

两耦合半无限超晶格中的局域界面声子-极化激元

龚志强[†] 贺梦冬

(中南林业科技大学理学院 株洲 412006)

(2007 年 1 月 23 日收到 2007 年 4 月 8 日收到修改稿)

采用转移矩阵方法,研究了含结构缺陷层的两耦合半无限超晶格(GaAs/AlAs)中的局域界面声子-极化激元模性质.研究发现,含不同介电特性的缺陷超晶格结构中的局域界面声子-极化激元模在剩余射线区 $[\omega_{TO}, \omega_{LO}]$ 的分布情况与数量存在不同,而且反对称模表现出不同的特征.文中着重研究了缺陷层介电常数与角频率无关的缺陷超晶格,发现该结构中的局域界面声子-极化激元模对组分层的排列顺序与厚度、缺陷层的厚度以及横向波数有着不同程度的依赖.

关键词: 声子-极化激元, 局域模

PACC: 7136, 6320P

1. 引言

自上世纪 80 年代来,以量子点、量子线、量子阱和半导体超晶格等为代表的低维纳米结构的电学性质和振动性质一直是凝聚态领域重要的前沿研究方向^[1-11].近年来,随着分子束外延、金属有机物化学气相沉积等微结构制造技术的进一步发展,人们可以在超晶格中人为地引入表面、界面或缺陷等非均匀层,并对这些结构中的电子、声子及声子-极化激元模(简称极化激元模)性质和特征进行了广泛而深入地研究.就声学声子而言,Wang 等^[12-15]讨论了含结构缺陷的两层与三层超晶格结构中的局域声学声子模的局域程度与数量以及影响局域模特征的各种因素.在光学声子方面,Chen 等^[16-18]对含非均匀层超晶格中的界面和表面光学声子模特征进行了深入地分析与讨论.随后,Wang 等^[19,20]探讨了含结构缺陷有限超晶格中的局域界面光学声子模的演变规律,同时分析了三元合金缺陷层对有限超晶格中局域界面光学声子模的影响.对于极化激元模,人们研究了超晶格中界面^[21-23]和表面^[24-28]极化激元模的特征并揭示了它们在超晶格的光学性质和电磁波传播特性方面所起的作用.最近,作者探讨了含结构缺陷有限超晶格中的界面极化激元模性质并发现通过改变结构参数可实现各种局域模之间的演

变^[29].另外,还对表面覆盖层为三元合金的半无限超晶格中表面极化激元模性质作了深入地讨论^[30],结果表明表面极化激元模的数量和局域程度对覆盖层的材料性质十分敏感.从文献中可以看到,超晶格中非均匀层的出现导致能隙中形成局域态,或者在微带中形成共振散射态.正是由于这些结构中既存在局域态又存在具有连续能谱的共振散射态,因此产生了许多与此相关的新的特性.

本文是前面工作的延续,我们研究了含结构缺陷层的两耦合半无限超晶格中局域界面极化激元模的性质.研究结果表明,缺陷层的介电常数是否依赖于角频率直接影响着局域界面极化激元模在色散谱中的分布及其数量,另外还发现缺陷层的介电特性影响着反对称模特征.文中着重讨论了缺陷层介电常数与角频率无关的结构缺陷超晶格,发现局域极化激元模对组分层的排列顺序与厚度、缺陷层的厚度以及横向波数表现出不同程度的依赖.作者对上述研究结果作了简要的分析与讨论,期待这些结论能成为设计相关光学元器件、相应实验研究的理论依据.

2. 理论模型和公式

考虑如图 1 所示结构:呈对称分布的含结构缺陷层的两半无限超晶格(GaAs/AlAs). d , a 和 b 分别

[†] E-mail: GZQ405@sohu.com

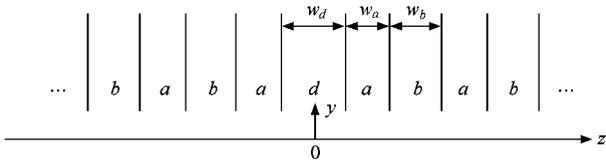


图1 含结构缺陷层的两耦合半无限超晶格(GaAs/AlAs)的结构示意图(材料 d 、 a 和 b 分别代表缺陷层、组分层 GaAs 和 AlAs, w_d 、 w_a 和 w_b 分别表示 d 、 a 和 b 的厚度)

代表缺陷层、组分层 GaAs 和 AlAs, w_d 、 w_a 和 w_b 分别表示缺陷层、组分层 GaAs 和 AlAs 的厚度, 超晶格的周期为 $W = w_a + w_b$. 选择超晶格的生长沿 z 轴方向, y 轴方向平行于超晶格的界面, d 层的中心为坐标原点.

