

前沿技术

光子晶体技术 ——(四) 光子晶体光无源器件

廖先炳

(重庆光电技术研究所, 重庆 400060)

摘 要： 介绍了基于二维(2-D)光子晶体平板的光子晶体滤波器和波长解复用器的基本工作原理、设计和制作技术。

关键词： 2-D 光子晶体；光子晶体光波导；光子晶体缺陷；滤波器；耦合器；波长解复用器

中图分类号： TN491 **文献标识码：** A **文章编号：** 1001 - 5668(2003)05 - 0371 - 06

1 引言

2-D 光子晶体,亦称光子晶体平板,是一种类似于半导体晶体晶格结构的具有周期折射率变化的二维结构材料,结构中的空气孔(或介质棒)的中心间距就是它的晶格常数 a , a 的数值为波长量级。由于光子晶体的周期性结构,它对光子具有类似于电子带隙的光子带隙(PBG)能带结构,这样的结构对光子具有局域光性,即光子不能在其内传播。但是,如在光子晶体内引入缺陷(即破坏它的周期结构),便可发现许多有趣现象,利用这些现象便可制作出许多光子晶体器件。例如,在光子晶体引入线缺陷便可构成传播光的光波导^[1],如果在光子晶体中引入一个环形缺陷或点缺陷便可构成一个光子晶体激光器^[2]。此外,利用光子晶体光波导和靠近光波导的点缺陷的组合,便可构成一个信道下载滤波器;利用靠得很近的两条光波导还可构成波导耦合器;利用波导耦合器和弯曲光波导的组合还可构成波长解复用器。本文较详细地介绍了基于 2-D 光子晶体的光子晶体滤波器和波长解复用器的工作原理、设计要求和制作技术。

2 光子晶体信道下载滤波器

2.1 基本结构和工作原理

光子晶体信道下载滤波器的工作原理是建立在光波导传播和点缺陷之间的消失场耦合和点缺陷俘获/发射光子的基础上^[3]。图 1 示出一个具有点缺陷的 2-D 光子晶体平板波导示意图和它的谱图。假

设 2-D 光子晶体的晶格常数为 $a = 420\text{nm}$,空气孔的半径和平板厚度分别为 $0.29a$ 和 $0.6a$ 。通过丢失一排(或多排)空气孔形成线型光波导,通过在靠近波导的空气孔中引入一个点缺陷(如图 1(a)所示),在光子带隙中形成一个缺陷态。在这样一种光波导和点缺陷组合的结构中,光波导中传输的模式,可以通过消失场耦合到缺陷的空气孔中并被缺陷俘获,最后被俘获的光子从缺陷区发射到自由空间。图 1(b)中的暗区表示可在光子晶体平板中传播的

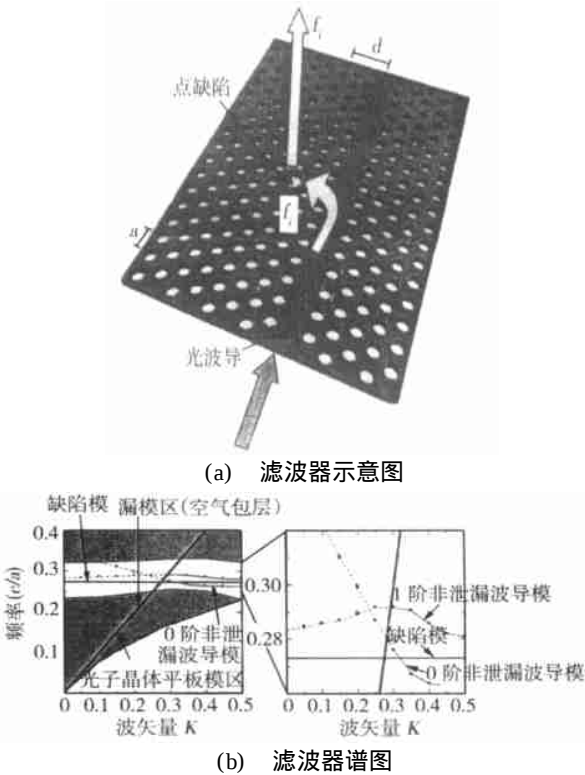


图 1 利用光波导和点缺陷组合的光子晶体信道下载滤波器

收稿日期:2003 - 08 - 16.

