

doi:10.3788/gzxb20184711.1123003

# 基于 MIM 谐振腔内嵌金属方芯结构的 可调谐 Fano 共振

何丙乾<sup>a</sup>, 李永红<sup>a</sup>, 曹雅楠<sup>b</sup>, 岳凤英<sup>c</sup>

(中北大学 a 仪器与电子学院; b 信息与通信工程学院; c 电气与控制工程学院, 太原 030051)

**摘 要:**设计了一种由内嵌金属方芯的金属-绝缘体-金属方形气腔以及两个侧耦合波导组成的耦合结构, 并采用有限元方法研究了该结构的传播特性. 结果表明: 通过对气腔内金属方芯偏离角和偏离距离的调节可以获得并调制 Fano 共振; 该 Fano 共振由对称破缺或几何效应影响左右波导和谐振腔之间耦合区域中的场分布强度所致, 场分布模式的变化是由波导模和腔模之间的干涉引起的. 此外, Fano 共振的光谱位置和调制深度对偏差参数十分敏感, 通过计算不同偏差角及偏差距离下的折射率传感特性发现, 其折射率敏感度最高达 1 508 nm/RIU, 品质因数最高达 1 308. 研究结果为设计更加灵活、简单、高效的片上等离子体纳米传感器提供了理论依据.

**关键词:**表面等离激元; 可调谐纳米传感器; 有限元法; Fano 共振; 金属-绝缘体-金属结构

中图分类号: O436

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2018)11-1123003-8

## Tunable Fano Resonance Based on Metal Square Core Structure Embedded in MIM Resonator

HE Bing-qian<sup>a</sup>, LI Yong-hong<sup>a</sup>, CAO Ya-nan<sup>b</sup>, YUE Feng-ying<sup>c</sup>

(*a School of Instrument and Electronics; b School of Information and Communication Engineering;  
c School of Electrical and Control Engineering, North University of China, Taiyuan 030051, China*)

**Abstract:** A coupling structure which consists of a metal-insulator-metal resonator centered off from the metal square core and two side-coupled waveguides is designed. The propagation characteristics of the structure are studied by finite element method. The results show that the Fano resonance can be obtained and modulated by adjusting the deviation angle and deviation distance of the metal core in the cavity. The Fano resonance is caused by the symmetry breaking or geometric effect, which affects the intensity of the field distribution in the coupling region between the left and right waveguides and the cavity. The variation of field distribution mode is caused by the interference between the waveguide mode and the cavity mode. In addition, the spectral position and modulation depth of Fano resonance are very sensitive to the deviation parameters. By calculating the refractive index sensing characteristics under different deviation angles and deviation distances, the refractive index sensitivity is up to 1 508 nm/RIU, and the quality factor is up to 1 308. The research results provide a theoretical basis for designing more flexible, simple and efficient on-chip plasmonic nanosensors.

**Key words:** Surface plasmon polaritons; Tunable nanosensor; Finite element method; Fano resonance; Metal-insulate-metal structures

**OCIS Codes:** 230.4555; 250.5403; 240.6680; 280.4788

基金项目: 山西省自然科学基金(No.201701D121063)资助

第一作者: 何丙乾(1991-), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为电子与通信工程. Email: 1192247219@qq.com

导师(通讯作者): 李永红(1967-), 男, 教授, 博士, 主要研究方向为卫星/微惯性组合导航技术、MEMS 传感器设计与生产工艺. Email: 466678237@qq.com

收稿日期: 2018-07-23; 录用日期: 2018-09-04

<http://www.photon.ac.cn>

## 0 引言

表面等离极化激元(Surface Plasmon Polaritons, SPPs)是金属表面区域自由电子的振荡频率与入射光波的频率一致时产生的一种电子集体振荡,是一种沿金属表面进行传播的电荷密度波,在垂直界面的方向上其光场振幅呈指数形式衰减<sup>[1-2]</sup>.基于 SPPs 的光子器件可以突破传统光学衍射极限,能够将光束束缚在亚波长结构中进行传播<sup>[3-6]</sup>.因此,基于 SPPs 的光子器件具有更小的模式尺寸,有利于光子器件的集成化发展,实现微纳量级的光操纵、传输以及控制<sup>[7]</sup>.目前,利用光波-SPPs 间相互耦合转换的特性及可控性设计的结构已经得到了广泛的研究<sup>[8-9]</sup>.金属-介质-金属(Metal-Insulator-Metal, MIM)因具有对光较强的局域能力、场空间局域增强、结构简易且易实现高密度集成等优点,被广泛应用于各类光子器件的研究中,如滤波器<sup>[10-11]</sup>、生化传感器<sup>[12-13]</sup>、光开关<sup>[14]</sup>等.

随着高灵敏检测技术在传感器领域的发展,基于 SPPs 的 MIM 波导结构中的电磁诱导透明(Electromagnetically Induced Transparency, EIT)及 Fano 共振等光学现象成为微纳光学领域的热点<sup>[15-16]</sup>.其中,Fano 共振是凝聚态物理中共振过程与非共振过程之间的量子干涉,其共振线具有明显的不对称性以及结构参数和周围环境的异常敏感性<sup>[17]</sup>.片上高灵敏传感器正是利用 Fano 共振这种非对称线型对结构参数及周围介质环境微小变化的敏感性实现高灵敏的检测,同时通过对结构集合参量的优化进一步提高传感器灵敏度<sup>[18]</sup>.目前已有众多基于这一原理的 MIM 波导耦合结构对 Fano 共振和折射率传感性能的研究,如陈慧斌等<sup>[19]</sup>设计的基于半圆形与矩形谐振腔耦合结构折射率灵敏度最高达到 750 nm/RIU;ZHANG Zhi-dong 等设计的基于双矩形耦合结构折射率灵敏度最高达到 596 nm/RIU<sup>[20]</sup>;ZHAO Xue-feng 等设计的环形谐振腔与矩形谐振腔耦合结构,其折射率灵敏度最高为 718 nm/RIU<sup>[21]</sup>.

