

## 紧聚焦角向矢量光激发下硅环-开口金环纳米天线的单向散射

张汉谋 肖发俊 赵建林

## Unidirectional scattering of Si ring–Au split ring nanoantenna excited by tightly focused azimuthally polarized beam

Zhang Han-Mou Xiao Fa-Jun Zhao Jian-Lin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 135201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212212

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212212>

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

#### 紧聚焦角向偏振分数阶涡旋光诱导磁化场特性

Investigation on magnetization induced by tightly focused azimuthally polarized fractional vortex beam

物理学报. 2020, 69(16): 167802 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200269>

#### 金属开口环谐振器超构分子中二次谐波偏振态的调控

Polarization state of second harmonic generation in split ring resonator based meta–molecule

物理学报. 2019, 68(21): 214205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190837>

#### 金属基底上光学偶极纳米天线的自发辐射宽带增强: 表面等离激元直观模型

Broadband enhancement of spontaneous emission by optical dipole nanoantenna on metallic substrate: An intuitive model of surface plasmon polariton

物理学报. 2022, 71(11): 118101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212290>

#### 金薄膜衬底上介质-金属核壳结构的光学力调控

Tuning optical force of dielectric/metal core–shell placed above Au film

物理学报. 2020, 69(18): 184206 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200214>

#### 基于开口环阵列结构的表面晶格共振产生及二次谐波增强

Conditions for surface lattice resonances and enhancement of second harmonic generation based on split–ring resonators

物理学报. 2021, 70(5): 054206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201424>

#### 基于塔姆激元-表面等离极化激元混合模式的单缝加凹槽纳米结构的增强透射

Enhanced optical transmission by exciting hybrid states of Tamm and surface plasmon polaritons in single slit with multi–pair groove nanostructure

物理学报. 2018, 67(10): 107104 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180117>

# 紧聚焦角向矢量光激发下硅环-开口金环 纳米天线的单向散射\*

张汉谋 肖发俊<sup>†</sup> 赵建林<sup>‡</sup>

(西北工业大学物理科学与技术学院, 光场调控与信息感知工业和信息化部重点实验室, 陕西省光信息技术重点实验室, 西安 710029)

(2021年12月1日收到; 2022年3月11日收到修改稿)

采用时域有限差分法, 数值研究了紧聚焦角向矢量光激发下硅环-开口金环纳米天线的远场散射特性. 结果表明: 紧聚焦的角向矢量光可在硅纳米环和开口金纳米环中分别激发出不同峰宽的磁偶极模式; 由于模式间的杂化效应, 两种磁偶极模式会耦合形成硅环-开口金环纳米结构的反键和成键模式; 在峰谷 1064 nm 波长处, 反键和成键模式间的相消干涉在面内形成了单向远场散射. 进一步, 详细研究了几何参数对单向散射的影响, 并且借助该纳米天线的单向散射特性, 实现了偶极光源的定向发射. 研究结果提供了一种纳米光子结构远场散射的灵活调控手段, 并有望为纳米光源、光学传感器等的设计和研发提供有益的参考.

**关键词:** 单向散射, 磁偶极模式, 等离激元杂化, 开口环谐振器纳米结构

**PACS:** 52.25.Tx, 52.40.Fd, 42.68.Mj, 78.20.Bh

**DOI:** 10.7498/aps.71.20212212

## 1 引言

光学纳米天线在纳米尺度内具有极强的控制光散射和吸收的能力<sup>[1]</sup>, 因而被广泛用于自发辐射操控<sup>[2]</sup>、表面增强拉曼散射<sup>[3]</sup>以及纳米位移传感<sup>[4]</sup>等. 特别地, 其定向发射(散射)的特性在靶向给药<sup>[5]</sup>、太阳能发电<sup>[6]</sup>和生物传感<sup>[7]</sup>等方面展现了巨大应用价值. 单个金属纳米颗粒的散射远场通常由电偶极模式主导, 呈现出关于对称轴的各向同性分布<sup>[2,8,9]</sup>. 为使纳米结构在光频范围具有较好的单向性, 研究者提出了金属纳米颗粒阵列结构, 如巴木天线(Yagi-Uda antenna)<sup>[10]</sup>. 这类结构中存在多个电偶极模式. 借助结构参数或材料的设计, 这些电偶极模式在一个方向出现相长干涉, 而在相反方向为相

消干涉, 导致结构的单向远场散射<sup>[10,11]</sup>. 然而, 这类纳米阵列结构由于结构复杂, 制作条件较为苛刻<sup>[12]</sup>. 此外, 较好的单向散射也可以通过单个纳米颗粒中电偶极模式和磁偶极或高阶模式间的干涉来实现<sup>[13,14]</sup>. 1983年, Kerker等<sup>[15]</sup>在理论上发现磁介质球在平面波激发下, 会因电偶极和磁偶极模式的干涉, 产生前向(背向)单向散射. 该现象相继被 Geffrin等<sup>[16]</sup>(2012年)和 Fu等<sup>[17]</sup>(2013年)等在实验上证实. 随后, 人们在砷化镓(GaAs)纳米颗粒<sup>[18]</sup>和锗(Ge)纳米颗粒<sup>[19]</sup>也观察到了可见波段的前向(背向)单向散射. 并且, 锗纳米颗粒的前向散射波长更接近于磁偶共振波长, 因此其前向散射更为高效. 近年来, 借助光场调控技术, 可以有效地控制纳米颗粒中模式的干涉, 为调控单向散射提供了更为灵活的手段. 例如, Banzer研究组<sup>[20]</sup>发现了矢量光束激发下硅纳米球的横向单向散射, 并将其归因于聚焦

\* 国家重点研发计划(批准号: 2017YFA0303800)、国家自然科学基金(批准号: 11634010, 11874050)、陕西省重点研发项目(批准号: 2021KW-19)和中央高校基本科研业务费(批准号: 3102019JC008, D5000210936)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: fyxiao@nwpu.edu.cn

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: jlzha@nwpu.edu.cn

矢量光场对纵向电(磁)偶极和横向磁(电)偶极模式干涉的调控<sup>[21]</sup>. 进一步, 通过选择矢量光束偏振分布和激发波长, 他们还分析了横向散射的单向性对硅纳米球面内位移的依赖<sup>[20]</sup>. 这一横向方向性散射可以用于位置传感和纳米测量<sup>[22]</sup>, 以及和二维光子波导的方向性耦合<sup>[23]</sup>.

