

文章编号: 0258-7025(2003)05-0427-04

# 800 nm 处为零色散的光子晶体光纤 的计算与设计

栗岩锋, 胡明列, 王清月

(天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光研究室, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072)

**摘要** 基于 Galerkin 方法计算并设计了在 800 nm 处具有零色散的光子晶体光纤。在数值计算中采用了足够大的求解区域和足够多的基函数, 从而提高了计算和设计精度。波长 800 nm 是广泛使用的钛宝石飞秒激光器的工作波长, 因此, 该光纤对于飞秒激光的应用具有重要意义。

**关键词** 光电子学; 光子晶体光纤; Galerkin 方法; 零色散; 飞秒激光

**中图分类号** TN 253 **文献标识码** A

## Calculation and Design of Photonic Crystal Fibers with Zero-dispersion Wavelength at 800 nm

LI Yan-feng, HU Ming-lie, WANG Qing-yue

(Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science, EMC; Ultrafast Laser Laboratory, College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

**Abstract** A Galerkin's method-based numerical procedure is used to design photonic crystal fibers with zero-dispersion wavelength at 800 nm. High accuracy is maintained by using a large enough area of calculation and sufficient basis functions. The zero-dispersion wavelength is designed to be the operating wavelength of the widely used Ti:sapphire femtosecond lasers, holding much promise for the applications of femtosecond laser.

**Key words** optoelectronics; photonic crystal fiber; Galerkin's method; zero dispersion; femtosecond laser

## 1 引言

光子晶体光纤又称为多孔光纤(holey fiber)或微结构光纤(microstructured optical fiber), 是一种在二维方向上紧密排列(通常为周期性六角形)而在第三维方向(光纤的轴向)基本保持不变的空气孔构成包层的新颖光纤, 芯层通常由熔石英或空气孔构成, 其结构如图 1 所示。

光子晶体光纤包层的这种微结构从根本上改变了传统光纤的许多传输特性, 因此自 1996 年第一根光子晶体光纤诞生以来<sup>[1]</sup>, 就受到了广泛的关注, 并于近几年得到了广泛的研究<sup>[2~5]</sup>。

光子晶体光纤的主要特性包括在极宽谱带内支

持单模传输、光场局部高度集中从而具有极强的非线性效应、在可见光和近红外波段可以呈现反常色散等。

飞秒激光是光学学科最活跃的领域之一。通常介质中的窄谱带和正色散使得飞秒光脉冲无法长距离传输成为飞秒激光研究急需解决的两个难题。光子晶体光纤具有的独特特性恰恰为解决这两个技术障碍提供了可能性。首先, 光子晶体光纤具有的强烈的非线性使得未经过放大的飞秒脉冲就可以在这种光纤中产生超连续谱<sup>[6]</sup>。其次, 与传统光纤在可见光波段呈现正常色散不同, 光子晶体光纤由于其包层的独特结构使得其波导色散对光纤色散的贡献

收稿日期: 2002-11-28

基金项目: 国家自然科学基金(编号: 60278003)和国家重大基础研究项目(编号: G1999075201)资助课题。

作者简介: 栗岩锋(1977—), 男, 河北人, 天津大学精密仪器与光电子工程学院博士研究生。主要从事超快激光及其在信息科学中的应用方面的研究。E-mail: li-yanfeng@163.com

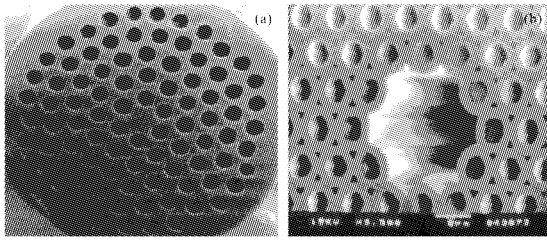


图 1 光子晶体光纤的电子显微镜照片

(a) 光子晶体光纤; (b) 空心光子晶体光纤

Fig. 1 Scanning electron micrographs of two types of photonic crystal fibers

(a) photonic crystal fiber; (b) hollow-core photonic crystal fiber

很大,结果光子晶体光纤在可见光波段能够呈现反常色散<sup>[7]</sup>,因而在光子晶体光纤中在更大的光谱范围内产生光孤子已经成为当前的研究热点<sup>[8~10]</sup>。

