

# C<sup>+</sup>离子注入与 CoSi<sub>2</sub> 薄膜应力的研究\*

王若楠 刘继峰 冯嘉猷\*\*

清华大学材料科学与工程系, 北京 100084

**摘要** 根据改进的 Thomas-Fermi-Dirac 模型, 分析了 CoSi<sub>2</sub> 薄膜中本征应力的起源, 证明了基体与薄膜的原子表面电子密度差是薄膜本征应力的来源. 实验在 Si(100) 基体注入碳离子(C<sup>+</sup>), 然后沉积钴(Co)薄膜, 再进行快速退火(Rapid Thermal Annealing, 简称 RTA)形成二硅化钴(CoSi<sub>2</sub>)薄膜, 发现薄膜中的应力随 C<sup>+</sup> 离子注入剂量的增加而减少, 理论计算了由 C<sup>+</sup> 离子注入引起的应力减小的数值, 并与实验结果进行了比较.

**关键词** CoSi<sub>2</sub> 薄膜 应力 原子表面电子密度 TFD 模型

由于具有低电阻率, 高热稳定性和化学稳定性, 并且与 Si 基底晶格失配度较小, 大量关于 CoSi<sub>2</sub> 薄膜如何应用于超大规模集成电路(ULSI)中的研究工作已经展开<sup>[1~3]</sup>. 与目前在集成电路中广泛使用的接触材料 TiSi<sub>2</sub><sup>[4]</sup> 相比, CoSi<sub>2</sub> 具有生成温度较低、薄膜内部应力较小等优点<sup>[5]</sup>. 即便这样, CoSi<sub>2</sub> 薄膜中的应力仍然达到了 1 GPa<sup>[6~10]</sup>, 这样大的应力往往会使薄膜中产生“针孔缺陷”<sup>[11]</sup>, 从而形成较大的漏电流, 最终导致器件失效<sup>[12,13]</sup>. 另一方面, 应力还会在 CoSi<sub>2</sub> 附近的器件工作区形成一个应力场, 有可能使器件性能下降<sup>[5,7]</sup>. 因此, 设法减小 CoSi<sub>2</sub> 薄膜中的应力对提高器件的性能有着重要意义.

Ommen<sup>[6]</sup> 和 Reader<sup>[14]</sup> 等认为薄膜中的残余应力通常分为热应力  $\sigma_T$  和本征应力  $\sigma_i$  两种: 本征应力起源于硅化物反应中原子的体积变化, 而热应力是由于冷却时薄膜与衬底材料的热膨胀系数不同造成的. 最近, Cheng<sup>[15]</sup> 应用改进的 Thomas-Fermi-Dirac(TFD)模型和弹性力学方法分析了薄膜本征应力的产生机制, 指出薄膜本征应力起源于薄膜与衬底材料的原子表面电子密度差, 是界面处原子表面电子密度连续条件的必然结果, 我们把这种模型称为原子表面电子密度差异模型. 根据这一模型, 可以通过在衬底中掺杂少量其他元素, 减少薄膜与衬

底的电子密度差, 从而达到减小应力的目的. 在本文中, 我们在 Si 基体中注入 C<sup>+</sup> 离子, 然后沉积 Co 薄膜, 最后进行快速退火, 观察到薄膜中的应力随 C<sup>+</sup> 离子注入剂量的增加而线性减小.

## 1 表面电子密度差异模型

根据 TFD 模型<sup>[16]</sup>, 原子中的电子密度  $n(r)$  可以表示为距原子中心的距离  $r$  的函数, 考虑到电子的相互交换作用

$$r = a_F x, \quad (1)$$

式中  $a_F = a_0 \left( \frac{9\pi^2}{128Z} \right)^{1/3} = \frac{0.8853a_0}{Z^{1/3}}$ ; Bohr 半径

$a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0.0529 \text{ nm}$ , 该函数为

$$n(x) = \frac{Z}{4\pi a_F^3} \left[ \epsilon + \left( \frac{\phi(x)}{x} \right)^{1/2} \right]^3 \quad (2)$$

