

GaAs/AlAs 短周期超晶格中的纵光学声子限制模*

汪光平 江德生

(中国科学院半导体研究所)

1987年3月31日收到

本文报道在室温和非共振条件下, GaAs/AlAs 短周期超晶格结构中的纵光学声子限制模的拉曼光谱测量结果。首次观察到限制在 GaAs 和 AlAs 层中的全部纵光学声子模。从测量的拉曼散射峰的频率得到的超晶格结构的声子色散曲线, 与 GaAs 和 AlAs 体材料的声子色散曲线进行了比较, 二者符合尚好。因此, 短周期超晶格结构的拉曼光谱测量有可能成为测定晶体声子色散曲线的一种新方法。

近十年来, 半导体超晶格中的声子行为日益引起人们的注意, 发现了许多有趣并且可能对超晶格研究很有用的现象。有关这方面的进展可参看最近的评述性文章 [1] 和 [2]。简言之, 由 GaAs 和 AlAs 体材料的声子色散曲线可知, 其声学支基本上是重叠的, 而光学支是不重叠的。因此, 在 GaAs/AlAs 超晶格中, 声学声子模是传播模。通常近似用体材料的声学声子色散曲线的折叠来描述所观察到的现象, 其特性主要决定于超晶格的周期 d , 而光学声子模是非传播的限制模。类似量子阱中的电子被限制在 GaAs 势阱之中, 超晶格中的光学声子被更强烈地限制在 GaAs 和 AlAs 层中, 而有所谓“声子量子阱”的概念。其特性分别决定于 GaAs 和 AlAs 层的厚度 d_1 和 d_2 ($d = d_1 + d_2$)。早期关于超晶格中声子的工作主要是研究声学声子的折叠效应。Colvard 等^[3,4]虽然早就在 GaAs/AlA 超晶格中实际上观察到了纵光学声子限制模, 但直到最近, Sood 等^[5]的进一步研究才比较清楚地阐明了 GaAs 层中光学声子限制模的特性。但是, 这些工作仅限于对 GaAs 层中的光学声子限制模的研究, 并且他们的拉曼光谱测量主要是在低温和近共振条件下进行的。我们这里报道在室温和非共振条件下, GaAs/AlAs 短周期超晶格中纵光学声子限制模的拉曼光谱测量结果。在三块具有不同层厚的样品中, 首次观察到限制在 GaAs 和 AlAs 层内的全部纵光学声子模。

超晶格样品是用分子束外延方法生长在 (001) 晶向的 GaAs 衬底上。交替生长的 GaAs 和 AlAs 层共 200—400 个周期。层厚用单层数 n 表示, 超晶格结构记作 $(\text{GaAs})_n(\text{AlAs})_n$ 。一个单层相当于 2.83 Å。从 X 射线衍射确定, 所用的三块样品的单层数分别是 4, 6 和 8。拉曼光谱用 JY-T800 型激光拉曼光谱仪测量。激发光源用 Ar 离子激光器的 5145 Å 线。照射在样品上的激光功率为 200—500mW。采用柱面透镜, 以避免可能的样

