

# 氩气/空气介质阻挡放电自组织 超六边形斑图实验研究<sup>\*</sup>

董丽芳<sup>†</sup> 谢伟霞 赵海涛 范伟丽 贺亚峰 肖 红

(河北大学物理科学与技术学院,保定 071002)

(2008 年 9 月 26 日收到,2008 年 10 月 17 日收到修改稿)

采用双水电极介质阻挡放电装置,在氩气/空气混合气体放电中,在三种边界条件下得到了一种新型的超六边形斑图,给出了超六边形斑图的傅里叶变换及其不同模强度随旋转角的变化.实验测量了超六边形斑图随空气含量和外加电压变化的相图.研究了超六边形斑图的时空动力学,发现超六边形斑图是由两套子结构嵌套而成.在四边形边界条件下,研究了放电面积的大小对斑图模式选择的影响,发现超六边形斑图的形成受边界条件影响很大,而超六边形斑图则是自组织的结果.

关键词:介质阻挡放电,超六边形斑图,时空动力学,边界条件

PACC:5280P, 0547, 0565

## 1. 引 言

作为一类复杂的时空结构,超点阵斑图已成为目前斑图动力学领域的一大研究热点<sup>[1-8]</sup>.众所周知,斑图(pattern)是一种典型的非线性自组织现象,它广泛存在于自然界中,也可在不同的实验室系统中研究.所谓超点阵斑图,是指包含两个或两个以上空间波矢的一类斑图.超点阵斑图的形成不仅包括多个不稳定模的激发、竞争及非线性共振相互作用过程,还可能涉及到远离系统初级分岔点的非线性动力学行为.因此,人们希望获得丰富多样的超点阵斑图,并对它们进行深入研究,搞清上述多模非线性共振相互作用过程和非线性动力学行为,进而揭示斑图形成的非线性自组织规律,推动斑图动力学的发展.

目前,人们已在法拉第系统、反应扩散系统、对流系统、非线性光学系统及介质阻挡放电系统等几种非线性系统中得到并研究了多种超点阵斑图.需要指出的是,除介质阻挡放电系统外,这些系统通常必须采用非常复杂的实验手段才能得到超点阵斑

图.例如,在法拉第系统中,需要加至少 2 个以上频率的外界驱动<sup>[2]</sup>;在化学反应扩散系统中,需要加各种瞬时挡板作为空间周期性的初始激发条件<sup>[3]</sup>;在对流系统中除了产生对流外还需要再外加垂直振荡驱动<sup>[4]</sup>;在非线性光学系统以及铁磁流体系统中,人们也分别采取了光学反馈<sup>[5]</sup>和正弦磁场驱动<sup>[6]</sup>等手段.近年来,本小组采用特殊的液体电极装置,在介质阻挡放电系统中,通过单频驱动,实现了多种超点阵斑图,如超四边形斑图<sup>[7]</sup>、超六边态<sup>[8]</sup>、蜂窝斑图<sup>[9]</sup>及白眼斑图<sup>[10]</sup>.

本工作在介质阻挡放电系统中研究了除上述四种超点阵外的一种新型超六边形斑图,为与上述超六边态<sup>[8]</sup>区别起见,我们将其称为超六边形斑图.实验在多种边界条件下实现了这种超六边形斑图,并对其时空动力学进行了研究.还在四边形边界条件下,研究了超点阵斑图模式的选择及演化与放电面积大小的关系.

## 2. 实验装置

实验装置在文献 [11] 中已有详细介绍,现简介

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:10575027 和 10775037)、教育部高等学校博士学科点专项科研基金(批准号:20050075001)、河北省自然科学基金(批准号:A2006000950 和 A2008000564)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: Donglfbu@163.com

如下：电极由装满水的内径为 70 mm 两圆柱形容器组成，与高压电源两端相连的金属丝浸入到水中，其两端用厚度为 1.5 mm 的玻璃材料封住。整个电极系统放入一个密封的气室中。气室中充入比例可调的空气和氩气的混合气体，气压保持为一个大气压。交流高压电源电压在 0—10 kV 可调，频率固定为 55 kHz。气室两侧开有观察窗，用数码相机（DiIMAGEZ2）记录放电丝的空间分布，用光电倍增管研究单个放电丝的发光时间特性。高压交流电源输出波形由高压探头监测，并输入数字示波器（Tektronix TDS3052，500 MHz）记录。

