

介质阻挡放电斑图中放电通道的相互作用研究^{*}

董丽芳[†] 高瑞玲 贺亚峰 范伟丽 李雪辰 刘书华 刘微粒

(河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

(2006 年 7 月 16 日收到, 2006 年 8 月 15 日收到修改稿)

在近大气压介质阻挡放电中, 研究了六边形斑图的空间波长随放电参数的变化, 仔细观察了稳定的六边形中放电通道的产生及运动行为. 结果表明空间波长随电压增加而减小, 变化曲线与放电间隙和气压有关. 电压升高, 边界处生成新的放电丝, 位于六边形最外层顶点处新生成的放电丝沿径向运动, 而位于六边形边长上新生成的放电丝的运动方向平行于距其最近的 C_2 轴(过六边形顶点). 继续升高电压, 放电丝变为条状进而形成螺旋波或靶波. 在观察实验结果和分析放电丝受力的基础上, 认为放电区域可能存在一种类似二维库仑晶体中存在的约束势.

关键词: 介质阻挡放电, 斑图, 放电通道, 约束势

PACC: 5280P, 0565, 5255

1. 引 言

斑图是在时间或空间上具有某种规律性的非均匀宏观结构, 它广泛存在于各种远离平衡态的空间扩展系统中, 如化学反应扩散系统、对流系统、非线性光学系统及法拉第系统^[1-3]等. 尽管不同的系统观察到的斑图类似, 但是不同系统中形成斑图的机理却是各不相同的. 例如, 化学反应扩散系统中的斑图是由于反应物和生成物的扩散速度不同而自组织形成的, 瑞利-贝纳尔系统中的斑图是由于液体底部和顶部之间存在一个温度梯度, 在浮力、热扩散和黏滯力三组力的耦合作用下形成多种斑图. 近些年来, 介质阻挡放电系统作为一种新兴的斑图动力学系统而备受关注. 目前已经在该系统中观察到了多种斑图, 例如, 六边形斑图, 四边形斑图, 螺旋波斑图, 超点阵斑图^[4-6]等, 但由于介质阻挡放电过程的复杂性, 对其形成斑图的物理机理至今尚不清楚.

介质阻挡放电是一种非平衡气体放电, 依据放电气体的气压和放电间隙的乘积 pd 值的大小, 放电呈现弥散模式和丝状模式^[7-9]. 当 pd 值较高时(一般大于 13 Pa·m), 放电为丝状放电, 此时放电是由大量的微放电通道组成的. 在适当的条件下, 这些微放电通道可自组织成各种规则斑图. 以往的研究

表明, 由于在介质表面沉积的壁电荷的记忆效应, 可使斑图形成后保持稳定^[10]. 关于斑图的形成, 却并不只与壁电荷有关. 众所周知, 介质阻挡放电中的一个微放电通道相当于一个微放电流, 因而微放电通道之间存在着洛伦兹吸引力. 而放电通道中的空间电荷及介质表面的壁电荷之间存在着库仑力, 其到底是吸引力还是排斥力由电荷的符号的异同决定. Purwins 等人将两个放电丝的壁电荷视为偶极子, 并考虑了所形成的电场之间的相互作用, 认为两个孤立的放电丝之间存在周而复始的吸引力和排斥力, 致使两个放电丝沿边界运动^[11]. Wertheimer 及 Tatsuru 等人均研究发现壁电荷之间的库仑力远大于放电丝之间的洛伦兹力^[12,13], 因此 Tatsuru 等人将少量放电丝组成的规则结构和二维库仑系统进行对比, 认为放电区域应存在一种约束势^[13].

本工作观察了在介质阻挡放电系统中组成六边形斑图的放电通道的产生及运动行为, 发现六边形斑图的空间波长随电压的升高而变小. 六边形斑图稳定后, 升高电压生成新的放电丝, 位于六边形顶点处新生成的放电丝沿径向运动, 而位于六边形边长上新生成的放电丝的运动方向平行于距其最近的 C_2 轴(过六边形顶点)方向. 当六边形波长不再变化时, 放电丝变成条状, 并沿切向排列, 随电压的增加切向排列的放电丝相互连接, 形成一定波长的螺旋

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10375015 和 10575027), 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: A2004000086, A2006000950)资助的课题.

