

掺杂浓度对多晶硅纳米薄膜应变系数的影响

揣荣岩^{1,2,†} 刘晓为¹ 霍明学¹ 宋明浩¹ 王喜莲¹ 潘慧艳¹

(1 哈尔滨工业大学 MEMS 中心, 哈尔滨 150001)
(2 沈阳工业大学信息科学与工程学院, 沈阳 110023)

摘要: 为有效利用多晶硅纳米薄膜研制 MEMS 压阻器件, 本文对 LPCVD 多晶硅纳米薄膜应变系数与掺杂浓度的关系进行了研究, 并利用扫描电镜和 X 射线衍射实验分析了薄膜的结构特点. 结果表明: 在重掺杂情况下, 纳米薄膜的应变系数明显大于相同掺杂浓度下单晶硅的应变系数, 而且掺杂浓度在 $2.5 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 左右时, 应变系数具有随掺杂浓度升高而增大的趋势. 对这种实验结果依据隧道效应原理进行了理论解释, 提出了多晶硅压阻特性的修正模型.

关键词: 多晶硅; 纳米薄膜; 压阻特性; 隧道效应; 应变系数

EEACC: 2520C

PACC: 7280C

中图分类号: O738

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2006)07-1230-06

1 引言

作为压阻材料, 多晶硅薄膜在微电子机械系统 (MEMS) 中应用广泛, 尤其在高温压阻器件方面表现出极好的物理特性. 适当控制成膜工艺条件, 多晶硅薄膜还可表现出稳定性高和非线性度低的优点, 其压阻灵敏度通常可达到单晶硅的 60% 左右^[1,2].

随着纳米技术的发展, 厚度在 100nm 以下的多晶硅纳米薄膜的压阻特性倍受关注. 多晶硅纳米薄膜与衬底结合稳固, 且两者具有极好的应变一致性, 有利于提高多晶硅压阻器件的精度, 改善重复性与迟滞特性. 现有的多晶硅压阻理论认为: 薄膜越薄, 晶粒越小, 多晶硅的应变系数就越小, 从而导致此方面的研究较少, 国内几乎没有相关报道. 然而, 实验结果表明: 在重掺杂情况下, 晶粒较小的多晶硅纳米薄膜不但比大晶粒薄膜具有更大的应变系数, 而且比相同掺杂浓度的单晶硅的应变系数更大, 具有良好的应用前景. 为此, 本文针对膜厚在 28~90nm 范围内的 (低压化学气相沉积 LPCVD) 多晶硅纳米薄膜进行了压阻特性的研究, 在实验基础上说明了应变系数与掺杂浓度的关系 ($G-N$ 关系), 为多晶硅纳米薄膜力敏元件的研发提供了必要的理论和实验基础.

2 基于现有理论的 $G-N$ 关系

现有压阻理论在处理压阻特性与掺杂浓度关系

时, 往往通过数学方法给出两者间复杂的定量函数关系^[3,4]. 这种复杂的函数关系很难表现出其中的物理意义. 虽然这些定量关系在一定程度上与相应的实验结果吻合, 但不同条件下制作的多晶硅薄膜在结构和压阻特性上存在差异, 这些理论分析很难定量地满足各种条件下的实验结果. 换言之, 这种定量关系仅对多晶硅压阻器件的研制起定性的指导作用. 因此, 本文采用定性的方法对应变系数随掺杂浓度变化的微观机理进行分析, 给出多晶硅薄膜基于现有理论的 $G-N$ 关系.

2.1 掺杂浓度对 p 型单晶硅应变系数的影响

多晶硅由晶粒和晶界组成, 通常认为多晶硅的压阻特性主要源于具有单晶结构的晶粒^[5,6], 因此首先分析掺杂浓度对 p 型单晶硅应变系数的影响.

