Article

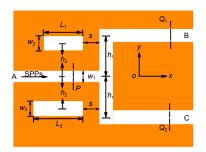
2017年,第44卷,第10期

带有侧耦合腔的Y型MIM 波导的传输特性研究

伊兴春1,田晋平1,2*,杨荣草1

1山西大学物理电子工程学院,太原 030006;

2山西大学现代教育技术学院,太原 030006



摘要:本文设计了一种带有两个水平侧耦合 Fabry-Perot (FP)共振腔的基于金属-绝缘体-金属(MIM)结构的 Y 型表面等离子体光波导结构。传输谱存在一个较窄的阻带,两个腔的长度相同时,两个输出端的传输谱几乎完全重合;两个腔长度不同时每个输出端的传输谱上的阻带位置也不同,并且当一个输出端透射率达到最小时,另一个输出端的透射率接近最大。通过调节两个 FP 共振腔的长度、宽度以及腔内介质的折射率,可以调节表面等离子体激元在腔内发生共振从而形成驻波的工作波长,实现探测灵敏度高达 1280 nm/RIU、品质因子大于 200 的传感特性。利用这些特性可以在两个输出端对不同的工作波长实现滤波、开关、分束等功能,因此这种亚波长表面等离子体光波导结构在集成光学滤波器、纳米光开关、分束器以及折射率传感器等领域有一定的应用前景。

关键词:表面等离子体波导;传输谱;共振

中图分类号: TN252; O436

文献标志码: A

Transmission characteristics of a Y-shaped MIM plasmonic waveguide with side-coupled cavities

Xingchun Yi¹, Jinping Tian^{1,2*} and Rongcao Yang¹

¹College of Physics & Electronics Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China; ²College of Modern Education & Technology, Shanxi University, Taiyuan 030006, China

Abstract: A plasmonic Y-shaped metal-insulator-metal (MIM) plasmonic waveguide with two side-coupled Fabry–Perot (FP) resonant cavities is proposed. Simulation results show that there is a stopband existing in the transmission spectrum of each output port. When the lengths of the two cavities are equal, the transmission spectra of the two output ports are almost coincident. But if they are not equal, the two stopbands are not in the same place. Meanwhile, the transmission dip of one output port corresponds to the transmission peak of another port. By adjusting the length, width and refractive index of the two FP cavities, one can control the resonant wavelength of each cavity to further achieve functions of filtering, power splitting, switching and refractive index sensing. Results show that the sensing sensitivity is up to 1280 nm/RIU with its figure of merit above 200 when the waveguide is used as a refractive sensor. The proposed waveguide structure has potential applications in the fields of integrated optical filter, nano-optic switch, power splitter and refractive sensor in subwavelength scale.

Keywords: surface plasmonic waveguide; transmission spectrum; resonance

收稿日期: 2017-07-22; 收到修改稿日期: 2017-09-24

*E-mail: tianjp@sxu.edu.cn

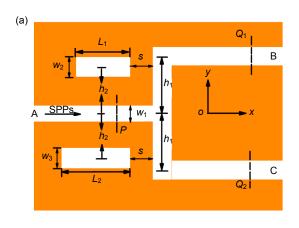
1 引 言

表面等离子体激元(Surface plasmon polaritons, SPPs)是光子与金属表面存在的自由振动的电子相互 耦合而产生的一种电磁场模式,能够突破衍射极限的 限制,将电磁场束缚在亚波长尺寸[1-8]。近年来,金属 - 绝缘体- 金属(MIM) 结构的表面等离子体光波导 (surface plasmon waveguides, SPWs)由于其具有制作简 单、对 SPPs 强的束缚性以及较低的传播损耗等优点得 到越来越多的关注。各种各样基于 MIM 结构的 SPWs 器件已经被设计并制作出来,其中包括耦合器图、布 拉格反射器[10]、全光等离子开关[11]、分束器[12]、复用 器[13]等。考虑到在纳米光学中的应用,控制 SPPs 的传 播显得尤为重要。因此,许多可以实现滤波功能的 MIM 结构被提出来,例如 MIM 波导侧耦合的矩形谐 振器[13,14]、等离子体滤波器[15]、不对称的多齿形 MIM 波导结构[16],基于等离子腔的波长解复用结构[17-20], 夹在波导之间的环形或矩形谐振器[21-23]和垂直的齿形 纳米结构等[24]。 2011 年, Yongsop Hwang 等[25]提出了 一种两分支分别填充不同电介质或者两分支波导宽度 不同的 T 型分支结构 SPWs, 研究证明填充不同介质 以及结构中分支波导的宽度不同,都可以改变分支波 导内介质的有效折射率,从而控制输出端口输出的工 作波长。2012年,李娟等[26]提出了一种带有弯曲分叉 的 Y 型分束器,通过改变弯曲部分的形状、长度、波导 的宽度以及两个输出端口在水平方向的偏移来控制波 导的传输特性。2015年,温坤华等[27]提出了一种基于 不对称 T 形波导的定向等离子体分束器。这种 T 形分束器可以通过改变对应分支的长度,从而在输出端口得到所需要的输出波长。

