

文章编号: 0253-2239(2004)12-1691-6

## 基于角谱理论的厚层光刻胶衍射光场研究\*

唐雄贵 郭永康 杜惊雷 刘世杰 高福华

(四川大学物理科学与技术学院, 成都 610064)

**摘要:** 为快速、准确地获得厚层光刻胶内部衍射光场的分布,利用角谱理论的思想,考虑入射光通过掩模后在光刻胶面的反射、透射和光刻胶曝光过程中其折射率及吸收系数在深度方向上的变化,建立了衍射光场在厚层光刻胶中传输的理论模型。为减小计算量,对快速傅里叶算法进行了改进。该方法数值计算速度快,计算结果准确,并适用于光在折射率渐变的其它介质中的传播。最后,对厚层光刻胶中光场分布进行了数值模拟;计算模拟表明,对于厚层光刻胶,其表面的反射、透射和折射率及吸收系数在深度方向变化对衍射光场分布有明显的影响。

**关键词:** 物理光学; 光刻; 角谱理论; 传递函数; 厚层光刻胶; 快速傅里叶算法

中图分类号: O436.1 文献标识码: A

## Study of Diffractive Field Based Angular Spectrum Theory in Thick Film Photoresist

Tang Xiongui Guo Yongkang Du Jinglei Liu Shijie Gao Fuhua

(Department of Physics, Sichuan University, Chengdu 610064)

(Received 10 December 2003; revised 25 April 2004)

**Abstract:** The angular spectrum theory is introduced to analyze optical diffraction lithography in thick film photoresist, and the reflection and transmission on the interface and the variation of dielectric coefficient in depth direction in thick film inhomogeneous resist are considered. A novel lithography model is put forward to simplify the analysis of optical diffraction, and the fast Fourier transform (FFT) algorithm is converted into convolution calculation to save computation cost. Numerical calculation results show that the reflection and transmission on the interface and the variation of dielectric coefficient in depth direction have important effects on the diffractive field intensity of thick film resist.

**Key words:** physical optics; lithography; angular spectrum theory; optical transfer function; thick film photoresist; fast Fourier transform algorithm

### 1 引 言

微光学元件(DOE)或微机电系统(MEMS)具有体积小、重量轻、效率高、能耗低和易于系统集成等优点,在军事、医学、航天、通信等诸多领域有广泛的应用。设计与制作具有深浮雕、大深宽比的微结构元件是目前微机电系统研究中的重要内容。其制作方法有多种,相对而言,光学光刻的方法具有简

单、有效、成本低的优点,但通常采用厚层光刻胶作为牺牲层来传递图形才可实现。有关薄胶光刻过程的模拟已有大量报道,但厚胶光刻过程不同于薄胶光刻过程,薄胶曝光模型不能简单地用于厚胶光刻的模拟。厚胶光刻是一个复杂的多参量变化过程,多种非线性畸变的存在使得对厚胶的光刻过程的模拟存在困难,目前其研究主要局限于实验工艺方面<sup>[1]</sup>。

光刻过程的模拟主要有两类。一类是基于 Dill 曝光模型<sup>[2]</sup>,首先利用标量衍射理论得到抗蚀剂上表面处的光场分布,不考虑光刻胶面透射、反射和在光刻胶内部的衍射,仅考虑在光刻胶内传播过程中

\* 国家自然科学基金(60276018)和中国科学院光电研究所微细加工技术国家重点实验室资助课题。

E-mail: txgjly@sohu.com

收稿日期:2003-12-10;收到修改稿日期:2004-04-25

的衰减和基底层反射,最后得到光刻胶内部光场分布<sup>[3,4]</sup>。但这种近似处理仅适用于光刻胶较薄和线宽较大的情形;当光刻胶厚度增大或线宽减小时,该结果将不再准确,原因是衍射光场在光刻胶面的反射、透射以及在光刻胶中的进一步传输,其衍射光场分布将发生很大变化。另一类是利用严格的电磁理论,对光刻胶中光场分布进行数值求解,主要数值计算方法有有限时域差分法、有限元法、边界元法等,使用这些方法在理论上可以对光刻胶内部光场分布进行精确分析<sup>[5,6]</sup>,但是须将求解区域划分成许多细小单元,其计算结果的精确性与划分的单元数有关,随着单元数的增加,其计算成本将大大增加。若模拟大深度或大线宽的衍射光场问题,在其计算时间上将不堪忍受,目前该方法主要用来模拟薄层光刻胶内部衍射光场分布。因而,对于厚胶光刻模拟,很有必要建立一个快速、有效、准确的物理模型来分析其内部光场传播规律。

