

# 常压 He 气和 N<sub>2</sub> 气均匀介质阻挡放电的伏安特性<sup>\*</sup>

张 燕<sup>1)</sup> 顾 彪<sup>2)†</sup> 王文春<sup>2)§</sup> 彭许文<sup>2)§</sup> 王德真<sup>2)§</sup>

1) 河南理工大学机械与动力工程学院 焦作 454000)

2) 大连理工大学三束材料改性国家重点实验室 大连 116024)

3) 大连理工大学物理与光电工程学院 大连 116024)

(2008 年 7 月 1 日收到 2008 年 11 月 27 日收到修改稿)

对带有多电流峰的常压 He 气均匀介质阻挡放电与常压 N<sub>2</sub> 气均匀介质阻挡放电的伏安特性进行了实验分析. 分析结果表明: 实验结果与模拟结果相符. 在带有多电流峰的常压 He 均匀介质阻挡放电中, 辉光放电模式和汤森放电模式可以共存于一个多电流放电序列内. 此外, 在放电电流增长阶段, 可以根据常压均匀介质阻挡放电的伏安特性曲线的微分电导来判断均匀介质阻挡放电的放电模式. 在放电电流增长阶段, 如果电流脉冲的伏安特性曲线呈现负微分电导, 则电流脉冲为辉光放电模式; 如果呈现正微分电导, 则为汤森放电模式. 由此可以判断, 常压 N<sub>2</sub> 气均匀介质阻挡放电为汤森放电模式.

关键词: 伏安特性, 辉光放电模式, 汤森放电模式, 常压均匀介质阻挡放电

PACC: 5280H, 5150

## 1. 引 言

近年来, 常压均匀介质阻挡放电(HDBD)由于其优越的特点, 已在薄膜沉积、聚合物表面改性和消毒灭菌等领域引起了广泛关注. 国内外许多研究者已经对各种气体常压的 HDBD 进行了实验和理论研究<sup>[1-7]</sup>. 事实上常压 HDBD 包括几种放电类型. 根据 Massines 等<sup>[8-10]</sup>的观点, 常压 HDBD 通常包括两种放电模式, 即辉光放电模式和汤森放电模式. 辉光放电模式的放电特点如下: 一是在外加电压每半个周期内有一个窄的(若干微秒或者十几微秒)电流脉冲; 二是它的发光空间结构类似于低气压辉光放电, 包括阴极辉区、法拉第暗区和正注区; 三是在气体击穿后, 气隙电压明显降低直到放电结束. 汤森放电模式的放电特点如下: 一是在外加电压每半个周期内有一个宽的(几十微秒)电流脉冲; 二是它的发光空间结构与低气压辉光放电不同, 在阳极附近有一个均匀的发光分布; 三是在气体击穿后, 气隙电压持续增加然后保持近似常值直到放电结束.

1999 年报道了一种新颖的在 He 气常压 HDBD 中的放电现象<sup>[11]</sup>. 这种放电在外加电压的每半个周

期内有多个电流峰形成. 对于这种放电行为存在有各种各样的解释<sup>[12-18]</sup>. Golubovskii 等<sup>[12]</sup>认为, 在外加电压的每半个周期内多电流峰是由于阳极附近的离子产生和阴极二次电子发射之间的时间延迟造成, 并且多电流峰仅能产生汤森放电模式. Akishev 等<sup>[13]</sup>给出了另一种解释, 他们认为多电流峰是由于阴极位降区的负内阻(振荡)引起, 此阴极位降区本质上占据了整个电极间隙. Mangolini 等<sup>[14]</sup>认为, 多电流峰放电是由于不均匀的径向电荷分布引起. Radu 等<sup>[15-17]</sup>在各种惰性气体中也获得了多电流峰放电, 他们在不同频率和电压下研究了光电流和外加电压降, 分析了多电流峰辉光(pseudo-glow)放电的特性. 他们还表明在每半个周期内电流峰数目随着杂质含量的增加而增加, 如 Ar 气, N<sub>2</sub> 气, H<sub>2</sub> 气和 O<sub>2</sub> 气, 最终多电流峰放电转变为火花放电. 此外, 有关带有多电流峰的常压 He 气 HDBD 在我们的模拟<sup>[18]</sup>和实验<sup>[19]</sup>中也被研究. 我们认为, 在外加电压每半个周期内多个电流峰的形成主要是由于介质板上积累电荷所致. 并且还发现了在一个多电流峰放电序列内, 随着外加电压的增加、气体间隙的减少或者外加驱动频率的减少, 放电脉冲将从辉光放电模式过渡到汤森放电模式. 再者, 文献<sup>[20]</sup>还采用

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 30575019, 10075010, 50537020)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: gubiao@dlut.edu.cn

一维流体模型对带有多电流峰的常压 He 气 HDBD 的伏安特性进行了数值模拟,并使用微分电导进行了分析,进一步显示了介质板上积累电荷对形成多电流峰放电的动力学效应. 本文对带有多电流峰的常压 He 气 HDBD 和常压 N<sub>2</sub> 气 HDBD 的伏安特性进行了实验研究,并将实验结果和文献 [20] 中的模拟结果进行了对比分析. 根据伏安特性曲线的微分电导,提出了一种简单有效的方法来判断常压 HDBD 的放电模式.

