

含石墨烯的金属-分布式布拉格反射镜-金属结构中光学 Tamm 态的研究

杨书丹, 李培丽*, 张若羽

南京邮电大学电子与光学工程学院、微电子学院, 江苏 南京 210023

摘要 基于光学 Tamm 态(OTS)的局域场增强特性和石墨烯的电控特性,提出一种含石墨烯的金属-分布式布拉格反射镜-金属(M-DBR-M)复合结构。考虑石墨烯层对介质界面连续性的影响,基于修正的传输矩阵法建立完善的理论模型,并研究结构参数以及驱动电压对 OTS 特性的影响。结果表明,随着驱动电压的增大,两个 OTS 的本征波长均发生蓝移,当驱动电压大于石墨烯的突变电压时,本征波长发生蓝移且趋于稳定,说明可以通过电控石墨烯来实现 OTS 的本征波长在一定范围内动态可调;增大 DBR 周期数,两个 OTS 的本征波长分别发生红移和蓝移,说明吸收率对周期数的波动具有鲁棒性;入射端的金属层厚度在 25~35 nm 之间,能够实现完美吸收;出射端的金属层厚度则在 70 nm 处有吸收率的极大值。

关键词 光谱学; 石墨烯; 光学 Tamm 态; 金属-分布式布拉格反射镜; 吸收率

中图分类号 O436 **文献标志码** A

doi: 10.3788/CJL202148.1613001

1 引言

光学 Tamm 态(OTS)是一种新型表面局域态,类似于凝聚态物理中的 Tamm 态,凝聚态物理中的 Tamm 态是一种表面电子局域态。OTS 是一种界面模,即局域现象集中在界面处,电磁场强度随着与界面距离的增大而逐渐减弱^[1]。OTS 主要存在于金属-分布式布拉格反射镜(Distributed Bragg Reflection, DBR)和光子晶体异质结中。与传统的表面模相比,OTS 对入射电磁波具有高强度局域模式和完美吸收特性以及更窄的线宽,可由横电(TE)或横磁(TM)偏振光直接激发,无需特定的入射角^[2]。因此,近年来光学 Tamm 态逐渐成为光子晶体领域的研究热点之一,其中光学 Tamm 态的特性研究主要集中在偏振无关效应、OTS 耦合效应、非线性效应、OTS 与其他缺陷态混合、OTS 与极化激子相互作用和 OTS 调控等方面^[3-8]。

Das 等^[3]研究发现 TM 波的入射会激发光学 Tamm 态并与表面等离子激元发生耦合效应,产生

的混合模具有独特的色散特性,通过调节色散特性可以制作高灵敏度的传感器;Kivshar^[4]研究了在非线性的波导阵列和二维光子晶体边缘处非线性局域态的形成,结果表明这种非线性局域态可以看作光学 Tamm 态的非线性扩展;Lu 等^[5]通过实验研究了一种非对称的金属-光子晶体结构,该结构具有单向完美吸收特性,单向光吸收率可达 0.997,实验与理论结果吻合良好;Vetrov 等^[6]研究了纳米复合材料-光子晶体结构中的光学 Tamm 态,可以通过改变结构中纳米球的形状和体积来调控光学 Tamm 态。国内外研究者对光学 Tamm 态已经进行了大量的研究和探索,但制成后的结构材料参数固定,无法进一步拓展应用领域,因此可调谐结构的出现是必然趋势,而石墨烯的出现加快了这一进程。

石墨烯是一种新型的二维(2D)碳原子材料,具有特殊的光学和电学特性,能够与入射电磁波产生强烈的相互作用,通过改变化学势(μ)来控制电导率的连续可调,从而实现吸收可调谐^[7]。另一方面,石墨烯本质上是一种半金属,在特定条件下具有某些

收稿日期: 2020-12-08; 修回日期: 2021-01-24; 录用日期: 2021-02-18

基金项目: 国家自然科学基金(60707006)

通信作者: *lip@njupt.edu.cn

金属特性^[8-9]。Liu 等^[10]提出了一种石墨烯-光子晶体结构,构成的光学微腔可以产生光子局域现象,使垂直入射情况下的石墨烯光吸收率提高了 4 倍,倾斜入射提高了 8 倍;Wang 等^[11]提出了一种基于光学 Tamm 态的多频完美吸收结构,石墨烯位于金属薄膜和一维光子晶体异质结之间,该结构可以实现双频、三频和四频多通道的吸收;Ke 等^[12]提出了一种周期性排列的十字形石墨烯阵列结构,通过调节结构尺寸、弛豫时间和化学势来调谐吸收能力和工作频率,但是该结构的光吸收率仅达到 25%;黎志文等^[13]提出了一种布拉格光栅/石墨烯/金属薄膜的结构,利用结构中的光学 Tamm 态来增强石墨烯对近红外光的吸收,吸收率增强了约 36 倍,通过调控结构参数来实现吸收波长及效率的可调谐;Lu 等^[14]提出了一种在布儒斯特导模共振滤光片的表面涂覆石墨烯的结构,该结构在布儒斯特角处的最大光吸收率可以达到 60%,可以通过调节入射角来控制吸收率;赵洪霞等^[15]提出了一种石墨烯-介质层-交替光栅-金属基板复合结构的超材料吸收器,实现了近红外波段的多通道完美吸收,可以通过改变入射角来调节吸收率。

本文基于光学 Tamm 态的局域特性和石墨烯的电控特性提出一种含石墨烯的金属-DBR-金属(M-DBR-M)结构,可以通过调节驱动电压来实现吸收波长的可调谐。考虑到石墨烯层对介质界面连续性的影响,基于修正的传输矩阵法建立完善的理论模型。使用 COMSOL Multiphysics 软件对结构进行仿真,对比分析引入石墨烯层和施加驱动电压对金属-DBR-金属结构的吸收谱及 OTS 本征波长的影响,研究含石墨烯的金属-DBR-金属结构的 DBR 周期数、金属层厚度以及驱动电压对该结构的本征波长、调谐范围和吸收率的影响。

