

太赫兹杂化超表面中晶格诱导双透明*

侯云飞# 王文娴# 张益恭 熊磊†

(昆明学院信息工程学院, 昆明 650214)

(2025年7月9日收到; 2025年9月2日收到修改稿)

晶格模式是周期性结构的固有特性, 通过改变阵列结构的周期可以对其进行有效调控. 本文提出了一种基于金纳米条与以 VO_2 为衬底的金 S 型开口环的杂化太赫兹超表面结构, 该结构能够同时激发宽带的局域表面等离子体共振 (明模式) 和受晶格模式影响的窄带表面晶格共振 (暗模式). 通过干涉相消效应, 在阵列结构单元中实现了明-明模式与明-暗模式的双诱导透明现象, 两个透明窗口的透射率分别达到 66.03% 和 59.4%. 进一步研究表明, 通过调节阵列结构周期, 不仅可以有效调控透明窗口的形成, 还可以利用 VO_2 电导率的动态变化, 实现透明窗 “ON/OFF” 的动态开关特性. 值得注意的是, 在受晶格模式影响的高频透明窗频点处, 观测到了 8.1 ps 的群延时. 此外, 周期调节还能显著优化共振性能, 可使低频点杂化共振的品质因子实现一个数量级的提升. 该研究为慢光器件、超灵敏传感器以及多频带窄带滤波器的设计提供了新的思路.

关键词: 太赫兹杂化超表面, 晶格模式, 晶格诱导透明, 品质因子

DOI: 10.7498/aps.75.20250883

CSTR: 32037.14.aps.75.20250883

1 引言

超表面是一种人工复合的二维平面材料, 具有天然材料不具备的特殊属性, 通过改变其几何结构、排列方式能够实现电磁波的自由操控, 已经广泛用于纳米光学^[1]、无线通信^[2]、光谱成像^[3]、防护技术^[4]等领域. 当前研究热点集中于通过单元结构内电、磁共振的局域耦合或单元间近场相互作用, 构建新型混合模态以产生奇异电磁响应, 例如通过设计阵列结构中明模式 (辐射模式) 与暗模式 (亚辐射模式) 的干涉耦合, 可在宽带的局域表面等离子体共振 (localized surface plasmon resonance, LSPR) 吸收背景中诱导出窄带高透射窗口^[5], 这一现象可类比于三能级原子系统中量子相干效应驱动的电磁诱导透明 (electromagnetically induced

transparency, EIT). 对于太赫兹 (terahertz, THz) 波段来说, 这种类 EIT 效应不仅可以实现对电磁波在高透射与抑制透射状态间的动态切换, 其透明窗口的强色散特性更可产生显著的慢光效应, 为集成光子芯片中光速调控及光缓存器设计提供了新思路.

到目前为止, 大多数研究聚焦于单元结构中明、暗模式的共振行为, 以实现明-明模式^[6-10]与明-暗模式^[5,11-17]的近场耦合, 其中明模式的共振本质多为 LSPR, 而暗模式则对应难以激发的高阶共振模式. 为深入探究各类新颖共振模式间的耦合机制并拓展耦合路径, 由晶格模式 (lattice mode, LM) 与结构固有的 LSPR 耦合形成的表面晶格共振^[18] (surface lattice resonance, SLR) 被引入到类 EIT 效应研究中. 通过调控阵列结构的周期可实现对晶格模式的精准调控, 进而驱动晶格模式与单元

* 云南省基础研究计划 (批准号: 202301AU070050)、云南省教育厅科学研究基金 (批准号: 2024J0784)、云南省技术创新人才培养对象项目 (批准号: 202305AD160004) 和大学生创新创业训练项目 (批准号: S202311393027) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: xlei0320@163.com

结构本征模式发生耦合作用, 最终诱发明透窗口的形成, 该现象被定义为晶格诱导透明^[19] (lattice induced transparency, LIT). 值得注意的是, 晶格模式可赋予 LSPR 去局域化特性, 使其更趋近于光子模式, 这种特性有助于增强与之耦合共振的强度^[20]. 基于此, 随后在金属开口环、纳米条、纳米条与开口环组合结构的 LIT 系统中又提出了晶格增强杂化共振^[21–23]、Fano 共振^[24,25] 以及 Anapole 共振^[26]. 进一步的研究发现, 在单基元的金开口环阵列结构中通过斜入射方式也能获得狭窄的 LIT 共振^[27], 为高 Q 值共振研究开辟新途径. 此外, 在类 EIT 效应中, 可通过调控电磁波的偏振态和入射角度^[28–30] 等外部参数, 或利用石墨烯^[31–33]、碲硒化锗^[34] (GeSeTe)、二氧化钒 (VO_2)^[32,35]、黑磷^[11,36] 等可调控材料的动态响应特性, 实现对电磁诱导透明窗口的主动调控. 然而, 现有研究工作中对 LIT 的讨论主要集中在阵列结构周期的调控, 来实现对晶格模式的改变, 从而影响透射窗口的形成, 缺乏对透射窗口的主动控制, 也就阻碍了其进一步的发展.

本文提出基于金纳米条与 S 型金开口环组合的杂化超表面结构来实现 LIT 现象, 通过设计结构参数使金 S 型开口环形成明模式的 LSPR 与暗模式的 SLR, 然后分别与金纳米条的 LSPR 进行耦合, 实现在同一结构中两种不同通道的模式耦合, 从而获得两个高透射的透明窗口. 进一步讨论阵列结构周期发现, 晶格模式能够改变杂化共振线宽, 并影响透明窗口的形成. 此外, 利用 VO_2 在电导率的改变下其介电常数可在金属态与介质态之间快速切换的特性, 实现了对透明窗口由高透射率向低透射率的转变. 最后研究了 VO_2 电导率的改变对透明窗口处的慢光效应, 揭示了电导率变化对群延时的影响.

2 结构设计与仿真计算

本文提出的超表面阵列结构如图 1 所示, 阵列周期 $P_x = P_y = 60 \mu\text{m}$. 该单元结构由复合型几何结构构成: S 型基元结构的特征尺寸分别为 $l_1 = 17.5 \mu\text{m}$, $l_2 = 25 \mu\text{m}$, 其旁边的金纳米条长度为 $l_3 = 50 \mu\text{m}$, 二者之间的间隙 $d = 3 \mu\text{m}$, 所有金结构的宽度为 $w = 5 \mu\text{m}$, 厚度为 $h_1 = 0.2 \mu\text{m}$. 整个阵列结构在太赫兹波直入射下进行研究, 讨论 y 偏振下结构对 THz 波的响应. 在 THz 波段金

的介电常数可以使用 Drude 模型来描述, 其频变表达式为^[37]

$$\varepsilon_{\text{Au}}(\omega) = 7 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau)}, \quad (1)$$

其中, 等离子体频率 $\omega_p = 1.37 \times 10^{16} \text{ rad/s}$, 并且碰撞频率 $1/\tau = 4.08 \times 10^{13} \text{ rad/s}$. 为了让阵列结构的电磁响应实现可调控, S 型结构置于宽度 l_2 为 $25 \mu\text{m}$, 厚度 h_2 为 $0.2 \mu\text{m}$ 的 VO_2 薄膜上. VO_2 作为一种相变材料, 其电导率会随着环境温度的变化而变化, 进而可以在绝缘态与金属态之间来回切换, 影响其介电常数, 从而改变结构的电磁响应. 在 THz 波段依赖于频率的 VO_2 介电常数同样可以使用 Drude 模型来描述, 其表达式为^[38]

$$\varepsilon_{\text{VO}_2}(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2(\sigma)}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (2)$$

