

# 硫系薄膜阈值开关机理的探讨\*

孔光临 李永常 姚振钰

## 提 要

本文通过不同温度下阈值电压及恢复过程等基本特性的测量说明：开关行为在较高温度下主要是热的机构，而在低温下似乎是无极性电过程起主要作用；恢复过程基本上是一个热的恢复过程，即使在低温时，仍需考虑不可避免的热作用的存在。

## 一、前 言

硫系阈值开关是近年来玻璃半导体领域中引人注目的研究课题之一，已经作了许多的工作，但是无论从探索开关机理或发展实际应用的角度来看还存在不少的问题。自然，这两个方面又是彼此联系、互相影响的。

关于开关的机理问题存在着各种各样的假说，集中地表现于开关是热的还是电的作用这样一个争论中。本文通过阈值电压、恢复过程等基本特性的测量对这一问题作了一些探讨。

从实际应用的角度考虑，对一种新型器件的预先评价是必要的。本文研究的一些问题也是与这一考虑分不开的。

## 二、样品制备及测量条件

实验所用材料成分为 As:30, Te:48, Ge:10, Si:12。加入少量的  $As_2O_3$ 。各元素的纯度均为 99.999%。将混合物封装在抽空的石英管中，在 1200℃ 的温度下烧制 8—15 小时，然后在空气中急冷而得到玻璃材料。

测试样品是用玻璃材料真空蒸发到石墨衬底上而制成的薄膜。膜厚 1—3  $\mu\text{m}$ 。

阈值电压和恢复特性的测量均采用矩形脉冲，脉冲宽度是 5  $\mu\text{s}$ 。重复频率为 100 c/s。测量是在低真空 ( $10^{-2}$  托) 中进行的。

## 三、不同温度下的阈值电压

阈值电压是开关的基本特性之一，也是研究开关机理不可缺少的一个基本参数。

对于一个开关元件，是否能稳定地工作，尤其是能否在较大温度波动下稳定地工作，

\* 1972年10月19日收到。

很大程度上取决于阈值电压随温度的变化情况。

我们在  $-170^{\circ}\text{C}$  到  $100^{\circ}\text{C}$  的温度范围内作了阈值电压的测量，典型的阈值电压随温度变化的曲线如图 1 所示。可以看到  $\ln V_t \sim T$  曲线的一个显著的特点是存在一个拐点  $T_1$ ，当  $T > T_1$  时  $V_t$  随温度变化较快，可以近似地用经验公式表达如下：

$$V_t = V_{t0} e^{-aT} \quad (1)$$

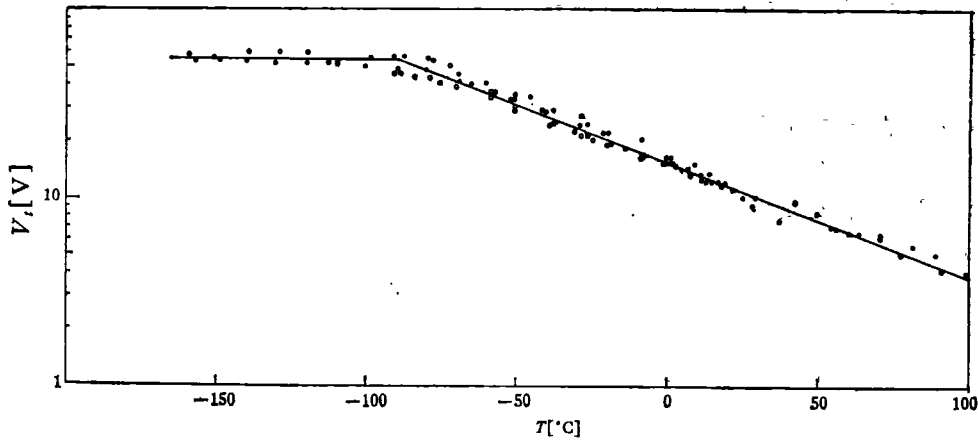


图 1 阈值电压的温度曲线

“●”——升温；“○”——降温

而当  $T < T_1$  时， $V_t$  随温度变化很小。实验中  $T_1$  约在  $-100^{\circ}\text{C}$  到  $+50^{\circ}\text{C}$  的温度范围内，这与样品厚度及电极接触情况等有关。图 1 中所示曲线的  $T_1$  为  $-80^{\circ}\text{C}$ 。拐点  $T_1$  的存在使人想到在此两侧的高、低温区可能存在着不同的起主要作用的开关机构。

