

文章编号: 0253-2239(2003)11-1291-5

光子晶体理论应用于光纤布拉格光栅的研究*

王 智 任国斌 裴 丽 娄淑琴 简水生

(北京交通大学光波所, 北京 100044)

摘要: 将光纤布拉格光栅近似为一维光子晶体, 研究光栅的能带结构和光学传输特性。利用平面波展开法对光子晶体进行理论研究, 将研究方法移植到光纤布拉格光栅上, 并对其数值分析, 得到光栅的传输特性。研究表明, 光栅反射谱有多个反射峰, 峰值中心频率是基频的整数倍, 而且峰值处存在光子带隙, 反射峰带宽对应光子带隙宽度, 中心频率和带宽随光栅长度、高介电常量材料占比、调制深度而变化。结果与传统的耦合模理论一致。

关键词: 导波与纤维光学; 光子晶体; 光纤布拉格光栅; 光子带隙

中图分类号: TN25 文献标识码: A

1 引 言

光纤光栅自 1978 年出现^[1]以来, 得到了迅速发展, 已经成为一个全球性的研究热点。在理论研究方面, 出现了多种研究光栅性能的理论模型和数值计算方法, 其中耦合模理论和传输矩阵法影响较大; 在光栅的应用方面, 由于光纤光栅激光器、滤波器、波分复用器、耦合器、调制器、增益均衡器、色散补偿器等研制进展很快, 目前正朝着全光纤化和集成化方向发展。

光子晶体最早由 Yablonovitch^[2] 和 John^[3] 于 1987 年分别独立提出, 它不仅是一个全新的物理概念, 而且也是一种新型材料, 不同介电常量的材料周期性地空间排列就构成光子晶体材料, 也叫光子带隙材料。大家熟悉的电子晶体材料中, 反映电子运动的波函数在周期性势场中被调制, 导致电子能量的分立, 从而形成能带、导带、价带、禁带等物理概念。光子(电磁波)在光子晶体中运动(传输)时, 同样由于周期性介电常量的调制, 形成光子能量的分立, 对应于光子频率的分立, 在频域上出现能带结构, 相邻能带之间形成光子带隙(photonic band gap, PBG), 频率位于光子带隙内的电磁波在光子晶体内将发生强烈反射, 因而不能传输。通过破坏周期性结构, 在光子晶体内引入缺陷, 将改变能带结构, 通常会在完美晶体的光子带隙内产生新的能带, 将光子带隙分割成几部分, 与这些能带对应的频率

的光可以在光子晶体内缺陷空间传输, 形成缺陷模式(defect mode)和空间局域态(localized state)。

选取不同材料(介电常量), 改变周期性结构参量(晶格常量、元胞尺寸、等等), 构造各种不同空间结构, 能得到多种多样的光子晶体材料, 它们一般具有不同的能带结构和不同的光学性能(电磁性质)。人们正是利用这一点对光子晶体材料展开了大量的应用研究工作, 包括光子晶体传感器、滤波器、低阈值激光器、各种波导、高反射器、微谐振腔等等^[4~8]。美国马萨诸塞理工学院(MIT)、加州大学、加拿大多伦多大学、英国巴思大学(Bath University)等都在进行这一领域的研究。光子晶体的研究已经成为物理学、电磁学、光学、材料科学等多学科的前沿课题, 是目前国际上的又一研究热点。

本文将光纤布拉格光栅近似为一维光子晶体, 利用光子晶体理论研究能带结构和光学传输特性, 以及它们与光栅结构之间的关系。

2 一维光子晶体理论

光子晶体的理论研究内容主要是能带结构和反射谱特性, 研究方法^[9~16]主要有: 平面波展开法、能量变分法、有限元法、有限时域差分法、转移(传输)矩阵法、多重散射法…。其中平面波展开法完全类似于传统的能带理论, 物理概念清晰, 数学手段简单, 但该方法在研究高维度复杂结构时就缺乏优势, 因为它收敛速度比较慢, 导致计算结果误差较大。对于一维光子晶体, 平面波展开法可以达到很高的精度, 本文就利用该方法, 研究光纤布拉格光栅的能带结构和光学性能。

