

## 大气压介质阻挡放电超四边形斑图的等离子体参量\*

陈俊英 董丽芳<sup>†</sup> 李媛媛 宋倩 嵇亚飞

(河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

(2011年5月25日收到; 2011年7月15日收到修改稿)

本工作利用双水电极介质阻挡放电装置, 采用发射光谱方法, 在大气压氩气介质阻挡放电中研究了由不同空间尺度微放电通道构成的超四边形斑图的等离子体参量. 实验发现直径较大的微放电通道(大点)和直径较小的微放电通道(小点)亮度不同. 采用氮分子第二正带系谱线计算了分子振动温度, 利用谱线强度比方法得到了电子激发温度, 用氩原子 696.54 nm 谱线的 Stark 展宽估算了电子密度. 结果显示小点的电子密度和分子振动温度均高于大点, 而电子激发温度低于大点. 这说明稳定超四边形斑图中不同尺度微放电的等离子体状态不同.

**关键词:** 介质阻挡放电, 超四边形斑图, 等离子体参量

**PACS:** 52.80.Tn, 52.80.Mg, 05.65.+b, 05.70.Fh

## 1 引言

近年来, 大气压介质阻挡放电 (dielectric barrier discharge, DBD) 以其设备简单、应用前景广泛等特点, 成为等离子体物理与技术的重要研究领域, 引发了国内外的研究热潮<sup>[1,2]</sup>. 大气压介质阻挡放电在不同的条件下, 可实现丝状放电、均匀放电及周期性点阵放电(斑图)等不同的放电模式<sup>[3]</sup>. 丝状模式已被广泛地应用于臭氧产生、环境污染治理等工业领域<sup>[4]</sup>. 大气压均匀放电, 在均匀处理材料表面等领域具有广泛的应用前景<sup>[5]</sup>. 在周期性点阵结构中, 等离子体放电通道的折射率与不放电气体的折射率不同, 因此, 周期性点阵结构实际上就是一个二维等离子体光子晶体, 在控制电磁波传播、滤波、调制及光开关方面具有广泛的应用前景<sup>[6]</sup>. 对于丝状放电和周期性点阵放电而言, 放电都是由许多微放电通道构成, 几乎所有的反应动力学都发生在这些微放电通道内. 为了扩大应用范围、提高应用效率, 人们迫切希望测得大气压介质阻挡放电的等离子体参量如电子温度、电子密度等. 另一方面, 等离子体参量对于研究等离子体内部的激发、离化机理、能量的消耗过程以及对于 DBD 等离子

体物理模型的建立都极其重要.

目前, 等离子体诊断的方法主要有: 静电朗缪尔探针法、微波干涉法、激光 Thomson 散射法和光谱分析方法. 光谱分析方法有被动光谱和主动光谱, 而发射光谱作为被动光谱是一种无干扰的原位测量而成为等离子体诊断中应用最广泛的一种方法. 通过分析谱线线形、线宽以及相对强度, 可确定等离子体的多种物理参量, 如电子温度、电子密度、气体温度和分子振动温度等等.

等离子体参量光谱诊断的研究主要集中在近几十年. 包括用不同发射(吸收)谱线强度比法测量的电子温度<sup>[7]</sup>, 用分子振动谱线和转动谱线强度测量的振转温度<sup>[8]</sup>以及由转动谱线拟合近似得到的气体温度<sup>[9]</sup>, 用发射谱线的 Stark 展宽确定电子密度等<sup>[10]</sup>. Kozlov 等人于 1995 年用横向相关光谱 (CCS) 技术测量了单个微放电通道中光强的时空分辨光谱<sup>[11]</sup>, 并进一步研究了微放电通道中电场和电子密度的时空分布<sup>[12]</sup>. Davide Mariotti 等人利用氩 4p 能级发射的四条谱线计算了大气压微放电的电子温度<sup>[13]</sup>, Sola 小组还利用发射谱线中不同谱线交叉点的方法同时得到了微波等离子体中的电子温度和电子密度<sup>[14]</sup>. 而关于大气压介质阻

\* 国家自然科学基金(批准号: 10975043), 河北省自然科学基金(批准号: 2010000185), 河北省教育厅重点项目(批准号: ZD2010140)和 2010 年度高等学校博士学科点专项科研基金资助课题(批准号: 20101301110001)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: Donglf@mail.hbu.edu.cn