本文设计了一种基于 MIM 波导谐振腔内嵌金属方芯的耦合结构,该结构由内嵌金属方芯的金属-绝缘体-金属方形气腔以及两个侧耦合波导组成.采用有限元(Finite Element Method, FEM)方法对其透射谱线和磁场分布进行了分析.通过改变金属方芯偏离角和偏离距离,获得了可调制的 Fano 共振.此外,针对不同的偏差情况研究了结构对填充介质折射率的敏感性.

## 1 理论模型

图 1 为设计的纳米等离子体 MIM 系统 X-Y 横截示意图,其左侧插图图为三维结构示意图.结构沿 Z 轴方向足够高时(结构的高度可以设定为 250 nm<sup>[22]</sup>),它可以被认为是二维的,能够获得类似的结果,同时大大降低了计算的复杂性.因此,选择二维模型对原模型进行研究论证.图中深色和白色区域分别代表贵金属和空气(其中空气介电常数为  $\epsilon_{\text{air}}=1.0$ ),为保证两侧波导中只有横向磁场(TM<sub>0</sub>)传播,波导宽度设置为  $w=50\text{ nm}$ <sup>[23]</sup>.方形气腔边长为  $a_{\text{cavity}}=400\text{ nm}$ ,金属方芯边长为  $a_{\text{core}}=150\text{ nm}$ . $O_{\text{cavity}}$ 、 $O_{\text{core}}$  分别为谐振腔和金属方芯的中心,为了在谐振腔中引入对称破缺,金属方芯的位置在很大范围内发生变化.为方便起见,将偏差角和偏差距离定义为  $\theta_{\text{dev}}$  和  $D_{\text{dev}}$ ,其中, $D_{\text{dev}}=O_{\text{core}}-O_{\text{cavity}}$ .填充介质折射率为  $n$ .光源从左端入射时 MIM 波导结构中的表面等离激元将被激发,激发的 SPPs 被限制在波导中并沿 X 方向传播,透射率  $T$  的定义为  $T=P_2/P_1$ ,其中  $P_2$  为出射端光功率, $P_1$  为入射端光功率.选择银(Ag)作为贵金属材料,其介电常数通常采用

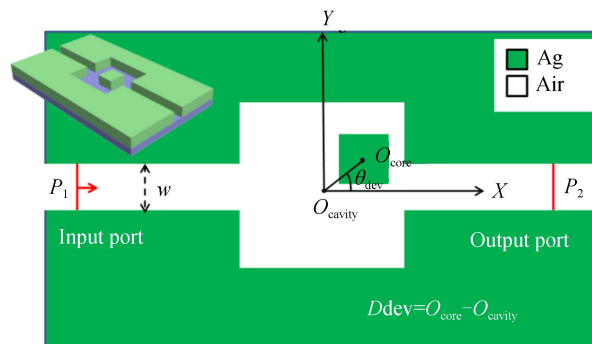


图 1 内嵌金属方芯 MIM 波导系统示意图

Fig.1 Schematic diagram of the MIM resonator embedded metal square core structure

Debye-Drude 模型表征<sup>[24]</sup>,即

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + i\omega\tau} + \frac{\sigma}{i\omega\varepsilon_0} \quad (1)$$

式中,无穷介电常数 $\varepsilon_{\infty} = 3.8344$ ,静态介电常数 $\varepsilon_s = -9530.5$ ,导电率 $\sigma = 1.1486 \times 10^{-7}$  S/m,弛豫时间 $\tau = 7.35 \times 10^{-15}$  s.

为了更好地理解该非对称结构,可以采用传递矩阵法表征传输函数<sup>[25]</sup>.对于频率为 $\omega$ 的入射波,其散射特性 $T_c$ 可以描述为

$$\begin{bmatrix} b_2 \\ a_2 \end{bmatrix} = \mathbf{T}_c \begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{i\eta}{\omega - \omega_0} & \frac{-i\eta}{\omega - \omega_0} \\ \frac{i\eta}{\omega - \omega_0} & 1 + \frac{i\eta}{\omega - \omega_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中, $\omega_0$ 表示等离子体共振频率, $\eta$ 表示谐振腔共振宽度, $a_1$ 、 $b_1$ 分别表示空腔左侧波导输入、输出振幅, $a_2$ 、 $b_2$ 分别表示空腔右侧波导输入、输出振幅.传递矩阵 $\mathbf{T}_c$ 将空腔左右两侧输入、输出波振幅关联起来.金属方芯位于空腔中心时,其左右两侧光波相位和反射系数相同,当金属方芯发生偏离时,可以认为对空腔左侧光波相位及反射系数发生影响,其传递矩阵 $\mathbf{T}_l$ 定义为

$$\mathbf{T}_l = \frac{1}{i\sqrt{1-r_l^2}} \begin{bmatrix} -1 & -r_l \\ r_l & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\varphi_l} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_l} \end{bmatrix} \quad (3)$$

