

# 色散缓变光纤中高质量基本孤子 脉冲串的产生\*

刘颂豪 徐文成 廖常俊 郭 旗

(华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

**摘要** 报道了色散缓变光纤中利用调制不稳定性产生基本孤子脉冲的方法。此种方法基于连续正弦波信号在色散缓变光纤中被绝热“放大”演化成孤子脉冲串, 孤子脉冲占空比为 1:10。

**关键词** 色散缓变光纤, 光学孤子, 孤子产生

## 1 引 言

在高码率光孤子通信系统和基础研究中, 都直接会用到光孤子脉冲, 因此, 孤子的产生倍受人们重视。目前, 产生孤子的方法主要有色心激光器<sup>[1]</sup>、孤子激光器<sup>[2]</sup>、光纤 Raman 激光器<sup>[3-6]</sup>等。这些方法产生孤子脉冲串的重复率受激光器泵浦锁模脉冲周期的限制, 其重复率一般可达到 100 MHz, 此值对于光孤子通信、光学储存、光计算等所需的高重复率的孤子脉冲串远远不够。Hasegawa<sup>[6]</sup>另辟新径, 首次提出光纤中连续波调制不稳定性产生高重复率超短光脉冲的方法。Tai 等人<sup>[7]</sup>使用这种方法, 实验获得重复率为 0.3 THz、脉宽为 500 fs 的脉冲串。此方法的不足之处是产生的孤子脉冲串存在底座, 当其在光纤中传输时, 脉冲之间将产生非线性相互作用, 因而, 最终会导致脉冲传输不稳定。Mamyshev 等人<sup>[8]</sup>采用绝热放大, 通过受激调制不稳定性和 Raman 自散射效应获得无作用、高重复率 (THz) 的孤子光脉冲。本文报道利用色散缓变光纤中调制不稳定性产生高质量孤子脉冲的新方法。我们从描述超短光脉冲在色散缓变光纤中传输所满足的方程出发, 理论上证明了色散缓变光纤中超短光脉冲传输问题等价于常规光纤中含增益效应的传输问题, 并从含增益效应的非线性 Schrodinger 方程出发, 深入地分析和讨论了具有周期性的超短光脉冲在色散缓变光纤中的传输特性, 发现对于一定的色散缓变光纤, 可以获得高质量的基本孤子脉冲串。

## 2 理论模型和初始输入条件

### 2.1 理论模型

设单模光纤中传输的电场取下列形式

$$E(x, y, z) = q(z, t) U(x, y, z) \exp\{i[\int \beta(z') dz' - \omega_0 t]\} \quad (1)$$

\* 国家攀登计划资助项目。

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,  $\beta$  为光波波数,  $\omega_0$  为载波频率,  $t$  为时间。在慢变包络近似条件下, 从 Maxwell 方程出发, 可以导出描述皮秒光脉冲在色散缓变光纤中传输所满足的准非线性 Schrodinger 方程<sup>[9]</sup>

$$i \left[ \frac{\partial q}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial t} q + \beta'(z) \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial t}{\partial z} \frac{q}{2f} \right] - \frac{\beta''(z)}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + \frac{\omega_0 n_2 G(z)}{c} |q|^2 q = 0 \quad (2)$$

方程中,  $\beta'(z) = d\beta/d\omega = 1/V_g$ ,  $V_g$  为中心频率  $\omega_0$  处的群速度,  $\beta''(z) = d^2\beta/d\omega^2$  为群速度色散,  $n_2$  为光纤非线性折射率系数,  $\alpha$  为光纤的损耗因子,  $c$  为真空中的光速。  $G(z)$  定义为

$$G(z) = \iint |U|^4 dx dy / \iint |U|^2 dx dy \quad (3)$$

$f(z)$  表征光纤模面积, 其表达式为

$$f(z) = n_0(z) \iint |U(x, y, z)|^2 dx dy \quad (4)$$

式中,  $n_0(z)$  是光纤的线性折射率, 它一般是纵向坐标  $z$  的函数。方程(2)是描述超短光脉冲在色散缓变光纤中传输所满足的动力学方程, 为了研究超短光脉冲在色散缓变光纤中的传输特性, 对方程(2)作下列变换

$$\tau = [t - \int_0^z \beta'(z') dz'] / T_0, \quad \xi = z/L_D, \quad A = \{ [L_D \omega_0 n_2 G(0)] / c \}^{1/2} q \quad (5)$$

