

一种测量真空开关灭弧室真空度的新方法

赵子玉¹, 宋焕生², 江秀臣¹, 马乃祥¹, 罗利文¹, 季严松¹, 李曼¹

(1. 上海交通大学电气系, 上海市徐汇区 200030; 2. 长安大学信息学院, 陕西省西安市 710064)

Study on New Method for Measurement of Internal Pressure of Vacuum Interrupters

ZHAO Zi-yu¹, SONG Huan-sheng², JIANG Xiu-chen¹, MA Nai-xiang¹, LUO Li-wen¹, JI Yan-song¹, LI Man¹

(1. Shanghai Jiaotong University, Xuhui District, Shanghai 200030, China;

2. Chang'an University, Xi'an 710064, Shaanxi Province, China)

ABSTRACT: A new method is presented for measurement of internal pressure of vacuum interrupters, having no use of magnetic fields but using decay velocity of emission current. Firstly, 500 μ A emission current is used to bombard the surface of contacts, which remove superfluous absorbed layers of molecules from contacts surfaces. Secondly, 35 μ A emission current is used to ionize the residual gas in the space between contacts, which yields ion current. Striking surfaces of contacts, the ion current is captured and becomes new absorbed layers of molecules, which enlarges the work function of contacts material and decreases the emission current. The decay velocity of emission current is varied with internal pressure of vacuum interrupters. So with certain decay quantity, internal pressure can be determined by measuring decay time of emission current. The relationship of internal pressure with decay time of emission current is deduced in theory and validated by experiment.

KEY WORDS: vacuum interrupters; internal pressure; emission current

摘要: 提出了一种无需施加磁场、利用发射电流衰减速度测量真空开关灭弧室真空度的新方法。首先利用 500 μ A 发射电流对触头表面轰击, 除去触头表面上多余的分子吸附层。然后利用 35 μ A 发射电流与触头间残余气体分子的碰撞电离, 形成离子流。离子流又撞击触头表面, 被表面捕获, 形成新增吸附层。这些新增吸附层的存在会增大触头材料逸出功, 导致发射电流的衰减。真空度不同, 发射电流的衰减速度就不同, 故在发射电流衰减量一定的条件下, 通过检测发射电流衰减时间就可以测量灭弧室内的真空度。文中通过理论分析, 给出了发射电流衰减时间与真空度的关系并进行了实验验证。

基金项目: 国家自然科学基金项目(50377024)。

Project Supported by National Natural Science Foundation of China (50377024).

关键词: 真空灭弧室; 真空度; 发射电流

0 引言

真空开关在中压领域(6kV、10kV、35kV)的应用已有 30 年的历史, 真空灭弧室做为真空开关中的一个主要部件, 对其研究主要集中在优化电场^[1-3]以提高击穿电压, 改善磁场^[4-7]以提高大电流开断能力上。实际上, 真空度的降低也将影响真空开关的击穿电压与电流开断能力。现在注意到: 随着开关服役时间的延长, 供用电部门开始担心真空灭弧室的真空度状况, 需要一种简单、准确、具有较高分辨力的测试仪器来检测服役中的灭弧室的真空度^[8]。真空灭弧室真空度的测试方法主要有工频耐压法及磁控放电法。工频耐压法只能测出严重漏气的灭弧室, 而对处于半真空状态的灭弧室(0.1~1Pa), 虽然击穿电压没有降低, 但真空管已不能开断额定的短路电流(一般来说, 真空管内压强的出厂标准为小于 10⁻³Pa, 对于使用中的真空管, 其标准可放宽到 10⁻²Pa)。目前, 定量测量真空开关灭弧室真空度较好的方法是在灭弧室外围加上磁场线圈的磁控放电法。但这种测试方法有以下 2 方面的缺点:

(1) 需要使用磁场线圈。由于真空开关的型号多种多样, 有些真空开关真空灭弧室的外围无障碍空间很小, 磁场线圈难以靠近, 特别是对于新型的灭弧室绝缘全封闭型真空开关, 磁场线圈无法靠近, 磁控放电法已无法应用。

