

空气中大气压下均匀辉光放电的可能性

王新新 芦明泽 蒲以康

(清华大学电机工程系,北京 100084)

(2002 年 4 月 24 日收到,2002 年 6 月 11 日收到修改稿)

利用介质阻挡电极结构,对 1.01325×10^5 Pa 气压下空气间隙中的放电进行了实验研究,数值模拟计算了实验条件下电子雪崩的发展过程.结果表明:对于长度不大于 2mm 的空气间隙,可能实现辉光放电.对于长度不小于 5mm 的空气间隙,如果不能设法降低放电场强,放电必然是流注形式,不可能实现辉光放电.另外,实验结果未能验证“离子捕获”机理降低放电场强而实现辉光放电的正确性.

关键词:大气压辉光放电,电子雪崩,流注

PACC:5280H,5150

1. 引言

近年来,低温等离子体在工业生产中得到越来越广泛地应用,如等离子体表面处理,即利用等离子体中的活性粒子对材料表面进行改性,如薄膜或纺织品的表面改性^[1].多数低温等离子体是在几百帕的低气压下通过气体放电产生的,低气压等离子体用于工业生产时必然存在以下的两个重要缺点之一:1)采用低效率的分批处理方式,它必须时常打开真空处理室取出成品,添加试品,难于连续生产;2)采用高投资并且复杂的差分真空系统^[2].显然,最适用于工业生产的是大气压下空气中放电产生的等离子体.虽然大气压下空气中电晕、电弧、介质阻挡放电都能产生等离子体,但电晕放电太弱因而处理效率低,电弧放电太强将损坏试品,介质阻挡放电通常是由一些具有较高能量密度的放电细丝组成的,它难以对材料进行均匀处理,并可能损坏试品.因此,最佳选择是功率密度适中($10^2 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-3}$)的大气压下均匀辉光放电产生的等离子体.

辉光放电通常也是在低气压下产生的.长期以来人们一直在尝试实现大气压下辉光放电,1933 年德国的 Von Engel 等^[3]初步实现了在 1.01325×10^5 Pa 气压下氢气和空气中的辉光放电,但它需要在低气压下引燃(因此仍需真空系统),并且很不稳定.自 1988 年以来,许多研究小组^[4-6]利用介质阻挡电极结构,通过电容耦合射频放电,先后实现了在氢气或某些混合气体(如氩气和丙酮混合气体)中的大气压

下辉光放电.但在大气压力下,当电极间的空气隙较大时($\geq 5 \text{ mm}$),人们看到的放电通常是由大量的时空分布无规则的放电细丝组成的,即流注(streamer)放电.总之,实现空气中大气压下均匀辉光放电仍然是研究的难点和热点.

本文是对空气中大气压下均匀辉光放电可能性的理论和实验研究结果.

2. 实验研究

气体放电理论^[7,8]认为流注是某个电子雪崩发展很快,达到了足够大尺寸使得它产生的空间电荷场和外加电场为相同数量级.由于离子和电子在漂移(drift)速度上的巨大差别,空间电荷场强烈畸变了原来的电场分布,电子雪崩头部出现了大大增强的强电场区,它进一步促使该电子雪崩急剧发展和大量的空间光电离及其二次电子雪崩,最终迅速产生一个细电离通道——丝状放电.在低气压下通常不能观察到这种高放大的电子雪崩,因为电子不能经历足够多的碰撞次数以使得电子雪崩达到足够大的尺寸.因此,丝状放电最可能在高气压下而非低气压下被观察到,尤其是气压 p (其反比于电子的平均自由程)和电极间距 d 的乘积值(pd)较大时.

为了在高气压下不产生丝状放电,必须控制电子雪崩的放大以避免它增长过快.在高气压下电子经历多次碰撞是不可避免的,因此必须限制电子的碰撞电离系数 α .由于 α 通常随电场增大而急剧增大,获得慢增长电子雪崩的一个可能的做法是在低

电场下产生电子.基于这个思想,我们进行了实验研究.

2.1. 实验装置

图 1 是本文大气压下辉光放电实验装置原理图.和国内外的通行做法一样,采用了介质阻挡电极结构(直径为 10cm 的平行板电极上覆盖厚度为 3mm 的 pyrex 耐热玻璃)和可变频(1—30 kHz)的准正弦波高电压源.

