

文章编号:1004-4213(2011)04-0529-4

Kerr 缺陷一维耦合腔光波导的双稳态方向性

李文慧^a, 毕卫红^a, 王金生^b

(燕山大学 a. 信息科学与工程学院; b. 继续教育学院, 河北 秦皇岛 066004)

摘 要:本文提出一种只在一层高折射率介质层中掺杂 Kerr 介质的一维耦合腔光波导. 利用一维传输矩阵理论和非线性传输矩阵方法研究了此结构的线性特性. 根据一维传输矩阵理论分析了此结构的线性特性, 包括低频带边模的偏移及场分布的特点, 讨论了此结构实现双稳态的原理. 研究发现: 由于缺陷层中场分布与入射光方向密切相关, 而缺陷层光场的局域, 将激发 Kerr 介质的三阶非线性效应, 从而改变了缺陷层的折射率, 所以不同方向的入射光具有不同的双稳态阈值. 利用非线性传输矩阵方法研究了光学双稳态特性. 结果表明: 由于缺陷层的位置导致缺陷模正方向(由左到右)入射的场分布大于反方向(由右到左)入射的场分布, 正方向的阈值低于反方向的阈值, 相差一倍.

关键词:耦合腔; 光开关; 光子晶体; Kerr 效应

中图分类号: O734+.1

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20114004.0529

0 引言

全光开关是指完全利用光实现对光的导通、截止的器件, 是全光计算机等系统的重要组成部分, 而利用某些结构的光双稳态特性是实现全光开关的最有效途径. 光子晶体等人工微结构概念的提出^[1], 为人们有效地控制光的传输同时又能使结构易于集成提供了可能. 光子晶体最基本的特性是具有禁带, 其中的电磁波满足 Bloch 波的形式, 光子晶体的带边模具有强烈的局域性和低群速度, 其二阶及三阶非线性效应显著. 1994 年, Scalora 等人首次提出利用一维非线性光子晶体的三阶非线性效应(Kerr 效应), 可以实现光限幅、光开关及光二极管作用^[2-3]. 陈历学等人在研究中发现缺陷态频率对缺陷折射率变化非常敏感, 因此提出在光子晶体中引入 Kerr 缺陷, 使双稳态开关阈值降低^[4].

1999 年, 加州理工大学的 A. Yariv 提出在光子晶体中引入周期耦合的微腔缺陷可以形成耦合腔光波导, 并利用紧束缚近似方法进行描述^[5]. 这种微结构一个特点是本征频率分裂为连续的频带, 可以实现宽带频率转换、限幅和双稳态开关^[6-8].

一维耦合腔光波导实质也是一种光子晶体, 研究发现, 其频谱成分非常丰富. 对于掺杂 Kerr 介质

的耦合腔结构, 人们主要利用了连续本征频带的特性^[7-8]. 而微腔的相干散射局域光的作用, 使得这种光子晶体具有比一般分布光子晶体高得多的带边模局域光的能力^[9].

因此, 本文提出了一种易于实现的一维耦合腔结构即 $\lambda_0/4 - \lambda_0/2$ 结构(λ_0 为参考波长), 只在一个高折射率层中添加 Kerr 介质, 利用非线性传输矩阵方法研究其双稳态特性.

1 结构及线性特性

1.1 一维耦合腔光波导

一维耦合腔结构可看作是在原周期结构中形成了周期性的几何缺陷, 构成复合周期结构. 一个周期单元包含一个几何缺陷层(C)即微腔, 以及 C 层两端的由若干个子周期组成的反射层, 每个子周期为两种高(H)和低(L)折射率介质层构成, 即一个结构单元可以表示为 $(HL)^a C (LH)^b L$. 其中 a, b 为相应的小周期的周期数. 整个复合周期光子晶体结构由 N 个这样的单元结构组成, 即为 $[(HL)^a C (LH)^b L]^N$. 本文选高低折射率介质的光学长度均为 $\lambda_0/4$, 而微腔的光学长度为其两倍, 即为 $\lambda_0/2$. 高(n_1)低(n_2)介质以及微腔(n_c)的折射率的选取与文献^[7-8]相同, 分别为 $n_1 = 2.4, n_2 = 1, n_c = n_1 = 2.4$,