目前,飞秒激光在光子晶体光纤中传输特性的研究已经大量开展<sup>[11]</sup>。本文采用 Galerkin 方法求解标量波动方程计算和设计在 800 nm 处具有零色散的光子晶体光纤。该波长是广泛使用的钛宝石飞秒激光器的工作波长。

## 2 计算与设计

### 2.1 计算模型

色散是波导的一个重要参数,它对飞秒激光的诸多应用如超连续光谱的产生、光孤子的形成与传输、孤子激光器和超短脉冲压缩方面等都起着重要的作用。Knight 等在文献<sup>[7]</sup>中研究了光子晶体光纤的反常色散特性,其研究结果显示适当设计光子晶体光纤的参数就可以实现在从 500 nm 到 1300 nm 很宽的波长范围内控制零色散点。但是,光子晶体光纤包层空气孔的分布特点使得如何准确而有效地计算这种光纤的参数成为一个复杂的问题。尽管已经提出一些计算光子晶体光纤的数值方法<sup>[12~14]</sup>,但这些方法采用的光场或者折射率的表示方法比较复杂,计算量大。

本文采用 Jinchae Kim 等在文献<sup>[15]</sup>中提出的数值方法设计具有适当色散特性的光子晶体光纤,这是一种基于 Galerkin 方法的模型<sup>[16]</sup>,因为原文献中的表达式有误,因此有必要在这里重新将其推导。

描写光子晶体光纤的标量波动方程可以写为<sup>[15]</sup>

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + (n^2 - n_{\text{eff}}^2)k_0^2 E = 0 \quad (1)$$

其中  $n$  和  $n_{\text{eff}}$  分别为光纤的折射率和模式有效折射

率,  $k_0$  为真空中的波数。将光场展开为正交基函数的形式

$$E(x, y) = \sum_{m=1}^{N_m} \sum_{n=1}^{N_n} a_{nm} \phi_{nm}(x, y) \quad (2)$$

其中  $a_{nm}$  为基函数  $\phi_{nm}(x, y) = \frac{2}{\sqrt{L_x L_y}} \sin\left(\frac{m\pi}{L_x} x\right) \times$

$\sin\left(\frac{n\pi}{L_y} y\right)$  的系数。基函数在方形区域  $[0, L_x], [0, L_y]$  是标准正交的,即满足  $\int_0^{L_x} \int_0^{L_y} \phi_{kl} \phi_{mn} dx dy =$

$\delta_{kn} \delta_{lm}$ , 且在区域边界上值为零。因此,求解标量波动方程的问题变为如何求解在如图 2 所示的方形区域

上的基函数系数  $a_{nm}$  的问题。将(2)式代入(1)式,两端乘以  $\phi_{kl}$ ,并在  $[0, L_x], [0, L_y]$  上对  $x, y$  积分,可以得到

得到

$$\sum_{m=1}^{N_m} \sum_{n=1}^{N_n} \left\{ - \left[ \left( \frac{m\pi}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L_y} \right)^2 \right] \right\} \delta_{kn} \delta_{lm} a_{nm} + k_0^2 \sum_{m=1}^{N_m} \sum_{n=1}^{N_n} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} \phi_{kl} n^2 \phi_{nm} dx dy a_{nm} = k_0^2 n_{\text{eff}}^2 \sum_{m=1}^{N_m} \sum_{n=1}^{N_n} \delta_{kn} \delta_{lm} a_{nm} \quad (3)$$

