

基于差分空间像主成分分析的偏振像差检测方法

孟泽江^{1,2}, 李思坤^{1,2*}, 王向朝^{1,2**}, 步扬^{1,2}, 杨朝兴^{1,2}, 戴凤钊^{1,2}

¹中国科学院上海光学精密机械研究所信息光学与光电技术实验室, 上海 201800;

²中国科学院大学材料与光电研究中心, 北京 100049

摘要 提出了一种原位的光刻机投影物镜偏振像差检测方法。定义一种新的偏振像差表征方法, 推导了 3 对正交偏振态照明下空间像之差与偏振像差 3 个泡利项之间的互相关关系, 并据此对交替相移掩模的 3 组差分空间像进行主成分分析进而求解偏振像差的各项泡利泽尼克系数。从理论上揭示了各偏振像差项在成像中的耦合规律, 从而在测量原理上解决各项耦合问题, 可同时测量偏振像差所有泡利项的前 37 阶泽尼克系数。在典型的深紫外光刻仿真条件下对所提方法进行随机偏振像差测试, 其中 3 组泡利项的实部和虚部共 6×37 阶泡利泽尼克系数误差的标准差均在 10^{-3} 量级。测试结果验证了本方法的正确性和可行性。

关键词 测量; 光刻; 偏振像差检测; 泡利矩阵; 主成分分析

中图分类号 TN305.7

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201939.0712006

Polarization Aberration Measurement Method Based on Principal Component Analysis of Differential Aerial Images

Meng Zejiang^{1,2}, Li Sikun^{1,2*}, Wang Xiangzhao^{1,2**},

Bu Yang^{1,2}, Yang Chaoping^{1,2}, Dai Fengzhao^{1,2}

¹Laboratory of Information Optics and Opto-Electronic Technology, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract An *in-situ* measurement method of polarization aberration (PA) in lithographic projection lens is proposed. A new characterization of PA is proposed, and a cross-correlation relationship among three Pauli terms of PA and the difference in aerial images under three pairs of orthogonal illuminated polarization states is derived. Based on this, the principal component analysis is performed on three groups of differential aerial images of alt-phase-shift mask to solve all the Pauli Zernike coefficients of PA. This paper describes the coupling of different Pauli terms theoretically in the imaging process and resolves the coupling problem through the principle of measurement based on this theory. As a result, first 37 orders of Zernike coefficients for all Pauli terms can be measured by the proposed method. In the condition of typical deep ultraviolet lithography, random PA tests of the proposed method are performed and the standard errors of 6×37 measured Pauli-Zernike coefficients (real and imaginary parts of three Pauli terms) are all in the order of 10^{-3} . Simulation results validate the correctness and the effectiveness of the proposed method.

Key words measurement; photolithography; polarization aberration measurement; Pauli matrices; principal component analysis

OCIS codes 110.5220; 120.5410; 220.1010; 260.5430

1 引 言

光刻机是极大规模集成电路制造的核心设备,

其作用是将掩模上的集成电路图形通过投影物镜缩小并转移到涂有光刻胶的硅片上, 进而产生高分辨率的电路图形。为满足高分辨率低失真的光刻成像

收稿日期: 2019-01-30; 修回日期: 2019-03-21; 录用日期: 2019-03-25

基金项目: 国家 02 科技重大专项(2017ZX02101006, 2017ZX02101004-002)、国家自然科学基金(61474129)、上海市自然科学基金(17ZR1434100)

* E-mail: lisikun@siom.ac.cn; ** E-mail: wxz26267@siom.ac.cn

需求,需要尽可能地提高投影物镜的数值孔径(NA),同时也要严格控制其像差。随着NA的增大光的矢量效应越发明显,此时不同的照明偏振态会导致不同的成像质量参数,而且标量波像差已不足以描述投影物镜的成像性能^[1]。因此在高NA光刻成像中需要采用偏振光照明并考虑偏振像差对成像带来的影响。偏振像差反映了光学系统出瞳面上光的振幅、相位、偏振态的改变,且这些改变可能随入射光偏振态的变化而变化^[2-3]。偏振像差会引起特征尺寸误差、图形位置和最佳焦面偏移,降低成像系统的焦深、远心性和对比度,从而影响光刻成像质量^[4-5],因此需要对其进行准确测量。穆勒矩阵成像椭圆法是测量光学系统偏振像差的典型方法,该方法一般将单独的成像系统置于包含起偏和检偏装置的检测系统中进行测量。但对于光刻机整机而言,其投影物镜在装调和曝光后像差会发生改变,因此需要对其进行原位且快速的测量。在原位像差检测方法中,空间像法通过分析测试掩模的成像质量参数来恢复物镜的波像差或偏振像差,具有装置简单、实时性强的特点。

由于空间像法检测偏振像差存在尚未解决的各项偏振像差项耦合问题,这类方法目前只应用于光刻投影物镜波像差的原位检测,其中典型的技术有ASML公司提出的基于多照明配置的TAMIS(Transmission Image Sensor at Multiple Illumination Settings)技术^[6]、Nikon公司提出的基于多方向标记的Z37 AIS(Aerial Image Sensor)技术^[7]以及本课题组提出的基于主成分分析的AMAI-PCA(Aberration Measurement Based on Principal Component Analysis of Aerial Image)技术^[8]等。近年来也有一些研究将这类技术改进并拓展到偏振像差检测。北京理工大学的Dong等^[9]根据多方向标记下4种成像参数与4组方向泽尼克系数间的线性关系来求解偏振像差,针对偏振像差中奇/偶偏振衰减和奇/偶偏振相位延迟对不同成像参数的影响设计了相应的检测原理和检测标记。该方法可以测量所有偏振像差分量,但是这种逐项测量法没有考虑各分量间的耦合,从而并不适用于所有分量共同作用的情况。本课题组的沈丽娜等^[10]根据多照明配置下空间像的成像位置偏移和最佳焦面偏移与两组泡利泽尼克系数的线性关系来求解像差,这种方法考虑了两组泡利项共同作用的情况,但只能同时测量波像差和泡利项 a_1 虚部的部分泽尼克项系数(6项,最高第16阶)。北京理工大学的Xiang等^[11]建立了空间像分布与

