

文章编号: 0258-7025(2004)10-1239-06

# 色散平坦渐减光纤产生平坦超连续谱的数值研究

陈泳竹<sup>1</sup>, 李玉忠<sup>1</sup>, 屈圭<sup>1</sup>, 徐文成<sup>2</sup>, 崔虎<sup>2</sup>, 刘颂豪<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 广东技术师范学院机电系, 广东 广州 510635; <sup>2</sup> 华南师范大学量子电子学研究所, 广东 广州 510631)

**摘要** 通过数值计算,对色散平坦渐减光纤(DFDF)产生平坦超连续谱(SC)进行了研究。结果表明,该光纤中抽运脉冲峰值功率对超连续谱的形成有着重要的影响,超连续谱的产生存在阈值功率,抽运脉冲峰值功率由阈值逐步增大,超连续谱随之愈宽,平坦度愈好,但增大到一定值时,超连续谱的平坦度会开始劣化,综合考虑各因素找到了产生平坦超连续谱的最佳功率;四阶和五阶群速度色散(GVD)是该种光纤产生平坦超连续谱的决定因素,三阶及五阶以上群速度色散的作用可以忽略;进一步研究发现,超连续谱频谱展宽的机理主要来自脉冲的自相位调制效应,自变陡、受激拉曼散射等高阶非线性效应对平坦超连续谱的产生没有显著影响,在计算的时候完全可以忽略。

**关键词** 光通信;超连续谱;色散平坦渐减光纤;峰值功率;群速度色散

中图分类号 TN 929.11

文献标识码 A

## Numerical Research of Flat Supercontinuum Generated in Dispersion-Flattened/Decreasing Fiber

CHEN Yong-zhu<sup>1</sup>, LI Yu-zhong<sup>1</sup>, QU Gui<sup>1</sup>,  
XU Wen-cheng<sup>2</sup>, CUI Hu<sup>2</sup>, LIU Song-hao<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Department of Electro-Mechanical Engineering,

Guangdong Polytechnic Normal University, Guangzhou, Guangdong 510635, China

<sup>2</sup> Institute of Quantum Electronics, South China Normal University, Guangzhou, Guangdong 510631, China

**Abstract** Supercontinuum generated in dispersion-flattened/decreasing fiber is simulated and analyzed in detail. It is found that the peak power of pump pulse is very important to supercontinuum generation from the fiber and there is a threshold power. With the increasing of the peak power of pump pulse, the spectral width becomes wider and the flatness of supercontinuum becomes better. But if the peak power of pump pulse is increased further, the flatness becomes bad. In the end, a optimal peak power for supercontinuum generation is found. It is also found that the fourth and fifth order group-velocity dispersions are crucial to flatly wideband supercontinuum generation from the fiber, dispersion of the third and the other higher than fifth order can be ignored. It is further found that the higher-order nonlinear effects such as stimulated Raman scattering and self-steepening are negligible in the case.

**Key words** optical communication; supercontinuum generation; dispersion-flattened/decreasing fiber; peak power; group-velocity dispersion

## 1 引言

近年来,随着高速、大容量光纤通信的迅速发

展,光纤中的光谱超连续(SC)展宽技术由于可以在很宽的光谱范围内同时获得高重复率、多波长的超短光脉冲而引起了人们的广泛重视<sup>[1~4]</sup>。衡量 SC

收稿日期:2003-05-12;收到修改稿日期:2003-06-24

基金项目:广东省教育厅自然科学基金项目(200019)资助课题。

作者简介:陈泳竹(1974—),男,江西宜春人,广东技术师范学院助教,硕士,主要从事光传输及通信方面的研究。E-mail: chyzh1160@sina.com

谱质量好坏的两个最为重要的指标是它的谱宽和谱的平坦度。为此,人们对特种 SC 光纤的设计和开发进行了深入的研究,并取得了很好的成果<sup>[5~9]</sup>。其中,比较常见的是利用色散平坦渐减光纤(DDF)产生 SC 谱<sup>[5]</sup>。这种光纤的色散特性比较复杂,它同时具有色散平坦光纤(DF)和色散渐减光纤(DDF)的双重特性:其色散参量与光波波长满足二次幂函数关系且沿着光纤长度其值呈线性由入端的正值递减为出端的负值(二阶群速度色散(GVD)值呈线性由入端的负值递减为出端的正值)。然而对色散平坦渐减光纤产生 SC 谱的研究主要是集中在对实验结果的分析上,系统的理论研究很少见报道。本文采用数值求解方法对色散平坦渐减光纤中的 SC 谱产生进行了详细的理论计算和分析。

