用于定量相位显微术的波长与偏振复用非局域超表面

Haiwei Wang[1*]、Shikun Ma[2,3], Shaban B. Sulejman[1], Niken Priscilla[1], Wendy S.L. Lee[1], Peter Francis Matthew Elango[4,5], Lukas Wesemann[1], Elizabeth Hinde[2] 和 Ann Roberts[1]

[1] ARC变革性元光学系统卓越中心，墨尔本大学物理学院，维多利亚州 3010，澳大利亚

[2] 墨尔本大学物理学院，维多利亚州 3010，澳大利亚

[3] 墨尔本大学生物化学与药理学系，维多利亚州 3010，澳大利亚

[4] 皇家墨尔本理工大学功能材料与微系统研究组和Mico纳米研究设施，墨尔本，3001，澳大利亚

[5] ARC变革性元光学系统卓越中心，皇家墨尔本理工大学，墨尔本，3001，澳大利亚

*通讯作者：haiweiw@student.unimelb.edu.au

摘要

对透明样品进行成像，仍然是研究未染色生物细胞和材料样品的一项持续挑战。广泛使用的方法需要在系统复杂度、成本与体积、计算效率和信息量之间权衡。在此，我们展示了将非局域超表面置于物平面，以单次曝光获取低噪声差分相衬图像，从而呈现样品沿正交方向的相位梯度；图像分别在 613 nm 和 656 nm 波长下获取。此外，我们证明，这些图像足以计算样品在透射光场中引入的定量相位。我们发现，由空间光调制器生成的光场，其恢复相位与设定值高度吻合。我们还展示了信息丰富的未染色

HeLa细胞差分相衬图像，其恢复的相位变化值与文献报道一致。我们的研究结果表明，超表面有望成为一种平台，用于提取光场中的信息，并将其应用于新一代紧凑型成像系统，服务于医学诊断、生物技术和材料科学。

关键词：定量相位成像、超表面、光学图像处理

1 引言

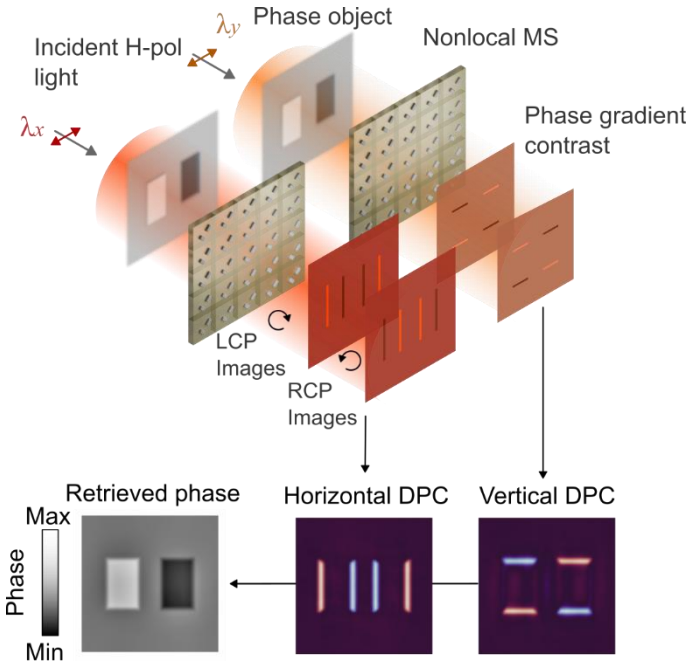
相位显微术是一种强大的技术，可用于观察样品在光场中引入的相位变化[1]。由于光学相位对样品折射率和/或厚度的微小变化十分敏感，相位显微术无需染色或引入荧光标记，即可观察原本低对比度的样品。因此，相衬显微术已成为生物学和材料科学中不可或缺的工具，其中最常用的两种技术是泽尼克相衬[2], 和微分干涉相衬显微术（DIC）[3]。然而，这两种方法都有局限性。DIC 只能显示单一方向上的相位梯度，而泽尼克相衬需要仔细对准，且可能产生伪影。此外，这些技术只能生成定性相位图像，无法直接测量相位。另一方面，定量相位显微术（QPM）是一种成像方式，可对样品的相位图进行数值评估。QPM 不仅具备相衬显微术的主要优点，其获取的定量相位数据还可用于进一步分析。例如，这些额外信息可用于测量细胞的干质量，并研究细胞随时间的生长情况[4]。现有的干涉式[5–10] 和非干涉式[11–16] QPM 方法通常采用复杂、庞大的系统，和/或需要采集多张图像。

为实现定量相位显微术系统的小型化，人们持续关注将超表面应用于相位成像[17]。近期，定量相位显微术主要通过波前整形局域超表面获得信息，再将这些信息输入各种相位恢复算法[18–21]。另一方面，

能够直接进行空间频率滤波[17, 22–26] 且无需 4*f* 光学系统或类似装置的非局域超表面，主要已用于定性相位成像；仅有少数实例在实验中实现了相位定量[26,27]。这类超表面利用导模共振[26,28,29], 、多层薄膜堆叠中的共振[30–32]、米氏共振[33,34], 或准连续域束缚态[35,36]等具有色散特性的非局域共振，产生波矢相关透射率（或反射率）。与波前整形超表面不同，超表面空间频率滤波器本身不具备成像能力，可将其置于物体之后或像平面，集成到现有成像系统中。大多数已通过实验实现的非局域超表面，其角度相关响应关于法向入射呈对称，因此只适用于提取边缘特征[34,35,37,38], 或产生类似泽尼克相衬的对比度[26], ；除非采用斜入射照明[24]。另一方面，若角度相关透射响应关于法向入射呈非对称，则可确定相位梯度的大小和符号，从而通过获取相位梯度并进行后续处理，为实现定量相位显微术提供途径[19,27,39]。然而，若要通过这种方法获得稳健的定量相位图像，就需要样品在不同方向上均具有梯度对比度，这往往会增加系统尺寸或复杂度[14,19,27,40]。

在本工作中，我们提出并实验验证了使用单层非局域超表面，在两种圆偏振和两个不同波长上复用相位信息，以进行定量相位显微术，如图1所示。作为该过程的一部分，获得了两幅单次曝光差分相衬（DPC）图像，用于可视化沿正交方向的相位梯度，并作为相位恢复算法的输入。在两个工作波长的每一个上，利用我们的超表面获得的左旋圆偏振（LCP）图像与右旋圆偏振（RCP）图像中，梯度对比度的符号发生反转；这些图像由偏振敏感相机同时获取。这两幅图像组合后可产生噪声相对较低、且已去除背景对比度及其他伪影的DPC图像。通过改变波长，梯度对比度的方向在水平方向与垂直方向之间切换，从而能够沿两个轴获取DPC，以实现稳健的定量相位恢复。此处使用的非局域超表面基于光学路由进入谐振波导光栅这一概念[25,41,42]。利用我们的平台，我们展示了对使用

空间光调制器（SLM）生成的相位靶标以及对未染色HeLa细胞的定量相位显微术。这项工作为未来开发可用于床旁护理和远程环境的、基于超表面的超紧凑定量相位显微术系统开辟了机遇。



F图 1：光谱和偏振复用实现定量相位 **e**

成像。 将作为薄型纯相位透射掩模建模的相位物体置于两种不同波长的水平偏振光照明下。当经相位调制的光场透过超表面后，左旋圆偏振和右旋圆偏振通道中会出现对比度方向相反的相位梯度对比度图像，并在两种波长通道中呈现沿正交方向的相位梯度对比度。利用这些图像构建水平和垂直梯度DPC图像，进而恢复相位。

2 结果

2.1 理论框架

定量相位显微术的目标是确定空间变化相位$\phi(\boldsymbol{\rho})$，它是横向位置$\boldsymbol{\rho} = (x, y)$的函数,由透明样品印刻到透射场上。 该样品被建模为具有透射函数的薄纯相位物体

$$t(\boldsymbol{\rho}) = \exp[i\phi(\boldsymbol{\rho})]. \tag{1}$$

我们假设$\phi(\boldsymbol{\rho})$与偏振无关，并由下式给出

$$\phi(\boldsymbol{\rho}) = \frac{2\pi}{\lambda}\mathrm{OPL}(\boldsymbol{\rho}), \tag{2}$$

其中，λ 是自由空间波长，$\mathrm{OPL}(\boldsymbol{\rho})$ 是样品上某一点处的光程。我们假设$\mathrm{OPL}(\boldsymbol{\rho})$不随波长变化，因此 $\phi(\boldsymbol{\rho})$ 与波长成反比，这使得可以将不同波长下获取的 DPC图像纳入相位恢复算法[43]。

样品由单色、垂直入射的平面波照明，该平面波沿 z- 轴传播，波长为 λ，振幅为 E_0，空间均匀偏振由矢量 $\hat{\boldsymbol{e}}_{\mathrm{in}}$ 表示。为描述非局域超表面的作用，将光场的空间依赖性分解为一系列空间频率之和，这些空间频率由坐标 $\boldsymbol{u} = (u_x, u_y)$ 指定，其振幅通过傅里叶变换计算，具体定义见补充信息1。在自由空间中，$\boldsymbol{u}$ 的每个取值都对应一个以不同角度相对于 z-轴传播并入射到超表面上的平面波。假设入射光被物体散射时仅发生小角度偏转，则散射后的偏振保持不变，入射到超表面上的光场的傅里叶谱可写为 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{in}}(\boldsymbol{u}) = E_0\tilde{t}(\boldsymbol{u})\hat{\boldsymbol{e}}_{\mathrm{in}}$，其中 $\tilde{t}(\boldsymbol{u}) = \mathrm{F}\{t(\boldsymbol{\rho})\}(\boldsymbol{u})$，而 F 是傅里叶变换算子，具体定义见补充信息1。具有角度依赖透射率的非局域超表面会改变穿过它的入射场的空间频谱。这种特性由随空间频率和波长变化的透射张量 $\boldsymbol{T}_\lambda(\boldsymbol{u})$ 表征。光场透过超表面后、探测前，通过偏振分析器选出偏振由 $\hat{\boldsymbol{e}}_{\mathrm{out}}$ 表示的光场分量。最后，测量强度与该光场分量的绝对值平方成正比：

$$I(\boldsymbol{\rho}; \lambda, \hat{\boldsymbol{e}}_{\mathrm{in}}, \hat{\boldsymbol{e}}_{\mathrm{out}}) = |E_0|^2 \left|\mathcal{F}^{-1}\{H(\boldsymbol{u}; \lambda, \hat{\boldsymbol{e}}_{\mathrm{in}}, \hat{\boldsymbol{e}}_{\mathrm{out}})\, \tilde{t}(\boldsymbol{u})\}\right|^2, \tag{3}$$

其中 F^{-1} 表示傅里叶逆变换，而 $H(\boldsymbol{u};\ \lambda,\ \hat{\boldsymbol{e}}_{\mathrm{in}},\ \hat{\boldsymbol{e}}_{\mathrm{out}}) = \hat{\boldsymbol{e}}_{\mathrm{out}} \cdot \boldsymbol{T}_\lambda(\boldsymbol{u}) \cdot \hat{\boldsymbol{e}}_{\mathrm{in}}$ 定义为相干传递函数（CTF）。这里我们强调，对于固定 $\boldsymbol{T}_\lambda(\boldsymbol{u})$ 的超表面，通过切换 λ 以及输入和输出偏振态，可以获得不同的相干传递函数，从而实现

