

# 投影电子束光刻中电子穿透掩膜的 Monte Carlo 模拟\*

肖 沛<sup>1)</sup> 张增明<sup>2)†</sup> 孙 霞<sup>1)</sup> 丁泽军<sup>1)</sup>

1) 合肥微尺度物质科学国家实验室, 中国科学技术大学物理系, 合肥 230026)

2) 合肥微尺度物质科学国家实验室, 中国科学技术大学天文与应用物理系, 合肥 230026)

(2006 年 1 月 23 日收到, 2006 年 4 月 18 日收到修改稿)

利用基于 Mott 散射截面和介电函数模型的 Monte Carlo 方法模拟了电子穿透掩膜的能量损失分布, 其计算结果与实验结果符合很好. 由此进一步计算了角度限制投影电子束光刻(SCALPEL)掩膜的穿透率和衬度, 结果表明, 散射体的厚度对衬度的影响较大, 衬度随散射体厚度的增加而增强, 而支撑体对衬度的影响较小, 增大限制孔的孔径角时, 透射率相应增大, 但衬度会降低, 衬度随入射电子的能量增加而减小.

关键词: Monte Carlo 模拟, 电子束光刻, 掩膜

PACC: 3480, 7115Q

## 1. 引 言

光学光刻技术受瑞利衍射的限制, 即将达到其极限分辨率, 研究和开发下一代的光刻技术势在必行. 电子束不受光学衍射的限制, 可以刻蚀极小尺寸的图形<sup>[1, 2]</sup>, 一直被认为是新一代光刻技术的最佳方案之一. 传统的直写电子束光刻采用逐点扫描技术, 曝光速率较低, 电子在抗蚀剂中的散射会引起邻近效应<sup>[3-6]</sup>, 从而限制了电子束光刻的应用. 投影电子束光刻的出现使得同时大规模曝光成为可能, 大大提高了刻蚀速率, 同时对邻近效应的修正也有了几种比较成熟的方法<sup>[7-10]</sup>. 投影电子束光刻现已成为纳米图形制造技术的有力候选者, 其工作原理是高能面源电子束穿过掩膜时会携带掩膜的图形信息, 入射到衬底上刻蚀出掩膜图形<sup>[11, 12]</sup>.

Monte Carlo 方法研究电子在掩膜中的散射过程, 衬度形成机理及邻近效应是非常有效的<sup>[3-6, 13, 14]</sup>. Monte Carlo 方法计算中可以通过模拟大量电子的散射过程来降低统计误差, 从而得到高精度的计算结果. 利用此方法可以从理论上对实验过程进行分析并对实验的参数进行优化, 对实验起一定的指导作用. 此前, 在研究电子束刻蚀的 Monte

Carlo 模型中, 由于入射电子的能量很高( $\sim 100$  keV)多采用屏蔽 Rutherford 模型描写电子与掩膜原子的弹性碰撞, 用 Bethe 阻止本领处理非弹性散射. Reimer<sup>[15]</sup>和 Ichimura<sup>[16]</sup>详尽地阐述了 Mott 截面和屏蔽 Rutherford 截面的优缺点, 采用更为准确的 Mott 截面代替屏蔽 Rutherford 截面可以修正电子穿越薄掩膜的模拟结果<sup>[17]</sup>. 模拟电子穿越薄掩膜的散射过程时, 基于 Bethe 阻止本领的连续能量衰减近似模型遇到了困难. Bethe 阻止本领描述电子运动单位长度后平均损失能量的大小, 因此只要采用该模型, 电子穿透掩膜时必然会伴有能量的损失. 实际上, 高能电子在穿越薄掩膜时与掩膜材料发生非弹性碰撞的概率很小(非弹性散射截面随能量的增加而减小), 透过电子没有能量损失或仅损失极小的能量, Bethe 阻止本领不再适于模拟电子穿过掩膜的过程. Sun 等人<sup>[13]</sup>对 Shimizu 等人<sup>[18, 19]</sup>提出的直接 Monte Carlo 方法进行了改进, 并模拟了电子穿透掩膜的过程. 该方法通过对内壳层的阻止本领公式进行拟合, 得出伪价电子数和平均结合能, 用 Gryzinski 激发函数<sup>[20]</sup>描述伪价电子和内壳层电子, 对每次非弹性散射都单独的进行处理, 从而解决了由 Bethe 阻止本领模型带来的最小能量损失非零的问题. 但此方法的缺点是 Gryzinski 函数对价电子激发的描述是不

\* 国家自然科学基金(批准号: 10574121, 60306006, 90406024), 安徽省自然科学基金(批准号: 05021015)和安徽省人才开发基金(批准号: 2001Z016)资助的课题.

