

# 测量阴极活性的降落法的改进\*

谭 学 员      苏 翹 秀

## 提      要

本文叙述了改进测量氧化物阴极活性的降落法的工作。采用了一次微分法和二次微分法,同时获得衡量阴极活性的两个参量——拐点温度或过渡温度和发射均匀性。还叙述了实现这种方法所需要的实验线路和仪器。给出了使用这种方法来测量阴极活性所得到的结果。

## 一、引      言

目前广泛使用的测量氧化物阴极活性的降落法,是在 Bodmer 等人<sup>[1, 2]</sup>的工作基础上,经 Maurer<sup>[3]</sup>改进了的方法。它与直流测试法、脉冲法、散粒噪声法<sup>[4]</sup>、升温法<sup>[5]</sup>等等方法比较,具有测量简单、迅速、数据易重复,基本上不影响阴极中的化学平衡,不要求复杂的电子仪器等优点,因此获得了广泛的应用。但是,它还存在着下述的一些不足之处。

这种方法的主要之点,就是在降落曲线的过渡区找出一个有代表性的点,它所对应的阴极温度(称为过渡温度)的高低表征阴极活性的好坏。获得过渡温度的方法有两种:一种是取降落曲线温度限制区和空间电荷限制区两直线部分外推交点对应的温度<sup>[6]</sup>(用  $T_G$  表示);另一种是取降落曲线温度限制区直线部分外推与起始电流密度的水平线的交点对应的温度<sup>[3]</sup>(用  $T_{G_0}$  表示)。前者比较接近于真正的过渡温度,但它在应用上受到限制。在比较阴极活性时,活性差的阴极或寿命中活性变差的阴极,空间电荷区直线部分很短(或不具有好的直线性),外推就遇到困难。后者作为人为的规定,克服了上述困难,但所得数据与阴极和阳极间距离大小有关。

很明显,这种方法还只给出了衡量阴极活性大小的过渡温度,而没有给出发射均匀性的数量表示。同时,降落曲线直线部分外推作图,人为的误差较大,也影响数据的准确性。

文献[7]提出了一个表征阴极发射均匀性的参量即过渡系数(用  $\alpha_G$  表示)。它就是取降落曲线上对应于  $T_{G_0}$  那一点的电流密度 ( $j_{G_0}$ ) 与起始电流密度 ( $j_{K_0}$ ) 的差值和  $T_{G_0}$  与起始降落温度 ( $T_{K_0}$ ) 的差值之比,即  $\alpha_G = (j_{K_0} - j_{G_0}) / (T_{K_0} - T_{G_0}) = \Delta j_K / \Delta T_K$ ;  $\alpha_G$  愈小,发射愈均匀。实际上,由于  $T_{G_0}$  靠近空间电荷限制区,  $\alpha_G$  近似地表示了降落曲线空间电荷限制区部分曲线的斜率。但是这个斜率不单单与阴极的发射均匀性有关,更主要的是与管子极间距离随阴极温度的变化而变化有关,还与阴极前面的空间电荷所形成的电位极小值随温度的降低而朝阴极方向移动有关<sup>[3, 8]</sup>。因此,  $\alpha_G$  的大小并不能真正表示阴极发射均匀性的大小。

\* 1978年8月10日收到。

然而降落曲线过渡区部分的曲线弯曲度表征了阴极发射均匀性的好坏(当然,它还与电子的能量分布有关)。如果能够找到一个参量来定量表示这个弯曲度,则发射均匀性数量上的比较就成为可能。

本文叙述的改进了的降落法,就能够同时获得阴极过渡温度和发射均匀性数量上的比较。

## 二、降落法的改进研究

### (一) 理论基础

用降落法所获得的降落曲线是阴极电流密度对阴极温度的函数,可以表示为

$$j_K = f(T_K).$$

分析一下降落曲线三个区域的斜率变化,发现当降落曲线由过渡区进入温度限制区时斜率最大(如图 1 中曲线 1 所示)。从数学上分析,如果把阴极电流密度对阴极温度取一阶导数,则得

$$\frac{dj_K}{dT_K} = \frac{df(T_K)}{dT_K} = f_1(T_K),$$

这就是降落曲线的斜率表达式,它也是阴极温度的函数。这个函数必然在降落曲线斜率最大的那一点出现一个极值,而且函数  $f(T_K)$  在这一点 ( $T_{G1}$ ) 的二阶导数是等于零的,所以这一点称为降落曲线的拐点。如果在线路上能够获得  $dj_K/dT_K$ , 并用 X-Y 函数记录仪将  $dj_K/dT_K$  对阴极温度  $T_K$  作图,就能得到一条  $\frac{dj_K}{dT_K} = f_1(T_K)$  曲线(如图 1 中曲线 2 所示)。