## 2 理论模型

超短光脉冲在色散渐减光纤中传输所满足的广义非线性薛定谔方程为

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A - i \sum_{k \geq 2} \frac{i^k \beta_k(z)}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial T^k} = i\gamma \left[ |A|^2 A + i \frac{\lambda_0}{2\pi c} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right] \quad (1)$$

式中  $A$  为脉冲慢变包络振幅,  $z$  为脉冲在光纤中传输的距离,  $T$  为以中心波长群速度为移动参考系的时间参量,  $\beta_k(z)$  为各阶群速度色散系数( $k$  表示色散阶数),  $\alpha, \gamma$  分别为光纤损耗和非线性系数,  $\lambda_0$  为色散峰值波长,  $c$  为真空中的光速,  $T_R$  为内脉冲拉曼散射系数(与拉曼增益的斜率有关,通常为 3 fs)。

值得注意的是只能通过实验测量光纤的色散参量值  $D$  而不是直接给出各阶群速度色散值。因此,首先必须对它们进行转换从而求得方程(1)中的各阶群速度色散系数,由文献[10]可知:  $D = \frac{d\beta_1}{d\lambda}$ ,  $\lambda$  为脉冲中心波长,  $\beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega}$ ,  $\beta_3 = \frac{d\beta_2}{d\omega} = \frac{d^2\beta_1}{d\omega^2}$ ,  $\beta_4 = \frac{d\beta_3}{d\omega} = \frac{d^3\beta_1}{d\omega^3}$ , 则有

