

利用光子晶体调控表面等离子极化激元

董慧媛^{1,2} 王 进³

¹ 南京邮电大学理学院, 江苏 南京 210023
² 东南大学毫米波国家重点实验室, 江苏 南京 210096
³ 东南大学物理系, 江苏 南京 211189

摘要 研究了空气/金属-介质超晶格结构界面处的表面等离子极化激元。采用传输矩阵法,得到了金属-介质层状超晶格结构的能带分布以及表面等离子极化激元色散曲线,发现通过调节界面处金属层厚度可以有效地调控表面电磁模式分布。若在金属层中外加静磁场,破坏了系统的时间反演对称性,表面等离子极化激元表现出非倒易的特性。尤其在一定频率区间,会出现单方向传播的表面等离子极化激元。

关键词 表面光学;表面等离子极化激元;色散关系;光子能带结构;单向传播

中图分类号 O485 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201333.0916002

Surface-Plasmon-Polariton Manipulation Using Photonic Crystals

Dong Huiyuan^{1,2} Wang Jin³

¹ College of Science, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing, Jiangsu 210023, China
² State Key Laboratory of Millimeter Waves, Southeast University, Nanjing, Jiangsu 210096, China
³ Department of Physics, Southeast University, Nanjing, Jiangsu 211189, China

Abstract The existence of surface plasmon polaritons (SPPs) at the interface between air/metal-dielectric layered systems is demonstrated. Using the transfer matrix method, we calculate the band structure of periodic metal-dielectric layered system and the dispersion relation of SPPs. It is found that we can effectively tune surface modes by varying the thickness of the top metal layer. Moreover, in the presence of static magnetic field, the time reversal symmetry of systems is broken, and nonreciprocal SPPs can be gotten. In particular, such a system can provide a frequency range where one-way SPPs are allowed.

Key words optics at surfaces; surface plasmon polaritons; dispersion relation; photonic band structure; one-way propagation

OCIS codes 160.5293; 240.6680; 350.5500

1 引 言

近年来,表面等离子极化激元(SPPs)由于可以突破光的衍射极限实现亚波长传输,因此在医学、化学等领域有广泛的应用前景,引起众多科学家的关注。SPPs是一种表面束缚的电磁波,它存在于金属表面,是一种非辐射模式。由于金属在小于等离子频率时表现出负介电常数,因此电磁波在其中呈指数衰减,所以会形成表面束缚波。SPPs具有空间尺度小、场强局域增强的特点,在微纳传感探测、纳米光

子器件设计及集成等纳米光子学领域具有重要应用^[1-5]。

光子晶体(PCs)指由不同折射率的介质周期性排列而成的人工微结构^[6]。这种材料最大的特点就是具有光子带隙,频率落在带隙中的电磁波在该结构中无法传播。因此很多时候光子晶体也被看成是介电常数或磁导率为负的单负媒质^[7],电磁波在其中呈指数衰减。基于这一特点,PCs/介质,PCs/金属,PCs/PCs的分界面也会产生表面等离子极元形成

收稿日期: 2013-04-03; 收到修改稿日期: 2013-05-01

基金项目: 国家自然科学基金(11204036, 61201030)

作者简介: 董慧媛(1979—),女,硕士,讲师,主要从事人工电磁材料、光子晶体、表面等离子极化等方面的研究。

E-mail: dong.huiyuan@163.com

的表面波或表面态^[8-11]。例如光学塔姆态就是在 PCs/金属或 PCs/PCs 界面上出现的一种表面态。与 SPPs 不同的是,光学塔姆态支持横电(TE)和横磁(TM)两种模式,并且可以由平面波直接激发^[12-15]。

本文结合传统的 SPPs 和光学塔姆态的特征,以周期性的金属-介质层状结构为研究对象,讨论了其能带结构和界面上的表面电磁模式分布。发现通过调节界面处金属层的厚度,能灵活地调控界面上的 SPPs 模式。进一步考虑外加静磁场的影响,由于破坏了系统的时间对称性,SPPs 呈现出非倒易的传播特性,在一定频率区间,还能实现表面波单方向传播。

2 理论方法和结果分析

考虑一个半无限长金属-介质层状结构,如图 1(a)所示。其中金属层厚度为 a ,介质层厚度为 b ,晶格常数为 $l = a + b$,层状结构最上端为金属层。整个结构放置在空气中。金属介电常数随频率的变化满足 Drude 模型 $\epsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}$,这里 ω_p 是金属等离子共振频率, γ 是特征振荡频率,不考虑损耗影响时 $\gamma = 0$ 。

