

文章编号: 1001-3806(2009)06-0638-04

高阶色散对光孤子及孤子对传输的影响分析

孟小波¹, 周骏^{1,2*}, 任春阳¹, 高永锋¹

(1. 江苏大学 机械工程学院 光信息科学与技术系, 镇江 212013; 2. 宁波大学 光学研究所, 宁波 315211)

摘要: 为了研究高阶色散对光孤子及孤子对传输的影响, 采用分步傅里叶变换方法, 对含高阶色散效应与不考虑高阶色散情况下的光孤子非线性薛定谔方程进行了数值求解, 得到了孤子脉冲形状与色散阶数有着相关性这一结果。结果表明, 奇数阶色散效应会使孤子及孤子对脉冲发生单边振荡, 产生能量损耗, 并在振荡侧产生次脉冲, 而偶数阶色散效应会使孤子及孤子对脉冲发生明显的脉宽展宽, 高阶色散效应对孤子脉冲的影响随阶数的增加而减弱。

关键词: 非线性光学; 孤子; 非线性薛定谔方程; 分步傅里叶变换; 高阶色散

中图分类号: O437 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2009.06.022

Effect of high-order dispersion on propagation of optical soliton and soliton couple

MENG Xiao-bo¹, ZHOU Jun^{1,2}, REN Chun-yang¹, GAO Yong-feng¹

(1. Department of Optical Engineering, School of Mechanical Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China; 2. Institute of Optics, Ningbo University, Ningbo 315211, China)

Abstract: In order to study the effect of high-order dispersion on propagation of optical soliton and soliton couple, based on the split-step Fourier transform method, the optical soliton nonlinear Schrödinger equations with and without high-order dispersion effect were numerically calculated. It is found that the soliton pulse shape is correlative with the dispersion order. The odd-number-order dispersion effect can cause the soliton and the soliton couple to oscillate at a single side with a loss of energy, and the sub pulse can be produced at the oscillating side. While the even-number-order dispersion effect can make the pulse width extended. The effect of the high-order dispersion would be weakened with the increase of the order number.

Key words: nonlinear optics; soliton; nonlinear Schrödinger equation; split-step Fourier transform; high-order dispersion

引言

通信技术是当前社会应用普遍而又发展迅速的产业。在这个领域中, 有一种具有超长传输距离、超高码速率的通信方案被广泛地关注, 这就是光孤子通信。它的这些优点是普通光纤通信和同轴电缆通信等其它通信方案所不具备的。由于孤子脉冲串是光孤子传输系统中的主要信息载体, 因此孤子间相互作用的研究就显得尤为重要。人们发现孤子脉冲间的相互作用对通信的质量和容量均有着显著的影响^[1,2]。近几年, 人们发现自陡峭、高阶色散等效应可以抑制光孤子间的相互作用^[3]。在目前的光通信系统中, 利用掺铒光纤放大器(Er-doped fiber amplifier, EDFA)可以弥补孤子通信系统中的损耗^[4,5], 因此, 光纤的色散便成为了高速光纤通信中的主要限制因素^[6,7]。色散效应是指当

电介质中的束缚电子与电磁波相互作用时介质的响应与光波频率有关的现象^[8]。光纤色散会使光载波的脉冲展宽, 并且展宽现象随着传输距离的增大而越发明显, 从而导致误比特率增高、信号失真。

作者使用分步傅里叶法数值模拟了非线性薛定谔方程。通过对非线性薛定谔方程参量的重新设定, 研究了不同阶数的高阶色散对光孤子及光孤子对的影响, 并分析了高阶色散阶数的奇偶性对孤子传输影响的差异。研究结果对于光孤子通信及其系统的设计有参考价值。

1 计算原理

光孤子脉冲是由自相位调制效应与群速度色散的相互作用形成的, 光孤子行为由经典的非线性薛定谔方程进行描述^[6]。当考虑3阶色散效应时, $\tau > 5$ ps 的孤子脉冲传输特性由修正后的非线性薛定谔方程描述如下^[9]:

$$i \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{1}{2} i \alpha q + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} - \frac{1}{6} i \beta_3 \frac{\partial^3 q}{\partial \tau^3} + A |q|^2 q = 0 \quad (1)$$

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10574058)

