

文章编号: 2095—0411 (2012) 02—0079—04

单负材料光子晶体微腔的光学双稳态^{*}

李淑娟, 王 光, 杨 烨, 陈宪锋

(常州大学 数理学院, 江苏 常州 213164)

摘要: 在由 2 种单负材料构成的周期性结构中, 存在着一个与晶格常数、偏振态等无关的全向反射带。如果周期结构中存在缺陷, 在禁带中就会出现品质因子较高的局域模。研究了缺陷层厚度对局域模的影响, 以及局域模的空间电场分布。当缺陷层为非线性的 Kerr 介质时, 研究了不同结构参数和微腔类型的系统光学双稳态。引入频率调制量 δ 后, 系统的光学双稳态主要由 δ 和结构参数来决定, 与微腔结构类型无关。产生双稳态现象的频率调制量的临界值为 0.866。

关键词: 光子晶体; 单负材料; 光学双稳态; 局域模

中图分类号: O 437

文献标识码: A

Study of Optical Bistability of Photonic Crystal Microcavity Composed of Single Negative Materials

LI Shu—juan, WANG Guang, YANG Ye, CHEN Xian—feng

(School of Physics and Mathematics, Changzhou University, Changzhou 213164, China)

Abstract: In the periodic structure that consists of two kinds of single negative materials, there is an omnidirectional reflectivity that has nothing to do with the lattice parameter and polarization state. If there is a defect in the periodic structure, the localized mode with higher quality factor will appear in the bandgap. The effects of the thickness of the defect layers on the localized mode and its electric field distribution of the localized mode are studied. If the defect layer is nonlinear Kerr medium, the optical bistability is deduced. After introducing a frequency modulation value δ , the optical bistability depends on the δ and structure parameters, not on the kinds of microcavity structure. The critical value of the frequency modulation to produce the bistability is 0.866.

Key words: photonic crystal; single negative materials; optical bistability; localized mode

光学双稳态是一种重要的非线性光学现象, 在全光通信、全光计算机等高科技领域有着重要的应用前景^[1]。近年来, 随着光子晶体研究的深入, 人们将非线性介质引入光子晶体中构成非线性的光子晶体微腔, 这样的结构在光学响应中可出现双稳态、多稳态及光学限制等特征而备受人们关注^[2-3]。在这类微腔结构中, 微腔两侧的反射镜

(光子晶体) 对光传输具有抑制作用, 使光能量高度局域在微腔中, 从而产生较强的非线性效应。

单负材料是介电常数 ϵ 和磁导率 μ 中有一个取负值的材料, 有负 ϵ 材料 (ENG) 和负 μ 材料 (MNG) 2 种。利用单负材料构成的光子晶体, 具有一些奇异的特性, 如存在与晶格常数、无序度、偏振态无关的全向反射带——零 ϕ_{eff} 带^[4]。

^{*} 收稿日期: 2012—04—20

作者简介: 李淑娟 (1989—), 女, 山东聊城人, 硕士生; 通信联系人: 陈宪锋。

本文将利用单负材料光子晶体的这一特性作为反射镜, 构造一个单负材料光子晶体微腔, 来研究其局域模特性和光学双稳态。

1 模型与结构

2 种单负材料的物质参数取为^[4]: MNG (A 层): $\epsilon_A = \epsilon_a$, $\mu_A = \mu_a - \frac{\omega_{pm}^2}{\omega^2}$; ENG (B 层): $\epsilon_B = \epsilon_b - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$, $\mu_B = \mu_b$, 这些色散特性利用周期性的 LC 传输线很容易实现^[5], 式中 ω_{pe} (ω_{pm}) 为电 (磁) 等离子体频率。在本文中取 $\epsilon_a = \mu_b = 1$, $\epsilon_b = \mu_a = 3$, $\omega_{pe} = \omega_{pm} = 10\text{GHz}$ ^[4]。

