

气流对氮气介质阻挡放电气体温度及 放电模式的影响*

梁 卓¹⁾ 罗海云²⁾ 王新新^{2)†} 关志成¹⁾ 王黎明¹⁾

1)(清华大学深圳研究生院,深圳 518055)

2)(清华大学电机工程与应用电子技术系,电力系统国家重点实验室,北京 100084)

(2009 年 12 月 29 日收到;2010 年 6 月 25 日收到修改稿)

利用光谱测量和高速照相的方法,对大气压氮气介质阻挡放电进行了研究.在气流的帮助下,2 mm 气隙中的均匀放电可以长时间得以维持.根据放电电流波形和 1 μs 曝光时间的放电图像,这种均匀放电被判定为汤森放电.用氦氖激光器对实验中所用的光谱仪带来的谱线轮廓展宽进行了标定,并将得到的仪器展宽数据输入 Specair 软件,计算了不同气体温度下氮分子二正系 0—2 谱带的谱线轮廓.通过用计算谱线轮廓去拟合实验谱线轮廓,确定了氮分子的转动温度并将其近似为气体温度.结果表明:大气压氮气介质阻挡汤森放电并不能使气体温度大幅上升($\Delta T_g \leq 50 \text{ K}$),气体温度的小幅上升不会引起热不稳定性而导致放电发展成为细丝放电.气流确实可以降低放电气体温度,但这不是使汤森放电得以维持的原因.通过比较加入气流前后的放电光谱可知,气流降低了气隙中杂质氧的含量,使得更多的氮分子亚稳态 $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$ 的寿命延长到下一次放电的起始时刻,为汤森放电提供了必需的大量种子电子.

关键词: 介质阻挡放电, 分子光谱, 仪器展宽, 分子转动温度

PACC: 5280D, 0720D, 3370J

1. 引 言

大气压下介质阻挡放电通常表现为大量的放电细丝(流注),这种放电的不均匀性限制了它的应用范围^[1,2].因此,人们迫切希望能够实现均匀的介质阻挡放电,并对此进行了大量的研究^[3-6].研究表明:必须设法降低放电所需的电场,尤其是避免放电区域内形成局部强电场,才有可能形成均匀模式的放电^[7].有许多方法可能改善放电的不均匀性,其中之一是在气隙中通入气流.在大气压氮气中,为了获得稳定的均匀放电(汤森放电),气流是必不可少的.至于气流的作用机理,目前还存在着不同的观点. Gherardi 等^[8,9]认为:氮分子亚稳态之间($\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$ 与 $\text{N}_2(a^1\Sigma_u^-)$ 或 $\text{N}_2(a^1\Sigma_u^-)$ 与 $\text{N}_2(a^1\Sigma_u^-)$)的彭宁电离产生大量的初始电子,使得放电可以在较低电场下进行,避免了流注的形成.氮气流的引入减小了气隙中的杂质,延长亚稳态分

子 $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$ 和 $\text{N}_2(a^1\Sigma_u^-)$ 的寿命,有利于均匀放电的产生.但是, Golubovskii 等^[10]指出: $\text{N}_2(a^1\Sigma_u^-)$ 的寿命仅为 1 μs 左右,前一次放电所产生的 $\text{N}_2(a^1\Sigma_u^-)$ 难以在下次放电之前起作用,因此种子电子是由 $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$ 轰击阻挡介质表面从中释放出吸附电子提供的.氮气流的引入延长了 $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$ 的寿命,有利于均匀放电的产生.值得注意的是, Bektursunova^[11]认为放电热不稳定性是导致细丝放电出现的原因,并描述了以下的过程:如果气隙中局部区域放电比较强烈,则该区域气温升高而密度下降,导致该区域电离系数因约化场强的局部增强而呈指数式增大^[12],该区域放电将更加强烈,最终导致放电细丝形成,即所谓的热不稳定性.

显然,气流也有可能降低气体温度,抑制热不稳定性而有利于均匀放电的形成.本文着重对这种可能性进行了研究,具体方法是通过记录氮气放电光谱,确定放电气体温度,研究气流对气温的影响.

* 国家自然科学基金重点项目(批准号:50537020)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: wangxx@tsinghua.edu.cn

2. 实验装置

用于光谱测量的实验装置如图 1 所示. 装置中直径为 50 mm 的电极上覆盖 1 mm 厚的石英介质, 大气压氮气气隙为 2 mm, 外加电压频率为 2—35 kHz. 放电电流和外加电压分别通过 50 Ω 电阻 R 和 Pearson 公司生产的 VD305A 型的电容分压器测量.

