

文章编号: 1001-3806(2006)05-0462-03

一维光子晶体非线性微腔的缺陷模和双稳态

王叶荟¹, 唐 丽¹, 倪重文¹, 是度芳^{1,2}

(1. 江苏工业学院 信息科学系, 常州 213016; 2. 华中科技大学 物理系, 武汉 430074)

摘要: 为了了解一维光子晶体布喇格非线性微腔产生的缺陷模和双稳态特性, 采用数值模拟和理论分析相结合的方法, 研究了缺陷层厚度变化和布喇格镜准周期性对缺陷模和双稳态的影响。研究结果表明, 缺陷层厚度增大和折射率递增时, 均可使缺陷模向低频方向移动, 即布喇格腔共振模红移, 因此, 只要较小的入射光强就可使腔共振模红移到入射光模而产生阈值较低的双稳态, 数值计算与理论分析是一致的。这对光子晶体微腔的设计有一定的意义。

关键词: 量子光学; 非线性布喇格微腔; 缺陷模; 双稳态; 光子晶体

中图分类号: O734 文献标识码: A

The defect mode and bistability in the nonlinear Bragg microcavity composed of one-dimension photonic crystal

WANG Ye-hui¹, TANG Li¹, NI Chong-wen¹, SHI Dufang^{1,2}

(1. Department of Information Science, Jiangsu Polytechnic University, Changzhou 213016, China; 2. Department of Physics, HUST, Wuhan 430074, China)

Abstract It is studied the defect mode and bistability properties of a nonlinear medium sandwiched between Bragg reflectors composed of one-dimensional photonic crystal by numerical calculation and theoretical analysis. The influence of defect layer thickness and quasi-periodic Bragg reflectors on defect mode and bistability is discussed. It is revealed that the defect mode shift to lower frequency when the increasing thickness of defect layer or refractive index of Bragg reflectors. Hence microcavity resonant mode is superposition with incident wave mode at lower incident intensity, and produce the bistability with lower threshold. The numerical calculation results accord with theoretical analysis. It is significant for design of photonic crystal microcavity.

Key words quantum optics; nonlinear Bragg microcavity; defect mode; bistability; photonic crystal

引 言

光子晶体具有的最基本特征是光子带隙^[1]和光子局域态, 因而光子晶体具有一系列重要的光学特性。利用这些特性可制作光子晶体激光器^[2,3]、全向反射镜^[4]、光子晶体波导和光纤^[5]、滤波器^[3]、发光二极管^[6]、光开关^[7]、光限制器^[8]、光子晶体激光器^[9]等。由于一维光子晶体易于制作, 人们对一维光子晶体中引入克尔非线性介质后产生的缺陷模和双稳态特性进行了比较多的研究^[10-12]。作者研究了缺陷层厚度变化和结构准周期性对一维光子晶体非线性布喇格微腔的缺陷模和双稳态的影响, 进行了数值模拟计算和理论分析。

