

MIM 波导耦合类云朵腔的多 Fano 共振传感特性研究

张燕君^{**}, 王护吉, 张龙图, 李广亮, 付兴虎^{*}

燕山大学信息科学与工程学院河北省特种光纤与光纤传感重点实验室, 河北 秦皇岛 066004

摘要 为实现光折射率传感器小结构、高灵敏度的要求, 根据表面等离极化激元的透射特性, 提出了一种单挡板金属-介质-金属(MIM)波导耦合类云朵腔结构。此结构引用“腔中腔”的理念, 在近场耦合作用下, 类云朵腔所形成的较宽的连续态与金属挡板所形成的较窄的离散态经过干涉相长相消, 可以产生三重不同模式的法诺共振。结合耦合模理论, 对三重法诺共振的产生机理进行分析, 并运用有限元分析法对此结构进行模拟仿真, 定量分析了不同结构参数对折射率传感特性以及优质因子的影响。结果表明, 三种共振模式的灵敏度分别为 600, 800, 1083 nm/RIU, 优质因子分别为 5.08×10^4 , 3.56×10^5 和 1.17×10^3 。

关键词 表面光学; 表面等离极化激元; 波导; 单挡板; 类云朵腔; Fano 共振

中图分类号 TN256

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0524002

Multi-Fano Resonant Sensing Characteristics of MIM Waveguide Coupled with Cloud Like Cavity

Zhang Yanjun^{**}, Wang Huji, Zhang Longtu, Li Guangliang, Fu Xinghu^{*}

Key Laboratory for Special Fiber and Fiber Sensor of Hebei Province, School of Information Science and Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao, Hebei 066004, China

Abstract In order to realize the requirements of small structure and high sensitivity of optical refractive index sensor, a single baffle metal-insulator-metal (MIM) waveguide coupled with cloud like cavity is proposed according to the transmission characteristics of surface plasmons. This structure refers to the concept of "cavity within a cavity". Under the action of near-field coupling, the wide continuous state formed by a cloud like cavity and the narrow discrete state formed by a metal baffle can be eliminated by interference, resulting in three Fano resonances with different modes. Combined with the coupling mode theory, the generation mechanism of triple Fano resonance is analyzed, and the finite element analysis is used to simulate the structure, and the influence of different structural parameters on the refractive index sensor characteristics and quality factors is quantitatively analyzed. The results show that the sensitivity of the three resonant modes are 600, 800 and 1083 nm/RIU, and the high quality factors are 5.08×10^4 , 3.56×10^5 , and 1.17×10^3 , respectively.

Key words optics at surfaces; surface plasmon polaritons; waveguide; single baffle; cloud like cavity; Fano resonance

1 引言

表面等离极化激元(SPPs)是金属表面上的自由电子与入射光子之间相互作用而产生的一种电子

集体振荡现象,其可沿着金属与介质的交界面向前传播,强度在垂直于交界面的方向上呈指数衰减^[1-2]。由于 SPPs 打破了传统的光学衍射限制,故为光子器件的未来发展提供无限可能。基于 SPPs

收稿日期: 2021-07-28; 修回日期: 2021-09-07; 录用日期: 2021-09-26

基金项目: 国家自然科学基金(A030802)、国家海洋局多功能海洋风电安装平台创新示范项目、河北省省级科技计划(F2021203045, 216Z1702G)、燕山大学基础研究专项(16LGY017)

通信作者: *fuxinghu@ysu.edu.cn; **yzhang@ysu.edu.cn

的金属-介质-金属(MIM)波导结构具有高约束、低损耗、长传输和制造简单的特性^[3-4],已经应用在许多光学器件中,如折射率传感器、慢光器件^[5]、可调谐滤波器^[6]和波分多路复用器^[7]等。

由于等离子体 MIM 波导是实现高集成度的光子电路最有前途的波导结构之一,MIM 波导结构中的法诺(Fano)共振已成为国内外学者研究的热点。Wang 等^[8]设计了由带存根谐振腔的直波导耦合开口方环谐振器组成的折射率纳米传感器,该传感器可以通过改变取向角来灵活调节 Fano 共振。Chen 等^[9]设计了一种可以独立调谐 Fano 共振的双对称矩形螺根结构,该结构由圆形分环共振腔和双对称矩形螺波导组成,灵敏度可达 1180 nm/RIU,优质因子(FOM)为 5585.3,可产生约为 0.128 ps 的最大光学延迟,且相应的群折射率约为 42.67。Liu 等^[10]设计了一种由金属-银箔金属波导和耦合分裂环谐振器组成的结构,利用光纤偏移时域方法来分析所设计的结构,其可实现三种 Fano 共振,最高的 FOM 为 1.82×10^5 。在已有的文献中大多都是对规则结构,如方型腔或圆型腔进行变动后再研究,对于不规则谐振腔的研究相对较少。已有的 MIM 波导结构大多只会产生单重或双重 Fano 共振,而且不一定能保证对每个共振峰实现单独调谐。在对传感特性进行实际测量的过程中,必然会出现温度和湿度等外界环境的影响因素,此时单重或双重 Fano 共振则很难满足传感精度的要求。