平板模,粗实线表示漏模区和非漏模区间的分界线。在这条线上的所有模泄漏到平板之外。光子带隙存在于 $a/\lambda = 0.256$ 到 $a/\lambda = 0.320$ 之间的频率上(式中 λ 是传输光波波长)。在 $c/a = 0.27 \sim 0.28$ 的频率范围内,光波导是无损耗的,相应于图 1(b)所示的具有高传输率的波长区。缺陷的半径为 $0.58a$,设计在波导的无损耗频率区。由于缺陷模在泄漏区上传播,因此缺陷模总是泄漏的。所以,当通过线型波导传播的光子与缺陷模具有相同的频率时,通过消失场耦合,光子将被俘获到缺陷中,然后再被发射到自由空间。必须注意的是,这样的结果并不意味着光子的俘获和发射只发生在很靠近波导的缺陷中。光从缺陷出来的发射效率仅由平板里和垂直方向的光限制的关系决定。由于缺陷模的频率是由缺陷半径决定的,所以,只要改变缺陷的半径,就可得到所需的缺陷模的频率,从而下载所需频率的光波。如果在靠近光波导附近设置多个不同半径的缺陷,便可下载多个不同频率的光波。图 2 示出具有两个不同缺陷半径的信道下载滤波器的扫描电镜照片。图 3 是这个器件的顶视图和近场图(NFP)。采用带有聚焦透镜的光纤将可调波长的激光从波导右边输入到光子晶体波导中。两个缺陷(i 和 j)半径差为 $3\% \sim 4\%$,且 i 缺陷半径小于 j 缺陷半径。当将 $\lambda =$

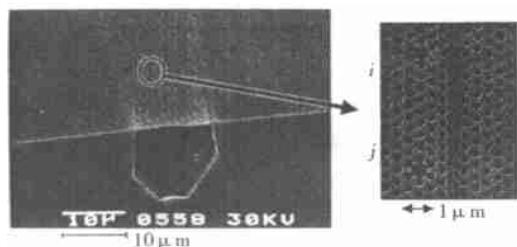


图2 具有两个不同缺陷半径的信道下载滤波器的 SEM 照片

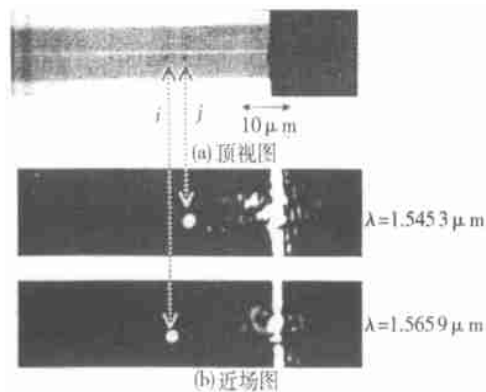


图3 具有两个不同缺陷半径的信道下载滤波器的顶视图和近场图

$1.5453\mu\text{m}$ 输入光耦合进波导时,光波从缺陷 j 发射出来;当将 $\lambda = 1.5659\mu\text{m}$ 光耦合时,光波从缺陷 i 发射出来。

