

# 频率啁啾光脉冲在行波半导体激光放大器中的传播特性

孙军强 黄德修 李再光

(华中理工大学光学系, 武汉 430074)

## 提 要

本文就行波半导体激光放大器(TW-SLA)中载流子引起的群速度色散对激光脉冲传播特性的影响作了理论研究。由于载流子引起的群速度色散效应,使远离饱和区工作的TW-SLA会对有频率啁啾的光脉冲产生展宽或压缩。本文就TW-SLA参数、频率啁啾参数跟脉冲增宽因子的关系作了理论研究。结果表明,线性的TW-SLA具有对低能量光脉冲压缩的可能性。因此,在光学通信系统中,它可用作对光纤损耗及色散的补偿元件。

关键词 行波半导体激光放大器,群速度色散,光脉冲的压缩和展宽。

## 1 引 言

行波半导体激光放大器在光学通信系统中能更简便有效地实现信号的放大,越来越显示其独特的魅力。放大器的最大带宽可达5THz,可使皮秒量级的脉冲得到放大<sup>[1~3]</sup>。当放大器工作在线性区域时,只要放大器的带宽大于注入脉冲的谱宽,注入的光脉冲将被无畸变地放大。最近的实验<sup>[1~3]</sup>实现了脉宽为3ps光脉冲的无畸变放大。事实上,放大器增益饱和所引起的非线性,无疑会使光脉冲变坏。工作在饱和区域的放大器,根据不同的工作条件,会对光脉冲产生增宽或压缩。利用放大器的非线性作为调制元件的耦合腔锁模激光器,输出光脉冲的脉宽与线宽的乘积达0.34,具有光孤子特性<sup>[4]</sup>。为了在放大器中获得所需要的非线性,在其中传播的光脉冲必须具有足够高的能量。对微弱脉冲的压缩,利用激发非线性这种传统的办法已无能为力。许多作者过多地注意了放大器增益饱和对光脉冲脉宽和光谱特性的影响,而忽视了载流子所引起的群速度色散对光脉冲的脉宽及光谱特性的影响。本文从理论上研究在忽略材料的群速度色散的状况下,考虑载流子所引起的群速度色散效应,有频率啁啾的光脉冲在行波半导体激光放大器中的传播特性。

## 2 光脉冲在行波半导体激光放大器中传播的理论模型

在行波半导体激光放大器中,当光脉冲的脉宽远大于带内弛豫时间时,载流子密度的速率方程为<sup>[5]</sup>:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \cdot \nabla^2 N + \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{\alpha(N - N_0)}{h\omega_0} |E|^2 \quad (1)$$

(1)式中,  $N$ : 载流子(指电子和空穴)的密度;  $D$ : 扩散系数;  $I$ : 注入电流;  $q$ : 电子电荷;  $V$ : 增益区体积;  $\tau_c$ : 自发辐射寿命;  $\hbar\omega_0$ : 单个光子的能量;  $N_0$ : 透明时载流子密度;  $\alpha$ : 增益系数. 由麦克斯韦方程组可得放大器内电场的波动方程:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2)$$

(2)式中,  $c$ : 光速; 介电常数  $\epsilon$  由下式来决定:

$$\epsilon = n_b^2 + \chi \quad (3)$$

$n_b$ : 材料的折射率;  $\chi$ : 电极化率, 反映了放大器中增益区带电载流子的贡献, 是载流子密度  $N$  的函数. 在理论计算中常采用如下的关系式<sup>[5]</sup>:

$$\chi(N) = -\frac{n_{\text{eff}} c}{\omega_0} (\alpha + i) a(N - N_0). \quad (4)$$

$n_{\text{eff}}$ : 波导模的有效折射率;  $\alpha$ : 线宽增强因子, 对半导体激光放大器及激光器来说,  $\alpha$  的数值范围一般是 3~8. 假设放大器是理想化的, 单模传播, 且注入的光脉冲是线偏振的, 且在传播过程中仍维持线偏振, 则在放大器中传播的场可写成:

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{x} \cdot \frac{1}{2} \{ F(x, y) A(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] + C.C. \}. \quad (5)$$

