

基于 TPPs-SPPs 混合模式的激发以增强单纳米缝异常透射

陆云清 成心怡 许敏 许吉 王瑾

Extraordinary transmission of light enhanced by exciting hybrid states of Tamm and surface plasmon polaritons in a single nano-slit

Lu Yun-Qing Cheng Xin-Yi Xu Min Xu Ji Wang Jin

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 204207 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.204207

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.204207>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I20>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

LCR 分流电路下压电声子晶体智能材料的带隙

[Band gaps of the phononic piezoelectric smart materials with LCR shunting circuits](#)

物理学报.2016, 65(16): 164202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.164202>

近零折射率材料的古斯汉欣位移的特性研究

[Goos-H 鍳 chen shift based on nearzero-refractive-index materials](#)

物理学报.2016, 65(15): 154208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.154208>

二维函数光子晶体

[Two-dimensional function photonic crystal](#)

物理学报.2016, 65(13): 134207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.134207>

一种基于共享孔径 Fabry-Perot 谐振腔结构的宽带高增益磁电偶极子微带天线

[Design of a broadband and high-gain shared-aperture fabry-perot resonator magneto-electric microstrip antenna](#)

物理学报.2016, 65(13): 134205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.134205>

偶极子位置及偏振对激发光子晶体 H1 微腔的影响

[Effects of location and polarization of a dipole source on the excitation of a photonic crystal H1 cavity](#)

物理学报.2016, 65(13): 134206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.134206>

# 基于TPPs-SPPs混合模式的激发以增强单纳米缝异常透射\*

陆云清<sup>†</sup> 成心怡 许敏 许吉 王瑾<sup>‡</sup>

(南京邮电大学光电工程学院, 南京 210023)

(2016年6月7日收到; 2016年7月21日收到修改稿)

单纳米金属缝结构, 由于其结构紧凑、易于集成、耦合效率高, 常常在基于表面等离子体激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 的纳米结构器件中用于构建光源. 但是, 单纳米缝的低透射率一直是该结构向实际应用转化中的问题; 实际上, 如何有效地增强其透射率一直是研究的重点. 本文提出了一种有效增强单纳米缝异常透射的方法和结构, 该结构由分布式布拉格反射镜 (distributed bragg reflector, DBR) 和金属银薄膜纳米缝构成. 当TM偏振光由DBR侧入射至DBR-银纳米缝结构时, DBR-银膜界面上的塔姆激元 (Tamm plasmon polaritons, TPPs) 和纳米缝中的SPPs能够同时被有效激发, 并相互耦合形成TPPs-SPPs混合模式, 当TPPs与SPPs满足波矢匹配条件时, 利用TPPs的局域场增强效应可显著提高SPPs的激发效率, 结合纳米缝中的类法布里-珀罗腔共振效应, 最终可实现对单纳米缝异常透射率的有效增强. 本文利用传输矩阵法和有限元算法分析了DBR-银纳米缝结构上单纳米缝的透射特性. 经过参数优化, 在银膜厚度为100 nm、纳米缝宽为11 nm时, DBR-银纳米缝结构的最大透射率为0.166, 相对于TiO<sub>2</sub>银纳米缝结构(无DBR)的透射率(0.01), 提高了16倍. 该研究从基本物理机理出发, 实现了对单纳米缝异常透射的增强, 研究结果在纳米光子学、近场光学成像与探测、极化激元激光器等相关领域具有潜在的应用价值.

**关键词:** 异常透射, 塔姆激元, 表面等离子体激元, 类法布里-珀罗腔共振

**PACS:** 42.70.Qs, 41.20.Jb, 78.67.Pt, 42.25.Bs

**DOI:** 10.7498/aps.65.204207

## 1 引言

光学异常透射 (extraordinary optical transmission, EOT) 现象突破了传统孔径理论的限制, 而基于EOT现象的纳米光子器件在纳米光子集成、纳米光刻、近场成像与探测、生物传感器等领域的相关应用引起人们越来越多的关注, 成为近年来纳米光子学的一个研究热点<sup>[1-7]</sup>. 1998年Ebbesen等<sup>[1]</sup>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EOT现象: 对于特定

波长的入射光, 其透过率高于孔的面积和总面积的比值, 相对于经典的Bethe-Bouwkamp小孔透射理论<sup>[8,9]</sup>, 透射率要高出1—2个数量级. 对于EOT现象产生的物理机理, 研究者给出了一些解释, 一般认为主要源于两方面原因: 一是金属表面等离子体激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 的有效激发<sup>[10-13]</sup>; 二是单个亚波长孔洞或狭缝中Fabry-Pérot (F-P) 腔共振模式的激发<sup>[14,15]</sup>. SPPs是局域在金属表面的一种电磁波模式<sup>[1,2]</sup>, 其本质是在金属-介质界面上光和金属表面的自由电子相互作用

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61575096)、国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 11404170)、国家教育部留学回国人员科研启动基金 (批准号: 105757) 和江苏省基础研究计划基金 (批准号: BK20131383) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [luyq@njupt.edu.cn](mailto:luyq@njupt.edu.cn)

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: [jinwang@njupt.edu.cn](mailto:jinwang@njupt.edu.cn)

用激发并耦合电荷密度起伏的电磁振荡, 具有近场增强、表面受限、短波长等特性, 能够突破衍射极限; 因此, 基于SPPs的各种纳米光子器件被认为是实现纳米全光集成的最有希望的途径<sup>[16]</sup>.

单纳米金属缝, 由于结构紧凑、易于集成、SPPs耦合效率高, 常常在很多纳米结构的器件中用于构建SPPs源或光发射器<sup>[17-20]</sup>, 而如何有效地增强单纳米缝的透射率一直是相关研究中的重点. 增强单纳米缝的透射率的方法之一是在单纳米缝的出射、入射端口周边设置周期性的微结构. 例如, 文献<sup>[21]</sup>在单亚波长狭缝的出射、入射端口周边设置了周期性分布的表面纳米带, 当周期所对应的倒格矢与SPPs的动量匹配时, 可以促进入射光耦合成为SPPs, 从而提高了单纳米狭缝的透过率. 文献<sup>[22]</sup>提出在周期性纳米带两侧加上一对凸起的介质柱, 沿表面传输的SPPs被介质柱反射回纳米缝, 可以进一步增加单纳米缝的透射率. 增强单纳米缝的透射率的另一个方法是在单纳米缝的上端设置一个纳米带, 以形成一个共振纳米腔天线结构<sup>[23,24]</sup>. 在最新的文献中<sup>[25]</sup>, 通过将纳米带优化设计成蘑菇帽结构, 使蘑菇帽与纳米缝形成了强耦合, 有效地收集入射光, 并增强纳米缝入射端的局域场效应, 从而提高了光传输效率. 除此之外, 在平面金属-电介质纳米器件, 比如等离子体纳米聚焦结构中, 采用高折射率介质代替玻璃衬底, 利用高折射率衬底中的F-P腔共振效应可以实现对纳米缝中透射光强的调制, 从而提高纳米缝的透过率<sup>[26,27]</sup>. 通过优化纳米器件结构、改进SPPs光场与纳米缝的耦合可以提高单纳米缝的透射率, 而通过优化SPPs激发机制, 改善SPPs的激发效率, 更是一种提高单纳米缝透射率的有效方法.

