

双 Loop-Stub 侧边耦合波导结构多重等离激元诱导透明效应的数值分析

谷馨, 张惠芳*, 蒋智帆, 陈俊雅, 何英, 王燕

上海大学理学院, 上海 200444

摘要 研究同侧、异侧和反对称双 loop-stub(LS)谐振腔侧边耦合波导结构中的多重类电磁诱导透明效应,并利用有限元方法分别对这三种结构的透射特性进行数值模拟。结果表明,这三种结构的透射谱、磁场分布和色散强烈地依赖结构参数。着重讨论双 LS 谐振腔相邻两个 stub 腔的距离或两个水平分支的距离对透射特性的影响。随着距离的减小,两个 LS 腔之间的耦合增强,出现多个透射峰和透射谷(即阻带),多重类电磁诱导透明效应显著。此外,讨论了同侧双 LS 腔波导结构相邻两个 stub 腔的距离为零时,竖直分支宽度、水平分支宽度、总水平分支长度等参数对透射谱的影响。侧边耦合金属纳米波导结构在未来的集成光学有潜在的应用价值,如滤波器、传感器和慢光装置等。

关键词 光学器件; 表面等离激元; 电磁诱导透明; 金属-介质-金属波导; 有限元法

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1023002

Numerical Analysis of Multiple Plasmon-Induced Transparency Effects of Side-Coupled Waveguide with Double Loop-Stub

Gu Xin, Zhang Huifang*, Jiang Zhifan, Chen Junya, He Ying, Wang Yan

College of Sciences, Shanghai University, Shanghai 200444, China

Abstract This paper investigates the multiple electromagnetically-induced transparency-like (EIT-like) effects of the ipsilateral, opposite-side, and antisymmetric double loop-stub (LS) resonator side-coupled waveguides. By the finite element method, numerical simulation is conducted on the optical transmission properties of the three waveguides. The results show that the transmission spectrum, magnetic field distribution, and dispersion of the three waveguides strongly depend on structure parameters. Moreover, this paper puts emphasis on the study of the influence of the distance between two adjacent stub resonators or the distance between two horizontal branches of double LS resonators on transmission properties. When the distance decreases, the coupling between two LS resonators gradually increases, and more transmission peaks and dips (i. e., the stop bands) are observed, which indicates that the multiple EIT-like effects are significantly enhanced. In addition, in the case of the ipsilateral waveguide, when the distance between the two stub resonators is zero, the effects of the vertical branch width, horizontal branch width, and total horizontal branch length on the transmission spectrum are discussed. These side-coupled metal nanowaveguides have potential applications in future integrated optics, such as filters, sensors, and slow light devices.

Key words optical devices; surface plasmon polaritons; electromagnetically-induced transparency; metal-insulator-metal waveguide; finite element method

收稿日期: 2021-11-01; 修回日期: 2021-11-27; 录用日期: 2021-12-23

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金(11804219)

通信作者: *hfzhang1967@shu.edu.cn

1 引言

电磁诱导透明(EIT)是一种量子干涉现象,它是在外加控制光场作用下,原子或分子在不同的量子态之间发生跃迁,使得与探测光场发生耦合的量子跃迁通道之间发生干涉相消,导致在材料原本的吸收带上形成一个窄带透明窗口的一种现象^[1-2]。EIT效应产生的透明窗口具有很强的色散特性并在许多系统中都得到了研究,显示出许多潜在的应用。但是,基于原子共振的这种量子干涉效应存在很多局限性,例如:需要极低的实验温度、稳定输出的激光器等。为克服这些局限,许多经典结构被用来实现类 EIT 传输,如光栅^[3]、裂环谐振器^[4-5]、超材料^[6-8]和超表面^[9-10]。

表面等离子极化激元(SPPs)沿金属-介质界面传播,是局域在金属表面的一种由自由电子和光子相互作用形成的混合激发态^[11-12]。研究发现 SPPs 能够克服衍射极限的限制,使得纳米尺度光子器件在亚波长范围内对光场的调控成为可能^[13-15]。目前,基于 SPPs 的多种多样的金属结构被不断设计和研究,如缝隙状^[16-17]、凹形槽^[18-19]、棒状^[20-21]等。其中金属-介质-金属(MIM)型波导结构因其传输距离远、损耗低、制作简单且易于激发等优点而得到广泛应用^[22-23]。近年来基于 MIM 结构的新型纳米光子器件的研究成果不断,如滤波器^[24-26]、吸收器^[27-28]、分束器^[29-30]和光开关^[31]等。

等离激元诱导透明(PIT)^[32-35]是一种类 EIT 效应,是基于 SPPs 与外部电磁场之间相互作用的现象。通常,PIT的实现方法主要有两种:一种是失谐谐振腔的相位耦合^[36],另一种是由低 Q 值谐振腔耦合到高 Q 值谐振腔后的模式分裂产生的 PIT^[37]。在 PIT 现象中,实现多个等离子体诱导窗口是有意义的,因为它可以提供更多的灵活性来调整等离子体系统的光学性能。目前,PIT 基于 MIM 型表面等离激元光波导结构而产生的光学效应已经成为人们关注的焦点。Cao 等^[38]通过数值模拟和耦合理论研究了带有两个 stub 腔的金属-电介质-金属(MDM)波导中的 PIT 问题。Liu 等^[39]设计了一种由两个互补的 U 形腔组成的结构,以实现单重和多重 PIT 效应。

本文研究了基于同侧、异侧和反对称三种不同双 loop-stub (LS)侧边耦合腔的表面等离激元波导结构中的多重 PIT 效应。利用有限元法(FEM),分别讨论在这三种波导结构中,双 LS 腔相邻两个

stub 腔的距离或两个水平分支的距离对透射谱线、磁场分布和透射率相位谱线的影响。数值计算结果显示,随着距离的减小,两个 LS 腔之间的耦合逐渐增强,出现多个透明窗口和多个明显的阻带(即透射谷),多重 PIT 效应显著。此外,本文还着重讨论同侧双 LS 腔相邻两个 stub 腔距离为零的特殊情况,并研究其透射谱线中透射谷和透射峰的位置、透射率和半峰全宽随垂直分支宽度、水平分支宽度、总水平分支长度等参数的变化规律。通过分析讨论,发现这三种双 LS 腔波导结构都会出现多个透明峰和透射谷,在制作滤波器时,透射峰可以通过更多的光波,同时,透射谷也可以滤掉更多不需要的光波。另外,这些透射峰和透射谷的位置及峰值强烈地依赖波导结构参数。因此,根据实际情况,可选择不同的波导结构及合适的结构参数,以达到最优效果。多重 PIT 效应在可调谐滤波器、开关和慢光器件等方面有潜在的应用价值。本文利用基于有限元法的 COMSOL Multiphysics 软件进行数值仿真,这种仿真软件操作简单,可应用的范围广,对计算机硬件的要求较低,模拟速度快且精确度较高。

