



大气压脉冲放电等离子体射流特性及机理研究

张亚容 韩乾翰 郭颖 张菁 石建军

Discharge characteristics and mechanism of plasma plume generated by atmospheric pulsed discharge

Zhang Ya-Rong Han Qian-Han Guo Ying Zhang Jing Shi Jian-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 095202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20202246

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202246>

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

脉冲放电产生螺旋流注的等离子体特性研究

Plasma characteristics of helical streamers induced by pulsed discharges

物理学报. 2017, 66(15): 155202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.155202>

亚大气压六相交流电弧放电等离子体射流特性数值模拟

Numerical modelling for characteristics of the meso-pressure six-phase alternative current arc discharge plasma jet

物理学报. 2018, 67(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172557>

感应式脉冲推力器中等离子体加速数值研究

Numerical investigation on the plasma acceleration of the inductive pulsed plasma thruster

物理学报. 2017, 66(7): 075204 <https://doi.org/10.7498/aps.66.075204>

化学复合率对激发赤道等离子体泡影响的数值模拟

Numerical simulation of recombination rate effect on development of equatorial plasma bubbles

物理学报. 2019, 68(19): 199401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190173>

同轴枪正、负脉冲放电等离子体特性的对比

Comparative study of positive and negative pulsed discharge plasma characteristics of coaxial gun

物理学报. 2020, 69(3): 035202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191321>

基于气体放电等离子体射流源的模拟离子引出实验平台物理特性

Physical characteristics of ion extraction simulation system based on gas discharge plasma jet

物理学报. 2018, 67(18): 182801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180919>

专题: 等离子体物理及其材料处理

大气压脉冲放电等离子体射流特性及机理研究*

张亚容¹⁾ 韩乾翰¹⁾ 郭颖¹⁾²⁾ 张菁¹⁾²⁾ 石建军^{1)2)†}

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

2) (东华大学, 磁约束核聚变教育部研究中心, 上海 201620)

(2020 年 12 月 31 日收到; 2021 年 3 月 1 日收到修改稿)

通过实验和数值模拟研究了大气压脉冲放电等离子体射流, 其中在脉冲电压上升沿阶段的放电中形成等离子体子弹并向接地电极输运, 其传播速度在 $10^4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 量级. 数值模拟研究还发现等离子体子弹邻近区域内增强的电场强度可达到 $10^6 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$, 说明等离子体子弹的形成主要由放电空间局域增强的电场导致, 在接地电极附近会得到进一步增强. 放电空间的电子密度时空演变过程揭示了等离子体子弹经过的区域会保持较高的电子密度, 说明等离子体子弹的拖尾现象; 而等离子体子弹头部增强的电子产生率与局域增强的电场强度对应, 这说明了等离子体子弹产生的动力学过程. 该大气压脉冲放电等离子体射流中等离子体子弹的特性和机理研究为发展大气压等离子体射流提供了理论和技术基础.

关键词: 等离子体射流, 数值模拟, 脉冲放电

PACS: 52.20.-j, 52.25.Jm

DOI: 10.7498/aps.70.20202246

1 引言

近年来, 由于大气压放电产生的等离子体射流可以在大气环境中获得低温等离子体^[1-4], 拓展了其在生物医学、材料处理中的应用前景, 因而受到广泛的关注^[5-11]. 大气压等离子体射流一般由千赫兹正弦高压激发产生, 通过纳秒级时间分辨放电图像的诊断, 发现其是由高速运行的等离子体高能粒子团 (也称为等离子体子弹) 组成, 并且在一个激发功率周期内产生一次或者二次放电^[12,13]; 而由微秒级高压脉冲激发的等离子体射流主要在高压脉冲的上升沿阶段产生, 等离子体射流特性可以通过高压脉冲参数进行调控, 包括射流的长度和强度等^[14,15], 这为等离子体射流的应用提供了更好的技术途径. 实验研究中利用增强型电荷耦合器件 (ICCD) 相机拍摄等离子体子弹的产生和传播过

程, 研究等离子体射流产生及其动力学^[16-18], 但对等离子体子弹的形成和传播机理还没有统一的认识; 另一方面, 通过数值模拟研究了等离子体子弹中流光传输的动力学特性, 通过分析不同粒子在等离子体子弹头部的分布情况, 发现光致电离虽然是决定流光传播速度的重要因素, 但并不是流光传播的必要条件^[16]. 本文通过建立大气压氦气等离子体射流的二维自洽流体模型, 与对应实验诊断结果对比研究高压脉冲等离子体射流中等离子体子弹的输运特性, 通过等离子体子弹附近的电场分布、电子密度和电子电离率等放电参数, 研究等离子体子弹的形成和输运机理.

