

双通道偏振复用可擦除介质型全息超表面

刘亮¹, 周绍林^{1*}, 全海洋², 刘俊伯², 王建², 胡松^{2**}¹华南理工大学微电子学院, 广东 广州 511442;²中国科学院光电技术研究所, 四川 成都 610207

摘要 为进一步增强加密或存储器件的实用性与安全性,设计并实现了一种多通道偏振复用的相变全息超表面,通过在多通道全息超表面设计中引入相变介质,实现了动态的可擦除功能。当耦合相变介质层处于非晶态时,所构造的编码超表面可以产生两个独立成像的全息通道。当相变介质变为晶态时,决定相位调控的交叉偏振被关闭,对应的相位编码“被擦除”。

关键词 全息; 超表面全息; 相变介质; 双通道复用全息; 几何相位

中图分类号 O436 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/CJL230730

1 引言

传统的光学器件通过折射率差或曲面变形来操控光波,但是体积庞大,难以适应高度集成的发展趋势要求。近十年来,超材料因对光波的灵活调控而受到关注,尤其当超材料被压缩到亚波长尺度形成平面或二维结构时,会出现超薄而紧凑的超表面器件,进而促进光子器件向集成化、微型化方向发展。当前,在众多超表面应用中,相位调控型超表面因功能多样性特点而被广泛应用于从可见光到红外、太赫兹等电磁段,例如平面超透镜^[1-2]、平面超构全息^[3-5]、涡旋光^[6-8]等。以全息相位为例,传统的全息模式是通过将不同深度的图案蚀刻在透明衬底上获得计算全息图(CGHS)。显然,在像素尺度上任意调控相位可以使超表面能够更加高效并灵活自如地实现全息图。2015年,Zheng等^[9]利用纳米砖结构单元进行几何相位控制,首次在可见光范围内以80%的效率实现了单通道超表面全息图。Xie等^[10]在金属-介质-金属(MIM)装置中使用金属纳米砖,在红外范围内展示了宽带的几何相位超表面全息图。此外,研究者基于超表面与不同偏振分量的各向异性相互作用,设计出多通道复用型超表面,充分挖掘了超表面在光学信息加密、数字水印或防伪等应用中的潜力^[11-14]。例如:Li等^[15]通过将双通道螺旋多路全息图与纳米印迹合并,展示了一种三通道超表面;后续研究者将波长无关的几何相位和迂回相位相结合,构造了多自由度复振幅矢量全息图^[16-18]。

然而,大多数超表面是无源的,在许多情况下无法

实现主动或可重构控制。本文利用具有非易失性的硫系化合物^[19-23]相变合金GeSbSeTe^[24-25](GSST)构造超构单元,实现了具有可擦除功能的多通道全息超表面。当圆偏振光入射时,由于特定的预设相位编码,非晶态GSST椭圆介质柱可实现逐像素的局域各向异性相位调控,进而完成整个全息相位采样编码,并得到与入射偏振相关的远场全息像。一旦GSST发生从非晶态到晶态的相变,晶态GSST圆柱的相位编码失效,全息相位与全息像被擦除。所提出的具有可擦除功能的偏振复用全息超表面引入了新的动态调节自由度,在光学防伪、加密等领域中具有潜在的应用^[15]。类似地,除了消除原有全息相位分布以外,该全息超表面也可以实现其他透镜相位分布的可擦除,在可变焦透镜中有很好的应用前景^[26]。

2 双通道独立相位调控编码

本质上,双通道独立相位调控编码主要是利用各向异性调控单元,实现光波电磁场的各向异性相位调控,一般涉及基于超构单元的几何相位调控机制^[27-30]。典型的各向异性超构单元结构包括矩形纳米砖或者椭圆柱,即在单元结构的主轴或副轴方向上,由于不同的偏振态对应不同的等效介质折射率,因此可实现各向异性相位调控。

所设计的超表面的全局坐标系为 xoy ,如图1所示,而各向异性超构单元的局域坐标系为 uov , uov 坐标系相对 xoy 坐标系有任意旋转角 θ (即两个坐标系之间的夹角)。在平面波入射下,输出光场调控可表示为

收稿日期: 2023-04-17; 修回日期: 2023-06-16; 录用日期: 2023-07-18; 网络首发日期: 2023-07-28

基金项目: 广东省自然科学基金(2022A1515010872)、广州市基础与应用基础研究(202201010110)

通信作者: *eeslzhou@scut.edu.cn; **husong@ioe.ac.cn

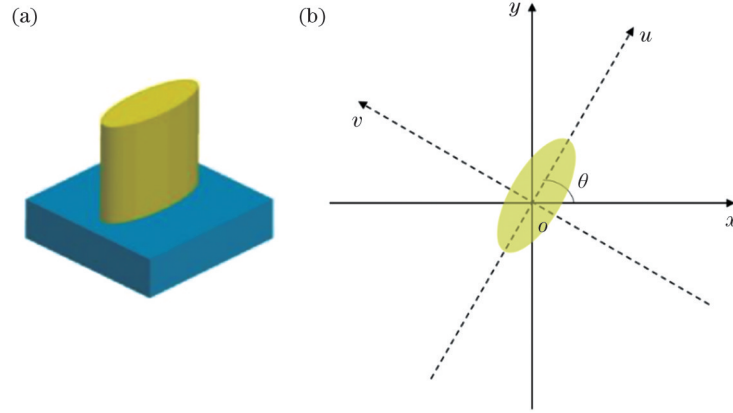


图 1 超构单元相位调制模型。(a)椭圆柱各向异性相位调控单元;(b)全局坐标系与局域坐标系

Fig. 1 Phase modulation model of allosteric unit. (a) Elliptic cylindrical anisotropic unit for phase modulation; (b) global coordinate system and local coordinate system

$$\begin{bmatrix} E_{x_{out}} \\ E_{y_{out}} \end{bmatrix} = J_{\theta} \begin{bmatrix} E_{x_{in}} \\ E_{y_{in}} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中: $E_{x_{in}}$ 和 $E_{y_{in}}$ 分别表示入射光在 x 和 y 方向的入射偏振分量; $E_{x_{out}}$ 和 $E_{y_{out}}$ 分别表示出射光在 x 和 y 方向的偏振分量; J_{θ} 为表征光场调控的琼斯矩阵^[26], 即

$$J_{\theta} = \begin{bmatrix} T_u \cos^2 \theta + T_v \sin^2 \theta & (T_u - T_v) \sin \theta \cos \theta \\ (T_u - T_v) \sin \theta \cos \theta & T_u \sin^2 \theta + T_v \cos^2 \theta \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中: T_u 和 T_v 为局域坐标系两个主轴方向的复振幅透射系数。显然, 在 x 轴方向的线偏振分量入射并经过各向异性结构后, 除了 x 方向的偏振出射分量外, 还有 y 方向的正交偏振分量, 振幅表示为 $(T_u - T_v) \sin \theta \cos \theta$ 。同样, y 方向入射偏振分量产生了振幅同为 $(T_u - T_v) \sin \theta \cos \theta$ 的 x 偏振输出分量, 且正交偏振分量的振幅与结构的转角相关。

