

反常色散平坦光纤产生平坦宽带超连续谱的 数值研究*

陈泳竹^{1)†} 李玉忠¹⁾ 屈 圭¹⁾ 徐文成²⁾

1) 广东技术师范学院机电系, 广州 510635)

2) 华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

(2005 年 3 月 4 日收到, 2005 年 5 月 26 日收到修改稿)

通过数值计算, 对反常色散平坦光纤中高阶孤子压缩效应产生超连续谱进行了系统、深入的研究. 结果表明, 反常色散平坦光纤的色散参量二阶微分常量、峰值色散参量及抽运脉冲的脉宽、孤子阶数对该种光纤中平坦超连续谱的形成及所需光纤长度的选取都有着非常重要的影响, 进一步研究表明, 超连续谱的展宽机理主要来自脉冲的自相位调制效应和群速度色散的共同作用, 高阶非线性效应对超连续谱的产生不起决定性作用, 在计算中完全可以忽略.

关键词: 反常色散平坦光纤, 超连续谱, 自相位调制效应, 群速度色散

PACC: 4265, 4280M, 4225B, 4265S

1. 引 言

超连续(SC: supercontinuum)谱是指当一束高强度的超短光脉冲通过非线性光学介质时出现的光谱展宽现象, 即出射光谱中产生许多新的频率成分, 光谱的宽度远远大于入射光脉冲的谱宽. 利用单模光纤介质产生 SC 谱, 其谱的平坦展宽来自光纤自相位调制、交叉相位调制、四波混频、受激拉曼散射等非线性效应与光纤群速度色散的共同作用, 其中最重要的是自相位调制效应与群速度色散的作用. 近年来, 随着光纤通信技术的迅猛发展, 光纤中的 SC 谱技术也得到了广泛、深入的研究和应用. 衡量 SC 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, 对 SC 谱光纤的设计和开发也就成为了 SC 谱技术研究的重点, 并取得了较好的成果^[1-12]. 在对 SC 谱产生进行的理论和实验研究的已有报道中, 用于产生 SC 谱的光纤主要有色散位移光纤、色散平坦光纤、色散平坦渐减光纤、锥形光纤及光子晶体光纤等几种.

目前, 利用色散平坦光纤、色散平坦渐减光纤产生 SC 谱的技术比较成熟并在光通信实验中获得了

比较广泛的应用^[13-15]. 相比较而言, 色散平坦光纤在日本等发达国家已属商用光纤, 比较容易获得. 在已有的报道中, 人们大多采用正常色散平坦光纤来产生 SC 谱, 主要是利用该种光纤中较强的自相位调制和很小的二阶群速度色散的相互作用诱导了线性频率啁啾, 而线性频率啁啾的积累最终导致平坦 SC 谱的形成^[7]. 而有关反常色散平坦光纤产生 SC 谱的研究很少见报道. 本文利用高阶孤子的压缩效应对反常色散平坦光纤产生 SC 谱展开了比较系统、深入的研究.

2. 理论模型

超短光脉冲在色散平坦光纤中传输所满足的广义非线性薛定谔方程为

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

方程左边为线性项 (第一项表示脉冲传输 (A 为脉冲慢变包络振幅, z 为脉冲在光纤中传输的距离), 第

* 广东省教育厅自然科学基金(批准号 D159)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: chyzh1160@sina.com

二项表示光纤损耗(α 为光纤损耗系数),第三项表示色散效应(β_k 为各阶群速度色散系数, k 表示色散阶数, T 为以中心波长群速度为移动参考系的时间参量);方程右边为非线性项($\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}$ 为非线性参数,对应各阶非线性效应, n_2 为非线性折射率系数, ω_0 为脉冲中心频率, c 为真空中的光速, A_{eff} 为纤芯有效横截面积);第一项表示自相位调制效应,第二项表示自变陡效应(λ_0 为脉冲中心波长),第三项表示拉曼散射效应(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 3fs).

