

# Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>/Si 超晶格的 X 射线小角衍射分析\*

周国良 沈孝良<sup>1)</sup> 盛 麓 蒋维栋 俞鸣人

复旦大学表面物理实验室, 上海, 200433

1990年1月13日收到

用分子束外延生长了 23 周期的 Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>/Si 超晶格. 用计算机控制的衍射仪 (Cu K<sub>α</sub> 辐射) 测量了 X 射线衍射曲线, 共观察到 13 级超晶格结构的衍射峰. 超晶格的周期和 Ge 平均含量可以根据考虑折射修正的布喇格定律得出. 用光学多层膜反射理论分析衍射曲线可以确定超晶格的结构参数, 第 2 级衍射峰与第一级峰的强度比对应于超晶格两种材料的相对厚度变化非常灵敏, 通过比较实验和计算的  $I_2/I_1$  值, 可以确定 Si, Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 层的厚度以及合金组份  $x$ . 用光学多层膜反射理论计算得到的衍射曲线与实验曲线趋于一致.

PACC: 6110F

## 一、引 言

Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>/Si 超晶格是近几年发展起来的一种新型的半导体材料. 由于这种材料的能带结构随着超晶格的层厚和组份是可以调节的, 因此通过适当地设计超晶格材料的结构参数, 可以使其出现一些新的物理性质, 从而使其在异质结双极型晶体管 (HBT)、雪崩型光电探测器 (APD)、调制掺杂场效应晶体 (MODFET) 以及共振隧道晶体管 (RTT) 等新型器件的研究开发方面具有广阔的应用前景<sup>[1-3]</sup>.

为了满足上述应用要求, 对超晶格材料结构参数的精心设计和精确控制就显得十分重要, 而强有力的检测手段则是实现这一要求的重要保证. X 射线衍射近年来已成为检测超晶格材料结构参数的常用方法, 与透射电子显微镜 (TEM)、卢瑟福背散射 (RBS) 等其它测试方法相比, 它具有非破坏性、样品制备简便、快速以及测量精度高等优点. 通常用 X 射线衍射法测量超晶格的结构参数主要是用双晶衍射在衬底晶格的布喇格角附近通过测量反射强度的迴摆曲线 (rocking curve) 来进行的, 根据超晶格卫星峰间的角距离可以定出超晶格的周期  $p$ , 根据零级主峰和衬底峰间的角距离可以定出超晶格的平均组份  $\bar{x}$ . 然而, 要进一步确定超晶格两种材料的厚度 (如分别确定 Si 层和 Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 层的厚度) 和组份  $x$ , 则必须用 X 射线衍射理论对实验曲线进行拟合<sup>[4]</sup>. 尤其对于一些大失配体系的超晶格材料 (如 Ge/Si 超晶格), 用双晶衍射迴摆曲线法往往探测不到卫星峰的存在. 而且在外延材料的厚度较薄时, 外延层和衬底间的相互作用项就不能忽略<sup>[5]</sup>, 故对实

\* 国家自然科学基金资助的课题.

1) 复旦大学分析测试中心.

验曲线的解释需用到动力学衍射理论,这就使理论分析趋于复杂化. Sugawara 等人<sup>[6]</sup>用 X 射线小角衍射方法研究了  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$  超晶格的结构, 得出超晶格周期及  $\text{InGaAsP}$  和  $\text{InP}$  的厚度值, 但他们并不能确定材料的合金组份. 本文用 X 射线小角衍射(即 X 射线掠入射)的方法测量了  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  超晶格的结构参数, 从实验测得的各级衍射峰位置, 用修正的布喇格定律定出超晶格的周期和平均组份, 用光学多层膜反射理论计算各级衍射峰的相对强度与实验曲线比较, 分别确定 Si 和  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  层的厚度以及合金组份  $x$ . 其结果与 X 射线大角衍射的结果一致. 整个过程快速、简便, 毋需对实验曲线进行计算机拟合.

## 二、实 验

实验所测的  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  超晶格样品是本实验室自己生长的. 衬底为  $\phi 38$ , 电阻率为  $10\Omega \cdot \text{cm}$  的  $n\text{-Si}(100)$  抛光单晶片. 样品先经过三氯乙烯、丙酮、酒精超声去蜡, 然后经  $\text{NH}_4\text{OH}$  溶液清洗进一步去除有机杂质, 再经  $\text{HNO}_3$ ,  $\text{HF}$  溶液氧化、腐蚀反复多次剥除表面沾污层, 最后在  $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  溶液中形成洁净的薄氧化层, 送入超高真空系统内加热至  $800^\circ\text{C}$  退火 10min, 反射式高能电子衍射 (RHEED) 观察到敏锐的线状  $(2 \times 1)$  再构图样, 表明表面已经相当平整. 俄歇电子能谱 (AES) 检测不到表面氧、碳的沾污.

