

流体静压力下 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ p-n 结的伏安特性

李齐光 姜山 袁皓心 陈泉森 沈学础

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理开放研究实验室)

1988年11月16日收到

在 77K 和室温下, 研究了 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x = 0.5$) p-n 结伏安特性随流体静压力的变化, 从中得到了禁带宽度 E_g 的压力系数。结果表明, 在低压范围 ($0 < P < 1.0 \text{ GPa}$), E_g 随压强线性增加, 而在室温高压范围 ($P > 1.4 \text{ GPa}$), $E_g \sim P$ 关系明显偏离线性。实验还观察到, 在正、反向小偏压区域, $I-V$ 特性随压力的变化呈现“反常”行为。

主题词: 流体静压力, $Hg_{1-x}Cd_xTe$, p-n 结伏安特性, 禁带宽度

一、引言

三元混晶半导体 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 是制造红外探测器的重要材料。流体静压力作为一种手段来研究 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 已有不少报道, 为弄清 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的电子态^[1-3]、能带结构^[4]、输运性质^[5,6]和结构相变^[7]提供了许多重要信息。流体静压力下 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ p-n 结的研究报道较少。Otmezguine 等^[4]曾在 77K 温度低压 ($P < 1.4 \text{ GPa}$) 下测量了小组分 ($x \leq 0.15$) p-n 结的伏安特性。对于导致许多物理性质发生变化的压力效应的基本起因——禁带宽度 E_g 随压力的变化关系, 所见到的报道仅限于较低压力和低组分 ($x < 0.3$) 的材料。这些研究表明 E_g 随 P 线性变化。对于较大组分 ($x > 0.3$) 的 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 材料, 可能是因为其禁带宽度较宽, 增加了制作欧姆电极的困难, 尚未见到用电输运方法或是其它方法拟合算出 E_g 随压力的变化关系。

本文报道, 在 77K 和室温下, 在接近 2.0GPa 的流体静压力范围, 对 $Hg_{0.5}Cd_{0.5}Te$ p-n 结伏安特性随压力变化的研究结果。

二、实验结果

p-n 结是在 P型 $Hg_{0.5}Cd_{0.5}Te$ 衬底上 ($N_A \simeq 7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), 采用离子注入成结平面工艺制做的^[8]。低温下加压装置采用单极非磁性高压装置, 室温下加压装置采用两级非磁性高压装置^[9]。压力由锰铜丝压力计测量。为了保护 p-n 结钝化膜不受传压介质的影响, 避免结特性被破坏, 经试验选用丙三醇为传压介质。图 1 是在室温 ($T = 289\text{K}$) 下测量的 p-n 结正向伏安特性随压力的变化, 其中 (a)、(b) 分别对应于大偏压和小偏压下的测量结果, 图中编号所对应的压强值由表 1 给出。同时测量了 p-n 结反向伏安特

