

光子晶体光纤和波导*

刘思敏 陈晓虎 汪大云 郭儒

(南开大学物理科学学院光子学中心 天津 300071)

摘要 文章简述了光子晶体光纤和光子晶体波导的类型、导光原理及制作方法等,展示了近年来它们的进展及重要的应用前景.

关键词 光子晶体,光子晶体光纤,光子晶体波导

PHOTONIC CRYSTAL FIBERS AND WAVEGUIDES

LIU Si-Min CHEN Xiao-Hu WANG Da-Yun GUO Ru

(Photonics Research Center, Physics College of Nankai University, Tianjin 300071, China)

Abstract We describe various types of photonic crystal fiber and photonic crystal waveguides, the principle of guiding light and methods of fabrication. Recent developments and important application prospect are reviewed.

Key words photonic crystal, photonic crystal fiber, photonic crystal waveguide

近年来,在光子晶体发展的基础上,人们提出了光子晶体光纤的新想法并得到了证明^[1-3].其基本思想是:在二维光子晶体中引入一个“缺陷”作为光纤的核心,它的光学性质不同于核心周围作为包层的光子晶体材料.其目的是无光能损耗地将光陷获在光纤核心中.

传统的光纤通过全内反射机制导向光,因此它要求光纤的核心必须具有高于周围包层的折射率.这种光纤已经在光通信中起到了重要的作用.它目前存在的主要问题是光能损耗与色散.

在光纤长距离传输中,要求损耗尽可能少.光纤中光能损耗主要来源于吸收损耗和散射损耗.前者包括本征吸收和杂质(例如 OH^-)引起的选择吸收;后者包括瑞利散射,光纤结构不完善和材料中缺陷引起的散射.人们从硅玻璃光纤的光学损耗和波长的关系得到了在 $1.3\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$ 处有两个损耗极小值,作为光通信的两个窗口.目前在 $\lambda=1.55\mu\text{m}$ 处,最低光损耗可达 0.2dB/km .因此,光信号在光纤中传输一段距离后便需要中继放大.

色散又分为模式色散、材料色散和结构色散.模式色散可以由单模光纤来克服,结构色散比前两种色散小一个数量级,因此在单模传输中主要是材料色散起作用.光纤通信中光信号是由一个个光脉冲

组成的.如果不同波长的光波具有不同的传播速度,就会导致光脉冲展宽,从而丢失部分信息.如果光纤核心材料是无色散的,这种材料色散就不存在.

随着信息量的日益增大,要求光纤输入更多的信息,则需要提高输入功率.但太大的功率又会引起光纤核心介质的非线性.如果能使核心的面积增大,又能保证单模传输,这样既可提高输入功率,又不会带来模式色散.

光子晶体光纤就是基于传统光纤存在的以上问题而发展起来的.要了解光子晶体光纤,首先要了解什么是光子晶体.

1 光子晶体

光子晶体是折射率在空间周期性变化的介电结构,其变化周期是光波长数量级.它具有光子带隙,相应于光子带隙区域的那些频率的光波不能在这种晶体中传播,而被全部反射出去,这是因为折射率的周期性变化起到了多维衍射光栅的作用,由于布拉格衍射偏转了光波的传播方向,这类类似于 X 射线通

* 国家自然科学基金(批准号:69878009,69678018,60078013)资助项目

2001-01-08 收到初稿,2001-03-23 修回

过一般晶体那样,光波被衍射的光谱区域相应于光子晶体带隙的光谱宽度.后者又是由光子晶体结构的对称性决定的,并随折射率调制深度的增加而增加.

由电子能带理论知道,能隙是指在能量(或频率) E 与波矢 k 的关系在布里渊区的边界上出现了突变.这里波矢 k 有两个含义:光波波长与光波方向.这就是说,能隙不但与光子能量有关,还与光波的方向有关.据此对光子晶体可以划分为两种不同的能隙:一为完全能隙,即在所有的方向上都有能隙;二为不完全能隙,只在特定的方向上存在能隙.

从能隙出现处频率与周期的关系 $\omega = c/2a$,可以推出不同波段内电磁波存在能隙所要求的介电结构周期性的晶格长度 $a^{[4]}$.例如,在微波波段, a 应是毫米至厘米量级;在近红外到可见光波段, a 应是微米或亚微米数量级.

