

手性核-介质层-银同心球结构的手性力学响应与近场光学特性*

郑雅君 冉梦杰 邓宇勤 陈楠 王小云[†] 黄勇刚[‡]

(吉首大学物理与机电工程学院, 吉首 416000)

(2026 年 1 月 28 日收到; 2026 年 4 月 22 日收到修改稿)

手性光学在生物传感与光学操控等领域具有广阔的应用前景, 但天然手性材料的光学响应弱, 而通过设计人工手性微纳结构可显著增强手性光学响应. 本文对比纯手性介质球与外裹单层银壳或者介质壳的同心球结构, 发现手性核-介质层-银壳同心球结构通过引入介质层与银壳耦合, 成功在近红外波段同时实现了光学扭矩与手性密度的显著增强. 光学扭矩的增强意味着该结构可被光场有效操控, 而手性密度的增强意味着结构可产生强手性近场, 增强其附近手性物质的响应. 进一步研究表明该结构银壳过厚时会屏蔽内部手性响应, 增大手性核的相对介电常数则会抑制电多极共振; 介质层对结构手性响应的增强存在最优厚度, 增大介质层的折射率会在增强电偶极响应与磁多极响应的同时抑制电四极响应. 本文系统探究了结构材料与几何参数对手性光学响应的调控规律, 为发展生物相容的近红外手性光学器件以及手性粒子操控与传感平台提供了设计思路.

关键词: 手性介质, 核壳结构, 手性近场, 光学扭矩

DOI: 10.7498/aps.75.20260149

CSTR: 32037.14.aps.75.20260149

1 引言

天然手性材料普遍存在于分子和生物系统中^[1], 其中氨基酸^[2]、蛋白质^[3,4]等分子的功能高度依赖于其手性构型. 然而, 这些天然手性材料的手性响应弱, 不利于其在高灵敏度手性分子传感与光学操控领域方面的应用^[5]. 通过精细设计的手性光学微纳结构, 可以增强光与手性物质的相互作用^[1,6]. 例如由对称外环与非对称内环构成的等离激元纳米孔径, 可以在局部产生强手性梯度, 实现对手性纳米粒子的横向偏转与分离^[7]. 与天然材料相比, 这些微纳结构通过精密的结构与材料设计^[7-9], 提供了更强的手性响应, 为实现高灵敏手性分子检测技术^[10]和光学手性分选^[11]等应用提供

了全新的平台^[12,13].

光不仅携带线动量, 还携带自旋角动量 (spin angular momentum, SAM) 和轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM). 当光的角动量传递给手性微纳结构时, 会产生光学扭矩, 使结构发生旋转, 这一效应为微观尺度下的光力学操控提供了旋转自由度. 与天然手性分子相比, 人工手性微纳结构可通过几何与材料设计显著增强光学扭矩, 从而实现对结构的有效操控 (如旋转、定向排列等). 例如, 有研究发现手性等离子体纳米链在非聚焦激光照射下能通过增强的光学扭矩实现宏观集体对齐与可逆光控^[14]; 此外, Ali 等^[15]提出利用圆偏振光光镊实现核壳手性纳米颗粒的对映选择性捕获与表征, 研究发现壳层手性会引入额外扭转并显著增强驱动旋转的光学扭矩, 通过平衡位置旋转可识别

* 国家自然科学基金 (批准号: 12464049) 和湖南省教育厅重点项目 (批准号: 22A0377) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: wxyyun@163.com

[‡] 通信作者. E-mail: huang122012@163.com

单颗粒手性. 然而, 现有手性结构的光学扭矩增强多集中于可见光波段, 组织穿透性差, 限制了其在生物相关环境中的应用.

除了通过光学扭矩操控结构自身外, 手性微纳结构产生的手性近场还可用于增强附近手性物质的响应. 当手性结构受光照射时, 会在其周围产生具有强手性特征的局域电磁场, 即超手性场 (superchiral field). 将手性分子置于此类超手性热点区域, 其圆二色性 (circular dichroism, CD) 信号可被显著放大, 从而实现超高灵敏度的分子手性检测. 例如由对称硅纳米立方体二聚体组成的非手性介质超表面, 在可见光区域产生了超过 20 倍的光学手性密度增强, 并在实验中实现了苯丙氨酸分子约 12 倍的 CD 信号增强^[16]. 还有研究人员提出一种基于连续域束缚态 (bound state in the continuum, BIC) 引导模式共振的高品质因子光学腔, 通过自旋锁定机制实现圆偏振光在手性超表面腔内的低损耗传播. 计算表明该体系可实现高达 400 倍的光学手性密度增强和 5025 倍的 CD 信号放大^[17]. 这些研究主要基于超表面或复杂介质结构^[18–21], 而核壳结构作为一种设计更简洁的平台, 其手性近场增强潜力尚待继续挖掘.

有研究采用手性等离子体激元-介质耦合 (chiral plasmon-dielectric coupling) 策略设计的螺旋状核壳纳米粒子, 可以有效将其强手性光学响应拓展至近红外区域^[22]. 此外, Chen 等^[23]报道了 Ag/SiO₂/Au 三层旋转纳米孔阵列, 通过引入介质层显著增强了手性光学响应. 但这些设计主要依赖几何结构手性 (如螺旋形状、非对称排列) 来产生手性信号, 而与材料本征手性相关的核壳结构, 目前仍缺乏深入研究.

基于此, 本文提出一种手性核-介质层-银壳三层同心球结构, 设计更加简洁, 该结构在近红外波段实现了光学扭矩与手性密度的同步增强. 光学扭矩的增强意味着结构可被光场有效操控; 手性密度的增强意味着结构产生强手性近场, 可作为平台增强附近手性物质的响应. 这两者分别体现了结构在力学与近场层面的手性光学响应增强. 结构通过引入介质层与银 (Ag) 壳的表面等离激元共振 (surface plasmon resonance, SPR) 耦合, 成功将手性光学响应的增强波段拓展至近红外区域, 相较于传统手性核-金属壳结构^[24], 手性核-介质层-银壳结构在生物相容性方面具有显著优势. 此外, 本文系统研

究了 Ag 壳厚度、手性核相对介电常数、介质层厚度与折射率对手性光学响应的调控规律, 分析发现 Ag 壳过厚会屏蔽内部手性响应、介质层存在最优厚度以提升手性光学响应等特性. 研究通过有限元法^[25], 计算了结构的散射截面、光学扭矩及光学手性密度, 对比分析了纯手性球、手性核-介质壳、手性核-Ag 壳及手性核-介质层-银壳同心球四种结构的响应特性. 研究结果为构建生物相容的近红外手性光学系统及手性粒子操控技术提供了理论依据.

