

# 流体静压力下窄禁带 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 电学性质的研究

刘冉 沈学础

(中国科学院上海技术物理研究所)

1985年5月9日收到, 1986年10月5日修改

本工作在 0—15kb 的流体静压力范围内及 196K 和 283—383K 的温度下, 测量了 n- $Hg_{1-x}Cd_xTe$  ( $0.05 \leq x \leq 0.25$ ) 电子浓度及电阻率随压力的变化  $n(P)$  和  $\rho(P)$ 。由实验值  $n(P)$  计算了禁带宽度  $E_g$  和费米能级  $E_f$  随压力的变化, 并同利用化学键的介电理论和虚晶近似计算得到的  $\frac{dE_g}{dP}(x)$  进行比较。再将上述结果  $E_g(P)$  和  $E_f(P)$  作为基本变量, 考虑极性光学 (P. O.) 声子散射和带电中心散射, 计算了本实验条件下 n- $Hg_xCd_xTe$  的迁移率和电阻率随压力的相对变化曲线, 并同实验结果加以比较。

## 一、引言

$Hg_{1-x}Cd_xTe$  是一种物理性质随组分连续变化的混晶半导体材料, 随着 Cd 组分的增加, 其能带由  $\alpha$ -Sn 型结构(半金属)连续转变为 InSb 型结构(半导体)。由于在 Cd 组分较低时,  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  具有很窄甚至为零的禁带宽度、很小的电子有效质量及很高的电子迁移率, 因而显示出非常敏感的压力效应。有关  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  压力下电学性质的研究已有过不少报道<sup>[1,2,3]</sup>, 为窄禁带  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  的电子态、能带结构及输运性质等方面的研究提供了许多重要信息。然而, 多数工作没有给出详细的拟合计算, 作者尚未见到关于  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  电子迁移率随压力变化曲线的计算以及室温以上的压力实验的报道。

本文旨在在不导致晶体结构相变的流体静压力范围内及本征激发为主导的温度下, 给出电子浓度和电阻率随压力变化的实验结果, 并通过较为完善的理论处理给出  $E_g$ 、 $E_f$  及  $\rho$  随压力的变化曲线, 同时还利用化学键的介电理论及虚晶近似理论计算  $\frac{dE_g}{dP}$  随 Cd 组分的变化曲线。通过拟合计算结果同实验结果及理论结果的比较, 讨论  $E_g$ 、 $E_f$ 、 $\rho$  随压力的变化情况、 $\frac{dE_g}{dP}$  与组分及温度的大致关系以及电子的主要散射机制及其对总散射过程的相对贡献。

## 二、实验方法和结果

本工作采用由碲溶剂法和固态再结晶法生长的低温下呈 n 型的材料, 不同样品的编

号及在 77K 和 300K 温度下的基本电学参数由表 1 给出。

表 1  $n-Hg_{1-x}Cd_xTe$  样品的编号、组分及基本电学参数

编号	组分	生长方法	77K		300K	
			$n(cm^{-3})$	$\mu(cm^2/V \cdot s)$	$n(cm^{-3})$	$\mu(cm^2/V \cdot s)$
N1	0.05	碲溶剂	$3.64 \times 10^{16}$	$1.3 \times 10^3$	$3.20 \times 10^{17}$	$2.0 \times 10^4$
N2	0.11	固态再结晶	$3.1 \times 10^{16}$	$1.2 \times 10^3$	$1.47 \times 10^{17}$	$2.7 \times 10^4$
N3	0.14	碲溶剂	$7.65 \times 10^{15}$	$4.4 \times 10^4$	$1.1 \times 10^{17}$	$1.4 \times 10^4$
N4	0.16	碲溶剂	$5.3 \times 10^{15}$	$2.1 \times 10^3$	$6.90 \times 10^{16}$	$1.31 \times 10^4$
N5	0.19	固态再结晶	$8.29 \times 10^{14}$	$1.25 \times 10^3$	$3.10 \times 10^{16}$	$1.10 \times 10^4$
N6	0.21	碲溶剂	$1.3 \times 10^{15}$	$4.3 \times 10^4$	$2.68 \times 10^{16}$	$9.16 \times 10^3$
N7	0.25	碲溶剂	$1.36 \times 10^{15}$	$9.3 \times 10^3$	$9.80 \times 10^{15}$	$2.38 \times 10^3$

