

光孤子脉冲在光纤放大器中的传播

孙军强 黄德修

(华中理工大学光电子工程系, 武汉 430074)

李再光

(华中理工大学激光技术国家实验室, 武汉 430074)

提 要

本文建立了包括增益色散, 受激喇曼散射, 双光子吸收效应的理论模型, 讨论了光孤子脉冲在光纤放大器中的传播. 数值计算结果表明: 在反常色散范围内, 光孤子的放大是不稳定的. 增益色散导致光脉冲对称分裂, 而受激喇曼散射则导致不对称的分裂. 在增益色散和受激喇曼散射的共同作用下可获得新的时域和频域特征. 有限带宽的放大能抑制受激喇曼散射引起的自频移. 本文对有啁啾的光孤子脉冲的放大也进行了分析.

关键词 光纤放大器, 光孤子脉冲, 增益色散, 受激喇曼散射.

1 引 言

掺铒光纤放大器在 1.5 μm 的波长范围内能提供与偏振无关高达 40 dB 的增益, 具有低噪声, 宽带宽和易实现高能量输出的特征^[1,2]. 特别是放大器的增益带宽度大于 30 nm, 因此, 对放大像光孤子这样的超短光脉冲是极其有益的, 有可能应用于光纤光孤子通信系统中, 因而, 越来越引起人们的重视^[1~5]. 许多作者对超短光脉冲的放大进行了实验研究, 并注意到受激喇曼散射引起孤子光脉冲的自频移^[6~7]. 光孤子在光纤放大器中要受到增益色散, 受激喇曼散射, 双光子吸收^[8]的影响. 本文是在忽略光纤放大器增益饱和特性的基础上, 讨论了光孤子脉冲在光纤放大器中的传播特性.

2 理论模型

与光脉冲对应的缓慢变化的场包络 A 在有受激喇曼散射, 双光子吸收效应的光纤放大器中传播时, 修正后的薛定谔方程为

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \tau |A|^2 A = -i(\alpha - g)A - in_s |A|^2 A + \tau T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial \tau} A \quad (1)$$

令 $q = A/p_0^{1/2}$; $s = \tau/T_0 = (t - z/v_g)/T_0$; $\zeta = z/z_0$; 其中: $z_0 = T_0^2/|\beta_2|$; $P_0 = (\tau z_0)^{-1}$; (1) 式化简整理后, 有:

$$i \frac{\partial q}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial s^2} + |q|^2 q = -i(\alpha - g)z_0 q - i\alpha_2 |q|^2 q + \tau_R \frac{\partial |q|^2}{\partial s} q \quad (2)$$

这里考虑了反常色散光纤的情况 ($\beta_2 < 0$), 且 $\tau_R = T_R/T_0$, $\alpha_2 = n_s p_0 z_0$; 其中 T_0, P_0 分别为注入

光脉冲的脉宽, 峰值功率, v_g 为群速度, β_2 为群速度色散, r 光纤的非线性参数, T_R 为接近光脉冲中心频率 ω_0 处喇曼增益曲线的斜率, α 为光纤损耗, g 放大器的增益, n_2 为双光子吸收系数, z_0 为色散长度, ζ, s 分别为无量纲的位置, 时间坐标.

设光纤放大器的增益为:

$$g(\omega) = g_r [1 - (\omega - \omega_0)^2 T_2^2] \quad (3)$$

式中 g_r 为峰值增益, T_2 为偏振弛豫常数, 一般在 50~100 fs 范围内. 用算子 $i \partial / \partial t$ 来代替 $(\omega - \omega_0)$, 将其转化为时域函数, 有:

$$gq = g_r(s)(q + \tau_2 \partial^2 q / \partial s^2) \quad (4)$$

式中 $\tau_2 = T_2 / T_0$, 称为增益色散系数, 通过求解二能级的速率方程, 有:

$$\frac{\partial g_r}{\partial s} = \frac{g_0 - g_r}{T_1 / T_0} - \frac{g_r p_0 T_0}{E_s} |q|^2 \quad (5)$$

