

光子晶体光纤中非线性传输的数值研究

王润轩

(宝鸡文理学院物理系, 陕西 宝鸡 721007)

摘要:数值模拟了飞秒激光脉冲在光子晶体光纤中的非线性传输过程,详细计算分析了自相位调制(SPM)、脉冲内拉曼散射(ISRS)、自陡峭(SS)以及群速度色散(GVD)、三阶色散(TOD)、四阶色散(FOD)对脉冲传输和频谱的影响。结果表明,在反常色散区,脉冲内拉曼散射以及三阶、四阶色散对频谱的展宽和脉冲的平滑都有着重要作用;而自陡峭是使高阶孤子分量产生分裂衰变,对光谱的不对称展宽有一定影响。

关键词:光子晶体光纤;飞秒光脉冲;超连续谱;脉冲内拉曼散射;自陡峭

中图分类号:O437

文献标识码:A

Numerical study of nonlinear propagation in photonic crystal fiber

WANG Run-xuan

(Department of Physics, Baoji College of Arts and Science, Baoji 721007, China)

Abstract: A theoretical investigation with the method of split-step Fourier is presented on nonlinear propagation of a femtosecond laser pulse in a photonic crystal fiber. The impact of self-phase modulation (SPM) and intrapulse stimulated Raman scattering (ISRS) and self-steepening (SS) and group velocity dispersion and third-order dispersion (TOD) and fourth-order dispersion (FOD) on pulse shape and spectrum of the Width is simulated and analyzed. The numerical results show that the red-shifted wavelength and smoothing of spectrum is strongly dependent on the ISRS and TOD and FOD in the abnormal dispersion region. The high-order soliton of fissile and spectrum of asymmetric are found to be related to the self-steepening.

Key words: photonic crystal fiber; femtosecond laser pulse; supercontinuum; intra-pulse stimulated Raman scattering; self-steepening

1 引言

光子晶体光纤(PCF)自1996年问世以来,以其灵活多样的可设计性和独特的传输特性倍受人们关注^[1-2]。PCF的包层是由波长量级的空气孔在二维方向上周期性排列组成,通过改变空气孔的尺寸和空间距离,就可以灵活地设计其非线性特性和色散特性,如非线性系数可以达到普通光纤的几十倍,零色散波长可以移至可见光区。将零色散波长移动到可见光波段,使得传输的飞秒激光脉冲工作在反常色散区,能容易地产生超连续谱(SC)^[3]。超连续谱在飞秒激光脉冲的相位稳定、光学频率测量、光学相

干层析(OCT)、光通信等方面已经带来重要突破^[4-5]。

飞秒激光脉冲在光子晶体光纤中传输时,除了线性色散(如二阶色散、三阶色散、四阶色散)外,自相位调制(SPM)、脉冲内拉曼散射、四波混频(FWM)等许多非线性过程都可能起作用^[6-8],但每种非线性效应的作用大小主要取决于抽运脉冲的参数和光纤的色散特性。笔者在前期工作的基础

作者简介:王润轩(1953-),男,教授,从事非线性光纤光学及光孤子传输等研究。E-mail: wangrunxuan53629@163.com

收稿日期:2008-11-12

上^[9],采用分步傅里叶法,数值模拟了在高阶色散、高阶非线性效应影响下,飞秒激光脉冲在光子晶体光纤传输特性及频谱演化情况,得到一些新的有意义的结论,对进一步理解光子晶体光纤、挖掘其应用潜力有着重要的意义。

2 理论分析和数值模型

飞秒光脉冲在无损耗的光子晶体光纤中传输方程为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial \xi} = & -\frac{i}{2}(\text{sgn}\beta_2)\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + \frac{1}{6}(\text{sgn}\beta_3)\frac{L_{\text{ds}}}{L_{\text{ds}}^{(3)}}\frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + \\ & \frac{i}{24}(\text{sgn}\beta_4)\frac{L_{\text{ds}}}{L_{\text{ds}}^{(4)}}\frac{\partial^4 u}{\partial \tau^4} + i\frac{L_{\text{ds}}}{L_{\text{nl}}}(|u|^2 u + \\ & \frac{i}{\omega_0 \tau_p} \cdot \frac{\partial}{\partial \tau}(|u|^2 u) - \tau_r u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau}) \end{aligned} \quad (1)$$

式中, $u = A(z, t)/A_0$ 为电场归一化慢变振幅;其中, $A(z=0, t) = A_0 \exp(-t^2/2\tau_p^2)$ 为高斯型激光脉冲。