在外部选择传递函数，而无需更换超表面或添加、移除组件。

DPC图像由两幅具有相反梯度对比度的强度图像 I_+（$\boldsymbol{\rho}$） 和I_-（$\boldsymbol{\rho}$）计算得到，计算方式如下：

$$I_{\mathrm{DPC}}(\boldsymbol{\rho}) = \frac{I_+(\boldsymbol{\rho}) - I_-(\boldsymbol{\rho})}{I_+(\boldsymbol{\rho}) + I_-(\boldsymbol{\rho})}. \tag{4}$$

这里，这两幅图像是使用四分之一波片和偏振敏感相机获取的。在这种情况下，相较于原始图像，使用该 DPC信号进行相位恢复的优势在于噪声较低，且能够去除背景信息。前一优势源于对两幅梯度方向相反的图像进行相减：两幅图像中共有的变化（例如散斑）会相互抵消，而相位信号则会增强。后一优势则来自对两幅图像的和进行归一化，从而消除对入射强度的依赖。入射强度可能会因所研究样品中的吸收变化等因素而改变，因此这种方法无需单独测量背景（无物体）即可进行相位定量。

根据补充信息 2 中给出的推导，我们表明，DPC信号仅通过卷积依赖于物体的相位

$$\tilde{I}_{\mathrm{DPC}}(\boldsymbol{u}) = H_{\mathrm{DPC}}(\boldsymbol{u})\tilde{\phi}(\boldsymbol{u}), \tag{5}$$

其中，$\tilde{\phi}$（$\boldsymbol{u}$）和$\tilde{I}_{\mathrm{DPC}}$（$\boldsymbol{u}$）分别是相位和DPC图像的傅里叶变换，而H_{DPC}（$\boldsymbol{u}$）是DPC传递函数，其可根据相干传递函数计算，详细说明见补充信息 2。给定一组如图1所示的DPC信号后，便可通过采用蒂霍诺夫正则化的非迭代反卷积来恢复相位[44]：

$$\phi(\boldsymbol{\rho}) = \mathcal{F}^{-1}\left\{\frac{\sum_n H^*_{\mathrm{DPC},n}(\boldsymbol{u})\tilde{I}_{\mathrm{DPC},n}(\boldsymbol{u})}{\sum_n \left|H_{\mathrm{DPC},n}(\boldsymbol{u})\right|^2 + \alpha}\right\}, \tag{6}$$

其中，$\tilde{I}_{DPC,\ n}(\boldsymbol{u})$是DPC信号的傅里叶变换，每个信号都通过DPC传递函数$H_{DPC,\ n}(\boldsymbol{u})$与相位相关；$\alpha$ 是一个正则化参数，用于在降低噪声和优化空间分辨率之间取得平衡。这里采集了两幅DPC图像$I_{\mathrm{DPC},\ x}(\boldsymbol{\rho})$和$I_{\mathrm{DPC},\ y}(\boldsymbol{\rho})$，分别由DPC传递函数 $H_{DPC,\ x}(\boldsymbol{u})$和$H_{DPC,\ y}(\boldsymbol{u})$生成，分别提供水平方向（$x$）和垂直方向（$y$）的梯度对比度，从而确保相位物体在图像的所有方向上都具有同样良好的分辨率。

2.2 超表面设计与表征

图2a展示了超表面单元的示意图，该单元由周期阵列的等离激元纳米棒构成，纳米棒位于厚度为 150 nm 的氮化硅波导层上方。超表面夹在作为覆盖层的 500 nm 厚聚甲基丙烯酸甲酯（PMMA）层与硼硅酸盐玻璃基底之间。假定金属纳米棒为矩形，其长度为 $l = 100$ nm、宽度为 $w = 64$ nm，高度为 h $= 33$ nm。为增强附着力，先沉积一层3 nm厚的铬，再沉积30 nm厚的银。每个单元由两根完全相同且相互垂直的纳米棒组成，它们沿对角线分布在单元内。单元为矩形，沿 x 轴的周期为 $P_x = 400$ nm，沿 y 轴的周期为 $P_y = 370$ nm。纳米棒的中心间距沿 x 方向为 $P_x/4$，沿 y 方向为 $P_y/4$。该设计采用标准光刻工艺制造，具体细节见方法部分。制成的超表面整体尺寸为 300 μm x 300 μm。图2b展示了制成的超表面局部的扫描电子显微图像，可见不同单元中的纳米棒尺寸略有不均。这可能导致光发生随机散射，从而产生图像噪声。

我们设计的出发点是手性导模光路由方案[25,41,42]：如图2a所示，两个相互正交取向的矩形散射体的排列方式能够激发沿单一方向传播的导模，该方向由入射照明的旋向决定，从而在法向入射附近产生近似线性的空间色散。这与对称共振波导光栅形成对比，后者会将入射光耦合为驻波，

从而在法向入射附近产生抛物型空间色散。因此，在共振附近波长处，角度依赖的透射率会表现出相对于法向入射的手性依赖不对称性。此前已有研究证明，该结构能够产生相位梯度对比度，但仅限于单一轴向，因为只有沿一个方向传播的模式被激发[25]。我们设计中的关键改进，是使单元在y 方向上的长度与x 方向上的长度相当。因此，沿y 方向传播的导模能够在略短于沿x 方向传播的导模所对应的波长处被激发。对于较短波长处的导模共振，我们观察到沿y 而非x方向的不对称色散，这使得通过改变入射波长即可改变对比度方向。

图2c-f展示了入射圆偏振光条件下、检测前未放置分析器时，角度依赖透射光谱的仿真结果与实验结果对比。数值结果通过使用 COMSOL Multiphysics 6.3 波动光学模块实现的有限元法进行全波仿真获得；实验结果则使用定制的台式光谱测量装置获得。仿真和光谱测量装置的更多细节见方法部分。图2c-f中的仿真和实验结果均可见标记为1–3的三个共振特征。请注意，为了便于更清晰地比较，仿真结果所绘制的波长范围与实验结果不同，因为我们发现实验中观察到的共振相较于仿真结果发生了蓝移。如图所示，当偏移量为40 nm时，实验与仿真的透射光谱在定性上吻合良好。这种差异可能是由制造公差偏差以及仿真中所假定材料的光学常数选择所致。

图2c和e展示了旋转角对应不同 u_y 值时光谱的变化，其中 u_x 固定为零。可以看到，特征1会随之变化，而特征2和3基本不受影响。图2d和f展示了旋转角对应不同 u_x 值时光谱的变化，其中 u_y 固定为零。此时可以看到，特征2和3的共振会随不同入射角而变化。这一结果表明，特征1对应于沿 y传播的导模的激发，而特征2和3对应于

沿 x传播的导模的激发。这与我们的预期一致：沿 y 耦合的导模，其波长应短于沿 x耦合的同阶导模。此外，通过反转入射圆偏振光的旋向，正角度处的光谱映射到了负角度处的光谱，证实了偏振路由行为。该结果见补充图1。在光谱中，特征2可归因于横磁导模，而另外两个特征则与横电导模相关；这是通过应用参考文献[45]中的弱扰动平板波导模型推断得出的。

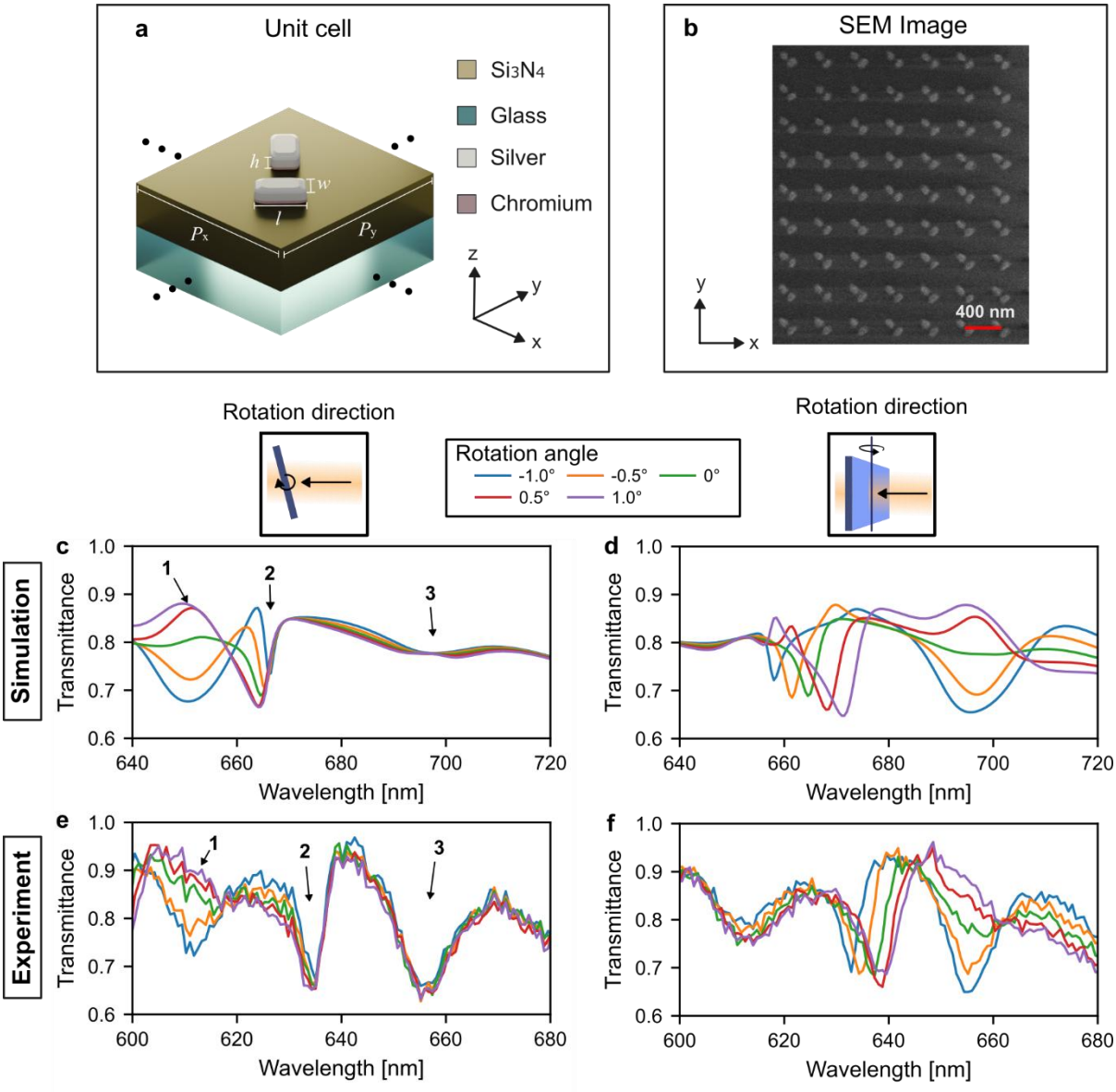


图2：超表面的设计与仿真。(a) 超表面单元的示意图

超表面。(b) 器件局部的扫描电子显微镜 (SEM) 图像。(c, d) 模拟得到的，以及 (e, f) 实验测得的不同入射角下的透射光谱。(c, e)

