

打破光子晶体非线性 Fano 腔结构对称性 实现单向传输

胡金凤^{1,2}, 刘 彬^{1,2}, 梁红勤^{1,2}, 刘 娟^{1,2}

¹南昌航空大学无损检测与光电传感技术及应用国家地方联合工程实验室, 江西 南昌 330063;

²南昌航空大学江西省光电检测技术工程实验室, 江西 南昌 330063

摘要 设计了一种基于二维光子晶体波导旁侧 Fano 微腔的全光二极管结构, 实现光的单向传输。其关键技术是在光子晶体波导中采用简单反射层打破 Fano 微腔结构上的空间对称性, 使得反射层两侧波导与微腔耦合效率不对称。两侧波导入射光激发微腔非线性克尔材料所需的光强阈值不同, 从而实现单向导通功能。通过有限时域差分(FDTD)方法对其传输特性和性能进行了数值仿真和分析, 研究发现: 该结构在较低的光强阈值下可以实现正向导通、反向截止的全光二极管效果; 该结构具有超快的响应时间, 达到皮秒量级; 该结构具有较高的最大透射率(达到 90%)和较高的正反透射比。基于光子晶体结构的设计使得该器件可以具有很好的工作波长可调特性, 并易于在目前半导体工艺基础上进行制作以及与其他器件集成。

关键词 光学器件; 光子晶体; Fano 腔; 单向传输; 全光二极管

中图分类号 TN256 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0323002

Achieving Nonreciprocal Transmission by Breaking Symmetry of Nonlinear Fano Cavity Structure in Photonic Crystals

Hu Jinfeng^{1,2}, Liu Bin^{1,2}, Liang Hongqin^{1,2}, Liu Juan^{1,2}

¹*National Engineering Laboratory for Destructive Testing and Optoelectronic Sensing Technology and Application, Nanchang Hangkong University, Nanchang, Jiangxi 330063, China;*

²*Jiangxi Engineering Laboratory for Optoelectronics Testing Technology, Nanchang Hangkong University, Nanchang, Jiangxi 330063, China*

Abstract An all-optical diode structure based on Fano micro-cavity at the side of 2D photonic crystal waveguide is designed to realize the nonreciprocal transmission of light. The key technique is to break the spatial symmetry of Fano micro-cavity structure by using a simple reflecting layer in the photonic crystal (PC) waveguide, so that the coupling efficiency of waveguide on both sides of the reflective layer and micro-cavity is asymmetric. Since the thresholds of incident light intensity required for the nonlinear Kerr material to excite the micro-cavity on both sides of the waveguide are different, the function of one-way conduction is achieved. The transmission properties and performance are numerically simulated and investigated by finite-difference time-domain (FDTD) method. The results show that forward transmission and backward cut-off all-optical diode effect can be achieved in this structure with low light intensity threshold. The structure has ultra-fast response time, which can reach the order of picoseconds. It also has high maximum transmittance (about 90%), and high positive and negative transmittance. The design based on photonic crystal structure enables the device to have good work wavelength tunable characteristics, which makes it easy to produce and integrate with other devices on the basis of current semiconductor technology.

Key words optical devices; photonic crystal; Fano cavity; nonreciprocal transmission; all-optical diode

OCIS codes 230.1150; 230.5298

收稿日期: 2016-09-14; **收到修改稿日期:** 2016-10-28

基金项目: 国家自然科学基金(61665007)、江西省自然科学基金(20161BAB202039)

作者简介: 胡金凤(1990—), 女, 硕士研究生, 主要从事微纳米光子器件方面的研究。E-mail: 1065935972@qq.com

导师简介: 刘 彬(1983—), 男, 博士, 副教授, 主要从事非线性光学和微纳米光子器件方面的研究。

E-mail: liubin_d@126.com(通信联系人)