式中, 无穷远介电常数 $\varepsilon_\infty = 12$, $\omega_p(\sigma)$ 为等离子体频率, σ 为 VO_2 的电导率, $\gamma = 5.75 \times 10^{13} \text{ rad/s}$ 为碰撞频率; 等离子体频率与 VO_2 电导率的关系可近似为

$$\omega_p^2(\sigma) = (\sigma/\sigma_0)\omega_p^2(\sigma_0), \quad (3)$$

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

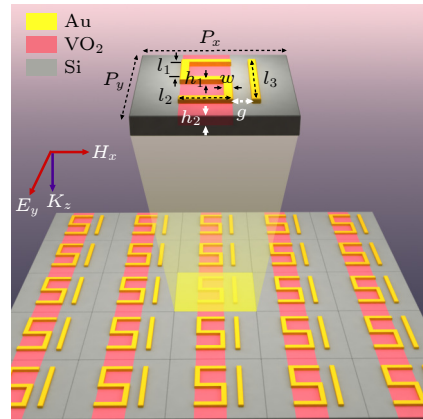


图 1 提出的超表面阵列结构及其单元结构示意图. 其中, $P_x = P_y = 60 \mu\text{m}$, $l_1 = 17.5 \mu\text{m}$, $l_2 = 25 \mu\text{m}$, $l_3 = 50 \mu\text{m}$, $w = 5 \mu\text{m}$, $d = 3 \mu\text{m}$, $h_1 = h_2 = 0.2 \mu\text{m}$

Fig. 1. The proposed metasurface array structure and its unit structure schematic diagram. Among them, $P_x = P_y = 60 \mu\text{m}$, $l_1 = 17.5 \mu\text{m}$, $l_2 = 25 \mu\text{m}$, $l_3 = 50 \mu\text{m}$, $w = 5 \mu\text{m}$, $d = 3 \mu\text{m}$, $h_1 = h_2 = 0.2 \mu\text{m}$.

周期性阵列结构的电磁特性仿真基于商业软件 Lumerical FDTD Solutions 实现, 采用时域有限差分法 (finite-difference time-domain method, FDTD) 来进行计算, 在仿真区域的 x 与 y 方向

使用周期性边界条件, z 方向使用完美匹配层 (perfectly matched layer, PML) 作为吸收边界, 电磁波以垂直入射方式激发阵列结构, 电场偏振方向平行于 y 轴, 仿真环境为空气, 并以折射率为 $n_{\text{si}} = 3.42$ 的单晶硅作为整个阵列结构的衬底材料, 其厚度为 $10 \mu\text{m}$.

尽管超表面制作流程具有一定挑战性, 但通过先进的纳米制造技术可以实现所提出的超表面结构. 虽然本文为仿真性研究, 但已有相关文献^[39]为本文的加工流程提供了实验支持. 具体制备过程如下: 首先在洁净的硅衬底上通过旋涂一层聚甲基丙烯酸甲酯 (polymethylmethacrylate, PMMA) 抗蚀剂并进行烘烤, 然后使用电子束光刻 (electron beam lithography, EBL) 技术在抗蚀剂层上定义出条形图案. 接着通过反应离子刻蚀 (reactive ion etching, RIE) 工艺形成 $0.2 \mu\text{m}$ 深的沟槽, 随后采用磁控溅射沉积一层 $0.2 \mu\text{m}$ 厚的 VO_2 薄膜, 再通过剥离工艺形成 VO_2 条带. 之后, 利用等离子体增强化学气相沉积 (plasma enhanced chemical vapor deposition, PECVD) 技术在整个表面沉积二氧化硅薄层作为保护层. 最后, 通过第二次 EBL 步骤对带有 PMMA 抗蚀剂的超表面阵列进行图案化, 再使用电子束蒸发技术沉积 3 nm 左右的铬和 $0.2 \mu\text{m}$ 厚的金层, 最后进行剥离即可完成所提出的超表面结构的制备.

除了样品加工流程有可借鉴的经验外, 针对整个样品的测试流程同样有可参考的方法^[40]: 首先将样品垂直置于太赫兹光束路径中心, 精确定位确保激光照射区域准确; 随后采用连续可调激光器, 以一定入射角照射样品中心区域, 通过实时调节激光功率精确控制 VO_2 相变过程, 实现介质态与金属态的可逆转换. 该激光诱导方法具有非接触、高

可控性和快速响应的显著优势, 尤其适用于无电极结构的相变调控需求.

3 结果与讨论

所设计结构的透射谱响应如图 2 所示. 当 VO_2 处于常温绝缘态且电导率 $\sigma = 20 \text{ S/m}$ 时, 将入射电磁波偏振方向平行于 y 轴, 则沿 y 轴排列的金纳米条在 0.985 THz 处产生宽带 LSPR, 该模式具有较大的辐射损耗, 符合明模式的典型特征, 光谱中表现为异常凸起的位置为阵列结构的晶格模式, 如图 2(a) 所示. 图 2(b) 则展现了 S 型开口环谐振器的双频共振特性, 在 0.51 THz 处表现为宽带 LSPR, 因其易激发特性同样属于明模式. 而在 1.025 THz 处出现的窄带共振则源于局域等离子体共振与晶格模式的耦合作用形成的 SLR, 由于这里的晶格模式属于衍射光波, 当与较大辐射损耗的 LSPR 耦合时, 衍射光波会使得 LSPR 趋向去局域化特性, 导致形成的 SLR 呈现较窄线宽, 由于其不能被入射光波直接激发形成这种共振模式, 因此符合暗模式特性. 图 3(a) 和图 3(b) 为这两个频率点在 x - y 平面的电场分布, 在 0.51 THz 的宽带共振中, 电场强度较弱, 能量主要集中在 S 型结构的开口处以及臂两侧, 从电场整体流向来看属于电偶极子共振; 而在 1.025 THz 的 SLR 中, 在开口处以及中间臂两侧的电场能量明显增强, 并且能量向周围环境扩散, 也就证明了 SLR 的去局域化特性. 电场流向自下而上, 形成电偶极子 SLR. 在组合结构中, 由于 S 型开口环谐振器出现一个宽带与窄带共振, 形成了所谓的明、暗模式, 因此单独金纳米条的明模式与 S 型开口环的明、暗模式形成双通道耦合, 明-明模式、明-暗模式间的干涉相消效应导致阵列结构

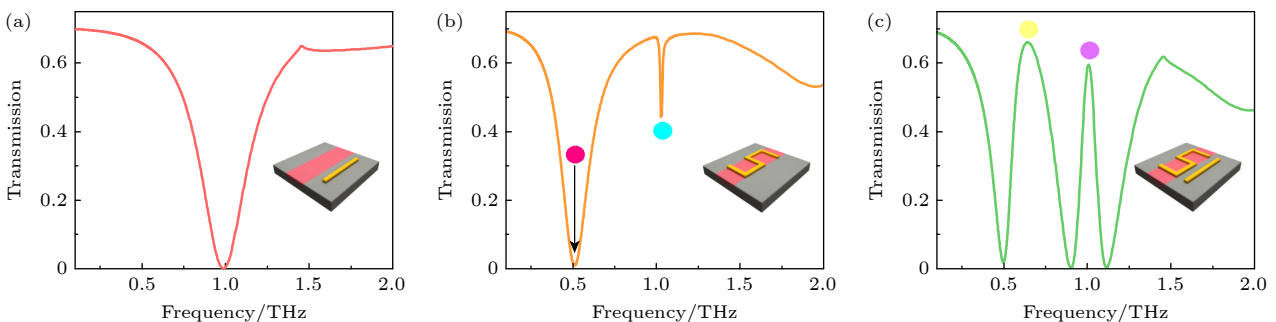


图 2 (a) 金纳米条结构, (b) S 型金开口环结构与 (c) 组合结构的仿真透射谱. 带颜色的实心圆表示共振位置

Fig. 2. (a) Simulation transmission spectra of only the gold nanorod, (b) only the S-shaped split-ring, and (c) both the gold nanorod and the S-shaped split-ring structure. The colored solid circles denote the resonance positions.

