

大气压空气中纳秒脉冲弥散放电的边界范围敏感性: 基于轴对称流体模型的仿真分析*

郭雨林¹⁾ 张雅琪¹⁾ 朱益飞¹⁾ 孙安邦^{1)†} PIERRE Tardiveau²⁾

1) (西安交通大学, 电工材料电气绝缘全国重点实验室, 西安 710049)

2) (Universite ParisSaclay, Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, Orsay 91400, France)

(2025年4月12日收到; 2025年6月9日收到修改稿)

基于流体模型探讨了大气压空气中快纳秒脉冲上升沿引发的弥散放电对等离子体计算域边界与泊松方程计算域边界范围的敏感性和影响机制. 通过对比不同边界范围的仿真结果与实验数据, 尤其是位于整个矩形计算域的最上方边界(上边界)和最右侧边界(右边界): 1) 当等离子体边界与泊松方程边界均采用比放电本身半径宽6倍以上的边界范围时, 放电宽度与传播速度与实验吻合度较高, 但放电到达板电极时刻仍存在流体模型所具有的普遍性延迟; 2) 等离子体计算域边界的缩减仅使放电头部电场强度与电子密度产生可忽略的微弱波动, 证明其对弥散放电宏观特性影响甚微; 3) 泊松方程计算域右边界范围缩减导致放电宽度显著降低, 其放电宽度-计算域比值递增, 且放电在上、下半间隙呈现非对称传播特征, 但适当缩减右边界可改善放电形貌与实验的匹配度; 4) 泊松方程计算域上边界缩减会弱化放电头部电场“聚焦效应”, 导致空间电场分布均匀化, 延缓放电加速过程, 使仿真结果偏离实验更显著. 泊松方程边界范围对放电时空演化具有决定性影响, 其中计算域上边界缩减会严重损害仿真精度, 而右边界调整可权衡计算效率与结果可靠性.

关键词: 纳秒脉冲弥散放电, 流体模型, 流注放电, 边界条件

PACS: 52.65.-y, 41.20.Cv, 51.50.+v, 51.10.+y

DOI: 10.7498/aps.74.20250473

CSTR: 32037.14.aps.74.20250473

1 引言

由具有极短脉冲上升沿和极高电压幅值的纳秒脉冲电压在短间隙针-板电极上产生的放电相比与大气压流注呈现更加弥散的形貌, 并且其产生的电子能量、电子密度往往也相较普通流注更高. 同时由于其良好的可重复性和轴对称特性, 弥散放电既成为了电场诱导二次谐波^[1]、汤姆孙散射^[2]等诊断方式的良好标定对象, 同时也在放电等离子体的应用领域具有良好的应用前景. 但针对其放电形貌

的成因, 尤其是在极短纳秒脉冲上升沿作用下放电发展速度的急剧增大过程, 目前尚未有良好解释, 这也一定程度上限制了其在等离子体技术领域的应用. 对弥散放电发展过程的数值模拟, 是深入阐明其形成机制的必要途径. 尤其值得指出的是, 鉴于弥散放电相较于传统流注具有显著更大的放电区域, 因此仿真中计算域边界条件和范围对模拟过程及结果的准确性与可靠性具有更为重要的影响.

由于弥散放电具备的放电范围大、电子密度高的特性, 针对其发展机理解释往往采用流体模型. Babaeva 和 Naidis^[3] 通过二维流体模型讨论了

* 国家留学基金委 (批准号: 202206280081)、陕西省自然科学基金 (批准号: 2024ZY-JCYJ-01-06)、中央高校基础科研业务费 (批准号: xtr052023003, xpt012024063) 和电工材料电气绝缘全国重点实验室基金 (批准号: EICE23114) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: anbang.sun@xjtu.edu.cn

大气压短间隙针板电极在亚纳秒脉冲作用下产生的放电形貌在不同电压极性下的传播速度和宽度,并通过调整背景电离水平影响了放电宽度,在其仿真结果中,放电最大宽度可达 1 cm,远远大于普通流注的 1 mm 直径^[4],但在其仿真模型中,并未考虑到由于放电本身相较普通流注变宽后可能产生的边界问题. Marode 等^[5]通过二维流体模型仿真了在 50 kV 电压下产生的弥散放电,并在此基础上讨论了逃逸电子和快电子在放电过程中可能产生的作用,通过仿真获得了和实验中较为相似的放电形貌的同时,通过计算得到的放电发展速度却相比实验中的结果^[6]更慢. 其计算域整体大小为 $1\text{ cm}\times 2\text{ cm}(R\times Z)$,这相比于弥散放电本身可能得 1 cm 左右宽度显得较小,因此该计算边界可能影响了针对放电本身的模拟精度. Babaeva 等^[7]通过改进流体仿真模型将计算域扩展至 $2\text{ cm}\times 2\text{ cm}(R\times Z)$,讨论了放电过程中光电离和快电子对其电子来源和发展速度,得出了快电子在负极性放电过程中对放电发展的促进作用效果较为类似于随机光电离效果. 同样,其针对计算域的选择也潜在地影响了针对放电模拟的准确性. Bourdon 等^[8,9]分别通过二维流体模型 ($2.6\text{ cm}\times 7.52\text{ cm}$) 计算了纳秒脉冲上升沿^[8]和针尖的几何结构^[9]对弥散放电的影响,结果发现随着纳秒脉冲上升沿的缩短,弥散放电的形貌会更加接近实验结果,并且针尖曲率半径的变化并不会对弥散放电的形貌和特性产生较大影响,反而是针尖上方的电势分布会决定弥散放电宽度和一定程度上影响放电的发展速度,但其仿真并未采用和实验一致的针电极结构或电压波形,在其后续研究中最大 R 方向边界也仅采用了 3 cm 边界. Zhu 等^[10]则通过二维流体模型分别使用局部场近似和局部能量近似的方式,仿真了在采用实验中 1:1 电极结构和电压波形的方式,模拟了弥散放电的发展,仿真结果不仅与电场诱导二次谐波测量结果^[1]取得了一致的结果,且其在放电发展过程的形貌和速度上也与 Brisset 等^[11]的实验测量结果相似,其首次在弥散放电中采用了 $5\text{ cm}\times 5\text{ cm}(R\times Z)$ 的较大范围计算泊松方程,并在其中采用 $1\text{ cm}\times 2\text{ cm}(R\times Z)$ 的较小范围内求解等离子体连续性方程,在节约计算资源的同时保证了计算精度. Guo 等^[12]在此基础上进一步通过调整电压波形、电极几何、气体压力和组分,实现了在较大计算域内 ($5\text{ cm}\times 5\text{ cm}(R\times Z)$) 的弥散放电仿真,并

在不同情况下均与实验进行了 1:1 对照且取得了良好的吻合结果.

纵观现有关于空气中弥散放电的仿真研究,二维流体模型仍是最常见的手段,但其中大多忽略了计算边界范围对弥散放电特性产生的影响,相比于经典流注放电中的流注半径与计算边界比值,弥散放电的半径与计算边界比值更大,因此根据放电特性调整放电计算域的边界范围就更加重要,而且在其中考虑了边界范围影响的研究中却并未采用更大的泊松方程边界针对放电进行模拟. 此外,针对在泊松方程内部划分等离子体计算区域的模型中,等离子体边界的范围则一定程度上决定了计算模型的网格划分和计算资源消耗. 因此,为了更好地针对弥散放电进行流体模拟,本文侧重于讨论大气压空气中纳秒脉冲弥散放电对等离子体方程边界范围和泊松方程边界范围敏感性,其研究价值在于:第一,有利于给未来针对弥散放电的仿真研究提供指导以尽可能接近实验结果;第二,在不影响计算精度的前提下给出尽可能节约计算资源的模拟策略;第三,通过针对弥散放电的研究给出关于流注放电仿真的一般性规律.

2 仿真模型介绍

2.1 耦合方程

在本研究中使用了二维 PASSKEY 流体仿真代码. 该代码曾被用于模拟大气压和低气压下弥散放电的等离子体特性,并与实验诊断获得了一致的结果:在放电形貌上与实验拍摄到的放电发展过程中的放电宽度和长度均较为一致^[12];在放电过程中电场的计算上与实验中使用电场诱导二次谐波 (E-FISH) 和光谱比值法测量到的结果也保持一致^[10].

Grubert 等^[13]指出,相比于局域场近似造成的在电场强度、电子和离子能量密度以及流注发展速度上所造成的误差和不准确,局域能量近似在小网格尺寸下能够获得的更精确结果. 在 Zhu 等^[10]的工作中,也通过采用不同的近似方法针对相同的放电过程进行模拟,发现在大气压下的小网格尺寸放电中,基于局域能量近似的仿真给出了和 E-FISH 诊断更为相近的结果. 本研究为了获取更加准确的结果,同样针对大气压下弥散放电的模拟采用局域能量近似的方法.

