

用于提高气体处理效率并降低阻力的三电极 等离子体激励器

尹 博¹, 朱益飞¹, 吴 云¹, 郑博睿²

(1. 航空动力系统与等离子体技术全国重点实验室(西安交通大学), 西安 710049;

2. 西安理工大学自动化与信息工程学院, 西安 710048)

摘 要: 低温等离子体技术在气体处理和能源转化等领域展现出了强大的应用潜力。其中, 介质阻挡放电(dielectric barrier discharge, DBD)是工程应用中最常见的产生等离子体方式。然而, DBD 仍存在产生等离子体范围有限、阵列风阻大等问题。为此提出了一种低风阻的等离子体激励器(介质阻挡放电+直流放电), 通过建立二维流体模型和零维反应动力学模型, 研究了该激励器结构对放电特性和产物的影响, 并与传统沿面介质阻挡放电激励器进行对比。结果表明: 1) 此模型放电分为 3 个阶段, 当直流放电预电离密度达到阈值时, 空间电子崩重叠, 流注转变成扩散放电; 2) 随着直流电极位置离 DBD 高压电极越近, 放电越容易击穿整个通道, 随着直流电极直径越来越大, 约化电场逐渐减小, 但由于放电间隙减小, 击穿时间基本相同; 3) 在相同参数下, 在 DBD 附近产生的活性粒子数密度基本相同, 在空间放电中会低一个数量级, 但等离子体覆盖面积广, 更有助于高效处理气体。该激励器的优化设计为工业气体处理和环境控制提供了新的解决方案, 具有广泛的应用前景。

关键词: 气体处理; 流体模型; 反应动力学模型; 三电极等离子体激励器; 结构计算分析

Three-electrode Plasma Actuator for Enhanced Efficiency and Reduced Resistance in Gas Treatment

YIN Bo¹, ZHU Yifei¹, WU Yun¹, ZHENG Borui²

(1. National Key Laboratory of Aerospace Power System and Plasma Technology(Xi'an Jiaotong University), Xi'an 710049, China;

2. School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

Abstract: The low-temperature plasma technology has demonstrated application potential in fields such as gas treatment and energy conversion. Dielectric barrier discharge (DBD) is the most common method for generating plasma in engineering applications; however, it faces challenges like small plasma generation range and high array wind resistance. This paper proposes a low wind resistance plasma actuator (surface dielectric barrier discharge DBD + direct current DC discharge). The effects of the exciter structure on discharge characteristics and products are studied using a two-dimensional fluid model and a zero-dimensional kinetic model, compared with traditional surface dielectric barrier discharge (SDBD). The results indicate that: (1) The discharge in this model occurs in three stages. When the pre-ionization density of the DC discharge reaches $2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, the space electrons overlap, and the streamer transitions to a diffused discharge. (2) The closer the DC electrode is to the DBD high-voltage electrode, the easier it is for the discharge to break down the entire channel. As the DC electrode diameter increases, the reduced electric field gradually decreases, but the breakdown time remains largely unchanged due to the decrease in discharge gap. (3) Under the same parameters, the number density of active particles generated near the DBD remains consistent, but it is an order of magnitude lower in space discharge. Nonetheless, plasma covers a wider area and is more conducive to efficient gas treatment. The optimized design of this actuator offers new solutions for industrial gas treatment and environmental control, and possesses broad application prospects.

Key words: gas treatment; fluid model; reaction kinetic model; three-electrode plasma reactor; structural calculation and analysis

基金资助项目: 国家重点研发计划(2022YFC2604002); 国家自然科学基金(52277168; 52025064; 92271113); 燃气轮机工程科学中心项目(P2022-B-II-018-001)。

Project supported by Natural Key R&D Program of China (2022YFC2604002), National Natural Science Foundation of China (52277168, 52025064, 92271113), Gas Turbine Engineering Science Center project (P2022-B-II-018-001).

0 引言

近些年来, 低温等离子体技术在气体处理和能源转化等领域展现出了强大的应用潜力, 吸引了国内外研究者的广泛兴趣。其中介质阻挡放电(dielectric barrier discharge, DBD)是作为低温等离子体的一种主要生成方式, 从 1857 年 Siemens 等人首次探索以来, 经历一个多世纪的发展, 已经成为环境治理和能源化工领域内最为成熟且最经典的放电技术之一^[1]。DBD 通过生成丰富的活性粒子(电子、激发态粒子、离子及自由基), 有效促进气体分子的氧化分解过程, 相较传统处理手段(热裂解、催化氧化、吸附等), 其优势在于高效能、低能耗、产物选择性好、操作简便且运行稳定。当前, 气体处理领域采用的等离子体技术多种多样, 包括介质阻挡放电^[2-3]、滑动弧放电^[4-5]、电晕放电^[6-7]、火花放电^[8-9]、纳秒脉冲放电^[10-11]、微波放电^[12-13]等。尽管 DBD 在气体处理效率上与其他放电形式相比优势并不显著, 但其结构简单、放电稳定可控, 易于实现工程化应用, 这在很大程度上弥补了其他技术在稳定放电与大面积扩展方面的不足。

但目前 DBD 气体处理工程应用上仍有 2 个问题需要解决, 一个是 DBD 阵列产生等离子体范围有限, 因此需要小间隙阵列, 这将导致整个结构风阻较大。Sung-Young 利用阵列 DBD 处理气体, 总体结构有 1/2 的面积由介质占据, 两介质间隔 2.2 mm(气流距离), 气体处理速度只能达到 0.5 m/s^[14]。随着放电间隙的增大, 副产物浓度减小, 但能耗增加且放电不稳定^[15]。另一个问题是 DBD 中存在丝状放电, 其放电通道内高能量密度和气体温度可能对热敏感材料造成损伤, 而扩散放电在合适的放电参数下, 气体间隙会产生稳定弥散的放电模式, 但在大气压空中实现这一目标颇具挑战。为了克服此难题, 研究人员通常采用纳秒脉冲源激励或优化结构等策略, 以提高放电的均匀性。邵涛等研究了大气压下纳秒脉冲 DBD 放电, 通过低速相机拍摄了放电图像, 观察到其在大气压下展现出弥漫性“辉光”放电与丝状放电的共存现象, 且气隙宽度、介质种类及放电频率对放电模式转换具有重要影响^[16]。同时, Fridman 等通过增强型电荷耦合器件(intensified charge-coupled device, ICCD)定量分析指出, 外加电场对 DBD 均匀性有显著影响, 而高压脉冲的上升沿时间则影响较小^[17]。郝泽宇等

及 Belinger 等的研究进一步揭示了电极结构、介质厚度等因素对放电均匀性的优化作用^[18-19]。针对以上 2 个问题, 可以通过引入直流放电, 在 DBD 放电的基础上加上牵引电场, 从 DBD 的表面放电发展成为空间扩散放电, 在增加等离子体范围的同时防止了向丝状放电转换。

随着研究的深入, 低温等离子体技术在气体处理领域面临着提升等离子体源稳定性与效率、探索活性物种产生机理等科学问题。特别是在复杂工程应用环境中, 实现等离子体源的高效稳定与大面积均匀性, 成为亟待解决的关键技术难题。鉴于等离子体技术的核心在于其内部活性粒子的作用, 深入解析活性粒子的生成机制及其在处理过程中的作用机理, 对于优化气体处理效果至关重要。

鉴于此, 本文提出了一种复合放电(DBD+直流(DC))模式, 并搭建了相应的实验诊断平台, 结合时空动态图像分析, 对放电参数进行了诊断。同时, 通过建立二维流体模型与零维反应动力学模型, 分别探讨了电极结构、放电参数对放电均匀性、稳定性的影响, 以及气体处理过程中关键组分的敏感性, 并与传统 DBD 阵列放电产生的粒子浓度进行了对比分析。通过实验与仿真相结合的研究方法, 为高效稳定的气体处理等离子体源的开发与应用提供了有力支持。

1 模型与方法

1.1 低风阻实验模型

复合放电模型实验连接如图 1 所示, 主要分为 2 个部分: DBD+直流放电。左边的 DBD 结构详细参数如下: 介质为氧化铝陶瓷(相对介电常数为 9), 电极为不锈钢, 电极长度和厚度分别为 150 mm 和 1 mm、宽度为 3 mm, 介质宽度和厚度分别为 10 mm 和 1 mm, DBD 高压端由正弦高压驱动。右边的直

