

大气压氩气介质阻挡辉光放电的一维仿真研究*

张增辉 邵先军 张冠军[†] 李娅西 彭兆裕

(西安交通大学电气工程学院, 电力设备电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

(2011年2月21日收到; 2011年5月10日收到修改稿)

为了研究氩气 (Ar) 中介质阻挡大气压辉光放电 (APGD) 的放电机理, 通过建立一个一维的多粒子自洽耦合流体模型, 采用有限元方法进行数值计算, 得到了气体间隙压降、介质表面电荷密度、放电电流密度随时间的周期变化波形, 以及电子、离子、亚稳态粒子密度和空间电场强度的时空分布. 仿真计算结果表明: 介质表面积聚的电荷对于放电的过程的起始及熄灭具有重要作用; 当增大外施电压时, 放电击穿时刻提前, 放电电流密度和介质表面电荷密度峰值增大, 表明放电过程更加剧烈; 随着阻挡介质相对介电常数的增大, 放电电流密度也随之增大. 各粒子密度及电场的时空分布表明放电过程在外施电压半个周期中只有一次放电, 且存在明显的阴极位降区、负辉区、等离子体正柱区等辉光放电的典型区域, 为大气压辉光放电 (APGD).

关键词: 介质阻挡放电 (DBD), 大气压辉光放电 (APGD), 低温等离子体, 流体模型

PACS: 52.80.Hc, 51.50.+v

1 引言

介质阻挡放电 (DBD) 是大气压下获得低温非平衡等离子体的有效手段, 是目前气体放电领域的研究热点之一^[1]. 在大气条件下, 由于碰撞频率很高, 电子崩在很短的距离内就能产生相当高的电荷密度, 很容易形成流注, 所以 DBD 一般为丝状放电^[2]. 在应用于材料表面改性时丝状放电容易对材料表面烧蚀或穿孔, 限制了其应用, 所以在空间分布上均匀的辉光放电更适合材料表面改性^[3]. 稳定的辉光放电在低气压下易于实现, 但需要比较昂贵的真空设备, 且难以对材料表面在线加工处理, 难以实现大规模的工业应用, 因此研究大气压下辉光放电引起了人们的广泛关注^[1,3].

1988年 Okazaki 等报道了一种大气压下氩气中的稳定的辉光放电^[4], 此后又用一个 50 Hz 电源实现了大气压下空气、氩气、氧气和氮气中的稳定辉光放电, 并提出用电流脉冲波形和电压-电荷的李萨如图方法来区分丝状放电和辉光放电^[5]. Massines 等人^[6]在实验上通过电气参数测量、曝光时间低至 5 ns 的 CCD 相机照相对大气压氩气、氩气辉光放电进行了深入的研究. Roth 等人^[7]开展了介质阻挡大气压辉光放电的应用研究, 并提

出了辉光放电中电子离子俘获机理的理论. 郝艳捧等人^[8]用稍不平行电极进行大气压氩气介质阻挡多脉冲辉光放电实验, 通过增强电子耦合器件相机 (ICCD) 短时曝光照片, 研究了大气压多脉冲辉光放电在不同时刻的放电模式. 但是, 完全的实验研究难以观测放电过程中某些参量的演化过程, 不能很好地揭示大气压下辉光放电 (APGD) 的放电机理, 因而国内外学者进行了大量的 APGD 的数值仿真研究工作. Behnke^[9], Zhang^[10], Massines 等人^[11]对氩气 APGD, Choi 等^[12]对氮气 APGD 进行了仿真研究工作; 王德真^[13]、王新新等^[14]研究小组也对氩气 APGD 或氮气大气压均匀放电进行了一定的仿真和理论研究工作. 但是目前国内学者对于氩气氛围下的 APGD 仿真研究工作报道的相对较少. 石红等人^[15,16]建立了氩气 APGD 电子、离子两粒子一维流体模型, 研究了在一定频率下放电的倍周期分岔和混沌等非线性行为. 本课题组^[17]在先前的研究中也建立了氩气短间隙 APGD 两粒子一维流体模型, 研究了不同阻挡介质对 APGD 参数的影响. 然而两粒子流体模型对氩气 APGD 的化学反应及亚稳态粒子的作用等没有考虑, 这会在一定程度上对计算结果产生影响.

本文首先建立了大气压氩气 DBD 的多粒子一

* 全国优秀博士学位论文作者专项基金 (批准号: 200338) 资助的课题.

[†] E-mail: gjzhang@mail.xjtu.edu.cn

维流体自洽模型, 比较全面的考虑了氩气 DBD 速率常数较大的主要化学反应. 模型采用有限元方法进行数值求解, 对氩气 APGD 介质表面的电荷密度的周期演变及各个粒子密度、电场强度的时空变化过程进行了详细分析, 并研究了不同电压幅值和阻挡介质相对介电常数对气隙压降、放电电流密度和介质表面电荷的影响.

