

低能电子束照射集成电路芯片时的静态电容衬度分析*

冯仁剑¹ 张海波¹ Katsumi URA²

(1 西安交通大学电子科学与技术系, 西安 710049)

(2 大阪大学, 大阪市都岛区高仓町 1-14-9, 日本 534-0011)

摘要: 在研究低能电子束照射绝缘物时在二次电子返回特性的基础上, 通过绝缘物表面照射微区和衬底之间的有效电容, 获得了表面电位和二次电子信号电流在表面电荷积累过渡过程中随照射条件的变化关系, 建立了电子束照射覆盖有绝缘膜的 IC 芯片时形成静态电容衬度的理论模型。从理论上分析了电子束照射条件和芯片内部形貌、材料参数对静态电容衬度的影响, 解释了在扫描电镜实验中的最大衬度现象及其对应的最佳电子照射条件。

关键词: 电子照射; 绝缘物带电; 二次电子; 电容衬度; 扫描电镜; 集成电路检测

PACC: 8540; 7920

中图分类号: TN 407; O 462. 2

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2002)04-0428-06

1 引言

电子束检测技术^[1,2]在 IC 芯片失效分析、故障诊断和内部结构及功能测试中占有重要的地位^[3]。其工作原理主要是基于电位衬度, 即用电子束照射 IC 芯片时其内部金属导线的电位会影响从表面发射的二次电子的运动情况, 从而在收集器形成强度不同的二次电子信号。对覆盖有绝缘保护膜的被测器件来说, 高能电子束虽然可以贯穿绝缘膜, 但会对器件造成辐照损伤并影响器件的固有工作状态^[4]。因此, 常用办法是, 采用数 keV 以下的低能电子束、利用电容耦合电位衬度(capacitive coupling voltage contrast, CCVC)^[5,6]来对电子束无法到达的绝缘膜下面的导线电位状态进行非接触无损检测。这时, 变换导线上所加电压, 通过绝缘层极化和导线与表面之间的耦合电容引起的绝缘膜表面电位变化可形成电位衬度。

最近, 我们在 LSI 芯片无激励信号、扫描电镜(SEM) 加速电压为 1kV 的条件下, 首次观测到被绝

缘膜覆盖的内部导线形貌^[7]。从原理上讲, 这时的衬度与电位衬度不同。前者起因于绝缘膜正带电现象、由电子束照射点与芯片衬底之间的电容差异所致, 并且随照射条件变化存在最大值。我们把这种衬度称为静态电容衬度(static capacitance contrast, SCC)。

本文, 首先研究电子束照射绝缘膜时形成的局部电场对出射二次电子轨迹的影响规律; 在此基础上, 把电子束照射引起的表面电荷积累过程等价成电容充电过程, 由此确定绝缘膜表面电位和二次电子信号电流随照射条件变化的过渡过程, 系统地建立 SCC 理论。然后, 采用数值计算来分析最大 SCC 值和对应的最佳照射条件与 IC 芯片内部形貌、材料参数间的关系, 并且与最佳照射条件的实验值进行比较。

2 局部电场与二次电子运动规律

2.1 表面电位分布和二次电子运动方程

绝缘物受低能电子束照射时, 如果二次电子发

* 教育部留学回国人员科研启动基金资助项目(教外司留[1996]644 号)

冯仁剑 男, 1976 年出生, 博士研究生, 从事大规模集成电路电子束检测技术的研究工作。

张海波 男, 1960 年出生, 教授, 博士生导师, 主要从事电子束检测技术与电子显微镜三维图像重构术的研究工作。

2001-06-09 收到, 2001-08-30 定稿

© 2002 中国电子学会

射系数 δ 大于 1, 其表面会发生局部正带电现象^[8]. 在定点或慢扫描电子束照射时, 照射微区附近的电位一般被认为是具有旋转对称特性的中心高平台型分布(Core Model)^[9, 10]. 所以, 在柱面坐标系(r, θ, z)下, 选择 z 轴反方向为电子束入射方向, 绝缘膜表面电位分布用以下矩形模型来近似

$$V(r, z)|_{z=0} = \begin{cases} V_s & |r| \leq a \\ 0 & |r| > a \end{cases} \quad (1)$$

其中 a 表示电子束照射微区的半径. 进一步, 以表面电位和计算场域($r = 50a, z = 50a$)上的零电位值为边界条件, 采用有限差分法和双线性插值法可分别求得空间电位分布和场强 E_r, E_z .

