

反射三次谐波产生与晶体对称性

霍 崇 儒

(中国科学院物理研究所)

C. C. WANG J. L. BOMBACK J. V. JAMES

(Ford Motor Company)

1986 年 12 月 1 日收到

提 要

在单晶硅和经离子注入的硅样品上测得了反射三次谐波。像我们的理论计算中所证明的那样,当样品绕表面法线转动时,线偏振的三次谐波强度显示了晶体的旋转对称性,对于轻注入的样品,存在一个注入剂量的临界值,高于此值,三次谐波信号与转动无关。作为剂量的函数,三次谐波强度对晶格损伤极为敏感。这使三次谐波技术可以在半导体工艺中用作监测离子注入的均匀程度。

一、引 言

硅、锗等重要半导体材料,依对称性,体的非线性二次谐波是不存在的。三次谐波是最低次的非线性光学效应,并且它应体现晶体的对称性。

离子注入技术被广泛用于半导体器件工艺,针对经离子注入的硅片的各种物理性质,开展了领域广泛的实验和理论研究。

本文以波长为 $1.06\mu\text{m}$ 的调 Q Nd:YAG 激光输出为基频波,研究不同注入剂量的硅样品表面反射三次谐波产生,对各种取向的样品观测到与理论完全一致的反射三次谐波的旋转对称性^[1]。

实验发现,存在一个与离子类型有关的临界注入剂量。低于、高于和邻近这一临界值,三次谐波的强度、相位及旋转对称性都有一些值得注意的变化。配合透射电子显微镜的微结构测定,可以认定该临界值与晶态至非晶态的相变有关。

三次谐波信号随离子注入剂量变化这一事实可用于监测由于离子注入所引起的表面晶格损伤及测定离子注入剂量。特别是由于这一方法的特点,将能对工艺过程中硅片状态给出无损实时监测。

二、实验安排与数据采集

实验装置如图 1。激光重复频率 10Hz,脉宽 7ns, GP_1 为大功率起偏格兰棱镜,通

过它辐射在纸面内偏振。\$M_1\$ 为分束镜,光电二极管 \$D\$ 用以触发 \$OS\$ 及选通积分器,正负透镜 \$L_1, L_2\$ 可调整光束直径并使 \$1.06\mu\text{m}\$ 辐射聚焦于空间滤光片小孔 \$A\$ 上。\$A\$ 改善了光斑能量分布的均匀性。凹面镜 \$M_4\$ 得到平行光、二向色分束片 \$DM\$ 全反 \$1.06\mu\text{m}\$ 辐射至样品硅上并使反射三次谐波透过。\$GP_2\$ 为紫外检偏格兰棱镜。信号通过中心波长为 \$355\text{nm}\$ 的窄带干涉滤光片 \$F\$ 后由光电倍增管 \$PMT\$ 检测送至示波器和信号处理系统。使样品绕法线转动的步进电动机是由 \$500\text{Hz}\$ 频率的步进电动机同步装置驱动的,驱动电动机同时以 \$10\text{Hz}\$ 频率同步触发 YAG 激光器,电动机步进 \$0.1125^\circ\$,故转动一周样品接受 \$64\$ 个激光脉冲。

来自光电倍增管的信号是由 Model 4400 信号处理系统记录和处理的。样品旋转一周对应 \$64\$ 个激光脉冲、反射三次谐波信号由信号处理系统的选通积分器采集并数字化,数字化的信号依次被存贮于长度为 \$64\$ 点的记忆曲线的相应通道中。这 \$64\$ 点对应样品硅的 \$64\$ 个角度位置。为克服微弱三次谐波信号的统计涨落所造成的数据分布离散,结果的数据是电动机多次转动所得数据的平均值。同步装置与信号处理系统保证了每一时刻 \$64\$ 个通道内所存贮的数据分别都对应该时刻来自各自角度位置上数据信号的平均值、例如当用 \$2048\$ 个光脉冲完成一次测量时,样品旋转了 \$32\$ 周,记忆曲线上 \$64\$ 个点的每一个都对对应着各自角度位置上 \$32\$ 次测量的平均值。积分器的取样门宽 \$20\text{ns}\$。整个曲线上的 \$0.7\text{ns}\$ 的门扫描时间是可以忽略的(由于必须选用 waveform 模式工作,这是最小的门扫描时间)。

已记录的实验曲线可当即在系统内进行傅里叶分析

$$I(\alpha) = \frac{a_0}{2} + \sum_n [a_n \cos(n\alpha) + b_n \sin(n\alpha)]. \quad (1)$$

并求出振幅 \$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}\$ 和相角 \$\text{tg}^{-1}(b_n/a_n)\$。其中 \$I(\alpha)\$ 是作为转角函数的三次谐波强度, \$\alpha\$ 为样品的角度位置, \$a, b\$ 是傅里叶系数。

为测定 \$1.06\mu\text{m}\$ 光程上 \$DM\$ 与样品硅之间空气所产生三次谐波对实验结果的影响,也完成了真空条件下的实验测量,即放置 \$DM\$ 和样品转台到 \$10^{-6}\$ Torr 的真空中。

