

基于超表面的相位成像技术进展(特邀)

李昕^{1,2,3*}, 徐正琨¹, 杨静育¹, 王涌天^{1**}, 黄玲玲^{1***}¹北京理工大学光电学院北京市混合现实与新型显示工程技术研究中心, 北京 100081;²北京理工大学光电学院光电成像技术与系统教育部重点实验室, 北京 100081;³北京理工大学光电学院信息光子技术工信部重点实验室, 北京 100081

摘要 相位是光场信息的重要组成部分。在光学显微成像领域,大部分生物细胞对光的吸收较弱,传统的亮场显微无法准确地表征细胞的结构特征,因此相位成像成为非标记细胞观测的重要方法。经典的相衬显微镜基于干涉成像原理,通常需要大块的折射棱镜或者复杂的成像系统,因而系统臃肿,易受环境扰动。超表面是一种特征尺寸在纳米或微米量级的光学元件,具有强大的光场调控能力,超表面集成在显微系统中可以实现方向无关、单摄式的定量相位成像,具有小型、轻便、易集成等优点。本综述回顾经典的相位成像技术原理,详细介绍基于剪切干涉、相位衬比和强度传输方程等3类超表面的相位成像技术原理,比较不同技术的优缺点和适用场景,指出超表面在相位成像领域面临的挑战,并对未来发展趋势进行展望。

关键词 相位成像; 超表面; 剪切干涉; 涡旋相衬

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP232020

Advances in Phase Imaging Based on Metasurfaces (Invited)

Li Xin^{1,2,3*}, Xu Zhengkun¹, Yang Jingyu¹, Wang Yongtian^{1**}, Huang Lingling^{1***}¹Beijing Engineering Research Center of Mixed Reality and Advanced Display, School of Optics and Photonics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;²MoE Key Laboratory of Photoelectronic Imaging Technology and System, School of Optics and Photonics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;³MIT Key Laboratory of Photonics Information Technology, School of Optics and Photonics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

Abstract Phase is an important component of optical field information. In optical microscopy imaging, most biological cells have weak light absorption. Consequently, traditional bright field microscopy cannot accurately characterize the structural characteristics of cells. Therefore, phase imaging has become an important method for non-labeled cell observations. The classic phase contrast microscope is based on the principle of interferometric imaging and typically requires large refractive prisms or complex imaging systems, resulting in a bulky system that is easily disturbed by the environment. Metasurfaces are optical elements with characteristic dimensions in the nanometer or micrometer scale and has strong light field regulation capability. The integration of metasurfaces in microscopic systems can achieve directionally independent single shot quantitative phase imaging, along with the advantages of having a small, lightweight, and easily integrated structure. This study reviews the principles of classic phase imaging techniques, and provides a detailed introduction to the principles of techniques based on three types of metasurfaces: shear interference, phase contrast, and transport of intensity equation. The advantages, disadvantages, and applicable scenarios of the different techniques are compared, and then the challenges faced by metasurfaces in the field of phase imaging are pointed out. Finally, future development trends are prospected.

Key words phase imaging; metasurface; shear interference; spiral phase contrast

1 引言

光场的信息可以由振幅、相位、偏振、频率等参量

表征。光场与物质发生作用后,其携带的信息可以反映物体的理化特性,例如:光谱信息反映物质的元素组分;振幅信息可用于测量物体的透射率;相位信息包含

收稿日期: 2023-09-01; 修回日期: 2023-10-01; 录用日期: 2023-10-13; 网络首发日期: 2023-10-23

基金项目: 国家自然科学基金(U21A20140,92050117)、北京市卓越青年科学家项目(BJJWZYJH01201910007022)

通信作者: *lix@bit.edu.cn; **wyt@bit.edu.cn; ***huanglingling@bit.edu.cn

物体的形貌;等等。当光束照射在待测物品上时,物体的三维形貌、折射率等因素会使光波的光程差改变,透射光场或反射光场携带了与物体相关的相位信息,测量相位有助于人们了解待测样品物理特性。但相位信息的直接测量一直是个难题,因为人眼或光电传感器对光场的振幅变化敏感,对相位信息不敏感^[1]。近半个世纪以来,随着激光技术的发展,以干涉原理为代表的相位测量技术在计量学中发挥了突出的作用。如今,相位成像技术在超精密测量^[2-3]、自适应光学^[4-8]、生物医学成像^[9-20]、气体流体可视化^[21-22]等领域广泛应用。

在无标记的生物活细胞成像领域,相位成像技术可以用于识别细胞的大小、形态,以及特征结构^[9]。生物细胞的大多数细胞器具有非常弱的吸收,在传统的亮场显微镜下,光波的振幅不发生明显变化,难以观察细胞内部的结构。荧光染色技术的出现突破了传统光学显微镜的成像限制,其利用细胞内蛋白质对荧光团亲和性的不同达到细胞增强成像的目的^[23]。但这种方法使用的荧光染料和荧光蛋白通常会对细胞的活性产生较大的影响,荧光剂的光漂白和光毒性使活细胞无法长时间成像。1942年,Zernike^[24]发明了Zernike相衬显微镜(ZPC),通过特制的相位滤波片使物体的相位信息转化为强度衬度信息,从而极大地改善了光学显微镜对透明物体的成像衬比度,这项技术使得组织细胞可以在未染色的情况下观察,Zernike也因此获得1953年的诺贝尔物理学奖。1952年,Nomarski^[25]基于偏振分束和剪切干涉原理发明了微分干涉(DIC)显微镜。DIC显微镜下的相位差与样品沿剪切方向的相位梯度成正比,在像平面上呈现出与细胞光学密度变化相关的类浮雕伪三维图案。

尽管ZPC和DIC在相位成像领域取得了巨大进展,但这类方法测量的强度与样品的相位具有非线性关系,无法定量地恢复相位信息,并且光路中通常需要大块的折射棱镜,无法实现紧凑型的光学系统。数字全息显微术通过在目标光束上叠加一个额外的相干参考光束,将相位信息保留在干涉条纹中,通过解条纹算法可以定量恢复相位信息,且具有较高的成像精度^[9-10]。但数字全息术对环境扰动和光束质量等因素非常敏感,不易获得稳定的高质量干涉图。非相干的相位恢复方法的出现有效地改善了这一问题,如强度传输方程(TIE)^[26-28]、傅里叶叠层成像(FPM)^[29-30]等,这类方法虽然不需要额外的参考光束,但通常需要获取多张强度图,并且相位恢复的鲁棒性取决于所使用的算法。而Shack-Hartmann波前传感^[4-6]、金字塔波前传感^[7-8]这类基于几何光学原理的相位测量技术则存在分辨率低的问题。

近年来,超表面在光场的偏振^[31]、轨道角动量^[32]、相位^[33-46]等方面的操控展现了不可思议的能力。由亚波长尺度纳米结构组成的超表面可以通过对结构的特

殊设计来实现光场调制。得益于超表面的设计灵活度和功能多样性,其在光学超透镜^[47-49]、光谱成像^[50-51]、全息显示^[52]、波束整形^[53]、光学计算,以及空间微分器^[54]等领域得到广泛应用。而在显微成像领域,将超表面与显微镜结合可以实现体积更小、功能更多样的相位成像。用超表面替代DIC显微镜中的沃拉斯顿棱镜可以实现各向同性的径向剪切干涉,同时减小系统的体积;涡旋相位与透镜相位相结合的超透镜可以取代ZPC显微镜的相位滤波片,简化光路设计。在相衬显微技术中超表面提供了与传统方法相当的空间分辨率和相位灵敏度,同时具有紧凑性和高兼容性。

本文系统性地介绍近年来超表面在定性相位成像和定量相位成像方面的研究进展和最新成果。基于超表面的相位成像技术可以大致分为基于剪切干涉原理、相衬原理和强度传输方程原理等3类,本文详细阐述这3类超表面的设计方法,并与传统方法进行对比,最后展望超表面在相位成像领域的挑战和发展。

2 剪切干涉原理的相位成像

传统的相位成像技术如迈克尔孙干涉仪、林尼克干涉仪在测量物体相位时,参考光和物光波间的光程差容易受到外界振动、环境变化等因素影响导致干涉条纹可见度低,不易获得稳定的干涉成像。为了解决环境因素影响待测物面型测量的问题,衍生出将物光波与其自身作为参考光的干涉技术,这类相位成像技术被称为剪切干涉。以DIC显微镜为代表的剪切干涉技术通过光学元件对物光波的波前进行复制并横向剪切分为两束,使待测物体表面相邻处的物光相互干涉,将相位的梯度信息转化为光程差并在像平面产生类似浮雕的相位梯度图。但DIC显微镜只能在单方向上剪切干涉,获取一维方向的相位梯度信息,若测量物体的三维形貌则至少需要两次正交的剪切干涉成像,并通过多步相移算法恢复相位。此外,实现剪切干涉的光学元件如沃拉斯顿棱镜、剪切平板体积较大,难以实现紧凑化的相位成像。

2.1 横向剪切干涉

2020年,加州理工大学的Kwon等^[33]将超表面应用在定量相位成像领域,实现了单摄式的定量相位梯度成像,如图1(a)、(b)所示,系统由两个垂直级联的超表面组成,此外在超表面面对的前后分别放置偏振方向为45°和-45°的线偏振器。第1层超表面是1个带有相位梯度的偏振敏感双焦点超透镜,其对TE和TM偏振光的相移可以表示为

$$\phi_{\text{Layer1, TE}} = -\frac{2\pi}{\lambda f} \left[x^2 + \left(y^2 + \frac{\Delta s}{2} \right) \right] \pm k_i, \quad (1)$$

$$\phi_{\text{Layer1, TM}} = -\frac{2\pi}{\lambda f} \left[x^2 + \left(y^2 - \frac{\Delta s}{2} \right) \right] \pm k_i, \quad (2)$$

式中: f 为双焦点透镜的焦距; Δs 为两束正交偏振光的

焦点沿 y 轴偏移的距离; k_i 为相位梯度项, $i=(1, 2, 3)$ 。相位梯度项将物光波均匀地分成 3 个不同偏转方向的光束。偏振方向为 45° 的物光波在与超表面 1 作用后, TE 和 TM 偏振分量沿 y 轴分离发生剪切干涉, 此外在相位梯度项的作用下分成 3 组剪切光束射向第 2 层超表面。第 2 层超表面由 3 个不同相位分布的双折射超透镜组成, 3 个超透镜的相位分布可以简化表示为

$$\phi_{\text{Layer2, TE}} = -\frac{2\pi}{\lambda f} \left[x^2 + \left(y^2 + \frac{\Delta s}{2} \right) \right] \pm k_i, \quad (3)$$

$$\phi_{\text{Layer2, TM}} = -\frac{2\pi}{\lambda f} \left[x^2 + \left(y^2 + \frac{\Delta s}{2} \right) \right] \pm k_i \pm \phi_i. \quad (4)$$

第 2 层超表面的 3 个超透镜除了具有相位梯度和双折射超透镜功能外, 对于 TM 偏振光施加了不同的相位偏移 ϕ_i , 这是因为剪切干涉无法从单张相位梯度图中恢复相位, 需要至少 3 张不同相移量的剪切干涉图并使用相移算法恢复相位分布。超表面 2 的 3 个超

透镜分别与超表面 1 组成 DIC 显微镜, 对来自超表面 1 的 3 组光束引入不同的相移并在像平面处同时获得 3 张不同的剪切干涉图。由于 1 组纳米柱分布图只能实现 1 张带有特定相位梯度的双折射超透镜相位图, 因此对于超表面 1 设计了 3 组相位图, 采用空间复用的方法沿 x 轴交错排列 3 组纳米柱排列图, 但代价是光利用效率降低。此外为了最小化离轴像差、增加视场, 采用光线追迹的方法优化相位图。图 1(c)、(d) 展示了对相位目标的相位梯度恢复结果, 超表面显微系统在测量透明物体厚度方面与原子力显微镜基本一致, 在透明细胞成像方面可以沿 y 轴对细胞厚度成像。实验中剪切距离最小为 $2.25 \mu\text{m}$, 横向分辨率为 $2.76 \mu\text{m}$ 且无需透镜, 单次拍摄可以定量恢复相位, 相比传统 DIC 显微镜有巨大优势。但该方法在单波长下工作, 并且需要两层超表面精准对齐, 在组装和加工方面精度要求非常高。

