

反常色散材料光子晶体中光输运的光学控制*

刘江涛^{1)†} 肖文波²⁾ 黄接辉¹⁾ 于天宝¹⁾ 邓新华¹⁾

1) (南昌大学物理系, 南昌 330031)

2) (南昌航空大学无损检测技术教育部重点实验室, 南昌 330063)

(2009 年 6 月 2 日收到; 2009 年 6 月 14 日收到修改稿)

研究了光抽运对由铯原子蒸气构成的光子晶体的影响. 研究发现, 利用较弱光强的线抽运光即可显著地改变这种反常色散光子晶体的透射率. 而利用圆偏振光抽运可以进一步降低抽运光的阈值, 并在反常色散光子晶体中获得极大的法拉第旋转. 反常色散光子晶体的这些特性为光控光开关的研究和制作提供了一条新途径.

关键词: 反常色散, 光子晶体, 法拉第旋转

PACC: 3260, 4270, 7820L

1. 引 言

自 1987 年 Yablonovitch^[1] 和 John^[2] 分别提出光子晶体(PCs)概念以来, PCs 的研究引起了人们的广泛关注. PCs 由周期性的介质材料或金属结构构成. 电磁波在其内部的传输类似于电子在晶体中的运动, 在某些频率范围内的电磁波被禁止在光子晶体中传播, 这就是光子带隙(PBG)^[3-7]. PCs 中 PBG 的宽度和位置强烈依赖于 PCs 中介质的介电常数之比. 这样就可以通过外加电场、磁场或是改变温度来改变介质的介电常数或极化方向, 从而实现 PBG 等的调控^[8-12].

Artoni 和 Ghosh 等人分别通过理论和实验研究发现, 原子能级在电磁感应透明过程中所表现出来的强色散和极小的吸收可以用来产生一个极窄的 PBG^[13-14], 并可用于光控光开关. 得益于超快激光技术的发展, 这种光控光开关具有极高的速度, 是未来全光集成回路的理想元件之一. 但是, 对于电磁感应透明过程, 需要利用较为复杂的能级结构和精确控制两束抽运光的相位和时间, 在工艺实现上比较困难. 我们研究了 Cs 原子蒸气所构成的反常色散光子晶体(adm-PCs). 研究发现, 在 $6P_{3/2} \leftarrow 6S_{1/2}$ 和 $7S_{1/2} \leftarrow 6P_{1/2}$ 跃迁的共振频率附近, 存在一个

较强色散而且吸收很小的区域, 在这个区域内的色散可以在 PCs 的通频带中产生一个极窄的 PBG, 而且此 PBG 对加工误差不敏感, 且可以通过另一束光来调谐^[15]. 这种能级间的直接跃迁相比于电磁感应透明更为简单, 实验上也较容易实现.

类似的, 当跃迁共振频率位于 PBG 内时, 由于反常色散的作用, 在共振吸收附近部分 PBG 消失, 出现了通频带^[16]. 那么这种通频带可不可以被另一束光所调制呢? 同 adm-PCs 中超窄 PBG 的光调制类似^[15], 由于 Cs 原子的反常色散特性与原子基态的数密度有很大关系, 如果利用抽运光将 $6S_{1/2}$ 上的电子抽运到 $6P_{1/2}$ 能级上, 从而改变了由 $7S_{1/2} \leftarrow 6P_{1/2}$ 跃迁所导致的色散强度(如图 1(d)所示). 当色散强度足够大时, PBG 的内部就将出现一个窄带的通频带, 这样就可以实现对通频带的光调控, 这正是本文的工作. 类似的, 如果利用圆偏振光抽运, 则可以改变 PCs 的磁光性质. 这种可以光控的通频带同样可以用来制作光控光开关、光控磁光隔离器等光学集成回路器件.

2. 计算模型及方法

我们利用转移矩阵方法^[17-19]研究了结构如图 1(a), (b) 和 (c) 所示的一维(1D) PCs 的透射率和

* 国家自然科学基金(批准号: 10804042), 江西省教育厅科技项目(批准号: GJJ08066 和 GJJ09073), 江西自然科学基金(批准号: 2007GQW2057 和 2008GZW0003)资助的课题.

