

窄禁带半导体的自由载流子吸收

A. E. BELYAEV N. V. SHEVCHENKO

(*Institute of Semiconductors, Academy of Sciences of the Ukrainian SSR,
Prospect Nauki 45, Kiev-28, 252650, USSR*)

Z. A. DEMIDENKO

(*Institute of Physics, Academy of Sciences of the Ukrainian SSR, Prospect Nauki 46, Kiev-28, 252028, USSR*)

从理论和实验上研究了 77K 和 300K 温度下, 本征型半导体 InSb, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 和高掺杂 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 在 $2.5\sim 50\ \mu\text{m}$ 波段范围内的自由载流子吸收, 结果表明: 对于所研究的三种本征型样品, 均是极性光学声子散射起主要作用, 对于 InSb 还应考虑声学声子和电离杂质散射. 对有缺陷的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 样品, 理论计算的自由载流子吸收系数与实验值不一致, 表明存在附加的散射机制, 对高掺杂 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的研究证实了这一假设. 还讨论了非弹性电子-声子散射机制的起因, 估算了特性参数.

关键词: 窄禁带半导体, 自由载流子吸收, 散射.

已有很多报道通过自由载流子与晶体缺陷的相互作用来判定半导体材料的特性. 一般采用两种方法进行, 一种是研究动力学系数的温度相关性, 另一种是研究自由载流子吸收的频率相关性. 采用这两种方法时, 散射过程的实质性差别在于相互作用的载流子的能量状态. 对于前者, 平均能量为 $\bar{\varepsilon} = k_B T$ 的载流子产生散射; 对于后者, 载流子的能量高于被吸收的光子能量. 窄禁带半导体中的自由载流子吸收由于红外探测器及其它技术应用而显得特别有意义.

根据量子理论, 在 $\hbar\omega \geq \bar{\varepsilon} = k_B T$ 频率范围, 样品的自由载流子吸收系数可表示为 $\alpha_{ECA} = \lambda^{-1}$, 这里 λ 为波长, 指数 r 取决于散射机制. 这样, 通过比较吸收系数的理论值与实验测量值, 即可得到有关被研究晶体主要散射机制的结论.

本文从理论和实验两方面研究了窄禁带半导体的自由载流子吸收, 主要研究未掺杂(本征型)InSb 晶体, 及 $x=0.26$ 的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $x=0.12$ 的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 晶体. 对样品进行了霍尔测量和光学测量, 结果列于表 1. 选用这几种材料进行实验是因为它们均属于闪锌矿晶格结构, 且具有相同的能带结构, 便于进行对比分析. 另外, 我们用已经研究得比较透彻的窄禁带半导体材料 InSb 同 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 样品的自由载流子吸收进行了有效的比较实验.

应该指出, 本文研究的晶体, 就其物理性质来说, 既有相似之处, 又存在着某些差异^[1-3].

由于存在着两种子晶格(对于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 是 Cd-Te 和 Hg-Te, 对于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 是 Mn-Te 和 Hg-Te), 因而在三元化合物中存在着两支纵向光学声子, 而 InSb 晶体中则只存在一种 LO 声子模式. $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 中声学声子应变势很小, 导致这两种材料相应的散射明显低于 InSb 晶体^[4]. 此外, 由于目前我们的生长工艺不够完善, 致使生长的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 晶体中缺陷密度较高, 这从其载流子迁移率值偏小可以看出. 这些缺陷可能是晶粒间界, 位错或由于 Mn 材料的纯度不够而引进的杂质^[2]. 这样, 对于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 样品, 还应该有一个与缺陷性质有关的附加散射机制.