实验装置采用单级流体静压力装置, 上、下锥面活塞及电极引线柱均由经热处理的高速钢制造, 它们与上、下两螺线管及加压柱塞一起形成闭合磁回路。外箍和内箍由非磁性的铍铜和钛合金制成, 从而保证了在高压腔内产生均匀的纵向磁场。压力由锰铜丝压力计测量, 工作压力范围为 0—15kb。磁场强度由冲击电流计法测量。温度由铜-康铜热电偶测定。通过直流标准法测量霍尔系数和电阻率。将此高压容器放入金属恒温槽内, 用医用超级恒温器通过液压油外循环恒温, 利用航空汽油作传压介质, 我们首次对  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  进行了 283—383K 温度范围内的变压霍耳测量。此外, 我们把高压容器放入金属杜瓦内, 利用干冰充当冷却恒温物质、1:1 的异戊醇和正己烷混合液作传压介质, 实现了 196K 下连续变压的霍耳测量。

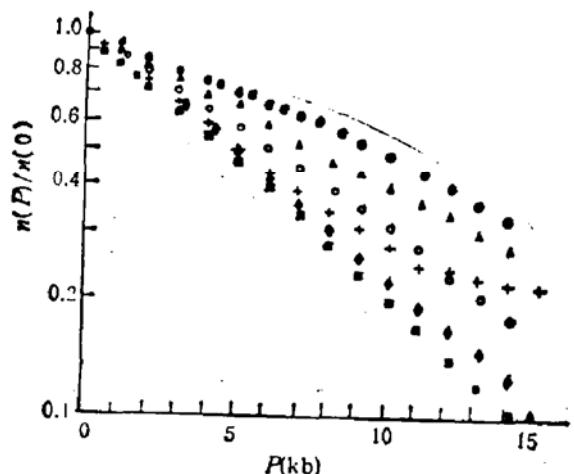


图 1 室温下  $n-Hg_{1-x}Cd_xTe$  样品  $n$  随压力  $P$  相对变化的实验结果。N1( $x = 0.05$ )、▲ N2( $x = 0.11$ )、○ N3( $x = 0.14$ )、◆ N4( $x = 0.16$ )、■ N5( $x = 0.19$ )、+ N6( $x = 0.21$ )。

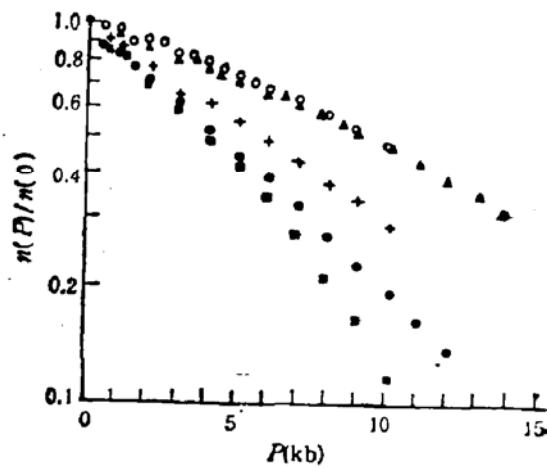


图 2 样品 N1 分别在 293K(▲)、364K(○) 以及样品 N4 分别在 196K(■)、287K(●) 和 381K(+)(+) 温度下  $n$  随  $P$  相对变化的实验结果。

测得霍耳系数后, 在弱磁场、本征温度以及近似强简并条件下<sup>[4]</sup>, 可根据公式  $n = \frac{\mu^2}{\mu^2 - |R_H|e} \approx \frac{1}{|R_H|e}$  简单地导出电子浓度  $n$  随压力的变化。图 1 分别给出了不同组分样品在室温下  $n$  随压力的相对变化情况。图 2 分别给出了样品 N1( $x = 0.05$ ) 在 293K,

364K 和样品 N4( $x = 0.16$ ) 在 196K、287K 及 381K 温度下  $\mu$  随压力的相对变化。

在测量霍耳系数的同时, 我们也测量了电阻率随压力的变化, 这里只给出部分作过理论计算的样品的实验结果。图 3 给出了样品 N5 在室温下电阻率随压力的相对变化, 图 4 给出了样品 N4 在不同温度下电阻率随压力相对变化的实验结果, 图 5 给出了样品 N1 (在常压下为半金属) 在不同温度下电子迁移率随压力相对变化的实验结果。

