

空间与时空涡旋光独立调控的太赫兹超表面*

李禹希¹⁾ 张会云¹⁾ 陈炯煦¹⁾ 王嘉诚¹⁾ 张敏¹⁾
蒋庆友²⁾ 刘蒙^{1)†} 张玉萍^{1)‡}

1) (山东科技大学电子与信息工程学院, 青岛市太赫兹科学技术与应用重点实验室, 青岛 266590)

2) (中国煤矿机械装备有限责任公司, 北京 100011)

(2025年8月10日收到; 2025年10月9日收到修改稿)

光学空间涡旋(OV)和时空涡旋光(STOV)是携带不同形式轨道角动量(OAM)的特殊光束。OV具有纵向OAM,而STOV则展示了横向OAM,并且与时间协同调控。由于它们依赖于不同的物理机制,因此传统的光学平台难以同时实现这两种涡旋光的独立调控。本文提出一种基于二氧化钒(VO_2)相变材料的太赫兹(THz)超表面器件,能够在同一超表面平台中实现OV和STOV的动态切换。当 VO_2 处于绝缘态时,使用圆偏振波反射生成拓扑黑暗点和拓扑暗线,激发STOV;当 VO_2 转变为金属态时,通过合理排列超表面编码元素结合Pancharatnam-Berry(PB)相位,生成多通道和多功能的OV。随后,通过对结构参数的影响进行详细分析,发现两种涡旋光在不同条件下具有较强的拓扑稳定性,可以通过温度调控进行可逆切换。本文为实现太赫兹频段的多功能涡旋光生成提供了新的思路,并为涡旋光在太赫兹通信和光信息处理中的应用拓展了新途径。

关键词: 太赫兹, 超表面, 涡旋光束, 相变材料

DOI: 10.7498/aps.75.20251078

CSTR: 32037.14.aps.75.20251078

1 引言

太赫兹(THz)波处于电磁波谱中微波和红外之间的一个独特区域,因其独特的穿透性和光谱特性而备受关注^[1-3]。该波段在高速无线通信^[4-6]、分子指纹识别^[7-9]以及高分辨率成像^[10-12]等前沿领域具有重要应用价值。然而,传统的折射光学器件受到材料色散效应和制造精度的限制,其难以实现高效的波前操控和动态响应。基于亚波长人工原子阵列的超表面技术克服了这些技术难题,通过精确设计各向异性微结构单元的电磁响应,THz超表面

可在亚波长尺度灵活调控相位、振幅与偏振^[13-16]。特别地,编码超表面将数字编码的概念引入超材料设计,其离散化了单元的控制,通过改变编码单元阵列的排布,建立了广义斯涅尔定律下波前操控的新范式^[17-26]。

光学空间涡旋(OV)作为携带轨道角动量(OAM)的典型结构光束,其拓扑电荷(l)决定了OAM态的密度,凭借在自由度扩展方面的独特优势,OV已在光学操控、光通信系统和生物成像等前沿领域展现出重要的应用价值^[27-38]。近年来,随着对光场调控手段的拓展,研究者将涡旋的概念由纯空间维度拓展至时空耦合维度,提出了时空涡旋

* 国家自然科学基金(批准号: 62375158)、青岛市自然科学基金(批准号: 25-1-1-153-zyyd-jch)、山东省自然科学基金(批准号: ZR2024QF278)、青岛市博士后基金(批准号: QDBSH20240102172)、山东省高校青年创新团队发展计划(批准号: 2022KJ216)和中煤集团重点科技项目(批准号: 20241CY008)资助的课题。

† 通信作者。E-mail: liumeng@sdu.edu.cn

‡ 通信作者。E-mail: sdust_thz@163.com

(STOV). STOV 携带完全横向的 OAM, 即 OAM 方向垂直于光传播方向, 表现为时空耦合涡旋结构 [39-44]. 这种时空耦合结构赋予 STOV 在超快光学、光信息处理和量子光学等领域独特的物理特性与潜在应用价值. 实现 STOV 依赖于对光场时空结构的精准控制, 目前已提出了多种实现方式, 包括自由空间相位调控、非线性光学过程和人工微结构设计等. 这些方法推动了 STOV 的生成与调控研究, 但普遍存在各自的局限性. 例如, 自由空间相位调控方案虽然能灵活生成 STOV, 但其系统依赖于精密的 4F 光路与庞大的自由空间光学元件, 导致系统复杂、集成性差, 难以应用于紧凑型平台 [45,46]. 非线性光学过程可在特定介质中自发产生 STOV, 但该过程通常不可控且依赖于大型的高功率激光放大系统, 同样不具备集成潜力 [47]. 近年来发展的基于人工微结构器件为实现片上 STOV 生成提供了新途径, 其功能一旦制备即被固定, 无法进行动态调控, 且其物理机制 (如对称性保护的引导共振) 与传统 OV 所依赖的几何相位 (PB 相位) 原理迥异, 导致二者难以在同一物理平台上兼容并存 [48-51]. 目前尚缺乏能够在同一物理系统中同时支持 OV 与 STOV 产生的研究, 这在一定程度上限制了对空间与时空轨道角动量统一物理机制的理解, 也阻碍了多维光场操控技术的发展. 实现单一超表面上 OV 与 STOV 的灵活切换与独立调控, 有望推动多维光学自由度的拓展和新型光学器件的发展.

二氧化钒 (VO_2) 是一种典型的相变材料, 在约 68°C 会发生剧烈的金属-绝缘体相变 (MIT), 其电导率和折射率在相变过程中显著变化, 因而广泛应用于动态可调光学系统中 [52-54]. 通过在器件结构中引入 VO_2 , 可以利用其光学参量的跃迁行为, 实现对光场传播的有效调控.

本研究提出了一种基于 VO_2 薄膜的太赫兹多功能超表面, 该器件通过 VO_2 的相变特性实现热

驱动切换, 在同一平台上集成并切换生成 STOV 和 OV, 克服了传统方案在系统复杂性与功能固化方面的局限. 具体而言, 通过温度调控 VO_2 的相变状态, 在绝缘态下, 结构诱导波矢空间中的偏振状态 (SOP) 绕点型奇异结构形成拓扑黑暗点和拓扑暗线, 实现 STOV 光束的生成; 而在金属态下, 结构中 VO_2 部分围绕几何中心旋转 180° 以产生 PB 相位, 可应用于多位编码超表面, 实现多通道和多功能 OV 光束生成. 我们进一步研究改变超表面的不同结构参数对两类涡旋光的影响, 发现两种拓扑奇点在空间中均具有鲁棒性, 并且可以实现对二者的独立调控. 该研究拓展了可调谐太赫兹 OAM 器件的设计方法, 也为高维度光通信与超快光学研究提供了新的技术实现途径.

2 结构与理论分析

2.1 结构设计

我们设计的超表面器件的单元结构如图 1(a) 所示, 该单元的周期 $a = 125\ \mu\text{m}$, 其上层由一层厚度为 $30\ \mu\text{m}$ 的硅 (Si) 膜构成, 该膜刻蚀三角形空气孔. 每个单元中刻蚀并沉积了厚度为 $30\ \mu\text{m}$ 的 VO_2 破缺圆环. 中介质层是厚度为 $20\ \mu\text{m}$ 的二氧化硅 (SiO_2), 底层是厚度为 $30\ \mu\text{m}$ 的银基底 (关于超表面的制造工艺, 请参考补充材料 B (online)). 具体的结构参数如下: $a = 125\ \mu\text{m}$, $h = 60\ \mu\text{m}$, $d = 48\ \mu\text{m}$, $\theta = 45^\circ$, $r = 45\ \mu\text{m}$, $t = 30\ \mu\text{m}$, $w = 4\ \mu\text{m}$, $t_1 = 20\ \mu\text{m}$, $t_2 = 30\ \mu\text{m}$ (关于本文采用的参数优化方法和技术容差, 请参考补充材料 B (online)). 更多模拟仿真设置详见补充材料 C (online).