在厚胶光刻模拟过程中,不仅要考虑光刻胶面的反射、透射对内部光场的传播影响,而且要考虑其折射率与吸收系数在深度方向上发生变化。由于Dill曝光模型的局限性及有限时域差分法、有限元法、边界元法等方法的分析和计算复杂性缺点,针对厚层光刻胶光刻的特点,本文利用角谱理论的思想<sup>[7,8]</sup>,将抗蚀剂进行分层处理,并认为同一薄层中折射率与吸收系数相同,每一分层内部的衍射光场等效于不同空间频率的平面波的叠加,平面波在每一分层内的传播由传递函数确定,在每一分层界面

处将考虑反射与透射对传播平面波波矢方向、振幅、相位影响。其具体分层数由其折射率与吸收系数变化梯度的大小和计算量的大小权衡确定。利用本文所建立的物理模型和计算方法,可快速、有效地获得厚层抗蚀剂内部的衍射光场分布。

## 2 衍射光场的计算原理

假定在曝光前光刻胶是均匀介质,由于光刻胶折射率及吸收系数在曝光过程中受非等量曝光量的影响随时空而发生变化,为分析方便,将曝光过程分成一系列的时间间隔 $\Delta t$ ,各分层的折射率及吸收系数在很短曝光时间间隔 $\Delta t$ 内不变,但在不同的 $\Delta t$ 内其折射率及吸收系数不同,其大小由初始大小和曝光量共同决定。基于此,仅须分析一个时间间隔 $\Delta t$ 内的衍射光场分布,其他不同时间间隔 $\Delta t$ 内的衍射光场可依次进行分析求解。本文仅具体分析接近式曝光过程,其它曝光方式可采用类似分析方法。如图1(a)所示,一束波长为 $\lambda$ 平面波入射到缝宽为 $a$ 的掩模板上,光刻胶面与掩模面平行,它们之间空隙距离为 $d$ ,光刻胶厚度为 $h$ ,基底材料厚度为 $h_{\text{sub}}$ ,折射率为 $n_{\text{sub}}$ 。现假设光刻胶的折射率及吸收系数在水平 $x$ 方向上不发生变化,在深度 $z$ 方向上缓慢变化。将光刻胶水平分成 $N$ 层,并认为每一层内为均匀介质,其厚度、折射率及消光系数分别为 $h_i$ 、 $n_i$ 、 $\kappa_i$ ,复折射率 $\tilde{n}_i = n_i + j\kappa_i$ , $j = \sqrt{-1}$ ,第 $i$ 层和第 $i+1$ 层的分界面位置表示为 $z_i$ 。如图1(b)所示。

