

蒙特卡罗模拟电子束光刻中 30、50 和 100 keV 电子束入射在层结构样品中的能量耗散剖面*

孙毓平

(中国科学院半导体所)

刘 华

(中国原子能科学院)

提 要

本文利用蒙特卡罗模拟给出了电子束光刻中 30、50、100 keV 电子束垂直入射到厚衬底硅上的薄膜 ($0.4\ \mu\text{m}$) 电子抗蚀剂聚甲基丙烯酸甲酯聚合物 (PMMA) 中的能量耗散剖面。模拟了理想点源和高斯圆束点源电子束情况下的膜中的径向散射和能耗, 包括来自衬底的背散射, 计算的电子数为三万到五万个。

一、引 言

电子束光刻时, 电子束与聚合物电子抗蚀剂膜相互作用, 结果会在聚合物电子抗蚀剂中产生电子散射和能量耗散的空间分布, 这一空间分布对电子束光刻的图形结构和分辨率有显著影响^[1]。电子散射引起的效应称作电子束曝光的邻近效应^[2], 即内部邻近效应(线宽尺寸效应)和外部邻近效应(阵列线宽密度效应)。邻近效应的影响在亚微米和毫微米范围尤其严重。采用计算机对邻近效应进行补偿的技术^[3]或多层抗蚀剂技术^[4], 可以减轻甚至消除这一效应的影响, 但效率很低, 工艺甚繁。邻近效应与入射电子能量有关^[5], 因此无论是从理论研究探索, 还是从实验出发, 研究邻近效应随入射电子能量的变化都是引人注目的课题。

电子束光刻时, 入射电子的能量不同, 在聚合物电子抗蚀剂中, 入射电子能量耗散的空间分布的定量特性, 一般也不相同。除了电子能量的大小之外, 入射束的尺寸大小、形状和能量分布, 入射电荷的剂量, 抗蚀剂膜的厚度, 衬底材料和形貌, 聚合物电子抗蚀剂的种类和能量等因素, 都对入射电子能量耗散的空间分布有影响。模拟电子束光刻的曝光条件, 实际上就是模拟曝光源条件和样品靶条件。在电子束作用下, 聚合物抗蚀剂中发生所谓查皮罗 (Chapiro) 效应^[6], 并形成电子能量淀积的隐象。电子束光刻所起的作用, 主要表现在聚合物电子抗蚀剂中的隐象和溶解速率象(显影象)上。在工艺上, 自然期望显影剂比较理想, 使显影象尽可能逼真隐象。本文只讨论隐象。

这方面的研究工作主要是计算每单位体积中每个电子的能量耗散, 并据此对有关问

* 1984年9月19日收到, 1985年12月5日修改定稿。

题进行讨论。计算固体靶中入射电子能量淀积的空间分布,已有许多理论模型,例如近似的分析模型^[7-9]和统计的蒙特卡罗模型等^[10-13]。用于理论研究的电子束光刻的固体靶型主要分两类:(1)无衬底的聚合物电子抗蚀剂靶,即厚的($\geq 1\mu\text{m}$)和薄的($< 1\mu\text{m}$)电子抗蚀剂膜。聚合物电子抗蚀剂膜的厚度薄于 $0.1\mu\text{m}$ 时,就称作毫微米电子束光刻靶。(2)有衬底的聚合物电子抗蚀剂靶,即厚衬底(理论上为半无限厚衬底)上的薄、厚抗蚀剂膜和薄衬底上的薄抗蚀剂膜。当衬底和薄膜的厚度,薄于或等于 $0.1\mu\text{m}$ 时,也属于毫微米电子束光刻靶。当然,对于毫微米电子束光刻,入射的电子探针的尺寸也相应地要更微细。厚衬底厚抗蚀剂膜和厚衬底薄抗蚀剂膜是电子束光刻靶的两种典型层结构。后一种结构在亚微米电子束光刻中采用较为普遍。