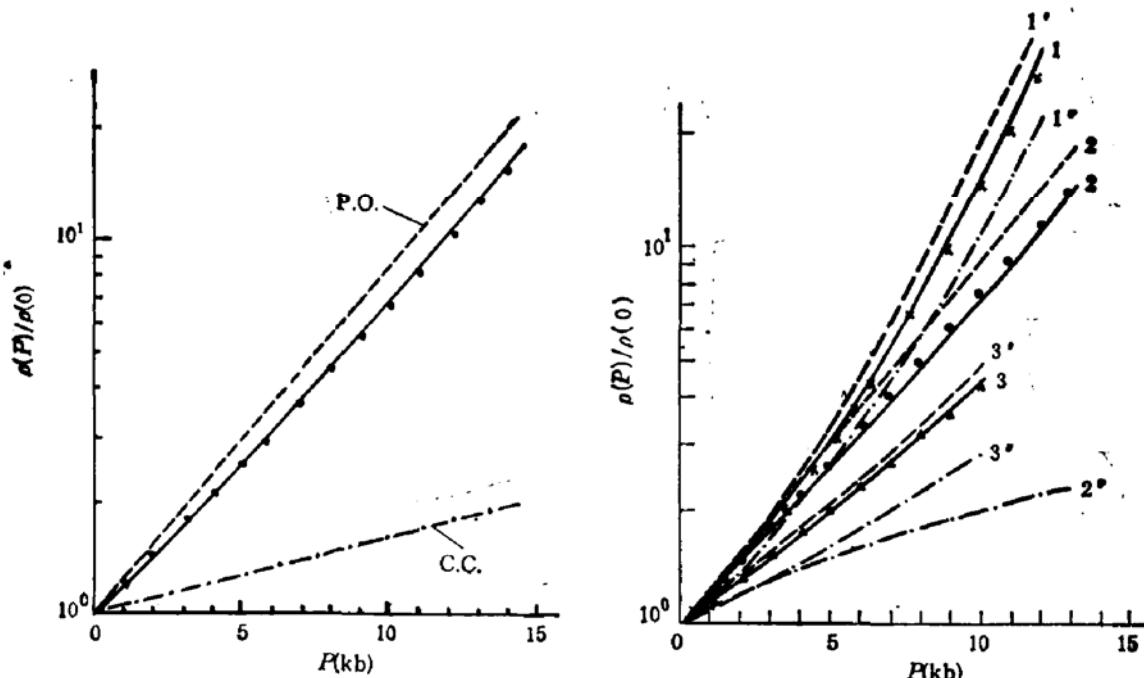


图 3 样品 N5( $x = 0.19$ ) 电阻率随压力相对变化的实验值(●)同计算曲线(实线)的比较。虚线和点划线分别为只考虑 P. O. 声子和带电中心散射的计算结果。300K

图 4 样品 N4( $x = 0.16$ ) 在不同温度下电阻率随压力相对变化实验值同计算曲线(实线)的比较。其中 196K (1, +), 287K (2, ●), 381K (3, ▲); 虚线和点划线分别为 P. O. 声子和带电中心散射的结果

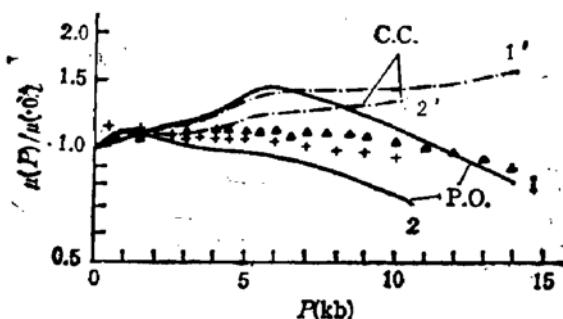


图 5 样品 N1( $x = 0.05$ ) 在 293K (1, ▲) 和 364K (2, +) 下电子迁移率随压力相对变化的实验值与理论曲线(基本同只考虑 P. O. 声子散射的计算曲线重合)的比较。

