流在示波器上没有显示. 第 2 和第 3 电极上最先出现明显的光辐射, 这与放电电流的波形相似. 第 2 电极上的光辐射最强, 而其电流幅度相对比较小. 第 7 电极上的光辐射很弱, 但其电流却比较大. 这表明, 放电过程中部分电子的能量虽然比较低, 不能

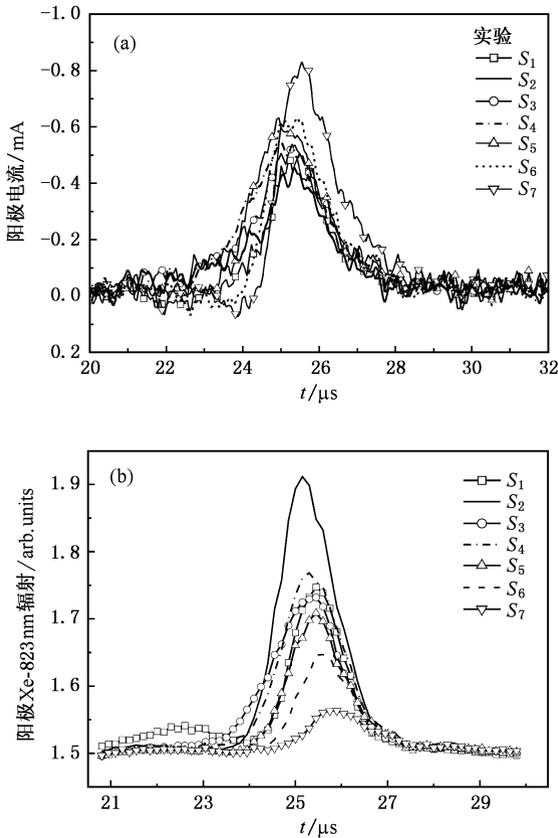


图3 实验得到的 220V/50Hz 时阳极上的电流和 IR 辐射

激发 Xe 原子形成 Xe-823nm 光辐射,但对电流的形成具有不可忽略的贡献.这种现象在离放电间隙较远的地方尤为明显.另外,IR 辐射同放电电流规律的不一致,表明等离子体区域不均匀电场的存在,当电子通过等离子体区域时,在不均匀电场中获得能量而激发 Xe 原子,而 IR 辐射随时间的变化表明这一不均匀电场的存在持续到放电结束.因此电子通过 S_2 电极对应的区域时,始终能形成激发态 Xe,从而使这一区域的 IR 辐射较大.同时由于不均匀电场的持续存在,使得在到达阳极外侧 (S_6, S_7) 附近的区域,电场已不能提供足够的能量给电子,导致电子激发率低,因此虽然有大的电流,但 IR 辐射却非常低.

3.1.3. 阴极

当分段电极组作为阴极时,电流波形和 Xe-823nm 辐射如图 4 (a) 和 (b).

与阳极上不同,阴极上的电流是离子电流(即正电流).阴极上的电流和 Xe-823nm 辐射都是从第一电极(S_1)向外发展至外边电极(S_7).电流开始形成、到达峰值及衰减的顺序都是从里到外,行为相

似.各分段电极上电流和 IR 辐射的相对强度也基本相同,表明阴极上的 IR 辐射基本反映了能量注入情况.这与阳极上不同.另外, S_1 电极上的电流下降沿末端出现负的电,这是放电发展过程中,该电极表面电场变化引起的位移电流.