1 非线性布喇格微腔模型及理论

本文中研究的非线性布喇格微腔为具有缺陷层的

作者简介: 王叶荟 (1965-), 女, 实验师, 主要从事物理实验和光子晶体研究。

Email: wangyehu@jpu.edu.cn

收稿日期: 2005-08-24; 收到修改稿日期: 2006-03-13

一维对称结构光子晶体, 布喇格微腔模型如图 1 所示,

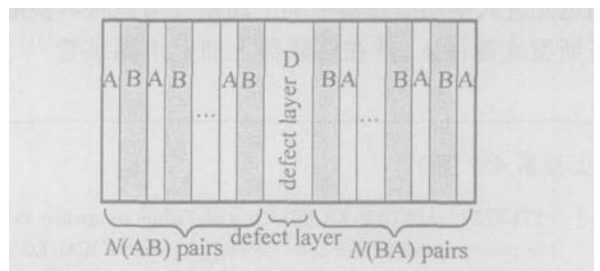


Fig. 1 The schematic diagram of nonlinear Bragg microcavity

可用 $(AB)^N D^M (BA)^N$ 表示。其中 A, B 两种正折射率介质的折射率和厚度分别为 n_A, d_A 和 n_B, d_B , 且有 $n_A d_A = n_B d_B = \lambda_0/4$, λ_0 为入射光在真空中的波长, N 为 AB 单元的周期数。缺陷层非线性介质的折射率为 $n(n > 0)$, 厚度 $d = M \times (\lambda_0/4n)$, M 为缺陷层 $\lambda/4$ 波片的层数, $(AB)^N D^M (BA)^N$ 结构两外侧介质折射率均为 n_∞ 。 $(AB)^N$ 和 $(BA)^N$ 可等效为两个布喇格反射镜, 克尔介质就处在两反射镜之间, 整个结构可等效于 F-P 腔。

采用传输矩阵法^[9]计算图 1 所示布喇格微腔的透射谱和双稳态, 传输矩阵为:

$$M = (M_A M_B)^N M_D (M_B M_A)^N \quad (1)$$

式中, M_A, M_B, M_D 分别为 A, B 两种介质和缺陷层的特征矩阵, 可以表示为 ($k = A, B, D$):

$$M_k = \begin{bmatrix} \cos \delta_k & \frac{i}{\eta_k} \sin \delta_k \\ \eta_k \sin \delta_k & \cos \delta_k \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$\delta_k = \frac{2\pi}{\lambda} n_k d_k \cos \theta_k \quad (3)$$

$$\eta_k = \begin{cases} \sqrt{\frac{\epsilon_k}{\mu_k}} \cos \theta_k & (\text{TE}) \\ \sqrt{\frac{\epsilon_k}{\mu_k}} \cdot \frac{1}{\cos \theta_k} & (\text{TM}) \end{cases} \quad (4)$$

式中, $\theta_k, \epsilon_k, \mu_k$ 分别为折射角、介电常数和磁导率。

将克尔介质引入布喇格微腔中, 则可构成非线性布喇格微腔。设腔内电矢量振幅为 E_{cav} , 则有:

$$n^2 = n_0^2 + \chi^{(3)} |E_{cav}|^2 \quad (5)$$

n_0 为线性折射率, 与光强无关, $\chi^{(3)}$ 为三阶非线性系数。 $\chi^{(3)}$ 较小时, (5) 式可表示为:

$$n = n_0 + \frac{1}{2n_0} \chi^{(3)} |E_{cav}|^2 = n_0 + \Delta n \quad (6)$$

在一定条件下, 该非线性布喇格微腔可产生光学双稳态。

计算透射谱和双稳态所用参数为: $N = 5, n_A = 3, n_B = 3$ 各介质层的相对磁导率 $\mu_A = \mu_B = \mu_D = 1, n_0 = 1.5, \chi^{(3)} = 2.5 \times 10^{-12} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-2}, n_e = 1, \lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ 。