超晶格的生长是在 Riber 生产的 Si-MBE 系统内进行的. 生长室背景真空度为  $6 \times 10^{-9}\text{Pa}$ , 生长时真空度优于  $1 \times 10^{-7}\text{Pa}$ . 样品以 30rpm 的速率自转, 通过带状加热器从背面进行辐射加热, 温度由 NiCr-NiAl 热电偶读得. Si, Ge 的蒸发速率分别为 0.1nm/s 左右, 由石英晶体振荡器监控.

超晶格的生长过程为: 先在  $550^\circ\text{C}$  的温度下生长 100nm 的 Si 缓冲层, 然后在  $450^\circ\text{C}$  的温度下依次生长 4.0nm 的  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  层( $x$  设定为 0.45) 和 26.0nm 的 Si 层, 共 23 周期. 生长过程中不断通过 RHEED 观察表面的再构情况, 始终看到  $(2 \times 1)$  的线状再构, 说明是二维层状生长. 由于石英晶体振荡器的厚度读数未经过校正, 故设定的厚度值和实际

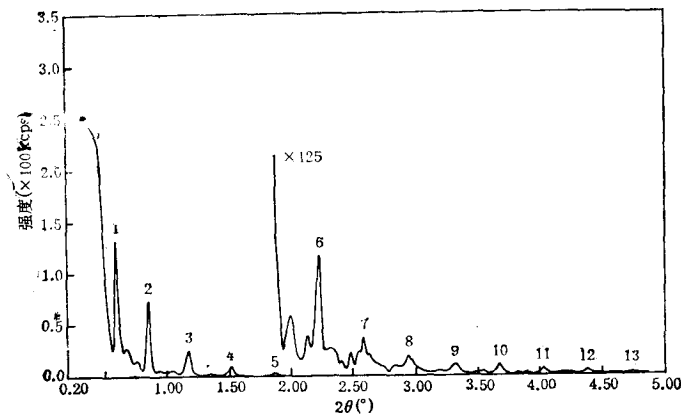


图 1  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  超晶格的 X 射线小角衍射曲线

的厚度值之间存在一固定的偏差,可以用 X 射线衍射的结果对其进行校正。

X 射线小角衍射的测量是在日本 Rigaku 生产的 D/max-rB 衍射仪上进行的。X 射线源为 Cu 靶  $K_\alpha$  辐射 ( $\lambda = 1.54178 \text{ \AA}$ ), 功率为 12kW。石墨单色器滤去  $K_\beta$  线。发散狭缝为 0.05mm, 接受狭缝为 0.15mm。扫描速率为  $0.25^\circ/\text{min}$ , 步进宽度为  $0.001^\circ$ 。

图 1 所示为  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  超晶格样品的小角衍射曲线。共计可观察到 13 级衍射峰, 当掠入射角  $\theta$  小于临界角度  $\theta_c$  (约为  $0.25^\circ$ ) 时, X 射线将被全反射。通过理论分析衍射曲线, 可以获得超晶格的结构参数(包括周期  $P$ , 层厚  $t_{\text{GeSi}}$ ,  $t_{\text{Si}}$  及合金组份  $x$ )。

### 三、结果与讨论

#### 1. 周期和 Ge 平均含量的测定

从图 1 中各级衍射峰的位置  $\theta_m$ , 可以定出超晶格的周期  $P$  和 Ge 的平均含量  $\bar{x}$ 。

众所周知, 介质的 X 射线折射率略小于 1, 可表示为

$$n = 1 - (\delta + i\beta), \quad (1)$$

式中  $\delta + i\beta$  可以用原子散射因数  $f = f_1 + if_2$  来表述

$$\delta + i\beta = r_e \lambda^2 N / 2\pi (f_1 + if_2), \quad (2)$$

$r_e = 2.82 \times 10^{-6} \text{ nm}$  为电子的典半径,  $N$  为对应材料的原子数密度,  $f = f_1 + if_2$  可以查表得到<sup>[7]</sup>, 对于 Si 和 Ge, 分别为  $14.244 + 0.330i$  和  $30.837 + 0.886i$ 。这里忽略了原子在形成固体过程中其电子结构的变化对原子散射因数的影响。