式中 g_0 为小信号增益, T_1 为反转粒子数寿命, E_s 为放大器的饱和能量, T_1 一般为 1~10 ms, 对脉宽为 fs 量级的光脉冲, $T_1 / T_0 \gg 1$, (5) 式中右边第一项可忽略, 积分后得:

$$g_r(s) = g_0 \exp\left(-\frac{p_0 T_0}{E_s} \int_{-\infty}^s |q|^2 ds'\right) \quad (6)$$

光纤放大器的饱和能量为 $E_s \sim 1 \mu\text{J}$, 而用于光纤通信系统中的光脉冲能量约为 1 pJ, 假设光纤放大器具有 30 dB 的增益, 针对单个光脉冲, 其输出的能量仍远远低于放大器的饱和能量, 所以, 忽略光纤放大器的增益饱和是符合实际的. 此时, (6) 式中的指数项可近似为 1, $g_r(s)$ 则用小信号增益来近似. 修正后的非线性薛定谔方程为:

$$i \frac{\partial q}{\partial \zeta} + \frac{1}{2}(1 - i\beta) \frac{\partial^2 q}{\partial s^2} + (1 + i\alpha_2) |q|^2 q + i\Gamma q - \tau_r \frac{\partial |q|^2}{\partial s} q = 0 \quad (7)$$

若 $\beta, \alpha_2, \Gamma, \tau_r$ 均为零时, (7) 式便是一般的非线性薛定谔方程, 具有在传输中形状不变的基态孤子解及形状周期性变化的高阶孤子解. 而 (7) 式的不同之处是: 1) 引入增益项; 2) 引入增益色散因子, 使 $\partial^2 q / \partial s^2$ 项的系数变为复数; 3) 引入双光子吸收项, 使 $|q|^2 q$ 项的系数变为复数; 4) 引入受激喇曼散射项. 如果 $\tau_r = 0$, 方程 (7) 具有频率啁啾的孤子解^[9]:

$$q(s, \zeta) = q_0 \text{sech}(vs) \exp[iW\zeta + iC \ln \cosh(vs)] \quad (8)$$

C, v, W, q_0 是常数. 光纤放大器是用来放大峰值功率, 脉冲宽度给定的光脉冲. 所以根据不同的注入光脉冲, 需对方程 (7) 进行数值计算. 本文采用分离算子的方法, 即:

$$q(s, \zeta + \Delta\zeta) = GH[Gq(s, \zeta)]Gq(s, \zeta) \quad (9)$$

$$G = \exp\left[\frac{1}{4}i(1 - i\beta)\Delta\zeta \frac{\partial^2}{\partial s^2}\right] \quad (10)$$

$$H(q) = \exp\left[i\eta(1 + i\alpha_2)\Delta\zeta |q|^2 - i\eta\tau_r\Delta\zeta \frac{\partial |q|^2}{\partial s} - \Gamma\Delta\zeta\right] \quad (11)$$

$$\eta = 1 - \Gamma\Delta\zeta \quad (12)$$

选取了不同的参数, 对光孤子脉冲在光纤放大器中的传输特性进行了数学模拟.

3 光孤子脉冲的传输

假设光纤放大器的增益为每色散长度 z_0 为 10 dB, 忽略光纤的损耗, 则 $\Gamma = -0.92$, 注入光脉冲脉宽为 0.3 ps, 则 $\beta \approx 0.092$, $\alpha_2 = 0.1$, 若仅考虑增益色散对光脉冲的影响 ($\tau_r = 0$), 设注入的光脉冲为:

$$q(s, 0) = \text{sech}(s) \quad (13)$$

光脉冲在 $\zeta = 0 \sim 2$ 范围内的传播如图 1 所示. 光脉冲在伴随着放大的同时, 获得了很强的压缩^[10], 压缩过程同高阶光孤子具有相似性. 开始时, 基态光孤子放大, 峰值功率增加, 超出满足基态孤子传输的数值后, 为了维持基态孤子传输, 必须使光脉冲压缩. 由基态光孤子的峰值功率 P_0 . $P_0 = |\beta_2|/rT_0^2$ 知, 要维持基态孤子的传输, 随着 P_0 的增加, 靠减小 T_0 来实现. 然而, 由于增益色散存在, 压缩不能持续. 光脉冲变窄时, 其谱宽超出了增益的带宽, 光脉冲的不同频率部分获得不同的放大, 脉宽变宽, 光谱变窄. 在 ζ 从 0.8~1.0 的范围内是显而易见的. 当 $\zeta > 1.0$ 时, 有次峰存在, 且随着传输距离的增长, 次峰的数目及幅值增加, 次峰呈对称分布. 原因是 $\tau_R = 0$ 时, 方程(7)有频率啁啾的孤子解(8)式存在, 一旦注入的光脉冲获得该孤子解的峰值功率, 则该脉冲将无畸变传输, 不再具有任何放大. 这样, 随着传输距离的增长, 光纤放大器次峰提供能量. 光脉冲的频谱分布图 2 所示.

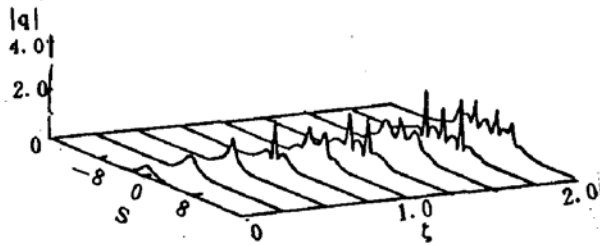


Fig. 1 Evolution of a unchirped initial fundamental soliton inside a fiber amplifier with the parameters $\tau_R = 0, \Gamma = -0.92, a_2 = 0.1, \beta = 0.092$

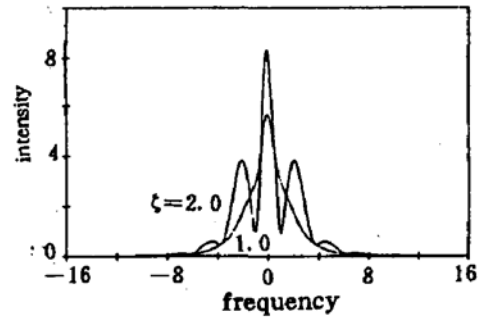


Fig. 2 Pulse spectra corresponding to the pulse shapes shown in Fig. 1 at $\zeta = 1.0$ and $\zeta = 2.0$

由于增益色散的存在, 光脉冲已变为啁啾脉冲, 啁啾分布如图 3 所示.

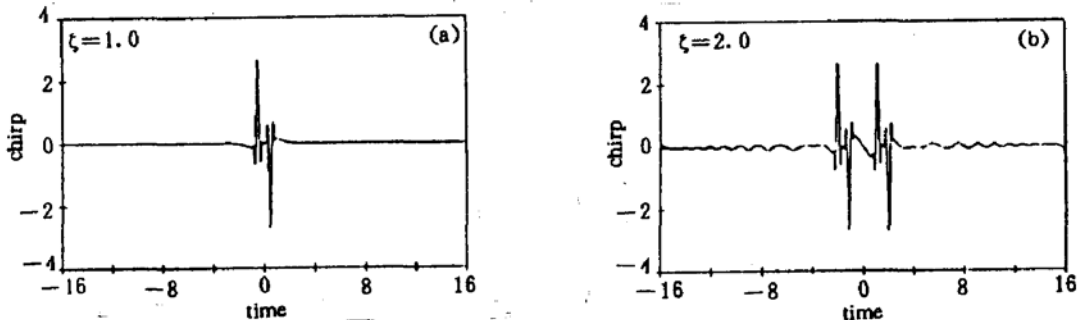


Fig. 3 Chirp profiles corresponding to the pulse shapes shown in Fig. 1 $\zeta = 1.0$ and $\zeta = 2.0$

随着传输距离的进一步延长, 单个光孤子脉冲演变为多个光脉冲. 从物理意义上讲, 注入的光孤子不能达到稳定传输, 因为放大器不断地提供能量, 微弱的起伏都将获得放大, 最终导致频率啁啾的光脉冲.

