[文章编号] 1003－4684(2025)04-0001-04

基于四波横向剪切干涉的光波导折射率快速测量方法

董正琼[1,2]，黄贤文[1,2]，谢怡君[1,2]，周向东[1,2]，聂 磊[1,2]

(1 湖北工业大学机械工程学院，湖北 武汉 430068；2 现代制造质量工程湖北省重点实验室，湖北 武汉 430068)

[摘 要] 针对常见的光波导折射率分布测量方法存在的实时性不足和稳定性较差等问题，提出一种基于四波横向剪切干涉的光波导折射率快速测量方法。该方法通过 MHM 的衍射特性获取高质量的干涉条纹图，再结合傅里叶变换法从干涉条纹图中快速重建出样品的光程差分布，最后根据光程差分布反演出样品的折射率分布。实验结果显示，相较于白光干涉法，该方法的平均测量时间约为 0.62±0.02 s，节省了近 98%的测试时间，适用于光波导折射率的瞬态检测。同时，在波长为 532 nm 下，该方法对材料为氮化硅的光波导折射率的测量结果为 2.019，与氮化硅的理论折射率 2.027 和白光干涉仪测量结果 2.031 基本一致，相对误差小于 0.5%。

[关键词] 光波导；折射率；四波横向剪切干涉；光程差分布

[中图分类号] TN252 [文献标识码] A

光波导作为一种高带宽、低损耗、强抗干扰特性的光学通信介质，能够有效控制和引导光信号传输，显著提升通信系统的性能，目前已经在生物医学、传感器和量子通信等领域获得广泛的应用[1-3]。折射率分布是光波导设计与性能优化的核心参数之一，其直接影响光在波导内的传播行为，对于模式引导、耦合效率及器件性能至关重要[4-5]。通过快速、准确地测量光波导折射率分布，实现光波导器件性能的高效利用，进而增强医学成像的实时性，提升传感器灵敏度，并为量子通信系统的稳定与安全运行提供有力保障。

常用的光波导折射率分布测量方法包括折射近场法、聚焦法和干涉法等。其中，折射近场法[6]基于折射光功率与折射率成正比的原理，具有测量精度高且无需复杂的计算和拟合等优点，但对光波导样品表面的光学特性以及环境条件(温度、湿度)要求较高。聚焦法[7]是一种相对简单的折射率分布测量方法，通过测量光波导的光强分布来推导折射率分布，其优势在于测量装置结构简单且具有良好的鲁棒性，但对照明光源的稳定性要求较高，且测量精度相对有限。干涉法[8]是一种测量光波导折射率较为灵敏的方法，李敏[9]等提出采用白光扫描干涉法(white light interferometry，WLI)测量光纤的折射率分布，其测量精度可达 10^{-4}。然而，该方法基于逐层扫描原理，需要通过大量的干涉图得出折射率分布，因此不具备实时性。而四波横向剪切干涉法[10-12](quadriwave lateral shearing interferometry，QLSI)相较于马赫曾德尔干涉[13]和白光干涉等干涉法，具有鲁棒性强、消色差和瞬态测量等优势，该方法仅需两幅干涉图即可获得待测样品的折射率分布，实现了光波导折射率分布的实时测量，这对于光波导系统的动态调整和优化具有重要意义。

本研究提出一种基于四波横向剪切干涉的光波导折射率分布快速测量方法。该方法利用改进的哈特曼掩膜板(modified hartmann mask，MHM)将携带光波导折射率分布信息的入射光分成四束相干的一级衍射光，四束一级衍射光在探测器成像面两两干涉形成干涉条纹，再采用波前重构算法[14-15]从干涉条纹中解调出光程差分布，最后通过光程差分布反演出光波导的折射率分布。

1 四波横向剪切干涉光波导折射率测量

图 1 所示为本文所提出的光波导折射率分布测量原理：一束波长为 λ 的平面波照射在平面介质光波导上，在波前引入与光波导折射率分布相关的光程差分布 $W(x, y)$，然后入射在 MHM 上(图 1b)。MHM 由相位光栅和振幅光栅贴合而成，其中相位光栅的周期为 $2T$，占空比为 1/2，振幅光栅的周期为 T，占空比为 2/3。该结构使得绝大部分能量集

[收稿日期] 2024－02－03

[基金项目] 国家自然科学基金 (51975191)；湖北省科技创新人才基金(2023DJC048)

