

Hg_{1-x}Cd_xTe 混晶中光学声子与电子的相互作用

唐 文 国

(中国科学院上海技术物理研究所)

1982年8月9日收到

提 要

本文用双格点模型描写 Hg_{1-x}Cd_xTe 混晶的双模式光学振动，计算了 $T = 77\text{K}$ 时长波 TO 和 LO 声子的频率，理论值与实验值符合较好。引入双模式的 Callen 有效电荷，导出了 Hg_{1-x}Cd_xTe 混晶中光学声子与电子相互作用的矩阵元。对于 n 型 Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te，计算了光学声子散射对自由载流子吸收系数的贡献 ($T = 90\text{K}$, $\lambda = 20\mu\text{m}$)，并与声学声子散射、电离杂质散射和无序散射进行了比较，结果表明光学声子散射是主要散射机构。

一、引言

Hg_{1-x}Cd_xTe 合金系是制作红外探测器的重要半导体材料，同时又是典型的半金属-窄禁带半导体，研究它的载流子的散射机构一直是人们感兴趣的课题。自由载流子吸收是进行这种研究的有效手段，但是 Hg_{1-x}Cd_xTe 自由载流子吸收的研究至今还非常之少。

在 Hg_{1-x}Cd_xTe 中，应该考虑的散射机构有：声学声子散射、压电散射、光学声子散射、电离杂质散射、电子-空穴散射以及无序散射。如何处理光学声子与电子相互作用，是 Hg_{1-x}Cd_xTe 自由载流子吸收研究中的关键问题。这是因为光学声子散射在 Hg_{1-x}Cd_xTe 各散射机构中占有极其重要的地位^[1,2]，而且 Hg_{1-x}Cd_xTe 是一种混晶，光学振动具有双模式行为，目前还未给出双模式光学振动与电子相互作用矩阵元的具体解析形式。本文的目的是：选择适当模型描写 Hg_{1-x}Cd_xTe 的双模式光学振动，导出光学声子与电子相互作用矩阵元的具体解析形式，并计算光学声子散射对自由载流子吸收的贡献。

本文用 Polian 等^[3]提出的唯象模型描写 Hg_{1-x}Cd_xTe 的双模式光学振动，用 HgTe 和 CdTe 的测量值确定模型参数，计算长波 TO 和 LO 声子的频率，并与实验值进行比较。引入双模式的混晶的 Callen 有效电荷，推导 Hg_{1-x}Cd_xTe 中光学声子与电子相互作用矩阵元。

二、Hg_{1-x}Cd_xTe 混晶的双模式光学振动

Hg_{1-x}Cd_xTe 的红外反射率测量^[4-5]、1.7K 喇曼散射测量^[6]、红外透射测量^[7]以及 Voigt

位形下的迴旋共振测量^[3]都证实 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 混晶的光学声子具有双模式行为。

Polian 等^[3]在研究 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的介电函数时,未作解释地对光学振动提出了一个唯象模型:存在两种类型的格点($HgTe$ 格点和 $CdTe$ 格点),它们随机分布,所构成的两套子格子彼此独立地振动。这个模型有一定的物理基础。因为已经证实,在红外反射谱上, $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的两个剩余射线带出现在 $HgTe$ 和 $CdTe$ 纯化合物的剩余射线带位置上^[4],这说明 Hg 离子- Te 离子相互作用与 Cd 离子- Te 离子相互作用之间有高度的独立性。这个模型虽然简单,但正如下一节计算所表明的,它能相当正确地给出 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 长波 TO 和 LO 声子的频率。我们称这个模型为“双格点模型”。在离子运动方程中,假设恢复力 F_i 是组分 x 的线性函数,即

$$F_i(x) = F_i(0)(1 + \theta_i x), \quad (1)$$

式中 $i = 0$ 和 1 ,分别表示 $HgTe$ 格点和 $CdTe$ 格点。

下面按照 Chang 等^[5]改进等位移模型时所做的研究处理问题。首先,因为双格点模型对 $x = 0$ 到 1 整个范围都适用,所以很自然地能给出 $HgTe$ 和 $CdTe$ 的振动模式,其次,由 $HgTe$ 和 $CdTe$ 的测量值确定模型参数。