进一步, 当圆偏振光(即同时含有 x 、 y 偏振分量)入射时, 输出光在全局坐标系中的电场分量^[26]可直接表示为

$$\begin{bmatrix} E_{x_{out}} \\ E_{y_{out}} \end{bmatrix} = \frac{J_{\theta}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i\sigma \end{bmatrix} = \frac{1}{2\sqrt{2}} (T_u + T_v) \begin{bmatrix} 1 \\ i\sigma \end{bmatrix} + \frac{1}{2\sqrt{2}} (T_u - T_v) e^{2i\sigma\theta} \begin{bmatrix} 1 \\ -i\sigma \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中: σ 为 ± 1 , 表示左旋或者右旋圆偏振光。可以看出, 在圆偏振光入射条件下, 各向异性结构在两个主轴方向上的振幅透射系数不一样。式(3)除了包含共极化出射分量 $(T_u + T_v)/2\sqrt{2}$ 外, 还包含一个与超构单元转角有关的交叉偏振分量 $(T_u - T_v)e^{2i\sigma\theta}/2\sqrt{2}$ 。其中, 这个 $2\sigma\theta$ 就是几何相位, 为各向异性单元转角的 2 倍。为了充分优化几何相位, 应当使共极化分量极小。将共极化部分 $T_u + T_v$ 表示为 $t_u e^{i\phi_u} + t_v e^{i\phi_v}$, 其中相差 ϕ_u 和 ϕ_v 表示单元结构沿主、副轴方向的相位延迟(或相位调制系数), 主要由传输相位决定, t_u 和 t_v 表示对应的振幅衰减系数。显然, 当 ϕ_u 和 ϕ_v 相差 π 且 $t_u \approx$

$t_v \approx 1$ 时, 共极化部分几乎为零, 交叉极化达到最大, 这也成为本文几何相位优化的主要出发点。

这里共极化部分的相位主要决定于传输相位, 构造传输相位型超表面^[31-34]也是众多研究工作的出发点, 因为传输相位调控一般具有明显的光学效率优势。相位延迟(φ)主要决定于传输路径, 在设计中往往增加器件的厚度, 这容易造成器件庞大, 不便于微型集成化应用。因此, 本文中的传输相位仅仅作为与偏振无关的部分相位进行设计。

针对图 1 所示的超构单元相位调制模型, 在圆偏振光入射下, 出射交叉偏振分量中的相位调控由两部分组成: 几何相位 $2\sigma\theta$ 和由单元高度决定的传输相位项。即此时总相位延迟可表示为

$$\phi_L(x, y) = \phi_u(x, y) + 2\theta(x, y), \quad (4)$$

$$\phi_R(x, y) = \phi_u(x, y) - 2\theta(x, y), \quad (5)$$

式中: $\phi_L(x, y)$ 和 $\phi_R(x, y)$ 表示输出的左旋和右旋圆偏振态相位; $\phi_u(x, y)$ 表示 $T_u - T_v$ 中的传输相位。式(2)、(3)也可以用 $\phi_v(x, y)$ 表示, 且交叉偏振时需满足 $\phi_u(x, y)$ 和 $\phi_v(x, y)$ 相差 π 。综上所述, 在圆偏振光入射下, 出射光场相位延迟包括传输相位与几何相位两部分。当超构单元的旋转角改变时, 几何相位部分产生正负两种调控模式, 传输相位部分保持不变, 进而导致两个偏振通道产生独立的相位编码。

3 双通道可擦除相位编码

3.1 可擦除双通道全息相位设计

根据上述原理, 右旋和左旋偏振入射分量产生相反的几何相位, 进而可完成 xoy 面内的不同偏振分量下的超表面相位分布编码调控。本文以“RCP”和“LCP”为例, 设计说明圆偏振光入射下的双通道远场全息成像过程。根据上述双通道相位编码原理, 可将实现的“RCP”“LCP”图案对应的近场全息相位分别编码为

$$\varphi_1(x, y) = \phi(x, y) + \theta(x, y), \quad (6)$$

$$\varphi_2(x, y) = \phi(x, y) - \theta(x, y), \quad (7)$$

式中： $\phi(x, y)$ 为传输相位； $\theta(x, y)$ 为几何相位。这里左旋圆偏振光入射时对应的全息像为“RCP”，右旋圆偏振光入射时对应的远场全息像为“LCP”，进一步得到所需的传输相位与几何相位编码：

$$\phi(x, y) = \frac{\varphi_1(x, y) + \varphi_2(x, y)}{2}, \quad (8)$$

$$\theta(x, y) = \frac{\varphi_1(x, y) - \varphi_2(x, y)}{2}. \quad (9)$$

为了实现上述传输相位与几何相位采样，本文采用图 2 所示的 GSST 椭圆柱超构单元，中心工作波长为 $1.55 \mu\text{m}$ ，椭圆柱单元周期为 800 nm ，高为 800 nm ，底层为 SiO_2 衬底，衬底厚度为 100 nm 。通过改变椭圆柱的长短轴，可在主、副轴两个方向完成各向异性的局域相位调控，进而实现逐像素的相位采样编码。

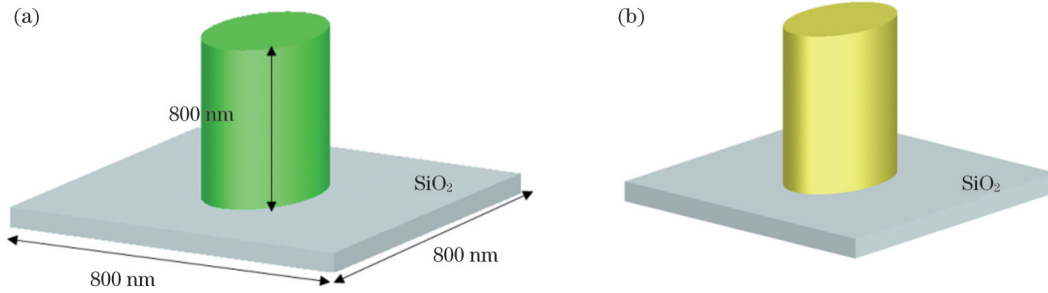


图 2 椭圆柱单元示意图。(a)非晶态 GSST 椭圆柱单元；(b)晶态 GSST 椭圆柱单元

Fig. 2 Schematics of Elliptical pillar units. (a) Elliptical pillar unit of amorphous GSST ; (b) elliptical pillar unit of crystalline GSST

特别地，如图 3 所示，本次利用硫系化合物相变介质 GSST 构建椭圆柱阵列超表面，实现双通道可擦除全息相位编码。当 GSST 为非晶态时，图 3(a)表示正常的全息相位编码与远场全息成像示意图；当 GSST 发生相变，由非晶态变为晶态时，长短轴偏振分量的传输相位关系发生改变，交叉极化大幅减弱，非晶态时的

