

色散缓变光纤中飞秒孤子压缩与稳定传输*

徐文成 郭 旗 廖常俊 刘颂豪

(华南师范大学量子电子学研究所 广州 510631)

摘 要 运用数值方法研究了色散缓变光纤中飞秒基本孤子的传输特性,发现基本孤子脉冲不仅能被压缩,而且压缩光脉冲能保持脉宽不变传输即稳定传输。在光脉冲压缩过程中,发现三阶色散效应有较大的影响。适当地选取色散缓变光纤结构参数可以获得高质量的超短压缩光脉冲。对压缩光脉冲稳定传输的机理探索表明,光纤二阶色散纵向变化率、三阶色散与喇曼自散射效应共同作用导致压缩光脉冲稳定传输。

关键词 色散缓变光纤, 光学孤子, 脉冲压缩, 稳定传输。

1 引 言

最近几年,色散缓变光纤中光学孤子传输特性研究引起人们广泛的兴趣^[1~4],这主要是由于此种波导能够支持由自相位调制效应和群速度色散效应相互作用产生的非线性光波的传输。光学孤子是这两种相互作用的结果之一。由于光纤色散纵向变化对孤子传输特性的影响是以被动等价放大或衰减的方式实现的^[3,4],因此,利用色散缓变光纤在压缩孤子脉冲和控制孤子传输特性方面具有广泛的应用前景^[5]。

色散缓变光纤用来实现对光学孤子进行“有效放大”的设想首先是由日本学者 Tajima^[1]于1987年提出的,其目的是补偿光纤损耗对孤子脉冲传输时产生的畸变影响。1991年,俄国学者 Bogatyrev 等人^[6]采用减小光纤纤芯直径的方法首次拉制出此种光纤并用于激光器中产生高质量的孤子脉冲串^[3,7],为寻找理想的光孤子源提供了一种新的途径。现已研究发现,利用色散缓变光纤不仅能够产生高质量的基本孤子脉冲串^[3,7],而且能够控制孤子喇曼自频移^[5],还能够压缩孤子光脉冲。本文从描述超短光脉冲在色散缓变光纤中传输所满足的准广义非线性薛定谔方程出发,深入地研究了高阶色散效应和高阶非线性效应对飞秒基本孤子传输特性的影响。

2 理论模型

设单模光纤中传输的电场取下列形式:

* 本课题属广东省科委青年科学资金资助课题。

收稿日期:1993年1月26日;收到修改稿日期:1993年8月1日

$$E(x, y, z, t) = q(z, t)U(x, y, z) \exp [i(\beta z - \omega_0 t)] \quad (1)$$

式中 $q(z, t)$ 为慢变包络振幅, $U(x, y, z)$ 是纵向缓变的光纤横向场分布, β 为光波波数, ω_0 是载波频率, t 为时间。在慢变包络近似条件下, 从 Maxwell 方程组出发, 可以导出描述超短光脉冲在色散缓变光纤中传输时所满足的准广义非线性薛定谔(Schrodinger)方程^[8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial z} + \beta'(z) \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta''(z) \frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} q = i\gamma |q|^2 q \\ + \frac{1}{6} \beta''' \frac{\partial^3 q}{\partial t^3} - \frac{2\gamma}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} (|q|^2 q) - i\gamma T_R q \frac{\partial |q|^2}{\partial t} \end{aligned} \quad (2)$$

方程中 $\beta'(z) = d\beta/d\omega = 1/V$, V 是中心频率 ω_0 处的群速度, $\beta''(z) = d^2\beta/d\omega^2$ 为光纤二阶群速度色散, $\beta''' = d^3\beta/d\omega^3$ 为三阶色散, γ 是光纤的非线性系数, α 为光纤的损耗因子, T_R 与喇曼增益的斜率有关, 其值约为 3 fs。对方程(2)作下列变换:

$$A = (\gamma L_D)^{1/2} q, \quad \xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau = \frac{t - \int_0^z \beta'(z') dz'}{T_0} \quad (3)$$

式中 T_0 为光脉冲的初始脉宽, $L_D = T_0^2/|\beta''(0)|$ 为光纤的色散长度, 得到归一化方程为:

$$i \frac{\partial A}{\partial \xi} + \Gamma A + \frac{1}{2} \theta(\xi) \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - i\delta \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} + |A|^2 A + iS \frac{\partial}{\partial \tau} (|A|^2 A) - RA \frac{\partial}{\partial \tau} (|A|^2) = 0 \quad (4)$$