在柱面坐标系中, 忽略引出场强时的二次电子运动方程为

$$\begin{aligned} m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) &= eE_r \\ mz &= eE_z \\ \frac{m}{r} \times \frac{d(r^2\dot{\theta})}{dt} &= eE_\theta = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

引入二次电子的初始参数(r_0, β, ϕ, W), 其中 r_0, W 分别为初始位置和初始能量, 出射角 β 为初始速度与 z 轴的夹角, 初始方位角 ϕ 是初始速度在 $z = 0$ 平面上的投影与 r 方向的夹角. 那么, (2) 式的初始条件为: $r|_{t=0} = r_0, z|_{t=0} = 0, \dot{r}|_{t=0} = \sqrt{2W/m}\sin\beta\cos\phi, \dot{z}|_{t=0} = \sqrt{2W/m}\cos\beta, \dot{\theta}|_{t=0} = \sqrt{2W/m}\sin\beta\sin\phi/r_0$ ($r_0 = 0$ 时, $\dot{\theta}|_{t=0} = 0$). 最后, 采用龙格-库塔法可求得二次电子轨迹.

2.2 二次电子轨迹计算结果

图 1 是 $V_s = 3.0V$ 时经计算得到的等位线(虚线, 电位间隔为 $0.3V$)和二次电子轨迹(实线). 等位线形态表明: 距离表面越近, 电场越强; 在照射微区上方存在阻止二次电子离开表面的半球形势垒. 轨迹 1~4 的初始参数为: $r_0 = 0, \beta$ 从 20° 到 80° , 间隔 $20^\circ, \phi = 0, W = 2.5eV (< eVs)$, 这些电子都返回了表面. 轨迹 5~9 的初始参数为: $r_0 = -0.3a, \beta$ 从 0° 到 80° , 间隔 $20^\circ, \phi = 0, W = 3.5eV (> eVs)$, 其中轨迹 5~8 的电子可越过势垒离开表面, 而 β 较大的电子(轨迹 9)返回了表面.

2.3 二次电子返回表面的临界能量和密度分布

不同初始参数下二次电子轨迹的大量计算结果表明, 对于一定初始位置 r_0 、出射角 β 的二次电子,

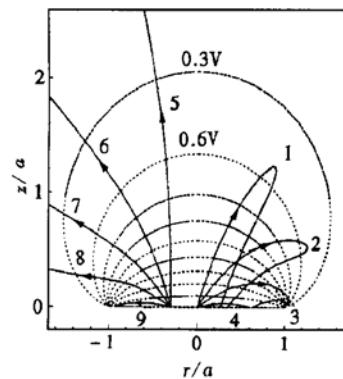


图 1 等位线和二次电子轨迹的计算结果

Fig. 1 Calculated equipotential lines and secondary electron (SE) trajectories

其初始能量 W 小于某一定值时就会返回表面. 我们把可以返回表面的二次电子的最大初始能量称为临界能量 $W_m(r_0, \beta)$. W_m 仅与 r_0, β 有关, 与初始方位角 ϕ 无关. 图 2 为计算得到的不同 r_0 时 W_m 与 β 的关系. 可以看到, 在 $\beta < 70^\circ$ 的范围内, $W_m \approx eVs$; 在 β 较大的时候, W_m 随 β 增大而增大. 我们可以总结出二次电子返回表面的两种情况: (1) β 和 W 较小的电子不足以越过势垒而返回, $W_m \approx eVs$; (2) β 较大的电子(如图 1 中的轨迹 9), 即贴近表面出射的电子, 其 z 方向速度分量很小, 未到达能量守恒所对应的势垒面时该速度就已降到零, 从而很快地返回表面, 这时的 W_m 可以大于 eVs .