2 理论模型

2.1 Ar DBD 电极结构

本文放电所采用的电极结构如图 1 所示. 两个平行平板电极表面覆盖厚度分别为 d_1, d_2 的阻挡介质, 气体间隙宽度为 d_g , 阻挡介质的介电常数为 ϵ_1, ϵ_2 , 气体间隙的介电常数取为真空中介电常数 ϵ_0 . 两个电极之间施加正弦电压 $v_a(t) = V_a \sin(2\pi ft)$, V_a 为幅值, f 为频率; $i_T(t)$ 为总的放电电流密度.

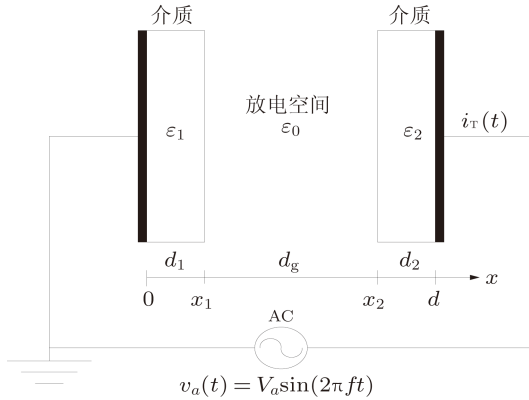


图 1 平行平板 DBD 电极结构示意图

2.2 数学模型

本文假定所讨论的均匀大气辉光放电沿径向是均匀的, 而且电极的尺寸远远大于气体放电间隙宽度, 所以采用一维自洽的流体模型. 模型中主要考虑电子 e 、原子离子 Ar^+ 、分子离子 Ar_2^+ 和激发态粒子 Ar^* 四种粒子. 激发态粒子 Ar^* 代表 Ar 原子的 $4s$ 能级激发态, 包括亚稳态和共振态. 由于共振态和亚稳态的能级接近, 两者之间易于相互转化, 且动力学行为相似, 因此本文中两者考虑为一种统一的亚稳态粒子 Ar^* ^[18]. 在迁移扩散近似下, 各个粒子的输运由连续性方程和动量方程描述^[19], 即

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (\Gamma_e) = S_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\Gamma_i) = S_i, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_{met}}{\partial t} + \nabla \cdot (\Gamma_{met}) = S_{met}, \quad (3)$$

$$\Gamma_e = -D_e \nabla n_e + n_e \mu_e \nabla V, \quad (4)$$

$$\Gamma_i = -D_i \nabla n_i - n_i \mu_i \nabla V, \quad (5)$$

$$\Gamma_{met} = -D_{met} \nabla V, \quad (6)$$

方程中的 μ 和 D 分别为不同粒子的迁移率和扩散系数; S 为方程源项, 表示该种粒子在反应中的产生和消失. 下标 e, i, met 分别表示电子 e 、离子 (Ar^+, Ar_2^+) 和亚稳态粒子 Ar^* .

在气体放电空间, 电场满足泊松方程

$$\nabla \cdot (-\epsilon \nabla V) = e(n_i - n_e). \quad (7)$$

在介质中由于没有空间电荷的存在, 则泊松方程 (7) 退化为拉普拉斯方程

$$\nabla^2 V = 0. \quad (8)$$

表 1 为连续性方程 (1) 至 (3) 的源项 S 中所涉及的化学反应. 假设电子的碰撞频率很高, 电子能量分布函数到达稳态的弛豫时间很短, Cook 和 Haydon^[20,21] 通过对射频放电的研究验证该假设的准确性, 即满足近场近似条件下, 直接电离系数 α_{dir} 和亚稳态激发反应系数 α_{met} 可通过 Boltzmann 方程求解器 BOLSIG+^[22] 得到.

表 1 本文放电模型中所涉及的化学反应

编号	反应方程	反应系数	参考文献
1	$Ar+e \rightarrow Ar^++2e$	α_{dir}	[22]
2	$Ar+e \rightarrow Ar^*+e$	α_{met}	[22]
3	$Ar^*+e \rightarrow Ar^++2e$	$6.8 \times 10^{-15} Te^{0.67} m^3 s^{-1}$	[23]
4	$Ar^++2Ar \rightarrow Ar_2^++2e$	$2.5 \times 10^{-43} m^6 s^{-1}$	[23]
5	$2Ar^* \rightarrow e+Ar+Ar^+$	$1.2 \times 10^{-15} m^3 s^{-1}$	[18]
6	$Ar_2^++e \rightarrow Ar^*+Ar$	$7 \times 10^{-13} m^3 s^{-1}$	[24]
7	$Ar^* \rightarrow Ar+h\nu$	$5 \times 10^5 s^{-1}$	[18]
8	$e+Ar+Ar^+ \rightarrow Ar+Ar$	$2.3 \times 10^{-34} Tg^{-2.5} m^6 s^{-1}$	[25]
9	$Ar^++2e \rightarrow Ar^*+e$	$5 \times 10^{-39} Te^{-4.5} m^6 s^{-1}$	[25]
10	$Ar_2^++e \rightarrow Ar^*+Ar^*$	$5.4 \times 10^{-14} Te^{-0.66} m^3 s^{-1}$	[23]

