

引用格式: FAN Zhihua, WU Yufei, MA Xiaoyu, et al. Holographic Phase Switch Based on Phase-change Metasurface[J]. Acta Photonica Sinica, 2022, 51(1):0151118

樊志华, 吴雨霏, 马晓燠, 等. 基于相变超构表面的全息相位开关[J]. 光子学报, 2022, 51(1):0151118

# 基于相变超构表面的全息相位开关

樊志华<sup>1</sup>, 吴雨霏<sup>2</sup>, 马晓燠<sup>1,3</sup>, 周绍林<sup>2</sup>

(1 四川文理学院 成都研究院, 四川 达州 635000)

(2 华南理工大学 微电子学院, 广州 510640)

(3 重庆连芯光电技术研究院有限公司, 重庆 400020)

**摘 要:** 将相变介质的有源调控属性与基于广义斯涅尔定律的相位型超表面相结合, 实现了可重构的近红外全息超构器件。当集成的锗碲砷化合物(GST)相变介质处于非晶态时, 各向异性的超构单元可实现宽带范围内(1.55~2.8  $\mu\text{m}$ )交叉极化转化率为~80%的几何相位调控, 进而实现近场全息相位生成以及远场全息成像, 即器件处于“开”态。当 GST 相变为晶态时, 超构单元交叉极化效率被极小化, 全息相位以及远场全息图像被关闭, 器件处于“关”态。本文提出的相位型开关器件将在空间光调制、波前工程、全息成像等有源光子及光电集成应用中展现出极大潜力。

**关键词:** 纳光子学; 几何相位; 超表面; 全息成像; 相变介质; 光子开关

中图分类号: O436

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20225101.0151118

## 0 引言

当前, 超构表面作为一种新型平面纳光子器件, 可在深亚波长尺度下实现近乎任意电磁调控<sup>[1-6]</sup>, 其超乎自然界的光学特性突破传统材料的诸多极限, 成为一种理想的计算全息编码载体。与传统的全息图相比, 超表面全息图具有大带宽、高分辨率以及消除高阶衍射等方面的优势。其中, 相位全息由于设计加工的过程较简单、能量利用率较高以及独特的宽带消色差特性等优势而倍受青睐。然而, 大多全息超表面一旦被设计制造, 其编码信息不可动态调控, 后续应用受到限制, 无法实现传统计算全息通过空间光调制器 SLM 或数字微透镜 DMD 完成的动态调节功能。

因此, 研究人员在超表面基础上引入各类有源调控机制, 例如 MALEK S C 等通过柔性衬底延展实现的不同全息图像<sup>[7]</sup>, 通过重构距离调控实现重建图像的选择性变化; GUO Jinying 等利用光控电流分布构建了基于几何相位的光学动态显示超表面<sup>[8]</sup>。除了上述机械调节方法, 还包括氧化钒( $\text{VO}_2$ )<sup>[9-10]</sup>、石墨烯<sup>[11]</sup>等有源介质的方法。如 DONG K 等<sup>[9]</sup>利用多晶  $\text{VO}_2$  薄膜的相变提出了一种全固态可擦写超画布以实现动态调节; LI X 研究小组<sup>[11]</sup>利用石墨烯氧化态与还原态间的折射率变化, 实现超表面编码信息的动态调节。但上述方法多受限于高复杂度的设计和制造, 难以兼容主流的光电集成工艺, 因此动态全息超表面尚需进一步突破。在众多有源介质中, 锗碲砷化合物(GST)合金凭借良好的热稳定性、非易失性、集成工艺兼容性、可逆快速地切换(可通过热<sup>[12]</sup>, 光<sup>[13]</sup>或电<sup>[14]</sup>激发相变), 在其非晶态和晶态之间通过相变产生介电常数与折射率的显著差异<sup>[15]</sup>, 被广泛用于有源等离子体器件<sup>[16]</sup>、反射阵列<sup>[17]</sup>等各种可重构或有源光子器件<sup>[16-19]</sup>。

有鉴于此, 本文结合 GST 的有源调控属性与超表面的任意相位操控优势, 提出一种近红外可重构光子器件—全息超表面开关。近年来, 基于几何相位或传输相位的全息超构表面得到广泛研究<sup>[20-25]</sup>, 但由于其无源或静态特性缺乏有源调节功能。本文在此基础上引入动态控制功能, 为了实现超表面动态控制功能, 在

基金项目: 重庆市杰出青年基金(No.cstc2020jcyj-jqX0019)

第一作者: 樊志华(1981—), 男, 高级工程师, 博士, 主要研究方向为光电器件、光电系统集成与应用。Email: zhifine@126.com

通讯作者: 马晓燠(1983—), 男, 研究员, 博士, 主要研究方向为自适应光学。Email: ccoe@rccoe.com

周绍林(1982—), 男, 副教授, 博士, 主要研究方向为超表面、空间光调制等有源光电集成器件。Email: eeslzhou@scut.edu.cn

收稿日期: 2021-08-07; 录用日期: 2021-09-19

<http://www.photon.ac.cn>

相位调控单元中集成 GST, 通过相变引起的折射率变化实现全息成像状态切换, 即近场全息相位与响应的远场全息像的“开”与“关”。具体结合了传统 GS 算法原理实现全息相位反演, 再利用纳米天线阵列实现相位调控与几何相位编码, 进而实现宽光谱范围内的高效率全息图图像重建及其开关状态的切换, 研究结果在全息成像及其他光电集成应用中展现出极大潜力。

## 1 几何相位调控原理

由纳米天线等谐振单元阵列构成的各向异性超构表面, 可在亚波长尺度下实现入射光偏振态分解及各向异性调控, 即调节不同方向电场分量下不同偏振分量的透反射率, 进而实现垂直或交叉偏振态的相互转化等。

当超构单元(如偶极子、“V”形或“U”型纳米天线)的主副轴分别与  $x$ 、 $y$  方向重合时, 线偏振光(LP)入射在  $x$ 、 $y$  方向产生不同程度的极化, 并在两个方向输出相应的反射或透射电磁分量, 可通过如下琼斯矩阵形式表示, 即

$$\begin{bmatrix} E_{xout} \\ E_{yout} \end{bmatrix} = J \begin{bmatrix} E_{xin} \\ E_{yin} \end{bmatrix} \quad (1)$$

