

# 金属光栅覆盖分布式布拉格反射镜结构的透射增强效应\*

关建飞<sup>†</sup> 俞潇 丁冠天 陈陶 陆云清

(南京邮电大学电子与光学工程学院、柔性电子(未来技术)学院, 南京 210023)

(2024年3月14日收到; 2024年4月6日收到修改稿)

为了采用易于直接激发的塔姆等离子激元 (Tamm plasmon polaritons, TPPs) 实现透射增强现象, 本文提出了一种由一维金属光栅覆盖分布式布拉格反射镜 (distributed Bragg reflector, DBR) 构成的层状结构. 采用有限元法分析了入射光波在 DBR-金属交界面上激发 TPPs 并产生能量高度局域的物理过程. 研究表明入射 TM 光波在金属-DBR 交界面上激发的 TPPs 可以有效地激发金属狭缝内的 SPPs 模式, 当 SPPs 模式在狭缝内满足类 FP 谐振的条件就可以使入射光波在该结构中的产生透射增强. 在此基础上, 分析了狭缝宽度及其占空比对透射谱峰的定量影响. 结果显示: 周期确定时随着狭缝宽度的增大, 峰值透射率则呈现先增大后减小的变化趋势; 宽度确定时随着占空比的增大, 峰值透射率会呈现单调降低的变化趋势, 而透射峰中心波长呈现近似线性蓝移趋势, 这为灵活调节异常透射的中心波长提供了一种有效手段.

**关键词:** 光学异常透射, 金属光栅, 塔姆等离子激元, 类法布里-珀罗共振

**PACS:** 73.20.Mf, 78.67.Pt, 42.25.Bs, 41.20.Jb

**DOI:** 10.7498/aps.73.20240357

## 1 引言

光学异常透射 (extraordinary optical transmission, EOT) 现象由于突破了传统孔径理论的限制, 自从 1998 年被 Ebbesen 等<sup>[1,2]</sup> 提出后迅速在微纳光学领域引起了广泛的关注. 随着机理研究的深入, 研究人员发现 EOT 现象产生时, 在金属表面往往都伴有场量局域增强<sup>[3-5]</sup>, 同时在孔缝中都存在局域波导模式的类 Fabry-Perot (F-P) 谐振现象<sup>[6-8]</sup>. 据此可以推断 EOT 现象就是利用局域谐振效应在含孔径阵列的金属薄膜上下表面实现能量交换. 金属膜层表面的场量局域增强主要依赖于入射光波在金属与介质交界面上激发出表面等离子激元 (surface plasmon polaritons, SPPs)<sup>[9]</sup>. 然而由于 SPPs 波的色散曲线位于光锥之外, 在激发的过程中需要借助棱镜及光栅等独立元件实现相位

匹配, 不利于器件的小型化与集成应用<sup>[10]</sup>.

2007 年塔姆等离子激元 (Tamm plasmon polaritons, TPPs) 作为一种新颖的表面局域模式被提出并在实验上得到验证<sup>[11,12]</sup>. 在金属膜层与分布式布拉格反射镜 (distributed Bragg reflector, DBR) 的交界面上产生的 TPPs, 不仅能够实现能量的高度局域<sup>[13,14]</sup>, 而且由于其色散曲线位于光锥之内进而具备易于激发的优点<sup>[15,16]</sup>, 从而逐渐成为继 SPPs 之后微纳光学领域又一备受关注的界面波模式. 已有研究表明, 金属与 DBR 交界面上产生的 TPPs 可以显著提升金属单狭缝的透射率<sup>[17,18]</sup>. 为进一步研究 TPPs 在异常透射中发挥的作用, 本文采用有限元法研究了金属光栅覆盖 DBR 结构中 TPPs 产生的能量局域现象, 以及由此产生的透射增强现象. 由于在纳米加工领域 TiO<sub>2</sub>/ZnO 基 DBR 可以采用热蒸镀的办法加工在石英基底上<sup>[14,15]</sup>, 同时金属银膜层也可以通过热蒸镀工艺沉积在 DBR 上表

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61775102, 61905117) 和南京邮电大学科研基金 (批准号: NY220050, NY214058) 资助的课题.

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

面<sup>[4]</sup>, 采用聚焦离子束可以刻蚀银膜层形成金属银光栅结构, 且加工精度可达 5 nm<sup>[19]</sup>. 文中数值分析了金属银光栅的高度、狭缝宽度以及光栅周期对透射谱峰的幅值及中心波长的定量影响. 研究结果揭示了由金属银-DBR 交界面上 TPPs 激发金属银光栅狭缝内 SPPs 模式的类 FP 谐振是产生透射谱峰的物理原因. 同时狭缝宽度及光栅周期的变化都会有效改变透射峰的中心波长, 在狭缝宽度确定时, 透射峰中心波长可以随光栅占空比的改变发生近似线性的移动. 本文研究结果为实现波长可调的异常透射提供了一种有效的设计方案.