琼斯伪泽尼克系数间的二次关系,并通过最优化算法从多方向标记的离焦空间像分布求解出最为匹配的泽尼克系数组。该方法采用的二次、非双光束干涉的理论模型,无法建立空间像特征参数与偏振像差泽尼克系数间的关系,只能通过最优化算法反复迭代来搜索匹配的像差系数组,且由于各琼斯分量的耦合只能测量前10阶琼斯伪泽尼克系数。

偏振像差是矩阵形式的像差,需要采用方向泽尼克系数^[12]、泡利泽尼克系数^[13]或琼斯伪泽尼克系数^[11]等多组系数来描述。因此与只需测量一组泽尼克系数(标量相位)的波像差检测相比,目前空间像法测量偏振像差面临的主要问题是各矩阵分量或各组泽尼克系数在成像过程中相互耦合的问题。为解决此问题,本文定义了一种基于孔径变换泡利系数的偏振像差表示方法,在此基础上推导得出3对正交偏振态照明下的空间像(x 和 y 分量)之差与表示偏振像差的3个泡利项存在的互相关(Cross-correlation)关系。根据这一表示方法和互相关模型,提出对交替相移掩模的3组差分空间像进行主成分分析从而求解偏振像差各项泡利泽尼克系数的检测方法,从原理上基本解决了各泡利项间的耦合问题。为去除实测空间像中 z 分量的干扰,提出在像传感器前分别加入 x 和 y 方向线栅偏振片来获得等效差分空间像的技术方案。最后在典型的深紫外光刻仿真条件下,通过随机偏振像差测试验证了所提检测方法的有效性。通过使用6偏振态照明、双方向检偏元件以及主成分分析算法,本检测方法可准确测量偏振像差的所有泡利项共 6×37 阶泽尼克系数。

2 基本原理

2.1 矢量光刻成像模型及偏振像差表示方法

光刻机主要由照明系统、承载掩模的掩模台、投影物镜系统、承载硅片的硅片台构成。光刻成像系统的原理如图1所示。

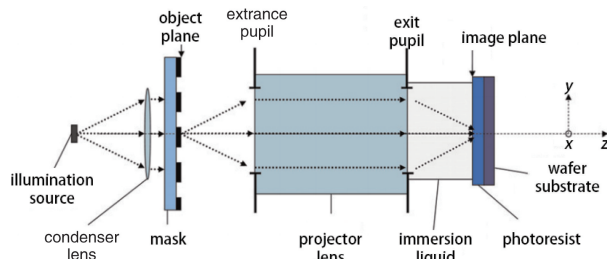


图1 光刻成像系统示意图^[14]

Fig. 1 Schematic of lithographic projection system^[14]

先进的深紫外光刻机采用浸没式技术,其投影物镜的 NA 最大可达 1.35^[15],因此其成像过程需要使用矢量成像理论来描述。根据阿贝成像公式^[16],对于部分相干照明,其像面光强分布可表示为扩展光源中每个点光源对应的相干照明像的加权叠加,即

$$I(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} S(f_s, g_s) \left| \iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{A}(f_s, g_s, f, g) \times \exp[-i2\pi(fx + gy)] df dg \right|^2 df_s dg_s, \quad (1)$$

式中: $S(f_s, g_s)$ 是等效光源(光源在出瞳面上形成的像)的强度分布,其横纵坐标 f_s, g_s 和 f, g 一样都是物镜出瞳面上的归一化空间频率坐标,下标 s 表示光源; $\mathbf{A}(f_s, g_s, f, g)$ 是对应频率坐标 (f_s, g_s) 的点光源照射下传输到出瞳面上的掩模远场衍射谱,其表达式为^[14]

$$\mathbf{A}(f_s, g_s, f, g) = \mathbf{T}(f + f_s, g + g_s) \times \mathbf{J}(f + f_s, g + g_s) \mathbf{T}_{2 \times 2}^{-1}(f + f_s, g + g_s) \times H(f + f_s, g + g_s) O(f, g) \mathbf{E}(f_s, g_s), \quad (2)$$

式中: \mathbf{E} 是照明偏振态的琼斯矢量分布, O 是掩模的近场标量衍射谱,两者乘积可以看作掩模的近场矢量衍射谱; H 是投影物镜的光瞳函数, \mathbf{J} 是表征投影物镜偏振像差(包含标量像差)的琼斯矩阵分布; \mathbf{T} 和 $\mathbf{T}_{2 \times 2}^{-1}$ 是反映偏振效应的出入瞳偏振态变换矩阵分布;对于某一出瞳点, \mathbf{T} 是描述衍射谱出瞳时其偏振态变换的 3×2 矩阵, $\mathbf{T}_{2 \times 2}^{-1}$ 是 \mathbf{T} 前两行组成的

2×2 子矩阵的逆矩阵,表示相反の入瞳时衍射谱的偏振态变换。在出瞳面上的方向余弦坐标 (α, β, γ) 下 \mathbf{T} 的表达式为

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} 1 - \alpha^2 / (1 + \gamma) & -\alpha\beta / (1 + \gamma) \\ -\alpha\beta / (1 + \gamma) & 1 - \beta^2 / (1 + \gamma) \\ -\alpha & -\beta \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中, (α, β, γ) 与 (f, g) 坐标的转换关系为

$$\alpha = f \sin \theta_{\text{image}}, \beta = g \sin \theta_{\text{image}}, \gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}, \quad (4)$$

式中, θ_{image} 是投影物镜的像方孔径角,下标 image 表示像方,取决于物镜的数值孔径 NA 和像方介质折射率 n_{image} ,其关系表达式为 $NA = n_{\text{image}} \sin \theta_{\text{image}}$ 。

