

# 氩气放电中四边形发光斑图形成过程研究\*

董丽芳<sup>†</sup> 范伟丽 李雪辰 高瑞玲 刘富成 李树锋 贺亚峰

(河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

(2005 年 12 月 8 日收到, 2006 年 1 月 10 日收到修改稿)

采用介质阻挡放电装置, 在不同的边界条件下, 在大气压氩气放电中观察到了稳定的四边形发光斑图. 采用光电倍增管, 在纳秒时间尺度测量了四边形斑图的时空动力学, 发现它是由两套具有时间反演行为的四边形子结构交替振荡并相互嵌套而成的. 讨论了介质表面的壁电荷分布对发光斑图的形成及其时空动力学行为的影响.

关键词: 介质阻挡放电, 四边形斑图, 壁电荷

PACC: 5280P, 0547, 0565

## 1. 引 言

斑图是指在时间上或空间上具有某种规律性的非均匀结构是一种典型的非线性自组织现象. 它广泛地存在于自然界中, 例如动物的体表花纹和沙漠条纹等. 它也可在实验室中获得, 如对流斑图、化学反应扩散斑图和振荡沙盘斑图等. 近年来, 人们采用不同结构的电极, 在气体放电中获得了等离子体发光斑图, 如六边形斑图、条纹斑图、螺旋波斑图及四边形斑图等<sup>[1-7]</sup>.

在很多斑图系统中, 边界对斑图的形成和演化起着很重要的作用<sup>[8]</sup>. 一般而言, 根据边界对斑图的影响不同, 边界可分成四类: 力迫型边界 (forcing boundary)、非力迫型边界 (nonforcing boundary)、加强型边界 (enhancing boundary) 和抑制型边界 (suppressing boundary). 非力迫型边界对斑图的形成和演化几乎没有影响; 力迫型边界条件能够改变系统的均匀稳定解, 进而改变系统选择的斑图模式; 加强型边界条件是指由于边界的存在加强了边界附近模的不稳定性, 随着实验参数的增大, 使边界附近的斑图比中心区域提前发生失稳; 而最常见的边界形式是抑制型边界, 其主要特点是在这种边界条件下斑图的形成所需要的临界参数值 ( $P_c(L)$ ) 要大于开放边界下该斑图失稳的临界参数值 ( $P_c$ ). 本工作的

目的之一是要研究气体放电中的边界条件属于哪类边界条件.

作为一种典型的斑图类型, 四边形斑图已在许多非平衡态系统, 如对流系统<sup>[9,10]</sup>, 非线性光学系统<sup>[11]</sup>, 法拉第系统<sup>[12,13]</sup>和磁流体系统<sup>[14]</sup>等中被观察到. 本小组采用水电极的介质阻挡放电 (DBD) 装置, 在大气压氩气放电中观察到了四边形发光斑图<sup>[6,7]</sup>, 并且发现它是由两套四边形相互嵌套而成的. 为了进一步搞清四边形发光斑图的形成机制, 本工作在上述工作的基础上, 研究了不同形状的边界条件下四边形斑图的形成, 讨论了介质阻挡放电中电介质表面的壁电荷对发光斑图的形成以及时空动力学行为的影响.

## 2. 实验装置

图 1 为实验装置示意图, 两个内径为 65mm 的圆柱形容器装满水, 每个容器的端面是厚度为 1.5mm 的玻璃片, 玻璃片兼作电介质. 两个金属钛环分别浸入两个容器的水中, 并分别与高压交流电源两极相连. 厚度为 1.5mm 的不同形状的玻璃框加在相对放置的两个容器之间, 形成不同边界形状的放电区域. 上述装置放在一密闭的大容器内, 容器中充满氩气, 气压为  $10^5$  Pa. 交流电源的峰值电压在 0—10 kV 间可调, 频率为 20—100 kHz. 电压幅度值

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10375015, 10575027), 教育部高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20050075001) 和河北省自然科学基金 (批准号: A2004000086, A2006000950) 资助的课题.

