



## 纯介质光子晶体非线性效应研究进展

石建平<sup>1,2</sup>, 纪艳平<sup>1,2</sup>, 李子旻<sup>1,2</sup>, 金涛<sup>1,2</sup>, 赵小童<sup>1,2</sup>,  
黄万霞<sup>1,2</sup>, 孙逸哲<sup>3</sup>, 王玉杰<sup>3</sup>, 董可秀<sup>3\*</sup>

<sup>1</sup> 光电材料科学与技术安徽省重点实验室, 安徽 芜湖 241000; <sup>2</sup> 安徽师范大学物理与电子信息学院, 安徽 芜湖 241000; <sup>3</sup> 滁州学院电子与电气学院, 安徽 滁州 239000

**摘要:**如何在低阈值小尺度(毫瓦或皮焦量级、微米以下)情况下激发非线性光学效应是近年来光学领域研究的重要课题。该研究最直接的应用需求就是光子集成芯片,这是未来实现超高速、大容量信息网络体系的基础。光子晶体具有类似于半导体能带的光子禁带(PBG),被誉为“光子半导体”,为人们提供了一种新颖而又实用的操纵光子的物理手段,使低阈值、可集成非线性效应产生成为可能。越来越多的非线性效应在光子晶体中已经被发现,例如光子晶体慢光、带隙孤子、电磁感应透明、二次谐波产生、光学双稳态等,本文将着重对可用于光子集成器件开发的光子晶体非线性效应研究领域的一些主要成果和进展进行总结,介绍其相关应用并对光子晶体非线性效应研究作出展望。

**关键词:** 光子晶体; 非线性光学效应; 低阈值集成光学非线性; 光子集成器件

中图分类号: O734

文献标志码: A

## Research progress of nonlinear optical effect in all-dielectric photonic crystals

Jianping Shi<sup>1,2</sup>, Yanping Ji<sup>1,2</sup>, Zimin Li<sup>1,2</sup>, Tao Jin<sup>1,2</sup>, Xiaotong Zhao<sup>1,2</sup>,  
Wanxia Huang<sup>1,2</sup>, Yizhe Sun<sup>3</sup>, Yujie Wang<sup>3</sup> and Kexiu Dong<sup>3\*</sup>

<sup>1</sup> Anhui Province Key Laboratory of Photo-electronic Materials Science and Technology, Wuhu 241000, China; <sup>2</sup> College of Physics and Electronic Information, Anhui Normal University, Wuhu 241000, China; <sup>3</sup> School of Electronic and Electrical Engineering, Chuzhou University, Chuzhou 239000, China

**Abstract:** How to excite the nonlinear optical effect in the case of low threshold (mW or pJ order) and small scale ( $\mu\text{m}$  or less) is a topic field of optical research in recent years. The most direct application requirement is photonic integrated circuit, which is the foundation to realize the ultra-high speed and large capacity information network in the future. Photonic crystals (PCs) have the photonic band gap (PBG) just like the semiconductor band for electronics, so it is known as "photonic semiconductors". PCs provide a novel and practical means of manipulating photons, therefore the possibility of photonic integrated circuit with low threshold arises. More and more nonlinear effects have been found in PCs, such as photonic crystal slow light, the band gap soliton, electromagnetic induction transparency, second harmonic generation and optical bistability. This paper will focus on the summaries of some major achievements and advances about PCs that would promote the nonlinear photonic integrated devices. Certainly the related applications will be introduced and the future outlook of the nonlinear PCs will be discussed.

**Keywords:** photonic crystals; nonlinear optical effect; nonlinear integrated optics with low thresholds; photonic integrated devices

DOI: 10.3969/j.issn.1003-501X.2017.03.004

Citation: *Opto-Elec Eng*, 2017, 44(3): 297-312

收稿日期: 2016-12-04; 收到修改稿日期: 2017-01-20

\*E-mail: kexiudong@126.com

## 1 引言

光子集成器件(芯片)是超高速、大容量全光信息网络建设的基础,而低阈值(毫瓦或皮焦量级)、小尺度(微米以下)情况下非线性效应的产生是光子集成器件开发必须要解决的一个问题。然而,通常情况下介质中的非线性光学效应非常弱,只有在强光作用下才能激发,这也是为什么非线性光学在激光出现以后才得以发展的原因。因此,弱光条件下可集成非线性光学效应的产生无论是理论基础还是技术方案一直都是科研难题。

近年来,人们发现光子晶体结构可以极大地增强非线性效应,阈值低而且可集成,有望破解这一难题。光子晶体是指一种介电常数呈周期性分布的亚波长人工电介质结构,具有类似于半导体能带的光子禁带(photonic band gap, PBG),被誉为“光子半导体”,从而提供了一种新颖又实用的操纵光子的物理手段<sup>[1-2]</sup>。由于PBG结构的存在,光子晶体中的非线性现象较之通常的介质中更加丰富和突出。比如,利用PBG设计的光子晶体微腔可以获得很高的电场增强因子<sup>[3]</sup>,从而获得低阈值的高效非线性输出。再如,在PBG边缘电磁场被剧烈调制<sup>[4]</sup>,可以获得很强的电场梯度,为激发高阶非线性创造了条件。光子晶体的周期性结构也为非线性的增强提供了有利条件,比如二次谐波产生所需的准位相匹配条件。光子晶体以及光子晶体波导、光子晶体微腔等这些分立微纳结构单元的共振和相互之间的电磁耦合<sup>[5-6]</sup>,都是用来裁剪或者定制非线性效应的有力手段。

因此,越来越多的非线性效应在光子晶体中被发现,例如光子晶体慢光、带隙孤子、电磁感应透明、二次谐波产生、光学双稳态等,而这些非线性效应不仅可以用于光子集成芯片,还可以用于高分辨力成像、新型激光器、新型非线性材料开发等很多领域,本文针对光子晶体非线性研究领域的一些主要成果和进展进行了综述。

如果从构成光子晶体的材料来分,可以分为金属光子晶体和介质-金属光子晶体和纯介质光子晶体。对于金属光子晶体和介质-金属光子晶体而言,由于结构中存在着表面等离激元现象,这种结构中的非线性效应除了受PBG影响外,更大的程度上是与表面等离激元(surface plasmon polariton)有关<sup>[7-8]</sup>,目前多归于表面等离激元光学的研究范畴,不在本文的讨论之列。另外,

光子晶体光纤作为一种光子晶体器件,非线性效应也非常显著和丰富,对此已有相当多的评论文章<sup>[9-11]</sup>,本文也不再赘述。本文主要集中讨论纯介质光子晶体中的非线性效应。

## 2 光子晶体慢光

众所周知,真空中的光速约为 $3 \times 10^8$  m/s,这意味着1 ns的时间内光信号将移动300 mm的距离。这种超高速对于数据传输是有利的,然而对于时域信号的控制(比如数据同步、光存储和光信号处理等)而言却是一个难题,这需要响应时间在纳秒以内的超快速的信号处理设备,困难超乎想象。所以需要将光的速度降下来以方便处理,这就是慢光。当然,这里的速度指的是群速度而不是相速度。目前一般是通过无源的光纤延时线或有源的光纤环路来模拟光缓存功能,但是这样得到的光缓存器体积较大,同时也妨碍了缓存容量的扩展。光子晶体作为一种介质折射率周期性分布的材料,可以通过人为结构设计实现对其光子态密度和色散曲线的调制,从而实现慢光。基于光子晶体的慢光器件与传统器件相比,具有群速度低、可控性高、体积小(尺寸在光波长量级)、易集成等优点。与其他慢光介质系统相比较而言,光子晶体的结构设计非常灵活,通过改变结构参数可以实现任意波长的慢光,同时还能实现宽带调控、可调谐调控等。

### 2.1 结构色散慢光

光的群速度定义为

$$v_g = \frac{c}{n_g} = \frac{c}{n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega}} \quad (1)$$

其中: $c$ 为光在真空中的速度, $n$ 和 $n_g$ 分别为介质折射率和群速度折射率, $\omega$ 为光波角频率。从式(1)可以看出, $n_g$ 越大, $v_g$ 越小,故 $n_g$ 可以用来描述慢光的效果。同时也注意到, $n_g$ 实际上是由色散决定的,当 $dn/d\omega > 0$ 即正常色散时, $v_g$ 小于 $c$ ,出现慢光效应。但通常的介质里面,色散是很弱的,因此慢光效果并不明显,但在光子晶体结构中通过特殊的设计可以获得极大的结构色散,已有理论报道可将群速降至光速的1/450<sup>[12]</sup>。

光子晶体波导是用作慢光的基本器件,其结构色散调制方式非常灵活,调整光子晶体波导宽度或者改变波导周围光子晶体晶胞的位置、晶胞单元大小都可以获得不同的色散效果。图1是几种常见的光子晶体

波导色散调制方式<sup>[13]</sup>。图 1(a)是标准 W1 波导(即完整的光子晶体结构去掉一系列介质柱)宽度调整示意图;图 1(b)是波导周围的晶胞单元左右移动的示意图,移动方向垂直波导方向;图 1(c)是波导周围的晶胞单元上下移动的示意图,移动方向平行波导方向;图 1(d)是改变晶胞单元大小的示意图。

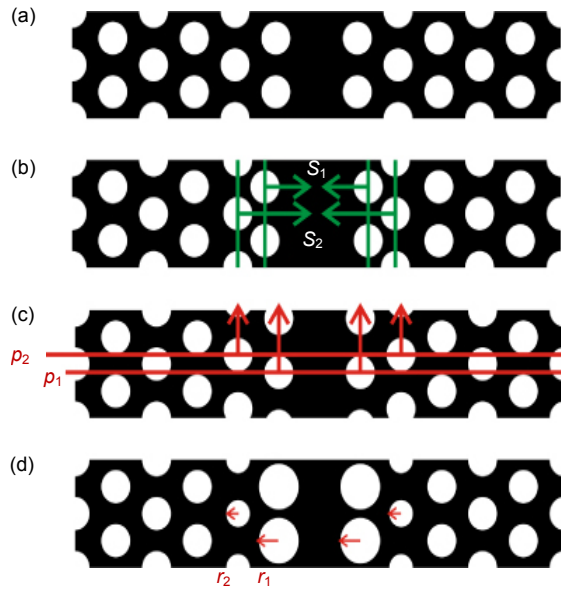


图 1 光子晶体慢光波导的色散调整方式<sup>[13]</sup>。(a) 波导宽度调节。(b) 晶胞左右移动。(c) 晶胞上下移动。(d) 晶胞大小改变。

Fig. 1 Adjustment method of dispersion of photonic crystal slow light waveguide<sup>[13]</sup>. (a) Waveguide width adjustment. (b) Move left or right of unite cell. (c) Move up or down of unite cell. (d) Size change of unite cell.