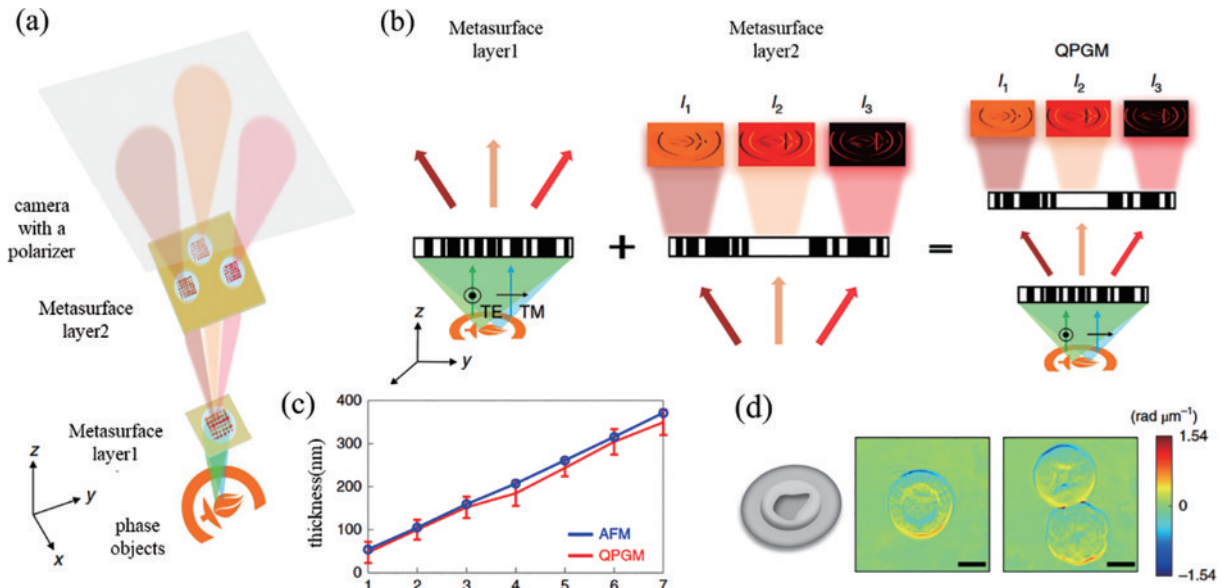


图 1 基于超表面的定量相位梯度成像^[33]。(a) 光路示意图; (b) 两个超表面的工作原理; (c) 超表面与原子力显微镜计算相位物体厚度结果对比; (d) 对细胞的相位成像结果

Fig. 1 Quantitative phase gradient imaging based on metasurfaces^[33]. (a) Schematic diagram of the optical path; (b) the working principle of the two metasurfaces; (c) comparison of the thickness of phase objects calculated by metasurface and atomic force microscopy; (d) phase imaging results of cells

为了实现宽波段工作、光路简单的超表面相位成像, 2022 年 Zhou 等^[34] 提出基于傅里叶光学自旋分裂显微术的相位成像方法, 原理如图 2(a) 所示。在 4F 成像系统的傅里叶平面上放置一个几何相位超表面, 其相位延迟量由纳米柱的排列方向决定。超表面相位分布满足 $\varphi(x, y) = \pi x / \Lambda$, 其中, Λ 表示超表面的周期。入射的线偏振光可以看作是左旋圆偏(LCP)光和右旋圆偏(RCP)光的叠加, 超表面的相位梯度为 LCP 和 RCP 引入的符号相反的相位延迟量, 从而在像平面形成有一定横向位移量的两幅复制图像的叠加。

对于纯相位物体 $E_{\text{in}}(x_0, y_0) = \exp[j\phi(x_0, y_0)]$,

其在像平面的强度可以近似表示为

$$I_{\text{out}}(x_3, y_3) \approx \frac{1}{2} \left\{ 1 - \cos \left[2\Delta \frac{d\phi(x_3, y_3)}{dx_3} - 2\beta(x_3) - 2\theta \right] \right\}, \quad (5)$$

式中: $I_{\text{out}}(x_3, y_3)$ 为像平面的光强分布; $d\phi(x_3, y_3)/dx_3$ 为相位梯度; $\Delta = \lambda f / \Lambda$, 表示复制图像的剪切距离, 其中, λ 为波长, f 是第 2 片透镜的焦距; $\beta(x_3) = 2\pi\epsilon / \Lambda f$, 表示超表面纵向移动时引入的相移, 其中, ϵ 为纵向移动距离; $\theta = 2\pi s / \Lambda$, 表示超表面沿横向移动引入的相位偏置, s 表示横向移动的距离。改变超表面的横向位移 s 可以获得多张不同相移量的强度图。拍摄 3 张强

度图后,根据三步相移公式计算相位梯度:

$$G_x = \frac{d\phi(x_3, y_3)}{dx_3} = \frac{\arctan \frac{\sqrt{3}(I_1 - I_3)}{2I_2 - I_1 - I_3}}{2\Delta}, \quad (6)$$

式中: I_1 、 I_2 、 I_3 表示超表面在不同横向位移时的光强图。图 2(b)、(c) 展示了竖直方向相位偏置为 -120° 、 0° 、 120° 时获取的强度图, 偏置为 0° 时可以看作对物体的边缘增强。为了展示自旋分裂相位成像方法

定量恢复相位的能力, 实验测量了聚甲基丙烯酸甲酯 (PMMA) 标准样品的厚度, 并与原子力显微镜结果进行比对, 结果表明, 该方法可以准确地测量透明物体厚度。该方法所使用的超表面可以取代 DIC 显微镜中的大块偏振分束棱镜, 实现紧凑型相衬显微镜, 且定量相位恢复结果准确, 但需要多次移动超表面, 此外背景的余弦条纹妨碍了直接在像平面观察相位。

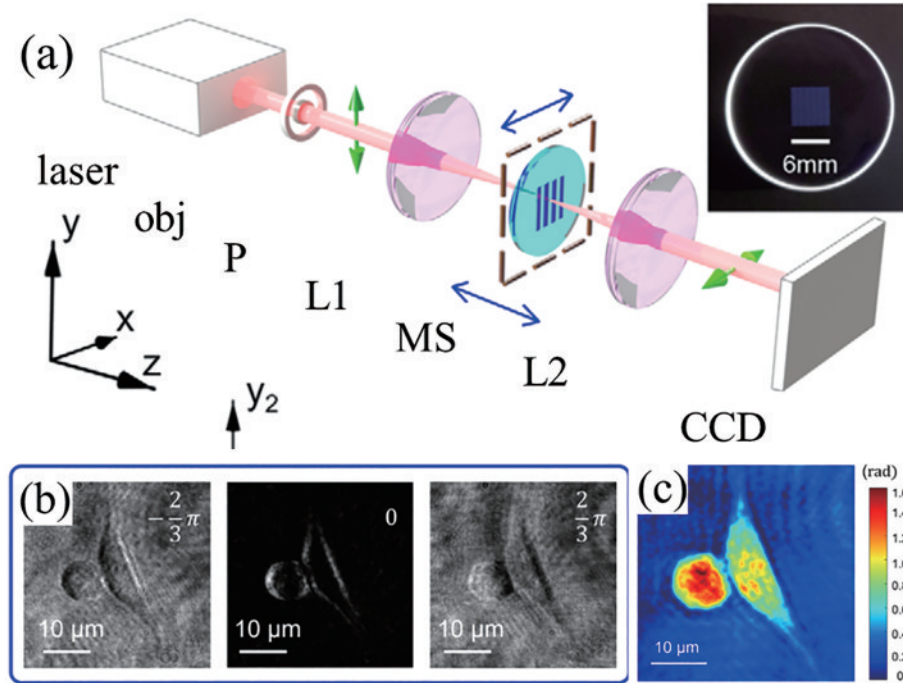


图 2 傅里叶光学自旋分裂显微术原理^[34]。(a) 光路的实验设置; (b) 相位偏置分别为 -120° 、 0° 、 120° 对应的强度图; (c) NIH3T3 细胞相位图

Fig. 2 Principle of Fourier optical spin splitting microscopy^[34]. (a) Experimental setup of the optical path; (b) intensity maps corresponding to the phase bias of -120° , 0° , and 120° respectively; (c) phase map of NIH3T3 cell

2023 年, Wu 等^[35]在此工作基础上进行了改进, 只需要在传统显微镜中插入一对全介电几何相位超表面即可实现单摄式定量相位成像。原理如图 3(a) 所示, 几何相位超表面在 LCP (RCP) 光束中分别引入了几何相位 $+2\varphi$ (-2φ)。第 1 个超表面将光线的 LCP 分量和 RCP 分量以 $\pm \arcsin(\lambda/\Lambda)$ 角度分成不同的传播方向, 第 2 个超表面使两束光偏转 $\arcsin(\lambda/\Lambda)$ 并回到原来的方向, 两束光发生剪切干涉, 在像平面上放置偏振相机并一次测得多张不同偏振方向且包含相位信息的强度图。像平面的强度分布近似为

$$I_{\text{out}}(x, y, 2\theta') \propto \left| E_{\text{in}}(x - \Delta, y) \exp(j\theta') + E_{\text{in}}(x + \Delta, y) \exp(-j\theta') \right|^2, \quad (7)$$

式中: $\theta' = 2\pi\Delta\xi/\Lambda - \theta$, 表示相位偏置项, $2\pi\Delta\xi/\Lambda$ 为超表面横向偏移的相移, θ 表示偏振相机的偏振成像方向与 x 轴夹角引入的相移。偏振相机捕获 0° 、 45° 、 90° 、 135° 等 4 个偏振方向的强度图后, 通过四步相移算

法计算相位梯度。图 3(c)、(d) 展示了该系统对透明细胞相位梯度的成像结果。通过偏振相机对不同偏振方向的强度图相移量不同, 实现单次拍摄相位成像。此外, 相比傅里叶分裂束方法, 两片超表面可以使余弦背景相互抵消, 有利于直接在像平面观察相位梯度, 实现了消色差、成像快速的定量相位恢复方法, 但其无法克服横向剪切各向异性的相位成像性质, 即只能在单方向上相位梯度成像。

为了实现各向同性的相位恢复, Wang 等^[36]改进了实验光路, 如图 4(a) 所示, 在 Mach-Zehnder 干涉仪的两臂放置两个正交的几何相位梯度超表面, 入射光偏振角为 45° 以保证获得 x 方向和 y 方向强度相等的图像。带有相位信息的光经过偏振分光棱镜 1 (PBS1) 后分别与两个几何相位梯度超表面在 x 方向和 y 方向发生剪切干涉, 获得两个正交方向的相位梯度图, 再经过偏振分光棱镜 2 (PBS2) 将光束合并, 在像平面获得各向同性的相位梯度成像。但光路的复杂性限制了其应用场景。

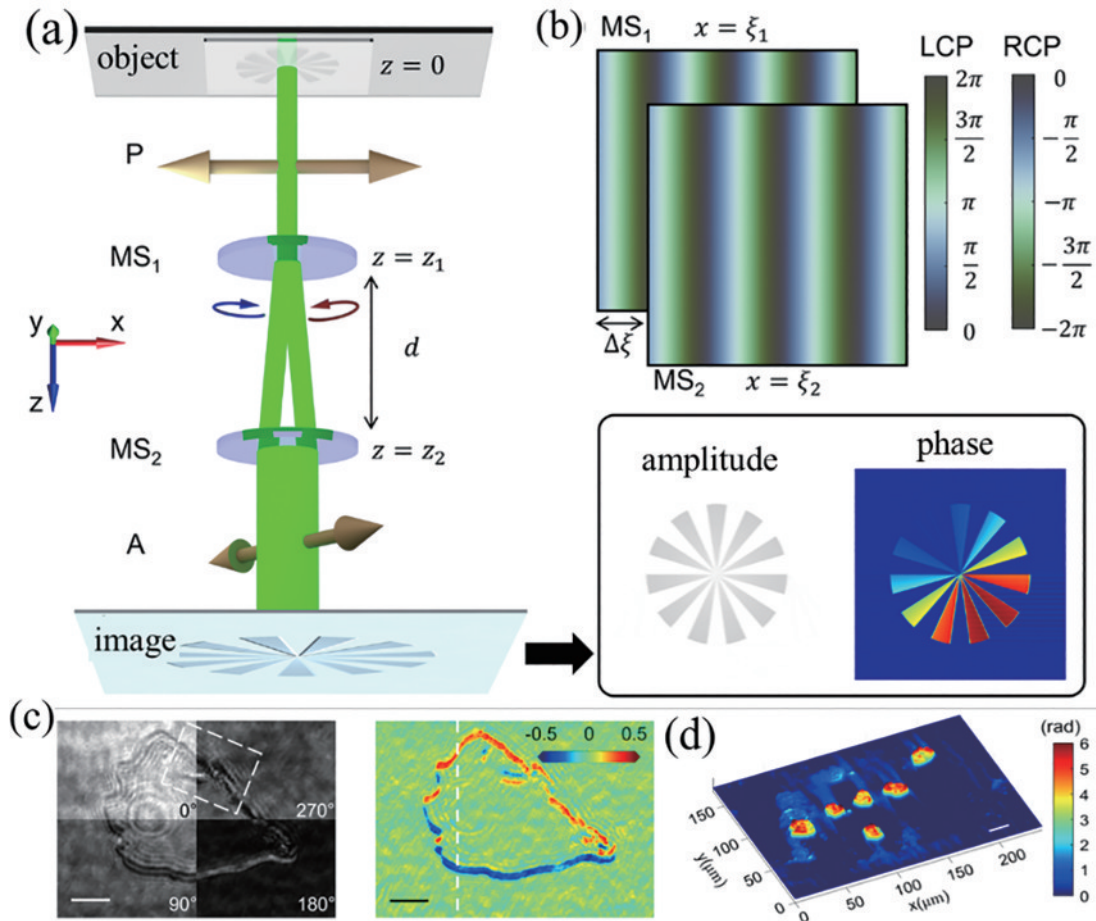


图 3 使用一对超表面的单摄定量相位成像^[35]。(a)定量相位成像的原理示意图;(b)几何相位超表面相位分布;(c)MCF-7 细胞的定量相位梯度恢复结果;(d)SKNO-1 细胞的相位成像

Fig. 3 Single-shot quantitative phase imaging using a pair of metasurfaces^[35]. (a) Schematic principle of quantitative phase imaging; (b) geometric phase metasurface phase profile; (c) quantitative phase gradient retrieval results of MCF-7 cells; (d) phase imaging of SKNO-1 cells