2 缺陷层厚度和布喇格镜准周期性对缺陷模的影响

2.1 缺陷层厚度对缺陷模的影响

设平面光波垂直入射到布喇格微腔, 取 $N = 5$ 计算了缺陷模频率与缺陷层厚度的关系, 如图 2 和图 3

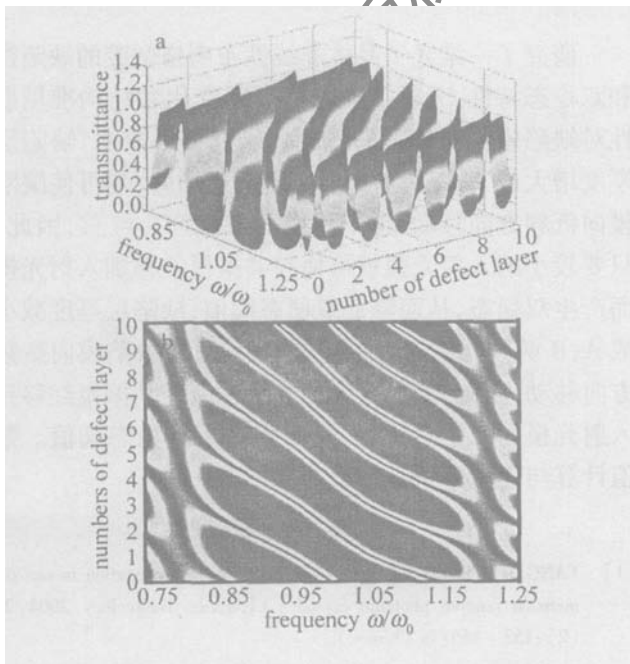


Fig 2 The influence of defect layer thickness on defect mode

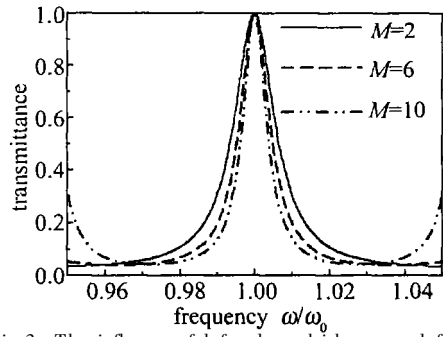


Fig 3 The influence of defect layer thickness on defect mode

所示。由图 2 可看出, 随着缺陷层厚度的增加, 光子晶体带 (AB)⁵D^M(BA)⁵ 隙宽度呈现周期性改变。缺陷层层数 M 为偶数时, 中心频率处出现缺陷模, 带隙内缺陷模数量为 3 个; M 为奇数时, 中心频率处无缺陷模, 带隙内缺陷模数量为 2 个。随着缺陷层厚度的增加, 缺陷模向低频方向移动。从偶数层起, 缺陷层每增加一个半波长厚度, 缺陷模从带隙高频侧“长出”一个缺陷模, 在带隙低频侧“消失”一个缺陷模。从图 3 可看出, 当缺陷层层数 M 取整数时, 中心频率处缺陷模线宽随 M 的增大而减小。

2.2 布喇格镜准周期性对缺陷模的影响

设 (AB)²D^M(BA)² 结构中两侧布喇格镜从外向内每个单元介质的折射率按 $n_{Aj} = n_A [1 + (j-1)\Delta]$ 和 $n_{Bj} = n_B [1 + (j-1)\Delta]$ (式中 $j = 1, 2, 3, 4, 5$ 为 AB 的单元数) 规律发生微小递变, 使两侧布喇格镜具有准周期性。平面光波垂直入射时准周期布喇格微腔的缺陷模如图 4 所示, 当 n_A 和 n_B 均递减时, 缺陷模向高频方向移动; 当 n_A 和 n_B 均递增时, 缺陷模向低频方向移动。递变量 Δ 越大, 则缺陷模移动量越大。

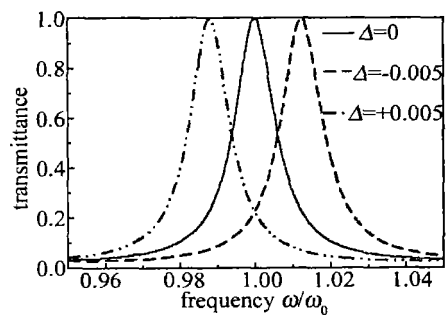


Fig 4 The influence of quasiperiodic structure on defect mode

3 缺陷层厚度和布喇格镜准周期性对双稳态的影响

3.1 腔模红移对双稳态开关阈值的影响

由 (6) 式可知, 一定强度的平面光波垂直照射非线性布喇格微腔时, 将使非线性介质产生附加折射率 Δn , 且将随光强 $|E_{cav}|^2$ 的增大而增大, 即 F-P 腔的光学厚度将随光强 $|E_{cav}|^2$ 的增大而增大, 腔共振模将产生红移, 红移波长为 $\Delta \lambda = 2d\Delta n$, 考虑到 $\omega = 2\pi c/\lambda, d$

