

用沟道产额角分布技术研究 硅中超固溶度激活杂质的失活机理

徐 立

北京大学微电子学研究所, 北京 100871

钱佩信 李志坚

清华大学微电子学研究所, 北京 100084

(1992 年 1 月 16 日收到; 1992 年 5 月 9 日收到修改稿)

用快速热退火技术可以获得很高的、超过杂质在硅中固溶度的亚稳态载流子浓度. 但是, 超固溶度杂质的失活会引起亚稳态载流子浓度的弛豫. 本文应用 RBS 沟道产额角分布技术分析了失活杂质原子在硅晶格中的定位情况, 进而从这些晶格定位的实验结果出发, 讨论了硅中超固溶度激活杂质的失活机理.

PACC: 6180M, 6170W, 7220J, 8140E

一、引 言

微米和亚微米器件需要高浓度浅结. 在热平衡情况下, 由于存在固溶度的限制, 半导体中的替位杂质浓度不可能超过固溶度值. 离子注入是目前唯一的非平衡掺杂法, 其特点是掺杂不受限制. 但是, 注入后的热退火却使高剂量杂质不能全激活. 快速热退火由于升温迅速, 作用时间短, 属非平衡热处理工艺, 因而激活杂质浓度很高, 可超过固溶度. 可是, 这种超固溶度是一种亚稳态, 热稳定性差. 在随后的热处理过程中或快速热退火本身过程中, 会发生亚稳态载流子浓度的弛豫现象(或称作超固溶度激活杂质的失活现象), 其浓度逐渐下降到该温度下杂质在半导体中的热平衡固溶度值^[1-9]. 因此, 研究硅中超固溶度激活杂质的失活机理, 自然就成为快速热退火研究的重要课题.

二、失活实验结果

实验所用样品为(100)晶向的 P 型硅片, 电阻率为 $30\Omega\text{cm}$. 室温注入 120keV 、 $1\times 10^{16}\text{cm}^{-2}\text{As}^+$, 束流约 $30\mu\text{A}$, 注入时样片倾斜 7° . 快速退火温度为 1150°C , 分 3 秒、8 秒、15 秒和 30 秒四种时间. 退火时, 高温腔中通氮气保护.

以卢瑟福背散射(RBS)技术分析了退火样品的杂质分布, 而样品的载流子浓度分布是由霍尔效应结合阳极氧化技术分析得到的. 杂质分布和载流子浓度分布分别示于图 1

和图 2 中. 经 1150°C 3 秒(曲线 1)快速退火后, 最高载流子浓度高达 $9 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$, 大大超过 1150°C 热平衡条件下砷杂质在硅中的固溶度(约为 $4 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ [10]). 也就是说, 经高温短时退火, 能获得很高的亚稳态载流子浓度. 在 1150°C 8 秒(曲线 2)快速退火条件下, 峰值载流子浓度降为 $5 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$, 但此时的峰值杂质浓度却高达 $8 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$, 比载流子浓度高很多. 这种载流子浓度低于杂质浓度的情况说明, 发生了超固溶度激活杂质的失活现象, 有很大一部分杂质原子没有贡献电子(这些在超固溶度状态下不再对导电有贡献的杂质原子可称作失活杂质原子). 1150°C 15 秒(曲线 3)退火后, 失活现象仍很明显. 经 1150°C 30 秒(曲线 4)较长时间的退火, 虽然杂质原子向纵深扩散并使分布展宽, 从而也会引起载流子浓度的下降, 但此时的杂质浓度依然超过载流子浓度, 说明失活现象依然存在. 因此, 可以认为亚稳态载流子浓度的弛豫主要是由于超固溶度激活杂质的失活所引起的.