(2) 磁控放电法测量真空度的原理是利用正交的电场与磁场, 增加电子的行程及与残留气体分子的碰撞几率, 导致气体电离放电, 测量放电的离子电流获得真空度。放电电流的分散性较大, 且放

电后有抽气或放气作用，使密闭容器的真空度发生变化，故短期内不能重复测量。

鉴于以上原因，有必要探寻一种无需施加磁场、高灵敏度的真空开关真空度测量方法。目前，在这方面已经做了许多研究，提出的主要测量方法有：弧后发射电流法^[9]、高频预击穿电流法^[10]、高频电流开断法^[11]、电弧电压法^[12]、场致发射电流法^[13]、粒子真空极化法^[14]。比较这些不施加磁场的真空度测量方法后发现，弧后发射电流法的真空度测量精度较高、测量范围较大，但是，弧后发射电流法需要利用几百安的真空电弧清除触头表面原有的吸附层，获取一吸附量为零的清洁表面，故这种测量方法很难实用化。本文提出了一种新的真空度测量方法——发射电流衰减法，它是利用 500 μ A 的发射电流轰击触头表面，清除触头表面新增的吸附层，获得吸附量为 s_0 的表面。该方法的测量机理与文献[9]提出的弧后发射电流法的测量机理不一样。弧后发射电流法是利用残余气体分子与清洁触头表面的碰撞来沉积吸附量，发射电流衰减法则是利用离子流与触头表面的碰撞来增加吸附量。故在同等真空度下，使用发射电流衰减法测出的发射电流衰减时间比使用弧后发射电流法要大 2 个数量级。实验研究表明，本文提出的发射电流衰减法的测量精度、范围、数据重复性都比较好，使用该方法有望开发出实用化的真空开关真空度测量仪。

1 测量原理

1.1 原理简介

在真空间隙上施加一定的工频电压后，间隙之间会流过场致发射电流 j_e ， j_e 对分子吸附量 s 有 2 方面的作用：其一为离子捕集作用，即场致发射电流 j_e 中的电子与残余气体分子发生碰撞，产生离子，离子在电场作用下移动形成离子流，离子流撞击触头表面，被表面捕获，导致吸附量由 s_0 增加到 s_1 ；其二为电子轰击脱附作用，即场致发射电流中的电子轰击触头表面，吸附分子被电子激发或分解而脱附，导致吸附量由 s_1 减少到 s_0 。本文实验研究表明，当 j_e 较大(500 μ A 左右)时电子轰击脱附起主导作用；当 j_e 较小(35 μ A 左右)时离子捕集起主导作用。

本文利用吸附量的变化测量真空度。首先使用较大的 j_e ，利用其产生的电子轰击脱附作用，使吸附量由 s_1 减少到 s_0 ，然后再使用较小的 j_e ，利用其产生的离子捕集作用，使吸附量由 s_0 增加到 s_1 。吸

附量的增加将导致触头材料功函数的增加，功函数的增加又引起场致发射电流 j_e 的衰减，真空压强 P 不同，发射电流的衰减速度($=\Delta j_e/\Delta t$ ，其中， Δj_e 为衰减量， Δt 为衰减时间)就不同，故在 Δj_e 一定时，通过检测发射电流的衰减时间 Δt 就可以测量灭弧室内的真空度。

1.2 吸附量 s 与极间电场 E 之间的关系

经典的福勒-诺尔海姆(Fowler-Nordheim)场致发射电流公式

$$j_e / S = A(bE)^2 \exp\left(-\frac{Bf^{3/2}}{bE}\right) \quad (1)$$

式中： j_e 为发射电流， S 为发射面积； $E=U/d$ ，为极间电场； U 为极间电压； d 为极间距离； b 为电场增强系数； f 为触头材料逸出功函数； A 、 B 基本上可认为是常数。