2 同侧双 LS 直波导结构下 PIT 效应光谱的模拟与分析

图 1 所示的是同侧双 LS 侧边耦合波导结构,其包含 MIM 主波导和两个 LS 侧边耦合谐振腔。MIM 主波导的宽度 W 为 100 nm,两个 LS 谐振腔的垂直分支宽度和长度分别为 G_v 和 L_v ,水平分支的宽度为 G_h ,左侧和右侧 LS 谐振腔的水平分支长度分别 L_{h1} 和 L_{h2} ,双 LS 腔相邻两个 stub 腔的距离为 D 。MIM 主波导和双 LS 谐振腔中介质设为水,水的介电常数为 1.77,折射率为 1.33。基底金属为银,银的介电常数通常用 Drude 模型^[40]近似表示为

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \omega_p^2 / [\omega(\omega + i\gamma)], \quad (1)$$

式中: ϵ_∞ 为频率无穷大时银的相对介电常数, $\epsilon_\infty = 3.7$; ω_p 为等离子体频率, $\omega_p = 1.38 \times 10^{16}$ Hz; γ 为电子振荡频率, $\gamma = 2.73 \times 10^{13}$ Hz; ω 为入射光角频率。使模型处于 x - y 平面,在仿真过程中,设置完美匹配层(PML)吸收边界条件。剖分网格时,一般要求网格最大不超过入射光波长的 1/5。

这里,选取波导结构参数为 $G_v = 55$ nm, $L_v = 460$ nm, $G_h = 80$ nm, $L_{h1} = 250$ nm, $L_{h2} = 210$ nm。图 2 所示的是当仅有 MIM 波导、单个 LS 谐振腔和两个 LS 谐振腔时的透射谱。当仅有 MIM 波导时,透射谱几乎为一条直线,所有的光几乎都可以通过;

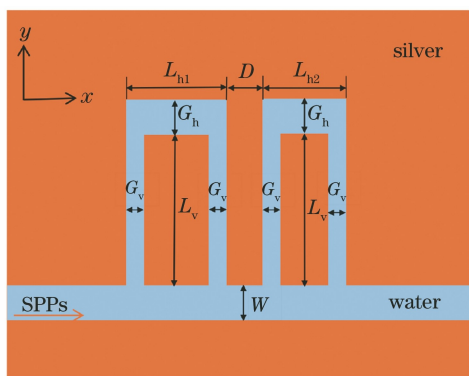


图 1 同侧双 LS 波导的结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of ipsilateral double LS resonators

当只有左侧 LS 腔时,产生一个透明窗口,两个透射谷谷值所对应的波长分别约为 762 nm 和 853 nm,透射峰峰值处的波长约为 815 nm;当只有右侧 LS 腔时,两个透射谷谷值所对应的波长分别约为 735 nm 和 832 nm,透射峰峰值处的波长约为 779 nm。在峰值位置处,光波可以通过;在两个透射谷位置处,可以滤掉不必要的光波。当有双 LS 腔且二者相距 60 nm 时,产生三个透射峰和四个透射谷,出现多重 PIT 效应,可以通过和滤掉的光波是更多的。需要说明的是,只有 2 个 stub 腔可以产生一个透明窗口^[38]。双 LS 腔耦合波导结构有 4 个 stub 腔,4 个 stub 腔之间相互作用,而最外侧 2 个 stub 腔因距离较远,相互作用很弱,因此,透射谱产生三个透明窗口。

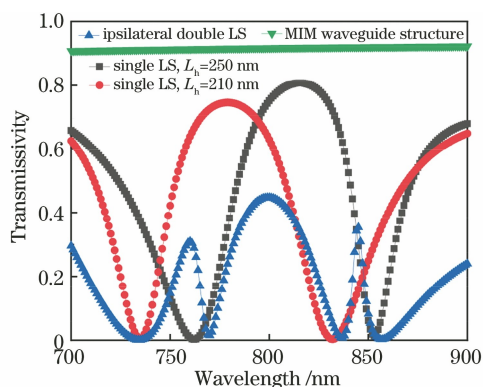


图 2 MIM 波导、单个 LS 谐振腔和同侧双 LS 谐振腔的透射谱
Fig. 2 Transmission spectra of MIM waveguide, single LS structure, and ipsilateral double LS resonators

下面讨论双 LS 腔相邻两个 stub 腔的距离 D 对透射光谱、磁场分布和透射率相位谱线的影响,如图 3 所示。图 3(a)所示的是透射谱随距离 D 的变化情况。可以看到,当 D 从 400 nm 减小到 200 nm 时,双 LS 谐振腔之间的耦合仍很弱,第一、三两个透射峰的透射率非常低,第二个透射峰的透射率较

高。当 $D=100$ nm 时,在透射谱中可以看到四个不同的透射谷,谷值所对应的波长分别约为 738,768,835,853 nm,可以看到,前三个透射谷的透射率为零,第四个透射谷的透射率约为 0.026。在透射谱中还可以看到三个透射峰,峰值所对应的波长分别约为 756,791,848 nm,透射率分别约为 0.058,0.518,0.046。此时,两个 LS 腔之间的耦合较弱,已出现多重 PIT 效应,但效果不明显,第一个和第三个透射峰的透射率比较低。当 $D=60$ nm 时,四个透射谷谷值所对应的波长分别约为 734,770,837,857 nm,三个透射峰峰值所对应的波长分别约为 760,799,845 nm,透射率分别约为 0.309,0.448,0.354。随着距离 D 的减小,两个 LS 腔的耦合效应增强,第一个和第三个透射峰的透射率显著提高,多重 PIT 效应增强。当 $D=40$ nm 时,四个透射谷谷值所对应的波长分别约为 728,772,832,871 nm,三个透射峰峰值所对应的波长分别约为 763,805,839 nm,透射率分别约为 0.619,0.591,0.529,此时三个透射峰的透射率都提高,因为随着距离 D 的减少,两个 LS 腔之间的耦合逐渐增强,从而使 PIT 效应变得越来越显著。通过比较这三种情况,发现随着双 LS 腔相邻两个 stub 腔距离的减小,前三个透射谷位置变化不明显,第四个透射谷明显红移,两个 LS 腔之间的强耦合显著影响其透射谱。第一个和第三个透射峰的峰值显著增加,第一、二两个透射峰位置略微红移,第三个透射峰位置略微蓝移。两个 LS 腔之间的耦合其实就是其相邻的两个 stub 腔的耦合, D 越小,两个 stub 之间的耦合越显著。

图 3(b)显示同侧双 LS 侧边耦合波导结构在 D 为 400,200,100,60,40 nm 时的透射系数所对应的传输相移。从图中可以看出,相位的斜率是负的,PIT 峰值窗口周围出现尖锐的相位突变,这说明很强的色散导致明显的慢光效应。

图 3(c)~(i)显示距离 D 为 60 nm 时同侧双 LS 侧边耦合波导结构的磁场分布。图 3(d)、(f)、(h)分别对应三个透射峰值 760,799,845 nm 处的磁场分量的分布,可以直观地看到入射光穿透两个 LS 结构,双 LS 谐振腔中通过的这三个波长处的电磁波能量最多,因此双 LS 谐振腔可用来作为滤波器。图 3(c)、(e)、(g)、(i)分别对应四个透射谷值 734,770,837,857 nm 处的磁场分量的分布,发现在右侧几乎无法探测到透射光的光场,透射率几乎为零,这四个波长处电磁波的能量不能通过双 LS 谐