VO_2 是一种新型相变材料, 其电导率随温度变化, 在 68°C 附近发生 MIT 相变. 其电导率能够显著增大, 范围从 $20\ \text{S/m}$ (低温绝缘态) 到 $2 \times 10^5\ \text{S/m}$ (高温金属态), 响应时间可从纳秒到微秒不等, 这表

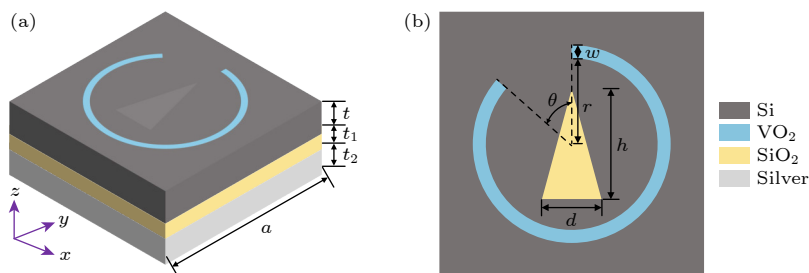


图 1 超表面单元 (a) 三维示意图; (b) 俯视图

Fig. 1. Metasurface units: (a) 3D schematic diagram; (b) top view.

明其具有快速的温度响应能力. 在 THz 波段, VO_2 的介电常数可以用 Drude-Lorentz 模型来描述^[55]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2(\sigma_{\text{VO}_2})}{\omega^2 + i\gamma\omega}. \quad (1)$$

VO_2 的高频介电常数 $\varepsilon_\infty = 12$, 其中 ω 表示入射波的角频率, 碰撞频率 $\gamma = 5.75 \times 10^{13}$ rad/s. 与导电性相关的等离子频率 ω_p 可通过以下公式计算得到:

$$\omega_p^2(\sigma) = \frac{\sigma}{\sigma_0} \omega_p^2(\sigma_0), \quad (2)$$

其中 $\sigma_0 = 3 \times 10^5$ S/m, $\omega_p(\sigma_0) = 1.4 \times 10^{15}$ rad/s.

我们结构设计的核心在于通过一种复合微结构, 将激发 STOV 所需的面内不对称性 (由三角形孔气孔提供) 与生成 OV 所需的各向异性相位单元 (由 VO_2 破缺圆环实现) 集成于一体. 其设计的独特之处与实现功能集成的关键, 在于我们在超表面上层选用了 Si 和 VO_2 材料. 当 VO_2 为绝缘态时, 其在 THz 波段的介电常数与 Si 相近且电导率很低, 此时破缺圆环的电磁响应被显著抑制, 不同旋转角度的单元在宏观上仍可被视为具有相同对称性的周期性结构. 因此, 通过旋转不同角度得到的各个单元在进行编码排列后, 依然可以在 VO_2 绝缘态下生成稳定的 STOV. 当 VO_2 为金属态时, 其高电导率使得破缺圆环成为主导散射体, 此时通过调控其旋转角度即可引入 PB 几何相位, 从而激活超表面的编码与波前调控功能, 用于生成多通道 OV. 这种基于材料相态切换、选择性激活不同物理机制的设计, 是实现两种轨道角动量光场在同一平台集成与独立调控的根本原因.

2.2 理论分析

我们使用时间耦合模理论 (TCMT) 讨论系统生成 STOV 的现象. 当 VO_2 的温度低于 68°C 时, VO_2 处于完全绝缘态. 在该状态下, 三角形空气孔使得结构关于 y 轴对称, 在板平面内具有近似反射对称性. 此时, 超表面会激发局限于板平面内的周期性引导共振, 这些模式虽以平面内波矢 $k_{//} = (k_x, k_y)$ $\mathbf{k}_{//} = (k_x, k_y)$ 传播, 却同样能够向外辐射, 进而在光锥内形成光子共振带. 由于结构只具有反射对称性, 谐振频率处的完全极化转换在庞加莱球上遵循从一个极点到另一个极点的轨迹. 这将使入射的圆偏振光通过结构转换为正交圆偏振态, 从而

在反射通道中形成拓扑黑暗奇点, 如图 2 所示. 补充材料 A (online) 对此进行了相关说明.

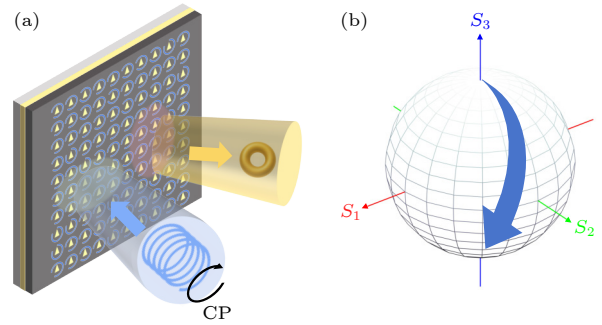


图 2 VO_2 绝缘态工作模式示意图和 STOV 发生器的工作原理 (a) 当 VO_2 温度低于 68°C , 系统能够反射生成 STOV 光束; (b) 在谐振频率处的完全极化转换轨迹, 如图中箭头表示

Fig. 2. Schematic diagram of the VO_2 insulating state working mode and the working principle of the STOV generator: (a) When the VO_2 temperature is lower than 68°C , the system is capable of generating the STOV beam; (b) the trajectory of complete polarization conversion at the resonant frequency, as indicated by the arrows in the figure.

在共振频率下, 谐振通道引入的 π 相位延迟使超表面呈现半波片特性, 实现正交圆偏振态的转换. 该转换过程在庞加莱球上表现为两极间的径向跃迁 (图 2(b)). 此时, 原始偏振分量 (同极化) 的反射强度消失, 该点对应频率-波矢 ($\omega-k_x$) 空间中的拓扑暗点. 在拓扑暗点周围的闭合路径上, 极化转换的非完全性导致相位在 $k_y = 0$ 的频率-波矢 ($\omega-k_x$) 空间中产生螺旋相位分布, 其特性可直接映射到时间空间域中的 STOV^[51].

当 VO_2 的温度远高于 68°C 时, VO_2 处于完全金属态. 在该状态下, VO_2 的高电导率使得结构表现为高反射金属, 从而具备支持 PB 相位调控的能力. 此时, 单元结构中 VO_2 构成的破缺圆环部分可通过绕几何中心的旋转角度 θ 控制反射波的相位. 将破缺圆环当作一个延迟片 (相位差 δ), 再绕原点旋转 θ , 可写出输出场表达式^[23,24]:

$$E_{\text{out}} = \frac{1}{2} \left(e^{i\frac{\delta}{2}} + e^{-i\frac{\delta}{2}} \right) E_{\text{inc}}^{\pm} + \frac{\pm\ell}{2} \left(e^{i\frac{\delta}{2}} - e^{-i\frac{\delta}{2}} \right) e^{\pm i2\varphi} E_{\text{inc}}^{\mp}, \quad (3)$$

其中, E_{inc} 和 E_{out} 分别代表输入场和输出场复振幅, 第 1 项为同偏振分量, 第 2 项为交叉偏振分量. 当我们的设计满足半波片条件 ($\delta = \pi$) 时, 同偏振分量消失, 交叉偏振分量携带几何相位. 当圆偏振

光入射到各个旋转角度不同的各向异性单元上时, 其反射光将转换为相反旋转方向的圆偏振光, 同时携带一个与旋转角度 θ 成正比的几何相位 $\phi_{\text{PB}} = \pm 2\theta$. 通过设计结构单元在 $0-2\pi$ 的全相位覆盖, 从而构建多位编码矩阵, 实现对反射波前的灵活调控, 用于多通道、多功能的 OV 光束生成.

