

基于MIM结构等离子体波导定向耦合器

王继成 蒋亚兰 王跃科 刘 诚 唐宝杰 孙 林

江南大学理学院, 江苏 无锡 214122

摘要 理论设计了带有扇环共振微腔的弯曲金属-介质-金属(MIM)波导结构,利用共振微腔结构控制表面等离子体波在扇环直角顶点处的定向传播。通过有限时域差分(FDTD)法计算带有扇环微腔结构的直波导透射率与波长关系,并计算扇环微腔结构与传播波导间的间隔对光学性质的影响,发现此微腔波导结构具有较高的透射率,可以在特定波长位置实现滤波效果。基于上述理论设计三路、四路弯曲波导结构,实现表面等离子体波在弯曲波导处的分束、全反射等定向传输特性。该结构具有极强的光束束缚效应,在纳米尺度对光进行传输,解决了光信号的反射、传输问题,在光集成、光通讯、光信息处理等方面有较好的应用前景。

关键词 光学器件; 表面等离子体 金属-介质-金属结构; 光波导; 光学谐振腔

中图分类号 TN256 文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.0217001

Directional Couplers Based on MIM Plasmonic Waveguide Structures

Wang Jicheng Jiang Yalan Wang Yueke Liu Cheng Tang Baojie Sun Lin

School of Science, Jiangnan University, Wuxi, Jiangsu 214122, China

Abstract The metal-insulator-metal (MIM) based bending waveguide structures with a quadrant ring resonator (QRR) are presented in theory. Those structures can control the directional propagation of plasmonic waves in waveguide cross junctions. The transmission of various wavelengths in straight waveguide with a quadrant ring resonator based on finite-difference time-domain (FDTD) method is studied, and optical properties of the barrier thickness between quadrant ring resonator and communication waveguides are also studied. The simulation results demonstrate that the waveguide structure can achieve higher transmission, and achieve the filtering effects at the specific wavelength positions. In addition, three and four waveguide branches structures are proposed. The structures can obtain the effects of directional transmission of surface plasma wave in the waveguide bends, such as beam splitting, total reflection. The structures have the effects of strong beam binding, nanometer-scale transmission, and can solve the problem of signal transmission and reflection. Those design structures have an important application prospects in optical integration, communication, information processing.

Key words optical devices; surface plasmons; metal-insulator-metal structure; optical waveguide; optical resonator

OCIS codes 230.3990; 240.6680; 250.5403

1 引言

表面等离子体激元(SPPs)是局限在金属与介电质间的在界面处传播、由金属自由电子和光子相互作用的表面模式,它在金属表面构成一个电磁(EM)场耦合振荡的传导因子^[1-3]。等离子体表面传播的特殊性质在于它可将电磁场能量集中在亚波长尺度,垂直于界面向两侧指数衰减^[4-5],因此,SPPs成为克服传统光子结构

收稿日期: 2014-07-24; 收到修改稿日期: 2014-10-11

基金项目: 国家自然科学基金(11347196,11347214,61178032)、江苏省自然科学基金(BK2012548, BK20140167, BK20130162)、中央高校自主科研基金(JUSRP211A20)、国家大学生创新训练计划项目(201410295027)

作者简介: 王继成(1980—),男,博士,副教授,主要从事微纳光学、量子光学与信息等方面的研究。

E-mail: jcwang@jiangnan.edu.cn

衍射极限的有效方法。

在等离子体波导中,利用光波与SPPs间可相互耦合转换的性质,通过改变金属表面结构来实现对SPPs的调制^[6],为其在亚波长光子器件的应用方面提供了新的思路。近些年来,等离子体波导在亚波长尺寸内的对光的传导能力吸引了国内外研究人员的广泛关注,促进了等离子体波导集成无源器件的进一步发展^[7-9]。1997年, Little等^[10]在微米量级尺寸上提出了圆环谐振滤波器,将光信号耦合进入环形谐振器达到滤波效果,通过多个环间的耦合来改进高阶滤波器的通带特性,并实现了带外信号的排斥反应。2006年, Xiao等^[11]将圆环谐振腔结构引入到亚波长等离子体波导中,并用耦合理论验证了滤波效果。2007年 Hosseini等^[12]利用了方环谐振腔结构,提出了一种基于金属-绝缘体-金属波导单模式表面等离子体的光学谐振器,在90°弯曲处SPPs能无损耗完整的传输,使其亚波长量级的添加/删除定向耦合器得以实现。在已提出的各种等离子体波导结构中,金属-介质-金属(MIM)波导因为可以支持SPPs模式传输并将模式束缚在电介质层中,且对光具有较强的局域能力,简单且易于高度集成的优点,在纳米集成光学与器件方面有着极大的应用潜力^[13-17]。