式中,  $E_{xout}$  和  $E_{yout}$  是出射电磁波的  $x$  分量和  $y$  分量,  $E_{xin}$  和  $E_{yin}$  代表  $x$  和  $y$  方向的入射偏振分量,  $J$  为  $2 \times 2$  的琼斯矩阵, 表示超构单元极化调控, 线偏振 LP 入射可表示为<sup>[26]</sup>

$$J_{LP} = \begin{bmatrix} t_{xx} & t_{xy} \\ t_{yx} & t_{yy} \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中,  $t_{xx}$  表示  $x$  方向入射电场分量产生  $x$  方向电场分量的振幅调制(反射或透射)系数,  $t_{xy}$  表示  $x$  方向入射分量产生  $y$  方向电场分量的振幅调制(反射或透射)系数, 其余类似。其中, 垂直入射时, 入射分量不会在垂直分量产生极化耦合, 即  $t_{xy} = t_{yx} = 0$ 。

同样, 圆偏振光(CP)入射时, 可用表示为

$$\begin{bmatrix} E_{LPout} \\ E_{RPout} \end{bmatrix} = J_{CP} \begin{bmatrix} E_{LPin} \\ E_{RPin} \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$J_{CP} = \begin{bmatrix} t_{LL} & t_{LR} \\ t_{RL} & t_{RR} \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中,  $E_{LPout}$ 、 $E_{RPout}$ 、 $E_{LPin}$ 、 $E_{RPin}$  分别表示出射与入射的左旋、右旋偏振分量,  $t_{LL}$  表示左旋 LCP 入射分量产生左旋 LCP 分量的振幅调制(反射或透射)系数,  $t_{LR}$  表示左旋分量 LCP 产生右旋分量 RCP 的振幅调制(反射或透射)系数,  $t_{RR}$  与  $t_{LR}$  类似。显然, 根据圆偏振与线偏振的关系  $E_L = (E_x + iE_y)/\sqrt{2}$ 、 $E_R = (E_x - iE_y)/\sqrt{2}$ , 结合式(1)~(3), 不难得到线偏振入射琼斯矩阵  $J_{LP}$  与圆偏振入射琼斯矩阵  $J_{CP}$  的关系为

$$J_{CP} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{bmatrix} J_{LP} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} t_{xx} + t_{yy} & t_{xx} - t_{yy} \\ t_{xx} - t_{yy} & t_{xx} + t_{yy} \end{bmatrix} \quad (5)$$

一般地, 当超构单元主轴( $u$ 、 $v$ 轴)相对  $x$ 、 $y$  轴存在旋转角度  $\theta$  时, 线偏振下的琼斯矩阵需进行旋转变换, 即  $J_{LP}(\theta) = A(-\theta) J_{LP} A(\theta)$ , 其中旋转矩阵  $A(\theta)$  为

$$A(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}$$

进一步将  $J_{LP}(\theta)$  带入式(5), 可得到一般情形下圆偏振入射时的琼斯矩阵

$$J_{CP}(\theta) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{bmatrix} J_{LP}(\theta) \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{LL} & t_{LR} e^{-2i\theta} \\ t_{RL} e^{2i\theta} & t_{RR} \end{bmatrix} \quad (6)$$

式中,  $t_{LL} = t_{RR} = (t_{xx} + t_{yy})/2$  为共极化系数,  $t_{LR} = t_{RL} = (t_{xx} - t_{yy})/2$  为交叉极化系数(或交叉偏振转化系数)。最终, 圆偏振入射下的输出分量可表示为,

$$\begin{bmatrix} E_{LPout} \\ E_{RPout} \end{bmatrix} = J_{CP}(\theta) \begin{bmatrix} E_{LPin} \\ E_{RPin} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{LPin} t_{LL} + E_{RPin} t_{LR} e^{-2i\theta} \\ E_{LPin} t_{RL} e^{2i\theta} + E_{RPin} t_{RR} \end{bmatrix} \quad (7)$$

显然, 式(7)表明交叉极化将产生附加相位, 以左旋输出  $E_{LPout} = E_{LPin} t_{LL} + E_{RPin} t_{LR} e^{-2i\theta}$  为例, 第一项仍为左旋, 即共极化分量, 第二项为右旋, 即交叉极化分量; 故右旋输入左旋输出时, 产生右 $\rightarrow$ 左交叉极化, 在由

指数代表的相位因子中引入附加相位  $\Phi = -2\theta$ ;反之,左 $\rightarrow$ 右交叉极化时,引入附加相位为  $2\theta$ 。

最终,基于上述基本原理,超构单元在深亚波长厚度内,对左旋(右旋)入射电磁波引入了相位跳变  $\Phi = 2\theta(-2\theta)$ ,进而通过改变纳米天线等局部单元主旋转角  $\theta$ ,可任意引入局部附加相位,实现空间相位及波前调控。

## 2 动态全息相位设计

### 2.1 动态几何相位调控单元

采用经典的金属-绝缘介质-金属(MIM)结构作为超构单元实现动态几何相位调控设计。如图1所示,如图1所示,从上到下分别为金属纳米天线、 $\text{MgF}_2$ 、GST相变介质层、金属反射层、氧化硅基底。