* 北京交通大学“十五”科技专项基金资助课题。

E-mail: zhiwang@center.njtu.edu.cn

收稿日期: 2002-09-09; 收到修改稿日期: 2002-11-25

假定光子晶体是无源、无损、非磁性、线性不随时变化系统,则麦克斯韦方程形式如下:

$$\left. \begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= 0, \\ \nabla \cdot \epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) &= 0, \\ \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= i\omega\epsilon_0\epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}), \\ \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= -i\omega\mu_0\mathbf{H}(\mathbf{r}), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中 $\epsilon(\mathbf{r})$ 是光子晶体相对介电常量的空间函数,(1)式中我们假设电磁场是时间谐变的,而且可以看到,磁场强度 \mathbf{H} 和电位移矢量 \mathbf{D} 总是正交于波矢量 \mathbf{k} ,即它们都是横场.根据(1)式可以得到 \mathbf{E} 、 \mathbf{D} 、 \mathbf{H} 的本征值方程,这里只写出关于 \mathbf{H} 的本征值方程:

$$\Theta\mathbf{H}(\mathbf{r}) \equiv \nabla \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})}\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2}\mathbf{H}(\mathbf{r}). \quad (2)$$

算子 Θ 是厄密算子^[17].根据布洛赫定理,电磁

场矢量可以用第一布里渊区的波矢量 \mathbf{k} 和能级序号 n 来表示,即

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_{k_n}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{k_n}(\mathbf{r})\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (3)$$

其中 $\mathbf{u}_{k_n}(\mathbf{r})$ 是周期性矢量函数,满足条件 $\mathbf{u}_{k_n}(\mathbf{r} + \mathbf{a}_i) = \mathbf{u}_{k_n}(\mathbf{r})$, \mathbf{a}_i ($i = 1, 2, 3$) 是三个方向上的晶格常量.

平面波展开法的核心是将介电常量的倒数和场矢量进行傅里叶展开^[18],即

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} &= \sum_{\mathbf{G}} \epsilon^{-1}(\mathbf{G})\exp(i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}), \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{H}_{k_n}(\mathbf{G})\exp[i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}], \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中 \mathbf{G} 是倒格矢,将(4)式代入(2)式,可得到关于傅里叶展开系数 $\mathbf{H}_{k_n}(\mathbf{G})$ 的方程:

$$-\sum_{\mathbf{G}} \epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}')(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \times [(\mathbf{k} + \mathbf{G}') \times \mathbf{H}_{k_n}(\mathbf{G}')] = \frac{\omega_{k_n}^2}{c^2}\mathbf{H}_{k_n}(\mathbf{G}), \quad (5)$$

ω_{k_n} 是与 $\mathbf{H}_{k_n}(\mathbf{G})$ 对应的本征角频率.对一维光子晶体,方程(5)可以简化为标量形式^[19]:

$$-\sum_{\mathbf{G}} |\mathbf{k} + \mathbf{G}| |\mathbf{k} + \mathbf{G}'| \epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}')\mathbf{H}_{k_n}(\mathbf{G}') = \frac{\omega_{k_n}^2}{c^2}\mathbf{H}_{k_n}(\mathbf{G}). \quad (6)$$

对于每一个 \mathbf{k} ,我们可以得到一系列本征频率 ω_{k_n} 和本征矢量 \mathbf{H}_{k_n} ,利用麦克斯韦方程可以得到相应的电场 \mathbf{E}_{k_n} , $\omega_{k_n} \sim \mathbf{k}$ 的关系就构成了光子晶体的能带结构.

