

文章编号: 0258-7025(2001)07-0599-04

# 色散缓变光纤中飞秒光脉冲的增强压缩\*

张书敏<sup>1,2</sup> 徐文成<sup>1</sup> 罗爱平<sup>1</sup> 陈伟成<sup>1</sup> 郭旗<sup>1</sup> 刘颂豪<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 华南师范大学量子电子学研究所 广州 510631; <sup>2</sup> 河北师范大学物理系 石家庄 050091)

**摘要** 提出一种基孤子脉冲压缩的新方法。研究表明,在色散缓变光纤中利用拉曼自散射效应与负三阶色散效应的相互作用,可以获得更高压缩比的超短光脉冲。

**关键词** 色散缓变光纤,脉冲压缩,负三阶色散,拉曼自频移

中图分类号 TN 929.11 文献标识码 A

## Enhanced Compression of Femtosecond Soliton in Fibers with Slowly Decreasing Dispersion

ZHANG Shu-min<sup>1,2</sup> XU Wen-cheng<sup>1</sup> LUO Ai-ping<sup>1</sup>

CHEN Wei-cheng<sup>1</sup> GUO Qi<sup>1</sup> LIU Song-hao<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> Institute of Quantum Electronics, South China Normal University, Guangzhou 510631)  
(<sup>2</sup> Department of physics, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050091)

**Abstract** An improved method to compress femtosecond solitons in fibers with slowly decreasing dispersion is proposed. The enhanced compression of fundamental femtosecond solitons can be obtained by combined effects of negative third-order dispersion and Raman self-scattering in the fibers.

**Key words** fibers with slowly decreasing dispersion, pulse compression, negative third-order dispersion, Raman self-scattering

### 1 引言

高码率光通信系统的一个重要组成部分是产生超短光脉冲的光源。在众多基于光纤非线性效应产生超短光脉冲的方法中,利用色散缓变光纤对光脉冲的绝热放大特性<sup>[1]</sup>压缩超短光脉冲一直被认为是一种很有前景的孤子脉冲压缩技术<sup>[2~7]</sup>。但在利用色散缓变光纤压缩飞秒孤子时,发现正三阶色散( $\beta_3 > 0$ )对光脉冲产生较大的影响,其作用效果随着二阶色散的减弱而增强<sup>[8]</sup>。最近的研究表明,采用多包层制作方法可以拉制  $\beta_3 < 0$ <sup>[9]</sup> 的光纤。本文研究了  $\beta_3 < 0$  的色散缓变光纤中拉曼散射效应和负三阶色散对光脉冲压缩的影响,并与正三阶色散和三阶色散为零的情况进行了比较。研究表明,利用拉曼散射效应与负三阶色散的相互作

用,不但能克服正三阶色散对光脉冲压缩的影响,而且在初始脉宽相同的条件下,与正三阶色散相比,可以缩短所需光纤的长度,增加压缩比,同时可以获得高质量的压缩光脉冲。

### 2 理论模型

在计及三阶色散和拉曼散射效应的影响时,飞秒光脉冲在色散缓变光纤中传输所满足的广义非线性薛定谔方程为<sup>[10]</sup>

$$\frac{\partial}{\partial z} q + \beta_1(z) \frac{\partial}{\partial t} q + \frac{i}{2} \beta_2(z) \frac{\partial^2}{\partial t^2} q + \frac{\alpha}{2} q = i\gamma |q|^2 q + \frac{1}{6} \beta_3(z) \frac{\partial^3}{\partial t^3} q - i\gamma T_{Rq} \frac{\partial |q|^2}{\partial t} \quad (1)$$

方程中,  $q$  为慢变包络振幅,  $\beta_1 = d\beta/d\omega = 1/v_g$ ,  $v_g$  为中心频率  $\omega_0$  处的群速度,  $\beta_2 = d^2\beta/d\omega^2$  为群速度色散,  $\beta_3 = d^3\beta/d\omega^3$  为三阶色散,  $\gamma$  为非线性系数,  $\alpha$  为光纤的损耗因子,  $T_R$  与拉曼增益的斜率有关。令