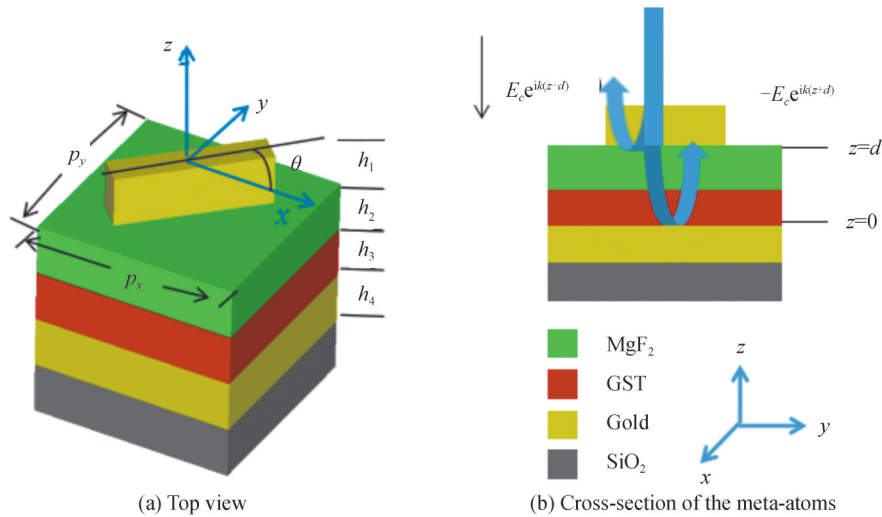


图1 基于金属纳米天线的MIM几何相位调控单元

Fig. 1 The meta-atom for geometrical phase regulation using nano-antenna in the MIM architecture

其中,Au- $\text{MgF}_2$ /GST-Au结构构成MIM反射腔。天线长轴/主轴方向与  $x$  方向成  $\theta$  角度,用于实现局部相位调控。由上文可知,圆偏振入射下,输出反射光中的共极化、交叉极化分量幅度值分别由  $t_{xx} + t_{yy}$ 、 $t_{xx} - t_{yy}$  决定,且该幅值大小与旋转角度无关。因此调节纳米天线转角  $\theta$  从  $0$  至  $\pi$  变化时,可实现覆盖整个  $2\pi$  范围的连续且线性几何相位调控。

因此,为提高输出几何相位产生效率,必须优化交叉极化分量,抑制共极化分量,即极大化幅值  $t_{xx} - t_{yy}$ ,极小化幅值  $t_{xx} + t_{yy}$ 。如图1所示,该MIM超构单元结构的电磁调控机制,共同决定于由纳米天线与Fabry-Pérot腔体谐振<sup>[27]</sup>,即反射光共极化与交叉极化分量幅值占比,将由  $\text{MgF}_2$  和 GST(非晶态)构成的介质腔厚度( $d = h_2 + h_3$ )与纳米天线长度( $L$ )共同决定。极化(或偏振)转化效率可定义为  $\eta = |t_{xx} - t_{yy}|^2 / (|t_{xx} - t_{yy}|^2 + |t_{xx} + t_{yy}|^2)$ ,即交叉极化分量占总输入的强度比例。

动态几何相位调控过程可描述为,GST处于非晶态时,纳米天线谐振与F-P腔体谐振保持较好地独立性,单元结构呈现良好的各向异性,交叉极化显著,偏振转化效率  $\eta$  被优化至极大,产生所需几何相位  $\Phi = \pm 2\theta$ (左旋入射为“+”,右旋入射为“-”);反之,GST相变至晶态时,其电磁特性决定折射率实部与虚部显著增大、损耗显著增大,纳米天线谐振效应及各向异性特性消失,整体由金属基底的镜面反射决定,反射光仅呈现共极化分量,上述几何相位调控被“关闭”。进而实现了局部几何相位产生的有源控制或重置。

### 2.2 几何相位应用:全息相位编码

上述从原理上体现通过几何相位产生实现局部相位调控的过程。进一步通过超构单元的平面阵列化,即全息超表面设计,可实现任意所需的全局相位分布。

基于超表面的全息相位与全息成像设计如图2所示。首先,根据目标全息像(如图中的“SCUT”字母),利用传统的Gerchberg-Saxton(GS)算法<sup>[28]</sup>,通过迭代计算生成所需全息相位分布。

其中,基于GS算法的全息相位生成流程可描述为

1) 基于已知的目标全息像振幅分布为  $A_0(u, v)$ , 先随机生成一个相位函数  $\phi_0(u, v)$ , 构成远场衍射区的某初始复振幅分布函数  $G(u, v)$ ;

2) 对初始分布  $G(u, v)$  做逆傅里叶变换得到紧贴超表面的振幅分布  $U(x, y) = F^{-1}(G(u, v))$ ;

3) 将  $U(x, y)$  的振幅置 1, 得到矫正分布函数  $U'(x, y)$ ;

4) 对  $U'(x, y)$  作傅里叶变换, 再次得到远场复振幅分布  $g_j'(u, v)$ ;

5) 取  $g_j'(u, v)$  的相位与初始目标振幅  $A_0(u, v)$ , 构成新的远场全息像复振幅分布  $g_j(u, v)$ , 循环重复第 2)~5) 步, 直到所设计的误差满足下列条件

$$\text{SSE} = \left[ \iint (|g_j(u, v)| - |A_0(u, v)|)^2 dudv \right] / \left[ \iint |A_0(u, v)|^2 dudv \right] < \varepsilon \quad (8)$$

式中, 本文中  $\varepsilon$  设定为 0.005。式(8)说明, 迭代计算获得具有单位振幅分布的全息相位, 经远场衍射成像后, 强度分布与目标振幅分布在一定误差条件内高度一致。

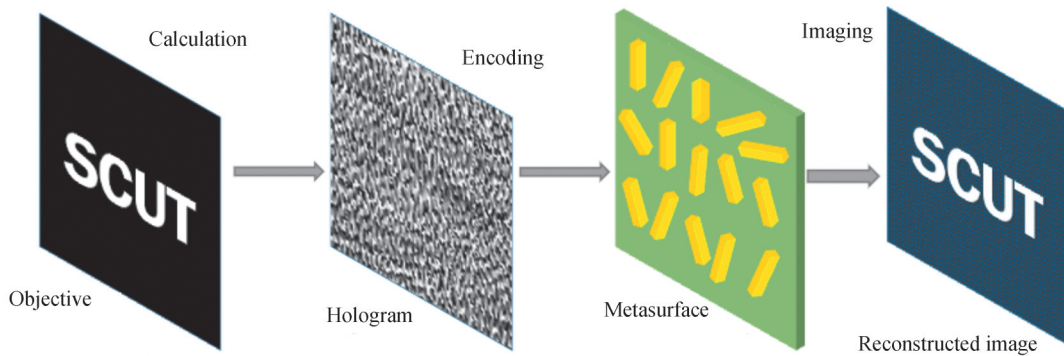


图 2 超表面全息相位设计与全息像重建流程

Fig. 2 Process flow of holographic phase design and hologram reconstructions

然后, 根据全息相位分布依次调整局部纳米天线转角, 即  $\Phi(x, y) = \pm 2\theta(x, y)$ , 将全息相位图编码转化为超表面单元阵列。最后, 在圆偏振光入射下, 将在远场夫琅和费区域重建全息像。模型中所用 GST 处于非晶态时, 圆偏振入射下预期将产生正常的全息像; GST 相变为晶态时, 超表面几何相位调控被关闭, 全息像消失。图 1 中采用透射全息作为示意, 本次设计采用反射式全息成像。

