

InP 的多声子红外吸收

张玉爱 江德生 许振嘉

(中国科学院半导体研究所)

1985年9月23日收到

提 要

利用高分辨的傅里叶光谱仪,在 400—4000 cm^{-1} 和 11—300 K 范围内,观察到一些其吸收系数为 10^{-1}cm^{-1} 的新弱吸收峰,频率位置为 996, 965, 932, 838, 806, 776, 742, 718, 590, 558, 538 cm^{-1} . 从这些弱吸收峰的频率位置和温度依赖关系,可以认为它们是由于三声子的晶格吸收过程所引起的. 对此,我们做了适当的指认. 此外,我们首次利用红外吸收法证实, LEC(B_2O_3)-CZ InP 单晶存在 B 玷污,其玷污量大约是 10^{16}cm^{-3} .

近年来,由于 InP 材料在微波及光电器件等方面的广泛应用,因而促使人们迫切希望对 InP 材料的物理特性进行深入了解. 关于 InP 的晶格振动红外吸收,人们已做了一些研究. 除观察到 InP 的单 TO 声子在 303 cm^{-1} 附近引起的强共振吸收^[1]外,也研究了 InP 的一些多声子吸收特性: Newman^[2] 和 Stiewalt^[3] 等人分别用透过谱及发射谱,研究了多晶 InP 在余辉带到 700 cm^{-1} 范围内,双声子之和所产生的红外吸收,得到其吸收系数为 20—50 cm^{-1} ; Koteles 等人^[4]研究了 InP 在 200—700 cm^{-1} 的双声子吸收特性; Brinda Subramaniam 等人^[5]着重研究分析了高阻的 InP:Fe 在 20—250 cm^{-1} 范围内的双声子之差的远红外吸收特性. 但对 InP 的三声子吸收问题,至今尚未见任何报道.

我们利用傅里叶光谱仪和光栅光谱仪测量了电阻率较高 ($>10^9 \Omega \cdot \text{cm}$) 的 InP 单晶在 400—4000 cm^{-1} 内的红外吸收谱. 除在 400—500 cm^{-1} , 600—700 cm^{-1} 范围内观察到已报道过的较强的双声子吸收峰外,还在 500—600 cm^{-1} , 700—1050 cm^{-1} 范围内发现了一些吸收系数只有 10^{-1}cm^{-1} 量级的多声子弱吸收峰. 这些吸收峰的发现使我们加深了对 InP 的红外吸收特性的了解. 此外,我们还在未故意掺 B 的 LEC(B_2O_3)-CZ InP 单晶中,观察到 B 占 In 位所引起的 LVM 吸收. 首次用红外吸收法证实 LEC(B_2O_3) 法制 InP 存在 B 玷污问题. 本文目的是对新观察到的这些弱吸收峰进行指认与讨论.

一、实 验

实验所用部分样品如表 1 所示. 一类样品是厚度大于 1 mm 的高阻 ($>10^7 \Omega \cdot \text{cm}$) 样品 (1, 3, 4); 另一类样品是作比较用的低阻薄样品 (2, 5). 此外,还对不同来源 (4 个单位) 和不同掺杂 (Cu, Fe, Ga, Al, 未掺杂) 的样品进行了实验测量,以便论证我们对新吸收峰的指认.

表 1

编 号	型 号	掺 杂	厚 度	电阻率 ($\Omega \cdot \text{cm}$)	来 源
1	n	Fe	12.65 mm	$>10^7$	本 所
2	n	-	2.50 mm	~ 10	本 所
3	n	Fe, Ga	4.30 mm	$>10^7$	本 所
4	n	Fe	1.50 mm	$>10^7$	南京器件研究所
5	n	-	200 μm	~ 10	本 所

为了测量 InP 的反射特性,我们用光栅光谱仪测量了单面抛光的样品 1 的反射谱. 在 $1100-200 \text{ cm}^{-1}$ 范围内观察到 TO 声子与红外光子相互耦合所形成的余辉带. 由此带我们得到 InP 的 LO 声子频率 ω_{LO} 为 345 cm^{-1} , TO 声子频率 ω_{TO} 为 304 cm^{-1} . 同时还看到,余辉带附近 InP 的反射率 R 随波长变化很大;而在余辉带以远 (500 cm^{-1} 以上),反射率 R 基本不随波长变化(为一常数),即 $R = 0.25$.

