

DOI:10.13296/j.1001-1609.hva.2019.03.017

大气压脉冲介质阻挡放电长脉宽效应研究

单春虹¹, 谭震宇², 潘光胜², 王晓龙², 潘杰²

(1. 国网辽宁省电力有限公司大连供电公司, 大连 116001; 2. 山东大学电气工程学院, 山东省特高压输电技术与装备重点实验室, 济南 250061)

摘要: 大气压脉冲介质阻挡放电已得到广泛应用, 它的机理和放电特征一直是人们关注的课题。文中对长脉宽脉冲电压作用下氩气放电等离子体进行了模拟研究, 以给出这一放电所具有的特征的理论估计。模拟使用了一维流体模型, 并对边界条件作了较严格的理论处理, 这一处理使得在不同脉宽下计算的放电电流与实验符合得更好。应用建立的流体模型, 分别对长脉宽和相应的短脉宽下的放电电流峰值、各粒子密度的空间分布、电场强度的轴向分布等作了计算和比较, 对各态氩粒子的产生反应路径及其贡献进行了分析。文中研究表明: 长脉宽下的计算结果与相应的短脉宽的结果呈现交换对称的特征; 无论是长脉宽还是相应的短脉宽, 放电模式均为典型的大气压辉光放电; 改变脉宽对各态氩粒子反应路径的贡献影响较小。

关键词: 脉冲介质阻挡放电; 氩气; 脉冲宽度; 一维流体模型

Study on the Long Pulsewidth Effects of the Pulsed Dielectric Barrier Discharge at Atmospheric Pressure

SHAN Chunhong¹, TAN Zhenyu², PAN Guangsheng², WANG Xiaolong², PAN Jie²

(1. State Grid Liaoning Electric Power Supply Co., Ltd., Dalian Electric Power Supply Company, Dalian 116001, China; 2. Shandong University, Shandong Provincial Key Laboratory of UHV Transmission Technology and Equipment, Jinan 250061, China)

Abstract: Atmospheric-pressure pulsed dielectric barrier discharges have been widely applied, and its mechanisms and discharge characteristics are the topic of long-term interest. In this paper, the dielectric barrier discharges (DBD) in argon gas at atmospheric pressure under long pulsewidths have been investigated numerically, so as to present the theoretical estimation for the characteristics of this discharge. A 1-D fluid model with an incorporation of the strict boundary conditions has been built for the present investigation. Using the built model, the discharge currents calculated under different pulsewidths are in good agreement with the experiments. The discharge current densities and spatial distributions of the particle densities and electric field at long pulsewidths and at the corresponding short pulsewidths have been calculated and compared, the reaction pathways for the generation of argon particles are presented, and the corresponding contributions have also been calculated. The present simulations show that in these two cases, i.e. long pulsewidths and the corresponding short pulsewidths, the calculated results are in exchange symmetry and the discharges are in the atmospheric-pressure glow discharge mode. In addition, the effects of pulsewidth on the reaction pathway contributions are very small.

Key words: pulsed dielectric barrier discharge; argon gas; pulsewidth; 1-D fluid model

0 引言

非热平衡等离子体具有各向异性的能量分布

和较高的能流密度, 并可以提供大量带电粒子及活性粒子, 由于它具有上述独特的性能, 近年来已成为气体放电和等离子体物理领域的研究热点^[1-2]。

收稿日期: 2018-10-14; 修回日期: 2018-12-16

基金项目: 山东大学基本科研业务费专项资金资助(2016JC016)。

Project Supported by the Fundamental Research Funds of Shandong University(2016JC016).

介质阻挡放电(dielectric barrier discharge, DBD)是产生非热平衡等离子体的方法之一,是在两个金属电极间插入绝缘介质以阻挡贯穿气隙的放电通道^[3-4]。

采用放电图像拍摄、光学诊断和数值模拟等手段,对各种惰性气体和空气、氮气、氧气等气体以及由这些气体组成的混合气体的大气压介质阻挡放电等离子体,已开展了大量的研究^[5-7],其中使用数值模拟研究 DBD 可以全面地了解放电的发展过程及其中粒子密度的时空演化,是一个有效的方法。基于这一方法的不同工作气体 DBD 仿真研究已取得了较多的成果^[8-11]。这些研究中,一维流体模型由于它的方便和有效被较多使用。然而,在所使用的一维流体模型中,边界条件的设定取了很多近似,如边界上取粒子密度 n 满足 $\tilde{N}n=0$ 这样的简单近似^[12]。简单的边界条件设定在一定程度上会对计算结果产生影响。为此,许多学者提出了更为严格的边界模型^[10-13]。然而,从模型的严格并兼顾模拟计算的方便有效考虑,迄今尚未有一个公认的完善的边界处理方法。

为获得期望的放电等离子体特性,通常可以通过对脉冲 DBD 的放电结构参数和电源参数进行优化来完成。脉冲宽度(脉宽)是重要的电源激励参数,因此,脉宽对大气压脉冲 DBD 等离子体影响的实验研究和理论研究已见诸报道^[11, 14-19]。这些研究中,多为针对较短脉宽对放电特性的影响,实验^[15]表明,短脉宽下在一定范围内增加脉宽,放电强度和能量效率相应增加。长短脉宽是相对而言,短脉宽就是指占空比较小,是在一个脉冲周期中脉冲关断时间较脉宽明显地大。如果情形相反,即脉宽比脉冲关断时间明显地大,放电特性会有怎样的变化,放电机理又如何,是一个值得探索的问题,对于脉冲 DBD 的应用有重要的理论意义。为此,卢新培等^[16]进行了长脉宽下放电电流的实验观察。