超晶格在 x - y 平面内的平移不变性, 因此只需两个波矢分量来描述极化激元模的传播, 记为 $q = (q_{\parallel}, q_z)$, q_{\parallel} 和 q_z 分别表示平行于超晶格平面和沿超晶格生长方向的波矢. 本文考虑的是 p 极化(电场方向平行于超晶格平面)的电磁波与长波光声子耦合的极化激元模, 利用 Bloch 定理, 各片层中的电场强度可写成如下形式(从图 1 左至右):

$$\begin{aligned} E = \{ & 0 A_{n,b}^1 \exp[-i\alpha_b(z + W_d/2 + nW - W_b/2)] \\ & + B_{n,b}^1 \exp[i\alpha_b(z + W_d/2 + nW - W_b/2)], \\ & q_{\parallel} / \alpha_b (A_{n,b}^1 \exp[-i\alpha_b(z + W_d/2 + nW - W_b/2)] \\ & - B_{n,b}^1 \exp[i\alpha_b(z + W_d/2 + nW - W_b/2)]) \}, \\ & -(W_d/2 + nW) \leq z \leq -(W_d/2 + (n-1)W \\ & + W_a), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} E = \{ & 0 A_{n,a}^1 \exp[-i\alpha_a(z + W_d/2 + (n-1)W + W_a/2)] \\ & + B_{n,a}^1 \exp[i\alpha_a(z + W_d/2 + (n-1)W + W_a/2)], \\ & q_{\parallel} / \alpha_a (A_{n,a}^1 \exp[-i\alpha_a(z + W_d/2 \\ & + (n-1)W + W_a/2)] \\ & - B_{n,a}^1 \exp[i\alpha_a(z + W_d/2 + (n-1)W + W_a/2)]) \}, \\ & -(W_d/2 + (n-1)W + W_a) \leq z \leq -(W_d/2 \\ & + (n-1)W), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \dots \\ E = \{ & 0 A_d \exp(-i\alpha_d z) + B_d \exp(i\alpha_d z), \\ & q_{\parallel} / \alpha_d [A_d \exp(-i\alpha_d z) - B_d \exp(i\alpha_d z)] \}, \\ & -W_d/2 \leq z \leq W_d/2, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\dots \\ E = \{ 0 A_{n,a}^r \exp[-i\alpha_a(z - W_d/2 - (n-1)W - W_a/2)]$$

$$\begin{aligned} & + B_{n,a}^r \exp[i\alpha_a(z - W_d/2 - (n-1)W - W_a/2)], \\ & q_{\parallel} / \alpha_a (A_{n,a}^r \exp[-i\alpha_a(z - W_d/2 \\ & - (n-1)W - W_a/2)] \\ & - B_{n,a}^r \exp[i\alpha_a(z - W_d/2 - (n-1)W - W_a/2)]) \}, \\ & W_d/2 + (n-1)W \leq z \leq W_d/2 + (n-1)W + W_a, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} E = \{ & 0 A_{n,b}^r \exp[-i\alpha_b(z - W_d/2 - nW + W_b/2)] \\ & + B_{n,b}^r \exp[i\alpha_b(z - W_d/2 - nW + W_b/2)], \\ & q_{\parallel} / \alpha_b (A_{n,b}^r \exp[-i\alpha_b(z - W_d/2 \\ & - nW + W_b/2)] \\ & - B_{n,b}^r \exp[i\alpha_b(z - W_d/2 - nW + W_b/2)]) \}, \\ & W_d/2 + (n-1)W + W_a \leq z \leq W_d/2 + nW, \end{aligned} \quad (5)$$

上面式中的 r, l 与 d 分别表示右边超晶格、左边超晶格和中间缺陷层. n 表示缺陷层两边超晶格第 n 个周期. 另外, 式中

$$\alpha_i = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_i - q_{\parallel}^2 \right)^{1/2}, \quad (i = a, b, d), \quad (6)$$

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{\infty i} \left(\frac{\omega^2 - \omega_{10i}^2}{\omega^2 - \omega_{20i}^2} \right), \quad (i = a, b, d). \quad (7)$$

根据边界条件: 电场强度的切向分量($E_y(z)$)和电位移法向分量($D_z(z) = \varepsilon_i E_z(z)$)在界面处连续, 我们利用转移矩阵法, 推导了决定极化激元模的色散关系式

$$\cos(q_z W) - (\hat{P}_{11} + \hat{P}_{22})/2 = 0, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \sin(q_z W) \{ \hat{q}_{1,l} + \hat{q}_{2,l} \} + (\hat{P}_{2,2} - \hat{P}_{1,l}) \{ \hat{q}_{2,2} - \hat{q}_{1,l} \} / 2 \\ + \hat{P}_{1,2} \hat{q}_{2,l} + \hat{P}_{2,l} \hat{q}_{1,2} = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

式中,

$$\hat{P} = \hat{M}^{-1}(\varepsilon_a, \alpha_a, W_a) \hat{M}(\varepsilon_b, \alpha_b, -W_b) \hat{M}^{-1} \times (\varepsilon_b, \alpha_b, W_b) \hat{M}(\varepsilon_a, \alpha_a, -W_a), \quad (10)$$

$$\hat{q} = \hat{M}^{-1}(\varepsilon_a, \alpha_a, W_a) \hat{M}(\varepsilon_d, \alpha_d, -W_d) \hat{M}^{-1} \times (\varepsilon_d, \alpha_d, W_d) \hat{M}(\varepsilon_a, \alpha_a, -W_a), \quad (11)$$

$$\hat{M}(\varepsilon, \alpha, z) = \begin{pmatrix} \exp(-iaz/2) & \exp(iaz/2) \\ \frac{\varepsilon q_{\parallel}}{\alpha} \exp(-iaz/2) & -\frac{\varepsilon q_{\parallel}}{\alpha} \exp(iaz/2) \end{pmatrix}, \quad (12)$$

(8) 式描述的是完整超晶格中扩展极化激元模的色散关系. 局域极化激元模由(9)式决定并要求式中的 q_z 取如下形式:

$$q_z = \frac{n\pi}{W} + iq_0 \quad (n = 0, 1, 2, \dots, q_0 > 0). \quad (13)$$

这样,确保了局域模在超晶格中的衰减行为.

