

文章编号: 0253-2239(2007)02-0323-6

# 超短激光脉冲在不同色散参量光子晶体光纤中传输的数值模拟\*

周 冰 姜永亮 陈晓伟 冷雨欣 李儒新 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

**摘要:** 为了使得数值模拟更为精确,采用广义非线性薛定谔方程(GNSE)描述超短激光脉冲在光子晶体光纤中的传输演化过程,并利用二阶分步傅里叶方法通过求解方程,数值计算了相同脉宽和能量的超短脉冲在不同色散参量的光子晶体光纤中非线性传输和超连续谱的产生。比较了超短脉冲在光纤不同色散区传输时,高阶色散和非线性效应对超连续谱的产生以及对脉冲波形演化的影响。结果表明,相对于超短脉冲中心波长位于光子晶体光纤的正常和反常色散区,可以相应获得短波波段和长波波段的超连续谱输出,当超短脉冲中心波长位于零色散波长点时,通过色散和非线性效应的联合作用,更易于产生全波长段的平坦超连续谱。

**关键词:** 非线性光学; 光子晶体光纤; 二阶分步傅里叶方法; 超短激光脉冲; 色散

中图分类号: O437 文献标识码: A

## Numerical Simulation on Propagation of Ultra-Short Laser Pulse in Photonic Crystal Fibers with Different Group Velocity Dispersion Parameters

Zhou Bing Jiang Yongliang Chen Xiaowei Leng Yuxin Li Ruxin Xu Zhizhan

(State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract:** For a more accurate numerical simulation, the generalized nonlinear Schrödinger equation is adopted to describe the evolution of ultra-short laser pulse propagating in photonic crystal fibers, and solved by using the second-order split-step Fourier method. The nonlinear propagation of ultra-short pulse with the same pulse width and energy, and generation of super-continuum spectrum are numerically simulated in different dispersion regions of photonic crystal fibers. In the different dispersion regions, the influence of high-order dispersion and nonlinear effects on the generation of super-continuum spectrum and pulse profile evolution are analyzed. The results show that, when the central wavelength of the input pulse is in the normal or abnormal dispersion regions, the super-continuum spectrum of short-wave band or long-wave band is obtained respectively (respect to the central wavelength). When the central wavelength is at the zero dispersion wavelength point of photonic crystal fibers, a flat super-continuum spectrum of the whole wave-band can be generated by combining the influence of high-order dispersion and nonlinear effect.

**Key words:** nonlinear optics; photonic crystal fibers; second-order split-step Fourier method; ultra-short laser pulse; dispersion

## 1 引 言

微结构光子晶体光纤(Photonic crystal fiber, PCF)的概念最早是由 Russell 等于 1992 年提出的,即在石英光纤中沿轴向均匀排列着空气孔,气孔的

大小以及形状有很大的控制余地,从根本上改变了传统光纤的许多传输特性。

近年来由于微结构光子晶体光纤特殊的色散和非线性特性<sup>[1]</sup>,兴起了对微结构光子晶体光纤研究

\* 国家基础研究计划(G1999075201)资助课题。

作者简介: 周 冰(1981—),男,内蒙古人,硕士研究生,主要从事非线性光学传输,超短超强激光和激光技术。

E-mail: zbl981@siom.ac.cn

导师简介: 冷雨欣(1975—)男,上海人,研究员,主要从事非线性光学、超短超强激光和激光技术,特别是强场激光物理与技术等方面的研究。E-mail: lengyuxin\_cn@hotmail.com