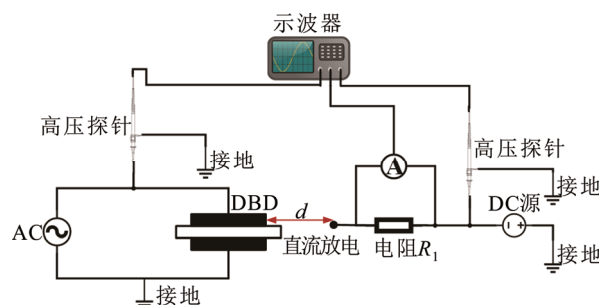


图 1 复合放电实验连接示意图

Fig.1 Schematic diagram of the hybrid discharge experiment setup

流放电是直径为 0.5~1 mm 的钨针, 由负高压直流驱动, 电阻 R_1 为 1 k Ω 用来测电流。DBD 与直流电极之间的放电间隙 d 是两高压电极之间的距离。

电压、电流是用来表征脉冲放电特性、模式转化等的关键参数, 实验过程中通过电压探头(North Star PVM-5, 0~60 kV/90 MHz)和电流探头(CWT15B, 3 kA/50 MHz)对放电过程中的电压和电流信号进行实时监测并通过数字示波器(Tek MDO34, 带宽为 0.1~1 GHz, 采样频率为 2.5 GHz)显示输出, 功率 P 通过式(1)计算出。

$$P = \frac{1}{T} \sum_{k=1}^n (u_k i_k \Delta t) \quad (1)$$

式中: T 为周期; u_k 、 i_k 分别为电压、电流; n 为采样总数; Δt 为采样时间间隔。在结果讨论部分对比了传统 DBD 和复合放电的功率。

1.2 二维流体模型

研究等离子体放电的动态演化过程, 其核心要素是电场与组分密度分布。由于实验测量面临挑战, 鉴于此, 通过构建二维流体动力学模型(parallel streamer solver with kinetics, PASSKEy), 该模型用来求解电场、组分密度以及流体动力学的时空演变规律, 进而揭示放电模式转换的内在机制。PASSKEy 模型已在模拟纳秒表面介质阻挡放电与空间放电中进行计算^[20-21], 其预测结果与实验观测到的放电形态、传播速率、电压-电流特性曲线高度相符, 这一验证过程确保了模型的有效性与准确性。关于模型的详细数学方法及其验证细节, 可参见文献^[22]进行深入学习。本节内容将聚焦于 PASSKEy 模型的核心组成部分, 简要阐述其求解过程中所涉及的关键方程体系、化学反应机制以及边界条件的设定。

1.2.1 求解方程

二维模型 PASSKEy 通过求解电场的泊松方程、漂移-扩散反应方程和光电离的 Helmholtz 方程来计算等离子体中电场、组分密度和流体动力学的时空演化。在 PASSKEy 中泊松方程对整个非金属计算域进行电场求解, 如式(2)所示。

$$\nabla(\epsilon_0 \epsilon_r \nabla \Phi) = -\rho - \rho_c \delta_s \quad (2)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \Phi, \rho = \sum_{i=1}^{N_{ch}} q_i n_i \quad (3)$$

式中: ϵ_0 和 ϵ_r 分别为介电常数和相对介电常数; Φ 为电势; $\mathbf{E}$ 为场强; ρ 和 ρ_c 分别为空间电荷和介质表面电荷; δ_s 为 Kronecker 函数(在等离子体/介质面

上 $\delta_s=1$); q_i 和 n_i 分别为组分 i 的数密度和电荷; N_{ch} 为带电组分数目。

漂移-扩散方程计算式为:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_i = S_i + S_{ph}, i=1, 2, \dots, N_{total} \quad (4)$$

$$\mathbf{\Gamma}_i = (q_i/|q_i|) \mu_i n_i \mathbf{E} - D_i \nabla n_i, i=1, 2, \dots, N_{ch} \quad (5)$$

式中: $\mathbf{\Gamma}_i$ 为通量; S_i 和 S_{ph} 分别为反应源项和光电离源项; μ_i 为迁移率; D_i 为扩散系数; N_{total} 为所有组分数目。电子的输运系数(μ_e 和 D_e)和电子碰撞反应速率系数通过 BOLSIG+ 计算得到, 离子输运系数可通过文献查阅或使用 MOBION 软件包计算获得^[23-24], 而对于中性粒子是不考虑其运动。基于局域能量近似(local mean energy approximation, LMEA)把电子输运系数和反应速率系数表示为平均电子能量的函数, 与局域场近似(local field approximation, LFA)相比, LMEA 需要引入电子能量方程, 其形式与组分输运方程一致, 即:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e \epsilon_m) + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_e = -|q_e| \mathbf{\Gamma}_e \cdot \mathbf{E} - P(\epsilon_m) \quad (6)$$

$$\mathbf{\Gamma}_e = -\mu_e n_e \mathbf{E} - D_e \nabla(n_e \epsilon_m) \quad (7)$$

式中: n_e 和 q_e 分别为电子数密度和电荷量; $\mathbf{\Gamma}_e$ 为电子通量源项; μ_e 为平均电子能量的迁移率, $\epsilon_m = 3k_B T_e / 2$; T_e 为电子温度; $P(\epsilon_m)$ 是电子能量损失功率, 可通过 BOLSIG+ 求得, 包含 3 部分: 弹性碰撞损失、非弹性碰撞损失和增长功率。相比 LFA 在计算放电区与介质相邻处时有更高的计算精度, 因为 LFA 会高估靠近介质区的电离^[25-27]。对于 LMEA 的粒子数密度守恒方程, 由于其强刚性, 所以 Passkey 内置了 RKC^[28]和 VODPK^[29] 2 种求解器, 本文中用的是 RKC。光电离源项根据三指数 Helmholtz 光电离模型计算 N_2/O_2 混合物放电, 并基于测量的光电离函数给定了拟合参数。

1.2.2 反应机理

一个正确的反应机理是揭示物理机制的重要基础, 本文用于空气放电模拟的反应动力学机理基于等离子体社区广泛认可和运用的空气等离子体化学反应集^[21], 包括 15 种组分和 34 个反应, 详细的反应和反应速率如附录中表 A1 所示^[30-35], 在表中单体、二体和三体反应速率常数的单位分别为 s^{-1} 、 cm^3/s 、 cm^6/s , 该机理已经经过试验和计算的反复检验。

1.2.3 边界条件

用于计算的简化几何如图 2 所示, 红色矩形区域是交流高压电极, 灰色区域是氧化铝陶瓷介质(介

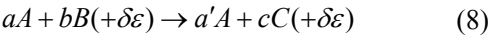
电常数为9),各电极和等离子体区域已在图中标出。整个计算域尺寸为 5 cm×5 cm, 等离子体区域的最小网格尺寸为 5 μm, 其中约 27 万个分布于等离子体域。初始电子数密度设为 10⁵ cm⁻³ 均匀分布在等离子体区域, 初始离子数密度是根据等离子体的准中性原则分布的。

需要考虑的边界条件是求解输运方程的边界条件和求解 Poisson 方程的边界条件, 输运方程的边界条件如表 1 所示, Poisson 方程的边界条件有 2 个——Dirichlet 和 Neumann 边界条件, 前者是金属边界 $V=V(t)$, 后者是 $\nabla V=0$, 其中 Dirichlet 边界条件涉及到对金属几何形状的精确表述, 而 Cartesian 网格在曲面电极形成的是锯齿状网格, 可能会影响电势的精确表达。为了解决这个问题, Celestin 提出了沉浸边界^[26], 该方法的优点在于精确表达电极几何, 缺点在于灵活性不高。虽然求解的电场存在差异, 若所画网格足够细, 文献[27]指出曲面锯齿网格对放电动力学并没有太大的影响。对于本文算例来说, 所画网格已经足够细, 不须再对曲面电极进行沉浸边界算电势。

需要注意的是, 物理上阴极电子通量是因为二次电子发射, 而在极间放电中广泛使用的阴极出边界是 $\nabla n=0$, 该边界也称密度连续边界, 即保证密度在边界处不间断, 本文在大气压下放电, 基本可以忽略鞘层的影响, 所以下算例都是基于密度连续边界的计算结果。

