

# 绝缘层上半导体多晶膜激光 再结晶临界条件

冷静民 钱佑华  
(复旦大学物理系)

林成鲁 方芳  
(中国科学院上海冶金研究所离子束开放实验室)

1986 年 8 月 25 日收到

## 提 要

从理论的角度分析了绝缘衬底对其上面半导体多晶膜激光熔化再结晶过程的影响,发现低导热的绝缘层使产生固-液相变的临界激光功率有明显的降低。用喇曼光谱测量了激光再结晶 SOI 层中的应力。应力的出现是多晶膜内曾经发生过固-液相变的佐证。从这一思想出发,对 LPCVD 方法制备的大量 SOI 样品进行激光再结晶临界条件的研究,证明了忽略绝缘层低热导影响的模型不能解释实验结果,而经过修正的公式则可以较好地拟合实验结果。

## 一、引 言

近年来绝缘衬底上半导体多晶膜的激光辐照再结晶技术受到了广泛的注意,利用这种技术获得的 SOI 材料可用于制备新型的三维集成电路和高速、辐照加固的新器件。在 SOI 材料制备过程中,有两个问题是至关重要的,一是材料的均匀性问题,它关系到能否在激光再结晶 SOI 材料上制备出有实用价值的器件。经过大量的探索工作,目前我们已能满足常规的大规模集成电路工艺的要求,并已试制出 CMOS/SOI 器件<sup>[1]</sup>;另一是激光临界功率问题,即当激光扫描速率,样品衬底温度和激光束斑大小都固定的条件下,激光功率达到多大才能使 SOI 材料产生再结晶过程,从而使多晶膜晶粒尺寸显著长大,我们定义使半导体膜发生再结晶过程的最小激光功率为临界功率。本文着重研究绝缘衬底上半导体多晶膜的激光再结晶临界条件问题。为了研究这一临界条件,必须仔细研究激光在半导体膜中引起的温度分布。Nissim 等人<sup>[2]</sup>曾经对大块半导体(如硅,砷化镓等)的激光再结晶进行了研究,给出了椭圆型或圆型高斯激光光束引起的温度分布的解析解,但是他们的结论还不能直接用于绝缘衬底上半导体薄膜的情形,因为由于绝缘衬底的存在,导入的激光能量不易散发,从而将使临界功率明显降低。本文考虑了这部分热量对激光临界功率的贡献,从而对不计入绝缘衬底影响的模型进行了修正。

为了从实验上验证我们的计算,本文采用喇曼光谱方法,通过测量再结晶引起的应力来研究激光再结晶的临界条件。绝缘衬底上的多晶膜在受到激光辐照后,当传输的功率低于临界功率时,主要的效应是使多晶膜晶粒尺寸有所增大。而达到临界功率以上时则发生多晶膜的熔化再结晶,晶粒尺寸显著增大<sup>[3]</sup>。由于膜和衬底材料热胀系数不同,导致

膜内出现应力。当衬底热胀系数小于膜的热胀系数时,膜中受到张应力(如 SiO<sub>2</sub> 上的多晶硅膜);反之,则受到压应力(如蓝宝石上的硅膜);或者两者相等时,不受应力(如单晶硅上的多晶硅膜)。本实验选择 SiO<sub>2</sub> 上的多晶硅膜样品(即 SOI 样品)进行研究,通过测量其张应力来反映多晶膜的再结晶。当激光功率低于临界功率时,再结晶还未发生,热应力在众多的晶界之间得到弛豫,但当激光功率达到或高于临界功率时,多晶膜发生范围和程度不同的再结晶,应力就随之而生成。所以实验上就能通过测量应力生成来确定临界功率,从而验证我们的理论结果。计算结果表明,理论与实验符合得较好。

## 二、热扩散方程及其低热导衬底修正

图 1 所示是绝缘衬底上半导体膜激光再结晶示意图,半导体膜厚度为  $d$ ,当连续波激光沿  $x$  方向以速率  $v$  扫描而样品在短暂瞬间达到一个稳定的温度分布时,

1) 在半导体膜(区域 I)中,热扩散方程可表为

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} - D_1 \nabla^2 \theta_1 = Q / C_{p1}, \quad (1)$$

$\theta_1$  为区域 I 中不考虑导热系数随温度而变的线性温度,  $D_1$  和  $C_{p1}$  分别为半导体膜的热扩散系数和热容量,  $Q$  为半导体膜所吸收的激光热源,

$$Q = \frac{P(1-R)}{2\pi r^2} \exp\left[-\frac{(x-vt)^2 + y^2}{2r^2}\right] \cdot f(z), \quad (2)$$