色散平坦光纤的色散参量与光波波长满足二次幂函数关系

$$D(\lambda) = \frac{K}{2}(\lambda - \lambda_0)^2 + D_0, \quad (2)$$

式中, K 为光纤色散参量 D 关于波长的二阶微分常量, D_0 为光纤的峰值色散(入射光脉冲的中心波长 λ_0 刚好与之对应).光纤色散曲线如图1所示(假设 $K = -0.0003\text{ps}(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$, $\lambda_0 = 1550\text{nm}$, $D_0 = 0.2\text{ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$).

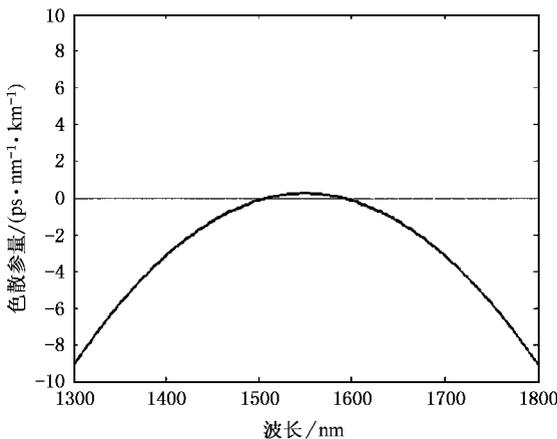


图1 反常色散平坦光纤的色散曲线(峰值色散 $D_0 = 0.2\text{ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$,峰值波长 $\lambda_0 = 1550\text{nm}$,二阶微分常量 $K = -0.0003\text{ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$)

又由文献[16]可知

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda}, \beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega}, \beta_3 = \frac{d\beta_2}{d\omega} = \frac{d^2\beta_1}{d\omega^2}, \beta_4 = \frac{d\beta_3}{d\omega} = \frac{d^3\beta_1}{d\omega^3}, \beta_5 = \frac{d\beta_4}{d\omega} = \frac{d^4\beta_1}{d\omega^4}, \beta_6 = \frac{d\beta_5}{d\omega} = \frac{d^5\beta_1}{d\omega^5},$$

由此求得色散平坦光纤中脉冲中心波长处的各阶群速度色散的具体表达式

$$\begin{cases} \beta_2(\lambda_0) = \left(-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right) \times D_0, \\ \beta_3(\lambda_0) = \left(-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right)^2 \times \left(\frac{2D_0}{\lambda_0}\right), \\ \beta_4(\lambda_0) = \left(-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right)^3 \times \left(\frac{6D_0}{\lambda_0^2} + K\right), \\ \beta_5(\lambda_0) = \left(-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right)^4 \times \left(\frac{24D_0}{\lambda_0^3} + \frac{12K}{\lambda_0}\right), \\ \beta_6(\lambda_0) = \left(-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right)^5 \times \left(\frac{120D_0}{\lambda_0^4} + \frac{60K}{\lambda_0^2}\right), \end{cases} \quad (3)$$

将关系式(3)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光纤中的脉冲演化和SC谱的产生.

3. 数值计算与分析

计算中选取反常色散平坦光纤的参数为:峰值色散参量波长 $\lambda_0 = 1550\text{nm}$,色散参量的二阶微分常量 $K = -0.0003\text{ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$,峰值色散参量 $D_0 = 0.2\text{ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$,非线性折射率系数 $n_2 = 3.2 \times 10^{-20}\text{m}^2/\text{W}$,纤芯有效横截面积 $A_{\text{eff}} = 50\mu\text{m}^2$,光纤损耗系数 $\alpha = 0.2\text{dB}/\text{km}$.设抽运脉冲为双曲正割形,其中心波长为光纤峰值色散波长 λ_0 ,脉冲宽度 $T_{\text{FWHM}} = 0.2\text{ps}$ ($T_0 = T_{\text{FWHM}}/2\ln(1 + 2^{1/2})$)^[16],脉冲孤子阶数 $N = 3$ ($N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}$)^[17].除非特殊说明,后面的计算都采用以上参数来进行.为了便于比较和分析,前面的研究都假设不考虑高阶非线性效应的影响.应用以上参数对方程(1)进行数值模拟,获得最佳SC谱如图2中实线(a)所示,为便于比较,同时给出抽运脉冲初始频谱如图中虚线(b)所示.可见,与抽运脉冲初始频谱相比,频谱已平坦地展宽,平坦谱宽达到 200nm 以上.形成的SC谱和采用色散平坦渐减光纤通过绝热孤子压缩放大效应形成的SC谱相似,频谱左右对称且中心波长处有较强的抽运残余.计算中所需光纤长度 $L = 0.32Z_0 = 25.4\text{m}$ (当光脉冲得到最大程度压缩并刚好开始变宽的位置处截取光纤长度,其中 $Z_0 = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$ 为孤子周期^[18]).可见,与采用正常色散平坦光纤产生SC谱比,采用反常色散平坦光纤产生的SC谱其平坦度更好,所需光纤长度也要小得多^[2,7].