## 2 模型结构与计算方法

图 1 所示为金属光栅覆盖 DBR 结构的二维截面图, 图中模型在垂直纸面的  $y$  方向呈均匀分布, 且在该方向上没有对入射光场施加任何限制, 进而入射光波的衍射效应可以限制在  $x-z$  平面内讨论. 金属光栅层厚度为  $h_g$ , 周期  $p = 400$  nm, 狭缝宽度记为  $w$ . 金属银的介电常数采用 Drude-Lorentz 模型表示<sup>[20]</sup>; 金属层下方是典型的由高低折射率材料交替分布组成的 DBR 结构, 其中高折射率介质为  $\text{TiO}_2$  ( $n_H=2.07$ ), 其厚度  $d_H=121$  nm; 低折射率介质为  $\text{ZnO}$  ( $n_L=1.6$ ), 其厚度  $d_L=156$  nm. 这样的参数可以确保 DBR 结构的禁带中心波长满足  $\lambda_B = 4n_L d_L = 4n_H d_H = 1000$  nm. 在 DBR 结构中, 一组高、低折射率介质层构成一个周期单元, 文中 DBR 周期数取为  $N=10.5$ , 即 DBR 结构两端都选用高折射率  $\text{TiO}_2$  介质层. 由于  $x-z$  平面内金属覆盖 DBR 结构具有明显的空间周期性特征, 进而提取一个周期单元的平面模型结合周期性边

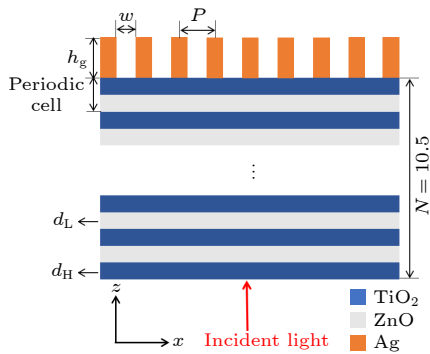


图 1 金属光栅覆盖 DBR 结构示意图

Fig. 1. Schematic diagram of DBR structure coated with a metal grating.

界条件可以实现整个二维平面结构的模场分布及透射谱线的计算. 透射及反射功率取平均坡印亭矢量在周期单元上、下边界的曲线积分得到, 两者与入射光功率之比即为透射率及反射率值.

当金属层未被刻蚀成光栅结构时, 在完整金属层覆盖 DBR 结构中会产生典型的塔姆等离激元 (TPPs), 实现入射光波能量在金属与 DBR 交界面上的高度局域. 选取完整金属层厚度为 100 nm 时, 该结构对 TM 模式入射光波产生的反射及透射谱线如图 2(a) 中的黑色及红色实线所示. 在波长为 1040 nm 处, 反射谱线存在一个典型的由 TPPs 引起的反射极小值, 同时透射谱线也在该波长处产生一个典型的透射峰值. 这是由于在金属-DBR 界面上产生了高度局域的 TPPs, 界面上的能量局域有效抑制光波的反射. 同时有部分局域的谐振能量可以穿透金属银膜的表面继续传播, 然而由于金属层对光波具有较强的吸收性, 进而 100 nm 厚的金属层导致峰值透射率较低. 作为比较, 图中黑色与红色虚线分别给出了将 DBR 结构换成均匀  $\text{TiO}_2$  介质后产生的反射及透射谱线, 其反射率值在 950—1150 nm 的整个波段内接近于 1, 透射率则接近于 0, 且两条曲线保持平坦基本没有变化. 这一现象表明在金属与  $\text{TiO}_2$  介质交界面上没有光场局域, 进而透射与反射都不会随波长发生变化.

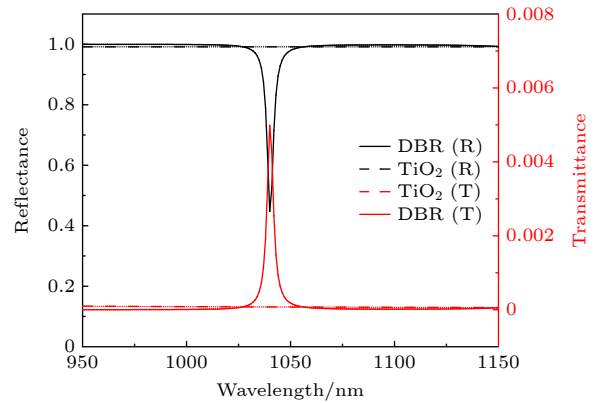


图 2 TM 模式入射金属层覆盖 DBR 结构及纯  $\text{TiO}_2$  介质产生的透射及反射谱图

Fig. 2. Transmission and reflection spectra generated in a perfect metal layer capped the DBR structure and the semi-infinite  $\text{TiO}_2$  media.

图 3(a) 给出了入射波长为 1040 nm 时, 完整金属层覆盖 DBR 结构与  $\text{TiO}_2$  介质两种结构中的模场分布. 左侧插图代表了金属覆盖  $\text{TiO}_2$  介质结

构中的磁场模值分布, 右侧插图描述了金属覆盖 DBR 结构中的模场分布. 由模场图可见在金属覆盖 TiO<sub>2</sub> 介质结构中入射光波在金属下表面发生了镜面反射, 从而入射波与反射波在 TiO<sub>2</sub> 介质中形成了稳定的驻波场分布. 然而在金属覆盖 DBR 结构中, 磁场强度在金属与 DBR 交界面上得到了显著增强, 产生了 TPPs 并实现了能量的高度局域. 该局域模式有效地抑制了反射过程从而形成了反射谱中的极小值. 图 3(b) 给出了两种结构单元在竖直中心线上的磁场模量分布, 其中黑色垂直虚线表示介质与金属层交界面的位置. 当偏离界面进入 DBR 区域时, 磁场分量的振幅将呈衰减振荡分布; 而在金属一侧则磁场分量会迅速减小为零. 通过两组结果对比可以发现, DBR 与金属层交界面上产生的 TPPs 实现了光场能量在空间上的高度局域以及场强幅度的显著提升 (8 倍以上). 利用这一能量高度局域的谐振效应, 可以实现窄带滤波及透射增强的功能.