由式(3)可以将求解  $a_{nm}$  的问题转化为矩阵的本征值问题

$$[F][A] = n_{\text{eff}}^2 [A] \quad (4)$$

其中矩阵元为

$$F_{klmn} = M_{klmn} + X_{klmn}$$

$$M_{klmn} = \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} \phi_{kl} n^2(x, y) \phi_{nm} dx dy$$

$$X_{klmn} = - \frac{1}{k_0^2} \left[ \left( \frac{m\pi}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L_y} \right)^2 \right] \delta_{kn} \delta_{lm}$$

$$A_{kl} = a_{kl}$$

由式(4)可见,此本征值问题的关键在于求解矩

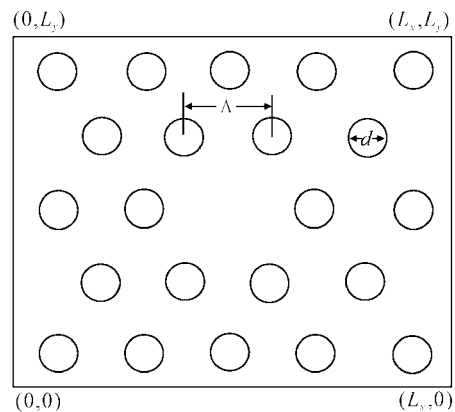


图 2 数值计算的求解区域以及光纤参数  $\Lambda$  和  $d$  的示意图

Fig. 2 Illustration of the area of calculation and fiber parameters  $\Lambda$  and  $d$

阵元  $M_{klmn}$ , 而光子晶体光纤包层的折射率分布比较复杂, 为空气孔和熔石英的交替分布。但是利用积分性质可将  $M_{klmn}$  的积分表达式化为两部分之和: 一部分为对分布均匀且为熔石英折射率的整个方形区域的积分, 另一部分为仅对对应于各个分立的空气孔的圆形区域的积分。这一表示方法在文献[15]中已有详细表述, 其好处是第一部分的积分问题化为一个简单的对角矩阵, 第二部分积分对分布规则的空气孔区域也容易表示并求解。

## 2.2 数值计算结果

表征光子晶体光纤的主要参数是空气孔间距  $\Lambda$

和空气孔直径  $d$ , 如图 2 所示, 而起决定作用的是孔直径与孔间距之比(空气填充因子)  $d/\Lambda$ 。数值方法的难点在于求解矩阵元  $M_{klmn}$  中的在一系列圆形区域上的积分, 但是对给定的光纤参数只需计算一次积分就足够, 求解对应不同波长的模式有效折射率  $n_{eff}$  以及对应的基函数系数  $a_{nm}$ , 只需简单求解其他一些对角矩阵即可。

为验证此数值方法的有效性, 选取了两组不同的孔间距  $\Lambda$  和直径  $d$ , 与已发表文献的结果作对比。图 3 是数值计算结果与文献[17]中的计算和测量结果的对比, 参数已在图中标出。

