

近周期超晶格中的声学声子 及其光散射特性^{*}

刘晓晗 黄大鸣 王兴军 张春红 朱海军 蒋最敏 王 迅

(复旦大学物理系, 应用表面物理国家重点实验室, 上海 200433)

(1996 年 10 月 30 日收到; 1996 年 12 月 16 日收到修改稿)

利用转移矩阵方法计算了近周期超晶格体系(包括有限周期数的超晶格、耦合超晶格、层厚起伏和层厚渐变的超晶格)中声学声子的喇曼散射谱. 结果表明上述近周期超晶格的光散射特性与理想严格周期的体系和完全无序的体系都不相同, 呈现出许多独特的性质. 对有限周期数的超晶格, 由于边界的存在, 喇曼谱中除了理想超晶格中存在的折叠声学声子峰(主峰)外, 还会出现一系列等间距分布的卫星峰. 对耦合超晶格体系, 理想超晶格中存在的主峰将出现分裂. 对层厚起伏变化的超晶格, 主峰呈现非对称展宽, 展宽主要出现在高波数端. 计算结果和实验测得的谱线作了比较, 特征是一致的.

PACC: 7830; 7865; 6320

1 引 言

自从对半导体超晶格进行研究以来, 喇曼散射就一直作为超晶格材料的结构表征和物理研究的基本工具. 其中相当一部分工作集中在超晶格中声学声子的光散射研究. 由于超晶格在生长方向上人为地引进了周期 d , 因此其色散关系可以在一个较小的布里渊区 ($q_{\max} = \pi/d$) 内加以描述. 利用连续弹性模型, 考虑到超晶格的平移对称性质, 可以得到超晶格声学声子的色散关系, 即 Rytov 方程^[1]. 从超晶格声学声子的色散关系可以得到喇曼谱中声学声子散射峰的峰位^[2], 有关散射峰的强度, He 等^[3]在理论上给出了详细的计算结果.

超晶格的平移对称性隐含着超晶格的周期数必须非常大, 以致超晶格的边界所带来的效应可以忽略. 然而, 实际制备的超晶格与具有严格平移对称性的理想超晶格相距甚远. 一是实际制备的超晶格的周期数总是有限的, 换言之, 除了周期分布的异质界面之外, 体系还存在着诸如超晶格/衬底和超晶格/空气等边界; 二是实际制备的超晶格不可避免地存在层厚起伏. 这两点破坏了超晶格中严格的平移对称性, 声子的波矢 q 不再是严格的好量子数, Rytov 方程也不再严格成立. 如果考虑这些影响, 超晶格中声子态及其喇曼散射谱将有什么变化是非常有兴趣且重要的问题, 近年来已引起广泛注意.

^{*} 国家自然科学基金资助的课题.

Zhang 等^[4]首先利用高分辨喇曼谱仪研究了周期数 $N=15$ 的长周期 SiGe/Si 超晶格的声学声子的光散射特性. 观察到了两个有趣的现象: 1) 在喇曼主峰附近存在着称为卫星峰的一系列小峰, 2) 大部分主峰分裂为双峰. 他们把卫星峰归结为超晶格边界效应所引起的共振模, 而把主峰的分裂归结为微小的层厚起伏. Pilla 等^[5]利用布里渊散射仪也观察到周期数 $N=145$ 的 Si_5Ge_5 短周期超晶格中布里渊散射的多峰结构, 结果分析表明, 这些多峰结构也是起源于超晶格的边界效应. 最近, Belitsky 等^[6]利用加磁场的共振喇曼散射研究了层厚起伏的 GaAs/AlAs 超晶格. 喇曼谱显示了在声子态密度散射的连续背景上存在着一些峰和谷. 连续的态密度散射标志着平移对称性的破缺, 与非晶材料的喇曼散射谱相似. 峰的出现则表示体系还是带有近周期特性的, 其位置可以用理想超晶格的色散关系相对应. 谷的位置则相应于声学声子的带隙, 其声子态密度较小.