性随压力的变化。在 77K 温度进行了类似的测量。

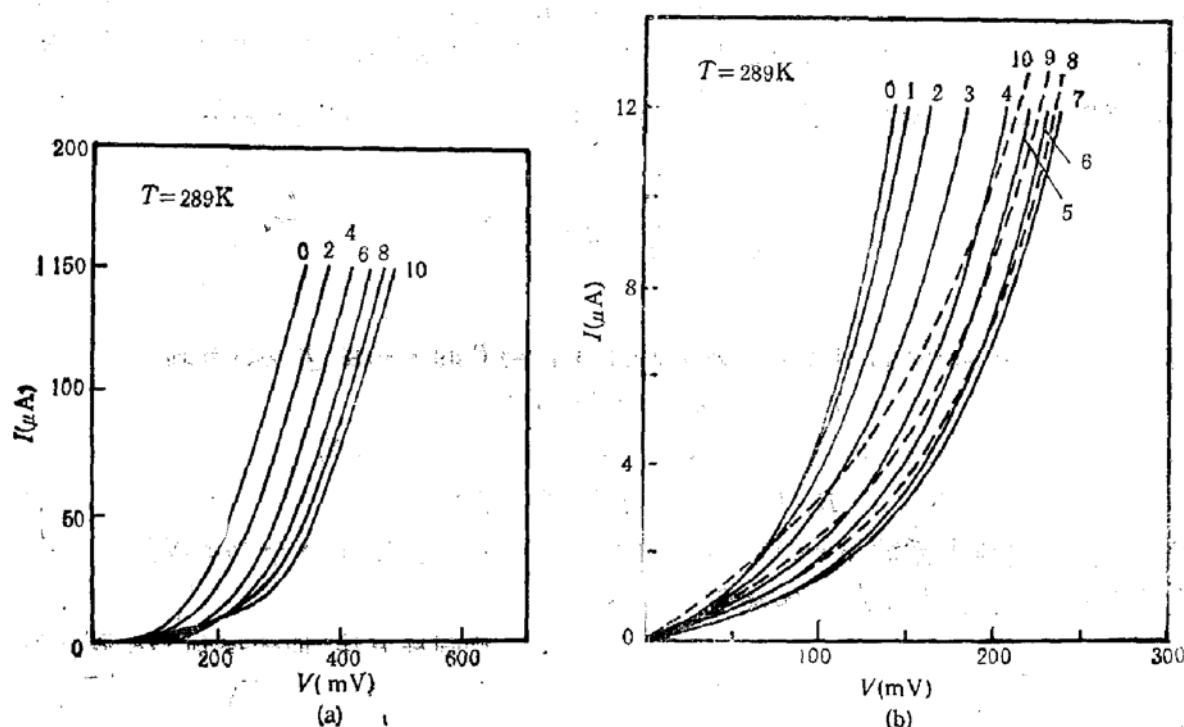


图1 p-n 结室温 $I-V$ 特性随压力的变化(数字编号对应的压力量见表1)
(a) 正向大偏压 (b) 正向小偏压

表1 图1中不同编号 $I-V$ 曲线对应的流体静压力量

编号	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$P(\text{GPa})$	0	0.21	0.41	0.61	0.81	1.01	1.20	1.40	1.59	1.79	1.95

三、分析与讨论

在较大正偏压下, 流过 p-n 结的电流主要来自中性区少子扩散电流和空间电荷区产生-复合电流。当 $qV \gg kT$ 时, 正向电流可写成下面的形式

$$J = J_0 \exp \left(\frac{qV - E_g}{mkT} \right), \quad (1)$$

其中 $1 \leq m \leq 2$ 。当 $m \approx 1$ 时, 以扩散电流为主; 当 $m \approx 2$ 时, 以复合电流为主。 J_0 是温度 T 、掺杂浓度 N_A 、载流子迁移率 μ 、载流子寿命 τ 和带边有效质量 m^* 等量的幂函数。由于 μ 、 τ 、 m^* 等随压力变化较缓慢, 且均位于指数前因子中, 故可近似认为 J_0 与 P 无关(由此引起的压力量的计算误差小于 10%)。在较大偏压时, m 因子亦基本不随压力变化。这样, 将(1)式两边取对数并对 P 求导, 在固定电流时, 就有

$$\frac{dE_g}{dP} = q \frac{dV}{dP}, \quad \text{以及} \quad \frac{d^2E_g}{dP^2} = q \frac{d^2V}{dP^2}. \quad (2)$$

根据图 1(a) 中的 $I-V$ 曲线, 选择 I 使得在 I 附近范围内 $I \propto \exp\left(\frac{qV}{mkT}\right)$, 且 $1 \leq m \leq 2$. 由此选取 $I_+ = 100 \mu\text{A}$ 为固定电流, 对应偏压 V_+ 随 P 的变化如图 2 所示. 从图中看出, 在压力较低时, $V_+ \sim P$ 为线性关系. 取前 5 个压力点 ($P < 0.9 \text{ GPa}$), 拟合得 $\frac{dE_g}{dP} = q \frac{dV_+}{dP} = 99 \text{ meV/GPa}$, 与用化学键介电函数理论计算的压力系数

$$\frac{dE_g}{dP} \approx 95 \text{ meV/GPa}^{[6]}$$

符合很好.

根据图 2 中实验数据, 用最小二乘法拟合 V_+ 与 P 的关系至 P^2 项, 得到

$$V_+(P) = a_0 + a_1 P + a_2 P^2, \quad (3)$$

其中, $a_1 = 119 \text{ mV/GPa}$, $a_2 = -24 \text{ mV/GPa}^2$. 因此, E_g 可表为

$$E_g(P) = E_g(0) + \alpha P + \beta P^2. \quad (4)$$

由(2)式得: 一阶压力系数 $\alpha = 119 \text{ meV/GPa}$, 二阶压力系数 $\beta = -24 \text{ meV/GPa}^2$. 由(3)式计算的拟合曲线如图 2 中实线所示.

用同样方法, 拟合得到 77K 温度下,
 $P < 1.0 \text{ GPa}$ 时,

$$\frac{dE_g}{dP} \approx 96 \text{ meV/GPa},$$

$E_g \sim P$ 基本为线性关系.

由图 1(b) 可以看到, 在正向小偏压范围, 随着压力增加, $I-V$ 曲线先向电压增加的方向移动, 然后又向电压减小的方向移动, 与大偏压时的单调变化行为(见图 1(a))不同. 在反向小偏压区域也观察到类似的“反常”行为. 显然, 仅仅用扩散电流或产生-复合电流是无法对此作出解释的. 这种“反常”现象很可能与小偏压下存在的其它电流机构有关. 关于这方面的深入研究正在进行中.