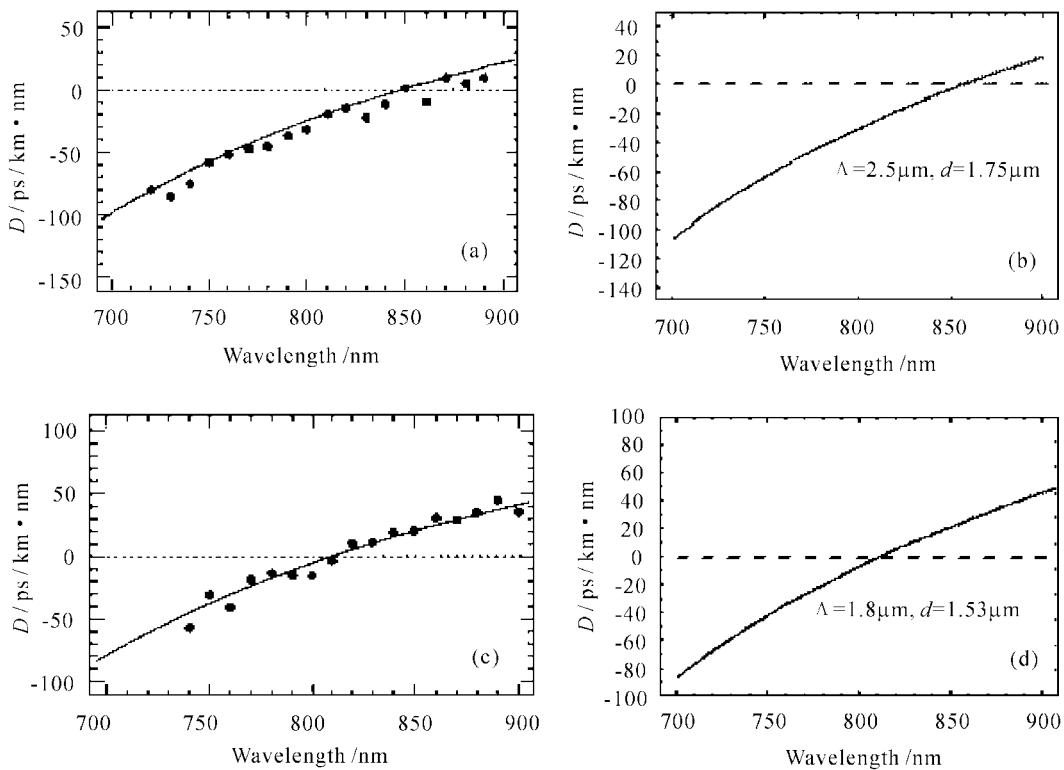


图 3 两组不同光纤参数的数值计算结果(b),(d)与文献[17](a),(c)中的结果比较

Fig. 3 Comparison of the numerical results with those from Ref. [17] for two sets of fiber parameters (a),(c) curves from Ref. [17]; (b),(d) numerical results

当  $\Lambda = 2.5 \mu\text{m}$ ,  $d = 1.75 \mu\text{m}$  时, 文献[17]中的零色散波长在 860 nm 附近, 本文数值计算的结果为 856 nm, 当  $\Lambda = 1.8 \mu\text{m}$ ,  $d = 1.53 \mu\text{m}$  时, 文献[17]中的零色散波长在 815 nm 附近, 本文数值计算的结果为 811 nm。从以上两组参数的比较可见, 本文的数值结果与文献的计算结果和测量结果都很好吻合, 证明此数值解法的有效性和精确性。

当空气孔占的比例增大时, 可期望零色散波长向更短波长方向移动, 因此针对上述两组参数, 适当增大  $d$  的取值就能够设计出零色散波长在 800 nm

附近的光子晶体光纤, 如图 4 给出当  $\Lambda = 2.5 \mu\text{m}$ ,  $d = 1.95 \mu\text{m}$ (a) 和  $\Lambda = 1.8 \mu\text{m}$ ,  $d = 1.55 \mu\text{m}$ (b) 时的色散曲线, 零色散波长均在 800 nm 附近。

## 2.3 数值结果分析

文献[15]的作者分析了此数值方法的局限性, 他们提到当包层中空气孔占的比例增大时, 求解标量波动方程的方法的精确度降低, 并与求解矢量波动方程的结果进行了比较, 而我们基于求解标量波动方程的数值计算结果能够很好地与已有结果吻合。这一结果可以用下面两个原因来解释: 1) 本文

采用了足够大的求解区域和足够多的基函数。一般文献中都提到了光场集中于光纤纤芯周围一、二层的空气孔之间,而采用足够大的求解区域和足够多的基函数意味着精确性的提高。2) 当包层中空气孔占的比例增大时,光场就越集中于纤芯附近,短波

长时更是如此,而本文计算的波长范围都是在可见光和近红外,文献[15]中考虑的是更长波段。其中的曲线也显示,在较短波长处,求解标量波动方程和求解矢量波动方程的差别要小。