厚衬底的薄膜电子束光刻靶的理论模拟,根据报道,入射源电子能量大多为 5、10、15、20 和 25 keV。近年来,尽管文献[14, 15]报道了蒙特卡罗模拟电子束光刻的入射源电子能量高至 100 keV,但用的聚合物电子抗蚀剂的厚度都很薄,薄于或等于 $0.1\mu\text{m}$,而且所用入射束的直径都在 $100\text{\AA}$ 以下。这些研究实际上是毫微米电子束光刻的范畴,对于探索电子束光刻的极限分辨率是有意义的,对于研究微小尺寸下的物理特性也是有益的。然而,对于微电子器件和 VLSI 电路的制作,例如,最小尺寸为 $0.5\mu\text{m}$ 左右的 4 Mbit DRAM 的制作^[16],则微米和亚微米电子束光刻更具有实用意义。

本文采用统计的蒙特卡罗模拟;在 M160 H 电子计算机上,用 FORTRAN 语言编写了模拟程序;电子束入射源的能量为 30、50 和 100 keV,它垂直入射到厚衬底硅上的聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA)电子抗蚀剂中;PMMA 膜厚为 $0.4\mu\text{m}$;入射电子束的模拟源有两种:理想点源(束径为零)和高斯圆束点源(束径为 $0.3\mu\text{m}$);计算的电子数为三万至五万个;得到了层结构靶上高聚物 PMMA 中的电子能量耗散的剖面。

二、蒙特卡罗模拟

蒙特卡罗模拟被广泛用于研究电子束光刻的分辨率和邻近效应。本文针对微米、亚微米电子束光刻,利用选定的固体靶层结构,改变入射电子源的状态(电子能量,电子束尺寸和分布),电子束在层结构靶上的 PMMA 中的能量耗散剖面的变化进行了估算。我们采用赝蒙特卡罗法,即历史压缩法。这一方法在文献[10]中有详细论述;其有效性,在文献[17]中已有评论。这一方法,是把电子在靶物质中渡越的一步,看作是电子与靶物质的若干次相互作用过程。步长的划定,本文不采用毕晓普(Bishop)的射程平均分割法^[18],而采用电子能量分割法,步长可用下式决定,

$$\Delta S = \int_E^{E-\Delta E} \frac{1}{-\frac{dE}{dS}} dE, \quad (1)$$

式中 ΔE 为电子损失的能量。 $-\frac{dE}{dS}$ 为电子渡越路程上的微分能量损失,它可用贝蒂(Bethe)的阻挡本领理论按连续慢下降近似(CSDA)法计算。对于电子碰撞的能量损失本文采用罗尔利希-卡尔森(Rohrlich-Carlson)表达式^[19]

$$\frac{dE}{dS} = \frac{2\pi N r_e^2 m c^2 Z}{A \beta^2} \left\{ \ln \left[\frac{T^2(T+2)}{2I^2/(mc^2)^2} \right] + F(T) - D \right\}, \quad (2)$$

式中 r_e 为电子的经典半径, c 为光速, m 为电子的质量, Z 为原子序数, A 为原子量, β 为电子速度与光速的比值, T 为电子的动量与 mc^2 的比值, N 为阿伏加德罗数, D 为密度效应的修正因子, I 为原子的平均离化能, 我们采用斯特海默 (Sterheimer) 的原子平均离化能关系式^[20]

$$I = 9.67Z + 58.8Z^{-0.19}, \quad (3)$$

电子在渡越 ΔS 步长的过程中, 经历了一些单次核散射后, 在此步长末端的最终角分布, 由古德斯米特-桑德森 (Goudsmit-Saunderson) 的多次散射理论^[21]确定. 本文采用的屏蔽的弹性单散射截面的表达式为^[10]

$$\sigma(\theta) = \frac{Z^2 e^4}{p^2 v^2 (1 - \cos\theta + 2\eta)^2} \left\{ 1 + \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{Z\beta}{137} \cos\gamma (1 - \cos\theta + 2\eta)^{0.5} + h(\theta) \right\}, \quad (4)$$

