

基于微腔耦合结构金属弯曲波导的光透射特性

肖功利^{1,2}, 刘利¹, 杨宏艳³, 蒋行国¹, 王宏庆¹, 刘小刚¹, 李海鸥¹, 张法碧¹, 傅涛¹

¹ 桂林电子科技大学广西精密导航技术与应用重点实验室, 广西 桂林 541004;

² 广西信息科技实验中心, 广西 桂林 541004;

³ 桂林电子科技大学计算机与信息安全学院, 广西 桂林 541004

摘要 提出了一种基于微腔耦合结构的等离子体弯曲波导新型滤波器, 该滤波器由两个直角波导和一个矩形谐振腔组成, 光通过该结构会激发表面等离子体激元(SPPs)。采用时域有限差分(FDTD)法研究了此结构 SPPs 的传播特性。结果表明, 相比于传统的直波导结构, 由于其会引发双边耦合效应, 这种单微腔弯曲波导结构产生了更强烈的共振作用, 其耦合效率也得到了进一步的提高。数值仿真结果表明, 通过改变谐振腔的腔长, 也可达到线性调节滤波器共振波长的目的。此外, 在上述设计思路的基础上还提出了一种双微腔结构, 此结构由一个弯曲波导与左右两个谐振腔组成, 其可利用两个微腔透射波的叠加作用, 产生动态可调控的等离子诱导透明效应。

关键词 集成光学; 表面等离子体激元; 时域有限差分方法; 耦合效应; 电磁诱导透明

中图分类号 TN252 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.1213001

Light Transmission Characteristics of Metal Curved Waveguide Based on Microcavity Coupling Structures

Xiao Gongli^{1,2}, Liu Li¹, Yang Hongyan³, Jiang Xingguo¹, Wang Hongqing¹,
Liu Xiaogang¹, Li Haiou¹, Zhang Fabi¹, Fu Tao¹

¹ Guangxi Key Laboratory of Precision Navigation Technology and Application, Guilin University of Electronic Technology, Guilin, Guangxi 541004, China;

² Guangxi Experiment Center of Information Science, Guilin, Guangxi 541004, China;

³ School of Computer Science and Information Security, Guilin University of Electronic Technology, Guilin, Guangxi 541004, China

Abstract A novel plasma curved waveguide filter based on microcavity coupling structure is presented, which consists of two rectangular waveguide and a rectangular resonant cavity. When light passes through the structure, surface plasmon polaritons (SPPs) can be excited. The propagation properties of the SPPs with this structure are investigated by the finite difference time domain (FDTD) method. The results show that, compared with the traditional straight waveguide structure, the single microcavity curved waveguide structure can generate stronger resonant interaction and higher coupling effect for the bilateral coupling effect induced by the structure. The numerical simulation results show that the resonant wavelength of the filter can be adjusted linearly by changing the cavity length of the resonator. In addition, based on the above design idea, a dual microcavity structure is also proposed. The structure consists of a bent waveguide and two resonant cavities at left and right, which can be used to produce dynamically tunable plasma induced transparency by the superposition of two microcavity transmission waves.

Key words integrated optics; surface plasmon polaritons; finite difference time domain method; coupling effect;

收稿日期: 2017-06-15; **收到修改稿日期:** 2017-08-09

基金项目: 国家自然科学基金(61465004, 61765004)、广西自然科学基金(2016GXNSFAA380006, 2013GXNSFAA019338, 2013GXNSFAA0199335)、桂林电子科技大学研究生教育创新计划项目(2016YJXC95, YJXC201522)、广西精密导航技术与应用重点实验室项目(DH201703, DH201507)