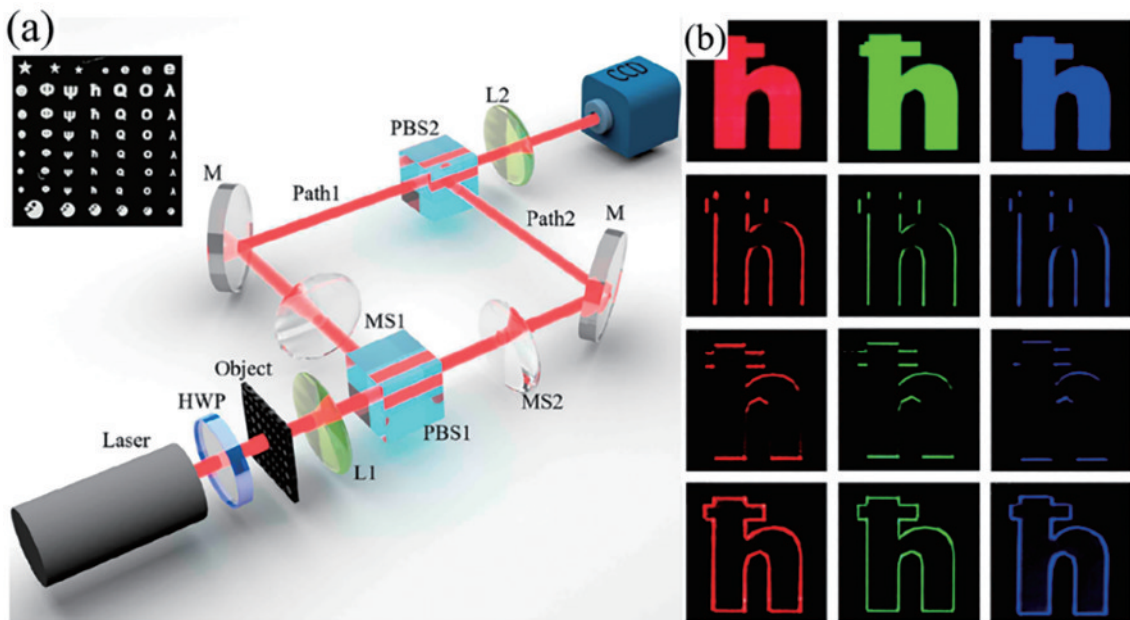


图 4 利用偏振分光棱镜实现各向同性的相位恢复^[36]。(a)光路示意图;(b)成像相位图

Fig. 4 Anisotropic phase retrieval based polarization splitting prisms^[36]. (a) Schematic diagram of the optical path; (b) imaging phase diagram

2.2 径向剪切干涉

上述的几种基于横向剪切干涉原理的超表面虽然实现了紧凑型、单摄型的 DIC 显微镜,但只能在单方向上恢复相位。得益于超表面强大的相位调控能力,径向剪切干涉成为可能。由于径向剪切干涉是圆对称的,可以轻松实现全方向的各向同性剪切干涉。2020 年, Zhou 等^[54]设计了一种径向对称的几何相位超表面,可

用于边缘检测和相位衬比成像。图 5(a)中,二维相位衬比成像可以看作无限个一维的相位梯度几何相位超表面沿径向旋转叠加的结果,因此像平面的强度可以表示为 $E_{out}(r, \theta) \propto 2\Delta\partial E_{in}/\partial r$, 其中, E_{in} 表示入射光场, E_{out} 为像平面光场, r 表示径向剪切距离。径向剪切超表面对相位物体的成像结果如图 5(c)所示,相比 ZPC 显微镜的成像结果,展现出更强烈和清晰的相位衬比。

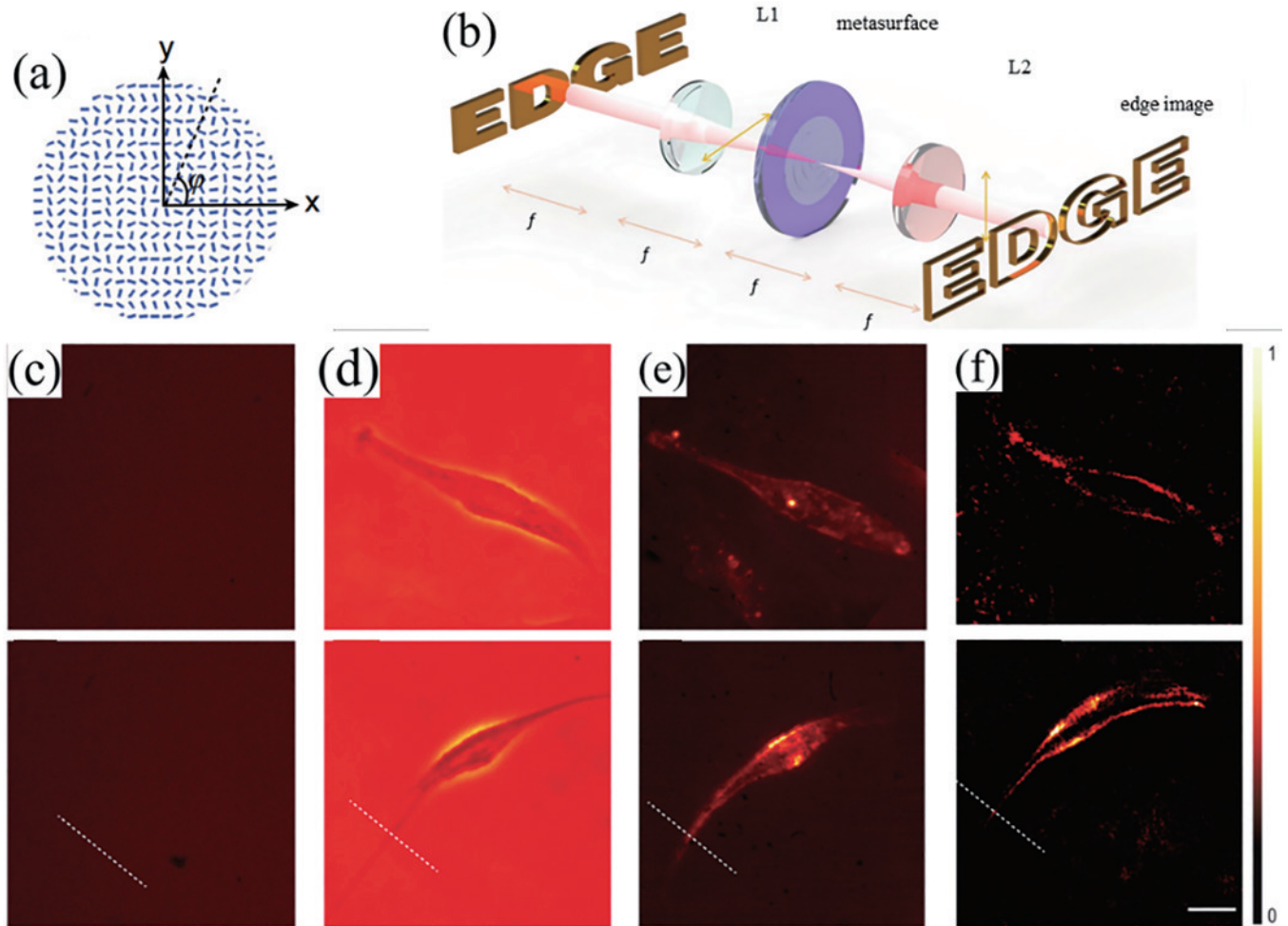


图 5 径向剪切干涉超表面^[54]。(a)几何相位超表面慢轴分布;(b)成像光路;(c)亮场成像;(d)ZPC 显微镜亮场成像;(e)ZPC 显微镜暗场成像;(f)径向剪切成像

Fig. 5 Radial shear interference metasurface^[54]. (a) Slow axis distribution of the geometric phase metasurface; (b) imaging optical path; (c) bright field imaging; (d) ZPC microscope bright field imaging; (e) ZPC microscope dark field imaging; (f) radial shear imaging

2023 年, Wang 等^[37]进一步研究径向剪切干涉,利用超表面对正交偏振光进行独立调控,提出一种新型的径向剪切干涉模式。通过将沿单方向的剪切量转化为具有径向对称性的剪切量,实现了单次拍摄各向同性的相位梯度图。在极坐标下,设物体的复振幅透射系数为 $O(r, \theta)$, 平面波照射物体后透射光 $O(r, \theta)$ 经过偏振方向为 45° 的偏振片分解为等振幅的 x 方向和 y 方向偏振光的叠加,超表面对 x 和 y 方向偏振光分别产生径向位移和相位偏置。经过超表面后的两个正交光束可以表示为 $O(r \pm \Delta s) \exp(\pm \Delta\varphi)$, 其中, 正负号表示两个正交偏振态的光束, Δs 表示剪切距离, $\Delta\varphi$ 表示引

入的相移。光束在经过偏振方向为 -45° 的分析仪后, 其光强可以表示为

$$I_{iso} \propto \left| O(r - \Delta s) \exp(-i\Delta\varphi) - O(r + \Delta s) \exp(i\Delta\varphi) \right|^2 \quad (8)$$

为了实现旋转对称的径向剪切,设计的偏振复用超表面应同时具备 3 个功能: 光学成像(聚焦)、偏振光束的径向分离(剪切)和偏振光束的相移(相位偏置), 超表面引入的相位可以表示为

$$\phi_x(\xi, \eta) = -\frac{\pi}{\lambda f} (\xi^2 + \eta^2) + \frac{2\pi\Delta s}{\lambda f} \sqrt{\xi^2 + \eta^2} - \Delta\varphi, \quad (9)$$

$$\phi_y(\xi, \eta) = -\frac{\pi}{\lambda f}(\xi^2 + \eta^2) - \frac{2\pi\Delta s}{\lambda f}\sqrt{\xi^2 + \eta^2} + \Delta\varphi, (10)$$

式中: $\pm\pi(\xi^2 + \eta^2)/\lambda f$ 为成像相位项; $\pm 2\pi\Delta s\sqrt{\xi^2 + \eta^2}/\lambda f$ 为径向剪切相位; $\pm\Delta\varphi$ 为偏置项, 对应着超表面的 3 个功能。

波分复用超表面的局部结构如图 6(b) 所示, 为了实现正交偏振态的独立操控, 在蓝宝石 (Al_2O_3) 基底上附着各向异性单晶硅纳米柱 (Si) 作为结构单元, 通过

改变纳米柱的长度和宽度实现不同的相位分布, 如图 6(e)~(g) 所示, 用传统 DIC 显微镜 (a-DIC) 和各向同性 DIC 显微系统 (i-DIC) 分别对纯相位目标板成像, a-DIC 显微镜只能捕获单方向的相位梯度, 而 i-DIC 显微镜可以同时对各方向的相位梯度成像, 且无需复杂的透镜和棱镜组合。相比于 DIC 显微镜, 该方法的光路紧凑小巧, 并且可在像平面生成各向同性的相位梯度图, 有望在生物成像、早期诊断、粒子跟踪和边缘检测等领域得到应用。

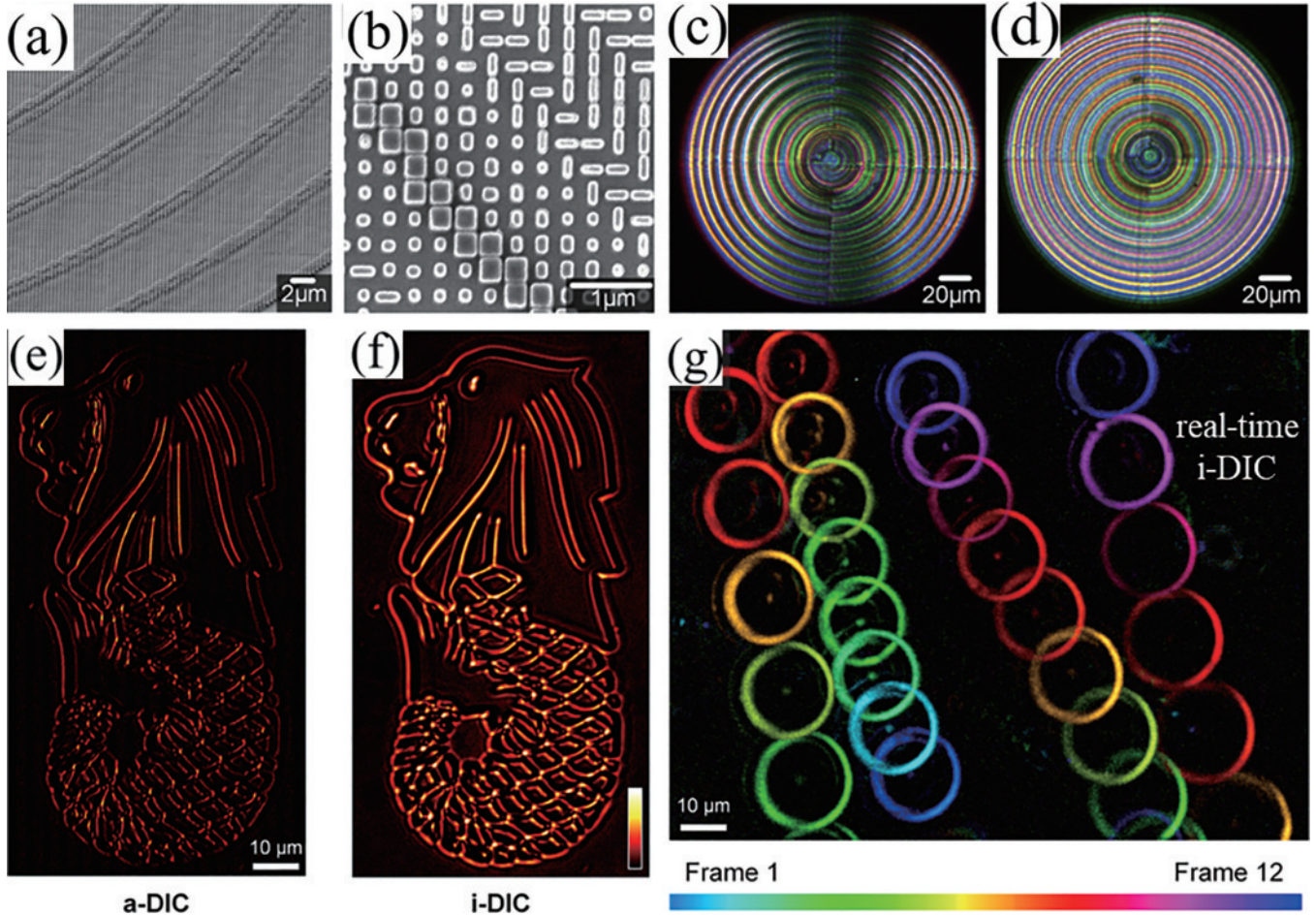


图 6 偏振复用的径向剪切干涉 DIC 显微系统^[37]。(a)(b)超表面的 SEM 图像;(c)各向同性超透镜;(d)白光照射下的超透镜;(e)传统 DIC 显微镜成像结果;(f)各向同性径向剪切干涉成像结果;(g)SiO₂微球的运动跟踪