收稿日期: 2006-04-17; 收到修改稿日期: 2006-06-27

的热潮。超短激光脉冲在光子晶体光纤中传输的色散和非线性效应以及超连续谱特性的研究<sup>[2]</sup>已经成为非线性光学研究的一个重要分支。Coen 等<sup>[3]</sup>报道了 60 ps 激光脉冲在光子晶体光纤中产生白光超连续谱的现象;Gouqing Chang 等<sup>[4]</sup>从理论及实验方面研究了光子晶体光纤超连续谱的产生过程并提出超连续谱的产生分三个阶段;Karen Marie Hilligsøe 等<sup>[5]</sup>利用具有特殊色散性质的光子晶体光纤,实验研究了脉冲内的简并四波混频,形成了不随脉冲峰值功率而显著变化的超连续谱。所有这些利用超短激光脉冲通过光子晶体光纤产生超连续谱的现象都是超短脉冲通过光子晶体光纤时其色散与非线性特性相互作用的结果。

超短激光脉冲在光子晶体光纤中传输时的数值模拟及超强非线性效应的合理解释是制备所需特性微结构光纤的重要理论依据,广义非线性薛定谔方程(GNSE)或非线性薛定谔方程(NSE)是模拟超短激光脉冲在光纤中传输的一种重要方法<sup>[6,7]</sup>。对于脉宽窄于 1 ps 的激光脉冲,拉曼增益在整个带宽内不是线性变化的,即拉曼响应时间参量  $T_R$  不能再视为常数。在广义非线性薛定谔方程中,非线性项中考虑了超短激光脉冲的时间响应的非线性变化<sup>[8]</sup>,把  $T_R$  当作拟和参量处理,同时充分考虑电子对光纤非线性效应的贡献,因此使用广义非线性薛定谔方程描述超短脉冲在光子晶体光纤中的传输过程,可以得到更精确的模拟近似。目前,人们对超连续谱的数值模拟都是在同一种光子晶体光纤中进行的<sup>[9,10]</sup>,而对于某一中心波长的超短脉冲如何选择特定色散参量的光子晶体光纤产生平坦超连续谱还有待于进一步研究。

本文采用二阶分步傅里叶方法数值模拟了超短脉冲的超连续谱产生,计算和分析了超短脉冲在三种不同色散曲线的光子晶体光纤中传输时色散和非线性效应对脉冲波形的影响,以及相应的光谱展宽的物理机理。发现对于确定中心波长的超短脉冲而言,选择不同零色散波长的光子晶体光纤可以获得偏向不同波长的超连续谱。如选择中心波长位于零色散点的光子晶体光纤,可以使得脉冲的能量相对均匀地分布在脉冲蓝移红移分量上,产生比较平坦的超连续谱。

## 2 理论推导

由于光纤是无源介质,超短脉冲在光子晶体光纤中的传输可由以下波动方程描述:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

其中  $\mathbf{E}$  是电场强度矢量,  $c$  是真空中光速,  $\mathbf{P}_L$  为线性极化强度矢量,  $\mathbf{P}_{NL}$  为非线性极化强度矢量。为了进一步简化,(1)式作如下近似:1)将  $\mathbf{P}_{NL}$  看成  $\mathbf{P}_L$  的微扰项;2)介质色散在脉冲中心频率处泰勒展开;3)光速在光纤中传输时保持其偏振态,电场采用标量近似;4)电场采用慢变振幅近似。

在上述近似下,超短脉冲在光子晶体光纤中传输和演化所满足的方程为广义非线性薛定谔方程<sup>[7]</sup>:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \sum_{m \geq 2} \frac{i^{m+1} \beta_m}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial \tau^m} - \frac{\alpha}{2} A + i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \times \left[ A(A, \tau) \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' R(\tau - \tau') |A(z, \tau')|^2 \right], \quad (2)$$

