

## 基于连续谱的氩气纳秒脉冲放电中电子温度的研究

陈传杰<sup>1,2</sup>, 樊永胜<sup>3</sup>, 方忠庆<sup>1,2</sup>, 王媛媛<sup>1,2</sup>, 孔维宾<sup>1,2</sup>, 周 锋<sup>1,2\*</sup>, 王如刚<sup>1,2</sup>

1. 盐城工学院信息工程学院, 江苏 盐城 224051
2. 盐城工学院光电信息技术研究所, 江苏 盐城 224051
3. 盐城工学院汽车工程学院, 江苏 盐城 224051

**摘 要** 采用了一种针对针的放电结构, 将其放置在一个高纯氩气的密闭腔室中, 通过施加正极性的过电压产生可重复的大气压纳秒脉冲放电, 并提出建立大气压放电的连续辐射模型来诊断氩气纳秒脉冲放电中的电子温度。实验利用电压和电流探头分别获取放电过程中的电压和电流波形图, 其放电脉宽约为 20 ns。通过消色差透镜、单色仪和 ICCD 等光学系统的组合来测量放电正柱区在不同时刻( $0 < t < 20$  ns)的时间分辨发射光谱。结果表明, 放电中连续谱的强度随时间先增加( $0 < t < 10$  ns)后减小( $10 \text{ ns} < t < 20$  ns), 但是氩原子的谱线强度则随时间的增加而一直增大。研究表明连续谱强度与电子密度成正相关, 因而电子密度随着时间也是先增加而后减小, 这与放电电流的变化规律是完全一致的。根据连续谱模型拟合得到放电过程中( $0 < t < 10$  ns)的电子温度为  $(1.4 \pm 0.2)$  eV。随着驱动电压的下降( $10 \text{ ns} < t < 20$  ns), 电子温度逐步减小至 0.9 eV。在  $0 < t < 10$  ns 中, 激发态氩原子主要是由电子碰撞激发产生的, 因而谱线强度随着电子密度的增加而增大。然后, 随着电子温度的减小,  $\text{Ar}_2^+$  复合反应速率激增, 导致电子与离子的复合过程主导产生激发态氩原子, 即谱线强度继续增大。通过加入 0.5% 的水蒸气以获取 OH 的振转光谱。实验发现, OH(A) 的产生机制使其偏离玻尔兹曼平衡分布, 本文采用了双温的 OH(A-X) 光谱模型来考察气体温度。在放电过程中, 气体温度保持不变, 大约为 400 K。此外, 水蒸气的加入使得短波长的连续谱发生显著增强。光谱分析认为  $\text{H}_2\text{O}$  在放电中能够解离产生  $\text{H}_2$ , 继而与氩原子的亚稳态发生能量转移生成激发态  $\text{H}_2(a^3\Sigma_g^+)$ 。  $\text{H}_2(a^3\Sigma_g^+)$  将会自发辐射跃迁到排除态  $\text{H}_2(b^3\Sigma_u^+)$ , 同时发射短波长的连续谱。由于短波长的连续谱对电子温度 ( $T_e > 1$  eV) 的响应较为灵敏, 所以载气中少量的水蒸气将会对连续谱诊断电子温度带来较大的影响。

**关键词** 大气压放电; 发射光谱; 纳秒脉冲放电; 电子温度; 连续谱

**中图分类号:** O536 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3964/j.issn.1000-0593(2021)08-2337-06

### 引 言

大气压纳秒脉冲放电 (nanosecond pulsed discharge, NPD) 可以在极短的时间内在驱动电极上施加数万甚至数十万伏的电压, 从而能够在放电间隙获得很高的约化电场强度<sup>[1]</sup>。在强约化电场作用下, 放电会产生大量的高能电子, 这不仅可以有效地生成活性基团, 而且能够抑制中性气体被过度加热。NPD 是最为典型的低温等离子体之一, 其非平衡特征表现为等离子体中各种粒子的各种运动自由度之间处于非平衡的状态, 其中最显著的是电子温度远高于中性气体温

度 ( $T_e \gg T_g$ )<sup>[2]</sup>。因此, NPD 被广泛应用于辅助燃烧、生物医学、材料制备、表面改性和环境保护等领域<sup>[3]</sup>。

不同的低温等离子体应用对于放电状态参数的要求不尽相同, 其中包括气体温度、电子密度和温度以及活性粒子密度, 等等<sup>[3]</sup>。电子温度是衡量等离子体中电子能量的物理量, 而电子又是等离子体中最活跃的组分, 它直接或间接决定着绝大部分的物理化学过程。光谱是等离子体诊断最为常用的手段之一, 其中电子温度的诊断方法大致有: (1) 玻尔兹曼斜率法<sup>[4]</sup>; 由于气体放电中处于高能级的原子或离子的激发与退激发平衡过程由电子碰撞主导, 所以高能级激发态粒子趋于玻尔兹曼平衡分布, 其激发温度可以表征高能电子