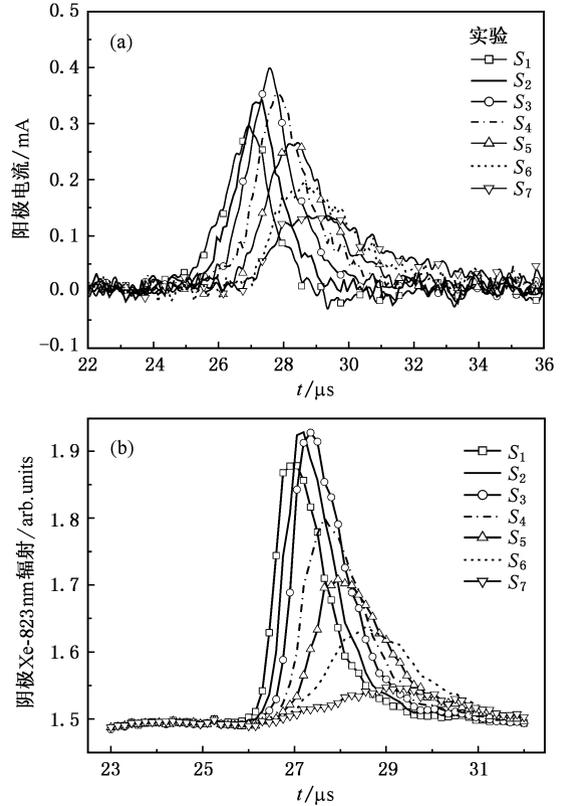


图4 实验得到的 220V/50Hz 时阴极上的电流和 IR 辐射

阴极上放电的发展是离子鞘的收缩引起的,鞘经过后,对应局部区域中的电极电流会衰减.我们可以从各电极上电流到达峰值的时间差异 Δt_i 估算鞘的收缩速度(即阴极表面放电发展速度),定义为 $v_i = \Delta x / \Delta t_i$. 其中 Δx 是电极中心间距.阴极上不同位置的放电发展速度如图 5 所示.

可以看出,放电在阴极的扩展速度随扩展距离降低,离电极间隙中心越远,速度越低.这可能是放电向电极外边沿扩展时,空间电场减低所致.电场减低使阴极区的离子速度和电离强度减小,从而使放电发展减慢.

3.1.4. 电荷转移和有效电容

对电流进行时间积分可以得到放电过程的电荷转移,

$$Q_i^r = \int I_i(t) dt.$$

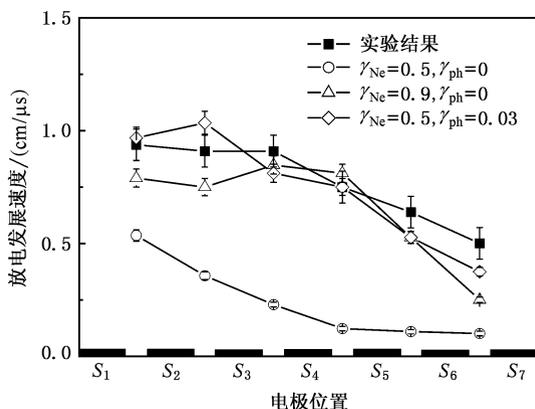


图5 220V/50Hz时阴极上的放电发展速度

对稳定放电,各个电极 S_i 的有效电容为

$$C_i = Q_i^u / 2V_s.$$

根据上面的结果,可以得到各电极上的电荷转移和有效电容分别为 0.17nC 和 0.38pF. 电容值与理论上介质电容 $C_d = \epsilon_r \epsilon_0 A_i / 2e \sim 0.36\text{pF}$ (有效面积 $A_i = 1 \times 0.3\text{cm}^2$, 介质总厚度 $2e = 6\text{mm}$, $\epsilon_r = 8$) 非常相近. 这表明,在 220V 下,放电充满整个空间. 这时介质表面的电荷是均匀分布的,它形成的壁电压等于外加电压. 注意到电极 S_1 上的电荷转移和电容相对小些,这主要是其有效面积较其他电极略小, $A_1 = 1 \times 0.25\text{cm}^2$. 而同样面积的电极 S_7 上的电荷转移和电容则相对大些,这是因为在该条件下放电略微超出了电极边沿,在电极外的一定区域也形成部分电荷分布.

