

# 具有埋层结构电介质样品扫描电镜二次电子特性

郝 杰<sup>1</sup>, 李维勤<sup>2</sup>, 钱 钧<sup>3</sup>

(1. 西安航空学院, 陕西西安 710077; 2. 西安理工大学自动化与信息工程学院, 陕西西安 710048;  
3. 西安应用光学研究所, 陕西西安 710065)

**摘要:** 采用较为全面的考虑电子散射、俘获、输运和自洽场等过程的数值模型, 阐明了具有埋层结构电介质样品的扫描电镜检测机理及二次电子电流的动态特性. 模拟结果表明, 被沟槽界面俘获的电荷会影响空间电场分布, 从而影响二次电子特性. 随着电子束照射, 样品表面沿着深度方向的电场强度增强, 更多的二次电子返回表面, 从而产生图像衬度. 图像衬度随电子束能量的变化呈现极大值, 而随电子束电流的增大而增大, 模拟结果与实验结果基本一致.

**关键词:** 电介质; 埋层结构; 扫描电镜; 二次电子电流

**中图分类号:** TN407      **文献标识码:** A      **文章编号:** 0372-2112 (2015)05-1028-07

**电子学报 URL:** <http://www.ejournal.org.cn>      **DOI:** 10.3969/j.issn.0372-2112.2015.05.029

## Secondary Electron Characteristics of Dielectrics with Buried Structures in SEM

HAO Jie<sup>1</sup>, LI Wei-qin<sup>2</sup>, QIAN Jun<sup>3</sup>

(1. Xi'an Aeronautical University, Xi'an, Shaanxi 710077, China;

2. School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710048, China;

3. Xi'an Research Institute of Applied Optics, Xi'an, Shaanxi 710065, China)

**Abstract:** The scanning electron microscopic contrast mechanism and secondary electron (SE) current characteristics are clarified for imaging a buried microstructure of the dielectric, by applying a self-consistent numerical model that incorporating electron scattering, trapping and transport. Simulation results show that, the trapped charges by trench interface can affect the space charges, spaces field and consequently SE current characteristics. With irradiation, the local electric field intensifies above the surface along z direction increase. Therefore, more SEs can return to the surface and result in the dark image. The image results in contrast exhibits the maximum value with the beam energy, but increases with the beam current. The simulation results are in good agreement with the experimental ones.

**Key words:** dielectrics; buried structure; scanning electron microscopy; secondary electron current

## 1 引言

具有埋层结构电介质样品扫描电镜二次电子特性是目前电子显微领域的重要研究课题. 在现代微电子器件的生产过程中, 为了对器件进行生产中的筛选, 需要对这些覆盖了绝缘层的半成品和成品进行检测, 特别需要检测样品埋层结构信息, 特别是不能损伤样品. 扫描电子显微镜是目前进行样品分析的常用仪器. 扫描电镜通过接收电子束与样品相互作用产生的背散射电子、二次电子等信号, 可以对样品进行形貌观测和成分分析<sup>[1]</sup>. 然而, 低压扫描电镜常用的衬度模式无法观测内部埋层结构<sup>[2]</sup>.

近年来的研究表明, 利用样品的表面电位差,

低压扫描电镜还可用于电介质样品埋层结构的观测. 该方法无需对器件施加激励信号, 可以观察被表面绝缘膜覆盖的埋层结构, 同时由于电子束能量较低样品不会受到损伤<sup>[3-6]</sup>.

然而, 目前这种埋层结构检测方法的研究主要以实验研究和定性分析为主. 数值模拟方法能够考虑电子在样品散射过程中的多种因素, 并能动态跟踪样品内部的电荷分布和二次电子电流. 采用数值方法的关键是电子束照射样品产生的带电和二次电子特性<sup>[7-10]</sup>. 当电子束照射样品时, 通过散射会产生大量的电子, 这些电子会被样品陷阱俘获, 影响了二次电子的出射; 而样品带电产生的空间电场还会影响出射二次电子的轨迹, 导致二次电子电流发生变化<sup>[11-16]</sup>. 更重要的是, 对于具有埋

层结构的电介质样品,在其沟槽刻蚀过程中,由于介质空间分布的均匀性受到破坏,沟槽表面会俘获内部电荷,从而影响内部电荷分布.因此,上述样品的二次电子成像是个复杂的过程.目前为止,具有埋层结构电介质样品的动态二次电子特性的研究尚比较缺乏.