† E-mail: zzm@ustc.edu.cn

准确的,因而难以精确地得到透射电子的能量损失分布. Ding 和 Shimizu 基于 Penn<sup>[21]</sup>的介电函数模型发展了一种利用介电函数描述电子同固体非弹性相互作用的 Monte Carlo 模型<sup>[22,23]</sup>,这个模型中没有拟合参数,采用该模型模拟的多种材料的背散射电子能谱和出射电子产额等与实验结果符合很好<sup>[22,24,25]</sup>. 非弹性散射带来的能量损失会产生失真并降低刻蚀的分辨率,所以要用更为准确的模型来模拟非弹性散射,可以优化电子束刻蚀的工艺并提供理论指导.

本文利用基于 Mott 弹性截面和介电函数理论的 Monte Carlo 模型模拟电子穿越掩膜的过程,分析了掩膜厚度、限制孔径以及入射电子的能量对透过率和衬度的影响. 计算结果显示,散射体的厚度对衬度的影响较大,散射体越厚衬度越高,而支撑体对衬度的影响较小,限制孔的孔径角增大透射率相应增大,但衬度会降低,衬度随入射电子的能量增加而减小.

## 2. 掩 膜

一般来说投影光刻的掩膜可以分为三类:吸收掩膜<sup>[12,26]</sup>、散射掩膜<sup>[27]</sup>和角度限制投影电子束光刻(SCALPEL)掩膜<sup>[11,28]</sup>. 如图 1(a)所示,吸收掩膜和散射掩膜一般都使用 Si 材料,电子可以自由通过开放的图形区域,两种掩膜的区别是:吸收掩膜较厚,入射到掩膜(非图形区)上的电子完全被掩膜吸收;而散射掩膜的厚度相对要小一些,它允许入射到非图形区的电子部分透过,然后在掩膜的下面再加一限制孔来滤掉散射角度大的电子. SCALPEL 掩膜通常由高原子序数的散射体材料(如 W 和 Cr 等)和低原子序数的支撑体材料(如 Si, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> 及金刚石薄膜<sup>[29-31]</sup>等)组成,如图 1(b)所示. 未被散射体覆盖的部分构成了掩膜的图形. 由于散射体对电子的散射能力较强,而支撑体的散射能力较弱,所以通过散射体的电子的散射角较大,而通过支撑体的电子散射角度很小. 在电子通过限制孔时,散射角度大的电子被限制孔阻挡,而通过支撑体的电子则可经过限制孔到达衬底从而刻蚀出掩膜上的图形. 这三种掩膜各有优点,吸收掩膜和散射掩膜的衬度较大,并且散射掩膜还可应用于 GHOST 方法来修正邻近效应<sup>[27]</sup>. SCALPEL 掩膜不同吸收掩膜那样完全吸收非图形区的电子,减少了因电子在掩膜中的能量损失

而产生的热效应,并且弥补了前两种掩膜对闭合图形必须使用多块进行拼凑的缺点.

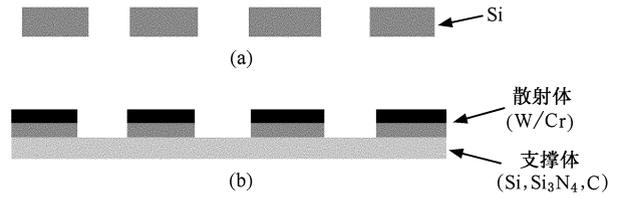


图 1 掩膜类型示意图 (a)吸收掩膜,散射掩膜 (b)SCALPEL 掩膜

## 3. Monte Carlo 模型

### 3.1. 散射理论

电子在材料中发生的散射可分为弹性散射和非弹性散射两类. 弹性散射只改变电子运动方向不引起能量损失,电子由于非弹性散射产生能量损失.

对于弹性散射我们用 Mott 截面<sup>[32]</sup>来描述,如(1)式所示. 利用分波法获得的相对论性 Mott 截面的正确性已经被大量实验结果验证<sup>[33,34]</sup>.

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

其中  $f(\theta)$  和  $g(\theta)$  是散射振幅.

对非弹性散射的描述,广泛使用的是 Penn 的介电函数方法<sup>[21]</sup>,Penn 利用单极点近似,将零动量转移的光学能量损失函数外推,获得动量转移不为零的能量损失函数. 由此得到基于光学能量损失函数的非弹性散射的微分截面<sup>[22]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda_m^{-1}}{d(\Delta E)} &= \frac{1}{2\pi a_0 E \Delta E} \int_0^\infty \frac{\hbar\omega_p}{\Delta E - \hbar\omega_p} \text{Im} \left\{ \frac{-1}{\epsilon(\omega_p)} \right\} \\ &\times d(\hbar\omega_p) \Theta \left[ \frac{\hbar}{2m} (2kq^- - q^2) - \Delta E \right], \end{aligned} \quad (2)$$

式中  $\lambda_m$  为非弹性散射平均自由程,  $E$  为电子的能量,  $\Delta E$  为能量损失,  $\text{Im}\{-1/\epsilon(\omega)\}$  为光学能量损失函数,  $q = \sqrt{2m(\Delta E - \hbar\omega_p)}$ . (2)式描述的非弹性碰撞包含了所有类型的激发而不必再分别来处理各种激发<sup>[35]</sup>,并且在处理二次电子激发方面,该模型也是非常成功的<sup>[22,24]</sup>.

