

基于环形谐振器边耦合波导的多模光学滤波器

刘志敏^{1,2*}, 张镇斌¹, 张箫¹, 高恩多¹, 周凤麟^{1**}, 王嘉伟¹, 王雨晴¹

¹华东交通大学理学院, 江西 南昌 330013;

²俄亥俄州立大学材料科学与工程学院, 美国 俄亥俄州 哥伦布 43210

摘要 设计了一种含有矩形槽(RG)的方环谐振器边耦合金属-介质-金属(MDM)波导,运用 Fabry-Perot(F-P)理论精确推导了谐振器的有效长度,并利用该结构实现了多模可调等离子体滤波器。在数值计算和理论分析的基础上,得到了除传统整数模式以外的非整数模式。非整数模式的波长随着RG长度的增加发生红移,这是因为RG位于磁场的波腹时,对磁场的影响最大;整数模式由于对RG不敏感,其波长保持不变,这是因为RG位于磁场的波节时,对磁场的影响最小。可以通过改变RG的形状、位置及数目来调控模式的数目和场分布。与传统的谐振器相比,所提结构和所得到的结果可以为灵活调控谐振波长提供更多选择,在光电子器件的设计上具有潜在的应用价值。

关键词 光学器件; 表面等离子; MDM波导; Fano共振; 多模光学滤波器; 谐振腔

中图分类号 T252

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1123001

Multimode Optical Filter Based on Waveguide Side-Coupled Ring Resonator

Liu Zhimin^{1,2*}, Zhang Zhenbin¹, Zhang Xiao¹,
Gao Enduo¹, Zhou Fengqi^{1**}, Wang Jiawei¹, Wang Yuqing¹

¹School of Science, East China Jiaotong University, Nanchang, Jiangxi 330013, China;

²Department of Materials Science and Engineering, The Ohio State University, Columbus, Ohio, 43210, USA

Abstract In this study, we design a metal-dielectric-metal (MDM) waveguide side-coupled square ring resonator with a rectangular-groove (RG). Its effective length is accurately derived through the F-P theory and a tunable multimode plasmonic filter is realized based on this structure. Based on numerical calculations and theoretical analysis, the extra non-integer resonant modes are obtained beyond the conventional integer modes. The wavelength of each non-integer resonant mode red-shifts with the increase of the RG's length because RG has the maximal effect on the magnetic field when it is located at antinodes of the magnetic fields. However, the integer modes are not sensitive to RG and their wavelengths are fixed because RG has the minimal effect on the magnetic field when it is placed on the nodes of the magnetic fields. The number of modes and their field distributions can be adjusted by changing the shape, position, and number of RGs. Compared with the conventional resonators, the proposed structure and the corresponding results are extremely useful for the design of optoelectronic devices as they can provide more channels to flexibly manipulate the resonant wavelengths.

Key words optical devices; surface plasmonics; MDM waveguide; Fano resonance; multimode optical filter; resonator

OCIS codes 230.7408; 250.5403; 350.4238

1 引 言

等离子体技术在突破纳米结构的衍射极限方面为光的操纵开辟了新的途径^[1]。金属-介质-金属

(MDM)波导是一种典型的纳米结构,为集成光子器件提供了很多可能,如光学滤波器^[2-4]、等离子体传感器^[5-8]、光开关^[9-11]及解复用器^[12],它能突破亚波长限制,具有可观的表面等离子体(SPPs)传播长

收稿日期: 2020-02-10; 修回日期: 2020-02-26; 录用日期: 2020-03-02

基金项目: 国家自然科学基金(11847026, 61764005, 11804093)、江西省教育厅科研项目(GJJ160532)

* E-mail: liuzhimin2006@163.com; ** E-mail: zhoulengqi2004@163.com

度、易于制造、可调控等特点^[13-14]。

大多数 MDM 波导都是由谐振腔侧面耦合的^[15],因为谐振腔可以实现金属纳米结构中光场的调控。同时,Fabry-Perot(F-P)共振是这些谐振器中常见的基本效应之一^[2,16-17]。基于 F-P 效应,在不同的谐振器如矩形谐振器^[8]、环形谐振器^[18]、方形环谐振器^[19]及其他不同形状的谐振器^[20-22]中观察到等离子体滤波效应^[3-4]、电磁感应透明现象^[23-25]及 Fano 共振^[18-19,26-27],但由于 F-P 效应的限制,在较宽的波长范围内只有一个或两个模式存在。另外,只有满足 F-P 谐振条件的整数模才能被激发,谐振模的波长由谐振腔的尺寸决定,因而在芯片上无法开发多通道滤波器。实际上,除了传统的整数谐振模外,在环形谐振腔上加一个凹槽会激发非整数谐振模,文献[2]已经证实了这一点。然而,对 MDM 波导系统中的多模等离子体滤波器及其调谐机理的研究还有待进一步深入,这将是一项非常有意义的研究工作。

