

# 由电容温度关系分析 HgCdTe 深能级特性

童斐明 杨秀珍 王戎兴

(中国科学院上海技术物理研究所)

1982年8月19日收到, 1983年10月31日收到修改稿

本文报道 HgCdTe 深能级的实验研究, 对合金组分  $x = 0.21-0.28$  的  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  光二极管作了测量. 用 P-N 结电容随温度变化关系分析了陷阱激活能和密度.

## 一、引言

HgCdTe 是一种极其重要的红外探测器材料. 近十年来, 人们对它进行了很多研究, 已逐步了解了它许多重要的物理特性. 但是, 到目前为止, 对于缺陷以及它在禁带中的位置等情况知道得还极少, 研究工作处于起初阶段. 导纳谱是研究深能级的有效方法之一. 这些作者们<sup>[1-3]</sup>是利用电导随温度变化出现的峰值位置来决定陷阱能级发射率, 由此再计算能级位置. 对于反向电阻比较小的二极管, 由于背景电导大, 其电导对温度曲线的峰值往往不易显现. 但是, 它的电容随温度仍有很大变化. 我们采用在各种频率下测得的电容对温度关系计算陷阱发射率. 这种方法对反向电阻较低的 HgCdTe 器件深能级的研究是有益的.

## 二、方法和结果

对于包含深能级的  $n^+-p$  结, 其深能级贡献的电容为<sup>[4]</sup>

$$c_T = [c_p^2 / (c_p^2 + \omega^2)] \cdot (N_T / P) c_0. \quad (1)$$

其中  $\omega$  是测量所用的角频率,  $N_T$  是深能级密度,  $P$  是衬底材料的净受主浓度,  $c_p$  是空穴的热发射率. 由细致平衡原理, 得空穴发射率

$$c_p = g^{-1} \sigma_p \langle v_p \rangle N_v \exp[(E_v - E_T) / kT]. \quad (2)$$

这里  $g$  是陷阱基态简并因子,  $\langle v_p \rangle$  是价带空穴的平均热速度,  $\sigma_p$  是空穴俘获截面,  $N_v$  是价带有效态密度,  $E_v$  是价带顶能量,  $E_T$  是陷阱能量.  $c_0$  表示深能级对所加的交流频率完全不能响应的结电容, 亦即是通常所谓的高频电容

$$c_0 = \epsilon A / W.$$

其中  $\epsilon$  是半导体的介电常数,  $A$  是结面积,  $W$  是耗尽区宽度. 假定它全在结的轻掺杂一边.

假定  $P$  和  $c_0$  对温度仅有微弱依赖关系, 那么电容随温度变化主要是  $c_p(T)$  的作用. 当温度很低时, 发射率  $c_p$  较小, 以致  $c_p^2 \ll \omega^2$ , 此时常常能满足  $c = c_0$ . 温度升高后,  $c_p$

增大,当达到  $c_p^2 \gg \omega^2$  时,  $c = c_0 + (N_T/P)c_0$ , 即电容随温度而变的增量为  $\Delta c = (N_T/P)c_0$ . 如果测得  $c_0$  及用霍尔系数法测得  $P$  就可算出陷阱密度  $N_T$ . 我们将(1)式改写为

$$\frac{1}{c_T} = \left(1 + \frac{\omega^2}{c_p^2}\right) \cdot \left(\frac{P}{N_T}\right) \cdot \frac{1}{c_0} \quad (3)$$

就可看出,在某一温度下只要得到  $c_T-\omega$  关系,作  $\frac{1}{c_T}-\omega^2$  曲线,由斜率  $\frac{1}{c_p^2} \cdot \left(\frac{P}{N_T}\right) \cdot \frac{1}{c_0}$ , 可以计算出对应该温度的  $c_p$ . 由于  $\langle v_p \rangle$  随  $T^{\frac{1}{2}}$  变化,以及  $N_s$  有  $T^{3/2}$  关系,用 Arrhenius 方法,以  $T^2 c_p^{-1} - \frac{1}{kT}$  作图就可以决定激活能  $\Delta E = E_T - E_s$ .

我们对淬火-固态再结晶方法生长的  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  单晶,用离子注入方法形成 PN 结. 在零偏压条件下,用导纳电桥测量了电容和电导随温度变化特性. 电桥上所加交流电压  $\sim 6$  mV.