曲线峰值所对应的温度叫做拐点温度(用  $T_{G1}$  表示)。它的物理意义是,在这个温度下,阴极的发射由过渡区刚刚进入温度限制区。

曲线峰值的高低表征降落曲线过渡区部分的陡度大小,从而表征了阴极发射均匀性的好坏。所以,曲线的拐点温度愈低,曲线的峰值愈高,阴极的活性就愈好,阴极发射也愈均匀。曲线峰值的宽度表征它所对应的降落曲线部分是真正的直线,用这直线的斜率大小可以对峰值的高低(用  $H_{G1}$  表示)进行校准。

### (二) 实验方法

#### 1. 一次微分法

我们在线路上对阴极电流进行一次微分,就可以获得阴极电流密度随阴极温度的变化率  $dj_K/dT_K$ 。然后,用 X-Y 函数记录仪,将  $dj_K/dT_K$  对阴极温度作图就能获得一条  $dj_K/dT_K = f_1(T_K)$  曲线,为了方便,我们称它为一次微分曲线。

最初,我们采用了这样一种线路(如图 2 所示),在  $R_1$  和  $C_1$  的微分电路中,理论上  $C_1$  要取得比较小,才具有微分的意义; $R_1$  的值一定要远小于记录仪的输入阻抗;取样电阻  $R_K$

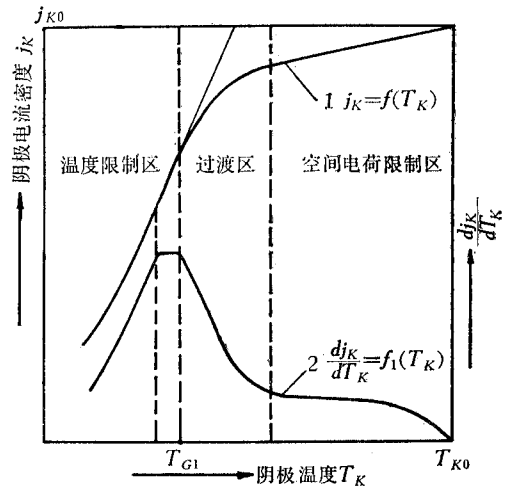


图 1 降落曲线和它的斜率表示曲线

也要愈小愈好,使得阴极电流流过它所引起的电压降使阳极电压  $U_a$  的降低不致于对阴极发射电流产生影响。由于  $R_K$ 、 $R_I$  和  $C_1$  的取值都要小,则所获得的一次微分信号就很弱,以致无法推动记录仪进行工作。