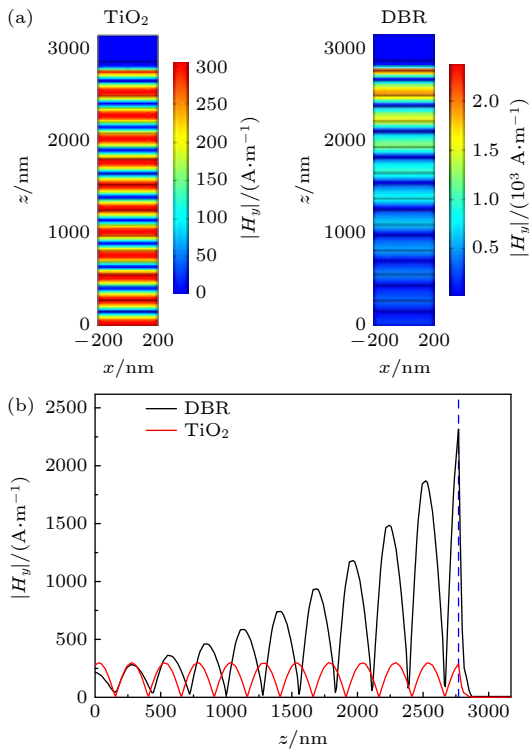


图 3 1040 nm 光波入射到金属银覆盖 DBR 结构及金属银覆盖 TiO<sub>2</sub> 中的能量分布 (a) 周期单元模场分布图; (b)  $z$  轴方向磁场截线图  
Fig. 3. Energy distribution in the silver covered DBR structure and silver capped TiO<sub>2</sub> dielectric generated by the incident light wave of 1040 nm: (a) Magnetic field  $|H_y|$  distribution at  $\lambda = 1040$  nm; (b) magnetic field  $|H_y|$  profile along  $z$  axis.

### 3 仿真结果与分析

#### 3.1 透射峰的产生机理

当金属层被刻蚀成如图 1 所示的光栅结构时, 定义光栅占空比  $R$  为狭缝区域在周期单元中的空间占比, 即  $R = w/p$ . 当金属光栅高度为 130 nm, 周期  $p$  取为 400 nm 且狭缝宽度  $w$  取为 40 nm 时, TM 偏振光入射, 在波长为 1030 nm 附近将产生一个显著的透射峰, 峰值透射率达到 0.789, 如图 4(a) 中黑色实线所示. 图 4(b) 中的黑色曲线则给出了 TM 模式光波入射时在金属光栅覆盖 DBR 结构中产生的反射谱线, 反射极小值同样出现在 1030 nm 的波长, 显然反射极小值与透射谱峰波长一致. 与之相对, 当 TE 偏振光入射该结构时, 透射谱如图 4(a) 中红色实线所示, 在 950—1150 nm 的整个波段上, 透射率都接近于零. 然而图 4(b) 中红色曲线所描述的反射谱线却在 1043 nm 波长处形成了一个明显的反射极小值. 这一

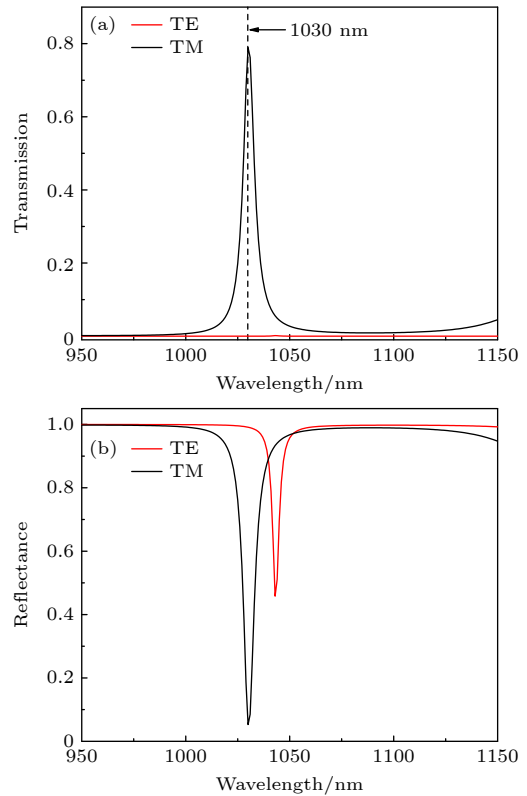


图 4 TE 及 TM 光波入射到金属光栅-DBR 结构产生的透射及反射谱线图 (a) 透射谱; (b) 反射谱  
Fig. 4. Transmission and reflection spectra generated by the TE and TM polarized incident light waves in the metal grating capped DBR: (a) Transmission spectra; (b) reflection spectra.

现象表明 TE 模式同样可以在金属-DBR 交界面上激发 TPPs, 只是 TE 模式激发的 TPPs 无法耦合进入狭缝区域产生 SPPs 导模, 进而不能透过金属光栅.

图 5(a) 中左右两幅插图分别给出了波长为 1030 nm 的 TM 波及波长为 1043 nm 的 TE 波入射时在金属光栅覆盖 DBR 结构中的磁场模式分布图. 左侧模场分布图显示透射极大值的出现可归结为 TM 模式的入射光波在金属-DBR 交界面上激发 TPPs 引起光场局域, 并由 TPPs 作为次级波源通过端面耦合进一步激发金属狭缝内 SPPs 模式, 继而实现光波透射. 这里由于 TPPs 的光场增强有效提升了狭缝入射端口的场强, 进而提升了狭缝内 SPPs 的激发效率, 从而增大了光栅透射率. 此处产生的透射增强效应可以视为 TPPs 激发狭缝内 SPPs 的类 FP 谐振效应的结果, 这里记为 TPPs-FP 混合谐振. 图 5(a) 中右侧插图显示, TE 模式入射光波同样可以在金属-DBR 交界面上产生 TPPs 实现光场能量局域增强, 然而由于 TE 模式

无法在金属狭缝内产生 SPPs, 以致其能量无法通过亚波长宽度的金属狭缝传输形成透射, 进而产生图 4(a) 中接近零的红色的透射分布曲线. 图 5(b) 中黑色及红色曲线分别表示了 TM 及 TE 偏振入射光波在金属光栅覆盖 DBR 结构单元竖直中心线上的磁场模量分布, 其中黑色垂直虚线表示介质与金属光栅交界面的位置. 相比之下, 由于 TE 模式在狭缝区域内几乎没有能量传输, 进而 TE 模式在金属与 DBR 交界面上产生的能量局域和场强提升现象更为明显.

