

p型多晶硅薄膜应变因子与掺杂浓度关系理论研究

王健 揣荣岩

Theoretical relationship between p-type polysilicon thin film gauge factor and doping concentration

Wang Jian Chuai Rong-Yan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 247201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.247201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.247201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

光抽运太赫兹探测技术研究 ZnSe 的光致载流子动力学特性

Photocarrier dynamics in zinc selenide studied with optical-pump terahertz-probe spectroscopy

物理学报.2016, 65(24): 247201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.247201>

掺铁铌酸锂晶体的光电导衰减特性研究

Photo-conductivity decay properties of Fe-doped congruent lithium niobate crystals

物理学报.2013, 62(3): 037201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.037201>

聚合物材料空间电荷陷阱模型及参数

A space charge trapping model and its parameters in polymeric material

物理学报.2012, 61(1): 017201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.017201>

p型多晶硅薄膜应变因子与掺杂浓度关系 理论研究*

王健^{1)†} 揣荣岩²⁾

1)(沈阳化工大学信息工程学院, 沈阳 110142)

2)(沈阳工业大学信息科学与工程学院, 沈阳 110870)

(2017年8月7日收到; 2017年9月1日收到修改稿)

多晶硅薄膜具有良好的压阻特性, 晶粒结构和掺杂浓度决定其压阻特性. 一般通过调节掺杂浓度改变压阻参数, 但现有的多晶硅薄膜压阻系数与掺杂浓度的理论关系和适用范围不够全面. 为了完善多晶硅薄膜压阻理论, 基于多晶硅纳米薄膜隧道压阻模型, 以及硅价带和空穴电导质量随应力改变的机理, 提出了一种p型多晶硅薄膜压阻系数算法. 该算法分别求取了晶粒中性区和复合晶界区的压阻系数 π_{11} , π_{12} 和 π_{44} 的理论公式, 据此可以计算任意择优晶向排列多晶硅的纵向和横向压阻系数. 根据材料的结构特性, 求取了p型多晶硅纳米薄膜和普通多晶硅薄膜应变因子, 绘制了应变因子与掺杂浓度的关系曲线, 与测试结果比较, 具有较好的一致性. 因此, 该算法全面和准确, 对多晶硅薄膜的压阻特性的改进和应用具有重要意义.

关键词: 多晶硅薄膜, 应变因子, 压阻系数

PACS: 72.20.Fr, 73.50.Dn, 73.61.Cw, 72.20.Jv

DOI: 10.7498/aps.66.247201

1 引言

多晶硅薄膜作为力敏电阻在半导体压力传感器上应用较多^[1-8]. 与单晶硅比较, 应用和工作温度范围广, 但压阻系数小. 为了提高多晶硅薄膜的性能, 人们在薄膜的制备方法和压阻理论上探索研究. 制备方法上主要是设计晶粒结构和掺杂浓度, 压阻理论主要是求取基础压阻系数和应变因子理论公式^[9-14].

多晶硅薄膜按膜厚分为普通多晶硅薄膜和多晶硅纳米薄膜两种. 普通多晶硅薄膜(薄膜厚度 $\geq 0.3 \mu\text{m}$)温度特性好但压阻系数小, 而多晶硅纳米薄膜(薄膜厚度 $\leq 0.1 \mu\text{m}$)不仅温度特性好, 而且压阻系数高^[15].

20世纪末期, 提出了普通多晶硅薄膜压阻理论, 并在实验和应用中得到了验证^[16,17]. 但是, p型多晶硅纳米薄膜在掺杂浓度高于 10^{20} cm^{-3} 时,

应变因子随掺杂浓度的增加而增大, 而且应变因子随晶粒减小而增大^[15]. 普通多晶硅薄膜压阻理论无法解释该现象. 2006年多晶硅隧道压阻模型^[15,18-20]被提出, 给出了薄膜的纵向应变因子表达式, 与测试数据比较一致. 由于该方法计算的晶粒中性区(单晶硅)的 π_{44} 比测试结果低, 故采用p型单晶硅与掺杂浓度测试数据拟合曲线, 而且只给出了压阻系数 π_{44} 理论公式, 而没有 π_{11} 和 π_{12} .