单晶硅价带顶 E_v 附近存在两种 $E-k$ 关系, 由两个能带重叠而成, 其压阻特性被认为是这两个能带在应力作用下分离退耦的结果^[7,8]. 如图 1 所示, 上面一条 $E-k$ 关系曲线所对应能带的空穴有效质量与下面一条曲线对应能带的空穴有效质量不同, 分别为 m_1 和 m_2 . 对于掺杂浓度较低的非简并 p 型硅, 由半导体物理可知两种空穴的浓度分别为:

$$p_1 = N_{v1} \exp\left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T}\right) \quad (1)$$

$$p_2 = N_{v2} \exp\left(\frac{E_v - E_F}{k_0 T}\right) \quad (2)$$

其中 N_{v1} 和 N_{v2} 分别为两个能带的空穴有效状态密度; E_F 为费米能级; k_0 为玻耳兹曼常数; T 为绝对

† 通信作者. Email: me_sut@163.com
2005-12-10 收到, 2006-02-10 定稿

温度.

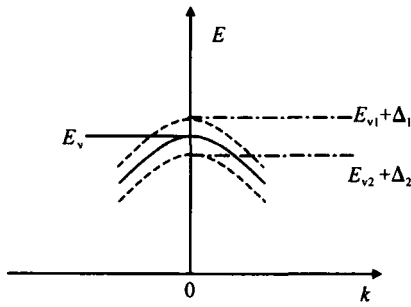


图 1 应力退耦引起价带顶能带变化

Fig.1 Shift of valence band by stress decouple

当晶体受到应力作用时,两个价带顶分裂,分别变为 E_{v+1} 和 E_{v+2} ,费米能级变为 E_F ,则在应力作用下两种空穴浓度的比例由原来的 N_{v1}/N_{v2} 变为:

$$\begin{aligned} p_1 &= \frac{N_{v1} \exp\left(\frac{E_{v+1} - E_F}{k_0 T}\right)}{N_{v2} \exp\left(\frac{E_{v+2} - E_F}{k_0 T}\right)} \\ p_2 &= \frac{N_{v1}}{N_{v2}} \exp\left(\frac{E_{v+1} - E_{v+2}}{k_0 T}\right) \end{aligned} \quad (3)$$

在常温下,对于掺杂浓度较低的非简并硅单晶,可认为杂质全部电离,即

$$p_1 + p_2 = N_A \quad (4)$$

其中 N_A 是掺入的受主浓度.虽然空穴总量不变,但由于两种空穴有效质量不同,因此迁移率不同,所以应力引起的两种空穴的比例变化必然导致电阻率的变化,从而产生压阻效应.

由(3)式可见,在非简并条件下,应力引起的两种空穴浓度变化后的比率与掺杂浓度无关.因此,在有效质量和平均自由时间近似不变的情况下(非简并条件下这种近似是合理的),电阻率的相对变化量不随杂质浓度变化.也就是说,在掺杂浓度较低的非简并条件下,单晶硅的应变系数 G_g 基本上不随掺杂浓度变化.

对于重掺杂的简并 p 型硅,若费米能级进入价带且 $E_v - E_F \gg k_0 T$,则在估算空穴浓度时,可近似认为 k 空间中费米能级对应的空穴等能面内的电子状态全满,等能面外的状态全空.即空穴浓度和费米能级对应的等能面围成的体积成正比,同时近似认为空穴浓度与受主浓度成正比.根据半导体物理,该等能面对应的 k 空间体积与 $(E_v - E_F)^{3/2}$ 成正比,即,

$$p_1 = p_2 \frac{(E_v - E_F)^{3/2}}{N_A} \quad (5)$$

将(5)式对 E_v 微分,可得应力引起两种空穴的浓度变化量分别为:

$$\frac{dp_1}{p_1} = \frac{3}{2} \frac{d(E_v - E_F)}{E_v - E_F} - \frac{dN_A}{N_A} \quad (6)$$