### 3.2. Monte Carlo 抽样方法

假设电子在两次碰撞之间的步长  $s$  满足 Poisson

分布

$$f(s) = \lambda_1^{-1} e^{-s/\lambda_1}, \quad (3)$$

其中  $\lambda_1$  是总平均自由程,与弹性散射平均自由程  $\lambda_{el}$  和非弹性平均自由程  $\lambda_{in}$  的关系为

$$\lambda_1^{-1} = \lambda_{el}^{-1} + \lambda_{in}^{-1}. \quad (4)$$

利用一个  $[0, 1]$  区间均匀分布的随机数  $R_1$ , 从累计函数种抽样求得  $s$ :

$$s = -\lambda_1 \ln R_1. \quad (5)$$

用另外一个随机数  $R_2$  来确定每一次的散射是弹性散射还是非弹性散射:

$$\begin{cases} \text{弹性散射, } R_2 < \lambda_{el}^{-1}/\lambda_1^{-1}, \\ \text{非弹性散射, 其他.} \end{cases} \quad (6)$$

对于合金或化合物材料还需要一个随机数  $R_3$  来判断与哪种原子发生碰撞, 当

$$\frac{\sum_{j=1}^{i-1} C_j^a / \lambda_{el}^j}{1/\lambda_{el}} < R_3 < \frac{\sum_{j=1}^i C_j^a / \lambda_{el}^j}{1/\lambda_{el}}, \quad (7)$$

则与第  $i$  种原子发生碰撞. 其中  $C_j^a$ ,  $\lambda_{el}^j$ ,  $\lambda_{in}^j$  分别为第  $j$  种原子所占的比例、总弹性平均自由程和第  $j$  种原子的弹性平均自由程. 散射角  $\theta$  由下面的公式得到

$$R_4 = \int_0^\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta' d\theta' / \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta' d\theta'. \quad (8)$$

非弹性散射中的能量损失  $\Delta E$  由下式决定:

$$R_5 = \int_0^{\Delta E} \frac{d\lambda_{in}^{-1}}{d(\Delta E')} d(\Delta E') / \int_0^{E-E_F} \frac{d\lambda_{in}^{-1}}{d(\Delta E')} d(\Delta E'). \quad (9)$$

非弹性散射中的散射角同弹性散射中散射角的确定类似:

$$R_6 = \int_0^\theta \frac{d^2 \lambda_{in}^{-1}}{d\Omega d(\Delta E)} \sin\theta' d\theta' / \int_0^\pi \frac{d^2 \lambda_{in}^{-1}}{d\Omega d(\Delta E)} \sin\theta' d\theta'. \quad (10)$$

$\frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{d\lambda_{in}^{-1}}{d(\Delta E)}$ ,  $\frac{d\lambda_{in}^{-1}}{d(\Delta E)}$  分别是弹性微分散射截面、非弹性微分散射截面和非弹性双微分散射截面.

弹性散射和非弹性散射中的方位角  $\phi$  由另一个随机数给出, 即

$$\phi = 2\pi R_7. \quad (11)$$

当模拟二次电子的产生时, 假设每次的非弹性散射会从 Fermi 海中或壳层电子激发出一个二次电子. 因此每次非弹性散射会产生两个向外运动的电子, 其能量分别为  $E_1 = E - \Delta E$ ,  $E_2 = \Delta E - E_B$  (内壳层激发,  $E_B$  是内壳层电子的结合能, 由能量损失函

数的最小电离边确定), 或  $E_2 = \Delta E + E_F$  (价电子激发). 二次电子的初始位置为发生非弹性碰撞的位置, 根据动量转移其极角和方位角为

$$\sin\theta' = \cos\theta, \phi' = \pi + \phi. \quad (12)$$

一旦二次电子被激发产生, 它的能量、坐标以及运动方向被储存起来. 模拟完入射电子后, 二次电子的信息被调出, 并进行和入射电子一样的模拟. 大量的更低能量的二次电子(级联二次电子)又被产生. 模拟直至二次电子逃出样品或被样品吸收.