Fig. 6 Radial shear interference DIC microsystem with polarization multiplexing metasurface^[37]. (a) (b) SEM images of metasurfaces; (c) isotropic metalens; (d) metalens under white light illuminating; (e) the traditional DIC microscope imaging result; (f) the isotropic radial shear interference imaging result; (g) motion tracking of SiO₂ microspheres

3 相衬原理的相位成像

相位衬比技术最早可以追溯到 Zernike^[24] 于 1942 年在增强透明细胞对比度方面的开创性工作。其原理是通过将零频光进行衰减, 同时将相位偏移 90°, 物体的相位分布近似变换为像平面的振幅分布。然而这种方法有一定的局限性, 成像过程中产生的光晕效应会影响相衬成像的真实性。Davis 等^[49] 利用径向对称 Hilbert 变换实现了二维边缘增强, 通过在空间

光调制器上加载拓扑荷为 1 的涡旋相位图, 可以在入射光场的正负空间频率之间引入 π 的相位差, 从而使观测到的振幅和相位物体的各向同性边缘对比度增强。

3.1 涡旋相衬

2020 年, Huo 等^[38] 设计了宽波带工作的自旋复用涡旋相位超表面, 如图 7(a) 所示, 仅通过改变入射光的自旋状态就能在亮场成像和涡旋相衬成像模式间切换。超表面结构如图 7(b) 所示, 二氧化钛 (TiO₂) 纳米

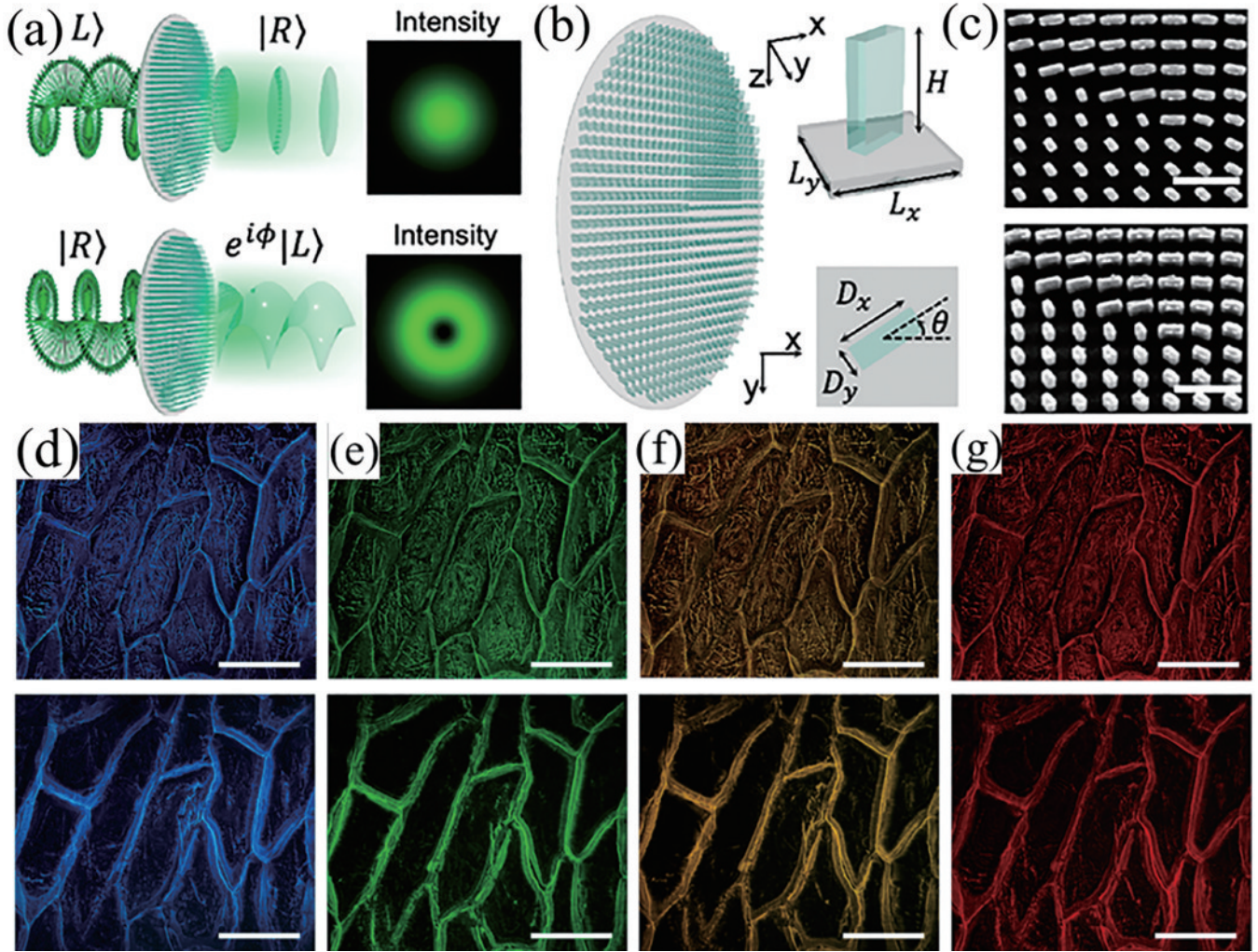


图 7 自旋复用涡旋相位超表面^[38]。(a)亮场和相衬模式切换;(b)超表面结构图;(c)超表面 SEM 图;(d)~(g)不同波长下对洋葱表皮细胞成像结果

Fig. 7 Spin-multiplexed vortex phase metasurface^[38]. (a) Switching between bright field and phase contrast mode; (b) metasurface structure profile; (c) SEM images of metasurface; (d)~(g) imaging results of onion epidermal cells at different wavelengths

柱周期性地排列在周期为 450 nm 的晶格内, TiO_2 纳米柱在可见光频率下具有损耗低、折射率大等优点。每个纳米柱相当于一个半波片(HWP), 改变 TiO_2 纳米柱的尺寸 D_x 和 D_y 实现相移, 并通过相对于快轴的旋转角度来控制几何相位。在 LCP 光照射下捕获亮场图像, 在 RCP 光照射下进行涡旋相衬成像获得二维边缘图像。图 7(d)~(g) 展示了不同波长下洋葱表皮细胞的亮场和相衬图像, 在 RCP 入射光情况下细胞壁边缘的细节得到了增强。

2022 年, Kim 等^[39] 将涡旋相位和双曲相位超透镜相结合, 设计了一种基于几何相位的单层超透镜, 实现无需 4F 系统的紧凑型各向同性涡旋相衬系统。超透镜的相位分布为涡旋相位和双曲相位之和, 相位分布可以表示为: $\varphi(r, \theta) = 2\pi/\lambda(f - \sqrt{r^2 + f^2}) + \theta$, 其中, λ 为波长, f 为超透镜的焦距, (r, θ) 为超透镜的极坐标。与传统的 4F 傅里叶滤波系统相比, 超表面将相衬和成像压缩到单层超表面, 无需额外的透镜, 并在可见光

宽带范围内实现了高达 $0.78 \mu\text{m}$ 的亚微米分辨率。2023 年, Zhang 等^[40] 设计了类似功能的超透镜, 可以在同一视场中同时产生涡旋相衬和亮场成像。超透镜的设计如图 8(b) 所示, 其相位分布由两部分组成。为了实现涡旋相位对比成像, 将涡旋相位 ($\varphi_s = \theta$) 和抛物面聚焦相位 ($\varphi_p = -kr^2/2f$) 叠加形成涡旋透镜相位; 为了实现亮场成像, 将常数相位 φ_c 和抛物面聚焦相位 φ_p 叠加形成聚焦透镜相位; 为了实现相衬成像和亮场成像的分离, 引入偏转相位 ($\varphi_D = ksx/f$)。超透镜相位 φ_{TP} 可以表示为

$$\varphi_{\text{TP}} = \arg \left\{ \exp[\varphi_s + \varphi_p - \varphi_D] + \exp[\varphi_c + \varphi_p + \varphi_D] \right\}. \quad (11)$$

介电超表面由各向同性的圆柱形硅纳米单元组成, 为了满足 $0 \sim 2\pi$ 的全相位覆盖, 将纳米圆柱的直径离散, 范围从 90 nm 到 210 nm, 此外各向同性纳米柱保证了光场相位调制对偏振态不敏感。通过电子束光刻 (EBL) 和电感耦合等离子体反应离子刻蚀 (ICP-RIE)

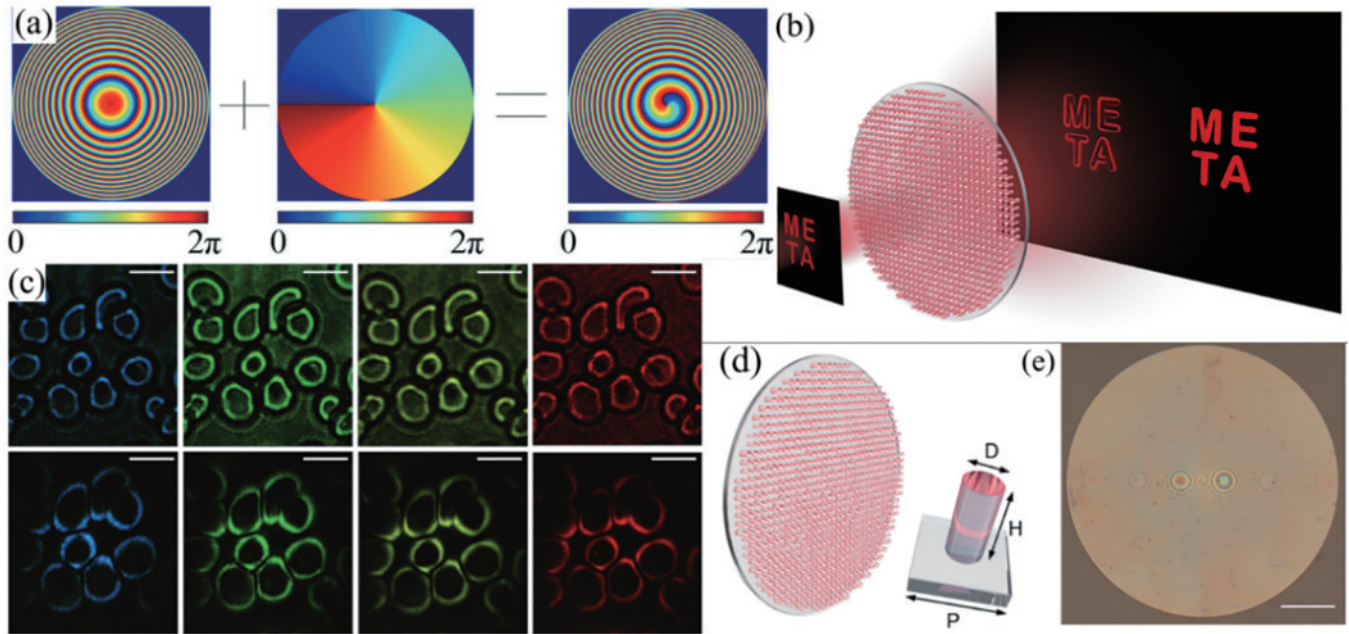


图 8 涡旋相位超透镜和同步相衬亮场超透镜。(a)涡旋超透镜相位分布^[39];(b)同步涡旋相衬和光场成像超透镜成像示意图^[40];
(c)涡旋超透镜对细胞的成像结果;(d)(e)同步相衬亮场超透镜的结构和相位分布
Fig. 8 Vortex phase metalens and synchronous phase contrast bright field metalens. (a) Phase profile of vortex metalens^[39];
(b) schematic of synchronous vortex phase contrast and light field imaging metalens^[40]; (c) imaging results of vortex metalens on
cells; (d) (e) structure and phase profile of a synchronous phase-contrast bright field metalens