本文提出并研究了一种含有矩形槽(RG)的方环谐振器边耦合 MDM 波导,利用该结构实现了多模可调谐等离子体滤波器,在常规整数模式的基础上获得了额外的非整数谐振模式,并利用 F-P 理论和电磁场理论对其进行了分析,阐明了形成机理。此外,通过改变 RG 的形状、位置及数目来调控模式的数目及其场分布。与传统的谐振器相比,所提结构和得到的结果为灵活操纵波长提供更多的选择,因此在光电器件领域有着广泛的应用前景。

2 模型和理论分析

如图 1 所示,含有 RG 的方环谐振器放置在 MDM 波导的上方, RG 接头分别位于方形环的上方(model 1)或右侧(model 2),其中, S_{in} 和 S_{out} 分别为入射光场和经过腔耦合之后的出射光场。具体参数:MDM 波导和谐振器的宽度均为 $w = 50 \text{ nm}$,耦合距离 $g = 20 \text{ nm}$,谐振器内外长度分别为 $L_{in} = 160 \text{ nm}$, $L_{out} = 260 \text{ nm}$,RG 长度可通过 L 调节。

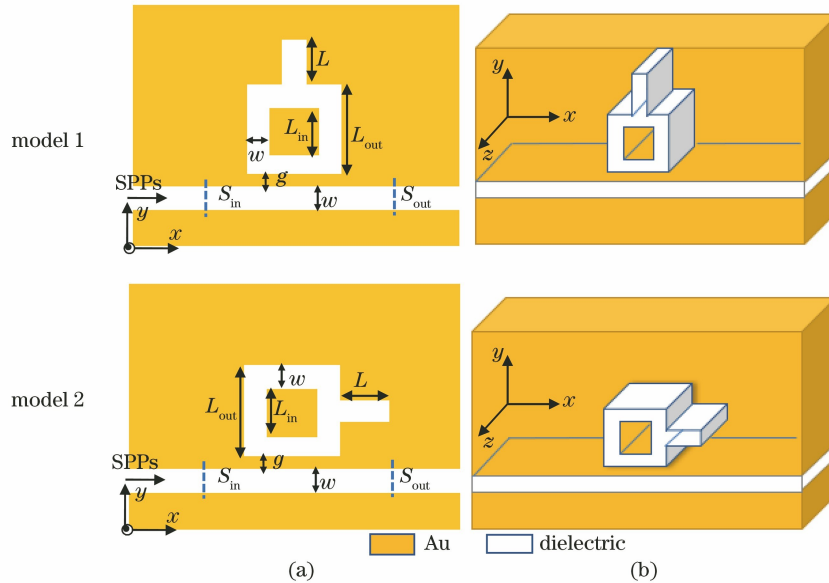


图 1 含有 RG 的方环谐振器边耦合波导示意图。(a) x - y 平面;(b) 三维图

Fig. 1 Schematic of a waveguide side-coupled square ring resonator with RG. (a) x - y plane; (b) three-dimensional diagram

为简单起见,不考虑波导、谐振器内的介质,即它们被视为空气。同时,金属材料为金(Au),其光学的介电常数色散响应采用 Drude 模型描述:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma_p^2} + i \frac{\omega_p^2 \gamma_p^2}{\omega(\omega^2 + \gamma_p^2)}, \quad (1)$$

式中:等离子体频率 $\omega_p = 1.37 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$; 阻尼系数 $\gamma_p = 4.08 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$,跟能量损失有关; ω 为入射光的频率。这些参数根据文献[28]选取。

