

专题: 低温等离子体非平衡输运与主动调控

# 微结构诱导电场畸变下混合放电的特性与增强机理\*

顾冰冰<sup>1)</sup> 方骏林<sup>1)</sup> 徐少锋<sup>1)</sup> 郭颖<sup>1)†</sup> 石建军<sup>2)</sup>

1) (东华大学物理学院, 纺织行业先进等离子体物理与技术重点实验室, 上海 201620)

2) (复旦大学义乌研究院, 全省极端环境功能材料重点实验室, 义乌 322000)

(2025年9月22日收到; 2025年11月13日收到修改稿)

本文基于二维流体模型, 以平行板结构为基础, 对高压电极介质表面具有微结构的大气压氧气脉冲放电进行了研究, 重点分析了微结构诱导的混合放电及其增强机制. 微结构的存在导致放电过程中电场畸变, 电子在横向电场的作用下被局域束缚在微结构下方区域, 放电呈现出电晕模式; 同时由于凸起微结构的存在, 该处放电间隙减小, 纵向电场显著增强, 从而引起微结构下方电晕放电与两侧平板放电产生放电时间上的一致性. 随着表面凸起微结构几何参数的增大, 可进一步诱发二次放电. 仿真结果表明, 电晕放电的存在有效提高了电子密度、电子温度及高能电子的数量占比, 增强了放电; 高凸起条件电晕放电受到抑制的情况下, 二次放电的产生, 有效提高了高能电子的数量占比及空间内活性氧原子的平均数密度. 这些发现为微结构引发的放电增强微观机制提供了深刻见解, 为设计高效的等离子体装置提供理论基础.

**关键词:** 二维流体模型, 表面微结构, 混合放电, 电晕放电**PACS:** 52.20.-j, 52.25.Fi, 52.25.Jm**DOI:** 10.7498/aps.74.20251303**CSTR:** 32037.14.aps.74.20251303

## 1 引言

大气压介质阻挡放电 (dielectric barrier discharge, DBD) 因其能够产生多种活性物质 ( $O_3$ ,  $NO$ ,  $NO_2$ ,  $OH$ ,  $O$ ,  $N$  等)<sup>[1-3]</sup>, 在生物医学、材料表面改性以及环境治理等领域具有广泛的应用前景. 这些活性物质中, 氧原子主要来源于氧气放电, 并在众多应用中起到关键作用. 尤其在半导体工业中, 活性氧原子 ( $O$ ) 是制备高质量氧化物薄膜 (如  $Al_2O_3$ ,  $TiO_2$ ,  $SiO_2$  等) 的关键前驱体, 其数密度直接决定了化学气相沉积 (CVD)、等离子体化学气相沉积 (PECVD) 及原子层沉积 (ALD) 等工艺的沉积效率与薄膜性能<sup>[4,5]</sup>. 因此, 提高氧气放电中活

性氧原子数密度成为当前研究的关键<sup>[6-8]</sup>.

活性氧原子的生成, 主要源于氧气放电过程中高能电子 ( $>8.4$  eV) 与氧气分子的碰撞 ( $e+O_2 \rightarrow 2O+e$ ,  $e+O_2 \rightarrow O+O(^1D)+e$ ). 研究表明, 电子的能量分布直接受控于放电区域的约化电场 ( $E/N$ ), 因此提升  $E/N$  被认为是增强电子能量、促进活性氧原子生成的关键途径<sup>[7]</sup>. 通常, 可以提高外加电压、减小放电间隙等来提高  $E/N$ . 例如, Zhang 等<sup>[9]</sup> 的研究指出, 约化电场随电压升高而增强; 窄间隙下电场增强显著, 且高能电子占比提升至约 4%<sup>[10,11]</sup>.

设计电极结构或填充催化剂颗粒等改变放电空间构型, 诱导局部电场畸变并引发微放电, 是增强放电的另一有效策略<sup>[12-15]</sup>. 在介质阻挡放电 (DBD) 中引入微孔可重构空间电场分布, 降低起

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12175036, 12475259) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guoying@dhu.edu.cn

始电压并增强臭氧合成<sup>[16]</sup>, 仿真研究表明, 其增强机制源于微孔内纵向电场和横向电场的协同作用引发的微放电<sup>[17]</sup>. 另一方面, Mao等<sup>[10]</sup>通过模拟指出, 减小电极曲率半径可显著改变电场分布与放电体积, 典型的微电晕正是利用此类尖端效应实现的局部电场增强与放电强化<sup>[18]</sup>.

此外, 通过在放电空间中填充催化剂颗粒以改变空间构型, 也是诱导电场畸变并增强放电的有效策略<sup>[19]</sup>. Mujahid等<sup>[20,21]</sup>将填充的催化剂颗粒序列化和图案化, 结合实验与模拟, 证实了介质表面微结构会通过引发局部电场畸变, 诱导产生特定微放电模式, 增强整体放电. 值得注意的是, 除介质颗粒外, 金属颗粒的引入为诱导微放电提供了另一重要途径. 例如, Jodpimai等<sup>[22]</sup>将铝颗粒填充于放电空间并作为高压电极, 利用其尖锐边缘产生的局部电场集中效应促进微放电, 显著提升了活性物质的生成效率. 与介质颗粒不同, 金属颗粒因其导电性可直接作为电极参与放电, 通过强烈的局部电场引发尖端放电, 这一特性使其在高功率、工业级放电电极设计中具有应用潜力.

然而, 颗粒填充方法存在一定的局限性, 如颗粒堆积可能阻碍气体流动, 且其随机分布易导致放电不稳定性<sup>[23]</sup>. 相比之下, 在介质表面直接构建凸起微结构可作为一种“固着式”的电场增强策略. 该方法既能利用几何形貌诱导局部电场畸变和微放电效应, 又可有效规避颗粒填充带来的流动阻力与分布随机性问题. 近年来, 研究已初步证实了介质微结构的增强效果. 例如, Fang等<sup>[24]</sup>通过在介质表面构建方形沟槽结构, 利用横向电场引导电子汇聚, 并结合纵向电场增强电离波与正离子鞘层,

实现了多区域协同放电增强; Polonskyi等<sup>[25]</sup>则通过设计介质层拓扑形貌, 在凸起结构的尖端或边缘处减小有效放电间隙、增强局部电场, 从而将放电能量“聚焦”于预设微区, 实现了局部放电强化. 尽管如此, 对于微结构诱导放电增强的完整微观物理机制, 如电场重构、电子动力学演化及能量输运过程等, 仍缺乏系统性的理论阐释.

基于上述研究现状, 本文在平行板放电的基础上, 在高压电极介质表面设计了凸起微结构. 通过二维流体模拟, 系统分析了介质微结构下的放电行为, 重点揭示其放电增强的完整微观机制, 同时分析了微结构几何参数对放电的调控, 为介质微结构下放电的微观动力学提供了理论依据, 也为高效等离子体装置的设计提供了方法指导.

## 2 模型介绍

在 COMSOL Multiphysics 多物理场仿真软件中建立如图 1(a) 所示的介质阻挡的平行板二维流体模型, 使用陶瓷作为介质 (相对介电常数取 10), 其厚度为 0.5 mm, 长度为 4.5 mm, 放电间隙  $H = 0.14$  mm. 在图 1(a) 模型的基础上, 将高压电极介质一端中间设置如图 1(b) 表面凸起高度为  $h$  (其中  $h = H - y$ ,  $\Delta x = 0.04$  mm 保持不变) 的微结构, 放电空间被分为微结构下方和两侧 3 个区域, 微结构下方网格尺寸取 0.001 mm, 两侧网格尺寸取 0.003 mm. 上电极施加图 1(c) 所示幅值为 1.5 kV, 上升沿下降沿均为 50 ns 的脉冲电压, 下电极接地.