2 计算模型与理论方法

2.1 计算模型

本文研究对象的几何模型如图 1 所示. 结构的具体参数如下: 核心为手性介质球, 半径固定为 $r_0 = 70$ nm, 手性参数 $\kappa = 0.5$, 相对介电常数 $\epsilon_r = 2.5$; 中间层为高折射率介质壳, 折射率 $n_p = 3.5$, 厚度为 t . 最外层为 Ag 金属壳, 厚度为 t_{Ag} , 其介电函数数据取自 Johnson 与 Christy^[26] 的实验测量值, 整个结构置于真空背景中. 入射光场设定为沿 $+x$ 轴方向传播的线偏振平面波, 电场偏振方向沿 z 轴, 真空中的光强统一设为 $I_0 = 1$ mW/ μm^2 . 后续研究如无特别说明, 均沿用此结构与材料参数.

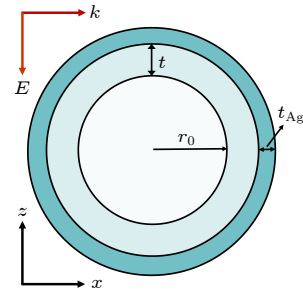


图 1 chiral@dielectric@Ag 几何模型

Fig. 1. Geometric model of the chiral@dielectric@Ag nanoparticle.

2.2 理论方法

手性介质的电磁特性通过其本构方程描述, 本文采用以下形式描述手性介质的本构关系^[27,28]:

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} + i\kappa \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \mathbf{H}, \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mu_r \mathbf{H} - i\kappa \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \mathbf{E}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{B}$ 分别为电位移矢量和磁感应强度, $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 表示电场和磁场, κ 是手性参数, ϵ_0 和 μ_0 分别为真空的介电常数和磁导率, ϵ_r 和 μ_r 是手性材

料的相对介电常数和相对磁导率, 受不等式 $\kappa^2 < \varepsilon_r \mu_r$ 约束. 该形式直观体现了手性介质电场与磁场之间的交叉耦合.

本文所计算的光学扭矩具有手性依赖性, 其数值大小可间接反映结构手性响应的强弱. 光学扭矩的计算基于麦克斯韦应力张量法. 在 SI 单位制下, 时间平均的麦克斯韦应力张量表示为

$$\langle \mathbf{T} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\varepsilon_0 \mathbf{E} \mathbf{E}^* + \mu_0 \mathbf{H} \mathbf{H}^* - \frac{1}{2} (\varepsilon_0 \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* + \mu_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^*) \mathbf{I} \right], \quad (2)$$

其中, $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 为空间中的总电磁场矢量, $\mathbf{I}$ 是单位张量, 上标*表示复共轭.

基于电磁动量守恒原理, 作用在物体上的光学扭矩为^[29,30]

$$\boldsymbol{\tau} = \oint_S \hat{\mathbf{r}} \times [\langle \mathbf{T} \rangle \cdot \hat{\mathbf{n}}] dS, \quad (3)$$

其中, $\hat{\mathbf{n}}$ 是闭合曲面 S 的外法向单位矢量, $\hat{\mathbf{r}}$ 是从力矩参考点 (通常是质心) 到场点的位置矢量. 在实际计算中, 首先通过全波电磁仿真获取结构周围闭合曲面上的场分布 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$, 随后将场数据代入上述公式进行数值积分, 最终得到作用于结构上的光学扭矩.

3 结果与讨论

3.1 不同结构的手性光学响应对比

本文首先对 4 种不同构型的纳米结构进行对比研究, 其几何参数定义如下: 纯手性介质球 (chiral sphere, $t = 0$ nm, $t_{\text{Ag}} = 0$ nm); 手性核-银

壳结构 (chiral@Ag, $t = 0$ nm, $t_{\text{Ag}} = 5$ nm); 手性核-高折射率介质壳结构 (chiral@dielectric, $t = 10$ nm, $t_{\text{Ag}} = 0$ nm); 手性核-介质层-银壳三层同心球结构 (chiral@dielectric@Ag, $t = 10$ nm, $t_{\text{Ag}} = 5$ nm).

计算得到的散射截面及光学扭矩如图 2 所示. 结果表明, 相较于纯手性介质球, 外裹高折射率介质壳的 chiral@dielectric 结构光学响应存在一定的增强 (图 2(a), (b) 灰色实线), 但增强效果有限, 而 chiral@Ag 结构则可凭借其 SPR 效应显著增强结构光学响应 (图 2(a), (b) 蓝色实线). 在 chiral@Ag 结构中, 波长为 655 nm 处出现一个显著共振峰, 该处散射截面峰值增至约 $0.3 \mu\text{m}^2$, 光学扭矩峰值约为 $80 \text{ pN} \cdot \text{nm} \cdot \text{mW}^{-1} \cdot \mu\text{m}^2$. 分析表明, 位于 655 nm 附近的共振峰主要由电偶极模式主导, 而 537 nm 处的共振峰则归因于电四极模式的激发, 这与已知的金属手性微纳结构的特性相符^[24].

相较而言, chiral@dielectric@Ag 的手性光学响应则在近红外波段显著增强 (图 2(a), (b) 红色实线). 其 1090 nm 波长处的散射截面共振峰峰值增至约 $0.4 \mu\text{m}^2$, 光学扭矩幅值则增大至约 $91 \text{ pN} \cdot \text{nm} \cdot \text{mW}^{-1} \cdot \mu\text{m}^2$. 分析表明, chiral@dielectric@Ag 在 330 nm 和 425 nm 附近的共振峰主要继承自介质层的特性, 分别由磁四极和磁偶极模式激发, 其峰位相对于 chiral@dielectric 结构变化不大. 而在 925 nm 和 1090 nm 附近观察到的共振峰来源于 Ag 层, 其响应分别由电四极与电偶极模式主导, 相较于 chiral@Ag, 电多极共振峰从可见光波段红移至近红外波段且响应增强.