2.2 器件设计

2.2.1 发射波长

光子晶体信道下载滤波器设计有两个基本参数:一个是发射波长,另一个是发射效率。前者决定了下载的波长,后者决定了下载信号的功率。图 4 示出缺陷的发射波长与缺陷尺寸的依赖关系。图中“·”表示实测结果,“°”表示使用三维 FDTD 方法计算的理论结果^[4]。从图可知,缺陷的发射波长随缺陷半径的增加而下降。这是因为当缺陷半径增加时,缺陷的有效折射率变得更小,因此缺陷的谐振波长变得更小。实测结果和理论计算结果的差别是由于 GaInAsP 平板的折射率估计的误差和/或缺陷半径的估计误差造成的。图 4 的结果说明了通过引入具有不同人造缺陷半径的缺陷可以选择发射波长(即下载波长)。

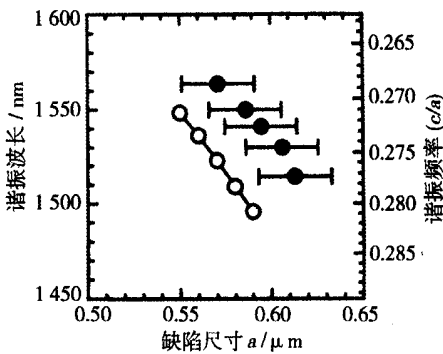


图4 发射波长与缺陷尺寸的依赖关系

2.2.2 发射效率

发射效率对下载滤波器是一个重要参数,它的大小关系到下载信号功率的大小。然而,缺陷的发射效率涉及多种因素,而有的因素是未知数,例如,波导中传播的光波功率和输入到边缘的耦合效率等。从所观察到的近场图表明,缺陷的实际输出效率大约是百分之几十。理论分析表明,缺陷的发射效率与 Q 因子有密切关系。图 5 示出通过耦合模分析^[5]计算的发射效率与 Q 因子的依赖性。图中 Q_{in} 和 Q_v 分别表示平板里和垂直方向的 Q 因子。如图所示,当 $Q_{in} = Q_v$ 时,效率变成最大(50%),同时随 Q_{in} 和 Q_v 间的差值的增加,效率下降。也就是说,要想获得最大的缺陷发射效率,必须满足 $Q_{in} = Q_v$ 。

缺陷的总 Q 由下式决定:

$$U(t) = U(0) \exp[-(w_0 t)/Q] \tag{1}$$
式中： U 为缺陷的总能量。通过 3D FDTD 可直接计算出 Q 。从式(1)， Q 因子可用下式表示：

$$Q = w_0 U(t) / P(t) \tag{2}$$
式中： $P(t)$ 表示从缺陷出来的输出功率，其表达式为

$$P(t) = - dU(t) / d(t) \tag{3}$$

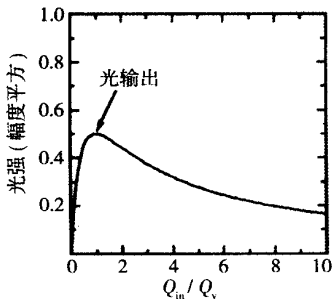


图 5 单个缺陷的发射效率与 Q_{in}/Q_v 的依赖性

当把 $P(t)$ 分成两个部分时，平面里方向有 $P_{in}(t)$ ，而垂直方向有 $P_v(t)$ ，如图 6 所示。 Q_{in} 和 Q_v 可表示为

$$Q_{in} = w_0 U(t) / P_{in}(t) \tag{4}$$
$$Q_v = w_0 U(t) / P_v(t)$$

图 6 围绕缺陷和波导区的 P_{in} 和 P_v

因此，

$$Q_{in}/Q_v = P_v(t) / P_{in}(t) \tag{5}$$
 $Q、Q_{in}、Q_v$ 三者有如下关系

$$1/Q = 1/Q_{in} + 1/Q_v \tag{6}$$

通过采用 3D FDTD 方法，可以计算出 P_{in} 和 P_v (具体作法是通过围绕缺陷和波导面积的每个边的发射输出功率的积分便可求出 P_{in} 和 P_v)。于是通过式(5)和(6)以及获得的总 Q ，便可获得 Q_{in} 和 Q_v 。图 7 示出 Q 因子与缺陷半径和缺陷与波导距离的关系。从图可见， Q 因子与结构尺寸相关，但依赖性不是特别大。然而， Q_{in}/Q_v 与结构几何尺寸有着大的依赖关系，如图 8 所示。从图中可知，当缺陷半径固定