在测量吸收谱及透过谱时,样品两面都抛成镜面. 除用光栅光谱仪进行测量外,还用傅里叶光谱仪测量了样品在 $11-300 \text{ K}$ 和 $400-4000 \text{ cm}^{-1}$ 范围内的吸收特性,并着重研究了 $400-1050 \text{ cm}^{-1}$ 范围内的吸收情况. 为了提高信噪比,在利用傅里叶光谱仪测量时,扫描次数都在 200 次以上,并进行了信号平均. 分辨率为 $\Delta\omega = 0.5-4.0 \text{ cm}^{-1}$.

二、结果与讨论

1. 透过谱

薄样品 5 的测量结果见图 1. 由图可见,与文献 [2-4] 的结果相一致. 图 1 点线

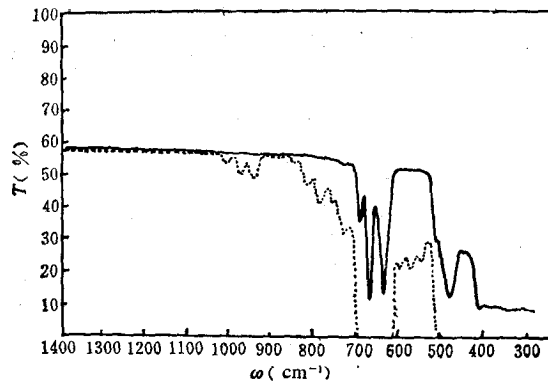


图 1 实线为样品 5; 虚线为样品 3

表示较厚 ($>1\text{mm}$) 高阻 (InP:Fe) 样品 3 在 $500-600 \text{ cm}^{-1}$, $700-1050 \text{ cm}^{-1}$ 波段范围内的透过谱. 由图可见,样品 3 的透过谱出现了许多样品 5 透过谱中所未出现的吸收峰. 为了了解这些新吸收峰,我们对样品 1 进行了透过谱的变温测量. 图 2 给出了 $11, 40, 100, 200, 300\text{K}$ 样品 1 的透过谱. 由图 2(a) 可见,透过谱中除出现一系列吸收峰外,在 100 K 以上,透过率曲线还随波长增大而明显地倾斜下降,表现出自由载流子吸收的特性. 当达到室温时,在 $500-600 \text{ cm}^{-1}$ 范围内,透过率很低,接近完全不透光,如

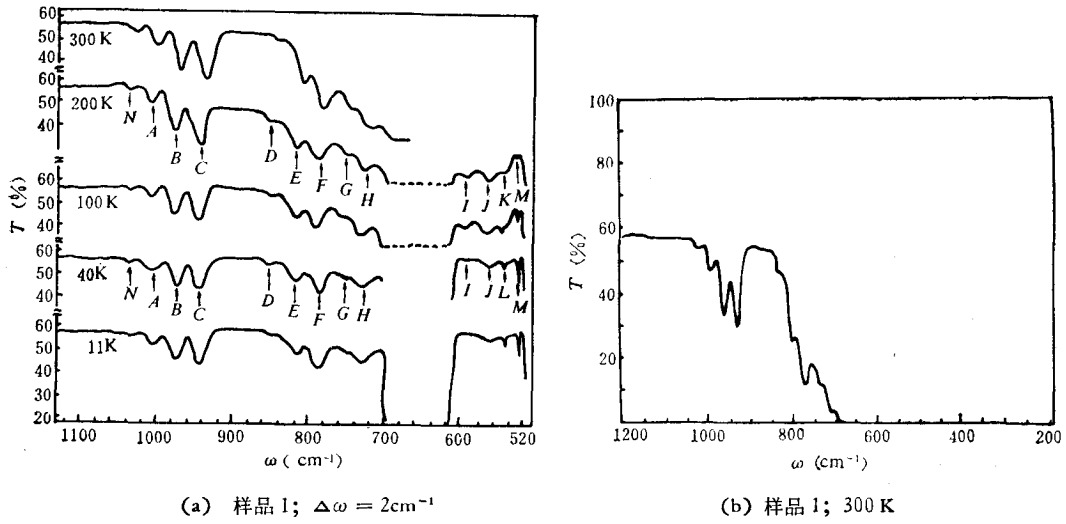


图 2

图 2(b) 所示. 我们的样品虽是高阻样品,但由于样品很厚 (12.65 mm),较弱的自由载流子吸收因而也表现得很明显.