=M × (λ₀/4n) (取 M = 2) 及 (6) 式, 得红移频率为:

$$\Delta\omega = -\frac{\omega_0 X^{(3)}}{2n_0^2} |E_{cav}|^2 \quad (7)$$

当入射光模与腔共振模重叠时, 腔内的非线性光学效应才是最强的。由于腔共振模存在红移, 因此需降低入射光的频率, 使红移后的腔共振模频率与该入射光模一致, 从而实现共振。即相对于腔共振模频率 ω₀, 必须给入射光预置一个红移量 Δω = ω - ω₀。取 N = 5, M = 2, 计算了不同红移量时 (AB)^ND^M(BA)^N 结构的双稳态, 如图 5 所示。适当的红移量可降低双稳态

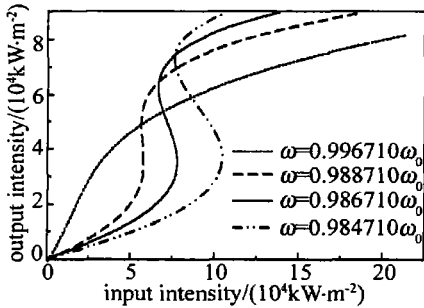


Fig 5 The influence of cavity mode red shifting on bistability of nonlinear Bragg cavity

阈值, 如图 5 中实线和虚线所示。但如果红移量 Δω 太小, 则两模重叠时入射光强尚未达到阈值, 而继续增加光强时两模又分离, 就有可能产生不了双稳态特性, 如图 5 中点线所示。若红移量较大, 则入射光强要在过阈值较多时才能使两模重叠而产生双稳态特性, 此时双稳态阈值就比较高, 如图 5 中双点划线所示。

3.2 缺陷层厚度对双稳态的影响

由上述计算可知, 当 M 为偶数时中心频率处出现缺陷模, 在一定条件下非线性布喇格腔可产生双稳态。在 (AB)^ND^M(BA)^N 结构中, 取 N = 5, M = 2 计算其双稳态特性。设双稳态的上、下开关阈值分别为 I₁ 和 I₂, 则在 (I₁ - I₂)/I₁ = 15% 的条件下, 入射光频率应为 ω = 0.996710ω₀, 对应的双稳态如图 6 中实线所示。

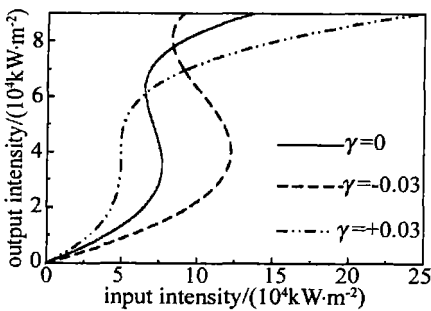


Fig 6 The influence of defect layer thickness on bistability of nonlinear Bragg cavity

设缺陷层厚度按 d' = d(1 + γ) 规律变化, 在 ω = 0.996710ω₀ 条件下, 增大和减小缺陷层厚度时的双稳态特性分别如图 6 中双点划线和虚线所示。增大缺陷层厚度降低了双稳态阈值, 这是因为缺陷层厚度的增

大可使 F-P 腔的光学厚度增大, 腔共振模在无光照时已产生红移, 此时只要较小的入射光强就可使腔共振模红移到入射光模, 从而产生双稳态。反之, 减小缺陷层厚度提高了双稳态阈值, 这是因为在相同强度的光照下, 缺陷层厚度的减小可使 F-P 腔的光学厚度减小, 需要更大的光强才能使腔共振模红移到入射光模而产生双稳态。

3.3 结构准周期性对双稳态的影响

设入射光频率仍为 ω = 0.996710ω₀, 在 (AB)^ND^M(BA)^N 结构中, 取 N = 5, M = 2, 计算了 Δ 取不同值时的双稳态特性, 如图 7 所示。图 7 中实线仍为 (I₁ - I₂)/I₁ = 15% 时的双稳态, Δ = +0.001 时双稳态阈值

