

测量热阴极次级电子发射 的新方法及其应用*

陈德森 孙学民

(东南大学电子所, 南京)

摘要 本文利用相关检测技术,并对测试管结构作了改进,很好地抑制了热电子本底及空间电荷效应,构成一种测量热阴极在工作温度下次级电子发射性能的新方法。以浸渍钨酸盐阴极为样品,测得在低的轰击电子能量和电子流情况下次级电子发射系数 δ 随温度指数上升;轰击电子能量或轰击电子流较大时,温度对 δ 没有很大的影响。研究表明高温下钨酸盐阴极存在电子轰击热发射增大效应,对此本文提出“内建场模型”加以解释。

关键词 热阴极;次级电子发射测量方法;钨酸盐阴极;内建场模型

1. 引言

阴极在高温下的次级发射性能对正交场微波器件的工作有很大的影响^[1,2]。但在工作温度下阴极同时存在次级发射和热发射,热电子本底以及热电子形成的空间电荷影响了对阴极次级电子发射的测量。许多作者用不同的测量方法得到的结果各不相同^[3-6],在这些工作中,有的用简单的阻容滤波去区分热电子和次级电子,但对空间电荷的影响没有很好克服,因此对高温下阴极的次级电子发射性能无法进行深入的研究。本文对传统的测试方法作了改进,克服了热电子本底及空间电荷的影响,研究了浸渍钨酸盐阴极在工作温度下的次级电子发射性能。

2. 测量技术

在高温下阴极有很大的热发射电流,这些热电子与次级电子都从阴极面发射出来,有同样的荷质比,外观性质没有差异,它形成很强的本底;另一方面,热电子在阴极表面和收集极之间形成空间电荷,收集极电位较低时,空间负电荷的影响使极间出现低于阴极表面电位的“虚阴极”面,部分能量较低的次级电子受到“虚阴极”面的拒斥而返回阴极。如提高收集极电位则使得收集极与样品阴极间对轰击电子束的拒斥场加强,聚束电子发散,也影响测量精度。

为克服空间电荷影响,我们将传统的二电极改为三电极结构,即在收集极与样品间增加栅极 G (见图1)。在栅极上施加足够高的正电位以引出样品阴极的饱和热发射,这样就消除了空间电荷影响,同时降低了收集极与栅极间对轰击电子束的拒斥场,并且提高了电子束到达栅极位置的能量,使轰击电子束不易发散。将栅极和样品的间距保持在较小

* 1988年2月5日收到,1988年7月30日修改定稿。

值,既可使透过栅极的电子束没有受到很大发散就打上样品,又可降低栅极上所需施加的正电位值,这就使栅极散热设计简化。在样品阴极有较大饱和热发射下测试时,栅极上需施加脉冲电压,以保证栅极功耗不超过额定值。

为了从强热电子本底中精确地检出微弱的次级电子信号,我们引入了相关检测技术^[8],其测量原理如下:

以脉宽 τ 、重复频率 ω 的周期脉冲电子束轰击样品,发射的次级电子流信号与轰击电子流有同样的脉宽和频率。设轰击电子流脉冲幅度为 I_p , 则:

$$i_p(t) = \begin{cases} I_p, & 0 < t \leq \tau \\ 0, & \tau < t < T \end{cases} \quad (1)$$

展开成级数表达式:

$$i_p(t) = A_0 + A_1 \sin(\omega t + \alpha_1) + A_2 \sin(2\omega t + \alpha_2) + \dots \quad (2)$$

$$\text{式中} \quad A_1 = \frac{I_p}{\pi} \left[\left(\sin \frac{2\pi\tau}{T} \right)^2 + \left(1 - \cos \frac{2\pi\tau}{T} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3)$$

A_1 是 $i_p(t)$ 脉冲的基波分量幅值。

同样得到次级电子流表达式为:

$$i_s(t) = B_0 + B_1 \sin(\omega t + \beta_1) + B_2(\sin(2\omega t + \beta_2) + \dots$$

基波幅值:

$$B_1 = \frac{I_s}{\pi} \left[\left(\sin \frac{2\pi\tau}{T} \right)^2 + \left(1 - \cos \frac{2\pi\tau}{T} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