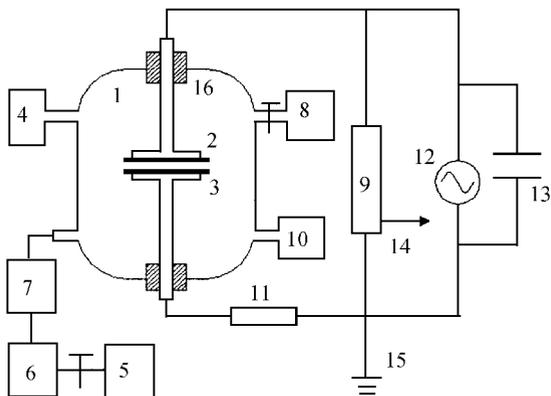


图 1 大气压下辉光放电实验装置原理图 1 为真空室, 2 为电极, 3 为阻挡介质, 4 为真空规管, 5 为气瓶, 6 为过滤器, 7 为流量控制器, 8 为抽真空机组, 9 为分压器, 10 为气体压力表, 11 为电流采样电阻, 12 为电源, 13 为并联稳压电容, 14 为外接示波器, 15 为接地点, 16 为绝缘子

2.2. 氦气放电实验

前面提到,获得慢增长电子雪崩的一个可能的做法是在低电场下产生电子.因此,选择低击穿场强的气体是通常采用的措施.氦气放电时的平均场强约为 $2.7 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$, 小于空气的 1/10.图 2 是 5mm 氦气间隙中大气压下放电图像,我们认为该大面积均匀放电是大气压下辉光放电,其根据是:从图 2 中可以明显地看到间隙上下两端靠近电极的区域是比较



图 2 5mm 氦气间隙中大气压下辉光放电图像

明亮的辉光层,而间隙中间部分是相对暗层.这与辉光放电中阴极区是明亮的负辉光区,其余部分是相对较暗的正柱区的现象是一致的.由于外加电压是交变电压,上下电极随时间交替为阴极,因此,图 2 所示的时间积分放电图像中靠近上下电极处均呈现出明亮的负辉光层.另外,法国的 Massines 等^[5]对大气压下氦气在介质阻挡电极中的放电过程进行了数值模拟,结果表明放电通道中各种参量(电场、电荷密度等)分布与低气压下辉光放电很相似,同样存在相对高场强的阴极位降区和等离子体的正柱区.

2.3. 空气放电实验

实验表明空气中实现大气压下辉光放电的难度很大.当空气间隙为 2mm 时,以肉眼观察,间隙中放电是均匀的,我们称之为似辉光放电,如图 3 所示.增大空气间隙长度,间隙中开始出现放电细丝.当空气间隙为 5mm 时,放电已经是明显的丝状(流注)放电,如图 4 所示.此时,将放电时空气间隙上外加电压的峰值 $U_{g, \text{max}}$ 除以间隙长度 d 所得到的平均电场约为 $34.5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$, 大大高于氦气中放电的平均场强.因此,当 pd 逐渐增大时,必然出现流注放电.



图 3 2mm 空气间隙中的大气压下似辉光放电

我们还对美国 Roth 教授提出的离子捕获(ion-trapping)机理^[9]进行了实验验证.Roth 认为:如果选择合适的工作电压频率,使间隙中放电产生的离子来不及在外加电压的半周期 $T/2$ 时间内(即外加电场改变极性之前)全部抵达阻挡介质,这将在气体间隙中留下空间电荷,下一个半周期放电过程将受此空间电荷的影响,所需的放电场强将明显降低,有利于避免流注放电的形成.对于产生大气压下辉光放电而言,合适的电压频率是使电场只捕获离子而不捕获电子,即

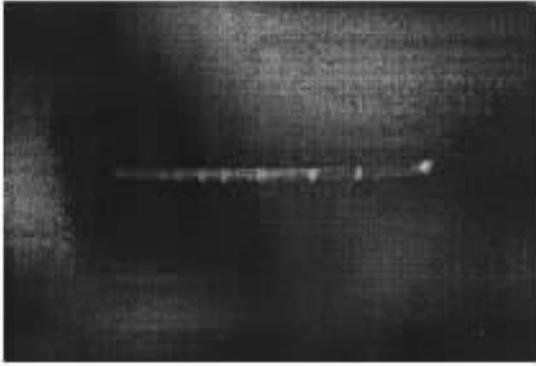


图 4 5 mm 空气间隙中的丝状放电

$$\frac{V_{\text{rms}}}{\pi d^2} \mu_i < f < \frac{V_{\text{rms}}}{\pi d^2} \mu_e, \quad (1)$$

式中 d 是气体间隙的距离; V_{rms} 是外加电压的有效值; μ_i 和 μ_e 分别是离子和电子的迁移率. 在我们的验证实验中, $d = 5 \text{ mm}$,

$$V_{\text{rms}} \leq \frac{V_m}{\sqrt{2}} = \frac{5 \text{ mm} \times 3.45 \text{ kV} \cdot \text{mm}^{-1}}{\sqrt{2}} = 12.20 \text{ kV}.$$

人们的研究表明^[10]离子迁移率在很大范围内与电场强度无关. 在标准状态下, 空气中正离子的迁移率 $\mu_i = 1.36 \times 10^{-4} \text{ m}^2(\text{s} \cdot \text{V})^{-1}$. 将这些数据代入(1)式可知, 捕获离子所需的频率为 $f > 21.1 \text{ kHz}$. 我们选择的电压工作频率为 30 kHz . 由于电子的迁移率通常比离子高两个数量级, 该工作频率满足(1)式的要求.