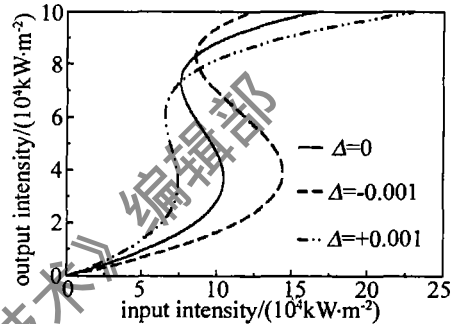


Fig 7 The influence of quasi-periodic Bragg reflectors on bistability of nonlinear Bragg cavity

降低, Δ = -0.001 时双稳态阈值增大。Δ 为正时, 缺陷模向低频方向移动, 即腔共振模产生了红移, 只要较小的入射光强就可使腔共振模红移到入射光模而产生阈值较低的双稳态。Δ 为负时, 缺陷模向高频方向移动, 因此, 需要较大的入射光强才能使腔共振模红移到入射光模, 从而提高了双稳态阈值。

4 结论

研究了一维光子晶体非线性布喇格微腔的缺陷模和双稳态特性, 分析了缺陷层厚度变化和结构准周期性对缺陷模和双稳态的影响。研究结果表明: 缺陷层厚度增大或 A, B 两种介质折射率递增时, 均可使缺陷模向低频方向移动, 也即使腔共振模产生红移, 因此, 只要较小的入射光强就可使腔共振模红移到入射光模而产生双稳态, 从而降低双稳态阈值; 缺陷层厚度减小或 A, B 两种介质折射率递减时, 均可使缺陷模向高频方向移动, 因此, 需要更大的光强才能腔共振模红移到入射光模而产生双稳态, 从而提高了双稳态阈值。数值计算与理论分析是一致的。

参考文献

[1] FANG Y T, SHEN T G, LIN G H. Photo wave propagation in one dimension random photonic crystal [J]. Laser Technology, 2004, 28 (2): 153~155 (in Chinese).

式可得出图 5。

由图 5 可看出,对于同一柱状图,应用(4)式得到的函数曲线显然要优于(5)式的函数曲线。可见(4)式在 PMD, PDL 矢量为线偏振和椭圆偏振时均能比较好地表示出 DGD 的概率密度函数。

4 结 论

PMF 级联模型是分析 PMD 统计特性时常用的模型。在使用 PMF 模型分析 PMD 统计问题时,一般认为模型中的 PMD 矢量和 PDL 矢量为线偏振矢量,而实际情况中往往是椭圆偏振矢量。作者针对这一情况,分析 PMD 矢量和 PDL 矢量为椭圆偏振时的 DGD 统计特性,结果表明, DGD 的统计分布受 PDL 统计均值和椭圆度角 (Stokes 空间) 的双重影响: DGD 均值在 PDL 统计均值一定的情况下,随椭圆度角的增大会略增,且增幅随 PDL 统计均值的增加而增大; DGD 在此情况下的统计分布呈现为 Maxwell 分布和 Gaussian 分布合分布,椭圆度角的增大会使合分布中 Maxwell 分布的成分减小。还给出了 DGD 的概率密度函数式,并与以前学者的结论相比较,结果说明,本文中的概率密度函数式在 PMD 矢量和 PDL 矢量为线偏振和椭圆偏振时均能较好地表示出 PMD 的统计特性。因此,这个结论函数式具有普遍意义,结果对偏振模色散的补偿和高速系统的设计工作都有一定的参考作用。

参 考 文 献

[1] WILLNER A E, REZA S M, NEZAM M. Monitoring and control of polarization-related impairments in optic fiber system [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2004, 22(1): 106~122.

[2] ANTONELLIC, MECOZZIA, CORNICCK K. PMD-induced penalty statistics in fiber links [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2005, 17(5): 1013~1015.