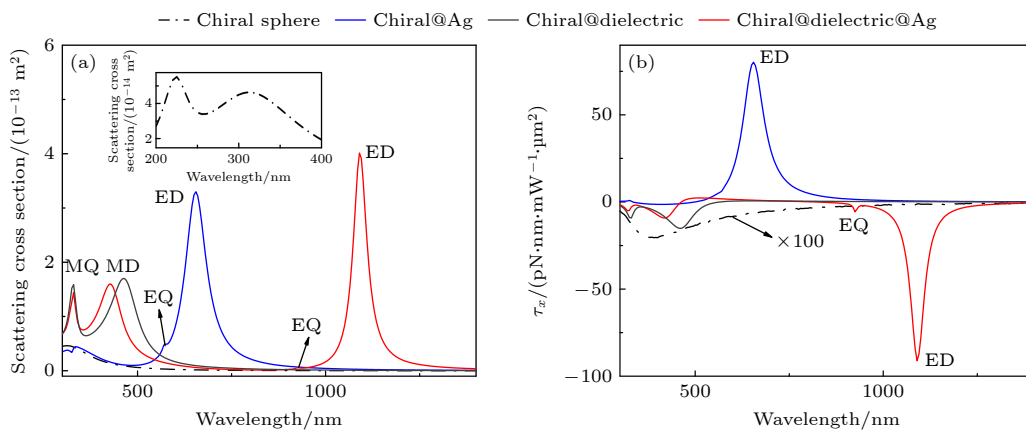


图 2 4 种构型的 (a) 散射截面 (插图是纯手性介质球散射截面的放大图) 和 (b) 扭矩

Fig. 2. For the four configurations: (a) Scattering cross sections (the inset shows a magnified view of the scattering cross section for a pure chiral dielectric sphere) and (b) torque.

为了研究结构的手性场, 引入光学手性密度 C (optical chirality)^[22]. 其表达式为

$$C = \frac{\varepsilon_0}{2} \mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{2\mu_0} \mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{B}$$

$$= -\frac{\omega\varepsilon_0}{2} \text{Im}(\mathbf{E}^* \cdot \mathbf{B}), \quad (4)$$

其中 E ($\mathbf{E}$) 和 B ($\mathbf{B}$) 分别是实 (复) 电场和实 (复) 磁场, ω 为角频率. C 用于量化电磁场在空间中的“扭转”程度. 通过构建具有高光学手性密度的环境, 即可实现对天然手性信号的显著放大^[31].

对比 4 种结构的电场与光学手性分布可知 (如图 3), $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 因介质层与 Ag 壳的耦合, 展现出显著的电场增强与手性密度增强, 且

对右旋圆偏振光 (RCP) 的响应强于左旋圆偏振光 (LCP), 与手性核的右旋偏好一致. 值得注意的是, chiral@Ag 对 LCP 的响应强于 RCP, 与手性核的固有偏好相反, 表明 Ag 壳的引入逆转了体系的旋向偏好, 这一现象可归因于手性核与 Ag 壳的直接耦合改变了杂化模式的能量顺序^[32]. $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 中介质层的插入隔离了这种直接耦合, 从而保留了手性核的固有偏好, 并与 Ag 壳耦合放大了手性响应.

除此之外, 为研究结构作为近场平台增强附近手性响应的能力, 将手性粒子 (半径 1 nm, 手性参数为 -0.5, 相对介电常数为 2.5) 置于结构表面

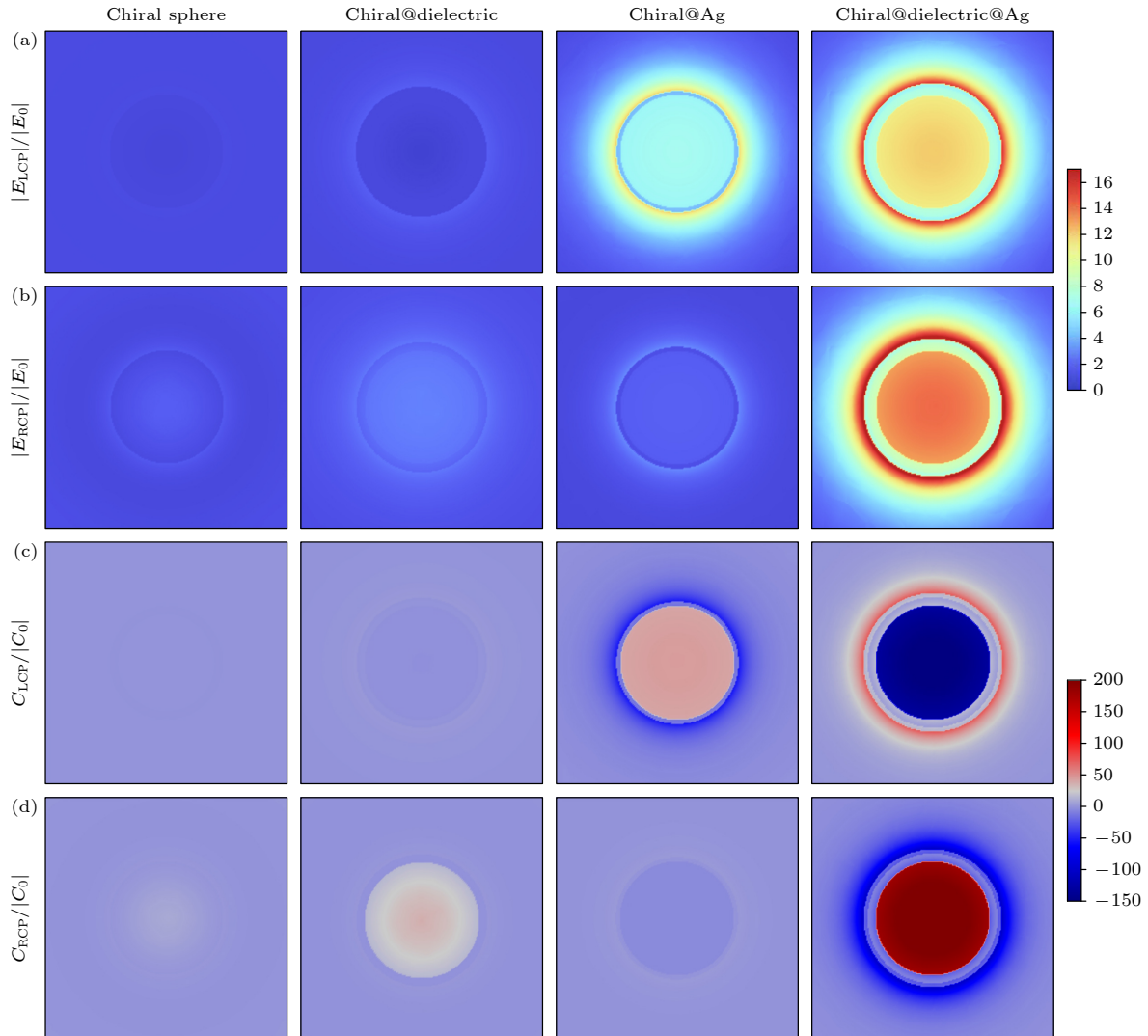


图 3 在 (a) 左旋圆偏振光 (LCP) 与 (b) 右旋圆偏振光 (RCP) 激发下, 4 种结构分别在 315, 465, 655, 1090 nm 处的电场分布图; 在 (c) LCP 与 (d) RCP 激发下, 4 种结构分别在 315, 465, 655, 1090 nm 处的光学手性分布图

Fig. 3. Electric field distributions of the four structures at 315, 465, 655, and 1090 nm under left-handed circularly polarized (LCP) (a) and right-handed circularly polarized (RCP) (b) excitation; (c) optical chirality distributions of the four structures at the same wavelengths under LCP (c) and RCP (d) excitation.