在下面的计算过程中,我们将采用如下参数^[31,32]对 GaAs, $\epsilon_{\infty}(\text{GaAs}) = 10.89$, $\omega_{10}(\text{GaAs}) = 55.045 \text{ THz}$, $\omega_{10}(\text{GaAs}) = 50.550 \text{ THz}$; 对 AlAs, $\epsilon_{\infty}(\text{AlAs}) = 8.16$, $\omega_{10}(\text{AlAs}) = 76.061 \text{ THz}$, $\omega_{10}(\text{AlAs}) = 68.150 \text{ THz}$, 真空的介电常数为 $\epsilon_r = 1$.

3. 计算结果与讨论

图 2 给出了含结构缺陷层的两耦合半无限超晶格中界面极化激元模的色散谱 (a) (c) 对应结构 I 缺陷层为真空的结构缺陷超晶格 (b) (d) 对应结构 II 缺陷层为 AlAs 的结构缺陷超晶格. 两结构取 $W_a = 0.5 \mu\text{m}$, $W_b = 1 \mu\text{m}$ 和 $W_d = 0.2 \mu\text{m}$.

图 2 中点划线 c 右边为非辐射区, 本文只讨论此区域中的非辐射模^[29]. 从图中可以看到, 结构 I (见图 2(a) 和 (c)) 具有四支类 GaAs 模 ($L_1 - L_4$) 和

两支类 AlAs 模 (L_5 和 L_6). 其中, 类 GaAs 模中有两支 (L_1 与 L_2) 处于微隙中, 另外两支 (L_3 与 L_4) 位于上微带的上方; 类 AlAs 模 (L_5 与 L_6) 都分布在微隙中, 而在微带的上、下方不存在局域模. 对于结构 II (见图 2(b) 和 (d)), 有四支类 GaAs 模 ($L'_1 - L'_4$) 和四支类 AlAs 模 ($L'_5 - L'_8$). 其中, 类 GaAs 模中有两支 (L'_2 与 L'_3) 处于微隙中, 另外两支 (L'_4 与 L'_1) 分别位于微带的上、下方; 类 AlAs 模中有两支 (L'_6 与 L'_7) 处于微隙中, 另外两支 (L'_8 与 L'_5) 分别位于微带的上、下方. 通过比较, 我们发现结构 I 与结构 II 中局域模在剩余射线区 $[\omega_{10}, \omega_{10}]$ 总是成对的出现, 但它们的分布情况与总数不同.

为了进一步揭示结构 I 与结构 II 中的局域极化激元模特征, 我们在图 3 中描绘了它们的电场强度 $|E_y(z)|$ 在 z 轴方向分布情况 (a) 和 (c) 分别对应图 2(a) 中的模 L_5 和 L_6 (取 $q_{\parallel} W = 3$) (b) (d) 分别对应图 2(b) 中的模 L'_6 和 L'_7 (取 $q_{\parallel} W = 3$). 从图 3(c)

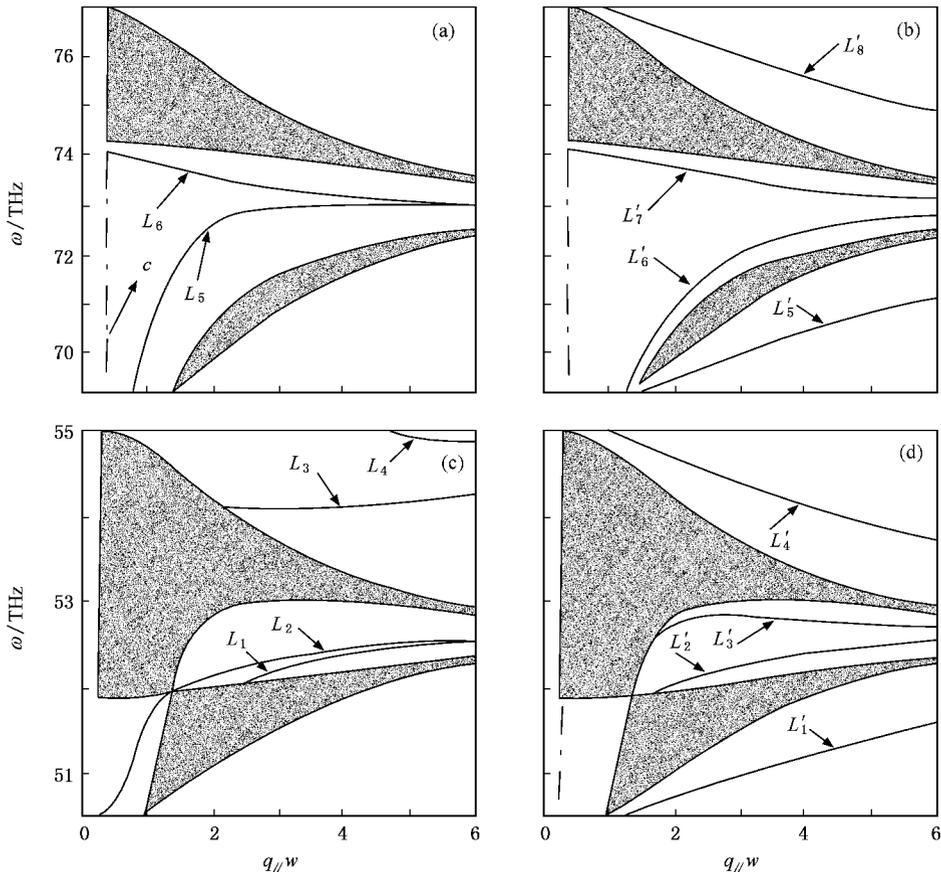


图 2 含结构缺陷超晶格 (GaAs/AlAs) 中的极化激元色散谱 (a) 和 (c) 对应结构 I (b) 和 (d) 对应结构 II, 图中的阴影区为扩展的极化激元模微带, 实线为局域极化激元模, 点划线 c 对应光在真空中的色散式 $\omega = c q_{\parallel}$