在无色散区域, 方程变为

$$i \frac{\partial A}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \delta(\xi) \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \theta(\xi) |A|^2 A + i e(\xi) A = 0 \quad (6)$$

其中,  $\delta(\xi) = \beta''(z)/\beta''(0)$ ,  $\theta(\xi) = G(\xi)/G(0)$ ,  $e(\xi) = \Gamma + [(\partial f/\partial \xi)/2f]$ ,  $\Gamma = L_D \alpha/2$ ,  $L_D = T_0^2 / |\beta''(0)|$  是光纤的色散长度。再对方程(6)作下列变换

$$\eta = \int_0^\xi \delta(\xi') d\xi', \quad \phi = [\theta(\xi)/\delta(\xi)]^{1/2} q, \quad \delta \neq 0 \quad (7)$$

得到

$$i \frac{\partial \phi}{\partial \eta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau^2} + |\phi|^2 \phi - i \Lambda(\eta) \phi = 0 \quad (8)$$

方程(8)即是含增益系数为  $\Lambda(\eta)$  的非线性 Schrodinger 方程, 其中增益系数  $\Lambda(\eta)$  的表达式为

$$\Lambda(\eta) = - \frac{\Gamma}{\delta(\eta)} - \frac{\partial f/\partial \eta}{2f} - \frac{\partial \delta/\partial \eta}{2\delta} + \frac{\partial G/\partial \eta}{2G} \quad (9)$$

由于  $\Lambda(\eta)$  是归一化传输距离  $\eta$  的函数, 因此, 可看作是分布增益。从上面的推导过程中可以清楚地看出, 色散缓变光纤中光脉冲传输问题可以等效地看成光脉冲在常规光纤中具有增益系数为  $\Lambda(\eta)$  的传输问题。

从拉制光纤工艺来看, 现已拉制的色散缓变光纤大都是通过改变光纤纤芯大小的方法实现的<sup>[10]</sup>。即在  $G(z)$  保持不变的条件下, 改变光纤模面积  $f(z)$  的大小。事实上, 模面积  $f(z)$  的改变量约 16% 可使光纤群色散从 15 ps/km/nm 减少到 0。因此, 作为一种很好的近似, (9)式中参量  $G$  和  $f$  可看作常量。这样在忽略光纤损耗和仅考虑恒定增益效应 [ $\Lambda(\eta) = \Lambda_0$ ] 的前提下, 由(9)式, 对于初始条件  $\delta(0) = 1$ , 得到

$$\delta(\xi) = \frac{1}{1 + 2\Lambda_0 \xi} \quad (10)$$

对(10)式作(5)式中  $\xi = z/L_D$  逆变换可求得色散缓变光纤中的色散参量所满足的函数关系为

$$D = \frac{D_0}{1 + 2\Lambda_0 z} \quad (11)$$

式中  $\Lambda' = \Lambda/L_D$ ,  $D_0$  表示光纤二阶色散在  $z = 0$  处的值。

## 2.2 初始输入条件

输入光纤的信号不是单一光脉冲,而是连续正弦波,即

$$\phi = \phi_0 \sin(\pi\eta/T) \tag{12}$$

式中,  $\phi_0$  为连续波的振幅,  $T$  是脉冲间隔。为了获得高质量的孤子脉冲串,孤子脉宽必须小于  $T/2$ ,因此得到输入脉冲振幅满足

$$0.322 \phi_0^2 (T/2)^2 \leq 1 \tag{13}$$

由(13)知,若  $T = 2.0$ ,则振幅  $\phi_0$  最大值为 1.762。下面我们将研究满足(13)条件下,连续正弦波在色散缓变光纤中的传输情况。

### 3 基本孤子脉冲串的产生

基本孤子形成机制是非线性效应在光纤负色散区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,此压缩效应由归一化的等价增益方程(8)表征。因此,当具有正弦包络的连续

