2009年10月

文章编号:1000-7032(2009)05-0673-05

平行光子晶体波导的传输特性及应用

吴耀德,李继军,陈海燕

(长江大学物理科学与技术学院,湖北荆州 434023)

摘要:采用时域有限差分法研究两平行光子晶体波导的传输特性及模场分布,利用耦合模理论计算光子晶体波导的耦合系数。计算结果表明,在不同的频率范围内两平行光子晶体波导之间表现出不同的耦合特性: 在高频段(0.32~0.44)(*wa*/2π*c*)的范围内两直波导表现出相互的能量交换,实现光耦合,耦合系数随入射波频率增加而减小;而在低频段(0.29~0.32)(*wa*/2π*c*)的范围内,两波导的传输谱图几乎重合。最后,提出一种采用固定波导耦合长度同时实现光分束及光均分器的方案,当耦合长度取 34*a* 时,可将频率为 0.333 (*wa*/2π*c*) 和 0.357(*wa*/2π*c*)的两人射波分束传播,同时将低频段中的任意频率波进行能量均分。

 关 键 词:光子晶体波导;传输特性;耦合系数;时域有限差分法

 中图分类号:0431.1;TN256
 PACS:42.70.Qs
 PACC:4270Q;4282
 文献标识码:A

1引言

利用光子晶体的禁带局域特性,已设计出具 有多种功能的器件,如新型波导、全反射镜、高效 率激光器、光滤波器等^[1~3]。光子晶体线缺陷直 波导具有高效导光性,可以实现微耗传输,是实现 光集成的重要器件。在传统的介质波导中,耦合 器的输出波幅值相对于相位的快变是慢变函数, 其幅值包络遵循耦合系数和耦合长度的余弦函数 变化规律^[4]。光子晶体波导耦合类似普通介质 波导耦合的一般性质,也能够实现光的定向耦 合^[5~7],可采用常规的耦合模理论进行分析。

由已有的文献可知^[8~10]:光波在两光子晶体 波导中独立传播时,传播常数 β 相同,将两个耦合 的波导看成一个波导系统,原有的一个本征导模 将分裂成两个本征模:偶模 β_e 和奇模 β_o ,一般情 况下偶模和奇模的值不等。从一个波导输入光 波,当耦合长度为拍长($L_B = 2\pi/|\beta_o - \beta_e|$)的整 数倍时,光波将从原波导的端口出射,形成直通 态;耦合长度为 $L_B/2$ 的奇数倍时,将从另一个波 导的端口输出,形成交叉态,输入波的功率在两耦 合波导中不断地交替传输。但是,并不是所有入 射波的本征模将都可以分裂成偶模和奇模,当入 射波频率处于禁带范围的低频段时,整个波导系 统将可能维持单模传输,所以不会出现功率的交 替传输。本文采用时域有限差分法研究了二维光 子晶体波导的传输特性及耦合特性,结合耦合波 理论计算了光子晶体波导的耦合系数。找出了在 光子晶体禁带内不同频段时两波导表现出不同的 耦合特性,提出采用耦合长度固定的波导可以同 时实现光分束器及光均分器。

2 计算方法与理论

在光子晶体的理论计算中,时域有限差分法 (FDTD)是一种常用的方法,通过对空间和时间 的差分代替微分,将光子晶体单元网格化,采取完 全匹配层(PML)的吸收边界条件,将 Maxwell 方 程转化为下列迭代形式的方程(只给出了 *E*_y 的 计算式):

$$E_{y}^{n+\frac{1}{2}}(i,j) = \left(\frac{1 - \frac{\sigma(m)\Delta t}{2\varepsilon(m)}}{1 + \frac{\sigma(m)\Delta t}{2\varepsilon(m)}}\right) \cdot E_{y}^{n-\frac{1}{2}}(i,j) + \left(\frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(m)}}{1 + \frac{\sigma(m)\Delta t}{2\varepsilon(m)}}\right) \left[\frac{H_{z}^{n}(i+1/2,j) - H_{z}^{n}(i-1/2,j)}{\Delta x} - \frac{1}{2\varepsilon(m)}\right]$$

