

905 nm 雷达波段低折射率超透镜的仿真设计与研究

刘泽武, 陈 洁, 郭程祥, 杨 磊*, 谢洪波

(天津大学 精密仪器与光电子工程学院 光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072)

摘 要: 基于超表面的激光雷达系统是当前的热门研究领域。现有的红外雷达波段超表面通常采用高折射率的 TiO_2 作为天线材料, 这限制了超表面在 CMOS 兼容芯片上的集成。针对这一问题, 研究采用低折射率材料 Si_3N_4 设计超表面的方法, 采用熔融石英作为衬底、方形纳米柱作为纳米天线并保证了天线的低纵横比。使用有限差分时域仿真软件分析相同口径下不同焦距的超表面, 并对比了它们的聚焦效率、传输效率和聚焦光斑大小随 F 数的变化, 超透镜的聚焦光斑大小接近衍射极限, 最大聚焦效率达到了 80%。提出的设计方案适用于任意空间相位曲线的设计, 有利于超表面与 CMOS 制造技术的兼容, 对于实现超紧凑的芯片级激光雷达传感器具有参考意义。

关键词: 光学设计; 超透镜; 衍射光学; 激光雷达; Si_3N_4

中图分类号: O436 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20240470

引用格式: LIU Zewu, CHEN Jie, GUO Chengxiang, et al. Simulation design and research on low refractive index metasurface in 905 nm lidar band[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2025, 54(3): 20240470.

刘泽武, 陈洁, 郭程祥, 等. 905 nm 雷达波段低折射率超透镜的仿真设计与研究[J]. 红外与激光工程, 2025, 54(3): 20240470.

0 引 言

传统光学系统波前调控一般依赖于透镜的折射, 并通过多个不同形状透镜的组合实现相位的累积, 堆叠式的光学元件结构限制了系统的小型化和集成化^[1]。基于亚波长级二维周期性结构超表面的出现为系统的小型化和轻量化提供了新的思路。超表面一般依靠衬底上亚波长尺度大小的周期性散射元件阵列来实现对光波的振幅、相位和偏振等参数的调制^[2-5]。以相位调制为例, 每个亚波长结构对光波的相位调制是在入射光的相位基础上产生一个离散的相位突变, 透射光的振幅透射率由亚波长结构的材料、尺寸和形状决定。凭借超表面强大的波前操纵能力, 近十多年来, 研究人员已经证明了基于超表面的透镜^[6-8]、隐形斗篷^[9-10]、吸收器^[11-13]、涡旋光束发生器^[14-15]、全息掩模^[16-18]和偏振光学元件^[19-20]等。

在激光雷达领域, 超表面同样大放异彩。近年来, 超表面的最新研究进展被认为是传统激光雷达技

术的有力替代, 例如基于透明导电氧化物材料^[21]、微机电系统 (Microelectromechanical Systems, MEMS)^[22]、液晶^[23]或相变材料^[24]等有源介质的光束转向超表面, 芯片级光学相控阵列^[25]和基于超表面的平面光学器件^[26], 通过将光源与超表面结合实现了小型化的光束操纵平台, 实现了嵌入式光源和紧凑式光源^[27-28], 缩小了器件的尺寸。基于超表面的激光雷达的最终目标是在单个 CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) 兼容芯片上集成完整的包括光发射、扫描和检测的雷达技术, 然而目前许多超表面使用的材料并不与 CMOS 制造技术兼容, 阻碍了超表面器件的实际应用与集成。

常用的超表面材料有金属、氧化钛 (TiO_2)、非晶硅 ($\alpha\text{-Si}$)、氮化硅 (Si_3N_4) 和熔融石英 (SiO_2), 其中常被用作天线材料的是 TiO_2 和 $\alpha\text{-Si}$ 。金属在光学频率下会有严重的欧姆损耗, 更适合应用在长波波段, 例如太赫兹波和毫米波等^[29-30]。 $\alpha\text{-Si}$ 和等离子体材料在

收稿日期: 2024-10-17; 修订日期: 2025-01-03

作者简介: 刘泽武, 男, 博士生, 主要从事光学系统设计和超表面方面的研究。

导师(通讯作者)简介: 杨磊, 男, 副教授, 博士生导师, 博士, 主要从事光学设计和光电成像方面的研究。

可见光和近红外光谱 (400~900 nm) 波段存在很严重的吸收, 无法应用于雷达波段^[31]。TiO₂ 虽然是可见光和红外波段制备纳米天线的良好材料, 具有高透过率和折射率, 但是它和 CMOS 制造技术不兼容^[1]。相比之下, Si₃N₄ 和 SiO₂ 不仅在可见光和近红外波段具有高透明度, 且是 CMOS 制造技术的兼容材料, 在 CMOS 制造中发挥着重要的作用。Si₃N₄ 薄膜是 CMOS 加工过程中常用的一种坚固的掩模材料, 既可用于进行浅槽隔离 (Shallow Trench Isolation, STI) 工艺时保护有源区, 同时其可充当化学机械抛光 (Chemical Mechanical Polishing, CMP) 时的抛光阻挡材料。SiO₂ 是 Si 基底和 Si₃N₄ 之间的氧化隔离层, 可以保护有源区在去掉氮化物过程中免受化学污染, 同时起到缓和硅衬底与 Si₃N₄ 层之间应力的作用。使用 Si₃N₄ 和 SiO₂ 制造的超透镜有望在将来实现与 CMOS 芯片的集成, 进而实现紧凑的芯片级激光雷达传感器。但是低折射率的固有性质限制使得 Si₃N₄ 和 SiO₂ 材料更适合用来制作衬底, 用作纳米天线时会存在天线纵横比太大, 增大加工难度的问题。

为了解决超表面与 CMOS 制造技术的兼容问题, 文中提出了一种在 905 nm 雷达波段采用 CMOS 兼容

材料 Si₃N₄ 和 SiO₂ 设计超透镜的方法。采用 SiO₂ 作为衬底, Si₃N₄ 作为纳米天线, 采用矩形柱而非圆柱结构来提高纳米天线的最大占空比和有效折射率, 弥补 Si₃N₄ 的低折射率缺陷, 实现低纵横比的天线结构设计。为了验证这种设计, 模拟了相同孔径不同焦距超透镜的聚焦效果、焦距偏离和聚焦效率, 以及不同带宽和中心波长下的色散和焦距偏移。文中对于超透镜的设计和仿真分析工作为 905 nm 波段激光雷达的小型化提供理论基础。