电子迁移率 μ_e 为 $394.74 \text{ cm}^2/(\text{sV})$ ^[26], 根据 BOLSIG+ 求得本文折合电场下的平均电子温度约为 $T_e=5 \text{ eV}$, 则电子扩散系数根据爱因斯坦关系式可得 $D_e=2/3T_e\mu_e$. 由于 DBD 为低温等离子体, 因此可假设离子 Ar^+ 和 Ar_2^+ 温度均为室温 300 K . Ar^+ 的迁移率 μ_i (单位 $\text{cm}^2/(\text{sV})$) 为^[27]

$$\mu_i = \{4.411 \times 10^{19}\} \{N \cdot \exp[0.33 \ln\{1 + \exp(1.5 \ln(7.721 \times 10^{-3} |E/N|))\}]\}^{-1}, \quad (9)$$

其中折合电场 $|E/N|$ 的单位为汤生 (Td). N 可根据气体状态方程求得, 其值为 $2.45 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Ar_2^+ 的迁移率取为 $2.7 \text{ cm}^2/(\text{sV})^{[25]}$. Ar^+ 和 Ar_2^+ 的扩散系数可通过爱因斯坦关系式 $D=\mu kT/q$ 获得. Ar^* 的扩散系数取为 $0.09 \text{ cm}^2/\text{s}^{[25]}$.

总的放电电流为带电粒子产生的传导电流与位移电流之和, 可通过修改的 Morrow-Sato^[28] 公式得到

$$i_T(t) = \left[\int_{x_1}^{x_2} i_c(x, t) dx + \varepsilon_0 \frac{\partial v_a}{\partial t} \right] \times \left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + d_g + \frac{d_2}{\varepsilon_2} \right)^{-1}, \quad (10)$$

其中

$$i_c(x, t) = e[\Gamma_{\text{Ar}^+}(x, t) + \Gamma_{\text{Ar}_2^+}(x, t) - \Gamma_e(x, t)].$$

2.3 边界条件

对于本文的物理模型, 粒子流与边界界面的相互作用对于放电过程的发展具有极为重要的作用. 边界条件的选取要保证物理过程的合理性及计算过程的稳定性.

离子的边界条件如下

$$\Gamma_i \cdot \mathbf{u}_n = a_i \cdot n_i u_i \mathbf{E} \cdot \mathbf{u}_n,$$

其中 \mathbf{u}_n 为由气体间隙指向介质表面的单位矢量, 系数 a_i 为

$$a_i = \begin{cases} 1, & \mu_i \mathbf{E} \cdot \mathbf{u}_n > 0, \\ 0, & \mu_i \mathbf{E} \cdot \mathbf{u}_n \leq 0. \end{cases}$$

考虑到离子流撞击阴极表面会产生的二次电子发射, 则在电子边界条件中应加入二次电子发射项, 本文中假设二次电子发射系数为 $0.01^{[15]}$, 则电子边界条件为

$$\Gamma_e \cdot \mathbf{u}_n = a_e \cdot n_e u_e \mathbf{E} \cdot \mathbf{u}_n - \sum_i \gamma_i \Gamma_i \cdot \mathbf{u}_n.$$

假设粒子 Ar^* 在介质表面会立即被吸附, 则其粒子浓度满足 Neumann 边界条件

$$\frac{\partial n_{\text{met}}}{\partial u_n} = 0.$$

对于电场方程的边界条件, 如图 1 所示, 接地电极处电位为零, 高压电极处电位为 $v_a(t)$. 由于面电荷会积聚在介质表面, 因此阻挡介质与气体间隙的界面应为电通量不连续边界, 由高斯定律可得

$$\mathbf{u}_n \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_1 \mathbf{E}_d - \varepsilon_0 \mathbf{E}_g) = \sigma. \quad (11)$$

介质表面的面电荷密度 σ 可通过带电粒子的通量对时间积分得到

$$\sigma = \int_0^t e \left(\Gamma_{\text{Ar}^+} + \Gamma_{\text{Ar}_2^+} - \Gamma_e \right) d\tau. \quad (12)$$

3 结果与讨论

仿真中所采用的参数为: 介质厚度 $d_1=d_2=1 \text{ mm}$, 气体间隙 $d_g=3 \text{ mm}$, 介质相对介电常数 $\varepsilon_1=\varepsilon_2=3.7$. 数值计算采用有限元方法, 使用直接 UMFPACK 稀疏矩阵求解器对数学模型进行计算, 在电源频率为 10 kHz 时选取固定时间步长为 $1 \times 10^{-8} \text{ s}$; 采用非均匀网格剖分, 在靠近介质板处网格剖分较密; 取初始条件为电子 e 与原子离子 Ar^+ 的密度为 10^{13} m^{-3} , 其他粒子的初始密度为零. 由于对流扩散方程中的迁移项远大于扩散项即 Peclet number 很大, 为了防止计算结果振荡, 在气体间隙内增加了流线人工扩散^[29] 来保证高梯度区域的计算稳定.