2. 吸收谱

为了进一步考察所观察到的弱吸收峰,我们利用傅里叶光谱仪测量了样品 1 在 80, 150, 200, 250 K 的吸收谱,如图 3(a) 所示. 由图 2(a)、图 3(a) 可见,在温度 $< 200\text{ K}$ 时,明显地观察到锐吸收峰 L 和 M,图 3 (b) 更清楚地表示了这一吸收现象. 从 L, M 吸收峰的频率位置及其半高宽 ($\sim 1\text{cm}^{-1}$),我们认为与文献[6]提出的 ^{10}B , ^{11}B 占 In 位所引起的

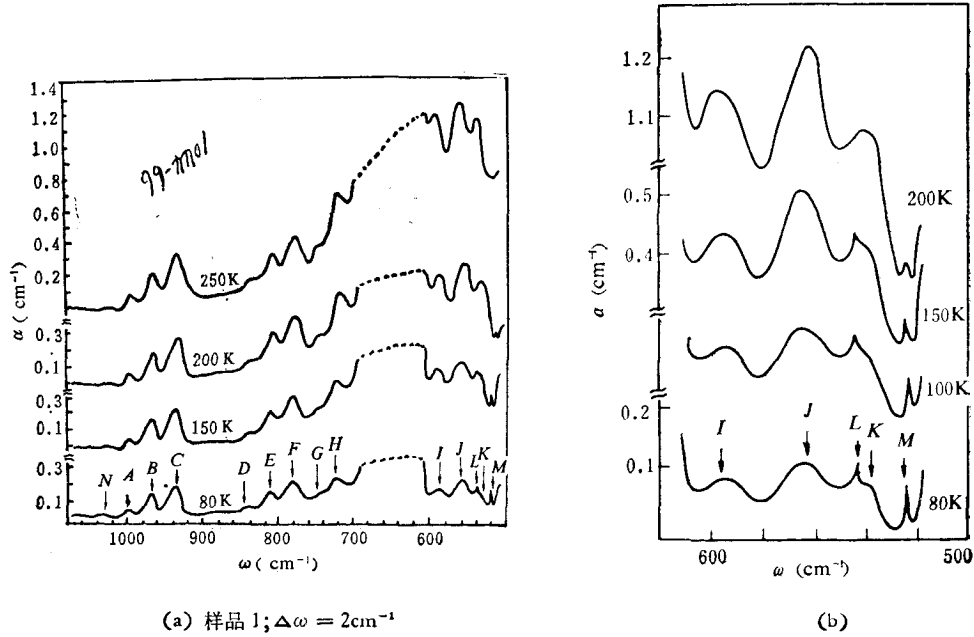


图 3

局域模 (LVM) 吸收是一致的. 在 80 K, L , M 吸收峰的频率位置分别位于 542.86 和 522.61 cm^{-1} 处. 由于 B 同位素的自然丰度比: $(^{10}\text{B}:^{11}\text{B}) = (19:81)$. 因此, L 峰很弱, 在 150 K 以上就无法显现. 温度升高, 两峰的半高宽变宽, 峰值吸收强度减少, 但总的积分强度不变. 我们计算出 L 峰的总吸收积分强度为 0.14 cm^{-2} ; M 峰的总吸收积分强度为 0.62 cm^{-2} . 根据文献[6]的估计方法, B 的含量大约为 10^{16} cm^{-3} . 样品 1 是并未故意掺 B 的高阻 InP 单晶, 由于 B 的 LVM 吸收出现, 证实样品有 B 玷污. 这点说明利用 LEC (B_2O_3) 法进行拉制的 CZ InP 单晶是可能引进 $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 的 B 玷污. 我们在样品 3 中也观察到类似的情况. 利用红外吸收法观察 LEC (B_2O_3)-CZ InP 单晶的 B 玷污问题, 对于分析 InP 的杂质含量, 提高其材料性能, 具有实际的指导意义.

