

低密度聚乙烯的热激电流峰温与场强关系

雷 清 泉

(哈尔滨电工学院)

最近热激电流(简称 TSC)技术已被广泛地应用于研究固体电介质的陷阱参数和偶极弛豫参数。一些作者^[1-4]在不同试验条件下,发现一些聚合物电介质的 TSC 峰温随电场变化,并借用 Poole-Frenkel (简称 PF) 效应^[5]来解释它。

本文主要介绍低密度聚乙烯(LDPE)的 TSC 峰温与场强关系。

试样是由工程纯 LDPE 粒料经过加热模压制而成。试样有一定形状,以避免在强电场下极化时发生局部放电。为了提高周围媒质局部放电起始电压,极化箱内充有高压(4bar)的六氟化硫。试样在高真空中喷镀金属电极。试样厚度约 0.8mm。

在强电场下,用电子注入方式使试样预先极化。TSC 测量原理是,将预先极化的试样线性升温,记录在此过程中,测量回路中所产生的热激活退极化电流,其测量装置如图 1 所示。

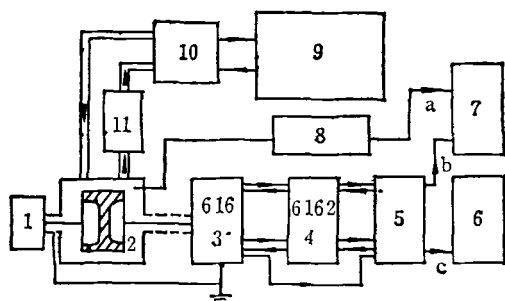


图 1 记录 TSC 的测量装置

1. 直流电源; 2. 测量箱; 3. 电流计 (Keithley 616); 4. 隔离输出/控制 (Keithley 6162); 5. 辅助线路; 6. TSC 极性和量程的单臂记录仪; 7. 双臂 (X-Y) 记录仪; 8. 测量电桥; 9. 温度控制器; 10. 恒温器; 11. 连续冷却器

试验参数如下: 极化电场 $E_p = 0, 49, 64, 81, 100 \text{ kV/mm}$; 极化时间 $t_p = 1 \text{ h}$; 极化温度 $T_p = 20^\circ \text{C}$; 偏压场 $E_b = 450 \text{ V/mm}$ (即并非在短路下,而是在 $E_b \ll E_p$ 条件下,测量 TSC); 线性升温速率 $b = dT/dt = 30 \text{ K/h}$ 。

图 2 为不同 E_p 下 LDPE 的 TSC 谱,其中曲线 5 ($E_p = 0$) 代表电介质内电导背景电流,其余曲线是从测量总电流中减去背景电流而得。由图可知,背景电

流在高温区影响大,必需减去它。TSC 峰温 T_m 随 E_p 增加而明显地移向低温,电流峰值 I_m 随 E_p 增加而非线性增加。这是电子脱陷 TSC 区别于偶极退极化 TSC 的显著标志。

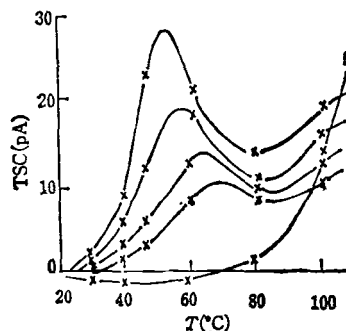


图 2 低密度聚乙烯 (LDPE) 的 TSC 谱
 E_p (kV/mm): 曲线 1—100; 曲线 2—81;
曲线 3—64; 曲线 4—49; 曲线 5—0

上述实验结果的理论解释如下: 人所共知,在聚合物电介质中,由于物理和化学的缺陷,会在禁带内形成不同能量的浅和深陷阱能级。可以通过不同的带电(极化)方法,电晕放电,电子注入,从而使载流子长期俘获在陷阱内,此后用加热使受陷电荷脱陷,测得 TSC 谱,以求出陷阱深度、俘获截面等。依据单一陷阱深度的受陷电子 TSC 理论,导出的 I_{TSC} 极大值条件为

$$H_i/kT_m = \ln(BkT_m^2/bH_i), \quad (1)$$

式中 k 为玻耳兹曼常数, H_i 为陷阱能量深度, B 为与载流子再陷过程快慢有关的常数。对 (1) 式两端求微分,可以得到峰温的变化 ΔT_m 与陷阱深度的变化 ΔH_i 的关系:

$$\Delta H_i/H_i = (\Delta T_m/T_m)[1 + 1/(1 + H_i/kT_m)]. \quad (2)$$

通常 $H_i/kT_m \gg 1$, (2) 式可简写成

$$\Delta H_i/H_i \approx \Delta T_m/T_m. \quad (3)$$

由于极化场 E_p 增加使峰温移向低温,如图 2 所示,再由 (3) 式可推知, E_p 增加使陷阱深度降低,即促进载流子的脱陷过程;又由于 $E_b \ll E_p$, 偏压场只能影响 TSC 的方向,而对 H_i 的影响可以忽略。因此,可以认为 T_m 变化与 TSC 测量前在试样上所加的极化场 E_p , 即与 TSC 测量前试样的历史有关^[6]。但在高极化场下,注入电子