本文提出了一种通过优化SPPs激发机制以实现有效增强单纳米缝异常透射的方法和结构. 该结构由分布式布拉格反射镜(distributed Bragg reflector, DBR)和金属银薄膜纳米缝构成, 入射光由DBR侧入射时, 不仅可以在纳米缝中激发出SPPs模式, 而且可以在DBR与银膜界面上激发出另一种表面态模式, 即塔姆等离子体激元(Tamm plasmon polaritons, TPPs)模式<sup>[28-32]</sup>. TPPs模式同样具有局域场增强效应, 但是衰减比SPPs模式更小, 在纳米缝入射端处与SPPs模式耦合形成TPPs-SPPs混合模式<sup>[33,34]</sup>. 当TPPs模式与SPPs模式满足波矢匹配条件时, 利用TPPs模式的局域

场增强效应显著提高了SPPs模式的激发效率, 结合纳米缝中的类F-P腔共振效应, 可有效增强单纳米缝的异常透射率.

## 2 模型结构和理论

### 2.1 理论模型

本文所提出的具有异常透射特性的DBR-金属纳米缝结构如图1所示, 其中, DBR由高折射率介质A(为TiO<sub>2</sub>)和低折射率介质B(为Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)构成, 在DBR上镀上厚度为 $d_m$ 的金属银膜, 在这个银膜中心设置了一个宽度为 $w$ 的纳米缝, 银纳米缝中的空气和两边半无限大的金属银膜构成了一个金属-介质-金属(MIM)波导结构. TiO<sub>2</sub>层和Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>层的折射率分别为 $n_A = 2.34$ ,  $n_B = 1.63$ , 厚度分别为 $d_A = 81.5$  nm,  $d_B = 117$  nm. DBR的膜系方程为(A·B)<sup>N</sup>, N为周期数, 在后面的数值计算中取9.5个周期. 根据光束入射时的布拉格条件,  $n_A d_A = n_B d_B = \frac{\pi c}{2\omega_0}$ , 其中 $\omega_0$ 为Bragg频率, 可以得到本文设计的DBR禁带的中心波长为 $\lambda_0 = 2 \times (n_A d_A + n_B d_B) = 762$  nm.

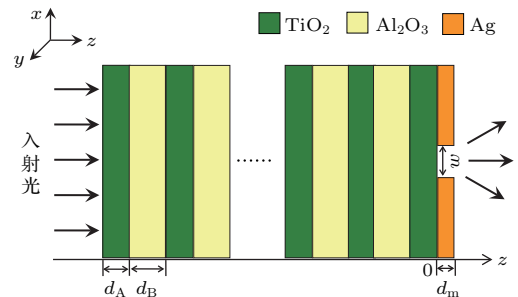


图1 (网刊彩色) DBR-银纳米缝结构示意图  
Fig. 1. (color online) Schematic of a single nano-slit in a silver film on a DBR.

### 2.2 金属-绝缘体-金属波导结构中的SPPs

金属-绝缘体-金属(MIM)波导可以传播传统电介质波导所不具有的SPPs模式, 这种SPPs模式没有截止宽度, 狭缝宽度远小于波长时仍然可以传播, 其有效折射率取决于金属和电介质的介电常数以及狭缝尺寸. 文献<sup>[35, 36]</sup>对MIM波导内的传播模式进行了详细的研究, 由于SPPs的偏振选择性, MIM波导内的SPPs模式只能由TM偏振光激发, TE偏振光无法激发. 具体而言, TM偏振

光( $H_y$ ,  $E_x$  和  $E_z$  分量不为0) 入射时, 由Mawell方程组和边界条件, 可以解得MIM波导中的本征模式, 波导模式可分为对称模式和反对称模式, 例如 $TM_0$  模式为对称模式, 其电场 $E_x$  分量在 $x-y$  平面内对称分布,  $TM_1$  模式为反对称模式, 电场 $E_x$  分量在 $x-y$  平面内反对称分布. MIM波导中能够传输的模式数目和波导宽度有关, 对于高阶模, 存在截止宽度, 当波导宽度小于截止宽度时, 相应的高阶模式就不能在波导中传播, 其中 $TM_1$  模式的截止宽度为  $d_s = \frac{2}{k_0\sqrt{\epsilon_d}} \tan^{-1} \sqrt{-\frac{\epsilon_m(\omega)}{\epsilon_d}}$ ,  $\epsilon_d$  为介质的介电常数,  $\epsilon_m(\omega)$  为金属的介电常数,  $k_0$  为入射光在真空中的波矢. 本文所讨论的银纳米缝宽小于 $TM_1$  模式的截止宽度, 因此纳米缝中只存在 $TM_0$  模式.  $TM_0$  模式是MIM波导中的SPPs模式, 其模场局域于金属表面纳米尺度范围内, 不同于金属层之间来回反射所形成的振荡模式的模场分布.  $TM_0$  模式的色散方程为 [36]

$$\tanh\left(\frac{w}{2}\sqrt{k_{SPPs}^2 - k_0^2\epsilon_d}\right) = \frac{-\epsilon_d\sqrt{k_{SPPs}^2 - k_0^2\epsilon_m(\omega)}}{\epsilon_m(\omega)\sqrt{k_{SPPs}^2 - k_0^2\epsilon_d}}, \quad (1)$$

其中 $w$  为MIM波导中间介质层的宽度, 即纳米缝宽, 金属介电常数 $\epsilon_m(\omega)$  的值可参考Drude模型 [37]:  $\epsilon_m(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}$ , 其中 $\epsilon_\infty = 3.7$  为带间跃迁对介电常数的贡献,  $\omega_p = 9.1$  eV 为等离子

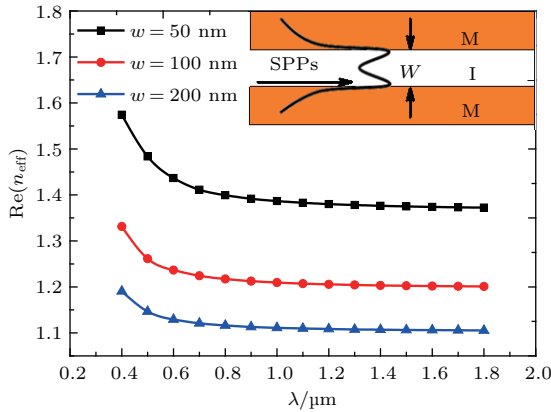


图2 MIM(银-空气-银)波导结构中SPPs的有效折射率随波长的变化关系,  $w$  为缝宽(插图为MIM结构示意图和SPPs模式 $E_x$  分量的场强分布示意图)

Fig. 2. The effective refractive index of the SPPs within the MIM (silver-air-silver) waveguide structure, as a function of the wavelength  $\lambda$ , where  $w$  is the width of the nano-slit. The inset is the schematic of MIM and the field intensity profile of the SPPs.

