

## 空气中空心阴极不同放电模式下的发光特性

何寿杰<sup>1\*</sup>, 包慧玲<sup>1</sup>, 哈静<sup>2</sup>, 赵凯悦<sup>1</sup>, 渠宇霄<sup>1</sup>, 张钊<sup>1</sup>, 李庆<sup>1\*</sup>

1. 河北大学物理科学与技术学院, 河北保定 071002

2. 河北农业大学理学院, 河北保定 071001

**摘要** 为了进一步揭示空心阴极放电中放电模式的转换机制,特别是空心阴极放电过程中自脉冲的形成机理,利用柱型空心阴极放电结构,在空气环境下研究了放电处于不同模式时的发光特性。测量得到了不同放电模式下的伏安特性曲线、放电发光图像、自脉冲阶段的脉冲波形等。实验结果表明随着放电电流的增加放电分为汤生放电模式、自脉冲放电模式、正常辉光放电模式和反常辉光放电模式。虽然所用电源为直流电源,但在自脉冲放电阶段电流和电压随时间呈周期性变化。实验结果表明在不同的放电模式下具有不同的发光特性。在由汤生放电转换为自脉冲放电模式和由自脉冲模式转换为正常辉光放电模式过程中,放电腔的径向中心处和轴向孔口附近均存在光强的突变。实验同时在 200~700 nm 范围内测量得到了不同电流时的发射光谱。结果表明发射光谱主要集中在 330~450 nm,主要包括氮分子的第二正带系( $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ )和氮分子离子的第一负带系( $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ )。其中氮分子离子第一负带系具有较强的发射光谱。由于  $B^2\Sigma_u^+$  激发电位较高,因此该谱带较强发射光谱的存在表明空心阴极放电较其他放电形式更容易获得高激发态粒子和高能量电子。在 650~700 nm 附近存在一弱的发光谱带,主要为氮分子的第一正带发射谱( $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$ )。在此基础上根据双原子光谱发射理论,结合氮分子第二正带系的三组顺序组带:  $\Delta v = -1, -2$  和  $-3$ , 利用玻尔兹曼斜率法计算得到了不同放电模式下氮气的分子振动温度。结果表明在实验电流范围内分子振动温度在 3 300 K 左右,随着电流的增加而升高,并且在自脉冲消失时存在一突变迅速增强。由于电子能量、电子密度与分子振动温度密切相关,因此该结果也表明随着放电电流的增加电子平均能量和电子密度不断增加,当脉冲消失时,电子平均能量和电子密度出现跃变升高。最后,对空心阴极放电中自脉冲的形成机理进行了讨论,结果表明自脉冲放电源于放电模式的转换。

**关键词** 空心阴极放电; 自脉冲; 发射光谱; 分子振动温度

**中图分类号:** O461.2 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3964/j.issn.1000-0593(2019)11-3377-06

### 引言

空心阴极放电具有高密度等离子体、高电流密度和低维持电压等特点,现已被应用于光谱分析、材料处理和等离子体加工等领域<sup>[1-5]</sup>。目前实验中主要通过测量其伏安特性、发光图像和发射光谱等研究空心阴极放电的特性。发射光谱法作为一种非接触式等离子体探测手段,不会对放电空间产生任何干扰,同时还可以通过发射光谱计算得到电子激发温度、电子能量、分子振动温度和电子密度等特征量,因此是一种比较理想的等离子体探测手段。夏广庆等通过在氩气中

加入少量氮气,测量得到了氮分子的第一正带系,通过与模拟光谱对比计算得到了气体温度。Fukuhara 等<sup>[6]</sup>、Cvejić 等<sup>[7]</sup>通过在实验气体中加入少量氢气,通过 Stark 展宽原理计算得到了放电中的电子密度。Micles 等<sup>[8]</sup>分别利用激光原子吸收光谱法和发射光谱法对空心阴极放电中的电子密度和气体温度进行了测量。Walsh 等<sup>[9]</sup>则利用发射光谱法计算得到了空心阴极放电中的电子能量。总之,目前光谱法主要是用来计算空心阴极放电中的气体温度和电子密度,而对空心阴极放电中分子振动温度的研究较少。实际上分子振动温度与激发态粒子数密度直接相关,同时分子振动温度也反映出电子密度和电子能量等参数的变化,因此有必要对空心阴极