在前期研究工作中,采用简化的数值模型,在假定埋层界面电荷分布基础上,分析了界面电荷对二次电子电流的影响<sup>[6]</sup>,但是对于实际电荷积累下二次电子电流和成像特性以及电子束参数对二次电子电流的影响尚缺乏了解.本文研究低能电子束照射具有埋层结构电介质样品的二次电子特性,建立综合考虑电子散射、俘获、输运和自洽场等因素的数值计算模型,模拟和分析二次电子发射和成像特性,分析电子束条件对二次电子电流的影响规律.

## 2 数值模型

电子束照射样品时,入射电子会与样品原子发生复杂的散射过程,激发出大量的二次电子和空穴.部分二次电子会从样品的表面出射.而沉积在样品内的电子,一部分被样品内的陷阱和微结构的界面俘获;另一部分电子在内部电场作用下迁移,在浓度梯度作用下会扩散;同时,有的电子空穴对还可能发生复合.因此,本文采用蒙特卡洛方法模拟电子在样品内部的散射过程;采用有限差分法计算电荷在样品内部的俘获、复合和输运过程.

### 2.1 电子散射过程和二次电子的产生

电子入射样品后与样品原子或分子发生的散射包括弹性散射和非弹性散射.当一个电子入射样品后要发生多次散射,直到能量耗尽为止.散射过程会产生大量的二次电子,这些二次电子进一步散射,直至从表面出射或沉积于样品内部.

低能电子的弹性散射过程采用 Mott 弹性散射微分截面来描述<sup>[17,18]</sup>:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2 \quad (1)$$

其中,  $\sigma$  是散射截面,散射角  $\theta$  为电子两次散射之间运动方向的夹角,  $f(\theta)$  和  $g(\theta)$  是分波散射振幅,其弹性散射总截面可写成:

$$\sigma_T = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (2)$$

电子的非弹性散射过程较为复杂.传统的方法一般采用连续慢化近似方法,对于其能量损失则采用 Bethe 阻止本领来描述,但是忽略了样品的特征能量损失过程<sup>[19,20]</sup>.基于改进无参数光学介电函数外推得到的介电函数能准确描述固体中非弹性散射过程,已经应用于实际的 Monte Carlo 模型计算<sup>[21,22]</sup>.

根据介电函数理论,能量为  $E$  的电子在固体内部散射时,其非弹性散射微分平均自由程<sup>[19]</sup>:

$$\frac{d^2\lambda_{in}^{-1}}{dq d\omega} = \frac{\hbar}{\pi a_0 E} \text{Im} \left\{ \frac{-1}{\epsilon(q, \omega)} \right\} \frac{1}{q} \quad (3)$$

其中,  $\lambda_{in}^{-1}$  为非弹性平均自由程,  $dq$  和  $d\omega$  分别表示电子动量转移和能量损失,  $a_0$  为波尔半径,  $\hbar$  为普朗克常数,  $\text{Im} \{-1/\epsilon(q, \omega)\}$  为能量损失函数.

由于 Lindhard 介电函数较为复杂,采用单极近似简化方法计算,可得到 Lindhard 能量损失函数的近似计算公式为<sup>[19]</sup>:

$$\text{Im} \left\{ \frac{-1}{\epsilon(q, \omega)} \right\} = \frac{\omega_0}{\omega_q} \text{Im} \left\{ \frac{-1}{\epsilon(\omega_0)} \right\} \quad (4)$$

其中,  $\omega_0$  为  $\omega_q(q, \omega_0) = \omega$  的解.

非弹性散射平均自由程  $\lambda_{in}$  满足:

$$\lambda_{in}^{-1} = \int_0^{E-E_F} d\omega \int_{q-}^{q+} dq \frac{d^2\lambda_{in}^{-1}}{dq d\omega} \quad (5)$$

其中,积分限  $q_{\pm} = \sqrt{2m}(\sqrt{E \pm \sqrt{E - \hbar\omega}})/\hbar$ ,  $E_F$  为费米能.

### 2.2 Monte Carlo 模拟过程

采用蒙特卡洛方法模拟电子的散射过程.电子散射时,其运动方向的改变和能量损失可以用随机数来表示.一个电子在两次散射之间的步长  $S$  用下式表示<sup>[5]</sup>:

$$S = -\lambda_T \ln R_1 \quad (6)$$

其中,  $R_1$  为随机数,  $\lambda_T$  为总平均自由程,如下所示:

$$\lambda_T^{-1} = \lambda_e^{-1} + \lambda_{in}^{-1} \quad (7)$$

电子散射类型利用随机数  $R_2$  来决定,假如  $R_2 < \lambda_e^{-1}/\lambda_T^{-1}$ ,则为弹性散射;否则为非弹性散射,激发出二次电子.弹性散射的散射角  $\theta$  满足:

$$R_3 = \frac{1}{\sigma_T} \int_0^\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (8)$$