上述实际的非理想超晶格结构, 本文称之为近周期体系. 近周期体系, 包括有限尺寸的超晶格和层厚起伏的超晶格, 文献中已有报道, 但是由于这个体系本身的复杂性, 很多问题还需要作进一步的讨论. 例如, Zhang 等观察到的主峰分裂究竟是层厚起伏或是由 Pilla 等所认为的有限尺寸所致? 层厚起伏带来的效应到底是主峰分裂还是连续的态密度散射? 在什么情况下这些效应能在实验中反映出来? 此外, 一些理论工作也在进行, Mizuno 等^[7]和 Khouardifi 等^[8]分别用转移矩阵和格林(响应)函数方法研究了近周期(或多层膜结构)的声学声子特性, 但他们的工作还没有到能与实验测得的喇曼谱进行直接比较的阶段.

本文基于连续弹性模型, 利用转移矩阵方法计算了近周期超晶格的声学声子散射谱, 并且和实验结果作了比较. 在理论计算的基础上, 我们对若干典型的近周期体系, 包括有限周期数的超晶格、耦合超晶格、层厚渐变和起伏的超晶格, 作了详细的讨论.

2 理论计算——转移矩阵方法^[7]

对半导体体系中的声学声子, 如果所考虑的声波波长远大于晶格常数, 就可以把体系简单地看作连续弹性介质, 介质的位移或者声波的波场分布可以由连续弹性波动方程的解来描述.

对于一个含有 N 层薄膜的多层膜结构, 第 i 层薄膜的位移可用 $U_i(z)$ 表示,

$$U_i(z) = c_i^t e^{ik_i z} + c_i^r e^{-ik_i z}, \quad (1)$$

其中 $k_i = \omega/v_i$, ω 为声子的能量, v_i 为声速, t, r 分别表示透射和反射波. 与位移相应的应变造成的应力为

$$S_i(z) = Z_i v_i \frac{\partial U_i(z)}{\partial z} = i\omega Z_i (c_i^t e^{ik_i z} - c_i^r e^{-ik_i z}), \quad (2)$$

其中 $Z_i = \rho_i v_i$ 为声阻抗, ρ_i 为密度.

在多层膜相邻两层的界面处, $U_i(z)$ 和 $S_i(z)$ 必须连续, 为了写下这些边界条件, 可以引入一个两分量矢量

$$W_i(z) = \begin{pmatrix} U_i(z) \\ S_i(z) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

这样,如果 z 为第 i 层和第 $i+1$ 层的界面处,则边界条件即为

$$W_i(z) = W_{i+1}(z). \quad (4)$$

由(1)和(2)式, $W_i(z)$ 还可以写成

$$W_i(z) = h_i(z) C_i, \quad (5)$$

其中

$$h_i(z) = \begin{pmatrix} e^{ik_i z} & e^{-ik_i z} \\ i\omega Z_i e^{ik_i z} & -i\omega Z_i e^{-ik_i z} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$C_i = \begin{pmatrix} c_i^t \\ c_i^r \end{pmatrix}. \quad (7)$$

利用(4)和(5)式,可以得到 W_i 和 W_{i+1} 之间的递推关系

$$\begin{aligned} W_{i+1}(z + d_{i+1}) &= h_{i+1}(z + d_{i+1}) C_{i+1} \\ &= h_{i+1}(z + d_{i+1}) h_{i+1}^{-1}(z) W_{i+1}(z) \\ &= h_{i+1}(z + d_{i+1}) h_{i+1}^{-1}(z) W_i(z) \\ &= t_{i+1}(d_{i+1}) W_i(z), \end{aligned} \quad (8)$$

其中 d_{i+1} 为第 $i+1$ 层的厚度,

$$t_i(d_i) = h_i(z + d_i) h_i^{-1}(z), \quad (9)$$

即为第 i 层的转移矩阵,利用(6)式,

$$t_i(d_i) = \begin{pmatrix} \cos \alpha_i & \frac{1}{\omega Z_i} \sin \alpha_i \\ -\omega Z_i \sin \alpha_i & \cos \alpha_i \end{pmatrix}, \quad (10)$$

其中 $\alpha_i = k_i d_i$.

进一步利用(5)和(8)式可以得到

$$C_{i+1} = h_{i+1}^{-1}(z + d_{i+1}) t_{i+1}(d_{i+1}) h_i(z) C_i. \quad (11)$$

上式给出了不同层中 C_i 之间的递推关系,与体系的边界条件结合起来,就可以解出声学声子的位移场 $U_i(z)$. 本文选取的边界条件,即多层膜结构的两端分别为空气和半无限长的衬底,在和空气的界面处取为自由端.