收稿日期: 2020-08-20, 修订日期: 2021-01-09

基金项目: 国家自然科学基金项目(51806186), 江苏省高等学校自然科学研究面上项目(19KJB510061), 盐城工学院引进人才校级科研项目(XJR2020031)和盐城工学院大学生创新创业项目(2020325)资助

作者简介: 陈传杰, 1991 年生, 盐城工学院信息工程学院讲师 e-mail: chencj@ycit.edu.cn

\* 通讯作者 e-mail: zfyct@ycit.edu.cn

的能量分布特征。当服从麦克斯韦分布时, 激发温度近似等于电子温度; (2) 碰撞辐射模型法<sup>[5]</sup>是通过建立粒子的碰撞和辐射模型, 从而确立激发态粒子谱线强度与电子温度之间的关系; (3) 连续谱法<sup>[6]</sup>; 由于等离子体中的连续谱主要来自电子与中性粒子或离子的韧致辐射以及电子与离子的复合辐射过程, 所以连续谱是电子密度和温度的函数。通过考察连续谱可以确定放电中的电子温度; (4) 汤姆逊散射技术是一种主动式的光谱诊断方法<sup>[7]</sup>, 获得主体(低能)电子的特征能量, 并在热平衡分布条件下近似等于电子温度。其中, (1)–(3)属于发射光谱法, 具有无扰动、设备造价相对较低、实验操作简单等优点。

针对 NPD 中电子温度的诊断研究, Huang 等<sup>[5]</sup>在氦气放电中通过建立碰撞辐射模型来确定电子温度与氦原子谱线强度比值之间的关系, 得到了等离子体中的电子温度约为 1.5~2.2 eV。Roettgen 等<sup>[8]</sup>利用汤姆逊散射法研究了 100~200 Torr 气压下氦气 NPD 中电子温度和密度的时空分布特征。本文采用了针-针的电极结构和氦气为工作气体, 通过施加过电压产生可以稳定重复的大气压纳秒脉冲放电, 提出了基于连续谱的诊断方法来研究脉冲放电过程中电子温度的时间演化, 进而评估 NPD 的非平衡状态, 并结合光谱特性分析了脉冲放电的物理过程。最后, 还深入探讨了纳秒脉冲放电中连续谱诊断法的相关问题。

## 1 实验部分

### 1.1 装置

图 1(a)是本实验装置示意图。大气压纳秒脉冲放电采用非对称的金属针电极结构(上电极  $\phi 1.0$  mm, 下电极  $\phi 3.2$  mm), 其中上电极连接高压纳秒脉冲电源(NPG-18/3500, Megaimpulse), 下电极通过一个 72.5  $\Omega$  电阻接地, 避免放电击穿后电路发生短路<sup>[9]</sup>。脉冲电源的调制频率为 300 Hz。金属针采用钨材料, 两者间距约为 4.2 mm。为了防止外界空气干扰纯氦气放电, 实验将整个放电系统设置在尺寸为 15 cm $\times$ 15 cm $\times$ 15 cm 的密封腔室中。放电腔室连通有三个进口气口, 分别为载气进气口, 出气口和抽气口。载气进气口连接着质量流量控制计(MKS GE50A)和高纯氦气源(99.999%)。出气口安装有单向的压力控制阀, 用于排出腔室中的气体来保证大气压强并防止空气进入。抽气口连接一个机械真空泵(nXDS Edwards)。在每次放电前, 重复充入和抽出工作气体三次以上, 达到清洗腔室的目的。

电学测量系统包括高压探头(Tektronix P6015A)和电流探头(Pearson electronics 2878), 其中高压探头连接到上电极, 电流探头位于电阻与接地之间, 并都连接到数字示波器上(RIGOL DS1204B)。本实验中的电流信号仅包含传导电流, 而位移电流可以忽略不计。将纳秒脉冲电源连接到一个自制的真空电容上, 通过测量其电压与电流信号, 并根据  $i = Cdu/dt$  关系确定两个探头(包括同轴连接线)之间的延迟时间<sup>[9]</sup>。图 1(b)是经校正的纳秒脉冲放电中电压与电流的波形图。