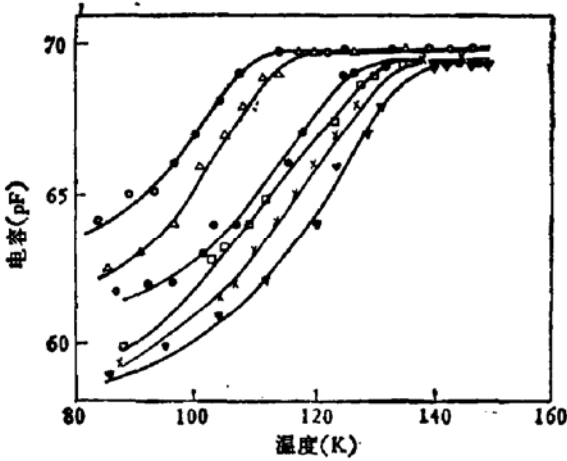


图 1  $Hg_{0.717}Cd_{0.283}Te$  离子注入  $n^+-p$  结零偏压的电容-温度特性

○ 30 kHz    △ 40 kHz    ● 50 kHz  
□ 70 kHz    × 85 kHz    ▼ 100 kHz

图 1 为  $x = 0.283 Hg_{1-x}Cd_xTe$  离子注入  $n^+-p$  结在几个不同频率下的电容-温度曲线,由这图看出电容-温度变化很明显. 对某一固定温度可得出对应的  $c_T$  和频率  $f$ . 图 2 为几个不同温度时的  $1/c_T-\omega^2$  关系曲线 ( $\omega = 2\pi f$ ). 它们的斜率分别给出对应各个温度的陷阱发射率  $c_p$ . 由 Arrhenius 图,  $T^2 c_p^{-1}-$

图 2 为  $x = 0.283 Hg_{1-x}Cd_xTe$  离子注入  $n^+-p$  结在几个不同频率下的电容-温度曲线,由这图看出电容-温度变化很明显. 对某一固定温度可得出对应的  $c_T$  和频率  $f$ . 图 2 为几个不同温度时的  $1/c_T-\omega^2$  关系曲线 ( $\omega = 2\pi f$ ). 它们的斜率分别给出对应各个温度的陷阱发射率  $c_p$ . 由 Arrhenius 图,  $T^2 c_p^{-1}-$

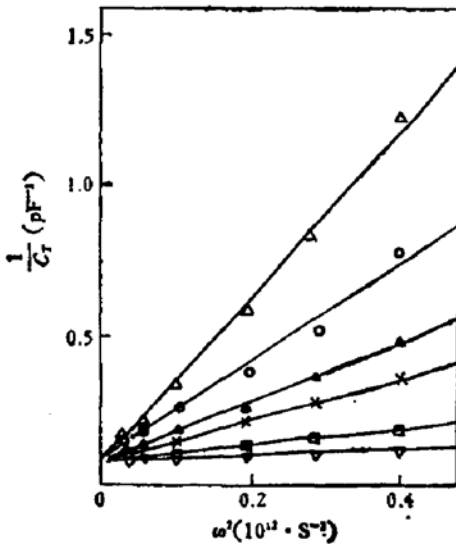


图 2 对应图 1 的几个不同温度下  $c_T-\omega^2$  关系  
△ 95K  $c_p = 1.9 \times 10^9 s^{-1}$     ○ 100K  $2.3 \times 10^9 s^{-1}$   
▲ 105K  $2.9 \times 10^9 s^{-1}$     × 110K  $3.3 \times 10^9 s^{-1}$     □ 120K  
 $5.7 \times 10^9 s^{-1}$     ▼ 130K  $8.5 \times 10^9 s^{-1}$

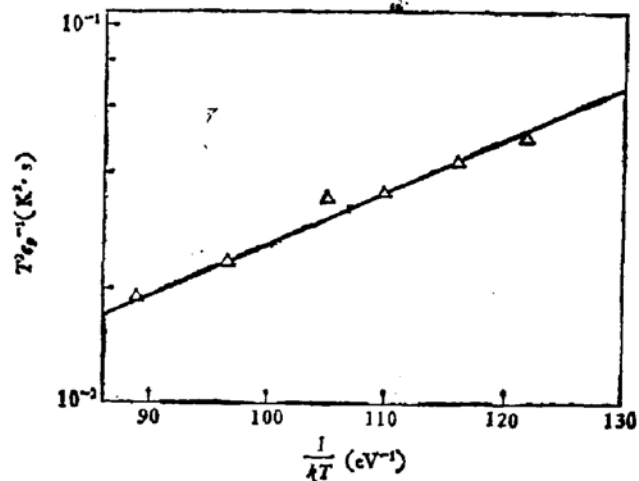


图 3 决定陷阱激活能的  $T^2 c_p^{-1} - 1/kT$  关系图.  $c_p$  数据取自图 2. 由直线斜率得激活能 0.032 eV, 即空穴陷阱能级位于价带顶上面 0.032eV 处  $\Delta E = E_T - E_s = 0.032eV$

$1/kT$  关系(图 3)得空穴陷阱激活能  $\Delta E = E_T - E_s = 0.032eV$ . 由测得的电容增量  $\Delta c$ , 霍尔系数法得到 P 型衬底浓度  $3.4 \times 10^{16} cm^{-3}$ , 算得  $N_T$  为  $6.5 \times 10^{15} cm^{-3}$ . 公式(2)可用

来近似计算俘获截面  $\sigma_p$ , 在  $95\text{ K} < T < 130\text{ K}$  范围内得到俘获截面为  $2 \times 10^{-18}\text{ cm}^2$ .