对于非弹性散射,其能量损失由下式确定:

$$R_4 = \frac{\int_0^{\Delta E} \frac{d\sigma}{d(\Delta E')} d(\Delta E')}{\int_0^{E-E_F} \frac{d\sigma}{d(\Delta E')} d(\Delta E')} \quad (9)$$

电子散射的方位角  $\psi$  满足

$$\psi = 2\pi R_5 \quad (10)$$

通过上述 Monte Carlo 过程,就可得到一个电子在样品内部的散射过程.

### 2.3 电子的俘获和输运过程

通过散射过程产生的部分电子会被沟槽界面或者体陷阱俘获.被陷阱俘获的电子将保持不动,不参与输运过程.陷阱对电子的俘获是一个复杂过程.本文采用较为准确的考虑 Poole-Frenkel 效应的捕获、去捕获截面模型<sup>[23,24]</sup>.对于一个给定三维直角坐标系  $(x, y, z)$ ,电子密度  $N_{x,y,z}(t)$  随时间  $t$  变化的微分形式如下:

$$\frac{dN_{x,y,z}(t)}{dt} = -N_{x,y,z}(t)v_d \cdot S \left( N_t - \frac{Q_e}{\epsilon} \right) + \frac{Q_e f}{\epsilon} \exp\left( -\frac{E_t - F}{kT} \right) \quad (11)$$

其中,  $v_d \cdot S$  表示捕获率,  $v_d$  是漂移速度,  $\mu$  是电子迁移率,  $F$  是电场强度,  $\epsilon$  是样品介电常数,  $Q_e$  是俘获电子的密度,  $S$  是俘获截面,  $N_t$  表示陷阱密度,  $f$  是逃逸频率因子,  $E_t$  是热激活能,  $T$  表示温度.

未被俘获的电子在内部电场和密度场的作用下会进行输运过程<sup>[9,12,13]</sup>. 电荷输运满足电荷连续性方程和电流密度方程:

$$\frac{dN_{x,y,z}(t)}{dt} = \nabla \cdot \mathbf{J}_{x,y,z}(t) / e \quad (12)$$

$$\mathbf{J}_{x,y,z}(t) = -e\mu N_{x,y,z}(t) \nabla V_{x,y,z}(t) + eD \nabla N_{x,y,z}(t) \quad (13)$$

其中,  $\mathbf{J}_{x,y,z}(t)$  表示  $t$  时刻电子电流密度,  $e$  表示电子电量绝对值,  $\mu$  和  $D$  分别表示电子迁移率和扩散系数. 空间电位  $V_{x,y,z}(t)$  满足泊松方程:

$$\nabla^2 V_{x,y,z}(t) = -[P_{x,y,z}(t) - N_{x,y,z}(t) - Q_e]e/\epsilon \quad (14)$$

这里,  $P_{x,y,z}(t)$  表示空穴密度.

本文对式(11)~(14)采用有限差分法求解. 为了降低计算复杂度和提高计算精度, 在差分法求解上述方程时, 采用变网格差分.

## 2.4 二次电子产额和电流

样品表面和上方的空间电场可以影响从样品表面出射的二次电子运动轨迹, 从而影响成像二次电子电流. 通过计算表面电场下二次电子的轨迹, 可得到二次电子电流. 这里, 对于一个给定的三维坐标系统, 从样品表面出射的二次电子在空间电场  $F_x$ 、 $F_y$  和  $F_z$  分量作用下的运动方程为:

$$m\ddot{x} = -eF_x, m\ddot{y} = -eF_y, m\ddot{z} = -eF_z \quad (15)$$

上式中空间电场强度是通过对空间电位求数值微分来得到的. 对于式(15)表示的出射二次电子的运动方程, 采用四阶龙格-库塔法来求解.