在 $T = 4 \text{ K}$ 时, p型单晶硅多数空穴在波矢 $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ 处且价带简并, 在应力作用下, 简并的重空穴和轻空穴能级分裂, 导致空穴重新分布, 产生压阻效应^[21,22]. 基于该机理推导的压阻系数 π_{44} 在重掺杂时比测试结果低, 原因是在典型压力传感器的工作条件(温度: 73—373 K, 压力 $< 100 \text{ MPa}$)下, 多数空穴不在 $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ 处, 且能带没有完全去简并^[23]. 在2002年, Toriyama和Sugiyama^[23]提出了一种近似的价带方程, 基于该方程, 在典型压力

* 辽宁省自然科学基金指导计划(批准号: 20170540718)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wj100_108@126.com

传感器工作条件, 应力作用下, 空穴在价带中分布和电导质量改变, 产生压阻效应. 基于该机理计算的压阻系数 π_{44} 与掺杂浓度关系曲线与测试结果一致性好.

本文基于多晶硅隧道压阻模型, 依据 Toriyama 和 Sugiyama^[23] 提出的 p 型单晶硅压阻效应机理, 建立了一种 p 型多晶硅薄膜压阻系数算法, 给出了基础压阻系数 π_{11} , π_{12} 和 π_{44} , 并依此求取择优晶向排列的多晶硅应变因子.

2 理 论

多晶硅是由许多小晶粒构成, 图 1 为 p 型多晶硅结构图. 晶粒中性区是一块单晶体, 各自具有不同的晶向, 连接各个小单晶体颗粒的为晶粒边界(边界), 它的原子呈无序排列, 其厚度通常有几个原子层^[15]. w 是耗尽区宽度, L 是晶粒长度, δ 是晶粒边界宽度.

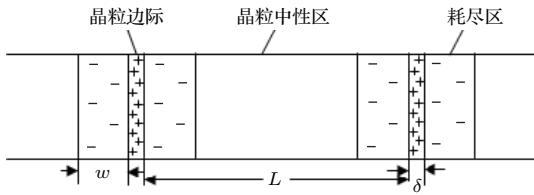


图 1 p 型多晶硅结构^[15]

Fig. 1. p-type polysilicon structure^[15].

多晶硅隧道压阻模型认为应力的作用使价带顶简并能带分裂, 各能带空穴浓度改变, 导致晶粒中性区的电导率、耗尽区(势垒区)的热发射载流子电流和晶粒边界(晶界)隧道电流改变, 产生压阻效应^[15,18-20].

在一般工作温度下, 多晶硅应变因子 G_p 的表达式为^[15]

$$G_p = \frac{R_g}{R_g + R_b} G_g + \frac{R_b}{R_g + R_b} G_b, \quad (1)$$

式中, R_b 为复合晶界电阻, $R_b = R_d + R_\delta$, 其中 R_d 是热发射电流决定的发射电阻, R_δ 是隧道电流决定的隧道电阻; R_g 是晶粒中性区的电阻; G_g 和 G_b 为 R_b 和 R_g 的应变因子, 分别由对应区的压阻系数和弹性参数决定.

该模型只考虑应力作用下价带中空穴浓度的变化, 忽略了电导质量的改变, 导致计算的 π_{44} 与测试数据偏差大. 为此, 本文采用 Toriyama 和 Sugiyama^[23] 给出的 p 型硅价带能级和电导质量与

应力的关系表(下面简记为关系表), 对 p 型多晶硅纳米薄膜的压阻系数进行推导, 并应用于普通多晶硅薄膜.

2.1 晶粒中性区压阻系数

p 型多晶硅薄膜每个晶粒中性区是由一定晶向的单晶硅构成, 因此, 晶粒中性区压阻系数就是 p 型单晶硅的压阻系数^[15].

由于 Toriyama 和 Sugiyama^[23] 没有给出完整压阻系数理论公式, 本文给出 p 型单晶硅压阻系数. 空穴电导率 σ 表达式为^[23]

$$\sigma = \sum_{i=1}^2 \sigma_i = \sum_{i=1}^2 \left(q^2 \tau \frac{p_i}{m_i} \right), \quad (2)$$

式中, τ 为弛豫时间; m_i 为空穴电导质量; $i = 1, 2$ 分别对应重空穴和轻空穴; p_i 为空穴浓度; q 为单位电荷电量.

空穴浓度 p_i 表达式为

$$p_i = N_{vi} \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left(\frac{E_{vi} - E_F}{k_0 T} \right), \quad (3)$$

式中, N_{vi} 为价带的有效状态密度, $F_j[(E_{vi} - E_F)/(k_0 T)]$ 为 j 阶费米积分, k_0 是玻尔兹曼常数, T 为绝对温度, E_{vi} 是价带顶能量, E_F 是费米能级.