我们测量了几个组分的二极管, 也测量了一些由汞扩散方法制造的 PN 结的电容温度特性. 得到的  $\frac{\Delta c}{c_0}$  以及陷阱密度列于表 1.  $\frac{\Delta c}{c_0} = \frac{N_T}{P}$ , 或  $\frac{N_T}{n}$  分别对应于离子注入和汞扩散的样品. 因为由汞扩散法制得的 PN 结, 其表面层 n 型浓度远低于衬底 P 型浓度<sup>[6]</sup>.

表 1 测量二极管的一些特性和  $\Delta c/c_0$ 、 $N_T$  值

元件编号	成结方式	$x$ 值	器件面积 ( $10^{-3}\text{ cm}^2$ )	$\frac{\Delta c}{c_0}$	$N_T$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
D8105-26-1B	汞扩散	0.209	2.4	5.1	
D8105-26-3C	汞扩散	0.209	1.3	9	
D8111-6-4D	汞扩散	0.241	2.0	14	
DW36-21-5	汞扩散	0.266	1.1	61	
D8054-16-2C	离子注入	0.283	0.66	0.19	$6.5 \times 10^{18}$
D8054-16-1A	离子注入	0.283	0.71	0.27	$9.2 \times 10^{18}$
STA7902-9-3A	离子注入	0.282	6.1	0.17	$2.7 \times 10^{16}$

### 三、讨 论

公式 (3) 表明,  $\frac{1}{c_T} - \omega^2$  曲线在纵轴上截距为  $\frac{P}{N_T} \cdot \frac{1}{c_0} = \frac{1}{\Delta c}$ . 因此, 由截距 (图 2) 也可计算  $\Delta c$ . 我们发现它和直接测到的  $\Delta c$  是相符的.

导纳谱方法分析深能级要求在测量温度范围内  $P$  随温度变化不大, 我们在实验中发现, 只要温度范围选择得合适, 这是符合实际情况的. 图 2 中对应几个不同温度的直线, 与纵坐标都相交于同一点, 表明对这 PN 结在这个温度范围内,  $P$  没有明显变化, 可以使用这近似. 如果温度范围不合适, 测量结果发现  $P$  随温度明显变化, 那么就不能得到陷阱能级.

在计算激活能  $\Delta E$  时, 曾假设俘获截面  $\sigma_p$  与温度无关, 我们测得的空穴俘获截面为  $10^{-18}\text{ cm}^2$  数量级, 这样的缺陷可认为是中性的<sup>[7]</sup>, 可假设俘获截面和温度关系不大, 前面所求的陷阱能级就是在这假设的前提下得到的.

由表 1, 汞扩散样品一般  $\frac{\Delta c}{c_0}$  都比较大, 如果假设 n 型表面浓度为  $1 \times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ , 那么  $N_T$  将有  $10^{17}\text{ cm}^{-3}$  数量级. 如此高的陷阱密度是如何引进的, 以及它们与器件特性的关系, 我们将做进一步研究.

本研究工作得到汤定元先生的鼓励并审阅了初稿, 实验过程中和凌仲赓、王继元、林和同志多次进行过极为有益的讨论, 邱惠国同志提供了控温装置, 在此一并致谢.

### 参 考 文 献

- [1] D. L. Losee, *Appl. Phys. Lett.*, 21, 54 (1972).
- [2] D. L. Losee, *J. Appl. Phys.*, 46, 2204 (1975).

- [3] G. Vincent, D. Boisand and P. Pinard, *J. Appl. Phys.*, 46, 5173 (1975).  
[4] Y. Tokuda and A. Usami, *J. Appl. Phys.*, 48, 1668 (1977).  
[5] D. L. Polla and C. E. Jones, *J. Appl. Phys.*, 51, 6233 (1980).  
[6] 杨秀珍, 王戎兴, "Hg<sub>0.8</sub>Cd<sub>0.2</sub>Te, PN 结研究", 上海技术物理研究所研究报告, 1980 年(一), p. 56.  
[7] D. L. Polla, "Deep Level Studies in P-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te", M. S. Thesis, M. I. T. Cambridge Massachusetts, (1981).

## Analysis of Deep Level in HgCdTe by Temperature Dependence of Capacitance

Fei-Ming Tong, Yang Xiuzhen and Wang Rongxing  
(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

### Abstract

An experimental study of deep level in HgCdTe is reported. Measurements were carried out on Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te Photodiodes with alloy compositions between  $x = 0.21$  and  $x = 0.28$ . The activation energy and density of traps are evaluated through the temperature dependence of P-N junction capacitance.