



论文

直流驱动氩气等离子体刷的放电特性研究

李雪辰^{①②*}, 李霁媛^①, 张春艳^①

① 河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002;

② 河北省光电信息材料重点实验室, 保定 071002

*联系人, E-mail: plasmalab@126.com

收稿日期: 2015-04-21; 接受日期: 2015-06-19; 网络出版日期: 2015-07-30

国家自然科学基金(批准号: 10805013, 51077035)、河北省杰出青年基金(编号: A2012201045)、河北省自然科学基金(编号: A2011201134)、河北省教育厅优秀青年项目(编号: Y2011120)和中西部高校综合实力提升工程资助项目

摘要 采用线-板放电装置, 通过氩气的流动, 在直流电压驱动下产生了大面积的大气压均匀刷形等离子体羽, 并利用光学方法对其放电特性进行了研究. 结果表明, 虽然外加电压是直流形式, 但放电电流和放电发光是周期性的脉冲信号. 利用光电倍增管测量了光脉冲的频率, 发现放电频率随着电压或气流的增加而增大. 对等离子体羽的发光信号沿着线电极方向和沿着气流方向分别进行了空间分辨测量, 发现刷型等离子体羽由微放电构成. 微放电沿着线电极方向在时间上是随机出现的, 而沿着气流方向以“等离子体子弹”传播. 利用光谱仪测量了放电的发射光谱, 并且通过发射光谱计算了分子振动温度. 研究发现, 分子振动温度随着电压增加而增加, 随着气流的增加而减小.

关键词 等离子体羽, 大气压均匀放电, 空间分辨测量, 等离子体子弹, 放电频率

PACS: 52.50.Dg, 52.80.Tn, 52.80.Mg

doi: 10.1360/SSPMA2015-00175

1 引言

低温非平衡态等离子体羽具有非常广泛的应用前景^[1-6]. 例如, 在医疗中可用于伤口的消毒杀菌^[7-10]; 在工业上可用于薄膜生长^[11]; 在军事上可用于等离子体隐身^[12].

等离子体喷枪能在大气压空气环境中产生非平衡态等离子体羽, 它实现了等离子体产生区和应用区的分离, 从而为处理复杂三维结构的物体提供了可能^[13]. 起初, 等离子体喷枪是通过射频激励, 利用气流把两电极间放电等离子体吹出形成等离子体

羽^[14]. 近几年, 人们还对其他激励下喷枪的放电特性进行了研究. Alexey 等人^[15]采用直流激励针-环型氩气喷枪, 产生了毫米量级直径的等离子体羽. Marlon 等人^[16]利用 60 Hz 电压激励同结构的氩气喷枪, 也产生了直径在毫米量级的等离子体羽. Jōgi 等人^[17]利用 6 kHz 正弦电压激励单环型喷枪, 得到了直径为微米量级的氩气等离子体羽. Chang 等人^[18]利用 25 kHz 的正弦电压激励双环型喷枪, 产生了直径为 2 mm 的氩气等离子体羽. Liu 等人^[19]利用 25 kHz 的脉冲激励针-环型喷枪, 产生了直径为 4 mm 的氩气等离子体羽. Joh 等人^[20]利用频率为 50 kHz 的双极脉冲激励单针

引用格式: 李雪辰, 李霁媛, 张春艳. 直流驱动氩气等离子体刷的放电特性研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 095201

Li X C, Li J Y, Zhang C Y. Discharge characteristics of a brush-shaped argon plasma plume driven by a direct-current voltage (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2015, 45: 095201, doi: 10.1360/SSPMA2015-00175

电极喷枪, 产生了直径为毫米量级的氦气等离子体羽. 以上喷枪虽然都在大气压空气中产生了一定长度的等离子体羽, 但均需要昂贵的氦气.

Wu 等人^[21]利用单针型喷枪, 利用氩气作为工作气体, 产生了直径为亚毫米量级的等离子体羽, 并研究了等离子体羽的放电特性. Chen 等人^[22]利用针-环型喷枪, 产生了直径为毫米量级的氩气等离子体羽, 并利用等离子体羽开展了脱色研究. 总之, 惰性气体喷枪虽然可以在开放空间产生一定长度的等离子体, 但等离子体羽的直径通常比较小(毫米量级). 小尺度的等离子体羽很难应用于大面积材料的快速处理, 从而限制了常规等离子体喷枪的应用^[23].