### 3 分析与讨论

为验证第 2 部分所提出的几何相位调控模型, 以及基于该模型实现的全息相位开关器件, 进行全波仿真分析 (CST Microwave studio), 分别验证几何相位产生、交叉极化以及全息图像重建等过程。

#### 3.1 模型优化与几何相位

首先, 为了在 1 550 nm 附近波段优化超构单元模型的交叉极化, 即极大化偏振转化效率  $\eta = |t_{xx} - t_{yy}|^2 / (|t_{xx} - t_{yy}|^2 + |t_{xx} + t_{yy}|^2)$  (注: 此处  $t_{xx}, t_{yy}$  实际分别为线偏振入射下通过数值仿真提取的反射率), 图 1 中所示结构参数被优化为周期  $P_x = P_y = 300$  nm, 长度  $L = 220$  nm, 宽度  $W = 100$  nm, 高度  $h_1 = 80$  nm,  $\text{MgF}_2$  厚度  $h_2 = 280$  nm, GST 厚度  $h_3 = 100$  nm, 金基底厚度  $h_4 = 200$  nm。 $\text{SiO}_2$  基底厚度几乎无影响。相 GST 变介质合金为  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ , 因其近红外波段下相变时, 折射率 ( $n$ ) 和消光系数 ( $k$ ) 变化较大, 为保证准确度, 仿真中导入了  $0.4 \mu\text{m} \sim 1.6 \mu\text{m}$  段内的  $n, k$  色散参数曲线<sup>[29]</sup>。

首先, 当入射波长为 1 550 nm 的 RCP 垂直入射优化单元, 非晶态与晶态下呈现明显不同的谐振特性, 如图 3(a) 中的截面电场分布所示。即非晶态下存在明显的谐振效应, 进而引起各向异性特性的振幅调控, 原理上保证了几何相位生成; 反之, 图 3(a) 右侧中 GST 晶体态下的电场分布说明, 由于 GST 损耗 (消光因子) 增大, 纳米天线谐振特性消失, 横向耦合与交叉极化不复存在, 进而验证了前面所述的 GST 在相变前后引起几何相位调控的“开关”效应。其次, 在非晶态下, 图 3(c) 为 1 550 nm 圆偏振入射时仿真提取的相位延迟及反射率曲线, 再次验证了纳米天线转角变化产生近乎连续的几何相位调控, 与  $\Phi = \pm 2\theta$  规律非常吻合。其次,



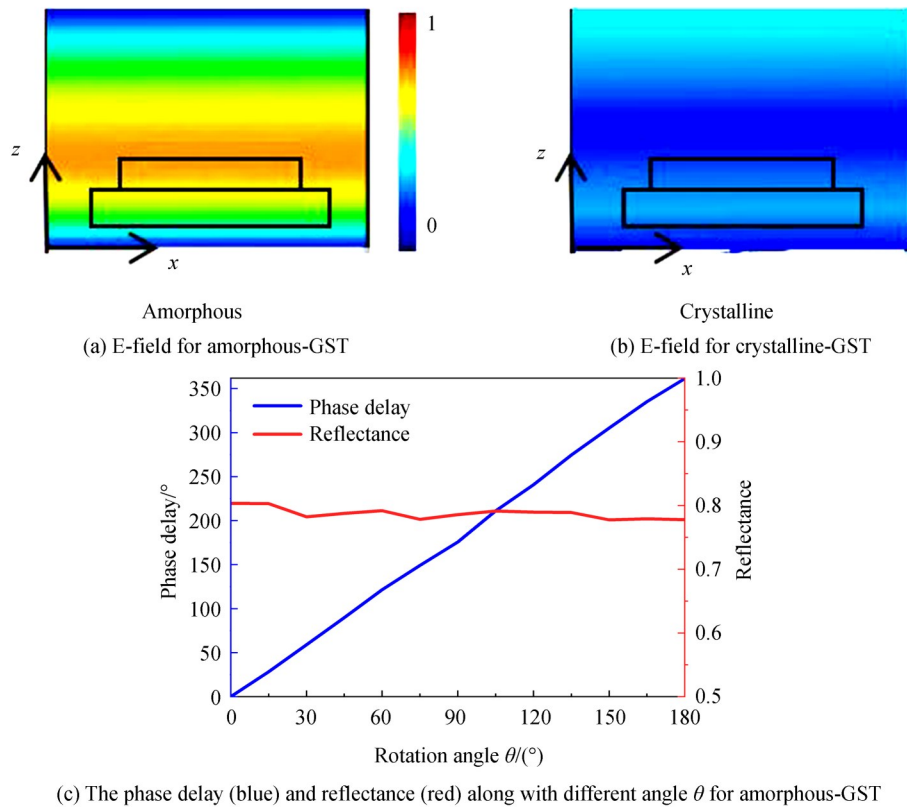


图3 纳米天线超构单元在 $\lambda=1\,550\text{ nm}$ 的RCP入射下GST相变前后的电场振幅及相位分布  
Fig. 3 Amplitude and phase distributions of electric-field for nano-atom incident by RCP waves ( $\lambda=1\,550\text{ nm}$ )

