

用二次离子质谱和扩展电阻探针技术测量硅中注入硼的深度分布及扩展电阻探针技术分辨率的估算

杨恒青¹ 颜佳骅¹ 陈 健² 曹永明¹

(1 复旦大学材料科学系, 上海 200433)

(2 上海贝岭微电子制造有限公司, 上海 200233)

摘要: 利用二次离子质谱和扩展电阻探针技术测量了硅中注入硼的深度分布。在适当的测量深度, 用扩展电阻探针技术测得的结果对二次离子质谱技术测量的结果进行了标定, 从而得到硅片中硼原子的深度分布。用近似模型估算了扩展电阻探针针尖半径对测试分辨率的影响。若探针针尖半径为 r_0 , 测量斜面的角度为 ξ , 在用扩展电阻探针技术测量载流子浓度的深度分布时, 可以近似认为深度分辨率为 $7.86r_0 \sin \xi$ 。还定性讨论了样品表面耗尽层对扩展电阻探针技术的影响。

关键词: 扩展电阻; 分辨率; 二次离子质谱; 硼离子注入

PACC: 6170T; 6170W

中图分类号: TN305.3

TN304.07

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2003)03-0290-08

1 引言

随着半导体集成电路规模的日益增大和器件尺寸的不断缩小, 要求对浅结的杂质浓度深度分布进行精确地测量。二次离子质谱(SIMS)技术和扩展电阻探针(SRP)技术具有较高的灵敏度和深度分辨率以及测量范围广等特点, 是测量浅结杂质浓度分布的有效手段^[1,2]。二次离子质谱技术测量的是杂质原子计数随采样时间的变化, 从而得到样品中杂质浓度深度分布; 扩展电阻探针技术则是测量金属针尖下样品的扩展电阻值, 由预先测定的定标曲线把扩展电阻值换算成载流子浓度值, 进而得到对应的具有电活性的杂质浓度。将样品沿一定方向磨出小角度的斜面, 用扩展电阻法在斜面上测出电阻分布, 从而算出样品纵向杂质浓度分布。现在这两种测试技术仍在不断地改进和发展^[3,4]。

在扩展电阻探针技术的发展中, 不少研究人员在样品和探针制备、校正曲线绘制及薄层修正数据处理等方面做了大量的工作^[1,5,6]。随着探针针尖半径的不断减小, 深度分辨率也在不断提高^[4]。本文

用简单模型估算了扩展电阻针尖尺寸对扩展电阻测试分辨率的影响, 定性讨论了样品表面耗尽层对扩展电阻探针技术分辨率的限制。作者用二次离子质谱和扩展电阻技术对同一块硼注入的硅样品进行深度测量。在适当的区域用扩展电阻测量的结果对二次离子质谱测量的数据进行标定, 得到硼原子浓度在硅中的深度分布, 结果表明, 由于扩展电阻探针技术的深度分辨率较低, 无法正确反映样品表面硼杂质浓度的深度变化。

2 测量结果及数据处理

将掺杂浓度为 $8.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 的(100) n型单晶 Si 片用 BF_2^+ 离子注入, 注入能量为 40keV, 剂量为 $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, 样品表面无氧化层。注入后的样品在氮气氛中退火, 退火条件分别为: 850 °C 1h 及 1000 °C 12h。样品一部分用二次离子质谱技术测量硼的深度分布, 一部分用常规扩展电阻法测量载流子浓度的深度分布。二次离子质谱测量结果如图 1 所示, 横坐标为采样时间, 纵坐标为离子计数。SIMS 测量时一次离子束 O_2^+ 能量为 10keV。用 α 台阶测试仪测得

二次离子质谱测量的最大深度为 227nm, 求得 SIMS 测量时溅射速率为 0.532nm/s. 扩展电阻法测得的载流子深度分布如图 2 所示. 该扩展电阻测试设备两根探针间距为 0.1mm, 探针所加负载为 10g, 探针直径约 5μm. 所测样品斜面角度的正切为 0.05, 探针移动步长为 1μm, 测试点深度间距为 0.05μm. 测得结深为 1μm.

