

劈裂环-盘二聚体结构的多重Fano共振

杨其利 张兴坊 刘凤收 闫昕 梁兰菊

Multiple Fano resonances in gold split ring disk dimers

Yang Qi-Li Zhang Xing-Fang Liu Feng-Shou Yan Xin Liang Lan-Ju

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 027802 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20210855

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20210855>

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

对称纳米棒三聚体结构的Fano共振特性研究

Fano resonances in symmetric gold nanorod trimers

物理学报. 2019, 68(19): 197801 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190978>

同心椭圆柱-纳米管结构的双重Fano共振研究

Double Fano resonance in gold nanotube embedded with a concentric elliptical cylinder

物理学报. 2019, 68(6): 067301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182249>

金属纳米颗粒二聚体阵列的消光截面

Extinction cross section of dimer array of metallic nanoparticles

物理学报. 2021, 70(2): 024201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200964>

基于纳米盘棒耦合的多频段等离激元诱导透明研究

Multiband plasmon-induced transparency based on silver nanorods and nanodisk hybrid model

物理学报. 2020, 69(13): 134202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200093>

等离激元共振能量转移与增强光催化研究进展

Plasmon resonance energy transfer and research progress in plasmon-enhanced photocatalysis

物理学报. 2019, 68(14): 147301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190276>

基于纳米金属-石墨烯耦合的多频段等离激元诱导透明

Multiband plasmon-induced transparency based on nanometals-graphene hybrid model

物理学报. 2020, 69(17): 174201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200200>

劈裂环-盘二聚体结构的多重 Fano 共振*

杨其利¹⁾ 张兴坊^{1)2)†} 刘凤收¹⁾ 闫昕¹⁾²⁾ 梁兰菊¹⁾²⁾¹⁾ (枣庄学院光电工程学院, 枣庄 277160)²⁾ (山东省光电信息处理与显示实验室, 枣庄 277160)

(2021 年 5 月 7 日收到; 2021 年 10 月 14 日收到修改稿)

利用时域有限差分方法, 理论研究了由劈裂环和圆盘构成的金二聚体结构的光学性质, 分析了劈裂环的缺口取向和对称性破缺程度对其 Fano 共振特性的影响. 结果表明, 当缺口方向平行于二聚体中心连线时, 劈裂环的奇数阶和偶数阶模式均能与圆盘的偶极模式作用产生 Fano 共振, 且随着劈裂环的进一步破缺, 更多的偶数阶 Fano 共振能被激发出来; 但当垂直时, 不管劈裂环的缺口背对圆盘还是面向圆盘, 二聚体仅有偶数阶 Fano 共振能被激发出来, 且随着劈裂环内层中心远离圆盘而增强, 随着劈裂环的进一步破缺, 缺口背对圆盘的二聚体还能激发出多个奇数阶 Fano 共振, 但同时也引起偶数阶 Fano 共振的减弱, 而缺口面向圆盘的二聚体则仅发生偶数阶 Fano 共振的略微增大. 这些结果可望对基于多重 Fano 共振的多波段光子器件设计有一定的参考意义.

关键词: Fano 共振, 局域表面等离子激元, 二聚体, 时域有限差分法**PACS:** 78.67.-n, 73.20.Mf, 78.67.Bf**DOI:** 10.7498/aps.71.20210855

1 引言

众所周知, 金属表面等离子激元共振效应可以突破光学衍射极限, 将传统光学微观结构从光的波长量级压缩到亚波长尺度, 为实现光子器件的微型化提供理论依据^[1]. 在合适条件下, 纳米结构中具有较大辐射展宽的亮模式和具有窄带特性的暗模式还可通过近场耦合等作用, 相消干涉产生 Fano 共振效应等, 这奇特的光学性质为新型光子器件的探索和设计提供了更多的研究思路. 例如, 在 Fano 共振波长处辐射阻尼由于受到显著抑制而导致的陡峭的不对称光学响应谱线, 其对环境折射率的变化极为敏感, 这使得它在生物化学传感器^[2]、光学开关^[3]和纳米天线^[4]等方向有着广阔的应用前景. 同时, Fano 共振由于弱辐射阻尼特性使得入射场

能量束缚在纳米结构周围, 产生的极强局域场增强可以在纳米尺度提高电磁波与物质的相互作用效率, 从而有利于许多非线性现象的实现, 如表面增强光谱^[5]和谐波产生^[6]等. 目前, 已在单体^[7]、二聚体^[8]和三聚体^[9]到低聚物^[10]甚至更大的团簇^[11]等多种类型的微纳结构中观察到了 Fano 共振现象, 并发现其光学行为高度依赖于结构的化学组分、几何参数、空间分布及介电环境等.

为突破单频 Fano 共振在光学器件应用上的限制, 纳米结构多重 Fano 共振的激发, 由于能同时在多个波段控制光与物质的相互作用, 在多波段滤波器、高灵敏生化传感器等方面有着重要的应用^[12], 吸引了越来越多的关注. 当前获得多重 Fano 共振的方法可分为两类, 第一类为利用多个颗粒组成的低聚物或团簇体系, 这主要归因于体系内存在不同颗粒之间异相电荷振荡导致的多个暗模式与多数

* 山东省高校青创科技计划 (批准号: 2019 KJN001)、山东省自然科学基金 (批准号: ZR2018LF001) 和泰山学者项目专项资金 (批准号: tsqn201909150) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zxf4114@126.com