本文采用有限时域差分(FDTD)算法进行数值模拟计算,在上述圆环和方环的结构基础上进行改进,提出带有直角扇环微腔结构的等离子体直波导共振滤波器,并研究其对应的传输特性。理论上分析透射频谱中存在几种不同类型的传播模式,数值模拟几种典型模式的电磁场分布。在此结构基础上增加出射端波导,得到L和X型集成波导定向选择器,研究三路和四路波导分叉结构的SPPs传输性质,计算直角扇环微腔结构与传播波导间的耦合距离对光学性质的影响,实现表面等离子体波在弯曲波导处的分束、全反射等定向传输特性。解决现有表面等离子体多路波导(光定向选择器)中表面等离子体的定向传输和透射效率较低的问题。

2 结构模型

基于直角扇环微腔(QRR)结构的二维MIM型SPPs共振滤波器和光定向选择器的俯视图示意图如图1所示。图1(a)为加一个QRR的SPPs直波导滤波器,图1(b)为加一个QRR的L型波导分叉结构,图1(c)为加一个QRR的X型波导分叉结构,图1(d)、(e)分别为加两个上下对称和加两个斜对称的QRR结构的X型波导分叉结构示意图。将图1中各图所示结构分别简称结构1、2、3、4和5。设置波导沿y方向不变,传输直波导A、B沿着z方向,波导C、D沿x方向各自向两边无限延伸;直角扇形环金属波导由外半径为 r_1 ,内半径为 r_2 的1/4圆环以及两个相互垂直的直波导组成,直角扇环有效半径记为 $r=(r_1+r_2)/2$ 。为方便讨论,将QRR的芯区介质宽度与出入射直波导宽度设为相同值 $w=50$ nm。各结构中的QRR与直波导间隙宽度(即耦合距离)也设为相同值 t ,且对L型和X型结构中的竖直和水平波导与QRR间隔 t 相等。在QRR和传输波导中 TM_0 模式的SPPs传播常数 β_{spp} 可由色散方程求得^[18-19]

$$\tanh\left(\frac{-ik_d w}{2}\right) = -\frac{\varepsilon_d k_m}{\varepsilon_m k_d}, \quad (1)$$

$$k_d = \sqrt{\beta_{\text{spp}}^2 - \varepsilon_d k_0^2}, \quad (2)$$

$$k_m = \sqrt{\beta_{\text{spp}}^2 - \varepsilon_m k_0^2}, \quad (3)$$

式中 k_d 、 k_m 分别表示表面等离子体在电介质和金属中的衰减常数。

如图1所示,白色区域为电介质空气,其介电常数为 ε_d ;深灰部分为金属银,介电常数为 ε_m 。在通信波段Drude模型给出金属银的介电常数为^[20]

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (4)$$

式中 $\varepsilon_\infty = 3.7$, $\omega_p = 1.38 \times 10^{16}$ Hz, $\gamma = 2.73 \times 10^{13}$ Hz, ε_∞ 表示金属在频率趋于无穷大时的相对介电常数, ω_p 为等离子体震荡的固有频率, γ 是金属中自由电子的碰撞衰减频率, ω 为入射光的角频率。选择完全匹配层(PML)吸收外向的电磁波,在x和z方向上的空间网格大小划分为1 nm×1.5 nm,y方向上无限大;整个计算区域的大小为2 μm×3.45 μm。时间步长定义为 $\Delta t = \Delta x/2c = 1 \times 10^{-18}$ s,其波数为 $k_0 = \omega/c$,c为真空中光速,波长为 $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ 。如图1所示,入射和出射波导分别用A,B,C和D标示。当 TM_0 模式波入射波导时,激

发的 SPPs 模式沿波导传播,在距离出射波导边缘 50 nm 处设置能流探测器,用于记录光通过界面与时间相关的出射传输能流 $P = [\int \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{S}] / 2$ 并进行积分,通过傅里叶变换分别得到出射功率以及电磁波在该结构中的传输谱。