式中 p 为电子的动量, v 为电子的速度, $\cos\gamma$ 和 $h(\theta)$ 分别为

$$\cos\gamma = R_c \left\{ \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} - i\frac{Z}{137\beta}\right) \Gamma\left(1 + i\frac{Z}{137\beta}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + i\frac{Z}{137\beta}\right) \Gamma\left(1 - i\frac{Z}{137\beta}\right)} \right\}, \quad (5)$$

$$h(\theta) = \frac{\sigma_M}{\sigma_R} - 1 - \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{Z\beta}{137} \cos\gamma \cdot (1 - \cos\theta + 2\eta)^{0.5}, \quad (6)$$

式中 σ_M 和 σ_R 分别为未引入屏蔽参数的莫特 (Mott) 散射截面和卢瑟福 (Rutherford) 散射截面, Γ 为 γ 函数.

在跟踪电子的历史过程中, 假定不计聚合物分子键对散射截面的影响; 忽略量子干涉机制 (电子绕射), 即来自几个中心形成的相干散射的结果; 假定聚合物中的散射中心 (原子和电子) 是随机分布的, 不计各原子和电子之间的关系; 忽略入射束电子之间的相互作用关系; 并假定入射电子的能量淀积不引起靶材料的温度变化.

三、结 果

利用文献[10]介绍的蒙特卡罗方法, 对厚衬底硅上的厚为 $0.4 \mu\text{m}$ 的 PMMA 聚合物膜, 在能量为 30、50 和 100 keV 的垂直入射电子束的作用下, 进行了计算机模拟. 计算了两种情形: (1) 理想点源, 即束直径为零的情形; 在实验上, 则是要求把束径聚焦得很小, 与加工尺度相比可忽略不计. (2) 高斯圆束点源, 直径为 $0.3 \mu\text{m}$; 这是一般电子束光刻时常用的电子探针的条件. 在这两种情形下, 进行了模拟计算, 计算的电子数为三万到五万; 得到了层结构靶上 $0.4 \mu\text{m}$ 薄膜电子抗蚀剂 PMMA 中电子能量淀积的空间密度剖面和等能密度轮廓.

1. 理想点源电子束垂直入射

(1) PMMA 中能量淀积的空间密度剖面 图 1 为理想点源电子能量为 30、50 和 100 keV 垂直入射到厚衬底硅上的 $0.4 \mu\text{m}$ PMMA 膜中的淀积能量密度的径向分布

的蒙特卡罗模拟结果。由图 1 可见,淀积在 PMMA 膜中的能量密度的径向分布剖面,对称于入射轴,并随入射束能量的增加而降低、收缩,但仍保持与入射轴对称。换句话说,入射电子能量的增加,可以提高电子束光刻的分辨率,但淀积在 PMMA 膜中的能量密度变小。图 1 中入射电子能量为 30 keV 时,计算了三万个电子;为 50 keV 时,计算了五万个电子;为 100 keV 时,计算了四万个电子。