3. 关于自由载流子吸收

正如上述, 从图 2—3, 我们都在高阻 InP 单晶中观察到自由载流子吸收的现象. 对于红外波段, 光子主要是与晶格振动(声子), 自由载流子, 杂质, 缺陷发生互作用. 总的吸收系数 $\alpha(\text{cm}^{-1})$ 可表示为

$$\alpha = \alpha_l + \alpha_f + \alpha_i, \quad (1)$$

其中 α_l , α_f , α_i 分别代表由晶格振动、自由载流子、杂质缺陷所引起的吸收系数.

众所周知, α_f 随 λ^x 单调上升, 光谱无精细结构. x 值的大小取决于散射机构. α_f 的大小同时还正比于自由载流子浓度. 由图 2 (a) 看出, 11 K 时, 透过谱随波长增大无明显下降, 因此, 取此时自由载流子吸收为零. 以此为参考, 从吸收谱求出 80, 150, 200 K 时无晶格吸收的频率位置处的自由载流子吸收强度, 即图 4 中的实验点,

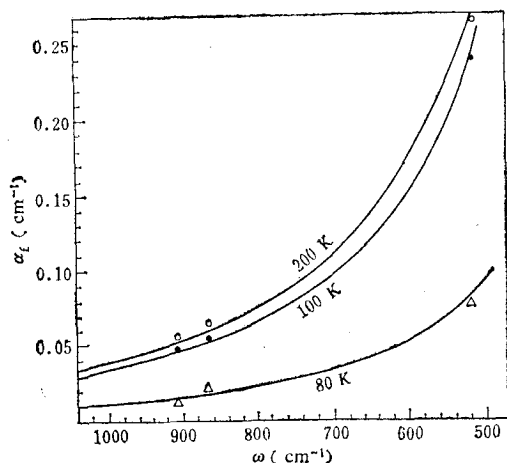


图 4

样品 1; 实线为拟合曲线; Δ , \bullet , \circ 为实验点;
 $T = 80\text{K}, \alpha_f = 6.46 \times 10^6 \omega^{-2.91}$; $T = 150\text{K},$
 $\alpha_f = 2.09 \times 10^7 \omega^{-2.92}$; $T = 200\text{K}, \alpha_f = 2.90$
 $\times 10^7 \omega^{-2.96}$

我们利用曲线拟合的方法得到了图 4 中所示的自由载流子吸收曲线. α_f 的表达式也列于图 4 中, 可以看出, $\alpha_f = A\lambda^x$ 中的比例常数 A 随温度升高而增加 (从 0.65×10^7 (80K) 增大到 2.9×10^7 (200K)). 这一点与自由载流子浓度随温度升高而增加的结论是一致的. x 值在 80—200K 间变化不大, $x \sim 2.9$. 因此, 可以粗略地认为是晶格的光学模散射为主的散射机构^[7]引起的自由载流子吸收.

4. 关于新的弱吸收峰的指认

对于图 2—3 所观察到的弱吸收峰: $A, B, C, D, E, F, G, H, I, J, K$, 我们计算了它们在 80, 150, 200K 时的吸收系数, 其吸收系数 α 大约为 10^{-1} cm^{-1}

的数量级, 比较弱. 为了判断这些弱吸收峰的来源, 我们利用四个单位(不同控制工艺)

来源的不同掺杂(掺 Fe, Cu, Ga, Al, 不掺杂)的样品进行实验测量. 实验结果表明, 这些弱吸收峰的出现并不受样品来源及掺杂情况的影响. 再根据这些吸收峰的频率位置, 我们初步认为, 这些吸收峰很可能是由于三声子吸收所引起, 晶格多声子吸收应当满足以下条件:

1) 能量守恒, 即

$$\hbar\omega(\mathbf{K}) = \sum_{i=1}^n \pm \hbar\omega(\mathbf{q}_i), \quad (2)$$

$\hbar\omega(\mathbf{K})$ 为光子能量, $\hbar\omega(\mathbf{q}_i)$ 为声子能量.

2) 准动量守恒

$$\mathbf{K} = \sum_{i=1}^n (\pm \mathbf{q}_i) + A\mathbf{k}, \quad (3)$$

\mathbf{k} 为倒易格矢, \mathbf{q}_i 为具有声子频率 $\omega(\mathbf{q}_i)$ 的声子波矢. A 为正负整数或零.