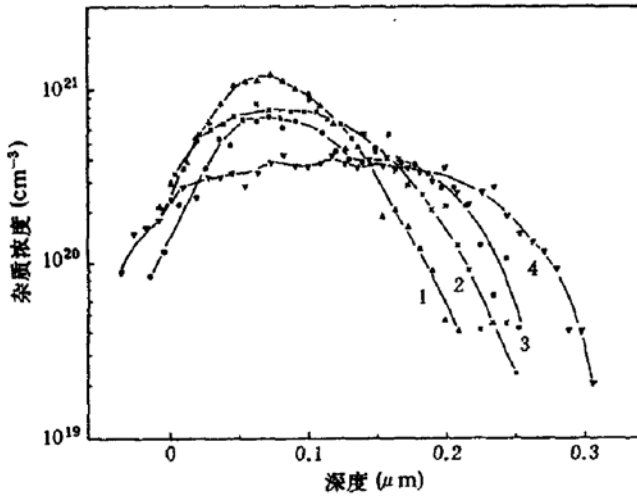


图 1 以 RBS 分析所得的砷杂质浓度分布 硅中注入条件为: $120 \text{KeV}, 1 \times 10^{16} \text{cm}^{-2} \text{As}^+$, 快速热退火温度为 1150°C

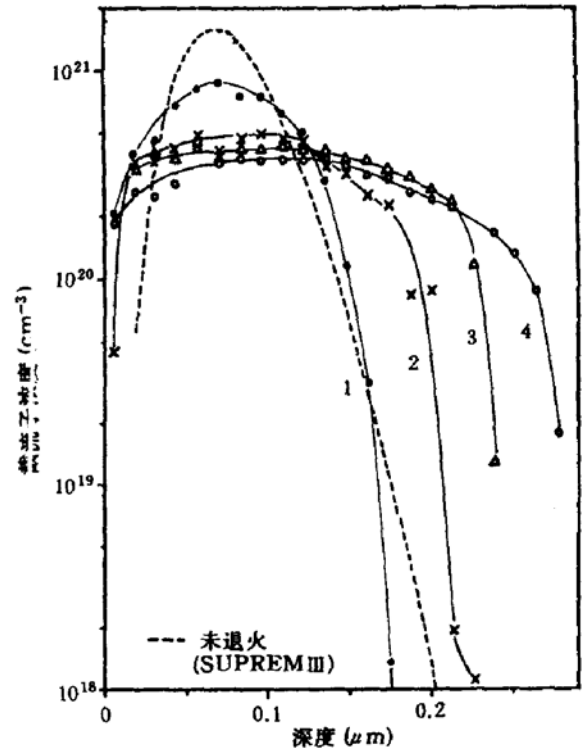


图 2 以霍尔效应结合阳极氧化剥层技术分析得到的载流子浓度分布 样品条件与图 1 同

三、沟道实验与结果

为了研究超固溶度激活杂质的失活机理, 需要确定杂质原子在硅晶格中的定位情况. 我们采用卢瑟福背散射(RBS)沟道技术, 对样品沿不同晶向作沟道产额的角分布实验.

根据沟道理论^[11-13], 轴沟道的半高宽 $\phi_{1/2}$ 为:

$$\phi_{1/2} = \frac{0.80}{\sqrt{2}} \left\{ \ln \left[1 + 3 \frac{a^2}{r_x^2} \right] \right\}^{1/2} \phi_1, \quad (1)$$

式中 a 为 Thomas-Fermi 屏蔽距离, $\phi_1 = 0.307 \left(\frac{Z_1 \cdot Z_2}{E \cdot d} \right)^{1/2}$, Z_1 和 Z_2 分别为入射粒子与靶的原子序数, d 为所测晶轴的原子间距, E 为以 MeV 表示的入射 α 粒子能量, r_x 即为相对于晶轴的原子位移. 对于室温下完美硅晶体情况:

$$\frac{\phi_{1/2}(I)}{\phi_{1/2}(\text{Si})} = \frac{\{\ln[1 + 3 \frac{a^2}{r_x^2}]\}^{1/2}}{\{\ln[1 + 3 \frac{a^2}{\rho^2}]\}^{1/2}}, \quad (2)$$

其中 $\rho = 0.106 \text{ \AA}$ 为室温下硅晶格的横向均方根热振动振幅, $\phi_{1/2}(I)$ 和 $\phi_{1/2}(\text{Si})$ 分别为杂质原子和硅原子的沟道半角宽.