在空间电荷限制条件下所形成的空间电荷场,决定了电介质内各处的真实电场(有时此电场可达 $100\text{ kV/mm}^{[7]}$),微观地说,电场将改变陷阱参数(如载流子在一定能量深度陷阱内俘获或发射概率)。此时由陷阱占据程度所确定的准费米能级并不等于自由电子占据所确定的费米能级,即通过电场会使费米能级发生位移^[6]。

Schottky 效应取决于电极-介质界面接触时电荷镜像力和外电场作用所产生的位垒下降,这就使发射载流子数增加。而 PF 效应是电场引起电介质内可电离中心的库仑位垒降低,使热发射载流子数目增加。众所周知,空间电荷内电场所引起的 PF 效应可用来解释陷阱能量深度的变化。假定陷阱为类施主型,即它空着时带正电,占据时为电中性,若忽略空间电荷扩散,近似认为内电场等于极化场 $E_p^{[4]}$ 。由 PF 方程可得陷阱深度 H_t 与 $E_p^{1/2}$ 的关系:

$$H_t = H_{t0} - \beta_{PF} E_p^{1/2}, \quad (4)$$

式中 H_{t0} 为零电场时陷阱能量深度, $\beta_{PF} = (e^3 / \pi \epsilon_r \epsilon_0)^{1/2}$ 为 PF 系数。根据 TSC 理论,电流在起始上升区符合 Arrhenius 图形,即 $I_{TSC} \propto \exp(-H_t/kT)$ 。试验结果如图 3 所示。由该直线斜率可求得在 $E_p = 100\text{ kV/mm}$, $T_m = 323\text{ K}$ 时, $H_t = 1.14\text{ eV}$ 。

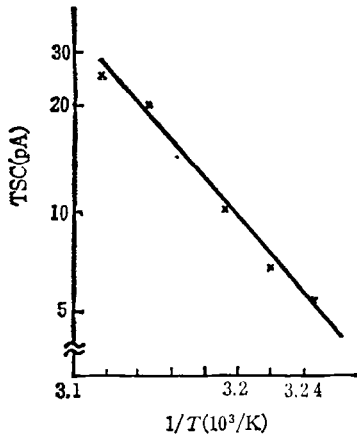


图 3 在 $E_p = 100\text{ kV/mm}$ 时, TSC 的起始上升图形

(上接第 573 页)

式所给的相应于折射方向 θ_1 和 θ_2 的折射率。(9)式是关于折射方向 θ 的三角函数的四次方程,仅在比较简单的情况下才能有解析解。解该方程得到 θ_1 和 θ_2 折射角。

对双轴晶体双折射的定量分析,可有助于晶体光调制器和位相元件的设计工作。

物理

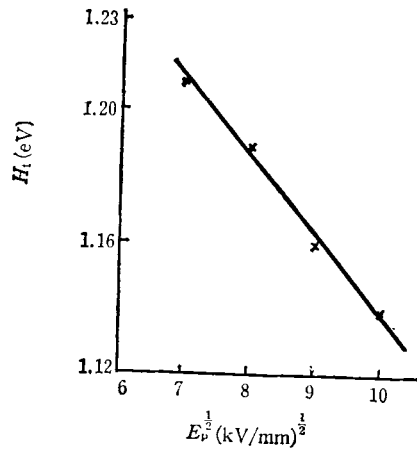


图 4 H_t 与 $E_p^{1/2}$ 的关系曲线

现以 $T_m = 323\text{ K}$, $H_t = 1.14\text{ eV}$ 为参考值,并根据图 2 和 (3) 式算出对应的陷阱深度 H_t ,然后作出陷阱深度 H_t 与极化电场平方根 $E_p^{1/2}$ 的关系曲线,如图 4 所示。从图 4 直线的斜率可以得出 $\beta_{PF} = 2.3 \times 10^{-3}\text{ eV}(\text{m/V})^{1/2}$ 。若取工程纯 LDPE 的介电系数 $\epsilon_r = 2.3$,则可求得 PF 系数的理论值 $\beta_{PF} = 5.0 \times 10^{-3}\text{ eV}(\text{m/V})^{1/2}$ 。可知,PF 系数的实验值与理论值是十分相近的。

综上所述, TSC 技术是研究固体电介质内 PF 效应的一种有效工具,而电介质中实际内电场是导致 $T_m(H_t)$ 位移(变化)的重要因素。

参 考 文 献

- [1] I. Chen, *J. Appl. Phys.*, 47(1976), 2988.
- [2] M. Zielinski, M. Samoć, *J. Phys. D.*, 10(1977), L105.
- [3] Y. Suzuoki et al., *Japan. J. Appl. Phys.*, 17(1978), 1215.
- [4] T. Mizutani et al., *J. Phys. D.*, 14(1981), 1139.
- [5] J. Frenkel, *Phys. Rev.*, 54(1938), 647.
- [6] G. A. Dussel, R. H. Bube, *J. Appl. Phys.*, 37(1966), 2797.
- [7] N. Klein, *J. Appl. Phys.*, 53(1982), 5828.

参 考 文 献

- [1] 李荫远、杨顺华编著,非线性光学,科学出版社,(1974), 24.
- [2] M·玻恩, E·沃耳夫著,黄乐天等译校,光学原理(下册),科学出版社,(1981),891.
- [3] 同[2], p. 914.