显然, 具有一定尺寸的等离子体羽对应用而言尤为重要. 针对普通喷枪等离子体羽截面积小这一问题, 一些研究者对喷枪阵列的放电特性进行了研究. Cao 等人^[24]利用正弦电压激励针-环型喷枪组成的阵列, 尝试产生大面积均匀等离子体羽. 发现喷枪间会发生耦合, 不能同时放电, 因此影响了等离子体羽的均匀性. Li 等人^[25]利用纳秒脉冲电压激励平行放置的两线电极, 产生了一定面积的均匀等离子体, 然而这种大尺度等离子体的产生需要昂贵的纳秒脉冲电源. Machala 等人^[26]利用直流电源驱动针-针电极放电, 产生了宽度是 5 mm 的刷形等离子体羽, 然而工作气体需要预热到 2000 K. 利用直流电源激励针-针电极放电, 产生了宽度为 15 mm 的空气刷形等离子体羽, 研究发现该滑动弧放电, 具有很高的气体温度^[27]. Li 等人^[28]利用直流驱动针-针电极放电, 通过电阻限流的方式, 在空气中产生了一种刷形等离子体羽, 研究发现放电是脉冲形式. Li 等人^[29]设计了一种基于介质阻挡放电的等离子体刷, 利用交流激励产生了一定尺度的均匀刷形等离子体.

虽然目前已经能够产生一定面积的刷形等离子体羽, 但关于该刷形等离子体羽的产生机理尚不清楚. 针对于此, 本工作利用线-板型喷枪, 以氩气为工作气体, 在大气压空气环境中产生了具有较大面积的刷形等离子体羽. 通过对等离子体羽的放电特性、光谱特性和振动温度等进行研究, 对刷形等离子体羽的产生机制进行探讨.

2 实验装置

实验装置如图 1 所示. 内径 3 cm 的有机玻璃圆

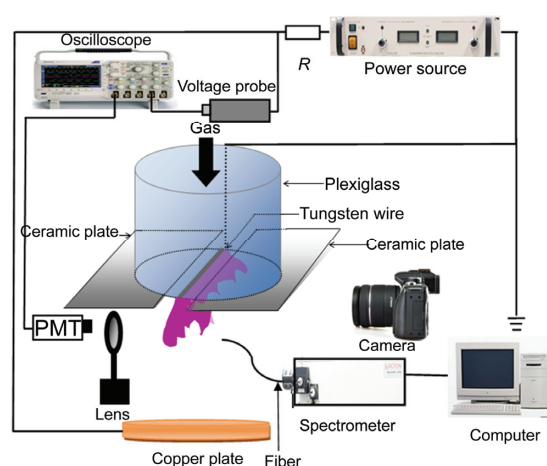


图 1 (网络版彩图)实验装置示意图

Figure 1 (Color online) Schematic diagram of the experimental setup.

筒与气源相连, 间距 5 mm 的两个陶瓷板平行相对放置于圆筒的一端, 形成一个长 3 cm、宽 5 mm 的矩形缝隙. 在缝隙中间平行于陶瓷片方向放置直径为 0.1 mm 的钨丝. 纯度为 99.99% 的氩气通过该缝隙流入大气环境, 其流量(Q)通过气体流量计可以在 0–10 L/min 范围内调节. 一个直径为 8 cm 的铜质圆片电极位于气流的下行区, 与钨丝电极平行正对且相距 25 mm. 直流电源(Glassman EK15R40)的正高压输出端经过 500 k Ω 的限流电阻与铜电极相连, 钨丝电极接地作为阴极. 利用高压探头(Tektronix P6015A)测量钨丝电极和铜电极间的电压(U). 在钨丝电极和地之间串联 200 Ω 的小电阻, 通过测量小电阻上的电压可以获得放电电流. 利用光电倍增管(ET 9085SB)对放电发光信号进行探测. 放电电压、电流和放电发光信号均通过示波器(Tektronix DPO4104)显示和存储. 采用带微距镜头的数码相机(Canon EOS7D)对放电进行拍照. 利用光栅光谱仪(ACTON SP-2750)对放电发射光谱进行采集.