本研究求解针对电场的泊松方程 (1), 针对粒子的连续性方程 (2) 和空气中针对光电离的亥姆霍兹方程 (3) 如下所示:

$$\nabla(\varepsilon_0\varepsilon_r\nabla\varphi) = -\sum_{i=1}^N q_i n_i, \quad (1)$$

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

$$S_{\text{ph}} = \sum_j S_{\text{ph}}^j, \quad (3a)$$

$$\nabla^2 S_{\text{ph}}^j(r) - (\lambda_j p)^2 S_{\text{ph}}^j(r) = -A_j p^2 \frac{p_q}{p + p_q} I(r), \quad (3b)$$

$$\frac{\Psi_0(r)}{p} = (pr) \sum_j A_j e^{-\lambda_j pr}, \quad (3c)$$

$$\Psi_0(r)/p = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega}{\alpha_{\text{eff}}} \times \frac{\int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} \xi_{\lambda}(\mu_{\lambda}/p) \exp[(-\mu_{\lambda}/p)pr] I_{\lambda}^0 d\lambda}{\int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} I_{\lambda}^0 d\lambda}. \quad (3d)$$

(1) 式中 ε_0 和 ε_r 分别为真空和空气中的介电常数和相对介电常数, φ 是电势, q_i 是模型中考虑的粒子所带的电荷量, N 是总带电粒子种类数目. 在 (2) 式中, n_i 是模型中考虑的粒子的数密度, S_{ph} 是光电离源项, S_i 是电离源项. 在 (3) 式中, λ_j 和 A_j 分别为光电离函数的拟合系数, 其来源于 Bourdon 等^[14] 计算和拟合得到的三项近似系数, $\Psi_0(r)/p$ 是描述光电离速率的光电离函数, α_{eff} 为有效汤森电离系数, $\omega/\alpha_{\text{eff}}$ 是缩放因子, 在本研究中取值 1.00, 其来源于 Pancheshnyi^[15] 针对不同含氧量气体混合物中光电离函数的拟合系数的研究, 在缩放因子取 1.00 时, 在空气中的拟合光电离函数和实验光电离函数测量结果一致. ξ_{λ} 是光谱分辨的光电离产率, μ_{λ} 是光谱分辨的吸收系数, 其中光电离产率是通过计算在不同波长下的光电离截面 $\sigma_{\text{ionization}}(\lambda)$ 和吸收截面 $\sigma_{\text{absorption}}(\lambda)$ 比值进行计算, 而约化吸收系数则是通过吸收截面计算. I_{λ}^0 是电离辐射的谱密度, $(\lambda_{\text{min}}, \lambda_{\text{max}})$ 则是由电离阈值能量和较高能级上的主导辐射跃迁所决定的辐射光谱范围.

2.2 仿真设置

在前序工作中^[12], 采用 $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$ 的泊松方程计算边界和 $1 \text{ cm} \times 2.7 \text{ cm}$ 的等离子体计算边界

(即针对连续性方程的求解边界条件) 针对弥散放电进行了模拟并与实验结果取得了良好对比. 在本研究中, 为了探究不同大小范围的泊松方程边界和不同大小范围漂移扩散方程边界对弥散放电的影响, 在采用和实验完全一致的针-板电极几何结构(针-板电极间距 $d = 16 \text{ mm}$, 针尖曲率半径 $r = 50 \text{ }\mu\text{m}$) 的同时, 选取不同大小的计算边界, 如图 1 所示. 深灰色区域代表等离子体计算区域, 仅在该区域中求解连续性方程, 同时在该区域中设置数密度为 10^{10} m^{-3} 的均匀分布的电子和离子. 浅灰色区域代表整体计算区域, 在该区域中求解泊松方程和亥姆霍兹方程. 黑色区域代表针电极, 其几何结构与实验中保持一致, 针尖处的曲率半径 r 为 $50 \text{ }\mu\text{m}$. 在整个计算域中使用 N_2/O_2 混合气体, 比例为 80%/20%, 气体温度和气体压强分别设置为 300 K 和 1 bar. 根据文献^[10] 中局域能量近似的网格尺寸与气体压力选择判据, 针对本文中的 1 bar 气压, 等离子体域中采用的网格尺寸为 $2.5 \text{ }\mu\text{m}$ 小尺寸网格, 而在非等离子计算区域, 网格尺寸由等离子体边界的 $2.5 \text{ }\mu\text{m}$ 逐渐以 1.25 倍扩大至泊松方程边界.

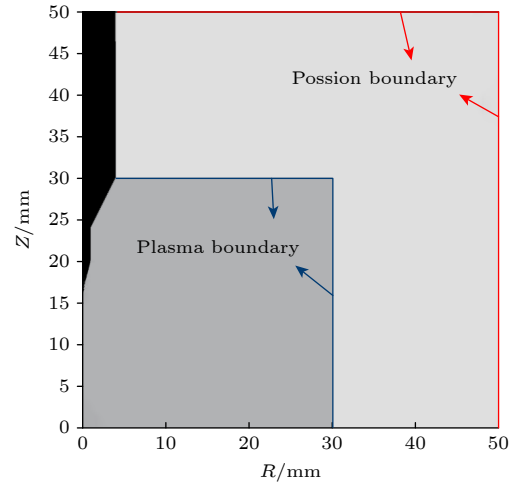


图 1 仿真中采用的电极结构和计算域示意图, 图中边界范围大小的数值仅作为结构示意图, 在下文中针对其进行修改以研究仿真结果变化规律

Fig. 1. Schematic diagram of the electrode structure and computational domain used in the simulation, the numerical values for the boundary extent shown in the figure are purely for schematic illustration. These values will be systematically modified in the subsequent sections to investigate the trends in simulation results.

放电所采用的等离子体边界条件总结如表 1 所示, 除电极外的边界采用纽曼边界条件. 而针对泊松方程边界, 如图 1 中所标注, 在整个计算区域

的上边界和右边界采用纽曼边界条件, 而针对针电极和板电极采用狄利克雷边界, 其中板电极接地, 电势为 0 V, 针电极所采用的电势与实验中测量到的针电极电势一致, 具体如图 2 所示, 这样设置泊松方程边界条件的主要原因是更贴近模拟实验中针-板电极所产生的拉普拉斯电场. 电压幅值 V_{amp} 为 82.6 kV, 纳秒脉冲上升沿 $T_r^{10\%-90\%}$ 为 2.4 ns, 在实验中放电于 6.65 kV 时起始, 并被 ICCD 相机拍摄到初始发光, 因此为了与实验进行直接对比, 在仿真中也将该时刻记作 $t = 0$ ns 时刻.

表 1 仿真中所采用的等离子体边界条件
Table 1. Plasma boundary conditions used in the simulation.

通量方向	电子	正离子	负离子	电子能量
阳极向外	0	$\nabla n = 0$	0	0
阳极向内	$\nabla n = 0$	0	$\nabla n = 0$	$\Gamma = \Gamma_e n_e$
阴极向外	$\nabla n = 0$	0	$\nabla n = 0$	$\Gamma = \Gamma_e n_e$
阴极向内	0	$\nabla n = 0$	0	0

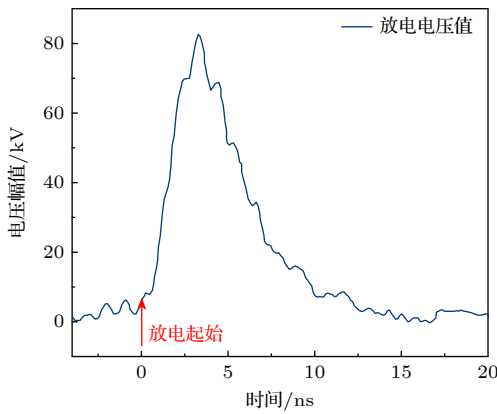


图 2 仿真中所采用的外施电压

Fig. 2. Applied voltage waveform in the simulation.

2.3 反应体系构建

为了研究控制方程的边界范围对放电发展过程本身的影响, 尤其是对放电从针电极起始到接触到板电极这一过程的影响, 在本流体模型中采用较为简单的反应体系, 该反应体系已在文献 [10] 中经过验证是自洽且能够完整模拟纳秒脉冲弥散放电的发展过程的, 主要考虑放电过程中的电子的电离、吸附、解吸附和复合反应, 及主要正负离子的复合和相互转化反应, 如表 2 所示. 该反应体系中反应速率单位为 s^{-1} , cm^3/s 和 cm^6/s , T_{gas} 为气体温度, 单位为 K.

表 2 仿真中所采用的反应体系
Table 2. Reaction system used in simulation.

