

文章编号:1004-4213(2011)04-0537-5

金属-绝缘体-金属布喇格反射腔的窄带滤波研究

钟晓岚

(首都师范大学 物理系; 理论物理研究中心, 北京 100048)

摘 要:利用有限时域差分法模拟金属-绝缘体-金属布喇格反射腔的窄带滤波现象,发现在一维亚波长金属-绝缘体-金属波导的共振波长对应的电场振幅分布的波腹位置上打上直角型凹槽时,可以产生光子禁带和导带,本文主要研究其导带的成因及出现位置.其中光子导带对应的中心波长出现在共振波长附近;调节凹槽的几何结构,采用双重金属-绝缘体-金属布喇格反射腔组合的结构,可以达到很好的窄带滤波效果,使导带的中心波长位于上述共振波长附近,导带的半高宽度远小于中心波长的大小.利用这个方法,只需从最简单的一维金属-绝缘体-金属波导出发得到所需的金属-绝缘体-金属波导布喇格反射腔,就可以任意保留需要的波长透射峰,同时当其他入射波长入射时形成较好的光子禁带.

关键词:光学设计;布喇格反射腔;有限时域差分法;窄带滤波;表面等离子体

中图分类号:O436

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20114004.0537

0 引言

当一束光入射到含亚波长圆孔(或狭缝)的金属薄膜上时会在孔口(或缝口)向各个方向散射,如果在薄膜上、下表面围绕圆孔(或狭缝)打上周期性分布的凹槽,则可以使出射光定向传播^[1-2],同时,这种金属亚波长结构与周期性凹槽的组合也可以产生 Ebbesen 等人在实验中发现的反常透射(Extraordinary Optical Transmission, EOT)^[3]现象,调节亚波长圆孔(或狭缝)与凹槽的几何结构,可以改变 EOT 透射率^[4].目前被广泛接受的想法是金属/绝缘体交界面处激发的表面等离子体极化激元(Surface Plasmon Polaritons, SPPs)在 EOT 现象中起到传递能量的作用.在单个一维(One Dimension, 1D)金属/绝缘体/金属(Metal-Insulator-Metal, MIM)波导中,SPPs 在波导内部发生多次散射,类似于法布里-珀罗(Fabry-Perot, FP)干涉仪中的光传播特性,由此产生了关于 EOT 的 FP 理论^[5],也被称为单缝效应^[6].通过改变波导的等效折射率,即利用不同材料 MIM 波导的组合可以产生光子禁带(Photonic Band Gap, PBG)^[7-8].如果在 1DMIM 波导内沿传播方向打上周期分布的直角凹槽可以形成与布喇格反射腔类似的结构,被

称为 MIM 布喇格发射腔^[9].调节 MIM 布喇格反射腔的几何结构,可以产生光子禁带^[10-14],在腔内插入高折射率的电介质则可以得到较宽的 PBG^[10].在 1DMIM 波导中只打上一对直角凹槽,调节凹槽的几何结构及位置可以起到滤波的作用^[15],与不含凹槽的 1DMIM 波导相比,引入凹槽后可以改变波导中共振波长的大小,使 EOT 透射峰平移.当凹槽位于 1DMIM 波导的共振波长对应的电场(或磁场)振幅分布的波腹位置上时,透射峰发生蓝移(或红移)^[16].虽然人们对利用 MIM 结构产生 PBG 已有很多研究,但在很多情况例如波分复用技术(Wavelength Division Multiplexing, WDM)中,则需要滤波装置选择特定波长的光波.尽管利用 MIM 布喇格反射腔可以达到这一目的^[7-8,13-14],但目前已有的研究成果不能从本质上计算光子导带的中心波长及导带带宽的大小,只有给出明确的物理解释,才能更好的利用 MIM 结构制造滤波装置.

