

基于Mueller矩阵椭偏仪的纳米压印模板与光刻胶光栅结构准确测量*

陈修国¹⁾ 刘世元¹⁾ 张传维^{1)†} 吴懿平²⁾
马智超³⁾ 孙堂友³⁾ 徐智谋³⁾

1)(华中科技大学, 数字制造装备与技术国家重点实验室, 武汉 430074)

2)(华中科技大学材料科学与工程学院, 武汉 430074)

3)(华中科技大学光学与电子信息学院, 武汉 430074)

(2014年4月2日收到; 2014年5月5日收到修改稿)

在纳米压印工艺中, 对模板和压印结构的几何参数进行快速、低成本、非破坏性地准确测量具有非常重要的意义. 与传统光谱椭偏仪只能改变波长和入射角2个测量条件并且在每一组测量条件下只能获得振幅比和相位差2个测量参数相比, Mueller矩阵椭偏仪可以改变波长、入射角和方位角3个测量条件, 而且在每一组测量条件下都可以获得一个 4×4 阶Mueller矩阵共16个参数, 因此可以获得更为丰富的测量信息. 通过选择合适的测量条件配置, 充分利用Mueller矩阵中的测量信息, 有望实现更为准确的纳米结构测量. 基于此, 本文利用自主研发的Mueller矩阵椭偏仪对硅基光栅模板和纳米压印光刻胶光栅结构进行了测量. 实验结果表明, 通过对Mueller矩阵椭偏仪进行测量条件优化配置, 并且在光学特性建模时考虑测量过程中出现的退偏效应, 可以实现压印工艺中纳米结构线宽、线高、侧壁角以及残胶厚度等几何参数更为准确的测量, 同时对于纳米压印光刻胶光栅结构还可以直接得到光斑照射区域内残胶厚度的不均匀性参数.

关键词: 纳米压印, 纳米测量, Mueller矩阵椭偏仪, 测量准确度

PACS: 07.60.Fs, 81.07.-b, 85.40.Hp, 06.20.-f

DOI: 10.7498/aps.63.180701

1 引言

纳米压印是一种利用模板将图形转移到衬底上的批量化纳米制造工艺^[1,2]. 由于具有加工简单、分辨率高、生产效率高、成本低等优点, 纳米压印目前已经作为半导体加工工艺中的重要方法之一. 为了实现有效工艺监控, 在纳米压印过程中对纳米结构的特征线宽、线高、侧壁角以及残胶厚度等几何参数进行快速、低成本、非破坏性的准确测量具有十分重要的意义. 目前, 对于纳米压印工艺中纳米结构几何参数测量的主要手段是扫描电子显微镜和原子力显微镜, 其优点是都可以满足纳米

级尺度的测量, 但其显著缺点是速度慢、成本高、设备操作复杂、难以集成到制造工艺线上实现在线测量. 与之相反, 光学测量方法如光学散射测量技术(optical scatterometry), 具有速度快、成本低、无接触、非破坏和易于在线集成等优点, 近年来在纳米压印领域中获得了广泛的应用^[3-6].

传统光学散射测量技术采用光谱椭偏仪(spectroscopic ellipsometry), 通过测量待测结构(一般为周期性结构)零级衍射光在反射前后偏振状态的变化(即振幅比和相位差), 然后将其与理论光学特性建模计算出来的振幅比和相位差相比, 进而从中反演并提取出待测结构的几何参数等信息. 由于光谱椭偏仪具有光谱灵敏度高和对材料选择性低

* 国家自然科学基金(批准号: 91023032, 51005091)、国家重大科学仪器设备开发专项(批准号: 2011YQ160002)和教育部长江学者和创新团队发展计划资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: chuanweizhang@mail.hust.edu.cn

等优点,因而在各向同性薄膜材料的光学特性表征与薄膜厚度测量中获得了广泛的应用^[7-10].光谱椭偏仪自2000年前后开始用于亚波长纳米结构的关键尺寸测量^[11,12],此时通常被称为光学散射仪.尽管与测量表面粗糙度的光学散射仪在名称上完全相同,但是其工作原理截然不同.由于其主要目的是用于关键尺寸测量,因此也被称为光学关键尺寸(optical critical dimension)测量仪.

近年来,随着纳米结构特征尺寸的不断减小,基于传统光谱椭偏仪的光学散射测量技术正逐渐接近其光谱灵敏度极限^[13].为此,国际上不少研究机构都对光学散射测量技术展开了有益的探索,其中基于Mueller矩阵椭偏仪(Mueller matrix ellipsometry)的光学散射测量技术由于可以获得更为丰富的测量信息并且具有更高的光谱灵敏度,引起了研究者的广泛关注^[14-18].与传统光谱椭偏仪只能改变波长和入射角2个测量条件并且在每一组测量条件下只能获得振幅比和相位差2个测量参数相比,Mueller矩阵椭偏仪可以改变波长、入射角和方位角3个测量条件,而且在每一组测量条件下都可以获得一个 4×4 阶Mueller矩阵共16个参数,因此可以获得诸如样品各向异性以及退偏等丰富得多的测量信息.通过选择合适的测量条件配置,充分分析并利用Mueller矩阵中包含的更为丰富的测量信息,有望实现更为准确的纳米结构测量.本文以此为出发点,提出利用Mueller矩阵椭偏仪实现纳米压印工艺中模板和压印结构几何参数更为准确的测量.尽管已有利用Mueller矩阵椭偏仪实现纳米压印光栅结构中非对称性特性快速测量的研究^[15],也有利用传统光谱椭偏仪对纳米压印模板和光刻胶光栅结构进行测量的报道^[5,6],但是利用Mueller矩阵椭偏仪并且强调通过选择合适的测量条件配置、充分利用Mueller矩阵中包含的测量信息实现纳米压印工艺中模板和压印结构更为准确测量的研究尚未见报道.

2 基本原理

2.1 仪器测量原理

本文在实验中采用的测量仪器是课题组自主研发的双旋转补偿器型Mueller矩阵椭偏仪,其基本光路如图1所示,其中旋转补偿器1和旋转补偿器2分别按照 $\omega_1 = 5\omega$ 和 $\omega_2 = 3\omega$ 的转速比同步旋转(ω 为基频).出射光束对应的Stokes向量 \mathbf{S}_{out} 可

以表示为^[19,20]

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{out} = & [\mathbf{M}_A \mathbf{R}(A)] \\ & \times [\mathbf{R}(-C_2) \mathbf{M}_{C_2}(\delta_2) \mathbf{R}(C_2)] \cdot \mathbf{M}_S \\ & \times [\mathbf{R}(-C_1) \mathbf{M}_{C_1}(\delta_1) \mathbf{R}(C_1)] \\ & \times [\mathbf{R}(-P) \mathbf{M}_P] \cdot \mathbf{S}_{in}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 \mathbf{M}_P , \mathbf{M}_A , $\mathbf{M}_{C_1}(\delta_1)$, $\mathbf{M}_{C_2}(\delta_2)$ 和 \mathbf{M}_S 分别为起偏器、检偏器、旋转补偿器1、旋转补偿器2和样品对应的Mueller矩阵; $\mathbf{R}(\alpha)$ 为对应光学元件的旋转矩阵,这里 α 可以表示起偏器和检偏器的透光轴方向与入射面的夹角 P 和 A 以及旋转补偿器1和旋转补偿器2的快轴方向与入射面的夹角 C_1 和 C_2 ,其中 $C_1 = 5(\omega - C_{S1})$, $C_2 = 3(\omega - C_{S2})$; δ_1 和 δ_2 分别表示旋转补偿器1和旋转补偿器2对应的相位延迟量.将(1)式展开可以得到出射光束对应的光强表达式为

$$\begin{aligned} I(t) = & I_{00} M_{11} \left\{ a_0 + \sum_{n=1}^{16} [a_{2n} \cos(2n\omega t - \phi_{2n}) \right. \\ & \left. + b_{2n} \sin(2n\omega t - \phi_{2n})] \right\} \\ = & I_0 \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{16} [\alpha_{2n} \cos(2n\omega t - \phi_{2n}) \right. \\ & \left. + \beta_{2n} \sin(2n\omega t - \phi_{2n})] \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 I_{00} 是探测器的光谱响应函数, M_{11} 为样品Mueller矩阵中对应第一行和第一列的元素, ϕ_{2n} 为相位并且是 C_{S1} 和 C_{S2} 的函数; $I_0 = I_{00} M_{11} a_0$, $\alpha_{2n} = a_{2n}/a_0$ 和 $\beta_{2n} = b_{2n}/b_0$ 分别表示直流分量和归一化后的交流分量.由于待测样品对应的Mueller矩阵元素 M_{ij} ($i, j = 1, 2, 3, 4$)为谐波系数 α_{2n} 和 β_{2n} 的线性组合,利用Hadamard分析^[21],便可以从谐波系数 $\{I_0, \alpha_{2n}, \beta_{2n}\}$ 中提取出待测样品的Mueller矩阵元素.课题组研制的双旋转补偿器型Mueller矩阵椭偏仪的原理样机如图1所示,其波长范围为200—1000 nm,不加会聚透镜时的光束直径约为3 mm,加上会聚透镜之后光束直径可以达到200 μm ,仪器的起偏臂、检偏臂以及样品台均可以旋转,用于改变测量时的入射角和方位角.