1 超透镜基本原理

依据调制相位的原理不同, 现有的超表面透镜主要分为两类: P-B (Pancharatnam-Berry) 相位型超表面和传输相位型超表面。其中 P-B 相位型超表面是偏振相关的, 通过超表面衬底上的矩形纳米柱对入射圆偏振光的相位进行调制, 如图 1(a) 所示。调制后的出射光束为偏振旋转方向与入射光相反, 且附加了一定相位 $\varphi_{P-B}(x, y)$ 的圆偏振光, 矩形纳米柱调制引入的相位只与矩形柱的旋转角 $\theta(x, y)$ 有关: $\varphi_{P-B}(x, y) = 2\theta(x, y)$ ^[32-33], 旋转角度 $\theta(x, y)$ 是矩形纳米天线与 x 轴的夹角。

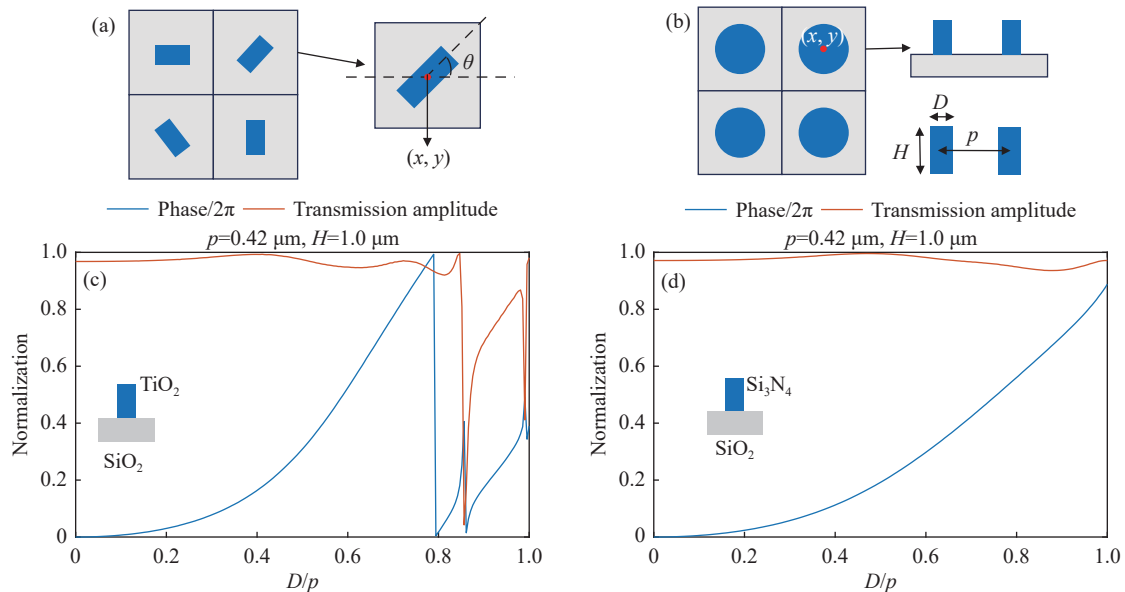


图 1 超表面结构。(a) P-B 相位型超表面; (b) 传输相位型超表面; (c) 相移-圆柱直径关系图 (TiO₂ 天线, SiO₂ 衬底, 周期 $p = 0.42 \mu\text{m}$, 天线高度 $H = 1.0 \mu\text{m}$); (d) 相移-圆柱直径关系图 (Si₃N₄ 天线, SiO₂ 衬底, 周期 $p = 0.42 \mu\text{m}$, 天线高度 $H = 1.0 \mu\text{m}$)

Fig.1 Structure of metasurfaces. (a) P-B metasurface; (b) Transmission metasurface; (c)-(d) The phase shift and transmission amplitude vary with cylinder diameter, when the metasurfaces use SiO₂ as substrate, TiO₂ as nanoantennas in (c) and Si₃N₄ as nanoantennas in (d). The p is $0.42 \mu\text{m}$ and the H is $1.0 \mu\text{m}$

由于激光雷达是偏振无关的器件,需要圆偏振光入射的 P-B 相位型超表面并不适用,因此偏振无关的传输相位型超表面更适合被应用在激光雷达之中——当纳米天线横截面形状具有对称性时其对偏振不敏感,例如圆形、正方形、正多边形等。定义圆柱形纳米天线的高度为 H , 直径为 D , 晶格周期为 p , 如图 1(b) 所示。传输相位型超表面的微结构单元对相位的调制由纳米天线的材料、占空比和天线的高度决定:

$$\varphi_p(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} H \quad (1)$$

式中: λ 为入射光波的波长; H 为纳米天线的高度; n_{eff} 为微元结构的有效折射率^[34]。

一般纳米天线的高度 H 是固定的,通过控制亚波长周期晶格的周期 p 和其上排列的纳米天线的尺寸来实现对相位的调制。为了实现任意的传输相位分布,必须能够产生跨越整个 $0 \sim 2\pi$ 范围的相移,同时保持大的振幅透过率,因此单个晶格可以实现的最大相移需要大于 2π , 即

$$\varphi_{\text{max}}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} (n_m - n_0) H \geq 2\pi \quad (2)$$

式中: n_m 为天线材料的折射率; n_0 为空气的折射率。这种相位变化早已通过高折射率纳米天线 (TiO_2 , Si) 得到证实^[22,31], 例如以 TiO_2 作为纳米天线的超表面, 在波长 $\lambda_0 = 905 \text{ nm}$ 时, 其折射率 $n_{\text{TiO}_2} = 2.50$, 只需要高于 $2\lambda/3$ 的天线高度即可轻易实现 2π 的最大相移。

通过严格耦合波分析 (Rigorous Coupled Wave Analysis, RCWA) 的数值模拟, 选择合适的周期 p 和天线高度 H 实现所需要的随空间分布的相位变化。选用 SiO_2 作为衬底, TiO_2 作为天线, 选择周期 $p = 0.42 \mu\text{m}$, 天线高度 $H = 1.0 \mu\text{m}$, 相移与圆柱纳米天线直径之间的关系如图 1(c) 所示。从图中可以发现, 最大相移超过了 2π , 但是在第二个相移周期之中存在共振峰, 导致振幅透过率严重下降且相移发生突变, 因此在选择圆柱尺寸时需要避开共振峰附近。

同理, 当使用低折射率材料 Si_3N_4 时, 保持 p 和 H 的值不变, 则对应的圆柱直径和与相移的关系如图 1(d) 所示。从图中很容易发现, 在同样的 p 和 H 下, 使用低折射率的 Si_3N_4 天线时最大相移相比