\* 广东省高教厅自然科学研究项目(200019)和广东省自然科学基金(980030)资助项目。

收稿日期 2000-11-20; 收到修改稿日期 2001-02-22

$$T = t - \int \beta_1(z) dz \quad u = (\gamma L_D)^{1/2} q \quad (2)$$

$$\zeta = z/L_D \quad \tau = T/T_0$$

式中,  $L_D = T_0^2/|\beta_2(0)|$  为光纤的色散长度。若同时忽略光纤损耗对脉冲演化的影响(因本文中所需光纤的长度较短,故这一忽略是合理的)可以得到色散缓变光纤中归一化的非线性薛定谔方程

$$i \frac{\partial}{\partial \zeta} u + \frac{1}{2} \rho(\zeta) \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} u - i \delta \frac{\partial^3}{\partial \tau^3} u + |u|^2 u - \tau_R u \frac{\partial}{\partial t} (|u|^2) = 0 \quad (3)$$

其中  $\rho(\zeta) = \beta_2(\zeta)/\beta_2(0)$ ,  $\delta = \beta_3/6T_0|\beta_2(0)|$ ,  $\tau_R = T_R/T_0$ 。方程(3)即为用于描述和计算飞秒光脉冲在色散缓变单模光纤中传输的理论模型, 其中的参量  $\delta, \tau_R$  分别代表三阶色散项及拉曼自频移项对孤子脉冲传输的影响。对于给定的初始条件  $u(0, \tau)$ , 可用分步傅里叶变换方法对其进行数值求解<sup>[10]</sup>。研究对象选为一阶孤子  $U(0, \tau) = \text{sech}(\tau)$ 。

### 3 计算结果及分析

#### 3.1 $\beta_3 = 0, \tau_R \neq 0$ 情况

为便于比较,在考虑三阶色散和拉曼项的共同作用之前,有必要研究拉曼效应单独作用时飞秒基孤子的压缩效应。本文假设光纤色散变化是线性减少的,即  $\rho(\theta) = 1 - \theta\zeta$ ,  $\theta$  是光纤色散变化参数,并选取中心波长为  $1.55 \mu\text{m}$ , 脉宽为  $100 \text{ fs}$  的基孤子作为研究对象。 $\beta_2(0) \approx 20 \text{ ps}^2/\text{km}$ , 参量  $T_R$  选为  $6 \text{ fs}$ <sup>[11]</sup>, 参量  $T_0$  可由基本关系式  $T_{\text{FWHM}} = 1.76T_0$  得到近似为  $57 \text{ fs}$ ,  $\tau_R = T_R/T_0$  近似为  $0.1$ 。图 1 给出了在考虑(曲线 a)与不考虑(曲线 b)拉曼项作用时  $100 \text{ fs}$  的光脉冲在色散缓变光纤中传输时压缩比<sup>[12]</sup>的倒数随归一化距离的变化曲线。从图中可以看出,当  $\zeta < 5$  时,两者差别不大,而当  $\zeta > 5$  时,考虑拉曼项作用时的压缩比明显减小,即拉曼项对光脉冲的压缩起到了抑制作用,且随着传输距离的增加,抑制作用越来越强。这是因为拉曼项的作用是使谱发生红移<sup>[13]</sup>,即随着光脉冲的传输,光脉冲的中心频率向波长较长(频率较低)的方向移动。而随着波长的增加,二阶色散  $\beta_2$  的绝对值增大,群速度色散作用增强,与不考虑拉曼项作用相比,相当于减弱了自相位调制的作用,因而引起了压缩比的下降。

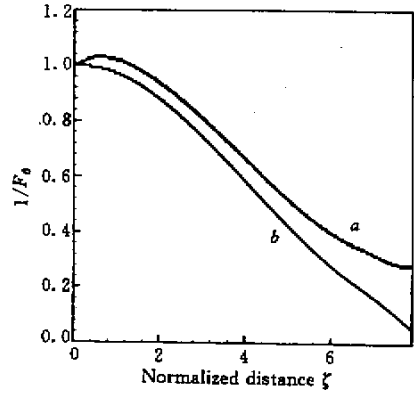


图 1  $100 \text{ fs}$  的光脉冲在色散缓变传输时压缩比的倒数随归一化距离的变化曲线,参数选取为:曲线 a:  $\tau_R = 0.1, \delta = 0.0$ ; 曲线 b:  $\tau_R = 0.0, \delta = 0.0$

Fig. 1 Variation of compression factor  $1/F_c$  with normalized distance of the  $100 \text{ fs}$  first-order soliton in the fiber with slowly decreasing dispersion when (a) RSS is taken into account and (b) RSS is neglected

