

高完整 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 应变超晶格的 X 射线双晶衍射研究

田亮光 朱南昌 陈京一 李润身 许顺生

中国科学院上海冶金研究所, 上海, 200050

周 国 良

复旦大学表面物理实验室, 上海, 200433

1990年5月28日收到

本文用X射线双晶衍射技术对分子束外延生长的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 应变超晶格的结构参数进行研究。分别采用X射线运动学理论和动力学理论对超晶格的双晶摆动曲线进行计算模拟, 得出超晶格的全部结构参数; 并对这两种理论计算模拟的结果进行比较, 发现这两种理论计算的结果基本一致, 只是在细微结构上略有差别。对高完整 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格, 用动力学理论计算的曲线更接近于实验曲线。

PACC: 6110D; 6110; 6855

一、引 言

自从1969年美国IBM公司的江崎之奈和朱兆祥提出超晶格的概念, 并首次用分子束外延方法制成 $\text{GaAlAs}/\text{GaAs}$ 超晶格后^[1], 在超晶格的理论和制作工艺等方面有了很大的发展。超晶格是由两种不同成份的材料以薄层的形式交替排列而成, 其结构参数对超晶格的性能有很大影响^[2,3]。为此, 人们用了各种各样的手段来研究超晶格的结构。例如: 高分辨透射电子显微镜^[4,5], 离子束沟道分析^[6], 喇曼散射^[7], X射线衍射^[8-10]等。其中X射线双晶衍射方法由于具有独特的优点而越来越受到人们的关注。通过运用X射线运动学衍射理论^[9]或动力学衍射理论^[10]对超晶格的X射线双晶摆动曲线进行计算模拟, 可获得超晶格的全部结构参数。我们曾根据X射线动力学衍射理论对分子束外延生长的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变超晶格进行了研究^[11], 得到相当满意的结果。Ge, Si 是两种最基本的半导体材料, 两者的结合更具有吸引人的性质^[12]。Ge, Si 合金的能带间隙在1.30—1.55 eV之间^[13], 因此对长波集成光学器件的研制者有很大的吸引力。随着Si分子束外延技术的发展, Ge, Si 超晶格显示出广泛的用途^[14,15]。但Ge, Si 的点阵常数相差很大, 生长高质量的Ge, Si 超晶格有很大的困难。在本文中, 借助于高精度X射线双晶衍射仪对高完整 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格进行研究, 并分别用X射线运动学衍射理论和动力学衍射理论对超晶格的双晶摆动曲线进行计算模拟, 得出超晶格的全部结构参数, 并对两种理论计算的结果进行比较, 发现当超晶格厚度较薄时, 这两种理论计算的结果基本一致, 0, ± 1 , ± 2 ... 级峰符合得很好; 但在次极大峰上有些差别, 尤其是在基底峰附近, 这种差别更为明显, 这

在以前的报道中还没有提到过^[7,16]。对于高完整 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格,用 X 射线动力学理论进行计算模拟,计算出的曲线更接近于实验曲线。

二、理 论

随着超晶格材料的不断完善, X 射线双晶衍射技术在超晶格方面的应用也越来越广泛,分析计算方法也越来越完善。目前应用于超晶格计算方面的理论模型主要有两种,即 X 射线运动学理论模型和动力学理论模型。

1. 运动学理论模型

在 1984 年, Speriosu^[9] 曾对超晶格的运动学理论模型作了详细的描述和推导。并用此理论研究了 $\text{GaAlAs}/\text{GaAs}$ 及 AlSb/GaSb 超晶格,取得了很好的结果。Lockwood^[17] 曾用该理论对 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格的退火行为进行了研究。人们之所以喜欢用运动学理论来处理超晶格,是因为运动学理论物理意义明确,计算简单,对有些超晶格,有时可不通过模拟就能直接计算出超晶格的大部分结构参数^[18]。

对于厚度为 t 的均匀外延膜,衍射强度和峰位与下述两个量有关^[19]:

$$A = \frac{r_e \lambda |F| t}{V \sqrt{|\gamma_0 \gamma_H|}}, \quad (1)$$

$$Y = - \sqrt{\frac{\gamma_0}{|\gamma_H|}} \frac{\pi V \sin 2\theta_B(\Delta\omega)}{r_e \lambda^2 |F|} \quad (2)$$