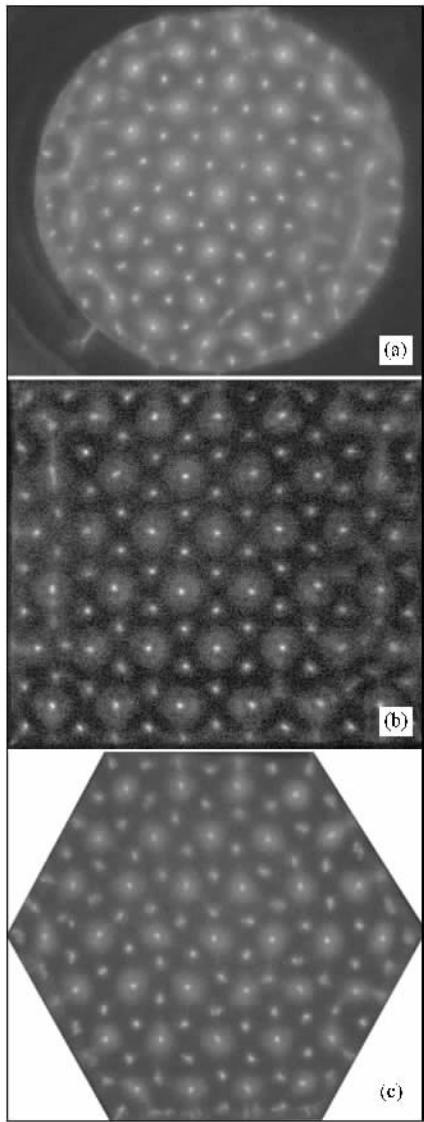


图 1 不同边界条件下的超六边形斑图 (a)圆形边界：半径  $r = 27.2\text{ mm}$  (b)四边形边界  $45.5 \times 40.0\text{ mm}$  (c)六边形边界：边长  $L = 25.0\text{ mm}$  (其他实验条件：放电频率  $f = 55\text{ kHz}$ ，气隙间距  $d = 2.0\text{ mm}$ ，放电气压  $p = 760\text{ Torr}$  ( $1\text{ Torr} = 1.33322 \times 10^2\text{ Pa}$ )，空气含量  $\chi = 0.8\%$ ，外加电压  $U = 4.2\text{ kV}$ )

3. 结果与讨论

实验在氩气和空气混合气体的介质阻挡放电中，在圆形、四边形和六边形三种边界条件下均观察到了如图 1 所示的超六边形斑图。这种超六边形斑图是由两种发光面积和亮度都不同的大小发光点（每个发光点对应一个放电丝）嵌套而成的：大点构成一套六边形结构，小点围绕大点也呈六边形分布。观察三种边界条件下形成的斑图，发现放电区域的中心位置超六边形斑图结构完美也比较稳定，但是在放电区域的边缘部分，尽管大小发光点已经形成，但它们的分布杂乱，没有形成完整的超六边结构。

实验发现，超六边形斑图是随外加电压升高由点线同心圆斑图分岔而来。点线同心圆斑图是一种呈圆环状的点和线相互交替构成的圆环形斑图。点线同心圆斑图稳定之后，继续增加电压，在点线同心圆斑图的线上开始生长出许多大的亮点，随电压继续增加，亮点越来越多，放电丝发生重新分布，逐步稳定后演化成了大小点构成的超六边形结构。继续增加电压，超六边斑图将演化为螺旋波斑图。

图 2 给出了超六边形斑图的傅里叶变换及不同空间模强度随旋转角的变化。由傅里叶变换可见，相空间中存在两套空间波矢  $q$  和  $k$ ，其中波矢  $q$  分布在与波矢  $k$  成  $\pi/6$  角的位置，其大小为  $|q_1| = |q_2| = |k|/\sqrt{3}$ ，波矢之间满足三波共振关系  $q_1 + q_2 = k$ 。由超六边形斑图的不同模强度随旋转角的变化，可以看到在  $2\pi$  周期内共有 12 个强度大小交替的空间波模在  $\pi/6$  倍数的相角位置上集中分布。

实验发现，放电气体中的空气含量对超六边形斑图的产生影响很大。实验测量了超六边形斑图随空气含量（ $\chi = 0.5\%$  到  $\chi = 2.0\%$ ）和电压变化的相图，如图 3 所示。由图显见，随空气含量的增加，产生超六边形斑图的电压也相应增加。当空气含量不在这个范围内的时候，很难得到超六边形斑图。