对于某一出瞳点,琼斯矩阵 \mathbf{J} 包含标量像差和偏振像差,可以通过单位矩阵 σ_0 和泡利矩阵 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ 组成的矩阵基分解,对应的系数 a_0, a_1, a_2, a_3 称为泡利系数^[13],即

$$\mathbf{J} = \sum_{k=0}^3 a_k \sigma_k = \begin{bmatrix} a_0 + a_1 & a_2 - i a_3 \\ a_2 + i a_3 & a_0 - a_1 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

式中; i 表示虚数,下标 k 表示泡利系数的序号,各矩阵基及其对应的本征偏振态(Eigen polarization states)如表1所示,可以看出复系数 a_0 对应标量像差系数,其振幅对应切趾(Apodization),相位对应波像差; a_1, a_2, a_3 对应本征偏振态分别为 $0^\circ/90^\circ, 45^\circ/135^\circ$ 线偏振光和右旋/左旋圆偏振光的偏振像差系数,其实部表示偏振衰减(Diattenuation),虚部表示偏振相位延迟(Retardance)。

表1 单位矩阵和泡利矩阵及其本征偏振态

Table 1 Identity matrix, Pauli matrices and their eigen polarization states

Basis of Jones matrix	Eigen vector	Name of eigen polarization state
$\sigma_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	Any 2×1 vector	Unpolarized
$\sigma_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	Linearly polarized ($0^\circ, 90^\circ$)
$\sigma_2 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} -1 \\ 1 \end{bmatrix}$	Linearly polarized ($45^\circ, 135^\circ$)
$\sigma_3 = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}, \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$	Circularly polarized (right, left)

琼斯矩阵 \mathbf{J} 和偏振态变换矩阵 \mathbf{T} 共同决定了某出瞳点处入射光的偏振态经过光瞳后的变化。虽然两者分别基于偏振像差和偏振效应,但都起到变换入射光偏振态的作用。因此要清楚分析这一作用

对矢量成像的影响就需要定义一种可以综合 \mathbf{J} 与 \mathbf{T} 的偏振像差表示方法。对于某一出瞳点, \mathbf{T} 由出瞳空间频率坐标和像方孔径角决定,而 \mathbf{J} 理论上可以是任意值,因此这种新的偏振像差表示方法实际上

是对琼斯矩阵 \mathbf{J} 按光瞳坐标和孔径参数进行一定的变换。在下文的叙述中将这种变换简称为“孔径变换”，以下的公式推导均基于某一出瞳坐标。

2.2 基于孔径变换泡利光瞳的偏振像差表示方法

偏振态变换矩阵 \mathbf{T} 对应的物理过程是出瞳时由于波矢方向的变化,偏振态垂直于出射面的 s 分量方向保持不变而平行于出射面的 p 分量发生旋转。这一偏振态变换过程可理解为先将偏振态从 xy 坐标系转换到 sp 坐标系,然后 s 分量按原方向, p 分量按旋转后的方向重新转换到 xyz 坐标系并合成。设某出瞳点方向余弦坐标 (α, β, γ) 对应的出射面与 xz 面的夹角为 φ , 出射波矢与 z 轴的夹角为 θ , 则 \mathbf{T} 可重新表示为

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_{sp} \mathbf{R}_{sp} = \begin{bmatrix} \cos \theta \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \cos \theta \sin \varphi & \cos \varphi \\ -\sin \theta & 0 \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中, (α, β, γ) 与 (θ, φ) 坐标的转换关系为

$$\alpha = \sin \theta \cos \varphi, \quad \beta = \sin \theta \sin \varphi, \quad \gamma = \cos \theta. \quad (7)$$

令 $\mathbf{K} = \mathbf{T} \mathbf{J} \mathbf{T}_{2 \times 2}^{-1}$, 琼斯矩阵 \mathbf{J} 可以按照(5)式展开成规则的泡利系数之和的形式,但最终决定入射到出射偏振态变换的不单是琼斯矩阵 \mathbf{J} 而是乘积矩阵 \mathbf{K} 。这一 3×2 矩阵无法直接写成原有的泡利系数展开形式,其每一个分量包含所有的泡利系数。因此偏振态变换矩阵 \mathbf{T} 虽然不属于可变的偏振像差,但会使原有的泡利系数发生复杂的耦合。为解决这一问题可以定义一个可逆变换后的琼斯矩阵 \mathbf{J}' 来抵消这一影响。对于琼斯矩阵 \mathbf{J} , 定义孔径变换矩阵 \mathbf{L} 为

$$\mathbf{L} = \mathbf{R}_{sp}^{-1} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \cos \theta & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \mathbf{R}_{sp} = \mathbf{E}_0 + \left(\frac{1}{\cos \theta} - 1 \right) \times \begin{bmatrix} \cos^2 \varphi & \sin \varphi \cos \varphi \\ \sin \varphi \cos \varphi & \sin^2 \varphi \end{bmatrix}, \quad (8)$$

式中, \mathbf{E}_0 是单位矩阵。使用 \mathbf{L} 对 \mathbf{J} 进行可逆变换后得到琼斯矩阵 \mathbf{J}' , 并用与(5)式相同的泡利系数的形式展开,其表达式为

$$\mathbf{J}' = \mathbf{L}^{-1} \mathbf{J} \mathbf{L} = \begin{bmatrix} b_0 + b_1 & b_2 - ib_3 \\ b_2 + ib_3 & b_0 - b_1 \end{bmatrix}, \quad (9)$$

式中, b_0, b_1, b_2, b_3 称为孔径变换泡利系数。在对 \mathbf{J} 进行孔径变换后, \mathbf{K} 可以重新表示为

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} b_0 + b_1 & b_2 - ib_3 \\ b_2 + ib_3 & b_0 - b_1 \\ K_{zx} & K_{zy} \end{bmatrix}, \quad (10)$$

式中, \mathbf{K} 的 z 行分量 K_{zx} 和 K_{zy} 的表达式为

$$\begin{cases} K_{zx} = -[(b_0 + b_1) \cos \varphi + (b_2 + ib_3) \sin \varphi] \tan \theta \\ K_{zy} = -[(b_0 - b_1) \sin \varphi + (b_2 - ib_3) \cos \varphi] \tan \theta \end{cases} \quad (11)$$