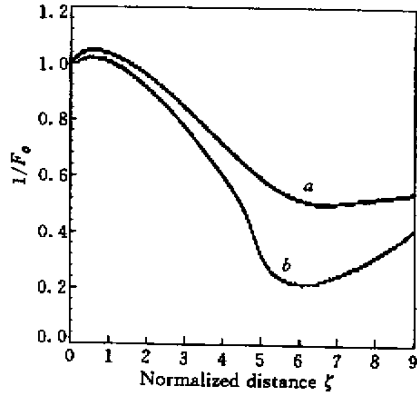


图 2 三阶正(曲线 a)、负(曲线 b)色散分别与拉曼项相互作用时脉冲的压缩比的倒数随归一化距离的变化曲线

Fig. 2 Variation of compression factor  $1/F_c$  with normalized distance of the  $100 \text{ fs}$  first-order soliton in the fiber with slowly decreasing dispersion when (a) RSS and positive third-order dispersion is taken into account and (b) RSS and negative third-order dispersion is taken into account

#### 3.2 $\beta_3 \neq 0, \tau_R \neq 0$ 情况

随着传输距离的增加,二阶色散值逐渐减小,三阶色散作用变得越来越强,而在三阶色散和拉曼项的共同作用下,脉冲的压缩效果将有明显的不同。作为比较,图 2 给出了考虑三阶正(曲线 a)、负(曲线 b)色散分别与拉曼项相互作用时脉冲的压缩比随归一化距离的变化曲线。求解时利用在

1.55  $\mu\text{m}$  处  $\beta_2(0) \approx 20 \text{ ps}^2/\text{km}$  及  $|\beta_3| \approx 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$  得到  $|\delta|$  近似为 0.015。从图中可以看出, 尽管在  $\delta \geq 0$  和  $\delta \leq 0$  时色散缓变光纤对飞秒光孤子均具有压缩效应, 而且均存在最佳压缩光纤长度, 但两者有明显区别: 1) 三阶正色散的作用是抑制光脉冲的压缩, 且随着传输距离的增加, 二阶色散逐渐减小, 其作用效果亦逐渐增强, 这与文献 [8] 的结论一致。2) 三阶负色散与拉曼项的共同作用能使压缩效果得到较大的改善, 具体表现在: ① 压缩比由拉曼效应单独作用时的 3.3 提高到 5.0, ② 光脉冲达到最佳压缩时, 所传输的归一化距离由拉曼效应单独作用时的 6.8 缩短到 5.9。我们可以从三阶色散的定义式出发对两种不同的作用效果进行理论分析。由三阶色散的定义式<sup>[14]</sup>

$$\beta_3 = \frac{d\beta_2}{d\omega} \quad (4)$$

可知, 由于拉曼自频移的作用效果是使谱红移, 即随着传输距离的增加, 光脉冲的中心波长向频率较低的方向移动, 此时  $d\omega < 0$ 。当三阶色散为正 ( $\beta_3 > 0$ ) 时, 由方程 (4) 可以看出  $d\beta_2 < 0$ 。因我们研究的工作波长在负色散区,  $d\beta_2 < 0$  就相当于  $|\beta_2|$  增大, 即群速度色散效应增强, 自相位调制效应相对减弱, 因而在正三阶色散和拉曼项的共同作用下, 脉冲压缩比降低; 而当  $\beta_3 < 0$  时, 情况正好相反, 故在负三阶色散和拉曼项的共同作用下, 压缩比增强, 所需最佳光纤长度缩短。

为了更清楚地显示负三阶色散和拉曼效应相互作用对飞秒基孤子在色散缓变光纤中压缩的影响, 图 3(a) 给出了 100 fs 的光脉冲在色散缓变参数  $\theta$  取 0.12, 三阶色散为负的色散缓变光纤中传输时的强度演化图。作为比较, 图 3(b) 同时给出了相同的光脉冲在三阶色散为正, 色散缓变参数  $\theta$  为 0.12 的色散缓变光纤中传输时的强度演化图。比较图 3(a)(b) 可知, 当达到最佳压缩后, 三阶色散取正时光脉冲演化得较慢, 而三阶色散取负时光脉冲迅速扩散。对此可解释为: 因为负三阶色散的作用是使脉冲的前沿发生振荡, 即随着光脉冲在光纤中的传输, 将低频部分的光波色散掉。而拉曼效应的作用是使光脉冲的中心波长向频率较低的方向移动, 这样就增加了光脉冲色散掉的能量。且随着传输距离的增加, 拉曼项引起的频移量逐渐增大, 扩散掉的能量随之增加, 故光脉冲迅速扩散。而正三阶色散的作用是使脉冲的后沿发生振荡, 即随着光脉冲在光纤中的传输, 将高频部分的光波色散掉,