假设弛豫时间 τ 各向同性且不随应力作用而变化, 并受自旋-轨道耦合能带影响很小, 则应力 X 作用下, p 型单晶硅压阻系数 π_g 为^[23]

$$\begin{aligned} \pi_g &= \frac{1}{-X} \frac{\Delta \rho_g}{\rho_g} \\ &= - \frac{1}{-X} \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \\ &= - \frac{1}{T} \frac{\sum_{i=1}^2 \left[\Delta p_i \frac{1}{m_i} + p_i \Delta \left(\frac{1}{m_i} \right) \right]}{\sum_{i=1}^2 p_i \frac{1}{m_i}}, \quad (4) \end{aligned}$$

式中, π_g 为晶粒中性区电阻率, Δ 为应力作用下参数变化量.

将关系表^[23] 代入(4) 式中, 得到在 $X \parallel [001]$ 且 $J \parallel [001]$, $X \parallel [001]$ 且 $J \parallel [010]$ 和 $X \parallel [110]$ 且 $J \parallel [110]$ 三种情况下的压阻系数 $\pi_{l[001]}$, $\pi_{t[001]}$ 和 $\pi_{l[110]}$. 这里, X 是应力, J 为电流密度.

根据

$$\pi_{l[001]} = \pi_{11}, \quad (5)$$

$$\pi_{t[001]} = \pi_{12}, \quad (6)$$

$$\pi_{1[110]} = \frac{1}{2}(\pi_{11} + \pi_{12} + \pi_{44}), \quad (7)$$

得晶粒中性区基础压阻系数 π_{g11} , π_{g12} 和 π_{g44} 分别为

$$\pi_{g11} = \left[-4.846 \times \frac{1}{2} \frac{F_{-1/2} \left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T} \right)}{F_{1/2} \left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T} \right)} + 11.943 \right] \times 10^{-11} \text{ Pa}^{-1}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \pi_{g12} &= \pi_{t[001]} \\ &= \left[2.423 \times \frac{1}{2} \frac{F_{-1/2} \left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T} \right)}{F_{1/2} \left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T} \right)} - 5.9715 \right] \times 10^{-11} \text{ Pa}^{-1}, \quad (9) \end{aligned}$$

$$\pi_{g44} = \left[46.717 \times \frac{1}{2} \frac{F_{-1/2} \left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T} \right)}{F_{1/2} \left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T} \right)} + 56.4625 \right] \times 10^{-11} \text{ Pa}^{-1}, \quad (10)$$

式中, π_{11} , π_{12} 和 π_{44} 为基础压阻系数.

从 (3) 式计算不同掺杂浓度下的费米积分, 代入 (8), (9) 和 (10) 式可得掺杂浓度与压阻系数关系曲线.

2.2 晶界势垒区的压阻系数

当晶界势垒区和晶粒中性区受到应力作用时, 晶粒中性区价带顶不再简并, 重空穴和轻空穴能带中空穴重新分布, 而且空穴电导质量也变化, 因此改变了晶界势垒区的热发射电流.

设 V_{gb} 是晶界上的偏压, V_L 和 V_R 分别为晶界左侧和右侧势垒区上的偏压, 则外加电压 V_0 的表达式为 [15]

$$V_0 = V_{gb} + V_L + V_R. \quad (11)$$

在外电压 V_0 作用下势垒区热发射电流 J_d 的表达式为 [15]

$$\begin{aligned} J_d &= qp \left(\frac{k_0 T}{2\pi m_p^*} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{qV_b}{k_0 T} \right) \\ &\times \left[\exp \left(\frac{qV_L}{k_0 T} \right) - \exp \left(\frac{qV_R}{k_0 T} \right) \right], \quad (12) \end{aligned}$$

式中, V_b 为势垒电势, m_p^* 为空穴有效质量.

为了等效价带中能带相互作用, 将 (12) 式的空穴浓度表达式中有效质量设为状态密度有效质量,

其他有效质量设为电导质量, 则重空穴热发射电流密度 J_{d1} 表达式为

$$\begin{aligned} J_{d1} &= qp_1 \left(\frac{k_0 T}{2\pi m_1} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{qV_b}{k_0 T} \right) \\ &\times \left[\exp \left(\frac{qV_L}{k_0 T} \right) - \exp \left(\frac{qV_R}{k_0 T} \right) \right] \\ &= q(p_{10} + \Delta p_1) \left(\frac{k_0 T}{2\pi m_1} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{qV_b}{k_0 T} \right) \\ &\times \left[\exp \left(\frac{qV_L}{k_0 T} \right) - \exp \left(\frac{qV_R}{k_0 T} \right) \right] \\ &= (p_{10} + \Delta p_1)(J_{d10} + \Delta J_{d1}), \quad (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} J_{d10} &= q \left(\frac{k_0 T}{2\pi m_1} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{qV_b}{k_0 T} \right) \\ &\times \left[\exp \left(\frac{qV_L}{k_0 T} \right) - \exp \left(\frac{qV_R}{k_0 T} \right) \right], \quad (14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta J_{d1} &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_1} \right)^{-\frac{1}{2}} \Delta \left(\frac{1}{m_1} \right) q \left(\frac{k_0 T}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \\ &\times \exp \left(-\frac{qV_b}{k_0 T} \right) \\ &\times \left[\exp \left(\frac{qV_L}{k_0 T} \right) - \exp \left(\frac{qV_R}{k_0 T} \right) \right], \quad (15) \end{aligned}$$