* 国家自然科学基金资助课题。

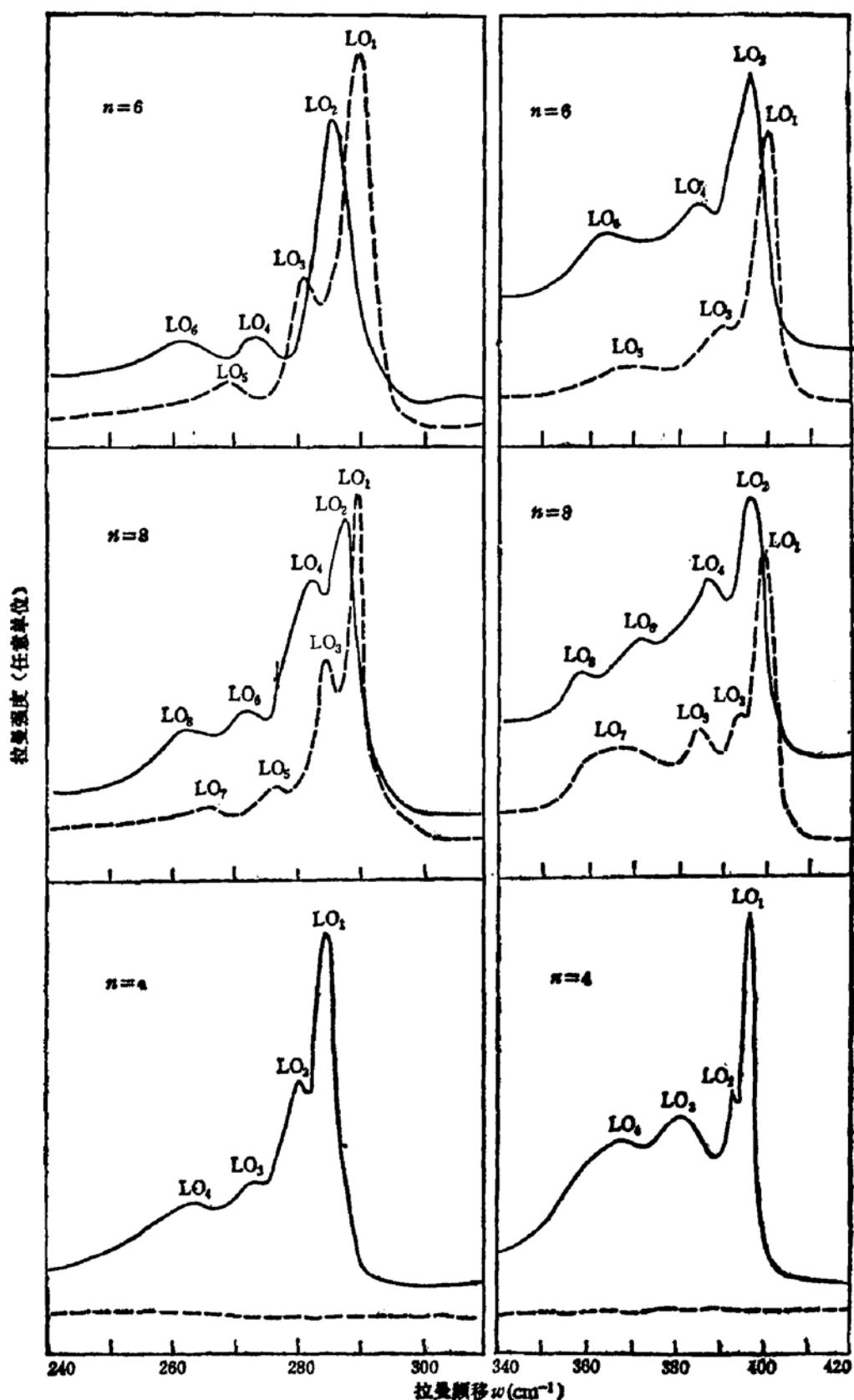


图1 在300K和5145 Å激光线激发下， $(\text{GaAs})_n(\text{AlAs})_m$ 超晶格结构的拉曼光谱。

--- $Z(XY)\bar{Z}$ 散射配置，— $Z(XX)\bar{Z}$ 散射配置。

上图和中图， $X = (100)$, $Y = (010)$, $Z = (001)$;

下图， $X = (1\bar{1}0)$, $Y = (110)$, $Z = (001)$.