2 等离子体射流放电数值模拟模型

在 COMSOL Multiphysics 中建立与实验装置对应的大气压氦气中高压脉冲放电等离子体射流的介质阻挡放电的二维自洽流体数值模型, 其中

* 国家自然科学基金 (批准号: 11875104, 11475043) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: JShi@dhnu.edu.cn

表 1 反应方程和速率
Table 1. Elementary reaction and rates.

反应	反应速率
$\text{He} + \text{e} \rightarrow \text{He}^* + \text{e}$	$2.308 \times 10^{-10} T_e^{0.31} \exp\left(-\frac{2.297 \times 10^5}{T_e}\right) / (\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1})$
$\text{He} + \text{e} \rightarrow \text{He}^+ + 2\text{e}$	$2.584 \times 10^{-12} T_e^{0.68} \exp\left(-\frac{2.854092 \times 10^5}{T_e}\right) / (\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1})$
$\text{He}^* + \text{e} \rightarrow \text{He}^+ + 2\text{e}$	$4.661 \times 10^{-10} T_e^{0.6} \exp\left(-\frac{5.546 \times 10^4}{T_e}\right) / (\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1})$
$\text{He}_2^+ + \text{e} \rightarrow \text{He}^* + \text{He}$	$5.386 \times 10^{-7} T_e^{-0.5} / (\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1})$
$\text{He}^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$	$1.1 \times 10^{-31} / (\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1})$
$\text{He}^* + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^* + \text{He}$	$1.3 \times 10^{-33} / (\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1})$
$\text{He}^* + \text{e} \rightarrow \text{He} + \text{e}$	$1.099 \times 10^{-11} T_e^{0.31} / (\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1})$
$\text{He}_2^* + \text{e} \rightarrow \text{He}_2^+ + 2\text{e}$	$1.268 \times 10^{-12} T_e^{0.71} \exp\left(-\frac{3.945 \times 10^4}{T_e}\right) / (\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1})$
$\text{He}^* + \text{He}^* \rightarrow \text{He}^+ + \text{He} + \text{e}$	$2.7 \times 10^{-10} / (\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1})$

忽略了空气等杂质气体对放电的影响. 表 1 列出了在大气压氦气条件下数值模型中包含的反应方程式及其反应速率^[19], 其中 T_e 为电子温度.

电子 (e)、氦离子 (He^+)、电离态氦分子 (He_2^+)、激发态氦原子 (He^*) 和激发态氦分子 (He_2^*) 的数密度可通过下面的粒子连续性方程求得:

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

式中 n 和 Γ 分别为粒子数密度与粒子通量, S 为粒子的产生项与损耗之和^[20], 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:

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

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

其中 E 为电场强度, D 和 μ 分别为扩散系数和迁移率, 中性粒子只考虑扩散通量. 电场强度 E 可通过下式计算得出:

$$\epsilon_0 \left(\frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{\partial E_y}{\partial t} \right) = e \left(\sum_i \Gamma_i - \Gamma_e \right), \quad (4)$$

式中, 下标 i, e 分别代表第 i 种离子和电子, ϵ_0 为真空介电常数, e 为电子电荷量. 电子与离子的边界条件为

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

其中 γ 为二次电子发射系数.

图 1(a) 给出了数值模型的放电结构示意图,

也是对应的实验装置示意图. 如图 1(a) 所示, 等离子体射流在介质管中产生并传播, 介质管的内径为 1 mm, 厚度和相对介电常数分别为 0.5 mm 和 10. 缠绕在介质管上的两个金属环电极的间距为 13 mm, 接高压脉冲的电极和接地电极的宽度分别为 1 和 0.5 mm.

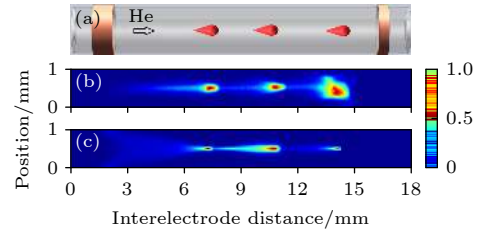


图 1 (a) 放电结构示意图; 典型等离子体子弹的 (b) 实验拍摄照片和 (c) 数值模拟结果

Fig. 1. (a) Schematic setup of discharge; typical appearance of plasma bullet (b) taken in experiments and (c) numerically simulated.