几何相位与传输编码失效。因此，在晶态下，无论是右旋圆偏振(RCP)光还是左旋圆偏振(LCP)光入射，两个通道的远场全息像均消失，实现了全息相位擦除，如图 3(b)所示。这种可擦除功能的引入使得多路复用超表面全息具有更高的编码自由度，提高了光学防伪和加密等的安全级别。

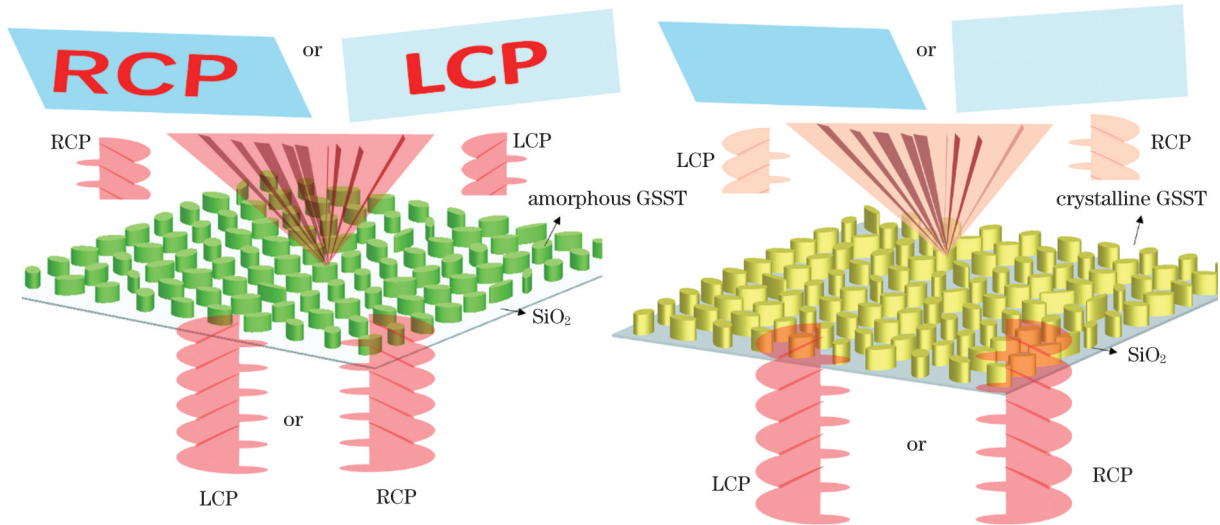


图 3 双通道可擦除全息成像示意图。(a)GSST 为非晶态；(b)GSST 为晶态

Fig. 3 Schemisc of dual-channel erasable holographic imaging. (a) Amorphous GSST ; (b) crystalline GSST

3.2 可擦除双通道抛物线相位

利用上述双通道全息相位编码方法，可实现任意相位或波前调控。类似地，还可以实现抛物线相位的擦除控制，即超透镜开关。作为最典型的应用之一，超透镜相位满足

$$\Phi(x, y) = \pm \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{f^2 + x^2 + y^2} - |f| \right), \quad (10)$$

式中： f 为透镜焦点； λ 为波长；+表示凹透镜；-表示凸透镜。基于类似原理，在圆偏振光入射下，前述的各向异性椭圆柱结构通过几何相位和传输相位混合

编码,根据式(8)~(10)可以产生两个焦点位置不同的抛物线相位,即实现一种双通道偏振独立的双焦点透镜,左旋圆偏振态和右旋圆偏振态下的焦点不同。

与全息相位的擦除原理相似,当GSST发生相变时,抛物线相位编码失效或对应的几何相位交叉极化分量的透射率极低。其中,所采用的GSST椭圆纳米柱与图2一致,图4是GSST在两种状态下的折射率和消光系数。在近红外波段(900~1600 nm):非晶态GSST的折射率较低,消光系数几乎为0(定义为器件的开启状态,即正常工作状态);当GSST处于晶态时,其折射率与消光系数均大幅增加,进而介质匹配条件改变,原来沿主、副轴的偏振分量的相位差不再恒定为 π ,各向异性相位调控失效,决定几何相位编码的交叉偏振分量几乎完全衰减。

4 仿真结果与分析

4.1 可擦除双通道远场全息像

为了验证第3节所述的双通道相位调控,首先利用图2、3所示模型,基于有限时域差分(FDTD)进行了数值模拟。首先,通过仿真扫描GSST椭圆柱非晶

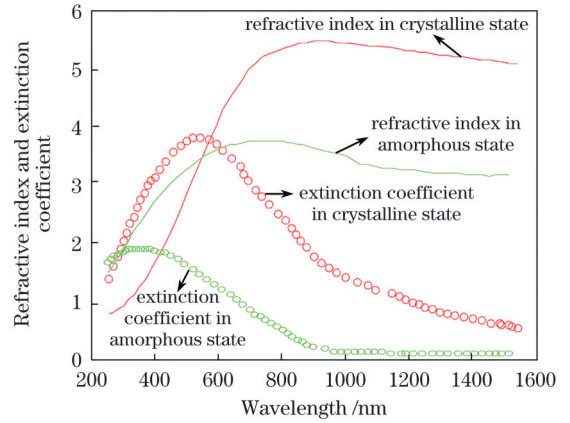


图4 GSST在晶态和非晶态下的折射率和消光系数
Fig. 4 Refractive indexes and extinction coefficients of GSST in crystalline and amorphous states

态,分别获得 x 偏振与 y 偏振下的相位编码,进而得到对应的相位编码分布的索引图,如图5(a)、(b)所示;当椭圆柱相变为晶态时,对应的相位分布发生变化,因此基于非晶态相位图的相位编码将发生变化,甚至晶态时无法得到覆盖 $[0, 2\pi]$ 的完整相位分布,如图5(c)、(d)所示,这在一定程度上证明了原始相位编码“被擦除”的效果。