体共振频率,  $\gamma = 0.018$  eV 为电子碰撞频率.  $k_{SPPs}$  为MIM波导中SPPs的波矢, MIM波导结构的有效折射率为  $n_{eff} = k_{SPPs}/k_0$ , 与中间介质层即纳米缝的宽度有关, 改变纳米缝的宽度可以对纳米缝中的SPPs模式进行调控. 图2给出了当纳米缝宽 $w$  取不同值时, MIM波导结构中SPPs模式的有效折射率随波长的变化关系, 其中纳米缝宽 $w$  分别为50, 100和200 nm. 对于确定的纳米缝宽, 其有效折射率的实部随着波长的增加而单调减小, 波导对SPPs的束缚能力逐渐减弱, 对于确定的入射波长, 其有效折射率的实部随着纳米缝宽的增大而减小并趋于稳定. 插图为MIM结构示意图和SPPs模式 $E_x$  分量的场强分布示意图.

### 2.3 DBR-金属结构中的TPPs

对于DBR-银膜(无纳米缝)结构, 入射波由DBR侧入射时, 在DBR与银膜界面上将激发出TPPs模式. TPPs是一种由半导体超晶格中的电子表面态类比而来的一种新型的无损耗表面态, 由于其色散曲线位于光锥内侧, 可以由TE或TM偏振光在光子晶体异质结或DBR-金属界面上直接激发 [28]. 在DBR与金属界面上激发的TPPs模式实际上与DBR禁带中反射凹峰(dip)相对应, 采用传输矩阵法可以计算出DBR-银膜(无纳米缝)结构的反射和透射谱, 从而得到TPPs模式的色散关系. 根据电场和磁场在介质分界面上的边界连续条件, 第 $i$ 层介质的特征矩阵为 [38]

$$M_i = \begin{bmatrix} \cos \delta_i & \frac{j}{\zeta_i} \sin \delta_i \\ j\zeta_i \sin \delta_i & \cos \delta_i \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中 $\delta_i = \omega n_i d_i \cos \theta_i / c$ ,  $n_i$ ,  $d_i$ ,  $\theta_i$  分别为第 $i$ 层介质的折射率、厚度和透射角, 反映了电磁波在第 $i$ 层中传播的物理特性; 式中 $\zeta_i$  表示第 $i$ 层介质的光学导纳, 对于TE偏振光,  $\zeta_i = n_i \cos \theta_i$ , 对于TM偏振光,  $\zeta_i = n_i / \cos \theta_i$ . 介质层透射角可以由Snell定理获得, 即 $\theta_i = \arcsin(n \sin \theta_0 / n_i)$ ,  $n$  为空气折射率,  $\theta_0$  为入射角度. 对于多层薄膜, 将表示每层薄膜物理特性的特征矩阵依次相乘可得总特征矩阵, 即

$$M = \prod_{i=1}^K \begin{bmatrix} \cos \delta_i & \frac{j}{\zeta_i} \sin \delta_i \\ j\zeta_i \sin \delta_i & \cos \delta_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

电磁波通过多层薄膜的反射系数  $r$  和透射系数  $t$  为

$$r = \frac{(m_{11} + m_{12}\zeta_G)\zeta_1 - (m_{21} + m_{22}\zeta_G)}{(m_{11} + m_{12}\zeta_G)\zeta_1 + (m_{21} + m_{22}\zeta_G)}, \quad (4)$$

$$t = \frac{2\zeta_G}{(m_{11} + m_{12}\zeta_G)\zeta_1 + (m_{21} + m_{22}\zeta_G)}, \quad (5)$$

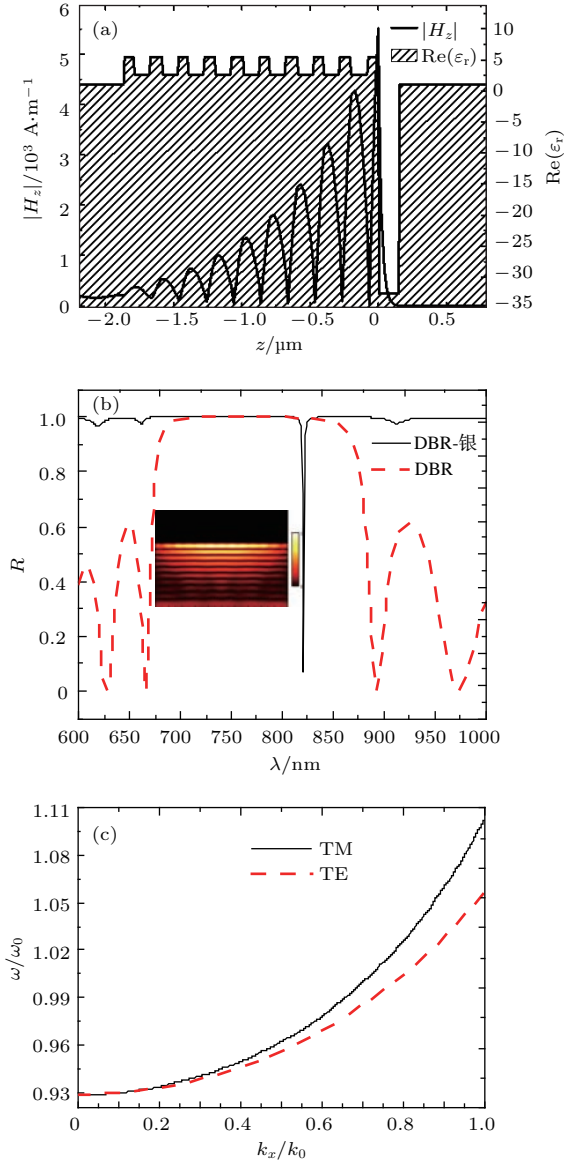


图3 (a) DBR-银膜结构介电常数分布(折线)以及所激发出的TPPs磁场强度分布(曲线); (b) DBR-银膜结构(实线)和DBR结构(虚线)反射谱(插图为激发出的TPP的电场强度分布); (c)不同偏振态下,TPPs模式的色散关系

Fig. 3. (a) Dielectric constant profile for the DBR-silver and the magnetic field intensity profile of the TPPs; (b) reflection spectra for the DBR-silver and DBR, the inset is the electric field intensity distribution for the DBR-silver with the wavelength  $\lambda = 821 \text{ nm}$ ; (c) the dispersion relation of the TPPs mode for the TE (dashed line) and TM (solid line) polarizations, respectively.

式中  $\zeta_1$  表示入射介质的光学导纳,  $\zeta_G$  表示衬底的光学导纳, 本文的模型衬底为空气. 根据反射系数和透射系数, 可以获得反射率  $R = |r|^2$ 、透射率  $T = \zeta_k |t|^2 / \zeta_1$ , 以及透射、反射电磁波相对于入射电磁波的相位变化.