$\mathbf{x}$ : 偏振方向的单位矢量;  $F(x, y)$ : 波导模的分布;  $k_0 = n_{\text{eff}} \omega_0 / c$ ;  $A(z, t)$ : 伴随光脉冲缓变化包络. (5)式代入(2)式, 忽略  $A(z, t)$  对  $z$ 、 $t$  的两阶微商, 脉冲包络在放大器中的传播方程为:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A}{\partial t} = \frac{i\omega_0 \Gamma}{2n_{\text{eff}} c} \chi A - \frac{\Gamma}{2} \beta_{\text{int}} A. \quad (6)$$

$v_g$ : 群速度;  $\Gamma$ : 场限制因子;  $\beta_{\text{int}}$ : 放大器内的损耗因子. 当放大器的长度大于载流子的扩散长度时, 放大器激活区的宽度及厚度相对较小, 沿着  $x$ 、 $y$  轴的载流子密度近似均匀, 且忽略载流子的扩散, (1)式可简化为:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{g(N)}{\hbar\omega_0} |A|^2 \quad (7)$$

定义的放大器的增益为:

$$g(N) = \Gamma a(N - N_0) \quad (8)$$

由(4)、(6)、(8)式得到:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A}{\partial t} = \frac{1}{2} (1 - i\alpha) g(N) A - \frac{1}{2} \beta_{\text{int}} A \quad (9)$$

(9)式就是光脉冲包络在放大器内的传播方程.

### 3 频率啁啾光脉冲在线性的行波半导体激光放大器中的传播特性

本文所考虑的注入光脉冲能量远低于放大器的饱和能量, 放大器工作在线性区域内, 所以, 其增益函数跟光脉冲强度  $|A|^2$  无关, 为讨论问题简便, 设增益函数在接近其峰值处满足抛物线型, 即:

$$g(\omega) = g_0 [1 - T_2^2 (\omega - \omega_0)^2]. \quad (10)$$

以  $i\partial/\partial z$  来代替  $(\omega - \omega_0)$ , 增益转化为时域的作用函数有:

$$gA = g_0[1 + T_2^2 \partial^2 / \partial t^2] A. \quad (11)$$

$T_2$ : 带内弛豫时间, 是增益带宽的倒数, 设注入脉冲的脉宽为  $T_0$ , 令

$$\tau = \left( t - \frac{z}{v_g} \right) / T_0. \quad (12)$$

将(11)式代入(9)式, 并作变换, 有:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{1}{2}(1 - i\alpha)g_0 \frac{T_2^2}{T_0^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} = \frac{1}{2}[(1 - i\alpha)g_0 - \beta_{\text{int}}]A. \quad (13)$$

(13)式中, 左边第二项因子包含  $\alpha$ , 是由载流子密度引起的电极化率变化的反映, 体现载流子密度的变化对群速度色散的影响. 对典型的放大器长度(0.25~0.5 mm)和注入光脉冲的脉宽  $T_0 \geq 1$  ps, 由  $\partial^2 n_{\text{eff}} / \partial \omega^2$  知, 材料的群速度色散可以忽略. 通过类似纤维光学的办法, 可估计由载流子引起的群速度色散的数值<sup>[6]</sup>. 有效的群速度色散参数为:

$$\beta_{\text{eff}} = \alpha g_0 T_2^2 \quad (14)$$

设  $\alpha = 6$ ,  $T_2 = 0.1$  ps,  $g_0 = 300 \text{ cm}^{-1}$ , 则  $\beta_{\text{eff}} = 18 \text{ ps}^2/\text{cm}$ , 对脉宽  $\geq 1$  ps 的注入脉冲, 该数值已足以改变光脉冲的传播特性. 由衍射长度:

$$L_D = T_0^2 / \beta_{\text{eff}} \quad (15)$$

$T_0 = 1$  ps, 则  $L_D \approx 500 \mu\text{m}$ , 这一数值与一般的放大器长度相比拟. 尽管材料引起的群速度色散变得不够重要, 而载流子引起的群速度色散却占了主导地位. 由于  $\beta_{\text{eff}}$  跟增益带宽  $\frac{1}{T_2^2}$  成反比, 对增益带越窄的放大器, 载流子所引起的群速度色散对光脉冲的影响将更明显.

