

# 复介电一维双周期光子晶体的透射谱结构及其特性\*

## Transmission Spectra Structure and Its Properties of 1D Dual-periodical Photonic Crystals with Complex Dielectric Constant

高英俊,焦美娜,陈海波,卢强华,黄创高

GAO Ying-jun, JIAO Mei-na, CHEN Hai-bo, LU Qiang-hua, HUANG Chuang-gao

(广西大学物理科学与工程技术学院,广西南宁 530004)

(College of Physical Science and Engineering, Guangxi University, Nanning, Guangxi, 530004, China)

**摘要:**利用传输矩阵法研究一维双周期光子晶体的带隙结构、增益和衰减特性。结果表明:双周期一维二元和三元复合光子晶体的光子带隙结构具有宽禁带的特点,并且两带隙的交叠处出现了多个共振透射峰;当组成该光子晶体的一种介质为复介电且其虚部为负时,各共振透射模式都出现了不同程度的增益;随着复介电常量虚部的增加,各透射增益先增加后减少,中间存在一极值点,但是各共振透射模式出现透射增益极值点的虚部不同,且最大增益的大小也不同;当组成该光子晶体的一种介质的复介电虚部为正时,各共振透射模式的透射峰出现衰减。

**关键词:**光子晶体 复介电常量 透射增益 透射吸收

**中图分类号:**O431 **文献标识码:**A **文章编号:**1005-9164(2010)02-0122-04

**Abstract:** The characteristics of photonic forbidden band, gain and absorption of 1D dual-periodical photonic crystal with an imaginary part of dielectric layer are studied by using the method of optical transfer matrix. The investigation results show that PBG of this structure is wide and many transmittance peaks appear in PBG. The great transmittance gains appear at transmittance peaks if the imaginary part of dielectric layer's dielectric constant is negative. As the absolute of the imaginary part increases, the transmittance gain increases firstly then decreases and the transmittance gain apex appears in the middle of PBG. The imaginary parts of dielectric constant with transmittance gain apex are different for different transmittance peak. However, the transmittance peaks are absorbed if the imaginary part of dielectric constant is positive.

**Key words:** photonic crystal, imaginary part of dielectric constant, transmittance gain, transmittance absorbing

自从1987年光子晶体概念被提出以来<sup>[1,2]</sup>,人们对光子晶体进行了深入的研究。光子晶体是具有光子频率禁带的特殊材料,在禁带中的光被禁止传播<sup>[3,4]</sup>。由于光子带隙能限制光的传播,因此,光在光子晶体中传播具有许多新特性。例如,在光子带隙结构中引入缺陷,可以产生共振模式或缺陷模式。这些模式具有强烈的定域特性,在光子带隙中呈现出高且窄的透射峰,这一特性具有广泛的应用。含缺陷的光子晶体

可用来制作激光器<sup>[5,6]</sup>、发光二极管<sup>[7,8]</sup>、滤波器<sup>[9]</sup>等。如果将两个不同周期性结构的光子晶体组合在一起构成复周期的光子晶体,可把其中一种光子晶体看作多层缺陷,这种光子晶体缺陷具有许多的可调参数,同时在这种结构掺入激活介质还能使透射谱获得增益<sup>[10]</sup>。本文针对这种类型的光子晶体,采用传输矩阵法研究复周期光子晶体的带隙结构,在存在复介电的情形时讨论该光子晶体的带隙特点。

## 1 结构模型与计算方法

### 1.1 模型

研究的复周期结构模型是由两个不同的一维二元光子晶体A和三元光子晶体B组成的双周期光子

收稿日期:2009-07-24

修回日期:2009-09-28

作者简介:高英俊(1962-),男,教授,主要从事光电子材料研究。

\*国家自然科学基金项目(50661001,50061001),广西科学基金项目(0832029,0991026,0639004)资助。

晶体。其结构单元以  $A_n B_m A_n B_m A_n B_m \dots$  的方式交替排列而成,其中  $A_n$  和  $B_m$  是由两个不同的周期单元 a, b 交替排列构成,如图 1 所示。

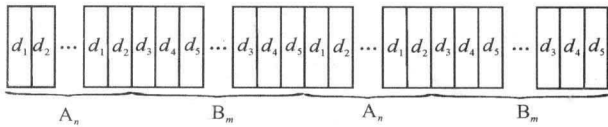


图 1 一维双周期光子晶体结构模型

Fig. 1 Model of 1D dual-periodical photonic crystals

图 1 中  $n$  和  $m$  分别代表 A、B 结构中单元 a, b 的周期数。a 单元由高、低二种折射率  $n_1$  和  $n_2$  介电层组成,其厚度分别为  $d_1$  和  $d_2$ , b 单元由 3 种折射率  $n_1, n_3$  和  $n_2$  介电层组成,其厚度分别为  $d_3, d_4$  和  $d_5$ 。