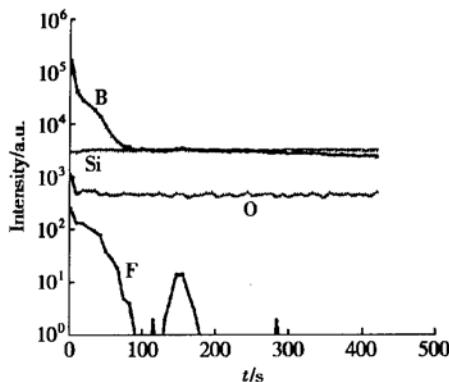


图 1 SIMS 测量结果

Fig. 1 Dopants profile in silicon sample implanted by BF_2 with SIMS technique

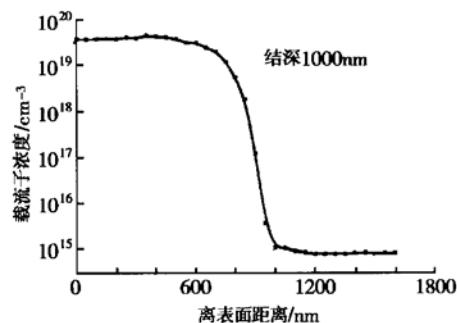


图 2 扩展电阻测量结果

Fig. 2 Carrier concentration profile in silicon sample implanted by BF_2 with SRP technique

比较图 1 和图 2 的测试结果可以看到, 扩展电阻测试结果没有反映出硅片表面附近 B 杂质浓度的变化. 根据本文下面一节的讨论, 主要原因是扩展电阻分辨率较差. 如果扩展电阻深度分辨率足够高, 或者 p 型区比较深即 B 杂质变化比较缓慢, 应该可以用扩展电阻法测出载流子浓度随深度的变化. 作者曾对双极型晶体管的基区再分布陪片(B 离子注入后经较高温度氧化, 有较深的基区)用 SIMS 技术和扩展电阻技术分别测量 B 杂质深度分布和载流子浓度分布, 在不同测试深度用扩展电阻法的测试结果对 SIMS 的 B 测试结果进行标定, 得到较好的

定标直线^[8]. 对于这里较浅的结, 如果假设扩展电阻法分辨率足够高, 可以把图 1 中 B 杂质浓度变化缓慢区域离表面 200nm 处(由 SIMS 测量中的溅射时间和溅射速率求得)的 B 离子计数与 Si 离子计数之比与扩展电阻测量所得的载流子浓度(对应于具有电活性的 B 浓度)相比, 得到 SIMS 测量中 B 杂质的标定系数. 根据该标定系数可由 SIMS 测试结果得到图 3 所示的样品中 B 杂质的深度分布. 在样品近表面处由于 B 浓度很高, 有些 B 原子可能没有电活性, 上面所给的应是总的 B 杂质浓度, 而不是具有电活性的 B 杂质浓度. 扩展电阻法只能测出具有电活性的 B 杂质浓度, 并且由于所用扩展电阻的深度分辨率较低, 上述标定方法不够准确, 图 3 只是近似结果. 由于 SIMS 测试费用昂贵, 且 SIMS 的测试深度只达到 227nm, 但从图 1~3 的对比中可以看到, 因为扩展电阻的深度分辨率较低, 无法测出样品表面 B 杂质浓度的变化.

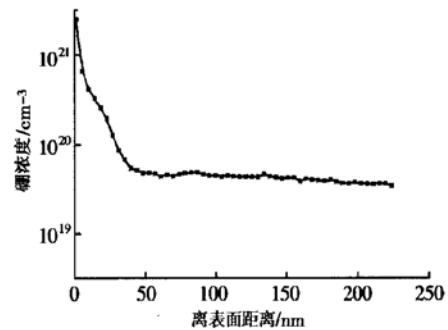


图 3 用扩展电阻法标定过的 SIMS 测试结果

Fig. 3 Boron profile measured with SIMS technique is calibrated by SRP technique

3 扩展电阻深度分辨率的估算

3.1 计算原理及方法

扩展电阻法测得的电阻是两根金属探针与被测样品表面接触用仪器测出的两根探针间的扩展电阻之和. 该电阻不仅和金属针尖所接触的硅片的电阻率有关, 还和金属针尖与硅片的接触情况(针尖压力、金属和半导体的接触电势差、针尖的毛糙程度等)有关. 扩展电阻法测得的电阻 R_{meas} 与样品电阻率的关系可表示为^[7, 9]:

$$R_{\text{meas}} = R_{\text{ba}}(\rho) + \frac{\rho}{2r_0} CF[\rho, s, r_0] \quad (1)$$

其中 第一项 R_{ba} 为势垒电阻(接触电阻), 是样品

电阻率 ρ 和探针的金属种类以及金属半导体接触面积等的函数; 第二项为扩展电阻, r_0 是探针针尖的半径; CF 是由于探针下面有不同掺杂层而引进的修正因子, 对于均匀掺杂半导体, CF 为 1; s 是两根探针间的间距, 因为(1)式很复杂, 通常用标准样块对扩展电阻法进行定标^[1, 10]. 用扩展电阻探针测得的扩展电阻通过定标曲线便可求得样品的电阻率. 若将两根探针在样品表面平行同步移动, 便可测出样品表面电阻率的变化. 在实际应用中, 对于纵向有杂质浓度变化的工艺陪片, 通常将样品沿一定方向磨出小角度的斜面, 用扩展电阻探针在斜面上测出电阻分布, 根据斜面的角度便可求出样品纵向电阻率分布, 从而算出样品纵向载流子浓度分布, 在室温条件下即为所掺入的杂质浓度分布.