为了更能说明由载流子引起的群速度色散对光脉冲的影响, 设注入的光脉冲是有频率啁啾的高斯脉冲, 即:

$$A(0, \tau) = A_0 \exp[-(1 + iC)\tau^2/2] \quad (16)$$

$C$  是频率啁啾因子. 求解方程(13)式, 并利用边界条件(16)式, 得:

$$A(z, \tau) = A_0 \left[ 1 + (1 - i\alpha)g_0(1 + iC) \frac{T_2^2}{T_0^2} z \right]^{-\frac{1}{2}} \exp \left\{ \frac{1}{2} [(1 - i\alpha)g_0 - \beta_{\text{int}}] z \right\} \\ \cdot \exp \left[ - \frac{1 + iC}{1 + (1 - i\alpha)(1 + iC)g_0 \frac{T_2^2}{T_0^2} z} \cdot \frac{\tau^2}{2} \right]. \quad (17)$$

设放大器的增益区长度为  $L$ , 令  $x = z/L$ , 则脉冲包络强度为:

$$|A|^2 = |A_0|^2 [1 + 2Dx(1 + \alpha C) + D^2x^2(1 + \alpha^2)(1 + C^2)]^{-\frac{1}{2}} \cdot \exp[(g_0 - \beta_{\text{int}})L \cdot x] \\ \cdot \exp \left[ - \frac{1 + Dx(1 + C^2)}{1 + 2Dx(1 + \alpha C) + D^2x^2(1 + \alpha^2)(1 + C^2)} \cdot \tau^2 \right]. \quad (18)$$

式(18)中,  $D = \frac{T_2^2}{T_0^2} \cdot g_0 L$ . 沿着半导体行波放大器  $z$  轴方过上的不同点, 其脉宽跟注入脉宽之比为:

$$f_B = \left[ \frac{1 + 2Dx(1 + \alpha C) + D^2x^2(1 + \alpha^2)(1 + C^2)}{1 + Dx(1 + C^2)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

取放大器的增益为  $g_0 = 300 \text{ cm}^{-1}$ , 损耗为  $\beta_{\text{int}} = 20 \text{ cm}^{-1}$ , 在不同的线宽增强因子  $\alpha$ , 参数  $D$ , 及注入脉冲的频率啁啾参数  $C$  下, 光脉冲在放大器内传播的计算机模拟如图 1 所示. 在传

播过程中,  $C \geq 0$  的光脉冲是展宽的, 在  $D$  数值较小时,  $C < 0$  的光脉冲是压缩的. 这种光脉冲的压缩同光纤的情况相类似, 光脉冲在光纤中传播时, 只要满足  $\beta_2 C < 0$ , 光脉冲将被压缩. 在放大器中光脉冲并不是不断被压缩的, 这是因为当脉宽与带内弛豫时间相比拟时, 载流子引起的群速度色散效应减弱, 对光脉冲的影响逐渐减小, 此后, 脉宽又展宽了. 为了显示光脉冲经放大器后脉宽的变化, (19)式中令  $x=1$ , 得输出光脉冲脉宽跟注入光脉冲脉宽之比为  $f_B$ , 如图 2 所示, 对  $C < 0$  情况, 仅在  $D$  很小范围内压缩, 且线宽增强因子越大, 脉宽的压缩量大, 但压缩范围变窄. 注意到最佳的  $D$  数值依赖于  $C$  参数, 对较大的负  $C$  值,  $D$  的数值就变得更小, 如此小的数值, 应归因于大的光脉冲脉宽. 计算表明, 最大的压缩比可达 7 左右.