时， Q_{in}/Q_v 随缺陷/波导之间距离的增加而增加；当距离固定时， Q_{in}/Q_v 随缺陷半径的减少而减少。这是因为当缺陷半径固定而距离增加时，缺陷和波导之间的耦合减弱，同时平板内的光限制变大，因此 Q_{in} 和 Q_{in}/Q_v 变大。然而，当距离固定而缺陷半径增加时，缺陷的空气区缩小，同时垂直方向的光限制变大，因此 Q_v 变大而 Q_{in}/Q_v 变小。由此，可得出如下结论：通过选择缺陷的半径和位置，不仅可调谐缺陷模的发射波长，而且还可调节其发射效率。当 $Q_{in} = Q_v$ 时，可获得最大的发射效率 (50 %)，如图 8 中的粗实线所示。值得提出的是，通过对缺陷及缺陷模优化处理，完全有可能将发射效率进一步提高。例如，引入多个简并缺陷，使从每个缺陷反射的光波和传送到波导边缘的光波的相位适当移动，从而使从缺陷反射的光波和传输到波导边缘的光波相互抵消。理论上，有可能获得 100 % 的发射效率。

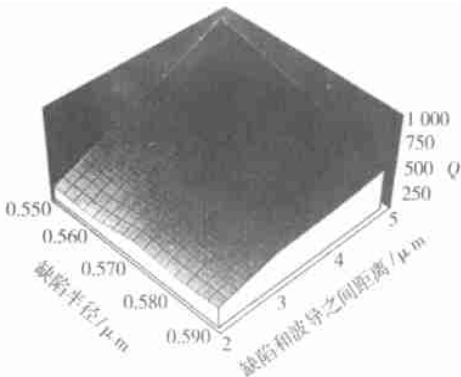


图 7 Q 因子与结构几何尺寸关系

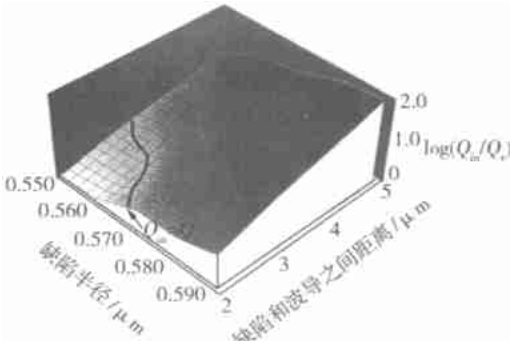


图 8 Q_{in}/Q_v 与结构几何尺寸关系

2.2.3 器件制作

- 制作工艺如下：
- (1) 用 MBE 或 MOCVD 在 InP 衬底上生长厚度为 $0.25\mu\text{m}$ 的 GaInAsP ($\lambda_g = 1.1\mu\text{m}$) 层。
 - (2) 用电子束光刻和离子蚀刻技术刻蚀出具有线型波导和预先设计好的缺陷半径的三角形晶格结构的 2-D 光子晶体平板。对 $1.55\mu\text{m}$ 传输系统，设计

其晶格常数 $a = 0.42 \sim 0.45 \mu\text{m}$, 空气孔半径为 $0.13 \sim 0.15 \mu\text{m}$, 缺陷半径为 $(0.55 \sim 0.58) a$, 缺陷距线型波导距离 $d = (2 \sim 4) a$ 。具体过程如下: 首先在外延生长的 GaInAsP 膜上旋涂正型电子束抗蚀剂, 然后用电子束按设计图形曝光, 并在电子束抗蚀剂上显现出设计图形。接着使用 $\text{CH}_4/\text{H}_2 = 1:3$ 气体进行反应离子腐蚀, 把电子抗蚀剂上的图形转印到 GaInAsP 外延层上。