2.2 测量数据分析

基于Mueller矩阵椭偏仪的纳米结构测量并不是一种“所见即所得”的测量方法,其本质上是一种基于模型的测量方法^[22],为了从测得的Mueller

矩阵光谱中提取出纳米结构的待测参数, 需要事先对纳米结构进行光学特性建模. 对于周期性纳米结构如光栅结构的的光学特性可以采用严格耦合波分析 (rigorous coupled-wave analysis, RCWA)^[23-25] 方法进行建模求解. 如图 2 所示, 利用 RCWA 进行电磁场建模主要包括三个步骤^[26]: 1) 由 Maxwell 方程求得入射区和透射区的电磁场表达式; 2) 对光栅区域内的介电常数与电磁场进行 Fourier 展开, 然后由 Maxwell 方程或者 Helmholtz 方程导出耦合波方程组; 3) 在光栅区域的上下边界运用电磁场边界条件, 通过一定的矩阵运算便可以求得各级次衍射波的振幅系数. 根据所求得的零级衍射波的振幅系数可以进一步计算出待测样品的 Jones 矩阵 \mathbf{J} :

$$\begin{bmatrix} E_{rp} \\ E_{rs} \end{bmatrix} = \mathbf{J} \begin{bmatrix} E_{ip} \\ E_{is} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{ip} \\ E_{is} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中 Jones 矩阵 \mathbf{J} 的左右两侧分别表示出射和入射偏振光对应的 Jones 向量, $E_{p,s}$ 分别表示平行和垂

直于入射面的电场分量. 当测量过程中不存在退偏效应时, 对应的 Mueller 矩阵 \mathbf{M} 与 Jones 矩阵 \mathbf{J} 之间存在如下关系式^[7]:

$$\mathbf{M} = \mathbf{A}(\mathbf{J} \otimes \mathbf{J}^*)\mathbf{A}^{-1}, \quad (4)$$

其中 \otimes 表示 Kronecker 积, \mathbf{J}^* 为 Jones 矩阵 \mathbf{J} 的复共轭矩阵, 矩阵 \mathbf{A} 为

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & i & -i & 0 \end{bmatrix}.$$

在实际应用, 通常将 Mueller 矩阵元素进行归一化, 归一化后的 Mueller 矩阵元素定义为 $m_{ij} = M_{ij}/M_{11}$.

在平面衍射情况下 (方位角 $\phi = 0$), 对应光栅的 Jones 矩阵为对角矩阵. 由 (4) 式可以求得对应的 Mueller 矩阵为

$$\mathbf{M}_{\text{iso}} = \frac{1}{2} (|r_{pp}|^2 + |r_{ss}|^2) \begin{bmatrix} 1 & -\cos(2\Psi) & 0 & 0 \\ -\cos(2\Psi) & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sin(2\Psi) \cos \Delta & \sin(2\Psi) \sin \Delta \\ 0 & 0 & -\sin(2\Psi) \sin \Delta & \sin(2\Psi) \cos \Delta \end{bmatrix}, \quad (5)$$

其中 Ψ 和 Δ 分别为振幅比角和相位差角. 此时, Mueller 矩阵椭偏仪与传统光谱椭偏仪测得的光谱中包含的信息是等价的. 而在锥形衍射情况下 (方位角 $\phi \neq 0$), 对应光栅的 Jones 矩阵不再为对角矩阵, 由 (4) 式可求得此时对应的 Mueller 矩阵为

$$\mathbf{M}_{\text{aniso}} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} (|r_{pp}|^2 + |r_{sp}|^2 + |r_{ps}|^2 + |r_{ss}|^2) & \frac{1}{2} (|r_{pp}|^2 + |r_{sp}|^2 - |r_{ps}|^2 - |r_{ss}|^2) & \text{Re}(r_{pp}r_{ps}^* + r_{sp}r_{ss}^*) & \text{Im}(r_{pp}r_{ps}^* + r_{sp}r_{ss}^*) \\ \frac{1}{2} (|r_{pp}|^2 - |r_{sp}|^2 + |r_{ps}|^2 - |r_{ss}|^2) & \frac{1}{2} (|r_{pp}|^2 - |r_{sp}|^2 - |r_{ps}|^2 + |r_{ss}|^2) & \text{Re}(r_{pp}r_{ps}^* - r_{sp}r_{ss}^*) & \text{Im}(r_{pp}r_{ps}^* - r_{sp}r_{ss}^*) \\ \text{Re}(r_{pp}r_{sp}^* + r_{ps}r_{ss}^*) & \text{Re}(r_{pp}r_{sp}^* - r_{ps}r_{ss}^*) & \text{Re}(r_{pp}r_{ps}^* + r_{ps}r_{ss}^*) & \text{Im}(r_{pp}r_{ps}^* - r_{ps}r_{ss}^*) \\ -\text{Im}(r_{pp}r_{sp}^* + r_{ps}r_{ss}^*) & -\text{Im}(r_{pp}r_{sp}^* - r_{ps}r_{ss}^*) & -\text{Im}(r_{pp}r_{ps}^* + r_{ps}r_{ss}^*) & \text{Re}(r_{pp}r_{ps}^* - r_{ps}r_{ss}^*) \end{bmatrix}, \quad (6)$$

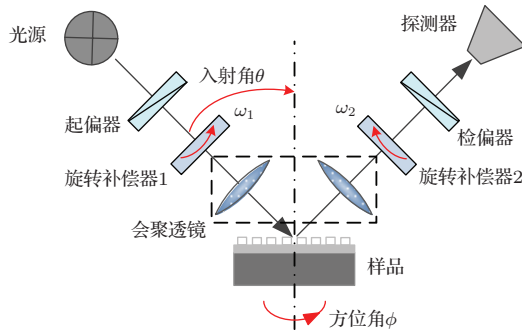


图 1 双旋转补偿器型 Mueller 矩阵椭偏仪基本光路与原理样机

其中 $\text{Re}(\cdot)$ 和 $\text{Im}(\cdot)$ 分别表示复数的实部和虚部. 显然, 锥形衍射下对应的 Mueller 矩阵较平面衍射情况下包含了更多待测样品的信息. 文献 [14] 指出, 充分利用锥形衍射下 Mueller 矩阵中新增加的信息可以对待测参数进行解耦, 提高参数提取结果的精度. 我们在文献 [16] 中提出一种基于配置误差传递矩阵范数的测量配置优化方法, 利用所提出的方法可以找到一组最优的入射角和方位角组合, 使得在该配置下可以获得较其他配置更为准确的测量结果. 基于配置误差传递矩阵范数的测量配置优化过程可以表述为

$$(\theta_{\text{opt}}, \phi_{\text{opt}}) = \arg \min_{\theta \in \Theta, \phi \in \Phi} \left[\max_{\mathbf{p} \in \Omega} (\|\tilde{\mathbf{J}}_{\mathbf{p}}^+ \tilde{\mathbf{J}}_{\mathbf{a}}\|) \right], \quad (7)$$

其中 $\tilde{\mathbf{J}}_{\mathbf{p}}^+ = (\tilde{\mathbf{J}}_{\mathbf{p}}^T \tilde{\mathbf{J}}_{\mathbf{p}})^{-1} \tilde{\mathbf{J}}_{\mathbf{p}}^T$ 为加权 Jacobian 矩阵 $\tilde{\mathbf{J}}_{\mathbf{p}}$ 的 Moore-Penrose 伪逆. 加权 Jacobian 矩阵 $\tilde{\mathbf{J}}_{\mathbf{p}}$ 中的元素为待测样品的 Mueller 矩阵光谱与其测量不确定度之比由待测参数组成的向量 \mathbf{p} 中元素的偏导数, 加权 Jacobian 矩阵 $\tilde{\mathbf{J}}_{\mathbf{a}}$ 中的元素为待测样品的 Mueller 矩阵光谱与其测量不确定度之比由入射角和方位角组成的向量 \mathbf{a} 中元素的偏导数. Θ , Φ 和 Ω 分别表示入射角、方位角以及待测参数的取值范围. $\tilde{\mathbf{J}}_{\mathbf{p}}^+ \tilde{\mathbf{J}}_{\mathbf{a}}$ 为配置误差传递矩阵, $\|\tilde{\mathbf{J}}_{\mathbf{p}}^+ \tilde{\mathbf{J}}_{\mathbf{a}}\|$ 反映了配置误差 $\Delta \mathbf{a}$ 在误差传递过程中的最大增益.