式中 $\theta(\xi) = \beta''(\xi)/\beta''(0)$, $\delta = \beta'''/(6|\beta''(0)|T_0)$, $s = 2/(\omega_0 T_0)$, $R = T_R/T_0$, $\Gamma = \alpha L_D/2$ 。方程(4)的初始问题包含了飞秒光脉冲在色散缓变光纤中传输的全部内容。

3 数值模拟结果与讨论

3.1 模拟参数的选取

对于飞秒光脉冲, 光纤色散长度 L_D 很小, 因而参量 Γ 也小, 所以, 在短色散缓变光纤中, 光纤的损耗可以忽略不计。假设光纤色散纵向变化是线性减小的, 即 $\theta(\xi) = 1 - e\xi$, e 是光纤色散变化参量。对于常规光纤, 在波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 处, 光纤二阶群色散 $\beta''(0) = 2.18 \times 10^{-28} \text{sec}^2/\text{cm}$, 三阶色散 $\beta''' = 1.0 \times 10^{-42} \text{sec}^3/\text{cm}$ 。由于光纤的三阶色散值较小, 对于短色散缓变光纤, 可以认为三阶色散沿纵向保持不变即三阶色散为常数。如果假设光纤纤芯的有效面积 $A_{\text{eff}} = 60 \mu\text{m}^2$, 光纤有效折射率系数 $n_2 = 3.2 \times 10^{-16} \text{cm}^2/\text{W}$, 则可得光纤非线性系数 $\gamma = n_2^2 \omega_0 / c A_{\text{eff}} = 2.2 \text{km}^{-1} \text{W}^{-1}$ 。其中, c 为真空中的光速。

3.2 基本孤子脉冲的压缩

在光脉冲压缩中, 需要定义下面两个参量^[9]:

$$F_c = \frac{T_{\text{FWHM}}}{T_{\text{comp}}}, \quad Q_c = \frac{|A|^2}{F_c} \quad (5)$$

式中, T_{comp} 为压缩后得到的最短脉宽, T_{FWHM} 为压缩前脉冲宽度, F_c 为脉冲压缩因子。参量 Q_c 为压缩光脉冲的品质因子, 其值在光纤输入端为 1。如果几乎全部脉冲能量仍在被压缩的脉冲中, 也应有 $Q_c \approx 1$ 。另外, 基本孤子的初始峰值功率为^[10]:

$$P = \frac{3.11 |\beta''|}{\gamma T_{\text{FWHM}}^2} \quad (6)$$

由(6)式知, 脉冲宽度 T_{FWHM} 越短, 所需的峰值功率越大。

基本孤子成形机理是非线性效应在光纤负色散区内对光脉冲的压缩作用与群速度色散效

应对光脉冲展宽作用达到平衡的结果。在色散缓变光纤中,由于光纤色散沿传输方向不断地减小,这样,非线性效应对光脉冲的压缩作用相对地增强,因此,光脉冲在色散缓变光纤中传输时存在压缩效应。图 1、图 2 分别给出了基本孤子(脉宽为 100 fs)在色散变化参数 $\epsilon = 0.1$ 的色散缓变光纤中传输时其强度与频谱演化图。从图中可以清楚地看到,光脉冲在传输过程中,光强增大,频谱增宽,脉宽变窄。图中还显示了压缩光脉冲的频移以及部分色散波的存在,这主要是由于高阶色散效应与高阶非线性效应作用的结果。

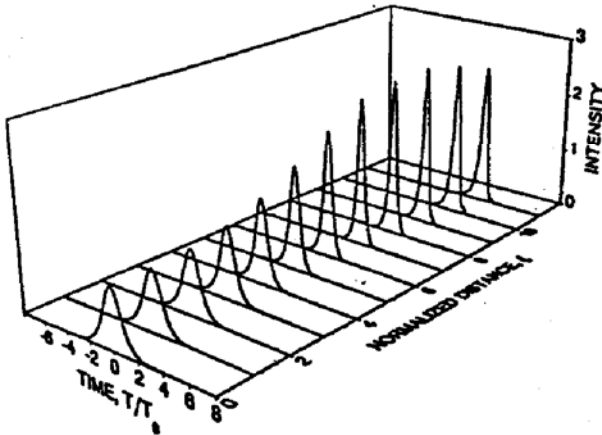


Fig. 1 Temporal evolution of 100 fs soliton pulse in the fiber with slowly decreasing dispersion. Parameters: $\delta = 0.01348$, $s = 0.02899$, $R = 0.053$