式中 F 为外延膜的结构因数; λ 为所用辐射的波长; r_e 为经典电子半径; θ_B 为基底的布喇格角; V 为晶胞体积; γ_0, γ_H 分别为入射线方向及衍射线方向与晶体表面内法线之间夹角的余弦。

而外延膜半衍射角的变化为

$$\Delta\omega = \theta - \theta_B + (\epsilon^\perp \cos^2 \phi + \epsilon^\parallel \sin^2 \phi) \times \tan \theta_B \pm (\epsilon^\perp - \epsilon^\parallel) \sin \phi \cos \phi, \quad (3)$$

式中 θ 为入射线方向与衍射晶面之间的夹角; $\epsilon^\perp, \epsilon^\parallel$ 分别为平行和垂直于生长方向的应变,对于沿 $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ 或 $\langle 111 \rangle$ 方向生长的外延膜,可只考虑平行和垂直方向上的应变^[20],对于完全共格的外延膜有

$$\epsilon^\parallel = 0;$$

ϕ 为衍射晶面与晶体表面之间的夹角; +, - 号的选择以下列规定: 如入射线与晶体表面之间的夹角是 $\theta_B - \phi$ 即掠入射则取正号,否则取负号。

同样,对于 N 层外延膜,衍射振幅表示为^[9]

$$E_N = i \sqrt{\frac{\gamma_0}{|\gamma_H|}} \sum_{j=1}^N a_j e^{-i(A_j Y_j + \phi_j)} \frac{\sin A_j Y_j}{Y_j} \quad (4)$$

$$\text{式中} \quad a_j = \exp\left(-\mu \frac{\gamma_0 + |\gamma_H|}{2|\gamma_0 \gamma_H|} \sum_{i=j+1}^N t_i\right) \quad j = 1, 2, \dots, N-1,$$

$$a_N = 1,$$

$$\phi_j = 2 \sum_{i=1}^{j-1} A_i Y_i \quad j = 2, 3, \dots, N,$$

$$\phi_1 = 0.$$

对于超晶格,如每个周期由 a, b 两层组成,则对 M 个周期的超晶格,其衍射振幅为

$$E_M = i \sqrt{\frac{\gamma_0}{|\gamma_H|}} e^{i\beta} F_s \frac{\sin [M(A_a Y_a + A_b Y_b)]}{\sin (A_a Y_a + A_b Y_b)}, \quad (5)$$

式中 $\beta = (M-1)(A_a Y_a + A_b Y_b) + A_a Y_a$,

$$F_s = \frac{\sin A_a Y_a}{Y_a} + e^{-i(A_a Y_a + A_b Y_b)} \frac{\sin A_b Y_b}{Y_b}.$$

由(5)式看出,当 $A_a Y_a + A_b Y_b = n\pi$ 时, E_M 将有一系列主极大值,这些主极大值分别对应着超晶格的, $0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 级衍射峰. 如果相邻两个主极大值的角距离为 $\Delta\theta_n$, 则

$$\Delta\theta_n = \lambda |\gamma_H| / (t_a + t_b) \sin 2\theta_B, \quad (6)$$

t_a, t_b 分别为 a, b 两层的厚度.

在相邻两主极大值之间,当 $M(A_a Y_a + A_b Y_b) = n\pi$ 时,对应于一系列次极大值,在相邻两个主极大值中间共有 $(M-2)$ 个次极大值. 如次极大值之间的角距离为 $\Delta\theta_M$, 则

$$\Delta\theta_M = \frac{\lambda |\gamma_H|}{M(t_a + t_b) \sin 2\theta_B}. \quad (7)$$

因此超晶格的周期数 M 为

$$M = \Delta\theta_n / \Delta\theta_M. \quad (8)$$

如超晶格的零级峰与基底峰之间的角距离为 $\Delta\theta_0$, 则

$$-\Delta\theta_0 = K_1 \langle \epsilon^\perp \rangle + K_2 \langle \epsilon'' \rangle, \quad (9)$$

式中 $K_1 = \cos^2 \phi \tan \theta_B \pm \sin \phi \cos \phi$, $K_2 = \sin^2 \phi \tan \theta_B \mp \sin \phi \cos \phi$.

$+$, $-$ 号的选择同前述. $\langle \rangle$ 指一个周期中的平均应变. 当超晶格完全共格时,有

$$\langle \epsilon'' \rangle = 0. \quad (10)$$

如超晶格的二级峰和一级峰的衍射强度分别为 I_1 和 I_2 , 则两者存在下述关系^[18]:

$$I_2/I_1 = [\cos(\pi t_a/D)]^2. \quad (11)$$

由(7),(8),(9),(11)式可求出超晶格的周期 D , 周期数 M , 平均应变及分层厚度.