(3) 接下来用 $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O} = 3:1$ 溶液选择腐蚀掉形成图形的 GaInAsP 层下面的 InP 衬底, 使之形成一个悬浮的平板结构。

(4) 最后解理 2-D 光子晶体波导的一边或两边, 使之形成长度为 $200 \mu\text{m}$ 的信道下载滤波器。

3 光子晶体波长解复用器

波长复用/解复用器是波分复用(WDM)传输系统重要的光无源器件。实施波长复用/解复用的方法很多^[6], 例如棱镜法、光纤熔融拉锥法、干涉膜滤波法、衍射光栅法和光数字复用法等, 这些方法制作的复用/解复用器的尺寸通常在毫米到厘米量级。如果采用光子晶体方法, 可将复用/解复用器的尺寸降至几十微米至几百微米量级^[7,8]。

3.1 器件结构和基本工作原理

如果我们在光子晶体平板上制作两条靠得很近的光波导, 通过消失场耦合, 光波可以从一条波导耦合到另一条波导中, 这便是光子晶体波导耦合器。利用这样的波导耦合器和弯波导的组合, 便可构成波长解复用器。图 9 示出基于光子晶体波导耦合器的 2 信道波长解复用器的结构示意图。如图所示, 两条光波导是通过丢失二排(或三排)介质棒形成的, 两波导之间的耦合区是两排或一排介质棒。为把输入和输出波导分开, 使用了 90° 弯曲的波导。该器件有 4 个端口, 端口 1 和 2 为输入端口, 端口 3 和 4 为输出端口。图 10 示出这样一个光子晶体波导耦合器的偶、奇模色散曲线, 从图可知, 该光子晶体的 PBG 范围为 $0.302 \sim 0.443$ 。图 11 示出所示构形耦合器的耦合长度 L_c 与光子带隙的关系。从图中可知, 不同的 L_c 对应于不同的光波频率。图 12 示出从端口 1 和端口 2 输入时的传输谱, 从图中可知, 不论是从端口 1 或是端口 2 输入, 具有 ω_1 和 ω_3 的光信号被转换到对边的光波导输出, 而具有 ω_2 和 ω_4 的光信号从原波导输出。这样, 便把复用的