所以拉曼项引起的光脉冲红移对色散掉能量的多少影响不大, 因而光脉冲演化得较慢。进一步比较图 3(a)(b) 还可以看出, 在三阶正色散和拉曼自频移效应的共同作用下, 由于拉曼项的作用, 我们看到了大的频移及传输过程中峰值的延迟<sup>[13]</sup>。而在三阶负色散和拉曼自频移的共同作用下, 光脉冲达到最佳压缩时它的形状很清晰, 脉座很小。即与三阶正色散相比, 两者的共同作用不但提高了光脉冲的压缩比, 缩短了所需光纤的长度, 而且提高了压缩后光脉冲的质量。

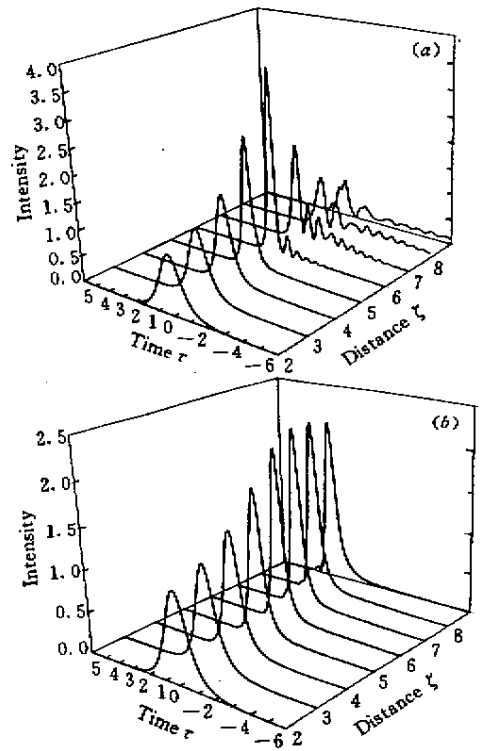


图 3 100 fs 的光脉冲在色散缓变参数  $\theta$  取 0.12, 三阶色散分别为负(a)、正(b)的色散缓变光纤中传输时的强度演化图

Fig. 3 Compression of the 100 fs first-order soliton in the fiber with slowly decreasing dispersion when (a) in a fiber with negative third-order dispersion and (b) in a fiber with positive third-order dispersion

需要说明的是, 尽管光脉冲在三阶色散为负的色散缓变光纤中演化得较快, 特别是当脉冲压缩到最窄以后便迅速扩散直至消失, 但要想选取最佳光纤长度以获得最窄的光脉冲仍是完全可能的。图 4 给出了图 3(a) 中的光脉冲在传输到归一化距离分别为  $\zeta = 5.9$  (曲线 a)、6.4 (曲线 b)、5.4 (曲线 c) (实际光纤长度分别为  $Z = 475 \text{ m}$ ,  $515 \text{ m}$ ,  $435 \text{ m}$ ) 时光脉冲的压缩效果。图中表明, 随着归一化距离

$\zeta$  的变化 峰值强度差异较大 因此 在实际应用中 很容易选择最佳光纤长度。

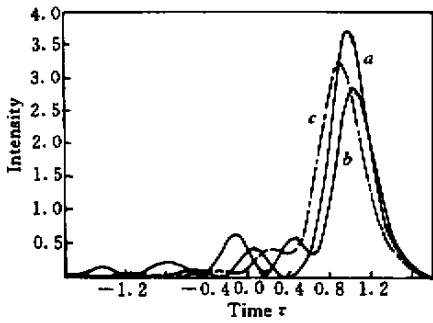


图 4 光脉冲传输到归一化距离分别为 5.9(曲线 a), 6.4(曲线 b) 5.4(曲线 c) 时脉冲的形状  
 Fig.4 Pulse shapes at  $\zeta = 5.9$ (curve a), 6.4( curve b) and 5.4( curve c) during the pulse evolution in Fig.3(a)