$$\left\{ \begin{aligned} \beta_2(\lambda_0) &= \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{d\beta_1}{d\lambda} \times \frac{d\lambda}{d\omega} = \frac{d\lambda}{d\omega} \times D = \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi c}\right) \times D \Big|_{\lambda=\lambda_0} \\ \beta_3(\lambda_0) &= \frac{d\beta_2}{d\omega} = \frac{d}{d\lambda} \left[ \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi c}\right) \times D \right] \times \frac{d\lambda}{d\omega} = \left(-\frac{1}{2\pi c}\right) \times \frac{d}{d\lambda} (\lambda^2 D) \times \frac{d\lambda}{d\omega} = \\ &= \left(-\frac{1}{2\pi c}\right) \times \left(2\lambda D + \lambda^2 \frac{dD}{d\lambda}\right) \times \frac{d\lambda}{d\omega} = \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi c}\right)^2 \times \left(\frac{2D}{\lambda} + \frac{dD}{d\lambda}\right) \Big|_{\lambda=\lambda_0} \\ \beta_4(\lambda_0) &= \frac{d\beta_3}{d\omega} = \frac{d\beta_3}{d\lambda} \times \frac{d\lambda}{d\omega} = \frac{d}{d\lambda} \left[ \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi c}\right)^2 \times \left(\frac{2D}{\lambda} + \frac{dD}{d\lambda}\right) \right] \times \frac{d\lambda}{d\omega} = \\ &= \left(-\frac{1}{2\pi c}\right)^2 \times \frac{d}{d\lambda} \left(2\lambda^3 D + \lambda^4 \frac{dD}{d\lambda}\right) \times \frac{d\lambda}{d\omega} = \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi c}\right)^3 \times \left(\frac{6D}{\lambda^2} + \frac{6}{\lambda} \frac{dD}{d\lambda} + \frac{d^2 D}{d\lambda^2}\right) \Big|_{\lambda=\lambda_0} \\ \beta_5(\lambda_0) &= \frac{d\beta_4}{d\omega} = \frac{d\beta_4}{d\lambda} \times \frac{d\lambda}{d\omega} = \frac{d}{d\lambda} \left[ \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi c}\right)^3 \times \left(\frac{6D}{\lambda^2} + \frac{6}{\lambda} \frac{dD}{d\lambda} + \frac{d^2 D}{d\lambda^2}\right) \right] \times \frac{d\lambda}{d\omega} = \\ &= \left(-\frac{1}{2\pi c}\right)^3 \times \frac{d}{d\lambda} \left(6\lambda^4 D + 6\lambda^5 \frac{dD}{d\lambda} + \lambda^6 \frac{d^2 D}{d\lambda^2}\right) \times \frac{d\lambda}{d\omega} = \\ &= \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi c}\right)^4 \times \left(\frac{24D}{\lambda^3} + \frac{36}{\lambda^2} \frac{dD}{d\lambda} + \frac{12}{\lambda} \frac{d^2 D}{d\lambda^2} + \frac{d^3 D}{d\lambda^3}\right) \Big|_{\lambda=\lambda_0} \\ \beta_6(\lambda_0) &= \frac{d\beta_5}{d\omega} = \frac{d\beta_5}{d\lambda} \times \frac{d\lambda}{d\omega} = \frac{d}{d\lambda} \left[ \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi c}\right)^4 \times \left(\frac{24D}{\lambda^3} + \frac{36}{\lambda^2} \frac{dD}{d\lambda} + \frac{12}{\lambda} \frac{d^2 D}{d\lambda^2} + \frac{d^3 D}{d\lambda^3}\right) \right] \times \frac{d\lambda}{d\omega} = \\ &= \left(-\frac{1}{2\pi c}\right)^4 \times \frac{d}{d\lambda} \left(24\lambda^5 D + 36\lambda^6 \frac{dD}{d\lambda} + 12\lambda^7 \frac{d^2 D}{d\lambda^2} + \lambda^8 \frac{d^3 D}{d\lambda^3}\right) \times \frac{d\lambda}{d\omega} = \\ &= \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi c}\right)^5 \times \left(\frac{120D}{\lambda^4} + \frac{240}{\lambda^3} \frac{dD}{d\lambda} + \frac{120}{\lambda^2} \frac{d^2 D}{d\lambda^2} + \frac{20}{\lambda} \frac{d^3 D}{d\lambda^3} + \frac{d^4 D}{d\lambda^4}\right) \Big|_{\lambda=\lambda_0} \end{aligned} \right. \quad (2)$$

色散平坦渐减光纤的色散参量与光波波长满足二次幂函数关系且沿着光纤长度其值呈线性由入端的正值递减为出端的负值。色散参量  $D$  满足的曲

线关系如图 1 所示,其具体函数形式为

$$D(\lambda, z) = K(\lambda - \lambda_0)^2 + D_0(1 - \theta z) \quad (3)$$

式中,  $K$  为光纤色散参量  $D$  关于波长的二次微商常

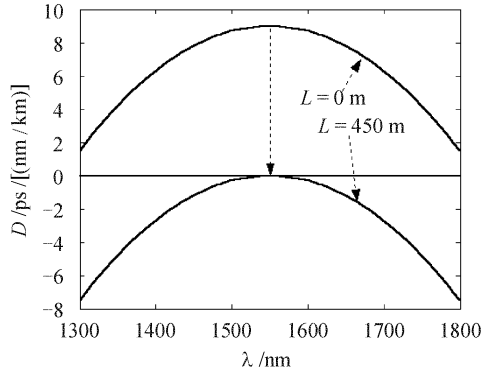


图 1 色散平坦渐减光纤的色散曲线

Fig. 1 Dispersion profile of the DFD

量(为一负值),  $D_0$  为初始峰值色散值,  $\theta$  为色散渐减系数。将(3)式代入(2)式, 则可求得此时光纤色散峰值波长  $\lambda_0$  处的各阶群速度色散

$$\left\{ \begin{aligned} \beta_2(\lambda_0, z) &= \left(-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right) \times D_0 \times (1 - \theta z) \\ \beta_3(\lambda_0, z) &= \left(-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right)^2 \times \left(\frac{2D_0}{\lambda_0}\right) \times (1 - \theta z) \\ \beta_4(\lambda_0, z) &= \left(-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right)^3 \times \left[\frac{6D_0}{\lambda_0^2} \times (1 - \theta z) + 2K\right] \\ \beta_5(\lambda_0, z) &= \left(-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right)^4 \times \\ &\quad \left[\frac{24D_0}{\lambda_0^3} \times (1 - \theta z) + \frac{24K}{\lambda_0}\right] \\ \beta_6(\lambda_0, z) &= \left(-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right)^5 \times \\ &\quad \left[\frac{120D_0}{\lambda_0^4} \times (1 - \theta z) + \frac{120K}{\lambda_0^2}\right] \end{aligned} \right. \quad (4)$$

