

不对称光热与光力协同作用实现 等离激元圆二色光谱的选择性调控*

魏思雨 黄浩 马小云 黄海文 徐欣 王荣瑶†

(北京理工大学物理学院, 北京 100081)

(2025 年 4 月 1 日收到; 2025 年 5 月 7 日收到修改稿)

光与金属纳米手性结构作用可展现超强的等离激元圆二色性. 然而, 光激发下金属纳米手性结构的光力与光热的协同作用效应如何影响其圆二色性, 仍缺乏深入的理解. 本研究针对具有相邻同手性中心的金纳米棒三聚体, 探讨了圆偏振光激发下的不对称光力与光热的协同作用效应对其手性结构及相应等离激元圆二色性质的影响. 基于有限元法的模拟计算表明: 在光热温度梯度场激活金纳米棒手性三聚体的结构动态变化的同时, 左旋/右旋圆偏振光产生的不对称光扭矩将导致金纳米棒三聚体几何结构 (特别是手性中心的扭转角) 出现不对称变化, 从而使金纳米棒三聚体的等离激元圆二色光谱响应呈现明显的偏振依赖性. 进一步的实验研究表明: 基于这种不对称光力与光热的协同作用效应, 左旋和右旋圆偏振光能够用于调控等离激元圆二色光谱响应的不对称增强和抑制. 本研究不仅为研究光学调控纳米等离激元手性组装结构奠定了理论基础, 也为实验设计和制备物理方法调控的先进纳米光子学器件提供了重要参考.

关键词: 纳米等离激元手性, 圆二色性, 不对称光力效应, 不对称光热效应

PACS: 73.20.Mf, 71.45.Gm, 78.67.-n, 42.50.Wk

DOI: 10.7498/aps.74.20250423

CSTR: 32037.14.aps.74.20250423

1 引言

手性, 即物体或结构与其镜像无法通过平移或旋转实现完全重合的特性^[1,2], 是自然界中普遍存在的现象, 广泛存在于有机和无机材料中. 近年来, 金属纳米手性结构因其独特的等离激元特性, 成为纳米科学和纳米技术领域备受关注的研究热点^[3-7]. 这些结构在紫外到红外光谱范围内展现出优异的等离激元共振特性^[8,9], 使其在纳米光子器件^[9]、生物传感^[10-12]、手性催化^[13]等领域展现出巨大的应用潜力. 构建金属纳米手性结构的常用方法是利用分子介导的自组装技术, 制备空间手性排列的纳米颗粒. 例如分子介导形成的金纳米棒 (gold nanorods,

GNRs) 的手性组装结构^[14,15], 因其对左旋圆偏振光 (left-handed circularly polarized light, LCP) 和右旋圆偏振光 (right-handed circularly polarized light, RCP) 具有不同的吸收截面, 呈现为表面等离激元共振频率区的圆二色性 (circular dichroism, CD), 即等离激元 CD^[16].

在 GNRs 自组装形成的手性寡聚体中, 具有一定相对扭转角 θ ($0^\circ < |\theta| < 90^\circ$) 的 GNR 二聚体是基本的手性单元, 通常也称为手性中心. GNR 二聚体的镜像异构体分为 P 型和 M 型手性对映体, 两者的等离激元 CD 光谱呈现镜像对称性. 对于具有多个手性中心的 GNR 寡聚体, 尤其是由相同的 P 型或 M 型手性单元组成的寡聚体, 在等离激元强耦合条件下将展现出显著的等离激元 CD

* 国家自然科学基金 (批准号: 12074035) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangry@bit.edu.cn

光学活性^[17,18].

除了超强的等离子激元 CD 响应, 光与 GNR 手性寡聚体的相互作用还涉及光热效应^[19,20]和光力效应^[21,22]. 光热 CD 是指在 LCP 和 RCP 激发下产生的不同光热温度, 此效应已被应用于选择性熔融位于 GNR 手性二聚体间隙区域的链接分子^[23]. 此外, 圆偏振光与 GNR 手性寡聚体的相互作用还将产生光学力和光扭矩, 可用于操控纳米手性结构的结构变化. 例如, Zhao 等^[24]发现圆偏振光诱导的不对称光扭矩可用于动态调控 GNR 二聚体的手性构型. Song 等^[25]的理论研究表明, 在光与 GNR 手性二聚体相互作用中, 还将发生光热效应和光力效应的协同作用. 例如, 对于分子介导形成的 GNR 手性二聚体, 光热温度达到阈值激活二聚体的动态手性结构的同时, 圆偏振光产生的光扭矩可用于调控其动态手性结构^[25]. 相比于 GNR 手性二聚体, 如何理解具有多个手性中心、复杂的 GNR 寡聚体在光热与光力效应的协同作用下的结构变化及其等离子激元 CD 性质调控, 仍亟待深入研究.

本文选取具有两个相同手性中心 (PP 或 MM) 的 GNR 三聚体作为研究对象, 利用有限元法 (finite element method, FEM) 对其光力与光热效应的协同作用进行了理论研究. 仿真结果表明, 光热温度激活 GNR 手性三聚体结构的同时, 通过圆偏振光产生的不对称光扭矩可调控每个手性中心的扭转角, 从而实现对 GNR 三聚体手性对映体 (PP 型和 MM 型) 等离子激元 CD 信号的选择性增强或抑制. 实验研究证实, 圆偏振光激发下 GNR 手性寡聚体的确出现了等离子激元 CD 光谱的不对称响应, 即 LCP 和 RCP 能够选择性增强或抑制 GNR 手性寡聚体的等离子激元 CD 信号的强度, 与仿真结果定性一致.