2. 动力学理论模型

与运动学理论相比,动力学理论的计算要复杂得多,物理意义也没有运动学理论那么明确,但它依据的理论基础更加严谨,随着计算方法的发展,应用也越来越广泛. 从 X 射线动力学衍射理论的高木方程出发,并假定畸变量是垂直于表面距离的单元函数,结合层状模型,可以建立 X 射线衍射动力学理论的层状模型递推公式,具体推导已在文献[11]中有详细的介绍. 利用这一递推公式,可对超晶格的双晶摆动曲线进行计算模拟,从而求出超晶格的全部结构参数.

三、实 验

实验所用样品由分子束外延方法生长,在取向为 $\langle 100 \rangle$ 的 Si 基底上先生长 $1000 \text{ \AA}$ 左右的 Si 缓冲层。然后生长 17 个周期的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 层和 Si 层,设计生长参数为: Si 层厚度为 $225 \text{ \AA}$, $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 层厚度为 $75 \text{ \AA}$, x 值约为 0.2,最后再生长 $200 \text{ \AA}$ 的 Si 保护层.实验在本所自制的高精度 X 射线双晶衍射仪上进行的.采用 $(n, -n)$ 排列,分别做 (400) 对称衍射及 (440) 非对称衍射, $\text{CuK}\alpha_1$ 辐射.实验采用计算机自动控制,步进扫描,定点计数, $\theta-2\theta$ 联动方式.对于超晶格样品,尤其对应变超晶格,晶体转动的角度范围宽达几度.如果不采用 $\theta-2\theta$ 联动方式,超晶格的高级衍射峰可能会探测不到或强度测量的精确度受到限制,而对于次极大峰由于强度很低必须采用长时间的定点计数来提高信噪比.对于我们所用的样品,每采集一个数据需 80s,样品每步转动 3s,这样,做一条 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格的双晶摆动曲线,需 24—30h.

四、结果与讨论

图 1 中曲线 c 和图 2 中曲线 c 为超晶格样品的实验曲线,由图中可看出,除了出现基底峰 s 外,还出现(6)式所预言的 $0, \pm 1, \dots$ 级极大峰以及(7)式所预言的次极大峰.这说明我们所用超晶格样品具有很高的完整性.

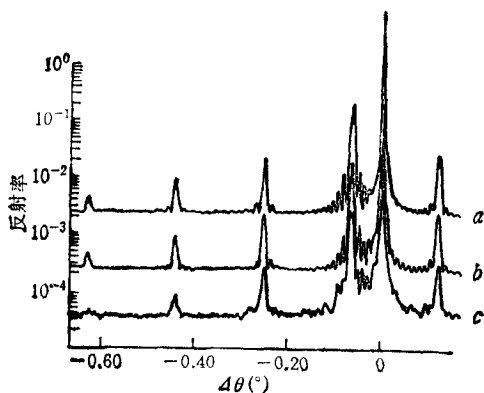


图 1 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格 (400) 衍射的 X 射线双晶摆动曲线 对称衍射;
 a 为运动学理论模拟曲线; b 为动力学理论模拟曲线; c 为实验曲线

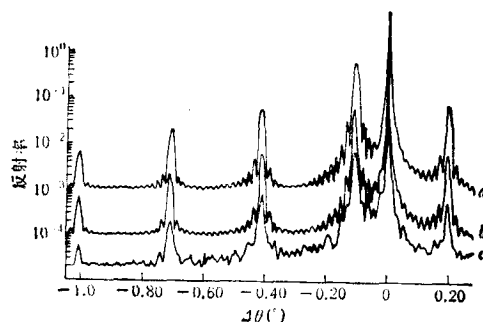


图 2 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格 (440) 衍射的 X 射线双晶摆动曲线 掠入射;
 a 为运动学理论模拟曲线; b 为动力学理论模拟曲线; c 为实验曲线

1. 运动学理论模型的计算结果

在分析超晶格的双晶摆动曲线时,零级峰的判断是十分重要的,一般情况下,超晶格的零级峰在基底峰附近,且零级峰的强度高于高级峰,但对于厚的和应变很大的超晶格,其零级峰的强度有可能低于高级峰,而对于匹配超晶格,零级峰有时与基底峰重合而分辨

不出,因此,在直接计算超晶格的结构参数时,必须首先判断那个峰是零级峰,对于样品较薄且畸变不太大的超晶格,一般情况下,零级峰的强度比高级峰强,对于畸变很大或有可能与基底峰重合的超晶格,必须从设计的生长参数出发,借助于(5)式进行计算模拟,以便最终确定超晶格的零级峰及结构参数.对我们所用的样品,每个周期的厚度只有 $300 \text{ \AA}$,且 Ge 含量很低,因此零级峰的强度应高于其它高级峰,在此先假定最强的峰为零级峰.