光谱测量系统是由光学透镜和光谱仪组成。放电产生的

光透过放电腔室上的石英介质窗口, 经透镜成 1:1 的像耦合到单色仪的狭缝中。光信号经过单色仪分光(Andor Shamrock 303i, 配备 150, 1 800 和 2 400  $g \cdot mm^{-1}$  光栅), 将光谱成像在侧出口的 ICCD(Andor iStar DH340T-25U-3)上进行记录。ICCD 与纳秒脉冲电源的触发同步由信号发生器(Tektronix AFG2021)进行控制。本实验采用消色差三合透镜(UV-NIR  $f = 90$  mm, Edmund Optics)来消除成像色差。由标准光源(Energetiq EQ-99 LDLS)确定整个测量系统的相对光谱灵敏度, 即光源的实验光谱与其标准辐射谱的比值。

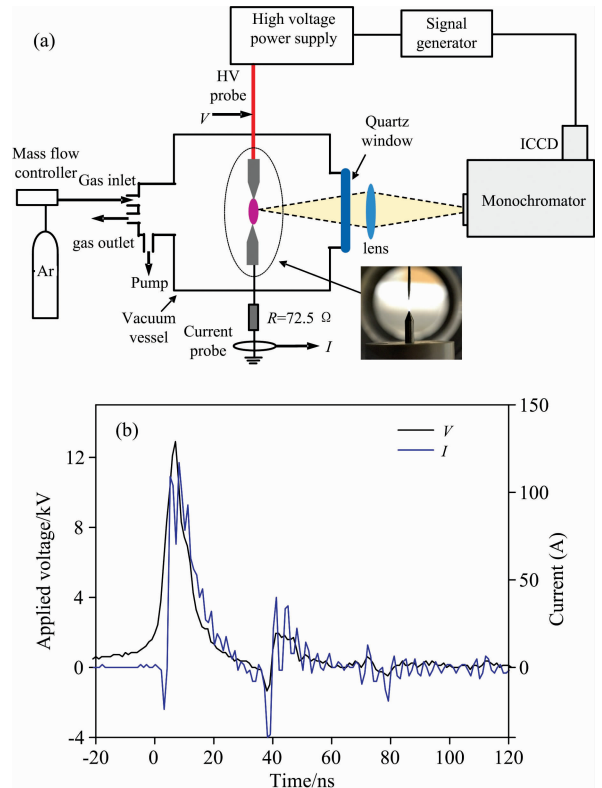


图 1 大气压针-针纳秒脉冲放电

(a): 实验装置示意图; (b): 电压和电流波形图

Fig. 1 Atmospheric pressure pin-pin nanosecond pulsed discharges

(a): Schematic of experimental setup;

(b): Waveforms of voltage and current

### 1.2 连续谱辐射模型

等离子体放电中的连续谱主要来源于电子与中性粒子、离子的韧致辐射以及电子与离子的复合辐射<sup>[6]</sup>。在大气压条件下, 由于中性粒子数密度较大, 所以大气压放电的连续谱大部分来自电子与中性粒子的韧致辐射<sup>[10]</sup>, 其辐射强度表示为<sup>[6]</sup>

$$\epsilon_{\text{en}} = \sqrt{\frac{2}{m_e}} \frac{n_e n_a}{\lambda^2} \frac{hc}{4\pi} \int_0^{\infty} Q_{\text{en}}(\lambda, E) \sqrt{E} f(E) dE \quad (1)$$

式(1)中,  $n_e$  和  $n_a$  分别为电子和中性粒子数密度,  $Q_{\text{en}}$  为电子与中性粒子韧致辐射的碰撞截面,  $f(E)$  为电子能量分布函数。在模型中, 电子服从麦克斯韦分布

$$f(E) = 2\pi(\pi k_B T_e)^{-3/2} \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{k_B T_e}\right) \quad (2)$$

将式(2)代入(1)式中,整理得到

$$\epsilon_{ca} = C_{ca} \frac{n_e n_a}{\lambda^2} (k_B T_e)^{-3/2} \int_{h\nu}^{\infty} Q_{ca}^{\text{mom}} E^2 \left(1 - \frac{hc}{2\lambda E}\right) \sqrt{1 - \frac{hc}{\lambda E}} \exp\left(-\frac{E}{k_B T_e}\right) dE \quad (3)$$

其中  $C_{ca}$  为  $2.0 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{J}^{-3/2} \cdot \text{sr}^{-1}$ ,  $Q_{ca}^{\text{mom}}$  为电子弹性碰撞截面<sup>[6]</sup>。从式(3)可知,  $\epsilon_{ca}$  绝对辐射强度与电子密度成正比, 而其波长分布则取决于电子温度。

图 2 是不同电子温度条件下 300~800 nm 的归一化连续谱。随着电子温度的增加, 短波长的连续辐射强度增加, 但是变化幅度却不断减小。当  $T_e > 1 \text{ eV}$ , 连续谱对电子温度响应最为敏感的波长范围在 300~400 nm。虽然 NPD 中较高的电子密度 ( $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) 会导致其他两个辐射过程增强, 但是 Park 等<sup>[10]</sup> 研究表明在  $p=760 \text{ Torr}$ ,  $n_e/n_a \sim 10^{-3}$ ,  $T_e \geq 1 \text{ eV}$  时,  $\epsilon_{ca}$  对连续谱的贡献仍然是主要的。