1.3 0 维反应动力学模型

0 维模型 ZDPlaskin 是一个开源的 Fortran 程序, 用来计算组分密度和气体温度随时间的演化, 它集成了 BOLSIG+求解器和 QTPlaskin 后处理程序, 前者用来实时求解电子反应速率系数和电子能量分布函数, 后者用来读取和查看输出结果。在 ZDPlaskin 模型中认为放电通道导通后放电区域呈均匀分布, 即可通过 0 维模型描述整个放电区域的所有组分密度随时间的演化。对于组分密度的求解, ZDPlaskin 的求解机理可以用以下反应描述。



$R_j = k_j A^a B^b$ (9)

$Q_A = (a' - a)R, Q_B = -bR, Q_C = cR$ (10)

$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{j=1}^{j_{\max}} Q_{ij}(t)$ (11)

式(8)是 1 个典型的化学反应。式中: A、B、C 是反应中的某一具体组分; a、b、c、a'是反应组分

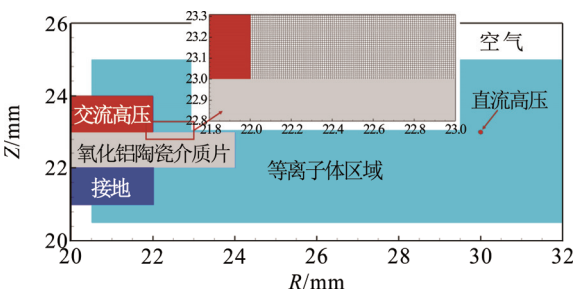


图 2 二维几何结构示意图
Fig.2 Schematic of the 2D geometric structure

表 1 输运方程的边界条件

Table 1 Boundary conditions for transport equations				
通量方向	电子	电子能量	负离子	正离子
阳极进	$\nabla n = 0$	$\Gamma_e = \Gamma_e n_e$	$\nabla n = 0$	0
阳极出	0	0	0	$\nabla n = 0$
阴极进	0	0	0	$\nabla n = 0$
阴极出	$\nabla n = 0$	$\Gamma_e = \Gamma_e n_e$	$\nabla n = 0$	0
介质入	$\nabla \cdot \Gamma = 0$	$\Gamma_e = \Gamma_e n_e$	$\nabla \cdot \Gamma = 0$	$\nabla \cdot \Gamma = 0$
介质出	$\Gamma = -\gamma \cdot \Gamma_i$	$\Gamma_e = 0.01 \Gamma_e$	0	0

的化学计量数; Q_z 为净反应速率, Z 为 A、B、C; Q_{ij} 为反应源项; $\delta\varepsilon$ 是能量变化。式(9)是通过反应速率系数 k_j 和反应物浓度计算反应速率 R_j ; 式(10)是对于组分 i 的反应源速率贡献; 式(11)是反应体系中组分 i 数密度 N_i 随时间演化的常微分方程组, 由于方程式强刚性 ODE, 不同组分密度之间相差若干个数量级, ZDPlaskin 运用变系数常微分方程 (variable-coefficient ordinary differential equation, VODE) 求解器积分方程, 将化学动化为求解常微分方程组的初值问题。如果反应是电子碰撞反应, 则反应速率系数通过耦合的 BOLSIG+ 计算电子碰撞截面得到。

2 结果与讨论

2.1 放电机理分析

本节选取了 $U_{AC}=4$ kV 和 $U_{DC}=-7$ kV 交直流电压进行实验, 放电间隙 $d=9$ mm, 在大气压下进行空气放电, 放电电压电流和放电形态如图 3 所示。在 1 个正弦周期中, 放电集中在正半周期的上升沿阶段, 由多次微放电组成, 电流幅值为 0.03 A, 实验放电形态如图 3 所示, SDBD 与 DC 之间充满了等离子体, 大面积的等离子体区域有利于大流量的气体通过, 对气体进行快速处理。

由于实验无法对放电机理进行解释, 因此把实

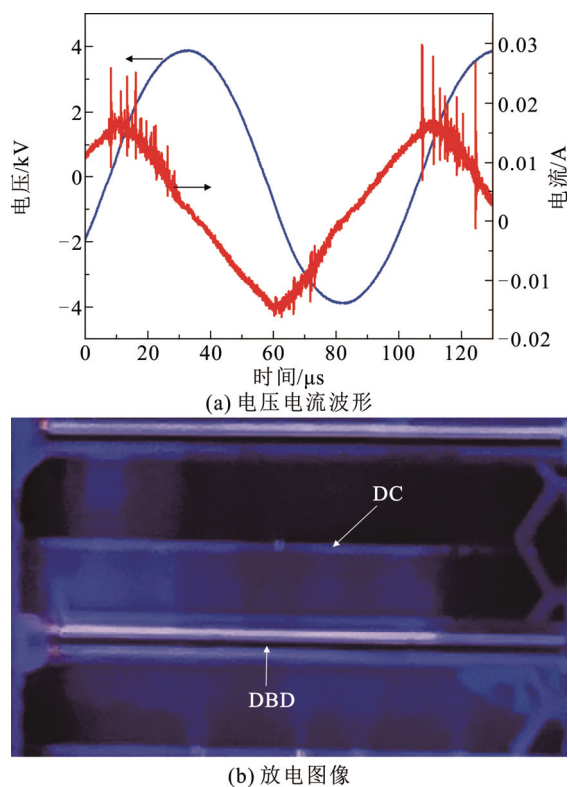


图3 实验测量结果

Fig.3 Experimental measuring results

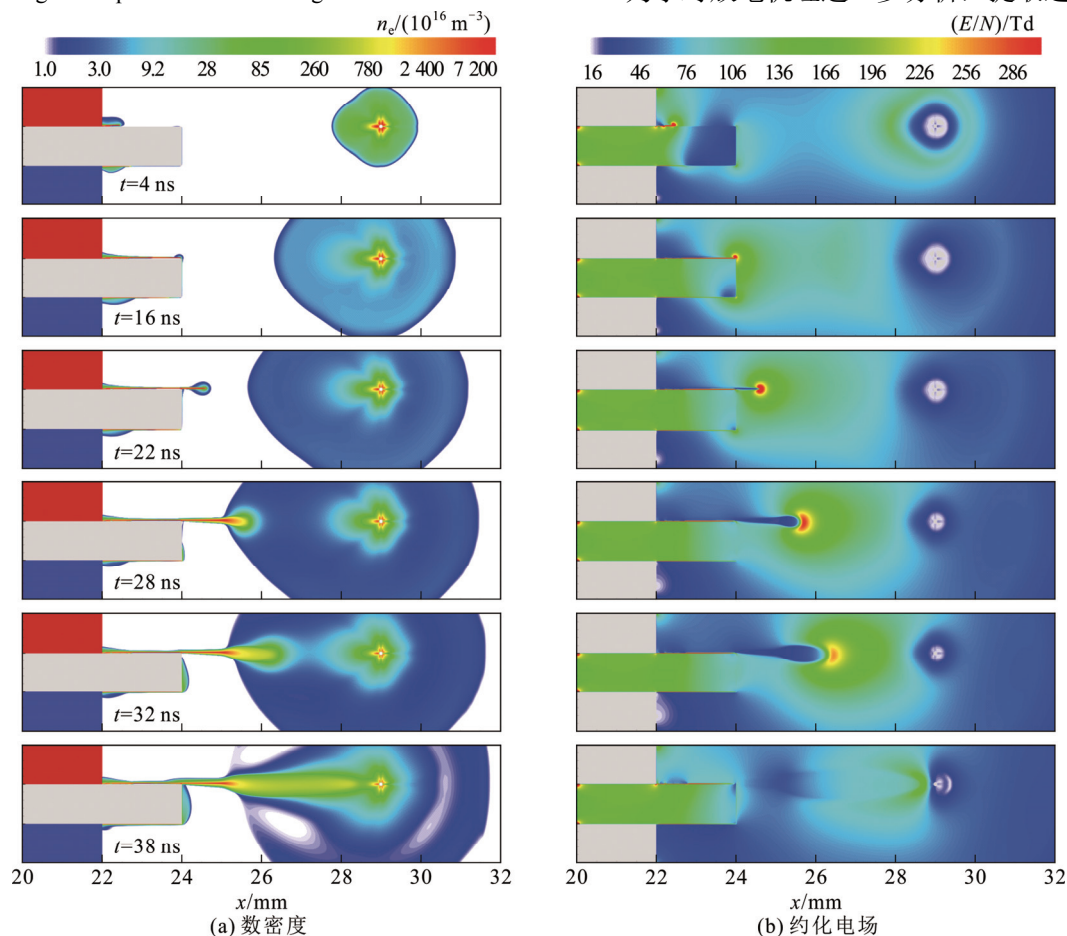


图4 二维电子数密度和约化电场随时空的演化结果

Fig.4 Spatiotemporal evolution results of the electron density and reduced electric field