(2)式  $A$  中为电场振幅,  $z$  为沿着光纤轴向传输的距离,  $\tau$  为对初始脉冲半峰全宽  $\tau_p$  归一化的时间量,

$\beta_m = \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} (m \geq 2)$  为  $m$  阶色散系数。 $\alpha$  为光纤的损耗系数,由于传输距离一般很短,可以忽略。 $\gamma$  为非线性系数,  $\gamma = n_2 \omega_0 / (cA_{\text{eff}})$ 。 $n_2$  为非线性折射率系数,  $c$  为光速,  $A_{\text{eff}}$  为有效纤面积,  $\omega_0$  是脉冲中心角频率。非线性响应函数  $R(\tau) = (1 - f_r) \delta(\tau) + f_r h_r(\tau)$  包括了瞬时电子和时延拉曼响应的影响,其中  $f_r$  表示延时拉曼响应非线性极化的贡献,  $f_r = 0.18$ 。光纤的拉曼响应函数

$h_r(\tau) = (\tau_1^2 + \tau_2^2) \exp(-\tau/\tau_2) \sin(\tau/\tau_1) / (\tau_1^2 \tau_2^2)$ ,  $\tau_1 = 12.2$  fs,  $\tau_2 = 32$  fs。在(2)式的推导中仍然用到慢变振幅近似,因此方程无法描述脉宽只有几个光学周期的超短激光脉冲。不过对于中心波长为 800 nm 的超短激光脉冲,由于其光学周期  $T = \lambda/c = 2.67$  fs,(2)式是可以描述脉宽大于 20 fs 的超短激光脉冲的<sup>[11]</sup>。

本文的数值模拟采用无初始啁啾的高斯脉冲,初始脉冲形式为

$$A(0, \tau) = \sqrt{p_0} \exp\left(\frac{-\tau^2}{2\tau_p^2}\right), \quad (3)$$

其中  $p_0$  为脉冲的峰值功率,初始脉冲宽度  $\tau_0 = 1.665\tau_p$ 。

## 3 数值模拟与结果分析

本文通过求解(2)式,模拟计算了初始脉宽  $\tau_0 = 36$  fs ( $\tau_p = 21.6$  fs),中心波长为 800 nm,单脉冲能量 1 nJ 的无初始啁啾的高斯脉冲在零色散波

长(Zero-dispersion wavelength, ZDW)为 750 nm、800 nm、850 nm 三种类型的光子晶体光纤中传输 10 cm, 脉冲的演化过程。为了便于标注, 三种光子晶体光纤分别称为 PCF1、PCF2、PCF3 三种光纤的空气孔间距均为  $2 \mu\text{m}$ , 空气孔半径分别为  $1.1 \mu\text{m}$ 、 $1.0 \mu\text{m}$ 、 $0.9 \mu\text{m}$ , 三种光纤的色散曲线如图 1 所示(参考 Crstal-Fibre 公司的 NL-800 系列光子晶体光纤)。为了减小误差, 得到更精确的解, 在计算过程中色散取到第七阶。