验证实验的结果是 5mm 空气间隙放电仍与图 4 类似的丝状放电, 并且其放电电压与原先频率为 1 kHz 时的放电电压无任何差别. 由此我们得出结论: 在本文的实验中, 离子捕获机理的正确性没有得到证实.

3. 理论计算

气体放电的理论和实验研究均表明^[7,8]: 当空间电荷在电子雪崩头部电子球前表面产生的电场 E_{charge} 与外加电场 E_a 为相同数量级时(通常取 $E_{\text{charge}}/E_a = 1$), 放电将从均匀的汤生(Tongsend)放电转变为丝状的流注放电. 依照实验中的条件, 我们对电子雪崩的发展过程及其对空间电场的畸变进行了数值模拟计算, 并由此判断在较长(5mm)空气间隙中实现大气压下辉光放电的可能性.

3.1. 电子雪崩发展模型

本文建立的电子雪崩发展模型如图 5 所示: 两

个很大的平行平板电极之间的空气间隙仅几个毫米, 可以认为间隙中的外加电场 E_a 为均匀电场. 一个电子雪崩从阴极出发, 沿着 z 轴方向朝阳极前进, 扩散效应使得电子雪崩头部的电子云呈球状. 由于电子漂移速度 v_{de} 远远大于离子漂移速度 v_{di} , 可以假设电子雪崩中的电子离开某处后, 它们在该处电离产生的离子呆在原处保持不动. 因此, 电子雪崩后面的离子分布在一个锥体内.

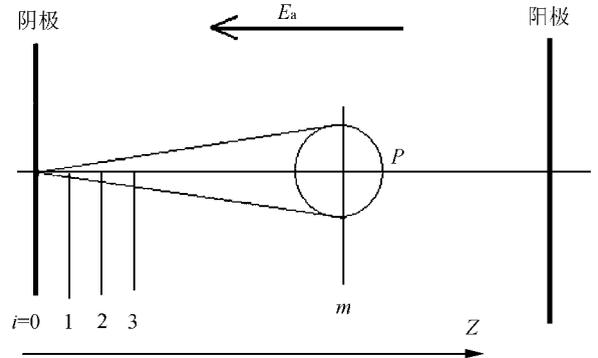


图 5 电子雪崩的发展模型

3.2. 计算方法及其所需的重要参数的确定

前面提到, 汤生放电转变为流注放电的判据是 $E_{\text{charge}}/E_a = 1$. 因此, 我们的计算可归结为: 在一定的外加电场 E_a 下, 电子雪崩向前发展过程中, 空间电荷在电子雪崩头部电子球表面最前端 P 点产生的电场 $E_{\text{charge}}(P, t)$. 显然, $E_{\text{charge}}(P, t)$ 取决于图 5 所示的(头部为电子球; 后部为离子锥)空间电荷分布 $Q(t)$, 即

$$E_{\text{charge}}(P, t) = \int_Q \frac{dq}{4\pi\epsilon_0 R_p^2}, \quad (2)$$

式中 R_p 是空间元电荷 dq 到 P 点的距离.

图 5 所示的空间电荷分布 $Q(t)$ 的相关计算公式为

头部电子球内的总电子数

$$N_e(t) = \exp\left(\int_0^t \alpha v_{\text{de}} dt\right), \quad (3)$$

式中 α 和 v_{de} 分别是电子碰撞电离系数和电子漂移速度, 它们的计算公式将在后面专门提及. N_e 均匀分布在头部电子球, 其半径 r 的计算公式将在后面专门提及.