为了进一步搞清超六边形斑图的时间特性和空间结构，我们对其总电流及大小发光点的发光信号进行了实验测量，结果如图 4 所示。在图 4 中， $U$  和  $I$  分别表示电压波形和电流波形， $S$  和  $L$  分别表示任意一个小点和任意一个大点的光信号。由图可见，电流波形在外加电压的每半周内共有三个放电脉冲。 $S$  道所示的任意一个小点的发光信号，在外加电压的每半周内只有一个脉冲，且都对应总电流信号的

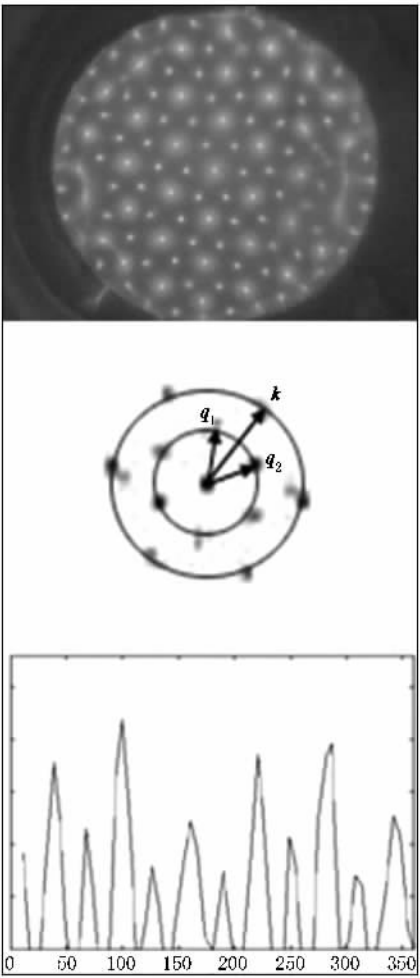


图 2 超六边形斑图的傅里叶变换及不同模强度随旋转角的变化(其他实验条件:放电频率  $f = 55\text{ kHz}$ ,气隙间距  $d = 2.0\text{ mm}$ ,放电气压  $p = 760\text{ Torr}$ ,空气含量  $\chi = 0.8\%$ ,外加电压  $U = 4.2\text{ kV}$ )

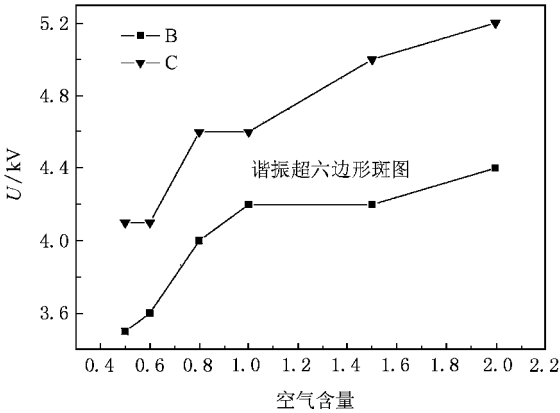


图 3 超六边形斑图随空气含量和外加电压变化的相图(其他实验条件:放电边界为圆形边界,放电频率  $f = 55\text{ kHz}$ ,气隙间距  $d = 2.0\text{ mm}$ ,放电气压  $p = 760\text{ Torr}$ )

第 1 个放电脉冲.该结果说明超六边形斑图中的所有的小点都同时放电,且在外加电压的每半周内放电一次. $L$  道所示的任意一个大点的放电信号,在外加电压的每半周内共有两个放电脉冲,分别对应电流信号的第 2 个脉冲和第 3 个脉冲.说明所有大点也都是同时放电,且在外加电压的每半周内内共放电两次,第一次发生在电压的上升沿,第二次放电发生在电压的下降沿.由以上讨论可得,超六边形斑图是由两套子结构嵌套而成的,即小点六边形子结构和点六边形子结构.其中小点子结构在外加电压的每半周内的上升沿首先放电,然后大点在电压周期上升沿也放电一次,接着在下降沿再放一次.因此,超六边形斑图的两套子点阵在外加电压的每半周内的放电顺序为  $S-L-L$ .