文中使用非热平衡等离子体一维流体模型,对长脉宽下的脉冲 DBD 进行较系统的模拟研究。对一维流体模型的边界条件作较严格的理论处理,对长脉宽和相应的短脉宽(脉冲关断时间与脉宽对调)下的放电电流、粒子密度、电场强度等特征量以及放电模式进行理论模拟和比较分析。

1 理论模型

1.1 放电结构

文中采用平行板电极的大气压脉冲 DBD 结构,放电结构见图 1。

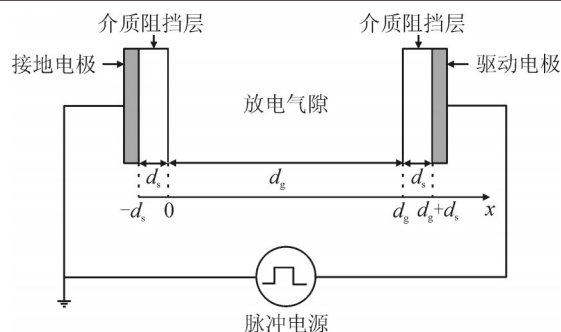


图1 大气压脉冲介质阻挡放电结构示意图

Fig. 1 Scheme of the atmospheric-pressure DBDs driven by high-voltage pulses

图1中,左右两电极均覆盖有厚度为 $d_s=0.15$ cm、相对介电常数为 $\epsilon_r=6.0$ 的介质,介质表面的二次电子发射系数取为 $g=0.02$,介质阻挡层之间是放电区域,放电气隙间距为 $d_g=0.6$ cm。外施单极性重复频率脉冲电源的振幅、上升时间、下降时间和频率分别设定为 6 kV、50 ns、50 ns 和 1 kHz^[11]。

1.2 一维流体模型

文中假定极板的尺寸远远大于放电气隙的宽度,因此沿介质阻挡层表面可视为均匀放电,所以采用一维流体模型进行模拟研究。模拟的粒子为基态氩原子 Ar 以及放电过程中产生的各种粒子,包括:电子 e 、氩离子 Ar^+ 、共振态氩原子 Ar_r 、亚稳态氩原子 Ar_m 、激发态氩原子 Ar_p 。粒子之间反应和反应系数见文[11]的表 1。

文[20]已给出一维流体模型的详细描述,这里仅简要介绍该模型的基本控制方程。

放电等离子体中电子、离子和中性粒子满足如下的一维连续性方程:

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

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

$$\frac{\partial N_{r,m,p}(x,t)}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_{r,m,p}(x,t) = S_{r,m,p}(x,t) \quad (3)$$

式(1)–(3)中: N 为粒子数密度; Γ 为粒子通量密度; S 为粒子源项;下标 e 、 i 、 r 、 m 和 p 分别表示电子、离子、共振态原子、亚稳态原子(或分子)和激发态原子(或分子)。

在迁移扩散条件下,电子、离子和中性粒子的通量密度由动量方程给出,即

$$\Gamma_e(x,t) = -\mu_e E(x,t) N_e(x,t) - D_e \nabla N_e(x,t) \quad (4)$$

$$\Gamma_i(x,t) = \mu_i E(x,t) N_i(x,t) - D_i \nabla N_i(x,t) \quad (5)$$

$$\Gamma_{r,m,p}(x,t) = -D_{r,m,p} \nabla N_{r,m,p}(x,t) \quad (6)$$

式(4)–(6)中: μ 为迁移率; D 为扩散系数; E 为电场强度。

在文中使用的数值模型中,电场强度由如下的

电流平衡方程计算得到

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{J_0(t) - J_g(x,t)}{\varepsilon_0} \quad (7)$$

式(7)中: ε_0 为真空介电常数; J_0 为总电流密度; J_g 为传导电流密度。在一维情况下, J_0 和 J_g 可以分别表示为

$$J_0(t) = \varepsilon_0 \frac{\partial U_a(t)}{\partial t} \left/ \left(d_g + \frac{2d_s}{\varepsilon_r} \right) \right. + \int_0^{d_s} J_g(x,t) dx \left/ \left(d_g + \frac{2d_s}{\varepsilon_r} \right) \right. \quad (8)$$

$$J_g(x,t) = e[\Gamma_i(x,t) - \Gamma_e(x,t)] \quad (9)$$

式(8)-(9)中: U_a 为外施电压; ε_r 为介质相对介电常数; e 为元电荷。

电子温度 T_e 满足如下的电子能量平衡方程为:

$$\frac{\partial \left(\frac{3}{2} K_B T_e(x,t) N_e(x,t) \right)}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_\varepsilon(x,t) = -e \Gamma_e(x,t) \cdot E(x,t) - \sum \Delta \varepsilon_i(x,t) r_i(x,t) \quad (10)$$

$$\Gamma_\varepsilon(x,t) = -\lambda_e(x,t) \nabla T_e(x,t) + \frac{5}{2} K_B T_e(x,t) \Gamma_e(x,t) \quad (11)$$

$$\lambda_e(x,t) = \frac{5}{2} K_B D_e N_e(x,t) \quad (12)$$

式(10)-(12)中: K_B 为波尔兹曼常数; Γ_ε 为电子能量通量密度; $\Delta \varepsilon_i$ 为第 i 次非弹性碰撞的能量损失, r_i 为第 i 次反应的反应速率系数。

对于上述非线性方程组的求解, 文中采用 Boeuf 和 Pitchford 提出的有限差分方法, 简称 SG 算法^[21]。

1.3 边界条件

仿真模型的边界条件对计算结果的正确性和计算过程的稳定性有重要影响。但是, 边界条件设定既要考虑物理上的严格, 同时又要兼顾计算上的方便易行。基于以上考虑, 文中采用 Boeuf 等^[10]提出的边界条件。Boeuf 等^[10]在边界上对荷电离子的处理主要强调了电场的作用。