所有的谐振环可以被看作 F-P 谐振器,F-P 条

件^[29]可以表示为

$$k_0 \text{Re}(n_{\text{eff}}) L_{\text{eff}} + \arg(\rho) = n\pi, \quad (2)$$

式中: L_{eff} 为谐振腔的有效长度,方环谐振器中 $L_{\text{eff}} = 2(L_{\text{out}} + L_{\text{in}})$; n 为整数; k_0 为自由空间波矢大小; ρ 为谐振腔内反射带来的相位差。有效折射率 n_{eff} 表达式^[30-32]为

$$\epsilon_m \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - \epsilon_d} \tanh\left(\frac{\omega \pi \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - \epsilon_d}}{\lambda}\right) + \epsilon_d \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - \epsilon_m} = 0, \quad (3)$$

式中： ϵ_m 和 ϵ_d 分别为金属和介质的介电常数； λ 为入射光波长。基于(2)、(3)式，谐振波长应大致符合 $\lambda_1:\lambda_2:\lambda_3=1:1/2:1/3$ ，其中 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ 分别为第一阶(M_1)、第二阶(M_2)、第三阶(M_3)谐振模的波长。当 RG 被引入到谐振器时，相当于增加了电流流经的长度，用 δ_J 表示增量，则有效长度 L'_{eff} [30,33] 可以表示为

$$L'_{\text{eff}}=L_{\text{eff}}+\delta_J. \quad (4)$$

根据麦克斯韦方程，表面电流可以定义为

$$\mathbf{n} \times \mathbf{H} = \mathbf{J}, \quad (5)$$

式中： \mathbf{J} 为电流密度； \mathbf{H} 为磁场。当 RG 位于磁场波节中心时，RG 对电流密度的影响最小，这意味着 $\delta_J \approx 0$ ，从(4)式可以得到

$$L'_{\text{eff}} \approx L_{\text{eff}}, \quad (6)$$

因此共振模式的波长保持不变，表明共振模式对 RG 不敏感。

如果 RG 位于磁场波腹中心时，RG 对电流密度的影响最大，这意味着 $\delta_J > 0$ ，则有

$$L'_{\text{eff}} > L_{\text{F-P}}, \quad (7)$$

这将导致共振模式的红移，其中 $L_{\text{F-P}}$ 为 F-P 谐振器的长度。此外，部分 SPPs 分布在 RG 中，会激发额外或新的非整数模式 $M_{(n+1/2)}$ 。具体来说，谐振器的有效长度为 $L_{\text{eff}}=2(L_{\text{out}}+L_{\text{in}})$ ，当引入一个长度为 L 的 RG 时，如果 RG 的宽度与环的宽度相同，则

$$L'_{\text{eff}}=2(L_{\text{out}}+L_{\text{in}})+L. \quad (8)$$

从(8)式可以看出，新产生的模式 $M_{(n+1/2)}$ 的波

长将受到 RG 长度的线性影响。基于以上分析可知，通过调节 RG 的长度和位置，可以很容易地调控多个模式的波长。

3 结果与讨论

首先分析 model 1。为了形成对比，给出 $L=0$ 时谐振器的结果，如图 2(a) 圆圈线所示。结果表明：在透射谱中激发了 M_1 ($\lambda=1123$ nm) 和 M_2 ($\lambda=637.3$ nm) 两个整数谐振模。模式 M_2 有 4 个波腹或波节，如图 3(b) 所示；模式 M_1 有 2 个波腹或波节，如图 3(d) 所示，其中红色和蓝色分别代表正振幅和负振幅。添加 RG 并将其长度 L 从 100 nm 调整为 200 nm，增量为 50 nm，发现除了 M_1 和 M_2 传统整数模式之外，三个新的模式相继被激发，为非整数模式 $M_{0.5}, M_{1.5}, M_{2.5}$ ，如图 2(a) 所示。 M_1 和 M_2 的波长分别固定为 1123 nm 和 637.3 nm，即模式 M_1 和 M_2 对 RG 的长度变化不敏感。相反， $M_{0.5}, M_{1.5}, M_{2.5}$ 的波长随 L 的增加而线性红移，如图 2(a) 虚线箭头所示。以 10 nm 增量将 L 从 100 nm 增加到 200 nm 来详细说明线性红移，如图 2(b) 所示，可以看到，共振模式 M_1 和 M_2 的波长保持不变，而共振模式 $M_{0.5}, M_{1.5}, M_{2.5}$ 的波长随 L 的增加而线性增大，共振模式 $M_{0.5}$ 变化最快， $M_{2.5}$ 变化最慢。模式 M_1 和 M_2 的凹陷深度没有改变，模式 $M_{0.5}, M_{1.5}$ 的凹陷深度增加，即 $M_{0.5}, M_{1.5}$ 的传输速率降低，如图 2(c) 所示。