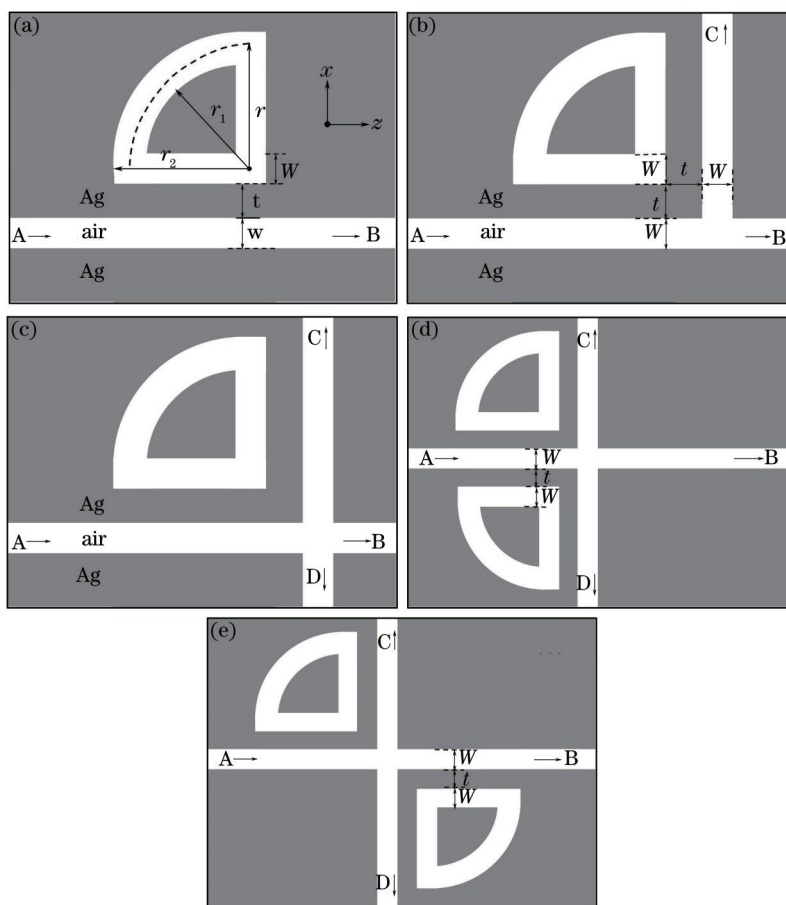


图 1 (a)加 QRR 结构的二维 SPPs 滤波器;(b)加 QRR 的 L 型结构;(c)加 QRR 的 X 型结构示意图;

(d),(e)分别为加两个 QRR 结构的 X 型结构的 MIM 型 SPPs 定向耦合器结构框图

Fig.1 (a) 2D schematic structure of SPPs splitter with QRR structure; (b) L-shaped bend with QRR; (c) X-shaped bend with QRR;

(d),(e) X-shaped bend SPPs of MIM with two QRR structures for different incident ports

3 数值仿真分析

当 TM 波沿着二维 MIM 波导结构中的 A 波导射入结构 1 时,若入射波长满足环腔的共振条件时,QRR 可将微环下方直波导中能量耦合进入到 QRR 波导中,进而影响 SPPs 在该 MIM 波导结构中的传播。如图 2(a)所示为 FDTD 仿真计算 TM 波经过结构 1 中 B 出射端口的传输频谱图。该透射谱对应的波导结构参数: $w = 50 \text{ nm}$ 、 $r = 470.5 \text{ nm}$ (在余下结构中 w 、 r 亦为此值), $t = 20 \text{ nm}$,波长计算域为 $700 \sim 2500 \text{ nm}$ 。从透射频谱图中明显可以看出:透射谱中有 4 个滤波共振波谷,对应的波长分别为 $\lambda_r = 2265$ 、 1165 、 1127 和 783 nm ,分别与图 2(a)中共振模式 I、II 和 III 相对应。图 2(b)、(c)、(d)、(e)、(f)分别给出了 5 个波长对应的磁场分布 $|H_z|$ 。从图 2(b)、(c)、(d)和(e)可以看出,在入射直波导 A 处有驻波形成,这说明在波导 A 中既有向前传播又有被 QRR 反射回来的 SPPs,且电磁波在 QRR 中产生共振,形成驻波模式,驻波模式使能量束缚在环腔内,不利于能量的传递,波导 B 中几乎没有场存在;图 2 (f)为入射光的波长为 1550 nm 时的场分布图,在波导 B 中,QRR 中的场很弱,SPPs 可以有效地透射,可见对应图 2(f)的入射波长时,SPPs 波可以低损耗透过。

