

# 光在一维周期结构中的分布和局域化\*

王维江<sup>1,2</sup> 周建英<sup>1</sup> 肖万能<sup>2</sup>

(1 中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2 广东工业大学应用物理学院, 广州 510090)

**摘要** 运用传播矩阵对不同种类的一维周期结构(periodic structure, PS)中的光场分布和局域化进行了理论分析. 结果表明: 当光以禁带频率入射到 PS 上时, 绝大部分光被反射, 在 PS 中是以衰减的驻波形式存在的. 需要强调的是, 当光以禁带带边频率入射时, 光场在 PS 中有显著的局域化, 在介质中引入适当的缺陷可以极大地增加这种局域化程度. 另外, 当光从掺杂有特定缺陷层的 PS 的左右两个不同界面入射时, 可引起光场在 PS 中不同的分布, 这对通过光的非线性调制实现的光学二极管非常有用. 在线性吸收的 PS 中光强随光进入介质的厚度及消光系数的增加迅速衰减.

**关键词** 光分布; 光的局域化; 周期结构; 传播矩阵

**中图分类号** O734 **文献标识码** A

## 0 引言

具有光子禁带和光子局域化是光子晶体的两个最根本特征. 光子晶体的禁带特性被应用于许多光学仪器, 如高反射布拉格镜、声-光滤波器、分布反馈激光器、高效率超低阈值激光器以及拟制自发辐射和实现对半导体激光模式的控制等<sup>[1~4]</sup>. 光子局域化在利用非线性折射率变化而产生的光开关、光学双稳态及光学限制、光二极管特性<sup>[5~8]</sup>等方面的研究有重要的应用. 如果在周期介质中掺杂共振吸收的原子层可对超短光脉冲进行有效的存储<sup>[9]</sup>. 所有这些研究都和光波在光子晶体中(包括存在缺陷时)的传播规律和分布有关. 为了对光波在周期介质中的具体传播和场分布有更详细的了解, 本文用传播矩阵方法来分析光波在不同种类的 PS 中的光场分布和局域化情况.

## 1 理论基础

假设 PS 为高低折射率交替排列的介质层, 周期介质前后面均为空气, 每一对高低折射率介质层组成一个空间周期  $\Lambda = a + b$ , 其中  $a, b$  分别为  $n_a$  介质层和  $n_b$  介质层的厚度. 参见文献<sup>[10]</sup>图 1 所示结构<sup>[10]</sup>. 此时周期结构的折射率是按  $n_0 | n_a n_b \dots n_a n_b | n_0$  排列的, PS 空间是按  $(ab)(ab)\dots(ab) = (ab)^N$  排列的,  $N$  为周期介质的空间周期数. 考虑一单色平面光波(TE 波)垂直入射在无吸收 PS 中合成波时

间行为. 假设传播平面是  $yz$  面, 光波在一维周期介质膜中沿  $z$  方向传播, 每个均匀层内的光场可表示为前向平面波(和入射波方向相同)和后向平面波之和, 即

$$E_{n,j}(z, t) = \frac{1}{2} [(A_{n,j}^+ e^{ik_j z} + A_{n,j}^- e^{-ik_j z}) e^{-i\omega t} + c. c.] \quad (1)$$

式中  $A_{n,j}^+$  和  $A_{n,j}^-$  分别表示第  $n$  周期的第  $j$  ( $j = a, b$ ) 层介质的前向和后向传播的场分量的复振幅,  $k_j = n_j(\omega/c)$  为对应介质层的波矢. 由于各个层中的场分量并不是相互无关的, 它们通过界面处连续性条件相联系, 由此可求出任一层中前向和后向场分量的复振幅, 进而求出合成波的情形. 如相邻  $n_b$  层的场分量之间的关系为

$$\begin{bmatrix} A_{n-1,b}^+ \\ A_{n-1,b}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{n,b}^+ \\ A_{n,b}^- \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中  $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$  是介质平移矩阵, 其中