测定空气与样品各自三次谐波信号的相干关系,要求样品可沿其法线方向相对 \$DM\$ 有位置移动。这是由置于电动机下的精密可动平台实现的。

图 1 为光的垂直入射情形。为验证理论的正确性,实验也在斜入射情况下完成。这只要更换不同角度要求的 \$DM\$,并改变放置角度即可。

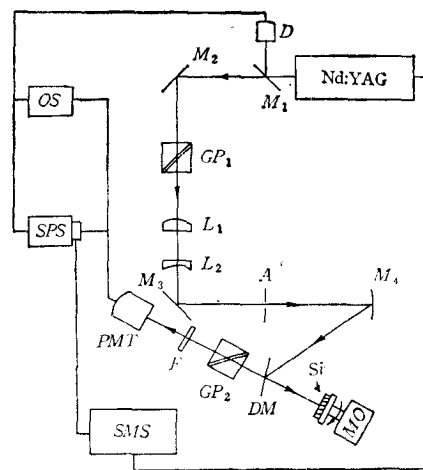


图1 实验装置 \$M_1\$ 为分束片; \$M_2, M_3\$ 为全反射镜; \$D\$ 为光电二极管; \$GP_1\$ 为红外格兰棱镜; \$L_1, L_2\$ 为透镜; \$A\$ 为空间滤光片; \$M_4\$ 为凹面反射镜; \$DM\$ 为二向色分束片; \$Si\$ 为样品; \$MO\$ 为电动机; \$GP_2\$ 为紫外格兰棱镜; \$F\$ 为干涉滤光片; \$PMT\$ 为光电倍增管; \$OS\$ 为监视示波器; \$SPS\$ 为信号处理系统; \$SMS\$ 为步进电动机同步装置

三、理论与计算

1. Bloembergen^[2] 指出,在线性介质与非线性介质边界面上,反射产生的谐波在传播方向,强度和偏振特性方面遵从广义的反射定律与非涅耳方程. 在如图 2 所示的坐标系中,观察到的反射三次谐波将由下面两方程给出:

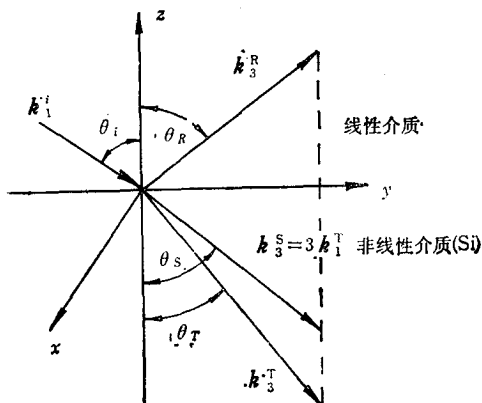


图 2

空气中入射基频波矢 k_i^1 ; 硅中 k_T^1 ; 空气中三次谐波波矢 k_R^3 ; 硅中 k_T^3 ; 硅中三次极化波矢 $k_S^3=3k_i^1$; yz 平面为入射面

$$E_{\perp}^R(3\omega) = -4\pi P_x^N \times \frac{\sin^2\theta_T \sin\theta_S}{\sin(\theta_R + \theta_T) \sin(\theta_S + \theta_T) \sin\theta_R}, \quad (2)$$

$$E_{\parallel}^R(3\omega) = 4\pi P_y^N \left[\frac{\cos\theta_S}{\epsilon_R^{1/2} \cos\theta_T + \epsilon_T^{1/2} \cos\theta_R} \times \frac{1 - (\epsilon_S^{-1} + \epsilon_T^{-1})\epsilon_R \sin\theta_R}{\epsilon_S^{1/2} \cos\theta_T + \epsilon_T^{1/2} \cos\theta_S} + \frac{\sin^2\theta_S}{\epsilon_T^{1/2} \epsilon_R^{1/2} \cos\theta_T + \epsilon_T \cos\theta_R} \right] + 4\pi P_z^N \left[\frac{\sin\theta_S}{\epsilon_R^{1/2} \cos\theta_T + \epsilon_T^{1/2} \cos\theta_R} \times \frac{1 - (\epsilon_S^{-1} + \epsilon_T^{-1})\epsilon_R \sin\theta_R}{\epsilon_S^{1/2} \cos\theta_T + \epsilon_T^{1/2} \cos\theta_S} - \frac{\sin\theta_S \cos\theta_S}{\epsilon_T^{1/2} \epsilon_R^{1/2} \cos\theta_T + \epsilon_T \cos\theta_R} \right], \quad (3)$$

其中 $E_{\perp}^R(3\omega)$ 和 $E_{\parallel}^R(3\omega)$ 分别为垂直和平行入射面 ($y-z$ 平面) 的反射三次谐波, P_x^N , P_y^N 和 P_z^N 为入射基频辐射在非线性介质中诱导的三次非线性极化矢量分量. 如下面就要叙述的,它们与包括对称性在内的介质性质及基频入射场有关. θ_S , θ_R , θ_T 如图 2 所示它们分别表示基波在介质中的折射角、反射三次谐波的反射角和介质中三次谐波的折射角. ϵ_T , ϵ_R 分别表示非线性和线性介质对三次谐波频率的介电常数,而 ϵ_S 定义为

$$\epsilon_S \sin^2\theta_S = \epsilon_T \sin^2\theta_T = \epsilon_R \sin^2\theta_R. \quad (4)$$

因为 θ_R 与基频辐射的入射角 θ_i 相等,所以给定介质的介电特性后除了 P^N 有待确定之外,方程 (2), (3) 所涉及的量都是可以计算的.