Monte Carlo 模拟中统计误差是其内在的特性, 无法消除. 统计误差与随机事件数目的平方根成反比关系, 因此可以通过大量的电子来降低统计误差, 得到足够高精度的结果. 在我们的模拟中, 模拟的电子数高达  $5 \times 10^8$  个, 此时统计误差已经可以降低到可以忽略的地步. 现在人们对二次电子的产生机理还不十分清楚, 模型中对二次电子的产生还处于假设阶段, 但就对二次电子的模拟结果来看, 此模型在同类当中是与实验结果符合最好的. 二次电子的非弹性平均自由程较短, 高能入射电子激发得二次电子距材料表面较深, 二次电子从表面逃逸概率很小. 本文的模拟计算中没有考虑二次电子的发射.

## 4. 结果与讨论

### 4.1. 能量损失分布

图 2 给出了 100 keV 电子垂直入射到 58 nm 厚的硅薄膜后透射电子的能量损失分布. 从图中可以看出, 模拟结果与实验测得的能量损失谱<sup>[36]</sup>很接近. Yamashita 等<sup>[29]</sup>给出, 100 keV 电子垂直入射硅膜(厚度为 150 nm 和 30 nm)时, 透射电子零能量损失峰的强度(零能量损失的透射电子强度与入射电子强度的比值)分别为 0.315 和 0.769, 而我们算出的数值分别为 0.305 和 0.789, 与实验值非常相近. Si 元素的光学能量损失函数在等离子体激发峰处有一相对较大的值, 由(4)式得到的损失能量在此激发峰范围的概率较大, 因此谱中呈现 Si 的单次和二次等离子体激发的损失峰. 计算谱与实验的符合表明, 本文使用的介电函数模型可以很好地描述电子穿透掩膜的非弹性散射过程, 对非弹性散射的描述是否恰当将影响无能量损失的透射电子概率. 图 3 是 20 keV 的电子入射到 100 nm 厚的硅薄膜时透射电子的能量损失谱. 由于此时膜较厚, 且电子的能

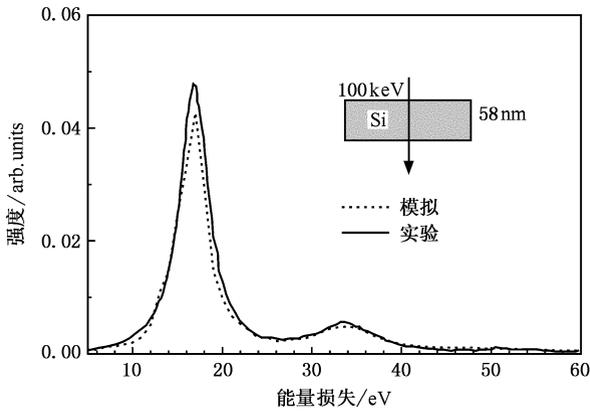


图 2 100 keV 电子透过 58 nm 厚 Si 薄膜的能量损失分布(实线为实验结果,虚线为模拟结果)

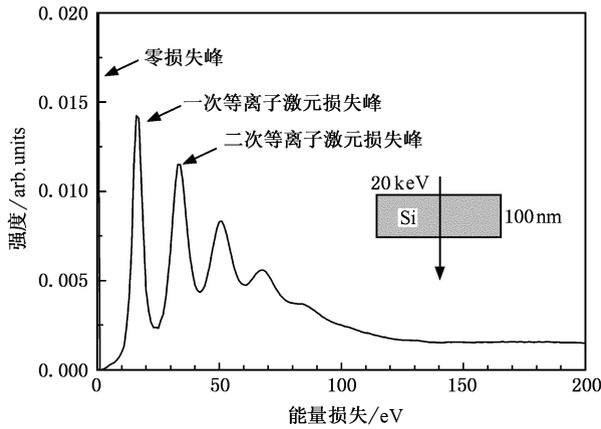


图 3 20 keV 电子透过 100 nm 厚 Si 薄膜的能量损失分布

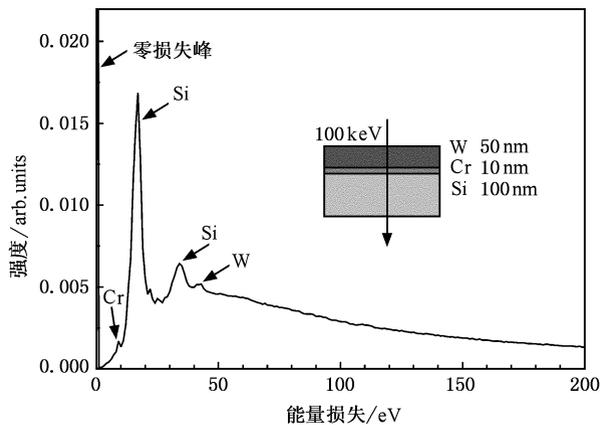


图 4 100 keV 电子透过 W 50 nm/Cr 10 nm/Si 100 nm 膜的能损分布

量相对较低,能量损失的概率较大,所以在谱中可清晰地看出多次等离子激元激发的能量损失峰.图 4

是 100 keV 的电子入射到薄膜(W 50 nm/Cr 10 nm/Si 100 nm)时透射电子的能量损失谱.图中峰位分别对应着各层材料的特征激发峰. Cr 层的厚度较小,电子在其中发生非弹性碰撞的概率低,透射电子能量损失谱携带此元素的信息基本被淹没在其他信号中. W 和 Si 层的厚度较大,谱中的特征激发峰较为明显.