## 1.2 计算方法

依据传输矩阵理论<sup>[4]</sup>,光波与介质层的相互作用由其特征矩阵决定,对于 TE 模型的情况,单介质层的特征矩阵可写成

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos\delta_j & -\frac{i}{\eta_j}\sin\delta_j \\ -i\eta_j\sin\delta_j & \cos\delta_j \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中  $\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} n_j h_j \cos\theta_j$ ,  $\eta_j = \sqrt{\frac{\epsilon_j}{\mu_j}} \cos\theta_j$ ,  $\theta_j$  和  $\lambda$  分别为入射角和入射波长,  $h_j$  为介质层厚度。 $\epsilon_j$  和  $\mu_j$  分别为  $j$  层介质的介电常数和磁导率常数,  $j$  层介质的折射率为  $n = \sqrt{\epsilon_j \mu_j}$ , 本文所有介质都为非磁性的 ( $\mu_j = 1$ )。

对于一维光子晶体,当膜层包含  $N$  层时,整个膜系统的特征矩阵  $M$  可由各个膜系的特征矩阵  $M_j$  的连乘积求得。

$$M = \prod_{j=1}^N M_j = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}. \quad (2)$$

通过  $M$  可得出膜层的反射系数和透射系数,反射率和透射率分别为

$$r = \frac{A\eta_0 + B\eta_0^2 - C - D\eta_0}{A\eta_0 + B\eta_0^2 + C + D\eta_0}, \quad (3)$$

$$R = |r|^2; \quad (4)$$

$$t = \frac{2\eta_0}{A\eta_0 + B\eta_0^2 + C + D\eta_0}, \quad (5)$$

$$T = |t|^2. \quad (6)$$

$\eta_0$  为真空的光学导纳。(3)式和(5)式是光子晶体两端都为空气的情况。

## 2 数值模拟与分析

### 2.1 实介电双周期光子晶体的传输特性

在计算中分别选 Si 和  $\text{SiO}_2$  作为 a 单元中高低折射率介质, Si 的折射率为  $n_1 = 4.11$ ,  $\text{SiO}_2$  的折射率为  $n_2 = 1.45$ 。选 Si、 $\text{SiO}_2$  和  $\text{TiO}_2$  作为 b 单元中的介质,其中  $\text{TiO}_2$  的折射率为  $n_3 = 4.11, n_4 = 2.33, n_5 = 1.45$ 。在单元 a 中的介电层厚度  $d_1$  (Si) = 63.3nm,  $d_2$

( $\text{SiO}_2$ ) = 139.2nm, 在单元 b 中的介电层厚度  $d_3$  (Si) = 90.1nm,  $d_4$  ( $\text{TiO}_2$ ) = 51.6nm,  $d_5$  ( $\text{SiO}_2$ ) = 36.4nm。因此, a 单元和 b 单元的有效光学厚度分别是 462.03nm 和 543.3nm, 这就意味着 a 单元和 b 单元的周期性结构的带隙中心分别为 924.06nm 和 1086.6nm。图 2(a)、(b)的结果表明,二元光子晶体  $A_7$  和三元光子晶体  $B_7$  光子禁带范围完全不同。由图 2(c)可以看出,  $(A_7 B_7)^2$  结构光子带隙得到了展宽,且在两带隙的交叠处出现了多个共振透射峰,这些共振透射峰都为完全透射,透射率都为 1。这是因为当光的波长在  $A_7$  带隙或  $B_7$  带隙中,例如在带隙  $A_7$  中但不在带隙  $B_7$  中,则相对周期结构 A 来说, B 结构单元可以看作一个缺陷,这时共振模式将出现,每一共振透射峰为一束缚态。