2. 光学非线性介质中三阶诱导极化的一般方程为

$$P_i^{(3)} = \chi_{ijkl} E_j E_k E_l. \quad (5)$$

晶体硅属点群 $m3m$ 对称,又我们限于研究三次谐波产生,故 χ_{ijkl} 中只有两个不为零的独立元素

$$A = \chi_{1111}, \quad (6)$$

$$B = 3\chi_{1122}. \quad (7)$$

所以简化后的三次谐波极化为^[3]

$$P_i(3\omega) = B|E|^2 E_i + (A - B)E_i^3. \quad (8)$$

这里 E_i 是非线性介质中基频波场的 i 分量.

需要强调的是方程 (8) 是写在晶体主轴坐标系中, 而我们的实验测量是在实验室坐标系中完成的. 由于样品的取向不同以及在旋转情况下完成测量, 所以必须有某种变换关系把实验室坐标系与晶体主轴坐标系联系起来.

这里有三个坐标系需要考虑: 1) 实验室坐标系记为 $x''y''z''$. 2) 固定于样品上并以样品的法线为 z' 轴随样品转动的坐标系 $x'y'z'$. 3) 以样品的 $[100]$ 方向为 z 轴的主轴坐标系 xyz .

如果空气介质中基频电场的振幅记为 E_0 , 其偏振方向与 x'' 方向的夹角为 p (入射面是 $y''z''$ 平面), 那么实际上进入晶体中的基频电场为

$$E_{x''} = E_0 h_{\perp} \cos p, \quad (9)$$

$$E_{y''} = E_0 h_{\parallel} \sin p \cos \theta_s, \quad (10)$$

$$E_{z''} = E_0 h_{\parallel} \sin p \sin \theta_s. \quad (11)$$

其中

$$h_{\perp} = \frac{2 \cos \theta_i \sin \theta_s}{\sin (\theta_i + \theta_s)}, \quad (12)$$

$$h_{\parallel} = \frac{2 \cos \theta_i \sin \theta_s}{\sin (\theta_i + \theta_s) \cos (\theta_i - \theta_s)}. \quad (13)$$

如前面提到的 θ_i 为入射角.

若样品绕 $z'//z''$ 轴转动 α 角, 即 $x'y'z'$ 系相对实验室系 $x''y''z''$ 以 z' 为轴逆时针转 α 角, 那么在 $x'y'z'$ 系中电场为

$$\mathbf{E}' = \tilde{\mathbf{R}} \mathbf{E}'', \quad (14)$$

其中

$$\tilde{\mathbf{R}} = \begin{vmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\ \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}. \quad (15)$$

如果要利用方程 (8) 计算基频场所诱导的极化, 则必须把电场表示在 xyz 主轴系中, 即

$$\mathbf{E} = \tilde{\mathbf{T}} \mathbf{E}', \quad (16)$$

其中

$$\tilde{\mathbf{T}} = \begin{vmatrix} a_x & b_x & c_x \\ a_y & b_y & c_y \\ a_z & b_z & c_z \end{vmatrix} \quad (17)$$

是 $x'y'z'$ 坐标向晶体主轴坐标变换的变换矩阵. 这里 c_x , c_y 和 c_z 是 z' 轴上单位矢量 (标志晶体取向) 在主轴坐标系中三轴上的投影. 例如对 (111) 取向的样品 $c_x = c_y = c_z = 1/\sqrt{3}$, 对 (110) 取向的样品, $c_x = c_y = 1/\sqrt{2}$, $c_z = 0$, 而对 (100) 取向的样品, 则为 $c_x = 1$, $c_y = c_z = 0$. 不失一般性, 矩阵 $\tilde{\mathbf{T}}$ 的其它元素可表示为

$$a_x = \frac{c_z c_x}{\sqrt{c_z^2 c_x^2 + c_z^2 c_y^2 + (c_x^2 + c_y^2)^2}}, \quad (18)$$

$$a_y = \frac{c_z c_y}{\sqrt{c_z^2 c_x^2 + c_z^2 c_y^2 + (c_x^2 + c_y^2)^2}}, \quad (19)$$

$$a_z = \frac{-(c_x^2 + c_y^2)}{\sqrt{c_z^2 c_x^2 + c_z^2 c_y^2 + (c_x^2 + c_y^2)^2}}, \quad (20)$$

$$b_x = \frac{-c_y}{\sqrt{c_x^2 + c_y^2}}, \quad (21)$$

$$b_y = \frac{c_x}{\sqrt{c_x^2 + c_y^2}}, \quad (22)$$

$$b_z = 0. \quad (23)$$

变换 $\tilde{T}$ 是适合任意取向的样品.

