

液相外延 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 混晶的光学声子、等离子体激元和 LO 声子-等离子体激元耦合模

陆 卫 叶红娟 陶凤翔 沈学础

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理开放实验室)

方志烈 劳浦东

(复 旦 大 学)

1986 年 8 月 11 日收到

提 要

在 $40-700\text{cm}^{-1}$ 波数和 $4.2-300\text{K}$ 温度范围内研究了不同组份液相外延 n 型 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 样品的红外反射谱, 对反射谱进行了赝谐振子拟合与 $K-K$ 关系计算, 从而获得了有关描述 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 样品的光学声子模、等离子体激元、LO 声子-等离子体激元耦合模的重要物理参量及红外光学常数信息. 基于这些计算结果, 提出了双导带谷并计及与 X 能谷相联系的施主能级模型, 用它解释等离子体激元频率和实验观察的三支主要的耦合模的温度变化规律.

一、引 言

$\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 混晶是一种在半导体发光, 激光及超晶格研究和应用中有重大价值凸半导体材料. 随着其组份从 $x=0$ 变化到 $x=1.0$, 其禁带宽度逐步变宽, 在 $x=0.45$ 附近从类 GaAs 的直接禁带转变为类 GaP 两间接禁带. Γ 能谷与 X 能谷上的电子行为可以有明显的差异,^[1] 并且 n 型掺杂时不同导带谷处都可能有与之相关的杂质能级存在^[2]. 现有研究还表明 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 混晶光学声子主要反映为由类 GaAs 和类 GaP 光学声子构成的双横行为. 详细研究还揭示了光学声子行为的精细结构, 并已由 Verleur 等人^[3] 用 13 个振子坐标的等位移模型作了初步解释.

当极性半导体中存在大量自由载流子时, 自由载流子行为主要决定于其集合运动模式 (plasmon), 如果这种振荡模频率与材料纵光学声子频率相近, 则与纵光学 (LO) 声子强烈相互作用而形成新的耦合模^[4-6]. 对 $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ^[7-9] 和 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ^[10-12] 这些光学声子具有双模行为的混晶半导体的研究表明耦合模有三支. 但对于 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 中耦合模行为至今未见详细报道, 尽管这一材料有重要理论和应用价值.

本文研究 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 混晶的光学声子模、等离子体激元和 LO 声子-等离子体激元耦合模的行为, 尤其是必须同时考虑光学声子双模行为和不同类型导带能谷中电子分布情况下的耦合模行为. Kim^[10] 在关于 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 混晶的耦合模研究中也遇到了类似问题, 但由于其样品状况和实验条件的限制未能对此深入讨论. 本文在 $40-700\text{cm}^{-1}$ 波数

和 4.2—300K 温度范围内测量了不同组份的 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 混晶的红外—远红外反射谱, 获得了上面提到的复杂的耦合行为的温度、组份依赖关系, 从而提供了较确切的判定它们物理属性的实验依据。

二、实 验

实验采用的 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 样品是用液相外延方法生长的。在高掺 $\text{Te}(1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3})$ 的 $n\text{-GaAs}$ 衬底上外延一层组份连续从 $x=0$ 变到 $x=0.4$ 的过渡层, 然后生长一层厚度约 $20\mu\text{m}$ 的用于测量的外延层。其组份为 $x=0.328$ 和 0.40 , 掺 Te 浓度约 10^{17} — 10^{18}cm^{-3} 。

用 NIC-200SXV 真空型傅里叶光谱仪对样品进行红外、远红外反射光谱测量。和应用可见光激发的 Raman 散射研究不同, 红外光在样品中的入射深度远大于反型层厚度, 实验结果反映了高掺杂外延层的电子行为和晶格振动行为及其耦合, 而不必象 Raman 光谱那样必须考虑表面反型层的影响^[12]。为提高反射谱的信噪比, 在 40 — 360cm^{-1} 范围使用了 Ge 掺 Ga 测辐射热计探测器, 而更高波数范围 360 — 700cm^{-1} 则采用 TGS 探测器。样品置于带光学窗口杜瓦瓶的可变温样品架上。光的平均入射角为 5° 。有关实验装置的更详细描述已在别处报道^[13]。反射谱的分辨率为 2cm^{-1} 。

