

文章编号:1004-4213(2010)08-1528-5

# 高功率超短脉冲在增益介质中的传输特性

周小红<sup>a</sup>, 王泽勇<sup>a</sup>, 王黎<sup>a</sup>, 高晓蓉<sup>a</sup>, 罗斌<sup>b</sup>

(西南交通大学 a. 物理科学与技术学院; b. 信息科学与技术学院, 成都 610031)

**摘要:**在考虑了增益介质的群速度色散、克尔非线性效应、增益饱和和增益谱后, 推导出了光脉冲在介质中的传输方程. 采用分步傅里叶变换法数值模拟了高功率线性啁啾脉冲在增益介质中的传输状态, 并着重讨论了增益色散对光脉冲形状和功率谱的影响. 计算结果表明: 当高功率超短脉冲在增益介质中传输放大时, 脉冲形状变得尖锐, 峰值向脉冲前沿移动; 功率谱峰值向低频方向移动, 并且在功率谱边缘形成非对称振荡结构; 当介质的增益色散增大时, 光脉冲光谱宽度变窄, 峰值功率减小, 因此对于宽光谱脉冲, 增益色散将会导致损耗.

**关键词:**高功率; 超短脉冲; 传输特性; 分步傅里叶变换法; 增益色散

**中图分类号:** TN249

**文献标识码:** A

**doi:** 10. 3788/gzxb20103908. 1528

## 0 引言

近年来, 超短脉冲技术得到了极大的发展, 已经建立了许多全固化的超短脉冲系统<sup>[1-3]</sup>. 由于超短脉冲具有很高的峰值功率, 极易损坏系统中的光学元件, 因此在超短脉冲系统中常常采用啁啾脉冲放大技术 (Chirp Pulse Amplification, CPA)<sup>[4-6]</sup>. CPA 的原理为将锁模激光器产生的超短脉冲在保持光谱宽度不变的情况下, 通过器件使其在时域中展宽至皮秒乃至纳秒量级形成啁啾脉冲, 经过再生放大或多通放大获得足够的能量, 最后通过啁啾补偿的方法将放大后的光脉冲进行脉宽压缩, 理想的情况是压缩后的脉宽与种子源的脉宽接近.

在光脉冲的放大阶段, 高功率激光脉冲将会与增益介质产生相互作用, 介质的非线性效应、群速度色散、增益饱和以及增益谱均会对在介质中传输的光脉冲特性产生影响, 使其变形, 从而影响光脉冲的质量. 因此, 人们对增益介质中光脉冲的传输演变已建立了多种物理模型进行研究<sup>[7-11]</sup>. 通过分析比较后, 本文采用非线性薛定谔计算模型<sup>[11]</sup>. 在采用该模型的研究文献<sup>[12-15]</sup>中, 文献[12]研究了增益窄化和饱和效应对脉冲传输特性以及 B 积分的影响, 文献[13]研究了啁啾脉冲激光在钛宝石放大介质中的传输和放大特性, 讨论了介质增益饱和与增益窄化效应, 这两篇文献均未考虑增益色散的影响; 文献[14]研究了飞秒脉冲在自相似抛物脉冲放大器中传输时初始脉冲宽度和啁啾对其自相似演化和压缩的

影响, 文献[15]讨论了自相位调制效应对压缩光脉冲的影响, 这两篇文献在其物理模型中均未考虑增益饱和和增益色散, 因此将增益系数作为常量来处理. 本文在考虑了增益介质的群速度色散、非线性效应、损耗、增益饱和和增益谱后, 建立了光脉冲传输的物理模型, 数值模拟出了高功率光脉冲在增益介质中的传输状态, 讨论了介质的增益色散对光脉冲传输特性的影响.