表面单位面积吸附量 s 与逸出功函数 f 之间有简单的线性关系^[15]

$$f = Cs + f_c \quad (2)$$

式中： f 为表面有吸附分子时的功函数， f_c 为干净表面($s=0$)的初始功函数， C 为常数。

将式(2)代入式(1)，得

$$j_e = SA(bE)^2 \exp\left[-\frac{B(Cs + f_c)^{3/2}}{bE}\right] \quad (3)$$

由式(3)可见，保持 $E=E_1$ 不变，随着吸附量 s 的线性增长，发射电流 j_e 将以指数形式衰减。若在吸附量 s 线性增长的同时增加极间电场 $E=E_0$ ，就可以维持 j_e 为一较小的固定值，此时，将式(3)整理为

$$Cs + f_c = k_1(bE)^{2/3} \quad (4)$$

其中 $k_1 = \left[\frac{1}{B} \ln\left(\frac{S \cdot A \cdot (bE)^2}{j_e}\right)\right]^{2/3}$ 可近似看做常数。故

由式(4)可见，极间电场 $E=E_0$ 随时间的变化情况就反映了吸附量 s 随时间的变化情况。

1.3 发射电流的衰减时间 Δt 与真空压强 P 之间的关系

电子在气体中的平均自由程 l_e 为^[15]

$$l_e = \frac{4kT}{\pi D^2 P} \quad (5)$$

式中： D 为分子直径； k 为波耳兹曼常数； T 为温度； P 为压强。

通过分析一个电子在加速场中的碰撞规律，可知一个电子与分子在真空间隙 $0 \sim d$ 之间的碰撞概率为 d/l_e 。

在 dt 时间内，触头表面发射出的电子数 N_0 为

$$N_0 = (j_e / e) dt \quad (6)$$

式中： e 为电子电荷； j_e 为场致发射电流。

在真空间隙 $0 \sim d$ 之间的分子遭遇电子碰撞时，会以几率 g 引起分子电离。真空度越高，电子的平均自由程 l_e 就越大，电子在电场中获得的能量就越多，分子与电子碰撞时电离几率也就越大，用公式表达为

$$g = g_0 P^{a-1} \quad (7)$$

式中 g_0 , a 为常数, $0 < a < 1$ 。

N_0 个电子总的碰撞次数为 $(d/l_e) \cdot N_0$ ，电离出的离子数为 $g \cdot (d/l_e) \cdot N_0$ ，这些离子在电场作用下向触头漂移形成离子流，离子流又撞击触头表面后以几率 s 被触头表面捕获。故在 dt 时间内，触头表面捕获的离子数量 ds 为

$$ds = sg(d/l_e) N_0 \quad (8)$$

将式(5)、式(6)、式(7)代入式(8)，可得由于离子捕集而引起的分子吸附速度

$$ds/dt = qP^a dj_e \quad (9)$$

式中 $q = sg_0(\pi D^2/4kT)e^{-1}$ 为一常数。

触头表面吸附层由于电子轰击引起的分子脱附速度

$$ds/dt = QS j_e \quad (10)$$

式中 Q 为一常数。

同理，离子流轰击触头表面吸附层时也将产生溅射现象，溅射出来的产物是表面吸附的气体分子及已中和的被捕获离子。设溅射率为 Y ，由于离子溅射引起的分子脱附速度

$$ds/dt = q^+(s)P^a ds j_e \quad (11)$$

式中 $q^+(s) = Yq/s$ 为 s 的函数。

考虑触头表面的离子捕集、离子溅射与电子轰击效果后，得总的分子吸附速度

$$ds/dt = qP^a dj_e - Qj_e s - q^+(s)P^a ds j_e \quad (12)$$

当式(12)中的 $ds/dt = 0$ ，即分子吸附与脱附平衡时，吸附量

$$s_m \approx P^a dq / (P^a dq^+ + Q) \quad (13)$$

由式(12)可知，当 $s < s_m$ ， $ds/dt > 0$ 时，吸附速度大于脱附速度，此时， s 将随时间而增长，而 s 的增长将导致 j_e 的衰减。如果在 j_e 降低到零之前，吸附量的增长使 s 趋于 s_m ，此时，吸附速度将等于脱附速度，发射电流 j_e 将保持不变。当 $s = s_m$ ， $ds/dt < 0$ 时，吸附速度将小于脱附速度， s 将随时间而减少，而 s 的减少将导致 j_e 雪崩式地升高。