3.1 外施电压 5 kV、频率 10 kHz 时气体间隙的放电参数

从图 2(a) 和 (b) 可以看出, 在外施电压的半个周期内只有一个电流脉冲出现, 正负半周的脉冲幅度基本相同, 且放电电流相位领先于外施电压 $v_a(t)$ 相位约 0.466π , 这表明该放电为容性放电. 由于受前半个周期在介质表面上积聚的电荷所产生的与外加电场同方向电场的作用, 降低了气体间隙放电的开启电压, 放电电流的峰值并不出现在外施电压的峰值处^[13], 在外施电压的起始阶段, 即图中的 $t=0.17 \times 10^{-5} \text{ s}$, $5.17 \times 10^{-5} \text{ s}$, $1.017 \times 10^{-4} \text{ s}$, $1.517 \times 10^{-4} \text{ s}$ 处, 气体间隙上的电压 $V_g(t)$ 已达到约 3.2 kV , 导致气体间隙的击穿, 放电电流密度快速增大到 325.5 A/m^2 . 在放电过程中, 生成的电荷在介质表面积聚, 会形成与外加电场反向的电场, 使得气体间隙上的电场迅速减小, 带电粒子的消失速率远大于生成速率, 放电又迅速停止, 形成短时的电流脉冲, 而介质板上的电压 (或称为记忆电压) 迅速增加, 表明了介质极板对放电具有抑制作用, 避免了放电过程向电弧的转化.

从图 2(c) 可以看出阻挡介质表面的面电荷的周期演化过程. 整个周期过程可大致分为 4 个阶段, 以高压侧介质板上的面电荷密度 $\sigma_{x_2}(t)$ 为例进行分析. $A-B$ 段: 从 A 时刻起, 气隙上的电压 $V_g(t)$ 极性由负变为正, 高压侧介质板 x_2 处变为瞬间阳极, 气体间隙中的电子在电场的作用下向阳极运动, 与界面上的正电荷复合, 且此阶段空间中的电子密度较小, 所以 $\sigma_{x_2}(t)$ 缓慢减小; $B-C$ 段: 在 B 时刻, 气体间隙发生雪崩击穿, 大量的电子向阳极 x_2 处运动, 到达极板后发生复合, x_2 处

积聚负电荷使得 $\sigma_{x_2}(t)$ 变为负值, 介质表面电荷产生反向内建电场使得气隙中的电场迅速减小, 同时气隙上电压 $V_g(t)$ 也迅速减小, 气体中的带电粒子损失速率大于产生, 放电迅速停止, 此后随着外施电压的改变, 气隙上电压 $V_g(t)$ 保持为正值, x_2 处仍为瞬间阳极, 电子在电场的作用下继续向 x_2 处运动, $\sigma_{x_2}(t)$ 持续减小至负的最大值; C—D 阶

段: 由于外施电压的减小, $V_g(t)$ 由正变负, x_2 处变为瞬间阴极, 正离子向阴极运动发生复合, 由于气体间隙还未击穿, 空间中正离子数目较少, 所以 $\sigma_{x_2}(t)$ 缓慢增大; D—E 段: 气体间隙发生击穿, 产生大量的正离子流向阴极, 正电荷在介质上积聚使得 $\sigma_{x_2}(t)$ 迅速增大直至正的最大值. 介质极板上的电荷密度就如此周期性演变.

