

光子晶体光纤非线性系数与其结构参量 及光波长的关系*

李春雷 盛秋琴

(南开大学物理科学学院光电信息科学系, 天津 300071)

摘 要 推导计算了全内反射型光子晶体光纤的非线性系数与其两个几何结构参量:包层空气孔半径和空气孔间距之间的关系,给出了输入光波长为 1550 nm 处,非线性系数与这两个结构参量之间的关系曲线并对其进行了分析.给出了全内反射型光子晶体光纤的非线性系数随输入光波长变化的曲线,分析了短波处高非线性系数产生的原因并指出这一特性的应用潜力.

关键词 光子晶体;光子晶体光纤;非线性;有效折射率

中图分类号 TN248.1 **文献标识码** A

0 引言

E. Yablonovitch 和 S. John 最早提出了光子晶体的概念,可以产生光子带隙的周期性电介质称为光子晶体. 20 世纪 80 年代末人们展开了对光子晶体的广泛研究^[1]. 从光子晶体的概念出发,光子晶体光纤(PCF)是一种带有线缺陷的二维光子晶体,光纤纤芯是破坏这种周期结构的缺陷^[2]. 纤芯可以是空气也可以是固体硅,纤芯材料不同导光原理也不同. 依据不同的导光原理,PCF 基本可分为全内反射型,即 TIR 型(Totally International Reflection)和光子带隙型即 PBG 型(Photonic Band Gap)两类. PCF 的无限单模特性和低损耗特性使其成为很好的非线性介质. 通过理论和实验的研究,人们发现 PCF 中光场能被高度局域集中,从而可以极大地提高非线性光学相互作用的效率. 因此,对 PCF 中各种非线性效应,如自相位调制(SPM),交叉相位调制(XPM)和受激喇曼散射(SCRS)等的理论研究和实验分析具有相当重要的意义. 在分析 PCF 中各种非线性效应的产生机理及解释光纤的非线性效应与色散,偏振演变等复杂的相互作用的时候,难以避免地要用到 PCF 的非线性长度和其他物理参量,如色散长度、走离长度之间的比较^[3],其中非线性长度与光纤的非线性系数有着直接的关系. 而 PCF 的非线性系数与其结构参量有关. 由此可见,计算结构参量与非线性系数之间的定量关系有助于对 PCF 非线性特性的研究,并且对基于 PCF 各种非线性效应原理的全光纤器件的设计也有着重要的理论指导意义.

1 TIR 型光子晶体光纤非线性系数表达式的推导

1.1 光脉冲在光纤内的传输方程

从麦克斯韦方程组出发,采用慢变振幅近似,并把非线性感应电极化强度看作总感应电极化强度的微扰,可以得到准单色脉冲在光纤内的传输方程^[4]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (1)$$

式中, A 为归一化振幅, β_1, β_2 为色散参量, α 为损耗系数, γ 为非线性系数, 定义为 $\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{\text{eff}}}$, n_2 为非线性折射率系数, 对于石英, 一般取 $n_2 = 3.0 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \text{ w}^{-1}$, ω 为传输脉冲的中心频率, A_{eff} 为有效纤芯截面.

1.2 光子晶体光纤非线性系数的表达式

对于阶跃型光纤,其模场直径

$$d = \frac{\sqrt{2}\lambda}{\pi} \frac{1}{\sqrt{NA}}$$

式中数值孔径 $NA = n_1 \sqrt{2(n_c - n_d)/n_1}$, n_c, n_d 分别是光纤纤芯和包层的折射率. 由于有效纤芯面积 $A_{\text{eff}} = \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2$, 故把 d 的表达式带入 A_{eff} 中可以得到

$$A_{\text{eff}} = \frac{\lambda^2}{4\pi n_c (n_c - n_d)} \quad (2)$$

对于 TIR 型光子晶体光纤来说, n_c 是二氧化硅折射率 n_1 , 考虑到石英的材料色散, n_1 可由 Sellmeier 公式给出

$$n_1^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (3)$$

n_d 可用包层基模有效折射率 n_{eff} 来代替. 在光子晶体光纤包层的四种低阶模当中, EH_{11} 模的有效折射率最大, 它对应于包层空间填充模, 亦即所谓的基模. 这样光子晶体光纤非线性系数可写作