图 1(b) 所示的是实验中利用 ICCD (Andor iStar) 拍摄的石英管中产生的典型的等离子体子弹照片, 拍摄的曝光时间为 20 ns, 从 3 个时刻的照片可以看出, 等离子体从靠近高压脉冲电极产生, 之后向接地电极传播, 等离子体子弹的形貌表现为头部较强, 后面有拖尾. 图 1(c) 给出了与图 1(b) 对应的数值模拟的放电中 He^+ 离子的密度, 可以对应于等离子体的发光强度, 这是由于放电中电子从基态到激发态的碰撞激发率可以近似为直接碰撞电离率 ($\text{He} + \text{e} \rightarrow \text{He}^+ + 2\text{e}$)^[21]. 图 1(c) 也显示出与对应实验测量一致的等离子体子弹的形成以及输运过程.

3 结果与讨论

放电在电极间空间分布的时间演化过程可以体现放电中等离子体子弹的形成和传播过程, 利用 ICCD 拍摄的放电图像, 图 2 给出了每个时刻放电图像最大强度值在轴向进行归一化后, 其随时间的演化图, 放电结构如图 1(a) 所示, 施加的脉冲电压的幅值为 4000 V, 上升沿与下降沿时间均为 0.1 μs , 脉冲电压维持幅值时间为 1.0 μs , 脉冲电压从 0.1 μs 时刻开始上升, 在 0.2 μs 时刻达到幅值, 此时高压脉冲电极附近区域产生放电, 随着时间延迟, 放电逐步离开高压脉冲电极并形成等离子体子弹向接地电极传播, 在其中的每一时刻, 放电发光最强区域集中在等离子体子弹的头部, 如图 1(b) 所示. 在 0.6 μs 时刻等离子体子弹到达接地电极, 并在 1.2 μs 时刻之前, 放电维持在接地电极附近, 其空间结构基本保持不变. 当脉冲电压到达下降沿阶段, 也即 1.2 μs 时刻, 放电发光强度快速在接地电极附近减弱, 并在 0.2 μs 时间间隔内由放电空间收缩至高压脉冲电极附近, 这是由于脉冲电压下降沿处的放电是空间中的活性粒子在脉冲电压下降时空间重新分布导致的 [22,23], 因此在脉冲电压下降沿处的放电没有形成等离子体子弹.

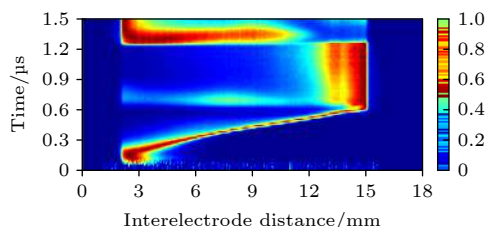


图 2 实验测量脉冲放电等离子体射流时空演变图
Fig. 2. Temporal-spatial evolution profile of pulsed discharge plasma plume experimentally measured by optical emission.

图 3 为数值模拟脉冲放电等离子体射流中氦离子 (He^+) 密度在高压脉冲放电阶段的时空演化, 其中高压脉冲电极上施加的电压幅值为 2500 V, 低于实验中的脉冲电压幅值, 这是由于数值模拟中没有考虑空气等杂质气体的影响. 脉冲电压的脉宽、上升沿和下降沿时间都与图 2 中的实验参数一致. 数值模拟结果中的 He^+ 密度与实验测量的放电图像强度进行对比, 可以发现在两个电极间脉冲放电的数值模拟结果与图 2 中的实验测量放电空间

结构的时间演化过程基本一致, 放电在 0.2 μs 时刻在高压脉冲电极附近产生以后以等离子体子弹的形式向接地电极传播, 不过等离子体子弹在 0.4 μs 时刻就已经到达接地电极, 比图 2 中到达接地电极的时刻 (0.6 μs) 低, 说明数值模拟的等离子体子弹的传播速度更高, 这与数值模型中考虑的电离反应过程有关, 将根据等离子体子弹速率结果进一步讨论. 与实验结果一致, 在脉冲电压下降沿 (1.2 μs 时刻) 产生的第二次放电, 也没有形成等离子体子弹. 因此脉冲放电形成的等离子体射流特性主要由处于脉冲电压上升沿阶段的放电产生的等离子体子弹决定.