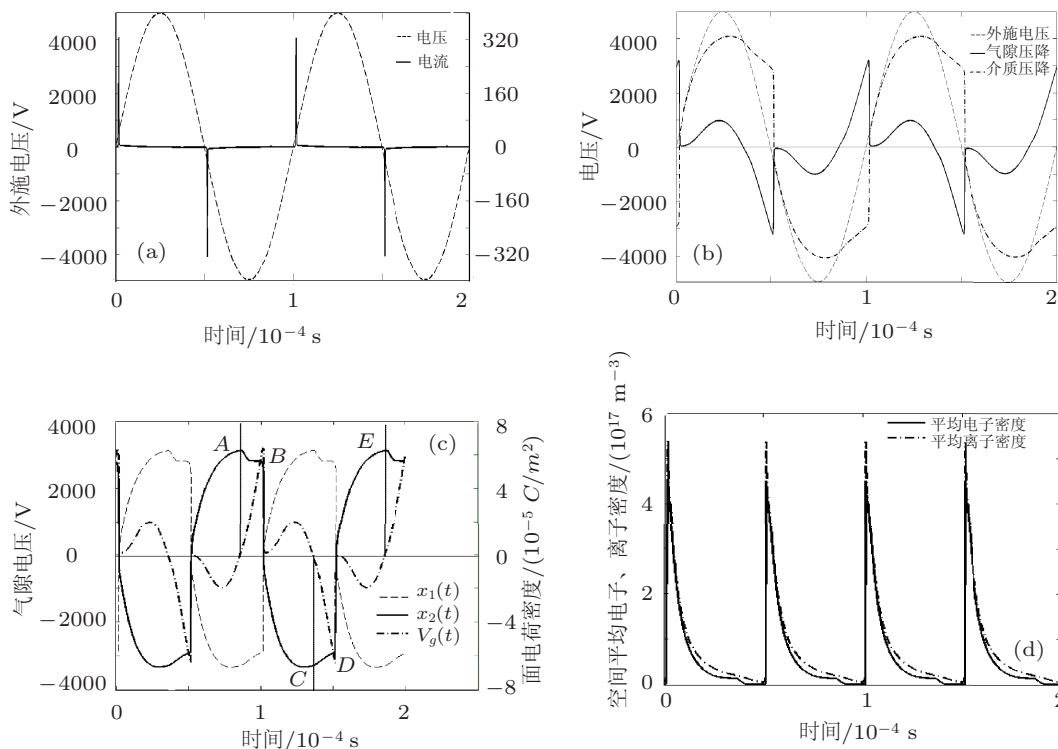


图2 气体间隙放电参数波形 (5 kV, 10 kHz) (a) 外施电压与总电流密度波形; (b) 气体间隙及阻挡介质上的电压波形; (c) 介质表面电荷密度波形; (d) 空间平均电子、离子密度波形

图2(d)为空间平均电子、离子密度变化波形, 可以看出在放电时刻空间平均电子及离子密度迅速增大, 在两次放电之间其值迅速减小; 空间平均离子密度稍大于空间平均电子密度, 这主要是准中性的等离子体正柱区和正电荷密度较大的阴极鞘层存在的缘故^[10].

3.2 气体间隙的粒子密度及电场强度的时空演化

图3为外施电压5 kV、频率10 kHz时放电间隙中稳态两个周期的粒子密度及电场强度的时空演化过程. 在 $t=5.17 \times 10^{-5}$ s时, 在外施电压的负半周期, 气体间隙发生击穿, 此时 $x=4$ mm处为瞬时阴极.

图3(a)可以看出, 在气体击穿时刻, 由于空间电荷的影响, 阴极附近的电场被强烈的扭曲, 电场

强度在该处形成明显的峰值, 存在一个明显的阴极位降区, 这与低气压下辉光放电相似. 在放电前和放电后, 气体中的电场强度较小, 从阴极至阳极近似线性变化.

图3(b)可以看出, 电子密度在阴极附近从 $x=2.5$ mm至 $x=3.8$ mm处呈指数增长, 在阴极鞘层边界处达到最大值, 该处粒子发生剧烈的激发和电离过程, 这个区域称为负辉区; 而在阴极鞘层内电子密度迅速减小, 这可从图4中较为清晰地看出, 主要是由于电子受阴极的排斥无法到达阴极, 在阴极位降区内由于电场强度很大, 从阴极产生的二次电子会受到电场加速形成快速电子.

图3(c)和(d)可以看出, 在阴极附近离子密度到达峰值, 这主要是由于汤森击穿过程中带电粒子的最大产生率出现在强电场区, 高密度的正离子会撞击阴极形成二次电子, 分子离子 Ar_2^+ 的密度峰值要明显高于原子离

子 Ar^+ , 说明分子离子 Ar_2^+ 是正离子的主要成分, 这主要是由于在高气压下, 在放电过程中电离产生的原子离子 Ar^+ 会与背景 Ar 原子之间发生三体碰撞, 产生分子离子 Ar_2^+ , 而这个转换时间远短于放电的击穿时间.

图 3(e) 可以看出在气体击穿时亚稳态

粒子 Ar^* 在整个放电间隙中均有较高的密度, 且在阴极附近达到最大值, 这主要是由于电子受到阴极位降的加速后形成的快速电子易于与背景 Ar 原子发生碰撞激发过程, 而形成的 Ar^* 粒子会通过分步电离及 Penning 电离形成电子, 对放电过程起到促进作用.