为了进一步揭示透射峰的产生机理, 选取入射波长为 1030 nm, 在 0—1200 nm 范围内以 1 nm 为步长对金属光栅高度进行参数化扫描, 得到透射率随光栅高度的变化曲线如图 6(a) 所示. 当光栅高度分别取为 127, 480, 832, 1185 nm 时, 在光栅覆盖 DBR 结构中得到了幅值单调递减的 4 个透射率极大值. 相邻极大值的高度间隔基本保持在 353 nm, 恰为 40 nm 宽度的金属狭缝波导内 SPPs 模式波导波长的一半. 由图 6(b) 给出的透射峰值的模场分布可以发现, 4 个透射率极大值分别对应于金属狭缝内 SPPs 模式的前四阶类 FP 谐振模式<sup>[17]</sup>. 这一现象有力揭示了光栅狭缝内的类 FP 谐振是产生透射增强输出的必要条件, 进而狭缝高度的取值会显著影响峰值透射率. 同时需要指出, 随着高度的增大, SPPs 模式在狭缝内衰减幅度也将增大, 进而随着谐振阶次升高, 透射率的峰值逐渐降低.

### 3.2 光栅参数对透射谱的影响

为揭示不同狭缝宽度对透射谱峰幅度及中心波长的影响, 图 7(a)—(c) 分别给出了狭缝宽度分别为 40, 50 和 60 nm 时, 光栅高度从 0 nm 增大到 600 nm 的过程中, 金属光栅透射谱线的演变规律. 图中透射谱峰随着狭缝高度的增大而表现出单调红移的变化趋势, 这一现象再次表明透射谱峰源于狭缝内 SPPs 模式的类 FP 谐振效应. 狭缝高度增大就意味着有效腔长增大, 进而会导致谐振波长发生红移. 图 7(a) 显示当光栅高度分别取为 127 nm 和 480 nm 时, 第一、二阶透射峰的中心波长均为 1030 nm, 其透射率值分别为 0.796 和 0.75, 这一结果对应于图 6(a) 中黑色曲线表示的前两个透射峰值. 图 7(b) 显示缝宽为 50 nm 的金属光栅

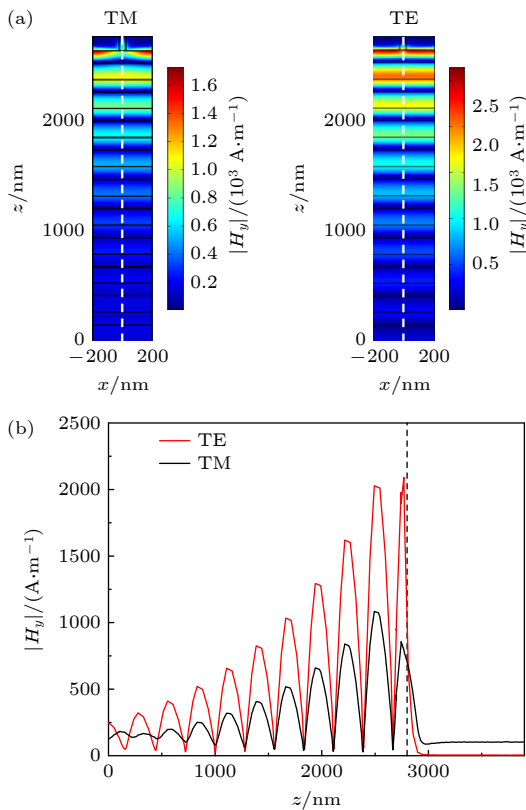


图 5 (a) TM 和 TE 模式入射产生磁场强度分布; (b) 磁场分量  $|H_y|$  沿中心轴线的分布图

Fig. 5. (a) Distribution of the magnetic field component  $|H_y|$  for TM and TE waves; (b) the profile of the magnetic component  $|H_y|$  along the axis of  $x = 0$ .