在室温较高压力下 ($P > 1.4 \text{ GPa}$), $E_g \sim P$ 关系明显偏离线性可能来自下面二个原因: 一是 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 材料的第一个相变点在组分 x 较大时不稳定, 即相变过程有一定的弛豫^[7], 从而在相变点附近会引起能隙压力系数的非线性. 这种现象在我们对其他三元半导体的研究中也已经观察到了. 二是与小偏压下伏安特性随压力变化的“反常”行为机制有关. 关于这两种推测仍需进一步的实验和研究来验证.

四、结 论

对 $x = 0.5$ 的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ p-n 结, 根据 77K 温度下 $I-V$ 曲线随压力 P 的变化关

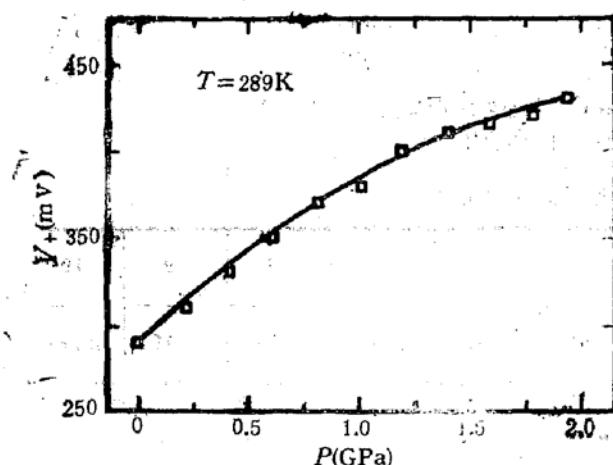


图 2 V_+ 随压力 P 的变化($I_+ = 100 \mu\text{A}$), 实线为拟合结果

系, 得出在 $0 < P < 1.0 \text{ GPa}$ 范围, E_g 基本上随压力线性增加, 压力系数

$$\frac{dE_g}{dP} = 96 \text{ meV/GPa}.$$

根据室温 ($T = 289 \text{ K}$) 下的 $I-V$ 曲线随 P 的变化关系, 得出在低压范围 ($P < 0.9 \text{ GPa}$), E_g 随 P 线性增加, $\frac{dE_g}{dP} = 99 \text{ meV/GPa}$, 与用化学键介电函数理论计算的数值符合得很好。在较高压力 ($P > 1.4 \text{ GPa}$) 下, $E_g \sim P$ 关系明显偏离线性。用最小二乘法拟合出一阶压力系数 $\alpha = 119 \text{ meV/GPa}$, 二阶压力系数 $\beta = -24 \text{ meV/GPa}^2$ 。

参 考 文 献

- [1] J. Stankiewicz and W. Giri, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **43**, 467(1971).
- [2] A. Mauger, S. Otmezguine, and C. Vérié, Proc. 12th Int. Conf. Phys. Semicond., Stuttgart, 1166(1974).
- [3] L. Ghenim, J. L. Robert, C. Beusquet, A. Raymón, and G. L. Destefanis, *J. Crystal Growth*, **72**, 448(1985).
- [4] S. Otmezguine, F. Raymond, G. Weill, and C. Vérié, Proc. 10th Int. Conf. Phys. Semicond., Cambridge, Massachusetts, 536(1970).
- [5] C. T. Elliott, J. Melngailis, T. C. Harman, J. A. Kafalas, and W. C. Kernan, *Phys. Rev.*, **B5**, 2985 (1972).
- [6] 刘冉、沈学础, 半导体学报, **8**, 410(1987).
- [7] S. B. Qadri, E. F. Skelton, A. W. Webb, and J. Dinan, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A4**, 1974(1985).
- [8] 陈宜方, 陈泉森, 王正官, 包昌珍, 王专明, 胡文军, 张月琴, 张红梅, 中国科学院上海技术物理研究所 1958—88 论文集, 221(1988).
- [9] Zhu Haorong, Shan Wei, Li Qiguang, Ju Guanglin, and Shen Xuechu, *Chinese J. Infrared Res.*, **B6**, 67(1987).

Current-Voltage Characteristics of $Hg_{1-x}Cd_xTe$ p-n Junctions under Hydrostatic Pressure

LI Qiguang, JIANG Shan, YUAN Haoxin, CHEN Quansen, SHEN Xuechu
 (Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

Abstract

The hydrostatic pressure dependence of the current-voltage characteristics of $Hg_{1-x}Cd_xTe$ p-n junctions with $x=0.5$ has been studied at room temperature and 77 K. The pressure coefficient of the energy gap E_g was obtained. It is found that E_g increases linearly with pressure in the low pressure range $0 < P < 1.0 \text{ GPa}$. However, in the high pressure range ($P > 1.4 \text{ Pa}$) at room temperature, E_g versus pressure deviates from this linearity remarkably. It is also observed that, in the small forward and reverse bias region, the pressure dependence of the I-V characteristics exhibits an “anomalous” behavior.

KEY WORDS Hydrostatic pressure, $Hg_{1-x}Cd_xTe$, Current-voltage characteristics of p-n junction, Energy gap