倾斜超表面，使 $\boldsymbol{u_y}$ 变化，同时保持 $\boldsymbol{u_x}$ 不变。(d, f) 倾斜超表面，使 $\boldsymbol{u_x}$ 变化，同时保持 $\boldsymbol{u_y}$ 不变。

图3展示了入射线偏振沿x 、输出分析器分别为左旋圆偏振和右旋圆偏振时，相干传递函数的仿真与实验幅值。如上所述，模拟使用COMSOL Multiphysics 6.3进行，实验结果通过定制的台式后焦平面成像装置获得，二者均在方法部分中加以说明。与图2中用圆偏振光照射超表面所获得的结果不同，我们改用偏振复用方案：入射光为线偏振光，并利用四分之一波片和偏振敏感相机对输出的左旋圆偏振光和右旋圆偏振光进行滤波，从而同时采集右旋圆偏振和左旋圆偏振图像，如图1所示。尽管偏振路由超表面的工作原理假定入射光为圆偏振，但我们可以利用线偏振光由左旋圆偏振光与右旋圆偏振光等幅叠加而成这一事实，同时获得梯度对比度反转图像。在模拟中，我们在λ =650 nm处观察到垂直（y）对比度，在λ = 695 nm处观察到水平（x）对比度。在实验中，我们在λ = 613 nm处观察到垂直（y）对比度，在λ = 656 nm处观察到水平（x）对比度。仿真结果是在单一波长下获得的，而实验结果使用了半高全宽带宽为6 nm的准单色光源。

图3a和3c展示了数值孔径（NA）为0.4时仿真和实验获得的相干传递函数（CTF），两者呈现出相似的特征。请注意，由于偏振转换，$|H|$ 的值可能超过1。图中观察到的尖锐特征可归因于导模共振，因为它们对入射角具有很强的敏感性。在垂直DPC波长处，两条近似水平的弯曲特征在中心相交；而在水平DPC波长处，两条垂直的弯曲特征在中心相交。可以看到，其中一个分支的透射率低于另一个分支；改变圆偏振分析器的旋向后，两者的高低关系会互换。由于正交方向耦合的导模共振，在斜入射角处还能观察到与主要特征相垂直的辅助特征。

图3b和d展示了法向入射附近相同相干传递函数（CTF）的放大图，其中呈现了双轴DPC所需的预期响应。由于导模共振具有角度选择性，这种光学响应仅限于相对较小的数值孔径范围。图3d中圈出的区域表示有效数值孔径为0.05。利用这一数值孔径，根据阿贝分辨率定义：$\lambda/(2\mathrm{NA})$，估算出我们的系统在656 nm波长下的空间分辨率为6.6 μm。613 nm和656 nm下正角度与负角度之间透射率的最大对比度分别测得为0.25和0.4。补充图 2显示了相干传递函数的仿真相位，可以看出，在关注范围内其变化缓慢。虽然这一点尚未通过实验确认，但根据其他仿真结果与实验结果的一致性，可以推断制备的器件也满足这一条件。

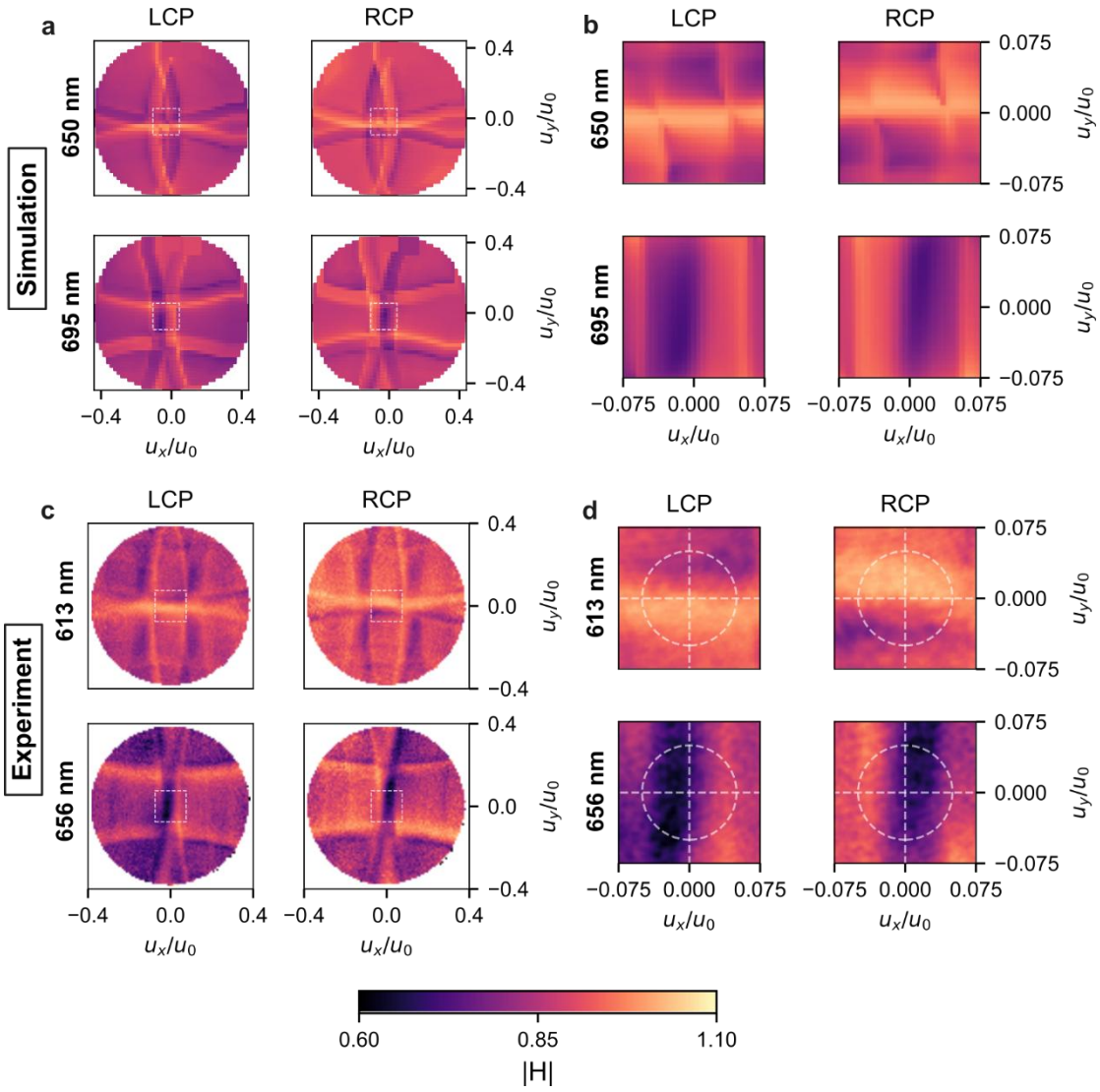


图3：偏振和波长复用相干传递函数。(a、b) 超表面在两种工作波长下的相干传递函数绝对值的模拟结果，以及 (c、d) 实验测量结果；这两种工作波长分别产生垂直方向（上排）和水平方向（下排）的梯度对比度。(a、c) 为大数值孔径范围内的图，而 (b、d) 为小数值孔径范围内的图，如 a 和 c 中的虚线方框所示。此处，水平轴和垂直轴分别为归一化空间频率 $\boldsymbol{u_x/u_0}$ 和 $\boldsymbol{u_y/u_0}$。

2.3 定量相位显微术的演示

我们首先使用反射式液晶空间光调制器（SLM）（Holoeye Pluto-VIS-001）生成已知的相位分布，以测试基于超表面的系统的定量相位成像性能。相关装置在方法部分中进行了介绍。为了校准 SLM 显示的相位值，我们利用了 SLM 依赖偏振的特性，详情见补充信息 4。准单色光源和偏振装置与测量角度依赖性时所使用的相同。我们发现，在所考虑的波长范围内，SLM 提供的光程差（OPL）实际上与波长无关；补充图3中的结果证明了这一点，该结果表明，通过应用公式 2，可以利用 613 nm 处的相位确定 SLM 在 656 nm 处的相位。下文中，我们报告 $\lambda = 656\ \mathrm{nm}$ 处的相位。

图4展示了对相位偏移各异的正弦星形靶标进行定量相位成像的结果。图中所示的正方形区域对应于超表面平面上宽度为 233 μm 的区域。图4a展示了偏振敏感相机同时获取的光场中左旋圆偏振和右旋圆偏振通道的偏振图像，在两个工作波长下，呈现了相位偏移为 1.5 rad 的星形目标。由于背景强度噪声，超表面产生的调制难以通过肉眼察觉。利用左旋圆偏振和右旋圆偏振通道的信号和，我们计算出背景强度 $I_{background}(\boldsymbol{\rho}) = I_+(\boldsymbol{\rho}) + I_-(\boldsymbol{\rho})$，如图4b所示。在背景图像中，图4a所见的微弱梯度特征在图4b中已不再明显，而物体中并非由超表面效应造成的任何对比度也被分离出来。同时，图4c所示的DPC图像分离出了

超表面的效应，呈现出清晰的定向相位梯度对比度，且不含两个通道间共有的强度变化。

图4d展示了恢复相位与从空间光调制器投影的目标相位的对比，以验证我们的方法。为确定相位，将正则化参数的值固定为0.005，并使用实验测得的相干传递函数来计算DPC传递函数。恢复相位显示，图像中的每根辐条几乎完全相同，表明我们的双轴相位恢复具有各向同性。曲线图显示，在一定范围的空间频率内，恢复相位与目标相位保持一致。随着相位偏移增大，由于梯度对比度相对于空间噪声增强，信噪比得到改善。