若仅考虑受激喇曼散射的情况 ($\beta = 0, \tau_R = 0.02$) 其余参数不变, 如图 4 所示是注入基态光孤子在 $\zeta = 0 \sim 2$ 范围内的传播. 在 $\zeta = 0 \sim 1$ 范围内, 光脉冲获得压缩, 且无明显的次峰存在, 这种光脉冲的压缩具有重要的实际意义, 对 fs 级脉冲压缩的同时实现峰值功率放大. 当 $\zeta > 1$ 后, 光脉冲速度减小, 并且新的光脉冲开始形成. 原因是受激喇曼散射导致的光脉冲的自频移. 如图 5 所示, 是光脉冲的频谱分布, 光谱呈不对称的多峰值分布, 这表明光脉冲已带有频率啁啾, 随着传输距离的增加, 新形成的光脉冲不断右移, 脉冲数目不断增加. 所以, 受激喇曼散射的影响导致光脉冲及其频谱不对称分裂.

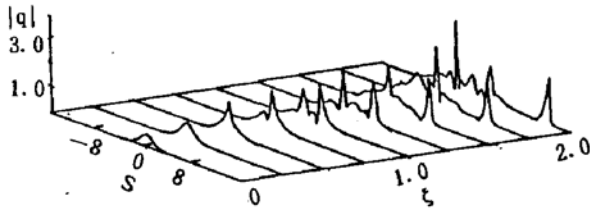


Fig. 4 Evolution of a unchirped initial fundamental soliton inside a fiber amplifier with the parameters $\tau_R = 0.02$, $\Gamma = -0.92$, $\alpha_2 = 0$, $\beta = 0$

在增益色散和受激喇曼散射的共同作用下 ($\tau_R = 0.02; \beta = 0.092$), 基态光孤子的传输情况如图 6 所示. 由于受激喇曼散射引起光脉冲的自频移而造成光脉冲的分裂, 与图 4 不同的是分裂出来的光脉冲并不是以自己的形状传输, 而其峰值功率逐渐变小. 由于增益色散的影响, 不同频率处光脉冲的增益不同, 第二个光脉冲由于其频率接近于光纤放大器增益谱的中心而

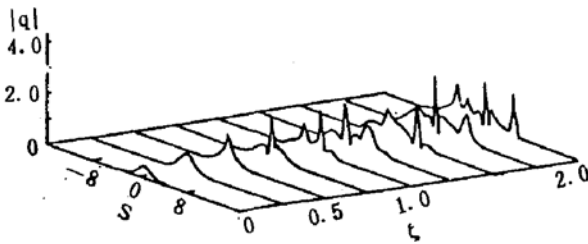


Fig. 6 Evolution of a unchirped initial fundamental soliton inside a fiber amplifier with the parameters $\tau = 0.02$, $\Gamma = -0.92$, $\alpha_2 = 0$, $\beta = 0.092$

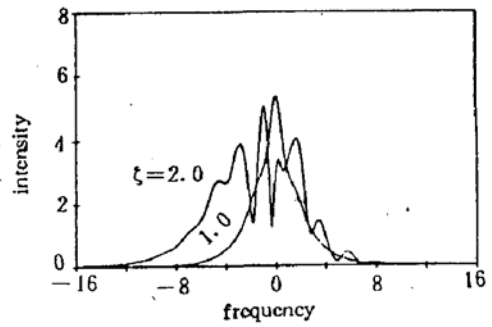


Fig. 5 Pulse spectra corresponding to the pulse shapes shown in Fig. 4 at $\zeta = 1.0$ and $\zeta = 2.0$