在各种纳米结构中, 开口金属环谐振器 (split-ring resonator, SRR) 是最典型的支持磁偶极模式的纳米结构<sup>[24,25]</sup>. 然而, 要产生两个磁偶极共振模式, 必须引入多个纳米结构使之形成复合纳米结构, 比如双开口环谐振器 (double split-ring resonator, DSRR)<sup>[26]</sup>. 这样, 借助单个开口金属环的磁偶极共振模式的相干干涉会导致在远场产生新奇的现象, 比如磁法诺共振<sup>[26–30]</sup>. 由于角向矢量光 (azimuthally polarized beam, APB) 可以选择性地只激发纳米结构的磁共振模式, 从而在复合纳米结构中产生纯磁的法诺 (Fano) 共振<sup>[31,32]</sup>. 例如, 2017 年北京大学方哲宇课题组<sup>[32]</sup> 利用角向矢量光实现了开口金纳米环六聚体结构的纯磁 Fano 共振, 并将该现象归结于一个宽峰的磁偶极亮模式和窄峰的磁偶极暗模式干涉. 类似地, 通过磁偶极模式的干涉也可能调控复合纳米结构的单向散射. 然而, 目前纳米结构的单向散射主要借助电偶极和电偶极模式、电偶极和磁偶极模式以及电偶极和电四极模式的干涉产生<sup>[13,14,33]</sup>, 由磁偶极和磁偶极模式干涉所产生单向散射却少有报道. 磁偶极模式的干涉导致的单向散射, 与纯磁 Fano 共振类似, 也具有较小的辐射损耗, 为实现高灵敏度传感器和窄线形的激光器提供可能. 基于此, 本文提出由硅纳米环 (Si ring) 和开口金纳米环 (Au split ring) 组成一种硅环-开口金环纳米天线 (Si ring-Au split ring nanoantenna, Si R-Au SRN), 借助角向矢量光在硅环和开口金环中激发出磁偶极模式的耦合, 产生硅环-开口金环复合纳米结构的反键和成键模式, 进而通过反键和成键模式的相消干涉实现横向的单向散射. 相关研究结果可为纳米光源、光学传感器等的设计和研发提供有益的参考.

## 2 计算模型和方法

图 1(a) 和图 1(b) 所示分别为设计的硅环-开口金环纳米天线在三维和二维直角坐标系中的结

构示意图及几何参数. 硅纳米环和开口金纳米环的高度均为  $h = 100 \text{ nm}$ , 硅环的外径和内径分别为  $R_1 = 160 \text{ nm}$  和  $R_2 = 110 \text{ nm}$  (硅环宽度  $w_1 = 50 \text{ nm}$ ), 开口金环的外径和内径分别为  $R_3 = 85 \text{ nm}$  和  $R_4 = 53.4 \text{ nm}$  (金环宽度  $w_2 = 31.4 \text{ nm}$ ), 其开口间隙  $g = 35 \text{ nm}$ . 开口金环和硅环的中截面环心位置分别为  $O_1$  (坐标原点  $O$  处) 和  $O_2$ , 两环间距为  $d$ , 其上、下表面分别位于  $z = \pm 50 \text{ nm}$  处的  $xy$  平面. 采用时域有限差分法 (借助软件 FDTD Solutions, Lumerical Inc.) 数值分析该纳米天线在紧聚焦矢量光束激发下的近场和远场性质. 首先, 利用 Richards-Wolf 矢量衍射积分<sup>[34]</sup> 获得紧聚焦 ( $NA = 0.85$ ) 角向矢量光在光源平面  $z_s$  ( $z_s < 0$ ) 上的电场分量的二维分布, 然后导入软件的自定义光源中. 紧聚焦角向矢量光沿  $z$  轴正方向传播, 聚焦在位于焦平面  $z = 0 \text{ nm}$  的纳米结构上, 光束焦斑中心与开口金纳米环的中截面环心重合. 为直观地显示纳米结构所在位置处的入射场, 图 2 给出紧聚焦角向矢量光在焦平面 ( $z = 0 \text{ nm}$ ) 上的电场和磁场分布. 由图 2(a) 可以看出, 焦平面上电场为角向偏振且光斑中心电场振幅较小. 图 2(b)–(d) 分别给出焦平面上总磁场及其面内和纵向分量的振幅分布, 可以看出, 纳米结构所在区域磁场的纵向分量对总磁场的贡献占主导地位. 仿真中, 硅和金的折射率选自 Palik<sup>[35]</sup> 和 Johnson 与 Christy<sup>[36]</sup> 的实验数据, 周围环境介质设定为空气. 为避免边界的非物理反射, 模拟区域外设置了完美匹配层 (perfectly matched layer, PML).

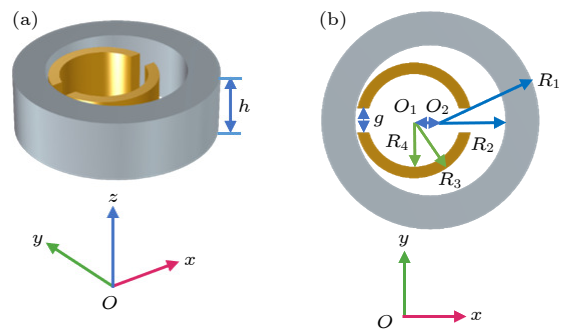


图 1 (a) 三维和 (b) 二维直角坐标系中硅环-开口金环纳米天线结构及几何参数示意图

Fig. 1. Schematic diagrams of Si R-Au SR nanoantenna with the geometrical parameters in (a) three-dimensional (3D) and (b) two-dimensional (2D) Cartesian coordinate systems.

