

# 一维 Kerr 非线性光子晶体中的场分布\*

徐旭明 刘念华

(南昌大学物理系, 江西南昌 330047)

**摘要** 研究具有 Kerr 非线性的一维光子晶体中场的分布. 计算光子晶体中加入 Kerr 非线性材料后, 入射光强对光子晶体中场分布极大值位置的调制, 发现随着光强的增加, 峰值位置向入射端移动. 同时, 由于非线性的作用, 随着光强的变化, 线性光量子阱中的电磁本征模将进入线性带隙, 带隙中将出现没有线性本征模对应项的新孤子类电磁模.

**关键词** 光子晶体; Kerr 非线性; 带隙孤子; 场分布

**中图分类号** O734+.1 **文献标识码** A

## 0 引言

自从 1987 年 Yablonovitch 和 John 提出光子晶体的概念以来<sup>[1,2]</sup>, 光子晶体已成为光电子材料的一个重要研究领域. 光子晶体的能带由光子晶体的对称性、组分材料的介电函数和原胞的尺寸决定. 通过改变材料的介电函数或改变原胞的大小, 可以调制光子晶体带隙的位置和带隙的宽度. 因此, 可以像剪裁半导体的能带构造限制电子运动的量子阱那样, 构造限制光子运动的光子晶体量子阱<sup>[3-5]</sup>. 对于 Kerr 非线性材料, 其介电函数与光的强度有关. 通过改变光的强度, 可以改变材料的介电函数, 从而改变光子晶体的能带<sup>[6]</sup>. 1987 年 Chen 和 Mills 发现非线性光学超晶格中存在带隙孤子 (gap soliton)<sup>[7]</sup>. 文献 [8,9] 对一维非线性光子晶体的光学响应进行了研究. 文献 [10] 对局部有 Kerr 非线性材料的一维光子晶体的电磁模的研究发现, 由于非线性的作用, 在光子晶体的带隙中存在丰富的孤子类电磁模<sup>[10]</sup>. 这些孤子类电磁模在 (线性) 带隙内形成部分透明的通带, 并具有多稳态性质. 当调整光的强度使之满足与孤子模共振的条件时, 光子晶体对于频率位于线性截止带内的光将变成透明或部分透明的. 本文将进一步研究非线性对一维光子晶体中场分布的影响并探讨其物理本质.

## 1 模型

考虑由以下介电函数描述的带边可调的一维光子晶体. 设在周期性的格点上介电函数具有  $\delta$  函数的形式<sup>[10]</sup>

$$\epsilon(z) = \sum_{n=-1}^{-\infty} \alpha_0 \delta(z-n) + \sum_{n=0}^N (\alpha - \beta |E(z)|^2) \cdot$$

$$\delta(z-n) + \sum_{n=N+1}^{\infty} \alpha_0 \delta(z-n) \quad (1)$$

式中  $\alpha_0$  和  $\alpha$  分别是不同区域的介电函数的线性项,  $-\beta |E(z)|^2$  是中间区域的介电函数的 Kerr 非线性项. 为了单位约化方便起见, 文中将晶格周期取为 1, 即坐标空间的长度单位, 将真空中的光速  $c$  取为 1, 将背景介电常数取为 1, 因此文中出现的长度、波数与频率均约化为无量纲的量, 而无量纲的波函数定义为  $\psi = \sqrt{\beta} E$ . 适当选择  $\alpha_0$  和  $\alpha$  可使线性带边构成光量子阱结构, 而通过改变光强可调制非线性区域的带边.

在文献 [10] 中, 运用转移矩阵方法, 导出了这一可进行非线性带边调制的光子晶体的本征模式满足的方程, 并进行了数值求解.

## 2 数值结果

首先给出线性周期性结构的光子带隙结构. 在方程 (1) 中,  $\alpha$  (或  $\alpha_0$ ) 代表线性散射势的强度. 当晶格周期给定后, 带隙的宽度与位置由  $\alpha$  (或  $\alpha_0$ ) 决定. 对于  $\alpha_0 = 1.0$ , 其禁带的低端位于  $\omega_D = 1.721$ , 而对于  $\alpha = 0.5$ , 其禁带的低端位于  $\omega_L = 2.154$ <sup>[10]</sup>. 两者的禁带高端频率均为  $\omega_H = \omega_H = \pi$ , 这一具有共同的上禁带边的现象是由介电函数的  $\delta$  函数近似引起的<sup>[9,10]</sup>. 从  $\omega_L$  到  $\omega_H$  是各区域的共同的禁带范围.

由于从  $n=0$  到  $n=N$  的中间区域的禁带比  $n < 0$  和  $n > N$  的两边区域的禁带窄, 使得中间区域有一部分允许带落入两边区域的禁带中 ( $\omega_D < \omega < \omega_L$ ). 在禁带中波函数是指数衰减的, 而在允许带中波函数为 Bloch 波, 因此两边的区域相当于有限高度的量子势垒, 当入射强度足够小时, 中间区域相当于一个有限深的对称方量子势阱. 所以这一结构类似于半导体量子阱结构. 在这一光量子阱结构中存在离散的电磁本征模<sup>[10]</sup>.