将关系式(4)代入方程(1), 并采用分步傅里叶法对方程(1)进行求解, 就可以研究超短光脉冲在色散平坦渐减光纤中的脉冲演化与 SC 谱产生。

### 3 数值计算和分析

选取色散平坦渐减光纤的参数是: 光纤长度  $L$  为 460 m, 色散峰值波长  $\lambda_0$  为 1550 nm, 色散参量二阶微商常量  $K$  为  $-0.00012 \text{ ps}/(\text{nm}^3/\text{km})$ , 入端光纤峰值波长色散值  $D_0$  为  $9 \text{ ps}/(\text{nm}/\text{km})$ , 光纤损耗系数  $\alpha$  为  $0.2 \text{ dB}/\text{km}$ , 非线性折射系数  $n_2$  为  $3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ , 光场有效横截面积  $A_{\text{eff}}$  为  $50 \mu\text{m}^2$ , 色散渐减系数  $\theta$  为  $1/L_0 \text{ km}^{-1}$  ( $L_0 = 450 \text{ m}$  为光纤峰值色散为零时的光纤长度)。设输入脉冲的中心波长为光纤峰值色散波长  $\lambda_0$ , 脉冲宽度  $T_{\text{FWHM}}$  为  $4 \text{ ps}$ 。

由于输入脉冲为双曲型, 脉冲半峰全宽  $T_{\text{FWHM}}$  和半宽  $T_0$  (在光强峰值的  $1/e$  处) 满足关系式:  $T_0 = T_{\text{FWHM}}/2\ln(1 + 2^{1/2})$ 。衡量超连续谱好坏的两个重要指标是它的谱宽和平坦度。好的 SC 谱要求频谱宽、谱峰平坦度好。为便于比较, 先给出脉冲的初始频谱如图 2 所示。研究中都假设不考虑高阶非线性效应的影响(放在最后讨论)。图 3 是应用以上参数对方程(1)进行数值模拟得到的 SC 谱(输入抽运脉冲峰值功率  $P_0$  为  $3 \text{ W}$ , 群速度色散取到第五阶), 与图 2 相比频谱已平坦地展宽, 其平坦谱宽达到近

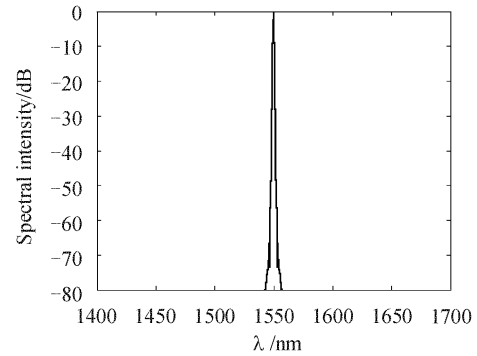
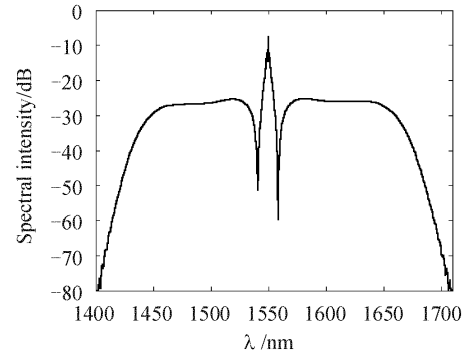


图 2 抽运脉冲的初始频谱

Fig. 2 Spectrum of the pump pulse

图 3 抽运峰值功率  $P_0 = 3 \text{ W}$  时产生的 SC 谱Fig. 3 Supercontinuum generated from the DFD when the peak power of pump pulse is  $3 \text{ W}$ 