### 4.2. 透射率

大角散射电子经限制孔时被过滤,而掩膜的厚度又会影响电子散射的次数,进而影响透射电子的散射角分布,所以限制孔径与膜厚强烈地影响电子的透射率.图 5 显示,不同硅薄膜厚度下透射率与限制孔的孔径角度值的变化关系,孔径角表示限制孔允许散射电子通过的最大散射角度.显然,膜越厚透射率越小,限制孔角越大透射率越大,实际的应用中可以适当选择限制孔的大小和材料的厚度来得到所要求的透射率.元素钨的原子序数和密度都比较大,对电子有着较强的散射能力,因此在同样的条件下,钨对电子的散射能力要比硅大得多.如图 6 所示,在同样的入射电子能量和材料厚度下,电子通过钨的透射率要远小于硅.像钨这样的重元素,由于其对电子的强散射能力,常被用作 SALPEL 掩膜的散射体.

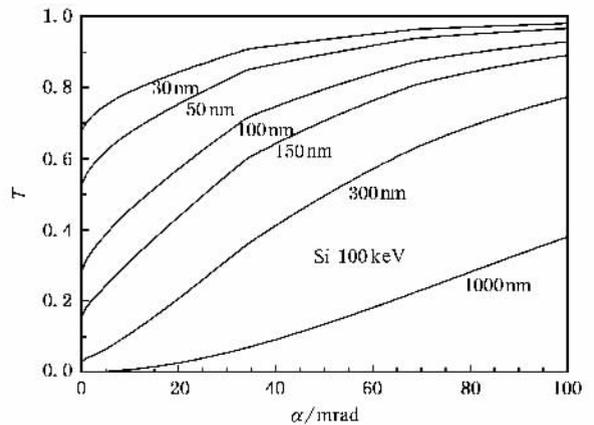


图 5 不同硅膜厚度下透射率  $T$  与孔径角  $\alpha$  的关系

### 4.3. 衬度

衬度和透射率是制作掩膜时要考虑的两个重要特性,它们决定了最终刻蚀成像的分辨率和刻蚀的效率. SCALPEL 的掩膜衬度的定义为

$$C = 1 - T_{\text{mask}}(\alpha) / T_{\text{memb}}(\alpha), \quad (13)$$

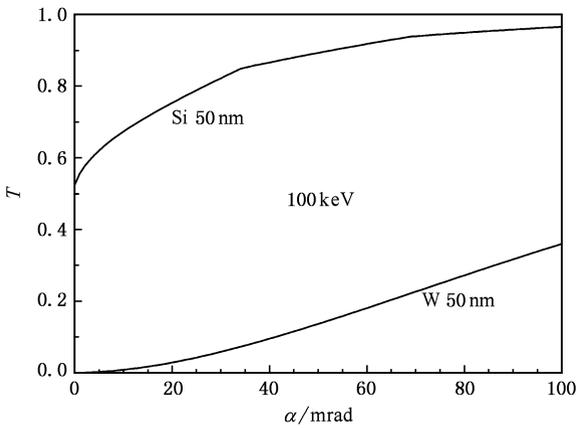


图 6 100 keV 电子穿越 50 nm 厚的 Si 和 W 薄膜的透射率

其中  $T_{\text{mask}}(\alpha)$  和  $T_{\text{memb}}(\alpha)$  分别为孔径角  $\alpha$  下的掩膜(散射体加上支撑体)的透射率和支撑体的透射率. 对于吸收掩膜, 因非图形区的电子全部被吸收, 所以它的衬度为 1. 散射掩膜的衬度为

$$C = 1 - T, \quad (14)$$

$T$  为非图形区的电子透射率. 在之前对透射率和衬度的计算研究中<sup>[15]</sup>人们只考虑了零能量损失的透射电子, 而实验中包含了所有的透射电子, 因此本文将进一步包含发生弹性散射和非弹性散射的所有透射电子.

图 7 是电子为 120 keV 的入射能量下, 支撑体的透射率和衬度的实验结果<sup>[37]</sup>与模拟结果的比较. 实验中所用掩膜是散射体 W 厚 200 nm, 支撑体  $\text{Si}_3\text{N}_4$  厚 350 nm. 在 120 keV 的入射能量下  $\text{Si}_3\text{N}_4$  厚度为其输运自由程(弹性散射平均自由程与非弹性散射平均自由程之和)0.5 nm 的 5 倍. 模拟所用掩膜为散射体 W 厚 200 nm, 支撑体 Si 厚 357.3 nm, Si 的厚度同样为其输运自由程的 5 倍. 平均自由程表征了运动电子两次碰撞之间的平均距离, 由相应的电子弹性和非弹性散射截面得到, 反映了材料对电子散射的本质. 对掩膜的透射率和衬度, 只要满足厚度和平均自由程之间的关系, 不同材料之间也应该是可比的. 由图可以看出, 实验结果和模拟结果在小孔径角的情况下符合得较好, 但对于大孔径角, 模拟和实验的结果之间有较大偏差.