本文设计了一种单挡板 MIM 波导耦合类云朵腔光学微纳结构,该结构在云朵谐振腔中加入了拆分的纳米银盘,而拆分的部分又可看成一个新的法布里-珀罗(F-P)腔^[11],故而形成了“腔中腔”结构,此时产生了二次谐振,可实现三重 Fano 共振同时作用于传感。多个 Fano 共振同时作用于传感则会形成差动传感,通过差动传感的思想可以有效解决因外界因素而引起的测量误差。运用耦合模理论对三重 Fano 共振的形成机理进行分析,并利用有限元法对该结构进行模拟仿真。在此基础上,本文分别讨论了谐振腔的不同结构参数对三种不同共振模式的影响,并定量分析了其对折射率传感特性的影响,达到共振峰单独调谐或两个共振峰共同调谐的目的。该结构可为光学传感器的多参量测量提供一定思路。

2 模型建立与理论分析

2.1 模型建立

图 1 给出了单挡板 MIM 波导耦合类云朵腔结构

示意图,其中金属部分为 Ag,介质为空气,折射率为 1。为了保证在直波导中仅有横磁波(TM)传播,将直波导的宽度定为 $\omega_w = 50 \text{ nm}$ ^[12]。图中 g 为波导与谐振腔的耦合距离, d_0 为金属挡板宽度, W_0 和 H_0 分别为谐振腔的宽度和高度, k 为拆分银盘的拆分距离, s_{+1} 和 s_{-1} 分别为输入端入射光和出射光的振幅; s_{+2} 和 s_{-2} 分别为输出端入射光和出射光的振幅, s_3 和 s_4 分别为腔 II 等效的入射光和出射光的振幅。

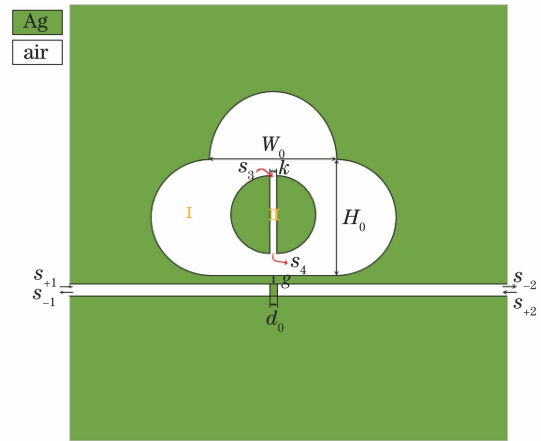


图 1 单挡板 MIM 波导耦合类云朵腔的结构
Fig. 1 Structure of single baffle MIM waveguide coupled cloud like cavity

金属 Ag 的相对介电常数用 Drude 模型^[13]表示,表达式为

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

式中: ω 为入射光频率; $\omega_p = 1.38 \times 10^{16} \text{ rad/s}$ 为等离子振荡频率; $\gamma = 2.73 \times 10^{13} \text{ Hz}$ 为电子振荡频率; $\epsilon_\infty = 3.7$ 为无穷介电常数。

2.2 理论分析

当入射光以 TM 模式传播时,其在亚波长金属结构与介质的交界处可以激发出 SPPs,并能够突破衍射极限,其中一部分 SPPs 会继续沿直波导向前传播,另一部分 SPPs 则会耦合进谐振腔。为了实现三重 Fano 共振,本文设计了单挡板 MIM 波导耦合类云朵腔结构。对 Fano 共振的产生机理进行分析,根据驻波理论,谐振腔的等效长度与波长之间的关系^[14]为

$$\lambda = \frac{2L_{\text{eff}} \text{Re}(n_{\text{eff}})}{m - \varphi/\pi}, \quad (2)$$

式中: L_{eff} 为谐振腔的等效长度; n_{eff} 为谐振腔的等效折射率; m 为驻波的波数; φ 为光在谐振腔中的相位变化。将所设计的结构外围云朵腔设为腔 I,拆分银盘中间的 F-P 腔部分设为腔 II,对等离子共振系统进行分析,根据耦合模理论,腔 I 随时间的演化

过程^[15]可表示为

$$j\omega A_1 = \left(j\omega_{a1} - \frac{1}{\tau_{a1}} - \frac{1}{\tau_{e1}} - \frac{1}{\tau_1} \right) A_1 + k_1 (s_{+1} + s_{+2}), \quad (3)$$

$$j\omega A_2 = \left(j\omega_{a2} - \frac{1}{\tau_{a2}} - \frac{1}{\tau_{e2}} - \frac{1}{\tau_2} \right) A_2 + k_2 (s_{+1} + s_{+2}), \quad (4)$$