### 三、理论计算

#### 1. 禁带宽度和费米能级随压力变化的计算

根据 Kane 的能带模型<sup>[5]</sup>和半导体统计理论, 可推出导带电子浓度的表达式为

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \sqrt{\frac{3}{2}} \left( \frac{k_B T}{Q} \right)^3 \int_0^\infty \frac{(2X - X_0)(X^2 + XX_0)^{1/2}}{1 + \exp(X - \eta)} dx. \quad (1)$$

其中,  $X = \left[ -|E_s| + \left( E_s^2 + \frac{8}{3} Q^2 k^2 \right)^{1/2} \right] / k_B T$ ,  $X_0 = E_0 / k_B T$ ,  $\eta = E_f / k_B T$ ,  $Q$  为 Kane 的动量矩阵元。此表达式同时适用于类 InSb 和类  $\alpha$ -Sn 型能带结构。

对于类 InSb 能带, 重空穴浓度表达式为通常的形式

$$p = N_v F_{1/2}[-(\eta + X_0)], \quad (2)$$

而对于类  $\alpha$ -Sn 能带, 热激发禁带宽度为零、而不再是  $\Gamma_6$  能带同  $\Gamma_8$  能带的间距, 此时应有

$$p = N_v F_{1/2}(\eta). \quad (3)$$

取  $Q = 8.24 \times 10^{-8} \text{ eV} \cdot \text{cm}^{1/2}$ , 并认为在较小的压力范围内与压力无关<sup>[1,2]</sup>, 这同  $Q$  近乎与组分无关的结果<sup>[6]</sup>相符; 取重空穴有效质量比  $m_{hh}^*/m_0 = 0.45$ <sup>[6]</sup>, 并也假定与压力和组分无关, 这同 Kane 模型及我们在另外工作中对 p-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 压力下电学测量的结果一致。通过(1)、(2)、(3)式及电中性方程  $n = p + (N_D - N_A)$  由  $n(P)$  导出  $E_s$  和  $E_f$  随压力的变化(见图 6、图 7)。

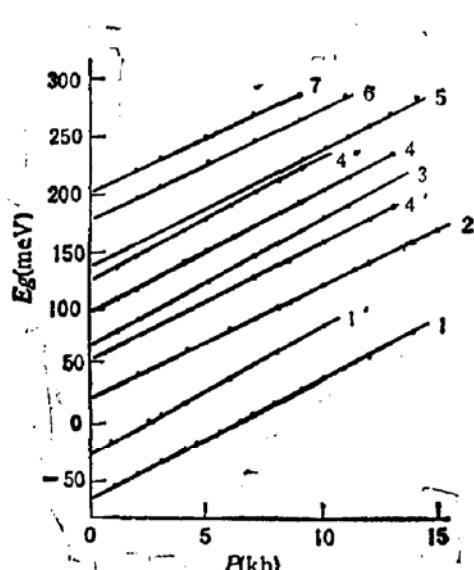


图 6 由  $n(P)$  的实验值导出的  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  禁带宽度  $E_g = E_{f0} - E_{s0}$  随压力的变化。其中 1:N1(293K), 1':N1(364K), 2:N2(291K), 3:N3(300K), 4:N4(297K), 4':N4(196K), 4'':N4(381K), 5:N5(300K), 6:N6(291K), 7:N7(291K)

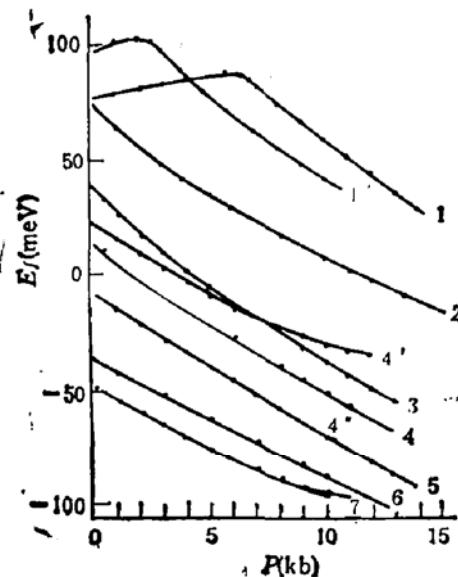


图 7 由  $n(P)$  的实验值导出的  $n-Hg_{1-x}Cd_xTe$  在本征激发为主的条件下费米能级随压力的变化。图中各标号与图 6 相同

从图 6 可以看出, 在实验的压力范围内,  $E_s$  随压力线性变化, 即  $E_s(P) = E_s(0) + \alpha P$ , 其中  $E_s(0)$  和  $\alpha$  与组分及温度有关, 通过线性回归法可得到不同组分样品在不同温度下的  $E_s(0)$  和  $\alpha$  值如表 2 所列。