2 理论分析

如图 1(a) 所示, 本研究采用的是一种由链接分子构建的 GNR 手性三聚体结构. 该结构由三个相同的 GNR 组成, 每个 GNR 的长度为 65 nm, 直径为 22 nm, 且相邻 GNR 之间的间隔为 8 nm, 与链接分子的长度相同. GNR 手性三聚体中 GNR1 与 GNR2 (定义为 GNR1-2) 及 GNR2 与 GNR3 (定义为 GNR2-3) 分别形成两个手性中心, 其中 GNR2 相对于 GNR1 以及 GNR3 相对于 GNR2 的扭转

角 (θ) 决定了三聚体的手性类型. 当两个手性中心均以顺时针方向扭转 θ 时 (即 θ 为负值), 形成 PP 型 GNR 三聚体 (如图 1(b) 中的 PP-state); 当两者均以逆时针方向扭转 θ 时 (即 θ 为正值), 则形成 MM 型 GNR 三聚体 (如图 1(b) 中的 MM-state). 值得注意的是, GNR1 和 GNR3 也可能构成手性中心, 但由于两者距离较远, 耦合较弱, 在本研究中不做讨论.

仿真中所需的金的介电函数取自 Johnson 和 Christy^[26] 的研究数据, 整个计算模型置于介电常数为 1.77 的水介质中, 并采用完美匹配层作为边界条件. 所有数值计算均使用 COMSOL Multiphysics 6.0 软件进行. 仿真结果显示, GNR 手性三聚体的消光光谱在 525, 659 和 744 nm 处分别出现了三个显著的吸收峰 (如图 1(c) 和补充材料图 S1 所示 (online)), 前两个峰与 GNR 三聚体的横向和纵向等离子激元共振有关, 第三个峰则源于三聚体近场耦合相互作用引起的等离子激元拉比劈裂.

GNR 手性三聚体的等离子激元 CD 表示为

$$CD = \Delta\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{ext}}^{\text{LCP}} - \sigma_{\text{ext}}^{\text{RCP}}, \quad (1)$$

式中, $\sigma_{\text{ext}}^{\text{LCP}}$ 和 $\sigma_{\text{ext}}^{\text{RCP}}$ 分别为 GNR 手性三聚体在 LCP 和 RCP 激发下的消光截面. GNR 手性三聚体的等离子激元 CD 光谱呈现双峰特征 (如图 1(d) 所示), 在 659 和 744 nm 处分别出现两个峰. PP 型和 MM 型 GNR 三聚体的等离子激元 CD 光谱镜像对称.

我们计算了 GNR 手性三聚体中 GNR1-2 和 GNR2-3 的光热 CD 光谱 (光热效应计算详见补充材料 (online)), 两者谱型一致 (如图 2(a) 和补充材料图 S2 (online) 所示). 以 GNR1-2 的光热 CD 光谱为例, 该光谱与 GNR 手性三聚体的等离子激元 CD 光谱具有相同的双峰结构 (如图 1(d) 所示), 分别在 659 和 744 nm 处出现两个吸收峰.

根据 Song 等^[25] 的研究, 当链接分子与 GNR 界面中心位置处的光热温度升高至约 60 °C (阈值温度) 时, 将削弱链接分子产生的内在扭矩, 从而激活 GNR 手性二聚体的结构不稳定性. 在此我们假定光热温度 60 °C 将激活 GNR 手性三聚体结构不稳定性. 对于 GNR 间隙区域的中心点 (图 2(a) 中插图圆点, 代表链接分子的位置), 我们计算了其在 721 nm 波长偏振光激发下的光热温度 T_{rise} , 结果显示 GNR1-2 和 GNR2-3 的光热温度的变化趋势相同 (见补充材料图 S3, 图 S4 (online)). 以 PP 型 GNR 三聚体中的 GNR1-2 为例 (如图 2(b) 所