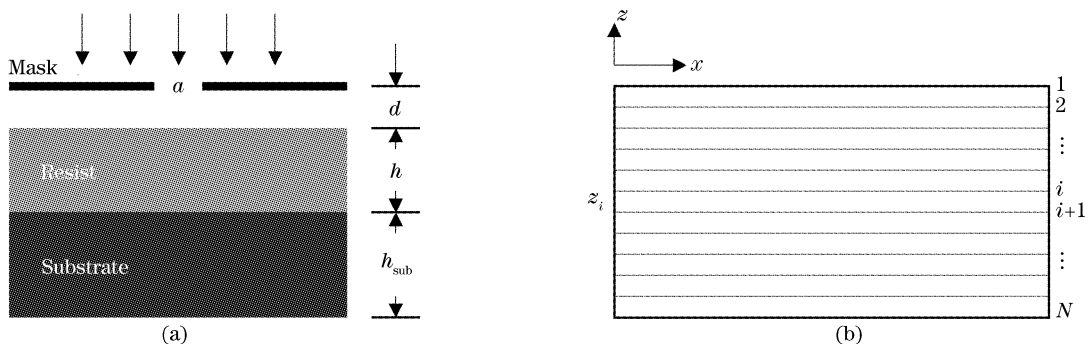


Fig. 1 (a) Sketch of exposure setup, (b) multilayers of resist section enlarging

当光波场透过衍射孔在自由空间中传播时,其复振幅必须满足自由空间的亥姆霍兹方程。若直接对其积分公式进行数值计算,其计算量大。但是,由角谱理论知道,任一位置的光场分布等效于不同权重因子的不同波矢方向的平面波的线性叠加<sup>[7~10]</sup>。如图1(a)所示,一平面波入射到透过率为 $t(x)$ 掩模

上,利用快速傅里叶变换卷积定理可得到透过掩模后出射光场的空间频率分布 $F(\xi, \eta)$ 。若此光场在自由空间继续传播,则传播到任一位置的光场的空间频率分布为

$$G(\xi, \eta) = F(\xi, \eta)H(\xi, \eta), \quad (1)$$

其中传递函数为

$$H(\xi, \eta) = \begin{cases} \exp[jkz \sqrt{1 - \lambda^2(\xi^2 + \eta^2)}], & \xi^2 + \eta^2 \leq \lambda^{-2} \\ \exp[-kz \sqrt{\lambda^2(\xi^2 + \eta^2) - 1}], & \xi^2 + \eta^2 > \lambda^{-2} \end{cases} \quad (2)$$

$G(\xi, \eta), F(\xi, \eta)$  分别是观察位置和透过掩模后出射光场的空间频率分布。利用(1)式、(2)式可得到任一观察位置的空间频率分布,然后通过逆傅里叶变换可求出其光场复振幅,该过程仅计算了一次傅里叶变换和一次逆傅里叶变换。

对于更普遍的情形,若传播介质是折射率为  $n = n_0 + j\kappa$  的均匀吸收介质时,在介质中的波长变为  $\lambda/(n_0 + j\kappa)$ ,光波的传播仍可用(1)式来表示,只是传递函数  $H(\xi, \eta)$  修正为<sup>[10]</sup>

$$H(\xi, \eta) = \exp(-\alpha z) \exp(j\beta z), \quad (3)$$

当  $n_0 \gg \kappa$  时,上式中  $\alpha, \beta$  的近似等于:

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_0 \kappa}{\sqrt{n_0^2 - \lambda^2(\xi^2 + \eta^2)}}, \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_0^2 - \lambda^2(\xi^2 + \eta^2)},$$

当  $n_0 = 1$  与  $\kappa = 0$  时,(3)式又简化为(1)式。

由(1)式就可得到透过掩模后出射光场传输到光刻胶上表面的衍射光场的空间频率分布  $G_{z_0^-}(\xi, \eta)$ 。由于分界面两边为折射率不同的介质,对于每一不同的空间频率的平面波,在该界面处发生反射和透射,其波矢方向、振幅、相位会发生改变,所以,衍射光场在透过光刻胶表面后的空间频率分布函数为

$$G_{z_0^+}(\xi', \eta') = T_{z_0}(\xi, \eta) G_{z_0^-}(\xi, \eta), \quad \xi' = \frac{\xi}{n_1}, \quad \eta' = \frac{\eta}{n_1}, \quad (4)$$

其中  $T_{z_0}(\xi, \eta)$  表示光刻胶表面透射振幅系数,可由菲涅耳公式确定:

$$T_{z_0}(\xi, \eta) = \frac{2 \sqrt{(1 - \lambda^2 \xi^2 - \lambda^2 \eta^2)}}{\sqrt{(1 - \lambda^2 \xi^2 - \lambda^2 \eta^2)} + n_1 \sqrt{[1 - n_1^{-2} \lambda^2 (\xi^2 + \eta^2)]}}, \quad (5)$$