将通过方程 (16) 计算得到的 $\mathbf{E}$ 代入方程 (8), 就得到在晶体主轴系中的三次谐波极化矢量 $\mathbf{P}_i(3\omega)$. 通过相应的逆变换, 求得实验室坐标系中的 $\mathbf{P}''(3\omega)$,

$$\mathbf{P}''(3\omega) = \tilde{R}^{-1} \tilde{T}^{-1} \mathbf{P}(3\omega), \quad (24)$$

其中 $\tilde{R}^{-1}$ 与 $\tilde{T}^{-1}$ 分别为矩阵 (15) 和 (17) 的逆矩阵. 将 $\mathbf{P}''(3\omega)$ 的分量代入方程 (2) 和 (3), 便求出三次谐波在垂直和平行入射面方向的分量. 如果检测格兰棱镜 GP_2 允许电场透过的方向与 x'' 轴成 p_0 角, 那么检测到的电场将为

$$E_D(3\omega) = E_{\perp}^R(3\omega) \cos p_0 + E_{\parallel}^R(3\omega) \sin p_0. \quad (25)$$

3. 早期实验中^[4]发现, 几乎数量级相同的三次谐波也会在基频场通过的空气介质和各光学元件中产生. 由于空气介质与光学元件均为各向同性介质, 所以期望在垂直检测, 即 $p = 90^\circ$ $p_0 = 0^\circ$ 时, 可以避免来自样品以外的三次谐波的干扰, 但是在对比离子注入的样品时, 特别是研究注入得到的非晶态样品时, 垂直检测是没有结果的. 适当设计实验, 例如将图 1 中的样品和 DM 放入真空室中, 是可以排除空气介质的影响. 但是作为测定样品产生三次谐波相位的一种方法, 研究空气介质与样品产生三次谐波的相干性, 是颇有兴趣的.

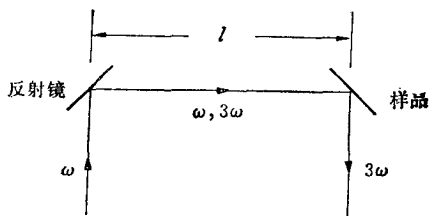


图 3 反射镜与样品之间空气产生的三次谐波与样品三次谐波的叠加

考虑如图 3 所示的情况, 反射镜以前光路中所产生的三次谐波假设都穿过反射镜而不进入光电倍增管, 反射片本身所产生的三次谐波已经证明 (经过了实验测量) 是可以忽略不计的. 所以, 检测到的三次谐波是由两部分组成: l 长的空气所产生的三次谐波经样品反射的部份及样品产生的反射三次谐波. 为使这两部份叠加, 必须考虑它们的相位关系. 不失一般性, 认为基频波是从反射镜上开始的, 即当基频波到达样品上时获得附加相因子为 $e^{ik_1 l}$, k_1 为基频波波矢, 那么一路上空气产生的三次谐波到达样品未经反射前的总和为

$$\begin{aligned} E_a(3\omega) &= \int_0^l \chi_a E_0^3(\omega) e^{ik_1 z'} e^{ik_3(l-z')} dz' \\ &= \chi_a E_0^3(\omega) e^{ik_3 l} \frac{e^{i\Delta k l} - 1}{i\Delta k}, \end{aligned} \quad (26)$$

其中

$$\Delta k = 3k_1 - k_3. \quad (27)$$

k_3 是三次谐波在空气中的波矢, 空气的相干长度为

$$l_c = \frac{2\pi}{\Delta k} \approx 3.1 \text{ cm}. \quad (28)$$

若样品的三次谐波振幅反射率为 r , 则反射后为 $rE_a(3\omega)$. 因基频零相位定义在反射镜上, 则样品表面三次极化的相位为 $e^{i3k_1 l}$. 所以测得的总的三次谐波为

$$\begin{aligned} E_D(3\omega) + rE_a(3\omega) \\ = e^{i3k_1 l} \left[C_{\text{Si}} + C_a e^{-i\frac{\Delta k l}{2}} \sin\left(\frac{\Delta k l}{2}\right) \right], \end{aligned} \quad (29)$$

其中 C_{Si} 与 C_a 分别为样品和空气中产生的三次谐波中不依赖于 l 的部份. 方程 (29) 给出了被检测信号对 l 的关系.

四、实验结果与讨论

1. 基频辐射垂直入射于样品表面. 在垂直入射的情况下, $\theta_i = 0$. 由边界条件带来的含角度因子变得简单, 方程 (2), (3) 将大大简化. 这是有利于对对称性进行分析的.

若入射基频场在 $p = 90^\circ$ 情况下偏振, 则根据方程 (9)、(10) 和 (11), $E_{x''} = E_{z''} = 0$, 而 $E_{y''} = \frac{2E_0}{n+1}$, 其中 n 为非线性介质的折射率. 应用矩阵 (15) 与 (17) 式, 并最后代入方程 (24), 对 (100), (110) 和 (111) 三种取向得到实验室坐标系中的三次谐波极化为

$$(100) \quad P''(3\omega) = B \left(\frac{2E_0}{n+1} \right)^3 \begin{vmatrix} \frac{A-B}{B} \frac{\sin 4\alpha}{4} \\ 1 + \frac{A-B}{B} \frac{3 + \cos 4\alpha}{4} \\ 0 \end{vmatrix}, \quad (30)$$

$$(110) \quad P''(3\omega) = B \left(\frac{2E_0}{n+1} \right)^3 \begin{vmatrix} \frac{A-B}{B} \frac{3 \sin 4\alpha - 2 \sin 2\alpha}{16} \\ 1 + \frac{A-B}{B} \frac{9 - 4 \cos 2\alpha + 3 \cos 4\alpha}{16} \\ 0 \end{vmatrix}, \quad (31)$$

$$(111) \quad P''(3\omega) = B \left(\frac{2E_0}{n+1} \right)^3 \begin{vmatrix} 0 \\ 1 + \frac{A-B}{2B} \\ -\frac{A-B}{B} \frac{\sin 3\alpha}{\sqrt{18}} \end{vmatrix}. \quad (32)$$

准确到一个与样品的介电常数相关的因子, 检测到的三次谐波强度应是上述极化矢量的平方. 样品各向异性可从三个方面看出: 其一是不同取向的样品结果各异; 另一是三次谐波具有与基频辐射偏振垂直的偏振成分; 最后, 随着样品的转动, 三次谐波强度是转动相关的.