反应	反应速率	文献
R1 $e+N_2 \rightarrow N_2^+ + e + e$	$f(\sigma, \epsilon)$	[16]
R2 $e+O_2 \rightarrow O_2^+ + e + e$	$f(\sigma, \epsilon)$	[17]
R3 $e+O_2+O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$	$f(\epsilon)$	[17]
R4 $e+O_2 \rightarrow O + O$	$f(\epsilon)$	[17]
R5 $O_2^- + M \rightarrow e+O_2+M$	$f(\epsilon)$	[18]
R6 $O + N_2 \rightarrow e+N_2O$	$f(\epsilon)$	[18]
R7 $O + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$	$f(\epsilon)$	[18]
R8 $O + O_2 + M \rightarrow O_3^- + M$	$f(\epsilon)$	[18]
R9 $N_2^+ + N_2 + M \rightarrow N_4^+ + M$	$5 \times 10^{-29} \times \left(\frac{300}{T_{gas}}\right)^2$	[19]
R10 $O_2^+ + O_2 + M \rightarrow O_4^+ + M$	$2.4 \times 10^{-30} \times \left(\frac{300}{T_{gas}}\right)^3$	[19]
R11 $N_4^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2 + N_2$	2.5×10^{-10}	[19]
R12 $e + O_4^+ \rightarrow O_2 + O_2$	$1.4 \times 10^{-6} \times \left(\frac{300}{T_{gas}}\right)^{0.5}$	[19]
R13 $e + N_4^+ \rightarrow N_2 + N_2$	$2 \times 10^{-6} \times \left(\frac{300}{T_{gas}}\right)^{0.5}$	[19]
R14 $e+N_2 \rightarrow e + N_2(C^3\Pi_u)$	$f(\epsilon)$	[16]
R15 $N_2(C^3\Pi_u) \rightarrow N_2 + h\nu$	2.38×10^7	[20]
R16 $N_2^+ + O^- \rightarrow N + N + O$	10^{-7}	[19]
R17 $N_2^+ + O_2^- \rightarrow N + N + O_2$	10^{-7}	[19]
R18 $N_2^+ + O_3^- \rightarrow N + N + O_3$	10^{-7}	[19]
R19 $O_2^+ + O^- \rightarrow O + O + O$	10^{-7}	[19]
R20 $O_2^+ + O_2^- \rightarrow O + O + O_2$	10^{-7}	[19]
R21 $O_2^+ + O_3^- \rightarrow O + O + O_3$	10^{-7}	[19]
R22 $O_4^+ + O^- \rightarrow O_2 + O_2 + O$	10^{-7}	[19]
R23 $O_4^+ + O_2^- \rightarrow O_2 + O_2 + O_2$	10^{-7}	[19]
R24 $O_4^+ + O_3^- \rightarrow O_2 + O_2 + O_3$	10^{-7}	[19]
R25 $N_4^+ + O^- \rightarrow N_2 + N_2 + O$	10^{-7}	[19]
R26 $N_4^+ + O_2^- \rightarrow N_2 + N_2 + O_2$	10^{-7}	[19]
R27 $N_4^+ + O_3^- \rightarrow N_2 + N_2 + O_3$	10^{-7}	[19]

3 结果与讨论

本研究主要讨论等离子体边界范围和泊松方程边界范围对弥散放电的影响规律, 着重关注放电过程中的放电宽度、长度以及电子密度和电场强度在不同计算边界下的差异.

3.1 标准仿真结果与实验结果对比

将采用 $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ 的泊松方程计算边界和 $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ 的等离子体计算边界计算结果作为标准仿真结果, 其放电发展过程中电子数密度分布和实验过程中使用 ICCD 相机拍摄到的放电发展过

程对比如图 3 和图 4 所示. 可以看出, 在实验和仿真结果中, 放电均在起始时先以球状向外传播, 在发展超过电极间距一半 (即 8 mm 后), 由于逐渐靠近板电极, 放电头部在电场作用下产生局部拉长后整体逐渐变为锥形.

由于相机拍摄到的发光实际上是放电发射光沿相机方向上的积分, 且弥散放电在三维上呈轴对称分布, 因此针对相机拍摄到的图像进行 Abel 逆变换, 从而可准确计算其放电发展过程中的长度和宽度. 针对仿真中的放电轮廓的定义则有多种方式, Bourdon 等^[8]采用放电头部的电场和电子密度为 10^{18} m^{-3} 的等值线作为放电轮廓定义, 而 Li 等^[21]采用 N_2C 的物种数密度分布积分作为放电轮廓. 本文沿用 Bourdon 等^[8]在弥散放电上的定义, 采用

10^{18} m^{-3} 电子密度等值线定义放电轮廓从而与实验进行对比, 如图 4 黑色线条所示. 但需注意的是, 仿真中的放电轮廓并非只有严格的某几种方式, 应根据实际流注放电的发光状态定义, 本文中在针对不同边界范围下严格采用相同等值线定义进行对比, 以研究其影响规律. 计算得到的放电发展过程中的放电长度和宽度与实验对比如图 5 所示. 可以看出, 相比于实验结果, 仿真中放电的传播速度一致 (即图 5(a) 中曲线斜率), 在 0—1.0 ns 间放电基本保持匀速向板电极传播, 但是其发展到板电极的时间相比于实验较慢, 延迟约 0.3 ns 左右. 该延迟属流体模型在仿真快纳秒脉冲上升沿过程中的普遍性延迟, 出现于不同的仿真模型中^[5,9,10,21], 究其原因在于流体模型在仿真放电初始的形成过程时

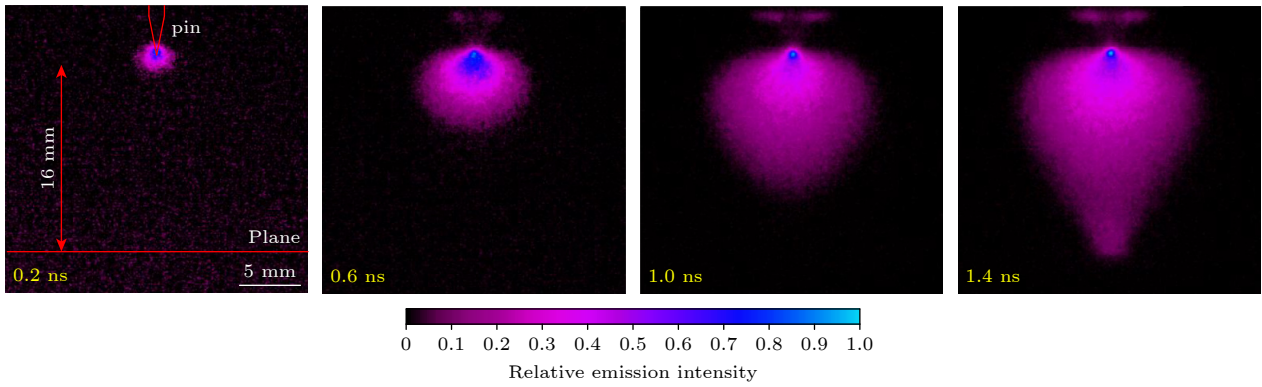


图 3 ICCD 拍摄到的放电发展过程, 拍摄门宽为 200 ps
Fig. 3. Discharge development captured by ICCD, gate used is 200 ps.

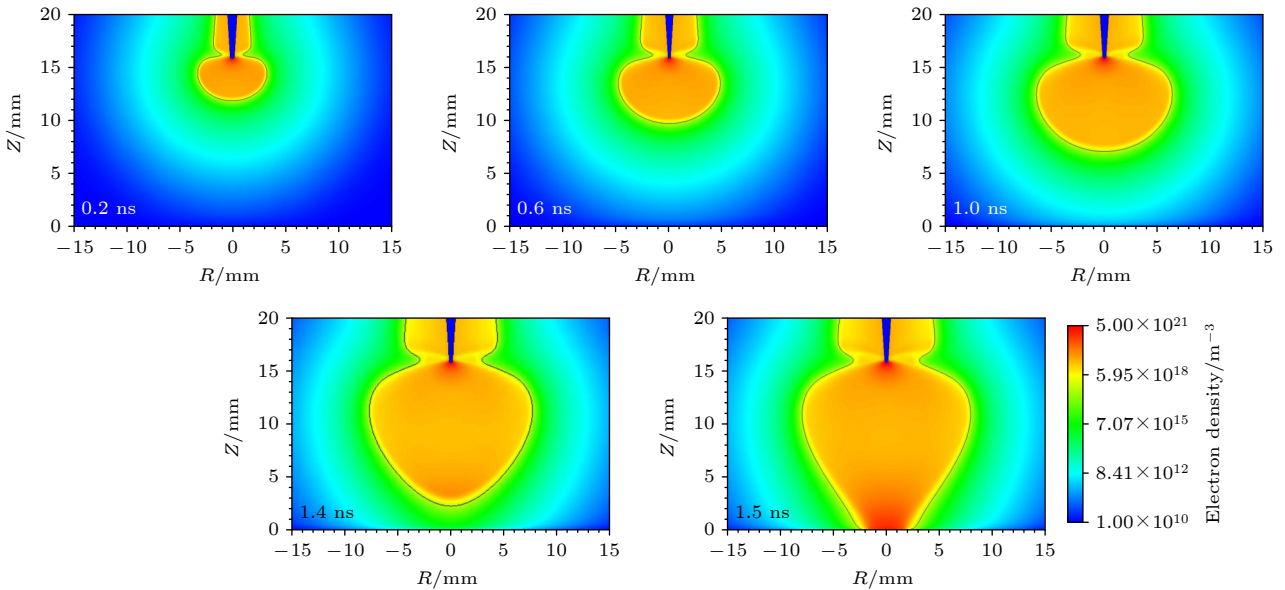


图 4 仿真计算得到的电子密度分布随时间演化分布
Fig. 4. Simulated electron density evolution with time.

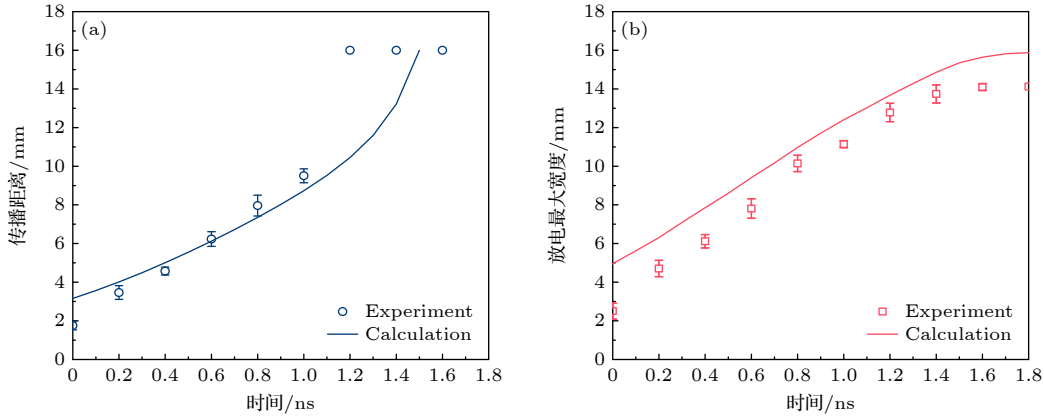


图 5 放电发展过程中传播距离和宽度的实验和仿真值对比 (a) 放电传播距离; (b) 放电最大宽度
Fig. 5. Simulated and experimental discharge length and width comparison: (a) Discharge length; (b) discharge width.