由(4)式、(5)式可以看出,由于分界面的折射,其平面波的波矢方向发生了变化,这种变化仅与界面两边介质参量有关,其空间频率的变化势必改变衍射光场的分布。透过分界面后的光场在该层介质内将进一步传播,当传输到第一和第二层分界面  $z_1$  处时光场又将发生反射和透射。在第1层中距前表面为  $z_d^1$  处的空间频率分布等于  $G_{z_0^+}(\xi', \eta')$  传递到  $z_d^1$  的空间频率分布与传递到分界面  $z_1$  处多次反射再传递到  $z_d^1$  处的空间频率叠加。因多次反射后其对应空间频率的振幅急剧减小,故这仅考虑一次透射和一次界面  $z_1$  反射所叠加得到的空间频率分布,即

$$G_{z_d^1}(\xi', \eta') = G_{z_0^+}(\xi', \eta') [H_{z_0, z_d^1}(\xi', \eta') + H_{z_0, z_1}(\xi', \eta') R_{z_1}(\xi', \eta') H_{z_1, z_d^1}(\xi', \eta')], \quad (6)$$

其中  $H_{z_0, z_d^1}(\xi', \eta'), H_{z_0, z_1}(\xi', \eta'), H_{z_1, z_d^1}(\xi', \eta')$  和  $R_{z_1}(\xi', \eta')$  分别为光刻胶表面到  $z_d^1$  处、光刻胶表面到分界面  $z_1$ 、分界面  $z_1$  到  $z_d^1$  处的传递函数和分界面  $z_1$  处的广义反射振幅系数,广义反射振幅系数的具体定义参见文献[11, 12],这里不再详述。其中传递函数由(3)式确定。其中第层到第层的单界面反射振幅系数为

$$R_{i, i+1}(\xi', \eta') = \frac{n_i \sqrt{(1 - \lambda^2 \xi'^2 - \lambda^2 \eta'^2)} - n_{i+1} \sqrt{[1 - n_{i+1}^{-2} \lambda^2 (\xi'^2 + \eta'^2)]/n_{i+1}^2}}{n_i \sqrt{(1 - \lambda^2 \xi'^2 - \lambda^2 \eta'^2)} + n_{i+1} \sqrt{[1 - n_{i+1}^{-2} \lambda^2 (\xi'^2 + \eta'^2)]/n_{i+1}^2}},$$

所以,在距表面为  $z_d^1$  处的衍射光场强度分布由空间频率分布的傅里叶逆变换可得,即

$$I(x, y) = n_1 \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} |\mathcal{F}^{-1}\{G_{z_d^1}(\xi', \eta')\}|^2/2, \quad (7)$$

其中  $\mathcal{F}^{-1}\{\}$  表示逆傅里叶变换。

由图1(b)所示,当衍射光场传输到第  $i$  层时,可反复利用传递函数、透射振幅系数和反射振幅系数进行求解。为了简洁起见,采用  $T_{z_0, z_i}, R_i$  分别表示由  $z_0$  上表面到  $z_i$  下表面的广义透射振幅系数和由  $z_i$  上表面到下面所有层的广义反射透射系数<sup>[11, 12]</sup>,所以,在第  $i$  层中位置  $z_d^i$  处的空间频率分布为

$$G_{z_d^i}(\xi', \eta') = G_{z_0^-} T_{z_0, z_i} [H_{z_i, z_d^i} + H_{z_i, z_{i+1}} R_i H_{z_{i+1}, z_d^i}], \quad (8)$$

当然,对于厚胶光刻情形,其各分层的折射率与吸收系数变化很小,可以不考虑内部各分层之间的反射,故可以进一步将(8)式简化为

$$G_{z_d^i}(\xi', \eta') = G_{z_0^-} \left\{ \left( \prod_{k=1}^i T_k H_{k, k+1} \right) [H_{i, z_d^i} + H_{i, i+1} \left( \prod_{k=i+1}^{N-1} T_k H_k \right) R_N \left( \prod_{l=N-1}^{i+1} T_K H_k \right) H_{i+1, z_d^i}] \right\}, \quad (9)$$