3 一维光子晶体的数值分析

多层介质膜是一种常见的一维光子晶体,这里我们给出垂直入射时,GaAs 和空气构成的一维光子晶体的能带结构,如图 1 所示,图中波矢量和角频率 ω 都对晶格常量 a 归一化. GaAs 和空气的介电常量分别为 13 和 1.0,在一个周期内, GaAs 与空气占据的空间之比为 $0.2a:0.8a$ ^[17].

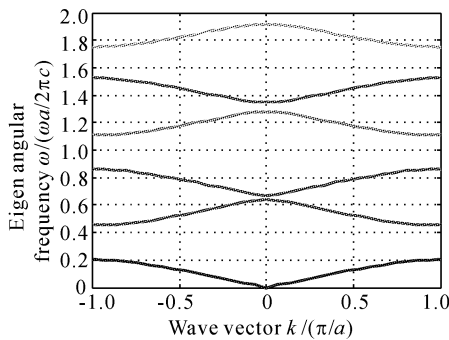


Fig. 1 The band structure in the irreducible Brillouin zone

从能带结构图上,我们可以看到几个低阶光子带隙位置分别是 $[0.205, 0.442]$, $[0.632, 0.663]$, $[0.868, 1.109]$,中心频率和带宽与构成光子晶体的两种材料的介电常量和它们的占空比有关,详见下节.图 2 是该光子晶体的反射谱特性曲线,显然,图 2 和图 1 存在明显的对应关系:光子带隙内,较宽的频率范围内反射系数可以达到 1.0,透射系数则为 0;由于周期性结构对光的布拉格衍射效应,或者解释为法布里-珀罗腔效应^[14],在光子带隙之间的频率范围内,出现多个反射峰值和谷值,峰值个数(包括带隙边缘)正好等于光子晶体的周期重复次数,即反映光子晶体的几何尺寸,从图 2 可以看出本文研究的光子晶体厚度为 10 个周期.

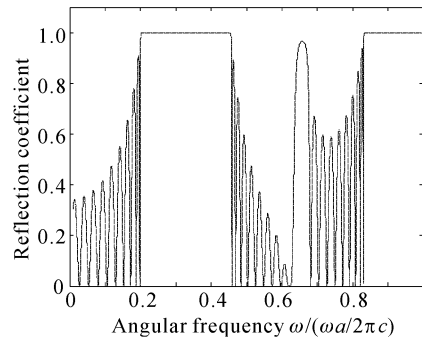


Fig. 2 Reflection spectrum

4 一维光子晶体理论对光纤布拉格光栅的研究

图 3 左侧是光纤布拉格光栅示意图,在普通单模光纤(SMF)的纤芯利用紫外光写入均匀光栅,阴影区是感光后的高折射率区。单模光纤芯层直径一般为 $9.0\ \mu\text{m}$,光纤布拉格光栅的光栅周期一般为

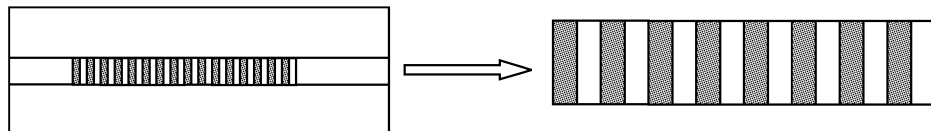


Fig. 3 The fiber Bragg grating is approximated as 1-D photonic crystal

单模光纤的芯层介电常量一般为2.10,紫外写入光栅后,感光区折射率轻微调制,调制深度一般为 $10^{-3}\sim 10^{-5}$,本文中调制后的介电常量取2.103,于是光纤布拉格光栅就近似为介电常量分别为2.103和2.10两种介质交替构成的一维光子晶体。光栅的能带结构和光学特性主要由折射率调制深度(两种介质介电常量的差异)、两种介质占空比(高/低介电常量介质在一个周期内占据空间的大小之比)、光栅长度(光子晶体周期结构数量)等参量决定。

