

准周期的表面等离子体布拉格光栅的理论研究

孙原超 陈全胜 王跃科 刘 诚

江南大学光信息科学与技术系, 江苏 无锡 214122

摘要 提出了一种基于金属-绝缘体-金属(MIM)波导结构的双频带表面等离子体(SPs)布拉格反射器。周期性地调节绝缘体层的宽度,在MIM波导结构中将会形成准周期的SPs布拉格光栅。根据投影理论,在合适的结构参数下,SPs的透过谱中会产生两个禁带,在这两个禁带中SPs的传播是被禁止的。加入适当长度的缺陷层之后,将分别在禁带中产生SPs缺陷模式,其中心波长分别是1310 nm和1550 nm。当改变缺陷层的长度时,由于SPs的法布里-珀罗共振效应,缺陷模式的中心波长会产生周期性的变化。利用电磁仿真软件Comsol进行数值模拟,得到的结果验证了设计方法的正确性。

关键词 光栅; 布拉格反射器; 表面等离子体; 法布里-珀罗

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.0808003

Theoretical Study on Quasiperiodic Surface Plasmons Bragg Gratings

Sun Yuanchao Chen Quansheng Wang Yueke Liu Cheng

*Department of Optoelectronic Information Science and Engineering, Jiangnan University,
Wuxi, Jiangsu 214122, China*

Abstract A kind of dual-band surface plasmons (SPs) Bragg reflectors, based on metal-insulator-metal (MIM) waveguides, is proposed. By adjusting the width of the insulator layer periodically, a quasiperiodic SPs Bragg grating is achieved in the MIM waveguide structure. According to projection theory, transmission spectrum of SPs produces two band gaps, in which SPs' propagation is prohibited under the suitable structure parameters. When inserting the defect layer of appropriate length into the structure, two SPs defect modes appear, whose center wavelengths are respectively located at around 1310 nm and 1550 nm. Because of the SPs Fabry-Perot effect, the center wavelengths of the defect modes change periodically as the change of defect layer length. The electromagnetic simulation is conducted by commercial software Comsol to verify the design.

Key words gratings; Bragg reflectors; surface plasmons; Fabry-Perot

OCIS codes 050.2770; 230.1480; 240.6680; 120.2230

1 引 言

随着纳米技术的发展,衍射极限成为影响传统光学发展的重要因素。如何突破衍射极限将光束束缚在更小的尺寸之内以及如何实现更小光斑的聚焦和传输,将成为现代光学研究的一个热点^[1]。表面等离子体激元(SPs)^[2-3]的研究已经引起很多科学家的兴趣,尤其是物理光学方面的研究人员^[4]。SPs是局域在金属和电介质交界面之间的一种特殊的电磁场形式,它沿着金属表面传播,向界面两侧指数衰减,并且可以把光限制在亚波长范围内。基于SPs的传播特性,可以通过调节金属表面的微结构对SPs进行调制,进而实现对出射SPs的调控。这种调控使SPs在亚波长光子器件应用方面具有很大的潜力。基于SPs的器件尺寸可以大大减小,所以在纳米集成光路例如反光镜、波导、滤波器、分束镜等领域都有广阔的应用前景^[5-7]。

收稿日期: 2015-01-20; 收到修改稿日期: 2015-03-01

基金项目: 国家自然科学基金(11347196,1134724)、江苏省自然科学基金(BK2012548)

作者简介: 孙原超(1988—),男,硕士研究生,主要从事表面等离子体光学方面的研究。E-mail: sunyuanchao1206@163.com

导师简介: 刘 诚(1971—),男,博士,教授,主要从事近场光学、纳米光子学、表面等离子体、负折射成像、生物显微成像、非干涉相位成像等方面的研究。E-mail: cheng.liu@hotmail.co.uk(通信联系人)

SPs波导由于能够在亚波长范围内实现光信号的传输,最近几年已经成为国内外研究的一大热点,许多亚波长尺寸的金属波导结构被做成SPs波导,这些结构包括金属棒^[8-9],金属缝^[10-11],V型槽^[12-13]以及楔型结构^[14-15]等等。在上面的结构中金属缝又叫做金属—绝缘体—金属(MIM)波导,它能够实现SPs模式在绝缘体中传播。MIM波导相对于其它波导结构具有独特的优势,它能够把SPs波束缚在更小的范围内,有利于实现更高集成度的光子线路,并且实现更低损耗的SPs波的传播。另外MIM波导还可以作为偏振选择器^[16]。2005年,Wang等^[17]第一次设计出基于MIM波导的SPs布拉格反射器,他们通过改变金属层的厚度对SPs的传播常数进行调节。由于SPs的传播常数还可以通过引入齿状结构^[18]和圆形金属光栅^[19]等进行调制,许多基于MIM波导结构的SPs布拉格光栅被研究人员提出。除此之外,Gong等^[20]设计的MIM波导结构,利用斐波那契数列对金属层的厚度进行周期性调制,这种MIM波导结构可以制作成宽波段的SPs布拉格反射器。