其中  $T_k, R_N$  分别表示第  $j-1$  与第  $j$  层界面处的透射振幅系数、最后一层与基底界面处的反射透射系数。同理, 在第  $i$  层中位置  $z_d^i$  处的衍射光强分布为

$$I(x, y) = n_i \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} |\mathcal{F}^{-1}\{G_{z_d^i}(\xi', \eta')\}|^2 / 2. \quad (10)$$

当光刻胶中各分层的折射率与吸收系数相同时, (9) 式中的  $T_j = 1, R_j = 0 (j = 2, 3, \dots, N-1)$ , 因而(9) 式就简化为(6) 式所讨论的情形。当所讨论的光刻胶和基底为空气时, 其  $T_j = 1, R_j = 0, (j = 1, 2, \dots, N)$ , 这就回到了自由空间的光场传播问题, (9) 式简化到(1) 式。

### 3 数值计算

#### 3.1 快速傅里叶变换改进算法

采用角谱理论将空域的衍射问题转变到频域进

行分析, 可以利用快速傅里叶算法进行计算模拟。但当直接利用快速傅里叶算法时, 由抽样定理可知, 其抽样频率间隔  $\Delta\xi$  由空域的抽样点数及空域抽样间隔决定, 为了减小频率抽样间隔  $\Delta\xi$  以得到足够的衍射空间频率信息, 就必须增加抽样点数, 这样就大大增加了数值计算量。另外, 由前面理论分析可知, 因各分层中的折射率的不同, 故其各分层中的频率间隔也不同。基于此原因, 现将快速傅里叶变换作进一步改进处理。为简单起见, 现考虑一维傅里叶变换, 其二维情况可作类似推广。一维傅里叶变换的离散形式可写为<sup>[9]</sup>

$$F(m\Delta\xi) = \sum_{n=0}^{N-1} f(n\Delta x) \exp(-j2\pi\Delta x nm), \quad (11)$$

在(11)式中作如下变换

$$-2mn = (n-m)^2 - (n^2 + m^2) \quad (12)$$

将(12)式代入(11)式可得到下式,

$$F(m\Delta\xi) = \exp(-j\pi\Delta x \Delta\xi n^2) \sum_{n=0}^{N-1} f(n\Delta x) \times \exp(-j\pi\Delta x \Delta\xi n^2) \exp[j\pi\Delta x \Delta\xi (n-m)^2] = \exp(-j\pi\Delta x \Delta\xi n^2) \{ [f(n\Delta x) \exp(-j\pi\Delta x \Delta\xi n^2)] \otimes [\exp(j\pi\Delta x \Delta\xi n^2)] \}, \quad (13)$$

其中 $\otimes$ 表示卷积。利用这种卷积形式的快速算法不仅可实现快速傅里叶变换, 而且该算法中频率抽样间隔  $\Delta\xi$  不依赖于空域抽样间隔  $\Delta x$  和抽样点数  $N$ , 从而实现了抽样频率间隔的独立控制。这样即保持了计算量小的优点, 又可获得其空间频率的细节信息。同理, 对于逆傅里叶变换, 可以作同样处理。

#### 3.2 计算实例

在均匀介质中, 只要衍射屏和接收面相对位置确定, 接收面处的衍射场分布也就确定, 与经历中间传输的次数无关, 即衍射光场传输及相应计算程序应满足衍射传递性条件。现在利用本文第 2 节所述方法来计算模拟从衍射屏出射的光场在自由空间分别经单次和两次传输到接收面处的衍射光场。其具