式中, p_{10} 为无应力时重空穴浓度, Δp_1 为有应力时重空穴浓度改变量, J_{d10} 为势垒区无应力时一个重空穴热发射电流密度, ΔJ_{d1} 为势垒区有应力时一个重空穴热发射电流密度改变量.

同理, 可以求得轻空穴热发射电流密度 J_{d2} .

由欧姆定律, 晶界势垒区电阻率 ρ_d 的表达式为 [15]

$$\rho_d = \frac{V_b}{2wJ_d}. \quad (16)$$

晶界势垒区压阻系数 π_d 为

$$\begin{aligned} \pi_d &= \frac{\Delta \rho_d}{-X \rho_d} = \frac{\Delta J_d}{X J_d} \\ &= \frac{\Delta p_1 J_{d10} + p_1 \Delta J_{d1} + \Delta p_2 J_{d20} + p_2 \Delta J_{d2}}{p_1 (J_{d10}) + p_2 (J_{d20})} \frac{1}{X}, \quad (17) \end{aligned}$$

式中, Δp_2 为有应力时轻空穴浓度改变量, J_{d20} 为无应力时一个轻空穴热发射电流密度, ΔJ_{d2} 为有应力时一个轻空穴热发射电流密度改变量.

采用晶粒中性区相同方法得到晶界势垒区基础压阻系数 π_{d11} , π_{d12} 和 π_{d44} 的表达式为

$$\pi_{d11} = \left[-2.302 \times \frac{1}{2} \frac{F_{-\frac{1}{2}} \left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T} \right)}{F_{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T} \right)} + 6.401 \right]$$

$$\times 10^{-11} \text{ Pa}^{-1}, \quad (18)$$

$$\pi_{d12} = \left[1.151 \times \frac{1}{2} \frac{F_{-\frac{1}{2}}\left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T}\right)}{F_{\frac{1}{2}}\left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T}\right)} - 3.201 \right]$$

$$\times 10^{-11} \text{ Pa}^{-1}, \quad (19)$$

$$\pi_{d44} = \left[19.947 \times \frac{1}{2} \frac{F_{-\frac{1}{2}}\left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T}\right)}{F_{\frac{1}{2}}\left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T}\right)} + 40.520 \right]$$

$$\times 10^{-11} \text{ Pa}^{-1}. \quad (20)$$

2.3 等效隧道电阻的压阻系数

为了等效价带中能带相互作用, 有效质量设置同2.2节. 应力作用下, 能带改变使空穴浓度重新分布, 并且电导质量的改变也使空穴的电流密度改变, 则总隧道电流密度 J_δ 和一个空穴隧道电流密度 $J_{\delta 0}$ 分别为

$$J_\delta = qp \left(\frac{k_0 T}{2\pi m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\exp(-b_0)}{(1 - c_0 k_0 T)} c_0 q V_{gb}$$

$$= p J_{\delta 0}, \quad (21)$$

$$J_{\delta 0} = q \left(\frac{k_0 T}{2\pi m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\exp(-b_0)}{(1 - c_0 k_0 T)} c_0 q V_{gb}, \quad (22)$$

$$b_0 = \frac{4\pi\delta}{h} (2m_i)^{\frac{1}{2}} (q\phi - qV_b)^{\frac{1}{2}}, \quad (23)$$

$$c_0 = \frac{2\pi\delta}{h} (2m_i)^{\frac{1}{2}} (q\phi - qV_b)^{-\frac{1}{2}}, \quad (24)$$

式中, ϕ 是晶粒边界势垒高度.

实际上 J_δ 是由价带顶的两个简并能带中的空穴形成的, 重空穴和轻空穴能带的隧道电流密度分别用 $J_{1\delta}$ 和 $J_{2\delta}$ 表示, 则隧道压阻系数 π_δ 的表达式为

$$\pi_\delta = \frac{\Delta\rho_\delta}{-X\rho_\delta} = \frac{\Delta J_\delta}{X J_\delta}$$

$$= \frac{1}{X} \frac{\Delta p_1 J_{\delta 10} + p_1 \Delta J_{\delta 1} + \Delta p_2 J_{\delta 20} + p_2 \Delta J_{\delta 2}}{p_1 J_{\delta 10} + p_2 J_{\delta 20}}, \quad (25)$$

式中, ρ_δ 为晶粒边界区电阻率, $J_{\delta 10}$ 和 $J_{\delta 20}$ 为晶粒边界区无应力时一个重空穴和轻空穴隧道电流密度, $\Delta J_{\delta 1}$ 和 $\Delta J_{\delta 2}$ 为有应力时一个重空穴和轻空穴隧道电流密度改变量.