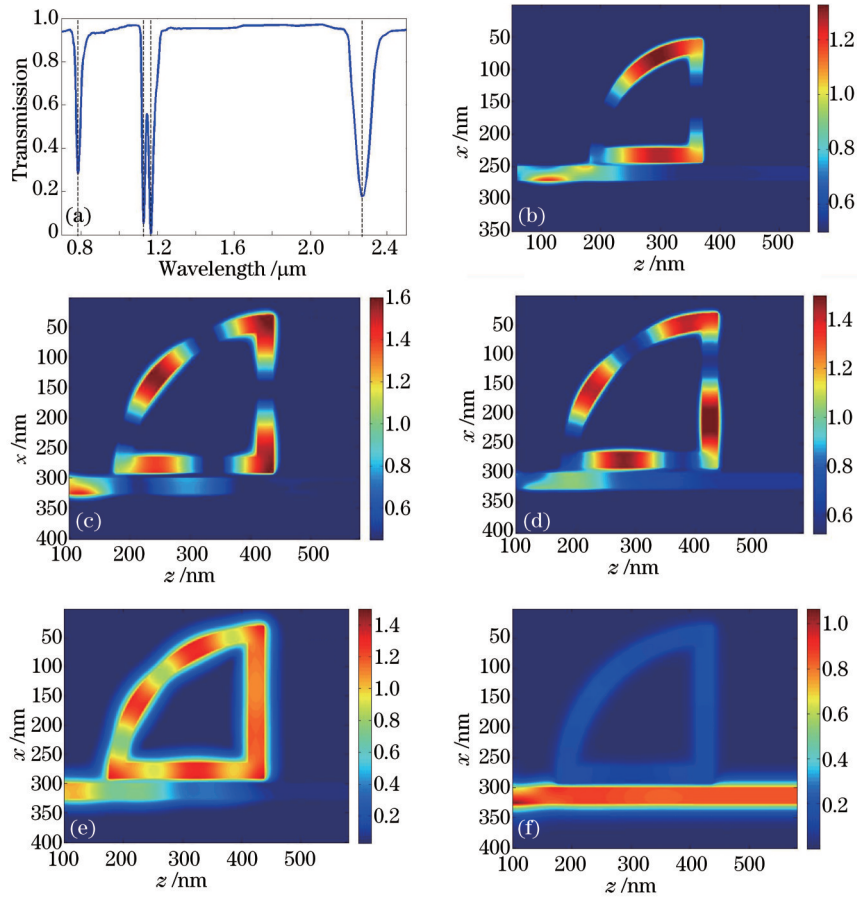


图2 (a)结构1直角扇环滤波器的透射频谱, 5种典型波长的场分布($|H_z|$); (b) $m=1$, $\lambda_r=2265$ nm; (c) $m=2$, $\lambda_r=1165$ nm; (d) $m=2$, $\lambda_r=1127$ nm; (e) $m=3$, $\lambda_r=783$ nm; (f) $\lambda_r=1550$ nm

Fig.2 Transmission spectra for bend structure of structure 1, field distributions ($|H_z|$) at five different wavelengths; (b) $m=1$, $\lambda_r=2265$ nm; (c) $m=2$, $\lambda_r=1165$ nm; (d) $m=2$, $\lambda_r=1127$ nm; (e) $m=3$, $\lambda_r=783$ nm; (f) $\lambda_r=1550$ nm