† E-mail: jtiu@semi.ac.cn

磁光性质. 其图 1(a)为周期性结构,图 1(b)和图 1(c)为缺陷结构,图中白色的介质层为 Cs 原子蒸气,灰色和浅灰色为无色散的介质材料. Cs 原子蒸

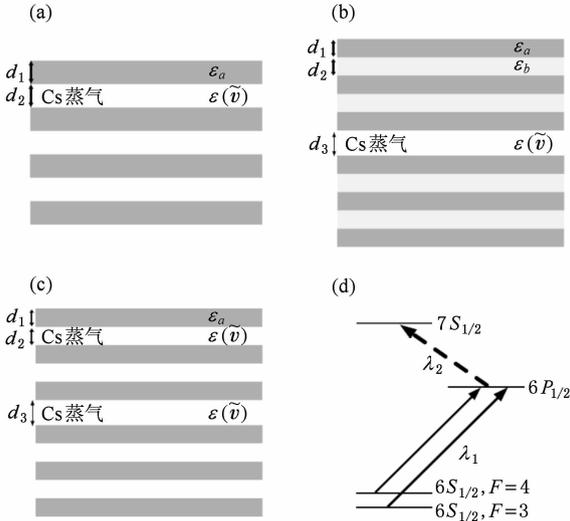


图 1 (a)周期性结构 adm-PCs 示意图; (b)缺陷态结构 adm-PCs 示意图(缺陷由 Cs 蒸气构成); (c)缺陷态结构 adm-PCs 示意图(缺陷层和两边反射层都由 Cs 蒸气构成); (d)所利用的 Cs 原子能级

气的极化张量可以写为^[15,20,21]

$$\chi_q = i \frac{3 \sqrt{\ln 2} e^2}{2 \sqrt{\pi} m_0 \omega_0 \epsilon_0} \sum_n \frac{N_n f}{\Delta \nu_{Dn}} \times (2J_1 + 1)(2F_2 + 1)(2F_1 + 1) \times \begin{pmatrix} F_2 & 1 & F_1 \\ -m_{F_2} & q & m_{F_1} \end{pmatrix}^2 \left\{ \begin{matrix} F_2 & 1 & F_1 \\ J_1 & I & J_2 \end{matrix} \right\}^2 \times W(\delta \nu_n + i\alpha), \quad (1)$$

其中 $q=0$ 对应于线偏振分量, $q=\pm 1$ 对应于左、右旋圆偏振分量, ν_n 是各能级跃迁的中心频率, $\Delta \nu_{Dn}$

$= \frac{\Delta \omega_{Dn}}{2\pi} = 2 \sqrt{\ln 2} \cdot \frac{\nu_n}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M}}$ 是多普勒半高宽, $\alpha = \frac{2\pi\Gamma}{\Delta \omega_{Dn}} \sqrt{\ln 2}$, Γ 为自然线宽, m_0 是电子质量, e 是电

子电量, c 是光速, T 是温度, k 是玻尔兹曼常数, M 是原子质量, N_n 是第 n 个跃迁相应的 Cs 原子数密度, $J_1, F_1, m_{F_1}, J_2, F_2, m_{F_2}$ 分别是跃迁下、上能级的总角动量子数, 原子总角动量子数, 原子总磁量子数, I 为原子核的自旋角动量量子数, $\begin{pmatrix} F_2 & 1 & F_1 \\ -m_{F_2} & q & m_{F_1} \end{pmatrix}, \left\{ \begin{matrix} F_2 & 1 & F_1 \\ J_1 & I & J_2 \end{matrix} \right\}$ 分别是 $3j, 6j$ 符号, f 为相应跃迁过程的振子强度.

而当圆偏振光抽运时, Cs 蒸气呈现出较强的

圆各向异性,这时在 xyz 坐标系下的极化张量可写为矩阵的形式,即

$$\chi(\omega) = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(\chi_+ + \chi_-) & \frac{i}{2}(\chi_+ - \chi_-) & 0 \\ -\frac{i}{2}(\chi_+ - \chi_-) & \frac{1}{2}(\chi_+ + \chi_-) & 0 \\ 0 & 0 & \chi_0 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中介质的磁光性质由非对角元 $\epsilon_2 = \frac{i}{2}(\chi_+ - \chi_-)$ 决定.