采用晶粒中性区相同的计算方法得晶粒边界区等效隧道基础电阻压阻系数 $\pi_{\delta 11}$, $\pi_{\delta 12}$ 和 $\pi_{\delta 44}$ 为

$$\pi_{\delta 11} = \pi_{\delta 1[001]}$$

$$= \left[-10.495 \times \frac{1}{2} \frac{F_{-\frac{1}{2}}\left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T}\right)}{F_{\frac{1}{2}}\left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T}\right)} + 22.861 \right]$$

$$\times 10^{-11} \text{ Pa}^{-1}, \quad (26)$$

$$\pi_{\delta 12} = \pi_{\delta 1[001]}$$

$$= \left[5.25 \times \frac{1}{2} \frac{F_{-\frac{1}{2}}\left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T}\right)}{F_{\frac{1}{2}}\left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T}\right)} - 11.431 \right]$$

$$\times 10^{-11} \text{ Pa}^{-1}, \quad (27)$$

$$\pi_{\delta 44} = \left[115.522 \times \frac{1}{2} \frac{F_{-\frac{1}{2}}\left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T}\right)}{F_{\frac{1}{2}}\left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T}\right)} + 24.144 \right]$$

$$\times 10^{-11} \text{ Pa}^{-1}. \quad (28)$$

2.4 复合晶界的压阻系数

多晶硅的复合晶界是晶粒边界与其两侧势垒区共同构成的区域. 通常其压阻特性由等效发射电阻和等效隧道电阻共同决定. 复合晶界的压阻系数 π_b 的表达式为^[15]

$$\pi_b = \left(1 - \frac{V_{gb}}{V_0} \right) \pi_d + \frac{V_{gb}}{V_0} \pi_\delta$$

$$= \left(1 - \frac{N_A \delta}{N_t + N_A \delta} \right) \pi_d + \frac{N_A \delta}{N_t + N_A \delta} \pi_\delta, \quad (29)$$

式中, N_A 是掺杂浓度, N_t 是晶粒边界陷阱密度.

多晶硅薄膜的应变因子可表示为^[15]

$$G_p = 1 + 2\nu + \frac{R_g}{R} Y \pi_g + \left(1 - \frac{R_g}{R} \right) Y \pi_b$$

$$= 1 + 2\nu + \left[\left(1 - \frac{2w + \delta}{L} \right) \frac{\rho_g}{\rho_p} \right] Y \pi_g$$

$$+ \left\{ 1 - \left[\left(1 - \frac{2w + \delta}{L} \right) \frac{\rho_g}{\rho_p} \right] \right\} Y \pi_b, \quad (30)$$

式中, Y 为弹性膜的杨氏弹性模量, ν 为弹性膜的泊松比, ρ_g 为单晶硅电阻率, ρ_p 为多晶硅电阻率.

3 结果与讨论

3.1 多晶硅纳米薄膜应变因子

多晶硅应变因子测量通常为悬臂梁和压力传感器两种方法^[15,24,25], 本文采用悬臂梁法^[15]. 根据多晶硅纳米薄膜测试结果, 取晶粒度 $L = 30 \text{ nm}$, 多晶硅薄膜的晶粒取向呈随机分布状态. 晶粒边界

势垒宽度 $\delta = 1 \text{ nm}$, $q\phi - qV_b = 0.66 \text{ eV}$, 晶界陷阱密度 $N_t = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ [15], 取泊松比 $\nu = 0.062$ 和杨氏弹性模量 $Y = 1.69 \times 10^{11} \text{ Pa}$, 对于 80 nm 厚的多晶硅纳米薄膜, 给出室温时多晶硅电阻率 ρ_p 与掺杂浓度的关系为 [15]

$$\rho_p = 15.65 e^{-1.73 \times 10^{-19} N_A} + 0.014 (\Omega \cdot \text{cm}). \quad (31)$$

根据 p 型单晶硅电阻率与掺杂浓度关系曲线 [26], 给出室温下单晶硅电阻率 ρ_g 与掺杂浓度关系为

$$\rho_g = 6.8741 \times 10^{16} N_A^{-1} + 2 \times 10^{-3} (\Omega \cdot \text{cm}). \quad (32)$$