3) 满足一定的对称性选择定则. 吸收峰位置除与临界点声子频率、波矢有关外, 还受临界点声子的对称性的影响. 文献[8]曾讨论了电偶极近似下, 闪锌矿结构的晶体中多声子吸收的对称性选择定则问题, 并给出满足选择定则的双声子及三声子过程.

多声子吸收的强弱除与联合声子态密度有关外, 还与温度有关^[9]. 对于三声子过程, 若能量守恒为

$$\hbar\omega(\mathbf{K}) = \hbar\omega(\mathbf{q}_1) + \hbar\omega(\mathbf{q}_2) + \hbar\omega(\mathbf{q}_3),$$

则其吸收系数的温度依赖关系为

$$\alpha(T) \propto (1 + n(\mathbf{q}_1))(1 + n(\mathbf{q}_2))(1 + n(\mathbf{q}_3)) - n(\mathbf{q}_1)n(\mathbf{q}_2)n(\mathbf{q}_3),$$

其中

$$n(\mathbf{q}_i) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega(\mathbf{q}_i)}{kT}\right) - 1}.$$

若能量守恒为

$$\hbar\omega(\mathbf{K}) = \hbar\omega(\mathbf{q}_1) + \hbar\omega(\mathbf{q}_2) - \hbar\omega(\mathbf{q}_3),$$

则温度依赖关系为

$$\alpha(T) \propto (1 + n(\mathbf{q}_1))(1 + n(\mathbf{q}_2))n(\mathbf{q}_3) - n(\mathbf{q}_1)n(\mathbf{q}_2)(1 + n(\mathbf{q}_3)).$$

因此, 多声子吸收峰的强度对于不同频率声子所参与的、不同类型产生声子或湮灭声子的吸收过程, 有不同的温度依赖关系. 对于同一个吸收峰, 在不同温度下其吸收系数的比值只是温度的函数. 可以利用这种温度关系作为验证多声子晶格吸收峰指认的依据.

根据以上讨论及已知 InP 的临界点声子频率^[10], 我们对观察到的吸收峰 $A-K$ 进行指认, 并用吸收系数的温度关系对所做指认进行验证, 结果见表 2.

对于观察到的吸收峰 $A-H$ 及 J , 它们在所有的实验温度下 (11—300K) 均能出现. 我们认为是三声子之和的过程, 而对于 I, K 两吸收峰, 在低温时 (11, 40K) 均不出现. 我们认为这是包含湮灭声子的过程, 即能量守恒满足 $\hbar\omega(\mathbf{K}) = \hbar\omega(\mathbf{q}_1) + \hbar\omega(\mathbf{q}_2) -$

表 2

峰	$\omega_{\text{实验}}$	指 认	$\omega_{\text{计算}}$	$T = 150\text{K}$		$T = 200\text{K}$	
				f_1 实验	f_1 计算	f_2 实验	f_2 计算
A	996	2LO(Γ) + TO(Γ)	996	1.14	1.13	1.30	1.33
B	965	LO(Γ) + TO(Γ) + LO(X)	965	1.17	1.14	1.32	1.36
C	932	TO(L) + LO(L) + LO(Γ)	923	1.16	1.16	1.48	1.40
D	838	2TO(L) + LO(Γ)	838	1.21	1.23	1.51	1.54
E	806	2TO(L) + LO(X)	807	1.21	1.26	1.65	1.69
F	776	LO(Γ) + TO(Γ) + LA(X)	775	1.23	1.30	1.90	1.84
G	742	LO(X) + LA(X) + TO(Γ)	744	1.41	1.43	1.92	1.89
H	718	LO(L) + LA(L) + TO(Γ)	717	1.52	1.5	2.26	2.18
I	590	LO(X) + LO(L) - LA(L)	592	2.68	2.63	4.41	4.16
J	558	2LA(X) + LO(X)	565	2.01	2.09	3.55	3.23
K	538	LO(X) + LO(Γ) - LA(X)	536	3.63	3.93	6.55	6.86

