

# 非对称 DBR-金属-DBR 结构的光学 Tamm 态理论研究\*

蒋瑶 张伟利<sup>†</sup> 朱叶雨

(电子科技大学通信与信息工程学院, 光纤传感与通信教育部重点实验室, 成都 611731)

(2013年4月17日收到; 2013年5月16日收到修改稿)

作为一种特殊的金属表面态, 光学 Tamm 态 (OTS) 对光的控制和操作具有独到优势, 在新一代光子器件设计中备受青睐. 本文基于分布式 Bragg 反射镜 (DBR)-金属-DBR(DMD) 结构, 通过金属两侧 DBR 中心频率的失配引入不对称机制, 设计和控制可见光区域 OTS 的产生; 通过分析反射谱及电场分布特性, 揭示了金属两侧 OTS 的相互作用及变化规律. 结果表明: DMD 结构可支持两个不同本征波长 OTS 存在, 失配量  $\delta$  将影响两个 OTS 的强度及本征波长, 即随着  $\delta$  变化 OTS 出现上下两个分支; 同时, 入射光的偏振态、入射角等也对 OTS 的强度及本征波长具有明显影响.

**关键词:** 金属表面态, 光学 Tamm 态, 分布式 Bragg 反射镜

**PACS:** 73.20.-r, 71.36.+c, 78.67.-n, 78.67.Pt

**DOI:** 10.7498/aps.62.167303

## 1 引言

光学 Tamm 态 (OTS) 是一种新型界面模式, 即 OTS 本征模式形成时光被限制在两不同材料 (如金属与周期性介质结构) 的分界面处, 强度最强, 远离该交界面后, 强度逐渐衰减. 与传统金属表面态, 如金属表面等离子体 (SP) 相比<sup>[1,2]</sup>, 平面结构中 OTS 可同时被 TE 和 TM 波激发<sup>[3]</sup>, 不需要特定的入射角或色散调节元件; 虽然都是对光的局域限制, 与表面等离激元 (SPP) 相比, OTS 具有不同的色散特性, 如其色散曲线呈抛物线形, 对应的有效质量约为自由电子质量的  $10^{-5}$  量级<sup>[4]</sup>. 此外, OTS 极化激元线宽极窄, 比 SPP 的线宽小接近一个数量级, 因而一般具有较大局域场增强的共振模式<sup>[5]</sup>. 这些特点使 OTS 在微光子结构设计中备受瞩目, 利用 OTS 实现快速光控制、光逻辑器件以及低阈值极化激元激光器等也相继被报道<sup>[6,7]</sup>.

OTS 广泛存在于二维光子晶体异质结<sup>[8,9]</sup> 和

金属-分布式 Bragg 反射镜 (DBR) 结构中<sup>[10]</sup>. 近期研究发现: 在一维光子晶体异质结结构中, 光子晶体异质结的不同材料组合以及光子晶体表面层的厚度分配变化均会导致相位漂移, 从而控制不同谐振模式 OTS 的产生<sup>[9]</sup>. 此外, 金属薄膜两面同时结合 DBR, 形成 DBR-金属-DBR(DMD) 结构时, OTS 会出现一些特殊变化: 光激发时, 金属两侧可同时形成 OTS, 且两者相互耦合, 出现本征模式分裂, 即形成两个不同本征波长的 OTS<sup>[11,12]</sup>, 这些工作为 OTS 的产生和控制提供了新思路.

与先前研究不同, 本文首次提出了基于不对称 DMD 结构的 OTS 态研究, 通过金属两侧 DBR 中心频率的失配引入不对称机制, 利用频率失谐这一新自由度控制两个 OTS 态的耦合和色散特性. 用于产生 OTS 的贵金属 (如 Ag, Au 等) 在可见光区域吸收较弱, 利用这一特性可以增强 OTS 效应. 在该波段研究不对称 DMD 结构中 OTS 态的产生规律和特性更是一个有趣而全新的内容. 因此, 本文基

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61106045, 61290312, 61205048)、中央高校基本科研业务费 (批准号: ZYGX2011J001) 和教育部长江学者和创新团队发展计划资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: wl.zhang@aliyun.com

于不对称 DMD 结构, 通过反射谱及电场分布等特性的分析, 揭示了双 OTS 态的形成及其随入射光偏振态、入射角等参数的变化规律及相关物理机理. 相关研究对深入认识 OTS 及其在激光器、光逻辑器件设计中的应用具有理论指导意义.