本文通过对绝缘体层的宽度进行周期性调制,实现了金属波导中SPs模式有效折射率的周期性调制,设计出了准周期的双频带SPs布拉格反射器,这种布拉格反射器能够形成两个禁带,禁带中心分别位于通信波段1310 nm和1550 nm。在此基础上,在MIM波导中加入一个适当长度的缺陷层,将会在两个禁带中分别出现一个共振透射峰。之后又对共振透射峰个数和位置与缺陷层长度的关系进行了讨论。

2 模型与设计原理

众所周知,MIM波导由三部分组成,上下两部分是由两个对称的金属膜构成,夹在中间的部分是绝缘体层(本文金属材料是银,绝缘体是空气)。当绝缘体层的宽度 w 远小于 $\lambda/2$ 时(λ 是入射波的波长),MIM波导中将只存在SPs模式^[21]。波导中的SPs模式的色散方程可以通过麦克斯韦方程组获得^[22]

$$\frac{\varepsilon_0 k_0 \sqrt{\left(\frac{\beta_{\text{spp}}}{k_0}\right)^2 - \varepsilon_m}}{\varepsilon_m k_0 \sqrt{\left(\frac{\beta_{\text{spp}}}{k_0}\right)^2 - \varepsilon_0}} = \frac{1 - \exp\left[k_0 \sqrt{\left(\frac{\beta_{\text{spp}}}{k_0}\right)^2 - \varepsilon_0} w\right]}{1 + \exp\left[k_0 \sqrt{\left(\frac{\beta_{\text{spp}}}{k_0}\right)^2 - \varepsilon_0} w\right]}, \quad (1)$$

式中

$$\beta_{\text{spp}} = n_{\text{eff}} k_0 = n_{\text{eff}} \cdot \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (2)$$

在(1)式中, ε_m 是金属的介电常数,由自由电子近似的Drude模型描述

$$\varepsilon_m = 1 + \chi + j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + j\gamma)}, \quad (3)$$

$k_0 = 2\pi/\lambda$, k_0 为真空中的波数; β_{spp} 是SPs模式的传播常数, n_{eff} 是MIM波导中SPs模式的有效折射率; ε_0 是绝缘体层的介电常数。 γ 为金属的吸收损耗, ω_p 是等离子振荡频率, ω 是入射光的角频率, ε_∞ 是频率为正无穷的介电常数。

工作波段位于近红外波段(1.2~1.8 μm),因此银的Drude模型中的参数取值为: $\varepsilon_\infty=3.7$, $\omega_p=1.38 \times 10^{16}$ Hz^[23], $\gamma=3.72 \times 10^{13}$ Hz。事实上,SPs布拉格反射器是一个二维的MIM波导结构。此结构的中间绝缘体层宽度交替变化(这意味着有效折射率的周期性变化),由于布拉格反射效应就会产生一个禁带。如果入射波长属于禁带范围,MIM波导中SPs的传播将要被禁止。本课题组设计了一种准周期性的MIM波导结构的双频带SPs布拉格反射器,此结构产生两个禁带。通过选择适当的结构参数,这两个禁带可以分别位于通信波段1310 nm和1550 nm附近。