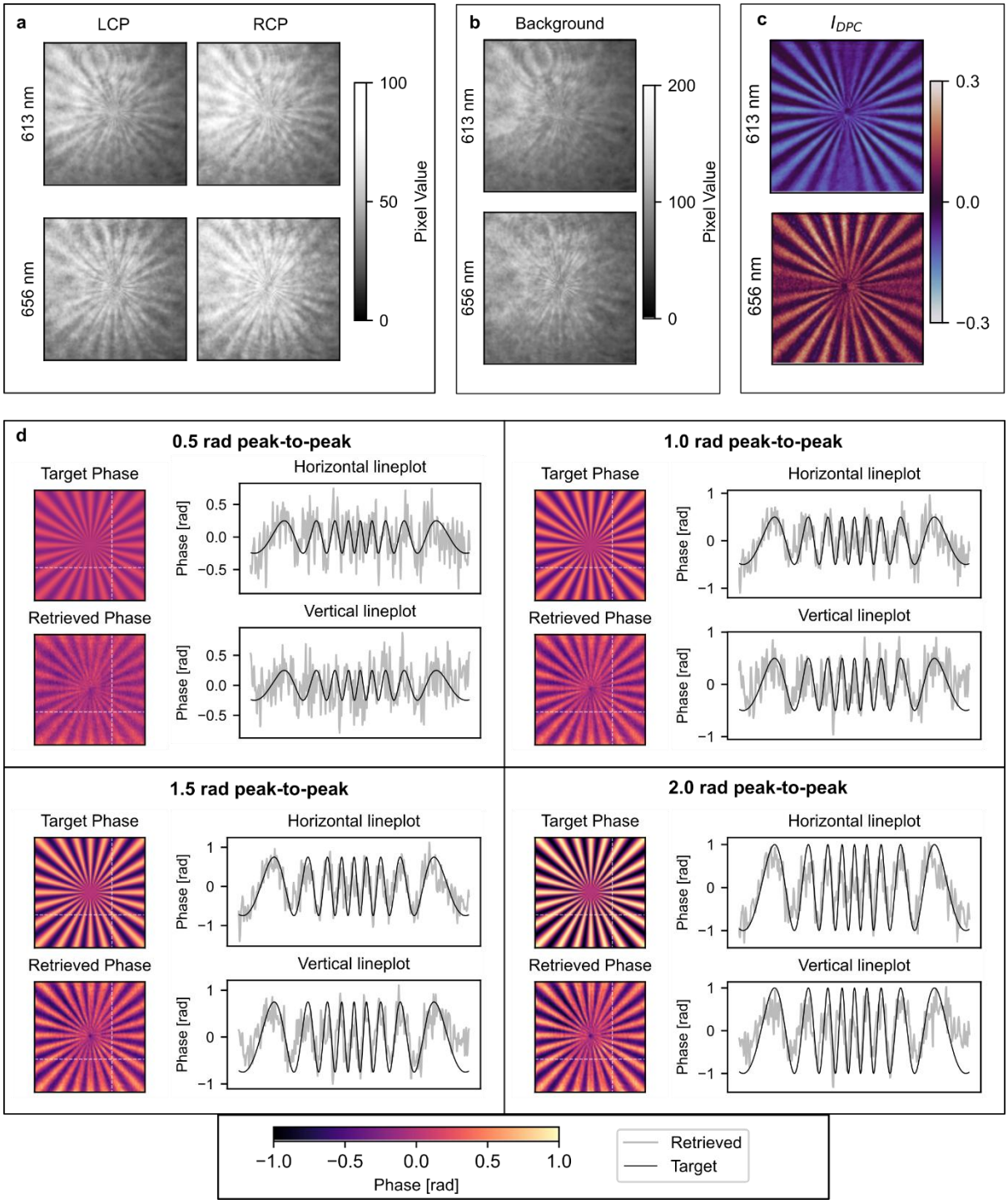


图4：　　星形目标的定量相位成像。(a) 使用……获得的滤波强度测量　　h

四分之一波片和偏振敏感相机。（b）通过对两种偏振态下的图像求和获得的背景图像。（c）通过将两种偏振态下的图像相减并除以背景获得的DPC图像。（d）对于相同目标，在不同相位偏移下，从空间光调制器投影的目标相位与恢复相位的对比，各单元格中均已标注相位偏移。正方形区域对应的物理尺寸为$\mathbf{233 \times 233\ \mu m^2}$。

最后，我们将超表面应用于未染色生物细胞成像，展示了其在实用显微术中的适用性。我们对培养在盖玻片上的 HeLa（宫颈癌）细胞进行了成像，如图 5 所示；样品制备流程见方法部分。图 5a 展示了用于细胞样本成像的组件布局示意图。样品放置在与空间光调制器相位靶标成像相同的装置中，并关闭空间光调制器，使其充当平面镜。样品位于显微物镜的前焦平面，超表面则紧接着放置在样品之后。将超表面移离物平面不会影响器件的空间频率响应。图 5b 展示了使用 0.005 的正则化参数计算得到的恢复相位。相位值范围与文献报道一致；相关文献同样使用与本文相近波长的可见光[14,46]。图 5c 展示了采集过程中获得的背景图像和 DPC 图像。同样可以看到，尽管背景强度中含有相干衍射伪影，DPC 图像基本不受这些伪影影响。图 5d 对比了使用商用差分干涉衬度显微镜（Olympus BX60）在透射模式下、搭配 20倍0.4 NA物镜获得的微分干涉对比图像，以及使用恢复相位计算得到的合成差分干涉衬度图像。计算合成差分干涉衬度图像时，将剪切距离为对角剪切距离5 μm的微分干涉系统传递函数应用于强度均匀、相位由恢复相位给定的光场。可以看到，即使对于细胞器等非常小的特征，微分干涉对比图像仍保持显著的梯度对比度；而超表面获得的 DPC 图像和相位图像空间分辨率较低，这是由于其有效超表面数值孔径相对较小，仅为 0.05。

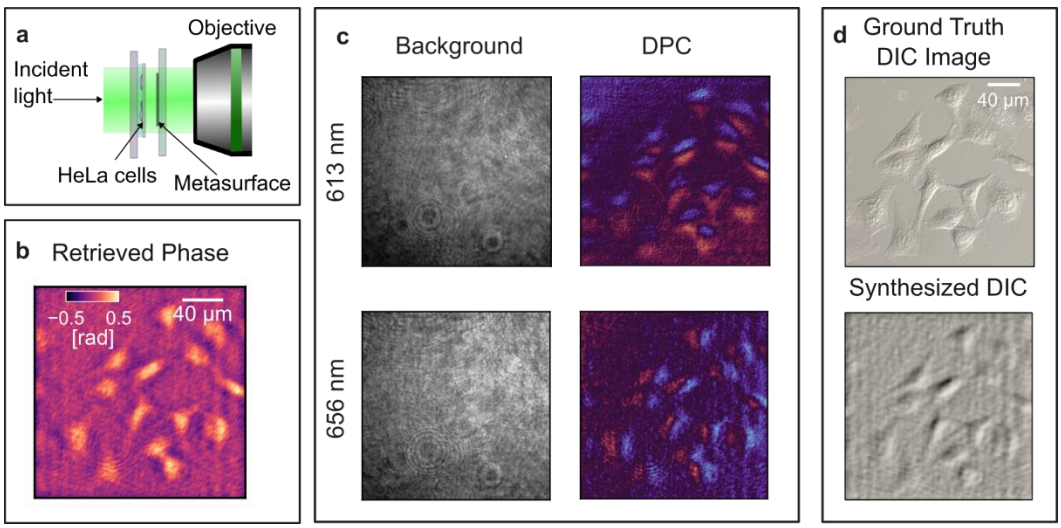


图 5：HeLa细胞成像。(a) HeLa细胞成像配置。(b) 恢复相位图像。(c) 背景图像和 DPC 图像。(d) 使用商用微分干涉对比显微镜采集的图像与使用 (a) 中恢复相位合成的微分干涉对比图像的比较。

讨论

我们提出并通过实验验证了利用非局域超表面进行定量相位成像的方法，该超表面具有波长和偏振复用的空间滤波功能。尽管采用空间相干照明，所得的 DPC 和恢复相位图像并未表现出与散斑相关的噪声，因为图像相减过程消除了背景。偏振复用使偏振敏感相机能够单次曝光捕获两幅梯度反转图像，但要捕获图像中正交轴方向的 DPC，则需要进行波长切换；由于与超连续谱激光光源配合使用的可调滤波器受到软件限制，这一过程的速度受到了限制。除去这一限制后，定量相位显微成像帧率的下一个瓶颈是相位恢复算法的速度。该算法仅需执行 3 次离散傅里叶变换操作，并可通过使用更快的处理器或并行计算技术来加速。

未来的工作将致力于获得单一波长下的测量结果，或集成滤波器以实现单次曝光波长复用成像，同时扩大超表面数值孔径。不过，我们预计还需要采用新的超表面传递函数工程设计方法。

结论

总之，我们展示了一种新型非局域超表面，通过调节波长和偏振，可访问四种不同的空间频率响应，从而实现高效的定量相位衬度显微术。这项工作为探索可复用到单层超表面上的更多功能开辟了道路。我们设想，这类

超表面可以与其他元光学组件和先进光源集成，从而制造出性能前所未有且外形紧凑的成像器件。

4 方法

4.1 仿真

使用 COMSOL Multiphysics 6.3 对超表面单元进行了有限元法频域仿真。模型采用单个矩形单元，并设置 Floquet 周期性边界条件，以模拟无限晶格以及非垂直入射的平面波。输入和输出端口边界与超表面保持足够距离，以容纳近场。基底和覆盖层的折射率固定为 1.5；氮化硅的折射率采用 Sellmeier 色散模型建模，模型常数取自参考文献[48], ；银和铬则采用参考文献[49]中给出的块体材料数据建模。在输出端口处，计算了透射左旋圆偏振和右旋圆偏振平面波的复振幅。为计算图2中的光谱，将左旋圆偏振和右旋圆偏振的透射率相加；为计算图3中的相干传递函数，则计算了左旋圆偏振和右旋圆偏振透射波的 S 参数。

4.2 制备

使用等离子体增强化学气相沉积（Oxford Instruments Plasmalab 100 PECVD），将氮化硅沉积在硼硅酸盐玻璃晶圆片上。将厚度为 200 nm 的聚甲基丙烯酸甲酯抗蚀剂旋涂到基底上，并在 180°C 下烘烤 3 分钟；随后旋涂一层水溶性导电聚合物（Dischem Discharge H2Ox2）。采用电子束光刻定义超表面图案。使用异丙醇：甲基异丁基酮按 3:1 配制的溶液显影抗蚀剂。采用电子束蒸发（Intlvac Nanochrome II）先沉积 3 nm 厚的铬，再沉积 30 nm 厚的银；随后将样品置于丙酮浴中过夜，以进行剥离。然后旋涂厚度为 500 nm 的 PMMA 覆盖层，并通过烘烤形成保护性覆盖层。

4.3 光学表征

下面简要介绍用于表征角度依赖性和光谱透射响应（图3）的定制装置。系统示意图及各组件的详细说明见补充信息5。

为测量不同入射角下的透射光谱（图3b和3c），使用多模光纤耦合卤素灯（OceanOptics HL-2000-HP）发出的准直光照射样品。在照射样品之前，使用线偏振片（Thorlabs LPVIS050-MP2）和四分之一波片（Thorlabs AHWP10M-580）将光变为圆偏振光。样品安装在电动旋转台（Thorlabs PRM1Z8）上，以控制样品的倾斜。利用光阑限制透射视场，并通过多模光纤将光耦合至可见光光谱仪（OceanOptics HR2000+ES）。亮参考取自样品的无图案区域。

为测量相干传递函数的绝对值（图3d），我们搭建了后焦平面成像装置。超表面由高数值孔径物镜产生的焦斑照射，该物镜的后孔径由经过滤波的超连续谱光源（NKT SuperK Compact，配备SuperK Select声光滤波器）发出的准直单模光束充满。使用线偏振片（Thorlabs LPVIS050-MP2）将光束设置为水平偏振。成像物镜收集透射光，随后光通过快轴与超表面轴向成45°的四分之一波片（Thorlabs AHWP10M-580），后焦平面被中继至偏振敏感相机（Thorlabs Kiralux Polarization Camera CS505MUP1）。