验模型简化为二维进行仿真计算, 计算工况(压力、温度)与实验一致, 计算结果与实验结果对比验证模型的准确性。由于本文讨论的是结构对气体放电的影响, 设置输入电压为正电压常值, 研究正流注在 100 ns 内随时空的演化。电子数密度和约化电场随时空演化结果如图 4 所示, 从放电伊始到通道形成时刻, 共经历 38 ns, 电子数密度最高可达 10^{20} m^{-3} , 约化电场最大为 600 Td (1 Td=2.45 kV/cm), 电流幅值为 0.027 A, 第 1 阶段在前 16 ns 由 SDBD 正脉冲放电+负直流放电相互单独放电, 由 4 ns 时刻的约化电场可以看出右侧的负直流放电对 SDBD 的电场牵引效果; 第 2 阶段在 16~32 ns 之间有流注转变成了空间放电, 流注头部的电荷分离明显, 等离子体传播速度增加; 第 3 阶段在 32~38 ns 之间, 由于直流放电对空间气体进行了预电离, 当预电离密度达到一定范围时, 会使空间电子崩重叠, 从而使空间电场梯度平滑^[36], 此时不再以流注形式传播, 转变成了更均匀的放电模式, 此模型预测在本案例中最小预电离数密度为 $2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 。

为了对放电机理进一步分析, 提取通道形成时

刻的 $Y=23.02\text{ mm}$ 线上的电子数密度和电场分布如图 5 所示, X 为 $22\sim 24\text{ mm}$ 位于 SDBD 介质表面, 放电以流注形式向外传播, 由于此阶段 E/N 较大, 电子数密度会以指数形势持续增加, 流注厚度 h_d 可由文献[37]提出的解析式 $h_d = -2e\lambda_{im}(\ln(e\lambda_{im}\chi_{ph}) + 1)$ 量化计算出(e 为自然对数的底数), 此解析式适用于 $1\sim 6$ 个大气压下正流注厚度计算。当在 1 个大气压下放电时, $\chi_{ph} \approx 0.1\text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{im} = 1/A_p = \frac{1}{15 \times 760}\text{ cm} = 8.77 \times 10^{-5}\text{ cm}$, 因此可计算得到 $h_d \approx 46\text{ }\mu\text{m}$, 仿真计算结果从图 4 中可以大约预估流注厚度为 $45\text{ }\mu\text{m}$ 左右, 与解析结果基本相符。在 X 为 $24\sim 25.5\text{ mm}$ 阶段已脱离介质表面, 不再有电荷积累, 转换为空间放电, 以流注进行传播, 此阶段由于远离两高压电极, 电场持续减小, 导致电子数密度明显减小。在 X 为 $25.5\sim 29\text{ mm}$ 阶段由于直流放电产生预电离, 空间放电转换为扩散放电, 随着与直流电极距离减小, 电场开始增强, 电子数密度也缓慢增大。

2.2 直流电极位置对放电的影响

本节选取了相同的交直流电压($U_{AC}=4\text{ kV}$, $U_{DC}=-7\text{ kV}$)和相同的电极直径($D=0.1\text{ mm}$)来分析不同位置对放电的影响。3 个不同位置的计算结果如图 6 所示, 直流电极分别位于介质的上表面、中间和下表面, 由电子数密度结果可以看出: 不同位

置对应的放电击穿时刻有所不同, 由于上表面的直流电极距离 DBD 高压电极更近, 电场更强, 因此击穿时间最短。由导通时刻的电子数密度分布可知, 空间放电都是由 SDBD 上表面传播至直流电极, 并不会从中间或下表面进行传播, 等离子体覆盖面积基本相等。提取直流电极正左边固定位置点的电子数密度随时间演化结果, 第 1 个峰是由于直流放电传播经过该点, 流注过后一直保持预电离状态, 电子数密度维持在 10^{18} m^{-3} 左右, 当 SDBD 流注经过预电离区域电子数密度突增, 通道形成后电场变得均匀, 电子数密度开始下降。

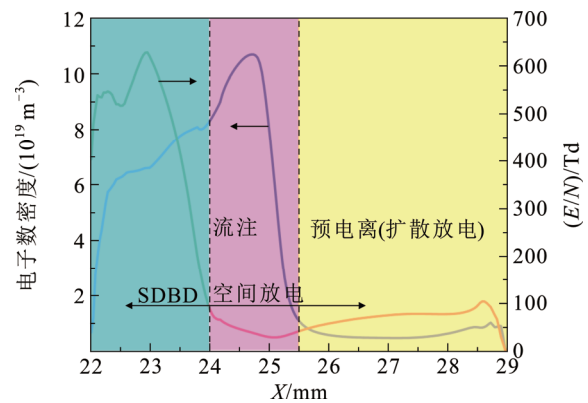
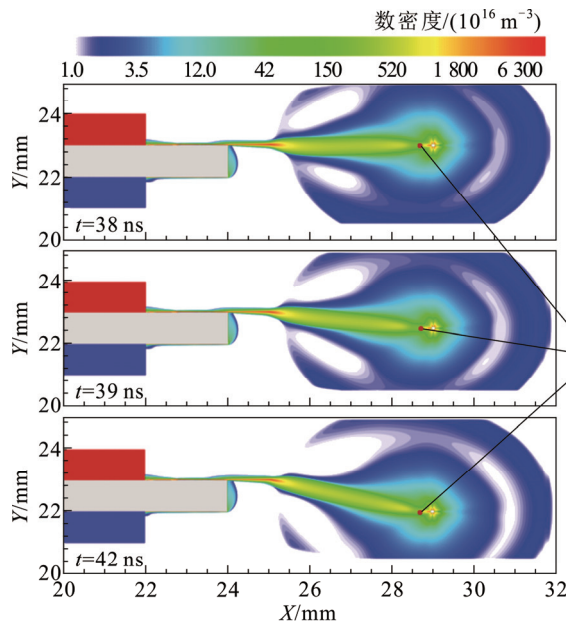
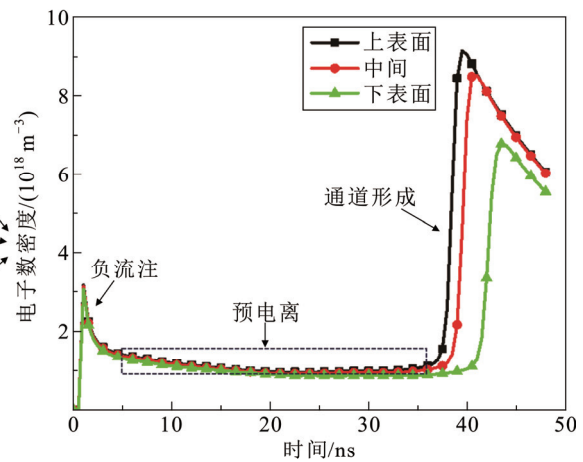


图 5 放电通道形成时刻的电子数密度和约化电场

Fig.5 Electron density and reduced electric field at discharge channel initiation