本文利用有限时域差分法(Finite-Difference Time-Domain, FDTD)^[17]对这一问题进行研究,通过数值模拟发现在 1DMIM 波导内壁打上周期分布的直角凹槽后,调节凹槽的几何结构及位置,当它位于 1DMIM 波导的共振波长对应的电场振幅分布的波腹位置时,可以起到滤波作用,在保留共振波长对

基金项目:北京自然科学基金(No.1102012)资助

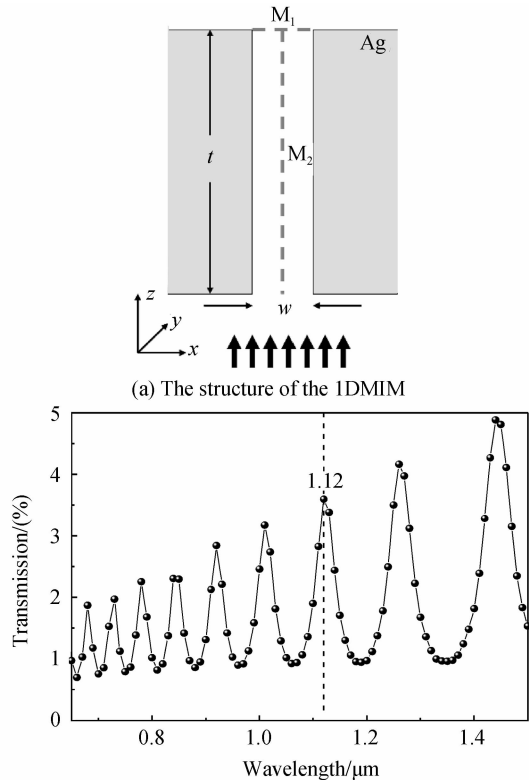
作者简介:钟晓岚(1986-),女,硕士研究生,主要研究方向为表面等离子体、光子晶体等. Email: zxl0826@126.com

收稿日期:2010-10-11; **修回日期:**2010-11-29

应的透射峰的同时,在其它波长形成 PBG.

1 数值模拟及理论计算

1DMIM 波导的结构如图 1. 该结构由放在真空中的两个半无限大金属银膜组成,两膜间的真空层



(b) The power transmission which is measured by monitor M₁

图 1 1DMIM 波导结构及透射率随波长的变化

Fig. 1 The structure of the 1DMIM and the power transmission

宽度 $w=0.1 \mu\text{m}$, 薄膜厚度 $t=4 \mu\text{m}$. SPPs 的传播长度 δ_{SPP} 主要取决于 SPPs 波矢的虚部, 即

$$k_{\text{SPP}}'' = k_0 \left(\frac{\epsilon_m' \epsilon_d}{\epsilon_m' + \epsilon_d} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\epsilon_m''}{2(\epsilon_m')^2}$$

式中 ϵ_m' 和 ϵ_m'' 分别表示金属介电常量的实部和虚部, ϵ_d 为介质的介电常量, k_0 为入射光波矢. 传播长度 δ_{SPP} 定义为 SPPs 沿传输方向强度衰减为 $1/e$ 时传输的距离, 可得

$$\delta_{\text{SPP}} = \frac{1}{2k_{\text{SPP}}''} = \lambda_0 \frac{(\epsilon_m')^2}{2\pi\epsilon_m''} \left(\frac{\epsilon_m' + \epsilon_d}{\epsilon_m' \epsilon_d} \right)^{\frac{3}{2}}$$

δ_{SPP} 决定了 SPP 元件和回路的最大尺寸上限. 本文所采用的结构厚度 t ($\sim 4 \mu\text{m}$) 远小于 SPP 的传播长度 δ_{SPP} , 损耗较小, 可以制成低损耗、高透射器件. 建立直角坐标系, 令 z 轴垂直于金属膜, y 轴平行于两膜之间形成的狭缝, x 轴与狭缝垂直. 入射光为 TM 偏振光, 磁场的振动方向与 y 轴平行. 光源的宽度为 $2 \mu\text{m}$, 距离金属膜下表面 $1 \mu\text{m}$. 通过实验测得银的介电常量符合公式 $\epsilon = 3.57 - 54.33\lambda^2 + i(-0.083\lambda + 0.921\lambda^3)^{[18]}$, 其中 λ 为入射波长. 模拟