图1(a)包含两个单元(A和B),并且每个单元都包含两个不同的宽度($w_1=90$ nm和 $w_2=115$ nm)和长度($C_A=600$ nm和 $C_B=850$ nm, $C_A=2d_1$, $C_B=d_1+d_2$)的绝缘层。图1(b)给出了准周期的MIM波导结构示意图。这种准周期结构的参数设计基于投影理论^[24]。首先定义一个倒格子矢量 $G_{m,n}=2\pi/C(m+n\tau)$, m 和 n 是两个正整数, C 是平均结构参数, $C=\tau \cdot d_{\text{opA}}+d_{\text{opB}}$, $d_{\text{opA}}=d_1 \times \text{Re}(n_{\text{eff1}})+d_1 \times \text{Re}(n_{\text{eff2}})$ 和 $d_{\text{opB}}=d_1 \times \text{Re}(n_{\text{eff1}})+d_2 \times \text{Re}(n_{\text{eff2}})$ 分别为单元A和单元B的光程。 $\tau=\tan\theta$ (θ 是投影角度),通过选择合适的 τ ,可以得到两个 G_{m_1,n_1} 和 G_{m_2,n_2} 。根据布拉格反射条件 $d_{\text{op}}=\lambda_b/2$ ($d_{\text{op}}=\text{Re}(n_{\text{eff}}) \times d$, d_{op} 为光程, λ_b 是布拉格波长),可以确定这两个倒格子矢量

$$G_{m_1, n_1} = \frac{2\pi}{d_{op1}}, G_{m_2, n_2} = \frac{2\pi}{d_{op2}} \quad (4)$$

在(4)式中 $d_{op1}=\lambda_1/2$ ($\lambda_1=1310$ nm), $d_{op2}=\lambda_2/2$ ($\lambda_2=1550$ nm), 为了满足(4)式所给的两个倒格子矢量, 设计出结构参数: $C_A=600$ nm, $C_B=850$ nm, $d_1=300$ nm, $d_2=550$ nm, $\tau=4.45$, $m_1=2$, $n_1=1$, $m_2=1$, $n_2=1$, $G_{m_1, n_1}=G_{2, 1}$ 和 $G_{m_2, n_2}=G_{1, 1}$ 。图 1(b)给出的准周期的结构序列为 BAAAABAAAA..., 结构中包含的单元数目 $N=30$ 。图 1(c)给出了 SPs 模式的有效折射率的实部与波长的关系, 从图中可以看出当 SPs 模式的波导绝缘体层的宽度 $w_1=90$ nm 和 $w_2=115$ nm 时, SPs 模式的有效折射率的实部几乎不随波长 λ 的变化而变化。因此, 认为在通信波段内, 当 $w_1=90$ nm 和 $w_2=115$ nm 时, SPs 模式的有效折射率的实部分别为 $\text{Re}(n_{eff1})=1.225$, $\text{Re}(n_{eff2})=1.18$ 。

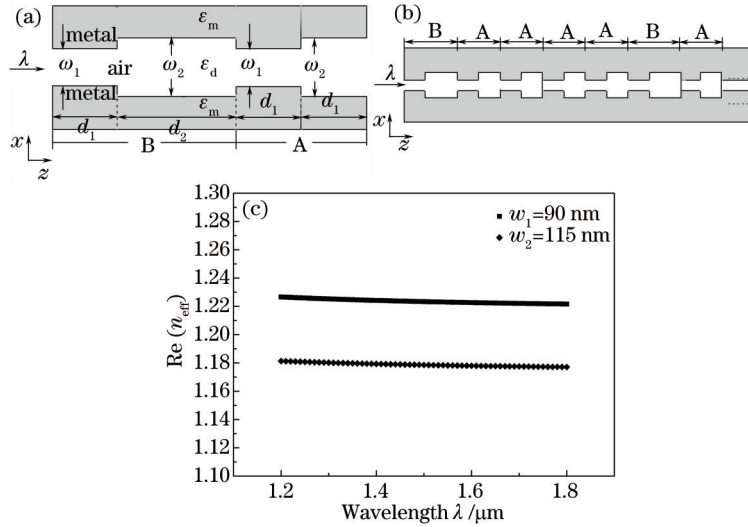


图 1 (a)和(b)含有两个单元 A 和 B 的准周期的 MIM 波导结构示意图; (c) 绝缘层不同宽度下, SPs 模式有效折射率的实部 $\text{Re}(n_{eff})$ 与波长 λ 的关系

Fig.1 (a) and (b) Schematics of quasiperiodic MIM waveguide structure with two components A and B; (c) real part of effective refraction index $\text{Re}(n_{eff})$ versus wavelength λ for layer widths w_1 and w_2