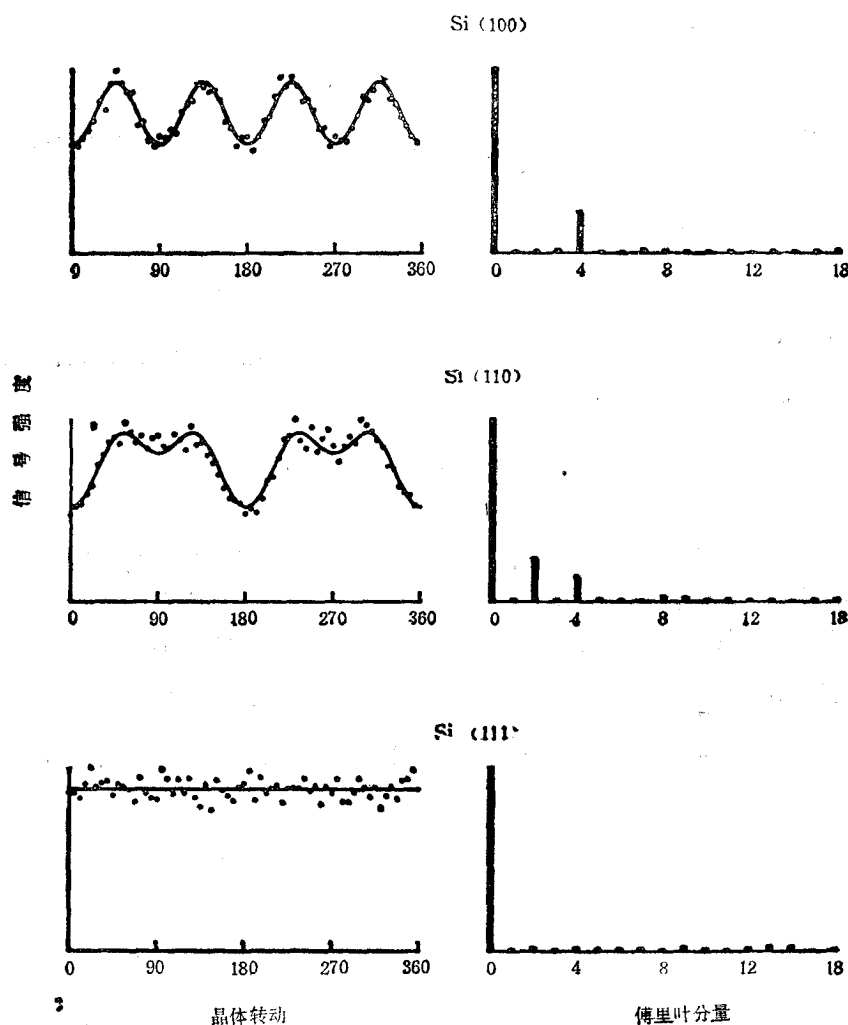


图 4 三次谐波转动相关及其傅里叶分析 ($\theta_i = 0^\circ$; $p_0 = 90^\circ$)

像下面将要指出的,使用实验数据并借助方程 (30) 和 (31),可以求得 A/B 之比. 在我们的情况下这个比值是 0.75.

图 4 给出垂直入射($\theta_i = 0^\circ$)平行检测($p_0 = 90^\circ$)情形下的实验数据点以及计算的理论曲线,对 (100) 取向的情形,三次极化比例于 $\left(1 + \frac{A-B}{B} \frac{3 + \cos 4\alpha}{4}\right)$, 三次谐波强度比例于该极化的平方,可以看到,它应包括有不依赖角度的“直流”项,以 $\pi/2$ 为周期的项(四度对称)和以 $\pi/4$ 为周期的项. 图 4 中实验数据的傅里叶分析表明,明显地包括有“直流”项及以 $\pi/2$ 为周期的项. 在平行检测的条件下,与“直流”项相比,那些以 $\pi/4$ 为周期的部分是可以忽略的,事实上它们相差近两个数量级.

同理对 (110) 取向的情况,被检测 ($p_0 = 90^\circ$) 的三次谐波对应方程 (31) 所给的极化矢量 $P_y''(3\omega)$. 其平方除包括有“直流”项, $\pi/2$, $\pi/4$ 为周期的项外,还包括有以 π 为周期和以 $\pi/3$ 为周期的项. 与 (100) 情况类似,以 $\pi/3$, $\pi/4$ 为周期的项含有因子 $(A -$

$B)/B$ 的平方,故它们与“直流”项相比也相差两个数量级. 实验的傅里叶分析中,这部分同样被湮没于噪声中.

对于 (111) 取向,实验证实了三次谐波的转动无关,数据的傅里叶分析中除“直流”部分外,没有其它可检测的傅里叶分量.