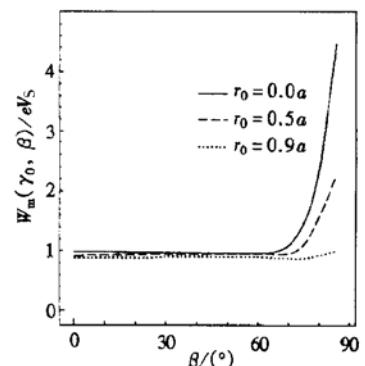


图 2 二次电子返回表面的临界能量

Fig. 2 Critical energy of SEs returning to the surface

下面考虑二次电子从表面($|r| \leq a$)出射时的概率分布, 并计算其返回表面时的分布特性. 假定二次电子沿 r 和 ϕ 方向均匀分布, 随 β 呈余弦分布, 随初始能量 W 的分布密度函数为^[11]

$$N(W) = \frac{54(eV_m)^2 W}{(W + 3eV_m)^4} \quad (3)$$

其中 $N(W)$ 在 $W = eV_m$ 处出现最大值, V_m 仅与绝缘物的材料有关, 对于 SiO_2 , $V_m \approx 2.0\text{V}$. 图 3 是在上述分布下用蒙特-卡罗模拟得到的不同表面电位 V_s 下二次电子返回表面时的径向相对密度分布. 从图中可以看到, 返回表面的二次电子绝大多数分布在半径 $r = a$ 的照射微区内; 距离原点越近, 相对密度也越大; 随着 V_s 的增大, 返回表面的二次电子也相应增多.

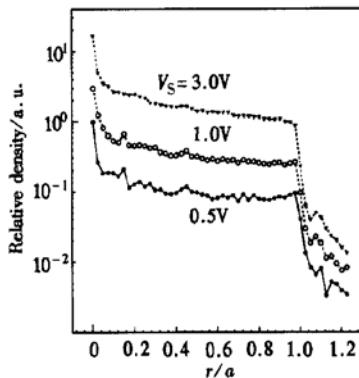


图 3 二次电子返回表面时的密度分布

Fig. 3 Surface density distribution of SEs

3 静态电容衬度理论

SEM 的图像衬度是由不同照射点所对应的二次电子信号电流差异所决定的. 这里, 我们定义二次电子返回率 α 为返回表面的二次电子数与出射二次电子总数之比. 设照射电子流为 I_b , 绝缘膜表面的二次电子发射系数为 δ , 则出射二次电子流为 $I_b\delta$, 返回表面的二次电子流为 $I_b\delta\alpha$. 再假定不返回表面的二次电子都能被收集的话, 那么照射点对应的二次电子信号电流为

$$I_s = I_b\delta(1 - \alpha) \quad (4)$$

所以, 求得 I_s 的关键是确定 α . 采用上节所述的二次电子初始位置、出射角和能量的分布, 可以得到

$$\alpha = A \int_0^{\pi/2} \cos\beta d\beta \int_0^a 2\pi r_0 dr_0 \int_0^{W_m(r_0, \beta)} N(W) dW \quad (5)$$

其中常数 A 由 $W_m(r_0, \beta) = \infty$ 时 $\alpha = 1$ 的条件来确定.

从二次电子出射角的余弦分布规律得知, 出射角 β 较大的二次电子的数量相对较少. 所以, 忽略 $\beta > 70^\circ$ 的部分, 由图 2 的结果我们可以近似认为, 临

界能量 W_m 与初始位置和出射角无关, 初始能量为 W 的二次电子的返回表面条件为 $0 \leq W \leq W_m = eV_s$. 所以, (5) 式可简化为

$$\alpha = \int_0^{V_s} N(W) dW \quad (6)$$

进一步, 将(3)式代入(6)式, 经积分不难得到

$$\alpha = 1 - \frac{1 + V_s/V_m}{[1 + V_s/(3V_m)]^3} \quad (7)$$

(7) 式表明, V_m 一定时, α 只与 V_s 有关, 且随 V_s 增大而变大.