作者简介: 肖功利(1975—), 男, 博士, 副教授, 硕士生导师, 主要从事微纳光电子器件与表面等离子激元等方面的研究。

E-mail: xgl.hy@126.com

1 引 言

自 20 世纪以来,解释光与物质相互作用的相关机理,以及如何在此基础上按照人们的意愿实现光的控制,是科学界和应用领域的研究者长期以来追求的目标,也是物理学和纳米光子学领域研究的热点之一^[1-2]。而作为纳米光子学的一个重要分支,表面等离子体光学由于其突出的新颖特性和广阔的应用前景而成为一个热门研究课题。表面等离子体激元(SPPs)是一种沿着金属/介质表面传输的电磁波,其具有一系列独特的性质。例如可以突破传统的光学衍射极限,使人们可以通过改变金属/介质的表面结构、不同的金属材质或者填充不同的介质来控制光的激发和传播,这将为实现光子器件的微型化提供重大依据^[3-5]。近年来,各种表面等离子体器件层出不穷,而金属-绝缘体-金属(MIM)波导作为其中最简单、最实用的一种结构,也已经在理论上^[6-13]得到大量研究并在实验上^[14-19]获得验证。MIM 波导结构相对于其他类型的波导来说,其最大的特点在于体积较小,集成度高,因此在紧凑的光学集成回路中显现出了巨大的应用前景^[10,20]。而等离子体波导滤波器作为一种对电磁波可以进行合理选择的光子器件,也得到了长足的发展,其研究方向主要包括布拉格光栅波导滤波器和含有矩形腔、齿型腔、弧形腔及圆环腔结构的滤波器等,它们在实现带通或带阻滤波特性上各自发挥了自己特有的优势。相对而言,虽然这些工作已经取得了一些成果,但是他们主要关注在直波导微腔结构的滤波特性上,其功能相对单一,滤波调控范围较窄。

基于上述原因,本文提出了一种基于微腔耦合结构的等离子体弯曲波导滤波器。当此滤波器为单微腔谐振时,可通过调节微腔与波导的距离,实现一种双边耦合效应,在一定范围内提高耦合效率,实现波长可调控的带阻滤波功能。而当此结构为双腔谐振时,可利用两个谐振腔的共同作用,实现波长可调控的等离子体诱导透明(PIT)效应,并且对此现象进行了深入的分析与讨论。这个现象有望在很多领域得到广泛的应用,如慢光效应^[21-22]、光开关^[23-25]、激光器^[26]等。

2 结构设计及数值模拟

图 1 为所提出的基于微腔耦合结构等离子体弯曲波导滤波器二维示意图,采用银作为材料,由于金属介电常数在红外光波段存在色散以及其内在的欧姆热损耗,金属银的介电常数采用 Drude 模型描述: $\epsilon_m = \epsilon_\infty - \omega_p^2 / [\omega(\omega + i\gamma)]$,其中 $\omega_\infty = 3.7$ 为无限大角频率处金属的介电常数, $\omega_p = 1.38 \times 10^{16}$ Hz 为等离子体共振频率, $\gamma = 2.73 \times 10^{13}$ Hz 为阻尼衰减频率, ω 为入射电磁波角频率。由于波导宽度远小于入射波长,仅有横磁(TM)基模在波导中存在,因此在左端口用模式波激发出 TM 基 SPPs 模,其色散关系为

$$\epsilon_d k_m + \epsilon_m k_d \tanh\left(\frac{k_d}{2} \omega_l\right) = 0, \quad (1)$$

$$k_d = (k_x^2 - \epsilon_d k_0^2)^{1/2}, k_m = (k_x^2 - \epsilon_m k_0^2)^{1/2}, \quad (2)$$

$$n_{\text{eff}} = \frac{k_x}{k_0}, \quad (3)$$

式中 ϵ_d 和 ϵ_m 分别表示介质和金属的介电常数, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 表示光在真空中的波矢, λ 为波长, k_x 表示传播常量, k_m 、 k_d 分别表示表面等离子体在电介质和金属中的衰减常量, ω_l 为波导宽度, n_{eff} 为波导的有效折射率。采用时域有限差分(FDTD)Solution 软件模拟电磁波与金属的相互作用,边界使用完美匹配层(PML)吸收出射光和金属边界反射光的能量,在 x 和 y 方向上的空间网格大小划分为 $5 \text{ nm} \times 5 \text{ nm}$,整个计算区域大小为 $2400 \text{ nm} \times 2000 \text{ nm}$ 。当 TM_0 模式波入射波导时,激发的 SPPs 模式沿波导传播,在出射波导出口处得到透射电场的时域响应,然后对其进行傅里叶变换得到透射光谱,再用透射光谱除以入射光谱后取平方,得到零阶归一化的透射光谱。

如图 1 所示,在计算过程中,固定垂直波导于银薄膜正中间,高度 H 为 510 nm ,宽度 $\omega_s = 110 \text{ nm}$ 。入射波导和出射波导的长度 L_0 、 L_1 均固定为 1200 nm ,宽度 $\omega = 100 \text{ nm}$,其用于激发和传输 SPPs 波,对整个结构的谐振影响并不明显。左侧谐振腔长度和宽度分别为 h 与 ω ,其与入射波导和垂直波导耦合宽度分别