本文在已报道研究结果的基础上,提出了一种带有两个侧耦合 FP 纳米腔的 MIM 结构的 Y 型表面等离子体光波导结构,利用 FP 腔的共振特性和腔内驻波形成条件,通过改变 FP 腔的长度和宽度、以及腔内填充的介质、腔与波导耦合距离等参数,运用有限元法对结构的传输特性进行研究。由于本文提出的结构可以实现滤波、光的定向传输以及光开关等功能,因此在集成光子学器件和光信号处理领域有着潜在的应用前景。

2 结构模型与理论

本文设计的基于 MIM 结构的 Y 型 SPW 结构如图 1(a)所示。和传统的 Y 型波导不同,这里之所以选择分叉角为直角的结构是因为考虑到对于传统的 Y 型分叉,在制作起来很难精确控制分叉角的形状。至于由此带来的损耗,经过数值模拟确认,由于器件结构非常紧凑,损耗对两个输出端口的影响很小 $[^{28}]$ 。图中橙色区域是金属,白色区域是介质绝缘体。输入端用 A 表示,输出端的上下两个分支分别用 B 和 C 表示。Y 型波导介质区域的宽度为 w_1 ,在靠近两个拐角的位置处放置两个宽度分别为 w_2 和 w_3 ,长度分别为 L_1 和 L_2 的水平腔,它们与 Y 型波导之间的侧耦合距离为 s ,不 失 一 般 性 , 如 果 没 有 特 别 指 定 , 设 定 $w_1=w_2=w_3=w=50\,\mathrm{nm}$,这样可以保证波导的单模传



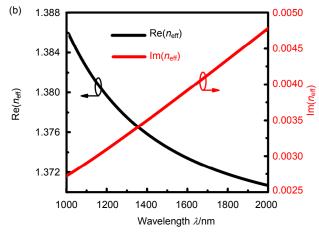


图 1 (a) 结构原理图. (b) 介质层宽度 50 nm 时 MIM 结构有效折射率的实部和虚部与波长的关系.

Fig. 1 (a) Schematic plot of the designed structure. (b) Real and imaginary part of the effective mode index as a function of the wavelength when the thickness of insulator layer is 50 nm.

输特性。图中 h_1 和 h_2 这两个参数的取值足够大,目的是避免两个水平腔与输入端之间、两个输出端之间的纵向耦合。简单起见,金属和绝缘体分别指定为银和空气。银的相对介电常数根据 Drude 模型给出:

$$\varepsilon_{\rm m}(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_{\rm p}^2}{\omega(\omega + i\gamma)},$$
 (1)

其中: ε_{∞} = 3.7 是频率无限大时的相对介电常数, ω 是角频率, $\omega_{\rm p}$ = 1.38×10¹⁶ Hz 是等离子体固有的振荡频率, γ = 2.73×10¹³ Hz 是阻尼振荡频率。而 MIM 结构的 SPWs 所支持的 TM 模的色散方程为

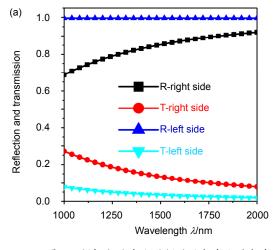
$$\varepsilon_{i}k_{m} + \varepsilon_{m}k_{i}\tanh(-\frac{jk_{i}\omega}{2}) = 0,$$
 (2)

其中: $k_0=2\pi/\lambda$ 为真空中的波数,w是波导的宽度。 $k_{i,m}=\sqrt{\varepsilon_{i,m}k_0^2-\beta^2}$ 是空气和银中的横向传播常数, ε_i 和 ε_m 分别是空气和金属银的介电常数 $^{[29]}$, $\beta=k_0n_{\rm eff}$ 是模式传播常数, $n_{\rm eff}$ 是模式有效折射率。利用式(2)可以给出有效折射率实部和虚部与波长的依赖关系,如图 1(b)所示,模式有效折射率实部随着波长增大而减小,虚部随着波长增大而增大。对于 SPPs 来说,有效折射率的实部和虚部分别表示光的相位延迟和传输损耗,光的相位延迟是影响 SPPs 在腔内共振的主要因素,因此,这里只研究有效折射率的实部,而由于侧耦合腔长度远小于工作波长,带来的传输损耗非常小,因此对腔内谐振特性的影响可以忽略不计。从式(2)还可以看出有效折射率与波导的宽度有关,因为本文所设计的结构是对称的,所以沿入射端向前传输的 SPPs 将均等地进入 Y 型波导的上下两个分支,然后会有

部分能量通过耦合进入到上下两个独立的纳米腔,而耦合到两个腔的 SPPs 在满足一定条件时会产生共振并在腔内形成驻波,因此两个独立的侧耦合腔可以看作是两个 FP 共振腔,此时由于电磁场能量被束缚在腔内,对应的输出端口几乎不会有电磁场能量输出。因为两个共振腔的长度不同,因此通过共振形成驻波波长也不同。众所周知,FP 谐振腔的共振条件为 $\phi=2m\pi$ (m=1,2,3...),基于此可以将两个侧耦合腔的共振条件写为

$$2[\operatorname{Re}(n_{\text{eff}}) \times L_{1,2} + L_{\text{pen}(1)(1,2)} + L_{\text{pen}(r)(1,2)}] = m\lambda_m, \quad (3)$$

