

一维光子晶体表面模的特性*

Study on the Surface Mode Based on One-dimensional Photonic Crystal

罗砚浓¹, 吴美燕¹, 蒙成举¹, 黄照峰¹, 卢强华¹, 韦以明¹, 高英俊^{1,2**}

LUO Yan-nong¹, WU Mei-yan¹, MENG Cheng-ju¹, HUANG Zhao-feng¹, LU Qiang-hua¹, WEI Yi-ming¹, GAO Ying-jun^{1,2}

(1. 广西大学物理科学与工程技术学院, 广西南宁 530004; 2. 广西大学广西有色金属及特色材料加工重点实验室, 广西南宁 530004)

(1. College of Physical Science and Engineering, Guangxi University, Nanning, Guangxi, 530004, China; 2. Guangxi Key Laboratory for Non-ferrous Metal and Featured Materials, Nanning, Guangxi, 530004, China)

摘要:【目的】研究一维光子晶体表面模的特性, 探究使用衰减全反射(ATR)技术激发光子晶体表面模的可行性。【方法】采用超元胞法和迭代菲涅尔方程计算一维光子晶体表面模的色散曲线及其 ATR 反射谱(利用棱镜装置)。【结果】当一维光子晶体最外层是高折射率层时, 改变其厚度可以灵活控制表面模, 相同带隙内不同位置的表面模其电场局域性不同; 能带图中同一带隙内远离真空光线且居于带隙中部的表面模其电场局域性更强。【结论】利用棱镜装置能激发一维光子晶体的表面波; 通过反射谱的形状和极小值点的位置可以判断透射介质的光学性质。

关键词: 一维光子晶体 表面模 超元胞法 衰减全反射

中图分类号: TG111.2 文献标识码: A 文章编号: 1005-9164(2015)01-0104-05

Abstract: 【Objective】The properties of one-dimensional photonic crystal surface modes are studied and the possibility of exciting surface modes is discussed by attenuated total reflection (ATR) technique. 【Methods】The supercell method and iterative Fresnel equation are applied to calculate dispersion curves of surface mode and ATR reflection spectrum. 【Results】We found that surface modes could be flexibly controlled by changing the thickness of outmost layer of one-dimensional photonic crystals when the layer's refractive index is higher and the difference of localization of electric field between different positions are obvious in the same gap. The surface modes, which are far from the light line of vacuum and localize at the midgap, will strongly confined on the PC side and in the air side. 【Conclusion】The surface modes of one-dimensional photonic crystals can be excited by Kreschmann configuration and the optical properties of transmission medium can be predicted by the shape and position of minimum peak.

Key words: one-dimensional photonic crystals, surface mode, supercell method, ATR

DOI:10.13656/j.cnki.gxkx.20150126.002

0 引言

【研究意义】表面电磁波是一种沿界面传播且其振幅在界面两侧介质的指数衰减的非辐射电磁模。某频率下当界面两侧介质的介电常数异号时, 表面波

收稿日期: 2014-07-20

修回日期: 2014-08-10

作者简介: 罗砚浓(1987-), 男, 硕士研究生, 主要从事光子晶体的研究。

* 国家自然科学基金项目(51161003, 50661001, 50061001), 广西自然科学基金项目(2012GXNSFDA053001)和广西大学广西有色金属及特色材料加工重点实验室开放基金项目(GXKFJ12-01)资助。