3.1. 常量 K 的影响

在SC谱产生过程中,我们接着研究了光纤色

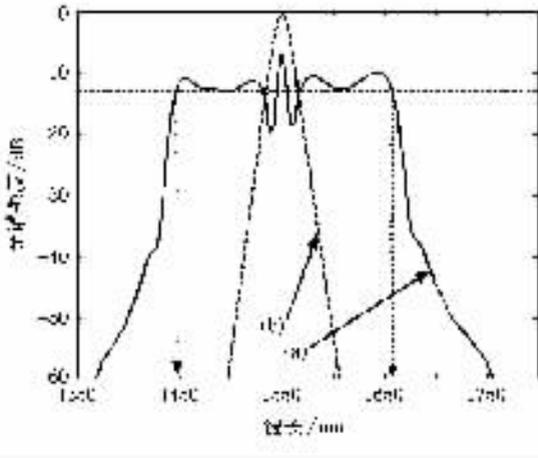


图2 抽运脉冲的初始频谱与产生的 SC 谱 (色散峰值波长 $\lambda_0 = 1550\text{nm}$, 二阶微分常量 $K = -0.0003\text{ps}(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$, 峰值色散参量 $D_0 = 0.2\text{ps}(\text{nm} \cdot \text{km})$, 抽运脉冲中心波长为色散峰值波长, 抽运脉冲宽度 $T_{\text{FWHM}} = 0.2\text{ps}$)

散参量的二阶微分常量 K 对 SC 谱产生的重要影响. 其他参数不变, 对二阶微分常量 K 分别取值: 1) $-0.0005\text{ps}(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$, 2) $-0.0003\text{ps}(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$, 3) $-0.0001\text{ps}(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$, 通过数值计算我们获得对应

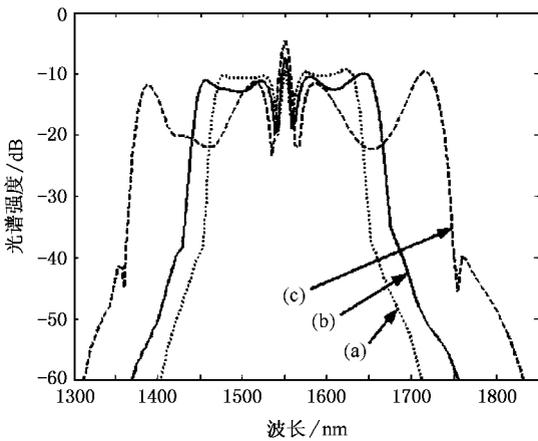


图3 不同二阶微分常量 K 时产生的 SC 谱 (a) $-0.0005\text{ps}(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ ($L = 0.35Z_0 = 27.8\text{m}$) (b) $-0.0003\text{ps}(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ ($L = 0.32Z_0 = 25.4\text{m}$) (c) $-0.0001\text{ps}(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ ($L = 0.30Z_0 = 23.8\text{m}$)

的最佳 SC 谱, 如图 3 所示. 可见, 随着二阶微分常量 K 绝对值的减小, 产生的 SC 谱, 其频谱宽度显著加宽, -15dB 频谱由 160nm 左右增加到近 350nm , 但同时频谱的平坦度却逐渐劣化. 所以综合考虑, 选取色散参量二阶微分常量 K 为 $-0.0003\text{ps}(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 的反常色散平坦光纤产生 SC 谱比较合理. 另外, 通过研究表明, 随着二阶微分常量 K 绝对值的减小, 获得最佳 SC 谱所需光纤长度也随之逐渐减

短, 其值分别见图 3.