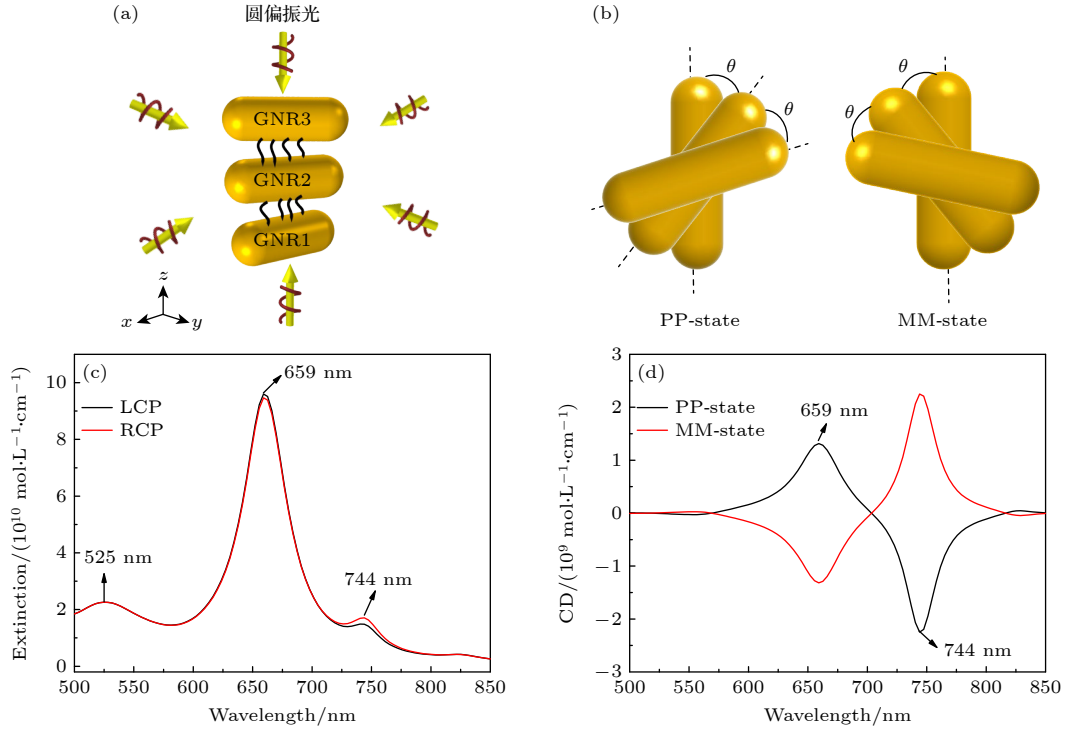


图 1 GNR 手性三聚体的物理模型及其光学性质 (a) 圆偏振光与 GNR 手性三聚体相互作用的物理模型, 展示了在六个方向平均的圆偏振光激发下的三聚体结构, 其中链接分子位于 GNR 之间的间隙区域; (b) PP 型和 MM 型 GNR 手性三聚体的结构示意图; (c) PP 型 GNR 三聚体的消光光谱; (d) 具有相反手性的 GNR 三聚体的等离激元 CD 光谱. 其中 PP 型 GNR 三聚体中 GNR1-2 和 GNR2-3 的扭转角 $\theta = -1.5^\circ$, MM 型 GNR 三聚体中 GNR1-2 和 GNR2-3 的扭转角 $\theta = 1.5^\circ$. 入射光功率密度为 $I = 1.4 \times 10^8 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$

Fig. 1. Physical models and optical properties of GNR chiral trimer: (a) The physical model of the interaction between circularly polarized light and GNR chiral trimer shows the trimer structure under six directions of average circularly polarized light excitation, with linking molecules located in the gap region between GNR; (b) the schematic diagram of the structure of PP-state and MM-state GNR chiral trimers; (c) the extinction spectra of PP-state GNR trimer; (d) the plasmonic CD spectra of GNR trimer with opposite chirality. The twist angle θ of GNR1-2 and GNR2-3 in PP-state GNR trimer is -1.5° , and the twist angle θ of GNR1-2 and GNR2-3 in MM-state GNR trimer is 1.5° . The incident light power density is $I = 1.4 \times 10^8 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$.

示), 当激光功率密度为 $I = 1.46 \times 10^8 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时, 圆偏振光激发下光热温度 T_{rise} 达到阈值, PP 型 GNR 三聚体结构被激活. 相比之下, 线偏振光 (linearly polarized light, LPL) 激发下光热温度 T_{rise} 未能达到该阈值, PP 型 GNR 三聚体结构未被激活. 同样, 对于 MM 型 GNR 三聚体, 相同激光功率密度的圆偏振光可以激活该结构, 而 LPL 则无法激活.

考虑到圆偏振光激发下 GNR 手性三聚体的结构变化主要涉及分子内在扭矩和相对光扭矩之间的竞争和平衡^[25], 我们使用麦克斯韦应力张量法^[24] 计算了作用于 GNR 手性三聚体的相对光扭矩. 公式如下:

$$\begin{aligned} \Delta M_{21} &= M_2 - M_1 \\ &= \int_{S_2} \mathbf{r}_2 \times \mathbf{T}_2 \cdot \mathbf{n} ds - \int_{S_1} \mathbf{r}_1 \times \mathbf{T}_1 \cdot \mathbf{n} ds, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\Delta M_{32} = M_3 - M_2$$

$$= \int_{S_3} \mathbf{r}_3 \times \mathbf{T}_3 \cdot \mathbf{n} ds - \int_{S_2} \mathbf{r}_2 \times \mathbf{T}_2 \cdot \mathbf{n} ds, \quad (3)$$

式中, S_1 , S_2 和 S_3 为 GNR 周围的封闭面. $\mathbf{n}$ 为垂直于积分曲面的向外向量. $\mathbf{T}_1$, $\mathbf{T}_2$ 和 $\mathbf{T}_3$ 为时间平均麦克斯韦应力张量的面积积分. $\mathbf{r}_1$, $\mathbf{r}_2$ 和 $\mathbf{r}_3$ 分别为积分曲面 S_1 , S_2 和 S_3 上的位置向量. 在此我们仅考虑以 Z 轴为旋转轴的 GNR 手性三聚体的相对光扭矩, 其中 ΔM_{Z21} 和 ΔM_{Z32} 分别为 GNR2 相对于 GNR1 和 GNR3 相对于 GNR2 的光扭矩.

图 2(c) 为在 721 nm 波长偏振光激发下 $0^\circ < |\theta_0| < 5^\circ$ 范围内 GNR2 相对于 GNR1 的光扭矩 ΔM_{Z21} , 其中 ΔM_{Z21} 的正号和负号分别对应逆时针和顺时针光扭矩. 在 $0^\circ < |\theta_0| < 5^\circ$ 范围内, LCP 激发下 GNR1-2 的光扭矩 ΔM_{Z21} 为负, RCP 激发