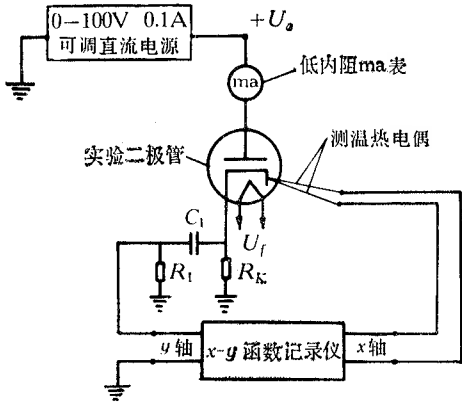


图 2 最初获得一次微分曲线的线路原理

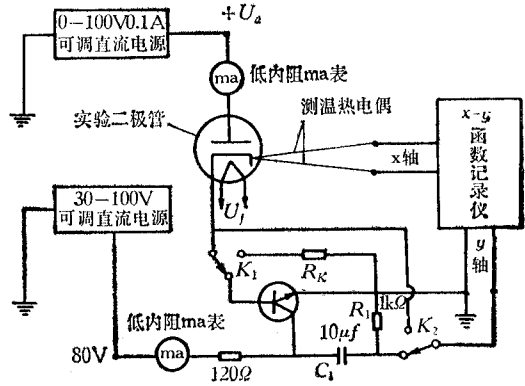


图 3 改进的降落法测量电路

为了解决这个问题,我们把阴极电流进行一次放大以后才进行一次微分。这就是我们所要叙述的改进的降落法测量电路(如图 3 所示)。在这电路中,  $R_I$  根据记录仪的输入阻抗(大于  $10k\Omega$ )选取为  $1k\Omega$ ; 而  $C_1$  的选取则需要通过实验进行;  $R_K$  是测降落曲线时的取样电阻;  $K_1$  和  $K_2$  为一次微分曲线和降落曲线的测量转换开关。在线路上选用  $n-p-n$  型晶体管并用其  $b-e$  结代替取样电阻  $R_K$ , 其主要优点是, 阴极电流通过它所产生的电压降总是  $0.7v$  左右, 它对于几十伏的阳极电压来说是可以忽略不计的, 也就不致于对阴极发射电流产生影响。

微分电容  $C_1$  的选取是很重要的。我们把  $C_1$  从  $1.5\mu f$  改变到  $450\mu f$  (甚至更大), 用  $X-Y$  函数记录仪划出各种  $C_1$  下的一次微分曲线, 获得各种  $C_1$  下曲线峰值所对应的温度, 并与降落曲线进入温度限制区时那一点的温度进行比较(如图 4 所示)。我们发现,  $C_1$  在  $1.5\mu f$  到  $10\mu f$  之间变化, 一次微分曲线峰值所对应的温度基本上都是落在降落曲线刚进入温度限制区时的那一点上; 当  $C_1$  继续增大时, 峰值所对应的温度已不落在降落曲线刚进入温度限制区时的那一点, 而是随着  $C_1$  的增大往低温方向偏移; 当  $C_1$  取的太大时(如上千微法), 峰值所对应的温度已开始偏离降

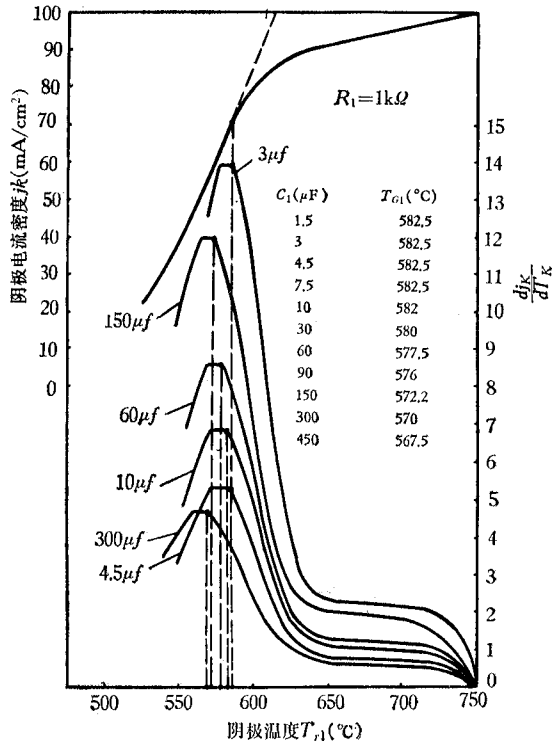


图 4 不同  $C_1$  下的一次微分曲线

落曲线温度限制区的直线段部分,这说明太大的  $C_1$  已不具有微分的意义了. 图 4 中还列出了  $C_1$  从  $1.5\mu\text{f}$  改变到  $450\mu\text{f}$  时所获得的一系列数据.

既然  $C_1$  在  $1.5\text{—}10\mu\text{f}$  之间峰值所对应的温度基本上都落在降落曲线刚进入温度限制区时那一点上,这与前面理论上的阐述是相符合的,因此,我们选取了一次微分电容  $C_1$  为  $10\mu\text{f}$ .

X-Y 函数记录仪本身的行走时间  $< 0.002$  秒/mm. 划出一条一次微分曲线所需要的时间周期是 5—7 秒,而  $R_1C_1$  微分电路的时间常数  $R_1C_1 = 1000 \times 10 \times 10^{-6}$  秒 = 0.01 秒,因此,在 5—7 秒的测量周期中,由于 0.01 秒的时间常数所引起的测量误差是完全可以忽略不计的. 具体说来,在 5—7 秒的时间内,阴极温度要降低 150—225°C,即 30—35°C/秒,由于 0.01 秒的时间常数所引起的误差为 0.3—0.35°C,而记录仪的温度最小读数为 2.5°C/mm,所以,由于时间常数而引起的误差是完全可以忽略的.

