

# 硅片表面球形粒子散射研究\*

曹 楷<sup>1,2</sup> 程兆谷<sup>1</sup> 高海军<sup>1</sup>

(1 中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

(2 中国科学院研究生院, 北京 100039)

**摘 要** 为求解硅片表面微小粒子在任意线偏振平面入射光照射下的散射光光强分布, 选择了基于 Mie 散射的杨氏模型为依据, 推导了该模型下散射光强空间分布的计算方法, 并给出了  $0.54 \mu\text{m}$  球形粒子在垂直、倾斜入射下光强空间分布的模拟计算结果, 以及入射平面第一象限内散射光强与国外已发表实验结果的比较.

**关键词** 硅片; 散射; 米氏理论; 杨氏模型; 微分散射截面

**中图分类号** TN247 **文献标识码** A

## 0 引言

目前超大规模集成电路(VLSI)芯片上电路图形的最小线宽已达到  $0.1 \mu\text{m}$  左右. 随着 IC 图形特征尺寸的急剧缩小, 缺陷密度对成品率的影响显得越来越突出, 因此, VLSI 工艺流程中对芯片表面质量有效的实时在线监测技术已成为保证 VLSI 质量的关键技术手段<sup>[1]</sup>.

激光扫描散射硅片检测技术是一种 VLSI 芯片有效的实时在线检测技术, 它具有非破坏性, 检测速度快, 分辨率高的特点. 随着 VLSI 集成度的提高和线宽的下降, 针对各类表面缺陷的激光扫描散射检测技术得到了快速的发展<sup>[2]</sup>.

本文针对激光扫描散射硅片检测技术中的表面玷污检测, 给出了模拟硅片表面沾污对扫描光散射的空间光强分布的计算方法, 并对计算机模拟结果与实验结果进行了比较和分析.

## 1 理论基础

假定表面污染物为各向同性、均匀的球形粒子, 平面线偏振单色光沿 Z 轴方向入射, 电场分量平行于 X 轴, 在 P 点收集散射光, 如图 1. 称 OXZ 为入射平面, OPZ 为散射平面. 根据 Mie 理论<sup>[3]</sup>的严格推导有

$$I_{\varphi} = \frac{\lambda^2 I_0}{4\pi^2 r^2} |s_1(\theta)|^2 \sin^2 \varphi \quad (1)$$

$$I_{\theta} = \frac{\lambda^2 I_0}{4\pi^2 r^2} |s_2(\theta)|^2 \cos^2 \varphi \quad (2)$$

式中  $I_0$  为入射光强,  $\lambda$  为入射光波长,  $r=OP$ ,  $s_1$  和  $s_2$  为米氏函数, 其详细计算方法可参考文献<sup>[4~6]</sup>等.

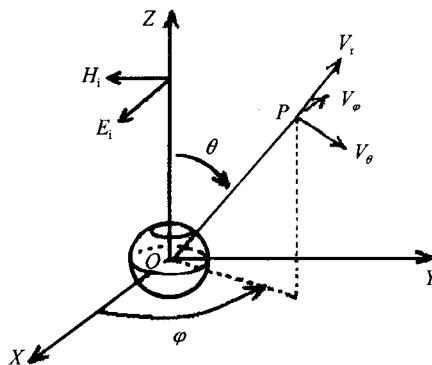


图 1 Mie 理论  
Fig. 1 Mie theory

## 2 表面粒子散射模型及理论计算

R. P. Young 在文献<sup>[7]</sup>中提出了一个近平面粒子散射的简单模型(如图 2). 该模型中, 假设球形粒子仅将入射光散射一次( $^1 I_{\text{scat}0}$  and  $^2 I_{\text{scat}0}$ ), 其中部分

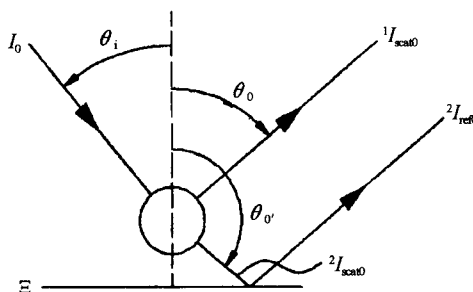


图 2 杨氏模型  
Fig. 2 Unobstructed reflection model

散射光( $^2 I_{\text{scat}0}$ )经镜面反射( $^2 I_{\text{ref}0}$ )进入探测器, 忽略两束光的光程差, 且仅简单考虑光强的叠加, 即

$$I_s = ^1 I_{\text{scat}0} + ^2 I_{\text{ref}0} \quad (3)$$

然而 Young 及后续理论计算<sup>[8,9]</sup>多集中在入射平面范围内, 未就整个上半平面空间的光强分布作细致地计算分析. 实际检测中, 为了更具体地反映缺陷的信息, 探测器应在各个不同散射平面(即不同的  $\varphi$ )接收散射光, 同时感光平面具有一定大小, 反映

