

基于氧化铟锡的空间光相位调控超表面设计

孙占山, 付云起, 林沂**, 安强*

国防科技大学电子科学学院, 湖南 长沙 410072

摘要 空间光的相位调控对于光学相控阵以及焦距可调透镜等的应用具有重要意义。氧化铟锡(ITO)是一种透明金属材料,其介电常数可以通过外部电压进行高速调制,因此被广泛应用于电光调控设备。本课题组基于 ITO 薄膜和金属谐振器设计了一种谐振增强结构,通过静电调控 ITO 的载流子浓度,使入射光与超表面发生临界耦合,显著提升了结构对电磁特性的调控能力,实现了高于 330° 的相位调制范围。利用相位调控单元构建光学相控阵,实现了波束的动态偏转;同时设计了焦距可调透镜,通过仿真实现了焦距为 10, 15, 20 μm 的可调聚焦效果。所设计的相位调控超表面在光学探测、传感、成像等领域具有重要的应用价值。

关键词 光通信; 相位调制; 超材料; 光学相控阵; 可调透镜; 氧化铟锡

中图分类号 O436.2

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202249.0705001

1 引言

近几十年来,人们对散射光的操控进行了广泛研究,并将其应用到了光电领域,例如光通信、成像、传感和检测^[1-7]。超表面是由亚波长周期性排列单元组成的纳米结构表面,这些单元对光的本构特性具有多种控制能力,可以实现诸如幅度调制^[8-10]、相位调控^[11-13]和偏振转换^[14-16]等功能。在这些本构电磁特性中,相位对于光电器件而言始终具有至关重要的作用^[17]。通过构建梯度分布的散射相位,超表面已被用于波前控制设计,包括异常反射/折射^[18]、聚焦^[19]和全息^[20]。然而,对于无源超表面,它们的光学特性在制备完成后就已固定^[21],只能应用于指定的场景。由于硅等半导体材料的电光效应较弱,现有的硅基光学器件的可调性有限,因此亟需发展具有电光可调性的活性材料,以设计智能超表面。目前,许多研究都实现了散射相位的调节。微机电系统(MEMs)^[22]、液晶^[23]和相变材料^[24-25]被研究人员用于实现相位调制,但它们的响应速度仍存在瓶颈^[1-3, 26]。多量子阱结构可以进行高速相位调制^[27],但有限的调制范围无法满足诸如大角度光束

偏转等实际应用。石墨烯具有高调制速度、电光可调性以及可与强光物质相互作用^[28-29]等特性,因此也被用于设计相位调制器件。Kakenov 等^[30]提出了一种基于 Salisbury 屏原理的相位调制器,他们通过对石墨烯进行静电掺杂,在太赫兹波段获得了大小为 2π 的相位调制范围。Zhang 等^[3]设计了一种工作在 4.5 THz 波段的金属-石墨烯混合调制结构,该结构可以实现 295° 的相位变化。Sherrott 等^[1]利用石墨烯-金纳米棒构造了超表面,并在 8.50 μm 的工作波长下观察到了超过 230° 的相位调制范围。Li 等^[31]首先设计了一种石墨烯-金属纳米棒调制结构,获得了超过 240° 的相位调制范围,之后又利用与金属棒互补的缝隙结构进行调制,实现了相同的调制范围。Abdollah Ramezani 等^[32]利用多层石墨烯-电介质超材料来增强光与物质的相互作用,扩大了相对介电常数随门控电压的变化范围,在 20 THz 的工作频率下获得了 2π 的传输相位变化。然而,在近红外和可见光等短波段,利用泡利阻塞原理实现空间光动态调控,通常需要使用较大的外部电场对石墨烯进行掺杂,因此大多数基于石墨烯的相位调制结构都局限于中红外和太赫兹波

收稿日期: 2021-07-29; 修回日期: 2021-09-12; 录用日期: 2021-09-30

基金项目: 国家自然科学基金(61901492, 61901493)

通信作者: *anqiang18@nudt.edu.cn; **liny_886@163.com

段,限制了它们的应用。透明导电氧化物氧化铟锡(ITO)也已被用于动态操纵空间光^[33-35]。ITO 具有较好的导电性能,电阻率可以低至 $10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$,载流子迁移率约为 $50 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$,并且具有良好的电光可调性,在金属-氧化物-金属结构中可以形成电容结构,而且 ITO 薄膜的光电性能可由外部电场进行调控。在电场作用下,外部载流子向 ITO 薄膜迁移,可以实现 p 型或 n 型掺杂。ITO 薄膜内载流子浓度的变化会影响薄膜的光电子学特性,如电导率、介电常数等。在近红外区域,ITO 可表现出介电常数近零(ENZ)效应,对电磁波具有优良的调控能力。2018 年,Shirmanesh 等^[34]利用金属光栅和 ITO 薄膜实现了相位调制功能;他们利用双门控电压对 ITO 薄膜进行掺杂,实现了相位和幅度的独立控制;他们设计的结构在 1550 nm 波长下可以实现 300° 的相位调制范围。2020 年,该课题组利用类似的结构实现了 300° 的相位调制,同时他们利用该调制结构制作了光学相控阵,实现了波束的扫描和聚焦^[33]。2019 年,该团队利用 ITO-介质超表面构造了相位调制结构,该结构可以同时工作在透射模式和反射模式,可以分别实现 270° 和 240° 的相位调制范围^[11]。2019 年,Forouzmand 等^[35]利用 ITO 层对导模谐振区域进行调谐,实现了约 210° 的相位调制,然而所需调控电压范围高达 40 V,不利于实际应用。本课题组通过结合 ITO 薄膜和金属谐振结构,使 ITO 介电常数近零的波长范围与金属结构谐振波长重叠,极大地增强了相位突变能力,实现了一种高效的空间光相位调制器。该器件结构简单,便于加工制备,相位调制范围超过了 330° ,所需控制电压范围仅约为 7 V,几乎可以实现对任意波束的控制。此外,本课题组通过仿真设计了光学相控阵,用其实现了波束的偏转调控;还设计了反射式透镜,并展示了其焦距的动态可调性。

2 基本原理

2.1 ITO 的光学建模

ITO 的介电常数可以由 Drude 模型表征为^[11,36]

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad \omega_p = \frac{N_0 q^2}{\epsilon_0 m^*}, \quad (1)$$

式中: ϵ_∞ 为 ITO 高频介电常数, $\epsilon_\infty = 3.9$; ω_p 为等离子体的谐振频率; ω 为入射光角频率; γ 为阻尼系数, $\gamma = q/(\mu m^*)$, μ 为载流子迁移率, q 为电子电量; m^* 为电子等效质量, $m^* = 0.35m_0$, m_0 为电子

