

基于单层手性超表面的窄带圆二色性增强及其高灵敏传感研究

谭艳^{1)†}, 周华^{2)¶}, 胡树南¹⁾, 胡宇翔¹⁾, 刘南柳⁴⁾, 聂国政^{1,3)†}

1) 湖南科技大学物理与电子科学学院, 湘潭 411201;

2) 湖南工商大学微电子与物理学院, 长沙 410205;

3) 湖南科技大学湖南省智能传感器与新型传感器材料重点实验室, 湘潭 411201;

4) 北京大学东莞光电研究院, 东莞 523808

摘要

手性光-物质相互作用的有效增强, 依赖于手性响应与品质因子 (quality factor) 的协同提升。然而, 二者之间存在固有的负相关制约关系, 传统设计往往需借助双层乃至多层超表面结构才能实现性能协同优化, 这严重限制了其实际加工与规模化应用。因此, 论文提出一种单层 Z 字形手性超表面结构。在结构调制过程中, 通过打破面内对称性, 成功实现了超高品质因子与近乎完美的圆二色性 (circular dichroism, $CD = 0.95$) 的手性响应。通过打破结构面内对称性, 实现对手性响应的精准调控, 将该手性超表面应用于光学传感领域。数值计算结果展示设计的高灵敏度折射率传感器灵敏度可达 252 nm/RIU , 传感品质因数高达 2471.03 RIU^{-1} , 传感性能较已有研究实现显著提升, 设计的手性超表面在高灵敏度手性传感、光开关及滤波等领域具有良好的应用前景。

关键词: 连续域束缚态, 单层手性超表面, 圆二色性, 折射率传感

PACS: 78.67.-n, 42.25.Ja, 07.07.Df, 42.25.Hz

湖南省自然科学基金(2025JJ50357)和智能传感器与新型传感材料湖南省重点实验室开放基金(批准号: E22453)、湖南省教育厅自然科学基金 (批准号: 23A0454, 25A0356)

同等贡献作者.

† 通信作者.E-mail: gzhnie@hnust.edu.cn (聂国政);

第一作者.E-mail: 3244733571@qq.com

1 引言

手性是指物体经过旋转、平移等几何操作后，仍无法与自身镜像完全叠加的几何属性，是自然界中普遍存在的基本特征^[1]。在光学领域，手性结构对左旋圆偏振光（left circularly polarized, LCP）与右旋圆偏振光（right circularly polarized, RCP）的响应存在显著差异，这种差异一般用圆二色性理论来描述^[2,3]。凭借这种独特的光学响应机制，该理论在偏振调控、光学传感以及手性光子学等领域展现出广阔的应用前景^[4,5]。然而，自然界中天然存在的手性效应极其微弱，这一现状严重阻碍了相关领域的发展。于是，各类手性增强方案（螺旋结构^[6]、多层复合结构^[7]）被提出，但其制备过程仍然需依赖高精度、高难度的 3D 纳米制备工艺，综合性能和应用潜力受到严重制约^[8,9]。为此，科学家们转而关注具有面内镜像对称性的二维手性超表面（也称为平面手性超材料）。它不仅能降低制造复杂度，还支持强手性。然而，由于散射和吸收损耗，其品质因子仍然很低^[10]。

近年来，连续域束缚态（bound states in the continuum, BIC）作为手性光子学领域的核心研究方向，为解决该领域的关键科学难题提供了可行的技术路径^[11]。BIC 具有无限 Q 因子的独特物理特性，可显著增强光子系统中的光-物质相互作用^[12]。由于理想 BIC 无法通过外部入射波直接激发，通常通过引入结构对称性扰动、斜入射等外部调控手段，将其转化为准 BIC（Q-BIC），从而实现与自由空间的共振耦合^[13]。而由硅、锗等介电材料构成的超构表面因具备高折射率、低光学损耗的显著优势，故成为承载 BIC 及 Q-BIC 的理想载体^[14,15]。基于此类介电超构表面设计的手性结构，不仅可以实现近乎完美的手性响应，还在生物医学传感、二次谐波产生等领域展现出良好的应用潜力^[16,17]。Huang J L 等^[16]在双层石墨烯超光栅中实现了动态可调的等离激元 BIC，并展示了其在折射率传感中的应用潜力。2023 年，Chen Y 等^[18]通过梯形空气柱结构由垂直状态调整为倾斜构型，有效破坏了面外镜面对称性。该设计在实现近乎完美圆二色性的同时，获得了高达 2663 的品质因数。同年，Duan Q L 等^[11]提出一种可同时支持横向电（TE）与横向磁（TM）模式手性 BIC 的光子晶体板方案，同样实现了高 Q 因子与理想的 CD 响应。Lv W J 等^[19]则发现，磁光 PhCS 对反向圆偏振光展现出显著的透反射特

性，其等频率图分布均匀，这使其在宽入射角范围内均能保持高效的手性响应，无需受限于特定入射条件。随着研究的深入，大量关于手性超表面及其作用机制的报道相继出现，例如人工光学活性^[20]、偏振转换^[21]、手性结构光^[22]。论文中将手性超表面与传感技术相结合，相较于传统传感技术体现出明显优势。

手性超表面的局部共振和人工手性响应可以大大增强样品本身的自然手性光学响应，从而进一步提高检测灵敏度^[4,11]。然而，要想实现高性能的手性超表面传感器，还需要窄线宽和高品质因子的 CD 光谱^[23]，而现有方案难以同时满足这两点。这一极限的突破，有望在强手性光-物质互动领域，推动手性光学的进步，并为其提供坚实的技术支持。

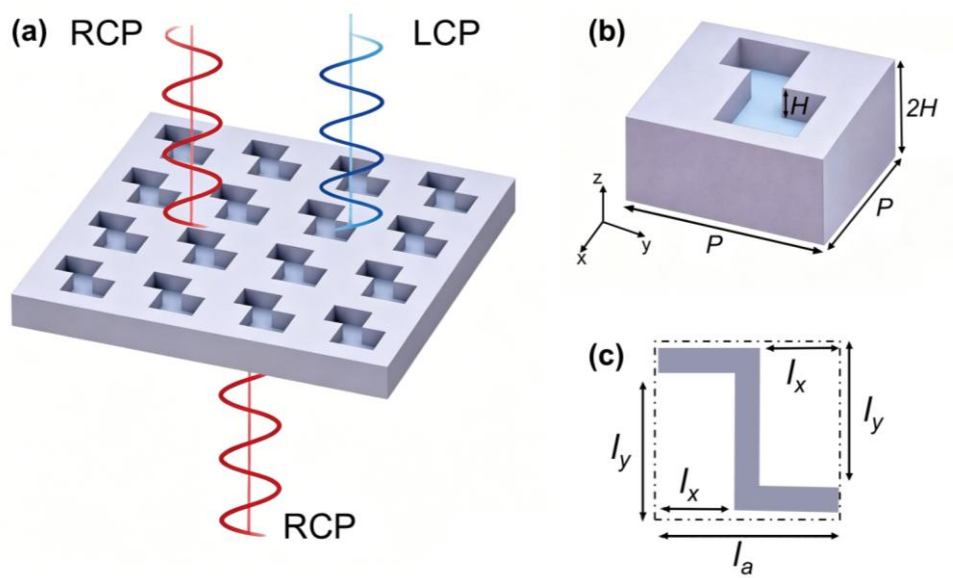


图 1 (a) 支持手性准 BIC 光子晶体硅平板示意图，红色和蓝色分别表示 RCP 和 LCP 光; (b) (c) 超表面单元胞结构示意图

Fig.1. (a) Schematic diagram of a silicon slab supporting a chiral quasi-BIC photonic crystal, where red and blue represent RCP and LCP light, respectively; (b) (c) Schematic diagram of a metasurface unit cell structure.