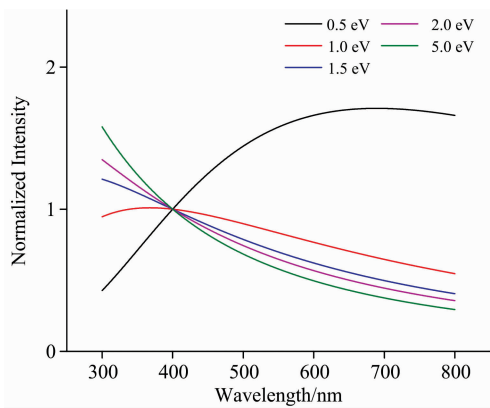


图 2 不同电子温度条件下归一化连续辐射谱  
Fig. 2 The normalized continuum radiation spectra for different electron temperatures

## 2 结果与讨论

从图 1(b)可知, 脉冲放电的持续时间约为 20 ns。图 3 是不同时刻的发射光谱, 其发光强度由光谱相对响应曲线进行了校正。光谱中包含有氩原子谱线 ( $\text{Ar}(5p-4s)$  和  $\text{Ar}(4p-4s)$ ) 和连续谱, 而其他杂质分子 (如  $\text{N}_2$  和  $\text{OH}$ ) 的谱带可以忽略不计。

实验发现, 连续谱的辐射强度随着时间先增加后减小:  $\epsilon_{10 \text{ ns}} > \epsilon_{5 \text{ ns}} \approx \epsilon_{15 \text{ ns}} > \epsilon_{20 \text{ ns}}$ 。根据式(3)可知, 连续谱辐射强度与电子密度成正比。因此, 在  $t < 10 \text{ ns}$  时, 电子密度迅速增加, 而  $t > 10 \text{ ns}$  则开始减少。根据放电传导电流与电子密度成正比, 从电流波形图 1(b)中也可以验证电子密度具有上述的变化规律。然而, 氩原子的谱线强度随着时间 ( $0 < t < 20 \text{ ns}$ ) 的增加而增加, 这说明激发态粒子数密度是一直增多的。

图 4 是利用连续辐射模型来研究不同时刻的氩气纳秒脉冲放电中的电子温度。结果表明, 当  $0 < t < 5 \text{ ns}$  [图 4(a)], 理论拟合连续谱所获得最佳的电子温度约为  $(1.4 \pm 0.2) \text{ eV}$ 。考虑到高压脉冲放电具有很高的约化电场, 因此在放电击穿

过程中流注头部的电子温度一般可以高达数个电子伏<sup>[2, 5]</sup>。然而, 连续谱法诊断得到的电子温度要明显偏低。这是因为本实验的脉冲放电的上升沿非常短 (约 2~3 ns), 两针电极之间达到准稳态放电 (建立放电通道) 的时间远小于 ICCD 的曝光时间 5 ns, 所以图 4(a) 是放电击穿过程和准稳态放电过程的叠加光谱<sup>[9]</sup>。虽然击穿过程具有较高的电子温度, 但是由于电子密度较低 (电流较小), 根据式(3)可知其产生的连续谱所占的权重较小。因此, 连续谱法 [图 4(a)] 得到的是放电通道建立后正柱区的电子温度。

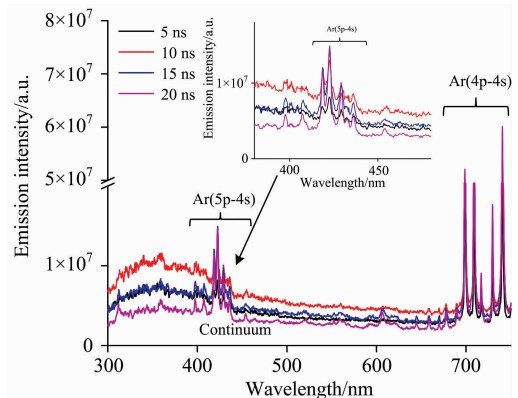


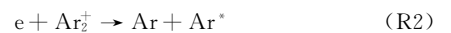
图 3 不同时刻下的大气压氩气纳秒脉冲放电的发射光谱  
Fig. 3 The optical emission spectra of nanosecond pulsed argon discharges at different times