I_s 是 $i_s(t)$ 的脉冲幅值。

取 i_p 、 i_s 的基波为参考函数的频率:

$$f(t) = C \sin \omega t \quad (5)$$

$f(t)$ 与 $i_p(t)$ 、 $i_s(t)$ 的相关函数分别为:

$$R_p = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T i_p(t) f(t - \tau_1) dt = \frac{1}{2} A_1 C \cos \theta_1 \quad (6)$$

$$R_s = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T i_s(t) f(t - \tau_2) dt = \frac{1}{2} B_1 C \cos \theta_2 \quad (7)$$

得到:

$$\frac{R_s}{R_p} = \frac{B_1}{A_1} \cdot \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} = \frac{I_s \cos \theta_2}{I_p \cos \theta_1}$$

调整参考函数 $f(t)$ 的延迟时间 τ_1 、 τ_2 , 使得 $\cos \theta_2 = \cos \theta_1$, 则:

$$\delta = \frac{R_s}{R_p} \quad (8)$$

热电子流的引出为直流量或与次级电子流脉冲不同频率的脉冲电流,与 $f(t)$ 完全不相关,相关检测后的输出为零,因此被完全抑制。

图 1 示出改进后的测试原理图。图中 CGT 组成三电极测试结构, S 为屏蔽极,使试样 T 前电场均匀,其他电极构成一次电子束的电子枪。当样品温度高时需在 G 上加脉冲电压,其重复频率与持续时间都必须大于轰击电子束脉冲的频率与脉宽,并采用异频同步技术,使后者的脉冲峰始终出现在前者的脉冲峰上,以保证消除空间电荷影响。

3. 铕酸盐阴极次级发射性能

(1) 样品 浸渍钨酸盐阴极样品为 $5\text{BaO}:3\text{CaO}:2\text{Al}_2\text{O}_3$, 掺有 5% 左右的 Sc_2O_3 , 发射面用很细的 Al_2O_3 砂磨光, 装管后经常规的排气、激活、老炼处理, 使发射能力达到每平方厘米数安培的量级 (850°C 下)。

(2) 常温下次级发射 测量样品阴极室温下的次级电子发射系数示于图 2, 原电子流 I_p 为 $5\mu\text{A}$, 束斑直径约为 0.5mm 。

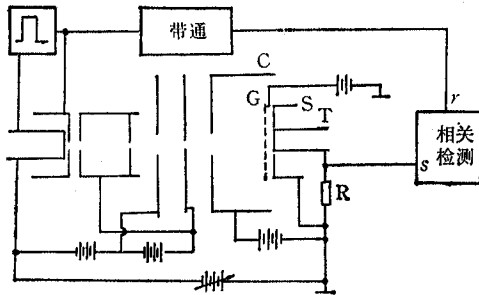


图1 测试原理图

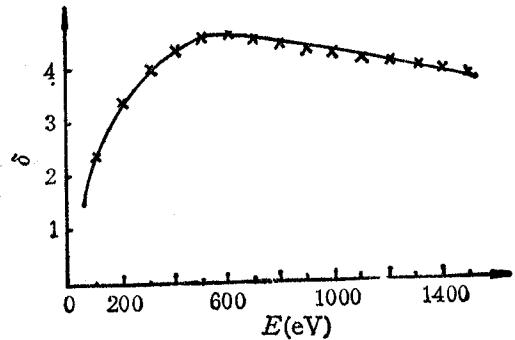


图2 室温下的 $\delta-E_p$ 曲线

钨酸盐阴极样品的最大次级电子发射系数 $\delta_m \approx 4.58$, 对应的轰击电子能量 $E_{pm} \approx 600\text{eV}$ 。

用该法测得 Ni 的 $\delta_m = 1.41$, $E_{pm} = 550\text{eV}$, 与多数文献给出的值一致, 证实该法准确可靠。

(3) 高温下次级发射 首先检验相关检测抑制热电子本底的能力。使测试管各电极参数与测量状态下相同, 不加热电子枪阴极, 轰击电流为零。因为轰击电流为零, 次级发射也为零, 这时送到相敏检测装置输入端的电流仅仅是样品阴极的热电子流。样品阴极温度从室温升至 1050°C , 热电子流值有很大的变化, 而检测装置输出指示却没有变化, 说明热电子噪声被很好地抑制。

