

文章编号: 1001-3806(2009)02-0201-04

光纤中5阶非线性效应对光脉冲传输的影响

蒋月, 林传亿, 杨军, 余向阳*

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

摘要: 为了研究5阶非线性效应对光脉冲在光纤中传输的影响, 采用分步傅里叶算法数值求解了含5阶非线性项的扩展非线性薛定谔方程, 并进行了理论分析和数值模拟。计算结果显示, 负的5阶非线性效应使光脉冲峰值减小, 脉冲展宽, 正的5阶非线性效应使峰值增大, 脉冲被压缩。较小的5阶非线性效应产生较小的调制不稳定性, 因而光脉冲能保持基本的形状, 忽略光纤的损耗时, 光脉冲保持绝热传输。对正的5阶非线性效应, 适当小的损耗可以减缓调制不稳定性。结果表明, 在5阶非线性系数固定的情况下, 初始入射脉冲的峰值会显著地增加5阶非线性项的贡献。

关键词: 光纤光学; 扩展非线性薛定谔方程; 5阶非线性; 分步傅里叶算法

中图分类号: TN929.11

文献标识码: A

The effect of quintic nonlinearity on the propagation of optical pulse in optical fibers

JIANG Yue, LIN Chuan-yi, YANG Jun, YU Xiang-yang

(State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-Sen University, Guangzhou 510275, China)

Abstract: In order to study the effect of quintic nonlinearity on the optical pulse propagating in the optical fiber, the extended nonlinear Schrödinger equation, including the quintic nonlinearity, was solved by means of split-step Fourier transform. The results showed that the negative quintic nonlinearity stretched the pulse while the positive one compressed the pulse width. Less quintic nonlinearity produced less modulation instability of the optical pulse, thus the optical pulse almost maintained the pulse envelope. While the absorbed coefficient was neglected, the propagation of the pulse was adiabatic. For the positive quintic nonlinearity, some proper absorbed coefficient could slow down the modulation instability. If the quintic nonlinear coefficient were fixed, the effect of quintic nonlinearity would be more obvious when the input peak power of the pulse increased.

Key words: fiber optics; extended nonlinear Schrödinger equation; quintic nonlinearity; split-step Fourier transformed

引言

光纤的损耗、色散和非线性效应是描述光纤特性的3个重要参量, 光脉冲在光纤中的传输特性是这三者综合的效应结果。在目前的光纤通信系统中, 激光脉冲的脉宽已短至皮秒量级, 其峰值功率大, 而且传输的信道多, 因而光脉冲在光纤传输过程中所产生非线性效应会引起信道间串扰和源信号能量损失, 从而导致系统性能的下降。光纤中的非线性效应一直受到人们的广泛关注, 其中3阶非线性效应已经得到了深入的研究^[1]。但在如下两种情况下, 就需要考虑5阶非线性效应, 一是介质的非线性折射率 n_4 相对较大, 这样即使是中等大小的光功率也会诱导显著的5阶非线性

效应; 二是当入射光脉冲脉宽在亚皮秒量级或光脉冲能量很强时, 即使在较小的普通光纤中, 也需要考虑5阶非线性效应^[2-3]。随着光通信技术的发展, 光脉冲的脉宽越来越窄, 功率也越来越强, 同时考虑到光通信中光脉冲要经过长距离的传输, 累计下来的5阶非线性效应也会在宏观上对光脉冲的传输产生影响。因此, 近年来人们对3阶、5阶非线性同时存在时的光孤子的传输特性^[2-8]、调制不稳定性^[9-11]以及全光开关进行了研究^[12]。与3阶非线性折射率 n_3 不同, 5阶非线性折射率 n_4 可以是正的, 也可以是负的, 这取决于制造光纤的材料, 正、负的5阶非线性折射率对光脉冲传输的影响是不同的。就色散对光脉冲传播的影响而言, 通常, 对于入射脉冲的脉宽大于皮秒量级的脉冲, 2阶色散起主要作用, 但如果光脉冲的载波波长在光纤的色散波长附近或脉宽窄至飞秒量级时, 高阶色散尤其是3阶色散将起主要作用。本文中在考虑2阶色散和3阶非线性效应, 不考虑高阶色散的情况下, 详细研究了正、负5阶非线性系数对皮秒量级光脉冲在光纤

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10574166)