区采用完全匹配层边条件, 可以完全吸收到达模拟区边界的电磁波. 沿 x 和 z 方向的网格大小均为 $0.01 \mu\text{m} \times 0.01 \mu\text{m}$. M_1 、 M_2 是两个探测器, 其中 M_1 放在狭缝出口, 用于测量狭缝的透射功率; M_2 置于狭缝中央, 用于测量缝内 x 方向的电场振幅沿 z 轴的分布. 当入射波长从 $0.65 \mu\text{m}$ 变化到 $1.5 \mu\text{m}$ 时 M_1 接收到的透射功率 T_{MIM} , 如图 1(b). $T_{\text{MIM}} = P/P_0$, 其中 P 是 M_1 金属结构的绝对透射功率, P_0 是将金属结构全部撤去后探测器 M_1 所得的绝对透射功率. 从图中可以看出, 随着入射波长的增加, 依次出现九个透射峰, 峰值对应的入射波长分别为 0.68 、 0.73 、 0.78 、 0.84 、 0.92 、 1.01 、 1.12 、 1.26 、 $1.44 \mu\text{m}$.

以 $\lambda=1.12 \mu\text{m}$ 为例, 由 M_2 测得的 1DMIM 波导内 x 方向的电场振幅沿 z 轴的分布如图 2 中实线所示, 图 2 中虚线描述了电场振幅的波腹位置, 由此可知两个最近邻波腹之间的距离 Λ 为 $0.46 \mu\text{m}$. 以 Λ 作为凹槽的周期, 在图 1(a) 所示的 1DMIM 波导中打上周期分布的直角凹槽, 波腹对应的坐标作为凹槽的中点, 形成 MIM 布喇格反射腔, 结构如图 3(a). D 、 h 和 N 分别表示凹槽的深度、高度和个数, L 为第一个(最后一个)凹槽的中点与狭缝入(出口)的垂直距离. 为了便于比较, 本文固定 $D=0.1 \mu\text{m}$. 其中 $N=8$, $L=0.39 \mu\text{m}$, $\Lambda=a+h$, $a=0.42 \mu\text{m}$, $h=0.04 \mu\text{m}$. 其它设置与图 1(a) 所示结构相同. 由 M_1 测得的该结构的透射功率 T 随入射波长的变化如图 3(b).

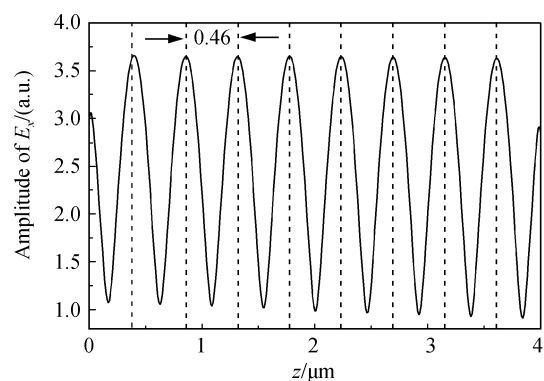


图 2 单缝结构 $\lambda=1.12 \mu\text{m}$ 时缝内电场振幅 x 分量分布
Fig. 2 The position of electric field amplitude distribution in x component at $\lambda=1.12 \mu\text{m}$ measured by M_2

从图 3 中可以看出, 在入射波长从 $0.93 \mu\text{m}$ 到 $1.17 \mu\text{m}$ 之间形成了一个明显的光子导带, 导带的中心波长为 $1.06 \mu\text{m}$, 导带带宽为 $0.24 \mu\text{m}$. 与图 1(b) 所示曲线相比, 这个光子导带包含了波长为 $1.01 \mu\text{m}$ 和 $1.12 \mu\text{m}$ 的两个透射峰, 其余七个透射峰则位于 PBG 中. 因此, 1) 光子导带对应的波长大小是由凹槽的位置所决定的, 当凹槽位于 1DMIM

波导的共振波长对应的电场振幅分布的波腹位置上时,光子导带对应的波长出现在共振波长附近;2)导带的中心波长与共振波长相比发生蓝移,这是由于凹槽恰好位于电场振幅分布的波腹位置上造成的,参考文献[9]、[16]可知,此时对应电共振峰,电场的作用远大于磁场的作用,随着凹槽高度的增加,导带会发生蓝移;3)导带带宽较宽,包含了最近邻的共振波长.