数值模拟计算过程中电子 (e), 氧离子 ( $O^+$ ,  $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $O_2^+$ ,  $O_3^-$ ) 和其他激发态氧原子的数密度,

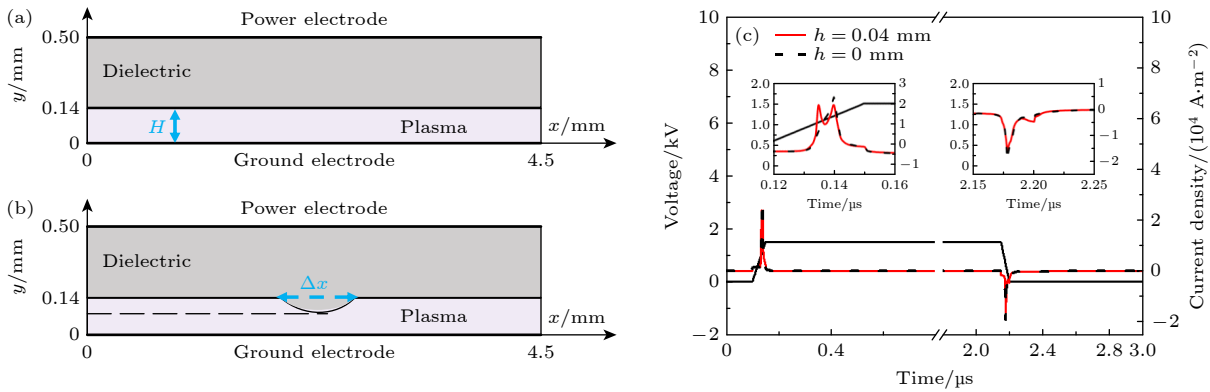


图 1 (a) 平行板模型; (b) 表面凸起微结构模型; (c)  $h = 0$  mm,  $h = 0.04$  mm 电压电流密度

Fig. 1. (a) Parallel plate model; (b) surface protruding microstructure model; (c) voltage current density when  $h = 0$  mm and 0.04 mm.

通过粒子的连续性方程求得

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_x}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma_y}{\partial y} = S, \quad (1)$$

式中  $n$  和  $\Gamma$  分别为粒子数密度与粒子通量,  $S$  为粒子的产生与损耗之和, 下标  $x, y$  分别代表二维自洽流体数值模型中轴向与径向的分量. 粒子的通量可由漂移扩散近似方程计算得出:

$$\Gamma_{i,e}(x) = \pm \mu E_x n - D \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\Gamma_{i,e}(y) = \pm \mu E_y n - D \frac{\partial n}{\partial y}, \quad (3)$$

(2) 式和 (3) 式中  $E, D$  和  $\mu$  分别表示电场强度、扩散系数和迁移率, 其中  $i$  表示离子,  $e$  表示电子. 电场  $E$  通过求解泊松方程得出:

$$\varepsilon_r \varepsilon_0 \left( \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) = e \left( \sum_p n_{i,p} - n_e \right), \quad (4)$$

其中  $\varepsilon_r, \varepsilon_0$  和  $e$  分别代表相对介电常数、真空介电常数和基本电荷.

电子和离子的边界条件为

$$\Gamma_e = -\gamma \sum_i \Gamma_i, \quad (5)$$

其中  $\gamma$  表示二次电子发射系数 ( $\gamma$  取 0.1).

电子的平均能量可以由以下公式得出:

$$\frac{\partial n_e \varepsilon}{\partial t} = -\frac{\partial \Gamma_e}{\partial x} - \varepsilon \Gamma_e E + K_{L,ij}(\varepsilon) n_i n_j - 3m_{\text{neut}} m_e N K_{\text{nn}} n_e k(T_e - T_{\text{neut}}), \quad (6)$$

式中,  $T$  表示等离子体物质的温度,  $m$  表示等离子体种类的质量,  $K_{i,j}$  和  $K_{L,ij}$  分别为物种  $i$  与物种  $j$  之间反应的反应速率以及能量的增大或减小速率.

大气压氧气条件下数值模拟模型中包含的反应方程及其反应速率见附录 A.

## 3 结果与讨论

### 3.1 微结构调控下的放电特性及活性氧生成增强机制

微结构空间的电子密度演化如图 2(a) 所示, 电子向功率电极介质表面微结构下方聚集, 形成明显的局部富集区域, 此时电离波开始向接地电极方向传播, 0.135  $\mu\text{s}$  时达到电子密度幅值  $1.15 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ , 电子温度最高达到 36.1 eV. 图 2(c) 展示了接地电极附近  $y = 0.006 \text{ mm}$  处的纵向电场分布, 两侧空

间的纵向电场强度与图 1(a) 的平行板结构纵向电场强度基本一致, 维持在  $3.79 \times 10^6 \text{ V/m}$ ; 而微结构区域下方, 由于放电间隙减小, 纵向电场显著增强, 并在凸起顶点 ( $x = 2.25 \text{ mm}$ ) 处达到最大值  $4.77 \times 10^6 \text{ V/m}$ . 由于纵向电场的畸变, 微结构下方放电与图 1(a) 平行板放电相比放电提前且增强.

图 2(d) 为正负粒子的迁移扩散通量及其空间分布情况. 氧气放电中负粒子主要包括  $e, O, O_2^-, O_3^-$ , 正粒子主要包括  $O^+, O_2^+$ . 电子的质量远小于其他负离子的质量, 且其迁移率与扩散系数显著高于其他负离子, 因此负电荷的通量主要由电子主导, 负离子的贡献在多数情况下可以忽略. 负粒子的纵向迁移扩散通量峰值为  $6.99 \times 10^{25} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , 而正粒子的纵向迁移扩散通量峰值为  $9.34 \times 10^{23} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . 正负粒子迁移扩散通量的不同, 导致电荷分离, 进而形成了如图 2(e1) 所示的横向电场. 该横向电场随空间高度和时间变化而分布不同, 在 0.135  $\mu\text{s}$ ,  $y = 0.006 \text{ mm}$  处, 使电子向微结构下方聚集的横向电场较强, 促使电子向微结构下方聚集; 而在  $y = 0.09 \text{ mm}$  高度处, 电场方向反转电子向两侧迁移, 但电子向中间聚集的横向迁移仍占主导 (图 2(e2)). 因此电子被约束在微结构下方区域, 并在纵向电场的驱动下向下传播, 形成图 2(a) 所示的电晕放电模式. 至  $t = 0.140 \mu\text{s}$ , 促使电子向两侧迁移的横向电场增强, 微结构下方电子沿图 2(a3) 所示的浅蓝色区域向两侧迁移.