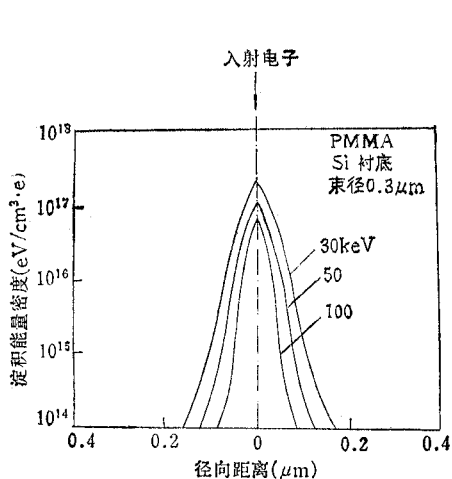


图 1 理想点源淀积的能量密度的径向分布剖面

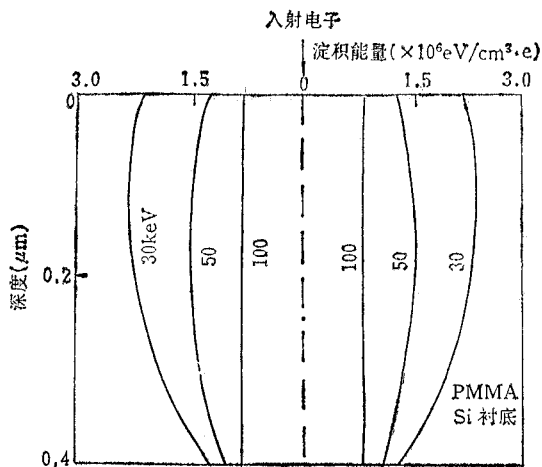


图 2 理想点源淀积的能量密度的深度分布剖面

图 2 为能量为 30、50 和 100 keV 的理想点源电子束垂直入射到厚衬底硅上的 $0.4 \mu\text{m}$ PMMA 膜中的淀积能量密度的深度分布剖面,它对称于入射轴并随入射电子能量的增加而收缩变小。入射电子能量为 100 keV 时,淀积能量的深度分布的剖面近似为圆筒形,并且离入射轴最近;为 50 keV 时,剖面呈鼓形,并且在 100 keV 时的剖面的外面;为 30 keV 时,剖面上大下小,呈碗形并且在最外面,这就是说,30 keV 时淀积的能量密度值最大。

(2) PMMA 中淀积能量的等能密度轮廓 图 3 为能量为 30、50 和 100 keV 理想点源电子束垂直入射到厚衬底硅上的 $0.4 \mu\text{m}$ 聚合物 PMMA 膜中的蒙特卡罗模拟所得到的淀积能量的等能密度轮廓(深度-径向分布剖面)。图 3(a) 为能量 30 keV 的理想点源垂直入射到 $0.4 \mu\text{m}$ 聚合物 PMMA 膜中的等能密度轮廓;图 3(b) 为能量为 50 keV 时的等能密度轮廓;图 3(c) 为能量为 100 keV 时的等能密度轮廓。图 3 中各条曲线代表的等能密度轮廓值分别为 0.5 、 1.0 、 3 、 10 、 100 和 $300 \times 10^{14} \text{eV/cm}^3 \cdot \text{e}$;越靠近入射轴,等能密度轮廓值越大;入射电子能量升高,等能密度轮廓线向入射轴靠近;在同一径向距离上,入射电子能量越高,等能密度轮廓值越小。

2. 高斯圆束点源电子束垂直入射

(1) PMMA 膜中淀积能量的空间密度剖面 图 4 为直径为 $0.3 \mu\text{m}$ 高斯分布圆形电子束、能量为 30、50 和 100 keV 垂直入射到厚衬底硅上的 $0.4 \mu\text{m}$ 的 PMMA 膜中,由蒙特卡罗模拟得到的淀积能量的空间密度分布的剖面(淀积的能量密度与径向分布的关系)。以三种不同的能量入射时,计算的电子数都是四万个。由图 4 可见,高斯圆束点源

垂直入射时的淀积能量的径向分布的剖面,与图 1 中理想点源垂直入射时的相比,剖面的顶部较宽、较平;随着入射电子束能量的增加,剖面的平顶降低,剖面的侧面向入射轴靠近;剖面的底部,在入射电子束能量低时有相对较缓的拖尾。