阻挡放电斑图等离子体参量的测量则较少. 介质阻挡放电中斑图类型非常丰富, 包括简单斑图如四边形、六边形、条纹斑图等以及结构复杂的超点阵斑图如超四边形、各种类型的超六边形斑图等等. 本小组曾就单个微放电通道中的电子密度进行了研究<sup>[15]</sup>. 另外, 我们还测量了两种稳定的简单放电斑图如四边形和六边形中单个微放电通道的电子密度并用拟合参数估计了电子温度<sup>[16]</sup>. 而对于结构复杂的超点阵斑图, 其等离子体参量的研究至今还是个空白, 这主要归因于复杂超点阵斑图在其他系统中不易获得. 近年来, 本实验小组通过特殊设计的水电极介质阻挡放电装置, 在气体放电中实现了多种超点阵斑图包括超四边形斑图、超六边形斑图、蜂窝斑图等等. 这些复杂的超点阵斑图都是由尺度不同的微放电通道构成, 因此不同尺度微放电的等离子体参量及等离子体状态就成为研究介质阻挡放电机理不可或缺的重要内容.

本工作采用发射光谱方法, 对大气压介质阻挡放电系统中出现的由尺度不同的微放电通道构成的超四边形斑图的等离子体参量包括分子振动温度、电子激发温度和电子密度进行了测量分析. 其结果对于超点阵斑图在等离子体光子晶体方面的应用及 DBD 等离子体物理模型的建立都有着至关重要的意义.

## 2 实验装置

实验装置由电极、真空室、驱动电源及信号的采集和分析四部分组成, 如图 1 所示. 放电电极由两个装满水的内径为 90 mm 的圆柱形容器组成, 两端用厚度为 1.5 mm 的玻璃片作为电介质, 与高压交流电源两极相连的金属环浸入水中. 电源的电压调节范围为 0—10 kV, 频率为 40 kHz. 放电气体为 99.992% 的氩气和 0.008% 空气的混合气体. 利用厚度为 1.5 mm 的玻璃片构成一个 3.0 cm×3.0 cm 的正方形边界. 外加电压用高压探头 (Tektronix P6015A, 1000X) 探测, 并由数字示波器 (Tektronix TDS3054, 500MHz) 采集存储. 用数码相机 (DiMAGE Z2) 从端面拍摄放电丝的空间分布. 放电发出的光经焦距为 10cm 的透镜会聚通过光纤进入光谱仪 (ACTON SP-2758, CCD: 1340×400 pixels), 用计算机进行存储和处理. 测量的空间分辨率为 0.1 mm. 为了提高收集光强, 光栅的狭缝固定在 50 μm.

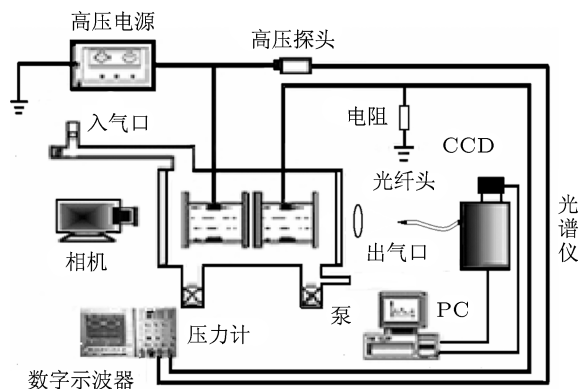


图 1 实验装置图

## 3 实验结果与讨论

将电源频率固定在 40 kHz, 增大电压的过程中, 放电经历了随机放电丝、四边形斑图、准超点阵斑图, 当外加电压  $U = 4.4$  kV 时在整个放电区域形成了如图 2(a) 所示的由不同尺度的微放电通道构成的稳定超四边形斑图. 图中的每一个亮点代表一个等离子体微放电通道, 其中较粗的等离子体通道 (大点) 和较细的等离子体通道 (小点) 直径分别为约 0.28 cm 和 0.08 cm. 黑色区域为放电背景区域, 等离子体密度稀薄. 图中显见, 超四边形斑图由粗细不同的微放电通道构成的两套四边行子结构相互嵌套而成, 具有复杂的空间周期性结构. 所有的大点构成一套四边行子结构, 所有的小点构成另外一套四边行子结构, 小点都处在在大点四边形的中心位置且大小点在亮度上有所区别, 如图 2(b) 所示. 我们针对这两种空间尺度分别进行了等离子体的光谱诊断.

实验首先在 300—800 nm 范围采集了大点和小点发射光谱如图 3 所示, 发现谱线主要由氩原子谱线 (Ar I: 650—800 nm) 和氮分子第二正带系谱线 (300—450 nm) 构成. 总体上小点的光谱强度要大于大点, 这和上述小点亮度大于大点的结果一致.