由于所得扩展电阻值是探针附近载流子的平均贡献, 如果载流子浓度分布不均匀, 由扩展电阻法测得的电阻计算出的载流子浓度分布就与原来不一样, 这就存在一个分辨率的问题. 本文仅从简单的理想模型出发计算针尖半径对扩展电阻分辨率的影响.

本文采用的简单模型及计算方法是: 假设(1)式中势垒电阻为零; 扩展电阻探针针尖是半球型的, 有效半径 r_0 为常数; n 型样品中的载流子浓度 n 仅沿 x 方向变化, 由两个相同的高斯分布组成. 这时虽然扩展电阻探针附近样品中的电流线不再是球面对称的, 但作为零级近似, 仍然假设电力线是球面对称的. 根据该简单模型算出沿 x 方向“测出的”扩展电阻变化, 进而得到“测出的”载流子浓度沿 x 方向的变化. 改变针尖半径 r_0 , 计算当扩展电阻针尖半径 r_0 为何值时能将两个高斯峰分辨开, 从而估算扩展电阻针尖半径 r_0 对分辨率的影响.

设金属探针针尖是半径为 r_0 的半球面, 半导体体积元 $dsdr$ 的电导为 $dg = \sigma \frac{ds}{dr}$, 半径为 $r \rightarrow r + dr$ 半个球壳的电导为

$$dG = \iint n e^\mu \frac{ds}{dr} = \iint n(\theta, \varphi, r) e^\mu r^2 \sin \theta d\theta d\varphi$$

$$\theta: 0 \rightarrow \frac{\pi}{2}; \quad \varphi: 0 \rightarrow 2\pi$$

其中 e 为电子电荷; μ 是载流子的迁移率, 假设为常数; n 为样品中的载流子浓度, 用探针针尖球心为原点的极坐标表示其变化.

该半个球壳的电阻为

$$dR = \frac{1}{dG} = \frac{dr}{\iint n(\theta, \varphi, r) e^\mu r^2 \sin \theta d\theta d\varphi}$$

以探针针尖球心为原点, “测得的”半导体的扩展电阻为

$$R_s = \int_{r_0}^{10r_0} dR = \int_{r_0}^{10r_0} \frac{dr}{\iint n(\theta, \varphi, r) e^\mu r^2 \sin \theta d\theta d\varphi} \quad (2)$$

积分的上限取 $10r_0$, 是为了使 R_s 的“测量”误差为 $\frac{r_0}{10r_0} = 0.1 = 10\% / 10\%$.

设固定坐标系中载流子分布为:

$$n(x) = n_0 + N \exp[-\frac{(x - x_1)^2}{2a^2}] + N \exp[-\frac{(x + x_1)^2}{2a^2}] \quad (3)$$

即载流子浓度仅在 x 方向有变化, 由两个相同的高斯分布组成. 其中 n_0 是本底载流子浓度, a 是高斯分布的标准偏差. N 是高斯分布的峰值浓度, 两个高斯分布的峰值位置分别为 x_1 和 $-x_1$.

设扩展电阻“测试”点在固定坐标系中的位置为 (x_0, y_0, z_0) , 这样, 某点在固定坐标系中的位置 (x, y, z) 和以“测试”点 (x_0, y_0, z_0) 为原点的极坐标之间的关系为:

$$x = x_0 + r \sin \theta \cos \varphi$$

$$y = y_0 + r \sin \theta \sin \varphi$$

$$z = z_0 + r \cos \theta$$

将(3)式中的 $n(x)$ 用极坐标表示,

$$n(x) = n_0 + N \exp[-\frac{(x_0 - x_1 + r \sin \theta \cos \varphi)^2}{2a^2}] + N \exp[-\frac{(x_0 + x_1 + r \sin \theta \cos \varphi)^2}{2a^2}]$$