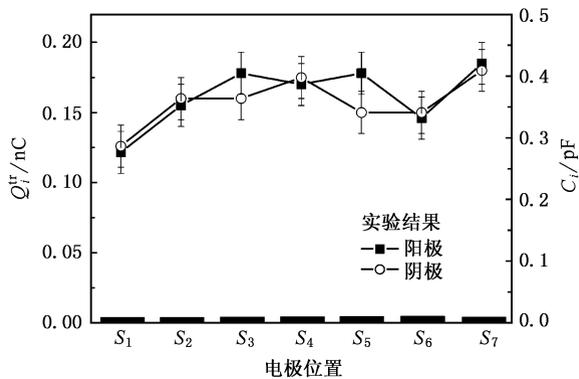


图6 220V/50Hz时分段电极上的电荷转移和电容

3.2. 与二维流体模拟比较

我们采用二维流体模型对放电过程进行了模拟. 模型中的共面电极同样采用了前面所设计分段电极结构. 模拟所采用的单元结构与实验相似

(尺寸为宏单元的 1/100, 气体压强为宏单元的 100 倍). MgO 表面的二次电子由主要 Ne^+ 和 Xe^+ 激发. 在 PDP 条件下, 其二次电子发射系数的典型值分别为 $\gamma_{\text{Ne}^+} = 0.5$ 和 $\gamma_{\text{Xe}^+} = 0.05^{[6]}$. 其中, MgO 表面的 Ne 离子 γ_{Ne^+} 系数是 PDP 放电电压、放电波形等特性的主要影响因素. 考虑到宏单元与实际单元中放电结束后的等离子体衰减不满足相似性, 二者放电的时延不同. 我们这里只比较电流脉冲的上升过程, 时间以电流峰值为准.

我们发现, 当 $\gamma_{\text{Ne}^+} = 0.5$ 时, 模拟结果的放电电流与实验有较大的差异. 一方面是总电流的上升沿和峰宽比实验大得多, 如图 7 中的虚线所示. 另一方面, 模拟得到的阴极表面上的扩展速度比实验小得多, 如图 5 所示. 因此, 在本实验条件下, 模拟所取的二次电子系数 $\gamma_{\text{Ne}^+} = 0.5$ 不合适.

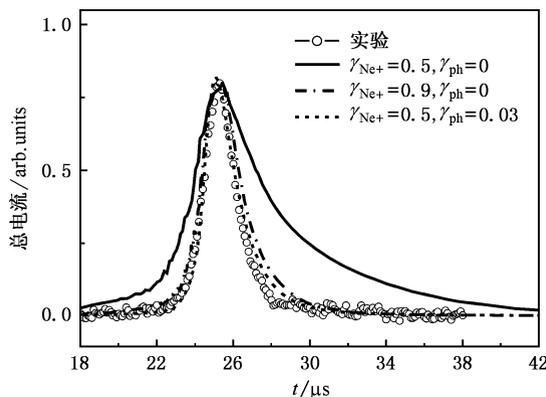


图7 220V/50Hz 实验和模拟的总电流

当取 $\gamma_{\text{Ne}^+} = 0.9$ 时, 总电流及分段电极上的电流分别如图 7 和 8 所示. 我们看到, 总电流的波形与实验非常接近, 阳极、阴极上各分段电极电流的相对幅度、发展顺序等都与实验结果(图 3 和 4)比较符合. 而且阴极 S_1 电流下降沿处重现了实验中看到的反向位移电流现象. 但阳极电流的起始处与实验不太一致, 电流峰值附近的波形也不太好. 在阴极上, 放电扩展速度与实验基本符合, 如图 5 所示. 但前半段的扩展速度仍与实验相差较大.