光子晶体波导中的慢光从基本原理上来说与布拉格反射镜类似。波导两边是周期结构,如果布拉格条件满足  $\lambda/2=na$ (其中  $n$  为介质折射率,  $a$  为光子晶体周期),对应波导的布利渊区边缘就形成驻波,使群速度降低。对于光子晶体而言,其周期性是二维的,也就是说在垂直传播方向上也类似一个布拉格反射镜,支持附加的束缚模式或导模。这些模式归为折射率导模或者带隙导模。光子晶体中的慢光是光子晶体强结构色散的结果,是通过导模与周期性晶格之间的共振作用而形成的<sup>[14]</sup>。光子晶体慢光的效果通常用两个指标来描述,一个是群速度折射率  $n_g$ ,另一个是群折射率带宽积(group index bandwidth product, GBP)<sup>[15]</sup>,也是描述慢光器件的最大缓存容量的重要指标,设其值为  $G_{BP}$ ,则:

$$G_{BP} = \Delta t \Delta f \cong \frac{L \Delta n}{\lambda}, \quad (2)$$

其中:  $\Delta t$  指波长为  $\lambda$  的光传输  $L$  长度时的延迟;  $\Delta f$  是带宽,中心频率为  $f$ ;  $f$  和  $\lambda$  分别为光频率和波长。 $\Delta n$  指由色散导致的折射率在带宽范围内的改变量。

采用图 1(a)的方式  $n_g$  可以达到 50,对应的  $G_{BP}$  为 0.16。图 1(b)和(c)是采用最多的色散调整方式。尤其是图 1(b)的方式采用最多,可以实现很宽的群折射率变化并保持恒定的 GBP。图 1(d)的方式也可以获得较好的效果( $G_{BP}=0.24$ )<sup>[16]</sup>,不过在加工起来稍显劣势,因为晶胞的位置精度可以做到 1 nm,而分辨率的精度大约是 2 nm~4 nm。

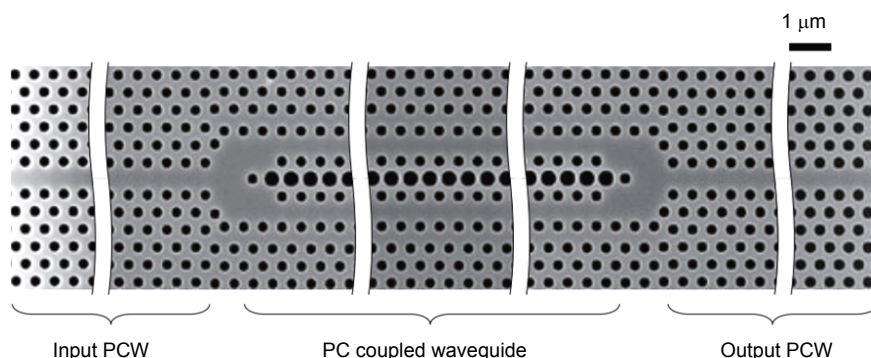
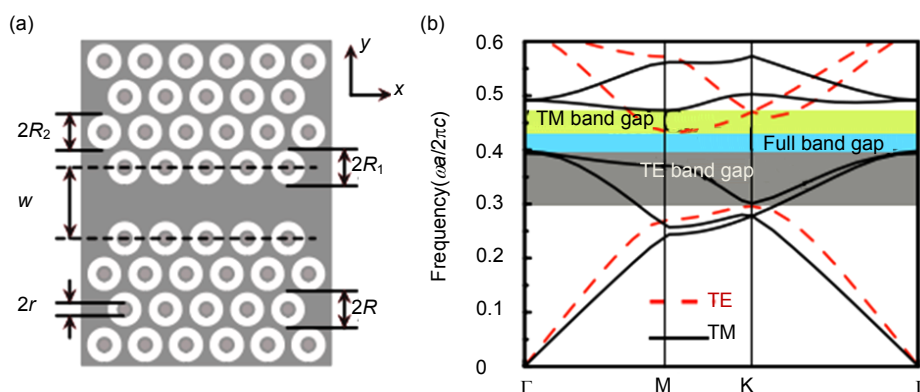
## 2.2 宽带慢光

虽然采用光子晶体波导可以获得较大的群速度折射率  $n_g$ ,使光群速降低两个量级左右,然而这种方式实现慢光的带宽却很窄,因为此时群速度也是色散的,即不同频率的光对应的群速度不一样,这将导致光脉冲在传输过程中很快发生畸变,无法实现信号传输。因此要提高慢光响应的带宽必须要采用色散补偿的方式。基本结构如图 2,由输入光子晶体波导、输出光子晶体波导和中间的耦合结构三部分组成。输入和输出光子晶体波导具有相反的群速度色散(group-velocity dispersion, GVD),即 GVD 一正一负,相互抵消,使信号脉冲可以在较宽的频带内保持不变。中间的耦合结构主要用来调控结构色散,通常采用啁啾结构,可以使带隙结构中的导模平稳变化,适应较宽波段的慢光要求。实验结果表明,当中心波长为 1.55  $\mu\text{m}$ ,带宽 32 nm 时,该器件平均  $n_g$  为 30~40。如果带宽缩小到 3 nm 的话,  $n_g$  可以达到 200<sup>[17]</sup>。最近的一个结果是  $n_g$  从 11.8~40,对应的带宽为 15.9 nm~46.9 nm,  $G_{BP}$  达到 0.448<sup>[18]</sup>。

上述的慢光波导都只能对一种极化方式(TE 或 TM)波起作用,利用环形晶胞光子晶体可以实现对 TE 和 TM 波同时慢光,结构如图 3 所示。理论计算结果表明,通过优化光子晶体结构,对 TE 波可以达到  $n_g=50$ ,带宽为 0.07%;对 TM 波,  $n_g=50$ ,带宽为 0.2%<sup>[19]</sup>。

另外需要指出的是,如果仅仅从慢光效果而言,直线型的光波导并不是最好的,比如采用波导结构结合光子晶体微腔在实验上已经获得  $n_g>170$  的结果<sup>[20]</sup>,甚至可以使光停止( $n_g$  无穷大,  $v_g$  趋向 0),但其基本原理已经与结构色散无关了,而是与微腔共振或者 EIT 效应有关,见 4.1 节。



图2 色散补偿型慢光光子晶体波导示意图<sup>[17]</sup>.Fig. 2 Schematic diagram of dispersion compensation of slow light photonic crystal waveguide<sup>[17]</sup>.图3 可实现TE、TM波同时慢光的环形光子晶体波导<sup>[19]</sup>.Fig. 3 Annular cell photonic crystal with the slow light effect both for TE and TM waves<sup>[19]</sup>.

### 3 带隙孤子

光孤子(soliton)是指能长时间保持形态、幅度和速度不变的光脉冲,利用光孤子特性可以实现超长距离、超大容量的光通信,因此是非线性光学研究的重要分支。光孤子的研究工作早在上世纪80年代就开始了,在很多材料中,比如钠蒸气、光折变晶体、波色爱因斯坦凝聚体、液晶材料等都发现了光孤子现象<sup>[21]</sup>。然而如何在短距离、低阈值情况下快速产生光孤子一直未能如愿,直到近年来人们研究发现了光子晶体中的光孤子现象。为与传统光孤子相区别,把光子晶体中的光孤子称为带隙孤子(gap soliton)。不过需要指出的是,最早提出的带隙孤子并不是专指光子晶体中的光孤子,而是指光晶格中的光孤子<sup>[22]</sup>,但从现在的观点来看,光晶格也可以看成是光子晶体的一种,故现在文献中都用带隙孤子来描述光子晶体中的光孤子。另外,对带隙孤子而言,光子晶体光纤中的光孤子也是

非常重要的研究方向,但这不在本文的讨论范围,可参阅文献[23-24]。

#### 3.1 空间带隙孤子

由于衍射效应,通常情况下光束在介质里传播一段距离后在空间上就会展宽。如果能够利用非线性效应产生的折射率变化来补偿这种空间展宽,就会获得空间无展宽的传播光束,即空间光孤子。空间光孤子可以看成是介质中非线性自聚焦效应与光束的衍射发散作用相平衡的结果。虽然空间光孤子的研究已经进行了很多年,对光折变材料、光伏材料、二阶非线性介质等都进行了大量的理论和实验研究工作<sup>[25-26]</sup>。然而,上述空间孤子产生方案无论是激发阈值还是器件长度均不能满足集成光子器件的要求。随着光子晶体技术的兴起,人们发现利用光子晶体的带隙结构在Kerr非线性材料中可以产生低阈值的稳定光孤子<sup>[27]</sup>。

2002年,Sukhorukov等人选取了一个非常简化的

模型——类狄拉克梳状结构来详细分析了 1D 光子晶体中的空间孤子<sup>[28]</sup>。这个结构由线性材料和非线性材料交替组成,非线性材料非常薄,非常有利于考虑周期结构带隙对非线性效应的影响,通过严格的理论讨论了在自散焦和自聚焦区域光束扩展调制的稳定性,指出光子晶体结构中由于带隙的影响,各种空间孤子(亮孤子、暗孤子、扭曲空间孤子)均有存在的可能性。受此结论启发,2006年,Gorza 等人在半导体材料光构成的 1D 光子晶体中观察到了稳定的空间光孤子,基本结构和实验结果如图 4 所示<sup>[29]</sup>。

2D 光子晶体中的空间光孤子研究也几乎同步开展。2003年,Xie 等人系统研究了 Kerr 材料构成的 2D 光子晶体中的空间光孤子,不仅发现了单孤子,还发现了双孤子、三孤子及四孤子能够在二维光子晶体中传输<sup>[30]</sup>。在 2D 光子晶体波导结构中也发现了稳定的光孤子,通常这类光孤子带宽较小,2013年,Ji 等人给出了一个可以支持宽带孤子的结构,并且峰值功率很小,带宽 2.35 nm/3.61 nm 时对应的峰值功率仅为 8.1  $\mu$ W/35.7  $\mu$ W<sup>[31]</sup>。近年来,在缺陷型 2D 光子晶体中还发现了一类新的孤子,这类孤子位于光子晶体带隙内的嵌入点,称为嵌入孤子(embedded solitons)。图 5 是一种缺陷型二维光子晶体中带隙嵌入点的示意图,

不同缺陷数目将在带隙内引入不同数目的嵌入点,每个嵌入点则对应一个缺陷模式,可以支持一个孤子传输<sup>[32]</sup>。

### 3.2 时间带隙孤子

时间带隙孤子的产生是由于光子晶体波导中线性的群速度色散(GVD)和非线性的自相位调制(SPM)达到平衡而产生的。在光子晶体波导具有很大的 GVD,并且可以通过单元结构大小和周期的改变实现调节,这为短距离(毫米级甚至更短)上产生时间孤子提供了条件,然而这也要求波导中必须产生更强的非线性 SPM 以补偿 GVD。增强非线性最直接的手段就是加大脉冲峰值功率,然而可用于集成的半导体激光器能量在皮焦(pJ)量级,所以集成孤子器件实现起来并不容易。

最近的研究结果有了一些新的突破,比如利用慢光效应来增强非线性<sup>[33-34]</sup>从而减小非线性效应(如 Kerr、多光子吸收、拉曼散射)的阈值。另外也有从材料本身的角度来考虑的,选择一些非线性系数大的材料(如半导体材料、硫化物、亚碲化合物或者掺杂的二氧化硅,这些材料的 Kerr 非线性系数比一般的石英光纤要大 3 个数量级以上<sup>[35-38]</sup>)来制备光子晶体波导,达到降低激发阈值的目的。

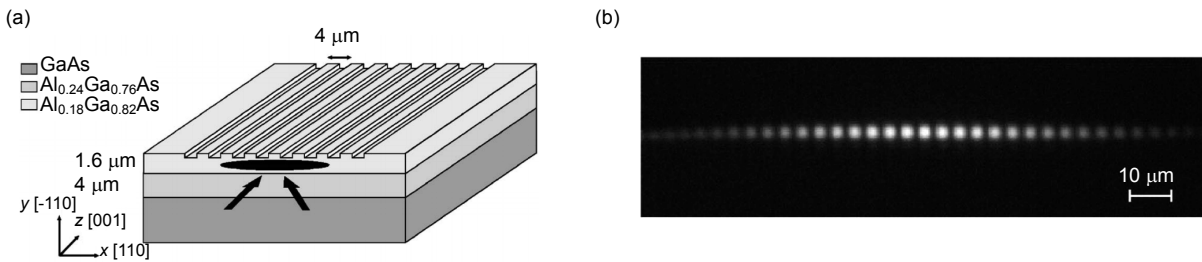


图 4 1D 光子晶体中的带隙空间孤子<sup>[29]</sup>。(a) 1D 光子晶体结构。(b) 稳定的空间光孤子。

Fig. 4 Spatial gap solitons in 1D photonic crystals<sup>[29]</sup>. (a) Structure of 1D photonic crystals. (b) Stationary spatial gap solitons.