发射光谱中出现的氮分子第二正带系 ( $C^3\Pi_u-B^3\Pi_g$ ) 谱线可以用来计算等离子体的分子振动温度<sup>[17]</sup>. 在局域热平衡条件下, 上态粒子数分布满足玻尔兹曼分布

$$N_{v'} = N_0 e^{-E_{v'}/kT_v}. \quad (1)$$

双原子分子带系发射光谱中的谱带强度公式

$$I_{v'v''} = hc\nu_{v'v''} A_{v'v''} N_{v'}. \quad (2)$$

由 (1) 和 (2) 式可以得到

$$\ln B = C_0 - \frac{E_{v'}}{kT_V}, \quad (3)$$

其中,  $C_0$  为常数,  $B = I_{v'v''}/(v_{v'v''} A_{v'v''})$ , 分子振动能级振动能量

$$E_{v'} = \omega_e(v' + \frac{1}{2}) - \omega_e x_e(v' + \frac{1}{2})^2 + \omega_e y_e(v' + \frac{1}{2})^3 + \dots \quad (4)$$

对氮分子而言, 振动常数  $\omega_e = 2035.1 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\omega_e x_e = 17.08 \text{ cm}^{-1}$ , 第三项及后面的项可忽略.

由 (3) 式可以看出  $\ln B$  随  $E_{v'}$  线性变化, 其负斜率即为振动温度的倒数, 由此可得到氮分子的振动温度  $T_v$ . 为了减小拟合误差, 本工作采用了两组振动序带:  $\Delta v = -2$  (0—2, 1—3, 2—4) 和  $\Delta v = -3$  (0—3, 1—4, 2—5).

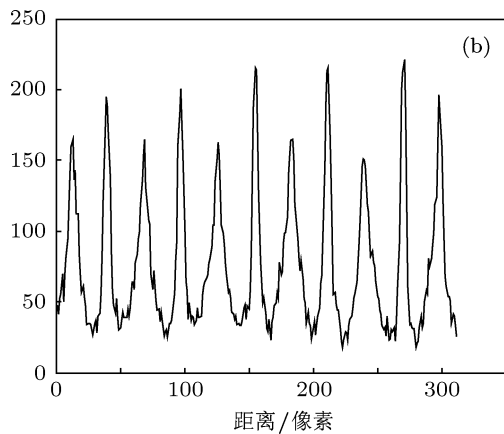
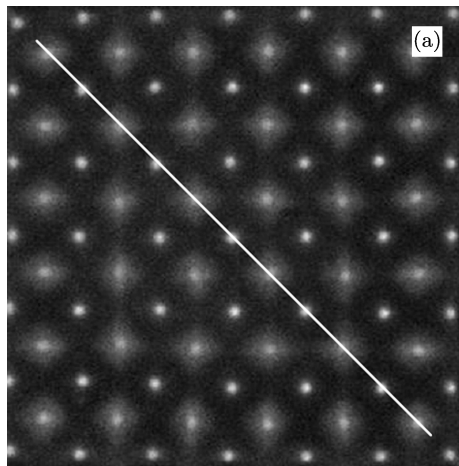


图 2 (a) 大气压介质阻挡放电超四边形斑图照片; (b) 沿图示对角线的光强分布 (实验条件:  $p = 1 \text{ atm}$  ( $1 \text{ atm} = 1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$ ),  $U = 4.4 \text{ kV}$ ,  $f = 40 \text{ kHz}$ , 99.992% 的氮气含量)