2 结构设计及理论模型

2.1 结构设计

图 1 为设计的含石墨烯的金属-DBR-金属结构,其中 N 为 DBR 周期数。金属层选用 Ag,厚度分别为 d_{M1} 和 d_{M2} ,临近金属层两侧的间隔层采用折射率相对较高的 TiO_2 ,这更有利于 OTS 的激发。DBR 由 SiO_2 、石墨烯和 TiO_2 周期性交替组成, SiO_2 的折射率 $n_A=1.46$, TiO_2 的折射率 $n_B=2.6$,厚度 d_A 和 d_B 由 $d_{A(B)}=\lambda_c/4n_{A(B)}$ 计算可得,其中 λ_c 为中心波长。DBR 中的石墨烯层置于 SiO_2 层和 TiO_2 层上,单层厚度 $d_G=0.34$ nm。

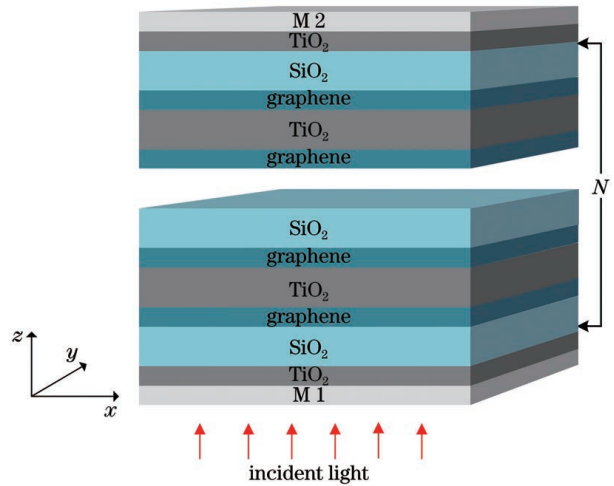


图 1 含石墨烯的金属-DBR-金属结构

Fig. 1 Metal-DBR-metal structure containing graphene

2.2 理论模型

Ag 层的介电常数 ϵ_r 可由 Drude-Lorentz 色散模型^[16]计算得到,表达式为

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} - \frac{\Delta \times \Omega^2}{(\omega^2 - \Omega^2) + i\Gamma}, \quad (1)$$

式中: $\epsilon_\infty=2.4064$ 为背景介电常数; ω 为入射光频率; $\omega_p=2\pi \times 2214.6 \times 10^{12}$ 为等离子体频率; $\gamma=2\pi \times 4.8 \times 10^{12}$ 为碰撞频率; $\Delta=1.6604$ 为 Lorentz 项权重; $\Omega=2\pi \times 1330.01 \times 10^{12}$ 为 Lorentz 谐振子强度; $\Gamma=2\pi \times 620.7 \times 10^{12}$ 为振动谱宽。Ag 的复折射率 $\tilde{n}_M = \sqrt{\epsilon_r} = n_M + ik$,复折射率的实部 n_M 是用来描述银对光的折射特性,虚部 k 为消光系数,用来描述银对光的吸收特性。

不考虑外磁场的情况下,石墨烯的表面电导率可表示为^[17]

$$\sigma_g = \frac{ie^2 k_B T}{\pi \hbar^2 \left(\omega + \frac{i}{\tau} \right)} \times \left\{ \frac{E_F}{k_B T} + 2 \ln \left[\exp \left(\frac{E_F}{k_B T} \right) + 1 \right] \right\}, \quad (2)$$

式中: e 为电子电量; \hbar 为普朗克常数; k_B 为玻尔兹曼常数; $T=300$ K 为温度; E_F 为石墨烯的费米能级; $\tau=1$ ps 为电子弛豫时间。由(2)式可以看出,石墨烯的表面电导率与费米能级有关,可以通过调节费米能级来改变表面电导率。石墨烯的费米能级和驱动电压的关系为

$$|E_F| = \hbar v_F \sqrt{\pi |\eta_0 V_{bias}|}, \quad (3)$$

式中: $v_F=1 \times 10^6$ m/s 为费米速度; $\eta_0 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_d}{ed}$ 为结构的电容; ϵ_0 为真空中的介电常数; ϵ_d 为介质的介电

常数; d 为介质厚度; V_{bias} 为施加的驱动电压。

入射光在结构中的传输特性通常采用传输矩阵法来求解,但是石墨烯的存在会破坏介质界面两侧场的连续性,传统的传输矩阵法将不再适用,因此使用修正的传输矩阵法进行研究^[18]。

在修正的传输矩阵法中,对于 TE 波,设电场沿 y 方向传播,则第 i 层电场为

$$\mathbf{E}_i = [E_i^+ \exp(-jk_{i,z}Z) + E_i^- \exp(jk_{i,z}Z)] \mathbf{e}_y, \quad (4)$$

式中: E_i^+ 和 E_i^- 分别为沿 $+y$ 方向和 $-y$ 方向第 i 层的电场; $k_{i,z}$ 为沿 z 方向第 i 层的入射面; Z 为 z 方向的深度; \mathbf{e}_y 为 y 方向的坐标单位矢量。由电场和磁场间的关系可得第 i 层磁场为

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_i = & -\frac{1}{j\omega\mu_0\mu_i} \nabla \mathbf{E}_i = \\ & -\frac{k_{i,z}}{\omega\mu_0\mu_i} [E_i^+ \exp(-jk_{i,z}Z) + E_i^- \exp(jk_{i,z}Z)] \mathbf{e}_x, \end{aligned} \quad (5)$$

式中: μ_0 为真空中的磁导率; μ_i 为第 i 层的相对磁导率; \mathbf{e}_x 为 x 方向的坐标单位矢量。

考虑到石墨烯的存在对界面两侧场的连续性产生影响,可得边界条件为

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_{i+1} - \mathbf{E}_i) = 0, \quad (6)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_{i+1} - \mathbf{H}_i) = \sigma_g \mathbf{E}_{i+1}, \quad (7)$$

式中: \mathbf{n} 为边界的法向量。由(6)式和(7)式可得

$$E_i^+ + E_i^- = E_{i+1}^+ + E_{i+1}^-, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{k_{i,z}}{\omega\mu_0\mu_i} (E_i^+ - E_i^-) - \frac{k_{i+1,z}}{\omega\mu_0\mu_{i+1}} (E_{i+1}^+ - E_{i+1}^-) = \\ \sigma_g (E_{i+1}^+ + E_{i+1}^-). \end{aligned} \quad (9)$$