## 2 OTS 的产生

DMD 的结构如图 1 所示, 左右两侧 DBR 均由折射率分别为  $n_L = 1.47$ ,  $n_H = 2.1$  的两种半导体材料  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$  交替生长而成, 周期数均为 10, 当 DBR 中心波长为  $\lambda$  时, 每层厚度为  $\lambda/4n_i$  ( $i = L, H$ ). 为了易于产生 OTS, 要求与金属薄膜 Ag 紧挨的左右电介质层都为高折射率层 (即  $\text{TiO}_2$  薄膜层)<sup>[13]</sup>. 对称条件下, 两 DBR 的中心波长设为 550 nm, 金属 Ag 薄膜的厚度对 OTS 有显著影响: 金属薄膜太厚, 金属右侧 OTS 不能被激发; 金属薄膜太薄, 反射谱中的凹峰 (dip) 可能并非 OTS 激发引起<sup>[11]</sup>. 为了得到与 OTS 对应的理想的 dip, 取金属 Ag 薄膜的厚度为 30 nm.

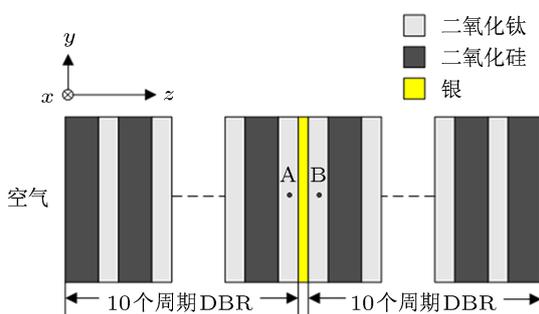


图 1 DMD 的结构示意图

该多层平面结构, 可通过传输矩阵法实现较好的数值模拟, 其中, 金属 Ag 的折射率基于我们前期建立起的改进型的 Drude-Lorenz 模型拟合实验数据<sup>[14]</sup>.

$$\epsilon_s(\omega) = 1 - \frac{f_0 \omega_p^2}{(\omega^2 - i\omega\gamma_0)} + \sum_{j=1}^2 \frac{f_j \omega_p^2}{(\omega_j^2 - \omega^2) + i\omega\gamma_j}, \quad (1)$$

其中,  $\omega_p$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\gamma_0$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ , 分别为 9.01, 2.066, 4.058, 0.048, 2.493,  $-0.3058$  eV,  $f_0$ ,  $f_1$ ,  $f_2$  分别为 0.845,  $-0.077$ , 0.17.

为了比较方便, 图 2(a) 给出了单个 DBR 结合金属 (即图 1 中右边 DBR 被去掉时) 结构中 OTS

的形成情况. 当 TE 偏振光从左边垂直入射时, 反射谱中出现一个 dip, 该 dip 对应 OTS 的激发, 其波长 609.7 nm 为 OTS 的本征波长. 图 2(a) 中子图所示的电场分布显示, 本征波长的入射光被限制在金属与 DBR 界面, 形成 OTS, 因此光谱中此处的反射率极大降低. 当金属两侧都存在中心波长相同的 DBR 时, 即对称 DMD 结构, 垂直入射条件下的反射谱和电场分布如图 2(b) 所示. 可以看出, 在 Bragg 带隙范围内存在着两个反射 dip (dip1 和 dip2), 这是因为, 入射光可同时在金属两侧激发 OTS, 两侧 OTS 相互耦合, 最终导致 OTS 模式分裂, 本征波长由一个变为两个 (OTS1 和 OTS2). 其中 OTS1 对应 dip1 的线宽较窄, 反射率极小值较大; 相反 OTS2 对应 dip2 的线宽较宽, 反射率极小值较小. 对应的电场强度分布也证明了 OTS 模式分裂这一分析, 可以看出两个本征波长处对应电场分布较强, 其中, 金属与 DBR 的两个界面附近电场强度出现两个极大值.