实际上, $\gamma_{\text{Ne}^+} = 0.9$ 的二次电子系数显然过大, 并不符合实际情况, 目前尚没有实验表明离子在 MgO 表面具有如此大的二次电子系数. 增大表面二次电子系数的另一个可能是 MgO 表面的光致二次电子发射. 光子是放电过程中产生的, 它很快传播到阴极上的 MgO 表面, 在那里产生光电子发射. 我

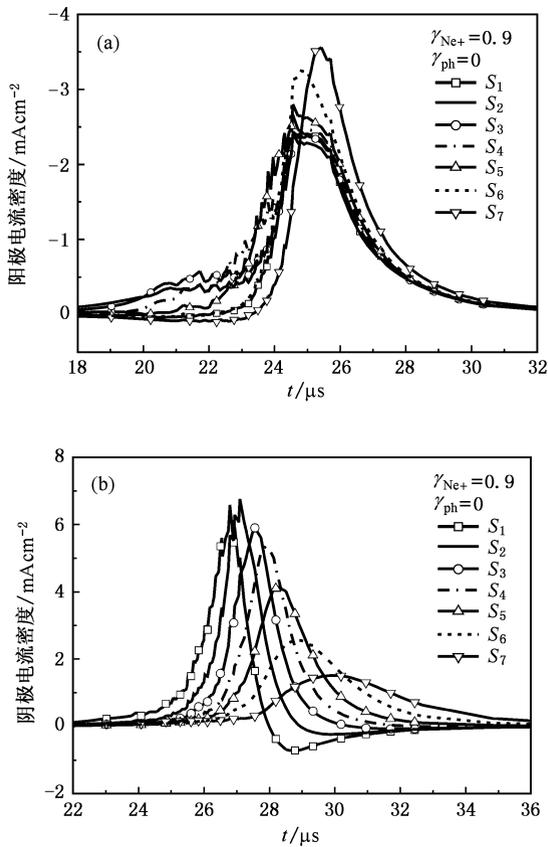


图 8 模拟分段电极电流, 电压为 220V/50Hz, $\gamma_{\text{Ne}^+} = 0.9$, $\gamma_{\text{ph}} = 0$

们在模拟中加入光电子系数 γ_{ph} 进行尝试. 在 $\gamma_{\text{Ne}^+} = 0.5$ 和 $\gamma_{\text{ph}} = 0.03$ 的条件下, 分段电极上的电流波形如图 9 所示. 与 $\gamma_{\text{Ne}^+} = 0.9$, $\gamma_{\text{ph}} = 0$ 时的结果相比, $\gamma_{\text{Ne}^+} = 0.5$, $\gamma_{\text{ph}} = 0.03$ 时的总电流波形与之基本相似, 都与实验比较符合, 如图 7 所示. 但分段电极上的细节上有所不同. 最明显的特点是阳极上电流开始阶段的上升更快, 同时离间隙较远的电极 S_7 上的电流开始时出现更为明显的反向电流, 它是放电形成时 S_7 上表面电场变化引起的位移电流. 这与实验更为接近. 而阴极上前三个电极上电流上升速度快, 放电扩展加快, 与实验符合很好, 如图 5 所示. 而且在阴极 S_1 上也出现了实验中的反向电流现象, 但幅度明显减小. 这也与实验结果符合得更好. 这表明, 在实验所使用的 PDP 宏单元中, MgO 表面存在光电子发射现象.

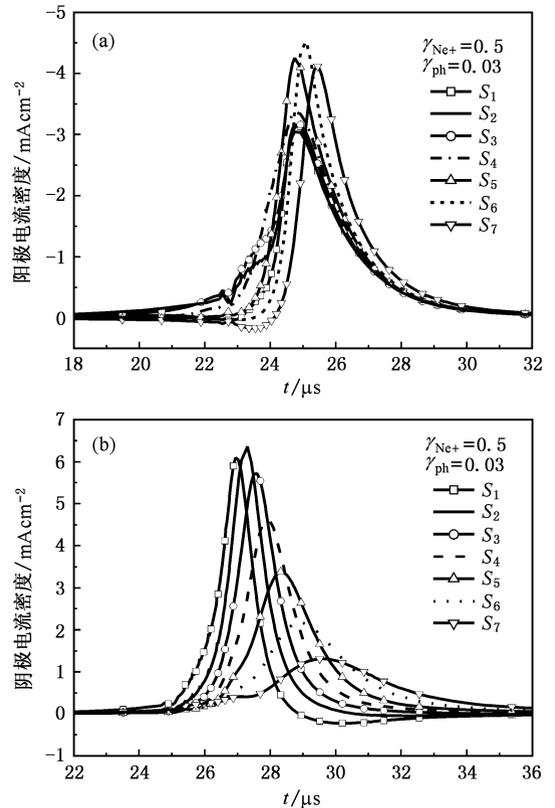


图 9 模拟分段电极电流, 电压为 220V/50Hz, $\gamma_{\text{Ne}^+} = 0.5$, $\gamma_{\text{ph}} = 0.03$

