三明治型多层膜楔形金属狭缝阵列的宽频透射

祁云平^{1*}, 张雪伟^{1*}, 周培阳¹, 严春满¹, 王向贤²

1. 西北师范大学物理与电子工程学院, 甘肃省智能信息技术与应用工程研究中心, 兰州 730070;

2. 兰州理工大学理学院, 兰州 730050;

*联系人, 祁云平, E-mail: yunpqi@126.com; 张雪伟, E-mail: zhangxuewei2016@163.com

收稿日期: 2018-03-14; 接受日期: 2018-04-16; 网络出版日期: 2018-06-08

国家自然科学基金(编号: 61367005, 61741119)和甘肃省自然科学基金(编号: 17JR5RA078)资助

摘要 基于非共振原理的异常光学透射(Extraordinary Optical Transmission, EOT)现象可以实现宽频带透射, 对宽频带光子器件的设计具有重要意义. 金属狭缝纳米结构由于结构简单、易于集成、耦合效率高, 常在纳米结构器件中用于构建光源. 但金属亚波长狭缝结构一直存在透射率低的问题. 为实现金属狭缝的宽频带高透射率, 本文设计了三明治型多层膜楔形金属狭缝阵列, 并应用有限元方法研究了该结构的透射特性. 结果表明: 与单层膜楔形金属狭缝阵列相比, 多层膜楔形金属狭缝阵列在透射光谱中可产生多个透射峰, 并且在红外波段可实现增强透射和宽频带透射; 由于楔形狭缝从入射口到出射口逐渐变细的结构特点, 狭缝从入口到出口阻抗逐渐变化, 在介质层内及狭缝出口可实现局域电场增强. 此外, 本文还研究了楔形狭缝入口宽度、介质层厚度、介质层位置、金属薄膜总厚度及狭缝周期等对多层膜楔形金属狭缝阵列透射特性的影响. 研究结果将对设计具有宽频带透射的多层膜结构及在纳米光源设计、集成光路研究、光电子电路应用方面有一定的指导意义.

关键词 宽频透射, 多层膜楔形金属狭缝, 表面等离子极化激元, 有限元法

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Gn, 78.67.Pt, 42.25.Bs

1 引言

1998年Ebbesen等人^[1]在研究金属薄膜亚波长孔阵列的光学透射特性时, 首次发现了异常光学透射(Extraordinary Optical Transmission, EOT)现象: 当光照射亚波长孔阵列时, 在特定波长处光透射率高出孔面积与薄膜总面积比值, 相对于经典小孔透射理论^[2]透射率要高出1~2个数量级. 此后这种现象又被称为光学增强透射现象. 基于EOT现象的研究在可调谐光

滤波器^[3]、非线性光学^[4]、生物传感器^[5]、表面增强Raman散射^[6]等相关领域的应用引起人们越来越多的关注. 所以具有孔洞或狭缝的金属亚波长结构的EOT现象研究引起研究者的兴趣, 促进了EOT现象在实验和物理机理方面的研究^[7-32].

对于EOT现象的物理机理, 经过研究发现, 主要源于三个方面的原因: 一是入射光与金属表面等离子极化激元(Surface Plasmon Polaritons, SPPs)的激发及有效共振耦合^[12]; 二是亚波长孔洞或狭缝中类法布里-珀罗

引用格式: 祁云平, 张雪伟, 周培阳, 等. 三明治型多层膜楔形金属狭缝阵列的宽频透射. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 074201
Qi Y P, Zhang X W, Zhou P Y, et al. Broadband optical transmission through sandwich-shaped multilayer tapered metallic slit arrays (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2018, 48: 074201, doi: [10.1360/SSPMA2018-00068](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00068)

腔(Fabry-Perot, F-P)共振模式激发^[13], 三是局域表面等离子激元(Localized Surface Plasmon, LSP)共振^[14-17]. 对于亚波长孔洞或狭缝阵列结构, 当阵列周期所对应倒格矢与SPPs的动量匹配时, SPPs容易被激发并通过孔到薄膜另一侧. 其中, 孔洞可以视为两端开口的F-P腔, 当在孔洞传播的SPPs满足一定相位条件时, 孔的透射率达到极大值^[18]. 此外, 研究者研究薄膜透射特性时, 固定孔的形状尺寸, 改变结构的周期^[14], 或者放入纳米粒子, 当LSP和SPPs能量接近时, 才有利于透射^[19], 因此SPPs和LSP在EOT现象中都起到重要作用. 然而SPPs的共振引起的增强透射频带较窄^[13,20], 其应用受到限制. 研究非共振引起的增强透射, 从而产生宽频带非线性光学现象, 具有更重要的意义.