200 nm。SC 谱在色散平坦渐减光纤中产生时, 首先是脉冲通过光纤反常色散段, 该过程为绝热放大过程, 脉冲变窄、峰值功率增强、频谱展宽<sup>[11,12]</sup>; 在光纤反常色散段的零色散点附近, 脉冲两边频谱成分开始进入正常色散区从而停止展宽, 而中心频谱仍处于反常色散区继续向两边展宽, 导致两边频率成分强度不断加强, 中心频率成分强度不断减弱, 最后在零色散点附近得到矩形的平坦 SC 谱, 脉冲进入光纤正常色散段, 强的自相位调制 (SPM) 与正常二阶群速度色散相互作用诱导线性频率啁啾的积

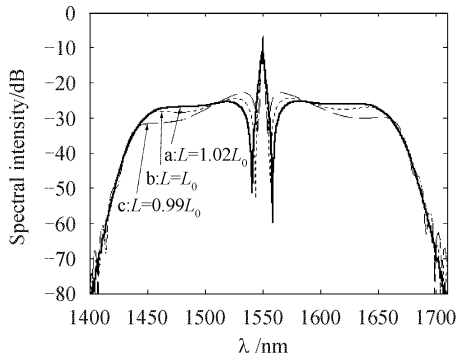


图4 零色散点及其附近正、负色散处产生 SC 谱的比较  
Fig. 4 Supercontinuum generated from the DFDF at and by the zero dispersion point

累,使 SC 谱平坦度得到进一步改善,在  $L = 1.02L_0$  附近 SC 谱几乎不再变化,如图 4 所示(由于光纤正色散迅速增大,脉冲也就随之很快展宽甚至破裂)。但是,由于脉冲压缩过程中频率啁啾的非线性演化,最终导致了 SC 谱的中心波长处有较强的抽运残余。

### 3.1 抽运脉冲峰值功率的影响

在 SC 谱产生过程中,接着研究了脉冲峰值功率对 SC 谱产生的重要影响。其他参数不变,减小抽运脉冲峰值功率,可知 SC 谱产生的阈值功率为 2.8 W (孤子阶数  $N = 1.8$ )。此时,SC 谱开始展宽但并不平坦,如图 5 所示。抽运脉冲峰值功率逐步增大,SC 谱随之愈宽,平坦度愈好。当脉冲峰值功率增到 3 W 时,所得 SC 谱的平坦度达到最佳,但中心波长处仍有很强的抽运残余(存在一明显谱峰和两个很深凹槽),如图 3 所示。抽运脉冲峰值功率进一步增大,SC 谱随之增宽,平坦度有所劣化,中心波长处的抽运残余逐渐减弱,当抽运脉冲功率增为 4 W (孤子阶数  $N = 2.1$ )时,平坦谱宽可达到 300 nm(如图 6 所示),此时得到的 SC 谱最为理想。再增大抽运脉冲峰值功率(如抽运脉冲功率为 4.5 W,孤子阶数  $N = 2.3$ ),SC 谱的平坦度进一步劣化,如图 7 所示。这是因为峰值功率太高,脉冲传输在色散平坦渐减光纤的零色散点时,容易激发高阶孤子而造成脉冲的变形甚至分裂,由此影响了 SC 谱的形成(SC 谱在零色散点区域形成)。而脉冲频谱的展宽是自相位调制与二阶群速度色散共同作用的结果,脉冲峰值功率越高则自相位调制效应越强,这样有利于平坦 SC 谱的产生。这就是孤子阶数近 2(考虑光纤损耗,  $N = 2.1$ )时,获得理想 SC 谱的根本原因。

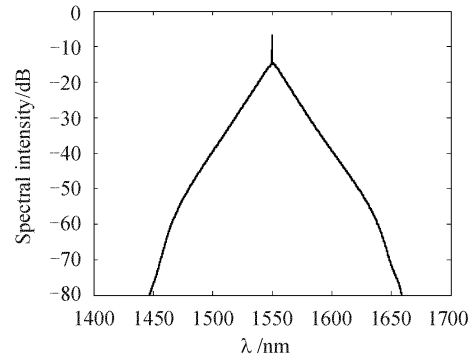


图5 抽运峰值功率等于 SC 阈值功率时产生的 SC 谱  
Fig. 5 Supercontinuum generated from the DFDF when the peak power is equal to threshold power