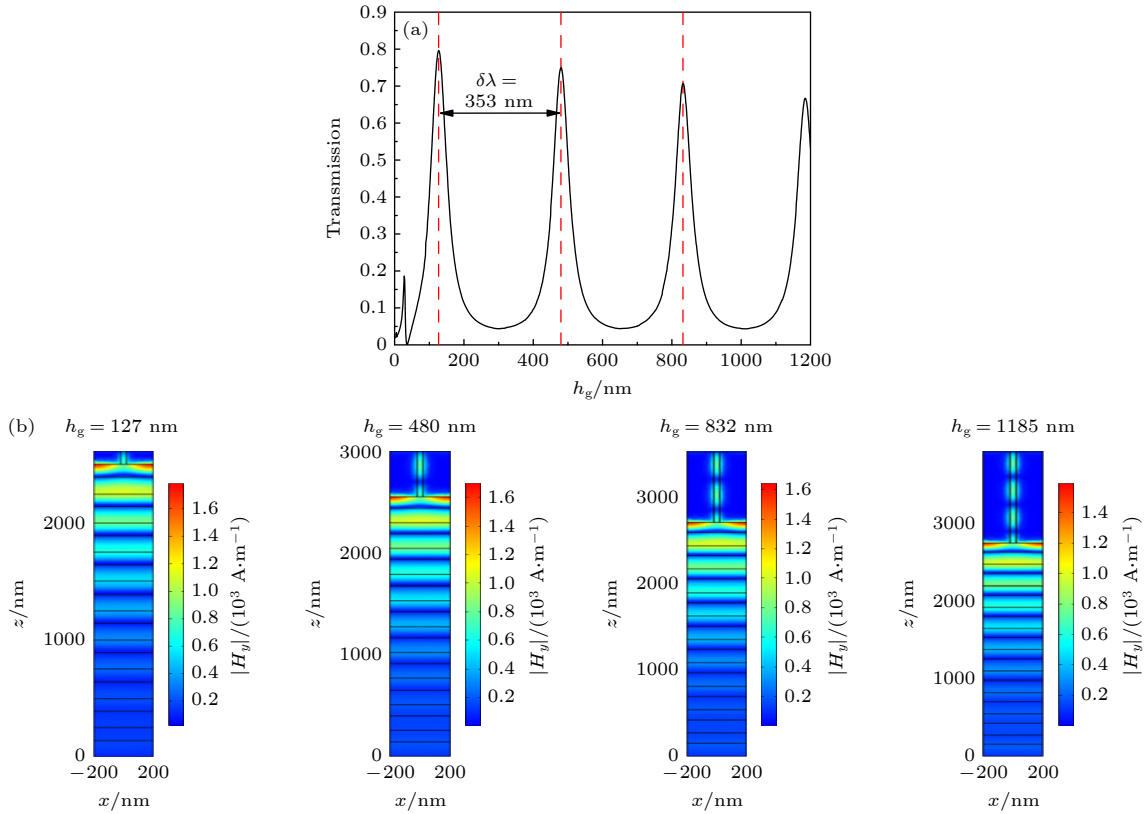


图 6 (a) 透射率随金属光栅高度的变化关系; (b) 透射峰值处的模场分布图

Fig. 6. (a) The transmittance as a function of the grating heights for TM polarization; (b) magnetic field intensity distributions for the four transmission peaks depicted in Fig. 6(a).

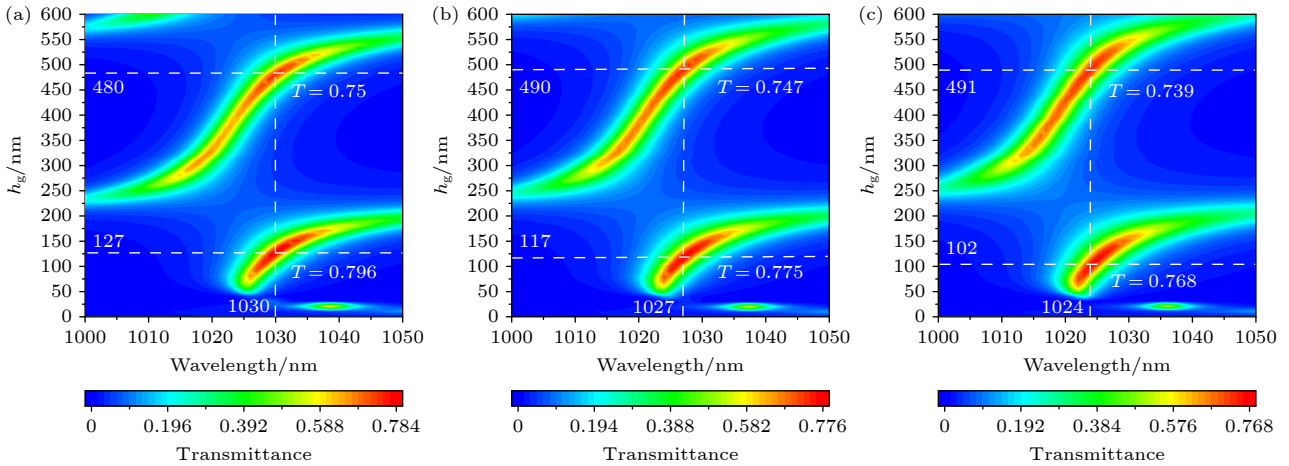


图 7 不同缝宽的透射谱线随光栅高度的演变规律 (a)  $w = 40$  nm; (b)  $w = 50$  nm; (c)  $w = 60$  nm.

Fig. 7. Transmittance against incident wavelengths and grating heights for three slit widths: (a)  $w = 40$  nm; (b)  $w = 50$  nm; (c)  $w = 60$  nm.

当高度分别取 117 nm 及 490 nm 时, 在波长为 1027 nm 处得到两个透射率极大值 0.775 与 0.747. 图 7(c) 显示 60 nm 缝宽的金属光栅当光栅高度分别取 102 nm 和 491 nm 时, 在入射波长为 1024 nm 处得到两个透射率极大值 0.768 和 0.739. 上述 3 组结果均表明, 对于同一狭缝宽度, 一阶与二阶谐

振透射峰的中心波长是一致的, 也即峰值波长由狭缝宽度唯一决定与谐振阶次无关. 此外由图 5(b) 可知, 两个透射极值对应的狭缝高度差正好等于 SPPs 波导波长的一半. 进而随着狭缝宽度的增大, SPPs 模式有效折射率实部减小, 进而 SPPs 波导波长增大. 这一变化必然引起相邻阶次的透射峰对

应的金属狭缝高度差增大. 这一现象也符合 FP 谐振模型的结果.