由此可见, 由沟道产额角分布的半角宽, 即可分析得到杂质相对于硅晶格的原子位移.

用 $\langle 100 \rangle$ 、 $\langle 111 \rangle$ 和 $\langle 110 \rangle$ 三个主晶轴方向的沟道产额角分布测定了 1150°C 快速热退火样品的杂质定位情况. 分析时, 取对应于砷杂质浓度峰值附近硅和砷同一深度上的能量分析窗.

1150°C 3 秒短时快速退火样品的 $\langle 110 \rangle$ 晶轴沟道产额角分布结果如图 3 所示, $\langle 100 \rangle$ 和 $\langle 111 \rangle$ 的结果中硅和砷的曲线几乎重合, 故未给出. 由 $\langle 110 \rangle$ 结果可见, 硅和砷的产额半角宽 $\phi_{1/2}$ 分别为 0.75° 和 0.68° . 由砷产额半角相对于硅的绝对变窄量和位移原子所占百分比, 分析得到约有 20% 砷原子相对于硅 $\langle 110 \rangle$ 晶列位移了 0.19 \AA . 这与此时的超固溶度激活杂质浓度高达 $9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、同时峰值杂质浓度仍高达 $1.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 情况相一致.

对于 1150°C 8 秒退火情况, $\langle 100 \rangle$ 晶向硅和砷的半角宽分别为 0.46° 和 0.44° , $\langle 111 \rangle$ 晶向硅和砷的半角宽均为 0.78° . 但此时 $\langle 110 \rangle$ 晶轴的沟道产额角分布就不同了 (见图 4), 硅

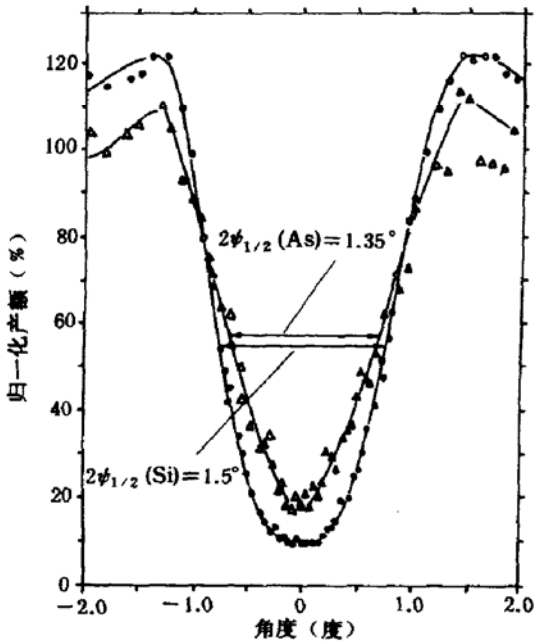


图 3 注砷硅 ($120\text{KeV}, 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) 快速热退火 (1150°C 3 秒) 后的 $\langle 110 \rangle$ 晶轴沟道产额角分布
(Δ): 砷 (\circ): 硅