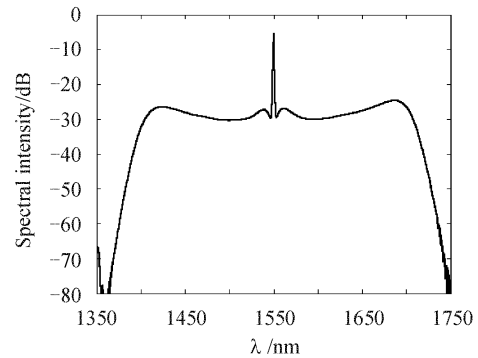


图6 抽运峰值功率  $P_0 = 4$  W 时产生的 SC 谱  
Fig. 6 Supercontinuum generated from the DFDF when the peak power of pump pulse is 4 W

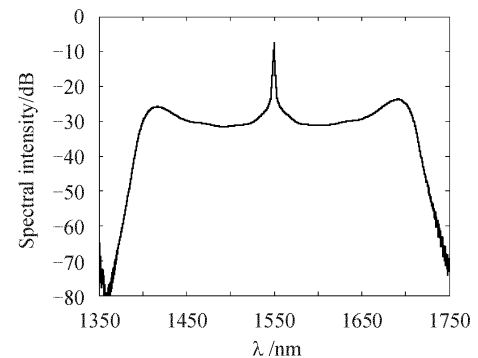


图7 抽运峰值功率  $P_0 = 4.5$  W 时产生的 SC 谱  
Fig. 7 Supercontinuum generated from the DFDF when the peak power of pump pulse is 4.5 W

### 3.2 高阶群速度色散效应的作用

由上述研究可知,色散平坦渐减光纤中 SC 谱的形成机制是孤子的绝热压缩效应,前面的研究都考虑了高阶群速度色散(取到第五阶)的作用。由于光纤色散平坦,假设计算中可以不考虑高阶群速度色散的影响。由此获得的输出脉冲频谱如图 8 所示(不作特殊说明,抽运脉冲峰值都假设为 4 W)。显

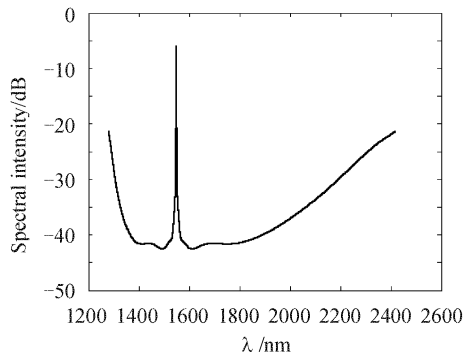


图 8 忽略高阶群速度色散作用时产生的频谱  
Fig. 8 Spectrum generated from the DFDF when the higher-order dispersions are ignored

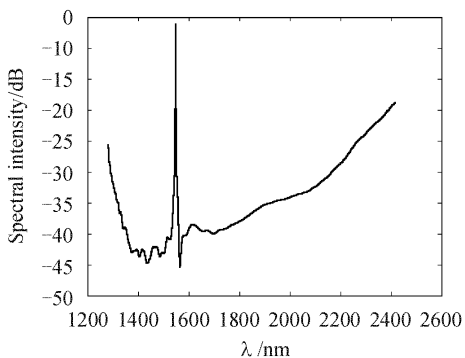


图 9 考虑三阶群速度色散作用时产生的频谱  
Fig. 9 Spectrum generated from the DFDF when the third order dispersion is included

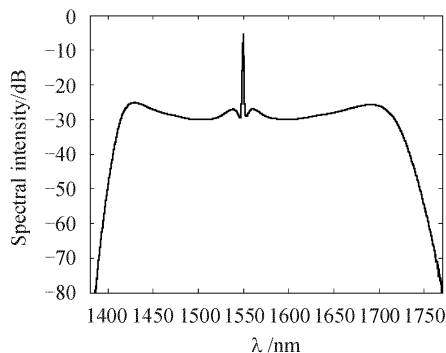


图 10 考虑三阶、四阶群速度色散作用时产生的 SC 谱  
Fig. 10 Supercontinuum generated from the DFDF when the third and fourth order dispersions are included