离子锥体的长度(即头部电子球中心位置)

$$Z_L(t) = \int_0^t v_{\text{de}} dt. \quad (4)$$

离子锥体上 $Z-Z+dZ$ 区域内的离子数

$$N_i(Z) = N_e(Z)\alpha dZ, \quad (5)$$

式中 $N_e(Z)$ 是电子雪崩行进到 Z 时头部电子球内的电子数。

由(2)–(5)式可知,碰撞电离系数 α 、电子雪崩头部半径 r 以及电子在空气中的迁移速度 v_{de} 是计算空间电荷分布以及 $E_{charge}(P, t)$ 所必需的重要参量。下面介绍这些参量的确定或计算方法。

3.2.1. 碰撞电离系数^[10]

$$\alpha(E) = Ape^{-Bp/E}, \quad (6)$$

式中 A, B 是和气压、气体及电场有关的常数; p 是气压。我们的实验条件为 $1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$ 气压空气, 如果电场 E 的变化范围为 $15\text{--}110 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$, 那么, 由文献 10 可知

$$Ap = 6460 \text{ cm}^{-1}; Bp = 1.9 \times 10^5 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}.$$

最后有

$$\alpha(E) = 6460e^{-1.9 \times 10^5/E}. \quad (7)$$

3.2.2. 电子雪崩头部电子球半径^[7, 8]

若电子云作三维的球形扩散, 其平均平方半径为

$$\overline{r^2} = 6Dt, \quad (8)$$

式中 D 是电子在空气中的扩散系数; t 是电子崩从 $Z=0$ 到 Z 的渡越时间,

$$t = \int_0^Z \frac{dZ}{v_{de}(E)} = \int_0^Z \frac{dZ}{\mu_e E}, \quad (9)$$

式中 v_{de} 和 μ_e 分别是电子的漂移速度和迁移率。将(9)式代入(8)式, 得到

$$\overline{r^2} = 6 \int_0^Z \frac{D}{\mu_e E} dz. \quad (10)$$

利用爱因斯坦关系式^[11] $\frac{D}{\mu_e} = \frac{kT_e}{e}$ (6)式可写为

$$\overline{r^2} = 6 \int_0^Z \frac{kT_e}{eE} dz. \quad (11)$$

若以电子伏特表示电子的平均动能: $eV = \frac{3}{2} kT_e$, 对于大多数气体, V 在 $1\text{--}6 \text{ V}$ 之间, 对于空气, 在我们的实验条件下, $V \approx 1.6 \text{ V}$, 代入(11)式, 最后有

$$\overline{r^2} = 6.4 \int_0^Z \frac{1}{E} dz. \quad (12)$$

3.2.3. 电子在空气中的漂移速度

对文献[7, 8]中一个大气压空气的实验数据进行拟合, 可得以下函数关系:

$$v_{de} = 1.13 \times 10^4 E^{0.7} \quad [\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}], \quad (13)$$

式中 E 是电场, 单位为 $\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$ 。

由(7)(12)和(13)式可知, α, r 以及 v_{de} 都是空间总电场 E 的函数。由于 $E = E_{charge} + E_a$, E_a 为已知的外加电场, E_{charge} 正是要计算的随时间变化空间电荷场。因此, 必须采用迭代方法数值计算(2)–(5)和(7)(12)(13)式。用 t 时刻 E_{charge} 得到 t 时刻 E 值, 代入(7)(12)(13)式, 得到 α, r 以及 v_{de} 。然后将 α, r 以及 v_{de} 代入(2)–(5)式, 求解得 $t + dt$ 时刻的 E_{charge} 值。从 $t=0$ 开始, 循环迭代, 直至 $E_{charge}/E_a = 1$ 。 $t=0$ 时的迭代初值为空间电荷的初始值为 1 个电子, $E(0) = E_a + E_{charge}(0) \approx E_a$ 。

总之, 具体方法如图 5 所示, 将电子雪崩的发展过程沿 Z 轴方向分成 m 个等长的微小区域 ΔZ , 顺序迭代计算 α, r 以及 v_{de} , 电子雪崩发展每一步所电离产生的电子数、离子数、空间所有电荷产生的电场 E_{charge} 和总电场 $E = E_{charge} + E_a$ 。

3.3. 阻挡介质对电子雪崩的影响

由于大气压下辉光放电实验中采用的通常是介质阻挡电极结构, 即在金属电极上覆盖一层绝缘介质, 如图 1 所示。在电路上, 该介质可以等效成电容 C_d , 它与空气间隙的气体等效电容 C_g 串联。严格地讲, 由于介质表面是绝缘的, 介质阻挡电极的等效电路应该是如图 6 所示。两个金属电极之间可以看成由大量的(如图 6 中的 n 个)电容串联支路并联, 任意一个支路 i 都是由一个局部气体等效电容 C_{gi} 和一个局部介质等效电容 C_{di} 串联而成。并且

$$C_{di} = C_{d0} S_i = \frac{C_d}{S} S_i, \quad (14)$$

$$C_{gi} = C_{g0} S_i = \frac{C_g}{S} S_i, \quad (15)$$

式中 S_i 为支路 i 所在区域对应的电极局部面积; S 是电极的总面积; C_{g0} 和 C_{d0} 分别是气体和介质的面电容率。

当气体间隙中 i 支路所在局部空间有电子雪崩发展时, 对应的放电电流将对 C_{di} 充电, C_{di} 上电压 $U_{C_{di}}$ 将发生变化。由于电极上的外加电压 $U_a = U_{C_{gi}} + U_{U_{di}}$, i 支路所在局部空间气体上的电压 $U_{C_{gi}}$ 也将发生变化, 最终影响电子雪崩的发展。