论文提出了一种基于连续域束缚态的手性超表面结构，该结构是一个具有面内反转 C_2 对称但不具有面内镜像对称的单层 Z 型孔结构。这种配置在物理上允许两个平行的长臂通过中心短桥耦合。这种“双臂耦合”机制是产生强手性响应的关键，因为它在空间上模拟了一个扭转的路径，使得感生电流形成更复杂的环流。而相比于常用的手性结构（如 L 形或 V 形），几何结构单一导致其偶极矩分布相对单一，电磁场仅局限在顶点附近，即 Q 因子较低。与此同时，Z 形孔有更广阔的可调参数空间，容

易平衡高 Q 值与高 CD 值。研究中首先通过打破面内对称性，得到本征手性 ($CD=0.95$)。再条件斜入射光波的角度参数，得到 Q -BIC 模式支持的外在手性，进而使该模式具备可调谐性。同时，在研究过程中揭示了该强 CD 的物理机制，即强 CD 在面内破损和斜入射下分别主要源于磁四极子 (MQ) 和环偶极子 (TD)，且两种情形下的共振模式其 Q 因子均与不对称参数的平方值呈反比关系。进一步地，探究了环境折射率如何调控手性超表面圆二色性响应。基于上述机制，设计出一款具备优良性能的折射率手性传感器件。该传感器的折射率灵敏度可达 252 nm/RIU ，传感品质因数可高达 2471.03 RIU^{-1} ，品质因子也达到 15089 。结果表明，所提出的超表面不仅丰富了手性超表面设计思路，还为非线性光学及集成光子器件等相关研究领域提供了新的研究方法。

2 结构与仿真设置

2.1 结构设计

具有周期性气孔晶格的光子晶体板已被证明支持对称保护 BIC，其对应于动量空间中的极化涡旋，但通常是不具备手性的。只有具有几何面内对称性降低的光子晶体才能支持具有二维外在和内在手性的 Q -BIC^[24]。图 1 (a) 展示了结构对左圆偏振波和右圆偏振波的完全不同的光学响应。单晶胞的结构设置如图 1 (b)、(c) 所示，它由硅板 (折射率 $n = 3.55$) 上的 Z 字形凹槽空气孔晶格组成。空气孔的高度 ($H = 200 \text{ nm}$) 为硅板高度的一半。其周期 $P = 725 \text{ nm}$ ，方形硅盘的边长 $l_a = 580 \text{ nm}$ ，周围的矩形凸起宽度为 $l_x = 191 \text{ nm}$ ，长度为 $l_y = 325 \text{ nm}$ 。这种结构具有上下对称性 (σ_z) 和绕 z 轴 (C_2) 的面内旋转对称性，但缺乏面内镜像对称性。圆偏振光束设定为沿- z 轴向传播，并以垂直角度投射至超表面。针对该手性超表面光学特性的表征，研究使用 COMSOL MULTIPHYSICS 平台进行仿真模拟，用来解算结构的透射光谱及电磁场分布形态。在建模过程中，选取含凹槽的方形单元胞充当计算基元，并引入 Floquet 周期边界条件以限定单一单元，确保边界处介质分布的连续性。此外，为了消除边界反射对结果的干扰，在 z 轴方向的前后两端均布设了完美匹配层，该边界条件能无损耗地吸收电磁波，从而确保了模拟结果的精准度与可信度。

2.2 结果分析

在正入射条件下，优先考察具备面内 C_2 旋转对称性的结构。通过数值计算，解析了超表面动量空间内的能带结构和 Q 值分布形态，对应结果详见图 2 (a) 及 (b)。如图 2 (a) 中黑色与红色标识的能带轨迹所示，其 Q 值在 Γ 点处呈现发散趋势 (10^9)，当波矢量逐渐偏离该点，品质因子呈现衰减趋势，这种演变规律与对称保护连续域束缚态 (SP-BIC) 的典型特征高度一致^[13]。而蓝色标记的条带是低 Q 因子的漏模。由图 2 (a) 的插图所示，模式一展现出极强的场束缚效应，表明该模式对结构非对称性的响应灵敏度更高。基于上述特征，后续研究将该模式确定为核心分析对象。

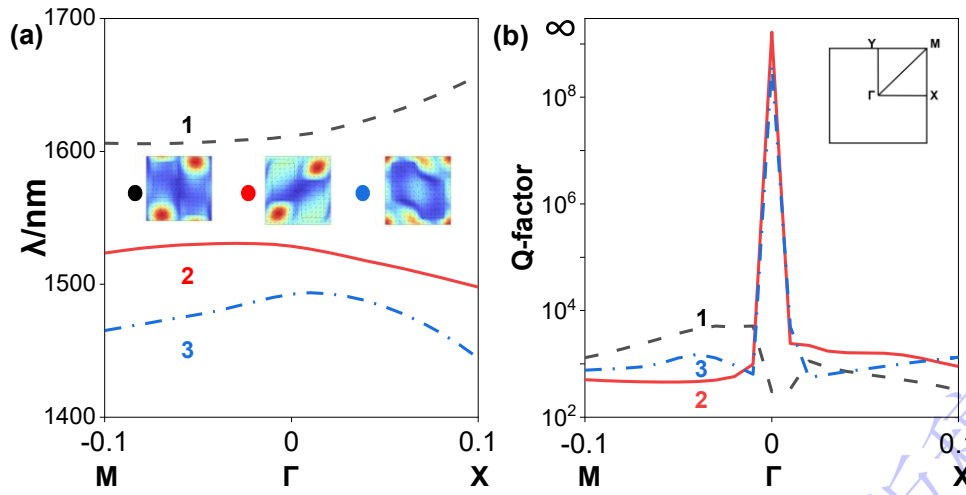


图 2 手性超表面的本征模式分析。(a) 能带结构，插图显示了各模式的场模式（颜色：磁场分布，箭头：电矢量）；(b) K 空间中 Q 因子，插图显示的是第一布里渊区

Fig.2. Eigemode analysis of chiral metasurfaces. (a) Band structure, the inset shows the field modes of three typical modes (color: magnetic field distribution, arrow: electric vector); (b) Q factor of in K -space, the inset represents the first Brillouin zone.