由这样的 2 种材料 A、B 构成的光子晶体 $(AB)^N$, 存在着一个与晶格常数、偏振态等无关的全向反射带——零 ϕ_{eff} 带^[4], 其带宽仅由 A、B 层的厚度 d_A/d_B 来决定。若在这样的周期结构中引入第三种介质 D, 则构成缺陷光子晶体, 设其结构为 $(AB)^N D (BA)^N$ 或 $(BA)^N D (AB)^N$ 。研究表明^[6], 这样的结构将在禁带中出现局域模, 局域模电场高度局域在缺陷层中, 若是介质 D 为非线性介质, 就可以产生较强的非线性效应, 如出现双稳态现象。

2 结果与讨论

2.1 局域模特性

对于周期性的光子晶体 $(AB)^N$, 利用传输矩阵法^[7] 研究其透射谱, 发现在 $\omega_0 = 5\text{GHz}$ 附近存在一个禁带——零 ϕ_{eff} 带, 该禁带的宽度仅由 A、B 层的厚度比 d_A/d_B 来决定, 如图 1 所示。随着 d_A/d_B 比值的不同, 禁带宽度随之改变。当 $d_A = d_B$ 时禁带消失, 而当 $d_A \neq d_B$ 时禁带出现。研究还发现, 当 $d_A/d_B = k$ 和 $1/k$ ($k \neq 1$) 时, 光子晶体 $(AB)^N$ 的透射谱一模一样, 禁带也完全相同。

对于含由缺陷 D 的光子晶体 $(AB)^N D (BA)^N$ 或 $(BA)^N D (AB)^N$, 由于周期性被破坏, 在禁带中将出现局域模。缺陷层 D 性质不同, 局域模位置亦不同。图 2 给出了垂直入射时局域模频率 ω_r 随缺陷层厚度 d 的变化规律。利用传输矩阵法进行数值模拟时, 单负材料 A、B 的厚度取为 $d_A = 6\text{mm}$ 、 $d_B = 12\text{mm}$, 或 $d_A = 12\text{mm}$ 、 $d_B = 6\text{mm}$; 而缺陷层 D 为普通介质, 其折射率 $n = 2$, 厚度 d 可取不同值。对于 2 种微腔结构 $(AB)^{10} D (BA)^{10}$

和 $(BA)^{10} D (AB)^{10}$, 图 2 给出了不同的局域模变化规律。可以发现有一共性, 随着缺陷层厚度 d 的增大, 局域模频率 ω_r 均向低频方向移动。