转角变化基本不影响交叉极化的反射率,在 $[0\ 180^\circ]$ 的连续转角变化区间内,反射率保持在76%~78%附近。

### 3.2 交叉偏振转化开关控制

针对偏振转化效率优化,全波仿真结果进一步显示,在右旋圆偏振光入射下,从优化单元出射的反射分量中,交叉极化分量(反射交叉极化分量仍为右旋)占主导,共极化分量(左旋反射光)被抑制到极小。如图4所示,在较宽的波长范围内( $1.5\sim 3\ \mu\text{m}$ ),交叉极化反射率保持在70%以上,而与入射光偏振态相反的共极化分量(即左旋圆偏振光)反射率较小(低于15%),甚至在 $1.55\ \mu\text{m}$ 附近接近于零。

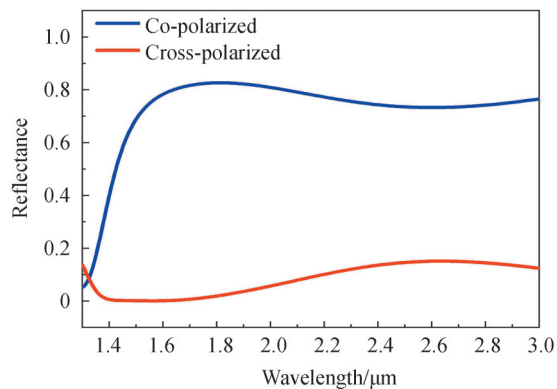


图4 单元结构的反射率曲线  
Fig.4 Reflectance of single atom

为了验证超构单元几何相位调控的开关机制,继续提取GST分别处于非晶态与结晶态时超构单元的交叉极化分量反射率曲线,如图5所示。特别地,针对 $1.55\ \mu\text{m}$ 附近波段,优化结果显示非晶态下(蓝线)的交叉偏振分量反射率较高,而处于晶态(红线)时则切换至极低( $1.55\ \mu\text{m}$ 时为零),实现了极大的反射率对比度(图5(a)),进而验证了在 $1.55\ \mu\text{m}$ 附近波段入射时的几何相位开关功能。

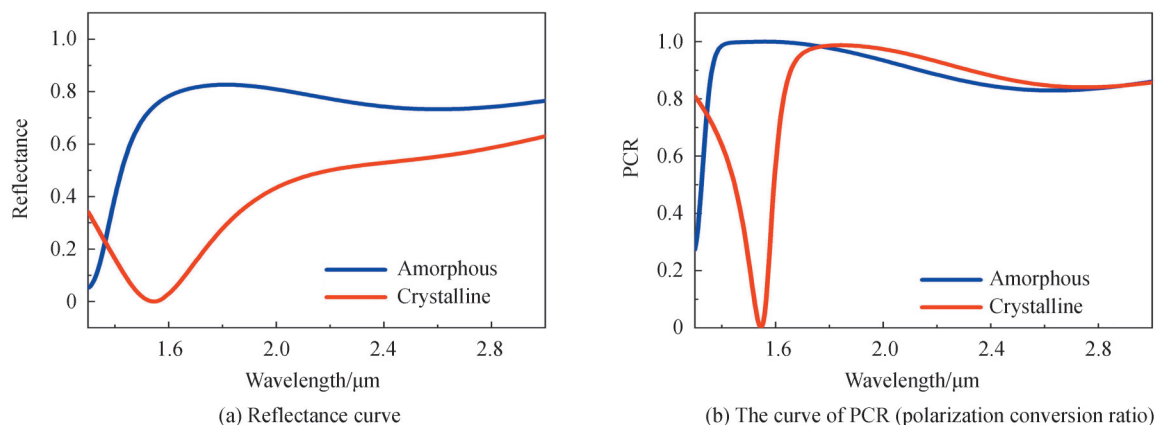


图5 GST分别处于非晶态和晶态时的交叉极化反射率曲线及偏振转化效率PCR曲线

Fig. 5 The curves of cross-polarized reflectance and polarization conversion rate for amorphous and crystalline states of GST

根据前面定义,进一步提取了偏振转换比 $PCR=R_{cross}/(R_{cross}+R_{co})$ 谱曲线,如图5(b)所示,其中 $R_{cross}=|t_{xx}-t_{yy}|^2$ 、 $R_{cross}=|t_{xx}+t_{yy}|^2$ 即为交叉极化与共极化反射率,验证了 $1.55\mu\text{m}$ 附近GST晶态与非晶态下PCR在“1”与“0”之间切换,进而有效地呈现了几何相位的“开”和“关”两个状态。

### 3.3 全息成像及全息像开关结果

最后,在几何相位调控以及偏转转化开关的优化基础上,按照图2所示流程进行了全息相位的反演计算与全息成像的全波仿真验证。

如图6(a)右侧所示,先根据字母“SCUT”的远场像分布,反演得到 $100\times 100$ 的全息相位分布;进而通过几何相位采样编码生成离散的超构单元阵列,最后圆偏振下在远场重建字母“SCUT”的全息像或振幅分布(如图6(b)示意)。

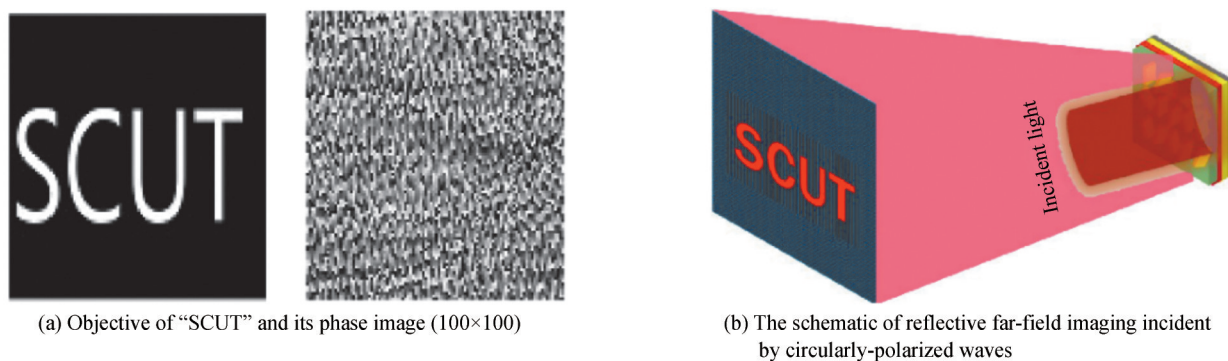


图6 基于优化几何相位调控的全息成像示意图

Fig. 6 The illustration of holographic imaging by optimized geometrical phase regulation