质量; N_0 为初始载流子浓度; ϵ_0 为真空介电常数。等离谐振频率 ω_p 仅由载流子浓度决定,当外界电场对 ITO 进行掺杂时,载流子浓度的变化即可影响等离子的谐振频率,进而改变介电常数,这就是 ITO 电场调节的主要机理。

对 ITO 进行静电掺杂时,会形成电容结构。当施加正电压时,电介质内的电子将向 ITO 转移,因此在电介质-ITO 界面处逐渐形成电子积累层,如图 1(a)所示。积累层的电子浓度可以通过 Thomas-Fermi 理论描述,也有大量文献通过界面单层或界面多层模型进行建模^[36]。为了减少计算量,本课题组采用分层构建法对模型进行简化,即对掺杂了电子的积累层和未掺杂电子区域分别建模,并用不同的介电特性进行表征。对于电子积累层,其载流子浓度 N 由电介质参数以及施加的电场决定,即

$$N = N_0 + V_g \epsilon_s \epsilon_0 / (t_s t_{\text{acc}} q), \quad (2)$$

式中: V_g 为施加的电压; ϵ_s 为直流下介质的介电常数; t_s 为介质层厚度; t_{acc} 为积累层的厚度。积累层的厚度 t_{acc} 的计算公式为^[11]

$$t_{\text{acc}} = \left(\frac{\epsilon_{\text{ITO}}^{\text{DC}} \epsilon_0 \hbar^2}{4\pi^2 m^* q^2} \right)^{1/2} \left(\frac{\pi^4}{3N_0} \right)^{1/6}, \quad (3)$$

式中: $\epsilon_{\text{ITO}}^{\text{DC}}$ 为静态 ITO 的介电常数, $\epsilon_{\text{ITO}}^{\text{DC}} = 9.3$; \hbar 为约化普朗克常量。可知,在本文使用的简化模型中,积累层厚度仅由初始载流子浓度决定。受制备工艺、温度等的影响,ITO 薄膜的载流子迁移率 μ 一般为 $50 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ 左右^[36],考虑到非理想情况下的迁移率会进一步降低,本文在仿真中设定 $\mu = 30 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$,则阻尼系数 $\gamma \approx 170 \text{ THz}$ 。设定初始载流子浓度 $N_0 = 6 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$,介质层选用 Al_2O_3 材料,其直流介电常数 $\epsilon_s = 9$,厚度 $t_s = 5 \text{ nm}$ 。对 ITO 电容结构施加电压后对 ITO 层进行掺杂,这会导致载流子浓度发生变化,如图 1(b)所示,进而通过式(2)影响 ITO 的介电常数。图 1(c)展示了 ITO 介电常数的实部和虚部随施加电压的变化曲线;图 1(d)显示了 ITO 积累层厚度随初始载流子浓度的变化,可知,初始载流子浓度越高,积累层厚度越小。

2.2 结构与原理分析

本课题组设计的相位调控超表面结构如图 2 所示。调制器工作于光学通信波长 1550 nm。单元结构的尺寸参数为:周期 $P = 400 \text{ nm}$,金属圆盘直径 $D = 280 \text{ nm}$,连接线宽度 $W = 180 \text{ nm}$,金属层厚度 $T_1 = 30 \text{ nm}$,绝缘介质层 Al_2O_3 厚度 $T_2 = 5 \text{ nm}$,ITO

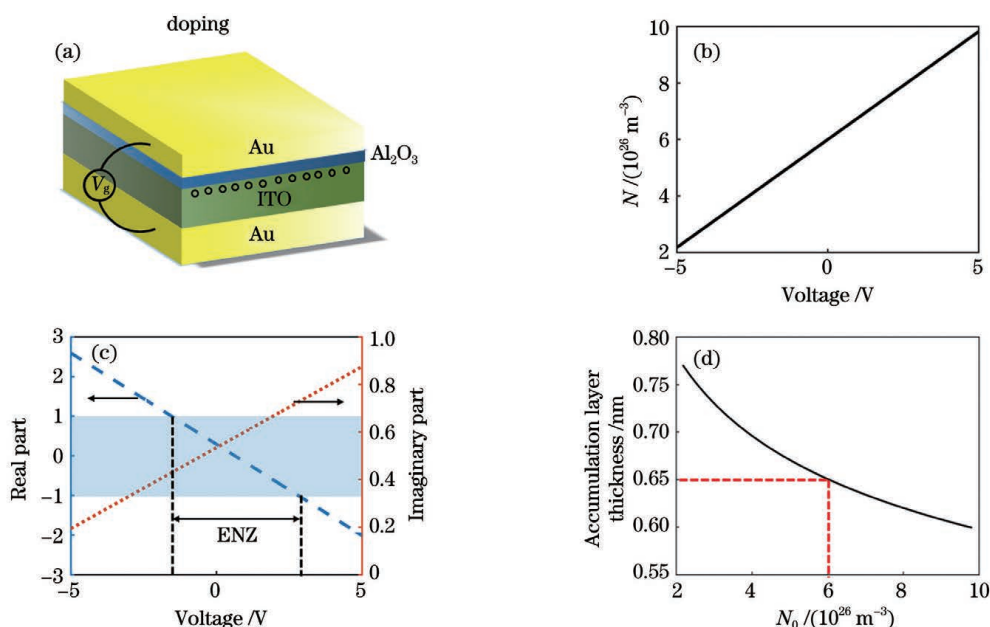


图 1 ITO 电磁特性。(a) ITO 电学掺杂模型；(b) 载流子浓度随电压的变化；(c) 介电常数随电压的变化；(d) ITO 积累层厚度随初始载流子浓度的变化

Fig. 1 Electromagnetic properties of ITO. (a) ITO electrical doping model; (b) change of carrier concentration with voltage; (c) change of dielectric constant with voltage; (d) change of accumulation layer thickness with original carrier concentration

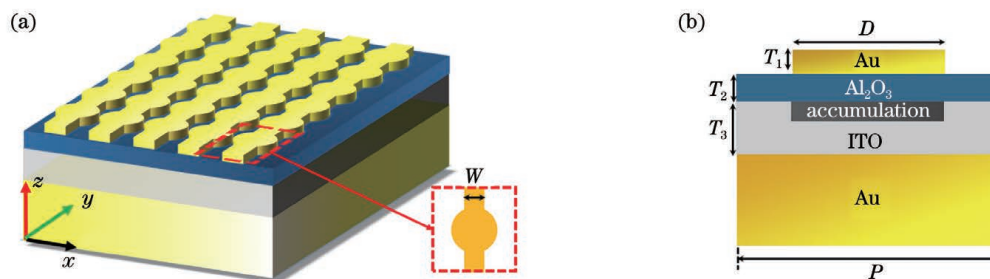


图 2 相位调控超表面结构示意图。(a) 3D 图；(b) 单元结构 (周期 $P=400$ nm, 金属连接线宽度 $W=180$ nm, 金属圆盘直径 $D=280$ nm, 金属层厚度 $T_1=30$ nm, 绝缘介质层 Al_2O_3 厚度 $T_2=5$ nm, ITO 膜厚 $T_3=20$ nm)