E-mail: ydwu@ yangtzeu. edu. cn

收稿日期: 2009-05-25;修订日期: 2009-06-19

基金项目:国家自然科学基金(60777020);湖北省教育厅重点科研项目(D20091203)资助项目

作者简介:吴耀德(1971-),男,湖北荆州人,主要从事光子晶体及光波导器件的研究。

Fig. 1

$$\frac{H_x^n(i,j+1/2) - H_x^n(i,j-1/2)}{\Delta z} \Big] \qquad (1)$$

其中 Δx 和 Δy 分别为沿着 x, y 方向相邻离散点的间隔, Δt 为时间步长。式中的下标(m)的值与 左端场量节点的空间位置等同。

二维光子晶体两平行直波导结构示意图如图 1。通过在完整的二维正方格光子晶体中沿 z 方 向取去两排介电柱,形成两个线缺陷波导,中间隔 一排介电柱。根据传统的介质波导耦合模理论, 如果两个无源无耗的波导完全相同,传播常数为 β,且两波导中光场相位匹配,设光场只由上波导 端口输入,即A₂(0) =0 时,波导中的场量 a_j 为:

$$a_{1}(z) = A_{1}(0)\cos(Kz)\exp(-i\beta z) =$$

$$[1/2A_{1}(0)\exp(iKz) + 1/2A_{1}(0)\exp(-iKz)] \cdot$$

$$\exp(-i\beta z) = 1/2A_{1}(0)\exp(-i\beta_{e}z) +$$

$$1/2A_{1}(0)\exp(-i\beta_{e}z) ,$$

$$a_{2}(z) = -iA_{1}(0)\sin(Kz)\exp(-i\beta z) =$$

$$[1/2A_{1}(0)\exp(iKz) - 1/2A_{1}(0)\exp(-iKz)] \cdot$$

$$\exp(-i\beta z) = 1/2A_{1}(0)\exp(-i\beta_{e}z) -$$

$$1/2A_{1}(0)\exp(-i\beta_{e}z)$$

$$(2)$$

其中,

$$\beta_{o} = \beta - \Delta\beta, \beta_{e} = \beta + \Delta\beta, \Delta\beta = K = \frac{|\beta_{e} - \beta_{o}|}{2}$$
(3)

K为两波导的耦合系数。由以上分析可知,原有的一个本征导模可以看成分裂为两个本征模。两波导中的功率分别为:

$$P_1(z) = |A_1(0)|^2 \cos^2(Kz)$$

$$P_2(z) = |A_1(0)| \sin(Kz)$$
 (4)
光功率由上波导完全耦合到下波导中,由式

若光功率由上波导完全耦合到下波导中,由式 (4)可得:

$$L_{\rm c} = \frac{(2n+1)\pi}{2K}, \ n = 0, 1, 2, \cdots$$
 (5)

式中L。为耦合长度。

3 计算结果与分析

在光子晶体耦合波导结构图 1 中,取圆介电 柱半径 r = 0.2a, a 为晶格常数,其介电常数 $\varepsilon =$ 11.56。该光子晶体结构具有二维的 TM 模(电场 方向平行于介电柱的轴向方向)禁带,禁带范围 为(0.29~0.44)($\omega a/2\pi c$),c 为真空中光速。光 子晶体线缺陷波导对处于禁带范围内的 TM 波有 高效的导光性,故以下讨论的极化波均为 TM 模 式。采用时域有限差分法计算时,光子晶体计算 区域为 $40a \times 60a$,取空间步长 $\Delta x = \Delta z = 0.1a$, $\Delta t = \Delta x/2c$ 。已调高斯波从上波导 1 端口处入射, 计算结果经过傅立叶变换(DFT)得到两波导传输 谱图如图 2。