为 d 和 t 。谐振腔和波导中填充介质均为空气($\epsilon_d=1$)。在图 1 结构上设置了两个端口 port 1 和 port 2, 分别用来监测入射能量与出射能量。当 TM_0 模式波入射波导时, 激发的 SPPs 模式沿波导传播, 在端口 port 1 和 port 2 分别设置了功率能流探测器, 分别用来监测入射功率 P_1 与出射功率 P_2 , 获得电磁波在该结构中的传输光谱, 透射率定义为 $T=P_2/P_1$ 。

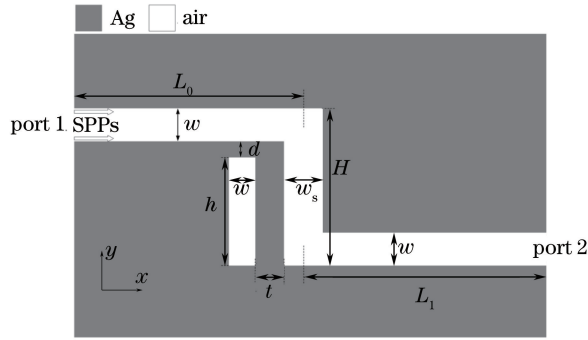


图 1 基于微腔耦合结构等离子体弯曲波导滤波器示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the plasmonics bend waveguide filter based on microcavity coupling structure

3 结果与讨论

图 2(a)为该结构的透射光谱图(实线)。为了对比,也展示了无微腔时结构的透射谱线,如图 2(a)虚线所示。从图中可以看出,相比于无微腔结构的透射谱来说,所提出的结构可在波长 722 nm 处出现一个明显的透射波谷,这可以很好地实现一个带阻滤波器的功效。为了对上述情况进行深入说明,分别计算了两种情况的电场强度分布,如图 2(b)、(c)所示。从图中可以明显看出,对于所提出的结构来说,其谐振腔和波导发生了耦合作用,使得光波局域在微腔里,不能透射出去,因此出现了透射波谷。正是利用该结构这个特性来展开研究,进而实现其滤波器的调谐功能。

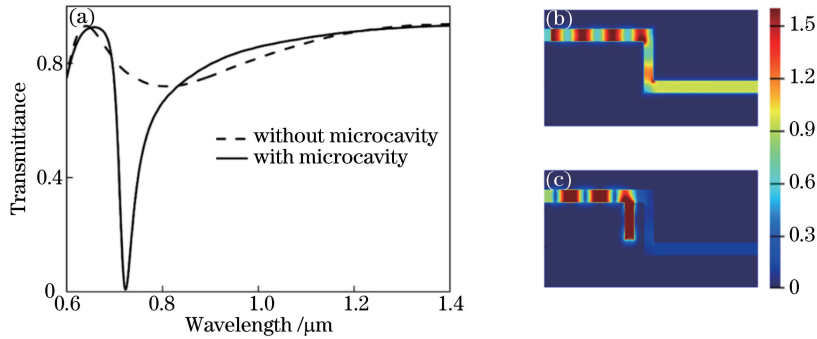


图 2 (a)有微腔结构(实线)和无微腔结构(虚线)滤波器的透射谱;(b)无谐振腔和(c)有谐振腔滤波器的电场强度分布
Fig. 2 (a) Transmission spectrogram of filters with (solid line) and without (dotted line) microcavity structures;
electric field intensity distribution of the filter (b) without and (c) with resonant cavity

