

# 大气压介质阻挡丝状放电时空演化数值模拟<sup>\*</sup>

张远涛 王德真<sup>†</sup> 王艳辉

(三束材料改性国家重点实验室,大连理工大学物理系,大连 116024)

(2004 年 10 月 10 日收到,2004 年 12 月 2 日收到修改稿)

通过数值求解二维流体方程,在均匀的初始条件下研究了大气压丝状放电的整体时空演化.通过模拟可以发现,在丝状放电的时空演化过程中,各条放电通道在不同位置相继发生击穿,且放电通道有遍历整个放电空间的趋势.在一定条件下,放电通道还会发生分裂与合并现象,其中放电通道的分裂导致了放电空间中放电通道的增加,而放电通道的合并则提供了一条放电空间中放电通道减少的途径.研究还表明,介质表面电荷是影响丝状放电整体时空演化的关键因素之一.

关键词:介质阻挡放电,丝状放电,数值模拟,时空演化

PACC: 5256, 7750, 5280D, 5220

## 1. 引 言

近年来,大气压下的气体放电现象成为人们实验与理论研究的热点问题之一.大气压下气体放电由于能够在较为经济、简便的条件下产生非平衡等离子体而被广泛应用于工业领域,如消毒、刻蚀、镀膜等.大气压下气体放电一般采用介质阻挡放电的电极结构,Kogelschatz 曾对介质阻挡放电中所出现的丝状放电、辉光放电、斑图放电这三种放电模式进行了综述<sup>[1]</sup>.目前,由于大气压辉光放电(APGD)具有能对材料表面进行均匀处理,且能提供更多的活性成分和浓度等优势而备受关注,吸引了国内外众多学者进行研究<sup>[2-5]</sup>.但是由于辉光放电的条件较为苛刻,而且对放电参数的变动极为敏感,所以,目前在工业领域中应用最为广泛的是大气压下放电形式为丝状放电.即在放电过程中,放电间隙所出现的不是均匀的辉光,而是一条条的丝状放电通道,每条放电通道所持续的时间相当短,而且放电通道以近乎随机的方式出现,很难对其具体位置做出预测.

丝状放电为人们所研究由来已久,许多学者对此做了大量的研究,理论上利用一维和二维模型对丝状放电进行了许多模拟工作.这些结果加深了人

们对于单个放电通道的发展与传播的理解<sup>[6-9]</sup>.文献[10]曾研究了两条相邻放电通道的相互作用,并给出了模拟结果.然而以上这些研究往往在模拟的时候给电子、离子一个特定的分布,即是在不均匀的初始条件下给出的.但是,众所周知气体放电所产生的是远离平衡状态的等离子体,其中非线性因素对等离子体的演化起重要作用,当放电条件超过一定的范围时,即使在均匀的条件下,等离子体中的某种不稳定性被激发起来有可能导致放电模式转变为丝状放电.文献[11,12]曾在均匀的初始条件下着重研究了丝状放电的自组织现象.最近,我们采用一个简化的二维双流体模型在初始条件均匀的情况下对丝状放电的整体时空演化进行了研究,通过模拟可以发现,虽然丝状放电表面上看起来是随机的,但还是有其内在的规律性的.

## 2. 理论模型

本文所采用的模型是基于双流体模型.在模拟中所考虑的粒子包括电子和正离子,所考虑的基本过程包括碰撞电离与复合,没有考虑潘宁(Penning)电离、光电离等机制.当然,这种简化做法会影响放电演化过程中的时间与空间尺度等方面,例如会造

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:10275010)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: wangdez@dlut.edu.cn

成放电电流脉宽较宽,但是能显著减少计算量,并且模拟结果表明,这种简化模型能够给出丝状放电演化过程的基本物理图象.在模拟过程中,电子与离子的密度在漂移扩散近似下可以用二维连续性方程表示:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \frac{\alpha(j_{kx})}{\partial x} + \frac{\alpha(j_{ky})}{\partial y} = S, \quad (1)$$

$$j_{kx} = \pm \mu_k E_x n_k - D_k \frac{\partial n_k}{\partial x}, \quad (2)$$

$$j_{ky} = \pm \mu_k E_y n_k - D_k \frac{\partial n_k}{\partial y}, \quad (3)$$

其中  $k$  表示粒子种类,  $n_k$  为相应粒子的密度,  $j_k$  为粒子流密度,  $\mu_k$  与  $D_k$  表示粒子的迁移率与扩散系数,  $S$  表示源项.式(2)与(3)中的加号表示正离子流密度,减号表示电子流密度.  $S$  具体的表达式为

$$S = A p e^{-\frac{B}{E}} \mu_e E n_e - \beta n_e n_i, \quad (4)$$

其中  $A$  是与温度有关的常数,  $B$  是同气体有关的常数,  $E$  为总电场,  $p$  为气压,  $\beta$  为复合系数,  $n_e$  与  $n_i$  分别表示电子和离子密度,  $\mu_e$  为电子的迁移率.