收稿日期: 2018-09-07, 修订日期: 2019-02-05

基金项目: 国家自然科学基金项目(51777051), 河北省自然科学基金项目(A2016201025, E2016201184), 河北大学大学生创新创业训练项目(2018 082)资助

作者简介: 何寿杰, 1979 年生, 河北大学物理科学与技术学院副教授 e-mail: heshouj@hbu.edu.cn

\* 通讯联系人 e-mail: hehsouj@hbu.edu.cn; liqinghbu@126.com

放电中的分子振动温度进行测量。

另外,空心阴极放电中存在一种不稳定现象-自脉冲。目前对这种现象的形成机理还存在很大争论。Hsu 等<sup>[10]</sup>提出自脉冲源于放电过程中的自感现象。Lazzaroni 等<sup>[11]</sup>则认为自脉冲的产生类似于电容器的充放电过程,是由于阴极孔内和孔外的放电模式间的相互转换形成的。Du 等<sup>[12]</sup>则认为气压对空心阴极放电自脉冲具有重要影响。最近,本课题组和欧阳吉庭课题组提出空心阴极放电中的自脉冲源于放电模式的转换:汤生放电和正常辉光放电模式转换<sup>[13-14]</sup>。在不同的放电模式下,等离子体参数应该具有不同的特性,因此测量得到不同放电模式下空心阴极放电的发光特性,既有助于深入分析空心阴极放电模式转换机制,也有助于进一步揭示自脉冲的形成机理。

利用柱型空心阴极放电结构研究了空心阴极放电在不同放电模式下的发光特性。测量得到了不同放电模式下的发光图像和发射光谱,计算得到了不同电流下的分子振动温度,并对自脉冲的形成机理进行了讨论。

## 1 实验部分

图 1 为实验装置示意图。空心阴极放电的阴极是一个底端封闭的钼质的空心圆柱,圆柱的内直径  $D=1.0\text{ cm}$ ,孔深  $L=2.0\text{ cm}$ 。阳极是一个圆形的铜板,为方便检测 HCD 过程中空腔内部的发光图像,在金属板的中心处留有一直径为  $1.0\text{ cm}$  孔。空心阴极边界与阳极之间的间距  $d=8.4\text{ cm}$ 。阴极与负高压直流电源相连,阳极接地。 $R_1$  和  $R_2$  分别为限流电阻和采样电阻。安培表 A 用来测量回路中的平均电流。当回路中电流处于脉冲模式时,脉冲电流通过  $R_2$  两端电压  $V_2$  计算得到:  $I=V_2/R_2$ 。分别从正对孔口方向和与孔口成  $90^\circ$  方向对放电现象进行拍摄测量。光谱仪从正对孔口方向来测量发射光谱。实验所用气体为空气,气体压强为  $1.5\text{ Torr}$ 。

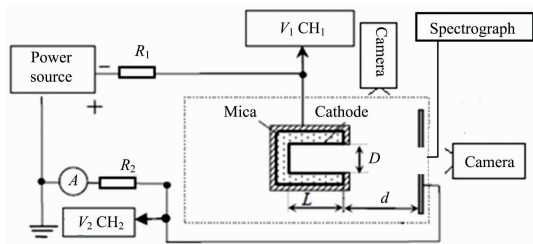


图 1 实验装置图

Fig. 1 Schematic of the discharge system

## 2 结果与讨论

### 2.1 伏安特性曲线和放电图像

图 2 为空心阴极放电平均电流和阴极和阳极之间平均电压曲线图 ( $V-I$  图),其中  $V=V_1-V_2$ 。按照电压随平均电流变化的规律以及下面拍摄得到的发光图像特性,可以将整个  $V-I$  曲线分为 4 个阶段。4 个阶段分别对应于汤生放电阶段、自脉冲放电阶段、正常辉光放电阶段和反常辉光放电阶段。