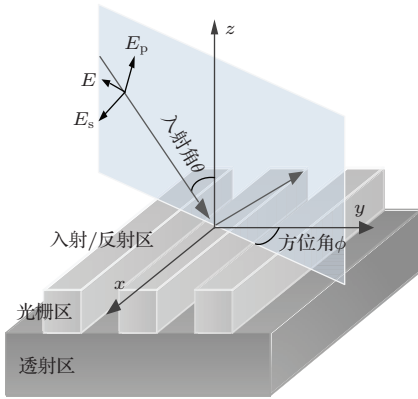


图2 基于严格耦合波分析的电磁场建模示意图

在实际测量中, 由于测量仪器与待测样品自身的一些因素, 例如光谱仪的有限带宽、会聚透镜的有限数值孔径、样品的表面粗糙度以及样品膜厚的不均匀性, 使得测量过程中总是存在一定的退偏效应, 从而导致入射至样品表面的完全偏振光在经过样品之后变为部分偏振光甚至是非偏振光, 同时仪器所测得的 Mueller 矩阵也不再是一个完全非退偏的 Mueller 矩阵, 而是一个退偏 Mueller 矩阵. 退偏 Mueller 矩阵中退偏效应的显著程度可以用退偏指数 (depolarization index, DI) 来衡量, 退偏指数的

具体定义为 [27]

$$DI = \left[\frac{\text{Tr}(\mathbf{M}\mathbf{M}^T) - m_{11}^2}{3m_{11}^2} \right]^{1/2} \quad 0 \leq DI \leq 1, \quad (8)$$

其中 \mathbf{M}^T 为 Mueller 矩阵 \mathbf{M} 的转置矩阵, $\text{Tr}(\cdot)$ 表示矩阵的迹. $DI = 0$ 和 $DI = 1$ 分别对应完全退偏 Mueller 矩阵和完全非退偏 Mueller 矩阵. 退偏效应的存在会对最终的测量准确度造成一定的影响. 因此当测量过程中存在退偏效应时, 为了提高测量准确度, 需要在对待测样品进行光学特性建模的过程中同时考虑不同因素所引起的退偏效应. 具体的建模原理依据偏振态的光学等价原理, 即退偏介质在光学上等价为若干非退偏介质的并联组合 [28]. 由此进一步得到, 退偏 Mueller 矩阵可以表示为若干非退偏 Mueller 矩阵之和的形式 [18], 即

$$\mathbf{M}^D = \int \rho(\mathbf{x}) \mathbf{M}^{\text{ND}}(\mathbf{x}) d\mathbf{x}, \quad (9)$$

其中 \mathbf{M}^D 和 \mathbf{M}^{ND} 分别对应退偏 Mueller 矩阵和非退偏 Mueller 矩阵, 非退偏 Mueller 矩阵 \mathbf{M}^{ND} 可以根据 (4) 式进行计算; \mathbf{x} 表示引起退偏效应的因素; $\rho(\mathbf{x})$ 为权函数, 具体而言, $\rho(\mathbf{x})$ 可以表示光谱仪的带宽函数或者样品薄膜厚度的分布函数等.

从测量得到的 Mueller 矩阵光谱中反演并提取出样品待测参数的过程是一个典型的逆问题求解过程, 该逆问题的输入为样品的测量 Mueller 矩阵光谱, 输出为样品的待测参数值, 逆问题的求解目标是找到一组待测参数值使得通过光学特性模型计算得到的 Mueller 矩阵光谱能够最佳匹配实际测得的 Mueller 矩阵光谱. 上述逆问题求解过程用数学语言可以表述为

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{p}} &= \arg \min_{\mathbf{p} \in \Omega} \chi_r^2 \\ &= \arg \min_{\mathbf{p} \in \Omega} \left\{ \frac{1}{15N - K} \right. \\ &\quad \left. \times \sum_{k=1}^N \sum_{i,j=1}^4 \left[\frac{m_{ij,k}^{\text{meas}} - m_{ij,k}^{\text{calc}}(\mathbf{p}, \mathbf{a})}{\sigma(m_{ij,k})} \right]^2 \right\}, \quad (10) \end{aligned}$$

其中向量 \mathbf{p} 和 \mathbf{a} 分别对应由样品待测参数组成的向量和由入射角与方位角组成的向量, $\hat{\mathbf{p}}$ 为最终提取的待测参数值; k 表示光谱点, i 和 j 表示 Mueller 矩阵元素, N 为总光谱点个数, K 为待测参数个数, 即向量 \mathbf{p} 的维度; $m_{ij,k}^{\text{meas}}$ 和 $m_{ij,k}^{\text{calc}}$ 分别表示实际测量得到的 Mueller 矩阵与理论计算得到的 Mueller 矩阵在第 k 个光谱点处的元素; $\sigma(m_{ij,k})$ 为对应 Mueller 矩阵元素 m_{ij} 在第 k 个光谱点处的测量标准差. 对于 (10) 式的求解, 具体可以采用诸如 Levenberg-

Marquardt 算法之类的非线性回归方法^[29] 或者库匹配方法^[30,31].

3 实 验

在压印工艺中, 我们选用硅基光栅模板作为纳米压印初始模板, 硅模板采用电子束光刻和干法刻蚀制备, 其周期约为 800 nm. 为了得到硅基表面纳米图形阵列, 首先利用热压印制备软模板, 软模板材料为 Obducat AB 公司的一款热塑性聚合物 IPS, 接着利用 IPS 软模板对硅基 STU220 光刻胶层 (Obducat AB 公司) 进行紫外压印. 紫外压印过程中, 压印温度为 70 °C, 紫外曝光时间为 1 min, 压印时间为 20 min, 压强分别设为 10 bar 和 15 bar (1 bar = 10⁵ Pa) 以得到不同残胶厚度的纳米压印光刻胶光栅样品, 压印完成后冷却至室温脱模, 具体工艺流程可以参考文献^[32, 33]. 图 3 给出了硅基光栅模板和对应压强为 10 bar 的纳米压印光刻胶光栅结构的断面扫描电镜图 (XSEM, FEI 公司 Nova NanoSEM450) 及光学特性建模中采用的几何模型. 如图 3 所示, 对于硅基光栅模板, 我们采用梯形模型来表征光栅的截面轮廓, 其中待测参数包括顶部线宽 p_1 , 线高 p_2 和侧壁角 p_3 ; 对于纳米压印光栅结构, 我们采用底部倒圆的梯形模型来表征光栅的截面轮廓, 其中待测参数包括顶部线宽 p_1 , 线高 p_2 , 侧壁角 p_3 , 底部圆角半径 p_5 , 以及残胶厚度 p_4 .