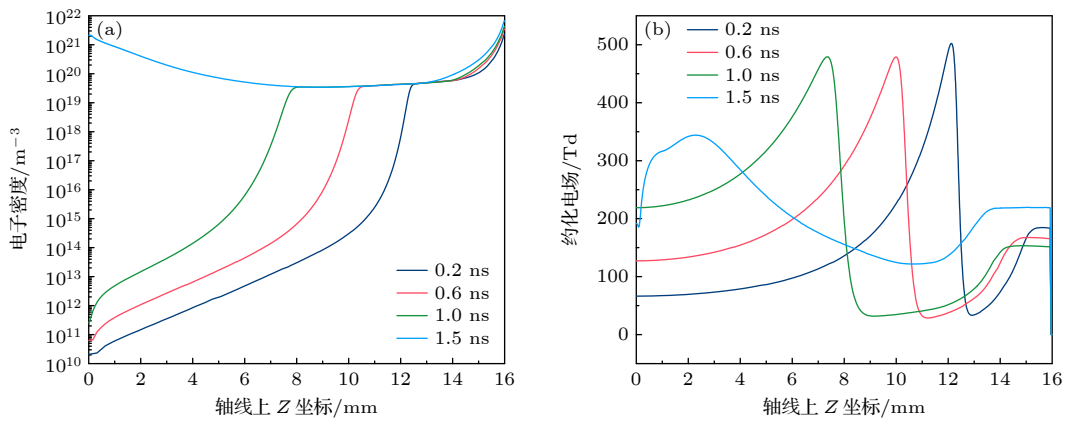


图 6 放电发展过程中电子密度和约化电场强度 (单位: Td) 在轴线上的分布 (a) 电子密度; (b) 约化电场强度
Fig. 6. Electron density and reduced electric field (in Td) distribution on the axis during the discharge development: (a) Electron density; (b) reduced electric field.

过于理想, 再加上到板前的局部电场加强可能产生的快电子, 使得流体模型在仿真该种放电时始终存在发展速度稍慢于实验的结果. 而在放电宽度上, 仿真值相比实验稍大一些, 但其宽度的发展趋势保持一致: 在 0—1.4 ns 间最大宽度向横向保持匀速增长, 在放电发展到板电极后基本保持不变.

仿真中, 放电在不同时刻下的电子密度和约化电场强度在轴线上的分布如图 6 所示. 可以看出, 电子密度在针尖附近 (Z 坐标 16 mm) 一直保持较高的水平, 并且在放电传播到板电极 ($t = 1.5$ ns) 时达到最高 $n_e = 6.67 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$. 而约化电场的最大值则随着放电向板电极的发展逐渐推进, 最大值超过 500 Td, 直到放电传播到板电极后产生的等离子体通道使得空间电势重新分配并在通道内电场保持较低水平. 间隙内轴线上电场演化过程如图 7 所示, 可以看出在电离波头到达板电极后产生的返回波过程.

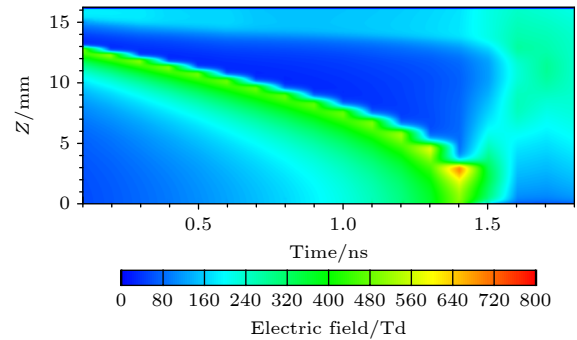


图 7 放电发展过程中约化电场强度 (单位: Td) 在轴线上的演化
Fig. 7. Reduced electric field (in Td) evolution on the axis during the discharge development.

本节给出 $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$ 边界范围下的流体仿真与实验结果的对比, 在 3.2 节和 3.3 节中分别通过缩减边界范围讨论了弥散放电发展过程对等离子体边界和泊松方程边界范围的敏感度. 在此之前, 有必要强调 $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$ 边界的选择原则, 实际上,

在此之前, 已经通过将最大边界范围从 15 cm×10 cm 边界逐渐缩减至 5 cm×5 cm 边界, 并对比了放电发展过程中的特性, 发现在采用该缩减边界下能在保证实验精度的前提下提升计算速度、减少计算资源, 两者具体计算结果对比如图 8 所示, 可以看出, 两者计算差别并不大, 因此基于上文中所述 5 cm×5 cm 边界下计算结果和实验拟合较好的基础上, 3.2 节和 3.3 节中仍以 5 cm×5 cm 边界下计算结果作为基准.

3.2 弥散放电的等离子体边界范围敏感性

分别通过调整等离子体边界范围从 5 cm 至 4 cm, 3 cm, 2 cm 以观察等离子体边界范围对放电发展过程的影响. 放电发展过程中放电传播距离和宽度的变化如图 9 所示. 在不同边界范围下, 放电传播距离和宽度均完全一致, 最大差异约为

20 μm, 仅为 5—6 个网格左右的宽度, 因此可忽略不计. 此外, 在放电电子密度和约化电场强度的影响上, 不同等离子体边界范围影响也较小, 具体以 $t = 0.6$ ns 时刻下的 5 cm 边界和 2 cm 边界范围为例, 如图 10 所示. 等离子体边界范围的缩减, 并未导致轴线上电子密度和约化电场强度的较大变化, 在放电头部, 电子密度 10^{18} m^{-3} 在 5 cm 边界范围仿真中出现在 $Z = 9.884$ mm, 而在 2 cm 边界范围仿真中出现在 $Z = 9.889$ mm, 两者相差 2 个网格宽度. 在约化电场强度上, 放电头部电场均出现在 $Z = 10.005$ mm 处, 2 cm 边界范围仿真中该时刻头部最大电场为 486 Td, 而 5 cm 边界范围仿真中则为 479 Td, 两者相差 7 Td, 通过计算可发现两者对应的约化有效汤森电离系数 (α_{eff}/N) 差距仅 $1.5 \times 10^{-22} \text{ m}^2$, 这也解释了在头部电场存在差距的情况下头部电子密度差异却微乎其微的原因.

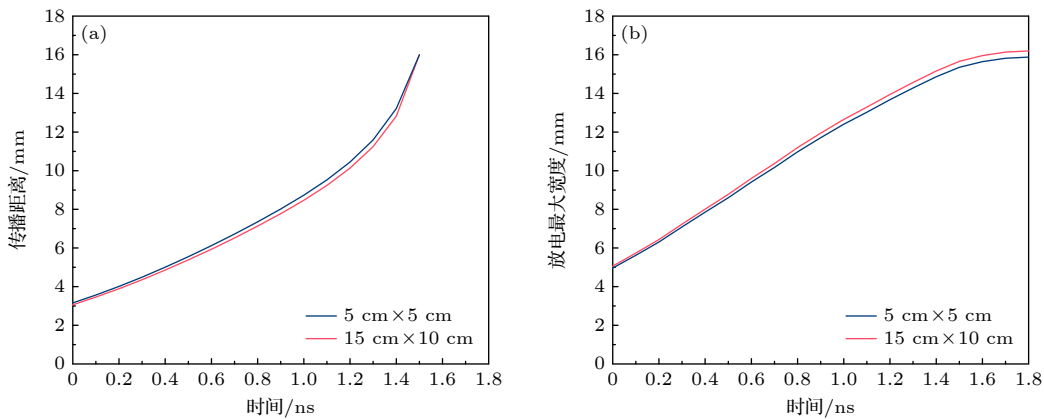


图 8 两种不同计算策略下放电发展过程中传播距离和宽度的实验和仿真值对比 (a) 放电传播距离; (b) 放电最大宽度
Fig. 8. Simulated and experimental discharge length and width comparison in two different calculation strategies: (a) Discharge length; (b) discharge width.