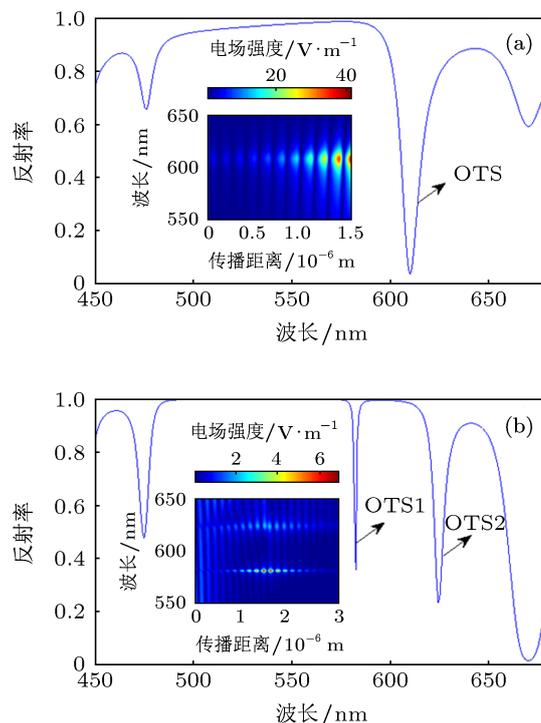


图 2 反射谱及电场分布 (a) DBR-金属结构; (b) 对称 DMD 结构

进一步改变 DMD 结构右侧 DBR 的中心波长, 使之在 520—580 nm 变化. 两侧 DBR 中心波长失配形成不对称的 DMD 结构, 失配量  $\delta$  将影响两个 OTS (OTS1 和 OTS2) 本征波长的大小. 图 3 显示, 随着失配量  $\delta$  的变化, 出现两个 OTS 本征模式分

支, 两分支的波长间隔在  $\delta = 0$  即在对称情况下时最小, 约为 41.5 nm. 不对称结构引入后 ( $\delta \neq 0$ ), 两分支间隔随  $|\delta|$  增大而增加,  $\delta$  从  $-30$ — $30$  nm 变化时上下两分支的波长出现红移, 相应的反射谱 dip 深度增加、线宽增加. 从图 3 中还可以明显看出,  $-30$ — $30$  nm 范围内任意失配量  $\delta$  相应的 dip2 比 dip1 的线宽都要宽.

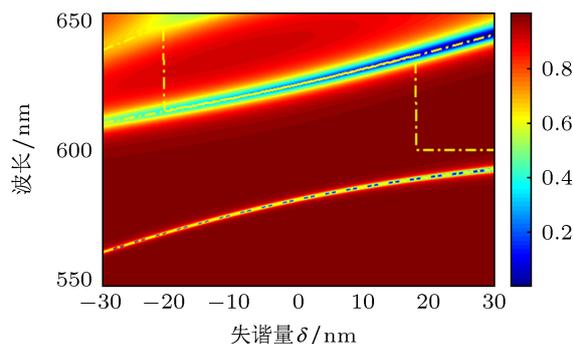


图 3 反射率在  $\delta$  和波长参数空间上的分布, 点画线为本征波长的理论值

除了反射谱外, 理论上还可以通过 OTS 的形成条件来推导 OTS 的本征波长: OTS 形成时, 光被限制在金属与 DBR 的界面, 理想情况下应该满足振幅匹配条件  $\Gamma_L \Gamma_R = 1$ <sup>[3,4]</sup>, 其中  $\Gamma_L, \Gamma_R$  分别为为界面左侧和右侧结构的反射率. 根据该条件推导出的 OTS 本征波长如图 3 中点画线所示, 可以看出, 上下分支的理论结果与仿真结果基本一致. 失配量较大时, 上分支的理论值出现跳变, 这是因为  $\Gamma_L \Gamma_R = 1$  的条件已不再满足; 此时反射谱中的 dip 是否对应 OTS 的激发还需要通过电场分布来进一步确定, 这些将在下面的内容具体讨论.

### 3 偏振态及入射角对 OTS 的影响

图 4 给出了对称 DMD 结构 OTS 模式的色散曲线, 实线和点画线分别对应 TE 和 TM 偏振. 垂直入射时, TE 和 TM 偏振光对应 OTS 模式的色散曲线简并. 逐渐增大入射角, 两个本征波长都随入射角呈抛物线型蓝移. 与 TE 偏振光相比, TM 偏振光的蓝移量更大, 且这一现象对于 dip2 更明显. 我们同样研究了不对称 DMD 结构的色散曲线, 变化趋势与图 4 基本一致, 只是色散曲线的波长范围随  $\delta$  的增大 (从  $-30$ — $30$  nm) 而红移, 结论与图 3 一致.

