

# 色散平坦渐减光纤中交叉相位调制对超连续谱产生的增强效应\*

徐永钊 徐文成 于丙涛 陈泳竹 崔虎 刘颂豪

(华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

**摘要** 研究了在色散平坦渐减光纤中,交叉相位调制效应对光脉冲的传输以及超连续谱产生的影响. 研究表明,交叉相位调制效应对超连续谱的产生起到增强的作用,提高了超连续谱产生的效率. 在一定条件下,尽管脉冲的两个偏振分量的模式折射率不同,但由于交叉相位调制效应,它们能相互俘获并以共同的群速度传输,产生自捕获现象.

**关键词** 非线性光学;超连续谱;色散平坦渐减光纤;交叉相位调制

**中图分类号** TN929.11 **文献标识码** A

## 0 引言

超连续谱(supercontinuum, 简称为 SC)是一种复杂的非线性光学现象,它在很多领域都有很高的应用价值,引起人们极大的研究兴趣. 超连续谱的产生主要有两种方法,一是压缩超短光脉冲得到宽的频谱,另外就是利用器件的非线性展宽脉冲的频谱. 现在最流行的、报道最多的是利用光纤或光放大器的非线性产生超连续谱,其中利用光纤产生宽连续谱最为经济实用,也最引人注目<sup>[1-8]</sup>. 如利用高峰功率的短光脉冲通过色散位移光纤(DSF),可以在1550 nm波段附近产生宽连续谱,而利用色散平坦光纤(DFP)和色散平坦渐减光纤(DFDF)等特种光纤,则可以在此波段附近产生宽达200 nm以上,且谱强较平坦的超连续谱<sup>[1,2]</sup>. 目前,还有已研制成功的其他一些微结构特种光纤,如两头粗中间细的光纤(tapered fiber)和纤芯很细周围还包围着气孔的光纤(常称为光子晶体光纤)<sup>[6-8]</sup>,由于经过了特殊设计,这些光纤的非线性得到极大的增强,可以产生从可见光直到近红外波段宽达1000 nm以上的超连续谱. 而在光通信波段(1550 nm附近),色散平坦光纤和色散平坦渐减光纤都是产生展宽且平坦的超连续谱的很好选择. 由于色散平坦渐减光纤对入射脉冲的宽度及峰值功率的要求相对要低一些,因此色散平坦渐减光纤已经成为在1550 nm附近产生高质量SC谱的重要手段. 本文研究了光脉冲在该光纤中传输时,交叉相位调制(XPM)效应对SC谱产生的影响. 由于XPM效应,光脉冲的两个偏振分量产生非线性耦合,非线性效应得到增强,同

时伴随着脉冲的自相位调制(SPM)效应和群速度色散(GVD)的作用,结果造成产生的光谱更宽.

## 1 理论模型

光脉冲在具有恒定模式的双折射光纤中传输时,其光场可以写成<sup>[9]</sup>

$$E(r, t) = \frac{1}{2}(\hat{x}E_x + \hat{y}E_y) \exp(-i\omega_0 t) + c. c \quad (1)$$

式中  $E_x$  和  $E_y$  是载频为  $\omega_0$  为的光场的两个偏振分量的复振幅,可由下式表示

$$E_j(r, t) = F(x, y)A_j(z, t) \exp(i\beta_0 z) \quad (2)$$

式中,  $F(x, y)$  是光纤所维持的单模的空间分布,  $A_j(z, t)$  慢变包络振幅,  $\beta_0$  ( $j = x, y$ ) 是相应的传播常数. 如果不考虑简并的四波混频效应,则脉冲的两个偏振分量的慢变包络振幅  $A_j(z, t)$  满足以下的非线性耦合方程<sup>[9]</sup>