将式(12)分离变量，对吸附量由 s_0 到 s_1 (对应的时刻是 t_0 到 t_1) 积分，得

$$\int_{s_0}^{s_1} \frac{1}{(qP^a d - q^+(s)P^a ds - QS)j_e} ds = \int_{t_0}^{t_1} dt \quad (14)$$

因为在测量时使用较小的发射电流，其电子轰击引起的分子脱附作用可以忽略，令 $Q=0$ ，由式(14)可得

$$\Delta t P^a = k_2 / d \quad (15)$$

式中： P 为真空压强，Pa； $\Delta t = t_1 - t_0$ 为发射电流衰减时间，s； a, k_2 为常数, $0 < a < 1$ ， $k_2 = \int_{s_0}^{s_1} \frac{1}{(q - q^+(s)s)j_e} ds$ ； d 为极间距离，mm。

2 实验测量装置

将真空灭弧室与真空比对系统相连接，通过改变真空比对系统的真空压强来改变灭弧室内的压强，从而获得真空灭弧室内 $10^0 \sim 10^{-5}$ Pa 的真空度。

如图 1 所示，真空比对系统由真空灭弧室、真空池、机械泵、分子泵、进气调节阀、 N_2 气瓶和副标真空计组成。动态真空的获取过程为：由机械泵、分子泵依次连续对真空池抽真空，其极限真空度可达 10^{-5} Pa。使用 N_2 气瓶通过进气调节阀对真空池放气来降低真空度，当进气量与抽气量相平衡时，真空池的压强就停留在某一稳定值 P_0 上，因为灭弧室通过管道与真空池相连，可以认为灭弧室的压强也是该稳定值 P_0 。

本研究中使用了 0.8mm 的真空间隙。在真空间隙上施加一定的工频电压，补偿掉触头间的容性电流后，余下的主要是发射电流。发射电流的测量电路如图 2 所示：其中 $C_1 - R_1 - r_1 - C_{r1}$ 支路是容性电流补偿电路， C_2 代表真空灭弧室，依据真空间隙大小的不同，其电容在 15~几十 pF 之间； $r_1 = r_2 = 1k\Omega$ 是取样电阻； $R_{lim} = 10M\Omega$ 是限流电阻； $R_1 = R_2 = 800k\Omega$ 为保护电阻，TVS₁、TVS₂ 为快速恢复二极管，是用来保护示波器的。

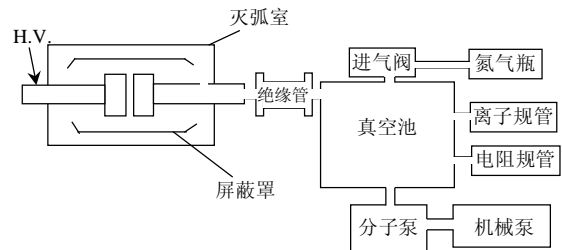


图 1 与真空灭弧室相连的真空比对系统
Fig.1 Vacuum tube joined to vacuum system

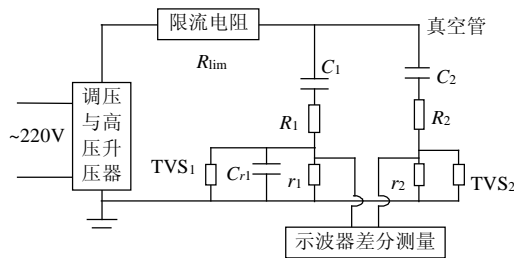
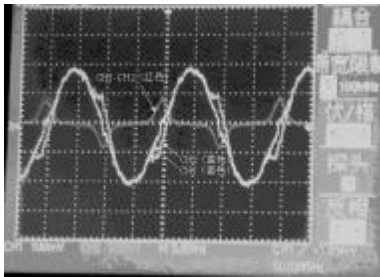


图 2 发射电流测量电路

Fig.2 Measurement circuit of emission current

如图 2 所示, 从 r_1 、 r_2 两端用数字示波器采样 2 个通道的信号 CH_1 、 CH_2 , 然后取其差分信号 CH_1-CH_2 作为输出信号。在较低电压下, 发射电流应为零, 故通过调节 C_1 、 C_{r1} 的大小使 CH_1-CH_2 为零, 这时就完全补偿掉了容性电流。升高电压后, CH_1-CH_2 的输出就是发射电流 j_e 。实验表明, 在真空度变化时, 发射电流正负极性的波形有时是对称的, 有时是不对称的, 波形不对称时, 有的是正极性大, 有的是负极性大, 甚至只存在单极性的波形, 故发射电流的有效值是采用峰-峰值除以 2.83 后得到的。