现在我们来确定表面电位 V_s 与电子束照射条件之间的关系. 从图 3 所示的返回表面的二次电子密度分布可以看到这样一个重要结果: 与入射电子、出射二次电子一样, 返回表面的二次电子也集中在 $|r| \leq a$ 的照射微区内. 令 S 表示电子束照射微区的面积, C_0 为照射微区表面与零电位衬底之间的单位面积有效电容, 则总的有效电容 $C = C_0 S$. 那么, 照射微区内的电荷积累过程相当于对该有效电容的充电, 充电电流为 $- (I_b + I_b\delta\alpha - I_b\delta)$. 因此, 在照射时间 dt 间隔内, 表面电位的变化量 dV_s 为

$$dV_s = - \frac{I_b}{C_0 S} [1 - \delta(1 - \alpha)] dt \quad (8)$$

将(7)式代入(8)式, 并定义照射电荷面密度 $\sigma = tI_b/S$ (t 为微区 S 被照射的累计时间), 可以得到

$$\frac{dV_s}{d\sigma} = - \frac{1}{C_0} \left[1 - \delta \frac{1 + V_s/V_m}{[1 + V_s/(3V_m)]^3} \right] \quad (9)$$

所以, 用数值方法求解方程式(9)可得某一 σ 所对应的表面电位 V_s , 再将 V_s 代入(7)式可得二次电子返回率 α , 最后由(4)式便可以确定 I_s .

如果 IC 芯片绝缘膜表面 A 、 B 两点下部的形貌不同, 那么对应的单位面积有效电容 C_{0A} 、 C_{0B} 也就不同. 这会使 V_s 随 σ 的变化速率不一致, 导致电子束照射点对应的二次电子信号电流 I_{SA} 、 I_{SB} 不同而形成衬度. 对此, 作为 A 、 B 两点间 SEM 图像静态电容衬度的一种评价标准, 我们定义

$$SCC = |I_{SA} - I_{SB}| / I_b \quad (10)$$

从上述 SCC 理论模型可以看出, 影响 SEM 像的 I_s 和 SCC 的因素有三个: 电子束照射面电荷密度 σ 、照射点处的单位面积有效电容 C_0 和二次电子发射系数 δ . 这里, 在宏观上 $\sigma = T_s I_b / S_{IC}$, 其中, T_s 为电子束扫描照射时间, S_{IC} 为电子束照射 IC 芯片范围的面积. 因此, 在实际中可以通过调节 T_s 、照射束流 I_b 和 SEM 放大倍数来改变 σ .

4 静态电容衬度的影响因素

4.1 电子束照射条件

现在, 我们利用上述理论来分析一个实例中表面电位 V_s 、二次电子信号电流 I_s 和 SCC 随电子束照射面电荷密度 σ 变化的情况。在以下的计算中, 如无特殊说明, 二次电子发射系数 $\delta = 1.2$ 。图 4 为我们在实验^[7]中使用的覆盖 SiO_2 绝缘膜的 LSI 局部截面图。 A 点与衬底间的绝缘物厚度 $d_A = 3.2\mu\text{m}$, 单位面积有效电容 $C_{0A} = \epsilon/d_A = 1.05 \times 10^{-5}\text{F/m}^2$ 。 B 点下方环绕的铝布线离表面的距离 $d_B = 0.5\mu\text{m}$, 对应的有效电容 $C_B = C_1C_2/(C_1 + C_2)$, 其中, C_1 为照射微区与布线间的电容, C_2 为布线与衬底间的电容。由于铝布线和衬底的面积都远远大于照射微区面积, 故 $C_2 \gg C_1$, $C_B \approx C_1$, B 点与衬底之间的单位面积有效电容 $C_{0B} = \epsilon/d_B = 6.72 \times 10^{-5}\text{F/m}^2$, A 、 B 两点间有效电容比值 $C_{0B}/C_{0A} = 6.4$ 。另外, 在实验中我们是通过调节 SEM 放大倍数来改变 σ 的。

