



Ag纳米线四聚体中的局域表面等离子体共振腔模态变化

徐超 丁继军 陈海霞 李国利

Study on mode shifts of localized surface plasmon cavity in Ag nanowire tetramer

Xu Chao Ding Ji-Jun Chen Hai-Xia Li Guo-Li

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 235201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20211230

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211230>

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

# Ag 纳米线四聚体中的局域表面 等离子体共振腔模态变化\*

徐超 丁继军<sup>†</sup> 陈海霞 李国利

(西安石油大学理学院, 陕西省油气井测控技术重点实验室, 西安 710065)

(2021 年 7 月 1 日收到; 2021 年 7 月 26 日收到修改稿)

利用贵金属纳米线之间的相互作用可诱导局域表面等离子体共振效应, 从而增强纳米结构中电场的分布, 这在增强荧光特性和提升传感器的灵敏度等方面都有着非常重要的意义. 本文设计了几种基于贵金属 Ag 的四聚体纳米结构, 包括圆柱形和四棱柱形 Ag 四聚体结构, 并通过改变其排列方式与棱柱纳米线的旋转角度, 对其电场分布以及电场强度  $X$  分量对旋转角的依赖关系进行了理论模拟研究, 探讨了吸收谱共振峰位与模态体积变化关系的物理机制. 结果表明在 Ag 纳米线四聚体结构中, 圆柱形结构中的电场增强效果不明显, 棱柱形结构中的电场被大大增强, 棱柱形四聚体间隙内产生了明显的电偶极子共振模式, 极化的等离子体共振腔说明了形貌对于热点的产生起着决定性作用, 在改变四聚体纳米线的组合方式以及四棱柱的旋转角度后, 未旋转的非对称四聚体结构的局域表面等离子体共振特性最为理想, 高于对称四棱柱结构的共振强度. 因此, 我们的结果对于利用局域表面等离子体共振效应增强电场强度提供了结构模型和理论参数.

**关键词:** Ag 纳米线四聚体, 电偶极子共振, 等离子体共振腔, 局域表面等离子体共振效应

**PACS:** 52.25.-b, 61.46.-w, 81.40.Rs, 73.43.Cd

**DOI:** 10.7498/aps.70.20211230

## 1 引言

将金属材料的某一维度限制在纳米尺度, 将获得一种被束缚在结构表面, 且强度剧增的等离子体共振现象, 称为局域表面等离子体共振<sup>[1]</sup>. 贵金属纳米结构由于具有优异的局域表面等离子体共振特性被广泛研究. 例如, Hong 等<sup>[2]</sup>通过改变 Au 纳米粒子大小得到了显著的局域表面等离子体共振效应. Xia 等<sup>[3]</sup>研究了 Au 纳米阵列的局域表面等离子体与表面等离子体极化子相互作用而产生的场增强效应. Cathcart 等<sup>[4]</sup>通过构建外壳与重建外壳的方法使纳米粒子同时具备稳定性和精确性. Bingham 等<sup>[5]</sup>研究了 Ag 纳米粒子的局域表面等离子体散射谱, 实现了粒子扩散与光谱信息的互相

耦合. Sherry 等<sup>[6]</sup>用暗场显微镜观察到单个 Ag 纳米粒子可以呈现出一个全新的等离子体共振效应, 表明了共振会受到纳米粒子尺寸和形状的影响. Xu 等<sup>[7]</sup>研究了五边形单晶 Ag 纳米线的场增强效应, 结果表明顶点处增强效果最佳. 由此可见, 对于单个贵金属纳米结构, 在产生局域表面等离子体激元的同时, 往往伴随着微结构周围介质环境的场增强效应.

近年来, 为了更好地利用场增强共振效应, 二聚体结构的设计为等离子体效应的研究提供了一个全新的思路<sup>[8]</sup>. Mahmud 等<sup>[9]</sup>研究发现 Au@Ag 核壳二聚体结构中呈现出了高频四极和低频偶极局域表面等离子体共振模式. Fernandez-Dominguez 等<sup>[10]</sup>探究了二聚体纳米线的光捕获能力, 表明在辐射和非局域效应同时作用于纳米粒子时,

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11804273) 和陕西省科技攻关计划 (批准号: 2019GY-170) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [jjding@xsyu.edu.cn](mailto:jjding@xsyu.edu.cn)

只要选择最佳尺寸的纳米粒子和间隙,便可最大程度上增强电场强度. Kessentini 等<sup>[11]</sup>将二聚体纳米粒子的间隙制作成倾斜状,通过改变倾斜的角度可提高二聚体纳米粒子的灵敏度. Khurgin 等<sup>[12]</sup>利用二聚体纳米粒子在间隙内产生场增强现象,提高了纳米天线对信号在接受强度. 然而,二聚体结构的共振耦合物理机制仍然存在争议,研究者们通过不断优化物理模型,探究等离子共振现象产生的原因.