已知体系声波的位移 $U(z)$, 声学声子的光散射谱由下式给出^[2]:

$$I \propto \left| \int e^{-iqz} \Pi(z) \frac{\partial U}{\partial z} dz \right|^2, \quad (12)$$

其中 q 为光散射所激发的声子的波矢, $\Pi(z)$ 为材料的光弹系数.

3 实 验

本文所用的 SiGe/Si 超晶格样品是用法国进口的 Riber-SSC 固体源分子束外延

(MBE)设备生长在 Si(100)衬底上的.先在表面清洁平整的 Si(100)衬底上生长一层 50 nm 厚的 Si 缓冲层,有利于提高外延层的晶体质量.然后交替地生长 SiGe 合金和 Si 层,形成超晶格结构.为了使生长样品有陡峭的界面,生长温度为 400 ℃.喇曼谱是在室温下用近背散射配置得到的.激发光为 Ar⁺ 离子激光器的 514.5, 488.0 nm 线.激光通过一单色仪以滤去等离子线,再通过透镜聚焦在样品表面.样品置于真空腔中以避免来自样品表面吸附的空气分子的光散射.散射光由 Jobin-Yvon U1000 双单色仪分光后由光子计数器探测,信号被放大后由计算机记录.

4 有限周期数的超晶格

对于无限周期数的理想超晶格,由于它存在严格的平移对称性,因此可以利用布洛赫定理得到声学声子的色散关系,即 Rytov 方程的解.图 1 给出了一典型的 SiGe/Si 超晶格的计算结果.横坐标给出了归一化的声子波矢

$Q = q/(\pi/d)$.从图 1 可以看到,对大部分 Q 区域,色散关系接近直线,但在布里渊中心及边界处,

色散关系不再连续,而形成带隙.每支色散曲线由下向上可分别标以不同的指数 $p=0, -1, +1, -2 \dots$.对于声子的喇曼散射过程,需要同时满足能量和动量守恒,即散射光子和入射光子的能(动)量差

等于声学声子的能(动)量.图 1 中画出了波矢对应于散射光子和入射光子动量差的直线,直线和声学声子色散曲线的交点满足能量和动量守恒,即可得到声学声子喇曼散射谱的峰位.图 1 中的两条直线分别对应约化波矢 $Q \approx 0.5$ 和 0.9 (即布里渊区中心

和边界附近).对于 $Q \approx 0.5$,喇曼散射谱由近似等间距分布的喇曼散射峰组成;对于 $Q \approx 1$,可以得到一对对双峰构成的喇曼谱.喇曼散射的强度计

算已由 He 等^[3]详细给出.

对于有限周期数的超晶格,其平移对称性不再成立,不能再利用布洛赫定理.本文利用转移矩阵方法来计算声学声子的特性.计算中所选用的结构为 SiGe/Si 超晶格,其中 SiGe 层的厚度为 5 nm, Si 层的厚度为 21 nm, SiGe 层中 Ge 的组分 $x=0.5$.约化散射波矢 $Q \approx 0.85$.计算中所用到的材料参数可参看文献[4].我们计算了周期数 N 分别为 30, 15, 5 的有限超晶格的喇曼散射谱,计算结果如图 2 所示.

从图 2 可以看到,当 $N=30$.计算得到的喇曼谱和无限超晶格的结果差别不大.由于 $Q=0.85$,接近布里渊区边界,因此喇曼谱由一对对双峰给出,每一峰所对应的声学支指数可参见图 1.当 N 逐渐减小,喇曼谱开始明显地偏离无限超晶格的结果,表明超晶格的边界效应对超晶格中的声学声子已经产生很大的影响.由 $N=15$ 结构的散射谱可以看出,在对应于理想超晶格喇曼散射谱的主峰间存在着一系列等间距的小峰.沿用文献[4]