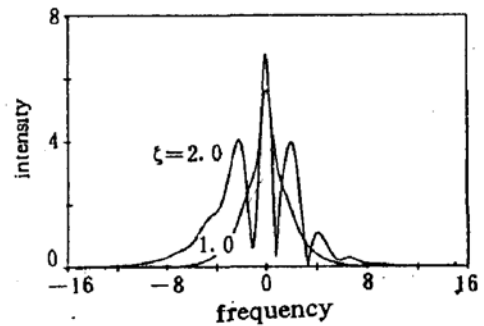


Fig. 7 Pulse spectra corresponding to the pulse shapes shown in Fig. 6 at $\zeta = 1.0$ and $\zeta = 2.0$

获得放大, 此后, 处在谱中心的光脉冲又产生分裂. 光脉冲的频谱分布如图 7 所示. 其频谱分布有两个明显的特性, 第一, 有限带宽的光孤子放大能抑制受激喇曼散射引起的自频移; 第二, 光脉冲的频谱分裂成几个谱带, 这两个特征是受激喇曼散射和增益色散的共同作用而引起的, 与文献[11]相一致. 对于增益较大的光纤放大器, 光脉冲的分裂将在较短的传输距离内发生. 而 β 数值越大, 光脉冲发生分裂的传输距离将增长(如图 8 所示, $\beta = 0.5$). 因此, 在受激喇曼散射和增益色散的共同作用下, 基态光孤子的放大不再具有稳定性. 而导致光脉冲具有新的时域及频域特性. 上述的数值计算结果与目前的实验相一致^[1-3].

有频率啁啾的基态光孤子传输如图 9 所示, (a) $C = 2$; (b) $C = -2$, 其余参数与图 6 相同. 由于 $\beta_2 < 0$, $C > 0$ 时, 光脉冲是压缩的, 而 $C < 0$ 时, 光脉冲展宽. 此后, 光脉冲又分裂为多个光脉冲, 与无啁啾(图 6)相比, 脉冲边瓣拥有的能量明显增加.

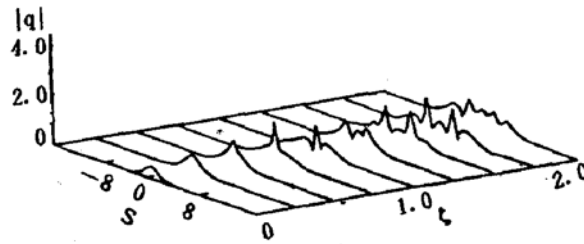


Fig. 8 Evolution of a unchirped initial fundamental soliton inside a fiber amplifier with the parameters $\tau_R = 0.02$, $\Gamma = -0.92$, $\alpha_2 = 0.1$, $\beta = 0.5$

4 结 论

本文建立了包括增益色散, 受激喇曼散射, 和双光吸收效应的理论模型, 用数值计算的方法模拟了基态光孤子在反常色散的光纤放大器中的传输. 结果表明, 放大的光脉冲不能形成所预料的啁啾光孤子稳定传输. 增益色散将导致光脉冲对称分裂. 受激喇曼散射引起的自频移导致光脉冲不对称分裂. 在增益色散与受激喇曼散射的共同作用下, 有限带宽的光孤子放大能抑制受激喇曼散射引起的自频移, 注入的基态光孤子脉冲分裂为不同脉宽及峰值功率的光脉冲, 可获得新的时域和频域特征. 本文的数值结果与目前的实验相一致^[1~3].

