

# 介质阻挡放电中的能量转换过程研究<sup>\*</sup>

尹增谦<sup>†</sup> 万景瑜 黄明强 王慧娟

(华北电力大学数理系, 保定 071003)

(2006 年 12 月 30 日收到, 2007 年 5 月 8 日收到修改稿)

研究了介质阻挡放电过程中的电流强度、电场强度以及电荷分布的演变规律, 并对能量转换性质进行了分析. 研究表明, 在一个放电脉冲过程中, 外加驱动电源所作的功、电场能量的增量均与起始时刻的壁电荷密度有关, 而气体中放电电流所作的功即沉积于气体中的能量与起始时刻的壁电荷密度、放电电流的具体波形无关.

关键词: 介质阻挡放电, 壁电荷, 动力学过程, 能量转换

PACC: 5150, 5280

## 1. 引 言

放电具有瞬态放电、等离子体参数(电子温度和电子密度)方便可调、可工作在高气压条件等独特性质, 介质阻挡放电(dielectric barrier discharge, 简记为 DBD)作为典型的远离平衡态的交流气体放电, 被广泛地应用于材料表面改性、臭氧合成以及等离子体显示等<sup>[1]</sup>工业领域. 由于 DBD 的非线性等独特性质, 近年来成为等离子体物理学、斑图动力学的前沿研究课题<sup>[2]</sup>. 以上两个方面都需要深入研究放电的动力学过程, 所以, 作为应用和理论研究基础的 DBD 动力学过程研究更是备受关注<sup>[3-6]</sup>. 在 DBD 动力学过程的研究工作中, 主要采用实验研究<sup>[7-13]</sup>和数值模拟<sup>[2-5]</sup>的手段, 研究交流电压驱动的 DBD 中各种参量的时空演化性质. DBD 过程中的气体放电电流与电路中总电流的关系、壁电荷(又称记忆电荷)对放电过程的影响以及放电过程中的能量转换关系, 对于深入揭示 DBD 动力学过程的规律以及建立实验结果与理论分析结果之间的纽带具有十分重要的意义. 本工作采用简化的 DBD 模型, 研究直流电压驱动情况下的电场分布、壁电荷演化规律以及能量转换规律, 从而为揭示 DBD 动力学过程中的放电时间性质和能量转换关系提供重要依据.

## 2. DBD 概述

DBD 的典型特征是在至少一个电极上覆盖有电介质层, 当外加驱动电压增大从而使气体内的电场强度达到击穿场强  $E_b$  时发生放电, 放电电流将带电粒子积累到电介质表面形成壁电荷, 从而产生与驱动电场方向相反的内建电场. 内建电场的产生导致气隙内总电场强度的减小, 当总电场强度减小到低于放电维持电场强度(又称熄灭场强)  $E_m$  时, 放电就终止. 只有当外加电压增大或反向时, 才能发生下一次的放电<sup>[11]</sup>. 在 DBD 的放电过程中, 壁电荷对放电的时空特性有着重要的影响<sup>[8-10]</sup>, 分析壁电荷对放电过程中能量传输的影响具有重要意义.

## 3. 能量传输及动力学过程分析

### 3.1. 模型建立

如图 1 所示, 假设 DBD 装置中每个介质层厚度和放电气体的厚度分别为  $d_s$  和  $d_g$ , 电极板(电介质)面积为  $S$ , 电介质的相对介电常数为  $\epsilon_r$ , 外加电压为  $U$ , 金属极板上的自由电荷面密度和电介质层上的壁电荷面密度分别为  $\sigma_0$  和  $\sigma_s$ , 气体和介质中的电场强度分别为  $E_g$  和  $E_s$ .