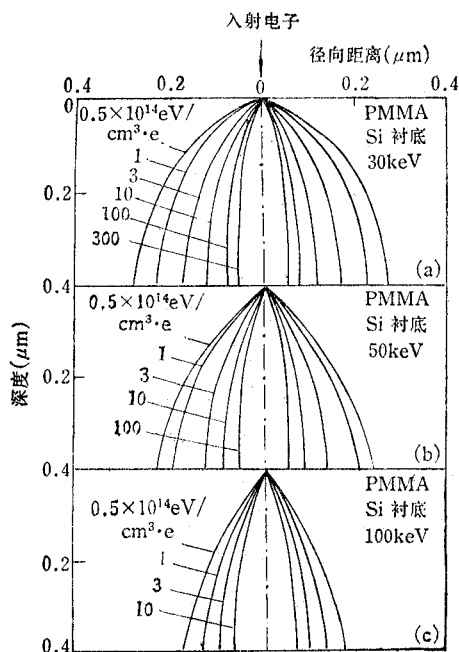


图 3 理想点源的等能密度轮廓(深度与径向距离的关系)

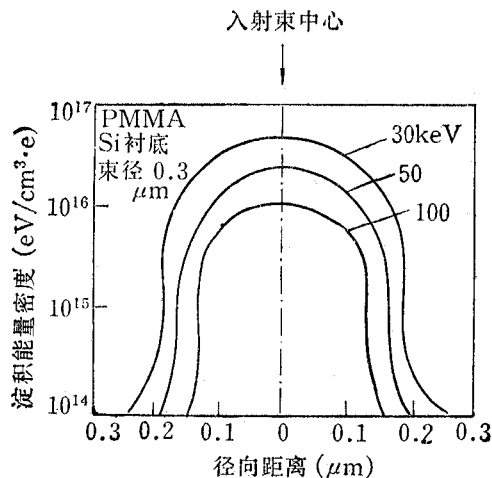


图 4 高斯点源淀积的能量密度的径向分布

图 5 为束径为 $0.3 \mu\text{m}$ 、能量为 30、50 和 100 keV 的高斯圆束点源电子束垂直入射到厚衬底硅上的 $0.4 \mu\text{m}$ PMMA 膜中,由蒙特卡罗模拟得到的淀积能量的空间密度分布

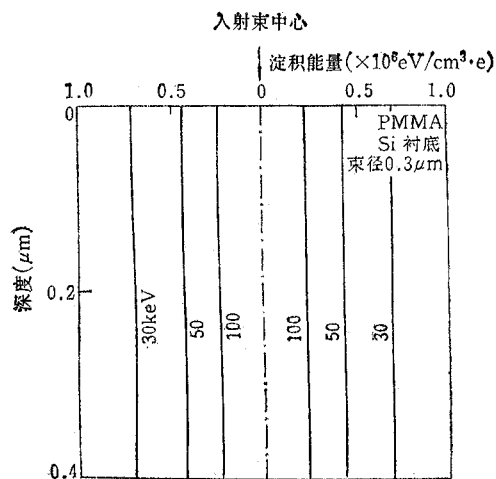


图 5 高斯点源淀积的能量密度的深度分布

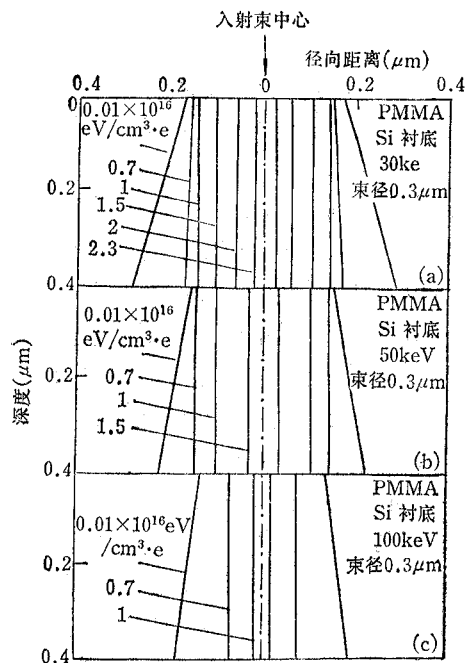


图 6 高斯点源的等能密度轮廓(深度与径向距离的关系)