作者简介: 孟小波(1983-), 男, 硕士研究生, 主要从事光孤子通信光器件设计等领域的研究。

* 通讯联系人。E-mail: ejzhou@yahoo.com.cn

收稿日期: 2008-08-28; 收到修改稿日期: 2008-10-31

式中, $q(x, \tau)$ 为光脉冲的场包络函数, α 表示光纤损耗的系数, β_2 为群速度色散参量, β_3 为3阶色散参量, A 是光纤非线性系数。方程的第2项表示光脉冲的吸收效应, 第3项、第4项分别为2阶和3阶色散效应, 第5项表示非线性效应。

对(1)式进行改造, 假定光损耗可由掺铒光纤放大器提供的增益抵消, 将高阶色散的系数进行简化, 并将高阶色散的阶数用 n 来表示, 则光孤子的传输规律可由如下的标准非线性薛定谔方程描述:

$$i \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{1}{2} m \frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} + ip \frac{\partial^n q}{\partial \tau^n} + A |q|^2 q = 0 \quad (2)$$

式中, m 为2阶色散系数, p 为高阶色散系数, n 为高阶色散的阶数。

1.1 不考虑高阶色散

首先, 令 $m=1, p=0$ (不考虑高阶色散效应), (2)式变为:

$$i \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} + A |q|^2 q = 0 \quad (3)$$

将(3)式分解为以下两个方程:

$$\frac{1}{2} i \frac{\partial q}{\partial x} = - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} \quad (4)$$

$$\frac{1}{2} i \frac{\partial q}{\partial x} = - A |q|^2 q \quad (5)$$

将光脉冲由 x 传输到 $x+h$ 的过程分为两步。在 $(x, x+h/2)$ 上先让(5)式起作用, 并将 $|q|^2$ 在该区间的变化忽略, 可得:

$$q(x + \frac{h}{2}, \tau) = q(x, \tau) \exp(iA |q|^2 h) \quad (6)$$

将(6)式两边都对 τ 做傅里叶变换, 得:

$$Q(x + \frac{h}{2}, \tau) = \mathcal{F} \{ q(x, \tau) \exp(iA |q|^2 h) \} \quad (7)$$

再在 $(x+h/2, x+h)$ 上让(4)式起作用, 可得:

$$q(x+h, \tau) = -i\omega^2 \frac{h}{2} q(x + \frac{h}{2}, \tau) \quad (8)$$

同样做傅里叶变换:

$$Q(x+h, \tau) = -i\omega^2 \frac{h}{2} Q(x + \frac{h}{2}, \tau) \quad (9)$$

将(7)式代入(9)式中, 并做傅里叶逆变换, 可得:

$$q(x+h, \tau) = \mathcal{F}^{-1} \{ \exp(-\frac{1}{2} i\omega^2 h) \times \mathcal{F} [q(x, \tau) \exp(iA |q|^2 h)] \} \quad (10)$$

(10)式就是利用分步傅里叶变换法求解(3)式的数值演化依据。

1.2 考虑高阶色散

当(2)式中的高阶色散系数 $p \neq 0$ 时, 同样令 $m=1$, 对(2)式进行相同的分步傅里叶变换法, 可得:

$$q(x+h, \tau) = \mathcal{F}^{-1} \{ \exp[-i\omega^2 - p(-i\omega)^n \frac{h}{2}] \times \mathcal{F} [\exp(iA |q|^2 h) q(x, \tau)] \} \quad (11)$$

(11)式就是利用分步傅里叶变换法求解(2)式的数值演化依据。

2 结果与分析

2.1 输入单个孤子脉冲时的情形

令孤子初始注入脉冲为: $q(\tau, 0) = \text{sech}\tau$ 。本文中考虑的是1阶孤子, 所以取非线性系数 $A=1$, 在不考虑高阶色散的情况下, 即 $p=0$ 时, 其数值解结果如图1所示。从图中可以明显地看出该孤子脉冲的振幅没有减弱, 脉冲没有展宽, 传输非常稳定。这正是在孤子通信中所希望获得的一种理想状态。

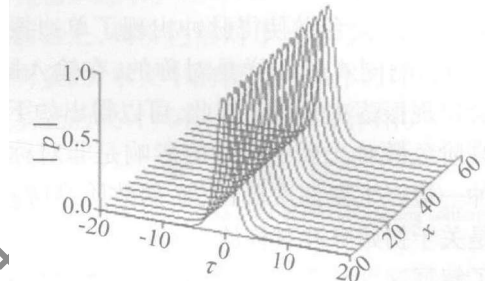


Fig.1 Single soliton without high-order dispersion effect

然而, 在实际操作中, 很难避免地会出现高阶色散效应对孤子脉冲的传输产生影响。下面来看看考虑高阶色散效应时的情况。由于本文中讨论的是高阶色散的阶数与阶数的奇偶性对孤子脉冲及脉冲对传输的影响, 因此, 在考虑高阶色散的情况下, 对于不同的色散阶数, 保持其它参量始终不变, 以便更好地进行结果的对比及分析。所以在考虑高阶色散的情况下, 色散系数均取 $p=100$ 。