基于前期的研究背景,研究者尝试寻找一种更优的结构模型并探讨纳米结构之间的耦合效应<sup>[13]</sup>. 例如 Khoury 等<sup>[14]</sup>对二聚体核壳结构间隙内的空间与光响应进行了理论与模拟分析,结果表明间隙内的电场增强取决于两个纳米粒子之间的耦合效应. Tserkezis 等<sup>[15]</sup>针对核壳二聚体结构研究了两个核壳纳米粒子之间的强耦合以及非局域等离子体效应. 我们前期也对二聚体核壳结构的电场分布进行了探究<sup>[16]</sup>,结果表明纳米粒子的相互作用为场强的提高提供了有利条件. 大量的工作中,虽然研究者们观察到了间隙内的共振增强与极化效应,

但更多的探讨往往集中在极化场下的偶极共振和纳米结构表面场的相互耦合机制,对于多聚体结构中,纳米线间隙内产生的等效共振腔很少被报道. 因此,本文在二聚体结构的基础上构造了几种基于贵金属 Ag 纳米线的四聚体结构,金属纳米线的形状由对称度很高的圆柱形和四棱柱形组成,对比两种结构中的电场分布以及偶极共振与四聚体结构的依赖关系,并通过改变四聚体的组合方式及四棱柱形纳米线的方位角,研究多个纳米粒子之间局域表面等离子体效应产生的共振吸收谱对等效共振腔的影响规律,这在增强荧光特性和提升传感器的灵敏度等方面都有着非常重要的意义.

## 2 软件与模拟

采用 Comsol Multiphysics 软件的波动光学模块对几种四聚体结构的电场分布进行了模拟研究,为了方便计算,将三维纳米线模型(见图 1(c)和图 1(d))简化为  $Z$  方向上无限延长的二维模型( $XY$ 面)进行仿真,在波动光学模块下分别添加边

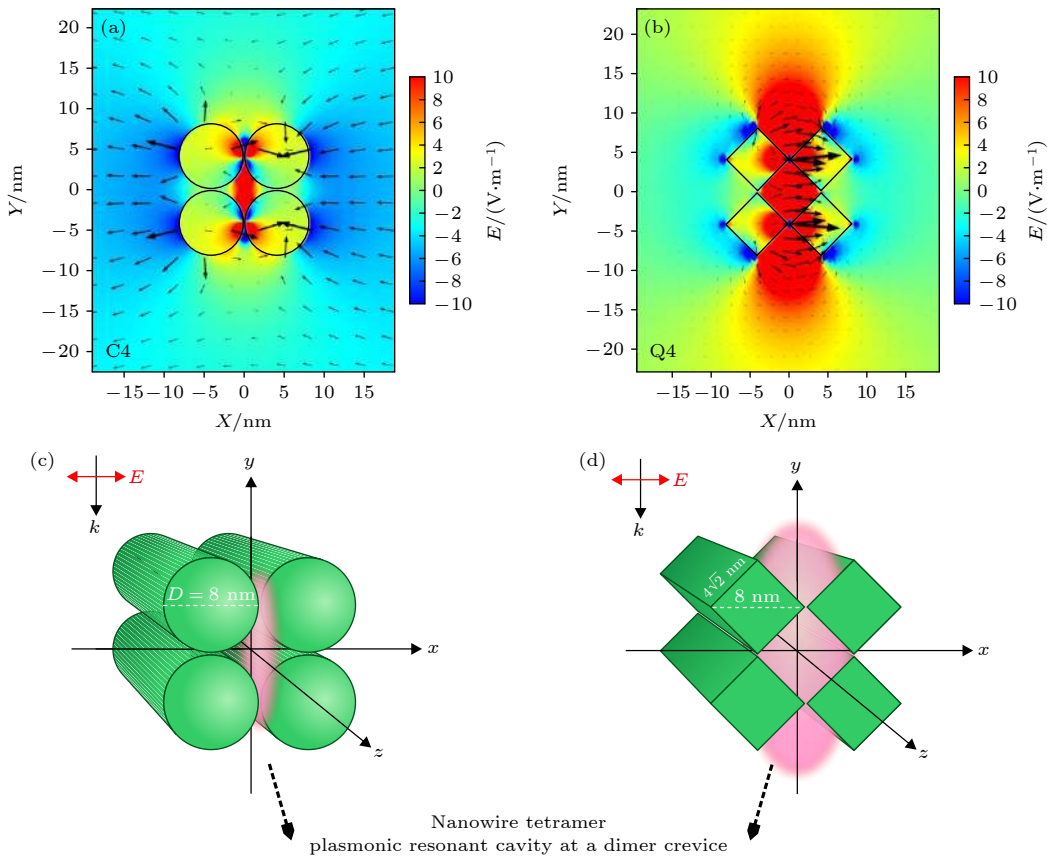


图 1 圆柱形 (a) 与四棱柱 (b) Ag 四聚体结构中的电场及电场线分布及圆柱形 (c) 与四棱柱 (d) 等离子共振腔示意图

Fig. 1. Electric field and electric field lines distribution in cylinder (a) and quadrangular (b) Ag tetramer nanostructures. Schematic diagram of plasma resonant cavity in cylindrical (c) and (d) tetramer.

界模式分析和波长域分析, 以得到共振模式下的本征解以及共振吸收谱. 模拟中在二维模型下采用有限元方法进行网格的剖分, 通过边界条件、共振模式设定、模型建立等步骤进行光学响应的研究, 优化纳米结构的尺寸, 主要研究电场强度的  $X$  分量与四聚体结构共振位置的依赖关系来对比评估几种四聚体结构的光响应性能, 优化后的圆柱形 Ag 纳米线直径  $D$  为 8 nm, 四棱柱形 Ag 纳米线为圆柱形纳米线的内接六面体, 截面边长为  $4\sqrt{2}$  nm, 对角线长度  $L$  也为 8 nm. 另外, 为了同时得到沿纳米线的横向共振模式 (L 模式) 和垂直于纳米线的纵向共振模式 (T 模式) 的吸收谱, 波长域下激励源选择 P 偏振 (电场分量平行入射面:  $E_x = 1$ ,  $E_y = 1$ ,  $E_z = 0$ ) 模式, 即 L 模式和 T 模式可被同时激发.