以  $\delta$  为变量研究不同偏振态和入射角情况下 OTS 对应的电场强度变化规律, 如图 5 所示. 其中,

(a), (b) 和 (c), (d) 分别对应 dip1 和 dip2 两个特征波长, (a), (c) 和 (b), (d) 分别对应金属层左右两侧 (以图 1 中 A, B 处电场强度为例), 实线和点画线分别对应 TE 和 TM 偏振光入射. 当不同偏振态的入射光垂直入射时, A, B 两处的电场强度曲线完全重合, 说明  $0^\circ$  入射时, 不同偏振态的入射光在金属两侧激发的 OTS 的强度相同.  $\delta = 0$  时为对称 DMD 结构, 相同入射角和偏振态对应的 A, B 两处电场强度大小几乎相同. 对于 dip1, A 处电场随  $\delta$  逐渐增大, 极大值出现在  $\delta = 10$  nm 附近, 而 B 处电场极大值出现在  $\delta = 3$  nm 附近; 入射角增大时, 电场强度减小, 但其极大值出现的位置变化不明显. 对于 dip2, A 处电场极大值出现在负失调量  $\delta = -20$  nm 附近, B 处电场随  $\delta$  单调增加. 金属两侧电场强度的强弱直接反映形成 OTS 态的强弱, 因此, 上述结果表明, 最强 OTS 态出现在不对称 DMD 结构中, 对应某一特定的失谐量大小. 此外, 通过改变  $\delta$  的大小, 我们可以控制 OTS 的强弱, 以及其能量在金属两个界面附近的分配.

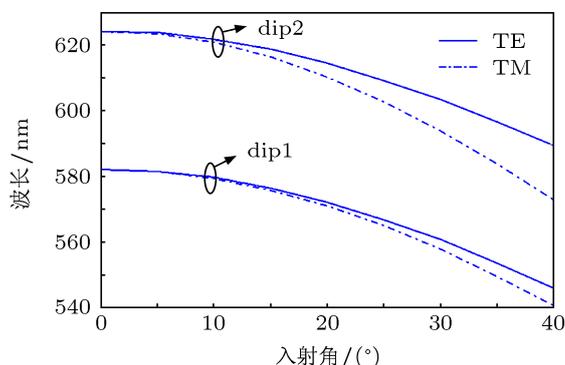


图 4  $\delta = 0$  时 OTS 模式的色散曲线

可以预知, 随着  $|\delta|$  的逐渐增大, 金属两侧 DBR 的不对称性增大将导致 OTS 不会同时在两个界面产生, 即某一特定波长的入射光将只能在 DMD 结构中一个金属-DBR 界面附近激发单个 OTS. 图 6 给出了 dip1 和 dip2 对应的金属两侧电场极大值出现位置随  $\delta$  的变化曲线, 其中, (a), (b), (c), (d), (e), (f) 分别对应于 dip1, dip2 在  $0^\circ, 30^\circ$  以及  $60^\circ$  入射角. 最大值在金属与 DBR 界面附近时可以认为 OTS 是存在的, 最大值远离金属界面时 OTS 将不能被激发. 图 6 显示 dip1 和 dip2 对应 OTS 的存在范围 (即  $\delta$  的取值范围) 不同, 其偏振态和入射角也将影响 OTS 存在范围. 表 1 给出了 dip1 和 dip2 对

应 OTS 存在时参数  $\delta$  的取值范围. 可见, 金属左右两侧 OTS 对应的  $\delta$  值并不重合 (即  $\delta$  绝对值较大时, 金属两侧 OTS 态将不再同时被激发). 随着入射角的增大, 满足 OTS 激发条件的  $\delta$  值范围逐渐减小. 相同入射角条件下, TM 偏振光对应的  $\delta$  值范围比 TE 偏振光小, 这是因为前者的色散曲线更陡

峭, 受入射角影响更明显. 而在对称结构中, 金属两侧 OTS 态在较大的入射角范围内将同时被激发且其强度也几乎相同. 这些特点表明, 不对称 DMD 结构中入射角可以控制 OTS 在金属的某一个或两个界面的激发, 这为我们设计光控制器件<sup>[15]</sup> 提供了新思路.