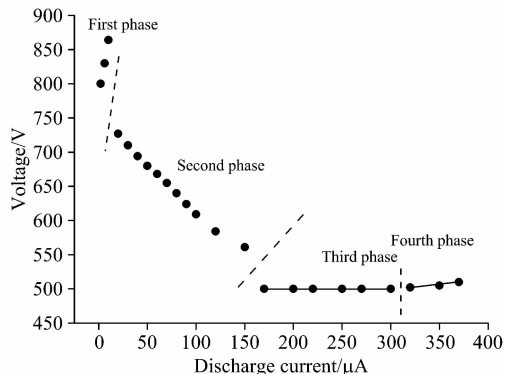


图 2 平均电流和平均电压关系图

Fig. 2 Averaged voltage as a function of averaged discharge current

实验中分别从正对孔口方向和与孔口成  $90^\circ$  方向拍摄得到了不同电流时的放电图像,如图 3 和图 4 所示。图 3(c) 上白色虚线圈为电极腔外沿位置。当放电电流小于  $10\text{ }\mu\text{A}$  时,阴极和阳极之间的电压随着电流的增加迅速上升。此阶段对应于空心阴极放电过程的第一阶段,即汤生放电阶段。如图 3(a) 和图 4(a) 所示,此阶段径向方向上只有在阴极圆柱孔中心区域出现微弱的辉光,轴向方向上孔外有一个弥散着非常暗的辉光区。

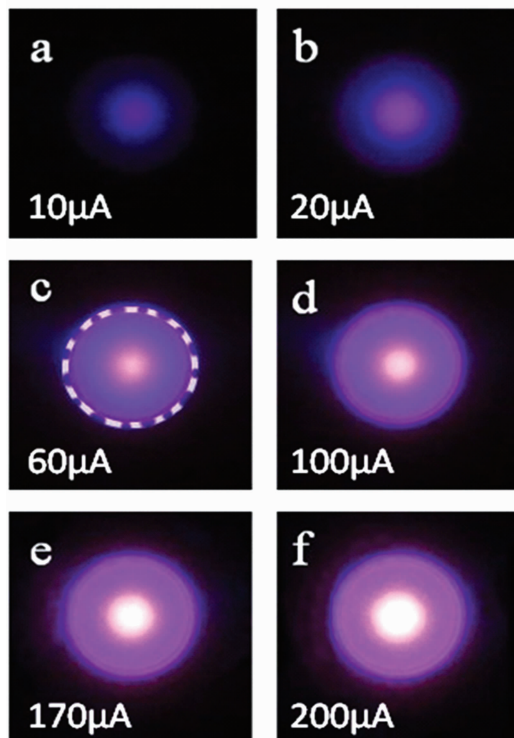


图 3 不同电流下的放电图像 (正对孔口方向)

Fig. 3 Discharge images at different discharge current (end-on view)

当电流超过  $10\text{ }\mu\text{A}$  时,电流迅速跃变至  $20\text{ }\mu\text{A}$ 。同时电压出现陡降,由  $845\text{ V}$  下降至  $728\text{ V}$ ,放电进入第二阶段。此

阶段, 电压随着电流的增加而下降。虽然本实验所用电源为直流电源, 但是电极两端电流和电压均随时间呈周期性变化, 此阶段即自脉冲放电模式阶段。图 5 为平均电流为  $60 \mu\text{A}$  时测量得到的放电电流以及阴极和阳极的极间电压脉冲波形图。在一定的气压和平均电流情况下, 电流和电压脉冲具有稳定的频率。例如, 图 5 中脉冲频率为  $8.3 \text{ kHz}$ 。一个完整的电流脉冲包括一个极短的上升时间 ( $10 \mu\text{s}$ )、较长的下降时间 ( $37 \mu\text{s}$ ) 和很长的等待时间 ( $73 \mu\text{s}$ )。