### 3 结果与讨论

图 1 为优化后的圆柱形与四棱柱 Ag 四聚体纳米线结构中的电场分布, 为了便于观察模态体积的变化, 对图中的电场值范围规范化到  $-10$ — $10$  V/m 之间 (非电场强度真实值), 根据场强值在  $XY$  面内接近或达到 10 V/m 的面积大小, 确定三维模型下共振模态体积的变化. 由图 1(a) 可以看出, 四个圆柱形 Ag 纳米线 (C4) 的组合使得间隙处的电场有一定程度的增强, 并由电场线分布情况可知, 多聚体结构使得匀强电场产生变化, 在纳米结构内部产生了电偶极子共振 [17], 进一步证实了等离子共振耦合效应的出现, 但效果并不明显. 如图 1(b) 所示, 四个棱柱形 Ag 纳米线 (Q4) 的组合使得间隙处的电场急剧增强, 并且在形状较为尖锐的区域都出现了较强的电场分布, 且由电场线分布可以看出, 四棱柱四聚体结构可以在内部形成明显的电偶极子共振效应, 由静电近似 [18] 可知, 棱柱型纳米线四聚体等离子共振的极化率远远高于圆柱形纳米线四聚体.

相较于单个纳米线产生的局域表面等离子体, 多聚体结构会在间隙内产生共振耦合效应, 其本征共振模式的强度正比于电场波动方程的振幅, 图 2 所示为四聚体结构间隙处的电场分布, 棱柱形 Ag 四聚体共振峰明显强于圆柱形结构, 说明棱柱形四聚体内部的极化强度要远远高于圆柱形. 通过

改变四聚体单胞的形貌结构, 可得到急剧的场增强变化, 证实了形貌对于局域表面等离子共振的形成起到决定性作用, 在纳米结构中的尖点、突起和岛状等结构中, 伴随着“热点”效应 [19], 即量子尺寸效应, 这种限制效应会极大增强局域电场, 进而产生共振耦合. 量子尺寸效应可表示为 [20]

$$\gamma(R) = \gamma_{\infty} + A \frac{v_F}{R}, \quad (1)$$

式中,  $A$  为描述传导电子的平均自由程在尺寸限制下的常数;  $\gamma_{\infty} = 1/\tau_{\text{bulk}}$ ;  $v_F$  为费米速率. 当  $R \leq 5$  nm 时, 即棱柱形尖点处, 量子尺寸效应将会愈发明显. 根据静电近似, 可知在多聚体纳米结构中, 共振强度 (OS) 可表示为 [21]

$$\text{OS} = \left( \frac{g}{e} \sqrt{\frac{4\epsilon_r \epsilon_0 m V}{N}} \right)^2, \quad (2)$$

其中  $\epsilon_r$  和  $\epsilon_0$  分别为材料的相对介电常数和真空介电常数;  $N$  为多聚体间隙热点处参与共振的分子数量;  $m$  为自由电子质量;  $g$  为耦合能;  $V$  为多聚体间隙内等离子体腔有效模态体积, 即共振强度与模态体积成正比. 从电场分布图中可以明显看出, 棱柱形纳米线四聚体间隙内会产生较大的共振等离子体腔, 更大的耦合区域导致产生更强的共振极化效应.

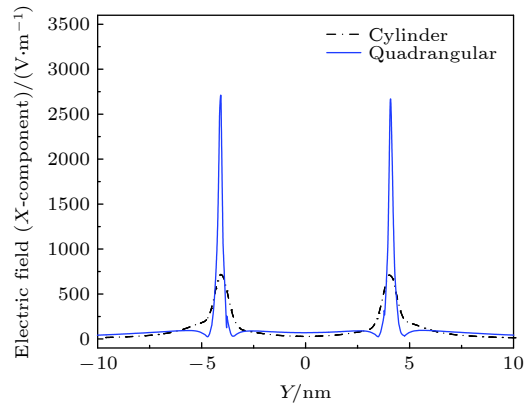


图 2 圆柱形 Ag 纳米线四聚体与四棱柱四聚体结构中的电场  $X$  分量分布图

Fig. 2. Distributions of the X-component of the electric field in the cylindrical tetramer and quadrangular tetramer structures of Ag nanowires.

为了进一步探究形貌对等离子共振模式的影响, 对纳米线四聚体的排列方式进行了重组. 图 3 所示为三个圆柱形与一个棱柱形纳米线四聚体 (C3Q1), 两个圆柱形与两个纵向排列棱柱形纳米