颗粒同相振荡形成的亮模式的相互作用^[10]; 第二类为运用体系的亮模式激发大尺寸颗粒自身内在的暗多极模式, 典型构筑单元为环结构. 该结构不仅能将入射光局域在环的内外壁, 而且还能通过内外径、壁厚等多个参数调控其近场和远场响应^[13,14]. 相比于完整环结构, 劈裂环由于缺口的存在对光场的调制提供了更多的自由度, 其不仅能与入射光直接作用激发出高阶电磁共振使得光谱更加精细^[15,16], 而且在劈裂缺口处还能够形成较大的电场增强从而导致非线性光学效率的提升^[17]. 当改变入射光的偏振时, 还可进一步改变劈裂环缺口处的电场强度和调整其空间分布^[14]. 当一个尺寸相对较小的颗粒插入到较大的劈裂环中时, 添加的颗粒与环的各种固有模式之间将相互作用产生多个低能成键和高能反键共振态^[18,19], 很可能导致共振频率靠近的亮模式和暗模式满足 Fano 共振条件. 文献^[20]报道了在三角板与劈裂环构成的纳米结构中, 三角板的偶极模式与劈裂环的四极模式杂化形成的成键暗模式和反键亮模式, 可相互作用形成 Fano 共振. 文献^[21]表明劈裂环偶极与圆盘偶极同相振荡而产生的高能反键亮模式, 其可同时与劈裂环的四极和八极模式耦合, 实现双重 Fano 共振的激发. 此外, 通过调节插入的纳米颗粒和劈裂环之间的耦合程度, 还可以控制不同类型 Fano 共振的产生. 如在劈裂环/棒结构中, 利用纳米棒的移动, 可以调控基于劈裂环对称或反对称四极模式的 Fano 共振的形成^[22]; 在劈裂环/盘纳米腔中, 纳米圆盘在不同方向上的位移可诱导出第二个对称或反对称 Fano 共振^[23]. 另有报道^[24,25], 通过破坏环宽度的均匀性, 可以在不对称劈裂环/盘纳米结构中产生更丰富的 Fano 共振现象, 原因在于腔的电偶极亮模对劈裂环更多个暗高阶模的激发.

尽管基于劈裂环的多重 Fano 共振等离激元微纳结构已有许多报道, 但多集中于研究外来颗粒嵌入到劈裂环中时的腔结构参数对 Fano 共振的影响, 对于颗粒在劈裂环之外构成的二聚体结构的 Fano 共振多重激发、调控等工作尚较少见. 本文通过时域有限差分 (finite difference time domain, FDTD) 方法, 研究由圆盘与劈裂环构筑的金二聚体结构的光学性质, 分析劈裂环的缺口取向、破缺程度等对其多重 Fano 共振调谐特性的影响. 结果发现, 该二聚体具有较强的 Fano 共振可调性, 通过不同程度的二聚体结构对称性破缺, 将导致不

同类型的多重 Fano 共振的激发和强度改变, 这为多波段滤波和传感应用提供了一定参考.

2 模型与计算方法

图 1 为所研究的劈裂环-盘二聚体的几何结构示意图. 圆盘的半径 $R = 150$ nm, 劈裂环的内外层半径分别为 $R_1 = 170$ nm 和 $R_2 = 200$ nm, 缺口角度 $\theta = 30^\circ$, 两者的间隔 $g = 10$ nm, 高度均为 30 nm. 参量 φ 为劈裂环缺口中心相对 y 轴的偏转角度. 根据文献^[21, 26]的描述, 劈裂环的缺口方向定义为缺口两端对应位置的连线方向, 当 $\varphi = 0^\circ$ 时其平行于二聚体中心连线, 即沿 x 轴方向; 当 $\varphi = 90^\circ$ 或 -90° 时, 缺口方向垂直于中心连线, 即沿 y 轴方向. 参量 Δ_x 和 Δ_y 表示劈裂环的内层中心相对外层中心分别沿 x 轴和 y 轴方向的偏移量. 二聚体的光学性质采用 FDTD 方法^[27] 模拟得到, 为了模拟准确将该二聚体的计算区域设定为 3500 nm \times 3500 nm \times 3000 nm, 网格尺寸设置为 2.5 nm, 并在边界上构建完全匹配层以阻隔反射光. 劈裂环和圆盘的材料均为金, 其折射率数据取自于文献^[28], 周围环境设置为空气. 入射电磁波沿 z 轴垂直照射于该二聚体, 偏振方向平行于 x 轴. 另外, 除非特别指出, 本文中所涉及的二聚体表面电场分布描绘的均是在 z 轴方向的电场分量 (E_z) 图像, 这是因为纳米结构表面电场的法向分量方向与电荷的分布相关^[29], 从而可以间接确定纳米结构共振模式的类别. 且为了更清晰地展示电场分布特点, 每个电场图上的色阶不同.

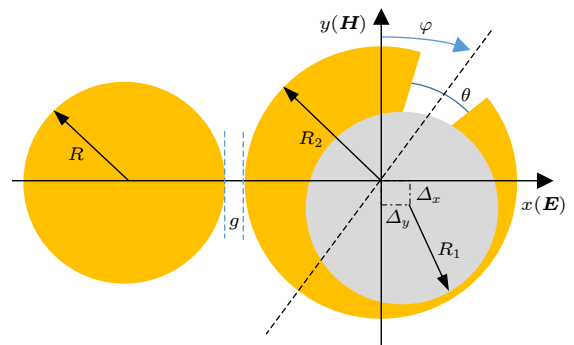


图 1 劈裂环-盘二聚体的几何结构示意图, 其中 $R = 150$ nm, $R_1 = 170$ nm, $R_2 = 200$ nm, $\theta = 30^\circ$, $g = 10$ nm, 二聚体高度为 30 nm

Fig. 1. Geometrical structure of the split ring-disk dimer, where $R = 150$ nm, $R_1 = 170$ nm, $R_2 = 200$ nm, $\theta = 30^\circ$, $g = 10$ nm, the height of dimer is 30 nm.

3 结果与讨论

纳米结构的光学性质与其几何结构参数密切相关. 在其他参数固定不变的情况下, 参量 φ , Δ_x 和 Δ_y 的变化均可能引起二聚体光学性质的变化. 下面将分别计算当缺口方向与 x 轴平行 ($\varphi = 0^\circ$) 或垂直 ($\varphi = 90^\circ, -90^\circ$) 时, 劈裂环内层中心的移动引起的二聚体散射谱的变化, 分析该结构的 Fano 共振调控性质.