(a) 击穿时刻的电子数密度分布



(b) 电子数密度随时间演化结果

图 6 不同位置的直流电极放电

Fig.6 Effect of different DC electrode positions on discharge

2.3 直流电极直径对放电的影响

本节选取了相同的交直流电压 ($U_{AC}=4\text{ kV}$, $U_{DC}=-7\text{ kV}$) 来分析不同直径对放电的影响。3 个不同直径的计算结果如图 7 所示, 电极直径 ϕ 分别为 0.1、0.5、0.8 mm。图 7 第 1 行为导通时刻电子数密度的空间分布, 以电子数密度 $n_e=10^{18}\text{ m}^{-3}$ 等值线作为通道形成的依据, 从计算结果中可以看出: 不同直径所需的击穿时间都为 38 ns, 且从流注到扩散放电的位置都在 25.5 mm 处, 但等离子体所覆盖区域面积有所区别, 直径越小电场越强, 直流放电也越强, 因此直流放电电极附近的等离子体区域面积会更大。为了进一步量化分析放电机理, 提取导通时刻的 $Y=23.02\text{ mm}$ 线上的约化电场分布如图 7 所示(图中随箭头方向表示为 20、22、24、26、28、30、32、34、36、38 ns 的 E/N 分布), 随着直径的增大, 约化电场峰值从 650 Td 减小到了 600 Td, 说明直流对其牵引作用越来越弱, 但也由于直径的增加, 导致了放电间隙 d 减小, 因此形成放电通道的时间相同。从电场分布上来看, 在 25.5 mm 之前有明显的电荷分离增强外电场, 但在此之后 E/N 显著下降, 转变成了扩散放电, 此区域 3 个算例的 E/N 大小基本一致。此结论也可以从图 8 的电子数密度分布分析出, 在流注传播阶段电子数密度是随电极直径增大而减小的, 而在扩散放电阶段, 电子数密度基本相等, 在直流电极附近由于直流放电强弱不一样, 数密度也是随电极直径增大而减小。对于传统 SDBD 的击穿电压可由文献[38]推导出的解析表

达式(12)计算出。

$$U_{bd} \approx \frac{\pi B_1 (1 + \alpha_\varepsilon)}{2k_\varepsilon} \sqrt{\frac{pd \ln(1 + \gamma^{-1})}{A_1}} \quad (12)$$

式中: A_1 和 B_1 是 Townsend 电离的 2 个拟合参数, 在空气中 $A_1=0.1125\text{ cm}^{-1}\cdot\text{Pa}^{-1}$, $B_1=2.737\text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Pa})$; ε 为介质材料的相对介电常数; k_ε 是依赖 ε 的拟合参数, 当 ε 为 3~10 时, $k_\varepsilon=1.2$; p 和 d 分别为压强和放电间隙, $\gamma=0.01$ 是阴极的二次电子发射系数^[39]。因此, 在大气压空气 SDBD 放电中, 当相对介电常数为 9 时, 击穿电压 $U_{db}=2.4\text{ kV}$ 。

根据实验测试结果直流电压最低为 -6 kV、交流电压最低为 3.5 kV 才能击穿, 因此针对 SDBD 的击穿电压解析式不再适用, 对于此种结构, 不仅要达到 SDBD 的击穿电压, 还需要使放电传播距离达到一定距离时, 才能与直流放电形成空间放电击穿整个放电间隙^[40-41]。为进一步对不同直径 ($D=0.2\text{ mm}$ 和 0.5 mm) 的击穿电压进行了分析, 选取相同的放电间隙 $d=8\text{ mm}$, 为了控制单一变量, 分别针对峰值电压 $U_{DC}=-6\text{ kV}$ 和 $U_{AC}=3.5\text{ kV}$ 计算了 SDBD 的放电情况, 击穿电压和时间计算结果如图 9 所示。计算结果发现当 $U_{AC}>3.5\text{ kV}$ 时才能击穿整个放电通道, 随着 U_{AC} 的增大, 击穿时间逐渐减小。另外对比 2 个直流电极直径发现, 直径 $D=0.2\text{ mm}$ 比 $D=0.5\text{ mm}$ 的击穿时间要更短, 因此直流电极直径是影响放电的一个重要参数。当固定 $U_{AC}=3.5\text{ kV}$ 时, 发现 U_{DC} 的增加会明显缩短 2 种直径放电下的

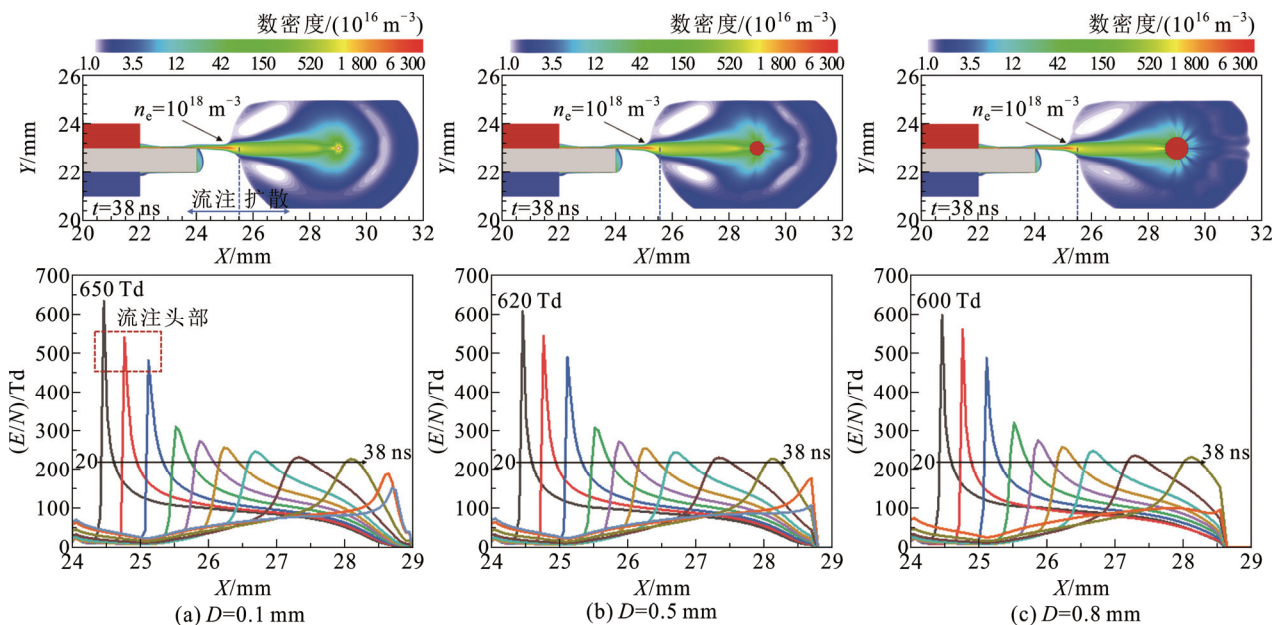


图7 不同直流电极直径 D 击穿时刻的电子数密度分布和约化电场随时间演化结果

Fig.7 Temporal evolution of electron density distribution and reduced electric field for various DC electrode diameters

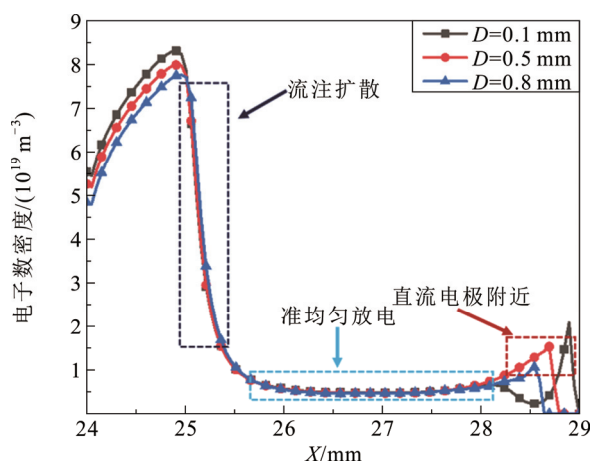


图8 不同直径击穿时刻的电子数密度空间分布

Fig.8 Spatial distribution of electron density at breakdown for different diameters