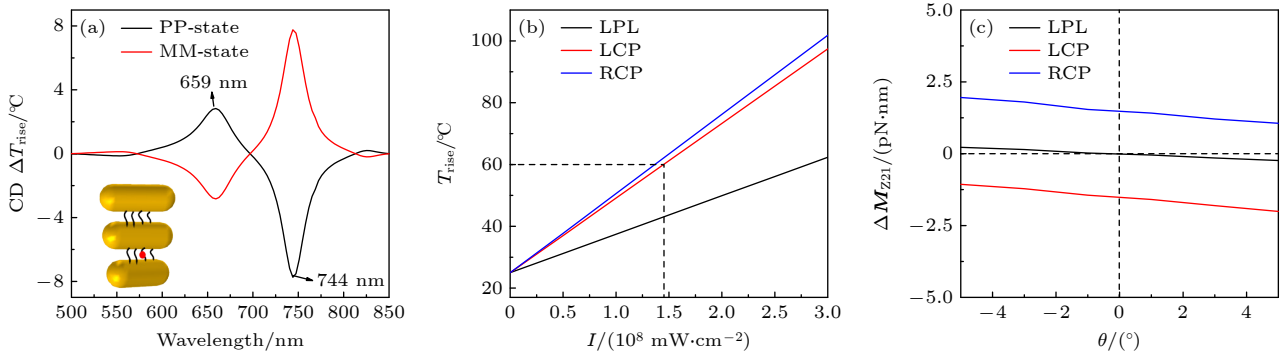


图2 GNR1-2的光热CD ($CD_{\Delta T_{rise}}$)、光热温度 (T_{rise}) 和光扭矩 (ΔM_{Z21}) (a) GNR1-2间隙中心位置处的光热CD光谱. 插图 为 PP 型 GNR 三聚体, 圆点标注了链接分子与 GNR 间隙区域的中心位置. 激光功率密度为 $I = 1.4 \times 10^8 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$; (b) 不同 激光功率密度下 PP 型 GNR 三聚体中 GNR1-2 在间隙中心位置的光热温度; (c) 不同偏振态的激光激发下, 扭转角 θ_0 在 $0^\circ < |\theta_0| < 5^\circ$ 范围内的 GNR2 相对于 GNR1 的光扭矩. 激光波长为 721 nm, 功率密度 $I = 1.46 \times 10^8 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$

Fig. 2. The photothermal CD ($CD_{\Delta T_{rise}}$), photothermal temperature (T_{rise}), and optical torque (ΔM_{Z21}) of GNR1-2. (a) The photothermal CD spectra at the center position of the GNR1-2 gap. The illustration shows a PP-state GNR trimer, with dots indicating the center position of the gap region between the linking molecule and GNR. The laser power density $I = 1.4 \times 10^8 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$. (b) The photothermal temperature of GNR2-3 at the center of the gap in PP-state GNR trimer under different laser power densities. (c) Under laser excitation of different polarization states, the optical torque of GNR2 relative to GNR1 with a twist angle θ_0 in the range of $0^\circ < |\theta_0| < 5^\circ$. The laser wavelength is 721 nm, power density $I = 1.46 \times 10^8 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$.

下 GNR1-2 的光扭矩 ΔM_{Z21} 为正. 由此, 当 GNR 手性三聚体被光热温度激活时, 正/负光扭矩将在与分子内在扭矩的竞争中, 主导 GNR 手性三聚体的结构. 假定光热温度不破坏 GNR 三聚体的链接分子 (即纳米棒之间的间距保持不变), GNR 手性三聚体的结构变化将主要表现为扭转角的变化. 值得注意的是, LPL 激发下 GNR1-2 的光扭矩的绝对值与圆偏振光相比低约 2 个数量级, 结合其低于阈值温度的光热效应, 光扭矩无法导致 GNR 手性三聚体产生结构变化.

根据计算结果, 我们提出在不同偏振光激发下光扭矩导致的 GNR 手性三聚体中手性中心的扭转角变化模型. 对于 PP 型 GNR 手性三聚体的手性中心 (如图 3 所示), 设定光激发前的初始扭转角为 θ_0 . LPL 激发下手性中心未被激活, 此时 GNR2 相对于 GNR1 的末态扭转角维持 $\theta_1 \approx \theta_0$; 圆偏振光激发下手性中心被激活, 不对称光扭矩可以选择性调控 GNR1-2 的扭转角. 具体来说, LCP 激发下, GNR1-2 的负光扭矩 ΔM_{Z21} 使 GNR2 相对于 GNR1 顺时针扭转: 当 θ_0 为负值时, 这种扭转进一步增加顺时针扭转角, 使 GNR1-2 的末态扭转角 $\theta_2 > \theta_0$; 当 θ_0 为正值时, 这种扭转部分抵消原本的逆时针扭转角, 使 GNR1-2 的末态扭转角 $\theta_2 < \theta_0$. 相反, RCP 激发下, GNR1-2 的正光扭矩 ΔM_{Z21}

使 GNR2 相对于 GNR1 逆时针扭转: 当 θ_0 为负值时, 这种扭转使 GNR1-2 的末态扭转角 $\theta_3 < \theta_0$; 当 θ_0 为正值时, 这种扭转使 GNR1-2 的末态扭转角 $\theta_3 > \theta_0$.

通过计算 GNR2-3 的相对光扭矩发现, 当其与 GNR1-2 的扭转方向一致时, 圆偏振光对两者表现出相同的选择性调控效应 (见补充材料图 S5 (online)). 这表明圆偏振光可以实现对 GNR 手性三聚体 (含两个相同的手性中心) 的扭转角的选择性调控: LCP/RCP 分别选择性增强/抑制 PP 型 GNR 三聚体的扭转角, 同时抑制/增强 MM 型 GNR 三聚体的扭转角 (如图 4(a) 所示).