当中间区域具有 Kerr 非线性时, 表征散射势强度的  $\alpha$  应由与光强有关的量 ( $\alpha - \beta |E|^2$ ) 替代, 将其

\*国家自然科学基金计划项目 (60268001)、江西省教育厅计划项目 (JJ2003-73-19) 与南昌大学基础理论基金资助  
Tel: 0791-8887299 Email: ncxmxn@ncu.edu.cn  
收稿日期: 2003-12-01

定义为  $\alpha_{\text{eff}}$ . 由于  $\alpha_{\text{eff}}$  的变化, 将使光量子阱内的等效势函数的形状发生变化, 从而使电磁本征模发生变化. 按照文献[10]的方式, 将本征模频率表示成  $C_0$  的函数, 这里  $C_0$  是一个正比于  $n=0$  处的波函数的量. 在图 1 中给出的是本征模频率随  $C_0$  的变化情况, 其中  $N=16$ . 当  $C_0$  很小时, 电磁模频率趋于线性本征模频率, 见图 1 中 1, 2, 3, 4, 5, 6 标记的各支. 随  $C_0$  的增加, 电磁模频率进入线性带隙中, 而且出现了许多没有与线性本征模对应的新的孤子类电磁模, 见图 1 中闭合环所示的各支.

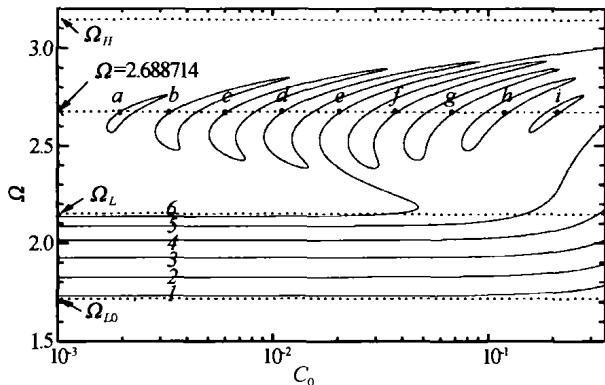


图 1 本征频率随入射强度的变化  
Fig. 1 The Eigenfrequency as a Function of  $C_0$

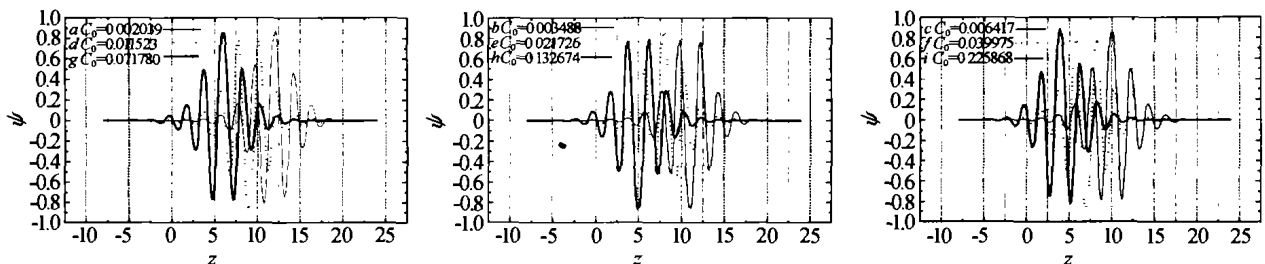


图 2 场分布随入射强度的变化  
Fig. 2 The field distribution as a function of  $C_0$

的条件是  $\frac{d\psi(z, \omega)}{dz} = 0$  (当  $\frac{d^2\psi(z, \omega)}{dz^2} = -\frac{\omega^2}{c^2} n_{\text{eff}}^2 \psi(z, \omega) < 0$  时, 取极大值), 由文献<sup>[10]</sup>

$$\begin{aligned} \phi(z_n + \Delta; \omega) |_{\Delta \rightarrow 0} - \phi(z_n - \Delta; \omega) |_{\Delta \rightarrow 0} = \\ -\frac{\omega a}{c} \sqrt{\epsilon} (\alpha - |\psi(z_n; \omega)|^2) \psi(z_n; \omega) \end{aligned}$$

场分布的导数在  $\delta$  函数层存在跃变, 且跃变(沿入射方向降低)的大小和该点的场强有关, 跃变的积累和初始入射强度及整体场分布有关, 造成导数等于零的位置和入射强度有关, 入射强度越大, 导数为零的位置越早到达, 亦即场分布的峰值位置随着入射强度的增加而向入射端移动.