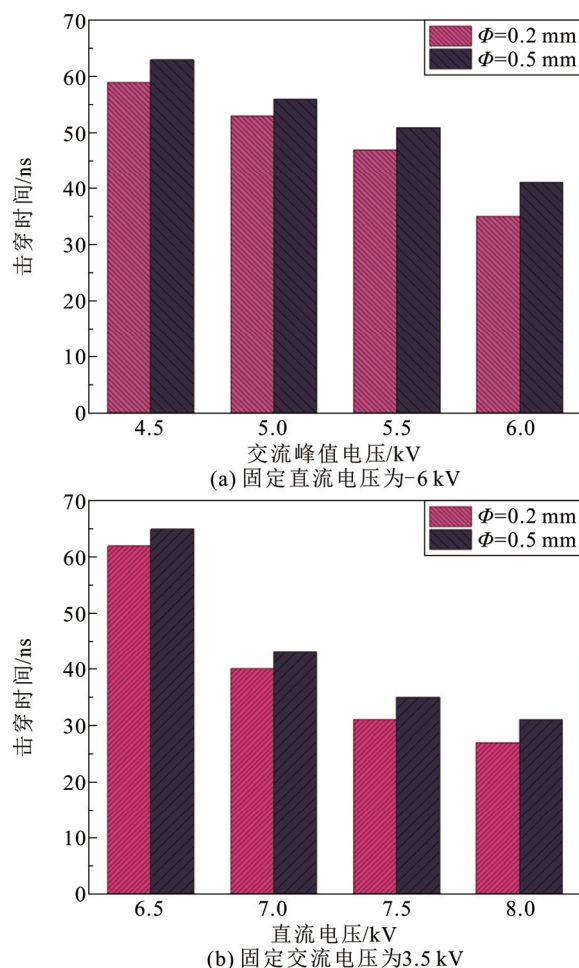


图9 不同直径电极放电时的击穿电压和耗费时间对比

Fig.9 Diameters comparison of breakdown voltage and time consumption for discharges with different electrode diameters

击穿时间, 对于此结构下的放电功率, 大部分功耗来自 SDBD, 因此在应用中应控制 U_{AC} 尽可能小来

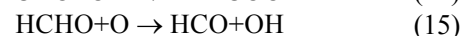
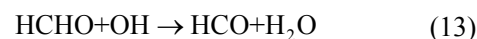
降低总功率。

2.4 气体处理对比

等离子体技术是目前净化气体、气体重整的有效方式之一, 其中存在的大量活性粒子(电子、激发态粒子、离子和自由基)可以对气体分子进行氧化分解。本文以处理甲醛(HCHO)为例, 建立零维反应动力学模型分析 2 种模型产生活性粒子机理, 用于空气+HCHO 放电模拟的反应动力学机理基于等离子体化学反应集^[42-43]组合而成, 此机理中包含 67 个组分和电子碰撞反应、离子复合反应、激发反应、吸附反应、解吸附反应、激发态熄灭反应等 672 个反应, 主要由空气放电+HCHO 放电反应机理组合而成。

零维动力学模型的电场输入来源于 2D 计算结果, 针对 SDBD 和 SDBD+直流二维计算结果提取通道形成后固定点的电场随时间演化($E/N(t)$), 两模型的输入参数与计算域一致, 0 维计算结果对比如图 10 所示, 对比 2 个模型相同位置点 P1, 各组分密度基本相等; 而 SDBD+直流空间放电 P2 的粒子密度会比其低 1 个数量级, 但其产生的等离子体面积是 SDBD 的数十倍, 可以更高效地处理气体。

为了进一步对 HCHO 反应机理进行分析, 对所有反应进行敏感性分析, 对于空气放电, HCHO 脱除的主要反应为反应式(13)–(15)。



O 和 OH 自由基直接决定着 HCHO 的脱除, 且 OH 与 O 对 HCHO 的脱除贡献约为 3:1, N_2 的激发态也能直接与 HCHO 反应, 但有 O_2 存在时容易与其发生熄灭反应, 另外 N_2 的激发态也能促进 O 和 OH 自由基的产生: $\text{N}_2(\text{A}^3) + \text{O}_2 \rightarrow \text{N}_2 + \text{O} + \text{O}$, $\text{N}_2(\text{A}^3) + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{N}_2 + \text{O} + \text{OH}$ 。 O_3 主要是将 HCO 氧化: $\text{HCO} + \text{O}_3 \rightarrow \text{H} + \text{O}_2 + \text{CO}_2$, 因此对于气体处理来说, 活性粒子的产生浓度和面积决定了气体处理的效率。

将同等大小的等离子体阵列模块(150 mm×100 mm: DBD 阵列中有 7 个单元放电模块, 2 个单元之间的间隙为 5 mm, 而在复合放电模块中有 4 个单元放电模块, 2 个 DBD 单元之间的间隙为 20 mm, 显著地增加了等离子体面积)、甲醛检测模块、蒸发皿、放在体积为 0.25 m^3 的密闭有机玻璃箱中, 使用 2~3 倍于国标(0.08 mg/m^3)的甲醛浓度进行实验, 注射甲醛稀释溶液在蒸发皿上使其挥发,

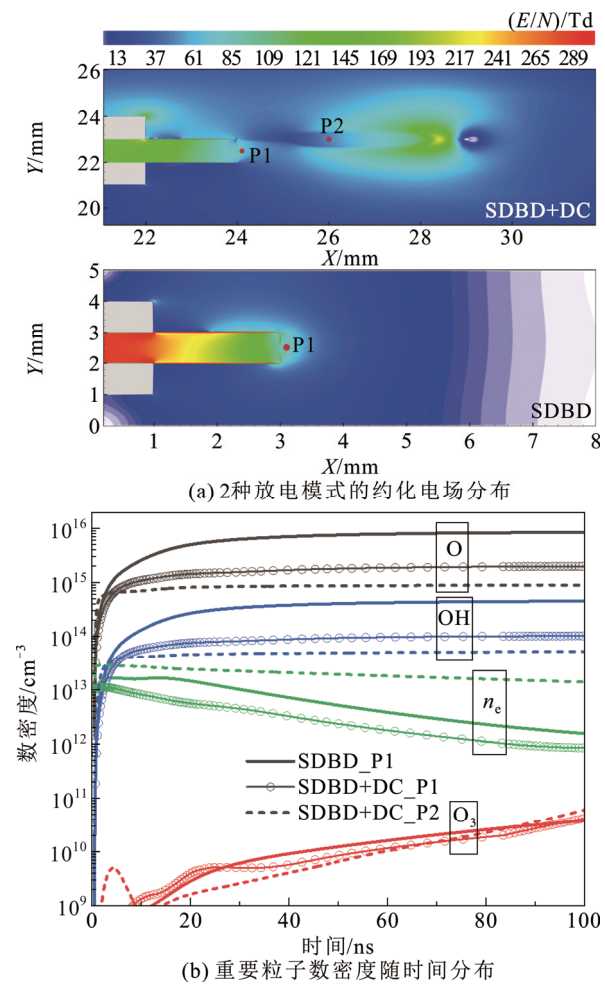


图 10 传统 DBD 与复合放电对比
Fig.10 Comparison of conventional DBD and hybrid discharge

在风扇小风速条件下使密闭箱内甲醛加快混合均匀，待其混合均匀后，施加高电压进行放电，记录不同放电模块清除甲醛速率和放电功率如表 2 所示。虽然 DBD 阵列的去除速率高于复合放电模块，但根据效率(单位功率下的甲醛去除速率)指标计算，复合放电在气体处理上表现出更高的能效比。

3 结论

1) 本文所建立的二维流体模型较完整地描述了一次复合放电的物理过程，计算结果表明，放电分为 3 个阶段：SDBD、空间放电和扩散放电。由于直流放电对空间气体进行了预电离，当预电离密度达到一定范围时，会使空间电子崩重叠，从而使空间电场梯度平滑，此时不再以流注形式传播，转变成更为均匀的放电模式，此模型预测在本案例中最小预电离数密度为 $2\times10^{17}\text{ m}^{-3}$ 。

表 2 实验气体处理对比

Table 2 Comparison of experimental gas treatment methods					
放电结构	U_{AC}/kV	U_{DC}/kV	平均功率/W	除速率/ ($\text{mg}\cdot\text{min}^{-1}$)	处理效率
DBD+DC	4	-7	4.86	0.05	0.01
DBD 阵列	6	0	9.96	0.07	0.007

2) 通过所建立的二维流体模型计算分析了直流电极的位置与直径对放电的影响。计算结果表明，随着直流电极位置离 SDBD 高压电极越近，放电越容易击穿整个通道；随着直流电极直径越来越大，约化电场逐渐减小，牵引作用越来越弱，但由于直径的增加放电间隙 d 减小，因此击穿时间基本相同。进一步对击穿电压进行分析，发现针对 SDBD 的击穿电压解析式不再适用，不仅需要达到 SDBD 的击穿电压，还需要使放电传播距离达到一定距离，才能与直流电极形成空间放电击穿整个放电间隙。

3) 通过所建立的零维反应动力学模型计算对比了此结构与传统 SDBD 产生的粒子浓度，发现在相同参数下，2 个模型在 SDBD 附近产生的活性粒子数密度基本相同，而在空间放电中的粒子数密度会低 1 个数量级。进一步对气体处理反应机理进行敏感性分析，O 和 OH 自由基直接决定着 HCHO 的脱除，O₃ 主要是将 HCO 进一步氧化，氮气的激发态虽然也能直接与 HCHO 反应，但有 O₂ 存在时容易与其发生熄灭反应

附录见本刊网络版(<http://hve.epri.sgcc.com.cn>)。

参考文献 References

[1] SIEMENS W. Ueber die elektrostatische Induction und die Verzögerung des Stroms in Flaschendrahten[M]. Berlin, Germany: Annalen der Physik, 1857: 66-122.