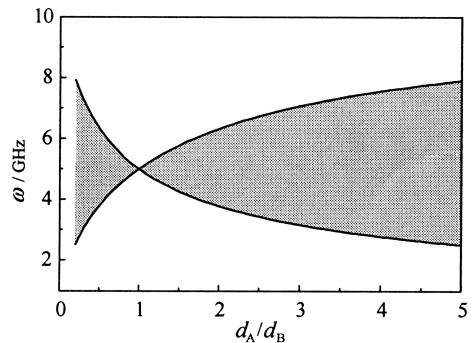


图 1 禁带宽度随 d_A/d_B 的变化

Fig. 1 Band gap varies with the ratio of d_A/d_B

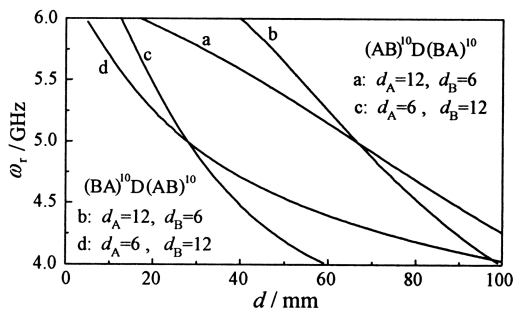


图 2 局域模变化规律

Fig. 2 The shifting curves of the localized mode

虽然 $d_A = 12\text{mm}$ 、 $d_B = 6\text{mm}$ 或 $d_A = 6\text{mm}$ 、 $d_B = 12\text{mm}$ 时, 晶体 $(AB)^N$ 的透射谱一模一样, 但是存在缺陷时, 局域模的变化规律并不相同。原因是缺陷 D 两侧反射镜 (即晶体 $(AB)^N$) 整体上呈现不同的特性, 前者由于 $\bar{\epsilon} = \frac{\epsilon_A d_A + \epsilon_B d_B}{d_A + d_B} > 0$ 、 $\bar{\mu} = \frac{\mu_A d_A + \mu_B d_B}{d_A + d_B} < 0$, 整体呈现 MNG 特性, 而后者则体现 ENG 特性。即使 d_A 、 d_B 的厚度确定, 但是对于 $(AB)^{10} D (BA)^{10}$ 和 $(BA)^{10} D (AB)^{10}$ 这 2 种微腔结构, 其局域模的变化规律亦不相同, 但是它们会相交于阻抗匹配频率 $\omega_0 = 5\text{GHz}$ 处。进一步的研究发现, 当 $d_A > d_B$ 时, 不同的微腔结构, 局域模变化曲线随着 d_A 、 d_B 取值不同而各不相同, 但它们均会相交于 $\omega_0 = 5\text{GHz}$, 此时缺陷层 D 的厚度 $d = 66.43\text{mm}$; 而当 $d_A < d_B$ 时, 不同的微腔结构局域模变化曲线同样都交于 $\omega_0 = 5\text{GHz}$, 此时 $d = 27.82\text{mm}$ 。不同 d_A 、 d_B 时局域模变化规律类似于图 2, 在此没有画出。

图 3 绘出了垂直入射时局域模在晶体中的电场分布 $|E(x)|^2$, 相应的结构参数 (厚度单位为 mm)

标注于图 3 中。从图 3 可以发现, 当 $d_A=12\text{mm}$ 、 $d_B=6\text{mm}$ 、 $d=66.4\text{mm}$ 时, 无论是 $(AB)^{10}D(BA)^{10}$ 结构还是 $(BA)^{10}D(AB)^{10}$ 结构, 微腔中的电场分布是一样的, 有一个极小值, 所不同的是微腔两侧的反射镜中的电场分布。在两种介质 A、B 的交界处, 由于 ϵ 、 μ 的符号相反, 导致电场强度平方的斜率符号相反, 因此在交界面处出现极值; 而在介质 A、B 中, 场强按指数增长或衰减变化。同理, 当 $d_A=6\text{mm}$ 、 $d_B=12\text{mm}$ 、 $d=27.8\text{mm}$ 时, 在 2 种微腔结构中, 微腔中的电场分布亦相同, 但有一个极大值。这是由于缺陷层两侧的两个反射镜的作用, 微腔中的电磁波来回反射形成稳定的驻波, 电场的极大/极小值就是驻波的波腹/波节。

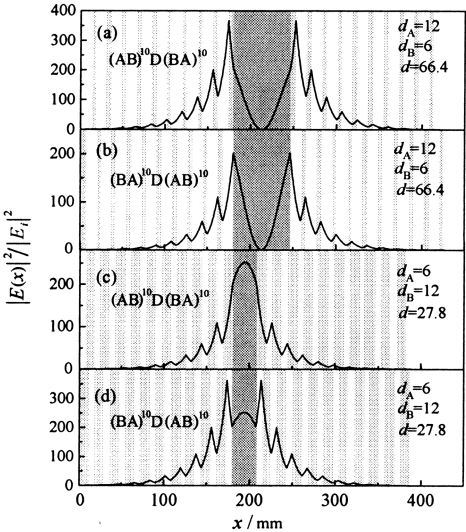


图 3 局域模空间电场分布

Fig. 3 the electric field distribution of the localized mode

2.2 光学的双稳态

若腔中介质 D 为 Kerr 介质, 其 3 阶电极化率为 $\chi^{(3)}=2\times 10^{-12}\text{m}^2\text{V}^{-2}$ 。利用非线性介质传输理论^[8-9]来计算两种微腔结构的光学双稳态, 见图 4。在图 4 的计算中, $d_A=12\text{mm}$ 、 $d_B=6\text{mm}$ 、 $d=66.4\text{mm}$, 入射光的频率分别为 4.994、4.992、4.990GHz。可以发现, 两种微腔结构中虽然局域电场相同, 参阅图 3 (a)、(b), 但是它们的双稳态曲线并不相同, 随着预置频率的增大, 产生双稳态现象的上、下阈值在不断减小, 当频率达到一定值时, 甚至双稳态现象消失。

