

基于连续域束缚态的可调谐手性响应超表面

吕淑媛[†] 张璐璐 罗文峰 安岚

(西安邮电大学电子工程学院, 西安 710121)

(2025 年 12 月 16 日收到; 2026 年 1 月 28 日收到修改稿)

具有高品质因子 (Q) 共振与可调谐手性响应的光学超表面是当前纳米光子学领域的研究热点, 对推动手性光学器件提升具有重要意义. 本研究提出了一种基于连续域束缚态 (BIC) 的手性超表面设计, 通过打破 C_2 对称性, 将 BIC 转变为准 BIC (q-BIC), 从而激发支持手性响应的共振模式, 并通过改变不对称参数对共振特性与手性响应实现精确调控, 在近红外波段实现了超高 Q 因子 ($Q = 6121.14$) 与强圆二色性 ($CD = -0.94$). 此外, 通过调节结构参数, 可实现对手性响应的静态调控. 最后, 利用石墨烯的可调谐特性, 在不改变结构参数的情况下通过调控其费米能级, 实现了手性响应的动态调控. 本研究为可控平面光学手性的设计提供了一种可行路径, 也为手性光子器件提供了新的设计思路.

关键词: 连续域束缚态, 手性超表面, 圆二色性, 布拉格反射镜

DOI: 10.7498/aps.75.20251726

CSTR: 32037.14.aps.75.20251726

1 引言

手性是自然界普遍存在的一种基本几何属性, 描述物体无法通过旋转或平移操作使其与自身的镜像完全重合的性质^[1-3]. 该性质广泛存在于从微观分子到宏观天体的各个尺度的客体上, 有机化合物^[4]、蛋白质分子^[5]、星系自转等都呈现出手性特征^[6], 为科学研究提供了丰富的素材, 在多个学科领域的研究均具有重要意义^[7-9]. 在光学领域, 手性现象的研究和应用价值尤为突出. 手性物质与手性偏振光相互作用时会产生手性光学效应现象, 可用旋光性^[10]或圆二色性 (circular dichroism, CD)^[11]进行描述, 表现为对左旋圆偏振光 (left circularly polarized, LCP) 和右旋圆偏振光 (right circularly polarized, RCP) 的差异响应. 由于天然手性材料的手性吸收较弱, 需要足够的光程积累才能产生可观测的信号, 限制了其在偏振成像、生物传感等方面的应用. 因此, 研究者致力于发展人工手性超

材料与超表面, 为操控手性光学响应提供了全新途径^[12,13], 通过在亚波长尺度上精确调控电磁响应, 增强光与物质的相互作用, 为手性光学的发展提供新的机遇^[14,15]. 目前, 基于等离子体的金属手性超表面虽能产生显著的光学手性, 但伴随着不可避免的金属损耗与热效应问题, 且激发的模式多为宽带模式^[16-18], 在实际应用中受到一定的限制. 因此, 实现同时具备高品质因子 (Q) 和可调谐手性响应的光学超表面吸收体成为一个亟待解决的挑战.

近年来, 连续域束缚态 (bound states in the continuum, BIC) 的研究为超表面的手性响应提供了新的解决方案^[19,20]. BIC 是一种独特的光学共振态, 虽处于辐射态的连续域中, 却能保持完美的局域特性^[21-23]. 作为连续域中的奇异点, 理想 BIC 具有无限高的 Q 因子和极强的光场局域能力, 可显著增强光与物质的相互作用. BIC 已广泛用于非线性^[24,25]、激光^[26,27]、传感^[28]等领域. 在实际应用中, 理想的 BIC 通常会因对称性破缺而与辐射场耦合, 转化为具有类似超腔模式特征的准 BIC (q-BIC)

[†] 通信作者. E-mail: 1159955131@qq.com

模式^[29],表现出超高 Q 因子共振. 具体而言,可通过破坏结构对称性,使得 q -BIC 模式与辐射场耦合,并支持圆偏振光选择性共振,进而在动量空间中形成手性点 (C 点). 高 Q 因子保证了共振模式的强场局域能力,能够显著增强光与物质的相互作用,从而提升 CD 响应. 因此, q -BIC 机制通过结合高 Q 因子与对称性调控,为实现强手性响应提供了物理基础.

在手性光学响应的多种表现形式中,手性吸收因其在偏振选择性光热转换^[30]、控制手性光子器件^[31]等应用中的潜力而备受关注. 通过引入动态可调材料(如石墨烯、二氧化钒 (VO_2) 等)或改变结构参数,可进一步实现对手性吸收响应的主动调控^[32-35]. 2023年, Li 等^[36]通过引入金属基底构建了无传输通道的单端口系统超表面,借助单端口临界耦合机制,使手性超表面实现了对一种圆偏振光的完美吸收,同时有效抑制了另一种圆偏振光的吸收, CD 接近 0.812. 同年, Liu 等^[37]将平面手性硅超表面与 VO_2 结合形成 Si-VO_2 杂化超表面,利用 VO_2 的相变特性来主动调节耗散损耗,进而实现对光学手性的精确控制. 2024年 Zong 等^[38]利用布拉格反射镜来增强光吸收,在垂直入射条件下,在 1185.35 nm 波长处 CD 达到最大值 0.91.

本研究提出一种全介电手性超表面,为增强锗超表面吸收能力,借助布拉格反射镜,利用其全反射机制增强光吸收效果^[39],实现超表面的超高 Q 因子和高 CD 信号强度. 超表面与布拉格反射镜之间设置适当间距,以确保反射光不会激发结构中的导模共振^[40]. 当间距小于某一临界值时,超表面与布拉格反射镜之间会产生强耦合,激发导模共振,导致吸收谱出现分裂峰并降低手性响应,随着间距 d 增大,这种耦合效应减弱. 当 d 增大至 1300 nm 以上,反射光与超表面之间的耦合被有效抑制,导模共振消失,吸收谱仅表现为由超表面自身支持的单一 q -BIC 手性共振峰. 选取 $d = 1500$ nm,使系统处于弱耦合状态,此时布拉格反射镜仅用于构建单端口系统并阻断透射,不引入额外模式,从而在保持高手性响应与高吸收率的同时避免了导模共振的干扰. 进一步探讨了在垂直入射下,如何通过调节结构的面内 C_2 对称性,实现圆偏振光诱导的手性吸收,观测到的 CD 值最高可达 -0.94. 此外,通过调节结构参数,可实现对手性响应的静态调控,最后,利用石墨烯的可调谐特性,在不改变结

构参数的情况下实现了手性响应的动态调制. 本研究不仅丰富了手性超表面的设计,还为光子器件提供了新的设计思路.

