

非互易光传输方向的主动调控

任 坤¹, 范景洋¹, 任晓斌²

¹天津大学精密仪器与光电子工程学院光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072;

²天津科技大学理学院, 天津 300222

摘要 为实现非互易光传输的主动控制,提出了一种基于石墨烯光子晶体和磁光半导体材料的结构,通过对磁光半导体外加磁场,打破时间反转对称,获得了非互易的磁 Tamm 态等离子体激元(MTPP)。通过分析不同条件下的透射谱,研究了结构参数、外加磁场,以及石墨烯化学势对 MTPP 的影响。结果表明,通过调控外加磁场和石墨烯化学势,可以实现单向光传输的主动控制以及正、反双向光传输的灵活转换。该结构及其调控方法在光二极管和光开关等应用领域具有潜在的应用价值。

关键词 物理光学; 主动调控; 传递矩阵法; 非互易传输; Tamm 态等离子体激元; 石墨烯光子晶体

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0726003

Active Control of Nonreciprocal Optical Transmission Direction

Ren Kun¹, Fan Jingyang¹, Ren Xiaobin²

¹Key Laboratory of Opto-Electronics Information Technology, Ministry of Education, School of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China;

²College of Science, Tianjin University of Science & Technology, Tianjin 300222, China

Abstract In order to realize the active control of nonreciprocal optical transmission, a structure based on graphene photonic crystals and magneto-optical semiconductor materials is proposed. By adding external magnetic field on the magneto-optical semiconductor, the time-reversal symmetry is broken which contributes to the obtainment of nonreciprocal magnetic Tamm plasmon polaritons (MTPP). The influences of structural parameters, external magnetic field and graphene chemical potential on the MTPP are studied by analyzing the transmission spectra under different conditions. The results show that the active control of the unidirectional wave and the flexible switch between one-way forward and one-way backward transmission can be realized by modulating the external magnetic field and graphene chemical potentials. This structure and its modulation method have promising applications in optical diodes and optical switches.

Key words physical optics; active control; transfer matrix method; nonreciprocal transmission; Tamm plasmon polaritons; graphene photonic crystal

OCIS codes 260.2110; 230.3810; 130.2790; 240.6680

1 引 言

非互易器件是光学系统中的重要元件,如光二极管^[1]、非互易滤波器^[2]和单向吸收器^[3]等。集成光学的发展要求非互易器件具有小型化、可集成、能调节的特点,而传统非互易器件无法满足这些要求。研究人员提出了一些改进方法,例如基于金属亚波长细缝实现非对称光传输^[4],利用磁光光子晶体实现非互易传输^[5-6]等,其中表面波的非互易传输备受关注。

表面波是存在于不同介质分界面处的电磁波,在集成光学和生物传感器领域中有许多重要的应用。表面等离子体激元(SPP)是一种有名的表面波,可存在于金属与介质的分界面处。研究者发现,在光子晶体与

收稿日期: 2017-02-22; **收到修改稿日期:** 2017-03-27

基金项目: 国家自然科学基金(11104200,11604240)

作者简介: 任 坤(1976—),女,博士,副教授,主要从事纳米光子学和非线性光学方面的研究。

E-mail: renkun@tju.edu.cn

金属界面处能实现 SPP 的非互易传输^[7];在以磁光半导体材料为基底的石墨烯上,可激发单向传输的 SPP^[8],从而实现逻辑门功能^[9]。光学 Tamm 态(OTS)也是一种表面波,可以存在于半无限光子晶体的界面处^[10]或两个光子晶体的交界面处^[11],OTS 亦可实现非互易传输^[12]。OTS 还可以存在于光子晶体与金属的交界面处^[13-14],此时,Tamm 态和等离子体相互作用形成 Tamm 态等离子体激发元(TPP),与 SPP 相比,TPP 可以直接被激发,不需要借助棱镜或衍射光栅^[15]。当 TPP 与磁光效应相结合时,可以实现非互易的磁 Tamm 态等离子体激发元(MTPP)传输。

