

DOI: 10.19595/j.cnki.1000-6753.tces.240974

湿度对低温次大气压脉冲电场空气流注放电特性的影响

朱博^{1,2} 马祥杰² 苏贺² 魏新劳^{1,2} 韩稀木²

(1. 哈尔滨理工大学工程电介质及其应用教育部重点实验室 哈尔滨 150080)

(2. 哈尔滨理工大学电气与电子工程学院 哈尔滨 150080)

摘要 随着绿色低碳的要求不断提高, 电动飞机成为空中交通运输业的一大关注点。为了研究电动飞机内部设备在高频电压下的空气放电机理, 该文对高空环境下脉冲电场针-板间隙空气放电的现象进行分析。考虑不同海拔下的温度和气压、脉冲电场参数以及湿度, 构建针-板电极流注放电的仿真模型, 并搭建试验平台进行定性研究。结果表明: 当约化电场强度一致时, 随着海拔的升高, 击穿电压下降, 流注的传播速度逐渐下降, 电子密度逐渐减少; 随着上升沿的延长, 流注的生成时间延长, 流注传播速度减慢。当在一个脉冲内未完成放电时, 随着脉宽的逐渐增大, 其放电的完成度逐渐升高; 当在一个脉冲内可以完成放电时, 脉宽的增长对放电的影响较小。随着湿度的增大, 流注发展的速度增加, 同一时刻电子密度的峰值变大。

关键词: 高压脉冲电场 低温次大气压 流注放电 针-板电极 湿度

中图分类号: TM213

0 引言

为实现“碳达峰、碳中和”目标以及推动清洁能源的应用, 电动飞机已成为一大发展趋势^[1-3]。相对于传统飞机, 电动飞机需要更高的功率密度, 故也需要更高的工作电压, 并且气体绝缘还需承受由宽带隙功率变换器产生的高频电压^[4]。因此, 相较于传统飞机, 电动飞机所面临的绝缘问题更加严峻。

试验中使用高速摄像装置拍摄放电过程是观测和研究流注放电最直接的方法。T. M. P. Briels 等^[5]通过增强型电荷耦合器件 (Intensified Charge Coupled Device, ICCD) 对氮氧混合气体和空气中的流注放电现象进行拍照, 发现二者的正流注现象存在明显的差异, 前者的流注分岔虽然更多, 但是持续时间更短。M. Z. Rahman 等^[6]通过 ICCD 观察了不同脉冲宽度下氮引导的流注放电, 发现脉宽越短, 需要的电压越高。李向荣等^[7]使用 ICCD 拍摄正负极性流注发光通道, 并通过其他参数解析光电离对流注放电的影响规律。方雅琪等^[8]使用高速摄影仪拍摄低气压条件下球-板间隙放电图像, 研究表明气压变低会使放电过程缩短。

随着计算机性能的不断发 展, 许多学者使用流体力学模型、蒙特卡罗模型及其混合模型等对气体放电进行数值模拟仿真。O. Eichwald 等^[9]使用二维流体力学模型模拟了针-板电极中的二次流注放电, 并分别讨论了在一次和二次流注中形成 O 和 N 自由基的效率, 结果表明二者并不相同。A. Komuro 等^[10]也进行了类似的模拟, 并证明二次流注中自由基产生的能源效率取决于自由基形成的施加电压和阈值能量。A. Komuro 等^[11]还使用二维流体力学模型进行模拟, 结果表明流注生长的速度和直径随脉冲电压的上升速率呈非线性变化。A. Y. Starikovski 和 N. L. Aleksandrov^[12]利用二维流体力学模型模拟了电压为 100~500 kV 的 12 cm 间隙电极上的正、负流注, 并记录了它们传播特性的差异。李长云等^[13]建立了负极性大气条件下棒-板间隙流注放电的等离子体化学反应仿真模型, 研究表明, 等离子体化学反应模型用于计算 cm 级间隙的流注放电的可靠性较高。王党树等^[14]基于流体动力学理论模拟研究了甲烷和空气混合气体在针-板电极下的低电压微间隙动态放电过程, 从微观层面分析了微间隙放电机理。

目前对低温次大气压环境中不同湿度下针-板

电极空气放电特性的研究较少，且通常是单一的试验或仿真模拟，因此联合仿真和试验定性研究低温次大气压环境不同脉冲电压参数以及不同湿度下针-板电极间的空气放电特性，对选择相关的防治措施具有重要意义。本文通过有限元仿真软件，建立了流注放电的针-板电极仿真模型，计算得到了相同约化电场强度下不同气压对应的电压等级，通过改变施加电压的幅值、上升沿、脉宽来研究脉冲电场对低温次大气压空气放电的影响；并且增加湿度影响下的光电离模型以及与水分子相关的化学反应研究湿度对低温次大气压空气放电的影响。最后搭建了低温次大气压流注放电试验平台，通过改变脉冲电源的幅值、脉宽、频率、上升沿和湿度分析这些因素对低温次大气压下空气放电的影响。

1 低温次大气压空气流注放电模型

1.1 几何模型及网格划分

本文仿真与试验所用电极结构如图 1 所示。针-板电极实物均为铜质，如图 1a 所示，其几何尺寸如图 1b 所示。针-板间的空气间隙为 0.5 cm，板电极为底面直径为 14 cm 的圆柱体，其高度为 2.5 cm。

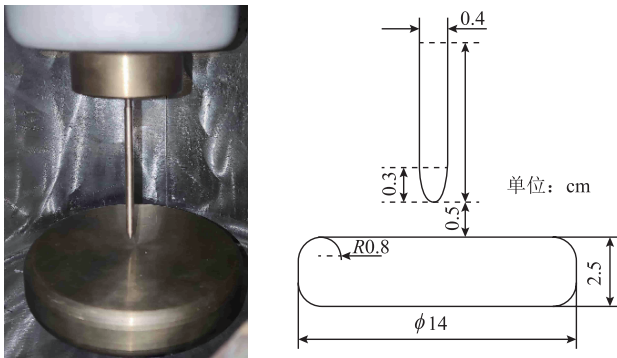


图 1 电极结构

Fig.1 Electrode structure

采用针-板电极对流注放电进行模拟，由于电极均为旋转体，所以采用二维轴对称模型进行搭建，如此一来代替三维模型可以有效地减少运算量。仿真几何模型如图 2 所示，计算域长度、宽度均为 1 cm。仿真中针电极为高电压侧，板电极为接地侧，介质为空气。

本文对针-板电极下的空气流注放电进行仿真，其主要发展区域为针电极下方矩形区域，各类电离、迁移、化学反应均主要在此处发生，而在其他开放区域则很少。本文采用三角形网格，针电极下方矩

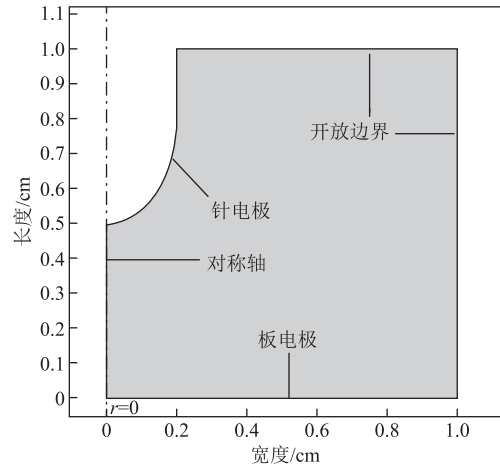


图 2 仿真几何模型

Fig.2 Simulation geometry model

形区域选择超细化网格，开放区域则选择粗化网格。网格划分如图 3 所示。网格参数的具体数值见表 1。

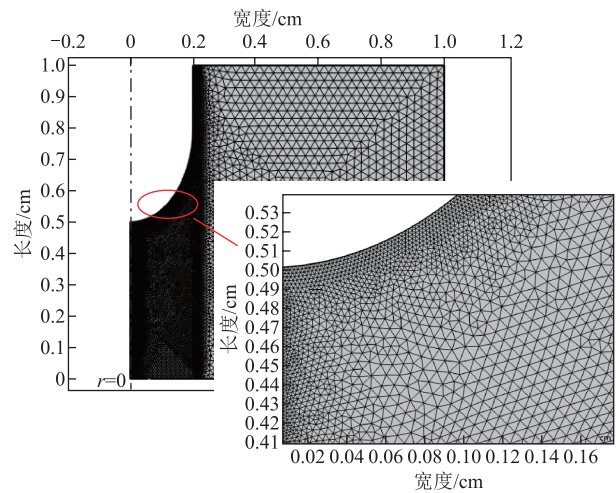


图 3 网格划分

Fig.3 Meshing

表 1 网格参数

Tab.1 Mesh parameter

参数	数值
三角形网格单元数	32 544
边单元数	840
最小单元质量	0.427
平均单元质量	0.884
单元面积比率	3.529×10^{-4}
网格面积 S/cm^2	0.913

网格单元数和网格单元面积是衡量网格剖分细化程度的重要参数，除此之外，网格质量参数也十分重要，对于所有网格，平均单元质量越接近于 1 越好。

1.2 控制方程

空气放电过程需要考虑三种带电粒子的连续性

方程、泊松方程，以及电子能量在不均匀电场下的变化和中性粒子的变化。电子连续性方程及电子能量密度方程为

$$\nabla \cdot (-\mu_e \mathbf{E} N_e - D_e \nabla N_e) + \frac{\partial N_e}{\partial t} = S_e \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_e + \frac{\partial}{\partial t} (N_e \bar{\varepsilon}) = e(-\mu_e \mathbf{E} N_e - D_e \nabla N_e) \cdot \nabla \varphi + e \sum_{i=1}^{I_g} \Delta \varepsilon_i^e S_i \quad (2)$$

$$\mathbf{\Gamma}_e = N_e \bar{\varepsilon} \mu_e \nabla \varphi - D_e \nabla N_e \bar{\varepsilon} \quad (3)$$

式中， μ_e 为电子迁移率， $\text{m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ； \mathbf{E} 为电场强度， V/m ； N_e 为电子密度， m^{-3} ； D_e 为电子的扩散速率， m^2/s ； S_e 为电子产率， $\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ ，涉及电子的产生、消失相关反应，如碰撞电离、光电离、电子附着、激发及与阳离子复合等； $\bar{\varepsilon}$ 为平均电子能量， eV ； $\mathbf{\Gamma}_e$ 为电子能量通量， $\text{eV}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ ； φ 为电势， V ； e 为元电荷， C ； S_i 为碰撞反应*i*的反应速率， m^3/s ； $\Delta \varepsilon_i^e$ 为一个电子在碰撞反应*i*中单次碰撞所消耗的能量， eV ； I_g 为碰撞反应数量； D_e 为电子能量的扩散系数， m^2/s ； μ_e 为电子能量的迁移率， $\text{m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 。