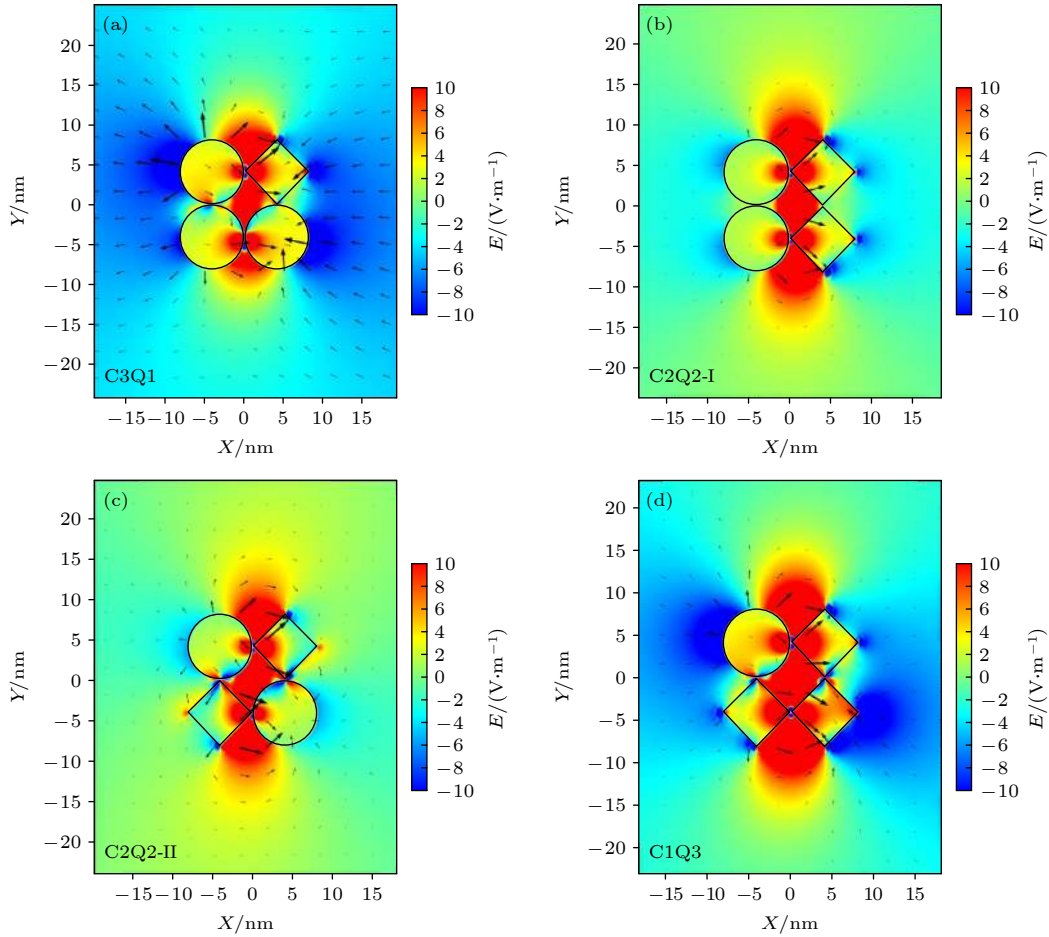


图 3 (a) C3Q1, (b) C2Q2- I, (c) C2Q2- II 以及 (d) C1Q3Ag 纳米线四聚体结构的电场分布

Fig. 3. Electric field distribution of (a) C3Q1, (b) C2Q2- I, (c) C2Q2- II and (d) C1Q3 nanowire tetramers.

线四聚体 (C2Q2- I), 两个圆柱形与两个对角线排列棱柱形纳米线四聚体 (C2Q2- II) 以及一个圆柱形与三个棱柱形纳米线四聚体 (C1Q3) 的电场分布图. 从图 3(a) 中可以看出, 当加入一个棱柱形纳米线后, 间隙内的共振效应明显增强, 且随着棱柱形纳米线数量的增加, 共振耦合区域会随着棱柱形纳米线的排布方式产生极化依赖, 当加入三个棱柱形纳米线后, 通过电场线可以看出, 逐渐形成电偶极子共振.

由于热点的产生不仅与尖点和突起等微纳形貌有关, 且与纳米结构的间隙也有密不可分的关系, 通过旋转棱柱形纳米线, 改变尖点的角度, 进而调制圆柱形纳米线与棱柱形尖点之间的耦合距离. 图 4 所示为 C3Q1, C2Q2- I, C2Q2- II, C1Q3-up, C1Q3-down 以及 Q4 在单个棱柱形纳米线逆时针旋转  $15^\circ$  的四聚体结构电场分布图, 由于逆时针和顺时针旋转  $15^\circ$  的电场分布几乎一致, 所以图 4 中仅展示逆时针旋转的情况, 而在考虑对称性的情

况下, C1Q3 四聚体组合结构中, 会存在两种情况, 即分别旋转对角线上的棱柱纳米线 (C1Q3-up) 及右下角的纳米线 (C1Q3-down). 当棱柱形纳米线经过旋转与圆柱形纳米线之间的间隙变大, 共振耦合效应将会减弱, 尤其在 C1Q3-up 和 C1Q3-down 的对比更为明显, 共振腔仅在两者接触部位产生.