同时,它也影响腔中右侧光波,其传递矩阵 $\mathbf{T}_r$ 定义为

$$\mathbf{T}_r = \frac{1}{i\sqrt{1-r_r^2}} \begin{bmatrix} e^{i\varphi_r} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_r} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -1 & -r_r \\ r_r & 1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

因此,整个系统的传递矩阵 $\mathbf{T}_s$ 可以表示为

$$\mathbf{T}_s = \mathbf{T}_l \times \mathbf{T}_c \times \mathbf{T}_r = \frac{-1}{\sqrt{(1-r_l^2)(1-r_r^2)}} \begin{bmatrix} -1 & -r_l \\ r_l & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\varphi_l} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_l} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - \frac{i\eta}{\omega - \omega_0} & \frac{-i\eta}{\omega - \omega_0} \\ \frac{i\eta}{\omega - \omega_0} & 1 + \frac{i\eta}{\omega - \omega_0} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{i\varphi_r} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_r} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -1 & -r_r \\ r_r & 1 \end{bmatrix} \quad (5)$$

从式(5)可以得出,整个系统透射率 $T(\omega)$ 可以表示为

$$T(\omega) = \left| \frac{1}{\mathbf{T}_s} \right|^2 = \left| \frac{-\sqrt{(1-r_l^2)(1-r_r^2)}(\omega - \omega_0)}{[e^{-i(\varphi_l + \varphi_r)} - r_l r_r e^{i(\varphi_l + \varphi_r)}](\omega - \omega_0) + i\eta(r_l r_r e^{i(\varphi_l + \varphi_r)} + e^{-i(\varphi_l + \varphi_r)} - [r_r e^{-i(\varphi_l - \varphi_r)} + r_l e^{i(\varphi_l - \varphi_r)})]} \right|^2 \quad (6)$$

当金属方芯偏差参数发生变化时,左侧和右侧光波的相位和反射系数随之发生改变,这将导致 $\eta$ 、 $r_l$ 、 $r_r$ 、 $\varphi_l$ 、 $\varphi_r$ 发生变化,从而使透射率 $T(\omega)$ 发生复杂的响应.采用基于有限元法的 COMSOL Multiphysics 软件对结构传输特性进行数值模拟,详细研究所设计等离子体结构的光学响应.在进行数值模拟时,围绕计算域添加完美匹配层(Perfectly Matched Layers, PMLs)吸收向外的电磁波.

## 2 结果与讨论

为了研究金属方芯偏离谐振腔体中心时的透射特性,分别对垂直和水平方向的偏差进行了数值仿真.为了更好地对结果进行比较,首先需要通过对称结构的共振特性进行研究,图2为对称结构的透射谱线.此时,金属方芯位于谐振腔体中心,即偏差距离 $D_{\text{dev}} = 0$ .结果表明:该透射谱线呈现类洛伦兹线型,在 $\lambda = 1130$  nm处产生了一个透射峰P.图2中插图显示了 $\lambda = 1130$  nm时的磁场分布情况,区域中左侧和右侧区域分别表示正磁场和负磁场.很明显,磁场分布为偶极模式,关于X轴对称.

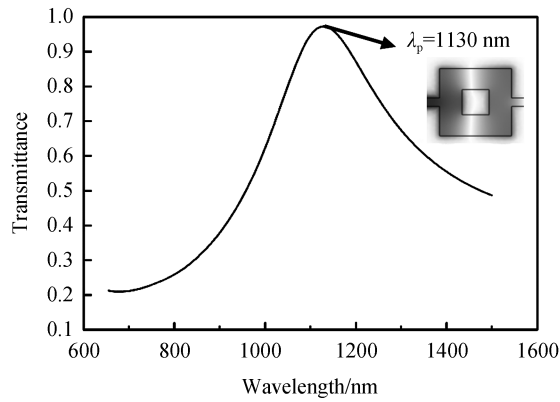
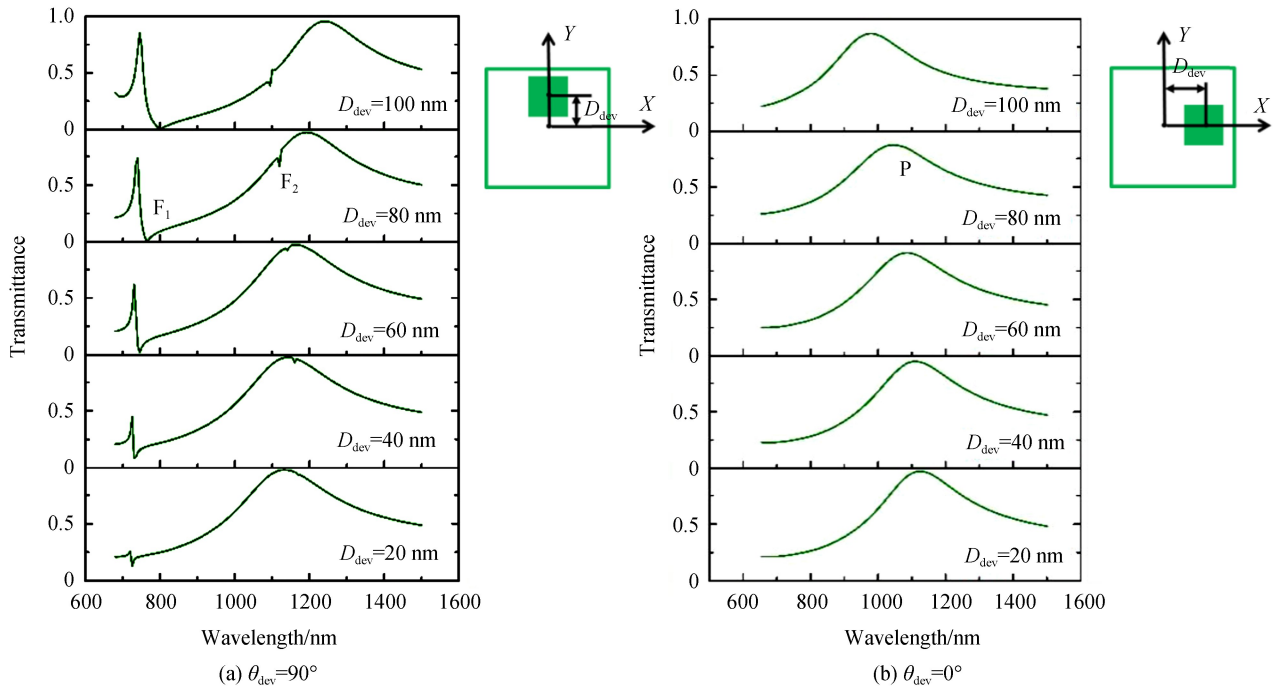