** 通讯作者: 高英俊(1962-), 男, 教授, 博士研究生导师, 主要从事新材料设计与计算机模拟实验研究, E-mail: gaoyj@gxu.edu.cn.

可以在界面存在^[1~3]。电磁波在光子晶体中传输时由于散射和干涉的共同作用,其在禁带处的等效介电函数为负,因此可以在光子晶体的表面激发表面模^[4~6]。相比表面等离子体波,光子晶体表面波的优势在于:(1)可以支持 TE 和 TM 两种偏振类型的入射光;(2)低介电损耗可以获得更高的表面电场和更敏感的传感特性;(3)不受材料的特性限制,可以灵活地设计出任意频率段的表面波。所以,探讨光子晶体表面模的特性具有一定的研究意义。【前人研究进展】近年来,基于光子晶体的表面波受到广泛关注。理论上的研究主要通过超元胞法^[7,8]、传输矩阵法^[9]和 Kronig-Penny 模型^[10]计算一维光子晶体表面态的色散关系。而且一维光子晶体表面波的存在在实验上已经得到证实^[11,12]。文献[13]研究光子晶体不同堆积次序对表面模色散曲线的影响。A. Namdar 等^[14~16]发现左手材料可以更加灵活地控制一维光子晶体的表面态。【本研究切入点】虽然光子晶体及左手材料表面模的特性已经有很多的报道^[2,3,5],但是一维光子晶体表面模的特性还有待完善。【拟解决的关键问题】采用超元胞法和迭代菲涅尔方程计算一维光子晶体表面模的色散曲线及其 ATR 反射谱,分析半无限一维光子晶体同一带隙内不同位置表面模的电场分布特点。探究使用衰减全反射(ATR)技术激发光子晶体表面模的可行性,以及透射介质的折射率改变时,反射尖峰形状和位置的变化规律。

1 理论模型与计算方法

如图 1 所示,半无限一维光子晶体的理论模型由高低折射率两层介质沿 z 轴方向周期性交替排列组成,在 x 和 y 方向各向同性。一维光子晶体的介质参数为 $n_H = 2.2$, $n_L = 1.4$, $d_H = 65$ nm, $d_L = 95$ nm,分别表示高低折射率层的折射率和厚度,周期为 $D = d_H + d_L$ 。模型最外层厚度是可变的,如果光子晶体最外层是高折射率层,通过改变高折射率层的截断系数 σ ($0 \leq \sigma \leq 1$) 即可调节光子晶体最外层的厚度。同样,如果光子晶体最外层是低折射率层,改变低折射率层的截断系数 δ ($0 \leq \delta \leq 1$) 即可调节光子晶体最外层的厚度。

计算一维光子晶体表面模的方法是基于平面波展开的超元胞法。平面波展开法思想:首先得到电磁场的本征值方程,再将电磁波和介电常数的倒数在倒格矢空间以平面波的形式展开,最后简化为一系列线性方程组并求解。从 Maxwell 方程出发,考虑 TE 偏振电磁波在均匀、无源、非磁性的周期性电介质中传播,推导可得电场的本征方程为

$$\frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \times [\nabla \times E(r)] = \frac{\omega^2}{c^2} E(r) \quad (1)$$

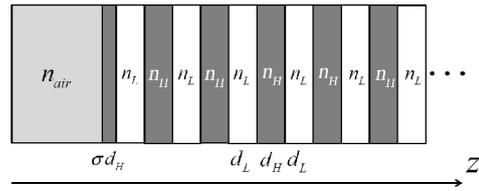


图 1 半无限一维光子晶体的理论模型

Fig. 1 Theoretical model of semi-infinite one-dimensional photonic crystal

考虑一维光子晶体的情形,(1)式简化为

$$\frac{1}{\epsilon(z)} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) E(x, z) = \frac{\omega^2}{c^2} E(x, z) \quad (2)$$

由于电磁波是在介电常数周期性变化的空间里传播,因此 $E(x, z)$ 也是周期函数。将 $\frac{1}{\epsilon(z)}$ 、 $E(x, z)$ 展开成傅里叶级数,最后得到含有 $N \times N$ 个矩阵元的本征值方程:

$$\sum_G \mu_{G-G'} [(\kappa + G')^2 + \beta^2] E_{\kappa}(G') = \frac{\omega^2}{c^2} E_{\kappa}(G) \quad (3)$$

由图 2 可以看出,超元胞是一个对称结构,包含两个部分:1)左右两侧厚度均为 l_0 的空气层;2)中间厚度为 $l = 5 + 2 * \tau D$ 的内胞。因此超元胞的总厚度是 $L = l + 2l_0$ 。还可以看出超元胞的截断系数 τ 取值不同,一维光子晶体的截断情况也不相同。如果一维光子晶体最外层是高折射率层,超元胞的截断系数 τ 与光子晶体高折射率层截断系数 σ 的关系是 $\tau = \frac{d_L}{2D} + \sigma \frac{d_H}{D}$;如果最外层是低折射率层, τ 和光子晶体低折射率层截断系数 δ 的关系是

$$\tau = \begin{cases} \frac{d_H}{D} + \frac{(0.5 + \delta)d_L}{D}, & \delta < 0.5, \\ \frac{d_L}{D}(\delta - 0.5), & \delta > 0.5. \end{cases}$$