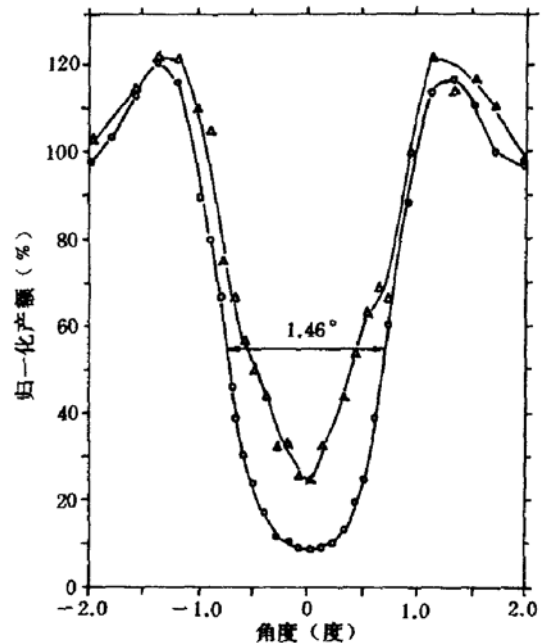


图 4 注砷硅 ($120\text{KeV}, 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) 经 1150°C 8 秒快速热退火后沟道产额角分布
($\langle 110 \rangle$ 晶轴; Δ): 砷 (\circ): 硅

的半角宽为 0.73° , 而砷的角分布形状有很大改变. 在归一化产额为 65% 处, 似乎将砷的角分布曲线分为二部分. 高于 65% 时, 砷的角分布与硅的几乎重合; 而低于 65% 时, 砷产额角分布宽度大为减小. 这说明有很大部分杂质原子并没有严格位于晶格替位上. 由砷产额半角的变窄量和位移原子所占百分比, 计算得到, 约有 25% 的杂质原子相对于晶格位移 0.19 \AA , 20% 的杂质位移 0.38 \AA . 杂质原子相对于 $\langle 110 \rangle$ 晶列的位移正好与此时超固溶度激活杂质的失活现象相对应.

1150 $^\circ\text{C}$ 30秒较长时间退火后, 三个晶轴的沟道产额角分布见图 5(a)、(b)和(c).