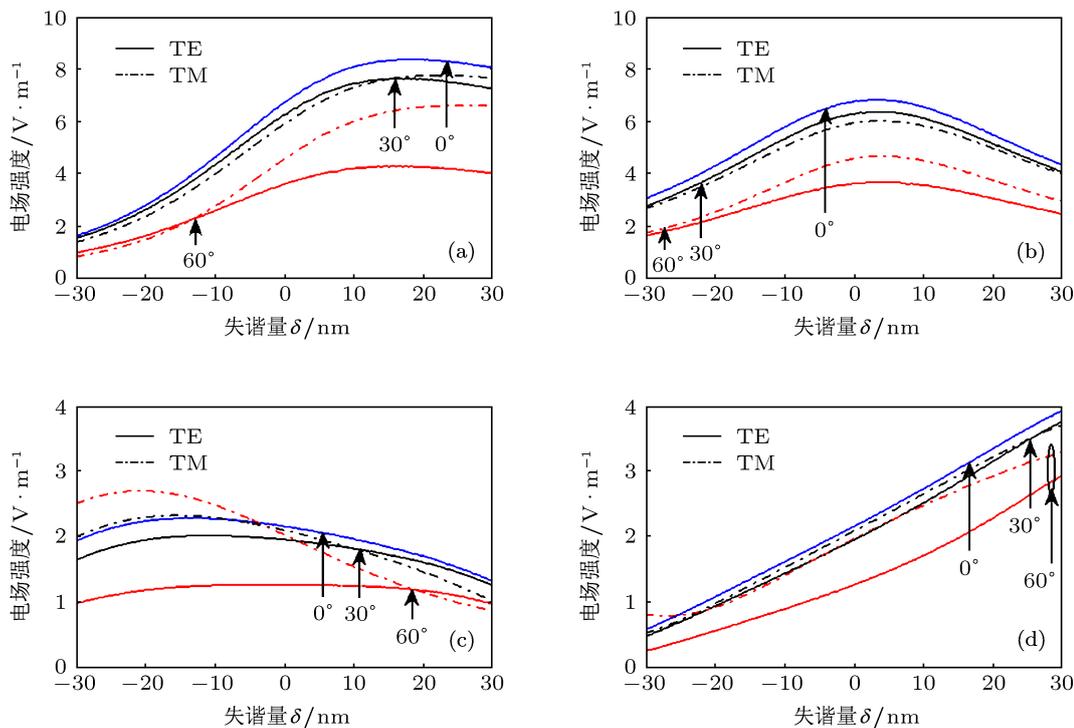


图5 不同偏振态和入射角情况下 OTS 对应的 A, B 两处电场强度随  $\delta$  的变化曲线 (a) dip1 在 A 处; (b) dip1 在 B 处; (c) dip2 在 A 处; (d) dip2 在 B 处

表1 金属与 DBR 左右两个交界面处 dip1 和 dip2 对应 OTS 产生的  $\delta$  取值范围

入射角 (位置)	$\delta$ /nm (dip1-TE)	$\delta$ /nm (dip1-TM)	$\delta$ /nm (dip2-TE)	$\delta$ /nm (dip2-TM)
0° (左界面)	-30—30	-30—30	-30—11.34	-30—11.34
30° (左界面)	-30—30	-29.4—30	-30—11.14	-30—5.518
60° (左界面)	-24.78—30	-20.17—30	-30—9.933	-30—5.318
0° (右界面)	-30—30	-30—30	-9.13—30	-9.13—30
30° (右界面)	-30—30	-30—30	-8.729—30	-3.712—30
60° (右界面)	-30—30	-30—30	-7.525—30	7.124—30

## 4 结论

本文研究了不对称 DMD 结构中 OTS 的产生及其随失谐量  $\delta$ , 入射光的偏振态和入射角的变化规律. 通过可见光激励, DMD 结构中的 OTS 将分裂为两个本征模式. 对于对称 DMD 结构, 任一模式在较大的入射角范围内可在金属与 DBR 的两个交界面上同时被激发. 随着  $\delta$  从负到正的增加, OTS 的

本征波长出现红移, 两交界面上对应的电场强度也随之波动. 增大入射角, OTS 本征波长出现蓝移, 满足 OTS 激发条件的  $\delta$  值范围减小; 当  $\delta$  绝对值较大时, 金属两侧 OTS 态将不再同时被激发, 这一现象对于色散曲线更陡峭的 TM 偏振光更明显. 这些结果对于研究 DMD 结构中 OTS 态的相互作用, 以及利用失谐量这一自由度控制和设计基于 OTS 的新型光控制、光逻辑器件具有实际意义.