4.1 能带结构与反射谱

我们实际制作的光栅周期为 $0.5336\ \mu\text{m}$,光栅长度为 $139.88\ \text{mm}$,有 $262144(2^{18})$ 个周期,折射率调制的占空比为5:5,根据这些结构参量,我们可以得到对应的光子晶体的能带结构,如图4所示。

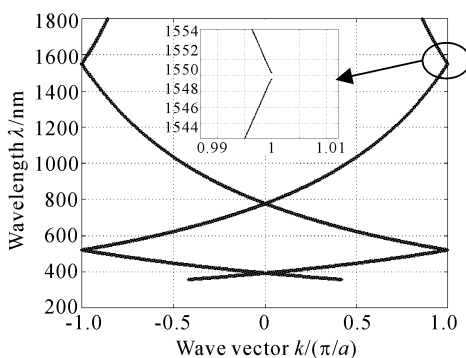


Fig. 4 The band structure of FBG

图5是光子晶体的反射谱特性,最低阶频率(基频,波长最大)的反射峰值位于 $1550\ \text{nm}$ 附近,中心波长处反射系数达到1,带宽约 $0.65\ \text{nm}$ 。这一结果与传统的光栅理论和实验一致^[20]。为了比较清楚地看到 $1550\ \text{nm}$ 附近的光子带隙,本文选取较大的调制深度,适当加宽光子带隙,因而反射谱带宽比较宽。

$0.55\ \mu\text{m}$ 左右,二者之比近20,因此近似认为芯层直径无限大,不考虑包层对光栅的影响,将光纤布拉格光栅近似为一维光子晶体,如图3右侧所示。对于周期较长的光栅,如长周期光栅(周期达 $400\ \mu\text{m}$),这种近似不能成立,因此本文只限于研究短周期的光纤布拉格光栅。

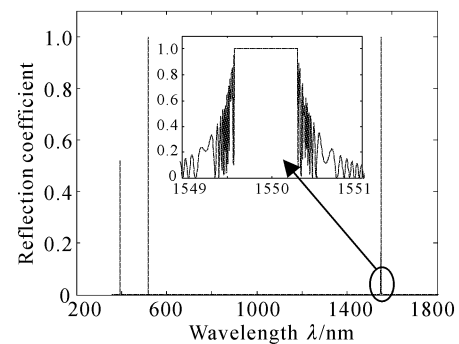


Fig. 5 The reflection spectrum of FBG

4.2 光学传输特性与结构参数的关系

利用光子晶体理论,改变光纤布拉格光栅对应的光子晶体的三个主要结构参量:光栅长度、调制深度、占空比,我们可以得到 $1550\ \text{nm}$ 处(基频)反射谱的演化情况,如图6所示。本文选取的标称参量是光栅长度为 $139.88\ \text{mm}$,调制深度为 $2.103/2.10$,占空比为5:5,其中一个参量变化时,另两个参量保持标称值不变。图6的纵轴都是波长,每个图中三条曲线分别对应 $1550\ \text{nm}$ 处反射峰的两边带波长和中心波长。

图6(a)说明随着光栅长度的增加,反射谱带宽变窄,中心波长向短波长缓慢移动,反射率增大(光栅长度超过 $10^4 a$ 时,中心波长处的反射率接近100%,由于篇幅限制,本文未给出反射率演化曲线)。

图6(b)说明光栅占空比接近5:5时,反射谱最宽,随着占空比偏离5:5时,带宽都变窄,但中心波长随高介电常量材料占据空间的增大而单调增大,这一结论与光纤布拉格光栅中的结论保持一致。传统的光纤布拉格光栅研究结论是: $\lambda_c = 2n_{\text{equiv}}\Lambda$ ^[21],其中 λ_c 是反射谱中心波长, Λ 是光栅周期, n_{equiv} 是光栅等效折射率,它随高介电常量材料占据空间的增加而增大。