在  $t=5\sim 10 \text{ ns}$  放电阶段, 连续谱法得到电子温度约为  $(1.4 \pm 0.2) \text{ eV}$ , 如图 4(b)所示。当  $t > 10 \text{ ns}$  时, 随着驱动电压的下降, 电子温度开始从 1.4 eV 减小到 0.9 eV, 如图 4(c, b)所示。当  $t > 20 \text{ ns}$  时, 脉冲放电处于复合状态, 实验已经无法获取高信噪比的连续谱 (图 3)。

根据上述电子温度和密度的变化规律, 我们分析认为在  $t \leq 10 \text{ ns}$  过程中, 激发态氩原子主要产生于电子与基态氩原子的碰撞激发过程<sup>[11]</sup>

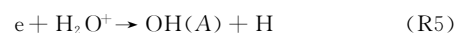
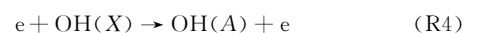
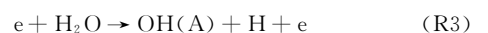


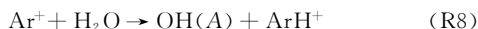
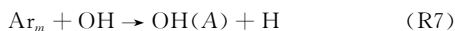
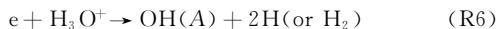
因此, 激发态氩原子密度随着电子密度的增加而增加。当  $t > 10 \text{ ns}$  时, 随着电子温度和密度减小, 激发态原子则主要产生于电子与离子的复合过程<sup>[11]</sup>



其中  $\text{Ar}_2^+$  由三体碰撞反应 ( $\text{Ar}^+ + \text{Ar} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}_2^+$ ) 生成。R2 的反应系数<sup>[11]</sup> 为  $k_{R2} = 9.1 \times 10^{-7} (T_e/300)^{-0.67} (T_g/300)^{-0.58}$ 。由此可知, 电子温度减小, 复合反应系数显著增大, 产生大量的激发态氩原子, 氩谱线强度增强。

将 0.5% 的水蒸气添加到氩气中, 观察  $\text{OH}(A-X, 0-0)$  的发射光谱如图 5 所示。研究发现,  $\text{OH}(A, v'=0)$  的振转分布不服从玻尔兹曼平衡分布。Bruggeman 等<sup>[12]</sup> 研究认为  $\text{OH}(A)$  的能级分布与其产生损失过程密切相关。在氩气放电中,  $\text{OH}(A)$  有如下的产生过程<sup>[12]</sup>





在大多数情况下, OH(A)不是由电子碰撞基态 OH(X)

激发产生(R4), 而是由电子与  $\text{H}_2\text{O}^+$ ,  $\text{H}_3\text{O}^+$  复合生成(R5, R6)以及其他能量转移过程(R7, R8)<sup>[12]</sup>。因此, OH(A)的振转分布往往处于非热平衡态。

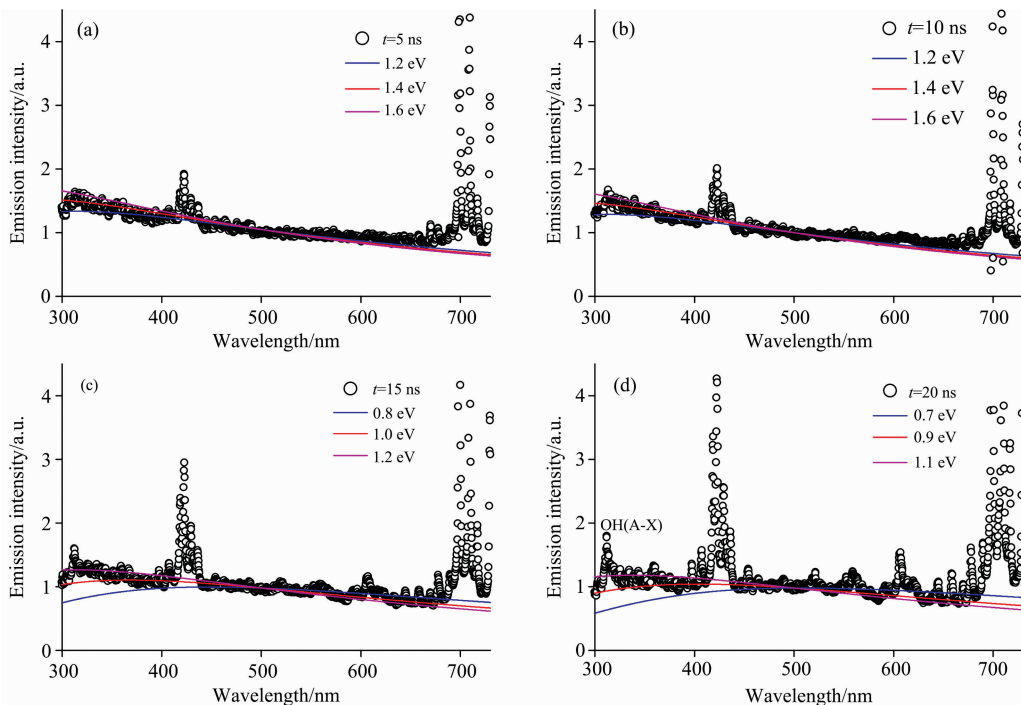


图 4 不同时刻下的氩气纳秒脉冲放电中实验与理论计算的连续谱

(a): 5 ns; (b): 10 ns; (c): 15 ns; (d): 20 ns

Fig. 4 The experimental and theoretical calculated continuum spectra of nanosecond argon discharges at different times

