

## 左右手材料光子晶体带隙及表面波局域电场特性

许江勇<sup>1</sup>, 周 波<sup>1</sup>, 苏 安<sup>2</sup>, 蒙成举<sup>2\*</sup>, 高英俊<sup>3</sup>

- (1. 兴义民族师范学院 物理与工程技术学院, 贵州 兴义 562400;
2. 河池学院 物理与机电工程学院, 广西 宜州 546300;
3. 广西大学 物理科学与工程技术学院, 广西南宁 530004)

**摘要:** 为研究与设计新型光波导和光学传感器, 通过参数匹配, 并利用平面波展开的传输矩阵理论及布洛赫定理, 研究左右手材料光子晶体的能带结构、表面波局域电场分布等, 结果表明: 零平均折射率左右手材料光子晶体能带中存在的半封闭状和封闭状禁带结构, 且通带中的能级曲线由高频向低频方向振荡衰减并简并。添加表面覆盖层介质后, 部分半封闭状及封闭状禁带中出现正向波和反向波分立能级, 分立能级随覆盖层厚度增大向波矢减小方向移动, 半封闭状禁带中的分立能级在覆盖层厚度达到一定数值时出现分裂现象。禁带中正向表面波局域电场极大值均处于覆盖层与光子晶体表面交界处附近, 并随覆盖层厚度增大或远离交界处而衰减, 封闭状禁带对应的局域电场极大值对覆盖层厚度的响应灵敏度弱于半封闭状禁带。禁带中的反向表面波局域电场及其极大值均处于光子晶体内部, 而且随覆盖层厚度增大而增强, 封闭状禁带对反向表面波的局域限制作用、表面波与入射光的耦合作用、局域电场对覆盖层厚度的响应灵敏度等强于半封闭状禁带。

**关键词:** 光子晶体; 零平均折射率; 表面波; 局域电场; 传输矩阵

**中图分类号:** O431; O483; O734 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20200052

## Band gap and local electric field characteristics of surface waves in left-handed and right-handed materials of photonic crystal

Xu Jiangyong<sup>1</sup>, Zhou Bo<sup>1</sup>, Su An<sup>2</sup>, Meng Chengju<sup>2\*</sup>, Gao Yingjun<sup>3</sup>

- (1. College of Physics and Engineering Technology, Xingyi Normal University for Nationalities, Xingyi 562400, China;
2. Department of Physics and Mechanical & Electronic Engineering, Hechi University, Yizhou 546300, China;
3. College of Physical Science and Engineering, Guangxi University, Nanning 530004, China)

**Abstract:** The energy band structure and the surface wave local electric field distribution of the left-handed and right-handed photonic crystals materials, were studied based on parameter matching by using the transmission matrix theory of plane wave and Bloch theorem in order to study and design novel optical waveguide and optical sensor. The results show that there are semi closed and closed band gap structures in the energy band of the left-handed and right-handed materials with zero mean refractive index, and the energy level curve in the transmission band attenuates from high frequency to low frequency with oscillation. After the surface coating medium is added, the discrete energy level of forward and reverse waves appear in the partially semi-closed and closed band

收稿日期: 2020-02-15; 修订日期: 2020-03-16

基金项目: 国家自然科学基金 (51161003); 贵州省普通高等学校青年科技人才成长项目 (黔教合 KY 字 [2019]229 号); 河池学院 2018 年高层次人才科研启动费项目 (XJ2018GKQ017)

作者简介: 许江勇 (1978-), 男, 副教授, 硕士, 主要从事光子晶体方面的研究。Email: xujiangyong@163.com

通讯作者: 蒙成举 (1979-), 男, 副教授, 硕士, 主要从事光子晶体方面的研究。Email: mengchengju@163.com

gap of the photonic crystal, the discrete energy level moves to lower wave vector with the increase of the coating thickness, and the discrete energy level in the semi-closed band gap splits when the coating thickness is at a certain value. In the band gap, the maximum value of the local electric field of the forward surface wave and the highest light intensity are near the junction of the coating and the surface of the photonic crystal, and decay with the coating thickness increasing or away from the junction. The response sensitivity of the maximum value of the local electric field corresponding to the closed band gap to the coating thickness is weaker than that of the semi closed band gap. In the band gap, the local electric field, the maximum value of the local electric field of the reverse surface wave and the highest light intensity are in the the photonic crystal, and increase with the coating thickness. The local restriction of the closed band gap on the reverse surface wave, the coupling effect of the surface wave and the incident light, and the response sensitivity of the local electric field to the coating thickness are stronger than those of the semi-closed band gap.