Fig. 2 Structure of proposed phase modulating metasurface modulator. (a) Three-dimensional diagram; (b) unit cell (period $P=400$ nm, metal connection line width $W=180$ nm, metal disc diameter $D=280$ nm, metal layer thickness $T_1=30$ nm, insulating dielectric layer Al_2O_3 thickness $T_2=5$ nm, and ITO film thickness $T_3=20$ nm)

膜厚 $T_3=20$ nm。根据式(2), 仿真过程中 ITO 积累层的厚度仅由初始载流子浓度 N_0 决定, 当初始载流子浓度 $N_0=6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 时, ITO 积累层厚度 $t_{\text{acc}}=0.65$ nm, 如图 1(d) 所示。上下电极均为 Au 材料, 其介电常数同样可以由 Drude-Lorentz 模型表征^[37]: $\epsilon(\omega)=\epsilon_\infty-\omega_p^2/(\omega^2+i\gamma\omega)$ 。其中, $\epsilon_\infty=1$, 等离子体的谐振频率 $\omega_p=1.37 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$, 阻尼系数 $\gamma=4.05 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ 。上层偏置电极为 Au 圆盘结构, 在 y 轴方向上金属圆盘结构以金属线相互连接, 偏置电极下层为 Al_2O_3 绝缘介质层, ITO 置于下层金属板与 Al_2O_3 介质层之间。通过设置合适

的尺寸参数, 可以在金属周围激发等离子体谐振, 从而将入射能量聚集在两金属层中间, 实现局域电场增强。同时, ITO 的载流子浓度值使 ITO 薄膜的介电常数在近红外波段可以实现 ENZ 效应, 如图 1(c) 中的阴影区所示。在 ENZ 区域, 电场能量会被高度限制在 ITO 薄膜内部, 并且与 ITO 层发生充分的相互作用。局部聚集的电场对周围电磁环境参数的变化十分敏感, 因此通过偏置电极对 ITO 进行掺杂时, ITO 薄膜电导率(即介电常数)的改变会导致光的散射相位急剧变化, 形成相位的电学调制。

图 3(a) 显示了相位调控超表面结构的反射相

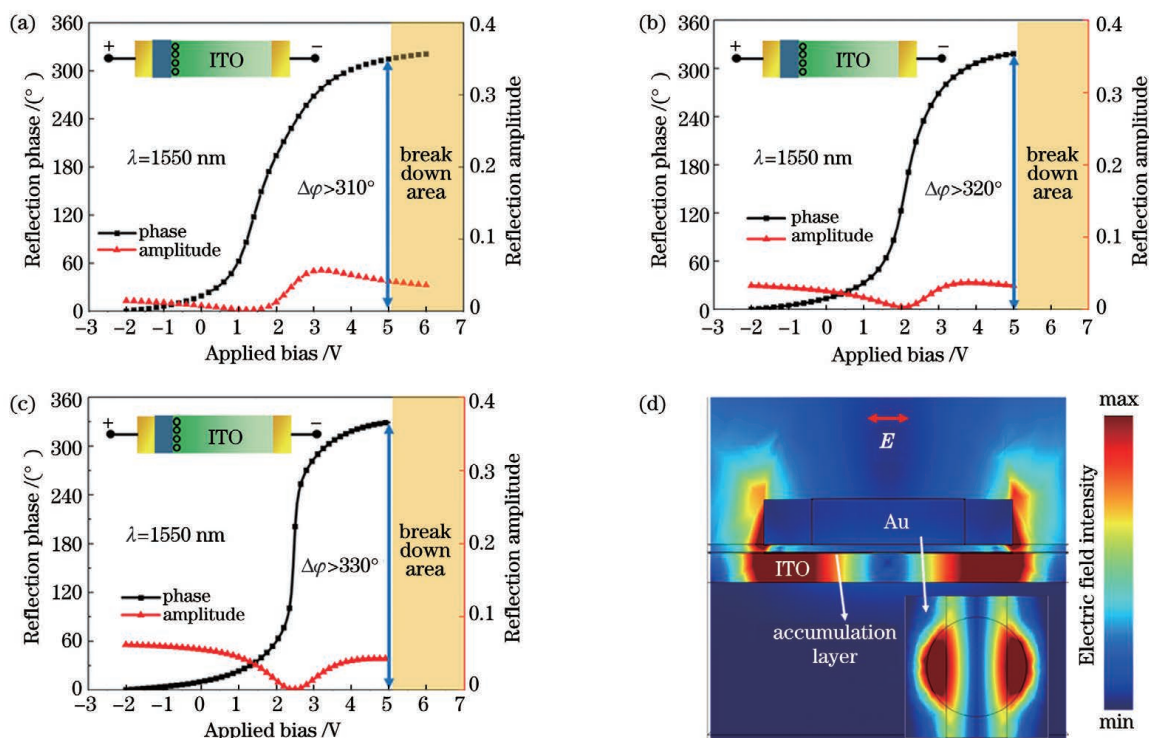


图 3 调制性能与电场分布。(a) 310° 相位调制范围; (b) 320° 相位调制范围; (c) 330° 相位调制范围; (d) 电场分布
 Fig. 3 Modulation performance and electric field distribution. (a) 310° phase tunability; (b) 320° phase tunability; (c) 330° phase tunability; (d) electric field distribution

位和幅度随门控电压的变化。在 $-2 \sim 5$ V 的门控电压范围内,反射相位变化达到了 310° ,继续增加门控电压相位仍有缓慢上升的趋势,但此时的电压超过了 Al_2O_3 介质的击穿电压 (10 MV/cm),无法继续工作。实际上,通过优化结构参数,可以进一步增大相位调制范围,如图 3(b)、(c) 所示,相位调制范围分别略大于 320° 和 330° 。可以发现,当相位调制范围增大时,曲线的斜率也变大,导致相位变化过于陡峭,不利于实际控制,因此本文在综合考虑调制范围和陡峭度的情况下,在后续研究中均选用相位调制范围为 310° 的结构参数。强烈的光物质相互作用可以通过入射光与超表面的临界耦合来解释^[1,38-39]:当结构的电阻损耗和辐射损耗相等时,会激发临界耦合^[38];入射光通过辐射耦合激发本征模,在临界耦合条件下,能量被转化为电阻损耗,使反射得到充分抑制。这种反射抑制在直观上可以通过完美吸波体模型进行理解:当从金属谐振器和背面金属板反射的光具有相反相位时,就会在入射平面产生驻波,能量聚集在金属谐振器周围;由于金属结构是有耗媒质,入射能量在这种强阻尼作用下被消耗,从而使结构可以产生接近完美的吸收,即发生了临界耦合。相位调制发生于欠阻尼和过阻尼振荡的过渡态,这意味着这种过渡不可避免地要经过临