4.4 成像

与超表面配合使用的成像装置详见补充信息5，其中也附有示意图。此处简要介绍如下。将上述经过滤波的超连续谱光源发出的准直光水平偏振，并通过物镜和透镜扩束，以

照射空间光调制器（Holoeye Pluto-2）。随后，使用透镜和物镜将光束缩小并准直，再照射超表面；空间光调制器可为光束赋予相位。进行细胞成像时，空间光调制器处于关闭状态，并将细胞样本置于这束窄准直光的传播路径中，以确保感兴趣区域内具有足够的光强。光束经过超表面后，空间光调制器或样品的图像经物镜和透镜传递至上述偏振相机，并在到达传感器前通过四分之一波片（Thorlabs AHWP10M-580）；该波片的快轴与超表面轴线成45°。

4.5 细胞样本制备

将 22 × 22 mm 盖玻片放入 35-mm 成像皿中。在室温下，用 0.1mg/mL 聚-D-赖氨酸（PDL）包被盖玻片 30 分钟。HeLa细胞在 DMEM（Lonza）中培养，培养基补充了 10% 牛生长血清（Gibco）和 1 × 青霉素-链霉素（Lonza），培养条件为 37°C、5% CO2。细胞在室温下用 4% 多聚甲醛固定 15 分钟。固定后，将盖玻片转移至载玻片上进行成像。

缩略语列表

QPM – 定量相位显微术 DIC – 微分干涉对比 DPC – DPC LCP – 左旋圆偏振 RCP – 右旋圆偏振 OPLD – 光程差 CTF – 相干传递函数 PMMA – 聚甲基丙烯酸甲酯 NA – 数值孔径

SLM – 空间光调制器

声明

数据和材料的可用性

本研究中使用和/或分析的数据集可根据合理请求向通讯作者获取。

利益冲突

A.R. 担任该期刊编辑委员会成员。其他作者声明不存在任何利益冲突。

资助

本研究由澳大利亚政府通过澳大利亚研究委员会卓越中心拨款（CE200100010）资助。E.H. 感谢澳大利亚研究委员会（ARC）量子生物技术卓越中心（CE230100021）、ARC 未来奖学金（FT200100401）以及 ARC 探索项目（DP180101387）提供的支持。H.W. 和 S.B.S. 感谢恩斯特与格蕾丝·马泰奖学金提供的支持。S.B.S. 感谢澳大利亚政府研究培训计划奖学金提供的支持。N.P. 感谢墨尔本研究奖学金提供的支持。

作者贡献

H.W.、L.W. 和 A.R. 构思了该项目。H.W. 进行了模拟并制造了器件。S.B.S. 搭建了用于超表面图像处理的光学装置。N.P. 搭建了用于透射光谱测量的光学装置。H.W. 搭建了用于后焦平面成像的光学装置。S.M. 制备了 HeLa细胞样品。W.S.L. 和 P.F.M.E. 制造了超表面的初步版本。H.W. 和 A.R. 撰写了手稿初稿。所有作者均对手稿提出了意见。A.R.、L.W. 和 E.H. 负责监督该项目。

致谢

本研究的部分工作在墨尔本纳米制造中心（MCN）以及澳大利亚国家制造设施（ANFF）维多利亚节点的皇家墨尔本理工大学微纳研究设施完成。作者感谢 Neuton Li 提供了非常有益的讨论。

参考文献

1. Park, Y., Depeursinge, C. & Popescu, G. 生物医学中的定量相位成像。*Nat. Photon.***12**, 578–589 (2018). 2. Zernike, F. 我是如何发现相衬的。*Science* **121**, 345–349 (1955). 3. Allen, R. D., David, G. B. & Nomarski, G. 用于透射光显微镜的蔡司-诺马尔斯基差分干涉设备。*Z. Wiss. Mikrosk.* **69**, 193–221 (1969). 4. Huang, Z. & Cao, L. 基于全息术的定量相位成像：趋势与新视角。*Light Sci. Appl.* **13**, 145 (2024). 5. Marquet, P. 等 数字全息显微镜：一种非侵入式对比成像技术，可对活细胞进行定量可视化，并实现亚波长轴向精度。*Opt. Lett.* **30**, 468–470 (2005). 6. Popescu, G. 等 用于研究生物结构及其动态变化的傅里叶相位显微术。*Opt. Lett.* **29**, 2503–2505 (2004). 7. Popescu, G., Ikeda, T., Dasari, R. R. & Feld, M. S. 用于量化细胞结构及其动态变化的衍射相位显微术。*Opt. Lett.* **31**, 775–777 (2006). 8. Bon, P., Maucort, G., Wattellier, B. & Monneret, S. 用于活细胞定量相位显微术的四波横向剪切干涉术。*Opt. Express* **17**, 13080–13094 (2009). 9. Wang, Z. 等 空间光干涉显微术（SLIM）。*Opt Express* **19**, 1016–1026 (2011). 10. Nguyen, T. H., Kandel, M. E., Rubessa, M., Wheeler, M. B. & Popescu, G. 用于无标记样本三维成像的梯度光干涉显微术。*Nat. Commun.* **8**, 210 (2017). 11. Waller, L., Tian, L. & Barbastathis, G. 基于高阶强度导数的强度传输相位-振幅成像。*Opt. Express* **18**, 12552–12561 (2010). 12. Zheng, G., Horstmeyer, R. & Yang, C. 大视场、高分辨率傅里叶叠层显微术。*Nat. Photon.* **7**, 739–745 (2013)。

13. Baek, Y. & Park, Y. 基于强度的全息成像：利用空间域克拉默斯–克罗尼格关系。*Nat. Photon.* **15**, 354–360 (2021). 14. Tian, L. & Waller, L. LED 阵列显微镜中的定量微分相衬成像。*Opt. Express* **23**, 11394 (2015). 15. Hai, N. & Rosen, J. 基于相衬的相位恢复：通过相位恢复算法连接定性相衬与定量相位成像。*Opt. Lett.* **45**, 5812–5815 (2020). 16. Zuo, C. 等 强度传输方程：教程。*Optics and Lasers in Engineering* **135**, 106187 (2020). 17. Priscilla, N., Sulejman, S. B., Roberts, A. & Wesemann, L. 相位成像的新途径：光学超表面。*ACS Photonics* **11**, 2843–2859 (2024). 18. Kwon, H., Arbabi, E., Kamali, S. M., Faraji-Dana, M. & Faraon, A. 利用多功能超表面系统实现的单次定量相位梯度显微术。*Nat. Photon.* **14**, 109–114 (2020). 19. Liu, S., Fan, F., Chen, S., Wen, S. & Luo, H. 计算液晶光子学平台赋能的波前传感。*Laser & Photonics Reviews* **17**, 2300044 (2023). 20. Shanker, A. 等 利用金属透镜实现定量相位成像内窥术。*Light Sci. Appl.* **13**, 305 (2024). 21. Li, L. 等 利用单层金属透镜实现单次确定性复振幅成像。*Sci.Adv.* **10**, eadl0501 (2024). 22. Wesemann, L., Davis, T. J. & Roberts, A. 用于全光信息处理的元光学与薄膜器件。*Applied Physics Reviews* **8**, 031309 (2021). 23. Davis, T. J., Eftekhari, F., Gómez, D. E. & Roberts, A. 用于光信号处理的非对称光学传递函数超表面。*Physical Review Letters* **123**, 013901 (2019). 24. Wesemann, L. 等 用于生物学相位成像的纳米光子学增强盖玻片。*Light Sci.Appl.* **10**, 98 (2021). 25. Wesemann, L., Rickett, J., Davis, T. J. & Roberts, A. 利用非对称传递函数超表面实现实时相位成像。*ACS Photonics* **9**, 1803–1807 (2022). 26. Ji, A. 等 利用非局域角度选择性超表面实现定量相衬成像。*Nat.Commun.* **13**, 7848 (2022).

27. Li, L. 等 利用非局域薄膜光学滤波器实现单次波前传感。*Laser &Photonics Reviews* **17**, 2300426 (2023). 28. Bykov, D. A. 等 基于导模共振光栅的一阶光学空间微分器。*Opt. Express* **26**, 10997 (2018). 29. Guo, C., Xiao, M., Minkov, M., Shi, Y. & Fan, S. 用于图像微分的光子晶体板拉普拉斯算子。*Optica* **5**, 251 (2018). 30. Doskolovich, L. L., Bykov, D. A., Bezus, E. A. & Soifer, V. A. 利用移相布拉格光栅对光束进行空间微分。*Opt. Lett.* **39**, 1278–1281 (2014). 31. Silva, A. 等 利用超材料执行数学运算。*Science* **343**, 160–163 (2014). 32. Chamoli, S. K. 等 用于尺寸选择性图像处理和去噪的非局域平面光学。*Nat.Commun.* **16**, 4473 (2025). 33. Komar, A. 等 米氏共振介质超表面边缘检测。*ACS Photonics* **8**, 864–871 (2021). 34. Zhou, C. 等 基于超表面，在多偏振照明下实现宽带、高数值孔径拉普拉斯微分器。*PhotoniX* **6**, 10 (2025). 35. Zhou, Y., Zheng, H., Kravchenko, I. I. & Valentine, J. 用于图像微分的平面光学。*Nat.Photon.* **14**, 316–323 (2020). 36. Yao, J. 等 用于高品质因数自旋复用成像的非局域惠更斯超透镜。*LightSci. Appl.* **14**, 65 (2025). 37. Liu, Y., Huang, M., Chen, Q. & Zhang, D. 具有定制角度透射率的单个平面光子芯片，用作多阶模拟空间微分器。*Nat. Commun.* **13**, 7944 (2022). 38. Cotrufo, M., Arora, A., Singh, S. & Alù, A. 用于宽带、高数值孔径、高效率双偏振模拟图像处理的色散工程超表面。*Nat. Commun.* **14**, 7078 (2023). 39. Liu, J., Wang, H., Li, Y., Tian, L. & Paiella, R. 用于单次曝光定量相位成像的非对称超表面光电探测器。*Nanophotonics* **12**, 3519–3528 (2023). 40. Preza, C. 基于差分干涉对比显微镜的旋转多样性相位估计

y

图像。《美国光学学会杂志 A》**17**, 415–424 (2000)。

41. Lin, J. 等 偏振控制可调定向耦合表面等离激元。*Science* **340**, 331–334 (2013)。42. Fradkin, I. M. 等 平板波导上等离激元光栅对手性光的近乎完美路由。《先进光学材料》**12**, 2303114 (2024)。43. Phillips, Z. F., Chen, M. 和 Waller, L. 采用颜色复用差分相衬（cDPC）的单次曝光定量相位显微术。*PLOS ONE* **12**, e0171228 (2017)。44. Bertero, M., Boccacci, P. 和 Mol, C. D. 成像中的反问题导论。（CRC出版社，博卡拉顿，2021）。45. Quaranta, G., Basset, G., Martin, O. J. F. 和 Gallinet, B. 谐振波导光栅的最新进展。*Laser & Photonics Reviews* **12**, 1800017 (2018)。46. Nguyen, T. H. 等 无光晕相衬显微术。《科学报告》 **7**, 44034 (2017)。47. Chen, M., Phillips, Z. F. 和 Waller, L. 采用计算像差校正的定量差分相衬（DPC）显微术。*Opt. Express* **26**, 32888–32899 (2018)。48. Luke, K., Okawachi, Y., Lamont, M. R. E., Gaeta, A. L. 和 Lipson, M. 在Si_3N_4 微谐振腔中产生宽带中红外频率梳。*Opt. Lett.* **40**, 4823–4826 (2015)。49. Johnson, P. B. 和 Christy, R. W. 贵金属的光学常数。《物理评论*B*》 **6**, 4370–4379 (1972)。