在双格点模型下,对于长光学波,离子运动方程可以写成

$$\begin{aligned} \mu_0 \mathbf{W}_0 &= -F_0(x) \mathbf{W}_0 \\ \mu_1 \mathbf{W}_1 &= -F_1(x) \mathbf{W}_1 \end{aligned} \quad (2)$$

式中 μ_0 和 μ_1 分别是 $HgTe$ 和 $CdTe$ 的约化质量, \mathbf{W}_0 和 \mathbf{W}_1 分别是 $HgTe$ 和 $CdTe$ 格点中的离子相对位移。由式(2)可以得出本征频率的表示式

$$\omega_i^2 = F_i(x)/\mu_i, \quad (i = 0, 1). \quad (3)$$

考虑 $x = 0$ 和 $x = 1$ 的情形,由式(3),

$$\begin{aligned} x = 0, \quad \omega_0^2 &= F_0(0)/\mu_0 = \omega_{TO,HgTe}^2, \\ \omega_1^2 &= F_1(0)/\mu_1 = \omega_{local}^2, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} x = 1, \quad \omega_0^2 &= F_0(1)/\mu_0 = \omega_{gap}^2, \\ \omega_1^2 &= F_1(1)/\mu_1 = \omega_{TO,CdTe}^2, \end{aligned} \quad (5)$$

这些值是确定模型参数的边界条件。

考虑极化场,可以得出长波 LO 模式。此时的运动方程和极化强度可以写成^[6]

$$\ddot{\mathbf{R}}_0 = -K_0(x) \mathbf{R}_0 + Z_0(x) \mathbf{E} \quad (6)$$

$$\ddot{\mathbf{R}}_1 = -K_1(x) \mathbf{R}_1 + Z_1(x) \mathbf{E} \quad (6)$$

$$\mathbf{P} = Z_0(x) \mathbf{R}_0 + Z_1(x) \mathbf{R}_1 + \alpha_\infty \mathbf{E} \quad (7)$$

式中 $K_i = F_i/\mu_i$, $\mathbf{R}_i = (\mu_i/u)^{1/2} \mathbf{W}_i$, u 是原胞体积, α_∞ 是高频极化率。根据高斯定律和 \mathbf{E} 的无旋性,

$$\mathbf{E} = -4\pi \mathbf{P}, \quad (8)$$

由式(6)、(7)和(8),可以得到

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{R}}_0 + \left[K_0(x) + \frac{4\pi Z_0^2(x)}{\epsilon_\infty} \right] \mathbf{R}_0 + \frac{4\pi Z_0(x) Z_1(x)}{\epsilon_\infty} \mathbf{R}_1 &= 0, \\ \ddot{\mathbf{R}}_1 + \left[K_1(x) + \frac{4\pi Z_1^2(x)}{\epsilon_\infty} \right] \mathbf{R}_1 + \frac{4\pi Z_0(x) Z_1(x)}{\epsilon_\infty} \mathbf{R}_0 &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

式中 ϵ_∞ 是高频介电常数。由式(9)得出本征频率满足的久期方程如下

$$\begin{vmatrix} -\omega^2 + K_0(x) + \frac{4\pi Z_0^2(x)}{\epsilon_\infty} & \frac{4\pi Z_0(x)Z_1(x)}{\epsilon_\infty} \\ \frac{4\pi Z_0(x)Z_1(x)}{\epsilon_\infty} & -\omega^2 + K_1(x) + \frac{4\pi Z_1^2(x)}{\epsilon_\infty} \end{vmatrix} = 0, \quad (10)$$

至此, 对于任何组分 x , $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 混晶的长波 TO 和 LO 声子的频率可以由式(3)和(10)求出。

三、 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的 TO 和 LO 声子频率

式(3)和(10)中的所有参数,除 Z_i 和 ϵ_∞ 以外,都可以由 $HgTe$ 和 $CdTe$ 的已知量求出。在后面将看到, Z_i 与振子强度有关,可以由实验确定, ϵ_∞ 也可以由实验确定。