最近研究者在研究其他形状的孔洞或狭缝薄膜的透射特性时^[23-32], 实现了非共振宽频带EOT现象. 例如, 文献[23]通过双沟槽结构(两种不同长方形孔连接成的周期型结构)可以实现非共振宽频增强透射, 改善了之前通过斜入射TM极化光实现宽频光增强透射现象的一些缺点, 如大角度的斜入射缺乏实用性^[21]. 该文献中大的长方形孔实现了入射光的耦合, 而大部分入射能量是经过小长方形孔到达金属膜的另一面, 这种非共振使得双沟槽结构在3 μm 到远红外波长的范围内都能实现光增强透射. 文献[24]通过锥形光栅实现了非共振宽频增强透射, 并用传输线理论^[25]指出, 通过逐渐改变从入射面到出射面的阻抗, 破坏了狭缝里F-P腔共振的条件, 从而产生了非谐振的宽频光增强透射. 文献[26,27]通过改变结构, 在文献[24]的基础上进一步优化. 实现了短波长禁带传输与提高长波长范围透射率. 文献[28]通过银圆孔阵列实现了宽频透射. 这些研究主要集中在单层金属光栅结构的EOT现象. 近年来, 多层膜金属孔洞或狭缝阵列^[5,29-32]的EOT现象逐渐被研究者关注. 研究者发现, 与单层金属薄膜孔洞阵列相比, 多层膜结构在特定模式下光透射被增强. 对于多层膜结构, 光的透射增强不仅源于金属表面等离子共振, 而且源于在多层膜结构层间SPPs与LSP的耦合^[19,29]. 在文献[32]中设计了多层膜金属直狭缝结构, SPPs被限制在直狭缝与介质层, 由狭缝和介质层构成了F-P腔从而实现EOT现象, 此时, F-P腔有新的构成形式和新的共振条件, 多层膜结构也将产生新的透射特性. 然而文献[30-32]多层膜结构虽然有增强透射特性, 但是其透射频带较窄.

由以上思路, 本文设计了三明治型多层膜楔形金属狭缝阵列结构, 以实现宽频EOT. 并用有限元方法研究了该结构的透射特性. 作为比较, 本文还计算了单层膜楔形金属狭缝阵列与多层膜直金属狭缝阵列的透射特性. 本文提出的从入射口到出射口逐渐变细的多层膜楔形狭缝结构, 为TM偏振光提供了较宽的入口. 入射口到出射口阻抗逐渐变化, 有效破坏了狭缝中F-P腔谐振条件, 从而产生非共振宽频传输. 此外, 光透射还依赖于入射口宽度, 介质层厚度与位置, 金属薄膜厚度与周期.

2 结构和计算方法

图1是本文设计的多层膜(银/二氧化硅/银)楔形金属狭缝的结构示意图. 楔形金属狭缝在 x 方向上呈周期排列, 薄膜总的厚度为 H , 周期为 P , 图示中为两个周期. 金属材料为银, 其中银材料的折射率取自实验结果文献[33]. 为了说明楔形狭缝的效果我们假设周围、衬底和狭缝材料为空气($n_{\text{in}}=n_s=n_3$). 楔形狭缝入射口宽度与出射口宽度分别为 W_{in} 和 W_{out} , 其中狭缝出射口宽度固定为 $W_{\text{out}}=30\text{ nm}$, 且入射口和出射口的中心连线垂直于银薄膜. 介质层为二氧化硅(折射率 $n_2=1.45$), 二氧化硅层的厚度为 h . H_1 定义为二氧化硅层上表面到入射口的距离, H_2 定义为二氧化硅层下表面距出射口的距离, 则 $H=H_1+h+H_2$. p 极化平面波垂直于薄膜方向入射(z 方向), 偏振方向为 x 方向.

在模拟仿真中 x 方向选取周期性边界条件, z 方向选取完美匹配层(PML)边界条件. 为了比较, 本文还计

图1 (网络版彩图)多层膜楔形金属狭缝阵列结构示意图
Figure 1 (Color online) Schematic diagram of multilayer tapered metallic slit arrays. The grating are periodic in the x -direction.