显然,之所以称这种材料为光子晶体,是因为它与一般晶体的类似性.一般晶体是由原子规则有序地排列而组成的;光子晶体也是由有序排列的微结构组成的.但是,在一般晶体中,晶格周期性的尺度(晶格常数)是电子德布罗意(de Broglie)波长的数量级($\approx 1 \text{ \AA}$);而光子晶体有序的周期性长度则是与其相关波长的数量级(微米、亚微米数量级).光子晶体可分为线性光子晶体与非线性光子晶体两大类^[5].前者是线性折射率在空间周期性变化的介电微结构;后者是线性折射率在空间是不变的,而非线性极化率在空间呈周期性变化的介电微结构.因此,线性光子晶体必须由至少两种不同折射率材料的介质周期性排列组成,其折射率对比度要求大于 2.6,而且还要求一定的充满因子.大自然慷慨地为电子局域化提供了多种材料,但光子局域化材料(线性光子晶体)却难以在自然界找到.因此,近 30 年来,人们一直在为制备出高质量的光子晶体而努力,材料的制备是限制这一领域发展的瓶颈.

半导体超晶格、量子阱的出现为人们制备光子晶体材料提供了新思路.它突破了固有天然材料的局限,使材料工程进入了人工裁剪、组合的新阶段.非线性光子晶体,就是人为的具有非线性极化率的周期性调制介质.在均匀介电晶体中,光波的行为与连续介质相同,因为光波的波长远小于晶格的倒易矢量.但是,如果将某些微结构引进到介电晶体中,形成超晶格,而且晶格的倒易矢量与光波矢可以比较,这样光波在光学超晶格中的传播就类似于电子在晶格周期势场中的运动.于是在固态电子学中的

一些概念,例如倒易空间、布里渊区、色散关系等都可类似地应用于光学超晶格中光波的传播.光波矢与超晶格波矢之间的相互作用可以产生一些新的物理效应.实际上目前作为研究热点的准周期相位匹配结构就是一维非线性光子晶体.通过这种材料结构中的二次及高次谐波发生,已经产生了许多新的激光频率并观察到许多新现象^[6].预期光子晶体将对光通信(光子晶体光纤、光开关、光学双稳态)、构造新型微腔激光器,控制光的传播路径,光学防护(光子限制器)以及信息处理等诸多方面的发展带来重大影响.

2 光子晶体光纤

2.1 分类

目前已经报道的光子晶体光纤是由晶格常数为光波长量级的二维光子晶体构成的,即规则排列着空气孔的硅光纤阵列构成光纤的包层,光纤的核心是由一个破坏了包层结构周期性的缺陷构成.这个缺陷可以是固体硅,也可以是空气孔.对于核心为空气孔的情况^[1,2],通过作为包层的二维光子晶体的布拉格衍射,一定波长的光被陷获在作为核心的空气孔中.对于这种结构的光子晶体光纤,导向光的机制不可能是全内反射,因为没有任何一种固体材料的折射率低于空气的折射率.它与传统光纤中的全内反射导向光的原理不同.对于核心为固体硅的情况^[3],包层的有效折射率是硅和空气的体平均,它小于核心硅的折射率,包层不存在光子带隙,所以这种光纤的导光机制只能是全内反射.虽然这种光纤的导光机制与传统的全内反射光纤一样,但在以下两方面它明显优于传统光纤^[7,8]:

(1) 它在很宽的频率范围内支持单模运行;

(2) 它允许核心面积大于传统光纤核心面积 10 倍以上,这样就允许较高的入射功率.

对于这样的光纤,因为包层的折射率是硅和空气的体平均折射率,因而空气孔排列的周期性并不起作用.所以对包层中空气孔排列没有必要提出周期性排列的要求.对于包层中无规排列的空气孔的情况,同样可以得到在很宽频谱范围内单模导向光的结果^[9].

还有一种情况是核心由掺 Ge 的光敏材料制成,在核心中写入光纤光栅,光子晶体作为包层^[10].核心中光栅的作用是将某些波长的光反射回核心,有助于在光纤核心中传播的单模与在包层中传播的高

阶泄漏模之间的耦合.这种光纤的导向光机制仍是全内反射.