考虑 $x = 0$ 的情况, $Z_i(0) = 0$, 由式(10)可得出

$$\begin{aligned} \omega_0^2 &= \frac{F_0(0)}{\mu_0} + \frac{4\pi Z_0^2(0)}{\epsilon_\infty} = \omega_{TO,HgTe}^2, \\ \omega_1^2 &= F_1(0)/\mu_1 = \omega_{local}^2. \end{aligned} \quad (11)$$

将式(4)代入式(11),并利用 LST 关系,则有

$$\frac{4\pi Z_0^2(0)}{\omega_{TO,HgTe}^2} = \epsilon_s - \epsilon_\infty,$$

这是 $\omega_{TO,HgTe}$ 的振子强度。 $\frac{4\pi Z_0^2(1)}{\omega_{TO,CdTe}^2}$ 是 $\omega_{TO,CdTe}$

的振子强度。对于 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 混晶, $\frac{4\pi Z_i^2(x)}{\omega_{TO,i}^2}$

就是 $\omega_{TO,i}$ 的振子强度 $S_i(x)$, 于是

$$Z_i(x) = \omega_{TO,i}[S_i(x)/4\pi]^{1/2}. \quad (12)$$

表 1 列出了 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的参数, 其中 ω_{local} 和 ω_{gap} 是实验外推值, 其余的声子频率为实验值, 如图 1 所示。 $F_i(0)$ 和 θ_i 由式(4)和(5)求出。利用表 1 的参数以及 $S_i(x)$ 和 ϵ_∞ 的实验值^[11], 分别由式(3)和式(10)计算了长波 TO 和 LO 声子频率, 其结果示于图 1 中。可以看到理论计算曲线与实验结果符合得较好。这说明双格点模型及处理方法对 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的适用性。

在描写混晶 $A_{1-x}B_xC$ 的长波光学振动的几种唯象模型中, Chang 等^[9]提出的“改进的等位移模型”是最流行的, 但将它用于 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 将出现一系列问题: (1) 我们用 Chang 模型计算过 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的长波光学声子频

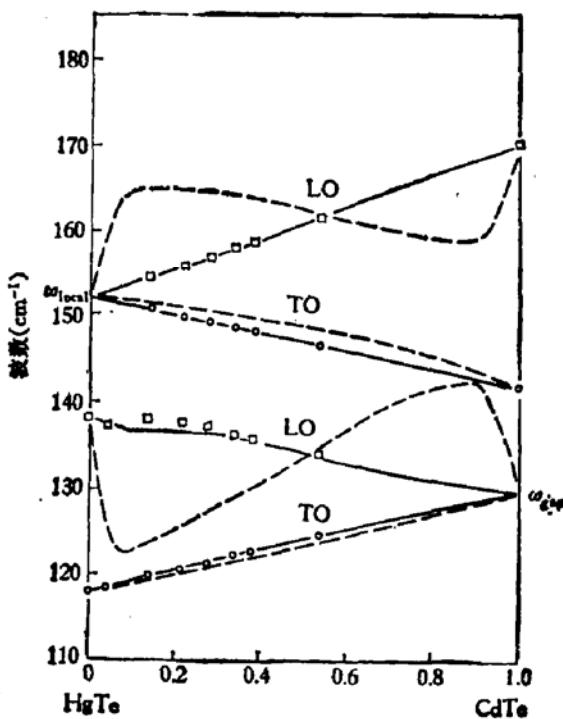


图 1 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的长波光学声子 (77K) ——理论值(双格点模型) ---理论值(Chang 模型) ○} 实验值^[11]

表 1 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的参数 (77K)*

参数	$F_0(0)$	$F_1(0)$	θ_0	θ_1	$\omega_{TO, HgTe}$	ω_{local}	$\omega_{TO, CdTe}$	ω_{gap}	$\omega_{LO, HgTe}$	$\omega_{LO, CdTe}$
参数数值	1.8032	2.2926	0.21373	-0.12725	118	152	142	130	138	170

* $F_i(0)$ 的单位为 10^{-18} 克·厘米 $^{-2}$; 声子频率的单位为厘米 $^{-1}$.