首先，我们用热机构的观点来分析高温区的情况。

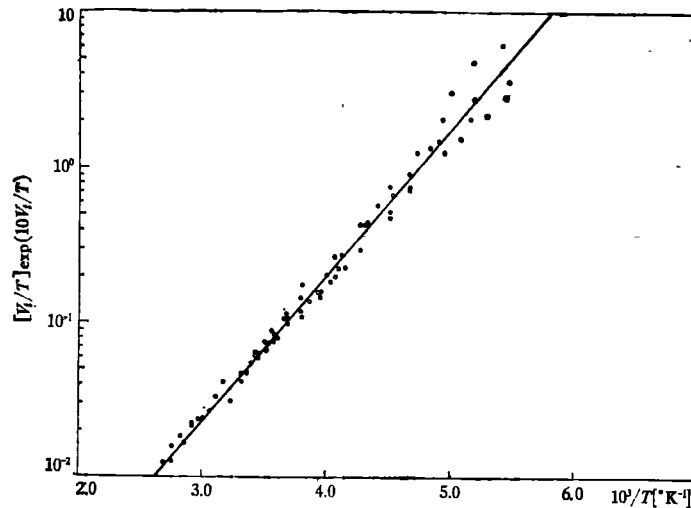


图 2  $\frac{V_t}{T} \exp\left(\frac{10V_t}{T}\right)$  对  $\frac{10^3}{T}$  的曲线

“●”——升温；“○”——降温

W. W. Sheng 和 C. R. Westgate<sup>[1]</sup> 曾在热模型的计算中考虑了电导依赖于电场。因而得到以下结果:

$$V_i \exp(V_i/400Td) = (16Kk/\sigma_0 \Delta E)^{1/2} T \exp(\Delta E/4kT), \quad (2)$$

其中  $d$ ——膜厚,  $K$ ——导热系数,  $k$ ——玻尔兹曼常数,  $\Delta E$ ——电导率激活能。

如将实验的  $T > T_1$  一段曲线画成  $\ln[V_i/T \exp(V_i/400Td)]$  对  $1/T$  的关系曲线(图2)确实近似地得到直线,并由斜率求出  $\Delta E = 0.8\text{eV}$ , 这与由电导率求出的值是接近的。因而可以认为在高温区的开关过程中热机构起主要作用。

但对于  $T < T_1$  的一段,即低温区,实验结果显然不能与热机构的预期相符合。我们认为,在低温区很可能是某种电的过程对开关起主要作用,在此低温区中,薄膜电阻一般在百兆欧以上,比高温区大几个数量级。因而功率耗散很小,开关机构由热机构占优势转化为电机构占优势是可以理解的。

#### 四、低温下“极化”效应的观察

观察预偏压的极性对开关延迟时间的影响可以判断引起开关的电过程是否具有极性。众所周知,对于双注入空间电荷模型<sup>[2]</sup>来说,当外加电压稍小于阈值时,在靠近正极处,由于注入空穴而产生正的空间电荷,在靠近负极处由于注入电子而产生负的空间电荷,因而预偏压如与触发脉冲同向应能使延迟时间缩短,反之,如与触发脉冲反向,应使延迟时间加长。H. K. Henisch 和 R. W. Pryor<sup>[3]</sup> 曾报导在  $200^\circ\text{K}$  附近从  $1\mu$  厚的硫系玻璃薄膜中观察到了上述效应,称之为“极化”效应,并以此来证实双注入空间电荷模型。我们在  $97^\circ\text{K}$  的低温下对“极化”效应进行了观察,如图3所示。用  $A$ 、 $B$  两脉冲,宽度均为  $10\mu\text{s}$ , 使  $A$  脉冲的幅度稍低于阈值。再用  $B$  脉冲使开关导通,当  $A$  脉冲与  $B$  脉冲同向时,  $A$  脉冲的存在使  $B$  脉冲的延迟时间缩短,而当  $A$  脉冲与  $B$  脉冲反向时,仍使  $B$  脉冲的延迟时间同样地缩短即  $t_{d1} = t_{d2} < t_{d0}$ 。这说明了在我们的实验中,即使在  $97^\circ\text{K}$  的低温下引起开关作用的过程也是无极性的,至少决定延迟时间的过程是无极性的。