根据电场的基本性质可知, 介质层内和气体中

<sup>\*</sup> 华北电力大学科研基金(批准号 200612004)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: yinzq@vip.sina.com

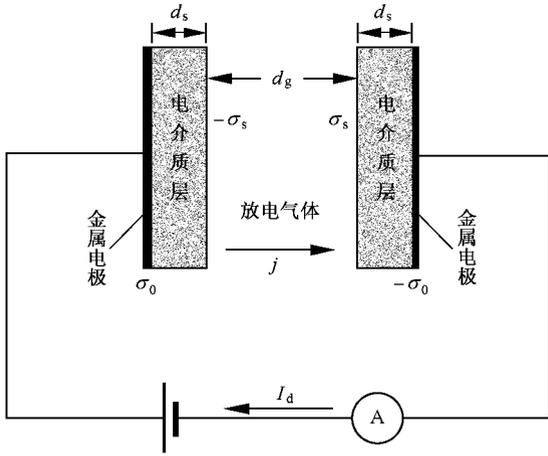


图1 DBD 装置示意图

的电场强度分别为

$$E_s = \frac{\sigma_0}{\epsilon_r \epsilon_0}, \tag{1}$$

$$E_g = \frac{\sigma_0 - \epsilon_s}{\epsilon_0},$$

外加电压与电场强度、壁电荷面密度的关系为

$$U = E_g d_g + 2E_s d_s$$

$$= (2d_s + \epsilon_r d_g) E_s - \frac{\sigma_s}{\epsilon_0} d_g$$

$$= E_g \left( d_g + 2 \frac{d_s}{\epsilon_r} \right) + 2 \frac{\sigma_s d_s}{\epsilon_0 \epsilon_r}. \tag{2}$$

所以,由外加电压  $U$ 、放电装置尺度及参量 ( $d_s, d_g, \epsilon_r$ ) 和壁电荷面密度  $\sigma_s$  完全可以决定介质层内和气体中的电场强度分布、电极上自由电荷密度,分别为

$$E_s = \frac{U + \frac{\sigma_s}{\epsilon_0} d_g}{2d_s + \epsilon_r d_g}, \tag{3}$$

$$E_g = \frac{U + \frac{\sigma_s}{\epsilon_0} d_g}{2 \frac{d_s}{\epsilon_r} + d_g} - \frac{\sigma_s}{\epsilon_0}, \tag{4}$$

$$\sigma_0 = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 U + \epsilon_r \sigma_s d_g}{2d_s + \epsilon_r d_g}. \tag{5}$$

由(4)式知,气体中的电场强度由驱动电压和壁电荷面密度决定.一般而言,气体击穿所需要的电场强度即击穿场强由气体成分和气压决定,所以相同成分、气压的气体在固定 DBD 结构设置条件下击穿所需要的驱动电压不是固定的,而是与壁电荷有关.在交流电源驱动的情况下,由于每次放电的击穿时刻所对应的电压与上次放电所遗留的壁电荷的量值有关,所以在不同的交流电压半周期内,放电时刻并不

是完全相同的,即相邻两次放电的时间由壁电荷联系起来.壁电荷的这种记忆效应导致了 DBD 的时空相关结构<sup>[8-11]</sup>.

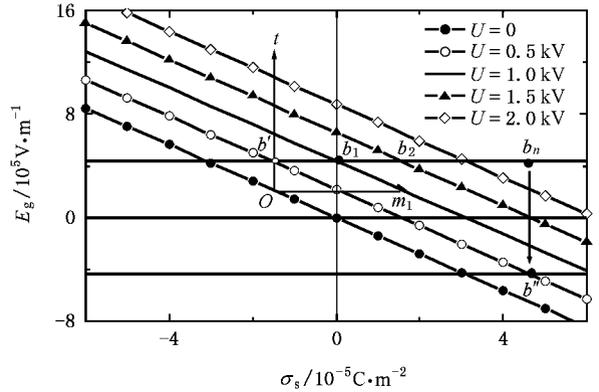


图2 气体中的电场强度  $E_g$  与驱动电压  $U$ 、壁电荷密度  $\sigma_s$  之间的关系  $d_s = 1 \text{ mm}, d_g = 2 \text{ mm}, \epsilon_r = 7$

