

二维硅基平板光子晶体器件

李志远 甘霖

(中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 北京 100190)

摘要 硅材料在红外通讯波段具有低损耗和高折射率的特性, 使得其成为集成光学领域中应用最广的材料之一。主要介绍了本课题组在二维硅基平板光子晶体中实现微纳尺度上光调控的研究进展, 讨论了利用光子晶体的缺陷态实现各种集成光学器件, 包括光子晶体波导、微腔和利用光子晶体波导和微腔形成的滤波器。还介绍了光子晶体中特殊的光折射现象, 包括红外波段的负折射和自准直现象。另外, 简述了在高 Q 光子晶体微腔的制备和测量方面的研究进展。研究表明, 硅基平板光子晶体能够在微纳尺度上灵活有效地控制光的传播, 在集成光路中具有广泛的应用前景。

关键词 光学器件; 光子晶体; 反常光传播; 高 Q 微腔

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201131.0900119

Two-Dimensional Silicon Photonic Crystal Slab Devices

Li Zhiyuan Gan Lin

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

Abstract As silicon has a large refractive index and low loss in infrared wavelengths, it becomes an important optical material that has been widely used for integrated photonics applications. Some of our recent research progress on infrared two-dimensional silicon photonic crystal slab devices are presented. A series of photonic crystal waveguides are fabricated and characterized with novel geometries, resonant microcavities with fine tunability, and channel drop filters utilizing resonant coupling between waveguide and cavity. The remarkable dispersion properties of photonic crystals are also explored by engineering the band structures to achieve negative refraction and self-collimation effects of infrared light beams. The progress towards building and characterizing high- Q photonic crystal cavities is further introduced. All these results show that silicon photonic crystal can control light propagation in many flexible ways and have many potential applications in all-optical integrated circuits.

Key words optical devices; photonic crystal; anomalous-light propagation; high- Q cavity

OCIS codes 230.5298; 230.3990; 230.4000; 230.7370

1 引 言

在过去的几十年中, 人们不断寻求在微纳尺度上进行光调控的手段, 为下一代的光电子技术不断发展出更小更快的光子集成器件。利用光子晶体^[1, 2]、金属表面等离子体结构^[3, 4]和其他微纳结构制作出了具有一定功能的集成器件。但是在光学波段, 金属表面等离子体结构通常含有金属单元, 具有很强的能量耗散和吸收, 限制了这些结构的发展。然而, 光子晶体通常是由纯介质组成的周期性结构, 与电子在晶体中传播类似, 光子在光子晶体中传播时, 能够形成光子带隙和导带^[5]。当在光子晶体中

引入杂质和缺陷时, 在光子禁带中能够产生相应的缺陷能级。和缺陷能级频率吻合的光子被限制在缺陷位置, 一旦其偏离缺陷处光就迅速衰减, 这样在光子晶体的禁带中出现带宽极窄的缺陷态。因此可以利用这种缺陷态来制作光子晶体波导^[6~8]或者高 Q 微腔^[9~12]。此外, 光子晶体导带中很强的布拉格散射^[13]可用来实现光子晶体中诸如负折射和自准直等特殊传播现象^[14~21]。另外, 硅材料是现代集成电路工业的基础性材料, 是制备工艺最成熟的材料之一。硅的折射率较高(在波长为 $1.5 \mu\text{m}$ 时, 折射率为 3.45), 满足产生完全光子带隙和光特殊传播效

收稿日期: 2011-07-15; 收到修改稿日期: 2011-07-30

基金项目: 国家 973 计划(2007CB613205)和国家自然科学基金杰出青年基金(10525419)资助课题。

作者简介: 李志远(1972—), 男, 博士, 研究员, 主要从事微纳光学方面的研究。E-mail: lizy@aphy. iphy. ac. cn

应的要求,而且硅对通信领域所采用的波长是透明的。并且利用硅材料制作的光子晶体器件易与传统的电子器件结合在一起,所以硅基光子晶体^[22~26]是目前研究的热点。本文将首先介绍光在光子晶体中传播的基本理论,然后简单介绍样品制作与测量过程,并讨论本课题组在硅基平板光子晶体中所做的工作,包括光子晶体波导、高 Q 微腔、滤波器、负折射和自准直效应。

2 理论基础

光在光子晶体中的行为可以从电磁波在光子晶体中所满足的方程来解释。光在光子晶体中传播时,电磁波满足 Maxwell 方程组^[27]。为了简单起见,这里只考虑线性无吸收系统,周期性介质的介电常数 ϵ 与入射电磁波频率无关。此外,系统中不存在自由电荷和电流。于是,在以上简化的基础上,将 Maxwell 方程组进行简化,得到电磁场在光子晶体中满足的表达式为^[5]

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

由于光子晶体是由折射率周期性排列的介质构成,可以利用布洛赫定理^[28],磁场可以表示为

$$\mathbf{H}_k(\mathbf{r}) = u_k(\mathbf{r}) \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)], \quad (2)$$

式中 \mathbf{k} 为布洛赫波矢, $u_k(\mathbf{r})$ 为位置的周期性函数。人们已经发展出许多方法去求解如(1)式所示的本征方程,例如平面波展开方法^[29~31]、传递矩阵方法^[32]、时域有限差分方法^[33, 34]和多重散射方法^[35, 36]。每种方法都有其优缺点及适用范围。平面波展开方法是在光子晶体理论计算方法中用得较为广泛的方法,但是这种方法只适用于计算光子晶体能带结构。三维金刚石结构的完全带隙^[29]就是利用该方法计算发现的。传递矩阵方法是基于实空间的有限差分方法,能够有效地计算光子晶体结构的透射谱和能带结构。随后李志远等^[37~40]提出了基于平面波展开的传递矩阵方法,这种方法工作在傅里叶(倒)空间中,能够灵活地处理任意形状的布拉维格子和单胞的光子晶体系统。另外,该方法工作在频域,很适合精确地计算透射光谱和反射光谱。它还可以处理半无限光子晶体^[41]及其相关波导、光子晶体转弯波导结构^[42]中的波传播问题。此外,基于平面波展开的传递矩阵方法利用在光栅方面先进的傅里叶分析工具时可以用来保证很好地计算收敛和精确性,因此相比于其他方法,它在处理金属光子晶体结构^[43~45]时具有很强的优势。最近这种方法又被成功地应用在

计算磁光光子晶体能带结构中^[46, 47]。

时域有限差分方法是另一种比较常用的光子晶体的理论计算方法,其通过对电磁场中的电场、磁场分量在空间和时间上采取交替抽样的离散方式,将含有时间分量的 Maxwell 旋度方程转化为一组差分方程,并且在时间轴上逐步推进地求解空间电磁场。利用该方法并且结合周期性边界条件、吸收边界条件,可以求解一维、二维和三维无限大光子晶体的能带结构,有限大小光子晶体的透射谱,特定频率的场分布等。本课题组在多年的积累过程中,编写了以上提到的理论计算方法的程序包,都有很好的计算精度和效率。除此之外,还利用麻省理工学院 Joannopoulos 等编写的免费程序包 MPB^[30]和 MEEP^[48]来计算光子能带结构、透射谱和场分布情况。

3 样品制作与测量

自从光子晶体概念被提出以后,人们不断地制作出具有控制光和信息处理功能的新型器件。而硅基平板光子晶体器件^[25, 26]可以利用成熟的半导体加工工艺制作出来,而且易于与传统的电子器件结合在一起,因而更具有优势。通常硅基平板光子晶体是在半导体材料硅的薄膜上(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制作出周期排列的空气孔。在垂直硅板方向上利用硅与空气或二氧化硅的高折射率对比将光限制在硅平板波导中,而在沿着硅板方向利用所制作的周期性结构对光进行控制。通常是在 Si-SiO₂-Si 三层结构构成的 silicon on insulator (SOI) 基片中的顶层硅层来制作其结构。顶层的硅层厚度有 220 nm 和 1.5 μm 两种不同规格。220 nm 的硅层通常是用来制作空气桥式光子晶体结构[图 1(a)],而 1.5 μm 则是用来制作准二维结构。利用中国科学院物理研究所微加工实验室的微纳加工设备制作本样品。通常可以直接利用聚焦离子束系统在 220 nm 硅层中刻蚀周期性小孔结构,或利用电子束曝光系统加电感耦合等离子体刻蚀系统制作 220 nm 或 1.5 μm 厚度的平板光子晶体结构。在制作光子晶体结构的同时,在结构两侧制作 3 μm 宽,250 μm 左右长度的硅波导,用于输入和导出红外光信号。图 1(b)和(c)显示的是在实验中用到的完整样品,样品整个宽度在 300 μm 左右。硅波导输入和输出端口的两个侧面都经过抛光,目的是为了增加信号光的耦合效率。

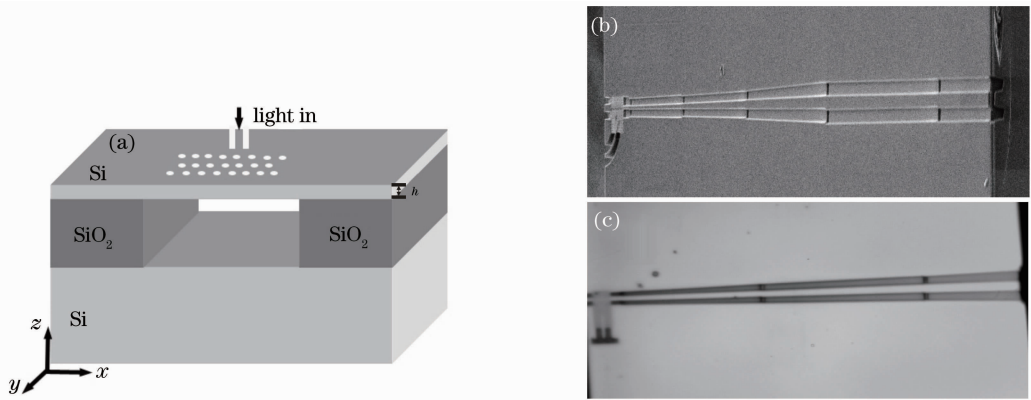


图1 (a)带有输入波导空气桥式二维平板光子晶体结构示意图;(b)和(c)实验测量中所用到的样品全貌图
Fig.1 (a) Schematic of a 2D air-bridged photonic crystal slab structures with an input silicon waveguide;
(b) and (c) the optical microscopic image of a practical photonic crystal sample used in experiment

