

光子晶体集成光电子器件*

刘娅钊 李志远[†]

(中国科学院物理研究所光物理重点实验室 北京 100190)

摘要 文章简要介绍了利用光子晶体实现微纳尺度上光调控的物理原理和工作机制,重点讨论了如何利用光子晶体的缺陷态实现微纳尺度的各种集成光电子器件,并结合文章作者所在研究组的研究工作经验,简单回顾了各种类型的集成光电子器件的工作原理、物理实现和光学特性。

关键词 光子晶体,光电子器件,耦合器,光学共振腔,波导

Photonic crystal integrated optical devices

LIU Ya-Zhao LI Zhi-Yuan[†]

(Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract We discuss how photonic crystals control light properties such as the generation, propagation, modulation and conversion of light on the nanoscale. The underlying physical principles and mechanism will be addressed. Discussions will focus on the construction of various nanoscale integrated optical elements and devices. We employ several typical examples to briefly describe different aspects of these devices: how they work, how to fabricate them, and how to characterize their optical properties.

Keywords photonic crystals, optical devices, coupler, resonator, waveguide

1 引言

自1987年Yablonovitch和John分别独立提出光子晶体的概念以来,光子晶体的理论和实验研究以及相关应用得到了迅速的发展。迄今为止,已有多种基于光子晶体的全新光子学器件被相继提出,并且随着半导体微加工技术的进步和发展,人们对这些器件开展了深入系统的实验研究。这些光子晶体光学器件使信息处理技术的“全光化”和光子技术的“微型化”与“集成化”成为可能。简单地说,光子晶体是折射率或介电常数具有周期性调制分布的一种新型人工光学或电磁波材料,其周期为波长量级。虽然自然界也存在天然形成的光子晶体,比如石英材料的蛋白石光子晶体(opal),但是具有实际应用价值的光子晶体都来源于人工设计和制造,通常利用当今先进的半导体微加工技术,比如电子束刻蚀技术和聚焦离子束刻蚀技术,其精度可优于

5nm,基本能够满足光子晶体集成光学器件的精确制作和加工要求,使得这些器件的光学特性基本符合计算机设计的预期结果,从而实现理论和实验的良好互动。

与传统半导体类似,光在光子晶体中传播时,受到周期点阵的布拉格散射而产生光子能带和光子带隙。利用光子带隙的存在能够实现对光传播行为的强有力控制。这主要通过光子晶体中引入各种缺陷而实现光子的局域化控制。缺陷有两种基本形式:线缺陷和点缺陷。线缺陷形成波导,它可以引导光子沿某一路径传输。由于光子带隙的存在,光只能沿着光子晶体波导延伸方向传播,而不能泄露到周围的光子晶体材料里。1996年,美国麻省理工学院的J. D. Joannopoulos小组在物理学权威杂志Physical Re-

* 中国科学院“百人计划”资助项目,国家杰出青年科学基金(批准号:10525419)资助项目

2008-01-07收到初稿,2008-03-24收到修改稿

[†] 通讯联系人。Email: lizy@aphy.iphy.ac.cn

view Letters 上发表了一篇理论研究工作^[1],指出光通过 90° 的光子晶体波导转弯角时,在某些频率窗口能够获得接近 100% 的传输效率,理论计算的结果如图 1 所示.随后该小组与美国 Sandia 国家实验室的 Shawn-Yu Lin 等合作,开展了微波波段的实验研究工作,证实了理论预言的结果^[2].该实验结果如图 2 所示.在这一点上,光子晶体波导具有传统介质波导(如光纤)无可比拟的优势.由于传统介质波导通过光在芯层和包层之间的分界面处的全反射效应来实现传输,当光遇到大的转弯角(比如大于 30°)时,全反射条件不再满足,相当比例的光能量将从转弯角处泄露到周围空间中去.上述的研究工作表明,光子晶体波导能够在微纳尺度上实现对光的高效率偏转.受到该研究成果的激励,许许多多应用于不同光频段,着眼于更低损耗、更宽传播窗口,以及一些具有特殊用途(如光速变慢)的光子晶体直线波导得到了广泛的研究.

光子晶体中的另一种缺陷形式——点缺陷通常用来构成光子晶体结构中的微腔,在微腔中只有频率与之共振的光子才能存在,形成一个或多个共振模式,因此微腔具有共振选频的作用.波导与微腔配合使用,构成了集成光学基本元件.1998年,美国麻省理工学院的 S. Fan 等借鉴模式耦合理论,提出了由光子晶体波导与微腔构成的通道上传/下载滤波器(channel drop filters)的基本概念^[3].该器件由两条光子晶体单模波导和中间放置的两个全同耦合微腔构成,通过合理地选择微腔的几何构形和物理参数,能够控制波导模式与两个耦合微腔的耦合方式,使得在直线波导主干通道上传播的光信息通过共振隧穿机制而高效率(接近 100%)地下载到旁支信息通道上.利用光子晶体波导和微腔的耦合作用,日本京都大学的 S. Noda 小组于 2000 年制作出了基于 InGaAsP 材料的应用于近红外波段的面发射下转换型滤波器^[4].此后一系列的关于多通道共振滤波器工作便开展了起来,目标是构建基于光子晶体的密集波分复用器件,以实现微纳尺度上的光信息传输和处理.