式中  $Z$  代表原子序数;  $\epsilon$  表征电子的交换作用

$$\epsilon = \left( \frac{3}{32\pi^2} \right)^{1/3} Z^{-2/3}. \quad (3)$$

(2)式中的  $\phi(x)$  称为 Thomas-Fermi-Dirac 函数, 它

2002-04-29 收稿, 2002-06-25 收修改稿

\* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 50171035)

\*\* 联系人, E-mail: fengjy@mail.tsinghua.edu.cn

满足 TFD 方程

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = x \left[ \epsilon + \left( \frac{\phi}{x} \right)^{1/2} \right]^3, \quad (4)$$

由固体中原子的边界条件限制<sup>[17]</sup>

$$\phi(0) = 1, \phi(x_0) = x_0\phi'(x_0), \quad (5)$$

对于给定的原子半径  $r_0$  或  $x_0$ , 原子的  $n(r) \sim r$  关系可以由方程(1)~(5)解出. 在单质固体材料中,  $r_0$  定义为元素 Wigner-Seitz 球的半径<sup>[17]</sup>, 在半径  $r_0$  处的电子密度  $n(r_0)$  称为原子表面电子密度. 在化合物  $A_mB_n$  中, A 和 B 的原子半径  $r_A, r_B$  由以下 2 个条件决定<sup>[16,18~20]</sup>:

(1)  $A_mB_n$  晶胞的体积等于晶胞内所有 A, B 原子的体积之和. 原子体积  $V_0$  与原子半径  $r_0$  的关系是

$$V_0 = \frac{4}{3}\pi r_0^3.$$

(2) 由于波函数连续性的要求, A, B 原子边界处电子密度相等, 因此 A, B 的原子半径  $r_A, r_B$  满足

$$n_A(r_A) = n_B(r_B),$$

这里  $n_A(r_A), n_B(r_B)$ , 分别代表 A 原子在  $r_A$  处、B 原子在  $r_B$  处的电子密度, 它们可以由  $r_A, r_B$  和 TFD 方程解得.  $n(A_mB_n) = n_A(r_A) = n_B(r_B)$  称为化合物  $A_mB_n$  的原子表面电子密度.

在  $\text{CoSi}_2$  晶体中, 4 个 Co 原子和 8 个 Si 原子组成  $\text{CaF}_2$  结构, 晶格常数  $a = 5.364 \text{ \AA}$ , 我们有

$$4 \times \frac{4}{3}\pi r_{\text{Co}}^3 + 8 \times \frac{4}{3}\pi r_{\text{Si}}^3 = 154.343 \text{ \AA}^3, \quad (6)$$

$$n_{\text{Co}}(r_{\text{Co}}) = n_{\text{Si}}(r_{\text{Si}}) \quad (7)$$

由上述条件, 根据 TFD 方程, 解得  $\text{CoSi}_2$  的原子表面电子密度为  $8.73 \times 10^{22}/\text{cm}^3$ , 同样计算得 Si 表面电子密度为  $8.45 \times 10^{22}/\text{cm}^3$ .

下面我们讨论在 B 基体上沉积 A 薄膜, 假设薄膜 A 具有较高的原子表面电子密度, A, B 两原子的表面电子密度  $n(r)$  与原子半径  $r$  的关系如图 1 所示, 其中  $r_{10}$  和  $r_{20}$  分别代表 A, B 原子的原子半径, 相应的  $n_{10}$  和  $n_{20}$  代表 A, B 的原子表面电子密度. 当薄膜 A 沉积到基体 B 上, A, B 原子接触, 由于波函数