三、结 果

1. 反射光谱

典型的远红外实验反射光谱如图 1 至图 3 所示, 它们由单调变化的表观自由载流子吸收区、具有丰富结构的声子吸收带和由光学介电常数决定的平坦区域三部分组成。

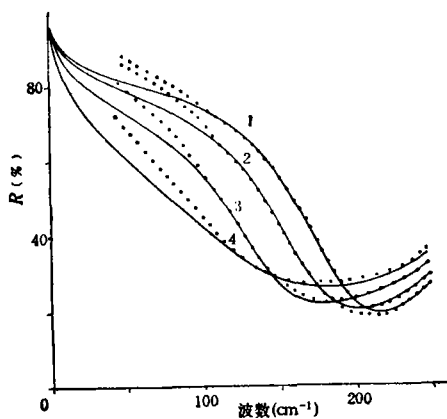


图 1 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ($x=0.40$) 样品红外反射谱曲线 1, 2, 3, 4 分别表示温度为 4.2, 60, 100, 300K 时的谱; \bullet 为实验值; 实线为用声谱振子模型拟合获得的理论曲线

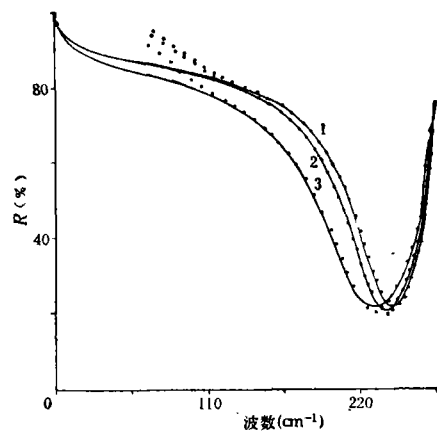


图 2 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ($x=0.328$) 样品红外反射谱曲线 1, 2, 3 分别表示温度为 4.2, 200, 300K 时的谱; \bullet 为实验值; 实线为用声谱振子模型拟合获得的理论曲线

$x = 0.328$ 和 $x = 0.40$ 样品反射光谱的单调变化区是在 $40-240\text{cm}^{-1}$ 波数范围, 由图1, 图2给出, 其中的表观等离子振荡边和反射谷位置随温度上升有明显的红移, 这反映了等离子体激元频率 ω_p 的下降。同时反射谷处 R_{\min} 值也随温度升高而增大, 表观等离子振荡边也变得平坦了, 这反映了自由载流子弛豫的增大。

$x = 0.328$ 和 $x = 0.40$ 样品反射光谱的富有结构的反射带位于 $240-420\text{cm}^{-1}$ 波数范围, 由图3给出。低波数带对应类 GaAs 声子反射带, 高波数带则对应类 GaP 声子反射带, 后者比前者更富有结构。由于非谐效应影响, 高温谱与低温谱相比, 高温时峰的位置略有红移, 类 GaP 带结构也变得较不明显了。在反射带频率范围内, 样品强烈地吸收红外光, 因而不必考虑后表面, 即 GaAs/GaAsP 界面反射的影响。但在 400cm^{-1} 以上的高波数区域, 不能忽略界面多次反射效应。这也是下面讨论的拟合反射谱在这一区域总低于实验光谱的主要原因。

比较图1, 2所示的结果表明, $x = 0.40$ 样品的表观等离子反射带随温度变化更敏感, 这是由于这种组份情况下, Γ 与 X 能谷能量相近, 双能谷效应明显的缘故, 同时图3表明 $x = 0.40$ 情况下类 GaP 带的结构随温度也有显著变化。