\*上海市第三期光科技项目(编号:036105026)资助  
Tel:13884491485 Email:jelfiels@163.com  
收稿日期:2004-11-08

在模拟计算中为对空间角的积分,这些要求都同样需要计算任意空间点的散射光强.

如图3,以散射球球心 $O$ 为坐标原点建立坐标. $(O; X_0, Y_0, Z_0)$ 为散射光收集坐标系,模拟结果在该坐标系中表示; $OZ_0$ 为硅片表面法线方向, $OX_0$ 为入射光的投影; $(O; X_2, Y_2, Z_2)$ 为Mie坐标系,该坐标符合Mie计算的坐标系要求; $I_0$ 为平面单色线偏振光,入射方向为 $OZ_2$ ,偏振方向为 $OX_2$ , $OZ_2$ 与 $OZ_0$ 的夹角为入射角 $\theta_i$ ; $OX_2$ 与 $-OY_0$ 所成的夹角为偏振角 $\theta_p$ .

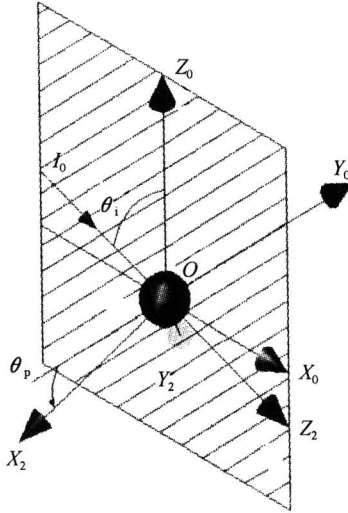


图3 杨氏模型计算

Fig. 3 Calculation of URM

探测器位于直角坐标系 $(O; X_m, Y_m, Z_m)$ 中的任意一点 $P$ ,以 $OP$ 为 $R_m$ 方向,如图1,即可定义相应的球极坐标系 $(O; R_m, \theta_m, \varphi_m)$  ( $m=0, 1, 2$ ).

仿照Matlab中任意坐标点在直角坐标系和球极坐标系间的相互转换函数,定义函数 $\text{cart2sph}$ 和 $\text{sph2cart}$ 为

$$(r_m, \theta_m, \varphi_m) = \text{cart2sph}(x_m, y_m, z_m) \quad (4)$$

$$(x_m, y_m, z_m) = \text{sph2cart}(r_m, \theta_m, \varphi_m) \quad (5)$$

设直角坐标系基之间的变换矩阵为 $M_{c_m c_n}$

$$(x_n, y_n, z_n) = (x_m, y_m, z_m) M_{c_m c_n} \quad (6)$$

则

$$M_{c_0 c_2} = \begin{bmatrix} -\cos \theta_i \sin \theta_p & -\cos \theta_i \cos \theta_p & \sin \theta_i \\ -\cos \theta_p & \sin \theta_p & 0 \\ -\sin \theta_i \sin \theta_p & -\sin \theta_i \cos \theta_p & -\cos \theta_i \end{bmatrix} \quad (7)$$

$$M_{c_2 c_0} = M_{c_0 c_2}^{-1} \quad (8)$$

类似的,定义直角坐标系与球极坐标系之间的变换矩阵 $M_{c_m s_m}$ 和 $M_{s_m c_m}$ 为

$$(r_m, \theta_m, \varphi_m) = (x_m, y_m, z_m) M_{c_m s_m} \quad (9)$$

$$(x_m, y_m, z_m) = (r_m, \theta_m, \varphi_m) M_{s_m c_m} \quad (10)$$

则有

$$M_{m s_m} = \begin{bmatrix} \sin \theta_m \cos \varphi_m & \cos \theta_m \cos \varphi_m & -\sin \varphi_m \\ \sin \theta_m \sin \varphi_m & \cos \theta_m \sin \varphi_m & \cos \varphi_m \\ \cos \theta_m & -\sin \theta_m & 0 \end{bmatrix} \quad (11)$$

$$M_{s_m c_m} = M_{c_m s_m}^{-1} \quad (12)$$

式中 $m, n=0, 1, 2$ .