正、负离子及中性粒子连续性方程为

$$\nabla \cdot (\mu_p \mathbf{E} N_p - D_p \nabla N_p) + \frac{\partial N_p}{\partial t} = \alpha N_e |\mu_e \mathbf{E}| - k_{pn} N_p N_n - k_{pe} N_p N_e + S_{ph} \quad (4)$$

$$\nabla \cdot (-\mu_n \mathbf{E} N_n - D_n \nabla N_n) + \frac{\partial N_n}{\partial t} = \eta N_e |\mu_e \mathbf{E}| - k_{pn} N_p N_n \quad (5)$$

$$\frac{\partial N_m}{\partial t} = k_{pn} N_p N_n + k_{pe} N_p N_e - \alpha N_e |\mu_e \mathbf{E}| - \eta N_e |\mu_e \mathbf{E}| - S_{ph} \quad (6)$$

式中， μ_p 、 μ_n 分别为正、负离子迁移率， $\text{m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ； D_p 、 D_n 分别为正、负离子扩散速率， m^2/s ； N_p 、 N_n 、 N_m 分别为正、负离子及中性粒子密度， m^{-3} ； k_{pn} 为正、负离子复合速率， m^3/s ； k_{pe} 为正离子、电子复合速率， m^3/s ； α 为碰撞电离系数， m^{-1} ； S_{ph} 为光电离速率， $\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ ； η 为电子吸附系数， m^{-1} 。

电场分布方程由泊松方程可得

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} (N_p - N_n - N_e) \quad (7)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi \quad (8)$$

式中， ε_0 为真空介电常数， $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F}/\text{m}$ ； ε_r 为空气相对介电常数。

1.3 初始值及边界条件

为了能够更快地进行计算，设置初始条件为

$$\begin{aligned} \sum N_p(r, z) \Big|_{t=0} &= \sum N_n(r, z) \Big|_{t=0} + N_e(r, z) \Big|_{t=0} \\ &= N_0 \exp \left[-\left(\frac{r}{\sigma_r} \right)^2 - \left(\frac{z-z_0}{\sigma_z} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (9)$$

式中， $N_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ， $\sigma_r = 0.1 \text{ mm}$ ， $\sigma_z = 0.05 \text{ mm}$ ， $z_0 = 0.475 \text{ cm}$ ， $\sum N_p(r, z)$ 、 $\sum N_n(r, z)$ 、 $N_e(r, z)$ 分别为总正离子、总负离子以及电子密度。

对图2的计算域设置边界条件，开放区域处为零电荷边界^[15]，表示为

$$\mathbf{n} \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla \varphi) = 0 \quad (10)$$

式中， \mathbf{n} 为边界处法向量。而电极处的电子密度通量 $\mathbf{\Gamma}_e$ ^[16]为

$$\mathbf{\Gamma}_e = \frac{1-\gamma_e}{1+\gamma_e} \left[-(2\alpha_e - 1) \mu_e \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} N_e + \frac{1}{2} v_{e,th} N_e \right] \quad (11)$$

其中

$$v_{e,th} = \left(\frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{0.5} \quad (12)$$

$$\alpha_e = \begin{cases} 1 & \mu_e \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} > 0 \\ 0 & \mu_e \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} \leq 0 \end{cases} \quad (13)$$

式中， γ_e 为电子被电极表面反射的比例； $v_{e,th}$ 为电子热速率， m/s ； T_e 为电子温度， K ； m_e 为电子质量， kg ； k_B 为玻耳兹曼常数， J/K 。

电子能量通量^[17]为

$$\mathbf{\Gamma}_e \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{3} v_{e,th} \bar{\varepsilon} N_e \quad (14)$$

离子通量^[15]为

$$\mathbf{\Gamma}_i \cdot \mathbf{n} = \frac{\gamma_i}{4} \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_i}} N_i \quad (15)$$

式中， $\mathbf{\Gamma}_i$ 为离子通量， $\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ； N_i 为离子密度， m^{-3} ； m_i 为离子质量， kg ； T 为外界温度， K ； γ_i 为离子撞击电极时的二次电子发射系数。

1.4 等离子体化学反应

根据国内外相关研究内容^[18-20]，本文选取41种化学反应描述空气放电过程，反应方程及反应速率系数见表2。

空气放电过程会涉及各种粒子间的反应，这些反应会对放电造成一定的影响。由于空气中 N_2 和

表 2 空气放电过程中的化学反应

Tab.2 Chemical reaction in the process of air discharge

反应编号	反应方程	反应速率系数
1	$e + O_2 \rightarrow 2e + O_2^+$	$f(E/N)$
2	$e + N_2 \rightarrow 2e + N_2^+$	$f(E/N)$
3	$e + O_2 \rightarrow e + O_2$	$f(E/N)$
4	$e + N_2 \rightarrow e + N_2$	$f(E/N)$
5	$e + O_2 \rightarrow O + O^-$	$f(E/N)$
6	$e + 2O_2 \rightarrow O_2 + O_2^-$	$f(E/N)$
7	$e + O_2 \rightarrow e + O_2(a)$	$f(E/N)$
8	$e + O_2 \rightarrow e + O_2(b)$	$f(E/N)$
9	$e + N_2 \rightarrow e + N_2(1)$	$f(E/N)$
10	$e + N_2 \rightarrow e + N_2(2)$	$f(E/N)$
11	$e + N_2 \rightarrow e + N_2(3)$	$f(E/N)$
12	$O_2^+ + O_2 + O_2 \rightarrow O_4^+ + O_2$	2.4×10^{-30}
13	$O_2^+ + O_2 + N_2 \rightarrow O_4^+ + N_2$	2.4×10^{-30}
14	$N_2O_2^+ + O_2 \rightarrow O_4^+ + N_2$	1×10^{-9}
15	$N_2O_2^+ + N_2 \rightarrow O_2^+ + 2N_2$	4.3×10^{-10}
16	$2N_2 + O_2^+ \rightarrow N_2O_2^+ + N_2$	9×10^{-31}
17	$N_4^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + 2N_2$	2.5×10^{-10}
18	$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	6×10^{-11}
19	$N_2^+ + O_2 + N_2 \rightarrow O_2 + N_4^+$	5×10^{-29}
20	$N_2(1) + O_2 \rightarrow 2O + N_2$	2.54×10^{-12}
21	$N_2(2) + N_2 \rightarrow N_2(1) + N_2$	1.0×10^{-11}
22	$N_2(3) + N_2 \rightarrow N_2(2) + N_2$	1.0×10^{-11}
23	$O_2(a) + O_2 \rightarrow O_2 + O_2$	2.2×10^{-18}
24	$O_2(b) + O_2 \rightarrow O_2(a) + O_2$	4.1×10^{-17}
25	$N_2^+ + N_2 + N_2 \rightarrow N_2 + N_4$	5×10^{-29}
26	$O^- + O \rightarrow O_2 + e$	5×10^{-10}
27	$O^- + N_2 \rightarrow O + N_2 + e$	2.2×10^{-9}
28	$O_2^- + O \rightarrow O_2 + O^-$	3.3×10^{-10}
29	$O_4^+ + O_2^+ \rightarrow 3O_2$	1×10^{-7}
30	$O_4^+ + O_2^- + O_2 \rightarrow 3O_2 + O_2$	2×10^{-25}
31	$O_4^+ + O_2^+ + N_2 \rightarrow 3O_2 + N_2$	2×10^{-25}
32	$O_2^+ + O_2^- + O_2 \rightarrow 2O_2 + O_2$	2×10^{-25}
33	$O_2^+ + O_2^- + N_2 \rightarrow 2O_2 + N_2$	2×10^{-25}
34	$O + O_2 + O_2 \rightarrow O_2 + O_3$	2.5×10^{-46}
35	$O + O_2 + N_2 \rightarrow N_2 + O_3$	2.5×10^{-46}
36	$N_2 + e + N_2^+ \rightarrow 2N_2$	$6.07 \times 10^{-34} T_e^{-2.5}$
37	$2e + N_2^+ \rightarrow e + N_2$	$5.651 \times 10^{-39} T_e^{-0.8}$
38	$N_2 + O_2 \rightarrow N_2 + O + O$	2.54×10^{-12}
39	$O_4^+ + e \rightarrow 2O_2$	$1.4 \times 10^{-6} (300/T_e)^{0.5}$
40	$O_2^+ + e \rightarrow 2O$	$2 \times 10^{-7} (300/T_e)$
41	$N_2^+ + e \rightarrow 2N$	$1.8 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.39}$

O_2 的体积分数达到 99%，所以空气放电过程中的化学反应主要为与这两种分子相关的粒子所进行的等离子体化学反应，选择的粒子有： N_2 、 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ 、 $N_2(B^3\Pi_g)$ 、 $N_2(C^3\Pi_u)$ 、 O_2 、 $O_2(a^1\Delta_g)$ 、 $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ 、 N 、 O 、 O_3 、 N_2^+ 、 N_4^+ 、 O_2^+ 、 O_4^+ 、 O_2^- 、 O^- 和电子。

表 2 中前 11 个反应的反应速率系数均采用 Morgan 团队^[21]所提供的实验截面数据，将其导入有限元仿真软件，同时将其导入开源电子能量分布函数计算软件 BOLSIG+ 可得到其输运参数关于约化电场强度 (E/N , N 为粒子数密度) 的函数。表 2 中的 $N_2(1)$ 、 $N_2(2)$ 、 $N_2(3)$ 分别对应 N_2 的激发态粒子 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ 、 $N_2(B^3\Pi_g)$ 、 $N_2(C^3\Pi_u)$ ； $O_2(a)$ 、 $O_2(b)$ 则分别对应 O_2 的激发态粒子 $O_2(a^1\Delta_g)$ 、 $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ 。反应速率系数的单位分为两种：对于两种粒子间的反应，可称为双体反应，其单位为 $m^3/(s \cdot mol)$ ；对于三种粒子间的反应，可称为三体反应，其单位为 $m^6/(s \cdot mol^2)$ 。

考虑湿度影响时应考虑 H_2O 的参与，本节基于文献[18, 22]，在表 2 涉及的化学反应基础上增加了 14 个相关的反应作为考虑湿度的空气放电模型，反应方程及反应速率系数见表 3。新增反应中的粒子为： H_2O 、 $H_2O(V3)$ 、 $O(1p)$ 、 HO_2 、 H 、 OH 、 H^- 、 OH^- 。其中， $H_2O(V3)$ 为水的激发态分子， $O(1p)$ 为激发态下的氧原子。