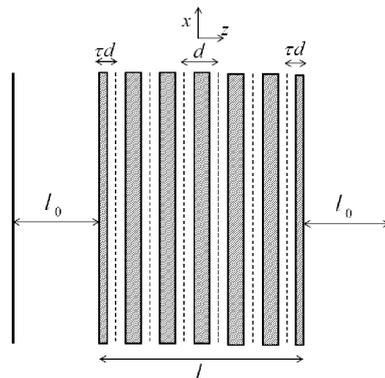


图 2 超元胞的几何结构

Fig. 2 Geometry of a supercell

2 主要结果与分析

2.1 表面模的色散曲线及电场分布

图 3 中的灰色区域是光子晶体的能带,白色区域为禁带,黑色实线表示真空的光线;横坐标 $\bar{\beta} = \beta D/2\pi$,纵坐标 $\bar{\omega} = \omega D/2\pi c$ 。 $\bar{\beta} = 0$ 表示电磁波从真空垂直入射光子晶体,可以发现, $0.25 < \bar{\omega} < 0.33$ 处出现了禁带,随着入射角度的增加,中心频率也随之增加,带隙宽度同时扩大,当入射角度达到图 3 中的黑色实线位置时得到从真空入射光子晶体时最大的带隙宽度和中心频率。

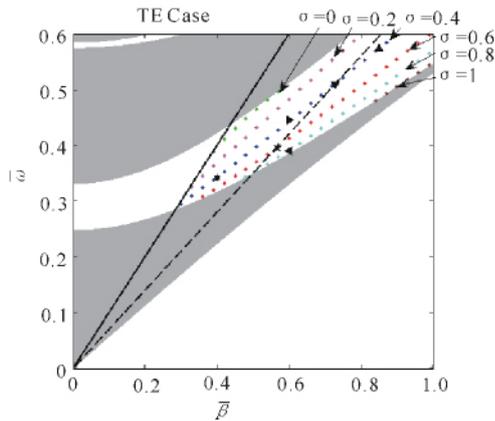


图 3 一维光子晶体的能带图及其表面模的色散曲线

Fig. 3 Band structure of one-dimensional photonic crystal and the dispersion curves of surface modes

图 3 中的 6 根点线为表面模的色散曲线,它们均出现在真空光线右侧。虽然它们是非辐射模,但通过改变入射介质折射率和入射角度可以使入射波的波矢分量与表面模的水平波矢相匹配,从而实现对光子晶体表面模的激发。图 3 中黑色虚线表示光束从折射率 $n_g = 1.52$ 的棱镜以 70° 入射角入射的光线,该虚线与表面模的色散曲线的交点表示,利用 ATR 技术可以激发出的表面波。由于图中三角形和星形的位置坐标分别是 $(0.729, 0.5047)$ 、 $(0.569, 0.391)$,那么由 $\bar{\omega}$ 与波长 λ 的关系 $\bar{\omega} = \frac{D}{\lambda}$ 计算出表面波的波长分别是 317 nm 、 409 nm 。这与文后所得 ATR 光谱的尖峰位置是相符的,说明利用衰减全反射(ATR)技术激发一维光子晶体表面模是可行的。而且我们还发现,改变截断系数 σ 可以使表面模在很宽的频率范围内出现。因此,当光子晶体最外层是高折射率层时,调控其厚度可以灵活地控制表面模的位置。

图 4a、b 分别比较了相同截断系数 σ 相同,但水平波矢 $\bar{\beta}$ 不同时,TE 表面模的电场分布(分别对应图 3 蓝色虚线上的六边形和上三角形)。图 4 中的虚

线表示真空与光子晶体的交界面。横坐标 $\text{Depth} = D/10$,纵坐标是归一化电场。可以看出,表面模电场在空气一侧指数衰减,而在光子晶体内部震荡衰减。图 4a 中表面模的电场在真空一侧衰减较慢,场强较小,图 4b 中表面模电场的衰减较快,场强较大。因此,色散曲线中离真空光线距离更远的表面模在真空一侧的局域性更强,反之更弱。