首先, 分别令 n 为3和4, 即考虑3阶和4阶色散效应, 其数值解结果如图2所示。可以看到, 脉冲在传

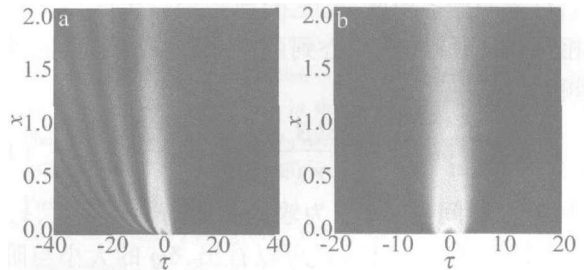


Fig.2 a—single soliton with the third-order dispersion effect b—single soliton with the fourth-order dispersion effect

输的初段就出现了传输不稳定的现象, 并且两幅图有着明显的不同。考虑3阶色散时, 出现了不对称现象, 脉冲的单边发生振荡, 在振荡边出现了几束次脉冲, 输入脉冲的能量有明显的损耗(见图2a)。而考虑4阶色散时, 图像却是对称的, 在输入脉冲的两侧均产生了

次脉冲,并且输入脉冲在传输过程中明显地出现了展宽(见图2b)。

由此判断,高阶色散阶数的奇偶性对脉冲的传输会产生不同的影响。为了证实这个判断,再分别令 n 为 7 和 8,得到如图 3 所示的数值解结果。

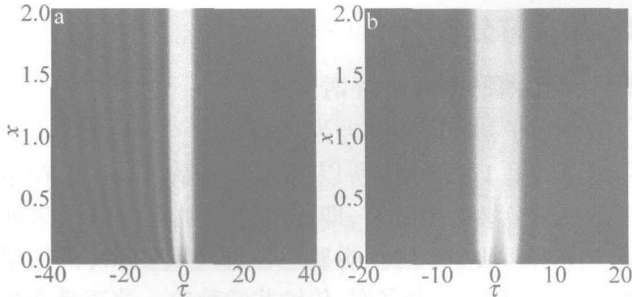


Fig. 3 a—single soliton with the seventh-order dispersion effect b—single soliton with the eighth-order dispersion effect

可以看到,7阶色散使得脉冲出现了单边振荡,而8阶色散的影响同4阶一样是对称的,在输入脉冲的两侧均会出现振荡次脉冲。因此,可以得出如下结论:奇数阶高阶色散对光孤子脉冲的影响是非对称性的,只在脉冲一边产生振荡次脉冲,而偶数阶高阶色散的影响则是关于初始脉冲对称的。

为了解释这个结论的物理机理,引入模传输常数 $\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c}$, 其中的 $n(\omega)$ 为与脉冲频率 ω 有关的介质折射率, c 为光速^[10]。将 β 在中心频率 ω_0 处展开成泰勒级数,可以得到:

$$\beta = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (12)$$

式中, $\beta_n = \left[\frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right]_{\omega=\omega_0}$, $n = (3, 4, 5, \dots)$ 为高阶色散参量, n 为高阶色散的阶数。

对于初始入射脉冲,它的载频经过传输后产生瞬时相移,因而脉冲从中心到两侧其载频有着不同的瞬时频率,频率差为^[11]:

$$\delta\omega = \frac{2\text{sgn}(\beta_n)(x/x_d)}{1 + (x/x_d)^2} g \frac{T}{T_0^n} \quad (13)$$

式中, T 为时间量度, T_0 为输入脉冲的半峰全宽, x_d 为 n 阶色散长度。由(13)式可以看出, $\delta\omega$ 的大小与阶数 n 有关,而它的正负取决于 β_n 的正负。由 β_n 的定义可以看出, n 的奇偶性决定了 β_n 的正负。因此也就证实了本文中的结论,高阶色散阶数的奇偶性对脉冲的传输会产生不同的影响。