此外, 在参数提取过程中需要事先确定组成样品的每一种材料的光学常数. 在实验中, 对于硅基光栅模板以及纳米压印光刻胶光栅结构中硅基底的光学常数, 由于其相对稳定, 我们直接采用文献^[34]中给出的测量数据. 对于纳米压印光刻胶光栅结构中光刻胶 STU220 的光学常数, 我们采用 Forouhi-Bloomer 模型对其进行建模. Forouhi-Bloomer 模型定义为^[35]

$$n(E) = n(\infty) + \sum_{i=1}^q \frac{B_{0i}E + C_{0i}}{E^2 - B_iE + C_i}, \quad (11a)$$

$$k(E) = \sum_{i=1}^q \frac{A_i(E - E_g)^2}{E^2 - B_iE + C_i}, \quad (11b)$$

其中

$$B_{0i} = \frac{A_i}{Q_i} \left(-\frac{B_i^2}{2} + E_g B_i - E_g^2 + C_i \right), \quad (12a)$$

$$C_{0i} = \frac{A_i}{Q_i} \left[(E_g^2 + C_i) \frac{B_i}{2} - 2E_g C_i \right], \quad (12b)$$

$$Q_i = \frac{1}{2} \sqrt{4C_i - B_i^2}, \quad (12c)$$

模型中 $n(\infty)$, E_g , A_i , B_i 和 C_i 为待定系数. 在确定 STU220 光刻胶光学常数的过程中, 首先利用椭偏仪测量匀胶之后、压印之前硅基 STU220 光刻胶薄膜的椭偏光谱, 然后利用薄膜传输矩阵理论计算硅基 STU220 光刻胶薄膜的椭偏光谱^[36], 并将其与实际测得的椭偏光谱进行拟合. 在拟合过程中, 将 $n(\infty)$, E_g , A_i , B_i , C_i 以及 STU220 光刻胶薄膜的厚度作为拟合参数. 通过上述过程可以得到 Forouhi-Bloomer 模型中的待定系数为: $A_1 = 0.004447$, $A_2 = 0.03051$, $B_1 = 8.8611$ eV, $B_2 = 12.0043$ eV, $C_1 = 19.6703$ eV², $C_2 = 36.3258$ eV², $n(\infty) = 1.4842$, $E_g = 3.3724$ eV, STU220 光刻胶的光学常数 (折射率 n 和消光系数 k) 如图 4 所示.

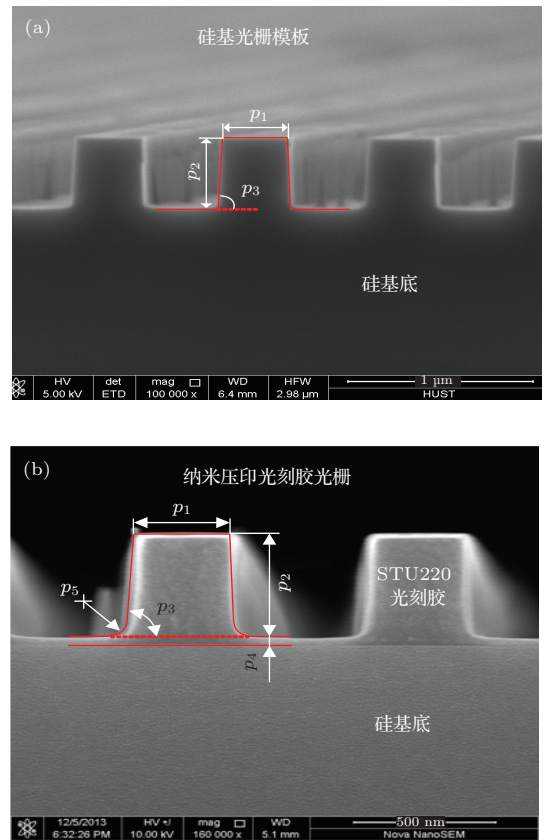


图 3 (a) 硅基光栅模板与 (b) 对应压强为 10 bar 的纳米压印光刻胶光栅结构 XSEM 图及光学特性建模中采用的几何模型

4 结果与讨论

4.1 硅基光栅模板的准确测量

在对硅基光栅模板进行测量之前, 首先确定 Mueller 矩阵椭偏仪测量的最优配置. 为此, 将在待测参数范围 Ω : $p_1 \in [345, 355]$ nm, $p_2 \in [465,$

475] nm, $p_3 \in [87^\circ, 88^\circ]$ 范围内计算配置误差传递矩阵的 l_2 范数 $\|\tilde{\mathbf{J}}_p^+ \tilde{\mathbf{J}}_a\|$, 其中待测参数范围的选择是以 XSEM 测量值为中心上下浮动一定大小. 在优化过程中, 为了减少计算时间, 将波长固定在 200—800 nm 范围内并以 5 nm 间隔变化, 将入射角 θ 固定在 65° , 方位角 ϕ 在 $0-90^\circ$ 范围内以 5° 间隔变化. 在每一组测量条件配置 (即入射角和方位角的组合) 下, 统计 $\|\tilde{\mathbf{J}}_p^+ \tilde{\mathbf{J}}_a\|$ 在给定待测参数范围 Ω 内的最大值, 如图 5 所示. 由图 5 可以看出, 当方位角 $\phi = 70^\circ$ 时, 在所有 $\|\tilde{\mathbf{J}}_p^+ \tilde{\mathbf{J}}_a\|$ 的最大值中取得最小值. 根据 (7) 式可知, $\phi = 70^\circ$ 即为硅基光栅模板的最优测量配置, 在 $\phi = 70^\circ$ 下提取出的待测参数值的准确度有望最高.

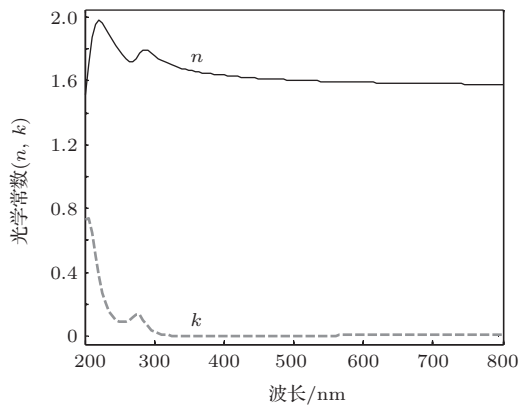


图 4 STU220 光刻胶的光学常数 (折射率 n 和消光系数 k)

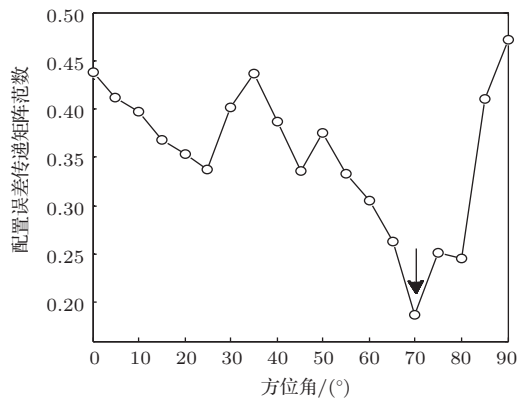


图 5 硅基光栅模板在不同测量条件配置下计算得到的配置误差传递矩阵的最大范数

为了验证上述结论, 利用 Mueller 矩阵椭偏仪对硅基光栅模板在不同测量条件配置 (入射角固定在 65° , 方位角在 $0-90^\circ$ 范围内以 5° 间隔变化) 下进行测量并从所测得的 Mueller 矩阵光谱中提取出对应的待测参数值. 以 XSEM 测量值为参考, 将不同测量条件配置下提取出的待测参数值与其进行比较, 统计每一个待测参数 p_i ($i = 1, 2, 3$) 的测量误差 Δp_i , 所有待测参数测量误差组成的向量

$\Delta \mathbf{p} = [\Delta p_1, \Delta p_2, \Delta p_3]$ 的 l_2 范数 $\|\Delta \mathbf{p}\|$ 即为最终的参数提取误差. 图 6 给出了硅基光栅模板在不同方位角下对应的参数提取误差值. 对比图 5 和图 6 可以看出, 尽管图中两条曲线并非完全一致, 但从中仍可以看出二者之间一些相似的趋势. 例如, 两条曲线都随着方位角的增大而先减小后增大, 并且均在 $\phi = 70^\circ$ 时取得最小值. 由此可以得出结论, 方位角 $\phi = 70^\circ$ 的确是测量硅基光栅模板时 Mueller 矩阵椭偏仪的最优测量配置.