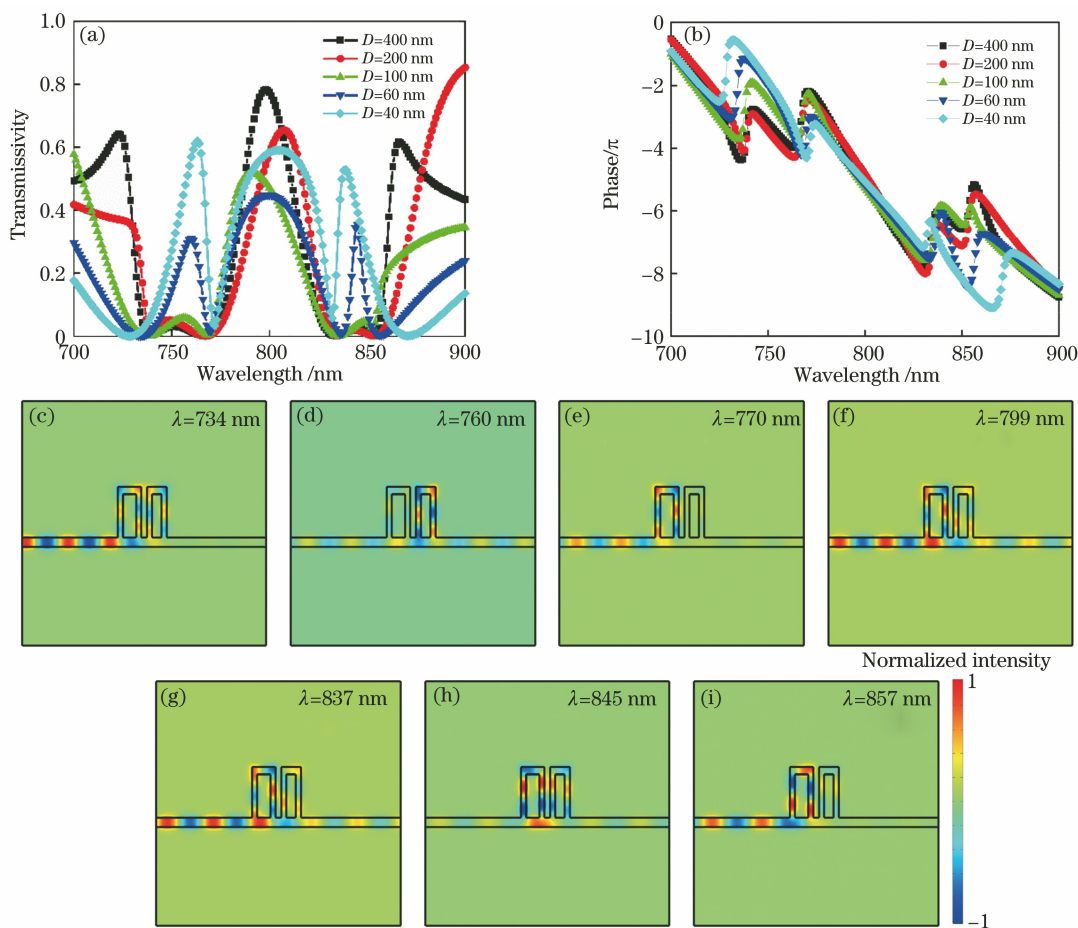


图 3 同侧双 LS 侧边耦合波导结构下的光学透射特性。(a)透射谱线；(b)传输相移；(c)~(i)图 3 (a)中 $D=60$ nm，波长分别为 734, 760, 770, 799, 837, 845, 857 nm 位置处的磁场分量分布图

Fig. 3 Transmission properties of ipsilateral double LS waveguide structure. (a) Transmission spectra; (b) transmission phase shift; (c)–(i) magnetic field distributions for $D=60$ nm at different wavelengths of 734, 760, 770, 799, 837, 845, and 857 nm, respectively

振腔,此时双 LS 谐振腔可用来做点陷滤波器。除透射峰和透射谷波长位置外,其余的电磁波也可通过,其透射率介于二者之间。

下面着重讨论双 LS 腔相邻两个 stub 腔的距离 D 为 0 nm 这种特殊情况,如图 4 所示。此时,图 1 所示的波导结构只有 3 个 stub 腔,双 LS 谐振腔相邻的两个 stub 腔合并为一个 stub 腔,其垂直分支宽度为 $2G_v$ (110 nm),其余参数保持不变,此波导结构已非传统的双 LS 波导结构,其透射谱线如图 4(a)所示。透射谱线中有三个透射谷,所对应的波长分别约为 706,793,838 nm,两个透射峰所对应的波长分别约为 764 nm 和 811 nm,透射峰峰值约为 0.764 和 0.811,显示出双重 PIT 效应。这是因为中间的 stub 腔与相邻两侧 stub 腔之间都发生直接耦合,而两侧 stub 腔由于相距太远未发生耦合。

透射系数所对应的传输相移如图 4(b) 所示,

可以看出相位的斜率是负的,PIT 峰值窗口周围出现尖锐的相位突变,存在很强的色散。磁场分布如图 4(c)~(g)所示,图 4(d)、(f)分别对应两个透射峰 764 nm 和 811 nm 处的磁场分量的分布,可以直观地看到入射光穿透两个 LS 结构,图 4(c)、(e)、(g)分别对应三个透射谷 706,793,838 nm 处的磁场分量的分布,在第一、三两个透射谷的右侧几乎无法检测到透射光的光场,透射率几乎为零,第二个透射谷的透射率很低,约为 0.012。

图 1 所示的波导结构中,每一结构参数的改变都会影响透射谱的分布。下面,着重研究距离 $D=0$ nm 时结构参数对透射谱线的影响,如图 5 所示。初始时,波导结构参数分别为 $G_v=55$ nm, $2G_v=110$ nm, $L_v=460$ nm, $G_h=100$ nm, $L_{h1}=250$ nm, $L_{h2}=210$ nm。如图 5(a)所示,改变右侧 LS 腔的水平分支长度 L_{h2} ,使其从 210 nm 减小到 180 nm,其