## 2. 禁带宽度的压力系数随组分的变化

化学键的介电理论提供了定量估算单晶半导体禁带宽度压力系数  $\frac{dE_s}{dP}$  的简便方法<sup>[7]</sup>。由

Van Vechten 计算四面体结构晶体能带间隙的普遍模型<sup>[8]</sup>, 直接禁带宽度  $E_g$  可表为

$$E_g = [E_h - (D_{av} - 1)\Delta E_g][1 + (C/E_h)^2]^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

表 2 不同样品在不同温度下的  $E_g(0)$  和  $\alpha$  值

样品	N1	N2	N3	N4			N5	N6	N7
组分 ( $x$ )	0.05	0.11	0.14	0.16			0.19	0.21	0.25
温度 (K)	293	364	291	300	196	287	381	300	291
$E_g(0)$ (meV)	-64	-24	24	71	58	99	126	139	181
$\alpha$ (meV/kb)	10.5	11.0	9.8	10.3	10.0	10.5	10.8	10.1	9.6
									9.2

其中,  $E_h \propto r_0^{-z}$  ( $r_0$  为最近邻原子间距) 为非极性带隙,  $C$  是由二元化合物反对称势引起的带隙改变,  $D_{av}$  是  $d$  芯态对带隙影响的平均效应, 因子  $\Delta E_g = \Delta E_g$  (硅)  $\left(\frac{r_0}{r_{0\text{硅}}}\right)^{-z}$ .

Camphausen 等<sup>[7]</sup>曾由此模型计算了包括 HgTe 和 CdTe 的一系列单晶半导体的  $\frac{dE_g}{dP}$ . 根据他们给出的  $(D_{av} - 1)$  的形式, 可以对混晶半导体导出

$$\frac{dE_g}{dP}(x) = \frac{\beta(x)}{3} \left\{ [1 + C^2(x)/E_h^2(x)]^{\frac{1}{2}} \left[ S_1 E_h(x) - \left( S_2 + \frac{2S_1 Z}{1 + E_h^2(x)/C^2(x)} - y \right) \right. \right. \\ \times \Delta E_g \left( \text{硅} \right) \left( \frac{a_0(x)}{a_{0\text{硅}}} \right)^{-z} (D_{av}(x) - 1) \left. \right] - \frac{S_1 E_g(x)}{1 + E_h^2(x)/C^2(x)} \right\}. \quad (5)$$

采用虚晶近似, 假定  $E_g$ 、 $E_h$ 、 $D_{av}$ 、 $C$ 、 $\beta$  (体压缩率) 及晶格常数  $a_0$  随组分线性变化<sup>[9]</sup>, 取  $y = 13$ 、 $z = 2.4$ <sup>[7]</sup>,  $S_1$ 、 $S_2$ 、 $\Delta E_g$  (硅) 及  $a_{0\text{硅}}$  分别取通常文献采用的数值 2.75、5.07、12.80 eV 和 5.431 Å, HgTe 和 CdTe 的  $E_g$ 、 $E_h$ 、 $D_{av}$ 、 $C$ 、 $a_0$  取文献[9]中的数值,  $\beta$  取文献[7]中的数值, 我们计算了  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  混晶材料的  $\frac{dE_g}{dP}$  随组分的关系曲线 (见图 8).

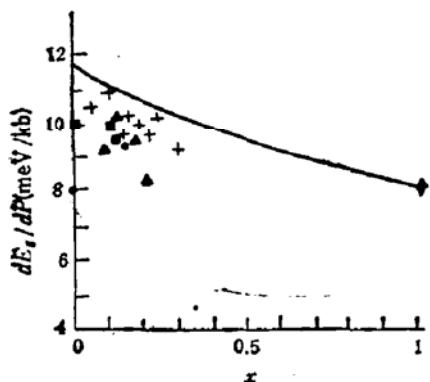


图 8  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  禁带宽度压力系数随组分变化的理论曲线及同实验推算值的比较。  
(+: 本工作, ▲: [2], ○: [10],  
●: [11], ■: [1], ♦: [21]).