联立(8)式和(9)式,可得修正的传输矩阵 \mathbf{Q}_{TE} , 可表示为

$$\mathbf{Q}_{TE} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \frac{k_{i+1,z}\mu_i}{k_{i,z}\mu_{i+1}} + \frac{\mu_0\mu_i\omega\sigma_g}{k_{i,z}} & 1 - \frac{k_{i+1,z}\mu_i}{k_{i,z}\mu_{i+1}} + \frac{\mu_0\mu_i\omega\sigma_g}{k_{i,z}} \\ 1 - \frac{k_{i+1,z}\mu_i}{k_{i,z}\mu_{i+1}} - \frac{\mu_0\mu_i\omega\sigma_g}{k_{i,z}} & 1 + \frac{k_{i+1,z}\mu_i}{k_{i,z}\mu_{i+1}} - \frac{\mu_0\mu_i\omega\sigma_g}{k_{i,z}} \end{bmatrix}, \quad (10)$$

式中: $k_{i,z} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_i\mu_i \cos \theta_i}$, ϵ_i 为第 i 层介质的介电常数, θ_i 为第 i 层介质的入射角; c 为光速。对于传输矩阵, TE 波和 TM 波具有相同的形式。

对于石墨烯层,传输矩阵如(10)式所示。对于 M 1、M 2、SiO₂ 和 TiO₂ 层,由于没有石墨烯的存在,则令 $\sigma_g = 0$,其传输矩阵可表示为

$$\mathbf{P}_i = \begin{bmatrix} \exp(-ik_{i,z}Z) & 0 \\ 0 & \exp(ik_{i,z}Z) \end{bmatrix}. \quad (11)$$

M-DBR-M 结构的传输矩阵可表示为

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}. \quad (12)$$

M-DBR-M 结构的透射率、反射率和吸收率可分别表示为

$$T = \left[\frac{1}{M_{11}} \right]^2, \quad (13)$$

$$R = \left[\frac{M_{21}}{M_{11}} \right]^2, \quad (14)$$

$$A = 1 - T - R. \quad (15)$$

3 仿真结果与分析

不考虑材料色散的影响,假设 M-DBR-M 结构处于空气中,光由金属层一侧垂直入射到结构中。取金属层 M 1 和 M 2 的厚度 $d_{M1} = d_{M2} = 35$ nm,间隔层厚度 $d_D = 40$ nm,OTS 的本征能量会受到间隔层厚度的影响^[16],使此结构两端所激发的两个 OTS 本征能量相同;组成 DBR 的介质材料 SiO₂ 和 TiO₂ 的厚度 $d_A = 157.5$ nm 和 $d_B = 88$ nm, DBR 周期数 $N = 5$,可计算出中心波长 $\lambda_0 = 920$ nm。在仿真模拟过程中,取石墨烯层的厚度 $d_G = 0.34$ nm,将石墨烯层设为有厚度的边界。

图 2 为不含石墨烯的 M-DBR-M 结构(实线)和含石墨烯的 M-DBR-M 结构(虚线)的吸收谱。从图 2 实线可以看到,不含石墨烯的 M-DBR-M 结构存在两个吸收峰,对应的吸收波长分别为 876.5 nm 和 957.5 nm,吸收率分别为 0.907 和 0.912,半峰全宽(Full-Wave at Half Maximum, FWHM)分别为

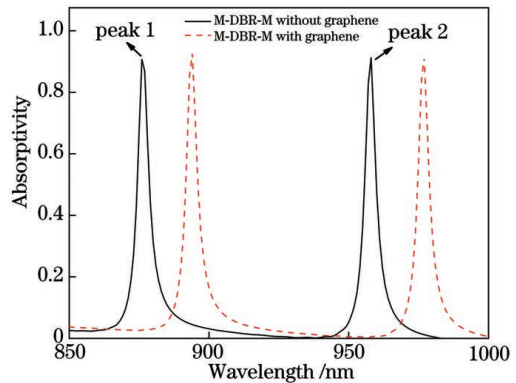


图 2 不含石墨烯的 M-DBR-M 和含石墨烯的 M-DBR-M 结构的吸收谱

Fig. 2 Absorption spectra of M-DBR-M without graphene and M-DBR-M with graphene

5.7 nm 和 5.4 nm。图 3 为不含石墨烯的 M-DBR-M 结构在吸收峰分别为 876.5 nm 和 957.5 nm 处所对应的电场。从图 3 可以看到,在不含石墨烯的 M-DBR-M 结构中,电场主要局域在两个金属-DBR 的交界面处,远离交界面的电场强度逐渐减弱。这

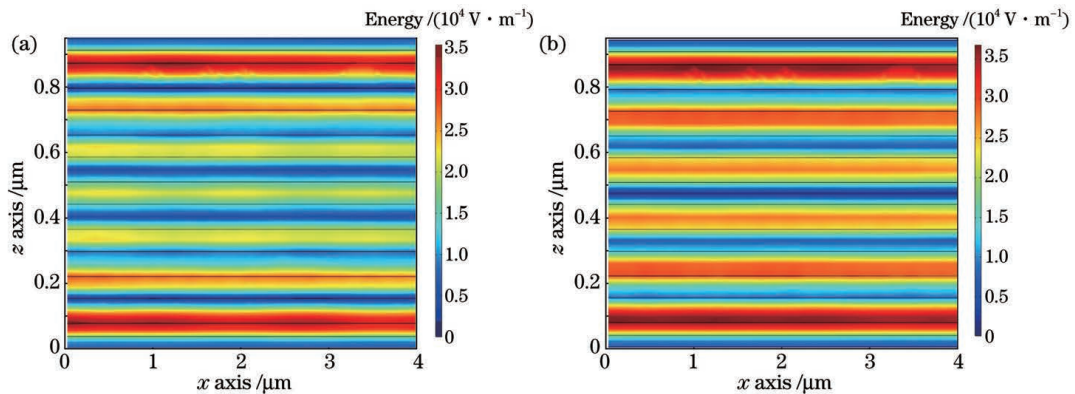


图 3 不含石墨烯的 M-DBR-M 结构在不同波长处所对应的电场。(a) 876.5 nm;(b)957.5 nm

Fig. 3 Electric field corresponding to M-DBR-M without graphene at different wavelengths. (a) 876.5 nm; (b) 957.5 nm

从图 2 虚线可以看到,含石墨烯的 M-DBR-M 结构也存在两个吸收峰,对应的吸收波长分别为 893.5 nm 和 977.0 nm,吸收率分别为 0.927 和 0.914,FWHM 分别为 5.5 nm 和 5.3 nm。相较于不含石墨烯的 M-DBR-M 结构,含石墨烯的 M-DBR-M 结构的吸收波长发生红移,两个吸收峰分别漂移了 17.0 nm 和 19.5 nm,吸收率提高了 2%,主