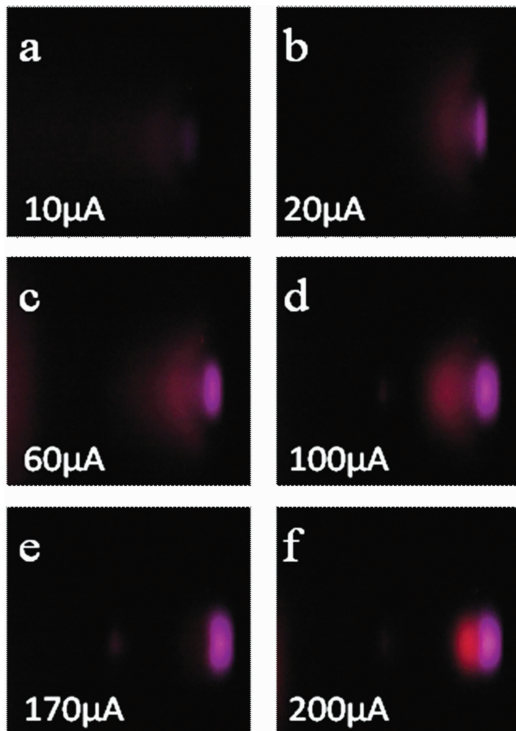


图 4 不同电流下的放电图像(孔口成  $90^\circ$  方向)

Fig. 4 Discharge images at different discharge current (side-view)

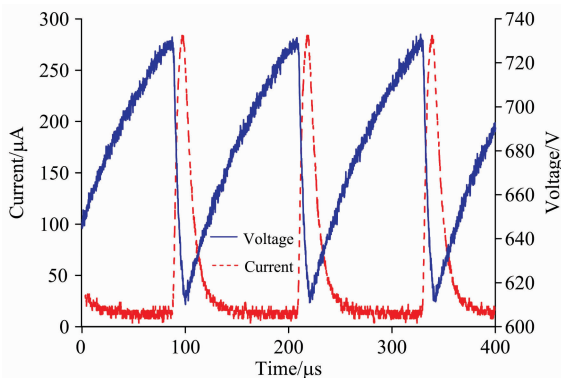


图 5 平均电流  $\langle I \rangle = 60 \mu\text{A}$  时的电流和电压脉冲波形

Fig. 5 Waveforms of current and voltage of self-pulsing at averaged current of  $60 \mu\text{A}$

当电流跃变至  $20 \mu\text{A}$  时, 圆柱孔径向中心处的光斑强度与预放电阶段相比出现明显的增强, 如图 3(b) 所示。同时孔

口位置处亮度也出现迅速增强, 而且在孔的前方出现明显的伞状辉光。随着平均电流的升高, 中心处光斑和伞状亮度随之增强。但是孔前的伞状发光面积先随着平均电流的增加而增加, 而后出现微弱下降, 如图 4(d) 所示。当电流增加到  $150 \mu\text{A}$  左右时, 电压第二次出现陡降, 由  $560 \text{ V}$  降至  $505 \text{ V}$ , 进入第三个区域。第三阶段中, 电压随着电流的增加基本不变。此阶段应为正常辉光放电阶段。此时空腔径向中心处的亮斑出现明显增强, 同时孔口前方的伞状发光消失, 但是孔口的光斑较第二阶段亮度出现增强。随着电流的不断增强, 径向中心处的光斑面积和光强均出现一定程度增强。而孔口位置除了原有的光斑以外, 孔口前方出现一亮度低于孔口位置光斑的点状弱光斑, 而并不是第二阶段的伞状结构。如果继续增大电流, 则平均电压会随着平均电流增加而缓慢增长, 这个时候过渡到第四个阶段, 即反常辉光放电阶段。