首先, 分析 $\varphi = 0^\circ$ 和 $\Delta_x = \Delta_y = 0$ nm 时该二聚体结构的光学性质, 其和具有相同物理参数的单独圆盘、单独劈裂环的散射谱如图 2 所示. 由图 2 可知, 单独圆盘在 857 nm 附近产生的散射峰由其偶极共振所导致, 单独劈裂环在 1265 nm, 849 nm 和 693 nm 附近的散射峰, 分别对应劈裂环的 3 个共振模式. 可见, 与正入射时完整环仅能激发偶极模式相比 [13], 劈裂环因为结构对称性的破缺, 其高阶模式能够与入射光直接耦合从而产生多个高阶电磁共振, 而且由于劈裂环的后两个高阶模式处于圆盘的偶极共振光谱范围内, 满足 Fano 共振条件, 故导致二聚体在 857 nm 和 724 nm 处产生了两个 Fano 共振谷 (标记为 aDip5 和 aDip7). 为进一步探究该 Fano 共振产生的物理原理, 图 2 右侧中、下插图分别展示了在两个 Fano 共振谷时激发的该二聚体表面电场分布. 可以看到, 劈裂环表面分别存在 5 个和 7 个电场节点且缺口两端电场方向相反, 表现为五阶 ($N = 5$) 和七阶 ($N = 7$) 共振模式 [24], 也被称为反对称八极和十六级模式 [22,23], 这两个奇数阶模式与圆盘偶极模式发生相消干涉从而引起了五阶 (反对称八极)-偶极和七阶 (反对称十六级)-偶极 Fano 共振的产生. 对于单独劈裂环在 1265 nm 处产生的共振, 其与圆盘的偶极共振光谱重叠度较小, 故未引起明显的 Fano 共振效应. 根据图 2 右上插图展示的在 1373 nm 时激发的该二聚体表面电场分布可以看出, 该模式对应于劈裂环的三阶共振 ($N = 3$, 反对称四极) 模式 [22,25]. 其与圆盘的偶极模式作用将形成高能量的三阶-偶极反键模式和低能量的成键模式, 后者具有更大的净偶极矩, 与入射光耦合形成了在 1373 nm 附近的强散射峰 (aPeak3). 此外, 从图 2 还看到二聚体在 993 nm 附近显现了一个较深的共振谷 (aDip4), 该处激发的电场分布如图 2 左侧插图所示. 可见, 此

时劈裂环表面存在 4 个电场节点且缺口两端的电场方向相同, 表明该共振对应于劈裂环的四阶 ($N = 4$, 对称四极) 模式. 一般, 当入射光偏振方向平行于单独劈裂环的缺口方向时, 只有劈裂环的奇数阶模式能够被激发出来, 产生一阶 ($N = 1$)、三阶、五阶等共振 [26], 而偶数阶模式作为一种完全暗模式, 通常不能被激发出来. 但是, 当劈裂环与圆盘组成二聚体结构时, 劈裂环的四阶暗模式可通过近场耦合作用被圆盘的偶极亮模式激发出来, 并与之发生相消干涉产生四阶-偶极 Fano 共振谷. 相比于完整环盘二聚体只能激发一个四极 Fano 共振 [30], 劈裂环盘二聚体因为缺口的存在可激发出对称和反对称两种类型的四极 Fano 共振, 使得光谱更加精细, 更有利于在多波长传感器件中激发波段的选择.

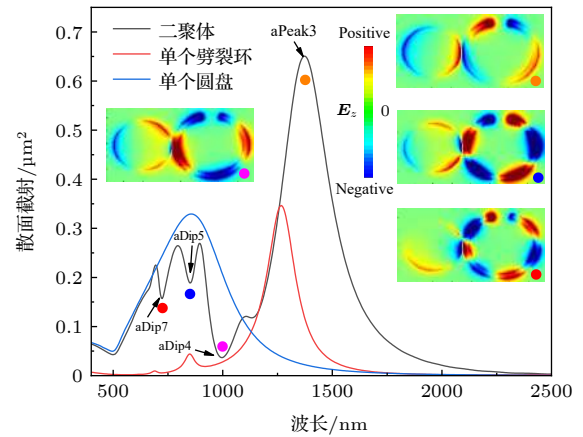


图 2 当 $\varphi = 0^\circ$ 和 $\Delta_x = \Delta_y = 0$ nm 时二聚体、单独圆盘和单独劈裂环的散射谱. 插图为对应共振波长处激发的二聚体表面电场 E_z 分布

Fig. 2. Scattering spectra of a single dimer, individual disk and individual split ring with $\varphi = 0^\circ$ and $\Delta_x = \Delta_y = 0$ nm. Insets show the calculated electric field distributions E_z on the surface of the dimer at the indicated resonances.

当劈裂环的内层中心与外层中心不一致, 即 $\Delta_x \neq 0$ 或 $\Delta_y \neq 0$ 时, 环宽度的不均匀性将导致二聚体结构的对称性进一步破坏, 进而引起其 Fano 共振特性发生变化. 图 3 给出了 $\varphi = 0^\circ$ 和 $\Delta_y = 0$ nm 时, Δ_x 的变化引起的二聚体散射谱的演变. 由图 3(a) 可见, 随着 Δ_x 的增大, 整个光谱红移, 处于四阶-偶极 Fano 共振谷 (aDip4) 和三阶-偶极成键共振峰 (aPeak3) 之间的弱峰 (aPeak3') 和浅谷 (aDip3) 逐渐增大, 对应波长分别从 $\Delta_x = 0$ nm 时的 1100 nm 和 1142 nm 移动