组分、温度和电子浓度的变化, 同实验符合颇好. 该理论计算要点是: (i) 采用弛豫时间近似; (ii) 散射几率由一级 Born 近似计算; (iii) 考虑导带非抛物性及电子波函数混合; (iv) 采用准静态电子介电函数近似. 对球形等能面不同散射机制所限制的微观迁移率为<sup>[13]</sup>

### 3. 迁移率(电阻率)随压力相对变化的计算

近年来, 不少人研究了窄禁带半导体载流子的散射过程, 主要方法有弛豫时间近似<sup>[12, 13]</sup>, 变分法<sup>[14]</sup>及 Monte Carlo 方法<sup>[15]</sup>等. 这里我们主要采用 Szymanska 和 Dietl 的理论<sup>[12]</sup>, Dubowski 等<sup>[16]</sup>曾用此方法计算了  $n-Hg_{1-x}Cd_xTe$  电子迁移率随

$$\mu_s = \mu_{s0} \left( \frac{dE}{dk} \right) \frac{k'}{F_s(k)}. \quad (6)$$

其中,  $\mu_{s0}$  与波矢无关,  $k'$  表示不同散射机制对波矢的基本依赖关系, 对带电中心散射,  $S = +1$ ; 对极性光学声子散射,  $S = -1$ ; 对声学声子散射,  $S = -3$ .  $F_s(k)$  则反映电子的屏蔽作用及介电函数和波函数的复杂形式对不同散射过程的影响. 总的微观迁移率为  $\mu^{-1} = \sum_s \mu_s^{-1}$ . 宏观迁移率则是微观迁移率的统计平均值.

不少研究结果表明,  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  的两种主要散射机制是 P. O. 声子散射和带电中心散射. 这里我们对这两种机制单独作用和共同作用下所限制的迁移率(电阻率)随压力的相对变化分别作了计算, 除假定  $\Omega$  和  $m_{hh}^*$  不随压力改变外, 还忽略声子频率压力效应的影响, 根据文献[17]的结果, 对  $HgTe$  有  $\frac{d\omega_0}{dP} = 0.34 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{kb}^{-1}$ , 则当压力  $P < 15 \text{ kb}$

时, 有  $\Delta\omega_0/\omega_0 \ll 1$ . 在计算常压下为半金属的样品 N1 时, (6)式中的  $F_s$  因子我们采用了[12]中的形式, 在计算样品 N4、N5 时, 则采用了[13]中略有简化的形式. 由于  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  光学声子具有双模行为<sup>[9]</sup>, 我们采用 Polian 等<sup>[18]</sup>给出的晶格介电函数的形式, 忽略电子介电函数的色散, 计入了两个振动模对 P. O. 声子散射的贡献. 本实验条件下, 空穴浓度远大于杂质带电中心浓度, 而  $m_{hh}^* \gg m_e^*$ , 即空穴可视为不动的带电中心, 因此, 这里空穴是主要考虑的带电散射中心. 图 3—5 分别给出了 P. O. 声子散射和带电中心散射单独作用(虚线和点划线)及两者共同作用(实线)时电阻率(迁移率)随压力的相对变化. 计算中以图 6、7 中给出的  $E_s(P)$  和  $E_f(P)$  作为基本变量, 其它参数取自文献[16].

## 四、讨论和结论

### 1. 禁带宽度的压力效应

在本实验压力范围内,  $E_s = E_{rs} - E_{rs}$  随压力增加基本呈线性增大(见图 6).

表 2 列出的实验结果表明禁带宽度的压力系数  $\frac{dE_s}{dP}$  似乎有正的温度系数. 其解释如下, 禁带形变势可表为  $D_s = -\frac{1}{\beta} \cdot \frac{\partial E_s}{\partial P}$ , 其中  $\beta = 3/(C_{11} + 2C_{12})$ ,  $C_{11}$  和  $C_{12}$  是体弹性模量张量的两个元素, 若假定  $D_s$  与温度无关<sup>[19]</sup>, 则有  $\left(\frac{\partial E_s}{\partial P}\right)_{290K} / \left(\frac{\partial E_s}{\partial P}\right)_{4.2K} = \beta_{290K}/\beta_{4.2K}$ , 代入这两个温度下的  $C_{11}$ 、 $C_{12}$  值<sup>[20]</sup>, 可得此比值约为 1.1, 这与本文的结果及其同低温压力系数<sup>[2, 10, 11]</sup>的比值大致相符.