图 2 光子晶体两平行波导的传输谱图



图 2 中的光谱分布曲线表明处于光子晶体禁 带范围内的光沿着线缺陷形成的直波导传播。两 波导的传输谱图在高频段(0.32~0.44)(ωa/ 2πc)的范围内呈互补性,表现出相互的能量交 换,表明在该频率范围内能够实现光耦合;而在低 频段(0.29~0.32)(ωa/2πc)的范围内,两波导 的谱图几乎重合,说明未能实现能量交换。分别 在高频段和低频段内选取频率为0.35(ωa/2πc) 和0.31(ωa/2πc)的入射波从上波导入射,在两 波导 1、2 中监测电场强度分布以及沿波导方向 z 的 Poynting 分布 S_z,模拟结果如图 3、4。从两图中 清楚地看到(a)图中能量在两波导中耦合交换,而 (b)图中能量呈均分分布。进一步选取其他频率 值进行大量的模拟计算,发现选取的频率值处于高 频段内时,发生能量交换时的最小耦合长度相应变

1

可以计算在高频段范围内光子晶体波导的耦合系数。由图4(a)得出,从上波导1输入的光经长为L_e=7.5a的耦合区后全部耦合到了下波导2



- 图 3 光子晶体耦合波导电场强度分布.人射波频率(a)
 0.35ωa/2πc;(b)入射波频率0.31ωa/2πc
- Fig. 3 Electric field distributions of the phononic crystal waveguides. The incident wave frequence are (a) $0.35\omega a/2\pi c$; (b) $0.31\omega a/2\pi c$.



图 4 光子晶体耦合波导中 Poynting 分布 $S_{z}(a)$ 人射波频 率 0.35 $\omega a/2\pi c$; (b) 入射波频率 0.31 $\omega a/2\pi c$

Fig. 4 Poynting distributions S_z of the phononic crystal waveguides. The incident wave frequence are (a) 0.35 $\omega a/2\pi c$; (b)0.31 $\omega a/2\pi c$. 中,两波导功率交换呈周期变化。据(5)式计算 出波导耦合系数 K = π/2L_e = π/15a。在高频段 内选取其他的入射波频率进行计算,得到相应的 结果,如图5,耦合系数随入射波频率的增大而减 小。在低频段范围内两波导未能实现能量的交 换,若采用传统的介质波导耦合模理论解释,可以 认为其耦合系数随着频率的减小而增大,当对应 的最小耦合长度减小到趋近于入射波波长时,耦 合系数变为无穷大,失去耦合特性。此时,入射波 维持原来的单模传输,但由原来的单波导输入变 成双波导均分输出。



图 5 耦合系数与入射波频率的关系

Fig. 5 The coupling coefficient versus the incident wave frequency



图 6 两波导输出端电场强度分布



4 应用举例

在结构图 1 中,设两入射波的工作频率分别 为 0.333($\omega a/2\pi c$)和 0.357($\omega a/2\pi c$),从上波导 端口入射。由式(5)可知,当 $L_c = (2n+1)\pi/2K$ 时,形成交叉态;当 $L_c = (2n)\pi/2K$ 时,形成直通 态。从图 5 结果可得:当 $L_{0.333} = 5.2(2m+1)\alpha/2$, $L_{0.357} = 8.4n\alpha$ 时,频率 0.333($\omega a/2\pi c$)的入射波 将从下波导输出端口输出,频率 0.357($\omega a/2\pi c$) 的入射波将从上波导输出端口输出。取光子晶体 耦合波导长度约为34α,(m=6,n=4),采用时域 有限差分法计算两波导输出端场分布 E_y,如图 6 所示。可以看出:工作频率为0.333(ωa/2πc)和 0.357(ωa/2πc)的入射波分别在下波导和上波导 的输出端口输出,从而实现了不同频率的光分束 器。维持光子晶体耦合波导长度为34α不变,根 据以上分析,若以处于低频段0.29~0.32(ωa/ 2πc)的范围内的任一入射波入射,该光子晶体波 导系统将变单波导输入为双波导均分输出,与波 导的耦合长度无关,从而又可实现低频段的光均 分器。

5 结 论

采用耦合模理论及时域有限差分法分析计算 两平行光子晶体波导在不同频段的传输特性和耦 合系数,得到了平行波导在高频段(0.32~0.44) ($\omega a/2\pi c$)的耦合系数随入射波频率增加而减小 的关系;在低频段(0.29~0.32)($\omega a/2\pi c$),发现 两波导的传输谱图呈同步变化。举例设计了采用 固定的波导耦合长度,同时实现 0.333($\omega a/2\pi c$) 和 0.357($\omega a/2\pi c$)光分束及(0.29~0.32)($\omega a/2\pi c$)范围的光均分器的方案,为光子晶体波导实 现多功能功分器的应用提供了有益的思路。