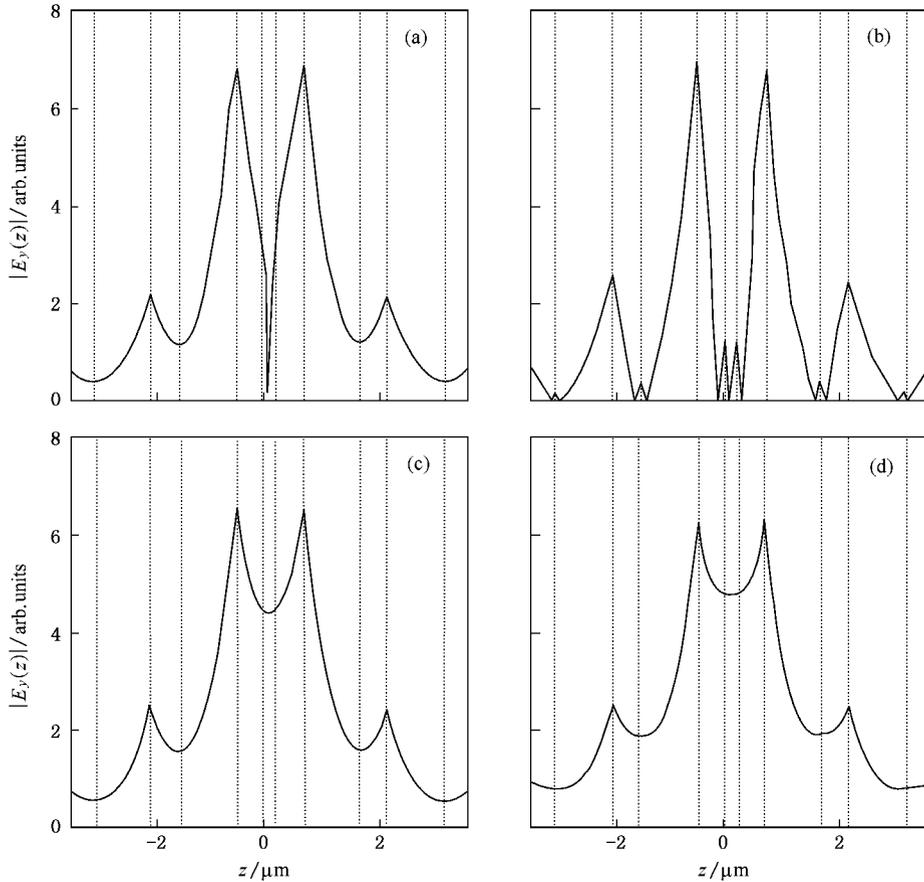


图3 极化激元模的电场强度 $|E_y(z)|$ 在 z 轴的分布情况((a)和(c)分别对应图1(a)中的模 L_5 和 L_6 (取 $q_{//}W=3$),(b)(d)分别对应图1(b)中的模 L'_6 和 L'_7 (取 $q_{//}W=3$),虚线代表结构中的各界面)

和(d),可知 L_5 与 L'_6 为对称模.它们除了在缺陷层里面分布存在细微区别外, $|E_y(z)|$ 在 z 轴方向分布情况大致相同.而对于反对称模(见图1(a)和(b)),两结构中极化激元模的 $|E_y(z)|$ 分布存在明显的区别,结构I中反对称模的 $|E_y(z)|$ 除了在缺陷层中心出现零值外,其他位置均为非零值.而结构II中反对称模的 $|E_y(z)|$ 除了缺陷层中心出现零值外,在超晶格各组分层中都出现一次零值,具有典型的界面模特征^[33].

图4描述了结构I中组分层的排序对局域极化激元模的影响.图4(a)(c)对应超晶格组分层材料同图1(b)(d)对应的超晶格的组分层材料与图1相反(即 a 和 b 材料分别为AlAs和GaAs).通过观察,很容易看到,图4(c)剩余射线区 $[\omega_{T0}(\text{GaAs}), \omega_{L0}(\text{GaAs})]$ 内的类GaAs极化激元微带、微隙形状和局域极化激元模分布情况与图4(b)剩余射线区 $[\omega_{T0}(\text{AlAs}), \omega_{L0}(\text{AlAs})]$ 内的类AlAs极化激元频率谱完全相似;图4(a)与(d)也具有类似的特点.因

此,超晶格组份层的排序对微带的形状和局域极化激元模分布产生很大的影响,但局域模的总数并没有发生变化.这一特点与文献[33]中的报道一致.