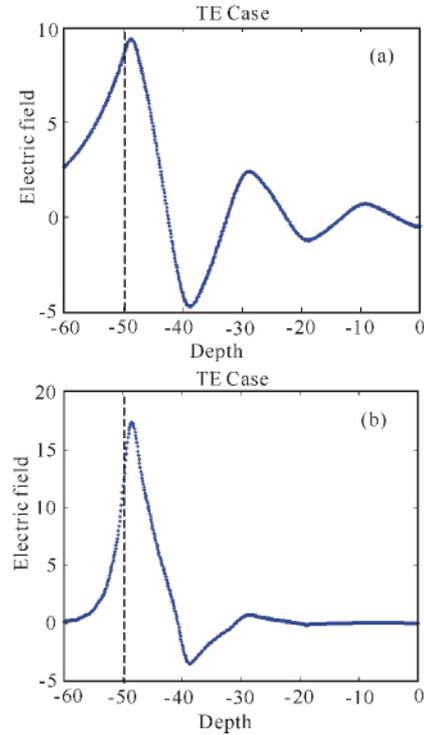


图 4 第一带隙内相同截断不同水平波矢表面模电场的比较

Fig. 4 Comparison of electric field of surface mode within the same truncation at different horizontal wave vector in the first band gap

(a) $\sigma = 0.4, \bar{\beta} = 0.4$; (b) $\sigma = 0.4, \bar{\beta} = 0.85$

图 5a、5b 分别比较了第一带隙内相同水平波矢 $\bar{\beta}$,但处于带隙中部和带隙边缘的 TE 表面模的电场分布(分别对应图 3 右三角形和左三角形)。可以发现,图 5a 表面模的电场在光子晶体一侧衰减更快,而图 5b 表面模电场的衰减更慢。这是因为在带隙中部 Bloch 波矢的虚部更大,因此,带隙中部表面模的电场在光子晶体一侧的局域性更强,电场也更大。而带隙边缘表面模的电场局域性更弱,消逝场可以在光子晶体中穿透得更深。

通过以上两组电场图的对比可知,在能带图中远离真空光线且处于带隙中部的表面模,其电场的局域性更强,电磁波将紧紧地束缚在光子晶体和真空的界面。

2.2 ATR 衰减全反射

图 6a 为 TE 偏振光以 70° 入射 Kreschmann 装

置时,不同截断系数 σ 下共振波长的位置。可以看出,截断系数 σ 越大,共振波长越长,与色散曲线的结论一致。蓝色实短虚线和红色实线表示在光子晶体截断系数 $\sigma = 0.4$ 和 $\sigma = 0.6$ 情况下激发出的表面波,其共振波长分别为 317 nm、410 nm,对应色散图 3 中

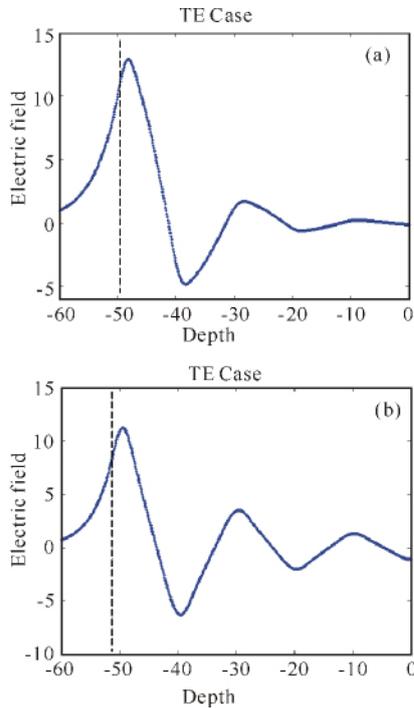


图 5 第一带隙内带隙中间和带隙边缘表面模电场分布的比较

Fig. 5 Comparison of electric field of surface modes localized at the midgap and gap edge in the first band gap

