

# 光纤损耗对皮秒脉冲孤子效应压缩的影响\*\*

曹文华\* 廖常俊 郭旗 姚爱民 刘颂豪

(华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

## 提 要

在计及常规光纤损耗的前提下,通过数值求解修正的非线性薛定谔方程,全面地计算和分析了损耗对皮秒脉冲在单模光纤中孤子效应压缩过程的影响.结果表明,与不计及损耗时相比,损耗一方面导致脉冲压缩比、压缩后的脉冲峰值功率和脉冲压缩质量的下降,另一方面还导致所选用的最佳光纤长度的增加.进一步研究表明,损耗对脉冲压缩的影响程度还与输入脉冲的峰值功率和脉宽有关.

**关键词** 单模光纤, 孤子, 脉冲压缩.

## 1 引 言

光纤非线性的重要应用之一就是用于光学脉冲的压缩<sup>[1~4]</sup>.通常,基于光纤的脉冲压缩技术可分为光纤-光栅对压缩<sup>[1]</sup>、全光纤压缩<sup>[2]</sup>和孤子效应压缩<sup>[3]</sup>.其中孤子效应压缩技术以其结构紧凑、操作方便以及能获得较好的压缩效果而被人们采用.许多作者对这一压缩过程进行了数字计算<sup>[5~7]</sup>文献[5]、文献[6]计算了皮秒脉冲的孤子效应压缩.由于所计算的脉冲波长位于 $1.5\ \mu\text{m}$ 附近,即靠近常规光纤的最低损耗处,因而忽略了光纤损耗对脉冲压缩的影响.文献[7]通过求解更一般的非线性薛定谔方程,计算了脉冲内部的受激喇曼散射对脉冲压缩的影响<sup>[8~9]</sup>.对于飞秒脉冲压缩,光纤损耗的影响可忽略,因此文献[7]中也未计及损耗项.

对于皮秒脉冲,当脉冲波长不靠近光纤的最低损耗处时,描述脉冲压缩的修正的非线性薛定谔方程中损耗项的系数随初始脉冲宽度的增大而增大,损耗对脉冲压缩的影响不可忽略.特别是对于工作在 $1.32\ \mu\text{m}$ 的YAG激光器的锁模脉冲的压缩,可选用常规光纤,但脉冲波长不处于光纤的最低损耗处,如何能得到最佳的脉冲压缩,是一个很值得研究的问题.本文通过数字求解带损耗项的非线性薛定谔方程,全面地计算了皮秒脉冲在计及损耗的常规光纤中的孤子效应压缩过程,通过与不计及损耗的计算结果的比较,对损耗影响脉冲压缩的物理机制作了详尽的分析.

## 2 理论模型及数字解法

收稿日期:1992年11月5日;收到修改稿日期:1992年12月28日

\* 中国科技大学博士研究生.

\*\* 广东省自然科学基金资助项目 920429

皮秒光脉冲在计及损耗的光纤中的孤子效应压缩方程为

$$i \frac{\partial U}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + N^2 |U|^2 U = -i \Gamma U \quad (1)$$

$$\zeta = |\beta_2| z / T_0, \quad \tau = (t - z/v_g) / T_0, \quad N^2 = r P_0 T_0^3 / |\beta_2|, \quad \Gamma = \alpha T_0^3 / |2\beta_2| \quad (2)$$

式中  $U$  为脉冲包络的归一化复振幅,  $\beta_2$  为光纤的群速色散系数(在反常色散区符号为负),  $v_g$  为脉冲包络的群速度,  $r$  为光纤的非线性系数,  $P_0$  为输入脉冲的峰值功率,  $T_0$  为输入脉冲的半宽度(1/e 功率处),  $\alpha$  为光纤的衰减常数,  $\zeta, \tau, N, \Gamma$  均为无量纲量. 方程(1)左边的第二、三项分别代表光纤的负群速色散和自相位调制, 方程右边代表光纤损耗.