品加热。拉曼光谱测量用背散射配置, 测量了 $Z(XX)\bar{Z}$ 偏振谱和 $Z(XY)\bar{Z}$ 退偏振谱。所有测量都是在室温下进行的。

三块样品的拉曼光谱都给在图 1 中, 左和右图分别示出 GaAs 和 AlAs 层中的纵光学声子限制模。 $(GaAs)_n(AlAs)_n$ 超晶格结构具有 D_{3d} 点群对称性。 n 个纵光学声子限制模 LO_m ($m = 1, 2 \dots n$) 分别有 B_1 (m 是奇数) 和 A_1 (m 是偶数) 对称性^[5, 6]。如前所述, 超晶格中光学声子是限制模, 光学支振动基本上是限制在层内的驻波。 m 实际上就是光学振动驻波在层内的半波个数。如果取 $X = (100)$, $Y = (010)$ 和 $Z = (001)$, 在 $Z(XY)\bar{Z}$ 散射配置下, B_1 声子是拉曼活性的, A_1 声子是非活性的; 而在 $Z(XX)\bar{Z}$ 散射配置下, 正好相反, A_1 声子是拉曼活性的, B_1 声子是非活性的。对于 $(GaAs)_6(AlAs)_6$ 样品, GaAs 和 AlAs 层中各有 6 个 LO 限制模, 分别在两种散射配置下全部观察到(见图 1 的上图)。对于 $(GaAs)_8(AlAs)_8$ 样品, GaAs 和 AlAs 层中应该各有 8 个 LO 限制模, 也分别在两种散射配置下全部观察到(见图 1 的中图)。

如果我们取 $X = (1\bar{1}0)$, $Y = (110)$ 和 $Z = (001)$, 则在 $Z(XX)\bar{Z}$ 散射配置下, B_1 声子和 A_1 声子都是拉曼活性的, 而在 $Z(XY)\bar{Z}$ 散射配置下, 二者都是拉曼非活性的。在图 1 的下图中, 我们给出对 $(GaAs)_4(AlAs)_4$ 样品在这种散射配置下的拉曼光谱的测量结果。从图中可见, 在 $Z(XX)\bar{Z}$ 散射配置下, GaAs 和 AlAs 层中各 4 个 LO 限制模全都出现了, 而在 $Z(XY)\bar{Z}$ 散射配置下, 未出现任何散射峰。

Sood 等^[5]将测量得到的 LO_m 模的频率 ω 对 $q = \frac{m\pi}{d_1} = \frac{m}{n} \left(\frac{2\pi}{a_0} \right)$ 绘成曲线(a_0 是体材料的晶格常数), 并与 GaAs 体材料的声子色散曲线进行了比较。考虑到超晶格材料与体材料有相同的原子运动方程, 只是边界条件不同。我们认为, 这样的比较是粗略可行的。Molinari 等^[7]计算了 $(GaAs)_n(AlAs)_n$ 超晶格结构的声子谱。他们考虑到界面层原子的振动, 认为应按照 $q = \frac{m}{n+1} \left(\frac{2\pi}{a_0} \right)$ 画出计算得到的 LO 限制模的频率对 q 的关系曲线。计算结果与相应体材料的声子色散曲线比较, 发现二者符合得意外地好。实际上, 光学声子虽然被强烈地限制在层内, 仍然会向层外微小地扩展。一般认为, 扩展深度大约是一个单层左右^[8, 9]。此外, GaAs 和 AlAs 层之间的界面不可能是严格陡变的, 即使在比较好的超晶格材料中也有大约一个单层的界面加宽^[10]。因此, 假设 $q = \frac{m}{n+1} \left(\frac{2\pi}{a_0} \right)$ 是有一定道理的。在图 2 中, 我们按照这一假设, 绘出测量得到的 GaAs 和 AlAs 层中 LO 限制模的频率 ω 对 q 的关系曲线, 并与相应体材料的声子色散曲线进行比较。对于 GaAs, 应考虑到中子散射数据^[11]给出的 $LO(\Gamma)$ 值 (285cm^{-1}) 低于从拉曼散射得到的公认的 $LO(\Gamma)$ 值 (292cm^{-1})。而对于 AlAs, 目前尚没有中子散射数据可以比较。已知的计算的 AlAs 声子色散曲线^[10, 11], 相互之间偏离很大, 其 $LO(\Gamma)$ 值与拉曼散射测量的 $LO(\Gamma)$ 值 (404cm^{-1})^[12]也有偏离。考虑到上述这些因素, 应该可以说, 二者之间符合尚好。如果这种比较是合理可行的, 短周期超晶格样品的拉曼散射测量, 有可能发展成为一种晶体声子色散曲线的测量方法。这种方法对于不易得到稳定体材料的晶体, 比如 AlAs 等, 更有特别的意义。