## 1 光脉冲在增益介质中的传输方程

光在介质中传播时满足的频域波动方程为<sup>[16]</sup>

$$\nabla^2 \tilde{E}(\mathbf{r}, \omega) + \epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (1)$$

式中:  $\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega)$  为频域中的电场强度, 是时域电场强度  $E(\mathbf{r}, t)$  的傅里叶变换,  $\omega$  为频率,  $c$  为真空中的光速,  $\epsilon(\omega)$  为介质的复介电常量. 若介质为克尔增益介质, 且在介质中传播的光场为强光场, 则

$$\epsilon(\omega) \approx n_0^2 + 2n_0 [n_2 |E|^2 - i \frac{c}{2\omega} (g - \alpha)] \quad (2)$$

式中:  $n_0$  为背景折射率,  $n_2$  为非线性折射率系数,  $n_2 |E|^2$  就为克尔非线性效应引起的介质折射率变化,  $g$  为介质的增益系数, 为频率的函数, 表征了介质对不同频率的光场增益不同,  $\alpha$  为介质的损耗系数, 表征了介质对光场的损耗. 假设在介质中沿  $z$  向传输的是准单色线偏振光, 其光场可以表示为

$$E(\mathbf{r}, t) = F(x, y) A(z, t) \exp(ik_0 z - i\omega_0 t) \quad (3)$$

式中  $F(x, y)$  为光场在介质横截面上的分布,  $A(z, t)$  为光脉冲的慢变振幅,  $\omega_0$  为输入光脉冲的中心频率,  $k_0 = n_0 \omega_0 / c$  为介质中  $\omega_0$  频率分量的波数, 将方程(2)和(3)代入方程(1), 可以推导出频域中光脉冲

的慢变振幅  $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$  满足的方程为

$$\begin{aligned} \partial \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) / \partial z = & i \left[ k(\omega) + \frac{\omega_0}{c} n_2 |A|^2 - \right. \\ & \left. \frac{i}{2} (g - \alpha) - k_0 \right] \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \end{aligned} \quad (4)$$

式中  $k(\omega)$  为  $\omega$  频率分量的波数, 将其在光脉冲中心频率  $\omega_0$  处作泰勒级数展开, 得

$$k(\omega) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{k_m}{m!} (\omega - \omega_0)^m \quad (5)$$

虽然介质的增益峰值频率  $\omega_g$  可能与光脉冲中心频率  $\omega_0$  不重合, 在数学上仍可将其在  $\omega_0$  处作泰勒级数展开, 为

$$g = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{g_m}{m!} (\omega - \omega_0)^m \quad (6)$$

在方程(5)和(6)中,  $k_m = d^m k(\omega) / d\omega^m |_{\omega=\omega_0}$ ,  $g_m = d^m g(\omega) / d\omega^m |_{\omega=\omega_0}$ ,  $m=0, 1, 2, 3, \dots$ . 对于  $m=0$ ,  $k_0, g_0$  分别为  $\omega_0$  频率分量在增益介质中的波数和增益系数; 对于  $m=1$ ,  $k_1, g_1$  分别为  $\omega_0$  频率分量群速度的倒数和介质增益斜率; 对于  $m=2$ ,  $k_2, g_2$  分别为群速度色散(Group Velocity Dispersion, GVD)和介质的增益色散; 对于  $m \geq 3$ ,  $k_m, g_m$  分别为高阶色散和高阶增益色散. 将方程(5)和(6)代入方程(4), 对其作逆傅里叶变换, 令  $\gamma_m = k_m - i g_m / 2$ , 并引入约化时间变量  $T = t - k_1 z$ , 得

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} = & i \frac{\omega_0}{c} n_2 |A|^2 A + \frac{1}{2} (g_0 - \alpha) A + \\ & \frac{i}{2} g_1 \frac{\partial A}{\partial T} - \sum_{m=2}^{\infty} \frac{\gamma_m}{(-i)^{m-1}} \frac{\partial^m A}{\partial T^m} \end{aligned} \quad (7)$$

设在增益介质中传输的光脉冲为 ps 超短脉冲, 由于其谱宽远远小于  $\omega_0$ , 介质的高阶色散和高阶增益色散可以忽略, 并将  $\gamma_2 = k_2 - i g_2 / 2$  代入, 式(7)变为

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} = & i \frac{\omega_0}{c} n_2 |A|^2 A + \frac{1}{2} (g_0 - \alpha) A + \\ & \frac{i}{2} g_1 \frac{\partial A}{\partial T} - \frac{g_2 + i 2 k_2}{4} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} \end{aligned} \quad (8)$$

方程(8)表明光脉冲在增益介质中传输时, 介质的非线性效应、色散以及增益是影响光脉冲传输特性的基本因素.