界耦合区域,因此宽的相位调制范围与吸收强度会发生强耦合,相位可调范围增大时,吸收强度也随之增大,相位的可调性以能量损失为代价。由于相位变化过程经过了完美吸收的临界耦合条件,因此相位变化最剧烈的部分对应的光吸收最强,反射幅度最小,仅约 1%。图 3(d) 显示了在 1550 nm 入射光下,门控电压为 1.5 V 时的电场分布。可以发现电场被极大地限制在 ITO 积累层。这是因为在施加 1.5 V 电压时,ITO 积累层的介电常数在 ENZ 区域,能量被高度集中。此时改变门控电压,介电常数的微弱变化就可以极大地改变散射特性。值得注意的是,ITO 调控结构的反射幅度大大降低,这是由于 ITO 薄膜材料在近红外区域的本征吸收较强,导致在非完美吸收临界耦合区域也有很强的损耗产生。因此,本结构的应用被局限于近距离且仅需低功率的场景,在实际使用中,一般可以通过提供较大的人射光功率来提高反射光强度。

本课题组通过仿真得到了不同波长下反射相位和幅度随偏置电压的变化,如图 4 所示,设置 x 轴(波长)步进值为 2 nm , y 轴(电压)步进值为 0.05 V 。在 $1540 \sim 1560 \text{ nm}$ 波长范围内,入射光与结构发生强耦合,反射被显著抑制,如图 4(a) 所示,因此相位变化在这一范围最为剧烈,均在 300° 以

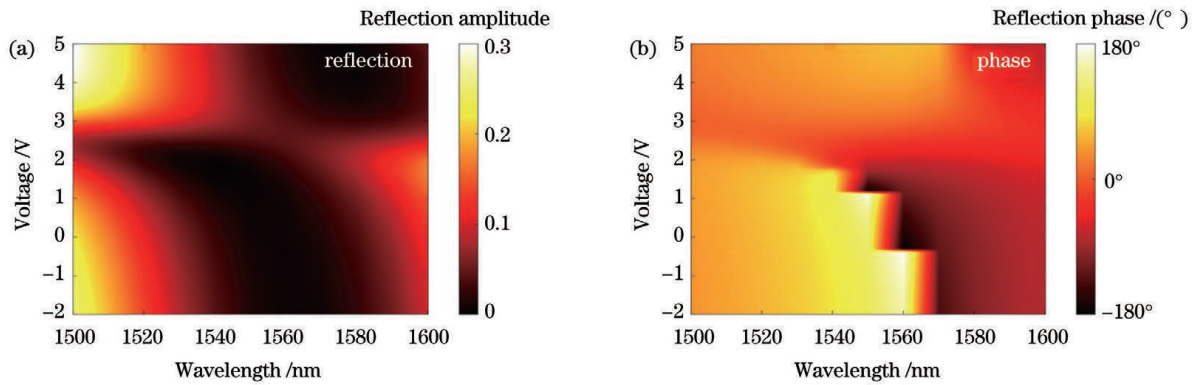


图 4 不同波长下反射幅度和相位随偏置电压的变化。(a)反射幅度;(b)反射相位

Fig. 4 Reflection amplitude and phase as a function of bias voltage at different wavelengths. (a) Reflection amplitude; (b) reflection phase

上,如图 4(b)所示。

接下来研究结构的尺寸参数对相位调制性能的影响。对圆盘的直径 D 和金属层厚度 T_1 进行扫描,并选取了相位调制范围达到最大时对应的波长,如图 5 所示。可以发现,金属圆盘的直径以及金属层厚度分别决定了结构的谐振波长和相位调制范

围。随着圆盘直径增大,金属谐振波长红移,因此对应的最大相位响应波长随之增大;随着金属层厚度增大,在 1550 nm 波长处的相位调制范围首先呈上升趋势,且相位变化比较陡峭,当金属层厚度超过 55 nm 后,相位发生急剧跳变,导致相位变化不连续,因此不适合实际应用。

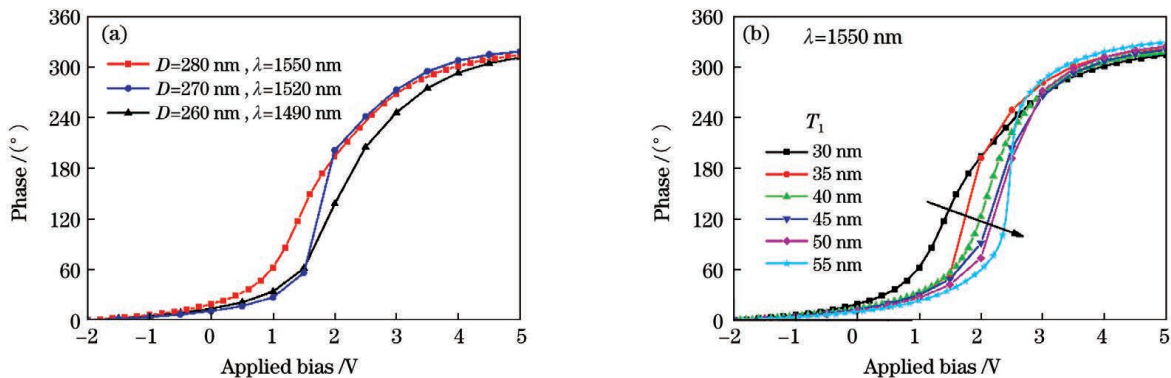


图 5 结构尺寸参数对相位调制性能的影响。(a)金属圆盘直径 D 的影响;(b)金属层厚度 T_1 的影响

Fig. 5 Influences of geometric parameters of proposed structure on phase modulation property. (a) Influence of width of metal strip W ; (b) influence of thickness of top metal layer T_1