微结构两侧的平板放电空间关于中间的电晕空间对称, 本文以左侧区域为例进行分析. 如图 3 所示平板放电空间, 放电起始于电极表面, 在  $x = 1.5 \text{ mm}$  位置处逐渐增强, 而在  $x = 1.5\text{--}2 \text{ mm}$  区间放电减弱. 结合图 2(e) 可知, 微结构区域横向电场的存在电子重新分布, 导致该区域电子数量减少, 放电减弱, 由此导致了平板区域的非均匀放电. 同时, 横向电场促使电子向平板放电区的电离波头部汇聚, 导致了  $x = 1.5 \text{ mm}$  位置处放电增强. 由于两侧放电间隙不变, 因此两侧电离波传播特性与图 1(a) 平行板结构相同, 0.135  $\mu\text{s}$  向接地电极传播, 至 0.140  $\mu\text{s}$  电子密度达到上升沿放电的幅值  $8.18 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

如图 3(c) 所示为两侧平行板放电区域电子温度最高时的空间分布, 其峰值为 15.2 eV. 图 3(d) 展示了有无微结构时整个空间电子温度最高时的分布, 最高值为 36.1 eV, 显著高于无微结构情形

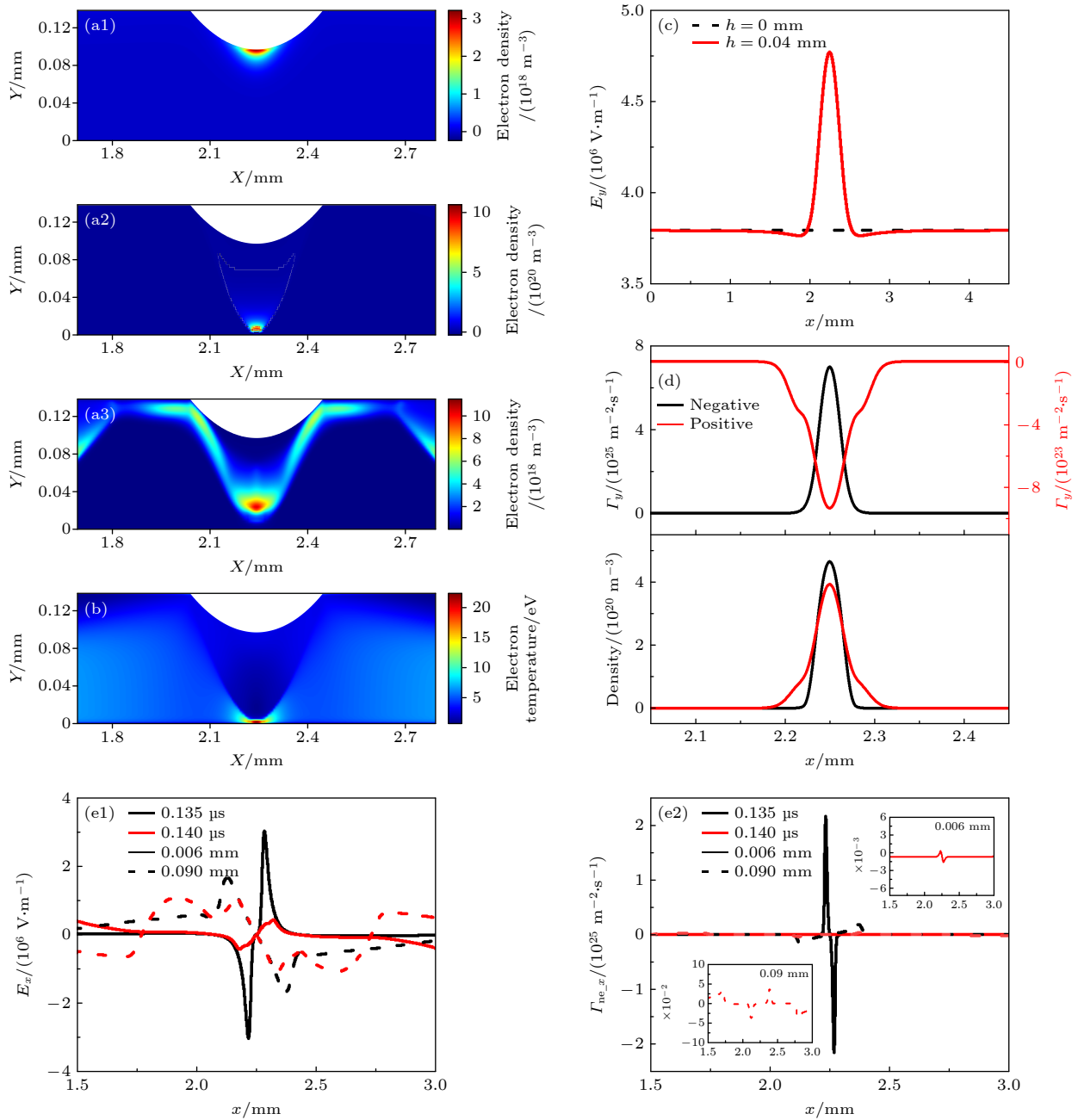


图 2 (a1)–(a3) 电晕空间 0.131, 0.135, 0.140  $\mu\text{s}$  电子密度空间演化; (b) 0.140  $\mu\text{s}$  “类电晕空间”电子温度空间分布; (c)  $y = 0.006$  mm, 0.135  $\mu\text{s}$  的纵向电场 ( $E_y$ ) 分布; (d)  $y = 0.006$  mm, 0.135  $\mu\text{s}$  的纵向通量及正负粒子的空间分布; (e1), (e2) 放电过程中的横向电场 ( $E_x$ ) 及横向迁移

Fig. 2. (a1)–(a3) Evolution of spatial electron distribution in corona space at 0.131, 0.135, 0.140  $\mu\text{s}$ ; (b) electron energy in corona space at 0.140  $\mu\text{s}$ ; (c) the  $E_y$  along  $y = 0.006$  mm at 0.135  $\mu\text{s}$ ; (d) longitudinal flux and the spatial distribution of positive and negative particles; (e1), (e2) the  $E_x$  and transverse flux during the discharge process.

(约 10 eV), 该差异主要源于凸起结构下方较强的电场, 显著增强了电子加速效应. 同时, 结合图 3(c) 微结构两侧的电子温度分布, 该区域电子温度相较于无微结构情形也明显升高. 高能电子主要集中于微结构下方的电晕区域, 表明该结构实现了电子能量的空间调控.

图 4 进一步分析了电子密度和电子温度升高

对活性氧原子生成产生的影响. 结果如图 4(a) 所示, 在整个放电过程中, 具有表面微结构时活性氧原子空间平均数量密度始终高于无微结构的情况, 且在放电结束后达到最大值  $6.52 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ . 此外, 生成活性氧原子的反应速率与电子密度及电子温度的变化趋势一致 (图 4(b)). 与无表面微结构时的放电相比, 引入表面微结构后反应速率提高了

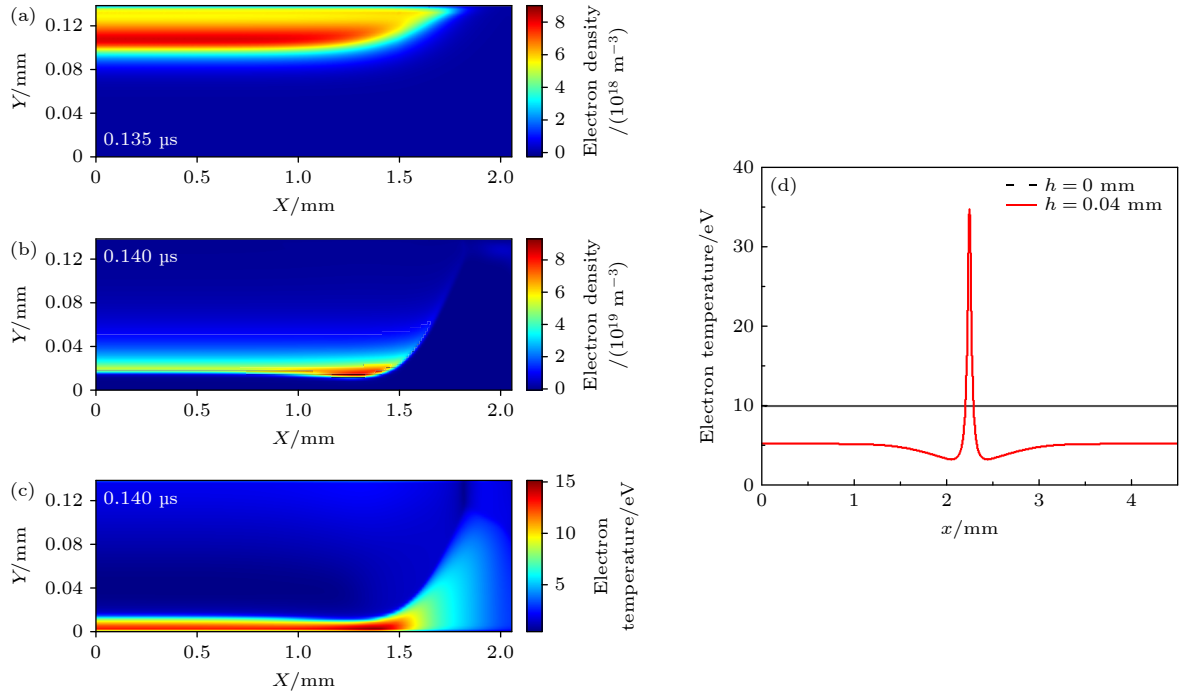


图 3 (a), (b) 平板空间 0.135, 0.140  $\mu\text{s}$  电子密度空间演化; (c) 0.140  $\mu\text{s}$  平板空间电子温度空间分布; (d)  $y = 0.006 \text{ mm}$ , 0.135  $\mu\text{s}$  电子能量的空间分布