$$\gamma = \frac{\omega^3}{\pi c^3} n_2 n_1 (n_1 - n_{\text{eff}}) \quad (4)$$

*973 计划(2003CB314906)资助项目

Tel: 022-23509084 Email: lichunlei@mail.nankai.edu.cn

收稿日期: 2005-03-02

1.3 光子晶体光纤包层基模有效折射率的求法

把光纤的包层区域看作是没有中心缺陷且具有无限周期性排列的六角形二维光子晶体结构. 采用矢量有效折射率方法计算三角型包层结构的 TIR 型光子晶体光纤的包层基模有效折射率^[5]. 为了进一步简化计算, 用面积相等的圆形单元胞代替六角形单元胞, 对于这种具有对称边界条件的圆形单元胞可以根据电磁波传播的矢量理论进行计算. 光纤截面及等效单元胞如图 1. 单元胞中的圆形空气柱半径为 r , 单元胞的外半径 R 根据等效面积原理, 由公式 $R=0.525\Lambda$ 确定, 其中 Λ 为包层空气孔间距.

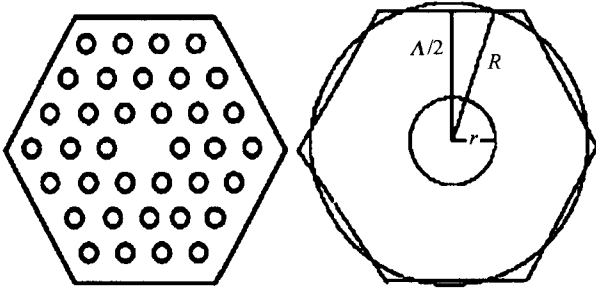


图 1 用圆形单元胞代替六角形单元胞的等效面积原理

Fig. 1 The scheme of the equivalent circular cell

极坐标系下圆形单元胞中的电磁场可以表示为

$$E_j = E_j(\rho, \theta) e^{i\theta} \quad (5)$$

$$H_j = H_j(\rho, \theta) e^{i\theta} \quad (6)$$

式中 $j=0$ 表示空气穴内 ($0 \leq \rho \leq r$) 的场, $j=1$ 表示石英介质中 ($r \leq \rho \leq R$) 的场. 模场的纵向分量 E_{zj} , H_{zj} 满足 Bessel 方程

$$\frac{d^2 E_{zj}}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dE_{zj}}{d\rho} + \left[k^2 n_j^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right] E_{zj} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{d^2 H_{zj}}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dH_{zj}}{d\rho} + \left[k^2 n_j^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right] H_{zj} = 0 \quad (8)$$

模场横向分量 $E_{\theta j}$, $H_{\theta j}$ 可以用纵向分量表示为

$$E_{\theta j} = \frac{1}{\beta^2 - \omega^2 \mu \epsilon_j} \times [-i\beta \nabla_{\theta} E_{zj} + i\omega \mu \nabla_{\rho} H_{zj} \times \hat{z}] \quad (9)$$

$$H_{\theta j} = \frac{1}{\beta^2 - \omega^2 \mu \epsilon_j} \times [-i\beta \nabla_{\rho} H_{zj} + i\omega \mu \nabla_{\theta} E_{zj} \times \hat{z}] \quad (10)$$

式中

$$\nabla_{\rho} = \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \theta \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} \quad (11)$$

在单元胞边界 $\rho=R$ 处应用理想电导和磁导条件, 得到式(7)和(8)的解

$$E_{z0}(\rho, \theta) = E_{00} I_m(\omega\rho) e^{im\theta} \quad (12)$$

$$H_{z0}(\rho, \theta) = H_{00} I_m(\omega\rho) e^{im\theta} \quad (13)$$

$$E_{z1}(\rho, \theta) = E_{10} P_m(\rho) e^{im\theta} \quad (14)$$

$$H_{z1}(\rho, \theta) = H_{10} P_m(\rho) e^{im\theta} \quad (15)$$

$$P_m(\rho) = J_m(\mu\rho) Y_m(\mu R) - Y_m(\mu\rho) J_m(\mu R) \quad (16)$$

式中, E_{00} , H_{00} , E_{10} , H_{10} 分别为电场和磁场的幅度值, 一般为待定复常量, J_m 和 Y_m 分别为第一类和第

二类 m 阶 Bessel 函数, I_m 为第一类变形 Bessel 函数. 将式(12)~(16)带入到式(9)和(10)中, 再利用 $\rho=r$ 处电磁场切向连续的条件