(a) $\beta = 0.6, \omega = 0.45$; (b) $\beta = 0.6, \omega = 0.39$

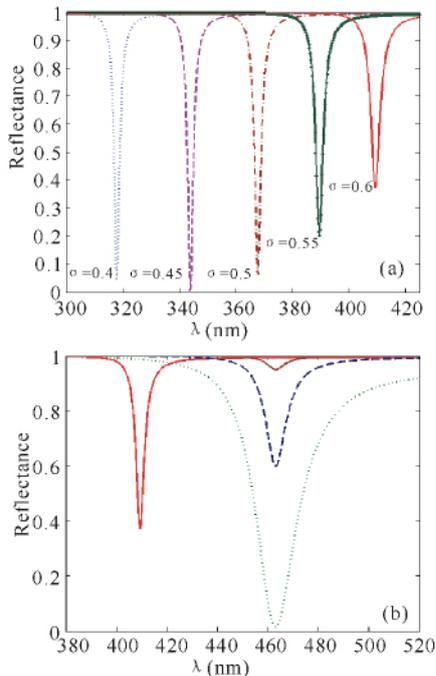


图 6 不同截断系数 σ 下一维光子晶体的 ATR 光谱

Fig. 6 ATR spectrum of one-dimensional photonic crystal

tals for different truncated coefficient σ 标注的下三角形和五角星的点。

假设透射介质是盐水,其折射率为 $n_s = 1.33 + ik_s$, k_s 是盐水的吸收系数。图 6b 中红色实线对应透射介质为空气时共振波长的位置,右侧 3 根虚线从上至下分别表示盐水的吸收系数是 $k_s = 2 \times 10^{-4}$ 、 $k_s = 2 \times 10^{-3}$ 、 $k_s = 2 \times 10^{-2}$ 时对应的共振吸收峰。可以看到,盐水的共振吸收峰均右移了大约 60 nm,而且盐水的吸收系数越大,反射率越小但共振吸收峰的位置不会改变。

3 结论

本文利用超元胞法和迭代菲涅尔方程计算了一维光子晶体表面模的色散曲线及其 ATR 反射谱,得出如下结果及结论:

(1) 当光子晶体最外层是高折射率层时,调控其厚度可以灵活地控制表面模的位置;能带图中离真空光线远且居于带隙中部的表面模其电场局域性强。

(2) 通过棱镜装置可以激发一维光子晶体的表面模,而且根据 ATR 反射谱的形状和极小值点的位置可以判断透射介质的光学性质。

参考文献:

- [1] Shadrivov I V, Sukhorukov A A, Kivshar Y S, et al. Nonlinear surface waves in left-handed materials[J]. Physical Review E, 2004, 69(1): 016617.
- [2] 段国华, 许江勇, 陈皓天, 等. 左手材料上表面等离激元的研究[J]. 广西科学, 2012, 19(1): 53-56. Duan G H, Xu J Y, Chen H T, et al. Study of surface plasmon polaritons on left-handed material[J]. Guangxi Sciences, 2012, 19(1): 53-56.
- [3] 许江勇, 段国华, 张卫龙, 等. Metal-LHM-Metal 三层对称平板波导的传输特性研究[J]. 广西科学, 2012, 19(3): 236-238. Xu J Y, Duan G H, Zhang W L, et al. Propagation properties of waveguide in three-layer symmetric slab made of Metal-LHM-Metal[J]. Guangxi Sciences, 2012, 19(3): 236-238.
- [4] Villa F, Regalado L E, Ramos-Mendieta F, et al. Photonic crystal sensor based on surface waves for thin-film characterization[J]. Opt Lett, 2002, 27(8): 646-648.
- [5] Gaspar-Armenta J A, Villa F. Band-structure properties of one-dimensional photonic crystals under the formalism of equivalent systems[J]. Opt Soc Am B, 2004, 21: 405-412.
- [6] 卢强华, 刘瑶, 邱鸿广, 等. 三重对称光子晶体表面波的研究[J]. 广西科学, 2014, 21(3): 231-235. Lu Q H, Liu Y, Qiu H G, et al. Research on surface