图2 对称结构透射谱线及透射峰磁场分布

Fig.2 Transmission of the symmetric structure and its  $H_z$  field distributions at the transmission peaks

图3(a)、(b)分别为垂直( $\theta_{\text{dev}} = 90^\circ$ )和水平( $\theta_{\text{dev}} = 0^\circ$ )偏差情况下的透射光谱.腔体中金属方芯的位置变化显示在谱线右侧,偏差距离  $D_{\text{dev}}$  分别为 20 nm、40 nm、60 nm、80 nm、100 nm.从图3(a)中可以看出,透射光谱中出现了两个明显的谐振谷,其为典型的 Fano 共振线型,相比于对称结构的光谱可以得出,该 Fano 共振是由腔中引入对称性破坏所致.此外,随着结构不对称性的增加,即  $D_{\text{dev}}$  的增大,Fano 共振越来越明显,并且左侧谐振谷  $F_1$  发生红移,右侧谐振谷  $F_2$  发生蓝移.从图3(b)中可以看到透射光谱与图3(a)不同,虽然金属方芯沿水平方向发生偏离,腔体中引入对称性破坏,但是透射光谱依旧是类洛伦兹线型,没有获得 Fano 共振,随着  $D_{text{dev}}$  的增大,类洛伦兹谱线透射峰发生蓝移.

图3 不同  $D_{\text{dev}}$  下,金属方芯在垂直方向和水平方向偏离的透射谱线Fig.3 Transmissions of the metal square core moving along the vertical direction and the horizontal direction with different  $D_{\text{dev}}$ 

为了进一步理解上述现象,对金属方芯在垂直和水平方向发生偏差时的磁场  $H_z$  分布进行研究.图4分别显示了垂直和水平偏差为  $D_{\text{dev}} = 20$  nm、80 nm 时的磁场分布情况,其中,图4(a)~(d)分别为垂直偏差时左右谐振谷处磁场分布情况,可以看出,图4(a)~(c)磁场分布均为四极模式,图4(d)为偶极模式,当金属方芯沿腔体中的垂直方向移动时,磁场  $H_z$  沿  $x$  轴对称性破坏,这是产生 Fano 共振的主要原因;图4(e)、(f)为水平偏差磁场分布情况,波长选择  $\lambda = 1125$  nm 和  $\lambda = 1045$  nm,其对应于两个透射峰,从图中可以看出,尽

管金属方芯在腔中沿水平方向移动,但是磁场  $H_z$  分布仍然保持关于 X 轴的对称性,导致无法获得 Fano 共振.综上所述两种偏差情况可以得出:Fano 共振的产生是由于结构沿 X 轴的对称发生破坏,从而影响了左右波导和谐振腔之间的耦合区域中的场分布强度所致,这种场分布模式的变化可以认为是由波导模和腔模之间的干涉引起的.