表 3 考虑湿度时放电过程中增加的化学反应

Tab.3 Increased chemical reaction in the discharge process when considering the humidity

反应编号	反应方程	反应速率系数
42	$e + H_2O \rightarrow e + H_2O^+$	$f(E/N)$
43	$e + H_2O \rightarrow e + H_2O$	$f(E/N)$
44	$e + H_2O \rightarrow H^- + OH$	$f(E/N)$
45	$e + H_2O \rightarrow H_2 + O^-$	$f(E/N)$
46	$e + H_2O \rightarrow OH^- + H$	$f(E/N)$
47	$e + H_2O \rightarrow e + H + OH$	$f(E/N)$
48	$e + H_2O \rightarrow e + H_2O(V3)$	$f(E/N)$
49	$e + H_2O \rightarrow e + O(1p) + H_2$	$f(E/N)$
50	$N_2(A) + H_2O \rightarrow OH + H + N_2$	4.2×10^{-11}
51	$H^- + O_2 \rightarrow e + HO_2$	1.2×10^{-15}
52	$H^- + H_2O \rightarrow OH^- + OH$	3.8×10^{-15}
53	$O^- + H_2O \rightarrow OH^- + OH$	6×10^{-19}
54	$H^- + O_2 \rightarrow O^- + OH$	1×10^{-17}
55	$H^- + O_2 \rightarrow O_2^- + H$	1×10^{-17}

除了表 2、表 3 所提及反应外，激发态粒子、原子与离子会在电极表面发生淬灭反应而生成性质

稳定的中性粒子并返回空气间隙。例如：
 $O_2(a^1\Delta g) \rightarrow O_2$, $O_2(b^1\Sigma g) \rightarrow O_2$, $N_2(A^3\Sigma u) \rightarrow N_2$,
 $N_2(B^3\Pi g) \rightarrow N_2$, $N_2(C^3\Pi u) \rightarrow N_2$, $O_3 \rightarrow 1.5O_2$, $O \rightarrow$
 $0.5O_2$, $N \rightarrow 0.5N_2$, $N_2^+ \rightarrow N_2$, $O_2^+ \rightarrow O_2$, $N_4^+ \rightarrow 2N_2$,
 $O_4^+ \rightarrow 2O_2$, $O^- \rightarrow 0.5O_2$, $O_2^- \rightarrow O_2$, $N_2O_2^+ \rightarrow O_2 + N_2$ 。

1.5 光电离计算模型

1.5.1 干燥空气的光电离模型

光电离模型是基于 Zheleznyak 吸收函数的计算模型^[23], 该模型使用积分模式对光电离速率进行求解计算。对于该模型, 在空间中任意取两个单元 dV_1 和 dV_2 , 其空间位置向量分别为 \mathbf{r} 和 \mathbf{r}' , 则它们的距离为 $R=|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$, 那么 dV_1 处发出光子后, dV_2 处吸收该光子产生的光电离速率为

$$S_{\text{ph}}(\mathbf{r}, t) = \bar{\xi} \int_{V_1} \frac{I(\mathbf{r}, t)g(R)}{4\pi R^2} dV_1 \quad (16)$$

式中, $\bar{\xi}$ 为光电离效率; $g(R)$ 为吸收函数; $I(\mathbf{r}, t)$ 为 dV_1 释放出的光子数, 其表达式为

$$I(\mathbf{r}, t) = \bar{\xi} \frac{v^*}{v_i} \cdot \frac{p_q}{p_q + p} v_i N_e(\mathbf{r}, t) \quad (17)$$

式中, v^* 为激励频率, Hz; v_i 为电离频率, Hz; p 为放电环境气压, Pa; p_q 为熄灭压强, 此处压强指激发态氮气分子与其他分子碰撞产生而非辐射激发^[24]。对于空气, $p_q=30$ Torr (1 Torr=133 Pa); 对于氮气, $p_q=60$ Torr^[25-26]。

为了能够在保留细节特征的条件减少计算时间, 利用三组 Helmholtz 方程的形式对光电离积分模型进行表达^[27], 即

$$S_{\text{ph}}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^3 S_{\text{ph}}^j(\mathbf{r}) \quad (18)$$

$$S_{\text{ph}}^j(\mathbf{r}) = \iiint_{V_1} \frac{I(\mathbf{r}) A_j p_{O_2}^2 e^{-\lambda_j p_{O_2} R}}{4\pi R^2} dV_1 \quad (19)$$

式中, p_{O_2} 为氧气分压, Pa; A_j 和 λ_j 为拟合参数。从而满足 Helmholtz 方程, 即

$$\nabla^2 S_{\text{ph}}^j(\mathbf{r}) - (\lambda_j p_{O_2})^2 S_{\text{ph}}^j(\mathbf{r}) = -A_j p_{O_2}^2 I(\mathbf{r}) \quad (20)$$

采用 Helmholtz 方程形式的计算速率明显较积分模型有所提高, 并且当环境 $1 \text{ Torr}\cdot\text{cm} < p_{O_2} R < 150 \text{ Torr}\cdot\text{cm}$ 时, 三组指数拟合的吸收函数可与积分模型具有较好的一致性, 其对应的拟合参数见表 4。

根据辐射的物理特性, 可近似认为除轴线外的

表 4 三组 Helmholtz 方程中的拟合参数

Tab.4 Fitting parameters in 3 sets of Helmholtz equations

j	A_j	λ_j
1	0.488 6	0.89
2	5.1×10^{-3}	0.146
3	1.986×10^{-4}	0.055 3

放电域边界条件满足远场辐射边界^[28]为

$$\frac{\partial S_{\text{ph}}^j(\mathbf{r}, t)}{\partial n} + \lambda_j p_{O_2} S_{\text{ph}}^j(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (21)$$

1.5.2 潮湿空气的光电离模型

水分子同样可以作为光电离的吸收体, 考虑水分的影响, 吸收函数为

$$\frac{g(R)}{p} = \frac{\exp\left\{-\left(\chi_{O_2, \min} p_{O_2} + \chi_{H_2O, \min} p_{H_2O}\right) R\right\}}{pR \ln\left(\frac{\chi_{O_2, \max} p_{O_2} + \chi_{H_2O, \max} p_{H_2O}}{\chi_{O_2, \min} p_{O_2} + \chi_{H_2O, \min} p_{H_2O}}\right)} \exp\left[-\left(\chi_{O_2, \max} p_{O_2} + \chi_{H_2O, \max} p_{H_2O}\right) R\right] \frac{1}{pR \ln\left(\frac{\chi_{O_2, \max} p_{O_2} + \chi_{H_2O, \max} p_{H_2O}}{\chi_{O_2, \min} p_{O_2} + \chi_{H_2O, \min} p_{H_2O}}\right)} \quad (22)$$

式中, p_{H_2O} 为水的分压, Pa; $\chi_{O_2, \max}$ 、 $\chi_{O_2, \min}$ 分别为氧气最大和最小吸收截面, $\chi_{O_2, \max}=2 \text{ Torr}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$, $\chi_{O_2, \min}=0.035 \text{ Torr}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$; $\chi_{H_2O, \max}$ 、 $\chi_{H_2O, \min}$ 分别为 H_2O 最大和最小吸收截面, $\chi_{H_2O, \max}=0.57 \text{ Torr}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$, $\chi_{H_2O, \min}=0.13 \text{ Torr}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ ^[24]。

因水分子对激发态下的 N_2 分子有熄灭作用, 所以此时光电离项 $I(\mathbf{r}, t)$ 修正为

$$I(\mathbf{r}, t) = \left(1 + \frac{p - p_{H_2O}}{p_q} + \frac{p_{H_2O}}{p_{qH_2O}}\right) \bar{\xi} \frac{v^*}{v_i} \cdot \frac{p_q}{p_q + p} v_i N_e(\mathbf{r}, t) \quad (23)$$

式中, p_{qH_2O} 为水分子的熄灭压强, 取 $p_{qH_2O}=0.3 \text{ Torr}$ 。

2 试验平台

2.1 试验平台搭建

低温次大气压脉冲电压流注放电试验平台示意图如图 4 所示。由调压器、变压器、整流桥、滤波

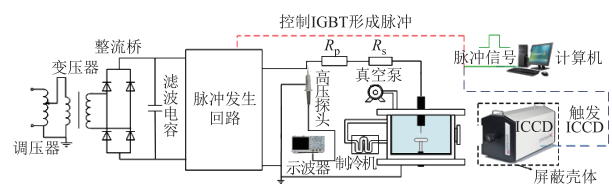


图 4 放电试验平台示意图

Fig.4 Discharge experimental platform schematic diagram

电容、脉冲发生回路组成试验电源。

图 4 中 R_p 为保护电阻, R_s 为调节电阻, 通过改变 R_s 的大小来改变输出脉冲波形的上升沿与下降沿。冷却液先通过制冷机将温度降至低温, 然后通过循环泵使其在放电装置的夹层中流动循环, 同时在装置外包裹一层保温棉, 以此来降低温差对试验造成的影响。使用雾化器喷洒水雾, 擦拭电极表面水珠并使用无水乙醇清洁电极表面, 随后通过温湿度计测量放电腔体内的湿度。ICCD 放置在一层屏蔽壳体中, 以免放电时产生感应电荷对 ICCD 造成损伤。脉冲电源如图 5 所示, 其发生回路为 4 级半桥式 Marx 电路, 相关参数见表 5。通过调压器将市电改变为所需要的输入电压给试验变压器, 然后经过整流桥将交流电整流为直流电。现场可编程门阵列 (Field Programmable Gate Array, FPGA) 作为控制电路控制脉冲发生回路中的绝缘栅双极型晶体管 (Insulate Gate Bipolar Transistor, IGBT) 开断。通过改变 IGBT 的开断时间, 可以改变输出脉冲电压的频率、脉宽等参数。