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

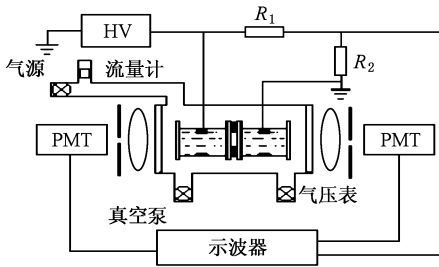


图 1 实验装置示意图

由高压探头(Tektronix P6015A 1000X)测量. 放电丝斑图由数码相机(DiMAGE Z2)记录. 通过透镜系统可测量特定的放电丝的光信号,由光电倍增管PMT(RCA 7625)采集并由示波器(Tektronix TDS3054B)记录.

### 3. 结果与讨论

如图 2 所示,实验在矩形、圆形和三角形边界条件下都获得了稳定的四边形斑图. 大体上,四边形斑图都是由随机放电丝或六边形演化而来. 实验发现,四边形的产生都首先在放电区域的中心发生,尔后随着电压的升高再扩展到边界附近,布满整个放电区域,这与有圆形边界条件下螺旋波的形成是不同的<sup>[5]</sup>. 边界仅仅对其附近的放电丝有影响,而在远离边界的区域,放电丝的对称性由系统本身的参数决定;另外,加边框时产生四边形斑图所需要的外加电压比不加任何边框时要大. 可见,针对四边形斑图而言,所使用的边界条件似乎属于抑制型边界条件,而对螺旋波则为力迫型边界. 考虑到形成螺

旋波的外加电压比四边形斑图的外加电压高,所以气体放电中的边界条件的类型是随着外加电压等参量变化的.

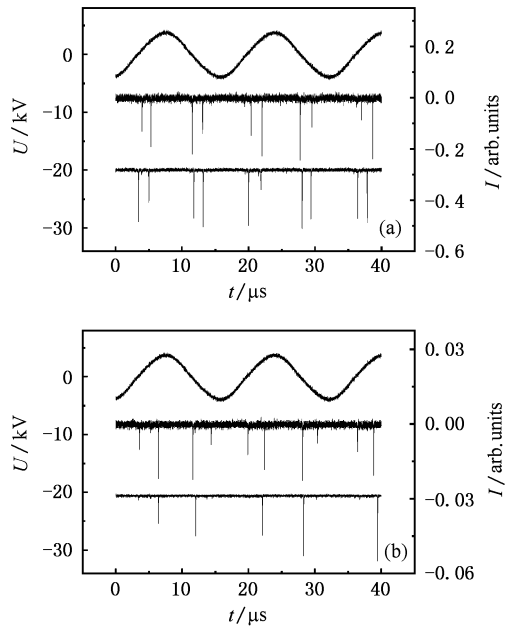


图 3 矩形边界条件下四边形发光斑图的光信号( $U = 3.6 \text{ kV}$ ,  $f = 57 \text{ kHz}$ ,  $d = 1.5 \text{ mm}$ ):(a)上部曲线为外加电压波形,中部为四边形斑图总光信号,下部为四边形中任一行或列上任意两个相邻放电丝的光信号;(b)上部曲线为外加电压波形,中部为四边形斑图总光信号,下部为四边形中任一一对角线上任意两个相邻放电丝的光信号

为了搞清边界条件是否影响四边形斑图的时空行为,我们在纳秒时间尺度上,测量了不同边界条件下的四边形斑图中放电丝间的时间相关性. 图 3 给出了在矩形边界条件下测量的四边形斑图的光信