上述  $\delta$  是考虑折射效应而引进的修正项,  $\beta$  则是考虑 X 射线的正常吸收而引进的修正项。由于  $\delta + i\beta$  的值很小(通常在  $10^{-6}$  的数量级), 故大部分 X 射线衍射实验都可忽略折射和吸收效应。但是当布喇格反射发生在足够小的角度时, 如在超晶格和多层膜的情况下, 折射和吸收效应就会变得很明显。这时, 根据简单的布喇格定律 ( $2d \sin \theta_B = m\lambda$ ) 所预期的衍射峰位置与实际的衍射峰位之间将会出现明显的偏差, 故必须对布喇格定律进行折射系数修正<sup>[8]</sup>

$$\sin^2 \theta = \sin^2 \theta_B + 2\delta. \quad (3)$$

根据动力学衍射理论, 在布喇格反射附近  $\delta$  并不是单值的, 故上述简单的修正并不完全正确。但是当衍射峰的形状是对称的情况下, 上式仍然在相当精度内成立。

从(3)式可以看出,  $\theta$  越小, 其折射效应就越明显。故超晶格的一级衍射峰偏离由简单布喇格定律定出的位置最远。设入射 X 射线的波长为  $\lambda$ , 超晶格的周期为  $P$ , 则(3)式可改写为

$$\sin^2 \theta = (\lambda/2P)^2 m^2 + 2\delta, \quad (4)$$

$m$  为衍射峰的级数。根据(4)式, 从实验得到的衍射峰位出发, 用最小二乘法作  $\sin^2 \theta - m^2$  直线, 从直线的斜率可得到超晶格的周期  $P$ , 而从直线的截距则可得到超晶格折射系数的修正项  $\delta$ 。

实验测得的  $\delta$  值是在整个超晶格周期内的平均值, 它与组成超晶格的材料以及这两种材料在超晶格周期内分别所占的比例有关, 在我们的情况下可以表为

$$\delta = \delta_{\text{Si}} - \bar{x}(\delta_{\text{Ge}} - \delta_{\text{Si}}) = \delta_{\text{Si}} - x(1 - t/P)(\delta_{\text{Ge}} - \delta_{\text{Si}}), \quad (5)$$

$t$  为 Si 层的厚度,  $x(1-t/P)$  则为 Ge 在整个周期内的平均含量  $\bar{x}$ 。由于  $\delta_{\text{Si}}$  和  $\delta_{\text{Ge}}$  可以根据(2)式求得,故从实验测得的  $\delta$  值可以定出超晶格材料的平均组份  $\bar{x}$ 。

图 2 所示是根据图 1 实验曲线作出的  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  超晶格的  $\sin^2\theta_m - m^2$  关系。从直线上求得超晶格的周期  $P = 24.37\text{nm}$ ,  $\delta = 0.821 \times 10^{-5}$ , 根据  $\delta_{\text{Si}} = 7.585 \times 10^{-6}$ ,  $\delta_{\text{Ge}} = 1.452 \times 10^{-5}$ , 由(5)式得到平均组份  $\bar{x} = 0.091$ 。

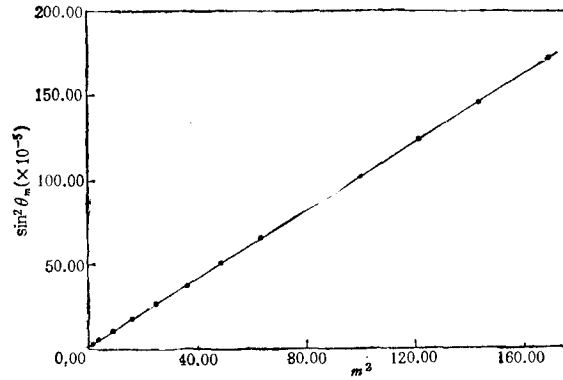


图 2  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  超晶格的  $\sin^2\theta_m - m^2$  关系