光子晶体结构的特性可以通过透射谱来反映。在理论上,可以通过上述的多种方法来进行计算,而实验中,建立了如图2(a)和(b)所示的一套系统来测量。波长为1500~1640 nm的红外光从可调谐红外激光器中经过一透镜光纤耦合到样品的硅波导中,然后入射到光子晶体结构中。另一侧的硅波导收集通过光子晶体结构的信号光,再通过输出光纤传输到功率计中。在系统中,还可以利用安置在样品上方的显微装置,用红外摄像机拍摄从样品上方散射出的光。图2(c)显示的是用红外摄像机记录的样品远场散射光图像。此外,将该显微装置的耦合光纤与样品中的硅波导进行对准,使得耦合效率达到最大。

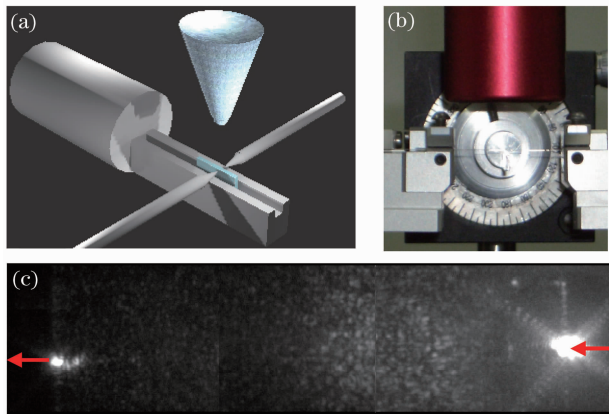


图2 硅基平板光子晶体结构光学性能表征测量装置。
(a)示意图;(b)实物图;(c)红外摄像机记录的样品远场散射光图像

Fig.2 Experimental setup for the optical characterization of infrared 2D silicon photonic crystal slab structures. (a) Schematic diagram; (b) actual picture; (c) a typical optical microscopic picture of sample recorded by noctovisor

4 光子晶体波导与滤波器

4.1 光子晶体波导

在集成光学中,波导是最重要的元件之一,可以为集成光路中不同器件之间的相互通讯提供有效通路。而光子晶体波导具有更低损耗、更宽传播窗口等优良性质。通常在光子晶体结构中人为制作一线缺陷,从而在光子晶体完全带隙中形成一个缺陷态,于是可以将光限制在该缺陷中,能够有效地进行光传输。在硅基平板光子晶体结构中,三角晶格空气孔光子晶体结构的类TE模(磁场偏振方向与平板垂直)具有最宽的完全带隙。图3(a)显示的是用MPB计算所得的三角晶格空气孔光子晶体的能带结构。橘黄色区域显示的是结构的带隙,在这一区域中的光是不能够在光子晶体中传播的。假如在光子晶体结构中移去一排小孔,就会在光子禁带中形成缺陷模[图3(b)],便可以利用这种缺陷态来制作光子波导。在以前的工作中,通常单模或多模的光子晶体波导是沿着三角晶格光子晶体的 ΓK 方向制作而成,而另外一个晶向的波导却很少被提及。与 ΓK 方向一样,由于在 ΓM 方向上同样存在着完全带隙,完全有很大的自由度在这个方向上进行缺陷态的设计。如果去掉一整排菱形区域就可以得到沿 ΓM 方向的“串”状波导,如图4(b)所示,此时形成的这种 ΓM 波导称作原始 ΓM 波导^[6]。此时,光子晶体晶格常数 $a=430$ nm,空气孔直径 $r=120$ nm。

利用MPB来模拟光子晶体 ΓM 波导的能带结构,如图5(a)所示。图中灰色区域显示的是缺陷模区域,中心点位于1533 nm,宽度只有22 nm。相对应实际测量所得样品的透射谱如图5(c)所示。缺陷模的中心波长在1524 nm,宽度为25 nm。这与

理论探测得到的两组参数相当接近,尽管存在少量的偏差,但是可认为来自加工过程当中的不确定性因素。作为面向实现未来光子晶体集成网络的器件而言,这种二十几纳米的传播带宽显然是不够的,需要的是更宽传播窗口的波导以满足宽频谱,高速度的光信息传播。如图 4(a)所示,定义距离波导中心最近邻与次近邻的两排空气孔的半径分别为 r_1 和

r_2 。波导的宽度定义为两侧最近邻空气孔中心点之间的距离。为了提高 ΓM 波导的传输性能,缩小小波导中最近邻一排空气孔的大小同时扩大次近邻一排空气孔的大小,使得整个光通路形成一个光滑平缓的通道[图 4(c)]。通过模拟一些列的不同参数,发现当 $r_1=50\text{ nm}$ 和 $r_2=170\text{ nm}$ 时,波导的带宽可以达到 75 nm 。理论和实验的结果如图 5(b)和(d)所示。

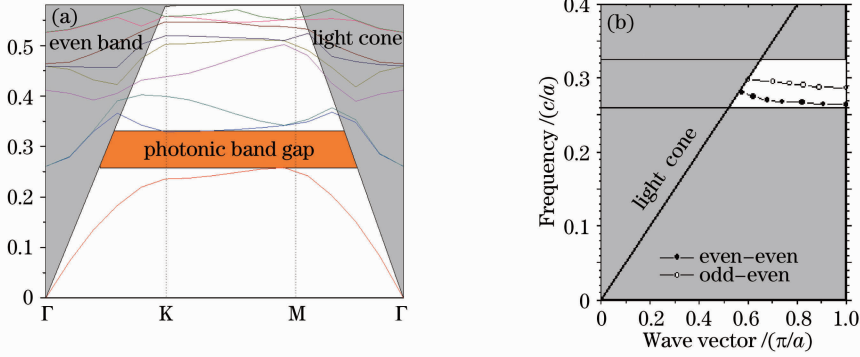


图 3 (a)三角晶格空气孔光子晶体能带结构图; (b)光子晶体 W1 波导能带结构图。带隙中的上下两条能带分别为偶模和奇模

Fig. 3 (a) Photonic energy-band structures for an air holes triangular lattice photonic crystal slab; (b) energy-band for a photonic crystal W1 waveguide. The upper and lower bands are the even-symmetric and odd-symmetric guided mode, respectively

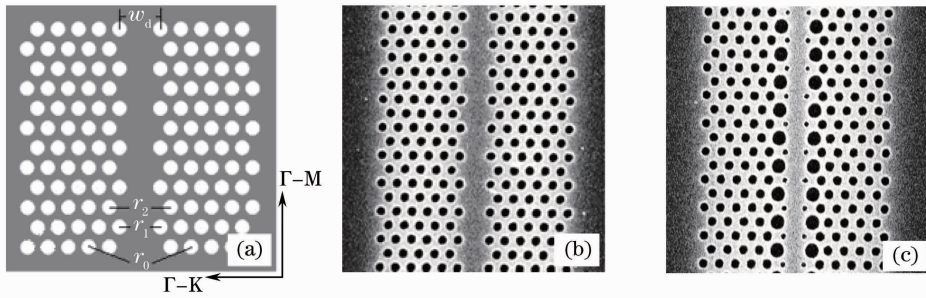


图 4 (a)三角晶格光子晶体 ΓM 波导结构示意图; (b)和(c)原始及优化后的 ΓM 波导 SEM 图

Fig. 4 (a) Schematic of ΓM waveguide construre in a triangular-lattice photonic crystal slab; (b) and (c) are SEM pictures of original and optimized ΓM waveguides

由于 ΓM 波导和 ΓK 波导是相互垂直的,将它们结合到一起,就天然形成了 90° 拐弯波导结构^[49]。在三角晶格光子晶体器件中,人们对由两个方向的 ΓK 波导连接而成的拐弯波导已经研究了很多,这里利用 ΓM 波导和 ΓK 波导制作出了高性能的 90° 拐弯波导(图 6),为将来的集成光路提供了更多的选择。这里整个光子晶体拐弯波导的结构由三段波导组成,入射端和出射端的波导都是 ΓK 波导,中间结构为作为连接的 ΓM 波导,所以这种波导结构中有两个 90° 的转弯角。

因为 ΓM 波导的通光带范围比 ΓK 波导的通光带范围窄,即 ΓM 波导导模所处的频率范围比 ΓK

波导导模所处频率范围窄,所以整个拐弯波导导模范围的大小取决于 ΓM 波导。两种波导中的模式耦合决定着拐弯处的拐弯效率,也即整个拐弯波导的透射率。为了得到性能更好的拐弯波导,即更宽的通光带和更高的透射率,需要同时优化 ΓM 波导和拐弯处结构。将临近 ΓM 波导的第一排空气孔的半径定义为 r_1 ,临近的第二排空气孔半径定义为 r_2 。采取的方法是将 r_1 减小,同时增大 r_2 。这样可以同时增大 ΓM 波导的通光带和两种不同波导导模之间的耦合。除此之外,可以将拐弯处的空气孔半径变为 r_1 ,来提升拐弯处的耦合效率。图 6(b)给出一个优化后的结构 SEM 图,其中 r_1 为 50 nm , r_2 为 150 nm 。