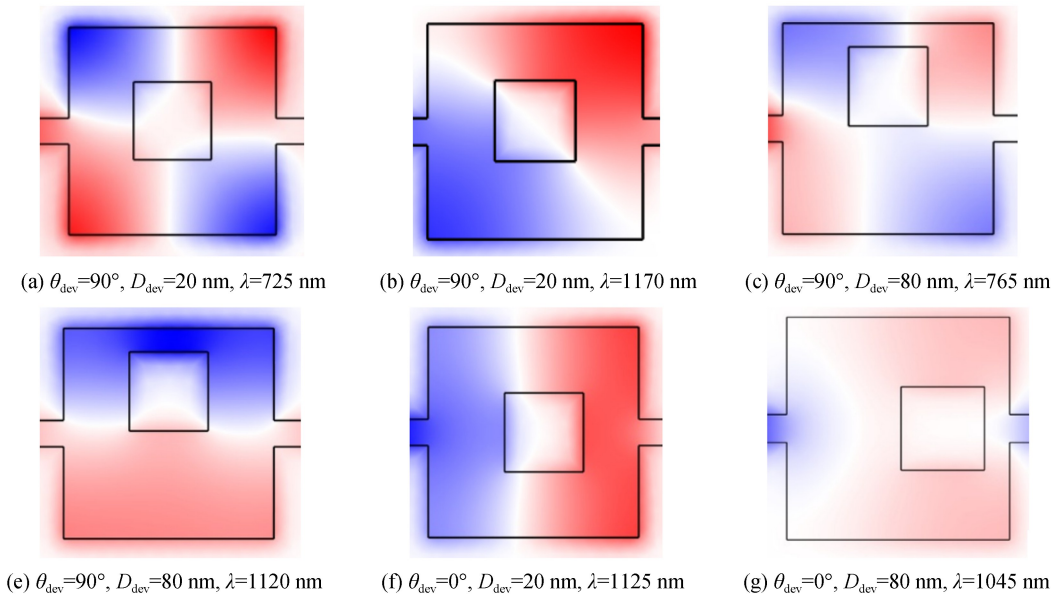
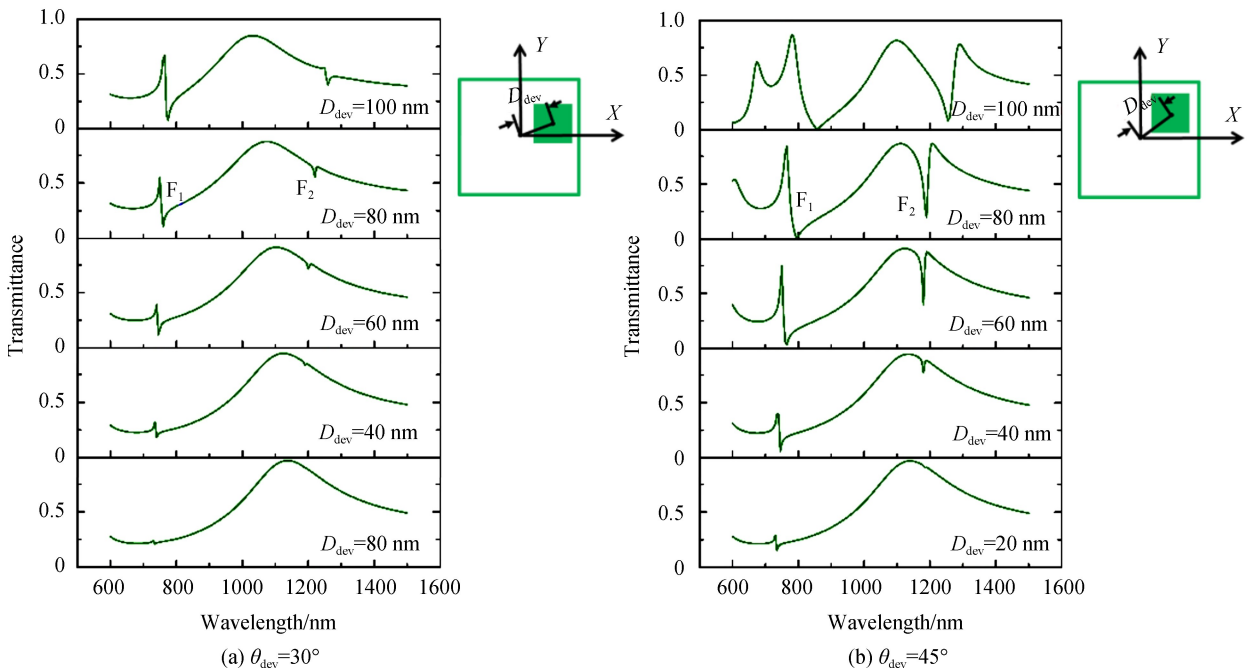


图4 金属方芯在垂直和水平方向发生偏差时的磁场  $H_z$  分布

Fig.4 Magnetic field  $H_z$  distribution when metal square core deviates in vertical and horizontal directions

为了研究偏差角  $\theta_{dev}$  的变化对结构传播特性的影响,图 5 显示了  $\theta_{dev}$  分别为  $30^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $60^\circ$  时结构的透射谱线.对于不同的偏离角,以  $D_{dev}$  分别为 20 nm、40 nm、60 nm、80 nm、100 nm 对其透射谱线进行研究比较.从图中可以看出,对于固定的  $\theta_{dev}$  ( $0^\circ < \theta_{dev} < 90^\circ$ ),随着  $D_{dev}$  的增加,Fano 共振形状发生变化,共振波长随之发生偏移.这是因为随着  $D_{dev}$  的增加,结构的对称性降低,波导模和腔模之间的干涉情况发生改变.同时,当  $\theta_{dev}$  分别为  $30^\circ$ 、 $60^\circ$  时,在  $D_{dev} = 20$  nm 处仅出现一个 Fano 共振,随着  $D_{dev}$  的增加,Fano 共振个数增多,这是几何效应引起的结果.因此,Fano 共振可以被认为是由对称性破坏或几何效应引起的结果,其影响右波导和腔之间的耦合区域处的场分布强度,这种场分布图案变化是由波导模式和腔模式之间的干涉引起的;同时,