接下来,讨论结构I中缺陷层厚度变化对局域极化激元模频率的影响.图5(a)与(c)分别对应 $q_{//}W_b=2.3$ 时类AlAs模和类GaAs模,图5(b)与(d)分别对应 $q_{//}W_b=5.2$ 时类AlAs模和类GaAs模.当 $q_{//}W_b=2.3$ 时,微隙中的类AlAs模 L_5 在 W_d 较小的情况下随着 W_d 的增加迅速地朝高频区移动,随着 W_d 的进一步增大,该模频率达到极限并表现出对 W_d 的变化不再敏感.而模 L_6 似乎受 W_d 的影响不是很大,在 W_d 的增加过程中,该模只是微微向低频区移动一点.当 $q_{//}W_b=5.2$ 时(见图5(b))时,模 L_5 与 L_6 的变化趋势与前相似,只是模 L_5 频率随 W_d 的增加变化幅度较前面小了.在频率区间 $[\omega_{T0}(\text{GaAs}), \omega_{L0}(\text{GaAs})]$,当 $q_{//}W=2.3$ 时,微隙中的类GaAs模 L_1 随着 W_a 的增加从下微带上方冒出并向高频区移动,最后趋近极限值.而模 L_2 对 W_d 的

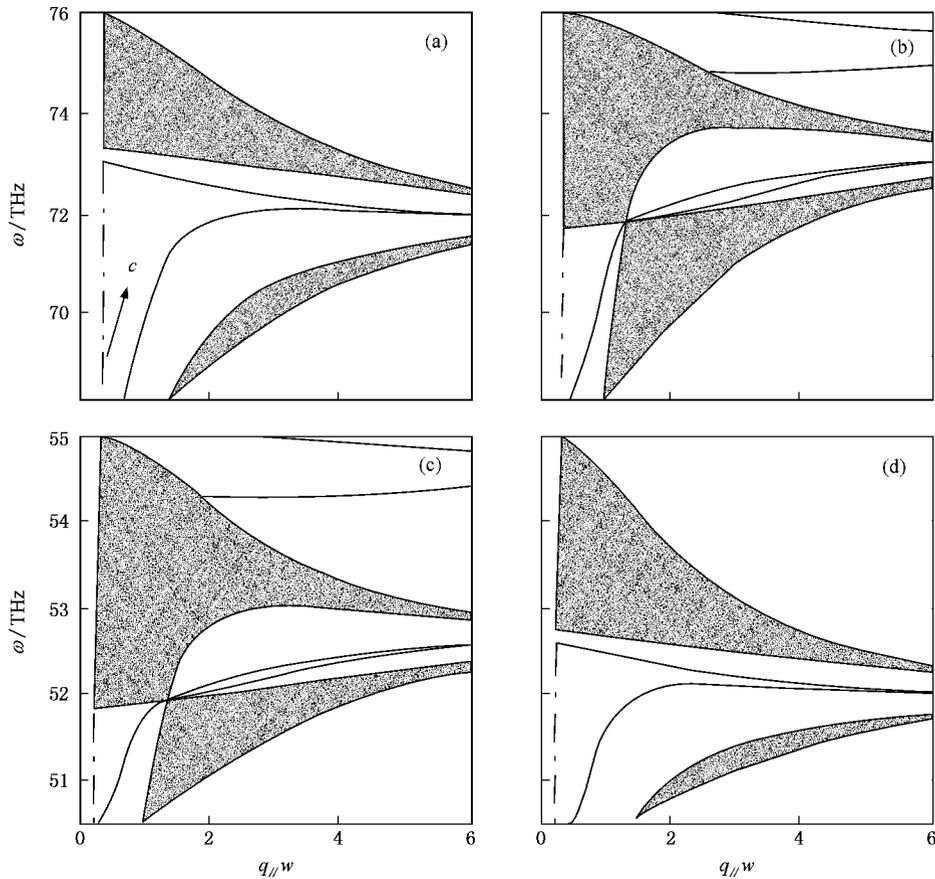


图4 结构 I 中的极化激元色散谱 (a)和(c)对应超晶格组分层材料同图1 (b)和(d)对应的超晶格的组分层材料与图1相反(即 a 和 b 材料分别为 AlAs 和 GaAs)取 $W_a = 0.5 \mu\text{m}$, $W_b = 1 \mu\text{m}$ 和 $W_d = 0.36 \mu\text{m}$

变化几乎没有什么反应. 在微带的上方, 模 L_3 随着 W_d 的增加从微带中的散射态逐渐变成微带上方的局域态, 随着 W_d 的进一步增大, 该模向高频区移动. 而模 L_4 随着 W_d 的增加在频率区间的顶部出现并向低频区稍作移动, 最后与模 L_3 共同趋向一个极值. 对于 $q_{//} W = 5.2$, 模 L_3 与 L_4 的变化幅度较前面大, 模 L_1 与 L_2 的行为与 $q_{//} W = 2.3$ 时的情况相似.

最后, 我们讨论组分层厚度 W_a 变化对局域极化激元模频率的影响: 图 6 (a) 与 (c) 分别给出了 $q_{//} W_b = 1.6$ 时的类 AlAs 模和类 GaAs 模; 图 5 (b) 与 (d) 分别给出了 $q_{//} W_b = 3.6$ 时类 AlAs 模和类 GaAs 模. 当 $q_{//} W_b = 1.6$ 时, 在频率区间 $[\omega_{T0}(\text{AlAs}), \omega_{L0}(\text{AlAs})]$ 微隙随着 W_a 的增加逐渐减小, 当 W_a 达到某一值时, 微隙消失. 随着 W_a 进一步增大, 微隙又逐渐增大. 在这一变化发生的同时, 模 L_5 随着 W_a 的增大朝低频区移动, 并随着微隙的消失而消