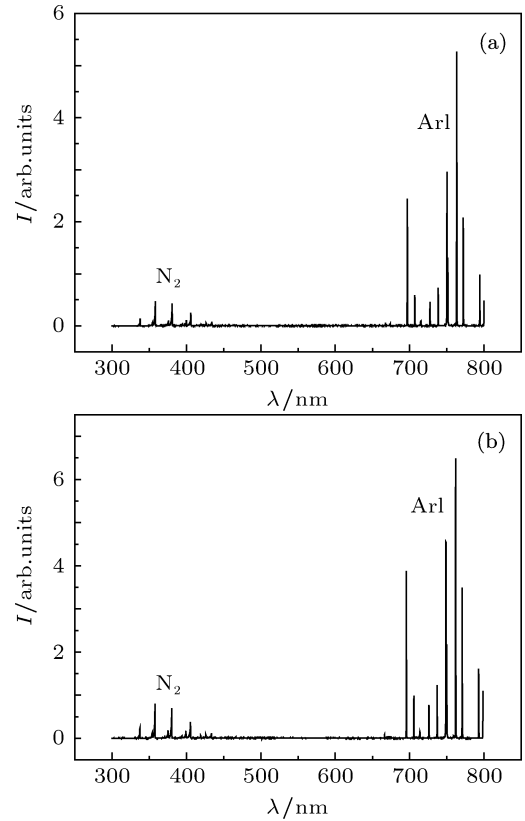


图 3 实验采集到的超四边发射全谱 (a) 大点中心; (b) 小点

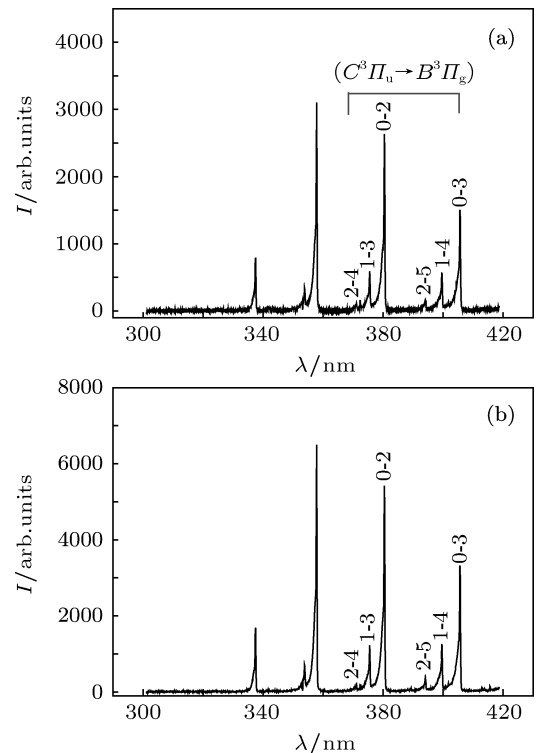


图 4 实验采集到的氮分子  $\text{N}_2$  第二正带系的光谱及计算振动温度所需的跃迁谱线 (a) 大点; (b) 小点. 其他实验条件:  $U = 4.4 \text{ kV}$ , 频率  $f = 40 \text{ kHz}$ , 放电间隙  $d = 1.5 \text{ mm}$

图 4 为实验采集到的氮分子第二正带系的光谱数据, 其中 (a) 为大点, (b) 为小点. 三十多组数据

进行平均的计算结果表明大点和小点的振动温度分别为  $1660 \pm 20 \text{ K}$  和  $1760 \pm 20 \text{ K}$ .

另外, 氩原子谱线的相对强度可以用来表征电子激发温度. DBD 是一种非平衡态等离子体, 但是通常认为其局部可以达到近似热平衡. 一对同一元素或离子谱线  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$ , 其强度分别为  $I_1$  和  $I_2$ , 由下式给出:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 g_1 \lambda_2}{A_2 g_2 \lambda_1} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{k T_{\text{exc}}}\right), \quad (5)$$

式中下标 1, 2 是分别指第一与第二条谱线. 其中  $I_{1,2}$  为第一和第二条谱线的积分强度,  $\lambda$  是波长,  $g$  为相应谱线上能级的统计权重,  $E$  是相应上能级的激发能,  $A$  为相应跃迁概率,  $T_{\text{exc}}$  为电子激发温度.

我们选用强度较大的 ArI 763.51 nm ( $2P_6 \rightarrow 1S_5$ ) 和 772.42 nm ( $2P_2 \rightarrow 1S_3$ ) 两条谱线进行电子激发温度的诊断, 所需参数见文献 [18]. 所得到的平均结果显示大点的电子激发温度高于小点, 分别为  $5450 \pm 100 \text{ K}$  和  $2810 \pm 100 \text{ K}$ . 在介质阻挡放电中, 电子激发是电子能量损失的主要途径, 因而可用电子激发温度估计电子温度, 因此可认为大点的电子温度高于小点.

电子密度和分子振动温度及电子激发温度一样, 也是一个非常重要的等离子体参量. 为此, 我们对超四边形斑图中大小点的电子密度进行了测量. 实验中采用氩原子 696.54 nm 谱线的 Stark 展宽来测量电子密度. 非氢原子主要是二次 Stark 效应, 其 Stark 展宽是电子密度  $N_e$  和电子温度  $T_e$  的复杂函数, 由下式表示 [10]:

$$\begin{aligned} \omega_t = & 2 \times [1 + 1.75 \times 10^{-4} N_e^{1/4} \alpha \\ & \times (1 - 0.068 N_e^{1/6} T_e^{-1/2})] \\ & \times 10^{-16} \omega_e N_e, \end{aligned} \quad (6)$$

其中  $\omega_t$  为 Stark 展宽,  $\omega_e$  为电子碰撞展宽参数,  $\alpha$  为离子碰撞展宽参数, 它们都是电子温度的函数.