当狭缝宽度从 10 nm 增大到 60 nm 的变化过程中, 二阶谐振透射峰的峰值透射率演变趋势如图 8(a) 中黑色及红色曲线所示. 随着狭缝宽度的单调增大, 两峰值透射峰率均呈现先增大而后减小的变化趋势. 一阶透射峰在缝宽  $w = 30$  nm 时透射率取到了最大值 0.806, 而二阶透射峰则在缝宽  $w = 40$  nm 时取到最大值 0.75. 当狭缝宽度小于 40 nm 时, 随着缝宽的增加狭缝内部的 SPPs 的传输损耗会迅速降低<sup>[21]</sup>, 进而导致透射峰幅度显著提升. 然而当狭缝宽度大于 40 nm 以后, SPPs 传输损耗下降的速度将逐渐趋缓, 同时周期结构单元中金属区域宽度的占比在逐渐减小, 这会导致金属-DBR 交界面上 TPPs 的激发效率有所下降. 这一趋势将会导致 TPPs-FP 混合谐振模式强度降低, 于是峰值透射率开始下降. 此外图 8(a) 中曲线还表明一阶与二阶谐振透射峰的峰值幅度之差会随着狭缝宽度的减小而增大, 这可以归结为较窄的狭缝具有较大的传输损耗. 与一阶模式相比, 二阶谐振模式在狭缝内的传输距离更长进而具有更高的损耗.

图 8(b) 给出了透射峰中心波长随缝宽  $w$  的变化规律, 随着  $w$  的逐渐增大, 峰值波长将从 1044 nm 单调蓝移达到 1025 nm, 这一趋势表明在金属光栅覆盖 DBR 结构中, TPPs-FP 混合谐振的中心波长会随狭缝宽度的增大而逐渐减小. 作为金属光栅的另一个重要的参数——光栅周期  $p$  的变化也会显著改变金属区域的大小, 进而影响 TPPs-FP 混合谐振的中心波长. 图 9(a) 中黑色、红色与蓝色曲线分别描述了缝宽  $w = 20, 30, 40$  nm 时,

周期以 20 nm 为步长, 从 300 nm 逐渐增大到 500 nm 的过程中, 峰值透射率的变化规律. 对于给定的周期  $p$ , 峰值透射率会随着狭缝宽度  $w$  的增大而单调减小, 且周期越小, 这一趋势越明显. 另一方面, 当狭缝宽度选定后, 峰值透射率将随着周期的增大而先单调增加直至最高点后开始出现缓慢下降. 产生这一现象的原因是随着周期增大, 光栅中金属区域占比增大, 这将有效提升了 TPPs 的激发效率, 从而提高峰值透射率. 当金属区域占比足够大之后, TPPs 激发效率的提升逐渐趋缓, 而狭缝的孔径效应逐渐趋于主导地位, 进而导致峰值透射率开始下降.

透射峰中心波长随光栅周期的变化规律如图 9(b) 所示, 在同一周期下, 随着缝宽的增大, 中心波长会发现显著的蓝移, 而对于同一缝宽, 随着周期的增大, 峰值中心波长会表现出单调红移的变化趋势. 这表明 TPPs-FP 混合谐振的中心波长不仅取决于狭缝宽度, 而且也依赖于周期的大小. 事实上当狭缝宽度选定后, 周期的变化可以采用占空比  $R$  来表示. 透射率及峰值中心波长随占空比的变化规律如图 10(a), (b) 所示. 图 10(a) 显示随着占空比的增大, 峰值透射率会短暂增长后开始单调降低, 这一现象可以解释为当占空比小于某一极值时, 孔径限制效应处于主导地位, 此时占空比增大透射峰率提高. 而当占空比大于该极值后, TPPs-FP 混合谐振处于主导地位, 此时占空比增大, TPPs 的激发效率下降, 进而混合谐振强度降低, 峰值透射率减小. 此外, 图 9(a) 中曲线也显示, 当狭缝宽度分别为 40, 50, 60 nm 时, 这一极值占空比极值分别 0.085, 0.108 和 0.125.

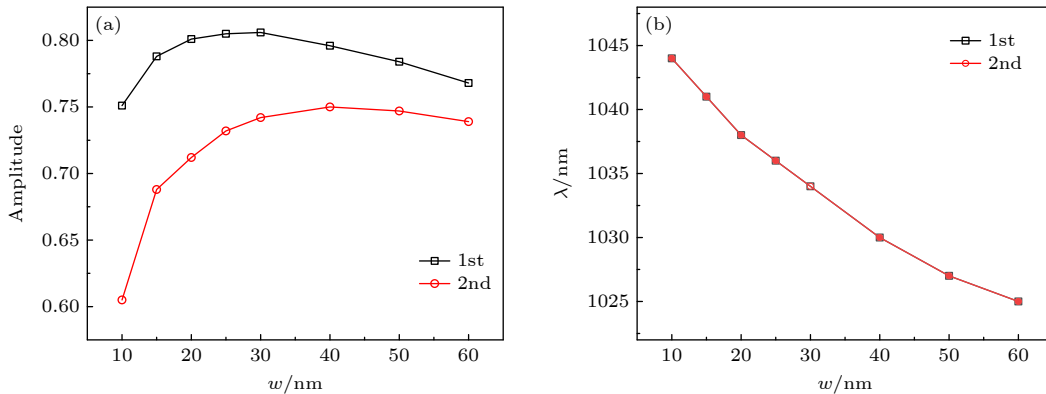


图 8 前两阶谐振透射峰的峰值幅度 (a) 与中心波长  $\lambda$  (b) 随狭缝宽度  $w$  的演变规律

Fig. 8. Evolution of (a) amplitudes and (b) central wavelengths  $\lambda$  of the transmittance peaks generated by the first and second order resonances with slit widths  $w$ .