为了对放电光谱进行高时间分辨测量, 在 Princeton 公司生产的 ACTON-2558 型光谱仪出口处连接了 PIMAX2 型像增强电荷耦合器件 (ICCD) 相机, 组成光谱测量系统, 可记录时间宽度仅为 10 ns 的放电光谱. 由于关注的是紫外波段的谱线, 放电室采用石英探测窗, 并借助 TOKINA 公司生产的 UV-105 mm-F4.0 型石英透镜将放电光聚焦到光谱仪入口狭缝上. 光谱仪内安装每毫米 1200 刻线的光栅, 其闪耀波长为 300 nm, 工作波长范围为 200—500 nm. 当拍摄放电图像时, 卸下 ICCD 相机前的光谱仪, 换上 Sigma 公司生产的 Sigma-105 型光学镜头, 将 ICCD 相机直接对准放电气隙.

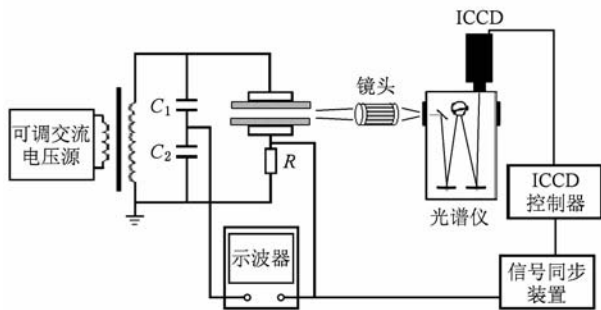


图 1 用于时空分辨光谱测量的实验装置示意图

通过 Sevenstar 公司生产的 D07-7A/ZM 型质量流量控制器控制气体流量 (控制范围为 0—30 L/min). 引入气流的同时, 放电室底部运行着一个可控制抽速的机械泵, 以保证放电室内的气压为 10^5 Pa.

3. 根据谱线轮廓确定气体温度的方法

对于氮分子等双原子分子, 其光谱可分为三个层次描述. 第一个层次是不同组合电子能级间的跃迁产生谱带群, 例如氮分子的 $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ 跃迁形成了氮气的第二正带系光谱群 (SPS). 第二个层次

是分属上述两个电子能级 $C^3\Pi_u$ 和 $B^3\Pi_g$ 的所有振动能级间的跃迁, 形成谱带 (v', v''). 第三个层次是每一个谱带 (v', v'') 内由分属 v' 和 v'' 振动能级的所有转动能级之间跃迁, 形成带内的谱线. 由于带内谱线波长非常靠近, 只有高分辨率的光谱仪才能分辨出来, 因此可以把带内谱线近似看作一条具有确定轮廓的“谱线”, 该“谱线”轮廓决定于相关转动能级间的跃迁. 转动能级的跃迁所涉及的能量非常小, 转动能级布居取决于重粒子的非弹性碰撞^[13]. 如果气体处于热平衡或局部热平衡状态, 则转动能级的布居决定于气体温度, “谱线”轮廓是气体温度的函数. 基于这一点, 可以通过测量分子光谱谱线轮廓以确定气体分子转动温度, 并认为它近似等于气体温度^[13—16].

本文也采用上述方法确定气体温度. 用理论计算得到的某谱线轮廓去拟合测量得到的该谱线轮廓, 当两者基本符合时就认为计算谱线对应的转动温度值就是实验中的气体分子转动温度值. 至于计算谱线, 则是基于一定的物理模型^[17] 进行计算得到的.

处于某一能态 (n, v, J) 的分子, 其总能量 E 由电子能量 $E_e(n)$ 、振动能 $G(v)$ 和转动能 $F(J)$ 组成, 即

$$E(n, v, J) = E_e(n) + G(v) + F(J), \quad (1)$$

其中 n 为电子态, v 和 J 分别为振动量子数和转动量子数. 对于确定的 n , 电子能 $E_e(n)$ 是固定的, 可通过查表获得.

对于某一给定电子态 n 的振动能 $G(v)$ 和转动能 $F_v(J)$, 有如下的简化公式:

$$G(v) = \omega_e \left(v + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + \omega_e y_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^3, \quad (2)$$

$$F_v(J) = B_v \left(J + \frac{1}{2} \right)^2 - D_v \left(J + \frac{1}{2} \right)^4, \quad (3)$$

其中 ω_e , $\omega_e x_e$ 和 $\omega_e y_e$ 为仅决定于电子态 n 的振动常数, 其值可通过查表获得; B_v 和 D_v 为振动态 v 的转动常数, $D_v (J + 1/2)^4$ 项通常远小于 $B_v (J + 1/2)^2$ 项, 可忽略不计; $B_v \approx B_e - \alpha_e (v + 1/2)$, 常数 B_e 和 α_e 可通过查表获得.