3 波束调控设计

基于上述设计的相位调制结构,本课题组通过仿真实现了一个工作在 $\lambda = 1550$ nm 的反射式光学相控阵,并用其进行波束偏转控制。如图 6(a)所示,相控阵由周期性排列的金属光栅构成,每个单元之间的距离设置为 $d = 400$ nm。由于单元结构的亚波长特性,在近红外波长下,单元的排布周期较小,因此电极的加工难度加大。在实际制备时,需要合理设计布线,在结构四周分区域加工宽度渐变的馈线。在垂直入射下,相邻阵列之间相对相位差的计算公式为

$$\Delta\varphi = (2\pi d/\lambda) \sin\theta, \quad (4)$$

式中: θ 是反射光的辐射角度。对每一个金属条带施加不同的偏置电压,可以对每个相位单元进行单独调控,从而实现波束的任意偏转。图 6(b)和图 6(c)展示了波束偏转 20° 和 30° 的电场分布图。可以发现,由于不同相位对应的反射幅度并不均一,因此电磁波的波前分布并不均匀,高反射幅度单元处的电场强度较大,低反射幅度单元处对波前分布的贡献较小。为分析各阵元反射幅度不均匀带来的影响,本课题组对辐射的方向性系数进行了仿真,结果如图 7 所示。在设定偏离角度为 -20° 时,均匀反射幅度下方向性系数的副瓣较低,第一副瓣约为 -13 dB,波束方向准确偏离法向 -20° ;而不均匀反

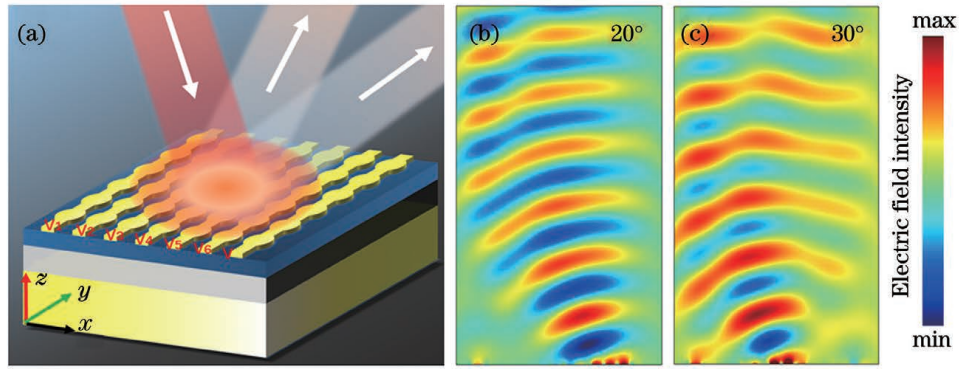


图 6 光学相控阵设计。(a)相控阵示意图;(b)波束偏转 20°时的电场分布;(c)波束偏转 30°时的电场分布

Fig. 6 Optical phased array design. (a) Schematic of phased array; (b) electric field distribution of beam deflection of 20°; (c) electric field distribution of beam deflection of 30°

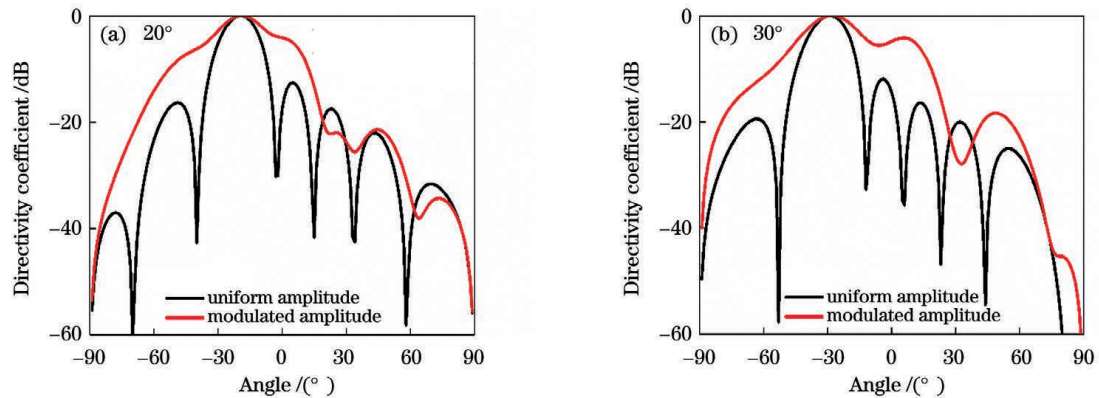


图 7 方向性系数。(a)波束偏转 20°;(b)波束偏转 30°

Fig. 7 Directivity coefficient. (a) Beam deflection of 20°; (b) beam deflection of 30°

射幅度下副瓣有所恶化,波束主瓣展宽,但辐射方向准确。这是由于反射不均匀导致各单元辐射叠加时在相位反向区域对消不完全,副瓣抬升。当设定偏离角度为-30°时,均匀反射幅度下的第一副瓣约为-12 dB,而不均匀幅度下副瓣同样恶化,波束展宽,但主波束辐射方向准确,辐射角度为-30°。由此可知,反射幅度不均匀将导致副瓣恶化,但不影响主瓣的辐射方向。对于这种副瓣恶化现象,可以采用如下方法解决:通过优化相位梯度序列的初始相位(此时对应的各单元的反射幅度也将发生重组),寻找出最优幅度序列^[40]。

同样,利用相位调制单元可以实现焦距可调的反射式透镜设计。透镜的每个相位调控单元子阵仍然以 $d=400\text{ nm}$ 的间距排列。假设透镜焦点位于整个结构中心单元的上方,相邻阵列之间的相位差为

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} [\sqrt{F^2 + (md)^2} - F], \quad (5)$$

式中: F 为焦距; m 为从中心单元到左右两侧的相位子阵的序号, $m=0,1,2,\dots$ 。图 8 显示了焦距 F 为 10,15,20 μm 时的电场聚焦图和相位分布图,可以看出,电场均在设计的焦点处聚焦。

如图 9 所示,焦距越大,聚焦中心偏离设计值越远;当 $F=10\ \mu\text{m}$ 时,聚焦点恰好在 10 μm 处;当 $F=15\ \mu\text{m}$ 时,聚焦位置为 14.9 μm ;当 $F=20\ \mu\text{m}$ 时,聚焦点位于 18.2 μm 。为分析焦距偏离的原因,本课题组分别研究了反射幅度和阵元数目对聚焦性能的影响。首先通过仿真得到了均匀反射(将所有阵元的反射幅值均设置为 1)下的焦距,如图 10 所示。可以发现,随着焦距增加,聚焦点同样发生了偏离,且随着焦距增加,聚焦点偏离的程度加剧。之后,保持反射幅度为非均匀,并将阵元数目增加一倍,仿真得到的结果如图 10 所示。可以发现,光束均准确聚焦于设定值。由此可得知,波束聚焦效果主要由阵元数目决定,阵元数目越多,聚焦越准确。