2 原理与仿真

2.1 结构设计

图 1(a) 展示了所设计的手性超表面结构,由带双凹槽的方形锗纳米柱周期性阵列组成,其位于带有布拉格反射镜的反射腔上,布拉格反射镜由硅 (Si) 与二氧化硅 (SiO_2) 交替堆叠构成,其厚度分别为 d_1 和 d_2 ,反射腔厚度为 d . 单元胞顶视图如图 1(b) 所示,周期 $P = 640$ nm,方形锗纳米柱的边长 $l = 350$ nm,顶部和底部设计两个尺寸相同的凹槽,且沿 x 轴反向平移. 凹槽的宽度为 $w_a = w_b$,一个凹槽长度为 l_a ,另一个凹槽长度为 $l_b = l_a + \delta$. Δd 表示两个凹槽中心点之间的距离,当 $\Delta d \neq 0$ 时,该超表面具有 C_2 对称性但不存在面内镜像对称性. δ 为不对称参数,当 $\delta \neq 0$ 时,面内 C_2 对称性被打破. 这些纳米柱采用高折射率锗材料 ($n = 4.27$, $n_k = 8.5 \times 10^{-4}$)^[41] 制成,其厚度 $H = 210$ nm, Si 和 SiO_2 的折射率分别为 $n_H = 3.48$ 和 $n_L = 1.45$. 在圆偏振光沿 $-z$ 方向垂直入射的条件下,本研究利用 COMSOL Multiphysics 软件,对所提出手性超表面的光学特性进行数值模拟研究. 在 x 和 y 方向

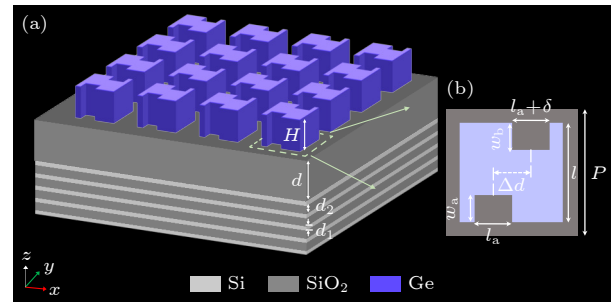


图 1 超表面结构示意图 (a) 由锗超表面和布拉格反射镜组成的结构示意图,超表面上方环境折射率为 1.34,以模拟其在水溶液;(b) 结构的单元胞顶视图,结构参数为 $l_a = 148$ nm, $l_b = l_a + \delta$, $w_a = w_b = 124$ nm, $d = 1500$ nm, $d_1 = 85$ nm, $d_2 = 204$ nm, $\Delta d = 92.25$ nm

Fig. 1. Schematic of the metasurface structure: (a) Metasurface consisting of germanium and Bragg reflector; the refractive index of the environment above the metasurface is 1.34, to simulate its environment in an aqueous solution; (b) top view of the unit cell structure, where the structural parameters $l_a = 148$ nm, $l_b = l_a + \delta$, $w_a = w_b = 124$ nm, $d = 1500$ nm, $d_1 = 85$ nm, $d_2 = 204$ nm, $\Delta d = 92.25$ nm.

设置周期性边界条件, 以确保物理场在边界上的分布是连续的. 同时, 在 z 方向的两个界面处采用完美匹配层 (PML) 作为边界条件, 有效吸收入射波能量, 降低反射率, 模拟无限大的空间, 确保模拟结果精确和高效.

2.2 结果与讨论

在满足 C_2 旋转对称性条件的前提下, 将重点分析 TE 模式, 因为其在特定波长范围内比 TM 模式具有更高的 Q 因子, 针对 TE 模式研究了手性超表面中 BIC 的物理特性. 图 2(a), (b) 展示了第一布里渊区沿 $M-\Gamma-X$ 方向分布的 Q 因子及其能带结构. 图 2(a) 插图展示了方形晶格的第一布里渊区, 可以观察到 Q 因子在 Γ 点处趋于无穷大, 呈现出理想对称保护性 BIC 的特征 [42]. 当 $\delta = 0$ nm, $\Delta d = 92.25$ nm 时, 镜像对称性被打破, BIC 在 Γ 点处表现为一个特殊的涡旋偏振奇点 (V 点, 以黑点标注), 该奇点被具有非零螺旋度的椭圆偏振态所环绕, 如图 2(c) 所示. 在镜面对称性破缺的前提下, 进一步引入不对称参数, 可实现超表面的本征手性响应. 如图 2(d), (e) 所示, 通过改变凹槽长

度 l_0 , 引入不对称参数 δ , 面内 C_2 对称性被打破. 当 $\delta = 20$ nm, $\Delta d = 92.25$ nm 时, V 点可分裂为一对圆偏振态, 其中以红点标注的右旋 $C+$ 点的位置, 如图 2(d) 所示. 进一步将 δ 增至 35 nm 时, 如图 2(e) 所示, $C+$ 点移动到 Γ 点, 从而形成本征手性 q-BIC. 综上所述, 镜面对称性的破缺是构建非简并手性模式的基础, 而 C_2 对称性的打破则实现了手性响应在动量空间的调控. 因此, 通过在超表面中构建具有可调 k 空间 C 点的手性 q-BIC, 是实现高 Q 因子与可调谐的手性光学响应的关键.

为了研究超表面对圆偏振光的不同光学响应, 本研究采用圆二色性 (CD) 进行表征, 并分析了结构参数对 CD 光谱的影响. 在其他参数与图 1 保持一致的情况下, 分别计算了锗超表面厚度 H 在 200—220 nm、周期 P 在 630—650 nm、锗纳米柱边长 l 在 346—354 nm 变化时的 CD 光谱, 结果分别如图 3(a)—(c) 所示. 其中 CD 的表达式定义为 [43]

$$CD = A_{LCP} - A_{RCP}, \quad (1)$$

其中 A_{LCP} 和 A_{RCP} 分别是该结构在 LCP 和 RCP 入射下的吸收.