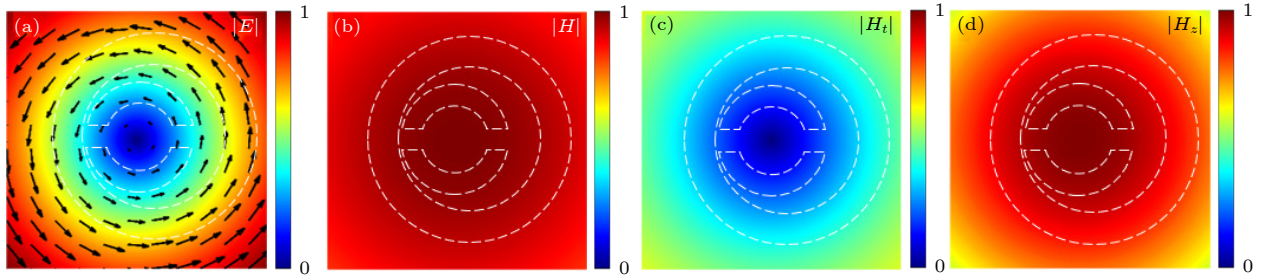


图 2 紧聚焦角向矢量光在焦平面上 ( $z = 0$  nm) 的电场和磁场分布 (a) 电场 (黑色箭头表示电场的偏振分布); (b) 总磁场; (c) 磁场面内分量 ( $|H_t| = (|H_x|^2 + |H_y|^2)^{1/2}$ ); (d) 磁场纵向分量. 白色虚线区域给出焦场中纳米结构的所在位置

Fig. 2. Distributions of electric and magnetic fields at focal plane for tightly focused APB: (a) Electric field; (b) magnetic field; (c) in-plane component of magnetic field; (d) longitudinal component of magnetic field. The black arrows represent the distribution of polarization and white dot line regions denote the nano-structure.

### 3 分析结果及讨论

为确定硅纳米环和开口金纳米环的共振模式, 首先分别模拟单个硅纳米环 (开口金纳米环) 在紧聚焦角向矢量光激发下的散射谱、共振峰处的近场分布 [纳米结构上表面 ( $z = 50$  nm)] 和远场散射分布, 结果如图 3 所示. 图 3(a) 为硅纳米环的散射谱, 可以看到在波长  $\lambda = 850$  nm 处有较宽的散射峰. 为进一步确认该散射峰对应的共振模式, 图 3(b) 给出该散射峰的磁场纵向分量 ( $H_z$ ) 和表面电流密度分布 (箭头所示). 从图 3(b) 可以看出, 磁场集中在小于硅环内半径  $R_2$  的区域, 由其环形的电流分

布可知, 该共振峰对应垂直于  $xy$  面的磁偶极模式<sup>[37]</sup>. 该共振波长处的三维散射远场分布如图 3(c) 所示, 可以看出, 其远场散射分布是以  $z$  轴为中心的甜甜圈状, 进一步印证了该共振峰为偶极矩沿  $z$  轴的磁偶极模式. 图 3(d) 为开口金环的散射谱, 可以看到在波长  $\lambda = 900$  nm 处有一个较为尖锐的共振峰. 图 3(e) 为开口金环在共振波长处的磁场纵向分量 ( $H_z$ ) 和表面电流密度分布 (箭头所示). 由环形表面电流分布可知, 该模式也为磁偶极模式. 图 3(f) 给出开口金环共振波长下的远场散射分布, 呈现出沿  $x$  方向挤压而沿  $y$  方向拉伸的变形甜甜圈状, 可能由结构间隙处表面电流分布中断所致.

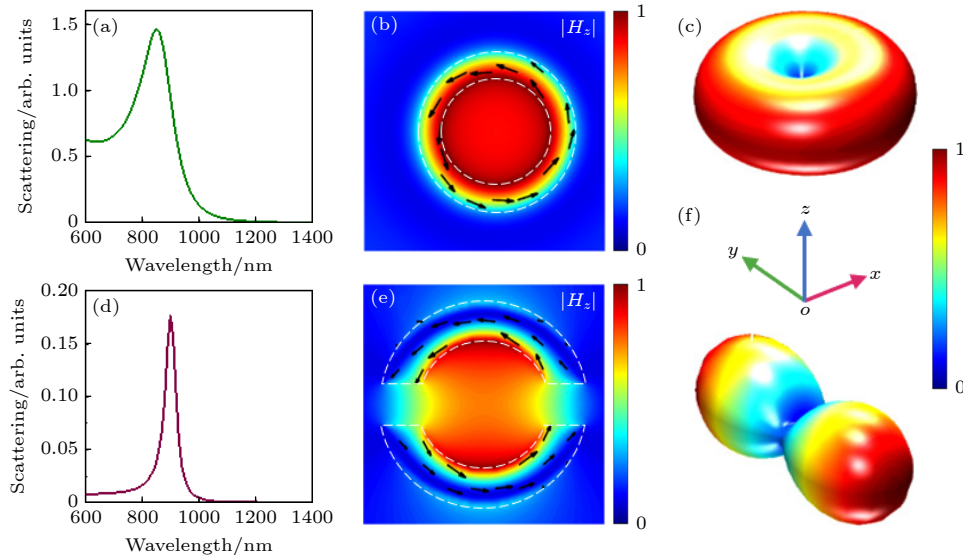


图 3 紧聚焦角向矢量光激发下的 (a) 硅纳米环和 (d) 开口金纳米环的散射光谱, (b) 硅纳米环和 (e) 开口金纳米环上表面 ( $z = 50$  nm) 的磁场纵向分量 ( $H_z$ ) 分布 (箭头表示电流密度分布), 以及 (c) 硅纳米环及 (f) 开口金纳米环的远场散射分布

Fig. 3. Scattering spectra of (a) Si ring and (d) Au split ring excited by tightly focused APB, magnetic field distributions of the upper surface ( $z = 50$  nm) for (b) Si ring and (e) Au split ring at their resonant peaks (the current density distributions denoted by the black arrows), and far-field scattering patterns of (c) Si ring and (f) Au split ring, respectively.