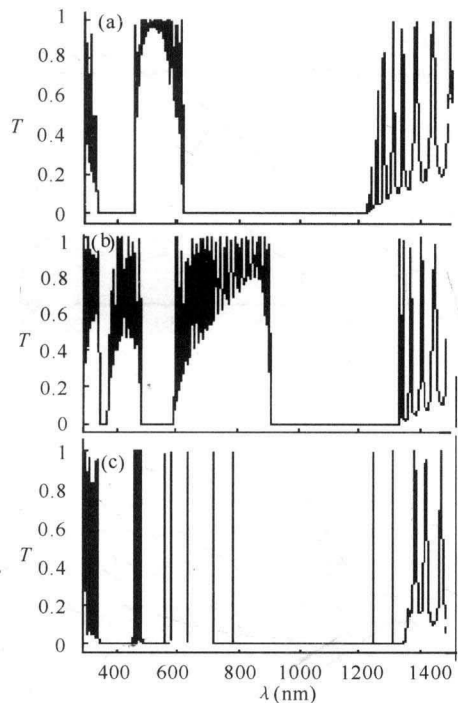


图 2 一维二元和三元双周期光子晶体透射谱的对比

Fig. 2 The comparison of the PBGs of  $A_{14}, B_{14}$  and  $(A_7 B_7)^2$

(a)二元  $A_7$  结构透射谱, (b)三元  $B_7$  结构透射谱, (c)  $(A_7 B_7)^2$  结构透射谱。

(a)The PBG of  $A_{14}$ , (b)The PBG of  $B_{14}$ , (c)The PBG of  $(A_7 B_7)^2$ .

### 2.2 复介电双周期光子晶体的传输特性

#### 2.2.1 一种介质的介电常数为复数且其虚部为负

假设三元光子晶体 b 单元中,  $\text{TiO}_2$  介质层为含负虚部的介电常量,且介电常量为  $\epsilon_r = 5.4289 - 0.00015i$ ,其余的参数与图 2(c)保持一致。图 3(a)只绘出了波长范围为 400nm~600nm 的透射谱,这是因为  $\text{TiO}_2$  介质层的介电常数的负虚部为 0.00015 时,此波长段透射峰的透射增益比较明显。从图 3(b)

可以看出,在此波长范围内,尽管介电常数的负虚部很小,但在该波长范围的透射峰已出现明显的透射增益。据报道<sup>[1,2]</sup>,光子晶体介质的介电常数虚部为负时,在光子带隙的边缘会产生增益现象。由于此处的双周期光子晶体的透射峰出现在两光子晶体带隙的边缘处,所以光子晶体介质的介电常数选择合适的虚部时,各个共振峰会出现明显的增益现象。比较图 3 (a)、(b)可知,该光子晶体的透射谱在不同波段出现透射峰增益所需要的 TiO<sub>2</sub> 介质层的介电常数负虚部的范围也不同。这为光子晶体在不同波段实现光放大器作用提供了理论依据。

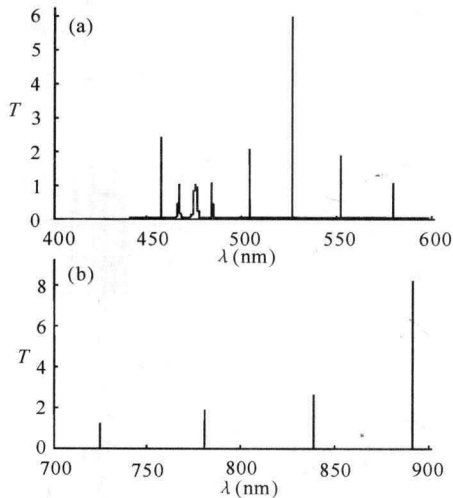


图 3 TiO<sub>2</sub> 介质的复介电的虚部为负时双周期光子晶体的透射谱

Fig. 3 The transmittance spectrum of 1D dual-periodical photonic crystal with a negative imaginary part of dielectric layer

(a)  $\lambda \in (400, 600)\text{nm}$ , (b)  $\lambda \in (700, 900)\text{nm}$ 。

由图 4(TiO<sub>2</sub> 介质层的介电常数为  $\epsilon_r = 5.4289 - 0.000002i$ )可见,波长不同的透射峰在相同的介电常数下出现的增益不同,这给光子晶体实现不同放大倍数的放大器而选择不同波长的光提供了理论依据。

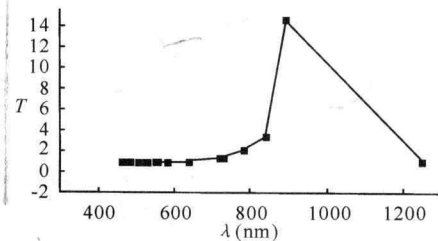


图 4 透射峰的波长与透射率之间的关系

Fig. 4 Relation to transmission and wavelength of transmittance

考察 TiO<sub>2</sub> 介质层介电常量负虚部的绝对值对各波段透射峰增益的影响。每一波段选择一个波长的透射峰来讨论,经计算,其他的透射峰也具有相似的特性。由图 5 可知,随着 TiO<sub>2</sub> 介质层介电常量负虚部绝对值的增加,各透射峰都是先增加后减少。