2.2 导光原理^[2]

由波导条件,传播常数 β 应是:

$$kn_{c0} > \beta > kn_{cl},$$

其中 $k = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为真空中的波长, n_{c0} 为核心折射率, n_{cl} 为包层折射率.传播常数 β 确定了在波导中的光波是传播还是倏逝(evanescent).如果 $\beta < kn$, 则光波在折射率为 n 的材料中与光轴成 θ 角方向传播, 即 $\beta = nk \cos \theta$, 如果 $\beta > kn$, 则 θ 是虚数, 光在该材料中倏逝.在通常的一维阶跃波导中, 核心折射率为 n_1 , 包层折射率为 n_2 , 则 $kn_1 > \beta > kn_2$, 通过全内反射, 得到了光波传播在核心中, 而在包层中为倏逝波的结果[图 1 (a)].如果光波限制在具有任意折射率的核心中, 而包层为二维光子晶体(其中高折射率层为 n_1 , 低折射率层为 n_2) 时, 情况则大不相同.这种光子晶体光纤具有两种形式: 第一种形式是 $kn_1 > \beta > kn_2$, 即光传播在高折射率 n_1 层中, 而在低折射率 n_2 层中是倏逝波.因此, 高折射率层 n_1 就起到了全内反射的波导作用.光会在相邻高折射率层之间的共振隧道中发生泄漏.这通带的宽度依赖于层之间的耦合强度.如果作为核心的某一个高折射率层具有与其他高折射率层不同的宽度, 则它会支持一个在带隙内的模, 由于该 n_1 层与其他 n_1 层之间的隧道被破坏了, 所以该传导模便不会与其他层共振而发生泄漏.因而该模便被通过被破坏了隧道的光子带隙形式而被严格导向[见图 1 (b)].第二种形式是当 $\beta < kn_2$ 时, 光能够传播到光子晶体的所有层中, 由于多次散射和干涉, 在满足布拉格条件处出现带隙, 因此, 这种光子晶体光纤的导向光机制是布拉格衍射[见图 1 (c)].

在两种光子带隙导向光的形式中, 核心折射率的选择自由度要多于全内反射导向光机制, 因为光子带隙条件只依赖于包层的性质.模指数 β/k 低于包层平均折射率的模可以存在(对于破坏了隧道的光子带隙情况), 甚至低于包层的最低折射率的模也可以存在(对于布拉格衍射情况).因此, 与全内反射波导导向相比较, 光子带隙导向给予了额外的设计自由度, 并允许将光波限制在空的核心中.而至今所报道的传统的、低损耗的、各种类型的二维波导都是以全内反射作为导向机制.

如上所述, 如果二维光子晶体存在完全的光子带隙, 为了导向光必须引进一个缺陷, 这缺陷的尺度

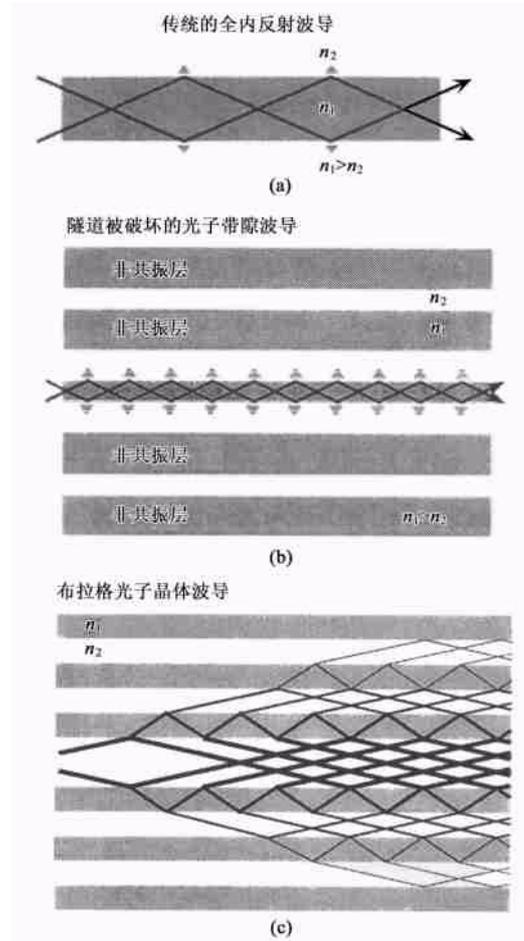


图1 不同的导向机制^[2]

(a) 传统的全内反射, $kn_1 > \beta > kn_2$; (b) 破坏了隧道的光子带隙导向, $kn_1 > \beta > kn_2$; (c) $\beta < kn_2$ 时的光子带隙导向

是波长量级.这样, 入射到光子晶体光纤中的光, 只存在于缺陷区域, 因此, 完全带隙的存在消除了在横向平面内的光损耗.