### 2.2 光谱分析

利用光谱仪测量得到了  $200 \sim 700 \text{ nm}$  波长范围内的发射光谱, 结果表明发射光谱主要分布在  $330 \sim 450 \text{ nm}$  范围内。图 6 为平均电流为  $60 \mu\text{A}$  时测量得到的发射光谱。经过与已知光谱线对照可知, 本实验测量得到的光谱主要为氮分子的发射光谱。其中以氮分子的第二正带系  $\text{N}_2(\text{C}^3\Pi_u \rightarrow \text{B}^3\Pi_g)$  为主, 图 7 标注给出了  $\Delta v = -4, -3, -2, -1$  和  $0$  部分谱带系的分布情况,  $\Delta v = v' - v''$  为上下振动态量子数之差。  $391 \text{ nm}$  附近也存在一较强的发射谱线, 为氮分子离子的第一负带系 ( $\text{B}^2\Sigma_u^+ \rightarrow \text{X}^2\Sigma_g^+$ )。在  $650 \sim 700 \text{ nm}$  附近存在一弱的发光光谱带, 主要为氮分子的第一正带发射谱 ( $\text{B}^3\Pi_g \rightarrow \text{A}^3\Sigma_u^+$ )。氮分子离子的第一正带系在其他形式的放电过程中其发射谱强度要远低于氮分子的第二正带系, 或者很难测量得到。氮分子的激发态  $\text{B}^2\Sigma_u^+$  的激发电位为  $13.06 \text{ eV}$ , 氮分子离子的激发态  $\text{B}^2\Pi_u^+$  的激发电位为  $18.76 \text{ eV}$ 。分子激发主要靠电子碰撞激发, 因此当放电强度较弱, 高能电子较少时, 氮分子的第二正带系更容易在放电中被观察到。由于氮分子离子的激发态  $\text{B}^2\Pi_u^+$  激发电位较高, 因此分子由基态跃迁至此态较困难, 发射光谱较弱。本实验中氮分子离子较强发射谱的存在证明了在该状态下电子能量高于  $18.76 \text{ eV}$  的电子数目较多。这也说明了空心阴极放电较其他形式放电更容易产生数目较多的高能电子。另外, 实验结果表明, 发射谱线强度随着放电电流的增加而增加, 如图 7 所示。

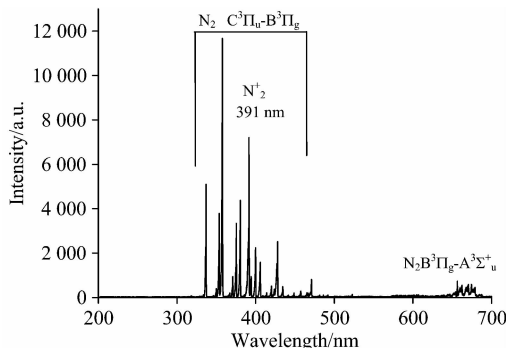


图 6 平均电流  $\langle I \rangle = 60 \mu\text{A}$  时的发射光谱图

Fig. 6 Spectrum of discharge at current of  $60 \mu\text{A}$

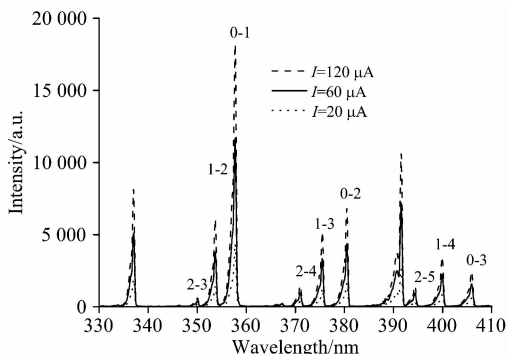


图 7 发光光谱随电流变化

Fig. 7 Spectra at different discharge current

高分辨率光谱的获得为计算分子振动温度提供了可能。本文利用玻尔兹曼斜率法对氮分子振动温度进行计算。

$$\ln B = C_0 - \frac{E_{v'}}{kT} \quad (1)$$

$$B = \frac{I_{v'v''}}{\nu_{v'v''} A_{v'v''}} \quad (2)$$

其中  $E_{v'}$  为分子振动能级  $v'$  时的振动能量,  $T$  为分子振动温度,  $C_0$  为一常数。  $I_{v'v''}$  为谱线强度,  $A_{v'v''}$  为跃迁几率,  $\nu_{v'v''}$  为发射谱线的频率。从式(1)可以看出,  $\ln B$  随  $E_{v'}$  线性变化, 其负斜率即为分子振动温度的倒数。