参考文献:

- [1] Chen Song, Wang Weibiao, Liang Jingqiu, *et al.* Two-dimensional square photonic crystal microcavities [J]. *Chin. J. Lumin.* (发光学报), 2007, **28**(1):7-11 (in Chinese).
- [2] Park H G, Hwang J K, Huh J, et al. Characteristics of modified single-defect two-dimensional photonic crystal lasers
 [J]. IEEE J. Quantum Electronics, 2002, 38(10):1353-1365.
- [3] Mekis A, Chen J C, Kurland I, et al. High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides [J]. Phys. Rev. Lett., 1996, 77(18):3787-3790.
- [4] Tang Tiantong, Wang Zhaohong. Integration Optics [M]. Beijing: Science Publishing Company, 2005, 22-31.
- [5] Xu Xuming, Li Wei, Miao Luping, et al. The properties of a 1 × 4 optional power splitter made of photonic crystal waveguide[J]. Chin. J. Lumin. (发光学报), 2009, 30(1):31-34 (in Chinese).
- [6] Yu Tianbao, Wang Minghua, Jiang Xiaoqing, *et al.* Coupling characteristics of electromagnetic waves in parallel three photonic crystal waveguides and its application [J]. *Acta Phys. Sin.* (物理学报), 2006, **55**(4):1851-1856 (in Chinese).
- [7] Zhu Zhihong, Ye Weimin, Yuan Xiaodong, *et al.* Photonic crystal waveguide directional coupler [J]. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2003, **23**(10):1237-1240 (in Chinese).
- [8] Zhu Guixin, Yu Tianbao, Chen Shuwen, *et al.* A new way of uniform splitting of the optical power by directional coupling between the photonic crystal waveguides [J]. *Acta Phys. Sin.* (物理学报), 2009, **58**(2):1014-1019 (in Chinese).
- [9] Xu Xuming, Yue Yonglu, Fang Liguang, et al. Design and optimization of photonic crystal waveguide directional coupling optical power splitter [J]. Study on Optical Communications (光通信研究), 2008, (5):14-17 (in Chinese).
- [10] Yu Tianbao, Jiang Xiaoqing, Yang Jianyi, et al. Self-imaging effect of TM mode in photonic crystal multimode waveguides only exhibiting band gaps for TE modes [J]. Phys. Lett. A, 2007, 369(12):167-171.

Propagating Characteristics and Applications of Parallel Photonic Crystal Waveguides

WU Yao-de, LI Ji-jun, CHEN Hai-yan

(School of Physics Science and Technology, Yangtze University, Jingzhou 434023, China)

Abstract: The propagating characteristics and mode profiles of two parallel photonic crystal waveguides were

studied by using finite-difference time-domain method (FDTD), and the coupling coefficient between the two parallel photonic crystal waveguides was obtained with coupled-mode theory. Numerical results demonstrated that the coupling characteristic between the two parallel photonic crystal waveguides reveals large discrimination within different frequency region. For a high frequency range of $(0.32 \sim 0.44)(\omega a/2\pi c)$, they exchange energy each other and optical coupling is realized, the coupling coefficient decreases with the increase of input frequency; while at a low frequency range of $(0.29 \sim 0.32)(\omega a/2\pi c)$, the mode profiles of the two waveguides are overlapped. Finally, A solution realizing optical beam splitter and optical power equalizer is proposed using a certain coupling length of 34a, the two incident waves with high frequencies of $0.333(\omega a/2\pi c)$ and $0.357(\omega a/2\pi c)$ can be split, meanwhile the wave power with arbitrary frequency at low frequency can be equalized within the two waveguides.

Key words: photonic crystal waveguides; transmission characteristic; coupling coefficient; finite-difference time-domain method (FDTD)

CLC number: 0431.1; TN256 PACS: 42.70. Qs PACC: 4270Q; 4282 Document code: A