二次电子产额  $\delta$  等于二次电子电流  $I_\delta$  与入射电子电流值  $I_B$  之比. 然而, 在空间电场作用下, 部分出射二次电子可能会返回表面, 形成返回电子电流  $I_R$ . 因此, 实际的二次电子电流指脱离表面束缚的那部分电子电流, 则二次电子产额  $\delta$  满足

$$\delta = (I_\delta - I_R) / I_B \quad (16)$$

## 3 模拟结果及分析

### 3.1 实验背景和模拟参数设置

图 1(a) 是具有埋层微结构电介质样品的横截面结构示意图,  $\text{SiO}_2/\text{SiN}$  作为阻挡层沉淀在  $\text{Si}$  衬底上, 埋层

槽结构由  $\text{SiO}_2$  构成. 表面两个曝光图形作为上标记, 标记的宽度均为 300nm.  $\text{SiN}$  和  $\text{SiO}_2$  的厚度分别为 150nm 和 400nm, 最下方是导电性能较好的半导体层. 图 1(b) 是照射时间 15s 的扫描电镜图像<sup>[3,6]</sup>. 扫描电镜加速电压 1.9kV, 束流 6pA. 放大倍数 25K, 扫描一幅图像的时间为 80ms.

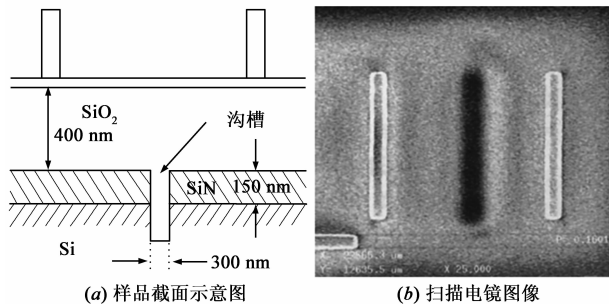


图1 具有埋层结构电介质样品截面示意图和扫描电镜图像

为了简化计算, 选取如图 2 所示的样品结构. 图中, 去掉了图 1(a) 中的上标记, 由于  $\text{SiN}$  的电子材料特性与  $\text{SiO}_2$  较为接近, 因此将二者作为一种样品处理. 样品总厚度设为  $1\mu\text{m}$ , 样品长度 ( $x$  方向) 为  $5\mu\text{m}$ , 样品宽度 ( $y$  方向) 为  $4.5\mu\text{m}$ . 假定电子束垂直照射在样品表面. 后面如不做特别说明, 均表示电子束在  $A$  点照射. 根据热生长二氧化硅的特性, 选取陷阱密度  $N_t$  为  $10^{17}\text{cm}^{-3}$ . 埋层沟槽界面缺陷面密度取  $10^{14}\text{cm}^{-2}$ ,  $\text{SiO}_2$  电子迁移率  $\mu$  为  $1\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ . 入射电子束能量为 1.9keV, 入射电子束电流取 6pA.

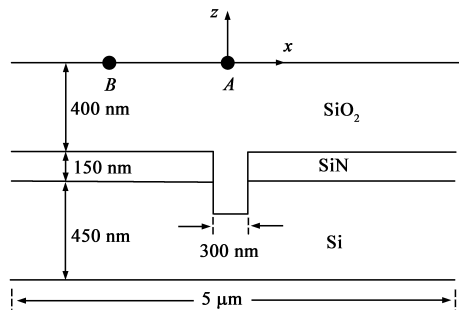


图2 简化计算模型

### 3.2 电子产额

电子产额是影响样品带电和扫描电镜成像特性的关键. 电子总产额  $\sigma$  等于二次电子产额  $\delta$  和背散射系数  $\eta$  之和. 为了分析带电对电子产额的影响, 首先假定电子束以脉冲方式照射, 此时样品几乎不带电<sup>[25]</sup>. 图 3 是不同入射电子束能量  $E_B$  下,  $\sigma$ 、 $\delta$  和  $\eta$  的模拟结果, 从图中可看出, 使得  $\sigma$  为 1 的第二临界能量约为 2keV, 在较高能量时背散射系数  $\eta$  基本保持不变.

在连续电子束照射下, 由于电介质样品的带电, 电

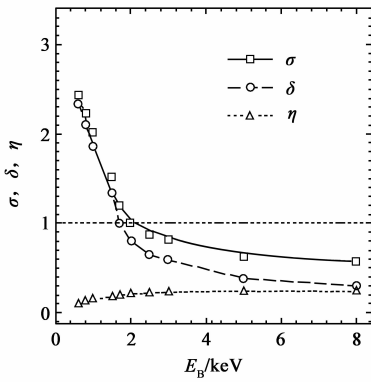


图3 电子产额的模拟结果

子产额会发生明显的变化. 对于电介质厚样品, 样品会明显负带电, 样品表面电位的大幅下降引起入射电子束着地能量的降低, 其电子产额  $\sigma$  会逐步增大至 1<sup>[26]</sup>. 对于本文研究的厚度仅为  $1\mu\text{m}$  的电介质薄膜, 由于存在泄漏电流, 其平衡态时满足  $I_B = I_E + I_S - I_R$ , 这里  $I_B$ 、 $I_E$ 、 $I_S$  和  $I_R$  分别表示入射电流、泄漏电流、出射电子电流和返回表面电流. 因此, 实际电子总产额  $\sigma$  满足:

$$\sigma = (I_S - I_R) / I_B \quad (17)$$

图 4 是电子总产额  $\sigma$  和二次电子产额  $\delta$  随电子束照射时间变化的模拟结果, 选取的入射电子束能量为  $2\text{keV}$ , 从图中可看出, 随着电子束照射,  $\sigma$  和  $\delta$  分别趋于一个稳定值  $0.87$  和  $0.68$ , 该值明显小于厚样品条件下的稳定值  $1$ .

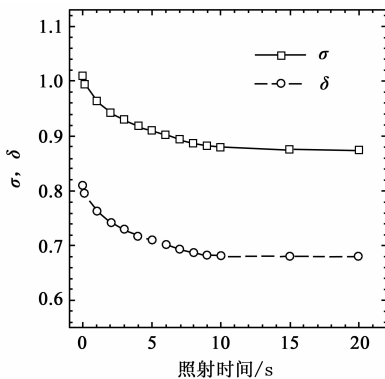


图4 电子产额随电子束照射的时变特性

### 3.3 空间电场

空间电荷的分布特性直接影响空间电场和二次电子的出射特性. 入射能量为  $E_B$  的电子束其入射深度  $\lambda$  可以近似表示为<sup>[17]</sup>:

$$\lambda = 700 E_B^{1.66} / \rho \quad (18)$$

从上式可发现, 当入射电子束能量为  $1.9\text{keV}$  时, 电子入射深度约为  $100\text{nm}$ , 远小于样品厚度.

首先对空间电荷和电位进行了模拟. 结果发现空间电荷密度呈现正负交替分布特性, 与以往简化模型

的结果分布特性基本类似<sup>[6]</sup>. 因此, 空间电位也呈现沿深度方向快速下降, 然后缓慢上升并趋近于零的分布特性, 这种表面局部高电势的特性会吸引部分二次电子返回表面.

图 5 是不同照射时间下, 图 2 中 A 点处的空间电场强度沿着深度方向 ( $z$  方向) 分布特性. 从图中可以看出, 沿着深度方向, 表面电场从零增大到一个极大值, 随后逐渐下降到负极大值, 并最终增大到零. 此外, 随着电子束照射, 表面正电场也越强. 这种增强的正电场会使得更多的二次电子返回表面, 从而相应的二次电子成像电流会减弱.

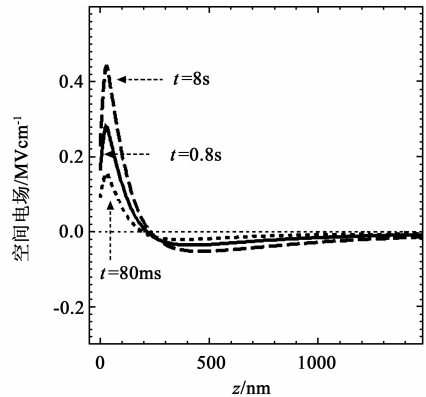


图5 不同照射时间下的空间电场分布

### 3.4 二次电子电流

接下来分析二次电子在空间电场作用下的轨迹. 图 6 是较长照射时间  $20\text{s}$  时, 出射角度  $30^\circ$  时不同出射能量的二次电子轨迹图. 这里, 出射角度是出射电子与表面法线方向的夹角. 图中虚线部分是等电位线分布,  $a1 \sim a3$  分别表示出射能量  $1\text{eV}$ 、 $2\text{eV}$  和  $3\text{eV}$  的二次电子轨迹图. 这种等电位线的非线性取决于空间电位的分布特性. 从图 6 可看出, 较低出射能量的二次电子在表面局部正电场的作用下可以返回表面, 因而降低了二次电子成像电流.

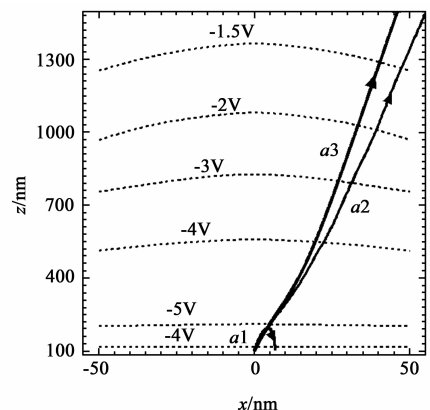


图6 出射能量对二次电子轨迹的影响

图7是出射能量为2eV时,不同出射角度的二次电子轨迹图,图中  $b1 \sim b3$  标记三条不同出射角度的轨迹,分别为  $10^\circ$  ( $b1$ )、 $30^\circ$  ( $b2$ )、 $70^\circ$  ( $b3$ ),可以看出,较大出射角度的二次电子更容易返回表面.