式中: A_1 和 A_2 分别为腔 I 中两种共振模式的归一化谐振振幅; $1/\tau_{a1}$ 和 $1/\tau_{a2}$ 分别为两种模式下谐振腔内的损耗衰减; $1/\tau_{e1}$ 和 $1/\tau_{e2}$ 分别为谐振腔和波导的耦合系数; $1/\tau_1$ 和 $1/\tau_2$ 分别为腔 I 和腔 II 的耦合系数; ω_{a1} 和 ω_{a2} 为腔 I 的两个共振频率; k_1 和 k_2 分别为波导中正向和反向传播模式的输入耦合系数。由能量守恒定律可知, 输出波可表示为

$$\begin{bmatrix} s_{-1} \\ s_{-2} \end{bmatrix} = \mathbf{C} \begin{bmatrix} s_{+1} \\ s_{+2} \end{bmatrix} + \mathbf{K} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

式中: $\mathbf{C} = \begin{bmatrix} r & jt \\ jt & r \end{bmatrix}$ 为散射矩阵, 即波导中经过挡板的入射波和出射波之间的耦合矩阵, 其中 r 和 t 分别为反射系数和透射系数, 且 $r^2 + t^2 = 1$; $\mathbf{K} = \begin{bmatrix} -k_1^* & k_2^* \\ -k_1^* & -k_2^* \end{bmatrix}$ 为输出波与输出端口之间的耦合矩阵, 其中上角标“*”表示共轭。由能量守恒和时间反转对称性可知, $k_1 = \sqrt{1/\tau_{e1}} \exp(j\theta_1)$, $k_2 = \sqrt{1/\tau_{e2}} \times \exp(j\theta_2)$, 其中 θ_1 和 θ_2 为相应的相位耦合系数。透射率的振幅定义为 $t_1(\omega) = s_{-2}/s_{+1}$, 透射谱为

$$T_1(\omega) = |t_1(\omega)|^2 = \left| \frac{jt - \frac{1/\tau_{e1}}{j(\omega - \omega_{a1}) + 1/\tau_{a1} + 1/\tau_{e1} + 1/\tau_1}}{\frac{1/\tau_{e2}}{j(\omega - \omega_{a2}) + 1/\tau_{a2} + 1/\tau_{e2} + 1/\tau_2}} \right|^2. \quad (6)$$

由(6)式可以看出, 当不含挡板, 即 $t=1$ 和 $r=0$ 时, $1/\tau_{a1}$ 、 $1/\tau_{a2}$ 、 $1/\tau_{e1}$ 、 $1/\tau_{e2}$ 、 $1/\tau_1$ 和 $1/\tau_2$ 均为常数, 它们的值分别远小于 $j(\omega - \omega_{a1})$ 和 $j(\omega - \omega_{a2})$ 的绝对值, 此时将会得到相对较大的透射率。随着入射光频率 ω 的不断变化并逐渐达到两个模式的共振频率 ω_{a1} 和 ω_{a2} , 透射谱的强度迅速降低, 产生两个较窄的阻带。在直波导中加入金属挡板, 即 $t=0$ 和 $r=1$ 后, 透射谱为

$$T_1(\omega) = |t_1(\omega)|^2 = \left| \frac{\frac{1/\tau_{e1}}{j(\omega - \omega_{a1}) + 1/\tau_{a1} + 1/\tau_{e1} + 1/\tau_1}}{\frac{1/\tau_{e2}}{j(\omega - \omega_{a2}) + 1/\tau_{a2} + 1/\tau_{e2} + 1/\tau_2}} \right|^2. \quad (7)$$

此时向前传播的 SPPs 因受到挡板的影响, 其绝大多数会发生反射, 因此相位发生急剧变化, SPPs 耦合进入谐振腔中, 即系统中的离散态与连续态相互耦合, 透射谱产生尖锐且非对称的双重 Fano 共振波峰。

对于腔 II, 将其归一化振幅定义为 B , 由于其能量源自腔 I, 且经过干涉后最终能量也会耦合进腔 I, 则其随时间的演化过程可表示为

$$j\omega B = \left(j\omega_b - \frac{1}{\tau_b} - \frac{1}{\tau_3} \right) B + j\sqrt{k_3} s_3, \quad (8)$$

式中: ω_b 为腔 II 的共振频率; $1/\tau_b$ 为腔内损耗衰减; $1/\tau_3$ 为两腔之间的耦合系数; k_3 为输入耦合系数。输出波振幅满足 $s_4 = s_3 + j\sqrt{k_3} B$, 腔 II 的透射率振幅定义为 $t_2(\omega) = s_4/s_3$, 其透射谱为

$$T_2(\omega) = \left| 1 - \frac{k_3}{j(\omega - \omega_b) + 1/\tau_b + 1/\tau_3} \right|^2. \quad (9)$$

同理, 当 ω 接近或等于 ω_b 时, 腔 II 的透射率会急剧降低, 并结合腔 I 的两个波谷, 即形成三个共振波谷, 仿真结果如图 2(a) 所示, 可以看到有三个很明显的谐振波谷, 与上述理论分析一致。引入挡板, 波导中的 SPPs 经过复杂的耦合作用后相位发生急剧变化, 从而产生 Fano 共振现象, 形成三个非对称且尖锐的共振峰与三个零传输的波谷, 如图 2(b) 所示, 将这三个 Fano 共振模式依次定义为模式 1、模式 2 和模式 3。