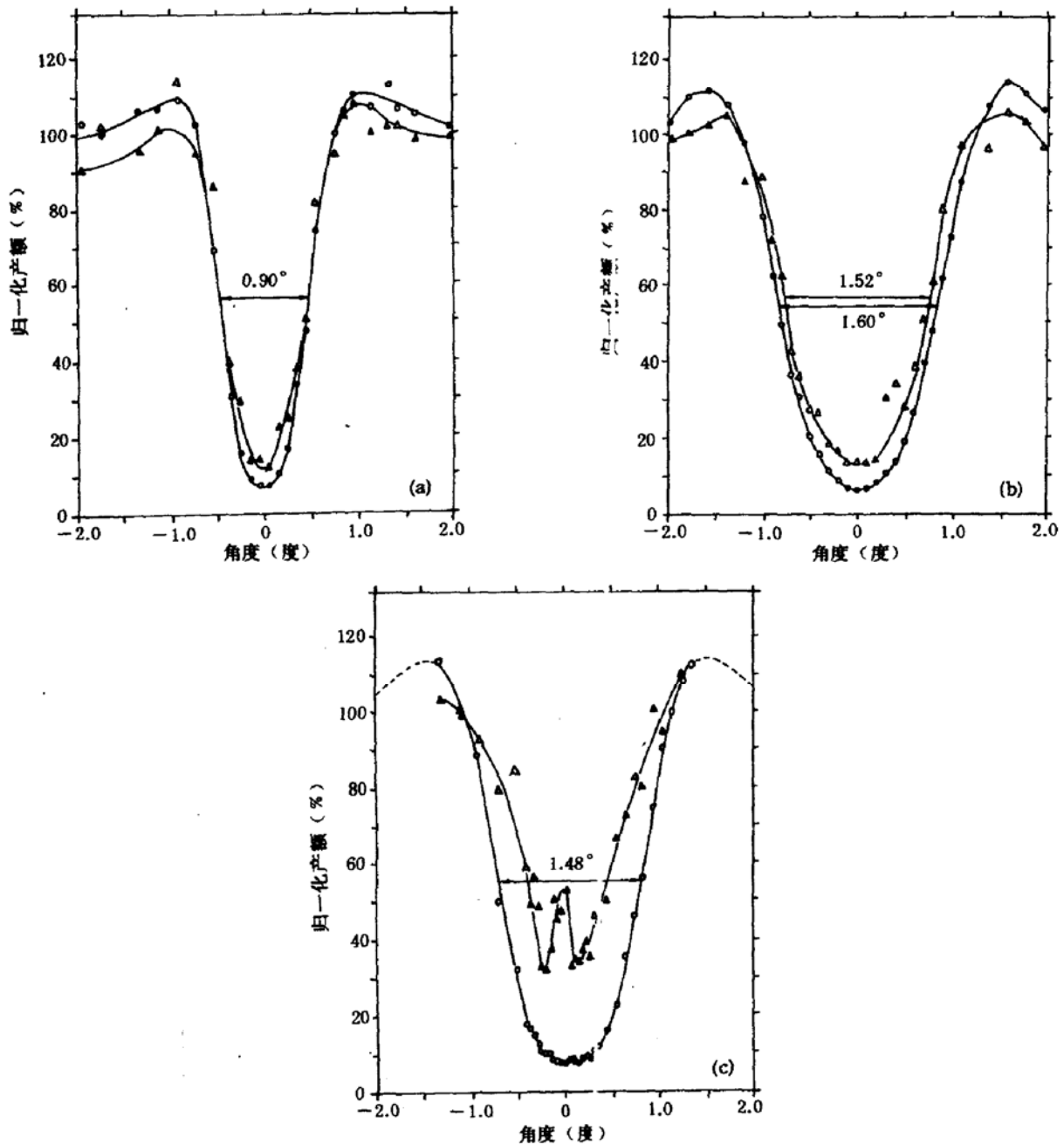


图 5 $120\text{keV}, 1 \times 10^{16}\text{cm}^{-2}$ 注砷硅快速热退火 (1150 $^\circ\text{C}$ 3 秒) 后的沟道产额角分布

(a) $\langle 100 \rangle$ 晶轴 (b) $\langle 111 \rangle$ 晶轴;
(c) $\langle 110 \rangle$ 晶轴 (Δ): 砷, (\circ): 硅

$\langle 100 \rangle$ 和 $\langle 111 \rangle$ 晶轴产额角分布的砷谱和硅谱重合较好, $\langle 100 \rangle$ 晶轴硅和砷的半角宽均为 0.45° , $\langle 111 \rangle$ 晶轴二者的半角宽分别为 0.80° 和 0.76° .但 $\langle 110 \rangle$ 晶轴情况就截然不同了.硅的半角宽为 0.74° ,而砷的半角宽要比硅的窄得多.同时,在束流倾角为零时的沟道中心处测得砷产额出现峰值(即沟道通量峰),其归一化产额高达50%以上.

四、讨 论

W. K. Chu 等^[3]以沟道产额角分布实验对激光退火后的后热处理引起失活进行了研究,他们发现,失活杂质原子仅仅偏离硅晶格 0.2 \AA ,并没远离.但正是这 0.2 \AA 的格点位移引起了超固溶度杂质的失活.

在我们的实验中, 1150°C 3秒快速退火已开始发生失活,已能观察到杂质原子离开晶格的位移;对于 1150°C 8秒,从图4知有25%的砷原子位移 0.19 \AA ,20%的杂质位移 0.38 \AA .杂质离开晶格的位移现象正好与此时超饱和固溶度杂质的失活相对应.与W. K. Chu实验所不同的是,我们在 $\langle 100 \rangle$ 和 $\langle 111 \rangle$ 晶轴方向没有发现杂质原子偏离晶格,只在 $\langle 110 \rangle$ 方向测出杂质的晶格位移.另一点不同是对 1150°C 高温下30秒较长时间退火情况.我们的沟道实验不仅仅观察到杂质在 $\langle 110 \rangle$ 方向上的晶格位移,还观察到了 $\langle 110 \rangle$ 沟道中心的通量峰,而 $\langle 100 \rangle$ 和 $\langle 111 \rangle$ 方向仍然没有测出晶格偏离.这说明,有部分杂质原子占据了硅晶格中正四面体间隙这个特定的亚稳态位置而引起失活.