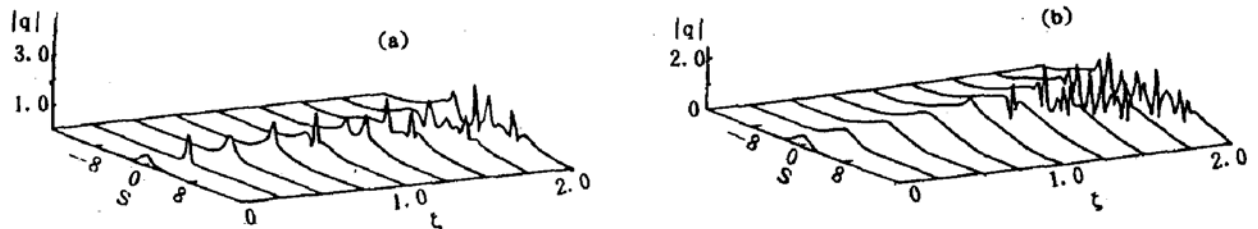


Fig. 9 Evolution of a chirped initial fundamental soliton inside a fiber amplifier. The chirp parameters are (a) $C=2$ and (b) $C=-2$. The other parameters are same as Fig. 6

参 考 文 献

- [1] B. J. Ainslie, K. J. Blow, A. S. Gouveia-Neto *et al.*, Femtosecond soliton amplification in erbium doped silica fiber. *Electron. Lett.*, 1990, **26**(3):186~188
- [2] I. Yu. Khrushchev, A. B. Grudin, E. M. Dianov *et al.*, Amplification of femtosecond pulses in Er^{3+} -doped single-mode optical fibers. *Electron. Lett.*, 1990, **26**(7):456~458
- [3] M. Nakazawa, K. Kurokawa, H. Kubota *et al.*, Femtosecond erbium-doped optical fiber amplification. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **57**(7):653~655
- [4] L. F. Mollenauer, S. G. Evangelides, H. A. Haus, Long-distance soliton propagation using Lumped amplifiers and dispersion shifted fiber. *J. Lightwave Technol.*, 1991, **9**(2):194~197
- [5] K. Nakagawa, S. Nishi, K. Ada *et al.*, Trunk and distribution network application of erbium-doped fiber amplifier. *J. Lightwave Technol.*, 1991, **9**(2):198~208
- [6] F. M. Mitschke, L. F. Mollenauer, Discovery of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(10):659~661
- [7] J. P. Gordon, Theory of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(10):662~664

- [8] J. S. Aitchison, M. K. Oliver, E. Kapon *et al.*, Role of two-photon absorption in ultrafast semiconductor optical switching devices. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**(14):1305~1307
- [9] P. A. Belanger, L. Gagnon, C. Pare, Solitary pulses in an amplified nonlinear dispersive medium. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(17):943~945
- [10] K. J. Blow, N. J. Doran, David Wood, Generation and stabilization of short soliton pulses in the amplified nonlinear Schrodinger equation. *J. Opt. Soc. Am. (B)* 1988, **5**(2):381~391
- [11] K. J. Blow, N. J. Dornan, David Wood, Suppression of the soliton self-frequency shift by bandwidth-limited amplification. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1988, **5**(6):1301~1304

Propagation of optical soliton pulses in fiber amplifiers

SUN Junqiang HUANG Dexiu

(*Department of Optoelectronic Engineering*

Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

LI Zaiguang

(*National Laboratory of Laser Technology*

Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

(Received 23 July 1992; revised 8 October 1992)

Abstract

Propagation of optical solitons in fiber amplifiers is discussed by considering a model that includes gain dispersion, intrapulse stimulated Raman scattering (ISRS) and two-photon absorption. The numerical results show that the amplification of optical solitons is unstable in the anomalous dispersion regime. The soliton pulses split into several subpulses symmetrically because of gain dispersion while ISRS results in soliton pulses split asymmetrically. An interplay between the effects of gain dispersion and ISRS can lead to novel temporal and spectral features. Bandwidth limited amplification of soliton pulses can suppress the self-frequency shift induced by ISRS. Propagation of chirped soliton pulses are also analyzed.

Key words fiber amplifier, soliton pulse, gain dispersion, intrapulse stimulation
Raman scattering