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A_x - \sum_{k \geq 2} i^{k+1} \frac{\beta_k}{k!} \frac{\partial^k A_x}{\partial T^k} = i\gamma [ |A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 + \frac{i}{\omega_0 A_x} \frac{\partial}{\partial T} (|A_x|^2 A_x) - T_R \frac{\partial |A_x|^2}{\partial T} ] A_x \quad (3)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A_y - d \frac{\partial A_y}{\partial T} - \sum_{k \geq 2} i^{k+1} \frac{\beta_k}{k!} \frac{\partial^k A_y}{\partial T^k} = i\gamma [ |A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 + \frac{i}{\omega_0 A_y} \frac{\partial}{\partial T} (|A_y|^2 A_y) - T_R \frac{\partial |A_y|^2}{\partial T} ] A_y \quad (3')$$

式中  $z$  为传输距离,  $\alpha, \gamma$  分别为光纤损耗和非线性系数,这里非线性系数是同一个  $\gamma$ ,原因是  $A_x$  和  $A_y$  在频率上为简并态. 方程组(3)、(3')右边中括号内的第一项表示SPM,第二项表示XPM,第三、四分别表示自变陡效应和拉曼自频移效应,通常称之为高阶非线性效应. 式中  $\beta_k$  为  $k$  阶群速度色散(GVD)系数,由下式定义

$$\beta_k = \frac{d^k \beta}{d\omega^k} \Big|_{\omega = \omega_0} \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (4)$$

\*广东省教育厅自然科学基金基础研究项目(200019)资助课题  
Tel:020-85216077 Email:xyzlaser@eyou.com  
收稿日期:2003-05-12

式中 $\beta$ 为脉冲的传播常数, $\omega$ 为角频率.方程组(3)中已选取 $A_x$ 脉冲为移动的参照系,其中 $T$ 作了如下变换

$$T = t - \beta_{1x}z$$

因此方程中 $d = \beta_{1x} - \beta_{1y} = \frac{1}{v_{gx}} - \frac{1}{v_{gy}}$ ,为表示一阶偏振色散的参量, $v_{gx}$ 、 $v_{gy}$ 分别为两个偏振分量的群速度. $d$ 参量与光纤的模式双折射度 $B_m$ 相关, $B_m$ 的定义如下

$$B_m = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = n_x - n_y \quad (5)$$

式中 $\beta_x$ 、 $\beta_y$ 为 $x$ 、 $y$ 偏振方向的模传输常数, $n_x$ 、 $n_y$ 是两个偏振态的有效折射率.模式双折射度 $B_m$ 越大,光脉冲的两个偏振分量的群速度相差就越大, $d$ 值也越大,如果超过一定程度,则脉冲的两个偏振分量经过一定距离的传输后,将相互分离而不再发生XPM效应,这个距离称为走离长度,即

$$L_w = T_0/d \quad (6)$$

式中 $T_0$ 为脉冲 $1/e$ 强度点的半宽,对双曲正割脉冲, $T_0$ 与半高全宽 $T_{FWHM}$ 的关系为: $T_0 = T_{FWHM} / 2\ln(1 + \sqrt{2})$ .可见两个偏振分量的XPM效应是受 $B_m$ 或 $d$ 参量影响的.

现在我们分析色散平坦渐减光纤的色散特性.色散平坦渐减光纤的色散曲线是波长和光纤长度的函数,与波长成凸型函数关系,且沿着光纤长度线性渐减,色散参量 $D$ (ps/nm/km)可表示为

$$D(\lambda, z) = D_2(\lambda - \lambda_0)^2 + D_0(1 - \frac{z}{L_0}) \quad (7)$$

式中 $D_2 = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D(\lambda, z)}{\partial \lambda^2}$ ,为一负数,其绝对值的大小可表示色散曲线的平坦度. $D_0$ 为光纤输入端色散曲线的峰值 $D(\lambda_0, 0)$ ,当光纤长度 $z = L_0$ 时,色散曲线的峰值 $D(\lambda_0, z)$ 减少为零,当 $z > L_0$ ,所有波长的色散参量都变为负值.与此相反,光纤的二阶群速度色散(GVD)值则由负值(反常色散)变化为零,再由零变化到正值(正常色散).图1为色散平坦渐减光纤的色散曲线.