为了进一步分析三重 Fano 共振的产生机理, 对该结构内部的电场强度进行仿真分析, 结果如图 3(a) 所示。从图 3(a) 可以看到, 当入射波长 $\lambda = 637$ nm 时, 电场能量主要集中在腔 II, 这是由于入射光频率接近腔 II 的共振频率, 但不满足腔 I 中两种模式的共振条件, 从而使得腔 II 的能量增加, 此时电场能量被很好地束缚在腔 II 中, 形成较强的电场增强效应, 光波在谐振腔中经过多次反射后与直波导的 SPPs 耦合, 出现同向相位干涉相长, 此时可以在腔 II 中捕获到强烈的共振效应, 在传输谱中表现为位于 $\lambda = 637$ nm 的一个非对称且陡峭的 Fano 共振线形。当入射波长 $\lambda = 819$ nm 和 $\lambda = 1103$ nm 时, 电场分布如图 3(b) 和图 3(c) 所示, 可以看到光波在腔 I 中经多次反射后同样与直波导中的光波相互耦合, 也同样出现同向相位干涉相长, 此时电场能量被束缚腔 I 中两个不同位置, 即两种不同的谐振模式在腔 I 中被激发, 即形成 Fano 共振峰。

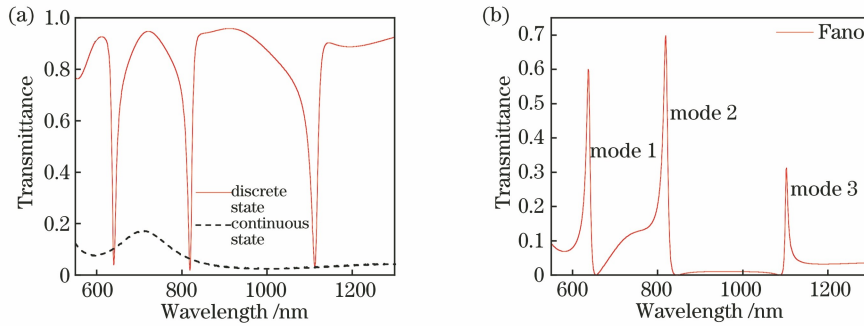


图 2 Fano 的共振形成过程。(a)只有谐振腔或挡板的透射谱;(b)单挡板 MIM 类云朵腔的 Fano 共振谱线
Fig. 2 Formation process of Fano resonance. (a) Transmission spectrum of only resonant cavity or baffle;
(b) Fano resonance line of single baffle MIM cloud like cavity

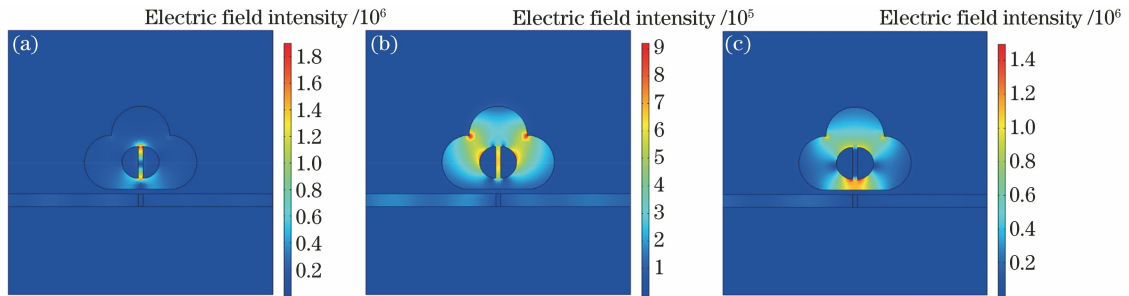


图 3 三种共振模式的稳定电场分布图。(a) 637 nm;(b) 819 nm;(c) 1103 nm

Fig. 3 Stable electric field distribution diagram of three resonance modes . (a) 637 nm; (b) 819 nm; (c) 1103 nm

3 结构参数对 FOM 的影响分析

FOM 是衡量折射率传感器性能的重要指标^[16],表示在确定的波长下相对强度变化 dT/T 与环境折射率变化 dn 之比。相对强度变化越快,透射谱的强度变化越明显。FOM 是无量纲参数,可定义为

$$x_{\text{FOM}} = \max\left(\frac{dT/dn}{T}\right) = \max\left[\frac{S_{\lambda}(dT/d\lambda)}{T}\right], \quad (10)$$

式中: T 为透射系数; $S_{\lambda} = d\lambda/dn$ 为灵敏度。在特定频率 ω 下,FOM 可表示为

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

式中: $T(\omega, n_0)$ 为 n_0 的待测样本折射率(一般表示环境变化前)下所对应的透射系数; $T(\omega, n)$ 为 n 的折射率(一般表示环境变化后)下所对应的透射系数; $\Delta n = n - n_0$ 为环境变化所导致的折射率差。由于 Fano 共振波峰非对称且陡峭,故其波峰越尖锐,FOM 值越大,传感特性越好。