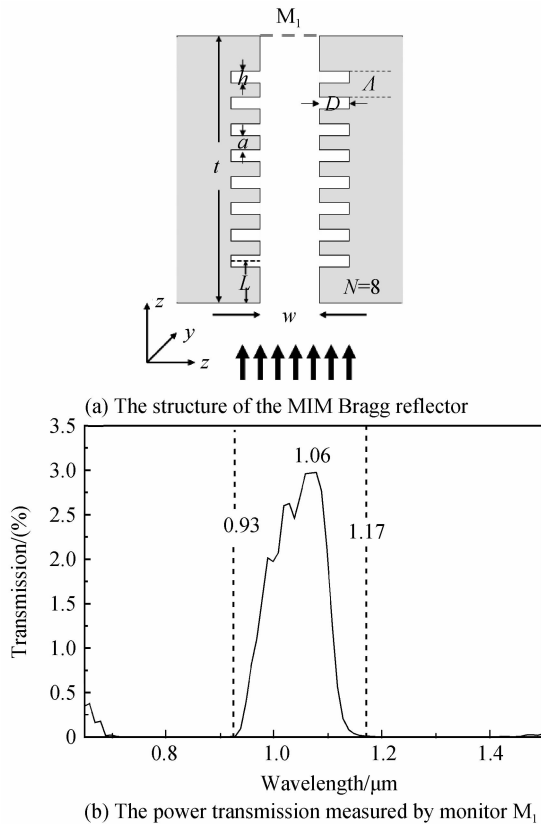
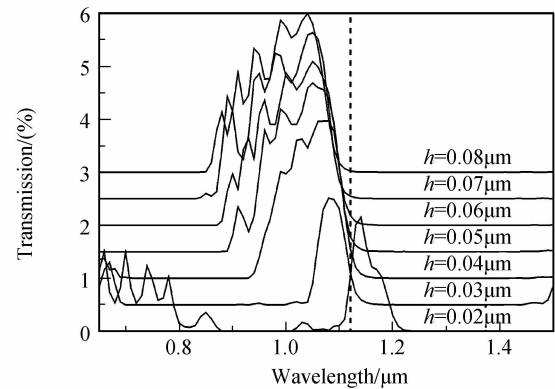


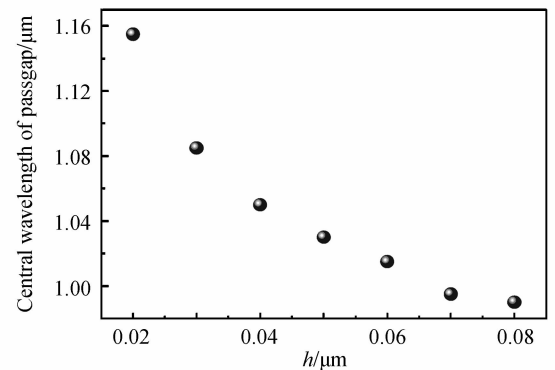
图3 MIM布喇格反射腔及透射率随波长的变化
Fig. 3 The structure of the MIM Bragg reflector and the power transmission

固定凹槽的周期 Δ 不变,改变凹槽的高度 h ,令 h 从 $0.02 \mu\text{m}$ 到 $0.08 \mu\text{m}$ 依次变化,在图4(a)中用实线表示由 M_1 测得的透射功率随入射波长的变化.为了更清楚地表示各条曲线,令每条曲线与它相邻的前一条曲线之间沿纵轴向上平移 0.5 个单位,其中虚线表示入射波长为 $1.12 \mu\text{m}$ 的位置.从图4(a)中可以看出两个特点:1)随着凹槽高度的增加,导带蓝移更加明显,导带带宽逐渐展宽;2)随着凹槽高度的减小,该结构对波长较小的入射光抑制较差,形成光子导带,当凹槽高度非常狭小时,导带发生微小红移.MIM布喇格发射腔的窄带滤波作用主要有两个成因,其一是由于凹槽的引入改变了狭缝内部的等效折射率,类似于二维光子晶体产生光子禁带;其二是由于凹槽的边缘对光的散射造成的.这两个原因共同决定了光子禁带(或导带)的位置以及宽