我们测量了温度为 77 和 300 K, 波长范围 $\lambda=2.5\sim 50\ \mu\text{m}$ 的光学透射(T)和反射(R)系数. 吸收系数 α 可通过计算多次反射来确定, 即

$$\alpha = d^{-1} \ln \{ (1-R)^2 (2T)^{-1} + [(1-R)^4 (2T)^{-2} + R^2]^{\frac{1}{2}} \}, \quad (1)$$

式中 d 是样品厚度. 在温度为 77 K 时, 由于本征载流子被冻出, 因而没有观察到本征型 InSb, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 的自由载流子吸收; 当 300 K 时, 可从总吸收系数 α 减去重空穴带与轻空穴带之间的带间跃迁的贡献 $\alpha_{\text{vch}, \text{chh}}$, 而求得自由载流子吸收系数 α_{FCA} , 详细推导过程可参看参考文献[5], 图 1 中实线表示本文研究的三种本征型样品的自由载流子吸收系数 α_{FCA} 的实验测量值, 对于本征型 InSb, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 的自由载流

表 1
Table 1

	$\frac{N_{e1}}{(10^{15} \text{cm}^{-3})}$	$\frac{N_I}{(10^{14} \text{cm}^{-3})}$	$\frac{N_{V1}}{(10^{18} \text{cm}^{-3})}$	$\frac{m_e^*}{m_0}$	$\frac{m_p^*}{m_0}$	$P(10^8 \text{eV} \times \text{cm})$	Δ (eV)	E_g (meV)	ϵ_∞	ϵ_0	κ_{L1}	κ_{L2}	ω_{LO_1} (cm^{-1})	ω_{LO_2} (cm^{-1})
HgCdTe	29	68	6.2	0.014	0.40	8.7	0.98	180	17.9	15.7	2.92	-	196	-
HgMnTe	7.8	5	7.3	0.019	0.44	8.5	0.96	236	11.7	16.8	3.42	0.806	141	157
InSb	11	9	10	0.021	0.55	7.7	1.00	220	8.31	10.9	2.9	0.540	144	193

表 2
Table 2

T (K)	E_g (meV)	E_F (meV)	$\frac{m_e^*}{m_0}$	$\frac{m_p^*}{m_0}$	R	n	$\frac{N_{e1}}{(10^{18} \text{cm}^{-3})}$	$\frac{N_I}{(10^{18} \text{cm}^{-3})}$	$\frac{N_A}{N_D}$	κ_{L1}	κ_{L2}	ϵ_∞	ϵ_0	ω_{LO_1} (cm^{-1})	ω_{LO_2} (cm^{-1})
77	195	130	0.016	0.037	0.28	3.25	1.2	2.8	0.4	3.38	0.56	10.6	14.6	137	157
300	250	116	0.021	0.039	0.28	3.25	1.2	2.8	0.4	4.00	0.63	10.6	15.2	137	153

表 1 和表 2 中字母代表的物理量如下:

N_{e1} , N_I 和 N_{V1} 分别表示电子浓度, 离化杂质浓度和价带态密度;

m_0 , m_e^* , m_p^* 和 m_p^* 分别表示自由电子质量, 导带底上的电子有效质量, 费密能级上的电子有效质量和空穴的有效质量;

P 和 Δ 分别为矩阵元和自旋轨道分裂;

E_g 和 E_F 分别为能隙和费密能量;

ϵ_0 和 ϵ_∞ 分别为静态和高频介电常数;

κ_{L1} 和 κ_{L2} 分别为 Hg-Te 子晶格和 Cd-Te 子晶格的介电常数晶格分量;

ω_{LO_1} 和 ω_{LO_2} 分别为 Hg-Te 和 Cd-Te 子晶格的纵向声子频率;

N_A/N_D 为补偿度;

R 和 n 分别为反射率和折射率.

子吸收 $\alpha_{FCA} \approx \lambda^r$, 指数 r 分别为 $r=2.3$, $r=2.45$ 和 $r=2.0$ 可以认为是这些样品极性光学声子散射(即 LO 散射)占主导地位的依据.