本文对 MTPP 的非互易激发与传输进行了研究,基于石墨烯光子晶体(GPC)和磁光效应,提出了一种控制光传输的方案,理论上实现了 MTPP 传输方向的主动调控。

2 模型和理论方法

提出的结构包括 GPC 和磁光半导体材料,背景为空气。如图 1 所示,GPC 包括 8 个周期,每个周期的结构均为 AGBGA,A 和 B 为介质层,分别代表 TiO₂ 材料和 SiO₂ 材料,G 代表石墨烯材料;D 表示磁光半导体材料。考虑在 xz 平面内传播的横磁(TM)波,则对应的磁场沿 y 轴振动,沿 z 轴正向传播的光称为前向波,沿 z 轴负向传播的光称为后向波。

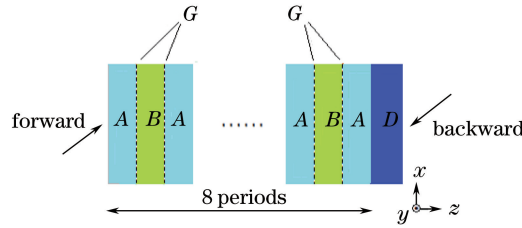


图 1 提出的结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of proposed structure

磁光半导体材料选用 InSb,其介电常数表达式^[16]为

$$\epsilon_s \approx \epsilon_\infty \begin{bmatrix} \epsilon_D & i\Delta_D & 0 \\ -i\Delta_D & \epsilon_D & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 $\epsilon_D = 1 - \frac{\omega_p^2 [1 + i/(\omega\tau)]}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c^2}$, $\Delta_D = \frac{\omega_c \omega_p^2}{\omega [(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c^2]}$, 无外加磁场时的介电系数 $\epsilon_{zz} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau)}$, 其中电磁波在 InSb 介质中传输时的衰减时间 τ 与 InSb 的损耗有关; ω 为入射光角频率; ω_p 为 InSb 的等离子体频率;高频极限的介电常数 $\epsilon_\infty = 15.68$;磁光频率 $\omega_c = eB/m^*$, m^* 为有效电子质量, B 为磁光半导体材料上的外加磁场, e 为单位电荷。

利用传递矩阵法来计算整个结构的透射谱。整个结构的传递矩阵 $\mathbf{M} = \mathbf{M}_{\text{GPC}} \mathbf{M}_D = (\mathbf{M}_A \mathbf{M}_G \mathbf{M}_B \mathbf{M}_G \mathbf{M}_A)^8 \mathbf{M}_D$, 其中 $\mathbf{M}_i = \mathbf{T}_i \mathbf{P}_i^{-1} \mathbf{T}_i^{-1}$ ($i = A, B$ 或 D), 代表联系各层输出电磁波与输入电磁波的传递矩阵。对于石墨烯层,由于它的厚度很薄,仅为 0.34 nm,可用电导率来描述其光学属性,石墨烯传递矩阵^[17]可表示为 $\mathbf{M}_G = \begin{bmatrix} 1 & \sigma_G \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, 电导率 σ_G 可以由 Kubo 公式^[18] 得到。矩阵 \mathbf{P} 为每层介质中传输光的相位变

化: $\mathbf{P}_i = \begin{bmatrix} \exp(ik_{zi}d_i) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_{zi}d_i) \end{bmatrix}$, k_{zi} 表示在 i 层介质中波矢沿 z 轴方向的分量, d_i 表示 i 层介质的厚度。 \mathbf{T} 为相邻两层界面处的矩阵,对于 TiO₂ 和 SiO₂ 层,有

$$\mathbf{T}_{A(B)} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \frac{k_{zA(B)}}{\omega\epsilon_0\epsilon_{A(B)}} & -\frac{k_{zA(B)}}{\omega\epsilon_0\epsilon_{A(B)}} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