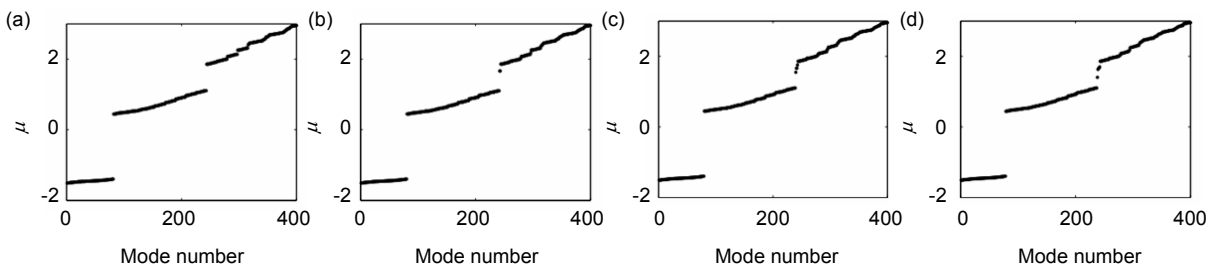


图 5 光子晶体缺陷引入的带隙嵌入点<sup>[32]</sup>。(a) 零缺陷。(b) 一个缺陷。(c) 两个缺陷。(d) 三个缺陷。

Fig. 5 Band gap embedded points introduced by PCs defects<sup>[32]</sup>. (a) No defect. (b) Single defect. (c) Double defects. (d) Triple defects.

在应用方面的进展主要是超快脉冲压缩。2010年, Colman 等利用 GaInP 材料制备了一个光子晶体薄板波导, 在能量阈值为 20 pJ 的情况下成功的将 3 ps 的脉冲压缩到了 580 fs, 波导长度仅为 1.3 mm, 为集成光子器件的应用开辟了道路<sup>[39]</sup>。光子晶体单元结构为六角形, 空气孔半径为  $0.20a$ ,  $a$  为周期常数 485 nm, 厚度 170 nm。波导由一个线缺陷构成, 靠近波导空气孔半径增加为  $0.22a$ , 用于色散控制。波导的慢光和色散性质如图 6 所示。从图 6(a)中可以看出, 群折射率  $n_g$  大于 4, 具有慢光效果。图 6(b)是采用  $n_g$  相移方法得到的群速度色散系数 GVD 和三阶色散系数 TOD。

2014年, Blanco-Redondo 等人给出了一个更加有利于集成的结果, 在硅波导中产生了带隙孤子<sup>[40]</sup>。硅材料是众所周知的优良半导体材料, 是现有集成电路

的基础材料, 硅波导中带隙孤子的产生将彻底从工艺上解决光孤子器件和其他半导体光子、集成电子器件的兼容性问题。但是硅材料中由于存在双光子吸收 TPA 和自由载流子吸收等非线性效应, 孤子产生比较困难。他们设计的光子晶体结构为: 晶胞单元为六角形, 通过在硅薄膜上刻蚀空气孔而成, 薄膜厚度 220 nm, 单元周期  $a=404$  nm, 空气孔半径 116 nm。波导是 W1 型, 移去一排空气孔得到, 有效模场面积  $A_{\text{eff}}=0.47 \mu\text{m}^2$ 。把邻近波导的两旁空气孔往外移动 50 nm 来控制色散。波导长度仅为 396  $\mu\text{m}$ 。采用非线性薛定谔方程求解的理论结果和采用时间分辨 FREG 方案测量的孤子动力学特征如图 7 所示, 在光子晶体波导中将 3.7 ps 的脉冲压缩到了 1.6 ps, 脉冲最低能量只有 10 pJ。

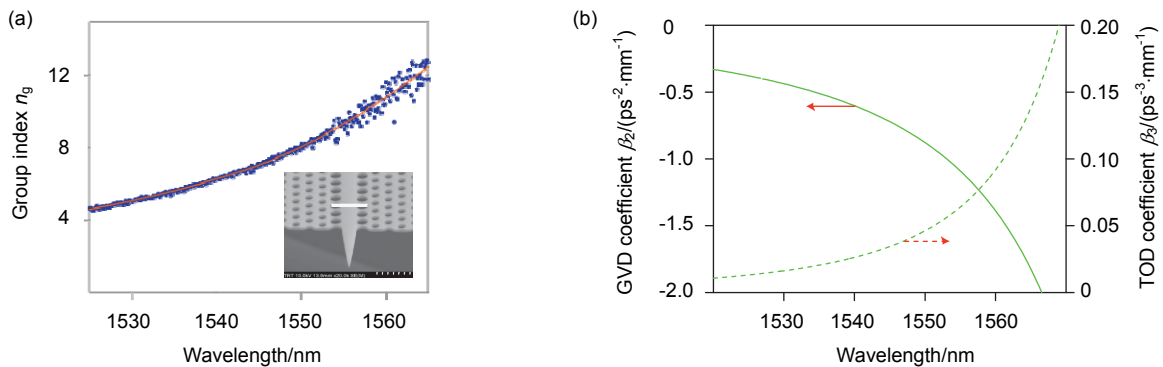


图 6 GaInP 光子晶体波导中的色散和慢光性质<sup>[39]</sup>. (a) 群折射率. (b) GVD 系数和 TOD 系数.  
Fig. 6 Dispersion and slow light properties in GaInP photonic crystal waveguides<sup>[39]</sup>. (a) Group refractive index. (b) GVD and TOD coefficient.

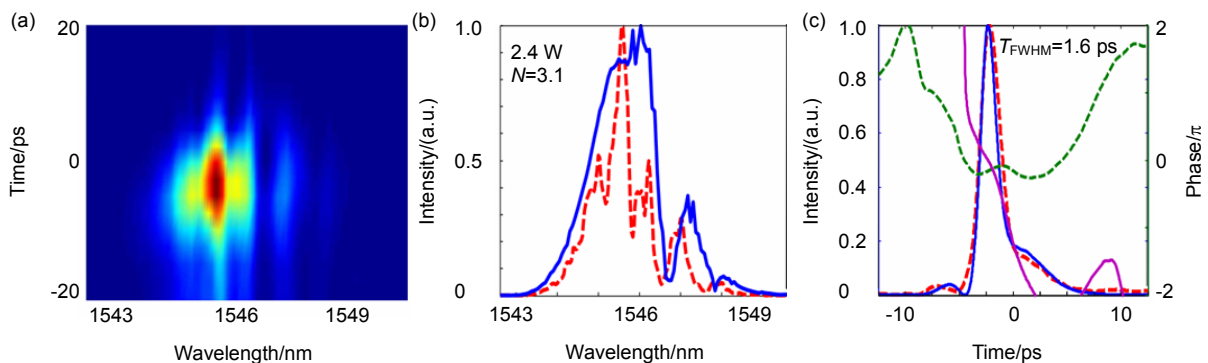


图 7 时间分辨孤子压缩测量<sup>[40]</sup>. (a) 实验 FREG 谱. (b) 测量(红色虚线)和理论(蓝色实线)的脉冲强度强度. (c) 时域脉冲强度和位相(红色和绿色虚线为测量强度和位相, 蓝色和棕色实线为理论强度和位相).  
Fig. 7 Time-resolved measurements of soliton compression<sup>[40]</sup>. (a) Experimental FREG spectrograms. (b) Measured (dashed red) and modelled (blue) intensity in the spectral domain. (c) Measured intensity (dashed red) and phase (dashed green) along with the numerical intensity (blue) and phase (magenta) in the time domain.



## 4 光子晶体电磁感应透明

电磁感应透明效应 (electromagnetically induced transparency, EIT) 是指当一束信号光单独射入介质后, 该光被介质共振吸收, 但如果再引入另一束控制光之后, 信号光的透过率大大增加, 甚至完全透明的现象。EIT 效应可以导致介质的线性和非线性极化率发生极大的变化, 可应用在光滤波器、延时器、量子信息计算和处理等方面<sup>[41-42]</sup>。EIT 效应最早是在原子系统中发现的<sup>[43]</sup>, 随着光子晶体研究的深入, 人们发现光子晶体微腔耦合系统中也存在类似原子 EIT 的光学现象, 并且比原子 EIT 更加奇特<sup>[44-45]</sup>。

### 4.1 类 EIT 效应

原子中的 EIT 效应是由量子干涉引起的, 而在光子晶体耦合微腔系统中可以通过经典的光学干涉实现 EIT 效应, 称为类 EIT 效应。其基本原理是将单个微腔的共振模式(频率)类比为 EIT 介质中原子的能级, 模式间的相互干涉类比为原子能级间的跃迁, 从而导致吸收透明<sup>[46]</sup>。

图 8 是一种可实现类 EIT 效应的典型光子晶体结构, 由光子晶体波导和光子晶体微腔构成, 微腔位于波导的两侧, 这样一个耦合的两微腔结构就相当于一个

$\Lambda$  型三能级原子。两个腔的共振频率  $\omega_1$  和  $\omega_2$  比较接近, 类似于原子 EIT 中的两个能级 |1> 态和 |2> 态。光子晶体波导与微腔间也有耦合, 类似原子系统中基态 |3>。把这样很多“原子”排列在一起时就得到了 EIT “介质”。若把 |1> 态和 |2> 态间的跃迁频率用作控制光, |1> 态和 |3> 态的跃迁频率用作信号光时, 该系统就会出现类似于原子 EIT 的现象。

图 9 是实现类 EIT 的一个实验结果。主要参数为周期  $a=420$  nm, 空气孔半径  $0.29a$ , 光子晶体微腔是去掉 3 个空气孔形成的, 即 L3 微腔。微腔品质因素约为 60000, 波导和腔的耦合品质因素约 1600。共振波长通过参数  $S_1$  进行微调。两腔相距  $12a$ , 材料为硅。微腔共振波长分别是 1548.63 nm 和 1549.45 nm。在泵浦功率为 0.28 mW 时观察到了明显的 EIT 透射峰<sup>[47]</sup>。

另外, 光子晶体 EIT 在零失谐频率附近很窄范围内将出现斜率极大的正常色散, 导致光的群速度大大减小, 因此可以用来在室温环境下实现慢光甚至停光。2010 年, Kocaman 等人用与图 8 一样的结构观察到了延迟 17.12 ps 的慢光, 为单腔寿命的 4 倍<sup>[48]</sup>。

### 4.2 EIT 光子晶体

利用光子晶体除了可以实现类 EIT 现象外, 还可以把 EIT 介质做成周期结构形成 EIT 光子晶体。光子

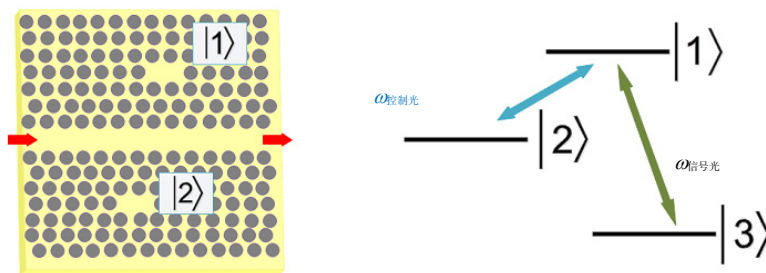


图 8 光子晶体类 EIT 原理示意图。

Fig. 8 Schematic diagram of EIT-like system in photonic crystals.