从 \mathbf{K} 的表达式可以看出,在采用孔径变换泡利系数后,其 x 和 y 行分量的表达式与(5)式相同,这一简单形式有助于分析偏振像差对成像的影响从而可设计相应的检测原理。尽管其 z 行分量仍是 4 个泡利泽尼克系数的耦合,但其形式较为规律,只影响空间像的高频分量($\tan \theta$ 因子),而且可通过分别经过 x 和 y 偏振片后的空间像的相减来去除 z 分量。

根据(9)式,琼斯矩阵 \mathbf{J} 分解所得的泡利系数组与孔径变换后泡利系数组的关系为

$$\begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{t_1}{2} \sin^2(2\varphi) + 1 & -\frac{t_1}{2} \sin 2\varphi \cos 2\varphi & -\frac{it_2}{2} \sin 2\varphi \\ 0 & -\frac{t_1}{2} \sin 2\varphi \cos 2\varphi & \frac{t_1}{2} \cos^2(2\varphi) + 1 & \frac{it_2}{2} \cos 2\varphi \\ 0 & \frac{it_2}{2} \sin 2\varphi & -\frac{it_2}{2} \cos 2\varphi & \frac{t_1}{2} + 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_0 \\ b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{bmatrix}, \quad (12)$$

式中的系数因子 t_1 和 t_2 的定义为

$$t_1 = \cos \theta + \frac{1}{\cos \theta} - 2, \quad t_2 = \cos \theta - \frac{1}{\cos \theta}. \quad (13)$$

可以看出,代表标量像差的 a_0 在孔径变换前后相等,而代表偏振像差的 a_1, a_2, a_3 和 b_1, b_2, b_3 存在交叉耦合关系,且各耦合系数取决于当前出瞳点坐标参数 θ 和 φ 。其中 θ 构成的 t_1 和 t_2 因子决定了耦

合系数的幅度,而 θ 代表当前出瞳点对应的出射波矢与 z 轴的夹角,其最大值为投影物镜的像方孔径角 θ_{image} 。当 θ 接近 0 时, t_1 和 t_2 因子约为 0, a_1, a_2, a_3 和 b_1, b_2, b_3 相等从而无交叉耦合;当 θ 接近 θ_{image} 且 θ_{image} 或 NA 较大时, a_1, a_2, a_3 和 b_1, b_2, b_3 存在不可忽略的交叉耦合。因此孔径变换程度或各泡利系数的交叉耦合幅度整体取决于投影物镜的像方孔径

角或数值孔径,而对于某一出瞳坐标而言取决于对应出射波矢的倾斜程度。

上述分析均基于某一出瞳坐标,而实际各泡利系数均是整个出瞳面上的分布函数。通过泽尼克多项式分解,各泡利系数分布函数的振幅/相位或实部/虚部可用泽尼克系数的形式表示。定义孔径变换泡利系数 b_0 、 b_1 的泽尼克多项式展开表达式为

$$\begin{cases} \text{Amp}(b_0) = 1 - \sum_{j=1}^{37} z_j R_j(f, g) \\ \text{Pha}(b_0) = -\frac{2\pi}{\lambda} \sum_{j=1}^{37} z_j R_j(f, g) \\ \text{Re}(b_1) = \sum_{j=1}^{37} z_j R_j(f, g) \\ \text{Im}(b_1) = -\frac{\pi}{\lambda} \sum_{j=1}^{37} z_j R_j(f, g) \end{cases}, \quad (14)$$

式中, Amp 和 Pha 分别代表对复数取模(振幅)与辐角(相位), Re 和 Im 分别代表对复数取实部和虚部, b_0 相位和 b_1 虚部采用波长的倍数单位, $R_j(f, g)$ 表示第 j 项泽尼克多项式, j 为泽尼克多项式的序号, z_j 为对应的泡利泽尼克系数, f 和 g 为归一化空间频率坐标, λ 为照明光源的波长。此外, b_2 、 b_3 的泽尼克多项式展开表达式与 b_1 相同。

2.3 基于差分空间像主成分分析的偏振像差原位检测原理

在采用孔径变换泡利系数后,(10)式所示的 \mathbf{K} 矩阵(x 行与 y 行)的泡利矩阵分解表达式与(5)式所示的琼斯矩阵 \mathbf{J} 的泡利矩阵分解表达式具有相同的形式。而由表 1 可知,对于泡利矩阵分解,表示偏振像差的每一个泡利系数分别对应 1 对正交的本征偏振态。例如对于孔径变换泡利系数 b_1 ,其本征偏振态为 $(1, 0)^T$ 和 $(0, 1)^T$,即 x 和 y 线偏振。假设对于同一掩模图形和投影物镜琼斯光瞳,分别采用 x 和 y 线偏振光照明,定义按(1)式所计算的两幅空间像分布的差值为 x 和 y 线偏振光照明下的差分空间像。为直观表现出偏振像差与差分空间像的关系,以下的公式推导首先从中心点光源相干照明 $S(f_s, g_s) = \delta(f_s, g_s)$ 、掩模衍射谱 $O(f, g)$ 和光瞳函数 $H(f + f_s, g + g_s)$ 均为常数 1 这一特殊条件出发(其中 δ 为狄拉克 δ 函数),推导 x 和 y 线偏振光照明下的差分空间像表达式,并最终讨论采用扩展照明、任意掩模衍射谱和实际光瞳函数时的情况。

在上述特殊条件下,(1)式、(2)式和(10)式可简

化为

$$I(x, y) = \left| \iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{K}(f, g) \mathbf{E}_1 \times \exp[-i2\pi(fx + gy)] df dg \right|^2, \quad (15)$$

