

含双挡板金属-电介质-金属波导耦合方形腔的独立调谐双重Fano共振特性

陈颖 曹景刚 谢进朝 高新贝 许扬眉 李少华

Resonance characteristics of independently tuned dual Fano of metal-dielectric-metal waveguide coupling square cavity with double baffles

Chen Ying Cao Jing-Gang Xie Jin-Chao Gao Xin-Bei Xu Yang-Mei Li Shao-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 107302 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20181985

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181985>

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

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>

D_{3h}和D_{4h}等离激元超分子的Fano共振光谱的子集合分解解释

Subgroup decomposition analyses of D_{3h} and D_{4h} plasmonic metamolecule Fano resonance spectrum

物理学报. 2016, 65(5): 057302 <https://doi.org/10.7498/aps.65.057302>

基于金属-电介质-金属波导结构的等离子体滤波器的数值研究

Numerical study of plasmonic filter based on metal-insulator-metal waveguide

物理学报. 2016, 65(5): 057301 <https://doi.org/10.7498/aps.65.057301>

型谐振腔结构的光学透射特性

Transmission characteristics of surface plasmon polaritons in π -shaped resonator

物理学报. 2017, 66(1): 017301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.017301>

基于双表面等离子激元吸收的纳米光刻

Nanolithography based on two-surface-plasmon-polariton-absorption

物理学报. 2017, 66(14): 148101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.148101>

含双挡板金属-电介质-金属波导耦合方形腔的独立调谐双重 Fano 共振特性*

陈颖^{1)†} 曹景刚¹⁾ 谢进朝¹⁾ 高新贝¹⁾ 许扬眉¹⁾ 李少华²⁾

1) (燕山大学电气工程学院, 测试计量技术与仪器河北省重点实验室, 秦皇岛 066004)

2) (河北先河环保科技股份有限公司, 石家庄 050000)

(2018 年 11 月 7 日收到; 2019 年 2 月 27 日收到修改稿)

基于表面等离子激元在亚波长结构的传输特性, 设计了一种含双挡板金属-电介质-金属波导耦合两个方形腔的结构. 由 F-P 谐振腔产生的宽谱模式与两个方形谐振腔产生的两个窄谱模式发生干涉作用, 形成了独立调谐的双重 Fano 共振, 而且可以通过改变两个方形腔的大小及填充介质实现双重 Fano 共振的独立调谐. 基于耦合模理论, 定性分析了该结构产生双重 Fano 共振的机理. 利用有限元仿真的方法, 定量分析了结构参数对可独立调谐双重 Fano 共振和折射率传感特性的影响. 结果表明, 优化参数后该结构的灵敏度分别高达 1020 和 1120 nm/RIU, FOM 值分别高达 3.59×10^5 和 1.17×10^6 . 该结构可为超快光开关、多功能高灵敏度传感器和慢光器件的光学集成提供有效的理论参考.

关键词: 表面等离子激元, Fano 共振, 方形腔, 双挡板

PACS: 73.20.Mf, 84.40.Az, 78.20.Ci

DOI: 10.7498/aps.68.20181985

1 引言

表面等离子激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 是入射光波与金属表面自由电子相互耦合产生的电磁波, SPPs 突破衍射极限, 在金属-电介质的界面上向前传播, 在垂直于界面的方向上呈指数形式衰减^[1,2]. 金属-电介质-金属 (MDM) 波导对 SPPs 有较强的束缚能力, 且传输损耗和弯曲损耗低、结构尺寸小、传输距离长、能够在纳米尺寸上实现对光的操控, 故 MDM 波导是实现纳米光子器件和高度集成的纳米光子回路最有前景的波导结构之一^[3,4]. 在 MDM 波导结构中产生的 Fano 共振效应, 对环境变化异常敏感, 在多功能高灵敏度传感器、超快光开关和慢光等领域有着重要

的应用价值^[5-7].

Fano 共振线型由于具有与洛伦兹线型明显不同的非对称特性, 成为科研人员的研究热点. Fu 等^[8]设计了一种含单金属挡板的 MIM 波导耦合十字矩形腔结构, 单挡板产生的宽谱模式与十字矩形腔产生的两个窄谱模式耦合形成半独立调谐的双重 Fano 共振, 改变十字矩形腔的长度和高度可以不同程度地改变两个 Fano 共振. Chen 和 Yu^[9]设计了一种 MIM 波导耦合矩形腔结构, 该结构在对称模式和反对称模式下可以产生两种不同模式的 Fano 共振, 改变矩形腔的结构参数会不同程度地影响两个 Fano 共振. Li 等^[10]设计了一种 MIM 波导耦合圆盘腔和圆环腔的结构, 通过连续添加支节可实现半独立调谐的多重 Fano 共振, 通过改变支节的长度, 多个 Fano 共振峰会发生不同

* 国家自然科学基金 (批准号: 61201112, 61475133)、河北省自然科学基金 (批准号: F2016203188, F2016203245)、中国博士后基金 (批准号: 2018M630279)、河北省高等学校科学技术研究项目 (批准号: ZD2018243) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chenying@ysu.edu.cn

程度的改变. 与单 Fano 共振相比, 多重 Fano 共振由于具有并行处理能力, 在彩色非线性处理、光谱仪和增强型生物化学传感等方面有着独特的优势 [11-13], 但是目前大多数结构难以实现独立调谐每个 Fano 共振. 本文提出的含双金属挡板的 MDM 波导耦合两个方形腔结构, 可实现双重 Fano 共振独立而精准的调谐, 该特点在多功能高灵敏传感器方面有潜在应用.

本文设计一种含双金属挡板的 MDM 波导耦合两个方形腔的结构, 当光波入射到 MDM 波导, 在金属表面产生 SPPs, SPPs 在 F-P 腔中产生宽谱模式, SPPs 通过 F-P 腔耦合进入两个方形腔并发生谐振, 产生两个窄谱模式, 两者发生干涉作用, 产生可独立调谐的双重 Fano 共振. 基于耦合模理论定性分析了该双重 Fano 共振现象产生机理. 采用有限元方法对该结构进行数值仿真, 定量分析参数 l_1 , l_2 , L_1 , g_1 和 g_2 对 Fano 共振传输特性的影响, 从而实现多功能高灵敏度传感器.