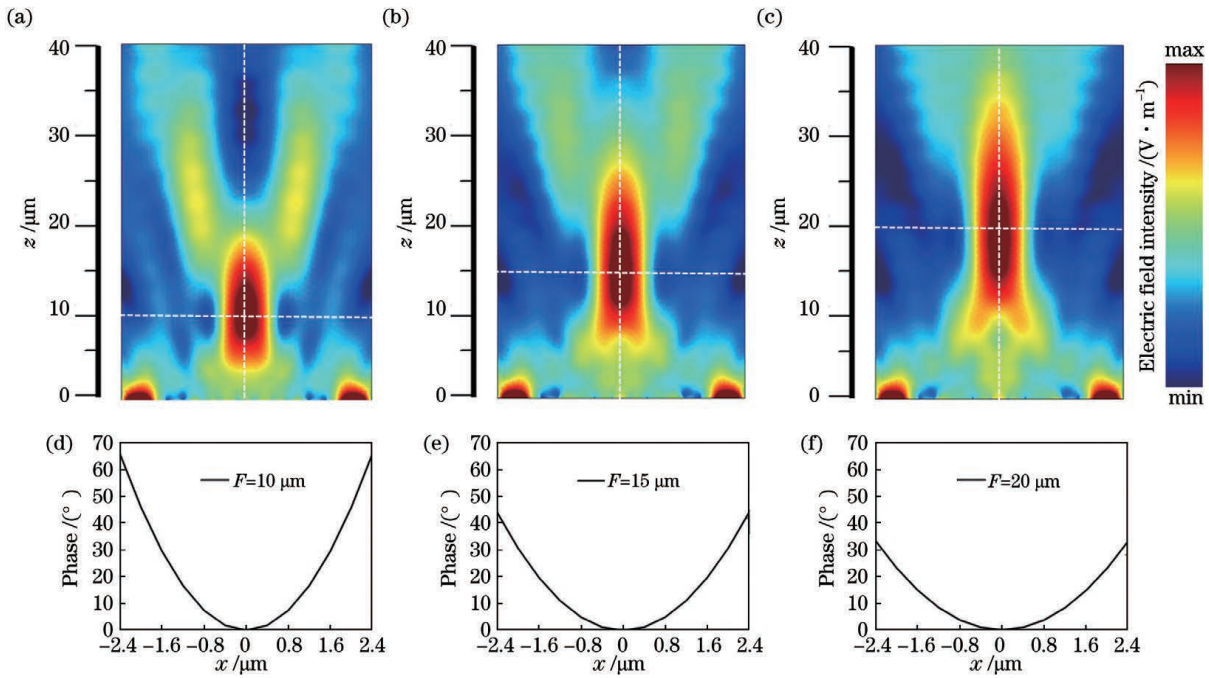


图 8 焦距为 10, 15, 20 μm 时的聚焦图和相位分布。(a)(d) $F=10 \mu\text{m}$; (b)(e) $F=15 \mu\text{m}$; (c)(f) $F=20 \mu\text{m}$
 Fig. 8 Focus diagrams and phase distributions with focal lengths of 10, 15, and 20 μm . (a)(d) $F=10 \mu\text{m}$; (b)(e) $F=15 \mu\text{m}$; (c)(f) $F=20 \mu\text{m}$

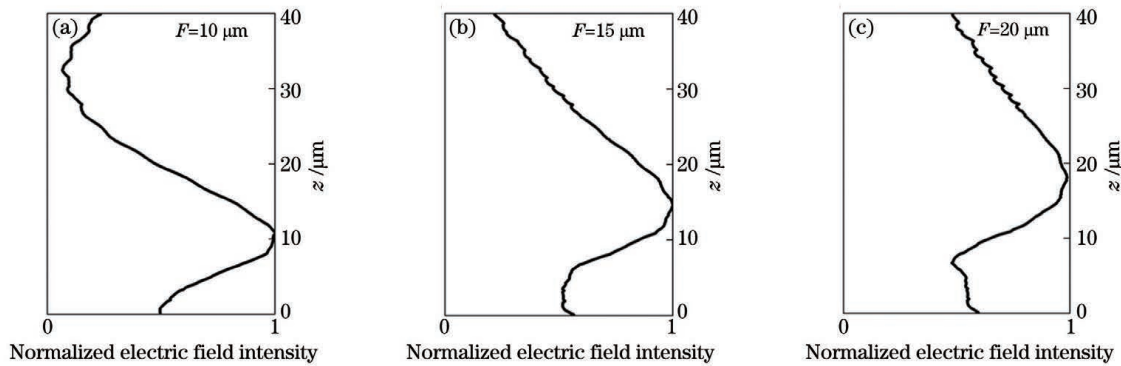


图 9 反射方向上 (z 轴) 的归一化聚焦电场强度。(a) $F=10 \mu\text{m}$; (b) $F=15 \mu\text{m}$; (c) $F=20 \mu\text{m}$
 Fig. 9 Normalized focus electric field intensity in reflection direction (z -axis). (a) $F=10 \mu\text{m}$; (b) $F=15 \mu\text{m}$; (c) $F=20 \mu\text{m}$

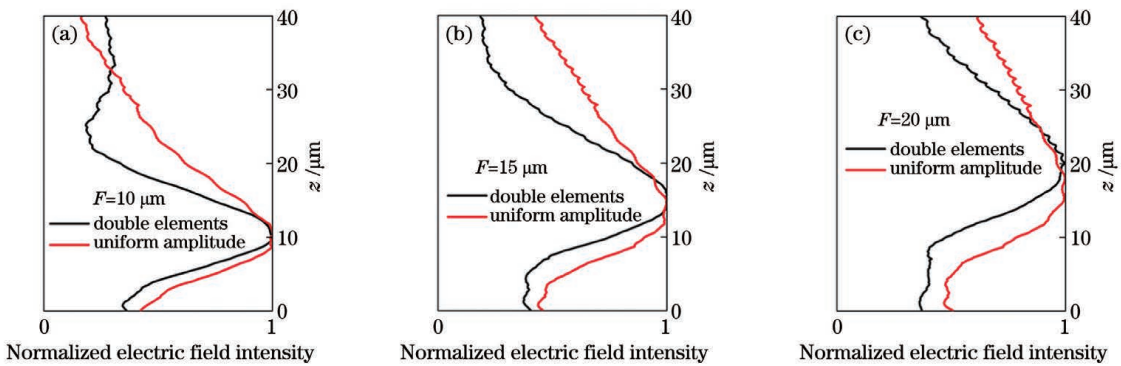


图 10 增加阵元或设置均匀反射幅度后的聚焦效果。(a) $F=10 \mu\text{m}$; (b) $F=15 \mu\text{m}$; (c) $F=20 \mu\text{m}$
 Fig. 10 Focusing effects after increasing the number of array elements to double or setting the uniform reflection amplitude. (a) $F=10 \mu\text{m}$; (b) $F=15 \mu\text{m}$; (c) $F=20 \mu\text{m}$