至 $\Delta_x = 20$ nm 时的 1164 nm 和 1279 nm. 同时, 在短波长区域的七阶-偶极 Fano 谷 (aDip7) 逐渐变小并在 $\Delta_x = 15$ nm 时消失, 而在其临近的长波长处的散射峰则发生了分裂, 产生了一个新谷 (aDip6). 此外, 在 1862 nm 附近还出现了一个新的共振峰 (aPeak2). 为了解释该现象产生的原因, 计算了单独劈裂环在 $\Delta_x = 20$ nm 时的散射谱, 如图 3(a) 中黑细线所示. 该谱线上共显示了 4 个明显的散射峰和 1 个处于短波长区域的较弱的峰, 对应波长分别为 1824, 1361, 1054, 903 和 736 nm. 根据等离激元杂化理论^[16], 当劈裂环的结构对称性破缺时, 不同能级的内外层表面等离激元共振将发生耦合, 使得劈裂环的高阶模式能够与偶极模式杂化而被激发, 同时引起散射峰红移. 因此, 随着 Δ_x 从 0 nm 增大至 20 nm, 劈裂环的三阶、五阶和七阶模式共振波长分别红移至 1361, 903 和 736 nm; 其偶数阶暗模式也被激发并随着增强, 当 $\Delta_x = 20$ nm 时 1824 nm 和 1054 nm 附近的散射峰分别源于劈裂环的二阶 ($N = 2$, 对称偶极) 和四阶共振模式. 在二聚体结构中, 劈裂环的二阶模式进一步与圆盘的偶极模式杂化而形成了在 1862 nm 附近的散射峰 (aPeak2), 其对应的电场分布如图 3(a) 右上插图所示. 可以看出, 沿劈裂环表面存在三个电场节点, 与三阶模式的电场分布类似, 但缺口右端的电场强度和分布区域明显小于左端的电场, 这是由于此时产生的劈裂环二阶模式也杂化了一阶和三阶等奇数阶模式, 从而导致缺口两端的电场强度和方向不同. 至于在 1164 nm 附近的共振 (aPeak3'), 由其电场分布 (右中插图) 可知, 该共振对应于劈裂环三阶模式和圆盘偶极模式杂化而形成的反键模式. 随着 Δ_x 的增大, 反键模式强度逐渐增大, 成键模式强度逐渐减小, 两者之间的相互作用形成一个逐渐增大的三阶-偶极 Fano 共振谷 (aDip3), 结果类似于环二聚体产生的四极-偶极 Fano 共振谷随环厚度的演变^[31]. 而二聚体在 $\Delta_x = 20$ nm 时 816 nm 附近出现的新谷 (aDip6), 没有对应的单独劈裂环散射峰出现, 但其处于劈裂环的五阶和七阶散射峰之间, 推测该新谷源于劈裂环所支持的六阶 ($N = 6$) 暗模式与圆盘偶极模式作用而导致的六阶-偶极 Fano 共振. 图 3(a) 右下插图显示了在该谷位处激发的二聚体表面电场分布, 可见沿劈裂环表面共有 6 个电场节点且缺口两端的电场方向相同, 证实了劈裂环六阶模式的产生. 有意思的是,

尽管七阶-偶极 Fano 共振谷随着 Δ_x 的增大逐渐减小并消失, 但在 $\Delta_x = 25$ nm 时将又重新出现且八阶 ($N = 8$, 对称十六级)-偶极 Fano 共振也能被激发出来 (图 3(a) 中未给出).

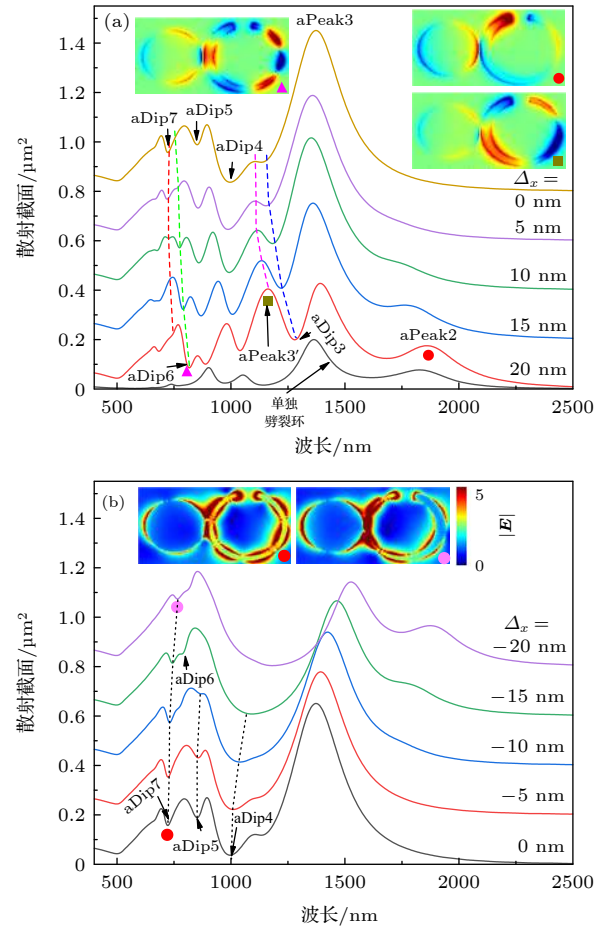


图 3 固定 $\varphi = 0^\circ$ 和 $\Delta_y = 0$ nm, 二聚体的散射谱随 (a) $\Delta_x = 0-20$ nm, (b) $\Delta_x = -20-0$ nm 的变化. 插图为在指定频率处的二聚体表面电场分布

Fig. 3. Scattering spectra of the dimer with $\varphi = 0^\circ$ and $\Delta_y = 0$ nm for different values of Δ_x : (a) $\Delta_x = 0-20$ nm; (b) $\Delta_x = -20-0$ nm. Insets show the calculated electric field (a) E_z ($\Delta_x = 20$ nm), and (b) $|E|$ ($\Delta_x = -20$ nm) distributions at the indicated resonances.

当劈裂环内层相对外层沿 x 轴负方向移动时, 二聚体的散射谱随 Δ_x 的变化如图 3(b) 所示. 可以看到, 随着 Δ_x 的减小, 散射谱也红移, 但各个 Fano 共振谷却随着减小, 七阶-偶极 Fano 共振谷 (aDip7) 在 $\Delta_x = -20$ nm 时已变得很浅, 而五阶-偶极和四阶-偶极 Fano 共振谷 (aDip5、aDip4) 在 $\Delta_x = -15$ nm 时已消失不见; 同时, 六阶-偶极 Fano 共振谷 (aDip6) 在 $\Delta_x = -10$ nm 时出现但变化很小. 通过对比 $\Delta_x = -20$ nm 和 0 nm 时在七阶-偶极 Fano 共振谷 (aDip7)

处激发的电场强度 $|E|$ 分布可发现, 相比于 $\Delta_x = 0$ nm 时, $\Delta_x = -20$ nm 时的圆盘左端产生的局域电场相对较强, 同时劈裂环缺口两端的电场相对较弱, 说明当 Δ_x 减小时圆盘的偶极模式能量不能相对有效的耦合到劈裂环中, 导致 Fano 共振效应减弱. 这里, 为了方便对比, 两个插图中的电场强度 $|E|$ 分布采用了相同的色阶设置. 结合图 3(a) 和 3(b) 可知, 当劈裂环内层相对外层平行于缺口方向移动时, 远离圆盘方向能获得相对精细的散射谱型, 并可根据需要对 Fano 共振进行选择 and 调制.