当分子由转动能态 (n', v', J') 跃迁到转动能态 (n'', v'', J'') 时, 对应的发射谱线波长 λ 和强度 I 可分别表示为^[12]

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E} = \frac{hc}{\Delta E_e + \Delta G + \Delta F}, \quad (4)$$

$$I = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda} N(n', v', J') A_{n', v', J'}^{n'', v'', J''}. \quad (5)$$

这里 ΔE 为两种转动态的能量差, h 为普朗克常数, c 为真空中的光速, $A_{n', v', J'}^{n'', v'', J''}$ 为从转动态 (n', v', J') 到转动态 (n'', v'', J'') 的自发跃迁概率, $N(n', v', J')$ 为位于转动态 (n', v', J') 的数密度, 可利用下式得到:

$$N(n', v', J') = \frac{N}{Q^{\text{int}}(T_e, T_g)} g_{n'} (2J + 1) \times \exp \left[-\frac{E_e(n) + G(v)}{kT_e} \right] \times \exp \left[-\frac{F(J)}{kT_g} \right], \quad (6)$$

其中 T_e 和 T_g 分别为电子温度和气体温度, $g_{n'}$ 为电子态 n' 的统计权重, N 为所有能态的分子总数密度, $Q^{\text{int}}(T_e, T_g)$ 是内配分函数。

利用(4)–(6)式可以求出某一谱带内所有谱线的波长和强度, 即所谓“谱线”轮廓. 值得指出的是, 理论谱线轮廓不能直接用来和实验谱线轮廓进行比较, 其原因如下: 实验谱线轮廓中包含多种谱线展宽, 例如多普勒展宽、斯塔克展宽、仪器展宽等^[18]. 因此, Laux^[19] 在理论谱线轮廓基础上考虑这些展宽的影响, 经过卷积等数学手段计算得到了谱线轮廓, 并利用计算谱线轮廓与实验谱线轮廓比较, 确定包括气体温度在内的等离子体参数. Laux 于 2002 年发表了 Specair 软件, 该软件被许多人用于进行放电光谱和气体温度的研究, 本文也采用 Specair 软件.

4. 光谱仪谱线仪器展宽的标定

对于不同的光谱仪, 由仪器因素带来的谱线增宽(以下简称仪器展宽)是不同的. 因此, 在使用 Specair 软件时必须输入所用光谱仪的仪器展宽的线型和半高宽. 所谓线型是指单色光经过光谱仪色散后谱线光强所满足的分布函数(如高斯分布、洛伦兹分布等), 并称之为高斯线型、洛伦兹线型等. 研究表明存在多种仪器展宽线型, 如高斯线型^[15, 16, 20]、高斯线型与洛伦兹线型卷积而成的 Voigt 线型^[21]、梯形线型^[14].

我们以氦氖激光器(波长为 632.8 nm)作为标定光源, 对实验中使用的光谱仪仪器展宽进行了标

定. 由于该激光线宽小于 10^{-3} nm, 而光谱仪仪器展宽通常在 10^{-2} – 10^{-1} nm, 可近似认为标定实验得到的谱线展宽就是仪器展宽. 仪器展宽和光谱仪入口狭缝宽度密切相关, 而入口狭缝宽度取决于放电的发光强度. 由于汤森放电属于“暗”放电, 因而入口狭缝通常较大, 在 150 μm 左右.

首先, 用中心波长均为 632.8 nm, 而半高宽不同的高斯线型与洛伦兹线型卷积形成不同的 Voigt 线型, 然后用这些 Voigt 线型分别去拟合实验谱线轮廓, 最佳拟合结果如图 2(a) 所示. 由图 2(a) 可以看出, 当入口狭缝较大时(如 150 μm), Voigt 线型和实验谱线轮廓差别很大. 排除了 Voigt 线型之后, 我们又用 Voigt 线型和方形线型卷积而成的准梯形线型对实验谱线轮廓进行拟合, 最佳拟合结果如图 2(b) 所示. 从图 2(b) 可以看出, 准梯形线型的拟合度较高, 其拟合度比图 2(a) 提高了很多.