光信号按偶奇数波长分开, 完成光信号的解复用^[9]。

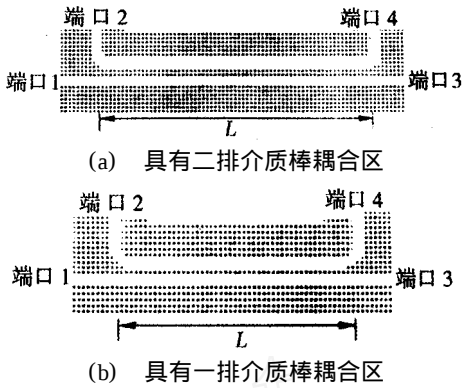


图 9 2 信道光子晶体解复用器的结构

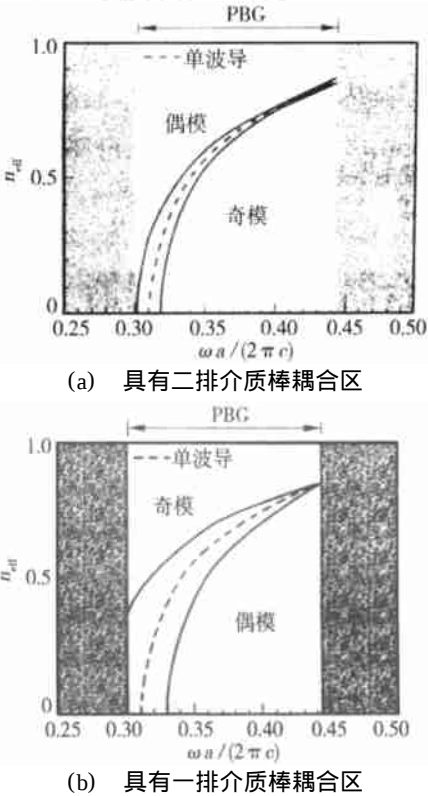
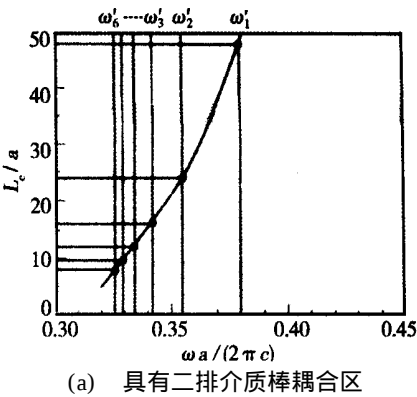


图 10 光子晶体波导耦合器的偶、奇模色散曲线



(a) 具有二排介质棒耦合区

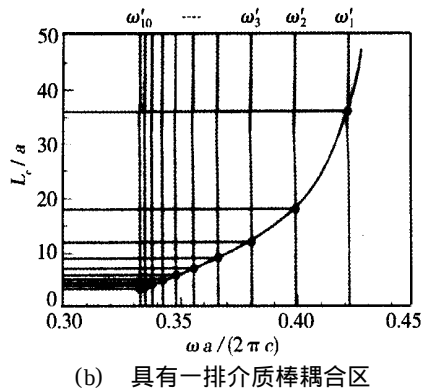


图 11 光子晶体波导耦合器的 L_c 与 PBG 关系

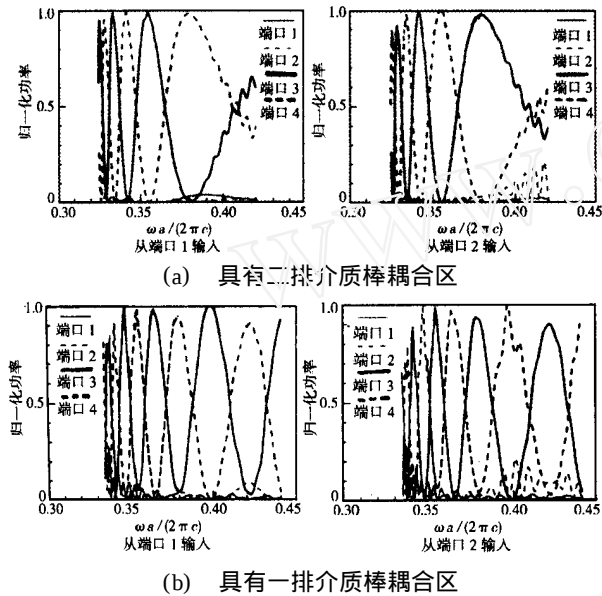


图 12 从耦合器端口 1 和端口 2 输入的传输谱

从图中还可看到,解复用的信道间隔与波导间的耦合长度和耦合系数有关,通过改变耦合长度和耦合区耦合强度,可以改变解复用的信道间隔。

通过级联两个具有不同耦合系数的波导耦合器,可构成一个 4 信道波长解复用器^[10],图 13 示出其构形图。如图所示,这样的解复用器有三个耦合长度,分别为 L_1 、 L_2 和 L_3 。图 14 示出所示构形耦合器的耦合长度与光子带隙关系,通过该关系曲线可以确定出光子带隙范围内 4 个光频所对应的耦合长度,它们分别是 $L_1 = 44a$, $L_2 = 22a$, $L_3 = 23a$ 。图 15 示出在上述 L 值时一个 4 信道解复用器的传输谱图。假设光子晶体的晶格常数 $a = 0.54\mu\text{m}$,传输波长 $\lambda = 1.55\mu\text{m}$,这样的器件尺寸大约是 $50\mu\text{m}$ (长) $\times 30\mu\text{m}$ (宽)。