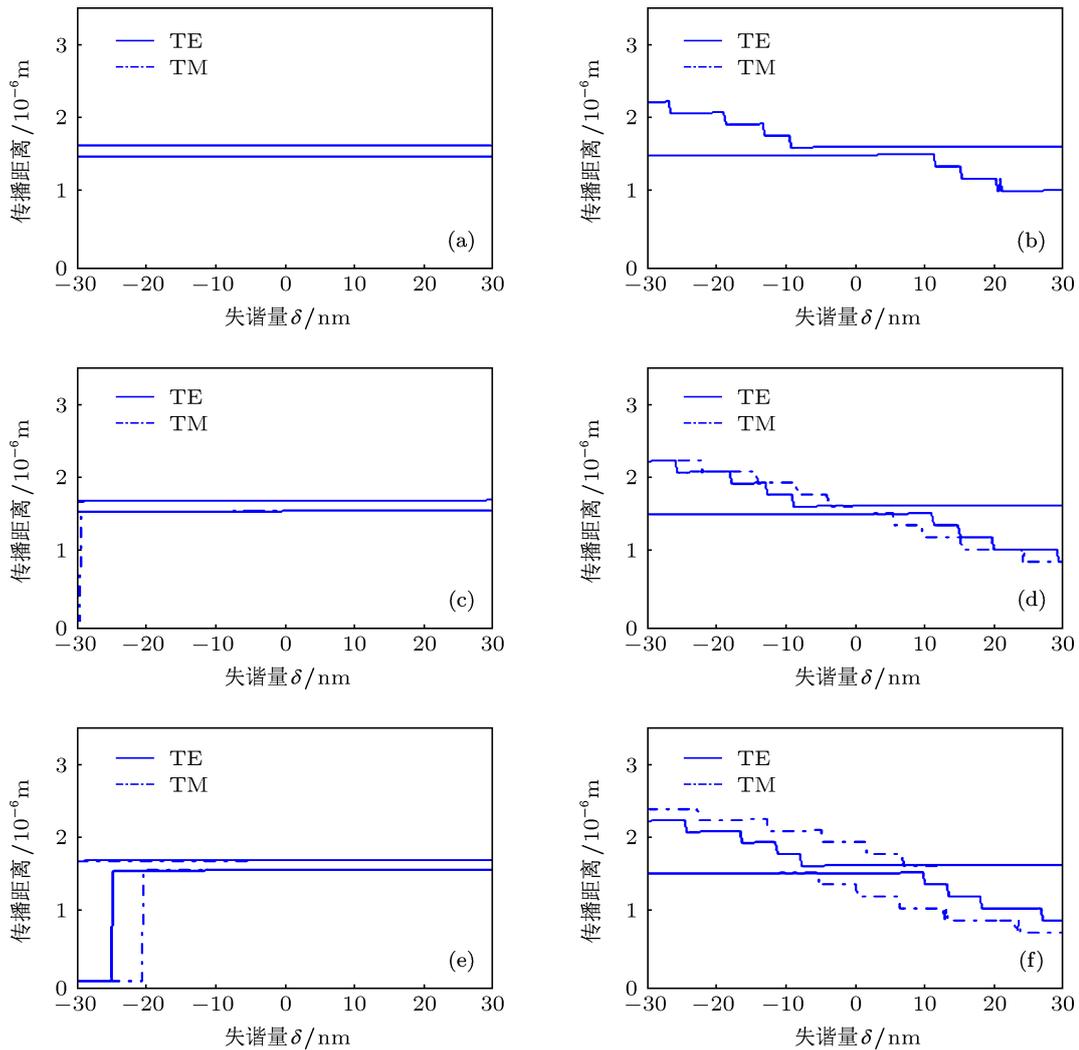


图6 不同偏振态和入射角情况下电场极大值出现的位置情况 (a) 0° 入射角 dip1; (b) 0° 入射角 dip2; (c) 30° 入射角 dip1; (d) 30° 入射角 dip2; (e) 60° 入射角 dip1; (f) 60° 入射角 dip2