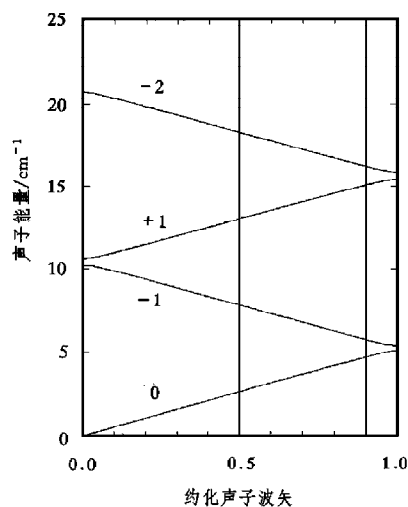


图 1 典型 SiGe/Si 超晶格声学声子的色散关系

的表述,我们也称这些小峰为卫星峰.这些小峰的起因可以这样来理解:对于有限周期数的超晶格,除了周期分布异质界面之外,声学声子在超晶格的边界处还存在反射,这样就会产生由超晶格有限尺寸所导致的共振模,由于共振模的能量对应于声学声子态密度的极大值,因此这些结构也将在喇曼谱中显示出来.共振模或卫星峰的间距可由超晶格的尺寸简单地表述^[4]:

$$\Delta\omega = 2v \frac{\pi}{Nd}, \quad (13)$$

式中 v 为超晶格中的平均声速, d 为超晶格的周期.

(13)式表明,随着 N 的减小,卫星峰之间的间距变大,正如图 2 所示.从图 2 还可看出,随着 N 的减小,主峰包括卫星峰的峰宽都增大.由于我们在计算中没有考虑谱仪分辨率对谱线的额外展宽,因此谱线的宽度直接和声子的寿命相联系,而这也是和超晶格的周期数(即超晶格的尺寸)相关的.

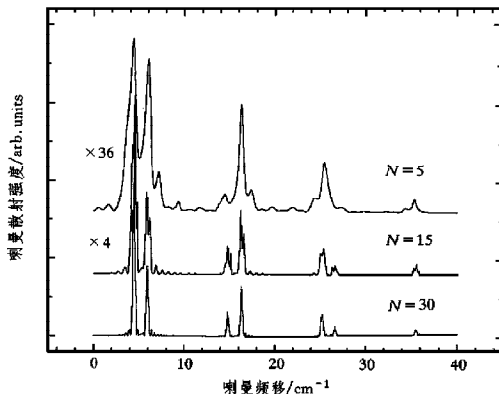


图 2 有限周期数的超晶格中声学声子喇曼散射计算谱

有限周期数的超晶格的喇曼散射谱已由 Zhang 等^[4]测得.文献[4]中样品的结构参数和图 2 中 $N=15$ 的结构是类似的.同时其实验谱线也呈现了我们计算谱中的主要特征:主峰和等间距分布的卫星峰.文献[4]把最接近主峰的卫星峰看作主峰分裂的结果,他们认为该分裂来自于超晶格中的层厚起伏.从图 2 的计算谱中可以看出,虽然 $N=15$ 的喇曼谱中的主峰看上去很像主峰的分裂,但事实上它们也只是卫星峰的一部分,也是超晶格的有限尺寸所致,而与超晶格的层厚起伏无关.由超晶格边界效应导致的共振模也在 Pilla 等^[5]的实验中观察到.他们的实验解释和本文的理论计算结果是一致的.

5 耦合超晶格

在理想超晶格结构中,如果有一个周期被破坏,超晶格体系严格的平移对称性亦受到破坏.这样的结构类似于在一维线性原子链中插入一个杂质原子或引入一个空位,即在一维周期体系中引入一个缺陷.现在考虑这样一个 SiGe/Si 近周期超晶格,其中一层 SiGe 层由 Si 替代.对声学声子的传播,也可以把这个体系看作分布在“缺陷”层(以下称作夹心层)两边的由两个超晶格结构所构成的耦合超晶格.对于这种结构,类似含杂质的原子链,声子谱中将出现局域模.该模的频率位于理想超晶格的带隙中,在一定的条件下,这类模也可在喇曼谱中显示出来.另一方面,中间夹心层的存在将对超晶格的声波引入一附加相位,这必然要改变体系声学声子的态密度,从而引起喇曼散射谱的变化.