Fig. 3. (a), (b) Evolution of spatial electron distribution in parallel plate space at 0.135, 0.140  $\mu\text{s}$ ; (c) electron energy along  $y = 0.006 \text{ mm}$  at 0.135  $\mu\text{s}$ .

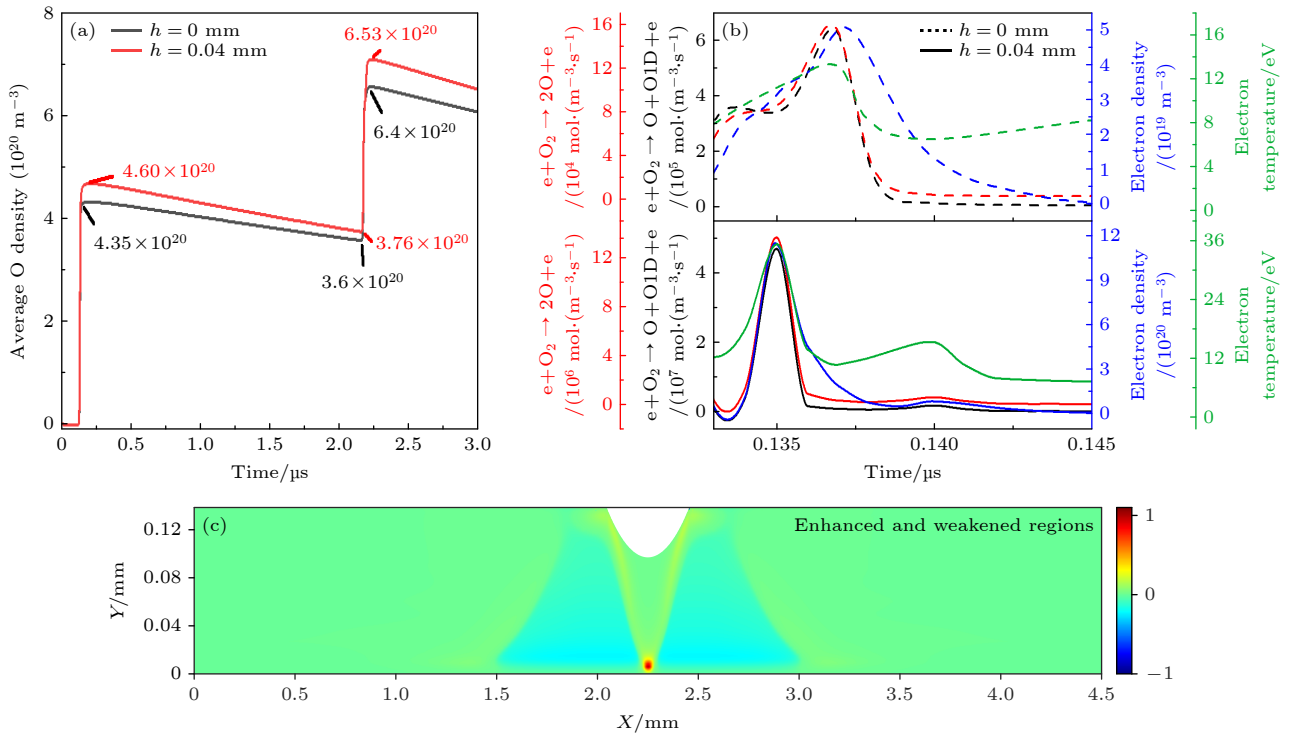


图 4 (a) 平行板结构及表面微结构凸起高度  $h = 0.04 \text{ mm}$  的空间平均氧原子数密度; (b) 产生氧原子反应的反应速率和电子温度变化; (c) 与平行板结构相比表面凸起微结构  $h = 0.04 \text{ mm}$  时氧原子的增强与减弱区

Fig. 4. (a) The spatial average oxygen density of the parallel plate structure and the surface micro-structure protrusions with a height of  $h = 0.04 \text{ mm}$ ; (b) reaction rate and electron temperature dependence in oxygen atom production; (c) enhanced and weakened regions of oxygen compared with parallel plate discharge.

2个数量级. 图 4(c) 通过归一化处理对比了放电结束后, 存在表面微结构时活性氧原子的空间分布与平板结构下空间分布的差异. 其中, 正差值区域 (大于零) 对应放电增强区, 主要集中于微结构下方的电晕区内, 与图 2(a) 的高电子密度区域吻合; 负差值区域 (小于零) 则表示放电减弱区, 分布于  $x = 1.5\text{--}2\text{ mm}$  及  $x = 3.0\text{--}4.5\text{ mm}$  区间, 与图 3 中平板放电减弱区一致. 上述结果表明, 表面微结构所诱导的横向电场促使高能电子在电晕区域聚集, 从而显著提高了活性氧原子的生成效率与空间平均数量密度.

综上所述, 电极表面微结构的引入重构了空间电场分布, 其诱导产生的横向电场, 进一步约束了电子行为, 影响了放电的空间均匀性, 诱发了局部电晕放电, 最终使放电区域呈现出电晕-平板混合的放电特征. 同时, 在横向电场作用下, 电子向电晕区域高度聚集, 其能量和密度得到显著提升. 在 高能电子密度与电子温度协同提高的驱动下, 活性氧原子的生成速率和平均数密度显著提高.

### 3.2 高凸起微结构诱导的二次放电对活性氧生成的增强作用

随着表面微结构凸起高度  $h$  的增大, 空间电场强度持续增强, 从而显著强化了放电过程, 电子密度幅值在初始阶段显著上升. 然而当凸起高度进一步增大导致放电空间过度压缩时, 电子崩发所需的 空间不足, 电子在撞击极板前无法积累足够的能量以引发有效电离, 从而导致电子密度幅值下降. 如图 5(a) 所示, 电晕区域的电子密度幅值随  $h$  的增大呈现先升后降的趋势, 在  $h = 0.05\text{ mm}$  时达到最大值  $1.23 \times 10^{21}\text{ m}^{-3}$ , 随后逐渐降低.