所以在应变一定时,电导率变化量与受主浓度的关系为:

$$\frac{dG_g}{G_g} = \frac{1}{3} \frac{dN_A}{N_A} \quad (8)$$

考虑到无应变时的电导率 G_g ,可得在重掺杂条件下,应变系数 G_g 与掺杂浓度的关系为:

$$|G_g| \propto N_A^{-2/3} \quad (9)$$

综合以上两方面的分析可知,在掺杂浓度较低的非简并条件下,p 型单晶硅的应变系数基本上不随掺杂浓度变化,弱简并后, G_g 随 N_A 增加而逐渐减小,当 N_A 达到重掺杂强简并后, G_g 逐渐变成与 $N_A^{-2/3}$ 成正比.室温下,硅单晶中掺硼浓度 N_A 达到 $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 左右时,开始弱简并,达到 $9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 左右时, E_F 开始进入价带.因此掺硼浓度在 10^{18} cm^{-3} 之下, G_g 基本不变,之后开始逐渐随 N_A 增加而减小,并在 $9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 左右 G_g 开始变成与 $N_A^{-2/3}$ 成正比,如图 2 所示.这一结论与 Kanda 通过详细的数学推导和数值计算给出的结果基本一致^[3].

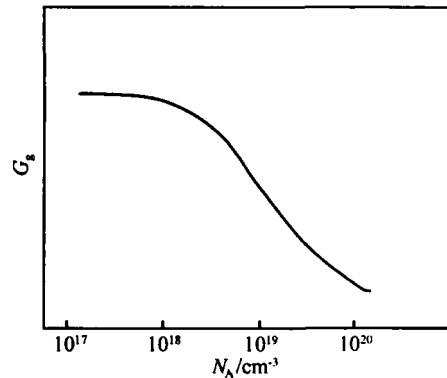


图 2 p 型硅应变系数与掺杂浓度的定性关系

Fig.2 Qualitative relationship between G_g and impurity concentration of p-type Si

2.2 掺杂浓度对 p 型多晶硅薄膜应变系数的影响

在计算多晶硅应变系数时,通常采用对单晶硅的压阻系数在所有可能的晶粒取向向上求平均的方法^[5].在此基础上 French 和 Evens 等人利用热电子发射理论推导出耗尽区应变系数的公式,并于 1985 年^[9]发表了多晶硅压阻效应的修正理论.之后的研究^[4,10,11]主要是在这些理论模型基础上进行的.

在一维情况下,多晶硅的基本单元由晶粒中性区和势垒区(含晶界及其两侧的耗尽区)构成.从定性角度看,整个多晶硅薄膜的压阻特性和每个单元相似.单元应变系数可表示为:

$$G_c = \frac{R_g G_g}{R_g + R_b} + \frac{R_b G_b}{R_g + R_b} \quad (10)$$

式中 G_g, R_g 分别为晶粒中性区的应变系数和电阻; G_b, R_b 分别为势垒区的应变系数和电阻.

若把 G_g, G_b 看作常数,且 $G_g > G_b$,则由(10)式可以看出多晶硅的应变系数随 R_b 与 R_g 比值的减小而增大.由于势垒高度和宽度均随掺杂浓度增加而减小,利用热电子发射理论可知,随着掺杂浓度的增加, R_b 比 R_g 的下降速度更快^[12].因此,单元应变系数随掺杂浓度的增加而增加,如图3所示.

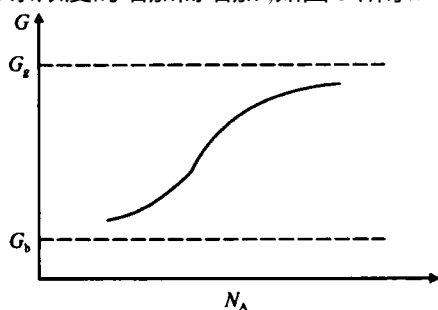


图3 G_g 与 G_b 不变条件下 G_c 与 N_A 的定性关系

Fig. 3 Qualitative relationship between G_c and N_A (Supposing that G_g and G_b are constants)

然而 G_g 和 G_b 均随掺杂浓度而变化,利用 French 和 Evens 关于耗尽区的压敏模型^[9,13]可知 G_b 与 G_g 成正比,只是 G_b 较小,即它们与掺杂浓度的定性关系相似.所以将图3和图2相结合就得到了多晶硅应变系数 G 与受主浓度 N_A 间的定性关系,如图4所示.