$$E_{z1}(r, \theta) = E_{z2}(r, \theta)$$

$$H_{z1}(r, \theta) = H_{z2}(r, \theta)$$

$$E_{\theta 1}(r, \theta) = E_{\theta 2}(r, \theta)$$

$$H_{\theta 1}(r, \theta) = H_{\theta 2}(r, \theta) \quad (17)$$

可得到 4 个齐次线性方程组成的方程组, 为了得到此方程组的非零解, 必须令方程组的系数行列式的值等于零, 由此得到相应模式的特征方程. 取 $m=1$ 时, 得到 EH_{1n} 模的特征方程

$$\frac{I_2(\omega R)}{I_1(\omega R)} + \frac{1}{\omega R} + \frac{\omega R}{2} \left[1 + \frac{n_1^2}{n_0^2} \right] g(u) + \omega R \left[\frac{1}{4} \left[1 - \frac{n_1^2}{n_0^2} \right]^2 g^2(u) + \frac{f(\omega, u)}{n_0^2} \right]^{1/2} = 0 \quad (18)$$

式中

$$g(u) = \frac{1}{\omega R} \frac{J_0(uR)Y_1(ur) - Y_0(uR)J_1(ur)}{J_1(uR)Y_1(ur) - Y_1(uR)J_1(ur)} - \frac{1}{u^2 R^2} \quad (19)$$

$$f(\omega, u) = \frac{1}{R^4} \left[\frac{1}{u^2} + \frac{1}{\omega^2} \right] \left[\frac{n_1^2}{u^2} + \frac{n_0^2}{\omega^2} \right] \quad (20)$$

$$\omega^2 + u^2 = \omega^2 (n_1^2 - n_0^2) / c^2 \quad (21)$$

又因为

$$\omega^2 = \omega^2 (n_{\text{eff}}^2 - n_0^2) / c^2 \quad (22)$$

$$u^2 = \omega^2 (n_1^2 - n_{\text{eff}}^2) / c^2 \quad (23)$$

故求得包层基模有效折射率为

$$n_{\text{eff}}(\omega) = \sqrt{n_1^2 - u^2(\omega) c^2 / \omega^2} \quad (24)$$

将式(24)带入到式(4)中便可得到非线性系数 γ 关于 r, Λ 和输入光频率 ω (即波长) 的关系式.

2 不同结构参量下非线性系数值

图 2 为光波长为 1550 nm, $\Lambda=2.3 \mu\text{m}$, r 分别取 0.1~0.9 μm 时 γ 的取值; 图 3 为 1550 nm 处,

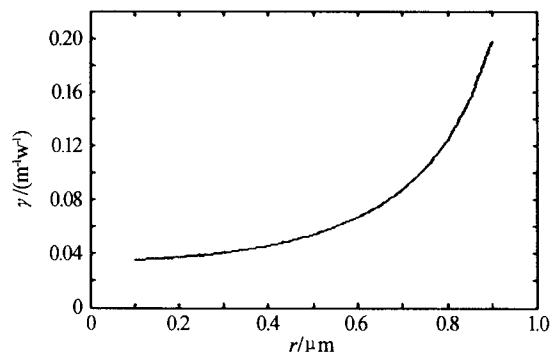


图 2 1550 nm 处光子晶体光纤非线性系数随空气孔大小的变化

Fig. 2 The nonlinear coefficient as a function of air hole size

$r=0.5 \mu\text{m}$, Δ 分别取 $2.0\sim 3.0 \mu\text{m}$ 时 γ 的取值. 从图 2 和图 3 可以看出, 光子晶体光纤的非线性系数随着空气孔半径的增大而增大, 随着孔间距的增大而减小. 即空气填充率较大的光子晶体光纤有着较高的非线性系数.