图3分别给出了本文的DBR-银膜(无纳米缝)结构设计、其反射谱以及不同偏振态下的TPPs模式的色散关系. 图3(a)所示为DBR-银膜结构的介电常数实部分布, 以及所激发出的TPPs模式的磁场分布. 可以看到, 磁场局域于DBR与银膜的界面处, 其强度以分界面为中心, 并向两边介质指数衰减, 因此TPPs模式具有局域场增强特性. 图3(b)所示为入射光由DBR侧垂直入射时, DBR结构和DBR-银膜结构各自的反射谱, 其中银膜厚度为150 nm. DBR-银膜结构的反射谱在原DBR禁带内821 nm处出现了一个反射凹峰(dip), 即为TPPs模式, 插图为相应的场强分布. 图3(c)所示为不同偏振态下TPPs模式的色散曲线,  $k_{\text{TPPs}} = 2\pi \sin \theta_0 / \lambda_{\text{TPPs}}$ ,  $\theta_0$  为入射角度.

### 3 结果与分析

#### 3.1 入射光偏振态对DBR-银纳米缝透射率的影响

入射光的偏振态对单纳米缝结构透射率具有重要的影响, 这是由于在这样的单纳米缝结构中产生EOT现象的物理机理是源于SPPs的有效激发, 而SPPs对于入射光的偏振态具有选择性, 只有TM偏振光入射时才能有效激发SPPs. 对于本文提出的DBR-银纳米缝结构, 其异常透射特性是源于TPPs和SPPs的同时激发和相互耦合, 因此其透射率依然对于入射光的偏振态具有选择性. 如图4(a)和图4(b)所示分别为不同偏振态下, 入射波长为TPPs激发波长( $\lambda = 821 \text{ nm}$ ), 缝宽  $w = 50 \text{ nm}$ , 银膜厚度  $d_m = 150 \text{ nm}$  时, DBR-银纳米缝结构的场强分布. 对比可以发现, TM偏振光入射时, 经过DBR透射到金属表面的电磁波被分为三部分: 一部分在DBR和银膜界面上形成TPPs; 一部分耦合进入MIM波导, 激发出波导内的SPPs, 并向外透射; 剩下的被反射回DBR. 同时可以发现, 银纳米缝的反射光和散射光与DBR-银膜界面上的TPPs相干叠加, 形成了周期性的干涉相消和相长分布. 当入射电磁波为TE偏振光时,

虽然可以在 DBR-银膜界面上激发出 TPPs, 但是对于 MIM 波导结构, TE 偏振光无法耦合进 MIM 波导, 也不能激发出波导内的 SPPs, 几乎没有光通过银纳米缝. 图 4(c) 给出了不同偏振态下 DBR-银纳米缝结构透射率 ( $T$ ) 随着波长的变化关系, 实线为 TM 偏振, 虚线为 TE 偏振. 可以看到, 在 TE 偏

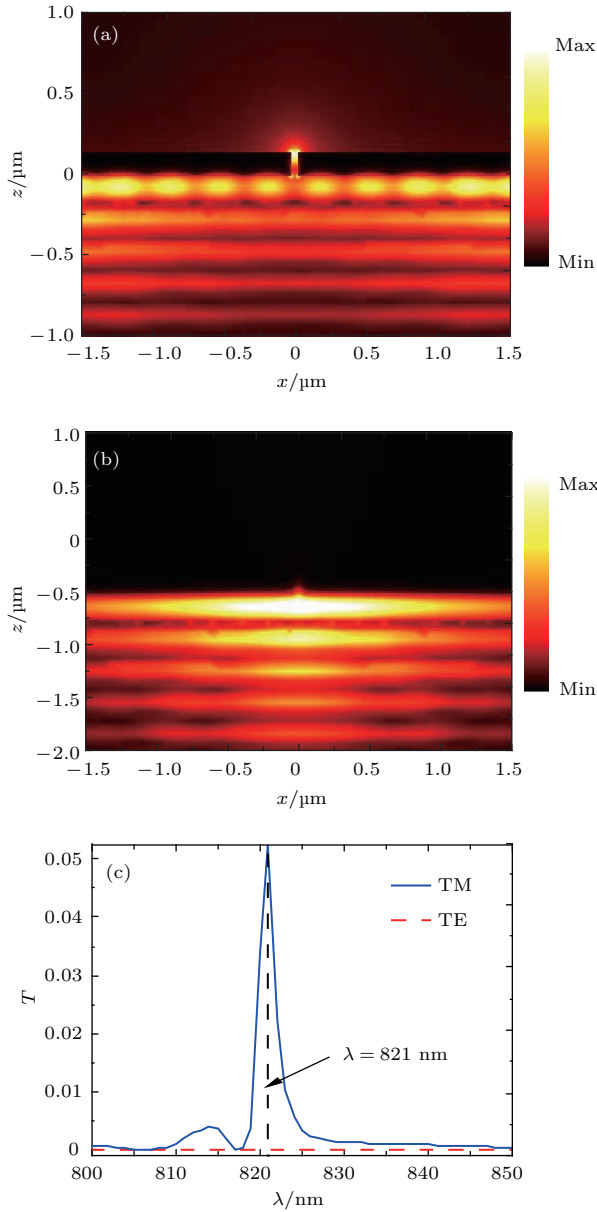


图 4 (网刊彩色) (a) 和 (b) 分别为 TM 和 TE 偏振态下, 入射光波长为 TPPs 激发波长 ( $\lambda = 821 \text{ nm}$ ) 时, DBR-银纳米缝结构中的场强分布; (c) TM 和 TE 偏振态下, DBR-银纳米缝结构的透射率随波长的变化关系

Fig. 4. (color online) (a) and (b) are the electric field intensity distribution for the structure DBR-silver with a nanosilt for the TE and TM polarizations, respectively; (c) transmittance spectra for the structure DBR-silver with a nanosilt for the TE (dashed line) and TM (solid line) polarizations.

振光入射时, DBR-银纳米缝结构的透射率几乎为零, 并且不随入射光波长的变化而变化, 这表明虽然 TE 偏振光能够在 DBR-银膜界面上激发出 TPPs, 但是银纳米缝中的 SPPs 模式得不到有效激发, 不能形成 TPPs-SPPs 混合模式, 此情况下 DBR-银纳米缝结构不具有异常透射特性. 在 TM 偏振光入射时, DBR-银纳米缝结构的透射率随着入射光波长的变化而变化, 当入射波长为 TPPs 激发波长 ( $\lambda = 821 \text{ nm}$ ) 时, 其透射率达到最大, 大约是 TE 偏振光入射时的 1300 倍, 说明在 DBR-银膜界面上激发出 TPPs 的同时, MIM 波导中的 SPPs 模式也得到了有效激发, 它们相互耦合, 形成 TPPs-SPPs 混合模式, 此情况下 DBR-银纳米缝结构具有异常透射特性. 由此可见, 由于 DBR-银纳米缝结构中的银纳米缝的宽度远小于  $\text{TM}_1$  模式的截止宽度, 纳米缝中只存在 SPPs 模式, 入射光的偏振态对于纳米缝是否具有异常透射特性具有决定作用. 同时, 利用 DBR-银膜界面上 TPPs 的局域场增强, 增强了纳米缝入射端的场强, 在一定程度上增加了耦合进纳米缝的光强, 可以提高纳米缝的透射率.