3 光子晶体波导和耦合共振器光学波导

迄今为止, 已报道了三种类型的光学波导^[11]:

(1) 全内反射型波导: 它要求波导的折射率 n_1 必须大于它周围介质的折射率 n_2 [如图 2 (a) 所示];

(2) 布拉格衍射型波导: 在这种波导中, 光波导向是通过波导周围介质的周期性结构(光子晶体) 的布拉格衍射而实现的, 它并不一定要求波导的折射率大于周围介质的折射率[如图 2 (b) 所示], 这种波导就是光子晶体波导, 它可以由一维和二维光子晶体中的线形缺陷来实现.

(3) 耦合共振器光学波导(CROW): 它的实现可以分为两种结构形式:

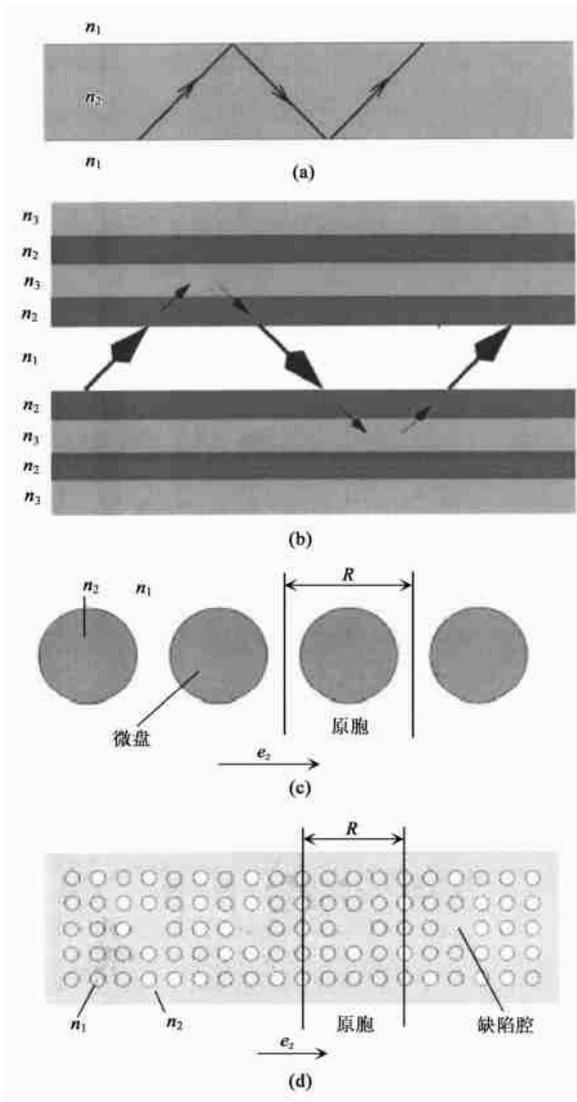


图2 三种类型的波导^[11]

(a) 通过在高折射率 n_1 和低折射率 n_2 的介质界面处的全内反射实现导波；(b) 由周期的布拉格层的反射实现布拉格导波；(c) CROW, 由微盘之间的耦合实现导波, 其中 R 是原胞尺寸, e_2 是耦合共振器周期性的方向；(d) 由三维光子晶体中缺陷腔耦合实现的 CROW

(a) 独立微盘腔: 如图 2(c) 所示, 它是基于在每个独立的微盘腔的高 Q 值耳语廊模之间的倏逝场 (evanescent - field) 耦合而实现光波导向的。

(b) 二维光子晶体中的缺陷腔: 如图 2(d) 所示, 这些缺陷腔的共振频率是位于它周围的二维光子晶体结构的带隙之内, 因而它允许高 Q 光学模。这种情况下的耦合是由于倏逝的布洛赫波, 它是由二维光子晶体中相邻的点缺陷实现的。在后两种结构形式中, 假设在每个独立共振器之间有足够大的间隔, 则共振器之间是弱耦合。结果, 在这样的耦合共振器波导中, 电磁场的本征模将与单独共振器中的高 Q