补充信息：用于定量相位的波长与偏振复用非局域超表面

显微术

Haiwei Wang[1], Shikun Ma[2,3], Shaban B. Sulejman[1], Niken Priscilla[1], Wendy S.L. Lee[1], Peter Francis Matthew Elango[4,5], Lukas Wesemann[1], Elizabeth Hinde[2] 和 Ann Roberts[1]

[1] ARC变革性元光学系统卓越中心，墨尔本大学物理学院，维多利亚州3010，澳大利亚

[2] 墨尔本大学物理学院，维多利亚州3010，澳大利亚

[3] 墨尔本大学生物化学与药理学系，维多利亚州3010，澳大利亚

[4] 功能材料与微系统研究组及Mico纳米研究设施，皇家墨尔本理工大学，墨尔本，3001，澳大利亚

[5] ARC变革性元光学系统卓越中心，皇家墨尔本理工大学，墨尔本，3001，澳大利亚

补充信息1：傅里叶变换与角谱

1.1 二维傅里叶变换

考虑一个二维位置空间标量函数 $f(\boldsymbol{\rho})$，其位置坐标为 $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$。其空间频率域表示记为函数 $\tilde{f}(\boldsymbol{u})$，对应的空间频率坐标为 $\boldsymbol{u} = (u_x, u_y)$，可由傅里叶变换给出

$$\tilde{f}(\boldsymbol{u}) = \mathcal{F}\{f(\boldsymbol{\rho})\}(\boldsymbol{u}) \equiv \int f(\boldsymbol{\rho}) e^{-i2\pi \boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{\rho}} d^2\boldsymbol{\rho} = \int f(x,y) e^{-i2\pi(u_x x + u_y y)} dx dy, \quad \text{(SE1)}$$

其中 i 是虚数单位，而 F 是傅里叶变换算子。傅里叶逆变换可从函数的傅里叶变换中恢复原函数，其定义为

$$f(\boldsymbol{\rho}) = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{f}(\boldsymbol{u})\}(\boldsymbol{\rho}) \equiv \int \tilde{f}(\boldsymbol{u}) e^{i2\pi \boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{\rho}} d^2\boldsymbol{u} = \int \tilde{f}(u_x, u_y) e^{i2\pi(u_x x + u_y y)} du_x du_y. \tag{SE2}$$

1.2 标量场的角谱

傅里叶变换形式用于描述均匀介质中标量场的传播。标量场 $\psi(\boldsymbol{\rho},\ z)$ 表示为横向坐标 $\boldsymbol{\rho} = (x,\ y)$ 和纵向坐标 z的函数。我们假设该标量场是亥姆霍兹方程的解

$$(\nabla^2 + 4\pi^2 u_0^2)\psi(\boldsymbol{\rho}, z) = 0, \tag{SE3}$$

其中，$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 为拉普拉斯算子，u_0 为波的空间频率，其值等于振荡频率除以波传播速度。假设光场仅沿$+z$ 方向传播，则当已知 $\psi(\boldsymbol{\rho},\ 0)$ 时，可以确定 $\psi(\boldsymbol{\rho},\ z)$，其中

$$\psi(\boldsymbol{\rho}, z) = \int \tilde{\psi}(\boldsymbol{u}, 0) e^{i2\pi \boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{\rho}} e^{i2\pi u_z(\boldsymbol{u}) z} d^2\boldsymbol{u}, \tag{SE4}$$

其中

$$\tilde{\psi}(\boldsymbol{u}, 0) = \int \psi(\boldsymbol{\rho}, 0) e^{-i2\pi \boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{\rho}} d^2\boldsymbol{\rho}, \tag{SE5}$$

为该光场的角谱，并且

$$u_z(\boldsymbol{u}) = \sqrt{u_0^2 - |\boldsymbol{u}|^2} = \sqrt{u_0^2 - u_x^2 - u_y^2}. \tag{SE6}$$

因此，光场的传播可描述为不同入射角的平面波的叠加。$\tilde{\psi}(\boldsymbol{u}, 0)$称为角谱，因为它对应于沿$\boldsymbol{s} = (u_x/u_0,\ u_y/u_0,\ u_z/u_0)$所指方向传播的平面波的振幅，其中$|\boldsymbol{u}| \le u_0$。对于$|\boldsymbol{u}| > u_0$的情况，光场不再沿$z$方向传播，而是呈指数衰减。

在此框架下，可以描述标量场经薄透射掩模发生的衍射。给定入射场$\psi_{\mathrm{i}}(\boldsymbol{\rho})$和薄掩模$t(\boldsymbol{\rho})$，掩模后紧邻处的透射场$\psi_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{\rho})$由 $\psi_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{\rho}) = t(\boldsymbol{\rho})\psi_{\mathrm{i}}(\boldsymbol{\rho})$.给出。透射掩模后的光场可通过传播$\psi_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{\rho})$来确定。

1.3 电磁场的角谱

电磁场由两个矢量场定义：电场 $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{\rho}, z) = \left(E_x, E_y, E_z\right)$和磁场 $\boldsymbol{H}(\boldsymbol{\rho}, z) = \left(H_x, H_y, H_z\right)$。在均匀介质中，电场和磁场的每个笛卡尔分量都满足亥姆霍兹方程 (SE3)，并且每个分量都可以使用 SE4 进行传播。

电磁场经薄掩模衍射的情况与标量场不同。这是因为要求每个平面波分量都必须垂直于其传播方向。给定入射矢量场 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}}(\boldsymbol{\rho})$和标量透射掩模 $t(\boldsymbol{\rho})$，透射场由 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{\rho}) = t(\boldsymbol{\rho})\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}}(\boldsymbol{\rho})$给出。为满足横波条件，透射场的角谱并非各笛卡尔分量的傅里叶变换，而是[1]

$$\widetilde{\boldsymbol{E}}_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{u}) = \left(\mathbb{I} - \frac{\boldsymbol{u}\boldsymbol{u}}{u_0^2}\right)\mathcal{F}\{t(\boldsymbol{\rho})\boldsymbol{E}_{\mathbf{i}}(\boldsymbol{\rho})\}(\boldsymbol{u}), \tag{SE7}$$

其中 $\mathbb{I}$ 是单位张量。用笛卡尔分量表示，即为

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_{\mathrm{t},x}(\boldsymbol{u}) \\ \tilde{E}_{\mathrm{t},y}(\boldsymbol{u}) \\ \tilde{E}_{\mathrm{t},z}(\boldsymbol{u}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{u_x^2}{u_0^2} & -\frac{u_x u_y}{u_0^2} & -\frac{u_x u_z}{u_0^2} \\ -\frac{u_x u_y}{u_0^2} & 1 - \frac{u_y^2}{u_0^2} & -\frac{u_y u_z}{u_0^2} \\ -\frac{u_x u_z}{u_0^2} & -\frac{u_y u_z}{u_0^2} & 1 - \frac{u_z^2}{u_0^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{F}\{t(\boldsymbol{\rho})E_{\mathrm{i},x}(\boldsymbol{\rho})\}(\boldsymbol{u}) \\ \mathcal{F}\{t(\boldsymbol{\rho})E_{\mathrm{i},y}(\boldsymbol{\rho})\}(\boldsymbol{u}) \\ \mathcal{F}\{t(\boldsymbol{\rho})E_{\mathrm{i},z}(\boldsymbol{\rho})\}(\boldsymbol{u}) \end{pmatrix}. \tag{SE8}$$

因此，对于振幅为 E_0 且具有均匀偏振 $\hat{\boldsymbol{e}}_{\mathrm{in}}$ 的入射平面波（如正文所述），其衍射角谱为

$$\widetilde{\boldsymbol{E}}_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{u}) = E_0\tilde{t}(\boldsymbol{u})\left(\mathbb{I} - \frac{\boldsymbol{u}\boldsymbol{u}}{u_0^2}\right)\hat{\boldsymbol{e}}_{\mathrm{in}}, \tag{SE9}$$

这表明，衍射平面波分量的偏振将与入射偏振不同。然而，对于正文中所假设的小衍射角，$\boldsymbol{uu}/u_0^2$近似为零，此时，构成物体场的衍射平面波将具有与入射偏振相同的偏振。

补充信息 2：强度传递函数的推导

2.1 相位传递函数的计算

强度为 $I_0 \propto |E_0|^2$ 的平面波法向入射照明物体 $t(\boldsymbol{\rho})$，其产生的相干场经过由相干传递函数 $H(\boldsymbol{u})$ 描述的光学系统后，其强度为

$$I(\boldsymbol{\rho}) = I_0 \left| \iint d^2\boldsymbol{u}\, H(\boldsymbol{u}) \exp(i2\pi\boldsymbol{\rho}\cdot\boldsymbol{u}) \iint d^2\boldsymbol{\rho}'\, t(\boldsymbol{\rho}') \exp(-i2\pi\boldsymbol{\rho}'\cdot\boldsymbol{u}) \right|^2. \tag{SE10}$$

展开绝对值的平方：

$$\begin{aligned} I(\boldsymbol{\rho}) = I_0 &\iint d^2\boldsymbol{u}\, H(\boldsymbol{u}) \exp(i2\pi\boldsymbol{\rho}\cdot\boldsymbol{u}) \iint d^2\boldsymbol{\rho}'\, t(\boldsymbol{\rho}') \exp(-i2\pi\boldsymbol{\rho}'\cdot\boldsymbol{u}) \\ &\times \iint d^2\boldsymbol{u}'\, H^*(\boldsymbol{u}') \exp(-i2\pi\boldsymbol{\rho}\cdot\boldsymbol{u}') \iint d^2\boldsymbol{\rho}''\, t^*(\boldsymbol{\rho}'') \exp(i2\pi\boldsymbol{\rho}''\cdot\boldsymbol{u}'). \end{aligned} \tag{SE11}$$

我们采用弱相位近似，其中

$$t(\boldsymbol{\rho}')t^*(\boldsymbol{\rho}'') \approx 1 + i[\phi(\boldsymbol{\rho}') - \phi(\boldsymbol{\rho}'')]. \tag{SE12}$$