五、结 论

通过上述实验结果和讨论,自然而然地得出如下结论:用快速热退火技术可以获得硅中超固溶度激活杂质浓度,但同时也伴随着超固溶度杂质的失活;较短时间退火后激活杂质的失活是由于杂质原子偏离晶格所致;而较长时间的退火后,从沟道产额角分布结果可知,部分失活杂质原子占据了硅晶格中正四面体间隙位置.

参 考 文 献

- [1] A. Lietoila, J. F. Gibbons, T. J. Mazee, J. Peng and J. D. Hong, *Appl. Phys. Lett.*, **35**,532(1979).
- [2] A. Lietoila, J. F. Gibbons and T. W. Sigmon, *ibid.*, **36**,765(1980).
- [3] W. K. Chu and B. J. Master, in *Laser-Solid Interactions and Laser Processing-1978*, MRS Symp. Proc., Boston, 1978, (AIP, New York, 1979), p. 305.
- [4] M. Miyao, K. Itoh, M. Tamura, H. Tamura and T. Tokuyama, *J. Appl. Phys.*, **51**,4139(1980).
- [5] P. H. Tsien, H. Ryssel, D. Rosenthaler and I. Ruge, *ibid.*, **52**,2987(1981).
- [6] J. Gotzlich, P. H. Tsien, G. Henghuber and H. Ryssel, in *Ion Implantation: Equipments and Techniques*, H. Ryssel and H. Glanwischning, eds., (Springer-Verlag, Berlin, 1983), p. 513.
- [7] S. R. Wilson, W. M. Pulson, R. B. Gregory, G. Tam, C. W. White, B. R. Appleton, A. K. Rai and P. P. Pronko, *J. Appl. Phys.*, **54**,5004(1983).
- [8] 徐立,钱佩信,李志坚,半导体学报,**6**,76(1985).
- [9] Xu Li, Tsien Peihsin and Li Zhijian, in *Fundamentals of Beam-Solid Interactions and Transient Thermal Processing*, M. J. Aziz *et al.*, eds., MRS Symp. Proc., Boston, 1987, (MRS, Pittsburgh, 1988), p. 683.

- [10] 徐立,钱佩信,李志坚,半导体学报,14(1993).
- [11] Applications of Ion Beams to Metals, S. T. Picraux, E. P. EerNisse and F. L. Vook, eds., (Plenum Press, New York, 1974).
- [12] S. T. Picraux, in New Uses of Ion Accelerators, J. F. Ziegler, ed., (Plenum Press, New York, 1975), Chapter 4.
- [13] Backscattering Spectrometry, W. K. Chu, J. W. Mayer and M.-A. Nicolet, eds., (Academic Press, New York, 1978), Chapter 8.

Deactivation Mechanism of Supersaturated Impurities in Silicon Determined by Channeling Angular Distribution

Xu Li

Institute of Microelectronics, Peking University, Beijing 100871

Tsien Peihsin and Li Zhijian

Institute of Microelectronics, Tsinghua University, Beijing 100084

(Received 16 January 1992; revised manuscript received 9 May 1992)

Abstract

An extremely high metastable carrier concentration, which well exceeds the solid solubility of As in Si, can be obtained in high-dose As implanted Si by using rapid thermal annealing. The deactivation of the supersaturated As in Si, however, may result in relaxation of the metastable carrier concentration. In this paper lattice location of the deactivated arsenic atoms is determined by means of channeling angular distribution. On basis of the results for lattice site location, the deactivation mechanism of supersaturated As in Si is discussed.

PACC: 6180M, 6170W, 7220J, 8140E