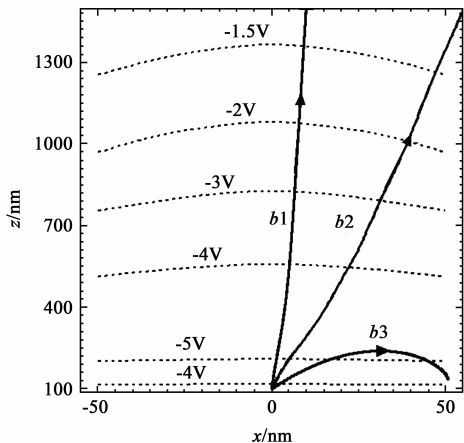


图7 出射角度对二次电子轨迹的影响

下面进一步分析能被探测到的二次电子能量分布图.由于能被探测到的二次电子依赖于其出射能量和出射角度,定义  $W_\beta$  为以角度  $\beta$  出射的二次电子脱离表面束缚的临界能量.图8是临界能量  $W_\beta$  与二次电子出射角度  $\beta$  的关系曲线,从图中可知,当出射角度较大时,二次电子需要较高的出射能量才能脱离表面电场束缚.

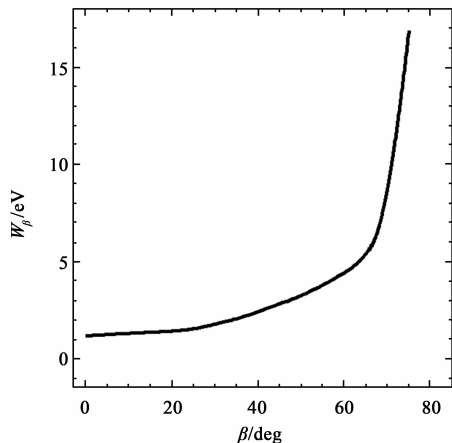


图8 二次电子出射临界能量

图9是模拟得到的二次电子电流与实验结果的比较.图中实线表示模拟结果,圆点表示实验结果.这里,实验结果是取自不同照射时间  $t$  下扫描电镜图像亮度的归一化结果;而模拟结果是二次电子成像电流的归一化结果.从图还可发现,电子束照射时间越长,模拟图像衬度越大.而电子束照射时间越长,二次电子成像电流越小.在较长的照射时间,可以看出,模拟二次电子电流随电子束照射的变化规律与实验结果能够较好

的符合<sup>[3]</sup>.

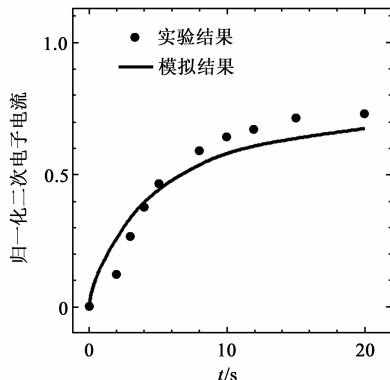


图9 二次电子电流的模拟和实验结果

### 3.5 电子束条件对二次电子电流的影响

在电介质样品扫描电镜的实验研究中发现,在不同的入射电子束能量和电流条件下,电介质样品扫描电镜图像衬度会发生变化.下面分析相关参数对二次电子电流的影响.

在扫描电镜实验中发现,具有埋层结构电介质样品图像衬度随电子束能量呈现极大值<sup>[27]</sup>.在电子束能量  $1.5\text{keV}$  时,图像衬度并不明显;随着入射电子束能量增加,图像衬度变大;在电子束能量  $2\text{keV}$  到  $2.5\text{keV}$  时会取极大值;而随着电子束能量的继续增加,图像衬度会变小,在电子束能量为  $4.7\text{keV}$  时几乎为零.也就是说,对于给定的样品,图像衬度存在一个最佳的入射能量.

图10是不同入射电子束能量  $E_B$  下的模拟图像衬度.从图中可看出,图像衬度在入射电子束能量约为  $2\text{keV}$  时取极大值.这里,模拟图像衬度  $C_R$  表示电子束在图2中  $A$  点和  $B$  点照射时的模拟二次电子电流之差,并做了归一化处理,即:

$$C_R = (G_B - G_A) / G_B \quad (19)$$

式中,  $G_A$  和  $G_B$  分别是  $A$  点和  $B$  点的二次电子电流值.