在  $\Gamma$  可视作微扰的情况下, 可用逆散射法<sup>[10]</sup>求出方程(1)的近似解. 对于大的  $\Gamma$  值, 则需用数值解法. 在众多的数值解法中, 分步傅里叶变换法由于采用了快速傅里叶变换算法, 使得其运算速度比许多其它的数值解法要快, 因而普遍被采用. 其基本思想是将脉冲在光纤中的传播视为一步步进行, 在每一步中, 光纤的群速色散和自相位调制分别独立地作用于光脉冲. 具体地, 方程(1)可写为

$$\partial U / \partial \zeta = (\hat{D} + \hat{N})U \quad (3)$$

$$\hat{D} = \frac{1}{2} i \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} = \Gamma, \quad \hat{N} = i N^2 |U|^2 \quad (4)$$

式中  $\hat{D}$  是代表光纤色散和损耗的微分算符;  $\hat{N}$  为非线性算符, 它代表作用于脉冲的光纤非线性. 脉冲在光纤中由  $\zeta$  传播到  $\zeta + \Delta\zeta$  可分两步计算. 先假设只是光纤的非线性作用于脉冲, 而令  $\hat{D} = 0$ , 再假设色散单独起作用而令  $\hat{N} = 0$ , 从而有

$$U(\zeta + \Delta\zeta, \tau) \approx \exp(\Delta\zeta \hat{D}) \exp(\Delta\zeta \hat{N}) U(\zeta, \tau) \quad (5)$$

代表非线性的指数算符运算直接在时域进行, 代表色散和损耗的指数算符运算在频域进行. 若令

$$V(\zeta, \tau) = \exp(\Delta\zeta \hat{N}) U(\zeta, \tau) \quad (6)$$

则(5)式可写为

$$U(\zeta + \Delta\zeta, \tau) \approx \exp(\Delta\zeta \hat{D}) V(\zeta, \tau) = \{F^{-1} \exp[\Delta\zeta \hat{D}(i\omega)] F\} V(\zeta, \tau) \quad (7)$$

式中  $F$  和  $F^{-1}$  分别代表傅里叶变换和逆傅里叶变换,  $\hat{D}(i\omega) = -(i\omega^2/2) - \Gamma$ , 在频域中  $\hat{D}(i\omega)$  为一常数.

为提高运算精度, 常采用以下对称的分步傅里叶变换算法

$$U(\zeta + \Delta\zeta, \tau) \approx \exp\left(\frac{\Delta\zeta}{2} \hat{D}\right) \exp(\Delta\zeta \hat{N}) \exp\left(\frac{\Delta\zeta}{2} \hat{D}\right) U(\zeta, \tau) \quad (8)$$

其基本思想与(5)式相似, 只是假设光纤非线性在每步的中间位置作用于脉冲, 而群速色散和损耗则在每步的前后半段对脉冲起作用. 计算中, 若  $\Delta\zeta$  取得合适, 则用(8)式可在计算时间与(5)式相近的情况下, 进一步提高运算精度.

### 3 计算结果及分析

图 1(a)~(d)是在初始脉冲宽度一定的情况下, 通过改变入射脉冲的初始峰值功率(即孤子阶数)而算得的脉冲压缩比、最佳光纤长度、压缩后脉冲相对于输入脉冲的峰值功率和压缩后的脉冲压缩质量, 其中实线和虚线分别表示不计损耗和计及损耗的计算值. 这里的压缩比是指入射脉冲与压缩后脉冲的全宽度(半功率点处)之比; 最佳光纤长度  $z_{opt}$  指脉冲在光纤中第一次压缩到最窄时的光纤长度; 脉冲压缩质量定义为压缩后脉冲半功率点之间的能量与输入脉

冲半功率点之间的能量之比. 计算中选取输入脉冲宽度  $T_{FWHM}$  (半功率点处的全宽度) 为 30 ps, 设输入脉冲的振幅具有双曲正割形状(同样也可以计算振幅为高斯形状或其它形状的脉冲压缩), 即  $U(o, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau)$ , 其中  $N$  可以是非整数, 则参数  $T_0$  可由  $T_{FWHM} \approx 1.76 T_0$ . 算出为 17 ps. 采用常规光纤在波长 1.32  $\mu\text{m}$  处的典型参数值,  $\alpha = 0.092 \text{ km}^{-1}$ ,  $\beta_2 = -4.6 \text{ ps}^2/\text{km}$ ,  $\tau = 1.3 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ , 由(2)式可算出  $\Gamma \approx 2.9$ . 程序中对初始输入脉冲取样 4096 点, 截断点取值为  $\pm 8$ , 每孤子周期分成 2000 步, 计算在 80386 微机上进行.