图 3 显示了右旋圆偏振 (RCP) 波入射选择的 8 个编码元素 (旋转角度 $\theta = 10^\circ, 40.37^\circ, 63.8^\circ, 80.84^\circ, 99.46^\circ, 128.08^\circ, 153.08^\circ, 170^\circ$) 的幅度和相位分布. 可以看到, 在 0.25 THz 时, 8 种单元的反射圆偏振波的振幅均大于 0.6, 相邻单元表现出大约 $\pi/4$ 的相位差.

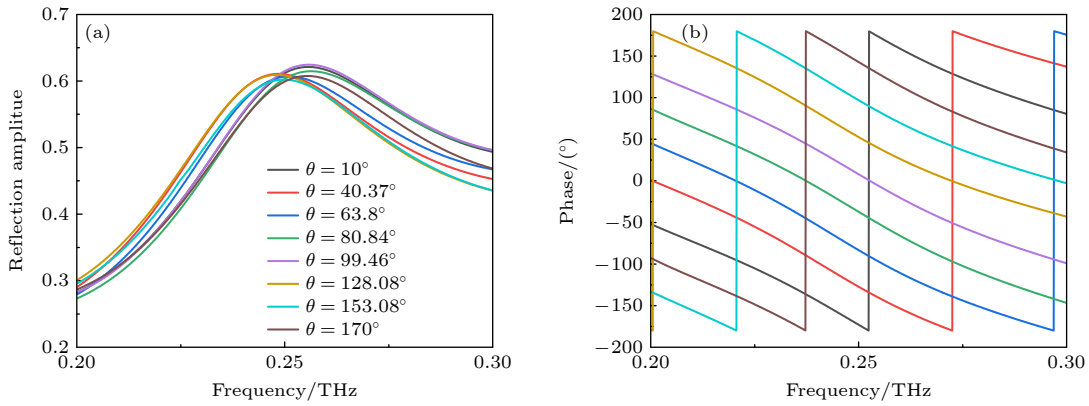


图 3 8 个超表面编码单元在 RCP 入射时的振幅和相位分布

Fig. 3. The amplitude and phase distributions of eight metasurface encoding units when incident in RCP.

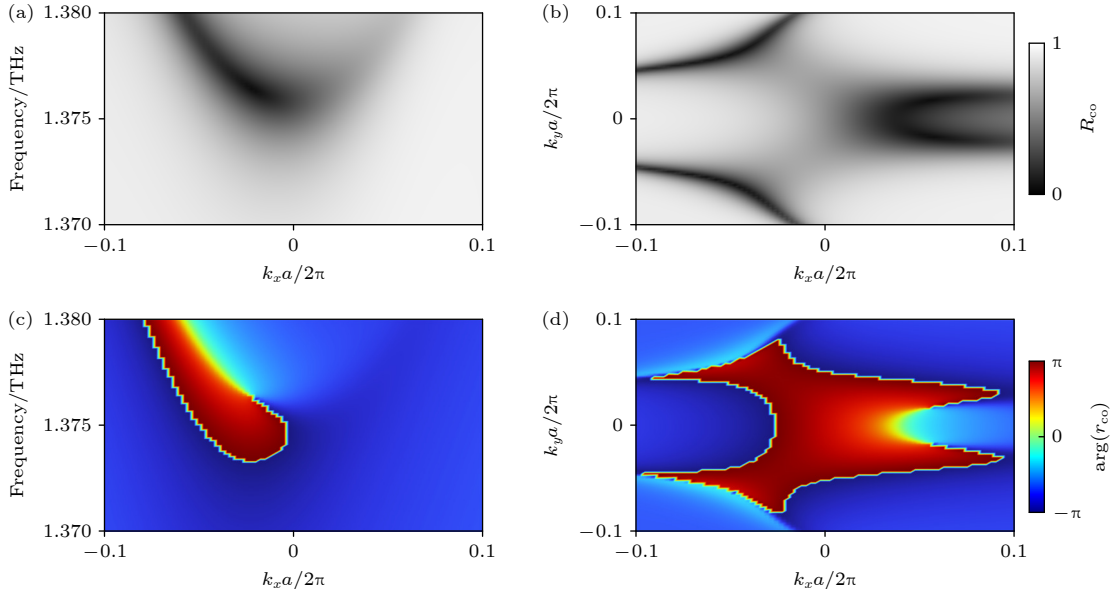


图 4 VO_2 为绝缘态时, 入射 RCP 光激发生成 STOV 表征传输散射方程在 $\omega-k_x$ 域的同极化 (a) 反射幅度和 (c) 相位图; 入射频率在 1.377 THz 时, 波矢平面中的同极化 (b) 反射幅度和 (d) 相位图

Fig. 4. When VO_2 is in the insulating state, the incident RCP light is excited to generate STOV, which characterizes the transmission scattering equation in the $\omega-k_x$ domain for the same polarization (a) reflection amplitude and (c) phase diagram; for the incident frequency of 1.377 THz, the same polarization (b) reflection amplitude and (d) phase diagram in the wave vector plane.

3 结果与讨论

图 4 展示了当 VO_2 处于完全绝缘态 (电导率为 20 S/m) 时, 超表面系统在 $\omega-k_x$ 空间及波矢空间中的同极化反射率和相位分布. 图 4(a) 显示, 在 1.376 THz 附近, 同极化反射率降至零, 表明在此 $\omega-k_x$ 域内出现了典型的拓扑黑暗点. 相应的相位图 (图 4(c)) 揭示了围绕该点的相位绕转行为, 其拓扑电荷 $l = +1$. 图 4(b), (d) 展示了在频率为 1.377 THz 的 RCP 入射条件下, 波矢平面中存在两个关于 $k_y = 0$ 对称分布的奇点, 这些奇点对应

于拓扑暗线在特定频率切片下的位置. 这些现象验证了在 VO₂ 绝缘态下, 通过同极化模态转换生成 STOV 的机制, 且该 STOV 携带横向 OAM, 符合理论预期.

为进一步验证这些现象, 通过模拟仿真在三维频率-波矢空间中证实了拓扑暗线的存在性, 如图 5 所示. 图 5(a) 展示了超表面系统在 1.3765—1.378 THz 频率范围内的反射率图组. 这些图揭示了零反射率点, 其代表等频率面与三维频率-波矢空间中拓扑暗线的交点. 图 5(b) 显示了在 $k_y = 0$ 的 ω - k_x 空间截面中, 同极化反射率分布呈现显著暗带, 且零反射率点嵌入该暗带内. 图 5(c) 则通过反射相位图揭示了波矢空间中的涡旋奇点, 清晰地可视化了弯曲的拓扑黑暗线. 通过连接波矢空间中的涡旋奇点, 形成了一条倾斜的曲线 (图 5(c) 黑色实线), 标志着拓扑暗线的转折点. 特别地, 当频率接近 1.3765 THz 时, 两个单独的奇点合并成一个, 进一步证明了拓扑暗线在频率-波矢空间中的存在. 这些结果证实了该超表面系统在 VO₂ 为绝缘态时, 三维频率-波矢空间中的拓扑暗线确实存在, 且表现出良好的拓扑稳定性.