图 3 真空灭弧室触头间的场致发射电流波形 CH_1-CH_2 Fig.3 Graphic representation of emission current j_e of vacuum tube with time

3 实验结果及分析

通过实验发现, 触头间只存在容性电流或只存在电场, 但无场致发射电流 j_e 时, 分子吸附量是不增加的。只有在存在较小 j_e 的情况下, 分子吸附量才增加。若保持极间电场 E_1 不变, 较小的 j_e 会以一种近似幂指数 $e^{-t/\tau}$ 的形式逐渐衰减, 真空度越高, 间隙越小, j_e 衰减得越慢。这就说明, 由于发射电流中的电子在与气相分子碰撞后产生离子, 离子在电场中漂移形成离子流, 离子流轰击触头表面后被捕获是导致吸附量增加的原因。

使用较大 j_e 轰击脱附后, 触头表面的平衡吸附量为 s_0 。根据式(4), 在 $j_e=13\mu\text{A}$ 时, 可用极间电场 E_0 的变化描述吸附量 s_0 的变化。实验发现, 不同真空度 ($10^0\sim 10^{-4}$ Pa) 下 s_0 对应的 E_0 ($\approx 90\text{kV/cm}$) 基本保

持不变。说明吸附量 s_0 随着 P 的增加趋于定值, 符合郎缪尔等温式。根据式(12), 在不同真空度 ($10^0\sim 10^{-4}$ Pa) 下, 若吸附量的增长使 $ds/dt=0$, 在 $j_e=13\mu\text{A}$ 时, 最大吸附量 s_m 对应的极间电场 E_0 ($\approx 180\text{kV/cm}$) 基本相同, 即 s_m 不随 P 变化, 再由式(13) $s_m \approx P^a q / (P^a \cdot q^+ + Q)$, 得 $Q \approx 0$ 。这说明在较小 j_e 时, 分子脱附主要由离子溅射引起, 电子轰击脱附效应可忽略。

真空度保持不变时, 真空间隙 d 越小, 发射电流的稳定性越好; 真空间隙 d 保持不变时, 真空度越高, 发射电流的稳定性越好。这里所说的稳定性好, 是指发射电流在衰减过程中, 较少发生或不发生发射电流的小幅度骤升现象。实验发现, 在不同真空度 ($10^0\sim 10^{-4}$ Pa) 下, 当 $d < 1\text{mm}$ 时, 发射电流的稳定性好, 当 $d = 1\sim 2\text{mm}$ 时, 发射电流稳定性逐渐变差, 当 $d > 2\text{mm}$ 后, 随着 d 的增加, 发射电流逐渐演变成微放电。另外, d 与发射电流的衰减时间 Δt 成反比, 这与理论式(15)相一致。实验说明, 若 d 取的太小, 测量时间过长, 若 d 取的太大时, 发射电流稳定性变差, 都不利于 Δt 的测量, 建议 d 取 $0.5\sim 1.0\text{mm}$ 为佳。

在维持较小 j_e 时, 吸附量会由 s_0 逐渐增长到 s_m , 期间若吸附层稳定性差, 就会有小雪崩发生, 表现为发射电流在衰减过程中的小幅骤升现象。当吸附量达到 s_m 之后, 若再升高 E_1 , 就会发生吸附层的大雪崩现象, 使吸附量锐减, 发射电流大幅骤升。在式(11)中, 需将 $q^+(s)$ 看作包含脉冲函数时就可以描述上述雪崩现象。