[†] E-mail: Donglf@mail.hbu.edu.cn

波与靶波. 在观察实验结果和分析放电丝受力的基础上, 我们认为放电区域内可能存在一种类似二维库仑晶体中的约束势.

2. 实验装置

实验装置在文献 [4] 中已有详细描述. 在此简介如下: 放电电极是由两个装满水的内径为 65 mm 的圆柱形有机玻璃管组成, 与高压交流电源两极相连的钛金属环浸在水中. 有机玻璃管的两端用厚度为 1.5 mm 的玻璃片封住, 作为电介质, 放电区域被封闭在圆形边界内. 整个电极放入密闭的反应室中. 其两侧设有观察窗, 用数码相机 (DiMAGE Z2) 从端面拍摄放电丝的空间分布及运动变化过程. 使用频率为 30—70 kHz 的正弦交流电源, 高压交流电源输出波形由高压探头测得. 放电气体为空气和氙气的混合气体, 氙气含量为 64%. 反应室气压控制在 30—60 kPa.

3. 实验结果与讨论

图 1 给出了在气压为 30 kPa, 电源频率为 64 kHz, 放电间隙为 2.16 mm 的条件下, 升高电压得到六边形斑图的过程及其相应的傅里叶变换. 当驱动电压超过击穿电压时, 首先在放电区域出现少量的放电丝. 随着电压的升高, 放电丝增多, 逐渐布满整个放电区域, 并开始自组织形成准六边斑图. 最初的六边形斑图不稳定, 放电丝在平衡位置附近振动. 继续增加电压, 放电丝趋于稳定, 放电区域的放电丝分布在六边形格子上 (边界附近的放电丝除外). 从傅里叶变换中, 显见六边形斑图的空间频率逐渐增加. 并且从中可以看出: 六边形稳定后, 六边形取向基本不变.

实验研究了不同气压 p 及不同放电间隙 d 条件下六边形斑图的形成及波长随电压的变化. 结果如图 2 和图 3 所示. 当气压 p 低于 20 kPa 时, 放电首先经历弥散放电模式, 六边形斑图由弥散的均匀态分叉得到. 气压为 30—60 kPa 时, 斑图的演化顺序如图 1 所示. 六边形斑图的波长随电压的增加而减小, 随着气压和放电间隙的增加波长变化曲线均向右移动, 说明若想得到波长相同的六边形斑图, 所需要的外加电压是随气压和放电间隙的增大而增大的.

六边形斑图稳定以后, 继续增加电压, 在规则的

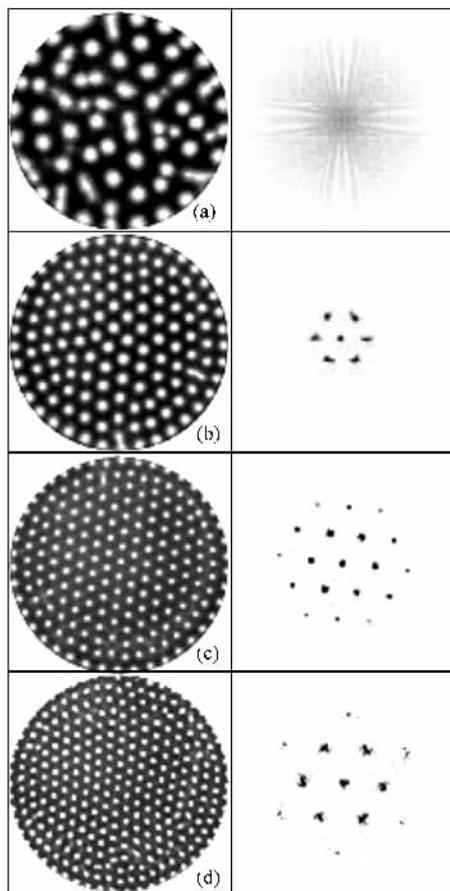


图 1 随电压升高, 六边形斑图的变化过程 (左列) 及相应的傅里叶变换 (右列) (a) 准六边形 ($U = 2.7$ kV) (b) 六边形斑图 ($U = 3.0$ kV) (c) 六边形斑图 ($U = 3.4$ kV) (d) 六边形斑图 ($U = 3.9$ kV) 其他实验参数 $p = 30$ kPa, $d = 2.16$ mm, $f = 64$ kHz