的剖面(淀积能量密度与深度的分布关系)。以三种不同能量入射时,计算的电子数都是四万个。图5表明,淀积的能量密度分布剖面近似为圆筒形空间分布,并对称于入射轴。随着入射电子能量的增加,深度分布的剖面向入射轴收拢,同时能量密度减小。

图6为直径为 $0.3\text{ }\mu\text{m}$ 、能量为30、50和100 keV的高斯圆束点源垂直入射到厚衬底硅上 $0.4\text{ }\mu\text{m}$ PMMA膜中的淀积的能量的等能密度轮廓(深度-径向分布)。图6为入射电子能量为30、50和100 keV时的蒙特卡罗模拟的结果。图6(a)画出了对应于六个等能轮廓值 0.01 、 0.7 、 1 、 1.5 、 2 和 $2.3 \times 10^{16}\text{ eV/cm}^3 \cdot \text{e}$ 的六条曲线。图6(b)画出了对应于四个等能轮廓值 0.01 、 0.7 、 1 和 $1.5 \times 10^{16}\text{ eV/cm}^3 \cdot \text{e}$ 的四条曲线。图6(c)画出了对应于三个等能轮廓值 0.01 、 0.7 和 $1 \times 10^{16}\text{ eV/cm}^3 \cdot \text{e}$ 的三条曲线。在三种入射能量下,计算的电子数都是四万个。由图6可见,等能轮廓线表明,越靠近入射轴,淀积能量值越大。在轮廓值高于 $0.7 \times 10^{16}\text{ eV/cm}^3 \cdot \text{e}$ 后,轮廓线的空间分布呈现圆筒形,并且对称于入射轴。随着入射电子能量的提高,在同一径向距离上轮廓值减小。在离入射轴约等于束半径的距离内,各等能密度轮廓线,几乎都平行于入射中心轴,尽管它们的能量密度值不同,但它们的空间分布都近似呈圆筒形,而不是象理想点源那样,近似呈圆锥形。在束半径以外的等能密度轮廓线,则呈近似的圆锥形。应注意到,入射电子能量增高时,等能轮廓的剖面缩小,显然,提高入射电子能量进行电子束光刻,可大大改善图形的分辨率,因为入射电子能量增高时,正向散射和衬底的背散射都大为减小的缘故。

四、讨 论

蒙特卡罗模拟用于研究电子束光刻,已经证实是一个有力的工具;用它来研究电子束光刻的层结构靶中的电子散射和能量耗散是十分方便的,可以把正向散射和背散射统一在同一模型中,而不象分析模型那样必须分别进行处理,一般情况下,所得结果也比用分析模型得到的更令人满意。但是,蒙特卡罗方法具有统计性质,所得结果的误差也具有统计性质,这就要求计算的电子数目应足够多,一般需用大型计算机。

对于微米、亚微米电子束光刻,文献[11]给出的蒙特卡罗模拟方法和文献[10]给出的蒙特卡罗模拟方法均可应用。对于毫微米电子束光刻,还应考虑非弹性散射对散射截面的贡献,以及快次级电子等的影响^[22]。

高能(高压)电子束射到光刻靶中,由于入射电子的平均自由程变大,正向散射角锐化,背散射能量幅度变小(尽管射程变大),最终结果是使分辨率增高,邻近效应大大减小。此外,采用高能电子束还会减轻博尔什(Boersch)效应^[23]和空间电荷效应^[24]。用能量为50 keV或大于50 keV的高斯电子束曝光聚合物电子抗蚀剂时,模拟计算表明,淀积的能量分布剖面收缩、变小,正向散射和抗蚀剂中的背散射和衬底的背散射都变小。在这种情况下,根据电子抗蚀剂的灵敏度,控制入射电荷的剂量,易于获得陡直的线宽剖面,甚至有可能获得与电子束直径几乎相同的垂直壁面线宽剖面(对正性电子抗蚀剂而言),这一点已有实验证实^[25]。这样一来,加工亚微米尺寸的图形,将无需用进行邻近效应的修正技术和工艺很繁的多层抗蚀剂技术。研究高能(高压)电子束光刻,将有可能使电子束光刻从邻近效应的束缚中解放出来,展现了未来电子束光刻的新前景。