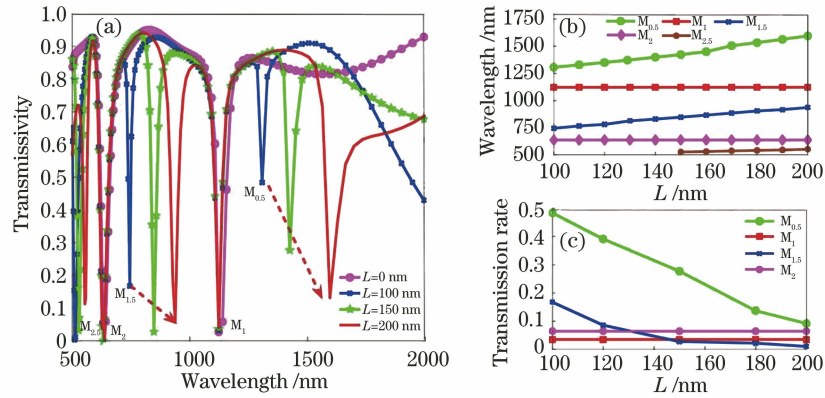


图 2 model 1 的参数变化。(a)透射光谱；(b)波长随 L 的变化；(c)传输速率随 L 的变化

Fig. 2 Parameter changes of model 1. (a) Transmissivity spectra; (b) wavelength versus L ; (c) transmission rate versus L

透射光谱结果与理论分析结果一致，可由磁场分布进一步得到验证。谐振器模式 M_1, M_2 的磁场强度分别如图 3(d)、(b) 所示，模式 M_1 具有 1 对红蓝振幅场，而模式 M_2 具有 2 对红蓝振幅场，可以看出整数模式的场分布非常完整、对称，这也就是命名为 M_1 和 M_2 整数模式的原因。而图 3(e) 的场分布

虽然出现了一对红蓝振幅场，但明显不对称；图 3(c) 的场分布出现 2 个波腹负振幅和 1 个波腹正振幅；图 3(a) 的场分布出现 3 个波腹负振幅和 2 个波腹正振幅。这也就是非整数模式被命名为 $M_{0.5}, M_{1.5}, M_{2.5}$ 的原因。其次，根据图 3 后三行的磁场强度分布还可以发现：如果 RG 位于模式的波节处，

M_1 和 M_2 的 RG 中没有磁场分布,即 RG 对电流密度(即磁场)的影响最小,这意味着 $\delta_j \approx 0$,所以两共振模式的波长保持不变,对 RG 不敏感;当 RG 位于磁场波腹中心时, RG 对电流密度的影响最大,因此

$M_{0.5}, M_{1.5}, M_{2.5}$ 的磁场被 RG 捕获。最后, RG 的存在导致有效长度的变化,即 $\delta_j > 0$ 和 $L_{\text{eff}} > L_{\text{F-P}}$,使得共振模式的波长发生红移,而且 $M_{0.5}, M_{1.5}, M_{2.5}$ 的波长将随 L 的线性增加发生线性红移。

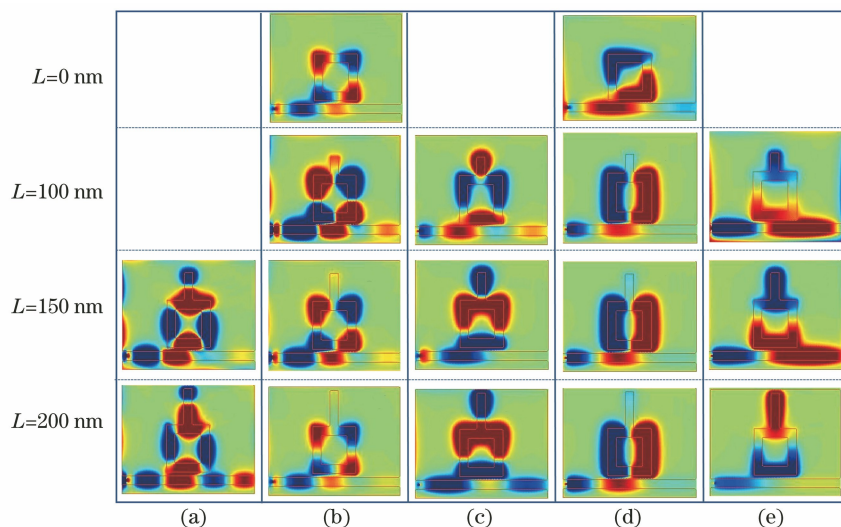


图 3 model 1 的磁场强度分布。(a) $M_{2.5}$; (b) M_2 ; (c) $M_{1.5}$; (d) M_1 ; (e) $M_{0.5}$