当 VO₂ 处于完全金属态 (电导率为 2×10^5 S/m) 时, 其高电导率使破缺圆环结构展现良好的金属反射特性. 通过合理排列编码元素, 在入射频率为 0.25 THz 的 RCP 光下, 可以在超表面上形成螺旋相位分布, 进而生成具有不同拓扑荷数的 OV, 如图 6 所示. 图 6(a) 展示了不同编码单元的布局, 从

图 6(b), (c) 所示 OV 对应的远场幅度分布和 2D 幅度图中可以看出, 在生成拓扑荷数为 1 的 OV 时, 结构呈现出典型的螺旋状波前, 表明光束携带了显著的 OAM. 图 6(d) 展示了同一 OV 在远场中的相位分布. 此外, 图 6(e)—(h) 展示了生成拓扑荷数为 2 的 OV 的情况, 图中相应的远场幅度图、2D 幅度图和 3D 远场相位图进一步揭示了该 OV 的螺旋形状以及相位的变化. 随着拓扑荷数的增大, 光束的结构变得更加复杂, 图 6(i)—(l) 展示了拓扑荷数为 4 的 OV 的生成结果, 图中同样展示了该 OV 在远场的幅度分布、相位分布等特性. 这些结果验证了我们设计的超表面能够在 THz 频段灵活生成具有不同拓扑特征的 OV 光束, 且这些光束具有明显的空间涡旋结构.

此外, 我们在 VO₂ 金属态下进一步探讨了超表面实现多通道、多功能 OV 生成的能力. 图 7 展示了双通道多光束 OV 的超表面相位排列. 如图 7(a)—(e) 所示, 通过将 $l = +1$ 的 OV 分别与沿 X 轴和 Y 轴方向具有“02460246...”型排列的编码序列超表面进行卷积^[19], 成功生成了不同方向偏转的 OV 光束, 其偏转角度可由广义斯涅尔反射定律计算得到:

$$\sin \theta_r - \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\Phi}{dl}.$$

例如, 当使用频率为 0.25 THz 的 RCP 波垂直入射到超表面时, 生成 OV 的偏转角度约为 36.87°. 该现象在图 7(h) 的远场散射图中得到了体现, 显示

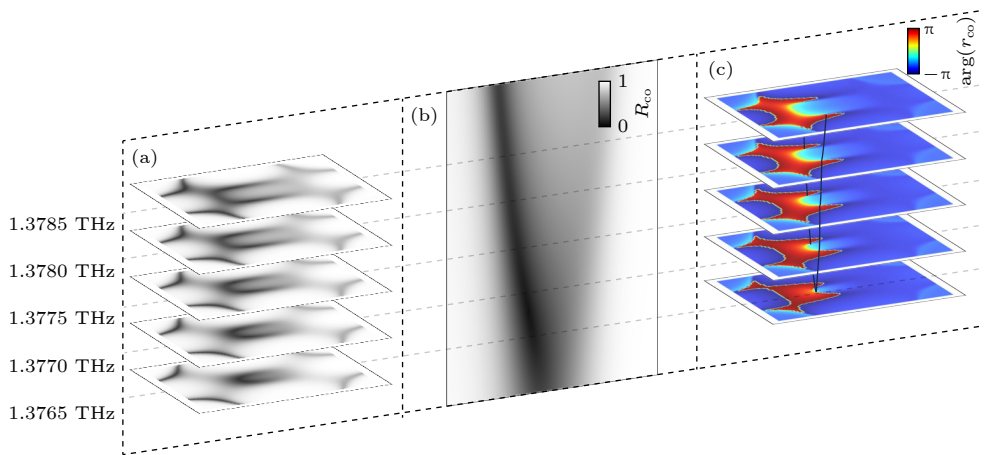


图 5 三维频率-波矢空间中拓扑暗线的仿真验证 (a), (c) 不同频率下波矢空间的反射率图和相位图, 其中拓扑暗线用黑色曲线表示; (b) $k_y = 0$ 时, 传输散射方程在 ω - k_x 域的同极化反射幅度图

Fig. 5. Simulation verification of topological dark lines in the three-dimensional frequency-wave vector space: (a), (c) Reflectivity map and phase map of the wave vector space at different frequencies, where the topological dark lines are represented by black curves; (b) the same-polarization reflection amplitude map of the transmission scattering equation in the ω - k_x domain with $k_y = 0$.

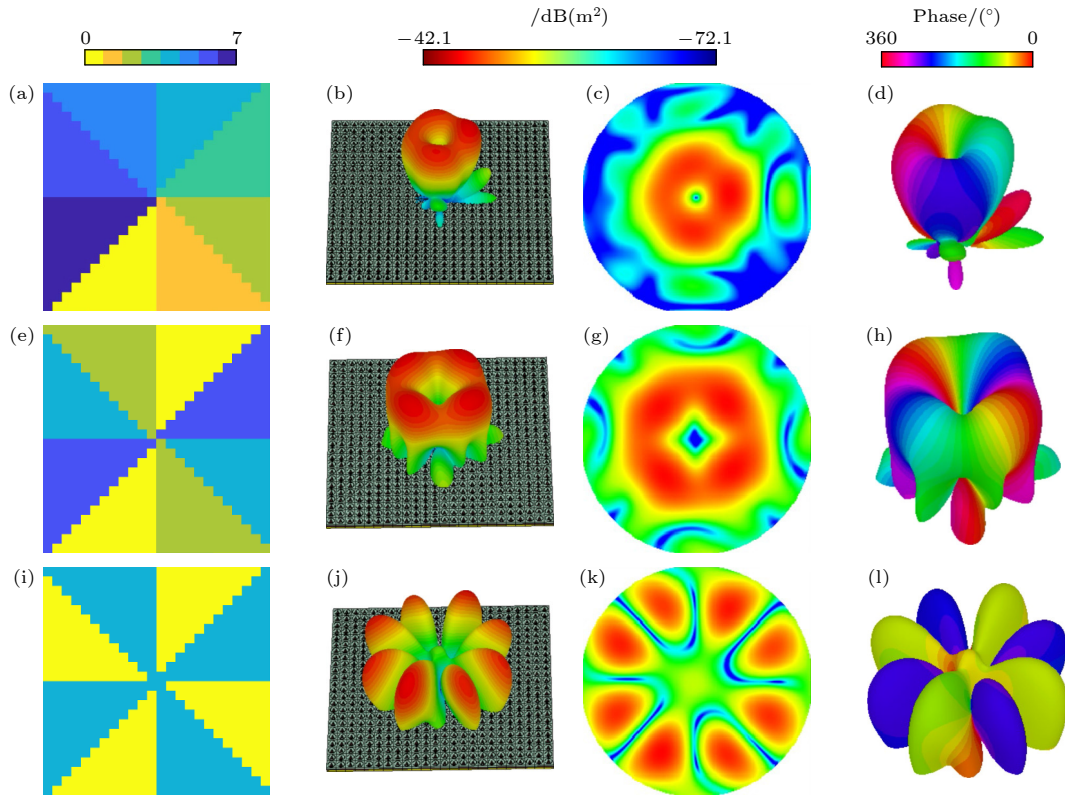


图6 VO_2 为金属态时, 入射 RCP 光下生成拓扑荷数为 1 的 OV 对应的 (a) 涡旋编码布局图, (b) 3D 远场幅度图, (c) 2D 幅度图, (d) 3D 远场相位图; 生成拓扑荷数为 2 的 OV 对应的 (e) 涡旋编码布局图, (f) 3D 远场幅度图, (g) 2D 幅度图, (h) 3D 远场相位图; 生成拓扑荷数为 4 的 OV 对应的 (i) 涡旋编码布局图, (j) 3D 远场幅度图, (k) 2D 幅度图, (l) 3D 远场相位图