体参量为: 入射波长  $\lambda = 365 \text{ nm}$ , 缝宽  $a = 5 \text{ }\mu\text{m}$ , 衍射屏至接收面距离  $d = 10 \text{ }\mu\text{m}$ 。计算模拟结果如图 2, 横轴  $x$  表示接收面处的水平方向, 纵轴表示相对光强分布。图 2(a) 表示直接计算从衍射屏传输到  $10 \text{ }\mu\text{m}$  处的光场分布, 图 2(b) 表示由衍射屏传输  $5 \text{ }\mu\text{m}$  位置处的光场分布, 图 2(c) 表示以图 2(b) 的衍射光强分布再传输  $5 \text{ }\mu\text{m}$  所得到的衍射光场。由图可以看出, 计算结果图 2(a) 与图 2(c) 一致, 这表明了该计算模拟程序满足衍射光场的传递性条件。

通常在计算模拟光刻胶中衍射场的分布时, 直接利用光刻胶表面的自由空间衍射光场分布作为透射进光刻胶中的初始光场分布, 然后利用朗伯-比尔定律来计算光刻胶中光场分布, 这样计算的结果

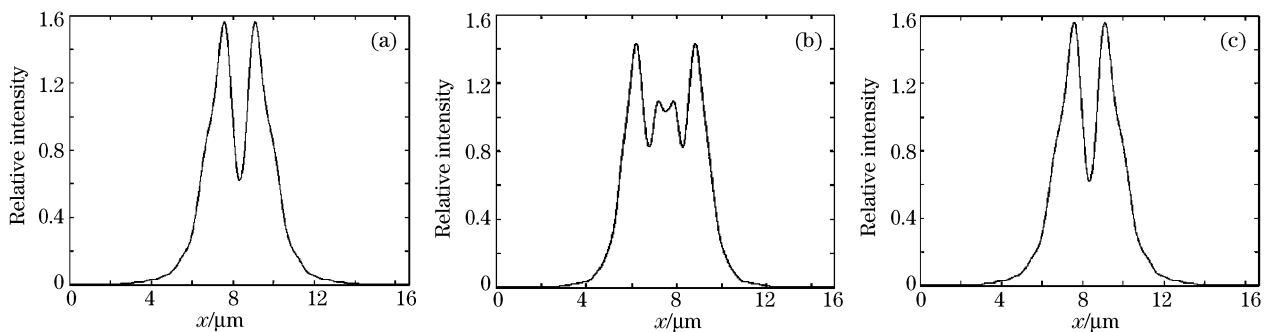


Fig. 2 Intensity distribution on output plane. (a)  $d = 10 \text{ }\mu\text{m}$ , (b)  $d = 5 \text{ }\mu\text{m}$ , (c)  $d = 10 \text{ }\mu\text{m}$

与实际光场传播是有差别的,利用前述方法模拟了这种光场分布的差别,结果如图 3 所示。图 3(a)、图 3(b)分别表示不考虑和考虑光刻胶上表面的透射对衍射光场的影响所得到的靠近其表面处的光刻胶内部衍射光场分布。具体参量为:入射波长  $\lambda = 365 \text{ nm}$ ,缝宽  $a = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,光刻胶表面距衍射缝距离

$d = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,光刻胶折射率为 1.7,并且都不考虑光刻胶的吸收与基底面的反射。由图可以看出,其光场分布的半峰全宽(FWHM)和局部峰值数量及位置有明显的不同,这说明了光刻胶界面的反射、透射对其内部的衍射光场分布有明显影响。

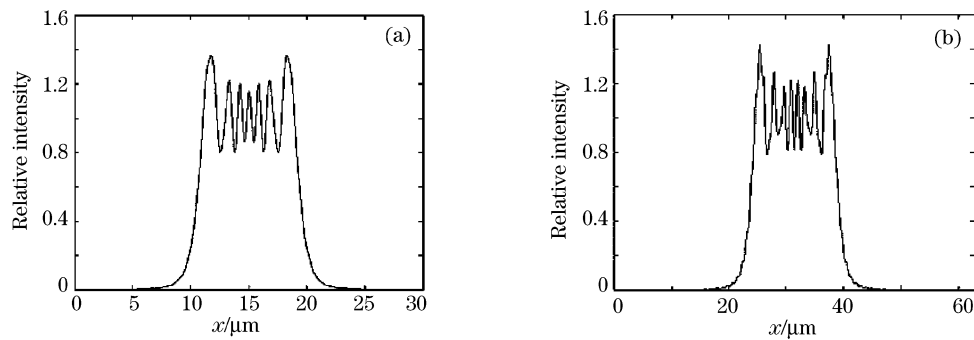


Fig. 3 (a) Intensity distribution above photoresist, (b) intensity distribution under photoresist