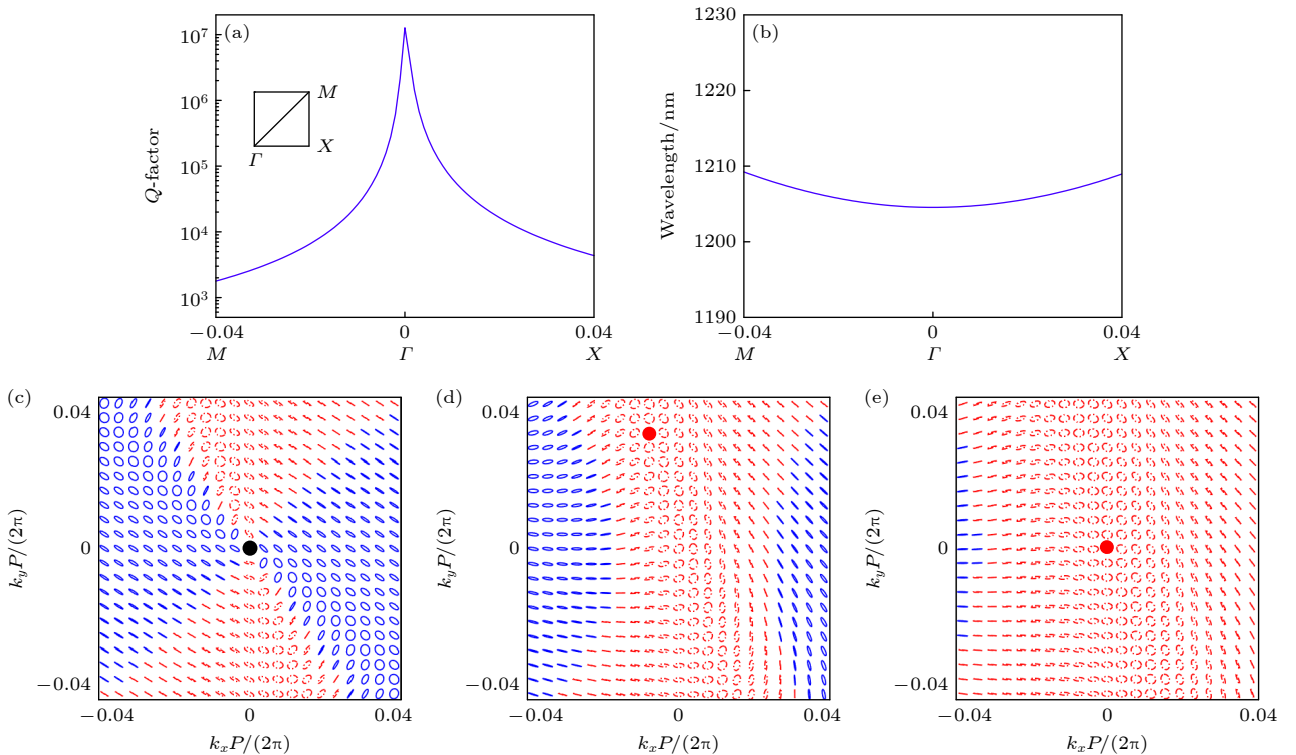


图 2 手性超表面的本征模态分析 (a), (b) Γ 点附近超表面的 Q 因子与能带结构; (c)—(e) $\delta = 0$ nm, $\delta = 20$ nm, $\delta = 35$ nm 时的远场辐射极化矢量分布图, 其中红色与蓝色椭圆分别代表 RCP 和 LCP 圆极化状态

Fig. 2. Eigenmodal analysis of chiral metasurfaces: (a), (b) The Q -factor and band structure of the metasurface near the Γ point, respectively; (c)—(e) far-field radiation polarization vector distributions for $\delta = 0$ nm, $\delta = 20$ nm, and $\delta = 35$ nm, where the red and blue ellipses represent RCP and LCP circular polarization states, respectively.

如图 3(a) 所示, 随着 H 的增大, CD 谱线的峰值呈现先增后减趋势, 当 $H = 210$ nm 时, 在 1186 nm 波长处出现最小值 -0.94 , 同时 CD 谱线的共振波长发生显著红移. 考虑到设计手性吸收超表面的要求, 选用 $H = 210$ nm 作最优厚度参数. 如图 3(b) 所示, 随着 P 的增大, CD 谱线的峰值无明显变化, 但 CD 谱线的共振波长发生红移. 表明周期 P 对共振波长存在弱调控作用. 如图 3(c) 所示, 随着 l 的增大, CD 谱线的峰值呈现先增后减的变化规律, 当 $l = 350$ nm 时, CD 信号强度达到最大值,

该值被选为边长 l 的最优取值. 此外, 本研究通过系统调控结构参数 H, P, l , 实现了在确定波段内对 CD 响应的优化, 为后续研究高性能手性吸收奠定了可靠的参数基础.

在 $\Delta d = 92.25$ nm 的条件下, 通过引入不对称参数 δ , 打破了结构的面内 C_2 对称性, 可使理想 BIC 转变为手性 q-BIC. 为了探究手性 q-BIC 的响应特性, 我们分析了不对称参数 δ 对超表面光学响应的影响. 图 4(a) 展示了随不对称参数 δ 变化的 CD 谱线. 随着 δ 的增大, CD 谱线的共振波长发生

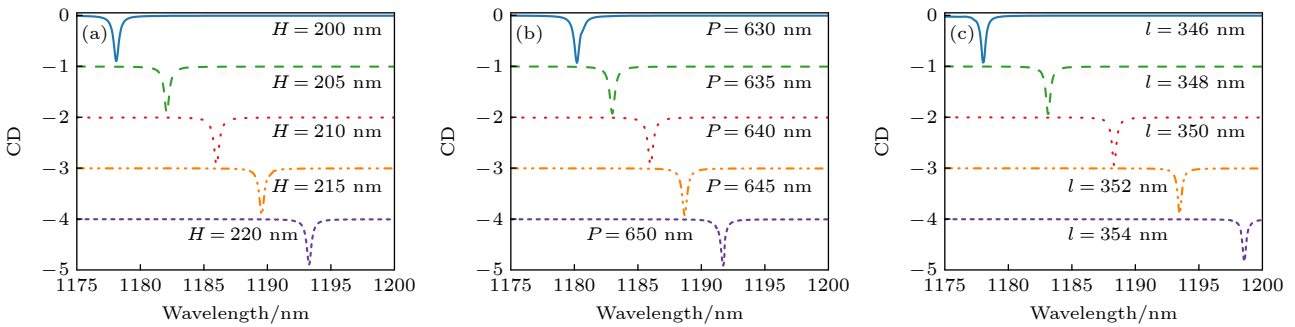


图 3 不同结构参数对 CD 光谱的影响, 即锗超表面随着 (a) H , (b) P , (c) l 变化时的 CD 谱线

Fig. 3. Effects of different structural parameters on the CD spectra: The CD spectral lines of germanium metasurface with the parameters (a) H , (b) P , (c) l .