基于这种由降低对称性的结构包含所支持的 BIC 态，本文通过破坏 BIC 对称性来获得外在和内在的平面手性。首先，在 $w = l_x = 191 \text{ nm}$ 时引入 δ 破坏面内对称性，把理想的 BIC 转化为 Q-BIC。如图 3 (a) 所示。研究中选取 CD 值作为手性 BIC 的衡量参数，其定义为右手偏振和左手偏振入射下的透射率差^[25]：

$$CD = \frac{(T_{rr} + T_{lr}) - (T_{rl} + T_{ll})}{(T_{rr} + T_{lr}) + (T_{rl} + T_{ll})} \quad (1)$$

式中： $T_{ij} = |t_{ij}|^2$ ($j = r; i = l; r$ 表示 RCP, l 表示 LCP) 表示 i 偏振入射时 j 偏振透射分量的幅度，该定义考虑了交叉极化贡献，适用于非对角 Jones 矩阵系统， t_{ij} 的元素构建圆极化基下的 Jones 矩阵^[26]：

$$J_{\text{matrix}} = \begin{pmatrix} t_{rr} & t_{rl} \\ t_{lr} & t_{ll} \end{pmatrix} \quad (2)$$

为直观表征本征手性 Q-BIC 的光学响应特性，图 3 (b) 呈现了在面内不对称参数 δ 设定为 55 nm 时，超表面所有琼斯矩阵元的透射谱线及其对应的圆二色性 (CD) 光谱。在 Q-BIC 谐振波长为 1539 nm 处， T_{RR} 展现出显著的共振尖峰，与此同时，其余三个矩阵元素 (T_{RL} 、 T_{LL} 与 T_{LR}) 的透射率则衰减近零，从而形成了一个峰值为 0.95 的超尖锐 (带宽为 1.98 nm) CD 光谱，结果表面，该手性超表面具备优异的手性鉴别能力。观察图 3 (c) 可知，随着面内不对称参数 δ 的增加，原本的对称保护型 BIC 态逐渐演化为手性 BIC 态，同时 CD 值开始变化^[17]。当 δ 慢慢增大时，CD 峰值趋近于 1，且 CD 线宽随着面内不对称参数的不断增大而变宽。为了更好地揭示面内不对称因子 δ 与 Q 因子的关系，引入参数 $\alpha_1 = (\delta/W)$ ，构建了二者的拟合曲线，如图 3 (d) 所示。结果表明，随着 δ 的增加，Q 因子在 $10^{7.5}$ 到 10^4 之间变化，与 α_1 成反比二次关系，可写 $Q \propto \alpha_1^{-2}$ 。

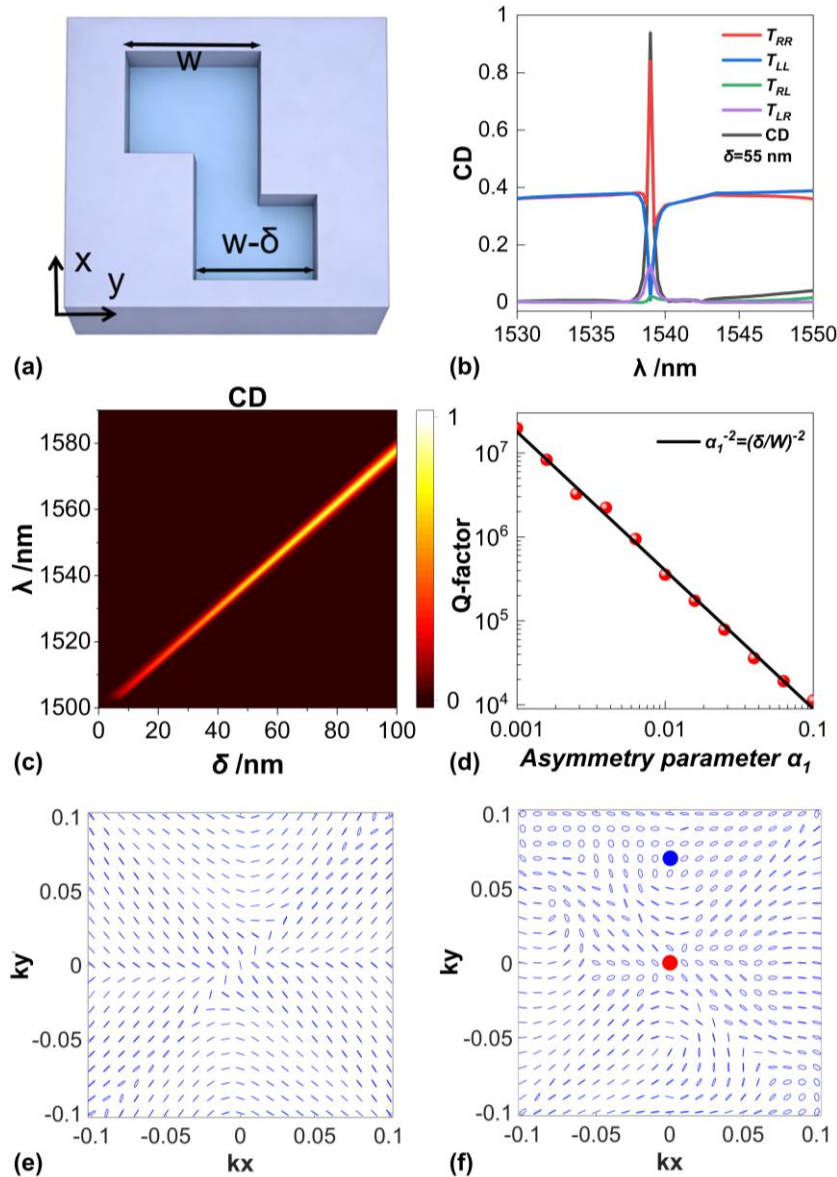


图 3 结构面内对称性破缺时超表面的手性响应分析。(a) 单晶胞俯视图 (引入面内不对称参数 δ)；(b) $\delta = 55 \text{ nm}$ 时, 各分量透射率及其圆二色性；(c) 随不对称参数 δ 连续变化的 CD 演化光谱；(d) 品质因子 (红点) 和对应的拟合曲线 (黑线) 随几何不对称参数 $\alpha_l = (\delta/w)$ 的变化；(e)、(f) $\delta = 0$ 、 55 nm 时的本征偏振图, 其中黑点 (V 点)、红点 (C_+ 点)、蓝点 (C_- 点)

Fig.3. Chiral response analysis of the metasurface when in-plane symmetry is broken. (a) Top view of a single cell(in-plane asymmetry parameter δ introduced); (b) Transmission components and CD spectra at $\delta = 55 \text{ nm}$; (c) CD evolution spectrum as the in-plane asymmetry parameter δ changes continuously; (d) Quality factor (red dots) and corresponding fitting curves (black lines) as a function of geometric asymmetry parameter $\alpha_l = (\delta/w)$; (e) and (f) Intrinsic polarization diagrams at $\delta = 0$ and 55 nm , where black dots (V dots), red dots (C_+ dots), and blue dots (C_- dots) are represented.