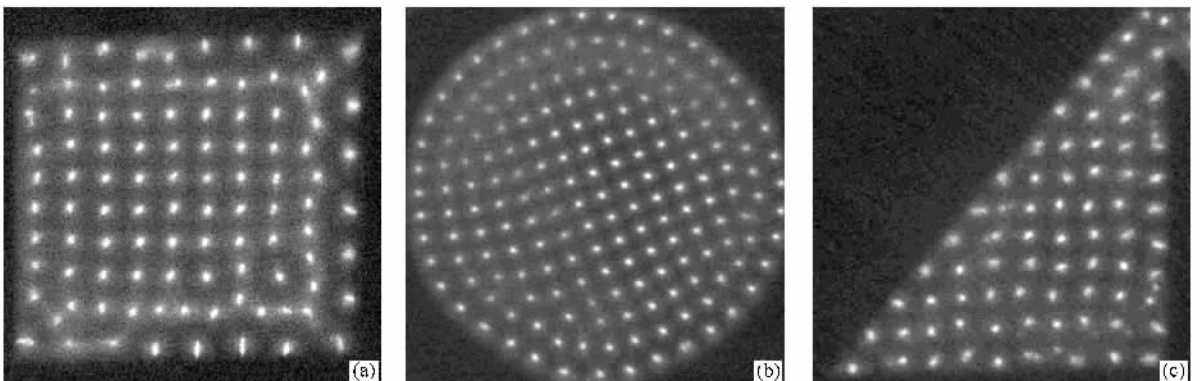


图 2 不同边界条件下,大气压氩气介质阻挡放电中的四边形斑图 (a)长方形边界条件  $U = 3.6 \text{ kV}$ ,  $f = 57 \text{ kHz}$ ,  $d = 1.5 \text{ mm}$ ,放电区域面积  $3.3 \times 3.6 \text{ cm}$  (b)圆形边界条件  $U = 3.6 \text{ kV}$ ,  $f = 57 \text{ kHz}$ ,  $d = 1.5 \text{ mm}$ ,放电区域半径  $R = 3.2 \text{ cm}$  (c)三角形边界条件  $U = 3.5 \text{ kV}$ ,  $f = 57 \text{ kHz}$ ,  $d = 1.5 \text{ mm}$ ,两直角边长分别为  $4.1 \text{ cm}$  和  $5.2 \text{ cm}$ . 每幅照片的曝光时间  $40 \text{ ms}$

号. 在每个电压周期内, 四边形斑图的总发光有两个脉冲, 每个脉冲的持续时间为几百纳秒. 四边形任意一行或一列上, 两个相邻的放电丝的光信号与四边形斑图的总光信号基本相同(图 3(a)). 在电压的半周期内, 沿四边形任意对角线方向上的两个相邻放电丝的光信号只出现一个脉冲, 并与四边形总光信号中的两个脉冲交替地对应. 在圆形边界和三角形边界中对四边形的测量结果亦是如此. 上述结果表明, 有边界的条件下, 四边形斑图也是由两套四边形子结构(分别记为  $a, b$ )相互嵌套而成的, 与以前不加边框的开放边界条件结果相同<sup>[7]</sup>. 因此, 介质阻挡放电中的边界条件不影响斑图的时空动力学行为.

根据上述放电丝间时空相关测量结果, 可以得到四边形发光斑图的时空演化, 如图 4(b)右栏所示. 在每个电压周期内, 四边形斑图的两套子结构出现的顺序为  $a-b-b-a$ . 显然, 该顺序具有时间反演特点. 事实上, 由多个不同的子结构相互嵌套构成斑图的动力学行为, 在其他非平衡态系统中早已为人所知, 但在这些系统中都没有发现过时间反演行为. 例如, 非线性光学系统<sup>[15, 16]</sup>和反应扩散系统<sup>[17]</sup>中的眨眼斑图(twinkling pattern), 它是由三套不同的六边形子结构嵌套而成, 但是这三套子结构出现的顺序总是不变的. 因此, 介质阻挡放电系统中四边形斑图两个子结构的时间反演行为, 应属于一种新的时空对称性, 有必要对其形成的原因进行深入的研究.

介质阻挡放电中的时间反演行为与介质层上积累的壁电荷有关. 在介质阻挡放电中, 当两极间所加电压足够高时, 气体击穿形成等离子体, 中性原子或分子被电离形成正离子和电子. 正负电荷在外加场的作用下, 分别向两极运动. 由于两电极表面覆盖着电介质, 电荷将积累在电介质表面, 形成壁电荷. 壁电荷产生的内建电场与外加电场方向相反, 其作用是熄灭放电. 但当外加电压改变极性时, 上述内建电场将与外加电场同向, 因而其作用变成促进放电. 当外加场与内建场之和达到击穿阈值时, 放电丝便在此处重新点燃. 因此在上半个周期放电的时刻越靠后, 壁电荷积累就越多, 在下半个周期重新点燃放电丝需要的外加电压就越低, 因此放电的时刻越提前, 这就造成了放电时刻的不对称性, 这便是介质阻挡放电中四边形斑图两套子结构出现顺序的时间反演行为的根本原因. 根据以前人们对介