其次, 计算所设计的硅环-开口金环纳米结构在紧聚焦角向矢量光激发下的散射光谱并对共振模式进行分析. 硅环-开口金环纳米结构的散射光谱如图 4(a) 中的红线所示. 从图 4(a) 可以看出, 由于硅环和开口金环的磁偶极模式的耦合, 在波长 790 和 1200 nm 处出现两个共振峰, 分别对应于体系的反键和成键模式<sup>[26,31,38]</sup>. 图 4(b) 和图 4(c) 分别给出了该结构上表面 ( $z = 50$  nm) 在反键和成键模式处的磁场纵向分量 ( $H_z$ ) 和表面电流密度 (箭头所示) 分布. 由图 4(b) 和图 4(c) 可知, 反键模式处硅环和开口金环中的电流方向相反, 磁场集中于两环的间隙中; 而成键模式处硅环和开口金环中的电流方向相同, 磁场集中在金环内径包围的范围内. 图 4(d) 给出纳米结构上表面 ( $z = 50$  nm) 在波长  $\lambda = 1064$  nm 处的磁场纵向分量 ( $H_z$ ) 和表面电流密度 (箭头所示) 分布, 其电流分布更接近成键模式波长处的情况, 而在该波长下磁场分布出现了左右非对称, 归因于该结构中硅环相对于外场及开口金环中心偏心.

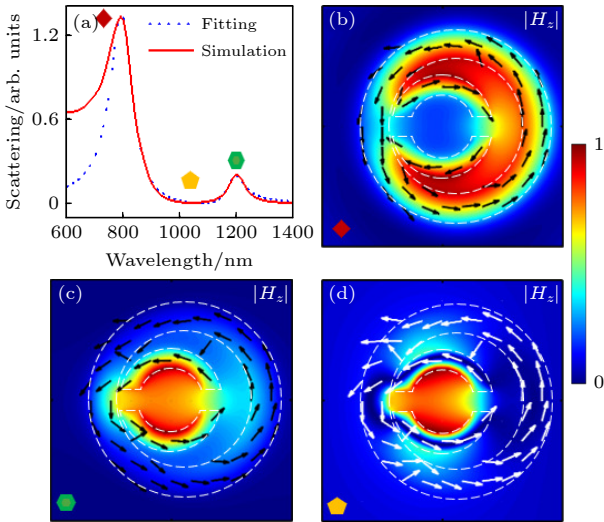


图 4 (a) 硅环-开口金环纳米结构的模拟 (红线) 和拟合的散射谱 (蓝色虚线); (b) 波长 790, (c) 1200 和 (d) 1064 nm 处, 结构上表面 ( $z = 50$  nm) 的磁场纵向分量 ( $H_z$ ) 分布 (箭头表示电流密度分布)

Fig. 4. (a) Calculated (red line) and fitted scattering spectra (blue dashed line) of the nanostructure. Magnetic field distributions of upper surface ( $z = 50$  nm) for nano-structure at (b) 790, (c) 1200 and (d) 1064 nm, respectively (the white or black arrows represent the current density distributions).

此外, 分析硅环-开口金环纳米结构在紧聚焦角向矢量光激发下的远场散射性质. 图 5(a) 和 5(b) 分别给出了该纳米结构在角向矢量光激发下反键

和成键模式处的三维远场散射分布. 可见, 反键模式的远场散射分布为沿  $x$  方向拉伸的甜甜圈形状, 而成键模式的远场散射分布是沿  $y$  方向拉伸的甜甜圈形状, 同时由于结构的对称破缺, 该分布也呈现出轻微的偏心. 图 5(c) 为该结构在其反键和成键模式间峰谷处 ( $\lambda = 1064$  nm) 的远场散射分布. 从图 5(c) 可以看出, 该纳米结构在  $x$  轴正向呈现出单向散射, 且散射的方向与硅环相对于金环中心的偏移方向一致.

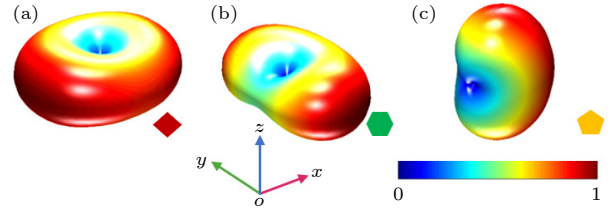


图 5 紧聚焦角向光束激发下硅环-开口金环纳米结构在 (a) 反键模式、(b) 成键模式处, 以及 (c) 模式间的峰谷 ( $\lambda = 1064$  nm) 的三维远场散射分布

Fig. 5. 3D far-field scattering patterns of Si R-Au SRN at (a) the anti-bonding mode, (b) the bonding mode, and (c)  $\lambda = 1064$  nm.

为进一步理解紧聚焦的角向矢量光激发下硅环-开口金环纳米结构单向散射的物理机制, 引入耦合振子模型以拟合硅环-开口金环纳米结构的散射谱. 这里, 硅环-开口金环纳米结构的反键和成键模式可视为振子, 其角频率、非辐射阻尼以及与外场的耦合效率分别表示为  $\omega_{1(2)}$ ,  $\gamma_{1(2)}$  和  $\eta_{1(2)}$ . 两个振子的运动方程可以分别表示为<sup>[31,39,40]</sup>

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 x_1}{dt^2} + \gamma_1 \frac{dx_1}{dt} + \omega_1^2 x_1 + g x_2 \\ &= \frac{1}{2} \left( \eta_1 \frac{d^3 x_1}{dt^3} + \eta_2 \frac{d^3 x_2}{dt^3} \right) + \eta_1 E, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 x_2}{dt^2} + \gamma_2 \frac{dx_2}{dt} + \omega_2^2 x_2 + g x_1 \\ &= \frac{1}{2} \left( \eta_1 \frac{d^3 x_1}{dt^3} + \eta_2 \frac{d^3 x_2}{dt^3} \right) + \eta_2 E, \end{aligned} \quad (2)$$