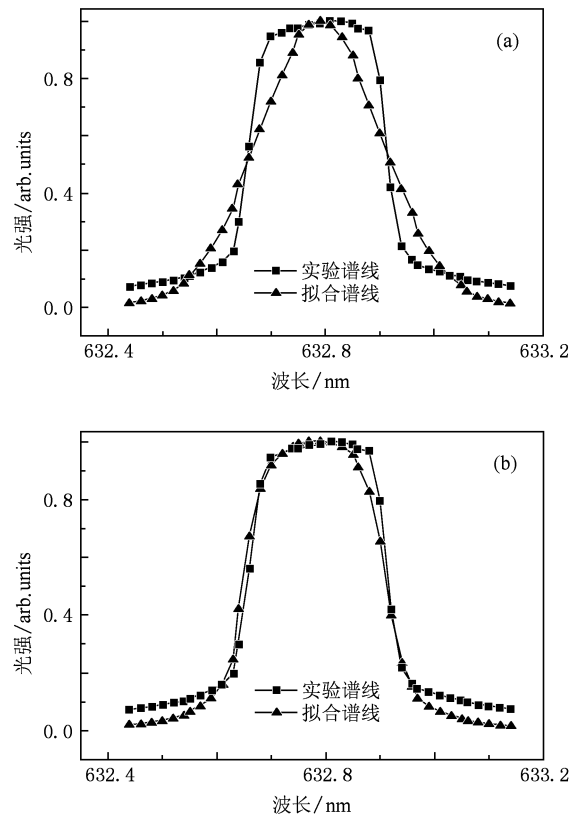


图2 光谱仪入口狭缝为 150 μm 时仪器展宽的标定结果 (a) Voigt 线型的最佳拟合效果, (b) 准梯形线型的最佳拟合效果

5. 气体温度的测量结果和讨论

即使在不加气流的情况下也有可能获得均匀

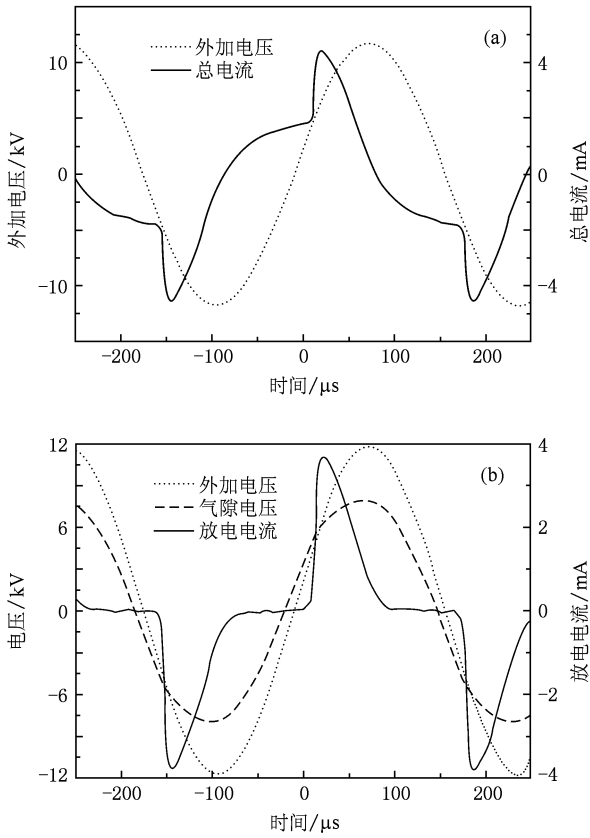


图3 大气压氮气介质阻挡汤森放电的电压、电流波形 (a) 外加电压和总电流波形, (b) 外加电压和气隙电压及放电电流波形

放电, 但该均匀放电不容易维持, 一段时间后便转变为细丝放电. 为了得到稳定的均匀放电, 气流是必不可少的.

图3(a)是大气压氮气介质阻挡汤森放电的外加电压和总电流波形. 从图3(a)可以看出, 总电流波形都是由一个鼓包及其后面尖峰构成, 鼓包是气隙击穿前的电容性位移电流, 尖峰是气隙击穿后的放电电流. 基于外加电压和总电流波形, 经过计算后可以得到气隙电压和放电电流, 结果如图3(b)所示. 从图3(b)可以看出, 放电电流表现为每个外加电压半周期内一个电流脉冲, 这是均匀放电的典型特征. 图4是曝光时间 $1 \mu\text{s}$ 的放电图像, 图中没有任何放电细丝, 而是一个发光薄层均匀地覆盖在整个阳极表面, 这是汤森放电的典型图像.