TiO_2 天线下降了很多, 无法达到 2π , 且图中并没有共振峰。由于整个相移范围只有一个周期, 这意味着要实现 $0 \sim 2\pi$ 完整的相位调制, 需要更大的天线高度 H 且不可避免地会使用到圆柱直径很小的部分, 这都会导致纳米天线的纵横比变大。纳米天线的纵横比为天线高度 H 与直径 D 的比值, 纵横比过大时, 细长的形状会导致天线的机械强度下降, 同时刻蚀和光刻深度增大, 增加超表面的加工和制造难度, 降低良品率。

为了寻找合适的周期 p 和天线高度 H 以实现 Si_3N_4 天线的低纵横比结构, 扫描了不同 p 和 H 情况下相移与圆柱半径的关系并进行了分析, 通过改变低折射率 Si_3N_4 天线的高度和周期, 可以从具有许多共振的区域过渡到非共振区域。

通过横向和纵向对比图 2 中不同 p 和 H 的扫描结果, 可以发现当周期 p 增大时, 共振峰从无到有并逐渐增多, 而最大相移不变。当天线高度 H 增大时, 共振峰的数量保持不变, 但是宽度会变窄, 且最大相移随着高度 H 的增大而增大。对于图 2(e) $p = 0.48 \mu\text{m}$, $H = 1.06 \mu\text{m}$ 和图 2(f) $p = 0.48 \mu\text{m}$, $H = 1.21 \mu\text{m}$ 的情况, 图中没有共振峰且最大相移约为 2π , 纳米天线引起的相移和振幅透过率都是连续的, 且振幅透过率保持在很高的水平。然而, 这两种设计无法避开圆柱直径很小的区域, 导致纵横比很大, 因此难以制造。继续增大圆柱高度 H 虽然可以引入第二个相移周期, 但是也会导致纵横比的进一步增大。

通过分析发现, 由于周期晶格为矩形而天线为圆柱, 因此天线结构的占空比最大为 $\pi/4$ 而达不到 1, 导致最大有效折射率 $n_{\text{max_eff}} = \frac{\pi}{4} n_m$, 如图 3(a) 所示。因此, 可以通过将天线结构更换为与周期性晶格形状相同的矩形柱 (边长为 L) 来提高最大有效折射率, 进而增大最大相移, 如图 3(b) 所示。如果周期排列结构为正多边形, 将天线形状同样更换为正多边形即可。此时, 纳米天线的纵横比为天线高度 H 与边长 L 的比值。最大相移由天线高度 H 控制, 可以通过使用第二个相移周期的一部分来避开第一个相移周期中天线尺寸很小的部分, 以实现低纵横比的结构。

有图 2 的参考之后, 需要进一步寻找最合适的参数。设置矩形柱天线的高度 $H = 1.21 \mu\text{m}$, 并扫描了周

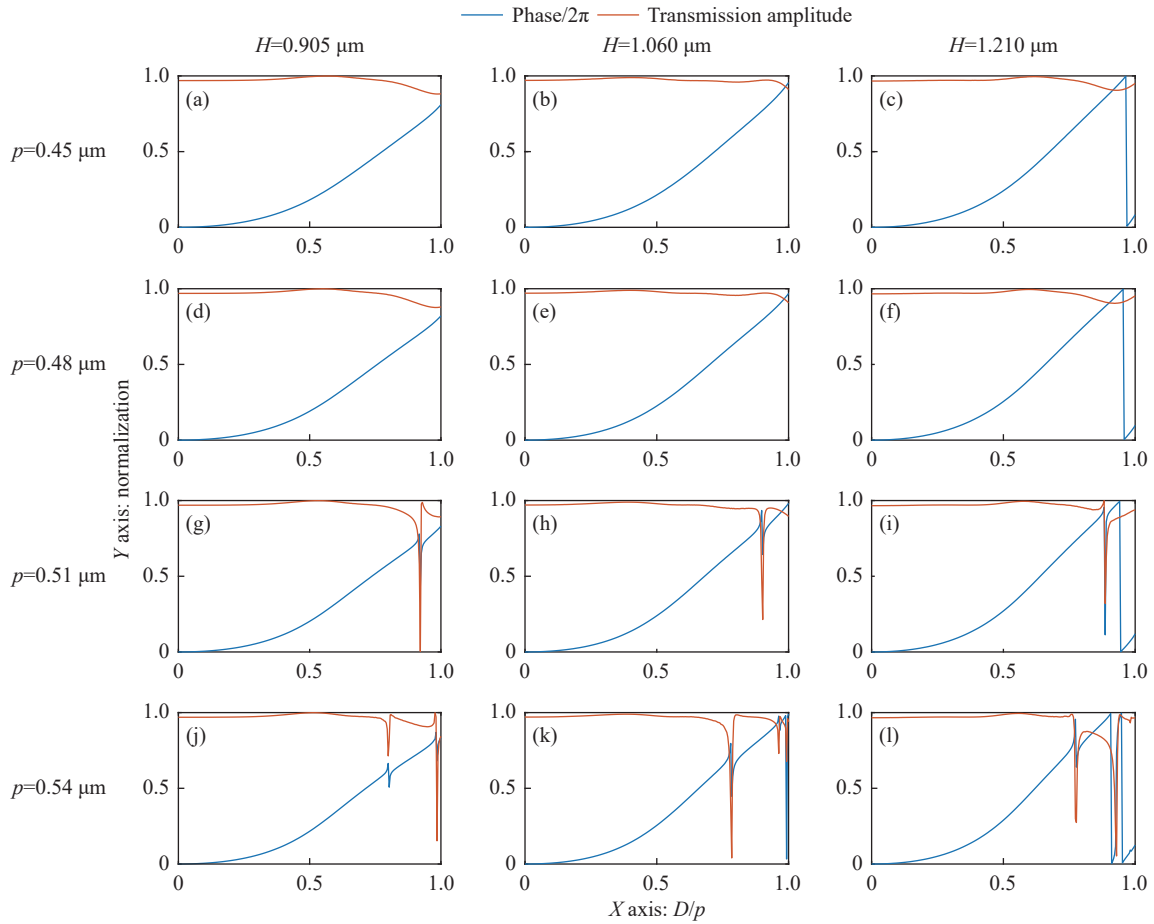


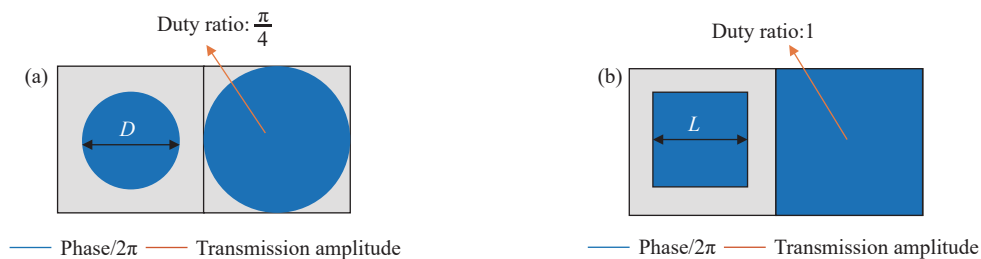
图 2 通过具有不同直径 D 、周期 p 和高度 H 的 Si_3N_4 圆柱天线超表面的振幅透过率和相移