3 实验结果与讨论

当通入气体为 10 L/min 时, 外加电压达到约 10 kV 时, 线电极附近开始放电. 随着电压的继续增大, 一种稳定的刷形等离子体羽在线电极附近形成, 如图 2 所示. 从图中可以发现, 刷形等离子体羽出现在线电极附近, 向着板电极延展. 等离子体羽呈紫色, 较均匀(观察不到放电丝). 研究还发现, 调节外加电

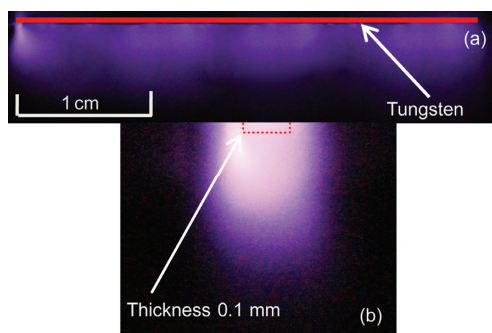


图 2 (网络版彩图)电压 11 kV, 气流 10 L/min 情况下的放电照片. 曝光时间为 0.1 s. (a) 正面照片; (b) 侧面照片

Figure 2 (Color online) Discharge image under a voltage of 11 kV and gas flow rate of 10 L/min. The exposure time is 0.1 s. (a) Front view; (b) side-on view.

压或者气体流量, 等离子体刷的发光强度和均匀性会受到影响, 但沿着气流方向的纵向长度基本不变, 约为 1.0 cm.

图 3(a)给出了外加电压、放电电流以及放电总发光信号的波形. 从图中可以发现, 外加电压是直流信号, 但放电电流和总光信号呈现出周期性的脉冲信号. 且每一个放电电流脉冲对应一个放电发光信号脉冲. 但从持续时间宽度看, 放电电流脉冲比总光信号脉冲要宽. 通过对同一放电参数下多个放电电流脉冲宽度进行统计, 发现放电电流脉冲宽度基本服从正态分布, 如图 3(b)所示. 在电压为 14.5 kV, 气流为 10 L/min 的条件下, 电流脉冲的最可几宽度约为 24 μ s.

图 3 表明放电为断续的, 通过图 3 的发光信号或者电流信号可以计算放电的频率. 图 4 给出了放电频率随着气体流量和外加电压的变化关系. 由图 4 可知, 放电频率随着气体流量或外加电压的增加而增加.

选择线电极的左端处作为零点建立直角坐标系, 沿着线电极方向作为 X 轴, 沿着气流方向作为 Y 轴. 用光电倍增管(PMT)分别采集放电等离子体羽的总光信号和局部区域(对应放电区域直径 1 mm)的发光信号, 结果如图 5 所示, 其中图 5(a)是总光信号, 图 5(b)和(c)是沿着 X 方向两个不同局部区域的发光信号. 从图中可以看出, 在相同时间内, 总发光信号脉冲个数多于局部发光信号的脉冲个数. 并且, 局部发光信号与总光信号的某些发光脉冲相对应. 而沿着 X 方向两个不同位置的发光信号脉冲没有对应关系. 因为每个发光脉冲可以认为是一次放电过程, 因此

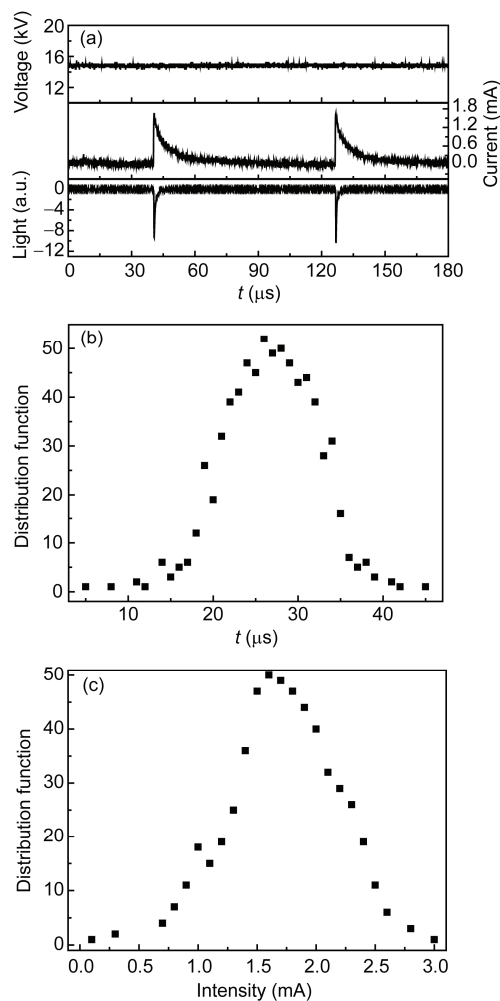


图 3 (a) 放电电压、放电电流和发光信号的波形; (b) 放电电流脉冲宽度的分布图; (c) 放电电流脉冲强度的分布图 ($Q=10$ L/min, $U=14.5$ kV)

Figure 3 (a) Waveforms of the applied voltage, the discharge current and the light emission signal from the discharge; (b) the pulse width distribution function of the discharge current; (c) the pulse intensity distribution function of the discharge current ($Q=10$ L/min, $U=14.5$ kV).