因此,按照超构单元结构参数,图6(a)中对应的 $100\times 100$ 全息相位图尺寸为 $30\mu\text{m}\times 30\mu\text{m}$ ,对角线长度 $d=30\sqrt{2}\mu\text{m}$ ,则圆偏振光入射下交叉极化分量决定的近场相位分布,将在远场夫琅和费区域( $z\geq d^2/\lambda\approx 1.16\text{mm}$ )呈现全息像,如图7(a)所示。除了字母“SCUT”在远场振幅分布中重建外,图7(b)相位分布呈现了周期的 $0\sim 2\pi$ 相位跨度,从侧面验证了几何相位编码及全息重建算法的合理性。

同时,为了验证基于几何相位构建的全息超表面的无色散或宽带特性,基于特定波长( $1.55\mu\text{m}$ )优化设计的超构单元阵列,计算得到三种不同入射波长( $1.55\mu\text{m}$ 、 $2\mu\text{m}$ 和 $3.1\mu\text{m}$ )圆偏振光入射下的远场( $z=2.2\text{mm}$ )全息图,如图8所示。显然,在近中红外波段,三个间隔较远波长得到的重建图像几乎是相同,验证了该全息超表面良好的宽带特性。其中,随着波长增大,图像尺寸明细增大,这与不同波长对应波矢量在前向传播过程中决定的相位积累规律一致,即根据 $\frac{2\pi}{\lambda_1}\sqrt{z_1^2+(x-x_1)^2+(y-y_1)^2}$ <sup>[30-32]</sup>,其中 $(x, y, 0)$ 是超表面坐标, $(x_i, y_i, z_i)$ 表示波长为 $\lambda_i$ 下的全息图中像点的位置,波长越大时对应的具有同相位的全息像点位置离原点越

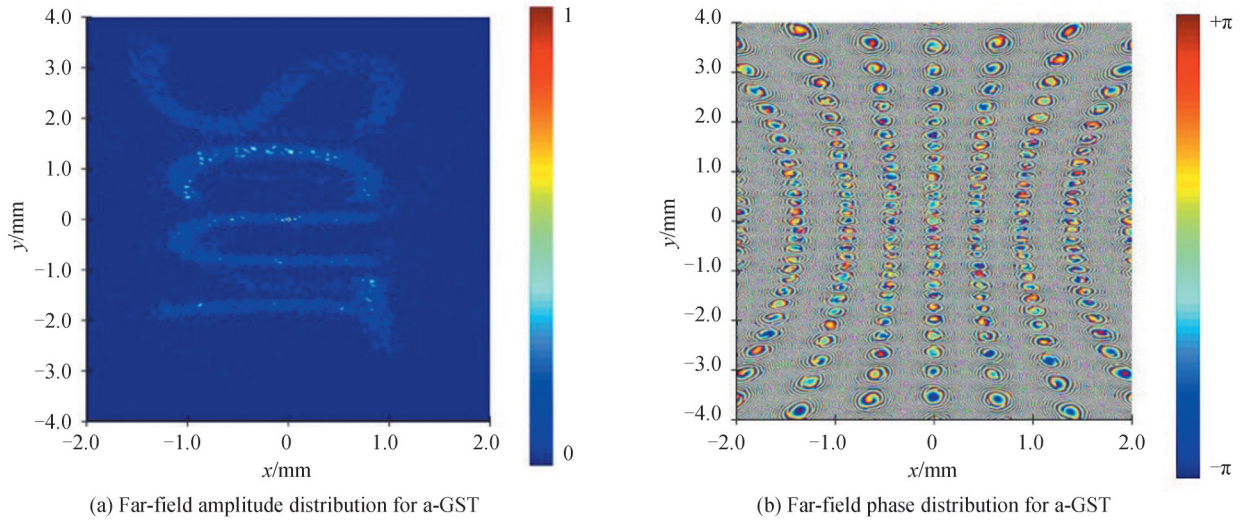


图7 GST非晶态时远场衍射成像全息图重建仿真结果

Fig. 7 The simulated far-field diffractive imaging for holographic reconstruction with amorphous GST

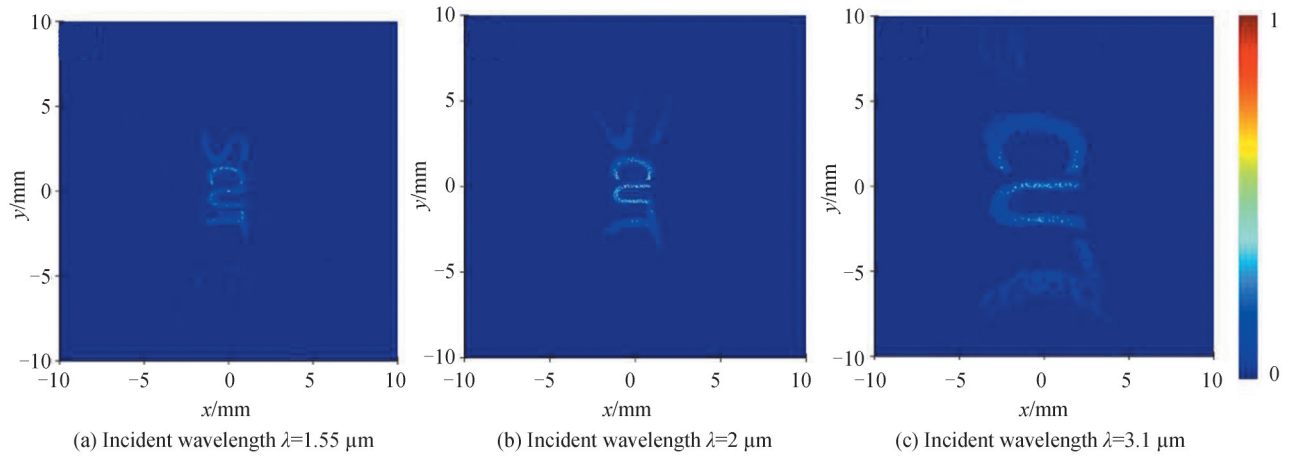


图8 不同入射波长圆偏振入射下的远场全息图

Fig. 8 The far-field holographic image under circularly-polarized illuminations with different wavelengths