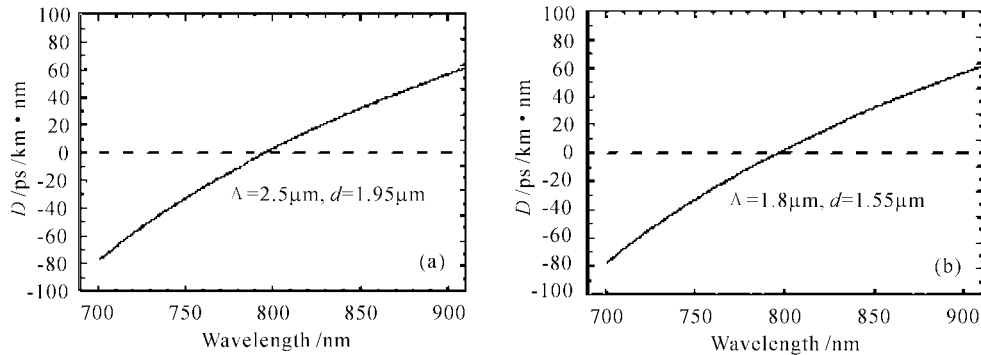


图 4 零色散波长在 800 nm 附近的光子晶体光纤

Fig. 4 Photonic crystal fibers with zero-dispersion wavelength around 800 nm

### 3 结 论

基于 Galerkin 方法并在数值计算中采用了足够大的求解区域和足够多的基函数,从而精确计算和设计了在 800 nm 处具有零色散的光子晶体光纤。数值计算的结果很好地与文献中的结果吻合,并在计算精度方面有所改进。在 800 nm 处具有零色散的光子晶体光纤将在飞秒激光研究中具有重要的应用。

#### 参 考 文 献

- J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell *et al.*, All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding [J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19):1547~1549
- J. Brocng, D. Mogilevtsev, S. E. Barkou *et al.*, Photonic crystal fibers: a new class of optical waveguides [J]. *Opt. Fiber Technol.*, 1999, **5**(3):305~330
- J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan *et al.*, Photonic crystals as optical fibres-physics and applications [J]. *Optical Materials*, 1999, **11**(2-3):143~151
- A. M. Zheltikov, Holey fibers [J]. *Physics-Uspexhi*, 2000, **43**(11):1125~1136
- Guan Tieliang, Photonic crystal fiber [J]. *Laser & Optoelectronics Progress* (激光与光电子学进展), 2002, **39**(10):41~48 (in Chinese)
- J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz, Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(1):25~27
- J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks *et al.*, Anomalous dispersion in photonic crystal fiber [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2000, **12**(7):807~809
- W. J. Wadsworth, J. C. Knight, A. Ortigosa-Blanch *et al.*, Soliton effects in photonic crystal fibres at 850 nm [J]. *Electron. Lett.*, 2000, **36**(1):53~55
- B. R. Washburn, S. E. Ralph, P. A. Lacourt *et al.*, Tunable near-infrared femtosecond soliton generation in photonic crystal fibres [J]. *Electron. Lett.*, 2001, **37**(25):1510~1512
- I. G. Cormack, D. T. Reid, W. J. Wadsworth *et al.*, Observation of soliton self-frequency shift in photonic crystal fibre [J]. *Electron. Lett.*, 2002, **38**(4):167~169
- Wang Qingyue, Li Yanfeng, Studies of the characteristics of femtosecond laser pulses propagating in holey fibers [J]. *Laser & Optoelectronics Progress* (激光与光电子学进展), 2002, **39**(12):9~13 (in Chinese)
- T. M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick *et al.*, Holey optical fibers: an efficient modal model [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1999, **17**(6):1093~1102
- D. Mogilevtsev, T. A. Birks, P. St. J. Russell, Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers [J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(21):1662~1664
- A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret *et al.*, Full-vector analysis of a realistic photonic crystal fiber [J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(5):276~278
- Jinchac Kim, Youngjoo Chung, Un-Chul Paek *et al.*, A new numerical design tool for holey optical fibers [C]. OECC, 2000. 12B3-3
- C. H. Henry, B. H. Verbeek, Solution of the scalar wave equation for arbitrarily shaped dielectric waveguides by two-dimensional Fourier analysis [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1989, **7**(2):308~313
- D. Ouzounov, D. Homoelle, W. Zipfel *et al.*, Dispersion measurements of microstructured fibers using femtosecond laser pulses [J]. *Opt. Comm.*, 2001, **192**(3-6):219~223