光子晶体中带隙的调控作用还体现在对光源的改善上,早在 1987 年, Yablonovitch 就预见光子晶体点缺陷形成激光器的可能^[5].大体说来就是将光信号设计在导带区域,使其能够透过晶体继续传播,而噪声落入带隙区域被完全屏蔽,从而获得超过传统光源的高单色性激光输出.12年后,美国加州理工学院的 A. Scherer 研究小组首次实现了室温下抽

运的光子晶体纳米激光器^[6],翻开了世界范围光子晶体激光器研究工作实用化的新一页.该小组在包含有多层量子阱结构的砷化镓桥式薄膜上制作了光子晶体微腔,利用局域缺陷模的高品质因子,为量子阱结构发光提供了反馈机制,从而实现了具有亚波长尺度的模式体积的纳米激光器.近年来,各种基于光子晶体的有源与无源器件在微纳加工技术的支持下层出不穷,它们的出现提供了构成光子晶体集成光学回路的基本功能单元.

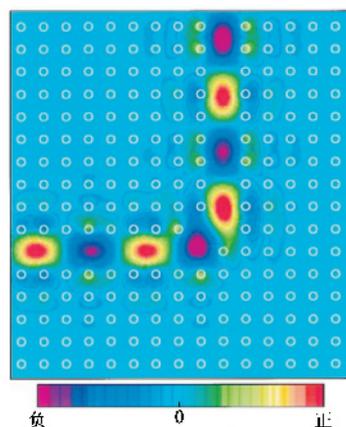


图1 高传输效率的二维正方晶格光子晶体 90° 尖锐转弯波导的电场分布示意图

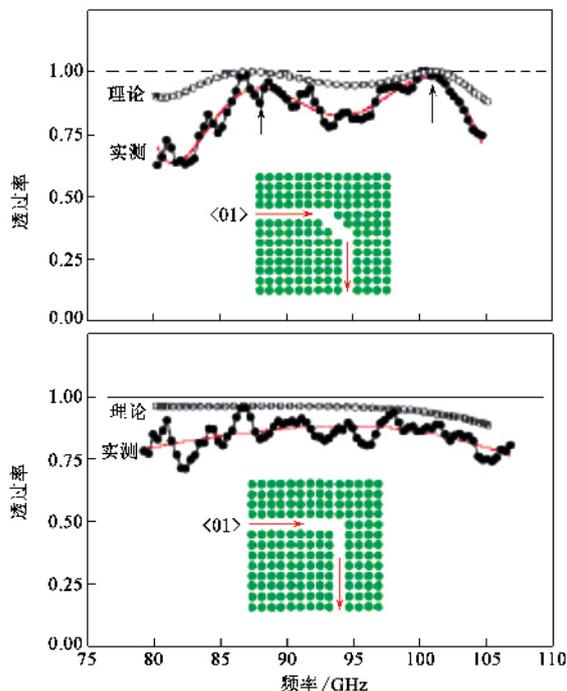


图2 微波波段的两种不同设计方案的光子晶体转弯波导透过率曲线(理论和实验结果符合得相当好)

2 二维平板光子晶体

目前人工制作的光子晶体包括一维、二维和三维晶体. 一维光子晶体主要应用于薄膜光电子学和光栅光学领域中, 但受维度所限, 折射率调制作用一般比较小. 三维光子晶体现有的应用是作为微波波段的“天线”, 而由于加工和集成化的困难, 鲜有应用于光频段的实用三维光子晶体器件出现. 对二维光子晶体而言, 无论是在微波还是光频段, 其加工技术已经十分成熟, 尤其是随着微纳米加工技术的不断发展, 二维平板光子晶体器件性能更加可靠. 此外由于其所利用的材质与已形成工业化生产的半导体光电材料一致, 更为实现光电集成提供了可能. 二维平板光子晶体的工作原理包括全反射效应与光子带隙效应. 具体地说, 就是在二维光子晶体与外界介质的接触面上, 通过晶体材质与外界介质折射率差形成内全反射效应, 将光子局域在晶体平板内部. 在光子晶体平板面内, 存在着二维光子带隙和导带的调控, 因此, 普通光子晶体通常的控制光子传播行为的手段都可以应用在二维平板光子晶体上.

二维平板光子晶体通常在硅、砷化镓和其他的半导体材料的薄膜上(薄膜厚度大约是晶格常数的 $1/2$)利用先进的半导体微纳加工技术(如紫外曝光、电子束曝光、离子束刻蚀等)制作出周期排列的空气孔. 晶体通常为三角晶格结构, 因为它有较宽的光子带隙, 而且经常做成悬挂在空气中的对称桥式构造, 使得全反射效应最为明显. 当晶格尺寸为 $400\text{--}500\text{nm}$ 时, 光子带隙的中心波长落于 1550nm 左右, 该晶体能够用来制备光通信波段的微纳集成光电子器件. 下面我们将比较具体地介绍二维平板光子晶体功能元件的工作原理.