基金项目: 国家重点基础研究发展计划(No. 2010CB327800)、河北省博士后基金(No. 2009174)、河北省自然科学基金(No. F2009000465)和燕大博士基金(No. B317)资助

第一作者: 李文慧(1967-), 女, 副教授, 博士, 主要研究方向为非线性光子晶体特性及应用. Email: whli2001@163.com

收稿日期: 2010-08-18; **修回日期:** 2010-11-12

即微腔和高折射率层为相同介质,但厚度加倍.小周期数 $a=2, b=2$, 腔的个数 $N=4$, 第一单元微腔右侧第二高折射率介质层为 Kerr 介质缺陷(D)层,其线性折射率为 $n_D^0=2.32$, 总折射率 n_D 为

$$n_D = n_D^0 + \eta |E_z(x)|^2 = n_D^0 + \Delta n$$

式中, η 为 Kerr 系数, $E_z(x)$ 为局域电场, Δn 为由于 Kerr 效应而产生的非线性折射率增量, 结构如图 1.

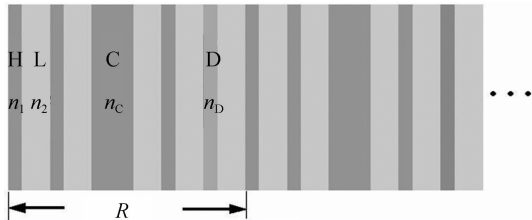


图 1 带有 Kerr 介质缺陷的一维耦合腔光波导结构示意图
Fig. 1 Schematic of a 1D CCOWs with Kerr defect

1.2 线性特性

首先分析结构线性(缺陷层的折射率不随局域光场变化)情况下的透射率^[8]. 利用一维传输矩阵理论可以得到结构的频谱特性, 由于本文主要讨论低频带边模, 只选择了靠近禁带的低频带边模, 如图 2 中的实线, 虚线表示 Kerr 介质折射率为 2.35 时的低频带边模, $\tilde{\omega} = \omega/\omega_0$ 为相对角频率(简称相对频率), ω_0 为参考角频率.

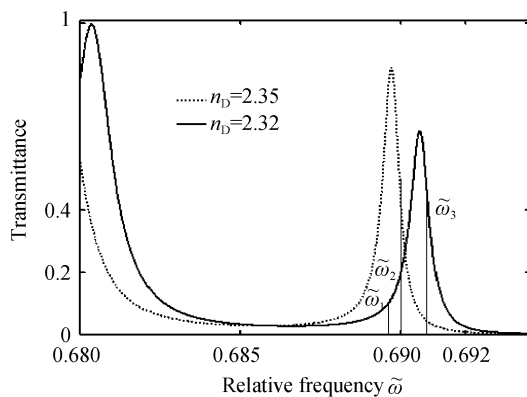


图 2 低频带边模随 n_D 变化

Fig. 2 Shift of low-frequency band edge modes with n_D

从图 2 中透射率的变化可以看出, 低频带边模与 Kerr 介质折射率密切相关, 折射率增加, 透射峰向低频方向偏移. 例如, 相对频率为 0.69 的 $\tilde{\omega}_2$, 其透射率由 0.2 增加到 0.4, 可以推断, 当 n_D 为小于 2.35 的某一值时, 其透射率可以达到一极大值即低频带边包络的峰值, 当然也是小于 1. 由于缺陷层的折射率与局域光强密切相关, 这个结果预示着 $\tilde{\omega}_2$ 的入射光, 对于线性折射率为 2.32 的 Kerr 介质, 如果局域光强足够大, 激发 Kerr 效应, 在一定入射强度范围内, 其透射率将增加. 缺陷的存在, 导致低频第一带边模的透射率小于 1, 而相邻带边模分裂正是由于耦合腔的作用. 在线性情况或入射光强很弱不

足以激发起非线性效应情况下, 无论光从左边入射还是右边入射, 其透射率几乎不变, 与入射光方向无关.