在触头上新增分子吸附层后, 撤消极间电场, 在很长时间内分子吸附层不会自然消失。如何使用较大 j_e 除去这些新增分子层, 使吸附量减少到 s_0 呢? 通过实验发现, 只要瞬时将极间电场 E_1 升高到较高的数值 ($\approx 250\text{kV/cm}$), 迫使 j_e 变得较大 ($\approx 500\mu\text{A}$), 这些较大 j_e 的电子轰击脱附作用就可以除去覆盖于触头表面的新增分子层。此时, 再将极间电场 E_1 恢复到较小数值 ($\approx 110\text{kV/cm}$), 触头间的 j_e 会呈现 $35\mu\text{A}$ 并逐渐衰减到 $13\mu\text{A}$, 其衰减时间 Δt 与真空压强 $P^{0.5}$ 成反比。

如图 4 所示, 在 $P=10^0\text{Pa}$, $d=0.8\text{mm}$ 时, 首先使用较大 j_e 轰击脱附使吸附量减少到 s_0 , 然后在真空间隙上施加电场 $E_1 \approx 90\text{kV/cm}$ 并保持不变, 真空间隙之间就会有 $13\mu\text{A}$ 的 j_e , 随着时间的延长, 该 $13\mu\text{A}$ 会逐渐衰减, 相应地吸附量由 s_0 逐渐增长。类似地, 分别升高并保持 $E_1 \approx 110$ 及 140kV/cm , j_e

从 $35\mu\text{A}$ 开始逐渐衰减。在 $E_1 \approx 170\text{ kV/cm}$ 后, j_e 也是从 $35\mu\text{A}$ 开始逐渐衰减, 相应地吸附量逐渐逼近 S_m 。由图 4 可见, 在逼近过程中有一小雪崩发生, 此后, 再升高 $E_1 \approx 180\text{ kV/cm}$ 时, 就有大雪崩发生, 使 j_e 瞬时增加到 $90\mu\text{A}$, 随后逐渐衰减, 这一过程会循环发生。最后, 使用较大 j_e 轰击脱附, 除去覆盖于触头表面的新增分子层, 使吸附量减少到 S_0 , 然后再施加电场 $E_1 \approx 110\text{ kV/cm}$, 触头间仍然会有 $35\mu\text{A}$ 的场致发射电流, 并随着时间的延长, 该 $35\mu\text{A}$ 又会衰减。故利用发射电流的指数衰减现象可重复性地测量真空度。

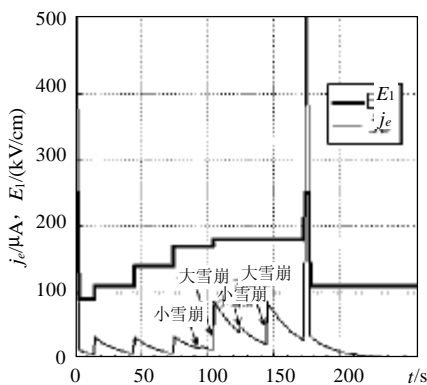


图 4 发射电流 j_e 、极间电场 E_1 与时间 t 之间的关系
Fig.4 The relationship of emission current j_e and electrical fields E_1 of vacuum gap with time t

应用图 1 所示的真空比对系统改变灭弧室内的真空度, 应用图 2 所示的电路测量发射电流, $d=0.8\text{ mm}$ 。实验过程为: 首先, 在动态真空压强 P_0 下, 通过瞬时增高电场强度除去分子吸附层, 再降低施加电压使发射电流为 $35\mu\text{A}$ 有效值, 然后测量发射电流从 $35\mu\text{A}$ 衰减到 $13\mu\text{A}$ 的衰减时间 Δt_0 , 从而获得了 $P-\Delta t$ 曲线上的一个标定点 $(P_0, \Delta t_0)$; 通过调节进气量得另一稳定气压值 P_1 , 再除去吸附层, 然后测量发射电流从 $35\mu\text{A}$ 有效值到 $13\mu\text{A}$ 的衰减时间 Δt_1 得另一标定点 $(P_1, \Delta t_1)$ 。依此类推, 就可获得真空灭弧室 $P-\Delta t$ 曲线上的实验点, 如图 5 “▲” 所示。将 $d=0.8\text{ mm}$ 和 2 个实验点 $(10^{-3}\text{ Pa}, 10^3\text{ s})$ 、 $(10^{-1}\text{ Pa}, 10^2\text{ s})$ 代入式(15)得 $a=0.5$, $k_2=25.3$ 。