扭转角的变化导致结构的等离激元 CD 信号强度发生变化. 基于图 4(a) 所示末态结构的等离激元 CD 信号的计算表明, GNR 手性三聚体的 CD 信号表现出对圆偏振光的偏振依赖性: 相比于 LPL, LCP/RCP 分别选择性增强/抑制 PP 型 GNR 三聚体的 CD 信号, 同时抑制/增强 MM 型 GNR 三聚体的 CD 信号 (如图 4(b) 和图 4(c) 所示). 模拟结果表明, 通过选择性调控 GNR 手性三聚体的扭转角, 可以实现圆偏振光对等离激元 CD 信号的选择性增强或抑制. 该机制不仅为光场调控纳米手性结构的光学响应提供了新思路, 同时揭示了圆偏振光与动态纳米结构相互作用的复杂性.

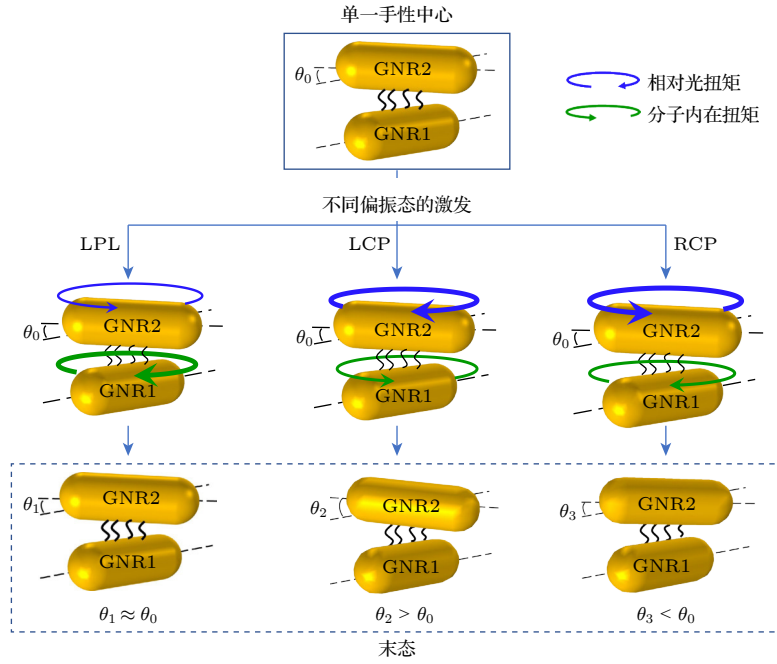


图 3 不同偏振态的激光激发下, PP 型 GNR 手性三聚体中初始扭转角为 θ_0 的单一手性中心 (GNR1-2) 的结构变化模型, 其中激光波长为 721 nm

Fig. 3. The structural change model of single chiral center (GNR1-2) with an initial twist angle of θ_0 in PP-state GNR chiral trimer under laser excitation of different polarization states. The laser wavelength is 721 nm.

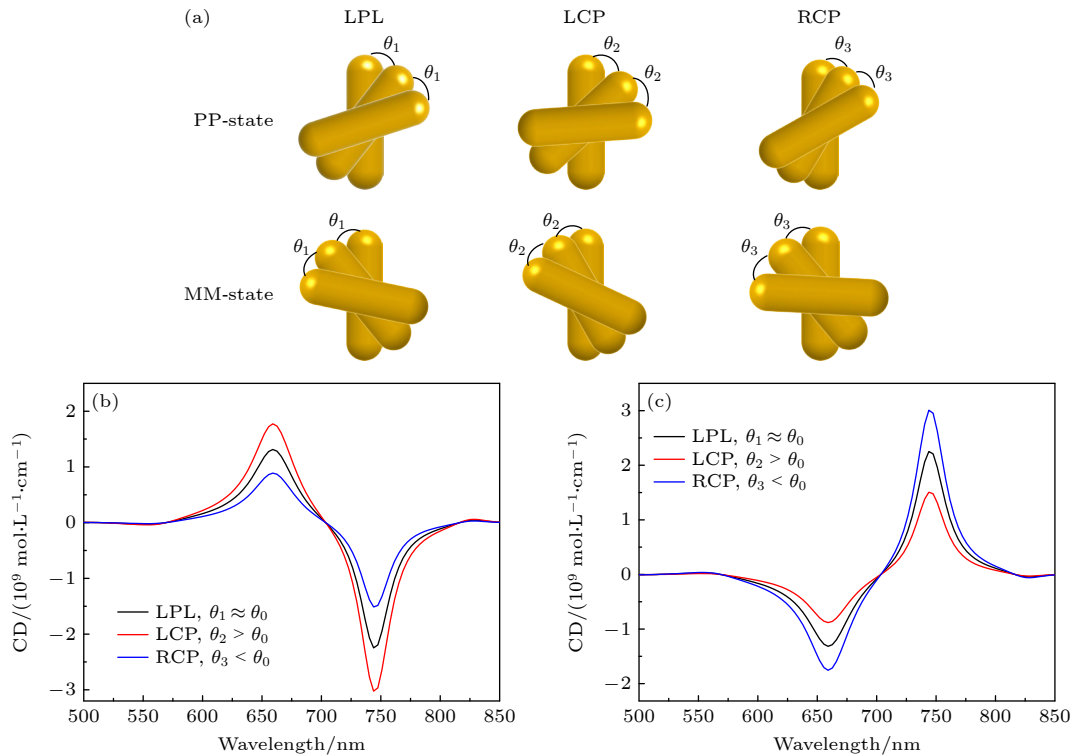


图 4 不同偏振态的激光激发下的 GNR 手性三聚体的末态及其模拟 CD 光谱 (a) GNR 手性三聚体的结构变化的末态; (b) PP 型 GNR 三聚体的模拟 CD 光谱; (c) MM 型 GNR 三聚体的模拟 CD 光谱. 其中激光波长为 721 nm, 功率密度 $I = 1.4 \times 10^8 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$. 对于 PP 型 GNR 三聚体, θ_0 和 θ_1 为 -1.5° , $\theta_2 = -2^\circ$, $\theta_3 = -1^\circ$; 对于 MM 型 GNR 三聚体, θ_0 和 θ_1 为 1.5° , $\theta_2 = 1^\circ$, $\theta_3 = 2^\circ$