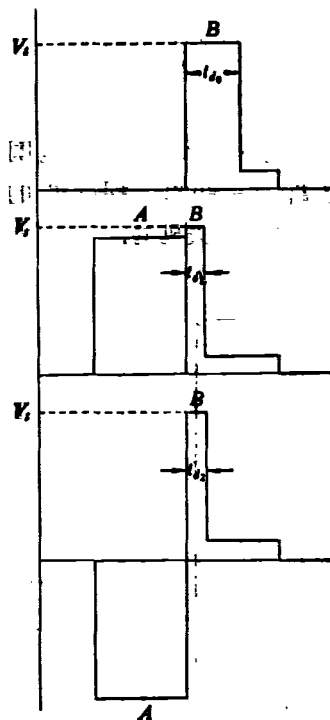


图3 预偏压对延迟时间的影响

#### 五、不同温度下的恢复过程

在对硫系阈值开关的开关过程的研究中,延迟过程向来是一个深受重视的问题。但是,即以开关的特征时间而论,除了延迟时间及开关时间以外,在连续工作中不可避免地存在一个恢复时间问题。也就是在一个脉冲使开关打开而成低阻态,再将这个脉冲去掉以后要有一个恢复过程才能回到原先的高阻态。应该说无论从实际应用还是从机理研究的角度来看,这同样是一个

值得重视的问题。

在这一问题上我们作了一些初步的实验,实验是这样进行的:用  $A$  脉冲使开关导通,再用与  $A$  脉冲相隔时间为  $t$  的  $B$  脉冲来检验其恢复情况。由于开关的阈值电压依赖于脉冲宽度,所以必须使  $A$ 、 $B$  脉冲的宽度相同, $B$  脉冲的阈值 ( $V_{iB}$ ) 才能正确地反映  $A$  脉冲结束后开关的恢复情况。还有,脉冲的重复频率应足够地低,以使开关在一个重复周期内得到基本的恢复。如前所述,在我们的实验中, $A$ 、 $B$  脉冲宽度同为  $5\mu\text{s}$ 。重复频率为  $100\text{c/s}$ 。

我们的实验是在  $-175^\circ\text{C}$  到室温范围内进行的,测量的结果可由图 4 (实线) 典型地表示出来。前已提及, $B$  脉冲的阈值对  $A$  脉冲阈值的比  $V_{iB}/V_{iA}$  表征了恢复情况,而  $V_{iB}/V_{iA}$  对间隔时间  $t$  的曲线正好描绘了一个恢复过程。