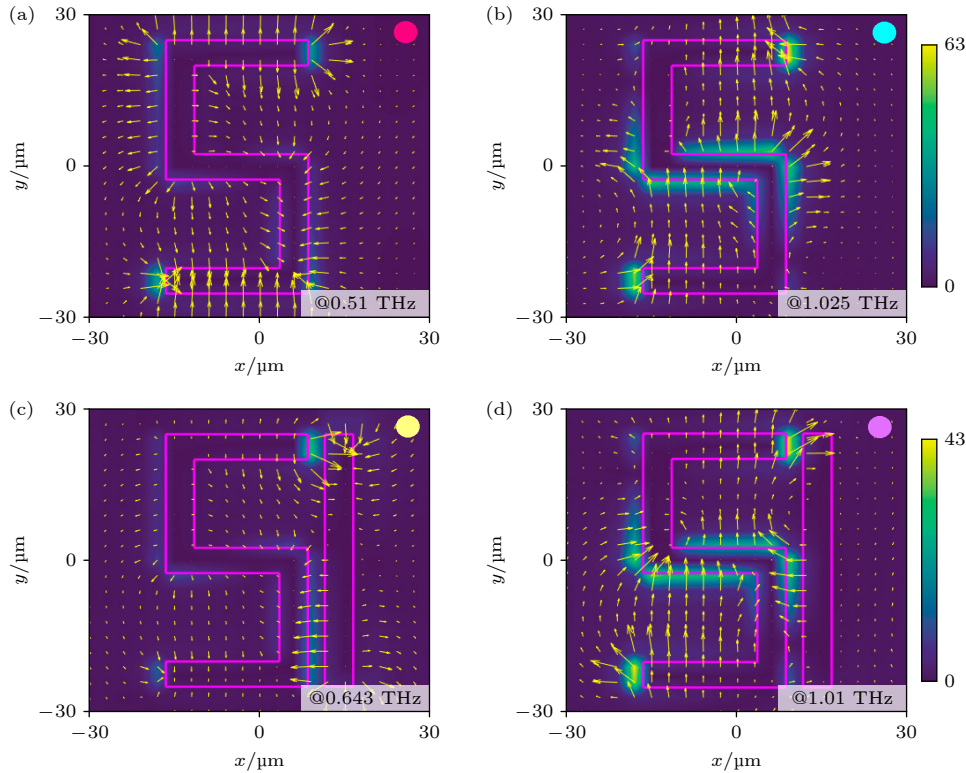


图3 阵列结构在 x - y 平面的电场强度分布 (a), (b) S型开口环在 0.51 THz 与 1.025 THz 处电场分布; (c), (d) 两个透明窗在 0.643 THz 和 1.01 THz 处的电场分布. 粉色线为单元结构轮廓, 黄色箭头表示电场方向, 颜色条为共振强度. 带颜色的实心圆对应图2中透射谱的共振位置

Fig. 3. The electric field intensity distribution of the proposed array structure in the x - y plane: (a), (b) The electric field distribution of the S-shaped split-ring at 0.51 THz and 1.025 THz, respectively; (c), (d) represent the electric field distribution of the two transparent windows at 0.643 THz and 1.01 THz, respectively. The pink line outlines the unit structure, the yellow arrow denotes the direction of the electric field, and the color bar indicates the resonance intensity. The solid circles with colors correspond to the resonance positions of the transmission spectra in Fig. 2.

在 0.643 THz 和 1.01 THz 频点产生明显的诱导透明现象, 透射率分别达到 66.03% 和 59.4%, 结果如图 2(c) 所示. 为了进一步明确两个透明窗的共振模式, 图 3(c) 和图 3(d) 给出了 x - y 平面的电场分布, 这里由于干涉相消作用导致两个透射窗能量都主要集中在 S 型开口环上以及开口环与金纳米条的缝隙中, 而在单独的金纳米条中基本上没有能量分布, 这与典型电磁诱导透明现象结果一致^[5,9]. 不同的是, 由明-暗模式 (SLR) 耦合形成的透明窗共振, 其强度明显高于明-明模式 (LSPR) 耦合形成的透明窗共振, 同时也说明了 SLR 由于线宽小、共振能量高能够减小耦合形成的透明窗线宽, 提升共振强度. 此外, 从图 3(c) 和图 3(d) 两个频点处的整体电场流向来看, 两个共振模式都属于电偶极子共振.

为了清晰阐释设计结构的物理机理, 一个四能级跃迁系统用以解释明-明模式与明-暗模式的耦合过程 (如图 4 所示), 对于明-暗模式耦合来说, 其核

心涉及基态 $|0\rangle$ 、激发态 $|1\rangle$ 与亚稳态 $|2\rangle$ 三个关键状态, 其中路径 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ 对应偶极允许跃迁, 可等效为金纳米条的宽带 LSPR——该模式在电磁波直接入射下即可被激发, 而路径 $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ 为禁止跃迁, 对应 S 型开口环中无法被直接激发的 SLR. 在明-暗模式的相互耦合作用下, 能量可在两模式间传递, 进而形成间接跃迁路径 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |1\rangle$, 由于该间接路径与直接路径 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ 共享初始跃迁通道, 二者产生相消干涉, 最终在宽带透射谷中诱导出高透射窗口, 形成对应高频区域的类 EIT 效应. 对于明-明模式耦合, 系统存在从基态 $|0\rangle$ 分别跃迁到激发态 $|1\rangle$ 与 $|3\rangle$ 的两条独立允许通道 (两激发态能量存在差异), 且 $|1\rangle$ 与 $|3\rangle$ 间存在相互耦合, 由此衍生出三条跃迁路径: 直接路径 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ 、 $|0\rangle \rightarrow |3\rangle$ 以及间接路径 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |1\rangle$, 这些路径在跃迁过程中同样发生相消干涉, 从而诱发对应低频区域的类 EIT 效应.

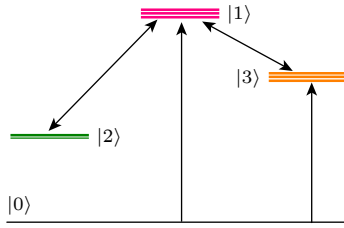


图 4 类 EIT 效应的四能级系统

Fig. 4. The four-level system with EIT-like effect.

基于 S 型开口环及其组合结构的电场分布, 可进一步推导出相应的电流密度分布 J , 进而利用多极子分解方法对散射功率进行定量计算, 最终明确各共振点处不同共振模式的具体贡献程度. 这里电偶极子 (electric dipole, ED)、磁偶极子 (magnetic dipole, MD)、环偶极子 (toroidal dipole, TD)、电四偶极子 (electric quadrupole, EQ)、磁四偶极子 (magnetic quadrupole, MQ) 以及对应的散射功率 $I_p, I_m, I_T, I_Q^e, I_Q^m$ 表达式如表 1 所列, 式中, $\alpha, \beta = x, y, z$ 表示笛卡尔坐标轴, c 表示真空中光速. 根据表 1 中的表达式, 当 VO_2 电导率 $\sigma = 20 \text{ S/m}$ 时, 计算出 S 型开口环的每一个多极矩远场散射功率如图 5(a) 所示, 对比 5 种多极矩的散射能量, 在 0.51 THz 处的 LSPR 散射能量主要来自于电偶极矩, 且其散射能量远高于其他多极矩. 同样在 1.025 THz 的 SLR 散射能量也主要源自电偶极矩, 而且电偶极矩散射能量也远高于其他多极矩散射能量, 此外, SLR 模式的散射能量明显高于 LSPR 模式. 这就说明在 S 型开口环出现的两个共振模式主要由电偶极子主导, 同时说明这种尖锐的 SLR 会使结构散射更多的电磁能量. 对于组合结构来说, 由于明-明模式、明-暗模式的干涉相消作用导致能量主要集中在 S 型开口环 (如图 3(c) 和图 3(d) 所示), 多极子分解后的结果表明, 在两个透明窗口

处的散射能量仍然以电偶极矩为主导, 受晶格影响的较高频率透明窗 (1.01 THz) 处散射能量明显高于较低频率透明窗 (0.643 THz) 处散射能量, 结果展示在图 5(b) 中.