的连续性要求, 界面处 A, B 的原子表面电子密度应该相等. 但如图 1 所示 A 的表面电子密度大于 B 的表面电子密度, 所以 A, B 原子接触后, 界面处 A 原子的表面电子密度将从  $n_{10}$  下降到  $n$ , 而 B 原子的表面电子密度将从  $n_{20}$  上升到  $n$ , 相应的 A 的原子半径将上升到  $r_1$ , B 的原子半径下降到  $r_2$ . 这样当薄膜 A 沉积到基体 B 上时, 界面处的 A 原子会“膨胀”而 B 原子会“收缩”, 于是在薄膜 A 中产生了拉应力, 在基体 B 中产生了压应力. 根据上述理论, 在  $\text{CoSi}_2/\text{Si}$  系统中, 相对于 Si 基体,  $\text{CoSi}_2$  薄膜具有较高的原子表面电子密度, 因此将在薄膜中产生拉应力. Ommen<sup>[6]</sup>和 Reader<sup>[14]</sup>认为: 在形成硅化物的反应中, Si 原子从共价态转变为金属态, 使 Si 原子的体积减小, 因此在薄膜中产生拉应力. 我们认为 Si 原子的体积减小实际上就是界面处原子表面电子密度连续性要求所致. 根据 TFD 模型的计算, Co, Si 原子的表面电子密度分别是  $30.6 \times 10^{22}/\text{cm}^3$  和  $8.45 \times 10^{22}/\text{cm}^3$ , 当这两种元素形成  $\text{CoSi}_2$  时, 要求 Co, Si 的表面电子密度相等, 使 Si 原子的体积减小, Co 原子的体积增加. 这样就解释了反应中 Si 原子的体积会减小的原因, 阐述了  $\text{CoSi}_2$  薄膜中产生应力的微观机制.

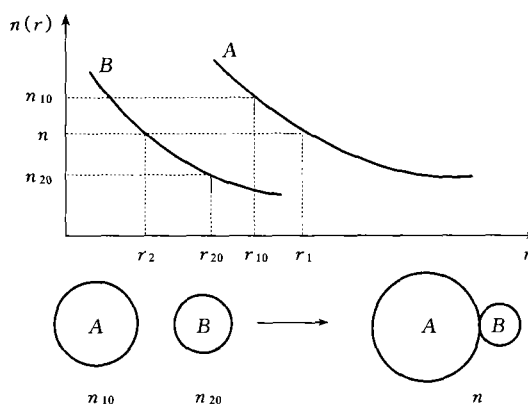


图 1 两种不同原子接触后电子密度与半径变化示意图

薄膜与基体原子由于表面电子密度差而产生的应力可以用下列式子<sup>[15]</sup>计算:

$$\sigma = \left( \frac{dP_f}{dn} \right)_{n_f} (n_f - n_s), \quad (8)$$

式中  $P_f$  表示 TFD 模型中薄膜材料的压力<sup>[16,18~20]</sup>,  $n_f$  和  $n_s$  分别代表薄膜和基体原子的表面电子密度. 经计算得  $\text{CoSi}_2/\text{Si}$  系统中  $(dP_f/dn)_{n_f}$  的值为  $4.1 \times 10^{-17} \text{ N}\cdot\text{cm}$ ,  $n_f$  和  $n_s$  的值分别是  $8.73 \times 10^{22}/\text{cm}^3$ ,

$8.45 \times 10^{22}/\text{cm}^3$ , 最终由原子表面电子密度差异模型计算得  $\text{CoSi}_2$  中应力为  $11.5 \times 10^{-5} \text{ N}/\text{cm}^2$  或者  $1.15 \text{ GPa}$ .