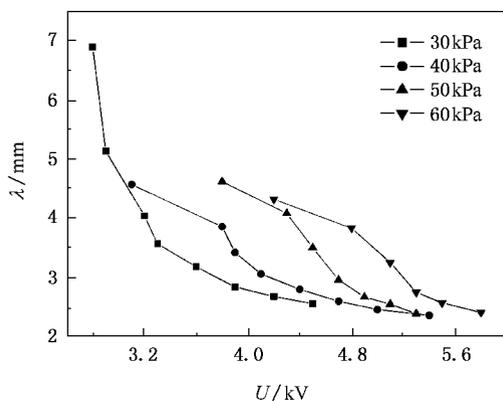


图 2 六边形斑图波长 λ 在不同气压下随电压变化曲线 (实验参数为 $d = 2.16$ mm, $f = 60$ kHz)

六边形格子边界上的一个放电丝将分裂为两个放电丝, 即产生新的放电丝. 新产生的放电丝与母放电丝分离, 分离的方向与其所在的位置有关. 为了描述

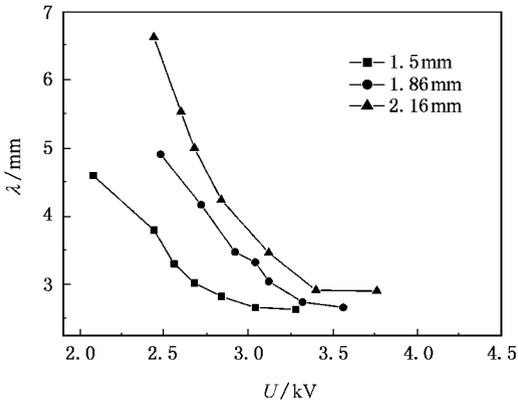


图3 六边形斑图波长 λ 在不同放电间隙下随放电电压变化的曲线(实验参数为 $p = 30 \text{ kPa}$ $f = 60 \text{ kHz}$)

方便起见,将六边形三个过顶点的 C_2 对称轴标示为 C_2^1, C_2^2, C_2^3 。如图4所示,当母放电丝在六边形顶点位置时,分裂出的放电丝沿所在的 C_2 对称轴方向运动。当母放电丝处于六边形边上时,分裂出的放电丝的运动方向与距该点距离最近的 C_2 对称轴方向平行。随着新的放电丝的形成与运动,放电区域的其他放电丝均自发调整位置,形成具有较小波长的六边形斑图。但在六边形斑图波长减小的过程中,六边形的三个 C_2 晶轴方向不会改变。

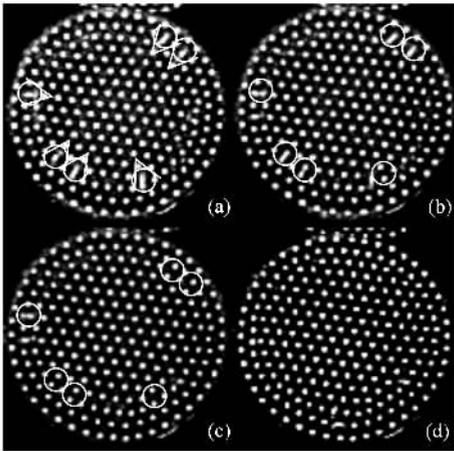


图4 规则六边形放电丝径向分裂及运动方向(参数为 $p = 30 \text{ kPa}$, $d = 2.16 \text{ mm}$, $f = 64 \text{ kHz}$, 照片之间的时间间隔为 $\Delta t = 3/25 \text{ s}$)

为了分析造成放电丝运动的物理机理,首先假设放电丝只受两种作用力,一是壁电荷之间的库仑力,另一是微电流之间的洛伦兹力。由于以往的研究表明库仑力远大于洛伦兹力,因此可只考虑壁电荷之间的库仑作用。如图5考虑位于某一 C_2 轴顶点位