(a): 5 ns; (b): 10 ns; (c): 15 ns; (d): 20 ns

在大气压下, 若激发态分子的转动自由度与平动自由度的弛豫时间(RET)小于其有效寿命, 则分子的转动温度将有足够的时间与平动温度达到热平衡, 即转动温度近似等于气体温度<sup>[12]</sup>。由于  $\text{H}_2\text{O}$  对 OH(A)具有极强的猝灭作用, 从而导致 OH(A)在本实验条件下的有效寿命仅有 15 ns。在氩气中, OH(A)的 RET 速率随着转动量子数的增加而呈指数形式减小<sup>[12]</sup>。当  $J' = 1$  时, RET 约为 1 ns, 而当  $J' = 5$  时, RET 增加至 16 ns, 大于其有效寿命。这意味着 OH(A)中较高的转动能级无法达到热平衡。大量研究表明 OH(A)振转分布所对应较低的转动温度非常接近气体温度<sup>[12-13]</sup>, 即  $T_g = T_r^L$ 。因此, 本文采用了双温的 OH(A-X)光谱模型来拟合实验光谱, 获取 OH(A,  $v' = 0$ )的转动温度。图 5 是实验与理论模拟光谱的比较及其残差, 拟合对应最佳的转动温度  $T_r^L$  和  $T_r^H$  分别为 400 和 6700 K, 其中  $T_g = T_r^L = 400$  K, 而  $T_r^H$  所对应的转动分布是由能量转移激发(R7 和 R8)和复合过程(R4 和 R5)引起的。实验结果表明, 在  $0 < t < 20$  ns 放电过程中, 气体温度不随时间的变化, 约为 400 K。

图 6 是 Ar 和 Ar+0.5%  $\text{H}_2\text{O}$  纳秒脉冲放电的发射光谱。从图中明显看出, 在短波长( $\lambda < 450$  nm)部分, Ar+0.5%  $\text{H}_2\text{O}$  放电的连续谱强度明显大于 Ar 放电的, 而在  $\lambda >$

450 nm, 两者的连续谱强度分布则完全相同。因此, 本文认为水蒸气的加入对放电中电子温度的影响是很小的。

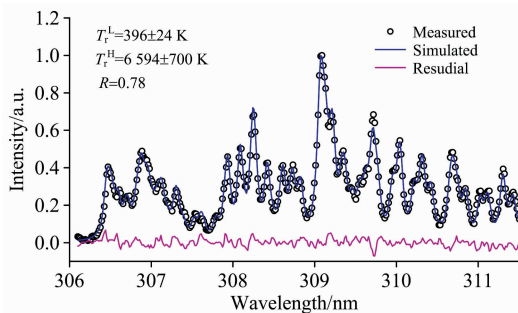


图 5 大气压 Ar+0.5%  $\text{H}_2\text{O}$  纳秒脉冲放电中的 OH(A-X)实验光谱与理论光谱

Fig. 5 Experimental and simulated spectra of OH(A-X) in nanosecond pulsed discharges in atmospheric pressure Ar+0.5%  $\text{H}_2\text{O}$

在 Ar+0.5%  $\text{H}_2\text{O}$  放电中, 除了电子主导参与的连续辐射过程外,  $\text{H}_2$  的解离辐射跃迁也能够产生连续谱, 其中  $\text{H}_2$  是  $\text{H}_2\text{O}$  解离产生的, 例如 R6。基态氢分子  $\text{H}_2(X^1\Sigma_g^+)$  与

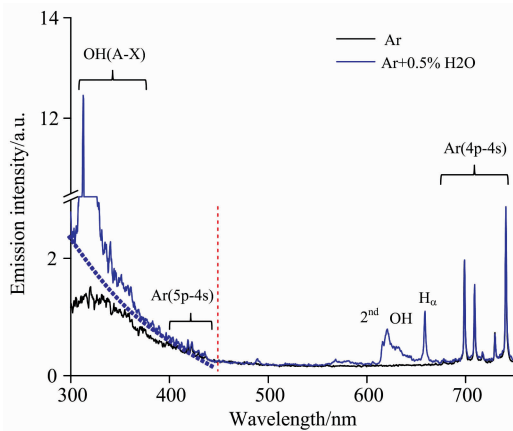
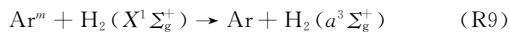