在理论上得到了 62 nm 的带宽,75%的拐弯效率;在实验上得到了 70 nm 的带宽,45%的拐弯效率。这种

新型 90°拐弯波导为将来的光子集成回路提供了更多的选择性和便利性。

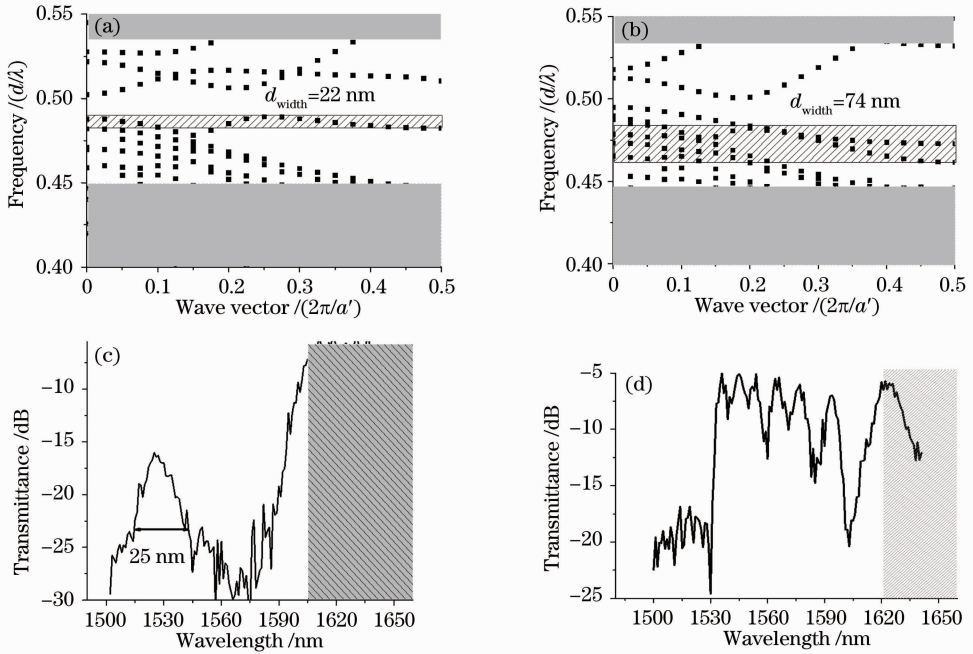


图 5 MPB 计算所得原始 ΓM 波导(a)和优化后 ΓM 波导(b)的能带结构图,原始 ΓM 波导的带宽只有 22 nm,优化后达到了 74 nm;(c)和(d)实验测得原始 ΓM 波导和优化后 ΓM 波导的透射谱

Fig.5 Calculated modal dispersion relation of (a) the original ΓM waveguide and (b) an optimized ΓM waveguide, the bandwidth of the waveguide modes is 22 nm in the original waveguide. After optimization, the waveguide band width is significantly broadened to 74 nm; panels (c) and (d) are the corresponding measured transmission spectra of the original and optimized waveguides

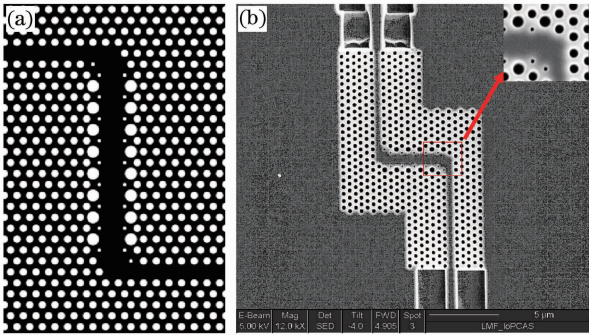


图 6 (a)三角晶格光子晶体 90°拐弯波导结构示意图;(b)优化了拐弯处结构后的拐弯波导结构 SEM 图

Fig.6 (a) Schematic geometry of 90° bent waveguide in a triangular lattice photonic crystal slab with optimized ΓM waveguide; (b) SEM picture of a practical sample of 90° bent waveguide with optimized bend corner geometry

4.2 通道下载滤波器

通道下载滤波器将局域在谐振腔内部的光提取进入相邻的直波导当中,并进一步加以收集利用。它们是光子集成回路和波分复用等系统的重要组成部分,在实际中具有重要的应用前景。通常在实际

应用中需要配制多个通道的滤波器,这里设计了一种三端口通道下载滤波器^[50],通过控制谐振腔的大小,在两个输出端口上取得了 1.5 nm 间隔的输出,品质因子大约 1000 左右。图 7(a)显示了该滤波器的扫描电镜图,光子晶体的晶格常数和空气孔的半径分别为 430 和 145 nm。Port3, Port1 和 Port2 分别为输入波导和两个输出波导,上述波导分别沿着光子晶体的 ΓK 方向填充一排空气孔形成,C1 和 C2 为两个点缺陷腔。缺陷腔的中心到相邻波导的距离在 y 方向为 3 排空气孔。谐振腔 C1 从光子晶体中抽取 3 个空气孔形成,腔边的两个空气孔分别从其常规位置对称外移了 10 nm,谐振腔 C2 腔壁的两个空气孔被对称外移了 20 nm。正如许多文献所述^[9, 51],轻微移动腔壁的空气孔有助于腔内光的局域,从而得到较高的品质因子。同时,腔壁空气孔移动大小的不同导致了谐振腔大小的不同,使两个谐振腔的共振波长也不相同。测量了该三端口共振耦合器的两个输出端口 Port1 和 Port2 的透射谱,相应的结果如图 7(b)和(c)所示。谐振腔 C1 和 C2 的共振波长分别为 1529.5 和 1531 nm,差别大约为

1.5 nm。两个共振峰的半峰全宽分别为 1.5 和 1.4 nm,相应的品质因子分别为 1020 和 1090。为了估计该系统的滤波效率,一个具有相同参数的直波导定位于三端口隧道共振耦合器附近。当设定入

射光的波长为 1529.5 nm 时,保持相同的入射光强度,测得参考波导输出端口和 Port1 端口的强度分别为 0.330 和 0.158 μW ,Port1 的滤波效率粗略估计为 48%,Port2 端口也可以得到类似的结果。

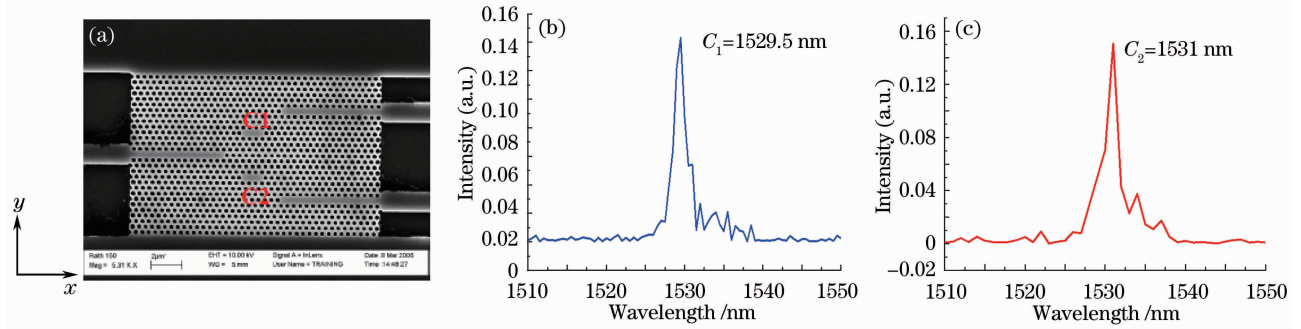


图 7 (a)三端口通道下载滤波器 SEM 图;(b)和(c)实验测得输出端口 1 和 2 处的透射谱

Fig. 7 (a) SEM image of the three-port channel download filter; (b) and (c) the measured transmission spectra at Port1 and Port2

众所周知,滤波器设计的关键是结构的设计,而器件的形态是设计过程中需要考虑的另外一个重要因素。通常是通过改变光子晶体结构的孔径来改变微腔的共振频率,在这里通过改变微腔形状来改变光子晶体多通道滤波器的性能。当空气孔的形状由圆形变为椭圆时,椭圆的椭偏率和转角将对局域模产生很大的影响。以前,这种形状的改变通常被当作是由刻蚀技术中的技术限制所引起的误差,它的存在会导致能带漂移和损耗增加。然而,如果可以自主地控制空气孔的形状就可以利用这点来实现一些特殊的功能,为控制光子晶体器件性能提供了一种新的方法。

且相距 4 排空气孔的地方也形成一个 ΓK 波导,用于导出从微腔耦合出的信号。图 8(b)所示的是微腔周围椭圆孔的放大示意图。椭圆的一个轴逆时针方向与输入光方向(x 轴方向)相距 θ 夹角。与此方向平行和垂直的椭圆孔长短轴分别为 a 和 b ,椭圆的椭偏率 $p = a/b$ 。可以通过调节参数 θ, a 和 b 来调制的光子晶体滤波器的光学特性。于是利用这一点设计了一种四通道滤波器,如图 9(a)所示。输入通道是由一条位于中心的线形 W1 波导构成。4 个微腔分布在主通道的两侧,这 4 个微腔都是去掉沿 ΓK 晶向的若干个空气孔构成的。利用 4 种不同结构参数的微腔来实现在不同的输出波导中输出不同频率的信号,4 种不同的微腔几何参数如表 1 所示。每个微腔都与在另一个 ΓK 方向上的 W1 波导连接。随后光信号被传送到输出硅波导中。每个通道之间的距离都足够远以避免输出光信号之间的相互耦合。

图 8(a)显示的是一通道椭圆空气孔光子晶体滤波器示意图^[52]。在光子晶体中沿 ΓK 方向去掉一排空气孔形成 W1 波导,用作信号输入通道。在与波导成 60° 夹角方向上,相距 4 排空气孔的地方去掉 3 个空气孔构成一微腔。另外在与微腔方向平行

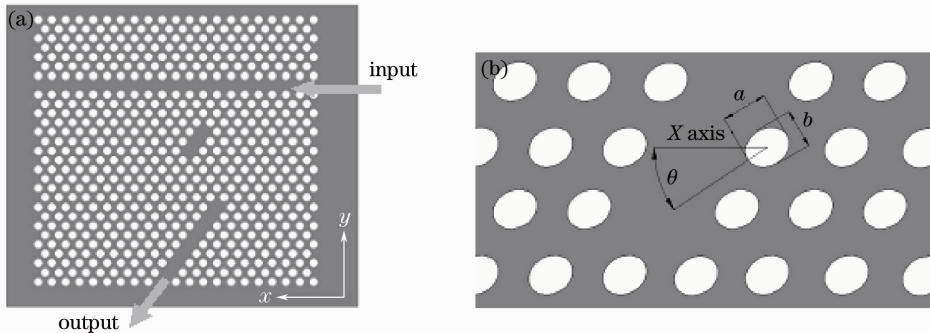


图 8 (a)一通道椭圆空气孔光子晶体滤波器结构示意图;(b)光子晶体微腔区域局部放大图

Fig. 8 (a) Schematic structure of a one-channel photonic crystal filter with elliptic air hole; (b) enlarged view of the filter around the photonic crystal microcavity