参考文献[5, 6]报道了基于不同散射机制理论计算的自由载流子吸收 α_{FCA} 的结果, 对于三元化合物, 计算中考虑了两支 LO 声子. 对于 InSb 样品, 还应考虑其它的散射机制, 特别是库仑散射(由于这种材料的杂质浓度很高)和声学散射, 以得到满意的拟合结果. 在计算 InSb 自由载流子吸收系数时, 对于声学散射, 符合得最好的是形变势常数值 $E_u=15$ eV. 但对于本征型 $Hg_{1-x}Cd_xTe$, 其声学散射和电离杂质散射都是可以忽略的. 应该注意的是, 与自由电子同时存在的自由空穴对总的自由载流子吸收系数 α_{FCA} 也是有贡献的. 我们估算这一贡献占 15~20%. 图 1 中虚线表示三种本征型样品的 α_{FCA} 理论计算值, 实线为测量值.

对于本征型 InSb 和 $Hg_{1-x}Cd_xTe$, 用上文提及的散射机制算得的结果与实验值相当符合, 但对 $Hg_{1-x}Mn_xTe$ 样品未能得到令人满意的结果, 对此我们认为可以用现有的 $r < 1$ 的附加散射机制进行解释, $r < 1$ 与被研究的 $Hg_{1-x}Mn_xTe$ 样品自身的结构缺陷有关. 在文献[7]中用电子辐照具有不同补偿度的 GaP 样品, 对具有结构缺陷的晶体可能存在的附加电子-声子相互作用进行了讨论. 静态弹性应变场和各自冻出的声子将发生相互作用, 这种作用类似于幂次数 $r=0.5$ 时形变近似中的长波声学声子散射.

文献[8]对合金中电子-声子间的相互作用作了严密分析. 对重掺杂 N 型 Ge 晶体自由载流子吸收的研究结果^[9]可作为实验佐证. 只有考虑了附加散射机制, 才能正确地解释在单轴应力 N 型 Ge 晶体自由载流子吸收系数中, 平行分量和垂直分量所占的低比率.

对应于非弹性电子-声子相互作用的矩阵元平方为

$$|H_{k'k}^{aad}|^2 = \frac{D_{aad}^2 \hbar}{2\rho\omega_{aad}} |e_q(\mathbf{k}' - \mathbf{k})|^2, \quad (2)$$

式中 D_{aad} 是与基质原子和杂质原子间电势差成正比的相互作用常数, ω_{aad} 是声子波长, e_q

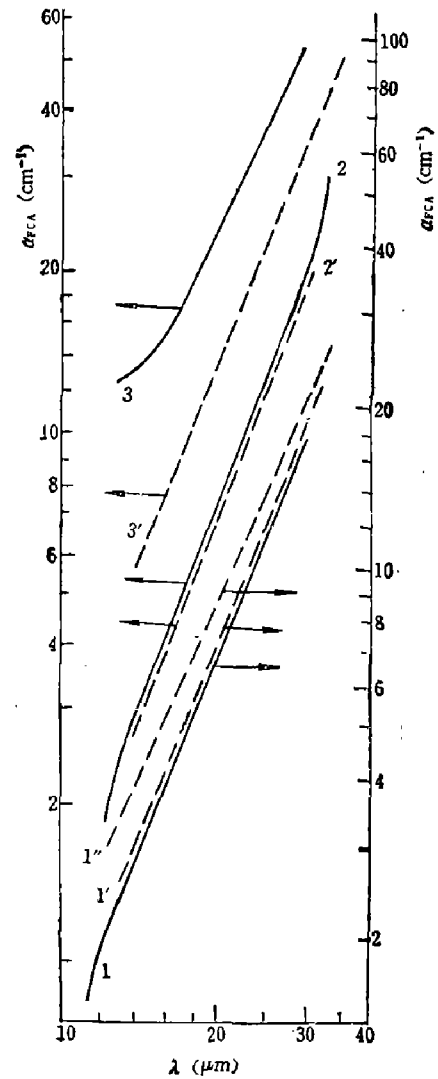


图 1 本征 InSb(1, 1', 1''), $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (2, 2')和 $Hg_{1-x}Mn_xTe$ (3, 3')在 300 K 时的自由载流子吸收光谱