**Key words:** photonic crystal; zero mean refractive index; surface wave; local electric field; transmission matrix

## 0 引言

光子晶体是由不同介电常数的介质薄膜,经合理周期排列而成的人工微结构光学材料。由于布拉格散射的影响,使光子晶体出现最明显也是最吸引人的光学特性——光子带隙结构。这种特性使人为控制和利用光行为进行信息传输成为可能,因此,光子晶体从概念诞生之日起就一直成为学者们研究的热点<sup>[1-16]</sup>。传统光子晶体普遍由正折射率材料周期排列构成,它的带隙结构不同程度地受到排列结构、周期数、光入射角、入射光的偏振等因素的影响,尤其是制备过程中介质薄膜厚度随机误差等因素容易影响光子晶体的光学传输特性,这将在一定程度上增加了光子晶体实际设计尤其是制备的难度。所以,如何避免制备过程中介质薄膜厚度随机误差对带隙的影响,探索不同于布拉格带隙又具相同特性、功能的光子晶体带隙,成为考虑和解决问题的关键。而根据相关报道,光在负折射率材料光子晶体中传播时,存在不同于在正材料光子晶体中传播的特性,这就给研究指明了方向。根据介电常数 $\epsilon$ 和磁导率 $\mu$ 的正负值,材料可分为右手、左手材料,当材料的 $\epsilon > 0$ 、 $\mu > 0$ 时,其电场、磁场和波矢量之间满足右手螺旋关系,称双正材料或右手材料;当其 $\epsilon < 0$ 、 $\mu < 0$ 、 $\epsilon < 0$ 、 $\mu > 0$ 或 $\epsilon > 0$ 、 $\mu < 0$ 时,其电场、磁场和波矢量之间满足左手螺旋关系,称为左手材料,或分别称双负材料(double-negative, DNG)、电单负材料(ENG)和磁单负材料(MNG)。通常情况下,电磁波很难在单负材料里传

播,但当单负材料和右手材料合理组合成复合结构时,电磁波就可以在其中传播并呈现奇异的传输特性。尤其是由左右手材料交替排列形成的光子晶体,当光传播到其中时,左手材料中的正向波与反向波会在某个频率范围内出现绕行传播现象并发生相互作用,使该频率范围内的电磁模式为伪传播模,即该频率范围相当于实现禁带的功能,将禁止电磁波的传播,这种带隙结构不同于布拉格带隙结构,称为等效零相位带隙结构。零相位带隙几乎不受入射光的偏振态、入射角、介质薄膜厚度标量误差等因素的影响,是全方位的带隙结构<sup>[2-3,5,12-14]</sup>。基于这个思路,文中在构造左右手材料半无限一维光子晶体结构的基础上,通过参数直接匹配零平均折射率条件,研究光子晶体入射表面覆盖层厚度对带隙及表面波局域场的影响规律,为光波导及表面波传感器的研究和设计等提供参考。

## 1 研究模型与计算方法

### 1.1 结构模型

如图 1 所示,半无限一维光子晶体结构模型由左手材料 L 和右手材料 R 沿 Z 轴方向周期排列而成。其中 L 层为左手材料,其物理厚度为 $d_L$ ,介电常数和磁导率分别为 $\epsilon_L$ 与 $\mu_L$ ,R 层为右手材料,其物理厚度为 $d_R$ ,介电常数和磁导率分别为 $\epsilon_R$ 与 $\mu_R$ ,C 层为 L 介质表面覆盖介质薄层,其厚度为 $d_C$ ,最左侧 A 区是入射介质,为无限大的空气层,其介电常数和磁导率分别为 $\epsilon_0$ 与 $\mu_0$ 。

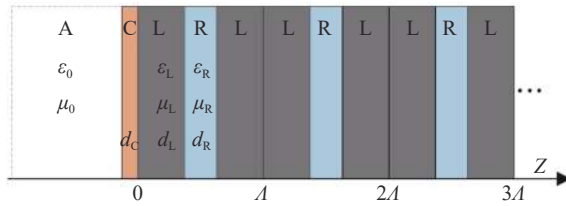


图 1 光子晶体结构模型

Fig.1 Structure model of photonic crystal

### 1.2 计算方法

为最大限度的减小不规则排列、厚度标量等因素对光子晶体带隙的影响,可通过参数直接匹配的方法使光子晶体的平均折射率  $\bar{n} = (2n_L d_L + n_R d_R) / \Lambda = 0$ , 式中  $\Lambda = 2d_L + d_R$  是光子晶体的晶格常数。因为光子晶体介质界面处折射率高低转换以及局域电场的变化由平均折射率  $\bar{n}$  是否等于零条件决定,当光子晶体满足  $\bar{n} = 0$  时出现不同于布拉格散射所形成的带隙,称零平均折射率带隙<sup>[2,5]</sup>。故在光子晶体的平均折射率  $\bar{n} = 0$  前提下匹配左、右手材料的参数  $\epsilon_L$ 、 $\epsilon_R$ 、 $\mu_L$ 、 $\mu_R$ 、 $d_L$  和  $d_R$ , 对于左手材料  $n_L = -\sqrt{\epsilon_L \mu_L}$ , 右手材料  $n_R = \sqrt{\epsilon_R \mu_R}$ 。以图 1 模型结构为例,当电磁波沿 z 正向传播时,若 TE 偏振的磁场量平行于 x 轴,则 TM 偏振的电场矢量平行于 y 轴。根据 Bloch-Floquet 定理可得:

$$\cos(K_B \Lambda) = \frac{1}{2} Tr(M_1 M_2) = \zeta^{\alpha\gamma} - \eta_+^{\alpha\gamma} \xi^{\alpha\gamma} \quad (1)$$

式中:  $M$  为介质层内电场的传输矩阵;  $K_B$  为布洛赫波矢;  $\zeta^{\alpha\gamma} = \cos(k_{\alpha z} d_\alpha) \cos(k_{\gamma z} d_\gamma)$ ,  $\xi^{\alpha\gamma} = \sin(k_{\alpha z} d_\alpha) \sin(k_{\gamma z} d_\gamma)$ ;  $\eta_\pm^{\alpha\gamma} = (\eta_\alpha / \eta_\gamma \pm \eta_\gamma / \eta_\alpha)$ , ( $\alpha, \gamma = L, R$ )。当光子晶体的表面被其他介质层所替代或被截断时,光子晶体的原有周期结构被打破,表面布洛赫波矢<sup>[10-13,15]</sup>为  $K_B = iq + m\pi / \Lambda$ 。则公式 (1) 写成:

$$(-1)^n \cosh(q\Lambda) = \zeta^{LR} - \eta_+^{LR} \xi^{LR} \quad (2)$$

将半无限结构光子晶体与表面替代介质联合起来并利用布洛赫定理进行数学处理<sup>[10-13,15]</sup>, 可得:

$$\frac{(\zeta^{LR} - \eta_+^{LR} \xi^{LR}) - (\Psi^{RL} + \eta_+^{LR} \Psi^{LR})(\Psi^{Rs} + \eta_+^{sR} \Psi^{sR}) - \eta_-^{LR} \eta_-^{sR} \zeta^{Ls}}{(\zeta^{sR} - \eta_+^{sR} \xi^{sR})} - 1 = 0 \quad (3)$$

$$\tanh(q\Lambda) = \frac{(\Psi^{RL} + \eta_+^{LR} \Psi^{LR})(\Psi^{Rs} + \eta_+^{sR} \Psi^{sR}) - \eta_-^{LR} \eta_-^{sR} \zeta^{Ls}}{(\zeta^{LR} - \eta_+^{LR} \xi^{LR})(\zeta^{sR} - \eta_+^{sR} \xi^{sR})} - 1 = 0 \quad (4)$$

公式 (3) 是光子晶体表面波随频率  $\nu_s$  变化的函

数,也是表面替代介质与光子晶体表面界面之间的表面波色散方程,式中  $\Psi$  为矩阵函数,  $q$  为布洛赫波矢。由公式 (3)、(4) 可得  $q_s$  值,  $q_s$  的大小与对应表面波具有正相关系,则从  $q_s$  理论上可得半无限一维光子晶体表面波的性质。再结合磁场与电场的关系、电磁场的边界条件等,可得:

$$e^{iK_B \Lambda} = \frac{\sin k_1 d_L + \gamma \cosh k_1 d_L}{\gamma \cosh k_2 d_R - \frac{F_1}{F_2} \sinh k_2 d_s} \equiv B(\omega) \quad (5)$$

$$E^{PC}(z) = C_1 \sin(k_1 d_L) + \gamma \cos(k_1 d_L) \quad (6)$$

$$H^{PC}(z) = -\frac{1}{\epsilon \mu} \frac{\partial E^{PC}}{\partial z} \quad (7)$$

$B(\omega)$  为色散函数,式中  $\gamma$ 、 $C_1$  系数由边界连续条件确定。结合公式 (2) 和 (3) 可得:

$$e^{iK_B a} = (-1)^m e^{-\eta a} = s(\omega) = B(\omega) \pm \sqrt{B(\omega)^2 - 1} \quad (8)$$

式中:正、负号对应  $m$  为偶数与奇数情况。于是光子晶体带隙中的通带区域和禁带区域即可通过公式 (8) 来判断,当  $e^{iK_B a} < 1$  为电磁波可传播的通带区域,当  $e^{iK_B a} > 1$  时为禁止电磁波传播的禁带区域。