3.2. 峰值色散参量 D_0 的影响

由于在反常色散平坦光纤中, SC 谱形成的重要机理主要来自光纤自相位调制效应和光纤群速度色散的共同作用. 而由(3)式可知, 反常色散平坦光纤的群速度色散不仅与光纤色散参量的二阶微分常量 K 的大小相关而且也与光纤峰值色散参量 D_0 的大小相关, 所以光纤峰值色散参量的大小对 SC 谱也有着重要的影响. 如图 4 所示, 保持孤子阶数不变 ($N = 3$), 分别选取光纤的峰值色散参量 D_0 为: 1) $0.1\text{ps}(\text{nm} \cdot \text{km})$, 2) $0.2\text{ps}(\text{nm} \cdot \text{km})$, 3) $0.3\text{ps}(\text{nm} \cdot \text{km})$, 获得了不同的 SC 谱. 可见, 光纤峰值色散参量 D_0 越小, 产生的 SC 谱平坦度越好, 但谱宽越窄; 相反, 光纤峰值色散参量 D_0 越大, 产生的 SC 谱的平坦度越差, 但谱宽越宽. 所以, 要获得平坦、宽带的 SC 谱, 光纤峰值色散参量 D_0 既不能太大也不能太小. 综合考虑, 选取 $0.2\text{ps}(\text{nm} \cdot \text{km})$ 比较合理. 另外, 获得最佳 SC 谱所需光纤长度也与光纤峰值色散参量的大小有着紧密的联系. 研究表明, 随着光纤峰值色散参量的增大, 获得最佳 SC 谱所需光纤长度显著变短, 其值分别见图 4.

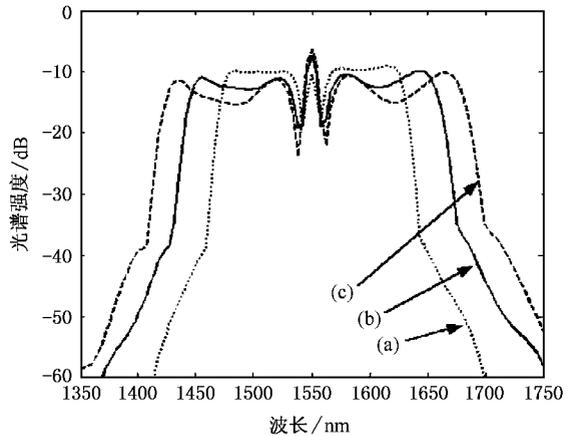


图4 不同峰值色散参量 D_0 时产生的 SC 谱 (a) $0.1\text{ps}(\text{nm} \cdot \text{km})$ ($L = 0.35Z_0 = 55.5\text{m}$) (b) $0.2\text{ps}(\text{nm} \cdot \text{km})$ ($L = 0.32Z_0 = 25.4\text{m}$) (c) $0.3\text{ps}(\text{nm} \cdot \text{km})$ ($L = 0.30Z_0 = 15.9\text{m}$)

3.3. 脉冲宽度 T_{FWHM} 的影响

由文献 [16] 可知, 光纤的各阶群速度色散对光脉冲演化的影响效果是与脉冲的宽度密切相关的, 所以抽运脉冲的脉冲宽度对 SC 谱的产生也有着极为重要的影响. 保持其他参数不变, 通过改变抽运