对于完整的光子晶体而言, 特定晶向上会出现导带与带隙. 光子可以在导带中传播, 在带隙中则不能存在. 图3(a)给出了典型的二维平板光子晶体能带结构, 图中灰色区域代表光锥以内的泄漏模式区域, 处于泄漏模区域的光在长距离传播的过程中会逐渐因为耗散而消逝. 在白色区域中, 由连续点组成的线代表传播模, 每一个频率对应的模式可能有一个或者多个, 我们称其为单模或多模传播区域. 但频率为 $0.26\text{--}0.32(c/a)$ 的区域不存在任何传播模(a 为晶格常数, c 是真空中光速), 这一区域即为带隙. 如何使带隙区域出现传播模, 这就需要缺陷的作用. 缺陷又分为线缺陷与点缺陷. 线缺陷的出现使原

先带隙区域出现部分通带使光子能够通过, 从能带分布上显示为带隙变窄. 如图3(b)中引入线缺陷后, 两条导模分布出现在频率 $0.264\text{--}0.28$ 及 $0.28\text{--}0.30(c/a)$ 的区域, 带隙宽度减小为 $0.02(c/a)^{[7]}$. 因为具备了上述有利条件, 线缺陷常被用作光子晶体中的光波导. 制成的完整的二维平板光子晶体如图4(a)所示, 晶体材料的折射率呈现周期性的排布. 该结构是我们小组利用中国科学院物理研究所的微加工仪器设备设计和制作的. 当沿某一特定晶向破坏这种排布时就形成了线缺陷. 图4(b)给出了晶体中沿三角晶格 $\Gamma-X$ 方向去除一排空气孔后形成的 $W1$ 波导传播模式的能带图, 可以看出, 该波导支持单模传播. 图4(c)给出了完整晶体与线缺陷晶体的透过谱理论模拟对比, 可以看到线缺陷极大地压窄了带隙范围, 透过率大小却基本保持不变. 点缺陷是通过破坏一个或多个光子晶体“原子”形成的, 它的作用通常是使原先带隙的区域出现若干个缺陷态, 光子可以在缺陷态中存在, 因此点缺陷被当作是二维平板光子晶体中的光共振腔, 提供光子传播过程中的局域或耦合机制.

3 光子晶体无源集成光学器件

如前所述, 不同类型的缺陷(线缺陷和点缺陷)功能各异, 所以当它们集于一体时就形成了集成化的二维光子晶体器件. 这种尺寸只有传统光学器件几千甚至几万分之一的尺寸的光子晶体集成器件却几乎具备了传统光学器件的全部功能, 涵盖了通信和激光源等领域所有的基本需求.

作为最基本的光传导方式, 光子晶体中的线缺陷形成了光子晶体中的波导. 通过合理地设计线缺陷的宽度和周围介质的占空比, 可以制作出支持单模或多模式的光波导, 并实现能量的平均分配. 如图5(a)中的宽线 $W3$ 波导是本小组制作的在晶体中沿三角晶格 $\Gamma-X$ 方向去除三排空气孔后得到的结构. 能带计算结果表明, 该波导支持多模运转, 在不同频率窗口的光具有不同的模式数量, 可以为单模, 也可以为双模甚至三个模式, 它们沿波导轴线或为左右对称(偶模), 或为左右反对称(奇模). 当多个模式在波导中同时存在时, 由于模式之间场的干涉效应将导致光场分布的图案具有复杂多样性, 呈现出对称或弯曲的分布形式(图5(b))^[8]. 信号在沿线波导传输的过程中, 可以依据能量分配的需求, 以制定的比例, 分配到每个分支线波导中, 图6(a)给

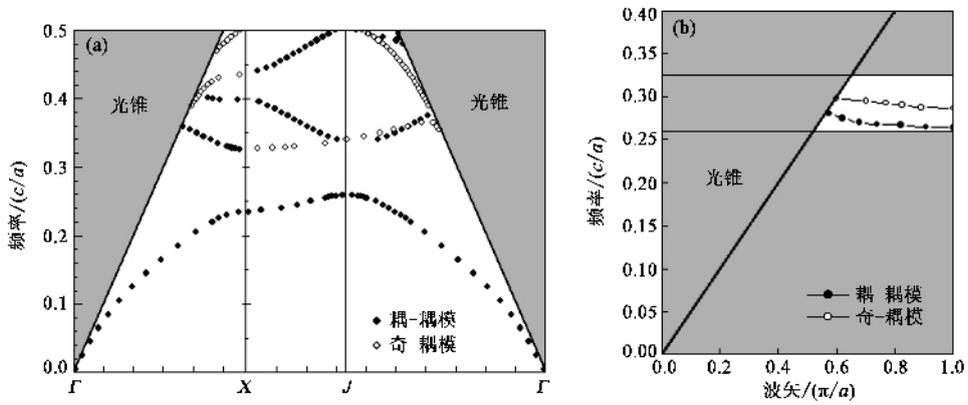


图3 硅基空气桥式的二维平板光子晶体色散关系的理论计算图 (a)完整晶体色散关系 (b)引入线波导缺陷后的色散关系. 图中给出了每一个能带在三维空间中的奇偶对称性