为了计算气体放电过程中的电场,需要求解二维 Poisson 方程

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (5)$$

其中  $E_x, E_y$  为横向和纵向电场,  $\rho$  为空间电荷密度.

众所周知,求解二维 Poisson 方程是相当复杂和费时的过程,所以在我们的模拟中采用二维电流平衡方程来代替 Poisson 方程,这种替代的合理性与可行性可见文献 [13, 14], 在直角坐标系中,二维电流平衡方程可写作

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{e}{\epsilon_0} j_x = \frac{e}{\epsilon_0} j_{0x}, \quad (6)$$

$$\epsilon(y) \frac{\partial E_y}{\partial t} + \frac{e}{\epsilon_0} j_y = \frac{e}{\epsilon_0} j_{0y}, \quad (7)$$

其中  $j_x, j_y$  为横向和纵向的传导电流,  $j_{0x}, j_{0y}$  为横向和纵向的总电流.  $\epsilon(y)$  根据  $y$  的不同的值而相应的取放电间隙的介电常数或是介质的介电常数.

在模拟中我们采用 Scharfetter-Gummel 有限差分算法对方程(1)–(3)进行分解和数值求解<sup>[15]</sup>, 气体放电的总电流由位移电流和传导电流组成,其最终形式可以表示为

$$j_0 = - \frac{\epsilon_0}{\epsilon(d + \frac{2d_b}{\epsilon_b})} \frac{\partial V(t)}{\partial t} + \frac{1}{d + \frac{2d_b}{\epsilon_b}} \int_0^d j_{0y} dy, \quad (8)$$

其中  $j_0$  为总放电电流,  $d$  表示放电间隙宽度,  $d_b$  表示介质厚度,  $\epsilon_b$  表示介质的介电常数,  $V_0$  表示外加电压幅值.

### 3. 模拟结果与讨论

我们在模拟中采用均匀的初始条件,即初始的电子和离子密度以及初始电场在横向和纵向都是均匀的.在放电间隙的边界,即阴极介质表面我们考虑了在介质阻挡放电中极为重要的二次电子发射,发射系数  $\gamma$  取值为 0.01,而在阳极介质表面则假设正离子电流密度为 0.所采用的放电间距为 0.3cm,介质层厚度为 0.1cm,介质板的半径为 0.6cm,介质的介电常数为 7.6,所加的正弦电压幅值为 1500V,所加电压的频率为 100kHz.所采用的工作气体为氦气,气压取大气压,相应的粒子间的碰撞电离系数、复合系数及电子与离子的输运系数参见文献 [4].

图 1 给出了上半周期电流密度与电子密度随时间的演化图,从电子密度的演化图中我们可以形象地看到放电通道的形成与发展过程.当新周期的放电过程刚开始的时候,由于上一周期的影响,在阴极(即电压转向前的阳极)附近保留着大量的电子如图 1(b)所示.随着电压的持续增加,电离波逐渐向阴极传播,越是靠近阴极,气体的电离率越高,特别是在阴极鞘层附近电离率最高,从而产生的电子密度也最高,如图 1(c)所示.放电通道将逐步贯穿整个放电间隙,气体便在此处被击穿.但是当放电通道横跨放电间隙之后,电子和离子将逐步分别沉积在阳极和阴极介质表面,这些介质表面电荷将产生与外加电场反向的电场,从而抑制了放电通道内的电离,使得此处的放电逐渐熄灭.从电流密度演化图 1(a)可以看到此时在这两个位置出现电流脉冲.但是当这两处的电流脉冲逐渐结束后,在不同于这两处的另外的三个位置开始出现新的电流脉冲.对应于图 1(d),三条新的放电通道逐渐形成.

下面来看下半周期的放电演化过程.图 2(a)是下半周期的电流密度演化图,图 2(b)–(d)表明了下半周期的电子密度随时间的演化.从图(b)可以看到,下半周期的放电通道首先出现的位置恰好是上半周期最后熄灭的放电通道的三个位置.这是由于在这些位置上半周期放电熄灭较晚,在其相应的放

电通道中,电子和离子并未完全复合或是沉积到介质表面,电子与离子依旧保持了较高的密度,从而当

外加电压反向以后,在这些较为“活跃”的区域更容易发生击穿.