## 2 实验

为了验证表面电子密度差是  $\text{CoSi}_2$  薄膜中应力的起源, 在沉积  $\text{Co}$  薄膜前, 我们先在  $\text{Si}$  基底中注入不同剂量的  $\text{C}^+$  离子, 在高温固相反应结束后测量样品薄膜中的应力, 并与未注  $\text{C}^+$  的样品进行比较. 根据 TFD 模型, 金刚石中的  $\text{C}$  原子表面电子密度为  $32.6 \times 10^{22}/\text{cm}^3$ , 因此在  $\text{Si}$  基底中注入  $\text{C}^+$  可以提高基体的电子密度, 减少薄膜与基体的表面电子密度差. 实验中使用  $127 \text{ mm Si}(100)$  单晶片, 电阻率为  $4 \Omega \cdot \text{cm}$ , 从单晶片上切割下  $1.5 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$  长方形小片作为样品, 编号 #1~#5; 在  $3.0 \times 10^{-4} \text{ Pa}$  真空下, 采用金属蒸汽真空弧离子源 (metal vapor vacuum arc ion source, MEVVA) 以不同剂量分别对 #2~#5 样品注入  $\text{C}^+$  离子 (能量为  $40 \text{ keV}$ , 束流密度为  $30 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ ). 不同样品的注入剂量如表 1 所列. 注入之后, 使用电子束加热蒸发在 5 个样品表面沉积  $100 \text{ nm}$  的  $\text{Co}$  薄膜 (膜厚由石英晶体振荡器控制), 真空室的初始压强为  $1.3 \mu\text{Pa}$ , 沉积过程中真空优于  $4.0 \mu\text{Pa}$ , 基板保持室温, 沉积速率为  $2 \text{ \AA}/\text{s}$ . 最后, 保持真空  $400 \mu\text{Pa}$ , 对 5 个样品进行快速退火形成  $\text{CoSi}_2$ , 退火温度为  $680 \text{ }^\circ\text{C}$ , 时间为  $180 \text{ s}$ . 使用 X 光衍射 (XRD) 分析相的形成和测量薄膜内应力, 使用 Auger 电子谱 (AES) 分析薄膜沿深度方向的元素分布.

表 1 样品 #1~#5 在  $\text{Si}$  基底中  $\text{C}^+$  注入剂量与  $\text{C}$  原子百分比

	#1	#2	#3	#4	#5
$\text{C}^+$ 剂量 $10^{16}/\text{cm}^2$	0	0.7	1.4	2.1	2.8
$y[\text{C}]/\%$	0	2	4	6	8

## 3 结果和讨论

图 2 为 #5 样品的 AES 元素深度分析谱, 我们可以看到注入的  $\text{C}$  原子完全隔离在  $\text{CoSi}_2/\text{Si}$  界面  $\text{Si}$  基底的一侧, 原子百分比约为  $8\%$ ; 同样我们在 #4 样品中也发现了这一现象, 而原子百分比为  $6\%$ . 假设样品中  $\text{C}$  原子的百分比正比于  $\text{C}^+$  的注入剂量, 我们可以推出 #2 样品、#3 样品中原子分数  $y$  为  $2\%$ ,  $4\%$ , 以上结果总结在表 1 中. 图 3 为 #1 样品、#5 样品的 XRD 谱 ( $\text{CuK}\alpha$  射线,  $\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$ ,  $\theta - 2\theta$  联动), 可以观察到尽管 #5 样品中存在大量注入