图 5 所示为仿真区域中心截面, 即未旋转与旋转棱柱形四聚体间隙共振位置 ( $4\text{ nm}$  与  $-4\text{ nm}$ ) 处的电场强度分布图. 随着棱柱形纳米线的加入, 调制了共振耦合区域, 改变了等离子体腔的模式体积, 进而影响了共振强度. 纵向平行排列 (C2Q2- I) 的棱柱四聚体相比对角排列 (C2Q2- II), 仅在极化方向上产生了局域表面等离子体, 共振耦合效应并不明显, 同时, 从 C3Q1 和 C1Q3 的对比中可知, 圆柱形与棱柱形产生的热点要明显强于双棱柱形貌结构, 且在 C1Q3 四聚体结构中, 共振强度最为明显, 强于 Q4 结构. 图 5(b) 中展示的间隙处电场共振强度更加直观的说明单个棱柱形纳米线经过

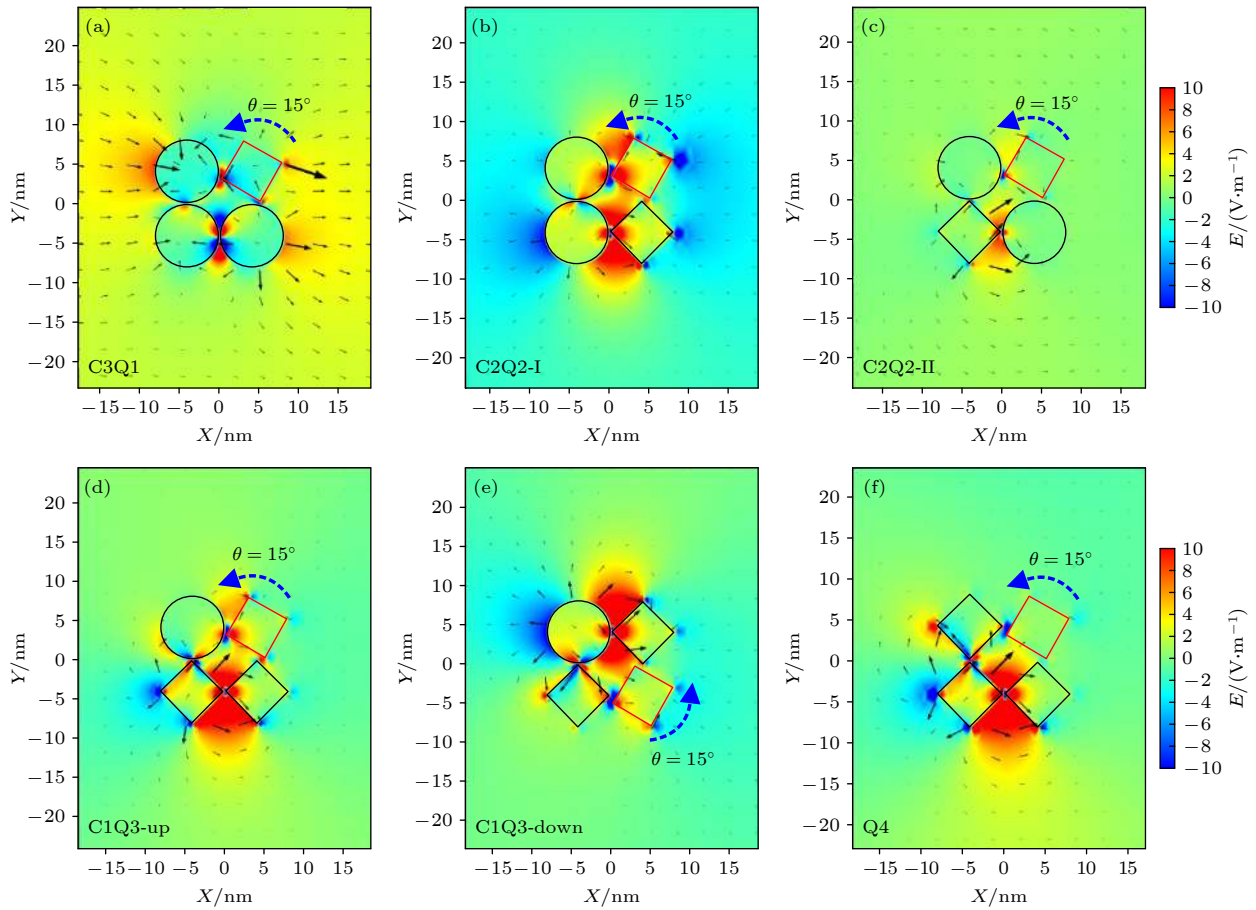


图 4 (a) C3Q1, (b) C2Q2- I, (c) C2Q2- II, (d) C1Q3-up, (e) C1Q3-down 与 (f) Q4 单个棱柱形纳米线旋转 15° 的四聚体结构电场分布图

Fig. 4. Electric field distributions of (a) C3Q1, (b) C2Q2- I, (c) C2Q2-tangent, (d) C1Q3-up, (e) C1Q3-down and (f) Q4 etramer structure after a single prismatic nanowire rotating 15°.