如图2(a)所示透射谱中显示在模式II处共振波谷发生分裂, 存在两个共振波长1125 nm和1192 nm。解释这种偶数阶的谐振模式分裂成两个驻波模式的现象, 需要借助两共振波长所对应的场分布图[即图2(c)和(d)], 从图中可以看出, 这两种驻波所在位置分别对应为QRR腔的拐角和非拐角处, 当驻波位于拐角处, 此时所经历的有效长度较非拐角处要长。由共振条件 $d \cdot n_{\text{eff}} = m\lambda_r$ 可知, 在模式数一定的情况下, 共振波长与驻波经历的有效长度 d 成正比, 故同一模式下, 存在两个有效长度, 则对应两个共振波长。在模式数 $m=2$ 时, 如图2(d)所示, 谐振环内较短的共振波长(1127 nm)所形成的驻波均位于扇环波导拐角旁, 并未受扇环拐角结构影响。对于图2(c)所示, 较大共振波长(1165 nm)所对应的共振模式大多集中在直角扇环的两个拐角。这两种情况下, 共振模式所经历的有效波导长度不同, 共振波长不同, 即发生共振频率分裂现象^[21]。应该注意, 此

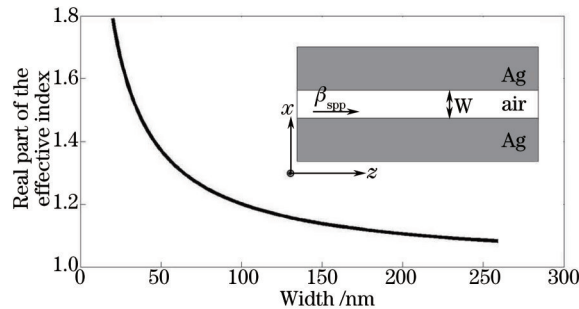


图3 MIM中有效折射率实部与波导宽度关系图

Fig.3 Real part of effective index of refraction versus width of a MIM slit waveguide structure

分裂现象并不会出现在圆形谐振器中,原因是圆环在几何上无拐角,腔内驻波的有效共振长度相同,故共振频率不会发生改变,既不会发生分裂。

当TM电磁波沿着结构2中的A波导入射,波长满足共振条件时,能量将从端口A处耦合进入QRR中,然后由端口C射出,否则由端口B射出。这种带有QRR的L型三路波导分叉结构是以结构1为基础在距直角边为 t 处添加平行出射波导C,利用QRR来实现波导直角交叉处的能量定向传播。由于表面等离子体在MIM波导中传播时,垂直于金属界面呈两侧指数衰减,因此波导间隔 t 对波导间的耦合效率会产生一定的影响。使用FDTD方法改变 t 的大小,观察两出射端口B和C的透射率情况,如图4(a)所示。其中虚线表示B端口的透射率,实线表示C端口的透射率,蓝色、红色和黑色线条分别表示 t 为30、25和20 nm时的透射率情况,波长计算域为700~1000 nm。图中实线即C端口透射谱是一种典型的Fano共振光谱,产生此现象的原因是直角扇环中有两直角边波导与主波导分别构成了两个耦合腔,两个腔对应两个明暗态耦合模式,由于两耦合模式的相干相消,C端口的总透射出现突边下降。扇环谐振腔与波导间的耦合距离 t 是影响透射光谱强度的共振模式的一个重要因素。从透射频谱图中可知:当 $t=30、25、20$ nm时,A~B端口的共振波长分别出现在780、787、801 nm处,即 t 变小时,对应的共振波长也随之变大,即随着波导间隔 t 减小而产生共振波长的红移现象。根据微环谐振器的理论,主波导与谐振腔间的间距 t 决定了两者之间的耦合系数,并且耦合系数的大小及相位变化决定了共振波长的漂移和透射功率的大小^[22]。因而 t 改变时耦合系数发生改变,原有波导中的有效折射率随之变化,即波导间隔 t 越小,SPPs模式的有效折射率越大,造成共振波长越大。图4(b)、(c)所示, $t=20$ nm, $\lambda=758、798$ nm时电磁波经过结构2的磁场分布。