其中:m=1, 2, 3..., $L_{\mathrm{pen}\,(1,\mathrm{r})(1,2)}=\lambda imes \varphi_{(1,\mathrm{r})(1,2)}$ / 4π 表示两 个腔左右两侧 SPPs 的穿透深度 $\phi_{(1,1)(1,2)}$ 是由于腔内左 右两侧反射附加的相位,m为共振的阶数,而 λ_m 代表 共振波长。事实上,对于本文设计的结构,由于左侧 是半无限大的金属,因此传输到左侧的SPPs除了有一 定的注入深度外,大部分都会被反射;而右侧由于金 属宽度 s 小于注入深度,因此除了反射外,还会有一 部电磁场透射进入到 T 型腔。不难理解 s 越大,透射 率越小,相应的腔与波导间的耦合系数也越小。利用 菲涅尔定律可以计算得出侧耦合腔内左右两侧的反射 率和透射率,计算结果如图 2 所示。从图 2(a)可以看 到,侧耦合腔左侧的反射率始终接近于1而透射率接 近于 0,对入射光波长的依赖性很小;右侧反射率随 入射光波长的增加而增加,透射率则相反,并且由于 厚度为 s 的金属间隔的存在,使得反射率始终远大于 透射率。图 2(b)说明,对于确定的入射光波长,随着



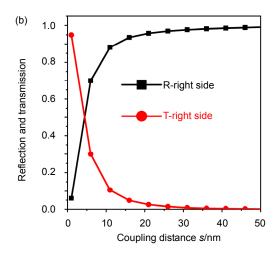


图 2 侧耦合腔左右两侧的反射率和透射率随(a)入射光波长和(b)耦合间隔 s 的变化关系. 其中,w=50 nm, 且图(a)中 s=10 nm,图(b)中波长为 1550 nm.

Fig. 2 Reflection and transmission of the left and right sides of the side-coupled cavity as a function of (a) incident wavelength, (b) coupling distance s when w=50 nm, with s=10 nm in (a) and wavelength of 1550 nm in (b).

耦合间隔 s 的增加,侧耦合腔右侧的反射率逐渐增加而透射率逐渐减小;s 取值较大时,反射率接近于 1 而透射率趋于 0 ,这和上面的预测是一致的。同时右侧的透射率大小会直接影响侧耦合腔与 Y 型波导的耦合系数,本文设置非零的耦合间隔 s 是为了确保能在传输谱上得到较窄的阻带。关于耦合间隔 s 对传输特性的影响,下文将会具体讨论。从式(3)也可以看出 FP 腔的共振波长仅与腔的长度和腔内模式有效折射率有关。因此,可以通过改变两个共振腔的长度和共振腔内的介质材料来控制在两个腔内形成驻波时的共振波大。另外,通过大量的数值模拟证明,当波导宽度远小于入射波长时,本文提出的结构弯曲损耗可以忽略不计[28]。本文使用基于有限元法(FEM)的 COMSOL Multiphysics 软件,采用完美匹配层和极端细化的网格划分技术,确保计算结果的收敛性和准确性。

3 结果和讨论

首先研究两个水平侧耦合 FP 腔完全相同时的传输特性 ,工作波长设定在 1000 nm 到 2000 nm 范围内 ,结果如图 3 所示。从图 3(a)和 3(b)可以看出 ,两个 FP 腔长度 $L_1 = L_2$ 时 ,端口 B 和端口 C 的传输谱几乎完全

重合,并且腔长为 $420~\mathrm{nm}$ 和 $510~\mathrm{nm}$ 时,分别在波长 $1303~\mathrm{nm}$ 和 $1546~\mathrm{nm}$ 处出现传输谷,这是因为 SPPs 在 共振腔内形成驻波,导致电磁场能量被束缚在腔内, 因此没有电磁场能量传输到输出端,从而出现传输率 极小值。可以求得两个传输阻带的半峰全宽均约为 $33~\mathrm{nm}$,品质因子 $Q_{\mathrm{t}} = \lambda_0/\Delta\lambda$ 的值分别约为 $39~\mathrm{nm}$ 49。而根据耦合模理论 $(\mathrm{CMT})^{[20,30]}$ 可知:

$$1/Q_{\rm t} = 1/Q_{\rm 0} + 1/Q_{\rm e} , \qquad (4)$$

其中: $Q_0 = \text{Re}(n_{\text{eff}})/2 \, \text{Im}(n_{\text{eff}})$ 是侧耦合腔的固有品质因子,此时其取值分别为 208 和 180。而 Q_e 表示外部品质因子,其取值越大表示腔与波导间的耦合系数越小,计算结果表明在图 3(a)和 3(b)所示的共振谷值波长处 Q_e 分别为 48 和 67。因为此时结构关于 x 轴对称,所以两个端口的输出特性也相同,其传输谱曲线重合。这一结论有助于设计一个 SPWs 阻带滤波器和分束器。图 3(c)、3(d)分别给出了波长为 1303 nm 和 1546 nm时的磁场分量|Hz|分布图,显然绝大部分电磁场能量被束缚在两个水平 FP 腔内,输出端几乎没有电磁场能量输出。图 4 给出两个水平 FP 腔长度相同时其中一个输出端的透射率伪色图,另一个输出端也一样。从图中可以看出,当腔长增加时,传输谱中的透射率