动量空间特征极化图随几何摄动的演变如图 3 (e)、(f) 所示。对于无扰动情况, 模式一的 BIC 支持特殊的极化奇点 (V 点), 即图 3 (e) 的中心黑点, 该极化奇点被具有不消失螺旋度的涡旋椭圆本态极化所包围。通过非零 δ 诱导, 整电荷 V 点可以分解成一对对称分布在 Γ 点两侧的半电荷 C 点。对于适当的非零 δ , C-点向高对称点 (Γ 点) 方向移动, 而 C_+ 点可以位于 Γ 点, 从而实现本征手性 BIC, 如图 3 (f) 所示。其中 C_+ 和 C_- 点分别具有右手圆极化和左手圆极化。模式二与模式一存在相似规律: 该模式同样于 Γ 点处可形成 V 点, 这一现象源于连续域中束缚态所固有的拓扑属性^[27]。

为了深入探究外源手性在共振状态下的物理起源, 本研究采用多极矩展开理论对散射截面进行了细致剖析。在笛卡尔坐标系下, 利用远场散射功率的计算方法, 分别提取了电偶极子 (ED)、磁偶极子 (MD)、环偶极子 (TD)、电四极子 (EQ) 以及磁四极子 (MQ) 的贡献分量。五种主要的多极矩可以定义为^[28]:

$$ED = \frac{1}{i\omega} \int j d^3r \quad (3)$$

$$MD = \frac{1}{2c} \int (r \times j) d^3r \quad (4)$$

$$TD = \frac{1}{10c} \int [(r \cdot j)r - 2r^2 j] d^3r \quad (5)$$

$$EQ = \frac{1}{2i\omega} \int [r_\alpha j_\beta + r_\beta j_\alpha - \frac{2}{3} (r \cdot j) \delta_{\alpha\beta}] d^3r \quad (6)$$

$$MQ = \frac{1}{3c} \int [(r \times j)_\alpha r_\beta + (r \times j)_\beta r_\alpha] d^3r \quad (7)$$

其中 c 为光速, ω 为角频率, $\alpha, \beta = x, y$ 。 $\mathbf{r}$ 表示坐标矢量; $\mathbf{j}$ 表示电流密度, 其中 $\mathbf{r} \times \mathbf{j}$ 为矢量, 描述了电流分布的旋转特性; $\mathbf{r} \cdot \mathbf{j}$ 为标量, 描述了电流密度在特定方向上的投影。

图 4 (a)、(b) 分别展示了当 $\delta = 55 \text{ nm}$ 时, RCP 与 LCP 入射下五种多极子的远场散射功率随入射光波长的改变而发生变化。在共振波长 $\lambda = 1539 \text{ nm}$ 处, 手性 BIC 共振主要由环偶极子 TD 和磁四极子 MQ 所激发产生, 其中磁四极子对共振有主导性, 其他多极子分量的散射特性被明显抑制。此外, RCP 激励下多极子的散射功率明显高于 LCP 激励下的。

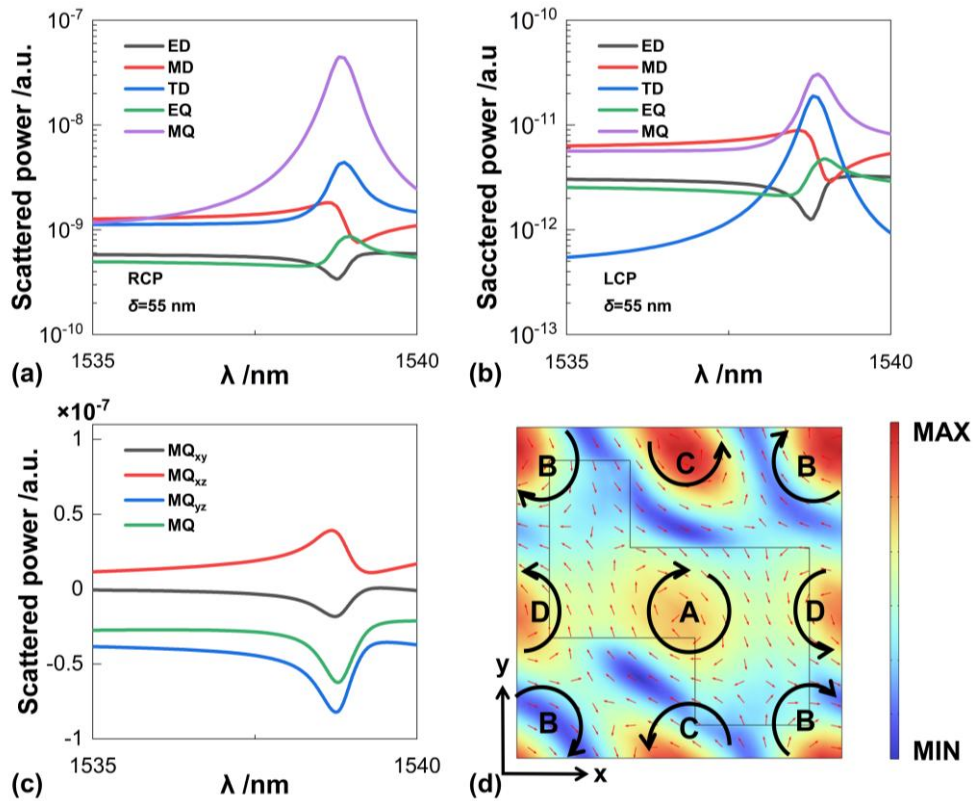


图 4 面内不对称时 ($\delta = 55 \text{ nm}$) 准 BIC 模式的多极子分解与电磁场分布。(a) RCP 入射下的多极子散射功率; (b) LCP 入射下的多极子散射功率; (c) MQ 极子的贡献分量; (d) x-y 平面下的磁场分布, 其中红色箭头代表电场矢量, 黑色箭头表示电流旋向

Fig.4. The multipole decomposition and electromagnetic field distribution of the quasi-BIC mode under in-plane asymmetry ($\delta = 55 \text{ nm}$). (a) Multipole scattering power under RCP incident; (b) Multipole scattering power under LCP incident; (c) Contribution component of the MQ pole; (d) Magnetic field distribution in the x-y plane, where the red arrows represent the electric field vector and the black arrows represent the current rotation direction.

在电磁学理论体系下, 磁四极子的构成机制通常涉及两对方向相反的磁偶极子, 这些偶极子通过特定的反向排列组合形成了该物理结构^[29]。图 4 (c) 呈现了在共振波长下, RCP 入射时, 各多极子分量沿不同方向的散射功率分布, 其中图例下标定义了从左至右的矢量正方向, 纵轴符号对应相应方向。分析数据可知, 该共振模式的散射特性主要由磁四极子的 z-y 分量主导。为探究磁四极子的形成

机制，研究对共振模式下的电磁场分布继续做了分析。如图 4 (d) 所示，在超表面单元胞的几何中心区域（对应 Z 字型空气孔的交汇处），位移电流密度呈现出逆时针方向的闭合环流（A 圈）。根据右手定则，这一环流产生了沿-z 轴方向的磁偶极矩。同时，在单元胞的四个象限边缘（即左右两侧的 Z 字型缺口尖端附近），四端位移电流构成圈 B 呈现出顺时针方向的涡旋分布。这些边缘涡旋同样激发了沿-z 轴方向的磁偶极矩。同理，与中心涡流相邻的两个涡流也可以产生一组磁偶极子。即在硅板的边缘处，沿 x 轴方向的两个 180°弧组成圈 C，位移电流沿逆时针，沿 y 轴方向的两个 180°弧组成圈 D，位移电流沿顺时针，该组磁矩沿+z 方向。在超表面中形成了两组方向相反的磁偶极子,构成了一组磁四极子，此现象与多极展开分析所得结论一致，即在手性 BIC 共振的形成过程中，磁四极子模式发挥着主要贡献。