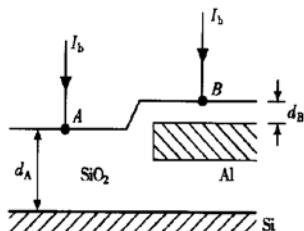


图 4 覆盖绝缘膜的 LSI 芯片的截面图

Fig. 4 Cross-section of a passivated LSI chip

图 5 是采用以上 C_{0A} 、 C_{0B} 的数值, 经计算得到的 A 、 B 点的 V_s 和 I_s 与 σ 的关系。从中可见, 照射点有效电容不同会导致 V_s 、 I_s 随 σ 的变化情况不同, 因而出现 SCC 现象。这里, $C_{0A} < C_{0B}$, 所以 A 点的表面电位 V_{SA} 和对应的二次电子信号电流 I_{SA} 随 σ 变化的过渡过程较短, V_{SA} 较快地接近平衡值 4.2V, I_{SA} 从 $I_b\delta$ 较快地减小到平衡值 I_b 。在平衡状态下, 对应的充电电流为零, 即 $\delta(1 - \alpha) = 1$, 再把这个关系代入(7)式可得 V_s 与 δ 的关系。这里, δ 越大, 平衡状态下的 V_s 就越高。到达平衡状态后, V_s 和 I_s 不再变化, 并且 $V_{SA} = V_{SB}$, $I_{SA} = I_{SB}$, 在有效电容充电的过渡过程中出现的 SCC 会因此消失。

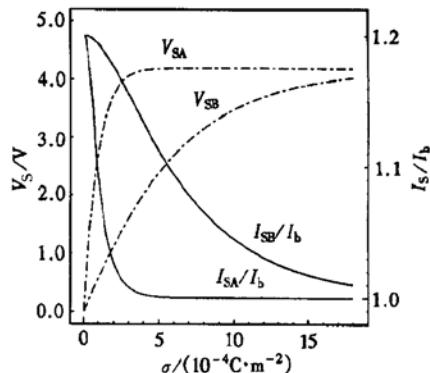


图 5 表面电位和信号电流与照射电荷面密度 σ 的关系

Fig. 5 Surface potential and SE current as a function of the irradiation charge density σ

图 6 是 A 、 B 两点间的 SCC 随 σ 变化的计算结果。该结果表明, SCC 随 σ 逐渐增大, 达到最大值 SCC_{\max} 后逐渐减小至 0。这与实验^[7]观测到的现象一致。此外, 最大衬度 SCC_{\max} 所对应的最佳照射面电荷密度值 $\sigma_{\text{opt}} = 2.4 \times 10^{-4}\text{C/m}^2$, 也与 $(2 \sim 6) \times 10^{-4}\text{C/m}^2$ 的实验值相符。由此, 本文理论模型的正确性得到验证。这里需指出, 在实验中, 通过视觉判断得到的最大衬度图像所对应的 SCC_{\max} 往往要小于其理论值, 所以对应的 σ_{opt} 是一个范围。

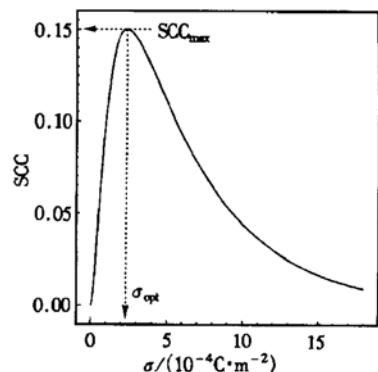


图 6 静态电容衬度 SCC 与照射电荷面密度 σ 的关系

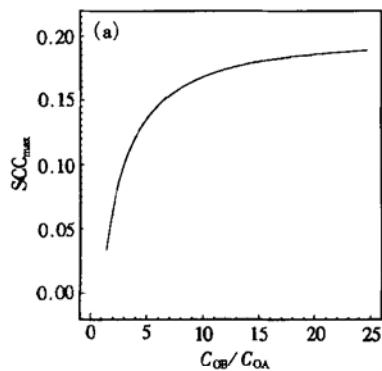
Fig. 6 SCC vs the irradiation charge density σ