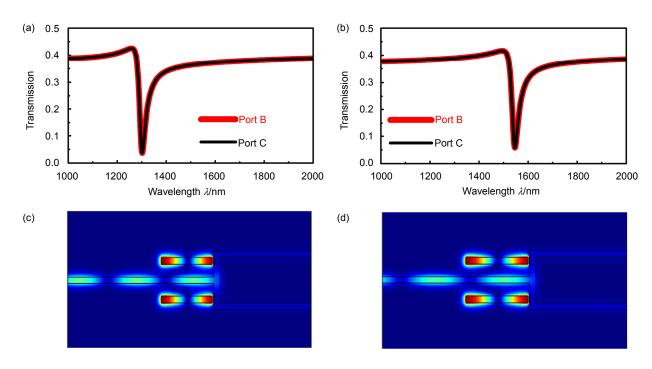


图 3 两个输出端的传输谱. (a) $L_1=L_2=L=420$ nm. (b) $L_1=L_2=L=510$ nm. (c)和(d)分别是波长为 1303 nm 和 1546 nm 时的磁场分量|Hz|的分布图. 其中,s=10 nm, $h_1=170$ nm, $h_2=120$ nm.

Fig. 3 Transmission spectra of the two output ports. (a) $L_1=L_2=L=420$ nm. (b) $L_1=L_2=L=510$ nm. (c), (d) are the distributions of |Hz| at the wavelength of 1303 nm and 1546 nm. Here, s=10 nm, $h_1=170$ nm, $h_2=120$ nm.

谷值波长几乎线性增加,这与式(3)的预测是基本吻合。

接下来研究腔长度对结构传输特性的影响。首先在模拟过程中,固定 L_1 为 420 nm , L_2 分别 470 nm ,490 nm ,510 nm ,其传输谱线如图 $5(a)\sim5(c)$ 所示。然后固定 L_2 为 510 nm , L_1 分别为 440 nm ,460 nm ,其传输谱线如图 $5(d)\sim5(e)$ 所示。从图 $5(a)\sim5(c)$ 我们可以清楚地看到 L_1 固定不变时,端口 B 的传输谷值对应

的波长是不变的(图中红色曲线),以步长 20 nm 增大 L_2 ,可以明显看到端口 C 对应的传输谷值发生红移 (图中黑色曲线)。同样地,从图 $5(c)\sim5(e)$ 可以看到 L_2 固定不变时,端口 C 的传输谷值对应的波长不变,当以步长 20 nm 增大 L_1 时,端口 B 对应的传输谷值发生红移。另外还可以发现,当端口 B 的传输率达到极小时,端口 C 的传输率相对较大,反过来也如此,这样可以通过控制两个 FP 共振腔的长度来实现 SPPs 的单向传

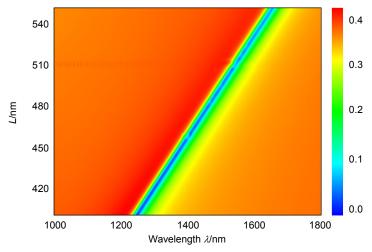


图 4 $L_1=L_2=L$, w=50 nm, s=10 nm, $h_1=170$ nm, $h_2=120$ nm 时的透射率伪色图.

Fig. 4 Pseudo color map of the transmission spectra when $L_1=L_2=L$, w=50 nm, s=10 nm, $h_1=170$ nm, $h_2=120$ nm.

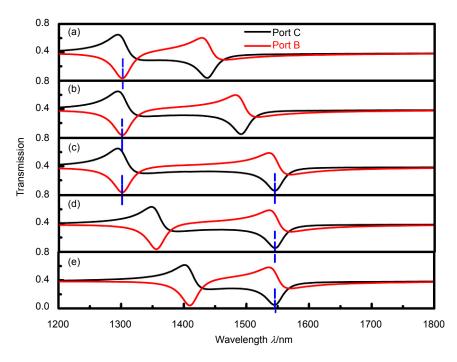


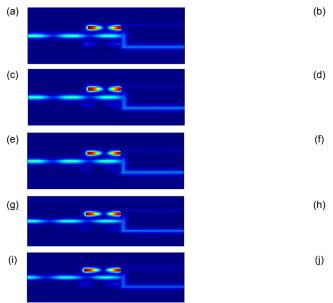
图 5 两个输出端的传输谱. (a) L_1 =420 nm, L_2 =470 nm. (b) L_1 =420 nm, L_2 =490 nm. (c) L_1 =420 nm, L_2 =510 nm. (d) L_1 =440 nm, L_2 =510 nm. (e) L_1 =460 nm, L_2 =510 nm.

Fig. 5 Transmission spectra of the two output ports. (a) L_1 =420 nm, L_2 =470 nm. (b) L_1 =420 nm, L_2 =490 nm. (c) L_1 =420 nm, L_2 =510 nm. (d) L_1 =440 nm, L_2 =510 nm. (e) L_1 =460 nm, L_2 =510 nm.