率, 发现 LO 声子频率的计算值与实验值相差很远, 如图 1 所示; (2) 计算表明, 在 Chang 模型下, $F_{HgCd} = 1.50 F_{HgTe} = 1.69 F_{CdTe}$, F_{HgCd} 是相同符号离子间的次近邻相互作用力, F_{HgTe} 和 F_{CdTe} 是相反符号离子间的最近邻相互作用力, 前者大于后者是不现实的; (3) Chang 的双模式判据 ($m_B < \mu_{AC}$, $m_A > \mu_{BC}$) 对 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 失效. 因此, 可以认为, Chang 模型不适用于 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 混晶, 本文不采用.

四、光学声子与电子相互作用的矩阵元

由式(7)和(8),

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \frac{Z_0(x)}{\epsilon_\infty} (\mu_0/u)^{1/2} \mathbf{W}_0 + \frac{Z_1(x)}{\epsilon_\infty} (\mu_1/u)^{1/2} \mathbf{W}_1, \\ \text{令 } e_{c,i}^*(x) &= \frac{Z_j(x)}{\epsilon_\infty} (\mu_j u)^{1/2} = \frac{\omega_{TO,j}}{\epsilon_\infty} \left[\frac{1}{4\pi} S_j(x) \mu_j u \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (13)$$

代入上式, 则有

$$\mathbf{P} = \sum_{j=0,1} e_{c,i}^* \mathbf{W}_j / u, \quad (14)$$

此式与极性化合物的极化强度表示式形式一样, 只不过这里要对混晶的两类格点求和. 当 $x = 0$ 和 1 时, 式(13)所定义的 $e_{c,0}^*(0)$ 和 $e_{c,1}^*(1)$ 分别等于 $HgTe$ 和 $CdTe$ 的“Callen 有效电荷”^[12]. 因此完全有理由称式(13)所定义的 $e_{c,i}^*(x)$ 为混晶的 Callen 有效电荷, 它是组分 x 的函数, 并具有双模式行为.

考虑长波纵光学声子, 整个系统的光学声子-电子相互作用能为

$$H'_{op} = \iint \psi^*(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}', \quad (15)$$

式中 $\psi(\mathbf{r})$ 是电子波函数, 可作如下展开

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} \frac{1}{\sqrt{N}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} U_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \quad (16)$$

式中 $a_{\mathbf{k}}$ 是电子湮灭算符, N 是原胞总数, $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} U_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ 是 Bloch 函数. 将 \mathbf{P} 两次量子化,

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \sum_{j=0,1} \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{\sqrt{V}} \sqrt{\frac{\hbar e_{c,j}^*}{2u\mu_j\omega_{LO,j}}} \frac{\mathbf{q}}{q} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} (b_{j,\mathbf{q}} - b_{j,-\mathbf{q}}^*), \quad (17)$$

式中 V 是晶体体积, \mathbf{q} 是声子波矢, $b_{j,\mathbf{q}}$ 和 $b_{j,-\mathbf{q}}$ 分别是声子产生和湮灭算符. 将式(16)和(17)代入式(15)中, 计算可得

$$\begin{aligned} H'_{op} &= \sum_{j=0,1} 4\pi i e e_{c,j}^* \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}} \left(\frac{\hbar}{2uV\mu_j\omega_{LO,j}} \right)^{1/2} \frac{1}{q} \left(\int_{\Omega} U_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^*(\mathbf{r}) U_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right) \\ &\times (a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^* a_{\mathbf{k}} b_{j,\mathbf{q}} - a_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}^* a_{\mathbf{k}} b_{j,-\mathbf{q}}^*), \end{aligned} \quad (18)$$

这就是 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 混晶中, 光学声子与电子相互作用的哈密顿量, 式中积分是对原胞进行的。