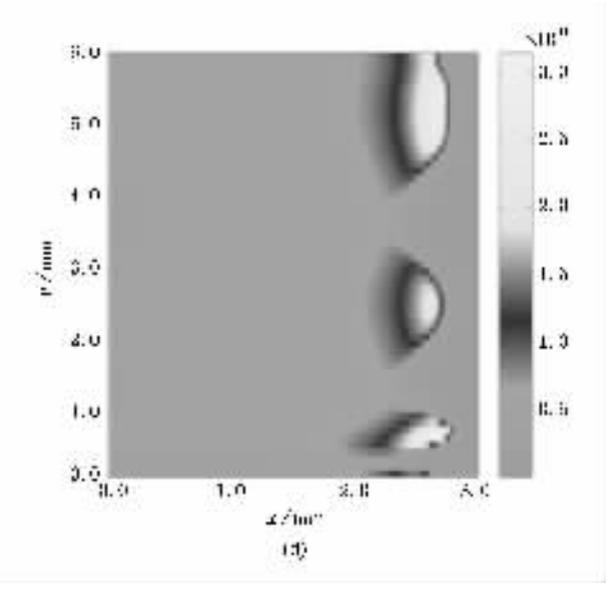
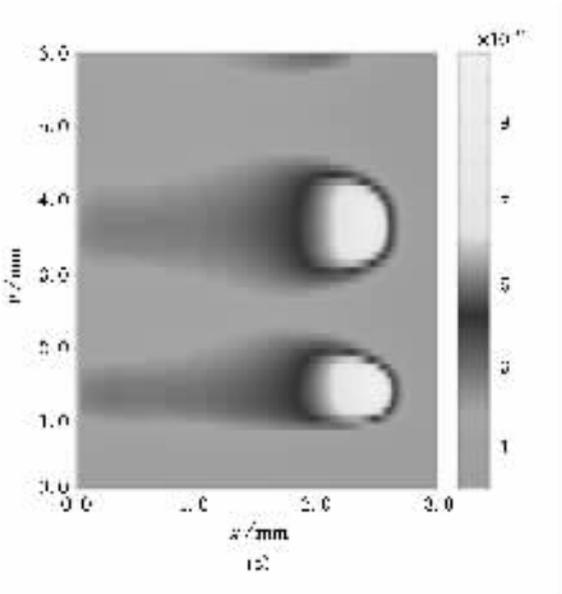
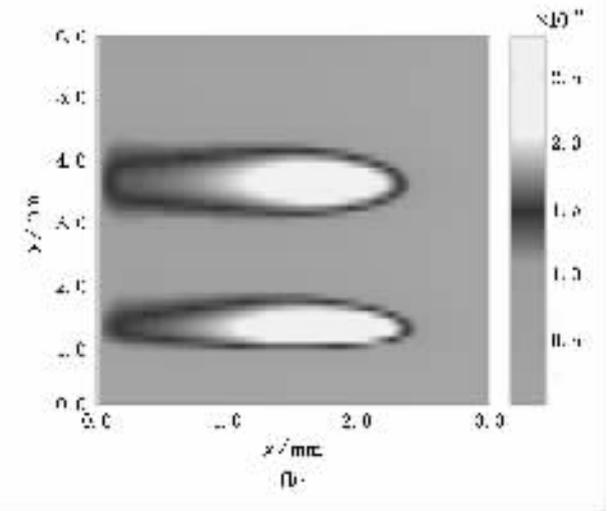
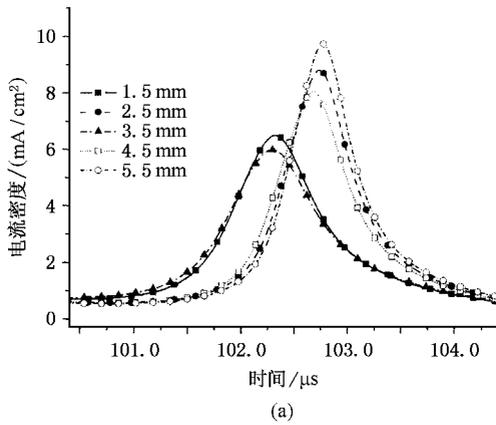


图 1 (a)为正半周期内不同位置的电流密度随时间的演化图 (b)(c)(d)分别为正半周期在 101.8μs,102.5μs,102.8μs 三时刻的电子密度分布图,其中在每张图中右侧为瞬时阴极

如果将放电间隙调整到 0.2cm,其他条件不变,则放电通道在演化过程中还会出现分裂、合并等现象.图 3 表示的是在一个放电过程中的负半周期内放电通道的整体演化过程.图 3(a)所示的是下半周期刚刚开始时离子密度的分布情况,从图中可以看出与图 2(a)的电荷分布情况类似.随着放电的发展,放电通道 F1 开始向两侧扩展出原有的区域图 3(b),并且由于受到阳极附近离子团的影响,阴极离子的分布前端出现分支.在放电通道 F1 处被完全击穿后,大量的电荷将沉积在介质表面,介质表面电荷

产生的反向电场削弱了 F1 通道内的电场,从而抑制了其间的碰撞电离.从图 3(b)可以看出,原放电通道 F1 处由于放电的结束导致阴极附近的离子密度降低,而 F1 的两侧却由于此时介质表面电荷电场依旧同向与外加电场,且由于放电通道 F1 的扩展而具有较高的电荷密度,从而随着外加电压的增加,两条新的放电通道 f1 和 f2 产生了,如图 3(c)3(d)所示.这种由一条放电通道发展分化出两条新的放电通道的过程称为放电通道的分裂.文献 [16] 在实验中曾发现类似现象.放电通道的分裂伴随着一条放电通

道的消失和两条放电通道的产生. 从而可以说, 放电

通道的分裂现象导致了放电空间中放电通道的增加.