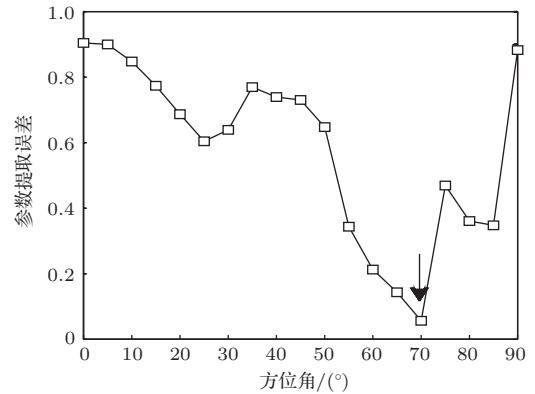


图 6 硅基光栅模板在不同测量条件配置下提取出的待测参数中的误差值

在此基础上, 对硅基光栅模板在最优测量条件配置 (入射角 $\theta = 65^\circ$, 方位角 $\phi = 70^\circ$) 下进行测量和参数提取, 得到测量 Mueller 矩阵光谱与其拟合光谱之间的拟合误差为 $\chi_r^2 = 173.31$. 由此可以看出, 尽管在最优测量条件配置下提取出的待测参数值的准确度最高, 但是对应测量 Mueller 矩阵光谱与其拟合光谱之间的拟合效果仍不理想 (理想情况下 χ_r^2 应接近于 1). 通过进一步计算测量 Mueller 矩阵光谱对应的退偏指数, 如图 7 所示, 可以发现退偏指数在全光谱范围内均小于 1, 并且在紫外波段有明显的下降. 这表明硅基光栅模板在测量过程中存在退偏效应, 并且越往紫外波段退偏效应越显著. 为了提高测量 Mueller 矩阵光谱与其拟合光谱之间的拟合程度, 有必要在光学特性建模过程中考虑可能的退偏因素.

考虑到测量仪器中会聚透镜的有限数值孔径与光谱仪的有限带宽, 导致每一波长、入射角和方位角下对应的反射光束的偏振态本质上是一定范围内所有波长、入射角和方位角对应偏振光偏振态的叠加, 从而使得反射光束的偏振态由完全偏振光变为部分偏振光, 为此将考虑由透镜数值孔径与光谱仪有限带宽所引起的退偏效应. 实验中, Mueller 矩阵椭偏仪中会聚透镜的数值孔径与光谱仪有限带宽事先通过膜厚名义值为 1000 nm 的

SiO₂/Si 标准样件校准得到, 其中透镜数值孔径为 $NA = 0.065$, 光谱仪带宽为 $\sigma_\lambda = 1.0$ nm. 在进一步的参数提取过程中, 将透镜数值孔径与光谱仪带宽固定, 只允许硅基光栅模板的几何参数 p_1-p_3 浮动 (光栅周期固定在 800 nm), 由此可以得到测量 Mueller 矩阵光谱与其拟合光谱如图 8 所示, 二者之间的拟合误差为 $\chi_r^2 = 89.16$. 尽管拟合结果与理想情况下相比仍存在一定差距, 但是显然在考虑了由透镜数值孔径与光谱仪有限带宽引起的退偏效应之后, Mueller 矩阵光谱的拟合程度与先前不考虑退偏效应时的情况相比得到了较大的提高 (提高约 49%). 图 8 所示测量 Mueller 矩阵光谱与其拟合光谱对应的退偏指数如图 7 所示. 由图 7 可以看出, 除了紫外波段之外, 二者对应的退偏指数均能较好地吻合. 在考虑了退偏效应之后, 测量 Mueller 矩阵光谱与其拟合光谱之间以及二者对应的退偏指数之间存在的差异主要是由光学特性建模中采用的几何模型误差引起的. 由图 3 所示硅基光栅模板的 XSEM 图可以看出, 实际硅基光栅模板结构表面上有一层自然氧化层 (约 2 nm). 实验中, 为了提高参数提取速度减少参数间的耦合度, 因而在进行光学特性建模时未考虑这一自然氧化层. 最终提取出的待测参数值为: $p_1 = 353.77$ nm \pm 0.493 nm, $p_2 = 466.54$ nm \pm 0.709 nm, $p_3 = 87.75^\circ \pm 0.051^\circ$.

参数提取值后面的不确定度对应的置信概率为 95%, 第 i ($i = 1, 2, 3$) 待测参数值中不确定度的估计公式为 $1.96 \times \chi_r \times \sqrt{C_{ii}}$, 其中 C_{ii} 为待测参数协方差矩阵第 i 个对角元素 [37]. 由图 3 所示硅基光栅模板的扫描电镜图可以得到对应的待测参数值为: $p_1 = 350$ nm, $p_2 = 472$ nm, $p_3 = 88^\circ$. 显然, 从测量 Mueller 矩阵光谱中提取出的待测参数值与 XSEM 测量结果能够较好地符合.

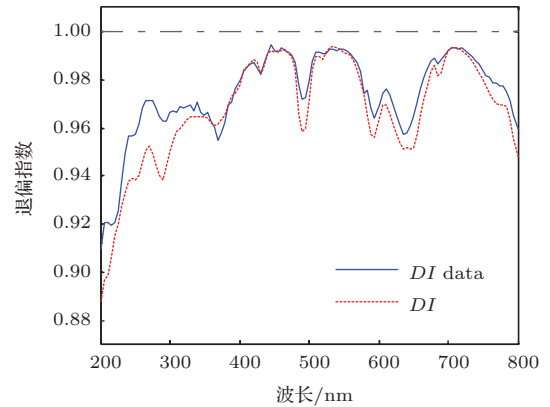


图 7 (网刊彩色) 最优测量条件配置 (入射角 $\theta = 65^\circ$, 方位角 $\phi = 70^\circ$) 下, 硅基光栅模板的测量 Mueller 矩阵光谱及其拟合光谱对应的退偏指数 图中, *DI data* 为测量 Mueller 矩阵光谱对应的退偏指数, *DI* 为考虑由透镜数值孔径和光谱仪有限带宽引起的退偏效应之后计算得到的拟合光谱对应的退偏指数

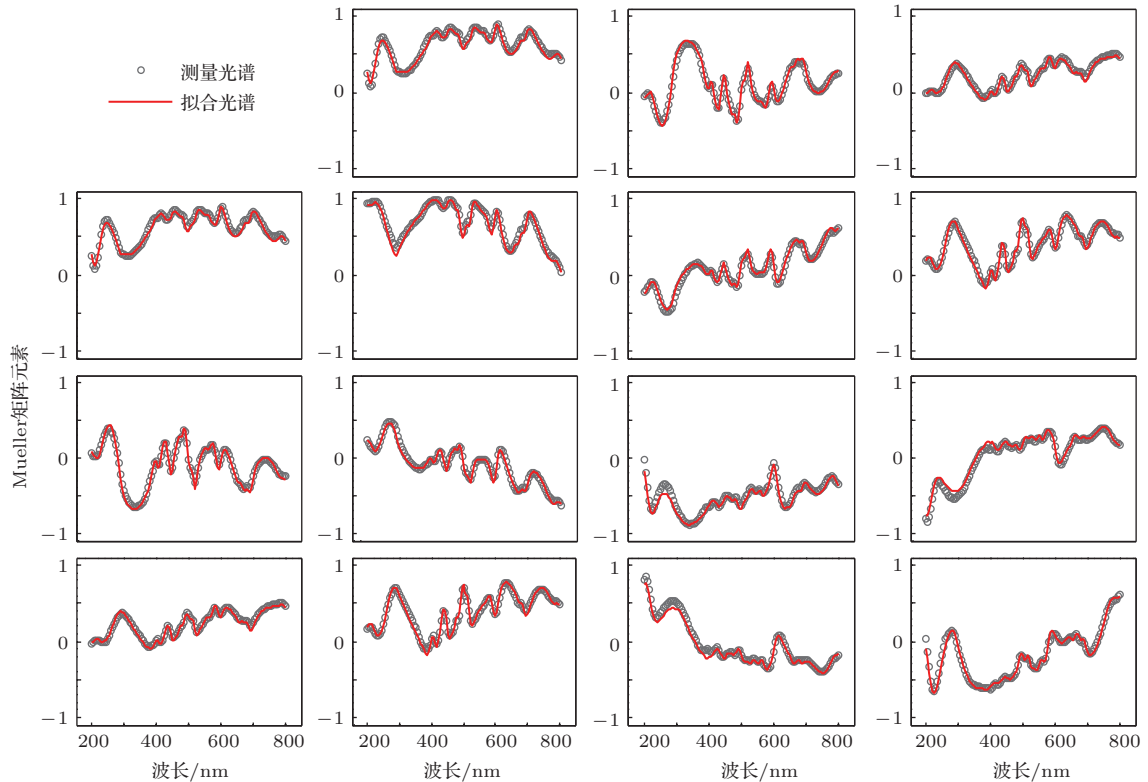


图 8 (网刊彩色) 最优测量条件配置 (入射角 $\theta = 65^\circ$, 方位角 $\phi = 70^\circ$) 下硅基光栅模板的测量 Mueller 矩阵光谱及其拟合光谱 图中拟合光谱的计算考虑了由透镜数值孔径和光谱仪有限带宽引起的退偏效应