[2] LI S J, DANG X Q, YU X, et al. The application of dielectric barrier discharge non-thermal plasma in VOCs abatement: a review[J]. Chemical Engineering Journal, 2020, 388: 124275.

[3] CHEN G L, HE B, WANG Y X, et al. Recent applications in dielectric barrier discharge and radio frequency plasmas-engineered transition metal electrocatalysts for water splitting[J]. High Voltage, 2023, 8(6): 1115-1131.

[4] GONG X J, LIN Y C, LI X D, et al. Decomposition of volatile organic compounds using gliding arc discharge plasma[J]. Journal of the Air & Waste Management Association, 2020, 70(2): 138-157.

[5] 余嘉川, 徐岸非, 黄邦斗, 等. 脉冲滑动弧空气等离子体提升染污硅橡胶憎水性及闪络特性[J]. 高电压技术, 2023, 49(8): 3324-3334. YU Jiachuan, XU Anfei, HUANG Bangdou, et al. Improvement of hydrophobic migration and flashover characteristics of contaminated silicone rubber by pulsed gliding arc plasma in ambient air[J]. High Voltage Engineering, 2023, 49(8): 3324-3334.

- [6] ZEGHIOUD H, NGUYEN-TRI P, KHEZAMI L, et al. Review on discharge plasma for water treatment: mechanism, reactor geometries, active species and combined processes[J]. *Journal of Water Process Engineering*, 2020, 38: 101664.
- [7] 杨 圆, 高克利, 王宝山, 等. $C_4F_7N/CO_2/O_2$ 混合气体交流电晕放电分解特性[J]. *高电压技术*, 2023, 49(3): 955-961.
- YANG Yuan, GAO Keli, WANG Baoshan, et al. Decomposition characteristics of $C_4F_7N/CO_2/O_2$ gas mixture in AC corona discharge[J]. *High Voltage Engineering*, 2023, 49(3): 955-961.
- [8] KUČEROVÁ K, MACHALA Z, HENSEL K. Transient spark discharge generated in various N_2/O_2 gas mixtures: reactive species in the gas and water and their antibacterial effects[J]. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 2020, 40(3): 749-773.
- [9] 田 宇, 李树然, 朱伟东, 等. 气相中火花放电辅助的微纳材料静电分散和定向[J]. *高电压技术*, 2024, 50(9): 4240-4251.
- TIAN Yu, LI Shuran, ZHU Weidong, et al. Spark discharge assisted micro/nanomaterials electrostatic dispersion and alignment in gas phase[J]. *High Voltage Engineering*, 2024, 50(9): 4240-4251.
- [10] GUNDERSEN M, THOMAS VERNIER P, CRONIN S B, et al. A review of diverse academic research in nanosecond pulsed power and plasma science[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2020, 48(4): 742-748.
- [11] 李梦遥, 王歆昀, 赵昱雷, 等. 纳秒脉冲电压幅值和上升/下降沿时间对大气压氮气 DBD 均匀性的影响[J]. *高电压技术*, 2024, 50(2): 882-890.
- LI Mengyao, WANG Xinyun, ZHAO Yulei, et al. Influence of nanosecond pulse voltage amplitude and rising/falling edge time on the uniformity of atmospheric pressure N_2 DBD[J]. *High Voltage Engineering*, 2024, 50(2): 882-890.
- [12] DOBSLAW C, GLOCKER B. Plasma technology and its relevance in waste air and waste gas treatment[J]. *Sustainability*, 2020, 12(21): 8981.
- [13] ZHAO S X, LÜ X B, ASTAFIEV A, et al. Microwave diagnostics of pulsed atmospheric discharge with electrolytic electrode and long-lived luminous formation in its afterglow[J]. *High Voltage*, 2024, 9(1): 127-136.
- [14] YOON S Y, YI C, EOM S, et al. Effects of gas temperature in the plasma layer on RONS generation in array-type dielectric barrier discharge at atmospheric pressure[J]. *Physics of Plasmas*, 2017, 24(12): 123516.
- [15] CORKE T C, POST M L, ORLOV D M. Single dielectric barrier discharge plasma enhanced aerodynamics: physics, modeling and applications[J]. *Experiments in Fluids*, 2009, 46(1): 1-26.
- [16] SHAO T, LONG K H, ZHANG C, et al. Experimental study on repetitive unipolar nanosecond-pulse dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2008, 41(21): 215203.
- [17] LIU C, FRIDMAN A, DOBRYNIN D. Uniformity analysis of nanosecond and sub-nanosecond pulsed DBD in atmospheric air[J]. *Plasma Research Express*, 2018, 1(1): 015007.
- [18] CHE X K, NIE W S, SHAO T, et al. Study of flow fields induced by surface dielectric barrier discharge actuator in low-pressure air[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21(4): 043508.
- [19] BELINGER A, DAP S, NAUDÉ N. Influence of the dielectric thickness on the homogeneity of a diffuse dielectric barrier discharge in air[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2022, 55(46): 465201.
- [20] ZHU Y F, WU Y, WEI B, et al. Nanosecond-pulsed dielectric barrier discharge-based plasma-assisted anti-icing: modeling and mechanism analysis[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2020, 53(14): 145205.
- [21] ZHU Y F, STARIKOVSKAI 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.
- [22] ZHU Y F, SHCHERBANEV S, BARON B, et al. Nanosecond surface dielectric barrier discharge in atmospheric pressure air: I. measurements and 2D modeling of morphology, propagation and hydrodynamic perturbations[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2017, 26(12): 125004.
- [23] HAGELAAR G J M, PITCHFORD L C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2005, 14(4): 722-733.
- [24] VIEHLAND L A, MASON E A. Transport properties of gaseous ions over a wide energy range, IV[J]. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1995, 60(1): 37-95.
- [25] ČERNÁK M, HODER T, BONAVENTURA Z. Streamer breakdown: cathode spot formation, trichel pulses and cathode-sheath instabilities[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2020, 29(1): 013001.
- [26] CELESTIN S, BONAVENTURA Z, ZEGHONDY B, et al. The use of the ghost fluid method for Poisson's equation to simulate streamer propagation in point-to-plane and point-to-point geometries[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2009, 42(6): 065203.
- [27] CHEN X C, ZHU Y F, WU Y. Modeling of streamer-to-spark transitions in the first pulse and the post discharge stage[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2020, 29(9): 095006.
- [28] VERWER J G, SOMMEIJER B P, HUNSDORFER W. RKC time-stepping for advection-diffusion-reaction problems[J]. *Journal of Computational Physics*, 2004, 201(1): 61-79.
- [29] BROWN P N, HINDMARSH A C. Reduced storage matrix methods in stiff ODE systems[J]. *Applied Mathematics and Computation*, 1989, 31: 40-91.
- [30] POPOV N A. Fast gas heating in a nitrogen-oxygen discharge plasma: I. Kinetic mechanism[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2011, 44(28): 285201.
- [31] PANCHESHNYI S, NUDNOVA M, STARIKOVSKII A. Development of a cathode-directed streamer discharge in air at different pressures: experiment and comparison with direct numerical simulation[J]. *Physical Review E*, 2005, 71(1): 016407.
- [32] CAPITELLI M, FERREIRA C M, GORDIETS B F, et al. Plasma kinetics in atmospheric gases[M]. Berlin, Heidelberg: Springer, 2013.
- [33] PHELPS A V, PITCHFORD L C. Anisotropic scattering of electrons by N_2 and its effect on electron transport[J]. *Physical Review A*, 1985, 31(5): 2932.
- [34] LAWTON S A, PHELPS A V. Excitation of the $b^1\Sigma_g^+$ state of O_2 by low energy electrons[J]. *The Journal of Chemical Physics*, 1978, 69(3): 1055-1068.
- [35] KOSSYI I A, KOSTINSKY A Y, MATVEYEV A A, et al. Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 1992, 1(3): 207-220.
- [36] LEVATTER J I, LIN S C. Necessary conditions for the homogeneous formation of pulsed avalanche discharges at high gas pressures[J]. *Journal of Applied Physics*, 1980, 51(1): 210-222.
- [37] SOLOVIEV V R, KRIVTSOV V M. Numerical modelling of nanosecond surface dielectric barrier discharge evolution in atmospheric air[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2018, 27(11): 114001.
- [38] SOLOVIEV V R, SELIVONIN I V, MORALES I A. Breakdown