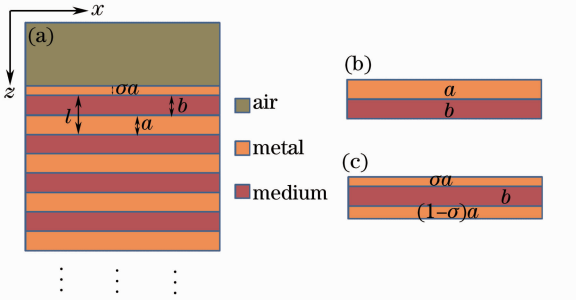


图 1 (a)空气/金属-介质层状结构示意图;(b)金属介质交替排列的单元结构;(c)表层金属厚度改变时的单元结构

Fig. 1 (a) Air/metal-dielectric layered structure; (b) periodic metal-dielectric unit structure; (c) unit structure with the varying thickness of metal layer

对于图 1 中一维无限长周期性结构,其能带计算有很多方法,这里可以采用传输矩阵法^[16-17]进行计算。对于金属介质交替排列的结构用 ab 表征一个周期单元,如图 1(b)所示,那么一个周期单元 ab 的传输矩阵可以表示为

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \mathbf{P}_a \mathbf{M}_{ba} \mathbf{P}_b \mathbf{M}_{ab}, \quad (1)$$

其中 \mathbf{P} 为传播矩阵,具体形式为

$$\mathbf{P}_i = \begin{bmatrix} \exp(ik_{zi}l_i) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_{zi}l_i) \end{bmatrix}. \quad (2)$$

这里 k_{zi} 是介质中的波矢, $k_{zi} = \sqrt{(2\pi/\lambda_0)^2 n_i^2 - k_x^2}$, λ_0 为真空中的波长, k_x 是波矢在 x 方向的分量, n_i 为介质折射率。 \mathbf{M}_{ij} 是界面矩阵,其形式为

$$\mathbf{M}_{ij} = \frac{\epsilon_j}{2\epsilon_j k_{zj}} \begin{bmatrix} F_j + F_i & F_j - F_i \\ F_j - F_i & F_j + F_i \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中 $F_m = \frac{k_{zm}}{\epsilon_m}$, $m = i, j$ 。

根据布洛赫定理,可以得到

$$\mathbf{T} \begin{bmatrix} c_0 \\ d_0 \end{bmatrix} = \exp(iKl) \begin{bmatrix} c_0 \\ d_0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

这里 K 为布洛赫波矢。求解 \mathbf{T} 的本征值,可得到该无限长周期性结构的能带。

若推广到更为一般的情形,考虑图 1 中最上层金属层厚度是可调的, $a_\sigma = \sigma a$, σ 取值在 $(0, 1)$ 之间。此时周期结构的基本单元可选为图 1(c)的形式,那么传输矩阵形式变为

$$\mathbf{T}_\sigma = \mathbf{P}_\sigma^{-1} \mathbf{P}_a \mathbf{M}_{ba} \mathbf{P}_b \mathbf{M}_{ab} \mathbf{P}_\sigma = \mathbf{P}_\sigma^{-1} \mathbf{T} \mathbf{P}_\sigma, \quad (5)$$

这里的 \mathbf{P}_σ 同样是传递矩阵,其形式为

$$\mathbf{P}_\sigma = \begin{bmatrix} \exp(ik_{z\sigma}a_\sigma) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_{z\sigma}a_\sigma) \end{bmatrix}, \quad (6)$$

其中 $a_\sigma = \sigma a$,很容易看到 \mathbf{T} 和 \mathbf{T}_σ 有同样的本征值。

考虑切向电场和切向磁场边界连续性条件,可以得到该结构的 TM 极化表面波色散关系^[15,17],其形式满足

$$q_c = ik_x = \sqrt{k_x^2 - (2\pi/\lambda_0)^2} = ik_{zd} \frac{1}{n_i^2} \frac{T_{12} \exp(-2ik_{zd}a) + T_{11} - \exp(iKl)}{T_{12} \exp(-2ik_{zd}a) - T_{11} + \exp(iKl)}. \quad (7)$$

接下来的数值计算中,选取金属的等离子共振能量 $\hbar\omega_p = 10$ eV,介质的介电常数 $\epsilon_d = 10$,晶格常数 $l = 50$ nm, $a = b$ 。图 2 为周期性金属-介质层状结构的能带分布及 SPPs 色散曲线。图 2 中黄色区域为通带,白色区域为禁带,不同颜色的实线分别代表了 $\sigma = 0, 0.1, 0.2, 0.4, 0.8$ 和 1 时 SPPs 的色散关系曲线。从图 2 中可以看到表面模式位于自由空间光线的右侧,意味着表面波的波矢大于自由空间的波矢,因此在自由空间是指数衰减的,激发此表面模式的源必须包含波矢较大的倏逝波成分。同时 SPPs 的色散曲线位于光子晶体的禁带中,因此电磁波在金属-介质层状结构中也是衰减的,所以电磁波只能被限制在表面传播。而且随着层状结构顶层金属厚度的变化,能得到不同的 SPPs 模式。从计算