为了清楚各种结构类型与参数对系统双稳态的影响, 图 5 绘出了入射光频率对双稳态上、下开关阈值的影响关系。在图 5 中有 4 种变化曲线 a、b、c、d, 相应的结构参数分别对应于图 3 中的 (a)、

(b)、(c)、(d) 4 种情况 (结构参数标注在相应图上); 而每一种变化曲线有 2 支, 上面的一支为上开关阈值的变化曲线, 而下一支为下开关阈值曲线。从图 5 可以看出, 无论是哪一种结构类型和参数, 入射光频率对双稳态的影响较大, 预置频率越大, 越容易产生双稳态现象, 但预置频率有一个临界值, 超过该临界值, 双稳态现象消失。

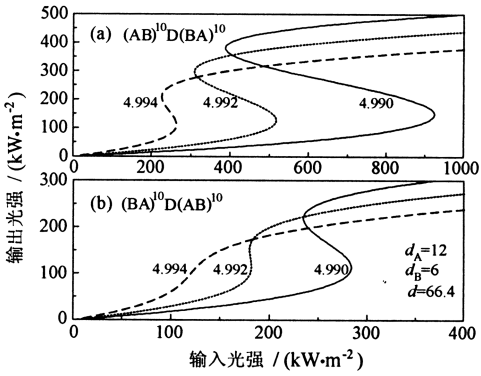


图 4 光学双稳态曲线

Fig. 4 The optical bistability curves

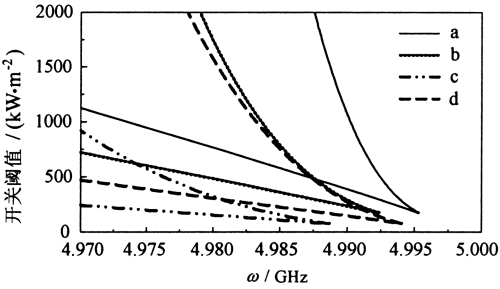


图 5 入射光频率对开关阈值的影响

Fig. 5 The effects of incident light frequency on switch threshold

在图 5 中, 当结构参数 d_A 、 d_B 、 d 一定时, 虽然 $(AB)^{10}D(BA)^{10}$ 和 $(BA)^{10}D(AB)^{10}$ 2 种微腔结构的双稳态曲线不同 (可参阅图 4), 产生双稳态现象的预置频率的临界值不同, 但是临界的开关阈值却是相同的, 与结构类型无关。在图 5 中, a、b 曲线的临界光强为 171.2kW/m^2 , c、d 曲线的临界光强为 80.10kW/m^2 。

如果引入一个频率调制量 $\delta = \frac{\omega_r - \omega}{\Delta\omega_{1/2}}$, 其中 ω 为入射光频率, ω_r 为线性微腔结构的共振模频率, 在图 3 的 4 种情况下均为 $\omega_r=5\text{GHz}$, 而 $\Delta\omega_{1/2}$ 为该共振模频率 ω_r 的谱成宽度 (FWHM)。共振模的品质因子为 $Q = \frac{\omega_r}{\Delta\omega_{1/2}}$, 上述 4 种情况下的品质因子 Q 分别为 900、560、397 和 740。如果采用频率调制量 δ , 其对系统光学双稳态的影响如图 6 所示。

采用频率调制量 δ 后, 图 4 的两种微腔结构的不同双稳态曲线就完全相同, 见图 6 (a) 所示。如果结构参数 d_A 、 d_B 、 d 改变, δ 对系统光学双稳态的影响亦随之改变。双稳态影响仅由结构参数来决定, 与微腔结构类型无关, 这里可以利用图 3 的电场分布来说明。图 3 中腔中局域模的电场分布就是与微腔结构无关, 仅由结构参数 d_A 、 d_B 、 d 来决定。