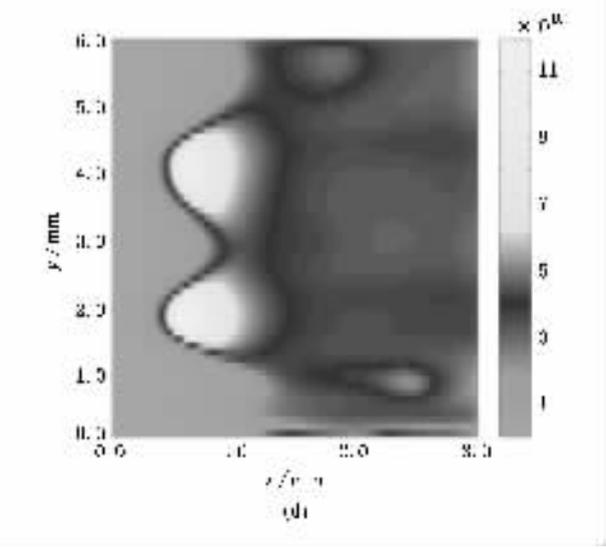
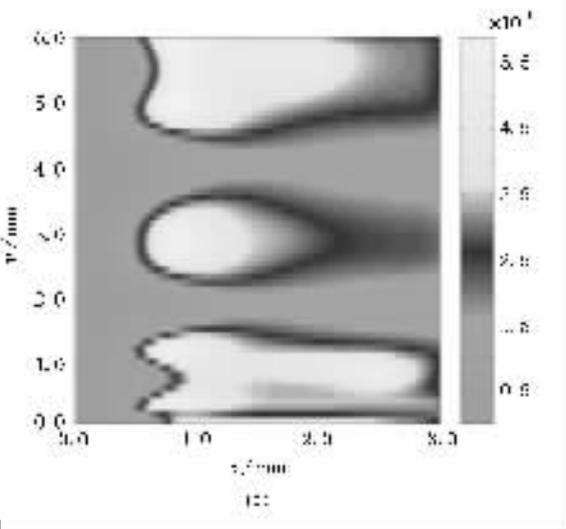
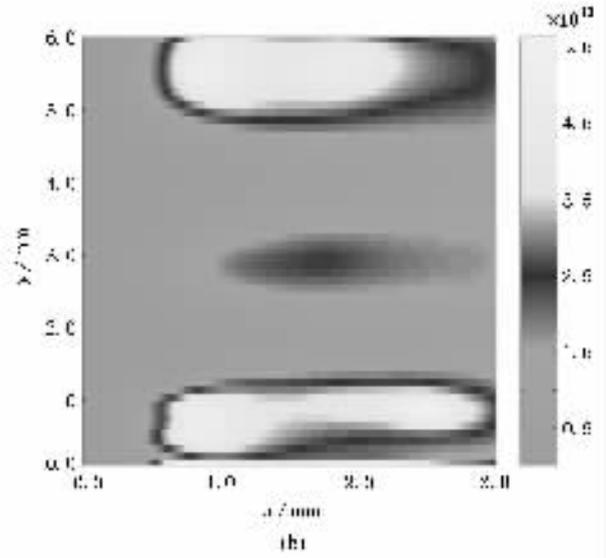
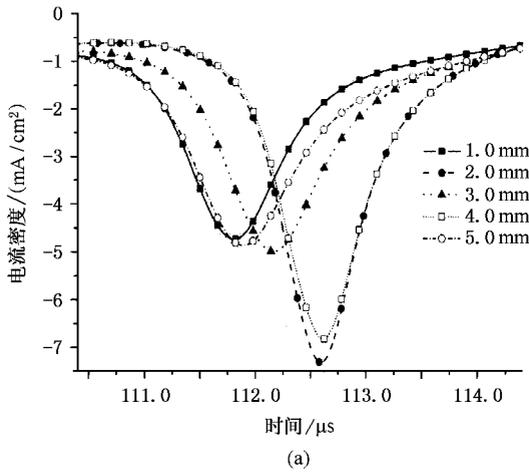


图 2 (a)为负半周期内不同位置的电流密度随时间的演化图 (b)(c)(d)分别为负半周期内在 111.6 $\mu$ s ,112.0 $\mu$ s ,112.6 $\mu$ s 三时刻的电子密度分布图,其中每张图中右侧为瞬时阴极