[第一作者] 董正琼(1987－)，女，湖北潜江人，工学博士，湖北工业大学讲师，研究方向为光学精密测量。

[通信作者] 聂 磊(1978－)，男，湖北武汉人，工学博士，湖北工业大学教授，研究方向为电子制造可靠性。

中在四束±1 级衍射光中，这四束±1 级衍射光在探测器成像面上两两干涉，形成如图 1c 所示的干涉条纹。其强度分布可表示为：

$$I(x,y)=\frac{I_0}{8}[2+2\cos(2\pi f_0 x+sk\cdot W_x(x,y))+2\cos(2\pi f_0 y+sk\cdot W_y(x,y))] \quad (1)$$

式中：k 为波数；s 为 x 和 y 方向的横向剪切量；I_0 为干涉图的背景光强；$f_0=1/T$，为 x 和 y 方向引入的线性载频；$W_x(x,y)$ 为 $W(x,y)$ 沿 x 方向的差分相位，$W_y(x,y)$ 为 $W(x,y)$ 沿 y 方向的差分相位。

对式(1)进行傅里叶变换后，得到如图 1d 所示的频谱分布：

$$I(f_x,f_y)=A(f_x,f_y)+C(f_x-f_0,f_y)+C^*(f_x+f_0,f_y)+D(f_x,f_y-f_0)+D^*(f_x,f_y+f_0) \quad (2)$$

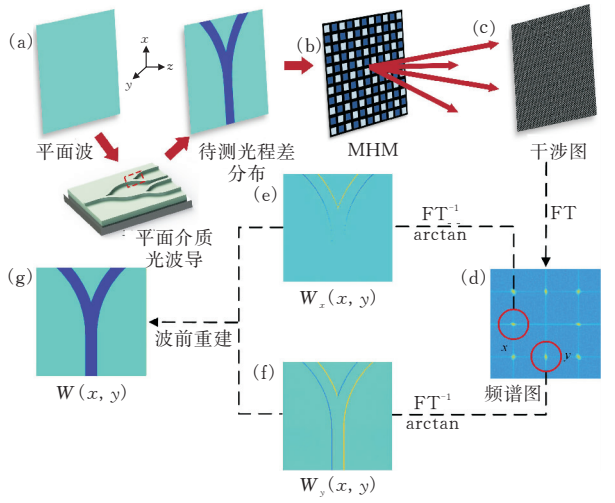


图 1 光波导折射率分布测量原理

式中：* 表示共轭运算；(f_x,f_y) 为频域坐标；$A(f_x,f_y)$ 为零级频谱；$C(f_x-f_0,f_y)$ 和 $C^*(f_x+f_0,f_y)$ 为 x 方向正一级和负一级频谱；$D(f_x,f_y-f_0)$ 和 $D^*(f_x,f_y+f_0)$ 为 y 方向正一级和负一级频谱。此时使用频域滤波窗函数分别将正一级频谱 $C(f_x-f_0,f_y)$ 和 $D(f_x,f_y-f_0)$ 分离出来，并移至中心零级频谱位置，得到消倾的频谱 $C(f_x,f_y)$ 和 $D(f_x,f_y)$，再对其逆傅立叶变换，有：

$$\mathrm{FT}^{-1}\{C(f_x,f_y)\}=\frac{I_0}{8}\exp[sk\cdot W_x(x,y)i] \quad (3)$$

$$\mathrm{FT}^{-1}\{D(f_x,f_y)\}=\frac{I_0}{8}\exp[sk\cdot W_y(x,y)i] \quad (4)$$

式中，i 表示虚数单位，$\mathrm{FT}^{-1}\{\}$ 为二维傅里叶逆变换。如图 1e 和图 1f 所示，$W(x,y)$ 在 x 和 y 方向的差分可以通过反正切运算得出：

$$W_x(x,y)=\arctan\left\{\frac{\mathrm{Im}\left[\frac{I_0}{8}\exp[sk\cdot W_x(x,y)i]\right]}{\mathrm{Re}\left[\frac{I_0}{8}\exp[sk\cdot W_x(x,y)i]\right]}\right\}/sk \quad (5)$$

$$W_y(x,y)=\arctan\left\{\frac{\mathrm{Im}\left[\frac{I_0}{8}\exp[sk\cdot W_y(x,y)i]\right]}{\mathrm{Re}\left[\frac{I_0}{8}\exp[sk\cdot W_y(x,y)i]\right]}\right\}/sk \quad (6)$$