## 2 高功率超短脉冲在增益介质中的传输状态

以铍玻璃棒状增益介质为例, 对方程(8)进行数值计算. 对于铍玻璃, 其增益分布为洛仑兹分布, 增益系数为

$$g(\omega) = \frac{g(\omega_g)}{1 + [2(\omega - \omega_g) / \Delta\omega_g]^2} \quad (9)$$

式中  $g(\omega_g)$  为峰值增益系数,  $\Delta\omega_g$  为介质的增益谱宽(Full Width Half Maximum, FWHM). 式(9)表明: 随着光脉冲的频率  $\omega$  偏离增益峰值频率  $\omega_g$ , 介质的增益系数将逐渐减小. 在后面的讨论中假设光脉冲中心频率  $\omega_0$  与介质增益峰值频率  $\omega_g$  重合, 那么  $g_0 = g(\omega_g)$ , 将式(9)在  $\omega_g$  处对  $\omega$  作一阶、二阶微分可知: 增益斜率  $g_1 = 0$ , 增益色散  $g_2 = -8g(\omega_g) / \Delta\omega_g^2$ . 当在介质中传输的是小信号时,  $g(\omega_g)$  为峰值小信号增益系数, 记为  $g_\omega$ , 式(9)为介质的增益谱; 若脉冲为高功率脉冲, 就需要考虑增益饱和效应, 此时峰值增益系数与时间和位置有关, 为

$$\begin{aligned} g_0 = & g(\omega_g, z, T) = g_\omega g_s = \\ & g_\omega \exp \left[ -\frac{1}{E_s} \int_{-\infty}^T |A(z, T)|^2 dT \right] \end{aligned} \quad (10)$$

式中  $E_s$  为介质饱和能量密度. 式(10)包含了增益饱和的影响.

设输入脉冲为 10 阶线性啁啾脉冲, 其场分布为

$$\begin{aligned} A(0, T) = & A_0 \exp \left( -i \frac{b}{2} \left( \frac{T}{T_0} \right)^2 \right) \cdot \\ & \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{10} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

式中  $A_0$  为光脉冲振幅,  $b$  为线性啁啾参量,  $T_0$  为脉冲强度  $e^{-1}$  半宽度. 计算中所用参量为:  $\alpha = 1.0 \times 10^{-3} / \text{cm}$ ,  $E_s = 4.7 \times 10^4 \text{ J/m}^2$ ,  $k_2 = 631 \text{ fs}^2 / \text{cm}$ ,  $n_2 = 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 / \text{W}$ ,  $g_\omega = 0.09 / \text{cm}$ ,  $T_0 = 100 \text{ ps}$ ,  $b = 5$ , 介质长度为 40 cm, 输入脉冲峰值光强  $I_0 = 1.5 \text{ GW/cm}^2$  (功率谱中的峰值功率用  $I_0$  表示). 介质的增益谱如图 1, 其增益峰值频率  $\omega_g = 1787 \text{ THz}$ , 增益谱宽  $\Delta\omega_g = 31.54 \text{ ps}^{-1}$ .