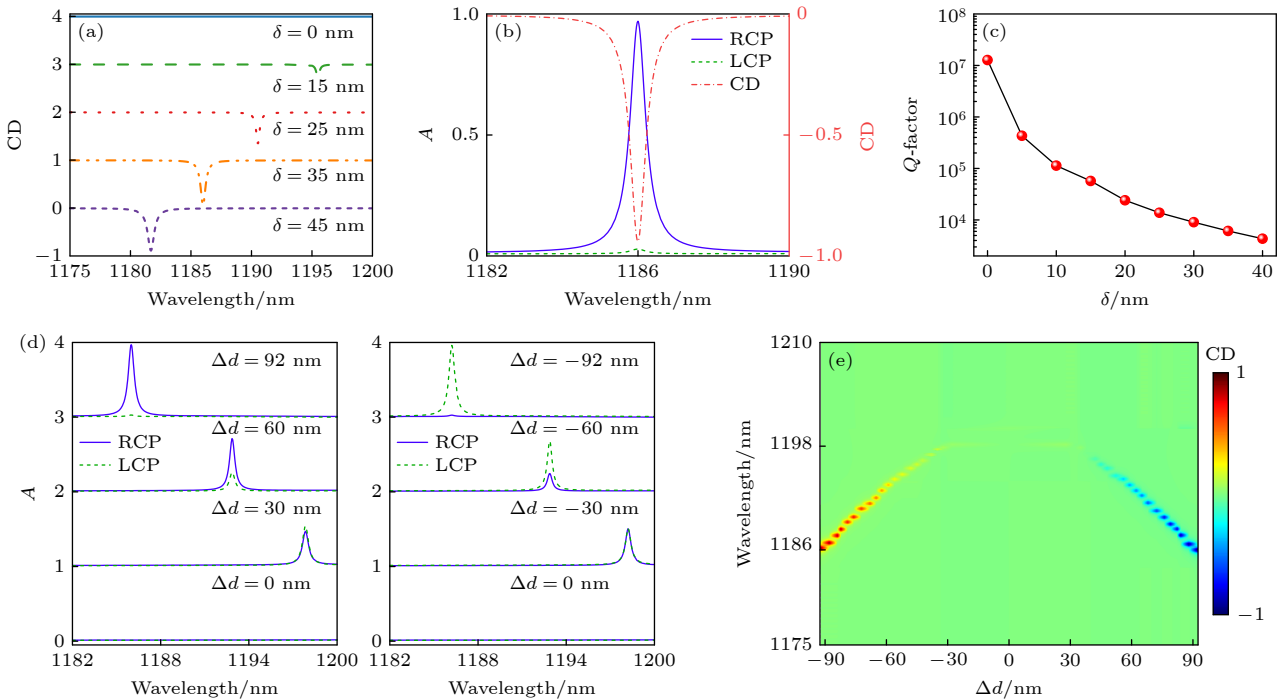


图 4 手性 q-BIC 的光学特性分析 (a) 随着不对称参数 δ 变化的 CD 谱线; (b) $\delta = 35$ nm 时吸收谱线和 CD 谱线; (c) Q 因子随不对称参数 δ 的变化趋势; (d) $\delta = 35$ nm 时双凹槽中心间距变化时的吸收谱线; (e) CD 光谱随 Δd 变化的演化图

Fig. 4. Analysis of the optical properties of the chiral q-BIC: (a) CD spectral lines as a function of the asymmetry parameter δ ; (b) absorption spectra and CD spectral lines for $\delta = 35$ nm; (c) variation trend of the Q -factor as a function of the asymmetry parameter δ ; (d) absorption spectra with varying center-to-center spacing of the double grooves for $\delta = 35$ nm; (e) evolution of the CD spectra with Δd .

蓝移且谱线线宽逐渐展宽的同时其峰值呈波动性变化, 在 $\delta = 35 \text{ nm}$ 处 CD 谱线的峰值达到最小值. 为了更直观地展示手性 q-BIC 超表面的光学特性, 图 4(b) 展示了当 $\delta = 35 \text{ nm}$ 时, 在垂直入射条件下, 圆偏振光的吸收光谱和 CD 光谱. 在 1186 nm 波长处, RCP 入射下吸收率高达 0.97, 而 LCP 入射下吸收率仅为 0.026; 同时可观察到, 在 1186 nm 的共振波长处产生了尖锐且最大值为 -0.94 的 CD 值. 该吸收峰的形成源于结构在共振波长处满足临界耦合状态, q-BIC 模式的辐射损耗率与锗材料的本征吸收损耗率相互匹配, 使得反射波相干抵消, 从而实现近完美的吸收. 此外, 图 4(c) 展示了 Q 因子对不对称参数 δ 的依赖关系. 随着 δ 从 0 增至 40 nm , 几何对称性被打破, 观察到 Q 因子从 10^7 量级下降到 10^3 量级. 在 $30 \text{ nm} < \delta < 40 \text{ nm}$ 的范围内, 保证高 CD 值的同时, Q 因子可被调谐到 9043—4322 范围内. 上述结果证实了图 2(d), (e) 中改变 δ 可调节 C_2 对称性破缺程度, 从而实现手性模式在动量空间中的演化. 此外, 表 1 通过系统比较本研究与近期文献在波段、 Q 因子和 CD 值等关键指标上的表现, 清晰展示了本结构在近红外波段兼顾高 Q 值与强 CD 响应的综合优势, 为实现二者的协同优化提供了有效途径, 也为发展高性能可调手性器件奠定了新思路.

表 1 与现有结构的性能比较

Table 1. Performance comparison with existing structures.

文献	波段	物理机制	光谱类型	Q 因子	CD
[31]	近红外	对称保护型BIC	透射	3216	0.98
[44]	太赫兹	对称保护型BIC	透射	2274	0.996
				3736	0.395
[45]	近红外	对称保护型BIC	透射	350	0.89
[46]	近红外	偶然型BIC	透射	4423	0.99
[47]	近红外	对称保护型BIC	透射	1517.9	0.979
[48]	可见光	对称保护型BIC	反射	2663	0.93
本工作	近红外	对称保护型BIC	吸收	6121.14	0.94

我们进一步研究了参数 Δd 对手性响应的调控作用. 在保持 $\delta = 35 \text{ nm}$ 的条件下, 图 4(d) 展示了当 Δd 分别为 0 nm , $\pm 30 \text{ nm}$, $\pm 60 \text{ nm}$ 和 $\pm 92 \text{ nm}$ 时, LCP 和 RCP 的吸收谱线. 如图 4(d) 所示, 当 $\Delta d = 0 \text{ nm}$ 时, 结构具备对称性, LCP 和 RCP 吸收谱完全重合, 未表现出手性. 随着 $|\Delta d|$ 逐渐增大, 镜像对称性被打破, 吸收谱出现显著的不对称性;

当 Δd 符号反转时, 可以观察到相反的吸收选择特性. CD 谱随 Δd 的变化关系, 如图 4(e) 所示. 可以看出, 当 Δd 的符号反转时, 手性响应也会反转; 同时 Δd 符号的反转虽引起 CD 符号的反转, 却不影响 CD 的绝对值大小, 说明 Δd 在不影响共振模式本征特性的基础上, 是实现手性翻转的关键参数. 综上所述, 本超表面能够在确定共振波长附近实现接近理论极限的 CD 响应以及灵活的手性切换, 为手性光子器件的设计提供了有效途径.