算了单层膜楔形金属狭缝阵列的透射率. 透射率定义为通过狭缝出射口的出射功率 P_{out} 与入射口的入射功率 P_{in} 之比, 即 $T=P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$. SPPs在狭缝中或介质层中传播时的有效折射率可以通过COMSOL Multiphysics有限元仿真通过模式分析求得, 也可以通过求解超越方程求得. 我们计算并通过比较两种方法所得到的结果基本一致. 此外, 本文还研究了狭缝入射口宽度 W_{in} , 二氧化硅层厚度 h , 二氧化硅层位置 H_1 , 阵列周期 P 对多层膜楔形金属狭缝阵列透射特性的影响.

3 结果与讨论

图2为多层膜楔形金属狭缝阵列和单层膜楔形金属狭缝阵列两种结构的透射率与波长的关系图. 其中结构参数为: 周期 $P=400$ nm, 银膜厚度 $H_1=H_2=150$ nm, 二氧化硅层厚度 $h=100$ nm, 楔形狭缝入口宽度 $W_{\text{in}}=100$ nm. 单层膜结构即 $h=0$ nm, $H=400$ nm. 由图2可以看出, 多层膜和单层膜两种结构透射光谱的短波段都出现了明显透射峰. 单层膜楔形金属狭缝阵列有两个透射峰, 分别出现在 $\lambda=1.22$ μm 和 $\lambda=0.63$ μm 处. 多层膜楔形金属狭缝阵列的透射光谱中出现了三个透射峰, 分别出现在 $\lambda=2.36$ μm , $\lambda=0.76$ μm 和 $\lambda=0.6$ μm 处. 当入射波长 $\lambda>1.88$ μm 时, 多层膜楔形金属狭缝的透射率均大于单层膜楔形金属狭缝的透射率. 并且, 在红外波段实现了宽频透射. 因此, 在楔形金属狭缝中加二氧化硅介质层可以增加长波长频段的透射率. 此外, 我们还发现新奇现象, 由图2透射谱中可以发现, 在一段波长中多层膜结构的透射率较低. 我们定义: 透射率较低即不超过1%的传输波长为传输禁带, 禁带宽度为 $\Delta\lambda$.

通过对短波长范围的透射特性研究发现, 多层膜楔形金属狭缝阵列在 $0.81\text{--}1.81$ μm 出现禁带宽度 $\Delta\lambda=1000$ nm. 这是由于楔形金属狭缝中引入了二氧化硅介质层, 在 $0.81\text{--}1.81$ μm 波段处形成的光子晶体结构有利于SPPs能量局域在介质层, 使得 $\Delta\lambda$ 很宽, 同时有利于长波长频段透过.

为了深入理解图2中EOT现象产生机制及验证以上结论, 我们计算了单层膜和多层膜楔形金属狭缝阵列在不同波长处的归一化稳态电场分布, 如图3所示, 其中bar图的颜色图例由0到1, 为归一化电场结果. 图3(a)和(b)为单层膜楔形金属狭缝在透射峰波长(分别为 $\lambda=1.22$ μm 和 $\lambda=0.63$ μm)处的稳态电场分布. 图3(a)所

图2 (网络版彩图)单层膜和多层膜楔形金属狭缝阵列的透射光谱

Figure 2 (Color online) Optical transmission spectra of monolayer and multilayer tapered metallic slit arrays. Here, the parameters of multilayer tapered metallic slit arrays are $H_1=H_2=150$ nm, $h=100$ nm, $W_{\text{in}}=100$ nm.

图3 (网络版彩图)单层膜楔形金属狭缝阵列和多层膜楔形金属狭缝阵列分别在不同透射峰处的稳态电场分布. (a) $\lambda=1.22$ μm , (b) $\lambda=0.63$ μm , (c) $\lambda=2.36$ μm , (d) $\lambda=0.76$ μm , (e) $\lambda=0.6$ μm

Figure 3 (Color online) Steady-state electric field distributions of monolayer and multilayer tapered metallic slit arrays at transmission peak wavelengths. (a) $\lambda=1.22$ μm ; (b) $\lambda=0.63$ μm ; (c) $\lambda=2.36$ μm ; (d) $\lambda=0.76$ μm ; (e) $\lambda=0.6$ μm .