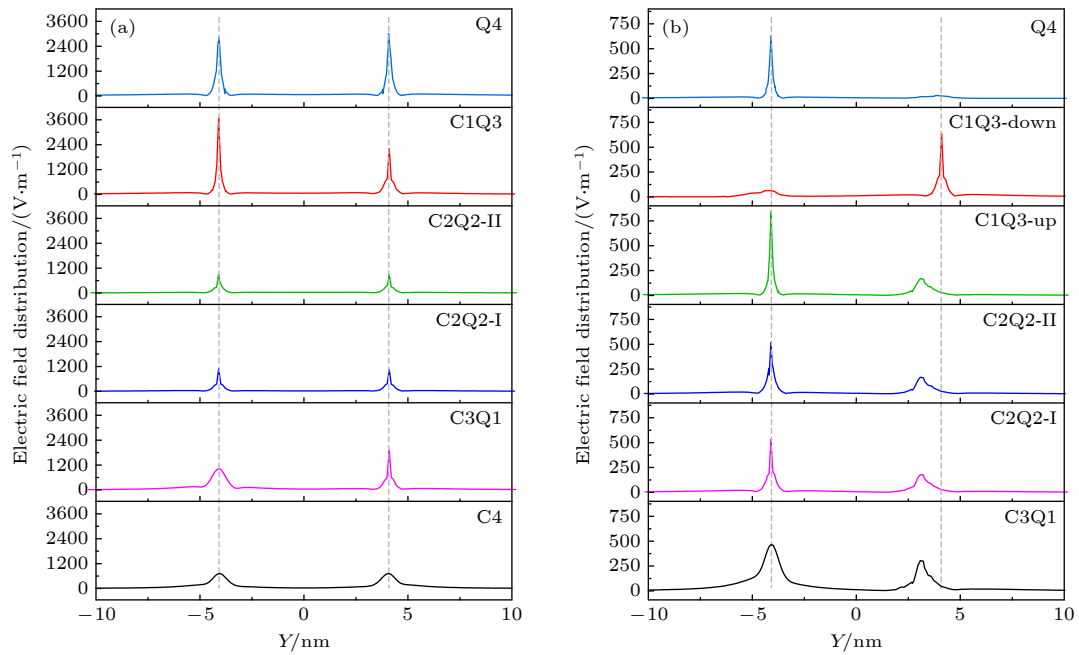


图 5 (a) 未旋转纳米线四聚体与 (b) 单个棱柱形纳米线旋转 15° 的四聚体结构间隙处电场分布图

Fig. 5. Electric field distributions diagram at the gap between the tetramer (a) without rotation and (b) after 15° rotation of a single prismatic nanowire.

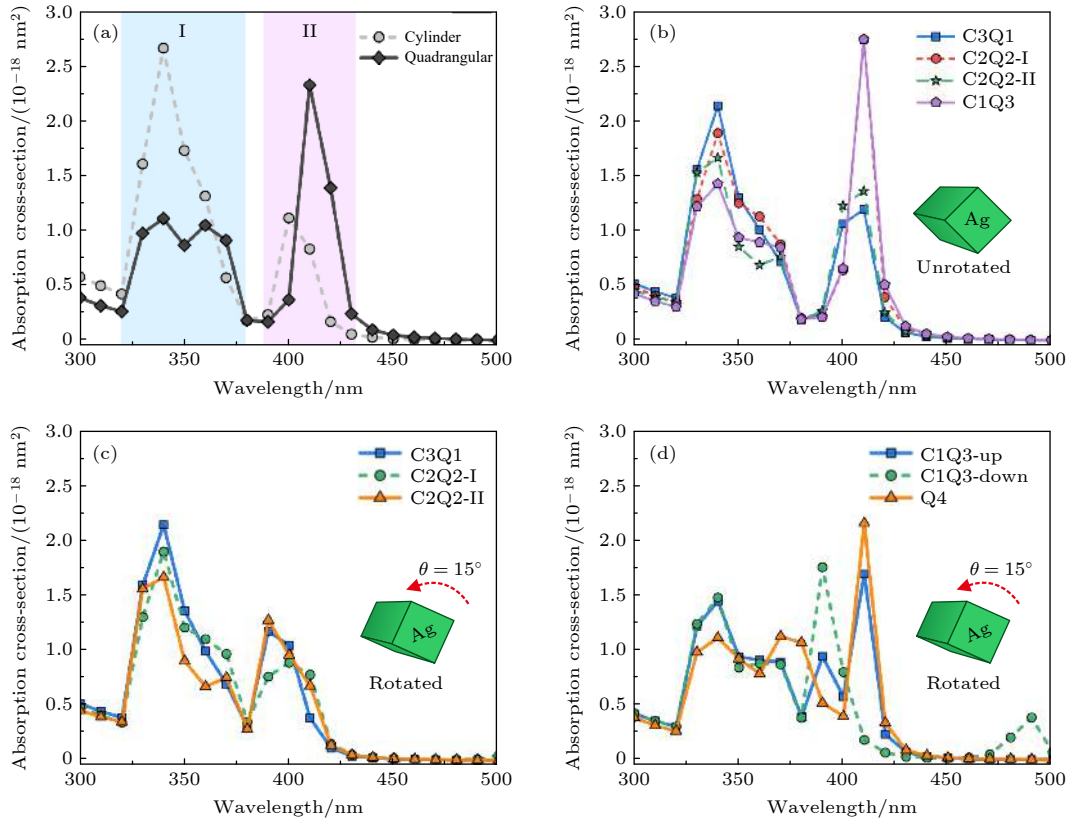


图6 不同结构 Ag 四聚体共振吸收谱 (a) 未旋转圆柱形四聚体与棱柱形四聚体; (b) 未旋转 C3Q1, C2Q2-I, C2Q2-II, C1Q3 四聚体; (c) C3Q1, C2Q2-I, C2Q2-II 结构中棱柱纳米线旋转  $15^\circ$  四聚体; (d) C1Q3-up, C1Q3-down, Q4 结构中棱柱纳米线旋转  $15^\circ$  四聚体

Fig. 6. Resonance absorption spectra of Ag tetramers with different structures: (a) Unrotated cylindrical tetramers and prismatic tetramers; (b) unrotated C3Q1, C2Q2-I, C2Q2-II, C1Q3 tetramer; (c) prism nanowires rotated  $15^\circ$  in C3Q1, C2Q2-I, C2Q2-II structure; (d) prism nanowires rotated  $15^\circ$  in C1Q3-up, C1Q3-down, Q4 structure.