对于 W/Cr/Si 组成的 SCALPEL 掩膜, W 是散射体, 过渡层为 Cr, 支撑体为 Si. 图 8 显示, 当掩膜中散射体 W 和过渡层 Cr 的厚度一定, 但改变支撑体 Si 的厚度时, 透射电子的衬度和支撑体的透射率的变化趋势. 在确定的孔径角下, 对于不同的 Si 厚度,

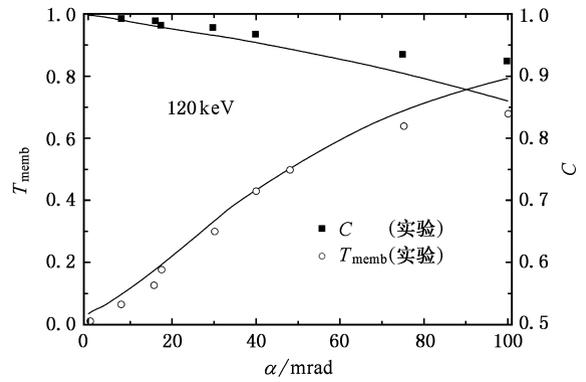
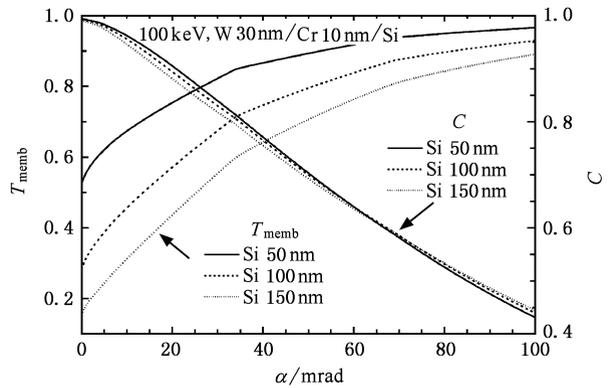
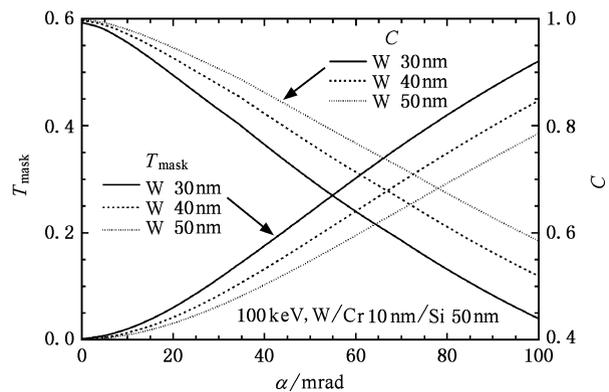


图 7 实验结果和模拟结果的比较(符号为实验结果,实线是模拟结果)

图 8 对于不同的 Si 厚度, SCALPEL 掩膜的衬度  $C$  和支撑体透射率  $T_{\text{memb}}$  随孔径角的变化关系图 9 对于不同的 W 厚度, SCALPEL 掩膜衬度  $C$  和掩膜透射率  $T_{\text{mask}}$  随孔径角  $\alpha$  的变化关系

其透射率有着较大的差异, 但是衬度变化非常小, 三条衬度曲线几乎重合. 这是因为, 当支撑体的厚度增加时,  $T_{\text{memb}}$  减小, 同时  $T_{\text{mask}}$  也减小, 两者同时变化使得衬度的变化不大. 图 9 显示, 当支撑体 Si 和

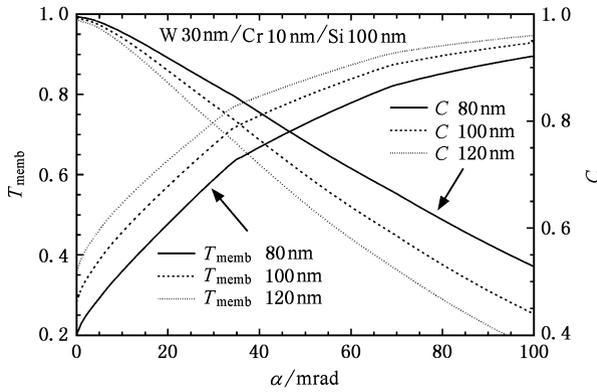


图 10 对于不同的入射电子能量, SCALPEL 掩膜衬度  $C$  和支撑体透射率  $T_{\text{memb}}$  随孔径角  $\alpha$  的变化