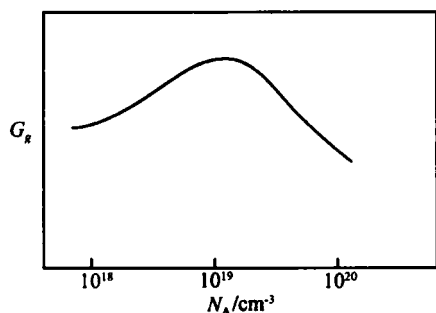


图4 多晶硅应变系数与受主浓度的定性关系

Fig. 4 Qualitative relationship between gauge factor and acceptor density of polysilicon

从实验方面看, French 和 Evans^[6], Schubert 等人^[4] 以及 Gridchin 等人^[10] 的研究结果均在不同程度上支持了这种定性关系.但是他们的研究主要针对膜厚和晶粒度较大的多晶硅薄膜. Schubert 等人^[4] 计算了随机结构多晶硅的应变系数,在晶粒尺度为 120nm,掺杂浓度为 $2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时,其纵向应变系数为 24.6.按现有理论,对于晶粒较小的纳米薄膜而言,应变系数应该更小.然而,本文的实验结果(参见后文)和 Le Berre 等人^[11] 的结果相近,应

变系数均达到了 30 以上甚至更大.这说明现有的多晶硅压阻理论还不完善,需要对多晶硅纳米薄膜的压阻特性进行深入的实验研究.

3 实验与测试结果

选用(100)晶面的单晶硅片作衬底制作测试样品.衬底经氧化形成 $0.8 \mu\text{m}$ 的氧化层后,利用 LPCVD 法,在 625 下淀积多晶硅薄膜;掺硼后,用光刻工艺沿 110 晶向制成纵向和横向分布的多晶硅纳米薄膜电阻;最后,沿 110 晶向划片制成悬臂梁用于测试压阻特性.

对于测试多晶硅纳米薄膜 $G-N$ 关系的样品,膜厚控制在 60 ~ 70nm.采用离子注入技术对测试样品进行硼掺杂,注入能量为 20keV,注入剂量范围是 $2.3 \times 10^{14} \sim 5.9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$,退火条件为:900 , 60min.测试结果如图5所示,图中每个应变系数的实验数据是 5 ~ 17 个相同试验样品测试结果的平均值.

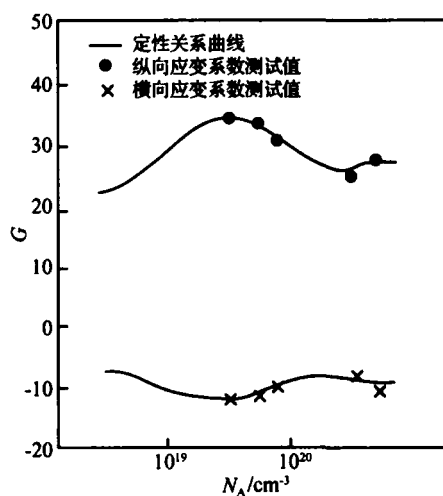


图5 室温下多晶硅纳米薄膜应变系数与掺硼浓度的关系

Fig. 5 Relationship between gauge factor and B-doped concentration of polysilicon nano-film at room temperature

为说明膜厚对应变系数的影响,淀积了膜厚分别为 28, 40, 60, 90nm 的 4 种多晶硅薄膜,采用 1080 、氮气保护固态源扩散工艺进行硼掺杂,掺杂浓度约为 $2.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.测试结果如图6所示,图中每个应变系数的实验数据分别由 8 ~ 12 个相同试验样品测试结果取平均得来.

扫描电镜(SEM)观测和 X 射线衍射实验分析表明:LPCVD 多晶硅纳米薄膜具有随机取向的晶粒分布;对于 28 和 40nm 厚的薄膜,晶粒度分别在 15 ~ 20 和 20 ~ 30nm;对于 60 ~ 90nm 厚的薄膜,晶粒尺度均在 40 ~ 50nm,几乎不随膜厚增加而增长.