式中指数用下列级数展开:

$$e^{-x^2} = 1 - x^2 + \frac{x^4}{2!} - \frac{x^6}{3!} + \frac{x^8}{4!} - \frac{x^{10}}{5!} + \frac{x^{12}}{6!} + \dots$$

$$[x^2 < \infty]$$

其通项为

$$(-1)^n \frac{x^{2n}}{n!}$$

展开时利用公式:

$$(a + \beta)^{2n} = a^{2n} + 2na^{2n-1}\beta + \frac{2n(2n-1)}{2!} a^{2n-2}\beta^2 + \dots + \frac{(2n)! a^{2n-k}\beta^k}{(2n-k)! k!} + \dots$$

把所得的 $n(x)$ 代入(2)式积分, 关于 β ($\beta = r \sin \theta \cos \varphi$) 的奇次方积分为 0, 关于 β 的偶次方的

积分为:

$$\int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \sin^{2k+1} \theta d\theta \cos^{2k} \varphi d\varphi = \frac{2\pi}{2k+1}$$

$$\bar{n}(x_0) = \frac{1}{r_0 \int_{r_0}^{10r_0} \frac{dr}{r^2 f}} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{1}{n! (\sqrt{2}a)^{2n}} \sum_{k=0}^n \frac{(2n)! r^{2k}}{(2n-2k)! (2k+1)!} [(x_0 - x_1)^{2n-2k} + (x_0 + x_1)^{2n-2k}] \quad (4)$$

由上式可以求出当探针针尖半径为 r_0 时, 由扩展电阻法“测得”的载流子浓度 \bar{n} 随位置 x_0 的变化, 即可得到扩展电阻法“测得”的载流子浓度分布。改变探针针尖半径 r_0 , 可以得到不同的“测试”结果, 从而可以估算探针半径对分辨率的影响。

$$f = n_0 + N \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{1}{n! (\sqrt{2})^{2n}} \sum_{k=0}^n \frac{(2n)! w^{2k}}{(2n-2k)! (2k+1)!} [(u - v)^{2n-2k} + (u + v)^{2n-2k}] \quad (5)$$

(4) 式为:

$$\begin{aligned} \bar{n}(x_0) &= \frac{1}{r_0 \int_{r_0}^{10r_0} \frac{dr}{r^2 f}} = \frac{1}{r_0 \int_{r_0}^{10r_0} \frac{dr}{\frac{r^2}{a^2} \frac{1}{w^2 f}}} \\ &= \frac{1}{r_0 \int_{r_0}^{10r_0} \frac{dw}{w^2 f}} = \frac{1}{w_0 \int_{r_0}^{10r_0} \frac{dw}{w^2 f}} \end{aligned}$$

即

$$\bar{n}(x_0 = ua) = \frac{1}{w_0 \int_{w_0}^{10w_0} \frac{dw}{w^2 f}} = \frac{1}{w_0 \Delta w \sum_j \frac{1}{w_j^2 f_j}} \quad (6)$$

在 f 的计算中, $(2k+1)! \cdot w^{2k}$ 等项可能很大, 其中间结果可能会使电脑溢出, 但最终结果应该不会使电脑溢出。本工作采用对数进行计算, 其简单原理是:

$$\lg(a_0 + a_1) = \lg[a_0(1 + \frac{a_1}{a_0})] = \lg a_0 + \lg(1 +$$

$\frac{a_1}{a_0})$, a_0 可能使电脑溢出, 但 a_0 是一些量的乘积, 可

以计算 $\lg a_0$; 在计算 $\frac{a_1}{a_0}$ 时, a_0 、 a_1 可能很大, 但 a_0 、

a_1 相差不多, 即 $\frac{a_1}{a_0}$ 不会使电脑溢出。可以用下面的

方法计算 $\frac{a_1}{a_0}$:

由于 R_s 可以写为 $R_s = \frac{1}{2\pi r_0 neu}$, 用扩展电阻法测得位置 x_0 处的载流子浓度(针尖的半径为 r_0)是:

$$\frac{1}{dr} \quad (4)$$

为了计算方便, 可以用高斯分布的标准偏差 a 作为长度单位进行计算。

即令 $\frac{r}{a} = w$, $x_0 = ua$, $x_1 = va$. 其中 w 、 u 、 v 是无量纲的量。这样便可将(4)式中的求和项记为:

$$\frac{a_1}{a_0} = 10^{\lg \frac{a_1}{a_0}} = 10^{\lg a_1 - \lg a_0}$$

$$\begin{aligned} \text{又因为 } \lg a_1 - \lg a_0 \text{ 不是很大, 可以算出 } \frac{a_1}{a_0} \\ \lg(a_0 + a_1) = \lg a_0 + \lg[1 + 10^{(\lg a_1 - \lg a_0)}] \end{aligned}$$