3.2 密集波分复用的光子晶体解复用器

在密集波分复用系统中,所需的信道间隔在 0.8nm 以下,通过增加光子晶体波导耦合器的耦合长度和耦合系数可以缩小解复用波长的间隔。具有

一排介质棒(或空气孔)的耦合区的耦合器,具有最大的耦合系数,要缩小信道间隔只有增长耦合器的耦合长度。图 16 示出不同耦合长度的 2 信道光子晶体解复用器的传输谱,从图中可见,耦合长度越长,被解复用的波长间隔越小。

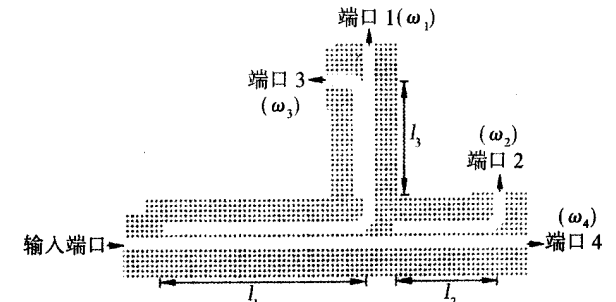


图 13 由两个不同耦合系数光子晶体波导耦合器级联构成的 4 信道复用/解复用器示意图

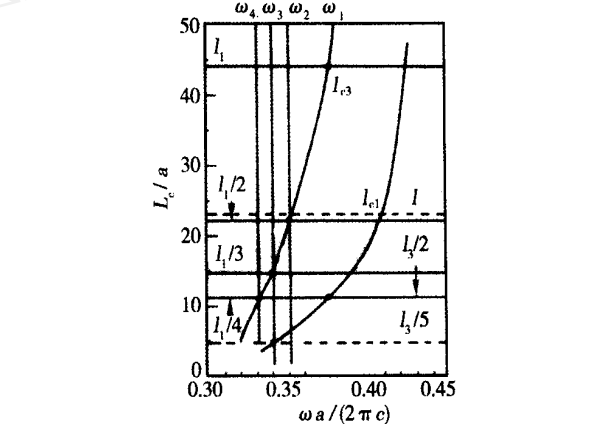


图 14 图 13 所示构形耦合器的耦合长度与 PBG 关系

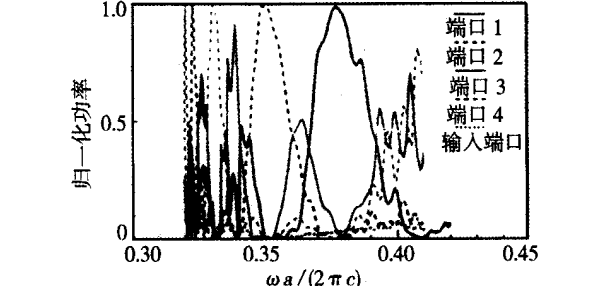
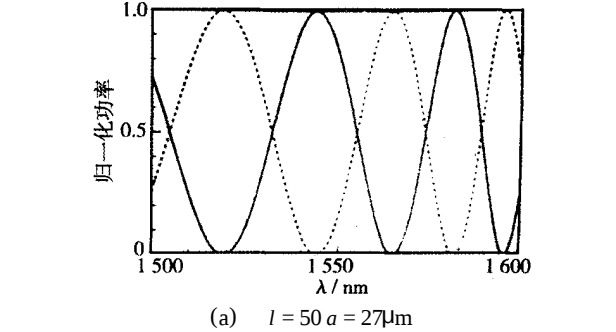