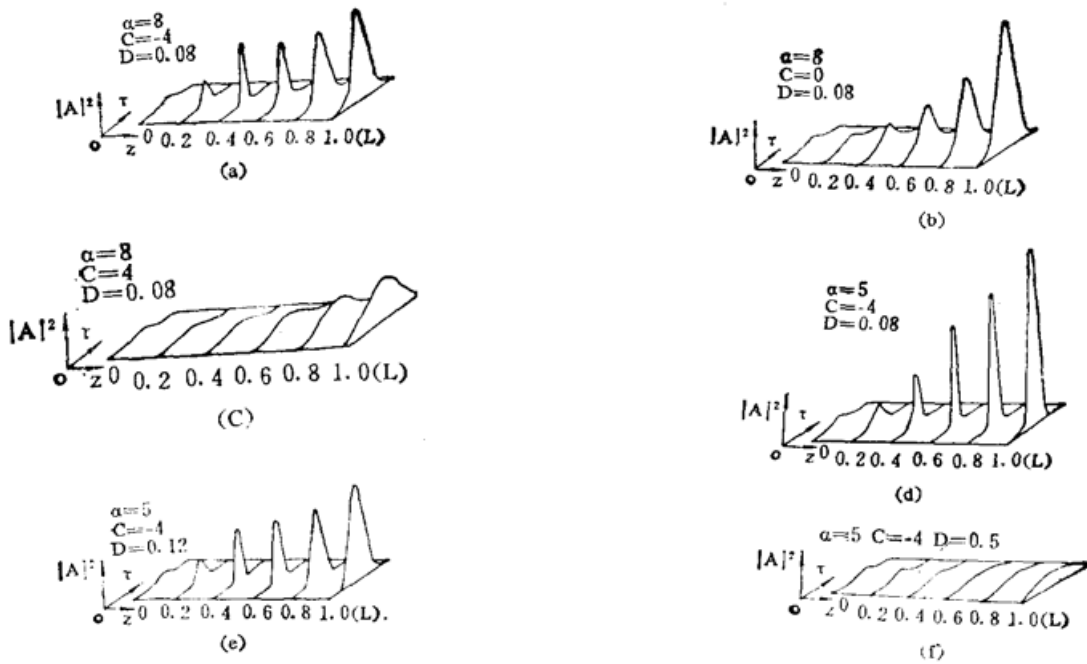


Fig. 1 Chirped pulses propagating in the traveling-wave semiconductor laser amplifier with different values of parameters  $\alpha, C, D$

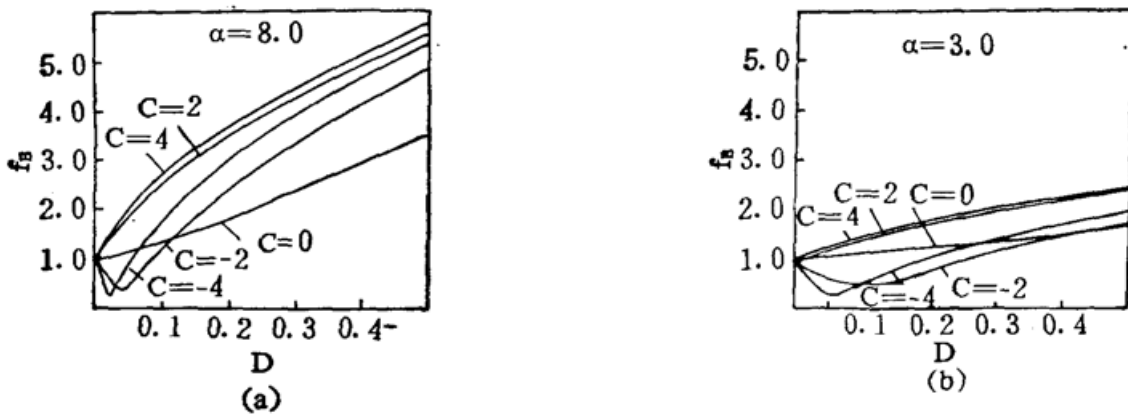


Fig. 2 Broadening factor of the amplified pulses as a function of  $D$  for different values of linewidth enhancement factor  $\alpha$ . Different curves correspond to different values of the chirp parameter  $C$  associated with input pulse

由(18)式, 得放大器内任意点的脉冲峰值功率跟注入脉冲峰值功率之比:

$$P_f = [1 + 2Dx(1 + \alpha C) + D^2x^2(1 + \alpha^2)(1 + C^2)]^{-\frac{1}{2}} \cdot \exp[(g_0 - \beta_{int})L \cdot x]. \quad (20)$$

经计算,如图3所示,经放大器后,峰值功率的最大增益可达30 dB.令人感兴趣的是,半导体激光器一般输出负线性频率啁啾的光脉冲,所以,这些光脉冲经放大器后能同时实现能量放大和脉宽压缩.