反复使用上述公式可以算出 f 值。若不使用对数计算, 电脑可能很容易溢出, 导致无法计算。在(5)式中计算的基本类型是 $\sum \dots \sum \dots (pv)^{2n-2k}$, 只要计算出一系列 pv 值对应的 $\sum \dots \sum \dots (pv)^{2n-2k}$ 值, 便可根据实际情况求出 $f(w)$ - w 值, 这样节省了许多重复计算工作量。

实际计算中是将 $\sum_{n=1}^{\infty}$ 改为 $\sum_{n=1}^q$, 当 p 、 w 值较小时, 级数收敛较快, 可取较小的 q 值。当 p 、 w 较大时, 要取较大的 q 值, 才能收敛。对某一 p 值, 一定的 w 范围, 取适当的 q 值计算, 以保证 f 值可信。为了节约计算时间, 可以在不同的 w 范围分段计算, 再把结果拼起来。

3.2 计算结果

(1) 设两个高斯分布峰值位置相距 $4a$ (取 $a = 1 \times 10^{-4}$ cm), 即峰值位置分别在 $x = 2a$, $x = -2a$ (即(5)式中 $v = 2$) 处。用针尖半径为 $r_0 = 0.1a$ (即 $w_0 = 0.1$) 及 $r_0 = 0.3a$ ($w_0 = 0.3$) 的两种探针“测量”不同测试点 u ($x_0 = ua$) 的载流子浓度 n , 算得的 \bar{n} - x 分布如图 4 所示。图中还给出了实际的载流

子浓度 n_{real} 分布图。图中取 $n_0 = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 从图中可见, 测试探针针尖半径越大, “测试”的平均效果越严重, 如果针尖半径太大, 便会分不出两个峰。针尖半径为 $r_0 = 0.1a$ 的曲线所示的峰值载流子浓度为 $1.098 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 比实际峰值载流子浓度 $1.01 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 大, 这是因为(2)式的积分只到 $10r_0$, 引进 10% 的误差。

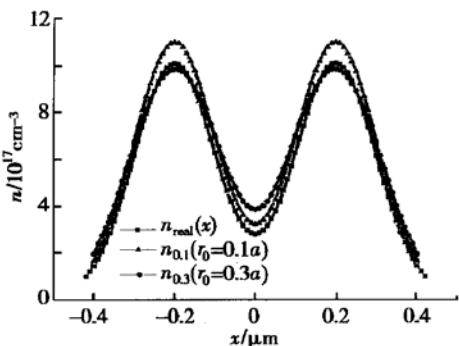


图 4 用针尖半径不同($r_0 = 0.1a; 0.3a$)的探针“测得”的载流子浓度分布与实际载流子浓度分布的比较

Fig. 4 Comparison of real carrier concentration n_{real} and “measured” carrier concentration $n_{0.1}, n_{0.3}$ by different probes whose radius is $r_0 = 0.1a; 0.3a$ separately

(2) 探针半径 r_0 ($r_0 = w_0 a$) 对测量分辨率的影响可以用下述方法来估计。若两个相同的高斯峰相距 $2v$, 即两个高斯峰的峰值位置分别为 $\pm v$ 时, 用不同半径 w_0 ($r_0 = w_0 a$) 的探针“测量”峰值处 ($u = v$) 及峰谷处 ($u = 0$) 的载流子浓度, 求出其谷峰比。若规定当谷峰比小于 0.8 时, 可以分辨这两个峰。这样便可求得在不同峰距 G ($G = 2v$) 时, “测量”所得的载流子浓度谷峰比 = 0.8 时的 w_0 值。画出 w_0-G 关系如图 5 所示。在该曲线的上方, “测得”的载流子浓度谷峰比 ($n(v)/n(p)$) 大于 0.8, 不能有效地分辨这两个峰, 而在该曲线下方, “测得”的载流子浓度谷峰比小于 0.8, 可明显地分辨这两个峰, 该区域是扩展电阻有效工作区。

通常, 高斯分布函数的形状由其峰高 N 和标准偏差 a 决定, 在和峰值位置相距 a 处, 高斯分布函数的值降为峰值的 $e^{-0.5} = 0.607$ 。若有两个如(3)式所示的相同的高斯分布同时存在, 它们所组成分布的谷峰比为 0.607 时, 这两个高斯分布的峰间距为 $3.09a$ 。对于由这两个“明显分离”的高斯分布函数所描写的载流子浓度分布, 若要能用扩展电阻法分辨这两个峰, 由图 5 可见, 扩展电阻探针针尖半径 r_0 和标准偏差 a 的比值 w_0 必须小于 0.393(对应