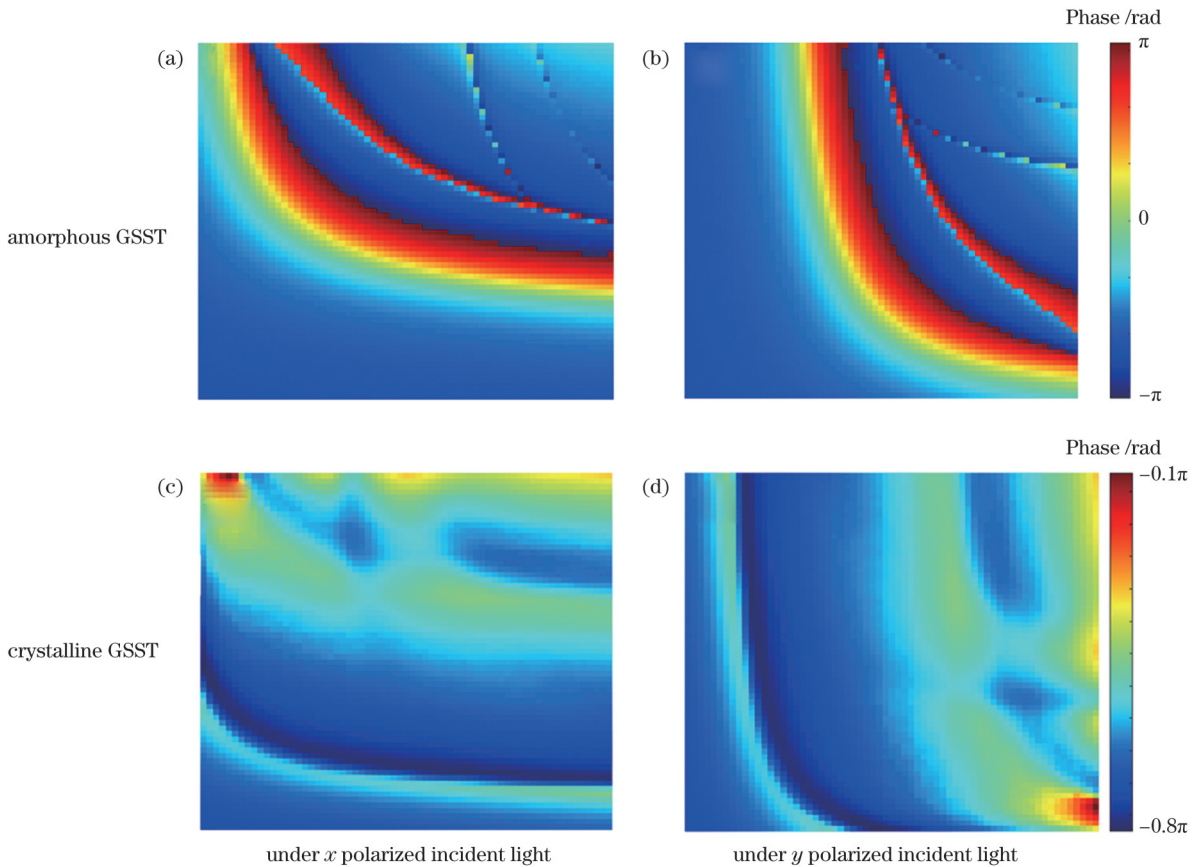


图5 相位编码图
Fig. 5 Phase-coded maps

椭圆柱结构参数的设计或赋值过程是相位图的索引过程。图5提供了完整的相位索引,即椭圆子

参数与对应的相位编码之间存在既定的对应关系。根据所需编码的相位分布,即近场全息相位分布,可

逐一搜索编码索引图,进而得到任意局域全息相位对应的椭圆柱子结构参数。其中,需要按照式(9)、(10),将超表面在左旋、右旋入射光下拟实现的相位分布编码,转为对应的几何相位、传输相位编码,再搜索图 5(a)、(b)所示的相位图,就可以获得该传输相位、几何相位分布下的椭圆柱阵列的长短轴参数分布。

为了提高索引编码效率,且不损失相位编码精度,我们采用 36 阶相位作为近似全息相位编码,即从图 5 所示的相位图中筛选出所需要的 36 个椭圆柱结构,实现 36 阶离散相位编码采样。在筛选过程中,为了保证交叉偏振效率,须保证 x 、 y 两个方向的相位相差 π ,并且 x 方向可实现 36 级的线性相位递增。在本文结构设计中, y 轴方向的相位延迟比 x 方向大 π ,且 x 方向的相位延迟为图 6 所示的相位分布。如图 6 所示,最终优化的结构交叉极化透射率(T_{cross})在 0.65 以上,共极化的透射率(T_{co})几乎为 0,满足第 3 节的设计要求。

为了得到 xoy 平面内“LCP”“RCP”两幅图的近场

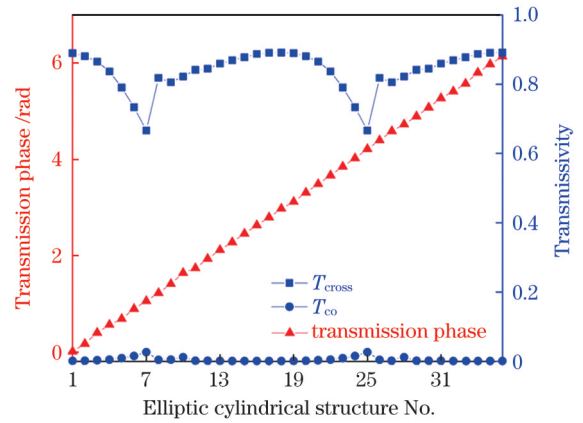


图 6 36 个椭圆柱结构的传输相位以及对应的交叉极化和共极化的透射率

Fig. 6 Transmission phases of 36 elliptical cylindrical structures and corresponding cross polarization and co-polarization transmissivity values

全息相位分布,直接采用 GS 算法进行傅里叶逆变换递归,本文采用的像素点数为 100×100 ,在 $[0, 2\pi]$ 范围内进行归一化后的全息相位编码如图 7 所示。

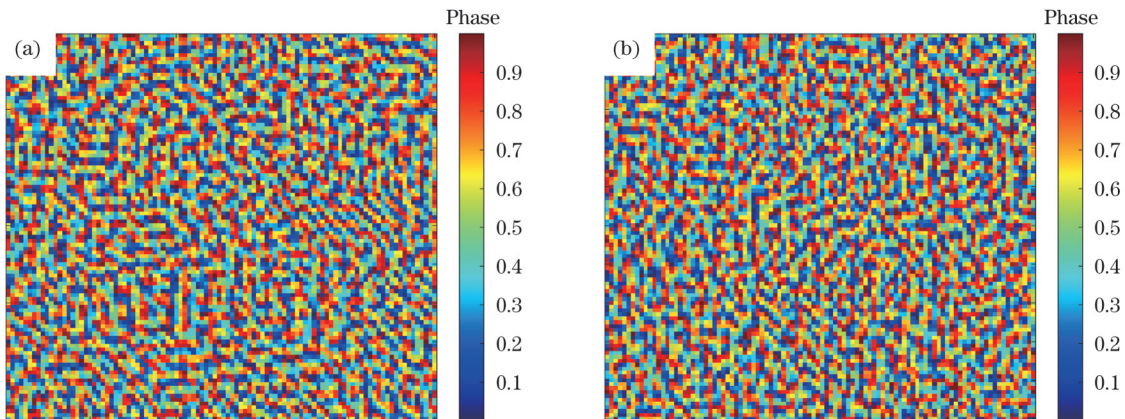


图 7 归一化近场全息相位。(a)“LCP”图案;(b)“RCP”图案

Fig. 7 Normalized near-field holographic phases. (a) “LCP” pattern; (b) “RCP” pattern