失. 模 L_6 除变化幅度较 L_5 大以外, 与 L_5 的变化情况相似; 在频率区间 $[\omega_{T0}(\text{GaAs}), \omega_{L0}(\text{GaAs})]$ 模 L_1 始终贴近下微带并随着 W_a 的增加而向高频区移动, 最终随着微隙的消失而消失. 模 L_2 离下微带较 L_1 稍远点, 其频率变化特点与 L_1 类似. 而模 L_3 在微带上方随着 W_a 的增加向低频区移动, 最终趋近一个极值. 它与模 L_1 和 L_2 不同的是, 它并不随着微隙的消失而消失. 当 $q_{//} W_b = 3.6$ 时, 类 AlAs 模和类 GaAs 模的变化情况与 $q_{//} W_b = 1.6$ 时有很多相似之处, 但我们应该注意到, 它们在频率变化幅度上存在较大的区别. 同时还应该看到, 在频率区间 $[\omega_{T0}(\text{GaAs}), \omega_{L0}(\text{GaAs})]$ 多了一条类 GaAs 模 L_4 , 它始终位于区间顶部, 似乎对 W_a 变化很不敏感. 综合图 5 与 6, 我们可知, 局域极化激元模在依赖于缺陷层与组分层厚度的同时, 还受横向波矢 $q_{//}$ 的影响.

针对上面的现象, 我们作如下分析与讨论. 对于一个含结构缺陷的超晶格, 它的周期性在缺陷层

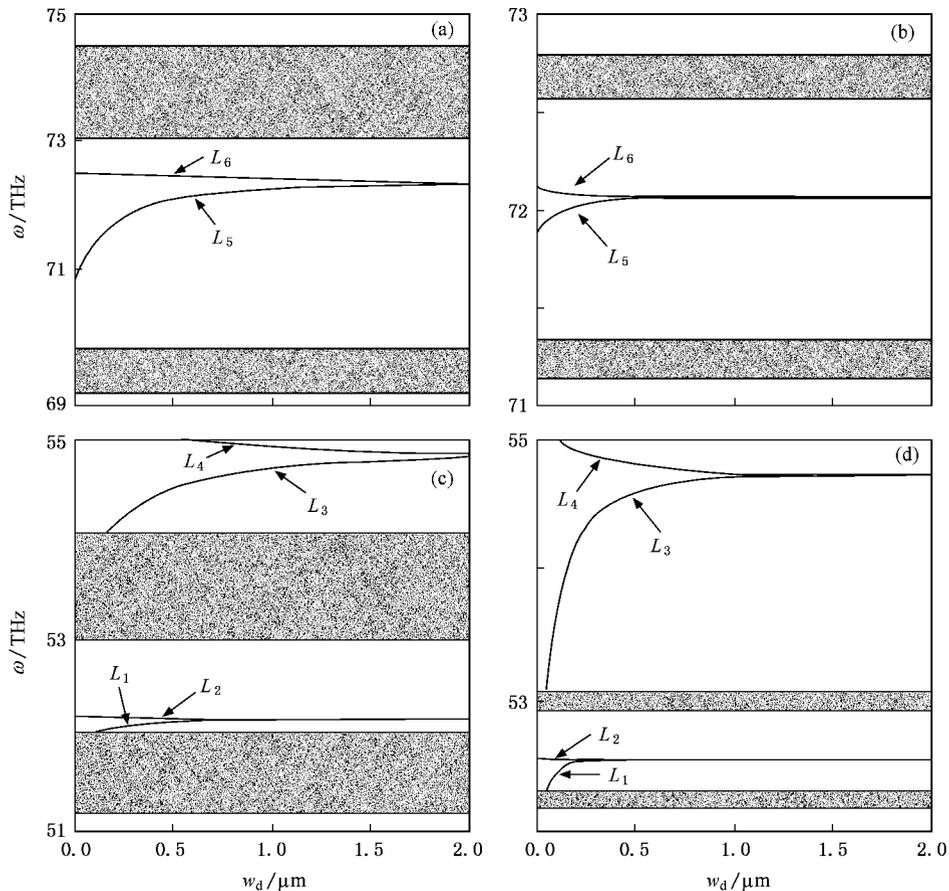


图5 结构 I 中局域极化激元模频率随缺陷层厚度的 w_d 变化 (a)和(c)对应 $q_{\parallel} W_b = 2.3$, (b)和(d)对应 $q_{\parallel} W_b = 5.2$. 取 $W_a = 0.5 \mu\text{m}$, $W_b = 1 \mu\text{m}$, 图中阴影及符号解释同图2

附近被局部破坏了,从而产生了新的耦合,并使得在微隙内或微隙外出现局域在缺陷层附近的界面极化激元模. 这些模随两超晶格之间的耦合程度变化而变化,而耦合程度又取决于超晶格组分层和缺陷层的介电特性及相对厚度,特别是连接左右两部分的缺陷层的介电特性. 所以,我们能看到局域极化激元模对缺陷层介电常数与厚度、组分层的排列顺序与厚度敏感. 对于结构 I 与 II 中的反对称模表现出不同特征这一现象,我们可从(7)式入手,频率与介电常数是否有关直接影响着介电常数的大小,通过(6)式和(1)–(5)式传递,影响着局域模的特征. 结构 I 与 II 中的局域模为对称或反对称模,其原因是结构本身具有对称性. 从(6)式可知,横向波矢 q_{\parallel} 影响着 α 的大小,通过(1)–(5)式传递,从而影响着各模电场强度的大小,因此局域极化激元模特性对横向波矢 q_{\parallel} 有一定的依赖性. 本文研究结果与文献[17]中的某些结论存在相似之处,其原因是声子-极化激元是光学声子与光子的耦合体,在横向波

矢较大的情况下,耦合效应较弱,主要表现光学声子特点. 而在横向波矢较小的情况下,这种耦合效应较强,表现声子-极化激元模特征,因此文中出现了许多新的现象. 对此,文献[29]已作过详细地讨论.