技术,生成 1 mm 大小的超表面样品。图 8(b)展示了超表面对字母“META”的成像结果。实验结果表明,在同一视场下右侧的亮场图案对字母清晰成像,左侧的相衬图案中字母的边缘信息得到增强。基于涡旋相衬原理的超表面显微系统显著地简化了成像光路,具有实时相位衬比成像的功能,但相比剪切干涉方法无法实现定量的相位恢复,并且无法控制边缘相位的分辨率,导致相位成像的精度有限。

3.2 非局域超表面的相位成像

2022 年, Ji 等^[41]提出一种全新的相位衬比成像方法,利用导模谐振器超表面的非局域响应,实现了 0.02π 相位精度的定量相衬成像。通过在单模氮化硅 (Si_3N_4) 波导板上蚀刻厚度为 240 nm、周期为 390 nm 的浮雕光栅并附着在熔融的硅基底上,可以获得具有高光学质量因子和非局域响应超表面。大多数入射光的传输特性遵循低质量因子法布里-珀罗谐振器的传输特性,会直接通过氮化硅波导层。但是在特定的波长和角度下,光栅可以将入射光耦合到准波导模式,并使氮化硅层的电场显著增强。光栅的存在会导致波导中的光缓慢泄漏出结构,并与直接透射的光发生干涉,使得透射光谱出现明显的下降。

图 9(d)表明,在共振波长 ($\lambda = 630 \text{ nm}$) 下非局域超表面使入射的近轴光线发生强烈的衰减,而对非近轴光线光强几乎没有衰减,此外近轴光线相对于非近轴光线产生了 $\pi/2$ 的相移,相移可以被认为是光从超表面的顶部传播到底部时总的相位差积累。使用共振

波长邻近的波长 [$\lambda = (630 \pm 3) \text{ nm}$] 照明物体时,可以控制近轴光线的振幅,从而调整背景光与前景光的强度差和相位,实现最大强度的衬比成像,通过调整波长可以实现亮场衬比或暗场衬比。非局域超表面相比 Zernike 相衬显微术,无需在傅里叶平面操控光束,兼容传统显微镜并支持模块化设计,但无法实现各向同性的相位成像。

Wesemann 等^[42]设计了一种纳米光子增强的超表面,可以对纯相位物体产生高对比度图像,实现了类似传统相衬显微镜的功能。超表面结构如图 10(a)所示,通过物理气相沉积的方式在二氧化硅基底上沉积一层 100 nm 厚的 TiO_2 ,使用 EBL 技术在 TiO_2 上沉积一层厚 40 nm 的银纳米条纹涂层并用 PMMA 覆盖抑制氧化。入射到超表面的光发生衍射分成 3 束,其中, 0 级衍射光沿着入射方向传播, ± 1 级衍射光耦合进入 TiO_2 波导层,刚到达金属条纹时发生反射产生 π 相移并衍射,形成新的 0 级光束。该重组光束与入射光平行但异相传播,造成相消干涉并抑制传输。改变光束入射角会改变光束间的相位关系,使得透射光不完全抵消,如图 10(c)所示,随着空间频率的增大透射光的强度增加,此外超表面表现出在大约 $\pi/2$ 范围内变化的相位传递函数,这恰是相衬成像所需的。图 10(e)、(f)展示了使用纳米光子增强超表面对海拉细胞的成像衬比图。正常直入射通过超表面时,虽然一些边缘特征是可识别的,但相位变化太弱,无法观察到太多细节。然而当超表面轻微倾斜 3° 时,超表面会显著地增

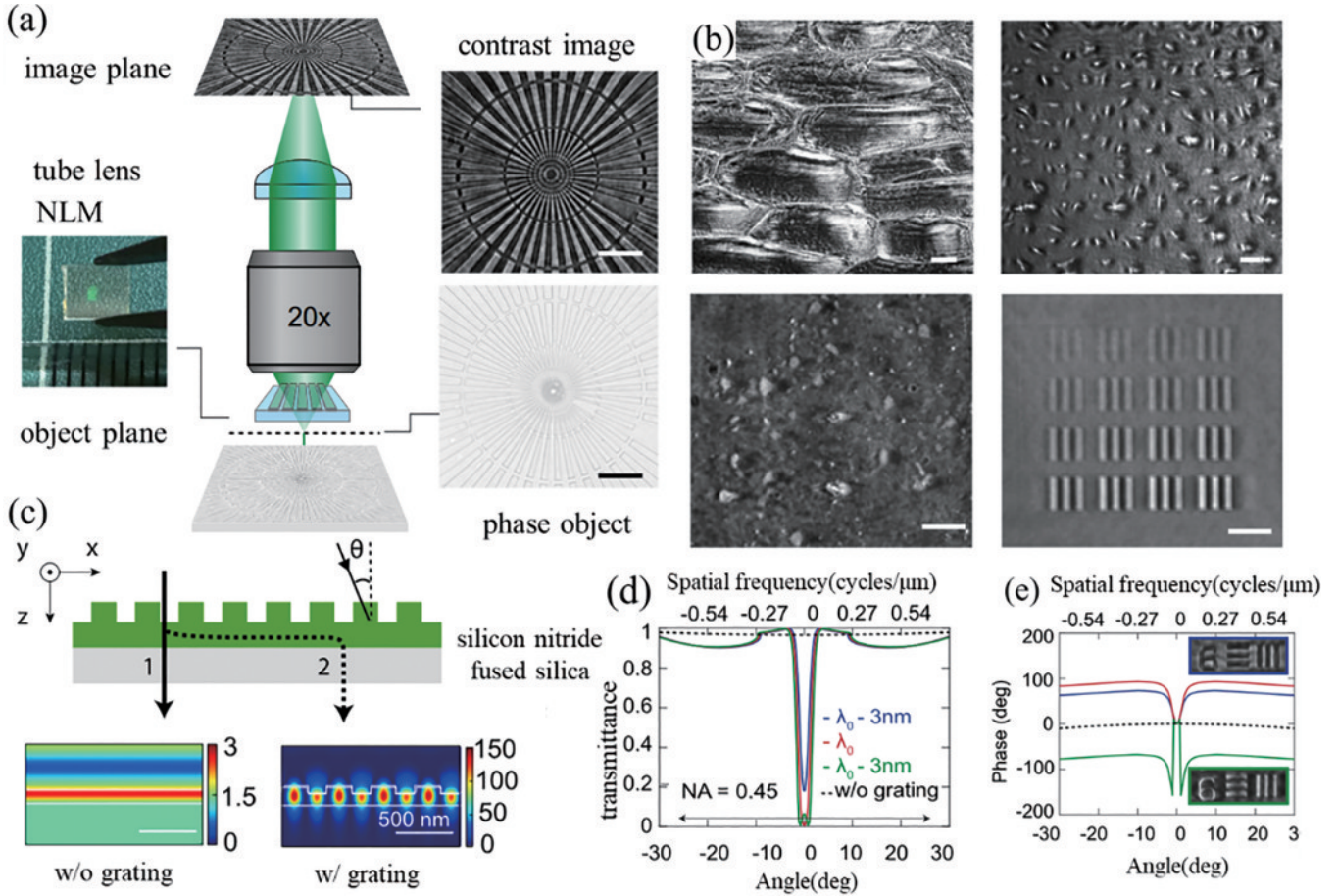


图9 非局域超表面的相位成像^[41]。(a)非局域超表面放置在显微镜中实现相衬成像；(b)对不同透明物体的相衬成像图；(c)TM偏振光通过超表面能量分布；(d)模拟共振波长及附近波长的不同角度透射率；(e)超表面对入射光在不同角度下产生的亮场相衬和暗场相衬

Fig. 9 Phase imaging of non-local metasurface^[41]. (a) Non-local metasurface placed in a microscope for phase-contrast imaging; (b) phase-contrast imaging of different transparent objects; (c) energy distribution of TM polarized light through metasurface; (d) simulation of different angular transmittance at resonant wavelengths and nearby wavelengths; (e) bright field contrast and dark field contrast produced by metasurface against incident light at different angles

强相位衬比,产生与DIC显微镜类似的浮雕图,且细胞内部结构丰富可见。该超表面可以直接与传统显微镜集成,并取代传统显微镜中的滤波器,放置在样品与相机之间的任何位置。

4 强度传输方程原理的定量相位成像

平面波通过相位样品后,波前的形状会发生变化,在光场的传播中展现出自发的相位-强度转换,其强度分布会随着距离的变化而变化。从几何角度解释,包含相位信息的波前可以看作是多个均匀分段函数的组合,每个小区域的波前分布近似于平面波,光线在这些区域内的传播与波前垂直。但是整个区域内相位分布的不均匀使光线在不同局域会聚或发散,在传播过程中不可避免地引起光强发生变化,这种现象被称为“强度传输效应”。基于上述效应,通过强度传输方程(TIE)建立轴向强度变化与相位的定量关系,并求解TIE直接定量恢复相位分布。强度传输方程是光场内自发干涉,相比传统相位求解方法不需要参考光,简化

了光学系统。

在旁轴近似条件下,根据亥姆霍兹方程单色相干光束的自由传播满足:

$$(\nabla^2 + k^2)U(r) = 0, \quad (12)$$

式中: ∇ 是在三维空间 $r=(x, y, z)$ 的哈密顿算子; $k=2\pi/\lambda$,为波矢大小;沿 z 轴传播的近轴单色相干光 $U(r)$ 可以表示为

$$U(r) \approx \sqrt{I(x, y, z)} \exp(jkz), \quad (13)$$

式中: $I(x, y, z)$ 表示光强。将式(13)代入亥姆霍兹方程中可得:

$$\nabla^2 U(x, y, z) + 2jk \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial z} = 0. \quad (14)$$

将复振幅表达式 $U(x, y, z) = \sqrt{I(x, y, z)} \exp[j\phi(x, y, z)]$ 代入式(14)并简化可以得到TIE表达式:

$$-k \frac{\partial I}{\partial z} = \nabla \cdot (I \nabla \phi). \quad (15)$$

TIE公式本质上是一个二阶椭圆偏微分方程,左

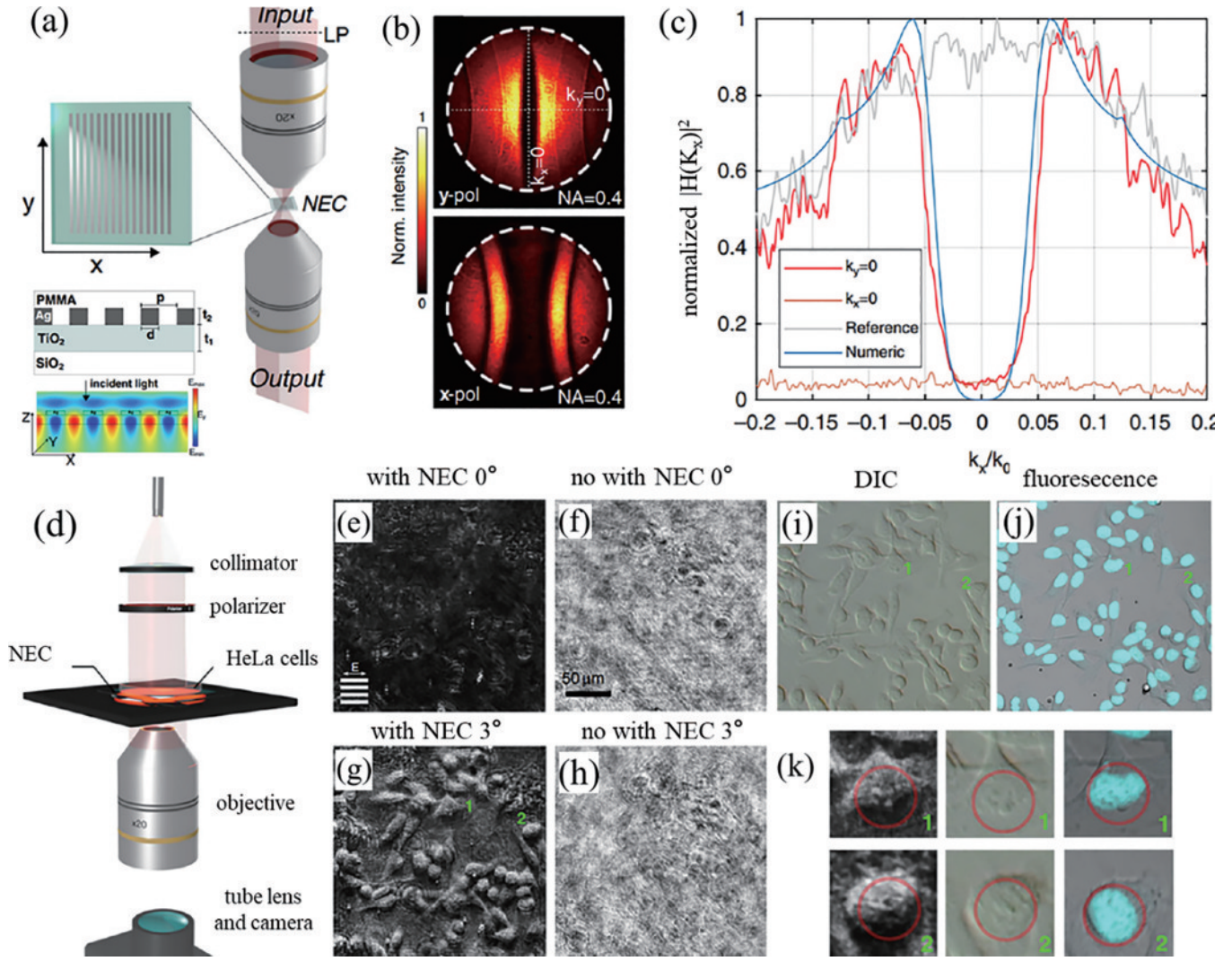


图 10 相位物体高对比度图像的纳米光子增强盖玻片^[42]。(a)超表面结构示意图;(b)归一化二维调制传递函数;(c)不同空间频率光的透射率;(d)实验光路;(e)(f)(g)(h)不同入射角度下有无超表面的成像结果;(i)(j)(k)DIC显微镜、荧光显微镜的成像结果