我们感谢西德马普协会固体研究所的 Dr. K. Ploog 提供测试所用的样品, 感谢丁

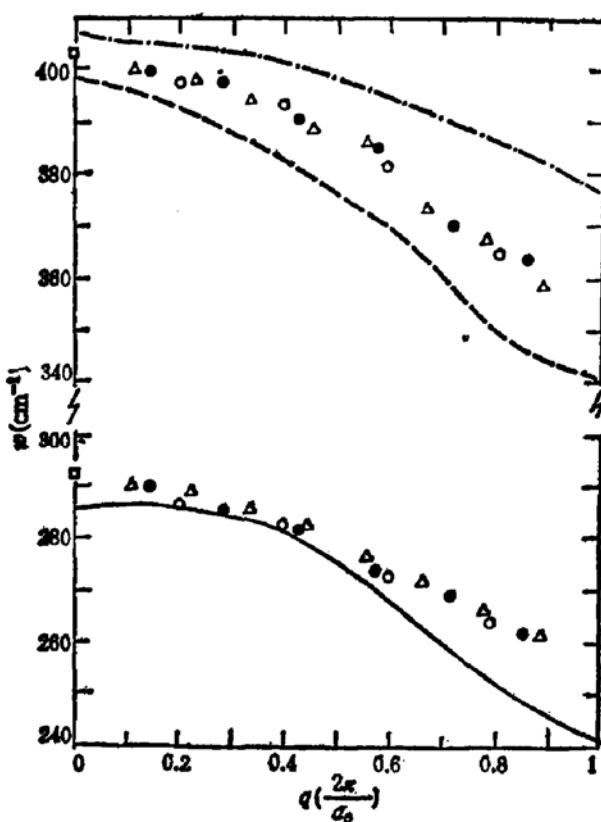


图2 测量的 GaAs 和 AlAs 层中的 LO_m 限制模频率 ω 对 $q = \frac{m}{n+1} \left(\frac{2\pi}{a_0} \right)$ 的关系曲线。

$\circ n = 4$
 $\bullet n = 6$
 $\triangle n = 8$ } 本工作中拉曼散射的测量数据。
 □ 拉曼散射测量的体 GaAs 和 AlAs^[13]的 $\text{LO}(\Gamma)$ 值。
 ——根据体 GaAs 中子散射数据^[12]描成的曲线。
 --- 计算的体 AlAs 声子色散曲线^[13]。
 - - - - 计算的体 AlAs 声子色散曲线^[13]。

现同志在技术上的帮助。

参 考 文 献

- [1] M. V. Klein, *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-22**, 1760 (1986).
- [2] C. Colvard, T. A. Gant, M. V. Klein, R. Merlin, R. Fischer, H. Morkoc and A. C. Gossard, *Phys. Rev.*, **B31**, 2080 (1985).
- [3] C. Colvard, R. Merlin, M. V. Klein and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 298 (1980).
- [4] C. Colvard, R. Merlin, M. V. Klein and A. C. Gossard, *J. Physique*, **42**, C6—631 (1981).
- [5] A. K. Sood, J. Menendez, M. Cardona and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 2111 (1985).
- [6] R. Loudon, *Adv. Phys.*, **13**, 423 (1964).
- [7] E. Molinari, A. Pasolino and K. Kunc, 18th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors, p. 663, August 1986.
- [8] B. Jusserand, F. Alexandre, D. Paquet and G. Le Roux, *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 301 (1985).
- [9] J. L. T. Waugh and G. Dolling, *Phys. Rev.*, **132**, 2410 (1963).
- [10] S. K. Yip and Y. C. Chang, *Phys. Rev.*, **B30**, 7037 (1984).
- [11] M. Kagaya and T. Soma, *Solid State Commun.*, **48**, 785 (1983).
- [12] A. Onton, 10th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors, p. 107, August 1970.

Confined Longitudinal Optical Phonon Modes in GaAs/AlAs Short Period Superlattices

Wang Zhaoping and Jiang Desheng

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing)

Abstract

The complete modes of confined longitudinal optical Raman phonons in GaAs and AlAs layers of GaAs/AlAs short period superlattices are observed for the first time at room temperature and under off-resonance conditions. The phonon dispersion curves, derived from the measured Raman peaks of superlattice structures, are in good agreement with those of bulk GaAs and AlAs, respectively. It suggests that Raman measurements of short period superlattices may provide a meaningful method for determining the phonon dispersion curves of crystals.