然,此时的频谱杂乱无序,远不是所要求的 SC 谱。可见高阶群速度色散的影响是不容忽略的。由此,先假设三阶群速度色散的影响不可忽略,从而获得如图 9 所示的频谱。对照图 8 和图 9,发现两谱图几乎没有什么区别,可见三阶群速度色散对 SC 谱的形成不起决定性作用。显然,要形成前面获得的 SC 谱,考虑四阶群速度色散的影响是必要的。这

样,通过计算就得到了如图 10 的 SC 谱。这时的 SC 谱才算是实际意义的 SC 谱,所以四阶群速度色散是色散平坦渐减光纤中 SC 谱产生的决定因素。但是高阶群速度色散光考虑到四阶还是不够的。因为把这时的 SC 谱和考虑了五阶群速度色散作用时得到的 SC 谱(图 6)进行对比,发现没有考虑五阶群速度色散时获得的 SC 谱是不对称的,长波谱明显比短波谱宽出好多。而实验结果表明,SC 谱是对称的,可见五阶群速度色散对 SC 谱的产生也有着不可忽略的作用。接着,把方程(1)的色散项取到六阶,通过计算获得了和图 6 一样的 SC 谱,说明更高阶群速度色散不起作用。由此可见,在色散平坦渐减光纤中,三阶群速度色散的作用几乎可以忽略,四阶、五阶群速度色散是 SC 谱形成的决定因素,更高阶群速度色散对 SC 谱的形成不起作用。由文献[10]可知,当脉冲宽度非常窄或者二阶群速度色散近似为零时,光纤中的高阶群速度色散才起作用。而由式(4)可知,二阶和三阶群速度色散的渐减趋势一致,但比四阶、五阶群速度色散的渐减趋势要大,所以在零色散点附近,四阶、五阶群速度色散值甚至比二阶、三阶群速度色散值大,对脉冲的演化有着重要的影响,三阶群速度色散的影响由此而可以忽略(色散平坦渐减光纤的各阶群速度色散大小与其阶数和渐减系数都相关,但阶数比较高时,初始的高阶群速度色散就比低阶群速度色散小甚至几个数量级,在零色散点附近更高阶色散的值还是比低阶色散小得多,所以更高阶色散不起作用是合理的)。

### 3.3 高阶非线性效应的影响

前面的研究和分析都忽略了高阶非线性效应的影响。下面对高阶非线性效应对 SC 谱的影响进行较为详细的研究。为便于比较和分析,给出了只考虑自相位调制效应时得到的 SC 谱,如图 11 中曲线 a 所示。首先,承接前面的研究,在考虑了自相位调制效应的同时考虑高阶非线性效应中的自变陡效应,获得 SC 谱如图 11 中曲线 b 所示。显然,此时的 SC 谱和没有考虑高阶非线性效应时获得的 SC 谱没有多大差异。可见,自变陡效应对 SC 谱的形成没有显著的影响。SC 谱相对来说向短波方向有不明显的漂移,这是因为自变陡效应造成了脉冲的轻微变形(前沿延迟,后沿陡峭),从而使得自相位调制效应诱导的频率啁啾不再是完全左右对称的,其中蓝移(短波)方向得到了轻微加强<sup>[10]</sup>。在考虑高阶非线性效应中的拉曼散射效应时,获得的 SC 谱如图 11 中曲线 c 所示。不难看出,拉曼散射效应只

是对 SC 谱的平坦度有轻微影响,而对 SC 谱谱宽没有多大贡献。相对谱图曲线 a 而言,谱图曲线 c 的短波方向更为平坦些,相反长波方向平坦度有所劣化,远离中心波长部分的谱强得到了加强。这是因为拉曼散射效应造成了孤子的自频移现象(拉曼自频移),从而导致脉冲频谱中心向长波漂移<sup>[13]</sup>。最后,综合考虑所有的高阶非线性效应,得到了如图 11 中曲线 d 所示的 SC 谱。可见,高阶非线性效应对 SC 谱的形成只有轻微的影响,在计算的时候可以忽略。