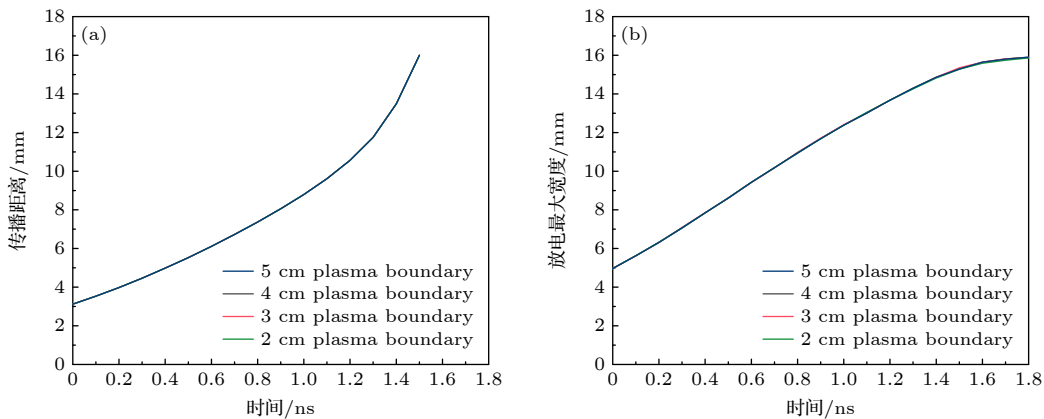


图 9 不同等离子体边界范围条件影响下放电传播距离和宽度变化规律 (a) 放电传播距离; (b) 放电最大宽度
Fig. 9. Discharge length and width influenced by different plasma boundaries: (a) Discharge length; (b) discharge width.

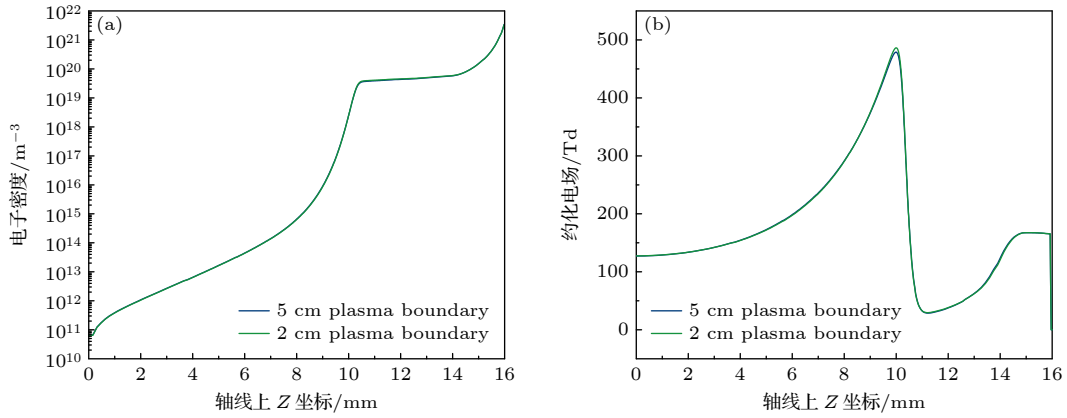


图 10 不同等离子体边界范围条件下 $t = 0.6$ ns 时刻下电子密度和电场强度在轴线上的分布 (a) 电子密度; (b) 约化电场强度
Fig. 10. Electron density distribution on the axis at $t = 0.6$ ns under the influence of different plasma boundaries: (a) Electron density; (b) reduced electric field.

综上对比结果发现, 改变等离子体边界范围对弥散放电的传播特性和等离子体特性影响均微乎其微, 因此在实际上针对其进行仿真时, 可依据泊松方程边界范围进行调整 (等离子体边界范围需小于等于泊松方程边界范围, 否则针对放电等离子体的仿真失去物理意义). 同时考虑到等离子体边界的实际作用, 其边界范围的选择不应小于实验中观察到的放电宽度, 否则将会出现如图 11 所示的将等离子体边界缩减至小于放电本身宽度时的非物理现象, 同时其范围也不应远小于泊松方程边界范围, 否则就失去了仿真和实验对比的意义.

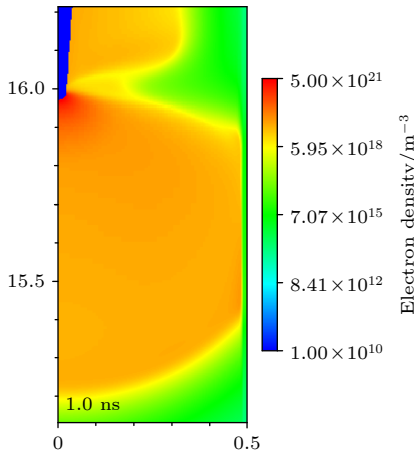


图 11 将等离子体边界范围缩减至 0.5 cm 时对放电计算结果造成的影响
Fig. 11. Impact of plasma boundary reduction to 0.5 cm on discharge simulation results.

3.3 弥散放电的泊松方程右边界范围敏感性

在 3.2 节的基础上, 通过调整泊松方程的右边界范围从 5 cm 至 4 cm, 3 cm, 2 cm 和 1.5 cm, 研

究放电和等离子体特性的变化规律. 但是需要强调的是, 本节始终保持等离子体边界范围和泊松方程边界范围相同, 因此, 在泊松方程的边界范围被调整时, 等离子体边界也在随之变化, 但 3.2 节中的仿真结果说明了放电本身对等离子体边界范围并不敏感, 因此认为在修改泊松方程边界范围时, 等离子体边界范围的变化同样几乎不会对放电造成影响.

不同泊松方程边界范围下放电过程中的电子密度演化过程如图 12 所示. 与图 4 中 5 cm 范围泊松方程边界对比, 可以看出, 随着泊松方程的边界范围的收缩, 放电的横向最大宽度也在不断下降, 从 5 cm 边界范围的最大宽度 15.87 mm 降低至 1.5 cm 边界范围的最大宽度 8.53 mm, 但是其纵向发展速度, 即从针电极向板电极的发展速度差异相比之下变化不大, 在 5 cm, 4 cm, 1.5 cm 边界范围条件下于 1.5 ns 到达板电极, 而在 3 cm, 2 cm 边界范围条件下于 1.4 ns 到达板电极, 相差 0.1 ns. 此外, 通过对比该电子数密度分布和图 3 中实验拍摄到的发光可以看出, 在泊松方程边界范围较大时 (5 cm, 4 cm), 在 $t = 1.0$ ns 时刻, 相比实验中的已逐渐发展为锥形的放电, 仿真中放电头部并未有明显凸出, 同时呈现近球形; 边界范围较小时 (3 cm, 2 cm), 在相同时刻下, 放电头部则明显凸出并且呈锥形, 尤其是在边界范围为 3 cm 时, 放电形貌与实验中的锥形形貌更为接近, 同时其放电发展速度也更为接近实验结果. 因此流体放电模型的计算域边界并非越大越好. 适当减小计算域边界, 不仅能够显著降低计算成本, 还能使仿真结果与实验观测更为吻合.

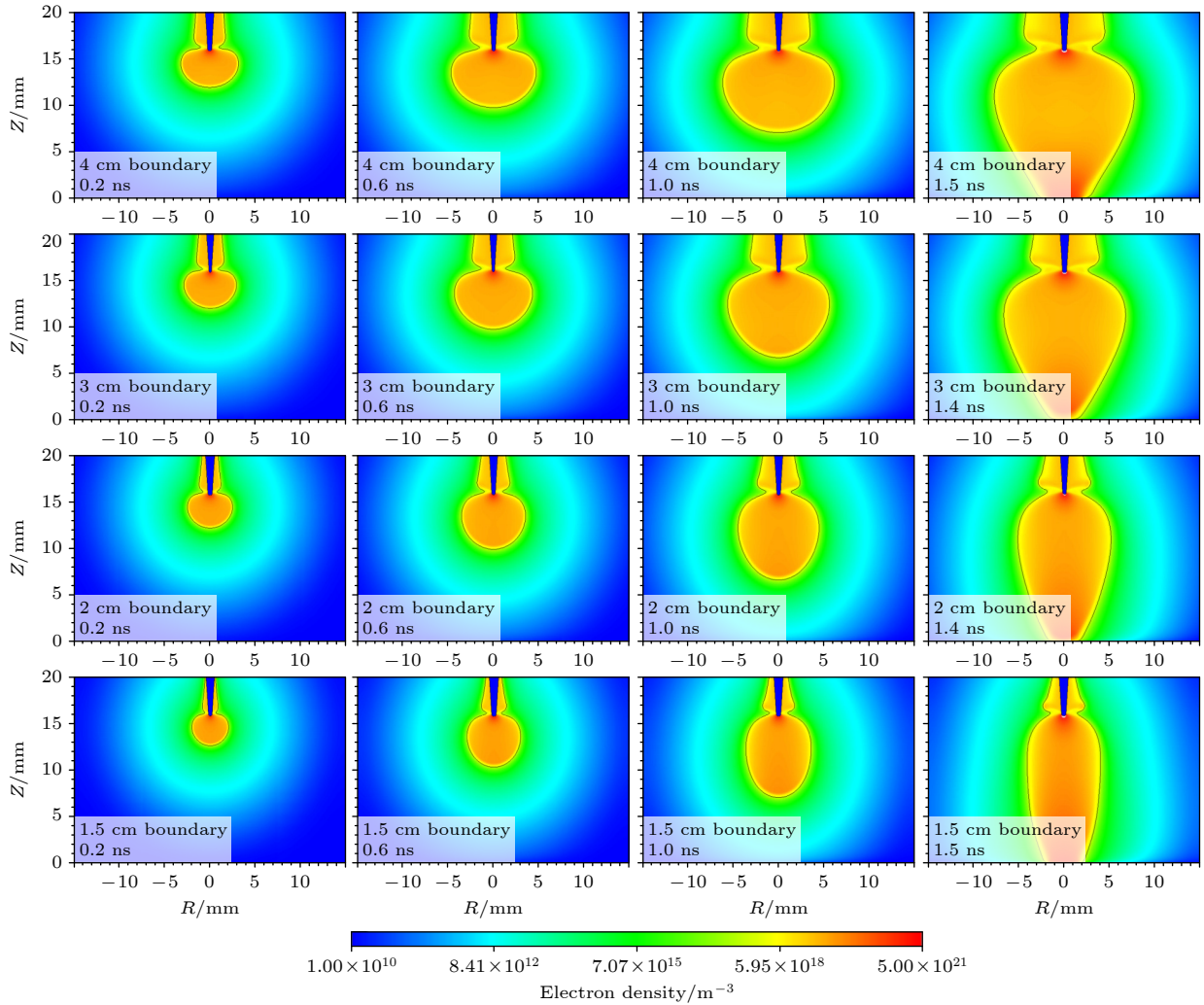


图 12 不同泊松方程边界范围条件下的放电电子密度演化过程

Fig. 12. Electron density evolution process under different boundary range of Poisson's equation.