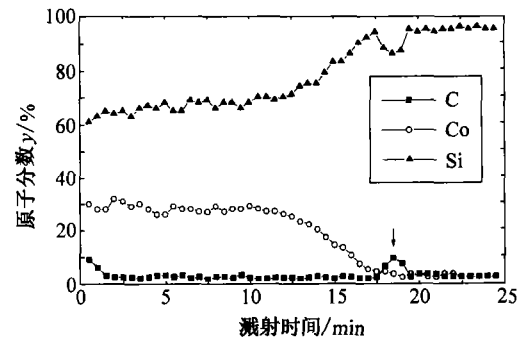


图 2 样品 #5 的 AES 元素深度分析谱

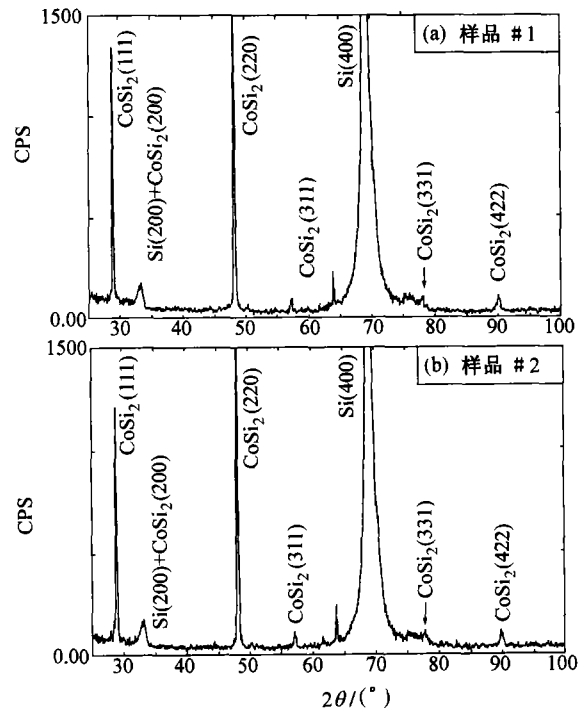


图 3 样品 #1(a)、样品 #5(b) 的 X 光衍射图  
(a) 样品 #1; (b) 样品 #5

的  $\text{C}$  原子, 它的 XRD 谱基本上与 #1 样品 (未注入) 一致, 均形成纯的多晶  $\text{CoSi}_2$  薄膜, #5 样品衍射谱中没有发现任何碳化物的衍射峰. (#2~#4 样品的衍射谱与 #1 或 #5 基本一致, 没有在本文给出) 因此, 对于注  $\text{C}^+$  样品薄膜中应力的变化并不是由注  $\text{C}^+$  样品中形成了碳化物引起的. 我们使用 XRD 谱通过  $2\theta_\psi - \sin^2\psi$  方法<sup>[7]</sup> 测量了 #1~#5 样品薄膜内的应力, 以  $\text{CoSi}_2(442)$  峰 ( $2\theta = 89.51^\circ$ ) 作为测量应力的衍射峰, 测量中倾角  $\psi$  分别为  $0^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ$ .  $\text{CoSi}_2(442)$  的衍射角  $2\theta_\psi$  是倾角  $\psi$  的函数, 内应力  $\sigma$  可由  $2\theta_\psi - \sin^2\psi$  曲线的斜率确定, 关系如下

$$\sigma = -\frac{E \cot \theta_0}{2(1+\nu)} \frac{\pi}{180} \frac{\partial(2\theta_\psi)}{\partial(\sin^2\psi)} \quad (9)$$

式中  $\theta_0$  是无应力时  $\text{CoSi}_2$  薄膜的衍射角,  $E$ ,  $\nu$  分别是  $\text{CoSi}_2$  薄膜的杨氏模量和 Poisson 比, 根据 Guénin 等的计算<sup>[21]</sup>,  $\text{CoSi}_2$  的  $E$ ,  $\nu$  值分别是 164 GPa 和 0.338; 通过查 X 光卡片 (JCPDS 38-1449), 确定  $\text{CoSi}_2(442)$  面间距为 1.0949 Å, 计算得无应力  $\text{CoSi}_2$  薄膜的 (442) Bragg 衍射角  $\theta_0$  是 44.755°.

5 个样品的  $2\theta_\psi - \sin^2\psi$  曲线如图 4 所示, 曲线的斜率 ( $k_1 \sim k_5$ ) 以及相应的应力列在表 2 中. 我们发现  $\text{CoSi}_2$  薄膜的内应力随着  $\text{C}^+$  注入剂量的增加而线性减少, #5 样品的应力比 #1 样品减少 44%, 如图 5 所示. 由于 5 个样品的沉积退火条件完全相同, 因此在这两个过程中产生的热应力完全相同; 在本文前面已经讨论过, 薄膜内应力的不同不是形成碳化物的结果; 另外, 反应前沉积 Co 薄膜的厚度严格由石英晶体振荡器控制, 且 #1~#5 样品在同一真空室中沉积, 并在相同的条件下退火, 由 AES 可以看出, 注入的  $\text{C}^+$  离子完全在  $\text{CoSi}_2/\text{Si}$  界面 Si 基体的一侧, 没有参加固相反应, XRD 中也没有任何碳化物的衍射峰存在, 我们认为 5 块样品中  $\text{CoSi}_2$  的膜厚是完全一致的, 各个样品的 AES 分析结果也验证