1 nm 处, 计算此时手性粒子的 CD 信号. 本文中手性粒子的 CD 信号定义为消光截面之差^[22], 其表达式为 $CD = \sigma_{\text{ext, LCP}} - \sigma_{\text{ext, RCP}}$, 反映粒子对左、右旋圆偏振光的消光差异. 结果如图 4 所示. chiral@Ag 在可见光波段使粒子 CD 信号显著增强, 而 $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 在近红外波段实现了与前者相当的增强效果. 相比之下, 纯手性球和 chiral@dielectric 结构对手性粒子 CD 信号的增强较弱. 此外, 各结构使粒子 CD 信号增强的共振峰位置与图 2 中结构自身的共振峰位置相近, 说明该增强效应源于结构的本征电磁模式. 尽管 $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 的增强强度与 chiral@Ag 相近, 但其工作波段

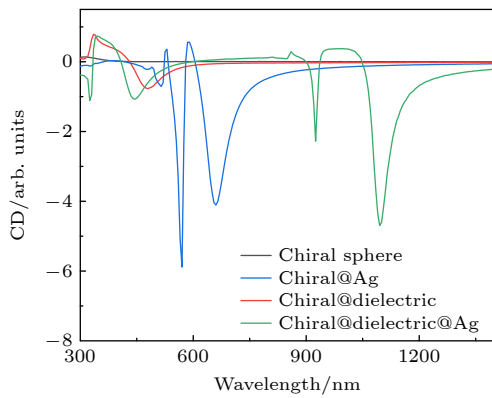


图 4 4 种结构附近手性粒子的 CD 光谱

Fig. 4. CD spectra of chiral particles near four types of structures.

位于近红外窗口, 组织穿透性更佳, 因此在生物分子检测领域具有更广阔的应用前景.

3.2 Ag 层厚度对 $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 手性光学响应的影响

3.1 节的结果表明, 结构手性光学响应的增强均与结构的本征共振模式密切相关. 因此, 本文后续通过计算散射截面与光学扭矩光谱, 系统研究结构手性光学响应的调控规律. 首先计算金属 Ag 壳厚度 t_{Ag} 对 $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 手性光学响应的调控规律. 固定结构在 3.1 节中的相关结构与材料参数不变, 计算 Ag 壳厚度 t_{Ag} 变化时, $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 的散射截面及光学扭矩, 结果如图 5 所示.

随着 Ag 壳厚度 t_{Ag} 的增大, $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 的手性光学响应发生了明显的变化. 电偶极共振峰和电四极共振峰均随 t_{Ag} 增大而向短波方向移动 (图 5). 这是因为 Ag 壳层增厚导致其等效等离子体频率升高, 从而驱动 SPR 共振峰向高频方向移动^[33]. 与此同时, 各共振峰的强度变化呈现出差异. 对于电偶极共振, 其峰值随 t_{Ag} 增大而单调衰减. 相比之下, 电四极共振峰在发生蓝移的同时, 其峰值小幅度提升. 随着 Ag 壳层增厚, 结构的电磁响应逐渐趋近于实心 Ag 球, 其低阶电偶极模式被削弱, 高阶的电四极模式相对凸显^[24].

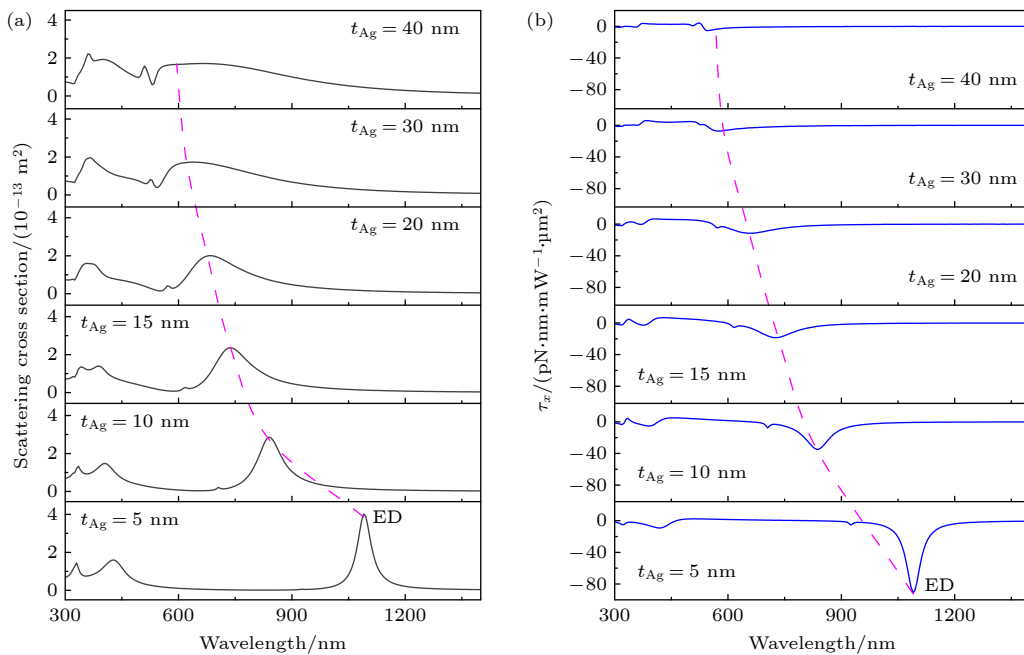


图 5 改变 Ag 层厚度 t_{Ag} 后 $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 的 (a) 散射截面和 (b) 扭矩

Fig. 5. (a) Scattering cross section and (b) torque of the $\text{chiral@dielectric@Ag}$ as a function of the Ag layer thickness t_{Ag} .