作者简介: 蒋月(1983-), 女, 硕士研究生, 现主要从事光传输和光编码的研究。

* 通讯联系人。E-mail: cesyxy@mail.sysu.edu.cn

收稿日期: 2008-01-02; 收到修改稿日期: 2008-10-26

中传输的影响。

1 基本原理与计算方法

考虑光纤的损耗、2阶色散效应、3阶和5阶非线性效应,忽略高阶色散,光脉冲在单模光纤中传输的基本方程为^[3,13]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + i\gamma_1 A|A|^2 + i\gamma_2 A|A|^4 \quad (1)$$

式中, A 是光脉冲的慢变振幅包络; α 是吸收系数,通常称为光纤损耗; $T = t - \beta_1 z$, 即将原来的传播时间变量 t 和空间变量 z 进行行波变换处理, 假定光脉冲波包以固定群速度 v_g 沿 z 方向传播; β_1 和 β_2 分别是光纤的1阶和2阶色散常数, 其中 $\beta_1 = 1/v_g$, β_2 又称群速度色散, 和脉冲的展宽有关; $\gamma_1 = \frac{n_2\omega_0}{cA_{\text{eff}_1}}$ 和 $\gamma_2 = \frac{n_4\omega_0}{cA_{\text{eff}_2}}$ 分别是3阶和5阶非线性系数, ω_0 为光脉冲的载波中心频率, n_2 和 n_4 分别为3阶和5阶非线性折射率, A_{eff_1} 和 A_{eff_2} 分别是3阶和5阶非线性下的有效纤芯截面^[11,14]。

设初始入射光脉冲的半峰全宽为 τ_p , 定义2阶色散长度为 $L_d = \tau_p^2/|\beta_2|$, 5阶非线性长度为 $L_d' = \gamma_2/\gamma_1^2$ 。对变量作无量纲的变换, 即令: $\alpha' = \alpha L_d$, $T' = T/\tau_p$, $z' = L_d/z$, $u = A/\sqrt{\gamma_1 L_d}$, 代入(1)式, 为简洁起见, 把 α' , T' , z' 写回 α , T , z , 可得:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}u - \frac{is}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} + i|u|^2u + ib|u|^4u \quad (2)$$

式中, $s = \pm 1$, 正、负号分别对应于正常色散 ($\beta_2 > 0$) 和反常色散 ($\beta_2 < 0$), $b = L_d'/L_d$ 表征了5阶非线性效应的相对大小。

当 $\alpha = 0$, $b = 0$ 时, (2)式就是标准的非线性薛定谔方程, 其解析解和数值解都已得到了广泛的研究^[13]。而(2)式通常称为扩展非线性薛定谔方程, 其解析求解显然变的困难^[15], 通常需要采用数值求解的方法, 分步傅里叶法是求解标准非线性薛定谔方程最为有效的数值方法之一^[13,16], 作适当的修正也可以用于(2)式的数值求解。分步傅里叶法把(2)式写成如下形式:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})u \quad (3)$$

式中 $\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} - \frac{is}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2}$, 表示包含色散和吸收的线性算符, $\hat{N} = i|u|^2 + ib|u|^4$ 表示非线性算符。一般来讲, 方程中色散和非线性在脉冲传播中是相互共同作用的, 分步傅里叶法假设当传播距离很小时二者是相互独立作用的。第1步认为(3)式中 $\hat{D} = 0$, 非线性算符单独作用, 这时方程为非线性常微分方程, 通过直接

积分可求得其解; 第2步认为(3)式中 $\hat{N} = 0$, 线性算符单独作用, 这时可用傅里叶变换的方法求解。这样有:

$$u(z_i + h/2, T) = u(z_i, T) \times \exp[i|u(z_i, T)|^2 + ib|u(z_i, T)|^4](z_i + h/2) \quad (4)$$

$$u(z_i + h, T) = \mathcal{F}' \{ \exp(-\alpha + is\omega^2) \times (z_i + h)/2 \cdot \mathcal{F}[u(z_i + h/2, T)] \} \quad (5)$$

式中, $i = 1, 2, \dots, n$, 且有 $z_1 = 0, \dots, z_i = z_{i-1} + h, \dots, z_n = L$, h 为空间方向 z 的步长, L 为光纤的长度。 $\mathcal{F}\{\cdot\}$ 和 $\mathcal{F}'\{\cdot\}$ 分别表示傅里叶变换和傅里叶逆变换。假定入射光脉冲为双曲正割型的, 则求解(2)式的初边值条件如下:

$$u(z = 0, T) = u_0 \operatorname{sech} \frac{2\ln(1 + \sqrt{2})T}{\tau_p},$$

$$u(z, T = \pm \infty) = 0 \quad (6)$$

式中, u_0 为入射脉冲的峰值强度。

2 计算结果与讨论

忽略吸收系数, 即 $\alpha = 0$, 考虑5阶非线性系数为负时对光脉冲传输的影响。图1显示初始入射光脉冲面积为 π 的双曲正割脉冲, b 分别为 0, -0.1, -0.5, -0.8 时的情形。图1a 相当于标准非线性薛定谔方程