图 5 表明, 沿着线电极方向, 不同位置的微放电是随机出现的. 所以图 2 所示的均匀刷型等离子体羽实际上是由沿着线电极方向的微放电时间叠加而成的.

采用光电倍增管(PMT1)来探测某位置($X=15$ mm, $Y=2$ mm)的光信号, 并用来触发示波器, 从而实现同步记录光电倍增管(PMT2)所探测的光信号. 令 PMT2 沿气流方向(Y 轴)移动, 记录 Y 轴不同位置(相同 X 值)的发光信号, 从而实现对放电发光沿着 Y 轴的空间分辨测量, 结果如图 6 所示. 可见沿着 Y 轴不

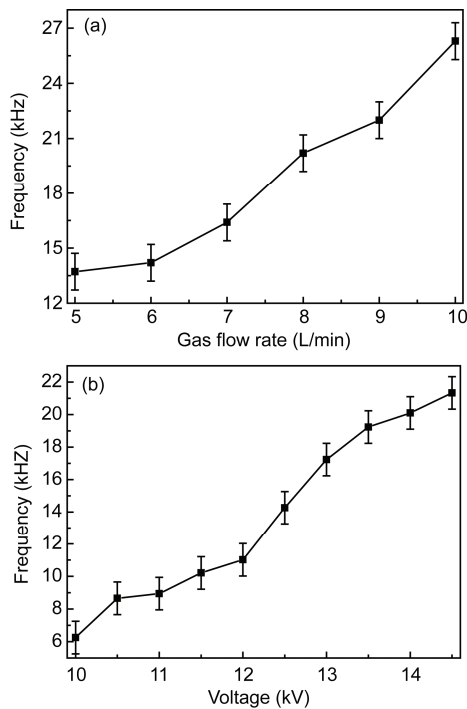


图 4 (a) 放电脉冲频率随氩气流量的变化关系($U=13$ kV); (b) 放电脉冲频率随放电电压的变化关系($Q=10$ L/min)

Figure 4 (a) The discharge frequency as a function of the gas flow rate ($U=13$ kV); (b) the applied voltage ($Q=10$ L/min).

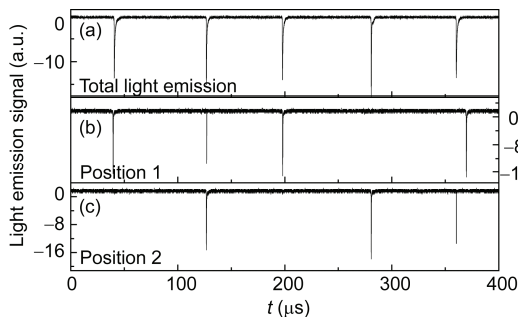


图 5 (a) 总发光信号; (b, c) 沿着 X 方向两个不同位置的局部光信号($U=13$ kV, $Q=10$ L/min)

Figure 5 (a) The total light emission signal; (b), (c) signals from two different positions along the X direction ($U=13$ kV, $Q=10$ L/min).

同位置放电脉冲的起始时间和结束时间都是不同的, 越靠近线电极, 越先放电且熄灭时间也越早. 这表明微放电沿着 Y 方向是以发光光层(等离子体子弹)的形式传播的. 因此, 视觉均匀的等离子体刷由沿着线电极方向随机出现的微放电构成, 而每个微放电沿着气流方向是以等离子体子弹的形式传播的.

一般认为, 等离子体子弹与流光击穿机制相对

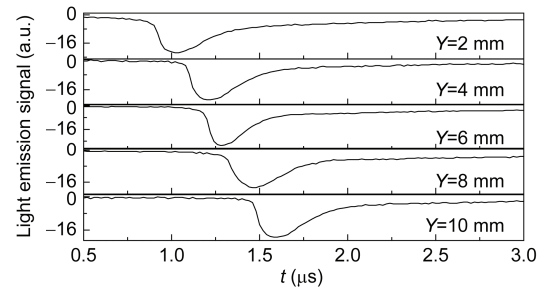


图 6 沿着 Y 方向不同位置放电发光的时间演化($U=13$ kV, $Q=10$ L/min)

Figure 6 Temporal evolution of the light emissions from different positions of the discharge along the Y axis ($U=13$ kV, $Q=10$ L/min).