示, 强电场分布在狭缝的入口和出口处, 该透射峰是由狭缝中的SPPs在上下表面间的共振引起的. 图3(b)所示, 强电场在单层膜楔形狭缝分布为三部分: 狭缝入口, 狭缝中部, 狭缝出口处. 图3(c)–(e)为多层膜楔形金属狭缝在透射峰波长(分别为 $\lambda=2.36$ μm , $\lambda=0.76$ μm 和 $\lambda=0.6$ μm)处的稳态电场分布. 图3(c)所示, 电场分布与图3(a)类似, 强电场分布在狭缝入口和出口处, 在此波长处满足共振条件, 从而实现EOT现象. 图3(d)所示, 强电场不仅出现在狭缝入口和出口处, 在二氧化硅层出现了强电场, 并且在水平方向形成了明显的节点, SPPs被限制在介质层内并向左右传播, 在一定条件下产生了干涉现象, 因此多层膜楔形金属狭缝在此波长

处在介质层中形成了类法布里-珀罗腔. 图3(e)所示, 强电场分布在狭缝入口和出口处, 并且在此波长处局域表面等离激元克服了衍射极限, SPPs与LSP之间相互耦合, 提供强烈的光谱特性, 所以介质层与金属界面节点处会出现很强的局域电场. 因此, 在单层膜楔形金属狭缝阵列加入二氧化硅介质层后, 不仅在介质层激发出较强的电场, 这些电场有利于光吸收以增加金属狭缝透射率, 而且局域化并增强了狭缝出口处电场, 此结果可用于增强表面增强Raman散射^[6]等非线性光学效应.

根据传输线理论^[24,25], 我们定性解释多层膜楔形金属狭缝阵列的增强透射原因. 将多层膜楔形金属狭缝结构和单层膜结构的特征阻抗从入射口到出射口分为三部分: 第一部分为从入射口到介质层上表面位置处(对于单层膜结构, 从入射口到相应位置)的特征阻抗分别表示为 Z_a 和 Z_{0a} ; 第二部分为从介质层上表面到下表面位置处(对于单层膜结构, 相对位置)的特征阻抗分别表示为 Z_b 和 Z_{0b} ; 第三部分为从介质层下表面到狭缝出射口处(对于单层膜结构, 相应位置到出射口)的特征阻抗分别表示为 Z_c 和 Z_{0c} . 则有 $Z_a=Z_{0a}$, $Z_c=Z_{0c}$ ^[24-26], 对于第二部分, 我们由传输线理论可得该部分特征阻抗 $Z_b<Z_{0b}$ ^[24]. 因此多层膜楔形金属狭缝结构的特征阻抗比无介质层的楔形金属狭缝结构小, 故在楔形金属狭缝中加二氧化硅介质层可以增强透射^[32].

为了深入研究楔形狭缝入射口宽度 W_{in} 对多层膜楔形金属狭缝阵列的透射特性影响, 我们固定周期长度 $P=400$ nm, 介质层厚度和位置不变, 即 $h=100$ nm和 $H_1=H_2=150$ nm, 计算了不同 W_{in} 时多层膜楔形金属狭缝阵列的透射光谱, 如图4所示. 当入射口宽度 $W_{in}=30$ nm, 狭缝入射口宽度等于出射口宽度, 即狭缝为直狭缝. 由图4可以看出, 与多层膜直狭缝相比, 楔形狭缝在长波长频段透射率远大于直狭缝的透射率, 并且随着入口宽度的增大更加明显. 对于多层膜楔形金属狭缝阵列, 运动电子沿狭缝传播时, 在介质层与金属界面两侧聚集了大量电荷, 形成了强烈的振动的电场, 该能量耦合在金属缝隙中, 并传输到狭缝出口. 在红外波段, 正电荷聚集在狭缝的一侧, 而负电荷则在另一侧聚集, 此外, 强电场只出现在狭缝的出口处. 从而在狭缝出射口产生了局域电场增强现象. 此外, 随着狭缝入射口宽度增大, 使整个多层膜楔形金属狭缝结构的特征阻抗减小, 这也是透射进一步增强的原因之

图4 (网络版彩图)不同入射口宽度时, 多层膜楔形金属狭缝阵列的透射光谱

Figure 4 (Color online) Optical transmission spectra of multilayer tapered metallic slit arrays with different slit width W_{in} .

—[24,32].

对于入射口较大的楔形狭缝, 从入射口到出射口宽度越来越小, 我们可以推测入射光从楔形狭缝宽的入口挤压到较窄的狭缝出口, 电场会逐步增强. 为了验证以上研究发现与推测, 我们绘制图5电场分布, 对应于图4波长 $\lambda=6$ μm 处电场. 对于入口宽度为其他尺寸的透射光谱与图4相似. 当入射口宽度增大时, 使得结构整体特征阻抗减小. 由图5(a), (b)和(c)可以看出, 随着多层膜楔形金属狭缝的入口宽度 W_{in} 增加, 电场越来越局域在狭缝出口且强度增大. 此外, 当多层膜楔形金属狭缝阵列的入口宽度增大到最大时, 其出射口电场远远大于多层膜直狭缝阵列出射口处的电场. 该研究结果可用于集光、增强Raman散射等应用^[24].