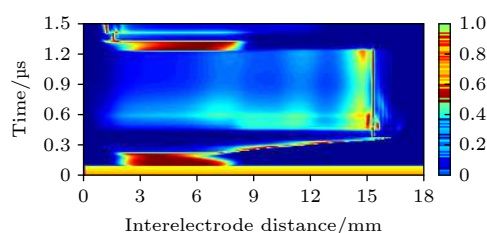


图 3 数值模拟脉冲放电等离子体射流中 He^+ 密度的时空演变图
Fig. 3. Temporal-spatial evolution profile of simulated He^+ density in pulsed discharge plasma plume.

图 4 为实验测量和数值模拟的等离子体子弹在介质管中不同位置的传播速率, 可以看出, 数值模拟得到的等离子体子弹的传播速率要高于实验测量结果, 与图 2 和图 3 的结果一致, 这与数值模型中包含的反应方程相关, 特别是与电离相关的反应, 模型中由于没有考虑杂质气体, 因此参与的电离相关的反应过程较实验中要少; 另外, 数值模拟中也没有考虑介质管外电势对等离子体子弹形成和传播的影响. 实验测量的等离子体子弹的速率保持在 $3.0 \times 10^4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 左右, 与其他报道的实验测量结果基本一致, 在接地电极附近, 等离子体子弹的速率有一个先增加然后降低的过程, 这是由于接地电极附近电势变化较大, 而接地电极上维持电势为零, 因此等离子体子弹在接地电极附近的特性也与接地电极的尺寸相关 [22,23]. 数值模拟结果得到的等离子体子弹的速率在高压脉冲电极附近为 $4.0 \times 10^4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 与实验测量结果接近, 随着等离子体子弹向接地电极传播, 速率逐步增加到 $11 \times 10^4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 到达接地电极以后下降到 $7 \times 10^4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. 虽然数值模拟等离子体子弹的速率高于实验测量结果, 但其中放电过程和机理基本一致, 因此数值模拟结果中

的电场强度、电子密度和电子产生率的时空分布将有助于研究等离子体子弹的形成和传播机理。

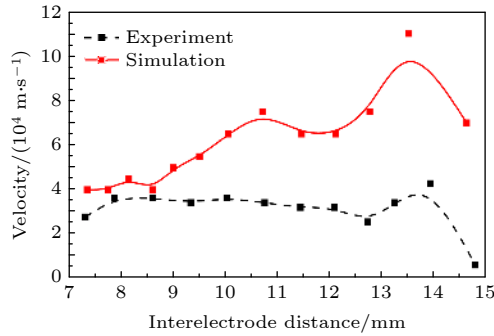


图4 实验测量和数值模拟等离子体子弹在介质管中的传播速率

Fig. 4. Measured and simulated velocities of plasma bullet in dielectric tube.

图5(a)为对应于图1(c)中3个位置上(7.2, 11和14.5 mm)等离子体子弹的轴向电场强度的空间分布, 分别代表等离子体子弹在产生、传播和到达接地电极附近时的情况, 每个等离子体子弹位置处对应为电场强度达到峰值, 说明等离子体子弹主要是由局部增强的电场导致的, 3个位置上电场强度峰值分别为 1.1×10^6 , 1.0×10^6 和 $2.0 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$, 说明等离子体子弹产生以后局部增强的电场强度在传播阶段没有进一步增强, 只有当等离子体子弹接近接地电极时得到增强, 因此等离子体子弹的速率也更高, 如图4所示. 图5(b)给出了在等离子体子弹从产生到传播到接地电极过程中对应的电场强度的时空演化过程, 对应0.2—0.4 μs 时间段, 与图3中等离子体子弹随时间变化的空间分布一致, 进一步说明了等离子体子弹的产生和传播主要是由局部增强的电场强度导致的. 在等离子体子弹产生阶段, 高压脉冲电极附近区域内的电场强度逐步在等离子体子弹产生位置上增强, 形成等离子体子弹以后局域增强的电场随时间向接地电极方向传播. 为了进一步显示等离子体子弹附近的电场强度分布, 图5(c)给出了等离子体子弹周边区域内电场强度的矢量图, 其中箭头的长度和方向分别代表电场强度的大小和方向. 如图5(c)所示, 等离子体子弹头部的电场强度最大并且指向接地电极, 而在等离子体子弹尾部和前端未到达区域电场强度都较弱, 这也与图5(a)和图5(b)的结果一致. 因此等离子体子弹的产生和传播可以归因于在放电区域中局域增强的电场强度.