图 5(b) 展示了横向电场幅值随表面微结构凸起高度的变化关系, 在  $h = 0.08\text{ mm}$  时横向电场达到最大值  $5.06 \times 10^6\text{ V/m}$ , 之后开始减弱. 这是由于在凸起微结构的横向尺寸  $\Delta x$  保持不变的前提下, 凸起高度  $h$  增大使其几何形状趋于尖锐. 根据 Berger 等 [23] 的研究, 在放电空间中添加不同形状的催化剂颗粒时, 较为尖锐的颗粒具有较小的表面积和电容, 极化能力弱, 从而导致横向电场减弱,

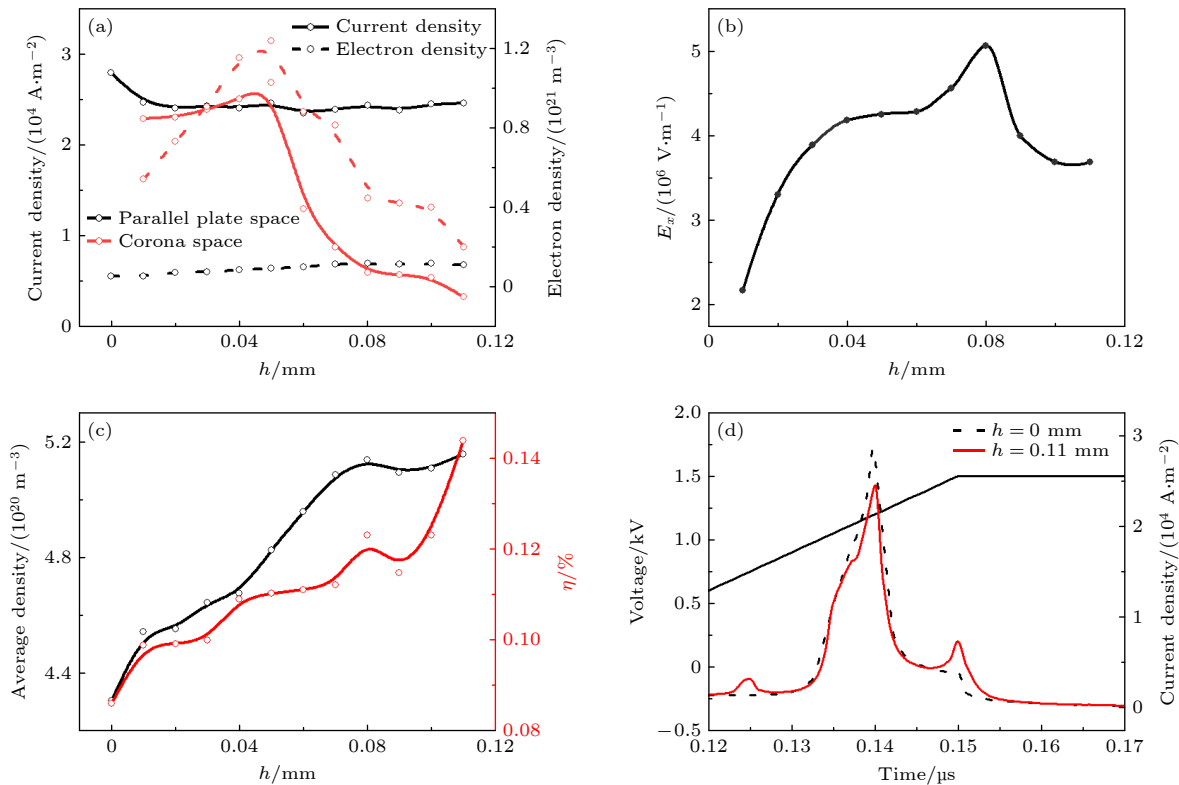


图 5 (a) 电子密度和电流密度幅值随凸起高度的变化; (b)  $y = 0.02\text{ mm}$  横向电场随高度的变化; (c) 空间平均氧原子数密度及高能电子数量占比随  $h$  的变化; (d)  $h = 0\text{ mm}$ ,  $h = 0.11\text{ mm}$  上升沿电压电流密度

Fig. 5. (a) The variation of peak electron and current densities with  $h$ ; (b) the variation of  $E_x$  with  $h$  along  $y = 0.02\text{ mm}$ ; (c) the variation of spatial average oxygen density and the proportion of high-energy electrons with  $h$ ; (d) the rising edge of voltage and current density at  $h = 0\text{ mm}$  and  $h = 0.11\text{ mm}$ .

电场增强效应降低, 因此, 高凸起时微结构下方的电晕放电受到抑制. 然而, 横向电场的存在仍然促使电子向平板区域  $x = 1.5 \text{ mm}$  和  $x = 3 \text{ mm}$  处汇聚, 因此微结构两侧平板空间的电子密度幅值仍然会大于图 5(a) 中平行板放电的电子密度幅值  $5.05 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

如图 5(c) 所示, 随凸起高度的增大, 放电空间中高能电子的占比持续上升, 活性氧原子的空间平均数密度也相应增大, 且放电过程出现多个电流峰值, 并在脉冲电压上升沿结束后诱发二次放电. 如图 5(d) 所示,  $h = 0.11 \text{ mm}$  时,  $0.151 \text{ }\mu\text{s}$  电子密度和电流密度达到二次放电的幅值  $7.85 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $7.37 \times 10^4 \text{ A/m}^2$ . 高凸起表面微结构下, 电晕放电受到抑制时, 高能电子数量占比增大及活性氧原子数密度增大可归因于二次放电的产生.

图 6(a), (b) 展示了不同凸起高度下二次放电的表现形式,  $h=0.08 \text{ mm}$  时, 二次放电出现于微结构侧翼相邻的平板区域 ( $x = 1.5\text{—}2.0 \text{ mm}$  与  $x = 2.5\text{—}3.0 \text{ mm}$ ), 并表现为体积放电模式; 而当  $h = 0.11 \text{ mm}$  时, 二次放电则集中于微结构下方的电晕区域, 呈现为表面电晕模式. 这种放电模式的差异

主要与不同高度所导致的电场分布特征密切相关. 图 6(c) 为  $h = 0.08 \text{ mm}$  时电场强度的空间分布,  $0.150 \text{ }\mu\text{s}$  上升沿结束后, 空间电场产生畸变,  $x = 1.5\text{—}2 \text{ mm}$ ,  $x = 2.5\text{—}3 \text{ mm}$  区域电场强度最强, 因此二次放电最容易在这两个空间范围内发生. 如图 6(d) 所示, 介质表面的电荷累积会使介质表面的电场发生畸变, 当电荷积累到一定程度时, 凸起介质表面的电场强度超过气体的电离阈值, 微结构表面产生表面电晕的现象.

上述结果表明, 在高凸起条件下, 尽管初始电晕放电受到抑制, 但是随后触发的二次放电有效维持甚至提升了放电强度. 值得注意的是, 二次放电的表现形式会随凸起高度  $h$  的变化而发生转变. 如图 6(a), (b) 所示, 当  $h = 0.08 \text{ mm}$  时, 二次放电出现于微结构侧翼相邻的平板区域 ( $x = 1.5\text{—}2.0 \text{ mm}$  与  $x = 2.5\text{—}3.0 \text{ mm}$ ), 表现为体积放电模式; 而当  $h = 0.11 \text{ mm}$  时, 二次放电则集中于微结构下方的电晕区域, 呈现为表面电晕模式. 这种放电模式的差异主要与不同高度所导致的电场分布特征密切相关. 图 6(c) 为  $h = 0.08 \text{ mm}$  时电场强度的空间分布, 在脉冲上升沿结束后, 空间电场发生畸变,