- waves of triply-symmetric photonic crystals[J]. Guangxi Sciences, 2014, 21(3): 231-235.
- [7] Meade R D, Brommer K D, Rappe A M, et al. Electromagnetic Bloch waves at the surface of a photonic crystal[J]. Phys Rev B, 1991, 44(19): 10961-10964.
- [8] Ramos-Mendieta F, Halevi P. Electromagnetic surface modes of a dielectric superlattice: The supercell method[J]. Opt Soc Am B, 1997, 14: 370-381.
- [9] Feng S, Sang H Y, Li Z Y, et al. Sensitivity of surface states to the stack sequence of one-dimensional photonic crystals[J]. J Opt A: Pure Appl Opt, 2005, 7(8): 374-381.
- [10] Barvestani J, Kalafi M, Soltani-Vala A, et al. Backward surface electromagnetic waves in semi-infinite one-dimensional photonic crystals containing left-handed materials[J]. Physical Review A, 2008, 77(1): 013805.
- [11] Robertson W M, May M S. Surface electromagnetic wave excitation on one-dimensional photonic band-gap arrays[J]. Appl Phys Lett, 1999, 74: 1800-1802.
- [12] Robertson W M. Experimental measurement of the effect of termination on surface electromagnetic waves in one-dimensional photonic bandgap arrays [J]. J Lightwave Technol, 1999, 17: 2013-2017.
- [13] Hassouani Y E, Boudouti E H E, Aynaou H, et al. Comment on 'Sensitivity of surface states to the stack sequence of one-dimensional photonic crystals' [J]. J Opt A: Pure Appl opt, 2007, 9: 308-313.
- [14] Namdar A. Tamm states in one-dimensional photonic crystals containing left-handed materials [J]. Optics Communications, 2007, 278(1): 194-198.
- [15] 孟洋, 刘念华. 与色散介质毗邻的一维半无限光子晶体表面态[J]. 光子学报, 2007, 36(11): 2071-2074.
- Meng Y, Liu N H. Surface states of semi-infinite one-dimensional photonic crystals adjacent to dispersive medium background[J]. Acta Photonic Sinica, 2007, 36(11), 2071-2074.
- [16] Bria D, Djafari-Rouhani B, Akjouj A, et al. Band structure and omnidirectional photonic band gap in lamellar structures with left-handed materials[J]. Phys Rev B, 2004, 69: 066613.

(责任编辑: 尹 闯)

(上接第 98 页 Continue from page 98)

- [13] Jiang T, Chen Y, Feng Y J. Subwavelength rectangular cavity partially filled with left-handed materials [J]. Chin Phys, 2006, 15(6): 1154-1160.
- [14] Meng F Y, Wu Q, Fu J H, et al. An anisotropic metamaterial-based rectangular resonant cavity [J]. Appl Phys A, 2008, 91: 573-578.
- [15] Llin N V, Smimov A I, Kondratiev I G. Metamaterial layer in rectangular waveguide [J]. Physics of Wave Phenomena, 2010, 18(4): 277-283.
- [16] Nesterenko M V, Katrich V A, Penkin Y M, et al. Electromagnetic waves scattering by impedance vibrators in a rectangular waveguide [J]. Thin Impedance Vibrators, 2011, 95: 169-198.
- [17] Liu W L, Tang T T, He X J. Guided modes in a rectangular waveguide filled with single-negative materials [J]. Optik, 2014, 125(12): 2884-2864.
- [18] 苏安, 蒙成举, 高英俊. 实现高品质滤波功能的一维光子晶体量子阱滤波器 [J]. 中国激光, 2013, 40(10): 1006001.
- Su A, Meng C J, Gao Y J. Modulation of activated impurity on filter property of photonic crystal quantum well [J]. Chinese Journal of Lasers, 2013, 40(10): 1006001.
- [19] 蒙成举, 苏安, 高英俊. 实现高效光滤波与放大功能的掺激活杂质光子量子阱 [J]. 红外与激光工程, 2013, 42(6): 3207-3212.
- Meng C J, Su A, Gao Y J. Photonic crystal quantum well with active impurity possessing high efficient optical filtering and amplifying functions [J]. Infrared and Laser Engineering, 2013, 42(6): 3207-3212.
- [20] 许江勇, 段国华, 张卫龙, 等. Metal-LHM-Metal 三层对称平板波导的传输特性研究 [J]. 广西科学, 2012, 19(3): 236-238.
- Xu J Y, Duan G H, Zhang W L, et al. Propagation properties of waveguide in three-layer symmetric slab made of Metal-LHM-Metal [J]. Guangxi Sciences, 2012, 19(3): 236-238.
- [21] 曹庄琪. 导波光学 [M]. 北京: 科学出版社, 2007.
- Cao Z Q. Waveguide Optics [M]. Beijing: Science Press, 2007.

(责任编辑: 尹 闯)