利用图 7 所示的全息相位分布,通过前述索引过程,得到了该全息相位编码对应的椭圆柱子阵列。为了验证

远场全息像效果,本文进一步利用 FDTD 仿真计算远场的全息像效果,所构造的介质超表面模型如图 8 所示。

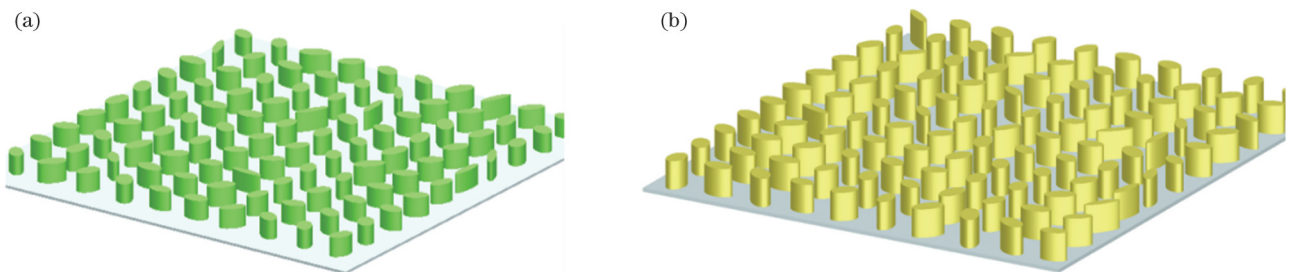


图 8 构建的全息超表面示意图。(a)非晶态 GSST;(b)晶态 GSST

Fig. 8 Schematics of constructed holographic metasurfaces. (a) Amorphous GSST; (b) crystalline GSST

远场全息像仿真结果如图 9 所示,该结果是距离超表面器件表面 1 m 处的远场全息成像仿真结果。显然,如图 9(a)、(b)所示,所构造的编码超表面

可以产生两个独立成像的全息通道。当整个 GSST 超表面变为晶态时,如图 9(c)、(d)所示,原来透过表面的近场全息相位编码被擦除,两个独立的远场

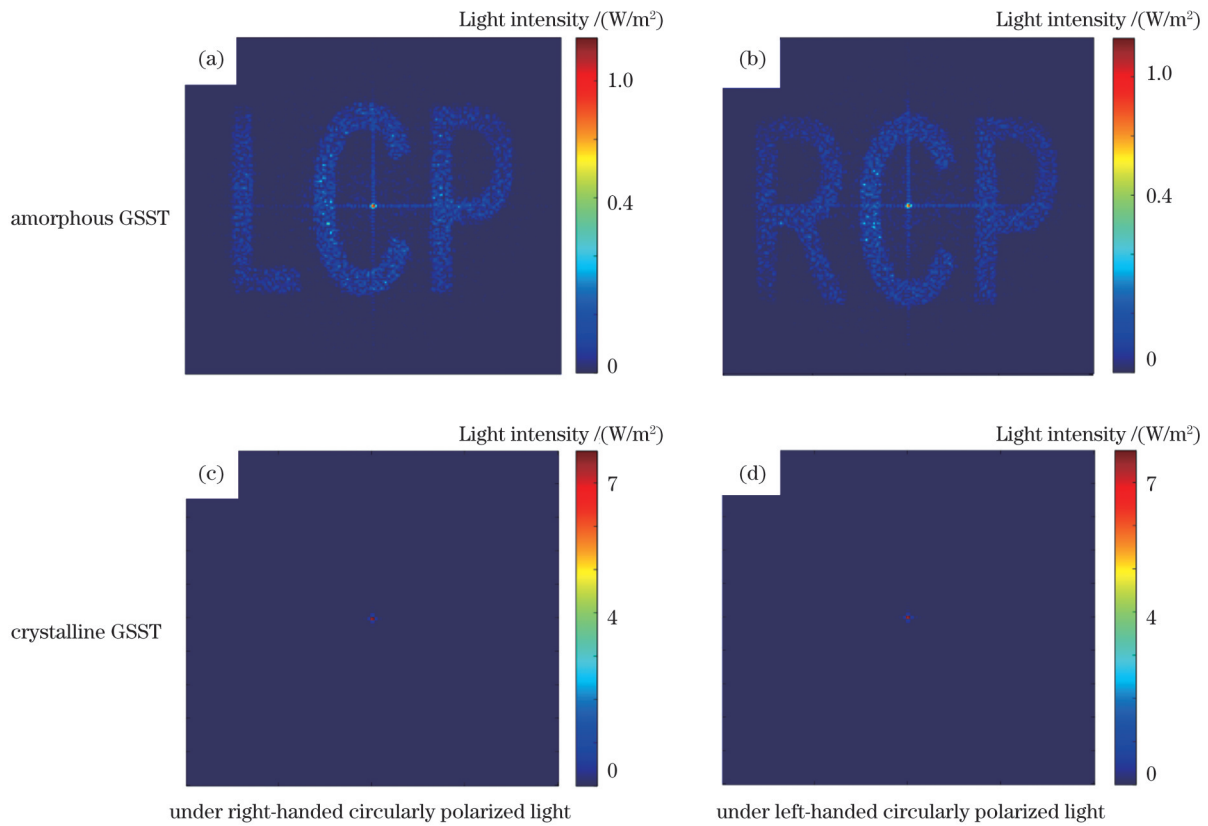


图 9 远场全息像仿真结果

Fig. 9 Simulation results of far-field holographic imaging

全息像均消失。图 9 很好验证了双通道可擦除全息相位。

4.2 双通道双焦点超构透镜仿真

采用图 2 所示的椭圆柱单元及类似的 36 阶相位采

样与相位编码过程,验证第 3.2 节所述的可擦除抛物线相位。首先,根据式(10)所示的抛物线相位编码,准备实现的两个偏振通道下焦距分别为 $25\ \mu\text{m}$ 和 $30\ \mu\text{m}$ 的抛物线相位分布如图 10 所示。

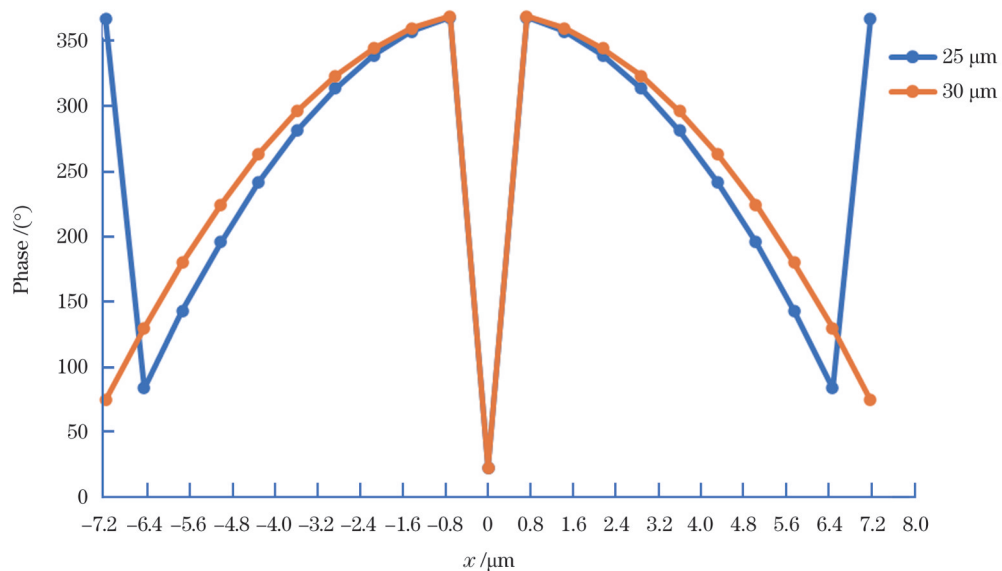


图 10 焦距为 $25\ \mu\text{m}$ 和 $30\ \mu\text{m}$ 的双通道抛物线相位分布

Fig. 10 Dual-channel parabolic phase distributions with focal lengths of $25\ \mu\text{m}$ and $30\ \mu\text{m}$