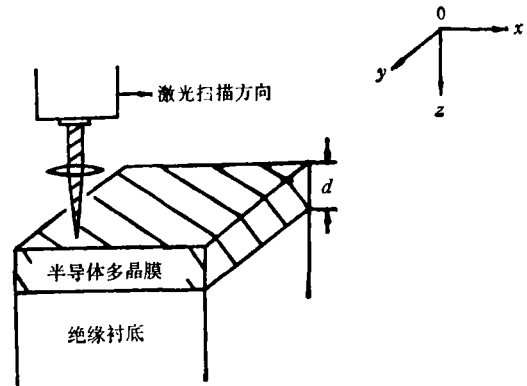


图 1

其中  $P$  为激光总功率,  $R$  为样品表面反射率,  $r$  为高斯光束半径,  $f(z)$  为半导体膜在  $z$  方向上对激光的吸收系数,一般取为  $\delta(z)$ 。

2) 在绝缘衬底(区域 II)中,类似地可写出热扩散方程

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial t} - D_2 \nabla^2 \theta_2 = 0, \quad (3)$$

$\theta_2$  为区域 II 中不考虑导热系数随温度而变的线性温度,  $D_2$  为绝缘衬底的热扩散系数。

3) 在界面  $z = d$  处温度梯度不连续,应满足下述方程:

$$x_1 \frac{dT_1(x, y, z)}{dz} \Big|_{z=d} = x_2 \frac{dT_2(x, y, z)}{dz} \Big|_{z=d}. \quad (4)$$

为了容易看出物理意义,我们采用下述办法来求解该问题,即试图通过某个坐标变换把  $z = d$  处温度梯度不连续性去掉,同时在  $z = d$  处引进一个等效的热源  $Q'$  来处理。

首先,作下述坐标变换<sup>[4]</sup>:

$$\text{区域 I} \begin{cases} x' = x \\ y' = y \\ z' = z \end{cases}; \quad \text{区域 II} \begin{cases} x' = \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} x \\ y' = \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} y \\ z' = d + \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} (z - d). \end{cases} \quad (5)$$

则问题化为在半无限空间 ( $0 < z' < \infty, -\infty < x', y' < \infty$ ) 内求解下述热扩散方程:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - D_1 \nabla'^2 \theta = Q / C_{p1}, \quad (6)$$

$$Q(x', y', z') = \frac{P(1-R)}{2\pi r^2} \exp\left[-\frac{(x' - vt)^2 + y'^2}{2r^2}\right] \cdot \delta(z'). \quad (7)$$

上式中符号意义同前,

该问题很容易求解,它的解在形式上与大块半导体的情况完全相同,只是温度分布是在新坐标系意义之下,即  $\theta = \theta(x', y', z', t)$ . 采用格林函数的方法不难得到温度分布的解析解,例如对表面中心 ( $x' = y' = z' = 0$ ), 在激光扫描速率  $v$  较小的情况下 (取  $v = 0$ ), 得到表面中心最高温度<sup>[2]</sup>

$$\theta_{\max} = \frac{P(1-R)}{2\sqrt{2\pi r} C_{p1} D_1}. \quad (8)$$

考虑导热系数  $\kappa_1$  随温度而变的情况,例如对硅:

$$\kappa_1(T) = C_{p1} D_1(T) = \frac{A}{T - B}, \quad (9)$$

其中  $A = 299 \text{ W/cm}$ ,  $B = 99 \text{ K}$ .

利用 Kirchhoff 变换<sup>[9]</sup>, 得到真实温度  $T$  与  $\theta$  的关系

$$T = B + (T_{\text{sub}} - B) \exp\left[\frac{C_{p1} D_1(T_{\text{sub}})}{A} \theta\right], \quad (10)$$

式中  $T_{\text{sub}}$  为样品衬底温度.

利用(10)式可以方便地得到表面最高温度  $T_{\max}$  与表面最高线性温度  $\theta_{\max}$  的关系, 从而得到  $T_{\max}$  与激光功率  $P$  的关系

$$T_{\max} = B + (T_{\text{sub}} - B) \exp\left(\frac{P(1-R)}{2\sqrt{2\pi r} A}\right). \quad (11)$$

当表面中心最高温度  $T_{\max}$  达到半导体膜的熔化温度  $T_{\text{melt}}$  时, 晶体开始熔化并发生再结晶过程, 根据定义, 此时对应的激光功率即为临界功率  $P_c$ , 因此有

$$P_c = \frac{2\sqrt{2\pi r} A}{1-R} \ln \frac{T_{\text{melt}} - B}{T_{\text{sub}} - B}. \quad (12)$$

(12)式表明, 激光临界功率  $P_c$  与束斑半径  $r$  成正比, 与衬底温度  $T_{\text{sub}} - B$  的对数成线性关系.