应^[30,31], 且光电离对流光传播起着重要作用. 利用流光机制分析刷形等离子体羽的产生机制如下: 对于线板装置, 外加电场在线电极附近最大, 且沿着远离线电极电场减小. 因此, 线电极附近最先达到击穿条件, 产生电子雪崩. 由于电子和离子迁移速度的巨大差别, 电子会迅速向阳极运动, 产生电荷分离, 并形成内建电场. 在电子雪崩前方(沿着气流方向), 内建电场与外加电场同向, 电场被加强. 在加强场的作用下, 光辐射产生的种子电子会产生二次电子雪崩(流光波前). 主电子雪崩中的电子在电场作用下继续向前移动, 与二次电子雪崩中遗留的正离子中和产生电中性的等离子体. 显然, 一次次的电子雪崩接力, 使得流光波前会从线电极向着铜板电极高速移动. 由于流光波前前方为电场加强区, 电子在此加强场中会与中性粒子发生强烈的激发和电离碰撞, 因此表现为流光波前具有一个明亮的发光光层. 所以在流光传播中, 发光光层(等离子体子弹)将从线电极向着铜板电极高速传播, 如图 6 所示.

考虑到等离子体刷是在空气环境中产生的, 则空气必然会扩散进入工作气体中, 导致气体的击穿电场增大, 即随着远离线电极距离的增大, 空气含量增大, 气体的击穿电场也增大. 而外加电场沿着气流是减小的, 因此在等离子体羽的末端, 电场达不到此处维持电场的临界值, 放电熄灭, 对应总发光信号脉冲的结束. 虽然放电熄灭, 剩余的自由电荷(包括电子、正离子及其被电负性氧分子捕获形成的负离子)在外电场作用下依然向两个电极移动. 这些自由电荷的移动依然会产生电流信号, 因此放电电流的脉冲宽度比发光信号的脉冲宽度要宽, 如图 3(a)所示. 随着这些电荷的消失, 等离子体羽所在空间的电场

也在不断恢复. 当电场再次达到击穿阈值时, 放电再次开始, 因此刷形等离子体羽的放电电流是周期性脉冲.

显然, 工作气体中空气含量与空间位置有关, 还与气体流量有关. 气流越小, 空气有更充足的时间扩散进入氩气, 因此空气含量越大. 空气含量增大, 电子被氧分子捕获形成负离子的几率也增大. 所以, 放电结束时, 空间剩余的自由电荷中负离子数量增多. 负离子迁移速度远小于电子, 负离子数量越多, 放电结束后, 电场恢复越慢. 所以在相同电压下, 减小气流, 放电频率会减小. 如果气流恒定, 加大外加电压则放电结束后自由电荷在更强的电场下迁移, 在铜电极上电荷消失的速度加快, 即放电脉冲频率会随着外加电压的增加而增加. 这与图 4 所示结果一致.

利用凸透镜对放电在光谱仪的接收面上呈一个清晰缩小的像, 从而可以使光谱仪可以接收到整个放电的发光信号. 图 7(a)给出了 300–800 nm 范围内放电的发射光谱. 可以看出谱线中不仅有高强度的氩线, 而且在 300–450 nm 之间还包括四根高强度的氮分子谱线带系, 如 N_2 的第二正带系($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$),

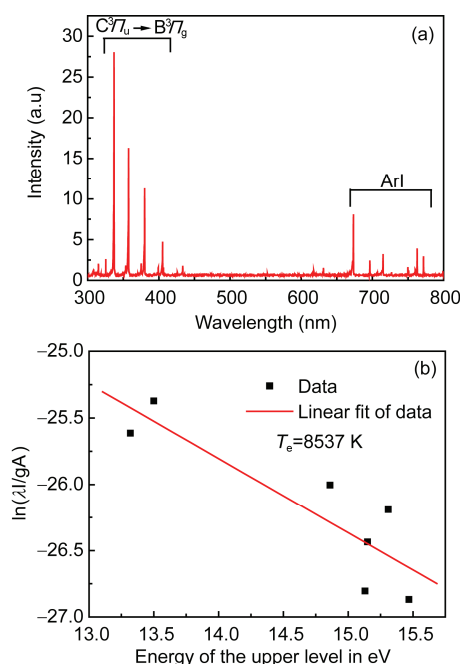


图 7 (网络版彩图)(a) 300–800 nm 的放电发射光谱; (b) 谱线强度的波尔兹曼拟合图($U=13$ kV, $Q=10$ L/min)

Figure 7 (Color online) (a) Optical spectrum emitted from the plasma plume scanning from 300 to 800 nm; (b) Boltzmann plot to calculate the excited electron temperature($U=13$ kV, $Q=10$ L/min).