光学扭矩 (图 5(b)) 与上述散射截面的变化规律相似. 电偶极共振峰处的扭矩峰值随 t_{Ag} 增大而大幅降低. 当 $t_{\text{Ag}} = 30 \text{ nm}$ 时, 光学扭矩在整个研究波段内已趋近于零. 表明过厚的 Ag 壳层完全屏蔽了内部手性核的手性响应, 外部光场无法与手性核发生有效耦合, 导致其本征的手性光学活性无法表达, 故而光学扭矩消失. 当 Ag 壳较薄时, SPR 效应显著增强光与物质的相互作用, 同时手性核激发的近场通过介质层高效耦合 Ag 壳, 使局域场强度与光学扭矩显著增强. 随着 Ag 壳增厚, 近场能量转移效率急剧衰减 [34], Ag 壳逐渐由“耦合增强层”转变为“手性屏蔽层” [24], 导致电偶极模式被抑制, 而高阶电四极模式因场分布更靠近 Ag 壳外表面而相对凸显.

3.3 手性核相对介电常数对 chiral@dielectric@Ag 结构手性光学响应的影响

由前文 Ag 层对 chiral@dielectric@Ag 手性光学响应影响的研究可知, $t_{\text{Ag}} = 5 \text{ nm}$ 时结构的手性光学响应更强, 选取此 Ag 层厚度的同时固定其他结构参数与 3.1 节中的 chiral@dielectric@Ag 结构参数相同, 进一步探究手性核自身材料属性对 chiral@dielectric@Ag 手性光学响应的调控作用. 通过改变手性核的相对介电常数 ϵ_r , 计算结构的散射截面及光学扭矩, 结果如图 6 所示.

从图 6(a) 可以看到, 随着 ϵ_r 增大, 电多极共振峰均发生红移, 磁多极共振峰位置变化较小. 这一趋势源于手性核作为结构电磁核心, 其极化响应增强, 提高了整个复合结构的有效折射率, 进而改变了 SPR 的相位匹配条件, 最终导致电多极共振波长的红移. 值得注意的是, 不同电磁模式强度受 ϵ_r 变化的影响存在差异, 对于电偶极共振峰与电四极共振峰, 其响应强度随 ϵ_r 增大而减弱. 这是因为电多极模式主要依赖于手性核与 Ag 壳之间的近场耦合, ϵ_r 增大虽增强了手性核的极化响应, 但同时也削弱了核与壳之间的能量耦合效率, 导致近场能量转移效率下降, 所以电多极共振峰红移且强度减弱 [35]. 而对于磁偶极共振峰与磁四极共振峰, 其幅值随 ϵ_r 增大变化不大. 这是因为磁多极共振主要源于介质层中的极化电流, 手性核在其中不直接参与能量耦合, 而是通过改变局域介电环境间接影响磁共振. 因此, ϵ_r 的变化对磁多极共振的耦合效率影响较小, 其强度未出现明显波动.

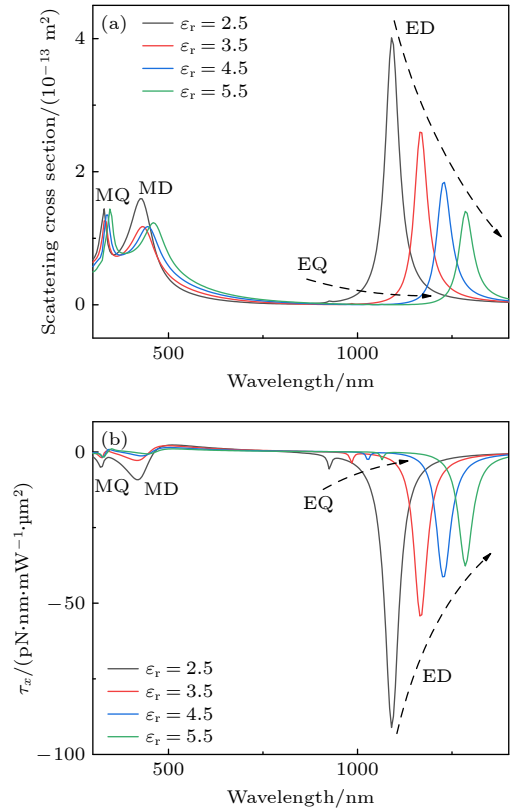


图 6 改变手性核相对介电常数 ϵ_r 后 chiral@dielectric@Ag 的 (a) 散射截面和 (b) 扭矩

Fig. 6. (a) Scattering cross-section and (b) optical torque of the chiral@dielectric@Ag with varying relative permittivity ϵ_r of the chiral core.

光学扭矩的幅值变化与结构对应的散射模式紧密相关, 随着 ϵ_r 增大, 电偶极共振和电四极共振呈减弱趋势. 虽然在散射截面中磁偶极共振峰与磁四极共振峰的幅值并没有随 ϵ_r 产生规律性变化, 但从图 6(b) 中可以明显看到磁多极共振扭矩随 ϵ_r 的增大而减弱, 这说明结构对应的手性响应减弱. 这一现象表明, 尽管磁多极共振的散射强度对 ϵ_r 不敏感, 但其扭矩仍受到手性核介电损耗的影响. 手性核相对介电常数 ϵ_r 增大, 对 chiral@dielectric@Ag 不同模式的手性光学响应存在规律性的调控特性, 一方面, 其使电多极共振峰发生规律性红移, 另一方面, 手性核相对介电常数 ϵ_r 的增大会抑制结构的手性响应, 表明手性核材料的介电属性也是调控 chiral@dielectric@Ag 手性光学响应的关键参数.

3.4 介质层对 chiral@dielectric@Ag 手性光学响应的影响

在研究了 Ag 层与手性核参数的调控特性后, 接下来系统探讨介质层对 chiral@dielectric@Ag

手性光学响应的调控规律, 固定结构其他参数与 3.1 节中的 $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 一致, 首先改变介质层厚度 t , 分析其对散射截面及光学扭矩的影响, 结果如图 7 所示.

从图 7(a), (b) 可以看到, 近红外波段的电偶极共振峰位置随介质层增厚而规律性红移. 当 t 从 5 nm 分别增大至 10, 15 和 20 nm 时, 其共振峰位置从 980 nm 分别红移至 1090, 1190 和 1290 nm, 红移距离随厚度变化量几乎呈线性关系. 这是因为增厚的介质层增强了手性核与壳层间的电荷分离, 削弱了表面电荷的恢复力, 导致共振模式向较低能量方向移动^[22]. 同时, 当介质层厚度较薄时, 介质层使手性核与 Ag 壳的等离激元模式发生强近场耦合, 能量交换高效, 局域场显著增强^[36,37], 散射截面与扭矩峰值均随 t 增大而单调递增. 但当增大到一定厚度继续增大时, 近场耦合强度减弱, 扭矩与散

射截面峰值开始随 t 增大单调递减. 计算不同厚度对应各电偶极共振峰的电场分布与手性分布图 (图 7(c), (d)), 可以明显看到随厚度 t 变化, 其电场强度与手性密度呈现与散射截面和扭矩相同的变化趋势, 相较而言, 结构在厚度约为 10 nm 时手性光学响应的增强效果最为显著, 厚度继续增大, 手性光学响应强度减弱. 而对于电四极共振峰, 其波长同样发生红移, 但其手性响应随厚度增大而单调递减 (图 7(a), (b)). 由此可知, $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 在近红外波段的电多极响应随介质层厚度 t 增大呈现非单调关系, 当介质层厚度较薄时, $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 电偶极响应随厚度增大而增强, 而当 t 足够厚, t 继续增大, 就会抑制结构的电多极共振.