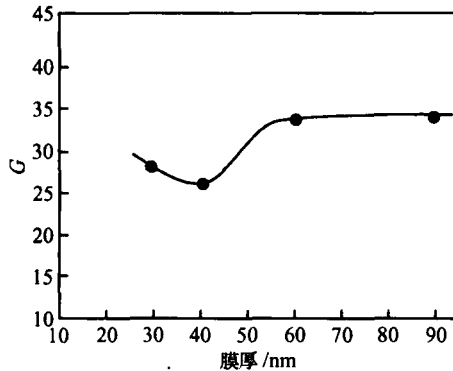


图 6 室温下掺硼多晶硅纳米薄膜纵向应变系数与膜厚的关系

Fig. 6 Relationship between longitudinal gauge factor and thickness of polysilicon nano-film at room temperature

4 讨论与分析

对于膜厚为几百纳米、晶粒度为 120nm 以上的多晶硅薄膜,当掺杂浓度达到 10^{20} cm^{-3} 时,应变系数在 12 左右^[4,6]。由图 6 可见:膜厚减为 90nm 时,晶粒度降为 40~50nm,应变系数可达到 34 左右;膜厚减小到 60nm 而晶粒度几乎不变情况下应变系数也几乎没变。所以应变系数的变化并不是由膜厚的纳米尺度效应直接引起的,而是通过晶粒尺度变化引起的。膜厚小于 100nm 时,膜厚的纳米尺度效应直接导致了单晶硅薄膜压阻特性的变化^[14];但对于本文研究的多晶硅纳米薄膜,晶粒尺度比膜厚更小,晶粒大小成为决定压阻效应的主要因素,因此膜厚将通过晶粒大小的改变间接影响压阻特性。图 6 的实验结果还表明当膜厚减小到 40nm 时,晶粒度较小应变系数也较小,这应该是由晶粒生长不充分、晶粒间界较大造成的。当膜厚减小到 28nm 时,晶粒度更小应变系数却有所变大,这可以认为是由于 10nm 以下的小晶粒增多造成的。小晶粒成分的增多使薄膜在一定程度上具备了纳晶硅(晶态比在 50%左右,晶粒度在 4~8nm)高应变系数的特点。

由图 5 的实验数据可见,掺杂浓度为 10^{20} cm^{-3} 时,随机取向的多晶硅纳米薄膜的纵向应变系数大约为 31(比图 6 的结果略小,原因在于掺杂方式不同)。由(10)式可知,此时的应变系数近似等于晶粒中性区的应变系数 G_n 和势垒区的应变系数 G_b 按阻值的加权平均值。对于掺杂浓度为 10^{20} cm^{-3} 随机取向的晶粒中性区,结合 Erskine 和 Kanda 的计算结果^[5,31],可估算出其应变系数约为 11。由此可见势垒区的应变系数 G_b 比晶粒中性区的应变系数 G_n (可视为单晶硅的应变系数)大许多。而穿过势垒区的热电子发射电流产生的应变系数仅为晶粒中性区

的应变系数 G_n 的一半左右^[9,13],所以必然还有其他更显著的因素导致势垒区的应变系数大于 G_n 。

通常流过势垒区的电流可能有三种:扩散、热电子发射和隧道贯穿电流。在势垒区宽度仅有几个纳米的重掺杂情况下,扩散理论已不再适用,可不考虑扩散电流,但必须考虑隧道电流。事实上,重掺杂情况下流过势垒区的电流以隧道电流为主。这一点可以通过硅单晶与金属欧姆接触的结论来证明^[15]。Joshi 等人^[16]在系统总结多晶硅导电特性实验结果的基础上,得到了关于多晶硅电流组成的结论:掺杂浓度达到 10^{18} cm^{-3} 时,隧道电流逐渐开始起作用,在掺杂浓度达到 10^{19} 以后,隧道电流通常会超过热电子发射电流。从下面的分析可以看出,隧道电流会随应变而变化从而带来势垒区的压阻效应(称之为隧道压阻效应),而且这种效应在重掺杂情况下极为显著。所以本文认为:这主要是由于忽略隧道压阻效应导致了现有多晶硅压阻理论严重偏离于多晶硅纳米薄膜的实验结果。