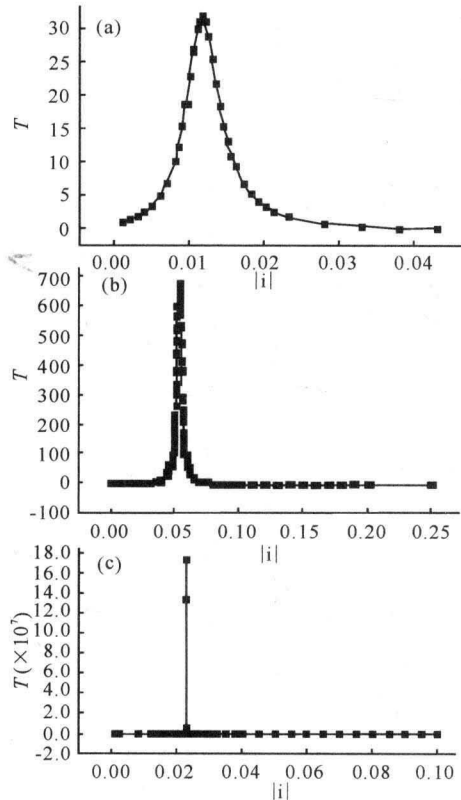


图 5 TiO<sub>2</sub> 介质层复介电负虚部绝对值与透射峰增益之间的关系

Fig. 5 The relation between the absolute of TiO<sub>2</sub> dielectric layer's negative imaginary part of dielectric constant and transmittance gain

(a)  $\lambda = 476\text{nm}$ , (b)  $\lambda = 806\text{nm}$ , (c)  $\lambda = 1306\text{nm}$ 。

当 TiO<sub>2</sub> 介质层介电常量负虚部绝对值为 0.012 时,  $\lambda = 476\text{nm}$  处透射峰的透射率达到最大值 32 (a)。随后当其介电常量虚部的绝对值进一步增加,此透射峰的透射率开始降低,当其绝对值达到 0.04 时,透射峰已小于 0.01,可以认为此处的透射峰已经消失。当 TiO<sub>2</sub> 介质层介电常量负虚部绝对值为 0.053 时,  $\lambda = 606\text{nm}$  处透射峰的透射率达到最大值为 700 (b)。随后当其介电常量虚部的绝对值进一步增加,此透射峰的透射率开始降低当其绝对值达到 0.2 时,透射峰已经消失。而当 TiO<sub>2</sub> 介质层介电常量负虚部绝对值为 0.023 时,  $\lambda = 1306\text{nm}$  处透射峰的透射率达到最大值为  $1.7487 \times 10^8$ ,且此透射峰附近的透射率变化很大(c)。综上所述,3 个透射峰的透射率随介电常量虚部的绝对值变化的规律相似。此结果为双周期光子晶体同时实现不同放大倍数的放大通道提供了理论依据,也为光子晶体实现所需要的放大倍数选择合适的虚部提供了理论基础。同时由于此双周期光子晶体是在共振透射峰处产生增益,所以该光子晶体可以设计成同时实现多通道滤波功能的滤波器和放大功能的放大器。

### 2.2.2 一种介质的介电常数为复数而其虚部为正

假设  $\text{TiO}_2$  介质层具有正虚部的介电常量,且介电常量为  $\epsilon_r = 5.4289 + 0.0005i$ ,其余的参数与图 2(c)一致。比较图 6(a)与图 2 可以看出, $\text{TiO}_2$  的介电常量包含正虚部情况时,在原来无正虚部情况时的该波长范围内的各透射峰的透射率都出现降低(衰减)现象。同样当  $\text{TiO}_2$  介质层的介电常量为  $\epsilon_r = 5.4289 + 0.0000008i$  时,由图 6(b)可见, $\text{TiO}_2$  的介电常量有一很小的正虚部以后,该波长范围内的各透射峰,就出现了较强的衰减。

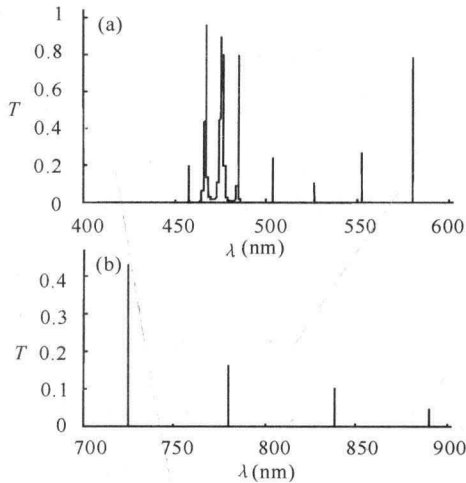


图 6  $\text{TiO}_2$  介质的复介电的虚部为正时双周期光子晶体的透射谱

Fig. 6 The transmittance spectrum of 1D dual-periodical photonic crystal with a positive imaginary part of  $\text{TiO}_2$  dielectric layer

(a)  $\lambda \in (400, 600)\text{nm}$ , (b)  $\lambda \in (700, 900)\text{nm}$ .