通过改变阵列结构周期能够调控晶格模式频率, 从而影响其与 LSPR 的耦合, 最终实现对透明窗的调控. 根据光栅方程可以推导出晶格模式频率表达式为

$$f_{\text{LM}} = \frac{c}{nP} \sqrt{i^2 + j^2}, \quad (4)$$

这里 c 为真空中光速, n 为基底折射率, P 为阵列结构周期, 整数对 (i, j) 表示晶格模式阶次. 本文的研究中由于只考虑沿基底传播的 $(\pm 1, 0)$ 阶晶格模式对透明窗的影响, 因此晶格模式频率可以进一步简化为 $f_{\text{LM}} = c/(nP)$. 图 6(a) 给出了阵列结构周期从 $60 \mu\text{m}$ 变化到 $84 \mu\text{m}$ 时的仿真透射谱, 可以看到随着周期的增加, $f_{\text{LM}(\pm 1, 0)}$ 晶格模式向低频方向移动, 同时高频点处共振线宽开始减小, 在周期为 $84 \mu\text{m}$ 时由于晶格模式耦合到高频共振谷, 形成高频杂化模式 (high frequency hybrid mode, HFHM), 此时共振达到最强, 线宽最小. 通过多级子分解, 发现在高频共振谷 (1.031 THz) 的位置散射能量为电偶极矩占主导. 进一步增大周期到 $90 \mu\text{m}$, HFHM 由于晶格模式的耦合减弱导致共振线宽变宽, 同时高频点透明窗也逐渐开始向消失的趋势演化, 这是由于随着周期的进一步增大, S 型开口环的 SLR 逐渐趋于消失, 导致金纳米条的明模式不能与 SLR 进行耦合. 出现这种情况的主要原因在于晶格周期的增大, 导致晶格模式的光谱位置发生明显红移, 使得纳米颗粒的几何尺寸相对于共振波长而言呈现出相对减小的趋势. 这种尺寸效应会引发双重影响: 一方面, 颗粒的散射效率随周期增加

表 1 多极矩及其远场散射功率表达式

Table 1. Multipole moment and its expression for far-field scattering power.

多极子	矩表达式	散射功率
电偶极子 (ED)	$p = \frac{1}{i\omega} \int J(\mathbf{r}) d^3 \mathbf{r}$	$I_p = \frac{2\omega^4}{3c^3} p ^2$
磁偶极子 (MD)	$m = \frac{1}{ic} \int \mathbf{r} \times J(\mathbf{r}) d^3 \mathbf{r}$	$I_m = \frac{2\omega^4}{3c^3} m ^2$
环偶极子 (TD)	$T = \frac{1}{10c} \int \{[\mathbf{r} \cdot J(\mathbf{r})]\mathbf{r} - 2[\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}]J(\mathbf{r})\} d^3 \mathbf{r}$	$I_T = \frac{2\omega^6}{3c^5} T ^2$
电四偶极子 (EQ)	$Q_{\alpha\beta} = \frac{1}{2i\omega} \int \{r_\alpha J_\beta(\mathbf{r}) + r_\beta J_\alpha(\mathbf{r}) - \frac{2}{3}[\mathbf{r} \cdot J(\mathbf{r})]\delta_{\alpha\beta}\} d^3 \mathbf{r}$	$I_Q^e = \frac{\omega^6}{5c^5} \sum Q_{\alpha\beta} ^2$
磁四偶极子 (MQ)	$M_{\alpha\beta} = \frac{1}{3c} \int \{[\mathbf{r} \times J(\mathbf{r})]_{\alpha\beta} + [\mathbf{r} \times J(\mathbf{r})]_{\beta\alpha}\} d^3 \mathbf{r}$	$I_Q^m = \frac{\omega^6}{20c^5} \sum M_{\alpha\beta} ^2$

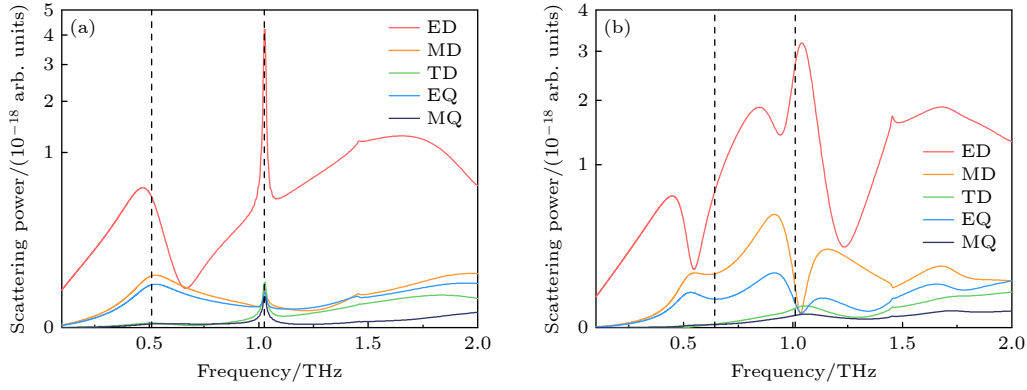


图 5 (a) S型开口环散射功率谱; (b) 组合结构散射功率谱. ED, MD, TD, EQ, MQ 分别表示电偶极子、磁偶极子、环偶极子、电四偶极子、磁四偶极子, 黑色虚线表示共振位置

Fig. 5. (a) Scattered power spectra of the S-shaped split-ring; (b) scattered power spectra of the combined structure. ED, MD, TD, EQ, and MQ denote electric dipole, magnetic dipole, ring dipole, electric quadrupole, and magnetic quadrupole, respectively; black dashed lines denote resonance positions.

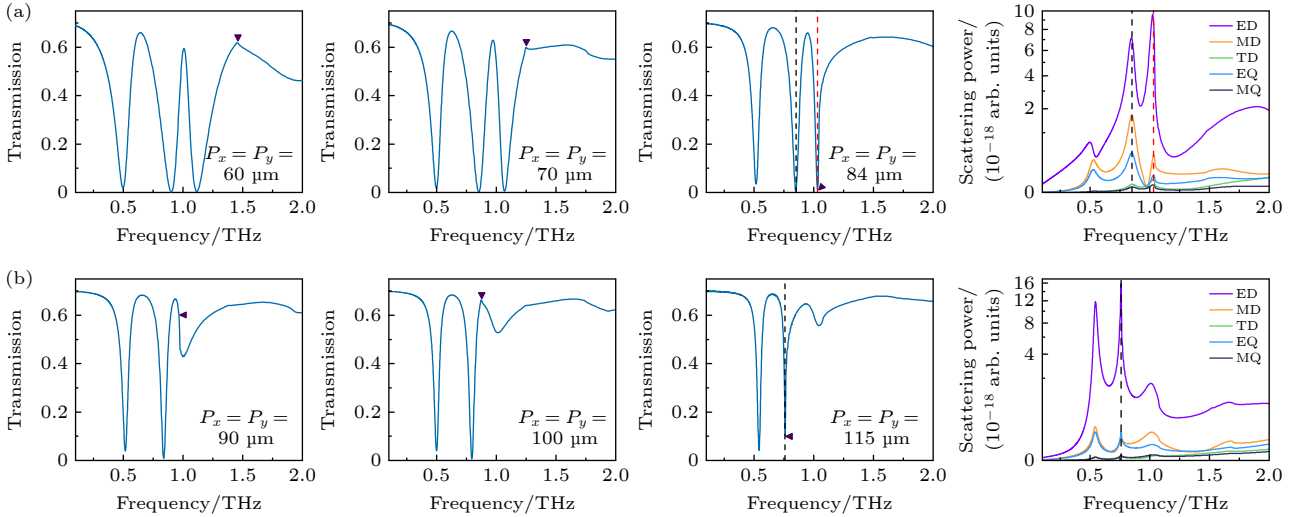


图 6 固定结构参数不变, 周期 P_x , P_y 从 (a) $60 \mu\text{m}$ 变化到 $84 \mu\text{m}$ 与 (b) $90 \mu\text{m}$ 变化到 $115 \mu\text{m}$ 时, 组合结构的仿真透射谱及其多极子分解散射功率谱. 晶格模式 $f_{LM(\pm 1,0)}$ 用黑色三角符号表示, 红色虚线表示 HFHM 频率位置, 黑色虚线表示 LFHM 频率位置

Fig. 6. With fixed structural parameters, the simulated transmission spectra and multipole decomposition scattering power spectra of the combined structure are presented when the periods P_x and P_y are varied (a) from $60 \mu\text{m}$ to $84 \mu\text{m}$ and (b) from $90 \mu\text{m}$ to $115 \mu\text{m}$. The lattice mode $f_{LM(\pm 1,0)}$ is denoted by black triangular symbols, with the red dashed line indicating the frequency position of HFHM and the black dashed line indicating the frequency position of LFHM.