波长为 337.1 和 405.5 nm 的谱线. 氮分子谱线的出现源于环境中空气扩散进入工作气体. 采用发射光谱的 7 条 Ar I 线, 并用波尔兹曼拟合的方法可以计算电子激发温度, 拟合结果如图 7(b)所示, 其中拟合过程中所用到的谱线及其参数见表 1. 通过计算得到刷形等离子体羽的电子激发温度为 (8500 ± 500) K.

利用 N_2 的第二正带系可以算出分子振动温度. 图 8 给出了在 $X=0$, $Y=0$ 处的分子振动温度随着外加电压和气流的变化关系. 可见, 分子振动温度随着电

表 1 波尔兹曼拟合电子激发温度的光谱参数

Table 1 Spectral lines of Ar used in Boltzmann plots to estimate the electron temperature

Line	Wavelength (nm)	A_{ki} (s^{-1})	E_k (eV)	Transition	g_k
Ar I	522.1	9.2×10^5	15.47	7d-4p	9
Ar I	549.6	1.38×10^6	15.47	7d-4p	5
Ar I	555.9	1.48×10^6	15.15	5d-4p	5
Ar I	560.7	2.29×10^6	15.13	5d-4p	3
Ar I	641.6	1.21×10^6	14.86	6s-4p	5
Ar I	706.7	3.95×10^6	13.32	4p'-4s	5
Ar I	750.4	4.72×10^7	13.50	4p'-4s'	1

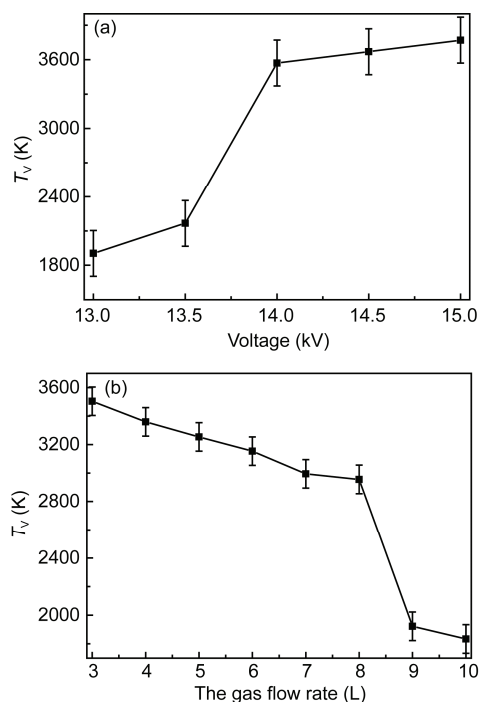


图 8 (a) 分子振动温度与气流的关系($U=13$ kV); (b) 分子振动温度与电压的关系($Q=10$ L/min)

Figure 8 (a) The molecular vibrational temperature as a function of the gas flow rate ($U=13$ kV); (b) the molecular vibrational temperature as a function of the applied voltage ($Q=10$ L/min).

压的升高而增大, 随着气流的增加而减小. 这个现象可解释如下^[32]: 随着放电的进行, 电子与中性粒子碰撞, 导致电子与中性粒子之间有能量的交换. 随着外加电压增加, 放电功率增大, 单位时间内更多的能量转移到工作气体中, 从而导致分子振动温度随着外加电压的增加而增加. 在恒定的电压下, 可以认为放电功率几乎不变. 气体流量增大, 则单位时间内更多的工作气体流过放电空间, 因此单位时间内, 转移给单位中性粒子的能量减少, 所以随着气体流量的增加, 振动温度减小.

4 结论

利用直流电压激励线-板型放电装置, 在工作气

体为氩气时, 在大气压空气中产生了大面积的刷形等离子体羽(羽的宽度为 30 mm). 研究发现, 虽然使用的直流电压驱动, 但放电的电流信号和发光信号都表现为周期性的脉冲. 研究了放电频率随着气流和两极间电压的变化情况. 利用光学方法, 对等离子体羽的发光信号沿着线电极方向和沿着气流方向分别进行了空间分辨测量. 结果发现, 刷形均匀放电由微放电构成, 微放电沿着线电极方向在时间上是随机出现的, 而每个微放电沿着气流方向以“等离子体子弹”的形式传播. 利用光谱仪对 300–800 nm 的发射光谱进行了采集, 并通过波尔兹曼拟合的方法, 计算了电子激发温度约为 8500 K. 研究发现, 分子振动温度随着气流的增加而减小, 随着工作电压的增加而增加.