由于膜厚小于 100 nm 的多晶硅薄膜的晶粒取向呈随机分布状态, 纵向和横向压阻系数为 [27]

$$\begin{aligned} \pi_l &= \frac{19}{60} \left(\pi_{44} + \pi_{12} + \frac{41}{19} \pi_{11} \right), \\ \pi_t &= -\frac{1}{12} (\pi_{44} - 11\pi_{12} - \pi_{11}). \end{aligned} \quad (33)$$

将晶粒中性区和复合晶界区压阻系数代入 (33) 式得到纵向和横向压阻系数, 再与 (31) 和 (32) 式一起代入 (30) 式中, 获得多晶硅纳米薄膜纵向和横向应变因子与掺杂浓度的关系式, 并与测试结果比较, 如图 2 所示. 应变因子计算与测试均值的误差小于相同掺杂浓度下的测试数据的最大和最小差值的 $1/2$, 因此, 测试与计算结果一致性较好.

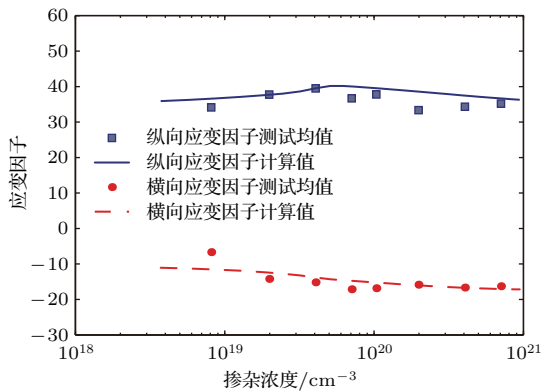


图 2 多晶硅纳米薄膜应变因子与掺杂浓度关系的计算值与测试值比较

Fig. 2. Comparison of calculated results with experimental values of the polysilicon nanofilm gauge factors as a function of doping concentration.

3.2 普通多晶硅薄膜应变因子

采用该算法计算普通多晶硅薄膜应变因子与掺杂浓度的关系曲线, 并与 French 和 Evans [28] 测

试数据对比. 其中, 晶粒度 $L = 135 \text{ nm}$, 薄膜厚度为 $0.4 \text{ }\mu\text{m}$, 晶粒中性区取向为: $\langle 311 \rangle : \langle 111 \rangle : \langle 110 \rangle = 49 : 31 : 20$ [28], 其他参数与上述多晶硅纳米薄膜相同. 普通多晶硅薄膜电阻率与浓度关系为 [28]

$$\rho_p = 305.5 e^{-1.16 \times 10^{-18} N_A} + 0.085 (\Omega \cdot \text{cm}). \quad (34)$$

采用与多晶硅纳米薄膜相同方法, 获得普通多晶硅薄膜的纵向和横向应变因子与掺杂浓度关系式, 普通多晶硅薄膜应变因子的计算结果与测试结果对比如图 3 所示. 从结果可以看出一致性很好. 说明该算法也适用于普通多晶硅薄膜.

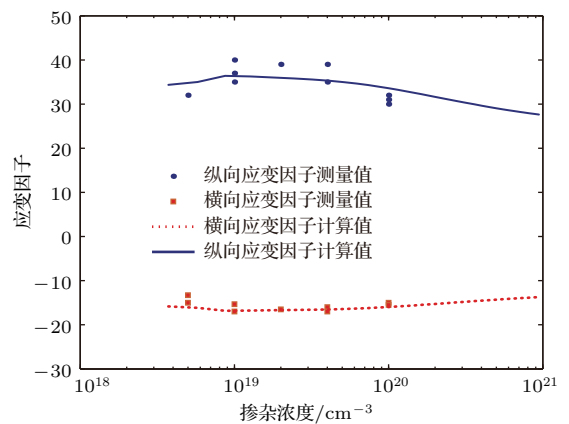


图 3 普通多晶硅薄膜应变因子与掺杂浓度关系的计算值与测试值比较

Fig. 3. Comparison of calculated values with experimental values of the common polysilicon films gauge factors as a function of doping concentration.

4 结 论

基于多晶硅隧道压阻模型, 采用应力作用下 p 型单晶硅的价带和电导质量改变的压阻效应机理, 提出了 p 型多晶硅薄膜压阻系数算法. 该算法给出了基础压阻系数 π_{11} , π_{12} 和 π_{44} 的表达式, 从而可以依此求取任意比例晶向排列的多晶硅压阻系数. 提出了 p 型多晶硅薄膜的横向和纵向应变因子的理论公式.