## 2. 实验装置

图 1 给出了获得常压均匀 HDBD 的实验装置示意图. 图 1 中的反应器采用镜面抛光的板-板式电

极结构(150 mm × 300 mm),上下电极均覆盖 1 mm 厚的石英介质板,板-板间距在 0—50 mm 可调. 所使用的正弦交流电源可以提供峰峰值为 0—50 kV 的电压以及 4—14 kHz 的驱动频率. 纯度为 99.99% 的 He 气和 99.999% 的 N<sub>2</sub> 气分别作为工作气体. 放电时的电压和电流分别通过 Tektronics P2000 型高压探头(带宽为 200 MHz)和 Tektronics TCP312 型电流探头进行测量,并通过 Tektronics TCP A300 型数字示波器进行采集. 大小为 16.4 nF 的电容 C<sub>s</sub> 与反应器串连用于采集介质板上积累电荷. 图 1 中的虚线部分为阻抗匹配网络,包括 1 nF 高压电容 C<sub>1</sub> 和在 47—300 pF 范围内连续可调的电容 C<sub>2</sub> 及 2.732 H 的电感 L. 当 He 气作为工作气体时,不使用阻抗匹配.

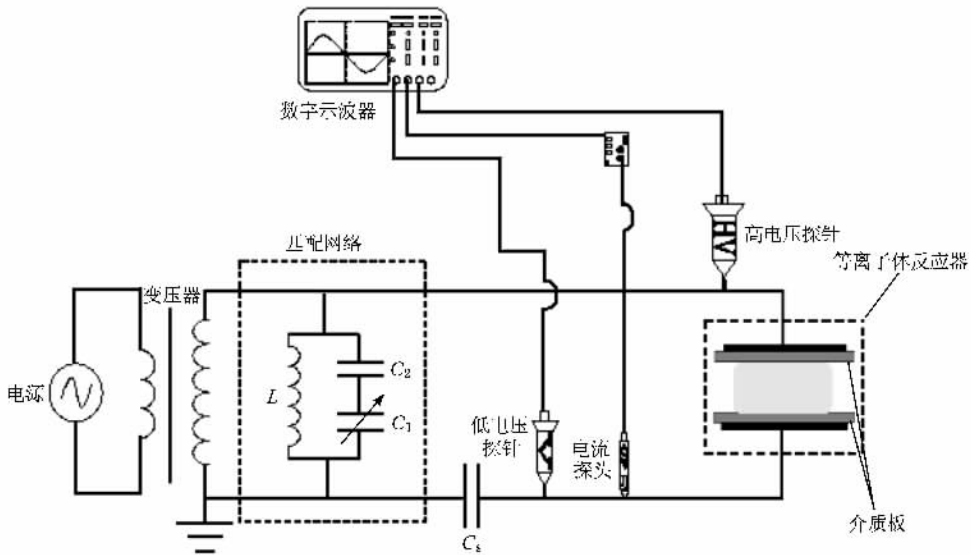


图 1 实验装置示意图

## 3. 实验结果与讨论

### 3.1. 带有多电流峰的常压 He 气 HDBD

图 2 给出了当其他实验条件固定时气体间隙对多电流放电的影响. 从图 2 可以看出,随着气体间隙的减少,在外加电压每半个周期内电流峰的个数逐渐增加,电流脉冲的幅值呈准单调递减. 相同的实验现象也被其他研究者报道<sup>[12—17]</sup>. 每个电流峰的峰宽为若干微秒或者十几微秒,这表明在外加电压

每半个周期内含有多个电流峰的放电为均匀放电模式而不是丝状放电模式. 因为对于丝状放电,每个电流峰的峰宽通常为纳秒量级. 此外,随着气体间隙的减少,在外加电压每半个周期内第一次击穿所需要的外加电压逐渐减少,并且当气体间隙很小时,第一次击穿甚至可以在外加电压反相前发生,如图 2 (d)所示. 更多的放电基本特性在文献 [19] 中已有详细阐述. 图 3 和图 4 分别给出了在外加电压每半个周期内有 1 个、2 个、3 个和 6 个电流脉冲时的常压 He 气 HDBD 的伏安特性曲线.