Fig. 10 Nanophotonics enhanced coverslip for high-contrast image of phase object^[42]. (a) Metasurface structure schematic; (b) normalized two-dimensional modulation transfer function; (c) transmittance of light at different spatial frequencies; (d) experimental light path; (e) (f) (g) (h) imaging results at different incident angles with (without) metasurface; (i) (j) (k) imaging results of DIC and fluorescence microscopy

侧的 $\partial I/\partial z$ 是光强沿轴向的导数,并不能直接测得,但是可以通过相机记录邻近的两张像平面强度,用有限差分近似替代,即

$$\frac{\partial I}{\partial z} \approx \frac{I(x, y, z + \Delta z) - I(x, y, z - \Delta z)}{2\Delta z}, \quad (16)$$

式中: Δz 为相邻平面的距离。因此传统的基于 TIE 相位成像方法需要手动移动相机的位置并至少拍摄两张不同轴向距离的图像,计算强度导数并求解上述偏微分方程。

2021 年, Engay 等^[43] 利用全介电超表面操控两个正交的偏振态,在同一平面处捕获两张不同传播距离的图像,仅单次拍摄即可求解 TIE 恢复相位。实验光路如图 11(b) 所示,在一个 4F 系统前放置偏振方向为 45° 的起偏器,放置在傅里叶平面的超表面对偏振光的

TE 分量和 TM 分量分别施加相移:

$$\phi_{TE}(\eta, \nu) = \frac{2\pi}{\lambda} \eta \tan \theta, \quad (17)$$

$$\phi_{TM}(\eta, \nu) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[-\eta \tan \theta + \Delta z \sqrt{1 - \frac{1}{f^2} (\eta^2 + \nu^2)} \right], \quad (18)$$

式中: λ 为工作波长; f 为透镜焦距; η 和 ν 为傅里叶平面上 x 和 y 方向的空间坐标。TE 分量的相位分布起着类似闪耀光栅的作用,使 TE 偏振光相对于 x 轴沿水平方向发生 θ 角度偏转,同理 TM 分量的相位分布的第 1 项使 TM 偏振光以 θ 角度向相反方向偏转。式(18)的第 2 项对应于自由空间传播传递函数的相位项,使得偏振波的 TM 分量轴向平移 Δz (离焦距离)。经过透镜 L2 后 TE 偏振光束和 TM 偏振光束之间产生 $d =$

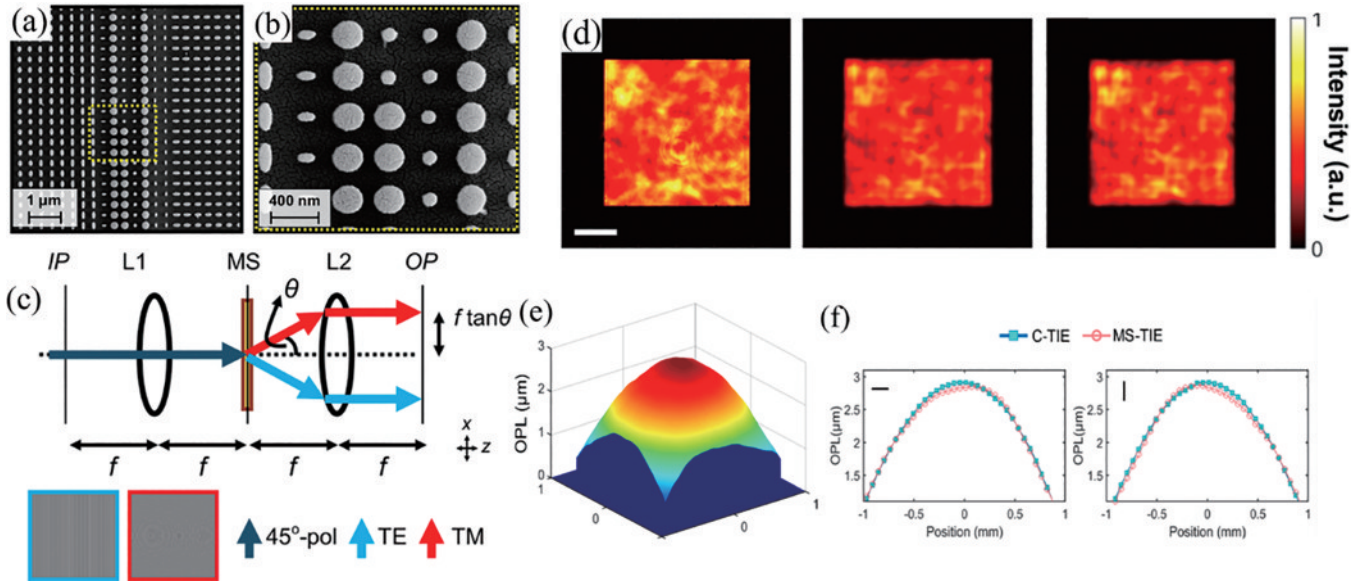


图 11 基于 TIE 的相位恢复^[43]。(a)(b)超表面结构;(c)光路简化示意图;(d)左侧为亮场图案,中间和右边为捕获的图案;(e)计算得到的光程差;(f)超表面与传统 TIE 相位成像误差对比

Fig. 11 Phase retrieval based on TIE^[43]. (a) (b) Schematic of metasurfaces' structure; (c) schematic of optical path; (c) bright field pattern on the left, captured patterns in the middle and right; (d) calculated optical path difference; (e) comparison of phase imaging error between metasurfaces and traditional TIE

$2f \tan \theta$ 的横向分离,并在同一平面处同时记录下来,由于两张图存在轴向偏移 Δz ,因此无需移动相机即可直接求解 TIE 计算相位。图 11(a)显示了熔融二氧化硅衬底上的非晶硅椭圆纳米柱超表面单元,通过时域有限差分(FDTD)方法计算不同长宽下椭圆纳米柱对 TE 光和 TM 光的透射系数和相移量,根据式(17)、(18)的相位解析表达式,设计了 2000×2000 纳米柱的超表面并使用标准电子束光刻技术(EBL)和博世蚀刻工艺制作。在 850 nm 波长时,其对 TE 和 TM 偏振光的有效透射率都超过了 65%。图 11(e)、(f)展示了对透镜样本的实验结果,传统位移方法的 TIE 相位均方根误差为 0.7804,所提方法的均方根误差为 0.6632。相比 DIC 相位恢复方法,该方法抗干扰能力强,并且恢复的相位具有各向同性,但是同样存在一些限制,同时记录两幅图像是以牺牲系统的有效视场为代价的,相比利用全相机传感器一次捕获一幅图像时的有效视场减小一半。此外该方法只能一次获取两张图,并用一阶有限差分近似光强导数,这也在一定程度上限制了 TIE 求解相位的精度。

2022 年,Zhou 等^[44]针对上述方法中光强导数近似精度不够的问题加以改进,基于几何相位原理设计了全介电超表面 3 张图的 TIE 相位恢复方法,并采用迭代的方式求解 TIE,实现了更高质量的相位成像。其原理如图 12(a)所示,入射的线偏振光可以看作是两个正交的圆偏振光的叠加,在传播过程中几何相位超表面对正交圆偏振光产生相反的相位梯度。因此在傅里叶平面上,物光波与超表面作用后分为 3 束不同空间位置的衍射光,中间图像是由未发生相位转化的

0 阶光束形成的,与物体互为倒像。由于 RCP 和 LCP 光相位分布呈共轭关系,因此 ± 1 阶衍射光是相对于 0 阶衍射光不同轴向距离处的离焦光束,在同一平面处单次拍摄可以获得 3 张不同距离的图案。通过 3 张强度图计算二阶有限差分强度导数,可以获得更准确的 TIE 求解结果。为了实现双折射效应和轴向偏移,设计了具有共轭 Pancharatnam-Berry 相位超表面,其相位分布 $M(f_x, f_y)$ 为

$$M(f_x, f_y) = \exp \left[j\sigma k \Delta d \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2} \right] \times \exp \left[-j\sigma k \sin(\alpha) \right], \quad (19)$$

式中: f_x 和 f_y 表示傅里叶平面的坐标; σ 代表入射 CP 光的旋向,对于 LCP 光和 RCP 光 σ 分别为 1 和 -1; Δd 表示预设的图像轴向距离偏置; α 表示 ± 1 阶衍射光沿 x 轴的倾斜角;等式右边的第 1 项为传播相位因子,使 CP 光发生轴向位移;第 2 项为梯度相位因子,赋予 CP 光以特定倾角传播的功能。

在超表面作用下对 LCP 光和 RCP 光分别实现 Δd 和 $-\Delta d$ 的轴向偏移以及 α 和 $-\alpha$ 角度的倾斜,此外 LCP 和 RCP 光强度相等。超表面的相位如图 12(b)所示,对梯度相位图和透镜因子相位进行积分,获得最终的相位轮廓图。此外为了保证 0 阶衍射光能量和 ± 1 阶衍射光能量大致相同,所设计的纳米单元偏振转换效率应为未转换效率的两倍,超表面在 800 nm 波长下共极传输效率和交叉传输效率分别为 30% 和 67%。由于几何相位超表面的相位调制效率与纳米柱单元的旋转角度有关,因此超表面相移通过改变纳米柱角度实现,相移等于纳米单元旋转角度的两倍。图 12(e)

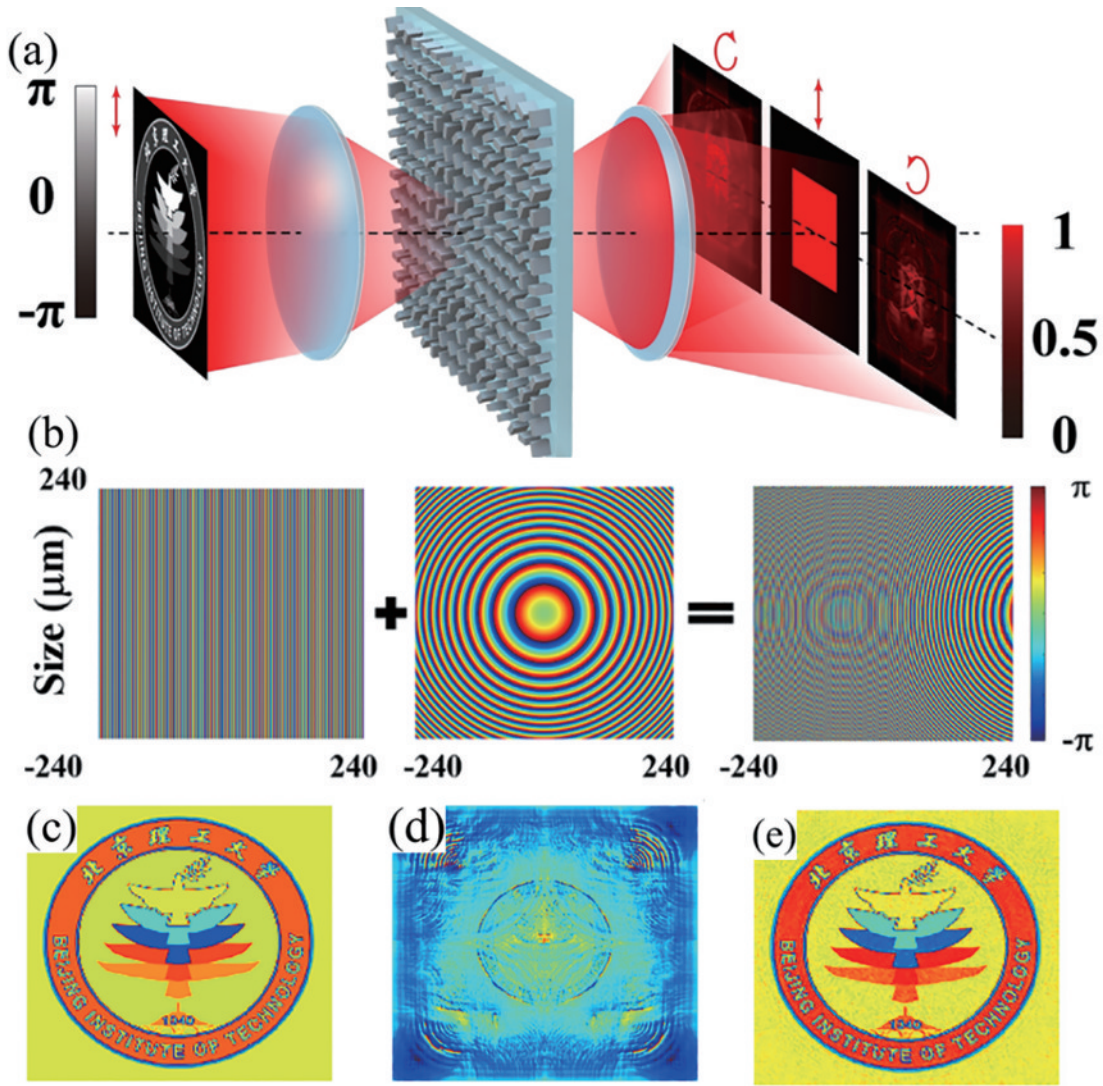


图 12 基于 TIE 的超表面相位成像^[44]。(a)超表面的光路示意图；(b)超表面的相位分布；(c)目标相位图；(d)反向传播法求解的相位图；(e)迭代 TIE 算法求解的相位图