2', 3'——极化光学声子散射计算值; 1', 1''——极化光学声子和声学声子散射(1' with $E_u=1.5$ eV, 1'' with $E_u=3$ eV)及电离杂质散射的计算值

Fig. 1 Free carrier absorption spectra for intrinsic InSb (1, 1', 1''), $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (2, 2') and $Hg_{1-x}Mn_xTe$ (3, 3') at 300K

2' and 3'——the calculation for the scattering on the polar optical phonons;

1' and 1''——the calculation for scattering on polar optical and acoustical phonons (1' with $E_u=1.5$ eV, 1'' with $E_u=3$ eV) and on ionized impurities

是声子的偏振矢量, ρ 是晶体的密度. 对于这种附加散射机制, 自由载流子的吸收系数可表示为

$$\alpha_{add}^{par} = \frac{2e^2 N_{el}}{9nc\rho} \times \frac{(2m_F^*)^3}{\hbar^2} \times \frac{D_{add}^2}{\hbar\omega_{add}} \times \frac{1}{(\hbar\omega)^{\frac{1}{2}}}, \quad (3)$$

式中 n 为折射率, m_F^* 是费密能级上的有效质量, N_{el} 是电子浓度, c 是光速, e 是电荷. 式

(3) 中 D_{add} 和 $\hbar\omega_{add}$ 是可调节的参数, 可由实验数据得到. 应该指出的是: 重掺杂窄带半导体的费密能级是相对于导带底向上移动的. 当样品吸收了高能量的光子时, 导带的非抛物面区域内将会发生电子迁移, 考虑导带的非抛物性, 可推导出公式

$$\alpha_{add}^{no\ par} = \alpha_{add}^{par} \left(1 + \frac{\hbar\omega}{E_g}\right)^{\frac{7}{2}} \left(1 + \frac{2\hbar\omega}{E_g}\right)^{-2}, \quad (4)$$

这里 E_g 为能隙.

在掺杂浓度 $N_{In} \approx 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时, 掺 In $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的红外吸收系数 α_{FCA} 与入射光波长的相关性的理论和实验结果如图 2 所示, 图 2 中实线表示实验结果, 虚线表示理论值. 通过实验得到的 $\alpha(\lambda)$ 关系可以观察到 Burstein-Moss 漂移, 这是一种重要的基本现象, 还需要进行专门的实验, 有关参数列于表 2. 由图 2 可知: 当温度 300 K 时, 幂次数 $\tau = 2.65$; 温度 77 K 时, $\tau = 2.8$. 这样的幂指数明显低于估算值, 而且 τ 对温度的相关性也很弱.

对于我们的样品, $\hbar\omega \geq \varepsilon_F$ (ε_F 为费密能级), 满足量子力学的条件, 因此, 我们在计算自由载流子吸收系数过程中考虑了非抛物面导带近似中的 LO 声子和电离杂质散射, 如图 2 中虚线所示^[10], 可知理论值不符合实验结果. 另一方面, 本文观察到的自由载流子吸收特性可以用现有的非弹性电子-声子相互作用理论来解释. 在考虑上述散射机制时, 我们采用了以下结果:

(1) 附加散射机制给出的次数 $\tau = 0.2$.

(2) 由 $D_{add} \approx 10 \text{ eV}$ 和 $\hbar\omega_{add} \approx 10^{-6} \text{ eV}$ 算得的结果与实验值符合得相当好, 这与文献 [8] 的报道十分吻合.