由式(18)可以证明, 发射和吸收一个 i 模式 ($i = 0, 1$) 光学声子引起电子从 \mathbf{k} 态散射到 \mathbf{k}' 态的相互作用矩阵元是

$$H'_{op, \mathbf{kk}'} = \pm 4\pi i e c_{c,i}^* \left(\frac{\hbar}{2\mu V \mu_i \omega_{LO,i}} \right)^{1/2} \frac{1}{q_i} \left\{ \frac{\sqrt{n_i}}{\sqrt{n_i + 1}} \right\} \int_{\Omega} U_{\mathbf{k}'}^*(\mathbf{r}) U_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (19)$$

式中上边的量对应于吸收声子 ($\mathbf{k}' = \mathbf{k} + \mathbf{q}_i$), 下边的量对应于发射声子 ($\mathbf{k}' = \mathbf{k} - \mathbf{q}_i$), n_i 是初态声子数。

五、光学声子散射对自由载流子吸收的贡献

对于所考虑的系统, 哈密顿量 H 可以写成未微扰哈密顿量 H_0 (虚晶近似下的哈密顿量)与微扰哈密顿量 H' 之和:

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H', \\ H' &= H'_{ph} + H'_{ac} + H'_{op} + H'_{imp} + H'_{dis}, \end{aligned} \quad (20)$$

其中 H'_{ph} 是电子与光子相互作用项, H'_{ac} 、 H'_{op} 和 H'_{imp} 分别是电子与声学声子、光学声子和电离杂质的相互作用项, H'_{dis} 来源于混晶的化学无序, $H'_{dis} = V(\mathbf{r}) - V_{vc}(\mathbf{r})$, 其中 $V(\mathbf{r})$ 是混晶中电子的势能, $V_{vc}(\mathbf{r})$ 是虚晶近似下的电子势能。不难从式(20)和与时间有关的二级微扰公式看出, 混晶中声学声子、光学声子和电离杂质引起的自由载流子吸收, 可按晶体(虚晶)问题处理, 混晶无序的影响以散射的面貌出现, 即存在所谓无序散射或合金散射。

于是, 对于制备红外探测器的 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 材料 ($x = 0.20-0.26$), 由于它们的能带结构、光学性质和电学性质与 InSb 相似, 可以将 InSb 自由载流子吸收的量子理论^[13]应用于这些组分的 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的自由载流子吸收的计算(不包括无序散射)。对于光学声子散射, 要用式(19)给出的矩阵元, 考虑电子屏蔽效应, 式(19)中的 q_i 要用 $q_i/(q_i^2 + L_D^{-2})$ 代替, L_D 是屏蔽长度^[14]。

使用 CM-5 微处理机, 按照上述方法, 计算了 n 型 $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 在温度 $T = 90K$ 、电子浓度 $N_e = 1 \times 10^{14}-1 \times 10^{17}$ 厘米 $^{-3}$ 和波长 $\lambda = 20\mu m$ 时, 双模式光学声子对自由载流

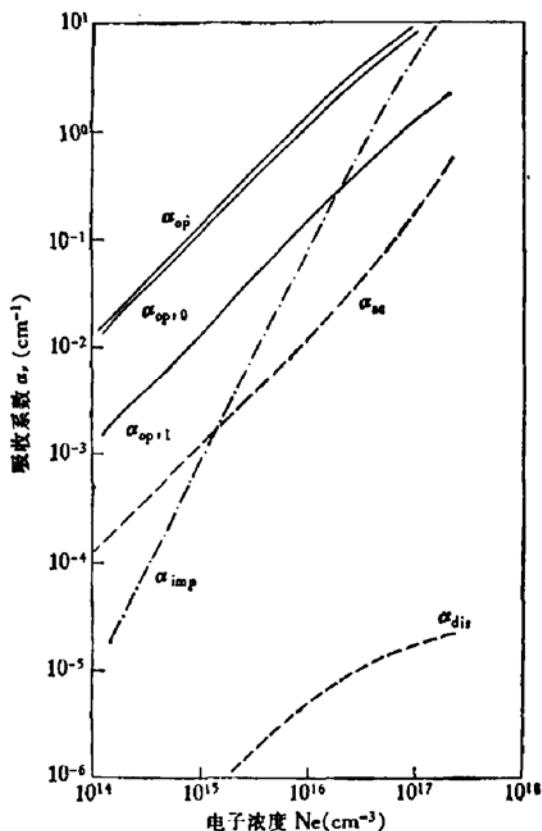


图 2 n- $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 中, 光学声子散射、声学声子散射、电离杂质散射和无序散射对自由载流子吸收系数的贡献。形变势 $E_t = 9.5eV$, 电离杂质浓度 $N_{imp} = N_e$, $T = 90K$, $\lambda = 20\mu m$