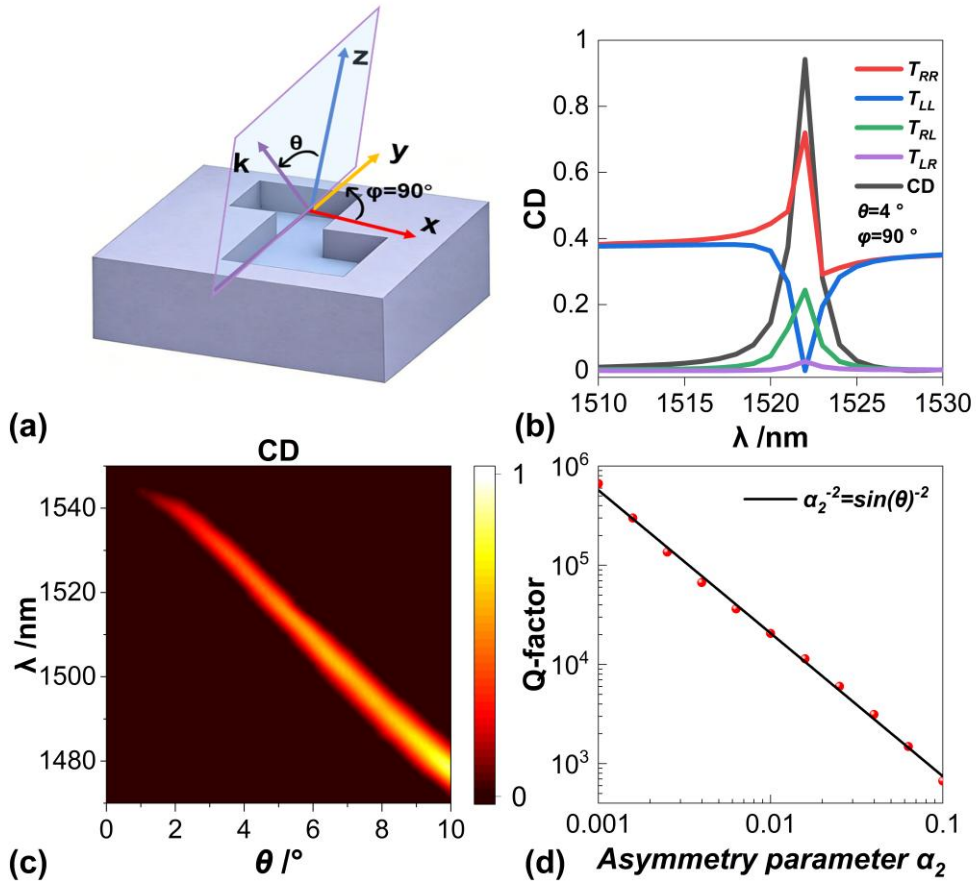


图 5 斜入射时超表面的手性响应分析。(a) 引入光照不对称参数 θ 且固定 $\varphi = 90^\circ$ 的单晶胞俯视图；(b) $\theta = 4^\circ, \varphi = 90^\circ$ 时的各透射分量及 CD 光谱；(c) 随光照不对称参数 θ 连续变化的 CD 演化光谱；(d) 品质因子（红点）和对应的拟合曲线（黑线）随不对称参数 $\alpha_2 = \sin(\theta)$ 的变化

Fig.5. Chiral response analysis of the metasurface under oblique incidence. (a) Top view of a single cell with the illumination asymmetry parameter θ and $\varphi = 90^\circ$ fixed; (b) Transmission components and CD spectra at $\theta = 4^\circ$ and $\varphi = 90^\circ$;

(c) CD evolution spectrum as the illumination asymmetry parameter θ changes continuously; (d) Quality factor (red dot) and corresponding fitting curve (black line) as a function of asymmetry parameter $\alpha_2 = \sin(\theta)$.

在探索手性 BIC 的实现路径时，本文还通过调节光波的斜入射角 θ 来破坏面外对称性，探究该条件下手性 BIC 的光学响应机制。具体的定义可参考图 5 (a)，其中入射光(图中紫色箭头 k)与 z 轴之间的夹角被设定为 θ ，而和 z 轴所在的平面与 x 轴的夹角为 φ 。这种策略的优势在于，它无需对物理结构进行任何实质性改动，便能间接地操控不同偏振分量间的相位差，从而有效地实现对手性响应的灵活调谐^[30]。

当入射波以 $\theta = 0^\circ$ 角度垂直照射时，对称保护机制下的连续域束缚态无法与入射波发生耦合，该状态下不会表现出手性特征。图 5 (b) 展示了当 $\theta = 4^\circ$ 、 $\varphi = 90^\circ$ 时，在 1521.6 nm 谐振波长处， T_{RL} 、 T_{LL} 及 T_{LR} 分量数值则维持在极低水平，而 T_{RR} 呈现出显著的峰值特征，这表明外源 CD 信号主要归因于共振极化 T_{RR} 与 T_{LL} 之间的差异。由式 (1) 可以计算最大 CD 值为 0.91。如图 5 (c) 所示，当入射角沿 Γ -X 方向增大时，CD 值具有近酉性，CD 线宽随着入射角的不断增大而变宽。为了更好地揭示光照不对称因子 θ 与 Q 因子的关系，引入参数 $\alpha_2 = \sin(\theta)$ ，构建了二者的拟合曲线，如图 5 (d) 所示。结果表明，随着 θ 的增加，外源 CD 谱的 Q 因子在不断减小，且与 α_2 成反比二次关系，可写成 $Q \propto \alpha_2^{-2}$ 。

图 6 (a)、(b) 分别展示了当 $\theta = 4^\circ$ ， $\varphi = 90^\circ$ 时，RCP 与 LCP 入射下五种多极子的远场散射功率随入射光波长的改变而发生变化。如图所示，在共振波长 $\lambda = 1521.6$ nm 处，手性 BIC 共振主要由环偶极子 TD 所激发产生，其他多极子分量的散射特性被明显抑制。此外，RCP 激励下多极子的散射功率明显高于 LCP 激励下的。

为了进一步探究环偶极子的散射功率贡献，研究通过将环偶极矩进行分量拆解，如图 6 (c) 所示，该共振模式的主导因素为环偶极子的 x 分量，且在数值上接近环偶极子的散射功率。为了解释环偶极子形成的原因，对共振模式的电磁场分布做了一步分析。如图 6 (d) 所示，位移电流分布呈现出明显的非对称特征。在单元胞的左下象限，位移电流形成顺时针涡旋；而在对角线位置的右上象限，