放电等离子体中原子发射光谱的线型是由几种不同的展宽机理所导致, 主要有自然展宽、Doppler 展宽、仪器展宽和压力展宽, 压力展宽又包括共振展宽、van der Waals 展宽和 Stark 展宽. 自然展宽和共振展宽在等离子体中通常可以忽略 [19]. Doppler 展宽来自于原子或离子的热运动. 对于满足 Maxwell 速率分布的辐射原子或离子, 其谱线的 Doppler 展宽为高斯 (Gaussian) 线型. 仪器展宽取决于光谱仪的狭缝宽度和散射系统, 在

多数情况下, 其线型可近似为一个由高斯线型和洛伦兹 (Lorentzian) 线型卷积而成的 Voigt 函数. van der Waals 展宽来自于激发态原子和处于基态的中性原子的感应偶极子的相互作用, 属于 Lorentzian 线型. Stark 展宽是由等离子体中的电子碰撞和离子碰撞决定的, 对非氢原子来说, 其 Stark 效应是一种非对称光谱线型  $j(\lambda)$ :

$$j(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{W_R(\beta) d\beta}{1 + [(\lambda - \lambda_0 - d_e)/\omega_e - \alpha\beta^2]^2}, \quad (7)$$

其中  $\lambda_0$  是中心波长,  $d_e$  是电子碰撞 Stark 频移,  $\omega_e$  是电子碰撞展宽参数,  $\alpha$  是离子碰撞展宽参数,  $W_R(\beta)$  是等离子体的微场分布函数 [20], 依赖于德拜壳和离子-离子相关的无维参数  $R$ .

实验中, 光谱仪采集到的氩原子发射谱线是 Gaussian 线型 (来自于 Doppler 加宽, 仪器加宽的 Gaussian 部分)、对称的 Lorentzian 线型 (来自于 van der Waals 加宽, 仪器加宽的 Lorentzian 部分) 和不对称的 Lorentzian 线型 (来自于 Stark 加宽) 的卷积结果, 因此, 总的光谱线型  $K(\lambda)$  可写成三重积分的形式

$$\begin{aligned} K(\lambda) = & \int_{-\infty}^\infty G(\lambda - y) \int_{-\infty}^\infty S(y - \tau) j(\tau) d\tau dy \\ = & \int_{-\infty}^{+\infty} G(\lambda - y) \\ & \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^\infty \frac{2}{\pi} \frac{\omega_1}{4(\tau - y)^2 + \omega_1^2} \\ & \times \frac{W_R(\beta) d\beta}{1 + ((\tau - \lambda_0 - d)/\omega_e - \alpha\beta^2)^2} d\tau dy \\ = & \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\lambda_G \pi \sqrt{\pi}/2} \exp\left[\frac{-2(y - \lambda)^2}{\lambda_G^2}\right] \\ & \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^\infty \frac{2}{\pi} \frac{\omega_1}{4(\tau - y)^2 + \omega_1^2} \\ & \times \frac{W_R(\beta) d\beta}{1 + ((\tau - \lambda_0 - d)/\omega_e - \alpha\beta^2)^2} d\tau dy. \end{aligned} \quad (8)$$

通过卷积线型和实验线型的拟合, 可得到  $\lambda_G$ ,  $\omega_e$ ,  $\alpha$  和  $d_e$  的值. 再经过反卷积将 Lorentzian 线型和 Gaussian 线型分离, 得到总的 Lorentzian 展宽. 总的 Lorentzian 展宽是 van der Waals 展宽、仪器展宽的 Lorentzian 部分和 Stark 展宽的线性之和, 去除其余两部分即可得到 Stark 展宽. 其中 van der Waals 展宽和等离子体的气体温度有关 [21]. 本实验小组前期工作中得到了介质阻挡放电的气体温度随气压的变化 [21]. 沿着气体温度的增大趋势, 本实验气

体温度大约为 600 K, 并由此得到 van der Waals 展宽的值为 0.017 nm. 仪器展宽经测量其 Lorentzian 部分为 0.00238 nm. 再由电子激发温度估算电子温度将 Stark 展宽代入 (6) 式可以计算出电子密度.