考察  $\text{TiO}_2$  介质层介电常量的正虚部对不同波段透射峰衰减的影响。每一波段选择一个波长的透射峰来讨论,经计算,其他的透射峰的衰减也具有相似的特性。由图 7 可知,随着  $\text{TiO}_2$  介质层介电常量正虚部的增加,各透射峰的透射率都逐渐降低,当其介电常量的虚部为 0.05 时,各透射峰的透射率都已小于 0.01,可以认为此时各透射峰已经消失。由于吸收对透射峰的透射率影响很大,因此利用此结构来设计滤波器等器件时,必须考虑杂质在不同波段的吸收。

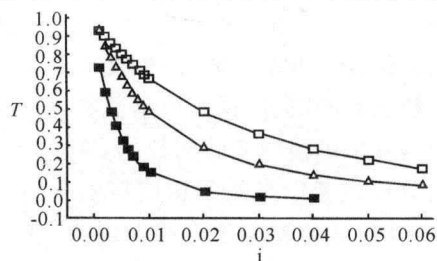


图 7  $\text{TiO}_2$  介质层复介电正虚部与透射峰增益的关系

Fig. 7 The relation between the  $\text{TiO}_2$  dielectric layer's positive imaginary part of dielectric constant and the transmittance peak

■:  $\lambda = 476\text{nm}$ , □:  $\lambda = 606\text{nm}$ , △:  $\lambda = 1306\text{nm}$ .

### 3 结论

(1)当组成双周期光子晶体介质的介电常数都为实数时,带隙宽度得到了扩展,且两光子晶体带隙交叠处出现了多个共振透射峰。这种结构在有限的禁带区域可以成倍增加光子束缚态,使信道密度最大化,光波有效带宽的使用最优化,有望在光通信超密集波分复用和光学精密测量中获得广泛应用。

(2)当组成双周期光子晶体的一种介质的介电常数具有一个负虚部时,各透射峰都出现增益现象,且随着负虚部绝对值的增加,各透射峰的透射率都是先增加后减少,且不同波段范围内的透射峰增益大小不同。这为光子晶体同时实现多通道滤波器和不同放大倍数的多通道放大器提供了理论依据。

(3)当组成双周期光子晶体的一种介质的介电常数具有一个正虚部时,各透射峰都出现衰减现象,随着介质介电常数正虚部的增加,各透射峰都逐渐降低。当其虚部达到 0.05 时,各透射峰都基本消失。故要使光子晶体实现放大功能,介质的介电常量虚部必须为负,且利用此结构来设计滤波器等器件时,必须考虑杂质在不同波段的吸收这一重要因素。

#### 参考文献:

- [1] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. Phys Rev Lett, 1987, 58(20):2059-2061.
- [2] John S. Strong localities of photons in certain disordered dielectric super lattices[J]. Phys Rev Lett, 1987, 58(23): 2486-2489.
- [3] 刘文楷,安艳伟,张常年,等.精确的一维光子晶体的带隙[J].光电工程,2006,33(7):127-130.
- [4] 王辉,李永平.用特征矩阵法计算光子晶体的带隙结构[J].物理学报,2001,50(11):2172-2178.
- [5] 阮双琛,杨冰,朱春艳,等.2.2W 掺  $\text{Yb}^{3+}$  双包层光子晶体光纤激光器[J].光子学报,2004,33(1):15-16.
- [6] Benistyh, Weisbuch C, Olivier S, et al. Low-loss photonic-crystal and monolithic InP integration: bands, bend, lasers, filters[J]. Spie, 2004, 5360: 119-128.
- [7] Chow E, Liu S Y, Johnson S G, et al. Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab [J]. Nature, 2000, 407(6807):983-986.
- [8] Yanikm F, Fan S. All-optical transistor action with bistable switching in a photonic crystal cross-waveguide geometry[J]. Opt Lett, 2003, 28(24): 2506-2508.
- [9] Xudong C, Hafner C, Vahldieck R. Design of ultra-compact metallo-dielectric photonic crystal filters [J]. Optics Express, 2005, 13(16): 6175-6180.
- [10] 苏安,高英俊.含复介电常数一维光子晶体的滤波特性研究[J].中国激光,2009,38:556-559.

(责任编辑:尹 闯)