Fig. 6. When VO_2 is in the metallic state, under the incident RCP light: The corresponding (a) vortex encoding layout diagram, (b) 3D far-field amplitude diagram, (c) 2D amplitude diagram, (d) 3D far-field phase diagram for the OV with a topological charge of 1; the corresponding (e) vortex encoding layout diagram, (f) 3D far-field amplitude diagram, (g) 2D amplitude diagram, and (h) 3D far-field phase diagram for the OV with a topological charge of 2; the corresponding (i) vortex encoding layout diagram, (j) 3D far-field amplitude diagram, (k) 2D amplitude diagram, and (l) 3D far-field phase diagram for the OV with a topological charge of 4.

了偏转后的光束奇点明显偏离中心点. 图 7(f), (g) 展示了集成超表面并行生成多束 OV, 实现不同光束偏转方向的调控结果. 通过采用共享孔径^[21], 将两种不同效果的 OV 生成模式进行叠加操作, 可以同时生成具有不同偏转角度的 OV, 如图 7(h) 所示, 其中黑色圆圈标记了各独立 OV 的远场位置. 这些结果表明, 超表面可以通过巧妙的编码和调控, 在同一平台上实现多通道、多功能的 OV 生成.

在确认了 STOV 与 OV 的生成能力后, 进一步评估了该超表面器件的能量效率. 关于能量效率的分析, 请参考补充材料 D ([online](#)).

为进一步探究超表面器件结构对 STOV 和 OV 生成特性的调控机制, 首先分析三角形空气孔的底边长度 d 与高度 h 对超表面系统响应的影响. 当 VO_2 处于绝缘态时, 三角形空气孔形状的变化会影响 RCP 反射场的特性 (图 8). 图 8(a)—(h) 展

示了 $\omega-k_x$ 域中反射幅度与相位随 d 和 h 变化的演化情况. 结果表明, 当底边长度 d 增大 (减小) 时, 拓扑暗点向高频 (低频) 移动, 同时奇点沿波矢空间向 Γ 点趋近 (远离); 当高度 h 增大 (减小) 时, 亦观察到拓扑暗点向高频 (低频) 移动, 但伴随奇点向 Γ 点远离 (趋近) 趋势. 上述现象表明, 拓扑暗点及其相位奇点在 $\omega-k_x$ 空间中以高度可控的方式稳定存在, 展示出良好的谱域拓扑鲁棒性, 与理论预期相符. 这一发现不仅印证了奇点状态的拓扑本征特征, 也证明了器件可通过几何参数调控实现 STOV 生成位置的精准可调, 从而拓展了 STOV 器件的调谐范围与灵活性. 同时, 图 8(i), (j) 证实了在 VO_2 处于金属态时, 同样的几何扰动几乎不影响 0.25 THz 处 OV 的反射振幅谱, 进一步佐证 OV 与 STOV 两类涡旋光的调控自由度在本设计中实现了解耦, 与理论预期相符.

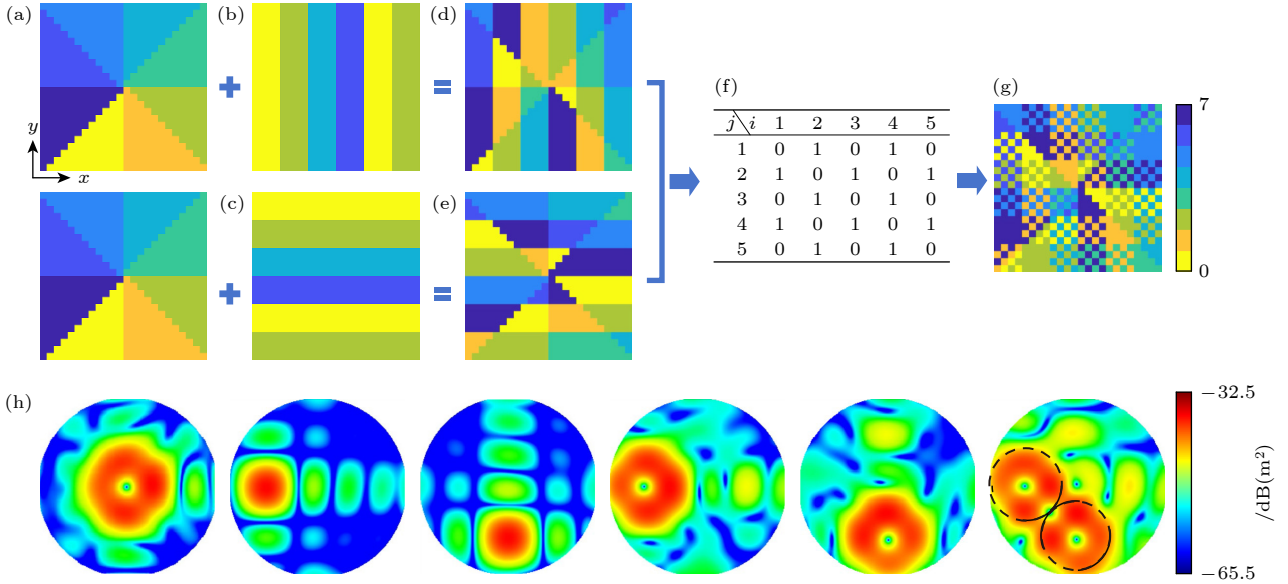


图7 VO₂为金属态时,入射RCP光实现多通道和多功能的OV生成 (a) OV的相位分布;(b),(c)向左、向下光束偏转的相位分布;(d),(e)向左、向下偏转的OV的相位分布;(f)双通道共享孔径的示意图;(g)双通道多光束OV的相位分布;(h)不同相位分布对应的远场强度图

Fig. 7. When VO₂ is in the metallic state, incident RCP light enables the generation of multi-channel and multi-functional OV: (a) Phase distribution of OV; (b), (c) phase distribution of the beams with leftward and downward deflection; (d), (e) phase distribution of the OV with leftward and downward deflection; (f) schematic diagram of dual-channel sharing aperture; (g) phase distribution of dual-channel multi-beam OV; (h) far-field intensity diagrams corresponding to different phase distributions.