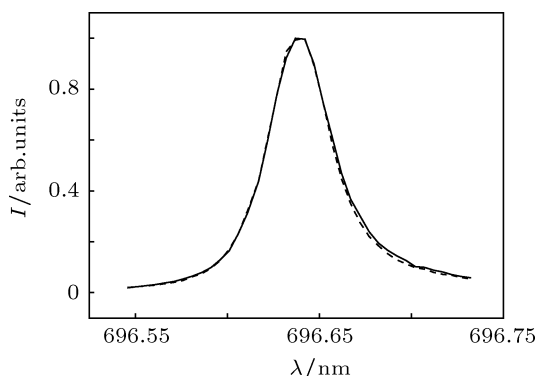


图5 实验采集的超四边形斑图中氩原子 696.54 nm 谱线, 其中虚线对应大点中心, 实线对应小点

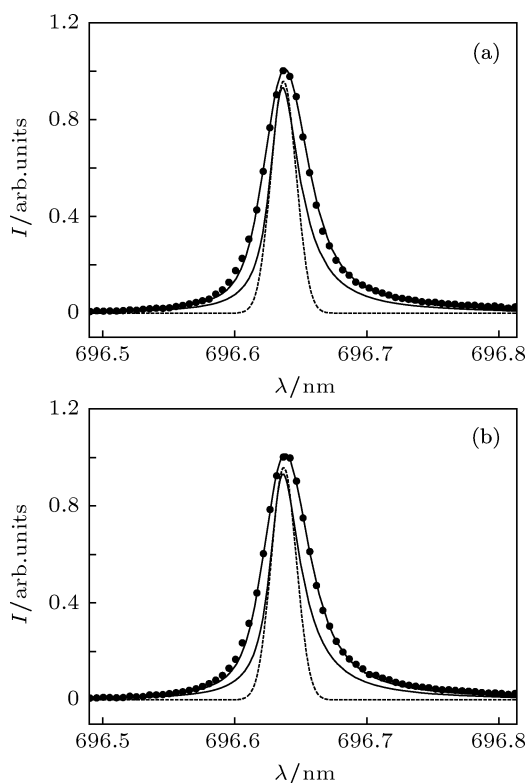


图6 超四边大小点 696.54 nm 谱线反卷积结果 (其中●代表实验采集到的光谱数据, 虚线为高斯线形, 细实线为洛伦兹线形, 粗实线为卷积线形) (a) 大点; (b) 小点

图5 为利用 2400 线/mm 的光栅采集到的氩原子 696.54 nm 谱线的实验曲线, 其中虚线对应大点, 实线对应小点. 图中两条谱线线型基本相同, 但是在半宽上还是有一些差别, 可以看到小点的半宽稍大. 如前所述, 氩原子谱线的展宽机理主要考虑了包括仪器展宽、Doppler 展宽、van der Waals 展宽

和 Stark 展宽. 由于光谱仪狭缝缝宽固定, 仪器展宽是不变的. Doppler 展宽和范德瓦尔斯展宽与气体温度有关, 这里可认为同样放电条件下这两种展宽在整个放电区域内是均匀的. 因此整体谱线线型宽度的比较可以表征 Stark 展宽的大小. 根据上述展宽机理的分析可以得出小点处 Stark 展宽的值较大. 由 (6) 式我们知道, 当电子温度相同时 Stark 展宽和电子密度成正变关系; 而同样 Stark 展宽的情况下, 电子温度越低则对应的电子密度越高. 前面提到小点的电子激发温度低于大点且 Stark 展宽较大, 因此超四边形斑图中发光强度较大的小点中心的电子密度比大点中心要大.

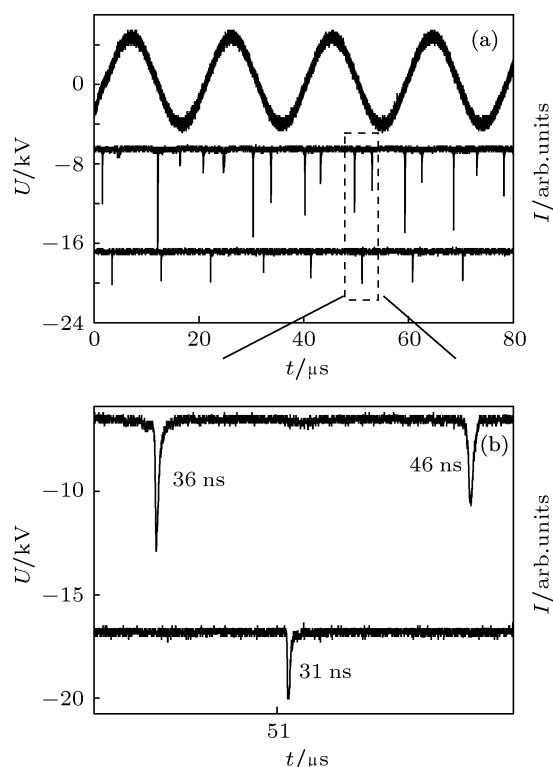


图7 超四边形斑图大小点光信号及光信号放大图 (a) 大小点光信号, 其中上行为电压信号, 中间为大点光信号, 下行为小点光信号; (b) 虚线框内的信号放大图. 其中小点光信号脉宽为 31 ns, 大点上升沿脉宽 46 ns, 大点下降沿脉宽 36 ns