电流则呈现逆时针涡旋。这种成对出现的、旋向相反的涡旋结构，在空间上构成了一个环偶极子的激发源，该物理图像与多极展开结果在频谱上吻合。

在面内不对称的机制下，面内缺乏 z 方向的动量，由于结构的 C_2 对称性，RCP 和 LCP 会在结构中诱导出相位相反的感生电流，即 MQ 占据主导。斜入射则引入了面外波矢分量 (k_z)，引入了面外的相位梯度，在 z 方向表现为闭合的磁场环形路径，从而强烈激发 TD。两种机制下主导多极子的差异反映了不同对称性破缺路径对手性响应的差异化调控能力，这为按需设计手性超表面提供了更多自由度。

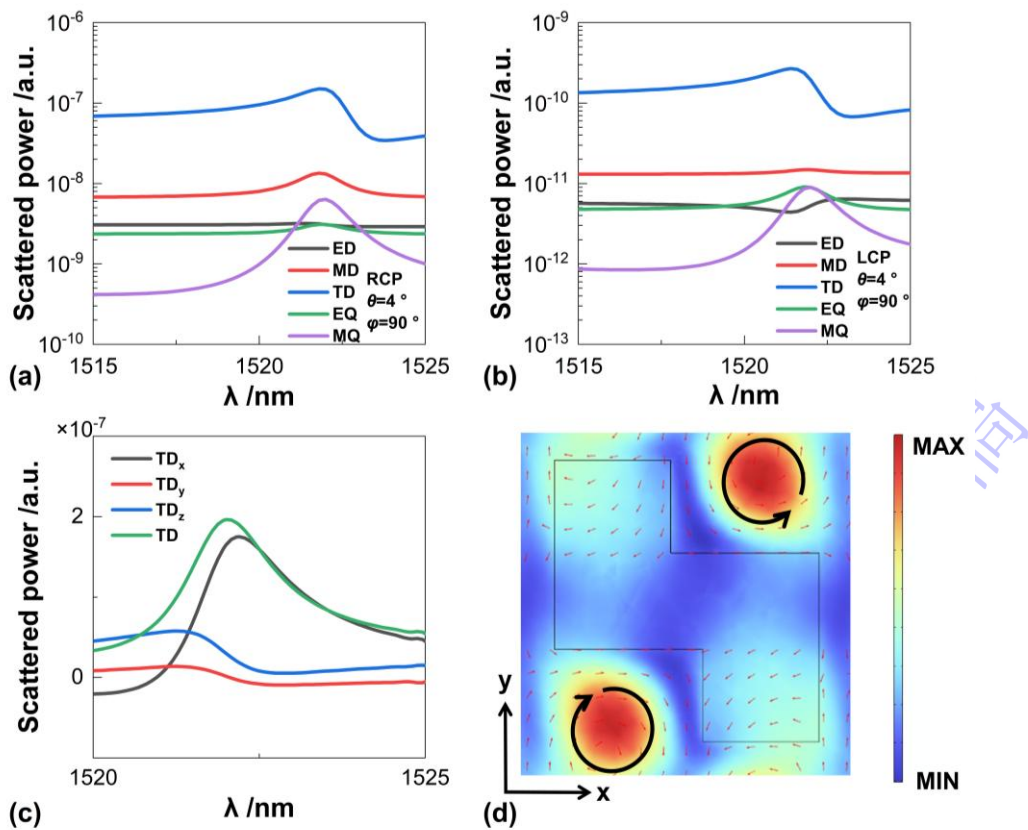


图 6 斜入射时 ($\theta=4^\circ, \varphi=90^\circ$) 准 BIC 模式的多极子分解与电磁场分布。(a) RCP 入射下的多极子散射功率；(b) LCP 入射下的多极子散射功率；(c) TD 极子的贡献分量；(d) x-y 平面下的磁场分布，其中红色箭头代表电场矢量，黑色箭头表示电流旋向

Fig.6. Multipole decomposition and electromagnetic field distribution in the quasi-BIC mode under oblique incidence ($\theta=4^\circ, \varphi=90^\circ$) (a) Multipole scattering power under RCP incidence; (b) Multipole scattering power under LCP incidence; (c) Contribution component of TD poles; (d) Magnetic field distribution in the x-y plane, where red arrows represent electric field vectors and black arrows represent current rotation directions.

2.3 传感器性能分析

手性 BIC 因具备谐振带宽极窄、结构动态可调性以及局域场极强等物理特性，从而直接提升了传感器卓越的灵敏度（sensitivity, S ）和品质因数（figure of merit, FOM），使其对背景折射率变化有高敏感特性，进而实现高精度传感^[32]。其中，灵敏度 S 定义为单位折射率下共振峰的位移^[33]：

$$S = \frac{\Delta\lambda_{\text{qBIC}}}{\Delta n} \quad (8)$$

式中 $\Delta\lambda_{\text{qBIC}}$ 代表共振峰的位移量， Δn 代表背景折射率变化量。品质因数 FOM 用于比较不同偏置条件下器件的综合性能，FOM 定义为灵敏度 S 与共振峰半高全宽（full width at half maximum, FWHM）的比值^[34]：

$$FOM = \frac{S}{x_{\text{FWHM}}} = \frac{SQ}{\lambda_{\text{qBIC}}} \quad (9)$$

以圆极化波垂直入射条件下 $\delta = 55 \text{ nm}$ 的特定结构作为分析对象，深入揭示了环境折射率如何调控超表面透射性能及其圆二色性响应行为。不对称参数 δ 不可避免地导致了 Q 值的辐射损耗增加。然而，得益于 BIC 机制的拓扑保护，该结构依然维持了极高的 Q 值（15089），从而实现了高 CD 值与高 FOM 的完美平衡。如图 7（a）所示，当环境折射率 n 从 1.0 递增至 1.1 时，CD 谐振波长展现出线性特征，位置由 1538.8 nm 迁移至 1564.0 nm，CD 值保持在 0.9 以上。这种显著的波长漂移凸显了传感器对背景折射率微小波动的极高敏感度。与此同时，当 n 逐渐增至 1.40 时，CD 峰迁移至 1653.2 nm，CD 值逐渐减弱，但仍保持在 0.7 以上。此现象可归因于超表面与环境交界处电磁场分布有变化，进而对透射光的相位匹配条件产生了调制作用。此外，界面损耗随折射率上升而增加，会削弱结构中多极子的散射强度^[35]。这些因素共同作用，使得 CD 峰值随折射率增大而降低，但依旧保持在较高水平，这体现了该传感器具有极强的鲁棒性，进而保证了其在实际应用中的可靠性与稳定性。

图 7（b）反映了 Q 因子和 FOM 随不同背景折射率的变化关系。由于折射率变化很小，所以 Q 和 FOM 变化也很小。极窄线宽对品质因子（FOM）提升起决定性作用。借助手性 BIC 产生的共振，可获得非常小的半高全宽（FWHM）^[34]。在保持高圆二色性情况下，该手性传感器的 S 和

FOM 最高可达 252 nm/RIU 和 2471.03 RIU⁻¹。因此，所提出的手性超表面对背景折射率有极强的敏感度，该性能优势为复杂环境中的样品检测提供了关键保障与技术。