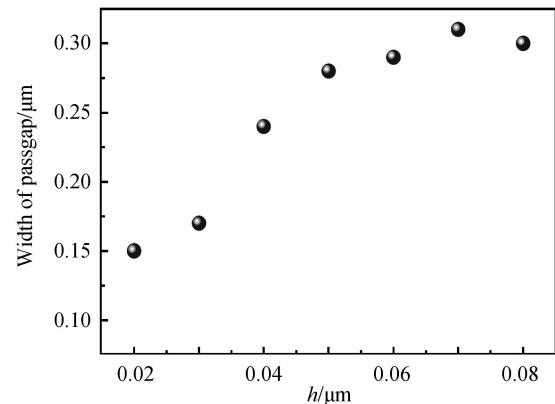
度.为了更好的理解第一个特点,在图4(b)、(c)中分别用实心圆给出了随凹槽高度变化时导带对应的中心波长以及带宽的大小.



(a) The Power transmission measured by M_1 with different h



(b) The central wavelength of pass gap with increasing h



(c) The width of the pass gap with different h

图4 不同凹槽高度对应的透射谱及能带特征
Fig. 4 The power transmission and the characteristics of band structure with different h

如果想要得到导带带宽较小的窄带滤波效果,适宜选用凹槽高度较小的结构,以 $h = 0.03 \mu\text{m}$ 为例,如图4(b)、(c),此时导带中心波长的蓝移较小,带宽更窄,但此时存在的问题是对于波长较小的入射光,该结构不能很好的抑制其透过;如果选用凹槽高度较大的结构,以 $h = 0.08 \mu\text{m}$ 为例,虽然对波长较小的入射光能够起到很好的抑制其透过的作用,但是导带的中心波长蓝移明显,且带宽过大,不适宜做窄带滤波器.为了解决这一问题,本文设计了一个多重-MIM布喇格反射腔用来取代单一的MIM布

喇格反射腔,目的在于得到窄带滤波的效果. 结构如图 5(a). 从图中可以看出,该结构的凹槽高度不同,其中距离狭缝入口较近四个凹槽高度 $h_1 = 0.06 \mu\text{m}$,较远的四个凹槽高度 $h_s = 0.02 \mu\text{m}$,相当于两个凹槽个数 $N=4$ 的 MIM 布喇格反射腔的组合. 其它设置与图 1(a)一致. 由 M_1 测得的透射功率随入射波长的变化如图 5(b),从图中可以看出,当入射波长为 $1.11 \mu\text{m}$ 时出现一个锐利的导带,导带的半高宽度 (Full-width at Half-maximum, FWHM) 约为 $0.03 \mu\text{m}$,远小于导带的中心波长 $1.11 \mu\text{m}$. 该中心波长与我们期望保留的入射波长 $1.12 \mu\text{m}$ 相比,误差小于 0.89% . 虽然入射波长从 $0.86 \mu\text{m}$ 到 $1.02 \mu\text{m}$ 之间,透射功率不为零,但是却远小于导带的透射功率,因此可认为是类 PBG.