Fig. 3 Magnetic field intensity distributions of model 1. (a) $M_{2.5}$; (b) M_2 ; (c) $M_{1.5}$; (d) M_1 ; (e) $M_{0.5}$

其次研究 model 2,参数与 model 1 相同。如图 4 所示,同样实现了 $M_{0.5}, M_1, M_{1.5}, M_2, M_{2.5}$ 五个共振模式, M_1 和 M_2 的波长也始终分别固定在 1123 nm 和 637.3 nm 处。 $M_{0.5}, M_{1.5}, M_{2.5}$ 的波长也可以通过改变 L 进行线性调控,如图 4(b) 所示。

model 2 与 model 1 的区别在于,随着 L 的增加, model 1 中 $M_{0.5}, M_{1.5}, M_{2.5}$ 的低谷(dip)增加,而 model 2 中 $M_{0.5}, M_{1.5}, M_{2.5}$ 的 dip 减小,如图 4(c) 所示,特别是 $M_{0.5}$ 的 dip 衰减很快。当 $L = 200$ nm 时, $M_{0.5}$ 的 dip 非常小,几乎消失,如图 4(a) 所示。

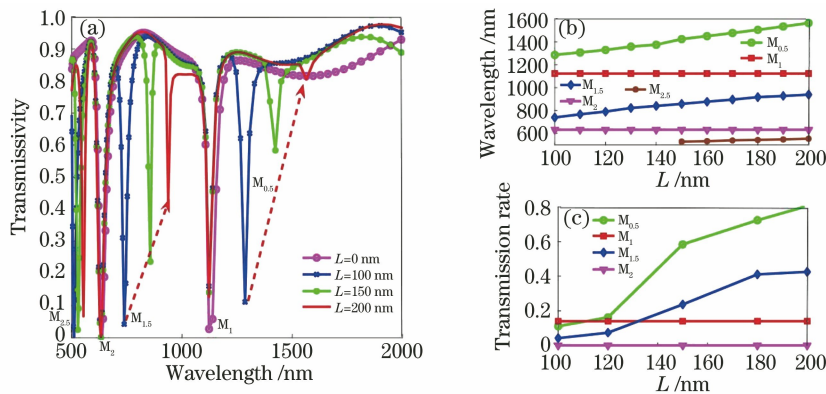


图 4 model 2 的参数变化。(a)透射光谱;(b)波长随 L 的变化;(c)传输速率随 L 的变化

Fig. 4 Parameter changes of model 2. (a) Transmissivity spectra; (b) wavelength versus L ; (c) transmission rate versus L

model 2 中 $M_{0.5}, M_1, M_{1.5}, M_2, M_{2.5}$ 的磁场强度分布如图 5 所示。Model 2 和 model 1 的相同之处在于,当 RG 位于节点处时, RG 中没有磁场分布,共振模式保持不变;当 RG 位于磁场的波腹中心时, RG 对电流密度的影响最大,并且磁场强度分布可以被捕获并分布到 RG 中。Model 2 和 model 1 的不同之处在于,磁场强度分布的波腹和波节位置随 RG 位置的变化而从上到右移动,对于 model 1,波

腹分布在谐振器的左侧和右侧,波节分布在谐振器的上方和下方, RG 位于 model 1 节点上方;对于 model 2,波腹分布在谐振器的上方和下方,波节分布在谐振器的左侧和右侧, RG 位于节点的右侧。也就是说,磁场中分布的波腹和波节可以随 RG 位置的变化而被调制。