改变检测棱镜的方向,使波检测的三次谐波偏振垂直于入射基频偏振 ($p_0 = 0^\circ$). 理论曲线与实验数据示于图 5. 对于 (100) 取向,三次极化比例于 $((A-B)/B) \cdot \sin 4\alpha/4$, 所以检测到的三次谐波中除含有“直流”项与以 $\pi/4$ 为周期的项之外,不再含有其它成分. 而此时的“直流”项与旋转相关项属同一数量级,即皆比例于 $\left(\frac{A-B}{B}\right)^2$, 所以实验的

傅里叶分析也仅只有这两支分量. 类似地,对 (110) 取向,由于“直流”项和以 $\pi, \pi/2, \pi/3, \pi/4$ 为周期的部份都是同一量级,所以实验测得与它们对应的各傅里叶分量. 有趣的是 (111) 取向的样品,在垂直检测中除噪声之外不存在可检测的信号. 理论确实证明了这点,由于这种条件下绕轴的对称性,方程 (32) 给出了 $P_{x''}(3\omega) = 0$.

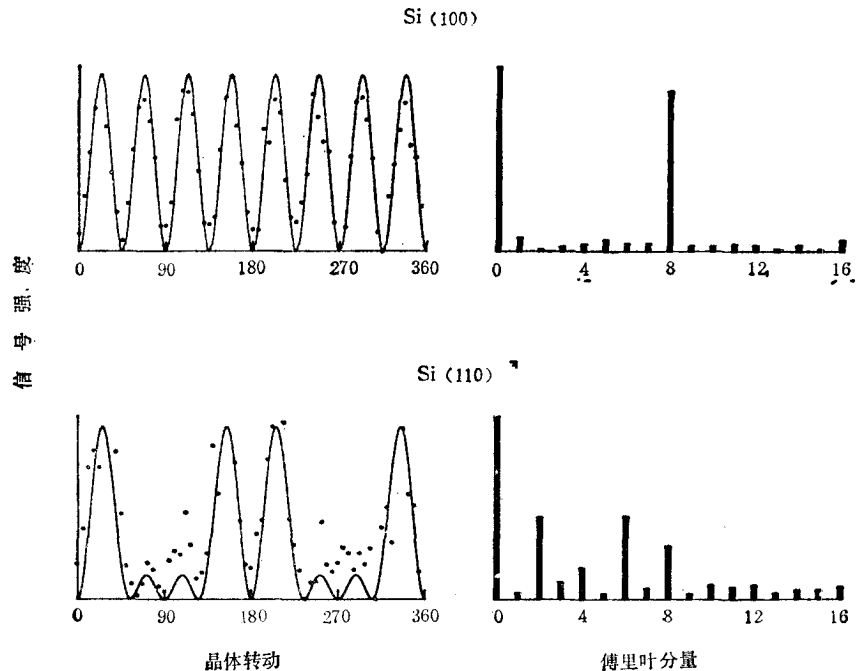


图 5 三次谐波转动相关及其傅里叶分析 ($\theta_i = 0^\circ$; $p_0 = 0^\circ$)

2. 基频辐射以 45° 角倾斜入射于样品表面. 考虑所有与广义反射定律和非涅耳方程 (2), (3) 相联系的角度因子,我们对取向 (100), (110) 和 (111) 三种样品进行了计算机模拟以及实验测量. 图6是入射角 $\theta_i = 45^\circ$, 垂直检测 $p_0 = 0^\circ$ 的理论曲线和实验结果. 对 (100)、(110) 和 (111) 三种取向,分别显示了四度、两度和三度旋转对称. 理论曲线与实验数据符合极好. 对于 (111) 的情况,与垂直入射时不同,显示了完好的三度对称(由于测定的是强度,所以表现为 6 个峰).