2 模型建立与理论分析

2.1 结构模型建立

本文提出的含双金属挡板的 MDM 波导耦合两个方形腔的结构如图 1(a) 所示, 其中金属为银, 电介质为空气, 空气的折射率为 1. 为了确保 MDM 波导中只传播 TM_0 模式, 直波导的宽度固定为 $w = 50 \text{ nm}$ [14]. 双金属挡板的厚度均为 d , 两者之间形成的矩形腔可视作 F-P 腔, 长度为 L_1 , 与两个方形腔的耦合距离分别为 g_1 和 g_2 , 两个方形腔的宽度分别为 l_1 和 l_2 , 整个波导的长度为 L . 当结构参数为 $L_1 = 500 \text{ nm}$, $g_1 = g_2 = 20 \text{ nm}$, $l_1 = 600 \text{ nm}$, $l_2 = 700 \text{ nm}$ 时的结构示意图和透射光谱图如图 1 所示.

Ag 的介电常数用 Drude 模型 [15] 表示为

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_\infty - \omega_p^2 / \omega(\omega + j\gamma), \quad (1)$$

其中 j 为虚部单位, ω 为入射光的频率, 等离子振荡

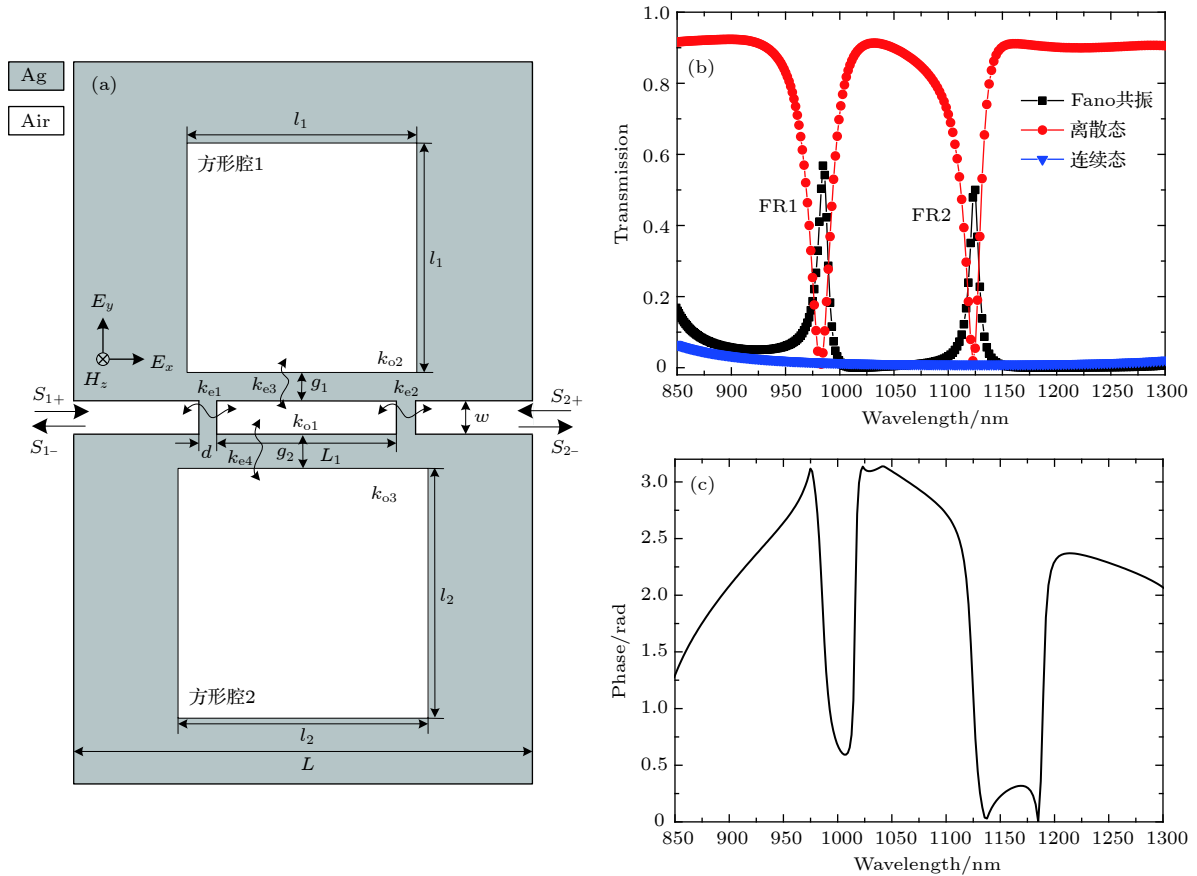


图 1 结构示意图和透射光谱图 (a) 含 F-P 腔的 MDM 波导耦合方形腔结构; (b) 透射光谱; (c) 相位图

Fig. 1. Schematic diagram and transmission spectrum: (a) MDM waveguide coupled square cavity structure with F-P cavity; (b) transmission spectrum; (c) phase diagram.