式中：Im[]为求虚部运算；Re[]为求实部运算。然后，采用基于复平面域的傅里叶波前重建法[16]重建 $W(x,y)$，其表达式如下：

$$W(x,y)=\mathrm{FT}^{-1}\left\{\frac{\mathrm{FT}[W_x(x,y)]+i\cdot FT[W_y(x,y)]}{2\pi i\cdot(f_x+i\cdot f_y)}\right\} \quad (7)$$

此时，得到了与光波导折射率分布相关的光程差分布 $W(x,y)$，如图 1g 所示。



图 2 四层平面光波导结构

如图 2 所示，本实验制备的样品为四层平面光波导，其芯区由氮化硅制备，上下各铺设一层二氧化硅用于调控光波导折射率，最底层的衬底由硅制备。光程差分布与折射率的关系可表示为：

$$W(x,y)=n_1\cdot h_1+n_2\cdot h_2+n_1\cdot h_3-[n_1\cdot h_1+n_1\cdot h_2+n_1\cdot h_3] \quad (8)$$

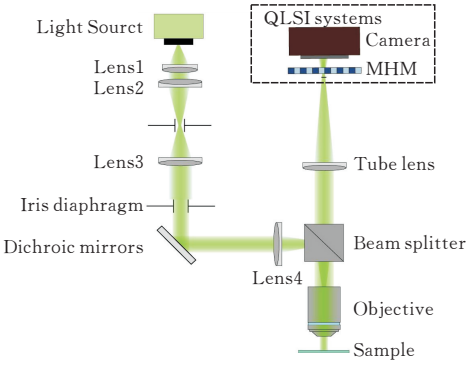
式中：n_1 为二氧化硅的折射率；n_2 为待测光波导芯区的折射率；h_1 为上层二氧化硅的厚度；h_2 为氮化硅的厚度，其值为 200 nm；h_3 为下层二氧化硅的厚度。由式(8)，可以求出光波导芯区的折射率分布

$$n_2=\frac{W(x,y)}{h_2}+n_1 \quad (9)$$

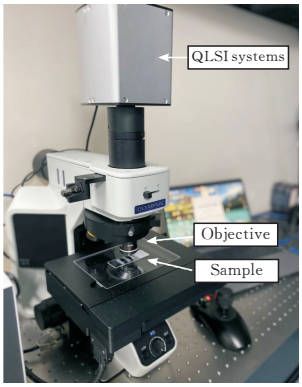
2 实验结果及分析

为了验证本文方法的实时性和稳定性，搭建了如图 3 所示的实验光路，其中图 3a 为光路原理图，图 3b 所示为实验装置。将课题组自主研发的四波横向剪切干涉系统安装在商用显微镜(BX53M，OLYMPUS)上，光源输出波长为 532 ± 0.6 nm 的光经透镜 Lens1($f=50$ mm)准直为平面波，该平面波随后经透镜 Lens2($f=50$ mm)、Lens3($f=50$ mm)、Lens4($f=150$ mm)和孔径光阑 Iris Diaphragm1、Iris Diaphragm2 组成的科勒照明系统进一步提升成像质量，之后再经过分束立方和物镜(50×，NA=0.6)落射在样品上；样品衬底反射出包含其折射率分布信息的物光，经过物镜和管镜($f=200$ mm)组成的显微成像系统放大后，最终被四波横向剪切干涉系统所接收。实验使用的四波横向

剪切干涉系统内部由 MHM 和相机组成，MHM 的周期为 19.5 μm，相机的像素尺寸为 6.5 μm × 6.5 μm，即每条纹周期所占像素点数为 3，满足周期性采样需求。