1 引 言

类似于电子二极管,全光二极管是在特定光强下正向入射时有透射信号,而从相反的方向入射时无透射信号的器件,其特性在集成光学电路和全光网络中有重要的应用价值。全光二极管主要性能指标包括:光强阈值、透射比、最大透射率以及响应时间等。其中光强阈值是指能够实现单向导通时的最低光强要求;最大透射率则指出了光在导通时的透射率;透射比则是衡量单向导通性质的量。自从1994年Scalora等^[1-2]首次提出全光二极管的概念以来,人们提出各种类型的全光二极管设计方案:利用左手周期材料^[3];基于有机材料涂覆的银光栅结构^[4];由一维光子晶体和损耗金属薄膜组成的光隧道异质结构^[5];磁光光子晶体材料中打破对称性^[6];周期性极化铌酸锂波导^[7];非线性吸收材料的非对称多层结构^[8];光子晶体光纤^[9];基于液晶光子晶体异质结电调制光二极管^[10-11]。然而,以上提出的这些方法或多或少地存在某些不足,使它们在实际应用中受到一定程度的限制,如:需要大入射功率、透射比不高、透射损失大、响应时间长等。

光子晶体^[12-13]是一种介电常数空间呈周期性变化,能够控制光子行为的一种人工结构。光子晶体对光具有很好的可控特性,基于光子晶体结构的光学器件成为了一个重要的研究热点,如光子晶体光纤^[14-17]、光子晶体耦合器^[18]、分束器^[19-20]、滤波器^[21]、光开关^[22]、微波天线^[23]等。近年来,人们提出利用具有非对称结构的二维非线性光子晶体微腔结构实现全光二极管^[24-26]。基于光子晶体的光开关器件可以有效利用光学非线性效应控制光子晶体或其内部缺陷的折射率,改变光的透射状态,具有反应快、功耗低、可集成化等特点。

本文提出利用光子晶体波导中的反射层,打破光子晶体波导与旁侧的高Q值非线性Fano微腔耦合结构的对称性,实现入射光的单向导通功能。所设计的全光二极管结构仅有传输信号的情况,不包含抽运源,为被动型全光二极管。利用非线性时域有限差分(FDTD)方法对该全光二极管的传输特性进行数值仿真研究,并计算和分析其光功率阈值、透射比、最大透射率和响应时间等重要的器件性能参数。

2 模 型

该模型基于背景为空气(折射率 $n_0=1$)的二维正方格子光子晶体,晶格常数为 a 。GaAs作为圆形介质柱材料,折射率 $n=3.46$,是一种常用的克尔非线性材料。GaAs圆形介质柱直径设为 $0.3a$ 。通过除去一排介质柱形成线缺陷波导结构,在线缺陷波导结构下方的第一层中引入椭圆介质柱结构的点缺陷以替换其中的一个GaAs柱的结构,如图1(a)所示。为了让点缺陷的共振频率落在TM波的工作波长内,该椭圆点缺陷长短轴分别设置为 $0.52a$ 和 $0.3a$ 。点缺陷Fano微腔与线缺陷波导相邻,它们之间能够有效地进行光场的耦合。由于光子晶体中的微腔可以具有超高的品质因子Q,对于一个单模腔,耦合进入腔内的光强与入射光和Q因子成正比 $I_{\text{cav}}=I_0(Q/\pi)$,其中 I_{cav} 是腔内光强, I_0 是入射光强。通过数值仿真得到光子晶体波导旁侧微腔的透射谱,如图1(b)所示。可以看到在波导工作波长的一段频率范围内,只有微腔的一个腔模共振峰,并且微腔共振峰的光场分布几乎都局域在腔内。