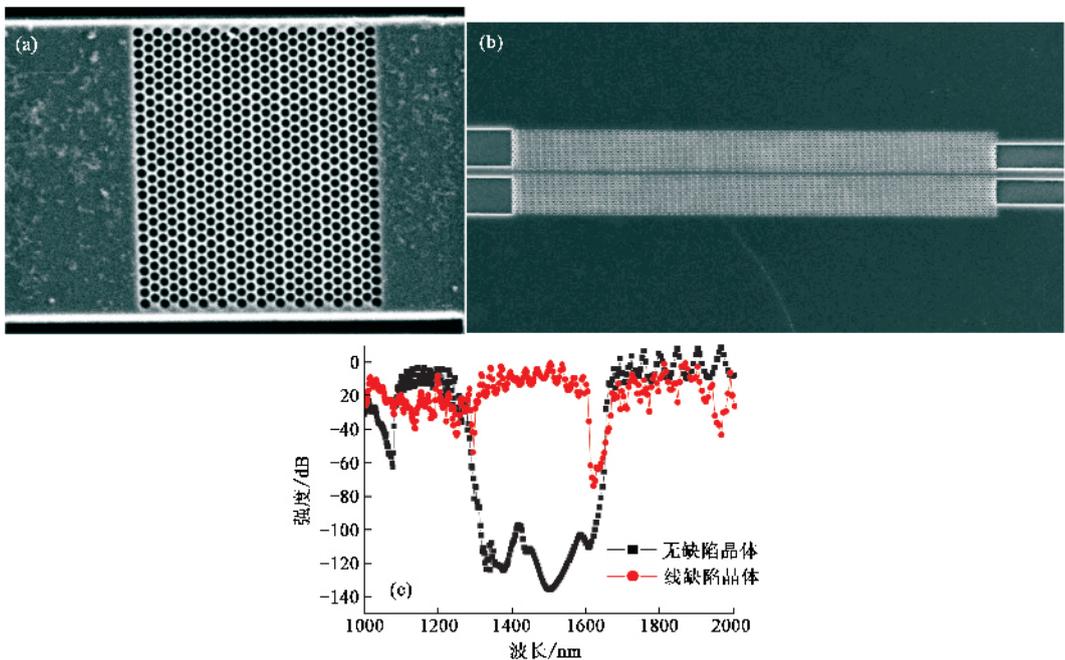


图4 利用微加工技术制作的硅基空气桥式二维平板光子晶体结构的扫描电镜图和透过率测量曲线 (a)完整晶体扫描电镜图;(b)线缺陷扫描电镜图;(c)完整与线缺陷晶体透过率理论模拟对比图

出了本小组制作的光子晶体树型分支波导,它将能量均匀地分配到4个通道中.图6(b)和6(c)分别是其中的一个分支单元以及在红外显示下能量均分的实测图^[9,10].树型分支波导的接口处经过合理地优化后可以实现低损耗传播,比如调制线波导周围基元占空比就可以达到低损耗的目的^[11,12].高效率的分支波导连接结构为光子晶体共振滤波器的制作奠定了基础.

光子晶体中的点缺陷形成了光学微腔,微腔的性能参数通过控制微腔的形态和尺寸大小来确定.常见的微腔形成方法有3种:或增大某基元的占空比,或减小某基元的占空比,或使用其他介质替位.

这些操作最终形成的微腔功能多种多样,其中典型的两类功能是用作为高品质因子的光学共振腔和光传播过程中的耦合器.作为第一种应用是利用微腔对光子局域作用,将波导中传输的光通过微腔与波导间的共振耦合转移并存储到微腔中,微腔的形态经过特定设计,确保光子经多次共振增强后直接向平板光子晶体表面辐射,形成高品质因子的激光输出.这种垂直出射的光学共振腔类似于表面发射激光器,是将水平方向传播的光转换到垂直方向上的发射的一种有效方法.微腔的另一种作用是作为耦合器,将输入波导中的光信号耦合到输出波导中.在这种情况下,需要微腔的共振模与输入输出波导的传

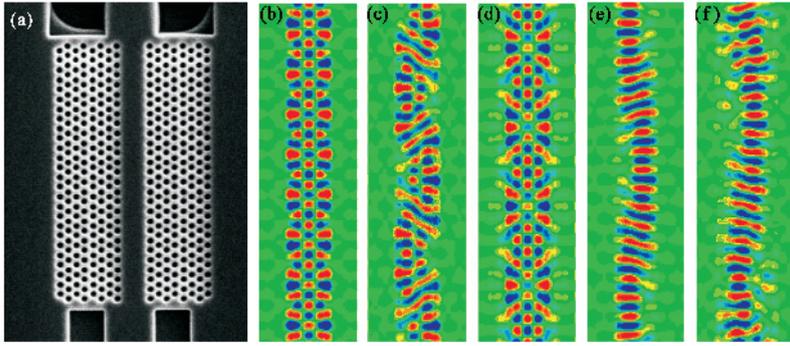


图5 W3型宽线波导扫描电镜图和场分布示意 (a) W3型宽线波导扫描电镜图 ; (b) (c) (d) (e) (f) 分别为波长位于 1520 ,1550 ,1580 ,1588 和 1610nm 时的表面光场分布的计算结果图. 这些波长分别对应于单模、双模、单模、三模以及双模的色散区域. 在双模和三模情况下,已经假设了每个模式有相同的振幅,经线性叠加后就得到“蛇形”的弯曲场传播图