4 结 论

本课题组设计了一种基于 ITO 薄膜的相位调制器。该器件利用上层金属电极的等离子体谐振效应将入射光能量聚集在 ITO 薄膜层,结合 ITO 的 ENZ 特性,增强了对电磁特性的操控能力。通过设计金属-绝缘体-金属(MIM)电容结构,在 $-2\sim 5$ V 的门控电压下实现了超过 330° 的相位可调范围。对调相单元进行阵列设计,实现了波束反射方向调控和焦距可调透镜。设计的相位调制超表面对于光学探测、成像和通信等应用具有一定意义。

参 考 文 献

- [1] Sherrott M C, Hon P W C, Fountaine K T, et al. Experimental demonstration of $>230^\circ$ phase modulation in gate-tunable graphene-gold reconfigurable mid-infrared metasurfaces[J]. *Nano Letters*, 2017, 17(5): 3027-3034.
- [2] Li Z B, Yao K, Xia F N, et al. Graphene plasmonic metasurfaces to steer infrared light [J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 12423.
- [3] Zhang Z, Yan X, Liang L J, et al. The novel hybrid metal-graphene metasurfaces for broadband focusing and beam-steering in farfield at the terahertz frequencies[J]. *Carbon*, 2018, 132: 529-538.
- [4] Sun Z S, Zheng Y J, Fu Y Q. Graphene-based spatial light modulator using metal hot spots[J]. *Materials*, 2019, 12(19): E3082.
- [5] Iyer P P, Butakov N A, Schuller J A. Reconfigurable semiconductor phased-array metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2015, 2(8): 1077-1084.
- [6] Zhou C B, Qu X Y, Xiao S Y, et al. Imaging through a Fano-resonant dielectric metasurface governed by quasi-bound states in the continuum[J]. *Physical Review Applied*, 2020, 14(4): 044009.
- [7] Kamali S M, Arbabi E, Arbabi A, et al. A review of dielectric optical metasurfaces for wavefront control [J]. *Nanophotonics*, 2018, 7(6): 1041-1068.
- [8] Yuan Y H, Chen X Y, Hu F R, et al. Terahertz amplitude modulator based on metasurface/ion-gel/graphene hybrid structure [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(6): 0614016.
袁莹辉, 陈懿宇, 胡放荣, 等. 基于人工超表面/离子凝胶/石墨烯复合结构的太赫兹调幅器件[J]. *中国激光*, 2019, 46(6): 0614016.
- [9] Ju L, Geng B, Horng J, et al. Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials[J]. *Nature Nanotechnology*, 2011, 6(10): 630-634.
- [10] Liang G Z, Hu X N, Yu X C, et al. Integrated terahertz graphene modulator with 100% modulation depth[J]. *ACS Photonics*, 2015, 2(11): 1559-1566.
- [11] Forouzmmand A, Salary M M, Shirmanesh G K, et al. Tunable all-dielectric metasurface for phase modulation of the reflected and transmitted light via permittivity tuning of indium tin oxide[J]. *Nanophotonics*, 2019, 8(3): 415-427.
- [12] Nouman M T, Hwang J, Faiyaz M, et al. Dynamic-metasurface-based cavity structures for enhanced absorption and phase modulation[J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(2): 374-381.
- [13] Smolyaninov A, El Amili A, Vallini F, et al. Programmable plasmonic phase modulation of free-space wavefronts at gigahertz rates[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(6): 431-435.
- [14] Cheng J R, Fan F, Chang S J. Recent progress on graphene-functionalized metasurfaces for tunable phase and polarization control [J]. *Nanomaterials*, 2019, 9(3): 398.
- [15] Cong L, Srivastava Y K, Zhang H, et al. All-optical active THz metasurfaces for ultrafast polarization switching and dynamic beam splitting [J]. *Light, Science & Applications*, 2018, 7: 28.
- [16] 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.
- [17] Li S Q, Xu X, Veetil R M, et al. Phase-only transmissive spatial light modulator based on tunable dielectric metasurface[J]. *Science*, 2019, 364(6445): 1087-1090.
- [18] Hua Q Y, Chen X H, Lü J P, et al. Reflection-type electromagnetically induced transparency effect in terahertz metasurfaces[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(12): 1214002.
华沁怡, 陈心豪, 吕俊鹏, 等. 反射型太赫兹超表面电磁诱导透明效应[J]. *中国激光*, 2021, 48(12): 1214002.
- [19] Luo Y, Wang W T, Zhao P J, et al. Dual-mode metasurface of polarization-specific focusing and keeping wavefront [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(3): 0301007.
罗宇, 王文涛, 赵鹏九, 等. 偏振特异的聚焦和波前保持的双模超表面[J]. *中国激光*, 2020, 47(3): 0301007.
- [20] Zheng G, Mühlenbernd H, Kenney M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency[J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(4): 308-312.
- [21] Park J, Kang J H, Kim S J, et al. Dynamic reflection phase and polarization control in metasurfaces[J]. *Nano*