首先讨论了微腔长度 h 对滤波性能的影响。如图 3 所示, h 以最小值 270 nm、步长 20 nm 均匀增加。结构中其余的参数设置为:左谐振腔与入射波导间距 $d=12$ nm, 与竖直波导间距 $t=112$ nm。从图中可以明显看出,随着 h 的增大,共振波长不断红移。当 $h=270$ nm 时,共振波长为 799 nm。当 h 增大到 330 nm, 共振波长增大到 938 nm, 随着 h 的增加,共振波长线性增加。因此,通过利用图 1 所示的结构,可以合理地选择微腔的长度 h , 来得到实际需要的工作波长,实现滤波可调谐的功能。紧接着,从理论上分析 SPPs 在共振腔内的传播情况。首先由于 $d=12$ nm 足够小,所以沿着波导内传播的 SPPs 会被耦合进谐振腔,并在腔内产生驻波,而驻波稳定存在于谐振腔内需满足以下共振条件: $\Delta\phi=\beta_m \cdot 2h+\phi_r=2m\pi$, 其中, $\Delta\phi$ 和 ϕ_r 分别表示 SPPs 在腔上、下表面传播时的相位, h 表示腔的长度;正整数 m 代表 SPPs 驻波在腔内形成的级数, β_m 表示传播常量,也就是前面提到的 k_x 。由此可以得到谐振腔的共振波长: $\lambda_m=2n_{eff}h/(m-\phi_r/2\pi)$, 由上式可知, h 越大,得到的共振波长也越长。这就很好说明了其共振波长随着微腔长度 h 的增大线性增加的现象。

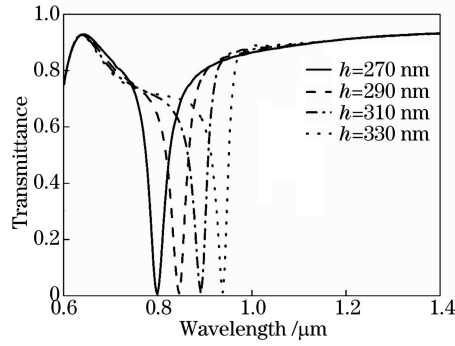


图 3 $d=12\text{ nm}, t=112\text{ nm}$ 条件下,不同谐振腔长度 h 时的滤波器透射光谱图

Fig. 3 Transmission spectrogram of filter with different cavity lengths h under the conditions of $d=12\text{ nm}, t=112\text{ nm}$

为了说明微腔与波导的间距 t 对滤波器性能的影响,选取了 4 个长度进行研究,分别使 t 为 100, 50, 15, 8 nm。如图 4(a)所示,当 $t=100\text{ nm}$ 时,一个明显的透射波谷发生在波长 1053 nm 处。而当 t 减小到 50 nm 时,其透射曲线与 $t=100\text{ nm}$ 时的变化趋势基本一致。当 $t=15\text{ nm}$ 时,此时共振波长红移,波谷处的透射率减小,也就是说在此条件下电磁波耦合更为强烈。并且当 t 减小到 8 nm 时,共振波长进一步红移,波谷处的透射率基本下降至零。图 4(b)分别展示了 4 条透射谱共振波长处的电场分布图,从图中可以看出, t 为 100, 50 nm 时场强分布基本一致,这两种条件下,共振波谷主要是由于微腔与入射波导之间的耦合作用形成的,与之间的竖直波导基本没有关系。同时,还有剩余的一部分的能量可以从出射波导传输出去,这从图 4(b)中 $t=100\text{ nm}$ 和 $t=50\text{ nm}$ 中出射波导的电场强度颜色与图 4(a)中共振波长处的透射率可知。而当 t 减小到 15 nm 时,结合图 4(a)和(b)可以看出,微腔与中间波导会发生进一步耦合,这将导致共振波长发生红移,同时波谷处的透射率也会减小。此时,共振波谷是由于微腔与入射波导、中间竖直波导的双边耦合作用而形成的。而当 $t=8\text{ nm}$ 时,由于其距离中间波导更近,双边耦合效果加剧,共振波长处的能量大部分被束缚在谐振腔内,耦合作用更为强烈,造成透射率基本下降为零;在谐振腔距离中间波导较远时,谐振主要受入射波导的影响,当谐振腔距离中间波导越来越远时,中间波导对谐振逐渐起了主要作用,因此共振波长进一步增大。