4.2 形貌、材料参数

(9) 式表明, 单位面积有效电容 C_0 决定了 V_s 随 σ 的变化速率。在其它条件不变时, C_0 变为原来的 k 倍, 即 $C_0' = kC_0$, 则在 $\sigma = k\sigma$ 处, 对应的 V_s 、 I_s 值分别相等。所以, 如果使 A 、 B 两点处的 C_{0A} 、 C_{0B} 同时变化 k 倍, 那么照射面电荷密度为 $k\sigma$ 时的 SCC 与变化前照射面电荷密度为 σ 时的 SCC 相同, 即 SCC_{\max} 仅由有效电容的比值来决定, 而 σ_{opt} 随有效电容变化

k 倍.

图 7(a) 给出了 SCC_{max} 随有效电容比值 C_{OB}/C_{OA} 变化的计算结果. 显然, SCC_{max} 随 C_{OB}/C_{OA} 的增大而增加, 而且在 $C_{OB}/C_{OA} > 5$ 时 SCC_{max} 变化比较缓慢. 因此, C_{OB}/C_{OA} 较大时, 我们可以得到衬度值较大而且比较均匀的 SCC 图像. 图 7(b) 是计算得到的 σ_{opt} 与 C_{OA} 、 C_{OB} 之间的关系曲线, 其中用虚线表示的直线



为 $C_{OB}/C_{OA} = 3$ 时的结果. 从中可以看到, σ_{opt} 不由 C_{OB}/C_{OA} 所决定, 而随 C_{OA} 、 C_{OB} 中任一电容值的增大而变大. 这里, 在电子束照射所对应的充电过程中, 随着照射点有效电容的增大, V_s 和 I_s 随 σ 变化的过渡过程会变得缓慢, 使 SCC 出现最大值的照射面电荷密度值 σ_{opt} 会因此变大.

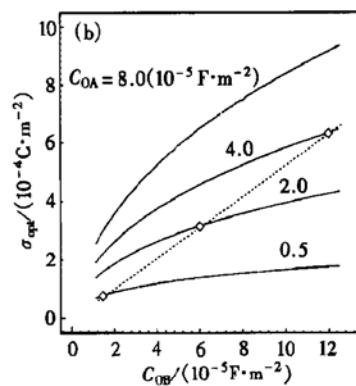


图 7 (a) SCC_{max} 与有效电容比值的关系; (b) σ_{opt} 与有效电容值的关系

Fig. 7 Influence of effective capacitances on SCC_{max} (a) and σ_{opt} (b)

图 8 是 SCC_{max} 和 σ_{opt} 与绝缘膜二次电子发射系数 δ 的关系曲线, 其中 C_{OA} 、 C_{OB} 的数值仍取自 4.1 节中的实例. 从图 8 的计算结果可以看到, 增大 δ , 会提高 SCC_{max} 而降低 σ_{opt} , 其中 σ_{opt} 的变化范围为 $(1 \sim 4) \times 10^{-4} C/m^2$. 在实际中, 如果绝缘物材料固定, δ 可以通过调节照射电子的加速电压来改变.

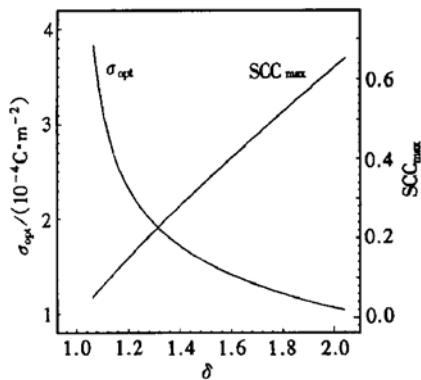


图 8 SCC_{max} 、 σ_{opt} 与二次电子发射系数 δ 的关系

Fig. 8 SCC_{max} and σ_{opt} vs SE yield δ

5 结论

本文研究了二次电子在绝缘膜表面正带电时的运动规律, 建立了低能电子束照射 IC 芯片时的静态

电容衬度理论模型, 由此得到的最佳照射电荷密度计算值与实验值一致. 本文的主要结论如下:

(1) 电子束照射绝缘膜时, 表面正带电所形成的局部电场使初始能量小于临界能量的二次电子返回绝缘膜表面, 返回表面的二次电子主要分布在照射微区内.