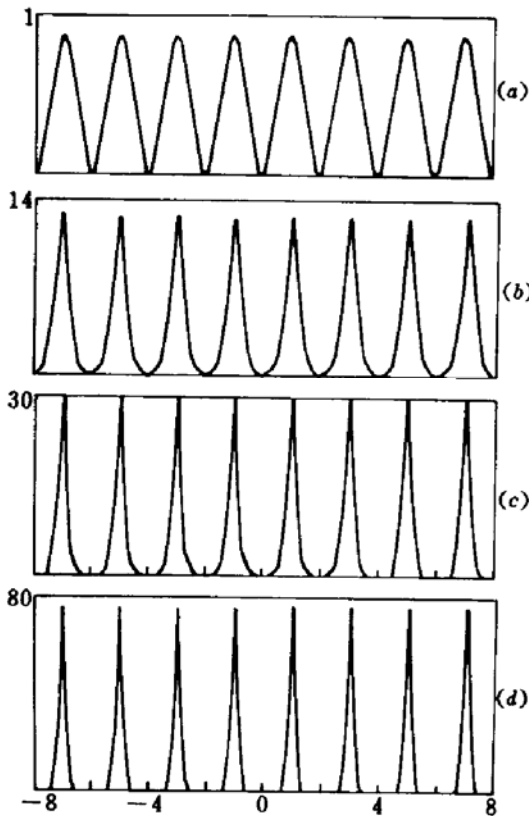


Fig. 1 Temporal evolution of soliton shaping in a fiber with decreasing dispersion. Curve (a) :  $\eta = 0.0$ ; (b) :  $\eta = 0.88$ ; (c) :  $\eta = 1.08$ ; and (d) :  $\eta = 1$ .

33. Here  $\eta$  is the normalized distance

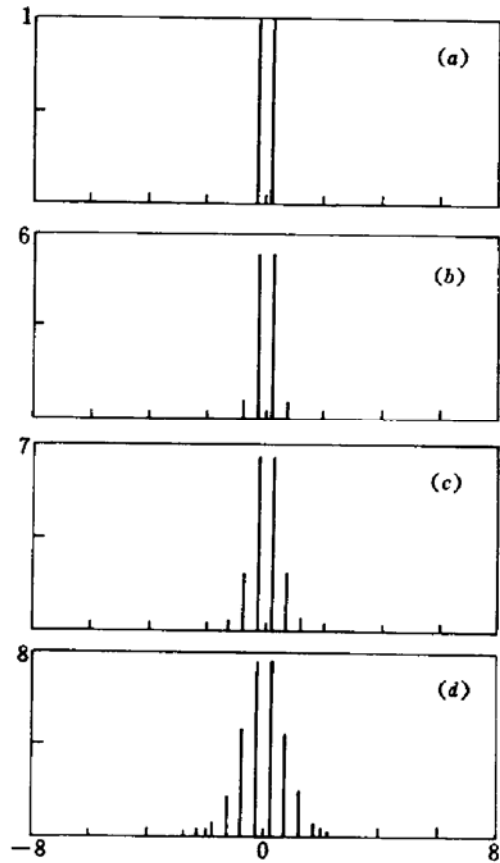


Fig. 2 Spectral evolution of solitons shaping in a fiber with decreasing dispersion. The parameters are the same as those in Fig. 1

波信号在此种光纤中传输时存在三种相互作用效应,即自相位调制效应、群速度色散效应和绝热放大效应。这三种效应的共同作用最终能导致孤子脉冲串的产生。图 1 给出了正弦波在色散缓变光纤中传输时的强度演化图。等价增益系数  $\Lambda_0 = 1.0$ , 正弦波振幅  $\phi_0 = 1.1$ 。图中表明,

正弦波在色散缓变光纤中传输时被压缩。图 2 显示了正弦波在色散缓变光纤中传输时的频谱图,从中可以看出,新的频率分量随传输距离的增长而增多,这是由于光纤中非线性效应(自相位调制效应)产生的结果。

根据孤子的绝热特性可以判断由正弦波演化成的脉冲是不是孤子脉冲。孤子的绝热特性是其振幅-带宽乘积为常数,也即孤子面积为常数。在正弦波演化过程中,其脉冲面积表达式为  $S = 0.322 I(\Delta\tau)^2$ 。其中,  $I$  是光波的峰值强度,  $\Delta\tau$  为脉冲宽度。图 3 给出了正弦波传输过程中  $S$  与传输归一化距离之间的关系曲线。从中可以看出,脉冲面积  $S$  随传输距离  $\eta$  的增长而加大。当传输距离  $\eta$  大于 0.9 时,脉冲面积  $S \approx 1.0$ , 因此可以推知由正弦波演化成的脉冲是孤子脉冲。图 4 显示了传输距离  $\eta = 1.0$  处孤子脉冲串(强度以对数表示)。从图中可以清楚地看出,利用色散缓变光纤中的调制不稳定性可以产生高质量的基本孤子脉冲串(脉冲基本上不存在底座),此脉冲串的占空比为 1:10。