式中,  $g$  表示两个振子间的耦合常数;  $E = E_0 e^{i\omega t}$  表示激发光的入射电场. 达到稳态后, 两个振子具有简谐运动的形式, 即  $x_{1(2)} = C_{1(2)}(\omega) e^{i\omega t}$ , 这里复振幅  $C_{1(2)}(\omega)$  的解析式可表示为<sup>[39]</sup>

$$C_1(\omega) = \frac{\left( g + \frac{i}{2} \eta_2 \omega^3 \right) C_2(\omega) - \eta_1 E_0}{\omega^2 - i\gamma_1 \omega - \omega_1^2 - \frac{i}{2} \eta_1 \omega^3}, \quad (3)$$

表 1 紧聚焦角向矢量光激发下硅环-开口金环纳米结构散射谱的耦合振子模型拟合参数

Table 1. Fitting coefficients of coupled-oscillator model for scattering spectrum of Si R-Au SRN excited by tightly focused APB.

参数	$\omega_1/\text{eV}$	$\omega_2/\text{eV}$	$\gamma_1/\text{eV}$	$\gamma_2/\text{eV}$	$\eta_1/\text{eV}$	$\eta_2/\text{eV}$	$g/\text{eV}$	$E_0/\text{eV}$	$I_0/\text{arb.units}$
数值	1.5469	1.0445	0.0860	0.0651	0.0378	0.0103	0.0647	2.6384	0

$$C_2(\omega) = \frac{-\eta_1 E_0 \left( g + \frac{i}{2} \eta_1 \omega^3 \right) - \eta_2 E_0 \left( \omega^2 - i\gamma_1 \omega - \omega_1^2 - \frac{i}{2} \eta_1 \omega^3 \right)}{\left( \omega^2 - i\gamma_1 \omega - \omega_1^2 - \frac{i}{2} \eta_1 \omega^3 \right) \left( \omega^2 - i\gamma_2 \omega - \omega_2^2 - \frac{i}{2} \eta_2 \omega^3 \right) - \left( g + \frac{i}{2} \eta_1 \omega^3 \right) \left( g + \frac{i}{2} \eta_2 \omega^3 \right)}. \quad (4)$$

若系统的背景光强为  $I_0$ , 则整个耦合振子体系的散射效率可以表示为  $\sigma_{\text{sca}} = I_0 + |C_1 + C_2|^2$ . 以此, 利用耦合振子模型的散射效率  $\sigma_{\text{sca}}$  可以拟合角向矢量光激发下硅环-开口金环纳米结构的散射谱, 结果如图 4(a) 的蓝色虚线所示, 对应的拟合参数见表 1. 可以看出, 耦合振子模型的拟合结果与数值模拟光谱符合很好, 两者在短波长处的偏差可归因于硅纳米环磁四极模式的贡献<sup>[41]</sup>. 进一步, 将拟合参数代入 (3) 式和 (4) 式给出两个振子的复振幅表达式, 可得反键和成键模式振幅比  $|C_1|/|C_2|$  和相位差  $\Delta\phi$ , 结果分别如图 6(a) 和 6(b) 所示. 由图 6(a) 和 6(b) 可知, 反键和成键模式在波长 1064 nm 附近振幅近乎相等 ( $|C_1|/|C_2| \approx 1$ ), 在 800—1100 nm 波段呈现出反向的相位关系 ( $\Delta\phi \approx \pi$ ). 因此, 在波长  $\lambda = 1064$  nm 处, 反键和成键模式可认为是振幅相等、相位相反的波源, 其辐射光在远场会产生相消干涉, 导致产生硅环-开口金环纳米结构的单向散射现象.

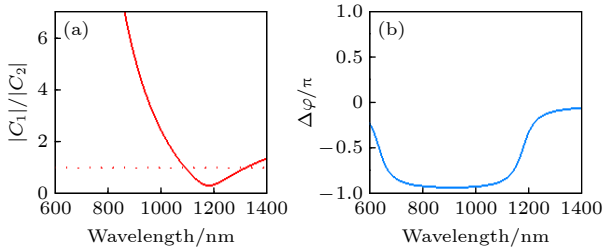


图 6 硅环-开口金环纳米结构反键与成键模式的 (a) 振幅比和 (b) 相位差随波长的变化

Fig. 6. (a) Amplitude ratio and (b) phase difference of the two modes as a function of the wavelength for the Si R-Au SRN.

下面讨论纳米结构的几何参数改变对 1064 nm 波长处的单向散射的影响. 这里保持其他参数不变, 详细分析硅环宽度  $w_1$  和两环心间距  $d$  对结构