边界上离子的通量密度 Γ_i 满足

$$\Gamma_i \cdot \mathbf{n}_0 = a \operatorname{sgn}(q) \mu_i E \cdot \mathbf{n}_0 N_i + 0.25 v_{th} N_i \quad (13)$$

式(13)中: $\mathbf{n}_0$ 是指向边界外侧的单位法向矢量; a 为与边界电场强度方向相关的系数, 并表示为

$$a = \begin{cases} 1 & \operatorname{sgn}(q) \mu E \cdot \mathbf{n}_0 > 0 \\ 0 & \operatorname{sgn}(q) \mu E \cdot \mathbf{n}_0 \leq 0 \end{cases} \quad (14)$$

$v_{th} = \sqrt{8K_B T / \pi m}$ 是根据麦克斯韦-玻尔兹曼分布平均速度计算得到的热速度, 这里 T 是粒子温度, m 是粒子质量。

中性粒子边界条件同式(13), 其中 a 取 0。

相对于离子, 电子的边界条件还应考虑二次电子的发射, 即有

$$\Gamma_e \cdot \mathbf{n}_0 = -a_e \mu_e E \cdot \mathbf{n}_0 N_e + 0.25 v_{th} N_e - \sum_p \gamma_p \Gamma_p \cdot \mathbf{n}_0 \quad (15)$$

式(15)中, γ_p 为二次电子发射系数, 文中取 $\gamma_e = 0.02$ ^[11]。

电子能量通量密度的边界条件与上述电子的边界条件一致^[22], 即

$$\Gamma_\varepsilon \cdot \mathbf{n}_0 = -a_e \frac{5}{3} \mu_e E \cdot \mathbf{n}_0 N_e + \frac{1}{3} v_{th} N_e - \gamma_p \varepsilon_{ini} \Gamma_i \cdot \mathbf{n}_0 \quad (16)$$

式(16)中: 下标 ε 表示电子能量; ε_{ini} 是二次电子的初始能量平均值, 文中取 $\varepsilon_{ini} = 2.5$ eV, 该能量值与阻挡介质附近等离子体鞘层的平均电子能量相近, 可以保证计算的稳定性^[23]。

2 模拟结果分析

2.1 模型的实验验证

外施电压的脉冲宽度 600 ns、上升时间(=下降时间)50 ns、峰值 6 kV、频率 1 kHz 时, 计算的放电电流 I_{dis} 随时间的变化见图 2, 并与实验比较。同时, 图 2 中也给出了边界上取粒子密度 n 满足 $\nabla n = 0$ 的简单近似下计算的 I_{dis} 作比较。可以看到, 文中对边界条件做严格处理计算的放电电流与实验^[16]符合得更好。

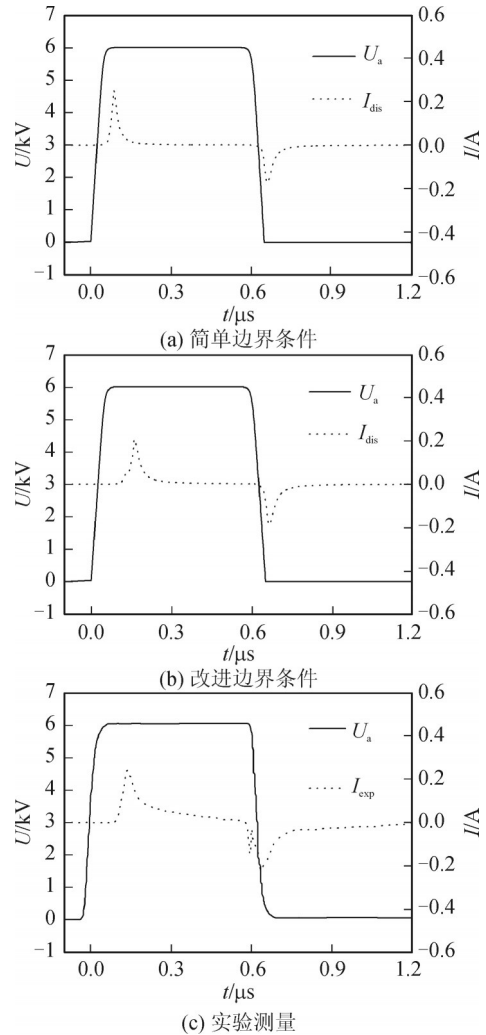


图 2 放电电流 I 比较

Fig. 2 Comparison between the calculated discharge currents and experiment

进一步计算脉宽分别为998、999.4、999.8 μs 时的长脉宽下的放电电流,并与实验^[16]比较,结果表明,文中的计算总体上与实验合理地一致。作为一个例子,脉宽为998 μs 时,文中的计算与实验的比较见图3。由图3可以看到,计算与实验结果一致。

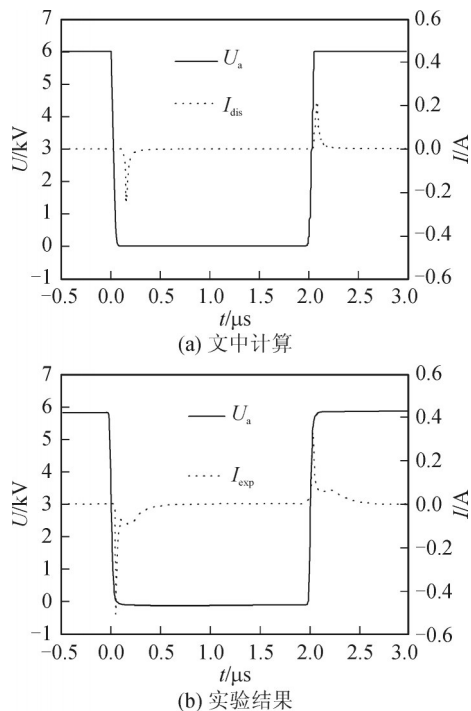


图3 脉宽为998 μs 时的放电电流 I

Fig. 3 Comparison between the calculated I_{dis} and experimental I_{exp} when the pulsewidth is 998 μs