$\omega_{\text{实验}}$, $\omega_{\text{计算}}$ 均为室温时的结果; $\omega_{\text{计算}} = \omega_1 + \omega_2 \pm \omega_3$, $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 为单声子频率; f 表示的是温度关系, 定义如下:

$$f_{1\text{实验}} = \frac{\alpha_1(150\text{K})}{\alpha_1(80\text{K})} \Big|_{\text{实验}}, \quad f_{1\text{理论}} = \frac{\alpha_1(150\text{K})}{\alpha_1(80\text{K})} \Big|_{\text{理论}},$$

$$f_{2\text{实验}} = \frac{\alpha_1(200\text{K})}{\alpha_1(80\text{K})} \Big|_{\text{实验}}, \quad f_{2\text{理论}} = \frac{\alpha_1(200\text{K})}{\alpha_1(80\text{K})} \Big|_{\text{理论}}$$

$\hbar\omega(\mathbf{q}_s)$. 这一点用温度依赖关系得到了很好的证明. 从表 2 可以看出, 我们所做的指认满足能量、动量守恒, 而且理论与实验的温度依赖关系相互也很符合. 除 C 峰外 ($\omega_{\text{计算}} - \omega_{\text{理论}} = 9\text{cm}^{-1}$), 其它各峰的频率误差即 $\Delta\omega = |\omega_{\text{计算}} - \omega_{\text{理论}}| \leq 2\text{cm}^{-1}$. 这种误差是在实验允许的误差范围内的. 因为吸收峰半高宽较大 ($\sim 10\text{cm}^{-1}$), 因此选取峰值位置本身有一定测量误差. 对温度依赖关系, 峰 A—H, 理论与实验的 f 值之间的误差小于 0.05. 对在长波处的三个峰 I, J, K, 其 f 值理论与实验差别较大, 这主要是因为长波方向, 我们的仪器响应不好, 因而存在较大的测量误差但总的看来, 理论与实验结果还是基本相符.

关于在 1025cm^{-1} 处的 N 峰, 用满足对称性选择定则的三声子过程, 不能做出满足能量守恒的指派. 很可能是更弱的四声子过程. 由于吸收峰很弱, 目前我们尚未能准确测定其温度依赖关系. 因此, 暂未予以指认.

5. 吸收峰的频率移动

由图 2, 3 可以看出, 吸收峰的位置随温度升高而向长波方向移动. 从 11—300K, 每个峰移动 3— 10cm^{-1} 左右. 这种频率移动是由于晶格振动的非简谐性及晶格热膨胀所引起的.

在简谐近似下, 晶格振动的声子频率与温度无关. 但由于非简谐效应的存在, 声子频率将会随温度变化而改变. 非简谐效应主要通过两种方式改变声子频率^[11]:

1) 原子势能中的非简谐项对声子能量的直接微扰.

2) 非简谐振动引起晶格热膨胀, 使晶体体积发生了变化, 从而改变了简谐近似项的力常数, 使晶格振动频率发生了变化. 前者引起的频率移动在准简谐近似下, 与声子占有数 n_i 及非简谐项的耦合系数有关, 即

$$\Delta\omega_{i1} = \frac{1}{\hbar} \langle f | H'' | i \rangle,$$

其中 $|i\rangle, |f\rangle$ 分别为系统的始态、终态, H'' 为非简谐势能项, 但由于非简谐势能项的耦合系数是很难已知的, 因此从理论上计算 $\Delta\omega_{i1}$ 是很困难的; 后者与材料的热胀系数 $\alpha(T)$ 及 Grüneisen 常数 γ_i 有关, 在已知 $\alpha(T)$ 及 γ_i 的情况下, 可以由下式求出 $\Delta\omega_{i2}$ ^[11]:

$$\Delta\omega_{i2} = \omega_i(T_0) \left[\exp\left(-3\gamma_i \int_{T_0}^T \alpha dT\right) - 1 \right]. \quad (4)$$

对于模式为 i 的声子, 记前者引起的频移为 $\Delta\omega_{i1}$, 后者为 $\Delta\omega_{i2}$, 则其总频移为

$$\Delta\omega_i = \Delta\omega_{i1} + \Delta\omega_{i2}. \quad (5)$$

根据文献 [12] 给出的 InP 的临界点声子的 γ_i 值及其热胀系数 $\alpha(T)$, 利用 (4) 式可以求出临界点声子的频移 $\Delta\omega_{i2}$, 计算结果列于表 3.