本文给出了 p 型多晶硅纳米薄膜和普通多晶硅薄膜应变因子与掺杂浓度理论曲线, 与测试数据对比, 计算与测试结果一致性较好, 表明本文提出的压阻系数算法合理地解释了 p 型多晶硅纳米薄膜和普通多晶硅薄膜压阻特性.

参考文献

- [1] Niu D F, Wen W P, Ma L Z 1994 *Inst. Tech. Sens.* **6** 13 (in Chinese) [牛德芳, 闫卫平, 马灵芝 1994 仪表技术与传感器 **6** 13]
- [2] Zhang W X, Mao G R, Yao S Y, Qu H W 1996 *J. Tianjin Univ.* **29** 466 (in Chinese) [张维新, 毛贛如, 姚素英, 曲宏伟 1996 天津大学学报 **29** 466]
- [3] Mao G R, Yao S Y, Qu H W, Li Y S 1997 *J. Tianjin Univ.* **30** 767 (in Chinese) [毛贛如, 姚素英, 曲宏伟, 李永生 1997 天津大学学报 **30** 767]
- [4] Zao X F, Wen D Z 2008 *Chin. J. Semicond.* **29** 45 (in Chinese) [赵晓锋, 温殿忠 2008 半导体学报 **29** 45]
- [5] Zhang D Z, Hu G Q, Chen C W 2009 *Inst. Tech. Sens.* **11** 55 (in Chinese) [张冬至, 胡国清, 陈昌伟 2009 仪表技术与传感器 **11** 55]
- [6] Wang J, Chuai R Y, Yang L J, Dai Q 2015 *Sens. Actuators A: Phys.* **228** 75
- [7] Chuai R Y, Wang J, Yi C, Dai Q, Yang L J 2015 *IEEE Sens. J.* **15** 1414
- [8] Wu Z Z, Ahn C H 2017 *19th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS)* Kaohsiung Taiwan, China, June 18–22, 2017 p256
- [9] Smith C S 1954 *Phys. Rev.* **94** 42
- [10] Erskine J C 1983 *IEEE Trans. Magn.* **30** 796
- [11] French P J, Evens A G R 1984 *Electron. Lett.* **20** 999
- [12] Schubert D, Jenschke W, Uhlig T, Schmidt F M 1987 *Sens. Actuators A: Phys.* **11** 145
- [13] Gridchin V A, Lubimsky V M, Sarina M P 1995 *Sens. Actuators A: Phys.* **49** 67
- [14] French P J, Evens A G R 1985 *Sens. Actuators A: Phys.* **8** 219
- [15] Chuai R Y 2007 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Institute Technology) (in Chinese) [揣荣岩 2007 博士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工业大学)]
- [16] Suzuki K, Hasegawa H, Kanda Y 1984 *Jpn. J. Appl. Phys.* **23** L871
- [17] Kleimann P, Semmache B, Le Berre M, Barbier D 1998 *Phys. Rev. B* **57** 8966
- [18] Chuai R Y, Wang J, Wu M L, Liu X W, Jin X S, Yang L J 2012 *Chin. J. Semicond.* **33** 092003 (in Chinese) [揣荣岩, 王健, 吴美乐, 刘晓为, 靳晓诗, 杨理践 2012 半导体学报 **33** 092003]
- [19] Chuai R Y, Liu X W, Huo M X, Song M H, Wang X L, Pan H Y 2006 *Chin. J. Semicond.* **27** 1230 (in Chinese) [揣荣岩, 刘晓为, 霍明学, 宋明浩, 王喜莲, 潘慧艳 2006 半导体学报 **27** 1230]
- [20] Chuai R Y, Liu B, Liu X W 2010 *Chin. J. Semicond.* **31** 032002 (in Chinese) [揣荣岩, 刘斌, 刘晓为 2010 半导体学报 **31** 032002]
- [21] Pikus G E, Bir G L 1974 *Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors* (New York: John Wiley & Son, Inc.) pp110–150
- [22] Ma J L, Zhang H M, Song J J, Wang G Y, Wang X Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 027101 (in Chinese) [马建立, 张鹤鸣, 宋建军, 王冠宇, 王晓艳 2011 物理学报 **60** 027101]
- [23] Toriyama T, Sugiyama S 2002 *J. Microelectromech. S.* **11** 598
- [24] Hong Y P, Liang T, Ge B E, Wang W, Zheng T L, Li S N, Xiong J J 2014 *Chin. J. Semicond.* **35** 054009 (in Chinese) [洪应平, 梁庭, 葛冰儿, 王伟, 郑庭丽, 李赛男, 熊继军 2014 半导体学报 **35** 054009]
- [25] Li S N, Liang T, Wang W, Hong Y P, Zheng T L, Xiong J J 2015 *Chin. J. Semicond.* **36** 014014 (in Chinese) [李赛男, 梁庭, 王伟, 洪应平, 郑庭丽, 熊继军 2015 半导体学报 **36** 014014]
- [26] Warner R M, Grung B L (translated by Lü C Z, Feng S W, Zhang W R) 2005 *Semiconductor-Device Electronics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p141 (in Chinese) [沃纳 R M, 格兰 B L 著 (吕长志, 冯士维, 张万荣 译) 2005 半导体器件电子学 (北京: 电子工业出版社) 第 141 页]
- [27] Shun Y C, Liu Y L, Meng Q H 2000 *Design and Manufacture of Pressure Sensor and its Application* (Beijing: Metallurgical Industry Press) p62 (in Chinese) [孙以材, 刘玉岭, 孟庆浩 2000 压力传感器的设计制造与应用 (北京: 冶金工业出版社) 第 62 页]
- [28] French P J, Evans A G R 1989 *Solid-State Electron.* **32** 1