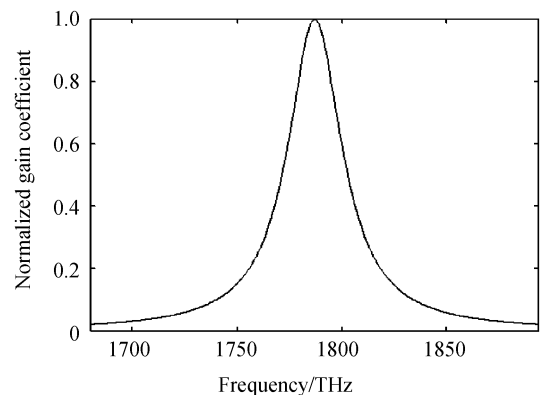


图 1 增益系数随频率的变化  
Fig. 1 Variation of the gain coefficient with frequency

从方程(8)出发, 采用分步傅里叶变换法, 数值模拟出了光脉冲在增益介质中传输时形状的变化, 如图 2. 从图中可以看出, 当高功率超短脉冲在增益介质中传输放大时, 脉冲不再对称, 峰值向脉冲前沿移动, 而且随着传输距离的增加, 脉冲前后沿强度的差值逐渐增大, 因此脉冲发生了明显的变化. 究其

原因,是因为对于高功率脉冲而言,介质的增益饱和不容忽视,脉冲前沿消耗了增益介质过多的载流子,使得脉冲后沿的增益系数小于前沿,而且随着放大过程的进行,增益的差异使得脉冲强度的差异逐渐增加,于是出现了图中所示的脉冲形状演变.在图3中进一步给出了光脉冲传输过程中功率谱的演变,计算中所用的参量与图2相同.从图中可知:随着光脉冲的传输放大,功率谱也发生了变化,具体表现在:首先脉冲不再对称,峰值向低频方向移动.其次频谱的两边出现了振荡结构.脉冲出现上述演变的原因是在光脉冲传输中,脉冲与介质的相互作用使得介质对光脉冲有非线性效应,它会产生频率啁啾,这时频谱中就有新的频率分量产生,出现振荡结构.由于非线性效应与光脉冲的强度有关,当增益饱和使得脉冲前沿高于后沿时,非线性效应引起的附加相位( $B$ 积分)也呈现了一致的变化趋势,这种趋势就使得非线性相位产生的频率啁啾出现了非对称性,其一方面使峰值移动,另一方面使功率谱也不再对称,而且随着传输距离的增加,非线性的附加相位就会累积得越大,导致峰值偏移量也越大,功率谱的畸变越厉害,这将会使脉冲很难再压回到原来的宽度.

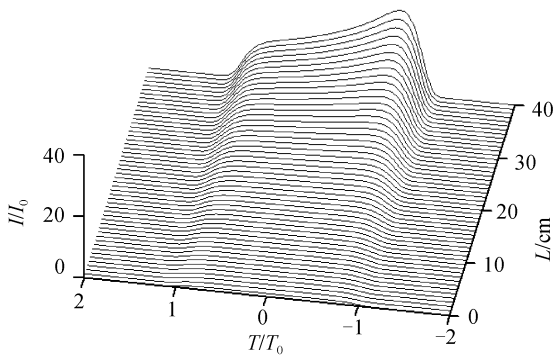


图2 光脉冲在放大介质中传播时形状的演变  
Fig. 2 Profile evolution of a optical pulse propagation along amplifying medium length

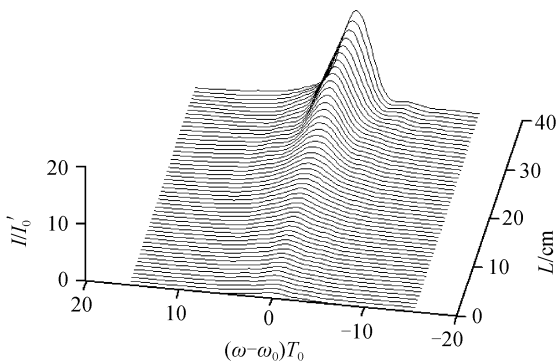


图3 光脉冲在放大介质中传播时功率谱的演变  
Fig. 3 Power spectrum evolution of a optical pulse propagation along amplifying medium length