频率 $\omega_p = 1.38 \times 10^{16}$ rad/s, 无穷介电常数 $\varepsilon_\infty = 3.7$, 碰撞频率 $\gamma = 0.273 \times 10^{14}$ rad/s. 如图 1(b) 中带实心圆圈的红色曲线所示, 当没有双金属挡板时, 该透射谱曲线在 $\lambda = 985$ nm 和 $\lambda = 1124$ nm 处出现明显损耗, 在 $\lambda = 985$ nm 处光波都局域在方形腔 1 内, 在 $\lambda = 1124$ nm 处光波都局域在方形腔 2 内, 离散态的透射谱线上产生两个尖锐的波谷. 如图 1(b) 中带实心三角形的绿色曲线所示, 当没有方形腔时, 形成比较宽的连续态. 如图 1(b) 中带实心方块黑色曲线所示, 在含 F-P 腔的 MDM 波导耦合两个方形腔结构中, 当 $l_1 \neq l_2$ 时, 在原来较宽的连续态区域上产生了两个窄的非对称 Fano 共振线型, 左边 Fano 共振峰称为 FR1, 右边 Fano 共振峰称为 FR2. 方形腔 1 和方形腔 2 为明模式, F-P 腔为暗模式, 当只有明模式时, 在 $\lambda = 985$ nm 和 $\lambda = 1125$ nm 会出现两个透射谷, 在这两个透射谷处暗模式会被激发, 因此该结构既实现了 Fano 共振效应, 也实现了类电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 效应 [16,17]. 由驻波理论可以确定 F-P 腔和两个方形腔的共振条件, 也可以得到有效折射率 n_{eff} 和共振波长 λ 的关系, 可以描述为 [18]

$$\lambda = \frac{2 \operatorname{Re}(n_{\text{eff}}) D}{m - \psi/\pi}, \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots), \quad (2)$$

其中 n_{eff} 为波导结构的有效折射率, D 为谐振腔的有效长度, ψ 是由于双金属挡板反射附加的相位移, m 为共振阶数, $\operatorname{Re}(n_{\text{eff}})$ 为 n_{eff} 的实部, $\operatorname{Re}(n_{\text{eff}}) = \sqrt{\varepsilon_m + (k/k_0)^2}$, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为自由空间波矢量, k 可以用色散关系公式表示 [19]

$$\tanh(kw) = \frac{-2k \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_m} \sqrt{k_0^2 (\varepsilon_d - \varepsilon_m) + k^2}}{k^2 + \frac{\varepsilon_d^2}{\varepsilon_m} (k_0^2 (\varepsilon_d - \varepsilon_m) + k^2)}, \quad (3)$$

其中, ε_d 和 ε_m 分别为介质和金属的相对介电常数. 当 SPPs 由 F-P 腔耦合进入到两个方形腔, 在满

足 F-P 腔的谐振条件时形成驻波, 使两个方形腔内的磁场分布明显增强.

2.2 理论分析

当入射光以 TM_0 模式传播时, SPPs 在亚波长波导结构的金属与电介质交界处被激发, 其电磁场强度在金属-电介质界面处最大, 在垂直界面方向呈指数形式衰减. 信号光可以通过直波导、F-P 腔和两个方形腔的相互耦合实现传输. 因此, 本文基于耦合模理论对该结构产生的双重 Fano 共振现象进行分析 [20]. F-P 谐振腔归一化后的振幅为 A , 方形腔 1 和方形腔 2 归一化后的振幅分别为 B 和 C . F-P 腔、方形腔 1 和方形腔 2 随时间演化的光模场振幅为:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dt} &= [j\omega_A - k_{o1}^2 - k_{e1}^2 - k_{e2}^2 - k_{e3}^2 - k_{e4}^2] \times A \\ &\quad + k_{e1}S_{1+} + k_{e2}S_{2+} + k_{e3}B + k_{e4}C \\ &= j\omega_A, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{dB}{dt} = (j\omega_B - k_{o2}^2 - k_{e3}^2) B + k_{e3}A = j\omega_B, \quad (5)$$

$$\frac{dC}{dt} = (j\omega_C - k_{o3}^2 - k_{e4}^2) C + k_{e4}A = j\omega_C, \quad (6)$$

其中, ω_A, ω_B 和 ω_C 分别为 F-P 腔和方形腔 1 和方形腔 2 的谐振频率; k_{o1}, k_{o2} 和 k_{o3} 分别为 F-P 谐振腔、方形腔 1 和方形腔 2 的内部衰减损耗系数; k_{e1} 和 k_{e2} 分别为 F-P 谐振腔与 MDM 左右直波导层的耦合系数; k_{e3} 和 k_{e4} 为 F-P 谐振腔与方形腔 1 和方形腔 2 的耦合系数. S_{1+}, S_{1-}, S_{2+} 和 S_{2-} 分别表示端口的入射光和出射光的光模场振幅, 输出端口不存在反射, 故 $S_{2+} = 0$. 由能量守恒原理可以得到, 该结构中输入端和输出端的光模场振幅为

$$S_{2-} = S_{2+} + k_{e2}A. \quad (7)$$

由 (4) 式—(7) 式联立可以求得含 F-P 腔的 MDM 波导耦合两个方形腔结构透射率 T 的表达式为

$$T = \left| \frac{S_{2-}}{S_{1+}} \right|^2 = \left| \frac{k_{e1}k_{e2}}{[j(\omega - \omega_A) + k_{o1}^2 + k_{e1}^2 + k_{e2}^2 + k_{e3}^2 + k_{e4}^2] - k_{e3}^2 / [j(\omega - \omega_B) + k_{o2}^2 + k_{e3}^2] - k_{e4}^2 / [j(\omega - \omega_C) + k_{o3}^2 + k_{e4}^2]} \right|^2. \quad (8)$$

由 (8) 式可以得到仅含 F-P 腔的 MDM 波导结构透射率 T 的表达式为 $T = \left| \frac{S_{2-}}{S_{1+}} \right|^2 =$

$\left| \frac{k_{e1}k_{e2}}{[j(\omega - \omega_A) + k_{o1}^2 + k_{e1}^2 + k_{e2}^2]} \right|^2$, 因此当 $\omega = \omega_A$ 时, 光波在 F-P 腔内发生谐振, 连续态的透射谱线上

产生一个波峰. 对于含 F-P 腔的 MDM 波导耦合两个方形腔结构, 由 (8) 式可以得到, 当 $\omega = \omega_A = \omega_B$ 时, 光波在方形腔 1 和 F-P 腔内发生谐振, 产生 FR1; 当 $\omega = \omega_A = \omega_C$ 时, 光波在方形腔 2 和 F-P 腔内发生谐振, 产生 FR2; 当 $\omega = \omega_A = \omega_B = \omega_C$ 时, 光波在两个方形腔和 F-P 腔内发生谐振, FR1 和 FR2 叠加, 产生具有更高透射率的非对称 Fano 共振线型. 其中耦合系数 k_{e3} 随方形腔 1 与 F-P