图 4 给出了当 $\varphi = 0^\circ$ 和 $\Delta_x = 0$ nm 时, Δ_y 的变化对该二聚体结构散射谱的影响. 由图 4 可见, 不管 Δ_y 由 0 nm 增大还是减小, 整个光谱均向长波长方向移动, 且 $\Delta_y = -20$ nm 时的红移程度比 $\Delta_y = 20$ nm 时稍大, 并均伴随着六阶-偶极 Fano 共振谷 (aDip6) 的出现. 但是, Δ_y 由 0 nm 增大和减小对原有 Fano 共振谷的影响有着明显的不同, 随着 Δ_y 由 0 nm 增大, 除七阶-偶极 Fano 共振谷 (aDip7) 外, 其他 Fano 共振谷均逐渐减小并在 $\Delta_y = 20$ nm 时不可分辨; 而随着 Δ_y 由 0 nm 减小到 -20 nm, 七阶-偶极 Fano 共振谷 (aDip7) 减小并消失, 五阶-偶极 Fano 共振谷 (aDip5) 在 $\Delta_y = -10$ nm 时强度几乎没变, 但在 $\Delta_y = -20$ nm 时明显变小, 而四阶-偶极和三阶-偶极 Fano 共振谷 (aDip4, aDip3) 则随着增大. 这说明当劈裂环的内层中心垂直于缺口方向移动时, 不管靠近还是远离缺口均有利于基于劈裂环偶数阶模式的 Fano 共振的激发, 但靠近和远离缺口对原有 Fano 共振的影响则不同, 当靠近缺口时圆盘的偶极模式与劈裂环

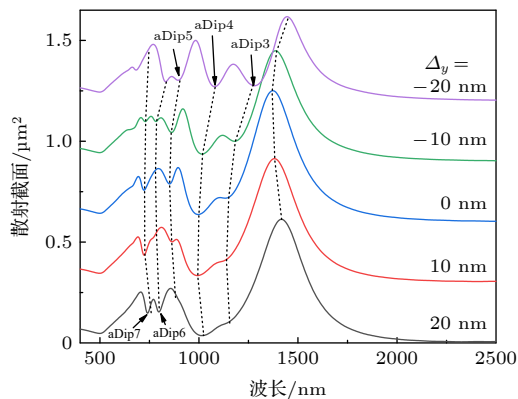


图 4 固定 $\varphi = 0^\circ$ 和 $\Delta_x = 0$ nm, Δ_y 在 -20—20 nm 变化时二聚体散射谱的变化

Fig. 4. Scattering spectra of the dimer with $\varphi = 0^\circ$ and $\Delta_x = 0$ nm for different values of $\Delta_y = -20-20$ nm.

的低阶模式间的耦合强度减小, 圆盘能量不易于耦合进劈裂环中, 从而导致 Fano 共振效应减弱; 当远离缺口时圆盘偶极模式却能相对有效的与劈裂环低阶模式发生耦合, 使得对应的 Fano 共振谷增大, 但此时与劈裂环高阶模式间的耦合效果则相对较差. 此外, 由图可知, $\Delta_y = -10$ nm 时的散射谱上存在较多的 Fano 共振谷, 可能更有利于多波段生化传感应用^[32].

当 $\varphi = 90^\circ$ 时, 图 5(a) 给出了固定 $\Delta_x = 0$ nm, 该二聚体结构的散射谱随 Δ_y 的变化. 由图可见, 当 $\Delta_y = 0$ nm 时, 在散射谱 775 nm 和 989 nm 处分别出现了较明显的 Fano 共振谷 (分别标记为 bDip6, bDip4), 在 1901 nm 处则显示了一个具有较宽谱宽的共振峰 (bPeak2). 为了分析其产生机制, 图 5(b) 第一行分别给出了相应波长处激发的二聚体表面电场分布. 可见, 此时图中每个劈裂环缺口两端产生的电场方向均相同, 且沿劈裂环表面分别存在 6 个、4 个和 2 个电场节点. 表明当 $\varphi = 90^\circ$ 时劈裂环中的偶数阶模式可被激发出来, 且六阶和四阶模式还能够与圆盘的偶极模式相消干涉产生六阶-偶极和四阶-偶极 Fano 共振谷 (bDip6, bDip4), 而二阶模式则和圆盘偶极模式耦合形成成键二阶-偶极模式, 使得净偶极矩增大, 增强了对入射光的散射能力. 相比 $\varphi = 0^\circ$ 时可同时产生奇数阶-偶极和偶数阶-偶极 Fano 共振, 此时的二聚体散射谱中未能发现奇数阶-偶极 Fano 共振的存在, 可能原因在于 $\varphi = 90^\circ$ 时的二聚体结构关于 x 轴对称, 对称性相对较好, 因而劈裂环和圆盘模式之间的等离激元共振杂化条件相对严格, 导致劈裂环奇数阶模式与圆盘偶极模式之间的耦合强度相对较弱, 不足以满足此类型的 Fano 共振产生条件. 由图 5(a) 还可见, 随着 Δ_y 的增大, 光谱红移, 六阶-偶极 Fano 共振谷 (bDip6) 先减小后消失但在 $\Delta_y = 20$ nm 时又重新出现, 四阶-偶极 Fano 共振谷 (bDip4) 则随着单调减小且在 $\Delta_y = 20$ nm 时已不可分辨; 同时, 在散射谱的短波长波段出现了几个新谷 (bDip5, bDip7, bDip8), 当 $\Delta_y = 20$ nm 时对应波长分别为 916 nm, 756 nm 和 705 nm. 根据图 5(b) 第二行所展示的在新谷处激发的电场分布可看出, 这几个新谷分别源于劈裂环的五阶、七阶和八阶模式与圆盘的偶极模式耦合而产生的 Fano 共振. 另外, 由图 5(b) 第三行插图还可知, 劈裂环的三阶模式也随着 Δ_y 的增大而被激

发出来, 由于其远离圆盘的偶极模式, 故显示为一个共振峰 (bPeak3) 的形式. 这些现象可解释为, 当劈裂环内层中心平行缺口方向移动时, 二聚体结构关于 x 轴的对称性被破坏, 劈裂环和圆盘模式之间的等离激元共振杂化条件放宽, 使得劈裂环奇数阶暗模式能够与圆盘偶极模式发生耦合, 导致了奇数阶-偶极 Fano 共振的产生, 且可能由于模式竞争的关系 [33], 同时引起了偶数阶-偶极 Fano 共振的减弱.