图 2(a)是利用 Comsol 电磁仿真软件 (计算区域为宽度为 19500 nm, 高度为 350 nm 的长方形; 设计最小网格为 6 nm; 吸收边界利用散射边界条件; 入射光方向自左向右, 入射光模式为 TM_0) 数值模拟的准周期的双频带 SPs 布拉格反射器的透射谱, 在通信波段 1310 nm 和 1550 nm 附近出现两个禁带。由于 SPs 在该结构中多次反射, 透过谱在导带中会出现旁瓣效应, 为了消除该效应, 可以利用 SPs 有效折射率渐变的 MIM 结构构造布拉格反射器^[25]。图 2(b)和(c)分别是入射波长 $\lambda_1=1310$ nm 和 $\lambda_2=1550$ nm 的稳态电场分布图, 从图中可以看出 SPs 模式被禁止传播。如图 2(d)所示, 当入射波长 $\lambda=1418$ nm 时, SPs 模式位于导带中, 很容易通过准周期的 MIM 结构。所以, 根据投影理论, 可以设计出具有不同中心波长 λ_1 和 λ_2 的双频带布拉格反射器。

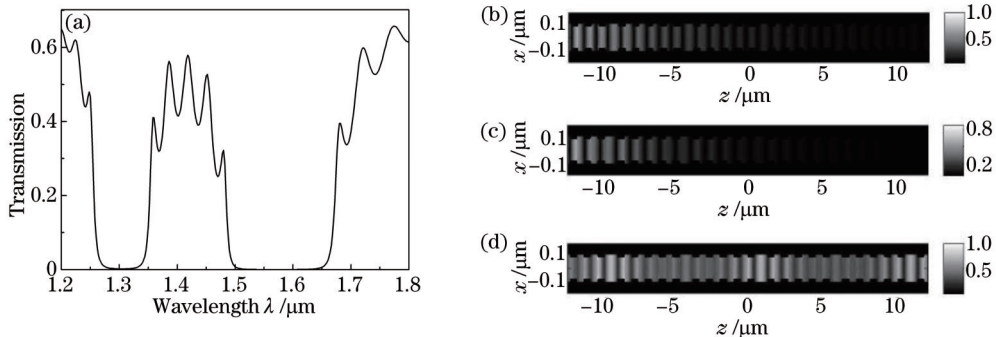


图 2 (a) 准周期的 MIM 波导中透过率与入射波长 λ 的关系; (b), (c), (d) 入射波长依次为 1310、1550 和 1418 nm 时的电场强度 $|E|$ Fig.2 (a) Transmission of quasiperiodic MIM waveguide versus incident wavelength λ ; (b), (c), (d) electric field intensity $|E|$ of incident wavelengths 1310, 1550 and 1418 nm, respectively

如图 3(a)所示, 在图 1(c)所示的结构中加入一个缺陷层后, 结构变为 $(BAAAABAAAA\dots)F(\dots)$

AAAABAAAAB), F 是一个缺陷层。这个缺陷层添加在准周期结构的中间位置,由宽度为 $w_1=90$ nm 和长度为 $L=5230$ nm 的 MIM 波导结构构成。在图 3(b)的透过率谱线中,分别在 1310 nm 和 1560 nm 处出现了两个共振透过峰,对应于两个 SPs 缺陷模式。图 4(a), (b)和图 4(c), (d)分别描述的是入射波长为 $\lambda=1310$ nm 和 $\lambda=1560$ nm 时的稳态电场分布图和绝缘体内沿 z 方向的电场场强分布图。从稳态电场分布图中可以发现在缺陷层中出现了驻波,并且能量大部分集中在中间的缺陷层中,由此可见,SPs 缺陷模式具有很强的局域性。

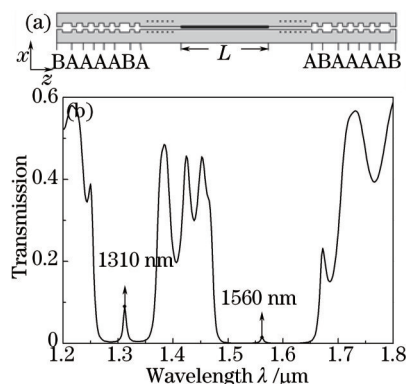


图 3 (a) 加入缺陷层后的准周期的 MIM 波导结构示意图; (b) 加入长度为 $L=5230$ nm 的缺陷后准周期的 MIM 波导中透射率与入射波长 λ 的关系

Fig.3 (a) Schematic of quasiperiodic MIM waveguide structure with a defect layer; (b) transmission of quasiperiodic MIM waveguide versus incident wavelength λ with length of defect layer $L=5230$ nm