五、结 束 语

用两种入射电子源:理想点源(束径为零)和高斯圆束点源(束径为 $0.3\ \mu\text{m}$), 分别以 30、50 和 100 keV 的能量垂直入射到层结构样品靶 PMMA/Si 中 (PMMA 厚 $0.4\ \mu\text{m}$, Si 为厚衬底材料), 进行了蒙特卡罗计算机模拟, 计算了三万到五万个人射电子, 所得结果归纳如下:

(1) 以理想点源和高斯圆束点源入射时, 淀积在 PMMA 膜中的能量密度都随入射电子能量的增加而减小. 在同样入射电子能量下, 以高斯圆束点源入射时, 在 PMMA 膜中淀积能量的径向分布比以理想点源入射时的宽, 但在入射轴处, 淀积能量的密度值则比以理想点源入射时的小 (参看图 1, 图 4).

(2) 无论是以理想点源入射还是以高斯圆束点源入射, 淀积在 PMMA 中的能量密度的径向分布都随入射能的升高而向入射轴靠近 (参看图 1, 图 4).

(3) 以理想点源入射时, 淀积在 PMMA 膜中的能量密度的深度分布因入射能量不同而不同; 能量为 100 keV 时, 基本无变化; 50keV 时, 变化较小; 30keV 时, 变化较大. 以高斯圆束点源入射时, 电子淀积在 PMMA 膜中的能量密度的深度分布近似为恒定的, 只是入射能小, 恒定值大, 入射能量大, 恒定值小 (参看图 2, 图 5).

(4) 以理想点源和高斯圆束点源入射时, 淀积在 PMMA 膜中能量的等能密度轮廓都随入射电子能量的增高而向入射轴靠近; 在同一径向位置上等能轮廓值都随入射电子能量的增加而减小 (参看图 3, 图 6). 以高斯圆束点源入射时, 大约在入射束直径的范围内, 出现近似同轴圆筒形的等能轮廓空间分布. 由此可见, 入射束的直径大小和入射电子的能量分布都对等能密度轮廓和隐象、显象的结构有影响, 所以模拟实际情形时, 一般都应考虑束尺寸和能量分布的影响.

(5) 计算结果表明, 提高加速电压, 有助于提高隐象的分辨率, 从而可大大减轻电子束曝光时邻近效应的影响.

(6) 高能(高压)电子束光刻也存在一些问题有待解决. 例如, 电子束的加速电压的增高, 将给高速电子束在大场区中偏转带来困难; 至于在小场区中偏转, 目前已有采用 50keV 的光栅扫描法^[25] 和 100 keV 的矢量扫描法^[26] 进行电子束光刻的报道. 又如, 对于绝缘衬底材料和温度敏感抗蚀剂材料, 衬底的温度变化可能产生较大影响^[27]. 再如, 在高能(高压)电子束光刻条件下, 可能产生辐照损伤^[28], 特别是入射电子能量大于 50 keV 和入射电荷剂量大时的辐照损伤. 这些问题都有待进一步研究解决.

综上所述, 对高能(高压)电子束光刻技术进行理论和实验研究, 对发展电子束光刻技术, 促进微细加工技术和微电子学的发展是具有实际意义的.

本项研究工作是在王守武教授指导下进行的, 并得到马俊如、张孝泽、刘恭良、黄正丰、朱森昌同志的支持和帮助, 在此一并表示衷心感谢.