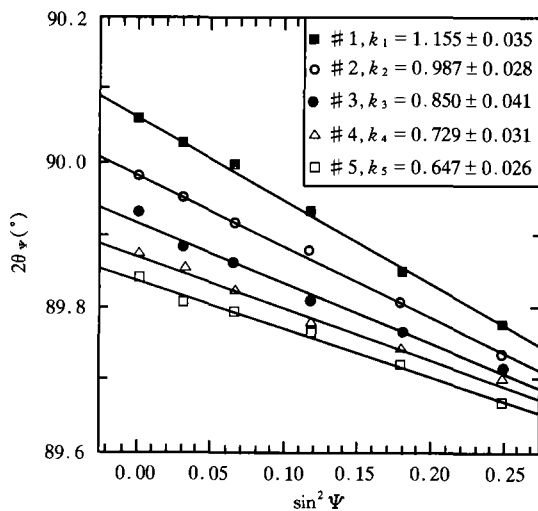


图 4 样品 #1~#5 的  $2\theta_\psi - \sin^2\psi$  曲线示意图

表 2 样品 #1~#5 中薄膜的应力

	#1	#2	#3	#4	#5
$2\theta_\psi - \sin^2\psi$ 曲线的斜率	1.155 ± 0.035	0.987 ± 0.028	0.850 ± 0.041	0.729 ± 0.031	0.647 ± 0.026
总应力 $\sigma/\text{GPa}$	1.33 ± 0.04	1.14 ± 0.03	0.980 ± 0.047	0.840 ± 0.036	0.746 ± 0.030
本征应力 $\sigma_i/\text{GPa}$	0.13 ± 0.04	-0.06 ± 0.03	-0.220 ± 0.047	-0.360 ± 0.036	-0.454 ± 0.030

了我们这一观点(其他样品的 AES 分析结果没有在本文中提供), 因此不同样品中应力的差别也不是由薄膜厚度差异所引起. 排除了以上因素, 我们得出结论:  $\text{CoSi}_2$  薄膜内应力的减少是由于  $\text{C}^+$  离子注入到 Si 基体中使基体与薄膜原子的表面电子密度差减小所致.

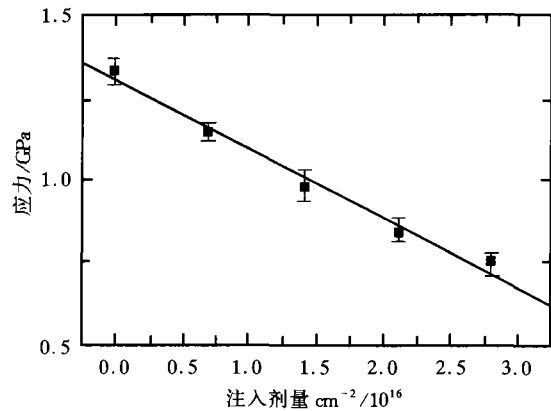


图 5  $\text{CoSi}_2$  薄膜内应力与 Si 基体中  $\text{C}^+$  注入剂量的关系

如前文所述, 薄膜内应力由两部分组成: 热应力  $\sigma_T$  和本征应力  $\sigma_i$ , 其中热应力由下式决定<sup>[6,14]</sup>

$$\sigma_T = (\alpha_{\text{CoSi}_2} - \alpha_{\text{Si}}) \frac{E_f}{1 - \nu_f} \Delta T, \quad (10)$$