## 2 计算结果与分析

### 2.1 平均折射率 $\bar{n} = 0$ 时光子晶体的带隙结构

首先不考虑 L 介质表面覆盖介质薄层 C 层,在图 1 的光子晶体研究模型中,负折射率材料 L 和正折射率材料 R 的参数匹配取值为  $\epsilon_L = -2.52$ 、 $\epsilon_R = 5.664$ 、 $\mu_L = -1$ 、 $\mu_R = 1$ 、 $n_L = -1.588$ 、 $n_R = 2.380$  (ZnS),且 L、R 两种介质厚度按  $d_L : d_R = 3 : 4$  匹配,则光子晶体满足零平均折射率条件  $\bar{n} = 0$ 。结构模型的最右端为 L 材料,当光子晶体系统的晶胞数  $m = N = 7$  时,可计算模拟出光子晶体的带隙结构,如图 2 所示。

图 2 的横坐标  $\beta\Lambda$  是波矢的水平分量 (表面波数),纵坐标  $\omega\Lambda/c$  是频率,图中清晰呈现了左右手材料光子晶体在零平均折射率  $\bar{n} = 0$  时的带隙结构:青色区域代表通带,是电磁波可传导频率范围,相当于通带;白色区域代表禁带,是电磁波被禁带传播的频率范围,相当于光子禁带 (带隙);红色直线代表空气中传播的光线,红线上方青色通带中的各传播态也称为导模,红线下方白色区域各局域态称为局域模;青色通带中的各条黑色曲线是光子晶体的导模,也就是可传导的

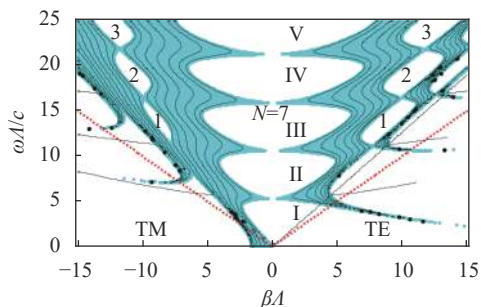


图 2 光子晶体的能带结构

Fig.2 Energy band structure of photonic crystal

Bloch 态色散曲线, 通常称为能级曲线。从图中还看到, 能级曲线为 7 条, 与光子晶体的晶胞个数  $m = N = 7$  对应, 即通带中的能级曲线数目等于光子晶体的晶胞数目。同时, 在  $\omega A/c$  频率轴上从高频向低频方向, 各能级曲线之间间隔越来越窄, 即通带中的能级曲线随频率降低分布越来越密集, 呈现振荡衰减及简并趋势, 最终在低频区域形成一个多重简并态。另外, 随着波矢  $\beta A$  增大, 光子晶体的带隙结构逐渐消逝, 带隙和能级曲线最终逐一简并为一条折线。

特别值得关注的是, 无论是 TE 偏振态还是 TM 偏振态, 光子晶体的带隙结构中均出现了半封闭状和封闭状的禁带, 图 2 中标号为 I、II、III、IV、V 和 1、2、3 的区域分别代表半封闭状禁带和封闭状禁带, 这也正是布拉格带隙不同于正折射率材料光子晶体带隙的重要特征之一。

### 2.2 平均折射率 $\bar{n} = 0$ 时覆盖层对表面波能级的影响

若光子晶体表面添加覆盖介质层 C, 则覆盖介质层 C 尤其是厚度有微小的变化都将会改变光子晶体原有的参数匹配情况, 进而影响通带、禁带和能级结构等。于是, 在表面 L 介质与空气的界面添加一层很薄的覆盖层介质 C, 介质层 C 的参数分别为  $\epsilon_C = 1.9004$ 、 $\mu_C = 1$  和  $n_C = 1.379$  (MgF<sub>2</sub>), 为找出覆盖介质层厚度对能带结构和表面波的影响, 以 TE 偏振态为例, 分别取  $d_C = 0.01A$ 、 $0.02A$ 、 $0.03A$ 、 $0.04A$ , 可得表面波的色散关系如图 3 所示。

从图 3 中可见, 当光子晶体的表面添加覆盖层介质 C 后, 禁带中不同程度地出现了色散曲线, 即通带的高频区与禁带的低频区交界处分裂出能级进入光子晶体禁带中, 形成比较明显的非简并态能级结构。如  $d_C = 0.01A$ 、 $0.02A$ 、 $0.03A$ 、 $0.04A$  时, 1 号封闭状禁