输,实现光开关和单向传输的功能。

为了更加直观地观察不同几何尺寸以及工作波长下的电磁场能量分布,图 6 给出了与图 5 对应的磁场分量|Hz|的分布图,从图中可以清楚地看到开关效果和单向传输效果。例如 在图 6(a)中,当波长为 1303 nm时,绝大部分 SPPs 都能从端口 C 输出,而在端口 B 几乎没有输出;当波长为 1436 nm 时,如图 6(b),情况则相反。同理,图(6(c),6(d))、(6(e),6(f))、(6(g),6(h))

以及(6(i), 6(j))给出的是分别对应于图 5(b)、5(c)、5(d)和 5(e)中的两个传输谷值处的场分布图。为了进一步验证共振腔长度与传输谱谷值波长的关系,图 7(a)给出 $L_1=420~\rm nm$, L_2 以步长 $5~\rm nm$ 从 $500~\rm nm$ 增加到 $600~\rm nm$ 时传输谱上两个谷值波长与腔长 L_2 的依赖关系;图 7(b)给出 $L_2=510~\rm nm$, L_1 以步长 $5~\rm nm$ 从 $400~\rm nm$ 增加到 $500~\rm nm$ 时传输谱上两个谷值波长与腔长 L_1 的依赖关系,其他参数保持不变。从图 7(a)和 7(b)中可以



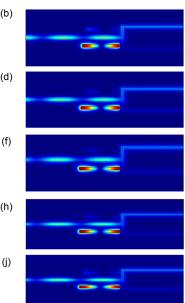
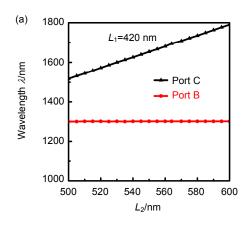


图 6 传输谷值波长处的磁场分布. (a)和(b)、(c)和(d)、(e)和(f)、(g)和(h)、(i)和(j)分别对应图 5(a)、5(b)、5(c)、5(d)和 5(e).

Fig. 6 Magnetic field distributions of |*Hz*| at the transmission dips. (a) and (b), (c) and (d), (e) and (f), (g) and (h), (i) and (j) correspond to the two transmission dips of Figs. 5(a), 5(b), 5(c), 5(d) and 5(e) respectively.



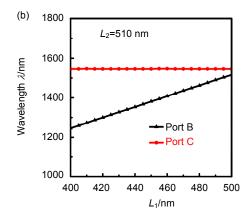


图 7 端口 B 和端口 C 透射率谷值波长变化. (a) L_1 =420 nm, L_2 以步长 5 nm 从 500 nm 增加到 600 nm. (b) L_2 =510 nm, L_1 以步长 5 nm 从 400 nm 增加到 500 nm.

Fig. 7 Variation of dip wavelength in transmission spectra for Port B and Port C. (a) L_1 =420 nm, L_2 increases from 500 nm to 600 nm with a step of 5 nm. (b) L_2 =510 nm, L_1 increases from 400 nm to 500 nm with a step of 5 nm.

清楚的看到,谷值波长与 FP 共振腔的长度基本呈线性关系,模拟结果与式(3)得出的理论结果是吻合的。图 8 给 出 分 别 取 $L_1=420~{\rm nm}$ 、 $L_2=510~{\rm nm}$, $L_1=430~{\rm nm}$ 、 $L_2=500~{\rm nm}$ 以 及 $L_1=440~{\rm nm}$ 、 $L_2=490~{\rm nm}$ 三种情况下的传输谱曲线。从图 8 可知,当 L_1 逐渐增大而 L_2 逐渐减小时,端口 B 对应的透射率谷值发生红移,而端口 C 对应的透射率谷值发生蓝

移,再次说明模拟结果和理论结果是一致的。

接下来研究两个共振腔的长度均以 10 nm 的步长增加时的传输特性,数值模拟结果如图 $9(a)\sim 9(e)$ 所示,可以清楚的看到随着 L_1 和 L_2 的增加,端口 B 和端口 C 的传输谱均发生了红移。通过计算可以发现当 L_1 和 L_2 均以 10 nm 的步长增加时,端口 B 和 C 的对应的透射率谷值波长均以大约 27 nm 的数值增加,这是因为两

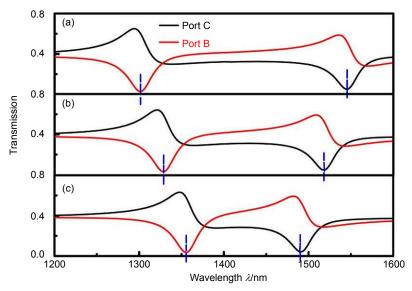
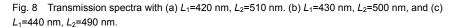


图 8 (a) L_1 =420 nm, L_2 =510 nm. (b) L_1 =430 nm, L_2 =500 nm, and (c) L_1 =440 nm, L_2 =490 nm 时的传输谱.



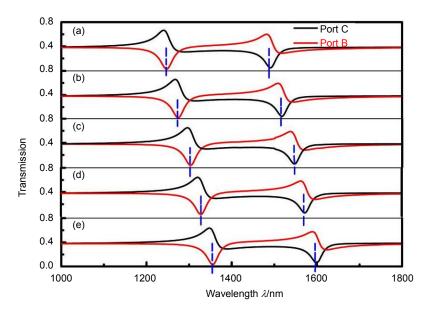


图 9 两个 FP 腔长同时增加时的传输谱. (a) L_1 =400 nm, L_2 =490 nm. (b) L_1 =410 nm, L_2 =500 nm. (c) L_1 =420 nm, L_2 =510 nm. (d) L_1 =430 nm, L_2 =520 nm and (e) L_1 =440 nm, L_2 =530 nm.