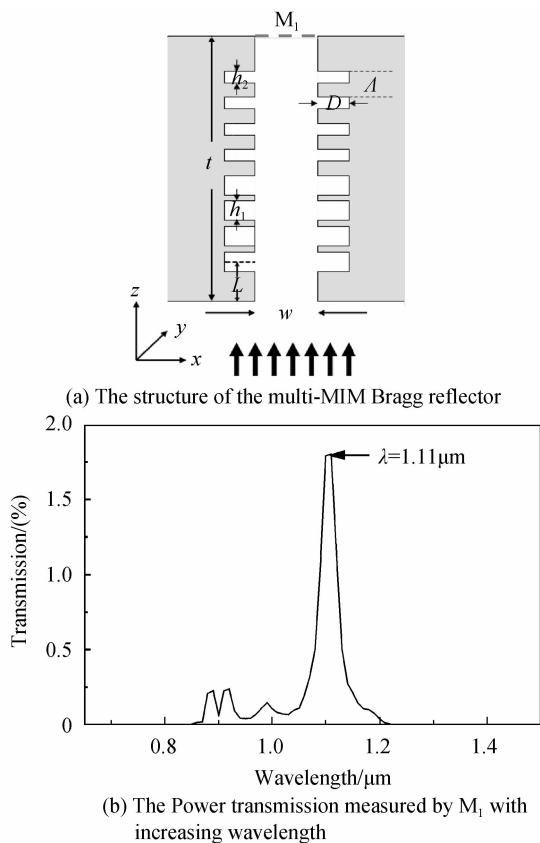


图 5 多重-MIM 布喇格反射腔及透射率随波长的变化
Fig. 5 The structure of the multi-MIM Bragg reflector and the power transmission

为了更好地理解这种窄带滤波的原理,将图 3(b)中所示的 $h=0.02 \mu\text{m}$ 和 $h=0.06 \mu\text{m}$ 的两条曲线画在图 6 中. 从图 6 中可以看出,这两条曲线在 $1.11 \mu\text{m}$ 附近的透射功率均不为零,而在波长更短或更长的地方,二者的透射功率至少有一个为零,又已知当 $N \geq 3$ 时, MIM 布喇格反射腔的透射功率随波长的变化几乎与 N 无关^[13],这就是图 5(a)所示的多重-MIM 布喇格反射腔可以在 $1.11 \mu\text{m}$ 附近产生窄带滤波的原因.

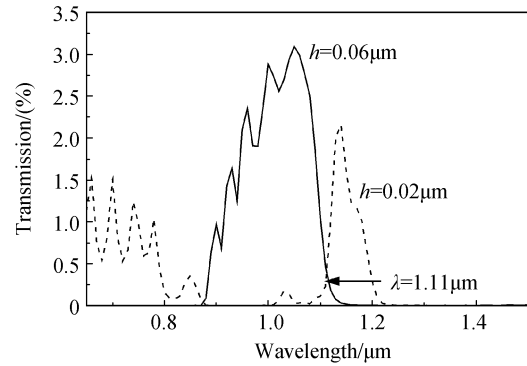


图 6 当 $h=0.02 \mu\text{m}$ 和 $h=0.06 \mu\text{m}$ 时 M_1 接收到的透射功率随入射波长的变化

Fig. 6 The power transmission measured by M_1 at $h=0.02 \mu\text{m}$ and $h=0.06 \mu\text{m}$ with increasing wavelength, respectively

3 结论

本文利用 FDTD 方法模拟 MIM 布喇格反射腔的透射现象,发现当凹槽位于 1DMIM 波导的共振波长对应的电场振幅分布的波腹位置上时,光子导带对应的中心波长出现在共振波长附近,利用不同凹槽高度的两个 MIM 布喇格反射腔结构的组合,可以达到很好的窄带滤波效果,导带的中心波长位于上述共振波长附近,误差小于 0.89% ,导带的 FWHM 远小于中心波长的大小. 本文改变凹槽宽度进行计算,结果表明,如果利用此种结构产生窄带滤波作用,凹槽宽度不宜太宽. 本文主要提供一种简单易行且带宽较窄的窄带滤波方法,对于机理的定量分析,还需要进一步研究. 这一结构可以为金属亚波长领域的窄带滤波提供一定的参考.

参考文献

- [1] LEZEC H J, DEGIRON A, DEVAUX E, *et al.* Beaming light from a subwavelength aperture[J]. *Science*, 2002, **297**: 820-822.
- [2] MARTIN-MORENO L, GARCIAL-VIDAL F J, LEZEC H J, *et al.* Theory of highly directional emission from a single subwavelength aperture surrounded by surface corrugations[J]. *Phys Rev Lett*, 2003, **90**(16): 167401.
- [3] EBBESEN T W, LEZEC H J, GHAEMI H F, *et al.* Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays[J]. *Nature (London)*, 1998, **391**: 667-669.
- [4] GARCIAL-VIDAL F J, LEZEC H J, EBBESEN T W, *et al.* Multiple paths to enhance optical transmission through a single subwavelength slit[J]. *Phys Rev Lett*, 2003, **90**(21): 3901-3904.
- [5] HOU B, MEI J, KE M Z, *et al.* Tuning fabry-perot resonances via diffraction evanescent waves[J]. *Phys Rev B*, 2007, **76**(5): 4303-4308.
- [6] ZHOUY S, GU B Y, WANG H Y, *et al.* Multi-reflection process of extraordinary optical transmission in a single subwavelength metal slit[J]. *Eur Phys L*, 2009, **85**: 24005.
- [7] ZHOU L, YU X Q, ZHUY Y. Propagation and dual-localization of surface plasmon polaritons in a quasiperiodic metal heterowaveguide[J]. *Appl Phys Lett*, 2006, **89**(5):