过渡层  $\text{Cr}$  的厚度一定, 但改变散射体  $W$  的厚度时, 透射电子的衬度和掩膜的透射率的变化趋势. 可以看出, 在相同的孔径角下,  $W$  厚度的改变对掩膜透射率和衬度都有着很大的影响, 并且  $W$  的厚度越大, 衬度也就越大. 这是因为, 增加散射体  $W$  的厚度, 电子被散射到大角度的概率增加, 通过限制孔的概率减小, 并且透射电子数也会减小, 因而降低了透射率  $T_{\text{mask}}$ , 但此时  $T_{\text{memb}}$  未变化, 从而导致了衬度的增加. 总结如上的结果, 其结论是散射体的厚度对衬度有较大的影响, 而支撑体的厚度对衬度影响较小. 由图 8 中可看出, 随着限制孔径的增加, 电子的透射率增加, 而衬度减小. 在应用中希望有高的衬

度和大的透射率, 但两者往往是矛盾的, 在得到高衬度同时透射率会减小, 而要得到大的透射率就要以牺牲衬度为代价. 这就要求合理地选择掩膜支撑体和散射体的材料和厚度以及孔径角的大小, 使在满足衬度的要求下有最大的透射率.

当电子的能量增加时, 电子的穿透能力增强. 对于散射掩膜, 其非图形区的透射率增加, 因此散射掩膜的衬度减小. 对 SCALPEL 掩膜, 其衬度也是减小的. 图 10 显示, 对一定的掩膜和支撑体厚度 ( $W$  30 nm/Cr 10 nm/Si 50 nm), 改变入射电子的能量时, 透射电子的衬度和支撑体的透射率的变化趋势. 显然, 衬度随入射电子的能量增加而减小. 增加入射电子的能量虽然提高电子束曝光的效率, 但降低了曝光的质量.

## 5. 结 论

利用基于 Mott 散射截面和介电函数模型的 Monte Carlo 方法, 我们分析了掩膜厚度、孔径角的大小及入射电子能量对透射率和衬度的影响. 对于 SCALPEL 掩膜来说, 散射体的厚度对衬度的影响较大, 而支撑体的厚度对衬度的影响几乎可以忽略. 限制孔的孔径角增大时, 透射率相应增大, 但衬度会降低. 提高电子的入射能量, 散射掩膜和 SCALPEL 掩膜的衬度均减小.

- [ 1 ] Fang J H, Liu L W, Kong W J, Cai J Z, Lü L 2006 *Chin. Phys.* **15** 1071
- [ 2 ] Liu S P, Zhou F, Jin A Z *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4251 (in Chinese) [ 刘首鹏、周峰、金爱子等 2005 物理学报 **54** 4251 ]
- [ 3 ] Shimizu R, Ikuta T, Everhart T E, Devore W J 1975 *J. Appl. Phys.* **46** 581
- [ 4 ] Hawryluk R J, Hawryluk A M, Smith H I 1974 *J. Vac. Sci. Technol.* **45** 2551
- [ 5 ] Samoto N, Shimizu R 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 3855
- [ 6 ] Sun X, You S F, Xiao P, Ding Z J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 148 (in Chinese) [ 孙霞、尤四方、肖沛、丁泽军 2006 物理学报 **55** 148 ]
- [ 7 ] Owen G, Rissman P 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 3573
- [ 8 ] Murai F, Okazaki Si, Satiou N *et al* 1992 *J. Vac. Sci. Technol.* **B 10** 3072
- [ 9 ] Osawa M, Takahashi K, Sato M *et al* 2001 *J. Vac. Sci. Technol.* **B 19** 2483

- [ 10 ] Xiao P, Sun X, Yan J H, Ding Z J 2005 *J. Chin. Electr. Microsc. Soc.* **24** 464 (in Chinese) [ 肖沛、孙霞、闫继红、丁泽军 2005 电子显微学报 **24** 464 ]
- [ 11 ] Berger S D, Gibson J M 1990 *Appl. Phys. Lett.* **57** 153
- [ 12 ] Begringer U, Engelke H 1993 *J. Vac. Sci. Technol.* **B 11** 2400
- [ 13 ] Sun X, Ding Z J, Pu Q R, Li H M, Wu Z Q 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 3641
- [ 14 ] Ren L M, Chen B Q, Tan Z Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 512 (in Chinese) [ 任黎明、陈宝钦、谭震宇 2002 物理学报 **51** 512 ]
- [ 15 ] Reimer L, Kerfing E R 1976 *NBS Special Publ.* **460** 45
- [ 16 ] Ichimura S, Shimizu R 1981 *Surf. Sci.* **112** 386
- [ 17 ] Pu Q R, Ding Z J, Sun X, Wu Z Q 2004 *J. Chin. Electr. Microsc. Soc.* **23** 571 (in Chinese) [ 浦其荣、丁泽军、孙霞、吴自勤 2004 电子显微学报 **23** 571 ]
- [ 18 ] Shimizu R, Kataoka Y, Ikuta T, Koshikawa T, Hashimoto H 1976 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **9** 101
- [ 19 ] Shimizu R, Everhart T E 1978 *Appl. Phys. Lett.* **33** 784