## 2. 合金组份和层厚的测定

为了进一步定量分析 X 射线衍射曲线, 可以用光学多层膜反射理论<sup>[9]</sup> 来计算反射强度。对具有复折射系数  $\hat{n}_1$  和  $\hat{n}_2$  的两种材料, X 射线经单一界面反射的振幅与入射振幅之比(反射系数)由菲涅耳公式给出

$$\begin{aligned} r_{12}^S &= \frac{\hat{n}_1 \cos \alpha_1 - \hat{n}_2 \cos \alpha_2}{\hat{n}_1 \cos \alpha_1 + \hat{n}_2 \cos \alpha_2} && \text{S 偏振,} \\ r_{12}^P &= \frac{\hat{n}_1 \cos \alpha_2 - \hat{n}_2 \cos \alpha_1}{\hat{n}_1 \cos \alpha_2 + \hat{n}_2 \cos \alpha_1} && \text{P 偏振,} \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  分别为入射束和折射束相对于表面法线的夹角, 由 Snell 定律给出

$$\hat{n}_1 \sin \alpha_1 = \hat{n}_2 \sin \alpha_2, \quad \cos \alpha_2 = \sqrt{1 - \left(\frac{\hat{n}_1}{\hat{n}_2}\right)^2 \sin^2 \alpha_1}, \quad (7)$$

掠入射角  $\theta = 90^\circ - \alpha_1$ 。

对于厚度为  $d$  的单层薄膜, 其反射系数可表为

$$\begin{aligned} r_f &= r_i + \frac{r_b t_i^+ t_i^- \exp(2i\varphi)}{1 + r_i r_b \exp(2i\varphi)}, \\ \varphi &= \frac{2\pi}{\lambda} \hat{n} d \cos \alpha = \frac{2\pi}{\lambda} d \sqrt{\hat{n}^2 - \hat{n}_0^2 \sin^2 \alpha_0}, \end{aligned} \quad (8)$$

$r_i$ ,  $r_b$  分别为 X 射线经过薄膜顶端界面和底端界面的反射系数, 它们可由(6)式求得。  $t_i^+$  为 X 射线从介质 1 进入介质 2 的透射系数, 可由下式定出:

$$t_{12}^s = \frac{2\hat{n}_1 \cos \alpha_1}{\hat{n}_1 \cos \alpha_1 + \hat{n}_2 \cos \alpha_2} \quad \text{S 偏振,}$$

$$t_{12}^p = \frac{2\hat{n}_1 \cos \alpha_1}{\hat{n}_2 \cos \alpha_1 + \hat{n}_1 \cos \alpha_2} \quad \text{P 偏振} \quad (9)$$

对应地  $t^-$  为 X 射线从介质 2 进入介质 1 的透射系数,  $t^- = t_{21}$ , 它可以通过(9)式变换标号 1, 2 得到.

用菲涅耳公式不难得到

$$t_{12}t_{21} + r_{12}^2 = 1. \quad (10)$$

用(10)式改写(8)式后得

$$r_f = \frac{r_i + r_b \exp(2i\varphi)}{1 + r_i r_b \exp(2i\varphi)}. \quad (11)$$

(8)和(11)式对任何薄膜或薄膜体系都是适用的. 对任意厚度的多层介质膜体系, 只需将(11)式作递推, 即可求得其总的反射系数. 例如在超晶格的情况下, 将膜层按生长的秩序编号, 把与衬底相邻的那一层膜作为第一层, 余类推. 则用(6)式先求得超晶格和衬底相接的界面的反射系数, 作为  $r_b$ . 然后再求第一层 ( $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  层) 和第二层 (Si 层) 相接界面的反射系数, 作为  $r_i$ . 分别代入(11)式则可求得第一层膜的总的反射系数  $r_{f1}$ . 然后将计算得到的  $r_{f1}$  作第二层膜的  $r_b$ , 而从第二层和第三层膜界面求得的反射系数作为  $r_i$ , 代

入(11)式计算新的总反射系数  $r_{f2}$ , 以此类推直至顶层, 得到的反射系数  $r_{f2N}$  即为  $N$  个周期的超晶格的总的反射系数  $R$ , 而 X 射线的反射强度  $I$  则正比于  $|R|^2$ .

根据图 2 求得的超晶格周期值和平均组份, 用(11)式计算 X 射线的各级衍射峰的相对强度对应于超晶格周期内两种材料厚度的变化关系 (在计算中加进了积分强度修正因数), 然后同实验衍射曲线中各级衍射峰的相对强度进行比较, 可以定出 Si 层和  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  合金层的厚度, 进而确定合金层内 Ge 的组份  $x$ .