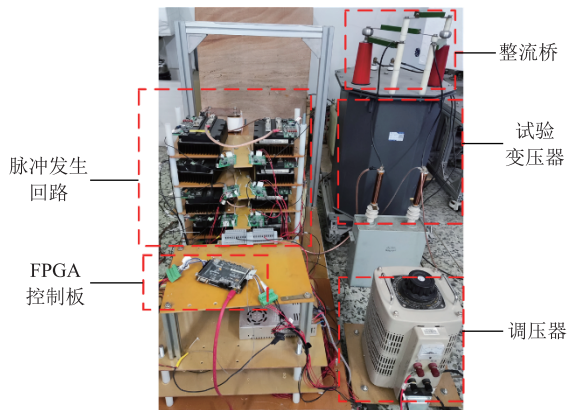


图 5 脉冲电源

Fig.5 Pulse power supply

表 5 脉冲发生回路输出参数

Tab.5 Output parameters of pulse generating circuit

参数	数值
输出电压 U/kV	0~8
脉宽时间 $t_w/\mu s$	1~20
脉冲频率 f/Hz	0~1 000
上升沿 t_r/ns	<50

2.2 击穿电压的测量及外加电压的计算

本文测量了不同海拔下 5 mm 间隙针-板电极的直流击穿电压, 所用电极结构如图 1 所示。

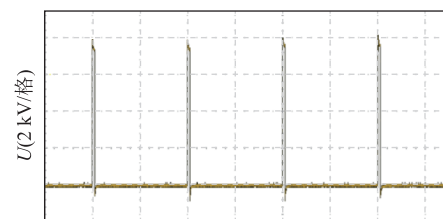
本文考虑飞机在低温次大气压环境下运行, 由于我国中型及以上的民航飞机常用的飞行高度为 7 000~11 000 m, 所以选择研究的海拔为 7 000、

9 000、11 000 m。不同海拔对应的温度和气压见表 6。试验时选用表 6 中的气压和温度条件来体现不同海拔对空气放电的影响。试验所施加电压的波形如图 6 所示。

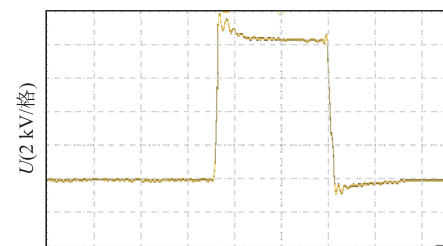
表 6 不同海拔下的气压和温度

Tab.6 Air pressure and temperature at different altitudes

海拔/m	温度/K	气压/Torr
7 000	246	308
9 000	234	230
11 000	222	170



(a) 整体脉冲波形



(b) 局部放大示意图

图 6 试验施加电压波形

Fig.6 Test applied voltage waveforms

在测试之前使用无水乙醇清洁电极表面以避免表面杂质的影响, 随后以 500 V/s 的速度提升施加电压直至装置腔体内部被击穿, 并记录此时的电压。为了确保试验结果的一致性, 应对每个海拔进行 10 次重复试验, 取平均值并计算其标准差来确定数据的分散性。试验过程中, 每次测试应间隔至少 10 min, 以避免残余电荷对放电过程造成影响。不同海拔下针-板电极击穿电压试验数据如表 7 和图 7 所示。

表 7 不同海拔下针-板电极的击穿电压

Tab.7 Breakdown voltage of needle-plate electrode at different altitudes

海拔/m	击穿电压		
	平均值/kV	标准差/kV	标准差/平均值(%)
7 000	6.40	0.31	4.8
9 000	5.25	0.21	4
11 000	3.85	0.12	3.1

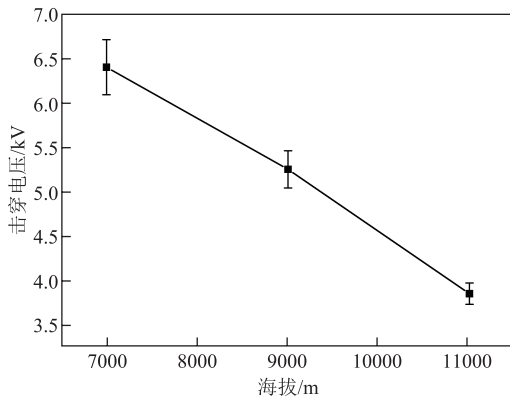


图7 不同海拔下的击穿电压

Fig.7 Breakdown voltage at different altitudes

根据表7和图7可知,随着海拔的增加,击穿电压不断降低。各海拔条件下测量结果的标准差与平均值之间的比值均小于5%,测量结果分散性较小。对此可由约化电场强度 E/N 来解释,此处 N 为空气中中性粒子数密度。 N 的计算公式一般为理想气体状态方程,但是随着温度降低,该方程计算出的数值会偏离实际值^[29],故先对该方程进行修正,修正公式为

$$p = ZNk_B T \quad (24)$$

式中, Z 为压缩因子,其与温度的关系为 $Z = -8.46 \times 10^{-4} T + 1.233$ 。修正后的理想气体状态方程为

$$p = N(1.233T - 8.46 \times 10^{-4} T^2) k_B \quad (25)$$

将表6中的气压与温度数据代入式(25)可以得到三种海拔下的空气中中性粒子数密度,分别为 $1.179 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、 $9.16 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 和 $7.03 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。可见,随着海拔的升高,空气中中性粒子数密度不断降低,约化电场强度不断增大,所以击穿电压会随着海拔的增加而降低。令 $T_Z = 1.233T - 8.46 \times 10^{-4} T^2$,将式(25)改写为

$$N = \frac{p}{T_Z k_B} \quad (26)$$

由式(26)可知, N 与 p 成正比,与 T_Z 成反比,所以存在关系

$$UT_Z \sim \frac{E}{N} \sim \frac{U}{p} \quad (27)$$

$$\frac{U^2 T_Z}{p} \sim \left(\frac{E}{N} \right)^2 \sim \frac{E}{N} \quad (28)$$

在相同的约化电场强度 E/N 情况下,海拔仅由压强和温度表征,即不同海拔下的载流子密度、载

流子速度和化学反应速率相同。由式(28)可知,保证不同海拔下的 $U^2 T_Z/p$ 相同,可使约化电场强度 E/N 相同。基于表7中的击穿电压,对不同海拔在约化电场强度相同时的外加电压进行推算,具体数值见表8。

表8 不同海拔下相关参数

Tab.8 Related parameters at different altitudes

海拔/m	温度/K	气压/Torr	T_Z/p	U/kV
7 000	246	308	0.818 76	6.48
9 000	234	230	1.054 30	5.70
11 000	222	170	1.372 70	5.00

由表8可知,随着海拔的升高, T_Z/p 也不断增加,所以针-板电极下推算的外加电压数值不断减小,与击穿电压测量数值呈现的规律一致。对比表7与表8可得,计算所得数值均大于击穿电压,所以此电压下可进行正常放电。

3 结果与讨论

3.1 仿真结果分析

脉冲电压的参数为脉宽、频率、幅值、上升沿等,其中随着海拔的变化,击穿电压也发生变化,所以海拔的影响同样可视为脉冲电压幅值对于放电过程的影响。由于仿真在外加电压过零时的一段时间后便会计算不收敛,所以本节并未对频率的影响进行讨论与分析。

3.1.1 海拔的影响

本文保持三种海拔下约化电场强度一致,来对比研究三种海拔下5 mm针-板电极间的放电现象。根据表8中的参数可得,海拔7 000、9 000、11 000 m条件下,针电极处施加的矩形波电压幅值分别为6 480、5 700、5 000 V,其中幅值为6 480 V的电压波形如图8所示。为了能更方便计算,对图8中的

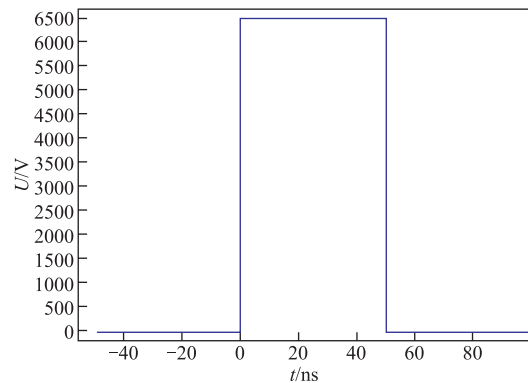


图8 针电极施加电压

Fig.8 Voltage applied to the needle electrode

矩形波设置了 0.025 ns 的过渡区进行平滑处理。

三种不同海拔下的流注发展过程如图 9 所示。图中，左侧云图为电子密度分布，右侧云图为电场强度分布。

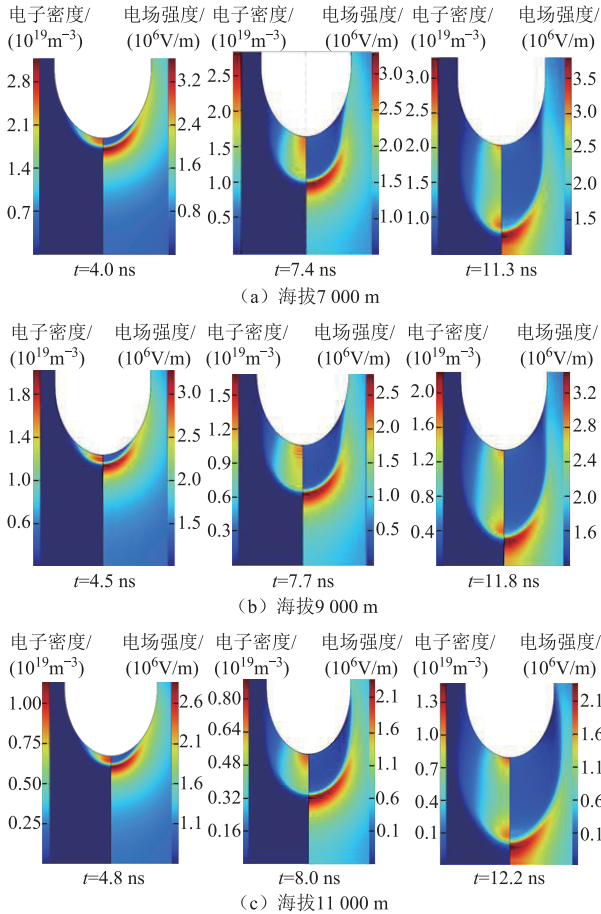


图 9 三种海拔下的电子密度与电场强度分布

Fig.9 The distribution of electron density and electric field intensity at three altitudes

由图 9 可知，当约化电场强度一致时，随着海拔的升高，流注头部位置的电场强度以及流注中的电子密度逐渐下降，流注传播到达同一位置的时间增加。这是由于随着海拔升高，针电极上所施加的电压降低，由此产生的电场强度降低，使得空气中的碰撞电离等反应减少，带电粒子的产生速度下降，流注中的带电粒子密度降低，电子密度逐渐下降。流注头部的高电场是由流注头部的带电粒子产生的，而带电粒子总体密度的降低会使得总电荷量减少，所以其产生的电场强度也会降低。这会使得流注头部前方发生的电离反应减少，带电粒子迁移速度降低，从而使得流注传播速度减慢，即到达同一位置所需的时间变长。