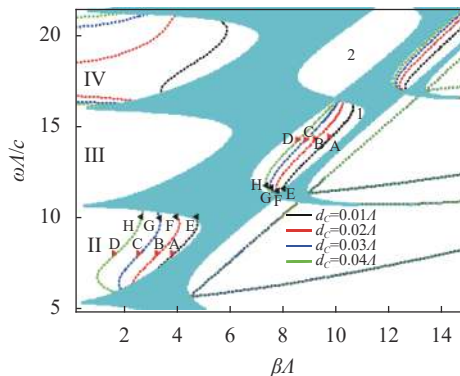


图 3 覆盖层厚度  $d_C$  对表面波能级的影响

Fig.3 Energy levels of surface waves versus the thickness of the coating  $d_C$

带与 II、IV 号半封闭状禁带中的黑色、红色、蓝色和绿色曲线所示, 这些进入禁带中的能级将被强局域在其中形成局域表面波。而且在禁带中出现的这些表面波的能级曲线的斜率有正有负, 斜率为正的 represent 正向表面波的色散区域, 即标记黑右三角形“▶”符号的 A、B、C、D 点所处区域, 斜率为负的则代表反向表面波的色散区域, 即标记黑左三角形“◀”符号的 E、F、G、H 点所处区域。随着表面覆盖介质层厚度  $d_C$  增加, 禁带中出现的色散曲线均向波矢减小的方向移动, 当  $d_C = 0.02A$ 、 $0.03A$ 、 $0.04A$  时, IV 号半封闭状禁带中对应的色散曲线还出现一分为二的分裂现象, 如 IV 号半封闭状禁带中的红线、蓝线和绿线所示。

因此, 引入表面覆盖介质层 C 后光子晶体既可支持正向表面波也支持反向表面波的传播, 即合理控制覆盖介质层厚度即可获得不同频率范围的光子晶体表面波。可见, 表面覆盖介质层的作用是使表面波大部分的能量局域于光子晶体表面, 而且被局域的能量对光子晶体表面覆盖介质层或衬底层环境的变化非常敏感, 当表面覆盖介质层发生变化时, 光子晶体分层结构的堆积次序也随之发生改变, 在不同的光子晶体堆积次序下可存在群速度为正或负的表面波。所以研究光子晶体表面覆盖介质层对左手材料光子晶体表面波局域电场的影响, 将有助于理解光子晶体表面波的传播特性。

### 2.3 平均折射率 $\bar{n} = 0$ 时半封闭状禁带中表面波的局域电场

光子晶体表面覆盖介质层厚度对表面波的数目和频率位置具有调制作用, 则其对内在的局域电场一



定也会产生影响。首先,以图 3 中 II 号半封闭状禁带为研究对象,则覆盖介质层厚度  $d_c = 0.01\Lambda$ 、 $0.02\Lambda$ 、 $0.03\Lambda$ 、 $0.04\Lambda$  对应 A、B、C、D 所处区域的正向表面波,以及 E、F、G、H 所处区域的反向表面波对应的局域电场分布,如图 4 所示。