的远场散射的影响规律. 图 7(a) 给出硅环宽度  $w_1$  增加 (通过增大硅环外径  $R_1$  实现) 时纳米结构在  $xy$  面上的二维远场散射分布. 从图 7(a) 可以看到,  $w_1$  由 10 nm 增大到 90 nm 的过程中, 远场散射分布先由以  $y$  轴为对称轴的哑铃形状转变为只有  $+x$  方向的主瓣 ( $w_1 = 50$  nm), 再由对称轴为  $x$  轴且左右不对称的哑铃状过渡到左右对称哑铃状. 远场分布的这一转变过程说明仅当  $w_1$  取设计值时, 纳米结构具有向  $+x$  方向的单向散射. 图 7(b) 给出两环心间距  $d$  取不同值时  $xy$  面上的二维远场散射分布. 从图 7(b) 可以看出, 两环心间距  $d$  由 0 (两环同心) 增大到 23.2 nm 过程中, 远场散射分布由长轴沿  $y$  轴的椭圆过渡为只有  $+x$  方向的主瓣, 这一过程说明沿  $+x$  方向的单向散射随硅环相对开口金环偏心距离增大而出现. 当  $d$  大于 23.2 nm 时, 远场散射分布变为以  $x$  轴为对称轴且左右不对称的哑铃状; 并且在  $d$  增大过程中位于  $-x$  轴的主瓣逐渐变大, 说明沿  $-x$  方向的散射随之增强, 导致沿  $+x$  方向的单向散射变差. 利用耦合振子模型中给出的纳米结构反键和成键模式的振幅、相位关系可以说明这一现象产生的原因. 图 7(c) 和图 7(d) 给出了硅环-开口金环纳米结构的反键和成键模式在 1064 nm 处的振幅比  $|C_1|/|C_2|$  和相位差  $\Delta\phi$  分别随硅环宽度  $w_1$  及两环心间距  $d$  的变化. 从图 7(c) 可以看到, 硅环宽度  $w_1$  增加时,  $|C_1|/|C_2|$  急剧增大 (0.08→2.84), 但  $\Delta\phi$  在  $\pi$  附近小幅度变化. 图 7(d) 显示, 两环同心 ( $d = 0$  nm) 时, 振幅比和相位差都很小; 两环心间距  $d$  由 0 增大到 22.6 nm 的过程中,  $|C_1|/|C_2|$  基本保持不变, 而  $\Delta\phi$  由  $0.15\pi$  快速增加到  $0.82\pi$ .  $d$  超过 23.2 nm 时, 虽然  $\Delta\phi$  接近于  $\pi$ , 但振幅比较大 ( $|C_1|/|C_2| \approx 1.8$ ). 当  $w_1$  和  $d$  取设计值时, 反键和成键模式在 1064 nm 处近似

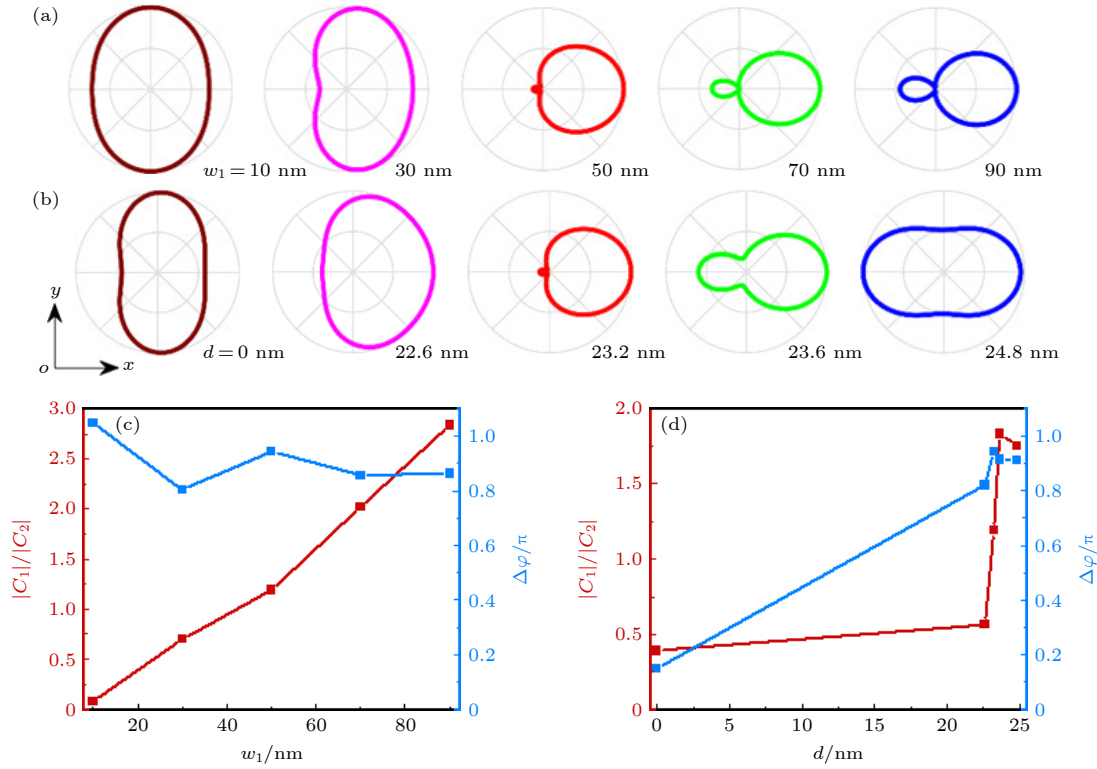


图 7 硅环-开口金环纳米结构在  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  的紧聚焦角向矢量光激发下, (a) 硅环宽度  $w_1$  和 (b) 两环心间距  $d$  取不同值时,  $xy$  平面上的二维远场散射分布. 纳米结构的反键和成键模式的振幅比  $|C_1|/|C_2|$  和相位差  $\Delta\phi$  随 (c) 硅环宽度  $w_1$  和 (d) 两环心间距  $d$  的变化曲线

Fig. 7. 2D far-field patterns on  $xy$  plane for Si R-Au SRN with different values of (a) the width of Si ring and (b) the distance between the centers of Si and Au rings. Changes of amplitude ratio and phase difference of the anti-bonding and bonding modes with respect to (c) the width of Si ring and (d) the distance between the centers of the two rings.