而降低; 另一方面, 晶格模式附近的 LSPR 与衍射耦合强度同步减弱. 这种耦合强度的持续衰减导致 SLR 的共振峰逐渐向晶格模式靠拢, 同时伴随线宽收窄现象, 最终使得 SLR 特征完全消失. 当周期增大到 $100 \mu\text{m}$ 时, 透射谱中明显能看到只有一个透明窗. 进一步把周期增加到 $115 \mu\text{m}$, 此时晶格模式耦合到低频共振谷 (0.76 THz), 形成低频杂化模式 (low frequency hybrid mode, LFHM), 通过多级分解发现 LFHM 依然为电偶极矩占据主导, 结果展现在图 6(b) 中.

依据以上的分析结果, 我们发现周期的改变使

得晶格模式能够增强 HFHM 与 LFHM, 因光谱响应呈现显著的非对称线型特征, 符合 Fano 共振的典型表现形式, 可以由经典的 Fano 公式来拟合^[41,42]:

$$T(\omega) = T_0 + A_0 \frac{[q + 2(\omega - \omega_0)\Gamma]^2}{1 + [2(\omega - \omega_0)\Gamma]^2}, \quad (5)$$

式中, ω_0 表示共振频率, Γ 表示共振线宽, T_0 与 A_0 分别表示背景与连续-离散耦合常数, q 为 Fano 非对称参数. 评估这些共振模式对能量的束缚程度通常使用 Q 品质因子来量化, 其表达式为 $Q = \omega_0/\Gamma$. 图 7(a) 和图 7(b) 展示了在不同周期下 HFHM 与 LFHM 的仿真透射谱, 当结构周期逐渐增大时, 共

振线宽呈现先减小后增大的趋势, 导致品质因子 Q 经历先上升后下降的演变过程. 随后, 通过 Fano 公式对透射谱进行拟合分析, 拟合结果与仿真数据表现出很好的一致性, 并确立了 HFHM 与 LFHM 在不同周期参数下的 Q 值变化规律. 图 7(c) 给出了周期从 $60\ \mu\text{m}$ 变化到 $95\ \mu\text{m}$ 时, HFHM 的 Q 值变化情况, 从图中可以看到 HFHM 随周期增大 Q 值先缓慢增大, 并在 $84\ \mu\text{m}$ 达到最大值 $Q = 27$, 然后随着周期的继续增大 Q 值突然降到 10 以下. 而图 7(d) 的 LFHM 研究了周期从 $60\ \mu\text{m}$ 变化到 $115\ \mu\text{m}$ 时其 Q 值的变化情况, 在周期为 $115\ \mu\text{m}$ 时 Q 值达到最大为 51, 相较于 $60\ \mu\text{m}$ 周期情况下 Q 值有一个数量级的提升. 从 Q 值的变化来看, 无

论是 HFHM 还是 LFHM 都在晶格模式完全耦合到共振谷中时使得共振达到最强. 出现这种情况的主要原因在于晶格模式频率与 HFHM(或 LFHM) 的频率相匹配时, 晶格模式带来的衍射效应增强了 HFHM(或 LFHM), HFHM(或 LFHM) 表现出局域化特性, 能量被束缚在阵列介质中, 减小了金属的欧姆损耗, 并抑制了远场能量辐射 [20,26].

为了说明提出的超表面对透射窗具有可调谐性, 这里讨论了单元内部间距 d 对透射窗的影响. 如图 8 所示, 当金纳米条与 S 型开口环相互靠近时, 明-明模式与明-暗模式间的耦合强度逐渐增强, 最终能使得两个透射窗的共振幅度达到峰值. 随着间距 d 的增大, 明-明模式因其对外部能量的直接

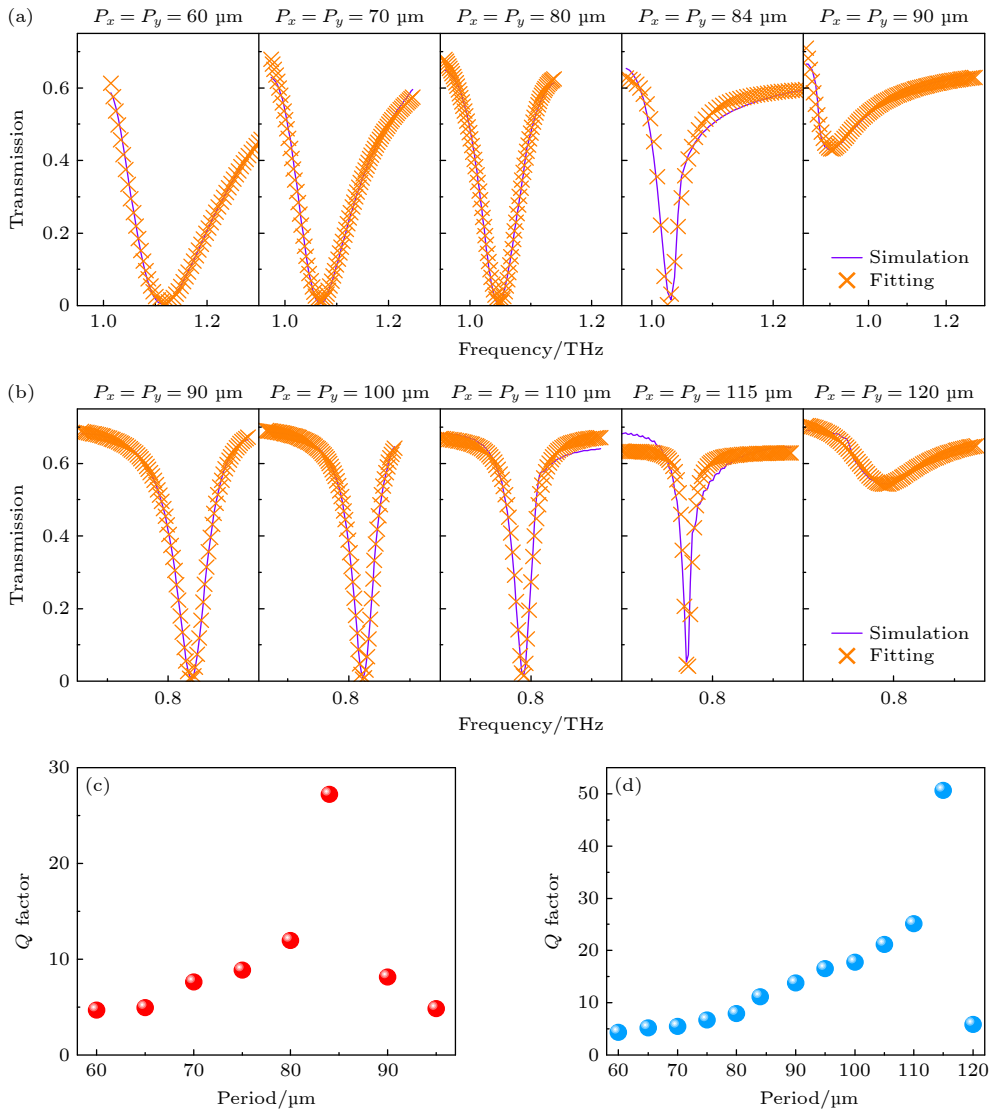


图 7 (a), (b) HFHM 与 LFHM 在不同周期下仿真、拟合的透射谱; (c), (d) HFHM 与 LFHM 品质因子 Q 随周期增加的变化情况
Fig. 7. (a), (b) Simulated transmission spectra of HFHM and LFHM for varying periods; (c), (d) HFHM and LFHM quality factor Q variations as the period increases.

响应特性, 对间距变化表现出较强的鲁棒性; 而明-暗模式的耦合强度则显著衰减, 导致透射窗幅度降低且共振线宽变窄. 当 d 增大至 $15\ \mu\text{m}$ 临界值时, 高频透射窗几乎完全消失——此时金纳米条与 S 型开口环形成等间距排布, 明-暗模式耦合强度降至最低. 这种差异源于两种模式的激发机制本质不同: 明模式的形成主要依赖外部能量直接激励, 彼此之间的耦合强度受间距影响较小; 而暗模式的激发则必须通过明模式的能量转移实现. 因此, 当暗模式随间距增大而远离明模式时, 能量耦

合通道被阻断, 透射窗特征随之衰减. 值得注意的是, 当间距继续增大时, 单元间金纳米条与 S 型开口环会形成新的耦合关系, 导致透射窗特征重新显现.