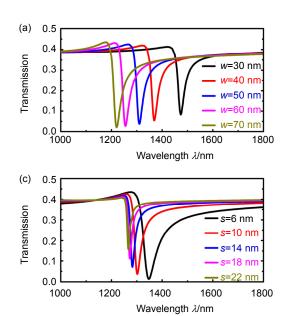
Fig. 9 Transmission spectra when the lengths of two FP cavities increase simultaneously. (a) L_1 =400 nm, L_2 =490 nm. (b) L_1 =410 nm, L_2 =500 nm. (c) L_1 =420 nm, L_2 =510 nm. (d) L_1 =430 nm, L_2 =520 nm and (e) L_1 =440 nm, L_2 =530 nm.

个共振腔的长度变化量是相同的,结果与理论值也是 一致的。

最后通过改变共振腔的宽度、腔与波导的耦合距离来研究其它参数对结构传输特性的影响。图 10(a)给出了当 w分别取 30 nm ,40 nm ,50 nm ,60 nm 和 70 nm 时的传输谱曲线,从图中可以看出,随着 w减小,透射率谷值波长也发生红移,这是因为共振腔的宽度减小会导致模式有效折射率增加,根据式(3)可知,FP 腔的共振波长随之增大;图 10(b)给出了透射率谷值和阻带半高全宽随共振腔宽度的变化关系图,显然 w增加时,谷值透射率逐渐减小而半高全宽逐渐增大,与图 10(a)的结果是一致的。图 10(c)给出了腔与波导之间的耦合距离 s 变化时的传输谱曲线,从图

中可以看出,随着 s逐渐增大,传输率的谷值有逐渐上升的趋势,并且阻带半高全宽随 s增大而减小,那是因为耦合距离增大,导致共振腔与波导之间的耦合减弱,因此泄露到输出端的电磁场能量会相应增加,这一现象也可以通过耦合模理论^[30]得到验证。另外还可以发现共振波长发生蓝移,这是因为耦合距离增大也减小了耦合区域内电磁场模式的传播常数和有效折射率,进而根据式(3)可知腔的共振波长也相应减小,因而透射率谷值波长发生蓝移 ;图 10(d)给出了透射率谷值和阻带半高全宽随耦合距离 s的变化关系图,显然 s增加时,谷值透射率逐渐增加而半高全宽逐渐减小,与图 10(c)的结果是一致的。

表 1 详细给出了图 10(a)和 10(c)对应的阻带品质



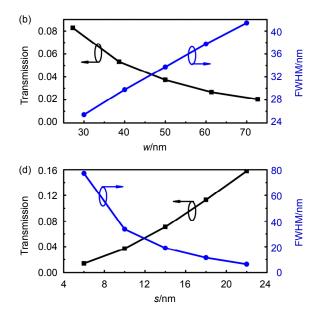
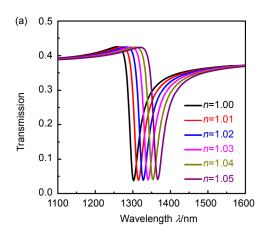


图 10 (a) 共振腔宽度不同的传输谱. (b) 共振腔宽度增加时谷值传输率和半高全宽的变化. (c) 耦合距离不同的传输谱. (d) 耦合距离增加时谷值传输率和半高全宽的变化. 这里 $L_1=L_2=420$ nm, s=10 nm, $h_1=170$ nm, $h_2=120$ nm, w=50 nm.

Fig. 10 Transmission spectra of (a) different resonator width, (c) different coupling distance. Transmission dip wavelength and FWHM as a function of (b) resonator width w, and (d) coupling distance s. Here, $L_1 = L_2 = 420$ nm, s = 10 nm, $h_1 = 170$ nm, $h_2 = 120$ nm, and w = 50 nm.

表 1 耦合距离 s 和侧耦合腔宽度 w 取不同值时的谷值波长以及求得的品质因子 Q_t , Q_0 和 Q_e . Table 1 The dip wavelength and calculated quality factors of Q_t , Q_0 and Q_e for different coupling distance s and different cavity width w.

s/nm	λ	Qt	Q_0	Q _e	w/nm	λ	Qt	Q_0	Q _e
6	1348	18	202	20	30	1474	58	188	84
10	1303	39	208	48	40	1370	46	200	60
14	1283	68	211	100	50	1303	39	208	48
18	1273	111	212	233	60	1256	33	214	39
22	1267	198	213	2812	70	1220	30	220	35



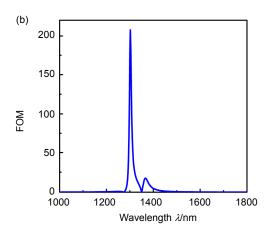


图 11 (a) 腔内待测样品折射率取不同值时的传输谱曲线. (b) 品质因数演化曲线. 这里 $L_1=L_2=420$ nm, $h_1=170$ nm, $h_2=120$ nm.

Fig. 11 (a) Transmission spectra for different refractive index of the sample to be detected in the resonator and (b) the calculated FOM as a function of working wavelength. Here, L_1 = L_2 =420 nm, h_1 =170 nm, h_2 =120 nm.