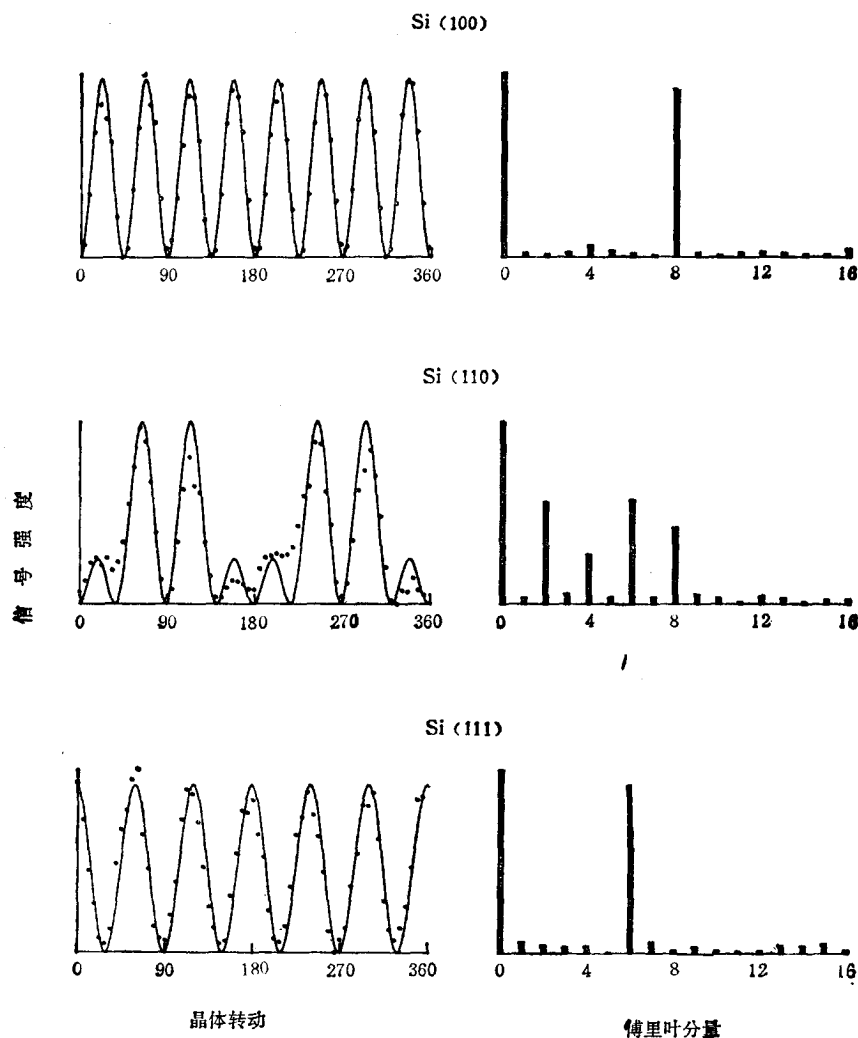


图6 三次谐波转动相关及其傅里叶分析 ($\theta = 45^\circ$; $p_0 = 0^\circ$)

3. A/B 的确定。实验上我们可以测得三次谐波强度各傅里叶分量的比值。例如对 (100) 的情况, 可以从图 4 中计算 4α 分量对“直流”分量的比值; 对 (110) 情况计算 2α 分量对“直流”分量的比值。这个比值也可以应用方程 (30) 和 (31) 表述为 A/B 的函数。求解关于 A/B 的代数方程, 得到 A/B 的实验值。对于单晶硅的情况, 这一比值是 0.75。这是一个表征晶体三次谐波产生各向异性程度的参量。

4. 作为二向色反射镜与样品间距离的函数, 实验测定了晶态样品和非晶态样品的反射三次谐波信号。图 7 给出了实验结果与根据实验数据得到的曲线。如方程 (29) 所表述的, 来自反射镜与样品间空气的三次谐波和样品上产生的反射三次谐波振幅相干相加。晶态与非晶态信号极值相对移动约 $1/4$ 相干长度 (8mm)。实验也证实 (28) 式给出的空气相干长度为 3.1cm。极值的相对移动表明方程 (29) 中系数 C_{Si} , C_a 对于晶态和非晶态是不同的。更仔细地研究系数 C_{Si} , C_a 与样品硅在离子注入下发生相变的关系无疑是十分有兴趣的。图 7 中纵坐标信号强度, 对两条曲线单位是不同的。非晶态的信号要比

晶态样品的信号弱很多。

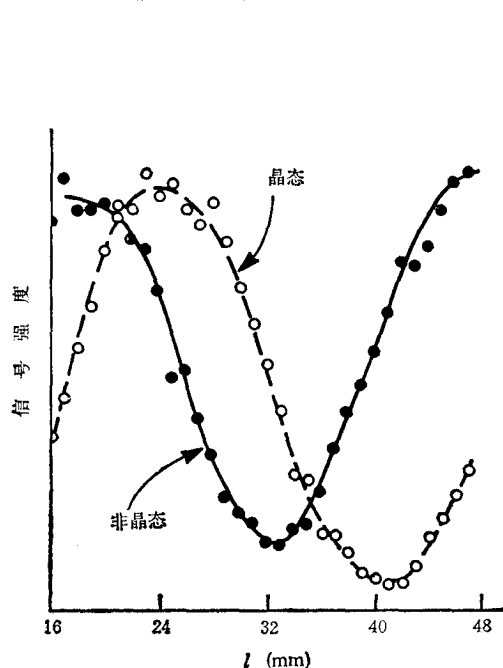


图7 晶态和非晶态样品上反射三次谐波信号强度随样品与二向色反射镜之间距离 l 的变化

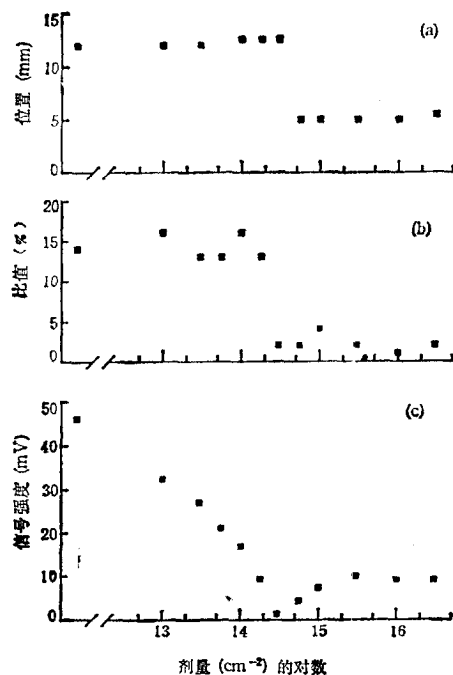


图 8

(a) 为图 7 中极值位置随剂量变化, (b) 为三次谐波信号的转动相关部分与平均值的比值随剂量的变化; (c) 为三次谐波信号的平均值随剂量的变化。最左边的点代表注入剂量为零(晶体)的硅样品