腔的耦合间距 g_1 的减小而增大, 耦合系数 k_{e4} 随方形腔 2 与 F-P 腔的耦合间距 g_2 的减小而增大, 由 (9) 式可得, 耦合间距 g 越小, 透射率越高. 当 F-P 腔的共振频率 ω_A 、方形腔 1 的共振频率 ω_B 和方形腔 2 的共振频率 ω_C 与入射光的频率 ω 相互接近时, Fano 共振峰出现在 $\omega = \omega_B$ 和 $\omega = \omega_C$ 处, 磁场 H_z 分布如图 2(a) 和图 2(c) 所示, 透射率 T 的表达式为:

$$T = \left| \frac{S_{2-}}{S_{1+}} \right|^2 = \left| \frac{k_{e1}k_{e2}}{[k_{o1}^2 + k_{e1}^2 + k_{e2}^2 + k_{e3}^2 + k_{e4}^2] - k_{e3}^2/(k_{o2}^2 + k_{e3}^2) - k_{e4}^2/(k_{o3}^2 + k_{e4}^2)} \right|^2. \quad (9)$$

为了更好地理解所设计结构的传输特性, 利用 COMSOL 软件对该结构的稳态磁场 H_z 分布进行了仿真分析, 仿真结果如图 2 所示. 在 FR1 波峰 $\lambda = 985 \text{ nm}$ 处 $\omega = \omega_A = \omega_B$, 光波在方形腔 1 和 F-P 腔内发生谐振, 在方形腔 1 和 F-P 腔都存在着较强的磁场, 方形腔 2 几乎没有磁场分布, 磁场分布如图 2(a) 所示. 由图 1(c) 可以看出, 从方形腔 1 和 F-P 腔反射回来的光波与 MDM 直波导中传播的光波相位差为 0, 即相位相同, 在方形腔 1 和 F-P 腔两个激发途径均发生了干涉增强, 产生 Fano 共振, 透射率约为 0.6. 在 FR2 波峰 $\lambda = 1125 \text{ nm}$ 处 $\omega = \omega_A = \omega_C$, 光波在方形腔 2 和 F-P 腔内发生谐振, 在方形腔 2 和 F-P 腔都存在着较强的磁场分布, 方形腔 1 几乎没有磁场分布, 磁场分布如图 2(c) 所示. 由图 1(c) 可以看出, 从方形腔 2 和 F-P 腔反射回来的光波与 MDM 直波导中传播的光波相位差为 0, 即相位相同, 在方形腔 2 和 F-P 腔两个激

发途径均发生了干涉增强, 产生 Fano 共振, 透射率约为 0.5. 在 FR1 波谷 $\lambda = 1016 \text{ nm}$ 和 FR2 波谷 $\lambda = 1189 \text{ nm}$ 处, 入射光不满足两个方形腔和 F-P 腔的共振条件, 少量的光波被耦合进两个方形腔和 F-P 腔, 磁场分布如图 2(b) 和图 2(d) 所示. 由图 1(c) 可以看出, 从两个方形腔和 F-P 腔反射回来的光波与 MDM 直波导中传播的光波相位差为 π , 即相位相反, 发生了干涉相消, 使得光波被限制在 F-P 腔的左侧, 不能传播到直波导的另一端, 透射率近似为零.

3 方形腔结构参数分析

Fano 共振是连续态和离散态干涉作用形成的非对称曲线, 两个方形腔为 Fano 共振的形成提供离散态, 因此有必要研究两个方形腔的结构参数 l_1 和 l_2 对传感特性的影响. 对参数 l_1 从 600 到 650 nm

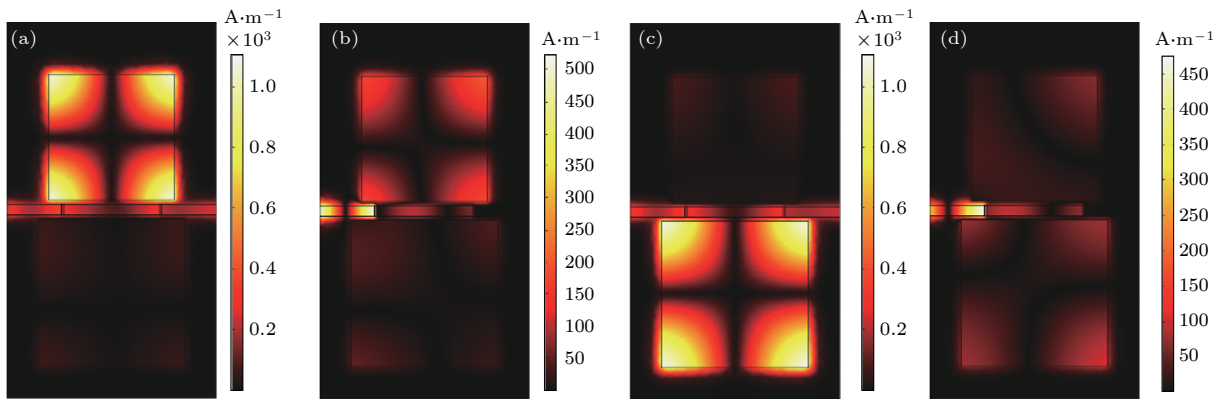


图 2 H_z 场分布 (a) FR1 波峰处的 H_z 场分布; (b) FR1 波谷处的 H_z 场分布; (c) FR2 波峰处的 H_z 场分布; (d) FR2 波谷处的 H_z 场分布

Fig. 2. The H_z field distribution: (a) The H_z field distribution at the peak of FR1; (b) the H_z field distribution at the dip of FR1; (c) the H_z field distribution at the peak of FR2; (d) the H_z field distribution at the dip of FR2.