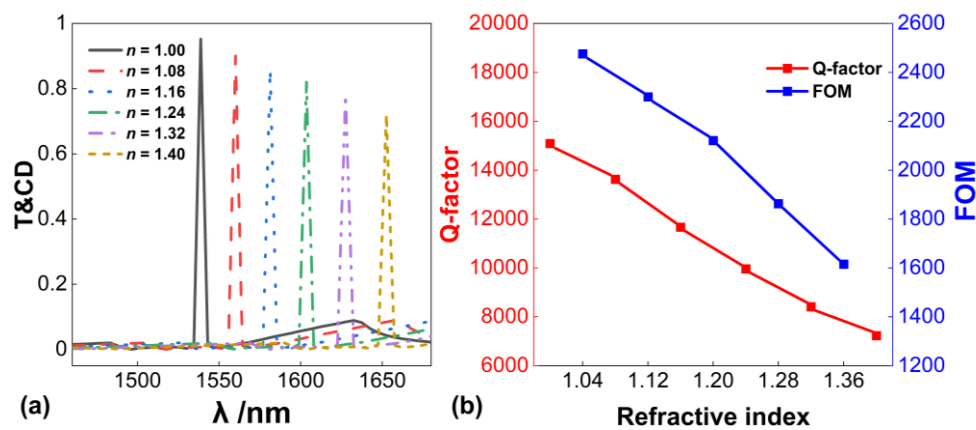


图 7 传感器性能分析。(a) CD 峰位移与折射率的关系；(b) 品质因子 Q 随待测物质折射率变化的演变图以及 FOM 分析

Fig.7. Sensor performance analysis. (a) Relationship between CD peak shift and refractive index; (b) Evolution of quality factor Q with the refractive index of the analyte and FOM analysis.

表 1：不同手性传感器的传感性能比较

Table 1: Comparison of sensing performance of different chiral sensors

Ref.	S /(nm·RIU ⁻¹)	η _{FOM} /RIU ⁻¹	Peak value of CD
[36]	75.8	445	> 0.99
[37]	436	-	0.62
[33]	233	-	0.99
[23]	203.75	908.7	-0.887
[38]	131	327	0.887
[39]	547	237	-
This work	252	2471.03	0.95

由表 1 对比显示，本文设计的 Z 字孔形结构在灵敏度、FOM 及 CD 峰值指标上均具备显著优势。这种优异的综合性能表明，该传感器在传感领域具有良好的应用潜力。当 $\delta=55$ nm 时，结构短边臂宽

$w-\delta=136$ nm、最小间隙 $l_x-l_a*2=198$ nm，现代电子束光刻（EBL）设备的标称最小线宽可达 20 nm 以下，且在 100 kV 加速电压下，工艺偏约为 ± 15 nm^[40,41]。因此，论文结构处于宽松工艺窗口内，具有良好的制造可行性。

3 结论

论文提出了一种基于手性 BIC 的 Z 字孔超表面，该超表面通过打破面内对称性或光照对称性，表现出强大的手性响应，实现了 0.95 的强 CD 值和手性 BIC 支持的高 Q 值，降低了对高精度加工的要求，缓解了制备难度大的问题。基于多极子分解及电磁场分布特征的分析，明确了磁四极子与环偶极子在维持强 CD 峰值稳定性中的主导作用。研究拓展了该结构在传感方向的应用路径，所设计的手性传感器的灵敏度为 252 nm/RIU，FOM 值高达 2471.03 RIU⁻¹。研究实现了传感性能与手性特性的有效融合，为高灵敏度手性传感和集成生物光学器件领域提供了有力支撑。

参考文献

- [1] Niu X H, Zhao R, Yan S M, Pang Z W, Li H X, Yang X, Wang K J 2023 *Small* **19** 2303059
- [2] Chen Y, Du W, Zhang Q, Ávalos O O, Wu J, Xu Q H, Liu N, Okamoto H, Govorov A O, Xiong Q H, Qiu C W 2022 *Nat. Rev. Phys.* **4** 113
- [3] Zhang H S, Wu K D, Wang G P 2025 *Phys.Rev.B* **112** 155432
- [4] Li S F, Zhang Y H, Wang Y, Cao G Y, Liang Q H, Zhang X C, Sun H Z, Zhang Y Y, Wang Z Y, Liu X, Chen P, Lin H, Jia B H, Lu Y, Li J F 2025 *Nat. Commun.* **16** 6569
- [5] Song D D, Wu B Y, Liu Y F, Wu X H, Yu K 2024 *Opt. Laser Technol.* **175** 110735
- [6] Gansel J. K, Thiel M, Rill M S, Decker M, Bade K, Saile V, von Freymann G, Linden S, Wegener M 2009 *Science* **325** 1513
- [7] Shen Z L, Fan S T, Yin W, Li S N, Xu Y F, Zhang L Y, Chen X F 2022 *Laser Photonics Rev.* **16** 2200370
- [8] Yang B, Zheng W H, Liu A J 2025 *Opt. Express* **33** 34960

- [9] Fu X H, Zhu Y C, Zhang Z Y, Liu K, Li X K, Li L Q, Kong W J, Zhang K 2026 *Phys. Scr.* **101** 135507
- [10] Shi T, Deng Z L, Geng G Z, Zeng X Z, Zeng Y X, Hu G W, Overvig A, Li J J, Qiu C W, Alù A, Kivshar Y S, Li X P 2022 *Nat. Commun.* **13** 4111
- [11] Duan Q L, Zeng Y L, Yin Y H, Xu J Y, Chen Z N, Hao Z L, Chen H Y, Liu Y N 2023 *Photonics Res.* **11** 1919
- [12] Li Z L, Nie G Z, Chen Z Q, Zhan S P, Lan L F 2024 *Opt. Lett.* **49** 3380
- [13] Li Z L, Nie G Z, Wang J H, Zhong F, Zhan S P 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 034039
- [14] Zhang B H, Dong A L, Qin M, Liu J Q, Qiu J M, Xiao S Y, Huang W, Li H J 2025 *Adv. Opt. Mater.* **14** 1
- [15] Sun G C, Wang Y, Li Y H, Yan H 2024 *Res. Prog. SSE* **44** 430 (in Chinese) [孙广成, 王玥, 李曜合, 闫志巾, 胡辉 2024 固体电子学研究进展 **44** 430]
- [16] Huang J L, Qing G Z, Zhang D, Zhai X, Peng J, Xia S X 2025 *Phys. Rev. B* **112** 205421
- [17] Wang J H, Li D Q, Nie G Z, Zhan J, Gan L F, Chen Z Q, Lan L F 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 107801 (in Chinese) [王军辉, 李德琼, 聂国政, 詹杰, 甘龙飞, 陈智全, 兰林锋 2025 物理学报 **74** 107801]
- [18] Chen Y, Deng H C, Sha X B, Chen W J, Wang R Z, Chen Y H, Wu D, Chu J R, Kivshar Y S, Xiao S M, Qiu C W 2023 *Nature* **613** 474
- [19] Lv W J, Qin H Y, Su Z P, Zhang C Z, Huang J P, Shi Y Z, Li B, Genevet P, Song Q H 2024 *Sci. Adv.* **10** eads0157
- [20] Tong L, Xie F, Gao X C, Chen Y X, Ji S Z, Zhang B, Li J, Guo J T, Liu F, Gao C T, Feng M, Wu W, Deng S B, Pan Y M, Liu Y Q, Xu J G, Ren M X, Fu X W 2026 *Light Sci. Appl.* **15** 70
- [21] Li H J, Zhang J Y, Yang G X, Yu H Y, Li Y H, Jiang A W, Jia Q W, Ge X L, Zhang L P, Man Z S, Shi J W 2026 *Opt. Express* **34** 6276
- [22] Sinev I, Richter F U, Toftul I, Glebov N, Koshelev K, Hwang Y, Lancaster D G, Kivshar Y, Altug H 2025