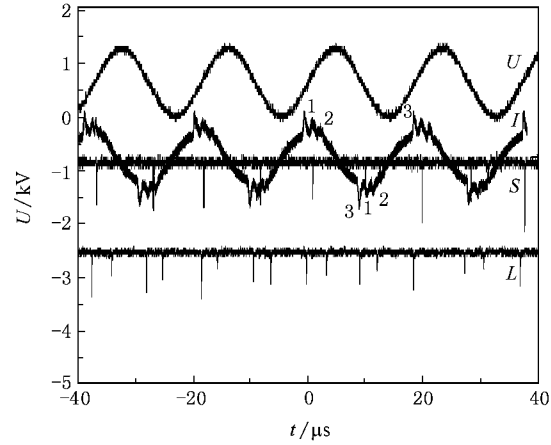


图 4 超六边形斑图的光信号( $U$  为电压曲线, $I$  为电流曲线, $S$  表示超六边形斑图中任意一个小点的光信号, $L$  表示任意一个大点的光信号.其他实验条件:放电边界为圆形边界,放电频率  $f = 55\text{ kHz}$ ,气隙间距  $d = 2.0\text{ mm}$ ,放电气压  $p = 760\text{ Torr}$ ,空气含量  $\chi = 0.8\%$ )

分析表明,超六边形斑图大点放电两次是由于壁电荷的存在.众所周知,在介质阻挡放电中,气体击穿形成电荷.在电场的作用下,这些电荷在电介质表面积累,形成壁电荷.壁电荷所产生的内建电场,方向与外加电场相反<sup>[11-19]</sup>.随着介质表面集聚电荷的增多,产生的内建电场增强,使得净电场强度(外加电场与内建电场之差)减小.当壁电荷足够多时,放电就熄灭了.显见,放电起始时刻对应的外加电压越高,熄灭放电所需要积累的壁电荷就越多.如果壁电荷足够多,以至于在外加电压的下降沿,其产生的内建电场与外加电场之差达到放电的击穿阈值,则

放电就发生了.超六边形斑图大点在电压的下降沿的放电就是这样产生的.

对比本工作发现的超六边形斑图与以前发现的超四边形斑图<sup>[7,20]</sup>,发现二者虽然对称性不同,但大小发光点的形态及放电顺序都很相像.为此,我们在实验中,采用四边形边界条件,进一步研究了这两种超点阵斑图产生及转化的关系.

实验发现,这两种超点阵的出现受四边形边界面积大小的影响.当放电面积很小时,超四边形斑图和超六边形斑图均不能出现.当放电面积增大时(例如放电面积为  $32.0\text{ mm} \times 32.0\text{ mm}$ ),可产生超四边形斑图,如图 5 所示,但此时无法得到超六边形斑图.当放电面积继续增大(例如放电面积为  $40.0\text{ mm} \times 40.0\text{ mm}$ ),出现了超六边形斑图和超四边形斑图共存的情况.如图 6(a)所示,放电区域的中心位置(已用圆圈标出)有比较完美的超六边形晶胞产生,而在放电区域边缘位置的大小点则排列成了超四边形结构.微微增加电压,超四边形斑图逐步地侵占放电区域的中心位置,超六边形斑图的晶胞数逐渐减少,如图 6(b)中所示已经看不到完整的超六边形晶胞.稳定一段时间以后,整个放电区域都形成了超四边形斑图结构(如图 6(c)所示).由此可见,超六边

形斑图可在较大面积的四边形边界的放电区域内自组织形成,然而受边界条件的影响,稍微增加外加电压,整个放电空间逐步选择了超四边形斑图.如果边界的尺寸太大,超四边形斑图只出现在边界处,但形成规则的大面积超四边形斑图却很难,甚至整个区域也无法得到超四边形斑图,如图 1(b)所示,在大面积的放电区域内只得到了超六边形斑图.

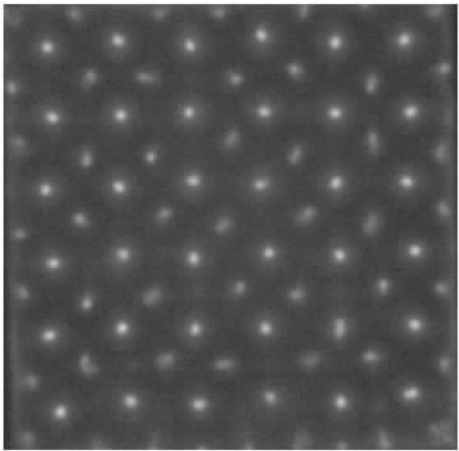


图 5 正方形边界条件(  $32.0\text{ mm} \times 32.0\text{ mm}$  )下的超四边形斑图 (其他实验条件:放电频率  $f = 55\text{ kHz}$ ,气隙间距  $d = 2.0\text{ mm}$ ,放电气压  $p = 760\text{ Torr}$ ,空气含量  $\chi = 0.8\%$  )