$L_{\text{ds}} = L_{\text{ds}}^{(2)} = \tau_p^2/|\beta_2|$, $L_{\text{ds}}^{(3)} = \tau_p^3/|\beta_3|$, $L_{\text{ds}}^{(4)} = \tau_p^4/|\beta_4|$ 分别为二阶、三阶、四阶色散长度; $\tau = (t - z/v_g)/\tau_p$ 为归一化时间, τ_p 为脉冲半宽度; $\xi = z/L_{\text{ds}}$ 为归一化距离; $\tau_r = T_R/\tau_p$, $T_R = f_R \times \int_{-\infty}^{+\infty} t \times h_R(t) dt$ 为相对拉曼响应的时间参量,对应脉冲内拉曼散射诱发的自频移效应。其中, f_R 表示延时拉曼散射对非线性的贡献; h_R 为拉曼响应函数; $L_{\text{nl}} = 1/\gamma p_0$ 是非线性长度; p_0 是输入脉冲的峰值功率; $\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{\text{eff}}$ 为非线性系数; c 是光速; n_2 是非线性折射率; A_{eff} 是纤芯的有效面积。

方程(1)的色散考虑到四阶,非线性效应考虑了自相位调制(SPM),脉冲内拉曼散射(ISRS),自陡峭(SS),没有考虑偏振,四波混频(FWM)以及交叉相位调制(XPM)等。精度要求不是特别高的情况下,方程(1)可以很好地描述飞秒脉冲在光子晶体光纤中的传输情况。

由于方程(1)中的 τ 和 ξ 均为量纲一的常数,方程可以很方便地进行数值求解。常用的求解非线性薛定谔方程(NLSE)的数值方法很多,在同样精度下分步傅里叶方法是最快的。

本文采用初始脉宽 100 fs ($\tau_p = 60$ fs), 中心波长 800 nm 的光脉冲, 直径 2 μm 的光子晶体光纤(零色散波长为 767 nm); $\gamma = 75(\text{W} \cdot \text{km})^{-1}$, $\beta_2 = -6 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 6.05 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_4 = -3.37 \text{ ps}^2/\text{km}$, 由此可知中心波长位于反常色散区, 色散长度分别为:

$$\begin{aligned} L_{\text{ds}} &= 0.6 \text{ m}, L_{\text{ds}}^{(3)} = 3.573 \text{ m} \\ L_{\text{ds}}^{(4)} &= 3.84 \times 10^2 \text{ m}, L_{\text{nl}} = 0.013 \text{ m} \end{aligned}$$

$$S = \frac{1}{\omega_0 \tau_p} = \frac{1}{141.37}, \tau_r = 0.0244, \text{ 对于峰值功率}$$

为 1 kW, $\frac{L_{\text{ds}}}{L_{\text{nl}}} = 45.11$, 在实际计算中, 对脉冲的抽样取点为 2^{12} , 即 $\Delta\tau = 0.0073$ 。

3 计算结果与分析

3.1 飞秒激光脉冲的传输特性

首先模拟初始脉宽 100 fs ($\tau_p = 60$ fs), 中心波长 800 nm、功率较低(1 kW)的飞秒激光光脉冲, 在纤芯直径 2 μm 的光子晶体光纤中的传输情况。由图 1 可以看出, 在反常色散光子晶体光纤中, 自相位调制作用使脉冲宽度压缩变窄, 在 $\xi = 0.4$ 处已经发生明显的裂变现象, 随着距离增加, 这种分裂现象愈加明显。这主要是由于蓝移分量(图 1 中左侧的低强度孤子)较红移分量(相应右侧强孤子)传输的快, 和入射脉冲相比, 蓝移分量超前, 其他分量被延迟造成的。从图 2 可见, 传输距离很短时, 光谱便出现非对称展宽, 这是由于高阶色散、高阶非线性效应共同作用的结果, 其频率成分向两个不同方向扩展。在传输过程中, 能量也发生了转移, 由于脉宽很窄, 所以其谱宽非常宽, 使得脉冲的蓝移分量作为抽运, 通过拉曼增益有效地放大同一脉冲的红移分量。此过程在光子晶体光纤中继续进行, 致使能量不断从蓝移分量转移到红移分量上。这种孤子的自频移现象主要是由脉冲内拉曼散射引起的。而且时域演化与文献[5]的结果符合得很好, 与文献[7]的实验结果也一致。此外, 如果提高抽运功率, 光谱频移量还