进行参数化扫描, 步长为 10 nm, 其中 $L_1 = 500$ nm, $g_1 = g_2 = 20$ nm, $l_2 = 700$ nm 不变. 如图 3(a) 所示, 随着 l_1 的增加, FR1 共振波长发生等间距红移, 该现象可由 (2) 式解释, 而 FR2 共振波长和透射率均不变, 相互重叠, 这说明 FR1 只能由方形

腔 1 单独可调且改变方形腔 1 的大小不会对方形腔 2 形成的 FR2 产生影响. 随着 l_1 的增加, 方形腔 1 与直波导和 F-P 腔的耦合面积增加, 光波经过直波导和 F-P 腔与方形腔 1 的耦合作用增强, 但随着 l_1 的增加方形腔 1 的内部损耗也会增加, 尤其能量在四个角上的损耗较大, 因此透射率由 0.56 增加到 0.6, 增长缓慢. 同理, 改变 l_2 的大小可得, FR2 只能由方形腔 2 单独可调, 且改变方形腔 2 的大小不会对方形腔 1 形成的 FR1 产生影响, 如图 3(b) 所示.

当 $l_1 = l_2$ 时, 对参数 l_1 和 l_2 从 600 到 700 nm 进行参数化扫描, 步长为 20 nm, 其中 $L_1 = 500$ nm, $g_1 = g_2 = 20$ nm, 如图 3(c) 中带实心方块的黑色曲线所示, 随着 l_1 和 l_2 的增加, Fano 共振峰发生等间距红移, 该现象可由 (2) 式解释; 当仅有 l_1 或 l_2 时, 对参数 l_1 或 l_2 从 600 到 700 nm 进行参数化扫描, 步长为 20 nm, 如图 3(c) 中带实心圆圈的红色曲线所示, 随着 l_1 或 l_2 的增加, Fano 共振峰发生等间距红移, 该现象可由 (2) 式解释. 而且 F-P 腔同时耦合两个方形腔比 F-P 腔仅耦合方形腔 1 或方形腔 2 耦合作用增强, 即 k_{e3} 和 k_{e4} 增大, 因此含 F-P 腔的 MDM 波导同时耦合两个方形腔结构与含 F-P 腔的 MDM 波导仅耦合方形腔 1 或方形腔 2 结构相比透射率提高 25%.

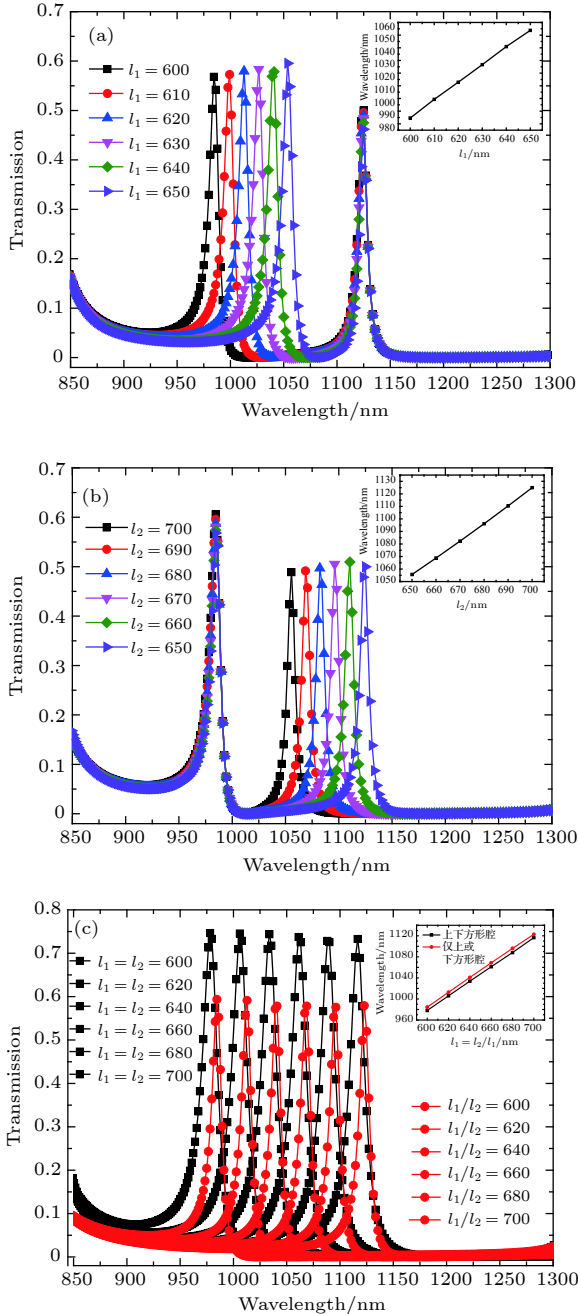


图 3 参数 l_1 和 l_2 对传感特性的影响 (a) 参数 l_1 对 FR1 的影响; (b) 参数 l_2 对 FR2 的影响; (c) 参数 $l_1 = l_2$ 或 l_1/l_2 对 Fano 共振线型的影响

Fig. 3. Influence of parameters l_1 and l_2 on sensing characteristics: (a) Influence of parameters l_1 on the FR1; (b) influence of parameters l_2 on the FR2; (c) influence of parameters $l_1 = l_2$ or l_1/l_2 on the Fano resonance.

4 传感特性分析

灵敏度是评价折射率传感器最直观的性能指标, 计算公式为^[21]

$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}, \quad (10)$$

其中 Δn 表示折射率的变化量, S 为传感器灵敏度, 单位为 nm/RIU, $\Delta\lambda$ 表示共振峰的偏移量.

优质因子 (figure of merit, FOM) 也是衡量折射率传感器性能的一个重要指标, 是一个无量纲的参数. FOM 值定义为^[22]

$$\text{FOM} = \frac{\Delta T}{T\Delta n} = \frac{T(\omega, n) - T(\omega, n_0)}{T(\omega, n_0) \Delta n}, \quad (11)$$

其中 $T(\omega, n_0)$ 为透射率的初始值, $T(\omega, n)$ 为环境变化后的透射率, $\Delta n = n - n_0$ 为环境变化导致的折射率差值. FOM 体现了折射率传感器的灵敏度 S 、透射率 T 和分辨率 dT/dn 之间的关系, 分辨率 dT/dn 越高, Fano 共振峰越尖锐, 从而 FOM 值越

大, 具有的传感性能越好.