[1] Polo Jr J A, Lakhtakia A 2011 *Laser Photon. Rev.* **5** 234  
 [2] Chen Y, Ming H 2012 *Photon. Sensors* **2** 37  
 [3] Jing Q L, Du C G, Gao J C 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 037302 (in Chinese) [荆庆丽, 杜春光, 高健存 2013 物理学报 **62** 037302]  
 [4] Kaliteevski M, Iorsh I, Brand S, Abram R A, Chamberlain J M, Kavokin A V, Shelykh I A 2007 *Phys. Rev. B* **76** 165415  
 [5] Symonds C, Lemaitre A, Homeyer E, Plenet J C, Bellessa J 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 151114  
 [6] Liew T C H, Kavokin A V, Ostatnicky T, Kaliteevski M, Shelykh I A, Abram R A 2010 *Phys. Rev. B* **82** 033302  
 [7] Zhang W L, Rao Y J 2012 *Chin. Phys. B* **21** 057107  
 [8] Guo J Y, Sun Y, Zhang Y W, Li H Q, Jiang H T, Chen H 2008 *Phys. Rev. E* **78** 026607  
 [9] Chen Z F, Han P, Leung C W, Wang Y, Hu M Z, Chen Y H 2012 *Opt. Express* **20** 21618  
 [10] Sasin M E, Seisyan R P, Kaliteevski M A, Brand S, Abram R A, Chamberlain J M, Egorov A Y, Vasil'ev A P, Mikhlin V S, Kavokin A V 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 251112  
 [11] Zhou H C 2012 *Ph. D. Dissertation* (Wuhan: Huazhong University of Science and Technology) (in Chinese) [周海春 2012 博士学位论文 (武汉: 华中科技大学)]  
 [12] Brückner R, Sudzius M, Hintschich S I, Fröb H, Lyssenko V G, Kaliteevski M A, Iorsh I, Abram R A, Kavokin A V, Leo K 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 062101  
 [13] Pitarke J M, Silkin V M, Chulkov E V, Echenique P M 2007 *Rep. Prog. Phys.* **70** 1  
 [14] Rakic A D, Djurišić A B, Elazar J M, Majewski M L 1998 *Appl. Opt.* **37** 5271  
 [15] Zhang W L, Yu S F 2010 *Opt. Commun.* **283** 2622

# Optical Tamm state theory study on asymmetric DBR-metal-DBR structure\*

Jiang Yao Zhang Wei-Li<sup>†</sup> Zhu Ye-Yu

(Key Laboratory of Optical Fiber Sensing and Communications, Ministry of Education, School of Communication and Information Engineering,  
University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China)

(Received 17 April 2013; revised manuscript received 16 May 2013)

## Abstract

As a special metal surface state, optical Tamm state (OTS) has been widely used in designing the new generation of optical devices for its unique advantages in light control and operation. Based on distribute Bragg reflector (DBR)-metal-DBR (DMD)structure, asymmetric mechanism is introduced by mismatching central frequencies of the two DBRs to design and control the generation of OTS. Through the analysis of reflection spectrum and the electric field distribution characteristics, the interaction and variation rules of OTS on each side of metal are revealed. The results indicate that the DMD structure can support the presence of two OTSs with different intrinsic wavelengths. Besides, the mismatch  $\delta$  will affect the strengths and intrinsic wavelengths of the two OTSs, i.e., the upper and lower branches of OTS appear with the variation of  $\delta$ . In addition, polarization state and injection angle of incident light have a considerable influence on the strength and intrinsic wavelength of OTS.

**Keywords:** metal surface state, optical Tamm state, distribute Bragg reflector

**PACS:** 73.20.-r, 71.36.+c, 78.67.-n, 78.67.Pt

**DOI:** 10.7498/aps.62.167303

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61106045, 61290312, 61205048), the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. ZYGX2011J001), and the Program for Changjiang Scholars and Innovative Research Team in University of Ministry of Education of China.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: wl.zhang@aliyun.com