事实上,对于有埋层结构的电介质薄膜,当入射电子能量从第二临界能量开始增大时,由于二次电子产量的增大,样品负带电强度增强,样品表面与样品上方

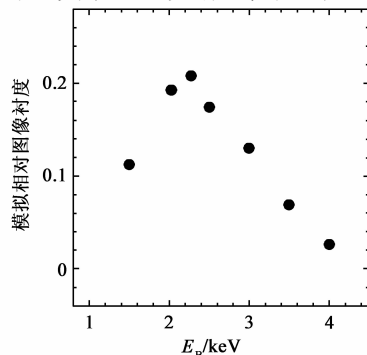


图10 图像衬度随电子束能量的变化结果

的电势差会增大,因而二次电子返回率升高,二次电子电流减小,图像衬度值增大.然而随着电子束能量的增大,电子的散射范围会增大,使得暂态时间变短,样品负带电强度会减弱,样品表面与样品上方的电势差反而会减小,因而衬度会出现极大值.对于更高的电子束能量,入射电子通过散射几乎可以穿透电介质薄膜,图像衬度会消失.从上面的分析可看出,为了获得较好的观测结果,实际的电子束能量存在一个最佳值.

以往的扫描电镜实验还表明,图像衬度会随入束流增大<sup>[3]</sup>.图 11 是模拟得到的不同束流下的图像衬度值.模拟得到的图像衬度是图 2 中 A 处和 B 处二次电子电流之差.从图中看出,图像衬度随着束流的增大而增大,与文献[3]的实验结果趋势一致.这里,随着束流的增大,虽然二次电子返回率会有微弱的增大,但是图像的亮度有明显的增加.因而,模拟的图像衬度随入射电子束电流增大.

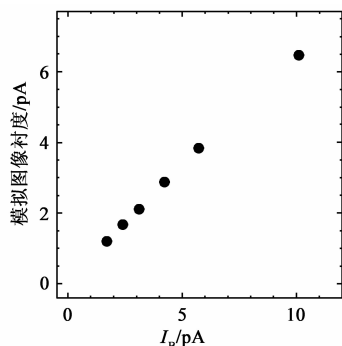


图11 图像衬度随束流的变化结果

## 4 结论

建立了考虑电子散射、俘获、输运和自洽场等过程的数值模型,获得了具有埋层结构集成电路样品的扫描电镜二次电子电流的动态特性.结果表明,由于电荷的输运,被沟槽界面俘获的电荷会阻碍电子向下输运,样品的负带电强度增大,从而会增强表面局部正电场,导致部分出射二次电子更容易返回表面,实际的二次电子成像电流减小,埋层结构对应的扫描电镜图像较暗.图像衬度随电子束能量的变化呈现极大值,这表明对于一个样品,存在一个最佳扫描电镜加速电压.研究结果对于电子器件埋层结构检测及可靠性分析技术的发展,具有一定的科学意义和实用价值.

## 参考文献

[1] Goldstein J, Newbury D E, Joy D C, et al. Scanning Electron Microscopy and X-ray Microanalysis[M]. New York: Plenum Press, 1992.

[2] Reiners W. Fundamentals of electron beam testing via capaci-

tive coupling voltage contrast[J]. Microelectronic Engineering, 1990, 12(1-4): 325-340.

[3] Koike T, Ikeda T, Miyoshi M, et al. Accuracy of overlay metrology with nonpenetrating and negative-charging electron beam of the scanning electron microscope[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2002, 41(2A): 915-917.

[4] Miyoshi M, Ura K. Negative charging-up contrast formation of multi-layered structures with a nonpenetrating electron beam in scanning-electron microscope[J]. Journal of Vacuum Science Technology B, 2005, 23(6): 2763-2768.

[5] Abe H, Babin S, Borisov S, et al. Contrast reversal effect in scanning electron microscopy due to charging[J]. Journal of Vacuum Science Technology B, 2009, 27(3): 1039-1042.

[6] Zhang H B, Li W Q, Wu D W. Contrast mechanism due to interface trapped charges for a buried SiO<sub>2</sub> microstructure in scanning electron microscopy[J]. Journal of Electron Microscopy, 2009, 58(1): 15-19.

[7] Howie A. Static and dynamic charges: changing perspectives and aims in electron microscopy[J]. Microscopy & Microanalysis, 2004, 10(6): 685-690.