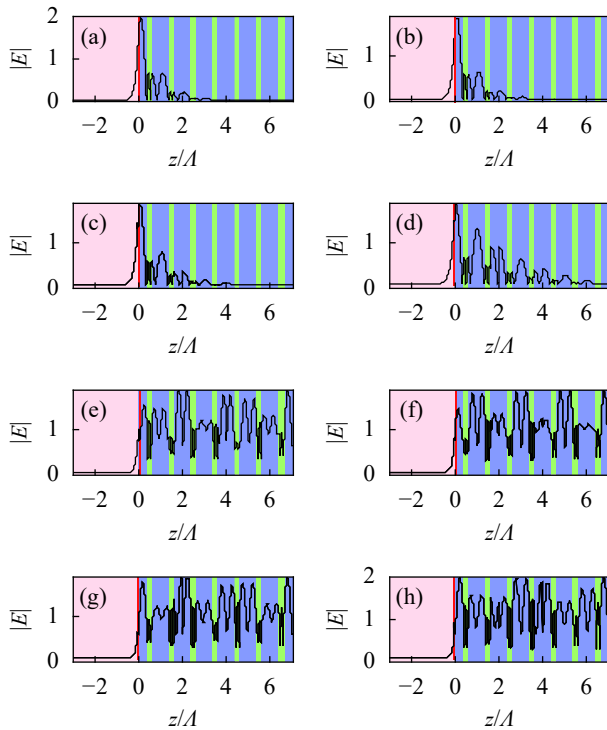


图 4 半封闭状禁带中表面波的局域电场

Fig.4 Local electric field of surface wave in semi closed band gap

从图 4(a)~(d) 可见,半封闭状禁带中正向表面波的局域电场,均是从覆盖介质层与左手介质 L 交界面附近向光子晶体内部,呈现快速衰减现象,即局域电场振幅  $|E|$  在覆盖介质层与表面左手介质 L 交界面附近达到极大值,随后出现指数衰减现象,进入光子晶体内部后,局域电场则随着远离光子晶体表面呈现快速振荡衰减。添加覆盖层后光子晶体表面波的这些特性,与双正材料光子晶体的表面波类似,即被强局域于光子晶体表面的电场一般不能够直接被激发,但通过耦合激发装置可以激发这类表面波。另外,随着覆盖层厚度  $d_c$  增大,正向表面波的局域电场强度极大值出现下降趋势,当  $d_c = 0.01\Lambda$  时,  $|E|_{\max} = 2.09$ ; 当  $d_c = 0.02\Lambda$  时,  $|E|_{\max} = 1.96$ ; 当  $d_c = 0.03\Lambda$  时,  $|E|_{\max} = 1.85$ ; 当  $d_c = 0.04\Lambda$  时,下降到  $|E|_{\max} = 1.80$ 。相反地,在光子晶体内部振荡的局域电场强度反而随着覆盖层厚度

$d_c$  增大出现增强的趋势,且振荡深度也随之加深。所以,从光子晶体光波导的设计和制备角度看,要想获得更强、效果更好的表面波,可通过设计制备更薄的光子晶体表面覆盖层来实现。

由图 4(e)~(h) 可见,不同于正向表面波,反向表面波局域电场分布在光子晶体的内部,而且局域电场的极大值也不再处于覆盖层与光子晶体表面左手介质 L 交界处附近,而是处于光子晶体内部左手介质 L 与右手介质 R 交界处附近。处于这些频率范围的表面电磁波,是入射光与表面波耦合后直接进入光子晶体内部的,即直接被耦合激发而不用借助耦合装置。所以,反向表面波的传输特性明显不同于双正材料光子晶体。另外,随着覆盖介质层厚度  $d_c$  增大,光子晶体内部反向表面波的局域电场强度极大值逐渐增强,当  $d_c = 0.01\Lambda$  时,表面波局域电场强度极大值  $|E|_{\max} = 1.90$ , 位于光子晶体内  $z = 2.0\Lambda$  处附近; 当  $d_c = 0.02\Lambda$  时,  $|E|_{\max} = 1.91$ , 位于  $z = 5.0\Lambda$  处附近; 当  $d_c = 0.03\Lambda$  时,  $|E|_{\max} = 1.92$ , 位于  $z = 7.0\Lambda$  处附近; 当  $d_c = 0.04\Lambda$  时,增强到  $|E|_{\max} = 2.00$ , 位于光子晶体内  $z = 7.0\Lambda$  处附近。可见,覆盖层厚度  $d_c$  越大,内部局域电场越强,即反向表面波与入射光的耦合作用越强。

#### 2.4 平均折射率 $\bar{n} = 0$ 时封闭状禁带中表面波的局域电场

同样地,以图 3 中 1 号封闭状禁带为研究对象,覆盖介质层厚度仍取  $d_c = 0.01\Lambda$ 、 $0.02\Lambda$ 、 $0.03\Lambda$ 、 $0.04\Lambda$ , 则 A、B、C、D 所处区域的正向表面波及 E、F、G、H 所处区域的反向表面波对应的局域电场分布,如图 5 所示。

对比图 5(a)~(d) 和图 4(a)~(d) 可见,封闭状禁带正向表面波的局域电场分布,与半封闭状禁带正向表面波的局域电场类似,也是从表面覆盖层与左手介质 L 交界面附近到光子晶体内部,呈现快速衰减趋势,但封闭状禁带中正向表面波的局域电场强度极大值弱于半封闭状禁带,且局域电场强度极大值随表面覆盖介质层厚度  $d_c$  变化不大,  $d_c = 0.01\Lambda$ 、 $0.02\Lambda$ 、 $0.03\Lambda$ 、 $0.04\Lambda$  时,  $|E|_{\max} = 1.95$ 、 $1.91$ 、 $1.89$ 、 $1.87$ 。说明对正向表面波的局域限制作用,封闭状禁带稍弱于半封闭状禁带。同时局域电场强度对覆盖层厚度  $d_c$  的响应灵敏度,封闭状禁带也弱于半封闭禁带。