为了进一步探索 q-BIC 模式的机理, 在 $\delta = 35 \text{ nm}$, $\Delta d = 92.25 \text{ nm}$ 的条件下, 对笛卡尔坐标系中不同多极子的散射功率进行分析. 这些多极子包括电偶极子 (ED)、磁偶极子 (MD)、环形偶极子 (TD)、电四极子 (EQ) 以及磁四极子 (MQ), 相应的米氏共振公式如下^[49,50]:

$$\mathbf{P} = \frac{1}{i\omega} \int \mathbf{j} d^3r, \quad (2)$$

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2c} \int (\mathbf{r} \times \mathbf{j}) d^3r, \quad (3)$$

$$\mathbf{T} = \frac{1}{10c} \int [(\mathbf{r} \cdot \mathbf{j}) \mathbf{r} - 2r^2 \mathbf{j}] d^3r, \quad (4)$$

$$Q_{\alpha,\beta}^{(e)} = \frac{1}{2i\omega} \int [r_\alpha j_\beta + r_\beta j_\alpha - \frac{2}{3} (\mathbf{r} \times \mathbf{j})_\alpha \delta_{\alpha,\beta}] d^3r, \quad (5)$$

$$Q_{\alpha,\beta}^{(m)} = \frac{1}{3c} \int [(\mathbf{r} \times \mathbf{j})_\alpha r_\beta + (\mathbf{r} \times \mathbf{j})_\beta r_\alpha] d^3r, \quad (6)$$

式中, c 是真空中光速; ω 是入射光的角频率; \mathbf{r} 是笛卡尔坐标系中从原点到点 (x, y, z) 的距离矢量; α, β 是 x, y, z 三个坐标轴的方向; \mathbf{j} 是手性锗超表面单位晶胞内的位移电流密度. 由多极子激发产生的远场散射能量通过下式进行计算:

$$I_{\text{total}} = \frac{2\omega^4}{3c^3} |\mathbf{P}|^2 + \frac{2\omega^4}{3c^3} |\mathbf{M}|^2 + \frac{2\omega^6}{3c^5} |\mathbf{T}|^2 + \frac{\omega^6}{5c^5} \sum |Q_{\alpha,\beta}^{(e)}|^2 + \frac{\omega^6}{20c^5} \sum |Q_{\alpha,\beta}^{(m)}|^2. \quad (7)$$

基于多极散射理论, 在 RCP 波和 LCP 波的激励下, 在超表面中诱导的不同多极散射功率分别如图 5(a), (b) 所示. 对于 RCP 波, 从图 5(a) 可以看出, MD 的贡献占主导地位, 这种主导性源于 MD 模式涡旋状电流分布特征, 能够产生高度局域化的磁场 (如图 5(d)). 因此, 该 q-BIC 共振主要由 MD 诱导产生, 强烈的 MD 共振产生了如图 4(b) 所示的尖锐吸收谱. 如图 5(b) 所示, 在 LCP 入射下, 多极子贡献在 1186 nm 处被抑制, 从而阻止了 q-BIC

共振的激发. 以上结果进一步证实, 该超表面的本征手性响应源于手性 q-BIC 共振, 且主要由 MD 模式主导. 图 5(c) 展示了分解后的 MD 散射功率分量. 可以看出 MD 的 x 和 y 分量显著受到抑制, 而 MD 的 z 分量则被共振激发, 其值几乎与 MD 散射功率相等, 证实了 q-BIC 中 MD 的 z 方向特性. 为研究 MD 产生的手性响应, 我们模拟了 1186 nm 谐振波长下 $z = H/2$ 截面处 RCP 和 LCP 波入射下的磁场分布, 结果分别如图 5(d), (e) 所示, 其中白色箭头表示位移电流密度. 图 5(d) 表明, 在 RCP 激发下, 该结构的位移电流呈现反向涡旋特征, 是 MD 共振的典型特征. 相比之下, 如图 5(e) 所示, 在 LCP 激发下, 该结构仅表现出弱的电磁响应. 这一显著对比再次表明 MD 模式在 LCP 与 RCP 激发下的选择性耦合. 正是这种差异化耦合, 导致了工作波长处显著的手性光学效应.

手性超表面的 CD 响应在实际加工后难以调控. 为此, 在结构表面引入单层石墨烯, 实现了对 CD 的动态调制, 如图 6(a) 所示. 石墨烯的表面电导率 (σ_g) 可通过 Kubo 公式得到, 包括带内和带间的贡献, 表述如下^[51,52]:

$$\sigma_g = \frac{2e^2 k_B T}{\pi \hbar^2} \frac{i}{\omega + i\tau^{-1}} \ln \left[2 \cosh \left(\frac{E_F}{2k_B T} \right) \right] + \frac{e^2}{4\hbar} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left(\frac{\hbar\omega - 2E_F}{2k_B T} \right) \right] - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{(\hbar\omega + 2E_F)^2}{(\hbar\omega - 2E_F)^2 + 4(k_B T)^2}, \quad (8)$$

其中, e 为电子电荷, \hbar 为约化普朗克常数, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为温度, E_F 是费米能级, τ 是弛豫时间, $\omega = 2\pi f$ 是角频率. 此处设置 $T = 300$ K, $\tau = 10^{-13}$ s. 通过结合电导率 σ_g 和石墨烯厚度, 可计算出石墨烯的介电常数:

$$\varepsilon_g = 1 + i \frac{\sigma_g}{\varepsilon_0 \omega t_g}, \quad (9)$$

其中, ε_0 为真空介电常数, t_g 为单层石墨烯片厚度. 根据 (9) 式可知, 石墨烯的介电常数由其表面电导率 σ_g 决定. 在不同费米能级 E_F 下, σ_g 发生变化, 进而引起 ε_g 的实部与虚部相应改变. 图 6(b), (c) 分别展示了不同费米能级下, 介电常数实部与虚部随波长变化的曲线. 其中, 虚部反映石墨烯的光吸收特性, 在 $E_F \approx \hbar\omega/2$ 附近, $\text{imag}(\varepsilon_g)$ 的变化趋