如上所述,一定条件下的导通过程采用热的观点来解释是可行的。对恢复过程来说,我们也将从热的模型出发来分析实验的结果。这时,用温度的恢复来表征阈值的恢复将是自然的。

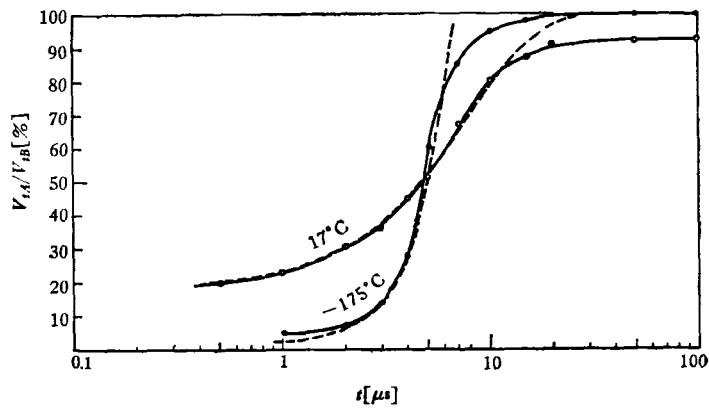


图 4 不同温度下的恢复过程曲线  
“—”——实验值; “---”——计算值

下面从一个简单的模型出发计算一下膜中温度变化的情况。

考虑一维的情况,如以厚度为  $d$  的薄膜中心为坐标原点,假设在  $x > d/2$  及  $x < -d/2$  处的上、下电极材料的热导率远大于硫系薄膜的热导率。这样就可以略去电极中的温度变化,而认为它等于环境温度。

然后,写出硫系薄膜中的热传导方程如下:

$$\begin{cases} K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = C \frac{\partial T}{\partial t}, & (3) \\ T|_{x=-d/2} = T|_{x=d/2} = T_0, & (4) \\ T|_{t=0} = T_i. & (5) \end{cases}$$

其中  $K$ ——薄膜的导热系数;

$C$ ——薄膜的比热;

$T_0$ ——环境温度;

$T_i$ ——恢复过程开始时薄膜中的温度。

可以解出

$$T - T_0 = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{A}{2n+1} e^{-\frac{(2n+1)^2 t}{\tau}} \cos \frac{2n+1}{d} \pi x. \quad (6)$$

这里

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\pi^2 K}{d^2 c}, \quad A = \frac{4}{\pi} (T_i - T_0).$$

取零级近似时,

$$T - T_0 \simeq A e^{-\frac{t}{\tau}} \cos \frac{\pi x}{d}. \quad (7)$$

今考虑薄膜中心  $x = 0$  处的最大温度, 则有以下式:

$$T - T_0 = A e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (8)$$

这是一个描写薄膜中心温度随时间变化的简明的表达式.

如何用温度的变化来描写阈值的变化呢? 这可以借助于对不同温度下阈值电压的测量结果. 在研究恢复过程的同时, 我们也作了这一测量, 其结果如图 5 所示, 图中曲线的较高温区符合式 (1) 的规律. 由式 (1) 可以得到

$$\frac{V_{iB}}{V_{iA}} = e^{-\alpha(T-T_0)}. \quad (9)$$

其中  $T_0$ ——施加  $A$  脉冲前的薄膜温度,  $T$ ——施加  $B$  脉冲时的薄膜温度.

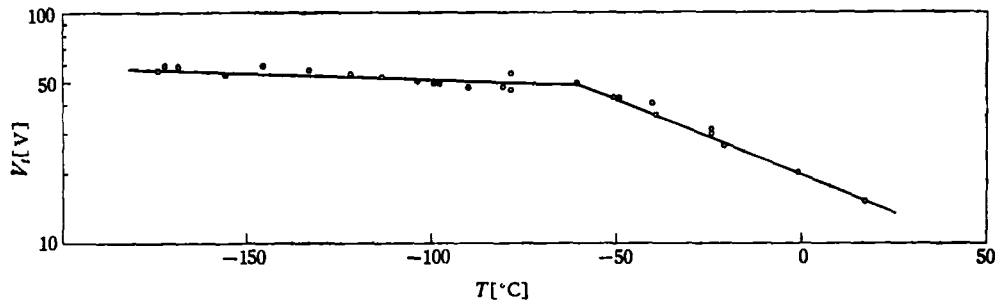


图 5 与图 4 相应的阈值电压的温度曲线

认为施加  $A$  脉冲前薄膜与环境处于热平衡状态, 即  $T_0$  为环境温度.