全光二极管的功能是实现工作频率的单向导通,反向截止。实现全光二极管除了要求在设计的过

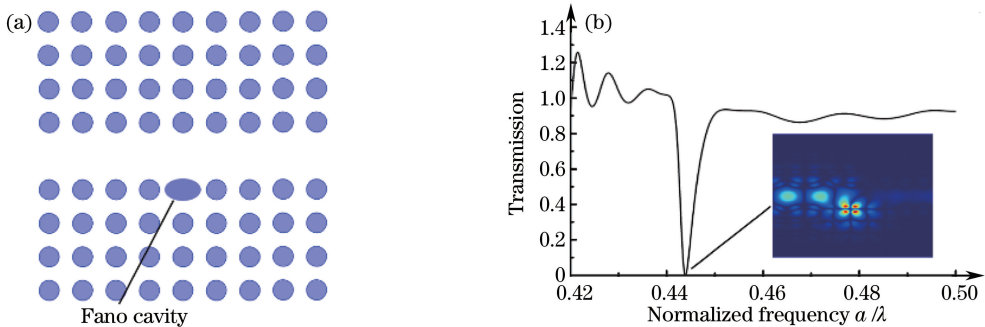


图1 (a) 光子晶体波导旁侧微腔结构图; (b) TM波透射谱及微腔共振峰的光场分布

Fig. 1 (a) Schematic diagram of photonic crystal waveguide with side of micro-cavity;

(b) transmission spectra of TM light and optical field distribution of micro-cavity resonance peak

充分利用材料的非线性效应以外,更重要的是还需要光在正和反方向入射时的不对称特性。如图 2 所示,在高 Q 值非线性微腔附近的光子晶体波导中再增加一个反射层 R,并且使得微腔对应共振峰由反射型变成透射型,形成一个透射型的 Fano 共振腔。并且这个反射层的位置向左稍微偏离微腔的正上方一个晶格位置,从而打破 Fano 腔的镜像对称性,使得 Fano 微腔与光子晶体波导两侧实现非对称耦合。这种情况下,图 2 中 port1 与 Fano 腔的耦合系数 γ_1 和 port2 与 Fano 腔的耦合系数 γ_2 是不相同的。如果不考虑 Fano 腔介质的非线性效应,入射光从左往右和从右往左入射的透射率是相同的。运用时间耦合模理论^[27-28],该二维光子晶体的波导-腔耦合系统的透射率可以表示为

$$t(\omega) = \frac{t_b \cdot (\omega_0 - \omega) \pm \sqrt{4\gamma_1\gamma_2 - t_b^2(\gamma_1 + \gamma_2)^2} - jt_b\gamma_v}{j(\omega_0 - \omega) + \gamma_t}, T(\omega) = t(\omega)^2, \quad (1)$$

式中 T 为系统的透射率, t 为系统的振幅透射率,而 t_b 为反射层的振幅透射系数; ω_0 和 ω 分别代表微腔的共振频率和输入信号的频率; $\gamma_v = \omega_0/2Q_v$ 和 $\gamma_t = \omega_0/2Q_t$ 分别代表微腔的本征损耗率和系统总的损耗率; Q_v 和 Q_t 分别代表微腔本征品质因子和总品质因子; γ_1 和 γ_2 分别为端口 port1 和 port2 与微腔的耦合系数,并且 $\gamma_t = \gamma_v + \gamma_1 + \gamma_2$ 。

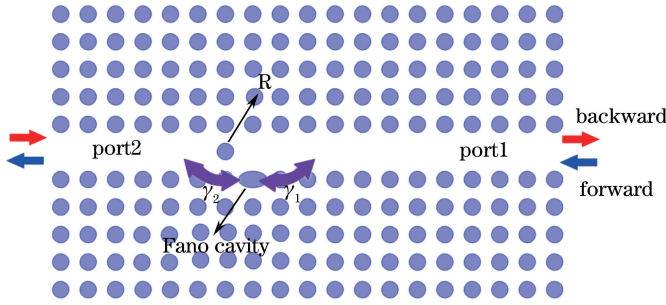


图 2 基于光子晶体波导的全光二极管结构图

Fig. 2 Schematic diagram of all-optical diode based on photonic crystal waveguide