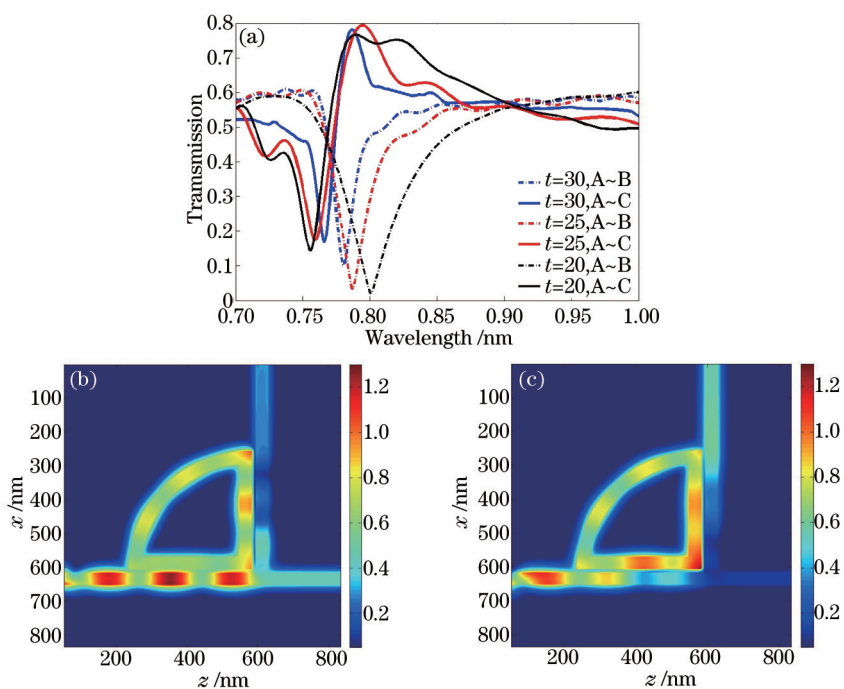


图4 (a) 结构2中端口C(实线)和B(虚线)处的透射率图, $t=30$ nm (蓝色), 25 nm (红色)和20 nm (黑色); (b)、(c)分别是 $t=20$ nm, $\lambda=758$ nm、798 nm时电磁波经过结构2的磁场分布

Fig.4 (a) Transmissions characteristics at port C (solid line) and port B (dashed line) in structure 2, blue, red and black line stand for $t=30$ nm, 25 nm, and 20 nm, respectively; steady magnetic field distributions (structure 2) for $t=20$ nm, (b) $\lambda=758$ nm and (c) $\lambda=798$ nm

在结构2的L型波导基础上延长竖直波导,将QRR设置为X型波导,得到结构3、4、5,实现对波导中SPPs的控制,达到波导弯曲处的能量定向传播。SPPs在各个X型结构中实现能量调控的磁场(H_z)分布图如图5所示,对应结构参数 $t=20$ nm, $\lambda_r=784$ nm。图5(a)和(b)中对应结构3即带有单个QRR的四路波导分叉结构,分别从端口A和端口B进行入射。如图5(a)所示,当从端口A入射时能量流向垂直的出射波导C。对于集成光学器件来说,损耗是一个反映器件性能的重要指标,尤其对于表面等离子体波导器件,在784 nm入射

波长的情况下,此结构的能量损耗为 0.24。图 5(b)中可以看出端口 A 和 C 中的传输能量被 QRR 耦合并完全反射,流至入射端口 B 和出射端口 D,在入射端口 B 形成驻波,能量从 B 和 D 端流出的比例为 4:1,此时结构的能量损耗为 0.29。可见,这种带有单个 QRR 的 X 型波导可以设计为反射器或者定向传输的耦合器。在结构 3 的基础上轴对称和中心对称的位置处增加一个同参数的 QRR,分别构成结构 4 和 5,其磁场分布图如图 5(c)、(d)、(e)和(f)所示。由图 5(c)可看出,在波长为 784 nm 的入射波由端口 A 入射结构 4 时,端口 B 无能量透过,端口 C 和 D 等比例能量通过,这个结构可以作为一个 1:1 的分束器或波分复用器,此时结构的能量损耗为 0.19。图 5(d)为在波长为 784 nm 的入射波由端口 B 入射结构 4 的场分布,各出射端口均无能量透过,此结构亦可作为反射器,其能量损耗为 0.15。图 5(e)和(f)所示场分布与结构 3 对比,发现这个结构波导中的 SPPs 能量传输与结构 3 单 QRR 情况类似,但另加的 QRR 可对端口 B 和 D 中多余的能量进行二次耦合,B 和 D 端口达到透射率几乎为 0,从而构成一个光定向耦合器,这两种情况下所对应结构的能量损耗分别为 0.25 和 0.16。这些计算和模拟结果充分证明了 QRR 在垂直交叉波导连接处在实现能流控制方面具有很高的应用价值。