有了以上坐标变换和Mie理论做基础,现在可以讨论上半平面空间任意一点 $P(r_0, \theta_0, \varphi_0)$ 处的光强了.

首先可求得点 $P$ 在球极坐标系 $(O; R_2, \theta_2, \varphi_2)$ 中的坐标为

$$(r_2, \theta_2, \varphi_2) = \text{cart2sph}(\text{sph2cart}(r_0, \theta_0, \varphi_0) \times M_{c_0 c_2}) \quad (13)$$

根据Mie理论,在坐标系 $(O; R_2, \theta_2, \varphi_2)$ 中,散射光强可表示为

$${}^1 I_{\varphi_2} = |{}^1 E_{\varphi_2}|^2 = \frac{\lambda^2 I_0}{4\pi^2 r_2^2} |s_1(\theta_2)|^2 \sin^2 \varphi_2 \quad (14),$$

$${}^1 I_{\theta_2} = |{}^1 E_{\theta_2}|^2 = \frac{\lambda^2 I_0}{4\pi^2 r_2^2} |s_2(\theta_2)|^2 \cos^2 \varphi_2 \quad (15)$$

将式(6)、(9)、(10)代入可得

$$({}^1 E_{r_0}, {}^1 E_{\theta_0}, {}^1 E_{\varphi_0}) = ({}^1 E_{r_2}, {}^1 E_{\theta_2}, {}^1 E_{\varphi_2}) \cdot M_{s_2 c_2} M_{c_2 c_0} M_{c_0 s_0} \quad (16)$$

类似的,考虑硅片表面 $\Xi$ 的折射率后得

$$({}^2 E_{r_0}, {}^2 E_{\theta_0}, {}^2 E_{\varphi_0}) = ({}^2 E'_{r_0}, {}^2 E'_{\theta_0} r_p, {}^2 E'_{\varphi_0} r_s) \quad (17)$$

式中, $\varphi'_0 = \varphi_0, \theta'_0 = \pi - \theta_0, R_s, R_p$ 为镜面 $\Xi$ 的光强反射率,当入射角为 $\theta$ 时

$$R_s(\theta) = |r_s(\theta)|^2 =$$

$$\left| \frac{\cos \theta - [(n_{\parallel}/n_{\perp})^2 - \sin^2 \theta]^{1/2}}{\cos \theta + [(n_{\parallel}/n_{\perp})^2 - \sin^2 \theta]^{1/2}} \right|^2 \quad (18)$$

$$R_p(\theta) = |r_p(\theta)|^2 =$$

$$\left| \frac{(n_{\parallel}/n_{\perp})^2 \cos \theta - [(n_{\parallel}/n_{\perp})^2 - \sin^2 \theta]^{1/2}}{(n_{\parallel}/n_{\perp})^2 \cos \theta + [(n_{\parallel}/n_{\perp})^2 - \sin^2 \theta]^{1/2}} \right|^2 \quad (19)$$

综合以上各式, $P$ 点收集到的散射光强为

$$I_{\text{scat}} = {}^1 E_{\text{scat}0} + {}^2 I_{\text{ref}0} = ({}^1 I_{\theta_0} + {}^1 I_{\varphi_0} + ({}^2 I'_{\theta_0} R_p + {}^2 I'_{\varphi_0} R_s)) \quad (20)$$

### 3 模拟计算结果与实验比较

图4,图5给出了两组实验数据<sup>[10]</sup>和URM模拟数据的比较,其中硅片折射率为3.85,表面粒子折射率为1.59.入射光波长为 $0.6328 \mu\text{m}$ ,s偏振,即测量表面为 $OX_0 Z_0$ .纵坐标为微分散射截面(differential scattering cross section),其定义如下

$$\frac{dC_{\text{sca}}}{d\Omega} = \frac{r^2 I_{\text{sca}}}{I_i} \quad (21)$$

实验中光束垂直硅片表面入射,此时式(18)和(19)应替换为

$$R_p = R_s = \left[ \frac{n_{\parallel} - n_{\perp}}{n_{\parallel} + n_{\perp}} \right]^2 \quad (22)$$