图 1(a)表明, 损耗导致压缩比的下降, 而且下降程度与脉冲的初始峰值功率有关, 随着脉冲初始峰值功率的增加, 损耗对压缩比的影响逐渐减小. 图 1(b)对于不同的初始脉冲峰值功率, 给出了脉冲压缩到最窄时的以孤子周期为单位的最佳光纤长度值, 此时对应于上述参数的孤子周期为  $z_0 = \pi T_0^2 / (2|\beta_2|) \approx 96 \text{ km}$ . 从图中可见, 损耗导致最佳光纤长度的增加, 而且, 随着孤子阶数的增大, 损耗对最佳光纤长度的影响也逐渐减小. 图 1(c)示出在计及损耗与不计损耗两种情况下, 压缩后脉冲的峰值功率与脉冲初始峰功率的比值, 图 1(d)则给出了两种情况下的脉冲压缩质量与脉冲初始峰功率的关系. 与不计损耗时相比, 损耗导致压缩后脉冲峰值功率的降低和脉冲压缩质量的变差. 同样, 随孤子阶数的增大, 损耗对二者的影响逐渐减小. 与图 1(a)~(c)不同的是, 图 1(d)中, 计及损耗后的脉冲压缩质量存在一个最佳值.

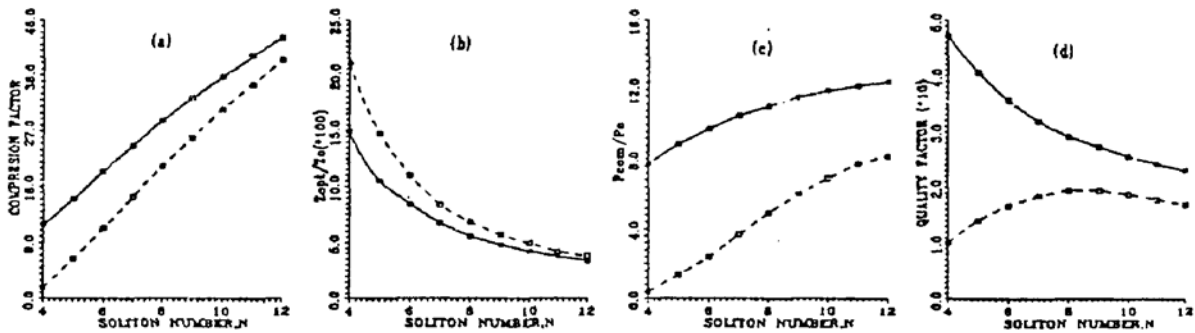


Fig. 1 Calculated properties of the first optimal narrowing by means of the soliton-effect in single-mode fibers as a function of soliton number  $N$ :  
 (a) compression factor, (b) optimal fiber length, (c) peak power of compressed pulse, and (d) quality factor of compressed pulse. solid lines,  $\Gamma = 0$ ; dashed lines,  $\Gamma \neq 0$

图 1(a)~(d)的一个共同特点是, 随着输入脉冲初始峰值功率的增加, 损耗对脉冲压缩的影响逐渐减小. 这是由于, 随着输入脉冲初始峰值功率的增加, 光纤的非线性效应相对于损耗对脉冲的影响愈来愈起支配地位, 而脉冲在光纤中的变窄正是非线性与负群速度色散相互作用的结果.