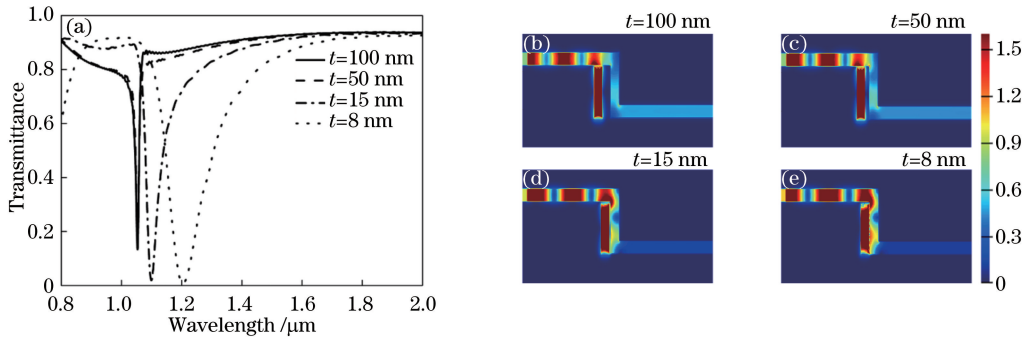


图 4 在 $d=12\text{ nm}, h=390\text{ nm}$ 条件下,不同 t 时滤波器的(a)透射光谱图和(b)~(e)电场强度密度分布图

Fig. 4 (a) Transmission spectrogram and (b)~(e) electric field intensity distribution of the filters with different t under the conditions of $d=12\text{ nm}, h=390\text{ nm}$

基于上述的研究结果,接着讨论了基于双微腔耦合结构的光波传输特性。如图 5(a)所示,右侧谐振腔宽为 w ,长度为 h_0 ,其与竖直波导和出射波导耦合宽度分别为 t 和 d ,此处取值 $t=10\text{ nm}, d=10\text{ nm}$ 。图 5(b)为该结构在 $h=370\text{ nm}$ 和 $h_0=420\text{ nm}$ 时的透射谱。作为对比,也计算了 $h=370\text{ nm}, h_0=0$ 和 $h=0, h_0=420\text{ nm}$ 时的两种情况,从图 5(b)中可以看出,当只有左谐振腔($h=370\text{ nm}, h_0=0$)时,其共振波长为 1127 nm;而当只有右谐振腔($h=0, h_0=420\text{ nm}$)时,其共振波长为 1259 nm,这两种情况下结构都呈现出带阻滤波特性。而当左右谐振腔同时存在时,透射谱中出现两个波谷,分别在波长 1117 nm 和 1254 nm 处,而在两个透射谷中间出现一个透射波峰,波长为 1204 nm,波导器件呈现出等离子诱导透明现象。这种现象可以解释为光在左谐振腔和右谐振腔的两个共振条件下发生了相干相消,也就是说两个透射波相互干涉的

结果,进而呈现出了这种等离子诱导透明特性。为了进一步探讨左右谐振腔长度对等离子诱导透明曲线的影响,数值模拟了如图 5(c)~(i)中的 7 组透射曲线,其中左右谐振腔腔长以初始值 $h = 320 \text{ nm}$, $h_0 = 370 \text{ nm}$,步长 $\Delta h = \Delta h_0 = 40 \text{ nm}$ 等值增加,且 $h_0 - h = 50 \text{ nm}$ 。由图 5(c)~(i)可以看出,随着谐振腔的长度的增加,透射波峰的波长逐渐增大。由于谐振腔的共振波长是随着腔长线性变化的,而透射波峰的波长的变化趋势会是如何呢? 采取 7 个图的透射波峰的波长和和谐振腔的长度变化值 $n\Delta h$ (此处 $n = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$), 绘制出如图 5(j)所示的曲线图,可以看到,随着谐振腔等步长的增长,等离子诱导透明曲线的透射波峰波长呈现出近似线性关系,即其与谐振腔的变化量近似成正比例关系,根据图 5(j)数据拟合的公式为

$$\lambda = 0.00203 \cdot n\Delta h + 1.09058, (n = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6), \quad (4)$$

根据(4)式可以看出,可以通过合理调节谐振腔长度 h 和 h_0 ,进而有规律地对此等离子体诱导透明现象进行调谐。这可能为纳米开关、超灵敏传感器等纳米光学器件提供广阔的应用前景。

为了说明左右两侧的长度差对滤波特性的影响,分别取 h 为 370, 350, 330 nm, 而 $h_0 = 420 \text{ nm}$ 保持不变,左右两边谐振腔的长度差定义为 $\nabla h = (h_0 - h)$, 其分别为 50, 70, 90 nm (此处也可以 h 保持不变,只改