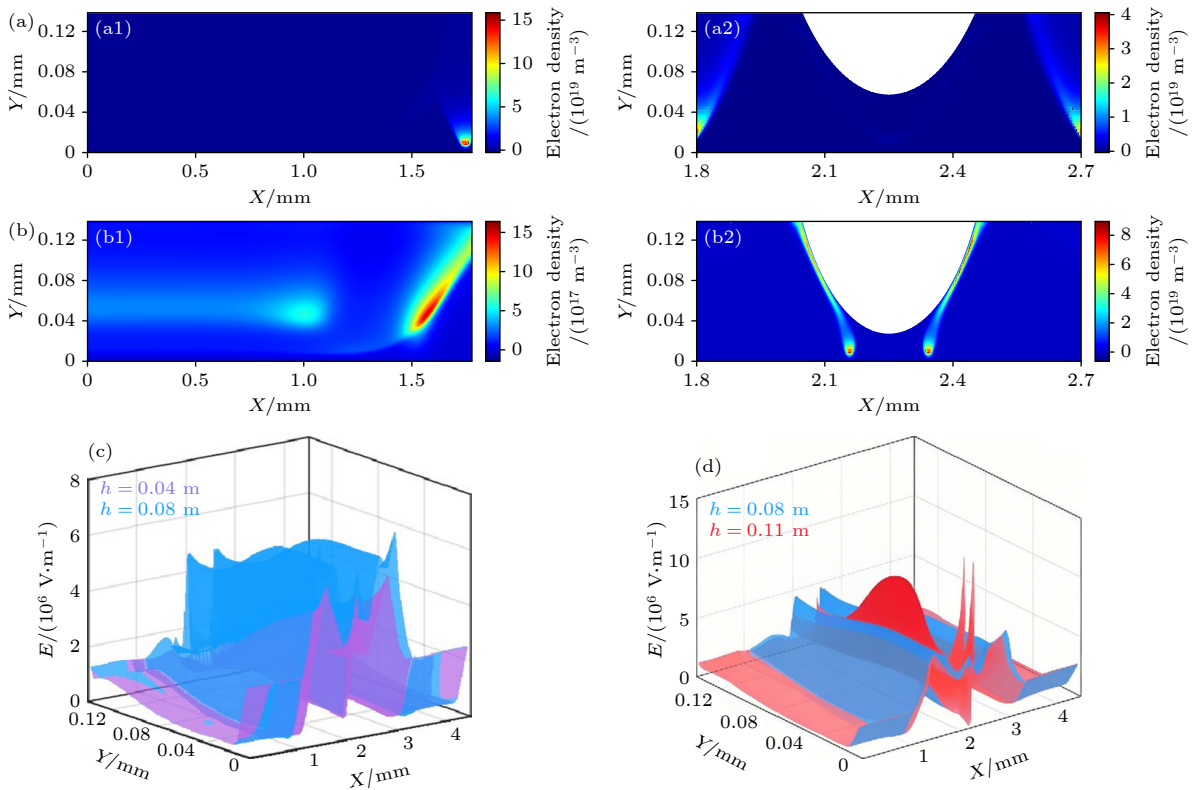


图 6 (a1), (a2)  $h = 0.08 \text{ mm}$ ,  $0.157 \text{ }\mu\text{s}$  二次放电的电子密度空间分布; (b1), (b2)  $h = 0.11 \text{ mm}$ ,  $0.151 \text{ }\mu\text{s}$  二次放电的电子密度空间分布; (c), (d) 空间电场分布

Fig. 6. (a1), (a2) Spatial electron density distribution when  $h = 0.08 \text{ mm}$  and  $0.157 \text{ }\mu\text{s}$ ; (b1), (b2) spatial electron density distribution when  $h = 0.11 \text{ mm}$  and  $0.151 \text{ }\mu\text{s}$ ; (c), (d) spatial electric field distribution.

使得侧翼区域电场最强,从而诱发体积型的二次放电.而对于更高的凸起 ( $h = 0.11 \text{ mm}$ ),如图 6(d)所示,电荷在凸起的介质表面积累导致其表面电场显著畸变并超过气体的电离阈值,从而直接在微结构表面产生表面电晕模式的二次放电.无论二次放电以何种空间模式发生,其本质都是在高凸起导致初始放电路径受阻后,在电场最强的区域开辟了新的、有效的电离通道.正是这一机制,保证了在高凸起微结构下,即使电晕放电被削弱,仍能通过二次放电产生足够的高能电子,进而驱动活性氧原子的高效生成.

### 4 结 论

本文通过二维流体模拟,研究了平行板结构高压电极介质端引入的表面微结构对大气压氧气脉冲放电的增强效应.微结构引起电场畸变,放电在空间和时间上均产生不一致性,空间上形成电晕-平

板混合的放电模式;时间上微结构下方电晕区域的放电进程显著早于两侧平板区域.以  $h = 0.04 \text{ mm}$  为例,电晕区域电离波在  $0.131 \mu\text{s}$  时向下传播,而两侧平板区域电离波在  $0.135 \mu\text{s}$  时向下传播.电晕模式的出现增强了整体放电,电子密度幅值最高达到  $10^{21} \text{ m}^{-3}$  数量级,高于平板放电时的  $5.05 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,电子温度与活性氧原子空间平均密度也均有所提升.受电子横向迁移的影响,放电增强区主要集中在微结构下方的电晕区及其两侧  $x = 1.5 \text{ mm}$  与  $x = 3.0 \text{ mm}$  附近的平板区域.随着凸起高度  $h$  增大,电晕放电虽有所减弱,但二次放电效应促使高能电子占比及活性氧原子数密度仍呈上升趋势.研究表明,在介质表面构建微结构可通过调控电场分布有效增强放电及活性氧的生成.

### 附录 A

表 A1 反应方程和速率<sup>[26-38]</sup>  
Table A1. Elementary reaction and rates<sup>[26-38]</sup>.