脉冲的脉宽,我们获得了不同 SC 谱,如图 5 所示. 谱线 (a)(b)(c)(d) 分别对应抽运脉冲脉宽 T_{FWHM} 为 (a)0.4ps (b)0.2ps (c)0.1ps (d)0.05ps. 不难看出,抽运脉冲脉宽越窄,产生的 SC 谱平坦度越好,频谱越宽(脉宽为 0.05ps 时,平坦谱宽达到近 300nm);相反,抽运脉冲的脉宽越宽,产生的 SC 谱平坦度越差,频谱越窄(脉宽为 0.4ps 时,已不能获得平坦 SC 谱). 同样,随着抽运脉冲宽度的逐步变窄,获得最佳 SC 谱所需光纤长度也显著变短,其值(对应的孤子周期大小不同)分别见图 5. 另外,随着抽运脉冲脉宽的逐步变窄,平坦频谱谱强明显增强,而 SC 谱中心波长处的残余谱峰则逐渐变小,最终中心波长处演化成为了一浅凹槽. 由此可见,采用反常色散平坦光纤产生平坦 SC 谱时,抽运脉冲越窄越好. 考虑到实际应用的可行性,所以文中选取 0.2ps 的抽运脉冲来产生 SC 谱.

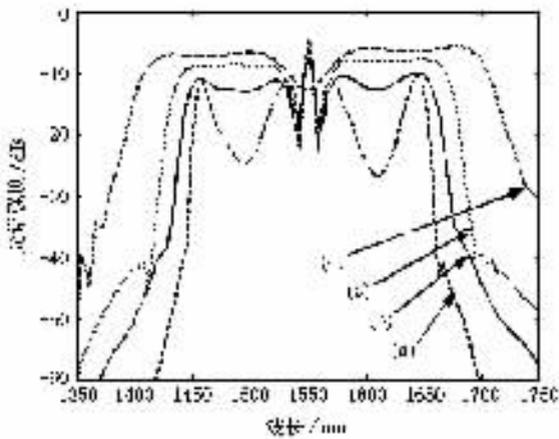


图 5 不同抽运脉冲宽度 T_{FWHM} 时产生的 SC 谱 (a)0.4ps ($L = 0.29Z_0 = 92.0m$), (b)0.2ps ($L = 0.32Z_0 = 25.4m$), (c)0.1ps ($L = 0.38Z_0 = 7.5m$), (d)0.05ps ($L = 0.42Z_0 = 2.1m$)

3.4. 峰值功率(孤子阶数 N) P_0 的影响

在反常色散平坦光纤中产生 SC 谱,其展谱机理主要是源于光纤中的自相位调制效应,即自相位调制效应诱导频率啁啾而造成脉冲频谱展宽. 由文献 [16] 可知,自相位调制效应的强弱是与脉冲的峰值功率成正比的,所以抽运脉冲峰值功率的大小对 SC 也有着非常重要的影响. 图 6 为保持其他参数不变的条件下,改变抽运脉冲峰值功率(孤子阶数)所产生的不同 SC 谱. 谱线 (a)(b)(c) 分别对应抽运脉冲的峰值功率 P_0 (孤子阶数 N) 为 (a) 30.7W ($N = 2$) (b) 69W ($N = 3$) (c) 122.5W ($N = 4$).

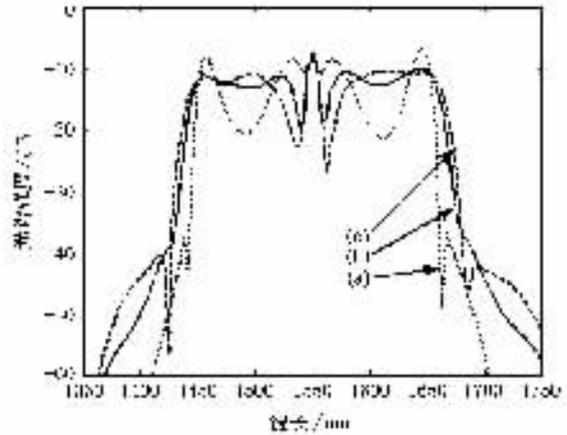


图 6 不同峰值功率 P_0 (孤子阶数 N) 时产生的 SC 谱 (a) 30.7W ($N = 2, L = 0.65Z_0 = 51.6m$) (b) 69W ($N = 2, L = 0.32Z_0 = 25.4m$) (c) 122.5W ($N = 2, L = 0.22Z_0 = 17.5m$)