由图 1 中曲线 c 得 $\Delta\theta_n = \Delta\theta_{0,\pm 1} = 682s$, $\Delta\theta_M = 40s$, $\theta_B = 34.5642^\circ$, $\Delta\theta_0 = 249s$.

由图 2 中曲线 c 得 $\Delta\theta_n = 1108s$, $\Delta\theta_0 = 676s$, $\theta_B = 53.3526^\circ$, $\psi = 45^\circ + \Delta\theta$, $\Delta\theta$ 为基底偏离 $\langle 100 \rangle$ 方向的角度. 由(6)式得 $D = t_a + t_b = 301 \text{ \AA}$, 偏离角 $\Delta\theta = 2.2^\circ$. 由(8)式得 $M \approx 17$. 由(9)式得 $\langle \epsilon^\perp \rangle = 0.17\%$, $\langle \epsilon'' \rangle = 0$ (在实验误差范围内). 由(11)式得 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 层的厚度 $t_a = 87 \text{ \AA}$, 从而 Si 层厚度为

$$t_b = D - t_a = 214 \text{ \AA}.$$

因为超晶格的 $\langle \epsilon'' \rangle = 0$, 即是共格生长的,所以 Si 层的应变应为零. 因此 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 层的应变为 $\epsilon^\perp = \frac{D}{t_a} \langle \epsilon^\perp \rangle = 0.59\%$. 由 $\epsilon^\perp$, 考虑到四方畸变^[11], 由 Vegard 定律,可求出 Ge 含量为 $x \approx 0.080$.

把上述计算出的结构参数作为超晶格的起始结构参数. 代入(5)式中进行计算模拟,得到与实验相符的模拟曲线,如图 1 中曲线 a , 图 2 中曲线 a 所示,表 1 为计这两条曲线所得出的最终结构参数. 在计算(400)和(440)两条曲线时,计算出的结构参数是一致的,说明本文计算结果的正确性及零级峰假定的正确性. 对同一样品做一条以上的双晶摆动曲线的目的是为了保证模拟结果的唯一性,由于影响超晶格双晶摆动曲线的因素很多,必须做多条双晶摆动曲线,如果对不同的曲线,计算出的结构参数相同,说明计算结果是唯一的.

表 1 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格的结构参数

	周期厚度 $D(\text{\AA})$	分层厚度($\text{\AA}$)		成份 $x(\%)$	应 变				层数 M
		GeSi	Si		GeSi 层 $\epsilon^\perp(\%)$ $\epsilon^\parallel(\%)$		Si 层 $\epsilon^\perp$ $\epsilon^\parallel$		
设计生长参数	300	75	225	20					17
直接计算参数	301	87	214	8.0	0.59	-0.71	0	0	17
模拟出的参数	301	75.5	225.5	9.2	0.63	-0.82	0	0	17

从计算模拟出的结构参数来看,周期厚度 D , 周期数与直接计算出的一致,但分层厚度有很大差别,这是由于分层厚度由(11)式求出,在(11)式中,用到了一级峰与二级峰的强度,由于强度的测量有一定的误差,从而导致分层厚度的计算误差及成份、应变的误差. 同时由表 1 可看出,模拟出的最终结构参数: 周期 D , 分层厚度 t_a 及 t_b 与设计的生长参数一致,但成份相差很大,说明在超晶格的生长过程中,成份的控制还是比较困难的.