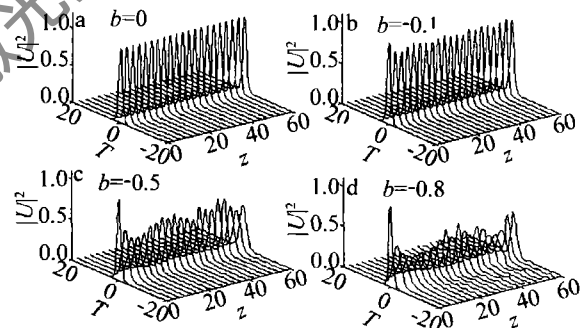


Fig. 1 The effect of negative quintic nonlinear coefficient on the propagation of optical pulse

程基态光孤子的, 可以保持不变形的传播。从图1b、图1c和图1d可以看出, 由于引入了5阶非线性效应, 引起了光脉冲传播的调制不稳定性, 当 b 的绝对值较小时, 引起较小的调制不稳定性, 脉冲也能基本保持原来的形状, 但随着 b 的绝对值的增大, 脉冲展宽变的明显, 峰值功率也明显变小。

图2是与图1相同条件下, 光脉冲半峰全宽 (full-width at half maximum, FWHM) 随传播距离变化, 从图中可以看出, 5阶非线性效应引起脉宽的不规则振荡, b 的绝对值越大, 振荡的幅度也增大。图2右上角的插图是 b 值相同时 FWHM 的平均值, 可见 b 的绝对值较小时, 是近线性的, b 的绝对值较大呈现明显非线性。

大家知道, 对标准非线性薛定谔方程, 由于光纤的

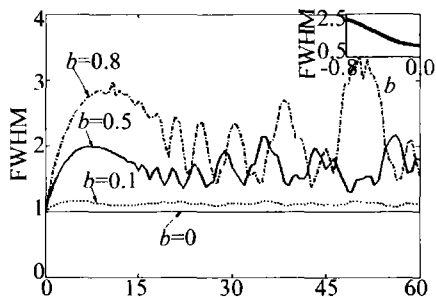


Fig. 2 The FWHM varying with the quintic nonlinear coefficient ($b < 0$)

2阶色散正好被光纤的3阶非线性所补偿,当输入脉冲是双曲正割型的基态孤子时,其脉宽与峰值之乘保持为常数,即孤子为绝热传输状态,但是引入5阶非线性效应后,这个值不再是常数(见图3),但光脉冲面积

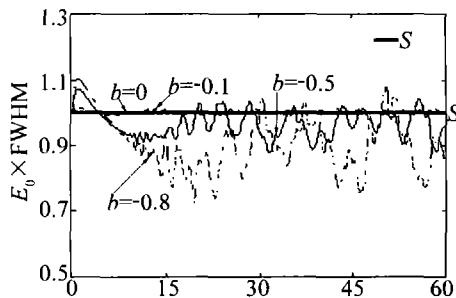


Fig. 3 The pulse area S and $E_0 \times \text{FWHM}$ varied with the quintic nonlinear coefficient

S 的演化是不随 b 而变化的(见图3中的粗线),也可以说明存在5阶非线性效应时,光脉冲可以保持绝热传输,表明虽然随着 b 的绝对值的增大,光脉冲的峰值也减少,但光脉冲的能量并没有被损耗。由此可见,在较大的5阶非线性效应存在时,虽然传输过程依然可以保持绝热,但会产生较大的调制不稳定性,同时脉宽会明显展宽,孤子座也有振荡,这自然对引起传输过程中光脉冲的重叠,从而引起串码,也会导致传输效率的降低,这相当于增加了光纤的损耗,引起信号误码率的增加。

与3阶非线性折射率不同,有些材料5阶非线性折射率为正,而有的材料为负。图4显示了在忽略吸收的情况下、 b 分别为0,0.1,0.5,0.8时光脉冲强度演化规律。可以看出,较小的 b 值引起较小的调制不