### 3.2 银膜厚度对 DBR-银纳米缝透射率的影响

对于银膜上单纳米缝形成的 MIM 波导结构, 入射光场与银纳米缝的相互作用机制可以类似于 F-P 腔共振效应 [39], 因此, 通过调节银膜厚度, 使 MIM 波导中的 SPPs 模式满足类 F-P 腔共振条件, 可以有效地提高 DBR-银纳米缝的透射率. 图 5 所

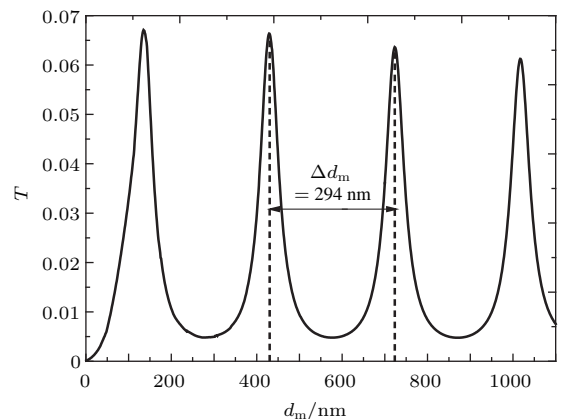


图 5 TM 偏振光入射下, DBR-银纳米缝结构的透射率随银膜厚的变化关系

Fig. 5. The transmittance for the structure DBR-silver with a nano-silt as a function of the thickness of the silver film for TM polarization.

示为TM偏振光由DBR侧垂直入射时, DBR-银纳米缝的透射率随着银膜厚度 $d_m$ 的变化关系, 其中银纳米缝宽 $w = 50$  nm, 入射光波长 $\lambda = 821$  nm. 可以看到, 随着银膜厚度的变化, 当MIM波导内的SPPs模式满足类F-P腔共振条件时, 其透射率显著增强, 而且在透射谱上形成一系列的共振峰, 相邻级次透射峰所对应的银膜厚度差为 $\Delta d_m = 294$  nm. 由MIM波导的色散关系, 即(1)式,  $w = 50$  nm,  $\lambda = 821$  nm时, 波导内SPPs波矢

的实部 $\text{Re}(k_{\text{SPPs}}) = 0.01069 \text{ nm}^{-1}$ , 相应的SPPs波长 $\lambda_{\text{SPPs}} = 2\pi/\text{Re}(k_{\text{SPPs}}) = 588$  nm, 可得到透射谱上相邻共振峰间隔 $\Delta d_m$ 恰好为MIM波导中SPPs波长的一半, 即 $\Delta d_m = \lambda_{\text{SPPs}}/2$ , 这进一步证明了共振峰的形成是源于银纳米缝中的类F-P腔效应. 如图6(a)—图6(d)所示为银膜厚度分别取为各级次共振峰所对应的厚度时, 即 $d_m = 135, 429, 723$ 和 $1017$  nm, 银纳米缝中磁场 $|H_y|$ 的强度分布, 清晰地呈现出了上述的类F-P腔共振效应.

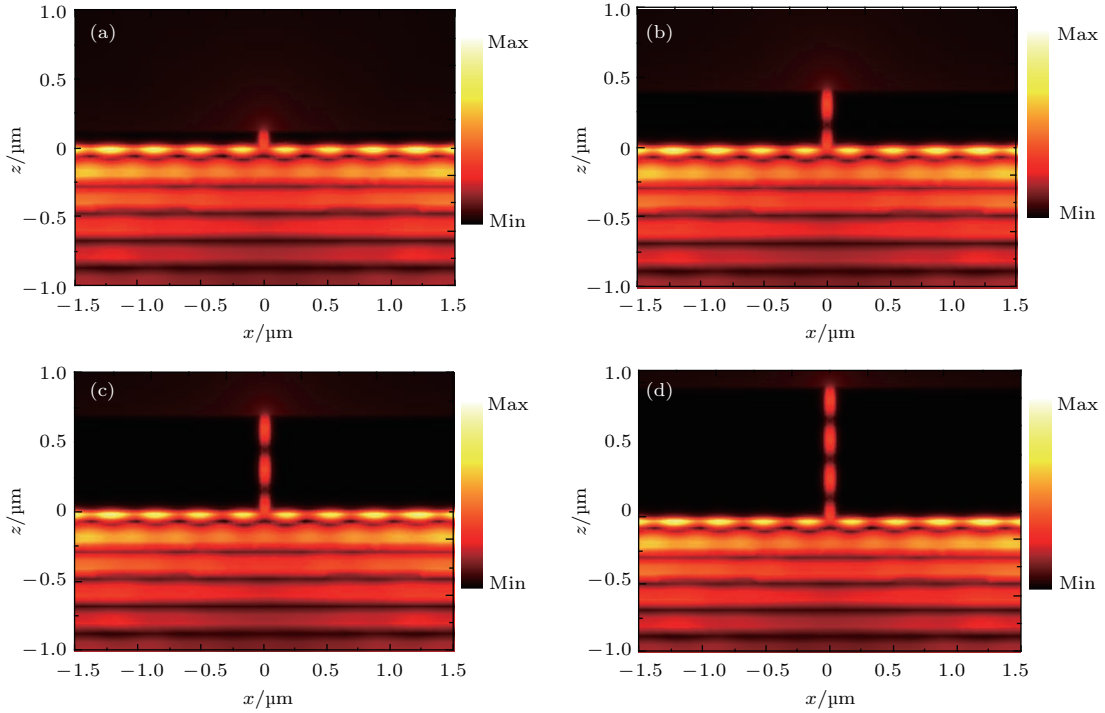


图6 (网刊彩色) 纳米缝宽为50 nm时, 磁场 $|H_y|$ 的归一化强度分布 (a)  $d_m = 135$  nm; (b)  $d_m = 429$  nm; (c)  $d_m = 723$  nm; (d)  $d_m = 1017$  nm

Fig. 6. (color online) Distribution of the normalized magnetic field  $|H_y|$  for (a)  $d_m = 135$  nm; (b)  $d_m = 429$  nm; (c)  $d_m = 723$  nm; (d)  $d_m = 1017$  nm.

### 3.3 纳米缝宽度对DBR-银纳米缝透射率的影响

具有异常透射的金属单纳米缝结构的透射率大小很大程度上取决于金属纳米缝(孔)中SPPs的激发效率, 而对于DBR-银纳米缝结构, 通过TPPs和SPPs的同时激发和相互耦合, 可以提高银纳米缝中SPPs的激发效率, 从而提高其透射率. 当TM偏振光由DBR侧垂直入射此结构时, 会在DBR-银界面上激发出TPPs, 由于TPPs也具有局域场增强效应, 当TPPs与银纳米缝中的SPPs满足波矢匹配条件时, 即当 $\text{Re}(k_{\text{SPPs}}) = \sqrt{k_0^2 n_A^2 - k_{\text{TPPs}}^2}$ 时, 可以有效增强银纳米缝中SPPs的激发效率, 进而

显著提高DBR-银纳米缝的透射率.