式中, \mathbf{E}_1 是相干照明的偏振态。(15)式表明在相干照明下,空间像分布是掩模远场衍射谱傅里叶变换的模的平方。对于一个二元矢量函数 $\mathbf{F}(f, g)$,定义其自相关函数为

$$\mathbf{K}[\mathbf{F}(f, g)] = \mathbf{F}(f, g) * \mathbf{F}(f, g) = \iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{F}^*(f, g) \mathbf{F}(f + \tau, g + \nu) d\tau d\nu, \quad (16)$$

式中, $*$ 为互相关运算符, $*$ 表示矢量的共轭转置运算, τ 和 ν 表示互相关运算的二元积分变量。根据帕斯瓦尔定律,空间像分布的傅里叶变换即为远场衍射谱的自相关函数,可表示为

$$\mathcal{F}[I(x, y)] = \mathbf{K}[\mathbf{K}(f, g) \mathbf{E}_1]. \quad (17)$$

若只考虑空间像和衍射谱的 x 和 y 分量,当 \mathbf{E}_1 分别表示 x 和 y 线偏振态时,将(17)式按孔径变换泡利系数展开,其表达式分别为

$$\begin{aligned} \mathcal{F}[I_{xy}(x, y)]_{x\text{-pol}} &= \iint_{-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} b_0(f, g) \\ b_1(f, g) \\ b_2(f, g) \\ b_3(f, g) \end{bmatrix}^* \times \\ &\begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & i \\ 0 & 0 & -i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_0(f + \tau, g + \nu) \\ b_1(f + \tau, g + \nu) \\ b_2(f + \tau, g + \nu) \\ b_3(f + \tau, g + \nu) \end{bmatrix} d\tau d\nu, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}[I_{xy}(x, y)]_{y\text{-pol}} &= \iint_{-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} b_0(f, g) \\ b_1(f, g) \\ b_2(f, g) \\ b_3(f, g) \end{bmatrix}^* \times \\ &\begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -i \\ 0 & 0 & i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_0(f + \tau, g + \nu) \\ b_1(f + \tau, g + \nu) \\ b_2(f + \tau, g + \nu) \\ b_3(f + \tau, g + \nu) \end{bmatrix} d\tau d\nu, \end{aligned} \quad (19)$$

式中,下标 xy 表示只考虑空间像波矢的 x 和 y 分量,下标 $x\text{-pol}$ 和 $y\text{-pol}$ 分别表示 x 和 y 线偏振态照明。采用二次型的形式可以直观看出空间像频谱与各泡利系数的关系。

将(18)、(19)式相减可以得到差分空间像频谱的表达式。从两式的二次型系数可以看出在相减过

程中每个表达式有 4 个非零系数两两相消。而包含
 剩余 4 个非零系数的差分表达式可以采用类似奇函
 数/偶函数的定义方式进一步简化,对于标量二元函
 数 $U(f, g)$ 和 $V(f, g)$, 定义两者互相关函数的 \mathcal{R}
 部和 \mathcal{I} 部分别为

$$\begin{cases} \mathcal{R}[U(f, g) * V(f, g)] = [U(f, g) * V(f, g) + \\ V(f, g) * U(f, g)]/2 \\ \mathcal{I}[U(f, g) * V(f, g)] = [U(f, g) * V(f, g) - \\ V(f, g) * U(f, g)]/2 \end{cases} \quad (20)$$

采用这两种表示方法后, (18) 式与 (19) 式之差
 可简化为

$$\mathcal{F}[\Delta I_{xy}(x, y) |_{x/y}] = 4\{\mathcal{R}[b_0(f, g) * b_1(f, g)] + \\ i \mathcal{I}[b_2(f, g) * b_3(f, g)]\}, \quad (21)$$

式中, $\Delta I_{xy}(x, y) |_{x/y}$ 表示 x 和 y 线偏振态照明下
 的差分空间像的 x 和 y 分量之和。

在实际偏振像差检测中, 无法直接获得矢量空
 间像 x 和 y 分量之和再作差, 因此这里使用线栅偏
 振片来得到另一种形式的差分空间像。这种等效方
 案首先使用分别覆盖有 x 和 y 方向线栅偏振片的
 像传感器来测量正交偏振态照明下的空间像。空间
 像经过 x 方向线栅偏振片(设其消光比为 η) 后剩余
 全部的 x 分量、 z 分量, 以及 $1/\eta$ 倍的 y 分量; 经过
 y 方向线栅偏振片后剩余全部的 y 分量、 z 分量, 以
 及 $1/\eta$ 倍的 x 分量。将两次测得的像相减可得
 $1-1/\eta$ 倍的 x 分量和 y 分量之差, 从而抵消 z 分量
 的影响。由于对同一偏振态照明下的空间像已经进
 行了 x 和 y 分量间的差分运算, 而对于 1 对正交偏
 振态照明下的 2 幅空间像, 只需将两者的 x 和 y 分
 量之差求和或求差即可得到另一种形式的去除 z 分
 量干扰的差分空间像。光刻投影物镜的像方孔径角
 很大, 且原位检测要求偏振元件尺寸较小, 另外通过
 以上分析可看出得到这种等效差分空间像不需要偏
 振片有极高的消光比 η 。而线栅偏振片的大接收
 角、可直接集成到像传感器以及适中的消光比这 3
 个特点恰好同时满足上述需求。在这种差分空间像
 定义下, 对 x 和 y 线偏振态照明下空间像的 x 和 y
 分量之差求和, (21) 式变为

$$\mathcal{F}[\Delta I_{xy}(x, y) |_{x/y\text{-sum}}] = 4\{\mathcal{R}[b_0(f, g) * b_1(f, g)] - \\ i \mathcal{I}[b_2(f, g) * b_3(f, g)]\}, \quad (22)$$