图 5 可作为真空开关真空度测量仪器的动态标定曲线。对于服役中的真空开关管, 触头的表面状况会发生一定变化, 这种变化对本文提出的测量方法的精度有无影响。若有影响, 可否在测量前先使用传统方法消除等, 还需做进一步的研究工作。

真空开关的操作机构是多种多样的, 但是绝大

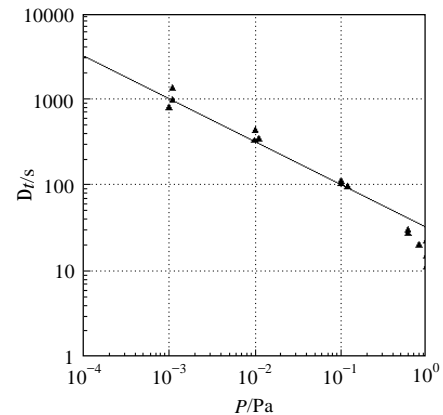


图 5 发射电流的衰减时间 Dt 与真空灭弧室真空度 P 的关系
Fig.5 The relationship of internal pressure with decay time of emission current

多数的真空开关在闭合状态下, 两触头的压力和超程是由一个压力弹簧提供的。在闭合状态下, 若真空开关的超程为 d , 在不拆卸灭弧室、不改变机械参数的条件下拉伸该压力弹簧 $d+0.8\text{ mm}$ 就可以获得 0.8 mm 的真空间隙。对于本实验中使用的 ZN22B-12/T1250-31.5 型户内高压真空断路器, 只要使用一把扳手旋动拉伸器(该拉伸器由一个螺钉、两个螺母、一个中间可穿过螺钉的盖板和两个垫块组合而成)上的螺母就可以将压力弹簧拉伸 $(4.1+0.8)\text{ mm}$, 从而获取 0.8 mm 的真空间隙。考虑到小真空间隙的量测比较困难, 在实验中可利用吸附量为 S_0 时发射电流的起始电压 U_i 与起始电场 E_i ($\approx 10\text{ kV/mm}$) 的比值进行估算, 例如: 若测得起始电压 $U_i \approx 8\text{ kV}$ 时, $d \approx 0.8\text{ mm}$ 。

4 结论

(1) 较小的($35\mu\text{A}$ 左右)发射电流可与气相分子碰撞产生离子流, 离子流被触头表面捕获后形成新增吸附层, 这些新增吸附层增大了触头材料的逸出功, 导致了发射电流的衰减。

(2) 利用较大的($500\mu\text{A}$ 左右)发射电流的电子轰击脱附作用, 可以除去覆盖于触头表面新增吸附层。

(3) 测量时, 真空间隙取 $0.5\sim 1.0\text{ mm}$ 为佳。在闭合状态下, 若真空开关的超程为 d , 在不拆卸灭弧室、不改变机械参数的条件下拉伸触头压力弹簧 $d+(0.5\sim 1.0)\text{ mm}$ 就可以获取 $0.5\sim 1.0\text{ mm}$ 的真空间隙。