另外还注意到,相对于3阶、4阶色散来说,7阶、8阶色散影响下的输入脉冲能量保持得更好,这说明考虑高阶色散时,高阶色散的阶数越大,其对初始脉冲的

影响越小。

2.2 输入孤子对脉冲时的情形

令孤子对初始注入脉冲为: $q(\tau, 0) = \text{sech}(\tau + \tau_0) + \text{sech}(\tau - \tau_0)$, 式中的 τ_0 为归一化孤子间距。这表示输入的脉冲为等幅无相位差的孤子对。

取 $\tau_0 = 6$, 令 $p = 0$, 即不考虑高阶色散。可以得到如图 4 所示的数值计算结果。

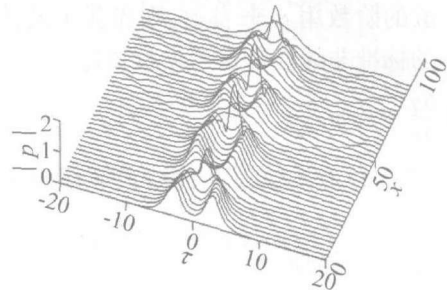


Fig. 4 Soliton couple without high-order dispersion effect

从图中可以看出,该孤子对由于相互作用表现出了明显的周期性离合的现象,分离后孤子的幅度基本没有变化,离合的周期长度从始端开始逐渐减小。ANDERSON 和 LISAK^[12] 通过逆散射法发现,在初始相位差为 0 的情况下,孤子对的间距为: $r(x) = r(0) + \frac{1}{\eta} \ln |\cos(2\eta kx)|$, 式中的 η 表示振幅, k 是 η 的函数^[11]。显然,图 4 的现象与他们得出的结论相吻合。

由于高阶色散在孤子脉冲的始端便产生明显的影响,因此将初始端放大进行研究,如图 5 所示,图 5b 为图 5a 的截面图。可以看到,两列脉冲在初始阶段基本没有相互作用,平行地各自向前传输。

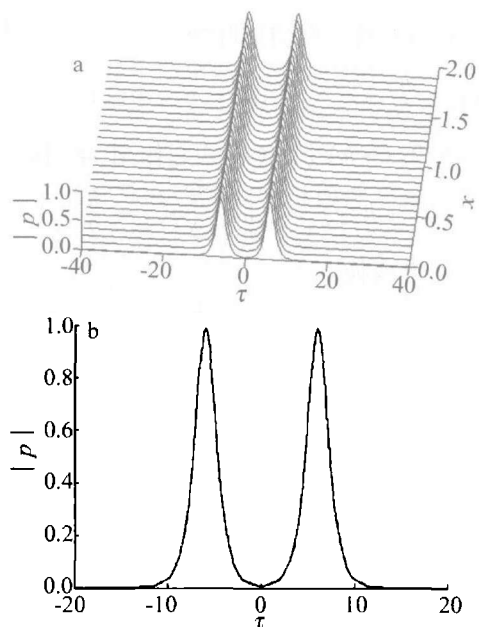


Fig. 5 a—inchoation of the soliton couple without high-order dispersion effect b—soliton amplitude versus the time

当考虑高阶色散时,仍然取 $p = 100$ 。分别令 n 为

3和4,可得到如图6所示的数值结果。

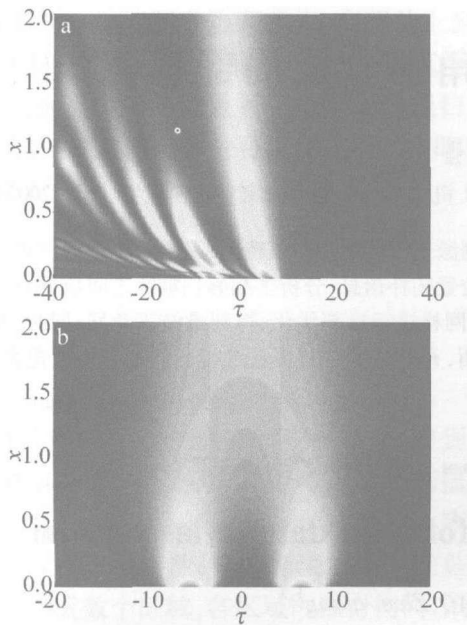


Fig. 6 a—soliton couple with the third-order dispersion effect b—soliton couple with the fourth-order dispersion effect

可以看到,对于孤子对脉冲,3阶色散的影响同样是不对称的(见图6a),并且单边振荡产生次脉冲的过程是逐级出现的,下一级的次脉冲总是由上一级次脉冲合并获得,每一级次脉冲之间有着明显的分界线。而4阶色散的影响依然是对称的(见图6b),由于脉冲的展宽,使得两束脉冲在前进到一定阶段就合并形成了一束脉宽较大的脉冲。