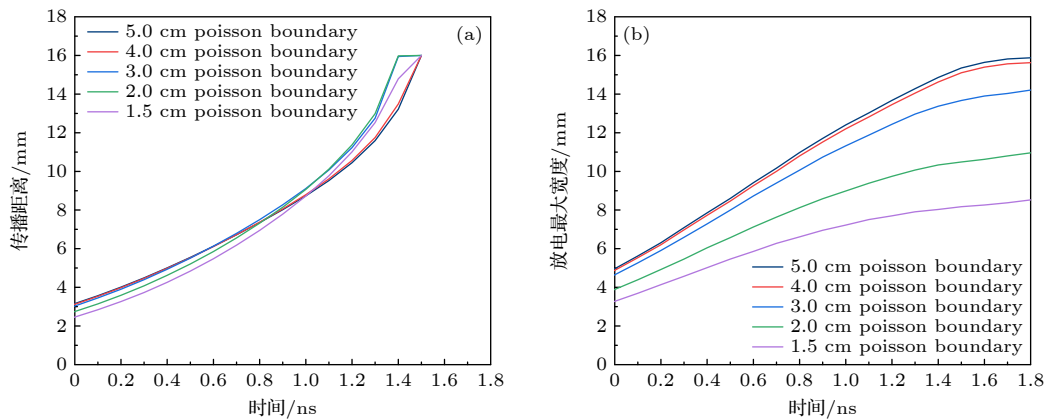


图 13 不同泊松方程边界范围下放电特性的变化规律 (a) 放电传播距离; (b) 放电最大宽度

Fig. 13. Discharge characteristics under different boundary range of Poisson's equation: (a) Discharge length; (b) discharge width.

不同泊松方程边界范围下放电发展过程中的传播距离和放电宽度如图 13 所示. 在放电传播距离特性上, 5 cm 边界和 4 cm 边界的曲线几乎重叠, 而随着边界的进一步缩小, 放电在 $Z = 8$ mm

后, 边界范围越小的情况中放电发展的速度越快, 进而造成窄边界情况下放电虽然在 $Z = 8$ mm 前传播速度较慢, 但却能更早得到达板电极处. 与传播距离不同的是, 不同边界范围在放电最大宽度上

差距更为明显. 在放电到达板电极时宽度达到最大值, 在 5 cm 边界下最大值 15.87 mm (放电最大半径与边界宽度比值 0.159), 4 cm 边界下最大值为 15.62 mm (比值 0.195), 在 3 cm 下为 14.28 mm (比值 0.238), 在 2 cm 下为 10.95 mm (比值 0.274), 在 1.5 cm 下为 8.53 mm (比值 0.284), 即不仅放电过程中最大宽度增大, 放电最大半径 (最大宽度的 1/2) 与边间范围宽度比值也在逐渐增大.

针对放电最大宽度的变化, 其根本原因在于针对泊松方程的外边界采用了纽曼边界, 这其实是为了模拟在放电通道附近的电场分布而做出的考量, 因为采用和实验中一致的放电区域可能需要至少 20 cm × 20 cm 的计算区域 (考虑到实验中为了降低腔体壁对放电的影响, 往往将腔体壁与放电通道相距尽可能大, 这个计算区域可能更大), 并在边界处采用狄利克雷边界, 但这样会大大增加计算资源消耗, 同时也失去了仿真模拟的意义. 采用纽曼边界时拉普拉斯场的电场线分布示意图如图 14 所示, 可以看到在宽边界氛围下电场线曲率更大, 更加弯曲, 相比之下在窄边界范围中的电场线则曲率更小, 更加竖直, 即水平分量更小, 因此在这样的拉普拉斯场影响下放电会尽可能得向下传播而非向横向扩张, 最终造成了这样的边界条件下放电更加细长.

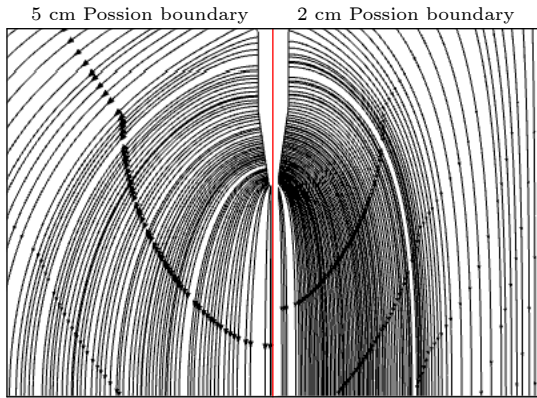


图 14 不同泊松边界范围下放电通道附近的拉普拉斯场电场线分布示意图
Fig. 14. Schematic diagram of the distribution of Laplace electric field lines near the discharge channel under different boundary ranges of Poisson's equation.

此外, 针对放电过程中的空间约化电场进行对比, 如图 15 所示. 可以看出, 除了如上文中提到的拉普拉斯场分布不同外, 在外施电场作用下产生空间电场也存在巨大区别, 在 5 cm 边界范围中头部

最大电场仅为 475 Td, 而 2 cm 边界范围中头部最大电场达到了 625 Td, 该电场差异引起的有效电离系数差异进一步会放大头部电子密度差异并在最终使得 2 cm 边界下的放电更早到达板电极.

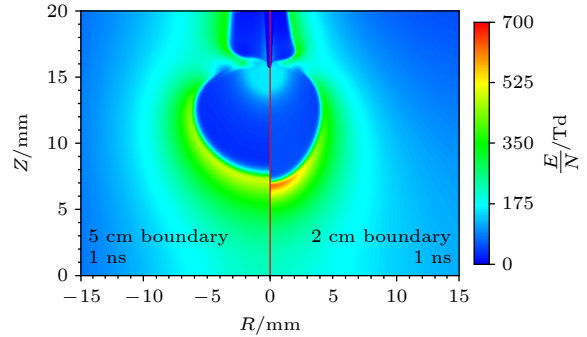


图 15 不同泊松方程边界范围下于 $t = 1$ ns 时的空间约化电场分布
Fig. 15. Reduced electric field distribution at $t = 1$ ns under different boundary ranges of Poisson's equation.

3.4 弥散放电的泊松方程上边界范围敏感性

3.3 节讨论了移动泊松方程右边界会对放电的宽度和头部电场强度产生较大的影响, 本节将处于 $Z = 5$ cm 的泊松方程上边界移动至 $Z = 3$ cm 处, 以观察上边界范围的缩减对放电产生的影响.

将泊松方程上边界缩减至 3 cm 后放电发展过程中特性如图 16 所示. 可以看出, 在缩减边界后相比同时刻 5 cm 上边界, 放电发展变得更慢, 到达板电极时间从 1.5 ns 延长至 2.6 ns, 在放电到达板电极后, 其最大宽度从 15.87 mm 增至 16.21 mm. 造成这种现象的根本原因是上纽曼边界的缩减使得计算域电场线同时向下和向右压缩, 进一步使得放电在发展过程中头部的“聚焦”效应减弱, 即放电更均匀地向两个方向同时发展. 具体头部空间电场分布如图 17 所示, 可以看出, 不仅在相同时刻下头部电场值减小了 50 Td, 且其头部分布相比 5 cm 上边界情况中更加均匀: 在 5 cm 边界中头部接近轴线处电场更强, 而放电边缘处更弱, 但在该时刻 3 cm 边界中头部右侧电场最大为 430 Td 甚至高于头部电场最大为 420 Td.

3.5 最大放电半径与泊松边界范围的比值选取

综合上述讨论可以发现弥散放电对等离子体边界不敏感, 而对泊松方程上边界和右边界均较为

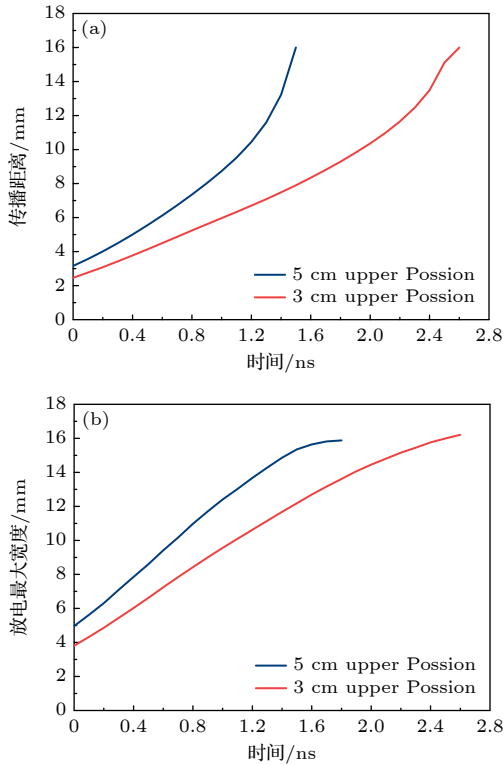


图 16 缩短泊松方程的上边界后放电发展过程中放电特性变化 (a) 放电传播距离; (b) 放电最大宽度
 Fig. 16. Changes in discharge characteristics during discharge development after shortening the upper boundary of the Poisson's equation: (a) Discharge length; (b) discharge width.