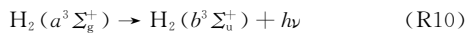
图 6 大气压纳秒脉冲放电在 Ar 和 Ar+0.5% H<sub>2</sub>O 中的发射光谱

Fig. 6 Emission spectra of nanosecond pulsed discharges in atmospheric pressure Ar and Ar+0.5% H<sub>2</sub>O

氩原子亚稳态 Ar<sup>m</sup> 发生潘宁激发过程<sup>[10]</sup>



其中 H<sub>2</sub>(a<sup>3</sup>Σ<sub>g</sub><sup>+</sup>) 是 H<sub>2</sub> 的激发态。然后, 高激发态 H<sub>2</sub>(a<sup>3</sup>Σ<sub>g</sub><sup>+</sup>) 经自发辐射跃迁到排斥态 H<sub>2</sub>(b<sup>3</sup>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup>) 上, 同时释放出连续谱<sup>[14]</sup>



H<sub>2</sub> 的特征连续谱在 120~600 nm。这与图 6 中实验观察到的连续谱强度分布基本吻合。

从图 2 可知, 当 T<sub>e</sub>>1 eV 时, 连续谱强度分布随电子温度的响应变化主要表现在其短波长部分。当氩气中含有少量

的水蒸气时, 分解形成的 H<sub>2</sub> 对连续谱在短波长部分的贡献是不可忽略的, 这将对运用连续谱获取准确的电子温度带来很大的影响。

### 3 结 论

在高纯氩气的腔室中, 采用针-针电极结构产生大气压纳秒脉冲放电等离子体。通过时间分辨的光谱测量系统获取放电过程中的特征光谱, 主要包括有氩原子谱线和连续谱, 其中连续谱强度随着时间先增加后减小, 而氩原子谱线强度则随时间的增加而增加。研究表明由于连续谱的强度与电子密度成正相关, 所以电子密度是先增加而后减少, 这与放电电流的变化规律是一致的。通过建立以电子与中性粒子弹性碰撞的连续谱辐射模型, 模拟氩气纳秒脉冲放电中的连续谱, 得到放电正柱区的电子温度约为 (1.4±0.2) eV。在放电下降沿过程中, 随着约化电场强度降低, 电子温度逐步减小至 0.9 eV, 而后连续谱消失。由此可见, 激发态氩原子在放电过程中是由电子碰撞激发过程控制, 但随着电子温度减小, 电子与氩分子离子复合反应生成大量的激发态, 从而导致氩原子谱线强度能够继续增大。实验通过添加少量水蒸气获得 OH(A-X) 振转光谱。利用双温的光谱模型拟合得到气体温度约为 400 K, 大气压氩气纳秒脉冲放电的非平衡度 [(T<sub>e</sub>-T<sub>g</sub>)/T<sub>e</sub>] 约为 0.975。在含有 0.5% H<sub>2</sub>O 的氩气放电中, 分解和激发产生 H<sub>2</sub> 的 H<sub>2</sub>(a<sup>3</sup>Σ<sub>g</sub><sup>+</sup>→b<sup>3</sup>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup>) 跃迁对短波长部分的连续谱的贡献非常显著, 而该部分的连续谱对电子温度的诊断是非常敏感的。因此, 少量水蒸气对连续谱诊断电子温度带来了不利的影响。

### References

- [1] SHAO Tao, ZHANG Cheng, WANG Rui-xue, et al(邵涛, 章程, 王瑞雪, 等). High Voltage Engineering(高电压技术), 2016, 42(3): 685.
- [2] Bruggeman P, Iza F, Brandenburg R. Plasma Sources Science and Technology, 2017, 26(12): 123002.
- [3] LI He-ping, YU Da-ren, SUN Wen-ting, et al(李和平, 于达仁, 孙文廷, 等). High Voltage Engineering(高电压技术), 2016, 42(12): 3697.
- [4] LI Xue-chen, WU Kai-yue, JIA Peng-ying, et al(李雪辰, 吴凯玥, 贾鹏英, 等). Spectroscopy and Spectral Analysis(光谱学与光谱分析), 2018, 38(3): 722.
- [5] Huang B D, Zhu X M, Takashima K, et al. Journal of Physics D: Applied Physics, 2013, 46(46): 464011.
- [6] Burm K T A L. Plasma Sources Science and Technology, 2004, 13(3): 387.
- [7] Wang Y, Li C, Shi J, et al. Plasma Science and Technology, 2017, 19(11): 115403.
- [8] Roettgen A, Shkurenkov I, Simeni S M, et al. Plasma Sources Science and Technology, 2016, 25(5): 055009.
- [9] Chen C J, Simeni Someni M, Li S Z, et al. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(3): 035020.
- [10] Park S, Choe W, Moon S Y, et al. Advances in Physics: X, 2019, 4(1): 1526114.
- [11] Kang N, Gaboriau F, Oh S, et al. Plasma Sources Science and Technology, 2011, 20(4): 045015.
- [12] Bruggeman P J, Sadeghi N, Schram D C, et al. Plasma Sources Science and Technology, 2014, 23(2): 023001.
- [13] Qian M, Liu S, Yang C, et al. Plasma Sources Science and Technology, 2016, 25(5): 055012.
- [14] Fantz U, Schalk B, Behringer K. New Journal of Physics, 2000, 2: 7.