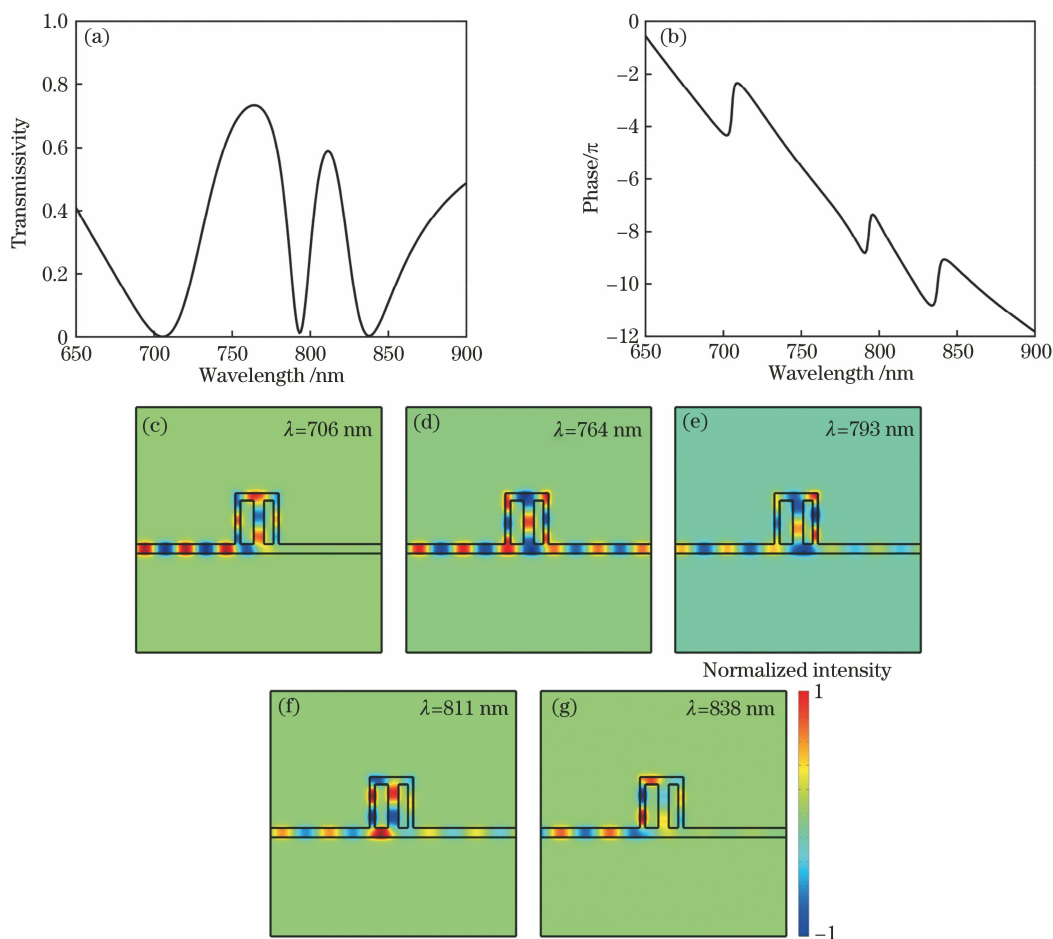


图 4 $D=0$ nm 时同侧双 LS 波导结构的光学透射特性。(a) 透射谱线; (b) 传输相移; (c)~(g) 图 4(a) 中波长分别为 706, 764, 793, 811, 838 nm 位置处的磁场分量分布图

Fig. 4 Transmission properties of ipsilateral double LS waveguide structure for $D=0$ nm. (a) Transmission spectra; (b) transmission phase shift; (c)–(g) magnetic field distributions at different wavelengths of 706, 764, 793, 811, 838 nm, respectively

余参数保持不变。方形线、点线、正三角线和倒三角线分别对应 L_{h2} 为 210, 200, 190, 180 nm 时波导结构的透射谱线。随着 L_{h2} 的减小, 第一个和第三个透射谷的位置几乎不变, 但第二个透射谷和第一个透射峰均发生蓝移, 导致左侧透明窗口变窄, 第一个透射峰值减小, 而右侧透明窗口变宽, 第二个透射峰值几乎不变。同理, 若只改变结构参数 L_{h1} , 得出的结论是一致的。如图 5(b) 所示, 改变双 LS 腔的竖直分支宽度 G_v 从 55 nm 增加到 70 nm, 其余参数保持不变。方形线、点线、正三角线和倒三角线分别对应 G_v 为 55, 60, 65, 70 nm 时波导结构的透射谱线。随着 G_v 的增大, 透射谱线整体发生蓝移, 左侧透射峰值逐渐减小。随着进一步增加 G_v 的宽度, 左侧透射峰将继续减小, 而右侧透射峰缓慢增大, 这两个透射峰值趋近相同。如图 5(c) 所示, 改变双 LS 腔的水平分支总长度即 $L_h = L_{h1} + L_{h2}$, 将

L_h 以 10 nm 步长从 460 nm 增加到 490 nm, 即左右水平分支长度每次增加 5 nm, 其余参数保持不变。方形线、点线、正三角线和倒三角线分别对应 L_h 为 460, 470, 480, 490 nm 时波导结构的透射谱线。从图中可以看出, L_h 的逐渐增大导致透射谱线整体发生红移, 左侧和右侧透射峰值都增加, 两个透射峰峰值差逐渐减小。如图 5(d) 所示, 改变双 LS 腔的水平分支宽度 G_h 从 100 nm 减小到 70 nm, 其余参数保持不变。方形线、点线、正三角线和倒三角线分别对应 G_h 为 100, 90, 80, 70 nm 时波导结构的透射谱线。随着 G_h 的减小, 第一个透射谷的位置几乎不变, 第二、三个透射谷以及两个透射峰都发生蓝移, 导致左侧透明窗口变窄, 峰值减小, 而右侧透明窗口也变窄, 峰值增大。

由 $D=0$ nm 时透射谱线随结构参数的变化情况可看出, 调节任一结构参数如 L_{h2} 、 L_h 、 G_v 和 G_h 等

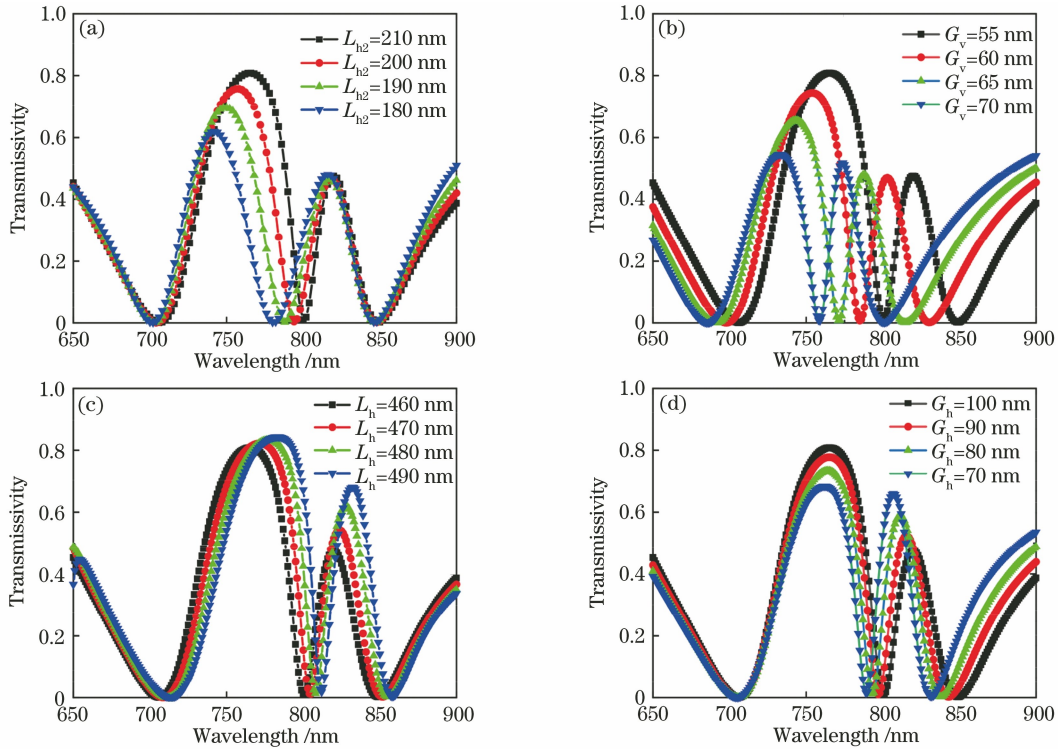


图 5 不同参数对透射谱的影响。(a)右侧水平分支长度 L_{h2} ; (b)竖直分支宽度 G_v ; (c)总水平分支长度 L_h ; (d)水平分支宽度 G_h