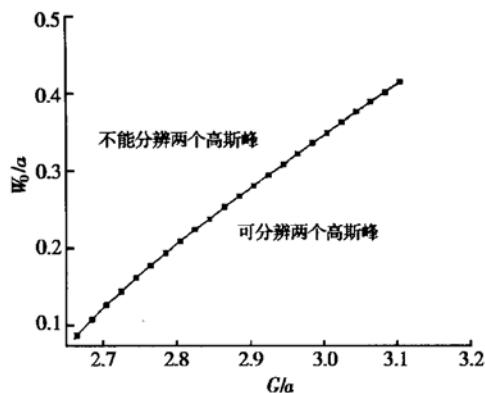


图 5 两个高斯峰相距 G 时能分辨该两个峰的探针半径 w_0

Fig. 5 Relation between distance(G) of two Gaussian distribution peak positions and probe radius(w_0) used in SRP which can distinguish the two Gaussian distribution peak

$G = 3.09$)。这就是说, 如果扩展电阻针尖半径为 r_0 , 用它测量载流子浓度分布时, 能够将标准偏差为 $r_0/0.393$ 的两个高斯分布区分开。可将这两个峰的峰间距视为该扩展电阻法的分辨率, 即分辨率为 $3.09 \times (r_0/0.393) = 7.86r_0$ 。在用扩展电阻法测量载流子浓度的深度分布时, 如果测量斜面的角度为 ξ , 可以近似认为深度分布的分辨率为 $7.86r_0 \sin \xi$ 。如果取 $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $\xi = 7^\circ$, 则分辨率为 32 nm ; 如果取 $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $\xi = 1'$, 则分辨率为 2.3 nm 。即在这个深度范围以内无法清晰分辨两个相同的高斯峰, 也就是说不能明确判别载流子浓度的变化, 即无法正确测量载流子浓度。

由(5)、(6)二式可见, 如果本底载流子浓度 n_0 相对于峰值浓度 N 可以忽略, 计算所得的载流子浓度 $n(x)$ 与 N 成正比, 因此谷峰比的计算结果与 N 无关, 所以图 4 表示的 w_0-G 关系和 N 无关, 具有普遍意义。

4 讨论

(1) 用 SIMS 技术测量注入硅片中的硼原子深度分布, 可以达到很高的分辨率, 但不能直接得到定量结果。用常规扩展电阻技术测得的是样品被磨斜面上的电阻率分布。根据样品电阻率和载流子浓度的关系及样品研磨斜面的角度可以得到载流子浓度的深度分布。假设不考虑异型杂质的补偿作用及载流子相对于电离杂质扩散引起的分布(也称为载流

子溢出效应)^[11, 12]等因素, 可算出硅样品中处于电活性状态的硼的深度分布。另外, 其分辨率还受到探针尺寸等因素的限制。因此本文用扩展电阻技术对SIMS的测量结果标定所得到的B原子深度分布(图3)只是近似结果。

(2) 在常规扩展电阻测量中, 经过研磨处理的硅表面常存在很薄的天然氧化层和很高的界面态密度, 因此硅片表面能带弯曲并有空间电荷区。在扩展电阻的金属探针和硅片接触时, 金-半接触的空间电荷区与界面态密切相关。其作用相当于(1)式中的势垒电阻 R_{ba} 。把针尖实际半径加上金-半接触的势垒宽度看成扩展电阻针尖的有效半径 r_0 似乎更合理。采用金-半接触中的巴丁表面态模型^[13], 在球坐标中解泊松方程, 得到对不同半径的金属针尖与硅形成的空间电荷区宽度随样品掺杂浓度的变化, 结果如图6所示。图中针尖半径分别为10nm, 50nm, 100nm...右上方的直线代表金-半接触为平面时的势垒宽度, 即 $r_0 = \infty$ 。根据巴丁模型, 这也是样品表面的势垒宽度。随着针尖半径的减小, 势垒宽度减小。如果针尖半径加上势垒宽度即有效半径 r_0 比样品表面的势垒宽度大得多, 则仍可由 $7.86r_0\sin\xi$ 来粗略判断该扩展电阻的分辨率。若针尖半径比样品表面的势垒宽度小得多, 则金属针尖与半导体形成的空间电荷区就淹没在样品表面的空间电荷区中, 有效半径 r_0 变得很大, 分辨率就很差。表1列出了图6中的一些结果。从表中可见, 对于探针半径较大的情况(如 $r_0 = 5\mu\text{m}$), 探针的有效半径(针尖半径 r_0 加势垒宽度)在较宽的衬底杂质浓度范围内比样品表面势垒宽度大, 其分辨率可由 $7.86r_0\sin\xi$ 估算。对于探针半径较小的情况, 探针的有效半径只有在衬底杂质浓度较高时比样品表面势