实验和理论获得的该滤波器四通道的透射谱如图 9(b)和(c)所示。二维时域有限差分(FDTD)模拟出 4 个峰值分别对应频率 1533, 1539, 1563 和 1558 nm。实验尽管存在着噪声,但还是可以清晰地看到 4 个输出通道的共振峰分别出现在频率为

1549, 1541, 1567 和 1560 nm 处。虽然实测结果与理论推测存在着差异,并且这些差异有正有负,但是对于整个滤波器而言,4 个波导的输出差异的最大绝对值不超过 4 nm。完全有理由相信这是由于加工过程中的不确定性因素产生的。

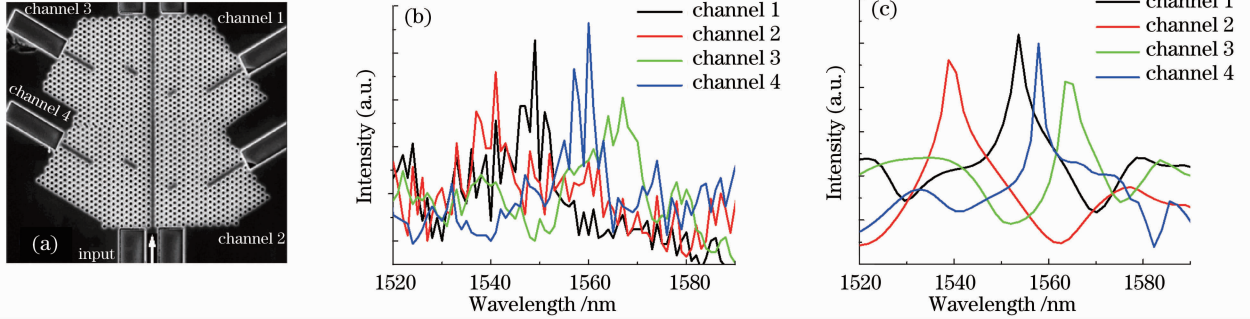


图 9 (a)四通道椭圆空气孔光子晶体滤波器 SEM 图;(b) 实验测得四通道滤波器四个端口的透射谱;(c)理论模拟得到的结果
Fig. 9 (a) SEM image of the four-channel filter with elliptic air holes; (b) experimentally measured transmission spectra for the four-channel filter; (c) simulated transmission spectra for the same filter

表 1 四通道滤波器的结构参数和光学性能列表

Table 1 Structural parameters and optical performance in the four-channel filter

Channel	1	2	3	4
Lattice constant /nm	420	430	420	430
Number of air hole removed	2	2	3	3
Long axis a /nm	240	260	240	280
Short axis b /nm	200	240	220	240
Angle /($^{\circ}$)	0	0	0	0
Theoretical resonant peak /nm	1553	1539	1563	1558
Experimental resonant peak /nm	1549	1541	1567	1560
Deviation /nm	4	2	4	2

4.2 节中介绍了通过改变 ΓM 波导内壁空气孔大小获得了高性能的宽带波导。 ΓM 与 ΓK 波导的结合势必会在集成光路中提供更加灵活的连接通

道。利用这两种波导制作了一种四通道滤波器^[53], 如图 10(a)所示。 ΓK 与 ΓM 波导分别用作输入和输出波导,它们之间是通过微腔联系在一起的。微腔两侧的端点分别被标记为 a, b 和 c, d 。通过细微地调节微腔两侧两组端点的位置而改变微腔的光学特性。表 2 中给出了这种 4 通道滤波器的不同结构参数时理论和实验得到 4 个微腔共振峰位置。清楚地观察到 4 个共振峰值分别出现在波长 1543, 1545, 1548 和 1551 nm 处。与数值模拟得到的共振峰值相比较来看,尽管 4 个实测输出峰值整体向高频方向移动,但是它们之间的相对位置基本与理论结果一致,最大的相对位置偏差不超过 2 nm。

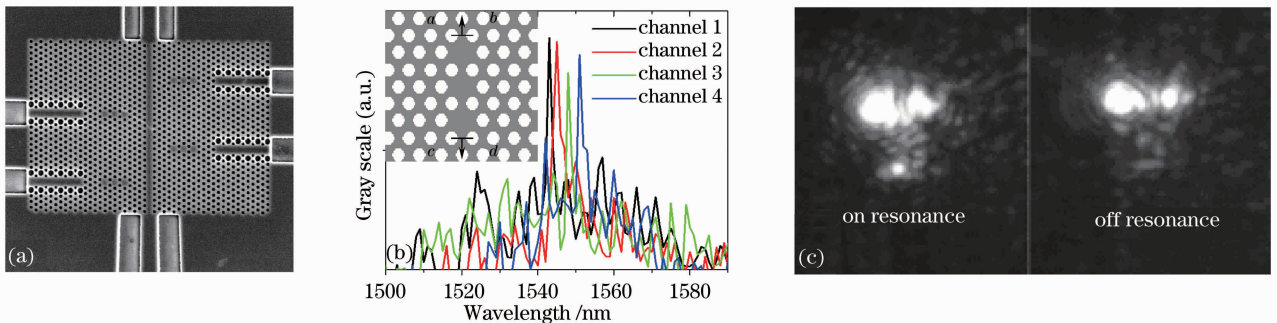


图 10 (a)四通道正交耦合输出滤波器结构的 SEM 图;(b)实验测得 4 个输出通道的透射谱;(c) 红外摄像机记录的样品一个端口远场散射光图像。当入射波长处在微腔的共振波长时,在输出端口处有个亮斑

Fig. 10 (a) SEM image of the fabricated four-channel orthogonal coupling output filter; (b) experimental transmission spectra of the four output channel filter in linear scale; (c) infrared CCD camera image of far-field scattered light observed in experiment for one channel of the sample. A bright spot appears at the end of the output channel when the input wavelength coincides with the resonant wavelength and it disappears when it is at off-resonance

表 2 四通道正交耦合输出滤波器的结构参数和光学性能

Table 2 Structural parameters and optical performance in the four channel Γ -M and Γ -M waveguides filter

Channel	1	2	3	4
End shift /nm	0	5	10	15
Theoretical resonant peak /nm	1550	1551.5	1553	1556
Experimental resonant peak /nm	1543	1545	1548	1551

5 光子晶体中光折射

在前面的章节中,讨论了一些二维硅基平板光子晶体器件,包括光子晶体波导、微腔和通道下载滤波器。这些器件都是利用光子禁带中的缺陷态来工作的。除了在禁带中的一些性质外,由于光在光子晶体内部受到很强的布拉格散射,在光子晶体导带中的光具有一些特殊的散射现象,比如负折射^[14],自准直^[15]和超棱镜^[16]现象。图 11(a)显示的是典型的二维硅基平板正方晶格空气孔结构光子晶体的能带结构图。图中颜色标记的频率区域是能够发生一些光反常传播现象。除了能在光子晶体能带结构

中得到光子晶体的色散关系,还可以利用等频图来获得光在光子晶体表面的折射方式。所谓的等频面是指在光子晶体第一布里渊区内对于某频率所有允许波矢构成的面。它与固体物理中的费米面类似,只是将能量换成频率。图 11(b)和(c)分别显示的是第一和第二类 TE 模能带的等频图。图 11(b)中红色线框内的等频曲线是平直的,意味这在这一个频率段可以发生自准直现象。假如光束沿着光子晶体的 Γ M 方向传播,它不会发生任何的散射。这种类型的光子晶体可以在集成光路中用作传输光的波导。图 11(c)中红色线框内的归一化频率范围是在 0.28~0.31,等频曲线近似为圆弧形。而且在这个区域中,当频率增加时,等频曲线朝着 Γ 点移动,这就意味着在这个区域有负折射的现象发生。当入射光束主要沿着 Γ M 方向传播时,光子晶体就会在这一特定的频率范围内表现出负的折射率。在下面的两个小节中将分别讨论硅基二维平板光子晶体中的负折射和自准直效应。

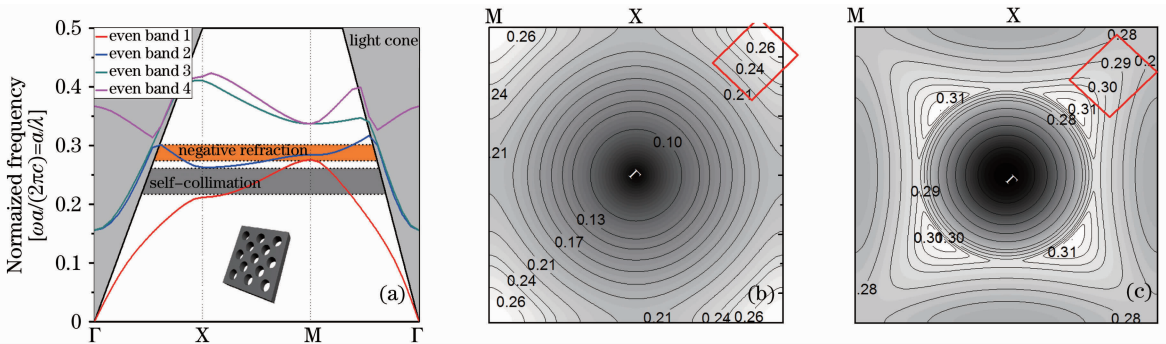


图 11 (a) 正方晶格空气孔光子晶体平板类 TE 模的能带结构图;(b)类 TE 模第一条能带的等频图。红色方框内是可以发生自准直的区域;(c) TE-like 模第二条能带的等频图,在红色方框内沿着 Γ M 方向入射时可以发生负折射现象
Fig. 11 (a) Photonic energy-band structures of TE-like bands for an air-holes square-lattice photonic crystal slab; (b) equi-frequency surface contours of the TE-like first band for the same photonic crystal show that self-collimation can occur in the direction around the Γ M direction; (c) equi-frequency surface contours of the TE-like second band show that negative refraction can occur in the direction around the Γ M direction