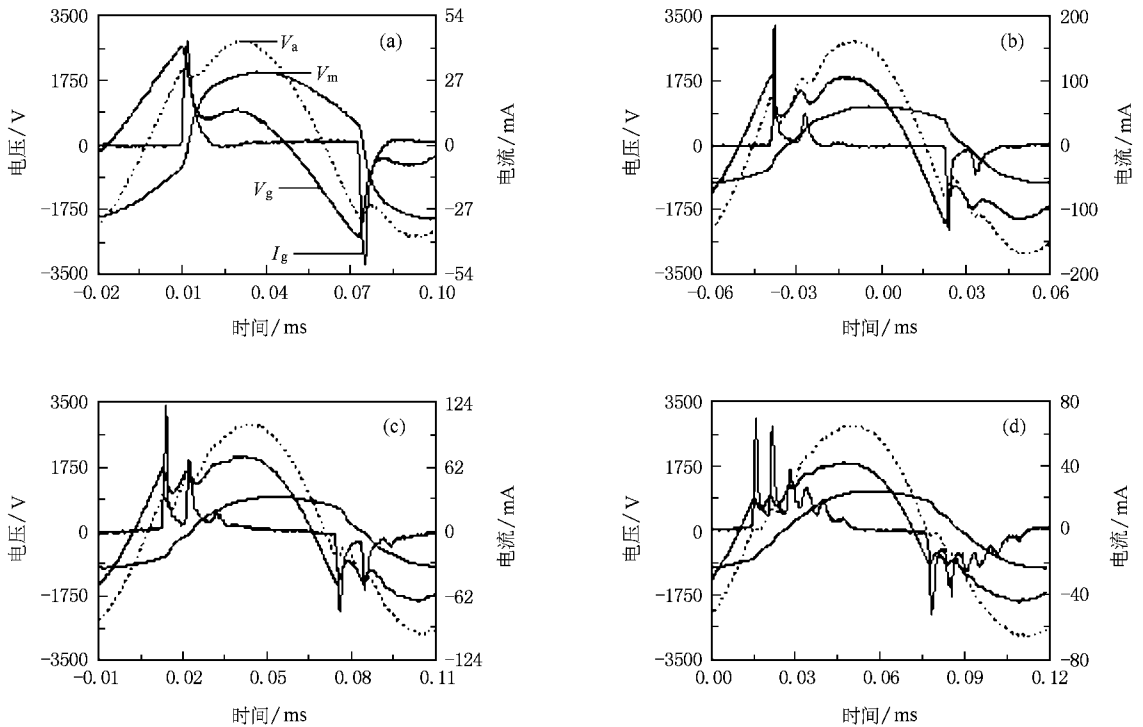


图2 气体间隙不同时,放电电流  $I_g$ 、外加电压  $V_a$ 、记忆电压  $V_m$  和气隙电压  $V_g$  随时间变化的曲线. 放电条件为  $V_{pp} = 5.68$  kV,  $f = 8.0$  kHz,  $p = 100.1$  kPa. (a) 20 mm, (b) 15 mm, (c) 6 mm, (d) 3 mm

### 3.2. 多电流峰放电的伏安特性曲线

从图 3(a) 中的实验结果可以看出, 单电流峰放电的伏安特性曲线是由 2 个环和连接 2 个环的接近零电流的线组成, 而这 2 个环分别代表外加电压一个周期内的 2 个电流脉冲. 这两个电流脉冲的电压范围分别是 722—2561 V (熄灭电压-击穿电压) 和 -407—-2482 V, 而环的面积正比于放电时的有效功率. 将实验结果和模拟结果<sup>[20]</sup> (图 3(c)) 进行比较, 可以看出实验结果与模拟结果一致. 此外, 在模拟结果中 2 个电流脉冲的电压遍历范围是对称的, 但是实验结果中 2 个电流脉冲的电压遍历范围则不同, 这是由于电源提供的电压在放电期间的电压幅值不对称所致. 在这里借用文献 [20] 中的正负微分电导来描述放电发展过程. 所谓正微分电导是指放电电流随气隙电压的增加而增加或者随气隙电压的减少而减少, 负微分电导是指放电电流随气隙电压增加而减少或者随气隙电压的减少而增加.