voltage for surface dielectric barrier discharge ignition in atmospheric air[J]. *Physics of Plasmas*, 2017, 24(10): 103528.

[39] BAGHERI B, TEUNISSEN J, EBERT U, et al. Comparison of six simulation codes for positive streamers in air[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2018, 27(9): 095002.

[40] VIEGAS P, SLIKBOER E, BONAVENTURA Z, et al. Physics of plasma jets and interaction with surfaces: review on modelling and experiments[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2022, 31(5): 053001.

[41] GRUBERT G K, BECKER M M, LOFFHAGEN D. Why the local-mean-energy approximation should be used in hydrodynamic plasma descriptions instead of the local-field approximation[J]. *Physical Review E*, 2009, 80(3): 036405.

[42] YIN B, ZHU Y F, WU Y. Modulating sparks in a pulse train for repetitive and energy efficient plasma generation[J]. *High Voltage*, 2023, 8(6): 1168-1179.

[43] ZHU Y F, LEPIKHIN N D, OREL I S, et al. Optical actinometry of O-atoms in pulsed nanosecond capillary discharge: peculiarities of kinetics at high specific deposited energy[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2018, 27(7): 075020.



YIN Bo
Ph.D.candidate



ZHU Yifei
Ph.D.
Associate professor
Corresponding author

尹 博
1996—，男，博士生
主要从事低温等离子体模拟和应用的研究工作
E-mail: yinbo196@163.com

朱益飞(通信作者)
1989—，男，博士，副教授
主要从事低温等离子体模拟和应用的研究工作
E-mail: syjcoolr@163.com



WU Yun
Ph.D., Professor



ZHENG Borui
Ph.D.
Associate professor

吴 云
1983—，男，博士，教授
主要从事航空发动机气动与燃烧的研究工作
E-mail: wuyun1223@126.com

郑博睿
1981—，男，博士，副教授
主要从事离子体智能控制的研究工作
E-mail: narcker@xaut.edu.cn

附录 A

表 A1 详细反应表

Table A1 Table of detailed reactions

序号	反应	速率常数	参考文献
R1	$e + N_2 \rightarrow e + e + N_2^+$	$f(\sigma, \epsilon_m)$	[39]
R2	$e + O_2 \rightarrow e + e + O_2^+$	$f(\sigma, \epsilon_m)$	[40]
R3	$e + O_2 \rightarrow O^- + O$	$f(\sigma, \epsilon_m)$	[39]
R4	$e + N_2 \rightarrow e + N_2(A^3\Sigma_u)$	$f(\sigma, \epsilon_m)$	[39]
R5	$e + N_2 \rightarrow e + N_2(B^3\Pi_g)$	$f(\sigma, \epsilon_m)$	[39]
R6	$e + N_2 \rightarrow e + N_2(C^3\Pi_u)$	$f(\sigma, \epsilon_m)$	[39]
R7	$e + O_2 \rightarrow e + O + O$	$f(\sigma, \epsilon_m)$	[41]
R8	$e + O_2 \rightarrow e + O + O(^1D)$	$f(\sigma, \epsilon_m)$	[41]
R9	$N_2^+ + N_2 + N_2 \rightarrow N_4^+ + N_2$	5×10^{-29}	[36]
R10	$N_2^+ + N_2 + O_2 \rightarrow N_4^+ + O_2$	5×10^{-29}	[36]
R11	$N_4^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2 + N_2$	2.5×10^{-10}	[36]
R12	$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	6×10^{-11}	[37]
R13	$O_2^+ + N_2 + N_2 \rightarrow O_2^+ N_2 + N_2$	9×10^{-31}	[37]
R14	$O_2^+ N_2 + N_2 \rightarrow O_2^+ + N_2 + N_2$	9×10^{-31}	[37]
R15	$O_2^+ N_2 + O_2 \rightarrow O_4^+ + N_2$	4.3×10^{-10}	[37]
R16	$O_2^+ + O_2 + N_2 \rightarrow O_4^+ + N_2$	10^{-9}	[37]
R17	$O_2^+ + O_2 + O_2 \rightarrow O_4^+ + O_2$	2.4×10^{-30}	[37]
R18	$e + O_2 + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$	$2.4 \times 10^{-29}(300/T_e)$	[37]
R19	$O^- + O \rightarrow e + O_2$	1.4×10^{-10}	[38]
R20	$O_2^- + O \rightarrow e + O_2 + O$	1.5×10^{-10}	[38]
R21	$e + N_4^+ \rightarrow N_2 + N_2(C^3\Pi_u)$	$2.3 \times 10^{-6}(300/T_e)^{0.53}$	[38]
R22	$e + N_2^+ \rightarrow N + N$	$1.8 \times 10^{-7}(300/T_e)^{0.39}$	[38]
R23	$e + O_4^+ \rightarrow O + O + O_2$	$1.4 \times 10^{-6}(300/T_e)^{0.50}$	[37]
R24	$e + O_2^+ \rightarrow O + O$	$2.0 \times 10^{-7}(300/T_e)$	[37]
R25	$O_2^- + O_4^+ \rightarrow O_2 + O_2 + O_2$	10^{-7}	[37]
R26	$O_2^- + O_4^+ + N_2 \rightarrow O_2 + O_2 + O_2 + N_2$	2.0×10^{-25}	[37]
R27	$O_2^- + O_4^+ + O_2 \rightarrow O_2 + O_2 + O_2 + O_2$	2.0×10^{-25}	[37]
R28	$O_2^- + O_4^+ + N_2 \rightarrow O_2 + O_2 + N_2$	2.0×10^{-25}	[37]
R29	$O_2^- + O_2^+ + O_2 \rightarrow O_2 + O_2 + O_2$	2.0×10^{-25}	[37]
R30	$O^- + N_2^+ \rightarrow O + N + N$	$2.0 \times 10^{-7}(300/T_e)$	[41]
R31	$N_2(C^3\Pi_u) + N_2 \rightarrow N_2(B^3\Pi_g) + N_2$	1.0×10^{-11}	[36]
R32	$N_2(C^3\Pi_u) + O_2 \rightarrow N_2 + O + O(^1D)$	3.0×10^{-10}	[36]
R33	$N_2(C^3\Pi_u) \rightarrow N_2 + h\nu$	2.45×10^{-7}	[36]
R34	$N_2(B^3\Pi_g) + O_2 \rightarrow N_2 + O + O$	3.0×10^{-10}	[36]
R35	$N_2(B^3\Pi_g) + N_2 \rightarrow N_2(A^3\Sigma_u) + N_2(v)$	1.0×10^{-11}	[36]
R36	$N_2(A^3\Sigma_u) + O_2 \rightarrow N_2 + O + O$	$2.5 \times 10^{-12}(300/T_g)^{0.50}$	[36]
R37	$O(D) + O_2 \rightarrow O + O_2$	$3.3 \times 10^{-11}(67/T_{gas})$	[36]
R38	$O(^1D) + N_2 \rightarrow O + N_2$	$1.8 \times 10^{-11}(107/T_{gas})$	[36]