式中, 下标-sum 表示对 x 和 y 分量之差求和。同
 理在 45° 和 135° 线偏振光照明及右旋/左旋圆偏振
 光照明下对空间像的 x 和 y 分量之差求差, 等效差
 分空间像的表达式分别

$$\mathcal{F}[\Delta I_{xy}(x, y) |_{45^\circ/135^\circ\text{-diff}}] = \\ 4\{-i \mathcal{I}[b_0(f, g) * b_3(f, g)] + \\ \mathcal{R}[b_1(f, g) * b_2(f, g)]\}, \quad (23)$$

$$\mathcal{F}[\Delta I_{xy}(x, y) |_{\text{right/left-diff}}] = \\ 4\{i \mathcal{I}[b_0(f, g) * b_2(f, g)] + \\ \mathcal{R}[b_1(f, g) * b_3(f, g)]\}, \quad (24)$$

式中, 下标-diff 表示对 x 和 y 分量之差求差。

(22)、(23) 和 (24) 式具有形式相似且 b_1 、 b_2 和
 b_3 位置轮换的表达式, 且在无像差的情况下 $b_0 = 1$,
 $b_1 = b_2 = b_3 = 0$, 说明 1 对正交偏振态照明下的等效
 差分空间像的频谱主要由孔径变换泡利系数 b_1 、 b_2
 或 b_3 的 \mathcal{R} 部或 \mathcal{I} 部决定, 其次受另外 2 个孔径变换
 泡利系数的互相关函数 \mathcal{I} 部或 \mathcal{R} 部影响。对于实际
 光刻投影物镜系统, 其偏振像差在设计和制造阶段
 就已经控制到较小值, 此时 b_0 约等于 1, b_1 、 b_2 和
 b_3 均约等于 0, 因此在实际检测中另外 2 个孔径变换
 泡利系数的影响属于二次小量从而可以忽略。
 (22)、(23) 和 (24) 式为构建不同泡利项去耦的偏振
 像差检测方法提供了理论基础, 即在 3 对正交的本
 征偏振态下分别求出的 3 幅差分空间像恰好分别由
 b_1 、 b_2 和 b_3 决定, 而在小像差条件下这三者可认为不
 发生相互耦合和串扰。

由于傅里叶变换是线性变换, 将等效差分空间
 像的频谱作傅里叶逆变换就可得到空域上的等效差
 分空间像。当采用扩展照明时, 根据阿贝成像公式
 [(1) 式], 最终的差分空间像只是将各点光源对应的
 差分空间像相加, 但 (22)、(23) 和 (24) 式所示的差分
 空间像与 b_1 、 b_2 和 b_3 的关系仍然不变。同理在采用
 任意掩模衍射谱和实际光瞳函数时, (22)、(23) 和
 (24) 式表示的差分空间像只是强度分布被掩模衍射
 谱和实际光瞳函数所调制, 与 b_1 、 b_2 和 b_3 的关系仍
 旧不变。需要注意的是, 当考虑上述因素后, 差分空
 间像表达式的形式会变得较为复杂, 不可能通过解
 析的形式来直接求 b_1 、 b_2 或 b_3 。因此基于这一基本
 原理, 将本课题组之前提出的基于主成分分析的
 AMAI-PCA 技术^[8] 拓展到偏振像差各项泡利泽尼
 克系数的检测。所设计原位检测系统如图 2 所
 示, 首先在 6 偏振态照明下测量多旋转角交替相移
 线掩模 (alt-psm) 图形经过光刻投影物镜和双方向
 线栅偏振片后, 在空间像传感器上所成的空间像, 再
 两两求和或求差得到 3 对正交偏振态照明下的等效
 差分空间像。 l 、 w 、 d 分别为交替相移线掩模的周
 期、线宽和线间距。对整个泡利泽尼克系数空间进
 行有效采样, 通过矢量成像仿真计算对应的差分空

间像,并对其进行主成分分析,建立差分空间像主成分系数组到3个泡利项实部和虚部泽尼克系数组的多元线性回归模型。最终将被测偏振像差影响的差分空间像进行主成分分解,并将得到的主成分系数组代入多元线性回归模型中,从而求解出相应的 6×37 阶孔径变换泡利泽尼克系数。

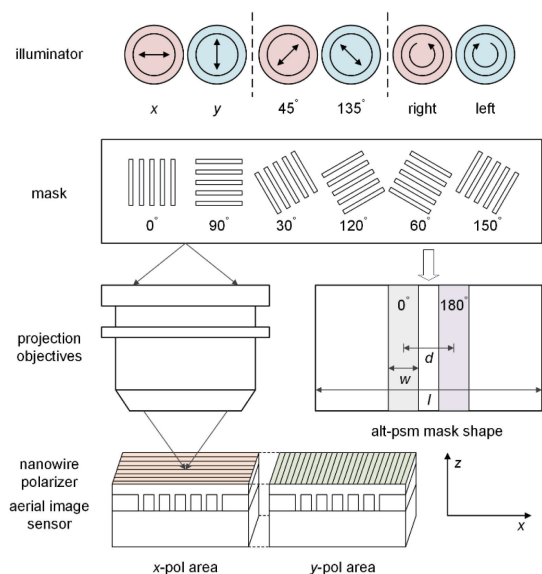


图2 基于差分空间像的偏振像差原位检测系统示意图

Fig. 2 Schematic of *in-situ* polarization aberration measurement system based on differential aerial images

所有基于空间像的偏振像差原位检测方法均需要在掩模台上装载测试掩模,同时在硅片台上安装空间像传感器。此类方法的测量精度主要由空间像的测量精度决定。现有的空间像传感器有基于周期狭缝叠栅条纹^[17]和狭缝扫描^[18]两种类型,均可测量亚微米分辨率的一维空间像分布。同时为了获得离焦空间像从而恢复偏振像差的相位信息,硅片台需要在垂轴方向进行亚微米精度的步进扫描,而现有的高端光刻机均可满足这一精度要求。仿真验证部分的周期、线宽、水平和垂轴方向步长的参数设置均符合掩模制造精度和空间像测量精度的要求。

2.4 所提检测方法与现有方法的比较

所提检测方法与现有的3种检测方法^[9-11]均是从测试掩模的空间像信息中恢复泽尼克系数形式的偏振像差,所用空间像的形式均是水平和垂轴(离焦)方向的空间像分布,但在基本原理和偏振像差系数求解方法上所提方法与现有方法存在较大区别。