我们分别计算这三项，对于第一项

$$\begin{aligned} I_{\mathrm{BG}}(\boldsymbol{\rho}) = I_0 \iint \ldots \iint d^2\boldsymbol{u}\, d^2\boldsymbol{u}'\, d^2\boldsymbol{\rho}' d^2\boldsymbol{\rho}'' H(\boldsymbol{u}) H^*(\boldsymbol{u}') \exp[i2\pi\boldsymbol{\rho}\cdot(\boldsymbol{u}-\boldsymbol{u}')] \\ \times \exp(-i2\pi\boldsymbol{\rho}'\cdot\boldsymbol{u}) \exp(i2\pi\boldsymbol{\rho}''\cdot\boldsymbol{u}'), \end{aligned} \tag{SE13}$$

$$I_{\mathrm{BG}}(\boldsymbol{\rho}) = I_0 |H(0)|^2. \tag{SE14}$$

对于第二项

$$I_{\mathrm{Ph}}(\boldsymbol{\rho}) = iI_0 \iint \ldots \iint d^2\boldsymbol{u}\, d^2\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}}\, d^2\boldsymbol{\rho}' d^2\boldsymbol{\rho}'' H(\boldsymbol{u}) H^*(\boldsymbol{u}-\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}}) \exp(i2\pi\boldsymbol{\rho}\cdot\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}}) \times \exp(-i2\pi\boldsymbol{\rho}'\cdot\boldsymbol{u}) \exp[i2\pi\boldsymbol{\rho}''\cdot(\boldsymbol{u}-\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}})]\,[\phi(\boldsymbol{\rho}')-\phi(\boldsymbol{\rho}'')], \tag{SE15}$$

其中我们将积分变量$\boldsymbol{u}'$ 变换为$\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}} = \boldsymbol{u} - \boldsymbol{u}'$。对$\boldsymbol{u}$ 积分，并利用$\phi(\boldsymbol{\rho})$是实函数这一事实，因此$\tilde{\phi}^*(\boldsymbol{u}) = \tilde{\phi}(-\boldsymbol{u})$

$$I_{\mathrm{Ph}}(\boldsymbol{\rho}) = iI_0 \iint d^2\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}} \exp(i2\pi\boldsymbol{\rho}\cdot\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}})\,[H(\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}})H^*(0) - H(0)H^*(-\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}})]\tilde{\phi}(\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}}). \tag{SE16}$$

因此，我们可以将强度的傅里叶谱写为

$$\tilde{I}(\boldsymbol{u}) = I_0|H(0)|^2\delta^2(\boldsymbol{u}) + H_\phi(\boldsymbol{u})\tilde{\phi}(\boldsymbol{u}), \tag{SE17}$$

其中

$$H_\phi(\boldsymbol{u}) = iI_0[H^*(0)H(\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}}) - H(0)H^*(-\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}})] \tag{SE18}$$

是相位传递函数。

2.2 DPC传递函数的计算

DPC图像由两幅图像 I_+（$\boldsymbol{\rho}$） 和 I_-（$\boldsymbol{\rho}$） 计算得出，这两幅图像分别经过相干传递函数 H_+（$\boldsymbol{u}$） 和 H_-（$\boldsymbol{u}$） 滤波。强度的傅里叶谱之和为

$$\tilde{I}_+(\boldsymbol{u}) + \tilde{I}_-(\boldsymbol{u}) = I_0(|H_+(0)|^2 + |H_-(0)|^2)\delta^2(\boldsymbol{u}) + \left[H_{\phi,+}(\boldsymbol{u}) + H_{\phi,-}(\boldsymbol{u})\right]\tilde{\phi}(\boldsymbol{u}). \tag{SE19}$$

当满足 $H_{\phi,+}(\boldsymbol{u}) = -H_{\phi,-}(\boldsymbol{u})$ 时，图像之和将不包含任何相衬信息。请注意，该条件并不要求相干传递函数 $H_+(\boldsymbol{u})$ 和 $H_-(\boldsymbol{u})$ 互为完美镜像。强度的傅里叶光谱之差为

$$\tilde{I}_+(\boldsymbol{u}) - \tilde{I}_-(\boldsymbol{u}) = I_0(|H_+(0)|^2 - |H_-(0)|^2)\delta^2(\boldsymbol{u}) + \left[H_{\phi,+}(\boldsymbol{u}) - H_{\phi,-}(\boldsymbol{u})\right]\tilde{\phi}(\boldsymbol{u}). \tag{SE20}$$

使用正文中公式 4 计算得到的 DPC强度的傅里叶谱为

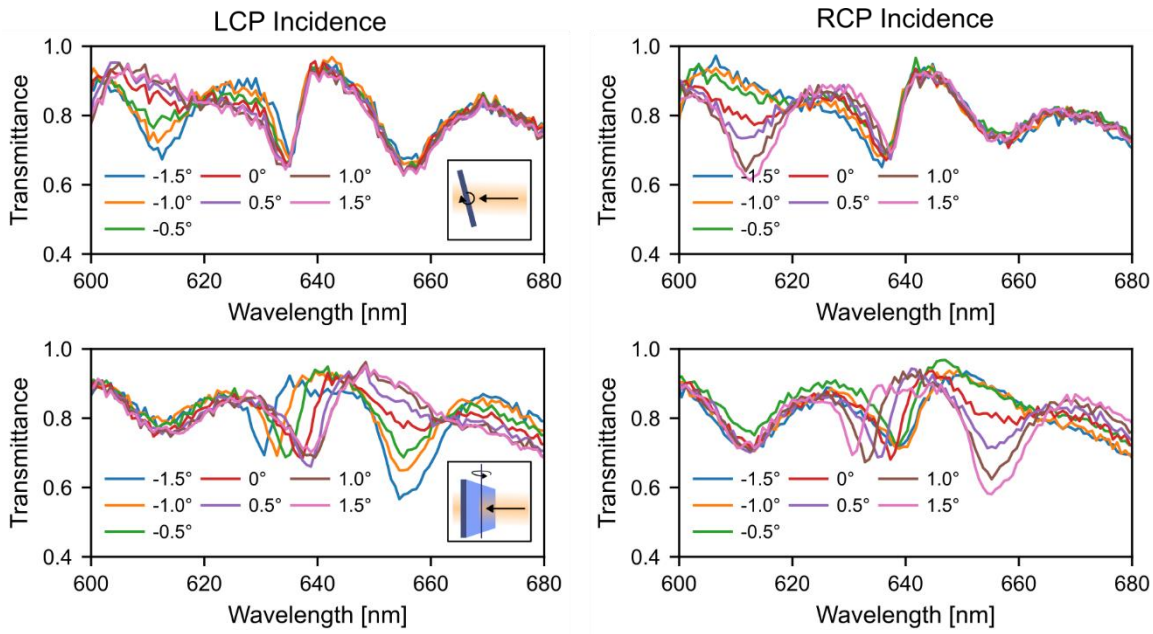
$$\tilde{I}_{\mathrm{DPC}}(\boldsymbol{u}) = \frac{|H_+(0)|^2 - |H_-(0)|^2}{|H_+(0)|^2 + |H_-(0)|^2}\delta^2(\boldsymbol{u}) + \frac{H_{\phi,+}(\boldsymbol{u}) - H_{\phi,-}(\boldsymbol{u})}{|H_+(0)|^2 + |H_-(0)|^2}\tilde{\phi}(\boldsymbol{u}). \tag{SE21}$$

第一项为直流偏置，在相位恢复中没有物理意义，可以忽略；第二项包含相位信息。因此，正文中公式 5 的 DPC传递函数为

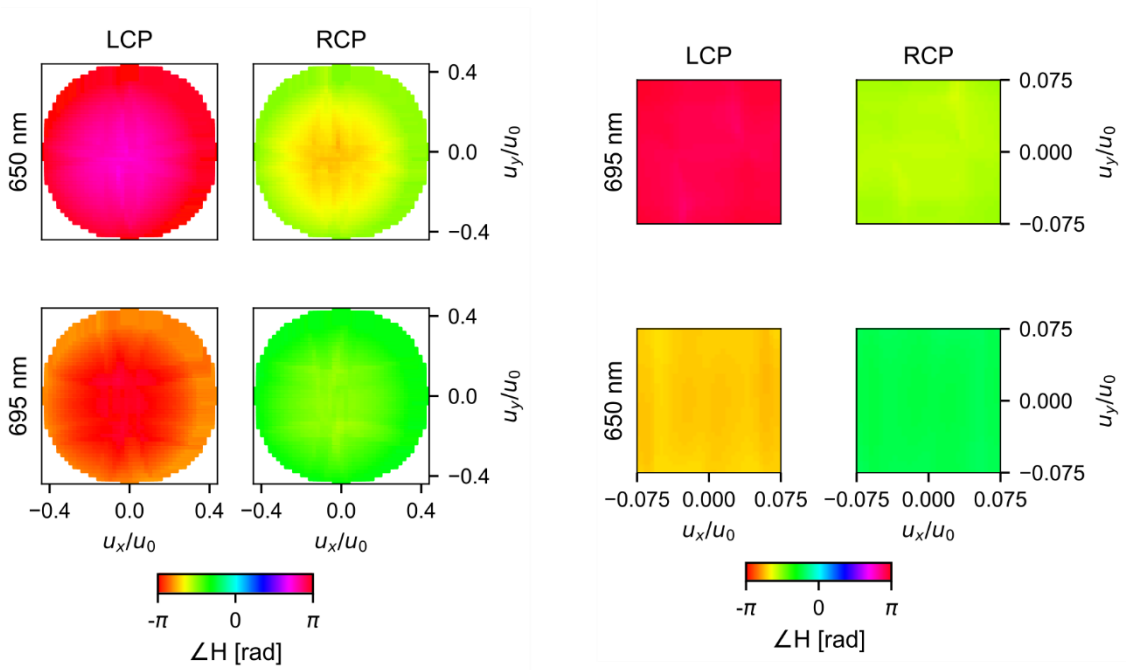
$$H_{\mathrm{DPC}}(\boldsymbol{u}) = \frac{H_{\phi,+}(\boldsymbol{u}) - H_{\phi,-}(\boldsymbol{u})}{|H_{+}(0)|^2 + |H_{-}(0)|^2}. \tag{SE22}$$

Supp补充信息 3：额外的超表征

data



补充图1：左旋圆偏振与右旋圆偏振入射光在不同入射角下的透射光谱测量结果。



补充图 2：数值计算得到的相干传递函数的相位。

Su补充信息 4：校准

SLM

空间光调制器的琼斯矩阵表示为

$$M(\phi) = \begin{pmatrix} e^{i\phi} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{SE23}$$

其中，第一个分量为水平偏振；水平面对应于液晶分子的旋转平面，因此，该分量会产生随电压变化的相移

$$\phi(V) = \frac{2\pi[n_e(V) - n_o](2d)}{\lambda_0}, \tag{SE24}$$

其中，$n_e(V)$为可变的非寻常折射率，n_o 为寻常折射率，d 为液晶层的厚度，λ_0 为真空波长。厚度乘以二，是因为光在反射式空间光调制器中需要在液晶层内往返传播后才能被反射。

输入的对角偏振由琼斯矢量表示

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\1\end{pmatrix},$$

输出偏振为

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}e^{i\phi}\\1\end{pmatrix}.$$