我们计算了上述耦合 SiGe/Si 超晶格的喇曼散射谱,具体结构如下:在两个 15 个周

期的 SiGe/Si 超晶格中由一 28 nm 的 Si 层隔开, 超晶格中 SiGe 和 Si 层的厚度分别为 4 和 10 nm, SiGe 合金中 Ge 的组分为 0.5. 对应于中心的 Si 层, 样品是镜像对称的. 如果入射激光的波长为 514.5 nm, 则对应探测声子的约化波矢 $Q \approx 0.5$. 计算中所用到的材料参数和第 4 节相同. 计算得到的喇曼谱如图 3(a) 所示. 为了与不含夹心层的超晶格结构比较, 我们也计算了一 30 个周期的 SiGe/Si 超晶格的喇曼散射谱. 这一结构除了不含 Si 夹心层之外, 其他结构参数都与上述耦合超晶格相同. 图 3(b) 给出了这一超晶格的喇曼散射计算谱. 由于激光探测的声子约化波矢 $Q \approx 0.5$, 折叠声学声子的喇曼谱应由近似等间距分布的散射峰所组成. 图 3(b) 的计算谱正是给出了这一结果. 虽然在计算谱中也可分辨出由边界造成的卫星峰分布在主峰附近, 但这些峰与主峰相比是非常弱的. 因此图 3(b) 的散射谱与理想超晶格的结果差别不大. 对耦合超晶格除了布里渊散射峰 ($p=0$ 峰), 其散射谱 (图 3(a)) 与图 3(b) 有很大差别. 结果显示, 除了布里渊散射外, 其他各级主峰都明显地分裂为双峰结构. 这一结果可与耦合量子阱中电子态能级分裂相类似, 也是我们把这一近周期超晶格结构称之为耦合超晶格的原因.

为了在实验上观察耦合超晶格中声学模的分裂, 我们利用 MBE 生长了上述结构的 SiGe/Si 耦合超晶格. 图 4 给出了实验测得该样品的喇曼谱, 实验中激发光的波长为 514.5 nm, 对应可激发声子约化波矢 $Q \approx 0.5$. 从图 4 和图 3(a) 的比较中可以看出, 计算谱的主要特点都在实验谱中观察到了. 除了布里渊散射, 其余各级峰都为双峰结构, 其散射强度变化和计算得到的散射谱相一致. 由于喇曼谱仪分辨率的限制, 测量谱比计算谱略有展宽.

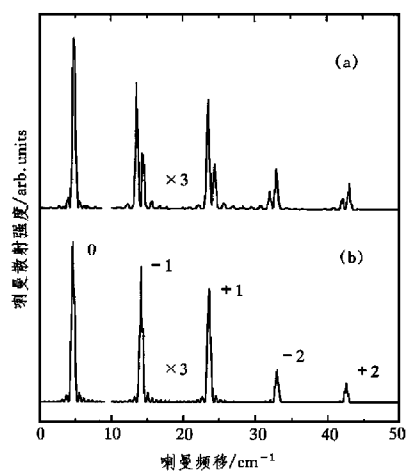


图 3 耦合超晶格(a)和 30 个周期的超晶格(b)中声学声子的喇曼散射计算谱

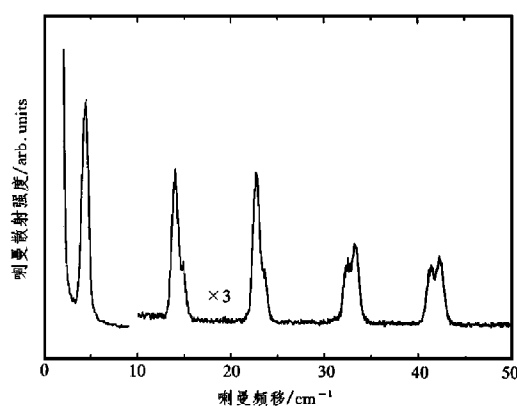


图 4 耦合超晶格中声学声子的喇曼散射实验谱

由夹心层导致的局域模在计算的和实验的喇曼谱中都没有显示出来. 进一步的计算结果表明, 当散射声子的波长和超晶格的周期相近时, 喇曼散射谱中比较容易出现较强的局域模散射峰. 对这一问题我们将作进一步的研究.