从基本原理来看,所提方法采用6种两两正交的偏振态照明并对所得空间像两两求差。琼斯矩阵中反映偏振像差的部分在复数域上有3个自由度。

根据(22)、(23)和(24)式,这3组差分空间像恰好与偏振像差的3个复系数存在一一对应关系,进而可逐一求解各项系数且其他项不产生干扰。而现有的3种方法均基于 x 和 y 线偏振态照明下3个复系数的组合量与空间像之间的复杂关系,方程自由度低且各复系数相互耦合。因此这3种方法均需满足特殊的条件:文献[9]假设测量某项方向泽尼克系数时其他项不产生干扰;文献[10]假设高阶泡利泽尼克系数为零;文献[11]假设各琼斯分量的基本分布已知。所提方法的测量原理更具普适性,不过需要线栅偏振片来去除空间像 z 分量的干扰,从而增加了装置的复杂度并引入了额外的误差。

在偏振像差系数求解方法上,文献[9]和文献[10]均是先对空间像提取一些特征参数如特征尺寸误差、水平位置偏移和最佳焦面偏移等,再建立参数组与偏振像差系数间的线性模型从而求解各项系数。而所提方法采用主成分分析,不进行部分特征参数的选取而是利用了空间像形变的整体信息,得到主成分系数后同样建立系数组与偏振像差系数间的线性模型,但所得检测模型具有更高的理论测量精度。文献[11]所用的方法不选取特征参数,也不建立系数到系数间的线性模型,而是通过最优化算法不断迭代琼斯矩阵分量直到对应的空间像与测得空间像相匹配。然而所得结果收敛且正确的前提是光刻成像仿真模型与实际成像结果匹配度良好,这一条件在实际原位检测中很难成立从而可能引起较大误差。

3 仿真结果

使用矢量光刻成像仿真工具对上述偏振像差原位检测方法进行验证,采用典型的深紫外光刻仿真参数设置,如表2所示。其中照明偏振态采用 $0^\circ/90^\circ$ 线偏振, $45^\circ/135^\circ$ 线偏振及右旋/左旋圆偏振这6种两两正交的偏振态。而掩模图形采用 180° 相移线掩模,线条方向共有 $0^\circ, 90^\circ, 30^\circ, 120^\circ, 60^\circ, 150^\circ$ 6个角度。

偏振像差采用孔径变换泡利泽尼克系数表示,其实部、虚部的范围均为 ± 0.02 。在此范围内首先对泡利泽尼克系数空间采样得到一系列含偏振像差影响的 xz 空间像(水平加离焦),进而建立空间像主成分系数到泡利泽尼克系数的多元线性回归模型作为检测模型。最后随机生成1000组偏振像差泡利泽尼克系数以及对应的空间像,使用2.3节所述的检测方法对 b_1, b_2, b_3 实部和虚部的泽尼克系数进

表 2 偏振像差原位检测测试的仿真条件

Table 2 Simulation settings for the test of *in-situ* polarization aberration measurement

Part	Parameter	Value	Parameter	Value
Illuminator	Source type	Annular	Wavelength λ /nm	193
	Sigma inner	0.3	Sigma outer	0.6
	Polarization type	Constant	Polarization states /($^\circ$)	0/90, 45/135, right/left
Mask	Mask shape	Alt-PSM line	Line period l /nm	3000
	Line width w /nm	400	Line distance d /nm	500
	Phase shift /($^\circ$)	180	Orientations /($^\circ$)	0, 90, 30, 120, 60, 150
Projector	Lens design	Catadioptric immersion	NA	1.35
	Immersion index	1.44	Scaling	4
	Polarization aberration	Pauli-Zernike	Re/Im amplitude	± 0.02
Image	Image type	Vector aerial image	Polarizer angles /($^\circ$)	0, 90
	x (horizontal) range /nm	-1000-1000	x step /nm	50
	z (defocus) range /nm	-1200-1200	z step /nm	100

行求解。统计测得的各孔径变换泡利项的泽尼克系数组与设定系数组误差的平均值(Mean)与标准差(Std),如表 3 所示。

表 3 各泡利项泽尼克系数测量误差的统计值

Table 3 Statistics of measurement errors of Pauli-Zernike coefficients for Pauli terms

Statistics	b_1 error	b_2 error	b_3 error
Mean	2.81×10^{-5}	3.24×10^{-5}	2.43×10^{-5}
Std	1.01×10^{-3}	1.00×10^{-3}	1.01×10^{-3}

可以看出,各泡利项 b_1, b_2, b_3 的泽尼克系数误差的平均值在 10^{-5} 数量级,而其标准差在 10^{-3} 数量级,均远小于所设定的 ± 0.02 的范围。这一结果验证了(22)、(23)和(24)式所描述的基本检测原理的正确性和有效性,也证明 2.3 节所述的小像差条件下两泡利项耦合引入的二次小量误差可以忽略。在各泡利项泽尼克系数误差的统计值中,反映系统误差的平均值非常接近 0 从而可以忽略,而对于不可忽略的反映随机误差的标准差,各泡利项实部和虚部的各项泽尼克系数误差标准差的分布如图 3 所示。