表1 不同半径的针尖与Si形成的金-半接触势垒宽度随半导体掺杂浓度的变化

Table 1 Relation between barrier width formed by metal-semiconductor Si with different contact radius r_0 and dopant concentration of Si

衬底浓度 N_d/cm^{-3}	样品表面势垒宽度/ μm	势垒宽度/ μm ($r_0 = 5\mu\text{m}$)	势垒宽度/ μm ($r_0 = 1\mu\text{m}$)	势垒宽度/ μm ($r_0 = 0.1\mu\text{m}$)	势垒宽度/ μm ($r_0 = 0.01\mu\text{m}$)
1×10^{12}	19.9	12.3	7.94	3.85	1.81
1×10^{13}	6.89	5.28	3.70	1.88	0.89
1×10^{14}	2.35	2.08	1.63	0.89	0.43
1×10^{15}	0.80	0.76	0.66	0.41	0.21
1×10^{16}	0.27	0.26	0.25	0.18	0.097
1×10^{17}	0.089	0.088	0.086	0.073	0.045
1×10^{18}	0.029	0.029	0.029	0.027	0.019
1×10^{19}	0.0097	0.0097	0.0097	0.0094	0.0079
1×10^{20}	0.0032	0.0032	0.0032	0.0032	0.0029

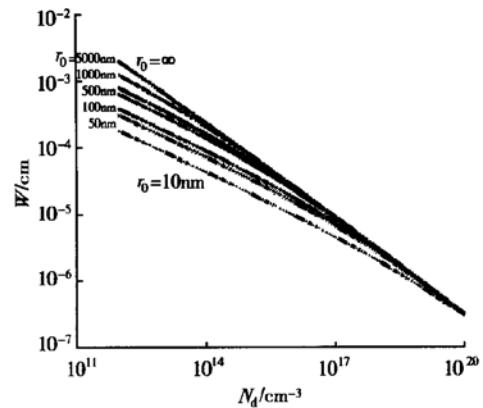


图6 不同半径的针尖与半导体形成的金-半接触势垒宽度随半导体掺杂浓度的变化

Fig. 6 Relation between barrier width formed by metal-semiconductor Si with different contact radius r_0 and dopant concentration of semiconductor Si

垒宽度大, 可以用上述方法估算出分辨率。如 $r_0 = 0.01\mu\text{m}$, 当 $N_d < 1 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 时, 探针的有效半径 r_0 比样品表面势垒宽度小, 其分辨率比 $7.86r_0\sin\xi$ 表示的差。若 $\xi = 1^\circ$, r_0 取 $0.01 + 0.045 = 0.055\mu\text{m}$, 则 $7.86r_0\sin\xi \approx 8\text{nm}$, 这说明用 $r_0 = 0.01\mu\text{m}$ 的探针时, 可以测量 $N_d > 1 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 的载流子浓度分布, 其分辨率约为8nm。若进一步减小斜面角度 ξ , 可以提高分辨率, 但对于 $N_d < 1 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$ 的载流子浓度分布, 金属针尖与半导体形成的空间电荷区(针尖有效半径约 $0.22\mu\text{m}$)都将淹没在样品表面的空间电荷区($N_d = 1 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$ 时, 空间电荷区宽度约 $0.8\mu\text{m}$)。这时金属和半导体之间的电阻主要是势垒电阻, 与衬底电阻率的关系不灵敏。因此无论怎样减小斜面角度 ξ , 都不能正确测量载流子浓度分布。

以上所用模型比较粗糙,特别是探针刺破样品表面天然氧化层所形成的势垒更为复杂.但其定性结论似乎是合理的:即用常规的表面处理方法,不能期望用现在的扩展电阻测试模型通过无限制减小金属探针针尖半径来无限制提高分辨率.近年来发展的扫描扩展电阻显微术(scanning spreading resistance microscopy, SSRM)或称纳米扩展电阻(Nano-SRP)^[4, 14, 15]采用特殊制造的探针(针尖半径可达20nm^[15]),可在器件的纵向剖面上扫出载流子的二维分布.文中报道的空间分辨率和测量范围分别是:20nm, $10^{15} \sim 10^{20}$ atoms/cm³^[14]及10nm, $10^{14} \sim 10^{20}$ atoms/cm³^[15],与上述讨论大致相符.从文献[15]的图3(b)可见,纳米扩展电阻的深度分辨率比常规扩展电阻的深度分辨率高,并且随着载流子浓度的减少深度分辨率降低.