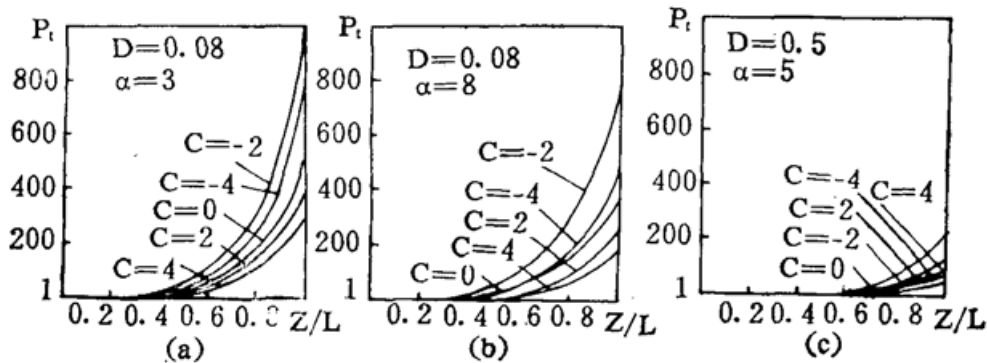


Fig. 3 Amplification factor of pulse peak power as a function of  $Z/L$  for different values of parameters  $\alpha$ , and  $D$ . Different curves correspond to different values of the chirp parameter  $C$  associated with input pulse

在光纤通信中,由于光纤损耗及色散的存在,在光纤中传输的光脉冲能量会衰减,脉宽会展览,而上述的结果说明,线性工作的放大器可起到对光纤的损耗和色散的补偿作用.另一方面,传统的光脉冲压缩是通过激发光学非线性来实现的,势必要求光脉冲有足够高的能量,而对微弱脉冲( $10^{-15}$ 焦耳量级)的压缩却无能为力.上述结果再一次表明,线性工作的行波半导体激光放大器对微弱光脉冲(脉宽 $\sim 1$ ps)能量放大的同时,脉宽压缩.

## 4 结 论

本文对有频率啁啾的光脉冲注入到行波半导体激光放大器后,由于载流子引起的群速度色散效应的影响,工作在线性范围内的放大器对脉宽的压缩和展览、峰值功率的放大作了理论研究.结果表明:工作在线性范围内的行波半导体激光放大器对负的率频啁啾参数  $C$  的注入脉冲的脉宽压缩比可达7左右.在光学通信系统中,行波半导体激光放大器可作为光纤损耗及色散的补偿元件,经过多个放大器的串联,一方面可提高光脉冲的峰值功率;另一方面可使光脉冲重新整形.对于脉宽为1ps左右的微弱光脉冲,在不能用传统的激发光学非线性来压缩时,行波半导体激光放大器可使脉宽压缩,峰值功率的增益达30 dB左右.

## 参 考 文 献

- [1] I. W. Marshall, D. M. Spirit, M. J. O'Mahony, Picosecond pulse response of a traveling-wave semiconductor laser amplifier, *Electron. Lett.*, 1987, **23** (16): 818~819
- [2] J. M. Wiesenfeld, G. Eisenstein, R. S. Tucker, Distortionless picosecond pulse amplification and gain compression in a traveling-wave InGaAsP optical amplifier, *Appl. Phys. Lett.*, 1988, **53** (11/14): 1239~1241
- [3] G. Eisenstein, P. B. Hansen, J. M. Wiesenfeld, Amplification of high repetition rate picosecond pulses using an InGaAsP traveling-wave optical amplifier, *Appl. Phys. Lett.*, 1988, **53** (15/18): 1539~1541
- [4] R. S. Grant, P. N. Kean, D. Burns *et al.*, Passive coupled-cavity mode-locked color center lasers, *Opt. Lett.*, 1991, **16** (6) 384~386
- [5] G. P. Agrawal, N. K. Dutta, *Long-wavelength semiconductor lasers*, New York: Van Nostrand

Reinhold, 1986: Chapter 2.

[6] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*. Boston; Academic Press, 1989; Chapter 3

## The characteristics of chirped pulse propagation in traveling-wave semiconductor laser amplifiers

SUN JUNQIANG    HUANG DEXIU    LI ZAIGUANG

(*Optical Engineering Department, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074*)

(Received 2 December 1991; revised 2 March 1992)

### Abstract

Carrier-induced group-velocity dispersion influencing the chirped pulses propagating in traveling-wave semiconductor laser amplifiers (TW-SLA's) is analysed theoretically in this paper. The chirped pulses will be compressed or broadened because of carrier-induced group-velocity dispersion when TW-SLA operates far below saturation. The relations among the TW-SLA parameters, chirp parameters and broadening factors are investigated theoretically. The results imply that TW-SLA's provide the possibilities to compress the small energy optical pulses. Therefore, they can be used to compensate simultaneously for the effects of both fibre loss and fibre dispersion in optical communication systems when used as in-line amplifiers.

**Key words** traveling-wave semiconductor laser amplifier, group-velocity dispersion, optical pulses broadening and compression.