- [ 20 ] Gryzinski M 1965 *Phys. Rev.* **138** A 336
- [ 21 ] Penn D R 1987 *Phys. Rev.* B **35** 482
- [ 22 ] Ding Z J , Shimizu R 1996 *Scanning* **18** 92
- [ 23 ] Ding Z J 1996 *J. Chin. Electr. Microsc. Soc.* **15** 125 ( in Chinese ] 丁泽军 1996 电子显微学报 **15** 125 ]
- [ 24 ] Ding Z J , Tang X D , Shimizu R 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 718
- [ 25 ] Ding Z J , Li H M , Goto K , Jiang Y Z , Shimizu R 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 4598
- [ 26 ] Zhao X W , Jiang P , Gao Y *et al* 2005 *Chin. Phys.* **14** 1471
- [ 27 ] Yamashita H , Nomura E , Manako S , Kobinata H , Nakajima K , Nozue H 1999 *J. Vac. Sci. Technol.* B **17** 2860
- [ 28 ] Berger S D , Gibson J M , Camarda R M , Farrow R C , Huggins H A , Kraus J S , Liddle J A 1991 *J. Vac. Sci. Technol.* B **9** 2996
- [ 29 ] Yamashita H , Amemiya I , Nomura E , Nakajima K , Nozue H 2000 *J. Vac. Sci. Technol.* B **18** 3237
- [ 30 ] Amemiya I , Yamashita H , Nakatsuka S , Tsukahara M , Nagarekawa O 2003 *J. Vac. Sci. Technol.* B **21** 3032
- [ 31 ] Amemiya I , Yamashita H , Taniguchi K , Nakatsuka S , Kiuru I , Nagarekawa O 2005 *J. Vac. Sci. Technol.* B **23** 370
- [ 32 ] Mott N F 1929 *Proc Roy Soc A* **124** 425
- [ 33 ] Reichert E Z 1963 *Physik* **173** 392
- [ 34 ] Dubois R D , Rudd M E 1976 *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.* **9** 2657
- [ 35 ] Kotera M , Ishida Y , Naruse K , Sakai M , Tomo Y , Shimizu I , Yoshida A , Kojima Y , Yamabe M 2001 *Microelectronic Engineering* **57 - 58** 247
- [ 36 ] Mkrtchyan M , Gallatin G , Liddle A , Zhu X , Munro E , Warren W , Muller D 2001 *Microelectronic Engineering* **57 - 58** 277
- [ 37 ] Liddle J A , Huggins H A , Berger S D , Gibson J M , Weber G , Kola R , Jurgensen C W 1991 *J. Vac. Sci. Technol.* B **9** 3000

## Monte Carlo simulation of electron transmission through masks in projection electron lithography<sup>\*</sup>

Xiao Pei<sup>1)</sup> Zhang Zeng-Ming<sup>2)†</sup> Sun Xia<sup>1)</sup> Ding Ze-Jun<sup>1)</sup>

1 *† Hefei National Laboratory for Physical Sciences at Microscale and Department of Physics , University of Science and Technology of China , Hefei 230026 , China )*

2 *† Hefei National Laboratory for Physical Sciences at Microscale and Department of Astronomy and Applied Physics , University of Science and Technology of China , Hefei 230026 , China )*

( Received 23 January 2006 ; revised manuscript received 18 April 2006 )

### Abstract

We have calculated electron energy loss spectrum for electrons transmitted through a mask in projection electron lithography by Monte Carlo simulation based on the dielectric function model and Mott elastic scattering cross section. A good agreement between simulation and experiment is obtained. The calculation results of the transmission and contrast for the masks in scattering angular limitation for projection electron lithography show that the contrast is dominated by the thickness of scattering layer ( thicker the scattering layer higher the contrast ), but is less affected by the thickness of the supporting membrane. Furthermore , with the increasing aperture angle the transmission increases but the contrast reduces , and the contrast decreases with increasing primary energy of electrons.

**Keywords :** Monte Carlo simulation , electron beam lithography , mask

**PACC :** 3480 , 7115Q

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10574121 , 60306006 and 90406024 ) , the Natural Science Foundation of Anhui Province , China ( Grant No. 05021015 ) and Elitist Foundation of Anhui Province ( Grant No. 2001Z016 ).

<sup>†</sup> E-mail : zzm@ustc.edu.cn