Fig.2 Transmission amplitude and phase shift of the transmitted light through Si_3N_4 metasurfaces with different D , p and H (Metasurfaces use cylindrical nanoantennas)

期 $p = 0.47 \mu\text{m}$ 和 $p = 0.48 \mu\text{m}$ 时的情况, 如图 3(c)、(d) 所示。从图 3 中可以发现, 矩形柱天线的最大相移相比圆柱天线有了明显的提升, 且当 $p = 0.48 \mu\text{m}$ 时存在一个很尖锐的共振峰, 而当 $p = 0.47 \mu\text{m}$ 时不存在共振峰, 且振幅透过率保持在很高的水平, 只有很小的波动。

最终, 在 905 nm 波长下选择 $0.47 \mu\text{m}$ 的晶格周期和 $1.21 \mu\text{m}$ 的天线高度作为超透镜的设计参数。首先

将超透镜要实现的连续空间相位分布离散化到周期为 p 的方形晶格上, 从而提供具有许多不同相位值的离散空间相位图。然后, 选择用 $0 \sim 2\pi$ 之间的六个线性步长来近似离散相位分布, 对应于六个不同的矩形柱边长 $L_1 \sim L_6$, 如表 1 所示。为了实现低纵横比的天线结构设计, 在选择矩形柱边长与空间相位轮廓对应时, 舍弃第一个相移周期中与第二个相移周期重合的部分, 即图 3(c) 中的 ΔL_1 区域, 使用 L 较大的 ΔL_2 区域



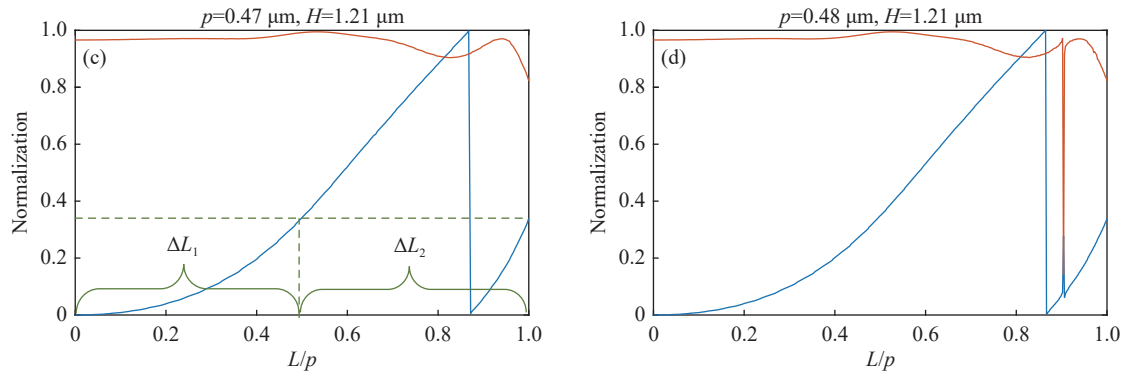


图3 Si_3N_4 矩形柱超透镜。(a) 圆柱天线最大占空比;(b) 矩形柱天线最大占空比;(c) 光波波长 $\lambda = 905 \text{ nm}$, $p = 0.47 \text{ }\mu\text{m}$, $H = 1.21 \text{ }\mu\text{m}$ 时矩形柱边长与相移的对应关系;(d) 光波波长 $\lambda = 905 \text{ nm}$, $p = 0.48 \text{ }\mu\text{m}$, $H = 1.21 \text{ }\mu\text{m}$ 时矩形柱边长与相移的对应关系

Fig.3 Metasurface using Si_3N_4 nanoantennas. (a) Maximum duty cycle of cylindrical nanoantennas; (b) Maximum duty cycle of square post nanoantennas; (c)-(d) Correspondence between phase shift and side length of square posts when p is $0.47 \text{ }\mu\text{m}$ and $0.48 \text{ }\mu\text{m}$

表 1 纳米天线边长 L 与相移 φ 对照表

Tab.1 Nanoantennas' side length L and its corresponding phase shift φ

	Length/nm	Phase shift (2π)	Transmission amplitude
L_1	255	3/6	99.4%
L_2	297	4/6	97.9%
L_3	341	5/6	95.0%
L_4	386	6/6	90.4%
L_5	428	1/6	95.4%
L_6	458	2/6	92.0%

来实现 $0 \sim 2\pi$ 的完整相移。

2 超透镜仿真与分析

确定好纳米天线的材料、形状、高度和晶格周期后,在有限元分析软件中模拟采用该天线结构设计的超透镜来验证其可行性。通过将这些纳米天线周期性排列在晶格上可以实现任意的相位分布,对入射光波的相位实现任意的相位调制。模拟相同口径(直径 $D_m = 100 \text{ }\mu\text{m}$) 下不同焦距和 F 数的理想透镜。不同焦距的理想透镜相位分布由以下公式给出:

$$\Phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{x^2 + y^2 + f^2} - f \right) \quad (3)$$

式中: f 为透镜的焦距; (x, y) 为透镜平面上的点坐标; z 轴为传播方向; λ 为设计波长。

为了观察超透镜性能随其 F 数的变化,在有限元分析软件中模拟从 $f = 30 \text{ }\mu\text{m}$ 到 $f = 1000 \text{ }\mu\text{m}$ 的 10 个不同焦距的超透镜。超透镜理论焦距的选取、仿真得

到的实际焦距结果和焦斑半峰全宽结果在表 2 中详细列出。按照上文中得到的结果,设置超透镜衬底材料为 SiO_2 , 纳米天线材料为 Si_3N_4 , 晶格周期为 $0.47 \text{ }\mu\text{m}$, 将不同边长 ($L_1 \sim L_6$) 的矩形柱纳米天线按照不同焦距对应的相位分布进行排布,即可对相应的超表面进行模拟。超透镜表面矩形柱天线排布示意图如图 4(a) 所示,聚焦光路示意图如图 4(b) 所示。设置入射光波为单色平面波,中心波长为 905 nm , 带宽为 1 nm , 通过软件模拟得到光波穿过超透镜之后的近场电磁场分布,并将其投影到目标平面以减少软件计算量和计算时间,提高模拟效率。