$$\left. \begin{aligned} A &= e^{ik_b b} \left[ \cos k_a a + \frac{1}{2} i(k_a/k_b + k_b/k_a) \sin k_a a \right] \\ B &= e^{ik_b b} \left[ \frac{1}{2} i(k_a/k_b - k_b/k_a) \sin k_a a \right] \\ C &= -e^{-ik_b b} \left[ \frac{1}{2} i(k_a/k_b - k_b/k_a) \sin k_a a \right] \\ D &= e^{-ik_b b} \left[ \cos k_a a - \frac{1}{2} i(k_a/k_b + k_b/k_a) \sin k_a a \right] \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

由此可求出同一周期  $n_a$  介质层中的场分量为

$$\begin{bmatrix} A_{n,a}^+ \\ A_{n,a}^- \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1+k_b/k_a) e^{ik_a a} & (1-k_b/k_a) e^{ik_a a} \\ (1-k_b/k_a) e^{-ik_a a} & (1+k_b/k_a) e^{-ik_a a} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{n,b}^+ \\ A_{n,b}^- \end{bmatrix} \quad (4)$$

假设光从 PS 左面入射, 在其右面出射, 可写出场分量经过整个 PS 的传播关系

\* 国家自然科学基金(编号: 90201027, 10374120)与广东省自然科学基金(编号: 980278)资助  
Tel: 13433981156 Email: wang\_w\_j@21cn.com  
收稿日期: 2004-05-18

$$\begin{bmatrix} A_L^+ \\ A_L^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} \\ \mu_{21} & \mu_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_R^+ \\ A_R^- \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中  $\begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} \\ \mu_{21} & \mu_{22} \end{bmatrix}$  是整个 PS 的传播矩阵. 假设在 PS 右界面只有出射, 则要求  $A_R^- = 0$ , 由此可求出反射系数  $r$ . 如果已知入射光场的振幅为  $A_L^+$ , 由反射系数的定义  $r = A_L^- / A_L^+$ , 可求出反射振幅  $A_L^-$ , 进而求出每一层介质中的场分量及其随厚度的变化关系.

对有色散和吸收的 PS 的场分量之间的关系, 只要把表征色散和吸收特性的复波矢和复折射率代入上述诸式, 即可加以分析. 对于有缺陷或掺杂的 PS 中的场分布, 按照上述类似的方法同样可以进行分析和讨论. 关于光在多量子阱中的场分布可参阅文献[11,12]所述的传播矩阵方法来进行分析.

## 2 数值结果及分析

### 2.1 光场在线性无吸收 PS 中的分布

对四分之一波长的 PS (即  $n_a a = n_b b = \lambda_0 / 4$ ), 本文中折射率分别取  $n_a = 1.38, n_b = 2.35, \lambda_0$  为和 PS 带隙中心频率  $\omega_0$  对应的真空波长, 介质左右均为空气,  $z = 0$  处为空气和 PS 的分界面, 以下各图均是如此. 图 1(a) 是两种不同频率的光入射时在四分之一波长的 PS (周期数取 16, 此时周期介质的空间排列为  $(ab)^{16}$ ) 中的光场分布 (图中  $E_0$  为入射波的振幅, 大小取为 1, 上部画出了该结构的折射率轮廓, 在右边标示). 而且, 在光场分布已知的情况下, 利用数值积分可求出在不同入射频率下周期介质中的总能量 (和平面波在真空中同样空间范围的能量相比), 如图 1(b), 其中点线为对应的反射率光谱. 由图 1 可以看出, 当光波的入射频率在禁带中心 (即  $\omega_0 = \pi c / (n_a a + n_b b)$ ) 或其奇数倍处时, 绝大部分光波被反射, 其在介质中的合成波近似为衰减的驻波, 在介质中能量主要分布在介质的前面几层中, 介质中的总能量非常小. 然而, 值得注意的是, 当入射波的频率处于带隙边缘 ( $\omega = 0.821\omega_0$  和  $\omega = 1.179\omega_0$ ) 时, 在 PS 中出现了明显的光场局域现象, 此时 PS 内的能量和其他频率入射时相比有明显的提高. 主要是当光传播的平均自由程大约是光的波长时, 多次散射和波的相消干涉就会导致这种现象<sup>[13,14]</sup>. 低频带边的光波能量主要局域于高折射率的介质层中, 如图 1(a) 中的  $\omega = 0.821\omega_0$  的曲线所示. 反之, 高频带边的光波能量主要局域于低折射率的介质层中 (图中未给出). 如果入射频率偏离禁带中心频率较大时, 合成波主要表现为行波. 由图 1(b) 可看出, 介质内的总能量和带隙结构有很明显的对应关系. 其他  $n_a a = n_b b$  或  $n_a a \neq n_b b$  的 PS 与四分之一结构