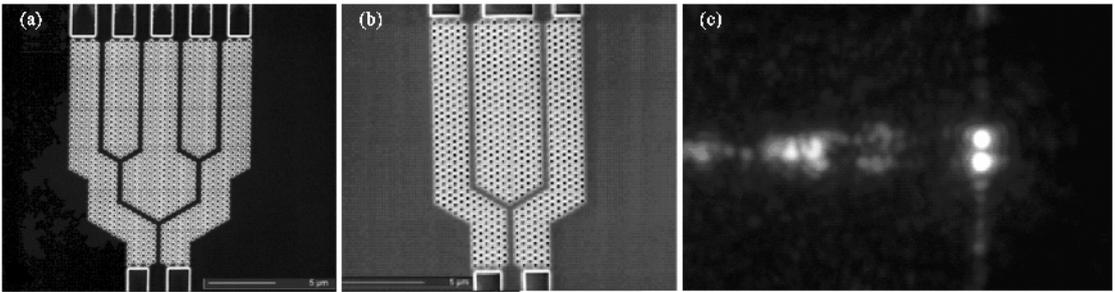


图6 树型分支波导扫描电镜及红外实拍图 (a) 四路分支波导 ;(b) 两路分支波导 (c)光从两路分支波导输出时的红外实拍图,输入光从左向右传播,右边的两个亮光斑是由光在两个波导输出端口处发生了强散射而造成的

播模式完全匹配. 当满足共振波长的光子进入输入波导后,将通过波导与微腔之间的共振耦合效应局域在微腔中,进而再由微腔向输出波导耦合. 此时微腔起到了耦合器的作用,与传统环形腔耦合器作用近似.

线波导在原有光子晶体的带隙中开辟了一定频率范围的导带区域,点缺陷的形态决定了缺陷模的数量以及位置. 当把这两点结合起来时,更为精密和复杂的集成光学器件便应运而生. 这便是各种类型的波分复用器件. 首先介绍滤波器. 滤波器部分是波分复用器的主体,也是目前二维平板光子晶体应用的重点研究方向. 在滤波器的制作中起决定性作用的是微腔,微腔形成的点缺陷模限定了滤波器的工作范围. 通常滤波器由若干个微腔组成,微腔本身兼具耦合与选频的双重作用. 滤波的方法包括直接耦合滤波与间接耦合滤波. 直接耦合滤波器是将微腔与波导作用在一起,具体又可以大致分为嵌入式(见图7(a)和图7(b))与连接式(见图7(c))两种,其中图7(a),7(b)中的两类转弯分支波导已经做

了优化设计^[11,12]. 嵌入式滤波器将微腔直接放在线波导内,控制微腔的数量和位置选择不同的光信号通过. 连接式滤波器则把线波导断开,通过微腔共振连接线波导两端^[13]. 无论是哪种形式的直接耦合滤波器,都可将光信号直接作用于微腔,只有与腔缺陷模相匹配的光子能继续传播,其余光子则不能通过波导. 这种滤波器的优点在于腔与波导的耦合效率高,避免了共振耦合时距离等因素对耦合效率的影响.

间接耦合滤波器把微腔与波导分离开,波导与微腔在光子晶体平面内存在一段距离,二者通过平面内的倏逝波耦合实现光信号传送. 距离的存在为调整输出信号的品质因子提供了有效手段,本小组的一项工作就是利用调节波导与微腔以及微腔边缘原子位置而得到的高精度间接耦合的双通道滤波器. 在这种滤波器中,微腔边缘的原子向外侧分别移动了10和20nm,最后得到了波长间隔仅为1.5nm的两路共振输出光信号,实测共振峰值曲线由图8给出^[14]. 以这种滤波器为基础继续开发了间接耦合