对于 InSb 层,

$$\mathbf{T}_D = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -\frac{ik_x\Delta_D}{\omega\epsilon_0\epsilon_D\epsilon'_D} + \frac{k_{zD}}{\omega\epsilon_0\epsilon'_D} & -\frac{ik_x\Delta_D}{\omega\epsilon_0\epsilon_D\epsilon'_D} - \frac{k_{zD}}{\omega\epsilon_0\epsilon'_D} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中 ϵ_0 表示真空中的介电常数, $\epsilon_{A(B)}$ 表示介质的相对介电常数, k_x 表示波矢在 x 轴方向的分量, InSb 的有效介电常数 $\epsilon'_D = (\epsilon_D^2 - \Delta_D^2)/\epsilon_D$ 。可以看到, 当无外加磁场时, $\Delta_D = 0$, (3) 式就演化为 (2) 式。整个结构的透射率为

$$T = \left| \frac{2q_0}{q_0\mathbf{M}(1,1) + q_0^2\mathbf{M}(1,2) + \mathbf{M}(2,1) + q_0\mathbf{M}(2,2)} \right|^2, \quad (4)$$

式中 $q_0 = k_z/(\omega\epsilon_0)$, $\mathbf{M}(1,1)$ 表示矩阵中第一行第一列对应的元素, 其他类似。

基于 (4) 式, 分别计算了 GPC 和 InSb 的透射谱, 计算时, 未考虑后者的损耗。令 InSb 的厚度 $d_D = 1.5 \mu\text{m}$; TiO_2 的折射率 $n_A = 2.25$, 厚度 $d_A = 1.45 \mu\text{m}$; SiO_2 的折射率 $n_B = 1.46$, 厚度 $d_B = 1.45 \mu\text{m}$; TM 波的入射角为 30° ; 石墨烯的化学势为 0.2 eV ; InSb 层的外加磁场 B 分别为 0 T 和 4 T 。

计算结果如图 2 所示。从图 2(a) 可以看到, 在 GPC 和 InSb 的共同带隙中出现了透射峰, 且前、后向透射峰重合在一起, 峰值位于 18.84 THz 处, 即 MTPP。MTPP 的场主要在 GPC 和 InSb 的界面处, 向两侧传输时电磁场振幅呈指数衰减^[19]。当对 InSb 施加磁场时, 如图 2(b) 所示, 前向与后向的 MTPP 透射峰不再重合, 说明波因传输方向的不同出现了非互易现象, 此时前向峰值位于 18.76 THz 处, 后向峰值位于 18.52 THz 处。在外加磁场作用下, 磁光材料介电张量的非对角元发生变化, 对称破缺导致前向与后向的透射谱不再一致, 进而出现非互易现象。

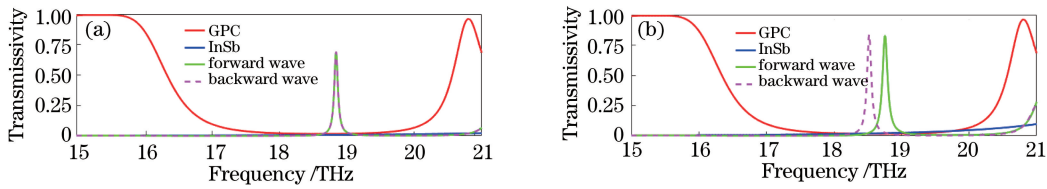


图 2 不同外加磁场作用时 GPC、InSb 及整个结构的透射谱。(a) $B=0 \text{ T}$; (b) $B=4 \text{ T}$

Fig. 2 Transmission spectra of GPC, InSb and whole structure under different external magnetic fields.