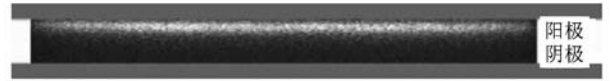


图4 大气压氮气介质阻挡汤森放电的放电图像

图5是时间分辨的放电光谱, 即在外加电压的一个周期内连续拍摄35幅光谱, 各幅之间时间间隔为 $10 \mu\text{s}$, 每幅曝光时间均为 $1 \mu\text{s}$, 其中图5(a)

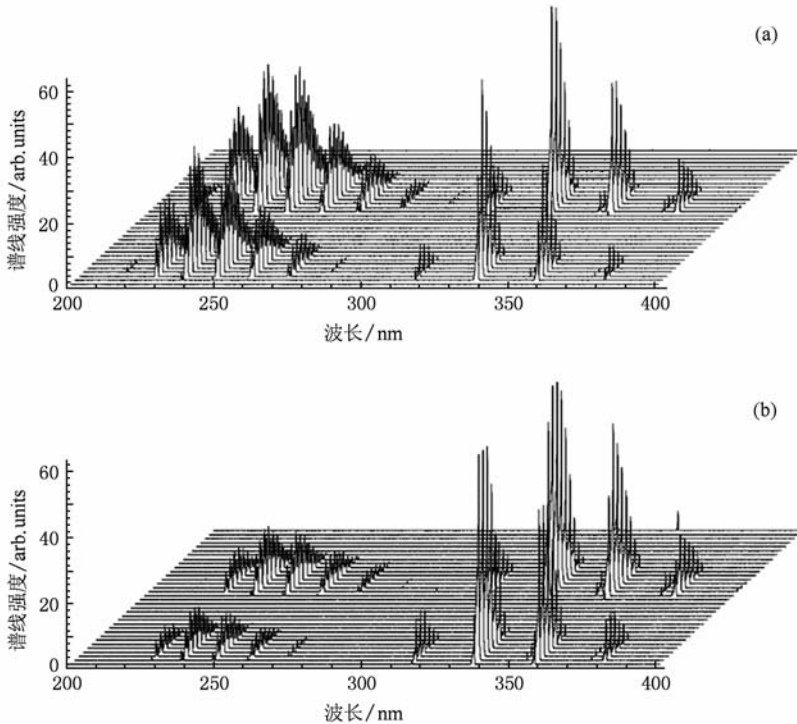


图5 大气压氮气介质阻挡汤森放电光谱 (a) 不加气流, (b) 气流流速为 1.8 L/min

不加气流,图 5(b) 气流流速为 1.8 L/min. 所记录的波长范围为 200—400 nm, 它们分别是 NO- γ 的谱线(200—300 nm) 和氮分子 SPS 的谱线(300—400 nm). 仔细分析了 SPS 中以相同 Δv 分组的各谱带组后发现, $\Delta v = 2$ 的谱带组中 0—2, 1—3, 2—4 谱带均清晰可辨. 这使得我们既可以利用该组中某个谱带轮廓确定分子转动温度, 还可以通过比较该组内各谱带的相对强度, 确定氮分子的振动温度. 因此, 选择了 $\Delta v = 2$ 的谱带组. 由于该谱带组中 0—2 谱带最强, 我们选定它的“谱线”轮廓进行拟合, 以确定分子转动温度及气体温度.

将光谱仪狭缝为 150 μm 时的仪器展宽(准梯形线型, 其上底宽为 0.11 nm, 下底宽为 0.34 nm) 输入 Specair 软件, 计算不同气体温度下对应的“谱线”轮廓, 可以得到和实验谱线轮廓的最佳拟合结果. 图 6 示出了放电电流为 1.2 mA、气流速度为 30 L/min 时氮分子 SPS 中 0—2 谱带的“谱线”轮廓最佳拟合结果, 此时对应的气体温度为 300 K.

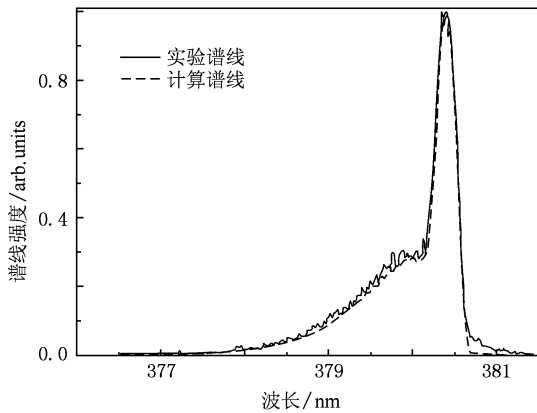


图 6 氮分子 SPS 中 0—2 谱带的实验“谱线”和计算谱线的最佳拟合结果

图 7 是不同放电电流时气体温度随气流速度的变化规律. 从图 7 可以看出, 当放电电流较小时(1.8 mA), 不论是否加气流及气流的大小, 气体温度都保持在 300 K 左右. 其原因是由于放电太弱, 不足以明显加热气体, 故气体温度几乎保持在室温不变. 将放电电流增大至 2.9 mA, 不加气流时, 气体温度上升至 350 K, 即升高了 50 K. 但较低流速(1.8 L/min) 的气流就可使气体温度下降到原先的室温(300 K). 若放电电流继续增大至 3.8

mA, 不加气流时, 气体温度并没有继续明显上升; 并且当气流流速达到 30 L/min 时, 气体温度降低到 300 K.