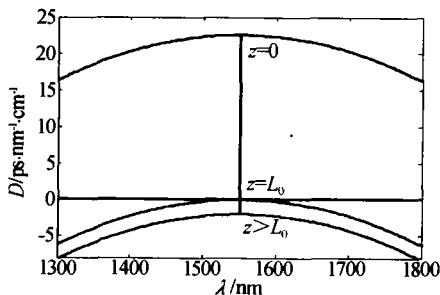


图1 色散平坦渐减光纤的色散曲线  
Fig. 1 An example of the dispersion curve of a DFDf fiber

方程(7)中的色散参量值可以转换为二阶群速度色散(GVD)表示,即

$$\beta_2(\lambda, z) = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D(\lambda, z) \quad (8)$$

设 $\lambda_0 = 1550$  nm,选择中心波长 $\lambda = \lambda_0$ 的泵浦脉冲,则利用式(4)、(7)、(8),可以求出脉冲在传输过程中的各阶群速度色散(GVD)值,并代入方程组(3)、(3')中进行求解,由于方程组无解析解,我们利用分步傅里叶方法对方程组进行数值求解,通过数值计算的方法研究光脉冲在的光纤中传输的情形及超连续谱产生的情况.

## 2 计算结果及分析

设入射脉冲为线偏振光,当入射偏振方向与光纤的慢(或快)轴成一角度时,则群速度失配使脉冲分裂成沿两个偏振轴的分量,在传输过程中这两个垂直偏振分量将发生XPM效应.但如果偏振色散参量 $d$ 很大,则走离长度很短,XPM效应可以忽略.例如,设慢轴分量和快轴分量(分别为 $A_x$ 和 $A_y$ )为双曲正割波形, $T_{FWHM} = 3.5$  ps,入射峰值功率分别为 $P_{x0} = 3$  W和 $P_{y0} = 2.35$  W,其他参量如表1.当 $d = 33.3$  ps/km( $B_m$ 约为 $10^{-5}$ )时,由于两分量的群速度差别较大,走离长度很短( $L_w = 0.06$  km),彼此将迅速走离.如图2为传输距离 $z = 0.40$  km时, $A_x$ 和 $A_y$ 分量的波形,图中显示此时这两个偏振分量已经完全分开,两个分量独立传输,XPM效应早已消失.图3(a)为在光纤输出端( $z = 1.22$  km)由 $A_x$ 和 $A_y$ 分量产生的光谱.它们的光谱分别与 $A_x$ 和 $A_y$ 独立

表1 在DFDF中计算SC谱的产生所用的参量

Fiber loss	$\alpha / (\text{dB} \cdot \text{km}^{-1})$	0.2
$D_2$ value of the dispersion curve	$D_2 / (\text{ps} \cdot \text{nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1})$	$1 \times 10^{-4}$
Peak value of the initial dispersion	$D_0 / (\text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1})$	22.55
The distance at which $D(\lambda_0, z) = 0$	$L_0 / (\text{km})$	1.20
Fiber length	$z / (\text{km})$	1.22
Nonlinear coefficient	$\gamma / (\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1})$	2.43
Raman	$T_R / \text{fs}$	3

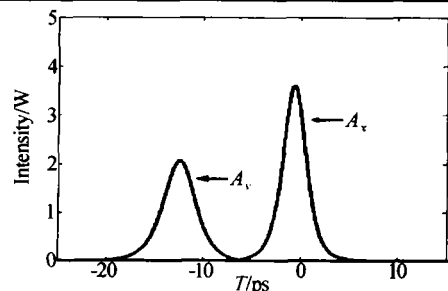


图2  $d = 33.3$  ps/km,传输距离 $z = 0.4$  km时,脉冲两个偏振分量的波形  
Fig. 2 Waveform of the two polarized components of the pulse when  $d = 33.3$  ps/km and propagation distance  $z = 0.4$  km