我们将实验采集的 696.54 nm 谱线进行了反卷积运算如图 6 所示. 计算结果表明, 大点和小点对应的 Stark 展宽分别为 0.00501 nm 和 0.00687 nm. 按照 Greim 等人提供的 ArI 谱线 Stark 展宽的相关参数<sup>[10]</sup>, 假设大点和小点的电子温度分别为 2 eV 和 1 eV, 计算得到的大点和小点的电子密度分别为  $3.43 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  和  $6.18 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . 可以看出, 虽然大小点的 Stark 展宽值差别较小, 仅为 0.001 nm 左右, 但其电子密度的差别还是比较明显的.

以上结果表明,超四边形斑图中不同尺度的微放电通道亮度不同,等离子体参量也有所不同,这可能跟其放电过程有关.为此我们对放电光信号进行了测量分析,发现小点在每电压半周期上升沿放电一次;而大点在半周期内放电两次,一次发生在小点放电之后的电压上升沿,一次发生在下降沿如图 7(a) 所示.上升沿放电为外加电场主导放电,放电后产生的正负电荷向两极移动,形成与外加电场反向的壁电荷电场,放电过程中的电流密度越大,就能越快速地积累壁电荷,放电持续时间越短.反之,放电电流密度较小时,壁电荷的积累过程较慢,放电持续时间较长,这时空间电荷向周围扩散,会形成直径较大的微放电通道.当上升沿放电积累的壁电荷足够多时,在外加电压的下降沿,一般是在电压零点附近,壁电荷电场克服外加电场达到击穿阈值发生壁电荷主导放电.此时的净电场近似为壁电荷电场,是一个有限值,放电开始后新产生的电荷很快中和掉原来的壁电荷,导致电场减小,到低于击穿阈值时放电结束.因此同上升沿放电相比,同样放电强度的情况下,下降沿放电持续时间要短一些.对图 7(a) 虚线框内大小点放电光信号进行放大以后发现(图 7(b)),小点的脉冲半宽约为 31 ns,大点上升沿和下降沿脉冲半宽分别为 46 ns 和 36 ns.这说明上升沿放电时小点的放电电流密度较大,因而其电子密度较大.但由于大点放电持续时间较长从而积累了更多的壁电荷,致使大点在电压变化的下降沿出现一次壁电荷主导放电.大点下降沿放电脉宽小于上升沿说明下降沿放电的电流密度和上升沿相当或稍大.而大点的下降

沿放电脉宽大于小点上升沿,说明大点下降沿放电的电流密度也小于小点,其电子密度较小.另外,大点的电子温度高于小点的电子温度,振动温度低于小点的振动温度,可能是由于电子温度较低时,能量较低的电子数目较多,而振动激发所需能量低,使得产生振动激发的电子数目较多,从而使分子振动温度较大.

## 4 结论

本工作在利用介质阻挡放电装置得到的由不同尺度微放电通道构成的稳定超四边形斑图的基础上,采用发射光谱方法研究了其等离子体参量.实验得到的超四边形斑图中较粗的微放电通道(大点)和较细的微放电通道(小点)直径分别约为 0.28 cm 和 0.08 cm.所有的大点构成一套四边形子结构,所有的小点构成另外一套四边形子结构并且小点都处在四点四边形的中心位置.小点中心光强大于大点中心.采用氮分子第二正带系谱线计算了分子振动温度,利用谱线强度比方法得到了电子激发温度,用氩原子的 Stark 展宽估算了电子密度.统计结果显示大点的电子激发温度高于小点,而分子振动温度和电子密度均低于小点.分析表明,不同尺度的微放电通道亮度及等离子体参量的差别可能跟其放电过程有关.说明在稳定的超四边形斑图中,不同尺度微放电的等离子体状态是不同的.这些结果对于超点阵斑图在等离子体光子晶体方面的应用有很重要的参考意义.