下面介绍阻挡介质对电子雪崩影响的定量计算方法。

3.3.1. 载流子电流

假设气体间隙中放电产生的带电粒子 Q 位于

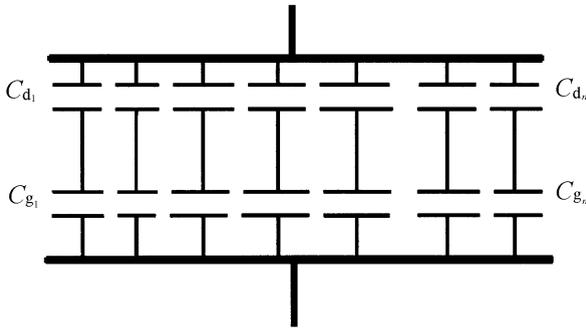


图 6 介质阻挡电极的等效电路

间隙中 z 处, 在外电场 $E(z)$ 的作用下以漂移速度 v_d 移动一个小位移 dz , 则外电场对 Q 做功为

$$dW = QE(z)dz = neE(z)v_d dt, \quad (16)$$

式中 n 为 Q 中的带电粒子个数.

对于气体间隙而言, 由能量守恒可知: 在 dt 时间内, 外电路提供的能量 $U_g Idt$ 应该等于电场能量的增加 $d\epsilon$ 与电场所作的功 dW 之和, 即

$$U_g Idt = d\epsilon + dW, \quad (17)$$

式中 U_g 和 I 分别是气体间隙上的电压和外电路的电流.

气体间隙电场能量的增加 $d\epsilon$ 也就是气体间隙等效电容 C_g 储能的增加, 即

$$d\epsilon = d\left(\frac{1}{2} C_g U_g^2\right) = U_g \left(C_g \frac{dU_g}{dt}\right) dt. \quad (18)$$

将 (18) 式代入 (17) 式得

$$U_g \left[I - \left(C_g \frac{dU_g}{dt} \right) \right] = neE(z)v_d. \quad (19)$$

显然, $C_g \frac{dU_g}{dt}$ 是电容上的位移电流. 那么, $I_{cr} = I - C_g \frac{dU_g}{dt}$ 就是外电路驱动 Q 做功所需的电流, 在本文中称之为载流子电流.

将 I_{cr} 代入 (19) 式, 得到

$$I_{cr} = neE(z)v_d / U_g. \quad (20)$$

由于我们感兴趣的只是电子雪崩发展几个毫米这一短暂过程 (20—30 ns), 可以忽略离子的漂移而只考虑与电子漂移对应的载流子电流. 假设只有一个从阴极开始的电子雪崩, 则 (20) 式可写为

$$I_{cr} = \frac{en_e(z)E(z)v_{de}}{U_g} = \frac{e \cdot \exp\left(\int_0^z \alpha(z) dz\right) E(z)v_{de}}{U_g}. \quad (21)$$

3.3.2. $U_{C_{gi}}$ 随 I_{cr} 的变化

假设当 $t = t_0$ 时, 一个电子雪崩开始出现在图 6 中的 i 支路气体间隙所对应的局部空间, 对 i 支路列电路方程, 有

$$U_a = U_{C_{gi}} + U_{C_{di}}, \quad (22)$$

$$I_i = I_{cr} + C_{gi} \frac{dU_{C_{gi}}}{dt}, \quad (23)$$

$$U_{C_{di}}(t) = U_{C_{di}}(t_0) + \frac{1}{C_{di}} \int_0^t I_i dt. \quad (24)$$

联立求解 (22)–(24) 式, 最后可得 i 支路气体间隙上的电压 $U_{C_{gi}}$ 随电子雪崩对应的载流子电流 I_{cr} 的变化关系为

$$U_{C_{gi}}(t) = U_{C_{gi}}(t_0) - \frac{1}{C_{gi} + C_{di}} \int_0^t I_{cr} dt. \quad (25)$$

根据 (14) 和 (15) 式可以计算 (25) 式中的 C_{di} 和 C_{gi} ,

具体如下: 对于空气, $C_{g0} = \frac{\epsilon_0}{d} = \frac{8.85 \times 10^{-12}}{0.005} = 1.77$