在同一海拔下的完整流注过程中，电子密度与电场强度均出现了先降低再升高的情况。以 7 000 m

海拔下的流注放电为例，其不同时刻电子密度在轴向上的一维分布如图 10 所示。

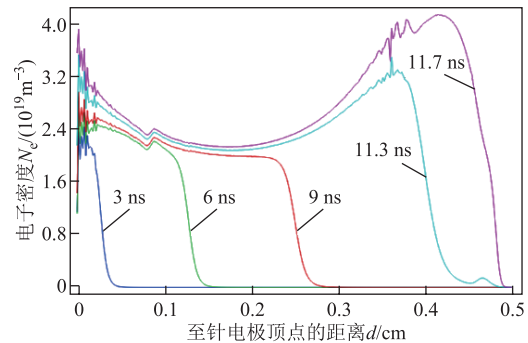


图 10 轴向上的电子密度一维分布

Fig.10 One-dimensional distribution of electron density in the axial direction

由于本文中针电极为正电极，所以电子受到电场力的作用向针电极移动，导致针电极附近的电子密度会出现一个相对较大的值。由图 10 可知，从开始放电至 9 ns，随着流注的发展前进，由于部分电子所具有的动能不足，以及吸附、复合等反应导致的电子消失，其头部的电子密度也会逐渐下降。从 9~11.7 ns，流注头部的电子密度逐渐升高，这是因为随着流注头部逐渐靠近板电极，流注头部附近的电场强度逐渐上升，且不断电离生成新的正离子，这些正离子碰撞板电极后生成二次电子，二次电子在电场作用下向流注头部运动，从而使得电子密度逐渐增加。

7 000m 海拔下，正离子密度分布的发展过程如图 11 所示。对比图 11 与图 9a 的电子密度部分可知，正离子与电子分布的情况基本一致，这是因为分子发生碰撞电离后，电子与正离子成对产生。但可以发现正离子的密度更大，这是由于电子的附着行为使得发展过程中即使有光电离反应发生，电子密度也会更低。

负离子密度分布如图 12 所示。由图 12 可知，

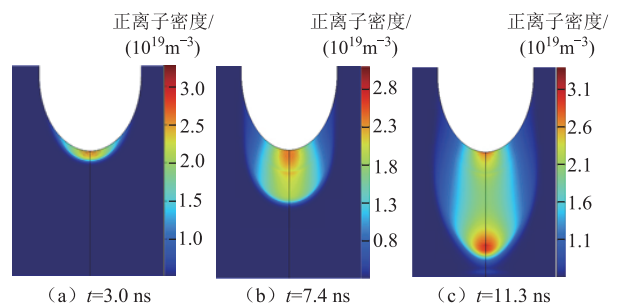


图 11 7 000 m 海拔下的正离子分布

Fig.11 The distribution of positive ions at the altitude of 7 000 m

负离子密度的分布情况同样与电子密度分布相似，但由于附着系数比电离系数小很多，导致其相较电子和正离子密度差 2 个数量级。

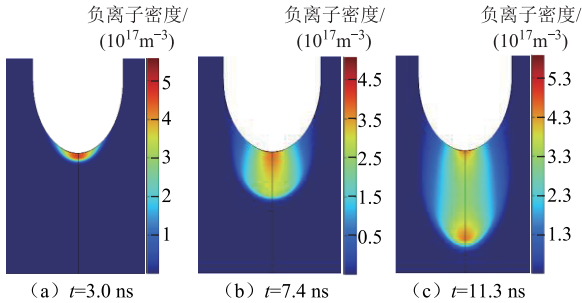


图 12 7 000 m 海拔下的负离子分布

Fig.12 The distribution of negative ions at the altitude of 7 000 m

3.1.2 脉宽的影响

脉宽为脉冲电压参数之一，是一个脉冲周期内高电平的时间，其与单个周期之比即为占空比。为了对比脉冲电压不同脉宽对放电造成的影响，本节中保持脉冲电压幅值和上升沿不变，设置脉宽 t_w 分别为 5、7.5、10、15、20 ns。不同脉宽下的电子密度二维分布如图 13 所示。

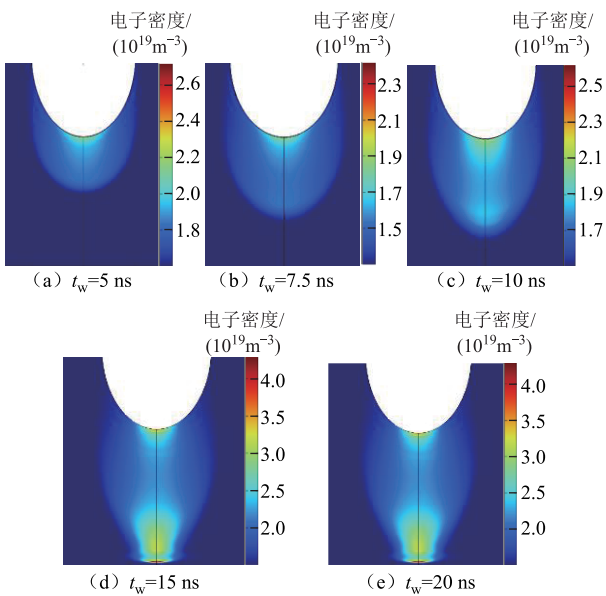


图 13 不同脉宽下的电子密度分布

Fig.13 Electron density distribution under different pulse widths

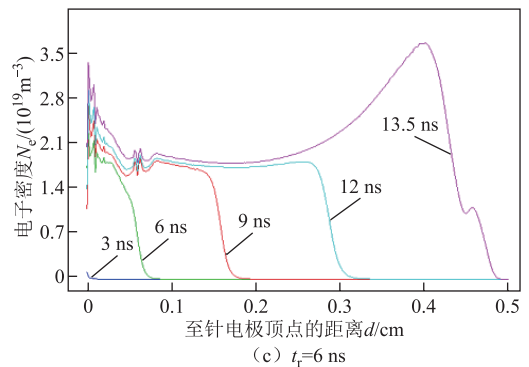
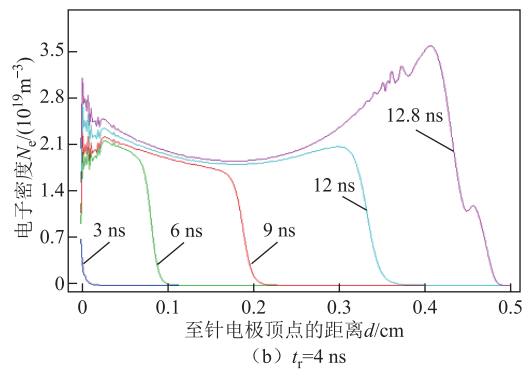
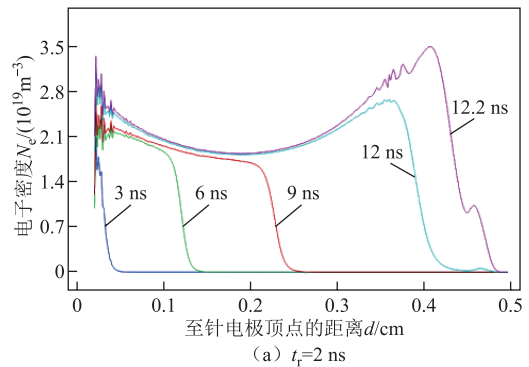
图 13a~图 13c 中的脉宽时间均小于单次放电击穿时间。由图 13 可知，若流注还未贯穿间隙时电压就到达低电平，则电子停止沿轴线方向发展，并在通道内逐渐向两边扩散，使得其分布更加均匀。这是因为针电极到流注头部会形成等离子体区域，呈电中性，使得其内部电场强度几乎为 0，而流注

头部的正离子密度远大于电子密度与负离子密度之和，呈现正极性的空间电荷，此时电场强度虽然较大，但并不足以进行自持放电，所以电子会向电子密度低的地方扩散，而非沿轴线方向发展。当脉宽为 15 ns 和 20 ns 时，虽然二者脉宽不同，但此时流注在一个脉冲内可以贯穿间隙，间隙贯穿时二者的电子密度分布情况一致。

3.1.3 上升沿的影响

为探究上升沿对空气放电过程的影响，本节中设置脉冲电压幅值为 6 480 V，脉宽为 50 ns，上升沿 t_r 分别为 2、4、6、8 ns。不同上升沿脉冲电压下沿轴线方向上的一维电子密度分布如图 14 所示。图 14 中电子密度骤降处即为流注头部位置。

由图 14 可知，随着上升沿的延长，流注传播的速度也变慢，但最终电子密度分布几乎一致。 $t_r=2$ ns 时，流注在 12 ns 左右便可贯穿整个间隙，而 $t_r=8$ ns



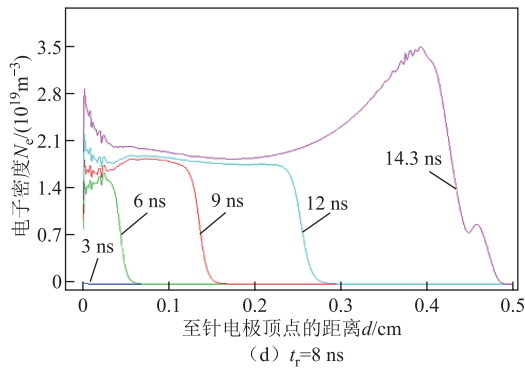


图 14 不同上升沿脉冲电压下沿轴线方向的电子密度分布

Fig.14 Electron density distribution along the axis direction under different rising edge pulse voltages

时，流注在 12 ns 仅传播到气隙的一半。这是由于随着上升沿的延长，电压达到峰值的时间也延长，此过程中由于低电压的占比增加，产生的电子数量更少，形成可前进的电子崩需要更长的时间。由于最终外加电压均达到峰值，所以流注将要贯穿气隙时轴线方向的电子分布几乎一致。分析四种不同上升沿下外加电压 3 ns 时的电子密度分布可知，除了 $t_r = 2 \text{ ns}$ 的情况下电子密度达到 10^{19} m^{-3} ，其他情况电子密度数值很小甚至几乎没有，分析认为在电压很小时，其产生的电场强度比较难以促进电离反应，不足以支持产生足够数量的电子。

四种情况下的整体流注传播形状几乎一致，本文取 $t_r = 8 \text{ ns}$ 的电子密度分布为例进行分析，如图 15 所示。由图 15a 可知，在 5.72 ns 时，流注才发展到和图 9a 中 $t = 4 \text{ ns}$ 同样的位置，其电子密度峰值仅有 $1.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ，约为后者数值的一半；由图 15c 可知，14.2 ns 时，电子密度峰值为 $3.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ，同位置图 9a 中 $t = 11.3 \text{ ns}$ 时的电子密度峰值则达到 $3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ，可见两者电子密度峰值差别不大，原因是图 15c 中 $t = 14.2 \text{ ns}$ 时，脉冲电压早已达到最大值，流注头部积累了较多电子。