式中  $\alpha_{\text{CoSi}_2}$  和  $\alpha_{\text{Si}}$  分别代表  $\text{CoSi}_2$  和 Si 的热膨胀系数,  $E_f$  和  $\nu_f$  表示  $\text{CoSi}_2$  薄膜的杨氏模量和 Poisson 比. 由于 5 个样品在同样的实验条件下退火, 因此产生的热应力完全一致, 我们取  $\alpha_{\text{CoSi}_2} = 7.1 \times 10^{-6} \text{ (K}^{-1}\text{)}$ ,  $\alpha_{\text{Si}} = 2.6 \times 10^{-6} \text{ (K}^{-1}\text{)}$ ,  $E_f = 164 \text{ GPa}$ ,  $\nu_f = 0.338$ ,  $\Delta T = 650 \text{ K}$ <sup>[6,21]</sup>, 计算 5 个样品中的热应力  $\sigma_T = 1.2 \text{ GPa}$ . 本征应力  $\sigma_i$  可由薄膜内总应力  $\sigma$  减去热应力  $\sigma_T$  获得, 计算结果列在表 2 中.

Ommen<sup>[6]</sup>和 Reader<sup>[14]</sup>认为, 形成硅化物薄膜过程中原子的体积变化是产生应力的主要因素, 而体积变化主要有两方面: (i) 生成硅化物时硅化物体积相对于非主扩散物质体积的变化, 通常这是一个体积增加的过程, 因此产生压应力<sup>[22,23]</sup>; (ii) 反应过程中 Si 原子由共价态转变为金属态而产生的体积变化, 由于金属硅化物的原子表面电子密度高于 Si 衬底的原子表面电子密度, 这部分将产生拉应力<sup>[6,14]</sup>, 表面电子密度差异理论从微观机制上解释了这一观点. 实际上, 在讨论  $\text{CoSi}_2$  薄膜本征应力时, 我们必须考虑生成中间产物  $\text{CoSi}$  相过程中所产生的压应力<sup>[6,9,10]</sup>, 由于形成  $\text{CoSi}_2$  过程中产生的拉

应力不能完全抵消形成 CoSi<sub>2</sub> 相产生的压应力, 因此在某些样品中本征应力为负值(压应力). 根据原子表面电子密度差异理论, 在 Si 基体中注 C<sup>+</sup> 可以减少第二部分体积效应从而减少应力, 为了验证这一理论, 我们通过注入 C<sup>+</sup> 而使 Si 基体原子表面电子密度增加, 由注 C<sup>+</sup> 前后电子密度差计算了应力减少的数值, 并与实验结果相比较. 在表 1 中我们列出

了 Si 基体中 C 原子百分比, 该基体的原子表面电子密度可根据 C 原子百分比和 TFD 模型计算出, 结果列在表 3 中, #2~#5 样品(注 C<sup>+</sup>)相对 #1 样品(未注 C<sup>+</sup>)的应力减少值由下式计算

$$\Delta\sigma_i = \left( \frac{dP_f}{dn} \right)_{n_i} \Delta n_s, \quad (11)$$

表 3 Si 基体中注入 C<sup>+</sup> 使薄膜应力减少值的理论计算与实验结果比较

	#1	#2	#3	#4	#5
基体的原子表面电子密度 10 <sup>22</sup> /cm <sup>3</sup>	8.45	8.48	8.52	8.55	8.59
$\Delta\sigma_i^a$ /GPa	0	0.12	0.29	0.41	0.57
$\Delta\sigma_i^b$ /GPa	0	0.19 ± 0.07	0.35 ± 0.09	0.49 ± 0.08	0.58 ± 0.07

a) 计算值; b) 实验结果

式中  $\Delta\sigma_i$  表示注 C<sup>+</sup> 样品相对于未注 C<sup>+</sup> 样品本征应力的减少量,  $\Delta n_s$  表示注 C<sup>+</sup> 样品相对于未注 C<sup>+</sup> 样品原子表面电子密度增加量, 对于 CoSi<sub>2</sub> 而言,  $(dP_f/dn)_{n_i}$  的值等于  $4.1 \times 10^{-17} \text{ N}\cdot\text{cm}$ . 这样, 我们可以根据原子表面电子密度差异模型计算出 #2~#5 样品相对于 #1 样品薄膜应力减少量, 并与实验值相比较, 结果如表 3 所示. 可见在误差允许范围内, 理论计算与实验结果符合得比较好. 我们的工作初步证实了“薄膜与基体的原子表面电子密度差是薄膜应力起源之一”这一论断.