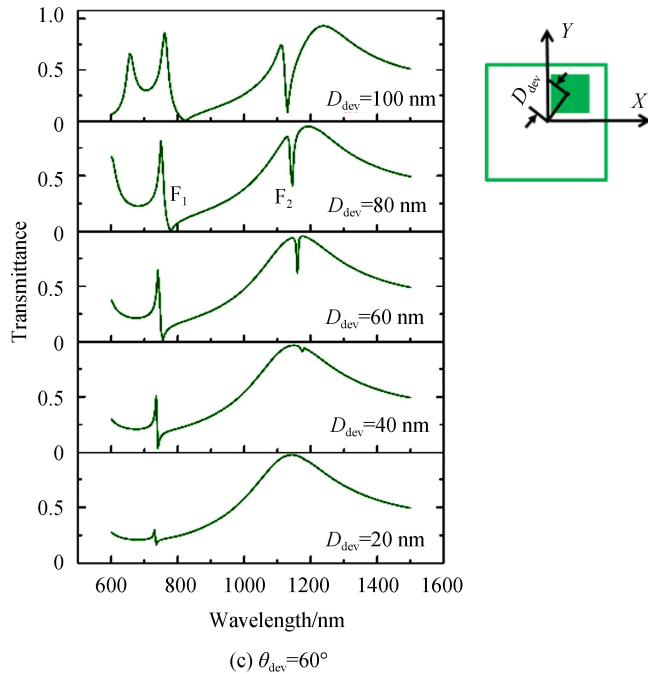


图5 金属方芯在不同偏离角度下的透射谱线  
Fig.5 Transmissions for the metal square core moving along different deviation angle

Fano 共振的光谱位置和调制深度对偏差参数高度敏感。

传感器设计是 Fano 共振最重要的应用之一。为了研究 Fano 共振对结构中介电材料折射率的灵敏度特性，研究了品质因数 (Figure of Merit, FOM) 值。FOM 定义为<sup>[26]</sup>

$$FOM = \frac{\Delta T}{T \Delta n} \quad (7)$$

式中,  $T$  表示结构传输过程透射率,  $\Delta n$  表示介电材料折射率变化量。FOM 描述了由介电材料的折射率变化引起的固定波长下相对透射率的变化量。

分别固定  $\theta_{dev}$  为  $30^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $60^\circ$ 、 $90^\circ$ ，在不同的偏差距离下，研究了介电材料折射率  $n = 1.00 \sim 1.05$  (间隔为 0.01) 时，Fano 共振对结构中介电材料折射率的灵敏度，具体结果如图 6 所示。结果发现，随着偏差角度和偏差距离的改变，折射率灵敏度也发生变化。同时， $F_1$  处折射率灵敏度整体比  $F_2$  处折射率灵敏度低，其中  $F_1$ 、 $F_2$  处折射率灵敏度最大分别为  $1011 \text{ nm/RIU}$ 、 $1508 \text{ nm/RIU}$ ，相应参数为  $\theta_{dev} = 45^\circ$ ， $D_{dev} = 80 \text{ nm}$ 。折射率灵敏度具体计算过程如图 7 所示，数值模拟计算出不同折射率下结构的透射谱线，通过计算透射谱线在不同折射率下的偏移量，对偏移量数据拟合求得结构的折射率灵敏度。

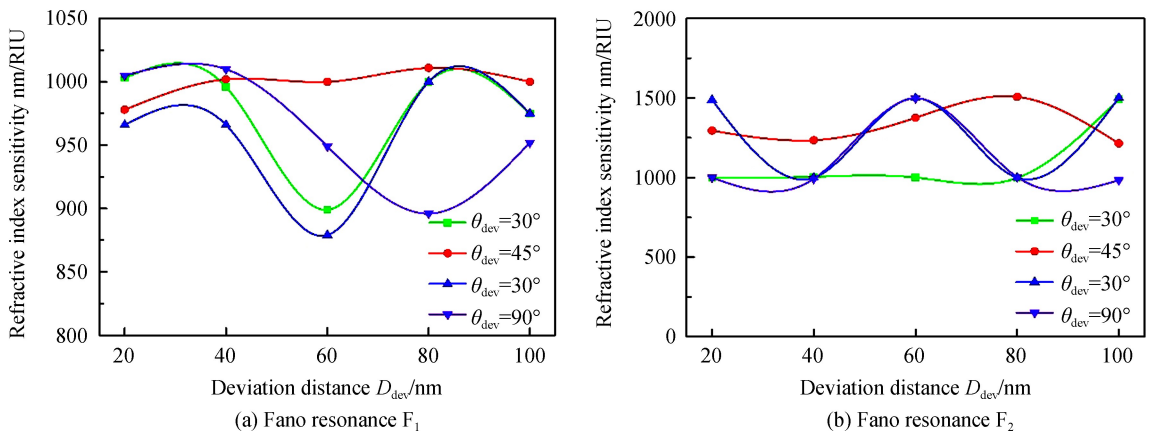


图6 不同偏差参数下折射率灵敏度  
Fig.6 Refractive index sensitivity value at different deviation parameters