结果中可以看到当 σ 接近 1 时, 表面模式接近于传统的空气/金属的 SPPs 模式。值得注意的是, 由于所有的激发模式必须落在能带带隙内, 因此都有一定的截止频率。但仍然可以通过改变界面处金属层厚度来灵活地调控 SPPs 模式。

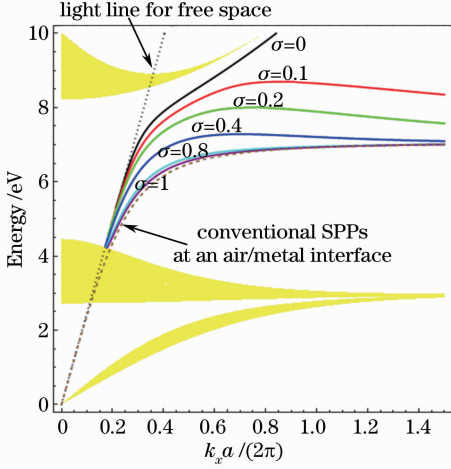


图 2 光子晶体能带结构图和 σ 取不同值时等离子色散曲线

Fig. 2 Band structure of photonic crystal and dispersion curves of plasma with distinct values of σ

接下来若在 y 方向外加静磁场, 考虑磁场对金属的影响, 介电常数变为张量形式^[18]

$$\boldsymbol{\epsilon}_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_B^2} \begin{pmatrix} 1 & -i \frac{\omega_B}{\omega} \\ i \frac{\omega_B}{\omega} & 1 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

其中 $\omega_B = \frac{eB}{m_e}$, B 为外加静磁场, e 为电子电量, m_e 为电子质量。选取固定的层状结构, $\sigma = 0.4$, 以及 $\omega_B = 0.1\omega_p$, 其他参数与图 2 中相同。采用同样的方法计算系统能带结构及 SPPs 色散曲线, 结果如

图 3 所示。图 3 中蓝色、红色曲线分别代表 $k_x < 0$ 和 $k_x > 0$ 时 SPPs 模式解。可以看到外加 y 方向静磁场后, 系统的时间反演对称性被打破, 激发的 SPPs 呈现出非倒易性的特征, 即沿 x 正负方向的模式是非对称的。而且在能量区间 $[\hbar\omega_{s+}, \hbar\omega_{s-}]$, 仅有沿 $-x$ 方向的 SPPs 模式被激发, $+x$ 方向不支持表面模式, 因此预测在该频率区间激发的 SPPs 具有单方向传播的特征, 即只会沿 $-x$ 方向传播。

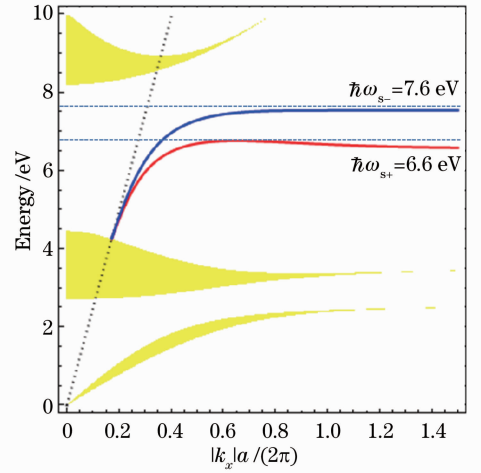


图 3 在金属中沿 y 方向外加静磁场后非对称的 SPPs 色散曲线

Fig. 3 Asymmetric dispersion curves of SPPs in the metal layer in the presence of static magnetic field along y

为了验证上述结果, 采用有限元法进行了仿真。这里选择 $\hbar\omega = 7.2$ eV 位于能量区间 $[\hbar\omega_{s+}, \hbar\omega_{s-}]$, 此时仅与 ω_{s-} 有交点, 这就意味着只能激发 $-x$ 方向的 SPPs 模式。利用 8 个周期单元的金属-介质层状结构, 在靠近界面处上表面放置一个一维点源 (相当于沿垂直仿真平面的线源), 观察所激发表面波的传播, 场分布如图 4 所示。可以看到 SPPs 在界面处被激发, 并且只沿着 $-x$ 方向传播, 而沿 $+x$