表 2 不同焦距超透镜仿真结果

Tab.2 Simulation results of metasurfaces with different focal lengths

	Theoretical focal length/ μm	Actual focal length/ μm	FWHM of focusing spot/ μm
Metasurfaces 1	30	30.9	0.66
Metasurfaces 2	60	60.7	0.78
Metasurfaces 3	90	90.5	1.00
Metasurfaces 4	120	12.7	1.24
Metasurfaces 5	150	150.6	1.48
Metasurfaces 6	200	199.0	1.92
Metasurfaces 7	400	386.5	3.68
Metasurfaces 8	600	569.42	5.52
Metasurfaces 9	800	730.32	6.56
Metasurfaces 10	1000	845.61	8.00

不同焦距超透镜对平面波聚焦时在 xz 平面的电

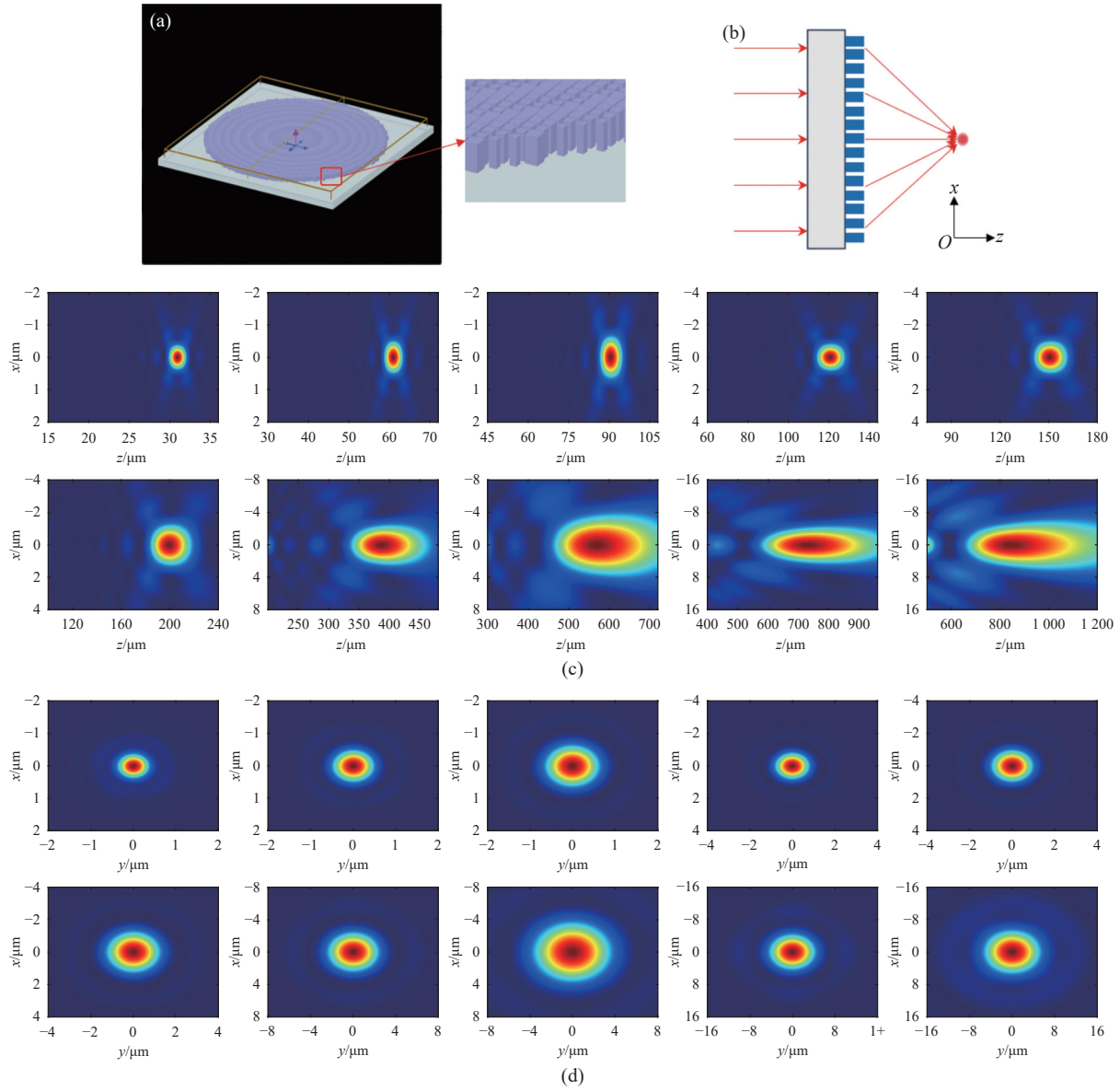


图4 不同焦距超透镜仿真。(a) 超透镜表面矩形柱排布示意图; (b) 超透镜聚焦示意图; (c) 不同焦距超透镜 xz 平面聚焦电场分布; (d) 不同焦距超透镜 xy 平面聚焦电场分布

Fig.4 Metasurfaces simulation with different focal length. (a) Square post antenna arrangement of metasurfaces; (b) Schematic diagram of metasurfaces focusing; (c) Electric field distribution in xz plane of metasurfaces with different focal lengths; (d) Electric field distribution in xy plane of metasurfaces with different focal lengths

场分布如图4(c)所示,通过对 xz 平面的电场强度分布进行分析,定位 Z 方向上电场强度峰值所在的坐标即可找到超透镜的焦平面位置。不同焦距超透镜在焦平面处的聚焦光斑分布如图4(d)所示。通过分析焦平面上的电场强度分布,可以得到聚焦光斑的半峰全宽(Full Width at Half Maximum, FWHM)。超透镜聚焦光斑的强度分布与相同口径单孔衍射的强度分布近似,光斑大小接近衍射极限,中央大亮斑外存在

明显的衍射圆环,聚焦光斑的强度分布可以近似看作高斯分布,并将光斑大小定义为FWHM的 $2\sqrt{2}$ 倍:

$$D_{\text{spot}} = D_{\text{FWHM}} \times 2\sqrt{2} \quad (4)$$

式中: D_{spot} 为聚焦光斑的直径; D_{FWHM} 为聚焦光斑的半峰全宽。

对上文中理论焦距为30~1000 μm 的超透镜仿真结果进行数据分析,研究超透镜的聚焦光斑大小,实际焦距相对设计值的偏移,透过率和聚焦效率与超透

镜 F 数之间的关系。焦距的偏移定义为: 焦距偏移=(实际焦距-理论焦距)/理论焦距, 当实际焦距小于理论焦距时, 焦距偏移为负数。需要注意的是, 以超透镜实际焦距和口径的比值 f/D_m 作为 F 数, 而非理论焦距与口径的比值。从图 5(a) 中可以看出, 各个焦距的超透镜聚焦光斑均接近衍射极限, 随着 f/D_m 增大