3. 计算结果及分析

我们首先计算了线偏振抽运光对周期性 adm-PCs 透射率的调制. 计算结果如图 2 所示,纵坐标为 $\tilde{\lambda} = \lambda - \lambda_2$, 其中 λ 为入射光波长, $\lambda_2 = 1359$ nm 为 $7S_{1/2} \leftarrow 6P_{1/2}$ 跃迁的中心波长. PCs 的参数选择如下: $d_1 = 150$ nm, $d_2 = 450$ nm, $\epsilon_a = 6.3$, Cs 原子蒸气温度 $T = 500$ K; 脉冲抽运光的参数选择如下: 持续时间为 50 ps, 抽运光单位频率上的能流密度 $I_1 = 8 \times 10^{-8}$ W/cm², 考虑到 ps 激光器线宽约为 10^{11} Hz, 这样其光强约为 8×10^2 W/cm² 量级. 抽运后, Cs 原子将通过自发辐射等概率地回到 $6S_{1/2}$ 能级, 其跃迁

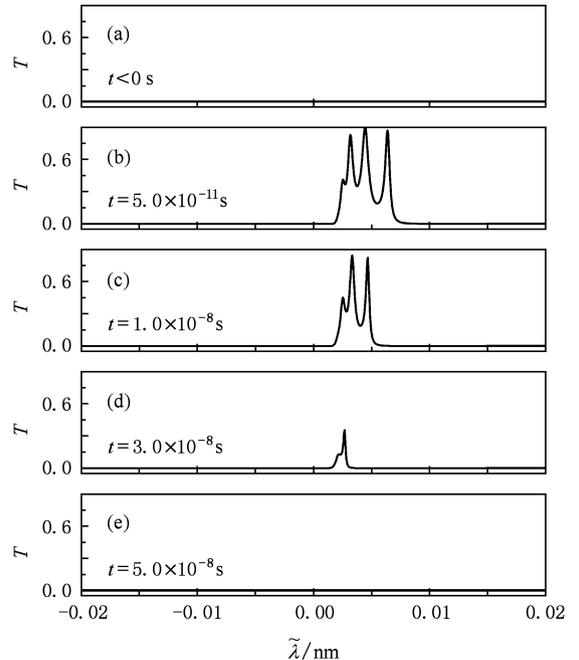


图 2 线偏振光抽运下,周期性结构 adm-PCs 的透射率随时间的变化情况

概率约为 $W_{sp} = \frac{2\omega^2 e^2}{m_0 c^3} f \approx 3.3 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, 其中 ω 为跃迁频率, 振子强度 $f = 0.394^{[22]}$. 从图 2 中可以看出在 $t = 0$ 时刻 adm-PCs 在 $\lambda_2 = 1359 \text{ nm}$ 附近存在 PBG, 透射率很低. 而当抽运光入射后 ($t = 5 \times 10^{-11} \text{ s}$), 由于大量电子被激发到 $6P_{1/2}$ 能级上, 出现了一个高透射区域, 其宽度约为 0.05 nm , 最大透射率约为 0.9 . 随后随着电子通过自发辐射回到 $6S_{1/2}$ 能级, 由 $7S_{1/2} \leftarrow 6P_{1/2}$ 跃迁所导致的色散强度减小, 在 $t = 10^{-8} \text{ s}$ 时透射区域的宽度和高度都稍微减小. 在 $t = 3 \times 10^{-8} \text{ s}$ 时刻, 通频带的透射率已经比较小, 而到大约 $t = 5 \times 10^{-8} \text{ s}$ 时, Cs 的色散强度已经不足以在 PBG 中产生通频带, 其透射率已经差不多恢复到 $t = 0$ 时的状态. 这样即可实现对 adm-PCs 通频带的光学调控.