由分裂而产生的新的放电通道  $f_1$  , $f_2$  , $f_3$  (如图 3 (c)所标示)同样会随着放电的发展而发生扩展,但是这种扩展却有别于最初的放电通道  $F_1$  的扩展.以  $f_1$  为例,这条放电通道只会向图 3(c)中的下方扩展.这是由于放电通道  $f_1$  的上方区域已经发生过放电,介质表面在本半周期内积累了大量新的电荷,介质表面电荷所产生的反向电场削弱了  $f_1$  放电通道上方区域的电场,从而,放电通道  $f_1$  只会向下方扩展.在扩展的过程中同样会出现原放电通道的熄灭,而在其下方区域产生新的放电通道.类似的,放电通道  $f_2$  只会向上方扩展,并且在  $f_2$  放电通道熄灭后会

在其上方区域产生新的放电通道.这种放电通道沿一个特定方向的扩展、熄灭、产生的过程,使得放电通道看起来象在运动一样,所以,可以简单的将这种熄灭、产生的反复的放电演化过程归结为一条放电通道的运动.如在图 3(c)图 3(d)和图 3(e)中,我们可以说放电通道  $f_1$  , $f_3$  在向下运动,而放电通道  $f_2$  则在向上运动.

从图 3(d)(e)中可以看出,由于  $f_2$  , $f_3$  相向运动,它们不可避免的会相互靠近并发生相互作用,文献 [8] 中曾较为详细的讨论过这种两条邻近放电通道的相互作用.在通常情况下,两条相互靠近的放电

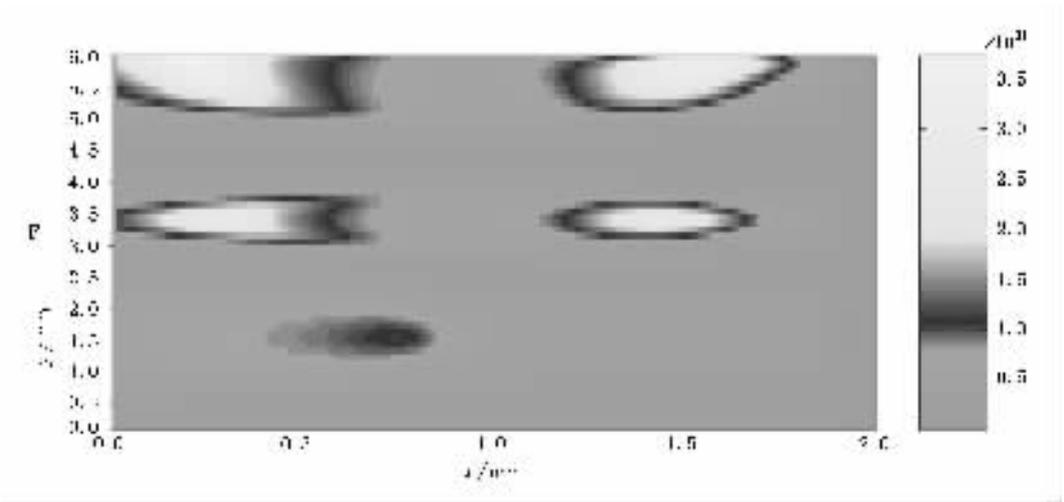


图 3(a)

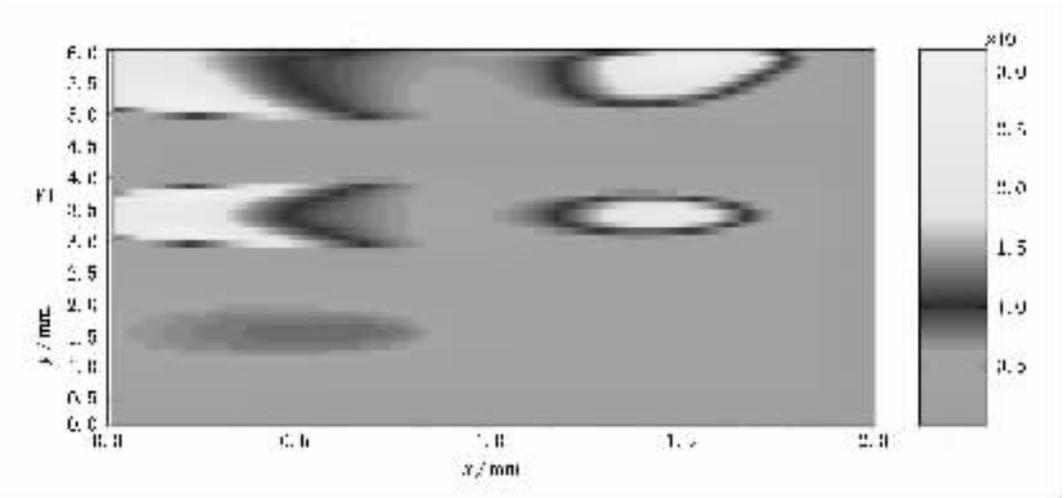


图 3(b)