(a) $B=0 \text{ T}$; (b) $B=4 \text{ T}$

非互易 MTPP 的激发频率可以通过导纳匹配理论来确定, 介质的导纳指介质中传输电磁波的磁场振幅与电场振幅之比。对于 GPC, 其有效导纳^[20] $\eta_{\text{GPC}} = \frac{\mathbf{M}_{\text{GPC}}(1,1)\eta_0 + \mathbf{M}_{\text{GPC}}(1,2)}{\mathbf{M}_{\text{GPC}}(2,1)\eta_0 + \mathbf{M}_{\text{GPC}}(2,2)}$, 其中 $\eta_0 = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$ 表示真空中的导纳; μ_0 表示真空磁导率; $\mathbf{M}_{\text{GPC}}(1,1)$ 表示矩阵中第一行第一列对应的元素, 其他类似。InSb 层的导纳可以用麦克斯韦方程组推导出来^[13], 即 $\eta_D^\pm = -\eta_0 \frac{\epsilon'_D\omega\epsilon_D}{\pm i\Delta_D ck_x - \epsilon_D \sqrt{\epsilon'_D\omega^2 - c^2 k_x^2}}$, 其中 c 表示光速, η_D^+ 与 η_D^- 分别表示 InSb 层的正向与反向传输导纳。GPC 与磁光材料界面上存在 MTPP 的条件即导纳匹配条件^[20] 可表示为

$$\eta_{\text{GPC}} = -\eta_D, \quad (5)$$

令 $\Delta\eta = |\text{Re}(\eta_{\text{GPC}}) - \text{Re}(\eta_D)| + |\text{Im}(\eta_{\text{GPC}}) + \text{Im}(\eta_D)|$, 如果 $\Delta\eta = 0$, 说明在该频率处导纳匹配。采用图 2(b) 情况下的参数计算了 $\Delta\eta$ 随频率的变化, 如图 3 所示。导纳匹配的位置应该对应 $\Delta\eta$ 的零点, 可以看到, 导纳曲线最接近 0 点处的频率恰好为 MTPP 的激发频率, 如图 3 插图中红色圆圈标记处所示。因此, 根据导纳匹配理论可以确定系统透射峰的频率。

3 计算结果与分析

3.1 外加磁场对 MTPP 非互易性的影响

令磁光半导体材料的损耗 $1/\tau = 0.005\omega_p$, 其他参数与图 2 使用的参数相同, 得到的 MTPP 共振峰的变化情况如图 4 所示。与图 2 相比, 由于考虑了磁光半导体材料的损耗, MTPP 的透射谱整体降低, 且反向传输比正

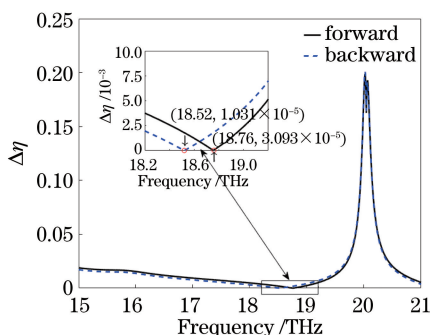


图 3 前向与后向入射时 $\Delta\gamma$ 随频率的变化

Fig. 3 $\Delta\gamma$ versus frequency under forward and backward incidences

向传输下降更多;由于外加磁场的存在,前向与后向波的透射峰分开,而且随着磁场的增大,这种非互易现象越来越明显,峰值也有所变化,这是外加磁场增大使得磁光半导体材料介电张量的非对角元增大导致的。

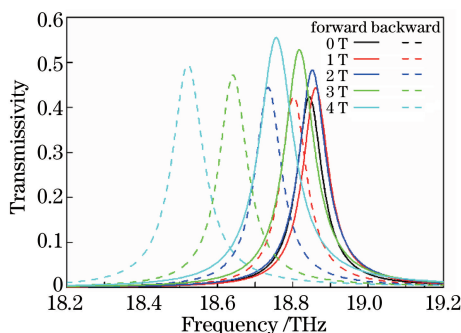


图 4 不同外加磁场下前向与后向波的非互易透射谱

Fig. 4 Nonreciprocal transmission spectra of forward and backward waves under different external magnetic fields