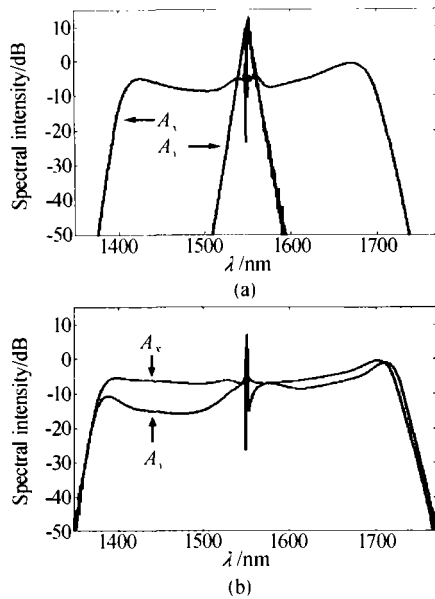


图3 (a)  $d=33.3$  ps/km 时,  $A_x$  和  $A_y$  分量产生的光谱 (XPM 可以忽略), (b)  $d=3.33$  ps/km 时,  $A_x$  和  $A_y$  分量产生的 SC 谱 (XPM 不能忽略)

Fig. 3 (a) The spectrum generated by  $A_x$  and  $A_y$  component when  $d=33.3$  ps/km, in which XPM can be neglected, (b) SC spectrum generated by  $A_x$  and  $A_y$  component when  $d=3.33$  ps/km, in which XPM play a significant role on SC generation and can not be neglected

传输时 (完全没有 XPM 效应) 产生的光谱很接近. 可见, 在  $d$  值足够大的情况下, XPM 效应对脉冲频谱展宽的作用可以忽略, 脉冲频谱的展宽主要由于自相位调制 (SPM) 效应的作用. 图 3(a) 中由于  $A_x$  分量的入射峰值功率较大, 超过产生 SC 谱所需的阈值功率, 因此可以产生 SC 谱, 而  $A_y$  分量由于的入射峰值功率低于阈值功率, 所以不能得到 SC 谱, 其光谱很窄. 但是, 当  $d$  值小于一定程度时, XPM 效应对脉冲的两个偏振的分量的传输及 SC 谱的产生都有重要影响. 例如, 当  $d=3.33$  ps/km ( $B_m$  约为  $10^{-6}$ ) 其他参量不变, 图 3(b) 为  $A_x$  和  $A_y$  分量产生的 SC 谱. 与图 3(a) 比较可以看出, 由于 XPM 效应的作用,  $A_x$  和  $A_y$  的 SC 谱都得到了明显的展宽. 特别是对于  $A_y$  分量, 由于  $P_{y0} > P_{x0}$ , XPM 效应对  $A_y$  分量的影响较大, 所以  $A_y$  分量频谱的展宽更为显著, 其谱宽与  $A_x$  分量的几乎相同. 可见在色散平坦渐减光纤中, XPM 效应对 SC 谱的产生起到增强的效应. XPM 效应对 SC 谱产生的影响不仅在于它能产生新的频谱成分, 而且由其引起的频率啁啾与群速度色散的相互作用, 使两个偏振分量在 DFD 光纤传输过程中的压缩效应都得到增强, 从而使 SPM 效应也得到了增强. 例如, 如果不考虑 XPM 效应,  $A_x$  和  $A_y$  分量将独立传输, 如图 4(a) 中  $A'_x$  和  $A'_y$  为  $d=3.33$  ps/km, 传输距离  $z=1$  km 时, 脉冲的波形 (图中  $A_{x0}$  和  $A_{y0}$  表示入射时的波形). 由图显示, 光纤