本工作采用三组顺序带组用来计算分子振动温度, 分别为:  $\Delta v = -1(0-1, 1-2, 2-3)$ ,  $\Delta v = -2(0-2, 1-3, 2-4)$ ,  $\Delta v = -3(0-3, 1-4, 2-5, 3-6)$ 。图 8 是在图 6 基础上计算得到的平均电流  $\langle I \rangle = 60 \mu\text{A}$  时  $\ln B$  随分子振动能量变化图。可以看出,  $\ln B$  随分子振动能量几乎是线性变化的。从图 8 可以得到直线拟合的负斜率为  $-4.2464 \times 10^{-4}$ , 根据式(1)经计算可得分子的振动温度约为 3 305 K。

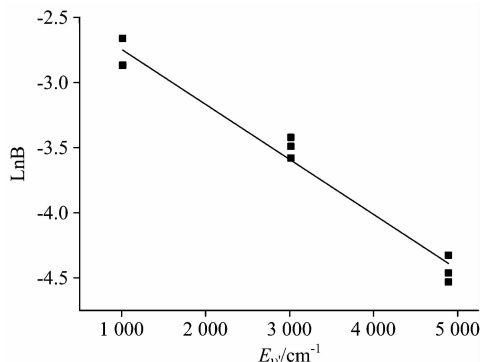
图 8 分子振动温度拟合图 ( $\langle I \rangle = 60 \mu\text{A}$ )

Fig. 8 The fitted molecular vibrational temperature

图 9 为不同平均电流时分子振动温度分布图。由图可知, 氮分子的振动温度随着平均电流的增加而升高。这是因为放电电流增加时, 电子密度增加, 同时高能电子数目增多, 因此更多的电子与氮分子碰撞激发, 从而使更多数目的基态氮分子得到能量跃迁到激发态, 分子振动温度升高。前两个阶段, 分子振动温度随着平均电流的增加速率变缓。例如平均电流从  $20 \mu\text{A}$  增加到  $40 \mu\text{A}$  时, 电子激发温度从

$3\ 293\ \text{K}$  升高到  $3\ 300\ \text{K}$ , 增加了  $7\ \text{K}$ ; 从  $60 \mu\text{A}$  增加到  $80 \mu\text{A}$  时, 电子激发温度从  $3\ 305\ \text{K}$  升高到  $3\ 308\ \text{K}$ , 只增加了  $3\ \text{K}$ 。需要注意的是, 分子振动温度在平均电流  $150 \mu\text{A}$  时, 即自脉冲消失时出现跃变增高, 然后随电流增加缓慢增加。