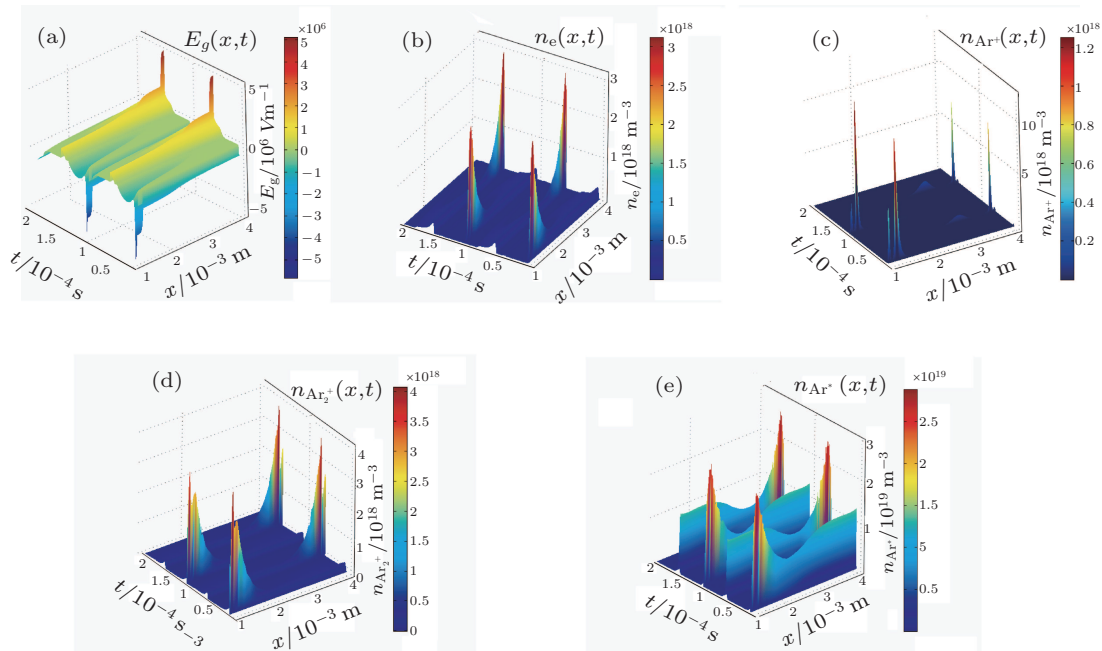


图 3 粒子浓度与气体间隙电场强度的时空分布 (a) 气体间隙电场强度 $E_g(x, t)$; (b) 电子密度 $n_e(x, t)$; (c) 原子离子 Ar^+ 密度 $n_{\text{Ar}^+}(x, t)$; (d) 分子离子 Ar_2^+ 密度 $n_{\text{Ar}_2^+}(x, t)$; (e) 亚稳态 Ar^* 密度 $n_{\text{Ar}^*}(x, t)$

图 4 中可以看出从 $x=2.5 \text{ mm}$ 至阳极附近的放电主体区域, 电场强度较小且接近常数, 电子和离子的密度相等且保持不变, 均为 10^{17} m^{-3} , 称为等离子体正柱区.

所以, 从气体间隙粒子密度与场强的时空演化过程看, 本文的放电过程为大气压氩气辉光放电, 存在明显的阴极位降区、负辉区及正柱区.

隙, 气体中的电场强度增加, 会使气体中产生更多的带电粒子, 同时还会提高带电粒子的迁移速度, 使得更多的带电粒子到达介质表面, 积累面电荷密度增加, 导致击穿时刻的提前. 由于气体击穿时气隙中的位移电流可以忽略, 带电粒子数目的增多及迁移速度的增加导致传导电流增加, 因而气隙中总的放电电流密度峰值增加.

3.3 不同外施电压幅值下的放电参数比较

如图 5 所示为不同的外施电压幅值下的放电参数, 图中外施电压的幅值分别为 4 kV , 5 kV 和 5.5 kV .

从图 5(a) 可以看出, 随着外施电压幅值的增大, 气体间隙的击穿电压几乎不变, 这主要是由于当电压频率不变时对同一种气体相同间隙的击穿电压几乎是相同的. 从图 5(b) 及 (c) 可以看出放电电流密度和介质上的面电荷密度随着外施电压幅值的增加而增加. 当外施电压增加时, 对于固定的气体间

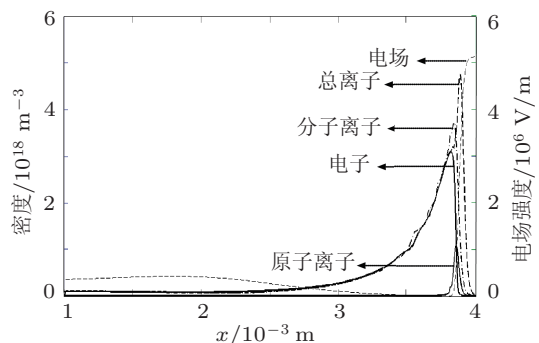


图 4 电流峰值时的电子、离子密度与电场分布

3.4 5 kV 时不同的介质介电常数下放电参数比较

如图 6 所示为改变阻挡介质的介电常数, 在外施电压 5 kV 时的放电参数比较. 图中介质的相对介电常数分别取为 2.55(聚四氟乙烯)、3.7(石英玻璃) 和 5.0(玻璃).

如图 6(a) 所示, 随着介质相对介电常数的提高, 气体间隙的击穿电压保持不变, 这主要是由于气体间隙的击穿电压在相同的电源频率下主要取决于

气体的气压和间隙的距离.

图 6(b) 可以看出, 随着介质相对介电常数的增加, 总的放电电流密度明显增加. 在介质中只有位移电流而无传导电流, 由于放电电流 i_T 与介质的电容 C 成正比, 相对介电常数的增加导致介质的电容增大, 从而总的放电电流密度的峰值随之增大. 由于放电电流密度的增加, 在放电时会有更多的带电粒子运动到介质表面, 从而使得介质表面的电荷密度随之增加, 如图 6(c) 中所示.