是由于在 M-DBR-M 结构中存在着两个 M-DBR 交界面,理论上这两个交界面都能产生 OTS,此时 DBR 周期数较小,故两个 OTS 之间发生强耦合而导致劈裂^[19],所以形成两个吸收峰。OTS 1 对应短波方向的吸收峰 1,OTS 2 对应长波方向的吸收峰 2。

要原因是单层石墨烯对入射光存在 2.3% 的吸收^[20]。图 4 为含石墨烯的 M-DBR-M 结构在吸收峰分别为 893.5 nm 和 977.0 nm 处所对应的电场。从图 4 可以看到,含石墨烯的 M-DBR-M 结构中,电场同样局域在金属-DBR 交界面处,远离交界面的电场强度逐渐减弱,说明该结构的两个吸收峰是由两个 OTS 在金属-DBR 交界面处激发形成的。

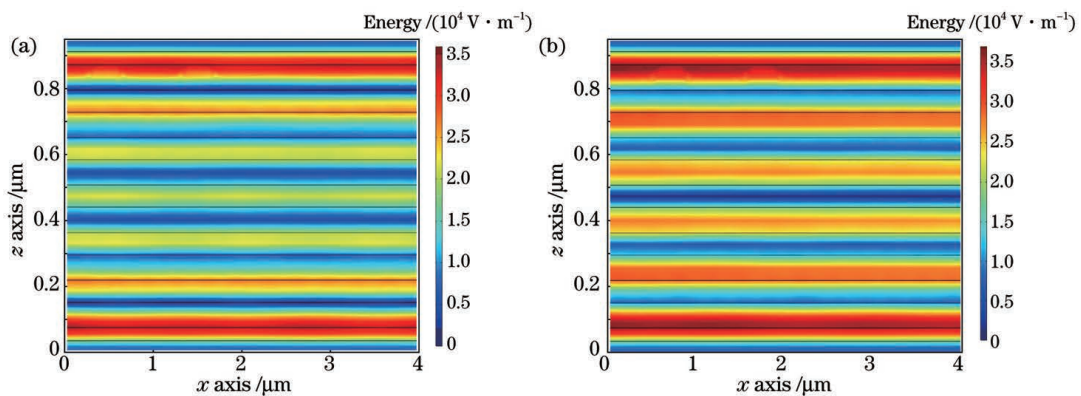


图 4 含石墨烯的 M-DBR-M 结构在不同波长处所对应的电场。(a)893.5 nm;(b)977.0 nm

Fig. 4 Electric field of M-DBR-M with graphene at different wavelengths. (a) 893.5 nm; (b) 977.0 nm

下面将研究含石墨烯的 M-DBR-M 结构的结构参数以及驱动电压对 OTS 本征波长、吸收率和调谐范围的影响。

图 5 为含石墨烯的 M-DBR-M 结构的两个 OTS 本征波长随驱动电压的变化曲线。从图 5 可以看到,随着驱动电压的增大,OTS 1 和 OTS 2 的本征波长发生蓝移;当驱动电压增大到突变电压时,OTS 1 和 OTS 2 的本征波长分别为 885.0 nm 和

966.5 nm,分别漂移了 8.7 nm 和 10.0 nm;当驱动电压大于突变电压时,本征波长不再随着驱动电压的增大发生漂移。这是由于石墨烯可以通过改变化学势(φ)来控制电导率的连续可调,因此驱动电压与石墨烯折射率的实部存在依赖关系^[21]。随着驱动电压的增大,石墨烯折射率的实部逐渐减小,结构的有效折射率也随之改变,从而使本征波长发生漂移。当电压增大到突变电压

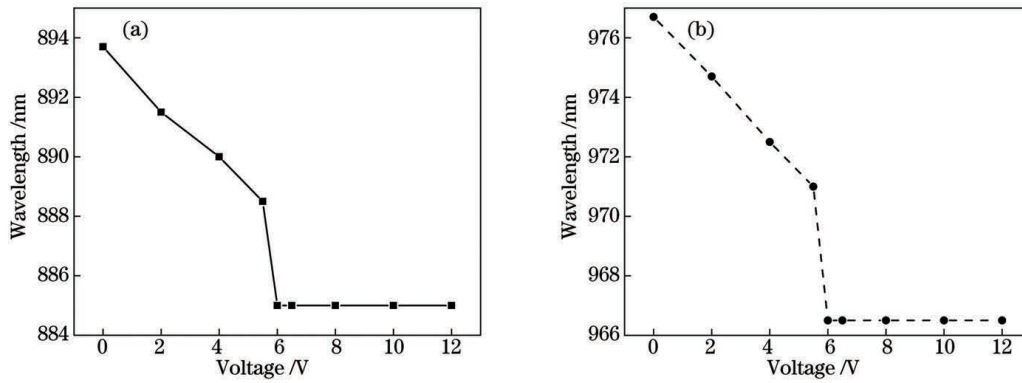


图 5 含石墨烯的 M-DBR-M 结构的两个 OTS 本征波长随驱动电压的变化曲线。(a) OTS 1; (b) OTS 2

Fig. 5 Variation curves of two OTS intrinsic wavelengths with driving voltage of M-DBR-M with graphene. (a) OTS 1; (b) OTS 2

时,石墨烯折射率的实部发生突变,本征波长也表现为阶跃性改变,随后趋于稳定。因此通过改变石墨烯的驱动电压,可以实现 OTS 本征波长的连续可调谐,最大调谐范围由突变电压对应的本征波长漂移量来决定。

当不加电压和施加突变电压时,DBR 在不同周期数的吸收谱如图 6 所示。从图 6(a)可以看到,对于不加电压,当 DBR 周期数 N 值较小(如 $N=5$)时,存在两个吸收峰;随着周期数的增大,两个吸收

峰的间距逐渐减小;当周期数 N 值较大(如 $N=25$)时,只存在一个吸收峰。从图 6(b)可以看到,施加突变电压后,吸收谱随周期数的变化与不加电压的情况基本一致。这是因为在 M-DBR-M 结构中,当 DBR 周期数较小时,两个 OTS 发生强耦合,导致 OTS 模式发生劈裂;当 DBR 周期数逐渐增大时,耦合程度变弱;当 DBR 周期数较大时,两个 OTS 发生弱耦合,OTS 模式不发生劈裂,本征波长只有一个^[19]。