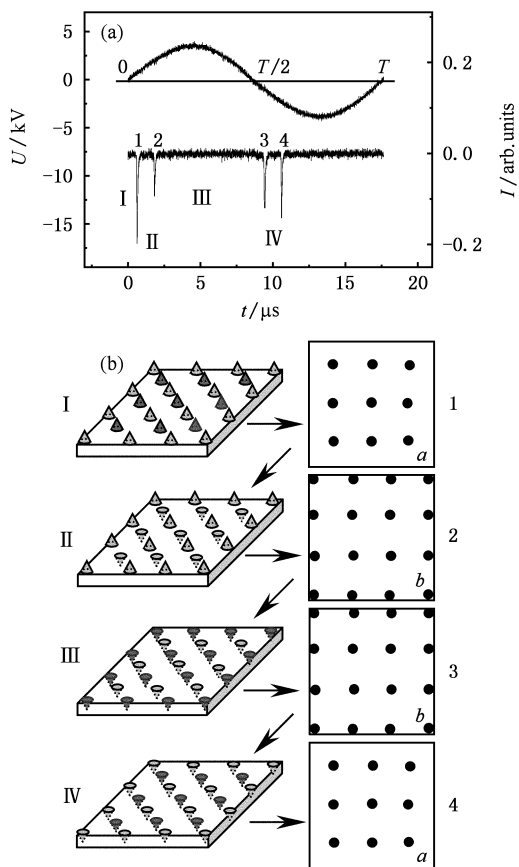


图 4 四边形发光斑图中两套子结构时间反演行为形成的示意图 (a) 一个周期内四边形斑图总光信号随电压变化的波形图 (b) 壁电荷的分布决定四边形斑图时间反演行为的示意图. 左栏为介质层上壁电荷的分布, 右栏为发光斑图. 数字 1~4 表示等离子体放电脉冲时刻; I~IV 表示系统不放电的时间区域, 在这些区域内壁电荷在介质层上是稳定存在的.  $\rightarrow$  表示时间方向. 符号  $\blacktriangle$ ,  $\circ$  分别表示正、负壁电荷, 符号颜色的深浅表示壁电荷密度的大小, 颜色越深壁电荷密度越大

质阻挡放电中壁电荷的形成过程以及壁电荷空间分布的理论和实验的研究结果<sup>[1, 18-23]</sup>, 我们给出了四边形斑图中壁电荷分布以及壁电荷决定发光斑图时间反演行为的示意图, 如图 4 所示. 在区域 I 中, 上半个周期放电积累了壁电荷, 其中一套四边形子结构  $a$  的壁电荷密度要高于另一套子结构  $b$ . 当电压反向以后, 壁电荷密度高的四边形子结构  $a$  先放电, 如图所示. 放电结束以后, 子结构  $a$  的壁电荷改变了符号. 随着电压的升高, 四边形子结构  $b$  被点燃, 尔后其壁电荷也改变了符号, 且其电荷密度比子结构  $a$  的高. 这样, 在下半个周期中, 壁电荷密度高的子结构  $b$  先被点燃, 然后是子结构  $a$ , 因此造成了  $a-b-b-a$  的放电时间序列, 即时间反演行为.

## 4. 结 论

本工作在不同边界条件下的氩气放电中,观察到了稳定的四边形发光斑图,并对其进行了时空动力学的测量.结果表明,几种边界条件下形成的四

边形斑图与开放边界中得到的四边形斑图具有相同的时空动力学行为,都是由交替出现的两套四边形子结构嵌套而成的.通过与其他斑图系统中的嵌套结构比较,发现此处的四边形斑图是包含了具有时间反演行为的嵌套结构,属于一种新的时空对称性,其形成原因是壁电荷对放电的双重作用.