通过调节 VO_2 的电导率参数, 可以实现对近场耦合效应的强弱控制, 进而动态调节超表面结构的透射特性. 图 9 给出了 VO_2 电导率 σ 从 $20\ \text{S/m}$ 增加到 $30000\ \text{S/m}$ 时, 三种典型结构的透射光谱变化情况. 在 VO_2 完全覆盖基底的构型中, 当电导率达到 $4000\ \text{S/m}$ 时, 透射窗口几乎完全消失, 这是由于 VO_2 转变为金属态后形成连续导电层, 导致原有的电磁响应特性被显著抑制, 说明这种结构布局使得透射窗有较快的退化速率, 结果展示在图 9(a) 中. 在 VO_2 与金纳米条相结合的构型中, 电导率的增加主要影响相同模式 (明-明) 间的耦合强度, 而对不同模式 (明-暗) 间的作用影响较小, 因此可以实现对明-明模式耦合产生的低频透射峰的选择性调控, 如图 9(b) 所示. 值得一提的是, 在 S 型金开口环与 VO_2 薄膜结合的构型中, 随着电导率 σ 的增加两个透射窗都出现透射幅度减小的情况 (如图 9(c) 所示), 当 σ 从 $20\ \text{S/m}$ 变化到 $4000\ \text{S/m}$ 时, 此时电导率的变化对低频率 ($0.643\ \text{THz}$) 窗口的影响较小, 透射幅度从 66.03% 变化到 55% ; 但对于高频率 ($1.01\ \text{THz}$) 窗口的影

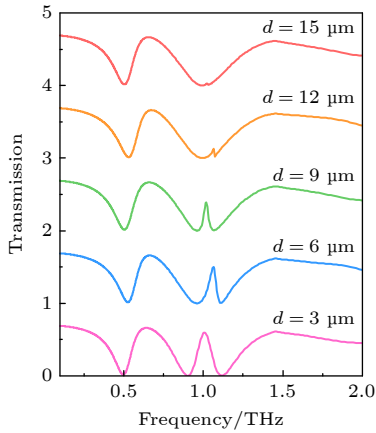


图 8 阵列结构透射率随间距 d 的变化情况

Fig. 8. Variation of transmission in the array structure with increasing spacing d .

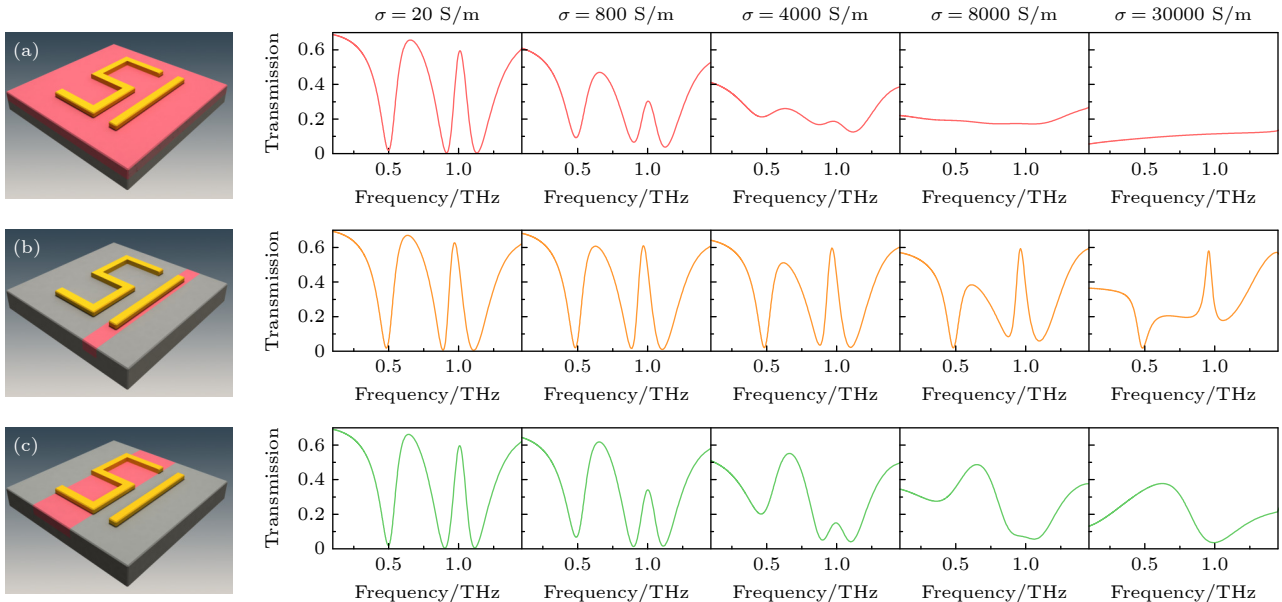


图 9 当 VO_2 电导率 σ 从 $20\ \text{S/m}$ 增加到 $30000\ \text{S/m}$ 时, 三种典型结构的透射光谱变化情况 (a) VO_2 完全覆盖基底表面; (b) VO_2 位于金纳米条下方; (c) VO_2 位于 S 型金开口环下方

Fig. 9. Evolution of transmission spectra for three characteristic structures as the electrical conductivity σ of VO_2 increases from $20\ \text{S/m}$ to $30,000\ \text{S/m}$: (a) VO_2 fully covering the substrate surface; (b) VO_2 located beneath the gold nanorod; (c) VO_2 positioned under the S-shaped split-ring.

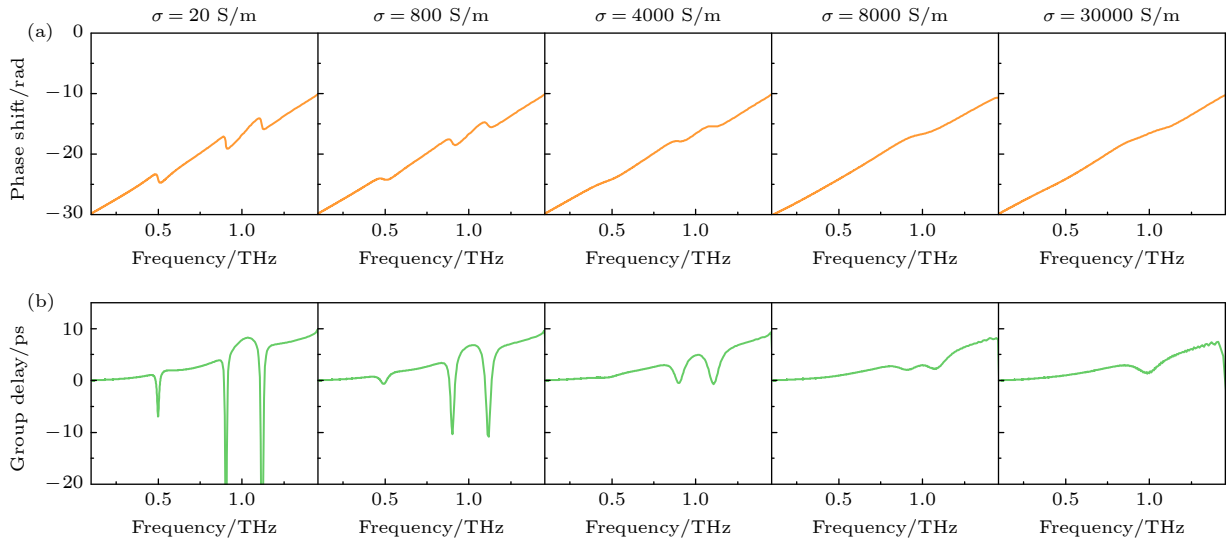

 图 10 当 VO₂ 电导率 σ 从 20 S/m 增加到 30000 S/m 时, 阵列结构的 (a) 相位与 (b) 群延时变化情况

 Fig. 10. As the conductivity σ of VO₂ rises from 20 S/m to 30000 S/m, the array structure exhibits changes in (a) phase and (b) group delay.

响较大, 透射幅度从 59.45% 变化到 14.85%. 然而, 随着电导率 σ 进一步增大到 30000 S/m 时 (根据文献 [43] 中给出的 VO₂ 电导率与温度间计算方式, 此时温度大约在 67 °C), 低频率窗口的透射幅度为 37.58%, 高频率窗口的透射幅度几乎为零 (3.39%), 对于太赫兹开关器件来说, 假定透射率大于 50% 为“ON”状态, 透射率小于 50% 为“OFF”状态, 说明改变 σ 的大小能够实现透射窗从“ON”到“OFF”的开关转变.