为了研究介质层厚度对多层膜楔形金属狭缝阵列的透射特性影响. 我们固定楔形狭缝入口宽度 $W_{in}=100$ nm, 阵列周期 $P=400$ nm, 厚度 $H=400$ nm, 和介质层位置不变, 即 $H_1=H_2=(400-h)/2$ nm, 计算了不同介质层厚度 h 时的透射光谱. 图6是 $h=50$ nm ($H_1=H_2=175$ nm), 150 nm ($H_1=H_2=125$ nm), 250 nm ($H_1=H_2=75$ nm)时的透射光谱. 从图6可以看出, 透射光谱中出现三个明显的透射峰, 二氧化硅层厚度 h 以100 nm为间隔由50 nm增加到250 nm时, 长波长处透射峰红移, 透射峰处透射率增加; 在大波长处透射率也大幅增加, 但随着波长的增加, 透射率的增加量减小. 长波长透射峰处, 电场主要集中在狭缝出口处, 与单层膜楔形金属狭缝类似, 二氧化硅层厚度增加使得强电场更加聚集在出射口附近, 相当于增加了表面等离极化激元在狭缝中

图 5 (网络版彩图)不同入射口宽度时, 多层膜楔形金属狭缝阵列在长波长 $\lambda=6 \mu\text{m}$ 处的稳态电场分布. (a) $W_{\text{in}}=30 \text{ nm}$; (b) $W_{\text{in}}=150 \text{ nm}$; (c) $W_{\text{in}}=270 \text{ nm}$

Figure 5 (Color online) Steady-state electric field distributions at $\lambda=6 \mu\text{m}$ for multilayer tapered metallic slit arrays with (a) $W_{\text{in}}=30 \text{ nm}$, (b) $W_{\text{in}}=150 \text{ nm}$, (c) $W_{\text{in}}=270 \text{ nm}$.

图 6 (网络版彩图)不同二氧化硅层厚度时, 多层膜楔形金属狭缝阵列的透射光谱

Figure 6 (Color online) Optical transmission spectra of multilayer tapered metallic slit arrays with different SiO_2 thickness h .

的共振长度, 从而致使图6中透射峰红移. 此外, 二氧化硅层厚度增加时, 该部分对应特征阻抗减小, 致使透射率增加^[32].

我们还研究了介质层厚度固定, 介质层位置对透射光谱的影响. 固定 $W_{\text{in}}=100 \text{ nm}$, $h=100 \text{ nm}$, 计算了不同介质层位置时的透射光谱. 图7是通过改变 H_1 改变介质层位置时的透射光谱. 从图7可以看出, 二氧化硅层位置以 50 nm 为间隔由 50 nm 增加到 250 nm 时, 透射峰略有红移, 透射峰处透射率大幅度增加. 当 $H_1=250 \text{ nm}$ 时, 即二氧化硅介质层下表面距出射口 $H_2=H-h-H_1=50 \text{ nm}$, 透射率最大达到了95% ($\lambda=2.39 \mu\text{m}$), 这比以往报道的金属狭缝阵列都要高. 由于二氧化硅层位置改变了强电场在狭缝中的电子振动模式, 因此多层膜楔形金属狭缝阵列的透射特性强烈依赖于二氧化硅层位置. 我们根据传输线理论可知^[25], 随着 H_1 的增大即二氧化硅介质层越来越靠近楔形狭缝出射口时, 介质层对楔形狭缝结构相应部分特征阻抗的改变增大, 满足阻抗匹配条件时(即负载阻抗与传输线的特征阻抗相等),

图 7 (网络版彩图)不同二氧化硅层位置时, 多层膜楔形金属狭缝阵列的透射光谱

Figure 7 (Color online) Optical transmission spectra of multilayer tapered metallic slit arrays with different SiO_2 position H_1 .

负载输出功率最大, 多层膜楔形金属狭缝阵列的透射能量达到最大值. 此外, 由于介质层越靠近楔形狭缝出口时, 在金属表面和楔形狭缝激发的表面等离极化激元会更多地转化为局域表面等离激元, 两者发生能量转换, 在狭缝出射口附近的局域表面等离激元得到增强, 这也是透射峰红移及光学透射增强的重要原因.