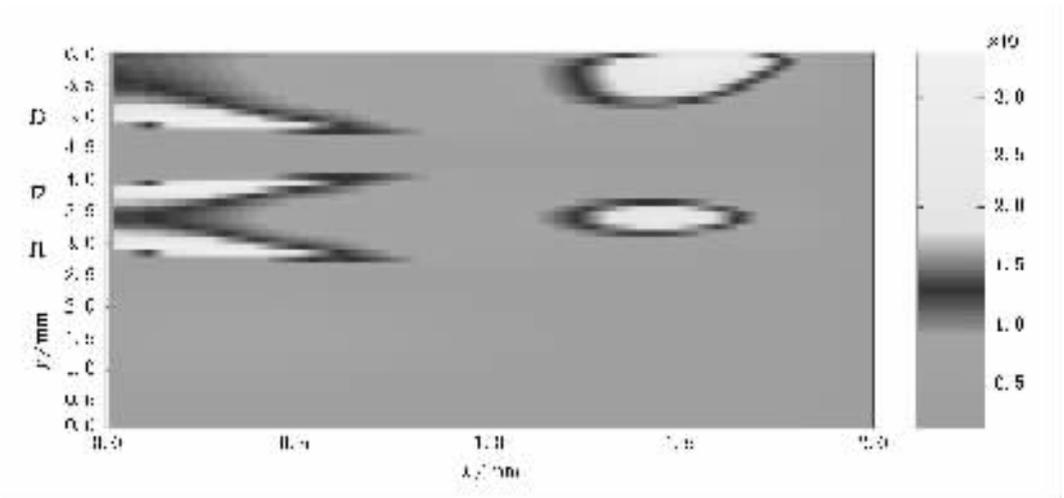


图 3(c)

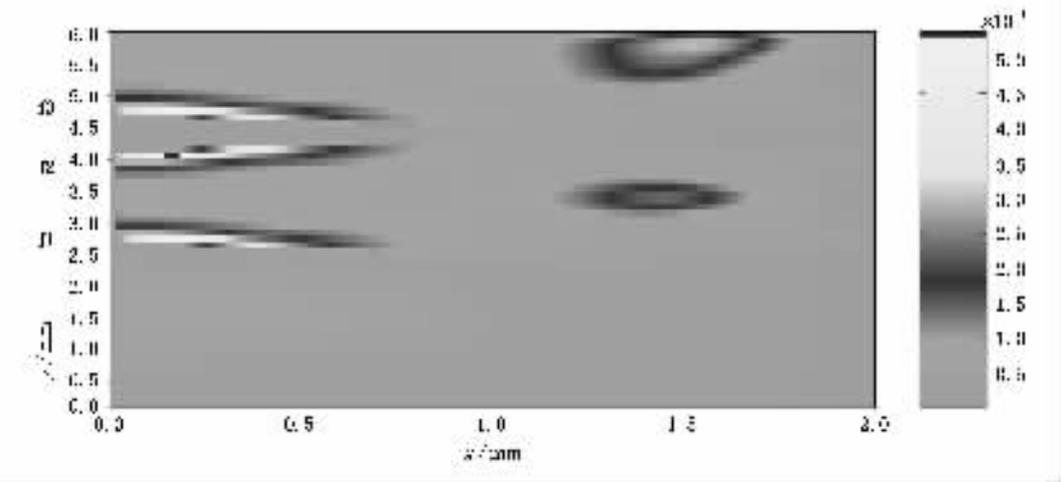


图 3(d)

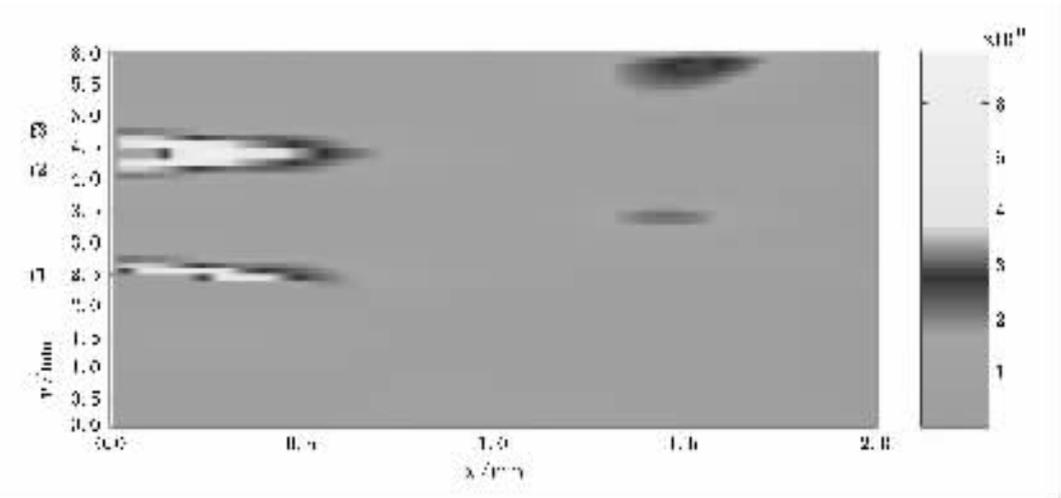


图 3(e)