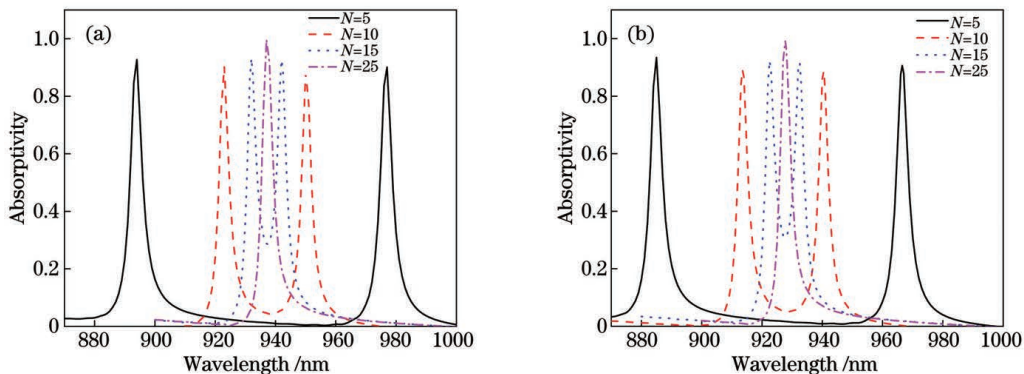


图 6 施加电压前后在不同周期数的吸收谱。(a)施加前;(b)施加后

Fig. 6 Absorption spectra at different cycles before and after applying voltage. (a) Before application; (b) after application

图 7 为两个 OTS 本征波长、调谐范围和吸收率随 DBR 周期数的变化曲线。从图 7(a)可以看到,随着 DBR 周期数的增大,OTS 1 的本征波长先快速红移后变化缓慢,红移幅度为 102 nm;施加突变电压后,OTS 1 的调谐范围约为 9 nm,几乎不随 DBR 周期数的变化而变化。从图 7(c)可以看到,吸收率在 0.9 附近浮动,不加电压和施加突变电压的吸收率变化都较小。

从图 7(b)可以看到,随着 DBR 周期数的增大,OTS 2 的本征波长先快速蓝移后变化缓慢,蓝移幅

度为 100 nm;施加突变电压后,OTS 2 调谐范围约为 10 nm,几乎不随 DBR 周期数的变化而变化。从图 7(d)可以看到,不加电压和施加突变电压的吸收率都保持在 0.85 以上并逐渐增大,吸收率在 $N=25$ 处有极大值。

图 8 为两个 OTS 本征波长、调谐范围和吸收率随金属层 M 1 厚度的变化曲线。从图 8(a)和图 8(b)可以看到,对于不加电压和施加突变电压,随着金属层 M 1 厚度的增大,OTS 1 和 OTS 2 的本征波长均发生蓝移,移动幅度分别为 10 nm 和

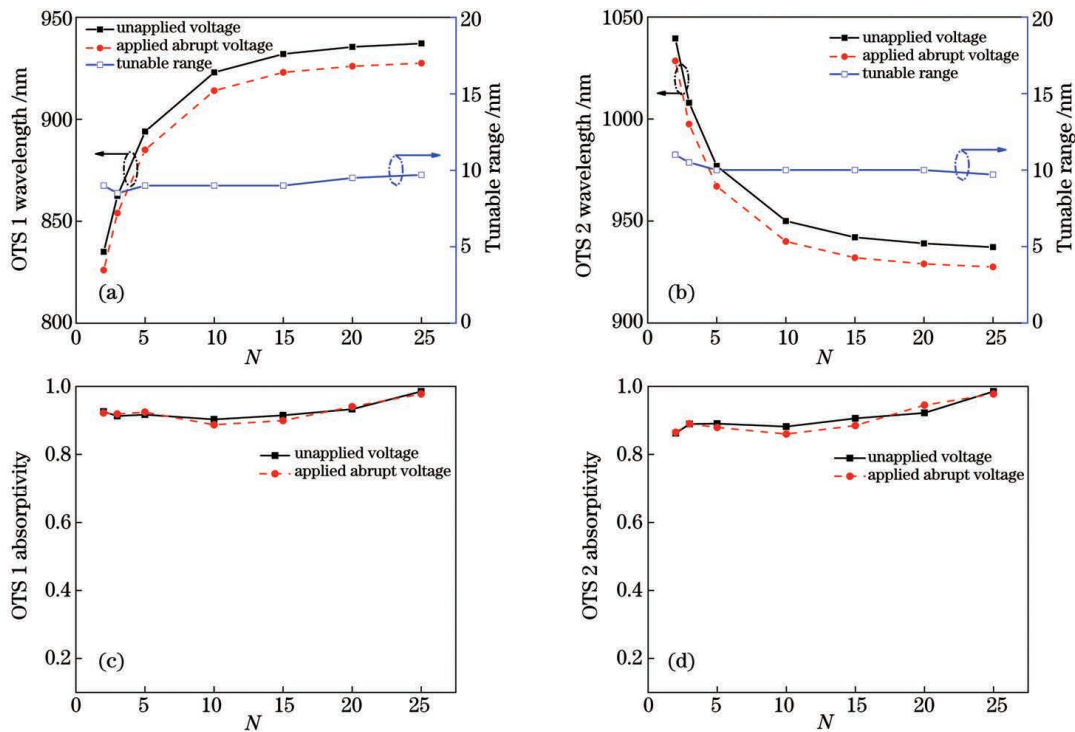


图 7 两个 OTS 在不同情况下随 DBR 周期数的变化曲线。(a)OTS 1 本征波长和调谐范围;(b)OTS 2 本征波长和调谐范围;(c)OTS 1 吸收率;(d)OTS 2 吸收率

Fig. 7 Variation curves of two OTS with DBR cycle number in different conditions. (a) OTS 1 intrinsic wavelength and tuning range; (b) OTS 2 intrinsic wavelength and tuning range; (c) OTS 1 absorptivity; (d) OTS 2 absorptivity