- [23] Lv S Y, Wei H, Luo W H, Zhai B S, Su Z W 2026 *Opt. Commun.* **601** 132715
- [24] Overvig A, Yu N F, Alù A 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 73001
- [25] Gorkunov M V, Antonov A A, Kivshar Y S 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 93903
- [26] Menzel C, Helgert C, Rockstuhl C, Kley E B, Tünnermann A, Pertsch T, Lederer F 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 253902
- [27] Jia Y, Zhang X, Chen J X, Meng H Y, Wu H B 2025 *Phys. Scr.* **100** 105515
- [28] OuYang S Y, Sang T, Jing Z, Lu J J 2024 *Opt. Lett.* **49** 5703
- [29] Dong H, He Y L, Zhu H W, Chen Y, Zhang Y T, Wang J 2025 *Opt. Commun.* **392** 132273
- [30] Duan Y Y, Che S A 2023 *Adv. Mater.* **35** 2205088
- [31] Liu Q B, Lin X, Shaked A, Nie Z Y, Yu G Q, Zhu L J 2024 *Adv. Mater.* **36** 2406552
- [32] Tang Y W, Chen H J, Li Y, Luo X Q, Jin L, Wang X L 2024 *Opt. Express* **32** 40007
- [33] Lv S Y, Hu F, Luo W F, Zhang T T, Duan D D 2025 *Acta Opt. Sin.* **45** 224001(in Chinese) [吕淑媛, 胡飞, 罗文峰, 张婷婷, 段多多 2025 光学学报 **45** 224001]
- [34] Li Z L, Xie M X, Nie G Z, Wang J H, Huang L J 2023 *J. Phys. Chem. Lett.* **14** 10762
- [35] Chen S Q, Li Z, Zhang Y B, Cheng H, Tian J G 2018 *Adv. Opt. Mater.* **6** 180010
- [36] Sun Z F, Li Y, Yin S W, Mao Y, Zhou Y, Tang Z X 2025 *Photonics Nanostruct.* **65** 101402
- [37] Zhang H J, Liu X Y, Qiu S, Li H Y, Zhou Z K 2025 *Opt. Lett.* **50** 4814
- [38] Wang W D, Ju Y J, Han Z J, Liu J H, Zhang Y J 2025 *Braz. J. Phys.* **55** 177
- [39] Li N, Chen H, Zhao Y X, Wang Y T, Su Z X, Liu Y, Huang L L 2025 *Nanophotonics* **14** 485
- [40] Liu Z Y, Chen Y, Li X Y, Wang L W, Qu J L 2025 *Photonics* **12** 226
- [41] Jiang Z Q, Liu K C, Shi J L, Liang D, Wei X, Li Y K, Jiang G W 2026 *Laser Optoelectron. Prog.* **63** 222

(in Chinese) [梁自强, 刘恺丛, 师江柳, 梁迪, 韦鑫, 李耀坤, 蒋国伟 2026 激光与光电子学进展 63 222]

Enhancement and sensing applications of narrow band circular dichroism based on Single-layer chiral metasurface

Tan Yan ¹⁾# Zhou Hua ²⁾# Hu Shunan ¹⁾ Hu Yuxiang ¹⁾ Liu Nanliu ⁴⁾ Nie Guozheng ^{1) 2) 3) ‡}

1) (School of Physics and Electronic Science, Hunan University of Science and Technology, Xiangtan 411201, China)

2) (School of Microelectronics and Physics, Hunan University of Technology and Business, Changsha, 410205, China)

3) (Hunan Provincial Key Laboratory of Intelligent Sensors and New Sensor Materials, Xiangtan, China)

4) (Dongguan Institute of Optoelectronics, Peking University, Dongguan, 523808, China)

Abstract

This work presents a single-layer Z-shaped chiral metasurface based on quasi-bound states in the continuum (Q-BICs). The proposed structure simultaneously achieves an ultra-high quality factor and strong circular dichroism (CD), thereby overcoming the intrinsic-Q resonance and chiral response in conventional chiral metasurfaces. Unlike traditional multilayer or three-dimensional chiral structures that require complicated fabrication processes, the proposed metasurface adopts a planar monolayer configuration with broken in-plane mirror symmetry, offering improved fabrication compatibility and scalability. By introducing an in-plane asymmetry parameter into the Z-shaped air-hole unit cell, the symmetry-protected BIC mode was transformed into a chiral Q-BIC mode, resulting in a high CD value of 0.95 with an extremely narrow linewidth of 1.98 nm. Furthermore, dynamic tuning of the chiral response was achieved through oblique incidence by adjusting the elevation and azimuth angles of the incident wave, which enabled the excitation of extrinsic chirality without changing the metasurface geometry of the structure. The study further

analyzed the physical origin of the strong chiral resonance through multipole decomposition and electromagnetic field distributions. The results reveal that the intrinsic chiral response induced by in-plane symmetry breaking is dominated by the magnetic quadrupole(MQ) , whereas the extrinsic chiral response under oblique incidence mainly originates from the toroidal dipole(TD) . In both cases, the resonance quality factor followed an inverse-square dependence on the corresponding asymmetry parameter, consistent with the inverse-square scaling law of Q-BIC systems. Benefiting from the narrow resonance linewidth and strong localized electromagnetic field enhancement, the proposed metasurface was further employed as a near-infrared refractive index chiral sensor. The sensor achieved a high sensitivity of 252 nm/RIU, an high figure of merit of 2471.03 RIU⁻¹, and a quality factor of 15089 while maintaining strong CD characteristics. Compared with previously reported chiral sensing platforms, the proposed structure exhibits superior overall sensing performance and better fabrication tolerance. These findings not only provide a feasible strategy for realizing high-Q and high-CD chiral metasurfaces using a simple monolayer architecture, but also offer valuable insights for applications in nonlinear optics, integrated photonic devices, polarization manipulation, and ultrasensitive biochemical sensing.

Keywords: bound states in the continuum, chiral metasurface, circular dichroism, refractive index sensing

PACS: 78.67.-n, 42.25.Ja, 07.07.Df, 42.25.Hz

* Project supported by the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 2025JJ50357) , and the Open Fund for Hunan Provincial Key Laboratory of Intelligent Sensors and Novel Sensing Materials (Grant No. E22453) , the Natural Science Foundation of the Education Department of Hunan Province, China (Grant No. 23A0454, 25A0356) .

‡ These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: gzhnie@hnust.edu.cn