- 1901-1903.
- [8] ZHANG Z Y, HUANG P, GUO X W, *et al.* Multiple wavelength-channels in SPP waveguides for optical communication[J]. *Chin Phys Lett*, 2008, **25**(3): 996-998.
- [9] HOSSEINI A, NEJATI H, AND MASSOUD Y. Modeling and design methodology for metal-insulator-metal plasmonic Bragg reflectors[J]. *Opt Express*, 2008, **16**(3): 1475-1480.
- [10] LIU J Q, WANG L L, HE M D, *et al.* A wide bandgap plasmonic Bragg reflector[J]. *Opt Express*, 2008, **16**(7): 4888-4894.
- [11] LIU J L, FANG G Y, ZHAO H F, *et al.* Surface plasmon reflector based on serial stub structure[J]. *Opt Express*, 2009, **17**(22): 20134-20139.
- [12] LIN X S, AND HUANG X G. Numerical modeling of a teeth-shaped nanoplasmonic waveguide filter[J]. *JOSA B*, 2009, **26**(7): 1263-1268.
- [13] TAO J, HUANG X G, LIN X S, *et al.* A narrow-band subwavelength plasmonic waveguide filter with asymmetrical multiple-teeth-shaped structure[J]. *Opt Express*, 2009, **17**(16): 13989-13994.
- [14] CAI W S, WHITE J S, MARK L. Brongersma, *et al.* Compact, High-speed and power-efficient electrooptic plasmonic modulators[J]. *Nano Lett*, 2009, **9**(12): 4403-4411.
- [15] MATSUZAKI Y, OKAMOTO T, HARAGUCHI M, *et al.* Characteristics of gap plasmon waveguide with stub structures[J]. *Opt Express*, 2008, **16**(21): 314-325.
- [16] WANG Y H, WANG Y Q, ZHANG Y, *et al.* Transmission through metallic array slits with perpendicular cuts[J]. *Opt Express*, 2009, **17**(7): 5014-5022.
- [17] Rsoft Design Group. A commercially available software[CP/DK] <http://www.rsoftdesign.com> is used for the numerical simulations.
- [18] JOHNSON P B, CHRISTY R W. Optical constants of the noble metals[J]. *Phys Rev B*, 1972, **6**(12): 4370-4379.

A Narrow-band Subwavelength Plasmonic Waveguide Filter with Metal-insulator-metal Bragg Reflector

ZHONG Xiao-lan

(Center of Theoretical Physics; Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048, China)

Abstract: The finite-difference time-domain method was used to simulate the extraordinary optical transmission in a one-dimensional metal-insulator-metal Bragg reflector. It was shown that when introducing a finite array of periodic grooves on the two surface of metal-insulator-metal waveguide, the photonic band gap and pass band will appear. The position of grooves corresponded to the abdominal position of electric field amplitude distribution at resonance wavelength of the metal-insulator-metal waveguide. It was found that the central wavelength of the pass band is around with the resonance wavelength of the metal-insulator-metal waveguide. By adjusting the geometric structure of the grooves and using asymmetrical multi-metal-insulator-metal Bragg reflectors, a good narrowband filtering effect can be found. The central wavelength of pass band is near the resonance wavelength and the full-width at half-maximum is far less than the central wavelength. The required wavelength can be chosen and the other wavelengths can also be restrained by the proposed method.

Key words: Optical design; Bragg reflector; Finite-difference time-domain; Narrowband filter; Surface plasmon polariton