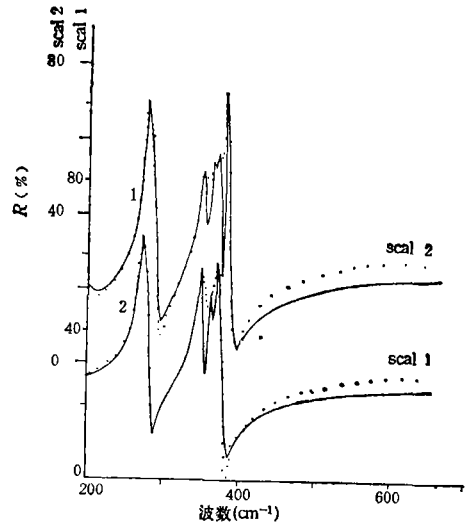


图3 GaAs_{1-x}P_x ($x = 0.40$) 样品红外反射谱 曲线1, 2分别表示温度为 4.2, 300K 时的谱; ● 为实验值; 实线为用赝谐振子模型拟合获得的理论曲线

2. 反射谱的赝谐振子拟合和 K-K 关系计算

用赝谐振子拟合计算或 K-K 关系计算, 可以从红外反射谱获得晶体光学声子参量、等离子体激元的频率及弛豫常数等重要物理量和全部宏观光学常数^[9,14]。

用赝谐振子模型拟合实验反射光谱时, 可将样品反射比表为折射率 N 与消光系数 K 的函数

$$R = [(N - 1)^2 - K^2] / [(N + 1)^2 + K^2]. \quad (1)$$

而 N 和 K 则通过下式与设定振子行为相联系:

$$(N + iK)^2 = \epsilon_{\infty} + \sum_{j=1}^m S_j \omega_{\tau 0 j}^2 / (\omega_{\tau 0 j}^2 - \omega^2 - i\gamma_{\tau 0 j} \omega) + \epsilon_{pl}, \quad (2)$$

式中等号右端第一项 ϵ_{∞} 包括全部带间跃迁对介电函数的贡献, 对于 GaAs_{1-x}P_x, 我们取 $\epsilon_{\infty}(x) = \epsilon_{\infty}(\text{GaAs}) \cdot (1 - x) + \epsilon_{\infty}(\text{GaP}) \cdot x$, 在此 $\epsilon_{\infty}(\text{GaAs}) = 10.9$, $\epsilon_{\infty}(\text{GaP}) = 8.5$; 第二项为全部晶格振动的贡献, 它由振子频率 $\omega_{\tau 0 j}$ 、强度 S_j 及弛豫参数 $\gamma_{\tau 0 j}$ 描述; ϵ_{pl} 描述自由载流子吸收。在同时存在两种自由载流子吸收过程时, 可近似地用两个 Drude 项的线性叠加描述^[15]

$$\epsilon_{pl} = -\omega_{p\Gamma}^2 / [\omega(\omega + i\gamma_{\Gamma})] - \omega_{pX}^2 / [\omega(\omega + i\gamma_X)]. \quad (3)$$

在此 $\omega_{p\Gamma}$ 和 ω_{pX} 分别为 Γ 能谷与 X 能谷上自由载流子集合运动的等离子体激元频率; γ_{Γ} , γ_X 为其动量弛豫; ω_{pj} 定义为

$$\omega_{pj}^2 = 4\pi n_j e^2 / [\epsilon_{\infty}(x) m_j^*] \quad j = \Gamma, X, \tag{4}$$

m_j^* , n_j 分别为相应谷中自由载流子的有效质量和浓度。若 $\omega_{p\Gamma}^2 / \omega_{pX}^2 \geq 2$, 作为一种较好的近似可使用单项 Drude 项来取代 (3) 式, 并令

$$\epsilon_{pi} = -\omega_p^2 / [\omega(\omega + i\gamma_p)], \tag{5}$$

在此

$$\omega_p^2 = \omega_{p\Gamma}^2 + \omega_{pX}^2. \tag{6}$$

应用 (1), (2), (5) 式调节振子参量使 (1) 式给出的理论反射谱与实验反射谱的方差

$$\chi^2 = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M (R_{i,\text{exp}} - R_{i,\text{the}})^2 \tag{7}$$

最小, 即可获得各种模式的行为参量。这样的拟合曲线如图 1 至图 3 中实线所示。拟合所得各模式的特征参量由表 1, 表 2 给出。综合实验和拟合计算误差, 估计表中给出的振子强度、线宽参数的误差为 5% 左右, 但关于振子频率的精度主要决定于仪器的频率精度