远,全息像的整体尺寸增大。

最后,GST相变前后的远场全息成像结果如图9所示。即非晶态时,超构单元阵列将正常产生预期的近场全息相位分布以及远场全息像;晶态时,交叉极化与几何相位分布因受到抑制而消失,进而远场全息像也随之被“关闭”,实现了全息超表面开关功能。

## 4 结论

将相变介质的有源调控优势引入基于几何相位调控的超表面设计,通过全息成像探索基于相变—超构单元的动态相位调控机制,展示了任意几何相位生成与动态调控,即近场的全息相位调控与远场全息成像的开关机制。与基于二氧化钒与纳米柱传输相位相结合的动态调控方法相比,本文基于几何相位调控与GST有源集成的方法,在非易失性调控、紧凑易集成、开关比等方面具有独特的潜在优势。类似地,与近期报道的U型天线或硅基混合集成全息超表面相比,本文所述方法在目标波段效率优化后,交叉极化反射率达到 $\sim 80\%$ ,向实用迈出了一步。后续重点在于突破阵列化的空间全息开关以及相变单元电控机构与超构单元的有源集成,实现电控光子开关阵列等相位型空间调制器件,必将在存储计算、电控空间光调制、全息与波前调控等集成光电子等应用中展现极大的潜力。

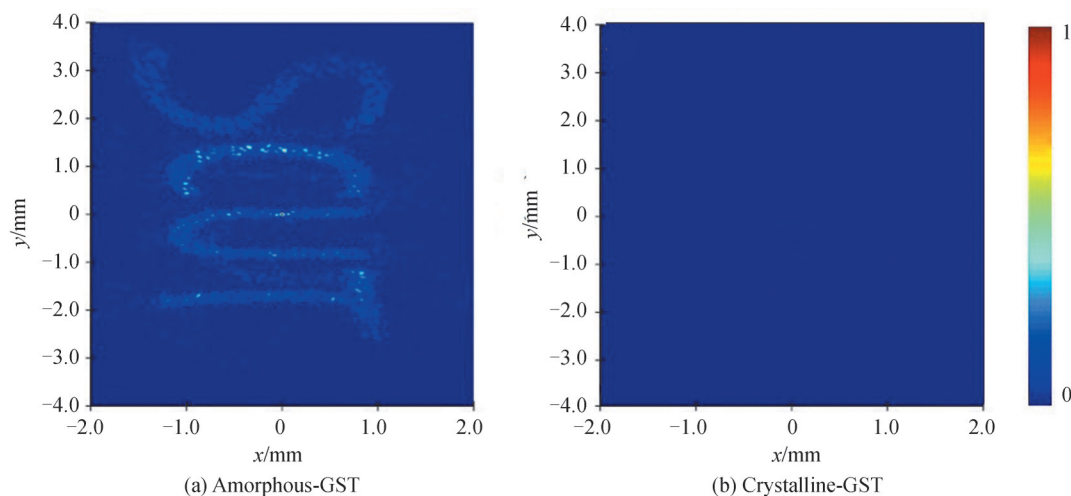


图9 GST层处于远场全息图的“开”与“关”状态变化  
Fig. 9 Switchable states of holographic images of “on” and “off”

### 参考文献

- [1] YANG Yuanmu, WANG Wenyi, MOITRA P, et al. Dielectric meta-reflectarray for broadband linear polarization conversion and optical vortex generation [J]. *Nano Letters*, 2014, 14: 1394-1399.
- [2] KHORASANINEJAD M, CHEN W T, DEVLIN R C, et al. Metalenses at visible wavelengths: diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging [J]. *Science*, 2016, 352:1190-1194.
- [3] YU Nanfang, GENEVET P, KATS M A, et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction [J]. *Science*, 2011, 334: 333-337.
- [4] SNU Shulin, HE Qiong, XIAO Shiyi, et al. Gradient-index metasurfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves [J]. *Nature Materials*, 2012, 11: 426-431.
- [5] NI X, EMANI N K, KILDISHEV A V, et al. Broadband light bending with plasmonic nanoantennas[J]. *Science*, 2012, 335(6067):427-427.
- [6] HUANG Lingling, CHEN Xianzhong, MÜHLENBERND H, et al. Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation [J]. *Nano Letters*, 2012, 12: 5750-5755.
- [7] MALEK S C, EE H S, AGARWAL R. Strain Multiplexed metasurface holograms on a stretchable substrate [J]. *Nano Letters*, 2017, 17(6): 3641-3645.
- [8] GUO Jinying, WANG Teng, ZHAO huan, et al. Reconfigurable terahertz metasurface pure phase holograms [J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(10): 1801696.1-1801696.7.
- [9] DONG Kaicheng, HONG S, DENG Yang, et al. A lithography-free and field-programmable photonic metacanvas [J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(5): 1703878.
- [10] FAN Junxing, LEI Ting, YUAN Xiaocong. Active near-infrared wavefront engineering employing geometric phase metasurfaces combined with phase-change materials [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2021, 54:285105.
- [11] LI Xiangping, REN Haoran, CHEN Xi, et al. Athermally photoreduced graphene oxides for three-dimensional holographic images[J]. *Nature Communications*, 2015, 6(1): 6984.
- [12] ORAVR J, GREER A L, GHOLIPOUR B, et al. Characterization of supercooled liquid  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  and its crystallization by ultrafast-heating calorimetry[J]. *Nature Materials*, 2012, 11(4):279-283.
- [13] WANG Qian, ROGERS E T F, GHOLIPOUR B, et al. Optically reconfigurable metasurfaces and photonic devices based on phase change materials[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(1): 60-65.
- [14] TERAOKA M, MORIKAWA T, OHTA T. Electrical phase-change memory: fundamentals and state of the art [J]. *Japanese Journal of Applied Physics* 2009, 48:080001.
- [15] YIN Xinghui, STEINLE T, HUANG Lingling, et al. Beam switching and bifocal zoom lensing using active plasmonic metasurfaces[J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 6: e17016.
- [16] CAO Tun, WEI Chenwei, SIMPSON R E, et al. Fast tuning of double fano resonance using a phase-change metamaterial under low power intensity[J]. *Scientific Reports*, 2014, 4(1): 4463.
- [17] ZOU Longfang, CRYAN M, KLEMM M. Phase change material based tunable reflectarray for free-space optical inter/intra chip interconnects[J]. *Optics Express*, 2014, 22(20): 24142-24148.
- [18] CHEN Yiguo, LI Xiong, LUO Xiangang, et al. Tunable near-infrared plasmonic perfect absorber based on phase-change materials[J]. *Photonics Research*, 2015, 3(3): 54-57.