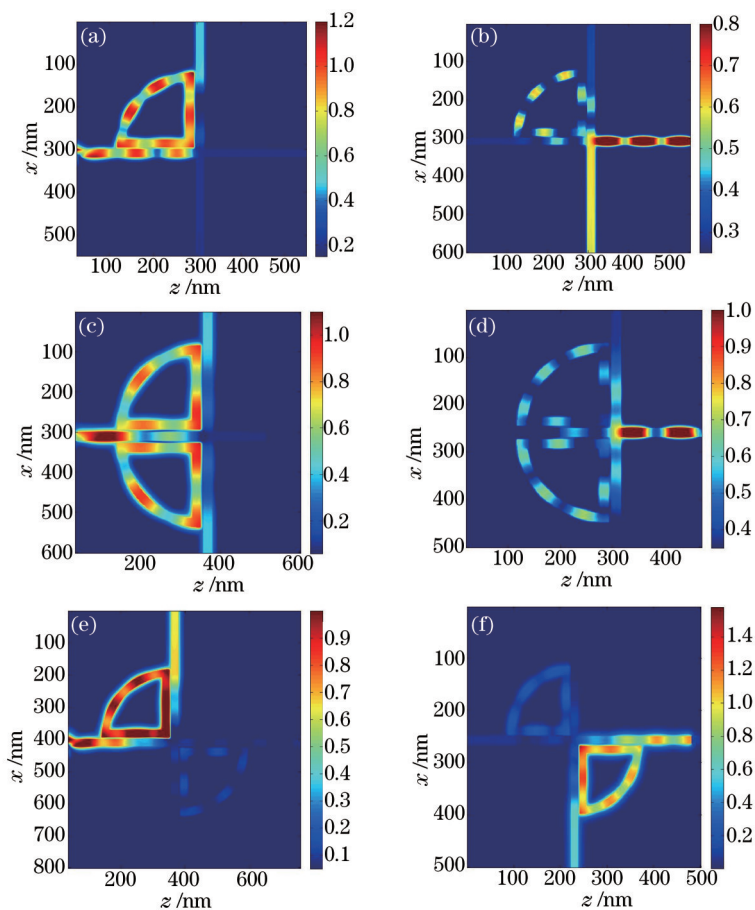


图 5 相同入射波长 780 nm 从结构 3、4 和 5 的不同端口入射后的磁场分布 ($|H_z|$)

Fig.5 Field distributions ($|H_z|$) of structure 3, 4, 5 with different incident ports at the same incident wavelength of 780 nm

4 结 论

在 L 型或者 X 型波导的基础上,设计了一种带有直角扇环微腔结构的二维 SPPs 定向选择器,使能量局限在光子带隙中,实现不同比例的分束效果,并可达到选择性单向传播。研究了表面等离子体在含有直角扇环形共振器的金属纳米波导结构中的传输特性,分析了透射谱中存在几种不同类型的透射模式,并模拟了几种典型模式的场分布。从共振理论上计算了结构的共振峰位置,理论结果与 FDTD 模拟结果符合的很好。在波导连接处会存在入射光的分束,这种二维弯曲波导结构可实现多路波导分叉联处 SPPs 波的定向传播控制。尽管金属波导中的表面等离子体波的趋肤深度非常小,由于直角扇环耦合作用,仍实现较高的耦

合效率。其次,模拟了表面等离子体在各个结构中的透射谱,利用此结构来实现多路波导分叉结构处的表面等离子体的控制。分析了直角扇环微腔结构与传播波导间的间隔对光学性质的影响。随着微纳加工技术的不断进步,该结构能有效的匹配连接电子器件和传统光子器件,解决了光信号的反射传输问题,在光集成、光通讯、光信息处理等方面有广泛的应用前景。