Fig. 5 Effect of parameters on transmission spectra. (a) Length L_{h2} of right horizontal branch; (b) width G_v of vertical branch; (c) length L_h of total horizontal branch; (d) width G_h of horizontal branch

都会影响透射谱线中透射谷和透射峰的位置以及透明窗口的透射率和半峰全宽,但并没有产生额外的透明窗口。由此可得,只要改变本文中三种双 LS 侧边耦合波导结构中任意一个结构参数都会影响其透射谱线的分布。其中,双 LS 腔之间的距离是产生透明窗口的重要参数,本文着重讨论此参数对透射谱线的影响。

实际应用中,结构的几何参数通常是固定的,为了调控类 EIT 现象,可通过改变介质的折射率来达到调控目的。因此,可在双 LS 波导结构中任一支充入不同的材料,实现透射谱线随折射率的变化而改变,该方法可应用在折射率传感器领域。

需要说明的是,当 $D > 0$ nm 时,如图 1 所示的同侧双 LS 侧边耦合波导结构一般会出现三个透明窗口。如果重新调节结构参数,缩小不相邻 stub 腔之间的距离,使它们也发生耦合,这样会出现更多的透明窗口,如图 6(a)所示。设置波导结构参数分别为 $G_v = 50$ nm, $L_v = 460$ nm, $G_h = 100$ nm, $L_{h1} = 190$ nm, $L_{h2} = 140$ nm, $D = 30$ nm。从图中可观察到四个透明窗口,其峰值所对应的波长分别为 626, 728, 770, 840 nm。当 $D = 0$ nm 时,图 1 所示的波

导结构一般会出现两个透明窗口。如果选择合适的结构参数,也会出现更多透明窗口和透射谷,如图 6(b)所示。设置结构参数 $G_v = 50$ nm, $L_v = 460$ nm, $G_h = 80$ nm, $L_{h1} = 180$ nm, $L_{h2} = 140$ nm。此时可观察到三个透明窗口,其峰值所对应的波长分别为 658, 712, 780 nm。

3 异侧双 LS 直波导结构下 PIT 效应光谱的模拟与分析

下面讨论异侧双 LS 侧边耦合波导结构下的 PIT 效应,双 LS 腔相邻两个 stub 腔的距离为 H ,如图 7 所示。上侧 LS 谐振腔的竖直分支宽度 $G_v = 50$ nm,长度 $L_{v1} = 460$ nm,水平分支的宽度 $G_h = 100$ nm,长度 $L_h = 250$ nm。下侧 LS 谐振腔的竖直分支长度 $L_{v2} = 420$ nm,其他参数和上侧 LS 谐振腔相同。

图 8(a)显示的是异侧双 LS 侧边耦合波导结构的透射光谱随距离 H 的变化情况。当 $H = 100$ nm 时,在透射谱线中可看到四个不同的透射谷,谷值所对应的波长分别约为 743, 780, 829, 887 nm,第一个透射峰峰值非常小。当 $H = 60$ nm 时,四个透射谷

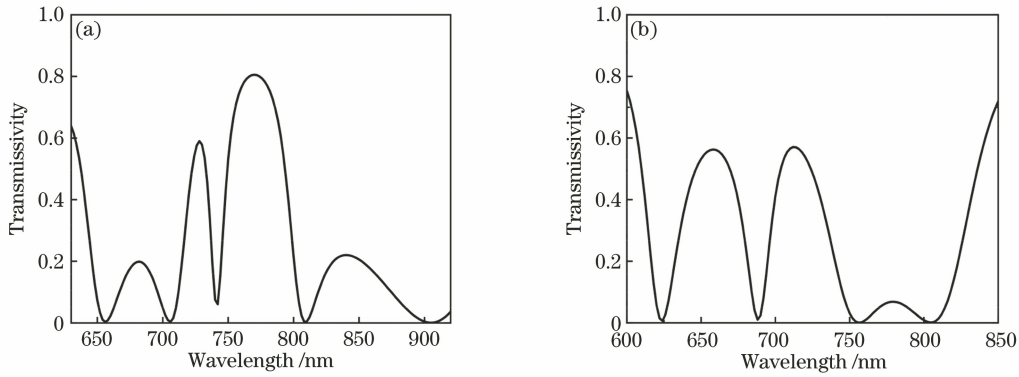


图 6 同侧双 LS 谐振腔波导结构的透射谱线。(a) $G_v=50$ nm, $L_v=460$ nm, $G_h=100$ nm, $L_{h1}=190$ nm, $L_{h2}=140$ nm, $D=30$ nm; (b) $G_v=50$ nm, $L_v=460$ nm, $G_h=80$ nm, $L_{h1}=180$ nm, $L_{h2}=140$ nm, $D=0$ nm
 Fig. 6 Transmission spectra of ipsilateral double LS resonator waveguide structure. (a) $G_v=50$ nm, $L_v=460$ nm, $G_h=100$ nm, $L_{h1}=190$ nm, $L_{h2}=140$ nm, and $D=30$ nm; (b) $G_v=50$ nm, $L_v=460$ nm, $G_h=80$ nm, $L_{h1}=180$ nm, $L_{h2}=140$ nm, and $D=0$ nm

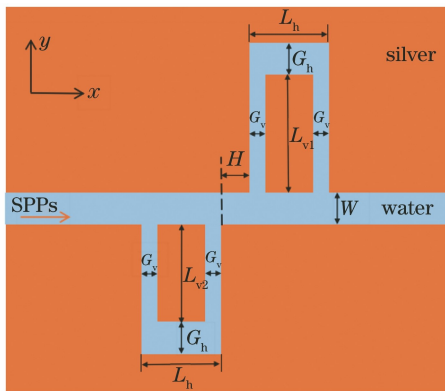


图 7 异侧双 LS 波导结构示意图
 Fig. 7 Schematic diagram of opposite side double LS resonators

谷值所对应的波长分别约为 744, 781, 830, 887 nm, 三个透射峰峰值处所对应的波长分别约为 768, 811, 867 nm, 透射率分别约为 0.164, 0.598, 0.781。当 $H=20$ nm 时, 四个透射谷值所对应的波长分别约为 743, 781, 830, 887 nm, 三个透射峰峰值处所对应的波长分别约为 765, 812, 857 nm, 透射率分别约为 0.459, 0.553, 0.714。当 $H=0$ nm 时, 四个透射谷谷值所对应的波长分别约为 743, 780, 829, 887 nm, 三个透明峰峰值所对应的波长分别约为 761, 813, 852 nm, 透射率分别约为 0.620, 0.563, 0.657。从图中可以看出, 随着距离 H 的减小, 四个透射谷位置几乎没有变化。第一个透射峰峰值逐渐增加, PIT 效应越来越显著, 第一、三两个透射峰发生蓝移, 第二个透射峰发生红移, 第一、三两个峰之间的距离减小, 而透射率趋近于一致。图 8(b) 显示异侧双 LS 侧边耦合波导结构在 $H=100, 60, 20, 0$ nm 时的透射系数所对应的传输相移。从图上可

