

DBD 均匀辉光放电的电源频率

任忠夫, 谢涵坤², 康永香¹, 桂维魁¹

(1. 济宁医学院, 济宁, 272000; 2. 东华大学理学院, 上海, 200051)

摘要: 在一个大气压下, 使用正弦交流电源进行介质阻挡放电, 必须选择适当的电源频率, 因为适当的电源频率将有利于均匀辉光放电的产生。当气体放电时, 虽然在两电极极板上施加的是规则的正弦交流电压, 但是, 由于气体的击穿, 两介质板之间的间隙上的电压波形被扭曲了, 它不再是规则的正弦波形。分析间隙上的电压波形, 可以计算出从气体击穿到间隙电压为 0 这一时间段的大小, 根据离子在这一时间段的运动, 最终可以推算出有利于均匀辉光放电的最小电源频率。

关键词: 介质阻挡放电, 电压波形, 电源频率, 辉光放电

中图分类号: TM 464

介质阻挡放电 (DBD) 是常压下产生等离子体的有效方法[1], 它摆脱了真空条件的限制, 具有生产成本低、能量密度大、易于进行连续性工业生产等优点, 自诞生以来一直受到人们的广泛关注, 人们已经对它进行了大量的研究, 希望将其用于大规模的、连续性的工业生产。大气压下的介质阻挡放电产生等离子体的机制与低气压下的其他方法相比有所不同。介质阻挡放电是由无数的微放电组成的, 在一般情况下, 这些微放电容易相互汇聚形成丝状放电, 而丝状放电时在电流细丝内与电流细丝外的其他区域性质相差很大, 这就严重地影响了等离子体的均匀性。如果能够从技术上克服介质阻挡放电的这一不足, 使微放电良好地、均匀地弥散于整个放电区域, 将大大地提高放电均匀性, 无疑这将极大地促进和扩大它的应用。介质阻挡放电已经成为低温等离子体研究领域中的热点[2—5]。本文将讨论有利于均匀辉光放电的电源频率。

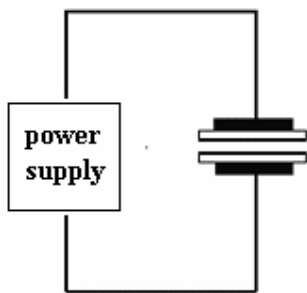


图 1 介质阻挡放电装置示意图

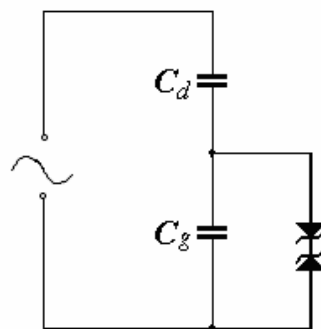


图 2 介质阻挡放电装置等效电路图

图 1 是平行板介质阻挡放电装置示意图, 两平行电极板上各覆盖了一层介质板, 电源连接在两电极板上, 用来驱动两介质板之间的气体放电。若电源输出的是正弦交流电压, 要在两介质板之间进行均匀的辉光放电, 就必须选择适当的电源频率。如果电源频率太低, 放电将不能启动; 如果电源频率太高, 两介质板之间容易形成丝状放电。适当选择电源频率, 可以使放电产生的部分离子没有足够的时间运动

到介质板，而滞留在两介质板之间，而电子情况有所不同，由于质量小，在击穿期间它们几乎全部到达了介质板，在这样的背景下，将有利于均匀辉光放电的产生[6]。

要研究有利于均匀辉光放电的电源频率，首先要讨论气隙上的电压随电源电压和气体击穿的变化，然后再讨论气体放电时离子在两介质板之间的运动。

图 2 是图 1 的等效电路图， C_g 表示气隙电容量， C_d 表示介质电容量。现在讨论电源电压在 C_g 和 C_d 上的分配。为了讨论问题方便，现在假设 C_g 不会被击穿，这种情况相当于图中的两稳压管不存在。如果在电极板上施加正弦交流电压

$$U = U_p \sin \omega t \quad (1)$$

U_p 为电压峰值，那么 C_g 和 C_d 上的电压应该为

$$U_g = \frac{C_d}{C_d + C_g} U \quad (2)$$

$$U_d = \frac{C_g}{C_d + C_g} U \quad (3)$$

U_g 的峰值为

$$U_{g0} = \frac{C_d}{C_d + C_g} U_p$$

显然

$$U_g = U_{g0} \sin \omega t$$

当 U_{g0} 小于气隙的最小击穿电压（以 U_{gm} 表示）时， C_g 的确不会被击穿， C_g 和 C_d 上的电压也就如式(2)和式(3)表示的那样。