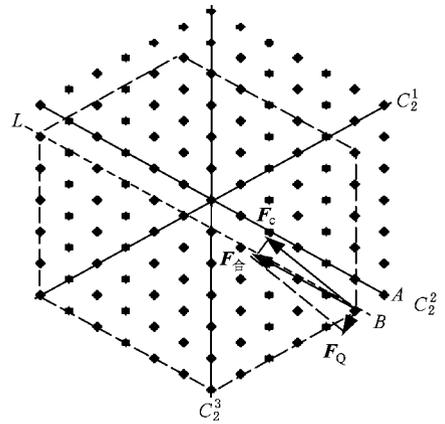


图5 六边形斑图放电丝运动示意图

置的放电丝,例如 A 点,对于过 A 点的 C_2 轴,其两侧的放电丝数目相同,则该放电丝所受的合力沿该 C_2 对称轴方向,所以新产生的放电丝会沿径向运动,该分析与实验结果一致。接着再考虑位于六边形边上且临近六边形顶点的放电丝(如 B 点)的受力情况,令 F_Q 代表 B 点受到的其他放电丝壁电荷的作用力,在虚线框内 L 两侧的放电丝等量分布,由于框外放电丝的存在,其静电斥力合力偏离 L 向如图5所示。但前面的实验结果表明,放电丝沿 L 方向运动。由此说明放电丝所受的作用不只限于上述两种作用,还应该存在一个约束力 $F_C = F_{\text{合}} - F_Q$ 。

实验发现,当电压增加到一定值时,六边形斑图的波长不再减小,其放电丝的形状扭曲变形,由原来的点状变成条状,这些条状的放电丝首先在放电区域沿切向规则分布,然后在同一壳层上的条状结构会相互连接,从外向内形成螺旋波或靶波结构,如图6所示。

众所周知,尘埃等离子体是一个强耦合的库仑系统,悬浮在等离子体中的带电小球会形成高度有序的规则排列。黄峰等人采用分子动力学模拟方法,研究了具有约束势场 $U_{\text{conf}} = mQ^2 r^2 / 8\pi\epsilon_0 Ma^3$ 时二维库仑系统中的粒子动力学行为。发现在合适的约束场中,混乱的粒子会组成六边形点阵结构。当约束势较大时粒子的运动存在差异,六边形顶点上的粒子沿径向运动,而顶点两侧六边形边长上的粒子沿切向运动。当约束场强达到某一值时,切向的粒子排列成直线,由外向里形成嵌套的六边形结构。当约束场很大时,这种嵌套的结构又会消失重新形成六边形点阵^[14]。

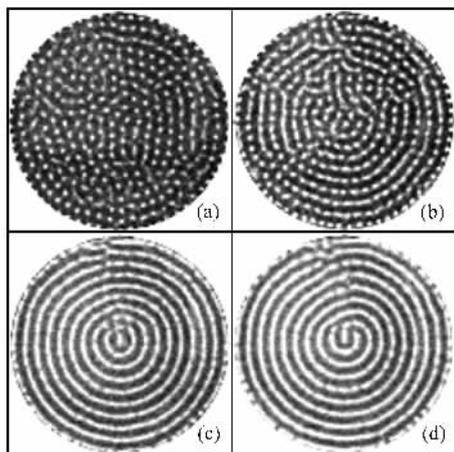


图 6 当电压增加时,六边形斑图演变为螺旋波和靶波结构
(a) $U = 4.4$ kV (b) $U = 4.5$ kV (c) $U = 4.9$ kV (d) $U = 5.4$ kV 其他实验参数 $p = 30$ kPa, $d = 2.16$ mm, $f = 64$ kHz)

由上述受力分析并与受一定约束势的二维库仑系统类比,我们认为,介质阻挡放电系统中存在很多微放电丝时,除了库仑力和洛伦兹力,也存在着一定的约束势 $U_{\text{conf}} \propto a(U)^{\alpha} r^{\beta}$, a 为放电丝之间的平均距离,其大小与外加电压 U 有关, r 为放电丝到约束势中心的距离.这种约束作用,不会影响六边形顶点处分裂的放电丝的运动,但会使六边形边上分裂出来的放电丝沿着距离其最近的 C_2 轴方向运动.