缺陷结构的 adm-PCs 也具有类似的性质. 我们具体计算的结构如图 1(b) 所示, 中间为 Cs 原子蒸气, 两边为两种不同介质材料所构成的反射镜. 其中 $d_1 = 150 \text{ nm}$, $\epsilon_a = 6.3$, $d_2 = 250 \text{ nm}$, $\epsilon_b = 2.1$, $d_3 = 650 \text{ nm}$, 其他参数与前面一致. 数值结果如图 3 所示, 结果表明, 对于缺陷结构 adm-PCs 同样可以利用抽运光对其通频带进行调控. 由于缺陷结构 PCs 的传播特性更强烈地依赖于缺陷层中介质的介电常数和厚度, adm-PCs 的透射率对缺陷层中的色散更

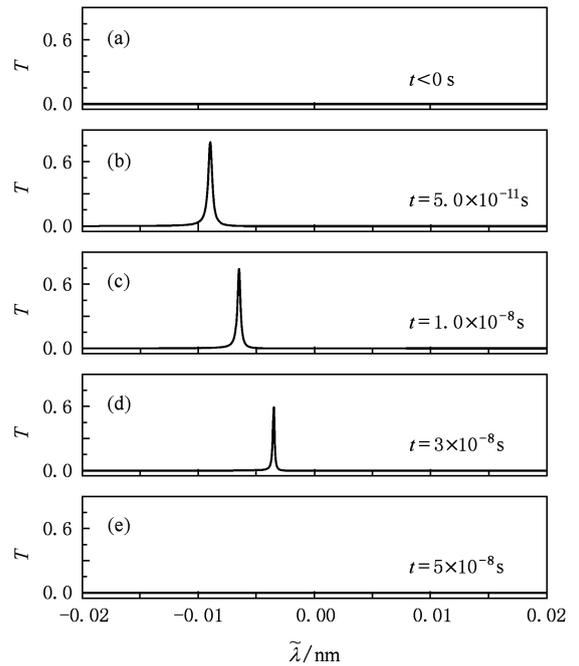


图 3 线偏振光抽运下, 缺陷结构 adm-PCs 的透射率随时间的变化情况

为敏感, 具有更窄通频带, 约为 0.001 nm , 并呈现出单峰结构. 此外, 光抽运不仅仅可以改变透射率的大小, 而且可以改变透射峰的位置. 当 Cs 色散比较强时 (如 $t = 5 \times 10^{-11} \text{ s}$ 时刻), 透射峰远离共振频率. 随着时间的推移, $6P_{1/2}$ 能级上的电子通过自发辐射回到基态上, $7S_{1/2} \leftarrow 6P_{1/2}$ 跃迁所导致的色散逐

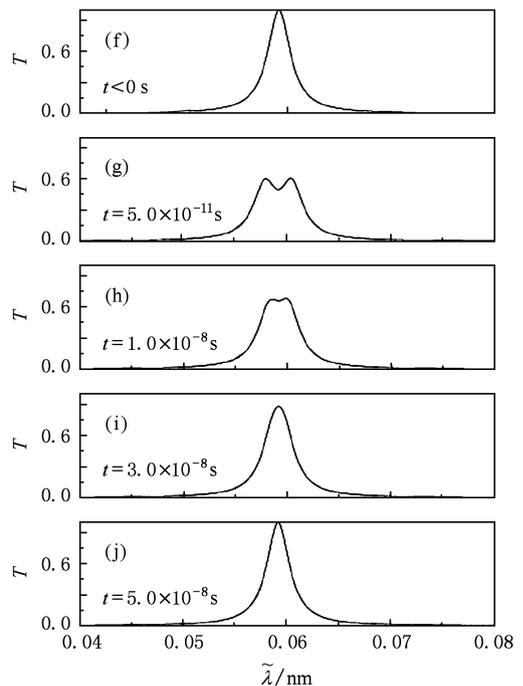
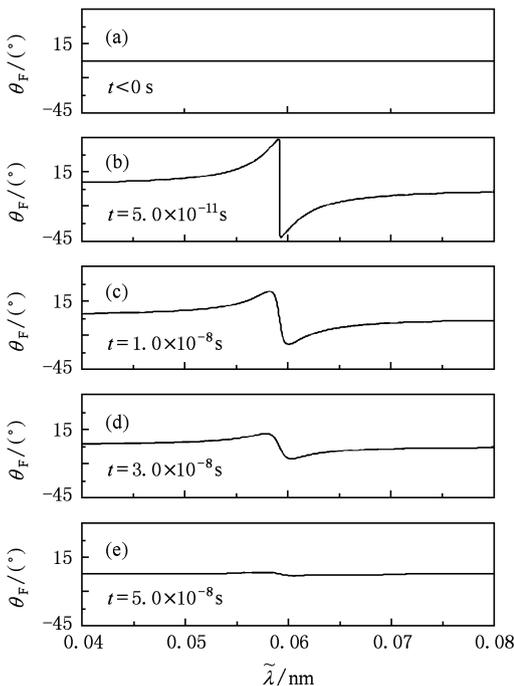