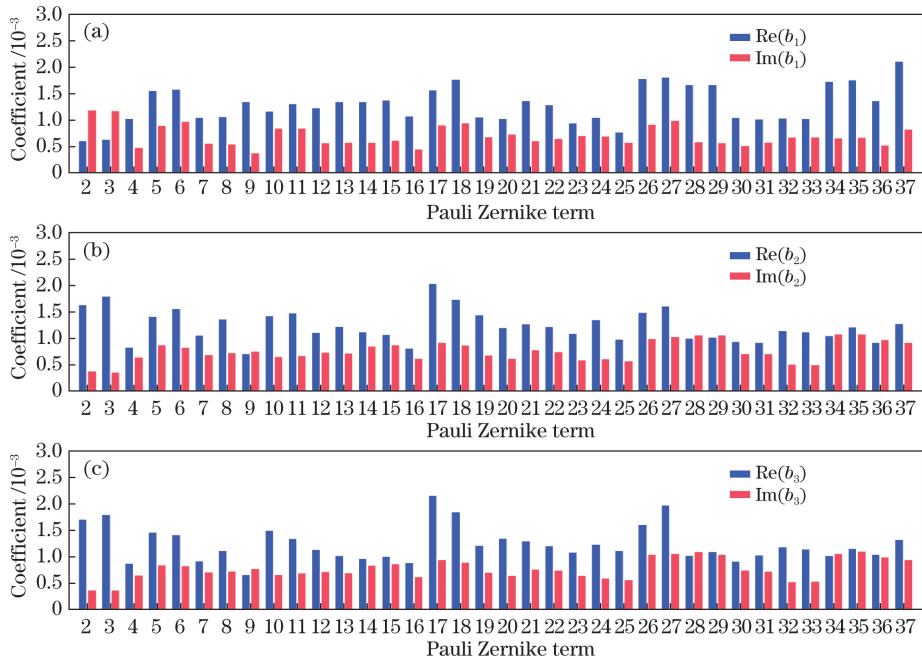


图 3 各泡利项实部和虚部的泽尼克系数的测量误差(标准差)。(a) b_1 ; (b) b_2 ; (c) b_3

Fig. 3 Measurement errors of Zernike coefficients for real and imaginary parts of Pauli terms (standard deviation).

(a) b_1 ; (b) b_2 ; (c) b_3

均匀的误差分布表明在所提出的基本检测原理基础上,采用差分空间像主成分分析方法建立的检测模型可准确测量表示偏振像差的 6×37 阶泡利泽尼克系数。

4 结 论

提出了一种基于差分空间像主成分分析的光刻机投影物镜偏振像差原位检测方法。首先推导了孔径变换泡利系数与差分空间像的互相关模型,并据此模型在3对正交偏振态照明下对差分空间像进行主成分分析,进而求解出偏振像差各项泡利泽尼克系数。使用矢量光刻仿真工具对所提方法进行了误差测试,其中各泡利项泽尼克系数误差的平均值均在 10^{-5} 数量级,标准差均在 10^{-3} 数量级。测试结果表明本方法从原理上可准确测量偏振像差的 6×37 阶泡利泽尼克系数,解决了现有空间像检测方法存在的各偏振像差项间的耦合问题。

参 考 文 献

- [1] Matsuyama T, Ohmura Y, Fujishima Y, *et al.* Catadioptric projection lens for 1.3 NA scanner[J]. Proceedings of SPIE, 2007, 6520: 652021.
- [2] Chipman R A, Chipman L J. Polarization aberration diagrams [J]. Optical Engineering, 1989, 28 (2): 282100.
- [3] McGuire J P, Chipman R A. Polarization aberrations: 1 rotationally symmetric optical systems [J]. Applied Optics, 1994, 33(22): 5080-5100.
- [4] McIntyre G R, Kye J, Levinson H, *et al.* Polarization aberrations in hyper-numerical-aperture projection printing: a comparison of various representations [J]. Nanolithography, MEMS, and MOEMS, 2006, 5(3): 033001.
- [5] Totzeck M, Graupner P, Heil T, *et al.* How to describe polarization influence on imaging [J]. Proceedings of SPIE, 2005, 5754: 23-37.
- [6] van der Laan H, Dierichs M, van Greevenbroek H, *et al.* Aerial image measurement methods for fast aberration set-up and illumination pupil verification [J]. Proceedings of SPIE, 2001, 4346: 394-407.
- [7] Hagiwara T, Kondo N, Hiroshi I, *et al.* Development of aerial image based aberration measurement technique [J]. Proceedings of SPIE, 2004, 5754: 1659-1669.
- [8] Duan L F, Wang X Z, Bourov A Y, *et al.* In situ aberration measurement technique based on principal component analysis of aerial image [J]. Optics Express, 2011, 19(19): 18080-18090.
- [9] Dong L S, Li Y Q, Dai X B, *et al.* Measuring the polarization aberration of hyper-NA lens from the vector aerial image [J]. Proceedings of SPIE, 2014, 9283: 928313.
- [10] Shen L N, Wang X Z, Li S K, *et al.* Measuring method of polarization aberration based on vector aerial image of alternating phase-shift mask [J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(8): 0811003.
沈丽娜, 王向朝, 李思坤, 等. 基于交替相移掩模矢量空间像的偏振像差检测方法 [J]. 光学学报, 2016, 36(8): 0811003.
- [11] Xiang Z B, Li Y Q. Retrieve polarization aberration from image degradation: a new measurement method in DUV lithography [J]. Proceedings of SPIE, 2017, 10460: 104601W.
- [12] Totzeck M. Orientation Zernike polynomials: a useful way to describe the polarization effects of optical imaging systems [J]. Nanolithography, MEMS, and MOEMS, 2009, 8(3): 031404.
- [13] Kye J, McIntyre G, Norihiro Y, *et al.* Polarization aberration analysis in optical lithography systems [J]. Proceedings of SPIE, 2006, 6154: 61540E.
- [14] Erdmann A, Shao F, Agudelo V, *et al.* Modeling of mask diffraction and projection imaging for advanced optical and EUV lithography [J]. Journal of Modern Optics, 2011, 58(5/6): 480-495.
- [15] Graaf R D, Weichselbaum S, Drost R, *et al.* NXT: 1980Di immersion scanner for 7 nm and 5 nm production nodes [J]. Proceedings of SPIE, 2016, 9780: 978011.
- [16] Wong A K. Optical imaging in rojection micro lithography [M]. Bellingham, Washington: SPIE, 2005: 155-157.
- [17] Xue J, Moen K, Spanos C J. Integrated aerial image sensor: design, modeling, and assembly [J]. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, 2006, 24 (6): 3088-3093.
- [18] Unno Y. Modeling of a slit-scan-type aerial image measurement sensor used for optical lithography [J]. Applied Optics, 2011, 50(3): 271-281.