而逐渐增大, 这说明超透镜的分辨能力接近理想透镜。图 5(b) 中的结果表明, 超透镜的透过率随着 f/D_m 增大而增大, 但是聚焦效率先增大再减小, 当 $f/D_m=2$ 时聚焦效率达到最大。当 f/D_m 足够小时, 聚焦效率快速降低是因为边缘光波聚焦需要的衍射角度增大, 导致衍射效率降低, 并同时引起焦距的轻微偏离。

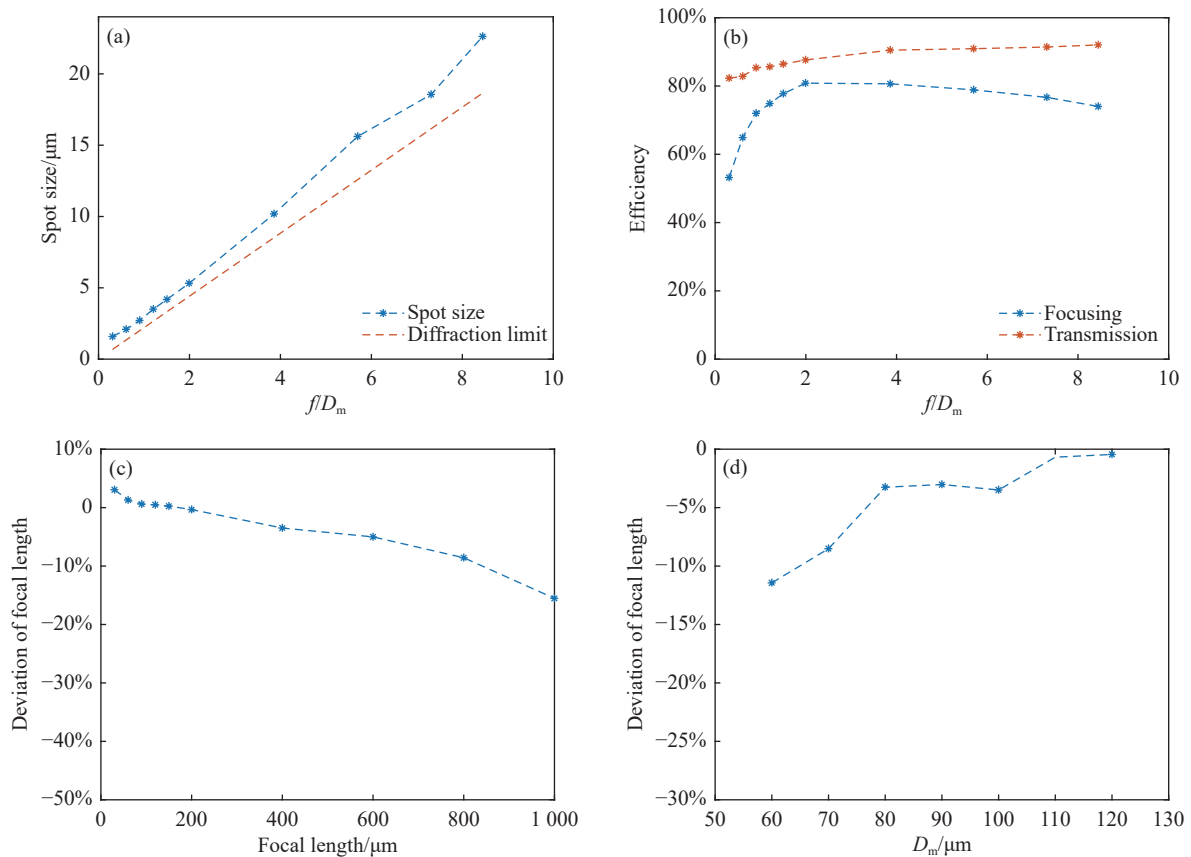


图 5 不同焦距超透镜仿真结果。(a) 聚焦光斑大小随 f/D_m 变化; (b) 不同焦距超透镜透过率与聚焦效率; (c) 实际焦距与理论焦距的偏移; (d) $f = 200 \mu\text{m}$ 超透镜焦距偏移随口径的变化

Fig.5 Simulation results of metasurfaces with different focal lengths. (a) Focusing spot size changes with f/D_m ; (b) Transmittance and focusing efficiency of metasurfaces with different focal lengths; (c) The deviation between actual focal length and theoretical focal length; (d) When the theoretical focal length is $200 \mu\text{m}$, the focal length of the metasurfaces changes with the aperture

此外, 从图 5(c) 中可以看出, 超透镜的实际焦距随着 f/D_m 增大而愈发向着减小的方向偏离理论焦距, 即 f/D_m 越大, 实际焦距的误差越大偏离越严重, 当理论焦距为 $1000 \mu\text{m}$ 时, 模拟得到的实际焦距只有 $844.7 \mu\text{m}$, 误差达到了 -15.53% 。这意味着在 f/D_m 很大的情况下, 无法通过将纳米天线按照设计相位排布来准确地制造目标焦距的超透镜。这一误差是由于 F 数太大和超透镜在空间上对相位进行离散采样所

引起的。当 f 增大时, 超透镜的 F 数增大, 超透镜空间相位变化的梯度减小, 超透镜同样半径上的纳米天线所映射的相位变化减小, 误差增大。而晶格周期对空间相位分布的离散采样会引入采样误差, F 数的增大同样会使得采样误差增大。因此, 在晶格周期 p 无法改变的前提下, 若想准确地设计焦距更长的超透镜, 需要设计更大口径的超透镜, 从而降低误差。

为了验证这一猜想, 进行新的模拟: 在控制超透

镜理论焦距为 $400\ \mu\text{m}$ 不变的情况下, 改变超透镜的口径 D_m , 观察实际焦距的偏移随超透镜口径 D_m 的变化。从图 5(d) 中可以看出, 当超透镜的通光孔径增大时, 超透镜的焦距偏离逐渐减小至接近 0, 这意味着只需要将超透镜的 f/D_m 控制在合理的范围内, 即可保证超透镜焦距的设计准确性。经过分析和对比图 5 中的四幅图片之后, 可以得出结论: 超透镜的 f/D_m 应该控制在 $0.6 \leq f/D_m \leq 5$ 范围内, 才能保证超透镜实际焦距偏离较小, 且拥有较高的聚焦效率和接近衍射极限的分辨率。

最后, 对超透镜在不同带宽下的 MTF 和焦距随入射光中心波长的变化进行分析。905 nm 波段的激光雷达常用的激光器光源有脉冲激光二极管 (Pulsed Laser Diode, PLD)、垂直腔面发射激光器 (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser, VCSEL) 和固体激光器, 它们的光谱半峰全宽通常在 7 nm 以内, 中心波长偏