根据MIM波导中SPPs模式的色散方程, 当入射光波长一定时, 银纳米缝中SPPs的波矢 $k_{\text{SPPs}}$ 由中介质层的宽度决定. 图7所示为 $k_{\text{SPPs}}$ 的实部随纳米缝宽的变化关系, 图7插图则给出了DBR-银膜界面上TPPs的波矢随激发波长 $\lambda$ 的变化关系. 对于本文的结构, 当TM偏振光由DBR侧垂直入射时, DBR-银膜界面上TPPs的激发波长为 $\lambda = 821$  nm, 在TPPs与SPPs满足波矢匹配条件下, 令 $\text{Re}(k_{\text{SPPs}}) = \sqrt{k_0^2 n_A^2 - k_{\text{TPPs}}^2}$ , 计算可得银纳米缝宽 $w = 11$  nm. 在这个银纳米缝宽度下, DBR-银纳米缝的透射率可以在类F-P腔共振增强的基础上得到进一步的增强.

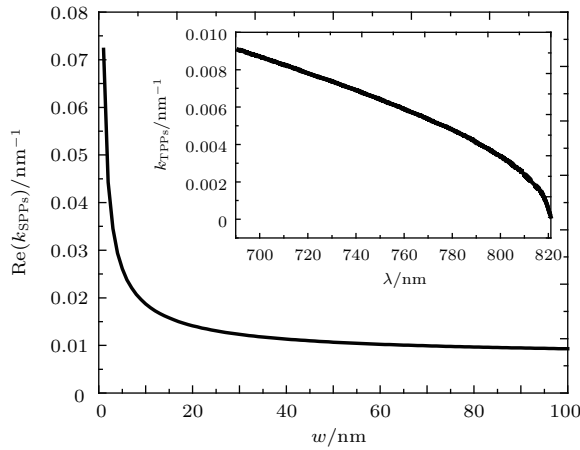


图7 银纳米缝中SPPs的波矢  $k_{\text{SPPs}}$  随纳米缝宽的变化关系, 插图为DBR-金属界面上TPPs的波矢随激发波长  $\lambda$  的变化关系

Fig. 7. The wave-vector of the SPPs in the nano-slit as a function of the width of the nano-slit, and the inset is wave-vector of the TPPs as a function of the excitation wavelength.

图8(a)给出了银纳米缝宽分别为  $w = 4 \text{ nm}$ ,  $w = 11 \text{ nm}$ ,  $w = 50 \text{ nm}$  时的DBR-银纳米缝的透射谱线. 比较可以发现, 三种情况下在银纳米缝中都存在类F-P腔效应, 共振峰间隔为各缝宽所对应的SPPs波长的一半, 当缝宽  $w = 11 \text{ nm}$ , 即TPPs与SPPs满足波矢匹配条件时, 其各级次共振峰的透射率大约是另两种情况的两倍, 说明虽然利用F-P腔共振效应可以提高纳米缝的透射率, 但是纳米缝中SPPs的激发效率对于其透射率的大小更具有决定性的影响. 图8(b)所示为DBR-银纳米缝的一级透射峰的透射率随着银纳米缝宽的变化关系. 可以看到, 随着纳米缝宽的增大, 透射率先增大后减小, 当  $w = 11 \text{ nm}$  时, 达到极大值. 图9(a)—图9(d)所示为缝宽  $w = 11 \text{ nm}$ 、波长  $\lambda = 821 \text{ nm}$  时, TM偏振光垂直入射下磁场  $|H_y|$  的归一化强度分布图, 银膜厚分别为  $d_m = 100 \text{ nm}$ ,  $d_m = 275 \text{ nm}$ ,  $d_m = 450 \text{ nm}$  和  $d_m = 625 \text{ nm}$  (依次对应一级透射峰、二级透射峰、三级透射峰和四级透射峰). 可以看到, 级次越高, 透射率越低, 这是由于纳米缝中的SPPs模式局域于银膜表面传播, 具有比较大的损耗, 级次越高, 银膜厚度越大, 损耗也就越大, 透射率也就越低. 在银纳米缝宽  $w = 11 \text{ nm}$ , 银膜厚度  $d_m = 100 \text{ nm}$  时, DBR-银纳米缝的透射率最佳, 达到0.166.

为进一步体现在DBR-银纳米缝结构中激发TPPs对银纳米缝异常透射的增强, 图10给出了相

同入射条件下DBR-银纳米缝结构与  $\text{TiO}_2$  银纳米缝结构(无DBR)的透射谱对比图. 由于银纳米缝中的类F-P腔共振效应, 透射谱上都出现了一系列共振透射峰, 相对于DBR-银纳米缝结构,  $\text{TiO}_2$  银纳米缝结构的共振峰位置略有偏移, 这是由于DBR的有效折射率与  $\text{TiO}_2$  的折射率不完全一样, 在纳米缝的入射端口处的初始相位不同所导致. 比较二者各级共振峰的强度可以发现DBR-银纳米缝结构的透射率远大于  $\text{TiO}_2$  银纳米缝结构的透射率, 其中一级共振峰的透射率增强了16倍.

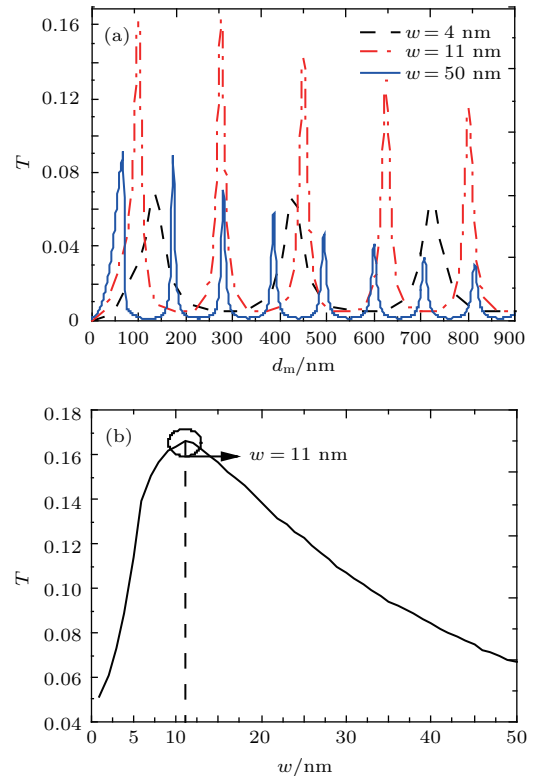


图8 (网刊彩色) (a) 不同纳米缝宽下, DBR-银纳米缝结构的透射率随银膜厚度的变化关系; (b) DBR-银纳米缝结构一级共振峰的透射率随纳米缝宽的变化关系

Fig. 8. (color online) (a) The transmittance of the DBR-silver structure with a nano-silt as a function of the thickness of the silver film, where  $w = 4, 11,$  and  $50 \text{ nm}$ , respectively; (b) the transmittance at the first formant of the DBR-silver structure with a nano-silt as a function of the width of the nano-slit.