但实际上，当 $U_{g0} > U_{gm}$ 时， C_g 就会被击穿，这时 C_g 和 C_d 上的电压最大值应为

$$U_{gM} = U_{gm} \quad (4)$$

$$U_{dM} = U_p - U_{gm} \quad (5)$$

这时 U_{g0} 只是一虚拟量，是为了讨论问题方便引入的， U_g 并不能达到这一数值。

图 3 表示的是此时 U 、 U_g 和 U_d 的波形和相位关系，虽然在两极板上施加的是规则的正弦交流电压，但是由于气体的击穿， C_g 、 C_d 上的电压波形被扭曲，不再是规则的正弦波形。从图中的 $t=0$ 开始，随着电源电压的升高， C_g 上的电压也不断升高，当升高到 $U_g = U_{gm}$ 时，也就是图中的 $t = t_1$ 时刻，气体被击穿开始放电，随后 C_g 上的电压保持 $U_g = U_{gm}$ 不变，在电源电压到达峰值 U_p ， $t = t_2$ 时刻，放电中断，接着 U_g 又随电源电压按一正弦曲线开始下降，不过下降不是从 U_{g0} 开始的，而是从 U_{gm} 开始，这一正弦曲线中包含有一直流成分。下降到一定程度，当 $U_g = -U_{gm}$ 时，气体又一次被击穿，放电又从 t_4 开始，然后放电又像上一次那样地中断。应当注意到，在放电中断时刻，气隙与介质的界面上存在着放电时堆积的电荷，就像上面提到的那样，这时气隙电压 U_g 不是从 U_{g0} 开始随电源电压变化，而是从 U_{gm} 开始，两者的差为 $(U_{g0} - U_{gm})$ 。所以，在 t_2 到 t_4 的时间间隔内， U_g 等于正弦交流电压 $U_{g0} \sin \omega t$

与直流电压 $-(U_{g0}-U_{gm})$ 的和,

$$U_g = U_{g0} \sin \omega t - (U_{g0} - U_{gm}) \quad (6)$$

显然它的零点相位超前于 U , 在接下来的下一次放电结束后的时间间隔内

$$U_g = U_{g0} \sin \omega t + (U_{g0} - U_{gm}) \quad (7)$$

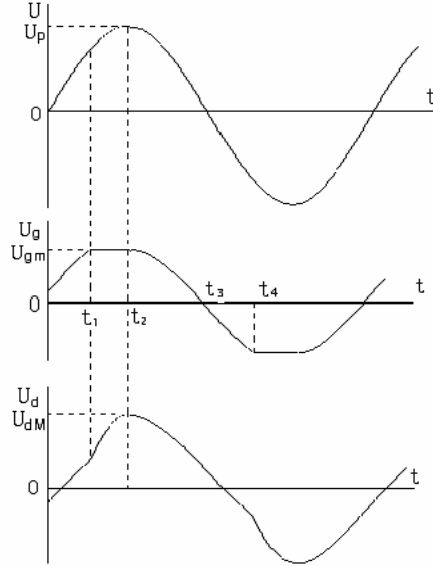


图 3 气体放电时 U 、 U_d 和 U_g 的波形和相位关系

从图中可以看出在 t_1 时刻以前, C_g 上的电压就应该用上式表示。上面是在一般理论下分析所得的电压波形, 实际上在实验室中看到的放电时的电压波形与上面的分析存在着一定的差距, 但是相差并不是太大[7]。

C_d 上的电压是

$$U_d = U - U_g$$

当 $t=t_1$ 时, $U_g = U_{gm}$, 根据式(7),

$$t_1 = \frac{1}{\omega} \arcsin\left(\frac{2U_{gm}}{U_{g0}} - 1\right) \quad (8)$$

当 $t=t_3$ 时, $U_g = 0$, 根据式(6),

$$t_3 = \frac{1}{\omega} \arcsin\left(1 - \frac{U_{gm}}{U_{g0}}\right) \quad (9)$$

以上讨论的是气隙上的电压随电源电压和气体击穿情况的变化。下面根据气体放电时离子在两介质板间的运动, 推算有利于均匀辉光放电的最小电源频率。放电的强电流脉冲主要产生在从 t_1 时刻开始的一个很短暂的时间段里, 这里把它近似看作是发生在 t_1 时刻, 到下一次放电时刻 t_4 到来时, 放电产生的离子能否运动到介质板, 主要取决于离子在 t_1 到 t_3 时间间隔的运动, 而在 t_3 到 t_4 时间间隔的运动可

以忽略。因为，很明显离子在 t_3 到 t_4 时间间隔里的运动，与 t_3 时刻之前的运动方向相反，而且 $t_4 - t_3 < t_3 - t_1$ ，离子在 t_3 到 t_4 时间间隔里的运动不具有决定作用。

下面看离子在 t_1 到 t_3 时间间隔内的运动。一般在人们进行气体放电时， U_{g0} 总是要大于 U_{gm} ，而且两者不会太接近，因为两者比较接近时放电太弱。 U_{g0} 与 U_{gm} 相差越大， t_1 到 t_2 的时间间隔越长， $t_3 - t_2$ 与 $t_2 - t_1$ 相比就会越小。为了讨论问题方便，这里进行一下近似，把离子在 t_1 到 t_3 时间间隔内的运动看作是在恒电压 $U_g = U_{gm}$ 作用下进行的。只要 U_{g0} 与 U_{gm} 相差较大，这样做就不会对结果产生很大的影响。在 t_1 到 t_3 时间间隔内离子受到两个方面的作用力，电场力和与重粒子的碰撞（这里忽略了重力）。设气隙的厚度为 l ，则气隙内的场强为