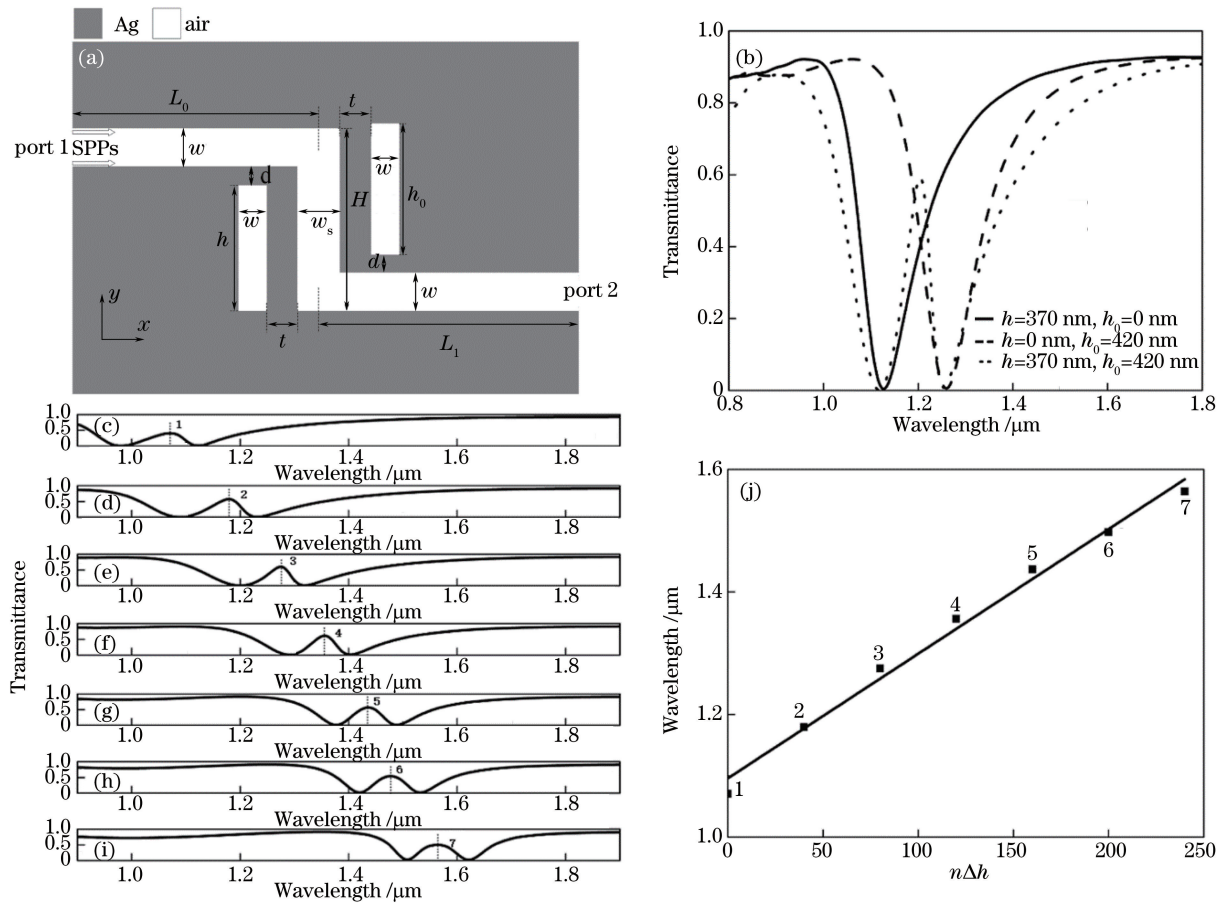


图 5 (a)在原滤波器基础上加上右谐振腔后的结构示意图;(b)不同 h 和 h_0 组合的滤波器透射谱;

(c) $h = 320 \text{ nm}$, $h_0 = 370 \text{ nm}$ 、(d) $h = 360 \text{ nm}$, $h_0 = 410 \text{ nm}$ 、(e) $h = 400 \text{ nm}$, $h_0 = 450 \text{ nm}$ 、

(f) $h = 440 \text{ nm}$, $h_0 = 490 \text{ nm}$ 、(g) $h = 480 \text{ nm}$, $h_0 = 530 \text{ nm}$ 、(h) $h = 520 \text{ nm}$, $h_0 = 570 \text{ nm}$ 、

(i) $h = 550 \text{ nm}$, $h_0 = 600 \text{ nm}$ 时 MIM 波导的透射光谱;(j)等离子诱导透明曲线中间透射波峰的共振波长