移在 $\pm 10\ \text{nm}$ 以内。基于这些特点, 模拟计算了在 10~40 nm 不同带宽情况下 $f = 100\ \mu\text{m}$ 、 $D_m = 100\ \mu\text{m}$ 超透镜的 MTF 曲线情况以及 200 nm 带宽范围内三个不同焦距的超透镜其焦距随入射光波长的变化, 即超透镜的轴向色散引起的焦距偏移与波长的关系, 如图 6 所示。随着入射光谱带宽的增大, 超透镜的色像差增大, MTF 曲线逐渐下降并远离衍射极限, 且带宽越宽 MTF 下降速度越快, 当带宽在 20 nm 以内时, MTF 接近衍射极限无明显下降。当入射光波的中心波长变化时, 超透镜的焦距随波长的增大而减小, 且随透镜焦距的增大焦距偏移的下降速度更快, 这就是超透镜的色焦距偏移。当中心波长偏移在 $\pm 10\ \text{nm}$ 时, 焦距的偏移在 $\pm 2.5\ \mu\text{m}$ 以内, 偏移小于 1.25%。因此, 有充分的理由认为雷达激光光源的光谱带宽和中心波长偏移对超透镜的性能造成的影响很小, 可以忽略。

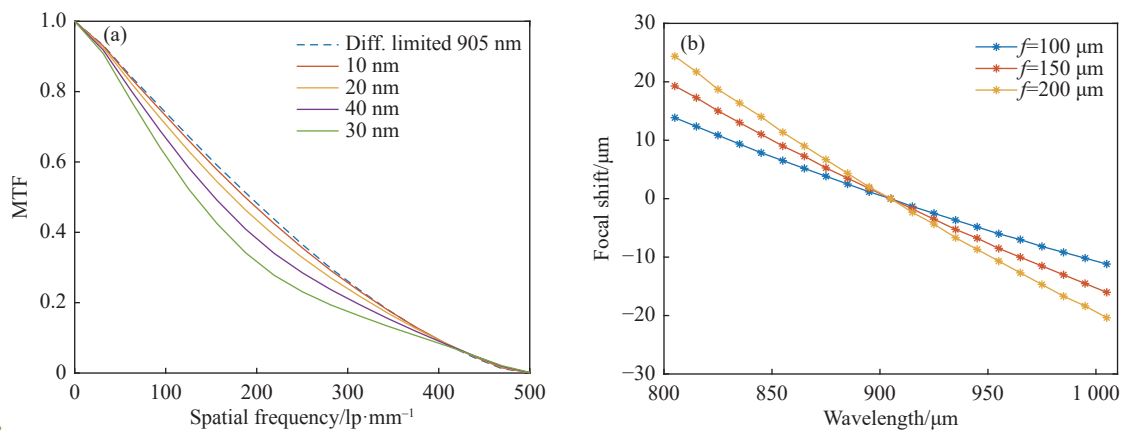


图 6 超透镜色散特性分析。(a) $f = 100\ \mu\text{m}$ 超透镜不同带宽下的 MTF; (b) 超透镜的焦距随入射光中心波长的变化

Fig.6 Analysis of dispersion characteristics of metasurfaces. (a) MTF at different bandwidths of metasurfaces with a focal length of $100\ \mu\text{m}$; (b) The focal length of the metasurfaces varies with the central wavelength of the incident light

3 结 论

文中提出了一种在 905 nm 雷达波段采用与 CMOS 制造技术兼容的低折射率材料 Si_3N_4 设计超透镜的方法, 采用矩形柱代替了最常用的圆柱来提高最大占空比, 实现了低纵横比的设计。模拟了该结构下相同口径不同焦距的超透镜, 并分析了其焦距偏离、聚焦性能和聚焦效率等各项性能随 f/D_m 的变化, 以及光源光波带宽和色散对超透镜的影响。低折射率材料 Si_3N_4 的使用扩展了超表面光学器件的可用材料范

围, 使得超透镜的加工与广泛使用的 CMOS 制造技术兼容, 利于激光雷达的进一步集成化和小型化, 为实现超紧凑的芯片级激光雷达传感器拓宽了道路。

参考文献:

- [1] ZHAN A, COLBURN S, TRIVEDI R, et al. Low-contrast dielectric metasurface optics [J]. *ACS Photonics*, 2016, 3(2): 209-214.
- [2] GROEVER B, CHEN W T, CAPASSO F. Meta-lens doublet in the visible region [J]. *Nano Letters*, 2017, 17(8): 4902-4907.