4. 结 论

本文利用转移矩阵方法推导了含构缺陷层的两耦合半无限超晶格(GaAs/AlAs)中的界面极化激元模的色散关系式,研究了该结构中局域界面极化激元模的性质. 我们发现缺陷层介电常数是否依赖于角频率直接影响着局域模在剩余射线区 $[\omega_{10}, \omega_{10}]$ 的分布情况与数量,而且还影响着反对称模特征. 文章着重考虑了缺陷层为真空的结构缺陷超晶格,结果表明,此结构中的局域极化激元模还对组分层的排列顺序与厚度、缺陷层的厚度以及横向波数有着不同的依赖程度. 作者认为通过改变结构参数可以实现对局域极化激元模性质的调节与控制,同时

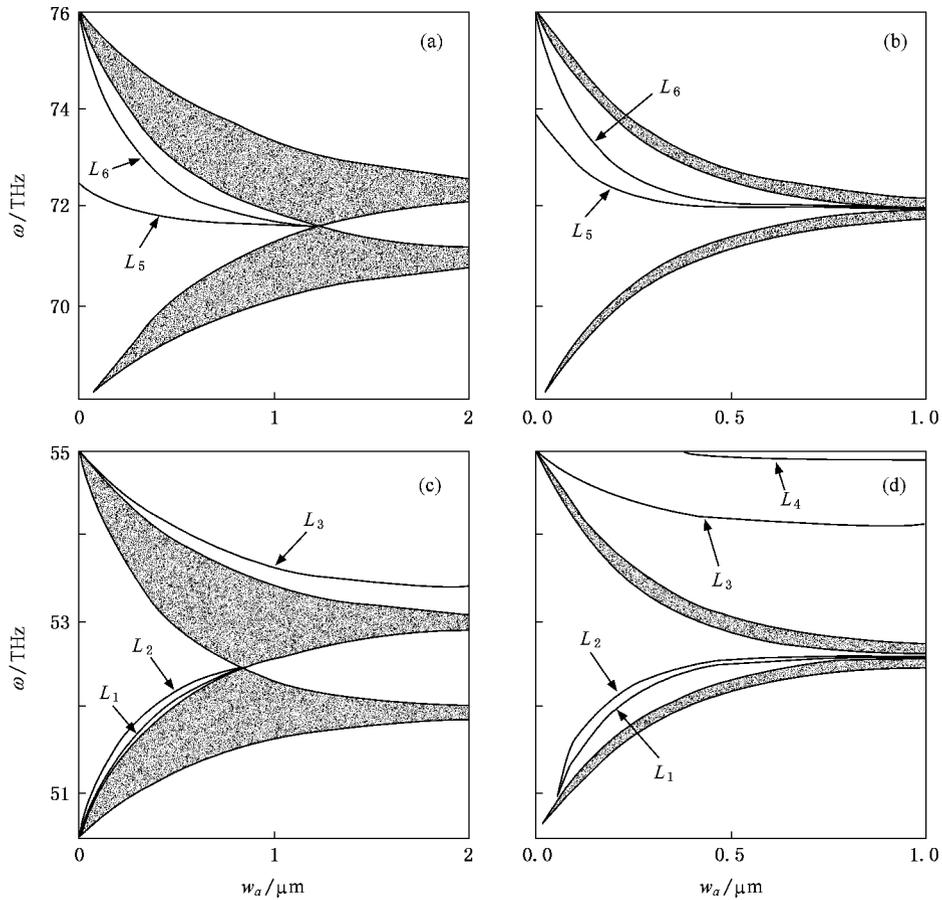


图6 结构 I 中局域极化激元模频率随缺陷层厚度的 w_a 变化 (a)和(c)对应 $q_{||}/W_b = 1.6$, (b)和(d)对应 $q_{||}/W_b = 3.6$, 取 $W_b = 1 \mu\text{m}$, $W_d = 0.2 \mu\text{m}$, 图中阴影及符号解释同图2