显然,随着抽运脉冲峰值功率的逐步增强,SC 谱的频谱宽度随之增宽,平坦度随之愈好. 当脉冲峰值功率增到 69W ($N = 3$) 时,SC 谱的平坦谱宽达到最佳,进一步增大脉冲峰值功率,SC 谱的平坦度则开始劣化,且两平坦谱峰宽度也随之显著变窄. 同样,随着抽运脉冲峰值功率的逐步增强,获得最佳 SC 谱所需光纤长度也明显变短,其值分别见图 6. 这是因为抽运脉冲峰值功率越高,其孤子阶数就越高,引起的自相位调制效应也就越强,从而越有利于脉冲的压缩和频谱的展宽,但另一方面,抽运脉冲孤子阶数越高,压缩过程中脉冲的底座越明显,脉冲就越不稳定(脉冲容易分裂),产生的 SC 谱也就不平坦. 所以抽运脉冲峰值功率并不是越强越有利于平坦 SC 谱的产生,其最佳值为抽运脉冲的孤子阶数大概为 3 时的取值.

3.5. 高阶非线性效应的作用

前面的研究和分析都忽略了高阶非线性效应的作用. 一般情况下,高阶非线性效应对飞秒脉冲的传输特性有着比较重要的影响 [16]. 为便于比较和分析,给出只考虑自相位调制效应时获得的 SC 谱,如图 7 中实线 (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 7 中点线 (b) 所示. 不难看出,谱线 (b) 和谱线 (a) 几乎完全重合. 可见,自变陡效应对 SC 谱的形成没有显著影响. 整个 SC 谱相对只考虑自相位调制效应产生的 SC 谱而言,只是向短波方向有不明显的漂移,这是由于自变陡

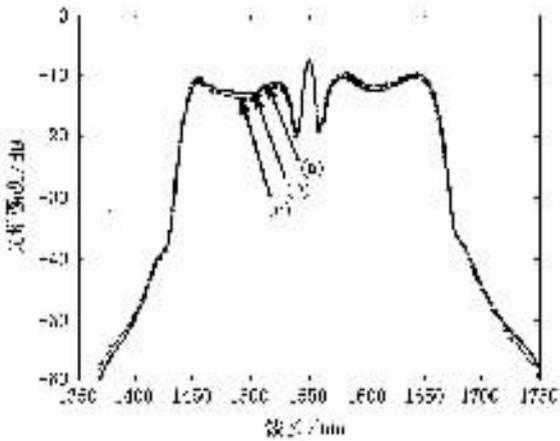


图7 没考虑高阶非线性效应与考虑了高阶非线性时产生的 SC 谱 (a)仅考虑自相位调制效应 (b)考虑自相位调制效应和自变陡效应 (c)考虑自相位调制效应和拉曼散射效应

效应造成了脉冲的微弱变形(前沿延迟,后沿陡峭),从而造成自相位调制效应诱导的频率啁啾不再是完全左右对称,其中蓝移(短波)方向得到了轻微加强。接着,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拉曼散射效应,获得 SC 谱如图 7 中虚线(c)所示。显然,拉曼散射效应对 SC 谱的谱宽没

有贡献,只是对 SC 谱的平坦度有轻微影响。相对谱线(a)而言,谱线(c)的短波谱谱强有所削弱,而长波谱谱强则得到了加强。这是因为拉曼散射效应造成了孤子的自频移(拉曼自频移),从而导致脉冲频谱中心向长波漂移。总之,在反常色散平坦光纤中高阶非线性效应对 SC 谱的产生不起决定性的作用。我们认为 SC 谱光纤长度极短是高阶非线性效应不能充分显现的主要原因。