表 1 赝谱振子拟合计算和 K-K 关系计算获得的 $\text{GaAs}_{0.672}\text{P}_{0.328}$ 样品声子模参数(表中频率与弛豫参数的单位均为 cm^{-1} ; 角标 K 表示该参量由 K-K 计算获得, 其余均由赝谱振子拟合计算获得)

模性质		温度 T (K)				
		参量名称				
			4.2	100	200	300
类 GaAs 横 光 学 声 子 模	1	ω_{TO}	273.5	273.5	272.5	271.0
		ω_{LO}	274.0	273.5	272.4	270.2
		S	1.2	1.2	1.2	1.2
		γ	4.5	4.5	4.5	6.0
	2	ω_{TO}	282.0	282.0	282.0	282.0
		ω_{LO}	—	—	—	—
		S	0.05	0.05	0.05	0.05
		γ	6.0	6.0	6.0	8.0
类 GaP 横 光 学 声 子 模	3	ω_{TO}	349.0	349.0	347.0	345.0
		ω_{LO}	352.1	351.0	349.1	346.5
		S	0.42	0.42	0.42	0.42
		γ	10.5	11.0	11.0	11.0
	4	ω_{TO}	359.0	359.0	359.0	359.0
		ω_{LO}	362.3	361.7	359.0	356.0
		S	0.11	0.11	0.11	0.11
		γ	8.0	8.0	8.0	8.0
	5	ω_{TO}	365.0	365.0	365.0	365.0
		ω_{LO}	368.0	367.7	364.0	361.5
		S	0.12	0.12	0.12	0.12
		γ	7.5	7.5	7.5	7.5
6	ω_{TO}	374.0	374.0	374.0	374.0	
	ω_{LO}	—	—	—	—	
	S	0.02	0.02	0.02	0.02	
	γ	5.5	5.5	7.5	10	

表 2 赝谱振子拟合计算和 K-K 关系计算获得的 GaAs_{1-x}P_x (x = 0.40, 0.328) 样品的等离子体激元及其耦合模的各种参数 (表中频率及弛豫参数的单位均为 cm⁻¹; 角标 K 表示该参量由 K-K 计算获得, 其余均由赝谱振子拟合计算获得)

模性质	组份	x = 0.328				x = 0.40			
	温度 T(K) 参量名称	4.2	100	200	300	4.2	60	100	300
等离子体激元	ω_p	296.0	293.5	284.0	264.0	224.5	203.0	173.0	168.0
	r_p	70.0	72.0	72.0	78.0	79.0	83.0	90.0	155.0
耦合纵模	$\omega_{LO_1}^K$	234.0	230.8	229.0	216.1	196.5	171.7	142.0	133.0
	$\omega_{LO_2}^K$	312.3	311.0	308.5	302.3	292.3	290.3	289.0	284.9
	$\omega_{LO_3}^K$	359.1	356.3	357.0	356.8	378.3	375.9	373.0	363.9
	$\omega_{LO_4}^K$	364.6	365.0	364.0	362.0	391.3	389.8	385.0	381.5
	$\omega_{LO_5}^K$	386.5	384.1	383.1	381.4				
光频介电常数	ϵ_∞	10.1				9.94			

和反射谱的相对变化, 因而误差小于 0.5%。

用 K-K 关系可从功率反射谱获得位相谱

$$\theta(\omega) = \frac{\omega}{\pi} \int_0^\infty ([\ln R(\omega') - \ln R(\omega)] / [\omega^2 - \omega'^2]) d\omega'. \quad (8)$$

然后应用菲涅耳公式求得材料的介电函数谱。图 4 给出关于 GaAs_{1-x}P_x (x = 0.328) 样品的计算结果。图中还给出了振子拟合运算获得的介电函数谱。从 $\epsilon''(\omega)$ 与 $(-1/\epsilon)''$ 谱的峰位可分别读得 TO 声子模的频率 ω_{TO_j} 与 LO 声子-等离子体激元耦合模的频率