(2) 受电子束照射的 IC 芯片绝缘膜的表面电位的变化可以从一个等价的电容充电过程来确定, 其有效电容由照射微区和衬底之间的形貌、材料参数所决定. 照射点所对应的有效电容不同, 会导致表面电位变化过程不同, 通过影响返回表面的二次电子流而改变收集到的二次电子信号电流, 最终形成 SCC.

(3) SCC 随照射面电荷密度变化, 且存在最大衬度值 SCC_{max} . 影响 SCC_{max} 和对应的最佳照射面电荷密度 σ_{opt} 的参数是图像对应点处单位面积有效电容和二次电子发射系数 δ . SCC_{max} 随有效电容比值增大而增大, σ_{opt} 只随有效电容值增大而变大. SCC_{max} 随 δ 增大而增大, 而 σ_{opt} 随 δ 增大而减小.

(4) 与常规的 CCVC 模式相比, SCC 模式具有无需给 IC 芯片施加激励信号的优点, 避免了复杂的信号产生、同步和控制电路, 因此有可能成为 IC 芯

片电子束检测的一种新模式。

参考文献

- [1] Ura K, Fujioka H. Adv Electronics Electron Phys, 1989, 73: 233
- [2] Thong J T L. Electron Beam Testing Technology. New York: Plenum Press, 1993, 13
- [3] Nakajima S, Ueki T, Shionoya Y, et al. Microelectron Reliab, 1998, 38(9): 1369
- [4] Taylor D M. J Phys D, 1978, 11(18): 2443
- [5] Crosthwait D L, Ivy F W. Scanning Electron Microscopy, 1974, Part IV: 935
- [6] Reiners W. Microelectron Eng, 1990, 12(1~4): 325
- [7] Ura K, Aoyagi S. J Electron Microsc, 2000, 49(1): 157
- [8] Seiler H. J Appl Phys, 1983, 54(11): R1
- [9] Fujioka H, Nakamae K, Ura K. Proc XIth ICEM, Kyoto, 1986, 643
- [10] Ying M H, Thong J T L. Meas Sci Technol, 1994, 5(9): 1089
- [11] Chung M S, Everhart T E. J Appl Phys, 1974, 45(2): 707

Analysis of Static Capacitance Contrast for the IC Chip Irradiated by Low-Energy Electron Beam*

Feng Renjian¹, Zhang Haibo¹ and Katsumi URA²

(1 Department of Electronic Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(2 Osaka University, Takakura-cho 1-14-9, Miyakojima-ku, Osaka 534-0011, Japan)

Abstract: Positive charging of an insulator film is a prospect of being utilized for the testing of IC chip with a low-energy electron beam (e-beam). At first, return characteristics of secondary electrons (SE) emitted from insulator surface positively charged by e-beam irradiation is studied. The surface potential and SE signal current during the charge accumulation process are then derived as a function of irradiation charge density through effective capacitances between the irradiating point and the substrate. Theory of static capacitance contrast (SCC) is presented for the passivated IC chip under e-beam irradiation. Influence of the irradiation condition and the inner topographic and material parameters of the IC chip on SCC is also analyzed theoretically. The results can explain the maximum SCC phenomenon and optimum electron irradiation condition found in recent SEM experiments.

Key words: electron irradiation; insulator charging; secondary electron; capacitance image contrast; SEM; IC testing

PACC: 8540; 7920

Article ID: 0253-4177(2002)04-0428-06

* Project sponsored by the Scientific Research Foundation for the Returned Overseas Chinese Scholars, State Education Ministry ([1996]644)

Feng Renjian male, was born in 1976, PhD candidate. He is engaged in research on IC electron beam testing.

Zhang Haibo male, was born in 1960, professor. He is engaged in research on electron beam testing and 3D reconstruction.