电磁诱导透明现象会显著改变介质的色散特性, 从而产生慢光效应, 这种效应通常通过群延时来量化表征, 其表达式为 $t_g = -d\phi/d\omega$ [19], 这里 ϕ 表示相移, ω 表示角频率. 图 10(a) 和图 10(b) 给出了阵列结构 (图 9(c)) 随电导率变化的相移及群延时变化情况, 当 $\sigma = 20$ S/m 时, 相位在两个透明窗口处有较大的抖动, 导致在 1.01 THz 处出现 8.1 ps 的时延. 随着电导率进一步增大, 单元结构内明-明模式、明-暗模式耦合效应逐渐减弱直至不能形成有效耦合, 导致慢光效应消失. 此外, 我们也发现尽管低频率透射窗的透射幅度始终显著高于高频率透射窗, 但后者表现出更突出的群延时特性. 值得注意的是, 这种群延时差异与透射幅度变化呈现解耦关系, 即便在电导率持续增大导致低频率透射幅度优势进一步扩大时, 高频窗仍能维持更高的群延时. 与现有类 EIT 超表面文献数据 [44-48] 对比发现, 通过晶格模式调控实现的 LIT 结构展

现出更显著的群延时现象 (见表 2), 这表明群延时主要受透射窗线宽调控而非透射幅度影响. 窄线宽透射窗能产生更陡峭的相位变化, 线宽压缩可有效增强光与物质的相互作用时间, 这种幅度-延时解耦现象为太赫兹慢光器件设计提供了新思路, 即通过主动优化透射窗线宽而非单纯追求透射幅度来提升器件性能.

表 2 类电磁诱导透明超表面的群延时性能与本研究的对比

Table 2. Comparison of group delay performance EIT-like metasurfaces with that of this study.

Mechanism	Materials	Frequency/THz	t_g /ps	Reference
PIT	MoS ₂	0.1—4.5	0.75	[44]
PIT	graphene	1.5—4.5	1.1	[45]
EIT	graphene	0.6—2.0	1.19	[46]
PIT	graphene	2—8	0.338	[47]
PIT	VO ₂ -Al-Si	0.4—1.0	3.72	[48]
EIT-like vs LIT	VO ₂ -Au-Si	0.1—2.0	8.1	This work

4 结 论

本文提出了一种由金纳米条与 VO₂ 薄膜支撑的 S 型金开口环组合而成的杂化太赫兹超材料结构. 研究表明, 由金纳米条形成的明模式 LSPR 分别与 S 型金开口环形成的明模式 LSPR 与暗模式 SLR 进行耦合, 通过明-明模式与明-暗模式间的

干涉相消效应, 形成两个透射率分别为 66.03% 与 59.4% 的透明窗口. 当改变阵列结构周期从 60 μm 到 115 μm 时, 高频率点透射窗随着周期的增加逐渐趋向消失; 继续增大周期, 低频点透射窗也逐渐趋向消失. 同时, HFHM 与 LFHM 的 Q 值随着周期的增加先逐渐增大, 当晶格模式与 HFHM 或 LFHM 匹配时 Q 值达到最大, 随后迅速减小, 说明晶格模式会使共振线宽减小, 共振增强. 此外, 改变 VO_2 电导率从 20 S/m 到 30000 S/m 时, 由于 VO_2 的相变导致近场耦合减弱, 因此透射窗幅度逐渐减小, 最后出现透射窗从“ON”到“OFF”的开关转变. 同时, 在受晶格影响透明窗口的群延时也随着 VO_2 电导率增加从最大值 8.1 ps 趋近于零. 从而说明电导率的改变既可以对两个透明窗幅度进行动态调控, 又能同步实现对群延时的控制.

参考文献

- [1] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 18
- [2] Seeds A J, Shams H, Fice M J, Renaud C C 2014 *J. Lightwave Technol.* **33** 579
- [3] Jepsen P U, Cooke D G, Koch M 2011 *Laser Photonics Rev.* **5** 124
- [4] Schurig D, Mock J J, Justice B J, Cummer S A, Pendry J B, Starr A F, Smith D R 2006 *Science* **314** 977
- [5] Zhang S, Genov D A, Wang Y, Liu M, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401
- [6] Hu X G, Yuan S, Armghan A, Liu Y, Jiao Z, Lü H J, Zeng C, Huang Y, Huang Q Z, Wang Y, Xia J S 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 025301
- [7] Wang S, Zhang M, Ju A A, Wang B, Zhao R, Kong Z B, Wang K S, Lian P F 2023 *Opt. Mater. Express* **13** 3607
- [8] Wang Z F, Wu J, Hou J Q, Wan F Y, Fu J H, Wu Q, Ran L X, Denidni T A 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 211701
- [9] Yahiaoui R, Burrow J A, Mekonen S M, Sarangan A, Mathews J, Agha I, Searles T A 2018 *Phys. Rev. B* **97** 155403
- [10] Yu W, Meng H Y, Chen Z J, Li X P, Zhang X, Wang F Q, Wei Z C, Tan C H, Huang X G, Li S T 2018 *Opt. Commun.* **414** 29
- [11] Jia Z P, Huang L, Su J B, Tang B 2020 *Appl. Phys. Express* **13** 072006
- [12] Zhang Y T, Liu S Y, Huang W, Dong E X, Li H Y, Shi X T, Liu M, Zhang W T, Yin S, Luo Z Y 2022 *Chin. Phys. B* **31** 068702
- [13] Nourinovin S, Rahman M M, Naftaly M, Philpott M P, Abbasi Q H, Alomainy A 2024 *IEEE Trans. Biomed. Eng.* **71** 2180
- [14] Wang H, Zhang D Q, Jin Z W, Fang B, Pan G M, Hong Z, Shu F Z 2025 *Phys. Scr.* **100** 035505
- [15] Zhou M, Li Y C, Tian J P, Yang R C 2025 *Phys. Lett. A* **536** 130300
- [16] Shu C, Mei J S, Sun H Y, Chen L Y, Sun Y 2024 *Opt. Quantum Electron.* **56** 43
- [17] Huang W, Cao S T, Liang S J, Shan Y, Zhang W T 2025 *Phys. Rev. B* **111** 045429
- [18] Le-Van Q, Zoethout E, Geluk E J, Ramezani M, Berghuis M, Gómez Rivas J 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 1801451
- [19] Manjappa M, Srivastava Y K, Singh R 2016 *Phys. Rev. B* **94** 161103
- [20] Khlopin D, Laux F, Wardley W P, Martin J, Wurtz G A, Plain J, Bonod N, Zayats A V, Dickson W, Gérard D 2017 *J. Opt. Soc. Amer. B* **34** 691
- [21] Tan T C W, Srivastava Y K, Manjappa M, Plum E, Singh R 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 201111
- [22] Burrow J A, Yahiaoui R, Sarangan A, Mathews J, Agha I, Searles T A 2019 *Opt. Lett.* **44** 2705
- [23] Karmakar S, Kumar D, Varshney R K, Roy Chowdhury D 2020 *Opt. Lett.* **45** 3386
- [24] Seliuta D, Šlekas G, Valušis G, Kancleris Ž 2019 *Opt. Lett.* **44** 759
- [25] Tan T C W, Plum E, Singh R 2020 *Adv. Opt. Mater.* **8** 1901572
- [26] Luo C C, Tan T C W, Fan Z Y, Chen L, Singh R, Zhu Y M, Zhuang S L 2024 *Sensor Actuat. B* **410** 135628
- [27] Michaeli L, Suchowski H, Ellenbogen T 2020 *Laser Photonics Rev.* **14** 1900204
- [28] Ning R X, Li D K, Yang T L, Chen Z H, Qian H W 2019 *Sci. Rep.* **9** 15801
- [29] Luo H, Luo J, Chu H C, Ji W J, Lai Y 2025 *Phys. Rev. Appl.* **23** 024025
- [30] Li T F, Chu Z T, Yang J, Ding C, Jia Y X, Fu X M, Zhao S, Liu Z T, Feng C Q, Wang J F 2025 *Mater. Today Nano* **29** 100559
- [31] Mei J S, Song C L, Shu C 2021 *Opt. Commun.* **488** 126851
- [32] Wang J P, Fan C Z 2025 *Phys. Scr.* **100** 025517
- [33] Hu S N, Li D Q, Zhan J, Gao E D, Wang Q, Liu N L, Nie G Z 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 097801 (in Chinese) [胡树南, 李德琼, 詹杰, 高恩多, 王琦, 刘南柳, 聂国政 2025 物理学报 **74** 097801]
- [34] Guo W P, Wang Y, Liu C X, Tan P, Wang L, Li G C, Tian H 2024 *Appl. Phys. Lett.* **125** 241703
- [35] Chen M M, Yang X X, Shu F Z 2024 *Mater. Res. Bull.* **180** 113000
- [36] Wang Z, Xie J, Fan C Z 2024 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **57** 395107
- [37] Liu N, Langguth L, Weiss T, Kästel J, Fleischhauer M, Pfau T, Giessen H 2009 *Nat. Mater.* **8** 758
- [38] Liu H, Fan Y X, Chen H G, Li L, Tao Z Y 2019 *Opt. Commun.* **445** 277
- [39] Li C, Zhu W, Liu Z, Pan R H, Hu S, Du S, Li J J, Gu C Z 2020 *Nanoscale* **12** 10065
- [40] Zhao Y C, Zhang Y X, Shi Q W, Liang S X, Huang W X, Kou W, Yang Z Q 2018 *ACS Photonics* **5** 3040
- [41] Miroshnichenko A E, Flach S, Kivshar Y S 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2257
- [42] Fan J X, Li Z L, Xue Z Q, Xing H Y, Lu D, Xu G Z, Gu J Q, Han J G, Cong L Q 2023 *Opto-Electron. Sci.* **2** 230006
- [43] Fan F, Hou Y, Jiang Z W, Wang X H, Chang S J 2012 *Appl. Opt.* **51** 4589
- [44] Gao W K, Chen F, Yang W X 2025 *Opt. Commun.* **590** 132027
- [45] Liang D H, Chen T 2023 *Diam. Relat. Mater.* **131** 109613
- [46] Lu J J, Li H, Qiu X J, Long H, Shen J 2025 *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.* **64** 101370
- [47] Xu H Y, Xu H, Yang X J, Li M, Yu H F, Cheng Y X, Zhan S P, Chen Z Q 2024 *Phys. Lett. A* **504** 129401
- [48] Zhang Z J, Yang J B, Han Y X, He X, Zhang J J, Huang J, Chen D B, Xu S Y, Xie W L 2020 *Appl. Phys. A* **126** 199