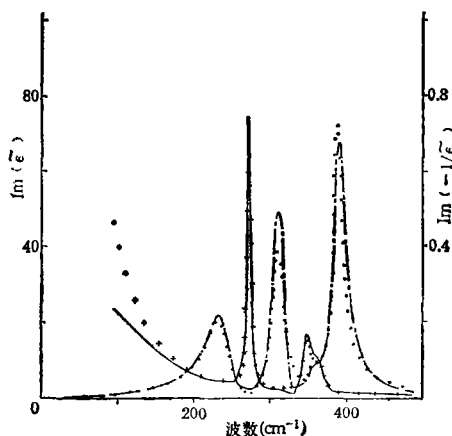


图 4 GaAs_{1-x}P_x (x = 0.328) 样品在 T = 4.2K 时的介电函数谱 实线、点划线分别表示用 K-K 关系算得的 Im(ϵ), Im($-1/\epsilon$) 谱; +, • 分别表示用赝谱振子拟合算得的 Im(ϵ), Im($-1/\epsilon$) 谱

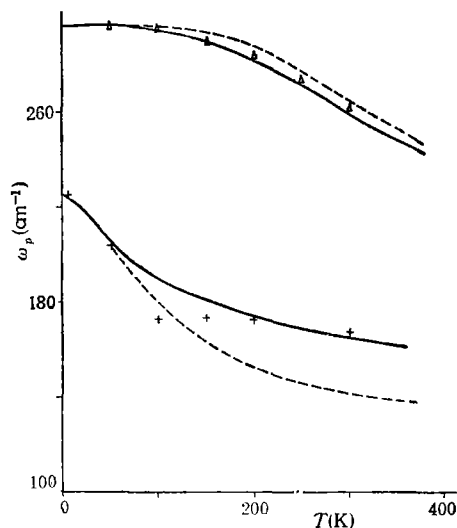


图 5 GaAs_{1-x}P_x (x = 0.328, 0.40) 样品等离子体激元频率 ω_p 随温度 T 变化的曲线 Δ , + 分别对应 x = 0.328, 0.40 样品的实验值; 实线为用双谷且考虑 X 能谷下施主能级模型算得的相应理论曲线; 虚线为用简单双谷模型算得的相应理论曲线

ω_{LO_j} , $\epsilon''(\omega)$ 峰的半宽还与相应模的弛豫 γ_{TO_j} 相关, 每个峰所含的面积则对应着该模的振子强度 S_j . 但鉴于本文所示色散谱中很多峰相互交叠在一起, 较难判定某一特定振动模相应峰的面积与线宽. 因此我们仅从谱中提取模频率信息并列于表 1 和表 2 中. 用这种方法估计振动模特性参数的误差和拟合计算相近.

图 4 表明, K-K 关系计算和拟合运算获得的介电函数谱大体上一致, 只是 K-K 关系算得的光学常数在富于结构的类 GaP TO, LO 声子带处较振子拟合计算结果平滑些.

图 4 及表 1、表 2 更明白地给出了反射谱中包含的诸振子的信息. 其中关于光学声子模的结果和 Verleur 等人^[3]获得的结果相似. 但对二块样品, 尤其是含杂质 Te 浓度高的 $x = 0.40$ 样品在低温下出现一位于 $374-377\text{cm}^{-1}$ 处尖锐的高频模, 且该模在温度大于 100K 时消失, 它的频率比类 GaP LO 模频率小约 10cm^{-1} . 综合这些特征并与 Barker^[4]在 GaP 中观察到的 Te 杂质引起的局域纵光学声子特征比较, 我们认为这一模式是 Te 杂质在 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 中引起的局域纵光学声子. 但 $x=0.328$ 样品, 与等离子体激元相应的自由载流子弛豫随温度升高增加缓慢, 对 $x = 0.40$ 样品则明显增大. 它们的等离子体振荡频率随温度的变化除列表外还更清楚地示于图 5 中.