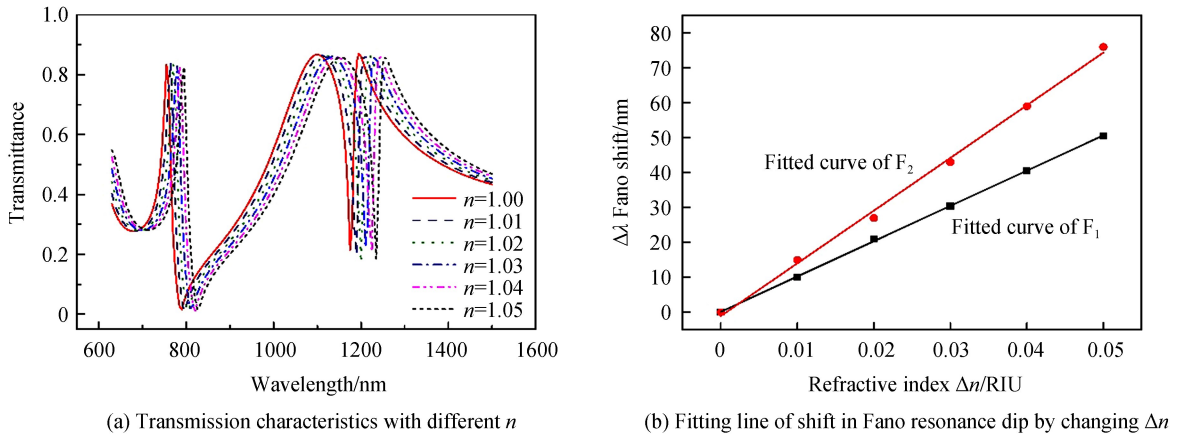


图 7  $\theta_{\text{dev}} = 45^\circ, D_{\text{dev}} = 80 \text{ nm}$  时,耦合结构折射率灵敏度  
Fig.7 Refractive index sensitivity of coupled structure at  $\theta_{\text{dev}} = 45^\circ, D_{\text{dev}} = 80 \text{ nm}$

假设  $\text{FOM}^* = \text{Max}(\text{FOM})$ , 当偏差角  $\theta_{\text{dev}}$  的参数从  $0^\circ$  扫描到  $90^\circ$  时,保持  $D_{\text{dev}} = 80 \text{ nm}$  不变,计算 Fano 共振  $F_1$  和  $F_2$  的  $\text{FOM}^*$  值,计算结果如图 8 所示.从图中可以看出, $F_1$  处  $\text{FOM}^*$  值随着  $\theta_{\text{dev}}$  的增大先增大后减小,直至保持平稳, $F_2$  处  $\text{FOM}^*$  值随着  $\theta_{\text{dev}}$  的增大先保持平稳后增大再减小,分析发现, $\text{FOM}^*$  的变化主要是由透射变化量  $\Delta T$  发生变化导致. Fano 共振  $F_1$  和  $F_2$  的最高  $\text{FOM}^*$  值分别为  $1308$  ( $\theta_{\text{dev}} = 30^\circ$ ) 和  $312$  ( $\theta_{\text{dev}} = 60^\circ$ ).

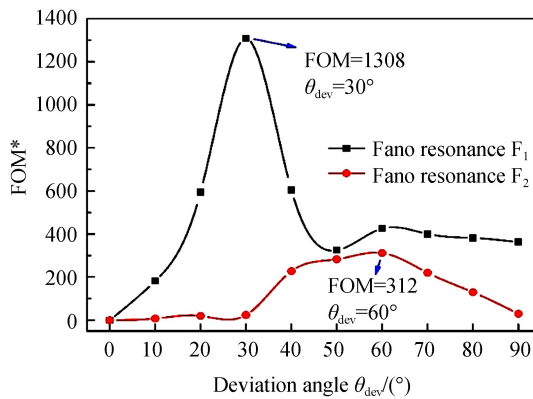


图 8 不同  $\theta_{\text{dev}}$  下  $\text{FOM}^*$  值  
Fig.8  $\text{FOM}^*$  value related to the parameter of deviation angle  $\theta_{\text{dev}}$

### 3 结论

提出了一种基于金属-绝缘体-金属谐振腔内嵌金属方芯的耦合结构.通过改变腔中金属方芯的偏离角和偏离距离,可以获得 Fano 共振并实现对其调制.该 Fano 共振由对称破缺或几何效应影响了左右波导和谐振腔之间耦合区域中的场分布强度所致,这种场分布模式的变化是由波导模和腔模之间的干涉引起的.研究表明,Fano 共振的光谱位置和调制深度对偏差参数非常敏感,通过计算不同偏差角及偏差距离下的折射率传感特性发现,其折射率敏感度最高达  $1508 \text{ nm/RIU}$ ,品质因数最高达  $1308$ .所提出的耦合结构结构紧凑,透射率高,Fano 线型清晰,为灵活调谐 Fano 共振提供了一种更加简单有效的方法,为设计片上等离子体纳米传感器或其他相关器件,如信息调制器、光滤波器和超快速开关等提供参考.

#### 参考文献

- [1] BAMES W L, DEREUX A, EBBESEN T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. *Nature*, 2003, **424**: 824-830.
- [2] ZAYATS A V, SMOLYANINOV I I, MARADUDIN A A. Nano-optics of surface plasmon polaritons[J]. *Physics Reports*, 2005, **408**: 131-314.
- [3] GRAMOTNEV D K, BOZHEVOLNYI S I. Plasmonics beyond the diffraction limit[J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**(2): 83-91.