在这里,还应当说明的是关于阴极温度的测量,由于氧化物阴极涂层表面的温度受涂层的厚度、涂层的密度和涂层表面的粗糙度等的影响而变化,而且由于阳极的存在,使阴极表面温度的测量也遇到困难,因此,阴极涂层表面的温度就难于用一种统一的(或者标准的)方法来测量. 根据国内外的情况,并参考了四机部关于标准二极管的规定,我们采用与铂铑-铂热电偶冷端在室温下校准过的 Mo-Ni 热电偶来测量距离阴极涂层 0.5 mm 处基金属的温度作为阴极的温度(当然,阴极表面的温度实际上要比这个温度低). Mo-Ni 热电偶的温差电动势(毫伏数)是温度的线性函数,应用起来比较方便.

图 5 表示出了一个管子的典型一次微分曲线和降落曲线. 从图得拐点温度  $T_{G1}$  为 588°C, 峰值高度  $H_{G1}$  (表征发射均匀性)为  $0.86 \text{ mA/cm}^2 \cdot \text{度}$  (校准值).

我们比较了六个管子阴极的拐点温度和发射均匀性(图 6 中只划出了两个典型管子的曲线,同时列出了其他管子的数据). 如果单纯从拐点温度来看,管子 5 似乎最好,管子 1 和 3 似乎最差;如果从发射均匀性来看,管子 2 最好,管子 5 和 6 最差;如果同时使用拐点温度和发射均匀性来衡量阴极的活性,管子 1、2、3 是比较好的,而管子 5 和 6 较差,事实上确是如此.

## 2. 二次微分法

本来,一次微分法所获得的一次微分曲线  $dj_K/dT_K = f_1(T_K)$  已经可以比较好地表示出阴极活性的两个参量了. 如果人为的规定,采用这种方法来测量阴极的活性,也是完全可以的. 但是,人们对于降落曲线过渡区的过渡温度值是特别关心的,因为管子从这个温度开始,在所要求的工作电流密度下,刚刚可以勉强地维持在空间电荷限制下工作,阴极工作温度的选取就是以这个温度为依据(对于长寿命行波管,过渡温度与工作温度之差取