5. 对硼、硅、磷和砷等离子, 作为注入剂量的函数, 实验测定了各种样品的反射三次谐波产生^[5]。图 8 来自 (100) 取向, 50keV 磷离子注入样品。图 8(a) 是对各种注入剂量的样品, 作为反射镜与样品距离的函数测得的信号极小值位置 (即图 7 曲线极小值的横坐标)。从图中看出, 极小值处于两个不连续的位置上, 跳跃处对应注入剂量的某一临界值。图 8(b) 表示信号强度的角度相关部分与信号强度在 360° 角上的平均值之比。同一注入剂量的临界值对应这比值的跳跃, 小于这一临界剂量比值保持常数, 约为 15%; 高于临界剂量该比值突然降至接近零。信号在 360° 角上的平均值, 从单晶硅开始随离子注入剂量的增加而减少, 结果示于图 8(c)。一个尖锐的极小值是在临界剂量处出现的。超过此极小, 信号又开始增加, 但对于更高的剂量, 信号强度却趋于一常值。

对其它类型离子注入的样品也获得类似的结果, 唯上述临界注入剂量随离子质量增加而减少。特别是硅离子注入的样品也显示同样的结果是很重要的, 这表明注入促成的表面层非晶化是关键因素, 而杂质吸收倒不是重要的。

对应临界剂量样品的透射电子显微镜 (TEM) 观察显示^[6], 表面层中有残存的小块晶体嵌入已经非晶化了的结构中, 其密度随剂量增加而减少。

注入导致样品表面层是晶态与非晶态的混合构成; 表面产生三次谐波是来自这两部分的和; 非晶态的极化率小于晶态极化率并有一定的相位差, 此模型会解释图 8 的结果^[7]。

6. 谐波信号与注入剂量相关使我们能用三次谐波法检查样品注入均匀度。图 9(a)

是 50keV P^+ 注入成三个剂量不同区域的 4 英寸硅片。1.06 μm 入射束扫描这硅片, 并记录各扫描点的反射三次谐波强度(图 9(b))。结果表明以三次谐波强度足可区分出离子注入剂量的分布。这种方法为半导体器件工艺提供了一个非接触, 无损坏, 无须特殊样品制备要求的注入均匀性检测技术。

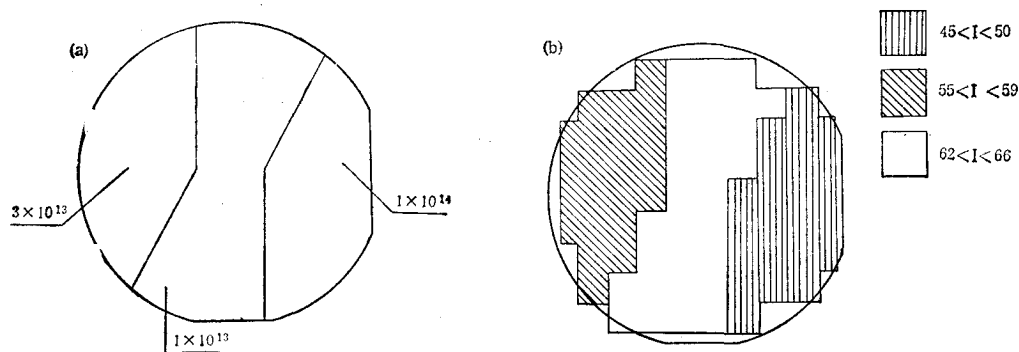


图 9

(a) 为硅片上注入剂量的分布; (b) 为 1.06 μm 基频步进 (1cm) 扫描, 三次谐波强度 I 的分布

参 考 文 献

- [1] J. L. Bomback, J. V. James, C. C. Wang, C. R. Huo, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **30**(1985), 614.
- [2] N. Bloembergen, P. S. Pershan, *Phys. Rev.*, **128**(1962), 606.
- [3] P. D. Maker, R. W. Terhune, *Phys. Rev.*, **137**(1965), 801.
- [4] C. C. Wang, E. L. Baardsen, *Phys. Rev.*, **185** (1969), 1079.
- [5] C. C. Wang, J. V. James, J. L. Bomback, C. R. Huo, *Proceedings of Materials Research Society Fall Meeting, Dec 2—6, (1985), (to be published).*
- [6] W. T. Donlon, J. V. James, J. L. Bomback, C. C. Wang, C. R. Huo, in *Proceeding of "Frontiers in Electron Microscopy" Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, 21—23 April, (1986) [Ultramicroscopy (to be published)]*.
- [7] C. C. Wang, J. L. Bomback, W. T. Donlon, C. R. Huo, J. V. James, *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986), 1647.

REFLECTIVE THIRD-HARMONIC GENERATION AND
CRYSTAL SYMMETRY

HUO CHONG-RU

(Institute of Physics, Academia Sinica)

C. C. WANG, J. L. BOMBACK, J. V. JAMES

(Ford Motor Company)

ABSTRACT

Optical third harmonic radiation has been measured in reflection from Surfaces of Single crystal and ion implanted silicon samples. As was proved in our theoretical Calculation, the linearly polarized third harmonic intensity exhibits the rotational symmetry of the crystal as the crystal rotates about its surface normal. There is a critical implant dose in lightly implanted samples. The rotational dependence of the third harmonic radiation is found to vanish when the ion dose exceeds the critical value. As a function of the implant dose, the third harmonic intensity is very sensitive to lattice damage. It is possible to use the third harmonic technique for monitor of ion implant uniformity in semiconductor device technology.