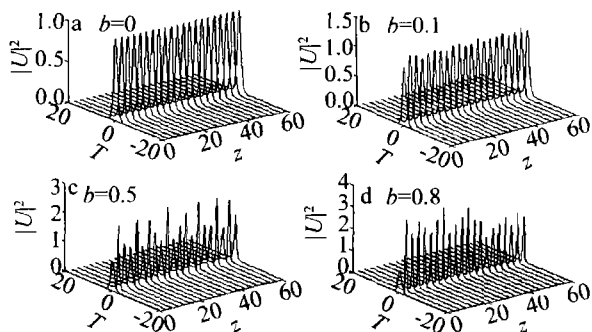


Fig. 4 The effect of positive quintic nonlinear coefficient on the propagation of optical soliton

稳定性, b 值越大,脉冲被调制的深度也越大。但 $b > 0$ 时与 $b = 0$ 的情况相比较,光脉冲传播后,其峰值超过1,即正的5阶非线性会导致光脉冲峰值功率的增大,而与图1相比较,可以发现负的5阶非线性则是相反。

图5显示了与图4相同条件的脉宽随传播距离变化,正5阶非线性效应导致脉宽近周期性的变换,随着 b

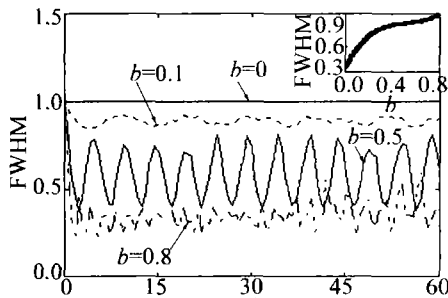


Fig. 5 The FWHM varying with the quintic nonlinear coefficient ($b > 0$)

的增大,调制的频率也越快。与图3相比,随着 b 的增加脉宽变小,脉冲被压缩,图5中左上角插图表明较小 b 值时,脉宽的平均值与 b 值成近线性反比的关系,随着 b 的增大,非线性关系就变的显著。但与负的5阶非线性效应一样,脉冲面积在传播过程中并没有变化,说明脉冲的传播依然是绝热传播的,并不会引起能量的增益。这也表明,光纤的损耗并不能简单通过正5阶非线性效应得到补偿。图6显示在正的5阶非线性效应下,考虑光纤的损耗, $b = 0.5, \alpha$ 分别为0,0.005,0.01,0.02时脉宽的变化。可以看出,考虑光纤损耗

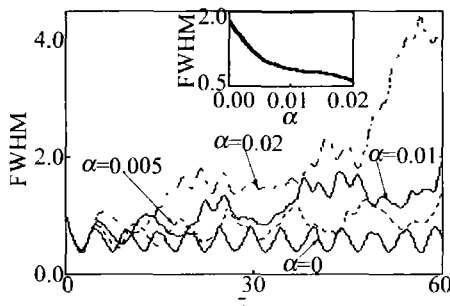


Fig. 6 The FWHM varying with the absorb coefficient

时,较小的损耗脉冲依然被压缩,比较图6和图5可知,随损耗增大,压缩的程度被减小,而较大的吸收时,脉冲反而被展宽。这样,衰减项会使由于5阶非线性项引起的峰值增大有所降低,在一定程度上缓解了脉冲变形,因而适当的吸收可以保持脉冲峰值和半峰全宽基本能再次达到平衡。

扩展非线性薛定谔方程的5阶项是与光强度的4次方成正比的,当入射光脉冲的面积一定时,脉宽越短,其峰值越大,5阶非线性效应也会越显著。图7显示了5阶非线性系数 $b = -0.5$ 和光面积等于 π 时,脉冲峰值 u_0 分别为1.0,0.5,1.5,2.0时脉宽的演化情况。可以看到,虽然 b 不变,考虑光强对传输的影响

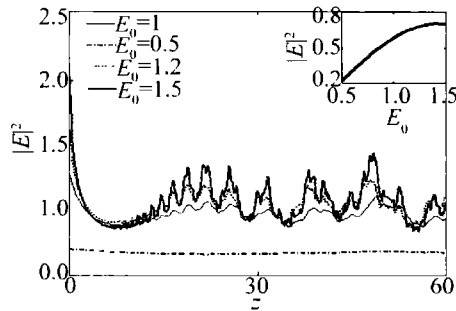


Fig. 7 The FWHM varying with the the original pulse peak E_0

时,脉冲演化的规律与只考虑 b 的变化的影响时很相似,但峰值功率的变化比只考虑 b 时的变化更快,变化幅度更大,这是由于 5 阶非线性项的大小与光强的 4 次方成正比,因而光脉冲的峰值的大小显著地影响着 5 阶效应。在实际应用中,光纤的非线性系数往往是固定的,因此,非线性项的大小取决于脉冲的峰值功率。