RG 被移到方环谐振器内部,通过改变 RG 的形状来实现更多的特性。为了清楚地了解传输频

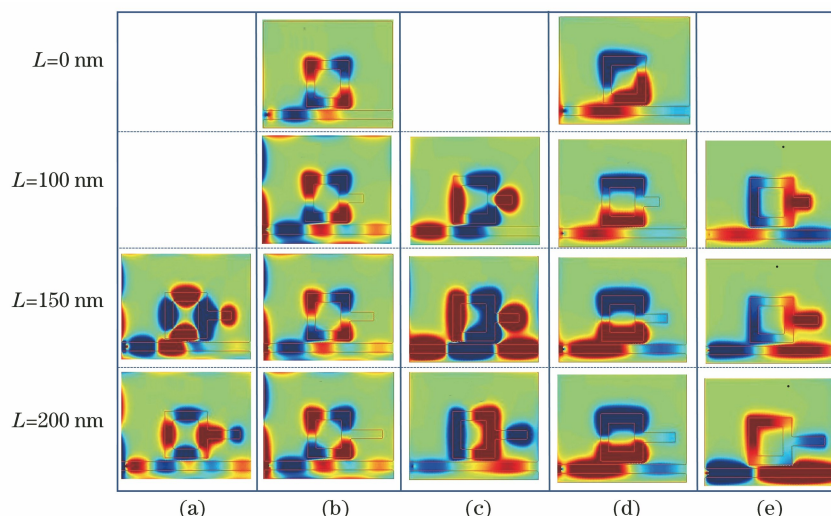


图 5 Model 2 的磁场强度分布。(a) $M_{2.5}$; (b) M_2 ; (c) $M_{1.5}$; (d) M_1 ; (e) $M_{0.5}$

Fig. 5 Magnetic field intensity distributions of model 2. (a) $M_{2.5}$; (b) M_2 ; (c) $M_{1.5}$; (d) M_1 ; (e) $M_{0.5}$

谱,图 6(a)给出 $L=0$ nm 的谐振器和 RG 放置在谐振器右侧外部的传输频谱。首先,将环的宽度和 RG 的长度分别固定为 50 nm 和 100 nm,并将 RG 放置在方环谐振器内部的不同位置和方向,这些结构如图 6(b)所示。图 6(b)中的透射光谱显示实现了 4 个共振模式 $M_{0.5}$, M_1 , $M_{1.5}$, M_2 , 它们的波长与 model 1 和 model 2 的波长相似,唯一的区别是模式的 dip 值略有不同。当 RG 的长度与方环谐振器的

内部长度一致时, $L=L_{in}=160$ nm, 结构如图 6(c)、(d)所示,结果表明,虽然模式 M_1 和 M_2 的波长总是分别固定在 1123 nm 和 637.3 nm 处,但透射光谱发生了很大的变化, $M_{0.5}$ 消失了, $M_{1.5}$ 波长发生了蓝移,一个新的模式 $M_{1'}$ 出现在 M_1 和 $M_{1.5}$ 之间。当方环谐振器内加入两个垂直且交叉的 RG 时,如图 6(e)所示,透射谱中只有 M_1 和 M_2 两个整数模式,非整数模式全部消失。此外,如图 6(f)所示,当