# Research on the Electron Temperature in Nanosecond Pulsed Argon Discharges Based on the Continuum Emission

CHEN Chuan-jie<sup>1, 2</sup>, FAN Yong-sheng<sup>3</sup>, FANG Zhong-qing<sup>1, 2</sup>, WANG Yuan-yuan<sup>1, 2</sup>, KONG Wei-bin<sup>1, 2</sup>, ZHOU Feng<sup>1, 2\*</sup>, WANG Ru-gang<sup>1, 2</sup>

1. School of Information Engineering, Yancheng Institute of Technology, Yancheng 224051, China

2. Research Center of Photoelectric and Information Technology, Yancheng Institute of Technology, Yancheng 224051, China

3. School of Automotive Engineering, Yancheng Institute of Technology, Yancheng 224051, China

**Abstract** In this paper, atmospheric pressure nanosecond pulsed discharges in pin-to-pin geometry are very easily reproducible by applying a positive overvoltage, and such discharge system is placed in a sealed chamber filled with high purity argon gas. A continuum radiation model for the atmospheric pressure discharges is proposed to diagnose the electron temperature of the nanosecond pulsed argon discharges. The high voltage and current probes monitor the voltage and current waveforms during the discharge, and the discharge pulse width is about 20 ns. The time-resolved emission spectra of the discharge column at different times ( $0 < t < 20$  ns) are measured by the combination of optical systems, such as achromatic lens, monochromator and ICCD. The results indicate that the continuum emission intensity of the discharge increases with time during the period of  $0 < t < 10$  ns, and then decreases during  $10 \text{ ns} < t < 20$  ns. However, the intensity of argon lines always increases with time. As the intensity of continuum emission is positively correlated to the electron density, the electron density also increases firstly and then decreases, which has the same tendency as the discharge current. According to the continuum radiation model, the electron temperature during the discharge ( $0 < t < 10$  ns) is measured to be  $(1.4 \pm 0.2)$  eV. As the driven voltage drops ( $10 \text{ ns} < t < 20$  ns), the electron temperature decreases gradually to 0.9 eV. Our research suggests that the excited argon atoms are mainly populated by electron impact excitation during  $0 < t < 10$  ns, and thus their emission intensities increase with the electron density. Afterwards, due to the decreasing of electron temperature, the rate of  $\text{Ar}_2^+$  ions recombination reaction increases dramatically. The production of excited atoms is governed by the electronion recombination processes, leading to increase their emission intensities further. The virotational spectrum of OH species is detected by adding 0.5% water vapor into the working gas. It is found that the production mechanisms of OH(A) make it deviated from Boltzmann distribution. In this work, a two-rotational temperatures OH(A-X) spectral model is employed to examine the gas temperature. During the discharge pulse, the gas temperature remains invariant around the value of 400 K. Moreover, the addition of water vapor causes the increase of the intensity of the continuum in the short wavelength range. It is analyzed that  $\text{H}_2$  could be produced by the dissociation of  $\text{H}_2\text{O}$  in the discharge and then excited to the excited state  $\text{H}_2(a^3\Sigma_g^+)$  by means of the energy transfer reaction from argon atoms in a metastable state. Finally,  $\text{H}_2(a^3\Sigma_g^+)$  decays by spontaneous radiation to the repulsion state  $\text{H}_2(b^3\Sigma_u^+)$  and emits the short-wavelength continuum emission. The electron temperature ( $T_e > 1$  eV) is very sensitive to the short wavelength response of the continuum spectrum. So even if the working gas contains a small amount of water vapor, it will greatly influence the electron temperature diagnosed by the continuum radiation.

**Keywords** Atmospheric pressure discharges; Optical emission spectroscopy; Nanosecond pulsed discharges; Electron temperature; Continuum radiation

(Received Aug. 20, 2020; accepted Jan. 9, 2021)

\* Corresponding author