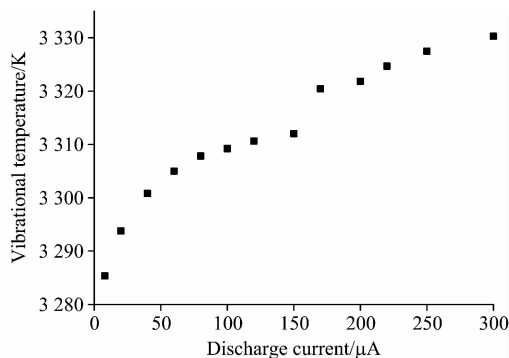


图 9 分子振动温度随电流变化关系图

Fig. 9 Molecular vibrational temperature as function of discharge current

在汤生放电模式下, 整个放电空间电场强度和放电电流很小, 电子平均能量和高能电子数目很低, 因此跃迁至激发态粒子数目很少, 分子振动温度和发射光谱强度均很弱。随着极间电压升高, 放电进入自脉冲放电模式。放电空间内电场强度增加, 空间电荷效应发挥作用。虚拟阳极逐渐靠近并进入阴极腔, 阴极腔内的电场强度不断增加, 因此高能电子数目不断增加, 同时电子和分子碰撞几率增高, 更多的基态原子被碰撞激发到较高能态, 因此发射光谱强度和分子振动温度均随着平均电流的增加而增高。同时, 由图 3 和图 4 可知, 放电腔中心处和孔口附近发光随平均电流的增加不断增强。在自脉冲阶段, 放电电流呈周期性变化, 因此在一定的平均电流时分子振动温度应该并不是固定不变的, 也成周期性变化。但是由于条件所致, 本实验未能测量得到其时间分辨光谱。在自脉冲消失的瞬间, 即进入正常辉光放电模式后, 分子振动温度出现一跃变, 同时由图 3 和图 4 可知, 发光强度也出现一定跃变, 放电向孔内收缩, 同时放电电流出现一跃变增加。这说明电子可以在更短的距离内移动就可以获得足够能量以维持放电, 即正常辉光放电模式时相比自脉冲放电模式腔内电场强度、电子密度和高能电子密度均出现一跃变增加。而由自脉冲时电压和电流波形图可以推测, 自脉冲放电时电子平均能量、发射光谱和分子振动温度等参数应该在极小值和较大值之间相互转换。自脉冲消失时发光图像和分子振动温度的跃变增加和本课题组以及欧阳吉庭等对自脉冲放电形成机理的解释相符合: 自脉冲源于汤生放电模式和正常辉光放电模式的转换; 自脉冲向正常辉光放电的转换并不是平缓进行的, 自脉冲模式向正常辉光放电转换时存在电场强度和电子密度的突变增加。在由第二阶段过渡到第三阶段时, 本实验中分子振动温度和发光图像的突变证明了电场强度、电子密度和电子能量突变的存在性。因此本实验所测量得到的结果进一步证明了自脉冲源于放电模式转换的观点。

### 3 结 论

利用柱型空心阴极放电装置研究了空气中空心阴极放电中不同放电模式的发光特性, 研究结果表明: (1) 随着放电电流的增加放电分为汤生放电模式、自脉冲放电模式、正常辉光放电模式和反常辉光放电模式; (2) 自脉冲开始和消失

时, 放电腔的径向中心处和轴向孔口附近均存在光强的突变; (3) 200~700 nm 范围内的发射光谱包括氮分子的第二正带系、氮分子离子的第一负带系和氮分子的第一正带系; (4) 分子振动温度随着电流的增加而升高, 并且在自脉冲消失时存在一突变迅速增强, 进一步证明了自脉冲的形成源于放电模式的转换。

### References

- [ 1 ] Vander Wal R L, Gaddam C K, Kulis M J. *J. Anal. Atom. Spectrom.*, 2014, 29(10): 1791.
- [ 2 ] OUYANG Ji-ting, ZHANG Yu, QIN Yu(欧阳吉庭, 张 宇, 秦 宇). *High Voltage Engineering(高压电技术)*, 2016, 42(3): 673.
- [ 3 ] Schoenbach K H, Becker K. *Eur. Phys. J. D.*, 2016, 70(2): 29.
- [ 4 ] Child D, Gibson D, Placido F, et al. *Surface & Coatings Technology*, 2015, 267(4): 105.
- [ 5 ] Saini V K, Kumar P, Dixit S K, et al. *Applied Optics*, 2015, 54(4): 595.
- [ 6 ] Fukuhara D, Namba S, Kozue K, et al. *Plasma Science and Technology*, 2013, 15(2): 129.
- [ 7 ] Cvejić M, Spasojević D, Sisović N M, et al. *J. Appl. Phys.*, 2011, 110(3): 033305.
- [ 8 ] Miclea M, Kunze K, Heitmann U, et al. *J. Phys. D*, 2005, 38(11): 1709.
- [ 9 ] Walsh J L, Iza F, Kong M G. *Eur. Phys. J. D*, 2010, 60(3): 523.
- [ 10 ] Hsu D D, Graves D B. *J. Phys. D*, 2003, 36(23): 2898.
- [ 11 ] Lazzaroni C, Chabert P. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2011, 20(5): 055004.
- [ 12 ] Du B, Mohr S, Dirk L, et al. *J. Phys. D*, 2011, 44(12): 125204.
- [ 13 ] He S J, Ouyang J T, He F, et al. *Physics of Plasmas*, 2012, 19(2): 023504.
- [ 14 ] Qin Y, He F, Jiang X X, et al. *Physics of Plasma*, 2014, 21(7): 073501.