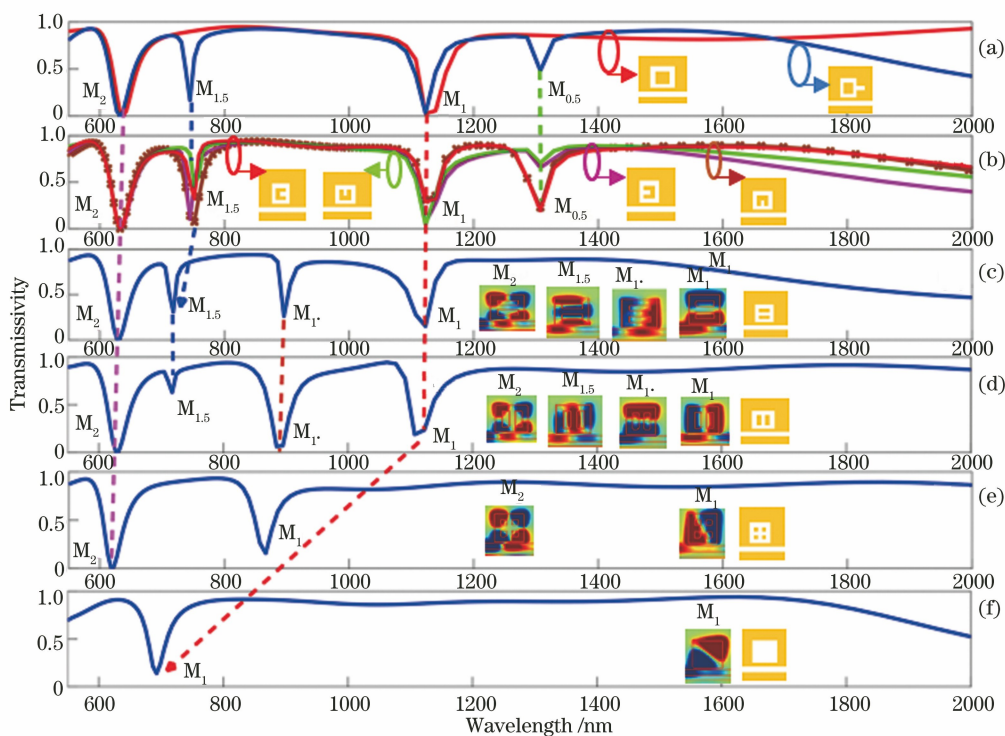


图 6 不同位置和形状的 RG 的透射光谱和场分布

Fig. 6 Transmissivity spectra and field distributions for RG at different positions and with different shapes

环成为方腔时,仅出现 M_1 一个整数模式,而其他模式全部消失。因此,在不同的谐振器中,非整数模也可以同样被激发,并且通过改变 RG 的参数可以调控所有模式的波长和数目,这为设计具有优异性能的光电子设备提供了更加丰富的选择。

4 结 论

在含有 RG 的方环谐振器边耦合 MDM 波导结构中实现了一种可调谐多模滤波器。理论和数值研究表明:得到了除整数模式以外的非整数共振模式,通过调节 RG 的长度,可以使相应模式的波长得到线性调谐,同时还从定性和定量两个方面给出了现象的形成机理。此外,可以通过改变 RG 的形状、位置及数量来调控模式的数量和分布。与传统的谐振器相比,所提结构和所得到的结果可以为灵活调控谐振波长提供更多选择,因此在光电子器件的设计上具有潜在的应用价值。

参 考 文 献

- [1] Stockman M I. Nanoplasmonics: past, present, and glimpse into future[J]. *Optics Express*, 2011, 19(22): 22029.
- [2] Wen K H, Hu Y H, Chen L, et al. Tunable multimode plasmonic filter based on side-coupled ring-groove joint resonator[J]. *Plasmonics*, 2017, 12(2): 427-431.
- [3] Deng Y, Cao G T, Wu Y W, et al. Theoretical description of dynamic transmission characteristics in MDM waveguide aperture-side-coupled with ring cavity[J]. *Plasmonics*, 2015, 10(6): 1537-1543.
- [4] Zand I, Abrishamian M S, Pakizeh T. Nanoplasmonic loaded slot cavities for wavelength filtering and demultiplexing [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2013, 19(3): 4600505.
- [5] Lu H, Liu X M, Mao D, et al. Plasmonic nanosensor based on Fano resonance in waveguide-coupled resonators [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(18): 3780-3782.
- [6] Chen Z, Yu L, Wang L L, et al. A refractive index nanosensor based on Fano resonance in the plasmonic waveguide system [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2015, 27(16): 1695-1698.
- [7] Wen K H, Yan L S, Pan W, et al. Electromagnetically induced transparency-like transmission in a compact side-coupled T-shaped resonator [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2014, 32(9): 1701-1707.
- [8] Li B X, Li H J, Zeng L L, et al. High-sensitivity sensing based on plasmon-induced transparency [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2015, 7(5): 4801207.
- [9] Yang S L, Yu D M, Liu G D, et al. Perfect plasmon-induced absorption and its application for multi-switching in simple plasmonic system [J]. *Plasmonics*, 2018, 13(3): 1015-1020.
- [10] Zhan S P, Li H J, Cao G T, et al. Slow light based on plasmon-induced transparency in dual-ring resonator-coupled MDM waveguide system [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2014, 47(20): 205101.
- [11] He Z H, Li H J, Zhan S P, et al. Tunable multi-switching in plasmonic waveguide with Kerr nonlinear resonator [J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 15837.
- [12] Wu Y D. High transmission efficiency wavelength division multiplexer based on metal-insulator-metal plasmonic waveguides [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2014, 32(24): 4844-4848.
- [13] Neutens P, van Dorpe P, de Vlaminc I, et al. Electrical detection of confined gap plasmons in metal-insulator-metal waveguides [J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(5): 283-286.
- [14] Paul S, Ray M. Simultaneous switching at multiple wavelengths using plasmon induced transparency and Fano resonance [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2017, 29(9): 739-742.
- [15] Zhan S P, Li H J, He Z H, et al. Sensing analysis based on plasmon induced transparency in nanocavity-coupled waveguide [J]. *Optics Express*, 2015, 23(16): 20313-20320.
- [16] Hu F F, Yi H X, Zhou Z P. Band-pass plasmonic slot filter with band selection and spectrally splitting capabilities [J]. *Optics Express*, 2011, 19(6): 4848-4855.
- [17] Zhang Q, Huang X G, Lin X S, et al. A subwavelength coupler-type MIM optical filter [J]. *Optics Express*, 2009, 17(9): 7549-7555.
- [18] Chen Y, Luo P, Liu X F, et al. Sensing performance analysis on Fano resonance of metallic double-baffle contained MDM waveguide coupled ring resonator [J]. *Optics & Laser Technology*, 2018, 101: 273-278.
- [19] Yi X C, Tian J P, Yang R C. Tunable Fano resonance in plasmonic MDM waveguide with a square type split-ring resonator [J]. *Optik*, 2018, 171: 139-148.
- [20] Guo Z C, Wen K H, Hu Q Y, et al. Plasmonic multichannel refractive index sensor based on subwavelength tangent-ring metal-insulator-metal waveguide [J]. *Sensors*, 2018, 18(5): 1348.