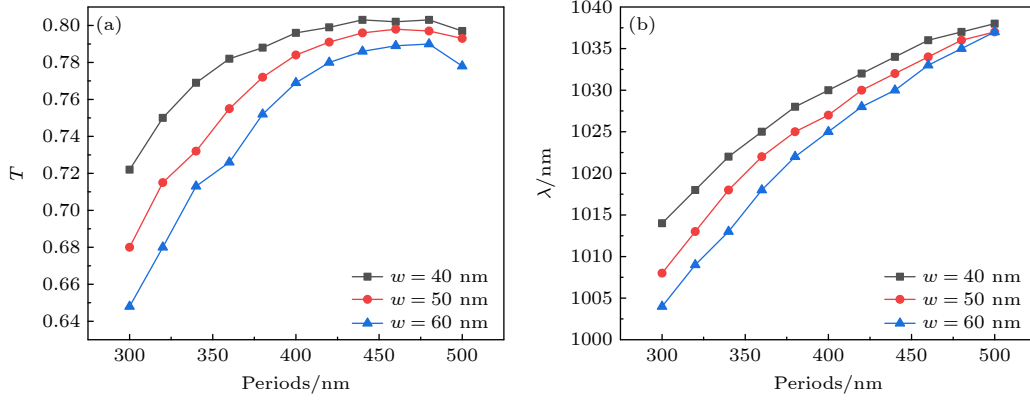


图 9 一阶谐振透射峰的峰值透射峰率 (a) 及中心波长 (b) 随周期的变化规律

Fig. 9. Evolutions of (a) amplitudes and (b) central wavelength  $\lambda$  of the transmittance peak generated by the first order resonance with grating periods for three slit widths.

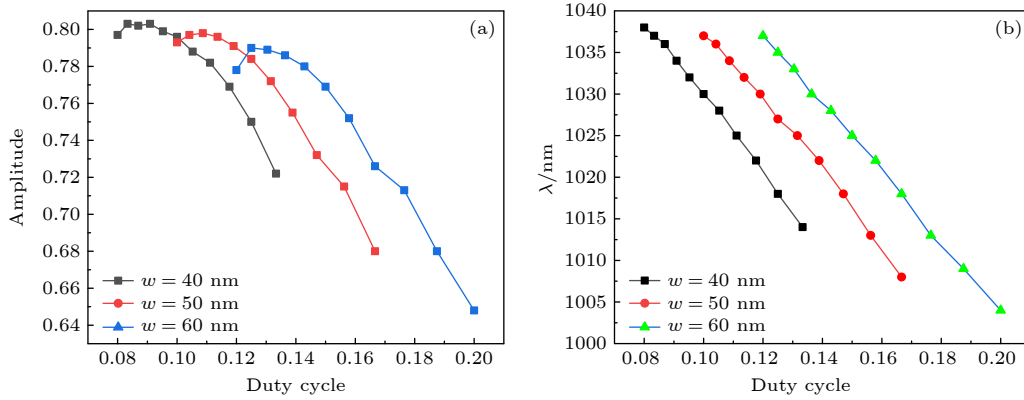


图 10 一阶谐振透射峰的峰值透射峰率 (a) 及中心波长 (b) 随占空比的变化规律

Fig. 10. Evolutions of (a) amplitudes and (b) central wavelength  $\lambda$  of the transmittance peak generated by the first order resonance with duty cycles for three slit widths.

图 10(b) 的曲线表明在狭缝宽度给定的条件下, 透射峰中心波长会随着占空比的增大而近似线性蓝移, 这一现象表明金属光栅占空比是决定 TPPs-FP 混合谐振中心波长的重要因素. 同时, 在同一占空比下, 狭缝宽度越小, 透射峰的中心波长会越短. 这一现象再次表明在金属光栅覆盖 DBR 结构中, 异常透射峰值源于结构中 TPPs-FP 混合谐振模, 且这一混合谐振模式不仅依赖于光栅占空比, 而且取决于狭缝的宽度. 合理地选择这两个参数可以灵活调节异常透射峰的中心波长.

## 4 结 论

本文计算了在金属光栅覆盖 DBR 结构中的透射增强现象, 采用有限元法分析了金属光栅高度、缝宽及周期等结构参数对透射谱峰中心波长及峰值透射率的定量影响. 数值结果显示在金属-

DBR 交界面上激发出的 TPPs 能够产生高度的能量局域, 通过端面耦合可以有效激发光栅狭缝内的 SPPs 模式产生显著的透射. 通过连续改变光栅的高度发现透射率随高度呈现周期性的变化规律, 进而揭示出透射峰与狭缝内 SPPs 模式类 FP 谐振效应的对应关系. 在此基础上研究了狭缝宽度及占空比对透射峰中心波长及峰值透射率的影响. 结果表明随着缝宽的增大, 峰值透射率将呈现先增大而后减小的趋势, 峰值波长则表现出单调蓝移的变化. 当缝宽给定以后, 随着占空比的增大, 透射峰中心波长呈现近似线性地蓝移规律, 这为调整混合谐振的中心波长提供了一种有效的手段.

## 参考文献

- [1] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667
- [2] Ghaemi H F, Thio Tineke, Grupp D E, Ebbesen T W, Lezec