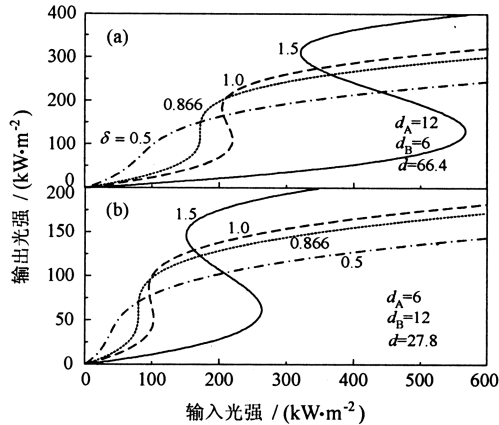


图 6 频率调制量对光学双稳态的影响

Fig. 6 The effects of the frequency modulation on optical bistability

从图 6 可以看出, 随着频率调制量 δ 的减少, 系统双稳态的开关阈值减少, 系统较易产生双稳态现象。频率调制量 δ 的临界值为 $\delta_0 = \frac{\sqrt{3}}{2} = 0.866$ 。如果 $\delta < \delta_0$, 系统不会出现双稳态现象, 这一规律与相关文献 [10] 的研究相一致!

3 结 论

由 2 种单负材料构成的周期性结构中, 存在着一个特殊的禁带。如果在周期结构中引入缺陷, 则在禁带中出现品质因子较高的局域模。研究了缺陷层厚度对局域模的影响, 以及局域模的空间电场分布。当缺陷层为非线性的 Kerr 介质时, 研究了不同结构参数和微腔类型的系统光学双稳态。引入频

率调制量 δ 后, 系统的光学双稳态主要由 δ 和结构参数来决定, 与微腔结构类型无关。产生双稳态现象的频率调制量的临界值为 0.866。

参考文献:

- [1] Smith S D. Optical bistability towards to optical computer [J]. Nature, 1984, 301 (5949): 315–316.
- [2] Lidorikis E, Bush K, Li Q M, et al. Optical nonlinear response of a single nonlinear dielectric layer sandwiched between two linear dielectric structure [J]. Phys Rev B, 1997, 56 (23): 15090–15099.
- [3] Martin M J, Meiser D, Thomsen J W, et al. Extreme nonlinear response of ultranarrow optical transitions in cavity QED for laser stabilization [J]. Phys Rev A, 2011, 84 (6): 063813.
- [4] Jiang H T, Chen H, Li H Q, et al. Properties of one-dimensional photonic crystals containing sing-negative materials [J]. Phys Rev E, 2004, 69 (6): 066607.
- [5] Eleftheriades G V, Iyer A K, Kremer P C. Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded Transmission lines [J]. IEEE Trans Microwave Theory Tech, 2002, 50 (12): 2702–2712.
- [6] 张辉霞, 杨烨, 王光, 等. 单负材料一维光子晶体的带隙和局域模特性 [J]. 常州大学学报 (自然科学版), 2011, 23 (2): 70–73.
- [7] 唐丽, 陈宪锋, 沈小明, 等. 含单负或双负介质光子晶体的传输矩阵和色散关系 [J]. 江苏工业学院学报, 2007, 19 (1): 33–36.
- [8] Chen L X, Deng X X, Ding W Q, et al. Finite-difference time-domain analysis of optical bistability with low threshold in one-dimensional nonlinear photonic crystal with Kerr medium [J]. Opt Commu, 2002, 209 (4): 491–500.
- [9] Chen X F, Xu L, Zhang W P, et al. Effect of oblique incidence on bistability of nonlinear microcavity [J]. Optoelectronics Letters, 2009, 5 (6): 472–475.
- [10] Soljacic M, Ibanescu M, Johnson S G, et al. Optimal bistable switching in nonlinear photonic crystals [J]. Phys Rev E, 2002, 66 (6): 055601.