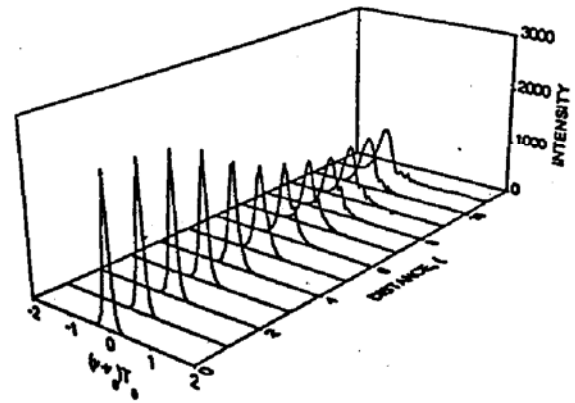


Fig. 2 Spectral evolution of 100 fs soliton pulse in the fiber with slowly decreasing dispersion. Parameters are the same as those in Fig. 1

在研究不同脉宽的飞秒孤子脉冲压缩时,发现脉冲压缩因子 F_c 与峰值功率 P 之间存在着一定的关系。图 3 显示了不同脉宽飞秒光孤子在 $\epsilon = 0.10$ 色散缓变光纤中传输时 F_c 与 P 之间的关系。图中,曲线 a,只考虑了三阶色散效应;曲线 b,表示三阶色散、喇曼自频移效应共同作用对孤子脉冲的压缩影响;曲线 c,表示三阶色散、自变陡效应和喇曼自频移效应共同作用对孤子脉冲的压缩影响;曲线 d,表示三阶色散、自变陡效应对孤子脉冲的压缩影响。从图中可以看出,当脉冲峰值功率小于 2.5 kW 时,脉冲压缩因子 F_c 变化较大,其最大值可达 14.3,即 1 ps 的光脉冲可压缩到 70 fs。当脉冲峰值功率大于 2.5 kW 时, F_c 变化缓慢,其最大相对变化约 8%。图中还表明,三阶色散效应、自变陡效应和喇曼自频移效应对光孤子的压缩效果产生不同的影响。其中,三阶色散效应的影响较大,自变陡效应的影响比喇曼自频移效应的影响小。进一步的研究表明,三阶色散效应抑制光脉冲进一步压缩,其作用效果随二阶色散的减小而变得越来越强。另外,具有较小 β''' 的光纤(此种光纤被称为色散平坦光纤^[8],色散平坦光纤的 $\beta''' = 1.67 \times 10^{-43} \text{ sec}^3/\text{cm}$)压缩光脉冲可以获得高质量、更高压缩因子的超短光脉冲。图 4 给出了三阶色散项归一化系数分别为 $\delta = 0$; $\delta = 0.01348$; $\delta = 0.002251$ 的色散缓变光纤对 100 fs 光孤子脉冲压缩时其脉宽随归一化距离的演化图。图中显示,由于三阶色散效应的作用,光脉冲被压缩时存在最佳压缩位置 ξ_0 (此处的 T_{comp} 最小)。对于 $\delta = 0.01348$,最佳位置 $\xi_0 = 7.4$; $\delta = 0.002251$, $\xi_0 = 9.03$ 。当 $\xi > \xi_0$ 时,脉冲不再进一步被压缩,因此,三阶色散效应能够抑制光脉冲的进一步压缩。这是因为,光脉冲在压缩过程中,二阶色散值逐渐地减小,三阶色散效应的作用变得越来越强。由于三阶色散效应的作用效果能够

产生部分色散波在传输过程中耗散掉，因此，降低光脉冲强度的增加而使光脉冲不能进一步被压缩。图中还显示，三阶色散项归一化系数 δ 小的色散缓变光纤可以获得较大压缩因子 F_c 的高质量的压缩光脉冲。具有较小 δ 的色散平坦光纤对光脉冲压缩效果由图 3 曲线 e 示出，从中可以看出，脉冲压缩因子明显增大。计算表明，当 $\delta = 0.01348$ 时，压缩因子 F_c 为 3.65，脉冲品质因子 $Q_c = 99\%$ ；当 $\delta = 0.002251$ 时， $F_c = 9.04$ ， $Q_c = 98\%$ 。因此，光脉冲在压缩过程中只有极小部分的能量耗散掉，绝大部分能量仍在压缩光脉冲中。为了减小三阶色散效应的影响，获得更短的压缩光脉冲，要求光纤的三阶色散值越小越好。