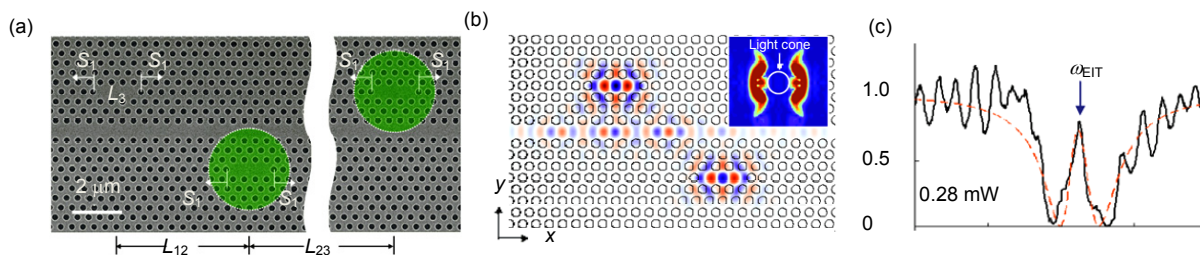


图 9 光子晶体类 EIT 实验<sup>[47]</sup>. (a) 光子晶体耦合腔基本结构. (b) 共振电场  $E_y$  分布. (c) EIT 实验结果.

Fig. 9 Experiment of EIT-like system in photonic crystals<sup>[47]</sup>. (a) Schematic diagram of multiple coupled photonic crystal cavities. (b) Resonance field intensity of  $E_y$ . (c) Experiment result of EIT.

晶体结构中有很多的界面,存在很多的反射、散射模式,经典的光干涉现象在结构中大量存在,而原子 EIT 是一种量子干涉现象,于是 EIT 光子晶体就是一个可以把光的经典干涉和量子干涉有效结合在一起的新系统,是近年来兴起的研究热点。

图 10 就是利用激光驻波场来形成 EIT 光子晶体的一种方式。图 10(a)是  $\Lambda$  型 EIT 介质的能级图,图 10(b)是利用激光驻波场控制 EIT 介质形成光子晶体的实验装置示意图。 $\omega_c$  为控制光频率,  $\omega_p$  为信号光频率。控制光相对入射形成驻波场, EIT 介质在驻波场作用下重新分布形成光子晶体结构(类似光栅)。如果光子晶体的禁带恰好位于信号光频率,则信号光就会被反射而不能穿过介质。如果撤销相向而来的控制光,则驻波场不复存在,光子晶体结构也不存在,此时系统就是一个普通的 EIT 介质系统,信号光就会透射出来。实验结果如图 11 所示<sup>[49]</sup>。

显然这为光传输的灵活控制提供了方便。利用这个原理,稍加改变可以实现光二极管。方案如图 12 所示。仍然采用  $\Lambda$  型 EIT 介质,只是驻波场的形成采用失谐的控制光,一个稍微红移,另一个稍微蓝移,失谐量为  $\delta$ 。此时形成的驻波场是一个移动的驻波场,  $\delta > 0$  向左移动,反之向右移动。因此,形成的光子晶体也是移动的,禁带也会随之移动,反射光或者透射光出现单向传输效果。实验结果如图 13 所示<sup>[50]</sup>。

EIT 光子晶体的形成还有一种简便的方式—直接把孔洞型光子晶体放入 EIT 介质中,因为 EIT 介质多为气体,很容易把光子晶体中的空气孔填满,从而构成 EIT 光子晶体,一维、二维均可。这种光子晶体中光的传输模式更加多样。比如一维 EIT 光子晶体中可以支持多种共振模式<sup>[51]</sup>,二维棋盘式光子晶体结构中利用控制光可以实现信号光的导行,还可以实现光孤子的产生<sup>[52]</sup>。

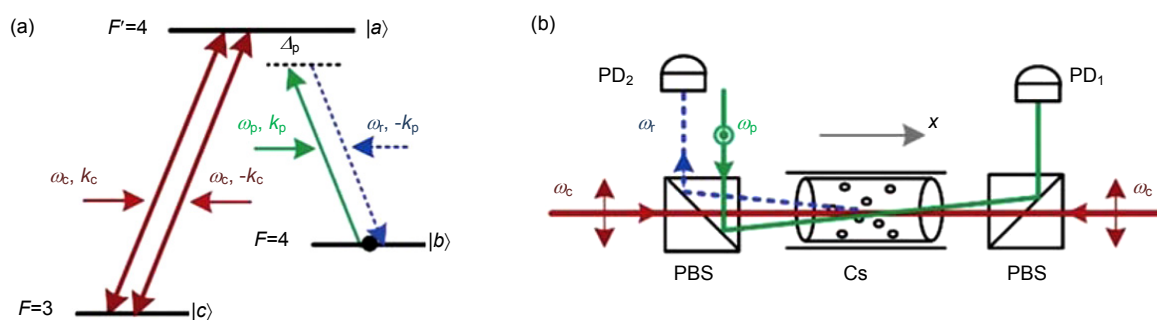


图 10 EIT 光子晶体<sup>[49]</sup>。(a) EIT 介质能级图。(b) 实验装置。PBS: 极化分束器。PD: 光探测器。  
Fig.10 EIT photonic crystals<sup>[49]</sup>。(a) Level system of EIT media. (b) Experimental setup. PBS: polarizing beam splitters. PD: photo detector.

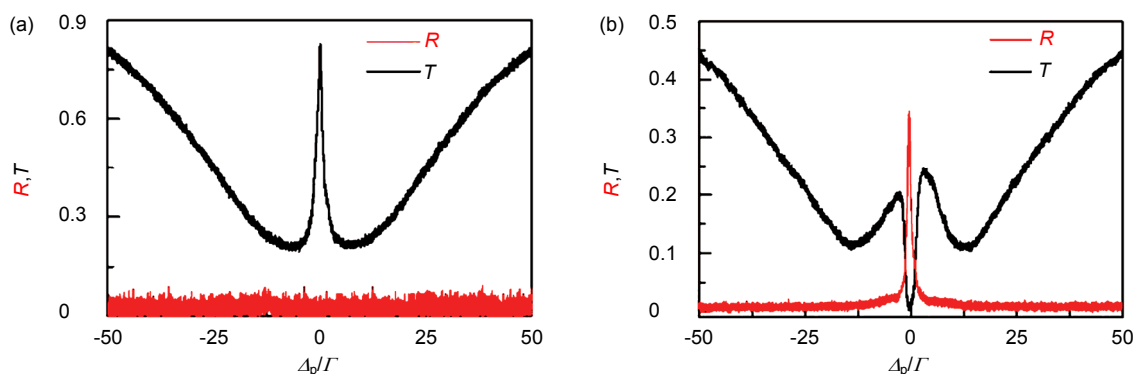


图 11 EIT 光子晶体实验结果(红色线为反射光,黑色线为透射光)<sup>[49]</sup>。(a) 无驻波场信号光透射。(b) 有驻波时信号光被反射。

Fig. 11 Experimental result of EIT photonic crystals (red curve for reflection and black curve for transmission)<sup>[49]</sup>。(a) Probe field is transmitted when the backward coupling field is absent. (b) Probe field is reflected when the system is coupled by standing wave.



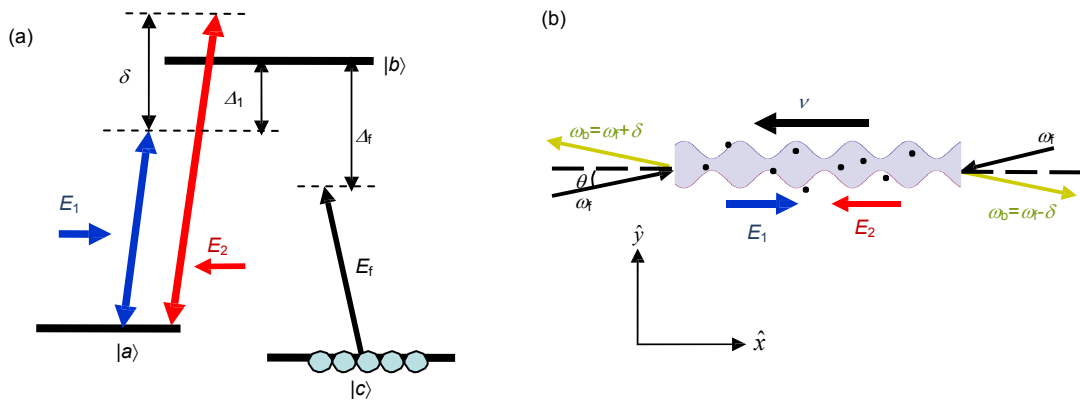


图 12 EIT 光子晶体实现光二极管原理示意图<sup>[50]</sup>. (a) EIT 介质能级图. (b) 光二极管原理图.  
Fig. 12 Implementation of photonic diode by EIT photonic crystals<sup>[50]</sup>. (a) Level system of EIT media. (b) Schematic diagram of photonic diode.

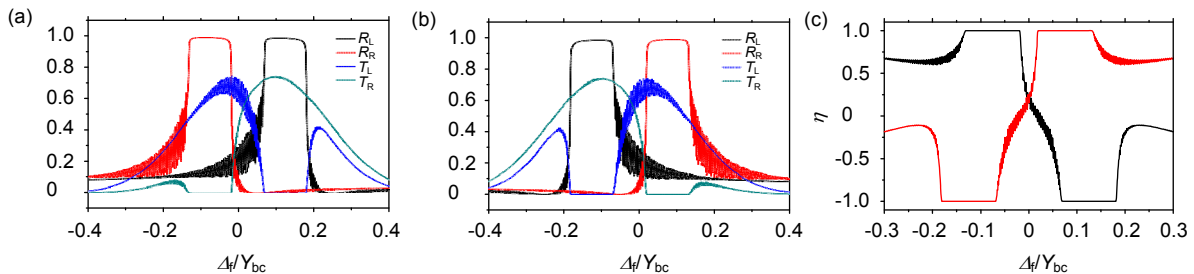


图 13 不同失谐量时光二极管实验结果<sup>[50]</sup>. (a)  $\delta=0.2Y_{bc}$ . (b)  $\delta=-0.2Y_{bc}$ . (c) 对应(a)(黑色)、(b)(红色)的传输对比度.  $Y_{bc}$ 为能级|b>和|c>间的退相干度.