图 6(c)反映了折射率调制深度增大时,反射谱中心波长和带宽一致增大,而且增大速度比较快,只

有在很弱的折射率调制情况下,光纤布拉格光栅的中心波长才在 1550 nm 附近。

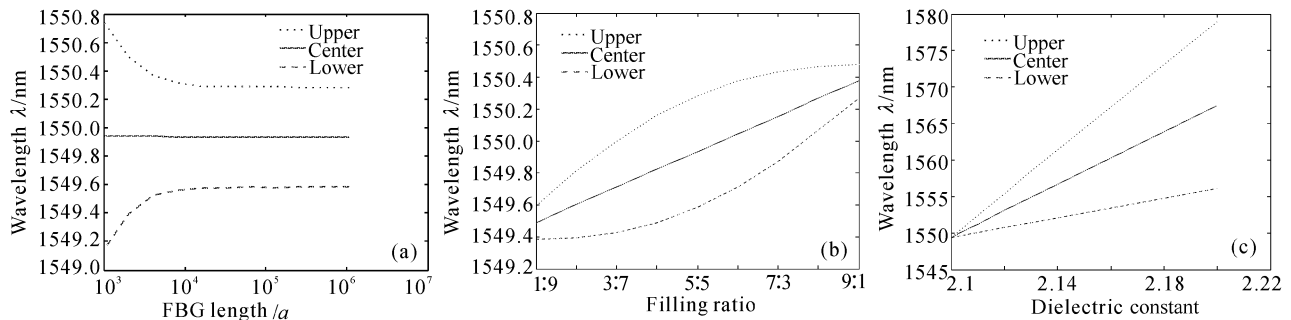


Fig. 6 The upper, lower and center wavelength of the reflection spectrum vary with the FBG length, filling ratio and the modulation depth

5 讨 论

布拉格光栅由于其横向尺寸比光栅周期大得多,能近似为一维光子晶体,因此可以利用光子晶体的概念和分析方法对各种结构的光纤布拉格光栅进行研究,包括均匀光栅、相移光栅、啁啾光栅和超结构(superstructure)光栅^[21]。对于长周期光栅,因其不能近似为一维光子晶体,暂时不予讨论。

传统的耦合模理论等方法对光纤光栅的研究已经非常成熟,耦合模理论研究入射、反射和透射光之间的关系,得到了关于反射谱中心波长、带宽、反射率、时延等参量的解析解。将光纤光栅近似为一维光子晶体是光子晶体领域的流行观点,光子晶体理论更多地依靠数值分析,从能带结构上获取中心波长、带宽等特性参量,以及这些参量与光子晶体结构的变化关系,所得结论与传统方法和实验一致。

结论 本文从光子晶体角度研究光纤布拉格光栅的能带结构和光学传输特性。结果表明,光栅反射谱有多个反射峰,峰值中心频率是基频的整数倍,而且峰值处存在对应的光子带隙,反射峰带宽对应带隙宽度。中心频率随光栅长度的增加而缓慢增大,随高介电常量材料占空比和调制深度的增大而减小;带宽随光栅长度的增大而减小,随调制深度增大而增大,随占空比的增大先增大而后减小,接近 5:5 时带宽最大。这些结论与传统的耦合模理论和实验一致。