在短波波段, 主要来源于介质层耦合效应的磁四极共振峰与磁偶极共振峰同样随 t 增大而单调

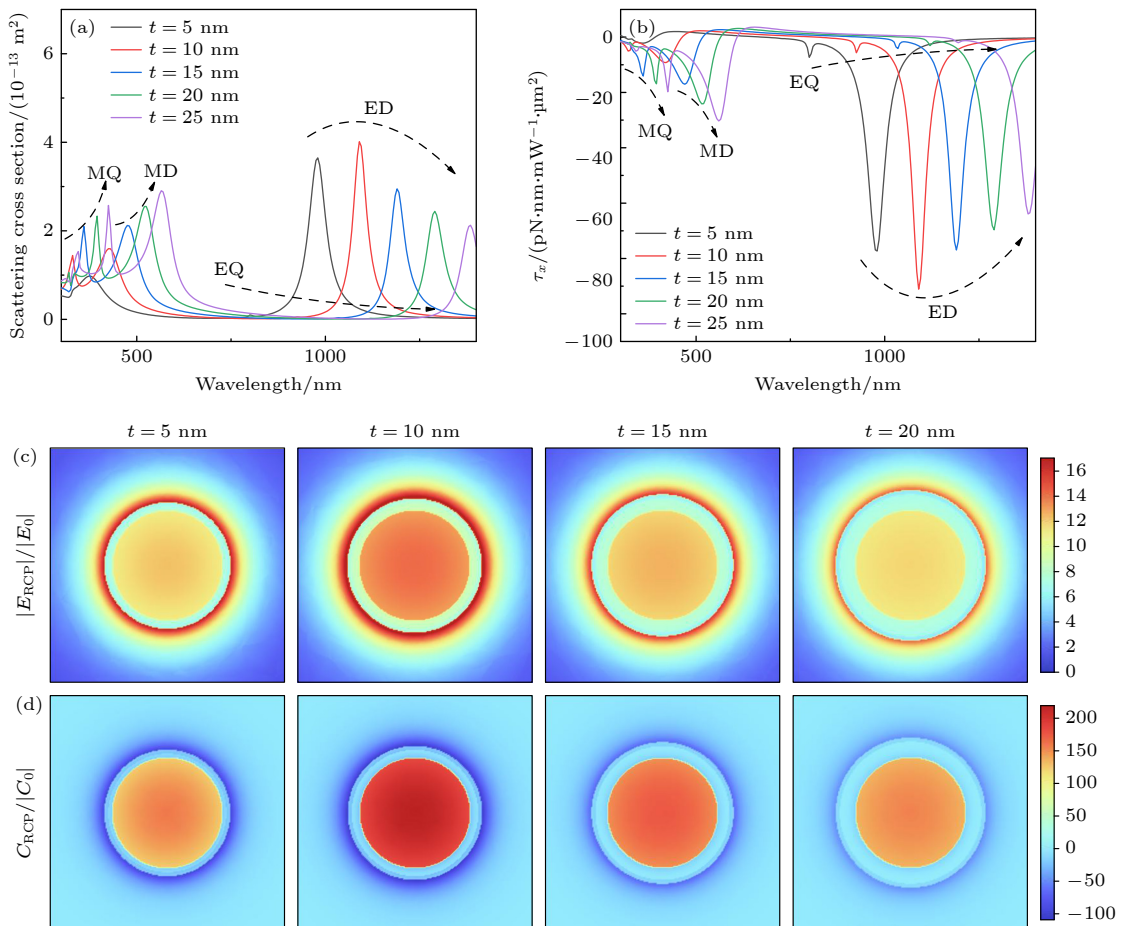


图 7 改变介质层厚度 t 后 $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 的 (a) 散射截面和 (b) 扭矩; 介质层厚度 t 不同时在 RCP 激发下, $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 分别在 980, 1090, 1190, 1290 nm 处的 (c) 电场分布图和 (d) 光学手性分布图

Fig. 7. (a) Scattering cross-section and (b) optical torque of the $\text{chiral@dielectric@Ag}$ with varying dielectric spacer thickness t ; (c) electric field distribution and (d) optical chirality distribution of the structure under RCP excitation at wavelengths of 980, 1090, 1190, and 1290 nm for different values of t .

红移, 但散射截面和扭矩的幅值随厚度 t 增大呈现单调递增趋势. 这是因为介质层厚度增大, 参与形成环形极化电流的介质体积增大, 从而增强了磁偶极矩, 导致磁多极共振的手性响应随 t 增大而持续增强. 通过改变介质层厚度 t , 可以对 $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 的手性光学响应进行调控. 一方面, 介质层厚度可调控 Ag 壳层共振的近场耦合强度与共振波长, 介质层增厚使电多极共振峰发生规律性红移, 且存在最优厚度使结构手性响应达到最大; 另一方面, 介质层作为短波波段共振的主要来源, 其磁多极共振响应随厚度 t 增大而增强 [38].

基于上述结果, 选取介质层厚度为 10 nm, 进一步研究介质层折射率 n_p 对 $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 手性光学响应的影响, 计算结果如图 8 所示.

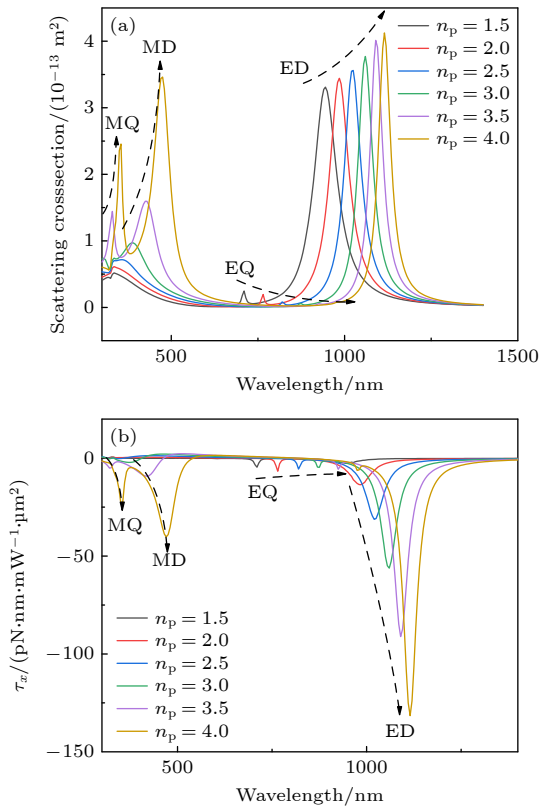


图 8 改变介质层折射率 n_p 后 $\text{chiral@dielectric@Ag}$ 的 (a) 散射截面和 (b) 扭矩

Fig. 8. (a) Scattering cross-section and (b) optical torque of the $\text{chiral@dielectric@Ag}$ with varying refractive index n_p of the dielectric spacer layer.