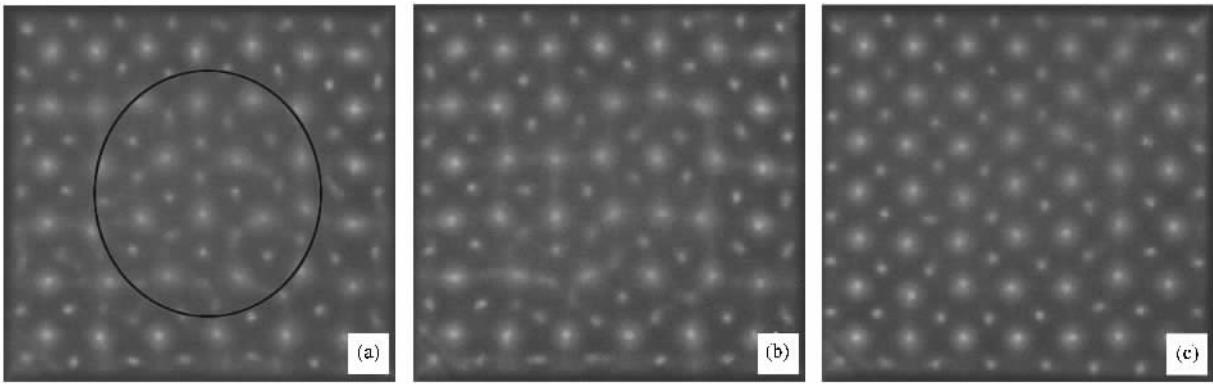


图 6 正方形边界条件(  $40.5\text{ mm} \times 40.5\text{ mm}$  )下的几种斑图模式 (a)超六边形斑图与超四边形斑图共存,外加电压  $U = 4.2\text{ kV}$  (b)超四边形斑图开始向中心区域侵占,外加电压  $U = 4.2\text{ kV}$  (此处表示外加电压比  $4.2\text{ kV}$  微高)(c)充满整个放电区域的超四边形斑图,外加电压  $U = 4.2\text{ kV}$ .其他实验条件:放电频率  $f = 55\text{ kHz}$ ,气隙间距  $d = 2.0\text{ mm}$ ,放电气压  $p = 760\text{ Torr}$ ,空气含量  $\chi = 0.8\%$

另外,需要注意的是,超四边形斑图只在矩形和正方形边界条件下得到了规则的结构,而在圆形边界条件和六边形边界条件下尚未发现超四边形斑图.而且即使在矩形和正方形边界条件下,超四边形斑图都是首先从放电区域的边缘位置形成,然后随外加电压的升高逐步向放电区域中心位置过渡,直

至形成规则的结构充满整个放电区域.超四边形斑图形成后,继续升高电压时,超四边形斑图也是首先从放电区域的中心位置发生失稳,产生对称性破缺,然后演变成混沌态<sup>[7]</sup>.可见,超四边形斑图的形成受边界条件的影响很大.

众所周知,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. 一般而言, 根据对斑图影响的不同, 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)及抑制型边界( 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; 最后一种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( $P_c$ ).

通过以上分析可以认为, 超四边形斑图的形成完全受边界条件的影响, 该边界条件应属于力迫型边界条件. 而超六边形斑图能够在多种边界条件下形成, 并且超六边形斑图在形成时都是先从放电区域的中心位置形成, 而后逐渐扩散到放电区域四周. 所以可以说超六边形斑图是一种空间自组织斑图.

## 4. 结 论

采用双水电极介质阻挡放电装置, 在氩气/空气混合气体放电中, 在三种边界条件下得到了一种新型的超六边形斑图. 随着电压的升高, 超六边形斑图由点线同心圆斑图分岔而来, 并逐步演化到螺旋波斑图. 给出了超六边形斑图的傅里叶变换, 及其不同模强度随旋转角的变化. 研究发现放电气体中的空气含量对超六边形斑图的形成影响很大, 实验测量了超六边形斑图随空气含量和外加电压变化的相图. 对超六边形斑图的时空动力学进行了测量研究, 发现超六边形斑图是由两套子结构嵌套而成, 两套子结构在外加电压的每半周内遵循  $S-L-L$  的放电顺序. 壁电荷的作用是产生这种放电形式的主要原因. 在四边形边界条件下, 研究了放电面积的大小对斑图模式选择的影响. 发现超四边形斑图的形成是受边界条件的影响, 而超六边形斑图是一种典型的非线性自组织斑图.