Lattice-induced dual transparency in terahertz hybrid metasurfaces*

HOU Yunfei[#] WANG Wenxian[#] ZHANG Yigong XIONG Lei[†]

(School of Information Engineering, Kunming University, Kunming 650214, China)

(Received 9 July 2025; revised manuscript received 2 September 2025)

Abstract

Electromagnetically induced transparency (EIT)-like phenomenon in terahertz (THz) metasurfaces facilitates flexible manipulation of electromagnetic wave transmission windows and enables light deceleration, rendering this phenomenon suitable for applications such as modulators, absorbers, slow light devices, and more. Traditional design methods focus on the coupling between bright-dark modes and bright-bright modes within the unit cell by leveraging interference cancellation effects to regulate electromagnetic wave transmission. Notably, the periodicity of the array structure also plays a pivotal role in adjusting the amplitude and resonance intensity of the transparent window, a phenomenon known as lattice-induced transparency (LIT). In this work, we introduce a gold nanorod structure and an S-shaped gold split-ring resonator supported on a vanadium dioxide (VO_2) thin film to investigate LIT. Unlike traditional structures that solely consider single bright-bright or bright-dark mode coupling, our proposed structure integrates both bright-bright and bright-dark modes coupling. Furthermore, the dark mode in our structure is not a traditional multipolar mode but rather a surface lattice resonance (SLR) arising from the coupling between lattice modes and the localized surface plasmon resonance (LSPR) of the structure itself.

Through the analysis of simulated transmission spectra for the individual gold nanorod and S-shaped split-ring structures, we observe that the gold nanorod exhibits LSPR at 0.985 THz, whereas the S-shaped split-ring structure demonstrates LSPR at 0.51 THz and SLR at 1.025 THz. When combined together, these structures form transparent windows with transmission rates of 66.03% at 0.643 THz and 59.4% at 1.01 THz due to the interplay of bright-bright and bright-dark mode coupling. Upon examining the electric field distribution in the x - y plane, we find that the electric field energy is predominantly concentrated on the S-shaped split-ring.

To gain deeper insights into each resonance mode, we employ multipolar decomposition to quantify resonance scattering energy. Our findings show that both transparent windows are predominantly governed by electric dipole scattering energy. Further investigations indicate that as the array structure's period varies from 60 μm to 95 μm , the lattice mode progressively couples into the high frequency transmission valley (1.031 THz), giving rise to a high frequency hybrid mode (HFHM). The Q value of this mode initially increases and then decreases, peaking at 27 when the period is 84 μm . Similarly, as the period continues to increase, the lattice mode couples into the low frequency resonance valley (0.76 THz), forming a low frequency hybrid mode (LFHM) with a Q value that reaches a maximum of 51 at 115 μm —approximately one order of magnitude higher than that at a period of 60 μm . Additionally, as the periodicity increases, the near field coupling effect

* Project supported by the Yunnan Fundamental Research Projects, China (Grant No. 202301AU070050), the Scientific Research Fund Project of the Education Department of Yunnan Province, China (Grant No. 2024J0784), the Training Object Project of Technological Innovation Talents in Yunnan Province, China (Grant No. 202305AD160004), and the College Students' Innovation and Entrepreneurship Training Program, China (Grant No. S202311393027).

[#] These authors contributed equally.

[†] Corresponding author. E-mail: xlei0320@163.com

between adjacent units diminishes, leading to the gradual disappearance of the two transparent windows.

To achieve active control over these transparent windows, we vary the conductivity of VO₂ from 20 S/m to 30000 S/m, resulting in a decrease in the transmission amplitudes of the two transparent windows to 37.58% and 3.39%, respectively. Finally, we investigate the slow light effect of the two transparent windows and compare their maximum group delays, which are found to be 8.1 ps for each window. The terahertz metasurface proposed in this study paves the way for the design of future dynamically tunable sensing and slow light devices.

Keywords: terahertz hybrid metasurface, lattice mode, lattice-induced transparency, quality factor

DOI: [10.7498/aps.75.20250883](https://doi.org/10.7498/aps.75.20250883)

CSTR: [32037.14.aps.75.20250883](https://cstr.net.cn/ipac/32037.14.aps.75.20250883)



太赫兹杂化超表面中晶格诱导双透明

侯云飞 王文娴 张益恭 熊磊

Lattice-induced dual transparency in terahertz hybrid metasurfaces

HOU Yunfei WANG Wenxian ZHANG Yigong XIONG Lei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 010401 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20250883

CSTR: 32037.14.aps.75.20250883

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20250883>

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

银纳米粒子阵列中衍射诱导高品质因子的四偶极晶格等离子体模式

Quadrupolar lattice plasmon modes induced by diffraction of high-quality factors in silver nanoparticle arrays

物理学报. 2022, 71(4): 047802 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211629>

基于类电磁诱导透明的双频段太赫兹超材料的传感和慢光特性

Sensing and slow light properties of dual-band terahertz metamaterials based on electromagnetically induced transparency-like

物理学报. 2022, 71(13): 138101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212163>

基于准连续域束缚态的强圆二色性超表面

Strong circular dichroism chiral metasurfaces generated by quasi bound state in continuum domain

物理学报. 2024, 73(17): 178102 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240834>

弧度与旋转共同诱导相位调控太赫兹超表面

Radian and rotation co-induced phase controlling terahertz metasurfaces

物理学报. 2025, 74(2): 028701 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241465>

基于纳米印刷技术的双螺旋太赫兹可调超表面

Nano-printing technology based double-spiral terahertz tunable metasurface

物理学报. 2022, 71(11): 117801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212408>

太赫兹多波束调控反射编码超表面

Terahertz multibeam modulation reflection-coded metasurface

物理学报. 2023, 72(5): 054203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221962>