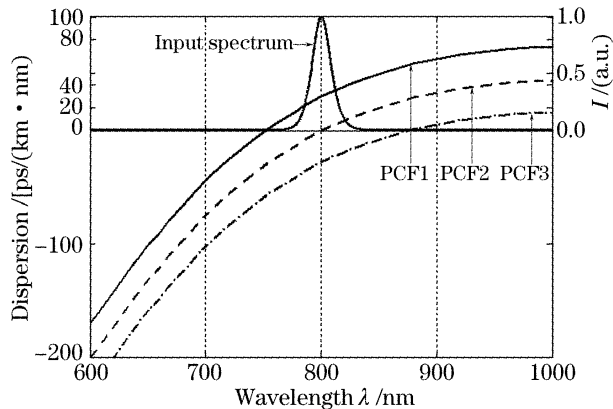


图 1 光子晶体光纤群速度色散曲线

Fig. 1 GVD properties of different PCFs

首先考虑超短脉冲在零色散点为 750 nm 的光子晶体光纤 PCF1 中传播 10 cm 的情况, 即脉冲包络位于反常色散区。根据输入中心波长所对应的光纤参量计算可得:  $L_{\text{NL}} = 0.038 \text{ cm}$ , 色散长度  $L_{\text{D}} = |L_{\text{D}}^{(2)}| = 3.412 \text{ cm}$ , 孤子阶数  $N = \sqrt{L_{\text{D}}/L_{\text{NL}}} = 9.6$ 。图 2(a)为脉冲在时域上随距离  $z$  的演化图, 从图 2(a)中可以看到随着距离的变化单个脉冲逐渐分裂成多个脉冲。这是因为自陡化效应、脉冲内拉曼散射、三阶或三阶以上色散会破坏孤子的稳定性, 它们的共同作用引起高阶孤子分裂<sup>[12,13]</sup>。图 2(b)为脉冲在频域上随距离  $z$  的演化图, 从图 2(b)可以看出。脉冲能量主要集中在红移部分。这是因为当激光脉冲在光纤反常色散区传输时, 蓝移分量较红移分量传输得快, 脉冲的蓝移分量可作为抽运, 通过拉曼增益有效地放大脉冲的红移分量, 此过程在光纤中连续进行会导致能量不断地从蓝移分量转到红移分量, 蓝移部分能量逐渐减小, 随着距离的增加就表现为孤子频谱的红移。这与 Liu 等<sup>[14]</sup>的实验结果符合得很好<sup>[14]</sup>, 也与 Ranka 等的实验观察结果一致<sup>[15]</sup>。

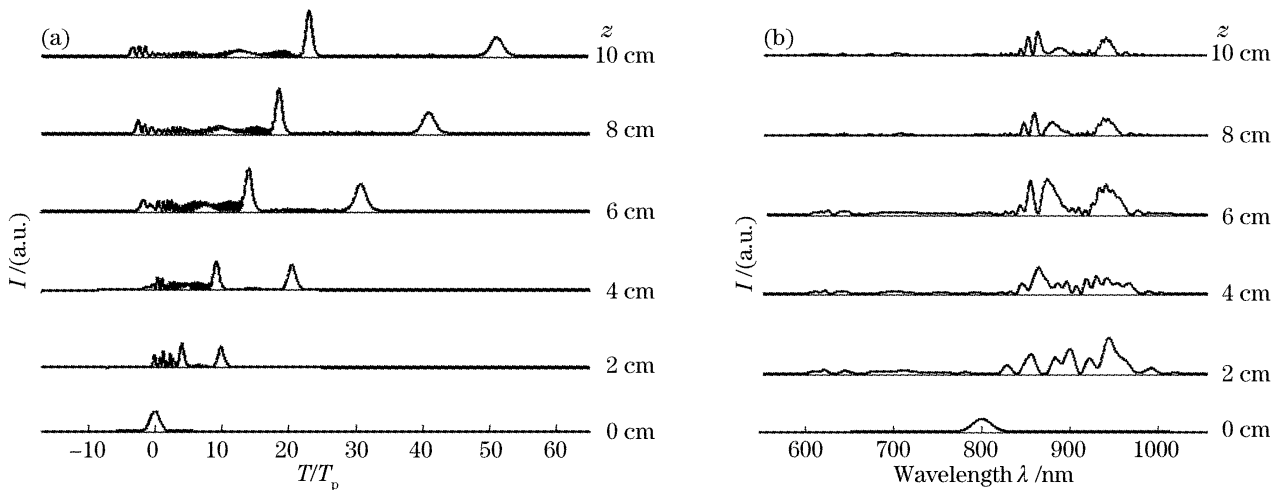


图 2 脉冲在 PCF1 中的演化。(a)时域,(b)频域

Fig. 2 Evolution of the input pulse along the PCF1. (a) Temporal shape, (b) spectrum