4.1 结构参数 L_1 对传感特性的影响

对参数 L_1 从 440 到 640 nm 进行参数化扫描, 步长为 20 nm, 其中 $l_1 = 600$ nm, $l_2 = 700$ nm, $g_1 = g_2 = 20$ nm 不变. 如图 4(a) 和图 4(c) 所示, 随着 L_1 的增加, F-P 腔对光波的局域作用增强, 导致透射率减小. 如图 4(b) 和图 4(d) 所示, 随着 L_1 的增加, FR1 和 FR2 的 FOM 值先增大后减小. 采用数学二分法对 L_1 进一步进行扫描, 由 (11) 式计算出对应的 FOM 值, 可以得到, 当 $L_1 = 503$ nm 时, FR1 的 FOM 值最大, 为 3.59×10^5 , 如图 4(b) 所示; 当 $L_1 = 597$ nm 时, FR2 的 FOM 值最大, 为 1.17×10^6 , 如图 4(d) 所示.

4.2 结构参数 g_1 和 g_2 对传感特性的影响

对参数 g_1 从 14 到 24 nm 进行参数化扫描, 步长为 2 nm, 其中 $g_2 = 20$ nm, $l_1 = 600$ nm, $l_2 =$

700 nm, $L_1 = 503$ nm 不变. 如图 5(a) 所示, 随着 g_1 的增加, SPPs 通过 F-P 腔与方形腔 1 的耦合损耗增加, 耦合系数 k_{e3} 减小, FR1 发生微小蓝移, 透射率明显降低, 该现象与 (9) 式描述一致. 如图 5(a) 所示, 随着 g 的增加, FOM 值先增大后减小. 对 g_1 从 14 到 24 nm 进行参数化扫描, 步长为 1 nm, 计算出对应的 FOM 值, 可得当 $g_1 = 20$ nm 时, FOM 值最大. 同理对参数 g_2 进行参数化扫描, 可得当 $g_2 = 20$ nm 时, FOM 值最大, 如图 5(b) 所示.

通过对结构参数 L_1 , g_1 和 g_2 进行优化可以得到, 当 $L_1 = 503$ nm 时, FR1 的 FOM 值得到最大程度的优化; 当 $L_1 = 597$ nm 时, FR2 的 FOM 值得到最大程度的优化. 在该结构参数下对折射率的变化进行分析, 对方形腔 1 的填充介质折射率 n_1 从 1.00 到 1.05 进行参数化扫描, 步长为 0.01, 方形腔 2 的填充介质折射率 n_2 为 1 不变, 结果如图 5(c) 所示. 可以看出, 随着 n_1 的增加, FR1 的共振波长发生红移, 这与 (2) 式描述一致, 而 FR2 的共振波

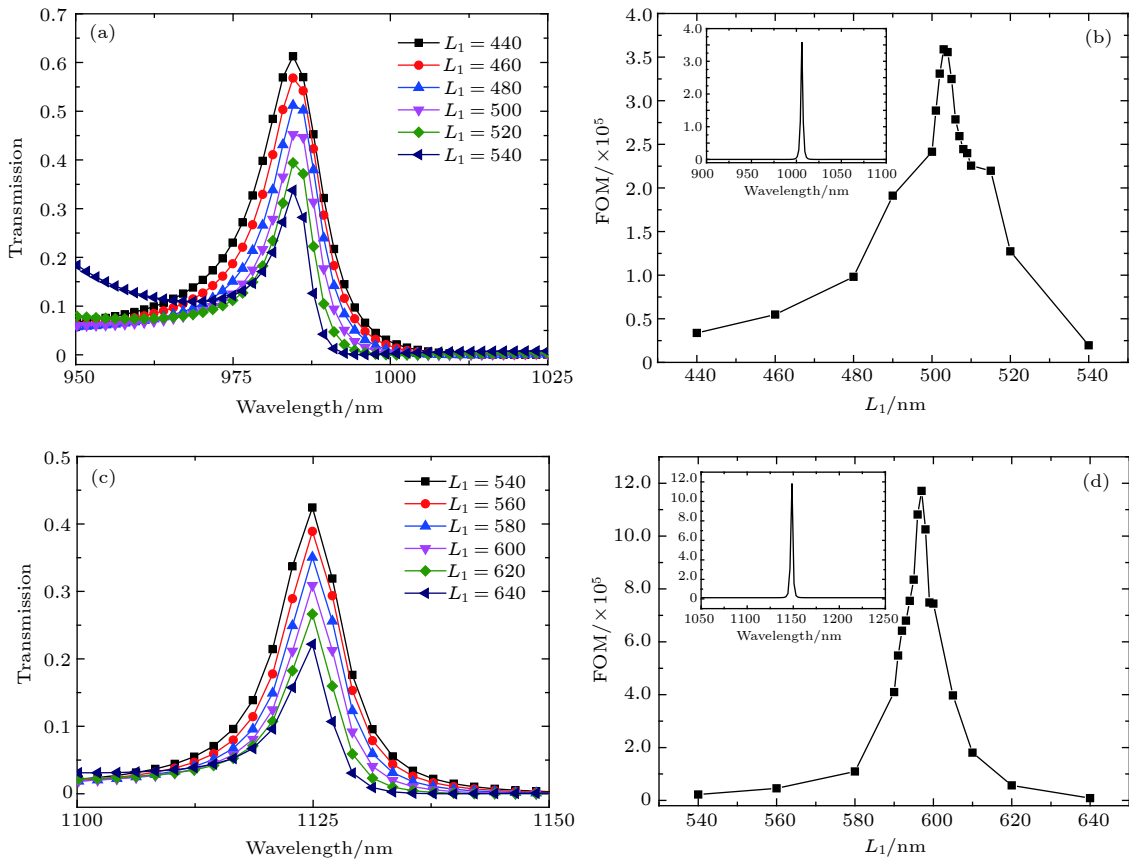


图 4 参数 L_1 对传感特性的影响 (a) 参数 L_1 对 FR1 的影响; (b) 参数 L_1 对 FR1 的 FOM 值的影响; (c) 参数 L_1 对 FR2 的影响; (d) 参数 L_1 对 FR2 的 FOM 值的影响

Fig. 4. Influence of parameters L_1 on sensing characteristics: (a) Influence of parameters L_1 on the FR1; (b) influence of parameters L_1 on the FOM value of FR1; (c) influence of parameters L_1 on the FR2; (d) influence of parameters L_1 on the FOM value of FR2.