## 4 结 论

本文针对单纳米缝透射率低的问题, 提出了一种通过激发TPPs-SPPs混合模式以有效增强单纳米缝异常透射的方法及相应的DBR-银纳米缝结构, 并利用传输矩阵法和有限元算法分析了DBR-银纳米缝结构的异常透射特性. 分析表明,



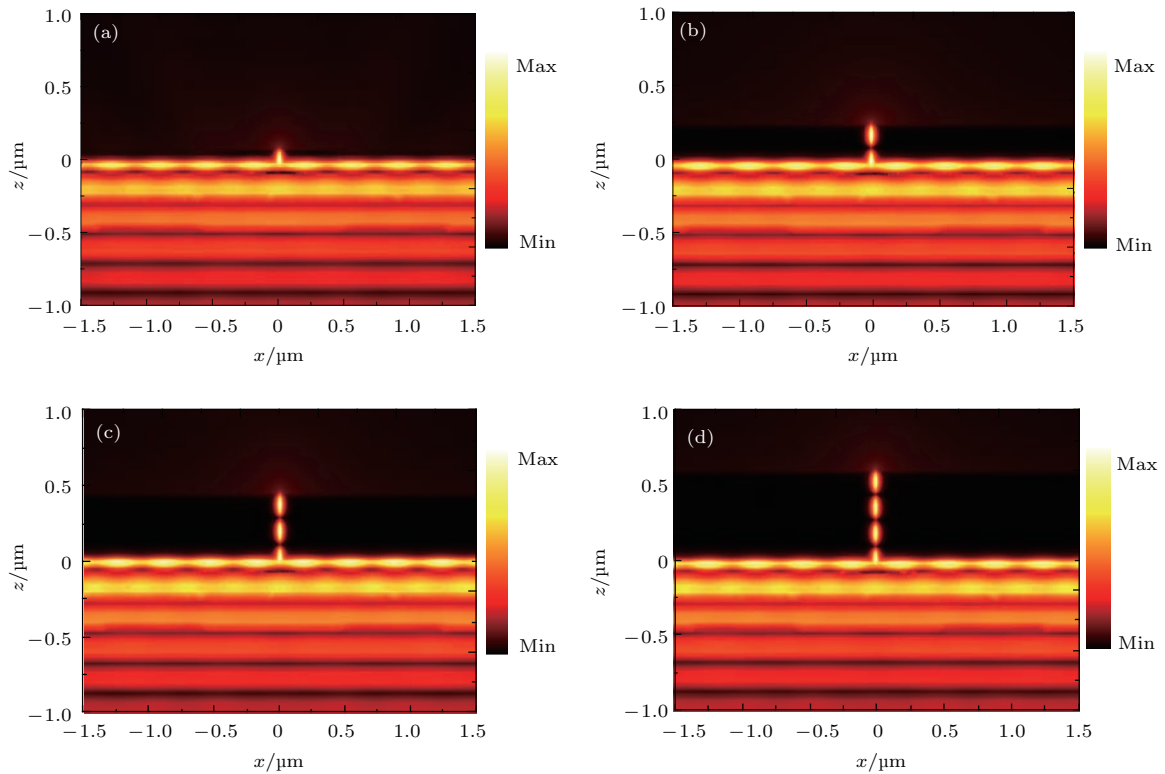


图9 (网刊彩色) 银纳米缝宽为 11 nm 时, 磁场  $|H_y|$  的归一化强度分布 (a) 银膜厚度为 100 nm; (b) 银膜厚度为 275 nm; (c) 银膜厚度为 450 nm; (d) 银膜厚度为 625 nm

Fig. 9. (color online) Distribution of the normalized magnetic field intensity  $|H_y|$  for the width of the nano-slit  $w = 11$  nm, where the thickness of the silver film is (a)  $d_m = 100$  nm, (b)  $d_m = 275$  nm, (c)  $d_m = 450$  nm and (d)  $d_m = 625$  nm.

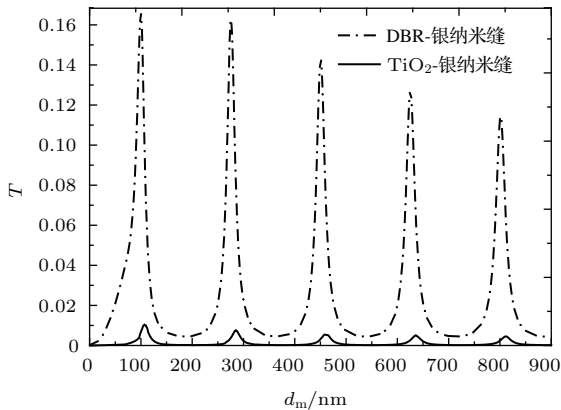


图10 DBR-银纳米缝结构与  $\text{TiO}_2$  银纳米缝结构的透射谱对比图

Fig. 10. The transmittance of the DBR-silver structure with a nano-silt and the  $\text{TiO}_2$ -silver structure with a nano-silt as a function of the thickness of the silver film.

对于DBR-银纳米缝结构, 在TM偏振光入射下, DBR-银膜界面上的TPPs和纳米缝中SPPs能够同时被有效激发, 相互耦合形成TPPs-SPPs混合模式. 利用TPPs的局域场增强效应, 当TPPs与SPPs满足波矢匹配条件时, 可以显著提高SPPs的

激发效率, 与纳米缝中的类F-P腔共振效应结合后, 可实现单纳米缝异常透射的有效增强. 对于DBR-银纳米缝结构, 在TM偏振光由DBR侧垂直入射情况下, TPPs的激发波长为821 nm, 当银纳米缝宽为11 nm, 银膜厚度为100 nm时, TPPs与SPPs满足波矢匹配条件, 同时SPPs也满足类F-P腔共振条件, 获得的最大透射率为0.166, 相对于 $\text{TiO}_2$ 银纳米缝结构的透射率(0.01), 提高了16倍. 本文提出的有效增强单纳米缝异常透射率的结构和方法满足纳米光子学对于器件微型化和高度集成化的要求, 在纳米光子学集成、近场光学成像与探测、极化激元激光器、纳米光刻等相关领域具有潜在的应用价值.

参考文献

[1] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667  
 [2] Lezec H J, Degiron A, Devaux E, Linke R A, Martinmoreno L, Garciaivald F J, Ebbesen T W 2002 *Science* **297** 820