当超短脉冲在零色散波长为 800 nm 的光子晶体光纤 PCF2 中传输时, 由于初始脉冲中心波长为 800 nm, 脉冲光谱一半在正常色散区一半在反常色散区(图 1)。根据相应的参量计算可得  $L_{\text{NL}} = 0.038 \text{ cm}$ , 三阶色散长度  $L_{\text{D}}^{(3)} = 12.269 \text{ cm}$ , 三阶色散长度与非线性长度的比  $\tilde{N} = \sqrt{L_{\text{D}}^{(3)}/L_{\text{NL}}} = 17.9$ 。从图 3(a)的时间演化图中可以看到, 脉冲后沿有较深调制的振荡结构。这是因为在脉冲传输过程中三阶色散的影响而产生的<sup>[11]</sup>。在脉冲的演化过程中,

即使在开始  $\beta_2 = 0$ , 自相位调制会使脉冲自身产生  $\beta_2$ , 因此在时间脉冲的前沿可以看到脉冲的分裂现象, 这与脉冲在反常色散区传播的情况是一致的。由于  $\tilde{N} \gg 1$ , 在图 3(b)的频谱图中, 脉冲的能量分布在两个频谱带上, 而不是集中于红移部分。蓝移频带在光纤的正常色散区, 频带能量将随着脉冲的传输进一步扩散; 红移频带在反常色散区, 此频带能量将形成孤子, 这与 P. K. A. Wai 等<sup>[16]</sup>的结果是一致的。与 P. K. A. Wai 等有所不同的是, 由于脉宽很短, 在传输过程中, 光纤内同时发生自陡化和

内拉曼效应等,这些效应与自相位调制共同作用使超短脉冲频谱展宽,形成超连续谱。

最后,我们对超短激光脉冲在零色散波长为 850 nm 的光子晶体光纤 PCF3 中传输进行了数值模拟研究,结果如图 4 所示。脉冲中心波长位于该光纤接近于零色散点的正常色散区(图 1),在正常色散区超短脉冲不会形成光孤子。这里定义  $z_s = \left(\frac{e}{2}\right)^{1/2} \frac{L_{NL}}{s}$  为冲击距离,  $s = \frac{1}{\omega_0 \tau_p}$ ,  $e = 2.71828$ , 脉冲

传输距离  $L = 10$  cm。由初始脉冲参量得到  $z_s = 0.0009$  cm  $\ll L$ , 且  $L/L_D^{(2)} = 2.88$ , 因此在传输过程中色散通过展宽陡峭的后沿消除了冲击的影响。由于  $L_D^{(3)}/L_D^{(2)} = 3.54$ , 二阶和三阶色散共同作用,脉冲后沿出现了一条拖尾,随着传输距离增加拖尾逐渐变长。由于在正常色散区蓝移分量传输得慢,因此在拖尾中主要为频率蓝移部分,在脉冲的中部红移分量与蓝移分量速度接近,它们之间发生干涉形成一系列峰谷[图 4(a)]。