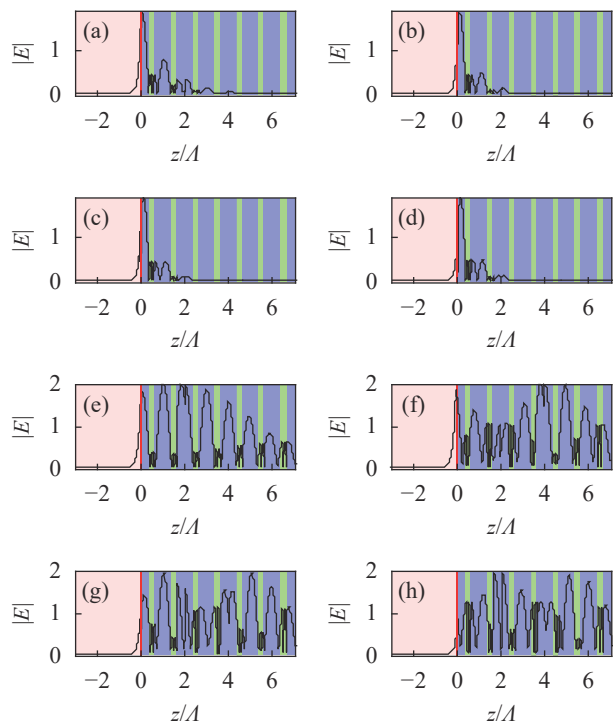


图 5 封闭状禁带中表面波的局域电场

Fig.5 Local electric field of surface wave in closed band gap

再对比图 5(e)~(h) 和图 4(e)~(h) 可见, 类似于半封闭状禁带, 封闭状禁带反向表面波的局域电场也主要分布在光子晶体的内部, 但局域电场强度的极大值处于光子晶体中的左手材料 L 内, 而且封闭状禁带的局域电场强度极大值大于半封闭状禁带, 反向表面波局域电场强度极大值随覆盖介质层厚度  $d_c$  增加而增强的速度也比半封闭状禁带的快, 覆盖介质层厚度  $d_c = 0.01\lambda, 0.02\lambda, 0.03\lambda, 0.04\lambda$  时, 局域电场极大值分别为  $|E|_{\max} = 2.10, 2.12, 2.52, 3.76$ 。说明对反向表面波的局域限制作用, 封闭状禁带稍强于半封闭状禁带; 局域电场强度对覆盖层厚度  $d_c$  的响应灵敏度, 封闭状禁带强于半封闭状禁带; 反向表面波与入射光的耦合作用强度和向光子晶体内部传播的深度, 亦是封闭状禁带强于半封闭状禁带。

可见, 所构造的表面含覆盖层介质左右手材料光子晶体, 其表面与覆盖介质交界处能够同时支持正向表面波和反向表面波的存在, 即入射光束的能量能够沿着光子晶体表面传输, 形成表面传输模, 当表面模与入射光能够发生耦合并激发时, 就有可能产生较大的古斯-汉欣位移<sup>[6]</sup>, 增大的古斯-汉欣位移对提高传感器的实用性具有积极的指导意义。

### 3 结 论

通过参数直接匹配方式, 研究表面含覆盖层介质的左右手材料光子晶体的能带结构、表面波的传播特性及其局域电场分布与调制规律等, 得出如下结论:

(1) 零平均折射率条件下, 左右手材料光子晶体出现不同于正折射率材料光子晶体的禁带结构及能级曲线, 且入射光频率对能级曲线特性具有调制作用。

(2) 在光子晶体表面添加覆盖介质层后, 光子晶体既支持正向表面波也支持反向表面波的传播, 而且覆盖介质层厚度对可传播的表面波数目及频率具有调制作用。

(3) 在光子晶体中传播的正向表面波局域电场极大值处于覆盖介质层与 L 介质交界处附近, 并向光子晶体内部呈现快速衰减趋势, 且覆盖介质层厚度对局域电场极大值具有调制作用, 但不同形态禁带中表面波的局域电场强度及其极大值对覆盖介质层厚度的响应灵敏度不同。

(4) 在光子晶体中传播的反向表面波局域电场极大值处于光子晶体内部, 且覆盖介质层厚度对局域电场极大值也具有调制作用, 但不同形状的禁带对反向表面波的局域限制作用、表面波与入射光的耦合作用强度及向光子晶体内部传播的深度, 以及局域电场强度对覆盖介质层厚度的响应灵敏度等不一样。

表面含覆盖介质层左右手材料光子晶体的光传输特性, 对光波导、光传感器的理论探索 and 实际设计, 以及光子晶体表面电磁波的理论研究等, 具有一定的指导意义。下一步将通过实验制备及实际测试等, 进一步验证研究成果, 结合验证结果对其产生的内在机制进行深入分析研究。

### 参考文献:

[1] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(20): 2059-2061.

[2] Engheta N. An idea for thin subwavelength cavity resonators using metamaterials with negative permittivity and permeability [J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2002, 1(1): 10-13.