- H J 1998 *Phys. Rev. B* **58** 6779
- [3] 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
- [4] Barnes W L, Murray W A, Dintinger J, Devaux E, Ebbesen T W 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 107401
- [5] Zhang X, Liu H T 2016 *Prog. Phys.* **36** 118 (in Chinese) [张鑫, 刘海涛 2016 物理学进展 **36** 118]
- [6] Takakura Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5601
- [7] Ruan Z C, Qiu M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 233901
- [8] Nie J Y, Zhang W, Luo L N, Li G A, Zheng H R, Zhang Z Y 2015 *Sci. Sin-Phys. Mech. Astron.* **45** 024202 (in Chinese) [聂俊英, 张宛, 罗李娜, 李贵安, 郑海荣, 张中月 2015 中国科学: 物理学 力学 天文学 **45** 024202]
- [9] Genet C, Ebbesen T W 2007 *Nature* **445** 39
- [10] Wang Z L 2009 *Prog. Phys.* **29** 287 (in Chinese) [王振林 2009 物理学进展 **29** 287]
- [11] Kaliteevski M, Iorsh I, Brand S, Abram R A, Chamberlain J M, Kavokin A V, Shelykh I A 2007 *Phys. Rev. B* **76** 165415
- [12] Sasin M E, Seisyan R P, Kaliteevski M A, Brand S, Abram A, Chamberlain J M, Egorov A Yu, Vasilev A P, Mikhlin V S, Kavokin A V 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 251112
- [13] Zhou H C, Yang G, Wang K, Long H, Lu P X 2010 *Opt. Lett.* **35** 4112
- [14] Afinogenov B I, Bessonov V O, Nikulin A A, Fedyanin A A 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 061112
- [15] Das R, Srivastava T, Jha R 2014 *Opt. Lett.* **39** 896
- [16] Das D, Bover P, Salvi J 2021 *Appl. Opt.* **60** 4738
- [17] Lu Y Q, Cheng X Y, Xu M, Xu J, Wang J 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 204207 (in Chinese) [陆云清, 成心怡, 许敏, 许吉, 王瑾 2016 物理学报 **65** 204207]
- [18] Qi Y P, Zhou P Y, Zhang X W, Yan C M, Wang X X 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 107104 (in Chinese) [祁云平, 周培阳, 张雪伟, 严春满, 王向贤 2018 物理学报 **67** 107104]
- [19] García-Vidal F J, Lezec H J, Ebbesen T W, Martín-Moreno L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 213901
- [20] Ding G T, Guan J F, Chen T, Lu Y Q 2023 *Acta Opt. Sin.* **43** 1428002 (in Chinese) [丁冠天, 关建飞, 陈陶, 陆云清 2023 光学学报 **43** 1428002]
- [21] Gordon R 2006 *Phys. Rev. B* **73** 153405



# Transmission enhancement effect of distributed Bragg reflector structure covered with metal grating<sup>\*</sup>

Guan Jian-Fei<sup>†</sup> Yu Xiao Ding Guan-Tian Chen Tao Lu Yun-Qing

(College of Electronic and Optical Engineering & College of Flexible Electronics (Future Technology),

Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210023, China)

( Received 14 March 2024; revised manuscript received 6 April 2024 )

## Abstract

In order to observe the extraordinary optical transmission (EOT) through a metal gratings, induced by Tamm plasmon polaritons (TPPs), a layered structure consisting of a distributed Bragg reflector covered with a one-dimensional metal grating is proposed in this work. When an incident light wave passes through DBR regime and impinges on the DBR-metal interface normally, the generation of TPPs and the resulting highly localized energy on the metal-DBR interface are simulated in detail by the finite element method. As a result, the surface plasmon polariton (SPPs) modes accommodated inside the slits of metal gratings can be excited more effectively by the enhanced electromagnetic field associated with TPPs located on the interface. Furthermore, the enhanced transmission of incident light waves in the structure can be achieved when the SPP mode inside the grating slits satisfies the Fabry-Perot (FP)-like resonance condition, which reveals that the EOT in this structure comes from a TPPs-FP hybrid resonance. This inference can be confirmed by the relationships between the central wavelength and the grating height for the two transmission peaks, and the magnetic field modal profiles associated with the two peaks. Quantitative effects of the slit width and duty cycle on the transmission peak of the metal grating are analyzed numerically, and the results demonstrate that when the period is determined, as the slits width increases, the two peak transmittances first increase and then decrease. On the other hand, when the slit widths are chosen to be 40 nm, 50 nm, and 60 nm respectively, the peak transmittance first increases and then decreases with the duty cycle increasing. Meanwhile, it is found that the center wavelengths of the transmission peaks are related to the duty cycle in a nearly linear manner for three slit widths, which can be used to flexibly adjust the center wavelength of extraordinary optical transmission.

**Keywords:** extraordinary optical transmission, metal grating, Tamm plasmon polaritons, quasi Fabry-Perot resonance

**PACS:** 73.20.Mf, 78.67.Pt, 42.25.Bs, 41.20.Jb

**DOI:** 10.7498/aps.73.20240357

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61775102, 61905117) and the Nanjing University of Posts and Telecommunications Foundation, China (Grant Nos. NY220050, NY214058).

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

## 金属光栅覆盖分布式布拉格反射镜结构的透射增强效应

关建飞 俞潇 丁冠天 陈陶 陆云清

### Transmission enhancement effect of distributed Bragg reflector structure covered with metal grating

Guan Jian-Fei Yu Xiao Ding Guan-Tian Chen Tao Lu Yun-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 117301 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240357

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240357>

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

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 金属光栅异常透射增强黑磷烯法拉第旋转的理论研究

Enhancement of Faraday rotation of black phosphorus by extraordinary optical transmission of the metal grating

物理学报. 2020, 69(23): 237802 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201056>

#### 基于纳米光纤的光学法布里-珀罗谐振腔内模场的表征

Characterization of mode field distribution in optical Fabry-Perot cavity based on nanofiber

物理学报. 2022, 71(23): 234203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221538>

#### 金属-介质-金属多层结构可调谐Fabry-Perot共振及高灵敏折射率传感

Metal-dielectric-metal multilayer structure with tunable Fabry-Perot resonance for highly sensitive refractive index sensing

物理学报. 2021, 70(14): 140702 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202058>

#### InSb光栅耦合的太赫兹表面等离子元共振传感方法

A sensing method based on InSb grating coupled terahertz surface plasmon polariton resonance

物理学报. 2024, 73(9): 098701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231904>

#### 开放式法布里-珀罗光学微腔中光与单量子系统的相互作用

Interaction between light and single quantum-emitter in open Fabry-Perot microcavity

物理学报. 2022, 71(6): 060201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211970>

#### 铅卤钙钛矿法布里-珀罗谐振腔激光器

Lead halide perovskites Fabry-Perot resonant cavity laser

物理学报. 2021, 70(5): 054205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201302>