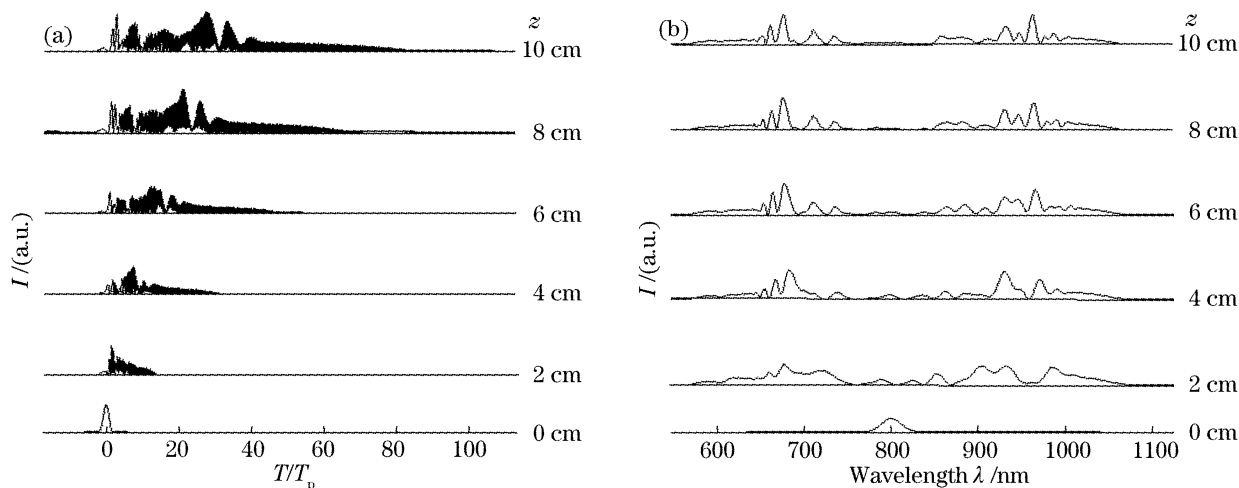


图 3 脉冲在 PCF2 中的演化。(a)时域,(b)频域

Fig. 3 Evolution of the input pulse along the PCF2. (a) Temporal shape, (b) spectrum

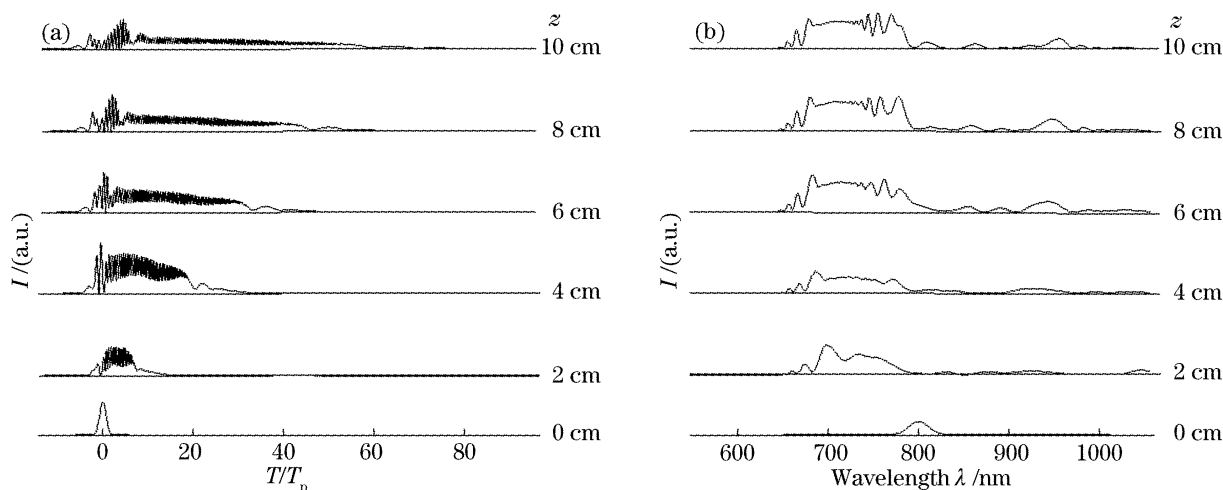


图 4 脉冲在 PCF3 中的演化。(a)时域,(b)频域

Fig. 4 Evolution of the input pulse along the PCF4. (a) Temporal shape, (b) spectrum

从脉冲演变的频谱图 4(b)中看到,在传输过程中自相位调制所起的作用较大。自相位调制所引起的频率啁啾使得蓝移红移部分各自展宽,同时会形成多峰结构。另外三阶以上的高阶色散和脉冲内拉曼散射的综合作用也会引起脉冲波形发生畸变同时产生频率啁啾,使频谱向两个方向发生不对称展宽,这导致了能量主要集中在蓝移部分<sup>[17,18]</sup>。随着传输距离的增加,蓝移部分由于色散和自相位调制的

共同作用,逐渐变为矩形,在其两沿附近出现了精细结构,这与 W. J. Tomlinson 等<sup>[18]</sup>的实验结果是一致的;红移部分由于其能量很小自相位调制不明显。