4. 结 论

采用数值求解法系统研究了反常色散平坦光纤中 SC 谱的产生。结果表明,反常色散平坦光纤的色散参量二阶微分常量及峰值色散参量对 SC 谱谱宽和平坦度都有着极其重要的影响,并存在一最佳取值。进一步研究分析了抽运脉冲的脉冲宽度及峰值功率(孤子阶数)对该种光纤中 SC 谱产生的重要影响,最后研究发现,高阶非线性效应对该种光纤中 SC 谱的形成不起决定性作用,且在计算中完全可以忽略。这些对于 SC 谱的实验研究及 SC 谱光纤的设计都有着一定的指导作用。

- [1] Mori K, Takara H, Kawanishi S *et al* 1997 *Electron. Lett.* **33** 1806
- [2] Sotobayashi H, Kitayama K 1998 *Electron. Lett.* **34** 1336
- [3] Boyraz O, Kim J, Islam N M *et al* 2000 *J. Lightwave Technol.* **18** 2167
- [4] Birks T A, Wadsworth W J, Russel P S *et al* 2000 *Opt. Lett.* **25** 1415
- [5] Stephane C, Alvin H L C, Rainer L *et al* 2001 *Opt. Lett.* **26** 1356
- [6] Wu Y, Lou C Y, Han M *et al* 2002 *Chin. Phys.* **11** 578
- [7] Chen Y Z, Xu W C, Cui H *et al* 2003 *Acta Optica Sinica* **23** 297 (in Chinese) 陈泳竹、徐文成、崔虎等 2003 光学学报 **23** 297
- [8] Zheng Y, Zhang Y P, Huang X J *et al* 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 750
- [9] Yan P G, Ruan S C, Lin H J *et al* 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1093
- [10] Li S G, Ji Y L, Zhou G Y *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 478

(in Chinese) 李曙光、冀玉领、周桂耀等 2004 物理学报 **53** 478

- [11] Cheng C F, Wang X F, Lu B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1826 (in Chinese) 成纯富、王晓方、鲁波 2004 物理学报 **53** 1826
- [12] Chen Y Z, Xu W C, Cui H *et al* 2004 *Acta Optica Sinica* **24** 1468 (in Chinese) 陈泳竹、徐文成、崔虎等 2004 光学学报 **24** 1468
- [13] Sotobayashi H, Kitayama K 1999 *Opt. Lett.* **24** 1820
- [14] Kawanishi S, Takara H, Uchiyama K *et al* 1999 *Electron. Lett.* **35** 826
- [15] Yamada E, Takara H, Ohara T *et al* 2001 *Electron. Lett.* **37** 304
- [16] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics 3rd edn* (San Diego, California: Academic)
- [17] Ding Y K, Li Z Y, Ni W J *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1384 (in Chinese) 丁永奎、李智勇、倪文俊等 2004 物理学报 **53** 1384
- [18] Xu W C, Chen W C, Zhang S M *et al* 2002 *Chin. Phys.* **11** 352



Numerical research of flat wideband supercontinuum generation in anomalous dispersion-flattened fibers^{*}

Chen Yong-Zhu^{1)†} Li Yu-Zhong¹⁾ Qu Gui¹⁾ Xu Wen-Cheng²⁾

¹ *Department of Mechatronic Engineering, Guangdong Polytechnic Normal University, Guangzhou 510635, China*

² *Institute of Quantum Electronics, South China Normal University, Guangzhou 510631, China*

(Received 4 March 2005; revised manuscript received 26 May 2005)

Abstract

Supercontinuum generation in anomalous dispersion-flattened fibers through higher-order soliton compression effect is simulated and analyzed in detail. The results show that the second order differential constant of the dispersion parameter, dispersion parameter of the fiber and the pulse width, and peak power of the pump pulse are crucial to flat wideband supercontinuum generation, and the fiber length should also be dissimilarly chosen. It further shows that supercontinuum generation in the fiber mainly results from the interaction of self-phase modulation and group-velocity dispersions, and the higher-order nonlinear effects can be ignored.

Keywords : anomalous dispersion-flattened fiber, supercontinuum spectrum, self-phase modulation, group-velocity dispersion

PACC : 4265, 4280M, 4225B, 4265S

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Education Department of Guangdong Province (Grant No.0159).

[†] Corresponding author. E-mail : chyzh1160@sina.com