为研究光纤损耗对不同脉宽的脉冲压缩的影响, 图 2(a)和图 2(b)分别给出了计及损耗后初始脉宽为 30 ps 和 40 ps 的 10 阶孤子脉冲的压缩过程, 图 2(c)给出了不计损耗的 10 阶孤子脉冲的压缩情况. 程序中各参数的取值(截断点取值, 脉冲波形的取样点数以及每个孤子周期内的步数)均与图 1 相同, 曲线先由屏幕绘出, 再硬拷贝到打印机, 作图精度受屏幕的分辨率所限, 而不是由于取样点少的原因.

对脉宽为 40 ps 的孤子脉冲, 其孤子周期为  $z_0 = \pi T_0^2 / (2|\beta_2|) \approx 176 \text{ km}$ , 由(2)式可算出  $\Gamma = 5.17$ . 可见, 当输入脉冲的初始宽度增加时, 损耗对脉冲压缩的影响随之增大. 具体表现为,

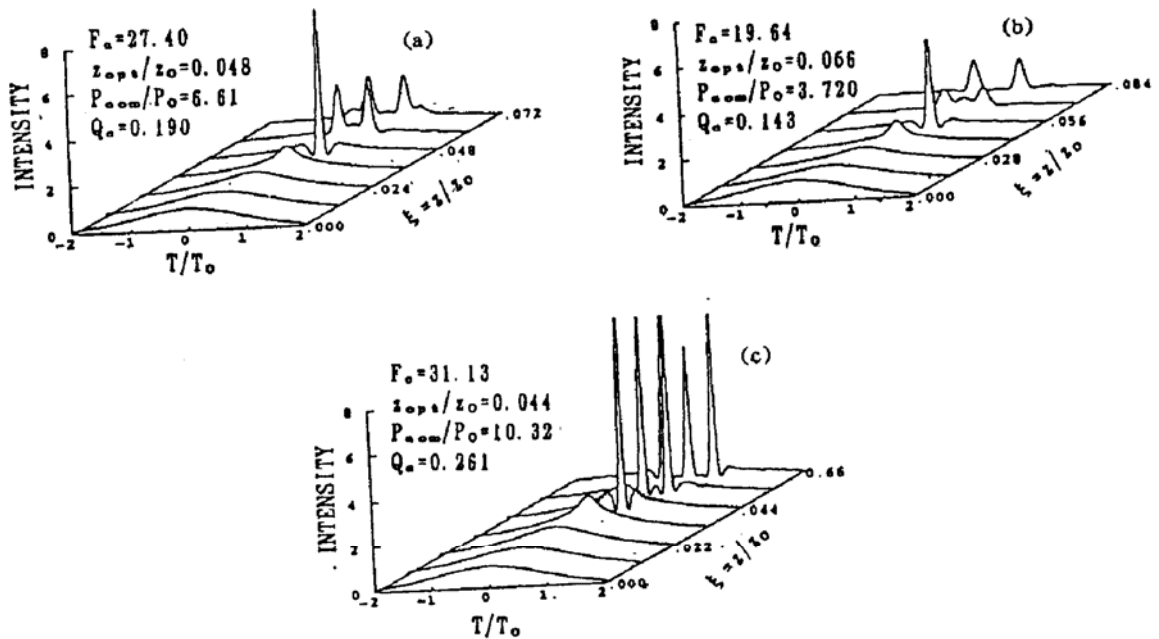


Fig. 2 Evolution of the tenth-order soliton showing pulse narrowing on condition of (a)  $T_{FWHM} = 30$  ps,  $l' = 2.90$ ; (b)  $T_{FWHM} = 40$  ps,  $l' = 5.17$  and (c)  $T_{FWHM} =$  arbitrary constant,  $l' = 0.00$ . The propagation distance is  $\zeta = Z/Z_0$ , where  $Z_0$  is estimated to be 96 km for 30 ps pulse and 176 km for 40 ps pulse propagating in a fiber with  $\beta_2 = -20$  ps<sup>2</sup>/km

压缩比、压缩后脉冲的峰值功率和脉冲压缩质量随输入脉宽的增大而下降,而最佳光纤长度则随输入脉冲的增加而增加. 作者认为这是由于在两种不同输入脉宽的情况下所计算的孤子阶数相同,因而若不计损耗,则在两种脉宽情况下非线性和群速色散对脉冲相互作用的结果是一样的,即在两种情况下,脉冲在光纤中的传播均遵循 10 阶孤子的演化规律. 损耗导致脉冲峰值功率的损失,从而导致非线性相对于群速色散对脉冲的作用比不计损耗时有所减弱. 由(2)式知,初始脉宽愈大,损耗因子愈大,这就相当于更大程度地减弱了光纤非线性相对于群速色散对脉冲的作用.