从图 8(a) 的散射截面可以看到, 随着介质层折射率 n_p 的增大, 电多极共振峰发生红移 [39], 表明介质层通过其折射率可直接调控 Ag 壳的等离激元共振环境, 介质层折射率 n_p 的增大提高了 Ag

壳的局域介电环境, 从而导致整个复合结构的共振波长向长波方向移动 [40]. 同时磁多极共振峰也随 n_p 的增大红移, 这源于介质层作为磁多极共振的主要来源, 折射率增大直接导致共振波长向长波方向移动 [38]. 此外, n_p 增大也会增强介质层与 Ag 壳之间的近场耦合强度, 进一步影响各共振模式的响应.

图 8(a) 显示, 随着介质层折射率 n_p 的增大, 电四极共振峰在红移的同时强度减弱, 这与单调增强的电偶极共振峰形成对比. 与此同时, 介质层的磁多极共振则随 n_p 增大其响应强度增大. 扭矩峰值变化受 n_p 调控趋势与散射截面基本一致 (图 8(b)). 综上所述, 介质层折射率 n_p 通过提高 Ag 壳的局域介电常数来降低共振频率, 同时改变局域场分布与近场耦合强度, 对各共振模式的手性光学响应产生差异化的影响.

4 结 论

本文研究发现相较于纯手性介质球、手性核-银壳同心球和手性核-介质壳同心球, 手性核-介质层-银壳同心球结构的设计能在近红外波段同时实现光学扭矩与手性密度的增强, 为在生物相容性更佳近红外波段操控手性微纳结构及发展手性传感平台提供了新思路. 研究表明, Ag 壳过厚会屏蔽结构内部手性核的电磁响应, 导致手性光学响应衰减; 而手性核相对介电常数 ϵ_r 的提升则会使电多极共振峰红移的同时抑制其手性响应强度. 中间介质层作为调控结构手性光学响应的关键因素之一, 其厚度存在一个使手性光学响应增强的最优值. 除此之外, n_p 的增大对不同多极响应的影响不同, 会在增强电偶极共振与磁多极共振的同时, 抑制电四极共振. 综上, 本文通过对比研究设计手性核-介质层-银壳三层同心球结构, 成功实现了手性光学响应在近红外波段的增强, 同时系统分析了 Ag 壳、手性核及介质层的相关参数对结构手性光学响应的调控规律, 为发展高性能近红外手性光学器件提供理论依据.

数据可用性声明

支撑本研究数据的数据集可在科学数据银行 <https://doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00248> 中访问获取.

参考文献

- [1] Adawy A 2022 *Symmetry* **14** 292
- [2] Das K, Balaram H, Sanyal K 2024 *ACS Omega* **9** 5084
- [3] Zhang X, Xiang Y C, Chen Y F, Xi J B, Huang S H 2026 *Food Res. Int.* **233** 117901
- [4] Gao N, Du Z, Guan Y J, Dong K, Ren J S, Qu X G 2019 *J. Am. Chem. Soc.* **141** 6915
- [5] Yoo S J, Park Q H 2025 *Photonics Insights* **4** R08
- [6] Govorov A O, Fan Z, Hernandez P, Slocik J M, Naik R R 2010 *Nano Lett.* **10** 1374
- [7] Cao T, Qiu Y M 2018 *Nanoscale* **10** 566
- [8] Meng X, He Y S, Dimitrov B, Jin B W, Zhu Z H, Yuan L, Tsukruk V V, Ye C H 2025 *Nat. Commun.* **16** 5156
- [9] 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 Q, Li J F 2025 *Nat. Commun.* **16** 6569
- [10] Wang Q F, Liu J H, Li C Y, Hou L P, Wang P H, Gan X T, Liu K H, Lei D Y, Zhao J L, Xiao F J 2025 *Adv. Funct. Mater.* **35** 2412985
- [11] Man Z S, Zhang Y Q, Cai Y Z, Yuan X C, Urbach H P 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 233803
- [12] Collins J T, Kuppe C, Hooper D C, Sibilia C, Centini M, Valev V K 2017 *Adv. Opt. Mater.* **5** 1700182
- [13] Solomon M L, Saleh A A E, Poulidakos L V, Abendroth J M, Tadesse L F, Dionne J A 2020 *Acc. Chem. Res.* **53** 588
- [14] Ma X Y, Huang H W, Mao H L, Ji Y L, Wu X C, Zhang T H, Duan P F, Lu C C, Wang R Y 2025 *ACS Nano* **19** 42623
- [15] Ali R, Pinheiro F A, Dutra R S, Rosa F S S, Neto P A M 2020 *Nanoscale* **12** 5031
- [16] Zhang X Z, Wang C T, Jin R C, Dong Z G, Kivshar Y, Liu Y M 2025 *Nano Lett.* **25** 12620
- [17] Jia T X, Jeon Y S, Feng L, Kim H, Li B J, Rui G H, Rho J 2025 *Opto-Electron. Adv.* **8** 250079
- [18] Ali A, Khaliq H S, Asad A, Akbar J, Zubair M, Mehmood M Q, Massoud Y 2023 *RSC Adv.* **13** 20958
- [19] Cen M J, Wang J W, Cheng M, Lei Z Y, Li Y, Wang Z M, Zhao X Q, Wu Z X, Zhang H N, Liu Y J 2025 *Nanoscale* **17** 1970
- [20] Petronijevic E, Cesca T, Scian C, Mattei G, Voti R L, Sibilia C, Belardini A 2024 *Sci. Rep.* **14** 17210
- [21] Karim M E, Zubair A 2025 *Opt. Lasers Eng.* **194** 109149
- [22] Lv X L, Tian Y, Wu F X, Luan X X, Li F H, Shen Z L, Xu G B, Liu K, Niu W X 2024 *Nat. Commun.* **15** 9234
- [23] Chen X Y, Zhang J L, Cheng M Y, Wang Y X, Zhang Q, Zhang Y X, Ye X, Ai B 2025 *Adv. Opt. Mater.* **13** 2501329
- [24] Zhou F, Zhang M F, Cheng X D, Zheng Y J, Wang X Y, Huang Y G 2024 *Acta Opt. Sin.* **44** 1319002 (in Chinese) [周芳, 张明富, 程晓迪, 郑雅君, 王小云, 黄勇刚 2024 *光学学报* **44** 1319002]
- [25] Zhao Y J, Tian M, Wang X Y, Yang H, Zhao H P, Huang Y G 2018 *Opt. Express* **26** 1390
- [26] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [27] Shi H S, Zheng H X, Chen H J, Lu W L, Liu S Y, Lin Z F 2020 *Phys. Rev. A* **101** 043808
- [28] Krasilov Y I, Burkov V I 1975 *Sov. Phys. Usp.* **17** 745
- [29] Nieto-Vesperinas M, Chaumet P C, Rahmani A 2004 *Philos Trans A Math Phys Eng Sci* **362** 719
- [30] Ploschner M, Mazilu M, Krauss T F, Dholakia K 2010 *J. Nanophoton.* **4** 041570
- [31] Tang Y Q, Cohen A E 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 163901
- [32] Hentschel M, Ferry V E, Alivisatos A P 2015 *ACS Photonics* **2** 1253
- [33] Shayesteh S F, Saie M 2015 *Pramana - J Phys* **85** 1245
- [34] Li Y W, Lin S Y, Zhang C, Chen Y, Zhou S Y, Wang L, Chen S G, Ding T 2024 *J. Am. Chem. Soc.* **146** 28739
- [35] Ameling R, Giessen H 2013 *Laser Photonics Rev.* **7** 141
- [36] Nordlander P, Prodan E 2004 *Nano Lett.* **4** 2209
- [37] Prodan E, Radloff C, Halas N J, Nordlander P 2003 *Science* **302** 419
- [38] Kuznetsov A I, Miroshnichenko A E, Brongersma M L, Kivshar Y S, Luk'yanchuk B 2016 *Science* **354** aag2472
- [39] Zhang M F, Zhang S S, Zhou F, Shan X Y, Huang Y G 2024 *Acta Opt. Sin.* **44** 1124001 (in Chinese) [张明富, 张爽爽, 周芳, 单馨雨, 黄勇刚 2024 *光学学报* **44** 1124001]
- [40] Lin Y H, Fan L F, Jiang M J, Wang D Q, He J F, Fu Y L, Wang J S, Zhang X P 2024 *Adv. Opt. Mater.* **12** 2400109