- [3] YU N, CAPASSO F. Flat optics with designer metasurfaces [J]. *Nature Materials*, 2014, 13(2): 139-150.
- [4] YANG Q, WANG W, TIAN X. High numerical aperture bifocal metalens with regulatory focusing intensity [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2022, 51(5): 20210602. (in Chinese)
- [5] HU J, BANDYOPADHYAY S, LIU Y, et al. A review on metasurface: from principle to smart metadevices [J]. *Frontiers in Physics*, 2021, 8: 586087.
- [6] ARBABI A, HORIE Y, BALL A J, et al. Subwavelength-thick lenses with high numerical apertures and large efficiency based on high-contrast transmitarrays [J]. *Nature Communications*, 2015, 6(1): 7069.
- [7] CHEN B, WU P, SU V, et al. GaN metalens for pixel-level full-color routing at visible light [J]. *Nano Letters*, 2017, 17(10): 6345-6352.
- [8] VO S, FATTAL D, SORIN W, et al. Sub-wavelength grating lenses with a twist [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2014, 26(13): 1375-1378.
- [9] HSU L, NDAO A, KANTÉ B. Broadband and linear polarization metasurface carpet cloak in the visible [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(12): 2978-2981.
- [10] QIAN C, ZHENG B, SHEN Y, et al. Deep-learning-enabled self-adaptive microwave cloak without human intervention [J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(6): 383-390.
- [11] HU J, LANG T, SHI G. Simultaneous measurement of refractive index and temperature based on all-dielectric metasurface [J]. *Optics Express*, 2017, 25(13): 15241-15251.
- [12] LIU X, FAN K, SHADRIVOV I V, et al. Experimental realization of a terahertz all-dielectric metasurface absorber [J]. *Optics Express*, 2017, 25(1): 191-201.
- [13] YAO Y, SHANKAR R, KATS M, et al. Electrically tunable metasurface perfect absorbers for ultrathin mid-infrared optical modulators [J]. *Nano Letters*, 2014, 14(11): 6526-6532.
- [14] LV H, BAI Y, YE Z, et al. Generation of optical vortex beams via metasurfaces (Invited) [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2021, 50(9): 20210283. (in Chinese)
- [15] YANG Y, WANG W, MOITRA P, et al. Dielectric meta-reflectarray for broadband linear polarization conversion and optical vortex generation [J]. *Nano Letters*, 2014, 14(3): 1394-1399.
- [16] ZHENG G, MÜHLENBERND H, KENNEY M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency [J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(4): 308-312.
- [17] NI X, KILDISHEV A, SHALAEV V. Metasurface holograms for visible light [J]. *Nature Communications*, 2013, 4(1): 2807.
- [18] GUO X, PU M, GUO Y, et al. Flexible and tunable dielectric color meta-hologram [J]. *Plasmonics*, 2020, 15: 217-223.
- [19] YU N, AIETA F, GENEVET P, et al. A broadband, background-free quarter-wave plate based on plasmonic metasurfaces [J]. *Nano Letters*, 2012, 12(12): 6328-6333.
- [20] ARBABI A, HORIE Y, BAGHERI M, et al. Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission [J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(11): 937-943.
- [21] HUANG Y, LEE H W, SOKHOYAN R, et al. Gate-tunable conducting oxide metasurfaces [J]. *Nano Letters*, 2016, 16(9): 5319-5325.
- [22] ARBABI E, ARBABI A, KAMALI S, et al. MEMS-tunable dielectric metasurface lens [J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 812.
- [23] LI S, XU X, MARUTHIYODAN V, et al. Phase-only transmissive spatial light modulator based on tunable dielectric metasurface [J]. *Science*, 2019, 364(6445): 1087-1090.
- [24] YIN X, STEINLE T, HUANG L, et al. Beam switching and bifocal zoom lensing using active plasmonic metasurfaces [J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 6(7): e17016.
- [25] LESINA A, GOODWILL D, BERNIER E, et al. Tunable plasmonic metasurfaces for optical phased arrays [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2020, 27(1): 1-16.
- [26] LI N, XU Z, DONG Y, et al. Large-area metasurface on CMOS-compatible fabrication platform: driving flat optics from lab to fab [J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(10): 3071-3087.
- [27] KHAIDAROV E, LIU Z, PANIAGUA - DOMÍNGUEZ R, et al. Control of LED emission with functional dielectric metasurfaces [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2020, 14(1): 1900235.
- [28] XIE Y, NI P, WANG Q, et al. Metasurface-integrated vertical cavity surface-emitting lasers for programmable directional lasing emissions [J]. *Nature Nanotechnology*, 2020, 15(2): 125-130.
- [29] AIETA F, GENEVET P, KATS M A, et al. Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces [J]. *Nano Letters*, 2012, 12(9): 4932-4936.
- [30] YOON G, KIM K, HUH D, et al. Single-step manufacturing of hierarchical dielectric metalens in the visible [J]. *Nature Communications*, 2020, 11(1): 2268.
- [31] KHORASANINEJAD M, CHEN W, DEVLIN R, et al.

- Metalenses at visible wavelengths: Diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging [J]. *Science*, 2016, 352(6290): 1190-1194.
- [32] HUANG L, CHEN X, MÜHLENBERND H, et al. Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation [J]. *Nano Letters*, 2012, 12(11): 5750-5755.
- [33] LIN D, FAN P, HASMAN E, et al. Dielectric gradient metasurface optical elements [J]. *Science*, 2014, 345(6194): 298-302.
- [34] KHORASANINEJAD M, ZHU A Y, ROQUES-CARMES C, et al. Polarization-insensitive metalenses at visible wavelengths [J]. *Nano Letters*, 2016, 16(11): 7229-7234.

Simulation design and research on low refractive index metasurface in 905 nm lidar band

LIU Zewu, CHEN Jie, GUO Chengxiang, YANG Lei*, XIE Hongbo

(Key Laboratory of Optoelectronics Information Technology (Ministry of Education), School of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract:

Objective Lidar systems based on metasurfaces are currently popular research topics. The development of lidar systems relying on traditional optical components has encountered a bottleneck, and the stacked optical component structure limits further miniaturization and integration. Recent advancements in metasurface research are seen as a promising alternative to traditional lidar technology. Metasurface-based lidar systems are expected to integrate lidar functionalities—such as light emission, scanning, and detection—into a single CMOS chip, paving the way for compact chip-level lidar sensors. However, existing infrared lidar-band metasurfaces typically use high refractive index materials, such as titanium oxide, as the antenna material, which limits their integration on CMOS-compatible chips. To address this issue, this paper explores the design of metasurfaces using CMOS-compatible materials for the 905 nm lidar band.

Methods Using the electromagnetic simulation software FDTD, we performed scans to determine the optimal period and antenna height for metasurfaces designed with the CMOS-compatible material silicon nitride. Additionally, we replaced cylindrical pillars with square posts to increase the antenna duty cycle. Furthermore, we simulated the performance of metasurfaces with different focal lengths under the same aperture, analyzing how their performance varied with the f -number. We also investigated the impact of dispersion on the focusing ability of the metasurfaces under broadband conditions.

Results and Discussions Comparing the focusing performance of the metasurfaces with the same aperture but different focal lengths (Fig.5), it is evident that when the f -number of the metasurface is in the range of 0.6 to 5, the metasurfaces exhibits minimal focal length deviation, high focusing efficiency, and a resolution close to the diffraction limit. The broadband dispersion results of the metasurfaces (Fig.6) show that within the bandwidth and central wavelength shift range of the existing lidar source, the metasurface is able to achieve imaging close to the diffraction limit.

Conclusions In this paper, we have introduced a method for designing metasurfaces using the low-contrast material silicon nitride, which is compatible with CMOS technology in the 905 nm lidar band. We employed square posts instead of the commonly used cylindrical nanopillars as antennas to increase the maximum duty cycle, achieving a low aspect ratio design. The framework we developed is applicable for designing arbitrary spatial phase profiles, similar to previous designs, and brings metasurface optics fully into the lidar spectrum. We

then simulated metasurfaces with different focal lengths under the same aperture to analyze their performance in terms of focal length deviation, focusing ability, and efficiency with respect to f -number. Additionally, we examined the impact of laser source bandwidth and dispersion on metasurface performance. The use of silicon nitride extends the material options for metasurface optical devices, enabling the fabrication of metasurfaces compatible with widely used CMOS manufacturing processes. This advancement is crucial for the further integration and miniaturization of lidar systems, facilitating the realization of ultra-compact chip-level lidar sensors and opening up new possibilities for a wide range of applications.

Key words: optical design; metasurface; diffractive optics; lidar; silicon nitride photonics