2 非线性响应

2.1 非线性分析方法

采用逆向递推和分割子层的方法, 能精确地模拟光波在 Kerr 介质的传输情况^[10](本文选取时间项形式为 $e^{j\omega t}$). 根据

$$n_{m-1} = n_{m-1}^0 + \eta_m |u_m^+ e^{j\beta_m} + u_m^- e^{-j\beta_m}|^2 \quad (1)$$

式(1)可以由第 m 层的场倒推出 $m-1$ 子层的折射率. 式中的 n_{m-1}, n_{m-1}^0 分别表示第 $m-1$ 子层折射率和线性折射率, η_m 为 x_m 处的 Kerr 系数, u_m^+, u_m^- 分别表示第 m 层前向和后向场的复振幅, β_m 为第 m 子层的相位, 其表达式为

$$\beta_m = \frac{2\pi}{\lambda} n_m d_m \quad (2)$$

式中 d_m 为第 m 子层的厚度. 由式(2)可以看出, 若已知 $m-1$ 子层的折射率, 则 β_{m-1} 即可求出, 利用一般传输矩阵方法即可得到 $m-1$ 层的 u_{m-1}^\pm . 由此可见, 给定一个透射光 u_t , 就可以根据这个过程递推得到入射和反射光强度及 Kerr 介质内的场分布.

2.2 不同性质的响应曲线

为了分析问题的方便, 参照文献[11], 引进无量纲的强度 N , 其定义为 $N = \eta |E|^2$, 利用前文提到的非线性传输矩阵, 可以得到 N_{out} 与 N_{in} 的关系曲线, N_{in}, N_{out} 分别表示无量纲的输入强度和输出强度.

选取不同的工作频率, 如图 2 中所标的三个相对频率分别为 $\tilde{\omega}_1 = 0.6896, \tilde{\omega}_2 = 0.6900$ 和 $\tilde{\omega}_3 = 0.6908$, 初始透射率分别为 0.1、0.2 和 0.45. 各频率的入射光分别由左侧入射到结构, 则 N_{out} 与 N_{in} 的关系曲线如图 3.

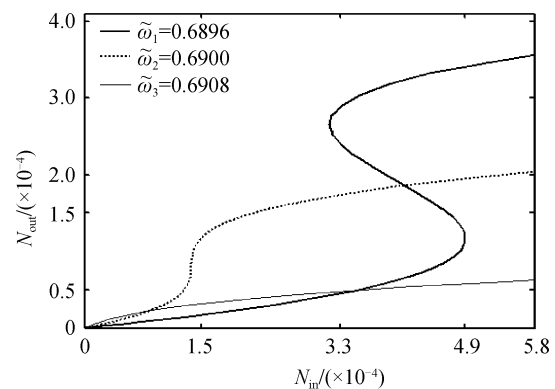


图 3 不同频率的输出输入关系曲线

Fig. 3 Relations of incident and transmitted intensity for different frequencies

由图 3 可以看出, 由于初始透射率及工作频率的不同, 其响应曲线性质不同. $\tilde{\omega}_1$ 对应的是双稳态;

ω_2 在入射强度为 $N_{in} = 1.55 \times 10^{-4}$ 时,透射率为 0.79,表现为高透射;而 ω_3 的初始透射率位于高频端,随着 Kerr 效应的产生,透射率只能降低,表现为限幅作用.

2.3 场分布的各向异性

由于缺陷层靠近结构的左端,将导致线性情况下,相同透射率的入射光,因入射方向不同而在结构中的场分布不同.以可以产生双稳态响应的 ω_1 为例,在线性情况下,单位幅度的入射光分别从左、右入射到结构,为了分析问题方便,把从左面入射的光称为正向光(forward light wave),而从右面入射的光称为反向光(backward light wave).利用传输矩阵方法可以得到正向光和反向光在结构内的场分布,如图 4.