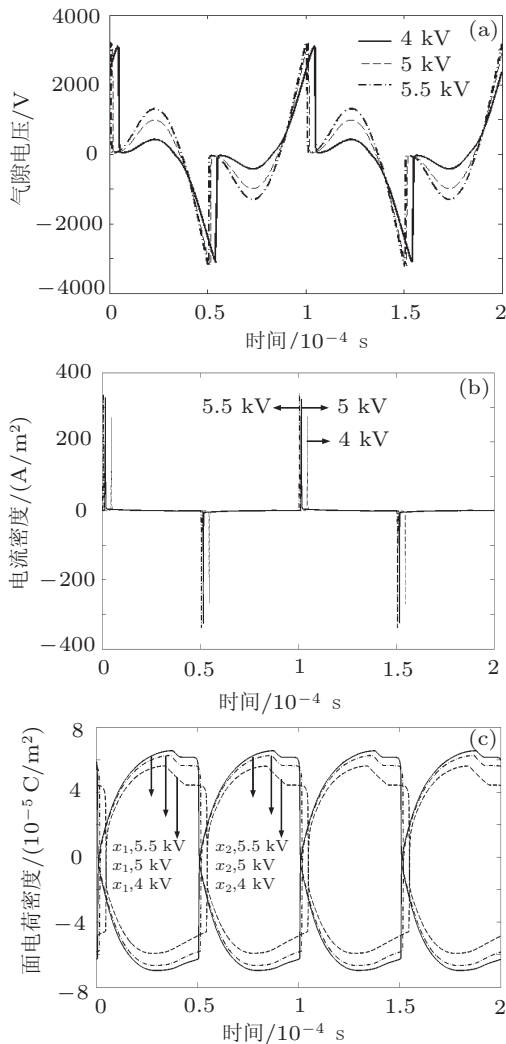


图 5 不同外施电压幅值下的放电参数比较 (a) 气体间隙电压; (b) 放电电流密度; (c) 介质表面电荷密度

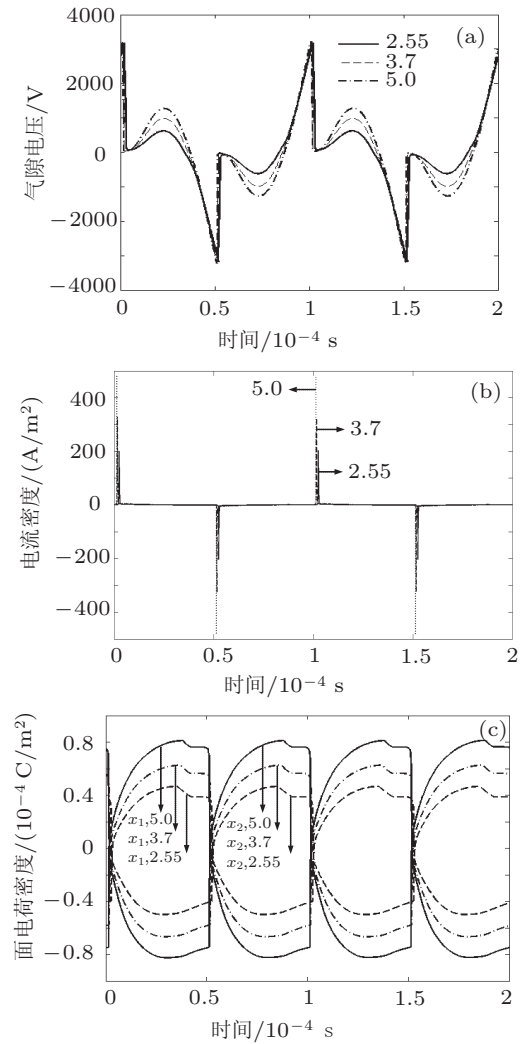


图 6 5 kV 不同阻挡介电常数下的放电参数比较 (a) 气体间隙电压; (b) 放电电流密度; (c) 介质表面电荷密度

4 结论

本文建立了大气压 Ar 气 DBD 的一维流体自洽模型, 对介质表面电荷密度的周期演化过程进行了分析, 表明: 介质表面电荷对于放电的发生及熄灭具有重要作用; 通过对气隙间粒子密度和电场

强度的时空演化过程的分析表明本文的放电过程存在阴极位降区、负辉区、等离子体正柱区等辉光放电的典型区域; 增大外施电压时, 放电击穿时刻提前, 放电电流密度和介质表面电荷密度峰值增大, 表明放电过程更加剧烈; 随着阻挡介质的相对介电常数的增大, 放电过程也随之增强.