3.1 结构参数 W_0 对传感器 FOM 的影响

对谐振腔宽度 W_0 进行参数化扫描,当拆分距离 $k = 20 \text{ nm}$,耦合距离 $g = 15 \text{ nm}$ 时,不同谐振腔

宽度 W_0 对 Fano 共振峰的影响如图 4 所示。从图 4 可以看到,随着宽度 W_0 的增加,三种模式的共振峰均发生红移,但相比之下模式 1 的共振峰变化较小,透射率增大,模式 2 和模式 3 的红移现象较为明显,其中前者的透射率减小,后者的透射率略微增大。此实验现象正好与(2)式所得到的规律相对应,当增加或减少谐振腔宽度 W_0 时,谐振腔中腔 I 的两种模式,即模式 2 和模式 3 所对应的谐振腔等效长度也会增加或减少,根据驻波理论可知谐振腔等效长度与共振波长成正比,因此共振波长也会相应改变,在透射谱共振峰中表现为红移。

不同模式、谐振腔宽度的 FOM 曲线如图 5(a)

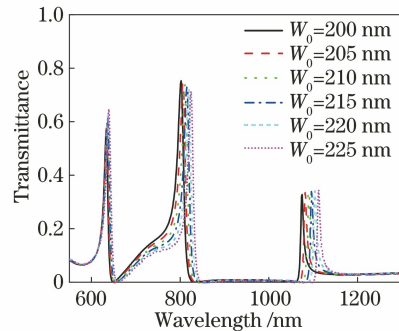


图 4 谐振腔宽度 W_0 对 Fano 共振峰的影响

Fig. 4 Effect of cavity width W_0 on Fano resonance peak

和图 5(b)所示,可以看出模式 1 的 FOM 先增大后减小,模式 2 的 FOM 呈单调递增,模式 3 的 FOM

整体来看是增大的,对三种共振模式进行综合考虑之后,初步将谐振腔宽度定为 220 nm。

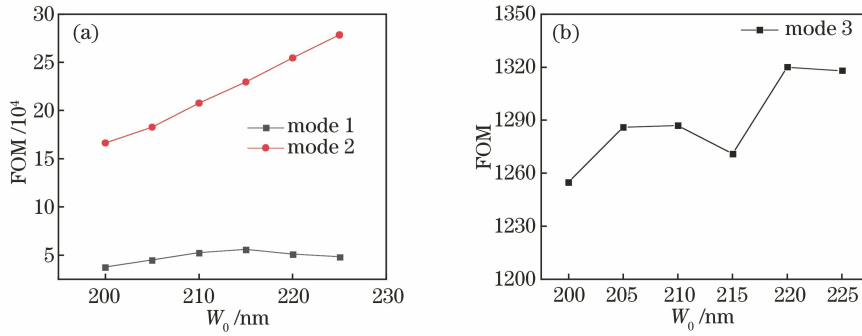


图 5 谐振腔宽度 W_0 对 FOM 的影响。(a) W_0 对模式 1 和模式 2 的 FOM 的影响;(b) W_0 对模式 3 的 FOM 的影响

Fig. 5 Effect of resonant cavity width W_0 on FOM. (a) Effect of W_0 on FOM of mode 1 and mode 2; (b) effect of W_0 on FOM of mode 3

3.2 结构参数 k 对传感器 FOM 的影响

对拆分距离 k 进行参数化扫描,当谐振腔宽度 $W_0 = 220$ nm,耦合距离 $g = 15$ nm 时,不同拆分距离 k 对 Fano 共振峰的影响如图 6 所示。从图 6 可以看到,随着拆分距离 k 的增加,模式 1 的共振峰发生蓝移且透射率不断增大,但对模式 2 和模式 3 的影响均不明显。这是由于共振模式 1 是由拆分银盘的二次谐振引起的,与腔 I 的关系很小,并且模式 1 的腔内等效长度 L_{eff} 会随着拆分距离 k 的增大而减小,故根据(2)式可知其共振波长会随着 k 的增大而减小,所以模式 1 的共振峰发生蓝移。模式 2 和模式 3 是由腔 I 中的谐振效应产生的,受腔 II 的影响很小,所以共振峰的透射率峰值以及共振波长的变化均不明显,因此可以通过改变拆分距离来单独调谐模式 1。

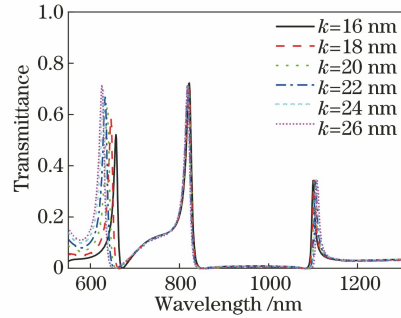


图 6 拆分距离 k 对 Fano 共振峰的影响

Fig. 6 Effect of separation distance k on Fano resonance peak

三种模式在不同 k 下的 FOM 曲线如图 7 所

示。从图 7 可以看到:当 $k = 20$ nm 时,模式 1 有最大 FOM 值,即 5.12×10^4 ;当 $k = 26$ nm 时,模式 2 有最大 FOM 值,即 2.67×10^5 ;模式 3 的 FOM 值在 $k = 18$ nm 时达到最大,即 1.37×10^3 。在权衡三种模式的 FOM 值后,选取 $k = 20$ nm。