5.1 负折射现象

最近几年,以负折射为代表的光束特殊传播现象引起了人们的巨大兴趣。通过精确设计加工的一些结构实现了光束各种各样的反常传播。在可见光波段,通常能够实现负折射效应的结构都含有一些金属单元,这些金属单元具有很强的色散和能量损耗。为了克服这个损耗问题,利用纯介质组成的光子晶体来实现负折射现象。这里实现了硅基空气桥式光子晶体负折射现象,并通过近场扫描光学显微镜清晰地观察到了负折射光束。

为了在硅基空气桥式光子晶体中实现负折射现

象,理论上分析了各种不同结构的光子晶体结构的能带结构和等频曲线,最终找到可以在硅基空气桥式光子晶体中产生负折射现象的结构^[18],如图 12(a)所示。它是直接用聚焦离子束系统进行加工的。入射硅波导与光子晶体表面法线成 10° 角,整个入射波导的长度大概在 $100 \mu\text{m}$ 左右,这是为了使光子晶体区域远离将光耦合到硅波导中的光纤,使得杂散光变小。光子晶体晶格常数是 440 nm ,空气孔的直径是 220 nm 。该结构的能带及等频图如图 11(a)和(c)所示。根据上面的分析,得到了可以产生负折射的频率范围和方式,然后用时域有限差分方法进行

数值模拟。对于这种空气桥式结构,硅的高折射率能够将光很好地限制在硅板里,但是也导致了光在光子晶体结构与均匀介质表面严重的模式不匹配。在进行模拟过程中,发现这种不匹配可以严重地影响耦合效率。于是采用一种水滴状的表面结构,它们的等效折射率是从入射硅波导到光子晶体表面渐变的,增加硅波导与光子晶体之间的模式匹配,可以明显地增强入射光的耦合效率。图 12(b)显示的是

在波长为 1503 nm 时硅板中心光场强度分布图。光从一个狭缝光源耦合到硅波导中,然后沿着波导传播入射到光子晶体表面。可以在光子晶体内部清楚地看到负折射光束,计算出来的负折射角度大约是一 45° 。另外,这种表面结构可以减少在光子晶体表面的散射,说明水滴表面结构可以减弱光子晶体与硅波导之间的模式不匹配问题。

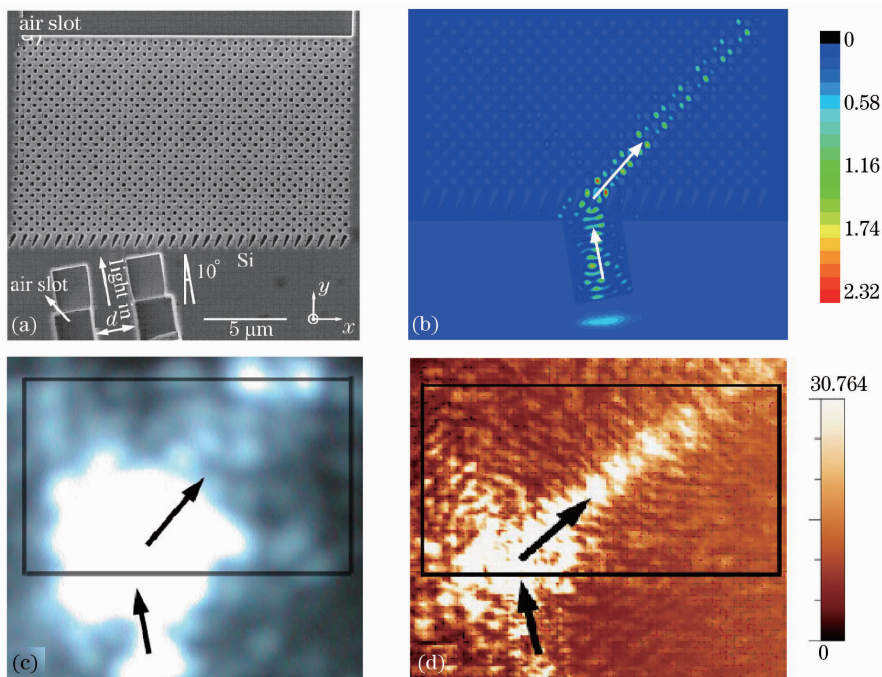


图 12 (a)能够产生负折射现象且带有入射波导的光子晶体结构 SEM 图;(b)有表面水滴结构时类 TE 模的光场分布图;(c)在波长为 1503 nm 时,用物镜收集样品上方散射光图像和(d)扫描近场光学显微镜获得的清晰的负折射图像。黑色线框内是光子晶体区域

Fig. 12 (a) SEM picture of the photonic crystal structure and an input waveguide which can generate negative refraction; (b) light intensity distribution of TE-like modes for photonic crystal with deliberately designed tapered air-holes interface; (c) directly observed pattern of the radiated light of 1503 nm from the top using an objective lens; (d) SNOM picture of the negative refraction of the same wavelength. In each picture, the boundary of the photonic crystal structure is superimposed as solid lines

在实际测量中,应用了远场散射光定性观察和近场探测。这两种方法都是利用透镜光纤将激光器中的红外光(1500~1640 nm)耦合到硅波导中,并用偏振控制器使得出射的光是 TE 模。图 12(c)和(d)显示的是实验测量得到的图像。图 12(c)是直接利用红外摄像机获得的散射光场图。可以明显看到在入射硅波导和光子晶体界面处强烈的散射光斑。这就是前面所说的模式不匹配问题,虽然采用了水滴状的表面结构来减弱这种不匹配。由于在这个表面散射光很强烈,使得红外摄像机中不能够分辨出在光子晶体内部传播时散射出来的光束。只有当光束传播到所刻蚀的矩形空气槽的边界时,才很强烈

地散射出来,形成图中上方的小光斑,并且这个光斑出现在与入射光的同一侧,可见光在光子晶体内部发生了负折射现象。但是图 12(c)不能再提供更有用的信息了,因此利用了扫描近场光学显微镜进行观察。图 12(d)显示的是在波长为 1503 nm 时,光子晶体内部的光场分布图。探针针尖孔径为 150 nm,扫描时距离样品表面 10 nm 的距离。从得到的图像中可以清楚地看到光子晶体内部的负折射光束。测量得到的负折射角度是一 45° ,这与用 FDTD 模拟得到的结果是一致的。同样也在入射波导与光子晶体表面看到一个光斑,但它明显比图 12(c)中的要小很多。

5.2 自准直现象

自准直效应是指光在光子晶体中传播时,不会发生发散,而是沿着自准直的方向低损耗的传播。因此,可以利用这一现象实现无通道波导,可以有效地利用在集成光路器件中,如分束器、波分复用器和干涉仪等。因此,自准直的性能决定了它所应用的这些器件的性能。分析了一个简单的正方晶格椭圆孔的光子晶体结构,发现在某个比较宽的频率范围内,可以实现大角度的自准直现象,并在实验上得到了验证。

图 13 显示的是采用的结构示意图,它是由正方晶格椭圆空气孔组成的硅基光子晶体结构。光子晶格结构晶格常数为 a ,椭圆长短轴分别为 $a_1=0.9a$

和 $a_2=0.4a$,这里取硅的折射率 $n=3.4$ 。图 13(b)是 MPB 计算所得到的能带图,图中只显示了 TE 模的第 4,5 和 6 条能带。图中灰色区域是可以发生自准直的区域,归一化频率范围是 $0.36\sim 0.39$ 和 $0.43\sim 0.46$,因此可以在比较宽的频率范围实现自准直。图 13(c)显示的是 TE 模第 5 条能带在第一布里渊区的等频曲线图。为了简单起见,只关心第 5 条能带中沿着 $+x$ 方向传播的模式,并且根据周期性,图中只给出了 $k_x > 0$ 部分的等频图。这里清楚地看到在能带图中标识的频率范围内的等频曲线是平直的,而且是对于第一布里渊区里所有的 k_y ,因此可以实现所谓的大角度自准直。而第 4 条能带中灰色区域与第 5 条能带类似,这里不再详细说明。

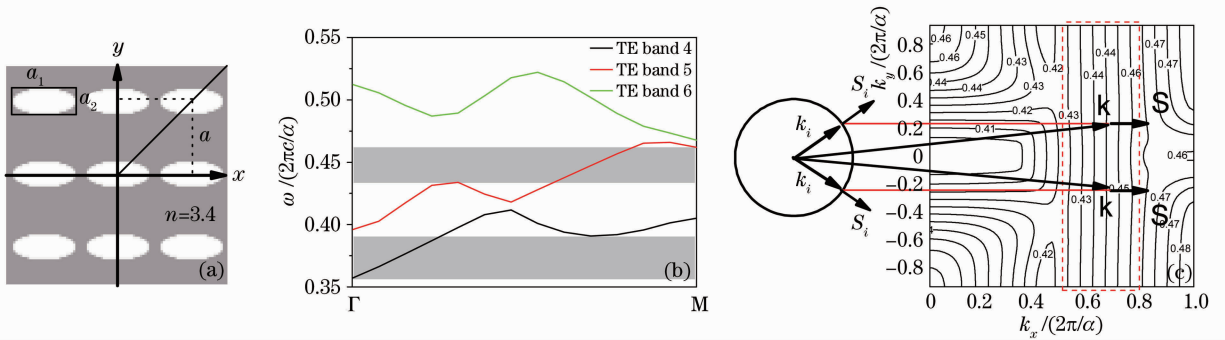


图 13 (a)硅基正方晶格椭圆空气孔光子晶体结构示意图;(b)该光子晶体结构 TE 模的第 4,5 和 6 条能带图;(c)该光子晶体结构 TE 模第 5 条能带的等频曲线图