四、讨 论

1. $n\text{-GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 的自由载流子等离子体激元

图 5 给出的不同组份 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 样品的等离子体激元频率和温度依赖关系是 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 导带双能谷效应的结果. 传导电子在两个能谷上的分布随温度而变化. 这一方面是由于分布函数的效应, 同时也是由于不同能谷的带边缘有不同温度系数所致. 处于 X 能谷上的传导电子由于大的有效质量对等离子体振荡的贡献比 Γ 能谷电子小得多, 从而导致实验观察到的等离子体振荡频率随温度而变化. 利用(3)–(6)式, 并按多谷能带情况下载流子分布的典型公式, 估计不同温度下 Γ 谷和 X 谷上的电子浓度, 可导出等离子体激元频率随温度变化的理论值. 图 6 中虚线给出用这种方法计算的 $x=0.328$ 和 0.40 样品的等离子体激元频率随温度的变化规律. 获得这两条曲线时, 我们将二能谷间能量差作为调节参数以获得最佳拟合并由此推断 $\Delta E(T)$ 值. 这种拟合(图 5)表明, 计算结果大致给出了混晶等离子体振荡频率随温度变化的规律, 但仍不令人满意. 根据 Craford 等人^[2]对 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 杂质状态的研究, 对本文实验采用的掺 Te 样品在 X 能谷下约 0.03eV 处存在与这种能谷相联系的施主能级. 如果令 n_1, n_2, n_3 分别表示 Γ 能谷, X 能谷与 X 能谷下施主能级上电子数, 则总电子数

$$N = n_1 + n_2 + n_3 = N_c F_{1/2}(\eta) + N_c F_{1/2}(\eta - \Delta E(T)/k_B T) + N_D / \{1 + 0.5 \exp[(\Delta E(T) - E_D - E_f)/k_B T]\}, \quad (9)$$

其中 $\Delta E(T) = \Delta E(0) + \alpha T$ 为温度 T 下 X 能谷与 Γ 能谷间的能量间距, E_D 为施主杂质相对 X 能谷的位置. 其它参数由下列各式表示:

$$N_c = 2(2\pi m_F^* k_B T / h^2)^{3/2}, \quad N_c = 12(2\pi m_X^* k_B T / h^2)^{3/2},$$

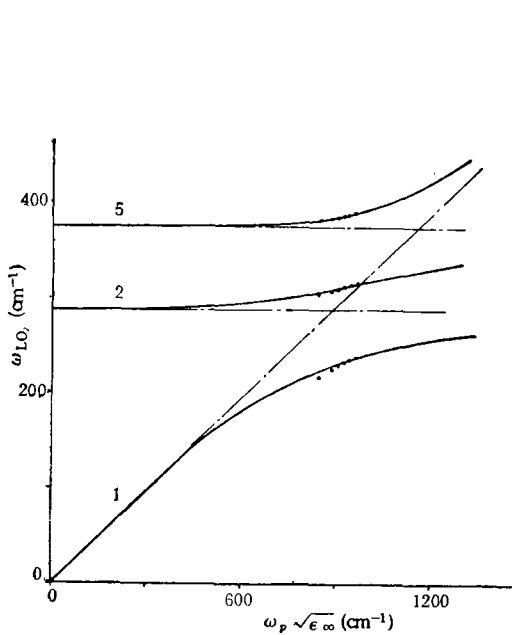


图6 GaAs_{1-x}P_x ($x = 0.328$) 样品, LO 声子-等离子体激元耦合模频率随自由载流子浓度的变化曲线 实线为 $T = 4.2\text{K}$ 时用赝谐振子参量算得的理论曲线; ● 为实验值; - · - 为无耦合的纵横频率