对两个分量都产生压缩效应, 峰值功率都得到了增强, 但由于入射峰值功率不同, 它们的压缩效果也不一样,  $A'_x$  和  $A'_y$  的差别很明显. 其中  $A_x$  分量由于入射峰值功率较低, 因此压缩效果较差, 脉冲宽度仍然较宽, 峰值功率增加较小, 它们最终产生接近图 3(a) 所示的光谱. 但是, 在考虑 XPM 效应的情况下, 情形就大不一样了. 如图 4(b) 为考虑 XPM 效应时, 脉冲在相同光纤长度处的波形 ( $d=3.33$  ps/km), 与图 4(a) 比, 由于 XPM 效应的影响,  $A'_x$  和  $A'_y$  分量的压缩效果都得到明显增强, 脉宽更窄峰值功率更高, 从而有效地增强了各自的 SPM 效应, 使脉冲更容易达到阈值功率, 产生 SC 谱. 对于  $A'_y$  分量这种影响尤其显著, 它与  $A'_x$  的差别明显变小, 并最终产生如图 3(b) 所示的 SC 谱. 可见, 脉冲在 DFD 光纤中传输, 两个偏振分量通过 XPM 效应发生相互耦合, 使非线性效应得到增强, 伴随着 SPM 效应和 GVD 的共同作用, 结果使 SC 谱的产生得到很大的增强.

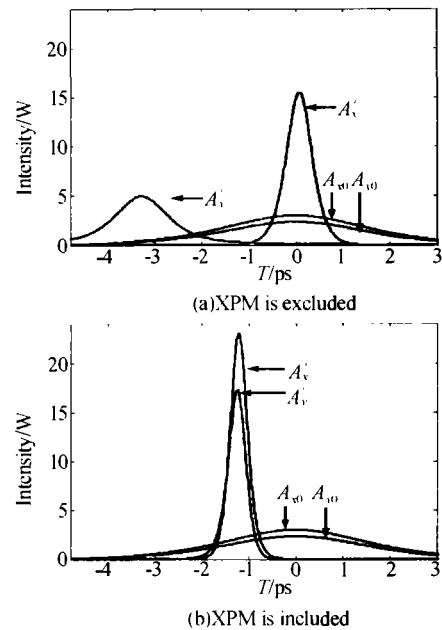


图4  $d=3.33$  ps/km, 脉冲传输 1 km 时的波形  
Fig. 4 Waveform of the pulse which propagated 1 km when  $d=3.33$  ps/km

在图4的讨论中, 偏振色散参量取  $d=3.33$  ps/km, 对于  $T_{FWHM}=3.5$  ps 的脉冲, 根据式 (6) 计算走离长度  $L_w=0.60$  km, 当传输距离  $z=1$  km 时, 两个偏振分量应该已经走离了, 而且在时间上它们相差 3.3 ps. 但是事实并非如此, 从图 4(b) 可以看到, 由于 XPM 效应, 两个偏振分量不仅没有走离, 反而被束缚在一起, 峰值功率较小的  $A'_y$  分量看上去被峰值功率较大的  $A'_x$  分量俘获, 并且以相同的群速度一起运动, 发生自捕获现象<sup>[9]</sup>. 这种现象完全是因为 XPM 效应, 当没有 XPM 效应项时, 方程 (3)、(3') 相互间没有影响, 当  $z=1$  km, 两个偏振分量传输的情形如

图4(a)所示,它们在时间上相差3.3 ps. 正是因为XPM效应引起的非线性耦合使得两个模式折射率不同的分量能以相同的群速度传输. 为达到这种时域同步,两分量的频移方向相反,慢轴分量中心频率蓝移,而快轴分量中心频率红移. 因此慢轴分量加快而快轴分量变慢,如图4(b)中慢轴分量 $A_x'$ 向负方向偏离零点,而快慢轴分量 $A_y'$ 向正方向移动(可与图4(a)中的 $A_x$ 和 $A_y$ 比较),如果两分量的频移量与群速度失配量平衡,则能以共同的群速度运动. 它们最终产生的SC谱,在长波长和短波长处谱强的差别(如图3(b)),也反映了两个分量频移的趋势. 要产生自捕获现象,两个偏振分量的入射峰值功率、偏振色散、脉冲宽度以及光纤色散等因数需要满足一定的条件. 偏振色散越小,入射峰值功率越高,越容易产生这种现象. 此时,由于两个偏振分量不会走离,XPM效应伴随脉冲传输的整个过程,因此有利于脉冲非线性效应的增强和SC的产生.