3 结果分析

不考虑非线性效应,通过 FDTD 方法仿真得到微腔介质折射率分别为 3.46 和 3.47 时的光子晶体波导全光二极管结构透射谱如图 3(a)所示。可以看到,微腔介质折射率增加 $\Delta n = 0.01$ 时,Fano 峰明显地向左移动(红移)。当微腔介质折射率 $n = 3.46$,在归一化频率 0.4458 处得到一个非常尖锐的 Fano 透射峰。并且这个 Fano 峰左右两边的陡峭程度不一样,峰的长波方向明显比短波方向更加陡峭。通过计算其品质因子 $Q = \omega_0/\Delta\omega$,其中 $\Delta\omega$ 为半峰全宽, ω 为峰的中心频率,可以得到长波方向的 Q 值约为 2100,而短波方向的 Q 值约为 800。如果腔内介质为非线性三阶克尔材料,这意味着腔内的非线性要比光直接照射同种均匀介质强 Q/π 倍。高 Q 值的光子晶体微腔具有非常好的增强材料的克尔非线性的作用。在光子禁带中的微腔模式很多,要充分利用微腔的克尔非线性效应,尽量选择光场局域在非线性材料上的模式。通过仿真得到透射峰的光场分布如图 3(b)所示,可以看到光场大部分局域在微腔的 GaAs 材料上。并且通过改变微腔内椭圆的长短轴可以微调 Fano 峰的位置,主要调节规律是通过增加椭圆长轴可以使得 Fano 峰的位置红移,增加短轴则蓝移。

工作波段选择靠近图 3(a)中 Fano 透射峰的左边波谷位置(图中 λ_0 所指示位置),并且工作波长越靠近 Fano 峰,所需的阈值功率越低。在这个波长位置的光入射时,不考虑 Fano 腔内材料非线性效应时,入射光会被反射层 R 以及微腔周围介质柱反射回去。但是 λ_0 非常靠近 Fano 峰,所以光场直接从波导泄漏至紧靠微腔周围的介质柱上,必然会有消逝波进入 Fano 腔。在考虑非线性效应的情况下,随着入射光的增强,进入 Fano 腔的消逝波光强就会不断增强,进而激发微腔内点缺陷介质的非线性克尔效应,改变微腔介质的折射率。这会使 Fano 峰的位置向工作波长 λ_0 的位置动态移动,从而使得 λ_0 处由原本的反射状态变为透射状态。并且 λ_0 越靠近 Fano 峰,激发微腔介质非线性克尔效应所需的光强就越小,所以 Fano 腔的 Q 值越高对应的工作阈值就越低。由于通过反射层 R 相对微腔位置的改变,打破了 port1 和 port2 与微腔耦合的对称

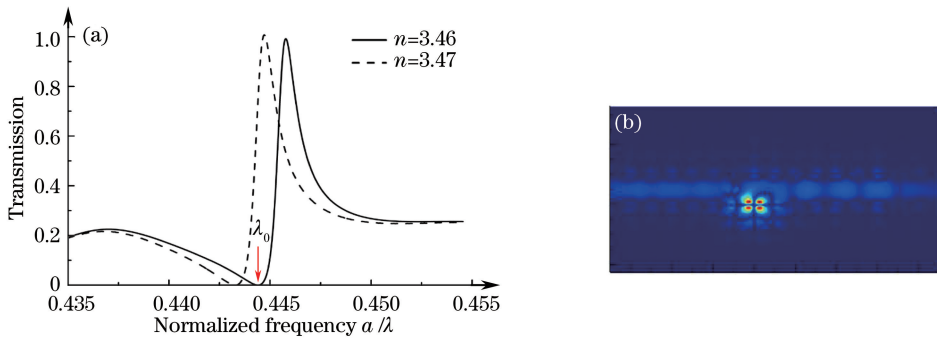


图 3 (a)微腔椭圆点缺陷折射率分别为 3.46 和 3.47 时,不考虑非线性效应的 TM 波透射谱;
(b) 微腔椭圆点缺陷折射率为 3.46 时,归一化频率 0.4458 处的光场分布

Fig. 3 (a) Transmission spectrum of TM wave without nonlinear effect, with refractive index of the micro-cavity elliptical point defect 3.46 and 3.47; (b) optical field distribution at the micro-cavity elliptical point defect refractive index 3.46 and normalized frequency 0.4458

性。当 λ_0 的入射光正向入射时,虽然处于反射状态,但是 port1 与微腔的耦合系数 γ_1 大于 port2 与微腔的耦合系数 γ_2 ,进入 Fano 微腔的消逝波必然强于反向入射时的情况。所以,当入射光强一直增大时,正向入射的光可以先达到激发微腔材料的非线性克尔效应的功率阈值,从而改变微腔介质的折射率,使得正向入射由反射状态变成透射状态,而反方向入射在此光强下还处于截止状态,从而实现单向导通。