参 考 文 献

- [1] 孙毓平, 物理, **14**(1985), 748.
- [2] T. H. P. Chang, *J. Vac. Sci. Technol.*, **12**(1975), 1271.
- [3] M. Parikh, *ibid.*, **15**(1978), 931.
- [4] M. Hatzakis, *Solid State Technol.*, **24**(1981), 74.
- [5] D. F. Kyser and C. H. Ting, *J. Vac. Sci. Technol.*, **16**(1979), 1759.
- [6] A. Chapiro, *Radiation Chemistry of Polymeric Systems*, vol. 15, Wiley, New York, 1962, p. 495.
- [7] R. W. Nosker, *J. Appl. Phys.*, **40**(1969), 1872.
- [8] R. J. Hawryluk and H. i. Smith, *Proc. 5th Int. Conf. on Electron and Ion Beam Science and Technology*, edited by R. Bakish, Electrochemical Society, Princeton, N. J., 1972, p. 51.
- [9] J. S. Greeneich and T. Van Duzer, *IEEE Trans. on ED*, **ED-21**(1974), 286.
- [10] M. J. Berger, *Method in Computational Physics*, I, Academic Press, 1963, p. 135.
- [11] D. F. Kyser and K. Murata, *Proc. 6th Int. Conf. on Electron and Ion Beam Science and Technology*, edited by R. Bakish, Electrochemical Society, Princeton, N. J., 1974, p. 205.
- [12] R. J. Hawryluk, et al., *J. Appl. Phys.*, **45**(1974), 2551.
- [13] R. Shimizu, et al., *ibid.*, **46**(1975), 1581.
- [14] D. F. Kyser, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B**, **1**(1983), 1391.
- [15] D. C. Toy, *Microelectronic Engineering*, **1**(1983), 103.
- [16] M. Yoshimi, et al., *Proc. 14th Conf. Solid State Devices*, Tokyo, 1982. see also *Jpn J. Appl. Phys.*, **22**(1983) Suppl. 22—1, 179.
- [17] L. C. Haggmark, et al., *Trans. Amer. Nuc. Soc.*, **19**(1974), 471.
- [18] H. E. Bishop, *Proc. Phys. Soc., Jpn*, **85**(1965), 855.
- [19] F. Rchrlch and B. C. Carlson, *Phys. Rev.*, **93**(1954), 38.
- [20] R. M. Sternheimer, *ibid.*, **145**(1966), 247.
- [21] S. Goudsmit and J. Saundersen, *ibid.*, **57**(1940), 24.
- [22] K. Murata, et al., *J. Appl. Phys.*, **52**(1981), 4396.
- [23] H. C. Pfeiffer, *Proc. 5th Annual SEM Symp. IIT, Research Inst.*, (1972) p. 113.
- [24] A. V. Crewe, *Optik*, **52**(1978/79), 337.
- [25] T. Takigawa, et al., *Microelectronic Engineering*, **1**(1983), 121.
- [26] P. J. Coane et al., *Proc. 10th Int. Conf. on Electron and Ion Beam Science and Technology*, edited by R. Bakish, Electro chemical Society, Princeton, N. J., 1983, p. 2.
- [27] H. I. Ralph et al., *ibid.*, p. 219.
- [28] 孙毓平, 电子科学学刊, **7**(1985), 304.

MONTE CARLO SIMULATION OF THE ENERGY DISSIPATION PROFILES OF 30, 50 AND 100KeV INCIDENT BEAMS IN A LAYERED STRUCTURE IN ELECTRON BEAM LITHOGRAPHY

Sun Yuping

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica)

Liu Hua

(Chinese Science Academy of Atomic Energies)

In this paper, a Monte Carlo simulation of the energy dissipation profiles of 30, 50 and 100 keV incident beams in this film (0.4 μm) electron resist, polymethyl methacrylate (PMMA), on thick silicon substrate in electron beam lithography is presented. The radial scattering and energy loss of incident electrons (including backscattered electrons from the substrate) are simulated under illumination of ideal point source and Gaussian round beam spot source, and the histories of 30000—50000 electrons are computed.