由实验结果导出的禁带宽度压力系数同化学键的介电理论给出的结果相近, 且大致具有随 Cd 组分减小的相同变化趋势(见图 8).

### 2. 费米能级的压力效应

图 7 表明, 当本征激发为主时, 类 InSb 能带的半导体  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  的  $E_f$  随压力增大而下降, 这是由于  $E_f$  随压力升高而增大, 使得热激发电子减少和导带态密度增大, 从而降低了电子的填充水平. 而类  $\alpha$ -Sn 能带的半金属  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  的  $E_f$  随压力升高而

下降, 虽然此时热激发禁带始终为零, 但有着强烈互作用的  $\Gamma_5$  带和  $\Gamma_6$  带的间距  $E_0 = -E_s$ , 随压力增大而减小, 从而改变了导带形状, 降低了导带底附近的态密度, 这样在热激发电子数减少不多的情况下, 电子将填充到更高的能级上, 由此时  $E_f$  的近似表达式<sup>[4]</sup>  $E_f \approx k_B T \times \ln \left[ \frac{3\pi^{1/2}}{4} \left( m_{hh}^*/m_e^* \right)^{3/2} \right]$  可直接看出, 对半金属  $|E_s|$  随压力减小而减小,  $m_e^* \propto |E_s|$  也随之减小, 从而  $E_f$  上升。

### 3. 电子迁移率的压力效应

从实验结果可以看出, 半金属  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  的电子迁移率随压力增大而增加, 而半导体  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  的电子迁移率则反之; 当温度升高时, 迁移率随压力的变化程度减弱, 半金属→半导体转变点处的峰也愈不明显。定性说来, 因为电子迁移率与导带态密度  $D$  及电子有效质量的大致关系为  $\mu \sim \frac{1}{D m_e^{*l}}$  ( $l$  为一正数), 对 InSb 型能带的半导体,  $E_s$  随压力增加而增大,  $D$  和  $m_e^* \propto E_s$  亦随之增大, 从而使得  $\mu$  减小; 而对于  $\alpha$ -Sn 型能带的半金属,  $E_s$  随压力增加而增大, 而  $|E_s|$  却随之减小, 因而  $D$  和  $m_e^* \propto |E_s|$  亦均随之减小, 使得  $\mu$  增加。当温度升高时, 对导电过程有主要贡献的电子被激发到更高的能级上, 而离导带边越远处的电子的态密度和有效质量越不易感受压力的影响, 因此  $\mu$  随压力的相对变化率减小。

### 4. 电子的主要散射机制及其相对贡献

在本实验条件下, P. O. 声子散射是主要的散射机制; 带电中心散射次之, 其对导电过程的贡献根据近似关系  $\rho = \rho_{PO} + \rho_{CC}$  对半导体样品的估算值大致为 10—20%, 对半金属样品则似乎可以忽略。图 3 和图 4 表明, 半导体样品电阻率随压力的相对变化曲线在只计及 P. O. 声子散射时就已接近实验值的变化结果, 但要定量相符, 还须考虑其它散射机制, 而另一种主要机制不可能是声学声子散射, 因为该机制一般将导致电阻率随压力更大的相对变化 [参见(6)式]。带电中心散射能给出比实验值还小的电阻率的相对变化, 有希望同 P. O. 声子散射一起考虑时给出同实验结果相符的拟合曲线, 计入这两种散射机制后, 果然给出了同实验基本相符的拟合计算曲线。对半金属样品的计算结果虽然不如半导体样品同实验结果拟合得那样好, 但也给出了迁移率随压力相同的变化趋势。根据 Dubowski 等的计算<sup>[16]</sup>, 对于  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , 声学声子散射完全可以忽略, 无序效应的散射虽有一定贡献, 但小于带电中心散射, 但对此结论尚有一定争议<sup>[9]</sup>。我们通过压力下电子迁移率的研究, 对  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  电子的主要散射机制及其相对贡献的结论, 则再次提供了较为直接而有力的验证。