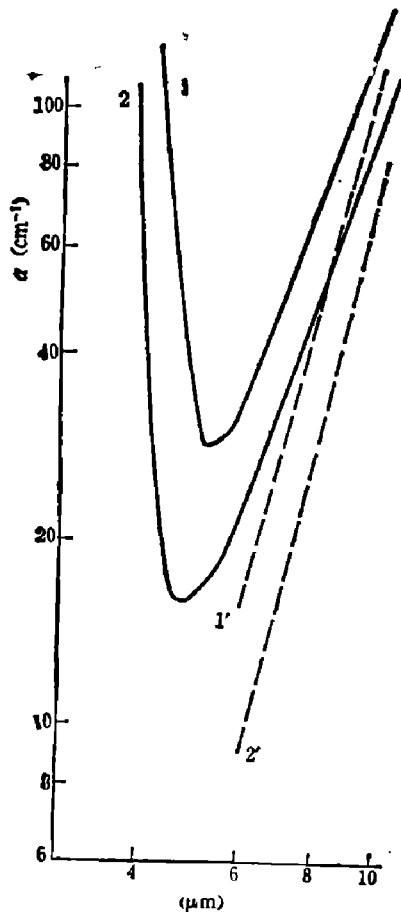


图 2 掺 In 浓度为 $N_{In} \approx 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的红外吸收光谱

1, 2——实验值; 1', 2'——计入 LO 声子和电离杂质散射的理论曲线; 1, 1'——300K; 2, 2'——77K

Fig. 2 Infrared absorption spectra for In-doped $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ at the concentration for $N_{In} \approx 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

1 and 1'——300K; 2 and 2'——77K

参 考 文 献

- 1 Dornhaus R, Nimtz G. *The Properties and Applications of the Hg_{1-x}Cd_xTe Alloy System*, In: *Narrow Gap Semiconductors, Springer Tracts in Modern Physics*, G Hohler ed, Berlin: Springer, 1983; **98**: 119
- 2 Lyapilin I I, Tsidilkowskii I M. *Uspechi Fiz. Nauk*, 1985; **146**: 35
Furdyna J K, Kossut J. *Diluted Magnetic Semiconductors*, In: *Semiconductors and Semimetals*, New York: Academic Press, 1988; **25**
- 3 Fan H Y. *Rep. Progr. Phys.*, 1956; **19**: 107
Fan H Y. *Uspechi Fiz. Nauk*, 1958; 114
- 4 Chen M C, Dodge J A. *Solid State Commun.*, 1986; 59: 449
- 5 Mrachzkowski J A, Nelson D A. *J. Appl. Phys.*, 1983; **54**: 2041
- 6 Baranskii P I, Gorodnichii O P, Shevchenko N V. *Infrared Phys.*, 1990; **30**: 259
- 7 Braylorskii E Yu, Demidenko Z A, Grigoryan NE et al. *Izv. Acad. Nank Armyan. SSR*, 1983; **18**: 19
- 8 Ivanov M A, Krivoglaz M A. *Fiz. Tverd. Tela*, 1964; **6**: 200
- 9 Belyev A E, Gorodnichii O P, Demidenko Z A. *Acta Physica Polonica*, 1987; **A71**: 549
- 10 Demidenko Z A. *Solid State Commun.*, 1970; **8**: 533

FREE CARRIER ABSORPTION IN NARROW-GAP SEMICONDUCTORS

A. E. BELYAEV, N. V. SHEVCHENKO

(*Institute of Semiconductors, Academy of Sciences of the Ukrainian SSR,
Prospect Nauki 45, Kiev-28, 252650, USSR*)

Z. A. DEMIDENKO

(*Institute of Physics, Academy of Sciences of the Ukrainian SSR, Prospect Nauki 46, Kiev-28, 252028, USSR*)

Theoretical and experimental investigations of free carrier absorption (FCA) in intrinsic InSb, Hg_{1-x}Cd_xTe, Hg_{1-x}Mn_xTe and heavily doped Hg_{1-x}Cd_xTe in the wavelength range 2.5~50 μm have been carried out at 77K and 300 K. It is shown that in all intrinsic compounds the scattering of polar optical phonons plays a dominant role. In InSb the scattering of acoustic phonons and ionized impurities is taken into account. The lack of satisfactory agreement between experimental and calculated FCA in less perfect Hg_{1-x}Mn_xTe points out the additional scattering mechanism. This assumption has been confirmed by investigations of FCA in heavily doped Hg_{1-x}Cd_xTe. The origin of inelastic electron-phonon scattering mechanism has been discussed and parameters estimated.

Key words: narrow band gap semiconductors, free carrier absorption, scattering.