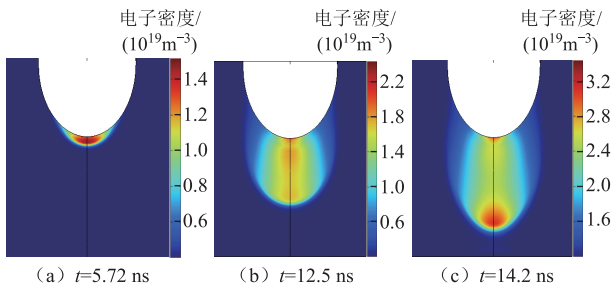


图 15 $t_r = 8 \text{ ns}$ 时电子密度分布

Fig.15 The electron density distribution at $t_r = 8 \text{ ns}$

3.1.4 潮湿空气下的流注放电特性

本节中针电极施加电压仍与模拟海拔 7 000 m 条件下相同，幅值为 6 480 V。选取相对湿度分别为 30%、60%、90% 来研究不同湿度对流注传播动态的影响。空气中相对湿度 30%、60%、90% 分别对应绝对湿度为 0.17、0.35、0.52 g/m^3 。选取不同湿度下 3、6、9 ns 和击穿时刻的轴向电子密度分布，绘制电子密度分布曲线如图 16 所示。

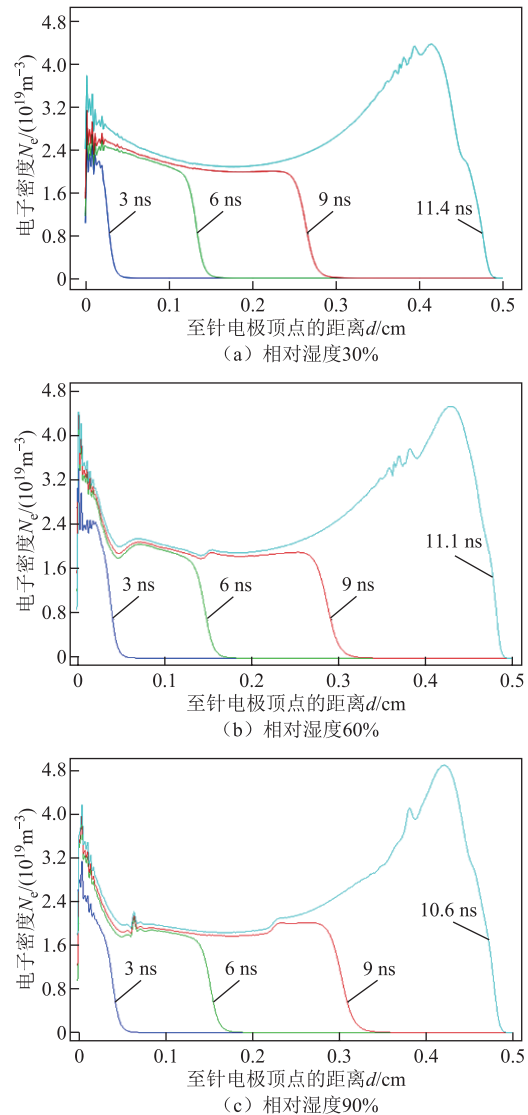


图 16 不同湿度下沿轴向上的一维电子密度分布

Fig.16 One-dimensional electron density profile along the axial in different humidity

三种湿度下的二维电子密度分布如图 17 所示，其位置与未考虑水分的空气中流注传播选取的三个位置对应，即图 9a 中的三个位置。由图 9a、图 16 及图 17 可知，随着湿度的增加，流注传播的速度逐渐加快，图 16 中 3、6、9 ns 所达到的位置逐渐增

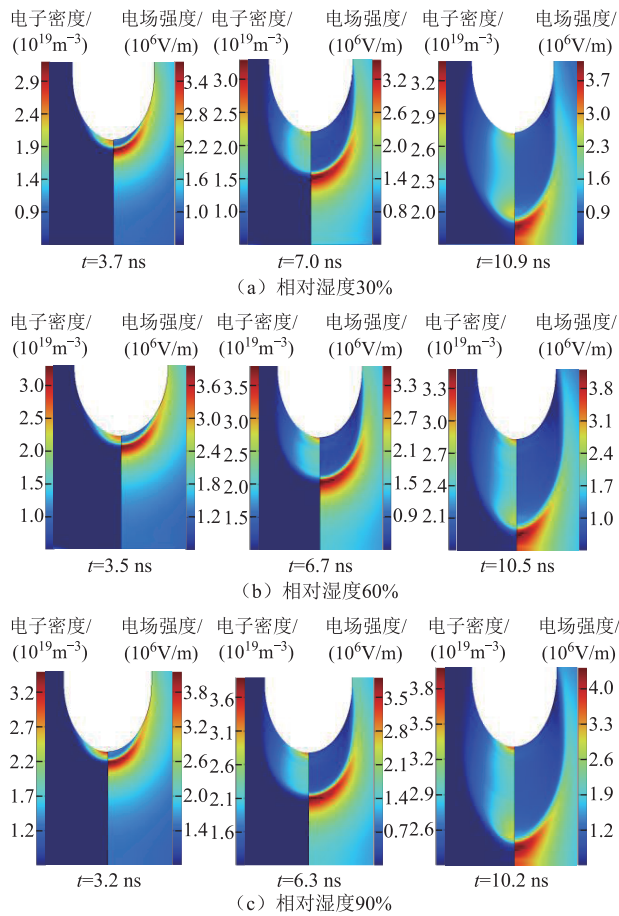


图 17 不同湿度下的二维电子密度和电场强度分布

Fig.17 Two-dimensional electron density and electric field intensity distribution under different humidity

大,并且流注几乎贯穿间隙的时间逐渐缩短,相同海拔且不考虑湿度情况下所需时间为 11.7 ns,相对湿度 90%条件下为 10.6 ns,发展速度加快了约 9.4%;除此之外,电子密度也随着湿度增加而增大,当快要击穿时,正常空气条件下电子密度最高为 $4.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$,而相对湿度 90%条件下为 $4.85 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$,提高了约 15.5%。

流注头部的电场强度同样随着湿度的增加而逐渐增大,以图 9a 与图 17 的第三位电场分布为例,正常条件下流注头部电场强度最大值为 $3.7 \times 10^6 \text{ V/m}$,而相对湿度 90%条件下流注头部电场强度最大值达到了 $4.3 \times 10^6 \text{ V/m}$,增大了约 16.2%。

3.2 试验结果分析

通过上述搭建的放电拍摄平台拍摄针-板电极间的流注放电现象并进行相关分析如下:使用 ICCD 对流注放电过程进行拍照分析,选择流注开始的时间为起始时间,流注起始位置即为针尖所在位置,本节图中红色虚线即为板电极上极板实际位置。在气隙被击穿后会在阴极发生溅射,形成明亮的光斑。

此时,由于拍摄角度并非完全水平,导致溅射也被拍摄到,表现为放电图像在红色虚线下方仍有光亮。

3.2.1 海拔的影响

首先研究分析海拔对放电过程的影响,将其分为开始、发展与结束三个过程,不同海拔下针-板电极放电过程如图 18 所示。在此过程中为了与仿真结果进行对照,控制各高度下的约化电场强度一致,通过示波器显示数值调节放电装置上的施加电压,使 7 000、9 000、11 000 m 海拔下分别对应电压为 6 480、5 700、5 000 V。

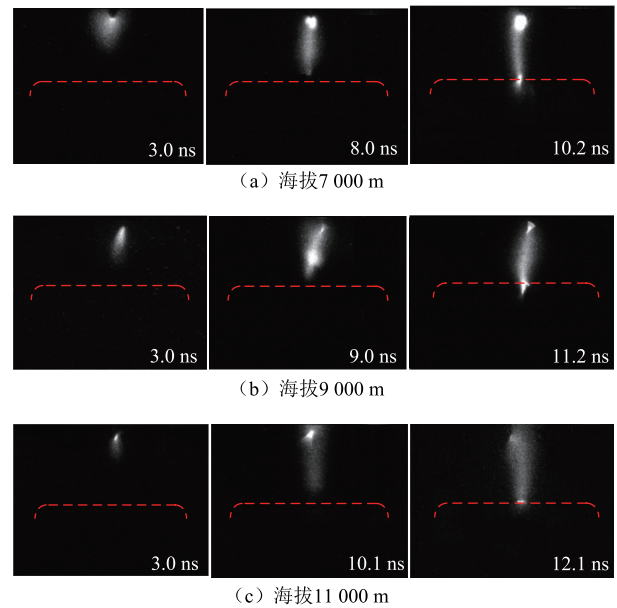


图 18 不同海拔下针-板电极放电过程

Fig.18 Discharge process of needle-plate electrode at different altitudes

由图 18 可知,随着海拔的升高,流注到达相同位置所需的时间增加,试验结果与仿真结果所得规律一致,但流注传播速度并不相同,这是由于仿真中仅考虑了与空气中的主要成分 N_2 和 O_2 相关的粒子及其反应,而空气中除这二者外还有其他气体分子参与放电,导致二者传播时间并不一致。流注到达同一位置的时间随海拔的升高而增加,这是由于光子主要是由氮气分子从 $\text{N}_2(\text{C}^3\Pi_u)$ 激发态降落为更低能级时辐射出的能量而产生。当温度在 173~293 K 范围内逐渐降低时,该激发态下的 N_2 密度逐渐减小,导致光电离的强度下降,从而使得流注发展速度变慢;并且由仿真结果可知,随着海拔的升高,带电粒子密度逐渐降低,显示的空间电荷所产生的电场强度也随之降低,使得流注头部前方高场强区带电粒子所获得的电场作用力降低,从而使得分子的碰撞电离减少,传播速度下降。

3.2.2 脉冲电压脉宽的影响

两种脉宽下的针-板电极放电图像如图 19 所示。对于脉冲电压的其他参数,均与海拔 7 000 m 条件下针电极所施加的电压参数相同。由于脉冲电源输出单次脉宽最短为 1 μs ,所以每次输出高电平时均能完成放电。流注单次即可贯穿气隙,这与仿真结果一致,当脉宽时间足够长时,流注便可传播到电极板完成气隙的击穿,并且在铜电极上映出光斑。但需要注意的是,放电通道形成的形状并非如同仿真结果一般仅在针-板电极轴线上发展。这是由于空气并非完全均匀的介质,尘埃等因素可能都会导致空气分布不均匀,进而影响带电粒子的传播方向,从而形成不同的流注通道。除此之外,在传播过程中,电荷的随机分布与积累使得每次达到击穿条件的位置也不相同,使得流注每次形成不同的通道。