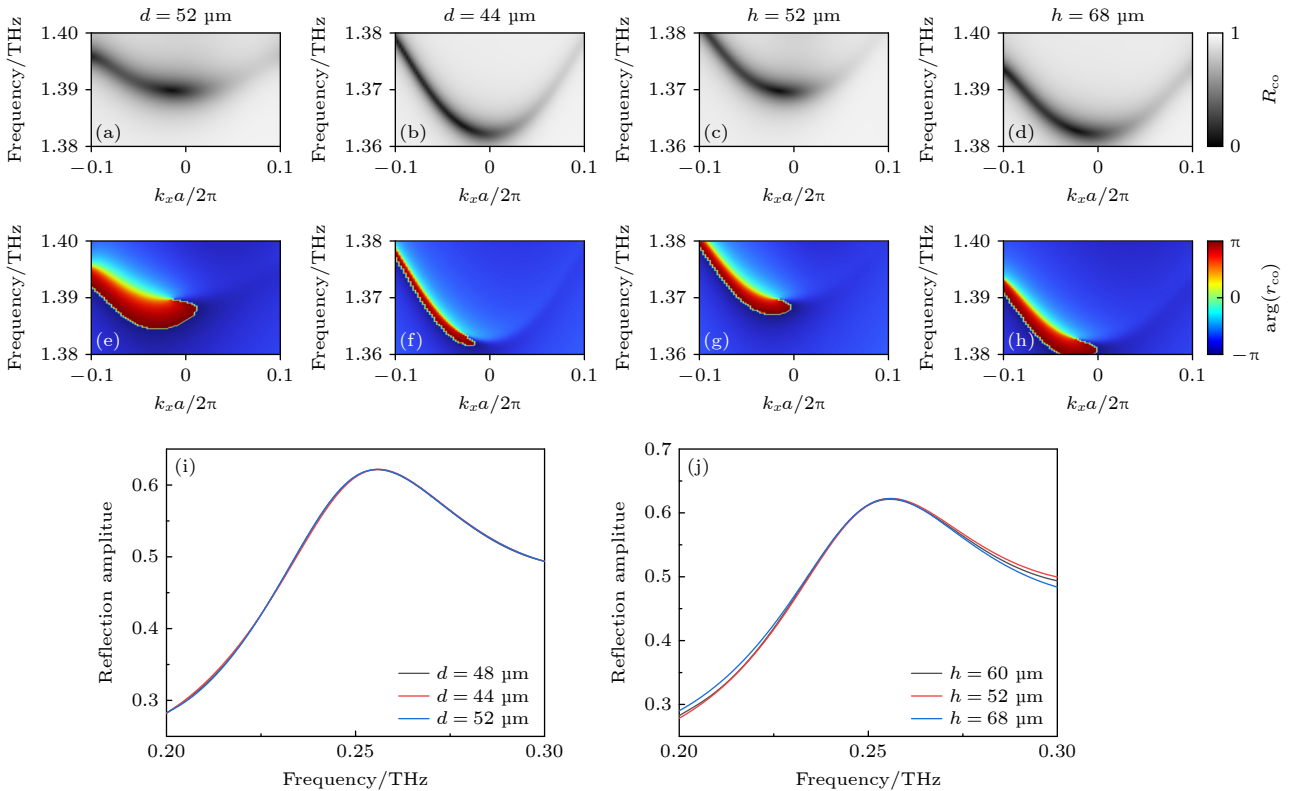


图8 三角形空气孔底边长度和高度改变后对生成STOV和OV的影响 (a)–(h)改变结构后,在RCP入射下传输散射方程在 ω - k_x 域中的幅度和相位图;(i),(j)改变结构后,单元结构在RCP入射下的振幅分布(以“0”号单元为例)

Fig. 8. The influence of changes in the base length and height of the triangular air holes on the generation of STOV and OV: (a)–(h) The amplitude and phase diagrams of the transmission and scattering equations in the ω - k_x domain after the structure modification, under RCP incidence; (i), (j) the amplitude distributions of the unit structure under RCP incidence (taking the “0” unit as an example).

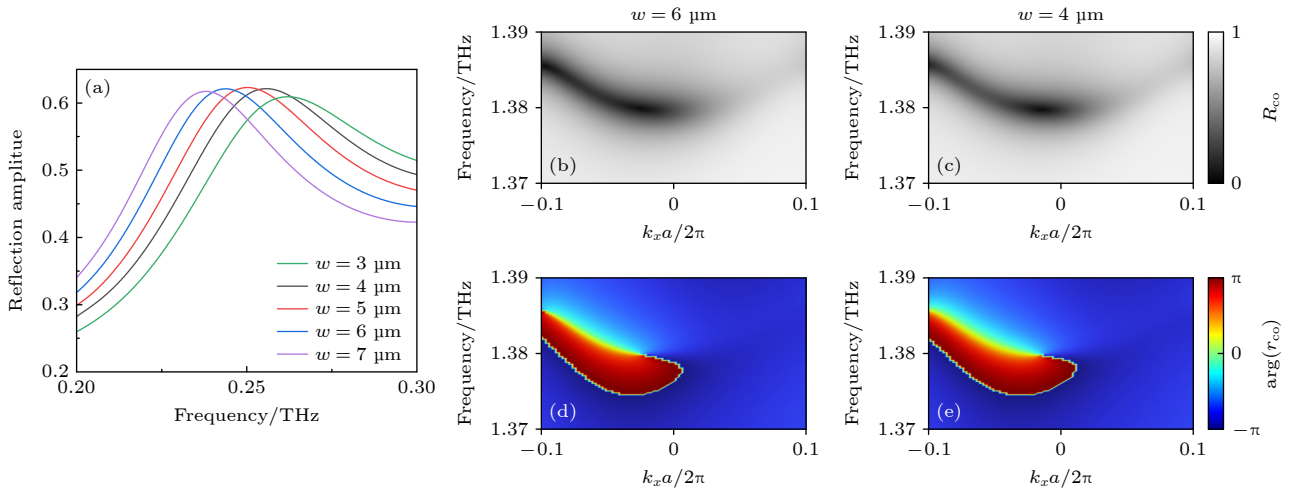


图9 VO₂ 破缺圆环改变后对生成STOV和OV的影响 (a) 改变结构后, 单元结构在RCP入射下的振幅分布 (以“0”号单元为例); (b)–(e) RCP入射下, 不同破缺圆环宽度对应的传输散射方程在 ω - k_x 域中的幅度与相位图

Fig. 9. The influence of the VO₂ broken ring structure change on the generation of STOV and OV: (a) The amplitude distribution of the unit structure under RCP incidence (taking the “0” unit as an example); (b)–(e) in the ω - k_x domain, the amplitude and phase diagrams of the transmission scattering equations corresponding to different broken ring widths under RCP incidence.

在保持三角形空气孔底边 $d = 52 \mu\text{m}$ 不变的条件下, 改变 VO₂ 破缺圆环的宽度 w 以探究其对系统性能的调控作用. 图 9(a) 表明, 在 RCP 入射下, 随着 w 从 $3 \mu\text{m}$ 增至 $7 \mu\text{m}$, 单元结构的反射峰值几乎恒定, 但整体响应谱发生红移, 揭示圆环宽度主要通过有效折射率调制几何相位的色散而不损伤振幅效率. 进一步考察 VO₂ 处于绝缘态时 w 为 $6 \mu\text{m}$ 与 $4 \mu\text{m}$ 的情形 (图 9(b)–(e)), ω - k_x 区域中的暗点位置与相位绕转结构保持高度一致, 说明破缺区域仅对 PB 相位通道敏感, 对依赖结构对称性的 STOV 机制影响极小. 结合三角孔参数扫描的结果, 可得出结论: 空气孔几何主要决定 STOV 的频谱与空间位置, 而破缺圆环宽度则独立调节 OV 的工作频段, 两者互不耦合. 这一发现验证了所提出超表面在单一器件平台内实现 OV 与 STOV 互不干扰、独立可编程的核心设计理念.