反应	反应速率	反应	反应速率
$e + O_2 \rightarrow O^- + O$	$f(T_e)$	$e + O_2 \rightarrow O_2(a^1\Delta_g) + e$	$1.7 \times 10^{-15} \exp(-3.1/T_e)$
$e + O_2(a^1\Delta_g) \rightarrow O_2 + e$	$5.6 \times 10^{-15} \exp(-2.2/T_e)$	$e + O_2 \rightarrow O + O(^1D) + e$	$5.0 \times 10^{-14} \exp(-8.4/T_e)$
$e + O \rightarrow O(^1D) + e$	$4.2 \times 10^{-15} \exp(-2.25/T_e)$	$e + O_2 \rightarrow O_2^+ + 2e$	$f(T_e)$
$e + O_2 \rightarrow 2O + e$	$4.2 \times 10^{-14} \exp(-5.6/T_e)$	$e + O(^1D) \rightarrow O + e$	$8.17 \times 10^{-15} \exp(-0.4/T_e)$
$e + O_2 \rightarrow O^- + O^+ + e$	$7.1 \times 10^{-17} T_e^{0.5} \exp(-17/T_e)$	$e + O \rightarrow O^+ + 2e$	$f(T_e)$
$e + O_2 \rightarrow O^+ + O + 2e$	$1.0 \times 10^{-16} T_e^{0.9} \exp(-20/T_e)$	$e + O_2 \rightarrow O_2 + e$	$f(T_e)$
$e + O(^1D) \rightarrow O^+ + 2e$	$9.0 \times 10^{-16} T_e^{0.7} \exp(-11.6/T_e)$	$e + O_2(a^1\Delta_g) \rightarrow O^- + O$	$2.3 \times 10^{-16} T_e^2 \exp(-2.29/T_e)$
$e + O_2(a^1\Delta_g) \rightarrow O_2^+ + 2e$	$2.3 \times 10^{-16} T_e^{1.03} \exp(-11.31/T_e)$	$e + O_2(a^1\Delta_g) \rightarrow 2O + e$	$4.2 \times 10^{-16} \exp(-4.6/T_e)$
$e + O_2(a^1\Delta_g) \rightarrow O + O^+ + 2e$	$1.0 \times 10^{-16} T_e^1 \exp(-15.83/T_e)$	$e + O^- \rightarrow O + 2e$	$f(T_e)$
$e + O_2^+ \rightarrow O + O(^1D)$	$2.2 \times 10^{-14} T_e^{-0.5}$	$e + O_2^+ \rightarrow 2O$	$1.2 \times 10^{-14} T_e^{-0.7}$
$e + O_3 \rightarrow O_2^- + O$	$9.76 \times 10^{-16} T_e^{-1.26} \exp(-0.95/T_e)$	$e + O_3 \rightarrow O_2 + O + e$	$1.42 \times 10^{-14} T_e^{-0.68} \exp(-2.6/T_e)$
$O^- + O \rightarrow O_2 + e$	$2.3 \times 10^{-16} (T_g/300)^{-1.3}$	$O^- + O_2 \rightarrow O_3 + e$	$5.0 \times 10^{-21}$
$O^- + O_2(a^1\Delta_g) \rightarrow O_3 + e$	$6.1 \times 10^{-17}$	$O_2^- + O_2(a^1\Delta_g) \rightarrow 2O_2 + e$	$2.0 \times 10^{-16} (T_g/300)^{0.5}$
$O + O_2^- \rightarrow O_3 + e$	$8.5 \times 10^{-17} (T_g/300)^{-1.8}$	$O_2 + O^+ \rightarrow O_2^+ + O$	$2.1 \times 10^{-17} (T_g/300)^{-0.4}$
$O_2^- + O \rightarrow O^- + O_2$	$3.3 \times 10^{-16}$	$O^- + O_2(a^1\Delta_g) \rightarrow O_2^- + O$	$1.0 \times 10^{-16}$
$O^- + O_2^+ \rightarrow O_2 + O$	$1.61 \times 10^{-14} (T_g/300)^{-1.1}$	$O^- + O_2^+ \rightarrow 3O$	$1.61 \times 10^{-14} (T_g/300)^{-1.1}$
$O^- + O^+ \rightarrow 2O$	$2.0 \times 10^{-13} (T_g/300)^{-1}$	$O^- + O_3 \rightarrow e + 2O_2$	$3.0 \times 10^{-16}$
$O^- + O_3 \rightarrow O_2 + O_2^-$	$1.0 \times 10^{-17}$	$O_2^+ + O^- + O_2 \rightarrow O + 2O_2$	$1.0 \times 10^{-37} (T_g/300)^{-2.5}$
$O_2^+ + O^- + O_2 \rightarrow O_3 + O_2$	$1.0 \times 10^{-37} (T_g/300)^{-2.5}$	$O_2^+ + O_2^- + O_2 \rightarrow 3O_2$	$1.0 \times 10^{-37} (T_g/300)^{-2.5}$
$O_2^- + O_2^+ \rightarrow 2O_2$	$1.6 \times 10^{-14} (T_g/300)^{-1.1}$	$O_2^- + O_2^+ \rightarrow 2O + O_2$	$1.6 \times 10^{-14} (T_g/300)^{-1.1}$
$O_2^- + O^+ \rightarrow O + O_2$	$2.0 \times 10^{-13} (T_g/300)^{-0.5}$	$O + O_2 + O_2 \rightarrow O_3 + O_2$	$1.8 \times 10^{-46} (T_g/300)^{-2.6}$
$O_2(a^1\Delta_g) + O \rightarrow O_2 + O$	$1.3 \times 10^{-22}$	$O + O + O \rightarrow O + O_2$	$3.8 \times 10^{-44} (T_g/300) \exp(-170/T_g)$
$O + O + O_2 \rightarrow O_3 + O$	$4.2 \times 10^{-47} (1050/T_g)$	$O(^1D) + O_2 \rightarrow O + O_2$	$7.0 \times 10^{-18} (-67/T_g)$

表 A1 (续) 反应方程和速率<sup>[26-38]</sup>  
Table A1 (continued). Elementary reaction and rates<sup>[26-38]</sup>.

反应	反应速率	反应	反应速率
$O(^1D) + O_3 \rightarrow 2O_2$	$1.2 \times 10^{-16}$	$O(^1D) + O_3 \rightarrow 2O_2(a^1\Delta_g)$	$2.5 \times 10^{-16}$
$O(^1D) + O_3 \rightarrow O_2 + O_2(a^1\Delta_g)$	$2.5 \times 10^{-16}$	$O(^1D) + O_3 \rightarrow 2O + O_2$	$2.5 \times 10^{-16}$
$O_2 + O_2(a^1\Delta_g) \rightarrow 2O_2$	$3.6 \times 10^{-24} \exp(-220/T_g)$	$O_2(a^1\Delta_g) + O_3 \rightarrow 2O_2 + O$	$5.2 \times 10^{-17} \exp(-2840/T_g)$
$O_2(a^1\Delta_g) + O_3 \rightarrow O_2 + O_3$	$4.55 \times 10^{-17} \exp(-2810/T_g)$	$O_3 + O_3 \rightarrow O_2 + O + O_3$	$1.65 \times 10^{-15} \exp(-11435/T_g)$
$O_3 + O_3 \rightarrow 3O_2$	$7.47 \times 10^{-18} \exp(-9310/T_g)$	$O_3 + O_2 \rightarrow 2O_2 + O$	$1.56 \times 10^{-15} \exp(-11490/T_g)$
$O_3 + O \rightarrow 2O_2$	$1.80 \times 10^{-17} \exp(-2300/T_g)$	$O_3 + O^- \rightarrow O_3^- + O$	$1.99 \times 10^{-16} (300/T_g)^{-0.5}$
$O_3 + O_2^- \rightarrow O_2 + O_3^-$	$6.0 \times 10^{-16} (300/T_g)^{-0.5}$	$O_3^- + O_2^+ \rightarrow O_2 + O_3$	$2.0 \times 10^{-13} (T_g/300)^{-1}$
$O_3^- + O_2^+ \rightarrow 2O + O_3$	$1.0 \times 10^{-13}$	$O_3^- + O^+ \rightarrow O + O_3$	$2.0 \times 10^{-13} (T_g/300)^{-1}$
$O_3^- + O \rightarrow O_2^- + O_2$	$2.5 \times 10^{-16} (300/T_g)^{-0.5}$	$O_3^- + O \rightarrow 2O_2 + e$	$3 \times 10^{-16}$

注:  $f(T_e)$ 表示该截面适用于相关反应; 二体反应的反应速率常数单位为 $m^3/s$ , 三体反应的反应速率常数单位为 $m^6/s$ ;  $T_e$ 是电子温度单位为eV,  $T_g$ 温度单位为K

参考文献

[1] He S J, Zhao L F, Ha J, Fan W L, Li Q 2023 *Phys. Scr.* **98** 015615

[2] Zhao L F, Ha J, Wang F F, Li Q, He S J 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 025201 (in Chinese) [赵立芬, 哈静, 王非凡, 李庆, 何寿杰 2022 物理学报 **71** 025201]

[3] Torbin A P, Demyanov A V, Kochetov I V, Mikheyev P A, Mebel A M 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 035017

[4] Dai F B, Yuan J M, Xu K Y, Guo Z, Zhao H Q, Mao Y L 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 178502 (in Chinese) [戴芳博, 袁健美, 许凯燕, 郭政, 赵洪泉, 毛宇亮 2021 物理学报 **70** 178502]

[5] Zhang H Y 2018 *Plasma Etching and Its Application in Large Scale Integrated Circuit Manufacturing* ((Beijing: Tsinghua University Press) pp100-110 (in Chinese) [张海洋 2018 等离子体蚀刻及其在大规模集成电路制造中的应用 (北京: 清华大学出版社) 第 100—110 页]

[6] Benyamina M, Belasri A, Khodja K 2014 *Ozone: Science & Engineering* **36** 253

[7] Vass M, Wilczek S, Lafleur T, Brinkmann R P, Donkó Z, Schulze J 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 025019

[8] Komuro A, Yoshino A, Wei Z, Ono R 2023 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **56** 185201

[9] Zhang X X, Xiao H Y, Hu X X, Zhang Y 2018 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 563

[10] Mao X Q, Zhong H T, Zhang T H, Starikovskiy A, Ju Y G 2022 *Combust. Flame* **240** 112046