从图 3(a) 的实验结果可以看出, 在一段时间内, 气隙电压从零开始持续增加, 但是放电电流却保持在零点附近. 当气隙电压增加到 A 点时气体击穿, 此时的气隙电压为击穿电压, 随后放电电流急剧增加, 并在 B 点达到最大. 但是从 A 点到 B 点这段时间内, 气隙电压是逐渐下降的, 即随着气隙电压的

减少放电电流急剧增加, 因此从 A 点到 B 点的放电过程呈现负微分电导. 这种放电过程可以获得较大的放电效率, 属于辉光放电模式. 此外, 负微分电导暗示了在理论上放电电流可以无限制地增长, 因此对于常压 HDBD 而言需要特别注意, 这有可能导致放电电流急剧增长而使放电从均匀放电转化为电弧放电. 理解这一点对于保持常压 HDBD 的稳定性有特别重要的意义. 但是, 放电电流并没有无限制地增长而是停止在 B 点, 这是由于介质板的存在. 当由电离产生充足的电子到达介质表面时将改变介质板上的电压降, 即记忆电压, 随后这个记忆电压减少, 气隙电压使其低于击穿电压, 从而使得新的电子-电离对的产生被抑制, 放电电流开始快速地减少. 因此, 介质板可以有效地控制气隙电压超过击穿电压的持续时间, 从而抑制放电从辉光向弧光转化. 经过 B 点后, 放电电流逐渐减小, 同时气隙电压也逐渐下降直至 C 点, 放电熄灭, 这样整个击穿过程结束. 从 B 点到 C 点呈现正微分电导. 此后, 从 C 点到 D 点放电电流减小的同时气隙电压增加, 此发展过程也呈现负微分电导, 但是由于此时放电已经熄灭并且电流是从电流较大的 C 点减小到电流较小的 D 点, 所以不会对放电从均匀放电向弧光放电转变产生影响. 根据 Massines 等<sup>[8-10]</sup> 的观点, 对应于这个电流脉冲的放电为辉光放电模式.

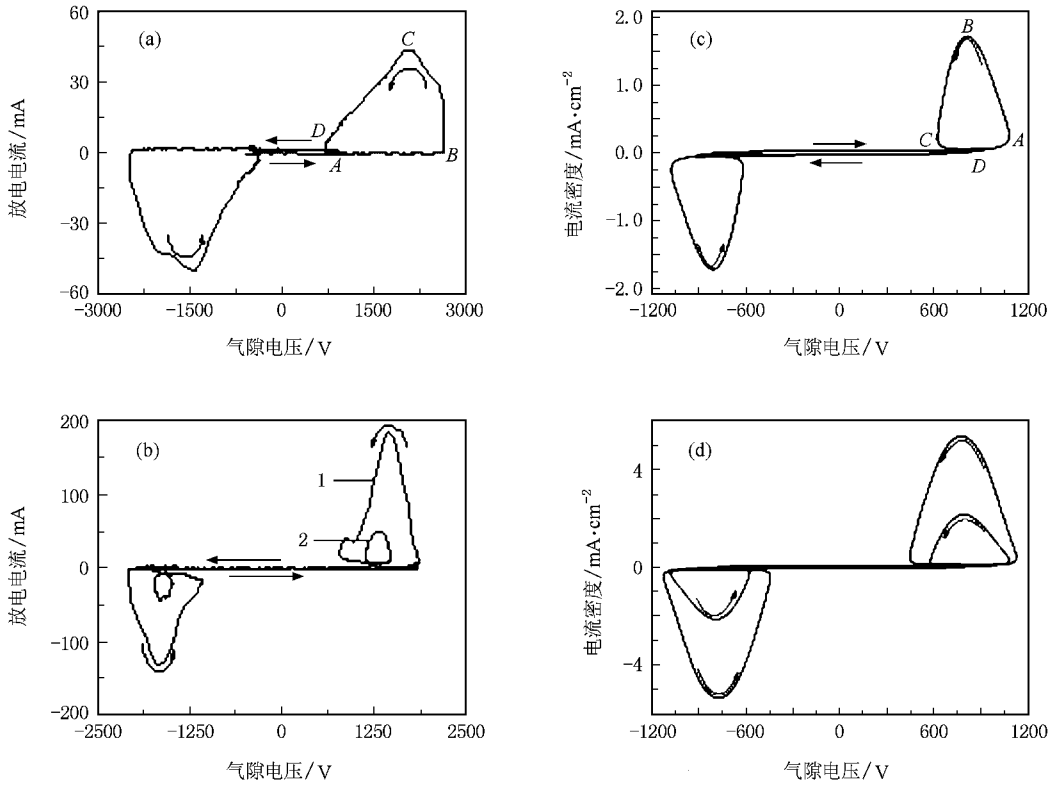


图3 常压 He 气多电流峰放电的伏安特性 (a)和(b)为实验结果 (c)和(d)为模拟结果 (a)单个电流脉冲 (b)2 个电流脉冲 (c)和(d)分别对应文献 [20] 中的图 2(b)和 4(a)