Fig. 12 Metasurface phase imaging based on TIE^[44]. (a) Optical path schematic of metasurface; (b) the phase profile of the metasurfaces; (c) target phase diagram; (d) phase diagram solved by backpropagation method; (e) phase diagram solved by iterative TIE algorithm

展示了对携带相位信息光场的相位恢复实验结果,结合 TIE 算法,相位恢复效果远优于反向传播法。

5 其他相位成像方法

DIC 显微镜通过对波场的正负相位梯度做出不同的响应呈现出伪 3D 图像,相当于对传播轴两侧入射的平面波的微分响应,在频域上系统光学传递函数 (OTF) 具有不对称性。基于此, Wesemann 等^[45] 提出光束自旋角动量与光学介质中坐标系旋转之间耦合产生的光学自旋轨道效应,并通过在超表面器件的 OTF 中产生不对称性,实现实时的相位成像。设计的超表面结构如图 13(a)、(b) 所示,在玻璃基底上覆盖一层 150 nm 的氮化硅波导层,超表面周期 P 为 620 nm,超表面每列由两个交错排列的银纳米棒组成,相邻银纳米棒与 x 轴的夹角分别为 45° 和 135° 且中心距离 $\Delta x =$

$\Delta y = P/4$ 。当用圆偏振光照射超表面时,光的本征自旋与纳米棒不同方向的相互作用导致自旋轨道耦合并产生相移,从而导致超表面响应不对称。由于入射圆偏光的 P 偏振分量和 S 偏振分量存在相位差,入射光激发等离子体共振带有 $\Delta\varphi_1 = \pi/2$ 的相位差。每个子晶格充当氮化镓波导层的光栅耦合器,将纳米柱谐振的相移转移到波导的传播场中。由于子晶格间隔 Δx 等于 $1/4P$,因此在每个子晶格激发的波导模式之间会生成 $\Delta\varphi_2 = \pi/2$ 的附加相移。每个子晶格在同方向上激发的导模发生相长干涉,其相移为 $\pi(\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2)$; 在相反方向上相消干涉,其相移为 $0(\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2)$ 。这种单向模式被称为“定向耦合”。对于斜入射光,干涉发生偏移并产生倾斜角响应,生成依赖偏振的不对称 OTF。这一原理与 DIC 显微镜类似,从而产生类似的相位浮雕图案。

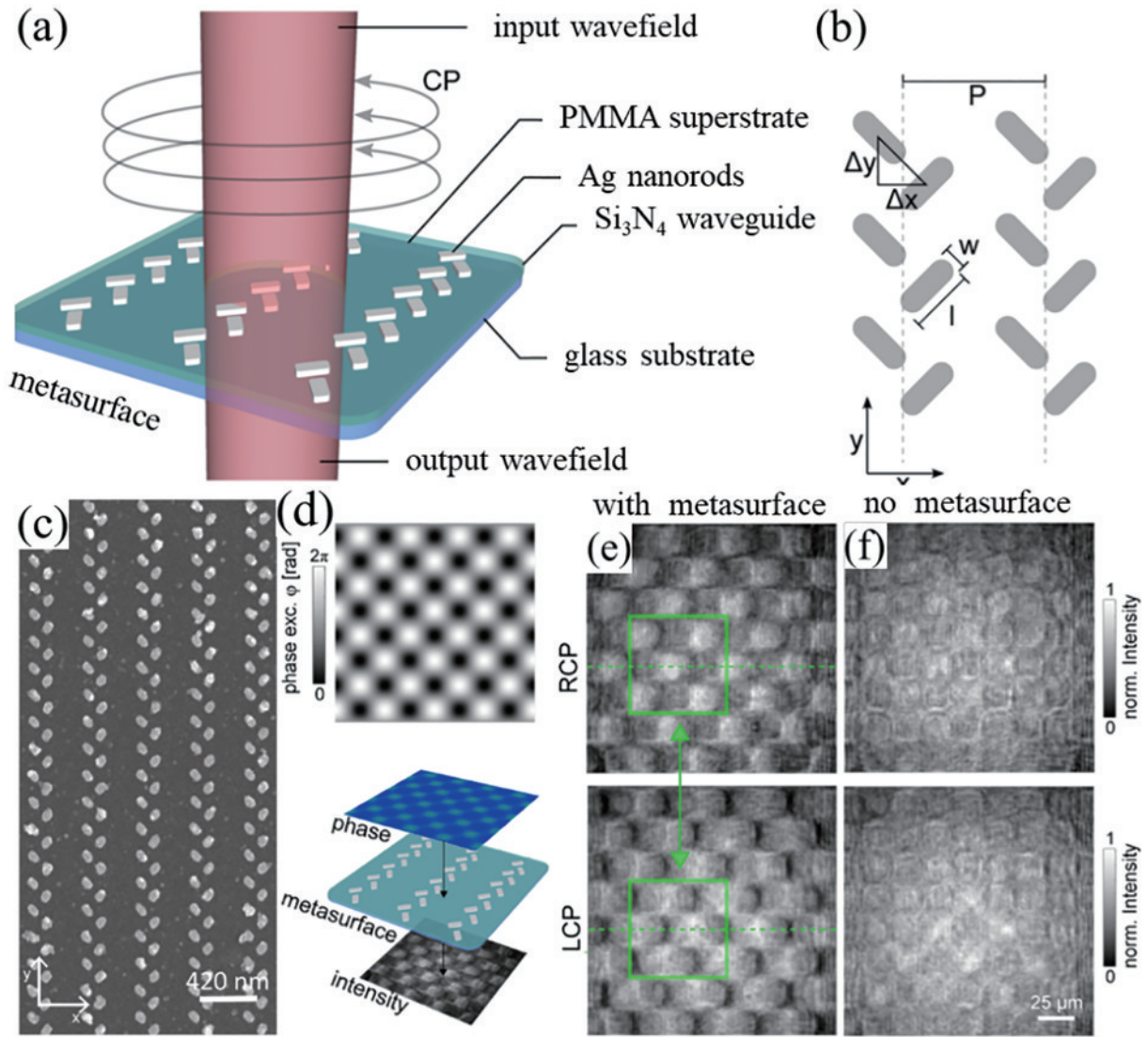


图 13 光学自旋轨道效应相位成像^[45]。(a)超表面结构示意图;(b)银纳米柱的排列方式。(c)超表面 SEM 图;(d)(e)对棋盘相位的相衬成像;(f)没有超表面的像平面对比

Fig. 13 Phase imaging based on optical spin-orbit effect^[45]. (a) Metasurface structure diagram; (b) arrangement of silver nanocolumns; (c) SEM images of metasurface; (d) (e) phase contrast imaging of checkerboard phases; (f) comparison of image planes without metasurfaces

利用空间光调制器生成带有棋盘图案相位的圆偏光,并以一定的倾角照射超表面时,如图 13(e)所示,在像平面产生了清晰的相位轮廓图。切换 LCP 或 RCP 可以实现亮场或暗场的相位衬比,相比传统 DIC 显微镜多了一个调整相衬的自由度。这种相位成像技术展示了超表面用于实时高通量流式细胞成像的应用前景,但同时也存在一些缺陷,超表面只能在空间频率为 $(-0.025, 0.025)$ 时进行相位成像,且最大衬比度约为 40%,这限制了其在高数值孔径场景下的应用。

基于散斑的计算成像技术也可以用于相位恢复。散射介质可以将光场信息转移到散斑图案中,再利用散斑相关散射矩阵(SSM)可以在没有参考光的情况下测量光场复振幅^[46]。但传统的散射介质存在一些缺陷,如光学特性不稳定。Kwon 等^[46]用超表面替代传

统的散射介质,验证了其具有恢复物体复振幅信息的能力。实验光路和超表面结构如图 14(a)所示,来自物体的光被超表面散射,并由图像传感器获取散斑图案,再通过 SSM 法解析物体的振幅和相位分布。为了抑制未散射光的能量,设计了交叉偏振的超表面,矩形的 α -Si 纳米柱与水平方向成 45° 角排列在玻璃基底上,每个纳米柱相当于一个半波片,将 x 方向偏振光散射为 y 方向偏振光,同时未散射光被放置在超表面后面的偏振片遮挡。为了使超表面实现光的各向同性散射,通过 GS 算法设计相位图,使其在傅里叶域中具有均匀的振幅。此外在超表面周围沉积了金以阻挡不必要的光,提高信噪比。在分辨率测试板上的实验验证了散射超表面对物体的振幅和相位具有较好的恢复结果,且超表面相对于传统散射介质可以实现高透射率

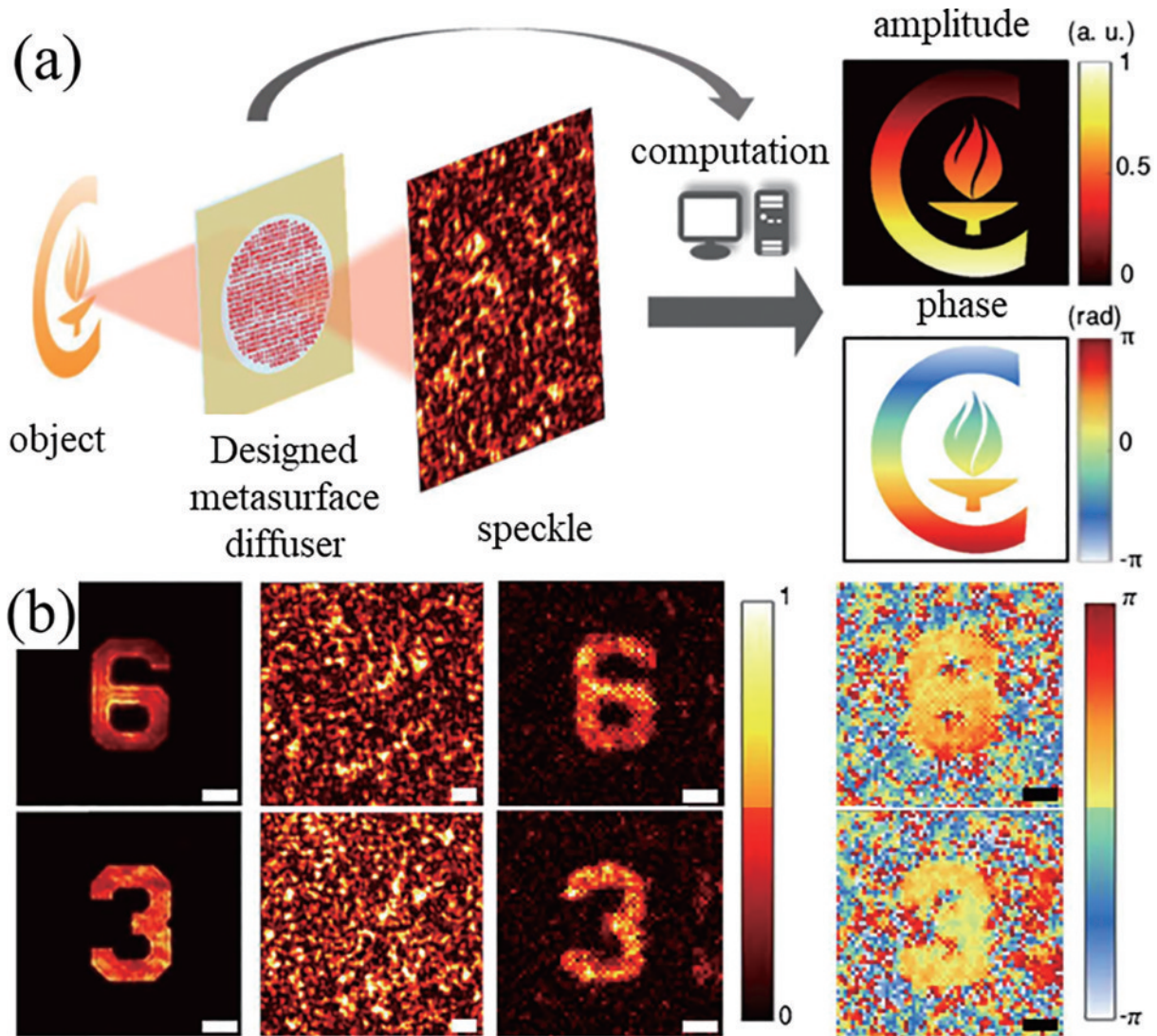


图 14 基于散射超表面的光场恢复^[46]。(a)超表面计算光场恢复的示意图;(b)对目标光场的振幅和相位恢复结果

Fig. 14 Light field retrieval based on diffuser metasurface^[46]. (a) Schematic diagram of metasurface computational light field recovery; (b) the amplitude and phase recovery results of the target light field