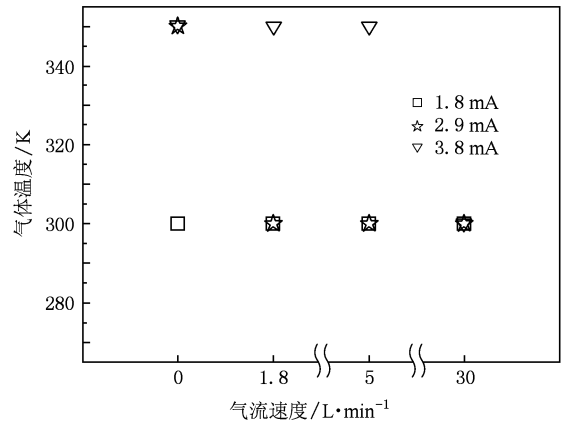
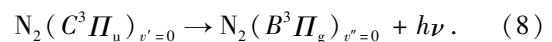
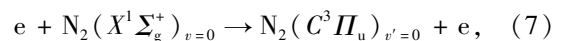


图 7 不同放电电流时气体温度随气流速度的变化

在上述实验过程中发现: 在不加气流的情况下, 当放电电流增加至 2.9 或 3.8 mA 时, 气体温度在 1 min 内就能从 300 K 增大至 350 K, 此后均匀汤森放电和 350 K 气体温度将保持较长的一段时间(数分钟至数十分钟), 直至放电转变为细丝放电. 由此可知: 大气压氮气介质阻挡汤森放电并不能使气体温度大幅上升($\Delta T_g \leq 50$ K), 这种气体温度的小幅上升不会引起热不稳定性而导致放电发展成为细丝放电. 由于是在气体温度长时间不变的情况下转变为细丝放电, 因而这种放电模式的转变应该是由气体温度之外的因素引起的. 同样, 气流抑制细丝放电的原因也必须在热不稳定性之外寻找.

比较图 5(a) 和(b), 我们可以进一步了解气流抑制细丝放电的原因. 从图 5 可以看出: 引入气流后, 氮分子 SPS 的谱线强度几乎不变, 但 NO- γ 谱线强度却明显降低. 为了进行定量比较, 我们关注其中两条“谱线”. 第一条是氮分子 SPS 的 0—0 “谱线”(波长为 337.1 nm), 它来自于电子对基态氮分子的直接碰撞激发和后续的自发跃迁,



第二条是波长为 236.1 nm 的 NO- γ “谱线”, 它主要来自基态分子 NO($X^2\Pi$) 和氮分子亚稳态 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ 之间的反应,

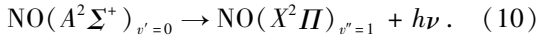
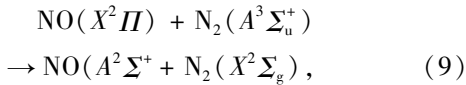


图 8 是加气流前后上述两条“谱线”强度的比较. 从图 8(a) 可以看到: 加气流前后, 氮分子 SPS 波长为 337.1 nm 的“谱线”强度几乎不变, 这意味着 (8) 式中的 $\text{N}_2(C^3\Pi_u)_{v'=0}$ 的密度几乎不变, 也就意味着 (7) 式中基态氮分子密度, 尤其是电子密度及其能量几乎不变. 由于氮分子亚稳态 $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$ 是由类似于 (7) 式的电子直接激发产生的, 我们可以断定 $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$ 的密度在加气流前后也几乎不变. 从图 8(b) 可以看到: 加气流后, NO- γ 波长为 236.1 nm 的“谱线”强度从 30 大幅减小到 10, 这意味着 (10)

式中激发态 $\text{NO}(A^2\Sigma^+)_{v'=0}$ 的密度大幅减小, 也就意味着 (9) 式中基态分子 $\text{NO}(X^2\Pi)$ 的密度大幅减小. 加气流后 $\text{NO}(X^2\Pi)$ 密度大幅减小是很容易理解的, 对此可作如下解释: NO 来自工作气体氮气和杂质氧的反应, 而杂质氧主要是放电对阻挡介质 (石英玻璃) 的刻蚀产物. 加入气流后气隙中杂质氧的密度大大降低了, 因此 $\text{NO}(X^2\Pi)$ 密度也就大幅减小了. 我们知道, 氮气汤森放电的产生很可能是由于上一次放电脉冲期间产生的氮分子亚稳态 $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$ 寿命延长到下一次放电开始前, 它们轰击阻挡介质表面, 释放表面吸附的电子, 为较低电压下的汤森放电提供大量种子电子. 气隙中杂质氧的密度降低对于维持汤森放电和抑制细丝放电是至关重要的, 因为氧将快速地消耗大量的 $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$ [22], 不利于它们的寿命延长到下一次放电开始前.