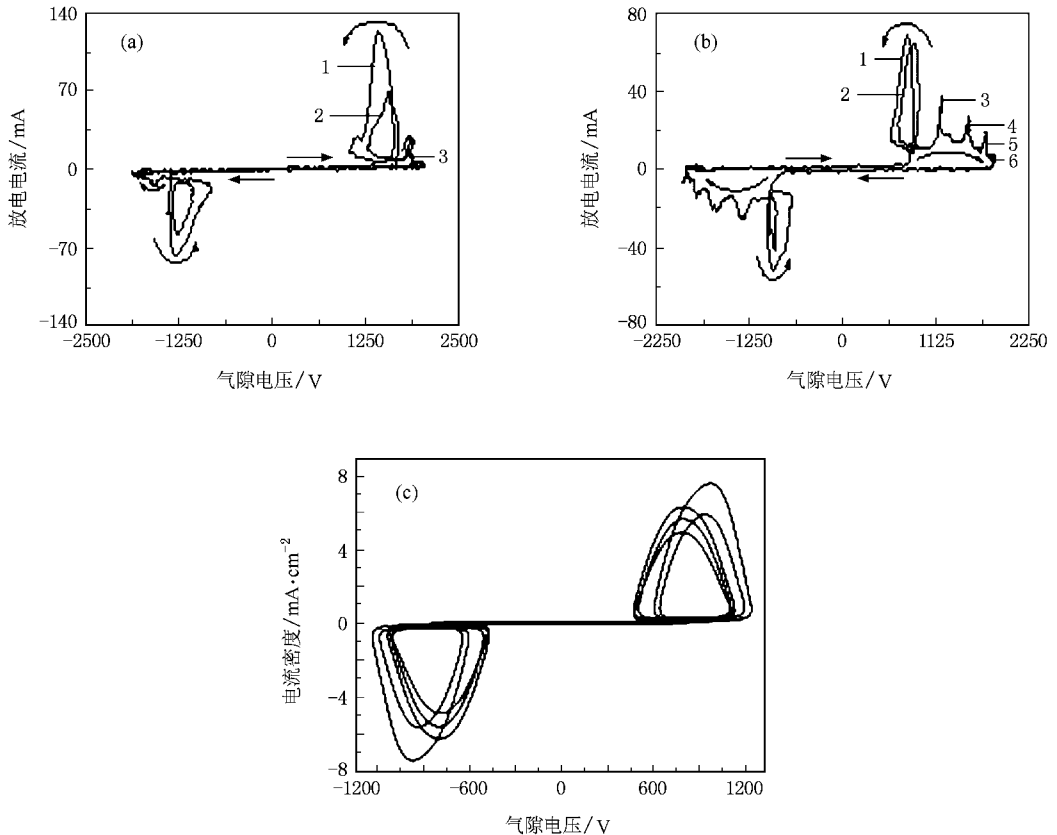


图4 常压 He 气多电流峰放电的伏安特性 (a)和(b)为实验结果 (c)为模拟结果 对应文献 [20] 中的图 5(a)

当气体间隙减少时,在外加电压每个半周期内出现 2 个电流峰,如图 3(b)所示. 图 3(b)中的实验结果给出了这种放电条件下的伏安特性曲线. 这个实验结果与我们的模拟结果<sup>[20]</sup>一致,如图 3(d)所示. 从图 3(b)可以看出,电流曲线具有明显的非线性特征. 2 个闭合的环分别对应于每半个周期中的 2 个电流脉冲,并且这 2 个环所遍历的气隙电压范围明显不同. 较大的环对应于半个周期中的第一个电流脉冲,其所遍历的气隙电压范围为 773—1868 V (熄灭电压—击穿电压),而较小的环对应于半个周期中的第二个电流脉冲,其遍历的气隙电压范围为 1197—1421 V. 值得注意的是第二个电流脉冲的击穿电压比第一个电流脉冲的击穿电压要低,其原因在文献[19]中已经阐述. 此外,每个环所反映出的微分电导的信息与单电流峰时完全一样,如图 3(a)所示. 根据文献[8—10]的观点,对应这两个电流脉冲的放电也为辉光放电模式.

如果继续减少气体间隙,则在外加电压的每半个周期内可以出现更多的电流脉冲. 当外加电压每半个周期内产生 3 个或者 6 个电流脉冲时,相对应的伏安特性曲线如图 4(a)和(b)所示. 直观上可以看出,实验结果与模拟结果<sup>[20]</sup>(图 4(c))有非常大的不同. 从实验结果可以看出,第一个、第二个电流脉冲的伏安特性以及对应于这两个电流脉冲的微分电导信息与在外加电压每半个周期内含有单电流和双电流脉冲时完全一样,也与外加电压每半个周期内有 5 个电流脉冲时前两个电流脉冲的模拟结果<sup>[20]</sup>相同. 这说明在放电电流增长阶段,对应于前两个电流脉冲的微分电导均呈现负微分电导. 根据文献[8—10]的观点,对应于这两个电流脉冲的放电为辉光放电模式.