2.2 放电等离子体特征变量分析

如上所述,频率一定,一个长脉宽有一个相应的短脉宽对应。为了观察在这样对应的脉宽下放电特性的差异,这里计算了脉宽 t_w 从997~999.8 μs 的长脉宽以及从0.2~3 μs 相应短脉宽下的特征变量:放电电流峰值 J_m 、平均电子密度 $N_{e,\text{ave}}$ 、各态氩粒子密度。

2.2.1 放电电流峰值 J_m

不同脉宽下的放电电流峰值 J_m 见图4。由图4可以看到:短脉宽下,随着脉宽的增加,第一次放电电流密度峰值 $J_{m1,\text{sp}}$ 基本不变,第二次放电电流密度峰值 $J_{m2,\text{sp}}$ 呈现了先快后缓的增加;长脉宽下,随着脉宽的增加, $J_{m1,\text{lp}}$ 呈现了先缓后快的减小, $J_{m2,\text{lp}}$ 基本不变。这就表明,随着脉宽的变化,放电电流峰值在长脉宽与短脉宽情形呈现一种交换对称特征,即长脉宽下的第一次放电和第二次放电分别对应着短脉宽下的第二次放电和第一次放电,且放电特性相反,减小对应增加。

文[14、17]实验验证了脉冲宽度对于气体放电强度的影响,结果表明,在较短脉宽研究范围内,随

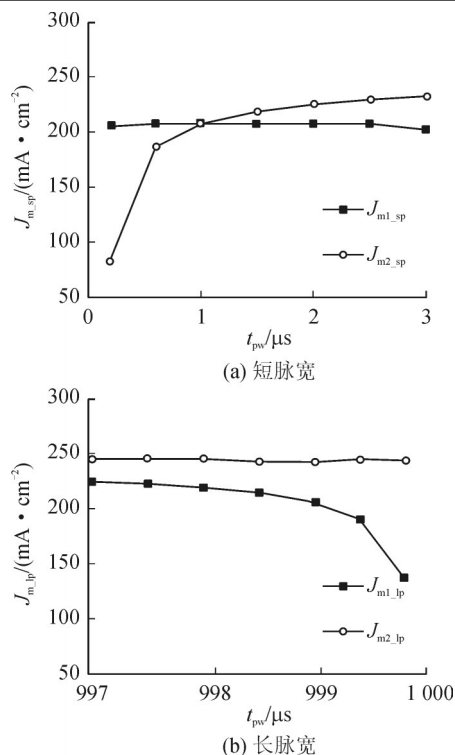


图4 两次放电电流密度峰值 J_m 随脉宽的变化

Fig. 4 Maximum discharge current density J_m as a function of the pulsewidth

着脉宽的增加,第一次放电电流密度峰值基本不变,第二次放电电流密度峰值略有增加。这与文中计算结果基本一致。

2.2.2 平均电子密度 $N_{e,\text{ave}}$

时空平均电子密度 $N_{e,\text{ave}}$ 定义为一个外施脉冲电压周期内放电气隙里电子总数与放电气隙体积与外施电压周期乘积的比值。时空平均电子密度随脉宽的变化见图5。图5中(a)和(b)分别对应短脉宽和长脉宽情形。

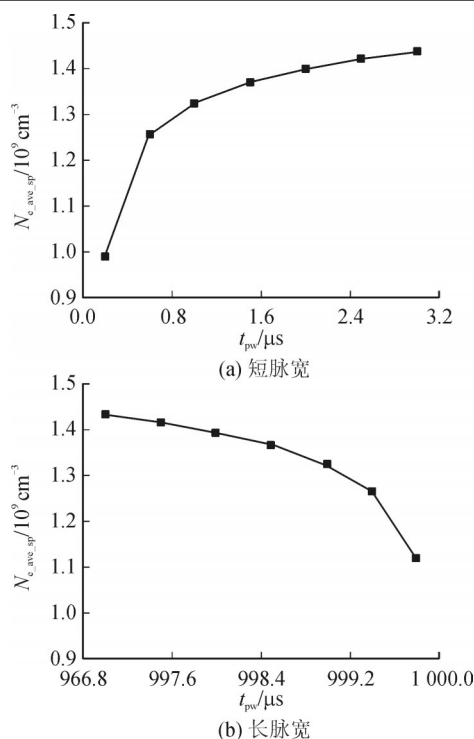
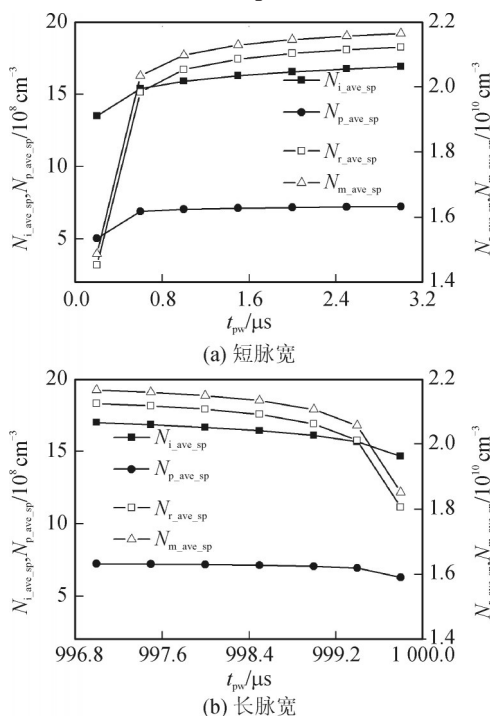
可以看到,图5依旧呈现一种交换对称特征,即:随着脉宽的增加, $N_{e,\text{ave},\text{sp}}$ 在短脉宽下呈现先快后缓的增加,在长脉宽下呈现先缓后快的减小。