6 层厚渐变和层厚起伏的超晶格

在实际生长的超晶格中,各个周期之间的层厚起伏是无法避免的.因此研究层厚起伏对超晶格的声子态及其喇曼散射的影响是一个很重要的课题.作为一个特例,本节先讨论层厚渐变超晶格的声学声子散射谱.所谓层厚渐变的超晶格是指超晶格中每一周期的厚度在一定范围内有规律地变化.研究层厚渐变超晶格的主要好处是它的层厚变化不是随机的而是确定的,这样对于样品结构的生长和计算都比较方便.下面将说明层厚渐变的超晶格和层厚起伏的超晶格中,声学声子喇曼散射谱有许多共同的特点.

计算中所取的层厚渐变超晶格的结构是这样的:对第一个周期, SiGe 层的厚度为 7 nm, Si 层的厚度为 16 nm, 以后的每一个周期厚度都比前一个周期大, 其中 SiGe 层的厚度增加 0.1 nm, Si 层的厚度增加 0.2 nm, 一共生长 20 个周期. 其中 SiGe 层中 Ge 的组分为 0.5. 激发波长为 488.0 nm, 与平均周期对应的 $Q \approx 0.85$.

计算结果如图 5 所示. 从图中可分辨出与理想超晶格相对应的一对对散射峰, 如 $p = 0, -1, +1, -2$ 等. 但是由于层厚的变化, 光散射谱中也出现了许多与理想超晶格不同的新峰. 在 $\omega \approx 5 \text{ cm}^{-1}$ 处的强峰是一局域模, 频率处在对应理想超晶格的带隙之中. 在主峰附近的其他峰也都是由于层厚的变化、周期性质的破坏而引起的. 如果考虑这些峰的包络, 就能看出该包络给出了一个个展宽的峰. 其展宽程度是与支指数 $|p|$ 有关的, $|p|$ 越大展宽也越大, 当 $|p| \geq 2$ 时, 包络的展宽已经把主峰掩盖住了. 从图 5 中还可以看出, 上述包络也是不对称的, 特别是在高波数端出现更长的拖尾.

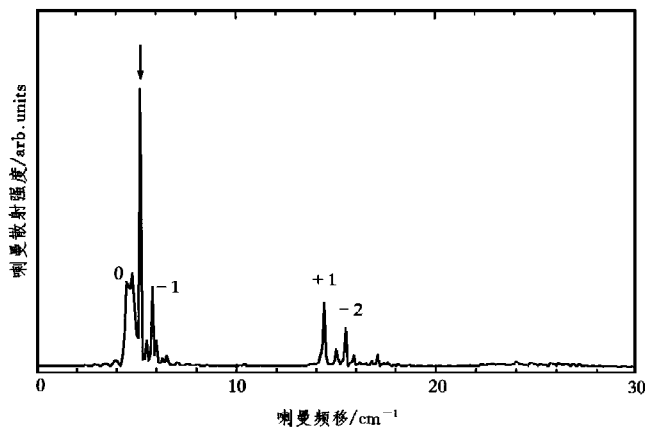


图5 层厚渐变超晶格中声学声子的喇曼散射计算谱

作为比较,也计算了层厚起伏的超晶格的喇曼散射谱.具体结构是周期数 $N=20$ 的 SiGe/Si 超晶格,其中 SiGe 层的平均厚度为 5 nm, Si 层的平均厚度为 21 nm, SiGe 层中的 Ge 的组分为 0.5. 为了考虑层厚起伏,引入了层厚的分布.我们选择了两个不同程度的层厚起伏.对第一个样品, SiGe 层的层厚起伏为 0.5 nm, 即 SiGe 的厚度在 4.5 和 5.5 nm 之

间随机分布, Si 层的起伏为 1 nm . 对第二个样品, SiGe 层的层厚起伏为 2 nm , Si 层的起伏为 4 nm . 激光激发波长也是 488.0 nm . 计算结果分别示于图 6(a), (b). 从图中可以看到, 对应于较小的层厚起伏, 图 6(a) 谱线的形状基本上和没有层厚起伏的有限超晶格的散射谱相似. 而在图 6(b) 中, 则可明显地看到层厚起伏所带来的效应, 谱线的结构和层厚渐变的超晶格非常类似, 谱线包络存在一非对称的展宽.