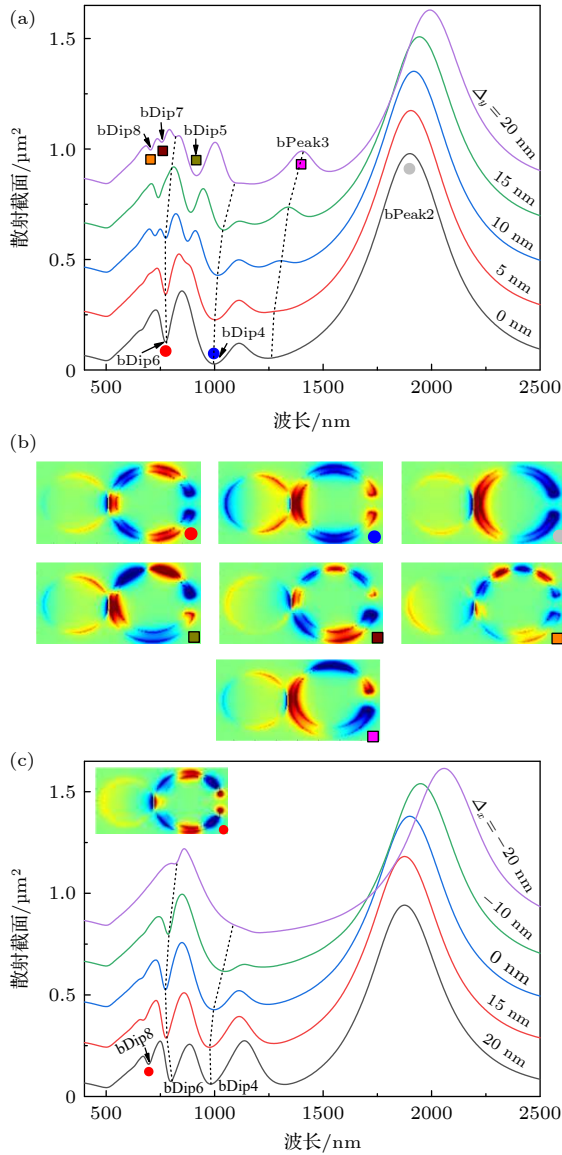


图 5 固定 $\varphi = 90^\circ$, 二聚体的散射谱随 (a) $\Delta_x = 0$ nm, Δ_y 在 0—20 nm, (c) $\Delta_y = 0$ nm, Δ_x 在 -20—20 nm 改变时的变化; (b) 在图 (a) 散射谱 $\Delta_y = 0$ nm 或 20 nm 中指定频率处的二聚体表面电场分布

Fig. 5. Scattering spectra of the dimer with $\varphi = 90^\circ$ for different values of (a) Δ_y from 0 nm to 20 nm with $\Delta_x = 0$ nm, and (c) Δ_x from -20 nm to 20 nm with $\Delta_y = 0$ nm; (b) calculated electric field E_z distributions at the indicated resonances shown in Fig.(a) at $\Delta_y = 0$ nm and 20 nm.

图 5(c) 给出了当 $\varphi = 90^\circ$ 并保持 $\Delta_y = 0$ nm 固定不变时, 该二聚体结构的散射谱随 Δ_x 的变化. 由图可见, 随着 Δ_x 由 0 nm 减小, 四阶-偶极和六阶-偶极 Fano 共振谷均减小, 当 $\Delta_x = -20$ nm 时四阶-偶极 Fano 共振谷 (bDip4) 已不可分辨, 六阶-偶极 Fano 共振谷 (bDip6) 也只显示为一个很小的谷; 而当 Δ_x 由 0 nm 增大时, 这两个 Fano 共振谷略有增大, 且当 $\Delta_x = 20$ nm 时在 696 nm 附近还出现了一个新谷 (bDip8). 根据该谷位处激发的二聚体表面电场分布可知, 此新谷源于劈裂环的八阶模式与圆盘偶极模式耦合而产生的八阶-偶极 Fano 共振. 这说明当劈裂环内层中心垂直缺口方向移动时, 由于二聚体结构仍然关于 x 轴对称, 故仅能产生偶数阶-偶极 Fano 共振, 且越靠近缺口 (远离圆盘) 越有利于 Fano 共振的增强.

图 6(a) 给出了当 $\varphi = -90^\circ$ 和 $\Delta_x = 0$ nm 时, 该二聚体结构的散射谱随 Δ_y 的变化. 由图可见, 当 $\Delta_y = 0$ nm 时, 两个明显的 Fano 共振谷分别出现在 756 nm (cDip6) 和 972 nm (cDip4) 附近, 另有一个具有较宽谱宽的共振峰出现在 1789 nm 附近 (cPeak2). 根据图 6(a) 插图中显示的在对应波长处激发的二聚体表面电场分布可看出, 这两个 Fano 共振谷分别源于劈裂环的六阶和四阶模式与圆盘偶极模式相消干涉而产生的 Fano 共振, 共振峰则源于劈裂环的二阶模式和圆盘偶极模式形成的成键二阶-偶极模式. 相比于 $\varphi = 90^\circ$ 时的散射谱, 此时的二聚体散射谱相对蓝移, 原因在于 $\varphi = -90^\circ$ 时的劈裂环缺口取向使得圆盘与劈裂环之间的间隙相对较大, 导致圆盘偶极模式与劈裂环模式间的耦合相对较弱. 随着 Δ_y 的增大, 光谱红移, 六阶-偶极和四阶-偶极 Fano 共振谷略有增大, 三阶-偶极模式也随着出现并增大. 这与 $\varphi = 90^\circ$ 时的光谱随 Δ_y 的变化有所不同, 可能原因在于圆盘偶极模式和劈裂环奇数阶模式之间的耦合强度还是相对较弱, 不足以满足奇数阶-偶极 Fano 共振激发条件. 图 6(b) 为当 $\varphi = -90^\circ$ 和 $\Delta_y = 0$ nm 时, Δ_x 的变化对二聚体散射谱的影响. 可见, 当 Δ_x 增大时, 六阶-偶极和四阶-偶极 Fano 共振谷将增大, 同时八阶-偶极 Fano 共振也能被激发出来. 这与 $\varphi = 90^\circ$ 时 Δ_x 的变化对二聚体散射谱的影响类似, 但当 Δ_x 同等程度变化时, $\varphi = 90^\circ$ 时的 Fano 共振谷强度变化要比 $\varphi = -90^\circ$ 时的变化大些, 根源就在于组成二聚体结构的劈裂环与圆盘之间的间隙不同,

间隙越小, 则劈裂环和圆盘间的耦合效应越大, 对参数的变化也越敏感, 导致的光学性质变化程度也越大^[34].