### 3 结论

本文研究了具有 Kerr 非线性的一维光子晶体中的电磁模. 由于介电函数与光的强度有关, 致使光子晶体的能带随光强的空间分布而调制, 禁带边局

选取图 1 中点 a、b、c、d、e、f、g、h、i, 其入射频率均为  $\Omega=2.688714$ , 但入射强度不同. 图 2 给出上述各点对应的入射条件下场强在光子晶体中的分布情况.

从图 2 能够看出: 场强基本上局域在中间非线性层, 这是因为光量子阱中的本征模进入势垒将指数衰减, 从而表现出前述现象.

分布  $|\psi|$  的包络不是严格意义的谐函数: 当光强足够强时, 非线性效应不能忽略, 各层中的有效散射势强度  $\alpha_{\text{eff}}$  不再是常数, 相应地有效折射率  $n_{\text{eff}} = \sqrt{\epsilon(1 + \alpha - \beta|E(z)|^2)}$  变成和光强有关的量, 尽管入射的是单色平面波, 但在非线性层中波形将发生畸变.

非线性的存在破坏了线性介质对相反入射方向的简并, 尽管考虑模型具有左右对称性, 但由于  $n_{\text{eff}}$  是和入射强度有关的量, 当入射强度足够强时, 线性介质中的对称方光量子阱将不复存在, 而变成非对称性光量子阱, 也使得场分布不会都在中间位置出现节点和腹点, 分布不具有和物理模型同样的空间对称性.

随着光强的增加, 场分布的峰值向入射端移动, 在入射频率相同的情况下, 决定场空间分布取极值

部地移入线性禁带中, 使带隙中出现丰富的孤子类电磁模. 非线性的存在破坏了线性介质对相反入射方向的简并, 分布  $|\psi|$  的包络也不是严格意义的谐函数. 由于势垒的存在, 场强基本上局域在中间非线性层. 且随着光强的增加, 光子晶体内场分布的峰值位置向入射端移动.

### 参考文献

- 1 Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solidstate physics and electronics. *Phys Rev Lett*, 1987, **58**(20):2059 ~ 2062
- 2 John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys Rev Lett*, 1987, **58**(23):2486 ~ 2489
- 3 Jiang Y, Niu C, Lin D L. Resonance tunneling through photonic quantum well. *Phys Rev(B)*, 1999, **59**(15): 9981 ~ 9986
- 4 Qiao Feng, Zhang Chun, Wang Jun, et al. Photonic quantum-well structure: multiple channeled filtering

- phenomena. *Appl Phys Lett*, 2000, **77**(23): 3698 ~ 3700
- 5 Yano S, Segawa Y, Bae J S, *et al.* Quantized state in a single quantum well structure of photonic crystals. *Phys Rev (B)*, 2001, **63**(15): 153316-1 ~ 4
- 6 刘念华,付继武. Kerr 非线性对一维光子晶体能带的影响. *物理学报*, 2003, **52**(6): 1418 ~ 1421  
Liu N H, Fu J W.. *Acta Physica Sinica*, 2003, **52**(6): 1418 ~ 1421
- 7 Chen Wei, Mills D L. Optical response of nonlinear multilayer structures; Bilayers and superlattices. *Phys Rev (B)*, 1987, **36**(12): 6269 ~ 6278
- 8 Li Qiming, Chan C T, Ho K M, *et al.* Wave propagation in nonlinear photonic band-gap materials. *Phys Rev (B)*, 1996, **53**(23): 15577 ~ 15585
- 9 Lidorikis E, Li Qiming, Soukoulis C M. Wave propagation in nonlinear multilayer structures. *Phys Rev (B)*, 1996, **54**(15): 10249 ~ 10252
- 10 Liu Nianhua, Zhu Shiyao, Chen Hong. Localized electromagnetic modes of one-dimensional modulated nonlinear photonic band-gap structure. *Phys Rev (B)*, 2001, **64**(15): 165105-1 ~ 10

## Field Distribution of One-Dimensional Kerr Nonlinearity Photonic Crystals

Xu Xuming, Liu Nianhua

*Department of Physics, Nanchang University, Nanchang 330047*

Received date: 2003-12-01

**Abstract** The field distributions of one-dimensional Kerr nonlinearity photonic crystals was investigated. The modulation of field distribution with the intensity in the nonlinear region was calculated. It was found that with the strengthen of incident intensity, the wave crest of field distribution go toward the incident end. the electromagnetic eigenmodes of linear photonic quantum well goes into the linear gap and becomes localized soliton-like modes. Due to the nonlinearity, a number of new soliton-like electromagnetic modes appear in the gap.

**Keywords** Photonic crystal; Kerr nonlinearity; Gap soliton; Field distribution



**Xu Xuming** was born in 1964, in Jiangxi. He received M. S. degree from Jiangxi University in 1991. He is presently studying for the Ph.D. degree in the Institute of Material Science, Nanchang University. His main research interests are in the field of condensed matter physics and photonic band-gap structures.