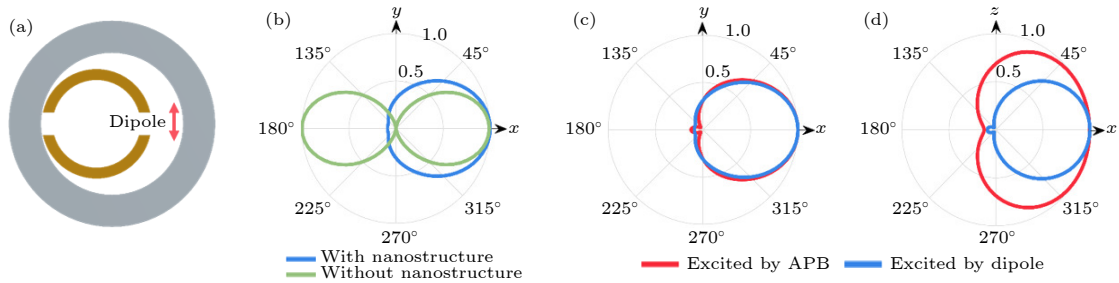


图 8 (a) 电偶极子光源的激发配置图; (b) 偶极光源及其激发下硅环-开口金环纳米结构在  $xy$  面上的二维远场发射 (散射) 分布; (c), (d) 偶极光源和角向矢量光激发下纳米结构在  $xy$  和  $xz$  面的二维远场散射分布

Fig. 8. (a) Schematic diagram of the Si R-Au SRN excited by an electric dipole; (b) 2D far-field patterns on  $xy$  plane of the dipole source and the Si R-Au SRN excited with the dipole source; (c), (d) 2D far-field patterns on  $xy$  and  $xz$  planes of the Si R-Au SRN excited by the dipole source and APB, respectively.

满足振幅相等 ( $|C_1|/|C_2| = 1.19$ )、相位相反 ( $\Delta\phi = 0.94\pi$ ) 的条件, 产生沿  $+x$  方向的单向散射. 反之, 当它们偏离设计值时, 反键和成键模式不再满足上述条件, 导致沿  $+x$  方向的单向散射变差甚至消失.

最后, 讨论硅环-开口金环纳米结构在电偶极子 (dipole) 光源激发下在波长  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  处的远场散射分布. 如图 8(a) 所示, 光源的偶极矩方向

沿  $y$  轴, 其放置于  $xy$  平面 ( $z = 0 \text{ nm}$ ) 的  $x$  轴正方向上, 且与硅纳米环中心的间距为  $\Delta x = 106.8 \text{ nm}$ . 图 8(b) 给出了偶极光源及其激发下该纳米结构在  $xy$  面上的二维远场发射 (散射) 分布. 从图 8(b) 可以看出, 借助硅环-开口金环纳米结构, 偶极光源可实现较好的单向发射; 或者说, 纳米结构的远场散射分布主要由其结构而非光源决定 [2,12]. 进一步比

较紧聚焦角向矢量光和偶极光源激发下该结构在  $xy$  面 ( $xz$  面) 上的二维远场散射分布, 结果分别如图 8(c) 和图 8(d) 所示. 由图 8(c) 和图 8(d) 可知, 在两种光源激发下  $xy$  面上远场散射分布几乎相同, 而在偶极光源激发下  $xz$  面上的散射角远小于角向矢量光激发下的情况, 实现了  $x$  方向单向散射的进一步增强.

## 4 结 论

本文设计了一种具有单向散射特性的硅环-开口金环纳米天线. 数值模拟分析表明, 在紧聚焦角向矢量光激发下, 硅环和开口金环中会产生不同峰宽的磁偶极模式且两模式会耦合形成硅环-开口金环纳米结构的反键和成键模式. 同时发现, 该纳米结构在波长 1064 nm 的角向矢量光激发下具有较好的横向单向散射性. 进一步结合耦合振子模型, 拟合了数值模拟的散射谱, 并获得反键和成键模式的振幅比、相位差, 以此将该纳米结构的单向散射归结于反键和成键模式间的等振幅相消干涉. 通过详细讨论纳米结构几何参数对 1064 nm 波长的单向散射的影响, 发现单向散射对结构参数非常敏感, 归因于结构参数的改变导致反键和成键模式在该波长下的振幅和相位变化. 最后, 分析了该纳米结构在电偶极子光源激发下的远场散射分布, 获得了优于角向矢量光激发的单向散射特性. 本文工作可对研究磁介质纳米结构的单向散射提供有益参考, 并有望应用于纳米光源、光学传感器、纳米结构加工缺陷性探测等.