#### 4 结 论

本文在考虑到常规光纤损耗的基础上,通过数值求解修正的非线性薛定谔方程,模拟了皮秒光脉冲在常规光纤反常色散区的孤子效应压缩过程,得到了脉冲压缩比,最佳光纤长度、压缩后脉冲的峰值功率和脉冲压缩质量与输入脉冲孤子阶数的关系,研究了不同脉宽的脉冲压缩情况. 结果表明,当脉冲波长不位于常规光纤的最低损耗处时,损耗导致脉冲压缩比、压缩后的脉冲峰值功率和脉冲压缩质量的下降,同时还导致最佳光纤长度的增加. 而且,损耗影响脉冲压缩的程度与脉冲初始峰值功率和初始脉宽有关. 初始峰值功率愈高,损耗影响脉冲压缩的程度愈小;初始脉宽愈大,损耗对脉冲压缩的影响也愈大.

## 参 考 文 献

- [1] W. H. Knox, R. L. Fork, M. C. Downer *et al.*, Optical pulse compression to 8 fs at a 5-kHz repetition rate. *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **46**(12): 1120~1121
- [2] K. J. Blow, N. J. Doran, B. P. Nelson, All-fiber pulse compression at 1.32  $\mu\text{m}$ . *Opt. Lett.*, 1985, **10**(8): 393~395
- [3] A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, J. R. Taylor, Pulses of four optical cycles from an optimized optical fiber/grating pair/soliton pulse compressor at 1.32  $\mu\text{m}$ . *J. Mod. Opt.*, 1988, **35**(1): 7~10
- [4] 刘颂豪, 廖常俊, 金怀诚等, 孤子激光器及其发展. *物理学进展*, 1989, **9**(3): 323~361
- [5] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers. *Opt. Lett.*, 1983, **8**(5): 289~291
- [6] E. M. Dianov, Z. S. Nikonova, A. M. Prokhorov *et al.*, Optimal compression of multi-soliton pulses in optical fibers. *Sov. Tech. Phys. Lett.*, 1986, **12**(6): 311~313
- [7] Govind P. Agrawal, Effect of intrapulse stimulated Raman scattering on soliton-effect pulse compression in optical fibers. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(4): 224~226
- [8] F. M. Mitschke, L. F. Mollenauer, Discovery of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(10): 659~661
- [9] J. P. Gordon, Theory of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(10): 662~664
- [10] A. Hasegawa, Y. Kodama, Amplification and reshaping of optical solitons in a glass fiber. I. *Opt. Lett.*, 1982, **7**(6): 285~287
- [11] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. 1st Edition, Boston: Academic Press, Inc., Harcourt Brace Jovanovich, Publishers, 1989: 125

## Effect of fiber loss on soliton-effect picosecond pulse compression in optical fibers

CAO Wenhua    LIAO Changjun    GUO Qi

YAO Aaimin    LIU Songhao

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

(Received 5 November 1992; revised 28 December 1992)

### Abstract

The effect of fiber loss on the quality of soliton-effect picosecond pulse compression is analyzed by solving the modified nonlinear Schrodinger equation numerically. The results show that fiber loss affect the performance of soliton-effect pulse compressors both qualitatively and quantitatively. The compressed pulse is longer with a lower peak power and a poorer pulse quality when fiber loss is taken into account. Furthermore, the optimum fiber length for maximum compression is longer than that expected in the absence of fiber loss. The effect of fiber loss on compression quality relates not only to the initial peak power but also to the initial pulse width.

**Key words** single-mode fibers, solitons, pulse compression.