子吸收系数的贡献 $\alpha_{op,j}$ ($j = 0, 1$)。计算时所用参数如下: $\epsilon_\infty = 12.5$, $\omega_{LO,0} = 137$ 厘米 $^{-1}$, $\omega_{LO,1} = 155.2$ 厘米 $^{-1}$, $\omega_{TO,0} = 120.5$ 厘米 $^{-1}$, $\omega_{TO,1} = 149.3$ 厘米 $^{-1}$ ^[15], $S_0 = 5.22$, $S_1 = 0.47$ ^[11], 禁带宽度 $E_g = 98.1$ meV^[15], 导带底有效质量 $m^* = 0.0079m_0$ 。除 E_g 和 m^* 以外, 其他参数都由 300K 和 77K 的值线性内插获得。 m^* 这样得到: $E_p \gg E_q$ 时, $m^* = \frac{3}{2} \frac{E_p}{E_p} m_0$, 其中 $E_p = \frac{2m_0}{\hbar^2} P^2$, P 是动量矩阵元, m_0 是自由电子质量, $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的 E_p 值已由实验给出 $E_p = 18 + 3x$ (eV)。计算结果示于图 2 中。可以看到类 $HgTe$ 模式 ($j=0$) 的贡献远大于类 $CdTe$ 模式 ($j=1$) 的贡献, 这主要归因于 $\epsilon_{c,0}^* > \epsilon_{c,1}^*$ 这一事实。显然, 光学声子散射的总贡献 $\alpha_{op} = \alpha_{op,1} + \alpha_{op,2}$ 。

六、 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 中的主要散射机构

$Hg_{1-x}Cd_xTe$ 属于闪锌矿结构, 存在压电散射。在 $CdTe$ 中, 压电散射可以忽略^[16]。在 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 中, 当 x 减小时, 极性减少, 压电系数 ϵ_{14} 随之减小, 压电散射的影响更小了, 因此可将它忽略。在低温下, 例如 $T = 90K$, $x = 0.2$ 的 n 型样品的电子浓度一般为 10^{15} 厘米 $^{-3}$ 数量级, 而此时的本征载流子浓度为 $n_i = 1.23 \times 10^{14}$ 厘米 $^{-3}$, 与电离杂质散射比较, 电子-空穴散射可以忽略。因此, 总的自由载流子吸收系数 α_t 可以写成

$$\alpha_t = \alpha_{op} + \alpha_{ac} + \alpha_{imp} + \alpha_{dis},$$

式中 α_{op} 、 α_{ac} 、 α_{imp} 和 α_{dis} 分别与微扰 H'_{op} 、 H'_{ac} 、 H'_{imp} 和 H'_{dis} 对应。

按上节所述, 可以按 InSb 相应理论^[13]计算 α_{ac} 和 α_{imp} 。计算了 n 型 $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 在 $T = 90K$ 和 $\lambda = 20\mu m$ 时的 α_{ac} 和 α_{imp} , 其结果示于图 2 中。在计算 α_{ac} 时, 取形变势 $E_1 = 9.5$ eV^[17], 纵向声速 S 由纵向弹性系数^[11]求出, $S = 3.01 \times 10^5$ 厘米/秒。在计算 α_{imp} 时, 假设电离杂质浓度 $N_{imp} = N_e$, 即无补偿, 杂质全部电离。

Sieranski 等^[17]研究过闪锌矿结构窄禁带混晶半导体中, 无序散射引起的带内吸收。我们按所给出公式计算 n 型 $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 的 α_{dis} , 计算时取参数 $V = 9.0 \times 10^{-23}$ eV · cm 3 , $W = 2.6 \times 10^{-23}$ eV · cm 3 ^[18]。计算结果画在图 2 中。十分明显, α_{dis} 远小于 α_{op} 、 α_{ac} 和 α_{imp} , 即无序散射可以忽略。