此外,更应值得注意的是从第三个电流脉冲开始放电的伏安特性曲线发生了很大的变化,对应这些电流脉冲的伏安特性曲线不再是环状. 当气隙电压超过击穿电压后,随着放电电流的增加气隙电压也在增加,呈现为正微分电导,如图 4(a)中的第三个电流脉冲和图 4(b)中的第三至第六个电流脉冲. 当放电电流越过最大值后,随着放电电流减少,气隙电压继续增加,这种放电发展过程呈现负微分电导. 但是此放电发展过程是从较大的电流向较小的电流发展,因此对放电从辉光放电向弧光放电转化没有影响. 总而言之,当外加电压每半个周期内有超过 2 个的电流脉冲形成时,在放电电流增长阶段,伏安特

性曲线的微分电导会从负微分电导转变成正微分电导,这意味着放电模式发生了转变. 根据文献[18, 19]可知,放电从辉光放电模式转变为汤森放电模式.

### 3.3. 常压 $N_2$ 气 HDBD 的伏安特性

图 5 给出了在电源与反应器之间增加阻抗匹配网络后,得到的常压  $N_2$  气 HDBD 的电流和电压特性. 从图 5 可以看出,在外加电压每半个周期内放电电流是一个峰宽为 35  $\mu\text{s}$  的单电流峰,因此在常压  $N_2$  气中的放电为均匀放电. 但是当气体击穿后,气隙电压没有下降,而是持续增加直到放电结束. 根据文献[8—10]的观点,其放电模式无法准确判断,故考察了其伏安特性曲线,结果如图 6 所示. 图 6(a)给出了放电总电流和外加电压的伏安特性曲线,其中位移电流占有放电总电流的大部分,如图 4 所示. 从图 6(a)可以看出,在外加电压一个周期内放电的伏安特性曲线为一个闭合曲线. 这说明常压  $N_2$  气 HDBD 是一种非线性周期性运动. 为了更加准确地分析常压  $N_2$  气 HDBD 的放电特性,得到了气隙电压与放电电流之间的准确关系,如图 6(b)所示.

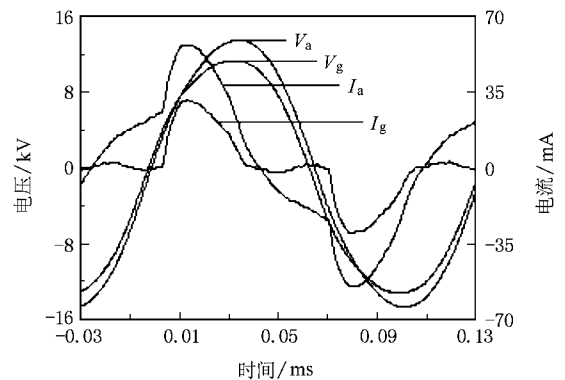


图 5 使用匹配网络时获得的电流和电压波形. 实验条件为  $d = 3 \text{ mm}$ ,  $f = 7.45 \text{ kHz}$ ,  $V_{pp} = 30 \text{ kV}$ . 图中  $V_a$  是外加电压,  $V_g$  是气隙电压(计算值),  $I_a$  是总放电电流,  $I_g$  是放电电流(计算值)

从图 6(b)可以看出,常压  $N_2$  气 HDBD 的伏安特性曲线与常压 He 气单脉冲 HDBD 的伏安特性曲线很类似,也是由 2 个环和连接 2 个环的接近零电流的线组成. 这 2 个环分别代表外加电压一个周期内正负两个半周期中的电流脉冲,环的面积与放电功率成正比. 当气隙电压超过击穿电压后,放电电流开始急剧增加,同时气隙电压也逐渐增加,如图 6

(b)中从 A 点到 B 点的过程. 在这个过程中, 放电呈现正微分电导, 与常压 He 气单脉冲 HDBD 当气体击穿后的发展过程(图 3(a))不同. 这暗示了这种放电过程的放电电流可以通过电源提供给等离子体的输入功率很容易加以控制, 这意味着当其他放电条件不变时, 可以通过外加电压很容易控制放电电流. 因此, 带有正微分电导的常压 HDBD 可以获得很高的稳定性. 经过 B 点后, 电流逐渐下降, 但是气隙电压没有下降而是继续增加, 直至 C 点放电熄灭, 整个击穿过程结束. 从 B 点到 C 点呈现为负微分电导. 由于此放电过程是从较大的电流向较小的电流发展, 因此对放电过程中从均匀放电向弧光放电转化没有影响.