2.2.3 各态氩粒子密度

氩离子 Ar^+ 、共振态氩原子 Ar_r 、亚稳态氩原子 Ar_m 、激发态氩原子 Ar_p 时空平均密度 $N_{i,\text{ave}}$ 、 $N_{r,\text{ave}}$ 、 $N_{m,\text{ave}}$ 、 $N_{p,\text{ave}}$ 随脉宽的变化见图6。图6中(a)和(b)分别对应短脉宽和长脉宽情形。

比较图5与图6,可以看到二者的变化规律类似,同样呈现了交换对称特征。

导致上述特征变量交换对称特征的机理,可由如下的分析来说明。长脉宽下,两个相继的脉冲间隔很小,当脉宽继续增加时,脉冲间隔变得更小,使气隙内的剩余电子、离子进行复合的时间更短,导致发生在连续脉冲上升沿的第一次放电发生之前

图5 时空平均电子密度 $N_{e,ave}$ 随脉宽的变化Fig. 5 Averaged electron density $N_{e,ave}$ as a function of pulsewidth图6 氩离子 Ar^+ 、共振态氩原子 Ar_r 、亚稳态氩原子 Ar_m 、激发态氩原子 Ar_p 的时空平均密度 $N_{i,ave}, N_{r,ave}, N_{m,ave}, N_{p,ave}$ 随脉宽的变化Fig. 6 Averaged densities $N_{i,ave}, N_{r,ave}, N_{m,ave}, N_{p,ave}$ of ion Ar^+ , resonance state atom Ar_r , metastable state atom Ar_m , and excited state atom Ar_p as a function of pulsewidth

空间剩余电子密度增加,从而在外施电压上升的初期,电场作用下运动并累积到瞬时阳极侧介质板上

的电子数量增加,导致介质板电压增加,气隙击穿电压减小,空间电场减小,放电强度减弱,所以,长脉宽下第一次放电峰值 $J_{m1,lp}$ 、平均电子密度 $N_{e,ave}$ 、各态氩粒子密度随外施电压脉宽的增加而减小。由于频率一定,相对于整个脉冲周期,脉宽的变化非常小,因而第二次放电电流密度峰值 $J_{m2,lp}$ 基本不变。对于短脉宽情形下各特征变量的变化,按交换对称的关系可得其相应原理。另外,由于氩气放电在一个脉冲周期内具有两个短脉冲的形式,且在气隙电压降至较低值时迅速关断,因此,在一定范围内改变脉宽对大气压氩气脉冲 DBD 特性的影响比较有限,因此在一定范围内各特征变量变化缓慢。然而,当脉宽足够小(小于 600 ns)或者足够大(大于 999.4 μs)时,两次放电之间时间间隔足够小以至进一步减小时间间隔将显著减弱放电强度,使各特征变量相对较快降低。

短脉宽脉冲电压作用下,脉宽对大气压脉冲 DBD 等离子体影响的实验研究也表明了放电强度与脉宽的密切相关^[18-19],并指出,选择合适的脉宽,在外施电压的上升沿和下降沿都能产生较强烈的放电^[18],脉宽过小将导致放电效率降低^[19]。文中计算结果与实验观察相符。

2.3 长脉宽下的放电模式

放电模式在一定条件下可随放电参数发生变化^[11]。放电模式通常可根据放电气隙中电子和离子密度以及空间电场的轴向分布加以判定。在长脉宽情形下,对于文中考虑的氩气放电等离子体,相对于对应的短脉宽的放电模式有否变化? 这里考察第一次放电峰值时刻的电子密度 N_e 、离子密度 N_i 和电场强度 E_g 的轴向分布随脉宽的变化,并与相应短脉宽作比较,见图 7。

由图 7 可以看到,从短脉宽变化到长脉宽,空间电场以及电子和离子密度的轴向分布均形成了阴极鞘层和准中性等离子体正柱区,这表明脉宽的变化,无论是短脉宽还是长脉宽,均不会影响放电的模式,始终为典型的大气压辉光放电。由图 7(a)、(b)和(c),能够观察到,短脉宽下改变脉宽对 N_i 、 N_e 的影响不大。实际上,这对应着图 4(a)中第一次放电电流 $J_{m1,sp}$ 基本不变的这一特征。而图 7(d)、(e)和(f)表明,长脉宽下脉宽的增加使瞬时阴极附近 N_i 、 N_e 的幅值显著减小,这与图 4(b)第一次放电电流 $J_{m1,lp}$ 随脉宽的增加而减小对应。