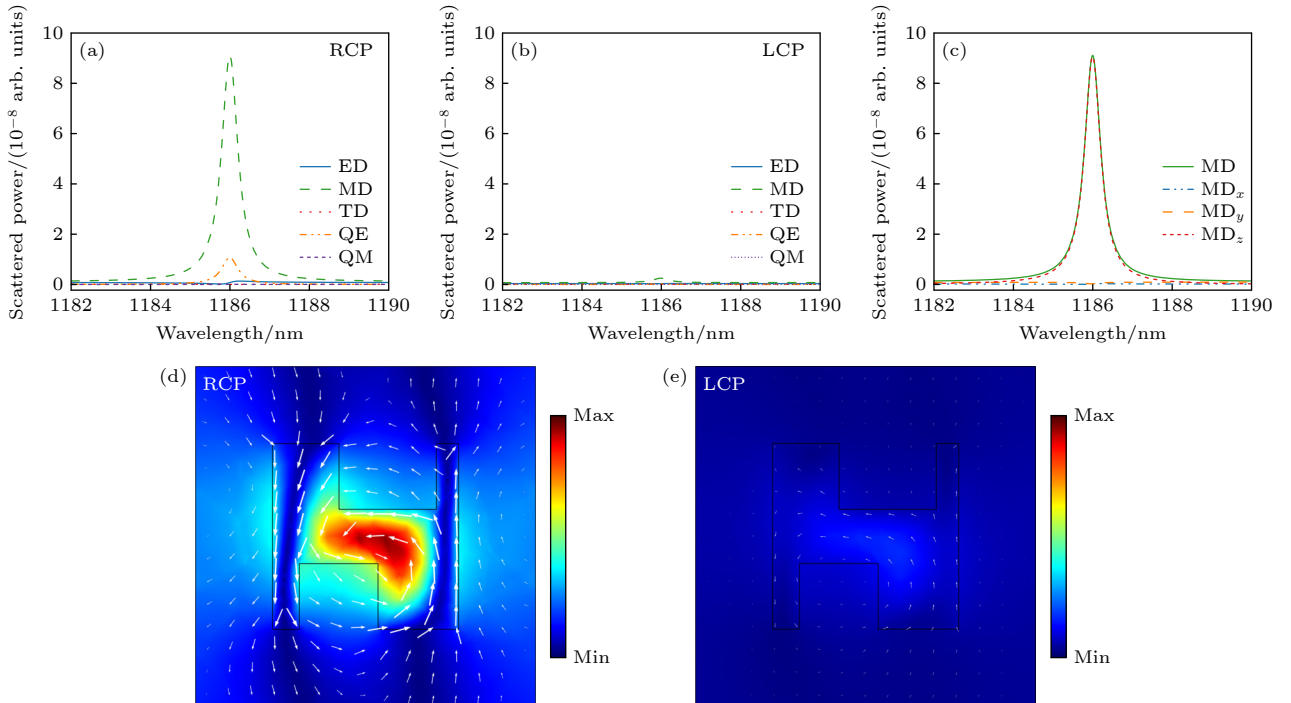


图 5 q-BIC 模式的散射功率 (a), (b) RCP 和 LCP 入射下手性 q-BIC 模式不同多极矩的散射功率; (c) MD 在 x , y 和 z 三个方向上的散射功率; (d), (e) RCP 和 LCP 入射下 x - y 平面上手性 q-BIC 模式的磁场分布

Fig. 5. Scattering power of the q-BIC modes: (a), (b) Scattering power of different multipole moments for the chiral q-BIC mode under RCP and LCP illumination, respectively; (c) scattering power of the MD along the x , y , and z -directions; (d), (e) magnetic field distributions of the chiral q-BIC mode in the x - y plane under RCP and LCP illumination, respectively.

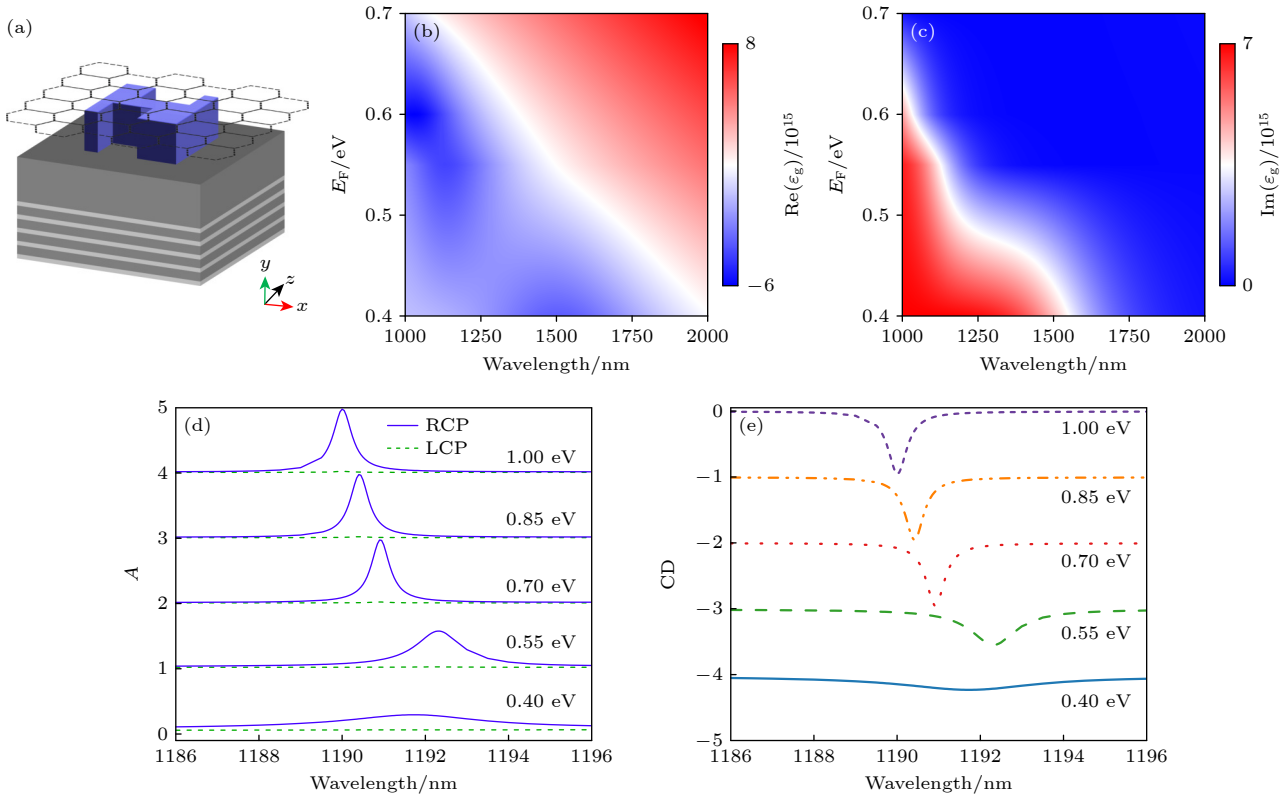


图 6 石墨烯的手性响应调控 (a) 引入单层石墨烯的结构示意图; (b), (c) 不同费米能级下石墨烯介电常数实部与虚部随波长的变化; (d) RCP 和 LCP 的吸收谱线; (e) 不同费米能级 E_F 下结构的 CD 谱线

Fig. 6. Chiral response modulation via graphene: (a) Schematic of the structure with a monolayer graphene introduced; (b), (c) variation of the real and imaginary parts of graphene permittivity with wavelength at different Fermi energy levels; (d) absorption spectra under RCP and LCP illumination; (e) CD spectra of the structure at different Fermi levels E_F .

势出现明显拐点. 当 $E_F > \hbar\omega/2$ 时, $\text{imag}(\varepsilon_g)$ 急剧下降并趋近于零, 表明石墨烯由有损材料转变为无损材料. 这是由于在近红外波段, 入射光子能量较高, 当费米能级 E_F 低于光子能量的一半时, 带间跃迁贡献显著, 导致其具有较强的光吸收, 表现为较大的介电常数虚部, 石墨烯表现为有损材料, 会抑制超表面的本征手性共振; 当 E_F 超过光子能量一半时, 泡利阻塞效应抑制了带间跃迁, 带内跃迁占主导, $\text{imag}(\varepsilon_g)$ 急剧下降, 石墨烯趋近于无损状态, 使得结构中原本被吸收所抑制的手性模式得以恢复, 从而在调控 E_F 时实现了 CD 信号的显著变化. 因此, 通过调节 E_F 可主动调控石墨烯的表面电导率, 进而实现对手性光学响应的动态调制, 为近红外波段可调谐手性器件的实现提供了极大便利.