参 考 文 献

- 1 Hansik Y, Lee S Y, Kim K Y, *et al.*. Hybrid states of propagating and localized surface plasmons at silver core/silica shell nanocubes on a thin silver layer[J]. *Opt Express*, 2014, 22(7): 8383–8395.
- 2 Liu Liu, Han Zhanghua, Sailing H. Novel surface plasmon waveguide for high integration[J]. *Opt Express*, 2005, 13(17): 6645–6650.
- 3 Wang Bing, Teng Jinghua, Yuan Xiaocong. Inelastic scattering of surface plasmons in scillating metallic waveguides[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 98(26): 263111.
- 4 Helsey K N. *Plasmons: Theory and Applications*[M]. New York: Nova Science Publishers, 2010. 235–239.
- 5 Yao Xiankun. Wavelength demultiplexing in metal–insulator–metal plasmonic waveguides[J]. *Modern Physics Letters B*, 2014, 28(4): 1450025.
- 6 Ren Fanghui, Jeremy C, Wang Xiangyu, *et al.*. Enhancing surface plasmon resonances of metallic nanoparticles by diatom biosilica [J]. *Opt Express*, 2013, 21(13): 15308–15313.
- 7 Neutens P, Lagae L, Borghs G, *et al.*. Plasmon filters and resonators in metal–insulator–metal waveguides[J]. *Opt Express*, 2012, 20(4): 3408–3423.
- 8 Moreno E, Rodrigo S G, Bozhevolnyi S I, *et al.*. Guiding and focusing of electromagnetic fields with wedge plasmon polaritons[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(2): 023901.
- 9 Zhang Gaofeng, Yang Rongcao, Xue Wenrui. Filter characteristics of a sinc-shaped surface plasmonic filter in the visible light band [J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(s1): 105004.
张高峰, 杨荣草, 薛文瑞. Sinc形表面等离子滤波器在可见光波段的滤波特性[J]. *中国激光*, 2014, 41(s1): 105004.
- 10 Little B E, Chu S T, Haus H A, *et al.*. Microring resonator vchannel dropping filters[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1997, 15(6): 998–1005.
- 11 Sanshui Xiao, Liu Liu, Min Qiu. Resonator channel drop filters in a plasmon–polaritons metal[J]. *Opt Express*, 2006, 14(7): 2932–2937.
- 12 Amir Hosseini, Yehia Massoud. Nanoscale surface plasmon based resonator using rectangular geometry[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(18): 1811021.
- 13 Tongbiao Wang, Wenwen Xie, Pingyin Cheng, *et al.*. The transmission characteristics of surface plasmon polaritons in ring resonator [J]. *Opt Express*, 2009, 17(26): 24096.
- 14 Ren Wenzhen, Dai Yanmeng, Cai Hongbing, *et al.*. Tailoring the coupling between localized and propagating surface plasmons: realizing Fano-like interference and high-performance sensor[J]. *Opt Express*, 2013, 21(8): 10251–10258.
- 15 Zhang Qin, Xu Guanghuang, Xian Shilin, *et al.*. A subwavelength coupler-type MIM optical filter[J]. *Optics Express*, 2009, 17(9): 7549–7555.
- 16 Chen Quansheng, Tong Yuying, Zhuang Yuan, *et al.*. Unidirectional excitation of surface plasmon based on metallic slit-groove Structure[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(5): 0510001.
陈全胜, 佟玉莹, 庄园, 等. 基于金属狭缝凹槽结构单向激发表面等离子体[J]. *中国激光*, 2014, 41(5): 0510001.
- 17 Yun Binfeng, Hu Guohua, Cui Yiping. Resonant mode analysis of the nanoscale surface plasmon polariton waveguide filter with rectangle cavity[J]. *Plasmonics*, 2013, 8(2): 267–275.
- 18 Zayats A V, Smolyaninov I I, Maradudin A A. Nanooptics of surface plasmon polaritons[J]. *Physics Reports*, 2005, 408(3–4): 131–314.
- 19 Lee T W, Gray S K. Subwavelength light bending by metal slit structures[J]. *Opt Express*, 2005, 13(24): 9652–9659.
- 20 Wang Yueke, Zhang Xueru, Wang Jicheng, *et al.*. Manipulating surface plasmon polaritons in a T-shaped metal–insulator–metal plasmonic waveguide with a joint cavity[J]. *IEEE Photonic Technology Letters*, 2010, 22(17): 1041–1135.
- 21 Wolf I, Knoppik N. Microstrip ring resonator and dispersion Measurement on microstrip lines[J]. *Electronics Letters*, 1971, 7(26): 779–781.
- 22 Liu Jianlong, Fang Guangyu, Zhao Haifa, *et al.*. Plasmon flow control at gap waveguide junctions using square ring resonators[J]. *Journal Physics D: Applied Physics*, 2010, 43(5): 055103.

栏目编辑: 韩 峰