Fig. 4. The final state and simulated CD spectra of GNR chiral trimer under laser excitation of different polarization states: (a) The final state of GNR chiral trimer after structural change; (b) simulated CD spectra of PP-state GNR trimers; (c) simulated CD spectra of MM-state GNR trimers. The laser wavelength is 721 nm, power density $I = 1.4 \times 10^8 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$. For PP-state GNR trimer, θ_0 and θ_1 are -1.5° , $\theta_2 = -2^\circ$, and $\theta_3 = -1^\circ$; for MM-state GNR trimer, θ_0 and θ_1 are 1.5° , $\theta_2 = 1^\circ$, and $\theta_3 = 2^\circ$.

3 实验验证

为验证在不对称光力和光热效应的协同作用下, GNR 手性寡聚体结构的等离激元 CD 信号对圆偏振光的偏振依赖性, 本研究进行了在手性 GNRs 自组装过程中施加不同偏振态的激光的实验 (见补充材料 ([online](#)) 的实验方法). 其中, L-/D-半胱氨酸 (L-/D-cysteine, L-/D-cys) 诱导手性 GNRs 在自组装过程中产生分子内在扭矩形成 L-/D-GNR 寡聚体, 并与十六烷基三甲基溴化铵 (cetyltrimethylammonium bromide, CTAB) 和柠檬酸钠 (citrate, cit) 通过静电和氢键相互作用形成 CTAB-cit-cys 复合物^[27], 该复合物即为图 1(a) 中 GNR 之间的链接分子.

以上手性 GNRs 的组装过程均在三种偏振态 (LPL, LCP, RCP) 的激光 (波长为 721 nm, 功率密度为 $100 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$) 激发下进行. GNR 手性寡

聚体的吸收光谱和等离激元 CD 光谱均使用 Bio-Logic MOS-450 圆二色光谱仪 (法国) 系统测量.

如图 5(a) 和图 5(b) 所示, LPL, LCP 和 RCP 激发下 L-GNR 寡聚体和 D-GNR 寡聚体的吸收光谱的峰位位于 690 nm 左右. 结果表明, 不同偏振光激发下手性 GNR 寡聚体的组装度相同. 图 5(c) 和图 5(d) 所示的等离激元 CD 光谱显示: 在 LPL, LCP 和 RCP 激发下, L-GNR 寡聚体的 CD 信号强度分别为 19 mdeg, 22 mdeg 和 16 mdeg; D-GNR 寡聚体 CD 信号强度分别为 -14 mdeg, -10.6 mdeg 和 -16.7 mdeg. 实验结果表明, 相比于 LPL, LCP/RCP 分别可以增强/抑制 L-GNR 寡聚体的 CD 信号, 同时抑制/增强 D-GNR 寡聚体的 CD 信号. 另外两次实验重复了上述观察结果, 即圆偏振光对等离激元 CD 信号的选择性增强/抑制规律 (见补充材料图 S6, 图 S7 ([online](#))). 这种圆偏振光对等离激元 CD 信号的选择性调控规律与仿真结果定性一致.