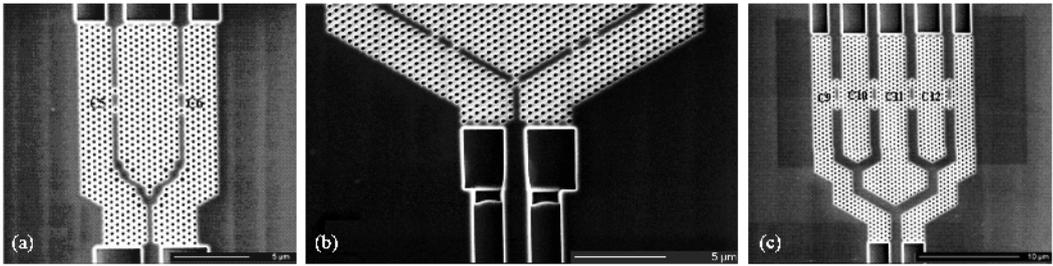


图7 直接耦合型双通道滤波器 (a)和(b)为两种优化设计的嵌入式双通道滤波器;(c)连接式四通道滤波器

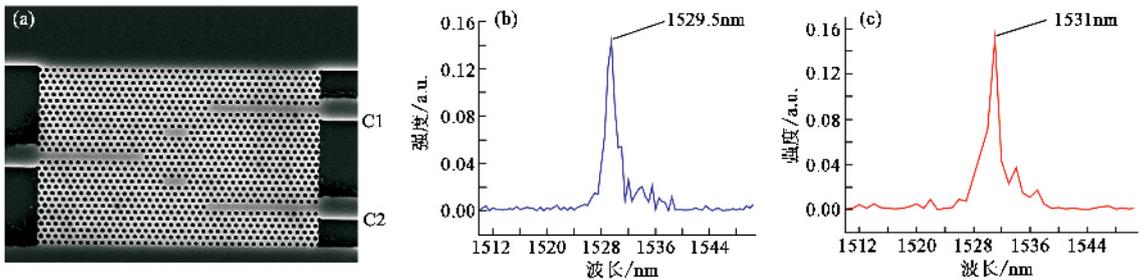


图8 间接耦合双通道滤波器 (a)双通道滤波器扫描电镜图;(b)实测 C1 通道输出的光强随波长的分布 (c)实测 C2 通道输出的光强随波长的分布 (由 C1,C2 两通道输出的共振峰波长仅相差 1.5nm)

的四通道滤波器(见图9),同样得到了较为理想的结果.在长期的试验过程中,本组还发现了光子晶体中原子形态对于晶体和缺陷的模式调制作用,并首次利用这种新型的调制手段制作了间接耦合四通道滤波器.由图10可以看到,经过对原子形态的合理设计,可以使各个通道的输出信号精确到几个纳米^[15].其原理是采用椭圆形的空气孔,调节椭圆的长短轴比例和长轴的指向,可以精密地调控微腔的共振频率.无论是哪种形式的耦合滤波器,其基本工作原理都在于:线缺陷组成了滤波器中的输入主通道和各个输出分支通道,由主通道输入的光信号包含不同波长的光子,只有与微腔缺陷模相匹配的光子才能通过微腔与输入波导之间的共振耦合转移到相对应的微腔中,随后再通过微腔与输出波导之间的共振耦合沿各个输出波导输出.如此主通道中的信号被分别“过滤”到相对应的输出波导中,实现了信道下载功能.不难想象,如果将整个过程反过来,控制光信号从各分支端输入,再由微腔通过共振耦合使光子重新回到主通道中就形成了信号的上传功能.信道上传、下载两部分分别作用再集合为一体,这就实现了波分复用器的基本功能,对实现光子晶体集成光学器件有着重大的意义.

光子晶体集成光学器件的另一典型应用是在二维平板光子晶体中实现 Mach-Zender 光学干涉仪的功能.与传统光学干涉仪相似,作用于二维平板光

子晶体的 Mach-Zender 干涉仪同样由两条光路组成.由线缺陷构成的主通道经过分支波导后分为相位相同的两路光信号.这两路光信号在继续传播的过程中受到不同的相位和振幅调制,产生调制机制的正是光子晶体本身.光子经过晶体的过程中,由于受到周期性折射率分布的调制,会使相位和群速度受到影响,出现相位滞后或群速度变慢等效应.当两个支路的光子晶体结构有差异,比如说折射率反差不同时,两路光信号传播会受到不同程度的调制,当通过两路分支波导后再汇聚时,由于相位的差异将在输出端产生干涉,或相加性干涉,或相消性干涉,依赖于输入光信号的频率.

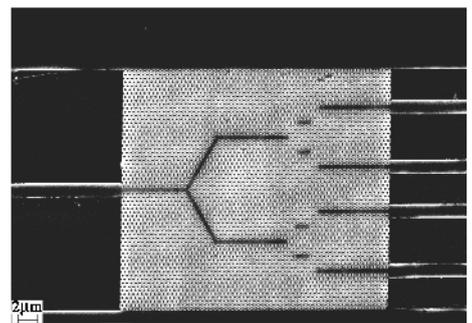


图9 间接耦合四通道滤波器

高品质因子(Q值)光子晶体微腔对光子晶体的应用具有举足轻重的作用.一个光学性能优异的微腔不仅为光耦合传输提供了保证,而且其本身作

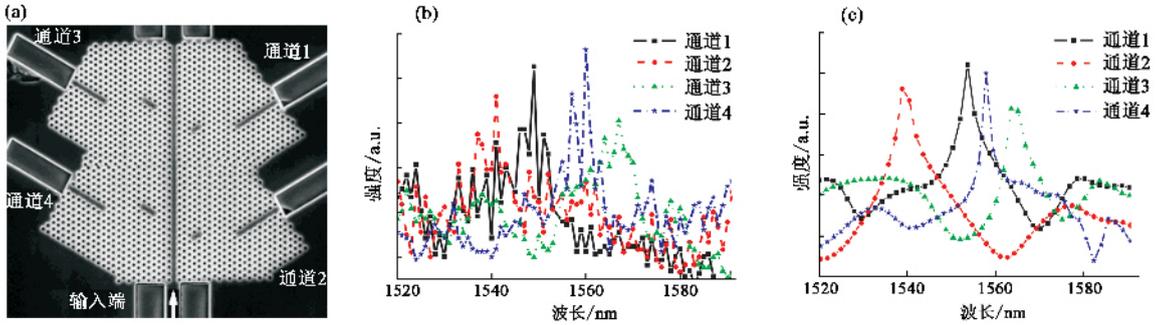


图 10 控制原子形态形成的间接耦合四通道滤波器 (a) 滤波器扫描电镜图 ; (b) 理论模拟共振峰组 ; (c) 实测共振峰组 (实测共振峰值与理论预计相差不超过 4nm)