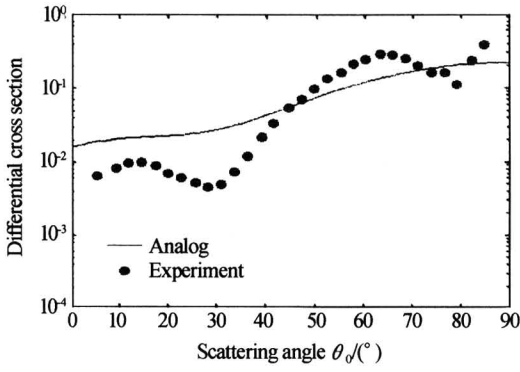


图 4 垂直入射, 粒子直径为  $0.54 \mu\text{m}$   
 Fig. 4 Comparison of the calculation and experimental measurements for light scattering from a  $0.54 \mu\text{m}$  diameter sphere on silicon. The angle in incident is  $0^\circ$

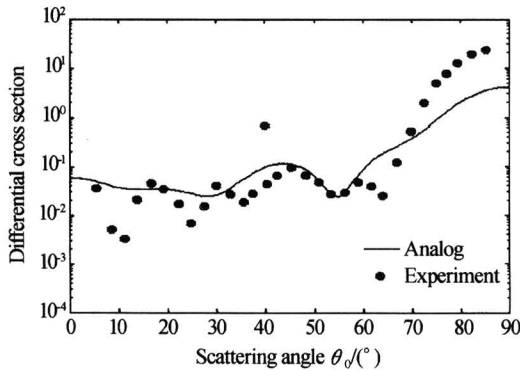


图 5 垂直入射, 粒子直径为  $1.6 \mu\text{m}$   
 Fig. 5 Same as Fig. 4, except that the particle diameter is  $1.6 \mu\text{m}$

图 6 给出了粒子直径为  $0.54 \mu\text{m}$  的散射小球在波长为  $0.6328 \mu\text{m}$ ,  $\theta_p = 0^\circ$  的入射光照射下的散射

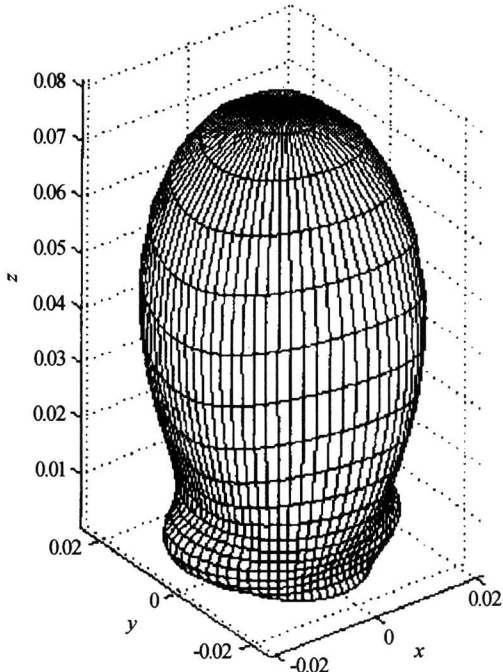


图 6 垂直入射, 粒子直径为  $0.54 \mu\text{m}$  时的散射情况  
 Fig. 6 Calculation for light scattering from a  $0.54 \mu\text{m}$  diameter sphere on silicon. The angle in incident is  $0^\circ$

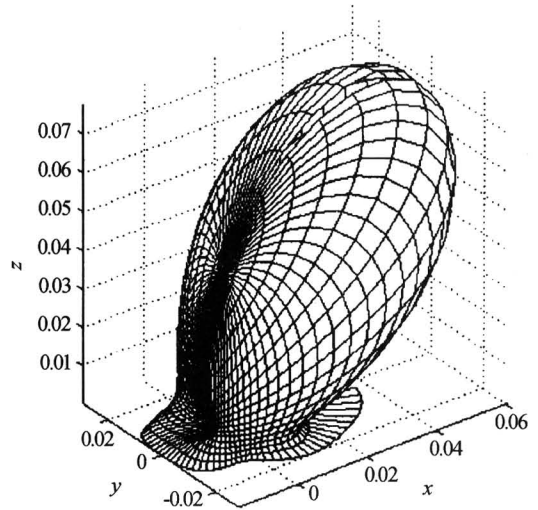


图 7  $30^\circ$  入射, 粒子直径为  $0.54 \mu\text{m}$   
 Fig. 7 Same as Fig. 6, except that the angle in incident is  $30^\circ$  情况, 图中每个网格点的  $(\theta, \varphi)$  表示该测量点的位置为  $(1, \theta, \varphi)$ ,  $r$  表示该点的散射光强大小. 图 7 参量与图 6 基本相同, 只是  $\theta_i = 30^\circ$ .