3.2 系统结构参数对 MTPP 的影响

为简单起见,以下分析均不考虑 MTPP 峰分裂的情况。

研究了 InSb 的厚度 d_D 对 MTPP 的影响,选取其厚度范围为 $0.1 \sim 3 \mu\text{m}$,损耗情况与图 4 所示的情况相同,其余的参数与图 2(a)的相同。图 5 给出了整个系统透射谱的变化,可以发现,当 d_D 较小时,在整个系统的透射谱中存在一个禁带,与 GPC 的带隙位置一致。这是因为此时光子晶体的禁带并不对应 InSb 的禁带,所以不满足 TPP 的激发条件。随着 d_D 的增加,在整个系统的禁带中出现 MTPP 峰,透射峰先升高再降低。这是因为当 d_D 增加时,在光子晶体的禁带范围内,InSb 也出现禁带,MTPP 开始激发,透射峰逐渐升高;而当 d_D 增大到一定程度时,耗散的影响变大,导致 MTPP 的透射率降低,最终观察不到明显的透射峰。从图 5 可以看到,存在一个有效激发 MTPP 的厚度范围,当厚度为 $1.2 \mu\text{m}$ 时,MTPP 峰值达到最高,透射率为 0.5752,此时频率位于 18.82 THz 处。

研究了与 InSb 临近的 TiO_2 层的厚度对 MTPP 的影响。令该介质层的厚度 $d = \alpha d_A$, α 表示该介质层的截断情况, $\alpha = 1$ 表示介质层 A 没有截断;当 $\alpha = 0$ 时, TiO_2 的厚度为 0,与 InSb 临近的介质层变为 SiO_2 层。令 α 的取值范围为 $0 \sim 1.8$,变化间隔为 0.2,损耗与图 4 所示的情况一致,其余的参数与图 2(a)的相同。图 6 给出了透射峰在不同截断下的变化情况,随着 α 的增大,MTPP 透射峰逐渐向低频移动,峰值先升高后降低;当 $\alpha = 0.8$ 时,透射峰最高;当 $\alpha = 0$ 时,透射峰的高度已经降到了 0.1 以下,说明此时已经不能激发 MTPP 了,这是因为只有当 InSb 层与高折射率介质 TiO_2 层相邻时,才能有效激发表面波^[20]。

3.3 石墨烯化学势对 MTPP 的影响

石墨烯化学势 μ_c 由石墨烯电子浓度所决定,可以通过门电压对其进行调节。令 μ_c 的变化范围为 $0.1 \sim 1 \text{ eV}$,损耗情况与图 4 所示的情况一致,其余的参数与图 2(a)的相同。系统透射峰的变化情况如图 7 所示,可以看到,改变 μ_c ,透射峰的位置发生改变,即通光频率改变,从而实现了可调滤波的功能。此时外加磁场,前、后向透射峰不再重合,从而实现了可调单向滤波功能;对某确定频率来说,调节外加电压可以控制光的通

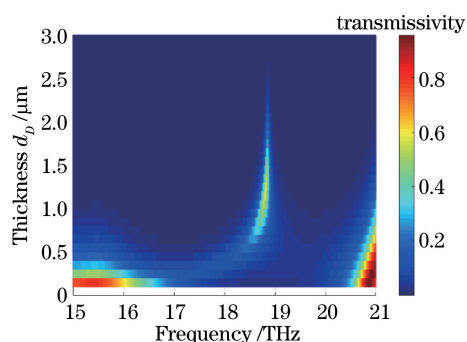


图 5 整个结构的透射谱随 InSb 厚度和频率的变化

Fig. 5 Transmission spectra of entire structure versus InSb thickness and frequency

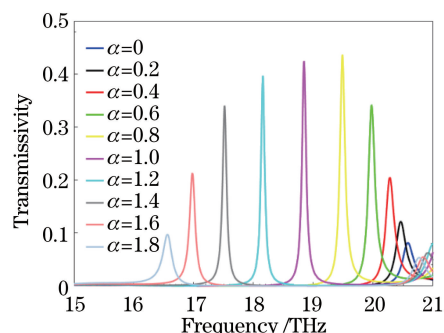


图 6 不同光子晶体截断情况下的透射谱

Fig. 6 Transmission spectra under different truncation conditions of photonic crystals

断,从而实现了光开关的功能。此外,随 μ_c 的增加,透射峰向高频移动,透射率先升高再降低,这是因为随着 μ_c 的增加,GPC 的带隙出现蓝移,对应的 TPP 激发程度越来越高,导致峰值升高;当 μ_c 继续增加时,石墨烯所带来的吸收起主导作用,导致峰值降低。