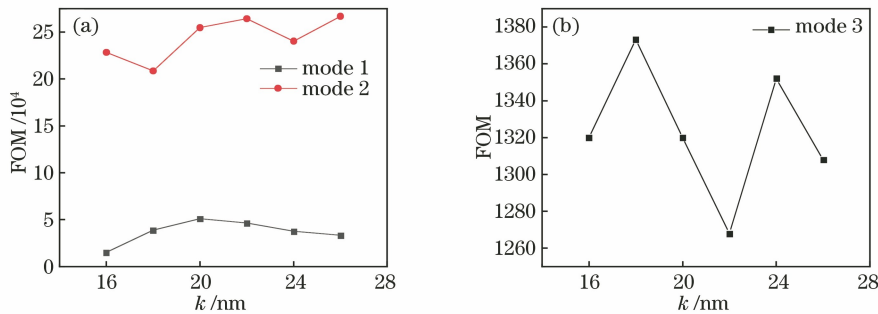


图 7 拆分距离 k 对 FOM 值的影响。(a) k 对模式 1 和模式 2 的 FOM 的影响;(b) k 对模式 3 的 FOM 的影响

Fig. 7 Effect of separation distance k on FOM value. (a) Effect of k on FOM of mode 1 and mode 2;

(b) effect of k on FOM of mode 3

3.3 结构参数 g 对传感器 FOM 的影响

一般来说,耦合间距对结构中连续态和离散态的耦合效果起着关键性的作用。对耦合距离 g 进

行参数化扫描,当谐振腔宽度 $W_0 = 220$ nm,拆分距离 $k = 20$ nm 时,不同耦合距离 g 对 Fano 共振峰的影响如图 8 所示。从图 8 可以看到,随着耦合距离

g 的增大,三种模式的共振峰位置基本不变,透射率均减小,这与(6)式和(9)式所得到的规律对应,耦合间距越大,波导中的 SPPs 越难耦合进谐振腔中,共振的减弱导致了透射率的降低,即耦合间距与透

射率呈负相关。三种模式的共振峰有所变窄,从而分辨率会增大。

三种模式的 FOM 随 g 的变化情况如图 9(a)和图 9(b)所示。从图 9 可以看到:当耦合距离不断变化时,模式 1 的 FOM 值呈先增大后减小,在 $g = 15 \text{ nm}$ 达到最大,即 5.12×10^4 ,这是因为此时更接近模式 1 即腔 II 共振传播能量的能力,此时 FOM 值相比于其他耦合距离下的 FOM 值更为接近最大值;当耦合距离继续增大时,腔 II 传播能量的能力就会变弱,Fano 共振的减弱会导致 FOM 值减小,故在 $g = 15 \text{ nm}$ 下模式 1 的 FOM 值最大,此情况在模式 2 的体现更为明显,模式 2 的 FOM 值在 $g = 16 \text{ nm}$ 达到最大值,即 3.56×10^5 ,模式 3 的 FOM 值呈单调递减的趋势,其最佳的耦合距离小于 13 nm ,当 $g = 13 \text{ nm}$ 时参数化扫描范围内的最大值为 1.7×10^3 。

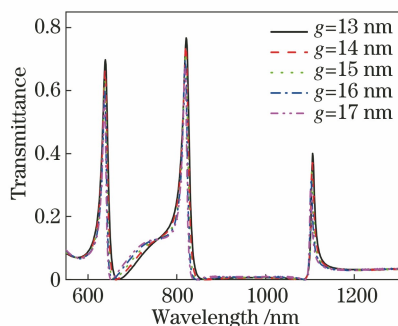


图 8 耦合距离 g 对 Fano 共振峰的影响

Fig. 8 Effect of coupling distance g on Fano formant

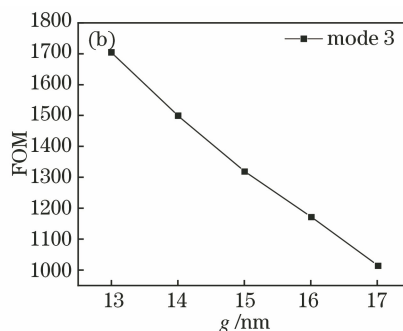
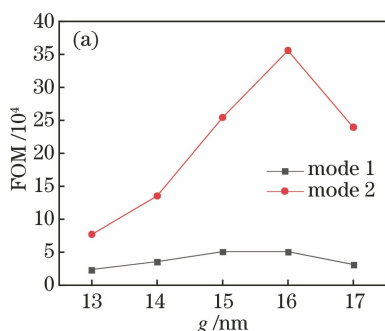


图 9 耦合距离 g 对 FOM 值的影响。(a) g 对模式 1 和模式 2 的 FOM 的影响;(b) g 对模式 3 的 FOM 的影响

Fig. 9 Effect of coupling distance g on FOM value. (a) Effect of g on FOM of mode 1 and mode 2;