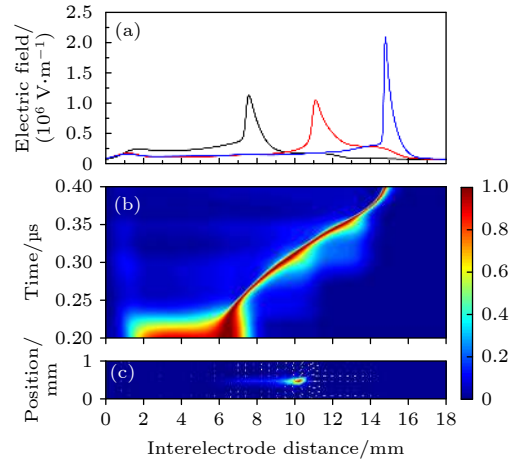


图5 (a) 等离子体子弹在不同位置处的轴向电场强度分布; (b) 等离子体子弹阶段电场强度的时空分布; (c) 等离子体子弹周边典型的电场强度分布

Fig. 5. (a) Spatial profiles of the electric field of plasma bullets at different positions; (b) spatiotemporal evolution of the electric field with the existing of plasma bullet; (c) typical electric field distribution in the domain near the plasma bullet.

图6(a)给出了脉冲放电过程中电子密度的时空分布, 对应于图3中的等离子体子弹产生的时刻和位置, 电子密度也开始增加, 并且其最大值随着等离子体子弹的传播也向接地电极扩展, 但是在后方区域也保持着较高的电子密度, 这解释了等离子体子弹形成拖尾的原因, 如图1(a)和图1(c)所示. 当等离子体子弹到达接地电极以后, 由于形成的等离子体子弹强度的增强, 导致电子密度主要集中于接地电极附近. 在脉冲电压保持阶段, 电子密度维持在放电空间, 直至脉冲电压下降沿时刻电子密度重新分布到高压脉冲电极附近, 因此脉冲电压下降

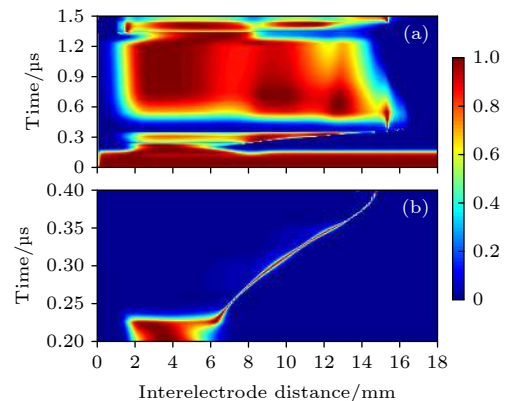


图6 (a) 电子密度和 (b) 0.2—0.4 μs 阶段电子产生率的时空分布

Fig. 6. Spatiotemporal profile of (a) electron density and (b) electron generation rate in 0.2–0.4 μs .

沿阶段放电不会引起等离子体子弹. 为了进一步表征等离子体子弹的形成机理, 图 6(b) 给出了在等离子体子弹产生和传播阶段放电空间中的电子产生率, 为放电中 $e + \text{He} \rightarrow 2e + \text{He}^+$, $e + \text{He}^* \rightarrow 2e + \text{He}^+$, $e + \text{He}_2^* \rightarrow 2e + \text{He}_2^+$ 三个反应的速率之和. 由图 5(b) 中的电场强度的时间演变过程可以发现, 等离子体子弹中的电子产生率集中于其前端, 由于等离子体子弹头部的电场最强, 导致的电离过程也最强, 并且随着局域增强的电场向接地电极迁移, 引导等离子体子弹的传播, 这说明了等离子体子弹产生和传播的主要机理.

4 结 论

利用二维流体数值模拟研究了大气压脉冲放电产生等离子体射流的动力学过程, 数值模拟获得的等离子体子弹产生及其传播特性基本与对应的实验测量一致, 特别在接地电极附近等离子体子弹的增强效应. 通过研究等离子体子弹邻近区域内电场强度的空间分布发现, 等离子体子弹是由局域增强的电场强度导致的, 并且等离子体子弹头部区域的强度更高, 这驱动了等离子体子弹向接地电极移动. 放电空间中等离子体子弹经过区域内的电子密度分布说明了等离子体子弹的拖尾现象, 进一步通过等离子体子弹头部区域内增强的电子产生率揭示了其产生机理.