Fig.13 (a) Schematic of the photonic crystal structure formed by a silicon-based square lattice of elliptical air holes; (b) band diagram of the fourth, fifth and sixth TE mode; (c) equi-frequency surface (EFS) contours of the fifth TE mode

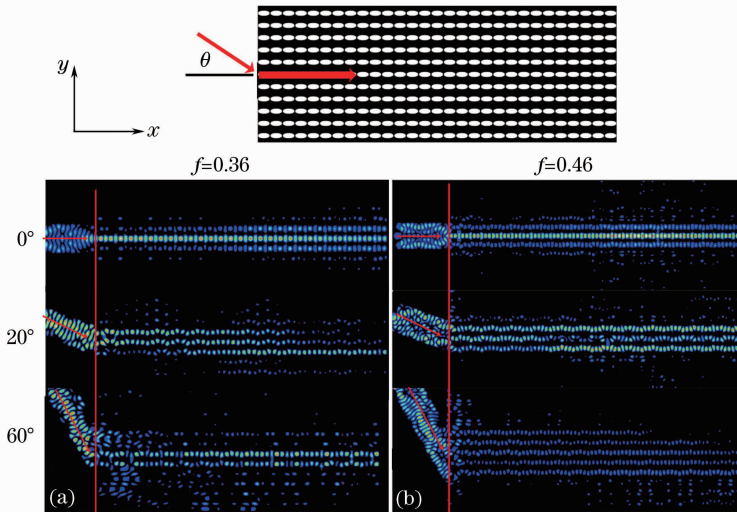


图 14 FDTD 模拟的两种不同频率的光在 $0^\circ, 20^\circ$ 和 60° 入射时光子晶体中场分布情况。(a)入射光频率为 0.36;(b)入射光频率为 0.46

Fig.14 Electric field intensity distribution in photonic crystal with $0^\circ, 20^\circ$ and 60° incident angles at the minimum normalized frequency 0.36 (a) and the maximum 0.46 (b). A finite-difference time-domain method is used in the simulations

为了验证上面分析的宽带大角度自准直现象,应用 MEEP 来模拟自准直现象。这里考虑一个 31×45 个周期的正方晶格椭圆孔的光子晶体结构,它的表面方向是沿着 ΓX 方向。宽度为 $d=4a$ 的高斯光束以 $\theta=0^\circ, 20^\circ$ 和 60° 角度从空气中入射到光子晶体表面,这些角度已经足够表明结构的大角度自准直效应,如图 14 所示。这里模拟了可以产生自准直效应频率范围内的最低频率 0.36 和最高频率 0.46,这也足以表明该结构的宽光谱响应。图 14(a) 和 (b) 显示的是入射光在不同入射频率,不同入射角度时电场分布图。跟前面理论分析的一样,不管是哪个角度哪个频率的光入射,光在光子晶体内部都是准直的沿着 $+x$ 方向传播。只是随着入射角度的增大,耦合效率会减少,但是从理论上说,正负 90°

之内的入射光都可以实现准直。

根据上面理论分析的结果,在 SOI 基片上制作出带有一个入射硅波导的结构。由于分析的结构是二维结构,用电子束曝光加电感耦合等离子刻蚀系统制作 $1.5 \mu\text{m}$ 深度的结构来近似为二维结构,如图 15 所示。在实际测量中,对样品进行远场散射光定性观察,图 15(d)~(i) 6 幅图显示的是红外摄像机记录的不同情况下的光子晶体区域的光场强度分布图,只给出了能产生自准直现象的最大和最小波长。对于 3 种不同角度入射时,都清晰地观察到了光束的自准直现象,虽然能够产生自准直现象的波段不一样。以上的结果足以说明本结构可以产生大角度宽谱自准直现象,可以应用在集成光路中的光收集器、光隔离器或者干涉器中。

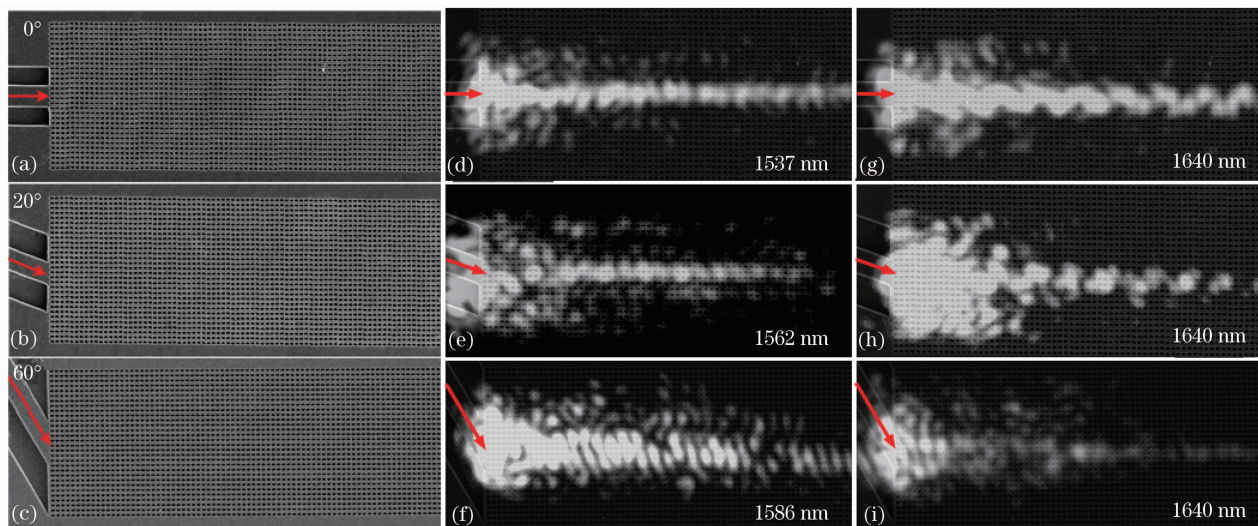


图 15 (a)~(c) $0^\circ, 20^\circ$ 和 60° 波导入射时光子晶体区域的 SEM 图; (d)~(i) 红外摄像机记录的不同情况下光场分布图。

对于每个人射角度只给出了能够产生自准直现象的最大和最小波长的图像

Fig. 15 (a)~(c) SEM pictures of designed photonic crystal structures with $0^\circ, 20^\circ$ and 60° incident waveguide. (d)~(i) light-field distribution observed using IR camera and a high numerical aperture ($NA = 0.50$) objective. The patterns of the minimum and maximum wavelengths only are shown for each incident angle

6 光子晶体高 Q 微腔

量子信息和量子调控成为各国科学家争相研究的热点课题,就是因为量子信息的发展对将来的信息业会带来变革性的影响。量子信息中一个很重要的器件就是光学腔,光学腔可以用来做信息的载体,在将来的量子信息器件中会起到重要作用。为了提高光与物质相互作用,实现量子态的制备与传递,必须要有足够高的 Q/V , 有好的固定比特与飞行比特,这里 V 是腔模的模体积。高 Q 光学腔是最有潜力的量子信息载体之一。目前的研究主要针对以下 3 个类型的光学腔进行研究:传统的 Fabry-Perot

(F-P)腔、基于回音壁模式的微腔和光子晶体微腔。传统的 F-P 腔有其自身难以克服的困难,包括品质因子很难进一步提高,光腔之间的可连接性也比较差。基于回音壁模式的微腔有很高 Q 值,但是利用回音壁模式原理的光学腔也有一定的局限性,这些微腔模体积较大,且不利用将来的集成工作,如果想做量子信息的传输,腔和腔需要集成到一起,而集成这些微球腔的难度比较大。为了同时得到超高的 Q 值和好的集成性,二维平板光子晶体微腔是一个很好的选择^[54~56]。光子晶体高 Q 微腔能够提供足够高的 Q/V , 国外研究已经验证,将量子点放入到高 Q

的微腔中可以观察到 Rabi 劈裂^[54, 55]。更重要的是光子晶体二维平板器件制备技术已经比较成熟,这种技术非常便于集成,例如用电子束曝光和电感耦合等离子体刻蚀加工技术能够做出几百个微米大小的光子晶体,可以在这么大的光子晶体上面做出多个高 Q 的微腔,将原子或者量子点放入微腔中,有利于集成。近来,本课题组在硅基平板光子晶体开展了高 Q 微腔制备的实验研究工作,并获得了突破。

研究的光子晶体微腔是 L3 型——在光子晶体结构中心的 3 个孔用介质材料填充起来,或者说去除了 3 个空气孔。图 16(a)是普通的二维平板光子晶体 L3 微腔的结构示意图。晶格常数为 430 nm,空气孔的半径为 120 nm 硅板的厚度为 235 nm。图 16

(c)所示的时域有限差分计算结果表明,改微腔的品质因子约为 5300。为提高微腔的品质因子,需要将光子晶体微腔的形状进行优化,经过大量的模拟计算,发现将光子晶体微腔临近的孔往外移动以获得更平滑的光子晶体微腔边缘,将使得光子晶体微腔中的光场强度分布接近高斯型,大幅度提高微腔的 Q 值^[57]。最优化的 L3 型光子晶体微腔的结构参数如下:将在光子晶体微腔长向中轴线上(ΓK 方向)上的微腔最邻近的两个孔分别往外移动 73 nm 次临近的两个孔分别外移 10 nm 第三临近的两个孔分别外移 73 nm,如图 16(b)所示。计算结果表明优化后的光子晶体微腔的 Q 值可以达到 127323,相对于未优化的微腔 Q 值有 20 倍的提升。