再分别令 n 为7和8,得到如图7所示的数值解结果。同第2.1节中所得到的结论相同,7阶、8阶色散对孤子对脉冲的传输影响远小于3阶、4阶脉冲。输入的能量主要还是集中在初始脉冲对中。

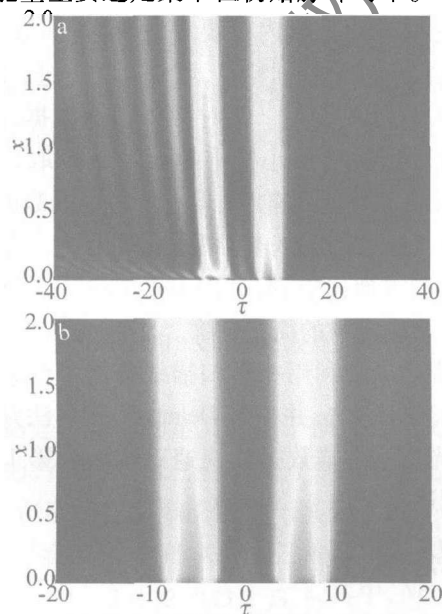


Fig. 7 a—soliton couple with the seventh-order dispersion effect b—soliton couple with the eighth-order dispersion effect

3 结论

由数值模拟结果可以看出,不考虑高阶色散时,在脉冲的始端,无论是单束孤子还是孤子脉冲对,都很平稳地向前传输,没有明显的能量损耗;而在考虑高阶色散时,孤子脉冲的传输就会出现明显的波动。由于高阶色散影响的产生,通信过程中就会出现严重的系统误码,从而使得通信质量受到严重的影响。因此,在通信系统中,对高阶色散进行补偿是非常必要的。

作者的主要工作是通过数值模拟,发现了奇数阶色散能使光孤子脉冲及脉冲对发生单边振荡,并导致能量的明显损耗。而偶数阶色散对其影响是关于初始脉冲对称的。随着高阶色散阶数的增加,其对脉冲传输的影响越来越小。

总而言之,高阶色散对于光孤子及孤子对的影响是较为明显的,本文中的模拟结果作为理论依据,对孤子通信系统的设计具有一定的指导作用。

参 考 文 献

- [1] GEORGES T. Amplifier noise jitter of two interacting solitons [J]. *Opt Commun*, 1991, 85(2/3):195-201.
- [2] YU T, GOLOVCHENKO E A, PILIPETSKII A N, *et al*. Dispersion managed soliton interactions in optical fibers [J]. *Opt Lett*, 1997, 22(11):793-795.
- [3] XIAO Y, BISWAS A. Collision of optical solitons with Kerr law nonlinearity [J]. *Optik*, 2007, 118(5):243-248.
- [4] PANG X F. Soliton physics [M]. Chengdu: Sichuan Technology and Science Press, 2003:263-269 (in Chinese).
- [5] CHEN H T, WU Zh M, FAN Y X, *et al*. Numerical studies on the compression and amplification of the fundamental soliton pulse using erbium-doped fiber amplifier [J]. *Laser Technology*, 2006, 30(2):202-205 (in Chinese).
- [6] SHEN T G, XIE B Ch, YAO J, *et al*. The effect of high-order dispersion on soliton and the effect of soliton on propagation [J]. *Laser Technology*, 2004, 28(5):554-556 (in Chinese).
- [7] ZHAO Ch F, LU X, LUO Sh P. Numerical analysis of quasi-soliton propagation properties using dispersion compensation [J]. *Laser Technology*, 2007, 31(1):15-17 (in Chinese).
- [8] WANG J, LIU X M. The evolution of chirp in normal-dispersion near the zero-dispersion wavelength in the single-mode fibers [J]. *Acta Photonica Sinica*, 1997, 26(12):1082-1085 (in Chinese).
- [9] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics [M]. Boston: Academic Press, 1989:195-211.
- [10] HUANG J N, XU J Zh, XIONG Y T. Solitons concepts, principles and applications [M]. Beijing: Higher Education Press, 2004:76-80 (in Chinese).
- [11] NAGEL S R, MACCHESNICY J B, WALKER K L. In optical fiber communications [M]. Orlando: Academic Press, 1985:1-10.
- [12] ANDERSON D, LISAK M. Bandwidth limits due to mutual pulse interaction in optical soliton communication systems [J]. *Opt Lett*, 1986, 11(3):174-176.