表 3

i	$T(K)$ $\Delta\omega_{i2}(cm^{-1})$	$T(K)$						
		250	200	150	100	80	40	11
LO(Γ)		0.31	0.56	0.74	0.85	0.83	0.79	0.76
TO(Γ)		0.32	0.57	0.76	0.86	0.85	0.81	0.78
LO(X)		0.73	1.34	1.77	2.02	1.99	1.88	1.82
LA(X)		0.19	0.34	0.45	0.53	0.51	0.48	0.47
TO(X)		0.29	0.52	0.69	0.79	0.78	0.74	0.72
TA(X)		-0.10	-0.18	-0.24	-0.27	-0.27	-0.26	-0.25
LO(L)		0.77	1.41	1.86	2.31	2.09	1.98	1.92
LA(L)		0.12	0.22	0.28	0.32	0.32	0.30	0.29
TO(L)		0.25	0.46	0.60	0.69	0.68	0.64	0.63
TA(L)		-0.08	-0.14	-0.19	-0.21	-0.21	-0.20	-0.19

表 4

峰	$T(K)$ $\Delta\omega(cm^{-1})$	$T(K)$													
		250		200		150		100		80		40		11	
		$\Delta\omega_2$	$\Delta\omega$	$\Delta\omega_2$	$\Delta\omega$	$\Delta\omega_2$	$\Delta\omega$	$\Delta\omega_2$	$\Delta\omega$	$\Delta\omega_2$	$\Delta\omega$	$\Delta\omega_2$	$\Delta\omega$	$\Delta\omega_2$	$\Delta\omega$
A		0	2	1.7	4	2.2	6	2.6	8	2.5	9	2.4	10	2.3	10
B		1.4	2	2.5	6	3.3	7	3.7	9	3.7	10	3.5	11	3.4	11
C		1.3	3	2.4	4	3.2	6	3.7	8	3.6	9	3.0	10	3.3	10
D		0.8	1	1.5	3	2.0	5	2.3	6	2.2	7	2.1	8	2.0	8
E		1.2	3	2.3	5	3.0	6	3.4	7	3.3	8	3.2	9	3.1	9
F		0.8	1	1.5	3	2.0	5	2.2	6	2.2	7	2.1	8	2.0	8
G		1.2	2	2.3	4	3.0	5	3.5	7	3.3	8	3.2	9	3.1	9
H		1.2	3	2.2	5	2.9	6	3.3	7	3.3	8	3.1	9	3.0	9
I		1.6	2	2.9	4	3.8	6	4.4	6	4.3	7	4.1	/	4.0	/
J		1.1	1	2.0	3	2.7	5	3.1	6	3.0	6	2.8	6	2.7	6
K		1.1	1	2.7	2	2.2	4	2.6	5	2.5	6	2.4	/	2.3	/

在得到由晶格膨胀引起的单声子频移后,可以根据所做的指认计算出多声子吸收峰的频移 $\Delta\omega_2$ (由晶格膨胀引起). 以 $\Delta\omega_1(T)$ 表示非简谐效应引起的频移,我们观察到的多声子峰频移应为

$$\begin{aligned}\Delta\omega(T) &= \omega(T) - \omega(T_0) \\ &= \Delta\omega_1(T) + \Delta\omega_2(T).\end{aligned}$$

因此,如果精确测量了频移 $\Delta\omega(T)$,就可以求出 $\Delta\omega_1(T)$,从而确定非简谐效应引起频移

的大小. 表 4 是我们从理论上计算出的 $\Delta\omega_2(T)$ 及实验测量到的 $\Delta\omega(T)$ 值. 可以看出,从 11K 到 300K, $\Delta\omega_2(T)$ 的最大值只有 4cm^{-1} ,而 $\Delta\omega(T)$ 的最小值也有 6cm^{-1} . 因此 $\Delta\omega_1(T)$ 对频移贡献较大. 图 5 为 A 峰的频移曲线. 可以看出 $\Delta\omega(T)$, $\Delta\omega_1(T)$ 随温度升高而单调下降,而 $\Delta\omega_2(T)$ 随温度的变化不是单调的. 极大值出现在 100K 时,这是由于热膨胀系数 $\alpha(T)$ 在 $T < 100\text{K}$ 时是负值引起的. 从总的趋势来看, $\Delta\omega_1(T)$, $\Delta\omega_2(T)$ 随温度变化的规律与局域模的频移规律是一致的.