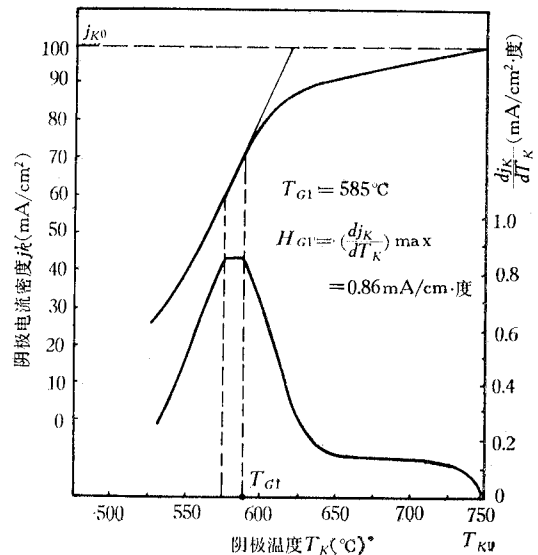


图 5 一个管子的典型一次微分曲线和降落曲线

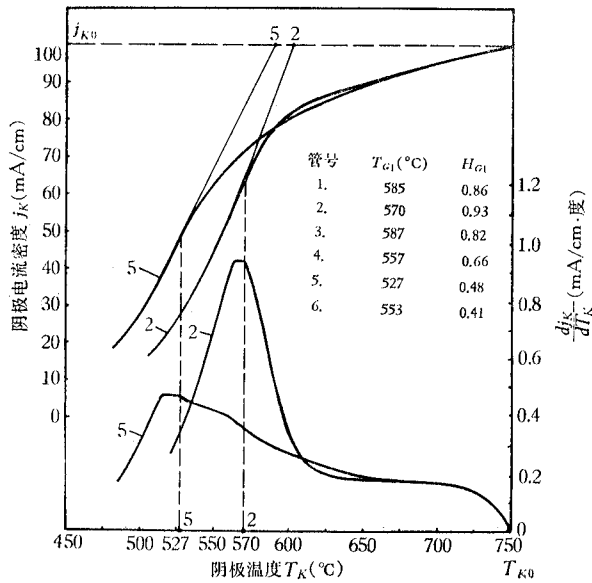


图 6 管子拐点温度和发射均匀性的比较

100—150°C)。因此,获得尽可能准确的过渡温度是相当重要的。这一节所要叙述的二次微分法就能较准确地同时获得阴极为的过渡温度和发射均匀性。

二次微分法就是对阴极发射电流曲线进行两次微分,用 X-Y 函数记录仪作出一条  $d^2j_K/dT_K^2 = f_2(T_K)$  的曲线。曲线峰值所对应的温度我们称它为过渡温度(用  $T_{G2}$  表示);由于这个温度接近于降落曲线过渡区的过渡点,所以曲线峰值的高低(用  $H_{G2}$  表示)能更真实地反映阴极发射均匀性的好坏,而且也可以用曲线峰值宽度所对应的降落曲线电流的差值  $\Delta j_K$  与峰值宽度所对应的阴极温度差值  $\Delta T_K$  之比值对  $H_{G2}$  进行校准(或者用相对值来表示  $H_{G2}$ );由于二次微分,它比较灵敏的表示出过渡区的特征,因此,曲线的形状(特别是峰值的形状)还可以表示出发射均匀性的类型(均匀、局部的微小不均匀、普通的不均匀和一片一片的很不均匀等)。

二次微分法的测量线路与一次微分法没有多大差别,只是多了一次微分(如图 7 所示)。为了使二次微分信号能够满意地推动记录仪工作,在不显著影响测量值的条件下,根据前面图 4 中所列的实验数据,二次微分电容  $C_2$  稍为取得大一些,即取  $C_2 = 60 \mu\text{f}$ 。  $K_1$ 、 $K_2$  和  $K_3$  为一次、二次微分曲线和降落曲线的测量转换开关。