图 4 (a)–(e), 单一圆偏振光抽运时, adm-PCs 的 Faraday 旋转随时间的变化情况; (f)–(j) 单一圆偏振光抽运时, adm-PCs 的透射率随时间的变化情况

渐减弱,透射峰越接近于共振频率.

在上述的计算中,我们主要通过抽运改变 Cs 原子蒸气的介电常数,从而对 PCs 的能带结构进行调控. 实际上,PCs 的性质主要由介电材料的相对折射率所决定,那么降低抽运光强时, Cs 原子蒸气的色散减弱,而要保持介电材料的相对折射率,这就需要减小 Cs 原子蒸气或背景材料的介电常数 ϵ_a . 由于 Cs 原子蒸气的介电常数约为 1,所以这时只能减小背景的介电常数 ϵ_a . 但是,减小背景的介电常数 ϵ_a 意味着需要制作更多层数的 PCs 来保证其光学品质,制作起来较为困难. 而且由于介质材料的限制,介电常数 ϵ_a 并不能无限减小. 不过对于非磁光介质材料,介电常数中的非对角元 ϵ_2 极小. 这样如果我们通过圆偏振光抽运 Cs 原子蒸气,改变其磁光性质,这时其折射率中非对角元 ϵ_2 的相对改变非常大,从更容易实现对 adm-PCs 的磁光调控.

我们计算了圆偏振光抽运下, adm-PCs 中 Faraday 旋转 θ_F 的变化情况. 为了减小 Faraday 旋转对透射率的影响,我们采用 $(AB)_m(BA)_m$ 结构的缺陷 PCs^[19],其具体模型如图 1(c) 所示. 其中参数选择如下,取 $d_1 = \frac{\lambda'_2}{4\sqrt{\epsilon_a}}$, $d_2 = \frac{\lambda'_2}{4}$, $d_3 = \frac{\lambda'_2}{2}$, $\epsilon_a = 6.3$; $\lambda'_2 = 1360$ nm,与 $7S_{1/2} \leftarrow 6P_{1/2}$ 跃迁的中心波长 $\lambda_2 = 1359$ nm 有一个小的差别,这样引入一个小的失谐有利于减小吸收对 Faraday 旋转的影响^[23,24]; Cs 蒸气温度 $T = 400$ K;脉冲抽运光参数选择如下:持续时间为 50 ps,抽运光单位频率上的能流密度 $I_2 = 8.4 \times 10^{-10}$ W/cm²,相应的光强约为 8 W/cm² 量级,比线偏振抽运光光强约小两个量级,这样更有利于器件的制作与实际应用. 计算结果如图 4 所示,其中图 4(a)–(e) 是不同时刻下的 Faraday 旋转,图 4(f)–(j) 是相应时刻下的透射率情况. 在 $t = 0$ 时刻 adm-PCs 在 $\lambda_2 = 1359$ nm 附近存在缺陷模,具有较高的透射峰. 这时 Cs 原子能级上没自旋极化的电子,圆各向异性为 0,相应的法拉第旋转为 0. 而当圆抽运光入射后($t = 5 \times 10^{-11}$ s),由于大量自旋极化的电子被激发到 $6P_{1/2}$ 能级上,Cs 原子蒸气呈现出强的圆各向异性,出现了较大 Faraday 旋转角,其最大 Faraday 旋转角 43.5° . 由于其巨大的 Faraday 旋转角,相应的透射率有一定的下降并劈裂为双峰结构,但其透射率仍能保持在 0.5 以上. 随后随着自旋极化的电子通过自发辐射回到 $6S_{1/2}$ 能级,由 $7S_{1/2} \leftarrow 6P_{1/2}$ 跃迁所导致的圆各向异性减弱,在 $t = 10^{-8}$ s 时刻, Faraday 旋转角稍微减小;