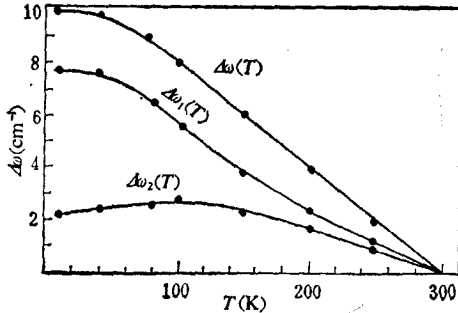


图 5

三、结 论

InP 单晶在 $500-600\text{cm}^{-1}$, $700-1050\text{cm}^{-1}$ 的波段范围内,存在较弱的三声子晶格吸收,吸收系数为 10^{-1}cm^{-1} 的数量级. 这样的吸收在厚的高阻 InP 样品中表现得很明显. 这些吸收峰的出现使我们对 InP 的红外吸收特性有了进一步的了解. 此外,我们还发现用 B_2O_3 液封法拉制的 InP 单晶中存在 B 的本征玷污.

我们在讨论 InP 中的红外吸收问题时,得到的另一重要结论是:对于高阻(电阻率大于 $10^7\Omega\cdot\text{cm}$) InP,在 $80-200\text{K}$ 的温度范围内,自由载流子吸收随 $\lambda^{2.9}$ 而变化,其主要的散射机构是晶格光学模散射.

本所 InP 单晶组叶式中等同志,河北半导体研究所孙同年、刘思林同志,南京半导体研究所程琪祥同志,中国科学院上海冶金研究所方敦辅同志,北京有色金属研究院崔玉成同志为我们提供各种 InP 单晶样品;宋春英、雷沛云、郑怀德同志和北京市半导体研究所王玲同志在实验中大力协助. 一并在此深表谢意.

参 考 文 献

- [1] M. Hass and B. W. Hennis, *J. Phys. Chem. Solids*, **23**(1962), 1099.
- [2] R. Newman, *Phys. Rev.*, **111**(1958), 1518.
- [3] D. L. Stierwalt and R. F. Potter, *Physique des Semiconducteurs*, Donod Paris, (1964), p. 68.
- [4] E. S. Koteles and W. R. Datars, *Solid State Communications*, **19**(1976), 221.
- [5] Brinda Subramaniam and S. Perkowitz, *Solid State Comm.*, **53**(1985), 473.
- [6] R. C. Newman and F. Thompson, *Phys. Lett.*, **33A**(1970), 113.

- [7] Z. A. Demidenko *et al.*, *Solid State Communications*, 8(1970), 533.
[8] Joseph L. Birman, *Phys. Rev.*, 131(1963), 1439; *Phys. Rev.*, 127(1962), 1093.
[9] W. G. Spitzer, *Semiconductors and Semimetals*, (1967), Vol. 3, p. 17.
[10] G. F. Alfrey and P. H. Borchard, *J. Phys. C.*, 5(1972), L275.
[11] *Handbook on Semiconductors*, ED. T. S. Moss, Vol. 1, p. 83.
[12] T. Soma, J. Satoh and H. Matsua, *Solid State Communications*, 42(1982), 889.

MULTIPHONON ABSORPTION IN InP

ZHANG YU-AI JIANG DE-SHENG XU ZHEN-JIA

(*Institute of Semiconductors, Academia Sinica*)

ABSTRACT

IR absorption measurements have been made using a high resolution Fourier-transform spectrometer on crystals of InP in the 400—4000 cm^{-1} region at temperature between 11—300 K. Very weak new absorption bands are observed, their absorption coefficients are $\sim 10^{-1} \text{cm}^{-1}$, were observed at 996 cm^{-1} , 965 cm^{-1} , 932 cm^{-1} , 838 cm^{-1} , 776 cm^{-1} , 742 cm^{-1} , 718 cm^{-1} , 590 cm^{-1} , 558 cm^{-1} and 538 cm^{-1} . The frequencies and temperature dependence of these weak bands indicate that they arise from three-phonon processes and appropriate assignments are given. Using IR absorption technique, we observed for the first time the boron contamination in LEC(B_2O_3)-CZ InP crystals. The content of boron contamination has been proved to be $\sim 10^{-16} \text{cm}^{-1}$.