参考文献

- [1] Walsh J L, Iza F, Janson N B, Law V J, Kong M G 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 075201
- [2] Mericam-Bourdet N, Laroussi M, Begum A, Karakas E 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 055207
- [3] Zhu P, Meng Z Z, Hu H X, Ouyang J T 2017 *Phys. Plasmas* **24** 103512
- [4] Algwari Q T, O'Connell D 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 121501
- [5] O'Neill F T, Twomey B, Law V J, Milosavljevic V, Kong M G, Anghel S D, Dowling D P 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 2994
- [6] Liu W, Li Z, Ma C, Zhao L 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 415201
- [7] Lu X, Naidis G V, Laroussi M, Reuter S, Graves D B, Ostrikov K 2016 *Phys. Rep.* **630** 1
- [8] Deng X L, Nikiforov A Y, Vanraes P, Leys C 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 023305
- [9] Shaw D, West A, Bredin J, Wagenaars E 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 65018
- [10] Nikiforov A Y 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 872
- [11] Sun J K, Chung T H 2016 *Sci. Rep.* **6** 20332
- [12] Wang R X, Zhang C, Shen Y, Zhu W D, Yan P, Shao T, Babaeva N Y, Naidis G V 2015 *J. Appl. Phys.* **118** 123303
- [13] Shi J J, Zhong F C, Zhang J 2008 *Phys. Plasmas* **15** 013504
- [14] Rong M Z, Xia W J, Wang X H, Liu Z J, Liu D X, Liang Z H, Zhang X N, Kong M G 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 074104
- [15] Liu Z J, Zhou C X, Liu D X, Xu D H, Xia W J, Cui Q J, Wang B C, Kong M G 2018 *Phys. Plasmas* **25** 013528
- [16] Breden D, Miki K, Raja L L 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 111501
- [17] Hofmans M, Viegas P, Rooij O V, Klarenaar B, Guaitella O, Bourdon A, Sobota A 2020 *Appl. Phys. Express* **13** 086001
- [18] Sun Z T, Yan W, Ji L F, Bi Z H, Song Y, Liu D P 2018 *Plasma Sci. Technol.* **20** 085401
- [19] Song S T, Guo Y, Choe W, Zhang J, Zhang J, Shi J J 2012 *Phys. Plasmas* **19** 123508
- [20] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722
- [21] Sakiyama Y, Graves D B, Stoffels E 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 095204
- [22] Karakas E, Akman M A, Laroussi M 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034016
- [23] Xian Y B, Xu H T, Lu X P, Pei X K, Gong W W, Lu Y, Liu D W, Yang Y 2015 *Phys. Plasmas* **22** 063507

SPECIAL TOPIC—Several problems in plasma physics and material treatment

Discharge characteristics and mechanism of plasma plume generated by atmospheric pulsed discharge^{*}

Zhang Ya-Rong¹⁾ Han Qian-Han¹⁾ Guo Ying¹⁾²⁾

Zhang Jing¹⁾²⁾ Shi Jian-Jun^{1)2)†}

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

2) (*Magnetic Confinement Fusion Research Center of Ministry of Education, Donghua University, Shanghai 201620, China*)

(Received 31 December 2020; revised manuscript received 1 March 2021)

Abstract

Atmospheric pressure plasma plume generated by pulsed discharge is studied by experimental diagnostics and numerical simulations. It is found that the plasma plume is generated in the rising phase of pulse voltage, in which a plasma bullet propagates toward the ground electrode at a speed on the order of 10^4 m/s. It is also found that the electric field in the vicinity of the plasma bullet reaches 10^6 V/m, indicating that the formation of plasma bullet can be attributed to the localized enhanced electric field, which will be enhanced near to the grounded electrode. The spatiotemporal evolution of electron density in the discharge reveals that the residual electron density remains after the plasma bullet has passed through, which explains the tailing phenomenon of plasma bullet. The enhanced electron generation rate at the head of plasma bullet corresponds to the localized enhanced electric field, which explains the generation mechanism of plasma bullet. This study of the characteristics and mechanism of plasma bullet provides a theoretical basis for developing the atmospheric plasma plume generated by pulsed discharge.

Keywords: plasma plume, numerical simulation, pulsed discharge

PACS: 52.20.-j, 52.25.Jm

DOI: 10.7498/aps.70.20202246

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11875104, 11475043).

[†] Corresponding author. E-mail: JShi@dhu.edu.cn