4. 结 论

本文设计了一种分段电极方法来研究共面介质阻挡放电局域暂态过程. 通过实验获得了分段电极分别作为阳极和阴极的电流波形和 IR 辐射. 对阳极上分段电极电流和 IR 辐射分布的比较表明, 虽然总 IR 辐射与总电流一致, 但局域 (即各分段电极处) 光辐射与局域电流不完全一致. 在共面 DBD 的暂态放电期间, 阳极表面等离子体区域形成不均匀电场, 离间隙较远处的电场逐渐减弱, 这一电场分布将持续到放电结束. 阴极上放电扩展由鞘收缩形成, 表面电流与扩展速度相关, 而且与光辐射基本一致. 同时本文采用二维流体模拟对放电过程进行了模拟, 通过与分段电极上获得的电流变化特性及等离子体的扩展速度进行比较, 表明在共面 DBD 放电过程中应当考虑表面过程的光二次电子发射.

- [1] Kogelschatz U 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci* **30** 1400
- [2] Gibalov V I , Pietsch G J 2000 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **33** 2618
- [3] Masuda S , Akusuke A , Kuroda M *et al* 1988 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 223
- [4] Wang X X , Lu Z M , Pu Y K 2002 *Acta. Phys. Sin.* **51** 2778 (in Chinese) [王新新、芦泽明、蒲以康 2002 物理学报 **51** 2778]
- [5] Zhang Y T , Wang D Z , Wang Y H 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 4808 (in Chinese) [张远涛、王德真、王艳辉 2005 物理学报 **54** 4808]
- [6] Li X C , Dong L F , Wang L 2005 *Chin. Phys.* **14** 1418
- [7] Dong L F , Mao Z G , Ran J X 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 3268 (in Chinese) [董丽芳、毛志国、冉俊霞 2005 物理学报 **54** 3268]
- [8] Ouyang J T , Cao J , Callegari Th , Boeuf J P 2004 *Chin. Phys.* **13** 1907
- [9] Boeuf J P 2003 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **34** R53
- [10] He F , Li Y D , Guo J L *et al* 2002 *J. Xi 'an Jiaotong University* **36** 855 (in Chinese) [何 锋、李永东、郭俊利 等 2002 西安交通大学学报 **36** 855]
- [11] Punset C , Boeuf J P , Pitchford L C 1998 *J. App. Phys.* **83** 1884

Study of characteristics of coplanar dielectric barrier discharge^{*}

Ouyang Ji-Ting[†] He Feng Miao Jin-Song Feng Shuo
 (School of Science , Beijing Institute of Technology , Beijing 100081 , China)
 (Received 5 April 2006 ; revised manuscript received 26 April 2006)

Abstract

The process of coplanar dielectric barrier discharge (DBD) has been investigated experimentally and theoretically by using a segmented-electrode system. The local discharge current , light emission intensity and the developing velocity of plasma on the cathode were obtained. The results of the experiment and the two-dimension fluid modeling are compared. It was shown that there exists a non-uniform field in plasma region which causes the disagreement between the local discharge and the light emission during the discharge development in coplanar DBD. The secondary electron emission produced by photon bombardment on the dielectric surface should be taken into account in studying DBD.

Keywords : dielectric barrier discharge , segmented electrode , discharge characteristics

PACC : 5280 , 5220 , 5150

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10475007).

[†] E-mail : jiting.ouyang@263.net