4.1 隧道压阻效应

利用量子力学的方法,可求得势垒边缘价带顶的空穴通过隧道效应贯穿势垒的隧道几率为:

$$P = \exp \left\{ - \frac{4}{h} (2 m_p)^{1/2} \int_0^{2W} [qV(x)]^{1/2} dx \right\} \quad (11)$$

其中 m_p 是空穴有效质量; h, q, W , 分别是普朗克常数、基本电荷量、耗尽层宽度和晶界厚度。在掺杂浓度较高的情况下,晶界陷阱被空穴饱和形成势垒区的正电荷,其面密度用 Q_s 表示。将 Q_s 看作常量,根据耗尽层近似可求出电势分布 $V(x)$ 的数学表达式。在忽略晶界厚度情况下,将 $V(x)$ 的表达式代入(11)式可得:

$$P = \exp \left\{ - \frac{qQ_s^2}{h(\epsilon_r \epsilon_0)^{1/2}} \left(\frac{m_p}{N_A^3} \right)^{1/2} \right\} \quad (12)$$

其中 ϵ_r 和 ϵ_0 分别是硅的相对介电常数和真空介电常数。由(12)式可见,当 N_A 增加使隧道几率 P 增大到一定程度后,会导致势垒电流以隧道电流为主。如前所述,在应力作用下简并的价带顶分离退偶导致一部分空穴的有效质量发生变化。由(12)式可见有效质量的变化必然引起隧道几率变化,导致隧道电流的变化,从而形成隧道压阻效应。隧道几率 P 与 m_p 成指数关系,所以这种压阻效应更为显著。

基于隧道压阻效应可提出多晶硅压阻特性的修正模型来解释本文的实验结果。考虑隧道电流后,流过势垒的电流可看作隧道电流和热电子发射电流并联,等效电路如图 7 所示。其中 R_T 是热电子发射电流决定的发射电阻, R_t 是隧道电流决定的隧道电阻,两者并联构成势垒区总电阻。修正后的模型认为

R_i , R_T 与晶粒中性区电阻 R_g 三者都有压阻效应,共同决定了多晶硅的压阻特性,而且三者的压阻效应都是由于应力引起价带顶的两个能带退耦分离产生的,因此三者的应变系数随掺杂浓度的增加应该具有相似的衰减规律.通过前面的讨论已经知道:重掺杂情况下,多晶硅纳米薄膜的应变系数比晶粒中性区大许多.可见,势垒区的应变系数比相同掺杂浓度下的单晶硅大许多,而发射电阻 R_T 的应变系数仅为晶粒中性区应变系数的一半左右.所以隧道电阻 R_i 的应变系数 G 应远大于晶粒中性区的应变系数 G_g .

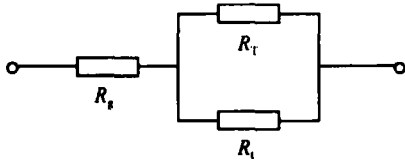


图 7 多晶硅压阻特性修正模型的等效电路

Fig. 7 Equivalent circuit of modified model for piezoresistive properties of polysilicon