为光学共振腔的存储和发射光子的作用更为重要。如何提高光子晶体微腔的品质因子这一问题已研究多年,虽然方法层出不穷,但其根本宗旨是提高光子在微腔中存储的稳定性,减少向周围环境的辐射。Painter 小组从傅里叶频谱与光子动量的转换关系出发,制作了 Q 值达到 13000 的微腔^[19, 20],但研究的进展还远不止于此,随后 Q 值的增长呈现出以若干个数量级为单位的趋势。由于微腔由点缺陷构成,缺陷与周围晶体在电场分布上会出现相当“突兀”的分界,引起能量向腔外耗散,解决这一问题就需要将腔内电场分布改善为理想高斯型分布,由中心向腔两端对称平缓递减。这样的模式分布使得腔内电场的低空间频率的分量(泄露模式)大幅度减少,从而使腔内光场能量向周围空气背景辐射的几率大大降低了, Q 值显著提高。本着这一原则,Noda 等人首次尝试通过精细地改变微腔边缘对称空气孔(一对或更多对)的位置(图 11(a))得到了 $Q = 100,000$ 的微腔^[21],并从实验上证实这种微腔的共振峰半高全宽仅为 0.022nm。另一种调 Q 机制是利用光子晶体的带隙效应。Noda 小组提出,当微腔和两侧区域由不同晶格常数的光子晶体拼接而成时,如果可以将微腔的共振频率设计在两侧光子晶体的带隙中时,理论计算发现,这种所谓的“异质结构”的光子微腔,其电场分布十分接近于理想的高斯型分布。该微腔结构如图 11(b)所示。他们设计和制作的微腔达到了 600,000 的高品质因子输出,预计通过优化有望达到 20,000,000 的惊人结果^[22]。

4 光子晶体有源集成光学器件

光子晶体的应用不仅体现在上述的无源集成器件中,更将其优势突显于各种有源发光器件中。一般光源的发光机制都是电子由高能态向低能态跃迁时

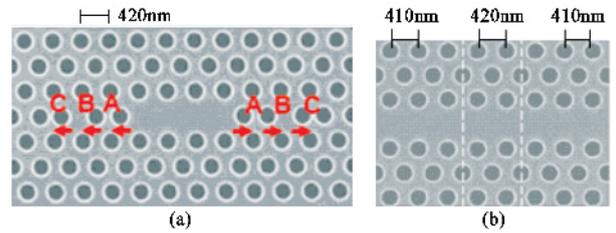


图 11 两种高品质因子微腔设计

将能量以电磁波的形式向外界辐射,不同的能级间的能量差决定了所辐射光子的频率。而人工制作的光子晶体可以人为地控制光子能带以及带隙的位置和宽度。当把发光材料与光子晶体结合起来时,就会出现各种新颖的现象。

激光器的应用已经深入到国防、工业与民生的方方面面,无论是生产还是科研领域都对激光的应用提出了更高的要求。激光器的线宽是衡量激光品质的重要因素,以往由于原子的自发辐射和热增宽等现象的存在,使激光输出线宽的压窄受到限制。光子晶体的应用恰为这一问题提供了解决的方案。通过合理的设计使由于自发辐射和热增宽等产生的光子正好落入光子晶体完全带隙内,受到带隙屏蔽的光子无法向外辐射,激光的输出线宽将被进一步压窄。同时点缺陷所形成的高 Q 谐振腔可以降低激光器激射的阈值功率,这意味着以更小的抽运能量输入就可以产生与较大抽运输入相同的效果。

光子晶体还可以提高发光二极管的发光效率。传统发光二极管发出的光中,有很大比例的能量转化为平面内传播的波导模式,只能从发光二极管的侧面辐射出去,由于侧面的面积远小于上表面的面积,发光效率受到了极大的限制。一个有效的解决方案是在发光二极管的表面制作上一层二维光子晶体,由于平面内光子带隙的存在,使得平面内传播的波导模式受到很大的抑制,从而大大提高光沿发光

二极管垂直方向的辐射效率。

光子晶体的出现更为许多发光材料的开发拓展了思路,以往被认为由于荧光的难以控制而无法用作可靠光源的材料,比如氧化锌材料,都在光子晶体的发展带动下加入到有源器件的行列中,成为了新一代光源的研究方向。