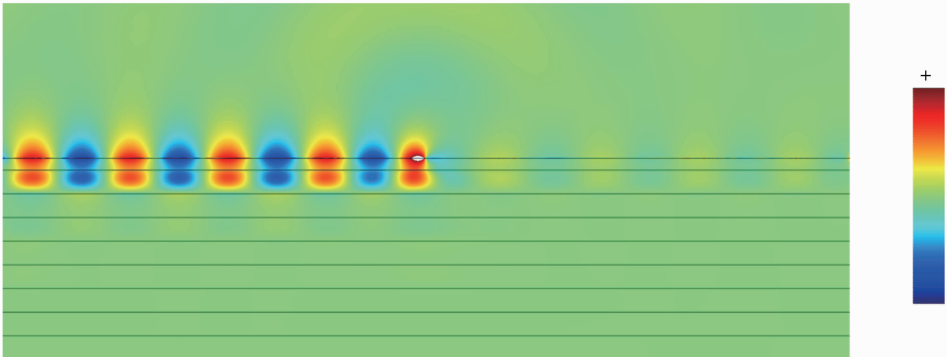


图 4 y 方向磁场分量的分布图样 (这里仅显示了部分金属-介电层状结构)

Fig. 4 Component pattern of magnetic field in y direction. (Part of metal-dielectric layered systems is shown here)

方向是凋落衰减的。SPPs 呈现出单方向传播的特征,和理论预测完全吻合。

3 结 论

在理论上研究了金属-介质层状结构界面处的 SPPs 模式分布。采用传输矩阵法计算了金属-介质层状结构的能带和界面上 SPPs 色散曲线,发现通过改变界面处金属层厚度,可方便地调控 SPPs 模式。若外加静磁场,SPPs 呈现出非倒易的传播特性。甚至在一定频率区间,可观察到单方向传播的 SPPs。单方向传播 SPPs 可用于设计如光隔离器,防止电磁波传播由于各种原因产生的后向传输对波源的不良影响,提高电磁波传输效率。

参 考 文 献

- 1 H Raether. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surface and on Gratings [M]. Berlin: Springer, 1988. 129—133.
- 2 S A Maier. Plasmonics: Fundamentals and Applications [M]. Bath: Springer, 2007.
- 3 W L Barnes, A Dereux, T W Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics [J]. Nature, 2003, 424(6950): 824—830.
- 4 E Ozbay. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions[J]. Science, 2006, 311(5785): 189—193.
- 5 A V Zayats, I I Smolyaninov, A A Maradudin. Nano-optics of surface plasmon polaritons [J]. Phys Reports, 2005, 408(3-4): 131—314.
- 6 J D Joannopoulos, S G Johnson, J N Winn, *et al.*. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light [M]. 2nd Edition. Princeton: Princeton Univ Press, 2008.
- 7 T Goto, A V Dorofeenko, A M Merzlikin, *et al.*. Optical Tamm states in one-dimensional magnetophotonic structures [J]. Phys

- Rev Lett, 2008, 101(11): 113902.
- 8 P Yeh, A Yariv, C S Hong. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory [J]. J Opt Soc Am, 1977, 67(4): 423—438.
- 9 W Ng, P Yeh, P C Chen, *et al.*. Optical surface waves in periodic layered medium grown by liquid phase epitaxy [J]. Appl Phys Lett, 1978, 32(6): 370—371.
- 10 A V Kavokin, I A Shelykh, G Malpuech. Lossless interface modes at the boundary between two periodic dielectric structures [J]. Phys Rev B, 2005, 72(23): 233102.
- 11 A P Vinogradov, A V Dorofeenko, S G Erokhin, *et al.*. Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces [J]. Phys Rev B, 2006, 74(4): 045128.
- 12 M A Kaliteevski, I Iorsh, S Brand, *et al.*. Tamm plasmon-polaritons: possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror [J]. Phys Rev B, 2007, 76(16): 165415.
- 13 I A Shelykh, M Kaliteevski, A V Kavokin, *et al.*. Interface photonic states at the boundary between a metal and a dielectric Bragg mirror [J]. Phys Status Solidi A, 2007, 204(2): 522—525.
- 14 M E Sasin, R P Seisyan, M A Kaliteevski, *et al.*. Tamm plasmon polaritons: slow and spatially compact light [J] Appl Phys Lett, 2008, 92(25): 251112.
- 15 Dong Huiyuan, Wang Jin, Cui Tiejun. One-way Tamm plasmon polaritons at the interface between magnetophotonic crystals and conducting metal oxides [J]. Phys Rev B, 2013, 87(4): 045406.
- 16 A B Khanikaev, A V Baryshev, M Inoue, *et al.*. One-way electromagnetic Tamm states in magnetophotonic structures [J]. Appl Phys Lett, 2009, 95(1): 011101.
- 17 M Liscidini, J E Sipe. Analysis of Bloch-surface-wave assisted diffraction-based biosensors [J]. J Opt Soc Am B, 2009, 26(2): 279—289.
- 18 Z F Yu, G Veronis, Z Wang, *et al.*. One-way electromagnetic waveguide formed at the interface between a plasmonic metal under a static magnetic field and a photonic crystal [J]. Phys Rev Lett, 2008, 100(2): 023902.

栏目编辑: 韩 峰