为了进一步说明超短激光脉冲在三种光纤中的超连续谱产生的情况,我们对脉冲在 PCF1、PCF2、PCF3 传输 10 cm 的情况做了比较[图 5(a)]。发现当脉冲在 PCF1 中传输时,由于初始脉冲在反常色散区内,内脉冲拉曼散射起主要作用,因此表现为孤

子自频移,其能量主要集中在红移部分;在 PCF2 中传输时,由于  $\tilde{N}$  很大,脉冲能量大致相等地分布在蓝移红移频带中,同时自相位调制等非线性效应共同作用,光谱得到极大展宽;在 PCF3 中传输时,能量主要集中在蓝移分量上,脉冲展宽的主要机理是自相位调制,在其他脉冲参量相同的条件下其展宽幅度比在 PCF1 和 PCF2 输入脉冲的展宽范围要小。图 5(b)为分贝(dB)图,从图中可以看到当脉冲

在 PCF2 中传输时所形成的连续谱更加平坦,且其光谱由于受到各种非线性效应及色散的联合调制,光谱展宽最大。脉冲在 PCF1 及 PCF3 中传输时,光谱在蓝移分量上的展宽及能量都比在 PCF2 中小,相比较超短激光脉冲在 PCF2 中更容易形成平坦超连续谱(白光超连续谱)。同时可以根据实际需要,选择不同零色散点的光子晶体光纤,以实现在不同波段的超连续谱。

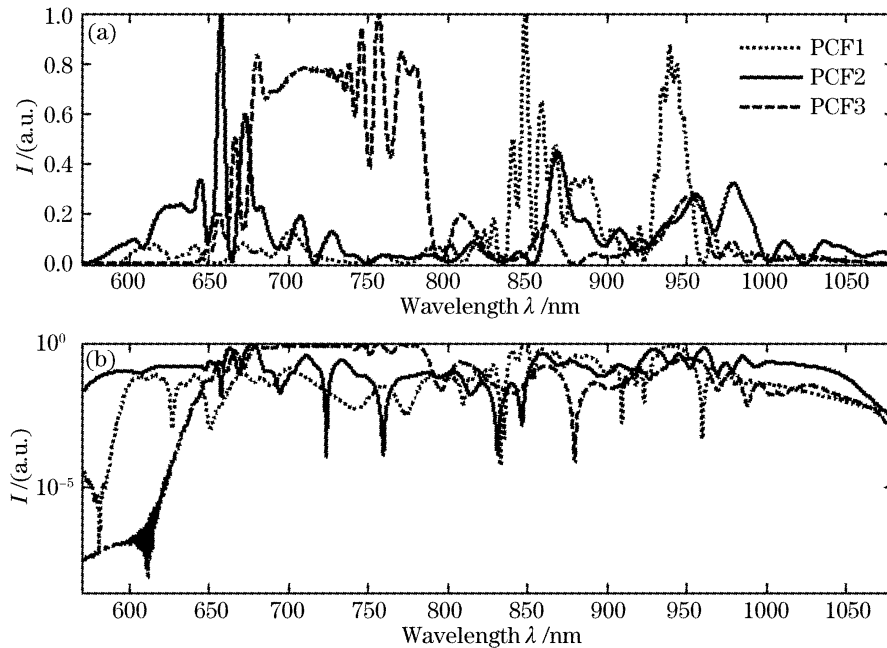


图 5 (a)脉冲在不同光子晶体光纤中传输 10 cm 后归一化的光谱图, (b)脉冲演化的分贝光谱图

Fig. 5 (a) Normalized spectral intensity of input pulse along different PCFs after propagation for 10 cm, (b) dB graph of spectral of input pulse along different PCFs