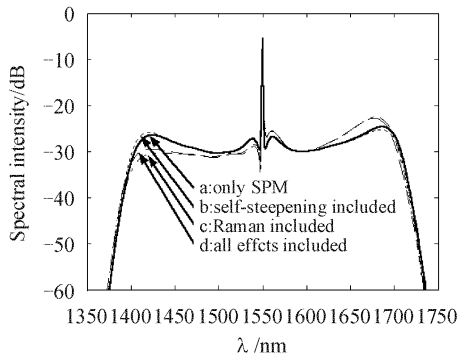


图 11 考虑与未考虑高阶非线性效应的 SC 谱对比

Fig. 11 Supercontinuum generated from the DFDF when the higher-order nonlinear effects are included and ignored

## 4 结 论

采用数值求解方法系统研究了 SC 谱在色散平坦渐减光纤中的产生。结果表明,抽运脉冲峰值功率对 SC 谱的形成有着重要的影响,三阶群速度色散的影响可以忽略,四阶、五阶群速度色散的共同作用则是形成平坦 SC 谱的关键因素;进一步研究发现,高阶非线性效应对 SC 谱的形成不起决定性作用。

## 参 考 文 献

1 T. Morioka, K. Mori, S. Kawanishi *et al.*. Multi-WDM-

- channel, Gbit/s pulse generation from a single laser source utilizing LD-pumped supercontinuum in optical fibers [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1994, **6**(3):365~368
- 2 S. Kawanishi, H. Takara, K. Uchiyama *et al.*. 3 Tbit/s(160 Gbit/s  $\times$  19 channel) optical TDM and WDM transmission experiment [J]. *Electron. Lett.*, 1999, **35**(10):826~827
- 3 Yu Jianjun, Guan Kejian, Yang Bojun *et al.*. The generation of multi-wavelength ultra-short optical pulses by utilizing a fiber ring laser-pumped supercontinuum in an optical fiber [J]. *Chinese J. Lasers*, 1999, **A26**(7):594~598  
余建军,管克俭,杨伯君等. 利用光纤的非线性效应产生多波长超短光脉冲[J]. *中国激光*, 1999, **A26**(7):594~598
- 4 Lou Caiyun, Li Yuhua, Wu Jian *et al.*. Generation of supercontinuum from dispersion shifted fiber by using 10 GHz actively mode-locked fiber laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2000, **A27**(9):814~818  
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[J]. *中国激光*, 2000, **A27**(9):814~818
- 5 K. Mori, H. Takara, S. Kawanishi *et al.*. Flatly broadened supercontinuum spectrum generation in a dispersion decreasing fibre with convex dispersion profile [J]. *Electron. Lett.*, 1997, **33**(21):1806~1807
- 6 H. Sotobayashi, K. Kitayama. 325 nm bandwidth supercontinuum generation at 10 Gbit/s using dispersion-flattened and non-decreasing normal dispersion fibre with pulse compression technique[J]. *Electron. Lett.*, 1998, **34**(13):1336~1337
- 7 T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. J. Russell. Supercontinuum generation in tapered fibers [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(19):1415~1417
- 8 Chen Yongzhu, Xu Wencheng, Cui Hu *et al.*. The effect of fiber dispersion on generation of supercontinuum [J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(3):297~301  
陈泳竹,徐文成,崔虎等. 光纤色散对超连续谱产生的影响[J]. *光学学报*, 2003, **23**(3):297~301
- 9 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
- 10 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics* [M]. 2nd ed.. New York: Academic Press, 1995
- 11 S. V. Chernikov, P. V. Mamyshev. Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1991, **8**(8):1633~1640
- 12 S. V. Chernikov, E. M. Dianov, D. J. Richardson *et al.*. Soliton pulse compression in dispersion-decreasing fiber [J]. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(7):476~478
- 13 Xu Wencheng, Guo Qi, Liao Changjun *et al.*. Suppression of Raman self-frequency shift of soliton propagation in single mode optical fiber [J]. *Chin. Phys. Lett.*, 1995, **12**(2):113~115