(12)式事实上与不考虑衬底低热导的模型其结果是一样的, 由于上述求解的温度场  $T(x', y', z')$  是处处连续和可导的, 因此在  $z' = d$  处其温度梯度也是连续的, 这就导致

了边界条件(4)式一般不再成立。下面我们在界面  $z' = d$  处引入一个等效的热源进行修正。

在界面  $z' = d$  处, 流入的热流  $q_{\lambda}$  和流出的热流  $q_{\text{出}}$  分别为

$$q_{\lambda} = \kappa_1 \frac{dT_1(x, y, z)}{dz} \Big|_{z=d} = \kappa_1 \frac{dT(x', y', z')}{dz'} \Big|_{z'=d}, \quad (13a)$$

$$q_{\text{出}} = \kappa_2 \frac{dT_2(x, y, z)}{dz} \Big|_{z=d} = \kappa_2 \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} \frac{dT(x', y', z')}{dz'} \Big|_{z'=d}. \quad (13b)$$

一般情况下,  $\kappa_1 > \kappa_2 \sqrt{D_1/D_2}$ , 因此根据连续性方程, 在界面  $z' = d$  处有热源  $Q'$  存在,

$$Q' = \left( \kappa_1 - \kappa_2 \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} \right) \frac{dT(x', y', z')}{dz'} \Big|_{z'=d}. \quad (14)$$

由于该等效的热源存在, 使半导体膜内的温度分布产生一个修正。下面我们在膜很薄的近似下处理该项修正。

该热源的总功率为

$$\begin{aligned} P' &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Q'(x', y', z' = d) dx' dy' \\ &= P(1-R) \left( 1 - \frac{\kappa_2}{\kappa_1} \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} \right) \exp\left(\frac{P(1-R)}{2\sqrt{2\pi r}A}\right). \end{aligned} \quad (15)$$

当膜很薄时, 可以认为热源  $Q'$  形状保持其入射进来的高斯光束形状, 即

$$Q' = \frac{P'}{2\pi r^2} \exp\left[-\frac{(x' - vt)^2 + y'^2}{2r^2}\right] \cdot \delta(z' - d), \quad (16)$$

则利用格林函数的方法可以得到修正后的表面中心最高温度为

$$\theta_{\max} = \frac{P(1-R)}{2\sqrt{2\pi r}C_{p1}D_1} \left[ 1 + \exp\left(\frac{P(1-R)}{2\sqrt{2\pi r}A}\right) \left( 1 - \frac{\kappa_2}{\kappa_1} \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} \right) \right]. \quad (17)$$

因此得到计入绝缘衬底贡献的临界功率  $P_c$  为

$$P_c = \frac{2\sqrt{2\pi r}A}{1-R} \ln \frac{T_{\text{melt}} - B}{T_{\text{sub}} - B} \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{P_c(1-R)}{2\sqrt{2\pi r}A}\right) \left( 1 - \frac{\kappa_2}{\kappa_1} \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} \right)}. \quad (18)$$

从(18)式可以看出, 临界功率  $P_c$  与衬底温度  $T_{\text{sub}} - B$  的对数不再是简单的线性关系, 与(12)式相比, 表明计入绝缘衬底贡献的临界功率有明显降低, (18)式的求解须采用逐次迭代的方法近似求解。

### 三、实验方法

在电阻率为  $6-9\Omega \cdot \text{cm}$  的  $n$  型  $\langle 100 \rangle$  晶向硅衬底上热生长  $1\mu\text{m}$  厚的  $\text{SiO}_2$ , 然后用 LPCVD 方法淀积  $0.5\mu\text{m}$  厚的多晶硅膜。选择  $\text{cWAr}^+$  激光以不同的功率 ( $2-8\text{W}$ ) 和不同的样品衬底温度, 以束斑直径为  $40\mu\text{m}$  的激光束使膜层再结晶, 激光束斑呈高斯分布。样品放在  $X$ - $Y$  二维可动的样品台上,  $X$  方向扫描速率为  $5\text{cm/s}$ ,  $Y$  方向每次步进

20  $\mu\text{m}$ , 使相邻的激光扫描线重迭 50%, 以达到整个扫描区域均匀再结晶. 激光再结晶 SOI 材料的均匀性以及表面质量已满足常规的大规模集成电路工艺的要求, 并已试制出 CMOS/SOI 器件<sup>[1]</sup>.