### 3 增益色散对光脉冲传输状态的影响

方程(8)中的增益色散  $g_2$  衡量了光脉冲远离增益峰值引起的增益减小,因此表征了增益对频率的依赖关系,与增益介质具有有限增益谱宽有关.在啁啾脉冲放大系统中,光脉冲的谱宽较宽,并且在传输中非线性效应还会使其谱宽加宽.若其宽度与介质增益谱宽相比拟甚至更大时,增益色散的影响就必须考虑了,为此人们对介质的增益色散作了一定的研究<sup>[17-19]</sup>.令  $p = |g_2/g_s|$  为增益色散参量.在图4中画出了增益色散参量  $p$  分别为 0.0018、2.88 和 10 ps<sup>2</sup>/cm 时介质输出端光脉冲的功率谱,计算的其它参量同图2.从图可以看出,随着  $p$  的增大,介质的增益色散作用加大,功率谱的峰值下降,而且光谱宽度变窄.这是因为随着增益色散的增加,介质对离开光脉冲中心频率的分量提供的增益减小,这使得远离中心的一些频率分量因得不到放大而被介质损耗掉,因此光脉冲的谱宽变窄,脉冲向中心移动.另一方面,对于整个光脉冲而言,随着增益色散的增大,介质对脉冲的放大程度降低,功率谱峰值也随之降低,在图5中画出了三种  $p$  值下介质输出端光脉冲的形状,计算使用的参量同图4.从图中可以看出,随着  $p$  的增大,光脉冲强度下降,并且峰值向脉冲中心移动.产生这种现象的原因是当增益色散增加时,介质对光脉冲的放大减小,而这种减小对于越偏离增益峰值频率的频谱分量越厉害,因此光脉冲的功率谱如图4所示变窄,频率分量变少,那么介质对整个光脉冲的放大能力减小,脉冲能量也随之减少,增益饱和效应自然也随之减弱,此时脉冲前后沿强度的差异减小,峰值偏离脉冲中心的程度降低.从图还可以看出,虽然当  $p$  增大时增益饱和引起的脉冲畸变减小,但是增益色散引起的脉冲畸变加剧,因

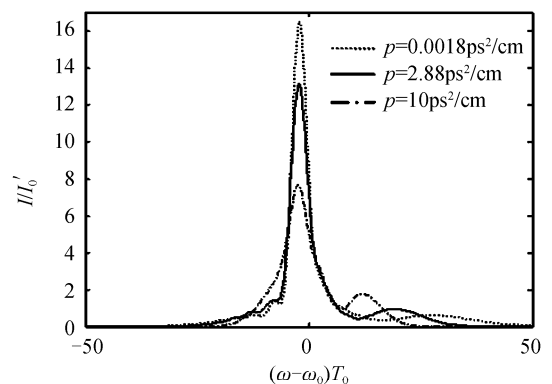


图4 不同增益色散参数  $p$  下放大介质输出端光脉冲功率谱  
Fig. 4 Power spectrum of optical pulse on output facet of amplifying medium under different gain dispersion parameter  $p$

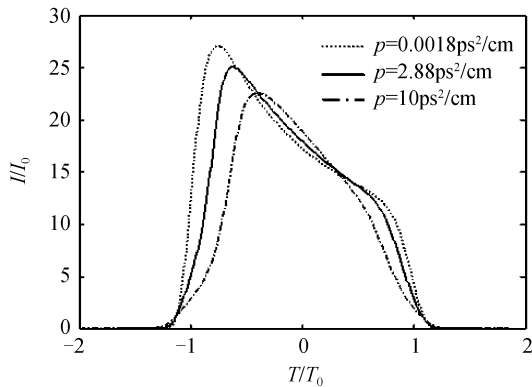


图5 不同增益色散参数  $p$  下放大介质输出端光脉冲形状  
Fig. 5 Profile of optical pulse on output facet of amplifying medium under different gain dispersion parameter  $p$