- [19] GHOLIPOUR B, PICCINOTTI D, KARVOUNIS A, et al. Reconfigurable ultraviolet and high-energy visible dielectric metamaterials [J]. *Nano Letters*, 2019, 19: 1643-1648.
- [20] DENG Zilan, LI Guixin. Metasurface optical holography[J]. *Materials Today Physics*, 2017, 3: 16-32.
- [21] DENG Zilan, DENG Junhong, ZHUANG Xin, et al. Diatomic metasurface for vectorial holography [J]. *Nano Letters*, 2018, 18: 2885-2892.
- [22] DENG Zilan, JIN Mingke, YE Xuan, et al. Full-color complex-amplitude vectorial holograms based on multi-freedom metasurfaces[J]. *Advanced Functional Materials*, 2020, 30: 1-8.
- [23] WANG Shuai, DENG Zilan, WANG Yujie, et al. Arbitrary polarization conversion dichroism metasurfaces for all-in-one full Poincaré sphere polarizers[J]. *Light: Science & Applications*, 2021, 10(1): 1-9.
- [24] ZHENG Guoxing, MÜHLENBERND H, KENNEY M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency [J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10: 308-312.
- [25] WEN Dandan, YUE Fuyong, LI Guixin, et al. Helicity multiplexed broadband metasurface holograms [J]. *Nature Communication*, 2015, 6:1-7.
- [26] KANG Ming, FENG Tianhua, WANG Huitian, et al. Wavefront engineering from an array of thin aperture antennas [J]. *Optics Express*, 2012, 20(14):15882-15890.
- [27] GRADY N K, HEYES J E, CHOWDHURY D R, et al. Terahertz metamaterials for linear polarization conversion and anomalous refraction [J]. *Science*, 2013, 340 (6138):1304-1307.
- [28] GERSCHBERG R, SAXTON W. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures [J]. *Optik*, 1971, 35: 237-246.
- [29] GHOLIPOUR B, ZHANG Jianfa, MACDONALD K F, et al. An all-optical, non-volatile, bidirectional, phase-change meta-switch [J]. *Advanced Materials*, 2013, 25(22):3050-3054.
- [30] HUANG Lingling, CHEN Xianzhong, MUHLENBERND H, et al. Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface [J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2808.
- [31] YANG J K, JEONG H S. Switchable Metasurface with VO<sub>2</sub> thin film at visible light by changing temperature [J]. *Photonics*, 2021, 8(2): 57.
- [32] CHOI C, LEE S, MUN S, et al. Metasurface with nanostructured Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> as a platform for broadband-operating wavefront switch[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(12):1900171.

## Holographic Phase Switch Based on Phase-change Metasurface

FAN Zhihua<sup>1</sup>, WU Yufei<sup>2</sup>, MA Xiaoyu<sup>1,3</sup>, ZHOU Shaolin<sup>2</sup>

(1 *Chengdu Research Institute, Sichuan University of Arts and Sciences, Dazhou, Sichuan 635000, China*)

(2 *School of Microelectronics, South China University of Technology, Guangzhou, 510640, China*)

(3 *Chongqing Co-core Optics & Electronics Technology Institute Co., Ltd, Chongqing 400020, China*)

**Abstract:** In principle, metasurfaces for phase regulation based on the generalized Snell's law enable arbitrary wavefront or spatial phase tuning via ultrathin interface with deep subwavelength thickness. Specifically, such ultrathin metasurfaces are essentially composed of anisotropic meta-elements that are elaborately arranged to achieve phase modulations pixelwisely in a subwavelength-level local manner in a full range covering  $[0, 2\pi]$ . However, most current metasurfaces lack of the flexibility of active tuning due to their post-fabrication passive nature. In this situations, the ultracompact reconfigurable devices with high-level of integration become highly desirable for a few applications such as the active photonic, optoelectronic integration and so on. Therefore, this paper aims to combine the actively tunable property of newly emerging phase change materials with the framework of metasurfaces with the functions of phase tuning based on the generalized Snell's law. As proof of concept, the far-field switchable holographic imaging is reasonably demonstrated acting as one type of meta-switch for certain scenarios of controllable hologram generation. In detail, the phase change material of germanium antimony telluride (Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub>, "GST" in short) alloy is integrated into the meta-atom design for the essential switchable control. For the amorphous-GST integrated device incident by the circularly polarized wave, the predefined anisotropic meta-atoms can achieve broadband (1.55~2.8 μm) geometrical phase modulation with the polarization conversion ratio (PCR) up to ~80%, producing the near-field holographic phase distribution for the far-

field holographic imaging, i.e. the “on” state for our device. However, upon the phase change of GST to its crystalline state, the PCR of meta-atoms is minimized and the holographic phase and image reconstruction are then switched off. As a result, the phase-type photonic switch proposed in this paper have great potentials in active photonic and optoelectronic integration such as the spatial light modulation, wavefront engineering, holographic imaging.

**Key words:** Nanophotonics; Geometrical phase; Metasurface; Holographic imaging; Phase change dielectrics; Photonic switch

**OCIS Codes:** 350.4238; 160.3918; 090.2870; 060.5060