- [3] Genet C, Ebbesen T W 2014 *Nature* **445** 39
- [4] Moreau A, Ciraci C, Mock J J, Hill R T, Wang Q, Wiley B J, Chilkoti A, Smith D R 2012 *Nature* **492** 86
- [5] Garcıavidal F J, Martinmoreno L, Ebbesen T W, Kuipers L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 729
- [6] Mashooq K, Talukder M A 2016 *J. Appl. Phys.* **119** 193101
- [7] Farah A E, Davidson R, Malasi A, Pooser R C, Lawrie B, Kalyanaraman R 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 043101
- [8] Bethe H A 1944 *Phys. Rev.* **66** 163
- [9] Bouwkamp C J 1954 *Rep. Prog. Phys.* **17** 35
- [10] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [11] Shao W J, Li W M, Xu X L, Wang H J, Wu Y Z, Yu J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 117301
- [12] Pang Y Q, Wang J F, Ma H, Feng M D, Xia S, Xu Z, Qu S B 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 194101
- [13] Martín-Moreno L, García-Vidal F J, Lezec H J, Pellerin K M, Thio T, Pendry J B, Ebbesen T W 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 1114
- [14] Rahman A T, Majewski P, Vasilev K 2015 *Opt. Lett.* **37** 1742
- [15] Jiao X, Wang P, Tang L, Lu Y, Li Q, Zhang D, Yao P, Ming H, Xie J 2005 *Appl. Phys. B* **80** 301
- [16] Chen J, Li Z, Zhang X, Xiao J, Gong Q 2013 *Sci. Rep.* **3** 1451
- [17] Gan Q, Guo B, Song G, Chen L, Fu Z, Ding Y J, Bartoli F J 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 161130
- [18] Gan Q, Fu Z, Ding Y J, Bartoli F J 2007 *Opt. Express* **15** 18050
- [19] Lopeztejeira F, Rodrigo S G, Martinmoreno L, Garcıavidal F J, Devaux E, Ebbesen T W, Krenn J R, Radko I P, Bozhevolnyi S I, Gonzalez M U, Weeber J C, Dereux A 2007 *Nat. Phys.* **3** 324
- [20] Lopeztejeira F, Rodrigo S G, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J, Devaux E, Ebbesen T W, Krenn J R, Radko I P, Bozhevolnyi S I, González M U, Weeber J C, Dereux A 2008 *New J. Phys.* **10** 033035
- [21] Li Z B, Tian J G, Liu Z B, Zhou W Y, Zhang C P 2005 *Opt. Express* **13** 9071
- [22] Wang C M, Huang H I, Chao C C, Chang J Y, Sheng Y 2007 *Opt. Express* **15** 3496
- [23] Cui Y X, He S L 2009 *Opt. Express* **17** 13995
- [24] Sun B, Wang L L, Wang L, Zhai X, Li X F, Liu J Q 2013 *Opt. Laser Technol.* **54** 214
- [25] Zhang Q, Hu P, Liu C 2015 *Opt. Commun.* **335** 231
- [26] Liu Y, Yu W 2012 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **24** 2214
- [27] Wu G, Chen J, Zhang R, Xiao J H, Gong Q H 2013 *Opt. Lett.* **38** 3776
- [28] Kaliteevski M, Iorsh I, Brand S, Abram R A, Chamberlain J M, Kavokin A V, Shelykh I A 2007 *Phys. Rev. B* **76** 165415
- [29] Friedman P S, Wright D J 2014 *Opt. Lett.* **39** 6895
- [30] Dong H Y, Wang J, Cui T J 2013 *Phys. Rev. B* **87** 045406
- [31] Zhang Z Q, Lu H, Wang S H, Wei Z Y, Jiang H T, Li Y H 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 114202 (in Chinese) [张振清, 路海, 王少华, 魏泽勇, 江海涛, 李云辉 2015 物理学报 **64** 114202]
- [32] Chen Y, Fan H Q, Lu B 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 244207 (in Chinese) [陈颖, 范丹青, 卢波 2014 物理学报 **63** 244207]
- [33] Lopezgarcia M, Ho Y L D, Taverne M P C, Chen L F, Murshidy M M, Edwards A P, Serry M Y, Adawi A M, Rarity J G, Oulton R 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 231116
- [34] Afinogenov B I, Bessonov V O, Nikulin A A, Fedyanin A A 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 061112
- [35] Feigenbaum E, Orenstein M 2007 *J. Lightwave Technol.* **25** 2547
- [36] Dionne J A, Sweatlock L A, Atwater H A, Polman A 2006 *Phys. Rev. B* **73** 035407
- [37] Vial A, Grimault A S, Macias D, Barchiesi D, Lamy D L C M 2005 *Phys. Rev. B* **71** 085416
- [38] Yeh P 1988 *Optical Waves in Layered Media* (New York: Wiley) pp337–344
- [39] Takakura Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5601

# Extraordinary transmission of light enhanced by exciting hybrid states of Tamm and surface plasmon polaritons in a single nano-slit\*

Lu Yun-Qing<sup>†</sup> Cheng Xin-Yi Xu Min Xu Ji Wang Jin<sup>‡</sup>

(College of Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210023, China)

( Received 7 June 2016; revised manuscript received 21 July 2016 )

## Abstract

Extraordinary optical transmission (EOT) through a metallic nano-slit or nano-slit arrays has become an efficient method to manipulate the light on a subwavelength scale. While a variety of nano-devices based on surface plasmon polaritons (SPPs) could be an ideal candidate for the next-generation ultra-compact integrated photonic circuits, this EOT phenomenon is also generally attributed to the excitation of SPPs in the nano-slit. Thus, due to its being compact in structure and amenable to integrate with other nano-devices, single nano-slit can be implemented to construct an optical source in the nano-device based on SPPs. However, the transmission through an isolated nano-slit is too low to be practically used. The main reason is that the excitation efficiency of SPPs in the nano-slit is not high enough. In fact, one of the key issues is how to enhance the excitation efficiency in a nano-slit. In this paper, a novel method and the related structure are proposed to effectively enhance the EOT in a single nano-slit by improving the excitation efficiency of SPPs. This structure is made up of a silver film on a distributed Bragg reflector (DBR), where a single nano-slit is imbedded in the silver film. Under the illumination of a TM polarized light from the DBR side of this structure, the Tamm plasmon polaritons (TPPs) at the interface between the silver film and the DBR and the SPPs in the nano-slit can be excited simultaneously. The TPP is another surface mode, which describes how an electromagnetic field is localized at the boundary of silver film and the DBR. In this structure, coupling between the TPPs and the SPPs leads to the appearance of a TPP-SPP hybrid state. When the wave-vectors between the TPP and the SPP modes are matched, due to the local field enhancement of the TPP mode, the excitation efficiency of SPPs can be improved significantly. Furthermore, utilizing the quasi Fabry-Pérot (F-P) resonance in the nano-slit, where a single nano-slit can be regarded as an F-P cavity with two open ends, a high light transmission through the single nano-slit can be achieved. In the present paper, the transmission properties of the “DBR-silver nano-slit” structure are analyzed with the finite element method and the transfer matrix method. After optimizing the structure parameters, with a thickness of the silver film of 100 nm and a width of the nano-slit of 11 nm, the light transmission through the single nano-slit in this structure can be increased by about 16 times, in comparison with the light transmission through a single nano-slit in a silver film on the TiO<sub>2</sub> substrate (without DBR). This method of enhancing the light transmission through a single nano-slit by exciting TPPs mode and utilizing its local field enhancement property, has potential applications in the polariton lasers, the nano-scale photonic integration, the near-field imaging and sensing, and other relevant areas.

**Keywords:** extraordinary optical transmission, Tamm plasmon polaritons, surface plasmon polaritons, quasi Fabry-Pérot resonance

**PACS:** 42.70.Qs, 41.20.Jb, 78.67.Pt, 42.25.Bs

**DOI:** 10.7498/aps.65.204207

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61575096), the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11404170), the Scientific Research Staring Foundation for the Returned Overseas Chinese Scholars, Ministry of Education of China (Grant No. 105757), and the Jiangsu Provincial Research Foundation for Basic Research, China (Grant No. BK20131383).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [luyq@njupt.edu.cn](mailto:luyq@njupt.edu.cn)

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [jinwang@njupt.edu.cn](mailto:jinwang@njupt.edu.cn)