Fig. 13 Experimental results of photonic diode with different detuning  $\delta$ <sup>[50]</sup>. (a)  $\delta=0.2Y_{bc}$ . (b)  $\delta=-0.2Y_{bc}$ . (c) Contrast of the transmittance for (a) (black) and (b) (red).  $Y_{bc}$ : decoherence rate between levels |b> and |c>.

## 5 光子晶体二次谐波产生

光学二次谐波产生(second harmonic generation, SHG)是最常见的一种非线性现象。通常的 SHG 需要具有高非线性系数的材料以及满足位相匹配条件才能高效的产生,因此能够实用的谐波产生材料并不多。尤其是对于集成光子器件而言,需要在微米甚至更小的尺度上产生二次谐波。同时,除了对材料本身有要求外还需要兼容微细加工工艺,这就对 SHG 技术提出了更高的要求。近年来,对于光子晶体中的 SHG 开展了大量的研究工作,有望推进非线性光子集成器件实用化。

光子晶体 SHG 技术可以分为两个方面:一是利用光子晶体结构的特殊性或者物理性质的特殊性实现对现有非线性材料 SHG 效率的增强,比如光子晶体准位相匹配、人工双折射以及光子晶体谐振腔中的高效 SHG 等;二是利用光子晶体技术开发新的非线性材料,通过人为设计光子晶体结构使原本不具有谐波产

生能力的材料也能用于 SHG,比如集成光子器件常用的硅材料。

### 5.1 光子晶体中 SHG 增强

准位相匹配(quasi phase matching, QPM)是一种实现 SHG 增强的重要手段,把非线性材料做成周期性结构(光子晶体)可以有效避免倍频光的周期性振荡,从而提高谐波效率,这就是光子晶体 QPM 的基本思想。2002 年, Yu 等在 LiNbO<sub>3</sub> 非线性光子晶体中观察到了宽带准位相匹配的 SHG<sup>[53]</sup>。2003 年, Ashihara 等人又提出倾斜准位相匹配方案<sup>[54]</sup>, 将一维非线性光子晶体倾斜放置,利用角度色散(angular dispersion)达到 2D 准位相匹配条件,大幅度地提高 SHG 效率。在 10 mm 长的周期性极化铌酸锂(periodically poled lithium niobate, PPLN)中,对于 1.5  $\mu\text{m}$  和 0.8  $\mu\text{m}$  泵浦波长的增强因子分别达到了 1100 倍和 3000 倍。Arie 等人在 2007 年对二维光子晶体结构中的 QPM 技术进行了很好的梳理总结<sup>[55]</sup>。近年来,人们又探讨了各种不

同结构类型光子晶体中的 QPM,比如超周期 PPLN<sup>[56]</sup>、方形周期格子光子晶体<sup>[57]</sup>、泵浦场位于狄拉克点的光子晶体结构<sup>[58]</sup>中的 QPM 等。最近, Kopylov 等人在光子晶体结构中实验测试了一种新的 QPM 方案<sup>[59]</sup>,图 14 为示意图。光子晶体由不同孔隙度的多孔硅构成,采用劳厄衍射方案(泵浦光平行于光子晶体界面)。在这样的配置中,当布拉格衍射条件满足时,结构中存在 Borrmann 和反 Borrmann 两种模式,各矢量的方向如图 14(b)所示。于是 SHG 的位相匹配方式变成了  $q_B(2\omega) = qB(\omega) + qaB(\omega)$ , 当位相匹配满足时,在透射光 T 和折射光 D 中都有可能观察到二次谐波。实验结果如图 15 所示,在透射光和折射光中均观察到了谐波产生,与理论预测一致。

光子晶体 SHG 增强的另一个技术手段是人工双折射技术。SHG 有效输出必须要依靠材料本身的双折射来保证倍频光和基频光之间的波矢匹配。然而要想同时满足非线性系数大和双折射系数大的晶体寥寥无

几,利用光子晶体结构有望缓解这个矛盾。因为光子晶体结构中存在人工双折射,可使本身没有双折射特性的非线性材料或双折射特性和非线性所处频段不重合材料出现所需波段的双折射特性,从而可以通过传统的位相匹配方式实现高效 SHG<sup>[60-62]</sup>。

光子晶体中 SHG 增强最重要的技术手段其实还是利用光子晶体的带隙特性。光子晶体的缺陷(微腔)具有十分优异的光局域性质,品质因素极高,可以达到  $10^4$  量级,同时模式体积又很小,约在  $(\lambda/n)^3$  量级。微腔共振时光场强度成指数增加<sup>[63-64]</sup>,如果把非线性材料置于光子晶体微腔中,将大幅度降低谐波产生阈值。同时,在光子晶体微腔中由于谐波和基频波在腔中来回振荡,并不需要宏观体材料中的位相匹配条件也可以高效产生谐波。利用 III-V 半导体材料实现 SHG 就是一个应用例子。

GaAs、GaP、SiC、GaN 等是集成光电子器件的理想材料,并且具有很大的二阶非线性系数和宽波段无

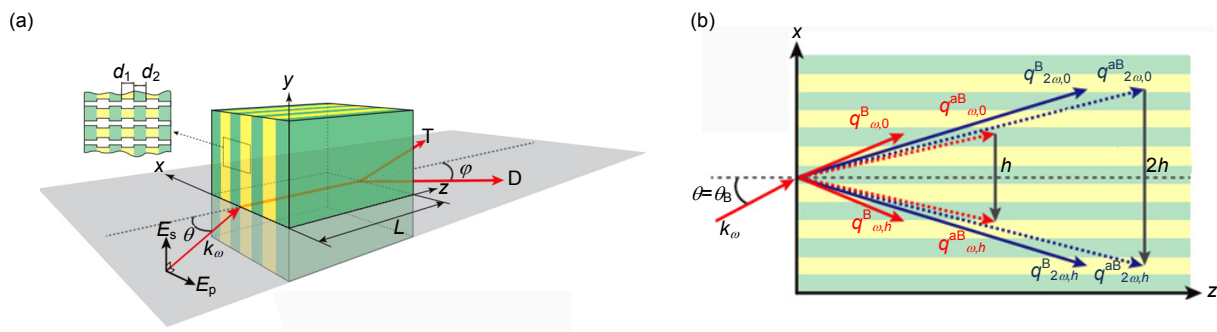


图 14 一维光子晶体 Laue 衍射 SHG 方案示意图<sup>[59]</sup>. (a) 光子晶体结构和入射光位置示意图. (b) 基频光和倍频光 Borrmann 和反 Borrmann 模式波矢位相匹配示意图.

Fig. 14 Schematic view of SHG in 1D PCs in the Laue geometry<sup>[59]</sup>. (a) Schematic diagram of PCs and incident light. (b) Quasi phase matching sketch by Borrmann and anti-Borrmann eigenvectors of the PCs for the fundamental (red) and SH (blue) waves.

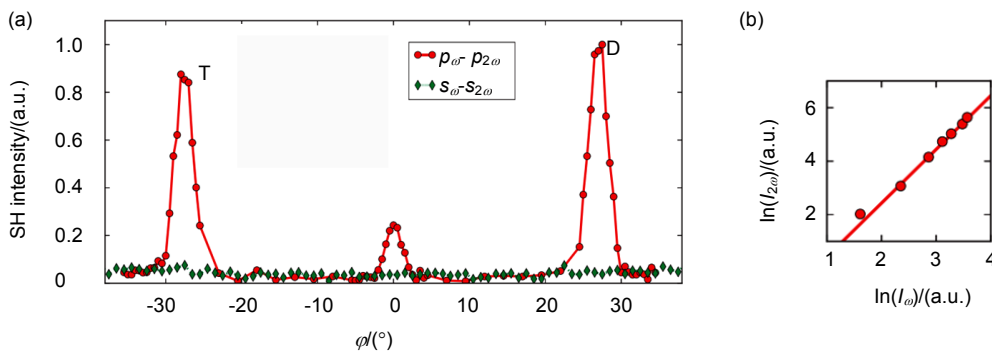


图 15 一维光子晶体 Laue 衍射准位相匹配 SHG 实验结果<sup>[59]</sup>.

Fig. 15 SHG experimental results under the quasi phase matching in 1D PCs with the Laue geometry<sup>[59]</sup>.

损耗的特性,被认为是最有潜力的非线性光学集成器件的候选者。但是这些材料都不具有双折射特性,无法达到 SHG 所必需的位相匹配条件,导致谐波效率极低而无法使用,而光子晶体技术将有助于解决这个问题。如图 16 所示,在非线性材料薄膜上刻蚀空气孔形成光子晶体结构,在其上设计适当的缺陷构成光子晶体微腔用于增强 SHG。微腔可以在光子晶体中留出几个空气孔不刻蚀或者在光子晶体中的特定区域改变结构周期来形成。使用时既可以是单独的微腔,也可以是微腔和波导的组合结构,结构设计灵活,加工和集成也很方便。

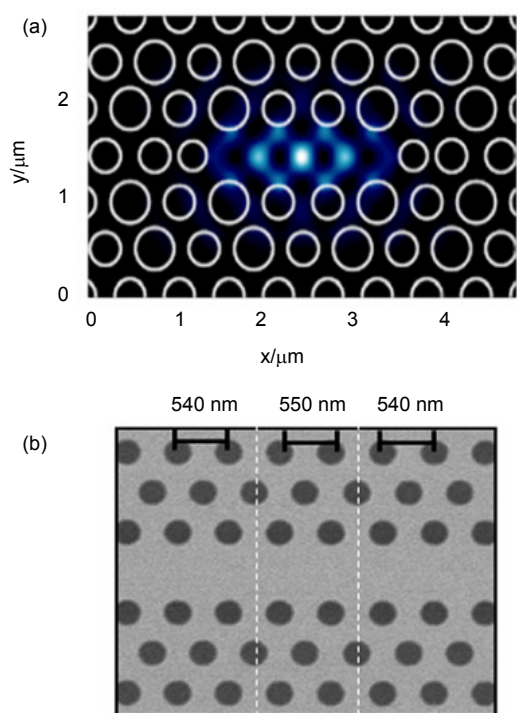


图 16 光子晶体微腔的构成形式<sup>[63-64]</sup>。(a) 缺陷型微腔。(b) 周期改变型微腔。

Fig. 16 Basic structure of photonic crystal microcavity<sup>[63-64]</sup>. (a) Type of point defect. (b) Type of changed period of unit cell.

早期的研究主要集中在窄带隙的第二代半导体材料上,在 InP、GaAs、GaP 等材料中都观察到了明显的谐波增强,激发阈值已经可以低到亚毫瓦量级,谐波效率  $5 \times 10^{-10}$ <sup>[65]</sup>。近年来在宽带隙材料上也有突破。2014 年, Yamada 等人在 SiC 光子晶体缺陷波导中,采用脉冲激光(波长 1530~1560 nm 可调,脉宽 50 ps,重复频率 50 MHz),在输入功率 0.17 mW 情况下获得了 4.4 nW 的 780 nm 倍频光输出,谐波效率为  $2.59 \times 10^{-5}$ <sup>[65]</sup>。2015 年, Zeng 等人给出了在 GaN 材料

中的连续波泵浦( $\lambda=1570$  nm)的情况,实验表明谐波产生阈值可以低至 70  $\mu$ W,在输入功率为 700  $\mu$ W 时,输出谐波强度为 1.7 pW<sup>[66]</sup>。图 17 是 CCD 拍摄到的谐波光场<sup>[66]</sup>。

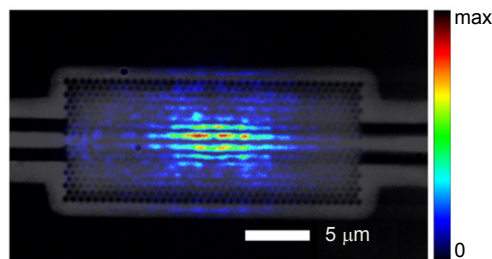


图 17 GaN 光子晶体微腔中共振增强 SHG<sup>[66]</sup>。

Fig. 17 Resonance enhancement SHG in GaN photonic crystal microcavity<sup>[66]</sup>.