在室温下, $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 中的主要散射机构是光学声子散射^[1, 2], 本文的计算表明, 温度降低至液氮温度附近, 光学声子散射仍然是主要散射机构。此时, 只有当 N_{imp} 足够高时(对于 90K, $N_{imp} \sim 10^{17}$ 厘米 $^{-3}$), 电离杂质散射才可以与光学声子散射比拟。可以预期, 温度进一步降低时, 电离杂质散射将成为主要散射机构。

七、结 论

双格点模型能较好地描写 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 混晶的双模式光学振动, 可以预测长波 TO 和 LO 声子频率, 理论值与实验值符合较好。

引入双模式的 Callen 有效电荷, 能方便地计算 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的光学声子与电子相互作用矩阵元, 进而计算光学声子散射对自由载流子吸收的贡献。计算表明, 对于 n 型

$Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$, 温度降低至 90K, 光学声子散射仍然是主要散射机构。

由于解决了 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 中光学声子散射引起的自由载流子吸收系数的计算问题, 使我们有可能利用自由载流子吸收研究 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的杂质情况, 例如研究其中杂质的补偿度。

参 考 文 献

- [1] W. Scott, *J. Appl. Phys.*, **43**, 1055(1972).
- [2] D. Chattopadhyay and B. R. Nag, *J. Appl. Phys.*, **45**, 1463(1974).
- [3] A. Polian, R. Le Toullec and M. Balkanski, *Phys. Rev.*, **B13**, 3558(1976).
- [4] R. S. Kim and S. I. Narita, *J. Phys. Soc. Japan*, **31**, 613(1971).
- [5] J. Baars and F. Sorger, *Solid State Commun.*, **10**, 875(1972).
- [6] A. Mooradian and T. C. Herman, *The Physics of Semimetals and Narrow Gap Semiconductors*, p. 297, Pergaman (1971).
- [7] D. L. Carter, M. A. Kinch and D. D. Buss, in [6], p. 273.
- [8] M. A. Kinch and D. D. Buss, in [6], p. 461.
- [9] I. F. Chang and S. S. Mitra, *Phys. Rev.*, **172**, 924(1968).
- [10] M. Born and K. Huang, *Dynamical Theory of Crystal Lattices*, Oxford Univ. Press (1954).
- [11] R. Dornhaus and G. Nimtz, *Springer Tracts in Modern Physics*, Vol. 78, p. 1, Springer (1976).
- [12] H. R. Callen, *Phys. Rev.*, **76**, 1394(1949).
- [13] E. Haga and H. Kimura, *J. Phys. Soc. Japan*, **18**, 777(1963).
- [14] H. Ehrenreich, *J. Phys. Chem. Solid*, **2**, 131(1957).
- [15] J. L. Schmit and E. L. Stelzer, *J. Appl. Phys.*, **40**, 4865(1969).
- [16] B. Segall, M. R. Lorentz and R. E. Halsted, *Phys. Rev.*, **129**, 2471(1963).
- [17] K. Sieranski and J. Szatkowski, *Phys. Stat. Sol.*, (b) **104**, 57(1981).
- [18] J. Kossut, *Phys. Stat. Sol.*, (b) **86**, 593(1978).

Interaction of Optical Phonons with Electrons in Hg_{1-x} Cd_xTe Mixed Crystals

Tang Wenguo

(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

Abstract

The “two-mode” optical vibration in $Hg_{1-x}Cd_xTe$ mixed crystals is described by using the “two-site” model. The frequencies of long-wavelength TO and LO phonons at $T=77$ K are calculated. They fit the experimental data quite well. Taking the “two-mode” Callen effective charge into account, the interaction matrix element is derived. Contribution of the optical phonon scattering to the free-carrier absorption coefficients is estimated for n-type $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ at $T=90$ K and $\lambda=20 \mu m$, and a comparison is made with the acoustic phonon scattering, the ionized impurity scattering and the disorder scattering. It is concluded that optical phonon scattering is predominant in n-type $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ at $T=90$ K.