4.2 纳米压印光刻胶光栅结构的准确测量

如图 3 所示, 纳米压印光刻胶光栅结构共有 5 个几何参数 p_1-p_5 来表征其截面轮廓, 需要说明的是本文在实验中主要关心前 4 个参数 p_1-p_4 的准确测量问题. 为此, 在计算配置误差传递矩阵的 l_2 范数 $\|\tilde{\mathbf{J}}_p^+ \tilde{\mathbf{J}}_a\|$ 时, 加权 Jacobian 矩阵 $\tilde{\mathbf{J}}_p$ 中的元素为 Mueller 矩阵光谱与其测量不确定度之比对参数 p_1-p_4 的偏导数. 在优化过程中, 待测参数范围 Ω 为: $p_1 \in [340, 360]$ nm, $p_2 \in [460, 480]$ nm, $p_3 \in [86^\circ, 88^\circ]$, $p_4 \in [35, 55]$ nm, $p_5 \in [50, 80]$ nm; 波长固定在 200—800 nm 范围内并以 5 nm 间隔变化, 入射角 θ 固定在 65° , 方位角 ϕ 在 $0-90^\circ$ 范围内以 5° 的间隔变化. 图 9 给出了在每一测量条件配置下, $\|\tilde{\mathbf{J}}_p^+ \tilde{\mathbf{J}}_a\|$ 在给定待测参数范围 Ω 内的最大值. 由图 9 可知, $\phi = 15^\circ$ 为纳米压印光刻胶光栅结构的最优测量配置, 在 $\phi = 15^\circ$ 下提取出的待测参数 p_1-p_4 的准确度有望最高.

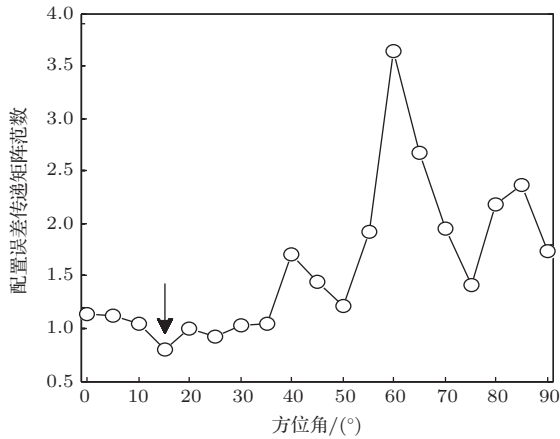


图 9 纳米压印光刻胶光栅结构在不同测量条件配置下计算得到的配置误差传递矩阵的最大范数

利用 Mueller 矩阵椭偏仪分别对压强为 10 bar 和 15 bar 的纳米压印光刻胶光栅样品在不同测量条件配置 (入射角固定在 65° , 方位角在 $0^\circ-90^\circ$ 范围内以 5° 间隔变化) 下进行测量, 并从所测得的 Mueller 矩阵光谱中提取出对应的待测参数值. 将不同测量条件配置下提取出的待测参数值与 XSEM 测量结果进行比较, 统计待测参数 p_i ($i = 1, 2, 3, 4$) 的测量误差 Δp_i , 测量误差向量 $\Delta \mathbf{p} = [\Delta p_1, \Delta p_2, \Delta p_3, \Delta p_4]$ 的 l_2 范数 $\|\Delta \mathbf{p}\|$ 即为最终的参数提取误差. 压强为 10 bar 和 15 bar 的纳米压印光刻胶光栅样品在不同方位角下对应的参数提取误差如图 10 所示. 对比图 9 和图 10 可以看出, 图中三条曲线均在方位角 $\phi = 15^\circ$ 时取得最小值. 由此可以得出结论, $\phi = 15^\circ$ 的确是测量纳米压印光刻胶光

栅结构时 Mueller 矩阵椭偏仪的最优测量配置.

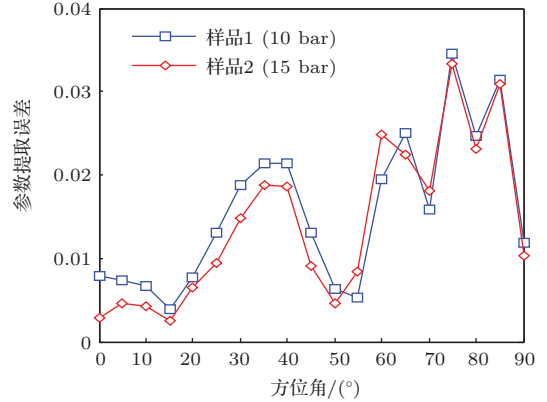


图 10 对应压强为 10 bar 和 15 bar 的纳米压印光刻胶光栅样品在不同测量条件配置下提取出的待测参数中的误差值

对压强为 10 bar 和 15 bar 的纳米压印光刻胶光栅样品在最优化测量条件配置 (入射角 $\theta = 65^\circ$, 方位角 $\phi = 15^\circ$) 下进行测量和参数提取, 得到测量 Mueller 矩阵光谱与其拟合光谱之间的拟合误差分别为 $\chi_r^2 = 63.30$ 和 $\chi_r^2 = 57.10$. 对比硅基光栅模板 Mueller 矩阵光谱的拟合结果, 尽管纳米压印光刻胶光栅结构 Mueller 矩阵光谱的拟合程度要更好一些, 但是与理想情况下相比仍存在一定差距. 通过进一步计算测量 Mueller 矩阵光谱对应的退偏指数, 可以发现两组纳米压印光刻胶光栅样品的测量 Mueller 矩阵光谱对应的退偏指数在 300—460 nm 波段范围内均明显小于 1, 并且在大约 310 nm 波长附近退偏指数下降趋势最为明显. 图 11 给出了压强为 10 bar 的纳米压印光刻胶光栅结构的测量 Mueller 矩阵光谱对应的退偏指数. 由此表明纳米压印光刻胶光刻结构在测量过程亦存在显著的退偏效应, 特别是在 300—460 nm 波段范围内. 如果在光学特性建模过程中考虑可能的退偏因素, 有望进一步提高测量 Mueller 矩阵光谱与其拟合光谱之间的拟合程度.

首先考虑由 Mueller 矩阵椭偏仪中会聚透镜的有限数值孔径和光谱仪有限带宽引起的退偏效应. 在参数提取过程中, 将透镜数值孔径与光谱仪带宽固定, 只允许纳米压印光刻胶光栅结构的几何参数 p_1-p_5 浮动 (光栅周期固定在 800 nm), 由此得到最佳拟合测量 Mueller 矩阵光谱的理论 Mueller 矩阵光谱对应的退偏指数 DI_1 如图 11 所示. 由图 11 可以看出, 在考虑了由透镜数值孔径和光谱仪有限带宽引起的退偏效应之后, 计算得到的拟合光谱对应的退偏指数与测量光谱对应的退偏指数在大约

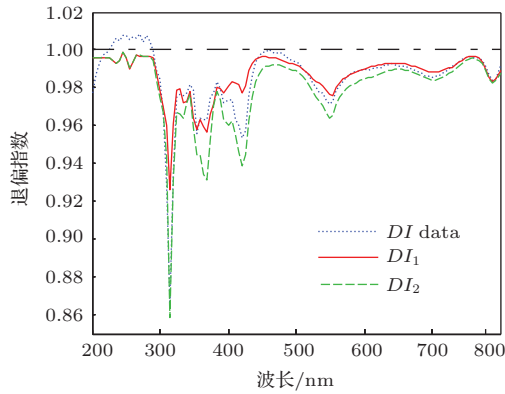


图 11 最优测量条件配置(入射角 $\theta = 65^\circ$, 方位角 $\phi = 10^\circ$)下压强为 10 bar 的纳米压印光刻胶光栅结构的测量 Mueller 矩阵光谱及其拟合光谱对应的退偏指数. 图中 DI data 为测量 Mueller 矩阵光谱对应的退偏指数; DI_1 为考虑由透镜数值孔径和光谱仪有限带宽引起的退偏效应之后计算得到的拟合光谱对应的退偏指数; DI_2 为考虑由透镜数值孔径、光谱仪有限带宽和残胶厚度不均匀性引起的退偏效应之后计算得到的拟合光谱对应的退偏指数

460—800 nm 波段范围内能够较好地拟合,但是在退偏效应更为显著的波段即 300—460 nm 内二者之间的拟合程度较差. 由此表明,透镜数值孔径和光谱仪有限带宽只是引起纳米压印光刻胶光栅结构测量过程中退偏效应的部分因素. 考虑到纳米压

印光刻胶光栅结构中残胶厚度的不均匀会导致反射光束的偏振态本质上是光斑照射区域内不同残胶厚度对应偏振光偏振态的叠加,从而使得反射光束的偏振态由完全偏振光变为部分偏振光,为此有必要进一步考虑由残胶厚度不均匀性所引起的退偏效应.