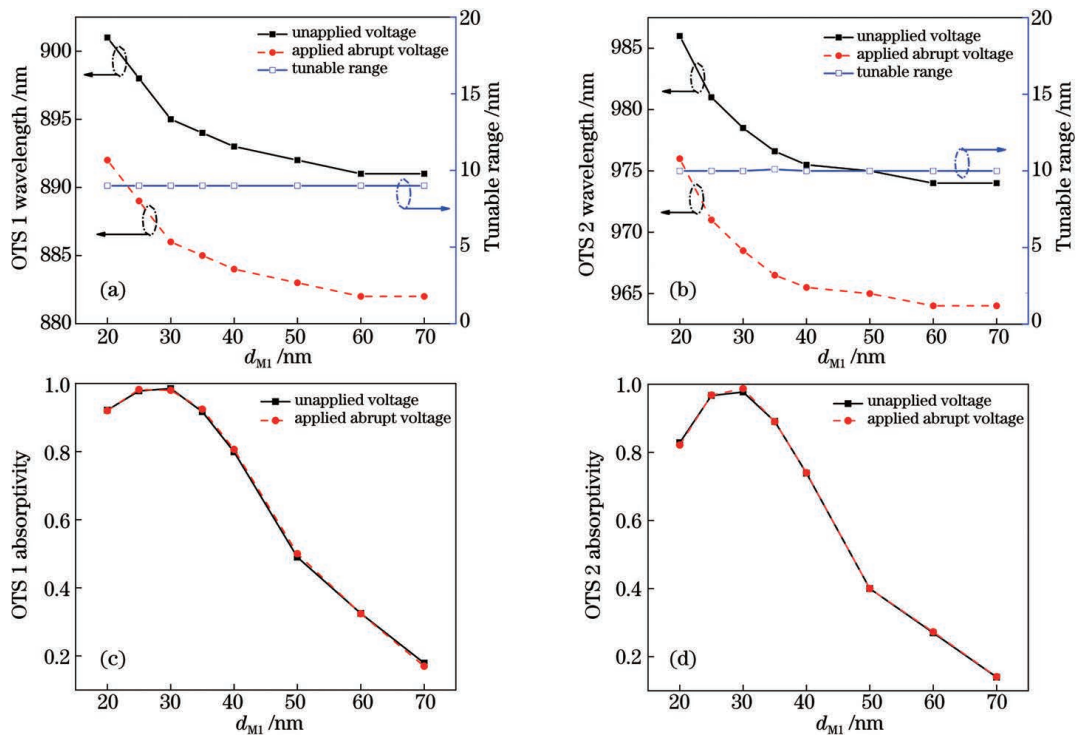


图 8 两个 OTS 在不同情况下随金属层 M 1 厚度的变化曲线。(a)OTS 1 本征波长和调谐范围;(b)OTS 2 本征波长和调谐范围;(c)OTS 1 吸收率;(d)OTS 2 吸收率

Fig. 8 Variation curves of two OTS with thickness of metal layer M 1 in different conditions. (a) OTS 1 intrinsic wavelength and tuning range; (b) OTS 2 intrinsic wavelength and tuning range; (c) OTS 1 absorptivity; (d) OTS 2 absorptivity

12 nm; 施加突变电压后, OTS 1 的调谐范围为 9 nm, OTS 2 的调谐范围约为 10 nm, 调谐范围几乎不随金属层厚度的变化而变化。

从图 8(c) 和图 8(d) 可以看到, 对于不加电压和施加突变电压, 随着金属层 M 1 厚度的增大, OTS 1 和 OTS 2 的吸收率都增大; 当 $d_{M1} = 30$ nm 时, OTS 1 的吸收率达到 0.98, OTS 2 的吸收率达到 0.99, 结构实现完美吸收; 当金属层 M 1 厚度的继续增大, 吸收率则急剧减小。这是由于当金属层的厚度较小时, 大部分入射光穿透金属层, 在 M-DBR 界面处不能形成有效局域; 当金属层的厚度增加

到一定程度时, 入射光的反射占主导作用, 进入结构的入射光减少, 所以传播到金属-DBR 交界面的入射光减少, 局域现象减弱。因此, 当金属层 M 1 厚度在 25~30 nm 之间时, 吸收率有最优值。

图 9 为两个 OTS 本征波长、调谐范围和吸收率随金属层 M 2 厚度的变化曲线。从图 9(a) 和图 9(b) 可以看到, 对于不加电压和施加突变电压, 当金属层 M 2 厚度从 20 nm 增大至 70 nm 时, OTS 1 和 OTS 2 的本征波长均发生蓝移; 施加突变电压后, OTS 1 和 OTS 2 的调谐范围分别为 9 nm 和 10 nm。

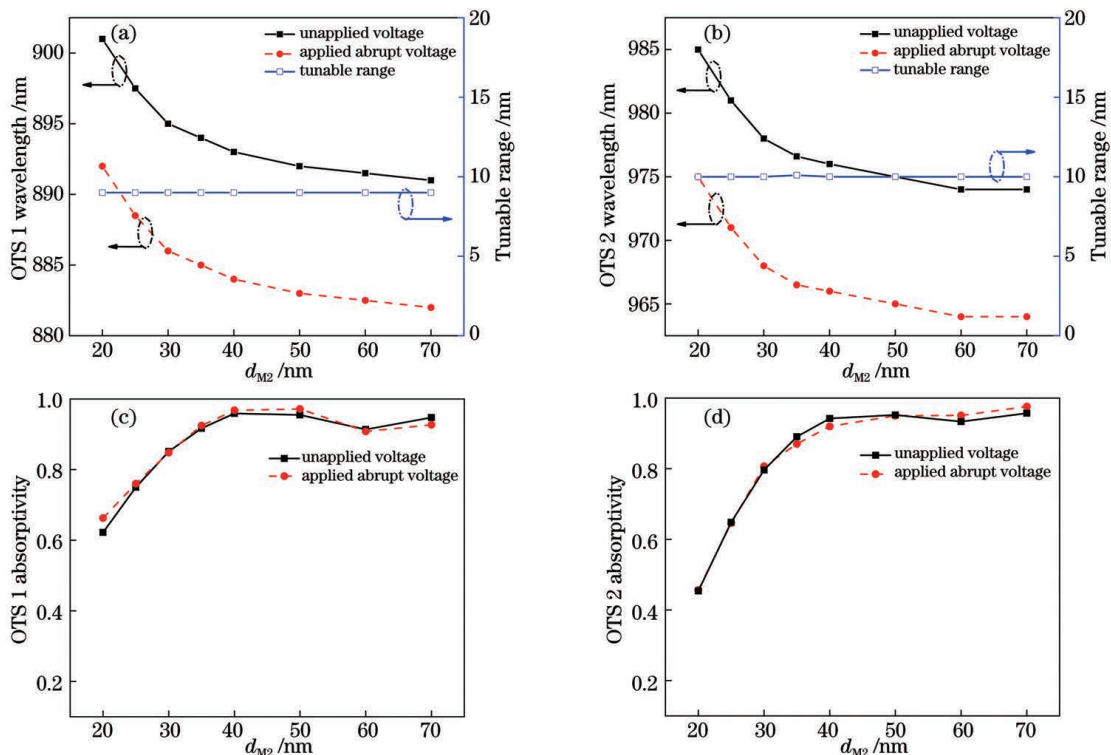


图 9 两个 OTS 在不同情况下随金属层 M 2 厚度的变化曲线。(a) OTS 1 本征波长和调谐范围; (b) OTS 2 本征波长和调谐范围; (c) OTS 1 吸收率; (d) OTS 2 吸收率