## The Optical Characteristics of Hollow Cathode Discharge at Different Modes in Air

HE Shou-jie<sup>1\*</sup>, BAO Hui-ling<sup>1</sup>, HA Jing<sup>2</sup>, ZHAO Kai-yue<sup>1</sup>, QU Yu-xiao<sup>1</sup>, ZHANG Zhao<sup>1</sup>, LI Qing<sup>1\*</sup>

1. College of Physics Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China

2. Institute of Science, Hebei Agricultural University, Baoding 071001, China

**Abstract** In order to further reveal the mode transition of the hollow cathode discharge, and especially to explore the formation mechanism of self-pulse in the hollow cathode discharge, the optical characteristics of the discharge in different modes are studied in air by using a cylindrical hollow cathode. The V-I curve, luminescent image, and the waveform of the self-pulses are measured in different discharge modes. The experimental results show that with the increase of discharge current, the discharge can be divided into Townsend mode, self-pulsing discharge mode, normal glow discharge mode and abnormal glow discharge mode. Although the applied power source is a DC power source, the current and voltage periodically change with time during the self-pulse discharge phase. Results show that the optical characteristics at different modes are different. During the process transiting from the Townsend discharge to the self-pulsing discharge mode and from the self-pulsing mode to the normal glow discharge mode, there is a sudden change in light intensity at the region both in radial center of the hollow cathode and near the axial aperture. The emission spectra at different currents are measured in the range of 200 to 700 nm. The results show that the emission spectra mainly locates at the wavelength range of 330~450 nm, mainly including the second positive band system of nitrogen molecules ( $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ ) and the first negative band system of nitrogen molecular ions ( $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ ). The intensity of the first negative band system of nitrogen molecular ions is strong. Because the excited energy is high for  $B^2\Sigma_u^+$ , which indicates that the hollow cathode discharge is more likely to obtain highly excited particles and high energy electrons than other types of discharge. In addition, a weak spectral band is located at 650~700 nm, which is the first positive band system of nitrogen molecules ( $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$ ). On this basis, according to the theory of diatomic spectroscopy emission and the three spectral bands of the second positive band system of nitrogen molecules, the molecular vibrational temperature of nitrogen under different currents is calculated by using the emission spectrum of the second positive band system. The results show that the molecular vibrational

temperature is about 3 300 K in the present, and it increases with the increase of discharge current, and there is a sudden increase when the pulse disappears. Since the electron energy and electron density are closely related to the molecular vibrational temperature, the results also indicate that the average electron energy and electron density increase with the increase of the discharge current. When the pulse disappears, the average energy and electron density appear to increase drastically. Finally, the formation mechanism of self-pulse in hollow cathode discharge is discussed. The results show that self-pulse discharge originates from the transition of discharge modes.

**Keywords** Hollow cathode discharge; Self-pulse; Emission spectrum; Molecular vibrational temperature

(Received Sep. 7, 2018; accepted Feb. 5, 2019)

\* Corresponding authors

---

(上接 3358 页)

吴兰(会议咨询)

四川大学分析测试中心

电话: 028-85412512; 13688385033

Email: wulan@scu.edu.cn

王香凤(厂商联络)

北京师范大学分析测试中心

电话: 010-58807981; 13520034335

Email: xiangfeng@bnu.edu.cn

**支持媒体:**

会议官网: 光谱网 <http://www.sinospectroscopy.org.cn>(会议各类信息发布以光谱网信息为准)

支持媒体:

分析测试百科网 <http://www.antpedia.com/>

仪器信息网 <http://www.instrument.com.cn>

**主办单位:**

中国光学学会

中国光学学会光谱专业委员会

中国化学会

**承办单位:**

四川大学分析测试中心

第 21 届全国分子光谱学学术会议暨 2020 年光谱年会组委会

2019 年 6 月 18 日