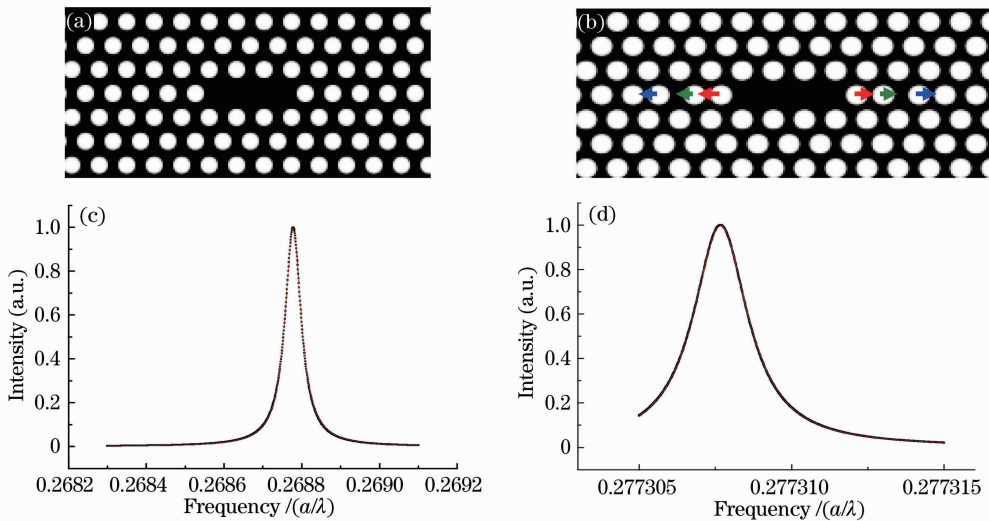


图 16 (a)原始的 L3 型光子晶体微腔的结构示意图;(b)优化后的 L3 型光子晶体微腔的结构示意图;(c)原始微腔的光谱图;(d)优化微腔的光谱图

Fig. 16 Schematic of (a) the original photonic crystal L3 nanocavity and (b) the optimized nanocavity; (c), (d) radiation spectra of the original photonic crystal L3 nanocavity and the optimized nanocavity

在理论设计的基础上,利用电子束曝光技术结合电感耦合等离子体干法刻蚀技术在绝缘体硅波导(SOI)基材上制备了该光子晶体微腔。最终样品的 SEM 图像如图 17 所示,在一根光子晶体波导旁边有一个 L3 型光子晶体微腔。通过脊形波导(长度约 200 nm)将光从光纤中耦合到光子晶体波导中,当光从光子晶体波导中传输时,如果光的频率正好与光子晶体微腔的共振频率一致时,该频率的光将耦合进光子晶体微腔中,在光子晶体波导中通过的光能量将会大幅下降。通过在光子晶体波导的另一端接收光学信号的能量,可以在透射谱上得出一个在光子晶体微腔共振频率处凹陷的曲线。通过测量和分析透射谱的形态,可以得到光子晶体微腔的 Q 值。该样品的晶格常数为 430 nm,空气孔的半

径为 120 nm,样品厚度为 235 nm。光子晶体微腔的结构是经过优化以后的,见图 17 中的放大图,光子晶体微腔最临近的 3 对孔(如图中箭头所示)分别外移 80, 20 和 80 nm。由于加工精度很难达到 10 nm,所以在移动腔周围孔的时候选取了 80, 20 和 80 nm 的数值,没有完全按照理论计算的 73, 10 和 73 nm 来选取。

图 17(c)给出了波导/微腔耦合系统在 1500~1620 nm 范围的一个透射谱线。该谱线是一个宽波长范围的透射谱,在 1567.35 nm 处得到微腔的共振频率,在透射谱上显示为一个大幅度的凹陷。为了更好地得到光子晶体的 Q 值,将测量范围缩小到 1565~1570 nm,测出的透射谱在图 17(d)中所示,通过测量透射谱可以清楚地看到一个高 Q 腔模的

存在。经过洛仑兹拟合,得出该凹陷处的 Q 值为 71243。发现实验测量得到的光子晶体微腔的共振频率比理论模拟的共振频率红移了 16.75 nm,而且微腔的实验测量 Q 值 71243 比模拟的结果 127323 小。理论和实验发生偏差的主要原因是加工过程中一些不可避免的因素造成的,比如加工的空气孔并

非是理想的圆柱形状,内表面会有一些倾斜角度;还有样品的表面以及空气孔的内侧面并不是理想光滑的;同时由于加工精度的原因,实验加工出来的空气孔半径的大小可能会有几纳米的偏差,并不是理想的 120 nm 等因素。

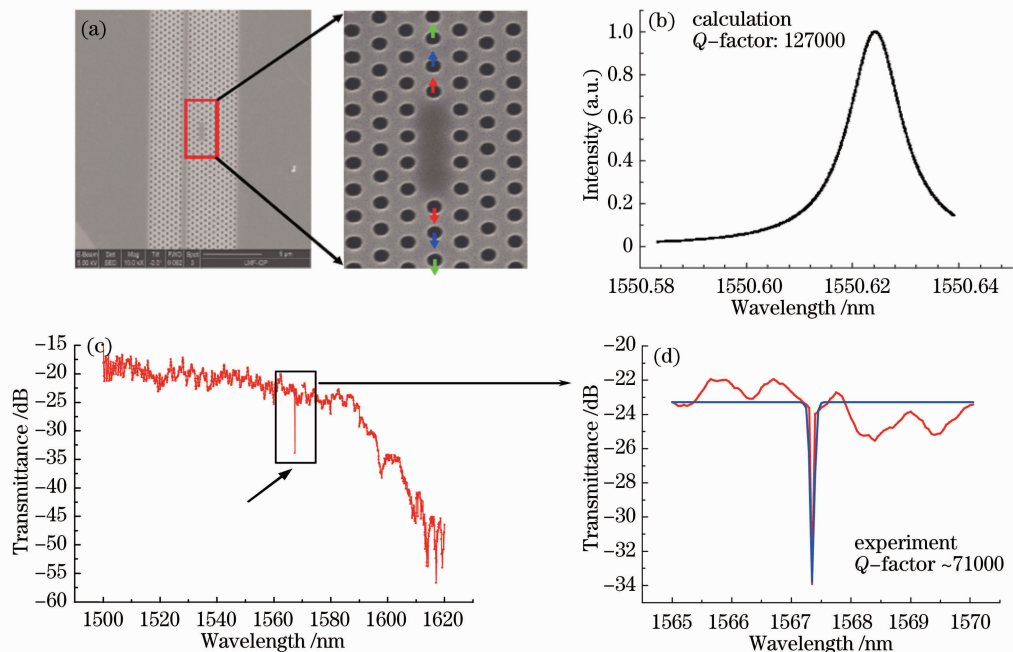


图 17 (a)L3 型光子晶体微腔 SEM 图,光子晶体微腔周围的 3 对孔分别外移 80,20 和 80 nm;(b)利用 FDTD 方法模拟计算的光子晶体微腔缺陷态光谱图像,可得出中心波长为 1550.6 nm, Q 值为 127000;(c)和(d)实验测得样品的透射谱,可以得到共振波长为 1567.4 nm, Q 值为 71000

Fig. 17 (a) SEM pictures of the L3 photonic crystal nanocavity, including the cavity with displaced three pairs of air holes for 80, 20 and 80 nm; (b) radiation spectra of photonic crystal microcavity defect state calculated by FDTD moethod; (c) and (d) the measured transmission spectra. The resonant wavelength of the cavity is 1567.4 nm and the corresponding Q factor is 71000

硅基光子晶体高 Q 微腔的成功制备为进一步从实验上探索光与量子体系的强耦合作用,开发该系统在量子信息技术、单光子源、全固态量子调控,以及高性能生化传感器件等重要的科学前沿领域的应用积累了宝贵的经验。

7 总 结

介绍了过去几年本课题组在二维硅基平板光子晶体中的工作。在这种结构中,利用硅与空气或二氧化硅的高折射率对比将光限制在在垂直方向上的平板波导中,而其中的周期性结构能够在沿着硅板方向上对光进行控制。可以像电子器件中控制电子一样在硅基光子晶体中控制光子,制作出类似于电子器件的微纳光子器件,而且易于同传统的电子器

件结合。因此硅基平板光子晶体结构成为集成光学中重要的组成部分^[58~61]。

主要介绍了一些集成光学器件的设计、制作和光学测量的方法和步骤。在结构设计方面,在利用免费的计算软件的同时,也发展了一些高效准确的程序包来计算能带结构、透射谱和光场分布等,用以设计和优化不同的光子晶体结构。在样品制作方面,利用先进的微纳加工设备制作出高质量的样品。还搭建了一套远场红外光探测和透射谱测量系统,同时还利用扫描近场光学显微镜观察样品中光束传播情况。

提出了三角晶格光子晶体 ΓM 波导,并对其进行了一系列的优化设计,最终得到了高性能宽谱的 ΓM 波导。由于 ΓM 波导与 ΓK 波导是相互垂直的,将两者结合在一起便成为 90° 拐弯波导。它们

的结合为集成光路中不同器件之间的连接提供了新的灵活方式。此外,还提出了两种不同的光子晶体滤波器。通过调节光子晶体微腔的大小或者微腔周围空气孔结构的形状来改变微腔的共振频率,从而可以在不同的输出端口获得不同的信号。除了利用光子晶体禁带中的缺陷态,还利用光在导带中受到很强的布拉格散射来实现光束的负折射和自准直现象。成功地利用了扫描近场光学显微镜观察到了空气桥式光子晶体结构中的负折射现象,并且实现了宽谱大角度的自准直现象。还发展了纳米加工技术,在硅基光子晶体的平台上成功制备了高Q微腔,实验测量值接近于理论技术值。所有的这些实验结果表明,硅基平板光子晶体结构能够灵活有效地控制光的传播,在集成光路中具有广泛的应用前景。