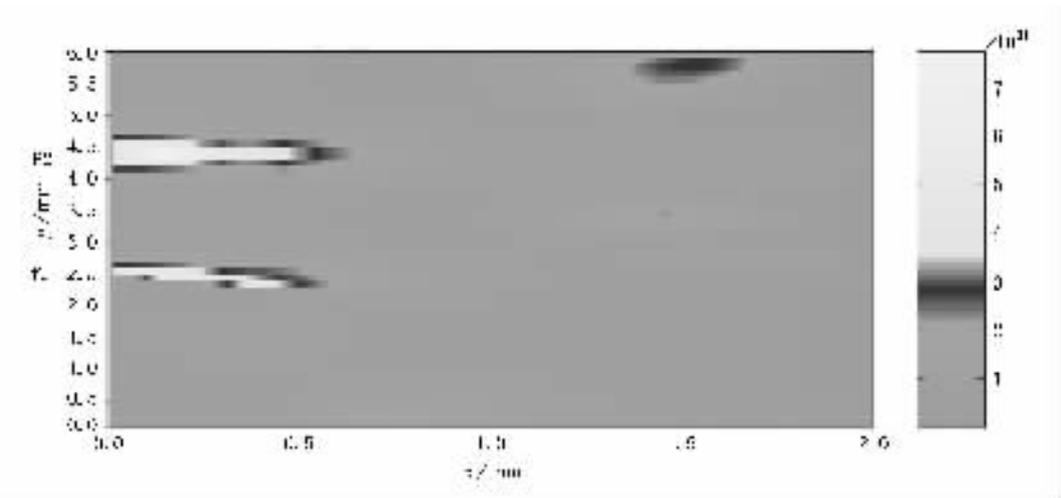


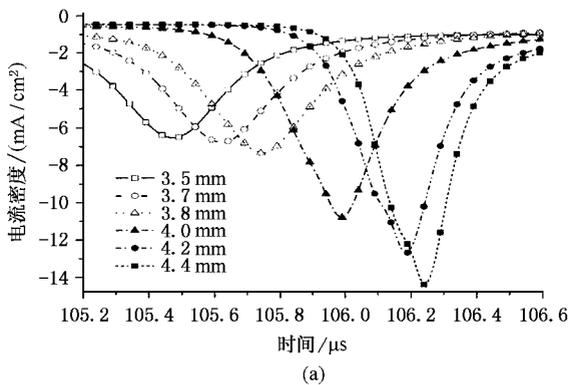
图 3(f)

图 3 在负半周期内离子密度分别在 105.4μs、105.6μs、105.8μs、106.0μs、106.2μs、106.3μs 六时刻演化图,其中每张图中左侧为瞬时阴极



通道相互作用的结果是结合成一条新的放电通道,如图 3(e)和图 3(f)所示.由于相互作用而生成的新的放电通道 F2 的两侧均已经发生过放电,介质表面也积累了新的电荷,从而这条放电通道将不会发生扩展和运动,最终将逐渐熄灭.这种两条相向运动的放电通道相互作用产生一条新的放电通道的现象称为放电通道的合并.从而可知,放电通道的合并是导致放电空间中放电通道减少的一条途径.

下面从介质表面充电的角度来看放电通道的运动.图 4(a)为放电通道 f2 运动过程中在不同位置的电流密度随时间的演化图,从图中可以看出,在放电过程中依次在  $y = 3.5, 3.7, 3.8, 4.0, 4.2, 4.4$  等位置



出现电流脉冲,说明在这些位置气体依次发生了击穿,并且可以看到在  $y = 4.4$  处电流明显强于其他位置.这可以理解为由于在此处放电通道 f2, f3 发生了合并,从而极大的增强了此处的放电强度.图 4(b)表明了放电通道 f2 在运动过程中介质表面的充电过程,从这里可以看出介质表面随着气体的击穿沿特定的方向依次充电,为了更好地说明这一点,图 4(c)给出了放电通道 f1 在运动过程中介质表面电荷沉积过程.从图 4(b)和图 4(c)可以明显地看出放电通道 f1 与 f2 的运动方向相反,但是它们的所体现的运动规律却是一致的,即放电通道总是从介质表面已经充电的位置向未曾充电的位置运动.