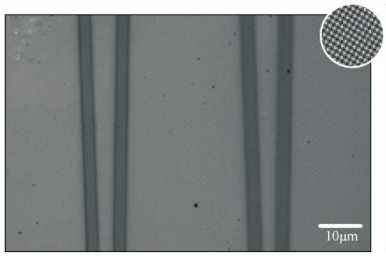
(a)光路原理



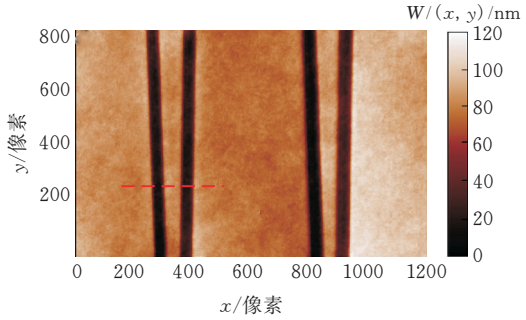
(b)实验装置

图 3　折射率分布测量光路原理图及实验装置

图 4a 所示为采用实验装置获得的干涉条纹。通过光程差重建后，得到的光波导光程差。



(a)干涉条纹



(b)光程差分布

图 4　光波导测量结果

分布 $W(x, y)$ 如图 4b 所示。在图 4b 中沿 x 轴画一剖面线，得到的折射率分布如图 5 所示。

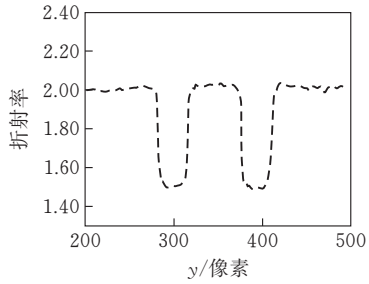


图 5　光波导折射率分布

在维持光路结构不变的前提下，对该样品进行 50 次重复测量实验，QLSI 与 WLI 的参数性能对比如表 1 所示。QLSI 的平均测量时间(包含计算和成像)为 0.62±0.02 s，测得该样品光程差的平均值为 111.80 nm。查询文献[17]可知，在使用中心波长为 532 nm 的光源下，二氧化硅的折射率为1.460，结合式(9)计算得出，该光波导芯区的折射率为 2.019。为验证 QLSI 在测量光波导样品折射率方面的实时性与准确性，使用 WLI 对该样品进行测量，干涉图取样分辨率同样为 1200×800。由于 WLI 是基于逐层扫描原理的测量折射率的方法，在单次测量实验中需要上百幅干涉图，以此为参考采集 300 幅干涉图，算得 WLI 测量折射率的平均测量时间(包含计算和成像)为 34.42±0.20 s，测得的光波导样品折射率为 2.031。

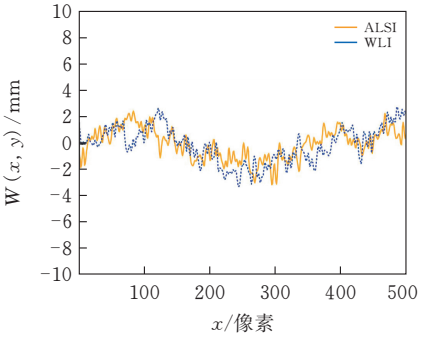
表 1　QLSI 与 WLI 参数性能对比

方法	测量时间/s	n_2
QLSI	0.62±0.02	2.019
WLI	34.42±0.20	2.031

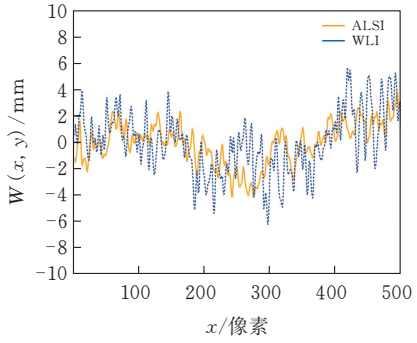
QLSI 在一次测量中仅需两幅干涉图(取样干涉图和背景光干涉图)即可求出折射率结果，其测量时间小于 1 s。与 WLI 相比，QLSI 节省了近 98% 的测量时间，具备瞬态检测的能力。在中心波长为 532 nm 的光源下，该样品折射率的理论值为 2.027，QLSI 和 WLI 的测量结果均与理论值吻合，并且测量误差小于 0.5%，这表明 QLSI 在测量光波导折射率时具有较高的精度。

为进一步验证 QLSI 在测量方面的稳定性，在相同的实验条件下对表面光洁平整的硅晶圆进行了测量实验。为了便于计算比较，取该样品光程差的平均值为 0。通过两种方法分别重复测量 50 次，得到该样品的光程差分布如图 6a 所示。QLSI 的均方根误差为 1.12 nm，WLI 的均方根误差为 1.38 nm。在保持其他条件不变的情况下，在实验装置旁放置一台额定功率为 500 W 的电动吹风机，用于模拟气流扰动。依旧通过两种方法分别重复测量 50 次，得