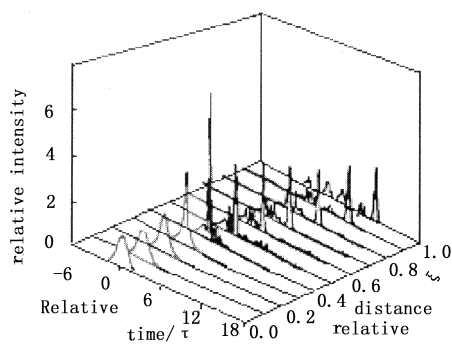


图1 输入脉冲功率1kW 反常色散区域的时域演化

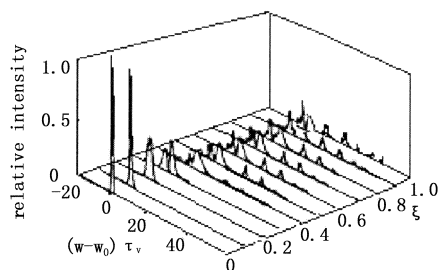


图2 输入脉冲功率1kW 反常色散区域的光谱演化

会有所增加,这正是四波混频在远离零色散的反常色散区的特征。可以认为高阶孤子的分裂产生超连续谱,四波混频更加宽超连续谱的覆盖范围^[10]。

3.2 高阶非线性效应、高阶色散的影响

飞秒激光脉冲在光子晶体光纤传输时,高阶色散和高阶非线性效应的影响变得不容忽略。为了进一步明了高阶非线性效应、高阶色散对脉冲作用的物理机理,下面做了脉冲峰值功率 $p_0 = 3\text{ kW}$, $\xi = 0.5$ 条件下,脉冲受不同因素影响的独立计算,详细考察了色散和非线效应对脉冲波形和频谱的影响,如图 3 所示。在图 3(a) 中,仅在自相位调制和群速度色散作用下,脉冲的时域波形和频谱均为对称结构。这是由于在自相位调制作用下,脉冲前沿红移,后沿蓝移,中心部分频率啁啾近乎为零。而在光纤反常色散区,蓝移分量的速度要大于红移分量,因此脉冲不同频率分量速度不同造成脉冲形变展宽并出现底座。由于光子晶体光纤的强非线性,自相位调制远大于群速度色散,自相位调制导致的频率啁啾作用于脉冲,出现更多新的频率分量,使得频谱展宽为对称的多峰结构。

图 3(b) 中,自陡峭的引入,致使高阶孤子分量以不同速度传输,蓝移分量超前,其他分量延迟,从而分裂成多个基孤子,脉冲波形发生非对称畸变。自陡峭、自相位、群速度色散产生的总啁啾是不对称的,较陡的脉冲后沿意味着蓝侧有更宽的频谱展宽,如果没有自陡峭时,频谱出现是对称的,自陡峭作用于脉冲的结果使得波形和频谱变得不再对称且变窄。

在加入脉冲内拉曼散射之后,脉冲长波段所受影响较大,短波段受到的影响也明显。光谱中出现了明显的反斯托克斯峰值成分,长波段光谱分量中也出现了复杂的精细结构。脉冲内拉曼散射使得脉冲的蓝移分量做泵浦源,通过拉曼增益将其能量不断转移到同一脉冲的红移分量,结果导致脉冲频谱在传输过程中红移,在时域则表现为光孤子速度的减慢。脉冲内拉曼散射极大地扩展了长波分量而抑制了短波方向的频谱展宽,如图 3(c) 所示。

图 3(d) ~ 图 3(e) 是分别考虑了三阶色散和四阶色散的结果,由图 3(d) 可以看出三阶色散的影响主要体现在脉冲的长波段,在长波段出现明显拖尾和展宽,相应频谱也出现畸变和振荡;四阶色散使得脉冲更趋于平滑,脉冲和频谱都出现少许窄化,与三阶色散相比,四阶色散的影响要弱的多,这与文献^[11],^[12]的结果是一致的。就色散的整体而言,

偶次阶色散使脉冲发生对称畸变;而奇次阶色散导致脉冲非对称畸变。这源自于二、四阶色散系数都是与频率的偶次幂的乘积,因此引起对成的畸变就不难理解,不过 β_2 是与 ω^2 的乘积 β_4 是与 ω^4 的乘积。