此脉冲又产生了另一种畸变,那就是相对输入超高峰脉冲陡峭的脉冲前后沿而言,此时脉冲前后沿的陡峭程度减小,相对平坦。

## 4 结论

本文在考虑了介质的克尔非线性效应、色散、增益后,以洛仑兹型增益介质为例,对高功率线性啁啾脉冲在介质中的传输特性进行了数值模拟,讨论了介质增益色散的影响。研究表明:当高功率光脉冲在增益介质中传输放大时,增益饱和将会使得脉冲变得尖锐,峰值向脉冲前沿移动。增益饱和与非线性效应的共同作用将会使功率谱峰值向低频方向移动,并且在功率谱边缘形成了非对称的振荡结构;当介质增益色散增大时,光脉冲功率谱变窄,脉冲峰值功率减小,增益饱和的作用减弱。因此,当增益色散大到介质增益谱宽小于脉冲频谱宽度时,对脉冲而言,增益色散相当于一种损耗机制。另外,数值计算还表明:由于增益介质长度远远小于色散长度,群速度色散的影响很小,可以忽略。本文工作对超短脉冲放大系统的优化设计具有参考价值。

### 参考文献

[1] ZHANG Zhi-gang, XU Min. Chirped mirrors used for femtosecond solid state lasers[J]. *Journal of Optoelectronics · Laser*, 1999, **10**(3):287-290.  
张志刚,徐敏.啁啾反射镜及其在 fs 脉冲固体激光器中的应用[J].*光电子·激光*,1999,**10**(3):287-290.

[2] WU Zu-bin, WANG Zhuan, LIAO Chun-ye, et al. Generation of 15 fs pulses from Ti: Sapphire laser with optimized Gires-Tournois mirrors[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(2):216-219.  
吴祖斌,王专,廖春艳,等.钛宝石激光器中用伏化 Gires-Tournois 镜产生 15 fs 脉冲[J].*光学学报*,2005,**25**(2):216-219.

[3] ZHANG Zhi-gang, CHAI Lu, SUN Hong, et al. A mirror-dispersion-controlled and self-started femtosecond Ti: Sapphire laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001,**21**(2):253-254.  
张志刚,柴璐,孙虹,等.腔内反射镜控制的、自启动的钛宝石飞秒激光器[J].*光学学报*,2001,**21**(2):253-254.

[4] MAINE P, STRICKLAND D, BADO P, et al. Generation of

ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification[J]. *IEEE J of Quant Electron*, 1988, **24**(2):398-403.

[5] LI Xiao-li, SHI Shun-xiang, LIU Hong-jun, et al. Control of superfluorescence for the optical parametric chirped pulse amplifier based on fiber laser[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(4):667-669.  
李晓莉,石顺祥,刘红军,等.光纤激光器光参量啁啾脉冲放大现象[J].*光子学报*,2008,**37**(4):667-669.

[6] CHUANG Y H. Propagation of light pulses in a chirped-pulse-amplification laser[J]. *IEEE J of Quant Electron*, 1993, **29**(1):270-280.

[7] MATSUOKA S, YAMAKAWA K. Development of a model for chirped-pulse amplification of sub-20fs laser pulse[J]. *Jpn J A Phys*, 1988,**37**(11):5997-6000.

[8] BLANC CL, CURLEY P, SALIN F. Gain-narrowing and gain-shifting of ultra-short pulses in Ti:Sapphire amplifiers[J]. *Opt Commun*, 1996,**131**(4-6):391-398.

[9] LU Xing-qiang, FAN Dian-yuan. Gain saturation in shaping an amplified chirped-pulse[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(12):1433-1437.  
卢兴强,范滇元.增益饱和在整形放大啁啾脉冲中的作用[J].*光学学报*,2002,**22**(12):1433-1437.

[10] LÜ Bai-da, ZHANG Bin. Theory of the high-power laser propagation through amplifiers[J]. *Laser Technology*, 1997, **21**(5):288-292.  
吕百达,张彬.高功率激光放大器中的光传输理论[J].*激光技术*,1997,**21**(5):288-292.

[11] BRIDGES R E, BOYD R W, AGRAWAL G P. Multidimensional coupling owing to optical nonlinearities. I. General formulation[J]. *JOSA*, 1996,**B13**(3):553-559.