- [21] Zheng M F, Li H J, Chen Z Q, et al. Transmission performance based on plasmonic waveguide coupled with sectorial-ring stub resonator [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2018, 30(5): 415-418.
- [22] Zhang Z J, Yang J B, He X, et al. Plasmon-induced transparency based on aperture-coupled cascade resonators without gap [J]. Superlattices and Microstructures, 2018, 123: 138-143.
- [23] He Z H, Ren X C, Bai S M, et al. Λ -type and V-type plasmon-induced transparency in plasmonic waveguide systems [J]. Plasmonics, 2018, 13(6): 2255-2259.
- [24] Deng Y, Cao G T, Yang H, et al. Dynamic control of double plasmon-induced transparencies in aperture-coupled waveguide-cavity system [J]. Plasmonics, 2018, 13(1): 345-352.
- [25] Zhang Z J, Yang J B, He X, et al. Active enhancement of slow light based on plasmon-induced transparency with gain materials [J]. Materials, 2018, 11(6): 941.
- [26] Han S T, Chen Y, Di Y J, et al. Fano resonance dual mode performance of single baffle contained MDM waveguide coupled disk cavity [J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(10): 1024002.
韩帅涛, 陈颖, 邸远见, 等. 单挡板 MDM 波导耦合圆盘腔的 Fano 共振双模式特性研究 [J]. 光学学报, 2018, 38(10): 1024002.
- [27] Xiong C X, Li H J, Xu H, et al. Coupling effects in single-mode and multimode resonator-coupled system [J]. Optics Express, 2019, 27(13): 17718-17728.
- [28] Palik E D. Handbook of optical constants of solids [M]. Boston: Academic Press, 1997: 3-9.
- [29] Bozhevolnyi S I, Jung J. Scaling for gap plasmon based waveguides [J]. Optics Express, 2008, 16(4): 2676-2684.
- [30] Liu Z M, Li H J, Xie S X, et al. Tunable phase resonances in a compound metallic grating with perpendicular bumps and cuts [J]. Optics Express, 2011, 19(5): 4217-4223.
- [31] Zhou F Q, Gao E D, Zhang Z B, et al. Properties of multi-frequency phase resonance in double-slit compound gratings with different slit widths [J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(10): 1024001.
周凤麒, 高恩多, 张镇斌, 等. 不同宽度双狭缝复合光栅多频相位共振特性 [J]. 光学学报, 2018, 38(10): 1024001.
- [32] Liu Z M, Zhang Z B, Zhou F Q, et al. Optical transmission characteristics in the MDM waveguide coupled with N-rectangular resonators [J]. Optics Communications, 2020, 463: 125325.
- [33] Wang Y H, Wang Y Q, Zhang Y, et al. Transmission through metallic array slits with perpendicular cuts [J]. Optics Express, 2009, 17(7): 5014-5022.