4.2 修正模型对 $G-N$ 关系的解释

在掺杂浓度较低的情况下,多晶硅纳米薄膜晶粒中性区的电阻远小于势垒区^[12],势垒区电阻由热电子发射电流决定,近似等于 R_T .也就是说,掺杂浓度较低时纳米薄膜的应变系数由 G_T 决定,其数值较小.当掺杂浓度升高到 10^{18} cm^{-3} 以上时,隧道电流开始表现出来并逐渐增大^[16],会导致纳米薄膜的应变系数逐渐增大.掺杂浓度超过 10^{19} cm^{-3} 之后,随着势垒电阻的显著减小,晶粒中性区应变系数贡献的逐渐增大,隧道压阻效应的作用开始减弱,结果纳米薄膜的应变系数 G 将出现极大值,之后随着 N_A 的增大而减小.当掺杂浓度超过 10^{20} cm^{-3} 之后,随着耗尽层宽度 w 的减小,势垒区宽度将主要由晶界厚度 构成,因此势垒区宽度不再随掺杂浓度的增加而显著减小,导致隧道电阻 R_i 减小的速度要明显慢于晶粒中性区电阻 R_g 随掺杂浓度的增加而减小的速度,结果隧道压阻效应的作用又开始增强,从而使纳米薄膜的应变系数表现出增大的趋势.但这种趋势较为平缓,原因在于隧道电阻的应变系数和单晶硅类似也会随掺杂浓度的增加而减小,从而补偿了这种增大的趋势.以上利用修正模型对多晶硅纳米薄膜的 $G-N$ 关系进行了分析,并在图 5 中画出了定性关系曲线.由图 5 可见,多晶硅纳米薄膜定性的 $G-N$ 关系曲线与实验结果拟合后基本一致.

修正模型不但可以解释本文纳米薄膜的实验结果,也可解释晶粒较大的多晶硅薄膜的 $G-N$ 关系.对于晶粒较大的多晶硅薄膜,晶粒中性区的应变系数将在相对较低的掺杂浓度下开始起作用.例如,对

于粒度大于 120nm 的多晶硅薄膜,掺杂浓度超过 10^{18} cm^{-3} 时,中性区体电阻的作用将会逐渐变得显著起来^[12],中性区的压阻效应开始逐渐起作用.这将削弱隧道压阻效应,结果会使多晶硅应变系数的峰值向掺杂浓度低的方向偏移.因此,随着晶粒度进一步增大,最终可以忽略隧道压阻效应的作用,导致 G 与 N_A 的关系与原来压阻模型一致.但是,当掺杂浓度达到 10^{20} cm^{-3} 之后,中性区电阻非常小,此时隧道压阻效应不可忽略,因此应变系数随掺杂浓度增加而减小的趋势应该变缓,这会导致现有理论在厚膜大晶粒情况下也出现偏差.在 Schubert 等人^[4] 给出的应变系数与掺杂浓度关系曲线中,当掺杂浓度接近 10^{20} cm^{-3} 时,他们计算的应变系数开始明显小于实验结果,其原因主要应该还是没有考虑隧道压阻效应的结果.

5 结论

在对多晶硅压阻理论定性分析的基础上,通过实验发现:对于晶粒度在 40 ~ 50nm 左右的多晶硅纳米薄膜,掺杂浓度在 $2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 左右时,应变系数一般在 30 ~ 40 之间;随着掺杂浓度的继续升高应变系数并不是单调下降,掺杂浓度在 $2.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 左右时,应变系数具有随浓度升高而增大的趋势.膜厚的变化也可引起纳米薄膜应变系数的变化,实验结果表明,应变系数的变化并不是膜厚的纳米尺度效应直接引起的,而是通过晶粒尺度变化引起的,在晶界状况不变条件下,重掺杂多晶硅的晶粒愈小应变系数愈大.

依据隧道效应提出的多晶硅压阻特性的修正模型不但解释了本文关于纳米薄膜的实验结果,还更全面地说明了膜厚和晶粒度较大情况下多晶硅的压阻特性.当多晶硅纳米薄膜的电流主要由隧道电流决定时,由于隧道几率与温度没有直接关系,所以薄膜的电阻温度系数较小,有更好的压阻温度特性.这一点对于优化设计多晶硅薄膜压阻器件具有重要意义.有关这方面的研究以及利用修正模型定量分析多晶硅压阻特性的研究正在进行之中,将在随后的论文中给出.