栅极电压的选取以使热发射达到饱和为原则, 在设计结构尺寸中, 样品温度在 850°C 以下, $U_c = 200\text{V}$ 。就可以了。

不同温度下钨酸盐阴极的次级电子发射系数与原电子能量 E_p 的实验曲线示于图 3。原电子流分别为 $0.2\mu\text{A}$, $1.0\mu\text{A}$, $5.0\mu\text{A}$ 。

在轰击电子流为 $0.2\mu\text{A}$, 样品温度大于 600°C 条件下, 次级电子发射系 δ 随着 E_p 的增加很快上升, E_p 为 500eV 左右时 δ 达到最大值, E_p 在 $500-700\text{eV}$ 范围内 δ 的变化很小, 当 $E_p > 700\text{eV}$ 后, E_p 上升, δ 很快下降, 然后趋于稳定。

轰击电子流较大时, 整个 E_p 范围内 δ 没有很大的变化, 高温下对应的 δ 值也不是很高。 $I_p = 5\mu\text{A}$ 时测得的 850°C 和 600°C 下 $\delta-E_p$ 曲线有相似的形状, δ_m 值也较为接近。

图 4 是测量的不同 I_p , E_p 下次级电子产额 δ 与样品温度的关系曲线, I_p 分别为 0.2 、 1.0 、 $5.0\mu\text{A}$, E_p 为 500 和 1000eV 。

E_p 为 500eV 时, $\delta-T$ 关系受 I_p 影响很大; E_p 为 1000eV 时, $\delta-T$ 基本上不受 I_p 的影响。

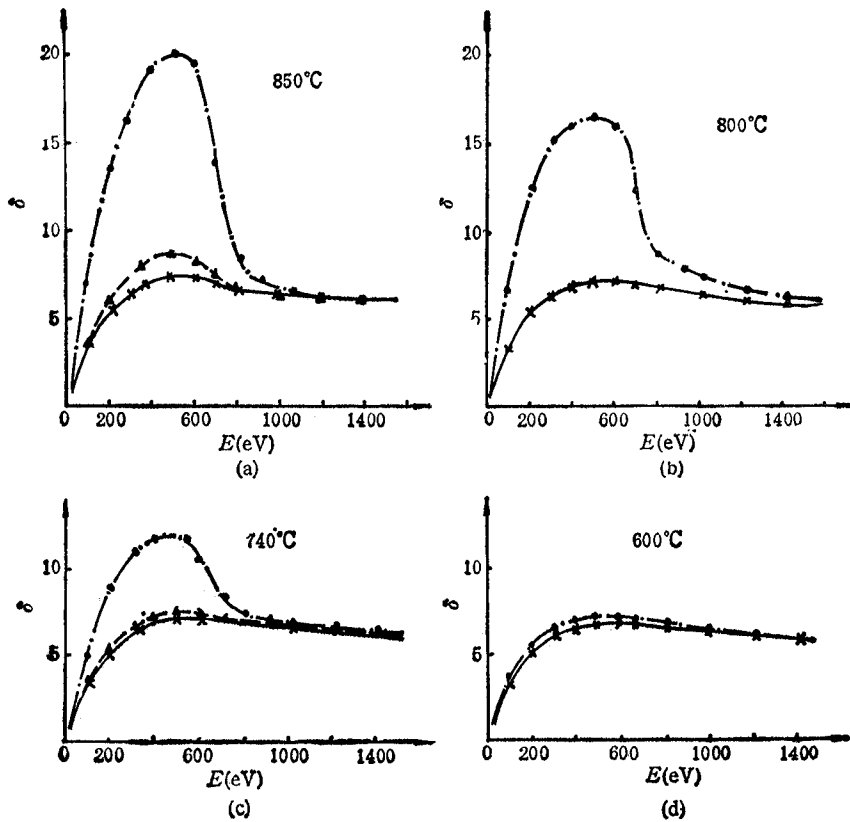


图3 高温下的 δ - E_p 曲线
 --- $I_p = 0.2\mu A$ - · - · - $I_p = 1.0\mu A$ — $I_p = 5.0\mu A$