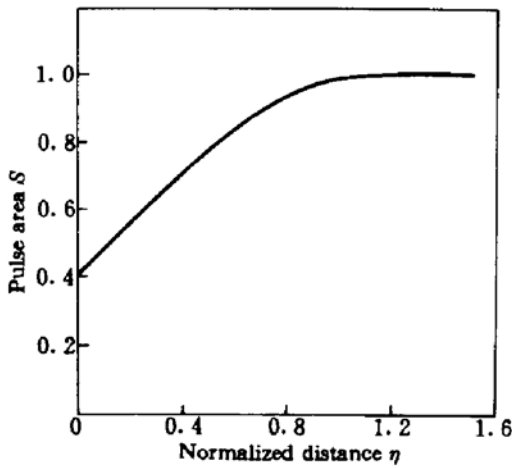


Fig. 3 Pulse area versus normalized fiber distance

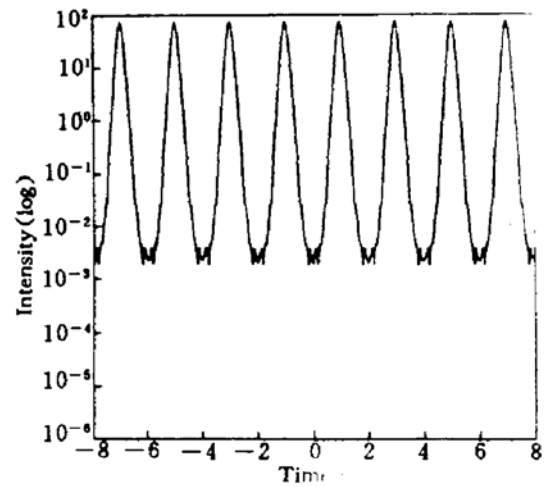


Fig. 4 A train of fundamental solitons formed by amplification of a signal, the intensity is plotted logarithmically

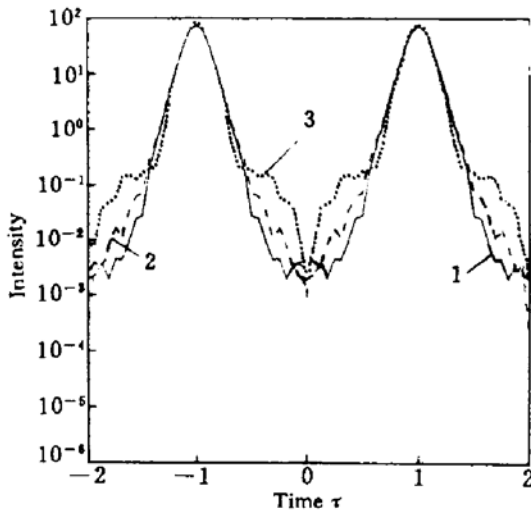


Fig. 5 A train of fundamental solitons formed by amplification of a signal at different equivalent gains. Curve 1:  $\Lambda_0 = 1$ ; curve 2:  $\Lambda_0 = 1.5$ ; and curve 3:  $\Lambda_0 = 2.5$

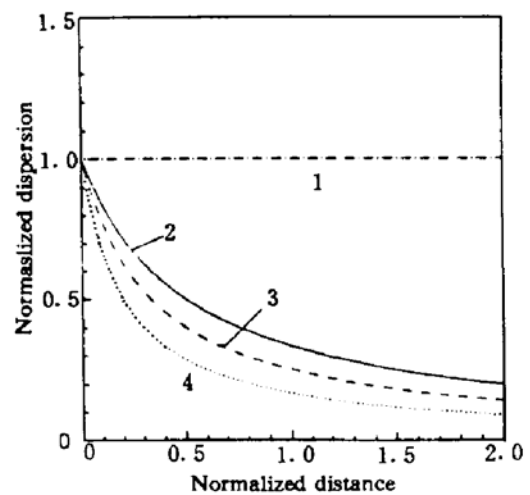


Fig. 6 Fiber dispersion versus normalized distance. Curve 1:  $\Lambda_0 = 0$ ; curve 2:  $\Lambda_0 = 1.0$ ; curve 3:  $\Lambda_0 = 1.5$ , and curve 4:  $\Lambda_0 = 2.5$ .