如图 6(d) 所示, 在保持 $\Delta d = 92.25$ nm, $\delta = 25$ nm 时, 随着费米能级 E_F 的增大, RCP 吸收共振增强, 手性 q-BIC 的带宽逐渐变窄. 当 E_F 接近 1 eV 时, 由于泡利封锁效应增强, RCP 的吸收率达到极值. 同时, 在费米能级变化的过程中, LCP 吸收率

始终保持极低水平, 几乎可忽略不计. 图 6(e) 展示了不同费米能级下的 CD 光谱, 随着费米能级的升高, CD 光谱的峰值逐渐增大并在 $E_F = 0.7$ eV 后趋于稳定. 将费米能级从 0.4 eV 增至 0.7 eV, 可实现 CD 谱线峰值从 -0.230 到 -0.952 的调控, 最大调控深度达到 0.722. 此外, 随着费米能级的增大, CD 谱线发生蓝移现象, 该现象源于石墨烯介电常数实部随费米能级变化的色散特性, 如图 6(b) 所示. 本研究在保持结构参数不变的条件下, 通过调控石墨烯费米能级, 实现了手性响应的动态调制.

3 结论

本研究提出了一种基于双凹槽锗纳米柱的可调谐手性响应超表面, 通过打破面内 C_2 对称性, 将理想的 BIC 转变为 q-BIC. 该设计在近红外波段实现了超高 Q 因子 ($Q = 6121.14$) 与强圆二色性 ($CD = -0.94$) 响应的协同优化, 证明了在单一结构中兼顾高 Q 因子与显著手性的可行性. 在调控方面, 通过调节 C_2 对称性破缺程度实现了手性

响应在动量空间的调控,并创新性地利用双凹槽中心间距 Δd 实现了 CD 的符号反转,为手性态的可控设计提供了清晰理论机制.进一步,通过引入石墨烯层,阐明了通过调节费米能级改变材料损耗与色散,从而动态调制 q-BIC 共振特性与 CD 响应的物理路径,实现了 CD 值在 -0.230 — 0.952 范围内的大幅度调谐(调谐深度 0.722),拓展了在可调谐手性器件中的应用潜力.本研究为发展高性能、可重构手性光子器件提供了新思路.所提出的结构兼具高 Q 因子带来的强场局域能力,以及通过几何参数与电学调控实现的手性灵活操控,在手性光电子器件领域具有重要的应用潜力.

参考文献

- [1] Chen Y, Gao J, Yang X D 2018 *Nano Lett.* **18** 520
- [2] Moss G P 1996 *Pure Appl. Chem.* **68** 2193
- [3] Menzel C, Rockstuhl C, Lederer F 2010 *Phys. Rev. A* **82** 053811
- [4] Chela-Flores J 1991 *Chirality* **3** 389
- [5] Hentschel M, Schäferling M, Duan X Y, Giessen H, Liu N 2017 *Sci. Adv.* **3** e1602735
- [6] Tang Y Q, Cohen A E 2011 *Science* **332** 333
- [7] Zhu Y Y, Xu L G, Ma W, Zhou X, Kuang H, Wang L B, Xu C L 2012 *Chem. Commun.* **48** 11889
- [8] Yeom J, Guimaraes P P G, Ahn H M, Jung B K, Hu Q, McHugh K, Mitchell M J, Yum C O, Langer R, Jaklencic A 2020 *Adv. Mater.* **32** 1903878
- [9] Omatsu T, Miyamoto K, Toyoda K, Morita R, Arita Y, Dholakia K 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 1801672
- [10] Wade J, Hilfiker J N, Brandt J R, et al. 2020 *Nat. Commun.* **11** 6137
- [11] Ouyang L, Rosenmann D, Czaplowski D A, Gao J, Yang X 2020 *Nanotechnology* **31** 295203
- [12] Chen Y, Du W, Zhang Q, Ávalos-Ovando O, Wang J, Xu Q, H, Liu N, Okamoto H, Govorov A O, Xiong Q H, Qiu C W 2022 *Nat. Rev. Phys.* **4** 113
- [13] Li M H, Guo L Y, Dong J F, Yang H L 2014 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 185102
- [14] Zhang Y D, Yu S, Han B, Zhou Y L, Zhang X W, Gao X Q, Tang Z Y 2022 *Matter* **5** 837
- [15] Lininger A, Palermo G, Guglielmelli A, Nicoletta G, Goel M, Hinczewski M, Strangi G 2023 *Adv. Mater.* **35** 2107325
- [16] Zhou J F, Dong J F, Wang B N, Koschny T, Kafesaki M, Soukoulis C M 2009 *Phys. Rev. B* **79** 121104
- [17] Zhang S, Zhou J F, Park Y S, Rho J, Singh R, Nam S, Azad A K, Chen H T, Yin X, Taylor A J, Zhang X 2012 *Nat. Commun.* **3** 942
- [18] Hu G W, Wang M S, Mazor Y, Qiu C W, Alù A 2021 *Trends Chem.* **3** 342
- [19] Tang Y H, Liang Y, Yao J, Chen M K, Lin S R, Wang Z, Zhang J C, Huang X G, Yu C Y, Tsai D P 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200597
- [20] 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, Alu A, Kivshar Y S, Li X P 2022 *Nat. Commun.* **13** 4111
- [21] Hsu C W, Zhen B, Stone A D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16048
- [22] Friedrich H, Wintgen D 1985 *Phys. Rev. A* **32** 3231
- [23] Marinica D C, Borisov A G, Shabanov S V 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 183902
- [24] Liu Z J, Xu Y, Lin Y, Xiang J, Feng T H, Cao Q T, Li J T, Lan S, Liu J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 253901
- [25] Overvig A, Yu N, Alù A 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 073001
- [26] Tang R J, Shi Y L, Shang H P, Wu J H, Ma H, Wei M L, Luo Y, Chen Z Q, Ye Y T, Jian J L, Zheng X R, Lin H T, Li L 2023 *Nanophotonics* **12** 3257
- [27] Zhang Z Y, Bulgakov E, Pichugin K, Sadreev A, Xu Y, Qin Y W 2023 *Phys. Rev. Appl.* **20** L011003
- [28] Wang Y L, Han Z H, Du Y, Qin J Y 2021 *Nanophotonics* **10** 1295
- [29] Koshelev K, Lepeshov S, Liu M K, Bogdanov A, Kivshar Y 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 193903
- [30] Li S, Wu Z Y, Liu X S, Ye Q, Liu G Q, Chen J, Du W, Tang C J, Liu Z Q 2025 *Laser Photonics Rev.* **19** e00477
- [31] Li J B, Duan Q L, Dong X, Liu T, Zhou H, Liu Y, Li C, Wang Z, Zhang Y 2024 *Phys. Rev. Appl.* **22** 044035
- [32] Lv S Y, Hu F, Luo W F, Xu H F, An L 2024 *Opt. Express* **32** 30053
- [33] Huang Z S, Wang J, Jia W, Zhang S W, Zhou C H 2024 *Opt. Express* **32** 33029
- [34] Zeng J H, Zhou Y, Fu X, Yang J R, Chen Y X, Hong W Y 2025 *Opt. Express* **33** 27014
- [35] Shen Y, Xiao Y F, Yang L L, Wu L, Cai B, Luo H, Cheng Y Z, Li X C 2025 *Results Eng.* **28** 107432
- [36] Li H J, Zhou H M, Wei G G, Xu H S, Qin M, Liu J Q, Wu F 2023 *Nanoscale* **15** 6636
- [37] Liu Q K, Li Y, Lu Z D, Zhou Y J, Liu W M, Luo X Q, Wang X L 2023 *Phys. Rev. B* **108** 155410
- [38] Zong S, Chen J F, Cai S J, Liu X S, Liu G Q, Chen J, Tang C J, Du W, Liu Z Q 2024 *Appl. Phys. Lett.* **124** 031702
- [39] Zhong H Z, Liu Z Q, Liu X S, Fu G L, Liu G Q, Chen J, Tang C J 2020 *Opt. Express* **28** 37294
- [40] Masoudian Saadabad R, Huang L J, Miroshnichenko A E 2021 *Phys. Rev. B* **104** 235405
- [41] Palik E D 1985 *Handbook of Optical Constants of Solids* (New York: Academic Press)
- [42] Koshelev K, Favraud G, Bogdanov A, Kivshar Y, Fratalocchi A 2019 *Nanophotonics* **8** 725
- [43] Kong X, Khorashad L K, Wang Z, Govorov A O 2018 *Nano Lett.* **18** 2001
- [44] Ma T, Tian J K, Sang W, Wang D D, Li J 2024 *J. Opt.* **26** 075101
- [45] Kim K H, Kim J R 2021 *Adv. Opt. Mater.* **9** 2101162
- [46] Li Z Y, Liu C, Wang Y X, Yao Q H, Peng Y X, Wang K J, Liu J Q, Lu D Y, He M D 2025 *Phys. Lett. A* **560** 130965
- [47] Wang P P, Gao Z, He Y, Xu Z G, Zhao T G 2024 *IEEE Photonics J.* **16** 1
- [48] 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
- [49] Savinov V, Fedotov V A, Zheludev N I 2014 *Phys. Rev. B* **89** 205112
- [50] Kaelberer T, Fedotov V A, Papasimakis N, Tsai D P, Zheludev N I 2010 *Science* **330** 1510
- [51] Zhang J F, Zhu Z H, Liu W, Yuan X D, Qin S Q 2015 *Nanoscale* **7** 13530
- [52] Xiao S Y, Wang T, Liu Y B, Xu C, Han X, Yan X C 2016 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **18** 26661