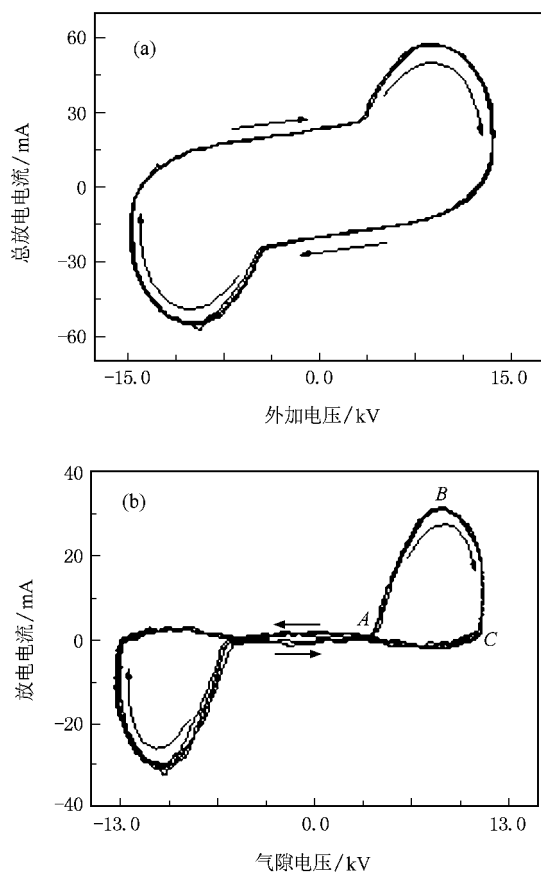


图 6 常压 N<sub>2</sub> 气 HDBD 的伏安特性 (a)总放电电流和外加电压的伏安特性 (b)放电电流和气隙电压的伏安特性

### 3.4. 放电模式的判断

按照上述分析, 根据在放电电流增长阶段的伏

安特性曲线的微分电导的正或负可以简单直观地判断常压 HDBD 的放电模式. 对于辉光放电模式, 在放电电流增长阶段放电脉冲的伏安特性曲线呈现为负微分电导, 即放电电流随气隙电压的增加而减少. 对于汤森放电模式, 在放电电流增长阶段放电脉冲的伏安特性曲线呈现为正微分电导, 即放电电流随气隙电压的增加而增加. 根据这种判断方法, 可以很简单的判断出: 在常压 He 气 HDBD 中, 当外加电压每半个周期内有 1 个或 2 个电流脉冲时, 对应于每个电流脉冲的放电均为辉光放电模式, 如图 3(a)和(b)所示. 当外加电压每半个周期内含有 3 个以上的电流脉冲时, 在一个多电流峰放电序列内存在两种放电模式. 前两个电流脉冲是辉光放电模式(如图 4(a)和(b)中的第一个和第二个电流脉冲), 而随后的电流脉冲为汤森放电模式(如图 4(a)中的第三个电流脉冲、图 4(b)中的第三个至第六个电流脉冲). 此外, 根据这个判据还可以知道, 常压 N<sub>2</sub> 气 HDBD 也为汤森放电模式, 如图 6(b)所示.

## 4. 结 论

本文对带有多电流峰的常压 He 气 HDBD 的伏安特性曲线进行了实验分析, 并将实验结果与模拟结果进行了对比讨论. 当外加电压每半个周期内含有 1 个或者 2 个电流脉冲时, 其伏安特性曲线是由闭合环和连接环的电流接近零的曲线组成, 并且在放电电流增长阶段其伏安特性曲线呈现负微分电导. 而当外加电压每半个周期内含有 3 个或 6 个电流脉冲时, 对应于前两个电流脉冲的伏安特性曲线是闭合环状, 并且在放电电流增长阶段其伏安特性曲线呈现负微分电导; 但是对应于后面的电流脉冲其伏安特性曲线不再是环状, 并且在放电电流增长阶段其伏安特性曲线呈现正微分电导. 此外, 还分析了常压 N<sub>2</sub> 气 HDBD 中的伏安特性曲线, 在放电电流增长阶段其伏安特性曲线呈现正微分电导. 因此根据伏安特性曲线的微分电导可以很简单地判断出常压 HDBD 的放电模式. 对于辉光放电模式, 在放电电流增长阶段其伏安特性曲线呈现负微分电导; 而对于汤森放电模式, 在放电电流增长阶段其伏安特性曲线呈现正微分电导.