到 $t = 3 \times 10^{-8}$ s 时 Faraday 旋转角已经比较小;而到大约 $t = 5 \times 10^{-8}$ s 时, Faraday 旋转角几乎为 0. 这样就可以利用圆偏振抽运光对 adm-PCs 的磁光性质进行调控.

此外,在线偏振光抽运的过程中,由于光强较强,激发的电子较多,这些电子将通过自发辐射返回低能级. 在这种过程中, adm-PCs 的透过率对抽运光的响应很快 (~ 10 ps),但是恢复时间较长 (\sim ns). 但对于圆偏振抽运,需要激发的极化电子数较少,这样就可以分别用左旋光和右旋光来进行调控. 例如,首先利用左旋光抽运,产生自旋极化向上的电子,获得较大的 Faraday 旋转. 如果需要减小 Faraday 旋转,则这时只需要再利用一束右旋光抽运,产生自旋极化向下的电子,这样 Cs 原子蒸气的圆各向异性将会被减弱乃至消除, Faraday 旋转减小. 具体的计算结果如图 5 所示,当 50 ps 脉冲的左旋光抽运后($t = 5 \times 10^{-11}$ s), adm-PCs 获得了较大的 Faraday 旋转,而再利用 50 ps 脉冲的右旋光抽运后($t = 1 \times 10^{-10}$ s), Cs 原子蒸气的圆各向异性几乎消失,其 Faraday 旋转接近于零. 这样就可以通过光控的方法在 adm-PCs 中实现 Faraday 旋转的打开与关闭.

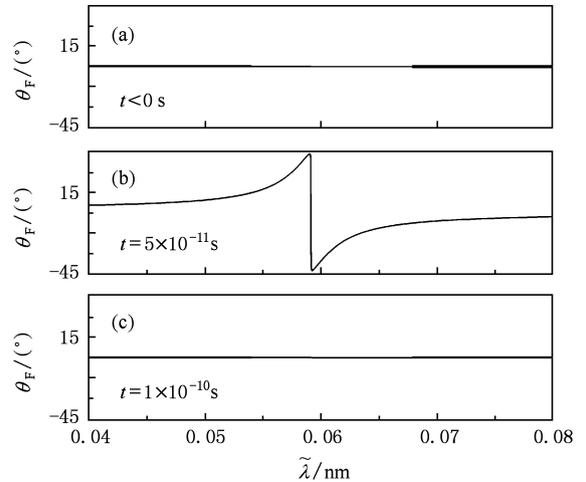


图 5 左旋光和右旋光分别抽运时, adm-PCs 的 Faraday 旋转随时间的变化情况

4. 结 论

本文研究了光抽运下 adm-PCs 的光输运性质. 研究发现,对于由铯原子蒸气所构成的 adm-PCs,利用较弱光强的线抽运光即可显著地改变光子晶体

的透射率,并具有很快的触发时间. 而利用圆偏振光抽运 Cs 原子来调谐 adm-PCs 磁光性质,可以进一步降低抽运光的阈值,获得极大的 Faraday 旋转. 并可利用另一束相反偏振的圆偏振光抽运来消除

adm-PCs 中 Faraday 旋转,实现完全的光控制. 这种 adm-PCs 在光控器件如光控光开关、光控磁光隔离器等中具有潜在的应用前景.