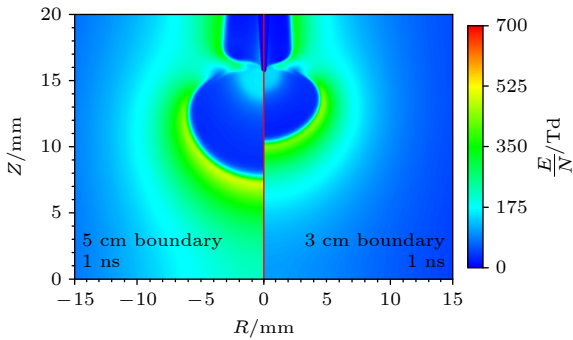


图 17 缩短泊松方程的上边界后于 $t = 1$ ns 时刻下的空间约化电场分布
 Fig. 17. Reduced electric field distribution at $t = 1$ ns after shortening the upper boundary of the Poisson's equation.

敏感, 具体体现在改动边界范围会对放电特性造成较大影响, 使其偏离实验结果. 其中仿真的上边界因需对应实验中所用针电极, 因而对其边界的缩减不应过大以免同时造成狄利克雷边界缩减从而降低仿真的真实性, 而对于右边界的選擇則往往在不同的仿真中具有不同的策略. 而在典型流注放电的流体仿真模拟中, 如 Li 等 [21,22] 和 Teunissen 等 [23]

在模拟不同长度针板电极间隙 (3.8—9 cm) 中的流注发展, 与实验进行了 1:1 对照, 在光学半径和发展速度上均与实验相近, 在这些工作中最大流注半径和仿真所用的泊松方程右边界比值分别为 0.05, 0.005, 0.016. 而针对外施电压更高、发展速度更快、流注半径更大、电子密度和能量更高的弥散放电, 如第 1 节中所述的仿真工作, 其最大流注半径和仿真所用的泊松方程右边界比值范围为 0.1—0.5, 虽相比经典流注仿真比值更高, 但 Zhu 等 [10] 和 Guo 等 [12] 分别在大气压空气 (比值 0.092) 和低气压氮氧混合气体中 (比值 0.12) 与实验取得了良好的对比结果. 造成这种差异的主要原因如前文中指出, 是因为采用了更高的电压幅值和更快的电压上升沿, 使得放电头部电场和高电子密度区域在发展过程中保持在较大的范围, 为了保持计算精度, 网格划分也需要在该大范围中保持较低尺寸, 因此不同学者倾向于采用相比经典流注仿真更小的泊松边界, 但是针对放电半径和边界宽度比值的選擇也需要进一步系统研究.

本文仿真中放电半径和边界宽度比值如图 18 所示, 随着泊松边界的缩减, 该比值上升同时仿真结果与实验结果相比相差更大, 对比 3.2 节中结果, 仅在泊松边界为 4 cm 和 5 cm 时与实验结果对比良好, 在边界为 3 cm 时与实验误差仍较小, 但进一步将边界缩减至 2 cm 及以下时, 仿真则与实验结果相差变得更大. 因此, 针对大气压空气中弥散放电的泊松边界选择, 应选择该比值不高于 0.24.

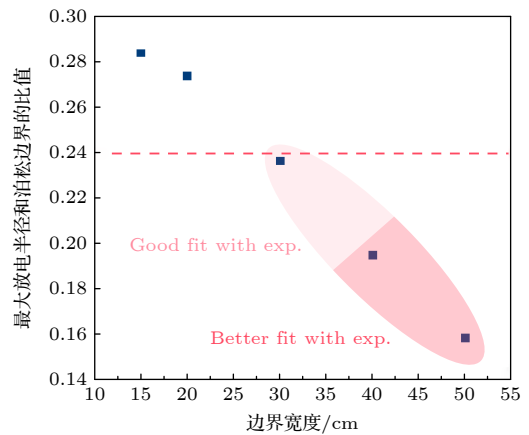


图 18 最大放电半径和泊松边界范围的比值
 Fig. 18. Ratio of maximum discharge radius to Poisson's equation boundary.

目前对于弥散放电的仿真绝大部分仍停留在二维轴对称流体仿真上, 而针对三维流体仿真, 虽

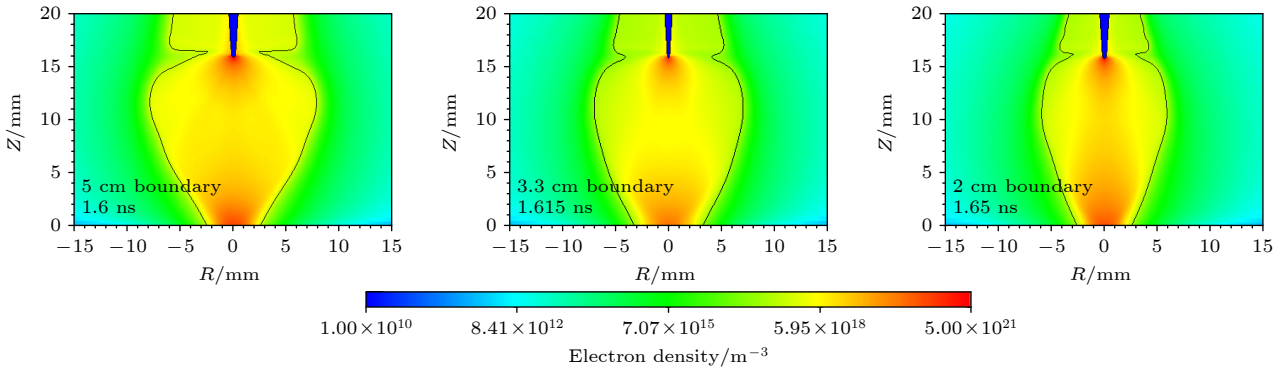


图 19 调转针电极电压极性后 5 cm 泊松边界和 2 cm 泊松边界计算结果对比

Fig. 19. Comparison of simulation results for 5 cm and 2 cm Poisson's equation boundary after reversing the needle electrode voltage polarity.

然具体描述粒子运动的控制方程维度不同,但在泊松方程边界范围对放电的影响规律在物理上是一致的,因此虽然本文中的二维流体模型相比于三维模型低估了边缘效应、三维扩散路径、第三维的动量交换和三维不稳定性^[24],但在仿真边界选取上仍对三维仿真提供了参考,便于在三维模型中缩减网格数量和减少计算量。

3.6 泊松边界范围对负极性放电的影响

将针电极上的电压极性从正极性调转为负极性后的仿真结果如图 19 所示,随着泊松边界从 5 cm 降低至 2 cm,放电最大放电宽度也从 16 mm 降低至 12 mm. 该规律与正极性下一致. 在采用 5 cm 边界时,负极性放电最大宽度为 16 mm,若采用 3.4 节中所得的放电半径和边界宽度值 0.24,此时选择边界应为 $8/0.24 = 33 \text{ mm} = 3.3 \text{ cm}$. 在此边界范围下,仿真结果如图 19 所示,放电最大宽度为 14.25 mm,与 5 cm 下的结果更为相近。

但仍需注意的是,目前对于负极性放电仍缺乏具体实验数据,无法判断该仿真结果是否与实验结果一致,且考虑到针对负极性中放电特有的逃逸电子现象^[25-27],该结果仅能够提供参考和发展规律。

4 结论

本文针对大气压空气中快纳秒脉冲上升沿下产生的弥散放电现象使用了二维轴对称流体模型进行了模拟,首次进行了流体仿真模拟中目前仍欠缺的放电发展特性对等离子体计算域边界和泊松方程计算域边界范围敏感度的讨论,得出了以下结论。

1) 在针对等离子体边界和泊松方程边界范围都采用相比弥散放电面积更大的边界范围(如本文采用的基准值 $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm} (R \times Z)$ 是放电最大半径的 6 倍以上)时,仿真得到的放电宽度和放电发展速度均与实验结果相近,但在放电发展击穿时刻和在放电击穿前发展速度的计算上,仿真仍相比实验更慢且存在延迟,同时这也是目前所有现存关于流体模型在仿真弥散放电时均存在的问题。

2) 针对在泊松方程求解域内部划分等离子体计算区域以减少计算量的模型中,在缩减等离子体边界时,放电的发展过程基本不受到任何影响,仅在头部电场强度和电子密度上有略微增加,但仍可忽略不计,因此可认为在本文范围内针对等离子体边界的调整并不会影响弥散放电特性。

3) 在缩减泊松方程右边界时,放电的宽度急剧下降,其放电宽度和计算域宽度比值则逐渐增大,同时,放电在上半放电间隙内的发展变慢而在下半间隙内的发展变快,最终其到达板电极的时间要比未缩减情况反而更早. 但是,在放电形貌上,适当缩减右边界反而使得其更接近实验中拍摄到的放电形貌. 因此,在选择泊松方程右边界范围时,应根据实际情况选择,过大的边界和过小的纽曼右边界都会使原本的近似失真. 通过对比仿真和实验结果,认为在本文研究范围内,针对大气压空气中弥散放电的泊松边界选择,应保持放电半径和边界宽度比值不高于 0.24。

4) 在缩减泊松方程上边界时,放电的发展速度相比未缩减时变慢,主要原因是上纽曼边界的缩减使得弥散放电头部的“聚焦”效应反而变弱,进而导致了在发展过程中头部空间电场更加均匀,放电

的加速过程出现得更晚, 同样与实验结果相比相差更大. 因此, 可以认为在弥散放电的仿真中相比泊松方程右边界, 不宜牺牲上边界来换取计算资源.