2.4 各态氩粒子的产生反应路径

研究粒子的反应路径及其对粒子产生或消耗的贡献,可从反应机制上对粒子的空间分布以及放

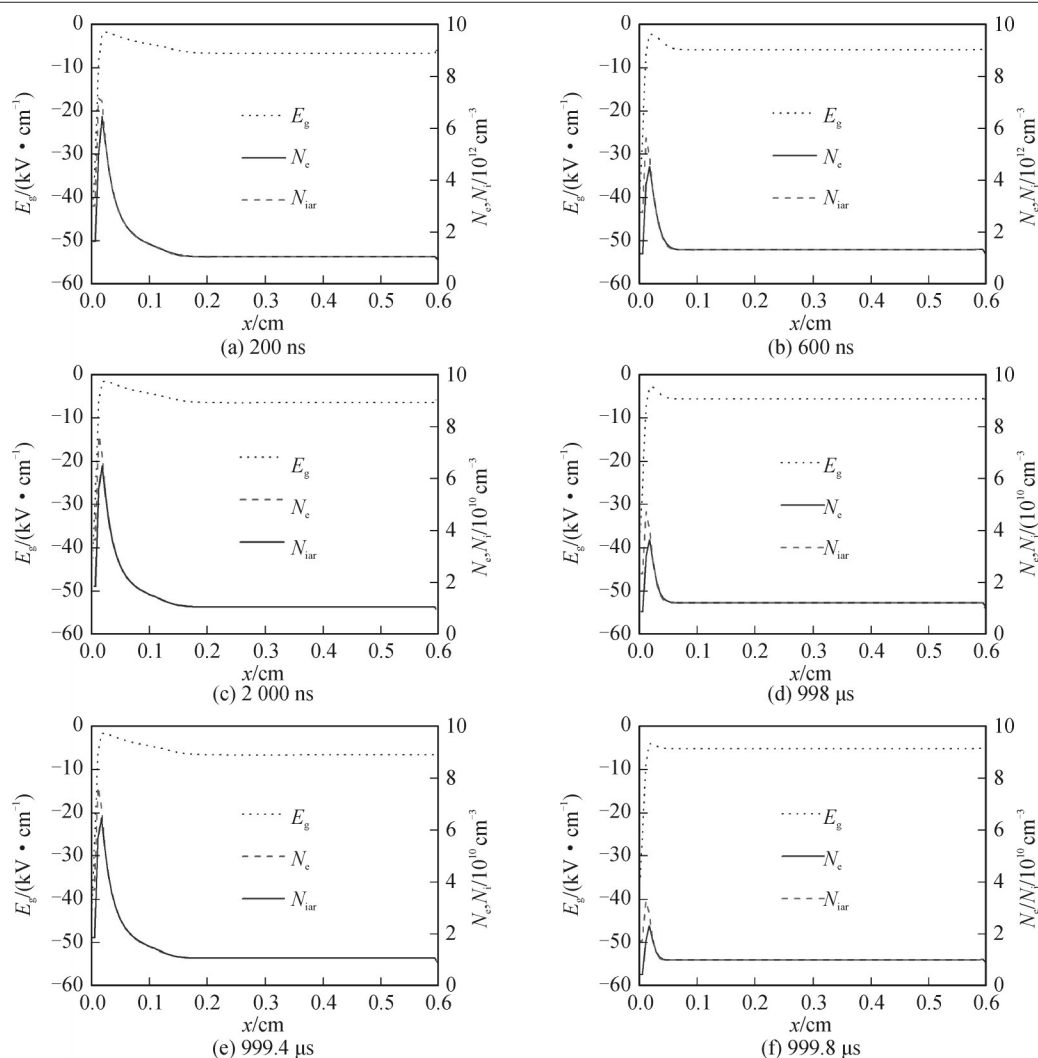


图7 不同脉宽下大气压氩气脉冲介质阻挡放电峰值时刻电子密度 N_e 、离子密度 N_i 和电场强度 E_g 的轴向分布

Fig. 7 Axial distributions of electron density N_e , ion density N_i , and electric field E_g when the discharge current density reaches its maximum under the different pulsewidths

电的特性分析提供更细致的信息。文中计算的长脉宽下各态氩粒子产生反应路径及其贡献见表1,总的反应列表见文[11]的表1。

根据表1, Ar^+ 的产生主要源于电子与基态氩原子的碰撞电离,即反应R01,且对 Ar^+ 的产生的贡献达99%以上; Ar_m 与 Ar_r 的产生反应路径及反应贡献比例非常相近,均主要源于激发态氩原子的自发衰减(反应R19、R20)以及电子与基态氩原子的碰撞电离(反应R03、R02); Ar_p 的产生主要源于电子与基态氩原子的碰撞电离(反应R04);基态氩原子的产生主要来源于共振态、亚稳态氩原子的自发衰减(反应R18、R17)。如表1所示,脉宽分别为997、999.4、999.8 μs 时各态粒子的产生和消耗反应及其贡献相差甚小,因此,这里以999.4 μs 脉宽为例给出它们的反应路线图,以清楚地观察相关反应的贡献及它们之间的关联。

在氩气放电中,氩离子和基态、共振态、亚稳态

和激发态氩原子间的转化由多步电离和自发衰减构成,各态氩粒子产生反应路径图见图8,图8还给出了发生多步电离反应的阈值能量。

3 结语

文中使用一维流体模型,对长脉宽下氩气放电等离子体进行模拟研究。替代通常的一维流体模型简单的边界近似,文中对边界条件作了较严格的理论处理,这一处理使得在短脉宽和长脉宽下计算的放电电流与实验符合得更好。分别对短脉宽和长脉宽下的放电电流峰值、各粒子密度的空间分布作了计算,结果表明,长脉宽下的计算结果与相应的短脉宽的结果基本上呈现交换对称的特征。无论是长脉宽还是相应的短脉宽,放电模式均为典型的大气压辉光放电。另外,对各态氩粒子的产生反应路径及其相应的贡献的计算表明,改变脉宽对各态氩粒子反应路径的贡献影响较小。

表1 不同脉宽下各态氩粒子的产生反应及其贡献
Table 1 Contributions of the considered reactions to the generation of the argon species under the selected pulsewidths