3 结论

标准非线性薛定谔方程考虑了 5 阶非线性项后,使光脉冲在光纤中的传播会产生调制不稳定性,负的 5 阶非线性效应使光脉冲的峰值减小,脉冲被展宽,正的 5 阶非线性效应使峰值增大,脉冲被压缩。但不管是负还是正 5 阶非线性效应,脉宽被展宽或被压缩的平均值与 5 阶非线性系数都成非线性关系。较小的 5 阶非线性效应产生的较小调制不稳定性,因而光脉冲能保持基本的形状,忽略光纤的损耗时,光脉冲保持绝热传输。对正的 5 阶非线性效应,适当小的损耗可以减缓调制是不稳定性。在 5 阶非线性系数固定的情况下,初始入射脉冲的峰值会显著地增加 5 阶非线性项的贡献。

参考文献

- [1] NEWELL A C, MOLONEY J V. Nonlinear optics [M]. New York: Addison-Wesley Publishing Company, 1992: 104-110.
- [2] PUSHKAROV D, TANEV S. Bright and dark solitary wave propagation and bistability in the anomalous dispersion region of optical waveguides with third- and fifth-order nonlinearities [J]. Opt Commun, 1996, 124(3/4): 354-364.
- [3] PUSHKAROV D, TANEV S. Solitary wave propagation and bistability in the normal dispersion region of highly nonlinear optical fibers and waveguides [J]. Opt Commun, 1997, 141(5/6): 322-328.
- [4] PORSEAIAN K, NAKKEERAN K. Optical soliton propagation in an Erbium doped nonlinear light guide with higher order dispersion [J]. Phys Rev Lett, 1995, 74(15): 2941-2944.
- [5] DIMITREVSKI K, REIMHULT E, SVENSSON E, et al. Analysis of stable self-trapping of laser beams in cubic-quintic nonlinear media [J]. Phys Lett, 1998, A248(5/6): 369-376.
- [6] HONG W P. Optical solitary wave solutions for the higher order nonlinear Schrödinger equation with cubic-quintic non-Kerr terms [J]. Opt Commun, 2001, 194(1/3): 217-223.
- [7] LIU Q Y, LUO K J. The influence of fifth-order nonlinearity on the propagation properties of the soliton-like pulse in the optical fiber [J]. Laser Journal, 2001, 22(5): 43-44 (in Chinese).
- [8] PAN B, SHEN T G, YAO J, et al. The effect of five-order nonlinear on the propagation of soliton and couple of soliton [J]. Laser Journal, 2003, 24(6): 52-53 (in Chinese).
- [9] HONG W P. Modulational instability of optical waves in the high dispersive cubic-quintic nonlinear Schrödinger equation [J]. Opt Commun, 2002, 213(1/3): 173-182.
- [10] ZHONG X Q, CHEN J G, LI D Y. Modulation in stability in the decreasing dispersion fibers with quintic nonlinearity [J]. Laser Technology, 2006, 30(1): 27-30 (in Chinese).
- [11] REN Z J, WANG J, YANG A L, et al. The effect on modulational instability of quintic nonlinearity [J]. Acta Photonica Sinica, 2004, 33(6): 758-760 (in Chinese).
- [12] KONAR S, SOUMENDU J, MANOJ M. Induced focusing and all optical switch in cubic quintic nonlinear media [J]. Opt Commun, 2005, 255(1/3): 114-129.
- [13] AGRAWAL P G. Nonlinear fiber optics & application of nonlinear fiber optics [M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002: 26-36 (in Chinese).
- [14] ZHONG X Q, CHEN J G, LI D Y. Modulation instability induced by cross-phase modulation in fibers with cubic-quintic nonlinearity [J]. Chinese Journal of Lasers, 2005, 32(8): 1035-1039 (in Chinese).
- [15] RADHAKRISHNAN R, KUNDU A, LAKSHMANA M. Coupled nonlinear Schrödinger equation with cubic-quintic nonlinearity: integrability and soliton interaction in non-Kerr media [J]. Phys Rev, 1999, E60(3): 3314-3323.
- [16] CHANG Q, JIA E, SUN W. Difference schemes for solving the generalized nonlinear Schrödinger equation [J]. Journal Computational Physics, 1999, 148(2): 397-415.
- [8] LIU Ch, GE J H, CHEN J. Investigation of loss and threshold characteristics in the laser diode with external feedback [J]. Chinese Journal of Lasers, 2004, 31(12): 1413-1416 (in Chinese).
- [9] JIANG P F, ZHOU Y, XIE F Z. Research on the dual-wavelength external-cavity semiconductor laser [J]. Optical Technique, 2007, 33(2): 287-291 (in Chinese).

(上接第 200 页)