接下来,引入 GaAs 的克尔非线性效应,在可见光波段的非线性克尔系数为: $n_2 = 1.5 \times 10^{-5} \mu\text{m}^2/\text{W}$ 。由于光子晶体微腔的局域效应,光场在微腔点缺陷之外的其他位置的分布要远远弱于点缺陷位置。所以只考虑了点缺陷处的克尔效应,忽略了其他位置上 GaAs 的非线性效应。选择 $\lambda_0 = 0.4444$ 作为工作频率,这个频率位于 Fano 透射峰左边并且非常靠近 Fano 峰的反射禁带。如图 4(a) 所示,以功率密度 $P = 15 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ 正向入射时,透射率随时间动态演化。可以看到入射的光功率足够强时,可以有效地激发微腔材料的非线性克尔效应,使得原本的反射状态变为透射状态。正向入射透射率随时间变化关系在 6 ps 后就处于稳定的透射状态,透射率为 90%。但是以相同的功率密度 $P = 15 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ 反向入射时,由于结构的非对称设计,入射功率强度不足以激发微腔的克尔非线性效应。如图 4(b) 所示,反向入射一直处于截止状态,透射率不到 10%。在仿真分析中,没有考虑材料非线性的响应时间,目前很多光子晶体材料的非线性响应时间可以达到飞秒和皮秒量级,所以可以认为器件的总体响应时间是可以保证在皮秒量级的。因此,该器件具有优秀的响应时间,可以看到在 6 ps 时间内,该器件就达到了稳定的正向导通。通过 FDTD 方法仿真了在功率密度 $P = 15 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ 时,正向入射和反向入射时的光场随时间的动态演化。如图 4(c) 所示,入射光正向入射时,经过短暂时间后大部分入射光就可以传输通过反射层 R,形成了正向导通状态;而对于反

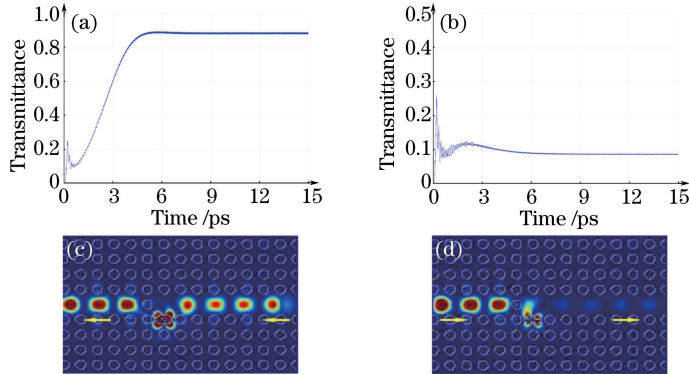


图 4 $\lambda_0 = 0.4444, P = 15 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ 时,(a) 正向入射和 (b) 反向入射时透射率随时间的变化关系;
(c) 正向入射和 (d) 反向入射时光场分布的动态演化

Fig. 4 While $\lambda_0 = 0.4444$ and $P = 15 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$, relationship between transmittance and time at (a) forward incidence and (b) backward incidence; dynamic evolution of optical field distribution at (c) forward incidence and (d) backward incidence

向入射,如图 4(d)所示,入射的光几乎都被反射层 R 反射回去,处于反向截止状态。所以,入射光功率密度 $P=15 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ 可以实现全光二极管正向导通、反向截止的功能。

最后,计算正向和反向透射率随入射光功率密度的变化关系,分析全光二极管工作的功率范围。如图 5 所示,当正入射的光功率密度达到 $10 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ 时,正向入射的透射率由反射状态突然变化为透射状态,透射率突然增大到超过 0.8,最好的情况下透射率可达 0.9 以上,而此时的反向透射率不超过 0.2。当反向入射的光功率密度增大到 $20 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ 时,反向入射才由反射状态变为透射状态,透射率突然增大。所以,在入射光的功率密度范围为 $10 \text{ mW}/\mu\text{m}^2 \leq P \leq 20 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ 时,该结构的正反透射率随着入射光强的变化体现了全光二极管的工作效果,即正向导通、反向截止,并且达到 90% 的最大透射率。另外,该全光二极管结构具有较高的正反透射比 $\left(\frac{T_{\lambda}^{+} - T_{\lambda}^{-}}{T_{\lambda}^{+} + T_{\lambda}^{-}}\right)$,如 $P=15 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ 时,正反透射比可达 0.8。