Theoretical relationship between p-type polysilicon thin film gauge factor and doping concentration*

Wang Jian^{1)†} Chuai Rong-Yan²⁾

1) (School of Information and Engineering, Shenyang University of Chemical Technology, Shenyang 110142, China)

2) (School of Information Science and Engineering, Shenyang University of Technology, Shenyang 110870, China)

(Received 7 August 2017; revised manuscript received 1 September 2017)

Abstract

The polysilicon thin film piezoresistors are widely used in semiconductor pressure sensors. The polysilicon thin film has good piezoresistance properties, which are determined by the grain structure and doping concentration. The gauge factor of the polysilicon thin film is usually modified according to the relationship between gauge factor and doping concentration. The polysilicon thin films are classified into common polysilicon thin films and polysilicon nanofilms according to their thickness. The common polysilicon thin film thickness is more than 0.3 μm , which has good temperature characteristic, but its piezoresistance coefficient is small. However, the polysilicon nanofilm thickness is less than 0.1 μm , which has good temperature characteristic and high piezoresistance coefficient. The existing piezoresistance theory of the common polysilicon thin film cannot explain reasonably the experimental result of polysilicon nanofilm piezoresistance. Therefore, the tunneling piezoresistance model and an algorithm for the p-type polysilicon nanofilm piezoresistance coefficient were established in 2006. However, this algorithm presents an incomplete fundamental piezoresistance coefficient. In order to improve the polysilicon thin film piezoresistance theory, based on the tunneling piezoresistance model and the mechanism of silicon and the valence band hole conductivity mass with the change of stress, a novel algorithm for the piezoresistance coefficient of the p-type polysilicon thin film is presented. The theoretical formulas for three fundamental piezoresistance coefficients π_{11} , π_{12} and π_{44} of the grain neutral and grain boundary regions, are presented respectively. With these formulas for the coefficients, the longitudinal and transverse piezoresistance coefficients for arbitrary crystal direction texture polysilicon can be obtained. According to the structure characteristics, the gauge factors of the p-type polysilicon nanofilm and the common polysilicon thin film are calculated, and then the longitudinal and transverse gauge factors are plotted each as a function of doping concentration, which are compared with the experimental results. According to the experimental results of the polysilicon nanofilm, the grain size is $L = 30$ nm, the grain crystal directions are randomly distributed. The trap density in grain boundary region is $N_t = 10^{13}$ cm^{-2} , the Young's modulus of elastic diaphragm is $Y = 1.69 \times 10^{11}$ Pa, the Poisson ratio of elastic diaphragm is $\nu = 0.062$, the grain boundary width is $\delta = 1$ nm, and the thickness is 80 nm. The comparison indicates that the gauge factor average error between calculation and experiment is 0.5 times less than the average experimental difference between the maximum and the minimum for each doping concentration. For the common polysilicon thin film, according to the experimental results, its grain size L is 135 nm, thickness is 400 nm, the orientations of crystal grain neutral region are [311], [111] and [110] in the ratio of 49 : 31 : 20, i.e., $\langle 311 \rangle : \langle 111 \rangle : \langle 110 \rangle = 49 : 31 : 20$, and the gauge factor calculated result is also good agreement with the experimental result. Therefore, the proposed algorithm is comprehensive and accurate, which is applicable to the p-type common polysilicon film and the polysilicon nanofilm.

Keywords: polysilicon thin film, gauge factor, piezoresistance coefficient

PACS: 72.20.Fr, 73.50.Dn, 73.61.Cw, 72.20.Jv

DOI: 10.7498/aps.66.247201

* Project supported by the Natural Science Foundation of Liaoning Province, China (Grant No. 20170540718).

† Corresponding author. E-mail: wj100_108@126.com