参 考 文 献

1 Hill K O, Fuji Y, Johnson D C *et al.*. photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter

fabrication. *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **32**(6):647~649
 2 Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(20):2059~2062
 3 Sajeev John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(23):2486~2489
 4 Knight J C, Broeng J, Birks T A *et al.*. Photonic band gap guidance in optical fibers. *Science*, 1998, **282**(5393):1476~1478
 5 Kerbage C, Windeler R S, Eggleton B J. Electrically driven motion of micro-fluids in air-silica microstructure fiber: application to tunable filter/attenuator. OFC2002, OSA (Optical Society of America, Washington, D. C., 2002), ThK1, 463~465
 6 Eom J B, Moon D S, Paek U C *et al.*. Fabrication and transmission characteristics of couplers using photonic crystal fibers, OFC2002, OSA (Optical Society of America, Washington, D. C., 2002), ThK2, 465~466
 7 Knight J C, Birks T A, Russell P S J *et al.*. Using photonic crystals as optical fibers, OFC2002, OSA (Optical Society of America, Washington, D. C., 2002), MA1-1 (invited)
 8 Krauss T F, De La Rue R M. Photonic crystals in the optical regime: past, present and future. *Progress in Quant. Electron.*, 1999, **23**(2):51~96
 9 Kafesaki M, Sigalas M M, Garcia N. *The Finite Difference Time Domain Method for the Study of Two Dimensional Acoustic and Elastic Band Gap Material, Photonic Crystals and Light Localization in the 21st Century*, ed. Costas M. Soukoulis, Boston: Kluwer Academic Publishers, 2001
 10 Koshiba M, Tsuji Y, Hikari M. Time-domain beam propagation method and its application to photonic crystal circuits. *J. Lightwave Technol.*, 2000, **18**(1):102~109
 11 Yonekura J, Ikeda M, Baba T. Analysis of finite 2D photonic crystals of columns and lightwave devices using the scattering matrix method. *J. Lightwave Technol.*, 1999, **17**(8):1500~1508
 12 Silvestre E, Russell P S J, Birks T A *et al.*. Analysis and design of an endlessly single-mode finned dielectric

- waveguide. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1998, **15**(12):3067~3075
- 13 Kerbage C E, Eggleton B J, Westbrook P S *et al.*. Experimental and scalar beam propagation analysis of an air-silica microstructure fiber. *Opt. Exp.*, 2000, **7**(3):113~122
- 14 Chigrin D N, Lavrinenko A V, Yarotsky D A *et al.*. All dielectric 1-D periodic structures for total omnidirectional reflection and partial spontaneous emission control. *J. Lightwave Technol.*, 1999, **17**(11):2018~2024
- 15 Ouyang Zhengbiao, Li Jingzhen, Zhang Daozhong *et al.*. Investigations on multi-layer photonic-crystal optical filters. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(1):79~84 (in Chinese)
- 16 Jin Chongjun, Qin Bai, Qin Ruhu. Photonic band structure of simple cubic lattice in chiral medium-plane wave method. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1998, **18**(1):118~123 (in Chinese)
- 17 Joannopoulos J D, Meade R D, Winn J N. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. New York: Princeton University Press, 1995. 12~13
- 18 Sakoda K. *Optical Properties of Photonic Crystals*. Heidelberg: Springer, 2001. 15~16
- 19 Guo Shangping, Sacharia Albin. A simple plane wave implementation method for photonic crystal calculations, published by OSA@2001, from <http://www.lions.odu.edu/~sguox002>
- 20 Pei Li, Ning Tigang, Jian Wei *et al.*. Study on the 4×10 Gb/s 400 km dispersion compensation by chirped optical fiber grating. *Chin. Opt. Lett.*, 2003, **1**(1):9~11
- 21 Raman Kashyap. *Fiber Bragg Gratings*. San Diego: Academic Press, 1999. 229

Investigating the Fiber Bragg Grating in the Scope of the Photonic Crystal

Wang Zhi Ren Guobin Pei Li Lou Shuqin Jian Shuisheng

(*Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044*)

(Received 9 September 2002; revised 25 November 2002)

Abstract: The band structure and the transmission properties of the fiber Bragg grating are investigated in the scope of the photonic crystal. The plane wave expansion method is used to analyze the photonic crystal, and is translated into the scope of the fiber Bragg gratings. The optical properties of the fiber Bragg grating are obtained after plenty of numerical computations. It shows that there are many reflection peak-value frequencies, which are integer times to the fundamental frequency. Every peak-value frequency reflects a photonic band gap, its center frequency and band width are related with the grating parameters, such as the grating length, the index modulation depth, and the duty ratio of the material with high dielectric constant. All results are same as those from the conventional coupling mode theory.

Key words: guided wave and fiber optics; photonic crystal; fiber Bragg grating (FBG); photonic band gap