由(4)式决定的  $E_g(U, \sigma_s)$  关系曲线如图2所示.研究表明,确定的  $E_g$  值所对应的  $U$  值是不同的,且随着  $\sigma_s$  的不同而变化.当  $\sigma_s < 0$  时,  $U$  值随  $\sigma_s$  绝对值的增大而减小,这时壁电荷所产生的内建电场与外加驱动电压同向.当  $\sigma_s > 0$  时,  $U$  值随  $\sigma_s$  值的增大而增大,此时壁电荷所产生的内建电场与外加驱动电压反向.  $E_g(U, \sigma_s)$  关系可以很好地解释 DBD 的时间特性.如在图2中,假设  $b_1$  点满足击穿条件  $E_g = E_b$ ,则在击穿后的放电过程中随着壁电荷累积,气体中电场强度  $E_g$  逐渐减小,到达  $m_1$  点时电场强度  $E_g$  减小到熄灭场强  $E_m$  从而放电熄灭.只有外加驱动电压再升高(对应于电压波形的上升沿)到  $b_2$  点时,再度达到击穿条件  $E_g = E_b$  就发生下一次放电.依此类推,在外加驱动电压不断升高的过程中,  $E_g - \sigma_s$  值将沿着类似  $b_1 \rightarrow m_1 \rightarrow b_2$  的折线变化且发生第一次、第二次、... 放电,即实验中发现的多脉冲放电.显然,如果外加驱动电压的幅值较小,在电压换向之前可能只发生一次放电,即在半周期内只有一个放电脉冲.如果某个半周期只发生上述的一次放电,那么下半周期来临从而电压换向(与壁电荷反号效果相同)后, DBD 的状态将沿着  $O \rightarrow t$  的方向变化,当到达  $b'$  点时将发生放电.可见此次放电所需要的外加驱动电压比上半周期所需要的电压值小,放电发生时刻相对提前,即出现了正负半周期放电时间的不对称.如果由于涨落等原因,使  $m_1$  向左(或右)移动(相应于某个半周期放电结束时刻的提

前或滞后)将导致  $O$  点和  $b'$  点向右(或左)移动即下半周期击穿时刻所对应电压的增大(或减小),从而使放电时刻滞后(或提前).所以,交流 DBD 中相邻正负半周期的两次放电之间的时间间隔可以处于长短交替的状态.另外,如果在交变电压的上升沿发生了多脉冲放电,那么就会累积很大的壁电荷量,当驱动电压达到峰值开始减小时,气体中的电场强度  $E_g$  逐渐减小至零后变为负值,然后  $E_g$  绝对值逐渐增大,经历  $b_n \rightarrow b''$  的过程,则在电压减小到零之前达到放电条件.高压交流 DBD 中出现的驱动电压下降沿放电即属于这种情况.需要指出的是,在此情况下放电电流的方向与上升沿的放电电流方向相反<sup>[6]</sup>.

### 3.2. 电荷传输及能量转换过程分析

如上所述,若气体的击穿场强为  $E_b$ 、熄灭场强为  $E_m$ ,则当维持电源电压保持不变(即 DBD 工作在直流状态,或与驱动电源相比放电脉冲宽度很小)时,由此可以求出与击穿场强  $E_b$ 、熄灭场强  $E_m$  相对应的壁电荷面密度应满足的条件为

$$U = U_b = \left(2 \frac{d_s}{\epsilon_r} + d_g\right) \left(E_b + \frac{\sigma_s^b}{\epsilon_0}\right) - \frac{\sigma_0^b}{\epsilon_0} d_g, \quad (6)$$

$$U = U_m = \left(2 \frac{d_s}{\epsilon_r} + d_g\right) \left(E_m + \frac{\sigma_s^m}{\epsilon_0}\right) - \frac{\sigma_0^m}{\epsilon_0} d_g.$$

这里  $\sigma_s^b$ 、 $\sigma_s^m$  分别为放电刚开始和刚熄灭时的壁电荷密度,即

$$\sigma_s^b = \epsilon_0 \frac{\epsilon_r U - E_b(\epsilon_r d_g + 2d_s)}{2d_s}, \quad (7)$$

$$\sigma_s^m = \epsilon_0 \frac{\epsilon_r U - E_m(\epsilon_r d_g + 2d_s)}{2d_s}.$$