(b) effect of g on FOM of mode 3

4 折射率传感特性分析

通过对谐振腔宽度 W_0 、拆分距离 k 和耦合距

离 g 的参数化扫描,可以得到三种 Fano 共振模式随波长和折射率的变化,如表 1 所示。

表 1 参数化扫描结果分析

Table 1 Analysis of parametric scanning results

Parameter	Mode 1		Mode 2		Mode 3	
	Waveguide	Transmittance	Waveguide	Transmittance	Waveguide	Transmittance
W_0	Red shift	Increase	Red shift	Decrease	Red shift	Decrease
k	Blue shift	Decrease	Basically	Basically	Slightly red shift	Basically
			unchanged	unchanged		
g	Basically	Decrease	Basically	Decrease	Basically	Decrease
	unchanged		unchanged		unchanged	

优化结构参数后,不同波长下的 FOM 值如图 10 所示。在对结构参数进行分析后,当谐振腔宽度 $W_0 = 220 \text{ nm}$,拆分距离 $k = 20 \text{ nm}$,耦合距离 $g = 16 \text{ nm}$ 时,三种模式的 FOM 值均可得到优化,此时模式 1 的 FOM 值为 5.08×10^4 ,模式 2 的 FOM 值可高达 3.56×10^5 ,模式 3 的 FOM 值为 1.17×10^3 。

对优化后波导结构的传感特性进行分析,不同环境折射率 n 对 Fano 共振峰的影响如图 11(a)所示。从图 11(a)可以看到,随着环境折射率 n 的不断增大,三种模式的 Fano 共振峰均发生红移,透射率有不同程度的上升或下降,共振波长与折射率呈现出良好的线性关系,计算得到三种模式的灵敏度

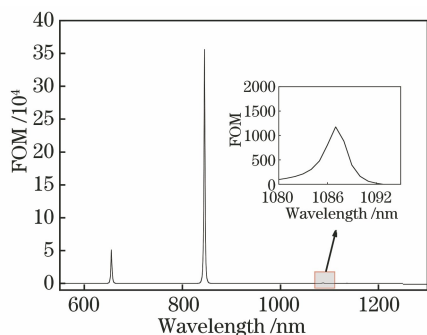


图 10 优化结构参数后不同波长下的 FOM 值
Fig. 10 FOM values at different wavelengths after optimizing structural parameters

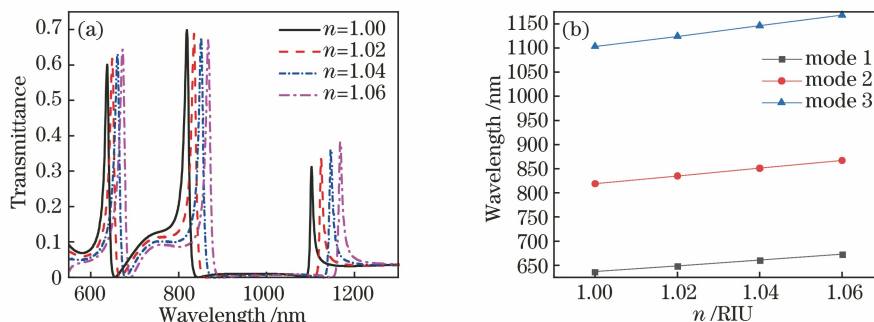


图 11 传感特性分析。(a)环境折射率 n 对 Fano 共振峰的影响;(b)共振波长与折射率的关系
Fig. 11 Analysis of sensing characteristics. (a) Effect of ambient refractive index n on Fano resonance peak;
(b) relationship between resonance wavelength and refractive index

表 2 不同谐振腔结构的传感特性对比

Table 2 Comparison of sensing characteristics of different resonant cavity structures

Resonator structure	Number of Fano resonances	Maximum sensitivity / (nm · RIU ⁻¹)	Maximum FOM value /10 ³
Ref. [8]	Single	1125.7	0.03001
Ref. [9]	Double	1180.0	5.58500
Ref. [10]	Triple	1053.0	18.20000
MIM waveguide coupled cloud like cavity	Triple	1083.0	356.00000

5 结 论

本文设计了一种单挡板 MIM 波导耦合类云朵腔结构。当 TM 波进入 MIM 波导结构时,其会在金属表面产生 SPPs 以突破衍射极限进行传输。当 SPPs 透过金属挡板时,其会产生较宽的连续态。同时,光信号耦合进入类云朵腔会形成三个较窄的离散态共振波谷,二者经过近场耦合作用形成三重 Fano 共振峰。共振峰对结构参数和环境折射率的改变异常敏感,为此定量分析了谐振腔宽度 W_0 、拆分距离 k 和耦合距离 g 对三重 Fano 共振峰的影响,改变 W_0 可以同时控制模式 2 和模式 3 共振峰的漂移,改变银盘拆分距离 k 可以单独调节模式 1,

分别为 600,800,1083 nm/RIU。

将实验结果与文献[8-10]的传感特性进行对比,结果如表 2 所示。

综上所述,单挡板 MIM 波导耦合类云朵腔结构所产生的三重 Fano 共振透射谱与结构参数和环境折射率都有着密切联系,通过调整和优化结构参数 W_0 、 k 、 g 可对共振波峰进行粗调或细调,从而得到很好的传感特性。通过与其他谐振腔结构的传感特性对比,可以看到在灵敏度方面所设计的结构基本与其他结构相互接近,在 FOM 值上占据了显著优势,可产生三种共振模式,并且三种模式可以同时作用于传感,这在实际测量方面对传感精度有很大提升。