参考文献

- [1] Gridchin V A, Lubimsky V M, Sarina M P. Polysilicon strain gauge transducers. *Sensors and Actuators*, 1992, A30:219
- [2] Suski J, Mosser V, Goss J. Polysilicon SOI pressure sensor. *Sensors and Actuators*, 1989, 17:405
- [3] Canda Y. A graphical representation of the piezoresistance coefficients in silicon. *IEEE Trans Electron Devices*, 1982, 29:64
- [4] Schubert D, Jenschke W, Uhlig T, et al. Piezoresistive properties of polycrystalline and crystalline silicon films. *Sensors and*

- Actuators, 1987, 11: 145
- [5] Erskine J C. Polycrystalline Si-on-metal strain gauge transducers. IEEE Trans Electron Devices, 1983, 30: 796
- [6] French P J, Evens A G R. Piezoresistance in polysilicon. Electron Lett, 1983, 20: 999
- [7] Adams E N. Elastoresistance in p-type Ge and Si. Phys Rev, 1954, 96: 803
- [8] Pikus G E, Bir G L. Cyclotron and paramagnetic resonance in strained crystals. Phys Rev Lett, 1961, 6: 103
- [9] French P J, Evens A G R. Polycrystalline silicon strain sensors. Sensors and Actuators, 1985, 8: 219
- [10] Gridchin V A, Lubimsky V M, Sarina M P. Piezoresistive properties of polysilicon films. Sensors and Actuators, 1995, A49: 67
- [11] Le Berre M, Lemiti M, Barbier D, et al. Piezoresistance of boron-doped PECVD and LPCVD polycrystalline silicon films. Sensors and Actuators, 1995, A46: 166
- [12] Lu N C C, Gerzberg L, Lu C Y, et al. Modeling and optimization of monolithic polycrystalline silicon resistors. IEEE Trans Electron Devices, 1981, 28: 818
- [13] Liu Xiaowei, Huo Mingxue, Chen Weiping, et al. Theoretical research on piezoresistive coefficients of polysilicon films. Chinese Journal of Semiconductors, 2004, 25(3): 292 (in Chinese) [刘晓为, 霍明学, 陈伟平, 等. 多晶硅薄膜压阻系数的理论研究. 半导体学报, 2004, 25(3): 292]
- [14] Ivanov T, Gotszalk T, Sulzbach T, et al. Quantum size aspects of the piezoresistive effect in ultra thin piezoresistors. Ultramicroscopy, 2003, 97: 377
- [15] Sze S M. Semiconductor devices physics and technology. New York: John Wiley & Sons, 1985: 169
- [16] Joshi D P, Srivastava R S. A model of electrical conduction in polycrystalline silicon. IEEE Trans Electron Devices, 1984, 31(7): 920

Influence of Doping Level on the Gauge Factor of Polysilicon Nano-Film

Chuai Rongyan^{1,2,†}, Liu Xiaowei¹, Huo Mingxue¹, Song Minghao¹, Wang Xilian¹, and Pan Huiyan¹

(1 MEMS Center, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

(2 School of Information Science and Engineering, Shenyang University of Technology, Shenyang 110023, China)

Abstract: For the purpose of aiding the development of effective MEMS strain sensors using polysilicon nano-film, we investigate the relationship between the B-doped concentration and the gauge factor of LPCVD-grown polysilicon nano-film and analyze the structure of the film via scanning electron photomicrographs and X-ray diffraction-spectra. Experiments show that under a heavy doping condition, the gauge factor of the nano-film is significantly larger than that of monocrystalline silicon with the same doping level, and when the doping concentration is around $2.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, the gauge factor of the film increases with the increase of the doping concentration. These results are explained by the tunneling effect. A modified model of piezoresistive properties for polysilicon is then presented constructively.

Key words: polysilicon; nano-film; piezoresistive property; tunnel effect; gauge factor

EEACC: 2520C **PACC:** 7280C

Article ID: 0253-4177(2006)07-1230-06

† Corresponding author. Email: me_sut@163.com

Received 10 December 2005, revised manuscript received 10 February 2006