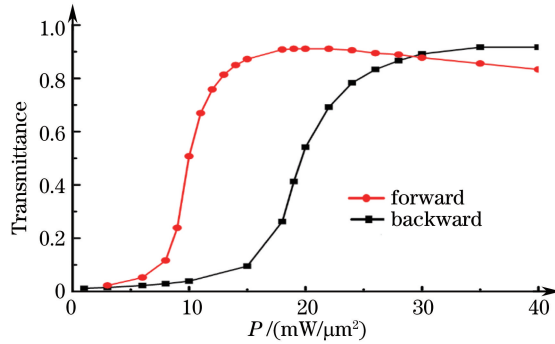


图 5 全光二极管透射率随入射光功率密度的变化关系

Fig. 5 Relationship between transmittance and incident optical power density of the all-optical diode

4 结 论

本文提出一种基于二维正方格子光子晶体波导旁侧 Fano 微腔的全光二极管结构。通过非线性微腔和光子晶体波导的非对称耦合,在特定光强下实现单向导通功能。通过非线性 FDTD 方法对该器件的传输和性能特性进行了仿真和分析,发现该全光二极管结构具有良好的性能参数,如:高 Q 值的微腔保证了入射光的阈值功率比较低;最大透射率可达 90%;高正反透射比;皮秒量级的器件快速响应时间等。并且基于光子晶体材料的特点,该全光二极管的工作波长的频段具有很好的可调性。相比于其他结构的全光二极管设计,本方案的设计非常简单,可以推广到其他类型波导结构的应用中。

参 考 文 献

- [1] Scalora M, Dowling J P, Bowden C M, *et al.* The photonic band edge optical diode[J]. *Journal of Applied Physics*, 1994, 76(4): 2023-2026.
- [2] Tocci M D, Bloemer M J, Scalora M, *et al.* Thin-film nonlinear optical diode[J]. *Appl Phys Lett*, 1995, 66(24): 2324-2326.
- [3] Feise M W, Shadrivov I V, Kivshar Y S. Bistable diode action in left-handed periodic structures[J]. *Phys Rev E*, 2005, 71: 037602.
- [4] Hu X Y, Chin X, Li Z Q, *et al.* Ultrahigh-contrast all-optical diodes based on tunable surface plasmon polaritons[J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(2): 023029.
- [5] Xue C H, Jiang H T, Chen H. Highly efficient all-optical diode action based on light-tunneling heterostructures[J]. *Opt Express*, 2010, 18(7): 7479-7487.
- [6] Khanikaev A B, Steel M J. Low-symmetry magnetic photonic crystals for nonreciprocal and unidirectional devices[J]. *Opt Express*, 2009, 17(7): 5265-5272.
- [7] Callo K, Assanto G. All-optical diode in a periodically poled lithium niobate waveguide[J]. *Appl Phys Lett*, 2001, 79(3): 314-316.
- [8] Philip R, Anija M, Yelleswarapu C S, *et al.* Passive all-optical diode using asymmetric nonlinear absorption[J]. *Appl*