从计算模拟出的结果来看,超晶格水平方向上的应变 $\langle \epsilon'' \rangle$ 在实验误差范围内为零,说明超晶格是共格生长的,界面处的位错密度极低. 在本文计算过程中,曾加入 $10 \text{ \AA}$ 的过

渡层,但计算曲线与实验曲线的符合程度下降,说明过渡层的厚度小于 $10 \text{ \AA}$,同时界面的波动幅度也在 5% 以内,说明界面还是很敏锐的。上面提到的次强峰的出现也说明这一问题。图 3 中曲线 *a* 为界面波动为 5% ,过渡层为 $15 \text{ \AA}$ 的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格双晶摆动曲线的理论曲线,由图 3 可看出,由于界面不敏锐,从而使次极大峰变得模糊且很不规则,同时与实验符合的程度也大大下降。这说明我们所用的样品具有很高的完整性,否则这些次极大峰不会出现。以前的报道大都注重(6)式所预言的极大值衍射峰,而对(7)式所预言的次极大衍射峰很少讨论和报道,其原因可能是生长高完整的超晶格样品有一定的困难,对 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格来讲更是如此。

由平衡态理论,对于 $x = 0.10$ 的单层 GeSi 外延膜,临界厚度约为 $10^3 \text{ \AA}^{[22]}$,而实验数值接近 $10^4 \text{ \AA}^{[22]}$,因此,对于 $x = 0.10$ 左右的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格,其临界厚度远大于这个数值。而本样品厚度约为 $5000 \text{ \AA}$ 左右,因此,从理论上讲,完全可以共格生长,而不产生任何失配位错,这与我们的计算结果也是相符的。

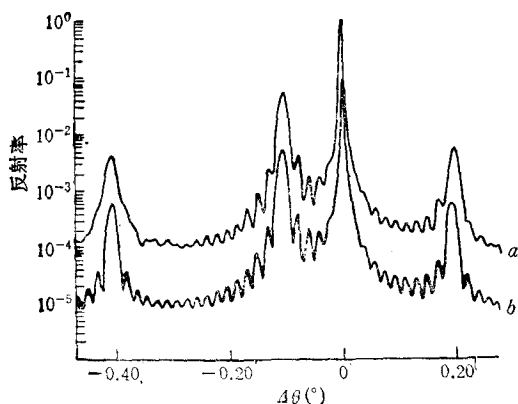


图 3 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格(440)衍射的 X 射线双晶摆动曲线 掠入射;
a 为不敏锐界面的曲线,界面波动 5% ,过渡层 $15 \text{ \AA}$;
b 为敏锐界面的曲线

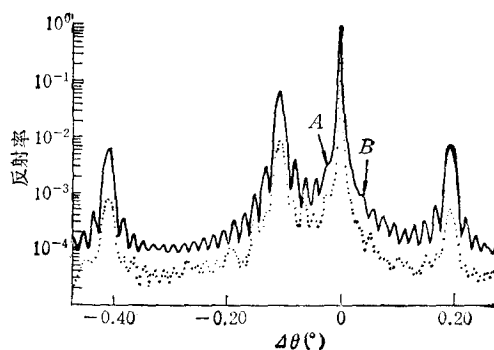


图 4 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格(440)衍射的双晶摆动曲线的运动学理论与动力学理论曲线比较
..... 为实验; ---- 为运动学理论计算; — 为动力学理论计算

2. 动力学理论处理结果

图 1 中曲线 *b*, 图 2 中曲线 *b* 为同一样品,动力学理论的计算模拟曲线,计算出的结构参数同表 1 中用运动学理论计算出的结构参数完全一致。说明对于我们所用的样品,用任一理论都能得出相同的结构参数。

为了进一步对这两种理论处理的结果进行比较,把两种理论模拟的曲线,在基底峰附近的一段取出,加以放大,如图 4 所示。由图 4 可见两者基本相符,在 $0, \pm 1$ 级峰处,峰位及强度都能符合,但在基底峰附近,两者相差很大,例如图 4 中 *A, B* 两处,动力学理论在这两处有明显的次极大峰。而运动学理论曲线上几乎没出现,同时基底峰附近的其它次极大峰的峰位及强度也有很大差别。由图 4 可看出,动力学理论的计算曲线更接近于实验曲线。

3. 超晶格基底的倾斜与弯曲

在分析超晶格的双晶摆动曲线时,基底的偏离角常常是一个重要的因素,由于基底在加工过程中的误差,往往与原定的方向有一定的差别.例如对我们所用的样品,晶体表面偏离 $\langle 100 \rangle$ 方向 2.2° 左右,因此在分析超晶格的双晶摆动曲线时,必须考虑到这一因素,否则模拟的结果将有很大的误差,同时也很难模拟出与实验曲线相符的曲线.