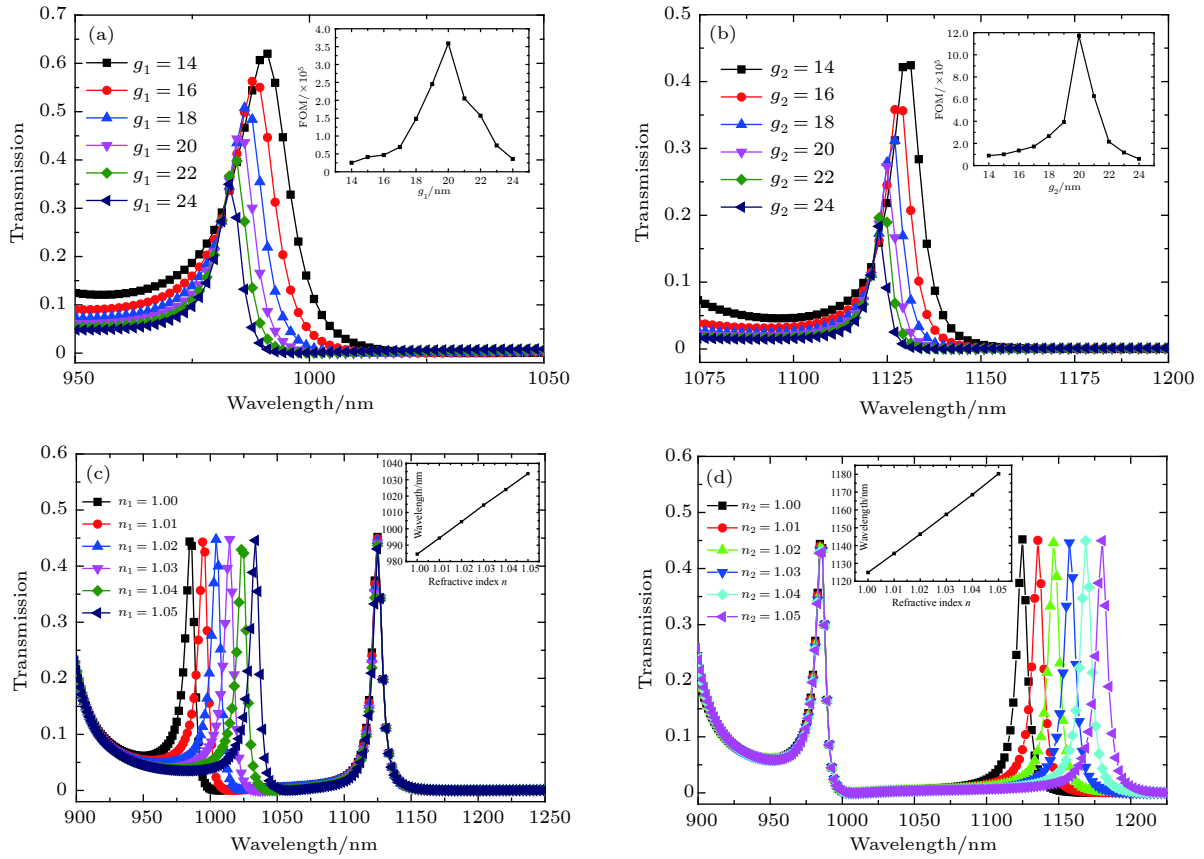


图 5 参数 g_1 , g_2 和折射率 n_1 , n_2 对传感特性的影响 (a) 参数 g_1 对 FR1 的影响; (b) 参数 g_2 对 FR2 的影响; (c) 折射率 n_1 对 FR1 的影响; (d) 折射率 n_2 对 FR2 的影响

Fig. 5. Influence of parameters g_1 , g_2 and refractive index n_1, n_2 on sensing characteristics: (a) Influence of parameters g_1 on the FR1; (b) influence of parameters g_2 on the FR2; (c) influence of refractive index n_1 on the FR1; (d) influence of refractive index n_2 on the FR2..

长和透射率均不变, 相互重叠, 这说明方形腔 1 的填充介质折射率 n_1 的改变仅对 FR1 产生影响. 图 5(c) 给出共振波长和介质折射率的拟合曲线, 两者具有很好的线性关系, 由 (10) 式可得 FR1 的灵敏度约为 1020 nm/RIU. 同样对方形腔 2 的填充介质折射率 n_2 进行参数化扫描, 可得 FR2 的灵敏度约为 1120 nm/RIU. 实验过程中使用微孔板覆盖于传感芯片之上从而方便对不同的传感区域进行定位, 再使用移液器在不同的传感区域添加不同浓度、组分的液体, 从而保证单个方形腔内折射率变化而不影响其他, 实现不同样本的高通量检测.