由图可以清楚地看到, 散射光能量主要集中在反射光附近, 这主要是因为自由空间单个球形粒子的散射, 在粒径比较大时前向散射非常强, 因而经硅片反射后, 造成反射光附近的散射光强度较大, 这一点可在实际中加以合理利用<sup>[11]</sup>.

### 4 结论

本文按照杨氏模型思路, 推导了硅片表面微小粒子在任意线偏振平面入射光照射下的散射光光强空间分布的计算方法, 并给出了实验结果和计算机模拟结果的比较. 通过比较可知杨氏模型模拟结果比实验结果变化平滑、缓慢一些, 这在一定程度上由于模拟时滑考虑位相关系, 而直接采用光强叠加的处理方式造成的. 另一方面可以看到, 模型能够比较真实地反映微分散射截面随收集角变化的趋势, 因此作为早期的预测模型, 具有一定的指导意义.

### 参考文献

- 1 Lie Dou, Mary-Pat Broderick. A new technique for automated wafer inspection and classification of particles and crystalline defects. *IEEE/SEMI Advanced Semiconductor Manufacturing Conference*, 1997
- 2 纪延俊, 何俊华, 董晓娜, 等. 尾流气泡幕散射光的性质. *光子学报*, 2004, **33**(8): 1018~1020  
 Ji Y J, He J H, Dong X N, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(8): 1018~1020
- 3 Max Born, Emil Wolf. *Principles of Optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. 759~789
- 4 Wiscombe W J. Improved Mie scattering algorithms. *Applied Optics*, 1980, **19**: 1505~1509
- 5 郑刚, 蔡小舒, 王乃宁. Mie 散射的数值计算. *应用激光*,

- 1992, **12**(5): 220~222
- Zheng G, Cai X S, Wang N N. *applied Laser*, 1992, **12**(5): 220~222
- 6 王少清, 任中京, 张希明, 等. Mie 散射的数值计算. 激光杂志, 1997, **18**(3): 9~12
- Wang S Q, Ren Z J, Zhang X M, *Laser Journal*, 1997, **18**(3): 9~12
- 7 Young R P. Low-scatter mirror degradation by particle contamination. *Opt Eng*, 1976, **15**(6): 516~520
- 8 Kie B N, William L W. Light-scattering models for spheres on a conducting plane; comparison with experiment. *Applied Optics*, **1987**, **26**(15): 2995~2999
- 9 Eremin Y, Orlov N. Simulation of light scattering from a particle upon a wafer surface. *Applied Optics*, 1996, **35**(33): 6599~6603
- 10 Johnson B R. Calculation of light scattering from a spherical particle on a surface by the multipole expansion method. *JOSA*, 1993, **10**(5): 912~919
- 11 曹念文, 刘文清. 光在大分子聚合物中的解偏和散射. 光子学报, 1999, **28**(1): 46~50
- Cao N W, Liu W Q. *Acta Photonica Sinica*, 1999, **28**(1): 46~50

## Calculation of Light Scattering from a Spherical Particle on a Silicon Wafer

Cao Kai<sup>1,2</sup>, Cheng Zhaogu<sup>1</sup>, Gao Haijun<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Shanghai 201800

<sup>2</sup> Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039

Received date: 2004-11-08

**Abstract** The Unobstructed Reflection Model (Young Theory) for calculating light scattering from a spherical particle on a smooth surface is reviewed and presented with special attention to the polarization of the incident beam and position of the detector. As a test of the approximation, some calculations for 0.54  $\mu\text{m}$  diameter polystyrene latex spheres (PSL) on a silicon wafer is carried out. The results of these tests are presented and compared with experimental results that published abroad previously.

**Keywords** Silicon wafer; Scattering; Mie theory; Young's model; Differential scattering cross section

**Cao Kai** was born in 1982. He received the B. E. at Department of Automotive Engineering, Tsinghua University, in July, 2002. Currently he is pursuing his Master degree and his research activities are in simulation of the scattering of contaminated PSL on a silicon wafer.