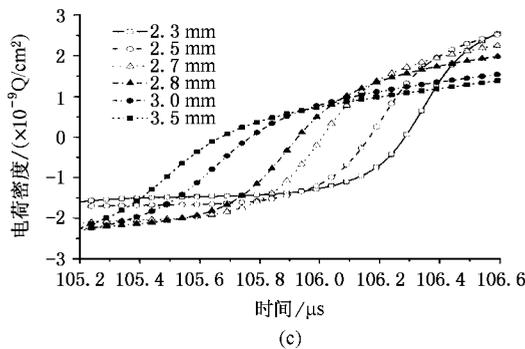
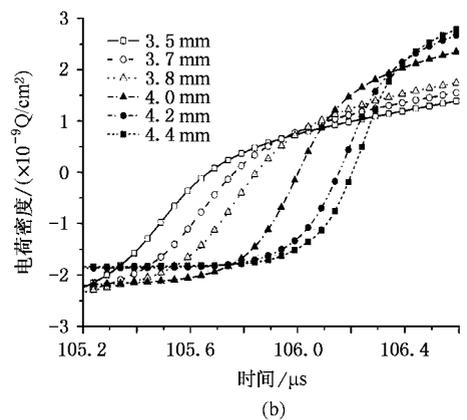


图 4 (a) 放电通道 f2 在运动过程中在不同位置的电流密度随时间演化图 (b) 为放电通道 f2 在运动过程中不同位置介质表面电荷随时间演化图 (c) 为放电通道 f1 在运动过程中不同位置介质表面电荷随时间的演化图

## 4. 结 论

我们通过数值求解双流体方程,在均匀的初始条件下模拟了大气压下丝状放电的整体时空演化.通过模拟可以发现,丝状放电虽然非常复杂和不稳定,但还是有规律可循的.在整个丝状放电的演化过程中,放电通道在不同的位置相继出现,而且后出现的放电通道的位置往往不同于先出现的放电通道的

位置,即,放电通道有遍历整个放电空间的趋势.在一定条件下,放电通道还会有分裂、运动、合并等行为.模拟结果表明,如果一条放电通道的两侧均未发生放电,介质表面在本半周期内未曾沉积新的电荷,则这条放电通道有可能发生分裂;如果一条放电通道的一侧已经发生放电,则这条放电通道则向未放电的一侧运动;如果一条放电通道的两侧均已经发生过放电,介质表面在本半周期也已经充电,则这条放电通道将不再运动,将逐渐削弱以致熄灭.当然,

由于丝状放电的复杂性,实验上发现的许多现象至今还没在理论上得到充分的研究,许多丝状放电规律还有待于进一步的模拟与分析.

- [ 1 ] Kogelschatz U 2002 *IEEE Tran. Plasma Sci.* **30** 1400
- [ 2 ] Massines F *et al* 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 2950
- [ 3 ] Kong M G and Deng X T 2003 *IEEE. Tran. Plasma Sci.* **31** 1
- [ 4 ] Wang Y H and Wang D Z 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1634 ( in Chinese ) [ 王艳辉、王德真 2003 *物理学报* **52** 1694 ]
- [ 5 ] Wang Y H and Wang D Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1295 ( in Chinese ) [ 王艳辉、王德真 2005 *物理学报* **54** 1295 ]
- [ 6 ] Li J and Shirskak K 1997 *J. Appl. Phys.* **82** 4205
- [ 7 ] Xu Xudong " Peter " and Mark J. Kushner 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 7522
- [ 8 ] Steinle G *et al* 1999 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **32** 1350
- [ 9 ] Kang Woo Seok ,Kim Yong-Ho and Hong Hee 2002 *IEEE Tran. Plasma. Sci* **30** 166
- [ 10 ] Xu Xudong " Peter " and Mark J Kushner 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 4153
- [ 11 ] Brauer I 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 7569
- [ 12 ] Muller I *et al* 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 1
- [ 13 ] Kulikovskiy A A 1994 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **27** 2556
- [ 14 ] Kulikovskiy A A 1994 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **27** 2564
- [ 15 ] Kulikovskiy A A 1995 *J. Comp. Phys.* **119** 149
- [ 16 ] Strumpel C , Purwins H G and Yu A Astrov 2001 *Phys. Rev. E* **63** 026409

## Numerical simulation of filamentary discharge controlled by dielectric barrier at atmospheric pressure <sup>\*</sup>

Zhang Yuan-Tao Wang De-Zhen<sup>†</sup> Wang Yan-Hui

( State Key Laboratory of Materials Modification by Laser , Ion and Electron Beams , Department of Physics ,  
Dalian University of Technology , Dalian 116024 , China )

( Received 10 October 2004 ; revised manuscript received 2 December 2004 )

### Abstract

The spatio-temporal evolution of filamentary discharge in dielectric barrier discharge at atmospheric pressure is studied. A two-dimensional model was solved with uniform initial conditions. The simulation results reveal that the breakdowns take place continuously at different positions and gradually spread all over the discharge space. It is found that under certain conditions the splitting and uniting of filaments can occur , which has been observed in experiments. The splitting of filaments leads to the generation of new filament and the uniting reduces the number density of filaments in discharge space. The simulation shows that the charges on barrier surface play a dominant role in determining the global spatio-temporal evolution of filamentary discharge.

**Keywords :** dielectric barrier discharge , filamentary discharge , numerical simulation

**PACC :** 5256 , 7750 , 5280D , 5520

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10275010 ).

<sup>†</sup> E-mail : wangdez@dlut.edu.cn