为了更好地说明多层膜楔形金属狭缝阵列的透射特性依赖于介质层位置的物理机制, 我们计算了多层膜楔形金属狭缝阵列在二氧化硅层不同位置时透射峰波长(分别为(a) $\lambda=2.05 \mu\text{m}$, (b) $\lambda=2.23 \mu\text{m}$, (c) $\lambda=2.36 \mu\text{m}$, (d) $\lambda=2.42 \mu\text{m}$, (e) $\lambda=2.45 \mu\text{m}$)处的电场强度, 如图8所示, 其中介质层位置及其他参数与图7相同. 从图8(a)和(b)可以清楚地看到, 当介质层处于多层膜楔形金属狭缝结构上层即距狭缝入射口较近时, 电场能量主要局域在狭缝入口及介质层节点处附近, 出射口电场较弱. 由图8(d)和(e)可以容易看出, 当介质层处于多层膜楔形金属狭缝结构下层即距狭缝出射口较近时, 光场主要局域在出射口位置附近, 这也证实了表面等离极化激元在楔形狭缝内侧和银膜表面被强烈激发, 并在狭缝内传播与局域表面等离激元完成波失匹配. 其中在介质层只有相对较弱的电场存在. 表面等离极化激元满足一定的相位条件时, 与在狭缝节点激发的局域表面等离激元会形成共振耦合, 作为有效的偶极散射源^[19], 并在出口处再次转化使得得到高透射的光输出. 通过图8(e)在狭缝出射口强烈的局域效应也证实了这一传输过程.

我们还研究了不同金属薄膜总厚度对透射光谱的影响. 图9是 $H=300 \text{ nm}$, 400 nm , 500 nm 时, 多层膜楔形

图 8 (网络版彩图) 二氧化硅层位置不同时, 多层膜楔形金属狭缝阵列在透射峰处的稳态电场分布. (a) $\lambda=2.05 \mu\text{m}$; (b) $\lambda=2.23 \mu\text{m}$; (c) $\lambda=2.36 \mu\text{m}$; (d) $\lambda=2.42 \mu\text{m}$; (e) $\lambda=2.45 \mu\text{m}$

Figure 8 (Color online) Steady-state electric field distributions of multilayer tapered metallic slit arrays at transmission peak wavelengths with different SiO_2 position H_1 . (a) $\lambda=2.05 \mu\text{m}$; (b) $\lambda=2.23 \mu\text{m}$; (c) $\lambda=2.36 \mu\text{m}$; (d) $\lambda=2.42 \mu\text{m}$; (e) $\lambda=2.45 \mu\text{m}$.

图 9 (网络版彩图) 不同金属薄膜厚度时, 多层膜楔形金属狭缝阵列的透射光谱

Figure 9 (Color online) Optical transmission spectra of multilayer tapered metallic slit arrays with different film thickness H .

金属狭缝阵列的透射光谱. 其中: $W_{\text{in}}=100 \text{ nm}$, $h=100 \text{ nm}$, $H_1=H_2$. 由图9可以看出, 随着 H 的增大, 透射峰发生红移, 长波长段透射率相应减小. 随着金属薄膜厚度 H 增大, 即拉长了楔形狭缝长度, 相当于拉长了表面等离极化激元在狭缝中共振长度, 从而导致图9中透射峰的红移. 由于金属的损耗是不可避免的, 随着传播长度的增加, 损耗相应增大.

金属狭缝周期对透射光谱也起着重要作用. 固定 $h=100 \text{ nm}$, $H_1=H_2=150 \text{ nm}$, $W_{\text{in}}=100 \text{ nm}$, 周期 P 不同时

图 10 (网络版彩图) 不同周期时, 多层膜楔形金属狭缝阵列的透射光谱

Figure 10 (Color online) Optical transmission spectra of multilayer tapered metallic slit arrays with different periods P in the x -direction.

透射谱如图10所示. 从图10可以看出, 随着周期 P 的增加, 透射峰发生红移且强度略有降低. 当周期增加时, 致使表面等离极化激元在金属表面及介质层中振动传播距离增加, 表面等离激元在狭缝处转化利用的效率会降低, 因此导致透射峰处波长发生红移及透射率降低.