所以,放电过程中迁移的壁电荷的面密度为

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_s &= \sigma_s^m - \sigma_s^b \\ &= \epsilon_0 \frac{(E_b - E_m)(\epsilon_r d_g + 2d_s)}{2d_s}. \end{aligned}$$

由(5)式可知,在放电过程中正负电极板上的自由电荷面密度的变化量为

$$\Delta\sigma_0 = \sigma_0^m - \sigma_0^b = \frac{\epsilon_r(\sigma_s^m - \sigma_s^b)d_g}{2d_s + \epsilon_r d_g}. \quad (8)$$

显然

$$\sigma_0^m - \sigma_0^b < \sigma_s^m - \sigma_s^b. \quad (9)$$

(8)(9)两式说明,在 DBD 的一次放电过程中,放电所传输的壁电荷的电量大于电源向 DBD 电极输送的电量,这意味着气体中的放电电流平均强度

大于外电路中的电流平均强度.其物理意义如下:放电气隙中的电场强度由自由电荷与壁电荷共同决定,而介质中的电场强度与壁电荷无关.要保持外加驱动电压为恒定值,放电气体中电场强度(气体间隙上的电压)的减小必然伴随着电介质中电场强度(介质层上的电压)的增大.只有当  $\sigma_0^m - \sigma_0^b < \sigma_s^m - \sigma_s^b$  且满足(8)式的关系,才能保证驱动电压值不变.另一方面,一次放电过程中,所传输的壁电荷电量、自由电荷电量仅仅与击穿场强、熄灭场强以及 DBD 的结构参数有关,而与发生放电时的外加电压无关.这意味着,在缓变的交流电压驱动条件下,无论是相同半周期的两次放电,还是正负半周期的放电,所传输的壁电荷电量、自由电荷电量都是相同的.

在放电过程中,随着壁电荷的累积量的变化,气体中和介质上的电场强度、电压以及电极上自由电荷的量都在发生变化.图 3 和图 4 分别给出了放电电流为恒定值和三角波形时的壁电荷增量、自由电荷增量以及电压随时间变化的规律.随着放电的进行,伴随着壁电荷逐渐累积,自由电荷的量也逐渐增

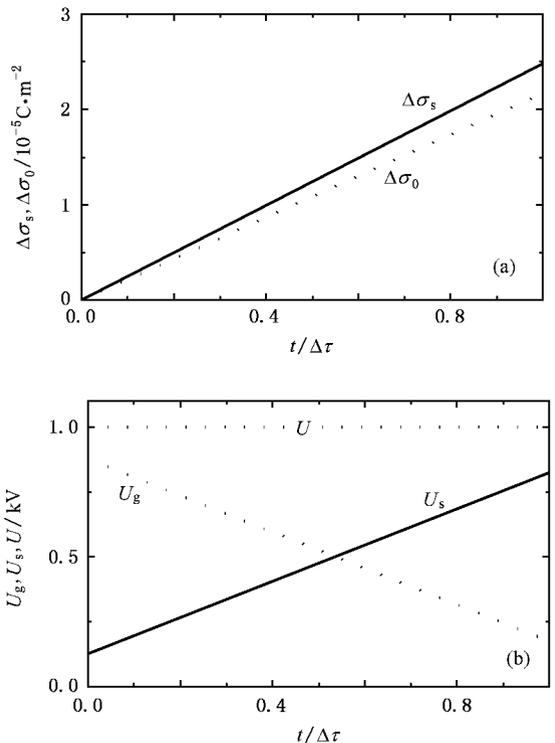


图 3 电流为恒定值时,放电过程中电荷密度、电压随时间的变化关系.  $d_s = 1 \text{ mm}$ ,  $d_g = 2 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_r = 7$ ,  $E_b = 4.375 \times 10^5 \text{ V/m}$ ,  $E_m = 0.2E_b = 8.75 \times 10^4 \text{ V/m}$ ,  $U = 1 \text{ kV}$ . (a) 壁电荷密度、自由电荷密度随时间的变化 (b) 气体电压、电介质电压、驱动电压随时间的变化