- [1] Kogelschatz U 2002 *IEEE Trans on Plas. Sci.* **30** 1400
- [2] S H Liu, Neiger M 2001 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 1632
- [3] Hao Y P, Yang L, Tu E L, Chen J Y, Zhu Z W, Wang X L 2010 *Acta Phys Sin.* **59** 2610 (in Chinese) [郝艳捧, 阳林, 涂恩来, 陈建阳, 朱展文, 王晓蕾 2010 物理学报 **59** 2610]
- [4] Koichi T, Tamiya F 2001 *IEEE Trans. on Plasma Sci.* **29** 518
- [5] Wang Y H, Wang D Z 2006 *Acta Phys Sin.* **55** 5923 (in Chinese) [王艳辉, 王德真 2006 物理学报 **55** 5923]
- [6] Ouyang Q 2000 *Pattern Formation in Reaction-Diffusion Systems* (Shanghai: Shanghai Scientific & Technological Publishing Education House) (in Chinese) [欧阳颀 2000 反应扩散系统中的斑图动力学 (上海: 上海科技教育出版社)]
- [7] Pu Y D, Yang J M, Jin F T, Zhang L, Ding Y K 2011 *Acta Phys Sin.* **60** 045210 (in Chinese) [蒲昱东, 杨家敏, 靳奉涛, 张璐, 丁永坤 2011 物理学报 **60** 045210]
- [8] Masoud N, Martus K, Figus M, Becker K 2005 *Contrib. Plasma Phys.* **45** 30
- [9] Nersisyan G, Graham W G 2004 *Plasma Sources Sci. Technol.* **13** 582
- [10] Griem H R 1974 *Spectral line broadening by plasmas* (New York: Academic)
- [11] Kozlov K, Shepeliuk O, Monyakin A, Dobryakov V, Samoilovich V 1995 *Experimental Proc. Annual Congress of the Polish Chemistry Society* (Lublin, Poland) 79—83
- [12] Kozlov K V, Wagner H E, Brandenburg R, Michel P 2001 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 3164
- [13] Davide Mariotti, Yoshiki Shimizu, Takeshi Sasaki, Naoto Koshizaki 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 201502
- [14] Torres J, Palomares J M, Sola A, J J A M vander Mullen, Gamero A 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 5929
- [15] Dong L F, Ran J X, Mao Z G 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 161501
- [16] Dong L F, Qi Y Y, Zhao Z C, Li Y H 2008 *Plasma Sources Sci.*

- Technol.* **17** 015015
- [17] Herzberg G *Molecular Spectra and Molecular Structure I. Spectra of Diatomic Molecules* (中译本, 分子光谱与分子结构, 第一卷: 双原子分子光谱) (北京: 科学出版社), 1983, p155
- [18] Dong L F, Ran J X, Mao Z G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2167 (in Chinese) [董丽芳, 冉俊霞, 毛志国 2005 物理学报 **54** 2167]
- [19] Pellerin S, Musiol K, Pokrzywka B, Chapelle J 1996 *J. Phys.* B **29** 3911
- [20] Potekhin A Y, Chabrier G, Gilles D 2002 *Phys. Rev. E* **65** 1
- [21] Dong L F, Qi Y Y, Liu W Y, Fan W L 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 013301

# Plasma parameters of square superlattice pattern in a dielectric barrier discharge\*

Chen Jun-Ying Dong Li-Fang<sup>†</sup> Li Yuan-Yuan Song Qian Ji Ya-Fei

(College of Physics Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China)

(Received 25 May 2011; revised manuscript received 15 July 2011)

## Abstract

Dielectric barrier discharge is an important method of producing nonequilibrium low-temperature plasma. Measurement of the plasma parameters is highly valuable for its industrial application. Plasma parameters of square superlattice pattern are investigated by optical emission spectroscopy in a dielectric barrier discharge by using a two-liquid-electrode dielectric barrier discharge device in argon at atmospheric pressure. It is found that the light intensity of the large diameter microdischarge channel (big dot) is different from that of the small diameter channel (small dot). Vibrational temperature is investigated by using the N<sub>2</sub> second positive spectrum. Electronic excitation temperature is measured by means of spectral line intensity ratio. Electron density is obtained by using the stark broadening of Ar atom 696.54 nm spectral line. The results show that the electron density and the vibrational temperature of the small dot are larger than those of the big dot but the electronic excitation temperature is lower than that of the big dot. It is suggested that the plasma state of the big dot is different from that of the small dot in the stable square superlattice pattern.

**Keywords:** dielectric barrier discharge, square superlattice pattern, plasma parameter

**PACS:** 52.80.Tn, 52.80.Mg, 05.65.+b, 05.70.Fh

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10975043), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. A2010000185), the Key project of Department of Education of He-bei Province (Grant No. ZD2010140), and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education (Grant No. 20101301110001).

<sup>†</sup> E-mail: Donglf@mail.hbu.edu.cn