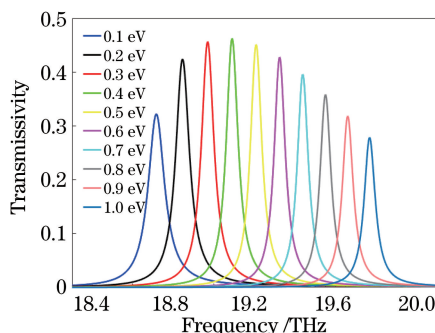


图 7 不同石墨烯化学势下的透射谱

Fig. 7 Transmission spectra under different graphene chemical potentials

3.4 通光方向的调控

根据上述分析,可以选取合适的结构参数,通过调节外加磁场,使不同化学势下的前后向透射谱重合,从而调控通光方向,如图 8 所示。图 8 中的黑、红实线分别表示在 $d = d_A, B = 3.9$ T 的情况下,前向和后向入射波的透射谱,可以看到, $\mu_c = 0.1$ eV 时的前向透射峰和 $\mu_c = 0.3$ eV 时的后向透射峰重合在一起。这说明在该频率下,取 $\mu_c = 0.1$ eV 时,仅前向波通过,后向波截止;而取 $\mu_c = 0.3$ eV 时,仅后向波通过,前向波截止;如果在 0.1 eV 和 0.3 eV 二值之间切换化学势,该器件的单向通光方向也随之切换,从而实现了传输方向的动态调控。图 8 中蓝、绿虚线分别表示在 $d = 1.2d_A, B = 3.4$ T 的情况下,前向和后向入射波的透射谱,可以看到, $\mu_c = 0.2$ eV 时的前向透射峰和 $\mu_c = 0.4$ eV 时的后向透射峰也重合在一起。因此,当石墨烯化学势在

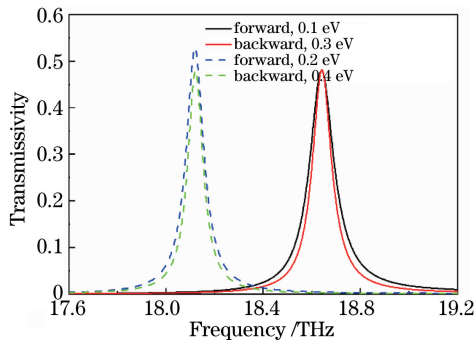


图 8 不同条件下的前向与后向非互易透射谱

Fig. 8 Nonreciprocal transmission spectra of forward and backward waves under different conditions

0.2 eV 和 0.4 eV 二值之间切换时,器件的通光方向也会发生改变,从而实现正、反双向光传输的调控。

4 结 论

基于 GPC 和磁光半导体材料,在理论上实现了光传输方向的主动调控。当外加磁场时,在 GPC 和磁光半导体材料的界面处,产生了非互易的 MTPP,其激发频率可以通过导纳匹配理论确定;随着外加磁场的增大,MTPP 的非互易效应越来越明显。系统的结构参数、外加磁场以及石墨烯化学势都会对 MTPP 的透射谱产生影响。基于提出的结构,不仅实现了光二极管的功能,即激发光的单向传输,而且还在正、反两个方向实现了光传输方向的动态调控。提出的非互易器件在集成光学等领域具有潜在的应用价值。