随着谐振腔长度线性增加的变化曲线图

Fig. 5 (a) Schematic diagram of the primary filter with the right cavity structure; (b) transmission spectra of the filter with different combinations of h and h_0 ; transmission spectrogram of the MIM waveguide with (c) $h = 320 \text{ nm}$, $h_0 = 370 \text{ nm}$, (d) $h = 360 \text{ nm}$, $h_0 = 410 \text{ nm}$, (e) $h = 400 \text{ nm}$, $h_0 = 450 \text{ nm}$, (f) $h = 440 \text{ nm}$, $h_0 = 490 \text{ nm}$,

(g) $h = 480 \text{ nm}$, $h_0 = 530 \text{ nm}$, (h) $h = 520 \text{ nm}$, $h_0 = 570 \text{ nm}$, (i) $h = 550 \text{ nm}$, $h_0 = 600 \text{ nm}$;

(j) resonant wavelengths curve of peaks with the linear increase of resonator length in the plasma induced transparency curve

(j) resonant wavelengths curve of peaks with the linear increase of resonator length in the plasma induced transparency curve

变 h_0)。图 6 为三个长度差下的透射谱的比较图,从中可以看出当固定右边谐振腔的长度 h 不变,左边谐振腔长度 h_0 分别取 370 nm(实线)、350 nm(虚线)、330 nm(短虚线)时,透射谱中都会出现两个共振波谷,右边波谷共振波长保持为 1254 nm,左边波谷共振波长由 1117 nm 分别蓝移至 1062,1006 nm;而中间透射波峰随着 h_0 的减小也逐渐左移,分别为 1204,1183,1164 nm,且波峰的透射率从右往左呈现上升趋势。出现这种现象的原因是由于束缚在右边谐振腔内的共振波长没有变化,而束缚在左边谐振腔的共振波长发生了红移,导致两个透射波之间的相干相消效应减弱,因此中间波峰透射率从右往左呈现上升趋势。

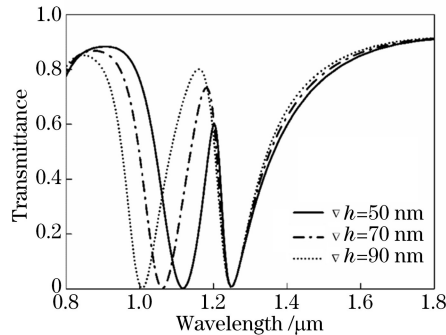


图 6 不同 Δh 时滤波器的透射谱

Fig. 6 Transmission spectrogram of the filter with different Δh

4 结 论

分析了基于 MIM 单微腔耦合结构的弯曲波导滤波器的透射光谱。FDTD 仿真结果显示,随着微腔长度的线性增加,透射波谷对应的波长也随之线性增长,滤波效果比较理想。同时,研究发现随着单微腔与垂直波导的间距逐渐减小,耦合效应逐渐增强,当距离足够小时,会产生强耦合效应。另外,还研究了双微腔耦合结构下该波导滤波器的等离子诱导特性。结果表明,成比例地改变两边微腔的长度可以实现波长可控的等离子体诱导透明效应。这对等离子器件应用于慢光器件和光开关等领域提供了理论基础。

参 考 文 献

- [1] Raether H. Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings[M]. Berlin: Springer-Verlag, 1988.
- [2] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950): 824-830.
- [3] Rexidaiguli Wujiaihemaiti. Optical resonators based on surface plasmon MIM waveguides [D]. Changsha: Hunan University, 2014.
热西代古丽·吾吉艾合买提. 基于表面等离子体 MIM 波导的光学谐振腔[D]. 长沙: 湖南大学, 2014.
- [4] Wang Lingling, Zhang Zhen, Wang Liu, *et al.* Study of the surface plasmon band-stop filter based on the structure of rectangular resonator MIM waveguide[L]. Journal of Hunan University (Natural Science), 2012, 39(5): 65-68.
王玲玲, 张振, 王柳, 等. 基于矩形谐振腔 MIM 波导结构的表面等离子体带阻滤波器[J]. 湖南大学学报(自然科学版), 2012, 39(5): 65-68.
- [5] Zhen Zhang. Study of the surface plasmon filter based on the structure of rectangular resonator waveguide [D]. Changsha: Hunan University, 2012.
张振. 基于矩形谐振腔波导结构表面等离子体滤波器的研究[D]. 长沙: 湖南大学, 2012.
- [6] Pang Shaofang, Qu Shixian, Zhang Yongyuan. Filter characteristic research of MIM waveguide based on L shaped resonator[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(6): 0623001.
庞绍芳, 屈世显, 张永元, 等. 基于 L 形谐振腔 MIM 波导结构滤波特性的研究[J]. 光学学报, 2015, 35(6): 0623001.
- [7] Wei Lidan, Wang Hongqing, Yang Hongyan, *et al.* Optic transmission characteristics of embedded metal strip based on metal-insulator-metal waveguide[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2016, 53(9): 092401.
韦力丹, 王宏庆, 杨宏艳, 等. 内嵌金属块的金属-绝缘体-金属波导光透射特性[J]. 激光与光电子学进展, 2016, 53(9): 092401.