加,气体间隙上和介质层上的电压不断改变,直至放电熄灭。

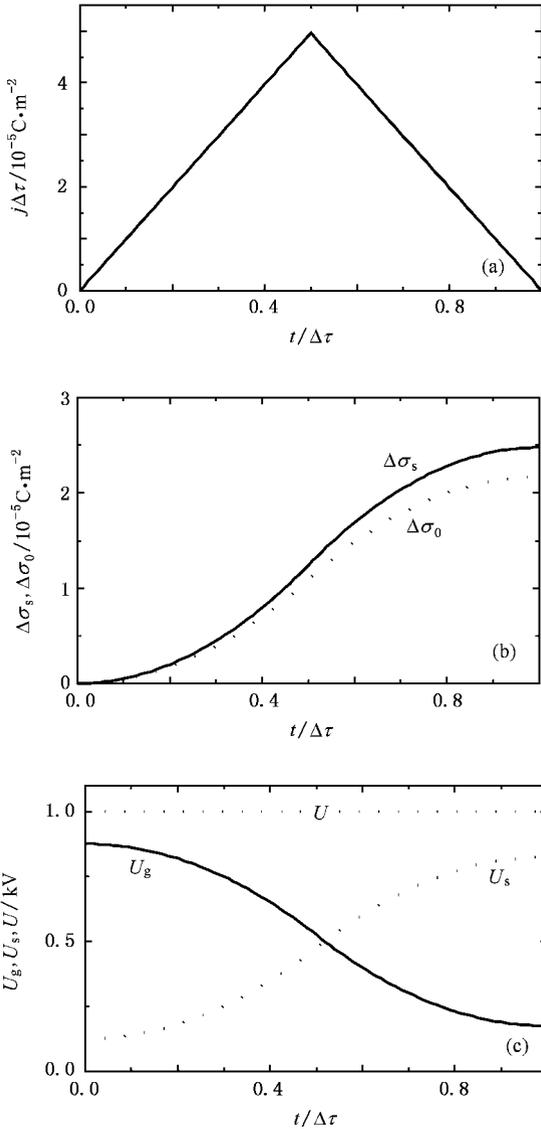


图4 电流为三角形时,放电过程中电荷密度、电压随时间的变化关系  $d_s = 1 \text{ mm}$ ,  $d_g = 2 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_r = 7$ ,  $E_b = 4.375 \times 10^5 \text{ V/m}$ ,  $E_m = 0.2E_b = 8.75 \times 10^4 \text{ V/m}$ ,  $U = 1 \text{ kV}$ 。(a)放电电流波形 (b)壁电荷密度、自由电荷密度随时间的变化 (c)气体电压、电介质电压、驱动电压随时间的变化

下面分析放电过程中的能量传输情况。在放电过程中外加电源所作的功,即电源向 DBD 供给的能量为

$$\begin{aligned} A &= US(\sigma_0^m - \sigma_0^b) \\ &= \frac{\epsilon_r d_g}{2d_s} \epsilon_0 (E_b - E_m) US \\ &= \frac{\epsilon_r d_g}{2d_s} \epsilon_0 (E_b - E_m) \end{aligned}$$

$$\times S \left[ \left( 2 \frac{d_s}{\epsilon_r} + d_g \right) \left( E_b + \frac{\sigma_0^b}{\epsilon_0} \right) - \frac{\sigma_0^b}{\epsilon_0} d_g \right]. \quad (10)$$

这表明电源向 DBD 供给的能量不仅与击穿场强、熄灭场强有关,而且还与放电开始前的壁电荷累积量有关。

放电前后气体中的电场能量密度分别为

$$\begin{aligned} w_{g0} &= \frac{1}{2} \epsilon_0 E_b^2, \\ w_{g1} &= \frac{1}{2} \epsilon_0 E_m^2. \end{aligned} \quad (11)$$

放电前后电介质内部的电场能量密度为

$$\begin{aligned} w_{s0} &= \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r \left( \frac{U - d_g E_b}{2d_s} \right)^2, \\ w_{s1} &= \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r \left( \frac{U - d_g E_m}{2d_s} \right)^2. \end{aligned} \quad (12)$$