有类似的结果.

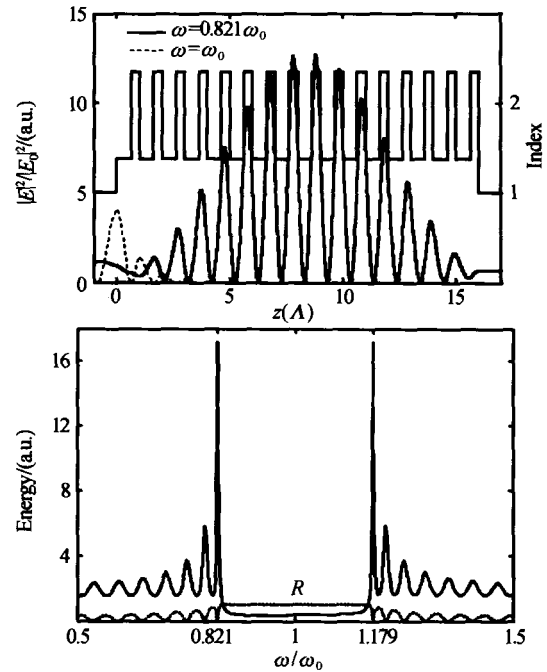


图 1 (a) 分别以带隙中心频率 (点线) 和带边频率 (实线) 入射的平面波在周期数为 16 的四分之一 PS 中的强度分布. (b) 周期结构中波的总能量与入射频率的关系

Fig. 1 (a) Field intensity inside a 16-period quarter-wave structure for an incident wave with the band gap center frequency (dotted line) and with the band edge frequency (solid line) respectively. (b) The total wave energy within the PS as a function of incident frequency

### 2.2 光场在有缺陷层的 PS 中的分布

如果在四分之一波长的 PS 的中间放置半波长的缺陷层 ( $n_d = 1.74$ , 光程  $n_d d = \lambda_0 / 2$ ,  $d$  为缺陷层的厚度), 缺陷层前面为 8 个折射率按低-高交替排列的周期介质层, 缺陷层后面为 8 个折射率按高-低交替排列的周期介质层, 此时介质的空间排列为  $(ab)^8 (d) (ba)^8$ , 图 2 的上部示出了该结构的折射率轮廓, 下半部为光场在该结构内的总能量与频率的关系, 点线为对应的反射率与频率的关系. 为便于比较, 图中纵坐标取对数值. 由图可看出, 当缺陷层光程为半个带隙中心波长时, 在带隙中心处形成一透射峰. 和其他频率相比, 以中心频率入射时的平面波在有缺陷的 PS 内有非常强的场分布和能量局域化, 而且, 光场在缺陷层内比在非缺陷层内有更强的分布. 如果在缺陷层内放置二能级原子体系, 当光场的拉比相互作用能超过原子的共振偶极-偶极相互作用能时, 将导致与介质电极化率相应的吸收部分的饱和, 而实部仍保持较高的值, 从而可把这类结构看作是无吸收的非线性材料<sup>[5]</sup>. 另外, 如果在上述有缺陷的介质后再放置几层 (取 4 层) 四分之一波长的周期介质 (参看图 3(a) 中的折射率轮廓), 介质的空间排列为  $(ab)^8 (d) (ba)^{12}$ , 此时, 按中心频率从左面入射的