现在对厚层光刻胶内部的衍射光场的分布进行数值模拟。假定具体参量为:入射光波长  $\lambda = 365 \text{ nm}$ ,缝宽  $a = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,光刻胶表面到掩模的距离  $d = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,光刻胶为 AZ4562,厚度为  $20 \text{ }\mu\text{m}$ ,折射率为 1.7048,基底折射率 1.4560,消光系数

0.00185,分层数为 50 层,抽样点数为 2048。计算结果如图 4(其内部衍射光强分布用灰度或等高线表示)。图 4(a)采用 Dill 模型;图 4(c)采用本文方法,假定光刻胶内部折射率与消光系数在空间上不变;图 4(e)采用本文方法,假设光刻胶表内部折射

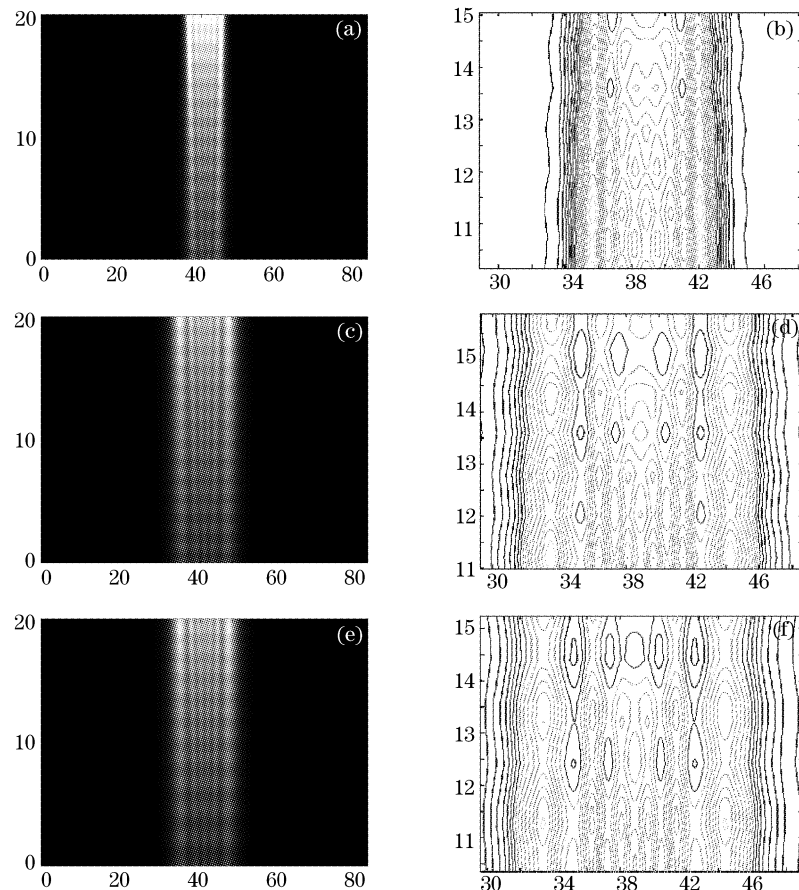


Fig. 4 Intensity distribution of cross-section in the photoresist (unit:  $\mu\text{m}$ )