[3] WENZER P J, KOEGLIN K H, RAMANNAN K. Precise outage specifications for first-order PMD [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2004, 16(2): 449~451.

[4] GRAVEMANN T, KISSING J, VOGES E. Signal degradation by second-order polarization mode dispersion and noise [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2004, 16(3): 795~797.

[5] HEISMANN F. Improved optical compensator for first and second-order polarization mode dispersion [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2005, 17(5): 1016~1018.

[6] HEISMANN F. Improved phase delays for optic compensation of polarization mode dispersion [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2004, 16(12): 2616~2618.

[7] KEDA K. PMD compensator with second-order PMD mitigation using mode-coupled fixed delay [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2004, 16(1): 105~107.

[8] WU W L, QIU Q. Research of the technology of compensating single mode fiber dispersion by high mode fiber [J]. Laser Technology, 2004, 28(3): 303~311 (in Chinese).

[9] BONDINI G, KATH W L. Polarization mode dispersion emulation with Maxwellian lengths and importance sampling [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2004, 16(3): 789~791.

[10] YAN L Sh, HAUER M G, SHI Y. Polarization mode dispersion emulator using variable differential group delay (DGD) elements and its use for experimental importance sampling [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2004, 22(4): 1051~1058.

[11] CHEN L, CAMERON J, BAO X. Statistics of polarization mode dispersion in presence of the polarization dependent loss in single mode fibers [J]. Opt Commun, 1999, 169: 69~73.

[12] LU P, CHEN L, BAO X. Statistical distribution of polarization-dependent loss in the presence of polarization mode dispersion in single mode fibers [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2001, 13(5): 452~453.

[13] BONDINI G, KATH W L. Importance sampling for polarization mode dispersion techniques and applications [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2004, 22(4): 1210.

[14] LU P, CHEN L, BAO X. Polarization mode dispersion and polarization dependent loss for a pulse in single mode fiber [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2001, 19(6): 856~857.

(上接第 464 页)

[2] PAINTER O, LEE R K, SCHERER A *et al*. Two dimensional photonic bandgap defect mode laser [J]. Science, 1999, 284(5421): 1819~1821.

[3] BEN STY H, WEISBUCH C, OLIVER S *et al*. Low-loss photonic crystal and monolithic hp integration bandpass lasers filters [J]. SPIE, 2004, 5360: 119~128.

[4] FINK Y, WANN J N, FAN S *et al*. A dielectric omnidirectional reflector [J]. Science, 1998, 282(5394): 1679~1682.

[5] KNIGHT J C, BROENG J, BRKST A *et al*. Photonic band gap guidance in optical fibers [J]. Science, 1998, 282(5393): 1476~1478.

[6] CHOW E, LIU S Y, JOHNSON S G *et al*. Three dimensional control of light in a two dimensional photonic crystal slab [J]. Nature, 2000, 407(6807): 983~986.

[7] YANK M F, FAN S A. If optical transistor action with bistable switching in a photonic crystal crosswaveguide geometry [J]. Opt Lett, 2003, 28(24): 2506~2508.

[8] SOON B Y, HAUS J W. One dimensional photonic crystal optical limiter [J]. Optics Express, 2003, 11(17): 2007~2018.

[9] PAN Y Zh, ZHANG J, HU G J *et al*. Photonic crystal fiber and laser [J]. Laser Technology, 2004, 28(1): 48~51 (in Chinese).

[10] TRAN P. Optical limiting and switching of short pulses by use of a nonlinear photonic bandgap structure with a defect [J]. JOSA, 1997, B14(10): 2589~2595.

[11] WANG R, DONG J X, NG D Y. Dispersive optical bistability in one dimensional doped photonic band gap structures [J]. Phys Rev, 1997, E55: 6301~6304.

[12] LDORCKIS E, BUSCH K, LIQM *et al*. Optical nonlinear response of a single nonlinear dielectric layer sandwiched between two linear dielectric structures [J]. Phys Rev, 1997, B56: 15090~15099.