假设残胶厚度服从 Gauss 分布,且 Gauss 分布的标准差为 σ_t . σ_t 的大小一定程度上反映了光斑照射区域内残胶厚度的不均匀性程度. 在进一步的参数提取过程中,透镜数值孔径与光谱仪带宽固定,纳米压印光刻胶光栅结构的几何参数 p_1-p_5 以及 σ_t 浮动,最佳拟合测量 Mueller 矩阵光谱的理论 Mueller 矩阵光谱对应的退偏指数 DI_2 如图 11 所示. 由图 11 可以看出,在进一步考虑了由残胶厚度不均匀性引起的退偏效应之后,计算得到的拟合光谱对应的退偏指数与测量光谱对应的退偏指数之间的拟合程度较先前有了明显的提高,特别是在退偏效应较为显著的波段. 在考虑了由透镜数值孔径、光谱仪有限带宽以及残胶厚度不均匀性引起的退偏效应之后,压强为 10 bar 的纳米压印光刻胶光栅结构的测量 Mueller 矩阵光谱与其拟合光谱如图 12 所示,二者之间的拟合误差为 $\chi_r^2 = 36.52$. 对于压强为 15 bar 的纳米压印光刻胶光栅样品,在考

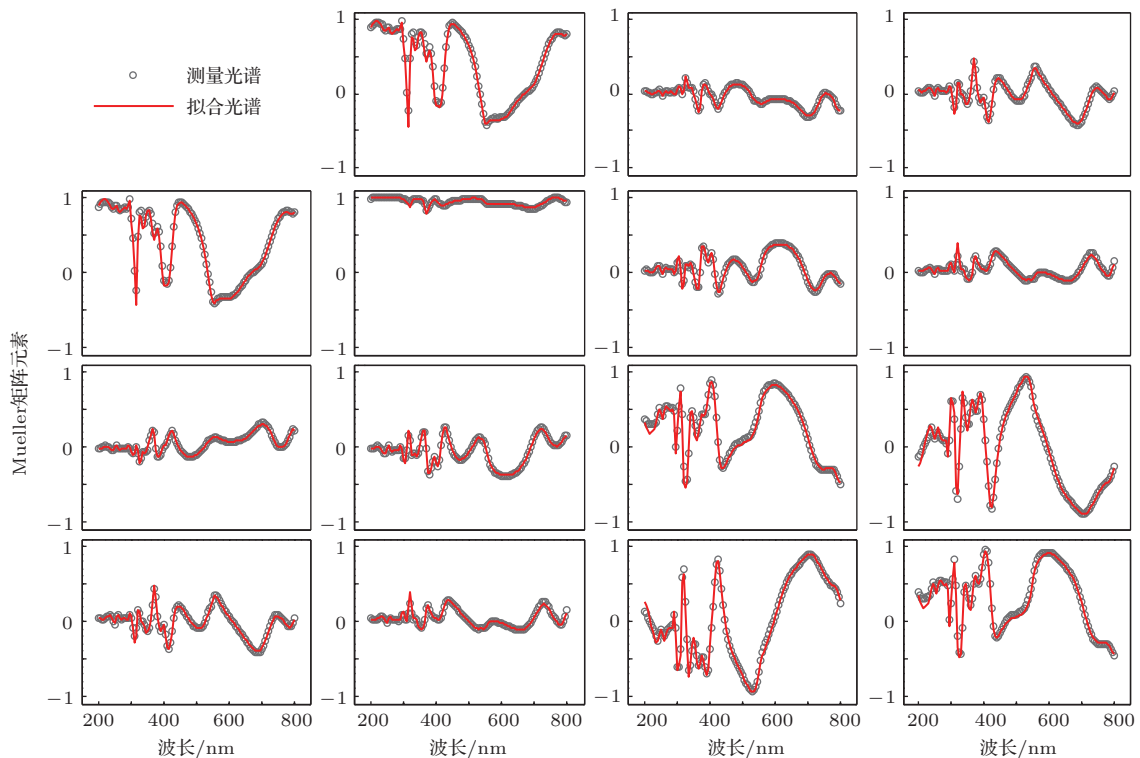


图 12 (网刊彩色)最优测量条件配置(入射角 $\theta = 65^\circ$, 方位角 $\phi = 10^\circ$)下压强为 10 bar 的纳米压印光刻胶光栅结构的测量 Mueller 矩阵光谱及其拟合光谱. 图中拟合光谱的计算考虑了由透镜数值孔径、光谱仪有限带宽和残胶厚度不均匀性引起的退偏效应

考虑了上述退偏因素之后, 测量 Mueller 矩阵光谱与其拟合光谱之间的拟合误差为 $\chi_r^2 = 30.54$. 两组样品对应的待测参数值如表 1 所示, 其中待测参数值后面的不确定度对应的置信概率为 95%. 对比考虑退偏效应前后测量 Mueller 矩阵光谱与其拟合光谱之间的拟合误差以及最终提取出的待测参数

值, 可以得出结论: 在考虑了退偏效应之后, 不仅可以提高 Mueller 矩阵光谱的拟合程度 (对于压强为 10 bar 和 15 bar 的两组样品, 拟合程度分别提高约 42% 和 47%), 而且可以进一步提高参数提取结果的准确度, 同时还可以直接得到光斑照射区域内残胶厚度的不均匀性参数.

表 1 纳米压印光刻胶光栅结构的 Mueller 矩阵椭偏仪测量结果与 XSEM 测量结果比较 [18]

待测参数	样品 1 (10 bar)			样品 2 (15 bar)		
	椭偏仪测量结果 1 ^a	椭偏仪测量结果 2 ^b	XSEM 测量结果	椭偏仪测量结果 1 ^a	椭偏仪测量结果 2 ^b	XSEM 测量结果
p_1/nm	352.34 ± 0.970	350.12 ± 0.816	350.9	351.65 ± 0.869	350.19 ± 0.719	350.3
p_2/nm	469.41 ± 0.555	470.21 ± 0.475	470.8	468.81 ± 0.533	470.08 ± 0.433	470.6
$p_3/(\circ)$	87.33 ± 0.148	87.00 ± 0.127	87.2	87.23 ± 0.132	87.04 ± 0.112	87.2
p_4/nm	56.81 ± 0.330	55.71 ± 0.296	55.7	49.73 ± 0.336	48.34 ± 0.287	48.6
p_5/nm	68.08 ± 2.765	71.83 ± 2.380	—	64.60 ± 2.785	70.35 ± 2.186	—
σ_t/nm	—	3.53 ± 0.365	—	—	3.78 ± 0.350	—

^a 不考虑退偏效应时 Mueller 矩阵椭偏仪测量结果; ^b 考虑由透镜数值孔径、光谱仪有限带宽以及残胶厚度不均匀性引起的退偏效应时 Mueller 矩阵椭偏仪测量结果.