基于前述编码过程,可实现抛物线相位编码的超构透镜或椭圆柱子阵列如图 11 所示。同样,为了仿真验证其成像效果,进行了基于 FDTD 的近场数值仿

真,结果图 12 所示。

显然,当 GSST 椭圆柱处于非晶态时,右旋圆偏振光入射通道聚焦在 $22\ \mu\text{m}$ 处,左旋圆偏振光入射通道

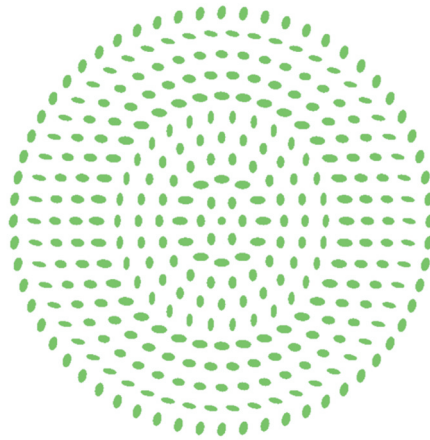


图 11 双焦点透镜的二维圆盘结构

Fig. 11 Two-dimensional disk structure of bifocal lens

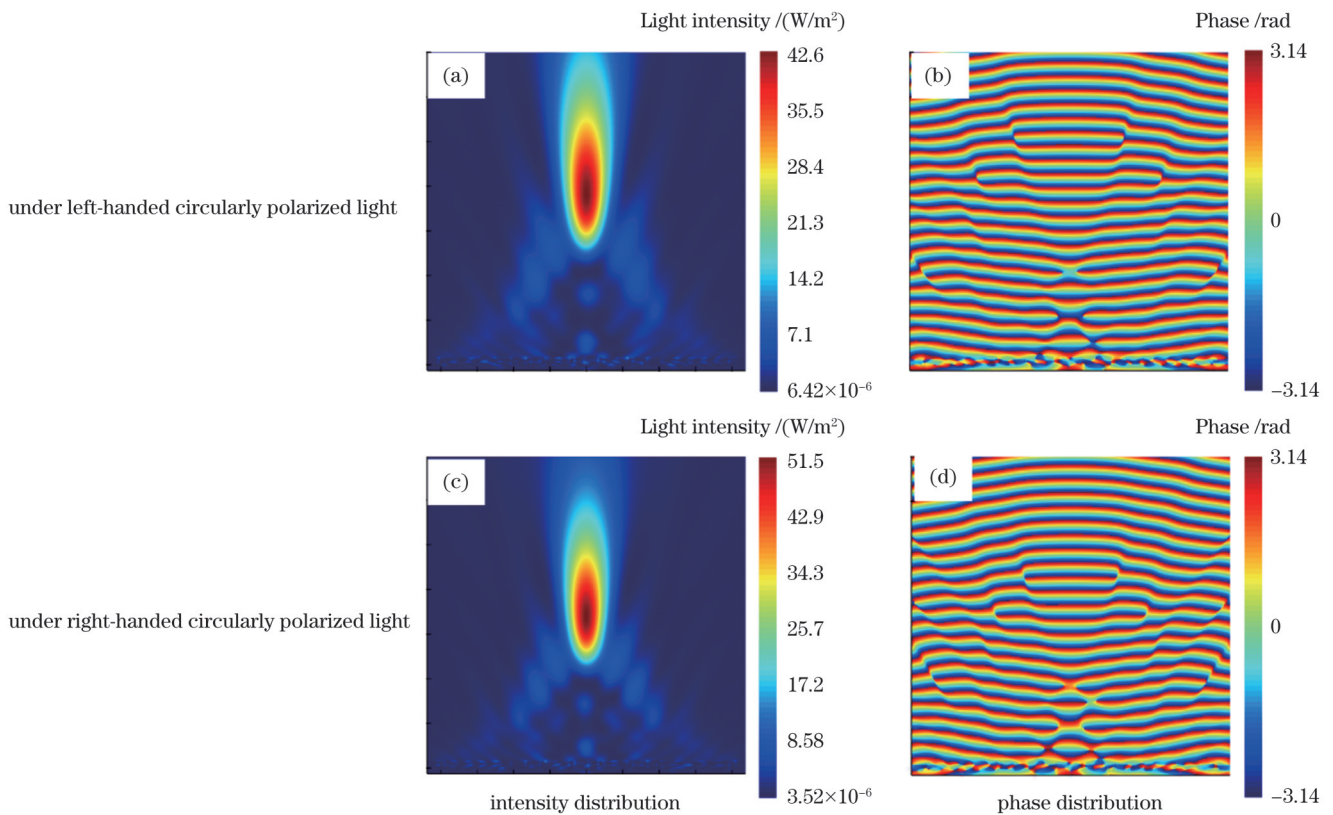


图 12 非晶态 GSST 超构透镜的光强度分布与对应的相位分布

Fig. 12 Intensity and corresponding phase distributions of amorphous-GSST superlens

聚焦在 $26 \mu\text{m}$ 处, 略大于设计中的 $25 \mu\text{m}$ 和 $30 \mu\text{m}$, 这是由于仿真环境中的实际等效介质折射率大于理想相位设计中的空气折射率。

当 GSST 为晶态时, 无论是左旋还是右旋圆偏振光入射, x 、 y 方向的偏振分量相位差不再是 π , 交叉极化几乎失效, 对应的抛物线相位编码得到保留, 但透过强度分量极小, 几乎被擦除, 如图 13 所示。可见, 上述采用 GSST 椭圆柱构建的相变介质超表面较好地引入了动态调节功能, 得到了本文所述的双通道可擦除全息相位与抛物线相位。

5 结 论

利用几何相位和传输相位相结合的方式, 设计并实现了双通道偏振复用的介质型全息相位超表面。当所采用的 GSST 椭圆介质柱为非晶态时, 在左旋圆偏振光和右旋圆偏振光入射下可以得到不同的全息相位编码与远场全息像。当 GSST 为晶态时, 全息相位与全息像消失, 即被“擦除”。基于类似的机理还实现了可擦除的双焦点超构透镜。最后, 在数值仿真实验中, 通过 36 阶传输相位采样, 对全息相位或抛物线相位编