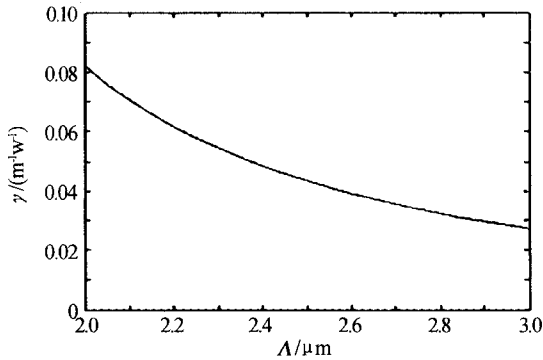


图 3 1550 nm 处光子晶体光纤非线性系数随空气孔间距大小的变化

Fig. 3 The nonlinear coefficient as a function of air-hole space

3 非线性系数 γ 的取值与输入光波长的关系

图 4 为 $r=0.2 \mu\text{m}$, $\Delta=2.9 \mu\text{m}$ 时光子晶体光纤非线性系数 γ 随波长变化的曲线. 此曲线在 480 nm 处出现一个突变点, 大于 480 nm 的波段, 非线性系数 γ 随波长的增大而减小, 但变化比较平缓, 而波长小于 480 nm 的波段, γ 值随波长的减小急剧升高 (在几十纳米的范围内由 0.334 升高至 4.247). 通过选取不同的 r 和 Δ 值作出的 $\gamma\sim\lambda$ 曲线的突变点波长值各不相同, 最高值达到 530 nm (此时 $r=0.7 \mu\text{m}$, $\Delta=5.33 \mu\text{m}$). 即输入光波长位于 500~530 nm 波段的时候, 光纤非线性系数的值从零点几猛升至 $2\sim 3 \text{ mW}^{-1}$.

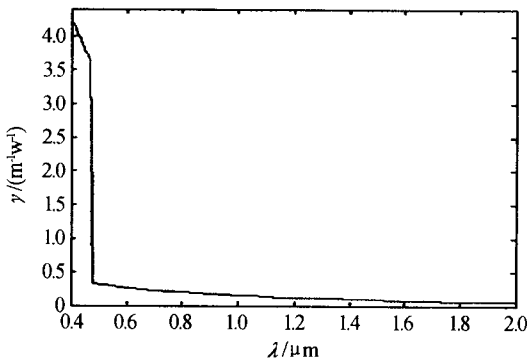


图 4 光子晶体光纤非线性系数随输入光波长的变化

Fig. 4 The nonlinear coefficient as a function of wavelength

最近报道了空心氧化铋晶体光纤在 1550 nm 处得到了高达 $1.1 \text{ m}^{-1} \text{ w}^{-1}$ 的非线性系数^[6], 这已经是相当高的数值了, 但通过计算发现在小于突变点波长的短波段, PCF 的非线性系数通常会达到 $3\sim 4 (\text{m}^{-1} \text{ w}^{-1})$ 甚至更高.

短波一侧非线性系数值迅速升高的原因在于, 非线性系数 γ 是一个关于光频 ω , 石英折射率 n_1 及包层有效折射率 n_{eff} 的函数. 从式(4)容易看出, 它反比于波长 λ 的三次方, 故随着波长的减小 γ 迅速增大. n_1 是根据 Sellmeier 公式得到的石英的材料折射率, 它随着 λ 的减小而增大, 并在短波段增大幅度相对较大; 虽然 n_{eff} 随着 λ 的减小也在增大, 但是它增大的幅度较小, 并且其值一直小于 n_1 ; 这些都是导致短波段 γ 值急剧升高的原因. 同时, 结构参量 r 和 Δ 的取值又会影响 n_{eff} , 从而影响到突变点波长的取值.

光子晶体光纤的高非线性一直都是颇受关注的课题, 人们采用各种方法试图提高光纤的非线性系数并对此展开了一系列理论和实验研究^[7~9]. 计算结果中, $\gamma\sim\lambda$ 曲线突变点短波一侧非线性系数迅速升高的现象引起了注意. 虽然, 600 nm 以下的短波段, 由于材料的瑞利散射和紫外吸收造成的损耗远远大于 1550 nm 附近的光损耗, 使得短波段光源不适于长距离的光纤通信, 但是, 如果采用大的激光脉冲功率, 并尽量缩短传输距离 (比如几厘米的范围), 此时, 光的传输损耗可得到最大程度的降低. 通过选取恰当的 r 和 Δ 值, 找到突变点波长的极大值, 再选取紫外吸收系数相对较小的材料, 便有望在短波处观察到显著的非线性效应.

近年来通过共振腔内倍频方法得到 473 nm 蓝光激光输出的技术已经相当成熟^[10], 这为本文提供了所需的短波激光光源. 可以将光子晶体光纤短波段的高非线性特性应用于超连续谱的产生, 高功率脉冲的压缩及制作紧凑型非线性光纤器件方面. 相信这将是一个颇具潜力的新课题.