6. 结 论

在气流的帮助下, 2 mm 气隙中的大气压氮气介质阻挡均匀放电可以长时间得以维持. 根据放电电流波形和 1 μs 曝光时间的放电图像, 这种均匀放电被判定为汤森放电. 用氦氖激光器对实验中所用的光谱仪器展宽进行了标定, 并将得到的仪器展宽数据输入 Specair 软件, 计算了不同气体温度下氮分子 SPS 中 0—2 谱带的谱线轮廓. 通过用计算谱线轮廓去拟合实验谱线轮廓, 确定了氮分子的转动温度并将其近似为气体温度. 研究表明: 大气压氮气介质阻挡汤森放电并不能使气体温度大幅上升 ($\Delta T_g \leq 50 \text{ K}$), 这种气体温度的小幅上升不会引起热不稳定性而导致放电发展成为细丝放电. 气流确实可以降低放电气体温度, 但这不是使汤森放电得以维持的原因. 通过比较加入气流前后的放电光谱可知, 气流降低了气隙中杂质氧的密度, 使得更多的氮分子亚稳态 $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$ 寿命延长到下一次放电的起始时刻, 为汤森放电提供了所必需的大量种子电子.

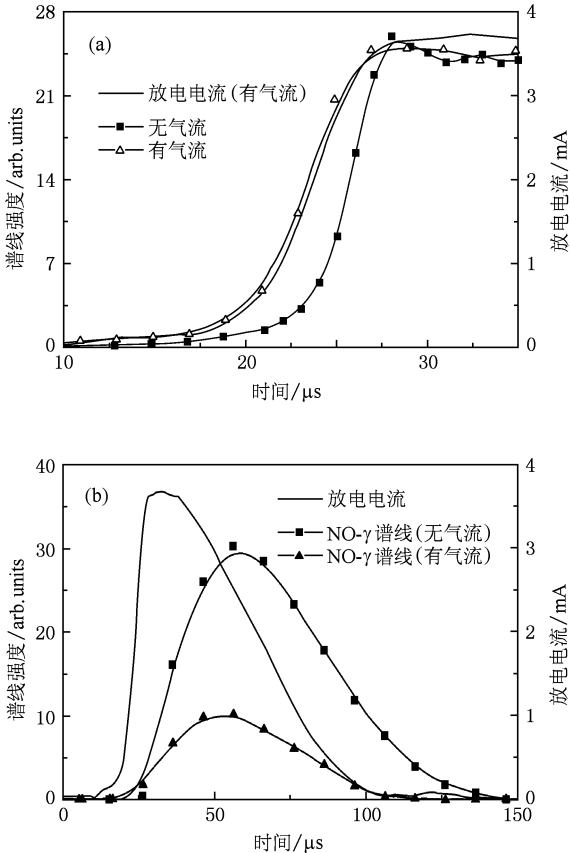


图 8 加气流前后两条“谱线”强度的比较 (a) 氮分子 SPS 波长为 337.1 nm 的“谱线”, (b) NO- γ 波长为 236.1 nm 的“谱线”