因子 Q_{c} ,侧耦合腔固有品质因子 Q_{o} 以及外部耦合品质因子 Q_{o} 的值。从表中数据可知,随着耦合距离 s逐渐增大,外部品质因子 Q_{o} 也增大,表示共振腔与波导之间的耦合系数减小,与图 2(b)所示侧耦合腔右侧透射率减小的结果一致;侧耦合腔宽度 w逐渐增大时 Q_{o} 逐渐减小,则腔与波导之间的耦合系数增大,这也是容易理解的,因为此时侧耦合腔与波导间的重叠部分变大了。这表明确实可以适当调节参数 s和 w的取值,来调节输出端传输谱上阻带的位置和谷值传输率的大小,从而使端口 B 或者端口 C 获得最高或最低的输出,实现不同的应用。

本文设计的Y型表面等离子体光波导的另一个可 能的应用是基于 SPPs 的折射率传感器 ,因此对结构的 折射率传感特性进行了详细研究,结果如图 11 所示, 此处假定两个共振腔的大小相同。图 11(a)给出共振腔 内填充的待测样品介质的折射率以步长 $\delta n = 0.01$ 从 n=1.0 增加到 n=1.05 时的传输谱曲线。从图中可以看 到,随着待测样品折射率n逐渐增加,传输谱曲线红 移比较明显,这是因为腔内介质折射率的增加会导致 模式有效折射率增加,根据式(3)可知,FP腔的共振波 长随之增大,从而导致透射率谷值波长随着待测样品 折射率 n 增加而增加。计算表明,在此过程中阻带 FWHM 基本不变,且传感器灵敏度可以达到 1280 nm/RIU。这里灵敏度定义为波长的改变量与折射率改 变量的比值 $S = \delta \lambda / \delta n^{[31]}$,其物理含义是介质折射率每 改变一个很小单位时共振波长的改变量。为了更好地 表征其传感特性,图 11(b)给出传感器品质因数(figure of merit, FOM)随工作波长的变化关系,品质因数定义为 $FOM = (\delta T/T)/\delta n^{[32, 33]}$,其中 T是传输率, δT 是 待测样品折射率变化导致的传输率改变量,通过计算可得 FOM在 λ =1302 nm 处可以达到最大值为 208,这表明本文提出的结构具有良好的折射率传感性能。

4 结 论

本文设计并研究了一种带有两个水平侧耦合 FP 腔的 Y 型 MIM 表面等离子体光波导的传输特性,理论与数值模拟结果吻合得较好。运用有限元法进行数值仿真,结果表明,通过调节共振腔的宽度和长度、在共振腔内填充不同折射率的介质、设定不同的耦合距离都可以对结构传输特性产生明显的影响。基于此,可以实现阻带滤波器、分束器和光开关的功能,最后计算了结构作为折射率传感器时的灵敏度和品质因数,结果显示本文设计的结构传感灵敏度可以达到 1280 nm/RIU,品质因数大约为 208。总之,所有的研究结果表明这种结构紧凑的亚波长器件在集成光学器件、折射率传感器等领域中具有潜在的应用前景。

基金项目

国家自然科学基金(61775126, 61475198); 山西省 自然科学基金(2016011038)资助项目。

参考文献

- Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950): 824–830.
- 2 Lin Jiao, Wang Dapeng, Si Guangyuan. Recent progress on

- plasmonic metasurfaces[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2017, **44**(3): 289–296.
- 林佼, 王大鹏, 司光远. 表面等离子激元超构表面的研究进展[J]. 光电工程, 2017, **44**(3): 289-296.
- Bian Yusheng, Gong Qihuang. Low-loss hybrid plasmonic modes guided by metal-coated dielectric wedges for subwavelength light confinement[J]. Applied Optics, 2013, 52(23): 5733–5741.
- 4 Dai Daoxin, He Sailing. A silicon-based hybrid plasmonic waveguide with a metal cap for a nano-scale light confinement[J]. Optics Express, 2009, 17(19): 16646–16653.
- Taubert R, Hentschel M, Giessen H. Plasmonic analog of electromagnetically induced absorption: Simulations, experiments, and coupled oscillator analysis[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2013, 30(12): 3123–3134.
- 6 Han Zhanghua, Bozhevolnyi S I. Radiation guiding with surface plasmon polaritons[J]. Reports on Progress in Physics, 2013, 76(1): 016402.
- 7 Fang Jiawen, Zhang Ming, Zhang Fei, et al. Plasmonic sensor based on Fano resonance[J]. Opto-Electronic Engineering, 2017, 44(2): 221–225.