当 X 射线采用掠入射时,样品的弯曲对双晶摆动曲线有很大的影响^[23,24].但在本实验中,样品的曲率半径约为 81m,并且在做 (440) 衍射时,入射线与晶体表面的夹角为 10° 左右,在这种情况下,样品的弯曲对双晶摆动曲线的影响,可忽略不计.

五、结 论

X 射线双晶衍射是研究高完整超晶格非常有效的手段.当超晶格厚度较薄时,用 X 射线动力学衍射理论和运动学理论都能得到满意的结果,两者差别只是在细微结构上,但对于高完整 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格动力学理论计算的曲线更接近于实验曲线,同时次极大峰的出现是超晶格完整性的重要标志.对于我们所用的样品,两种理论计算出的结构参数相同,即周期厚度为 $301 \text{ \AA}$, GeSi 层为 $75.5 \text{ \AA}$, Si 层厚度 $225.5 \text{ \AA}$.成份 x 值为 9.2% ,并且证明了我们所用的样品是高完整的.

中国科学院上海冶金研究所青年科学基金资助的课题.

- [1] L. Esaki, R. Tsu, *IBM J. Res. Develop.*, **14**, (1970), 61.
- [2] 王 迅,物理, **16**(1987), 397.
- [3] T. P. Pearsall *et al.*, *Phys. Rev.*, **B39**, (1989), 3741.
- [4] A. Ourmazed, Properties of Impurity States in Superlattices Semiconductors, NATO, Asi Serious. Series B: Physics, Vol. **183**, p. 63.
- [5] M. Dazeghi, Properties of Impurity States in Superlattices Semiconductors, NATO, Asi Serious, Series B: Physics, Vol. **183**, p. 43.
- [6] 潘传康、郑戴仇,物理, **16**(1987), 361.
- [7] A. T. Macrander *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **64** (1988), 6733.
- [8] A. Segmüller *et al.*, *J. Appl. Cryst.* **10** (1977), 1.
- [9] V. S. Speriosu, T. Vreeland, Jr., *J. Appl. Phys.*, **56** (1984), 1591.
- [10] C. R. Wie *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **52** (1986), 6094.
- [11] 陈京一、朱南昌、田亮光、李润身,半导体学报, **11**(1990), 855.
- [12] S. Froyen *et al.*, *Phys. Rev.*, **B37**, (1988), 6593.
- [13] D. V. Lang *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **47**, (1985), 1333.
- [14] G. Abstreiter *et al.*, *J. Cryst. Growth*, **95**, (1989), 431.
- [15] S. J. Chang *et al.*, *J. Cryst. Growth*, **95**, (1989), 451.
- [16] A. T. Macrander *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **66**(1989), 3963.
- [17] D. J. Lockwood *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **65** (1989), 3049.
- [18] 姜 力等,半导体学报, **10**(1989), 86.
- [19] W. H. Zachariasen, Theory of X-ray Diffraction in Crystals, Wiley, New York, (1945).
- [20] J. Hornstra, W. J. Bartels, *J. Cryst. Growth*, **44**, (1987), 513.
- [21] V. S. Speriosu, *J. Appl. Phys.*, **52**, (1981), 6094.
- [22] 陈可明、张翔九、王 迅,物理, **18**, (1989), 21.
- [23] 陈京一、李润身、许顺生,应用科学学报, **6**, (1988), 103.

[24] 陈京一、许顺生, 半导体学报, 8, (1987), 480.

X-RAY DOUBLE-CRYSTAL DIFFRACTION STUDY OF HIGH QUALITY $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ STRAINED LAYER SUPERLATTICE

TIAN LIANG-GUANG ZHU NAN-CHANG CHEN JING-YI LI RUN-SHEN XU SHUN-SHENG

Shanghai Institute of Metallurgy Academia Sinica, Shanghai, 200050

ZHOU GUO-LIANG

Laboratory of Surface Physics, Fudan University, Shanghai, 200433

(Received 28 May 1990)

ABSTRACT

In this paper, the analysis of $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained layer superlattice grown by MBE is made by means of X-ray double crystal diffraction. The structure parameters of $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ superlattice is obtained from the simulation of rocking curve based on X-ray kinematical and dynamical diffraction theory respectively. The results calculated with these two theories is almost the same, there is a little difference only in the fine structure of rocking curve. For the high quality $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ superlattice, the rocking curve calculated with X-ray dynamical theory is more close to the experimental curve than that with X-ray kinematical theory.

PACC: 6110D; 6110; 6855