4 结论

本文设计了一种多层膜楔形金属狭缝结构, 并用有限元方法研究了其透射特性. 与单层膜楔形金属狭缝相比, 多层膜楔形金属狭缝可获得多个透射峰并且可实现宽频透射. 与多层膜金属直狭缝相比, 多层膜楔形金属狭缝阵列在狭缝出射口可实现局域电场增强现象, 并且随楔形狭缝入射口宽度增大出射口处局域电场强度远远大于直狭缝. 本文分析了介质层位置对多层膜楔形金属狭缝透射特性影响, 介质层位置距离狭缝出射口越近, 狭缝出射口处电场局域越强烈. 此外, 本文还研究了介质层的厚度, 狭缝周期, 金属薄膜厚度和楔形狭缝入射口宽度等因素对多层膜楔形金属狭缝阵列透射特性的影响. 这些结果对非线性光学、生物传感、集光和近场光学器件的应用有一定的指导意义.

参考文献

- 1 Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, et al. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature*, 1998, 86: 1114
- 2 Bethe H A. Theory of diffraction by small holes. *Phys Rev*, 1944, 66: 163–182

- 3 Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics. *Nature*, 2003, 424: 824–830
- 4 Dahlin A, Zäch M, Rindzevicius T, et al. Localized surface plasmon resonance sensing of lipid-membrane-mediated biorecognition events. *J Am Chem Soc*, 2005, 127: 5043–5048
- 5 Wijesinghe T M, Premaratne M, Agrawal G P. Low-loss dielectric-loaded graphene surface plasmon polariton waveguide based biochemical sensor. *J Appl Phys*, 2015, 117: 213105
- 6 Ren B, Liu G K, Lian X B, et al. Raman spectroscopy on transition metals. *Anal Bioanal Chem*, 2007, 388: 29–45
- 7 Sun C, Rong K, Wang Y, et al. Plasmonic ridge waveguides with deep-subwavelength outside-field confinements. *Nanotechnology*, 2016, 27: 065501
- 8 Li H, Nie J Y, Xu Y Z, et al. Converting surface plasmon polaritons to spatial arbitrary bending beams by using graded groove arrays (in Chinese). *Acta Opt Sin*, 2016, 36: 1026020 [李辉, 聂俊英, 徐永征, 等. 应用分级凹槽阵列转换表面等离极化激元为空间任意弯曲光束. 光学学报, 2016, 36: 1026020]
- 9 Wang Y, Qin Y, Zhang Z. Extraordinary optical transmission property of X-shaped plasmonic nanohole arrays. *Plasmonics*, 2014, 9: 203–207
- 10 Liu H, Lalanne P. Microscopic theory of the extraordinary optical transmission. *China Basic Sci*, 2008, 452: 728
- 11 Jitender, Kumar A. Effect of cross-sectional shape on the propagation characteristics of fundamental plasmon mode guided along Au and Ag nanowires. *Opt Commun*, 2017, 382: 337–341
- 12 Wan P, Yang C H. Properties of graphene TE mode surface plasmons and surface plasmon waveguides (in Chinese). *Acta Opt Sin*, 2017, <https://doi.org/10.3788/aos201737.1124002> [万鹏, 杨翠红. 石墨烯TE模表面等离体波和表面等离体波导的特性. 光学学报, 2017, doi: 10.3788/aos201737.1124002]
- 13 Ruan Z, Qiu M. Enhanced transmission through periodic arrays of subwavelength holes: The role of localized waveguide resonances. *Phys Rev Lett*, 2006, 96: 233901
- 14 Degiron A, Ebbesen T W. The role of localized surface plasmon modes in the enhanced transmission of periodic subwavelength apertures. *J Opt A-Pure Appl Opt*, 2005, 7: S90–S96
- 15 Parsons J, Hendry E, Burrows C P, et al. Localized surface-plasmon resonances in periodic nondiffracting metallic nanoparticle and nanohole arrays. *Phys Rev B*, 2009, 79: 073412
- 16 Liu G, Liu Z, Huang K, et al. Narrowband light total antireflection and absorption in metal film-array structures by plasmonic near-field coupling. *Plasmonics*, 2014, 9: 17–25
- 17 Fujiyoshi Y, Nemoto T, Kurata H. Studying substrate effects on localized surface plasmons in an individual silver nanoparticle using electron energy-loss spectroscopy. *Ultramicroscopy*, 2017, 175: 116–120
- 18 Anishur Rahman A T M, Majewski P, Vasilev K. Extraordinary optical transmission: Coupling of the Wood-Rayleigh anomaly and the Fabry-Perot resonance. *Opt Lett*, 2012, 37: 1742
- 19 Lin L, Roberts A. Light transmission through nanostructured metallic films: Coupling between surface waves and localized resonances. *Opt Express*, 2011, 19: 2626
- 20 Wang C, Gu J, Han J, et al. Role of mode coupling on transmission properties of subwavelength composite hole-patch structures. *Appl Phys Lett*, 2010, 96: 251102
- 21 Hou Y. Extremely high transmittance at visible wavelength induced by magnetic resonance. *Plasmonics*, 2011, 6: 289–293
- 22 Rui G, Zhan Q, Ming H. Nanoantenna-assisted extraordinary optical transmission under radial polarization illumination. *Plasmonics*, 2011, 6: 521–525
- 23 Subramania G, Foteinopoulou S, Brener I. Nonresonant broadband funneling of light via ultrasubwavelength channels. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 163902
- 24 Shen H, Maes B. Enhanced optical transmission through tapered metallic gratings. *Appl Phys Lett*, 2012, 100: 241104
- 25 Alù A, D’Aguanno G, Mattiucci N, et al. Plasmonic brewster angle: Broadband extraordinary transmission through optical gratings. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 123902
- 26 Qin Y, Cao W, Zhang Z Y. Enhanced optical transmission through metallic slits embedded with rectangular cavities (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2013, 12: 127302 [秦艳, 曹威, 张中月. 内嵌矩形腔楔形金属狭缝的增强透射. 物理学报, 2013, 12: 127302]
- 27 Zhang Q, Hu P, Liu C. Giant-enhancement of extraordinary optical transmission through nanohole arrays blocked by plasmonic gold mushroom caps. *Opt Commun*, 2015, 335: 231–236