以看出, 相位的斜率是负的, 透明窗口处存在极强的色散, 该色散的存在导致慢光效应。图 8(c)~(i) 显示距离 H 为 0 nm 时异侧双 LS 侧边耦合波导结构的磁场分布。图 8(d)、(f)、(h) 分别对应三个透射峰值 761, 813, 852 nm 处的磁场分量的分布, 可以直观地看到入射光穿透双 LS 结构, 该结构可用来作为滤波器。图 8(c)、(e)、(g)、(i) 分别对应四个透射谷值 743, 780, 829, 887 nm 处的磁场分量的分布, 在第一、二、四个透射谷右侧几乎无法探测到透射光的光场, 透射率几乎为零, 第三个透射谷对应微小的透射率, 约为 0.043, 这四个波长处的光被滤掉, 此时该结构可用来作为点陷滤波器。

通过比较同异侧双 LS 侧边耦合波导结构的 PIT 效应, 发现当同侧双 LS 谐振腔之间的距离为 40 nm 时, 三个透明窗口的峰值最接近, 最适合作为滤波器。当异侧双 LS 谐振腔相距为零时, 三个透明窗口的峰值更大、更接近, 因此, 选择异侧结构作为滤波器的优势更明显。

4 反对称双 LS 非直波导结构下 PIT 效应光谱的模拟与分析

将 LS 波导结构倒置于 LS 波导结构上方, 上下呈反对称样式, 如图 9 所示。上方 LS 谐振腔的水平分支和垂直分支的参数同下方 LS 谐振腔, 垂直分支的宽度 $G_v=60$ nm, 长度 $L_v=400$ nm, 水平分支的宽度 $G_h=100$ nm, 长度 $L_h=230$ nm。入射波导和出射波导长度设为相等。两个 LS 腔水平分支之间的距离用 d 表示, 其决定两个谐振腔之间的耦合强度。入射波导中传播的 SPPs 进入下方 LS 腔,

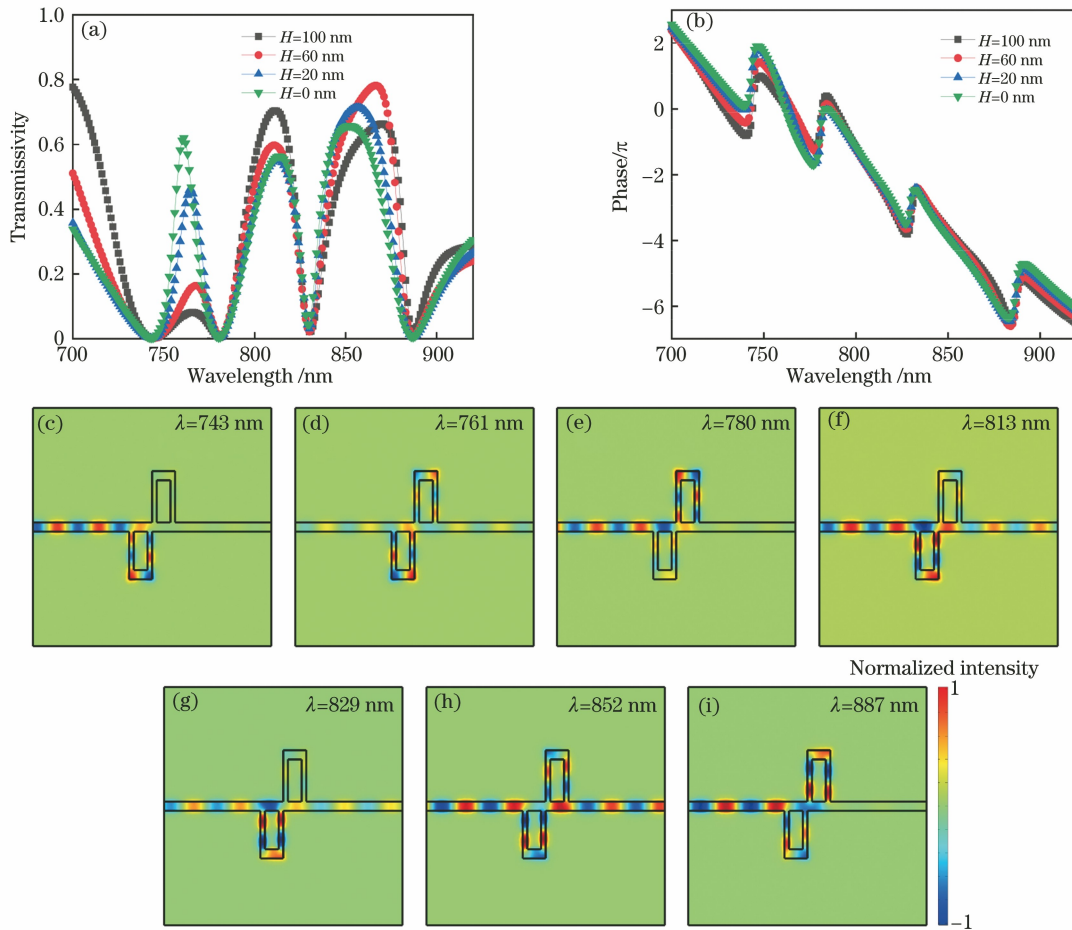


图 8 异侧双 LS 侧边耦合波导结构下的光学透射特性。(a)透射谱线；(b)传输相移；(c)~(i)图 8(a)中 $H=0$ nm, 波长分别为 743, 761, 780, 813, 829, 852, 887 nm 位置处的磁场分量分布图

Fig. 8 Transmission properties of opposite side double LS resonator waveguide structure. (a) Transmission spectra; (b) transmission phase shift; (c)–(i) magnetic field distributions for $H=0$ nm at different wavelengths of 743, 761, 780, 813, 829, 852, and 887 nm, respectively

在符合法布里-珀罗 (F-P) 共振条件时, 下方 LS 谐振腔中会形成驻波, 产生谐振, 部分能量将耦合到上方 LS 谐振腔中, 当入射波长符合上方 LS 腔谐振条件, 腔中会形成稳定的驻波模式。此模型中, 入射波导和出射波导之间是断开的, 仍然可以产生双重 PIT 效应。

这里讨论两个 LS 腔水平分支之间的距离 d 对透射谱线、磁场分布和透射率相位谱线的影响, 如图 10 所示。图 10(a) 所示的是透射谱线随距离 d 的变化情况。当 $d=50$ nm 时, 可观察到双重 PIT 效应。在谱线中可以看到两个不同的透射峰, 峰值所对应的波长分别约为 690 nm 和 762 nm, 透射率分别约为 0.453 和 0.259。当 $d=40$ nm 时, 两个透射峰峰值所对应的波长分别约为 694 nm 和 761 nm, 透射率分别约为 0.525 和 0.358。当 $d=30$ nm 时, 两个透射峰峰值所对应的波长分别约为