反应 序号	反应方程	产生反应贡献/%		
		997 μs	999.4 μs	999.8 μs
R01	$\text{Ar}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}^++2\text{e}$	99.84	99.84	99.84
R13	$\text{Ar}_\text{p}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}^++2\text{e}$	0.15	0.15	0.14
R05	$\text{Ar}_\text{r}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}^++2\text{e}$	0.01	0.01	0.01
R09	$\text{Ar}_\text{m}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}^++2\text{e}$	0.01	0.01	0.01
R19	$\text{Ar}_\text{p}\rightarrow\text{Ar}_\text{r}+\text{h}\nu$	47.65	47.65	47.60
R03	$\text{Ar}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}_\text{r}+\text{e}$	41.29	41.29	41.38
R21	$\text{Ar}^++\text{e}\rightarrow\text{Ar}_\text{r}+\text{h}\nu$	9.10	9.10	8.92
R11	$\text{Ar}_\text{m}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}_\text{r}+\text{e}$	1.77	1.77	1.91
R15	$\text{Ar}_\text{p}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}_\text{r}+\text{e}$	0.19	0.19	0.19
R20	$\text{Ar}_\text{p}\rightarrow\text{Ar}_\text{m}+\text{h}\nu$	47.25	47.25	47.16
R02	$\text{Ar}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}_\text{m}+\text{e}$	40.94	40.94	41.01
R22	$\text{Ar}^++\text{e}\rightarrow\text{Ar}_\text{m}+\text{h}\nu$	9.02	9.02	8.84
R07	$\text{Ar}_\text{r}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}_\text{m}+\text{e}$	2.59	2.59	2.80
R16	$\text{Ar}_\text{p}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}_\text{m}+\text{e}$	0.19	0.19	0.19
R04	$\text{Ar}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}_\text{p}+\text{e}$	85.66	85.66	85.17
R23	$\text{Ar}^++\text{e}\rightarrow\text{Ar}_\text{p}+\text{h}\nu$	9.56	9.50	9.33
R12	$\text{Ar}_\text{m}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}_\text{p}+\text{e}$	2.60	2.43	2.76
R08	$\text{Ar}_\text{r}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}_\text{p}+\text{e}$	2.57	2.40	2.73
R18	$\text{Ar}_\text{m}\rightarrow\text{Ar}+\text{h}\nu$	50.44	50.43	50.47
R17	$\text{Ar}_\text{r}\rightarrow\text{Ar}+\text{h}\nu$	49.55	49.56	49.52
R10	$\text{Ar}_\text{m}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}+\text{e}$	<0.01	<0.01	<0.01
R06	$\text{Ar}_\text{r}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}+\text{e}$	<0.01	<0.01	<0.01
R14	$\text{Ar}_\text{p}+\text{e}\rightarrow\text{Ar}+\text{e}$	<0.01	<0.01	<0.01

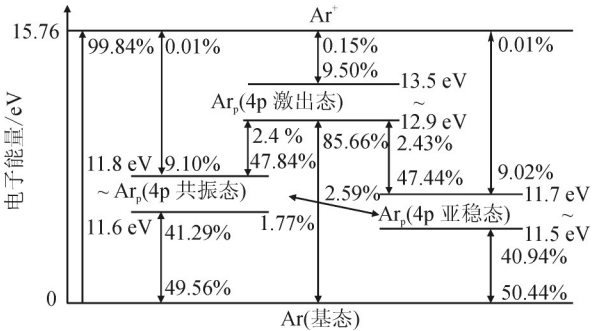


图8 脉宽为999.4 μs时,大气压氩气脉冲介质阻挡放电等离子体中各态氩粒子产生反应路径图

Fig. 8 Pathway map of the dominated reactions for the generation of the argon species at the pulsewidth of 999.4 μs

参考文献:

[1] KOGELSCHATZ U. Dielectric-barrier discharges: Their history, discharge physics, and industrial applications[J]. Plasma Chemistry & Plasma Processing, 2003, 23(1):1-46.
[2] 陈思乐, 许桂敏, 穆海宝, 等. 低温等离子体处理柴油机尾气的研究进展[J]. 高压电器, 2016, 52(4):22-29.

CHEN Sile, XU Guimin, MU Haibao, et al. Research progress in treatment of diesel engine exhaust by non-thermal plasmas[J]. High Voltage Apparatus, 2016, 52(4): 22-29.
[3] 王新新. 介质阻挡放电及其应用[J]. 高电压技术, 2009, 35(1):1-11.
WANG Xinxin. Dielectric barrier discharge and its applications[J]. High Voltage Engineering, 2009, 35(1):1-11.
[4] 王钰恒, 汤红卫, 仲崇山. 空气介质阻挡放电固氮的研究[J]. 高压电器, 2015, 51(6):81-85.
WANG Yuheng, TANG Hongwei, ZHONG Chongshan. Study on air dielectric barrier discharge nitrogen fixation[J]. High Voltage Apparatus, 2015, 51(6):81-85.
[5] GHERARDI N, NAUDÉ N, SÉGUR P. Recent advances in the understanding of homogeneous dielectric barrier discharges[J]. European Physical Journal Applied Physics, 2009, 47(2): 22805.
[6] 杨国清, 张青, 钟思, 等. 表面粗糙度对表面介质阻挡放电特性的影响研究[J]. 高压电器, 2016, 52(8):96-100.
YANG Guoqing, ZHANG Qing, ZHONG Si, et al. Effect of surface roughness on characteristics of surface dielectric barrier discharge[J]. High Voltage Apparatus, 52(8):96-100.
[7] 张欣伟, 李安帮, 杨国清, 等. 常压正弦激励射流等离子体的光谱特性研究[J]. 高压电器, 2013, 49(11):25-30.
ZHANG Xinwei, LI Anbang, YANG Guoqing, et al. Spectral characteristics of sinusoidal excitation plasma jet produced in atmospheric air[J]. High Voltage Apparatus, 2013, 49(11):25-30.
[8] LIU D X, BRUGGEMAN P, IZA F, et al. Global model of low-temperature atmospheric-pressure He+H₂O plasmas[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2010, 19(2): 025018.
[9] 王艳辉, 王德真. 大气压下多脉冲均匀介质阻挡放电的研究[J]. 物理学报, 2005, 54(3):1295-1300.
WANG Yanhui, WANG Dezhen. Study on homogeneous multiple-pulse barrier discharge at atmospheric pressure[J]. Acta Physica Sinica, 2005, 54(3):1295-1300.
[10] BOEUF J P, PITCHFORD L C. Two-dimensional model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the gaseous electronics conference reference reactor[J]. Physical Review E, 1995, 51(2):1376.
[11] PAN J, TAN Z Y, WANG X L, et al. Effects of pulse parameters on the atmospheric-pressure dielectric barrier discharges driven by the high-voltage pulses in Ar and N₂[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2014, 23(6):065019.
[12] NIKANDROV D S, TSENDIN L D, KOLOBOV V I, et al. Theory of pulsed breakdown of dense gases and optimization of the voltage waveform[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2008, 36(1):131-139.
[13] HAGELAAR G J M, DE HOOG F J, KROESEN G M W.
(下转第 121 页)