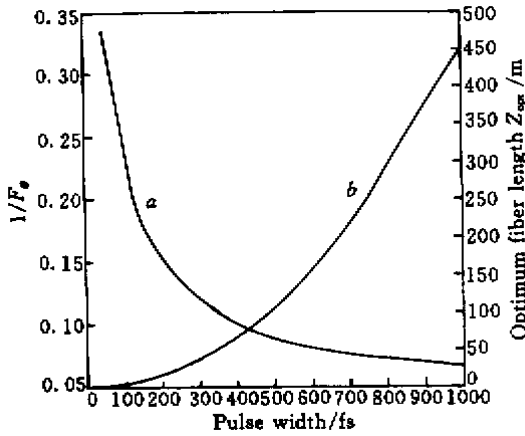


图 5 色散缓变参数  $\theta = 0.12$  时,最佳压缩比的倒数  $1/F_c$ (曲线 a)及光纤的最佳压缩距离(曲线 b)随初始脉宽的变化曲线

Fig.5 Variation of compression factor  $1/F_c$  (curve a) and the optimum fiber length (curve b) with pulse width when dispersion decreasing parameter  $\theta = 0.12$

### 3.3 初始脉宽对压缩效应的影响

由于三阶色散和拉曼项的大小均与初始脉宽有关,所以有必要考虑初始脉宽不同的脉冲在色散缓变光纤中的压缩情况。图 5 中曲线 a, b 分别给出了在色散缓变参数一定的条件下最佳压缩比  $F_c$  的倒数(曲线 a)及最佳光纤长度  $Z_{Op}$ (曲线 b)随初始脉宽变化的关系曲线。从图可以看出,随着初始脉宽的增加,压缩比逐渐增大,所需光纤的长度逐渐增长。这是因为三阶色散对飞秒孤子的作用是抑制光脉冲的进一步压缩,该抑制作用随着  $\delta$  的增

大而增强。对于不同脉宽的光脉冲,初始脉宽越小,三阶色散的值  $|\delta|$  越大,抑制作用越强。主要表现在归一化距离较短时光脉冲压缩就受到了抑制。因此,较宽的初始脉冲,可以获得较大的脉冲压缩比。另外,从前面的讨论可知,拉曼项的作用除了引起自频移外,同时抑制脉冲进一步压缩。初始脉宽越小,拉曼项的值  $\tau_R$  越大,其抑制作用越强,所以负三阶色散和拉曼项共同作用的结果是抑制脉冲的进一步压缩,且脉冲越短,抑制作用越强。因此,初始脉宽越宽,压缩比越大,所需光纤的长度越长。

### 参 考 文 献

- 1 P. V. Mamyshev. Optical Solitons-Theory and Experiment, J. R. Taylor, Ed., Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1992. Chap.8
- 2 H. H. Kuehl. Solitons on an axially nonuniform optical fiber. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1988, **5**(3):709~713
- 3 L. M. Ivanov, P. P. Branzalov, L. I. Pavlov. Efficient compression of fundamental solitons in fibers with decreasing dispersion. *Optical and Quantum Electron.*, 1992, **24**(5): 565~573
- 4 S. V. Chernikov, E. M. Dianov, D. J. Richardson et al.. Soliton pulse compression in dispersion-decreasing fiber. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(7):476~478
- 5 Cao Wenhua, Yao Aaimin, Liao Changjun et al.. Soliton-effect compression of picosecond pulses in optical fibers with slowly decreasing dispersion. *Acta optica Sinica* (光学学报), 1994, **14**(2):118~124 (in Chinese)
- 6 M. D. Pelusi, Y. Matsui, A. Suzuki. Design of short dispersion decreasing fiber for enhanced compression of higher-order soliton pulses around 1550 nm. *Electron. Lett.*, 1999, **35**(1):61~63
- 7 Cao Wenhua, Liu Songhao. Soliton-effect pulse compression with third-order dispersion suppression in optical fibers. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1999, **A26**(1):70~74 (in Chinese)
- 8 Xu Wencheng, Liao Changjun, Guo Qi et al.. The compression effect of femtosecond soliton in fibers with slowly decreasing dispersion. *Acta Photonica Sinica* (光子学报), 1994, **23**(3):233~238 (in Chinese)
- 9 M. Yu, C. J. McKinstrie. Modulational instability in dispersion- - flattened fiber, In Program of Optical Society of American Annual Meeting. Dallas, Texas, 1994. 56
- 10 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Second Edition, Boston, Mass: Academic, 1995. Chap.2, 50~54
- 11 G. P. Agrawal. Effect of intrapulse stimulated Raman scattering on soliton-effect pulse compression in optical fibers. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(4):224~226
- 12 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Second Edition, Boston, Mass: Academic, 1995. Chap.6, 210
- 13 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Second Edition, Boston, Mass: Academic, 1995. Chap.5, 186~187
- 14 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Second Edition, Boston, Mass: Academic, 1995. Chap.1, 8