率和消光系数由上向下从1.7048、0.00185均匀增大到1.7548、0.00205。图4(b)、图4(d)、图4(f)分别为图4(a)、图4(c)、图4(e)光刻胶内部对应相同位置细节放大图(图中光强用等高线表示,灰度的深浅表示光强的大小)。由图可以看出,图4(c)、图4(e)相对于图4(a)的光场分布发生明显展宽,从图4(b)、图4(d)与图4(f)可以看出其内部光场分布细节上也是不同的。这些差异是由于光刻胶界面的透射、反射改变了光场空间频率分布及深度方向上的折射率和消光系数的变化对衍射波前的相位调制所引起的。因而,为使厚层光刻胶内部衍射光场的计算模拟更准确,应考虑其分界面的反射、透射和在光刻胶深度方向上折射率及吸收系数的变化对衍射光场分布的影响。

**结论** 采用角谱理论的思想,考虑了厚层光刻胶界面的反射、透射对光场角谱的影响和在光刻胶深度方向上折射率及吸收系数的变化对衍射光场的影响,建立了衍射光场在厚层光刻胶中传输的理论模型,得到了在厚层光刻胶中的衍射光场分布。为减小计算量,对快速傅里叶算法进行了改进。自由空间的衍射光场的传播满足自治性要求,并用模拟计算进行了验证。通过对厚层光刻胶内部衍射光场分布模拟计算表明,其分界面的反射、透射对光场角谱的影响和在光刻胶深度方向上折射率及吸收系数的变化对衍射光场分布有明显的影响,其原因是各分界面的透射、反射对衍射频率产生一定的调制作用及各分层不同折射率产生的不同相位调制,从而改变了衍射光场分布,因而,为使光刻过程的模拟与实际的光刻过程相符合,应该考虑光刻胶界面的反射、透射和其内部折射率与消光系数的缓慢变化所产生的影响。利用本文所建立的物理模型和计算方法,快速、有效的分析厚层光刻胶内部衍射光场分布,对

于厚胶光刻工艺有一定的指导意义。

### 参 考 文 献

- 1 Graham Arthur. Modifying the surface inhibition layer of thick resists for improved process control. *Proc. SPIE*, 2001, **4404**: 372~379
- 2 Dill F H, Tuttle J A, Neureuther A R *et al.*. Modeling projection printing of positive photoresist. *IEEE Transactions on Electron Device*, 1975, **Ed-22**(7):456~464
- 3 Flack W, Newman G, Bernrd D *et al.*. Advanced simulation techniques for thick photoresist lithography. *Proc. SPIE*, 1997, **3049**: 789~804
- 4 Xiao Xiao, Du Jinglei, Guo Yongkang *et al.*. Study on new method of reducing standing wave effects in lithography. *Microfabrication Technology* (微细加工技术), 2002, (4):36~44 (in Chinese)
- 5 Gordon R, Mack C A. Lithography simulation employing rigorous solution to Maxwell's equations. *Proc. SPIE*, 1998, **3334**: 176~196
- 6 Wong A K, Neureuther A R. Rigorous three-dimensional time-domain finite-difference electromagnetic simulation for photolithographic applications. *IEEE, Transactions on Semiconductor Manufacturing*, 1995, **8**(4): 419~431
- 7 Li Junchang, Chen Jinbo, Fan Zebin *et al.*. The kirchhoff transfer function and Rayleigh-Sommerfeld transfer function of diffraction. *J. Optoelectronics Laser* (光电子·激光), 2002, **13**(1): 87~89 (in Chinese)
- 8 Born, Wolf E. *Principles of Optics* (7th Edition). London: Cambridge University Press, 1999, Chapter 8, Chapter 11 and Chapter 13
- 9 Su Xianyu, Li Jitao. *Information Optics* (信息光学), Beijing: Science Press, 1999, Chapter 2 (in Chinese)
- 10 Li Junchang. *Diffraction of Laser and Calculation on Thermal Acting*(激光衍射及热作用计算). Beijing: Science Press, 2002. 39~57 (in Chinese)
- 11 Tang Xionggui, Fu Kexiang, Wang Zhiheng *et al.*. Analysis of rigorous modal theory for arbitrary dielectric gratings made with anisotropic materials. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(7): 774~779 (in Chinese)
- 12 Li Lifeng. Note on the S-matrix propagation algorithm. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 2003, **20**(4): 655~660