$\times 10^{-9} \text{ F} \cdot \text{m}^{-2}$, 其中 $d = 5 \text{ mm}$ 为空气间隙的长度; 对于实验中采用的阻挡介质 (两片 3mm 厚度的 pyrex 玻璃), 测量得到它们的总电容 C_d 为 70pF, 可以求得

$C_{d0} = \frac{C_d}{S} = \frac{70 \times 10^{-12}}{\pi r^2} = \frac{70 \times 10^{-12}}{\pi (0.05)^2} = 8.91 \times 10^{-9} \text{ F} \cdot \text{m}^{-2}$, 其中 $r = 5 \text{ cm}$ 为阻挡介质的半径. 假设电子雪崩所在 i 支路的面积 S_i 为 5mm 长电子雪崩头部电子球的截面积, 则 $S_i = \pi R^2$, 其中 R 为电子球的半径, 约为 0.1mm. 将这些数据代入 (25) 式, 最后得到

$$U_{C_{gi}}(t) = U_{C_{gi}}(t_0) - 2.98 \times 10^{15} \int_0^t I_{cr} dt. \quad (26)$$

(25) 式表明了阻挡介质对电子雪崩所在的气体间隙上的电压的影响, 也就是对电子雪崩发展的影响.

3.4. 计算结果与讨论

本文对 $1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$ 气压空气间隙中电子雪崩发展到 5 mm 时, 电子雪崩发展路径上的电场分布进行了计算. 图 7 是根据计算结果绘制的曲线, 气体间隙中的外加场强 E_a 为 $35.07 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$, 空间电荷在电子雪崩头部电子球前表面处产生的电场 E_{charge} 也正好为 $35.07 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$, 因此该处总的电场是 $70.14 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$. 根据电子雪崩转变为流注的通用判据 $E_{\text{charge}}/E_a = 1$ 可知, 图 7 表示的正是 5mm 长临界电子雪崩时气体间隙中的电场分布, 此时, 空气间隙的外加场强 $E_a = 35.07 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ 可称之为流注临界外加场强. 图 8 是与图 7 相对应的空间电荷产生的电场分布.

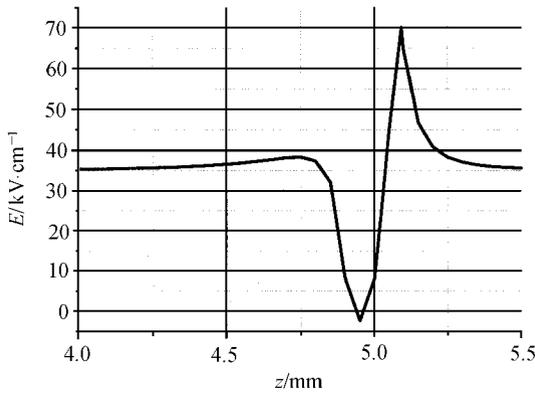


图7 电子雪崩发展到 5mm 的临界长度时,空气间隙中的电场分布

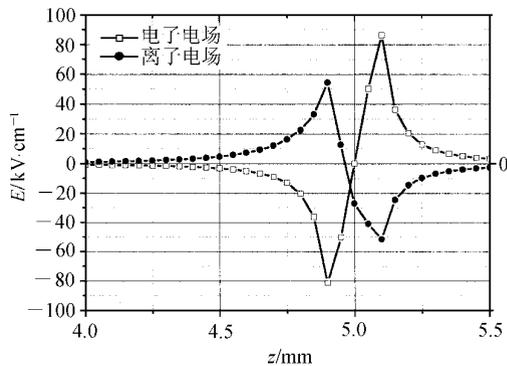


图8 电子雪崩发展到 5mm 的临界长度时,空间电荷场的分布

我们还计算了在上述流注临界外加场强下,电子雪崩发展过程中各相关物理参量随电子雪崩长度的变化.图9和图10表示的分别是电子雪崩头部电子总数 $N_e(z)$ 和电子雪崩头部的电场 $E_{\text{head}}(z)$;图11表示的分别是电子漂移速度 $v_{\text{de}}(z)$ 以及电子雪崩经历的漂移时间 $t(z)$;图12表示的是阻挡介质对电子雪崩的影响,即随着电子雪崩长度的增加,空气间隙上的外加电压随之下降.

从图9中 y 轴的对数坐标可知,电子雪崩头部电子总数 N_e 随电子雪崩长度 z 的伸长而指数增加,这是由电子雪崩放大规律 $N_e = \exp[\int_0^z \alpha(z) \times dz]$ 决定的.尤其是当 z 接近临界电子雪崩长度时($z_{\text{cri}} = 5\text{mm}$), N_e 急剧增大至接近 10^8 , 表现为曲线上翘.与此相对应的是:当电子雪崩长度接近 5mm 的临界长度时,电子雪崩头部的电场 E_{head} 也急剧增大,显然这是空间电子电荷的贡献.