平面波由于在介质内产生了更多次的反射干涉,从而使光波在介质内引起更强的局域化.而且,光场还是主要局域在原来的结构内,在后面的介质层内波能量分布很少,如图 3(a).反之,如果波从该 PS 的右面入射时,此时,该结构相当于在原来缺陷介质层前面多了 4 层四分之一波长的周期介质,由于增加的这几层的反射使平面波在其后介质中的强度减弱,导致了光场在缺陷介质中的局域化程度减小,如图 3(b).另外,当介质的空间排列仍为  $(ab)^8(d)(ba)^8$ ,缺陷层的光程为  $\lambda_0/4$  时,数值计算表明,反射带隙中间并没有形成透射的情形,光场在其中的分布和无缺陷时情形类似.但当缺陷介质的空间排列为  $(ab)^8(d)(ab)^8$  的结构,缺陷层光程仍取  $\lambda_0/4$  (参见图 4 的折射率轮廓),当平面波从这种 PS 的左右两个不同界面入射时,在线性情况下它们的带隙结构没有区别,但以不同方向入射的光波在 PS 中的强度大小有很大差别,如图 4.因此,对图 3 和图 4 等所示的具有非中心对称的、有缺陷的 PS,在缺陷层掺杂有非线性介质时,通过光的非线性调制效应,可改变有缺陷的 PS 的带隙结构和光场分布<sup>[15,16]</sup>,从而让某些原来透射的光变为不透射,或者反过来把原来不透射的光变为透射,实现光开关以及光二极管作用.

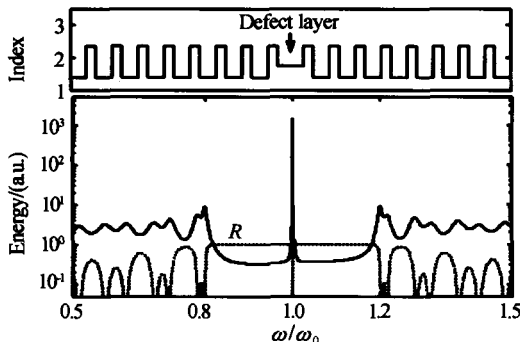


图 2 平面波在有缺陷 PS 中的能量与入射频率的关系  
Fig. 2 The plane wave energy within a defect PS as a function of incident frequency

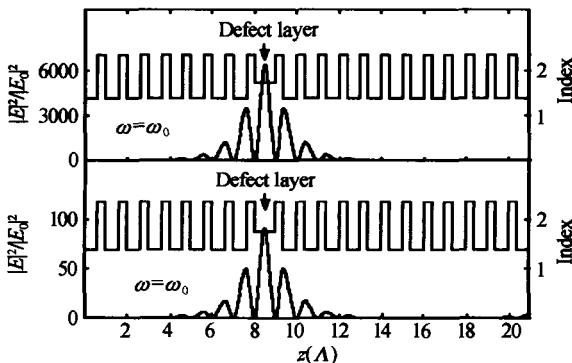


图 3 有缺陷的 PS 内的场分布, (a) 和 (b) 分别对应平面波从 PS 的左面和右面的入射  
Fig. 3 Field intensity within a defect PS. Plot (a) and (b) correspond to left- and right-incident waves respectively

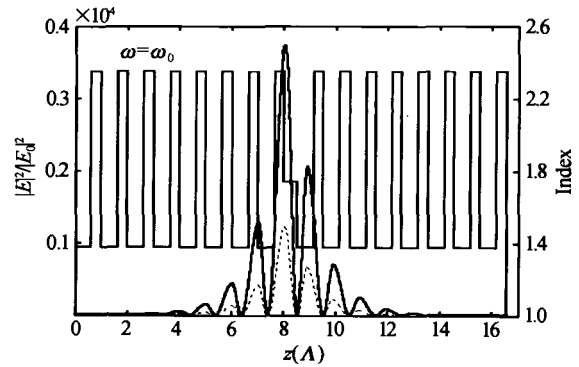


图 4 平面波分别从左(实线)和从右(点线)入射到有缺陷的 PS 中的场分布  
Fig. 4 Field intensity within a defect PS for left-incident (solid line) and right-incident (dotted line) waves respectively