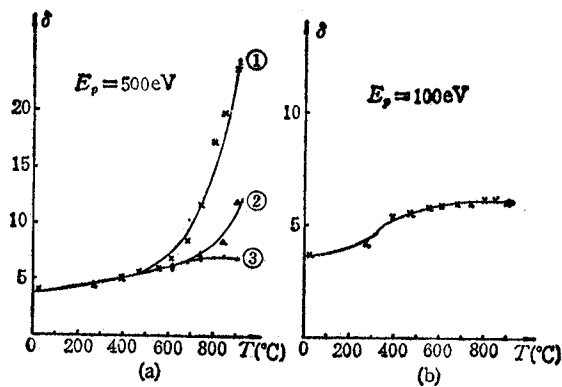


图4 δ - T 曲线
 ① $I_p = 0.2\mu A$ ② $I_p = 1.0\mu A$ ③ $I_p = 5.0\mu A$

4. 讨论

由图3、图4看出高温下硫酸盐阴极 δ 随轰击电子流 I_p 很大变化的现象，实验使用的最大轰击电流为 $5\mu A$ ，以束斑直径 $0.5mm$ 计算，轰击电子密度约为 $2.55mA/cm^2$ 。在

这种情况下,根据计算^[9]轰击造成化合物结构损伤很小,电子轰击的加热效应也甚微^[4],都不是引起上述变化的原因。

测量表明在 600℃ 左右阴极开始热发射,这个温度也是 I_p 对 δ 产生影响的起始温度;随着温度的上升,影响也越来越显著,说明 δ 与热发射之间有某种内在的联系。

图 5 是 E_p 为 500eV 时不同温度下次级电子流的脉冲波形,轰击电子流都为 $0.8\mu\text{A}$,温度分别为室温、550℃、720℃。

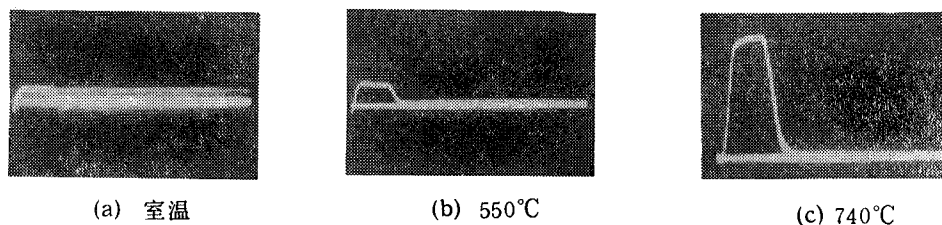


图 5 阴极在不同温度下次级电子流脉冲波形

前两种温度下阴极没有热发射,脉冲波形形状相同,550℃ 的脉冲高度略高;720℃ 时阴极有可观的热发射,此时脉冲幅度上升很高,脉冲后沿有较小的拖尾,底部脉宽增加。次级电子发射的时滞很小(10^{-9} 秒),因此底部脉宽的增加不是真实次级电子造成的,而是热发射增大引起的^[4]。

J. B. Johnson^[4,5] 在对氧化物阴极的研究中以导带电子的增加来解释电子轰击增强热发射的现象,认为一部分内次级电子进入导带是导带电子增加的原因。据此, I_p 一定时, δ - E_p 的关系应该一直上升,这与我们的实验不符,说明上述观点并不完善。

我们提出内建场模型来解释次级发射与热发射的关系。轰击电子进入体内,引起样品发射出 δ 个次级电子。 $\delta > 1$, 意味着样品得到的电子少于失去的电子,发射区出现剩余空穴。若材料有良好的导电性能,立即有电子填补这些剩余空穴,净电荷保持为零;反之,材料的导电性能较差,外电子不能及时地与空穴复合,次级电子发射区局域荷正电,正电荷区与其它区域建立内建电场,对热电子发射产生影响。