### 3 结论

理论计算了在DFDF光纤中,XPM效应对偏振脉冲传输的影响以及超连续谱的产生. 结果显示XPM效应增强了脉冲的非线性,提高了SC谱产生的效率,对SC谱的产生起到增强的效应. 两个偏振分量在传输时,由于XPM效应的影响,它们的频谱向相反方向频移,在一定条件下,它们在时域会发生自捕获现象,它有利于脉冲非线性效应的增强和SC的产生.

#### 参考文献

1 Mori K, Takara H, Kawanishi S, *et al.* Flatly broadened supercontinuum spectrum generated in a dispersion

decreasing fiber with convex dispersion profile. *Electronics Letters*, 1997, **33**(21):1806~1807

2 Futami F. Generation of wide band and flat supercontinuum over a 280-nm spectral range from a dispersion-flattened optical fiber with normal group-velocity dispersion. *IEICE Trans Electron*, 1999, **E82-C**(8):1531~1538

3 娄采云,李玉华,伍剑,等. 利用10 GHz主动锁模光纤激光器在DSF中产生超连续谱. *中国激光*, 2000, **27**(9):814~818

Lou C Y, Li Y H, Wu J, *et al.* *Chinese J of Lasers*, 2000, **27**(9):814~818

4 余建军,管克俭,杨伯军,等. 利用光纤的非线性效应产生多波长的超短光脉冲. *中国激光*, 1999, **26**(7):594~598

Yu J J, Guan K J, Yang B J, *et al.* *Chinese J of Lasers*, 1999, **26**(7):594~598

5 陈泳竹,徐文成,崔虎. 光纤中超连续谱产生的频域分析. *光子学报*, 2003, **32**(2):148~151

Chen Y Z, Xu W C, Cui H. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(2):148~151

6 Birks T A. Supercontinuum generation in tapered fibers. *Optics Letters*, 2000, **25**(19):1415~1417

7 Dudley J M, Provino L. Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping. *J Opt Soc Am (B)*, 2002, **19**(4):765~771

8 Coen S. Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers. *J Opt Soc Am (B)*, 2002, **19**(4):753~764

9 Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics*. New York: Academic Press, 1995

## Enhanced Generation of Supercontinuum Spectrum in a Dispersion-flattened and Decreasing Fiber by Cross-phase Modulation

Xu Yongzhao, Xu Wencheng, Yu Binta, Chen Yongzhu, Cui Hu, Liu Songhao

*Institute of Quantum Electronics, South China Normal University, Guangzhou 510631*

Received date:2003-05-12

**Abstract** The effect of cross-phase modulation (XPM) on pulse propagation and supercontinuum (SC) spectrum generation in a dispersion-flattened and decreasing fiber is researched. The results indicated that XPM could enhance the SC spectrum generation and increase the generation efficiency. Under certain conditions, in spite of their different modal indices the two polarized components of the pulse can trap one another and move at a common group velocity due to XPM, the phenomenon referred as self-trapping occur.

**Keywords** Nonlinear optics; Supercontinuum spectrum; Dispersion-flattened and decreasing fiber; Cross-phase modulation



**Xu Yongzhao** is a graduate student for his master degree in Institute of Quantum Electronics of South China Normal University. He is majoring in the research of nonlinear fiber optics, SC pulse source and optical fiber communication techniques.