- Phys Lett, 2007, 91(14): 141118.
- [9] Konorov S O, Biryukov D A S, Bugar I, *et al.* Experimental demonstration of a photonic-crystal-fiber optical diode[J]. Applied Physics B, 2004, 78(5): 547-550.
- [10] Hwang J, Song M H, Park B, *et al.* Electro-tunable optical diode based on photonic bandgap liquid crystal heterojunctions[J]. Nat Mater, 2005, 4(5): 383-387.
- [11] Song M H, Park B, Takanishi Y, *et al.* Simple electro-tunable optical diode using photonic and anisotropic liquid crystal films[J]. Thin Solid Films, 2006, 509(1-2): 49-52.
- [12] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. Phys Rev Lett, 1987, 58(20): 2059-2062.
- [13] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric[J]. Phys Rev Lett, 1987, 58(23): 2486-2489.
- [14] Yang Qianqian, Hou Lantian. Octagonal photonic crystal fiber of birefringence[J]. Acta Phys Sin, 2009, 58(12): 8345-8351.
杨倩倩, 侯蓝田. 八边形结构的双折射光子晶体光纤[J]. 物理学报, 2009, 58(12): 8345-8351.
- [15] Russell P. Photonic crystal fibers[J]. Science, 2003, 299(5605): 358-362.
- [16] Lou Shuqin, Wang Zhi, Ren Guobin, *et al.* Polarization-maintaining photonic crystal fiber[J]. Chinese Physics B, 2004, 13(7): 1052-1058.
- [17] Li Shanshan, Hao Xia, Bai Jinjun, *et al.* Tunable terahertz single polarization single mode PCF[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(9): 0901005.
李珊珊, 郝霞, 白晋军, 等. 偏振可调的太赫兹单模单偏振光子晶体光纤[J]. 中国激光, 2016, 43(9): 0901005.
- [18] Shu Jing, Zhou Xingping. Two channels wavelength division multiplexing based on photonic crystals coupled-cavity waveguides[J]. Acta Photonica Sinica, 2014, 43(S1): 116002.
疏静, 周兴平. 光子晶体耦合缺陷波导两通道解波分复用器[J]. 光子学报, 2014, 43(S1): 116002.
- [19] Zhou Xingping, Shu Jing. Novel 1×3 splitter based on photonic crystal self-collimation effect[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(4): 0423002.
周兴平, 疏静. 基于光子晶体自准直效应的新型 1×3 分束器[J]. 光学学报, 2013, 33(4): 0423002.
- [20] Lin Mi, Qiu Wenbiao, Xi Xiang, *et al.* Three-equal-power splitters for TE and TM waves with additional polarization-selection function based on two-dimensional photonic crystals[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(12): 1223001.
林密, 邱文标, 郗翔, 等. 基于二维光子晶体的具有偏振选择功能的 TE/TM 波三等分功率分配器[J]. 光学学报, 2016, 36(12): 1223001.
- [21] Fan Qingbin, Li Chuanqi, Zhang Xiurong, *et al.* Design and numerical studies of annular line defect photonic crystal filter[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(1): 012301.
范庆斌, 李传起, 张秀容, 等. 环形线缺陷光子晶体滤波器的设计与数值研究[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(1): 012301.
- [22] Tan Chunhua, Huang Xuguang. An all-optical switch based on the tunable bandgap of a two-dimensional photonic crystal[J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(9): 2714-2718.
谭春华, 黄旭光. 基于带隙可调的二维光子晶体全光开关[J]. 光学学报, 2010, 30(9): 2714-2718.
- [23] Fu Yunqi, Yuan Naichang, Wen Xisen. Microwave photonic crystals antenna technology [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2004: 14-176.
付云起, 袁乃昌, 温熙森. 微波光子晶体天线技术[M]. 北京: 国防工业出版社, 2004: 14-176.
- [24] Zhao N S, Zhou H, Guo Q, *et al.* Design of highly efficient optical diodes based on the dynamics of nonlinear photonic crystal molecules[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2006, 23(11): 2434-2440.
- [25] Lin X S, Wu W Q, Zhou H, *et al.* Enhancement of unidirectional transmission through the coupling of nonlinear photonic crystal defects[J]. Opt Express, 2006, 14(6): 2429-2439.
- [26] Zhou H, Zhou K F, Hu W, *et al.* All-optical diodes based on photonic crystal molecules consisting of nonlinear defect pairs[J]. Journal of Applied Physics, 2006, 99(12): 123111.
- [27] Fan S H, Suh W, Joannopoulos J D. Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2003, 20(3): 569-572.
- [28] Heuck M, Kristensen P T, Elesin Y, *et al.* Improved switching using Fano resonances in photonic crystal structures [J]. Opt Lett, 2013, 38(14): 2466-2468.