 方住文, 张明, 张飞, 等. 基于 Fano 共振的等离子体共振传感器
 [J]. 光电工程, 2017, 44(2): 221–225.
- Pu Mingbo, Ma Xiaoliang, Li Xiong, et al. Merging plasmonics and metamaterials by two-dimensional subwavelength structures[J]. Journal of Materials Chemistry C, 2017, 5(18): 4361–4378.
- 9 Nikolajsen T, Leosson K. Surface plasmon polariton based modulators and switches operating at telecom wavelengths[J]. Applied Physics Letters, 2004, 85(24): 5833–5835.
- 10 Liu Jianqiang, Wang Lingling, He Mengdong, et al. A wide bandgap plasmonic Bragg reflector[J]. Optics Express, 2008, 16(7): 4888–4894.
- 11 Tao Jin, Wang Qijie, Huang Xuguang. All-optical plasmonic switches based on coupled nano-disk cavity structures containing nonlinear material[J]. Plasmonics, 2011, 6(4): 753–759.
- 12 Veronis G, Fan Shanhui. Bends and splitters in metal-dielectric-metal subwavelength plasmonic waveguide[J]. Applied Physics Letters, 2005, 87(13): 131102.
- 13 Gao Hongtao, Shi Haofei, Wang Changtao, et al. Surface plasmon polariton propagation and combination in Y-shaped metallic channels[J]. Optics Express, 2005, 13(26): 10795–10800.
- 14 Hosseini A, Massoud Y. Nanoscale surface plasmon based resonator using rectangular geometry[J]. Applied Physics Letters, 2007, 90(18): 181102.
- 15 Wu Dechang, Yang Shu. Double-sided T-shaped-disk wave-guide 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.
- Tao Jin, Huang Xuguang, Lin Xianshi, et al. A narrow-band subwavelength plasmonic waveguide filter with asymmetrical multiple-teeth-shaped structure[J]. Optics Express, 2009, 17(16): 13989–13994.
- 17 Tao Jin, Huang Xuguang, Zhu Jiahu. A wavelength demultiplexing structure based on metal-dielectric-metal plasmonic nano-capillary resonators[J]. Optics Express, 2010, 18(11): 11111 11116
- 18 Zhu Jiahu, Huang Xuguang, Tao Jin, et al. A nanometeric plasmonic wavelength demultiplexer based on a T-shaped waveguide structure with double teeth-shaped waveguide at

- telecommunication wavelengths[J]. *Journal of Modern Optics*, 2010, **57**(21): 2154–2158.
- 19 Hu Feifei, Yi Huaxiang, Zhou Zhiping. Wavelength demultiplexing structure based on arrayed plasmonic slot cavities[J]. Optics Letters, 2011, 36(8): 1500–1502.
- 20 Lu Hua, Liu Xueming, Gong Yongkang, et al. Enhancement of transmission efficiency of nanoplasmonic wavelength demultiplexer based on channel drop filters and reflection nanocavities[J]. Optics Express, 2011, 19(14): 12885–12890.
- 21 Wang Tongbiao, Wen Xiewen, Yin Chengping, et al. The transmission characteristics of surface plasmon polaritons in ring resonator[J]. Optics Express, 2009, 17(26): 24096–24101.
- Yun Binfeng, Hu Guohua, Cui Yiping. Theoretical analysis of a nanoscale plasmonic filter based on a rectangular metal-insulator-metal waveguide[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2010, 43(38): 385102.
- 23 Setayesh A, Mirnaziry S R, Abrishamian M S. Numerical investigation of a tunable band-pass plasmonic filter with a hollow-core ring resonator[J]. *Journal of Optics*, 2011, 13(3): 035004.
- 24 Lin Xianshi, Huang Xuguang. Tooth-shaped plasmonic waveguide filters with nanometeric sizes[J]. Optics Letters, 2008, 33(23): 2874–2876.
- 25 Hwang Y, Kim J E, Park H Y. Frequency selective metal-insulator-metal splitters for surface plasmons[J]. Optics Communications, 2011, 284(19): 4778–4781.
- 26 Li Juan, Wang Bingyan, Xue Wenrui. Propagation properties of Y-splitters based on MIM surface plasmonic waveguides[J]. Acta Optica Sinica, 2012, **32**(1): 0124002. 李娟, 王冰艳, 薛文瑞. 基于 MIM 型表面等离子体光波导的 Y 形分束器的传输特性研究[J]. 光学学报, 2012, **32**(1): 0124002.
- Wen Kunhua, Hu Yihua, Chen Li, et al. Plasmonic bidirectional/unidirectional wavelength splitter based on metal-dielectric-metal waveguides[J]. Plasmonics, 2016, 11(1): 71–77
- Veronis G, Fan Shihui. Bends and splitters in metal-dielectric-metal subwavelength plasmonic waveguides[J]. Applied Physics Letters, 2005, 87(13): 131102.
- Qin Xiaojuan, Guo Ya'nan, Xue Wenrui. Propagation properties of a surface-plasmonic waveguide with a double-squareshaped air core[J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(12): 3537– 3541.
 - 秦小娟, 郭亚楠, 薛文瑞. 双正方形中空表面等离子体光波导的传输特性研究[J]. 光学学报, 2010, **30**(12): 3537-3541.
- 30 Li Qiang, Wang Tao, Su Yikai, et al. Coupled mode theory analysis of mode-splitting in coupled cavity system[J]. Optics Express, 2010, 18(8): 8367–8382.
- 31 Jiang Yongxiang, Liu Binghong, Zhu Xiaosong, *et al.* Study of silver coated hollow-core fiber surface plasmon resonance sensor[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, **34**(2): 0223004. 蒋永翔, 刘炳红, 朱晓松, 等. 镀银空芯光纤表面等离子体共振传感器的研究[J]. 光学学报, 2014, **34**(2): 0223004.
- 32 Chen Jianjun, Li Zhi, Zou Yujiao, et al. Coupled-resonator-induced Fano resonances for plasmonic sensing with ultra-high figure of merits[J]. Plasmonics, 2013, 8(4): 1627–1631.
- Wen Kunhua, Hu Yihua, Chen Li, et al. Subwavelength filter and sensor design based on end-coupled composited ringgroove resonator[J]. Opto-Electronic Engineering, 2017, 44(2): 192–197.