5 结论

本文提出一种含双金属挡板的 MDM 波导耦合两个方形腔的 Fano 共振结构. 当信号光入射到 MDM 波导, 在金属表面产生 SPPs, SPPs 在 F-P 腔中产生宽谱模式, 在两个方形腔中发生谐振, 产

生两个窄谱模式, 两者相互耦合形成可独立调谐的双重 Fano 共振. 并用耦合模理论定性分析了该双重 Fano 共振的产生机理. 该结构不仅对折射率的变化十分敏感, 改变折射率 Fano 共振峰会发生明显的漂移, 而且可以通过分别改变两个方形腔的大小及填充介质实现两个 Fano 共振峰的独立调谐, 因此可同时监测两个不同的样本, 实现多功能高灵敏度传感器. 通过改变结构参数 l_1 , l_2 , L_1 , g_1 和 g_2 可以实现对 Fano 共振峰位置、透射率和带宽的有效调控, 且在较大的调控范围内都有较高的传感性能. 通过优化结构参数可以得到, 当 $L_1 = 503$ nm, $g_1 = g_2 = 20$ nm, $l_1 = 600$ nm, $l_2 = 700$ nm 时, FR1 的灵敏度为 1020 nm/RIU, FOM 值高达 3.59×10^5 ; 当 $L_1 = 597$ nm, $g_1 = g_2 = 20$ nm, $l_1 = 600$ nm, $l_2 = 700$ nm 时, FR2 的灵敏度为 1120 nm/RIU, FOM 值高达 1.17×10^6 . 因此, 该结构可应用于多功能高灵敏度传感器、超快光开关等, 在纳米光子回路的高度集成方面有潜在应用.

参考文献

- [1] Yankovich A B, Verre R, Olsén E, Persson A E O, Trinh V, Dovner G, Käll M, Olsson E 2017 *ACS Nano* **11** 4265
- [2] Zeng C, Cui Y D 2013 *Opt. Commun.* **290** 188
- [3] Huang L L, Chen X Z, Bai B F, Tan Q F, Jin G F, Zentgraf Z, Zhang S 2013 *Light-Sci. Appl.* **2** e70
- [4] Jankovic N, Cselyuska N 2018 *Sensors* **18** 1
- [5] Yan Z D, Wen X M, Gu P, Zhong H, Zhan P, Chen Z, Wang Z L 2017 *Nanotechnol.* **28** 475203
- [6] Khatir M, Granpayeh N 2013 *J. Lightwave Technol.* **31** 1045
- [7] Chen Y, Luo P, Tian Y N, Liu X F, Zhao Z Y, Zhu Q G 2017 *Acta Opt. Sin.* **37** 0924002 (in Chinese) [陈颖, 罗佩, 田亚宁, 刘晓飞, 赵志勇, 朱奇光 2017 *光学学报* **37** 0924002]
- [8] Fu H X, Li S L, Wang Y L, Song G, Zhang P F, Wang L L, Yu L 2018 *IEEE Photonics J.* **10** 1
- [9] Chen Z, Yu L 2014 *IEEE Photonics J.* **6** 1
- [10] Li C, Li S L, Wang Y L, Jiao R Z, Wang L L, Yu L 2017 *IEEE Photonics J.* **99** 1
- [11] Wang D Q, Yu X L, Yu Q M 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 824
- [12] Artar A, Yanik A A 2011 *Nano Lett.* **11** 3694
- [13] Wu C H, Khanikaev A, Shvets G 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 107403
- [14] Zhang Z D, Wang H Y, Zhang Z Y 2013 *Plasmonics* **8** 797
- [15] Rakhshani M R, Mansouri-Birjandi M A 2016 *IEEE Sens. J.* **16** 3041
- [16] Kim J, Soref R, Buchwald W R 2010 *Opt. Express* **18** 17997
- [17] Zheng S, Ruan Z S, Gao S Q, Long Y, Li S M, He M G, Zhou N, Du J, Shen L, Cai X L, Wang J 2017 *Opt. Express* **25** 25655
- [18] Guo Z C, Wen K H, Hu Q Y, Lai W H, Lin J Y, Fang Y H 2018 *Sensors* **18** 1348
- [19] Lu H, Liu X, Mao D 2012 *Phys. Rev. A* **85** 53803
- [20] Piao X J, Yu S, Koo S, Lee K 2011 *Opt. Express* **19** 10907
- [21] Wu C, Ding H F, Huang T Y, Wu X, Chen B W, Ren K X, Fu S N 2017 *Plasmonics* **13** 251
- [22] Wen K H, Hu Y H, Chen L, Zhou J Y, Liang L, Meng Z M 2016 *Plasmonics* **11** 315

Resonance characteristics of independently tuned dual Fano of metal-dielectric-metal waveguide coupling square cavity with double baffles*

Chen Ying^{1)†} Cao Jing-Gang¹⁾ Xie Jin-Chao¹⁾ Gao Xin-Bei¹⁾
 Xu Yang-Mei¹⁾ Li Shao-Hua²⁾

1) (*Hebei Province Key Laboratory of Test/Measurement Technology and Instrument, School of Electrical Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China*)

2) (*Hebei Sailhero Environmental Protection Hi-tech Co., Ltd., Shijiazhuang 050000, China*)

(Received 7 November 2018; revised manuscript received 27 February 2019)

Abstract

A metal-dielectric-metal (MDM) waveguide coupling two square cavities with double baffles is designed in this paper based on the transmission characteristics of surface plasmon polaritons in subwavelength structure. The independent tuning of the dual Fano resonance is implemented by the interference between the wide-spectrum mode generated by the F-P (Fabry Perot) cavity and the two narrow-spectrum modes generated by the two square cavities. Moreover, the independent tuning of the dual Fano resonance can be achieved by changing the sizes of the two square cavities and filling medium. The coupled-mode theory (CMT) is adopted to analyze the transmission characteristics of the dual Fano resonance. The structure is simulated by the finite element method to quantitatively analyze the influence of structural parameters on the independent tuning of the dual Fano resonance and the refractive index sensing characteristics. The proposed sensor yields respectively sensitivity higher than 1020 nm/RIU and 1120 nm/RIU and a figure of merit of 3.29×10^5 and 1.17×10^6 by optimizing the geometry parameters. This structure provides an effective theoretical reference in the optical integration of ultra-fast optical switches, multi-function high-sensitivity sensors and slow-light devices.

Keywords: surface plasmon polaritons, Fano resonance, square cavity, double baffle

PACS: 73.20.Mf, 84.40.Az, 78.20.Ci

DOI: 10.7498/aps.68.20181985

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61201112, 61475133), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant Nos. F2016203188, F2016203245), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2018M630279), and the Scientific Research Foundation of the Higher Education Institutions of Hebei Province, China (Grant No. ZD2018243).

† Corresponding author. E-mail: chenying@ysu.edu.cn