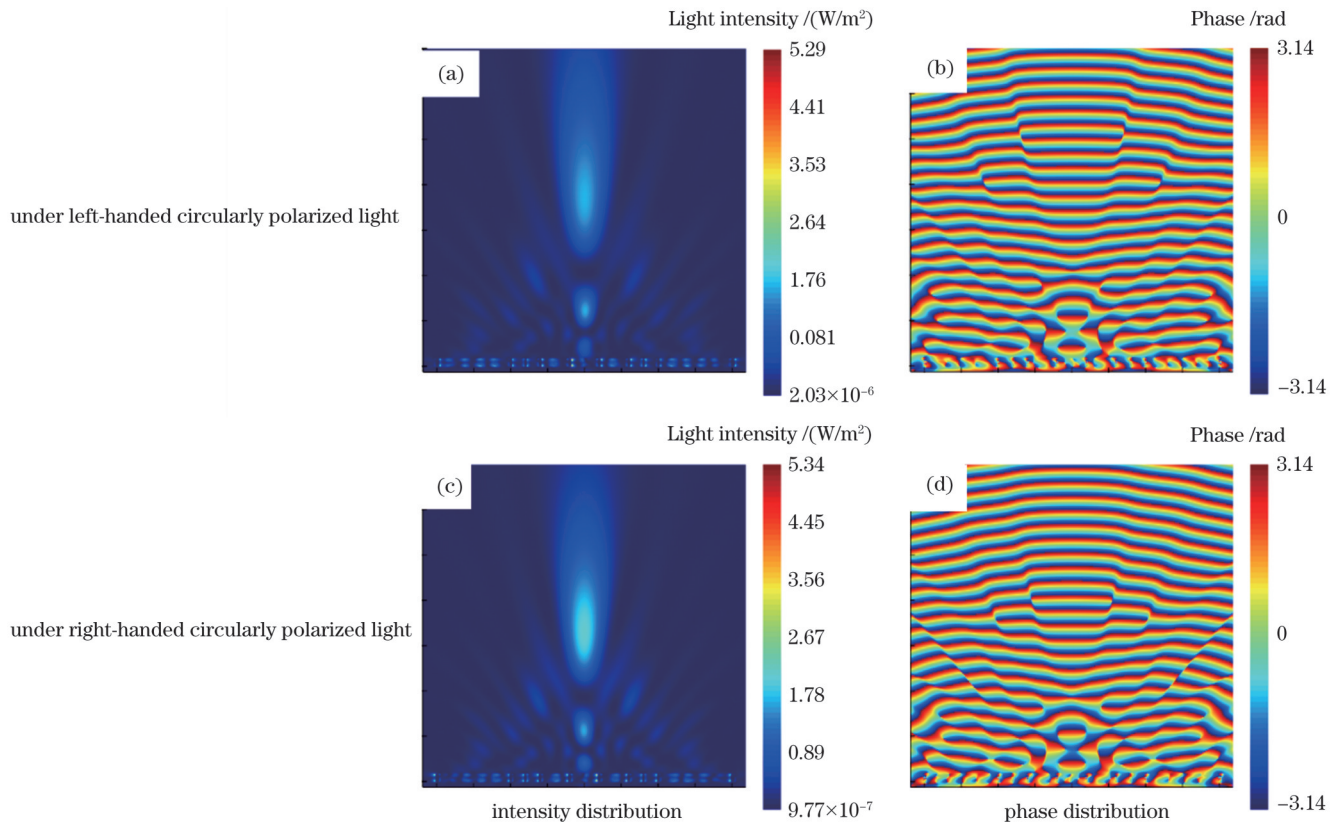


图 13 晶态 GSST 超构透镜的光强度分布与对应的相位分布

Fig. 13 Intensity and corresponding phase distributions of crystalline-GSST superlens

码进行了近似处理。由于相位近似,远场全息像质量有待进一步优化。实验结果较好地验证了“可擦除”功能,为光学防伪、光学加密、光存储等提供了新的超表面设计自由度。

参 考 文 献

- [1] Fan Z B, Qiu H Y, Zhang H L, et al. A broadband achromatic metalens array for integral imaging in the visible[J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8: 67.
- [2] Paniagua-Domínguez R, Yu Y F, Khaidarov E, et al. A metalens with a near-unity numerical aperture[J]. *Nano Letters*, 2018, 18(3): 2124-2132.
- [3] Ni X J, Kildishev A V, Shalaev V M. Metasurface holograms for visible light[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2807.
- [4] Huang L L, Zhang S A, Zentgraf T. Metasurface holography: from fundamentals to applications[J]. *Nanophotonics*, 2018, 7(6): 1169-1190.
- [5] Lee G Y, Sung J, Lee B. Recent advances in metasurface hologram technologies (Invited paper)[J]. *ETRI Journal*, 2019, 41(1): 10-22.
- [6] Yue F Y, Wen D D, Xin J T, et al. Vector vortex beam generation with a single plasmonic metasurface[J]. *ACS Photonics*, 2016, 3(9): 1558-1563.
- [7] Bao Y J, Ni J C, Qiu C W. A minimalist single-layer metasurface for arbitrary and full control of vector vortex beams[J]. *Advanced Materials*, 2020, 32(6): 1905659.
- [8] Xu H X, Liu H W, Ling X H, et al. Broadband vortex beam generation using multimode Pancharatnam - Berry metasurface[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2017, 65(12): 7378-7382.
- [9] Zheng G X, Mühlenbernd H, Kenney M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency[J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(4): 308-312.
- [10] Xie X, Liu K P, Pu M B, et al. All-metallic geometric metasurfaces for broadband and high-efficiency wavefront manipulation[J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(10): 3209-3215.
- [11] Dai Q, Zhou N, Deng L G, et al. Dual-channel binary gray-image display enabled with malus-assisted metasurfaces[J]. *Physical Review Applied*, 2020, 13(4): 034002.
- [12] Zhang C M, Dong F L, Intaravanne Y, et al. Multichannel metasurfaces for anticounterfeiting[J]. *Physical Review Applied*, 2019, 12(3): 034028.
- [13] Deng L G, Deng J, Guan Z Q, et al. Malus-metasurface-assisted polarization multiplexing[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 101.
- [14] Wen D D, Yue F Y, Li G X, et al. Helicity multiplexed broadband metasurface holograms[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8241.
- [15] Li Z L, Chen C, Guan Z Q, et al. Three-channel metasurfaces for simultaneous meta-holography and meta-nanoprinting: a single-cell design approach[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2020, 14(6): 2000032.
- [16] Arbabi E, Arbabi A, Kamali S M, et al. MEMS-tunable dielectric metasurface lens[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 812.
- [17] Cong L Q, Pitchappa P, Lee C K, et al. Active phase transition via loss engineering in a terahertz MEMS metamaterial[J]. *Advanced Materials*, 2017, 29(26): 1700733.
- [18] Chen H T, Padilla W J, Zide J M O, et al. Active terahertz metamaterial devices[J]. *Nature*, 2006, 444(7119): 597-600.
- [19] Wuttig M, Yamada N. Phase-change materials for rewriteable data storage[J]. *Nature Materials*, 2007, 6(11): 824-832.
- [20] Lencer D, Salinga M, Grabowski B, et al. A map for phase-change materials[J]. *Nature Materials*, 2008, 7(12): 972-977.
- [21] Bruns G, Merkelbach P, Schlockermann C, et al. Nanosecond switching in GeTe phase change memory cells[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(4): 043108.