将 (8) 式代入 (9) 式, 可以得到

$$t = \tau \ln \frac{4\alpha(T_i - T_0)}{\pi \ln V_{iA}/V_{iB}}. \quad (10)$$

这里的  $(T_i - T_0)$  为脉冲作用期间起开关作用的那部分薄膜温度的升高. 可以分成两个部分, 在延迟时间以内温度将升至临界温度  $T_c$ , 而使开关导通,  $T_c$  的值可从热模型算出<sup>(4)</sup>, 开关导通以后, 由于低阻态的焦耳热而使温度从  $T_c$  上升到  $T_i$ ,  $(T_i - T_c)$  是由低阻态的功率决定的, 这可采用实验数据. 计算时还用到了实验数据  $d = 2.3 \mu\text{m}$ . 采用了  $c = 1 \text{ J/cm}^3 \text{ }^\circ\text{C}$ . 算出的导热系数是  $K = 1 \text{ mw/cm}^\circ\text{C}$ . 应该指出的是, 在表征恢复特性的  $V_{iB}/V_{iA} \sim t$  图 (见图 4) 中. 我们看到低温的实验曲线与室温的实验曲线出现了交叉现象, 这是与  $\ln V_i \sim T$  图 (见图 5) 上在一定的低温下拐点的出现相联系的. 如实验处于拐点温度以下的环境中, 去掉前一脉冲后的温度的恢复将只需到拐点就可导致阈值的完全恢复, 这就引起了一定时间后恢复百分率的增长并最终导致  $V_{iB}/V_{iA} \sim t$  图上曲线的交

又,这在数学上将表现为(10)式中在对数项中分母上将不再是一个  $\ln V_{iA}/V_{iB}$ , 而要加入一个  $\alpha(T_1 - T_0)$  的修正因子,其中  $T_1$  就是拐点温度。

用(10)式对室温下作的计算以及引入一个  $\alpha(T_1 - T_0)$  因子后对低温下作的计算结果由图 4 中的虚线所示。这和实验结果(实线)除了已达基本恢复的末尾部分以外在曲线的主要部分上是符合得比较好的。这说明了热的模型可以用来描述阈值恢复的基本过程,而末尾部分的偏差,则可能是另一种机构或者由于计算近似性所引起的。

## 六、讨 论

对对不同温度下阈值电压的分析表明,在较高的温度下的开关行为主要是热的作用。在较低温度下, H. K. Henisch 和 R. W. Pryor<sup>[3]</sup> 的“极化”效应的实验与双注入空间电荷模型相符合,在低温下我们则没有观察到“极化”效应,这可能是一个无极性的电过程对开关起主要作用。

在我们的实验条件下,开关结束后的恢复过程基本上是一个热的恢复过程,即使在低温下,当开关过程是电机构起主要作用时,恢复也仍需考虑不可避免的热的作用的存在。这是可以理解的,因为当开关导通后处于低阻态时,仍有相当大的功率耗散。

我们看到 H. K. Henisch 和 R. W. Pryor<sup>[3]</sup> 也作了恢复过程的试验,肯定了在达到基本恢复前一段时间间隔内有热的作用存在。但认为热的作用甚小,这与采用较小的样品厚度与脉冲宽度是有关的。在我们的实验中也注意到了这一点,显然,改善导热条件及降低耗散功率有助于加快恢复,这在应用上也是有一定意义的。R. Pinto<sup>[5]</sup> 在定义后一脉冲达到  $1/e$  初始阈值的时间为恢复时间之后,得到了一个恢复时间随温度指数下降的规律,从而论证了双注入空间电荷模型的存在,我们没有得到这一结果。

## 参 考 文 献

- [1] W. W. Sheng and C. R. Westgate, *Solid State Communications*, **9** (1971), 387.
- [2] H. K. Henisch, E. A. Fagen and S. R. Ovshinsky, *J. Non-cryst. Solids*, **4** (1970), 538.
- [3] H. K. Henisch and R. W. Pryor, *Solid State Electronics*, **14** (1971), 765.
- [4] H. J. Stocker, C. A. Barlow, J. R. and D. F. Weirauch, *J. Non-cryst. Solids*, **4** (1970), 523.
- [5] R. Pinto, *Thin Solid Films*, **7** (1971), 391.