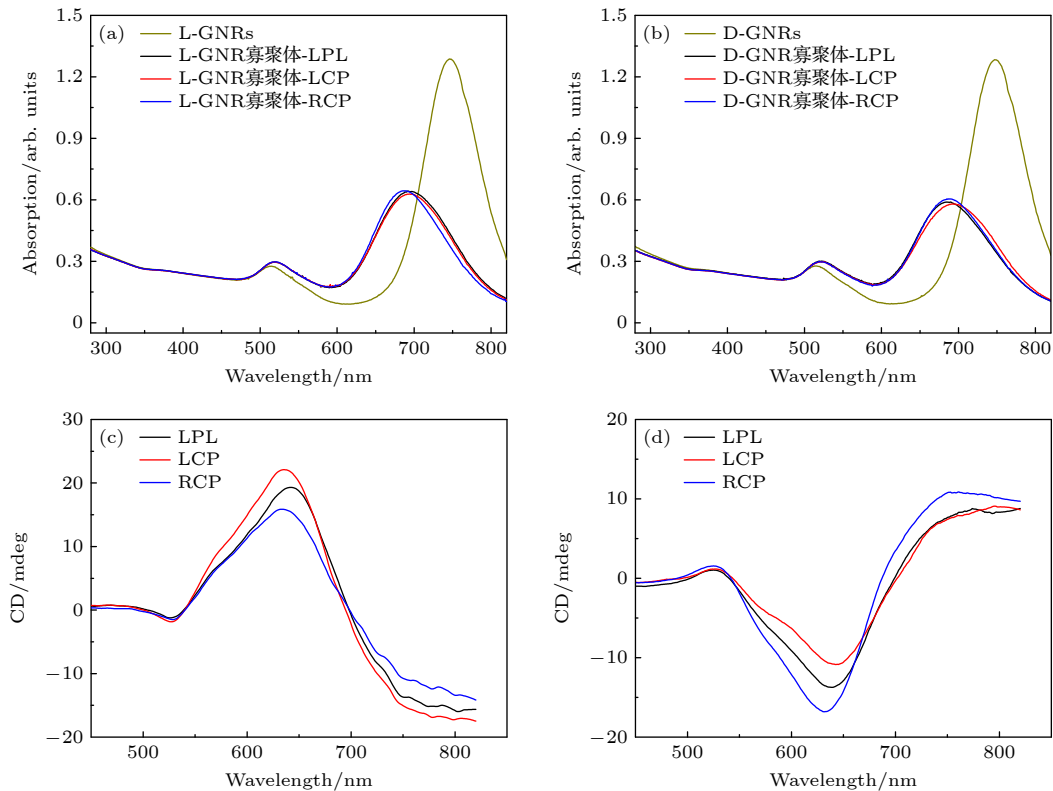


图 5 不同偏振态的激光激发下 GNR 手性寡聚体的吸收光谱与等离激元 CD 光谱 (a) L-GNR 寡聚体的吸收光谱; (b) D-GNR 寡聚体的吸收光谱; (c) L-GNR 寡聚体的等离激元 CD 光谱; (d) D-GNR 寡聚体的等离激元 CD 光谱. 其中激光波长为 721 nm

Fig. 5. Absorption spectra and plasmonic CD spectra of GNR chiral oligomers under laser excitation of different polarization states: (a) The absorption spectra of L-GNR oligomers; (b) the absorption spectra of D-GNR oligomers; (c) the plasmonic CD spectra of L-GNR oligomers; (d) the plasmonic CD spectra of D-GNR oligomers. The laser wavelength is 721 nm.

4 结 论

在本研究中,我们以具有两个相同手性中心的 GNR 三聚体结构作为研究对象,重点探讨了不对称光力和光热的协同作用效应对其结构及光学响应的影响. 仿真计算发现,当光热温度达到阈值时,GNR 手性三聚体结构被激活,同时正/负光扭矩通过选择性调控两个手性中心的扭转角,进而选择性调控 GNR 手性三聚体的等离激元 CD 信号. 具体表现为, LCP/RCP 分别增强/抑制 PP 型 GNR 三聚体的等离激元 CD 信号,同时抑制/增强 MM 型 CD 信号. 实验研究表明:基于这种不对称光力与光热的协同作用效应, LCP 和 RCP 能够实现 GNR 手性寡聚体的等离激元 CD 信号的不对称增强和抑制,与模拟结果定性一致. 这种基于圆偏振光与等离激元手性结构相互作用产生的不对称光热和光力效应,设计和调控自组装手性纳米结构及其圆二色光谱性质,在生物、化学、临床医学领域的生物分子探测^[28,29]及其手性分析^[30,31]等方面具有广泛的应用前景.

感谢国家纳米科学中心吴晓春研究员为本工作提供金纳米棒样品.

参考文献

- [1] Gerlach H 2013 *Chirality* **25** 684
- [2] Morrow S M, Bissette A J, Fletcher S P 2017 *Nat. Nanotechnol.* **12** 410
- [3] Hentschel M, Schäferling M, Duan X, Giessen H, Liu N 2017 *Sci. Adv.* **3** e1602735
- [4] Ma W, Xu L, de Moura A F, Wu X, Kuang H, Xu C, Kotov N A 2017 *Chem. Rev.* **117** 8041
- [5] Ben-Moshe A, Maoz B M, Govorov A O, Markovich G 2013 *Chem. Soc. Rev.* **42** 7028
- [6] Valev V K, Baumberg J J, Sibilia C, Verbiest T 2013 *Adv. Mater.* **25** 2517
- [7] Soukoulis C M, Wegener M 2011 *Nat. Photonics* **5** 523
- [8] McPeak K M, van Engers C D, Bianchi S, Rossinelli A, Poulikakos L V, Bernard L, Herrmann S, Kim D K, Burger S, Blome M, Jayanti S V, Norris D J 2015 *Adv. Mater.* **27** 6244
- [9] 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
- [10] Hendry E, Carpy T, Johnston J, Popland M, Mikhaylovskiy R V, Lapthorn A J, Kelly S M, Barron L D, Gadegaard N, Kadodwala M 2010 *Nat. Nanotechnol.* **5** 783
- [11] Ma W, Xu L, Wang L, Xu C, Kuang H 2019 *Adv. Funct. Mater.* **29** 1805512
- [12] Solomon M L, Saleh A A E, Poulikakos L V, Abendroth J M, Tadesse L F, Dionne J A 2020 *Acc. Chem. Res.* **53** 588
- [13] Hao C, Xu L, Ma W, Wu X, Wang L, Kuang H, Xu C 2015 *Adv. Funct. Mater.* **25** 5816
- [14] Zheng J, Cheng X, Zhang H, Bai X, Ai R, Shao L, Wang J 2021 *Chem. Rev.* **121** 13342
- [15] Chen H, Shao L, Li Q, Wang J 2013 *Chem. Soc. Rev.* **42** 2679
- [16] Hu Z, Meng D, Lin F, Zhu X, Fang Z, Wu X 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 1801590
- [17] Nguyen M K, Kuzyk A 2019 *ACS Nano* **13** 13615
- [18] Wang M, Dong J, Zhou C, Xie H, Ni W, Wang S, Jin H, Wang Q 2019 *ACS Nano* **13** 13702
- [19] Pratap D, Shah R K, Khandekar S 2022 *Appl. Nanosci.* **12** 2045
- [20] Baffou G, Girard C, Quidant R 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 136805
- [21] Huang W H, Li S F, Xu H T, Xiang Z X, Long Y B, Deng H D 2018 *Opt. Express* **26** 6202
- [22] Zhang Q, Xiao J J, Zhang X M, Yao Y 2013 *Opt. Commun.* **301** 121
- [23] Avalos-Ovando O, Besteiro L V, Movsesyan A, Markovich G, Liedl T, Martens K, Wang Z, Correa-Duarte M A, Govorov A O 2021 *Nano Lett.* **21** 7298
- [24] Zhao W, Zhang W, Wang R Y, Ji Y, Wu X, Zhang X 2019 *Adv. Funct. Mater.* **29** 1900587
- [25] Song J, Ji C Y, Ma X, Li J, Zhao W, Wang R Y 2024 *J. Phys. Chem. Lett.* **15** 975
- [26] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [27] Song M, Tong L, Liu S, Zhang Y, Dong J, Ji Y, Guo Y, Wu X, Zhang X, Wang R Y 2021 *ACS Nano* **15** 5715
- [28] Ma W, Kuang H, Xu L, Ding L, Xu C, Wang L, Kotov N A 2013 *Nat. Commun.* **4** 2689
- [29] Wang S, Liu X, Mourdikoudis S, Chen J, Fu W, Sofer Z, Zhang Y, Zhang S, Zheng G 2022 *ACS Nano* **16** 19789
- [30] Tan L, Fu W, Gao Q, Wang P P 2024 *Adv. Mater.* **36** 2309033
- [31] Kim R M, Huh J H, Yoo S, Kim T G, Kim C, Kim H, Han J H, Cho N H, Lim Y C, Im S W, Im E, Jeong J R, Lee M H, Yoon T Y, Lee H Y, Park Q H, Lee S, Nam K T 2022 *Nature* **612** 470