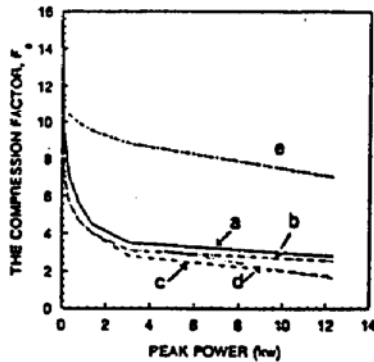


Fig. 3 Variation of compression F_c with pulse peak power

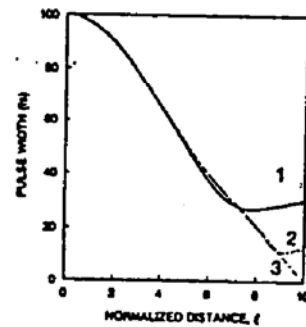


Fig. 4 Pulse width versus normalized distance. Curve 1; $\delta = 0.01348$, $s = R = 0$; Curve 2; $\delta = 0.002251$, $s = R = 0$; Curve 3; $\delta = s = R = 0$

3.3 压缩光脉冲稳定传输

由于飞秒光脉冲在色散缓变光纤中传输时被压缩，脉宽变短，因此，高阶色散效应与高阶非线性效应变得极为重要。为了深入地研究高阶色散、高阶非线性效应分别对光孤子脉冲传输特性的影响，本文数值模拟了 150 fs 光孤子在 $\epsilon = 0.05$ 的色散缓变光纤中的传输情况，光纤色散长度 $L_D = 33.2$ cm，图 5、图 6 分别给出了光孤子脉宽、峰值强度与传输归一化距

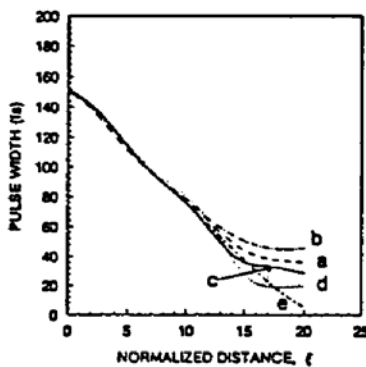


Fig. 5 Variation of pulse width with normalized distance.

Curve a; $\delta = 0.00899$, $s = 0.00899$, $R = 0$;
 Curve b; $\delta = 0.00899$, $s = R = 0$; Curve c; $\delta = 0.00899$, $s = 0.01933$, $R = 0.0353$; Curve d; $\delta = 0.00899$, $s = 0$, $R = 0.0353$; Curve e; $\delta = s = R = 0$

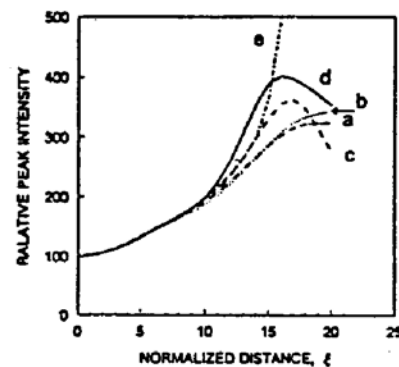


Fig. 6 Variation of peak intensity with normalized distance. Parameters are identical to those in Fig. 5

离之间的关系曲线。为了反映光孤子脉冲在传输过程中其峰值强度的变化，此处的峰值强度已放大 100 倍。图中显示，光脉冲被压缩时不仅存在最佳压缩位置，而且压缩光脉冲在最佳

位置后相当一段距离内以脉宽基本保持不变传输即稳定传输,此结论与 Chernikov 等人最近完成的实验结果非常地吻合^[11]。色散缓变光纤中飞秒光孤子压缩后稳定传输取决于光纤二阶色散纵向变化率 $d\theta/dz$ 与由三阶色散和频移效应共同作用引起的色散增加率 $\delta[d(\Delta\omega)/dz]$ 之间的关系。这是因为,在频域中可以将 $\beta''(\omega, z)/\beta''(\omega_0, 0)$ 表为 $\theta(z) + \delta(\Delta\omega)$ ^[12], 其中, $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ 为频移量。光脉冲稳定传输要求 $\beta''(\omega, z)/\beta''(\omega_0, 0)$ 沿纵向不变化,即 $d\theta/dz = -\delta d(\Delta\omega)/dz$ 。当 $|d\theta/dz| < |\delta d(\Delta\omega)/dz|$ 时,光脉冲被压缩。随着光脉冲的压缩,脉冲频移率 $d(\Delta\omega)/dz$ 逐渐增加,因而反过来降低压缩效果,使压缩光脉冲趋于稳定。由于喇曼自频移效应增加孤子纵向频移率比自变陡效应的大,因而它对光孤子的压缩效果强;当 $|d\theta/dz| > |\delta d(\Delta\omega)/dz|$ 时,光孤子脉冲展宽,这样会导致纵向频移率的减少,因而又反过来加速光孤子的压缩效果,从而导致压缩光脉冲稳定传输。从图中还可以看出,光孤子脉冲压缩过程中,脉冲峰值强度逐渐增加,当峰值强度增加到一定值时,随后逐渐减少,这是因为产生了反斯托克斯效应,其过程大约发生在光纤二阶零色散点附近。图 7 给出了 100 fs 光脉冲在 $\epsilon = 0.10$ 的色散缓变光纤中传输时在归一化距离分别为 $\xi = 0.0, 7.0, 10.0, 12.5$ 处的频谱图,图中明显地显示了反斯托克斯效应的存在。