## 参考文献

- [1] Engheta N 2011 *Science* **334** 317
- [2] Taminiu T H, Stefani F D, Segerink F B, van Hulst N F 2008 *Nat. Photonics* **2** 234
- [3] Ahmed A, Gordon R 2012 *Nano Lett.* **12** 2625
- [4] Ahmed A, Pang Y, Hajisalem G, Gordon R 2012 *Int. J. Opt.* **2012** 729138
- [5] Ou Y C, Webb J A, Faley S, Shae D, Talbert E M, Lin S, Cutright C C, Wilson J T, Bellan L M, Bardhan R 2016 *ACS Omega* **1** 234
- [6] Atwater H A, Polman A 2010 *Nat. Mater.* **9** 205
- [7] Anker J N, Hall W P, Lyandres O, Shah N C, Zhao J, Van Duyne R P 2008 *Nat. Mater.* **7** 442
- [8] Bharadwaj P, Deutsch B, Novotny L 2009 *Adv. Opt. Photonics* **1** 438
- [9] Jiang S F, Kong F M, Li K, Gao H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 045203 (in Chinese) [蒋双凤, 孔凡敏, 李康, 高辉 2011 物理学报 **60** 045203]
- [10] Maksymov I S, Staude I, Miroschnichenko A E, Kivshar Y S 2012 *Nanophotonics* **1** 65
- [11] Guo R, Decker M, Setzpfandt F, Staude I, Neshev D N, Kivshar Y S 2015 *Nano Lett.* **15** 3324
- [12] Curto A G, Volpe G, Taminiu T H, Kreuzer M P, Quidant R, van Hulst N F 2010 *Science* **329** 930
- [13] Verduyck D, Sonnefraud Y, Verellen N, Fuchs F B, Di Martino G, Lagae L, Moshchalkov V V, Maier S A, Van Dorpe P 2013 *Nano Lett.* **13** 3843
- [14] Hancu I M, Curto A G, Castro-Lopez M, Kuttge M, van Hulst N F 2014 *Nano Lett.* **14** 166
- [15] Kerker M, Wang D S, Giles C L 1983 *J. Opt. Soc. Am.* **73** 765
- [16] Geffrin J M, Garcia-Camara B, Gomez-Medina R, Albella P, Froufe-Perez L S, Eyraud C, Litman A, Vaillon R, Gonzalez F, Nieto-Vesperinas M, Saenz J J, Moreno F 2012 *Nat. Commun.* **3** 1171
- [17] Fu Y H, Kuznetsov A I, Miroschnichenko A E, Yu Y F, Luk'yanchuk B 2013 *Nat. Commun.* **4** 1527
- [18] Person S, Jain M, Lapin Z, Saenz J J, Wicks G, Novotny L 2013 *Nano Lett.* **13** 1806
- [19] Ma C, Yan J, Huang Y, Yang G 2017 *Adv. Opt. Mater.* **5** 1700761
- [20] Neugebauer M, Woźniak P, Bag A, Leuchs G, Banzer P 2016 *Nat. Commun.* **7** 11286
- [21] Nechayev S, Eismann J S, Neugebauer M, Woźniak P, Bag A, Leuchs G, Banzer P 2019 *Phys. Rev. A* **99** 041801
- [22] Bag A, Neugebauer M, Wozniak P, Leuchs G, Banzer P 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 193902
- [23] Bag A, Neugebauer M, Mick U, Christiansen S, Schulz S A, Banzer P 2020 *Nat. Commun.* **11** 2915
- [24] Linden S, Enkrich C, Wegener M, Zhou J F, Koschny T, Soukoulis C M 2004 *Science* **306** 1351
- [25] Zhang F L, Zhao X P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4661 (in Chinese) [张富利, 赵晓鹏 2007 物理学报 **56** 4661]
- [26] Liu H, Genov D A, Wu D M, Liu Y M, Liu Z W, Sun C, Zhu S N, Zhang X 2007 *Phys. Rev. B* **76** 073101
- [27] Guo H C, Liu N, Fu L W, Meyrath T P, Zentgraf T, Schweizer H, Giessen H 2007 *Opt. Express* **15** 12095
- [28] Liu N, Kaiser S, Giessen H 2008 *Adv. Mater.* **20** 4521
- [29] Yang Z J, Zhang Z S, Hao Z H, Wang Q Q 2012 *Opt. Lett.* **37** 3675
- [30] Ye J, Kong Y, Liu C 2016 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **49** 205106
- [31] Zhang D, Xiang J, Liu H F, Deng F, Liu H Y, Ouyang M, Fan H H, Dai Q F 2017 *Opt. Express* **25** 26704
- [32] Bao Y J, Hu Z J, Li Z W, Zhu X, Fang Z Y 2015 *Small* **11** 2177
- [33] Shegai T, Chen S, Miljkovic V D, Zengin G, Johansson P, Kall M 2011 *Nat. Commun.* **2** 481
- [34] Youngworth K, Brown T 2000 *Opt. Express* **7** 77
- [35] Palik E D 1991 *Handbook of Optical Constants of Solids* (Boston: Academic Press)
- [36] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [37] Woźniak P, Banzer P, Leuchs G 2015 *Laser Photonics Rev.* **9** 231
- [38] Prodan E, Radloff C, Halas N J, Nordlander P 2003 *Science* **302** 419
- [39] Lovera A, Gallinet B, Nordlander P, Martin O J 2013 *ACS Nano* **7** 4527
- [40] Shang W Y, Xiao F J, Zhu W R, He H S, Premaratne M, Mei T, Zhao J L 2017 *Sci. Rep.* **7** 1049
- [41] Yang Z J, Zhao Q, He J 2017 *Opt. Express* **25** 15927

# Unidirectional scattering of Si ring-Au split ring nanoantenna excited by tightly focused azimuthally polarized beam<sup>\*</sup>

Zhang Han-Mou   Xiao Fa-Jun<sup>†</sup>   Zhao Jian-Lin<sup>‡</sup>

(Key Laboratory of Light Field Manipulation and Information Acquisition, Ministry of Industry and Information Technology, and Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology, School of Physical Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710029, China)

( Received 1 December 2021; revised manuscript received 11 March 2022 )

## Abstract

Unidirectional scattering of various plasmonic nanoantennas has been extensively studied, giving birth to applications such as in optical sensors, solar cells, spectroscopy and light-emitting devices. The directional scattering of magnetic nanoantenna is still unexplored, though it is beneficial to artificial magnetism applications including metamaterials, cloaking and nonlinear optical resonance. In this work, we numerically investigate the far-field scattering properties of the Si ring-Au split ring nanoantenna (Si R-Au SRN) excited by a tightly focused azimuthally polarized beam (APB) through using the finite-difference time-domain (FDTD) method. The results show that the magnetic resonant peaks with different widths can be deterministically excited in Si ring and Au split ring by tightly focusing APB. Owing to the plasmon hybridization effect, the two magnetic resonant modes form antibonding mode and bonding mode in the Si R-Au SRN. At a wavelength of  $\lambda=1064$  nm, the destructive interference between the antibonding mode and bonding mode of nanostructure results in unidirectional far-field scattering in the transverse plane, which is affected dramatically by changes of geometrical parameters. Furthermore, the directional scattering of a dipole source is realized by the designed nanostructure, and its scattering directionality is superior to that excited with APB. Our work provides a flexible way to control the far-field scattering of nano-photon structures. We expect that this study can provide an avenue to the nano-light sources and optical sensors.

**Keywords:** directional scattering, magnetic dipole mode, plasmon hybridization, split ring resonator nanostructure

**PACS:** 52.25.Tx, 52.40.Fd, 42.68.Mj, 78.20.Bh

**DOI:** [10.7498/aps.71.20212212](https://doi.org/10.7498/aps.71.20212212)

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0303800), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11634010, 11874050), the Shaanxi Provincial Key R&D Program, China (Grant No. 2021KW-19), and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant Nos. 3102019JC008, D5000210936).

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

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [jlzhao@nwpu.edu.cn](mailto:jlzhao@nwpu.edu.cn)