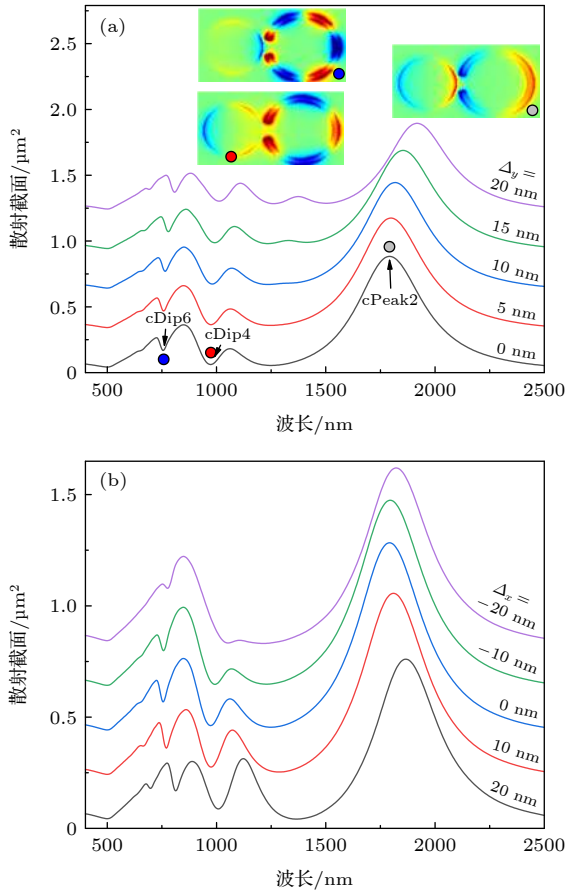


图6 当 $\varphi = -90^\circ$ 时二聚体的散射谱随 Δ_x , Δ_y 的变化 (a) $\Delta_x = 0$ nm, Δ_y 从0 nm到20 nm; (b) $\Delta_y = 0$ nm, Δ_x 从-20 nm到20 nm. 插图为 $\Delta_x = 0$ nm, $\Delta_y = 20$ nm时的散射谱中指定频率处的二聚体表面电场分布

Fig. 6. Scattering spectra of the dimer with $\varphi = 90^\circ$ for different values of (a) Δ_y from 0 nm to 20 nm with $\Delta_x = 0$ nm, and (b) Δ_x from -20 nm to 20 nm with $\Delta_y = 0$ nm. Inset show the calculated electric field E_z distributions at the indicated resonances with $\Delta_x = 0$ nm and $\Delta_y = 20$ nm.

值得指出的是, 虽然通过调节结构参数可实现对劈裂环盘二聚体多重 Fano 共振的激发, 但产生的 Fano 共振存在着调制深度较浅、光谱对比度相对较差的缺点, 制约着相关器件的实际应用. 有文献报道当纳米结构组成阵列时, 阵列单元之间的耦合效应可对 Fano 共振线型进行调控^[9,35]. 因此, 探究了劈裂环盘二聚体阵列结构的光学性质, 发现二聚体组成阵列时能够使得 Fano 共振光谱对比度增大, 且阵列周期越小 Fano 共振对比度也越好, 表明相比单个盘环二聚体, 其阵列结构能够有效提升

对入射光场的调制能力. 阵列结构参数对于该二聚体阵列多重 Fano 共振的具体影响, 我们将在以后继续讨论.

4 结 论

本文研究了一种由金劈裂环和金圆盘构成的环盘二聚体结构, 应用 FDTD 方法模拟了其散射光谱和表面电场分布, 分析了劈裂环的缺口取向、对称破缺程度等对其光学性质尤其是 Fano 共振特性的影响. 结果表明, 该结构能够激发多重 Fano 共振, 且随着劈裂环破缺程度增大而红移. 当劈裂环的缺口方向平行于二聚体中心连线时, 基于劈裂环奇数阶和偶数阶的 Fano 共振均能被激发出来, 且劈裂环的进一步破缺还有利于偶数阶 Fano 共振的产生. 此外, 随着劈裂环内层中心远离圆盘散射谱形将变得更加精细, 低阶 Fano 共振也随着内层中心远离缺口而增大. 当劈裂环的缺口方向垂直于二聚体中心连线时, 仅能激发出基于劈裂环偶数阶的 Fano 共振, 且随着劈裂环内层中心远离圆盘而增大, 当劈裂环进一步破缺时, 缺口背对圆盘的二聚体结构还能激发出奇数阶 Fano 共振, 同时伴随着偶数阶 Fano 共振的减弱, 而缺口面对圆盘的二聚体则仅发生偶数阶 Fano 共振的微增. 这些结果可望用于基于多重 Fano 共振可控的劈裂环盘二聚体结构设计, 以满足多波段微纳光子学方面的需求.

参考文献

- [1] Maier S A 2007 *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (New York: Springer Science & Business Media) pp107–138
- [2] Zheng C, Jia T, Zhao H, Xia Y, Zhang S, Feng D, Sun Z 2018 *RSC Adv.* **8** 3381
- [3] Ling Y, Huang L, Hong W, Liu T, Luan J, Liu W, Lai J, Li H 2018 *Nanoscale* **10** 19517
- [4] Li G, Hu H, Wu L 2019 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **21** 252
- [5] Zhang Y, Zhen Y, Neumann O, Day J K, Nordlander P, Halas N J 2014 *Nat. Commun.* **5** 4424
- [6] Zhi L, Liu W, Li Z, Hua C, Chen S, Tian J 2017 *Opt. Lett.* **42** 3117
- [7] Wan W, Zheng W, Chen Y, Liu Z 2014 *Nanoscale* **6** 9093
- [8] Biswas S, Duan J, Nepal D, Park K, Pachter R, Vaia R A 2013 *Nano Lett.* **13** 6287
- [9] Liu S, Yue P, Zhang S, Wang M, Dai H, Chen Y, Nie Z, Cui Y, Han J, Duan H 2020 *Adv. Opt. Mater.* **8** 1901109
- [10] Hu H, Zhang F, Li G, Chen J, Li Q, Wu L 2018 *Photon. Res.* **6** 204
- [11] Dutta A, Alam K, Nuutinen T, Hulkko E, Vartiainen E M 2019 *Opt. Express* **27** 30031