本工作在实验方面得到了本所朱浩荣、居广林、康荔学、邓天华等同志的大力协助, 李捍东同志热情提供样品, 单伟同志同作者多次进行有益的讨论, 借此深表谢意。

### 参 考 文 献

- [1] S. Otmerguine, F. Raymond, G. Weill, C. Vérité, Proc. Xth Int. Conf. Phys. Semicond., USAEC Div. of Tech. Inf., Oak Ridge (1970).
- [2] C. T. Elliott, J. Melngailis, T. C. Harman, J. A. Kafalas, W. C. Kernan, Phys. Rev., B5, 2985(1972).
- [3] S. Porokowski and T. Zakrzewski, Phys. Stat. Sol., 11, k39(1965).

- [4] W. Szymanska, Narrow Gap Semiconductor Physics and Applications, Lecture Notes in Physics, **49**, Springer-Verlag (1980).
- [5] E. O. Kane, *J. Phys. Chem. Solids*, **1**, 249(1957).
- [6] A. Jedrejczak and T. Dietl, *Phys. Stat. Sol.*, (b) **76**, 737(1976).
- [7] D. L. Camphausen, G. A. Neville Connell, W. Paul, *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 184(1971).
- [8] J. A. Van Vechten, *Phys. Rev.*, **182**, 891(1969).
- [9] R. Dornhaus and G. Nimtz, Narrow Gap Semiconductor Physics and Applications, Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 98, Springer-Verlag (1983).
- [10] M. M. G. De Carvalho, C. Fau, M. Averous, *Physica*, **117 & 118**, 431(1983).
- [11] A. Mauger, S. Otmozguine, C. Vériè, J. Friedel, Proc. XIIth Int. Conf. Phys. Semicond., Stuttgart 1974, 1166, Teubner, Stuttgart (1974).
- [12] W. Szymanska and T. Dietl, *J. Phys. Chem. Solids*, **39**, 1025(1978).
- [13] W. Zawadzki, Handbook of Semiconductors, Vol. 1. 731, ed. by W. Paul (1982).
- [14] D. Chattpadhyay and B. R. Nag, *J. Appl. Phys.*, **45**, 1463(1974).
- [15] R. Asauskas and A. Krotkus, *Sov. Phys. Semicond.*, **15**, 1352(1981).
- [16] J. J. Dubowski, T. Dietl, W. Szymanska, R. R. Galazka, *J. Phys. Chem. Solids*, **42**, 358(1981).
- [17] S. W. McKnight and M. K. El-Rayess, *Solid State Commun.*, **54**, 433(1985).
- [18] A. Polian, R. Le Toullec, M. Balkanski, *Phys. Rev.*, **B13**, 3558(1976).
- [19] C. Vériè, New Developments in Semiconductors, 511, ed. by P. R. Wallace et al., (1973).
- [20] T. Alper and G. A. Saunders, *J. Phys. Chem. Solids*, **28**, 1637(1967).
- [21] D. N. Lauger, Proc. VIIth Int. Conf. Phys. Semicond., 241, (Dunod, Paris 1964).
- [22] I. M. Tsidilkovski and R. S. Wadhwa, Band Structure of Semiconductors, 150 (Pergamon Press 1982).

## Investigation on Electric Properties of Narrow-Gap $n-Hg_{1-x}Cd_xTe$ under Hydrostatic Pressure

Liu Ran and Shen Xuechu

*(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)*

### Abstract

The pressure dependences of the concentrations of electrons and the resistivities of  $n-Hg_{1-x}Cd_xTe$  with  $0.05 \leq x \leq 0.25$  were measured up to 15 kb at 196 K and between 283—383 K. The bandgaps  $E_g = E_{F6} - E_{F8}$  and the Fermi levels are calculated as the functions of pressure by use of the experimental data  $n(P)$ , and the pressure coefficients  $dEg/dP$  are compared with the curve  $dEg/dP(x)$  calculated using the dielectric theory of chemical bonds and the virtual-crystal approximation. By using the above  $Eg(P)$  and  $E_F(P)$  as basic variables and considering the scattering by polar optic phonon and charged center, the relative variations of the resistivities (mobililities) with pressure are calculated and compared with experimental results.