旋转之后对共振腔模式的破坏及调制作用, 不仅对共振位置产生了影响, 同时共振强度减小了大约  $1/4$ , 可见形貌对于极化率因子的影响<sup>[22]</sup>, 当纳米结构的接触半径  $R < 5$  nm 时, 介电常数的极化依赖便不可忽略, 随着极化率提升至无穷大, 等离子激元便发生共振耦合。

为了验证等离子共振腔的模式体积变化对共振效应的影响, 进一步对纳米线四聚体结构的吸收谱进行了仿真. 由于光学吸收谱的峰值便是反映了特定波段下产生的共振吸收, 所以吸收特性可以更加直观地反映纳米线四聚体的共振耦合效应. 如图 6(a) 所示, 在圆柱形四聚体和棱柱形四聚体结构中, 均产生了电偶极子共振 (区域 I) 和四偶极子共振 (区域 II)<sup>[22]</sup>, 但共振强度不同, 棱柱形四聚体的四偶极共振更为明显, 且不论电偶极子共振还是四偶极子共振, 均出现红移现象, 形貌变化导致的共振腔变化, 使得纳米线四聚体的共振模式从电

偶极子共振向电四偶极子共振过渡. 模式体积的变化导致了偶极子中心的距离随之发生改变, 根据 Simpson-Peterson 近似<sup>[23]</sup>:

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|\mu|^2}{n_m^2 R^3} k, \quad (3)$$

其中  $R$  为两个偶极子中心之间的距离;  $n_m$  为介质折射率;  $|\mu|$  为过渡偶极距的模;  $k$  为偶极子之前的夹角, 在平行排列的多聚体结构中,  $k = 1$ . 偶极子根据偏振方向将分裂为对称和反对称两个激发态能级, 所以它们之间的能量差为  $2U$ . 在棱柱形四聚体结构中, 共振模式体积变大, 虽然极化强度即偶极距的模值  $|\mu|$  增大, 但偶极子中心之间的距离也随之变大, 使得能量差  $U$  减小, 由此可观察到吸收谱上的红移现象, 而四偶极子共振强度随着等离子共振腔的增加, 并没有圆柱形四聚体电偶极子共振峰明显, 可能的原因是圆柱形四聚体的接触面相较棱柱形更大, 导致 (2) 式中的耦合能  $g$  也随之增

大. 在图 6(b) 中可知, 通过改变四聚体的组合形式, 可以调控偶极子和四偶极子的共振竞争模式, 且 C1Q3 非对称结构的四偶极子共振更为明显. 进一步旋转棱柱形纳米线, 如图 6(c) 和图 6(d) 所示, 由于共振腔受到一定程度的破坏, 耦合距离增大, 进而导致耦合能减小, 共振强度均不同程度减弱, 且从图 6(d) 中可以看出, C1Q3 结构中, 旋转上方和下方的棱柱纳米线, 电偶极子共振的峰位没有发生变化, 但四偶极子共振在 C1Q3-down 中发生了蓝移现象, 由于在 C1Q3 结构中通过旋转不同位置处的棱柱纳米线, 共振模态体积相应的上移或下移, 即在旋转后的 C1Q3-down 结构中, 共振模态体积由棱柱-棱柱转移到圆柱-棱柱, 进一步证实了非对称结构可以扩大能级差  $U$ .

可见, 四聚体结构中的非对称且未旋转的纳米结构, 可产生更为明显的局域等离激元共振, C1Q3 四聚体结构在 410 nm 处共振强度达到最大. 通过优化仿真模型, 为实验制备纳米线多聚体光学器件, 提升微纳光学器件光响应, 光催化及荧光发射等应用提供可行的理论参数, 为实验上制备微纳光学器件提供新的思路.

## 4 结 论

将棱柱形与圆柱形纳米线多聚体结构相结合, 采用 Comsol Multiphysics 软件模拟研究了圆柱形与四棱柱形 Ag 纳米线四聚体结构中的电场分布以及电场强度的  $X$  分量对旋转角的依赖关系, 并探讨了吸收谱共振峰位与模态体积变化关系的物理机制. 结果表明, 四棱柱形 Ag 四聚体结构受到形状的影响, 在间隙内产生的共振耦合要远远高于圆柱形. 对于圆柱形结构中的电场分布具有轴对称特性, 但增强效果不是很理想. 四棱柱形四聚体间隙内的极化等离激元共振腔说明了形貌对于热点的产生起着决定性作用, 通过改变四聚体纳米线的组合方式以及改变四棱柱的旋转角度, 我们发现在未旋转的非对称四聚体结构的局域表面等离激元共振特性最为理想, 电场强度达到了约 3600 V/m, 且在 410 nm 波长处的吸收截面达到  $2.7 \times 10^{-18} \text{ nm}^2$ , 高于对称四棱柱结构的共振强度,

这一发现对利用局域表面等离子共振效应增强电场强度提供了结构模型和理论参数.

本文计算借助 COMSOL Multiphysics 软件 (许可证编号: 9408534) 完成.