而对其他两种模式的影响很小,耦合距离 g 与三种模式的透射率呈负相关。增大环境折射率 n 会使三个共振峰均发生红移,且透射谱有不同程度的变化。对于优化后的结构:当谐振腔宽度 $W_0 = 220$ nm,拆分距离 $k = 20$ nm,耦合距离 $g = 16$ nm 时,模式 1 的 FOM 值可达到 5.08×10^4 ,折射率灵敏度 $S_\lambda = 600$ nm/RIU;模式 2 的 FOM 值高达 3.56×10^5 ,折射率灵敏度 $S_\lambda = 800$ nm/RIU;模式 3 的 FOM 值为 1.17×10^3 ,折射率灵敏度 $S_\lambda = 1083$ nm/RIU。三种模式均具有较好的传感特性,可以为多重 Fano 共振的设计提供一定的理论依据。

参 考 文 献

- [1] Zhang C, Tang N, Shang L, et al. Local surface plasmon enhanced polarization and internal quantum efficiency of deep ultraviolet emissions from AlGaIn-based quantum wells[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7(1): 2358.
- [2] Nasari H, Abrishamian M S, Berini P. Nonlinear optics of surface plasmon polaritons in subwavelength graphene ribbon resonators [J]. *Optics Express*, 2016, 24(1): 708-723.
- [3] Yan S B, Shi H R, Yang X Y, et al. Study on the nanosensor based on a MIM waveguide with a stub coupled with a horizontal B-type cavity [J]. *Photonics*, 2021, 8(4): 125.
- [4] Wen K H, Hu Y H, Chen L, et al. Fano resonance based on end-coupled cascaded-ring MIM waveguides structure[J]. *Plasmonics*, 2017, 12(6): 1875-1880.
- [5] Zhang L W, Huang X, Meng W W, et al. Plasmon induced transparency and slow light effect in MIM waveguide [J]. *Semiconductor Optoelectronics*, 2020, 41(6): 808-814, 821.
张利伟, 黄星, 孟威威, 等. MIM 波导结构中的等离子元诱导透明和慢光效应[J]. *半导体光电*, 2020, 41(6): 808-814, 821.
- [6] Yang H Y, Chen Y P, Xiao G L, et al. MIM tunable plasmonic filter embedded with symmetrical sector metal resonator [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(11): 1124001.
杨宏艳, 陈昱澎, 肖功利, 等. 内嵌对称扇形金属谐振腔的 MIM 可调谐等离子体滤波器[J]. *光学学报*, 2020, 40(11): 1124001.
- [7] Gong Y K, Liu X M, Wang L R. High-channel-count plasmonic filter with the metal-insulator-metal Fibonacci-sequence gratings [J]. *Optics Letters*, 2010, 35(3): 285-287.
- [8] Wang M M, Yun L Y, Wang Y F, et al. Plasma refractive index nanosensor based on Fano resonance [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(5): 052401.
- 王梦梦, 韵力宇, 王一飞, 等. 基于 Fano 共振的等离子体折射率纳米传感器[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(5): 052401.
- [9] Chen J F, Li J N, Liu X, et al. Fano resonance in a MIM waveguide with double symmetric rectangular stubs and its sensing characteristics [J]. *Optics Communications*, 2021, 482: 126563.
- [10] Liu X B, Yang Q, Peng K X, et al. Tunable triple Fano resonance in MIM waveguide system with split ring resonator[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2021, 53(8): 1-12.
- [11] Poplavskiy M V, Matsko A B, Yamamoto H, et al. Diffraction losses of a Fabry-Perot cavity with nonidentical non-spherical mirrors [J]. *Journal of Optics*, 2020, 22(11): 115603.
- [12] Rahmani Z, Rezaee N. The reflection and absorption characteristics of one-dimensional ternary plasma photonic crystals irradiated by TE and TM waves[J]. *Optik*, 2019, 184: 134-141.
- [13] Deng S H, Wang S Y, Li J, et al. Experimental study of optical and magnetic-optic properties of noble metal Ag [J]. *Acta Physica Sinica*, 2001, 50(1): 169-174.
邓世虎, 王松有, 李晶, 等. 贵金属 Ag 中光学和磁光性质的实验研究[J]. *物理学报*, 2001, 50(1): 169-174.
- [14] Chen Z, Chen J J, Yu L, et al. Sharp trapped resonances by exciting the anti-symmetric waveguide mode in a metal-insulator-metal resonator [J]. *Plasmonics*, 2015, 10(1): 131-137.
- [15] Nesterenko D V, Hayashi S, Sekkat Z. Coupled-mode theory of field transfer processes in surface plasmon resonance structures[J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2018, 1092: 012097.
- [16] Chen J J, Li Z, Zou Y J, et al. Coupled-resonator-induced Fano resonances for plasmonic sensing with ultra-high figure of merits[J]. *Plasmonics*, 2013, 8(4): 1627-1631.