与垂直对角偏振的点积为

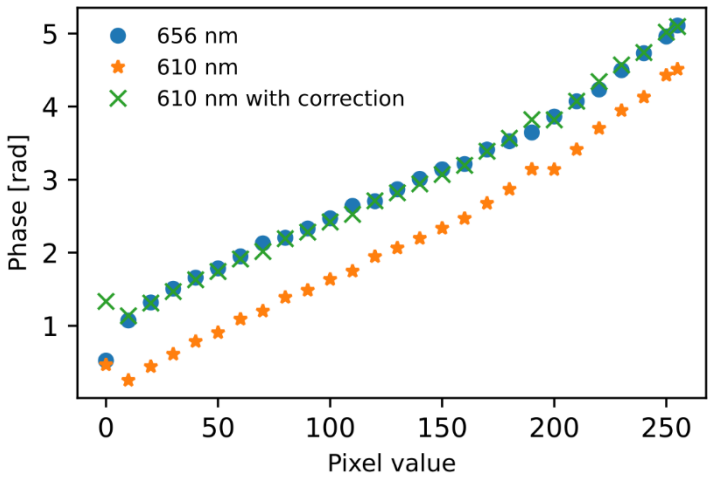
$$\frac{1}{2}\left(e^{i\phi}-1\right).$$

所得强度为其模平方

$$\frac{I(\phi)}{I_0}=\frac{1}{4}\left(e^{i\phi}-1\right)\left(e^{-i\phi}-1\right)=\frac{1}{2}(1-\cos\phi)=\sin^2\frac{\phi}{2}. \quad \text{(SE25)}$$

I_0 测量为所有显示像素值中的最大强度值。利用强度调制测量，我们校准了相位响应。应用相位展开以获得高于 π 的相位值。

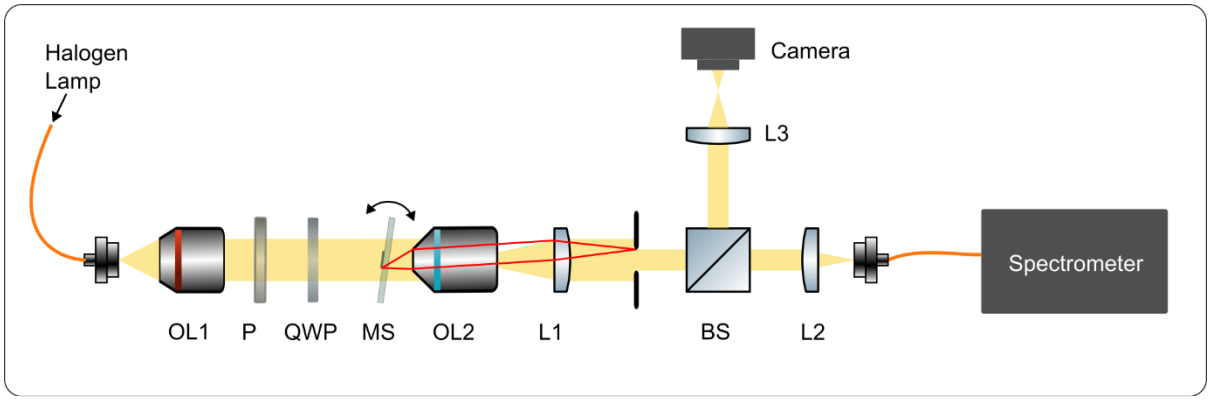
补充图3展示了使用两种不同波长时，空间光调制器（SLM）上显示的不同像素值所对应的测量相位。相位响应在取值范围的中间部分最为线性。可以看出，610 nm 对应曲线的斜率略大于 656 nm，这表明 610 nm 的光产生的相移更强。根据正文公式 2 应用波长校正因子并加上恒定偏移量后，610 nm 下校正后的相位值与 656 nm 下的相位值吻合良好。



补充图3：空间光调制器相位校准曲线。

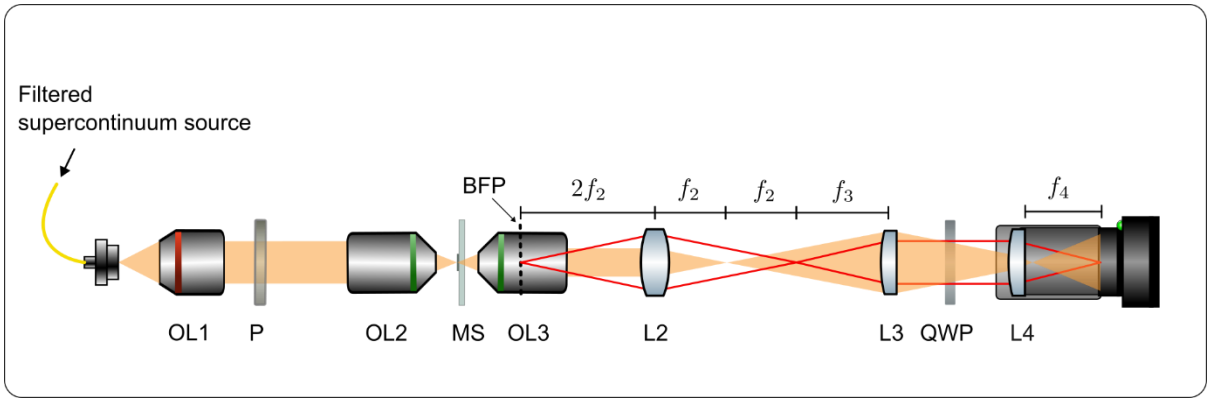
补充信息5：光学装置描述

光谱测量装置如补充图 4 所示。OceanOptics HL-2000-HP 卤素灯的光纤耦合输出经 Olympus UPlanF 4x 0.13NA 物镜（OL1）准直，产生直径约为 1 cm 的光束。在照射超表面之前，放置一片 Thorlabs LPVISE100-A 线偏振片（LP）和一片 Thorlabs AQWP10M-580 消色差四分之一波片（QWP），并将 QWP 的快轴相对于 LP 的偏振轴定向于 45^{o}，以产生圆偏振光。随后，圆偏振光照射样品；样品安装在旋转台上，以测量不同入射角下的光谱。样品后方使用一支工作距离较长（11 mm）的 50x Nikon CFI60 TU Plan 0.55NA 物镜（OL2）放大超表面区域；较长的工作距离是为了允许样品旋转。放置一片焦距为 50 mm 的 Thorlabs LA1131-A 透镜（L1），以准直物镜收集的光。样品的像被共轭成像到光阑上，以限制后续收集的光仅包含透过超表面的部分。随后，Thorlabs CM1BS013 非偏振分光立方体（BS）将光等分为两路：一路的光经（L3）成像到 Thorlabs DCC1545M CMOS 相机上，用于样品对准；另一路的光则通过多模光纤（ThorLabs M14L10）耦合至 OceanOptics HR2000+ ES 可见光光谱仪，耦合时使用 L1。



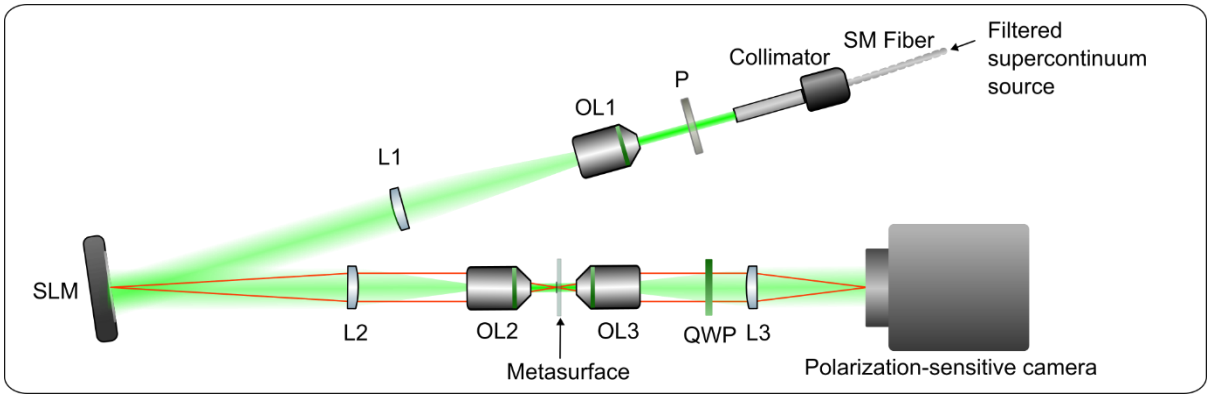
补充图 4：光谱测量装置示意图。

补充图 5展示了后焦平面成像装置的示意图。光通过单模光纤耦合，并使用奥林巴斯4×0.1 NA物镜（OL1）进行准直。放置偏振片（P，Thorlabs LPVIS050-MP2），将入射偏振设置为线偏振。准直光束照射物镜（OL2，Olympus Plan 20× 0.4NA物镜）的后孔径，在超表面上形成焦斑。光通过超表面后，由成像物镜（OL3，Olympus Plan 20× 0.4NA物镜）收集。随后，使用一系列透镜（L2、L3和L4）将成像物镜的后焦平面中继成像到偏振敏感相机（Thorlabs CS505MUP1）。L2为焦距125 mm的双凸透镜（Thorlabs LB1106-B），L3为焦距100 mm的平凸透镜（Thorlabs LA1509-A），L4为焦距75 mm的平凸透镜（Thorlabs LA1608-A）。使用四分之一波片（QWP，Thorlabs AHWP10M-580），使偏振敏感相机能够区分圆偏振，而非线偏振。鉴于聚光镜出射光锥的数值孔径大于或等于成像物镜的数值孔径，相机中看到的光阑对应于成像物镜的数值孔径。利用这一点，可将采集图像中的像素位置与入射方向相关联，其中法向入射对应于光阑中心。通过以小步长扫描照明波长，我们观察了角度响应的演变，以确定所需传递函数出现的波长。



补充图 5：后焦平面成像装置示意图。

补充图6展示了用于演示相位成像的装置示意图。来自光纤耦合滤波超连续谱激光器（NKT Photonics SuperK Compact，配备SuperK Select声光可调滤波器）输出准直器的光束，经OL1（Olympus Plan 20× 0.4NA物镜）和L1（Thorlabs LA1986-B）扩束后，照射空间光调制器（SLM）的有效区域（Holoeye Pluto 2纯相位空间光调制器）。P为线偏振片（Thorlabs LPVIS050- MP2），用于将偏振设置为水平偏振。空间光调制器由水平偏振光照明，从而在不改变输出偏振态的情况下实现纯相位调制。空间光调制器安装在双轴旋转台上，用于控制俯仰角，以调节光束入射到装置下游超表面的入射角。由L2（Thorlabs LA1433-B）和OL2（Olympus Plan 20× 0.4NA物镜）组成的第二透镜系统，随后将空间光调制器反射的光场缩小成像到超表面上。该图像随后作为物体。光通过超表面后，OL3（Nikon TU Plan ELWD 20× 0.4NA物镜）收集处理后的图像，L3（Thorlabs LA1433-A）进行成像。在L3前放置四分之一波片（QWP）（Thorlabs AHWP10M-580），其快轴相对于x-轴的方向为$45°$，从而将光的圆偏振分量转换为水平偏振和线偏振，以便由偏振敏感相机进行分析。



补充图6：相位成像测试平台示意图。

参考文献

1. Song, C., He, J. & Yuan, G. 用于计算任意电磁场衍射的通用全矢量角谱法。《*J. Phys. Photonics*》**7**, 045021（2025）。