(4) 在发射电流衰减量一定的条件下, 发射电流衰减时间 Δt 与真空压强 $P^{0.5}$ 成反比, 故通过检测发射电流衰减时间就可以测量灭弧室内的真空度。

参考文献

- [1] 赵智忠, 邹积岩, 文化宾, 等. 高压真空灭弧室的电场设计的新方法[J]. 中国电机工程学报, 2005, 25(6): 109-112.
Zhao Zhizhong, Zou Jiyan, Wen Huabin, et al. A new method of electric field optimization of high voltage vacuum interrupters [J]. Proceedings of the CSEE, 2005, 25(6): 109-112(in Chinese).
- [2] 廖敏夫, 段雄英, 邹积岩, 等. 基于 JPCG 算法的真空灭弧室三维电场有限元计算[J]. 中国电机工程学报, 2004, 24(4): 108-111.
Liao Minfu, Duan Xiongying, Zou Jiyan, et al. Application of JPCG algorithm in the three dimensional electricfield calculation of vacuum interrupters[J]. Proceedings of the CSEE, 2004, 24(4): 108-111(in Chinese).
- [3] 王仲奕, 王季梅. 高压真空灭弧室电场的计算分析及结构改进 [J]. 中国电机工程学报, 1998, 18(2): 144-147.
Wang Zhongyi, Wang Jimei. Calculation and analysis of the electricfield distribution in high-voltage interrupter and its advance structure[J]. Proceedings of the CSEE, 1998, 18(2): 144-147(in Chinese).
- [4] 王立军, 贾申利, 史宗谦, 等. 真空电弧磁流体动力学模型与仿真研究[J]. 中国电机工程学报, 2005, 25(4): 113-118.
Wang Lijun, Jia Shenli, Shi Zongqian, et al. MHD model and simulation research of vacuum arc[J]. Proceedings of the CSEE, 2005, 25(4): 113-118(in Chinese).
- [5] 刘志远, 王季梅, 王政, 等. 铁芯式两极纵磁真空灭弧室铁芯中涡流分析[J]. 中国电机工程学报, 2001, 21(6): 72-79.
Liu Zhiyuan, Wang Jimei, Wang Zheng, et al. Analysis of eddy current on the iron core style bipolar axial magnetic field vacuum interrupter[J]. Proceedings of the CSEE, 2001, 21(6): 72-79(in Chinese).
- [6] 贾申利, 王季梅, 付军, 等. 一种高开断能力两级纵向磁场电极结构的真空灭弧室[J]. 中国电机工程学报, 1997, 17(5): 330-335.
Jia Shenli, Wang Jimei, Fu Jun, et al. A kind of high interrupting capability vacuum interrupter with bipolar AMF contact configuration [J]. Proceedings of the CSEE, 1997, 17(5): 330-335(in Chinese).
- [7] 修士新, 王季梅. 铁芯式两极纵磁真空灭弧室的开发研究[J]. 电网技术, 1999, 23(6): 50-54.
Xiu Shixin, Wang Jimei. Development and study on ironcore style bipolar axial magnetic field vacuum interrupter[J]. Power System Technology, 1999, 23(6): 50-54(in Chinese).
- [8] 杜彦明, 顾霞鸿. 国内配电开关设备现状及事故情况[J]. 电网技术, 2002, 26(2): 70-76.
Du Yanming, Gu Nihong. Present situation and accidents analysis of distribution switchgear in domestic power system[J]. Power System Technology, 2002, 26(2): 70-76(in Chinese).
- [9] Frontzek F R, Konig D. The measurement of emission currents immediately after arc-polishing of contacts[J]. IEEE Trans. on Elec. Ins., 1993, 28(4): 700-705.
- [10] Kong D, Heinemeyer R. Prebreakdown current of vacuum tubes with increased pressure stressed with AC voltage[J]. IEEE Trans. on Electrical Insulation, 1989, 24(6): 937-941.
- [11] Frontzek F R, Konig D. Electrical methods for verifying internal pressure of vacuum interrupters after long time service[J]. IEEE Trans. on Elec. Ins., 1993, 28(4): 635-641.
- [12] Merck W F H, Damstra G C, Bouwmeester C E, et al. Methods for estimatoin of the vacuum status in vavuum circirt breakers[J]. IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, 1999, 6(4): 400-404.
- [13] Walczak K. Method for vacuum state evaluation based on analysis of dynamics changes of electron field emission current and X-radiation in time[C]. International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Tours, France, 2002: 231-234.
- [14] 程律莎, 杨圣. 非磁控条件下真空开关真空度测量的原理及应用 [J]. 真空电子技术, 2005, (2): 56-58.
Cheng Lvsha, Yang Sheng. Theory and application of the vacuity measurement of the vacuum interrupter without magnetic control condition[J]. Vacuum Electronics, 2005, (2): 56-58(in Chinese).
- [15] 胡汉泉, 王迁. 真空物理与技术及其在电子器件中的应用[M]. 北京: 国防工业出版社, 1982.

收稿日期: 2006-03-25.

作者简介:

赵子玉(1961—), 男, 副教授, 主要研究方向为真空开关真空度测量技术, zhaoziyu@sjtu.edu.cn.

(责任编辑 韩 蕾)