- [ 1 ] Epstein T, Fineberg J 2006 *Phys. Rev. E* **73** 055302
- [ 2 ] Arbell H, Fineberg J 2002 *Phys. Rev. E* **65** 036224
- [ 3 ] Yang L F, Dolnik M, Zhabotinsky A M *et al* 2006 *Chaos* **16** 037114
- [ 4 ] Rogers J L, Schatz M F, Brausch O *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett* **85** 4281
- [ 5 ] Vorontsov M A, Samson B A 1998 *Phys. Rev. A* **57** 3040
- [ 6 ] Pi H J, Park S Y, Lee J *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett* **84** 5316
- [ 7 ] Dong L F, Fan W L, He Y F *et al* 2006 *Phys. Rev. E* **73** 066206
- [ 8 ] Dong L F, Gao R L, He Y F *et al* 2006 *Phys. Rev. E* **74** 057202
- [ 9 ] Dong L F, Liu W L, wang H F *et al* 2007 *Phys. Rev. E* **76** 046210
- [ 10 ] He Y F, Dong L F, Liu W L *et al* 2007 *Phys. Rev. E* **76** 017203
- [ 11 ] Dong L F, Li S F, Liu F, Liu F C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 362 ( in Chinese ) [ 董丽芳、李树锋、刘 峰、刘富成 2006 物理学报 **55** 362 ]
- [ 12 ] Breazeal W, Flynn K M, Gwinn E G 1995 *Phys. Rev. E* **52** 1503
- [ 13 ] Yin Z Q, Wang L, Dong L F, Li X C, Chai Z F 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 965 ( in Chinese ) [ 尹增谦、王 龙、董丽芳、李雪辰、柴

志方 2003 物理学报 **52** 929 ]

- [ 14 ] Sang H, Xu X J 2001 *Journa of Fudan University* **40** 0305 ( in Chinese ) [ 桑 宏、徐学基 2001 复旦学报 **40** 0305 ]
- [ 15 ] Dong L F, Liu S H, Wang H F, Fan W L, Gao R L, Hao Y J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3332 ( in Chinese ) [ 董丽芳、刘书华、王红芳、范伟丽、高瑞玲、郝雅娟 2007 物理学报 **56** 3332 ]
- [ 16 ] Zhao Q X, Li X C, Jiang N, Wang L 2004 *Chin. Phys.* **13** 1076
- [ 17 ] 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 ]
- [ 18 ] 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 ]
- [ 19 ] Wang Y H, Wang D Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1295 ( in Chinese ) [ 王艳辉、王德真 2005 物理学报 **54** 1295 ]
- [ 20 ] Dong L F, Zhao H T, Xie W X, Wang H F, Liu W L, Fan W L, Xiao H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5768 ( in Chinese ) [ 董丽芳、赵海涛、谢伟霞、王红芳、刘微粒、范伟丽、肖红 2008 物理学报 **57** 5768 ]

# Experimental study on self-organized hexagonal superlattice pattern in dielectric barrier discharge in argon/air<sup>\*</sup>

Dong Li-Fang<sup>†</sup> Xie Wei-Xia Zhao Hai-Tao Fan Wei-Li He Ya-Feng Xiao Hong

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

( Received 26 September 2008 ; revised manuscript received 17 October 2008 )

## Abstract

A new type of hexagonal superlattice pattern is observed under three different boundary conditions by using a dielectric barrier discharge device with water electrode. The power spectrum of hexagonal superlattice pattern and its angular distributions are shown. The phase diagram of the hexagonal superlattice pattern as a function of air concentration and applied voltage is obtained. The correlation measurements indicate that the hexagonal superlattice pattern is an interlacing of two different transient sublattices. The selection of pattern formation in quadrangular boundary with different area is studied. It is found that the hexagonal superlattice pattern is a typical type of nonlinear self-organized pattern , and the formation of square superlattice pattern is dependent upon the boundary conditions.

**Keywords :** dielectric barrier discharge , hexagonal superlattice pattern , spatio-temporal dynamics , boundary condition

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

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grants Nos. 10575027 and 10775037 ) , the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China ( Grant No. 20050075001 ) , the Natural Science Foundation of Hebei Province , China ( Grant Nos. A2006000950 and A2008000564 ) .

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : Donglfhbu@163.com