### 2.3 光场在线性吸收 PS 中的分布

考虑到大多数介质都存在吸收,将复折射率记为  $\tilde{n} = n - i\kappa$ , 其中  $n$  为介质的折射率,而  $\kappa$  则为消光系数,假设  $n$  和  $\kappa$  与光的频率无关.如果知道复折射率的显式表达,则可据此由前面的分析方法来得到平面波在该类介质中的传播情形.仍取前面所述的 PS( $n_1 a = n_2 b$ ),入射波仍取无吸收时的中心频率,设两层介质有相同的消光系数  $\kappa$ .图 5 为将复折射率代入到前面所述的特性矩阵进行数值计算得出的光场在 PS 中的分布.从图中可看出光场在介质中的幅值随消光系数的增加而迅速衰减,光场在介质内分布很小.但反射率并不是随  $\kappa$  的增加而单调减小,而是先减小,然后随  $\kappa$  的增大上升.当  $\kappa$  很大时,反射率变得较大,如图 5 插图所示.这说明如果某周期介质能够强烈吸收某一光谱范围的光,那么它也可以有效地反射在同一光谱的光.

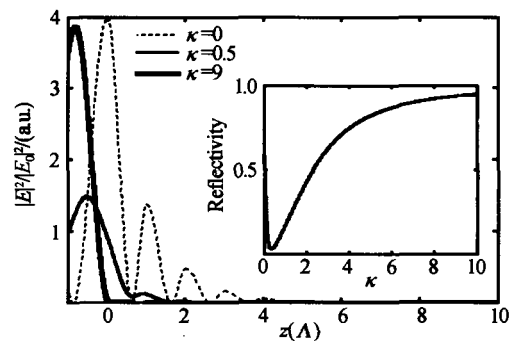


图 5 平面波在线性吸收的 PS(周期数取 10)中的强度分布  
Fig. 5 Field intensity in an absorptive PS (10-period).

### 3 结论

光波在无吸收和色散的 PS 中传播时,如果光以禁带频率入射,绝大部分光能量被反射,其在 PS 中主要是以衰减的驻波形式存在的.当入射波频率远离禁带中心频率时,光场在介质中主要是以行波的形式存在.特别是当光以禁带带边频率入射时,光

场在介质层中有显著的局域化. 而且当 PS 中存在某种缺陷层时, 可使光场的局域化显著增强. 当光从某些掺杂有缺陷层的特定周期介质的前后两个不同界面入射时, 在 PS 中可使处于带隙中心或带边频率的光由于不同的入射方向而具有不同的强度分布. 因此, 如果在 PS 中掺杂非线性介质, 可利用光对介质的非线性调制实现带隙结构和在其中光场局域化的变化, 从而实现理想的受控光学开关和光二极管, 将另文讨论. 对于线性吸收的 PS, 在介质中光场随消光系数的增加迅速衰减.