对于浸渍硫酸盐阴极,整体表现出良好的导电性能,但局域存在许多浸有活性化合物的小孔,孔内化合物的电导率很低。电子轰击引起次级发射时,孔内产生净正电荷,形成内建场,使热发射增大。由于小孔周围是良导电性的钨海绵体,当停止次级发射后,剩余空穴很快被电子复合,内建场消失,这就是图 5 中脉冲波形虽有拖尾但不很长的原因。

增大的热发射与次级发射同时、同频,与参考函数 $f(t)$ 完全相关,因此被迭加在次级电子流上检测输出,使得高温下 δ 增加。

内建场对热发射的影响可以用轰击产生的正电荷量 Q 及其距表面的平均距离 \bar{x} 来评

价,可以解释高温下的 $\delta-E_p$ 曲线形状. E_p 低端, Q 随 E_p 增加而很快增大,虽然 \bar{x} 也增大,但综合作用使内建场对热发射有增大作用, δ 上升. 当 E_p 较高时, Q 不再随 E_p 增加,甚至减小,而 \bar{x} 却继续增大,内建场对阴极表面作用减弱,所以 δ 迅速下降直至趋于平缓.

内建场作用于体内几十埃的深度范围,电场强度很弱,对阴极外表面影响很小,但体内电子在内建场作用下获得附加能量而有利于逸出. 内建场强 $\varepsilon \propto Q \propto I_p$. 体内电子获得附加能量^[10]

$$\Delta E \propto \varepsilon^{n/2} \quad (n < 1)$$

或

$$\Delta E \propto I_p^{n/2} \quad (n < 1) \quad (9)$$

从(9)式可知,体内电子能量增量与轰击电子流 I_p 不是线性关系,所以热发射的增大也不与 I_p 成线性关系. 因 $n < 1$, I_p 愈大,热发射增加的比例愈小,这就造成了高 I_p 值下 δ 反而较小的实验现象.

5. 结束语

本文提出了在工作温度下测量热阴极次级电子发射性能的方法,在钨酸盐阴极上应用证明是成功的;并且已用于其他阴极上,其实验结果将另文发表.

本文提出内建场模型来解释钨酸盐阴极在高温下电子轰击产生热发射增加的效应,该模型与实验结果很符合.

参 考 文 献

- [1] 张恩虬,科学通报,7(1975),324.
- [2] 刘学恣,阴极电子学,科学出版社,1980.
- [3] M. A. Pomerantz, *Phys. Rev.*, **70**(1946) 1, 33.
- [4] J. B. Johnson, *Phys. Rev.*, **73**(1948) 9, 1058.
- [5] J. B. Johnson, *Phys. Rev.*, **83**(1951) 1, 49.
- [6] J. Woods, *Brit. J. Appl. Phys.*, **3**(1952) 10, 323.
- [7] 孙学民,热阴极次级发射的测量方法及性能研究,南京工学院硕士论文,1988.
- [8] 娄维鸿,微弱信号检测技术,南京工学院,1985.
- [9] 胡汉泉等,真空物理与技术及其在电子器件中的应用,国防工业出版社,1985.
- [10] 白腾纯嗣著,黄振纲译,半导体物理基础,高等教育出版社,1982.

A NEW METHOD FOR MEASURING THE SECONDARY ELECTRON EMISSION OF THERMIONIC CATHODE AND ITS APPLICATION

Chen Desen Sun Xueming

(*Southeast-University, Nanjing*)

Abstract By using correlation-detection technique and improving the structure of test tube, the background noise of thermionic-electrons and space charge effect are restrained. The secondary emission coefficient δ of thermionic cathode at high temperature have been studied. The δ of impregnated scandate cathodes increases exponentially with increasing temperature at low energy and current of bombardment electron; at high energy or current of bombardment electron, the temperature has little effect to δ . The research shows that an enhanced thermionic emission occurred when the cathode works in high temperature and at electron bombardment. These phenomena are discussed in terms of "internal field model".

Key words: Thermionic cathode; Method for measuring secondary electron emission; Scandate cathode; Internal field model