$$E = -\frac{U_{gm}}{l} \quad (10)$$

在室温和一个大气压下，离子与重粒子的碰撞频率（以 γ_c 表示）远远大于电源频率（以 γ 表示）。

以氦气在适当频率下的辉光放电为例， $\gamma_c = 6.8 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ ，而这时的电源频率不过大于几十 kHz，两者相差甚远，这意味着离子在 t_1 到 t_3 时间间隔内要发生很多次数的碰撞。设离子在电场 E 作用下运动的平均速度是 v ，则离子的运动方程是

$$eE - \gamma_c m v = 0 \quad (11)$$

式中 m 为离子质量， $e = 1.6 \times 10^{-19}$ 库仑，这里假设每次碰撞离子都丢失其全部动量 mv 。由式(11)

$$v = \frac{eE}{m\gamma_c}$$

离子在 t_1 到 t_3 时间间隔内的运动的距离

$$z = \frac{eE}{m\gamma_c} (t_3 - t_1) = -\frac{eU_{gm}}{ml\gamma_c} \frac{1}{\omega} \left\{ \arcsin\left(1 - \frac{U_{gm}}{U_{g0}}\right) - \arcsin\left(\frac{2U_{gm}}{U_{g0}} - 1\right) \right\} \quad (12)$$

这里没有考虑离子向极板的扩散，事实上，在有利于均匀辉光放电的频率下，离子的扩散作用与定向运动作用相比甚小。令 $|z| < 1$ ，并将 $\omega = 2\pi\gamma$ 代入上式，得有利于均匀辉光放电的最小电源频率 γ_m

$$\gamma_m = \frac{eU_{gm}}{2\pi ml^2 \gamma_c} \left\{ \arcsin\left(1 - \frac{U_{gm}}{U_{g0}}\right) - \arcsin\left(\frac{2U_{gm}}{U_{g0}} - 1\right) \right\} \quad (13)$$

根据上式可以估算常压下有利于均匀辉光放电的最小电源频率。如果粗略一点，可以将 $t_3 - t_1 = \frac{T}{2}$ 代

入式 (12)，其中 T 是电源周期， $T = \frac{1}{\gamma}$ ，则

$$\gamma_m = \frac{eU_{gm}}{2ml^2 \gamma_c} \quad (14)$$

作为数量级上的估算上式比式 (12) 在计算上容易得多。

参考文献

- [1] Ray Bartnikas, Grzegorz Czeremuszkin, and Michael R. Wertheimer. Diagnostics of Dielectric Barrier Discharge in Noble Gases: Atmospheric Pressure Glow and Pseudoglow Discharge and Spatio-Temporal Patterns. IEEE TRANSACTION ON PLASMA SCIENCE. VOL.31,NO.3,JUNE 2003.
- [2] Editorial. Plasma and Polymer. 2000,Vol.5, No.2, p61.
- [3] 白希尧, 等. 高气压强放电等离子体学科的形成及应用展望. 自然, 2000, Vol.22, No.3, p156.
- [4] Bahners T., etc. Plasma Treatment under Atmospheric Pressure for Continuous Hydrophobic and Oleophobic Modification of Textiles. Technische Textilien Citation : vol(44)2: 147. 2001.
- [5] Kataoka, Seiichi, etc. Grafting materials with active monomers by continuous plasma grafting method by exposing fibers, fabrics, paper or polymers with atmospheric-pressure plasma between two electrodes and treating the materials with active polymerizable monomers. Jpn. Kokai Tokkyo Koho JP 2001316976 A2 16 Nov 2001, 8 pp.
- [6] J.R. 罗思. 工业等离子体过程. 科学出版社. 1998:310-315.
- [7] Nicolas Gherardi and Françoise Massines. Mechanisms Controlling the Transition from Glow Silent Discharge to Streamer Discharge in Nitrogen. IEEE TRANSACTION ON PLASMA SCIENCE. VOL.29,NO.3.JUNE 2001.

DBD Power Frequency Favorable for Uniform Glow Discharge

Ren Zhongfu¹, Xie Hankun², Kang Yongxiang¹, Gui Wuikui¹

(1. Jining Medical College, Jining, 272000 ; 2. College of Basic Science,

Donghua University, Shanghai, 200051)

Abstract: If glow dielectric barrier discharge at atmospheric pressure is to be established using sine waveform power supply, the excitation frequency of power supply has to be modulated appropriately, so that ions produced during the discharge can remain in the gap between two dielectric plates, while electrons produced in the same time can reach to the dielectric plates promptly because of its very little mass, which is favorable for glow discharge. When gas between the two dielectric plates discharges, even though a standard sine waveform voltage is applied to the electrodes, the waveform of the voltage between the gap is distorted for the reason of the gas breakdown, thus this voltage would have not a standard sine waveform yet. By discussing the waveform of gap voltage, the time from gas breakdown to the gap voltage equal to 0 can be computed, and furthermore, by analyzing ions motion during this time the favorable excitation frequency for glow discharge can be calculated.

Keywords: dielectric barrier discharge, voltage waveform, power frequency, glow discharge