5 结 论

本文利用课题组自主研发的双旋转补偿器型 Mueller 矩阵椭偏仪对硅基光栅模板和纳米压印光刻胶光栅结构进行了测量. 在实验之前, 首先利用基于配置误差传递矩阵范数的测量配置优化方法, 分别实现了硅基光栅模板和纳米压印光刻胶光栅结构测量时 Mueller 矩阵椭偏仪测量条件的最优化配置. 实现结果表明, 在最优测量条件配置下可以实现压印工艺中纳米结构线宽、线高、侧壁角以及残胶厚度等几何参数更为准确的测量. 在此基础上, 通过考虑测量过程中由于会聚透镜的有限数值孔径、光谱仪有限带宽以及残胶厚度不均匀性等因素引起的退偏效应, 可以减小测量 Mueller 矩阵光谱与其拟合光谱之间的拟合误差, 并且进一步提高参数提取结果的准确度, 同时对于纳米压印光刻胶光栅结构还可以直接得到光斑照射区域内残胶厚度的不均匀性参数.

参考文献

- [1] Chou S Y, Krauss P R, Renstrom P J 1996 *Science* **272** 85
- [2] Chou S Y, Krauss P R, Zhang W, Guo L, Zhuang L 1997 *J. Vac. Sci. Technol. B* **15** 2897

- [3] Fuard D, Perret C, Farys V, Gourgon C, Schiavone P 2005 *J. Vac. Sci. Technol. B* **23** 3069
- [4] Patrick H J, Germer T A, Ding Y F, Ro H W, Richter L J, Soles C L 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 233015
- [5] Yu Z N, Hwu J, Liu Y D, Su Z P, Yang H, Wang H Y, Hu W, Xu Y, Kurataka N, Hsu Y, Lee S, Gauzner G, Lee K, Kuo D 2010 *J. Vac. Sci. Technol. B* **28** C6M130
- [6] Ma Z C, Xu Z M, Peng J, Sun T Y, Chen X G, Zhao W N, Liu S S, Wu X H, Zou C, Liu S Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 039101 (in Chinese) [马智超, 徐智谋, 彭静, 孙堂友, 陈修国, 赵文宁, 刘思思, 武兴会, 邹超, 刘世元 2014 物理学报 **63** 039101]
- [7] Azzam R M A, Bashara N M 1977 *Ellipsometry and Polarized Light* (Amsterdam: North-Holland)
- [8] Chen L Y, Hou X Y, Huang D M, Zhang F L, Feng X W, Yang M, Su Y, Qian Y H, Wang X 1994 *Chin. Phys.* **3** 595
- [9] Zhang X J, Ma H L, Li Y X, Wang Q P, Ma J, Zong F J, Xiao H D 2006 *Chin. Phys.* **15** 2385
- [10] Zhang T, Yin J, Ding L H, Zhang W F 2013 *Chin. Phys. B* **22** 117801
- [11] Huang H T, Kong W, Terry Jr F L 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 3983
- [12] Niu X, Jakatdar N, Bao J W, Spanos C J 2001 *IEEE Trans. Semicond. Manuf.* **14** 97
- [13] Silver R, Germer T, Attota R, Barnes B M, Bundary B, Allgair J, Marx E, Jun J 2007 *Proc. SPIE* **6518** 65180U
- [14] Novikova T, De Martino A, Hatit S B, Drévilion B 2006 *Appl. Opt.* **45** 3688
- [15] Li J, Hwu J J, Liu Y D, Rabello S, Liu Z, Hu J T 2010 *J. Micro Nanolith. MEMS MOEMS* **9** 041305

- [16] Chen X G, Liu S Y, Zhang C W, Jiang H 2013 *J. Micro Nanolith. MEMS MOEMS* **12** 033013
- [17] Chen X G, Zhang C W, Liu S Y 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 151605
- [18] Chen X G, Liu S Y, Zhang C W, Jiang H, Ma Z C, Sun T Y, Xu Z M 2014 *Opt. Express* **22** 15165
- [19] Collins R W, Koh J 1999 *J. Opt. Soc. Am. A* **16** 1997
- [20] Liu S Y, Chen X G, Zhang C W 2014 *ECS Trans.* **60** 237
- [21] Fujiwara H 2007 *Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications* (New York: Wiley)
- [22] Liu S Y 2014 *J. Mech. Eng.* **50** 1 (in Chinese) [刘世元 2014 机械工程学报 **50** 1]
- [23] Moharam M G, Grann E B, Pommet D A, Gaylord T K 1995 *J. Opt. Soc. Am. A* **12** 1068
- [24] Li L F 1997 *J. Opt. Soc. Am. A* **14** 2758
- [25] Liu S Y, Ma Y, Chen X G, Zhang C W 2012 *Opt. Eng.* **51** 081504
- [26] Chen X G 2013 *Ph. D. Dissertation* (Wuhan: Huazhong University of Science and Technology) (in Chinese) [陈修国 2013 博士学位论文 (武汉: 华中科技大学)]
- [27] Gil J J, Bernabeu E 1986 *Opt. Acta* **33** 185
- [28] van de Hulst H C 1957 *Light Scattering by Small Particles* (New York: Wiley)
- [29] Zhang C W, Liu S Y, Shi T L, Tang Z R 2009 *J. Opt. Soc. Am. A* **26** 2327
- [30] Chen X G, Liu S Y, Zhang C W, Zhu J L 2013 *Measurement* **46** 2638
- [31] Chen X G, Liu S Y, Zhang C W, Jiang H 2013 *Appl. Opt.* **52** 6727
- [32] Zhang Z, Xu Z M, Sun T Y, He J, Xu H F, Zhang X M, Liu S Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 168102 (in Chinese) [张铮, 徐智谋, 孙堂友, 何健, 徐海峰, 张学明, 刘世元 2013 物理学报 **62** 168102]
- [33] Peng J, Xu Z M, Wu X F, Sun T Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 036104 (in Chinese) [彭静, 徐智谋, 吴小峰, 孙堂友 2013 物理学报 **62** 036104]
- [34] Herzinger C M, Johs B, McGahan W A, Woollam J A, Paulson W 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 3323
- [35] Forouhi A R, Bloomer I 1988 *Phys. Rev. B* **38** 1865
- [36] Pochi Y 2005 *Optical Waves in Layered Media* (New York: Wiley)
- [37] Chen X G, Liu S Y, Gu H G, Zhang C W 2014 *Thin Solid Films*, doi: 10.1016/j.tsf.2014.01.049

Accurate measurement of templates and imprinted grating structures using Mueller matrix ellipsometry*

Chen Xiu-Guo¹⁾ Liu Shi-Yuan¹⁾ Zhang Chuan-Wei^{1)†} Wu Yi-Ping²⁾
Ma Zhi-Chao³⁾ Sun Tang-You³⁾ Xu Zhi-Mou³⁾

1) (State Key Laboratory for Digital Manufacturing Equipment and Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

2) (College of Materials Science and Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

3) (School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

(Received 2 April 2014; revised manuscript received 5 May 2014)

Abstract

In order to control nanoimprint lithography (NIL) processes for achieving good fidelity, the fast, low-cost, non-destructive and accurate measurement of geometric parameters of templates and imprinted grating structures is of great importance. Compared with conventional ellipsometric scatterometry, which only obtains two ellipsometric angles and has 2 changeable measurement conditions, i.e., the wavelength and the incidence angle, Mueller matrix ellipsometry (MME) can provide up to 16 quantities of a 4×4 Mueller matrix in each measurement with 3 changeable measurement conditions, i.e., the wavelength, the incidence angle and the azimuthal angle. Therefore, MME can acquire much more useful information about the sample. It is expected that much more accurate measurements of nanostructures can be achieved by choosing proper measurement configurations and completely using the rich information hidden in the measured Mueller matrices. Accordingly, the templates and imprinted grating structures in NIL processes are measured using an in-house developed Mueller matrix ellipsometer. We experimentally demonstrate that more accurate quantification of geometric parameters, such as line width, line height, sidewall angle and residual layer thickness, can be achieved by performing MME measurements in the optimal configuration and meanwhile by incorporating depolarization effects into the optical model. Moreover, as for the imprinted grating structures, the residual layer thickness variation over the illumination spot can also be directly determined by MME. The comparison between MME-extracted template and imprinted resist profiles also indicates an excellent fidelity of the nanoimprint pattern transfer process.

Keywords: nanoimprint, nanometrology, Mueller matrix ellipsometry, measurement accuracy

PACS: 07.60.Fs, 81.07.-b, 85.40.Hp, 06.20.-f

DOI: 10.7498/aps.63.180701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91023032, 51005091), the National Instrument Development Specific Project of China (Grant No. 2011YQ160002), and the Program for Changjiang Scholars and Innovative Research Team in University of China.

† Corresponding author. E-mail: chuanweizhang@mail.hust.edu.cn