模相同。为了解释电磁波的传输, 还必须考虑每个独立的高 Q 模之间的耦合。这种耦合类似于固体物理中的紧束缚近似。在这种近似中, 原子波函数应当有一定的交叠, 从而必须修正孤立原子的势场。但这种交叠又不能太大, 致使原子的势场对于距离它较近的电子有较强的束缚作用。与 CROW 相类比, 每一个独立的共振器对应于每一个孤立原子, 而在共振器中的高 Q 模相应于原子波函数。

CROW 的重要特征是有可能做到无损耗弯曲。显然, 由对称性考虑, 如果独立的共振器模具有 n 度的旋转对称性, 则它就可以做到 $2\pi/n$ 度弯曲, 因为弯曲处的共振器对靠近它的两个近邻的共振器的耦合是一致的。这种弯曲如图 3 所示, 它弯曲的透射系数可以达到 100%。这种性质与 Mekis 等^[12] 提出的弯曲光子晶体波导不同, 后者的完全透射只能出现在一定频率处。CROW 的另一个重要用处是非线性

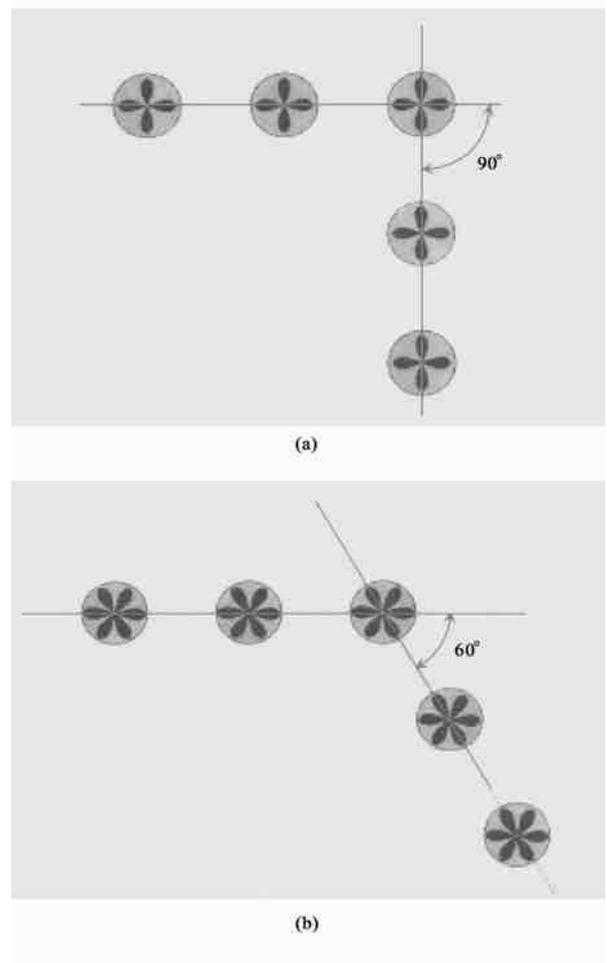


图3 CROW 弯曲时完全透射的两种实现形式^[11]

(a) $n = 4$; (b) $n = 6$

(其中灰区表示形成 CROW 的微腔, 黑区表示在每个微腔中的高 Q 模, 它有 n 度旋转对称性)

光学频率转换,例如二次谐波发生.实际上,三种类型的光学波导中,图 2(b)和(d)均为光子晶体波导.前者是在二维光子晶体中引入线缺陷,通过缺陷周围光子晶体的布拉格衍射,光子被陷获并导向在这线缺陷中.后者是在二维光子晶体中周期性地引入点缺陷,作为共振腔,通过共振腔之间的弱耦合,使光波沿着这些共振腔的周期性排列的方向传播.

光子晶体波导的其他形式如图 4(a)和(b)所示^[13].图 4(a)示出了二维光子晶体的 T 型线缺陷波导.它是由三个线缺陷的结组成的.每个线缺陷都是在二维光子晶体中去掉一行周期性结构得到的.这种线缺陷能够引入光子晶体带隙内的单导向模.与这个导向模有关的场被强烈陷获在这个缺陷中,并在缺陷以外的光子晶体中呈指数衰减.因此,通过引入这个线缺陷,可以产生一个扩展模,它可用于导向光.