## 参考文献

- [1] Bachelier G, Russier A I, Benichou E, Jonin C, Del F N, Valle'e F, Brevet P F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 19740
- [2] Hong X, Du D D, Qiu Z R, Zhang G Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7219 (in Chinese) [洪昕, 牡丹丹, 裴祖荣, 张国雄 2007 物理学报 **56** 7219]
- [3] Xia M, Zhang P, Qiao K, Bai Y, Xie Y H 2015 *J. Phys. Chem. C* **120** 527
- [4] Cathcart N, Chen J I L, Kitaev V 2018 *Langmuir* **34** 612
- [5] Bingham J M, Willets K A, Shah N C, Andrews D Q, Van Duyne R P 2009 *J. Phys. Chem. C* **113** 16839
- [6] Sherry L J, Chang S H, Schatz G C, Duyne R P V, Wiley B J, Xia Y N 2005 *Nano Lett.* **5** 2034
- [7] Xu T N, Li X, Jia W W, Sui C H, Wu H Z 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 245201 (in Chinese) [徐天宁, 李翔, 贾文旺, 隋成华, 吴惠桢 2015 物理学报 **64** 245201]
- [8] Hou H, Chen L M, He H L, Chen L Z, Zhao Z L, Jin Y D 2015 *J. Mater. Chem. B* **3** 5189
- [9] Mahmud S, Satter S S, Singh A K, Rahman M M, Mollah M Y A, Hasan Susan M A B 2019 *ACS Omega* **4** 18061
- [10] Fernandez-Dominguez A I, Wiener A, Garcia-Vidal F J, Maier S A, Pendry J B 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 106802
- [11] Kessentini S, Barchiesi D, D'Andrea C, Toma A, Guillot N, Fabrizio E D, Fazio B, Maragó O M, Gucciardi P G, de la Chapelle M L 2014 *J. Phys. Chem. C* **118** 3209
- [12] Khurgin J B, Tsai W Y, Tsai D P, Sun G 2017 *ACS Photonics* **4** 2871
- [13] Kanipe K N, Chidester P P F, Stucky G D, Meinhart C D, Moskovits M 2017 *J. Phys. Chem. C* **121** 14269
- [14] Khoury C G, Norton S J, Vo-Dinh T 2009 *ACS Nano* **3** 2776
- [15] Tserkezis C, Wubs M, Mortensen N A 2018 *ACS Photonics* **5** 133
- [16] Li G L, Chen H X, Ding J J 2020 *Mod. Phys. Lett. B* **35** 2150203
- [17] Deepak K S, Adrian A, Julien B, Gérard C D F, Kumar P G V, Alexandre B 2020 *Phys. Rev. B* **102** 115414
- [18] Alexandre A, Dang Y L, Stefan A. M, Pendry J B 2011 *ACS Nano* **5** 3293
- [19] Bai F, Li M C, Fu P F, Li R K, Gu T S, Huang R, Chen Z, Jiang B, Li Y F 2015 *APL Materials* **3** 056101
- [20] Pinchuk A, Kreibig U 2003 *New J. Phys.* **5** 151
- [21] Tamitake I, Yuko S Y, Yasutaka K, Jeyadevan B 2017 *Phys. Rev. B* **95** 115441
- [22] Park S M, Lee K S, Kim J H, Yeon G J, Shin H H, Park S, Kim Z H 2020 *J. Phys. Chem. Lett.* **11** 9313
- [23] Beverly Z P, Dmitri D T, Akira K, Ludwig B 1998 *J. Phys. Chem. B* **102** 752

# Study on mode shifts of localized surface plasmon cavity in Ag nanowire tetramer<sup>\*</sup>

Xu Chao   Ding Ji-Jun<sup>†</sup>   Chen Hai-Xia   Li Guo-Li

(*Shaanxi Key Laboratory of Measurement and Control Technology for Oil and Gas Wells,*

*College of Science, Xi'an Shiyou University, Xi'an 710065, China*)

( Received 1 July 2021; revised manuscript received 26 July 2021 )

## Abstract

The interaction between noble metal nanowires can induce the local surface plasmonic resonance effect, thereby enhancing the distribution of electric field in the nanostructures, which is of very important significance in improving the fluorescence characteristics and enhancing the sensitivity of sensors. In this study, we design several types of tetramers based on precious metals Ag nanostructures, including cylindrical and prismatic Ag tetramers, and by changing the arrangement and the rotation angle of prism nanowires, we simulate the rotation-angle dependent electric field distribution and electric field intensity of  $X$  component, and also discuss the physical mechanism of the relationship between the resonant peak position of absorption spectrum and the change of mode volume. The results show that in the Ag nanowires tetramer structure, the electric field in the cylindrical structure is not enhanced obviously, but the electric field in the prismatic structure is greatly enhanced, and an electric dipole resonance mode is produced in the gap between tetramers. The polarization of plasma resonant cavity reveals that the morphology plays a decisive role in generating the hot spots. After changing both the combination mode of tetramer nanowires and the rotation angle of the four-prism, the local surface exciton resonance of the unrotated asymmetric tetramer structure is most ideal and has resonance intensity higher than the that of symmetrical four-prism structure. Therefore, our results provide a structural model and theoretical parameters for the enhancement of electric field intensity by local surface plasmon resonance effect.

**Keywords:** Ag nanowire tetramer, electric dipole resonance, plasma resonance cavity, local surface plasmon resonance effect

**PACS:** 52.25.-b, 61.46.-w, 81.40.Rs, 73.43.Cd

**DOI:** [10.7498/aps.70.20211230](https://doi.org/10.7498/aps.70.20211230)

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11804273) and the Key Science and Technology Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2019GY-170).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [jjding@xsyu.edu.cn](mailto:jjding@xsyu.edu.cn)