## 5.2 中心对称材料光子晶体中的 SHG

利用光子晶体结构的确可以极大地增强 SHG,不过都是基于非线性材料本身性质的一些改变和优化,仅仅是对材料性能的改良,还不能从本质上增加非线性材料的种类。近年来,有研究表明利用光子晶体结构可以实现二阶非线性的“无中生有”,即可以使原本不能产生二次谐波的材料(比如中心对称材料,  $\chi(2)=0$ )通过设计特定的光子晶体结构也能产生二次谐波,实现人工 SHG。其基本原理在于利用光子晶体的带隙边缘效应激发中心对称材料中的电四极极化(electric quadrupole polarization, EQP)效应。

虽然中心对称材料中电偶极极化效应不存在( $\chi(2)=0$ ),但 EQP 效应是存在的,这对于 SHG 也有贡献<sup>[67]</sup>,不过 EQP 效应强度比电偶极极化强度至少要弱 3~4 个数量级,因此这种贡献长期被忽略。EQP 效应与电场  $E$  以及电场的空间梯度  $\nabla E$  密切相关<sup>[68]</sup>。因此, EQP 效应的增强可以通过增加外加电场的强度或增大作用于介质内的电场梯度来实现。增加外加电场的强度需要提高泵浦功率,将现有泵浦功率提高 3~4 个量级,显然不太现实,也不利于集成,因此可以考虑从增大介质内的电场梯度入手。而光子晶体结构中带隙边缘处恰好具有很大的电场梯度<sup>[69]</sup>,因此利用光子晶体结构实现中心对称材料中的 SHG 是可能的。

图 18 是本课题组提出的中心对称材料实现 SHG 的一个结构示意图,由两块光子晶体和数条空气波导构成<sup>[70]</sup>。两块光子晶体的晶格形状、元胞尺寸、晶格常数均不相同,波导间有介质柱隔开。光子晶体和介质柱均为准二维微细结构,由同一种中心对称材料组



成;空气波导中的填充介质也为同一种材料。其中一块光子晶体带隙边缘设计在泵浦波长( $\lambda=10.6\ \mu\text{m}$ )处。理论计算结果表明上述结构中材料为 Si, 泵浦光强为  $S_{in}=1.3\ \text{MW}/\text{mm}^2$  时转换效率为 0.268%<sup>[70]</sup>。

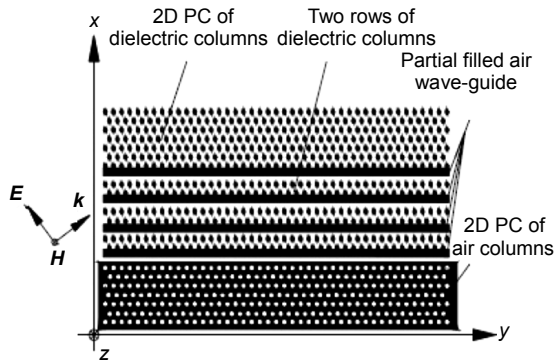


图 18 中心对称材料光子晶体结构示意图<sup>[70]</sup>。

Fig. 18 Schematic diagram of the photonic crystal with centrosymmetric materials<sup>[70]</sup>.

中心对称材料构成的光子晶体薄板中也能产生二次谐波<sup>[71]</sup>。结构如图 19(a)所示<sup>[71]</sup>, 由三种材料组成, 聚苯乙烯、PEPI 和玻璃, 这些材料均为中心对称材料, 通常情况下不会产生二次谐波。周期尺寸从 680 nm 到 740 nm 逐渐变宽, 每次增加 20 nm。当用 s 偏振的泵浦光入射到结构上激发出导模时, 观察到了从结构边缘辐射出的基频光, 同时在大小为 1.2 mm × 1.2 mm 的周期结构区域透射出了绿光(倍频光)。图 19(b)中给出了不同泵浦波长下二次谐波的最大强度。对此的理论分析也表明谐波来源于 EQP 效应<sup>[71]</sup>。

2010 年, Galli 等人又在 Si 材料构成的光子晶体微腔中观察到了 SHG, 更进一步从实验上证明了中心对称材料实现 SHG 的可行性<sup>[72]</sup>。

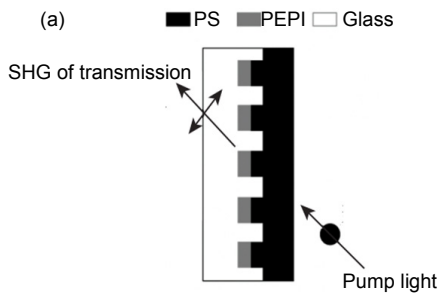


图 19 中心对称材料光子晶体薄板中 SHG 的实验测量<sup>[71]</sup>。(a) 测量示意图。(b) SH 强度极大值随波长变化曲线。  
Fig. 19 Experimental measurement of SHG in PCs slab with centrosymmetric materials<sup>[71]</sup>. (a) Schematic diagram of measurement. (b) SH intensity vs incident light wavelength.

## 6 光子晶体光学双稳态

光学双稳态是一种非常典型的非线性光学现象, 指光学系统中在一定的输入范围内对给定的输入(通常为光强度)存在着两种可能的输出状态, 并且这两种状态可以相互转换, 输入输出关系非常类似于磁滞回线。利用光学双稳态可以“以光控光”, 对信息进行全光处理。传统的光学双稳态器件一般都利用三阶非线性光学效应, 在法布里-珀罗腔中放置非线性材料, 在强光作用下介质的非线性参数(非线性吸收系数或非线性折射率)发生变化, 从而引起透射光强发生变化。光强的变化进一步引起非线性参数的变化, 在光腔的反馈作用下, 这种变化形成正反馈过程, 因而产生光学双稳态。但由于材料的三阶非线性效应非常微弱, 泵浦功率要求很高( $\text{GW}/\text{cm}^2$  量级), 器件的响应时间较慢(纳秒量级), 很难满足实用化的要求。近年来, 利用光子晶体技术开发的双稳态器件响应阈值可以降低到  $\text{MW}/\text{cm}^2$  即  $\text{mW}/\mu\text{m}^2$  量级, 响应时间提高到皮秒量级, 极大地推动了双稳态器件的集成化进程。

### 6.1 光子晶体增强光学双稳态

光子晶体增强光学双稳态主要是利用了光子晶体微腔的共振特性。5.1 节已经提到光子晶体微腔具有极高的品质因素  $Q$ , 同时又具有很小的模式体积  $V$ , 因此在光子晶体微腔中光和物质的相互作用将得到极大的增强, 导致更强的非线性效应, 从而降低双稳态的响应阈值。理论计算结果表明可降低  $VQ^2$  倍<sup>[73]</sup>。

2005 年, Notomi 等人利用高  $Q$  值 Si 光子晶体微腔观察到了低阈值光学双稳态<sup>[74]</sup>。器件结构如图 20 所示, 由光子晶体波导和微腔构成。光子晶体结构周期  $a=420\ \text{nm}$ , 在厚度为 200 nm 的硅薄板上刻蚀空气



孔, 孔半径  $r=0.275a$ 。微腔为 L4 型腔, 即缺失 4 个空气孔。器件总长度  $25\ \mu\text{m}$ 。  $q_{\text{hole}}$  和  $h_{\text{hole}}$  分别用于调节腔的辐射损耗以及腔与波导的耦合品质因素。对波长  $1568.7\ \text{nm}$  的共振模式, 实验测得的耦合微腔品质因素高达 33400, 模式体积约  $0.080\ \mu\text{m}^3$ , 非线性阈值低至  $40\ \mu\text{W}$ <sup>[74]</sup>。而 2004 年时在没有光子晶体存在的硅波导和微腔组合结构中的激发阈值为  $800\ \mu\text{W}$ <sup>[75]</sup>。可见光子晶体结构对降低双稳态激发阈值是非常有效的。

同时硅材料又是微细加工的常用材料, 工艺成熟, 便于与其他光电子器件集成, 此后很多小组继续开展了硅材料光子晶体微腔和波导结构中的双稳态研究, 主要结果列于表 1。

## 6.2 光子晶体超快光开关

从光子晶体双稳态的原理可以看出, 只要是三阶非线性材料均可以实现光学双稳态, 比如 GaAs、InP 系列半导体材料<sup>[79-80]</sup>、磁性材料<sup>[81]</sup>、有机非线性材料<sup>[82]</sup>等, 因此器件设计的材料选择非常灵活。另外, 光子晶体双稳态还可以实现灵活的可调谐性。比如将光子晶体结构埋置在 PN 结中, 可以利用光电流对非线性阈值功率进行控制<sup>[83]</sup>。再如, 在光子晶体微腔中引入三能级原子、受主或施主量子点、介质金属复合材料等<sup>[84-86]</sup>方式都能实现可调可控的光学双稳态, 为双稳

态器件的设计提供了广阔的平台。

光子晶体双稳态最典型的一个应用就是超快全光开关。作为光开关必须满足三个特征: 低的阈值功率( $\mu\text{W}$  或 pJ)、超快速的响应时间(ps 甚至 fs)以及开关状态的高对比度。现有的微电子光开关响应时间约在  $100\ \text{ns}\sim 10\ \text{ms}$ , 基于热光效应的光开关约在  $10\ \text{ms}$ , 近年来提出的基于半导体多量子阱的光开关可以达到皮秒量级<sup>[87]</sup>, 但在阈值功率和开关效率上还有待提高。而基于双稳态的光子晶体光开关无论在阈值功率还是响应时间上都能满足全光开关的要求。2008 年, 北京大学龚旗煌院士领导的小组提出的光子晶体光开关泵功率低至  $0.1\ \text{MW}/\text{cm}^2$  的量级, 开关效率高达 80%, 响应时间  $1.2\ \text{ps}$ <sup>[88]</sup>。最新的结果是在 InGaAsP 材料上做的光子晶体光开关, 最小阈值为  $-46\ \text{dBm}$  ( $25\ \text{nW}$ ), 开关速率可达  $10\ \text{Gb/s}$ , 并且可实现多个开关通道<sup>[89]</sup>。

## 7 结束语——前景与展望

光子晶体中的非线性效应研究一直是光子晶体技术中的重要研究内容。引起人们的如此重视的原因之一就在于这种非线性效应和体材料中的非线性效应相比具有两个非常突出的优点: 一是低阈值, 可以低至微瓦( $\mu\text{W}$ )量级甚至更低, 普通的激光二极管就可以激

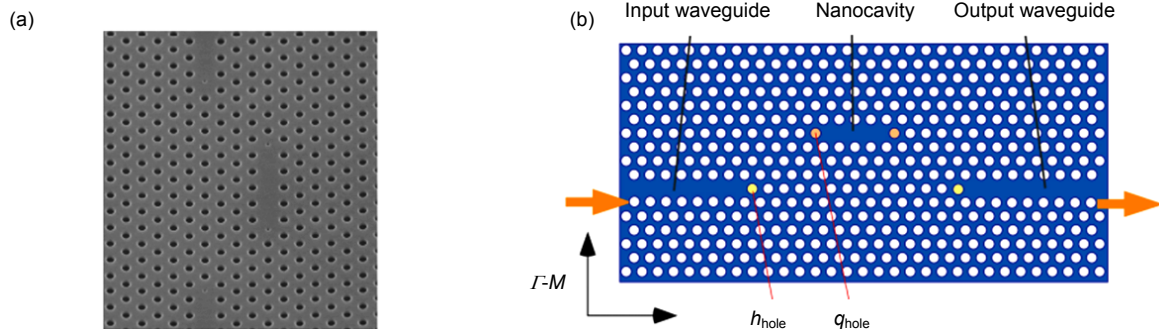


图 20 具有低阈值光学双稳态的高 Q 值 Si 光子晶体微腔<sup>[74]</sup>. (a) 扫描电镜图片. (b) 微腔结构示意图.