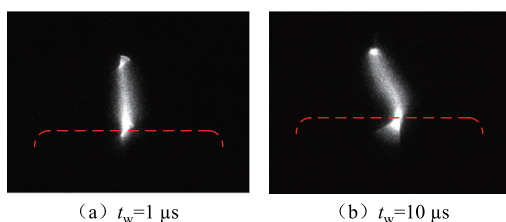


图 19 不同脉宽下针-板电极放电图像

Fig.19 Needle-plate electrode discharge under different pulse widths

3.2.3 脉冲电压频率的影响

频率同样是脉冲电压十分重要的参数,通过改变输出电压的频率 ($f=100$ 、500、1 000 Hz) 来研究频率对于气体放电的影响,不同频率下的针-板电极放电图像如图 20 所示。

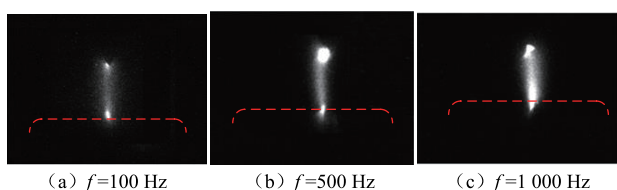


图 20 不同频率下的针-板电极放电图像

Fig.20 Needle-plate electrode discharge at different frequencies

由图 20 可知,随着频率的升高,流注放电通道逐渐变得明亮,分析认为随着频率的升高,脉冲电压在高低电平之间的变换次数增加,从而使得气隙内的带电粒子由于累积效应而逐渐增加,传播过程中移动的带电粒子数量增多,导致流注头部电场畸变严重,更多的粒子参与激发反应和复合反应释放更多的光子,流注通道变得更加明亮。除此之外,

还发现随着 f 的增大,流注贯穿气隙的时间缩短,当 $f=100$ Hz 时,其击穿时间约为 11 ns,而当 $f=1 000$ Hz 时,其击穿时间约为 10 ns,这同样是由于累积效应所致。随着带电粒子密度的增加,其达到流注放电的带电粒子密度更容易,且所需要的电场强度相对更小,空气间隙发生流注放电更容易且更迅速。

3.2.4 脉冲电压上升沿的影响

本文中通过改变调节电阻 R_s 的大小来改变脉冲电压的上升沿, R_s 越大,脉冲电源向放电装置放电时对电子的阻碍越大,上升沿越长。脉冲电压不同上升沿下在同一时刻 ($t=16$ ns) 的放电情况如图 21 所示。

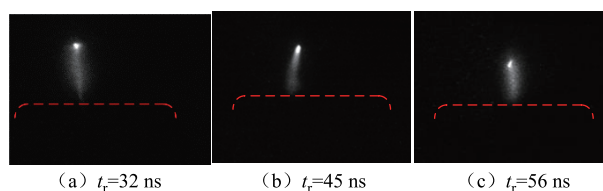


图 21 不同上升沿下的针-板电极放电图像

Fig.21 Discharge of needle-plate electrode under different rising edges

由图 21 可知,随着调节电阻的增加,即上升沿的延长,同一时刻流注传播的长度逐渐变短,与仿真所得规律一致。由于上升沿越短,其电压上升的速度越快,外施电场增加得越快,电子在更高的电场下会更快地获得充足的能量与分子发生碰撞电离,从而产生更多的自由电子与正离子,加速带电粒子积累,促进流注的产生。除此之外,更高的电场可以使带电粒子获得更快的迁移速度,流注发展更加迅速。

3.2.5 不同湿度对空气放电的影响

试验中通过温湿度计来观察装置内的湿度变化并加以控制,针电极施加电压与海拔 7 000 m 下施加的电压相同。分别取相对湿度为 30%、60%、90% 来对比不同湿度对空气放电所造成的影响。流注放电产生、发展以及结束三个过程如图 22 所示。由图 22 可知,随着相对湿度的增大,流注传播到达相同位置所需的时间缩短,并且更加明亮,即带电粒子密度更高,这与仿真所得规律一致。但由于仿真过程考虑湿度影响后的等离子体化学反应为 55 个,这与实际放电的 700 多种反应仍然存在差异,所以传播速度并不一致。

仿真与实验结果均得出在低温次大气压下,湿度的增加会使流注发展变快,原因是当电子能量较

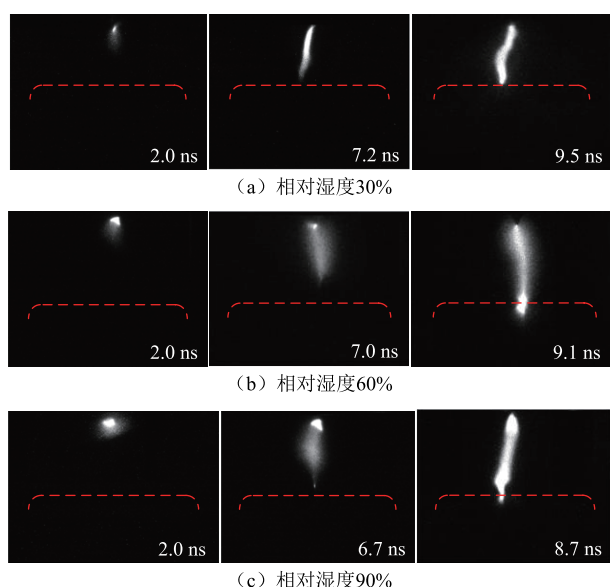


图 22 不同湿度下的针-板电极放电图像

Fig.22 Discharge of needle-plate electrode under different humidity

小时, 电子碰撞水分子不会发生电离反应, 而是会被水分子吸附, 在高海拔下温度和气压的降低导致高空中分子数密度减小, 电子碰撞次数减少, 电子平均自由程增大, 因此电子能够积累足够多的能量与水分子发生碰撞电离而不被水分子吸附。同时, 水分子碰撞电离截面大于 N_2 和 O_2 的碰撞电离截面, 且水分子的电离能小于 N_2 的电离能, 与 O_2 的电离能相差不大, 此时电子更容易与水分子发生碰撞电离。因此, 在低温次大气压环境条件下, 随着湿度的增加, 分子碰撞电离加剧, 从而导致电子密度增加。然而, 水分子会熄灭 N_2 激发态和吸收光子导致光电离减弱, 使电子密度下降, 但碰撞电离导致电子密度的增加与水分子吸收光子导致光电离的减弱使得电子密度的减少相比大 2~3 个数量级, 导致流注电子密度呈现增大趋势。气体分子碰撞电离加剧与气体分子吸附电子减弱均会使正离子密度增加, 由于正离子移动速度缓慢, 使得更多的正离子汇入流注头部, 导致流注头部空间电荷量增加, 流注头部电场强度增强, 带电粒子密度增加, 带电粒子移动速度加快, 流注发展速度变快。而对于通道亮度的增加, 分析认为: 随着湿度的增加, 水蒸气的含量提高, 流注发展路径中的电导率随之增加, 这表明路径中载流子密度升高, 即带电粒子密度升高, 反应更加剧烈, 因此通道路径更加明亮。

4 结论

本文搭建低温次大气压二维轴对称仿真模型和

低温次大气压流注放电试验平台, 通过对相关结果进行分析, 得出以下结论:

1) 仿真结果表明: 当约化电场强度一致时, 随着海拔的升高, 击穿电压降低, 电子密度逐渐减少, 流注头部电场强度降低, 流注发展速度变慢; 随着脉冲上升沿的增大, 同一时刻电子密度减小; 当在一个脉冲内能完成放电时, 脉宽的增长对放电的影响较小; 低温次大气压环境条件下, 随着湿度的增加, 同一时刻电子密度增加, 电场强度峰值也变大, 流注发展速度变快。

2) 试验结果表明: 当约化电场强度一致时, 随着海拔的升高, 流注贯通时间变长, 通道亮度降低, 通道半径增加; 当脉冲电压脉宽大于放电时间时, 脉宽增长对放电过程并无影响; 当脉冲电压频率升高时, 流注通道亮度逐渐增加; 低温次大气压环境条件下, 随着湿度的增加, 流注贯通时间变短, 流注通道亮度增加。

3) 在同一条件下, 仿真和试验结果均对流注发展速度有一致的结论; 脉宽对放电的影响取决于放电能否在一个脉冲内完成; 流注通道亮度与流注头部电场强度大小正相关。

参考文献

- [1] 黄俊, 杨凤田. 新能源电动飞机发展与挑战[J]. 航空学报, 2016, 37(1): 57-68.
Huang Jun, Yang Fengtian. Development and challenges of electric aircraft with new energies[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2016, 37(1): 57-68.
- [2] 于占洋, 胡旭阳, 李岩, 等. 新型强迫风冷散热结构在高功率密度外转子表贴式 PMSM 上应用分析[J]. 电工技术学报, 2023, 38(24): 6668-6678.
Yu Zhanyang, Hu Xuyang, Li Yan, et al. Application analysis of novel forced air-cooled in outer rotor surface-mounted PMSM with high power density[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2023, 38(24): 6668-6678.
- [3] 袁晓冬, 曾飞, 缪惠宇, 等. 电热氢综合能源系统建模及容量规划研究[J]. 高压电器, 2024, 60(7): 34-47.
Yuan Xiaodong, Zeng Fei, Miu Huiyu, et al. Study on modelling and capacity planning of electric-thermal-hydrogen integrated energy systems[J]. High Voltage Apparatus, 2024, 60(7): 34-47.