- [8] Lee T W, Gray S K. Subwavelength light bending by metal slit structures[J]. *Optics Express*, 2005, 13(24): 9652-9659.
- [9] Veronis G, Fan S. Bends and splitters in metal-dielectric-metal subwavelength plasmonic waveguides[J]. *Applied Physics Letters*, 2005, 87(13): 131102.
- [10] Duan G Y, Lang P L, Wang L L, *et al.* A band-pass plasmonic filter with dual-square ring resonator[J]. *Modern Physics Letters B*, 2014, 28(23): 1450188.
- [11] Pang S F, Zhang Y Y, Huo Y P, *et al.* The filter characteristic research of metal-insulator-metal waveguide with double overlapping annular rings[J]. *Plasmonics*, 2015, 10(6): 1723-1728.
- [12] Zhang Z, Shi F H, Chen Y H. Tunable multichannel plasmonic filter based on coupling-induced mode splitting[J]. *Plasmonics*, 2015, 10(1): 139-144.
- [13] Wang H Q, Yang J B, Zhang J J, *et al.* Tunable band-stop plasmonic waveguide filter with symmetrical multiple-teeth-shaped structure[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(6): 1233-1236.
- [14] Tao J, Huang X G, Lin X, *et al.* Systematical research on characteristics of double-sided teeth-shaped nanoplasmonic waveguide filters[C]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2010, 27(2): 323-327.
- [15] Yun B F, Hu G H, Cui Y P. 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.
- [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] Hu F, Zhou Z. Wavelength filtering and demultiplexing structure based on aperture-coupled plasmonic slot cavities[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2011, 28(10): 2518-2523.
- [18] Lu H, Liu X M, Gong Y K, *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.
- [19] Wang G X, Lu H, Liu X M, *et al.* Tunable multi-channel wavelength demultiplexer based on MIM plasmonic nanodisk resonators at telecommunication regime[J]. *Optics Express*, 2011, 19(4): 3513-3518.
- [20] Xu Yang. Surface plasmon transmission property in metal-dielectric-metal structure[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2011.
徐杨. 表面等离子体在金属-电介质-金属结构内的传输特性[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2011.
- [21] Gu Kaihui. Hybrid induced transparency and fast/slow light manipulation in atom-assisted optomechanical cavity[D]. Changchun: Jilin University, 2015.
谷开慧. 原子辅助光力学腔的杂化诱导透明及快慢光调控[D]. 长春: 吉林大学, 2015.
- [22] Sun Weijin, Dong Chao. The mechanism of the electromagnetically induced transparency and the ultraslow speed of light[J]. *Physics and Engineering*, 2004, 14(4): 24-25.
孙维瑾, 董超. 电磁诱导透明和导致极慢光速的机制[J]. *物理与工程*, 2004, 14(4): 24-25.
- [23] Chen Fang. The study on optical switches and filtering characteristics in waveguide-resonator coupled system[D]. Wuhan: Wuhan University, 2015.
陈方. 波导微腔耦合系统的光开关及滤波特性的研究[D]. 武汉: 武汉大学, 2015.
- [24] Shi Zhendong, Zhao Haifa, Liu Jianlong, *et al.* Design of a metallic waveguide all-optical switch based on surface plasmon polaritons[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(2): 0213001.
石振东, 赵海发, 刘建龙, 等. 基于表面等离激元的金属波导全光开关设计[J]. *光学学报*, 2015, 35(2): 0213001.
- [25] Shi Zhendong. Study of nonlinear all-optical switching based on surface plasmon polaritons[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2013.
石振东. 基于表面等离激元的非线性全光开关研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2013.
- [26] Jiao Y C, Yang Z W, Zhang H, *et al.* Electromagnetically induced transparency in modulated laser fields[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 2016, 50(3): 035001.