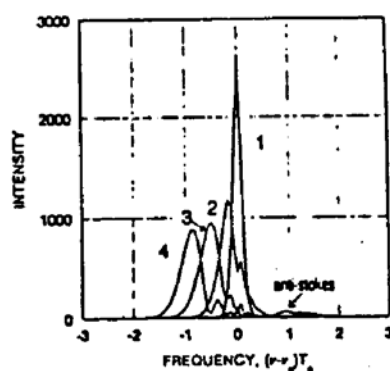


Fig. 7 Pulse spectrum at $\xi = 0$ (curve 1), 7 (curve 2), 10 (curve 3), and 12.5 (curve 4)

结 论 本文运用超短光脉冲在色散缓变光纤中传输的理论模型,采用数值模拟方法深入地研究了高阶色散效应和高阶非线性效应对飞秒基本孤子传输特性的影响,发现孤子脉冲不仅能被压缩,而且压缩光脉冲能稳定传输。在光脉冲压缩过程中,发现三阶色散效应较大的影响。适当地选取色散缓变光纤结构参数可以获得高质量的超短压缩光脉冲。对压缩光脉冲稳定传输的机理探索表明,光纤二阶色散纵向变化率、高阶色散效应与高阶非线性效应共同作用导致压缩光脉冲稳定传输。

参 考 文 献

- [1] K. Tajima, Compensation of soliton broadening in nonlinear optical fibers. *Opt. Lett.*, 1987, 12(1): 54~56
- [2] H. H. Kuehl, Soliton on axially nonuniform optical fiber. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1988, 5(3): 709~713
- [3] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, E. M. Dianov, Generation of fundamental soliton trains for high-bit-rate optical fiber communication lines. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, QE-27(10): 2347~2355
- [4] 徐文成, 郭 旗, 廖常俊等, 光孤子在色散缓变光纤中传输时的等价增益. *物理学报*, 1994, 43(5): 734~741
- [5] 徐文成, 郭 旗, 廖常俊等, 孤子光纤中拉曼自频移效应的研究. *光学学报*, 1995, 15(1): 29~33
- [6] V. A. Bogatyrev, M. M. Bubnov, E. M. Dianov et al., Single mode fiber with chromatic dispersion varying along the length. *J. Lightwave Technol.*, 1991, 9(5): 561~566
- [7] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, Generation of soliton pulse train in optical fiber using two cw singlemode diode lasers. *Electron. Lett.*, 1992, 28(10): 931~932
- [8] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, Ultrashort-pulse propagation in optical fibers. *Opt. Lett.*, 1990, 15(19):

1076~1078

- [9] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Inc, San Diego, California, 1989, Chap. 6, P. 156
- [10] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Inc, San Diego, California, 1989, Chap. 5, P. 114
- [11] 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
- [12] J. R. Taylor, *Optical Soliton-Theory and Experiment*, The Press Syndicate of the University of Cambridge, New York, 1992, Chap. 8

Femtosecond Soliton Compression and Stabilization in Fibers with Slowly Decreasing Dispersion

Xu Wencheng Guo Qi Liao Changjun Liu Songhao

(*South China Normal University, Guangzhou 510631*)

(Received 26 January 1993; revised 1 August 1993)

Abstract Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion (FSDD) has been investigated by solving numerically the generalized nonlinear Schrodinger equation which includes the contributions of Kerr and Raman third order nonlinearity. A pulse-width stabilized femtosecond pulse is discovered and described as a result of the combined action of the third-order dispersion and Raman self-scattering effects. We also find that the third-order dispersion effect has much more important roles in femtosecond pulse compression. A nice train of high quality ultrashort pulses with pulse-width about 10 fs in the 1.55 micron is obtained in the FSDD in which group speed dispersion (GVD) linearly decreases and the third-order dispersion is much small compared to GVD.

Key words fibers with slowly decreasing dispersion, optical soliton, pulse compression, stabilized propagation.