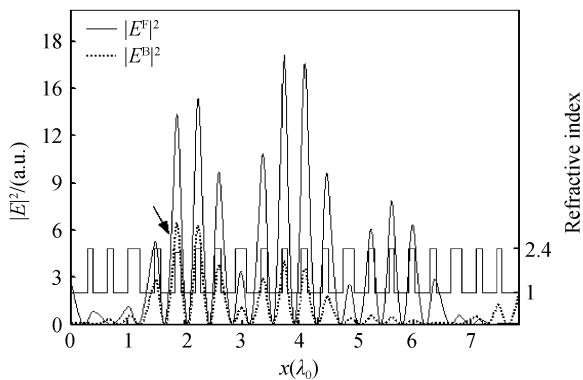


图 4 $0.6896\omega_0$ 正向光、反向光在结构内的光场局域
Fig. 4 Localizations of the $0.6896\omega_0$ mode for the $+x$ and $-x$ directions

图 4 中的 $|E^F|^2$ 和 $|E^B|^2$ 分别表示单位幅度的正向和反向光波在结构内电场模的平方,分别用实线和虚线表示,图中还给出了结构的折射率分布.由图可以发现,在缺陷层内,正向光的局域性大于反向光.由于 Kerr 效应,缺陷层内折射率的变化受光场的影响,来自两个方向的入射光将具有不同的透射率,所以,工作频率 $0.6896\omega_0$ 的光信号,在不同方向入射所出现的双稳态现象,其阈值将是不同的.

2.4 双稳态的各向异性

$0.6896\omega_0$ 光信号分别由正反向、反方向进入结构,所得双稳态响应如图 5.

由图 5 可以看出,当入射光强 $N_{in} = 4.9 \times 10^{-4}$ 时,如果是正向光,则透射光处于高透射状态, $N_{out} = 3.43 \times 10^{-4}$,即双稳态开关的“开”状态,若此时是反向光,透射光强仅为 $N_{out} = 0.5 \times 10^{-4}$,透射率约为 0.1,为截止状态.但当反向光强达到 9.8×10^{-4} 时,透射光达到高透射状态, $N_{out} = 7.0 \times 10^{-4}$,也为双稳态开关的“开”状态,而此时正向光的透射强度为 $N_{out} = 3.92 \times 10^{-4}$,为弱透射状态.由此可见,掺杂 Kerr 介质的一维耦合腔光波导对双稳态的

形成具有方向选择性,即正方向和反方向的双稳态阈值不同.

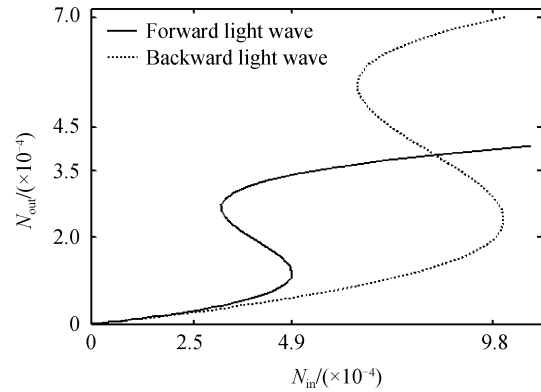


图 5 双稳态的方向选择性
Fig. 5 Bistable anisotropy

为了说明缺陷层的光场局域性对阈值的影响,类似文献[11]中的讨论,引进缺陷层的相对积分局域值 I_R ,定义为

$$I_R = \frac{\int_{x_d}^{x_d+h} |E_z(x)|^2 dx}{|E_{z,in}|^2}$$

式中的 x_d 为缺陷层的起点, h 为缺陷层的厚度,相应的场量为复振幅.在缺陷层内由非线性折射率增量而增加的光学长度 ΔL^D 定义为

$$\Delta L^D = \int_{x_d}^{x_d+h} \Delta n dx = \eta |E_{z,in}|^2 I_R$$

ΔL^D 可看作是缺陷层 Kerr 效应的宏观量,正比于 I_R .由此可以看出,利用 I_R 可以比较非线性强弱及双稳态阈值的高低.

利用数值积分可以得出正向光 I_R^F 和反向光 I_R^B 之比为

$$\frac{I_R^F}{I_R^B} = \frac{\int_{x_d}^{x_d+h} |E_z^F(x)|^2 dx}{\int_{x_d}^{x_d+h} |E_z^B(x)|^2 dx} \approx 2$$

正向光的 I_R^F 高,其阈值应相应降低,这和图 5 的利用非线性传输矩阵得到的结果一致,正方向双稳态阈值比反方向双稳态阈值低,相差一倍.