参考文献

- 1 Luo H Y, Ran J X, Wang X X. Comparison study of dielectric barrier discharge in inert gases at atmospheric pressure (in Chinese). *High Voltage Eng*, 2012, 38: 1070–1077 [罗海云, 冉俊霞, 王新新. 大气压不同惰性气体介质阻挡放电特性的比较. *高电压技术*, 2012, 38: 1070–1077]
- 2 Fang Z, Cai L L, Lei X. Comparison of the discharge characteristics of homogeneous dielectric barrier discharge in He and Ne (in Chinese). *High Voltage Eng*, 2011, 37: 1766–1774 [方志, 蔡玲玲, 雷泉. 氦气和氖气中大气压均匀介质阻挡放电特性比较. *高电压技术*, 2011, 37: 1766–1774]
- 3 Wang Y H, Wang D Z. Characteristics of dielectric barrier homogenous discharge at atmospheric pressure in nitrogen (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2006, 55: 5923–5928 [王艳辉, 王德真. 介质阻挡均匀大气压氮气放电特性研究. *物理学报*, 2006, 55: 5923–5928]
- 4 Mangolini L, Orlov K, Kortshagen U. Radial structure of a low-frequency atmospheric-pressure glow discharge in helium. *Appl Phys Lett*, 2002, 80: 1722–1724
- 5 Trunec D, Brablec A, Stastny F. Experimental study of atmospheric pressure glow discharge. *Contrib Plasm Phys*, 1998, 38: 435–445
- 6 Trunec D, Brablec A, Buchta J. Atmospheric pressure glow discharge in neon. *J Phys D-Appl Phys*, 2001, 34: 1697–1699
- 7 Laroussi M, Alexeff I, Kang W L. Biological decontamination by nonthermal plasmas. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2000, 28: 184–188
- 8 Lloyd G, Friedman G, Jafri S, et al. Gas plasma: Medical uses and developments in wound care plasma. *Process Polym*, 2010, 7: 194–211
- 9 Laroussi M. Low-temperature plasmas for medicine? *IEEE Trans Plasma Sci*, 2009, 37: 714–725
- 10 Ehlbeck J, Schnabel U, Polak M, et al. Low temperature atmospheric pressure plasma sources for microbial decontamination. *J Phys D-Appl Phys*, 2011, 44: 013002
- 11 Gherard N, Martin S, Massines F. A new approach to SiO₂ deposit using a N₂-SiH₄-N₂O glow dielectric barrier-controlled discharge at atmospheric pressure. *J Phys D-Appl Phys*, 2000, 33: 104–108
- 12 Vidmar R J. Wentzel-Kramer-Brillouin and finite-difference time-domain analysis of Terahertz band electromagnetic characteristics of target coated with unmagnetized plasma. *IEEE Trans Plasma Sci*, 1990, 18: 733–739
- 13 Ni T L, Ding F, Zhu X D, et al. Cold microplasma plume produced by a compact and flexible generator at atmospheric pressure. *Appl Phys Lett*, 2008, 92: 241503
- 14 Somekawa T, Shirafuji T, Sakai O, et al. Effects of self-erasing discharges on the uniformity of the dielectric barrier discharge. *J Phys D-Appl Phys*, 2005, 38: 1910–1917
- 15 Alexey S, Scott D, Shneider M M, et al. Deflection of streamer path in DC electric potential. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2014, 42: 2402–2403
- 16 Marlon H, Carlos V, Pelaez U, et al. Glow plasma jet-experimental study of a transferred atmospheric pressure glow discharge. *Plasma Sources Sci Technol*, 2012, 12: 165–169