喇曼光谱在 SPEX 的 RAMALOG5 谱仪上测量, 用  $\text{Ar}^+$  激光器做激发光源, 波长为 5145  $\text{\AA}$ , 透入深度约为几千埃, 与再结晶膜层同数量级, 因此探测到的信息基本上来自再结晶层. 激光束斑直径约为 100  $\mu\text{m}$ , TEM 照片表明再结晶后的 SOI 层晶粒尺寸约为 10  $\mu\text{m}$ <sup>[3]</sup>, 因此得到的信息是光斑内数十块晶块信息之和. 电子衍射照片表明, 再结晶层晶块有择优取向, 因此我们近似地把光斑内的晶向取为同一方向来处理. 喇曼实验着重测量硅的一级光学声子峰  $\text{O}(\Gamma)$  的位置. Englert<sup>[6]</sup> 指出, 对受到平面二维张应力的硅膜, 其光学声子  $\text{O}(\Gamma)$  向低频方向移动, 所受应力  $\tau$  与声子频移量  $\Delta\omega$  之间有下列关系:

$$\tau = -2.5 \times 10^9 (\text{dyne/cm}) \Delta\omega (\text{cm}^{-1}). \quad (19)$$

因此我们实验上着重测量多晶硅膜声子峰在再结晶前后的位置变化  $\Delta\omega$ .

#### 四、实验结果与讨论

图 2 至图 5 是衬底温度分别固定在 100, 250, 400, 550  $^\circ\text{C}$  的条件下, 声子频移量  $\Delta\omega$  和激光再结晶功率  $P$  的关系. 从图中可以明显看出, 在临界功率  $P_c$  以下, 激光功率不足以使多晶硅膜发生熔化, 喇曼声子峰几乎不发生移动, 表明热应力被众多的晶粒间界所弛豫. 当激光功率高于临界功率时, 硅膜中发生固-液相变并再结晶, 由于晶粒尺寸的逐渐长大使得热应力不再完全被弛豫, 喇曼声子峰相应地发生移动. 从图中可读出临界功率  $P_c$ , 表 1 列出了各个衬底温度下临界功率的数值.