## 4 结 论

本文使用广义非线性薛定谔方程描述超短激光脉冲在光子晶体光纤中的传输过程,方程非线性项中充分考虑了由于激光脉冲宽度小于 1 ps,而引起的拉曼增益在整个带宽内的非线性变化,以及电子对非线性效应的影响,使得整个模拟过程更为精确。通过采用二阶分步傅里叶方法求解方程,数值计算了超短激光脉冲在三种不同色散参量的光子晶体光纤中的传输过程,分析了色散和非线性效应在激光脉冲演化过程中对时域和频域中脉冲形状的影响。发现当超短脉冲中心波长位于正常和反常色散区时,脉冲能量分别集中在蓝移和红移分量上;当超短脉冲的中心波长与光子晶体光纤的零色散波长相同时,脉冲的红移分量和蓝移分量传输速度接近,脉冲能量相对均匀地分布在蓝移红移分量上,在激光脉冲传输 10 cm 后所形成的超连续谱更加平坦。通过选择特定色散特性的光子晶体光纤,控制产生平坦

的谱宽更大的超连续谱,无疑具有重要意义。

## 参 考 文 献

- 1 T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell *et al.*. Endlessly single-mode photonic crystal fiber [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(13): 961~963
- 2 J. W. Nicholson, M. F. Yan, P. Wisk *et al.*. All-fiber, octave-spanning supercontinuum[J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(8): 643~645
- 3 S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt *et al.*. White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber[J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(17): 1356~1358
- 4 Guoqing Chang, Theodore B. Norris, Herbert G. Winful. Optimization of supercontinuum generation in photonic crystal fibers for pulse compression[J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(7): 546~548
- 5 Karen Marie Hilligsøe, Thomas Vestergaard Anderson, Henrik Nørgaard Paulsen *et al.*. Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(6): 1045~1054
- 6 M. L. Hu, C. Y. Wang, L. Chai. Frequency-tunable anti-Stokes line emission by eigenmodes of a birefringent microstructure fiber[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(9): 1932~1937
- 7 A. L. Gaeta. Nonlinear propagation and continuum generation in microstructured optical fibers[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(11): 924~926

- 8 P. V. Mamyshev, S. V. Chemikov. Ultrashort-pulse propagation in optical fibers[J]. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(19): 1076~1078
- 9 Li Shuguang, Zhou Guiyao, Xing Guanglong *et al.*. Numerical simulation on ultra short laser pulses propagating in microstructure fibers[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(4): 1599~1606 (in Chinese)  
李曙光, 周桂耀, 邢光龙 等. 微结构光纤中超短激光脉冲传输的数值模拟[J]. *物理学报*, 2005, **54**(4): 1599~1606
- 10 Cheng Chunfu, Wang Xiaofang, Lu Bo. Nonlinear propagation and supercontinuum generation of a femto-second pulse in photonic crystal fibers[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(6): 1826~1830 (in Chinese)  
成纯富, 王晓方, 鲁波. 飞秒光脉冲在光子晶体光纤中的非线性传输和超连续谱产生[J]. *物理学报*, 2004, **53**(6): 1826~1830
- 11 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics* [M]. 3rd ed., San Diego: Academic Press, 2001. 120~121
- 12 A. V. Husakou, J. Herrmann. Super-continuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fibers[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(20): 203901-1~203901-4
- 13 J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov *et al.*. Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of high order solitons in photonic fibers[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(17): 173901-1~173901-4
- 14 X. Liu, C. Xu, W. H. Knox. Soliton self-frequency shift in a short tapered air-silica microstructure fiber[J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(6): 358~360
- 15 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
- 16 P. K. A. Wai, H. H. Chen, Y. C. Lee. Radiations by "solitons" at the zero group-dispersion wavelength of single-mode optical fibers[J]. *Phys. Rev. A*, 1990, **41**(1): 426~436
- 17 W. H. Knox, R. L. Frok, M. C. Downer *et al.*. Optical pulse compression to 8 fs at a 5-kHz repetition rate[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **46**(12): 1120~1121
- 18 W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, A. M. Johnson. Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers[J]. *Opt. Lett.*, 1985, **10**(9): 457~458