参 考 文 献

- 1 E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(20): 2059~2062
- 2 S. John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(23): 2486~2489
- 3 J. Valentine, S. Zhang, T. Zentgraf *et al.*. Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index[J]. *Nature*, 2008, **455**(7211): 376~379
- 4 J. Yao, Z. W. Liu, Y. M. Liu *et al.*. Optical negative refraction in bulk metamaterials of nanowires[J]. *Science*, 2008, **321**(5891): 930
- 5 J. D. Joannopoulos. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light[M]. 2nd ed. Princeton: Princeton University Press, 2008
- 6 Z. Y. Li, Y. Z. Liu, R. J. Liu *et al.*. Γ -M waveguides in two-dimensional triangular-lattice photonic crystal slabs[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(26): 21483~21491
- 7 Y. A. Vlasov, M. O'boyle, H. F. Hamann *et al.*. Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides[J]. *Nature*, 2005, **438**(7064): 65~69
- 8 S. Z. Han, J. Tian, C. Ren *et al.*. A Y-branch photonic crystal slab waveguide with an ultrashort interport interval[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2005, **22**(8): 1934~1936
- 9 Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song *et al.*. High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal[J]. *Nature*, 2003, **425**(6961): 944~947
- 10 E. Kuramochi, H. Taniyama, T. Tanabe *et al.*. Ultrahigh-Q one-dimensional photonic crystal nanocavities with modulated mode-gap barriers on SiO₂ claddings and on air claddings[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(15): 15859~15869
- 11 M. Notomi, E. Kuramochi, H. Taniyama. Ultrahigh-Q nanocavity with 1D photonic gap[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(15): 11095~11102
- 12 M. Notomi, H. Taniyama. On-demand ultrahigh-Q cavity formation and photon pinning via dynamic waveguide tuning[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(23): 18657~18666
- 13 R. Zengerle. Light-propagation in singly and doubly periodic planar wave guides[J]. *J. Modern Opt.*, 1987, **34**(12): 1589~1617
- 14 C. Luo, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos *et al.*. All-angle negative refraction without negative effective index[J]. *Phys. Rev. B*, 2002, **65**(20): 201104
- 15 H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita *et al.*. Self-collimating phenomena in photonic crystals[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **74**(9): 1212~1214
- 16 X. F. Yu, S. H. Fan. Bends and splitters for self-collimated beams in photonic crystals[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, **83**(16): 3251~3253
- 17 H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita *et al.*. Superprism phenomena in photonic crystals[J]. *Phys. Rev. B*, 1998, **58**(16): 10096~10099
- 18 L. Gan, Y. Z. Liu, J. Y. Li *et al.*. Ray trace visualization of negative refraction of light in two-dimensional air-bridged silicon photonic crystal slabs at 1.55 μm [J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(12): 9962~9970
- 19 T. Baba, T. Matsumoto, M. Echizen. Finite difference time domain study of high efficiency photonic crystal superprisms[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(19): 4608~4613
- 20 A. Berrier, M. Mulot, M. Swillo *et al.*. Negative refraction at infrared wavelengths in a two-dimensional photonic crystal[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(7): 073902
- 21 R. Chatterjee, N. C. Panoiu, K. Liu *et al.*. Achieving subdiffraction imaging through bound surface states in negative refraction photonic crystals in the near-infrared range[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**(18): 187401
- 22 S. G. Johnson, S. H. Fan, P. R. Villeneuve *et al.*. Guided modes in photonic crystal slabs[J]. *Phys. Rev. B*, 1999, **60**(8): 5751~5758
- 23 O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer *et al.*. Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser[J]. *Science*, 1999, **284**(5421): 1819~1821
- 24 S. Noda, A. Chutinan, M. Imada. Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure[J]. *Nature*, 2000, **407**(6804): 608~610
- 25 S. J. Mcnab, N. Moll, Y. A. Vlasov. Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides[J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(22): 2927~2939
- 26 M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi *et al.*. Waveguides, resonators and their coupled elements in photonic crystal slabs[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(8): 1551~1561
- 27 M. Born, E. Wolf, A. B. Bhatia. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light[M]. 7th (expanded) ed., Cambridge: Cambridge University Press, 1999
- 28 C. Kittel. Introduction to Solid State Physics[M]. 8th ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2005
- 29 K. M. Ho, C. T. Chan, C. M. Soukoulis. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **65**(25): 3152~3155
- 30 S. Johnson, J. Joannopoulos. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis[J]. *Opt. Express*, 2001, **8**(3): 173~190
- 31 Z. Y. Li, J. Wang, B. Y. Gu. Creation of partial band gaps in anisotropic photonic-band-gap structures[J]. *Phys. Rev. B*, 1998, **58**(7): 3721~3729
- 32 J. B. Pendry. Photonic band structures[J]. *J. Modern Opt.*, 1994, **41**(2): 209~229
- 33 A. Taflove, S. C. Hagness. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method[M]. 3rd ed., Boston: Artech House, 2005
- 34 C. T. Chan, Q. L. Yu, K. M. Ho. Order-N spectral method for electromagnetic-waves[J]. *Phys. Rev. B*, 1995, **51**(23): 16635~16642
- 35 N. A. Nicorovici, R. C. Mcphedran, L. C. Botten. Photonic band-gaps for arrays of perfectly conducting cylinders[J]. *Phys. Rev. E*, 1995, **52**(1): 1135~1145

- 36 L. M. Li, Z. Q. Zhang. Multiple-scattering approach to finite-sized photonic band-gap materials[J]. *Phys. Rev. B*, 1998, **58**(15): 9587~9590
- 37 Z. Y. Li, L. L. Lin. Photonic band structures solved by a plane-wave-based transfer-matrix method[J]. *Phys. Rev. E*, 2003, **67**(4): 046607
- 38 Z. Y. Li, K. M. Ho. Application of structural symmetries in the plane-wave-based transfer-matrix method for three-dimensional photonic crystal waveguides[J]. *Phys. Rev. B*, 2003, **68**(24): 245117
- 39 L. L. Lin, Z. Y. Li, K. M. Ho. Lattice symmetry applied in transfer-matrix methods for photonic crystals[J]. *J. Appl. Phys.*, 2003, **94**(2): 811~821
- 40 Z. Y. Li, K. M. Ho. Light propagation in semi-infinite photonic crystals and related waveguide structures[J]. *Phys. Rev. B*, 2003, **68**(15): 155101
- 41 M. Che, Z. Y. Li. Analysis of surface modes in photonic crystals by a plane-wave transfer-matrix method[J]. *J. Opt. Soc. Am. A-Optics Image Science and Vision*, 2008, **25**(9): 2177~2184
- 42 M. Che, Z. Y. Li. Analysis of photonic crystal waveguide bends by a plane-wave transfer-matrix method[J]. *Phys. Rev. B*, 2008, **77**(12): 125138
- 43 Z. Y. Li, K. M. Ho. Analytic modal solution to light propagation through layer-by-layer metallic photonic crystals[J]. *Phys. Rev. B*, 2003, **67**(16): 165104
- 44 J. Y. Li, Z. Y. Li, H. F. Yang *et al.*. Scanning near-field optical microscopy study of metallic square hole array nanostructures[J]. *J. Appl. Phys.*, 2008, **104**(11): 114303
- 45 J. Y. Li, Y. L. Hua, J. X. Fu *et al.*. Influence of hole geometry and lattice constant on extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays in metal films[J]. *J. Appl. Phys.*, 2010, **107**(7): 073101
- 46 J. X. Fu, R. J. Liu, Z. Y. Li. Robust one-way modes in gyromagnetic photonic crystal waveguides with different interfaces[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, **97**(4): 041112
- 47 J. X. Fu, R. J. Liu, Z. Y. Li. Experimental demonstration of tunable gyromagnetic photonic crystals controlled by dc magnetic fields[J]. *Europhys. Lett.*, 2010, **89**(6): 064003
- 48 A. F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu *et al.*. MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method [J]. *Comput. Phys. Commun.*, 2010, **181**(3): 687~702
- 49 Z. Y. Li, C. Z. Zhou, Y. Z. Liu. Waveguide bend of 90 degrees in two-dimensional triangular lattice silicon photonic crystal slabs[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2010, **27**(8): 084203
- 50 C. Ren, J. Tian, S. Feng *et al.*. High resolution three-port filter in two dimensional photonic crystal slabs [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(21): 10014~10020
- 51 Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song *et al.*. Fine-tuned high-Q photonic-crystal nanocavity[J]. *Opt. Express*, 2005, **13**(4): 1202~1214
- 52 Z. Y. Li, Y. Z. Liu, S. A. Feng *et al.*. Multichannel filters with shape designing in two-dimensional photonic crystal slabs [J]. *J. Appl. Phys.*, 2007, **102**(4): 043102
- 53 Y. Z. Liu, R. J. Liu, S. A. Feng *et al.*. Multichannel filters via Γ -M and Γ -K waveguide coupling in two-dimensional triangular-lattice photonic crystal slabs[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2008, **93**(24): 241107
- 54 K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger *et al.*. Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot - cavity system[J]. *Nature*, 2007, **445**(7130): 896~899
- 55 T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson *et al.*. Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity[J]. *Nature*, 2004, **432**(7014): 200~203
- 56 D. Englund, A. Faraon, I. Fushman *et al.*. Controlling cavity reflectivity with a single quantum dot [J]. *Nature*, 2007, **450**(7171): 857~861
- 57 Y. Akahane, T. Asano, B. Song *et al.*. High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal [J]. *Nature*, 2003, **425**(6961): 944~947
- 58 Liu Yazhao, Li Zhiyuan. Photonic crystal integrated optical devices[J]. *Physics*, 2008, **37**(9): 658~665
刘娅钊,李志远. 光子晶体集成光电子器件[J]. *物理*, 2008, **37**(9): 658~665
- 59 Chen Shuwen, Zhu Guixin, Yu Tianbao *et al.*. 1×3 beam splitter based on photonic crystal waveguides directional coupler. [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(10): 2898~2904
陈淑文,朱桂新,于天宝等. 光子晶体波导定向耦合型 1×3 光分束器[J]. *光学学报*, 2009, **29**(10): 2898~2904
- 60 Guo Hao, Wu Pin, Yu Tianbao *et al.*. Design of large separating angle ultracompact multiway beam splitter based on photonic crystal ring resonators. [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(5): 1501~1505
郭浩,吴评,于天宝等. 光子晶体环形谐振腔大角度超微多路光分束器的设计[J]. *光学学报*, 2010, **30**(5): 1501~1505
- 61 Li Changhong, Tian Huiping, Lu Hui *et al.*. Effect of waveguide basic structure on slow light in photonic crystal coupled resonator optical waveguides[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(7): 2108~2115
李长红,田慧平,鲁辉等. 波导基本结构对光子晶体耦合腔光波导慢光特性的影响[J]. *光学学报*, 2010, **30**(7): 2108~2115