致谢 作者和包宗明教授进行了有益的讨论,在此深表谢意.

参考文献

- [1] Pawlik M. Spreading resistance: A quantitative tool for process control and development. *J Vac Sci Technol B*, 1992, 10(1): 388
- [2] Harrington W L, Magee C W, Pawlik M, et al. Techniques and applications of secondary ion mass spectrometry and spreading resistance profiling to measure ultrashallow junction implants down to 0.5keV B and BF₂. *J Vac Sci Technol B*, 1998, 16(1): 286
- [3] Napolitani E, Carnera A, Priviter V A, et al. Ultrashallow profiling of semiconductors by secondary ion mass spectrometry: methods and applications. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 2001, 4: 55
- [4] Clarysse T, Eyben P, Hantschel T, et al. Towards sub-10nm carrier profiling with spreading resistance techniques. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 2001, 4: 61
- [5] Wolf P De, Clarysse T, Vandervorst W, et al. Low weight spreading resistance profiling of ultrashallow dopant profiles. *J Vac Sci Technol B*, 1998, 16(1): 401
- [6] Vandervorst W, Clarysse T, Smith H E. Influence of the substrate doping level on spreading resistance profiling. *J Vac Sci Technol B*, 1996, 14(1): 404
- [7] Clarysse T, Vandervorst W. Qualification of spreading resistance probe operation. *J Vac Sci Technol B*, 1998, 16(1): 260
- [8] Yang Hengqing, Cao Yongming, Ren Yunzhu, et al. SIMS analysis of Na in SiO₂ and B in Si. *Vacuum Science and Technology*, 1998, 18(supplement): 121(in Chinese)[杨恒青, 曹永明, 任云珠, 等. SiO₂ 中 Na 及 Si 中 B 的 SIMS 分析. 真空科学与技术, 1998, 18(增刊): 121]
- [9] Clarysse T, Vandervorst W. A new spreading resistance correction scheme combining variable radius and barrier resistance with epilayer matching. *J Vac Sci Technol B*, 1992, 10(1): 432
- [10] Sun Henghui, Bao Zongming. *Semiconductor physics experiment*. Beijing: High Education Press, 1985[孙恒慧, 包宗明. 半导体物理实验. 北京: 高等教育出版社, 1985]
- [11] Casel A, Jorke H. Comparison of carrier profiles from spreading resistance analysis and from model calculations for abrupt doping structures. *Appl Phys Lett*, 1987, 50(15): 989
- [12] Clarysse T, Vandervorst W, Casel A, et al. Quantitative analysis of on bevel electrical junction shifts due to carrier spilling effects. *Appl Phys Lett*, 1990, 57(26): 2856
- [13] Qian Youhua, Xu Zhizhong. *Semiconductor physics*. Beijing: High Education Press, 1999[钱佑华, 徐至中. 半导体物理. 北京: 高等教育出版社, 1999]
- [14] Wolf P De, Brazel E, Erickson A. Electrical characterization of semiconductor materials and devices using scanning probe microscopy. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 2001, 4: 71
- [15] Wolf P De, Clarysse T, Vandervorst W, et al. Cross-sectional nano-spreading resistance profiling. *J Vac Sci Technol B*, 1998, 16(1): 355

Application of Secondary Ion Mass Spectrometry and Spreading Resistance Probe Technique for Measuring Depth Profile of Boron Implanted in Silicon and Estimation of Resolution of Spreading Resistance Probe Technique

Yang Hengqing¹, Yan Jiahua¹, Chen Jian² and Cao Yongming¹

(1 Department of Materials Science, Fudan University, Shanghai 200433, China)

(2 Bellin Microelectronics Co. Ltd., Shanghai 200233, China)

Abstract: The dopant profiles in silicon sample implanted by BF₂ are measured using secondary ion mass spectrometry (SIMS) and spreading resistance probe (SRP) techniques. Comparing with the results measured by SIMS and SRP at a suitable depth, the calibration constant of SIMS for boron dopant is got, then the depth profile of boron atoms in silicon are determined. Using a simple model, the work estimated the effect of probe radius on resolution of SRP technique. If the probe radius is r_0 , the bevel angle of sample is ξ , then the depth resolution of SRP is about $7.86r_0\sin\xi$. The effect of surface depletion layer of samples on the resolution of SRP is also discussed.

Key words: spreading resistance probe; resolution; secondary ion mass spectrometry; boron ion implantation

PACC: 6170T; 6170W

Article ID: 0253-4177(2003)03-0290-08