- [12] Yang L, Li P, Liu H, Tang X, Liu J 2015 *Chem. Soc. Rev.* **44** 2837
- [13] Hao F, Larsson E M, Ali T A, Sutherland D S, Nordlander P 2008 *Chem. Phys. Lett.* **458** 262
- [14] Koya A N, Ji B, Hao Z, Lin J 2016 *J. Opt.* **18** 055007
- [15] Dalius S, Gediminas L, Andrius V, Ilvinas K, Gintaras V 2017 *Opt. Express* **25** 25113
- [16] Rockstuhl C, Lederer F, Etrich C, Zentgraf T, Giessen H 2006 *Opt. Express* **14** 8827
- [17] Liu S D, Yue P, Zhu M Q, Wen J, Lei D 2019 *Opt. Express* **27** 26377
- [18] Li Y, Huo Y, Zhang Y and Zhang Z 2017 *Plasmonics* **12** 1613
- [19] Halas N J, Lal S, Chang W S, Nordlander P 2011 *Chem. Rev.* **111** 3913
- [20] Wang W, Li Y, Peng J, Chen Z, Qian J, Chen J, Xu J, Sun Q 2014 *J. Opt.* **16** 035002
- [21] Zhang Q, Wen X, Li G, Ruan Q, Wang J, Xiong Q 2013 *ACS Nano* **7** 11071
- [22] Sun B, Zhao L, Wang C, Yi X, Liu Z, Wang G, Li J 2014 *J. Phys. Chem. C* **118** 25124
- [23] Wang L, Liu Z, Yi X, Zhang Y, Li H, Li J, Wang G 2016 *J. Appl. Phys.* **119** 173106
- [24] Cui J, Ji B, Song X, Lin J 2019 *Plasmonics* **14** 41
- [25] Zhang X, Liu F, Yan X, Liang L, Wei D 2020 *J. Opt.* **22** 115003
- [26] Sheridan A K, Clark A W, Glidle A, Cooper J M, Cumming D R S 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 143105
- [27] Taflov A, Hagness S 2000 *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (Vol. 2) (Boston: Artech House) pp75–85
- [28] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [29] Lovera A, Gallinet B, Nordlander P, Martin O 2013 *ACS Nano* **7** 4527
- [30] Zhang Y, Jia T Q, Zhang H M, Xu Z Z 2012 *Opt. Lett.* **37** 4919
- [31] Zhang L, Dong Z, Wang Y, Liu Y, Zhang S, Yang J K W, Qiu C 2015 *Nanoscale* **7** 12018
- [32] Zong X, Li L, Liu Y 2019 *Opt. Mater. Express* **9** 870
- [33] Hu Y, Noelck S J, Drezek R A 2010 *ACS Nano* **4** 1521
- [34] Xiao F, Zhang J, Yu W, Zhu W, Zhao J 2020 *Opt. Express* **28** 3000
- [35] Wang N, Zeisberger M, Huebner U, Giannini V, Schmidt M A 2019 *Sci. Rep.* **9** 2873

Multiple Fano resonances in gold split ring disk dimers^{*}

Yang Qi-Li¹⁾ Zhang Xing-Fang^{1)2)†} Liu Feng-Shou¹⁾

Yan Xin¹⁾²⁾ Liang Lan-Ju¹⁾²⁾

¹⁾ (School of Opt-Electronic Engineering, Zaozhuang University, Zaozhuang 277160, China)

²⁾ (Laboratory of Optoelectronic Information Processing and Display of Shandong, Zaozhuang 277160, China)

(Received 7 May 2021; revised manuscript received 14 October 2021)

Abstract

A plasmonic dimer composed of a gold split ring and a gold disk is proposed. The scattering spectra and electromagnetic field distributions on the surface of the dimer are calculated by the finite difference time domain method, and the effects of split gap orientation and structural symmetry breaking of the ring on Fano resonance characteristics are theoretically investigated in detail. The results show the multiple Fano resonances that can be formed due to the destructive interference between the electric dipole mode of the disk and multiple multipolar modes of the split ring, and the red shift when the symmetry breaking of the split ring is broken. When the split gap of the ring is parallel to the interparticle axis of the dimer, multiple Fano resonances based on the odd-order mode and the even-order mode of the split ring can be generated, and more even-order Fano resonances can be formed due to the further symmetry breaking of the split ring. In addition, a more refined scattering spectrum can be obtained as the ring internal surface moves far away from the disk along the interparticle axis. On the other hand, Fano resonances based on the lower order multipolar modes of the ring can be increased as they move away from the split gap. When the split gap of the ring is perpendicular to the interparticle axis of the dimer, only the even-order Fano resonances can be excited, and these resonances increase with the ring internal surface going away from the disk no matter whether the split gap of the ring faces the disk or not. As the structural symmetry of the dimer is further broken due to the ring internal surface moving along the split gap direction, the odd-order Fano resonance can be successfully produced in the dimer with the split gap coming back to the disk, at the same time, the even-order Fano resonances are gradually weaken perhaps due to the complicated competitive behaviors of spectral overlapping between the dipole mode of the disk and multipolar mode of the ring in energy. However, there is no odd-order Fano resonance appearing in the dimer with the split gap facing the disk except for a slightly increased even-order Fano resonance, as the structural symmetry of the dimer is further broken. These results are expected to be useful in designing multiple Fano controllable split ring disk dimers and also developing the application of multiwavelength micro-nano photonics.

Keywords: Fano resonance, surface plasmon, dimer, finite difference time domain

PACS: 78.67.-n, 73.20.Mf, 78.67.Bf

DOI: [10.7498/aps.71.20210855](https://doi.org/10.7498/aps.71.20210855)

^{*} Project supported by the Qingchuang Science and Technology Plan of Shandong Universities, China (Grant No. 2019KJN001), the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2018LF001), and the Project Special Funding of Taishan Scholar, China (Grant No. tsqn201909150).

[†] Corresponding author. E-mail: zxf4114@126.com