[3] Tian Jiang, Feng Yijun. Transmission line realization of

- subwavelength resonator formed by a pair of conventional and LHM slabs [J]. *Journal of Zhejiang University-Science A: Applied Physics & Engineering*, 2006, 7(1): 76-80.
- [4] Wang Lin, Wang Ligang. Photonic band structures in one-dimensional photonic crystals containing Dirac materials [J]. *Physics Letters A*, 2015, 379(11): 1847-1851.
- [5] Hou Shanglin, Lei Jingli, Wu Qiling, et al. Enhanced femtosecond optical pulses compression in highly nonlinear photonic crystal fibers(invited) [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(1): 0103004. (in Chinese)  
侯尚林, 雷景丽, 吴七灵, 等. 高非线性光子晶体光纤中飞秒脉冲压缩(特邀)[J]. *红外与激光工程*, 2019, 48(1): 0103004.
- [6] Su An, Wang Gaofeng, Meng Chengju, et al. Light propagation characteristic of dual defect microcavity of photonic crystal [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2017, 46(6): 0620004. (in Chinese)  
苏安, 王高峰, 蒙成举, 等. 光子晶体二元缺陷微腔的光传输特性[J]. *红外与激光工程*, 2017, 46(6): 0620004.
- [7] Liu Jie, Tie Shengnian, Lu Huidong. Multi-channel drop filter based on two-dimensional photonic crystal [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2016, 24(5): 1021-1027. (in Chinese)  
刘杰, 铁生年, 卢辉东. 多信道二维光子晶体滤波器[J]. *光学精密工程*, 2016, 24(5): 1021-1027.
- [8] Su An, Meng Chengju, Tang Xiufu, et al. Optical Tamm state on the surface of photonic crystal of symmetric structure [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(8): 0817001. (in Chinese)  
苏安, 蒙成举, 唐秀福, 等. 对称结构光子晶体的表面光学 Tamm态[J]. *红外与激光工程*, 2019, 48(8): 0817001.
- [9] Li Tianqi, Mao Xiaojie, Lei Jian, et al. Analysis and comparison of solid-state lasers and fiber lasers on the coupling of rod-type photonic crystal fiber [J]. *Chinese Optics*, 2018, 11(6): 958-973. (in Chinese)  
李天琦, 毛小洁, 雷健, 等. 固体激光器与光纤激光器对光子晶体光纤棒耦合的分析与对比[J]. *中国光学*, 2018, 11(6): 958-973.
- [10] Hai Yina, Zou Yonggang, Tian Kun, et al. Research progress of horizontal cavity surface emitting semiconductor lasers [J]. *Chinese Optics*, 2017, 10(2): 194-206. (in Chinese)  
海一娜, 邹永刚, 田锟, 等. 水平腔面发射半导体激光器研究进展[J]. *中国光学*, 2017, 10(2): 194-206.
- [11] Chen Ying, Fan Huiqing, Lu Bo, et al. Formation and sensing mechanism of photonic crystal surface wave based on Bloch theory [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(1): 0116002. (in Chinese)  
陈颖, 范卉青, 卢波, 等. 基于布洛赫理论的光子晶体表面波形成及传感机理[J]. *中国激光*, 2016, 43(1): 0116002.
- [12] Shi Shunxiang, Liu Jifang, Sun Yanling. Electromagnetic Theory of Light Propagation and Control of Light Wave[M]. Xi'an: Xidian University Press, 2014. (in Chinese)  
石顺祥, 刘继芳, 孙艳玲. 光的电磁理论—光波的传播与控制[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2014.
- [13] Wang Zhende, Liu Nianhua. Surface states of semi-infinite one-dimensional photonic crystal composed of negative refractive materials with zero-average-index [J]. *Journal of Applied Optics*, 2009, 30(3): 54-56. (in Chinese)  
王振德, 刘念华. 含负折射率材料并具有零平均折射率的半无限一维光子晶体的表面态[J]. *应用光学*, 2009, 30(3): 54-56.
- [14] Jiang Qiang, Chen Jiabi, Zhang Lei. et al. Phase evolution of inverse Doppler effect in two-dimensional photonic crystal [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2017, 25(1): 34-41. (in Chinese)  
蒋强, 陈家璧, 张磊, 等. 二维光子晶体中反常 Doppler效应的相位演变[J]. *光学精密工程*, 2017, 25(1): 34-41.
- [15] Liscidini M, Gerace D, Sanvitto D, et al. Guided Bloch surface wave polaritons [J]. *Appl Phys Lett*, 2011, 98(12): 121118.
- [16] Namdar A, Talebzadeh R, Jamshidighaleh K. Surface wave-induced enhancement of the Goos-Hänchen shift in single negative one-dimensional photonic crystal [J]. *Optics & Laser Technology*, 2013, 49: 183-187.