- 
- [ 1 ] Breazeal W , Flynn K M , Gwinn E G 1995 *Phys. Rev. E* **52** 1503
- [ 2 ] Zanin A L , Gurevich E L , Moskalenko A S , Bödeker H U , Purwins H G 2004 *Phys. Rev. E* **70** 036202
- [ 3 ] Ammelt E , Astrov Y A , Purwins H G 1997 *Phys. Rev. E* **55** 6731
- [ 4 ] Dong L F , He Y F , Yin Z Q , Chai Z F 2004 *Plasma Sources Sci. Technol.* **13** 164
- [ 5 ] Dong L F , Liu F C , Liu S H , He Y F , Fan W L 2005 *Phys. Rev. E* **72** 046215
- [ 6 ] Yin Z Q , Chai Z F , Dong L F , Li X C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 925 ( in Chinese ) [ 尹增谦、柴志方、董丽芳、李雪辰 2003 物理学报 **52** 925 ]
- [ 7 ] Dong L F , Yin Z Q , Wang L , Fu G S , He Y F , Chai Z F , Li X C 2003 *Thin Solid Film* **435** 120
- [ 8 ] Eguíluz V M , Alstrøm P , Hernández-García E , Piro O 1999 *Phys. Rev. E* **59** 2822
- [ 9 ] Bajaj K , Liu J , Naberhuis B , Ahlers G 1998 *Phys. Rev. Letts.* **81** 806
- [ 10 ] Gal P L , Croquette V 1998 *Phys. Fluids* **31** 3440
- [ 11 ] Ackemann T , Lange T 2001 *Appl. Phys. B* **72** 21
- [ 12 ] Kudrolli A , Gollub J P 1996 *Phys. D* **97** 133
- [ 13 ] Umbanhowar P B , Melo F , Swinney H L 1998 *Phys. A* **249** 1
- [ 14 ] Pi H J , Park S , Lee J , Lee K J 2000 *Phys. Rev. Letts.* **84** 5316
- [ 15 ] Logvin Y A , Ackemann T , Lange W 1997 *Europhys. Lett.* **38** 583
- [ 16 ] Logvin Y A , Ackemann T 1998 *Phys. Rev. E* **58** 1654
- [ 17 ] Yang L , Epstein I R 2003 *Phys. Rev. Letts.* **90** 178303
- [ 18 ] Brauer I , Punset C , Purwins H G , Boeuf J P 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 7569
- [ 19 ] Sjöberg M , Serdyuk Y V , Gubanski S M , Leijon M Å S 2003 *Journal of Electrostatics* **59** 87
- [ 20 ] Zhang Y T , Wang D Z , Wang Y H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4808 ( in Chinese ) [ 张远涛、王德真、王艳辉 2005 物理学报 **54** 4808 ]
- [ 21 ] Zhu Y C , Tatsuo T , Katsuo S , Tu D 1996 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29** 2892
- [ 22 ] Zhu Y C , Tatsuo T , Tu D 1995 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** 1468
- [ 23 ] Zhu Y C , Tatsuo T , Yoshiyuki I , Tu D 1996 *IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation* **3** 460

# Study on the formation of square emission pattern in argon discharge \*

Dong Li-Fang<sup>†</sup> Fan Wei-Li Li Xue-Chen Gao Rui-Ling Liu Fu-Cheng Li Shu-Feng He Ya-Feng

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

( Received 8 December 2005 ; revised manuscript received 10 January 2006 )

## Abstract

Stable square emission patterns are observed in argon discharge at atmospheric pressure by using a dielectric barrier discharge device with different lateral boundary conditions. The spatio-temporal dynamics of square pattern in nanosecond time scale is investigated. It is found that the square pattern is an interlacing of two oscillating square sublattices , which have time sequence inversion behavior. The influence of the wall charge distribution on the forming process and the spatio-temporal dynamics of the emission patterns is discussed.

**Keywords** : dielectric barrier discharge , square pattern , wall charges

**PACC** : 5280P , 0547 , 0565

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China( Grant Nos. 10375015 , 10575027 ) , the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of higher Education of China( Grant No. 20050075001 ) and the Natual Science Foundation of Hebei Province , China( Grant Nos. A2004000086 , A200600950 ).

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