Fig. 9 Variation curves of two OTS with thickness of metal layer M 2 in different conditions. (a) OTS 1 intrinsic wavelength and tuning range; (b) OTS 2 intrinsic wavelength and tuning range; (c) OTS 1 absorptivity; (d) OTS 2 absorptivity

从图 9(c) 和图 9(d) 可以看到, 在不加电压和施加突变电压的两种情况下, 吸收率变化较小; 随着金属层 M 2 厚度的增大, OTS 1 和 OTS 2 的吸收率均随之增大; 当 $d_{M2} = 70$ nm 时, OTS 2 的吸收率达到 0.999, 实现完美吸收。这是因为随着金属层 M 2 厚度的增大, 金属层对光的反射作用会导致光无法穿透结构, 为此局域在结构内, 这可以增强了结构的整体吸收率, 说明金属层 M 2 的厚度应当较厚一些, 更有利于 OTS 耦合。

4 结 论

基于 OTS 的局域特性和石墨烯的电控特性设计一种含石墨烯的金属-DBR-金属结构, 建立基于修正的传输矩阵法的理论模型。通过 COMSOL 软件仿真研究含石墨烯的金属-DBR-金属结构中的光学 Tamm 态。研究表明, 含石墨烯的 M-DBR-M 与不含石墨烯的 M-DBR-M 结构相比, OTS 的本征波长发生红移; 施加驱动电压可以在一定范围内

连续动态调控本征波长,最大调谐范围由突变电压决定。随着 DBR 周期数的增大,两个 OTS 本征波长的峰-峰距离逐渐减小,结构调谐范围分别为 9 nm 和 10 nm 且几乎不随 DBR 周期数变化。金属层的厚度对 OTS 的吸收率有显著影响,随着金属层 M 1 和 M 2 厚度的增大,两种情况下 OTS 1 和 OTS 2 的本征波长均发生蓝移,调谐范围几乎不随金属层厚度变化;吸收率曲线的变化则不同,吸收率曲线随 M 1 厚度的增大呈现先增大后减小的趋势,过薄或过厚的金属层 M 1 不利于提高吸收率;吸收率曲线随 M 2 厚度的增大而增大,金属层 M 2 应选择较厚一些以提高结构的吸收率。本文的工作可应用于基于光学 Tamm 态的传感器和吸收器等光子器件的研究和设计,对研究窄带选择性滤波器、热发射和光学检测设备等器件具有指导意义。

参 考 文 献

- [1] Vinogradov A P, Dorofeenko A V, Merzlikin A M, et al. Surface states in photonic crystals[J]. *Physics-Usppekhi*, 2010, 53(3): 243-256.
- [2] Jing Q L, Du C G, Gao J C. New application of surface plasmon resonance-measurement of weak magnetic field [J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(3): 037302.
荆庆丽, 杜春光, 高健存. 表面等离子共振现象的新应用: 微弱磁场的测量[J]. *物理学报*, 2013, 62(3): 037302.
- [3] Das R, Srivastava T, Jha R. Tamm-plasmon and surface-plasmon hybrid-mode based refractometry in photonic bandgap structures [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(4): 896-899.
- [4] Kivshar Y S. Nonlinear Tamm states and surface effects in periodic photonic structures [J]. *Laser Physics Letters*, 2008, 5(10): 703-713.
- [5] Lu G, Cui L Y, Liu B, et al. Multichannel unidirectional perfect absorbers on sandwich structures with truncated symmetric photonic crystals [J]. *AIP Advances*, 2018, 8(5): 055214.
- [6] Vetrov S Y, Bikbaev R G, Timofeev I V. The optical Tamm states at the edges of a photonic crystal bounded by one or two layers of a strongly anisotropic nanocomposite[J]. *Optics Communications*, 2017, 395: 275-281.
- [7] Castro N A H, Guinea F, Peres N M R, et al. The electronic properties of graphene [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(1): 109-162.
- [8] Lu G, Yu K, Wen Z, et al. Semiconducting graphene: converting graphene from semimetal to semiconductor [J]. *Nanoscale*, 2013, 5(4): 1353-1368.
- [9] Tassin P, Koschny T, Kafesaki M, et al. A comparison of graphene, superconductors and metals as conductors for metamaterials and plasmonics [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(4): 259-264.
- [10] Liu J T, Liu N H, Li J, et al. Enhanced absorption of graphene with one-dimensional photonic crystal [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(5): 052104.
- [11] Wang X, Liang Y Z, Wu L M, et al. Multi-channel perfect absorber based on a one-dimensional topological photonic crystal heterostructure with graphene [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(17): 4256-4259.
- [12] Ke S L, Wang B, Huang H, et al. Plasmonic absorption enhancement in periodic cross-shaped graphene arrays [J]. *Optics Express*, 2015, 23(7): 8888-8900.
- [13] Li Z W, Lu H, Li Y W, et al. Near-infrared light absorption enhancement in graphene induced by the Tamm state in optical thin films [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(1): 0131001.
黎志文, 陆华, 李扬武, 等. 光学薄膜塔姆态诱导石墨烯近红外光吸收增强 [J]. *光学学报*, 2019, 39(1): 0131001.
- [14] Lu H, Gan X, Jia B, et al. Tunable high-efficiency light absorption of monolayer graphene via Tamm plasmon polaritons [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(20): 4743-4746.
- [15] Zhao H X, Ding Z Q, Cheng P H, et al. Optimal design of multi-channel absorber based on composite structure [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(13): 1324001.
赵洪霞, 丁志群, 程培红, 等. 一种复合结构多通道吸收器优化设计研究 [J]. *光学学报*, 2020, 40(13): 1324001.
- [16] Zhou H, Yang G, Wang K, et al. Multiple optical Tamm states at a metal-dielectric mirror interface [J]. *Optics Letters*, 2010, 35(24): 4112-4114.
- [17] Tamagnone M, Gómez-Díaz J S, Mosig J R, et al. Analysis and design of terahertz antennas based on plasmonic resonant graphene sheets [J]. *Journal of Applied Physics*, 2012, 112(11): 114915.
- [18] Bian L, Liu P G, Li G S, et al. Characterization for one-dimensional graphene-embedded photonic crystals at terahertz frequencies [J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2016, 48(9): 436.
- [19] Luan K Z. Study of multi-frequency absorber based on optical Tamm states [D]. Nanjing: Nanjing University of Posts and Telecommunications, 2018:

- 25-26.
栾开智. 基于光学 Tamm 态的多频吸收器研究[D]. 南京: 南京邮电大学, 2018: 25-26.
- [20] Bruna M, Borini S. Optical constants of graphene layers in the visible range [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 94(3): 031901.
- [21] Wang L, Luan K Z, Zuo Y F, et al. Graphene optical modulator based on optical Tamm states [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(11): 1106001. 王磊, 栾开智, 左依凡, 等. 基于光学 Tamm 态的石墨烯光调制器 [J]. *中国激光*, 2018, 45(11): 1106001.

Optical Tamm States in Metal-Distributed Bragg Reflection-Metal Structure with Graphene

Yang Shudan, Li Peili*, Zhang Ruoyu

College of Electronic and Optical Engineering & College of Microelectronics, Nanjing University of Posts & Telecommunications, Nanjing, Jiangsu 210023, China

Abstract

Objective Optical Tamm state (OTS) is a new type of surface-localized state, which can be excited at the interfaces between metal and distributed Bragg reflection (M-DBR) or between two photonic crystals. The electric fields of OTSs are localized at the interfaces and intensity of the electric fields decays because it is away from the interfaces. Compared with the traditional surface states, OTS has a high-intensity local mode and perfect absorption of incident electromagnetic wave and has a narrower linewidth, which can be excited by transverse electric (TE) and transverse magnetic (TM) polarized waves at a wide-angle range incidence. Researchers have conducted several studies on OTS, but the structural parameters are fixed. Besides, they do not have the tunability and cannot expand the application field. Thus, the emergence of tunable structures is an inevitable tendency. Graphene is a new type of two-dimensional (2D) carbon atom material with special optical and electrical properties, which can interact with incident electromagnetic waves. By changing the chemical potential (ν), the conductivity can be adjusted to achieve tunable absorption.

In this study, we propose a metal-DBR-metal (M-DBR-M) structure with graphene based on the local characteristics of OTS and the electronic control characteristics of graphene.

Tuning intrinsic wavelength by adjusting the driving voltage. The proposed structure can provide references for the research and design of photonic devices, such as sensors, absorbers, narrow-band selective filters, and optical detectors based on OTS.

Methods In this paper, the dielectric constant of the metal layer is modeled using the Drude-Lorentz dispersion model. The influence of the graphene layer on dielectric interface continuity is considered. Thus, the modified transfer matrix method is used instead of the traditional transfer matrix method. The proposed structure is simulated using the COMSOL multiphysics software. The influence of material dispersion is neglected. We assume that the structure is in the air, and light incident into the structure from one side of the metal layer. The changes in the structure absorption spectra and intrinsic wavelength of OTS are compared and analyzed. The influence of the periodicity of DBR, the thickness of the metal layer, and driving voltage on the intrinsic wavelength, tunable range, and absorptivity of the structure are investigated.

Results and Discussions There are two absorption peaks in the absorption spectrum of the M-DBR-M structure (Fig. 2). The electric field is localized at the interface between the two M-DBR. The electric field intensity decreases with distance away from the interface (Fig. 4). OTS 1 and OTS 2 correspond to absorption peaks 1 and 2, respectively. With the increase in driving voltage, the intrinsic wavelengths of the two OTSs in the M-DBR-M with graphene structure blue-shift until the driving voltage is greater than the abrupt change voltage of graphene, the intrinsic wavelength blue-shift tends to be stable (Fig. 5). The maximum-tuning range is determined by the intrinsic wavelength shift corresponding to the abrupt voltage. Thus, the intrinsic wavelength of OTS can be dynamically adjusted in a certain range by electronically controlled graphene. With the increase in DBR periodicity, the intrinsic wavelength of OTS 1 is red-shift with the maximum amplitude of 102 nm, and OTS 2 is blue-shift with the maximum amplitude of 100 nm. After applying the abrupt voltage, the tunable range of OTS 1 and OTS 2 hardly changes with

the DBR periodicity. The absorptivity of the structure changes little without voltage or the abrupt voltage is applied; thus, it is robust to the fluctuation of the DBR periodicity (Fig. 7). With the increase in the thickness of M 1 and M 2, the intrinsic wavelengths of OTS 1 and OTS 2 are blue-shifted without voltage and with abrupt voltage. However, the tunable range almost do not change with the thickness of the metal layer. The absorptivity curve increases first and then decreases with the increase in M 1 thickness and increases with the increase in M 2 thickness (Figs. 8 and 9). The metal layer M 1 thickness in the range of 25–30 nm, the absorptivity has the optimal value. However, the absorptivity has a maximum value when the thickness of M 2 is 70 nm.

Conclusions Based on the local characteristics of OTS and the electrical control characteristics of graphene, a metal-DBR-metal structure with graphene is proposed and the theoretical model is improved. The proposed structure is simulated using COMSOL software. The results show that the intrinsic wavelength of OTS has a red-shift compared with the M-DBR-M structure. The driving voltage regulates the intrinsic wavelength continuously and dynamically within a certain range. The maximum-tuning range is determined by the abrupt voltage. With the increase in the DBR periodicity, the structure tunable range is 9–10 nm, and hardly alters with the DBR periodicity. As the thickness of the metal layers M 1 and M 2 increases, the tunable range hardly alters with the thickness variation of the metal layer. When the thickness of the M 1 is in the range of 25–30 nm, the absorptivity has an optimal value. The absorptivity curve increases with the thickness of M 2. The metal layer M 2 shall be thicker to improve the absorptivity of the structure. Our research shows that by introducing a graphene layer and rationally designing structural parameters, a tunable structure with high absorptivity and absorption peak position can be obtained.

Key words spectroscopy; graphene; optical Tamm states; metal-distributed Bragg reflector; absorptivity

OCIS codes 300.1030; 230.1480; 230.2090