Fig. 20 Optical bistable of Si high-Q PCs nanocavities with low threshold<sup>[74]</sup>. (a) SEM image. (b) schematic description of the device.

表 1 基于 Si 光子晶体微腔的双稳态参数对比.

Table 1 Comparison of bistable parameters based on Si PCs nanocavities.

结构	阈值(泵浦)功率/ $\mu\text{W}$	开关对比度/dB	调制深度	作者及年份
PhC L4 微腔 <sup>[1]</sup>	40	14	0.2	Notomi M 等, 2005 <sup>[75]</sup>
PhC L5 微腔 <sup>[3]</sup>	145	8.5	---	Yang X 等, 2007 <sup>[76]</sup>
PhC L3 微腔 <sup>[4]</sup>	50	4.0	0.45	Zhang Y 等, 2013 <sup>[77]</sup>
PhC L3 微腔 <sup>[5]</sup>	40	7.7	0.7	Zhang Y 等, 2014 <sup>[78]</sup>

发非线性效应,这无疑是一个革命性的突破,解决了非线性集成器件中的光源集成问题;另一个突出优点是小尺度,器件尺寸可以小到微米以下,这是光子集成器件的必然要求。因此非线性光子晶体器件的出现意味着人们期盼已久的全光逻辑、全光路由、光子计算机等都不再是梦想,而是已经在路上。

不过,非线性光子晶体器件离实用化还有相当长的路要走,与电子集成芯片集成度(纳米量级)相比,光子集成芯片的集成度还远不能比,而且器件的功能和工艺成熟度也还有很大差距,因此研究和开发超越衍射极限的纳米集成光子器件、光与电完全融合的纳米集成光电子器件也已经提上了日程并发展飞速。有理由相信,在不久的将来,我们就会享受到全光信息处理带来的方便和快捷。

最后需要指出的是,光子晶体非线性的研究内容非常广泛,所有非线性光学现象在光子晶体中都能找到其对应的研究内容,限于作者水平和篇幅,本文只对光子晶体中一些典型的非线性效应进行了介绍,还有一些非线性效应研究,比如高次谐波的产生<sup>[90-91]</sup>、宇称对称(反对称)光子晶体<sup>[92-93]</sup>、光子晶体中的量子纠缠<sup>[94-95]</sup>等就不在此介绍了,感兴趣的读者可以参阅相关文献。

## 基金项目

安徽省自然科学基金面上项目(1708085MF149);安徽省自然科学基金青年项目(1708085QB31);国家自然科学基金青年项目(11605019)。

## 参考文献

- Joannopoulos J D, Villeneuve P R, Fan Shanhui. Photonic crystals: putting a new twist on light[J]. *Nature*, 1997, **386**(6621): 143-149.
- Benisty H, Weisbuch C, Labilloy D, et al. Optical and confinement properties of two-dimensional photonic crystals[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1999, **17**(11): 2063-2077.
- Srinivasan K, Barclay P E, Painter O, et al. Experimental demonstration of a high quality factor photonic crystal microcavity[J]. *Applied Physics Letters*, 2003, **83**(10): 1915-1917.
- Ryu H Y, Kwon S H, Lee Y J, et al. Very-low-threshold photonic band-edge lasers from free-standing triangular photonic crystal slabs[J]. *Applied Physics Letters*, 2002, **80**(19): 3476.
- Englund D, Shields B, Rivoire K, et al. Deterministic coupling of a single nitrogen vacancy center to a photonic crystal cavity[J]. *Nano Letters*, 2010, **10**(10): 3922-3926.
- McGurn A R. Photonic crystal waveguide weakly interacting with multiple off-channel resonant features formed of Kerr nonlinear dielectric media[J]. *Advances in Optoelectronics*, 2007, **2007**: 92901.
- Zayats A V, Smolyaninov I I, Maradudin A A. Nano-optics of surface plasmon polaritons[J]. *Physics Reports*, 2005, **408**(3-4): 131-314.
- Pitarke J M, Silkin V M, Chulkov E V, et al. Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2007, **70**: 1-87.
- Russell P. Photonic crystal fibers [M]. Beijing: Peking University Press, 2013.
- Hansen K P. Introduction to nonlinear photonic crystal fibers[J]. *Journal of Optical and Fiber Communications Reports*, 2005, **2**(3): 226-254.
- Knight J C, Skryabin D V. Nonlinear waveguide optics and photonic crystal fibers[J]. *Optics Express*, 2007, **15**(23): 15365-15376.
- Mori D, Baba T. Wideband and low dispersion slow light by chirped photonic crystal coupled waveguide[J]. *Optics Express*, 2005, **13**(23): 9398-9408.
- Schulz S A, O'Faolain L, Beggs D M, et al. Dispersion engineered slow light in photonic crystals: a comparison[J]. *Journal of Optics*, 2010, **12**(10): 104004.
- Shen Hongjun, Tian Huiping, Ji Yuefeng. A novel photonic crystal slab waveguide with dispersionless slow light[J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, **59**(4): 2820-2826.  
沈宏君, 田慧平, 纪越峰. 一种新型无色散慢光光子晶体薄板波导[J]. *物理学报*, 2010, **59**(4): 2820-2826.
- Li Juntao, White T P, O'Faolain L, et al. Systematic design of flat band slow light in photonic crystal waveguides[J]. *Optics Express*, 2008, **16**(9): 6227-6232.
- Frandsen L H, Lavrinenko A V, Fage-Pedersen J, et al. Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties[J]. *Optics Express*, 2006, **14**(20): 9444-9450.
- Baba T. Slow light in photonic crystals[J]. *Nature Photonics*, 2008, **2**(8): 465-473.
- Pourmand M, Karimkhani A, Moravvej-Farshi M K. Slow light photonic crystal waveguides with large delay-bandwidth product[J]. *Optical Engineering*, 2016, **55**(12): 123108.
- Wu Hong, Citrin D S, Jiang Liyong, et al. Polarization-independent slow light in annular photonic crystals[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, **102**(14): 141112.
- Notomi M, Kuramochi E, Tanabe T. Large-scale arrays of ultra-high-Q coupled nanocavities[J]. *Nature Photonics*, 2008, **2**(12): 741-747.
- Chen Zhigang. Fascinating behavior of optical spatial solitons [J]. *Physics*, 2001, **30**(12): 752-756.  
陈志刚. 奇妙的空间光孤子[J]. *物理*, 2001, **30**(12): 752-756.
- Chen Wei, Mills D L. Gap solitons and the nonlinear optical response of superlattices[J]. *Physical Review Letters*, 1987, **58**(2): 160-163.
- Ouzounov D G, Ahmad F R, Müller D, et al. Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers[J]. *Science*, 2003, **301**(5640): 1702-1704.
- Ouzounov D G, Hensley C J, Gaeta A, et al. Soliton pulse compression in photonic band-gap fibers[J]. *Optics Express*, 2005, **13**(16): 6153-6159.
- Chiao R Y. Introduction to spatial solitons[M]. Trillo S, Torruellas W. Spatial Solitons. Berlin Heidelberg: Springer, 2001: 1-18.
- Duree Jr G, Shultz J L, Salamo G J, et al. Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect[J]. *Physical Review Letters*, 1993, **71**(4): 533-536.