图 15 当 $L_1 = 44a$, $L_2 = 22a$, $L_3 = 23a$ 时 4 信道解复用器的传输谱



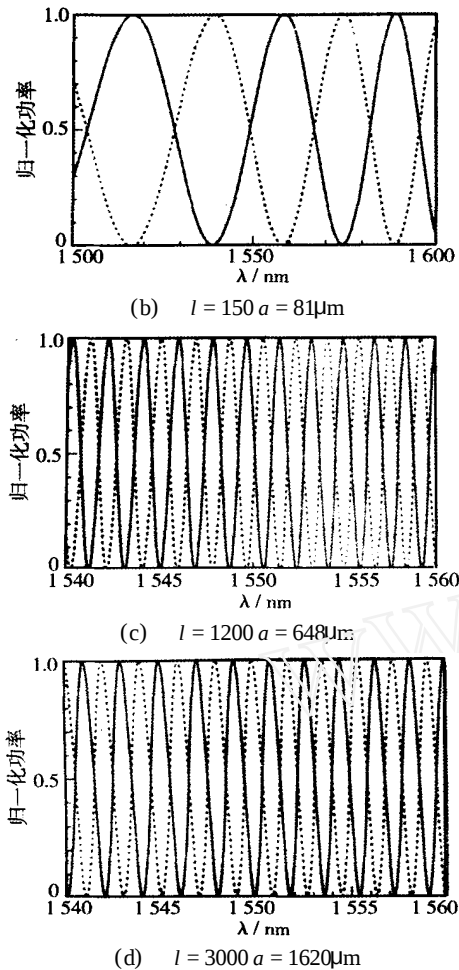


图 16 不同耦合长度的 2 信道解复用器的传输谱

4 结语

基于 2-D 光子晶体的光无源器件较之常规光无源器件的最大优越性是器件的微型化, 这些器件在光纤通信的密集波分复用系统中有着巨大的潜在市场。尽管目前这些器件还未应用于工程系统中, 但它的发展将更换一代光纤通信系统。

参考文献:

[1] 廖先炳. 光子晶体技术 ——(二) 光子晶体光波导[J]. 半导体光电, 2003, 24(3): 212 - 216.

[2] 廖先炳. 光子晶体技术 ——(三) 光子晶体激光器[J]. 半导体光电, 2003, 24(4): 286 - 289.

[3] Imada M. Channel drop filter using a single defect in a 2-D photonic crystal slab waveguide[J]. J. Lightwave Technol., 2002, 20(5): 873 - 878.

[4] Yee K S. Numerical solution to initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media [J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1996, Ap - 14: 302 - 307.

[5] Manolatu C. Coupling of modes analysis of resonant channel add-drop filters[J]. IEEE J. Quantum Electron., 1999, 35 (9): 1322 - 1331.

[6] 黄章勇. 光纤通信用新型光无源器件[M]. 北京: 北京邮电大学出版社, 2003, 3.

[7] Koshiba M. Wavelength division multiplexing and demultiplexing with photonic crystal waveguide couplers[J]. J. Lightwave Technol., 2001, 19(2): 1970 - 1975.

[8] Sharkawy A. Multichannel wavelength division multiplexing with photonic crystal[J]. Appl. Opt., 2001, (9): 10 - 13.

[9] Takano K. Frequency analysis of wavelength demultiplexers and optical filter with finite 2-D photonic crystal[J]. IEICE Trans. Electron., 2001, E84 - C: 669 - 677.

[10] Lui B. A wavelength multiplexers using cascaded three-dimensional vertical couplers [J]. Appl. Phys. Lett., 2000, 76: 282 - 284.

作者简介:

廖先炳(1940 -), 男, 高级工程师。1964 年毕业于现电子科技大学, 获工学学士学位。长期从事光电子器件的研发和情报工作。主持的光发射器件、光接收器件等研制项目曾获国家科技进步二等奖。

欢迎订阅 2004 年《半导体光电》