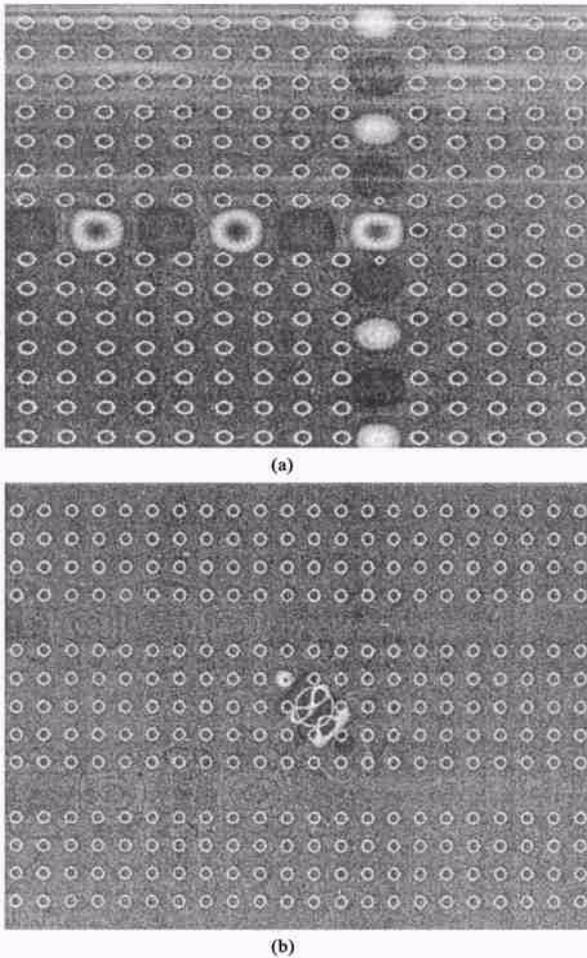


图 4

(a) 在光子晶体波导分支中光波场的稳态分布^[13];
 (b) 在光子晶体通道±滤波器结构中的光波场的稳态分布^[13]

在存在完全光子带隙的二维光子晶体中,光只能存在于缺陷区域,而完全光子带隙的存在消除了横向平面内的辐射损耗.在 T 型线缺陷波导中,可以达到 100% 的透射率,虽然它具有这样大的分支角.在图 4(b)中,通过增加某一个圆形周期性结构的半径而引入一个点缺陷.它支持高局域的光学共振,并提供了在波导之间的频率选择耦合机制.通过在两个线缺陷之间引进一个点缺陷,可构成一个波导通道上滤波器的重要元件.它在波分复用中有重要作用.滤波是通过两个线波导之间的频率选择和转移效应实现的.高的效率相应于所选择的波导完全转移到第二个波导的前向或后向反射,频率选择是由与点缺陷有关的锐的光学共振模提供的,另外,点缺陷支持至少两个相反对称性的共振,并且这些共振过程具有相同的频率和宽度.

为了构成这种光子晶体通道加减滤波器的结构,调节缺陷态的性质是重要的.在光子晶体中,点缺陷态的频率和对称性可以通过改变介电常数或几何参量来调节.通过适当调节,可以以不同的方式影响传导模并迫使它出现频率简并.这些波导结构可应用于集成光路.

4 线性光子晶体光纤的制作方法

线性光子晶体光纤是在包层中规则排列着细小空气孔(晶格常数为 μm 数量级)的具有二维周期结构的细长的硅光纤,核心处引入一个多余的空气孔(孔的直径为 1—7 个周期长度),或者在应该出现空气孔的地方由均匀硅代替.从而在二维光子晶体中引入了一个“缺陷”作为核心.制作这种光纤是用几百根硅棒或硅管排列成阵列^[8],然后从中心抽去 7 根,留下 7 个原胞尺寸的孔,或者在中心应该使用硅管的地方用硅棒代替.在约 2000 °C 的温度下拉制成直径为 40 μm 的光纤,其中包层中空气孔的直径为亚微米,间隔为几个微米.最初制作的光纤只是由硅管简单排列成六角阵列的空气孔,但是在这种光纤中从早到晚都没有观测到导向光.后来改为蜂窝状结构,在大中心孔中观察到导向光.棒(管)与棒(管)之间的附加小孔对带隙波长有小的影响.如图 5(a)和(b)所示.