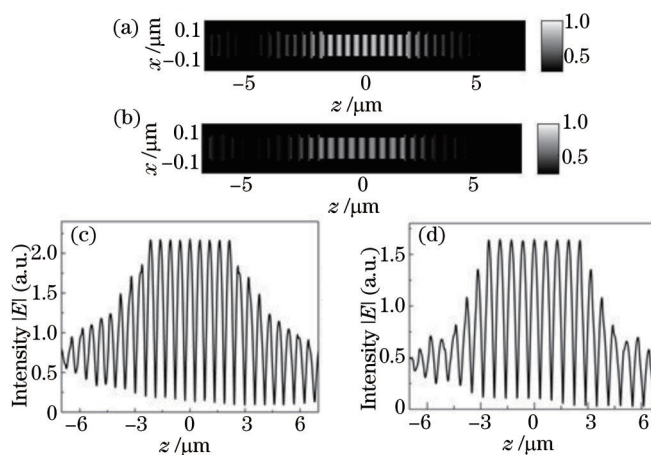
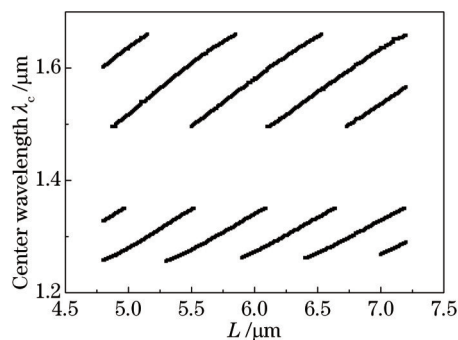


图 4 (a), (b) 加入缺陷层后入射波长分别为 1310 nm 和 1560 nm 时的电场强度 $|E|$; (c), (d) 当 $x=0$ 时波长为 1310 nm 和 1560 nm 的电场强度 $|E|$ 沿 z 方向的分布

Fig.4 (a), (b) Electric field intensity $|E|$ of incident wavelengths 1310 nm and 1560 nm with a defect layer, respectively; (c), (d) distribution of $|E|$ along z axis on the line $x=0$ of 1310 nm and 1560 nm, respectively

随着缺陷层长度 L 的变化,禁带中共振透射峰的位置也随之改变。图 5 描述的是 SPs 缺陷模式的中心波长 λ_c 与缺陷层长度 L 的关系,可以发现下半区域中心波长在 1310 nm ($\Delta d_{op}=\lambda_{c1}/2=655$ nm)附近和上半区域中心波长在 1550 nm ($\Delta d_{op}=\lambda_{c2}/2=775$ nm)附近。当位于禁带中的波长满足法布里-珀罗共振条件时 ($2d_{op}=k\lambda$, k 是正整数), SPs 缺陷模式出现。随着缺陷层 L 的增加,光程也随之增加,这两个禁带中出现共振透射峰的个数和位置将会发生变化。当缺陷层长度继续增加时,禁带中的波长就会满足高阶的共振条件 [$2d_{op}=(k+1)\lambda$]。从图 5 可以看出 1310 nm 附近禁带变化的周期要比 1550 nm 变化的快,进一步看出这两个禁带的中心波长的变化范围分别是 1260~1360 nm 和 1490~1660 nm。对于两个禁带宽度的不同,随着缺陷层长度 L 的变化,在每一个禁带上都将有可能出现两个共振透射峰。

本文 SPs 模式的共振透射峰的峰值与金属的损耗 γ 密切相关, SPs 模式的共振透射率随金属损耗 γ 的增大而减小。选择金属为银是因为银有非常小的金属损耗,所以 SPs 模式可以在金属银表面传播比较长的距离。另外,考虑到不可避免的金属损耗,可以通过减小 MIM 波导中的绝缘体层的间隙宽度来减小传播损耗^[26]。

图5 缺陷模式波长 λ_c 与缺陷层长度 L 的关系Fig.5 Wavelengths λ_c of defect modes versus lengths L of defect layer

3 结 论

提出了一种基于准周期结构的双频带 SPs 布拉格反射器。根据投影理论,在通信波段 1310 nm 和 1550 nm 附近得到两个禁带,波长落入这两个禁带的 SPs 模式将被禁止传播。在此基础上增加一个适当长度的缺陷层,波长 1310 nm 和 1560 nm 都会出现一个共振透射峰,并且随着缺陷层长度的变化,两个禁带中共振透射峰的位置和个数也随之发生变化。这种基于准周期 MIM 波导结构的双频带 SPs 布拉格反射器在光通信、集成光学、生物传感等方面具有广泛的应用前景。