4 结 论

本研究提出并验证了一种基于 VO₂ 相变调控的多功能 THz 超表面器件, 该器件能够在同一平台上可切换生成并独立调控 OV 和 STOV 两种不同形式的 OAM 光场. 当 VO₂ 处于绝缘态时, 结构反射对称性引发了波矢空间中拓扑暗点和拓扑暗线的形成, 实现 STOV 光束生成; 当 VO₂ 因温度升高而转化为金属态后, 基于破缺圆环旋转支持

PB 相位调控, 器件可以构建多位编码矩阵, 超表面可以反射实现多通道、多功能的 OV 光束生成. 通过改变不同结构参数, 两种 OAM 光均可以保持良好的拓扑鲁棒性, 并且可以对二者进行独立调控. 总体而言, 得益于 VO₂ 相变材料的宽频带响应特性, 该超表面器件不仅实现了双模式涡旋光场独立调控, 同时为可重构超表面器件和动态波前控制技术提供了新的实现途径.

参考文献

- [1] Tonouchi M 2007 *Nat. Photonics* **1** 97
- [2] El Haddad J, Bousquet B, Canioni L, Mounaix P 2013 *TrAC-Trends Anal. Chem.* **44** 98
- [3] Yu X Q, Zeng Y S, Song L W, et al. 2023 *Nat. Photonics* **17** 957
- [4] Jiang W, Zhou Q, He J, et al. 2024 *IEEE Commun. Surv. Tutor.* **26** 2326
- [5] Boulogeorgos A A A, Alexiou A, Merkle T, et al. 2018 *IEEE Commun. Mag.* **56** 144
- [6] Akyildiz I F, Jornet J M 2016 *Nano Commun. Netw.* **8** 46
- [7] Lee D K, Kang J H, Lee J S, Kim H S, Kim C, Hun Kim J, Lee T, Son J H, Park Q H, Seo M 2015 *Sci. Rep.* **5** 15459
- [8] Zhang X, Liu J, Qin J 2023 *Nanoscale Adv.* **5** 2210
- [9] Zhang Z, Wang Z, Zhang C, Yao Z, Zhang S, Wang R, Tian Z, Han J, Chang C, Lou J 2024 *Adv. Mater.* **36** 2308453
- [10] Giordano M C, Viti L, Mitrofanov O, Vitiello M S 2018 *Optica* **5** 651
- [11] Vallés A, He J, Ohno S, Omatsu T, Miyamoto K 2020 *Opt. Express* **28** 28868
- [12] Kuo C H, Wu M H, Chen C R, Lin Y J, Laurell F, Huang Y C 2023 *Sci. Rep.* **13** 5843
- [13] Jia M, Wang Z, Li H, Wang X, Luo W, Sun S, Zhang Y, He Q, Zhou L 2019 *Light: Sci. Appl.* **8** 16
- [14] Guo Z, Zhou Y, Yang H, Li S, Li T, Cao X 2023 *Opt. Express*

- 31 35086
- [15] Zhou Y, Zhang T, Wang G, Guo Z, Zang X, Zhu Y, Ding F, Zhuang S 2024 *Adv. Sci.* **11** 2406571
- [16] Jiang M Y, Li J S 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 028701 (in Chinese) [蒋铭阳, 李九生 2025 物理学报 **74** 028701]
- [17] Cui T J, Qi M Q, Wan X, Zhao J, Cheng Q 2014 *Light: Sci. Appl.* **3** e218
- [18] Wu R Y, Shi C B, Liu S, Wu W, Cui T J 2018 *Adv. Opt. Mater.* **6** 1701236
- [19] Liu S, Cui T J, Zhang L, Xu Q, Wang Q, Wan X, Gu J Q, Tang W X, Qing Qi M, Han J G 2016 *Adv. Sci.* **3** 1600156
- [20] Zhang L, Wang Z X, Shao R W, Shen J L, Chen X Q, Wan X, Cheng Q, Cui T J 2019 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **68** 2984
- [21] Tian S, Li Y, Xu J 2025 *Phys. Lett. A* **532** 130186
- [22] Zhu S Y, Deng X H, Liu Y S, Geng J Q, Bao Y X, Zhang Y Q, Lou Y K 2025 *Phys. Lett. A* **555** 130776
- [23] Yu N F, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tietienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [24] Devlin R C, Ambrosio A, Rubin N A, Mueller J B, Capasso F 2017 *Science* **358** 896
- [25] Huang R T, Li J S 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 054203 (in Chinese) [黄若彤, 李九生 2023 物理学报 **72** 054203]
- [26] Wang Z R, Chen D C, Hong R, Wu D J 2025 *Chin. Phys. B* **34** 094302
- [27] Yao A M, Padgett M J 2011 *Adv. Opt. Photonics* **3** 161
- [28] Wang X W, Nie Z Q, Liang Y, Wang J, Li T, Jia B H 2018 *Nanophotonics* **7** 1533
- [29] Bliokh K Y, Bekshaev A Y, Nori F 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 073901
- [30] Firth W J, Skryabin D V 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2450
- [31] Soskin M, Gorshkov V, Vasnetsov M, Malos J, Heckenberg N 1997 *Phys. Rev. A* **56** 4064
- [32] Chen M, Mazilu M, Arita Y, Wright E M, Dholakia K 2013 *Opt. Lett.* **38** 4919
- [33] Prinz E, Hartelt M, Spektor G, Orenstein M, Aeschlimann M 2023 *ACS Photonics* **10** 340
- [34] Zhang Z F, Qiao X D, Midya B, et al. 2020 *Science* **368** 760
- [35] Liu Y W, Lao C H, Wang M, et al. 2024 *Nat. Photonics* **18** 632
- [36] Chen B, Zhou Y G, Liu Y, et al. 2024 *Nat. Photonics* **18** 625
- [37] Perez N, Preece D, Wilson R, Bezryadina A 2022 *Sci. Rep.* **12** 14144
- [38] Zhao M T, Liang X Z, Li J S, et al. 2022 *Laser Photonics Rev.* **16** 2200230
- [39] Bliokh K Y, Nori F 2012 *Phys. Rev. A* **86** 033824
- [40] Hancock S, Zahedpour S, Milchberg H 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 193901
- [41] Jhajj N, Larkin I, Rosenthal E, Zahedpour S, Wahlstrand J, Milchberg H 2016 *Phys. Rev. X* **6** 031037
- [42] Cao Q, Chen J, Lu K Y, Wan C H, Chong A, Zhan Q W 2022 *Sci. Bull.* **67** 133
- [43] Wan C H, Chong A, Zhan Q W 2023 *Light* **3** 11
- [44] Liu X, Cao Q, Zhang N J, Chong A, Cai Y J, Zhan Q W 2024 *Nat. Commun.* **15** 5435
- [45] Chong A, Wan C H, Chen J, Zhan Q W 2020 *Nat. Photonics* **14** 350
- [46] Liu W Z, Wang J J, Tang Y, Wang X H, Zhao X Q, Shi L, Zi J, Chan C T 2024 *Nano Lett.* **24** 943
- [47] Che Z Y, Liu W Z, Ye J Y, Shi L, Chan C T, Zi J 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 044001
- [48] Zhou Y, Zou R W, Zhan J J, et al. 2025 *Laser Photonics Rev.* **19** 2401391
- [49] Li Y X, Zhang H Y, Chen J X, Wang J C, Yu J Y, Liu M, Zhang M, Zhang Y P 2025 *Opt. Express* **33** 34604
- [50] Deng F Z, Ma K, Ma Y M, et al. 2025 *Photonics Res.* **13** 1408
- [51] Huang J Y, Zhang H L, Wu B J, Zhu T F, Ruan Z C 2023 *Phys. Rev. B* **108** 104106
- [52] Liu M K, Hwang H Y, Tao H, et al. 2012 *Nature* **487** 345
- [53] Zylbersztejn A, Mott N F 1975 *Phys. Rev. B* **11** 4383
- [54] Shao Z W, Cao X, Luo H J, Jin P 2018 *NPG Asia Mater.* **10** 581
- [55] Wang S X, Kang L, Werner D H 2017 *Sci. Rep.* **7** 4326