Chiral optomechanical effects and near-field optical properties of chiral core-dielectric-Ag concentric sphere structures^{*}

ZHENG Yajun RAN Mengjie DENG Yuqin CHEN Nan

WANG Xiaoyun[†] HUANG Yonggang[‡]

(College of Physics and Electromechanical Engineering, Jishou University, Jishou 416000, China))

(Received 28 January 2026; revised manuscript received 22 April 2026)

Abstract

Natural chiral materials have an intrinsically weak chiroptical response, limiting their use in high-sensitivity detection and optical manipulation. Although artificial chiral nanostructures can enhance this response, most studies focus on the visible range, where poor tissue penetration hinders biomedical applications. Core-shell architectures offer a versatile platform, but current designs mainly rely on complex geometric chirality, while structures based on intrinsic material chirality remain largely unexplored. Designing simple core-shell configurations that provide strong near-infrared (NIR) chiroptical enhancement remains a challenge.

Here, the finite element method is employed to calculate the scattering cross-section, optical torque, and optical chirality density. Four configurations are compared: a pure chiral sphere, a chiral core with a dielectric shell (chiral@dielectric), a chiral core with an Ag shell (chiral@Ag), and the full three-layer chiral core-dielectric-Ag shell concentric sphere (chiral@dielectric@Ag). A systematic parametric study is performed to reveal the tuning rules of the chiral optical response.

The results show that the proposed three-layer structure simultaneously achieves significant enhancement of both optical torque and optical chirality density in the NIR band. Compared with chiral@Ag, the dielectric layer shifts the enhanced response to the NIR region and improves biocompatibility. The parametric study reveals key tuning rules: an excessively thick Ag shell suppresses the internal chiral response; increasing the core permittivity red-shifts the electric multipole resonances; the dielectric spacer has an optimal thickness that maximizes the chiroptical enhancement; and increasing the spacer refractive index red-shifts all resonances and differentially affects the intensities of the electric dipole, magnetic multipole, and electric quadrupole responses.

In conclusion, the proposed chiral@dielectric@Ag concentric sphere structure extends the enhanced chiroptical response to the NIR region while enhancing both optical torque and chirality density. The design is structurally simple and biocompatible, and provides new strategies for optical sorting and precise manipulation of chiral particles.

Keywords: chiral medium, core-shell structure, chiral near-field, optical torque

DOI: [10.7498/aps.75.20260149](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260149)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260149](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260149)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12464049) and the Key Program of Hunan Provincial Education Department, China (Grant No. 22A0377).

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

[‡] Corresponding author. E-mail: huang122012@163.com



手性核-介质层-银同心球结构的手性力学响应与近场光学特性

郑雅君 冉梦杰 邓宇勤 陈楠 王小云 黄勇刚

Chiral optomechanical effects and near-field optical properties of chiral core-dielectric-Ag concentric sphere structures

ZHENG Yajun RAN Mengjie DENG Yuqin CHEN Nan WANG Xiaoyun HUANG Yonggang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 140405 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260149

CSTR: 32037.14.aps.75.20260149

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260149>

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

基于连续域束缚态的可调谐手性响应超表面

Tunable chiral response metasurface based on bound states in the continuum

物理学报. 2026, 75(9): 140405 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251726>

等腰直角三角形光阱中的电子束手性衍射辐射

Electron beam chiral diffraction radiation in isosceles right triangle light-well

物理学报. 2022, 71(24): 247801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221417>

手性磁子的物理机制与研究进展

Chiral magnons: Mechanisms and research progress

物理学报. 2026, 75(5): 247801 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251645>

人造霍尔管中的基态手性流

Ground-state chiral currents in the synthetic Hall tube

物理学报. 2022, 71(16): 160303 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220293>

自旋极化电流与奥斯特场协同调控磁涡旋手性

Synergistic control of magnetic vortex chirality by spin-polarized current and Oersted field

物理学报. 2026, 75(13): 160303 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260048>

实验观测非厄米系统奇异点的手性翻转现象

Experimental observation of chiral inversion at exceptional points of non-Hermitian systems

物理学报. 2022, 71(13): 131101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220842>