由(11)(12)式可以得到电场能量的增量

$$\begin{aligned} \Delta W &= S \frac{\epsilon_0 \epsilon_r d_g U (E_b - E_m)}{2d_s} \\ &\quad - S \frac{\epsilon_0 (E_b^2 - E_m^2) (2d_s d_g + \epsilon_r d_g^2)}{4d_s}. \end{aligned} \quad (13)$$

(13)式表明,与电源向 DBD 供给的能量一样,电场能量的增量不仅与击穿场强、熄灭场强有关,而且还与电源电压有关,实际上也是与放电前的壁电荷累积量有关。

在放电过程中,壁电荷面密度  $\sigma_s$  由  $\sigma_s^b$  变为  $\sigma_s^m$ , 在这个过程中,传导电流(放电电流)所作的功为

$$\begin{aligned} A_J &= S \int_{\sigma_s^b}^{\sigma_s^m} U_g(\sigma_s) d\sigma_s \\ &= S \frac{\epsilon_0 (E_b^2 - E_m^2) (\epsilon_r d_g^2 + 2d_g d_s)}{4d_s}. \end{aligned} \quad (14)$$

这说明传导电流所作的功亦即沉积于气体中的能量与放电起始时刻的壁电荷以及传导电流的具体波形没有关系,而是由 DBD 装置的结构参数及击穿场强、熄灭场强决定。图5给出了一组驱动电源做功、电场能量增量和放电电流做功随起始时刻壁电荷密度变化的关系曲线。

由(10)(13)(14)式可知,电源供给的能量  $A$ 、电场能量的增量  $\Delta W$  以及放电电流所作的功  $A_J$  满足如下关系:

$$A = \Delta W + A_J, \quad (15)$$

即满足能量转换过程中的守恒定律。必须指出的是,电源供给的能量  $A$ 、电场能量的增量  $\Delta W$  均与放电前壁电荷的累积量有关,而放电电流所作的功  $A_J$

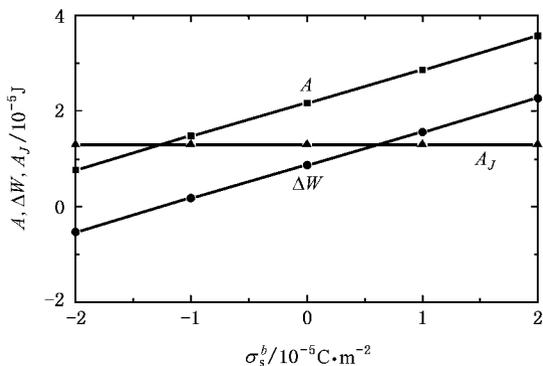


图5 电源做功、电场能量、放电电流做功与壁电荷密度之间的关系  $d_s = 1 \text{ mm}$ ,  $d_g = 2 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_r = 7$ ,  $E_b = 4.375 \times 10^5 \text{ V/m}$ ,  $E_m = 0.2E_b = 8.75 \times 10^4 \text{ V/m}$ ,  $S = 0.001 \text{ m}^2$

与放电前壁电荷的累积量无关。

一般而言,在 DBD 的交流气体放电过程中,一方面相邻两次放电之间的时间间隔比一次放电的持续时间要长得多,另一方面, DBD 一般工作在高气压条件下,具有强烈的碰撞弛豫,放电结束后残余的离子和激发态粒子会在下一次放电来临时几乎完全消失,即击穿场强、熄灭场强主要由气体成分和气压决定。所以,一次放电所沉积于气体中的能量是固定不变的。

## 4. 结 论

1) 在 DBD 的一次放电过程中,放电气体中传输的壁电荷电量、传输到电极上的自由电荷的电量

仅仅由击穿场强和熄灭场强决定,与外加驱动电压无关。另一方面,放电气体中传输的壁电荷电量大于传输到电极上的自由电荷电量,即气体中的平均放电电流强度大于外电路中的平均电流强度。