参 考 文 献

- [1] He C, Lu M H, Heng X, *et al.* Parity-time electromagnetic diodes in a two-dimensional nonreciprocal photonic crystal [J]. *Physical Review B*, 2011, 83(7): 075117.
- [2] Zhou H C, Yang G, Wang K, *et al.* Multiple optical Tamm states at a metal-dielectric mirror interface[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(24): 4112-4114.
- [3] Ma Rongkun, Tang Yueming, Wang Jijun, *et al.* One-way absorber based on coupling of magnetic surface plasmonic resonances[J]. *Chinese J Lasers*, 2016, 43(1): 0117001.
马荣坤, 汤月明, 王纪俊, 等. 基于磁表面等离子体共振耦合的电磁波单向吸收器[J]. *中国激光*, 2016, 43(1): 0117001.
- [4] Xu J, Cheng C, Kang M, *et al.* Unidirectional optical transmission in dual-metal gratings in the absence of anisotropic and nonlinear materials[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(10): 1905-1907.
- [5] Haldane F D M, Raghu S. Possible realization of directional optical waveguides in photonic crystals with broken time-reversal symmetry[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(1): 013904.
- [6] Dong Lijuan, Liu Yanhong, Liu Lixiang, *et al.* Optical and magneto-optical properties in a sandwiched structure containing $\text{Co}_6\text{Ag}_{94}$ [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(4): 0416003.
董丽娟, 刘艳红, 刘丽想, 等. 含 $\text{Co}_6\text{Ag}_{94}$ 三明治结构的光学和磁光性质[J]. *光学学报*, 2015, 35(4): 0416003.
- [7] Yu Z F, Veronis G, Wang Z, *et al.* One-way electromagnetic waveguide formed at the interface between a plasmonic metal under a static magnetic field and a photonic crystal[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(2): 023902.
- [8] Liu F L, Qian C, Chong Y D. Directional excitation of graphene surface plasmons[J]. *Optics Express*, 2015, 23(3): 2383-2391.
- [9] Zhu B F, Ren G B, Gao Y X, *et al.* Magnetically-controlled logic gates of graphene plasmons based on non-reciprocal coupling[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2016, 22(2): 4600307.
- [10] Khanikaev A B, Baryshev A V, Inoue M, *et al.* One-way electromagnetic Tamm states in magnetophotonic structures [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(1): 011101.
- [11] Dong H Y, Wang J, Fung K H. One-way optical tunneling induced by nonreciprocal dispersion of Tamm states in magnetophotonic crystals[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(24): 5232-5235.
- [12] Fang Y T, Ni Y X, He H Q, *et al.* Effect of hybrid state of surface plasmon-polaritons, magnetic defect mode and optical Tamm state on nonreciprocal propagation[J]. *Optics Communications*, 2014, 320: 99-104.
- [13] He C, Sun X C, Zhang Z, *et al.* Nonreciprocal resonant transmission/reflection based on a one-dimensional photonic crystal adjacent to the magneto-optical metal film[J]. *Optics Express*, 2013, 21(23): 28933-28940.
- [14] Lu Suqing, Chao Xiaogang, Chen Xianfeng, *et al.* TE polarization perfect absorption with dual-band in metal-photonic crystal-metal structure[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(1): 0116003.
陆苏青, 巢小刚, 陈宪锋, 等. 金属-光子晶体-金属结构中的双波 TE 偏振完美吸收[J]. *光学学报*, 2015, 35(1): 0116003.
- [15] Brand S, Kaliteevski M A, Abram R A. Optical Tamm states above the bulk plasma frequency at a Bragg stack/metal interface[J]. *Physical Review B*, 2009, 79(8): 085416.
- [16] Zhu B F, Ren G B, Gao Y X, *et al.* Graphene plasmons isolator based on non-reciprocal coupling[J]. *Optics Express*, 2015, 23(12): 16071-16083.
- [17] Entezar S R, Saleki Z, Madani A. Optical properties of a defective one-dimensional photonic crystal containing graphene nanolayers[J]. *Physica B-Condensed Matter*, 2015, 478: 122-126.

- [18] Falkovsky L A, Pershoguba S S. Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer[J]. Physical Review B, 2007, 76(15): 153410.
- [19] Zhang X L, Song J F, Li X B, *et al.* Strongly localized evanescent optical Tamm states at metal-DBR interface[J]. Journal of Lightwave Technology, 2013, 31(10): 1654-1659.
- [20] Yuan C S, Tang H, He C, *et al.* Resonant optical transmission through a one-dimensional photonic crystal adjacent to a thin metal film[J]. Physica B-Condensed Matter, 2011, 406(10): 1983-1988.