- [4] ZAFAR R, SALIM M. Achievement of large normalized delay bandwidth product by exciting electromagnetic-induced transparency in plasmonic waveguide[J]. *IEEE Journal Quantum Electron*, 2015, **51**: 7200306.
- [5] SINGH L, SHAMA T, KUMAR M. Controlled hybridization of plasmonic and optical modes for low-loss nano-scale optical confinement with ultralow dispersion[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2018, **54**(2): 7200105.
- [6] ZHANG Z D, WANG H Y, ZHANG Z Y. Fano resonance in a gear-shaped nanocavity of the metal-insulator-metal waveguide[J]. *Plasmonics*, 2012, **8**: 797-801.
- [7] JIANG Ya-lan, WANG Ji-cheng, WANG Yue-ke, *et al.* A MIM surface plasmon T-splitter based on a stub structure [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2014, **43**(9): 0923002.  
蒋亚兰, 王继成, 王跃科, 等. 一种带有支节的 MIM 型表面等离子体 T 型分束器[J]. 光子学报, 2014, **43**(9): 0923002.
- [8] YANG Song-lin, YU Da-ming, LIU Gui-dong, *et al.* Perfect plasmon-induced absorption and its application for multi-switching in simple plasmonic system[J]. *Plasmonics*, 2017, **5758**: 1015-1020.
- [9] DONG Li-rong, XU Xue-mei, LI Chen-jing, *et al.* Plasmon-induced transparency in sensing application with semicircle cavity waveguide[J]. *Optics Communications*, 2018, **410**: 751-755.
- [10] ZHAO Shu-ming, ZHANG Hao-chi, ZHAO Jia-hao, *et al.* An ultra-compact rejection filter based on spoof surface plasmon polaritons[J]. *Scientific Reports*, 2017, **7**(1): 10576.
- [11] WU De-chang, YANG Shu. Double-sided T-shaped-disk waveguide filters based on plasmon-induced transparency[J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2016, **37**(10): 1287-1291.  
吴德昌, 杨树. 等离子体诱导透明的 T 形-圆形波导滤波器[J]. 发光学报, 2016, **37**(10): 1287-1291.
- [12] DAGHESTANI H N, DAY B W. Theory and applications of surface plasmon resonance resonant mirror resonant waveguide grating and dual polarization interferometry biosensors[J]. *Sensors*, 2010, **10**: 9630-9646.
- [13] BELUSHKIN A, YESILKOY F, ALTUG H. Nanoparticle enhanced plasmonic biosensor for digital biomarker detection in a microarray[J]. *Acs Nano*, 2018, **12**(5): 4453-4461.
- [14] NEIRA A D, WURTZ G A, ZAYATS A V. All-optical switching in silicon photonic waveguides with an epsilon-near-zero resonant cavity[J]. *Photonics Research*, 2018, **6**(5): B1.
- [15] RANA G, DESHMUKH P, PALKHIVALA S, *et al.* Quadrupole-quadrupole interactions to control plasmon-induced transparency[J]. *Physical Review Applied*, 2018, **9**(6): 064015.
- [16] CIRELLI C, MARANTE C, HEUSER S, *et al.* Anisotropic photoemission time delays close to a Fano resonance[J]. *Nature Communications*, 2018, **9**(1): 29511164.
- [17] YU S, PIAO X, HONG J, *et al.* Progress toward high-Q perfect absorption: a Fano antilaser[J]. *Physical Review A*, 2015, **92**(1): 011802.
- [18] LOU Xiao-wei, CUI Jin-jiang, DONG Ning-ning, *et al.* Analysis of sharpness Fano resonance line based on eye-like resonator[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2015, **44**(1): 0113002.  
娄小伟, 崔锦江, 董宁宁, 等. 基于眼型谐振腔的 Fano 谐振曲线尖锐度的分析[J]. 光子学报, 2015, **44**(1): 0113002.
- [19] CHEN Hui-bin, ZHANG Zhi-dong, YAN Shu-bin, *et al.* Fano resonance based on a rectangular cavity coupled with a semi-circular cavity[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2016, **45**(8): 0823002.  
陈慧斌, 张志东, 闫树斌, 等. 基于半圆形与矩形谐振腔耦合结构的 Fano 共振[J]. 光子学报, 2016, **45**(8): 0823002.
- [20] ZHANG Zhi-dong, LUO Liang, XUE Chen-yang, *et al.* Fano resonance based on metal-insulator-metal waveguide-coupled double rectangular cavities for plasmonic nanosensors[J]. *Sensors*, 2016, **16**(5): 642-651.
- [21] ZHAO X, ZHANG Z, YAN S. Tunable Fano resonance in asymmetric MIM waveguide structure[J]. *Sensors*, 2017, **17**(7): 1494-1501.
- [22] LIU Qiang, BIBBO L, ALBIN S, *et al.* Plasmonic waveguide design for the enhanced forward stimulated Brillouin scattering in diamond[J]. *Scientific Report*, 2018, **8**(1): 88-97.
- [23] KEKATPURE R D, HRYCIW A C, BARNRD E S, *et al.* Solving dielectric and plasmonic waveguide dispersion relations on a pocket calculator[J]. *Optics Express*, 2009, **17**: 4112-24129.
- [24] GAI Hong-fei, WANG Jia, TIAN Qian. Modified Debye model parameters of metals applicable for broadband calculations[J]. *Applied Optics*, 2007, **46**: 2229-2233.
- [25] CHEN Jian-jun, LI Zhi, LEI Ming, *et al.* Plasmonic Y-splitters of high wavelength resolution based on strongly coupled-resonator effects[J]. *Plasmonics*, 2012, **7**: 441-445.
- [26] CHEN J, LI Z, ZOU Y, *et al.* Coupled-resonator-induced Fano resonances for plasmonic sensing with ultra-high figure of merits[J]. *Plasmonics*, 2013, **8**: 1627-1631.

**Foundation item:** The National Natural Science Foundation of Shanxi Province (No.201701D121063)

引用格式: HE Bing-qian, LI Yong-hong, CAO Ya-nan, *et al.* Tunable Fano Resonance Based on Metal Square Core Structure Embedded in MIM Resonator[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2018, **47**(11): 1123003

何丙乾, 李永红, 曹雅楠, 等. 基于 MIM 谐振腔内嵌金属方芯结构的可调谐 Fano 共振[J]. 光子学报, 2018, **47**(11): 1123003