3 结论

由于结构内光场的局域性,导致 Kerr 效应,使得缺陷层的折射率发生变化,相应的透射率也要发生改变.如果适当地选取工作频率,对于掺杂 Kerr 介质的一维耦合腔光波导,能有效地实现光学双稳态现象.而本文提出的这个结构,由于正向光在结构缺陷层的局域性强于反向光,其双稳态阈值存在差别.通过非线性传输矩阵方法,研究了双稳态的方向选择性,并说明了方向性存在的原因是由于正向光

在缺陷层的相对局域值高,因而其阈值是反向光阈值的一半.可以看出,此结构在光控制光的应用中,具有很大的灵活性.

参考文献

- [1] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Physical Review Letters*, 1987, **58**(20): 2059-2062.
- [2] SCALORA M, DOWLING J P, BOWDEN C M, *et al.* Optical limiting and switching of ultrashort pulses in nonlinear photonic band gap materials[J]. *Physical Review Letters*, 1994, **73**(10): 1368-1371.
- [3] 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.
- [4] 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]. *Optics Communications*, 2002, **209**(4-6): 491-500.
- [5] YARIV A, Xu Y, Lee R K, *et al.* Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis[J]. *Optics Letters*, 1999, **24**(11): 711-713.
- [6] LI W H, CHEN L X, TANG D H, *et al.* Broadband frequency down-conversion using coupled cavity structures in one-dimensional photonic crystals [J]. *Chinese Physics Letters*, 2006, **23**(4): 845-848.
- [7] DING W Q, CHEN L X, LIU S T. Broadband optical bistable switching in a one-dimensional nonlinear coupled cavity structure[J]. *Optics Communications*, 2005, **246**(1-3): 147-152.
- [8] DING W Q, CHEN L X, LIU S T. Large bandwidth optical limiting by kerr medium doped one-dimensional coupled cavity optical waveguides[J]. *Chinese Physics Letters*, 2004, **21**(8): 1539-1541.
- [9] LI Wen-hui, CHEN Li-xue, TANG Dong-hua, *et al.* Parametric amplification and compression of high order band edge modes in compounding period photonic crystals [J]. *Journal of Harbin Institute of Technology*, 2008, **40**(4): 603-606.
李文慧, 陈历学, 汤冬华, 等. 复合周期光子晶体高阶带边模参量放大与压缩[J]. 哈尔滨工业大学学报, 2008, **40**(4): 603-606.
- [10] CHEN Li-xue, DING Wei-qiang, LI Wen-hui *et al.* Transfer matrix algorithm of one-dimensional inhomogeneous kerr medium[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(4): 497-500.
陈历学, 丁卫强, 李文慧, 等. 一维非均匀 Kerr 介质的传输矩阵算法[J]. 光子学报, 2004, **33**(4): 497-500.
- [11] CHEN L X, KIM D, SONG Y L, *et al.* Localization and threshold of bistable switching by gap-edge shifting [J]. *Chinese Physics Letters*, 2003, **20**(9): 1514-1516.

Bistable Anisotropy in One-dimensional Coupled Cavity Optical Waveguides with Kerr Defect

LI Wen-hui^a, BI Wei-hong^a, WANG Jin-sheng^b

(a. College of Information Science and Engineering; b. School of Continuing Education, Yanshan University, Qinhuangdao, Hebei 066004, China)

Abstract: An one-dimensional (1D) coupled cavity optical waveguides (CCOWs) with Kerr defect was proposed. It was a Kerr medium doped into a high refractive index medium layer in CCOWs. The optical bistability (OB) of the structure was investigated by using one-dimensional transfer matrix method and nonlinear transfer matrix method. The linear properties of this structure, including the characteristics of the field distribution and the shift of low-frequency band edge modes, were analyzed by one-dimensional transfer matrix method. The principle of the OB realized by the structure was discussed. It is found that different incident directions have different bistability threshold, because the refractive index of the defect layer is changed by three order nonlinear effect of Kerr medium stimulated by the localization of optical field in the defect layer. The field distribution in defect layer was related to the incident light direction. The properties of the OB were studied by the nonlinear transfer matrix method. The results indicate that the threshold of the forward direction (from left to right) is a half lower than that of the backward one (from right to left), because the localization behaviour of the forward direction is larger than that of the backward direction due to the position of the defect layer.

Key words: Coupled cavity; Optical switching; Photonic crystal; Kerr effect