在研究不同等价增益系数的色散缓变光纤中光孤子脉冲串成形过程中,我们发现,等价增益系数  $\Lambda_0$  与  $T^2/4$  之积在 1.3 值左右时,所形成的孤子脉冲串的底座较小。图 5 给出了等价增益

系数分别为  $\Delta_0 = 1.0, 1.5, 2.5$  时形成的孤子脉冲强度谱。孤子脉宽为 0.2, 脉冲间距  $T = 2.0$ 。图中显示, 等价增益系数  $\Delta_0$  越大, 产生孤子脉冲串的底座越宽, 偏离孤子形态越大;  $\Delta_0$  越小, 形成脉冲串的底座越窄, 脉冲越接近孤子形态。因此, 为了产生高质量的孤子脉冲串, 要求所需的色散缓变光纤的色散参量变化较小。从图中还可以看出, 尽管不同色散缓变光纤中形成的脉冲不同, 但是其能量基本保持不变, 可以近似地看成孤子具有的能量。

#### 4 色散缓变光纤色散参量与归一化距离 $\xi$ 之间的关系

在光纤工艺上拉制色散缓变光纤, 需要知道光纤色散参量与纵向传输距离之间的关系, 图 6 是等价增益系数分别为  $\Delta_0 = 0.0, 1.0, 1.5, 2.5$  时(增益系数  $\Delta_0 = 0.0$  对应常规光纤, 实际光纤的等价增益系数  $\Delta_0 \approx 1.0$ ) 不同色散缓变光纤色散参量与归一化传输距离  $\xi$  之间的关系。从图中可以看出, 等价增益系数  $\Delta_0$  越大, 光纤色散纵向变化率也越大。图 6 对色散缓变光纤的实际拉制具有一定的指导意义。

#### 参 考 文 献

- 1 F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, 45(13): 1095~1098
- 2 L. F. Mollenauer, R. H. Stolen. The soliton lasers. *Opt. Lett.*, 1984, 9(1): 13~15
- 3 J. D. Kafka, T. Baer. Fiber Raman soliton laser pumped by a Nd: YAG laser. *Opt. Lett.*, 1987, 12(3): 181~183
- 4 A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, J. R. Taylor. Femtosecond soliton Raman generation. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1988, QE-24(2): 332~340
- 5 B. Zysset, P. Beaud, W. Hodel. Generation of optical solitons in the wavelength region 1.37~1.47  $\mu\text{m}$ . *Appl. Phys. Lett.*, 1987, 50(16): 1027~1029
- 6 A. Hasegawa. Generation of a train of soliton pulses by induced modulational instability in optical fiber. *Opt. Lett.*, 1984, 9(4): 288~291
- 7 K. Tai, A. Hasegawa, A. Tomita. Observation of modulational instability in optical fiber. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, 56(2): 135~138
- 8 P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, E. M. Dianov *et al.*. Generation of a high-repetition train of practically noninteracting solitons by using the induced modulational instability and Raman self-scattering effects. *Opt. Lett.*, 1990, 15(23): 1365~1367
- 9 H. H. Kuehl. Solitons on an axially nonuniform optical fiber. *J. Opt. Soc. B*, 1988, 5(3): 709~713
- 10 A. V. Bogatyrev, M. M. Bubnov *et al.*. A signal mode fiber with chromatic dispersion varying along the length. *J. Lightwave Technol.*, 1991, LT-9(5): 561~566

### Generation of High-quality Fundamental Soliton Pulses in Fibers with Slowly Decreasing Dispersion

Liu Songhao Xu Wencheng Liao Changjun Guo Qi

(South China Normal University, Guangzhou 510631)

**Abstract** A new method was proposed to generate high-quality fundamental soliton pulses in fibers with slowly decreasing dispersion by using modulational instability effects.

**Key words** fibers with slowly decreasing dispersion, optical soliton, soliton pulse generation