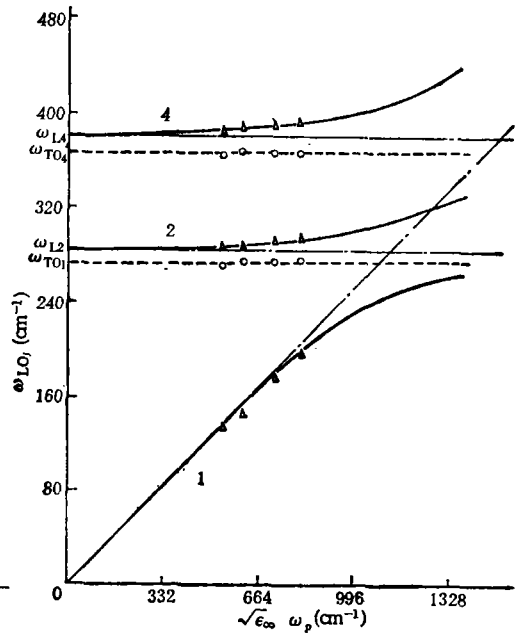


图7 GaAs_{1-x}P_x ($x = 0.40$) 样品 LO 声子-等离子体激元耦合模频率随自由载流子浓度的变化曲线 实线为 $T = 4.2\text{K}$ 时用赝谐振子参量算得的理论曲线; △ 为实验值; ○ 为横模频率实验值; - · - 为无耦合的纵横频率

$$\eta = E_f/k_B T, \quad F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon / (1 + \exp(\varepsilon - \eta)).$$

给定 N_D 及 N 即可求得每个温度下的 n_1 与 n_2 , 并由(4)和(6)式

$$\text{及} \quad \omega_p^2 = 4\pi n_1 e^2 / m_r^* \varepsilon_{\infty}(x) + 4\pi n_2 e^2 / m_x^* \varepsilon_{\infty}(x) \quad (10)$$

计算等离子体激元频率及其随温度的变化。计算中若取 $N_D = 0$ 便回到如上提到的双能谷模型。计算结果如图6中实线所示, 这表明引入杂质能级更进一步改善了理论与实验结果间的符合情况。

由表1,表2可知, $x = 0.328$ 和 $x = 0.40$ GaAs_{1-x}P_x 样品的自由载流子弛豫温度规律是不同的。这个差异的原因是: (1) 自由载流子在不同能谷上分布状况随温度变化而变化; (2) 处于不同能谷中的电子弛豫不同。对本文研究的样品, Γ 能谷和 X 能谷上自由载流子迁移率比 $\mu_r/\mu_x \geq 10$, 而对 $x = 0.328$ 样品及低温下 $x = 0.40$ 样品, $\omega_{p\Gamma}^2/\omega_{pX}^2 \geq 10$, τ_p 主要由 τ_r 决定而仅随温度缓慢变化。而当 X 能谷上自由载流子运动构成的等离子体激元频率接近 Γ 能谷的值时, 根据(3), (6) 式采用单种等效载流子近似时, 等效弛豫 τ_p 显著上升。对于 $x = 0.40$ 样品, $T = 300\text{K}$ 时, $\omega_{pX}^2/\omega_{p\Gamma}^2$ 约为 0.8, 因而 τ_x 对等效 τ_p 的贡献明显增大, 从而使 τ_p 值随温度升高较快增加。至于在室温附近谷间散射引起的 $p\tau_r$ 和 τ_x 的变化, 用 Hakkı 等人^[17]提出的理论估计小于 5cm^{-1} , 在此忽略。

顺便指出, 图1和图2表明的表现自由载流子吸收频段的反射光谱, $x = 0.40$ 样品

情况下的理论拟合曲线不如 $x = 0.328$ 样品那么好,这也是由于前者情况下不同能谷对等离子体激发及其弛豫贡献较复杂的缘故。采用单种载流子近似是过于简单了。

2. LO 声子-等离子体激发耦合模

由表1,表2和图4可见,在本实验采用的样品组份范围内, $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ LO 声子-等离子体激发耦合模较强的有三支,它们的频率随温度的变化主要是由 ω_p 的温度效应引起的。根据纵模频率处 ε 为零的一般特性,使用(2),(5)式的 ε 形式,求解 $\varepsilon(\omega) = 0$ 可得三支主要耦合模频率随 ω_p 的变化。为简单起见,并不失为一个较好的近似,具体求解中取 $\gamma_p = 0$ 。计算时声子模参量取自 $T = 4.2\text{K}$ 时反射谱的振子拟合计算。对 $x = 0.40, 0.328$ 的 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 计算结果如图6和图7所示。由图7可见,对 $x = 0.328$ 样品,等离子体激发频率 $\omega_p = 296\text{cm}^{-1}$, 很接近 GaAs 的 LO 模频率 (290cm^{-1}), 从而使二模彼此发生强耦合。但高频测类 GaP 横光学声子模的存在对类 GaAs LO 模的抑制,使其特征不易有很强烈的变化,而低频支则反映出强耦合引起的显著频移,如图6所示。对 $x = 0.40$ 样品,深低温时 ω_p 为 224cm^{-1} , 仍未进入强耦合区,因而图7所示实验结果范围内,耦合模频率偏离无耦合模支还不多。