- [1] Luo H Y, Wang X X, Mao T, Liang Z, Lv B, Guan Z C, Wang L M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4298 (in Chinese) [罗海云, 王新新, 毛婷, 梁卓, 吕博, 关志成, 王黎明 2008 物理学报 **57** 4298]
- [2] Li X C, Jia P Y, Liu Z H, Li L C, Dong L F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1001 (in Chinese) [李雪辰, 贾鹏英, 刘志辉, 李立春, 董丽芳 2008 物理学报 **57** 1001]
- [3] Wang X X, Lu M Z, Pu Y K 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2778 (in Chinese) [王新新, 芦明泽, 蒲以康 2002 物理学报 **51** 2778]
- [4] Kanazawa S, Kogoma M, Moriwaki T, Okazaki S 1988 *J. Phys. D* **21** 838
- [5] Okazaki S, Kogoma M, Uehara M 1993 *J. Phys. D* **26** 889
- [6] Massines F, Gouda G 1998 *J. Phys. D* **31** 3411
- [7] Tsai P P, Wadsworth L C, Roth J R 1997 *Textile Res. J.* **67** 359
- [8] Hao Y P, Yang L, Tu E L, Chen J Y, Zhu Z W, Wang X L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2610 (in Chinese) [郝艳捧, 阳林, 涂恩来, 陈建阳, 朱展文, 王晓蕾 2010 物理学报 **59** 2610]
- [9] Golubovskii Y B, Maiorov V A, Behnke J 2003 *J. Phys. D* **36** 39
- [10] Zhang P, Kortshagen U 2006 *J. Phys. D* **39** 153
- [11] Massines F, Rabehi A, Decomps P, Gadri R B, Ségur P, Mayoux C 1998 *J. App. Phys.* **83** 2950
- [12] Choi Y H, Kim J H, Hwang Y S 2006 *Thin Solid Films* **506/507** 389
- [13] Wang Y H, Wang D Z 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1694 (in Chinese) [王艳辉, 王德真 2003 物理学报 **52** 1694]
- [14] Lü B, Wang X X, Luo H Y, Liang Z 2008 *Advanced Technology of Electrical Engineering and Energy* **27** 63 (in Chinese) [吕博, 王新新, 罗海云, 梁卓 2008 电工电能新技术 **27** 63]
- [15] Shi H, Wang Y H, Wang D Z 2008 *Physics of Plasma* **15** 122306
- [16] Wang Y H, Shi H, Sun J Z, Wang D Z 2009 *Physics of Plasma* **16** 063507
- [17] Shao X J, Ma Y, Li Y X, Zhang Z H, Zhang G H 2010 *High Voltage Engineering* **36** 2047 (in Chinese) [邵先军, 马跃, 李娅西, 张增辉, 张冠军 2010 高电压技术 **36** 2047]
- [18] Balcon N, Hagelaar G J M, Boeuf J P 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci* **36** 2782
- [19] Zhang H Y, Wang D Z, Wang X G 2007 *Chin. Phys.* **16** 1089
- [20] Cook D C, Haydon S C 1984 *IEE Proc. Sci. Meas. Tech.* **131** 145
- [21] Cook D C, Haydon S C 1984 *IEE Proc. Sci. Meas. Tech.* **131** 153
- [22] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Source Sci. Tech.* **15** 722
- [23] Moravej M, Yang X, Barankin M 2006 *Plasma Sources Sci. Technol* **15** 204
- [24] Byoung-kuk Min, Seok-Hyun Lee, Hun-Gun Park 2000 *J. Vac. Sci. Technol. A* **18** 349
- [25] Dyatko N A, Ionikh Y Z, Kochetov I V 2008 *J. Phys. D* **41** 055204
- [26] Rafatov I R, Akbar D, Bilikmen S 2007 *Physics Letters A* **367** 114
- [27] Grubert G K, Loffhagen D, Uhrlandt D 2005 *Femlab Conference* 2005
- [28] Morrow R, Sato N 1999 *J. Phys. D* **32** L20
- [29] Codina R 1998 *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* **156** 185

One-dimensional simulation of dielectric barrier glow discharge in atmospheric pressure Ar*

Zhang Zeng-Hui Shao Xian-Jun Zhang Guan-Jun[†] Li Ya-Xi Peng Zhao-Yu

(State Key Lab of Electrical Insulation and Power Equipment, School of Electrical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 21 February 2011; revised manuscript received 10 May 2011)

Abstract

In order to investigate the mechanism of dielectric barrier atmospheric pressure glow discharge (APGD) in Ar, an one-dimensional multiple particle self-consistent coupled fluid model is proposed. And the finite-element method (FEM) is used in the numerical calculation model, so the periodic evolvment waveforms of gas voltage, barrier surface charge density and discharge current density are investigated. The spatio temporal distributions of electrons, ions, metastable particles density and space electrical field are also obtained. The simulation results show that the charges accumulated on the barrier dielectric surface play an important role in ignition and extinguishment of the discharge. With the increase of applied voltage amplitude, the DBD breakdown occurs ahead of time, and discharge current density and the surface charge density increase gradually, which indicate that the discharge process becomes fierce. Furthermore, with the increase of relative permittivity of dielectric material, the discharge current density also gradually increases. The spatio temporal distributions of the particles density and the space electrical field show that the DBD breakdown occurs every half the AC period and the discharge under conditions considered in this model is a typical atmospheric pressure glow discharge (APGD), having an obvious cathode fall region, a negative glow region, and a positive column region.

Keywords: dielectric barrier discharge (DBD), atmospheric pressure glow discharge (APGD), low temperature plasma, fluid model

PACS: 52.80.Hc, 51.50.+v

* Project supported by the Foundation for the Author of National Excellent Doctoral Dissertation of PR China (FANEDD) (Grant No.200338).

[†] E-mail: gjzhang@mail.xjtu.edu.cn