- 17 Jögi I, Talviste R, Raud J, et al. The influence of the tube diameter on the properties of an atmospheric pressure He micro-plasma jet. *J Phys D-Appl Phys*, 2014, 47: 415202
- 18 Chang Z, Yao C, Mu H B, et al. Study on the property evolution of atmospheric pressure plasma jets in helium. *Plasma Sci Technol*, 2014, 16: 83–88
- 19 Liu C, Wu C, Yang Y W, et al. Atomic oxygen and hydroxyl radical generation in round helium-based atmospheric-pressure plasma jets by various electrode arrangements and its application in sterilizing streptococcus mutans. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2014, 42: 3830–3836
- 20 Joh H M, Kang H R, Chung T H, et al. Electrical and optical characterization of atmospheric-pressure helium plasma jets generated with a pin electrode: Effects of the electrode material, ground ring electrode, and nozzle shape. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2014, 42: 3656–3667
- 21 Wu S, Wang Z, Huang Q. Atmospheric-pressure plasma jets: Effect of gas flow, active species, and snake-like bullet propagation. *Appl Phys Lett*, 2012, 19: 064503
- 22 Chen Z Q, Yin Z X, Chen M G, et al. Self-consistent fluid modeling and simulation on a pulsed microwave atmospheric pressure argon plasma jet. *J Appl Phys*, 2014, 116: 153303
- 23 Tang J, Cao W Q, Zhao W, et al. Characterization of stable brush-shaped large-volume plasma generated at ambient air. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 013501
- 24 Cao Z, Nie Q, Bayliss D L, et al. Spatially extended atmospheric plasma arrays. *Plasma Sources Sci Technol*, 2010, 19: 25003–25016
- 25 Li L, Liu L, Liu Y L, et al. Analysis and experimental study on formation conditions of large-scale barrier-free diffuse atmospheric pressure air plasmas in repetitive pulse mode. *J Appl Phys*, 2014, 115: 023301
- 26 Machala Z, Laux C O, Kruger C H. Transverse dc glow discharges in atmospheric pressure air. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2005, 33: 320–321
- 27 Li X C, Bao W T, Jia P Y, et al. A brush-shaped air plasma jet operated in glow discharge mode at atmospheric pressure. *J Appl Phys*, 2014, 116: 023302
- 28 Li P, Chen Z Q, Xia G Q, et al. Study on DC-driven air cold plasma brushes generated without airflow supplement. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2013, 41: 513–517
- 29 Li Q, Takana H, Pu Y K, et al. A nonequilibrium argon-oxygen planar plasma jet using a half-confined dielectric barrier duct in ambient air. *Appl Phys Lett*, 2012, 100: 133501
- 30 Shi J J, Zhong F C, Zhang J, et al. A hypersonic plasma bullet train traveling in an atmospheric dielectric-barrier discharge jet. *Phys Plasmas*, 2008, 15: 981–984
- 31 Karakas E, Koklu M, Laroussi M. Correlation between helium mole fraction and plasma bullet propagation in low temperature plasma jets. *J Phys D-Appl Phys*, 2010, 43: 155202–155206
- 32 Li X C, Bao W T, Jia P Y, et al. Characteristics of a large gap uniform discharge excited by DC voltage at atmospheric pressure. *Chin Phys B*, 2014, 23: 095202

Discharge characteristics of a brush-shaped argon plasma plume driven by a direct-current voltage

LI XueChen^{1,2*}, LI JiYuan¹ & ZHANG ChunYan¹

¹ College of Physics Science & Technology, Hebei University, Baoding 071002, China;

² Key Laboratory of Photo-Electronics Information Materials of Hebei Province, Baoding 071002, China

A stable plasma plume in brush shape is generated with fairly large area in the ambient air at atmospheric pressure through using argon as the working gas and a direct-current (DC) excited line-plate discharge device. The discharge characteristics of the brush-shaped plume are investigated by optical method. Results show that both the light emission and the current signal are periodically pulsed despite that the discharge is excited by the DC power supply. The light emission frequency is investigated through a photomultiplier tube, and it is found that the discharge frequency increases with increasing the applied voltage or the gas flow rate. Spatially resolved measurements are conducted for the light emission from the plasma plume along the ground electrode and the gas flow, respectively. Results indicate that the uniform plume is composed of micro-discharges, which appear stochastically in time along the line electrode. Along the gas flow direction, the microdischarge propagates in the method of plasma bullets in a high velocity. The optical emission spectrum from the plume is detected by a spectrometer, and the molecular vibrational temperature is calculated based on the discharge spectrum. It is found that the molecular vibrational temperature increases with increasing the voltage or decreasing the gas flow rate.

plasma plume, atmospheric pressure uniform discharge, spatially resolved measurement, plasma bullet, discharge frequency

PACS: 52.50.Dg, 52.80.Tn, 52.80.Mg

doi: 10.1360/SSPMA2015-00175