例如如图 5 所示,只要约束势的强度合适,位于 B 点的放电丝所受的合力方向就可能沿 L 向.在约束势与静电斥力及洛伦兹力的共同作用下,可使放电丝形成稳定的规则斑图.

本工作中六边形转变为螺旋波的过程,与存在约束场的二维库仑系统中点阵结构变为嵌套结构相仿.另外,我们在其他实验中,还观察到螺旋波到六边形的转化.这些结果都进一步说明本系统中的放电区域内可能存在约束势.

4. 结 论

在近大气压的介质阻挡放电中,观察到了六边形斑图结构,其波长随电压的增加而逐渐减小,六边形的波长与放电气隙和气压有关.当六边形斑图稳定以后,在规则六边形格子顶点处新产生的放电丝沿轴向运动,而六边形最外层边长上出现的新放电丝沿平行于距该点最近的 C_2 对称轴方向运动.当六边形的波长不再变化时,放电丝的形状变为条状,并沿切向排列,而后随电压的增加逐渐形成具有一定波长的螺旋波或靶波.通过对放电丝进行受力分析,我们推断在放电区域可能存在约束势.当然,这种约束势的具体形式需要进一步的研究和探讨.

- [1] Ouyang Q, Flesselles J M 1996 *Nature* **379** 143
- [2] Cross M, Hohenberger P 1993 *Rev. Mod. Phys.* **65** 85
- [3] Vorontsov M A, Samson B A 1998 *Phys. Rev. A* **57** 3040
- [4] Dong L F, Li S F, Liu F, Liu F C et al 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 362 (in Chinese) [董丽芳、李树锋、刘峰、刘富成等 2006 物理学报 **55** 362]
- [5] Dong L F, Liu F C, Liu S H, He Y F 2005 *Phys. Rev. E* **72** 046215
- [6] Dong L F, Fan W L, He Y F 2006 *Phys. Rev. E* **73** 066206
- [7] 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]
- [8] Wang Y H, Wang D Z 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1694 (in Chinese) [王艳辉、王德真 2003 物理学报 **52** 1694]
- [9] 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]
- [10] Yin Z Q, Cha Z F, Dong L F, Li X C 2006 *Acta Phys. Sin.* **52** 965 (in Chinese) [尹增谦、柴志方、董丽芳、李雪辰 2003 物理学报 **52** 965]
- [11] Brauer I, Bode M, Ammelt E, Purwins H G 2000 *Phys. Rev. E* **84** 4104
- [12] Radu I, Bartnikas R, Czeremuszkin G, Wertheimer M R 2003 *IEEE Transactions On Plasma Science* **31** 411
- [13] Tatsuru S, Takayuki K, Tatsuro W, Kunihide T 2003 *Appl. Phys. L.* **83** 2309
- [14] Huang F 2005 *Ph. D. Thesis* (Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [黄峰 2005 博士学位论文 (中国科学院物理研究所)]

Study on the interaction of microdischarge channels in dielectric barrier discharge pattern *

Dong Li-Fang[†] Gao Rui-Ling He Ya-Feng Fan Wei-Li Li Xue-Chen Liu Shu-Hua Liu Wei-Li

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

(Received 16 July 2006 ; revised manuscript received 15 August 2006)

Abstract

The spatial wavelength of the hexagon pattern are studied for different discharge parameters in dielectric barrier discharge system near the atmospheric pressure. The generating process and the movement of the microdischarge channels are observed. It is found that the wavelength of the hexagon decreases as the applied voltage increases. It is also dependent upon the gas gap and the gas pressure. The new filaments appear near the discharge boundary when the applied voltage increases slowly. The filaments at the outmost vertexes of hexagon move along the radial axis. The filaments on the side of hexagon move along axis parallel to the C_2 axis , which has the least distance to those filaments. The discharge spots change into discharge stripes and finally into the spiral or target pattern when the applied voltage is increased further. Based on the experimental results and the force analysis , the confined potential , which exists in two dimensional coulomb crystals , is proposed to exist in the discharge domain.

Keywords : dielectric barrier discharge , pattern , microdischarge channel , confinement potential

PACC : 5280P , 0565 , 5255

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grants Nos. 10375015 , 10575027) , 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. A2004000086 , A2006000950) .

[†] E-mail : Donglf@mail.hbu.edu.cn