从图11可以看到,和 $N_e(z)$ 以及 $E_{\text{head}}(z)$ 的变化规律类似,电子的漂移速度 v_{de} 也只是在电子雪崩

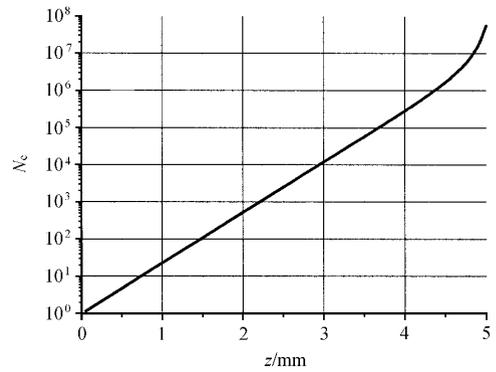


图9 电子雪崩发展过程中头部电子总数 N_e 随电子雪崩长度 z 的变化

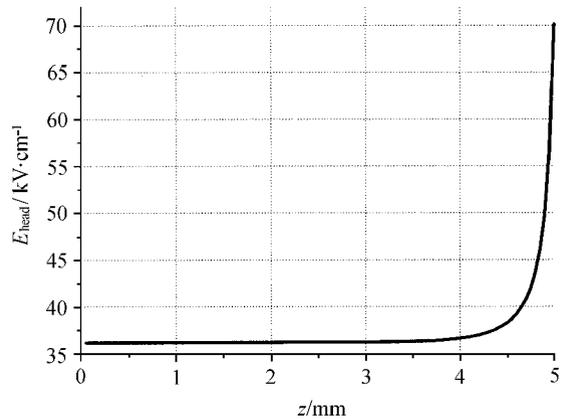


图10 电子雪崩发展过程中头部电场 E_{head} 随电子雪崩长度 z 的变化

伸长到接近 5mm 的临界长度时才明显增大,从 1.75×10^7 增加到 $2.4 \times 10^7 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$, 这种变化规律决定于图10中 E_{head} 的变化,因为 $v_{\text{de}} = 1.13 \times 10^4 E^{0.7}$. 与 v_{de} 的变化相一致, $\alpha(z)$ 曲线斜率的倒数就是 v_{de} , 因此, $t(z)$ 曲线基本上为直线,只是在最后斜率略微下降.从图11还可知:电子雪崩用了约 28 ns 的时间发展到 5mm 的长度.

从图12可以看到,当电子雪崩长度小于 4mm,气体上的外加电压 U_{gas} 几乎不变,约为 18.09 kV;当电子雪崩长度继续增加时, U_{gas} 开始明显下降,直至临界电子雪崩长度时的 17.54 kV,总共下降了约 550V.这种现象的原因在于:当电子雪崩长度接近 5mm 时,头部的总电子数(见图9)和电场(见图10)以及电子漂移速度(见图11)都大大增大,这必然导致由(21)式决定的载流子电流 I_{cr} 以及阻挡介质上的充电电压也大大增大,在外加电压几乎不变时, U_{gas} 必然随之明显下降.必须指出的是,虽然 ΔU_{gas} 仅为 550V,相对于 18.09 kV 的 U_{gas} ,其所占的比重

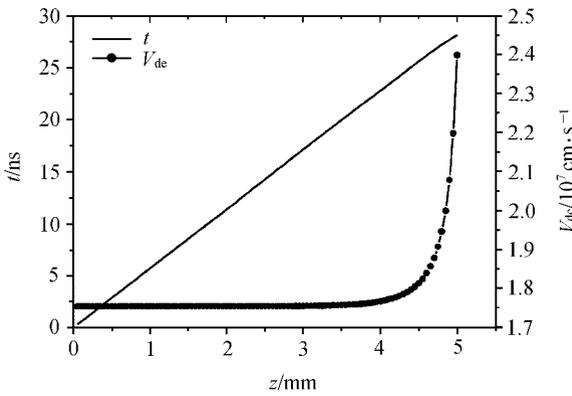


图 11 电子漂移速度 $v_{d,c}(z)$ 以及漂移时间 $t(z)$ 随电子雪崩长度 z 的变化

很小,但实验和计算均表明,在临界流注的工作点附近,几百伏的电压变化将极大影响放电的发展.因此,阻挡介质的存在对放电也有很大的影响.