- 28 Pang S F, Zhang Z Y, Qu S X. Nonresonant enhanced optical transmission through the metallic circular nanohole arrays (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2014, 44: 142–149 [庞绍芳, 张中月, 屈世显. 金属圆孔阵列的非共振增强透射. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2014, 44: 142–149]
- 29 Ye Y H, Zhang J Y. Enhanced light transmission through cascaded metal films perforated with periodic hole arrays. *Opt Lett*, 2005, 30: 1521–1523
- 30 Hao F, Nordlander P, Sonnefraud Y, et al. Tunability of subradiant dipolar and fano-type plasmon resonances in metallic ring/disk cavities: Implications for nanoscale optical sensing. *ACS Nano*, 2009, 3: 643–652
- 31 Zhou Y, Zhao Y, Zou S. Different transmission enhancement mechanisms in a sandwiched nanofilm. *Part Part Syst Charact*, 2017, 34: 1600327
- 32 Nie J Y, Zhang W, Luo L N, et al. Extraordinary optical transmission properties of multilayer metallic slit arrays (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2015, 45: 024202 [聂俊英, 张宛, 罗李娜, 等. 多层膜金属狭缝阵列的光学异常透射特性. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 024202]
- 33 Johnson P B, Christy R W. Optical constants of the noble metals. *Phys Rev B*, 1972, 6: 4370–4379

Broadband optical transmission through sandwich-shaped multilayer tapered metallic slit arrays

QI YunPing^{1*}, ZHANG XueWei^{1*}, ZHOU PeiYang¹,
YAN ChunMan¹ & WANG XiangXian²

¹ *Engineering Research Center of Gansu Province for Intelligent Information Technology and Application, College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China;*

² *School of Science, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China*

The non-resonant extraordinary optical transmission (EOT) can achieve broadband transmission, which is significant for broadband light harvesting devices. A metallic single slit nanostructure or slit array structure, due to simple structure and easy-to integration, has been used to construct a light source in the nanostructures based on the surface plasmon polaritons (SPPs). To obtain broadband transmission, in this paper, we propose a sandwich-shaped multilayer tapered metallic slit arrays. The transmission properties of the multilayer tapered metallic slit arrays were investigated using the finite element method (FEM). Results show that, compared with monolayer tapered metallic slit arrays structure, multilayer tapered metallic slit arrays can achieve more transmission peaks in the spectra and leading to broadband transmission in the infrared; the tapered provides a gradual impedance variation from the entrance to the exit of the slits, the light is strongly localized and enhanced at the slit exits and the dielectric layer, in contrast with straight slits. In addition, the effects of the thickness of the dielectric layer, the position of dielectric layer, the period of the arrays and the width of the slit entrance on the transmission property were also studied. These results would be helpful for designing the broadband transmission properties of multilayer structures and may be applied value in the fields of nano-light source design, photonic integrated circuits and optoelectronic circuits and so on.

broadband optical transmission, multilayer tapered slit, surface plasmon polaritons, finite element method

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Gn, 78.67.Pt, 42.25.Bs

doi: [10.1360/SSPMA2018-00068](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00068)