五、结 论

通过对 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, ($x = 0.328, 0.40$) 样品不同温度下红外反射谱的振子拟合计算和 K-K 变换运算,观察到了光学声子模的多模行为、类 GaP 模的精细结构和等离子体激发-LO声子耦合模。为解释自由载流子等离子体激发及其与纵光学声子耦合模的行为不仅需要考虑双导带谷的效应,还必须计及 X 能谷下杂质能级的存在。

感谢褚君浩、林和、傅英和陆奋诸同志的有益讨论,康荔学和低温组同志在实验上的大力帮助。

参 考 文 献

- [1] C. M. Wolfe, N. Holonyak, jr., C. J. Nuere, G. E. Stillman, M. D. Sirkis and D. E. Hill, *J. Appl. Phys.*, **37**(1966), 434.
- [2] M. C. Craford, G. E. Stillman, J. A. Rossi and N. Holonyak, jr., *Phys. Rev.*, **B168**(1968), 867.
- [3] H. W. Verleur and A. S. Barker, jr., *Phys. Rev.*, **B149**(1966), 715.
- [4] B. B. Varga, *Phys. Rev.*, **A137**(1965), 1896.
- [5] C. G. Olson and D. W. Lynch, *Phys. Rev.*, **B177**(1969), 1231.
- [6] M. Hashimoto and I. Akasaki, *Phys. Lett.*, **A25**(1967), 38.
- [7] G. Dionne and J. C. Wroolley, *Phys. Rev.*, **B6**(1972), 3898.
- [8] S. W. Mcknight, P. M. Amirtharaj and S. Perkowitz, *Sol. Stat. Comm.*, **25**(1978), 357.
- [9] 沈学础、褚君浩, *物理学报*, **34**(1985), 56.
- [10] O. K. Kim and W. G. Spitzer, *Phys. Rev.*, **B20**(1979), 3258.
- [11] D. Kirillov, Y. Chai, C. Webb and G. Davis, *J. Appl. Phys.*, **59**(1986), 231.
- [12] T. Yuasa, S. Naritsuka, M. Mannoh, K. Shinozaki, K. Yamanaka, Y. Nomura, M. Mihara and M. Lshii, *Phys. Rev.*, **B33**(1986), 1222.
- [13] 陶凤翔、沈学础, *红外研究*, **1**(1986), 65.
- [14] 陆卫、叶红娟、陶凤翔、沈学础, *红外研究*, **1**(1986), 33.

- [15] P. M. Platzman and P. A. Wolff, *Solid State Physics* 28 Suppl. (1973).
[16] A. S. Barker, Jr., *Phys. Rev.*, **B7**(1973), 2507.
[17] B. W. Hakki, *J. Appl. Phys.*, **42**(1971), 4981.

THE OPTICAL PHONONS, PLASMON AND LO PHONON-PLASMON COUPLING MODE IN MIXED CRYSTAL $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ GROWN BY LIQUID PHASE EPITAXY

LU WEI YE HONG-JUAN TAO FENG-XIANG SHEN XUE-CHU

(Laboratory For Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

FANG ZHI-LIE LAO PU-DONG

(Fudan University, Shanghai)

ABSTRACT

The far infrared reflection spectra of n- $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ with $x=0.328$ and $x=0.40$ are investigated in the frequency range of $40\text{--}700\text{ cm}^{-1}$ and the temperature range of $4.2\text{--}300\text{ K}$. The important physical parameters describing the optical phonons, plasmon and LO phononplasmon coupling mode of the material and infrared optical constants are obtained by the multioscillator fitting and K-K relation calculation. A model of two conduction band valley with a donor level below and associated with X minimum is presented to explain the behavior of the dependence of plasmon frequency on temperature and the variation of the three coupling modes with temperature.