Selective modulation of plasmonic circular dichroism spectra achieved by synergy of asymmetric optomechanical and photothermal effects in nano-plasmonic chiral structures^{*}

WEI Siyu HUANG Hao MA Xiaoyun HUANG Haiwen

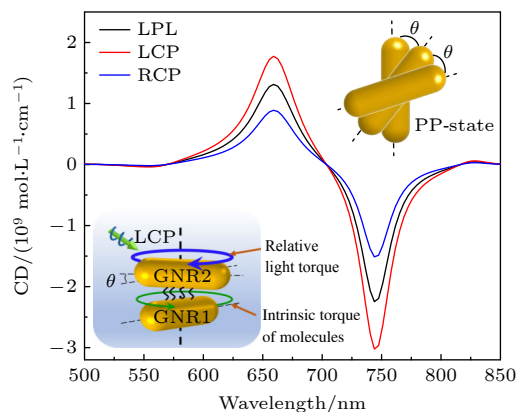
XU Xin WANG Rongyao[†]

(School of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

(Received 1 April 2025; revised manuscript received 7 May 2025)

Abstract

Nano-plasmonic chiral structures exhibit stronger plasmonic circular dichroism than most organic materials. In addition to the circular dichroism response, the interaction between light and nano-plasmonic chiral structure also involves the photothermal and optomechanical effects. However, the synergy between the photothermal and optomechanical effects under circularly polarized light excitation remains poorly understood. This work investigates the synergy of the photothermal and optomechanical effects in chiral gold nanorod trimers. The asymmetric photothermal and optomechanical effects in gold nanorod trimers with adjacent homochiral centers are analyzed by finite element simulation. The simulation results show that the dynamic structure of the chiral gold nanorod trimer is activated when the photothermal temperature reaches the threshold value. At the same time, the asymmetric optical torque generated by left- and right-handed circularly polarized light will lead to asymmetric changes in the geometry of the gold nanorod trimer, especially in the twist angle of the chiral center, so that the spectral response of the gold nanorod trimer is polarization-dependent. More significantly, based on the synergy of the photothermal and optomechanical effects, experimental results show that the chiral gold nanorod oligomers can be used to control the asymmetric enhancement and suppression of the plasmonic circular dichroic spectral response through the enantioselective interaction of left- and right-handed circularly polarized light. This study provides an important reference for designing advanced nano-photonics devices.



Keywords: nano-plasmonic chirality, circular dichroism, asymmetric optomechanical effect, asymmetric photothermal effect

PACS: 73.20.Mf, 71.45.Gm, 78.67.-n, 42.50.Wk

DOI: 10.7498/aps.74.20250423

CSTR: 32037.14.aps.74.20250423

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12074035).

[†] Corresponding author. E-mail: wangry@bit.edu.cn

不对称光热与光力协同作用实现等离激元圆二色光谱的选择性调控

魏思雨 黄浩 马小云 黄海文 徐欣 王荣瑶

Selective modulation of plasmonic circular dichroism spectra achieved by synergy of asymmetric optomechanical and photothermal effects in nano-plasmonic chiral structures

WEI Siyu HUANG Hao MA Xiaoyun HUANG Haiwen XU Xin WANG Rongyao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 147301 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250423

CSTR: 32037.14.aps.74.20250423

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250423>

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

线极化与圆极化波均可吸收的太赫兹超表面

Terahertz metasurface absorbed by both linearly and circularly polarized waves

物理学报. 2023, 72(5): 057802 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221832>

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>

不对称双势阱中玻色-爱因斯坦凝聚体的动力学

Dynamics of Bose-Einstein condensation in an asymmetric double-well potential

物理学报. 2023, 72(13): 130303 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230419>

EAST托卡马克钨杂质上下不对称性分布的实验研究

Experimental study on up-down asymmetry of tungsten impurities in EAST tokamak

物理学报. 2024, 73(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231448>

核磁共振陀螺中EPR信号响应不对称性研究

Asymmetry of EPR signal response in nuclear magnetic resonance gyroscope

物理学报. 2022, 71(22): 220701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220775>

T型微通道中液滴半阻塞不对称分裂行为研究

Semi-obstructed splitting behaviors of droplet in an asymmetric microfluidic T-junction

物理学报. 2021, 70(7): 074701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201171>