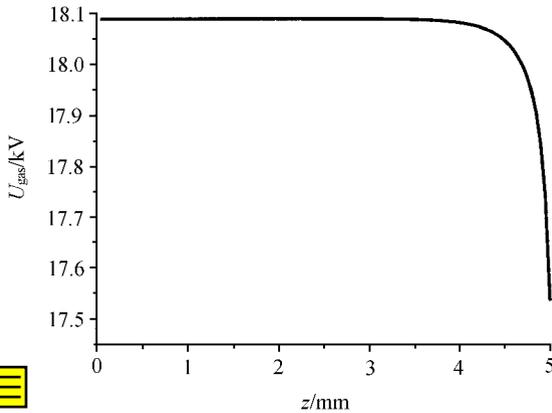


图 12 空气间隙上的外加电压 U_{gas} 随电子雪崩长度 z 的变化

图 7 所示的计算结果表明:对于 1.01325×10^5 Pa 气压下 5mm 长的空气间隙,当外加场强达到 $35.07 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ 左右时,放电将转变成流注形式,这与本文的实验数据 $34.5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ 很接近.我们也计算了 1.01325×10^5 Pa 气压下 2mm 长的空气间隙中的电子雪崩发展过程,结果表明,如果要满足电子雪崩转变为流注的通用判据 $E_{charge}/E_a = 1$,气体上外加电场 E_a 必须高达约 $45 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$,比 5mm 空气间隙高出 $10 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$.显然,在外加电场远低于这个流注临界值时,空气就已经击穿.因此,放电只能表现为似辉光形式.这也正是本文实验中看到的结果.综上所述,我们认为,对于 1.01325×10^5 Pa 气压下长度不小于 5mm 的空气间隙,如果不能设法降低放电场强,放电必然是流注形式,不可能实现辉光放电.

4. 结 论

利用介质阻挡电极结构,对 1.01325×10^5 Pa 气压下空气间隙的放电过程进行了理论和实验研究,结果表明:对于长度不大于 2mm 的空气间隙,可能实现辉光放电.对于长度不小于 5mm 的空气间隙,如果不能设法降低放电场强,放电必然是流注形式,不可能实现辉光放电.另外,实验结果未能验证“离子捕获”机理降低放电场强而实现辉光放电的正确性.

[1] Tsai P P , Wadsworth L C and Roth J R 1997 *Textile Research J.* **67** 359
 [2] Rakowski W 1989 *Melliand Textilberichte* **70** 780
 [3] Engel A V , Seeliger R and Steenbeck M 1933 *Z. Physik* **85** 144
 [4] Kanazawa S , Kogoma M , Moriwaki T and Okazaki S 1988 *J. Phys.* **D 21** 838
 [5] Massines F , Rabehi A , Decomps P *et al* 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 2950
 [6] Thomas C M , Kimberly K W and Roth J R 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 41
 [7] Raether H 1964 *Electron Avalanches and Breakdown in Gases* (London :Butterworths) pp124 ,7 and 67

[8] Yang J J 1983 *Gas Discharge* (Beijing : Science Press) pp16 , 68 and 84 (in Chinese) [杨津基 1983 气体放电 (北京 : 科学出版社) 第 116 , 68 和 84 页]
 [9] Roth J R 2001 *Industrial Plasma Engineering* (Bristol and Philadelphia : Institute of Physics Publishing) vol **2** p59
 [10] Tsinghua University , Xi' an Jiaotong University 1980 *High Voltage Insulation* (Beijing : Electrical Industry Press) pp 61 and 66 (in Chinese) [清华大学、西安交通大学合编 1980 高电压绝缘 (北京 : 电力工业出版社) 第 61 和 66 页]
 [11] McDaniel E W , Mason E A 1973 *The Mobility and Diffusion of Ions in Gases* (New York : John Wiley & Sons)

Possibility of atmospheric pressure glow discharge in air

Wang Xin-Xin Lu Ming-Ze Pu Yi-Kang

(*Department of Electrical Engineering , Tsinghua University , Beijing 100084 , China*)

(Receive 24 April 2002 ; revised manuscript received 11 June 2002)

Abstract

The atmospheric pressure discharge in an air gap between two dielectric barrier electrodes has been studied experimentally and the development of an electron avalanche in such an air gap was simulated numerically. The results show that , while it is possible to obtain glow discharge in an air gap not longer than 2 mm , the streamer discharge could only be obtained in an air gap longer than 5 mm if no methods could be used to lower the electric field when discharging. The "ion trapping mechanism" , which was said to be responsible for the atmospheric pressure glow discharge , was not verified in the experiments.

Keywords : atmospheric pressure glow discharge , electron avalanche , streamer discharge

PACC : 5280H , 5150