和更大的最大散射角。

6 结 论

超表面通过对光场相位、偏振、振幅等参量的调控为透明样品的三维形貌和折射率的测量提供了各向同性、高分辨率、无损测量的手段。从相位成像原理来看,大致包括剪切干涉、涡旋相位衬比和强度传输方程等3类,不同的相位成像方法存在各自的优势和缺点,适用于不同的需求场景。

在超表面的相位成像技术领域,剪切干涉是最为广泛使用的方法。不同设计的超表面在剪切干涉方式上有些许不同,但共同的特点是:光场在超表面的作用下不同旋向(或偏振方向)的分量发生分离,从而在像平面生成相位梯度图。因为避免了参考光的使用,光路大大简化,抗环境干扰能力强,降低了对光源稳定性的要求。早期的相位成像工作主要基于超表面的相位梯度功能,通过对光场的横向剪切干涉完成相位恢复,

这不可避免地会遇到与传统DIC类似的问题,只能在单方向上对相位梯度成像,不能实现各向同性的相位恢复。近年来出现的超表面径向剪切干涉有效地改善了这一问题,通过对光场的旋转对称剪切干涉,实现了各向同性的相位梯度图,这是传统折射棱镜无法做到的。此外在定量相位成像领域中,传统的DIC需要多次相移并结合多张强度图计算相位,如今超表面可以通过多种方法实现单摄式定量相位恢复,在三维微形形的实时测量领域有潜在的应用。

涡旋相衬、非局域超表面可以用于相位衬比成像。将拓扑电荷为1的涡旋相位板和透镜相位相结合,可以对二维光场的振幅和相位进行微分和成像,获得具有各向同性的定性相位图,在相位的实时高速成像方面有潜在的应用,但涡旋相衬存在着分辨率不可控、无法定量求解相位的问题。非局域超表面只能在共振波长及附近的窄带范围内实现相位衬比成像,对光源有较大的使用限制。基于超表面的相衬成像虽然不能定

量获取相位,但其与光学显微镜的兼容性极好,不需要精确对准,放置在样品和探测器之间的任意位置即可快速实现相衬成像,因此这类技术有望在传统显微镜上得到推广。

基于强度传输方程原理的超表面相位成像技术不能直接获取定量的相位信息,通常需要迭代算法求解偏微分方程,但可以实现定量的具有各向异性的相位信息恢复。超表面极大地简化了实验光路,但受限于超表面的加工精度,在稳定性、相位测量分辨率上有较大的挑战。

目前,超表面相位成像技术相比传统相衬显微镜在器件的小型化、模块化,功能多样化,操作简易化等方面取得巨大的进展,在光学显微、生物医学、生命科学等领域展现了巨大的潜力,但仍存在一些亟待解决的问题。多数基于剪切干涉原理的超表面成像技术在单方向上相位成像,无法实现各向同性的相位成像;以涡旋相衬、非局域角度选择为代表的相衬原理超表面虽然结构简单,易与传统显微镜集成,但无法定量恢复相位,且分辨率有限;而强度传输方程超表面虽然可以实现各向同性的定量相位成像,但牺牲了视场,并且相位恢复结果与算法、超表面的加工精度相关。随着人们对超表面认知的加深、大规模微纳加工技术的发展,超表面在相位感知领域会发挥更重要的作用。

参 考 文 献

- [1] Born M, Wolf E, Bhatia A, et al. Principles of optics electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light[J]. Pergamon, 1964, 53(10): 77-78.
- [2] Abramovici A, Althouse W E, Drever R W P, et al. LIGO: the laser interferometer gravitational-wave observatory [J]. Science, 1992, 256(5055): 325-333.
- [3] Collaboration T L S, Collaboration T V. Observation of gravitational waves from a Binary Black Hole Merger [J]. Physical Review Letters, 2016, 116(6): 061102.
- [4] Schäfer B, Mann K. Determination of beam parameters and coherence properties of laser radiation by use of an extended Hartmann-Shack wave-front sensor[J]. Applied Optics, 2002, 41(15): 2809-2817.
- [5] Schäfer B, Lübbecke M, Mann K. Hartmann-Shack wave front measurements for real time determination of laser beam propagation parameters[J]. Review of Scientific Instruments, 2006, 77(5): 053103.
- [6] Pfund J, Lindlein N, Schwider J, et al. Absolute sphericity measurement: a comparative study of the use of interferometry and a Shack-Hartmann sensor[J]. Optics Letters, 1998, 23(10): 742-744.
- [7] Esposito S, Riccardi A. Pyramid Wavefront Sensor behavior in partial correction adaptive optic systems[J]. Astronomy & Astrophysics, 2001, 369(2): L9-L12.
- [8] Ragazzoni R, Diolaiti E, Vernet E. A pyramid wavefront sensor with no dynamic modulation[J]. Optics Communications, 2002, 208(1/2/3): 51-60.
- [9] Cuhe E, Bevilacqua F, Depeursinge C. Digital holography for quantitative phase-contrast imaging[J]. Optics Letters, 1999, 24(5): 291-293.
- [10] Kim M K. Principles and techniques of digital holographic microscopy[J]. SPIE Reviews, 2010, 1(1): 018005.
- [11] Cotte Y, Toy F, Jourdain P, et al. Marker-free phase nanoscopy[J]. Nature Photonics, 2013, 7(2): 113-117.
- [12] Bhaduri B, Edwards C, Pham H, et al. Diffraction phase microscopy: principles and applications in materials and life sciences[J]. Advances in Optics and Photonics, 2014, 6(1): 57-119.
- [13] Tamamitsu M, Toda K, Horisaki R, et al. Quantitative phase imaging with molecular vibrational sensitivity[J]. Optics Letters, 2019, 44(15): 3729-3732.
- [14] Young G, Kukura P. Interferometric scattering microscopy [J]. Annual Review of Physical Chemistry, 2019, 70: 301-322.
- [15] Taylor R W, Mahmoodabadi R G, Rauschenberger V, et al. Interferometric scattering microscopy reveals microsecond nanoscopic protein motion on a live cell membrane[J]. Nature Photonics, 2019, 13(7): 480-487.
- [16] Mann C J, Yu L F, Lo C M, et al. High-resolution quantitative phase-contrast microscopy by digital holography[J]. Optics Express, 2005, 13(22): 8693-8698.
- [17] Marquet P, Rappaz B, Magistretti P J, et al. Digital holographic microscopy: a noninvasive contrast imaging technique allowing quantitative visualization of living cells with subwavelength axial accuracy[J]. Optics Letters, 2005, 30(5): 468-470.
- [18] Brunn A, Aspert N, Cuhe E, et al. High speed 3D surface inspection with digital holography[J]. Proceedings of SPIE, 2013, 8759: 87593Q.
- [19] Monemahghdoust Z, Montfort F, Cuhe E, et al. Full field vertical scanning in short coherence digital holographic microscope[J]. Optics Express, 2013, 21(10): 12643-12650.
- [20] Kemper B, Carl D D, Schnekenburger J, et al. Investigation of living pancreas tumor cells by digital holographic microscopy[J]. Journal of Biomedical Optics, 2006, 11(3): 034005.
- [21] Zhong T, Liu X, Zhang Y Y, et al. Penetration dynamics of a carbonate sand: a synchrotron phase contrast imaging study[J]. International Journal of Impact Engineering, 2021, 152: 103839.
- [22] Kawahito Y, Wang H Z. In-situ observation of gap filling in laser butt welding[J]. Scripta Materialia, 2018, 154: 73-77.
- [23] Giloh H, Sedat J W. Fluorescence microscopy: reduced photobleaching of rhodamine and fluorescein protein conjugates by *n*-propyl gallate[J]. Science, 1982, 217(4566): 1252-1255.
- [24] Zernike F. Phase contrast, a new method for the microscopic observation of transparent objects[J]. Physica, 1942, 9(7): 686-698.
- [25] Nomarski G M. Differential microinterferometer with polarized waves[J]. Journal de Physique Radium Paris, 1955, 16: 19S-13S.
- [26] Kou S S, Waller L, Barbastathis G, et al. Transport-of-intensity approach to differential interference contrast (TI-

- DIC) microscopy for quantitative phase imaging[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(3): 447-449.
- [27] Petrucci J C, Tian L, Barbastathis G. The transport of intensity equation for optical path length recovery using partially coherent illumination[J]. *Optics Express*, 2013, 21(12): 14430-14441.
- [28] Zuo C, Chen Q, Qu W J, et al. High-speed transport-of-intensity phase microscopy with an electrically tunable lens[J]. *Optics Express*, 2013, 21(20): 24060-24075.
- [29] Zheng G, Horstmeyer R, Yang C. Wide-field, high-resolution Fourier ptychographic microscopy[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(9): 739-745.
- [30] Ou X Z, Horstmeyer R, Yang C, et al. Quantitative phase imaging via Fourier ptychographic microscopy[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(22): 4845-4848.
- [31] Zhao R Z, Huang L L, Tang C C, et al. Nanoscale polarization manipulation and encryption based on dielectric metasurfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2018, 6(19): 1800490.
- [32] Ren H R, Briere G, Fang X Y, et al. Metasurface orbital angular momentum holography[J]. *Nature Communications*, 2019, 10: 2986.
- [33] Kwon H, Arbabi E, Kamali S M, et al. Single-shot quantitative phase gradient microscopy using a system of multifunctional metasurfaces[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(2): 109-114.
- [34] Zhou J X, Wu Q Y, Zhao J X, et al. Fourier optical spin splitting microscopy[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 129(2): 020801.
- [35] Wu Q Y, Zhou J X, Chen X Y, et al. Single-shot quantitative amplitude and phase imaging based on a pair of all-dielectric metasurfaces[J]. *Optica*, 2023, 10(5): 619-625.
- [36] Wang Y, Yang Q, He S S, et al. Computing metasurfaces enabled broad-band vectorial differential interference contrast microscopy[J]. *ACS Photonics*, 2023, 10(7): 2201-2207.
- [37] Wang X W, Wang H, Wang J L, et al. Single-shot isotropic differential interference contrast microscopy[J]. *Nature Communications*, 2023, 14: 2063.
- [38] Huo P C, Zhang C, Zhu W Q, et al. Photonic spin-multiplexing metasurface for switchable spiral phase contrast imaging[J]. *Nano Letters*, 2020, 20(4): 2791-2798.
- [39] Kim Y, Lee G Y, Sung J, et al. Spiral metalens for phase contrast imaging[J]. *Advanced Functional Materials*, 2022, 32(5): 2106050.
- [40] Zhang Y Z, Lin P C, Huo P C, et al. Dielectric metasurface for synchronously spiral phase contrast and bright-field imaging[J]. *Nano Letters*, 2023, 23(7): 2991-2997.
- [41] Ji A Q, Song J H, Li Q T, et al. Quantitative phase contrast imaging with a nonlocal angle-selective metasurface[J]. *Nature Communications*, 2022, 13: 7848.
- [42] Wesemann L, Rickett J, Song J C, et al. Nanophotonics enhanced coverslip for phase imaging in biology[J]. *Light: Science & Applications*, 2021, 10: 98.
- [43] Engay E, Huo D W, Malureanu R, et al. Polarization-dependent all-dielectric metasurface for single-shot quantitative phase imaging[J]. *Nano Letters*, 2021, 21(9): 3820-3826.
- [44] Zhou H Q, Li X, Ullah N, et al. Single-shot phase retrieval based on anisotropic metasurface[J]. *Applied Physics Letters*, 2022, 120(16): 161702.
- [45] Wesemann L, Rickett J, Davis T J, et al. Real-time phase imaging with an asymmetric transfer function metasurface[J]. *ACS Photonics*, 2022, 9(5): 1803-1807.
- [46] Kwon H, Arbabi E, Kamali S M, et al. Computational complex optical field imaging using a designed metasurface diffuser[J]. *Optica*, 2018, 5(8): 924-931.
- [47] Lin R J, Su V C, Wang S M, et al. Achromatic metalens array for full-colour light-field imaging[J]. *Nature Nanotechnology*, 2019, 14(3): 227-231.
- [48] Chen W T, Zhu A Y, Sanjeev V, et al. A broadband achromatic metalens for focusing and imaging in the visible[J]. *Nature Nanotechnology*, 2018, 13(3): 220-226.
- [49] Davis J A, McNamara D E, Cottrell D M, et al. Image processing with the radial Hilbert transform: theory and experiments[J]. *Optics Letters*, 2000, 25(2): 99-101.
- [50] Xiong J, Cai X S, Cui K Y, et al. Dynamic brain spectrum acquired by a real-time ultraspectral imaging chip with reconfigurable metasurfaces[J]. *Optica*, 2022, 9(5): 461-468.
- [51] Yang J W, Cui K Y, Cai X S, et al. Ultraspectral imaging based on metasurfaces with freeform shaped meta-atoms[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(7): 2100663.
- [52] Wan W W, Gao J, Yang X D. Metasurface holograms for holographic imaging[J]. *Advanced Optical Materials*, 2017, 5(21): 1700541.
- [53] Lei S W, Zhang X, Zhu S Q, et al. Generation of Airy beam arrays in real and K spaces based on a dielectric metasurface[J]. *Optics Express*, 2021, 29(12): 18781-18790.
- [54] Zhou J X, Qian H L, Zhao J X, et al. Two-dimensional optical spatial differentiation and high-contrast imaging[J]. *National Science Review*, 2021, 8(6): nwaa176.