图 3 给出由计算得到的第 2、第 3 和第 4 级衍射峰的归一化(用第 1 级衍射峰的强度归一)强度随 Si 层厚度的变化关系. 在计算中已分别代入了由前面得到的周期和平均组份值, 故图 3 中曲线上每一点所对应的组份值  $x$  也是不同的. 从图

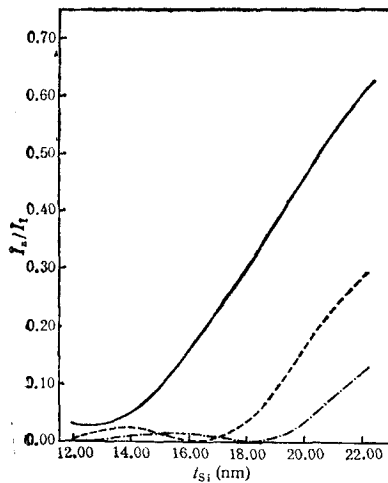


图 3  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  超晶格的第 2(—)、第 3(---)和第 4(-·-)级衍射峰的归一化强度相对于 Si 层厚度的变化关系

3 可以看到, 衍射峰的归一化强度相对于超晶格周期内两种材料相对厚度的变化相当灵敏. 故从图 3 可以以足够的精度确定 Si 层的厚度.

从实验衍射曲线得到第 2 级衍射峰的相对强度  $I_2/I_1 = 55\%$ , 然后在图 3 中查得对应的 Si 层厚度为 21.20nm,  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  层厚度为 3.17nm, 合金组份  $x = 0.66$ . 表 1 所列即为  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  超晶格结构参数的实验值, 其中周期  $P$  和平均组份  $\bar{x}$  的比较值分别由 400

Si 衍射峰附近卫星峰的角度间距及超晶格的零级峰与衬底峰之间的角度间距定出, 其详细结果将另文发表。

表 1  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  超晶格结构参数的实验值

	$P(\text{nm})$	$\bar{x}$	$t_{\text{Si}}(\text{nm})$	$t_{\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}}(\text{nm})$	$x$
本方法	24.37	0.091	21.20	3.17	0.66
大角衍射	24.36	0.083			

图 4 所示为在  $\theta = 0.2-0.5^\circ$  一段范围内, 根据表 1 所列的结构参数用光学多层膜反射理论计算得到的衍射曲线(实线表示)与实验测得的衍射曲线(虚线表示)的比较。可以看到, 理论计算曲线与实验曲线基本趋于一致, 这表明超晶格在小角范围内的 X 射线衍射可以用光学多层膜反射的理论来给予很好的解释。由于在理论计算时考虑的是理想情况, 即界面绝对平整以及超晶格绝对按照周期  $P$  生长的情况。但实际上这是不可能实现的, 尤其是实际超晶格样品的周期性难免存在一定的波动, 即每一层的厚度相对于设定值都会存有一定的偏差, 这将使实际的各级衍射峰强度要比理论预期低, 衍射级数愈高, 受影响程度愈甚。故从图 3 定 Si (或  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ ) 层厚度时主要是依据第 2 级衍射峰的归一化强度。另外, 由于厚度误差的存在, 也会使衍射峰谷处的强度增加以及衍射峰的半宽增大。这一点不难从图 4 实验曲线与理论曲线的比较中看出。至于实验曲线中第 1 级和第 2 级衍射峰之间出现的有规则的强度振荡, 这是由 X 射线衍射的动力学效应引起的, 无法用光学多层膜反射理论加以解释。

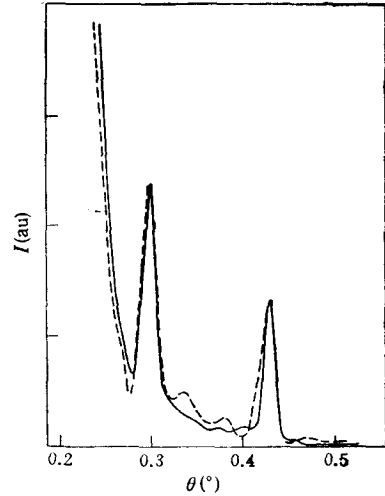


图 4 由光学多层膜反射理论计算得到的衍射曲线(实线)与实验曲线(虚线)的比较

用 X 射线小角衍射的方法测量超晶格的结构参数, 其优点主要在于快速、简便, 在不经过计算机拟合的情况下就能很快得出有关结果。尤其当这种方法和 X 射线大角衍射结合运用时, 使信息量更为全面可靠。但是, 这种方法也具有一定的局限性。如前所述, 当掠入射角  $\theta$  小于某一临界角  $\theta_c$  时, 入射 X 射线束将发生全反射, 因而不能反映出有关超晶格周期的信息, 所以对所测样品的周期厚度有一定的限制。一般发生全反射的临界角  $\theta_c$  可由下式估计:

$$\cos \theta_c \approx 1 - \delta. \quad (12)$$

在本文情况下, 保证衍射角  $\theta > \theta_c$  的周期上限为 45nm。在实际情况下, 由于还要考虑修正的布喇格定律能够适用, 故周期的上限比上述值还要小。