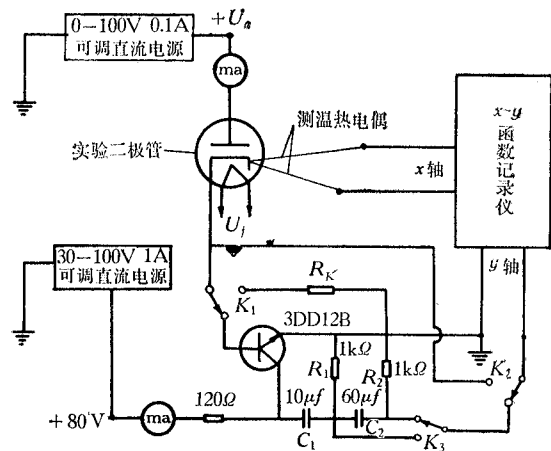


图 7 一次二次微分曲线和降落曲线测量线路

图 8 是用这种方法划出的典型的二次微分曲线,为了比较,同时划出了一次微分曲线

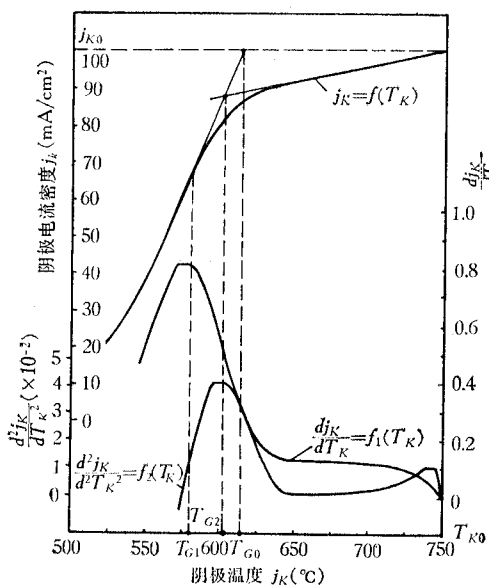


图 8 一个管子的典型一次、二次微分曲线和降落曲线

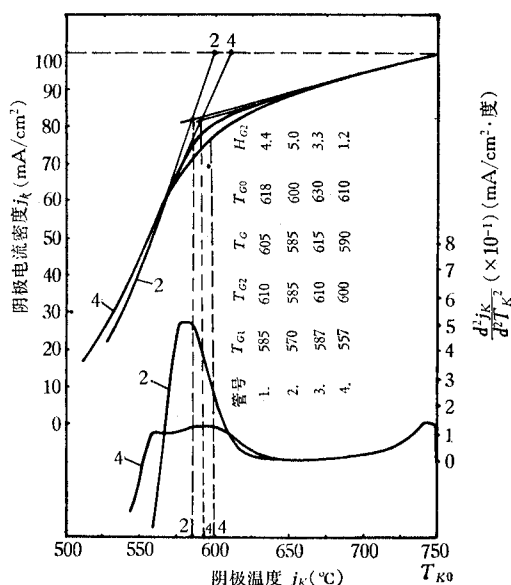


图 9 不同管子的过渡温度和发射均匀性的比较

和降落曲线。从二次微分曲线可得：曲线峰值所对应的温度为过渡温度  $T_{G2}$ ， $T_{G2} \cong 602^\circ\text{C}$ ；曲线峰值的高度  $H_{G2}$  表示阴极的发射均匀性， $H_{G2} = 4.1 \times 10^{-1}$  (校准值，单位用  $\text{mA}/\text{cm}^2 \cdot \text{度}$  表示)。从降落曲线得过渡温度  $T_G \cong 602^\circ\text{C}$ ，所以  $T_{G2} \approx T_G \cong 602^\circ\text{C}$ 。

我们从一次微分法测量的六个管子中选出活性比较好的四个管子，用二次微分法进行了测量，并比较了它们的过渡温度 ( $T_{G2}$ 、 $T_G$  和  $T_{G0}$ ) 和发射均匀性 ( $H_{G2}$ )。图 9 中只划出两个典型管子的二次微分曲线和降落曲线，同时也列出了其他管子的数据。比较表明，从过渡温度和发射均匀性来看，管子 2 最好，其  $T_{G2} = 585^\circ\text{C}$ ， $H_{G2} = 5.0 \times 10^{-1} \text{mA}/\text{cm}^2 \cdot \text{度}$ ，而管 4 最差，其  $T_{G2} = 600^\circ\text{C}$ ， $H_{G2} = 1.2 \times 10^{-1} \text{mA}/\text{cm}^2 \cdot \text{度}$ 。

从阴极的角度上来讲，一次微分法可以用来对管子进行初选，而二次微分法可以用来对管子进行精选。

总的来说，衡量一个阴极的活性，必须同时使用两个参量，就是阴极的拐点温度或过渡温度及发射均匀性。用 X-Y 函数记录仪所获得的一次微分曲线和二次微分曲线就能够取得这样的参量。

### 3. 改进方法的应用

一次微分法和二次微分法，和降落法一样，除了用来测量阴极的活性之外，还有一些用途：选取阴极的老炼规范；合理确定阴极的工作温度；从阴极过渡温度随阴极寿命而变化的规律来预推阴极的最终寿命<sup>[6]</sup>；一次微分曲线和降落曲线配合还可以很方便的用来测量阴极的平均逸出功。这些应用，一方面由于篇幅的关系，另一方面它超出了本文的主要目的和任务，因此，在这里不作详细的讨论。

## 三、结 论

本文所叙述的改进的降落法——一次微分法和二次微分法所获得的一次微分曲线和

二次微分曲线,可以用来得到表征阴极活性的两个参量(阴极的拐点温度或过渡温度及发射均匀性)。这种方法简单、迅速而且准确,有高的灵敏度和好的重复性,避免了人为的作图误差;它和降落法一样,可以广泛的用于氧化物阴极的研究,亦可用于其他类型阴极的研究;使用这种方法所获得的数据只与决定阴极性能的基本参量有关,而与管子结构无关。

#### 四、致 谢

在降落法的改进研究中,曾得到张恩虬同志的鼓励、指导和支持;在线路和仪器方面,曾得到许泽裕和龚声首同志的支持和帮助;在此表示衷心的感谢。

#### 参 考 文 献

- [ 1 ] M. G. Bodmer, *I.R.E. Trans. on Electron Devices*, ED-5 (1958), 43.
- [ 2 ] M. G. Bodmer et al., *BSTJ*, 42 (1963), 1740.
- [ 3 ] D. W. Maurer, *BSTJ*, 46 (1966), 2363.
- [ 4 ] 韩丽英,《第一次全国电真空器件专业学术会论文集》,第三部分,第 268 页,国防工业出版社,1964 年.
- [ 5 ] 上海淮海电珠厂,电子管技术,1977, 6, 110.
- [ 6 ] R. Strauss, J. Bretting, and R. Metivier, *Proc. IEEE*, 65 (1977), 387.
- [ 7 ] 关于《热阴极活性的测量》的研究报告,南京电子管厂设计所,1975, 11.
- [ 8 ] R. C. McRae and A. J. Barraeo, *Advances in Electron Tube Techn.*, 1963, 227—234.