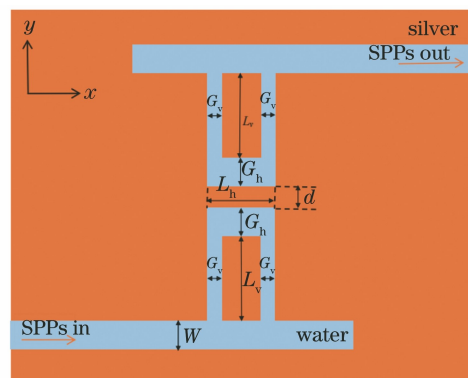


图 9 反对称双 LS 波导结构示意图

Fig. 9 Schematic diagram of antisymmetric double LS resonators

702 nm 和 761 nm, 其透射率分别约为 0.643 和 0.508。当 $d=20$ nm 时, 两个透射峰峰值所对应的波长分别约为 725 nm 和 766 nm, 透射率分别约为 0.751 和 0.720, 这两个波长处通过反对称双 LS 谐

振腔的电磁波能量最大,此时该结构可用来作为滤波器。643~677 nm,751 nm,以及 857~939 nm 波长处的透射率均接近 0,说明电磁波的能量不能通过反对称双 LS 谐振腔,此时该结构可以滤掉更多的光波。随着距离 d 的减小,两个透射峰峰值都逐渐增大,PIT 效应逐渐增强。两个透射峰峰值位置都略微红移。图 10(b)显示反对称双 LS 侧边耦合

波导在 $d=50,40,30,20$ nm 时透射系数所对应的传输相移,可以发现 PIT 峰值窗口周围出现相位突变,这说明存在的色散导致慢光效应。图 10(c)、(d)显示距离 d 为 20 nm 时反对称双 LS 侧边耦合波导结构的磁场分布。图 10(c)、(d)分别对应两个透射峰 725 nm 和 766 nm 处的磁场分量的分布,可以直观地看到入射光穿透上下 LS 结构。

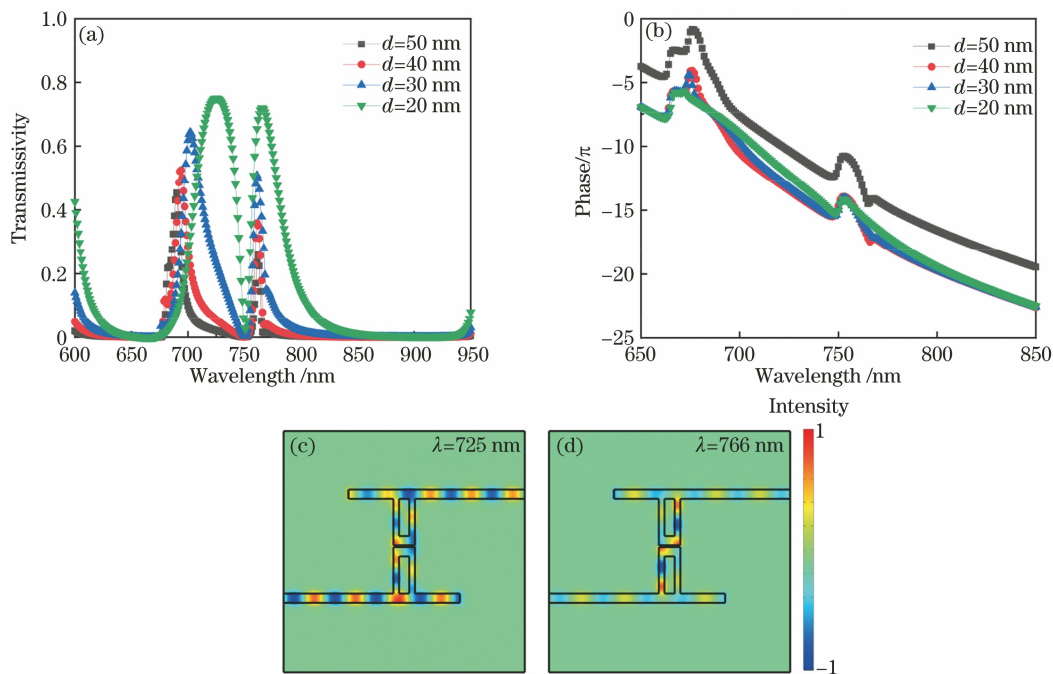


图 10 反对称双 LS 侧边耦合波导结构下的光学透射特性。(a)透射谱线;(b)传输相移;(c)(d)图 10(a)中 $d=20$ nm, 波长分别为 725 nm 和 766 nm 位置处的磁场分量分布图

Fig. 10 Transmission properties of antisymmetric double LS resonator waveguide structure. (a) Transmission spectra; (b) transmission phase shift; (c)(d) magnetic field distributions for $d=20$ nm at different wavelengths of 725 nm and 766 nm, respectively

5 结 论

提出了同侧、异侧和反对称三种不同双 LS 侧边耦合腔表面等离激元波导结构以实现多重类电磁诱导透明效应。利用有限元数值模拟方法,分别讨论了在这三种波导结构中,双 LS 谐振腔相邻两个 stub 腔的距离或两个水平分支的距离对透射谱线、磁场分布和透射率相位谱线的影响。结果发现,在同侧、异侧双 LS 侧边耦合波导结构中,随着双 LS 谐振腔相邻两个 stub 腔距离的减小,两个 LS 腔之间的耦合逐渐增强,出现多个透射峰和透射谷(即阻带,此波长处光几乎不能通过),且其透射谱中三个透射峰的透射率逐渐趋于一致,三重 PIT 效应越来越显著。此外,还研究了当双 LS 谐振腔相邻两个 stub 腔距离为零时,其透射谱随垂直分支宽度、水平分支宽度、水平分支长度等结构

参数的变化规律。在反对称双 LS 侧边耦合波导结构中,随着水平分支距离的减小,两个透射峰峰值位置都略微红移,其透射率都逐渐增大并相差甚微,双重 PIT 效应逐渐增强,两个透射峰旁边出现了透射谷带。需要说明的是,如果取合适的波导结构参数,还可以获得更多的透明窗口。综上所述,这三种结构的透射特性强烈地依赖波导结构参数。因此,可通过改变波导结构中双 LS 腔相邻两个 stub 腔距离或水平分支距离来调制透射峰的位置、峰值和半峰全宽,进而调控透射谷的位置和透射率。透射峰可以通过更多的光波,透射谷可以滤掉更多不需要的光波,因此,根据实际情况,可选择不同的波导结构及合适的结构参数,以达到最优效果。多重 PIT 效应在可调谐滤波器、开关和慢光器件等方面有潜在的应用价值。