[12] CHU Xiao-liang, ZHANG Bin. Study on the propagation properties of the ultrashort pulse in the amplified medium[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004,**33**(6):641-644.  
楚晓亮,张彬.超短脉冲在放大介质中传输特性研究[J].*光子学报*,2004,**33**(6):641-644.

[13] CHEN Hui, CHU Xiao-liang, ZHANG Bin. Study on the propagation properties of the chirped-pulse in the Ti:Sapphire amplified medium[J]. *Laser Journal*, 2005,**26**(2):5-6.  
陈辉,楚晓亮,张彬.啁啾脉冲激光通过钛宝石放大介质传输特性研究[J].*激光杂志*,2005,**26**(2):5-6.

[14] TU Cheng-hou, LEI Ting, ZHU Hui, et al. Influence of femtosecond pulse's initial width and chirp on its self similar evolution and compression[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(10):1932-1936.  
涂成厚,雷霆,朱辉,等.飞秒脉冲初始脉宽和啁啾对其自相似演化及压缩的影响[J].*光子学报*,2008,**37**(10):1932-1936.

[15] MA Zai-ru, ZHU Qi-hua, FENG Guo-ying, et al. Effect of self phase modulation of chirped pulse on compressed pulse [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(3):391-394.  
马再如,朱启华,冯国英,等.啁啾光脉冲的自相位效应对压缩光脉冲的影响[J].*强激光与粒子束*,2005,**17**(3):391-394.

[16] AGRAWAL G P. *Nonlinear fiber optics* [M]. 3rd ed. Boston: Academic,2001.

[17] AGRAWAL G P. Optical pulse propagation in doped fiber amplifiers[J]. *Phys Rev A*, 1991, **144**(11):7493-7501.

[18] AGRAWAL G P. Effect of gain dispersion on ultrashort pulse amplification in semiconductor laser amplifiers [J]. *JOSA*,2000, **17**(11):1834-1849.

[19] ROY S, BHADRA S. Study of nonlinear dissipative pulse propagation under the combined effect of two-photon absorption and gain dispersion: a variational approach involving rayleigh's dissipation function[J]. *Optik*, 2006, **17**(5):103-107.

## Propagation Properties of High Power Ultrashort Pulse in the Gain Medium

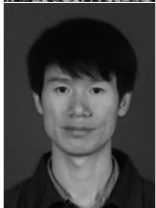
ZHOU Xiao-hong<sup>a</sup>, WANG Ze-yong<sup>a</sup>, WANG Li<sup>a</sup>, GAO Xiao-rong<sup>a</sup>, LUO Bin<sup>b</sup>  
(a. *College of Physical Science and Technology*; b. *College of Information Science and Technology*,  
*Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China*)

**Abstract:** Taking the group velocity dispersion, Kerr nonlinear effects, gain saturation and gain spectrum of gain medium into account, an equation describing the propagation of optical pulse in the medium is derived. The propagation state of a high power linear chirped pulse in the gain medium is simulated numerically using Split-step Fourier transform method, and the influence of gain dispersion on the profile and power spectrum of optical pulse is discussed emphatically. The results show that when propagating and amplified in the gain medium, the high power super-Gaussian optical pulse's shape becomes sharp, peak moves to pulse front edge, the spectral peak moves to lower frequency, and the asymmetric oscillation structure is formed in spectral edge. When the gain dispersion of medium increases, the spectrum width of optical pulse becomes narrow, and its peak power decreases. As a result, the gain dispersion will cause loss of the broadband spectrum pulse.

**Key words:** High power; Ultrashort pulse; Propagation property; Split-step Fourier transform method; Gain dispersion



**ZHOU Xiao-hong** was born in 1966. Now she is studying for the Ph. D. degree, and she is also an associate professor at Southwest Jiaotong University. Her research interests focus on the propagation and nonlinear effect of the pulse in ultrashort pulse system.



**LUO Bin** was born in 1968. He received his Ph. D. degree from Southwest Jiaotong University. Now he is a professor, and his research interests focus on the propagation, semiconductor laser, amplifier and optical communication.