感谢法国巴黎萨克雷大学 Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas 实验室 E. Marode 教授的讨论及建议.

参考文献

- [1] Chng T L, Pai D Z, Guaitella O, Starikovskaia S M, Bourdon A 2022 *Plasma Sources Sci. Techn.* **31** 015010
- [2] Brisset A, Guenin T, Tardiveau P, Sobota A 2023 *Plasma Sources Sci. Techn.* **32** 065014
- [3] Babaeva N Y, Naidis G V 2016 *Phys. Plasmas* **23** 083527
- [4] Nijdam S, Teunissen J, Ebert U 2020 *Plasma Sources Sci. Techn.* **29** 103001
- [5] Marode E, Dessante P, Tardiveau P 2016 *Plasma Sources Sci. Techn.* **25** 064004
- [6] Tardiveau P, Moreau N, Bentaleb S, Postel C, Pasquiers S 2009 *J. Phys. D Appl. Phys.* **42** 175202
- [7] Babaeva N Y, Naidis G V, Tereshonok D V, Son E E 2018 *J. Phys. D Appl. Phys.* **51** 434002
- [8] Bourdon A, Pécereau F, Tholin F, Bonaventura Z 2021 *J. Phys. D Appl. Phys.* **54** 075204
- [9] Bourdon A, Pécereau F, Tholin F, Bonaventura Z 2021 *Plasma Sources Sci. Techn.* **30** 105022
- [10] Zhu Y F, Chen X C, Wu Y, Hao J B, Ma X G, Lu P F, Tardiveau P 2021 *Plasma Sources Sci. Techn.* **30** 075025
- [11] Brisset A, Gazeli K, Magne L, Pasquiers S, Jeanney P, Marode E, Tardiveau P 2019 *Plasma Sources Sci. Techn.* **28** 055016
- [12] Guo Y L, Li Y R, Zhu Y F, Sun A B 2023 *Plasma Sources Sci. Techn.* **32** 025003
- [13] Grubert G K, Becker M M, Loffhagen D 2009 *Phys. Rev. E* **80** 036405
- [14] Bourdon A, Pasko V P, Liu N Y, Célestin S, Ségur P, Marode E 2007 *Plasma Sources Sci. Techn.* **16** 656
- [15] Pancheshnyi S 2015 *Plasma Sources Sci. Techn.* **24** 015023
- [16] Phelps A V, Pitchford L C 1985 *Phys. Rev. A* **31** 2932
- [17] Lawton S A, Phelps A V 1978 *J. Chem. Phys.* **69** 1055
- [18] Pancheshnyi S 2013 *J. Phys. D Appl. Phys.* **46** 155201
- [19] Kossyi I A, Kostinsky A Y, Matveyev A A, Silakov V P 1992 *Plasma Sources Sci. Techn.* **1** 207
- [20] Pancheshnyi S, Nudnova M, Starikovskii A 2005 *Phys. Rev. E* **71** 016407
- [21] Li X R, Dijcks S, Nijdam S, Sun A B, Ebert U, Teunissen J 2021 *Plasma Sources Sci. Techn.* **30** 095002
- [22] Li X R, Guo B H, Sun A B, Ebert U, Teunissen J 2022 *Plasma Sources Science & Technology* **31** 065011
- [23] Guo B H, Li X R, Ebert U, Teunissen J 2022 *Plasma Sources Sci. Techn.* **31** 095011
- [24] Li H W, Sun A B, Zhang X, Yao C W, Chang Z S, Zhang G J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 045101 (in Chinese) [李哈蔚, 孙安邦, 张幸, 姚聪伟, 常正实, 张冠军 2018 物理学报 **67** 045101]
- [25] Li Y T, Fu Y Y, Liu Z G, Li H D, Wang P, Luo H Y, Zou X B, Wang X X 2022 *Plasma Sources Sci. Techn.* **31** 045027
- [26] Zhang C, Ma H, Shao T, Xie Q, Yang W J, Yan P 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 085208 (in Chinese) [章程, 马浩, 邵涛, 谢庆, 杨文晋, 严萍 2014 物理学报 **63** 085208]
- [27] Shao T, Tarasenko V F, Yang W J, Beloplotov D V, Zhang C, Lomaev M I, Yan P, Sorokin D A 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 085201

Boundary range sensitivity of nanosecond pulse diffuse discharges in atmospheric air: Simulation analysis based on axisymmetric fluid model*

GUO Yulin¹⁾ ZHANG Yaqi¹⁾ ZHU Yifei¹⁾ SUN Anbang^{1)†}

PIERRE Tardiveau²⁾

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

2) (*Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, Université ParisSaclay, Orsay 91400, France*)

(Received 12 April 2025; revised manuscript received 9 June 2025)

Abstract

Diffuse discharges generated by fast rising edge of nanosecond pulses possess a larger discharge radius than classic streamer discharges. However, existing simulation studies often employ boundary ranges similar to those used for simulating streamer discharges, thus neglecting the influence of the boundary range on their characteristics. In this work, the characteristics of diffuse discharges in atmospheric-pressure air are investigated using a fluid model. The research focuses on the influences of plasma and Poisson equation boundary ranges, especially the top and right boundaries of the rectangular computational domain, on discharge evolution. The comparison between numerical simulations and experimental results reveals several key findings: When both plasma and Poisson equation boundaries are set to 5 cm×5 cm (exceeding six times the maximum discharge radius), the simulated discharge width and propagation velocity accord well with experimental measurements. However, consistent delays are observed in simulating the time required to reach the plate electrode, highlighting the inherent limitations of current fluid models in accurately simulating temporal scales. Reducing the plasma boundaries results in negligible fluctuations in electric field strength and electron density at the discharge head, indicating a minimal effect on macroscopic discharge characteristics. Narrowing the Poisson equation's right boundary significantly reduces the discharge width while simultaneously increasing the discharge width relative to the domain size. Asymmetric propagation patterns occur between the upper and lower halves of the discharge gap. Nevertheless, appropriate reduction of the right boundary improves morphological consistency with experimental observations, thereby suggesting practical optimization strategies. Conversely, reducing the top boundary weakens the electric field "focusing effect" at the discharge head, homogenizes the spatial field distribution, and delays accelerating, thereby exacerbating deviations from experimental data. These results demonstrate that Poisson boundary conditions critically govern spatiotemporal discharge dynamics. Top boundary truncation significantly reduces the simulation accuracy, whereas adjusting the right boundary allows for a balanced optimization between computational efficiency and result reliability. This work provides theoretical guidance for selecting boundary conditions in the numerical modeling of diffuse discharges.

Keywords: nanosecond pulsed diffuse discharge, fluid model, streamer discharge, boundary conditions

PACS: 52.65.-y, 41.20.Cv, 51.50.+v, 51.10.+y

DOI: [10.7498/aps.74.20250473](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250473)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250473](https://www.cstr.org.cn/32037.14.aps.74.20250473)

* Project supported by the China Scholarship Council (Grant No. 202206280081), the Natural Science Basic Research Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2024ZY-JCYJ-01-06), the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant Nos. xtr052023003, xpt012024063), and the State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, China (Grant No. EIPE23114).

† Corresponding author. E-mail: anbang.sun@xjtu.edu.cn

大气压空气中纳秒脉冲弥散放电的边界范围敏感性：基于轴对称流体模型的仿真分析

郭雨林 张雅琪 朱益飞 孙安邦 PIERRE Tardiveau

Boundary range sensitivity of nanosecond pulse diffuse discharges in atmospheric air: Simulation analysis based on axisymmetric fluid model

GUO Yulin ZHANG Yaqi ZHU Yifei SUN Anbang PIERRE Tardiveau

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 165201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250473

CSTR: 32037.14.aps.74.20250473

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250473>

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

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>

大气压空气纳秒脉冲板-板放电中逃逸电子产生机理

Mechanism of runaway electron generation in nanosecond pulsed plate-plate discharge at atmospheric-pressure air

物理学报. 2023, 72(10): 105201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222409>

结合机器学习的大气压介质阻挡放电数值模拟研究

Numerical study of discharge characteristics of atmospheric dielectric barrier discharges by integrating machine learning

物理学报. 2022, 71(24): 245201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221555>

射频/直流驱动大气压氩气介质阻挡放电的一维仿真研究

One-dimensional simulation of Ar dielectric barrier discharge driven by combined rf/dc sources at atmospheric pressure

物理学报. 2022, 71(24): 245202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221361>

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>

基于麦克斯韦方程组的纳米尺度电磁边界条件

Nanoscale electromagnetic boundary conditions based on Maxwell's equations

物理学报. 2021, 70(23): 230301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211025>