[8] Fitting H J, Touzin M. Time-dependent start-up and decay of secondary electron emission in dielectrics[J]. Journal of Applied Physics, 2010, 108(3): 033711.

[9] Fitting H J, Touzin M. Secondary electron emission and self-consistent charge transport in semi-insulating samples[J]. Journal of Applied Physics, 2011, 110(4): 044111.

[10] Cazaux J. Secondary electron emission and charging mechanisms in Auger electron spectroscopy and related e-beam techniques[J]. Journal of Electron Spectroscopy Related Phenomena, 2010, 176(1-3): 58-79.

[11] Cazaux J. Calculated dependence of few-layer graphene on secondary electron emissions from SiC[J]. Applied Physics Letters, 2011, 98(1): 013109.

[12] Askri B, Raouadi K, Renoud R, et al. Time dependence of secondary electron yield and of surface potential during charging of amorphous silica target[J]. Journal of Electrostatics, 2009, 67(4): 695-702.

[13] Li W Q, Zhang H B. The surface potential of insulating thin films negatively charged by a low-energy focused electron beam[J]. Micron, 2010, 41(5): 416-422.

[14] Li W Q, Mu K, Xia R H. Self-consistent charging in dielectric films under defocused electron beam irradiation[J]. Micron, 2011, 42(5): 443-448.

[15] O'Shea A, Wallace J, Hummel M, et al. Enhanced detection of nanostructures by scanning electron microscopy using insulating materials[J]. Micron, 2013, 52-53(8): 57-61.

[16] 汪春华, 李维勤, 张海波. 低能电子束照射电介质样品的二次电子特性[J]. 电子学报, 2014, 42(1): 144-149.

Wang Chun-hua, Li Wei-qin, Zhang Hai-bo. SE characteristics

- of dielectrics under low-energy electron beam irradiation[J]. Acta Electronica Sinica, 2014, 42(1): 144 – 149. (in Chinese)
- [17] Joy D C. Monte-Carlo Modeling for Electron Microscopy and Microanalysis[M]. New York: Oxford University Press, 1995.
- [18] Ding Z J, Tang X D, Shimizu R. Monte Carlo study of secondary electron emission [J]. Journal of Applied Physics, 2001, 89(1): 718 – 726.
- [19] Da B, Mao S F, Zhang G H, et al. Monte Carlo modeling of surface excitation in reflection electron energy loss spectroscopy spectrum for rough surfaces [J]. Journal of Applied Physics, 2012, 112(3): 034310.
- [20] Desalvot A, Rosa R. Monte Carlo simulation of elastic and inelastic scattering of electrons in thin films. II. Core electron losses [J]. Journal of Physics D, 1987, 20(6): 790 – 795.
- [21] Penn D R. Electron mean-free-path calculations using a model dielectric function [J]. Physics Review B, 1987, 35(2): 482 – 486.
- [22] Dapor M, Calliari L, Filippi M. A Monte Carlo investigation of secondary electron emission from solid targets: spherical symmetry versus momentum conservation within the classical binary collision model [J]. Surface Interface Analysis, 2008, 40(3 – 4): 683 – 687.
- [23] Bonnelle C. Charge trapping Dielectrics [J]. Microscopy & Microanalysis, 2004, 10(6): 691 – 696.
- [24] Touzin M, Goeuriot D, Fitting H J, et al. Electron beam charging of insulators: A self-consistent flight-drift model [J]. Journal of Applied Physics, 2006, 99(11): 114110.
- [25] Rau E I. The effect of contamination of dielectric target surfaces under electron irradiation [J]. Applied Surface Science, 2008, 254(7): 2110 – 2113.
- [26] Renoud R, Mady F, Bigarfe J, et al. Monte Carlo simulation of the secondary electron yield of an insulating target bombarded by a defocused primary electron beam [J]. Journal of the European Ceramic Society, 2005, 25(4): 2805 – 2808.
- [27] Nakasugi T, Ando A, Sugihara K, et al. A new registration technique using voltage contrast images for low energy electron beam lithography [J]. Proc SPIE, 2001, 4343(8): 334 – 341.

### 作者简介



**郝杰** 男, 1981年11月出生, 陕西西安人, 2012年获西安电子科技大学控制科学与工程专业硕士学位, 现为西安航空学院教师, 主要研究方向为电子器件检测。

E-mail: jasonhow1108@163.com



**李维勤** 男, 1975年8月出生, 陕西澄城人, 2010年获西安交通大学物理电子学博士学位, 现为西安理工大学自动化学院教师, 主要从事扫描电镜检测、电子物理等方面的研究工作。

E-mail: wqllee@126.com