### 参 考 文 献

- Gambino J P, et al. Silicides and ohmic contacts. Mater Chem Phys, 1998, 52(2): 99
- Karen Maex, et al. Properties of Metal Silicides. London: INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, 1995. 189~204
- Tung R T. Oxide mediated epitaxy of CoSi<sub>2</sub> on silicon. Appl Phys Lett, 1996, 68(24): 3461
- Zhang S L, et al. In situ characterization of titanium silicide formation: The effect of Mo interlayer, temperature ramp-rate, and annealing atmosphere. J Appl Phys, 1999, 85(5): 2617
- Howard D J, et al. Thin Films-Fabrication, Properties and Application. In: Materials Research Society Symposium Proceedings, Boston, 1995. Pittsburgh: Materials Research Society, 1996. 251
- Ommen A H V, et al. Properties of CoSi<sub>2</sub> formed on (001) Si. J Appl Phys, 1988, 64(5): 2706
- Ito T, et al. Internal stress of CoSi<sub>2</sub> films by rapid thermal annealing. Jpn J Appl Phys, 1994, 33: 5681
- Aloupojannis P, et al. Stress measurement on vacuum evaporated cobalt silicide films on substrate. Vacuum, 1992, 43: 807
- Sitaram A R, et al. Thin films: Stresses and Mechanical Properties. In: Materials Research Society Symposium Proceedings, San Francisco, 1989. Pittsburgh: Materials Research Society, 1990. 188
- van den Hove L, et al. Advanced Materials for ULSI. In: Electrochemical Society Proceedings, Pennington, 1988. Princeton: The Electrochemical Society, 1989. 165
- Phillips J M, et al. Electrical and structural characterization of ultra-thin epitaxial CoSi<sub>2</sub> on Si(111). Appl Phys Lett, 1987, 51: 1895
- Ruan L, et al. Pinhole formation in solid phase epitaxial film of CoSi<sub>2</sub> on Si(111). Appl Phys Lett, 1998, 72(26): 3464
- Tung R T. Oxygen and the thermal stability of thin CoSi<sub>2</sub> layers. Appl Phys Lett, 1998, 72(20): 2538
- Reader A H, et al. Transition metal silicides in silicon technology. Rep Prog Phys, 1993, 56: 1397
- Cheng K J, et al. Analysis and computation of the internal stress in thin films. Prog Natural Sci, 1998, 8(6): 679
- Cheng S Y, et al. Computation on heat of formation and EOS of Alloy by a refined TFD model. Acta Physica Sinica (Oversea Edition), 1993, 2(6): 439
- Borisov D G, et al. Solution of a simplified Thomas-Fermi-Dirac equation for potential in the Wigner-Seitz cell of a face-centered cubic lattice. Sov Phys Tech Phys, 1987, 32: 615
- 程开甲, 等. TFD 模型和余氏理论在材料设计中的应用. 自然科学进展, 1993, 3(5): 417
- Cheng K J, et al. Proof of the validity of the virial theorem in the equation of state by the Thomas-Fermi-Dirac model. Acta Physica Sinica (Oversea Edition), 1995, 4: 344
- Cheng K J, et al. Theoretical foundations of condensed materials. Prog Natural Sci, 1996, 6(1): 12
- Guénin G, et al. Determination of the elastic constants of cobalt silicide intermetallic compound. J Appl Phys, 1990, 68: 6515
- D'Heurle F M, et al. Kinetics of formation of silicides. J Mater Res, 1986, 1: 205
- Zhang S L, et al. Stress from solid state reactions: a simple model, silicides. Thin Solid Films, 1992, 213: 34