Tunable chiral response metasurface based on bound states in the continuum

LV Shuyuan[†] ZHANG Lulu LUO Wenfeng AN Lan*(School of Electronic Engineering, Xi'an University of Posts and Telecommunications, Xi'an 710121, China)*

(Received 16 December 2025; revised manuscript received 28 January 2026)

Abstract

Optical metasurfaces, with their capability to flexibly control the optical field at the subwavelength scale, have emerged as an ideal platform for achieving high-quality factor (Q -factor) resonances and tunable chiral responses, which are of significant importance for advancing chiral photonic devices. This study proposes a tunable chiral germanium metasurface based on bound states in the continuum (BIC). The structure consists of periodically arranged square germanium nanopillars with double concave grooves, situated on a reflective cavity incorporating a Bragg mirror composed of alternating stacks of Si and SiO₂, thereby forming a single-port system. First, the Q -factor and band structure near the Γ point are investigated through eigenmode analysis, revealing that the Q -value tends toward infinity at the Γ point, exhibiting the characteristics of an ideal symmetry-protected BIC. By breaking the in-plane C_2 symmetry, the ideal BIC is transformed into a quasi-bound state in the continuum (q-BIC), thereby exciting resonance modes that support chiral responses. The far-field polarization states at $\delta = 0$ nm, $\delta = 20$ nm, and $\delta = 35$ nm are characterized, and analysis of topological charges in momentum space reveals that the unique topological properties of the q-BIC originate from the intrinsic resonance of the metasurface. To investigate the chiral response, tuning the asymmetric parameter δ enabled the co-optimization of an ultra-high Q -factor ($Q = 6121.14$) and strong circular dichroism ($CD = -0.94$) in the near-infrared band. This demonstrates the feasibility of integrating high Q -factor and pronounced chirality within a single structure. Further adjustment of the center spacing Δd of the double concave grooves achieves inversion of the CD sign, providing a clear theoretical mechanism for the controllable design of chiral states. Multipole scattering power analysis reveals that the magnetic dipole dominates the chiral q-BIC mode. In addition, by introducing a graphene layer onto the structural surface and modulating the Fermi level to alter material loss and dispersion, significant tuning of the CD value is achieved over the range of -0.230 to -0.952 (tuning depth 0.722), thereby expanding the application potential of tunable chiral devices. This research presents a novel approach for developing high-performance, controllable chiral photonic devices. The proposed structure combines the strong field localization afforded by a high Q -factor with chiral flexibility achievable through geometric parameters and electrical tuning, demonstrating substantial application potential in chiral optoelectronic devices.

Keywords: bound states in the continuum, chiral metasurface, circular dichroism, Bragg reflectorDOI: [10.7498/aps.75.20251726](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251726)CSTR: [32037.14.aps.75.20251726](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251726)[†] Corresponding author. E-mail: 1159955131@qq.com

基于连续域束缚态的可调谐手性响应超表面

吕淑媛 张璐璐 罗文峰 安岚

Tunable chiral response metasurface based on bound states in the continuum

LV Shuyuan ZHANG Lulu LUO Wenfeng AN Lan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 090404 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251726

CSTR: 32037.14.aps.75.20251726

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251726>

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

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>

全介质超表面连续域束缚态多参数调控与灵敏度调谐

Multi-parameter control and sensitivity tuning of all-dielectric bound states in the continuum metasurface

物理学报. 2025, 74(19): 197801 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250859>

双谐振环金属超表面中的连续域束缚态

Bound states in continuum domain of double resonant ring metal metasurfaces

物理学报. 2024, 73(5): 057801 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231556>

基于准连续体束缚态的近红外高 Q 全介质超表面生物传感器

Near-infrared high- Q all-dielectric metasurface biosensor based on quasi-bound state in continuum

物理学报. 2025, 74(10): 107801 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241752>

基于法布里-珀罗腔的可调谐连续域束缚态及应用

Tunable continuous domain bound states based on Fabry-Perot cavities and their applications

物理学报. 2024, 73(17): 174205 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240861>

Si_3N_4 光子晶体连续域准束缚态表征及调控

Characterization and control of quasi-bound states in the continuous in Si_3N_4 photonic crystals

物理学报. 2025, 74(18): 184204 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250757>