- 27 Chen Zhigang, Segev M, Christodoulides D N. Optical spatial solitons: historical overview and recent advances[J]. *Reports on Progress in Physics Physical Society*, 2012, **75**(8): 086401.
- 28 Sukhorukov A A, Kivshar Y S. Spatial optical solitons in nonlinear photonic crystals[J]. *Physical Review E*, 2002, **65**(3): 036609.
- 29 Gorza S P, Taillaert D, Baets R, *et al.* Experimental characterization of optical-gap solitons in a one-dimensional photonic crystal made of a corrugated semiconductor planar waveguide[J]. *Physical Review B*, 2006, **74**(23): 235327.
- 30 Xie Ping, Zhang Zhaoqing, Zhang Xiangdong. Gap solitons and soliton trains in finite-sized two-dimensional periodic and quasiperiodic photonic crystals[J]. *Physical Review E*, 2003, **67**(2): 026607.
- 31 Tian Huiping, Yang Daquan, Liu Lingyu, *et al.* Broadband and low-power bright soliton propagation in line-defect photonic crystal waveguide[J]. *Optical Engineering*, 2013, **52**(5): 055006.
- 32 Zeng Jianhua, Malomed B A. Two-dimensional intraband solitons in lattice potentials with local defects and self-focusing nonlinearity[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2013, **30**(7): 1786–1793.
- 33 Inoue K, Oda H, Ikeda N, *et al.* Enhanced third-order nonlinear effects in slow-light photonic-crystal slab waveguides of line-defect[J]. *Optics Express*, 2009, **17**(9): 7206–16.
- 34 Matsuda N, Kato T, Harada K. Slow light enhanced optical nonlinearity in a silicon photonic crystal coupled-resonator optical waveguide[J]. *Optics Express*, 2011, **19**(21): 19861.
- 35 Suzuki K, Hamachi Y, Baba T. Fabrication and characterization of chalcogenide glass photonic crystal waveguides[J]. *Optics Express*, 2009, **17**(25): 22393–22400.
- 36 Monat C, Corcoran B, Ebnali-Heidari M, *et al.* Slow light enhancement of nonlinear effects in silicon engineered photonic crystal waveguides[J]. *Optics Express*, 2009, **17**(4): 2944–2953.
- 37 Peccianti M, Ferrera M, Razzari L, *et al.* Subpicosecond optical pulse compression via an integrated nonlinear chirper[J]. *Optics Express*, 2010, **18**(8): 7625–7633.
- 38 Liao Meisong, Chaudhari C, Qin Guanshi, *et al.* Tellurite microstructure fibers with small hexagonal core for supercontinuum generation[J]. *Optics Express*, 2009, **17**(14): 12174–12182.
- 39 Colman P, Husko C, Combr e S, *et al.* Temporal solitons and pulse compression in photonic crystal waveguides[J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**(12): 862–868.
- 40 Blanco-Redondo A, Husko C, Eades D, *et al.* Observation of soliton compression in silicon photonic crystals[J]. *Nature Communications*, 2014, **5**: 3160.
- 41 Eisaman M D, Andr e A, Massou F, *et al.* Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses[J]. *Nature*, 2005, **438**(7069): 837–841.
- 42 Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2005, **77**(2): 633–673.
- 43 Boller K J, Imamoglu A, Harris S E. Observation of electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 1991, **66**(20): 2593–2596.
- 44 Yanik M F, Suh W, Wang Zheng, *et al.* Stopping light in a waveguide with an all-optical analog of electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2005, **93**(23): 233903.
- 45 Xu Qianfan, Sandhu S, Povinelli M L, *et al.* Experimental realization of an on-chip all-optical analogue to electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2006, **96**(12): 123901.
- 46 Xiao Y F, Gao J, Zou X B, *et al.* Coupled quantum electrodynamics in photonic crystal cavities towards controlled phase gate operations[J]. *New Journal of Physics*, 2008, **10**(12): 123013.
- 47 Yang Xiaodong, Yu Mingbin, Kwong D L, *et al.* All-optical analog to electromagnetically induced transparency in multiple coupled photonic crystal cavities[J]. *Physical Review Letters*, 2009, **102**(17): 173902.
- 48 Kocaman S, Yang X, McMillan J F, *et al.* Observations of temporal group delays in slow-light multiple coupled photonic crystal cavities[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, **96**(22): 221111.
- 49 Wang Dan, Wu Jinze, Zhang Junxiang. Optical control of light propagation in photonic crystal based on electromagnetically induced transparency[J]. *Chinese Physics B*, 2016, **25**(6): 064202.
- 50 Wang Dawei, Zhou Haitao, Guo Miaojun, *et al.* Optical diode made from a moving photonic crystal[J]. *Physical Review Letters*, 2013, **110**(9): 093901.
- 51 Ooi C H R, Kam C H. Controlling quantum resonances in photonic crystals and thin films with electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review B*, 2010, **81**(19): 195119.
- 52 Li Yongyao, Malomed B A, Feng Mingneng, *et al.* Arrayed and checkerboard optical waveguides controlled by the electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review A*, 2010, **82**(6): 063813.
- 53 Yu N E, Ro J H, Cha M, *et al.* Broadband quasi-phase-matched second-harmonic generation in MgO-doped periodically poled LiNbO<sub>3</sub> at the communications band[J]. *Optics Letters*, 2002, **27**(12): 1046–1048.
- 54 Ashihara S, Shimura T, Kuroda K. Group-velocity matched second-harmonic generation in tilted quasi-phase-matched gratings[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2003, **20**(5): 853–856.
- 55 Arie A, Habsboosh N, Bahabad A. Quasi phase matching in two-dimensional quadratic nonlinear photonic crystals[M]. Sibilia C, Benson T M, Marciniak M, *et al.* Photonic Crystals: Physics and Technology. Milan: Springer, 2008: 45–60.
- 56 Ren Mingliang, Ma Dongli, Li Zhiyuan. Experimental demonstration of super quasi-phase matching in nonlinear photonic crystal[J]. *Optics Letters*, 2011, **36**(18): 3696–3698.
- 57 Eshniezov B E, Eshchanov B K, Yusupov D B, *et al.* On the theory of second-harmonic generation in 2D nonlinear photonic crystals with arbitrary domain structures[J]. *Physics of Wave Phenomena*, 2016, **24**(4): 268–271.
- 58 Mattiucci N, Bloemer M J, D'Aguzzo G. Phase-matched second harmonic generation at the Dirac point of a 2-D photonic crystal[J]. *Optics Express*, 2014, **22**(6): 6381–6390.
- 59 Kopylov D A, Svyakhovskiy S E, Dergacheva L V, *et al.* Observation of optical second-harmonic generation in porous-silicon-based photonic crystals in the Laue diffraction scheme[J]. *Physical Review A*, 2016, **93**(5): 053840.
- 60 Genereux F, Leonard S W, van Driel H M, *et al.* Large birefringence in two-dimensional silicon photonic crystals[J]. *Physical Review B*, 2001, **63**(16): 161101.
- 61 Mandatori A, Sibilia C, Centini M, *et al.* Birefringence in one-dimensional finite photonic band gap structure[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2003, **20**(3): 504–513.



- 62 Levy M, Jalali A A. Band structure and Bloch states in birefringent one-dimensional magnetophotonic crystals: an analytical approach[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2007, **24**(7): 1603–1609.
- 63 Diziain S, Geiss R, Zilk M, *et al.* Second harmonic generation in free-standing lithium niobate photonic crystal L3 cavity[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, **103**(5): 051117.
- 64 Rivoire K, Lin Ziliang, Hatami F, *et al.* Second harmonic generation in gallium phosphide photonic crystal nanocavities with ultralow continuous wave pump power[J]. *Optics Express*, 2009, **17**(25): 22609–22615.
- 65 Yamada S, Song B S, Jeon S, *et al.* Second-harmonic generation in a silicon-carbide-based photonic crystal nanocavity[J]. *Optics Letters*, 2014, **39**(7): 1768–1771.
- 66 Zeng Y, Roland I, Checoury X, *et al.* Resonant second harmonic generation in a gallium nitride two-dimensional photonic crystal on silicon[J]. *Applied Physics Letters*, 2015, **106**(8): 081105.
- 67 Kleinman D A. Nonlinear dielectric polarization in optical media[J]. *Physical Review*, 1962, **126**(6): 1977–1979.
- 68 Pershan P S. Nonlinear optical properties of solids: energy considerations[J]. *Physical Review*, 1963, **130**(3): 919–929.
- 69 D'Aguanno G, Centini M, Scalora M, *et al.* Photonic band edge effects in finite structures and applications to  $\chi^2$  interactions[J]. *Physical Review E*, 2001, **64**(1): 016609.
- 70 Shi Jianping, Luo Xiangang, Chen Xunan, *et al.* Analysis of optical SHG in photonic crystal consisting of centro-symmetric dielectric[J]. *Optics Express*, 2004, **12**(22): 5307–5313.
- 71 Luo Xiangang, Ishihara T. Engineered second harmonic generation in photonic-crystal slabs consisting of centrosymmetric materials[J]. *Advanced Functional Materials*, 2004, **14**(9): 905–912.
- 72 Galli M, Gerace D, Welna K, *et al.* Low-power continuous-wave generation of visible harmonics in silicon photonic crystal nanocavities[J]. *Optics Express*, 2010, **18**(25): 26613–26624.
- 73 Soljačić M, Ibanescu M, Johnson S G, *et al.* Optimal bistable switching in nonlinear photonic crystals[J]. *Physical Review E*, 2002, **66**(5): 055601.
- 74 Notomi M, Shinya A, Mitsugi S, *et al.* Optical bistable switching action of Si high-Q photonic-crystal nanocavities[J]. *Optics Express*, 2005, **13**(7): 2678–2687.
- 75 Almeida V R, Lipson M. Optical bistability on a silicon chip[J]. *Optics Letters*, 2004, **29**(20): 2387–2389.
- 76 Yang Xiaodong, Husko C, Wong C W, *et al.* Observation of femtojoule optical bistability involving Fano resonances in high- $Q/V_m$  silicon photonic crystal nanocavities[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, **91**(5): 051113.
- 77 Zhang Yong, Li Danping, Zeng Cheng, *et al.* Ultralow power nonlinear response in an Si photonic crystal nanocavity[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2013, **5**(4): 6601409.
- 78 Zhang Yong, Li Danping, Zeng Cheng, *et al.* Low power and large modulation depth optical bistability in an Si photonic crystal L3 cavity[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2014, **26**(23): 2399–2402.
- 79 Nozaki K, Tanabe T, Shinya A, *et al.* Sub-femtojoule all-optical switching using a photonic-crystal nanocavity[J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**(7): 477–483.
- 80 Morita K, Takahashi T, Kanbara T, *et al.* Large optical Kerr signal of GaAs/AlAs multilayer cavity with InAs quantum dots embedded in strain-relaxed barriers[J]. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 2010, **42**(10): 2505–2508.
- 81 Lyubchanskii I L, Dadoenkova N N, Zabolotin A E, *et al.* Optical bistability in one-dimensional magnetic photonic crystal with two defect layers[J]. *Journal of Applied Physics*, 2008, **103**(7): 07B321.
- 82 Hu Xiaoyong, Jiang Ping, Ding Chengyuan, *et al.* Picosecond and low-power all-optical switching based on an organic photonic-bandgap microcavity[J]. *Nature Photonics*, 2008, **2**(3): 185–189.
- 83 Sodagar M, Miri M, Eftekhar A A, *et al.* Optical bistability in a one-dimensional photonic crystal resonator using a reverse-biased pn-junction[J]. *Optics Express*, 2015, **23**(3): 2676–2685.
- 84 Aas S, Müstecaplıoğlu Ö E. Optical bistability in one-dimensional doped photonic crystals with spontaneously generated coherence[J]. *Physical Review A*, 2013, **88**(5): 053846.
- 85 Asadpour S H, Solookinejad G, Panahi M, *et al.* Managing optical bistability and multistability by embedding quantum dot nanostructures in a photonic crystal[J]. *The European Physical Journal Plus*, 2016, **131**(11): 406.
- 86 Moslemi F, Jamshidi-Ghaleh K. Electrically tunable optical bistability based on one-dimensional photonic crystals with nonlinear nanocomposite materials[J]. *Journal of Applied Physics*, 2016, **119**(9): 093101.
- 87 李淳飞. 光学双稳态研究 20 年[J]. *物理*, 1996, **25**(5): 267–272.
- 88 Gong Qihuang. Progress of ultrafast low-power photonic crystal all-optical switching[J]. *China Basic Science*, 2009, **11**(1): 13–15.
- 龚旗煌. 超快速低功率光子晶体全光开关研究进展[J]. *中国基础科学*, 2009, **11**(1): 13–15.
- 89 Nozaki K, Lacraz A, Shinya A, *et al.* All-optical switching for 10-Gb/s packet data by using an ultralow-power optical bistability of photonic-crystal nanocavities[J]. *Optics Express*, 2015, **23**(23): 30379–30392.
- 90 Dolev I, Arie A. Three wave mixing of airy beams in a quadratic nonlinear photonic crystals[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, **97**(17): 171102.
- 91 Kanakis P, Kamalakis T, Spicopoulos T. Designing photonic crystal waveguides for broadband four-wave mixing applications[J]. *Optics Letters*, 2015, **40**(6): 1041–1044.
- 92 Cerjan A, Raman A, Fan Shanhui. Exceptional contours and band structure design in parity-time symmetric photonic crystals[J]. *Physical Review Letters*, 2016, **116**(20): 203902.
- 93 Mock A. Parity-time-symmetry breaking in two-dimensional photonic crystals: square lattice[J]. *Physical Review A*, 2016, **93**(6): 063812.
- 94 Young A B, Thijssen A C T, Beggs D M, *et al.* Polarization engineering in photonic crystal waveguides for spin-photon entanglers[J]. *Physical Review Letters*, 2015, **115**(15): 153901.
- 95 Matsuda N, Takesue H. Generation and manipulation of entangled photons on silicon chips[J]. *Nanophotonics*, 2016, **5**(3): 440–455.