[11] Fang J L, Zhang Y Y, Lu C Z, Gu L L, Xu S F, Guo Y, Shi J J 2024 *Chin. Phys. B* **33** 015201

[12] Liu K, Fang Z, Dai D 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 135201 (in Chinese) [刘凯, 方泽, 戴栋 2023 物理学报 **72** 135201]

[13] Li M, Zhu B, Yan Y, Li T, Zhu Y M 2018 *Plasma Chem. Plasma Process.* **38** 1063

[14] Liu S, Li J M, Zeng Y Y, Chi F T, Xiao C J 2022 *Curr. Appl. Phys.* **44** 12

[15] Zhou J C, Liao J, Huang J, Chen T Z, Lv B W, Peng Y C 2022 *Vacuum* **195** 110678

[16] Wang X P, Shao T Q, Qin J Y, Li Y L, Long X, Jiang D B, Ding J G 2024 *Ozone: Sci. Eng.* **46** 345

[17] Gu L L, Zhang Y Y, Fang J L, Xu S F, Guo Y, Shi J J 2023 *Phys. Plasmas* **30** 103503

[18] Pokrovskii V S, Repin P B, Trushkina A N 2020 *Tech. Phys.* **65** 182

[19] Zhu M, Hu S Y, Zhang Y H, Wu S Q, Zhang C H 2022 *Plasma Sci. Technol.* **24** 065401

[20] Mujahid Z ul I, Kruszelnicki J, Hala A, Kushner M J 2020 *Chem. Eng. J* **382** 123038

[21] Mujahid Z ul I, Korolov I, Liu Y, Mussenbrock T, Schulze J 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55** 495201

[22] Jodpimai S, Boonduang S, Limsuwan P 2015 *J. Electrostat.* **74** 108

[23] Berger B, Mujahid Z, Neuroth C, Azhar M, Wang L, Zhang Q Z, Mussenbrock T, Korolov I, Schulze J 2024 *Plasma Sources Sci. Technol.* **33** 125011

[24] Fang J J, Gu B B, Xu S F, Mei Y F, Guo Y, Shi J J 2025 *Appl. Phys. Lett.* **127** 074101

[25] Polonsky O, Hartig T, Uzarski J R, Gordon M J 2021 *Appl. Phys. Lett.* **119** 211601

[26] Walsh J L, Iza F, Janson N B, Law V J, Kong M G 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 075201

[27] Liu Y, Korolov I, Trieschmann J, et al. 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 064001

[28] Park G, Lee H, Kim G, Lee J K 2008 *Plasma Processes Polym.* **5** 569

[29] Lazzaroni C, Chabert P 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 065015

[30] Hsu C C, Nierode M A, Coburn J W, Graves D B 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 3272

[31] Mennad B, Harrache Z, Amir Aid D, Belasri A 2010 *Curr. Appl. Phys.* **10** 1391

[32] Stafford D S, Kushner M J 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 2451

[33] Sakiyama Y, Graves D B, Chang H W, Shimizu T, Morfill G E 2012 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 425201

[34] He J, Zhang Y T 2012 *Plasma Processes Polym.* **9** 919

[35] Jeong S Y, Nam W J, Lee J K, Yun G S 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 454001

[36] Yanallah K, Pontiga F, Fernández-Rueda A, Castellanos A, Belasri A 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 195206

[37] Bogdanov E A, Kudryavtsev A A, Tsendin L D, Arslanbekov R R, Kolobov V I, Kudryavtsev V V 2003 *Tech. Phys.* **48** 983

[38] Gaens W V, Bogaerts A 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 275201

SPECIAL TOPIC—Non-equilibrium transport and active control strategy in low-temperature plasmas

## Characteristics and enhancement mechanism of hybrid discharge under microstructure-induced electric field distortion\*

GU Bingbing<sup>1)</sup> FANG Junlin<sup>1)</sup> XU Shaofeng<sup>1)</sup>  
GUO Ying<sup>1)†</sup> SHI Jianjun<sup>2)</sup>

1) (*Textiles Key Laboratory for Advanced Plasma Technology and Application, College of Physics, Donghua University, Shanghai 201620, China*)

2) (*Zhejiang Key Laboratory of Extreme Environment Functional Materials, Yiwu Research Institute of Fudan University, Yiwu 322000, China*)

( Received 22 September 2025; revised manuscript received 13 November 2025 )

### Abstract

In order to investigate the enhancement mechanism of atmospheric-pressure oxygen pulsed discharge in a parallel-plate dielectric barrier discharge (DBD) with microstructures fabricated on the dielectric surface of the high-voltage electrode, this work systematically analyzes the electron transport processes, the formation and evolution of electric fields, and the spatial distribution of particles by using a two-dimensional fluid model. The introduction of microstructures can cause significant electric field distortion, generating a strong transverse electric field that locally confines and focuses electrons beneath the micro-structured region, leading to the formation of a stable corona-mode discharge. At the same time, the reduced local discharge gap near the microstructure enhances the longitudinal electric field, resulting in a temporal asynchrony between the corona discharge under the microstructure and the parallel-plate discharge in the adjacent flat regions. As the geometric dimensions of the microstructures increase, a secondary discharge is triggered, further modulating the overall discharge behavior. Under conditions where the corona discharge is suppressed by higher protrusions, the occurrence of secondary discharge effectively increases the proportion of high-energy electrons and the spatially averaged density of reactive oxygen atoms. Simulation results reveal that the corona discharge and the secondary discharge significantly raise electron density, electron temperature, and the proportion of high-energy electrons, thereby intensifying the discharge activity. These findings offer deep insight into the micro-mechanisms of microstructure-induced discharge enhancement and provide valuable guidance for designing highly efficient plasma devices with tailored geometric features.

**Keywords:** two-dimensional fluid model, surface microstructure, hybrid discharge, corona discharge

**PACS:** 52.20.-j, 52.25.Fi, 52.25.Jm

**DOI:** 10.7498/aps.74.20251303

**CSTR:** 32037.14.aps.74.20251303

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12175036, 12475259).

† Corresponding author. E-mail: [guoying@dhu.edu.cn](mailto:guoying@dhu.edu.cn)

## 微结构诱导电场畸变下混合放电的特性与增强机理

顾冰冰 方骏林 徐少锋 郭颖 石建军

### Characteristics and enhancement mechanism of hybrid discharge under microstructure-induced electric field distortion

GU Bingbing FANG Junlin XU Shaofeng GUO Ying SHI Jianjun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 235216 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251303

CSTR: 32037.14.aps.74.20251303

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251303>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

容性耦合硅烷等离子体尘埃颗粒空间分布的二维流体模拟

Two-dimensional fluid simulation of spatial distribution of dust particles in a capacitively coupled silane plasma

物理学报. 2023, 72(16): 165202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230686>

大气压电晕等离子体射流制备氧化钛薄膜

Deposition of titanium oxide films by atmospheric pressure corona discharge plasma jet

物理学报. 2021, 70(9): 095205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202181>

大气压氦气预电离直流辉光放电二维仿真研究

Two-dimensional numerical simulation of pre-ionized direct-current glow discharge in atmospheric helium

物理学报. 2024, 73(1): 015101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20230712>

不同氧浓度混合气体二次流注放电下激发态氧原子生成特性与影响因素

Characteristics and influencing factors of excited oxygen atom generation in secondary streamer discharge of mixed gases with different oxygen concentrations

物理学报. 2025, 74(4): 045101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241550>

基于统一流体模型微放电数值仿真研究

Numerical simulation study on microdischarge via a unified fluid model

物理学报. 2024, 73(12): 125201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240392>

基于自适应区域权重混合模型的燃烧场温度和气体浓度二维重建方法

Two-dimensional reconstruction method of combustion field temperature and gas concentration based on adaptive region weight mixing model

物理学报. 2025, 74(21): 214203 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250988>