- Letters, 2017, 17(1): 407-413.
- [22] Yang W, Sun T, Rao Y, et al. High speed optical phased array using high contrast grating all-pass filters[J]. Optics Express, 2014, 22(17): 20038-20044.
- [23] Resler D P, Hobbs D S, Sharp R C, et al. High-efficiency liquid-crystal optical phased-array beam steering[J]. Optics Letters, 1996, 21(9): 689-691.
- [24] Hashemi M R M, Yang S H, Wang T Y, et al. Electronically-controlled beam-steering through vanadium dioxide metasurfaces [J]. Scientific Reports, 2016, 6: 35439.
- [25] Zhou C B, Li S Y, Fan M H, et al. Optical radiation manipulation of Si-Ge₂Sb₂Te₅ hybrid metasurfaces [J]. Optics Express, 2020, 28(7): 9690-9701.
- [26] Zhang Y, Feng Y, Zhao J, et al. Terahertz beam switching by electrical control of graphene-enabled tunable metasurface[J]. Scientific Reports, 2017, 7(1): 14147.
- [27] Wu P C, Pala R A, Shirmanesh G K, et al. Dynamic beam steering with all-dielectric electro-optic III-V multiple-quantum-well metasurfaces[J]. Nature Communications, 2019, 10(1): 3654.
- [28] Liu M, Yin X B, Ulin-Avila E, et al. A graphene-based broadband optical modulator[J]. Nature, 2011, 474(7349): 64-67.
- [29] Hao R, Du W, Chen H S, et al. Ultra-compact optical modulator by graphene induced electro-refraction effect[J]. Applied Physics Letters, 2013, 103(6): 061116.
- [30] Kakenov N, Ergoktas M S, Balci O, et al. Graphene based terahertz phase modulators[J]. 2D Materials, 2018, 5(3): 035018.
- [31] Li Z Y, Yu N F. Modulation of mid-infrared light using graphene-metal plasmonic antennas[J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(13): 131108.
- [32] Abdollah Ramezani S, Arik K, Farajollahi S, et al. Beam manipulating by gate-tunable graphene-based metasurfaces [J]. Optics Letters, 2015, 40(22): 5383-5386.
- [33] Shirmanesh G K, Sokhoyan R, Wu P C, et al. Electro-optically tunable multifunctional metasurfaces [J]. ACS Nano, 2020, 14(6): 6912-6920.
- [34] Shirmanesh G K, Sokhoyan R, Pala R A, et al. Dual-gated active metasurface at 1550 nm with wide (>300°) phase tunability [J]. Nano Letters, 2018, 18(5): 2957-2963.
- [35] Forouzmand A, Mosallaei H. Electro-optical amplitude and phase modulators based on tunable guided-mode resonance effect [J]. ACS Photonics, 2019, 6(11): 2860-2869.
- [36] Nie L X, Zhang Y, Xian S L, et al. High-speed and low-insertion-loss silicon waveguide phase shifter based on high mobility transparent conductive oxides [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2019, 56(15): 152302. 聂立霞, 张燕, 鲜仕林, 等. 基于高迁移率透明导电氧化物的高速、低插入损耗硅基光波导移相器研究 [J]. 激光与光电子学进展, 2019, 56(15): 152302.
- [37] Sun Z S, Huang F M, Fu Y Q. Graphene-based spatial light modulator using optical checkerboard AMC metasurface [J]. Optics Communications, 2020, 474: 126115.
- [38] Wu C, Neuner B, Shvets G, et al. Large-area wide-angle spectrally selective plasmonic absorber [J]. Physical Review B, 2011, 84(7): 075102.
- [39] Qu C, Ma S, Hao J, et al. Tailor the functionalities of metasurfaces based on a complete phase diagram [J]. Physical Review Letters, 2015, 115(23): 235503.
- [40] Sun Z S, Huang F M, Fu Y Q. Graphene-based active metasurface with more than 330° phase tunability operating at mid-infrared spectrum [J]. Carbon, 2021, 173: 512-520.

Phase Modulating Metasurface Based on Indium Tin Oxide

Sun Zhanshan, Fu Yunqi, Lin Yi[✉], An Qiang^{*}

College of Electronic Science and Technology, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410072, China

Abstract

Objective As one of the most important constitutive electromagnetic properties of light, phase plays a crucial role in optoelectronic devices that modulate spatial light, such as optical communication, imaging, sensing, and detection. Several methods have been proposed to realize actively tunable phase response. Micro electromechanical

systems (MEMs), liquid crystals, and phase change materials have been widely used to modulate the scattered phase. However, their low response speeds still set a technical bottleneck for these devices. Moreover, multiple quantum-well metasurfaces have been proposed to exhibit a high-speed phase modulation; however, the limited modulation range fails to satisfy practical applications, such as wide-angle beam steering. Graphene-based metasurfaces have also been widely studied to operate phase modulation, but the use of Pauli-blocking effect usually need high power consumption in the near infrared region. Therefore, a phase modulator with a wide phase modulation range, high modulation speed, and low power consumption is required. Thus, this study proposes a phase modulating metasurface to achieve broad phase tunability with low control voltage.

Methods The proposed structure is investigated using Comsol Multiphysics 5.5. First, perfectly matching layers are employed along the incident direction to eliminate boundary scattering. Then, periodic boundary conditions are used for the lateral boundaries of the unit cell. The reflected phase is measured beyond the top surface of the metal metasurface, called the De-embed phase plane. The optical model of indium tin oxide (ITO) is established using the Thomas-Fermi theory and Drude model. The modulator is operated at the telecommunication wavelength of 1550 nm. The size parameters of the structure are as follows: period $P = 400$ nm; metal disk diameter $D = 280$ nm; connecting line width $W = 230$ nm; metal layer thickness $T_1 = 30$ nm; the thickness of Al_2O_3 layer $T_2 = 5$ nm; and the thickness of the ITO film $T_3 = 20$ nm (Fig. 2).

Results and Discussions We simulated the scattered phase and amplitude of the proposed structure. For a gate voltage of -2 – 5 V, the phase change reaches 330° [Fig. 3(c)]. This strong optical-matter interaction is because of the critical coupling between the incident light and metasurface. The critical coupling is excited when the resistance and radiation losses of the structure are equal. The incident light excites the eigenmode through radiation coupling, and the energy is converted into resistive loss under the critical coupling condition to fully suppress the reflection. This reflection suppression can be intuitively understood using the perfect absorber model. When the light reflected from the metal resonator and back metal plate have opposite phases, a standing wave will be generated in the incident plane, and the energy will be concentrated around the metal resonator. Since the metal structure is a lossy medium, the incident energy will be absorbed by this strong damping. The phase modulation occurs in the transition state of under-damped and over-damped oscillations, indicating that this transition inevitably passes through the critical coupling region. Therefore, the wide phase modulation range and absorption intensity will have a strong coupling and the phase modulation range will increase with high loss. The smallest amplitude is $\sim 1\%$ due to the critical coupling. The electric field distribution at a gate voltage of 1.5 V under the wavelength of 1550 nm is present [Fig. 3(d)]. It can be found that the electric field is greatly restricted to the ITO accumulation layer. This is because the dielectric constant of the ITO accumulation layer is in the epsilon-near-zero (ENZ) region when a voltage of 1.5 V is applied, making the energy highly concentrated. Therefore, a slight change in the gate voltage can significantly influence the scattering characteristics. The optical phase array (Fig. 6) and tunable lens (Fig. 8) are constructed by carefully arranging the unit cell of the modulator.

Conclusions In this study, a phase modulating metasurface based on ITO film is designed. The combination of the ENZ characteristics of ITO and the plasma resonance effect of the upper metal electrode significantly enhances the light-matter interaction. By designing the metal-insulator-metal (MIM) capacitor structure, a phase modulation range of $>330^\circ$ is achieved under the gate voltage -2 – 5 V. Consequently, the optical phase array and tunable focal length lens are successfully realized. The designed phase modulating metasurface is significant for applications, such as optical detection, imaging, and communication.

Key words optical communications; phase modulation; metamaterials; optical phase array; tunable lens; indium tin oxide