参 考 文 献

- [1] Boller K J, Imamoglu A, Harris S E. Observation of electromagnetically induced transparency [J]. *Physical Review Letters*, 1991, 66(20): 2593-2596.
- [2] Harris S E, Field J E, Imamoglu A. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 1990, 64(10): 1107-1110.
- [3] Han J G, Azad A K, Gong M F, et al. Coupling between surface plasmons and nonresonant transmission in subwavelength holes at terahertz frequencies[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 91(7): 071122.
- [4] 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.
- [5] Hokmabadi M P, Philip E, Rivera E, et al. Plasmon-induced transparency by hybridizing concentric-twisted double split ring resonators [J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 15735.
- [6] Zhang S, Genov D A, Wang Y, et al. Plasmon-induced transparency in metamaterials [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(4): 047401.
- [7] Wang Y Y, Qin F, Yi Z, et al. Effect of slit width on surface plasmon resonance[J]. *Results in Physics*, 2019, 15: 102711.
- [8] 刘姗姗, 李泉, 杨子榆, 等. 基于石墨烯-金属复合超材料结构的电磁诱导透明非线性调制 [J]. *中国激光*, 2021, 48(19): 1918006.
- Liu S S, Li Q, Yang Z Y, et al. Nonlinear modulation of electromagnetically induced transparency based on graphene-metal hybrid metamaterial structure [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(19): 1918006.
- [9] Wang X J, Meng H Y, Deng S Y, et al. Hybrid metal graphene-based tunable plasmon-induced transparency in terahertz metasurface [J]. *Nanomaterials*, 2019, 9(3): 385.
- [10] 华沁怡, 陈心豪, 吕俊鹏, 等. 反射型太赫兹超表面电磁诱导透明效应 [J]. *中国激光*, 2021, 48(12): 1214002.
- Hua Q Y, Chen X H, Lü J P, et al. Reflection-type electromagnetically induced transparency effect in terahertz metasurfaces [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(12): 1214002.
- [11] Raether H. *Surface plasmon* [M]. Berlin: Springer, 1988.
- [12] Ritchie R H. Plasma losses by fast electrons in thin films [J]. *Physical Review*, 1957, 106(5): 874-881.
- [13] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I. Plasmonics beyond the diffraction limit [J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(2): 83-91.
- [14] Dai D X, He S L. A silicon-based hybrid plasmonic waveguide with a metal cap for a nano-scale light confinement [J]. *Optics Express*, 2009, 17(19): 16646-16653.
- [15] Lu H, Liu X M, Mao D, et al. Induced transparency in nanoscale plasmonic resonator systems [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(16): 3233-3235.
- [16] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E, et al. Channel plasmon-polariton guiding by subwavelength metal grooves [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(4): 046802.
- [17] Nielsen R B, Fernandez-Cuesta I, Boltasseva A, et al. Channel plasmon polariton propagation in nanoimprinted V-groove waveguides [J]. *Optics Letters*, 2008, 33(23): 2800-2802.
- [18] Kusunoki F, Yotsuya T, Takahara J, et al. Propagation properties of guided waves in index-guided two-dimensional optical waveguides [J]. *Applied Physics Letters*, 2005, 86(21): 211101.
- [19] Liu L, Han Z H, He S L. Novel surface plasmon waveguide for high integration [J]. *Optics Express*, 2005, 13(17): 6645-6650.
- [20] Qu S L, Li H J, Peng T Y, et al. Optical nonlinearities from transverse plasmon resonance in gold nano-rods [J]. *Materials Letters*, 2004, 58(9): 1427-1430.
- [21] Huang H J, Yu C P, Chang H C, et al. Plasmonic optical properties of a single gold nano-rod [J]. *Optics Express*, 2007, 15(12): 7132-7139.
- [22] He Z H, Li H J, Zhan S P, et al. Combined theoretical analysis for plasmon-induced transparency in waveguide systems [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(19): 5543-5546.
- [23] 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.
- [24] 杨宏艳, 陈昱澎, 肖功利, 等. 内嵌对称扇形金属谐振腔的 MIM 可调谐等离子体滤波器 [J]. *光学学报*, 2020, 40(11): 1124001.
- Yang H Y, Chen Y P, Xiao G L, et al. MIM tunable plasmonic filter embedded with symmetrical sector metal resonator [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(11): 1124001.
- [25] 龙虎, 陈红艺, 陆小微, 等. 一种基于矩形腔的 MIM 波导滤波器的滤波特性研究 [J]. *光子学报*, 2020, 49(2): 0223001.

- Long H, Chen H Y, Lu X W, et al. Filtering characteristics of an MIM waveguide filter based on a rectangular cavity[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2020, 49(2): 0223001.
- [26] 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.
- Pang S F, Qu S X, Zhang Y Y, et al. Filter characteristic research of MIM waveguide based on L shaped resonator[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(6): 0623001.
- [27] Wu D, Liu C, Liu Y M, et al. Numerical study of an ultra-broadband near-perfect solar absorber in the visible and near-infrared region[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(3): 450-453.
- [28] Ullah H, Khan A D, Noman M, et al. Novel multi-broadband plasmonic absorber based on a metal-dielectric-metal square ring array [J]. *Plasmonics*, 2018, 13(2): 591-597.
- [29] 刘红娇, 沈垵均, 王继成, 等. 多狭缝金属-介质-金属结构等离子体可见光分束器[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(10): 102302.
- Liu H J, Shen K J, Wang J C, et al. Plasmonic dichroic splitter based on multi-slits in MIM structure [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(10): 102302.
- [30] Guo Y H, Yan L S, Pan W, et al. A plasmonic splitter based on slot cavity [J]. *Optics Express*, 2011, 19(15): 13831-13838.
- [31] 林蓉, 钱文超, 商云鹏, 等. 基于表面等离子激元解复用器结构的双通道全光开关[J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(2): 022401.
- Lin R, Qian W C, Shang Y P, et al. Dual-channel all-optical switch based on plasmonic demultiplexer structure [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(2): 022401.
- [32] Li J J, Tian J P, Yang R C. Plasmon induced transparency like transmission properties in compact MIM waveguide side-coupled with U-cavity[J]. *The European Physical Journal D*, 2019, 73(11): 230.
- [33] Ye J L, Wang F Q, Liang R S, et al. Plasmon induced transparency in loop-stub resonator-coupled waveguide systems [J]. *Optics Communications*, 2016, 370: 36-42.
- [34] Chen H, Zhang H Y, Liu M D, et al. Tunable multiple plasmon-induced transparency in three-dimensional Dirac semimetal metamaterials [J]. *Optics Communications*, 2018, 423: 57-62.
- [35] Hu M, Wang F Q, Liang R S, et al. Plasmonic-induced transparency based on plasmonic asymmetric dual side-coupled cavities [J]. *Physics Letters A*, 2015, 379(6): 581-584.
- [36] Singh R, Rockstuhl C, Lederer F, et al. Coupling between a dark and a bright eigenmode in a terahertz metamaterial[J]. *Physical Review B*, 2009, 79(8): 085111.
- [37] Kekatpure R D, Barnard E S, Cai W S, et al. Phase-coupled plasmon-induced transparency [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(24): 243902.
- [38] Cao G T, Li H J, Zhan S P, et al. Formation and evolution mechanisms of plasmon-induced transparency in MDM waveguide with two stub resonators[J]. *Optics Express*, 2013, 21(8): 9198-9205.
- [39] Liu L, Xia S X, Luo X, et al. Multiple detuned-resonator induced transparencies in MIM plasmonic waveguide[J]. *Optics Communications*, 2018, 418: 27-31.
- [40] Han Z H, Bozhevolnyi S I. Plasmon-induced transparency with detuned ultracompact Fabry-Perot resonators in integrated plasmonic devices[J]. *Optics Express*, 2011, 19(4): 3251-3257.