参 考 文 献

- 1 R Soref. The past, present, and future of silicon photonics[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2006, 12(6): 1678-1687.
- 2 H Liu, P Lalanne. Microscopic theory of the extraordinary optical transmission[J]. Nature, 2008, 452(10): 728-731.
- 3 V Temnov, G Armelles, U Woggon, *et al.*. Active magneto-plasmonics in hybrid metal-ferromagnet structures[J]. Nature Photonics, 2010, 4(2): 107-111.
- 4 S C Kitson, W L Barnes, J R Sambles. Full photonic band gap for surface modes in the visible[J]. Physical Review Letters, 1996, 77(13): 2670-2673.
- 5 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.
- 6 J A Sánchez-Gil, A A Maradudin. Surface-plasmon polariton scattering from a finite array of nanogrooves/ridges: Efficient mirrors[J]. Appl Phys Lett, 2005, 86(25): 251106.
- 7 H Dittbacher, J R Krenn, A Leitner, *et al.*. Surface plasmon polariton-based optical beam profiler[J]. Opt Lett, 2004, 29(12): 1408-1410.
- 8 M W Vogel, D K Gramotnev. Optimization of plasmon nano-focusing in tapered metal rods[J]. Journal of Nanophotonics, 2008, 2(1): 021852.
- 9 M W Vogel, D K Gramotnev. Shape effects in tapered metal rods during adiabatic nanofocusing of plasmons[J]. Journal of Applied Physics, 2010, 107(4): 044303.
- 10 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.
- 11 J Chen, G A Smolyakov, S R J Brueck, *et al.*. Surface plasmon modes of finite, planar, metal-insulator-metal plasmonic waveguides[J]. Opt Express, 2008, 16(19): 14902-14909.
- 12 K C Vernon, D K Gramotnev, D F P Pile. Channel plasmon-polariton modes in v grooves filled with dielectric[J]. Journal of Applied Physics, 2008, 103(3): 034304.
- 13 S I Bozhevolnyi, V S Volkov, E Devaux, *et al.*. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators[J]. Nature, 2006, 440(10): 508-511.

- 14 J Dintinger, O J F Martin. Channel and wedge plasmon modes of metallic v-grooves with finite metal thickness[J]. Opt Express, 2009, 17(4): 2364-2374.
- 15 A I Fernandez-Dominguez, E Moreno, L Martin-Moreno, *et al.*. Terahertz wedge plasmon polaritons[J]. Opt Lett, 2009, 34(13): 2063-2065.
- 16 Feigenbaum E, Orenstein M. Modeling of complementary plasmon waveguiding[J]. Journal of Lightwave Technology, 2007, 25(9): 2547-2562.
- 17 Wang B, Wang G P. Plasmon bragg reflectors and nanocavities on flat metallic surfaces[J]. Appl Phys Lett, 2005, 87(1): 013107.
- 18 Han Z, Forsberg E, He S. Surface plasmon bragg gratings formed in metal-insulator-metal waveguides[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2007, 19(2): 91-93.
- 19 Chang Y J, Lo G Y. A narrowband metal-multi-insulator-metal waveguide plasmonic Bragg grating[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2010, 22(9): 634-636.
- 20 Gong Y K, Liu X M, Wang L. High-channel-count plasmonic filter with the metal-insulator-metal Fibonacci-sequence gratings[J]. Opt Lett, 2010, 35(3): 285-287.
- 21 K Tanaka, M Tanaka. Simulations of nanometric optical circuits based on surface plasmon polariton gap waveguide[J]. Appl Phys Lett, 2003, 82(8): 1158-1160.
- 22 E N Economou. Surface plasmons in thin films[J]. Physical Review, 1969, 182(2): 539-554.
- 23 P Johnson, R Christy. Optical constants of the noble metals[J]. Physical Review B, 1972, 6(12): 4370-4379.
- 24 R K P Zia, W J Dallas. A simple derivation of quasi-crystalline spectra[J]. Journal of Physics A-Mathematical and General, 1985, 18(7): 341-345.
- 25 Han Z, Forsberg E, He S. Surface plasmon Bragg gratings formed in metal-insulator-metal waveguides[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2007, 19(2): 91-93.
- 26 B Wang, G P Wang. Metal heterowaveguides for nanometric focusing of light[J]. Appl Phys Lett, 2004, 85(16): 3599-3601.

栏目编辑:刘丰瑞