#### 参考文献

- 1 Yariv A, Yeh P. Optical waves in crystals: Propagation and control of laser radiation. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1984
- 2 Miyazaki H, Jimba Y, Watanabe T. Multiphotonic lattices and Stark localization of electromagnetic fields in one dimension. *Phys Rev (A)*, 1996, **53**(4): 2877~2880
- 3 Bullock D L, Shih Chun-Ching, Margulies R S. Photonic band structure investigation of two-dimensional Bragg reflector mirrors for semiconductor laser mode control. *J Opt Soc Am (B)*, 1993, **10**(2): 399~403
- 4 John S, Quang T. Resonant nonlinear dielectric response in a photonic band gap material. *Phys Rev Lett*, 1996, **76**(14): 2484~2487
- 5 Tran P. Optical limiting and switching of short pulses by use of a nonlinear photonic band gap structure with a defect. *J Opt Soc Am (B)*, 1997, **14**(10): 2589~2595
- 6 Chen Lixue, Deng Xiaoxu, Ding Weiqiang, et al. Low threshold bistable switching by the nonlinear one-dimensional photonic crystal. *Chin Phys Lett*, 2002, **19**(6): 798~800
- 7 Scalora M, Dowling J P, Bowden C M, et al. Optical limiting and switching of ultrashort pulses in nonlinear photonic band gap materials. *Phys Rev Lett*, 1994, **73**(10): 1368~1371
- 8 Fogel I S, Bendickson J M, Tocci M D, et al. Spontaneous emission and nonlinear effects in photonic bandgap materials. *Pure Appl Opt*, 1998, **7**(2): 393~407
- 9 Xiao W N, Zhou J Y, Prineas J P. Storage of ultrashort optical pulse in a resonantly absorbing Bragg reflector. *Optics Express*, 2003, **11**(24): 3277~3283
- 10 王维江, 肖万能, 周金运. 光波在一维周期介质中传播的色散和反射. *光子学报*, 2004, **33**(3): 366~370  
Wang W J, Xiao W N, Zhou J Y. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(3): 366~370
- 11 肖万能, 赵霁, 王维江, 等. 周期多量子阱结构的光吸收特性和电场分布. *物理学报*, 2003, **52**(9): 2293~2297  
Xiao W N, Zhao J, Wang W J, et al. *Acta Phys Sin*, 2003, **52**(9): 2293~2297
- 12 Xiao Wanneng, Zhou Jianying, Zhao Ji, et al. Bragg suppression for optical absorption in multi-quantum well structures. *Chin Opt Lett*, 2003, **1**(5): 299~301
- 13 Figotin A, Klein A. Localization of light in lossless inhomogeneous dielectrics. *J Opt Soc Am (A)*, 1998, **15**(5): 1423~1435
- 14 John S. News and Views: Frozen light. *Nature*, 1997, **390**(18): 661~662
- 15 胡水龙, 徐旭明, 于天宝. 光子晶体单通道滤波、多通道开关. *光子学报*, 2004, **33**(8): 1004~1006  
Hu S L, Xu X M, Yu T B. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(8): 1004~1006
- 16 徐旭明, 刘念华. 一维 Kerr 非线性光子晶体中的场分布. *光子学报*, 2004, **33**(8): 1011~1013  
Xu X M, Liu N H. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(8): 1011~1013

## Light Distribution and Localization in One-dimensional Periodic Structure

Wang Weijiang<sup>1,2</sup>, Zhou Jianying<sup>1</sup>, Xiao Wanneng<sup>2</sup>

<sup>1</sup> State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-Sen Univ., Guangzhou 510275

<sup>2</sup> Institute of Applied Physics, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510090

Received date: 2004-05-18

**Abstract** The light distribution and localization in different kinds of one dimensional periodic structure (PS) are studied by using the method of transfer matrix. The results show that when light incident with the band gap frequency, most part of light is reflected and an attenuated standing wave exists in the PS. The emphasis is placed on the localization of light with the frequency of band gap edge in the PS. By introducing appropriate defect layers inside the PS, light localization can be extremely enhanced. In addition, the different distributions induced by light incident from the left side and from the right side of special PS embedded with definite defect layers would be very useful for the optical diode realization through light nonlinear modulation. In absorptive PS, light field attenuates rapidly with the increase of depth and extinction coefficient.

**Keywords** Light distribution; Light localization; Periodic structure(PS); Transfer matrix

**Wang Weijiang** was born in 1964. He received his M. S. degree of science from the South China Normal University in 1997. He is an associate professor of Applied Physics Institute of Guangdong University of Technology. At present he is a Ph. D. candidate of State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-Sen University. His research interests include photonic materials, quantum optics, nonlinear optics and ultrafast laser spectroscopy.