2) 对于确定的 DBD 结构参数和气体组分,击穿场强所对应的外加驱动电压是不同的,与前期壁电荷有关,从而导致 DBD 的时空相关结构。

3) 在 DBD 的一次放电过程中,外加驱动电源作的功即提供的能量为 DBD 结构电场能量的增量与气体放电电流做功之和。

4) 放电开始时,原来在电极上累积的壁电荷电量对外加驱动电源做功、电场能量增量均有影响,而气体放电电流作的功与原来在介质上累积的壁电荷电量无关。

5) 由于在电场中电子的迁移速度比正离子的迁移速度大得多,所以,在 DBD 中放电电流主要是由电子流形成的,而正离子的空间分布形成了电场的畸变,使得放电过程非常复杂。本文工作对放电过程进行了简化,但仍然保持了放电的基本特征,即壁电荷对放电的自终止作用。

总之,本工作详细研究了直流 DBD 的能量转换规律,揭示了壁电荷在能量转换过程中的作用,从而为深入研究渐变和交变电压驱动的 DBD 动力学过程的放电参量特征提供了工作基础。进一步的研究工作正在进行之中。

作者尹增谦衷心感谢导师董丽芳教授的指导,感谢李雪辰副教授提供的帮助。

- [1] Kogelschatz U 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1400
- [2] Stollenwerk L, Amiranashvili S, Boeuf J P, Purwins H G 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 255001
- [3] Enache I, Naudé N, Cambrome J P, Gherardi N, Massines F 2006 *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **33** 15
- [4] Massines F, Gherardi N, Naudé N, Ségur P 2005 *Plasma Phys. Contr. Fusion* **47** B577
- [5] Massines F, Rahehi A, Decomps P 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 2950
- [6] Dong L F, Mao Z G, Yin Z Q, Ran J X 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 5142
- [7] Dong L F, Ran J X, Mao Z G 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 161501
- [8] Dong L F, Liu F C, Liu S H, He Y F, Fan W L 2005 *Phys. Rev. E* **72** 046215
- [9] Dong L F, Fan W L, He Y F, Li S F, Gao R L, Wang L

2006 *Phys. Rev. E* **73** 066206

- [10] Dong L F, Gao R L, He Y F, Fan W L, Liu W L 2006 *Phys. Rev. E* **74** 057202
- [11] Yin Z Q, Wang L, Dong L F, Li X C, Chai Z F 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 929 (in Chinese) [尹增谦, 王 龙, 董丽芳, 李雪辰, 柴志方 2003 物理学报 **52** 929]
- [12] Dong L F, Fan W L, Li X C, Gao R L, Liu F C, Li S F, He Y F 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5375 (in Chinese) [董丽芳, 范伟丽, 李雪辰, 高瑞铃, 刘富成, 李树锋, 贺亚峰 2006 物理学报 **55** 5375]
- [13] Dong L F, Li S F, Liu F, Liu F C, Liu S H, Fan W L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 362 (in Chinese) [董丽芳, 李树锋, 刘 峰, 刘富成, 刘书华, 范伟丽 2006 物理学报 **55** 362]

# Investigation on power transfer in dielectric barrier discharge<sup>\*</sup>

Yin Zeng-Qian<sup>†</sup> Wan Jing-Yu Huang Ming-Qiang Wang Hui-Juan

( *Department of Mathematics and Physics , North China Electric Power University , Baoding 071003 , China* )

( Received 30 December 2006 ; revised manuscript received 8 May 2007 )

## Abstract

The current density , field intensity and charge distribution in transient dielectric barrier discharge have been investigated. The energy transfer during the discharge has also been analyzed. The results showed that both the energy from the applied high-voltage source and the energy increment of the electric field were related with the density of wall charge. However , the work done by the discharge current in the gas region is independent of the density of wall charge and the kind of current waveform.

**Keywords** : dielectric barrier discharge , wall charge , dynamics , energy transfer

**PACC** : 5150 , 5280

---

<sup>\*</sup> Project supported by the Scientific Research Foundation of North China Electric Power University , China ( Grant No. 200612004 ).

<sup>†</sup> E-mail : yinzq@vip.sina.com