- [22] Atwood G. Phase-change materials for electronic memories[J]. *Science*, 2008, 321(5886): 210-211.
- [23] Raeis-Hosseini N, Rho J. Metasurfaces based on phase-change material as a reconfigurable platform for multifunctional devices[J]. *Materials*, 2017, 10(9): 1046.
- [24] Ruiz de Galarreta C, Sinev I, Alexeev A M, et al. Reconfigurable multilevel control of hybrid all-dielectric phase-change metasurfaces [J]. *Optica*, 2020, 7(5): 476-484.
- [25] Zhang C, Yin H Q, Zhang R J, et al. Thermodynamic description of phase equilibria in the C-Mo-W-N quaternary system[J]. *Calphad*, 2018, 62: 201-206.
- [26] Zhou S L, Wu Y F, Chen S R, et al. Phase change induced active metasurface devices for dynamic wavefront control[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2020, 53(20): 204001.
- [27] Liu X A, Deng J H, Jin M K, et al. Cassegrain metasurface for generation of orbital angular momentum of light[J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 115(22): 221102.
- [28] Huang L L, Chen X Z, Mühlenbernd H, et al. Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(11): 5750-5755.
- [29] Chen X Z, Huang L L, Mühlenbernd H, et al. Dual-polarity plasmonic metalens for visible light[J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 1198.
- [30] Luo X G. Principles of electromagnetic waves in metasurfaces[J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2015, 58(9): 594201.
- [31] West P R, Stewart J L, Kildishev A V, et al. All-dielectric subwavelength metasurface focusing lens[J]. *Optics Express*, 2014, 22(21): 26212-26221.
- [32] 李雄, 马晓亮, 罗先刚. 超表面相位调控原理及应用[J]. *光电工程*, 2017, 44(3): 255-275, 376.
- Li X, Ma X L, Luo X G. Principles and applications of metasurfaces with phase modulation[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2017, 44(3): 255-275, 376.
- [33] Chen M H, Yen C W, Guo C C, et al. Polarization-insensitive GaN metalenses at visible wavelengths[J]. *Scientific Reports*, 2021, 11: 14541.
- [34] Zhou S L, Liu L A, Chen Z J, et al. Polarization-multiplexed metaholograms with erasable functionality[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2023, 56(15): 155102.

Erasable Dual-Channel Polarization Multiplexed Dielectric Hologram Metasurface

Liu Liang¹, Zhou Shaolin^{1*}, Quan Haiyang², Liu Junbo², Wang Jian², Hu Song^{2**}

¹College of Microelectronics, South China University of Technology, Guangzhou 511442, Guangdong, China;

²Institute of Optics and Electronics, Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610207, Sichuan, China

Abstract

Objective Recently, emerging ultracompact planar photonic devices have been developed using a plurality of metasurfaces with excellent performance in light manipulation. In particular, the versatility of metasurfaces in pixel-level high-resolution phase control has prompted the emergence of single-channel metasurface holograms that simplify the computer-generated hologram (CGH) production procedure. Subsequently, the progressive advancement of multi-channel metasurface holograms with polarization-multiplexed control opens a new direction for potential applications such as optical encryption and storage. However, most optical holographic or storage metasurfaces are currently static and lack mechanisms for active regulation or dynamic anticounterfeiting. In this scenario, to further strengthen the applicability and security level of optical encryption and storage devices, this study proposes a type of actively switchable or “erasable” metasurface hologram with multi-channel polarization-dependent multiplex control. Although diverse mechanisms for active control are available, such as liquid crystals, semiconductors, conductive oxides, varactors, and device architecture design based on micro-electromechanical system, the phase change materials integrating scheme transpires to be a solution with a practical trade-off owing to its advantages of nonvolatile and high-speed switching control, and a significant number of reversible phase transitions.

Method In this study, by introducing the phase-change dielectrics of GeSbSeTe with almost no loss into the multi-channel holographic metasurface architecture, a type of phase-change dielectric meta-hologram concurrently with actively “erasable” control is achieved for the incidence of circularly-polarized (CP) waves. In order to achieve the two-dimensional (2D) isotropic phase encoding with “erasable” control, the GeSbSeTe elliptical pillars with varied diameters are screened out initially via a rigorous process of numerical calculations to produce a phase map that covers the full range of $0-2\pi$. Subsequently, according to the near-field phase profile immediately behind the meta-hologram to be designed for the far-field holographic images, all GeSbSeTe elliptical pillars are determined to construct the metasurface hologram once their diameters are customized by fully retrieving the phase map. To enable multi-channel polarization-dependent phase control for CP incidence herein, both the geometrical and propagation phases along one axis are treated in the phase profile coding process for holographic imaging.

Results and Discussions After numerical simulations, a group of pillars with optimized copolarized transmittance and cross-polarization efficiency are selected for as-required phase profile encoding. For efficient phase encoding, a series of 36 pillars are screened in the 36-level phase sampling process to construct the metasurface hologram. Consequently, when the phase-change coupling layer or GeSbSeTe pillar is in an amorphous state, well-defined metasurfaces exhibit multi-channel polarization-independent phase control, assuming different holographic images or focal points under different CP inputs. When the phase-change layer becomes crystalline, the cross-polarization that determines the phase modulation is turned off such that the corresponding phase encoding is

deactivated and the far-field images disappear, i. e. they are “erased”. The erasable polarization-multiplexing holographic metasurface proposed in this study provides a new degree of freedom in potential applications, such as optical anti-counterfeiting, encryption, and storage.

Conclusions In summary, this study introduces a new degree of freedom for actively switchable control into recent multi-channel polarization-multiplexed metasurface holograms, and a scheme for the erasable meta-hologram is demonstrated by integrating the phase-change material GeSbSeTe into the metasurface design. Elliptical GeSbSeTe or silicon pillars are customized to construct a metasurface with the intended near-field phase profile for holographic imaging. Finally, the numerical results confirm that at the CP wave incidence with opposite helicities, different far-field images can be created in the GeSbSeTe amorphous state. However, upon the GeSbSeTe phase transition to the crystalline state, the cross-polarization efficiency is minimized, the geometrical phase deactivates, and the far-field images in both channels are erased. As verified by the numerical results, a 36-level phase-sampling procedure completes phase-profile encoding to efficiently construct the intended erasable meta-hologram, which feasibly poses a new degree of freedom for applications such as optical anti-counterfeiting and encryption.

Key words holography; metasurface hologram; phase change dielectrics; two-channel multiplexed holography; geometrical phase