Terahertz metasurface independently controlled by spatial vortex and spatiotemporal optical vortex*

LI Yuxi¹⁾ ZHANG Huiyun¹⁾ CHEN Jiongxiu¹⁾ WANG Jiacheng¹⁾
 ZHANG Min¹⁾ JIANG Qingyou²⁾ LIU Meng^{1)†} ZHANG Yuping^{1)‡}

1) (Qingdao Key Laboratory of Terahertz Science, Technology and Applications, College of Electronic and Information Engineering, Shandong University of Science and Technology, Qingdao 266590, China)

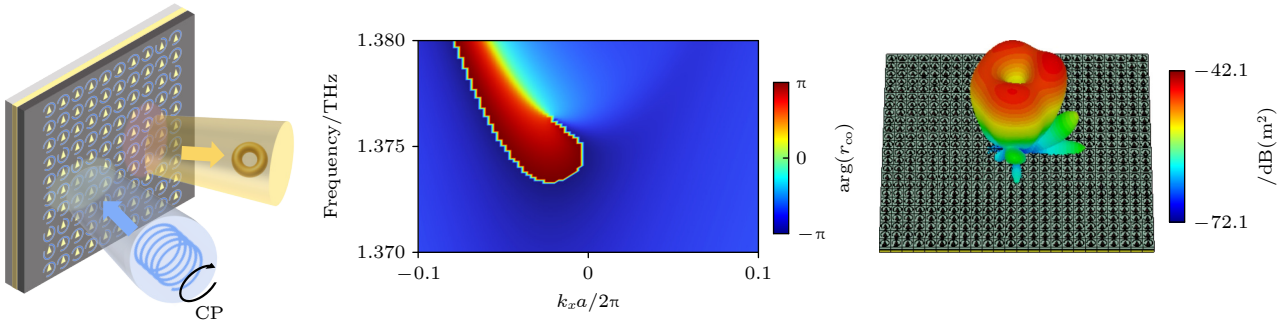
2) (China National Coal Mining Equipment Co., Ltd., Beijing 100011, China)

(Received 10 August 2025; revised manuscript received 9 October 2025)

Abstract

The optical vortex (OV) and spatiotemporal optical vortex (STOV) are special beams carrying different forms of orbital angular momentum (OAM). The OV has longitudinal OAM, whereas the STOV has transverse OAM and is coordinated with time to achieve control. Due to their reliance on different physical mechanisms, traditional optical platforms are difficult to independently control these two vortex beams on the same platform. This limitation, to some extent, hinders the understanding of the unified physical mechanism underlying spatial and spatiotemporal orbital angular momentum and also slows the development of multi-dimensional light field manipulation technology. This paper proposes a terahertz (THz) metasurface device

based on vanadium dioxide (VO_2) phase change material. The device integrates in-plane asymmetry, provided by triangular pores and required to excite STOV, with anisotropic phase units, realized by VO_2 broken rings and needed to generate OV, into one metasurface platform. This integration enables dynamic switching of OV and STOV on the same metasurface platform. The uniqueness of its design and the key to achieving functional integration lie in the selection of Si and VO_2 materials for the upper layer of the metasurface. When VO_2 is in the insulating state, its dielectric constant in the THz band is similar to that of Si and its conductivity is very low. Different rotation angles of the units can still be considered as a periodic structure with the same symmetry on a macroscopic scale. The structure uses circularly polarized waves for reflection, generating a topological dark point at approximately 1.376 THz and a topological dark line between 1.3765 THz and 1.378 THz, which excites STOV. When VO_2 transforms into a metallic state, its high conductivity makes the broken ring a dominant scatterer. By reasonably arranging the encoded units of the metasurface and combining the Pancharatnam-Berry (PB) phase, not only can OV with different topological charges be generated, but also multi-channel and multi-functional OV can be created through convolution theorem and shared aperture theorem. Subsequently, the influence of structural parameters is analyzed in detail. By changing the shape of the triangular pores and the thickness of the broken ring, the two vortex beams are adjusted, and it is found that they have strong topological stability under different conditions and can be reversibly switched through temperature control. This research provides a new idea for realizing multifunctional vortex light generation in the terahertz frequency band and opens up new avenues for the application of vortex light in terahertz communication and optical information processing.



Keywords: terahertz, metasurface, vortex beam, phase-change material

DOI: [10.7498/aps.75.20251078](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251078)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251078](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251078)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62375158), the Natural Science Foundation of Qingdao, China (Grant No. 25-1-1-153-zyyd-jch), the Natural Science Youth Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2024QF278), the Qingdao Postdoctoral Sustentation Fund, China (Grant No. QDBSH20240102172), the Development Plan of Youth Innovation Team in Colleges and Universities of Shandong Province, China (Grant No. 2022KJ216), and the Key Science and Technology Project of China Coal Group (Grant No. 20241CY008).

† Corresponding author. E-mail: liumeng@sdust.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: sdust_thz@163.com



空间与时空涡旋光独立调控的太赫兹超表面

李禹希 张会云 陈炯煦 王嘉诚 张敏 蒋庆友 刘蒙 张玉萍

Terahertz metasurface independently controlled by spatial vortex and spatiotemporal optical vortex

LI Yuxi ZHANG Huiyun CHEN Jiongxi WANG Jiacheng ZHANG Min JIANG Qingyou LIU Meng
ZHANG Yuping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 010404 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251078

CSTR: 32037.14.aps.75.20251078

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251078>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

相变材料与超表面复合结构太赫兹移相器

Terahertz phase shifter based on phase change material–metasurface composite structure

物理学报. 2021, 70(7): 074201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201495>

基于双开缝环结构的半反射和半透射超宽带超薄双偏振太赫兹超表面

Double–split–ring structure based ultra–broadband and ultra–thin dual–polarization terahertz metasurface with half–reflection and half–transmission

物理学报. 2023, 72(15): 158701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230471>

宽带吸收与极化转换可切换的太赫兹超表面

Switchable ultra–broadband absorption and polarization conversion terahertz metasurface

物理学报. 2024, 73(14): 148701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240525>

单壁碳纳米管太赫兹超表面窄带吸收及其传感特性

Narrow band absorption and sensing properties of the THz metasurface based on single–walled carbon nanotubes

物理学报. 2024, 73(2): 026102 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231357>

基于超表面的多波束多模态太赫兹涡旋波产生

Multi–beam multi–mode vortex beams generation based on metasurface in terahertz band

物理学报. 2021, 70(18): 188701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210897>

基于相变材料的慢光和吸收可切换多功能太赫兹超材料

Switchable multifunctional terahertz metamaterial with slow–light and absorption functions based on phase change materials

物理学报. 2023, 72(8): 084202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222336>