到该样品的光程差分布如图 6b 所示。QLSI 的均方根误差为 1.72 nm，WLI 的均方根误差为 2.25 nm。实验结果表明，在相同外界条件干扰下，QLSI 测量结果稳定性优于 WLI。



(a)无外部干扰



(b)有外部干扰

图 6 QLSI 和 WLI 方法光程差波动曲线

3 结论

本研究提出一种基于四波横向剪切干涉的光波导折射率分布快速测量方法，解决了常见的光波导折射率分布测量方法中存在的实时性不足和稳定性较差等问题。该方法通过傅里叶变换法重建样品的光程差分布，再结合光波导的光程差分布和二氧化硅的折射率反演出光波导芯区的折射率分布。实验证明，该方法具有良好的实时性和稳定性，实现了对光波导折射率分布的瞬态测量。鉴于四波横向剪切干涉法的上述优势，有望将该方法运用于其他类型光波导(如圆柱形光波导)的折射率分布瞬态检测中。

[参 考 文 献]

[1] SHARMA S. Efficient diffraction control using a tunable active-Raman gain medium[J]. Physical Review A, 2023, 107(02): 023701.

[2] 鹿姚，陈彧芳，万洪丹，等.基于干涉增强型混合光波导的高灵敏折射率传感器[J].光学学报，2023，43(22)：2206004.

[3] ZHANG L, ZHANG Y, KERSHAW S V, et al. Colloidal PbSe quantum dot-solution-filled liquid-core optical fiber for 1.55 μm telecommunication wavelengths [J]. Nanotechnology, 2014, 25(10): 105704.

[4] 李小艳，李义春，李中天，等.玻璃波导有效折射率的原位测量(特邀)[J].红外与激光工程，2022，51(10)：20220491.

[5] 张梦若，陈开鑫.一种简单精准的渐变折射率分布光波导分析方法.物理学报，2015，64(14)：144205.

[6] 张雪莲，杨鹏，刘永建，等.保偏光纤制备及其参数测试原理[J].激光技术，2024，48(01)：34-39.

[7] 郑史烈，章献民，陈抗生，等.聚焦法测量塑料光纤折射率分布的可行性研究(英文)[J].光子学报，2005，34(08)：1205-1208.

[8] ZHOU Z, GONG Z, DONG B, et al. Enhanced sensitivity refractometer based on spherical mach-zehnder interferometer with side-polished structure[J]. IEEE Sensors Journal, 2021, 21(02): 1548-1553.

[9] 李敏，宋五洲，湛位，等.基于白光扫描干涉法的光纤折射率分布的测量[J].光子学报，2021，50(04)：47-53.

[10] YUAN X, XUE Y, MIN J, et al. High-precision gaseous flame temperature field measurement based on quadriwave-lateral shearing interferometry[J]. Optics and Lasers in Engineering, 2023, 162: 10730.

[11] KHADIR S, ANDRÉN D, VERRE R, et al. Metasurface optical characterization using quadriwave lateral shearing interferometry[J]. Acs Photonics, 2021, 8(02): 603-613.

[12] 刘克，张孝天，钟慧，等.四波前横向剪切干涉仪的关键技术研究[J].光学学报，2023，45(15)：1512001.

[13] 刘婷，张静，李永倩，等.一种基于马赫-曾德尔干涉仪的折射率和温度同时测量传感器[J].光电子·激光，2023，34(08)：785-791.

[14] DAI F, TANG F, WANG X, et al. Generalized zonal wavefront reconstruction for high spatial resolution in lateral shearing interferometry[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2012, 29(09): 2038-2047.

[15] LI J, TANG F, WANG X, et al. Wavefront reconstruction for lateral shearing interferometry based on difference polynomial fitting[J]. Journal of Optics, 2015, 17(06): 065401.

[16] KOTTLER C, DAVID C, PFEIFFER F, et al. A two-directional approach for grating based differential phase contrast imaging using hard x-rays[J]. Optics Express, 2007, 15(03): 1175-1181.

[17] 王玉芬，刘连城.石英玻璃[M].北京：化学工业出版社，2007.

(下转第 29 页)