- [1] Roth J R 2001 *Industrial Plasma Engineering* (Vol. 2) (Bristol and Philadelphia; Institute of Physics Publishing) pp37—46
- [2] Kogelschatz U 2003 *Plasma Chem. Plasma Proc.* **23** 1
- [3] Wang X X 2009 *High Voltage Engineering* **35** 1 (in Chinese) [王新新 2009 高电压技术 **35** 1]
- [4] Li X C, Jia P Y, Liu Z H, Li L C, Dong L F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1001 (in Chinese) [李雪辰、贾彭英、刘志辉、李立春、董丽芳 2008 物理学报 **57** 1001]
- [5] Zhang Y, Gu B, Wang W C, Peng X W, Wang D Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5532 (in Chinese) [张 燕、顾 彪、王文春、彭许文、王德真 2009 物理学报 **58** 5532]
- [6] Zhang H Y, Wang D Z, Wang X G 2007 *Chin. Phys. B* **16** 1089
- [7] Wang X X, Lu M Z, Pu Y K 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2778 (in Chinese) [王新新、芦明泽、蒲以康 2002 物理学报 **51** 2778]
- [8] Gherardi N, Gouda G, Gat E, Ricard A, Massines F 2000 *Plasma Sources Sci. Technol.* **9** 340
- [9] Gherardi N, Massines F 2001 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29** 536
- [10] Golubovskii Y B, Maiorov V A, Behnke J, Behnke J F 2002 *J. Phys. D* **35** 751
- [11] Bektursunova R 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 2069
- [12] Raizer Y P 1991 *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer-Verlag) p53
- [13] Gomes A M, Bacri J, Sarrette J P, Salon J 1992 *J. Anal. At. Spectrosc.* **7** 1103
- [14] Laux C O, Spence T G, Kruger C H, Zare R N 2003 *Plasma Sources Sci. Technol.* **12** 125
- [15] Gomes A M, Saloum S, Sarrette J P 2004 *Plasma Chem. Plasma Proc.* **24** 239
- [16] Yanguas-Gil A, Focke K, Benedikt J, Keudell A 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 103307
- [17] Herzberg G 1983 *Molecular Spectra and Molecular Structure* (Vol. 1) (Beijing: Science Press) pp112—114 (in Chinese) [赫兹堡 G 1983 分子光谱与分子结构(第一卷)(中译本)(北京:科学出版社)第 112—114 页]
- [18] Xiang Z L, Yu C X 1982 *Plasma Diagnostic Techniques* (Vol. 1) (Shanghai: Shanghai Science and Technology Press) pp83—86 (in Chinese) [项志遴、俞昌旋 1982 高温等离子体诊断技术(上卷)(上海:上海科学技术出版社)第 83—86 页]
- [19] Laux C O 1993 *Ph. D. Dissertation* (Stanford: Stanford University)
- [20] Ionascut-Nedelcescu A, Carlone C, Kogelschatz U, Gravelle D V, Boulos M I 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 063305
- [21] Dong L F, Qi Y Y, Zhao Z C, Li Y H 2008 *Plasma Sources Sci. Technol.* **17** 015015
- [22] Brandenburg R, Maiorov V A, Golubovskii Y B, Wagner H E, Behnke J, Behnke J F 2005 *J. Phys. D* **38** 2187

Influences of gas flow on gas temperature and discharge mode in dielectric barrier discharge of nitrogen at atmospheric pressure*

Liang Zhuo¹⁾ Luo Hai-Yun²⁾ Wang Xin-Xin^{2)†} Guan Zhi-Cheng¹⁾ Wang Li-Ming¹⁾

1)(Shenzhen Graduate School, Tsinghua University, Shenzhen 518055, China)

2)(State Key Laboratory of Power System, Department of Electrical Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 29 December 2009; revised manuscript received 25 June 2010)

Abstract

Dielectric barrier discharge in nitrogen at atmospheric pressure is studied with the spectroscopy and the fast photography of the discharge. By the introduction of a nitrogen flow into the discharge gap, the homogeneous discharge in a 2 mm gap can be maintained. Based on the waveform of the discharge current characterized by a current pulse per half cycle of the applied voltage and the 1 μ s exposure discharge photograph showing a luminous layer covering the entire surface of the anode, the homogeneous discharge is identified with a Townsend discharge. The instrumental broadening of the spectrometer used in the experiment is calibrated with a helium-neon laser. The data relevant to the instrumental broadening are input into a code called Specair for calculating the spectrum profiles of 0—2 band in the second positive system of nitrogen molecules at different gas temperatures. By fitting the calculated spectrum profiles to the experimental one, the rotational temperature of the nitrogen molecules is determined. The results show that the dielectric barrier Townsend discharge in nitrogen at atmospheric pressure cannot heat the nitrogen to a high temperature ($\Delta T_g \leq 50$ K) and the small rising in temperature does not induce the thermal instability that leads to the transition of the Townsend discharge to a filamentary discharge. By the addition of a gas flow into the discharge gap, the nitrogen is indeed cooled down to a lower temperature. However, it is not the reason for the Townsend discharge to be maintained. By comparing the discharge spectra with and without the gas flow, it could be concluded that the gas flow much reduces the density of the impurity oxygen desorbed from the dielectric by the discharge and makes it possible for more nitrogen metastables to survive to the beginning time of the next discharge and to provide sufficient seed electrons which are necessary for Townsend discharge.

Keywords: dielectric barrier discharge, molecular spectroscopy, instrumental broadening, molecular rotational temperature

PACC: 5280D, 0720D, 3370J

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50537020).

† Corresponding author. E-mail: wangxx@tsinghua.edu.cn