集成化的光学器件不仅包括光信号的产生,还需要在传送的过程中进行适当的调制。光开关是对光信号调制的一个重要方面。本研究组在这方面也开展了大量的工作:主要是利用光作用在非线性材料上,当入射光强与介质中原子内场强度相当时,将激发介质的高阶极化,改变了材料的折射率,实现开关效应。利用光子晶体作为光开关时,介质折射率的周期性分布使光子晶体本身产生带隙,落入带隙中的光信号无法通过晶体,此时光开关处于“关闭”的状态,当有强抽运光入射到晶体上,由于晶体材质本身折射率非线性作用下发生变化,破坏了初始的能带分布。在合理地选择晶体材质与抽运光的情况下,原先带隙的位置及大小受到调制,使原本落在带隙中的光子进入导带,光信号通过晶体继续传播,实现了光开关的“开启”功能^[16]。通过对光子晶体更为复杂的设计,还有望实现具有逻辑功能的光学开关,如双稳态光开关,通过多束光的共同作用,使信号输出满足各种需求^[17,18]。

5 光子晶体集成光学回路

信息处理“全光子化”的概念包涵了光信号的产生、调制、接收、处理、返回等全部过程。光子晶体器件的出现更使这种“全光子化”与微型器件的高度集成化合而为一。各类基于光子晶体的有源发光器件提供了光信号的来源,光子晶体光开关又使输入光信号受到调制。调制后的信号通过光子晶体波导元件实现高效低损耗的传输与分流,经波分复用器件下载到每个分路中。分路中的光信号各自受到新的调制后,重新汇聚到主干通道中,返回接收装置。由于每一部分的器件在所用材质与尺度大小上十分相近,由光子晶体所构成的微型器件光学回路避免了与传统光学器件之间耦合时由于模式失配而引起的大幅度损耗,同时制作集成光学回路的每种光子晶体器件所用材质相同或相近,这就为实现光路一体化提供了有利条件,配合日益成熟的加工工艺,为利用光子晶体器件实现全光网络的集成化展开了蓝图。

6 结束语

任何一种新的科学技术手段的出现都是在人们生产与生活的需求推动下应运而生的。任何一种新技术的成长也是要经历漫长的探索和不懈的尝试才最终得以完善。光子晶体自提出至今已有 20 年的时间,对它的研究遍及世界范围,从最初概念性的尝试到如今成品化器件的出现,可以看到光子晶体的应用已逐步向实用化迈进。对光子晶体器件设计构思的不断改进,以获得更高效、更稳定、更精密的器件性能为目标,同时继续向更深更广的层面上探索尚未发现的新功能。而实用方面,降低制作难度,减少成本投入,增强稳固性,这也是光子晶体器件用于光学集成所必须实现的目标。虽然仍有许多困难需要克服,但光子晶体无论用于有源还是无源光电子器件的优势已经突显出来,实现了前所未有的功能和效应。相信随着对这一领域研究的深入发展,将进一步推动光子晶体器件的全光集成化,为光电子通信领域带来全新的景象。

参 考 文 献

- [1] Mekis A, Chen J C, Joannopoulos J D *et al.* Phys. Rev. Lett., 1996, 77 : 3787
- [2] Lin S Y, Chow E, Joannopoulos J D *et al.* Science, 1998, 282 : 274
- [3] Fan S, Villeneuve P R, Joannopoulos J D. Phys. Rev. Lett., 1998, 80 : 960
- [4] Noda S, Chutinan A, Imada M. Nature, 2000, 407 : 608
- [5] Yablonovitch E. J. Opt. Soc. Am. B, 1993, 10 : 283
- [6] Painter O, Lee R K *et al.* Science, 1999, 284 : 1819
- [7] Li Z Y, Ho K M. Phys. Rev. B, 2003, 68 : 245117
- [8] Tao H. H, Liu R J, Li Z Y *et al.* Phys. Rev. B, 2006, 74 : 5111
- [9] Han S Z, Tian J, Ren C *et al.* Chin. Phys. Lett., 2005, 22 : 1934
- [10] 韩守振,田洁,冯帅等.物理学报,2005,54:5659[Han S Z, Tian J, Feng S *et al.* Acta Physica Sinica, 2005, 54 : 5659(in Chinese)]
- [11] 田洁,韩守振,程丙英等.物理学报,2005,54:1218[Tian J, Han S Z, Cheng B Y *et al.* Acta Physica Sinica, 2005, 54 : 1218(in Chinese)]
- [12] Tian J, Ren C, Feng S *et al.* Chinese Physics, 2006, 15 : 2471
- [13] Ren C, Ren K, Liu R J *et al.* Chin. Phys. Lett., 2007, 24 : 2863
- [14] Ren C, Tian J, Feng S *et al.* Opt. Express, 2006, 14 : 10015
- [15] Liu Y Z, Feng S, Tian J *et al.* J. Appl. Phys., 2007, 102 : 043102
- [16] Hu X Y, Liu Y H, Tian J *et al.* Appl. Phys. Lett., 2005, 86 : 1102
- [17] Notomi M, Shinya A, Mitsugi S *et al.* Opt. Express, 2005, 13 : 2678
- [18] Tanabe T, Notomi M, Mitsugi S *et al.* Opt. Lett. 2005, 30 : 2575
- [19] Srinivasan K, Painter O. Opt. Express, 2002, 10 : 670
- [20] Srinivasan K, Barclay P E, Painter O *et al.* Appl. Phys. Lett., 2003, 83 : 1915
- [21] Akahane Y, Asano T, Song B S *et al.* Nature, 2003, 425 : 944
- [22] Song B S, Noda S, Asano T *et al.* Nature, 2005, 4 : 207