另外, 对于超晶格折射系数的修正值  $\delta$  的测量, 其精度除取决于衍射峰位置绝对值的

测量精度外,还与样品本身的结构和质量有很大的关系。从图 2 可以看出,当超晶格的周期值  $P$  较大时,则直线的斜率就较小,从直线定出的截距 ( $2\delta$ ) 的误差也就较小;当实验观测到的衍射级数越多,即实验观测点越多,则由最小二乘法所定的直线就越准,从而得到的  $\delta$  值的误差也就越小。但是衍射峰的多少在很大程度上取决于样品的质量(界面的平整性、周期的均匀性等)。当超晶格的质量较差时,可观测到的衍射级数少,则  $\delta$  的精度就难以保证。

#### 四、结 论

我们成功地运用 X 射线小角衍射的方法研究了  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  超晶格的结构。超晶格的周期值  $P$  和 Ge 的平均组份  $\bar{x}$  可以由考虑折射效应修正的布喇格定律得出;用光学多层膜反射理论计算衍射峰的强度随超晶格周期内两种材料相对厚度的变化关系,与实验值比较后定出了 Si 和  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  层的厚度及合金组份  $x$ 。实验结果表明,这是一种简便有效的测量超晶格结构参数的方法,这种方法同样可以应用于其它类型的超晶格。

感谢王迅教授在本文完成期间所给予的指导和帮助。

- [ 1 ] Toru Tatsumi, Hiroyuki Hirayama and Naoaki Aizaki, *Appl. Phys. Lett.*, **52**(1988), 895.
- [ 2 ] Heinrich Daembkes, Hans-Jost Herzog, Helmut Jorke, Horst Kibbel and Erich Kaspar, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-33**(1986), 633.
- [ 3 ] 周国良、王迅,物理,19(1990),第 9 期.
- [ 4 ] V. S. Speriosu and T. Vreeland, Jr., *J. Appl. Phys.*, **56**(1984), 1591.
- [ 5 ] C. R. Wic, *J. Appl Phys.*, **66**(1989), 985.
- [ 6 ] M. Sugawara, M. Kondo, S. Yamazaki and K. Nakajima, *J. Cryst. Growth*, **93**(1988), 318.
- [ 7 ] International Tables for X-Ray Crystallography, Vol. III, Kynoch, Birmingham, UK, (1962).
- [ 8 ] B. K. Agarwal, *X-ray Spectroscopy*, Springer, Berlin, (1979), p. 134.
- [ 9 ] P. S. Heavens, *Optical Properties of Thin Films*, Dover, New York, (1965).

## SMALL-ANGLE X-RAY DIFFRACTION ANALYSIS OF $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ SUPERLATTICE

ZHOU GUO-LIANG SHEN XIAO-LIANG SHENG CHI JIANG WEI-DONG YU MING-REN

*Surface Physics Laboratory, Fudan University, Shanghai, 200433*

(Received 13 January, 1990)

### ABSTRACT

The  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  superlattice with 23 periods was grown by molecular beam epitaxy. The X-ray diffraction pattern was measured using a computer-controlled X-ray diffractometer with  $\text{Cu } K_\alpha$  radiation. Interference peaks due to the superlattice structure were observed up to the 13th order. The superlattice period and the Ge average composition can be determined from the interference peak angles based on a modified Bragg's law, which was derived by including the X-ray refraction at the superlattice surface and interfaces. The structural parameter can be determined by analyzing the X-ray diffraction pattern based on the optical multilayer reflection theory. The intensity ratio of the 2nd peak to the 1st peak is quite sensitive to the variation of the thickness ratio of the two components. By comparing the calculated value of  $I_2/I_1$  to the experiment, we can determine the thicknesses of Si and  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  layers, and finally  $x$ . The diffraction pattern calculated using the optical multilayer reflection theory was in accordance with the measured ones.

**PACC:** 6110F