- [ 1 ] Roth J R , Nourgostar S , Bonds T A 2007 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **35** 233
- [ 2 ] 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 ]
- [ 3 ] Wang X X , Lu M Z , Pu Y K , 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2778 ( in Chinese ) [ 王新新、芦明泽、蒲以康 2002 物理学报 **51** 2778 ]
- [ 4 ] Zhang H Y , Wang D Z , Wang X G 2007 *Chin. Phys.* **16** 1089
- [ 5 ] Li X C , Jia P Y , Liu Z H , Li L C , Dong L F 2008 *Chin. Phys.* **57** 1001 ( in Chinese ) [ 李雪辰、贾彭英、刘志辉、李立春、董丽芳 2008 物理学报 **57** 1001 ]
- [ 6 ] Shi J J , Kong M G 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 111502
- [ 7 ] Shang W L , Wang D Z , Kong M G 2007 *Chin. Phys.* **16** 485
- [ 8 ] Massines F , Rabehi A , Decomps P , Gadri R B , Ségur P , Mayoux C 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 2950
- [ 9 ] Massines F , Ségur P , Gherardi N , Khamphan C , Ricard A 2003 *Surf. Coat. Technol.* **174—175** 8
- [ 10 ] Naudé N , Cambronne J P , Gherardi N , Massines F 2005 *J. Phys. D* **38** 530
- [ 11 ] Akishev Y S , Dem 'yanov A V , Karal 'nik V B 1999 *Proceedings of the XXIV International Conference on Phenomena in Ionized Gases , Warsaw , Poland* **2** 137
- [ 12 ] Golubovskii Y B , Maiorov V A , Behnke J , Behnke J F 2003 *J. Phys. D* **36** 39
- [ 13 ] Akishev Y S , Dem 'yanov A V , Karal 'nik V B , Pan 'kin M V , Trushkin N I 2001 *Plasma Phys. Rep.* **27** 164
- [ 14 ] Mangolini L , Orlov K , Kortshagen U , Heberlein J , Kogelschatz U 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 1722
- [ 15 ] Radu I , Bartnikas R , Czeremuszkin G 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 411
- [ 16 ] Radu I , Bartnikas R , Wertheimer M R 2005 *J. Phys. D* **38** 539
- [ 17 ] Radu I , Bartnikas R , Wertheimer M R 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 1363
- [ 18 ] Wang D Z , Wang Y H , Liu C S 2006 *Thin Solid Films* **506—507** 38
- [ 19 ] Zhang Y , Gu B , Wang D Z , Wang W C , Peng X W 2008 *Thin Solid Films* **516** 7547
- [ 20 ] Zhang Y T , Wang D Z 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 063304

## Current-voltage relationship for homogeneous dielectric barrier discharge in helium and nitrogen at atmospheric pressure<sup>\*</sup>

Zhang Yan<sup>1)</sup> Gu Biao<sup>2)†</sup> Wang Wen-Chun<sup>2)B)</sup> Peng Xu-Wen<sup>2)B)</sup> Wang De-Zhen<sup>2)B)</sup>

<sup>1)</sup> School of Mechanical and Power Engineering , Henan Polytechnic University , Jiaozuo 454000 , China )

<sup>2)</sup> State Key Laboratory for Materials Modification by Laser , Ion and Electron Beams , Dalian University of Technology , Dalian 116024 , China )

<sup>3)</sup> School of Physics and Optoelectronic Technology , Dalian University of Technology , Dalian 116024 , China )

( Received 1 July 2008 ; revised manuscript received 27 November 2008 )

### Abstract

The experimental investigation of the current-voltage relationship of homogeneous dielectric barrier discharge ( HDBD ) was performed in helium and nitrogen at atmospheric pressure , respectively . The experiment results agree with the simulation results . The glow discharge mode ( GDM ) and Townsend discharge mode ( TDM ) can coexist in one multiple current peak ( MCP ) discharge sequence in atmospheric He MCP discharge . Moreover , the discharge modes of atmospheric HDBD can be discriminated according to the differential conductivity of the current-voltage relationship in the ascent stage of discharge current , in which the current pulse is GDM if the differential conductivity of the current-voltage relationship is negative and it is TDM if the differential conductivity is positive . Thus we concluded that , the atmospheric N<sub>2</sub> HDBD is TDM .

**Keywords :** current-voltage relationship , glow discharge mode , Townsend discharge mode , atmospheric homogeneous dielectric barrier discharge

**PACC :** 5280H , 5150

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10575019 , 10075010 , 50537020 ) .

<sup>†</sup> Corresponding author . E-mail : gubiao@dlut.edu.cn