- HAN Yuhong, JIA Pengying, BAO Wenting, et al. Discharge mode transition of dielectric barrier discharge in micro-size air gap at atmospheric pressure[J]. *High Voltage Engineering*, 2015, 41(2): 572-577.
- [20] 许金豹, 李成榕, 詹花茂, 等. 大气中电极结构对介质阻挡放电的影响[J]. *高压电器*, 2008, 44(2): 132-138.
- XU Jinbao, LI Chengrong, ZHAN Huamao, et al. Effect of electrode structure on dielectric barrier discharge in air[J]. *High Voltage Apparatus*, 2008, 44(2): 132-138.
- [21] 王 辉, 孙岩洲, 方 志, 等. 不同电极结构下介质阻挡放电的特性研究[J]. *高压电器*, 2006, 42(1): 25-27.
- WANG Hui, SUN Yanzhou, FANG Zhi, et al. Study on the characteristics of dielectric barrier discharge of different electrode configurations[J]. *High Voltage Apparatus*, 2006, 42(1): 25-27.
- [22] WANG Xiaojing, SUN Caixin. Formation conditions for transported charges of multineedle-to-cylinder dielectric barrier discharge based on the orthogonal design and lissajous figures[M]. Springer London: Information Engineering and Applications, 2012: 472-481.
- [23] HUI Jiang, SHAO Tao, ZHANG Cheng, et al. Experimental study of QV Lissajous figures in nanosecond-pulse surface discharges[J]. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2013, 20(4): 1101-1111.
- [24] LU Bin, ZHANG Xin, YU Xin, et al. Catalytic oxidation of benzene using DBD corona discharges[J]. *Journal of Hazardous Materials*, 2006, 137(1): 633-637.
- [25] CHANG J S, LAWLESS P A, YAMAMOTO T. Corona discharge processes[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1991, 19(6): 1152-1166.
- [26] FALKENSTEIN Z, COOGAN J J. Microdischarge behaviour in the silent discharge of nitrogen-oxygen and water-air mixtures[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1997, 30(5): 817.
- [27] PENETRANTE B M, HSIAO M C, MERRITT B T, et al. Pulsed corona and dielectric-barrier discharge processing of NO in N₂[J]. *Applied Physics Letters*, 1996, 68(26): 3719-3721.
- 李兴旺(1985—), 男, 硕士, 高级工程师, 主要从事高压开关设备试验及绝缘诊断技术研究工作。
- 叶齐政(1965—), 男, 博士, 教授, 博导, 从事电磁场和气体放电研究。

(上接第 115 页)

- Boundary conditions in fluid models of gas discharges[J]. *Physical Review E*, 2000, 62(1): 1452-1454.
- [14] HODER T, HÖFT H, KETTLITZ M, et al. Barrier discharges driven by sub-microsecond pulses at atmospheric pressure: Breakdown manipulation by pulse width[J]. *Physics of Plasmas*, 2012, 19(7): 543-555.
- [15] NISHIDA Y, CHIANG H C, CHEN T C, et al. Hydrogen production from hydrocarbons using plasma: Effect of discharge pulsewidth on decomposition[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2015, 43(10): 1-1.
- [16] LU X, XIONG Q, XIONG Z, et al. Effect of nano- to millisecond pulse on dielectric barrier discharges[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2009, 37(5): 647-652.
- [17] SHERSHUNOVA E A, MALASHIN M, MOSHKUNOV S, et al. Diffuse DBD in atmospheric air at different applied pulse widths[J]. *Acta Polytechnica*, 2015, 55(1): 59-63.
- [18] UCHIDA G, TAKENAKA K, SETSUHARA Y. Influence of voltage pulse width on the discharge characteristics in an atmospheric dielectric barrier-discharge plasma jet[J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2016(55): 01AH03.
- [19] LIU K, HU Q, QIU J, et al. Dielectric barrier discharge at nanosecond high voltage pulses[C]//International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials. [S.l.], IEEE, 2006: 418-422.
- [20] CHEN G, RAJA L L. Fluid modeling of electron heating in low-pressure, high-frequency capacitively coupled plasma discharge[J]. *Journal of Applied Physics*, 2004, 96(11): 6073-6081.
- [21] BOEUF J P, PITCHFORD L C. Pseudospark discharges via computer simulation[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1991, 19(2): 286-296.
- [22] LIU L, MIHAILOVA D B, VAN DIJK J, et al. Efficient simulation of drift-diffusive discharges: Application of the "complete flux scheme" [J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2014, 23(1): 015023.
- [23] 姚聪伟, 常正实, 张冠军, 等. 大气压氩气介质阻挡放电等离子体特性变化的一维仿真[J]. *高电压技术*, 2015, 41(6): 2084-2092.
- YAO Congwei, CHANG Zhengshi, ZHANG Guanjin, et al. One-dimensional simulation of evolution characteristics of dielectric barrier discharge in atmospheric pressure argon[J]. *High Voltage Engineering*, 2015, 41(6): 2084-2092.
- 单春虹(1990—), 女, 硕士, 主要从事大气压脉冲介质阻挡放电方面的研究工作。
- 谭震宇(1957—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事电磁场理论及应用、电磁辐射效应, 以及气体放电等离子体方面的研究工作。