- [1] Yablonovitch E 1987 *Phy. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [3] Lin S Y, Fleming J G, Hetherington D L, Smith B K, Biswas R, Ho K M, Sigalas M M, Zubrzycki W, Kurtz S R, Bur J 1998 *Nature* **394** 251
- [4] Li Z Y, Gu B Y, Yang G Z 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 2574
- [5] Leyva M D, Drake-Pérez J C 2009 *Phys. Rev. E* **79** 036608
- [6] Jin C J, Qin B, Yang M, Qin R H 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 2325 (in Chinese) [金崇君、秦柏、杨森、秦汝虎 1997 物理学报 **46** 2325]
- [7] Cheng X P, Cao Q X 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3249 (in Chinese) [程旭攀、曹全喜 2008 物理学报 **57** 3249]
- [8] Zhou Y S, Wang X H, Gu B Y, Wang F H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 103601
- [9] Feng L, Liu X P, Tang Y F, Chen Y F, Zi J, Zhu S N, Zhu Y Y 2005 *Phys. Rev. B* **71** 195106
- [10] Bi H X, Zhou Y S, Zhao L M, Wang F H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5718 (in Chinese) [毕海星、周云松、赵丽明、王福合 2008 物理学报 **57** 5718]
- [11] Tian H D, Yu Z Y, Han L H, Liu Y M 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1109
- [12] Zhang H, Yang B J, Liu Y M, Wang Q G, Yu L, Zhang X G 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1116
- [13] Yanik M F, Suh W, Wang Z, Fan S H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 233903
- [14] Ghosh S, Bhagwat A R, Renshaw C K, Goh S, Gaeta A L, Kirby B J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 023603
- [15] Liu J T, Zhou Y S, Chen D F, Chen Q M 2007 *Europhysics Letters* **78** 54001
- [16] Liu J T, Zhou Y S, Wang F H, Gu B Y 2005 *Chin. Phys.* **14** 2474
- [17] Born M, Wolf E 1989 *Principles of Optics.* (Pergamon, Oxford, U. K. ,) p 38—74
- [18] Inouea M, Arai K, Fujii T, Abe M 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 6768
- [19] Wen X W, Li G J, Qiu G X, Li Y P, Lei D, Zhan S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1847 (in Chinese) [温晓文、李国俊、仇高新、李永平、丁磊、隋展 2005 物理学报 **54** 1847]
- [20] Pochi Y 1982 *Appl. Opt.* **21** 2069
- [21] Peng Y F, Tang J X, Wang Q J 1993 *Acta Phys. Sin.* (OverseasEdition) **2** 1
- [22] Stone P M 1962 *Phys. Rev.* **127** 1151
- [23] Liu J T, Chang K 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 061114
- [24] Salis G, Moser M 2005 *Phys. Rev. B* **72** 115325

Tunable pass band of anomalous dispersion photonic crystals^{*}

Liu Jiang-Tao^{1)†} Xiao Wen-Bo²⁾ Huang Jie-Hui¹⁾ Yu Tian-Bao¹⁾ Deng Xin-Hua¹⁾

1) (*Department of Physics, Nanchang University, Nanchang 330031, China*)

2) (*Key Laboratory of Nondestructive Testing (Ministry of Education), Nanchang Hangkong University, Nanchang 330063, China*)

(Received 2 June 2009; revised manuscript received 14 June 2009)

Abstract

The influence of laser beam on the transmittance properties of anomalous dispersion photonic crystals (PCs) is investigated. Our calculations show that the pass band of anomalous dispersion PCs is tunable when altering the electron population in the atomic ground state of the anomalous dispersion material by the optical pumping method. With circularly polarized pump light, a huge Faraday rotation can be achieved under weak light intensity. Tunable pass band of anomalous dispersion PCs may lead to important technological applications in the optically controlled optical switch.

Keywords: anomalous dispersion, photonic crystals, Faraday rotation

PACC: 3260, 4270, 7820L

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10804042), the Research Project from Department of Education of Jiangxi Province (Grant Nos. GJJ08066 and GJJ09073) and the Natural Science Foundation from Jiangxi Province (Grant Nos. 2007GQW2057 and 2008GZW0003).

[†] E-mail: jtiu@semi.ac.cn