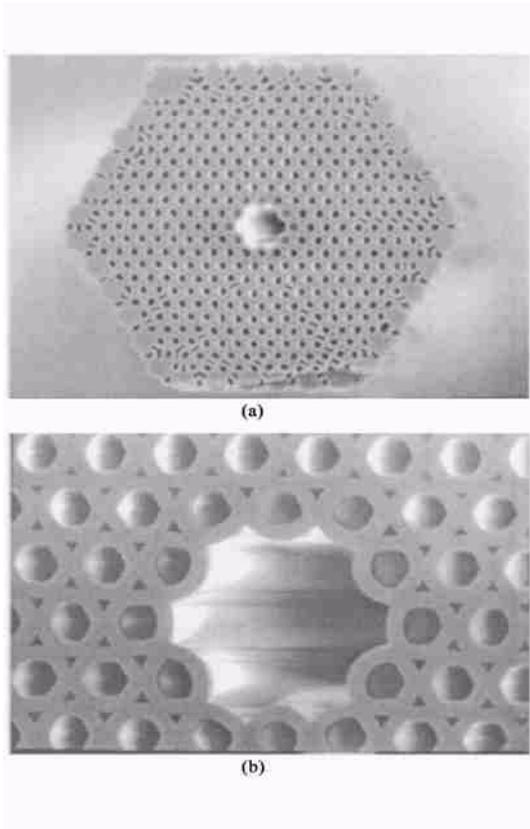


图5 蜂窝状光子晶体光纤端面的扫描电子显微镜照片，
光在核心空气孔中被导向^[1]
(a)总轮廓图；(b)放大的核心图

参 考 文 献

- [1] Levi B G. *Phys. Today*, 1999, 52:21
- [2] Knight J C *et al.* *Science*, 1998, 282:1476; Cregan R F *et al.* *Science*, 1999, 285:1537
- [3] Ranka J K, Windeler R S. *Optics and Photonics News*, 2000, 11:20
- [4] 张道中. *物理*, 1994, 23:141 [Zhang D Z. *Wuli (Physics)*, 1994, 23:141 (in Chinese)]
- [5] Chowdhurg A *et al.* *Opt. Lett.*, 2000, 25:832; Berger V. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81:4136; Saltiel S, Kivshar Y S. *Opt. Lett.*, 2000, 25:1204
- [6] Zhu S N, Zhu Y Y, Ming N B. *Science*, 1997, 278:843
- [7] Birks T A *et al.* *Opt. Lett.*, 1997, 22:961
- [8] Knight J C *et al.* *Opt. Lett.*, 1996, 21:1547
- [9] Mouro T M *et al.* *Opt. Lett.*, 2000, 25:206
- [10] Ranka T K *et al.* *Opt. Lett.*, 1996, 24:1460
- [11] Yariv A *et al.* *Opt. Lett.*, 1996, 24:711
- [12] Mekis A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77:3787
- [13] Fan S, Joannopoulos J C. *Optics and Photonics News*, 2000, 11:28

•物理新闻•

北纬地区的绿化(The Greening of North Latitudes)

利用上千个地面观测站接收由 NOAA 极地轨道卫星发回的资料进行的研究分析表明,随着地表温度的升高,在北纬 40—70 度的地带内,在过去的 20 年内,绿色植被的增长非常明显,也就是说,该地区的植物在增加.在地球上的这个纬度带内,从 1970 年到现在,地表温度约升高了摄氏 0.8 度.当然从全球范围来看,绿色植被的增长并不很均匀,其中欧亚大陆部分要好一些,而北美地区稍差一点.

波士顿大学和 Goddard 空间航天中心的科学家们在最近的报告中指出,从 1981—1999 年在欧亚大陆的北部地区,它的生长季节已平均增多了 18 天,即春季提前了一个星期,而秋季延迟了 10 天左右.因此整个西北半球的生长季节平均增多了 12 天.

(云中客摘自 *Journal of Geophysical Research(Atmospheres)*, 16 Setp. 2001)