希望这些结论能成为设计相关的光学元器件、相应

实验研究的理论依据。

- [1] Xu J, Chen K J, Han H X, Li G H, Wang Z P 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 1938 (in Chinese) [徐 骏、陈坤基、韩和相、李国华、汪兆平 1992 物理学报 **41** 1938]
- [2] Duan W, Zhu J L, Gu B L, 1994 *Phys. Rev. B* **49** 14403
- [3] Zhu B F, Chang Y C 1994 *Phys. Rev. B* **50** 11932
- [4] SHI J J 1995 *Chin. Phys.* **4** 356
- [5] Liu X H, Huang D M, Wang X J, Zhang C H, Zhu H J, Jiang Z M, Wang X 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 1863 (in Chinese) [刘晓晗、黄大鸣、王兴军、张春红、朱海军、蒋最敏、王 迅 1997 物理学报 **46** 1863]
- [6] Huang W Q, Chen K Q, Shuai Z G, Wang L L, Hu W Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2330 (in Chinese) [黄维清、陈克求、帅志刚、王玲玲、胡望宇 2004 物理学报 **53** 2330]
- [7] Zhu J L, Dai Z S, Hu X 2003 *Phys. Rev. B* **68** 45324
- [8] Li W X, Chen K Q, Duan W H, Wu J, Gu B L 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 822
- [9] Wang X J, Wang L L, Wang W Q, Tang L M, Chen K Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3649 (in Chinese) [王新军、王玲玲、黄维清、唐黎明、陈克求 2006 物理学报 **55** 3649]
- [10] Wang X J, Wang L L, Huang W Q, Tang L M, Zou B S, Chen K Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 429 (in Chinese) [王新军、王玲玲、黄维清、唐黎明、邹炳锁、陈克求 2007 物理学报 **56** 429]
- [11] He M D, Gong Z Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1415 (in Chinese) [贺梦冬、龚志强 2007 物理学报 **56** 1415]
- [12] Wang X H, Chen K Q, Gu B Y 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 5113
- [13] Chen K Q, Wang X H, Gu B Y 2000 *Phys. Rev. B* **61** 12075
- [14] Mizuno S 2002 *Phys. Rev. B* **65** 193302
- [15] Li W X, Chen K Q, Duan W, Wu J, Gu B L 2003 *Phys. Lett. A* **308** 285
- [16] Chen K Q, Wang X H, Gu B Y 2000 *Phys. Rev. B* **62** 9919
Chen K Q, Wang X H, Gu B Y 2002 *Phys. Rev. B* **65** 153305
- [17] Chen K Q, Duan W, Wu J, Gu B L, Gu B Y 2002 *J. Phys. :*

- Condens. Matter* **14** 13761
- Chen K Q, Duan W, Wu J, Gu B L, Gu B Y 2002 *Phys. Lett. A* **299** 634
- [18] Zhang X L, Gu B Y, Chen K Q 2003 *Phys. Lett. A* **316** 107
- [19] Wang X J, Wang L, Huang W Q, Chen K Q, Shuai Z, Zou B S 2005 *Semicond. Sci. Technol.* **20** 1027
- [20] Wang X J, Wang L L, Huang W Q, Tang L M, Zou B S, Chen K Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 429 (in Chinese) [王新军、王玲玲、黄维清、唐黎明、邹炳锁、陈克求 2007 物理学报 **56** 429]
- [21] Bah M L, Akjouj A, El Boudouti E H, Djafari-Rouhani B, Dobrzynski L 1996 *J. Phys. : Condens. Matter* **8** 4171
- [22] Tocchi M D, Scalora M, Bloemer M J, Dowling J P, Bowden C M 1996 *Phys. Rev. A* **53** 2799
- [23] Lahlaouti M L H, Akjouj A, Djafari-Rouhani B, Dobrzynski L 2000 *Phys. Rev. B* **61** 2059
- Lahlaouti M L H, Akjouj A, Djafari-Rouhani B, Dobrzynski L Hammouchi M, El Boudouti E H, Nougaoui A 2001 *Phys. Rev. B* **63** 035312
- [24] Vetrov Ya S, Shabanov A V 1992 *Sov. Phys. JETP* **74** 719
- [25] Costa Filho R N, Cottam M G, Albuquerque E L, Farias G A 1996 *Phys. Rev. B* **54** 2949
- [26] Dumelow T, Parker T J, Smith S R P, Tilley D R 1993 *Surf. Sci. Rep.* **17** 151
- [27] Mendialdua J, Rodriguez A, More M, Akjouj A, Dobrzynski L 1994 *Phys. Rev. B* **50** 14605
- [28] Bah M L, Akjouj A, El Boudouti E H, Djafari-Rouhani B, Dobrzynski L 1995 *J. Phys. : Condens. Matter* **7** 3445
- [29] He M D, Wang L L, Huang W Q, Wang X J, Zou B S 2006 *Semicond. Sci. Technol.* **21** 1584
- [30] He M D, Wang L L, Huang W Q, Wang X J, Zou B S 2007 *Phys. Lett. A* **360** 638
- [31] Yu Se Gi, Kim K W, Strocio M A, Iafrate G J, Sun J P, Haddad G I 1997 *J. Appl. Phys.* **82** 3363
- [32] Adachi S 1985 *J. Appl. Phys.* **58** R1
- [33] Dereux A, Vigneron J P, Lambin P, Lucas A A 1988 *Phys. Rev. B* **38** 5438

Localized interface phonon polaritons in two coupled semi-infinite superlattices

Gong Zhi-Qiang[†] He Meng-Dong

(College of Sciences, Central South University of Forestry & Technology, Zhuzhou 412006, China)

(Received 23 January 2007 ; revised manuscript received 8 April 2007)

Abstract

Using a transfer matrix method, we study the characteristics of the localized interface phonon polariton modes in two coupled superlattices (SL's) with a defect layer. Comparing different structure defects of SL where the dielectric characteristics of defect layers are different, we find that there are certain differences in the distribution and number of the localized interface phonon polariton modes in the Reststrahlen regions [ω_{T0}, ω_{L0}] and there are different characteristics for anti-symmetric modes in the above structures. The structurally defective SL of which the dielectric constant of defect layer is independent of frequency was emphatically investigated. We found that the localized interface phonon polariton modes in such structure are sensitive to the thicknesses and order of the constituent layers, the thickness of the defect layer as well as the transverse wavenumber $q_{//}$.

Keywords : phonon polaritons, localized modes

PACC : 7136, 6320P

[†] E-mail : GZQ405@sohu.com