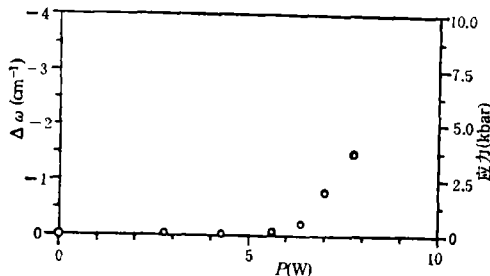


图 2 样品衬底温度为 100  $^\circ\text{C}$ ; 激光临界功率为 6.5W

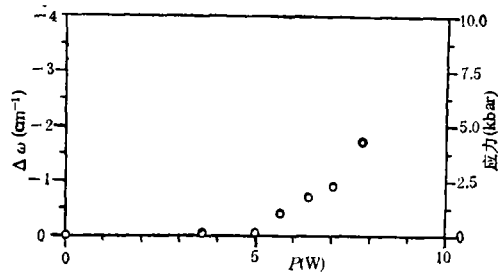


图 3 样品衬底温度为 250  $^\circ\text{C}$ ; 激光临界功率为 5.5W

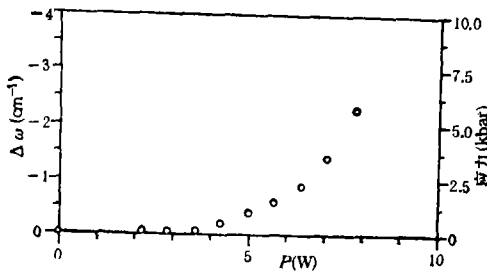


图 4 样品衬底温度为 400  $^\circ\text{C}$ ; 激光临界功率为 4W

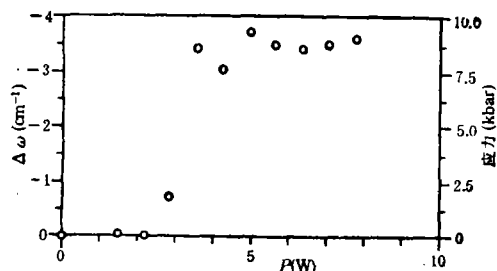


图 5 样品衬底温度为 550  $^\circ\text{C}$ ; 激光临界功率为 3W

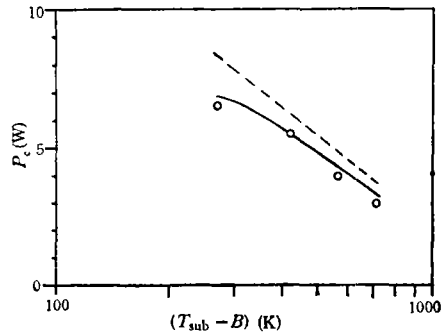
表 1 实验上测得的激光临界功率

样品衬底温度(°C)	100	250	400	550
激光临界功率(W)	3	4	5.5	6.5

表 2 激光临界功率理论计算中用到的有关参数

参数名称	数值
硅的导热系数 $\kappa_1$	0.24 W/cm·K
硅的热扩散系数 $D_1$	0.64 cm <sup>2</sup> /s
SiO <sub>2</sub> 的导热系数 $\kappa_2$	0.026 W/cm·K
SiO <sub>2</sub> 的热扩散系数 $D_2$	0.085 cm <sup>2</sup> /s
多晶硅表面反射率 $R$	0.36
cW Ar <sup>+</sup> 激光束斑半径 $r$	20 $\mu$ m

表 2 列出临界功率理论计算中用到的有关参数。利用这些参数,按(18)式给出临界功率  $P_c$  与衬底温度  $T_{sub}$  的理论关系。图 6 是把  $P_c$  与  $T_{sub}$  的关系按  $P_c - \ln(T_{sub} - B)$  作图,图中实线为按(18)式计算的理论曲线,圆圈为实验数值。我们发现理论曲线与实验符合得较好。实际上该实线代表的物理意义是相变线,此线的上方表示半导体膜内曾经发生固-液相变并再结晶,而其下方只是固-固相退火。为了易于看出考虑高热阻衬底影响的必要性,我们把(12)式所计算的结果,用虚线绘于图 7 中。此虚线移向实际上的熔化区,反映了忽略 SiO<sub>2</sub> 衬底的高热阻的做法是不可取的。

图 6 激光临界功率  $P_c$  与衬底温度  $(T_{sub} - B)$  关系 横坐标为对数坐标,  $B = 99K$ 

## 五、结 论

综上所述,我们从理论上分析了绝缘衬底对其上面多晶膜再结晶临界条件的影响,发现绝缘衬底的存在使得临界功率明显降低。实验上从喇曼光谱的峰值移动,可以可靠地测出硅膜中的应力,从而得到激光再结晶临界条件的信息,实验结果与理论计算符合得较好。

本文是作为国家教育委员会博士点基金资助研究工作的一部份而完成的。

感谢复旦大学物理系近代物理实验室戴乐山教授在喇曼实验方面的热情指导,研究生谢荣在实验中的热情帮助。

## 参 考 文 献

- [1] 沈宗雍、林成鲁、邹世昌、薛白, 电子学报, 14(2)(1986), 30.
- [2] Y. I. Nissim et al., *J. Appl. Phys.*, 51(1), (1980), 274.
- [3] 邹世昌等, 电子学报, 11(5)(1983), 1.

- [ 4 ] G. Yaron *et al.*, *IEEE Trans. on Electron Device*, **ED-27**(1980), 964.  
[ 5 ] W. B. Joyce, *Solid-State Electron*, **18**(1975), 321.  
[ 6 ] Th. Englert *et al.*, *Solid-State Electron*, **23**(1980), 31.

## A STUDY ON THE CRITICAL CONDITION OF LASER RECRYSTALLIZATION FOR POLY-CRYSTALLINE SEMICONDUCTOR FILM ON INSULATING SUBSTRATE

LENG JING-MING    QIAN YOU-HUA

(*Department of Physics, Fudan University, Shanghai*)

LIN CHENG-LU    FANG FANG

(*Shanghai Institute of Metallurgy, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

For poly-crystalline semiconductor film deposited on an insulator and then recrystallized by a laser beam, the influence of the substrate upon recrystallization of the film was analyzed theoretically. We found the critical laser power necessary for solid-liquid phase transition to take place, will change to a lower value as the poor thermal conduction of insulating substrate being reasonably considered. It is well known that the existence of stress in recrystallized films may be taken as a criterion for melting process that undergoes during laser irradiation. A large number of SOI samples prepared by LPCVD technology were studied after its laser recrystallization, to obtain the critical transition conditions through stress determination by use of Raman peak shifts. A comparison of the calculations based on the model taking low thermal conductance of the substrate into account with the experimental results showed its fitting is better than that with the influence of substrate being neglected.