4 结论

本文采用全矢量有效包层折射率的方法推导计算了光子晶体光纤非线性系数与其几何结构参量 r (包层空气孔半径) 和 Δ (空气孔间距) 之间的关系. 分析得到的曲线可知, 增大空气孔半径或者减小空气孔间距都会使非线性系数的值增大. 给出了光子晶体光纤非线性系数随输入光波长变化的曲线, 并指出了突变点短波一侧光子晶体光纤高非线性特性的应用潜力.

光子晶体光纤的出现深化了对光与物质相互作用的认识, 扩展了光纤的应用领域, 为把握新一代光纤产业和市场提供了新机遇. 本文对于研究光子晶体光纤中各种非线性效应及设计基于光子晶体光纤各种非线性效应原理的全光纤器件都有着重要的指导意义.

参考文献

- 1 陈旻, 顾培夫, 刘旭, 等. 一维光子晶体的电磁波理论及实现方法. 光子学报, 2001, **30**(8): 953~956
Chen M, Gu P F, Liu X, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2001, **30**(8): 953~956
- 2 关铁梁. 光子晶体光纤. 激光与光电子学进展, 2002, **39**(10): 41~48
Guan T L. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2002, **39**(10): 41~48
- 3 Fortier T M, Cundiff S T, Lima I T, *et al.* Nonlinear polarization evolution of ultrashort pulses in microstructure fiber. *Opt Lett*, 2004, **29**(21): 2548~2550
- 4 贾东方, 余震红, 谈斌, 等. 非线性光纤光学原理及应用. 北京: 电子工业出版社, 2002. 26~29
Jia D F, Yu Z H, Tan B, *et al.* Nonlinear fiber optics, third edition & Application of nonlinear fiber optics. Beijing: Electronic Industrial Publishing House, 2002. 26~29
- 5 李曙光, 刘晓东, 侯蓝田. 一种晶体光纤基模色散特性的矢量法分析. 物理学报, 2004, **53**(6): 1873~1875
Li S G, Liu X D, Hou L T. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(6): 1873~1875
- 6 Ebendorff H, Petropoulos P, Asimakis S, *et al.* Bismuth glass holey fibers with high nonlinearity. *Opt Express*, 2004, **12**(21): 5082~5087
- 7 闫陪光, 阮双琛, 杜晨林, 等. 飞秒脉冲作用下光子晶体光纤超连续谱的产生. 光子学报, 2003, **32**(11): 1299~1301
Yan P G, Ruan S C, Du C L, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2003, **30**(8): 1299~1301
- 8 阮双琛, 于永芹, 程超, 等. OPA 泵浦保偏光子晶体光纤产生超连续谱和非线性特性的研究. 光子学报, 2004, **33**(7): 789~792
Ruan S C, Yu Y Q, Cheng C, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(7): 789~792
- 9 Bugar I, Chorvat D J, *et al.* Self-phase modulation of submicrojoule femtosecond pulses in a hollow-core photonic-crystal fiber. *Appl Phys Lett*, 2004, **85**(17): 3690~3692
- 10 伟仁, 钱龙生, 檀慧明, 等. LD 泵浦的 946 nm Nd: YAG 激光器及腔内倍频 473 nm 蓝光输出. 激光杂志, 2001, **21**(3): 12~13
Liu W R, Qian L S, Tan H M, *et al.* *Laser Journal*, 2001, **21**(3): 12~13

The Relation between the Nonlinear Coefficient of PCF and Its Geometry Parameters and the Optical Wavelength

Li Chunlei, Sheng Qiuqin

Department of Optoelectricity Information, Institute of Physics, Nankai University, Tianjin 300071

Received date: 2005-03-02

Abstract The relation between the nonlinear coefficient and the geometry parameters is derived in PCF of TIR type with triangle cladding. The curves showing this relation are presented. The relation between the nonlinear coefficient and the wavelength of the light propagating in PCF is also deduced. The curve about the relation of the nonlinear coefficient and the wavelength shows that this type of PCF has a very high nonlinear coefficient at the short-wave band, which can be potentially applied in many aspects.

Keywords Photonic crystal; Photonic crystal fiber; Nonlinearity; Effective refractive index



Li Chunlei was born in 1979 in Jilin Province. Now she is a master degree student of the Optoelectrical Communication Department in Nankai University. Her main interests are the simulation and experimental study of the properties of the photonic crystal fibers.