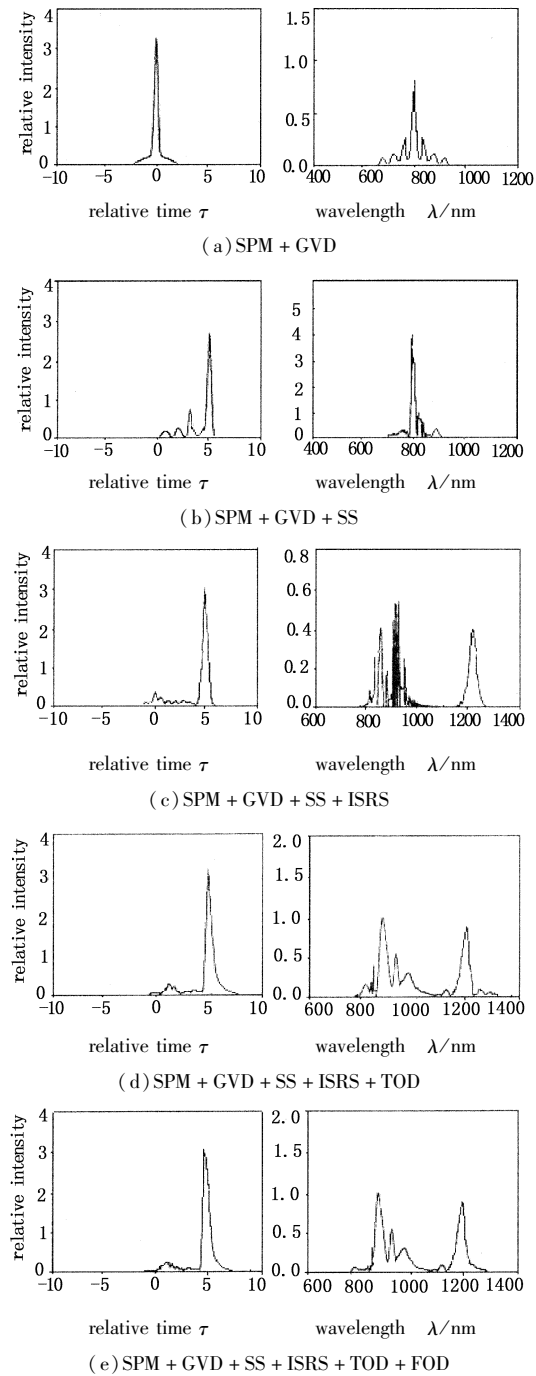


图 3 不同因素对脉冲波形和频谱的影响

4 结 论

通过飞秒激光脉冲在光子晶体光纤中非线性传输过程的模拟,发现飞秒激光脉冲在光子晶体光纤中传输时自陡峭效应使得频谱不对称展宽,导致孤子不对称分裂,展宽了频谱的短波分量;孤子自频移

现象,主要是由脉冲内拉曼散射造成的,脉冲内拉曼散射极大地扩展了长波分量而抑制了短波方向的频谱展宽,并且抑制了精细结构使得频谱变得平滑。因此脉冲内拉曼散射和自陡峭效应的存在都有利于超连续谱的产生与展宽,这无疑对超连续谱的应用和周期量级超短脉冲的产生具有重要意义。此外,当脉冲窄化到飞秒激光脉冲,高阶色散尤其是三阶色散的影响较为突出,四阶色散的影响也不容忽略,可以预料,随着光子晶体光纤本身各种特性以及高阶色散、高阶非线性效应的更加深入研究,光子晶体光纤将展现出传统光纤无法比拟的优越性,而这些非线性效应也将会有更加广泛深入的应用。

参考文献:

- [1] 王清月,栗岩锋,胡明列,等. 光子晶体光纤非线性特性的研究[J]. 物理,2005,34(1):43-49.
- [2] 孙喜文,王清月,胡明列,等. 光子晶体光纤中非线性传输的数值分析[J]. 中国激光,2005,32(11):1478-1483.
- [3] 董琳琳,杨性愉. 光子晶体光纤中非线性自陡峭对高阶孤子传输的影响[J]. 激光与红外,2008,38(5):474-478.
- [4] 高飞,侯蓝田,刘兆伦,等. 光子晶体光纤中非线性效应的研究进展[J]. 燕山大学学报,2008,32(2):134-139.
- [5] 车雅良,隋展,雒开彬,等. 飞秒脉冲在光子晶体光纤中的传输特性[J]. 强激光与粒子束,2008,20(2):193-196.
- [6] 刘卫华,宋啸中,王屹山,等. 飞秒激光脉冲在高非线性光子晶体光纤中产生超连续谱的实验研究[J]. 物理学报,2008,57(2):917-922.
- [7] 贾亚青,阎培光,吕可诚,等. 高非线性光子晶体光纤中飞秒激光脉冲传输特性和超连续谱产生机制的实验研究及模拟分析[J]. 物理学报,2006,55(4):1809-1814.
- [8] 王晶,时延梅. 光子晶体光纤中高阶非线性效应所致啁啾的研究[J]. 物理学报,2006,55(6):2620-2824.
- [9] 王润轩,窦春升,周晨立. 飞秒脉冲在光子晶体光纤传输的数值研究[J]. 激光技术,2006,30(5):555-557.
- [10] 朱伟明,姚端正,陈苏. 光子晶体光纤中自相位调制效应对超高斯脉冲传输的影响[J]. 光子学报,2007,36(12):2252-2255.
- [11] 李爱萍,郑义,张兴坊,等. 反常色散区抽运光子晶体光纤产生的超连续谱[J]. 激光技术,2008,32(1):50-52.
- [12] 任志君,王辉,金伟民,等. 四阶色散对飞秒高斯脉冲传输的研究[J]. 光子学报,2007,36(2):258-261.