- [4] Borghei M, Ghassemi M. Insulation materials and systems for more- and all-electric aircraft: a review identifying challenges and future research needs[J]. *IEEE Transactions on Transportation Electrification*, 2021, 7(3): 1930-1953.
- [5] Briels T M P, van Veldhuizen E M, Ebert U. Positive streamers in ambient air and a N₂: O₂ mixture (99.8:0.2) [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2008, 36(4): 906-907.
- [6] Rahman M Z, Oshin E A, Jiang Chunqi. The effect of pulse width on nanosecond guided streamer breakdown [C]//2023 IEEE Pulsed Power Conference (PPC), San Antonio, TX, USA, 2023: 1-5.
- [7] 李向荣, 王飞鹏, 黄正勇, 等. 光电离对天然酯绝缘油流注放电影响规律[J]. *电工技术学报*, 2023, 38(12): 3350-3365.
Li Xiangrong, Wang Feipeng, Huang Zhengyong, et al. Impact of photoionization on streamer discharge in natural ester insulating oil[J]. *Transactions of China Electrotechnical Society*, 2023, 38(12): 3350-3365.
- [8] 方雅琪, 毛苏涵, 杨炳森, 等. 高海拔正极性操作冲击下球-板间隙流注起始发展特性[J]. *电工技术学报*, 2024, 39(19): 6175-6186.
Fang Yaqi, Mao Suhan, Yang Bingsen, et al. Initiation and development characteristics of streamer discharge of sphere-plane gaps under positive switching impulse in high altitude area[J]. *Transactions of China Electrotechnical Society*, 2024, 39(19): 6175-6186.
- [9] Eichwald O, Ducasse O, Dubois D, et al. Experimental analysis and modelling of positive streamer in air: towards an estimation of O and N radical production[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2008, 41(23): 234002.
- [10] Komuro A, Takahashi K, Ando A. Numerical simulation for the production of chemically active species in primary and secondary streamers in atmospheric-pressure dry air[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2015, 48(21): 215203.
- [11] Komuro A, Ono R, Oda T. Effects of pulse voltage rise rate on velocity, diameter and radical production of an atmospheric-pressure streamer discharge[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2013, 22(4): 045002.
- [12] Starikovskiy A Y, Aleksandrov N L. How pulse polarity and photoionization control streamer discharge development in long air gaps[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2020, 29(7): 075004.
- [13] 李长云, 李岩青, 于永进. 大气条件下厘米级棒-板间隙负极性电晕放电中流注的产生与发展机制[J]. *电工技术学报*, 2024, 39(3): 887-900.
Li Changyun, Li Yanqing, Yu Yongjin. The generation and development mechanism of streamers in centimeter-level rod-plate gap negative corona discharge under atmospheric conditions[J]. *Transactions of China Electrotechnical Society*, 2024, 39(3): 887-900.
- [14] 王党树, 邓翔, 刘树林, 等. 甲烷/空气混合气体在针板电极下的微间隙放电特性[J]. *电工技术学报*, 2023, 38(13): 3388-3399.
Wang Dangshu, Deng Xuan, Liu Shulin, et al. Microgap discharge characteristics of methane/air under the needle plate electrode[J]. *Transactions of China Electrotechnical Society*, 2023, 38(13): 3388-3399.
- [15] Farouk T, Farouk B, Gutsol A, et al. Atmospheric pressure methane-hydrogen dc micro-glow discharge for thin film deposition[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2008, 41(17): 175202.
- [16] Hagelaar G J, de Hoog F J, Kroesen G M. Boundary conditions in fluid models of gas discharges[J]. *Physical Review E*, 2000, 62(1): 1452-1454.
- [17] Boeuf J, Pitchford L. 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): 1376-1390.
- [18] Liu Lipeng, Becerra M. Gas heating dynamics during leader inception in long air gaps at atmospheric pressure[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2017, 50(34): 345202.
- [19] Zhu Yifei, Starikovskaia S. Fast gas heating of nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharge: spatial distribution and fractional contribution from kinetics[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2018, 27(12): 124007.
- [20] 司马文霞, 刘春香, 杨鸣, 等. 沿绝缘介质表面的气体放电等离子体模型[J]. *中国电机工程学报*, 2017, 37(9): 2725-2734.
Sima Wenxia, Liu Chunxiang, Yang Ming, et al.

- Plasma model of gas discharge along the dielectric surface[J]. Proceedings of the CSEE, 2017, 37(9): 2725-2734.
- [21] Morgan Database[EB/OL]. (2016-11-08)[2024-06-07]. http://nl.lxcat.net/data/set_databases.php.
- [22] Malagón-Romero A, Luque A. Streamer propagation in humid air[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2022, 31(10): 105010.
- [23] Zhelezniak M B, Mnatsakanian A K, Sizykh S V. Photoionization of nitrogen and oxygen mixtures by radiation from a gas discharge[J]. Teplofizika Vysokikh Temperatur, 1982, 20: 423-428.
- [24] 蔡新景, 王凯奇, 王新新, 等. 不同湿度下空气的流注放电特性[J]. 高电压技术, 2015, 41(2): 633-638.
Cai Xinjing, Wang Kaiqi, Wang Xinxin, et al. Properties of streamer discharges in air with variable humidity[J]. High Voltage Engineering, 2015, 41(2): 633-638.
- [25] Kulikovskiy A A. The role of photoionization in positive streamer dynamics[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2000, 33(12): 1514-1524.
- [26] Luque A, Ebert U, Montijn C, et al. Photoionization in negative streamers: Fast computations and two propagation modes[J]. 2007, 90(8): 081501.
- [27] Bourdon A, Pasko V P, Liu N Y, et al. Efficient models for photoionization produced by non-thermal gas discharges in air based on radiative transfer and the Helmholtz equations[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2007, 16(3): 656-678.
- [28] 蔡新景, 王新新, 邹晓兵, 等. 基于 Helmholtz 模型的流注放电过程光电离快速计算[J]. 中国电机工程学报, 2015, 35(1): 240-246.
Cai Xinjing, Wang Xinxin, Zou Xiaobing, et al. Fast computation of photoionization in streamer discharges based on Helmholtz model[J]. Proceedings of the CSEE, 2015, 35(1): 240-246.
- [29] 覃兆宇, 郑宇, 卫李静, 等. 低温下 SF₆/N₂ 混合气体的雷电冲击绝缘特性[J]. 高电压技术, 2017, 43(12): 3907-3913.
Qin Zhaoyu, Zheng Yu, Wei Lijing, et al. Impulse insulation property of SF₆/N₂ mixture under low temperatures[J]. High Voltage Engineering, 2017, 43(12): 3907-3913.

作者简介

朱博 男, 1987年生, 博士, 副教授, 博士生导师, 研究方向为电气设备绝缘监测与故障诊断技术、自修复型复合材料。

E-mail: zhubo1219@163.com (通信作者)

马祥杰 男, 2001年生, 硕士研究生, 研究方向为等离子与气体放电。

E-mail: 2320310160@stu.hrbust.edu.cn

Effect of Humidity on the Discharge Characteristics of Air Streamer in Low Temperature Sub Atmospheric Pulsed Electric Field

Zhu Bo^{1,2} Ma Xiangjie² Su He² Wei Xinlao^{1,2} Han Ximu²

(1. Key Laboratory of Engineering Dielectrics and Its Applications Ministry of Education

Harbin University of Science and Technology Harbin 150080 China

2. School of Electrical and Electronic Engineering Harbin University of Science and Technology

Harbin 150080 China)

Abstract Electric aircraft has become a major development trend in the future aviation industry due to its advantages of low carbon and environmental protection. The air insulation of electric aircraft needs to withstand high-frequency voltage in high altitude. Therefore, this paper qualitatively studies the air discharge characteristics and microscopic mechanisms between needle-plate electrodes under different pulse voltage parameters and different humidity in the low temperature sub-atmospheric pressure environment of high altitude through simulation and experimentation.

Firstly, the pulse power supply was built by a 4-stage half-bridge Marx circuit. Then, the two-dimensional axisymmetric streamer discharge model of low-temperature sub atmospheric air was built, and three sets of Helmholtz equations were coupled to calculate the photoionization. Finally, the images of air streamer discharge under different conditions were captured by intensified charge coupled device (ICCD).

The following conclusions are drawn through simulation and experiment under the condition of low temperature and sub-atmospheric pressure: (1) The simulation outcomes reveal that when the reduced electric field strength remains the same, as the altitude increases, the breakdown voltage drops, the electron density gradually reduces, the electric field strength of the streamer head decreases, and the development speed of the streamer slows down. As the rising edge of the pulse grows, the electron density decreases simultaneously. When the discharge can be accomplished within one pulse, an increase in the pulse width has minimal effect on the discharge. Under the circumstances of low temperature and sub-atmospheric pressure, with the rise in humidity, the electron density increases concurrently, the peak value of the electric field intensity also rises, and the development speed of the streamer becomes faster. (2) The experimental results indicate that when the reduced electric field strength is consistent, with the increase of altitude, the penetration time of the streamer becomes longer, the channel brightness decreases, and the channel radius increases. When the pulse width of the pulse voltage is greater than the discharge time, the increase in the pulse width has no influence on the discharge process; when the frequency of the pulse voltage rises, the brightness of the streamer channel gradually intensifies; under the condition of low temperature and sub-atmospheric pressure, with the increase in humidity, the penetration time of the streamer becomes shorter and the brightness of the streamer channel increases. (3) Under the same conditions, the simulation and experimental results have a consistent conclusion regarding the development speed of the streamer. The influence of the pulse width on the discharge depends on whether the discharge can be completed within one pulse. The brightness of the streamer channel is positively correlated with the electric field intensity of the streamer head.

Keywords: High voltage pulsed electric field, low temperature and sub atmospheric pressure, streamer discharge, needle plate electrode, humidity

(编辑 李 冰)

~~~~~  
(上接第 4137 页)

thermal characteristics of the arc plasma inside the torch were obtained. Secondly, the influence laws of air intake, working current, air intake distribution ratio, and working frequency on the electric field, magnetic field, temperature field, flow field distribution, and arc characteristics inside the plasma torch were studied and revealed. Finally, the correctness of the numerical model was verified by comparing the arc voltage, nozzle outlet temperature, and arc root position under various operating conditions in simulation and experiment.

The conclusion drawn from the study is as follows: (1) In a three-phase AC plasma torch, aerodynamic and electromagnetic forces dominate the flow characteristics of the arc root. During the process of increasing the intake volume from 30 g/s to 60 g/s, the cooling effect of the gas flowing along the wall is greater than the heat generated by the arc column, resulting in a downward trend in temperature; And the larger the intake volume, the more obvious the compression effect of the cold air layer on the arc, and the higher the arc pressure; The higher the working current, the higher the plasma temperature and jet velocity. (2) In a hollow electrode AC plasma torch with dual inlet ducts, changing the air intake distribution ratio can alter the position of the arc root along the electrode axis and the magnitude of the output power. Increasing the air intake distribution ratio can make the arc more significantly stretched in the axial direction, the arc longer, and the arc root closer to the arc back cover. (3) When the operating frequency is 1 kHz, the arc has a more stable motion trend, and the rotation speed of the arc root is five times that of the power frequency. The contact area with the electrode is reduced, which reduces the degree of electrode erosion and can improve the electrode life.

**Keywords:** Hollow electrode, AC plasma torch, 3D arc modeling, high frequency characteristics of arc

(编辑 李 冰)