对于层厚渐变和层厚起伏的超晶格中声学声子的散射特性存在一些共同的特点, 我们利用图 7 对此作定性的说明. 在图 7 中画出了两个布里渊区边界, 分别对应于层厚变化的超晶格中最大和最小的周期. 这样一个体系中, 对一特定的 Q , 声学声子的色散关系将展宽, 得到的喇曼散射谱将会是一个展宽的峰. 从图 7 可以看出, 支指数越高峰展宽就越大. 定量计算表明, 展宽后的线形将和周期的分布以及声学声子的态密度有关. 假如周期起伏是对称分布的(如高斯分布), 则散射峰的线形将是不对称的, 在高波数方向有一拖尾. 这和弱无序材料的光学声子的散射峰线形在低波数方向有一拖尾恰好相反^[9].

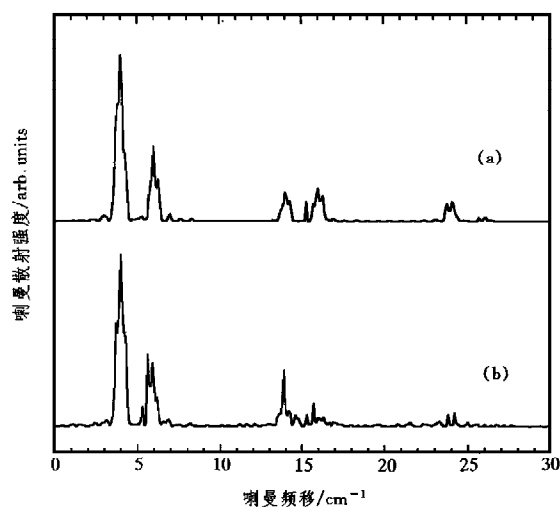


图 6 层厚起伏超晶格中声学声子的喇曼散射计算谱

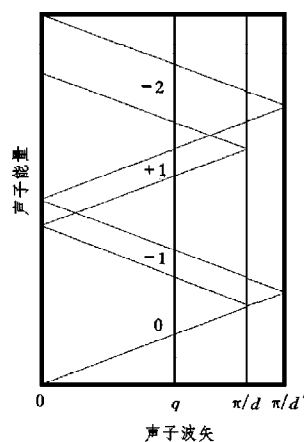


图 7 层厚渐变和层厚起伏超晶格中声学声子色散关系示意图

实验也测量了层厚渐变超晶格的喇曼散射谱, 样品的结构参数与计算图 5 谱时相同, 结果如图 8 所示. 实验中激发光波长为 488.0 nm . 从图中可以看到, 5 cm^{-1} 附近的峰呈现了一个基本对称的单峰, 与计算谱图 7 比较, 可以看出该峰是与计算谱中的局域模相对应的. 在 15 cm^{-1} 附近的一对双峰, 是和理想超晶格喇曼谱中的 $+1$ 和 -2 级峰相对应. 提高谱仪分辨率后测得的这一对双峰示于右上方的小图中. 可看到图中 -2 级散射峰的形状是不对称的, 在高波数方向确实存在一拖尾. 在 25 cm^{-1} 附近观察到一个很宽的峰, 已经把主峰掩盖住了, 这与计算结果相符.

需要指出的是, 计算得到的谱线都呈现出尖锐的结构, 这些结构是和体系的有限尺寸相联系的. 而在实际测量的谱中, 受到分辨率等因素的限制, 上述尖峰展宽. 因此, 测量谱线可呈现一连续谱线, 给出了计算谱的包络.

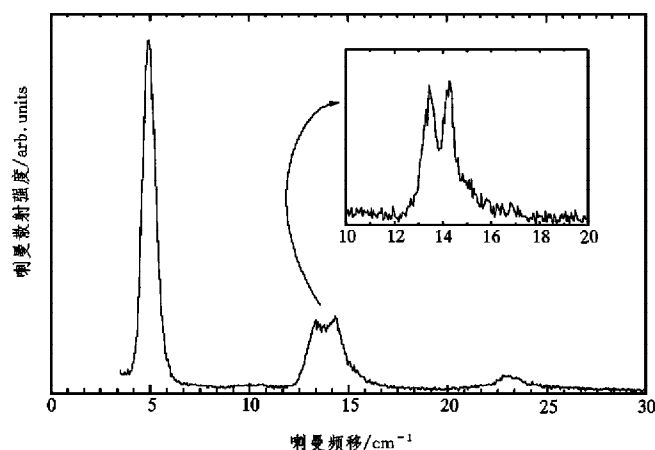


图8 层厚渐变超晶格中声学声子的喇曼散射实验谱

7 结 论

利用转移矩阵方法计算了近周期超晶格体系(包括有限周期数的超晶格、耦合超晶格、层厚起伏和层厚渐变的超晶格)中声学声子的喇曼散射谱.结果表明上述近周期超晶格的光散射特性与理想的严格周期的体系和完全无序的体系都不相同,呈现出许多独特的性质.对有限周期数的超晶格,由于边界的存在,喇曼谱中除了理想超晶格中存在的折叠声学声子峰(主峰)外,还会出现一系列等间距分布的卫星峰.对耦合超晶格体系,理想超晶格中存在的主峰将出现分裂.对层厚起伏变化的超晶格,主峰呈现非对称展宽,展宽主要出现在高波数端.计算结果和实验测得的谱线作了比较,其特征是一致的.

我们可以看到,对于近周期体系,尽管平移对称性已经破坏,波矢已不再是好量子数,但如果无序程度不严重,喇曼谱还会呈现理想超晶格的基本特征.然而,除了和理想超晶格散射峰相对应的主峰外,谱线还会出现由于平移对称性破缺所导致的各种新的结构,这说明近周期体系既有别于理想的严格周期性的体系,也和完全无序体系不同,具有自己独特的性质.

- [1] S. M. Rytov, *Akust. Zh.*, **2**(1956), 71; *Sov. Phys. Acoust.*, **2**(1956), 68.
- [2] C. Colvard, T. A. Grant, M. V. Klein *et al.*, *Phys. Rev.*, **B31**(1985), 2080.
- [3] J. He, B. D. Rouhani, J. Sapriel, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 4086.
- [4] P. X. Zhang, D. J. Lockwood, J. M. Baribeau, *Appl. Phys. Lett.*, **62**(1993), 267.
- [5] O. Pilla, V. Lemos, M. Montagna, *Phys. Rev.*, **B50**(1994), 11845.
- [6] V. I. Belitsky, T. Ruf, J. Spitzer *et al.*, *Phys. Rev.*, **B49**(1994), 8263; T. Ruf, V. I. Belitsky, J. Spitzer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993), 3035.
- [7] S. Mizuno, S. Tumura, *Phys. Rev.*, **B45**(1992), 734.
- [8] E. M. Khourdifi, B. D. Rouhani, *J. Phys. : Condens. Matter*, **1**(1989), 7543.
- [9] P. Parayanthal, F. H. Pollak, *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 1822.

RAMAN SPECTRA FROM ACOUSTIC PHONONS IN NEARLY PERIODIC SiGe/Si SUPERLATTICES

LIU XIAO-HAN HUANG DA-MING WANG XING-JUN ZHANG CHUN-HONG

ZHU HAI-JUN JIANG ZUI-MIN WANG XUN

(*Department of Physics, State Key Laboratory of Surface Physics, Fudan University, Shanghai 200433*)

(Received 30 October 1996; revised manuscript received 16 December 1996)

ABSTRACT

The transfer matrix method has been used to calculate the Raman spectra of acoustic phonons in nearly periodic SiGe/Si superlattices, including the superlattices with finite number of periods, the coupled superlattices, and those with layer-thickness fluctuations. The properties of the above nearly periodic systems are found to be very different from those of periodic or disordered systems. In stead of the folded acoustic phonons appearing in the Raman spectra from ideal superlattices (main peak), the other satellite peaks are also observable in the finite system due to the existence of boundaries. For the coupled superlattices, the main peaks split into two due to the interference of the acoustic waves in different superlattices. For the superlattices with layer-thickness fluctuation, the main Raman peaks show asymmetric broadening and a tail towards high wave number are observable. The calculated results are compared to the measured spectra and good agreement between them is obtained.

PACC: 7830; 7865; 6320