

# 半导体激光放大器用于啁啾补偿的研究

金 韬 黄德修

丘军林

(华中理工大学光电子工程系, 武汉 430074) (华中理工大学激光研究所, 武汉 430074)

**摘 要** 详细分析了饱和工作状态下的行波半导体激光放大器(TW-SLA)的啁啾特性, 从理论上证实了利用其增益饱和所引起的自相位调制来对光源啁啾和光纤色散进行啁啾补偿的可行性, 并且发现, 对于不同脉宽的入射脉冲, 光放大器均能发挥相位补偿的作用, 这一特性可用来在长距离光纤传输系统中, 对微弱啁啾光脉冲同时进行能量和相位的补偿。

**关键词** 行波半导体激光放大器, 啁啾补偿, 自相位调制, 增益饱和。

## 1 引 言

在长距离、高速光通信系统中, 功率损耗和色散效应最终限制了传输距离和数据容量。因此, 需要在传输线路中设置中继器。传统的中继器是一个包括光-电-光转换和再生的复杂器件, 而且其转换速率受到限制, 只能达到几个 Gb/s。全光通信的提出为突破这一限制提供了一条有效的途径。行波半导体激光放大器由于其高增益和宽带宽而日益受到人们的重视。1989年, Olsson 等人用工作在饱和工作状态下的行波半导体激光放大器在系统实验中实现了对光损耗和光纤色散的同时补偿<sup>[1]</sup>, 从而引起了人们对光放大器非线性特性研究的兴趣。本文详细研究了利用增益饱和的行波半导体激光放大器进行啁啾补偿的机理, 分析了实现啁啾补偿的各种条件, 并且提出了利用级联的光放大器对微弱啁啾光脉冲同时进行能量和相位的补偿。

## 2 存在光源啁啾和光纤色散情况下改善脉冲传输特性的可能性

在高速调制的单模半导体激光器中, 啁啾主要是由载流子浓度调制引起。光源(LS)输出的一个光脉冲中的相位变化由速率方程的小信号分析导出<sup>[2]</sup>。

$$d\phi_{LS}/dt = (\alpha_{LS}/2S) (dS/dt) \quad (1)$$

式中  $S$  为光子密度,  $\alpha_{LS}$  为光源的线宽增强因子。假定从光源输出一个带有频率啁啾的高斯形光脉冲, 那么它经过一段有色散的单模光纤传输距离  $z$  后, 其输出脉冲的脉宽为<sup>[3]</sup>。

$$T(z) = \sqrt{(T_0^2 - \alpha_{LS}\beta''z)^2 + (\beta''z)^2}/T_0 \quad (2)$$

式中  $T_0$  和  $T(z)$  分别表示光脉冲在起始点和传输距离  $z$  后的脉宽,  $\beta''$  为光纤传播常数关于角

\* 国家教委博士点基金项目。

收稿日期: 1994年3月24日; 收到修改稿日期: 1994年10月5日

频率  $\omega$  的二阶导数。在直接调制的半导体激光器中, 一般  $\alpha_{LS} > 0$  在 3~7 之间。普通单模光纤的零色散点在 1.3  $\mu\text{m}$  附近, 若工作波长为 1.5  $\mu\text{m}$ , 则参数  $\beta'' < 0$ 。因此, 在一般情况下,  $\alpha_{LS}\beta'' < 0$ , 由图 1 可见, 此时随着传输距离  $z$  的增加, 脉宽  $T(z)$  也随之增加。然而, 若  $\alpha_{LS}\beta'' > 0$ , 脉宽首先变窄, 假设  $\alpha_{LS}^2 \gg 1$ , 那么在  $z_0 = T_0^2/(\alpha_{LS}\beta'')$  时, 脉宽达到最小值, 接着, 随传输距离增加, 脉冲变宽, 在  $z = 2z_0$  处又恢复到初始脉宽  $T_0$ , 在这以后, 脉冲继续展宽。由此给人们一个启示, 若在  $z = 2z_0$  处使脉冲得到相位补偿, 那么脉冲就会再次重复以上过程, 即先压缩, 后展宽。因此, 若在光纤传输线路中, 在每相隔  $2z_0$  处设置一有相位补偿特性的光中继器, 就可实现长距离全光中继传输。需要说明的是, 一般情况下,  $\beta'' < 0$ , 因此, 要满足  $\alpha_{LS}\beta'' > 0$  这一条件, 只能是  $\alpha_{LS} < 0$ 。由于在半导体激光器后也需要插入一个光放大器, 这样,  $\alpha_{LS}$  实际上应是激光器和光放大器两者的等效线宽增强因子, 改记为  $\alpha_{eq}$ , 由以后分析可知, 激光器与饱和工作状态下的光放大器的啁啾特性正好相反, 因此,  $\alpha_{eq} < 0$  也是可能的。

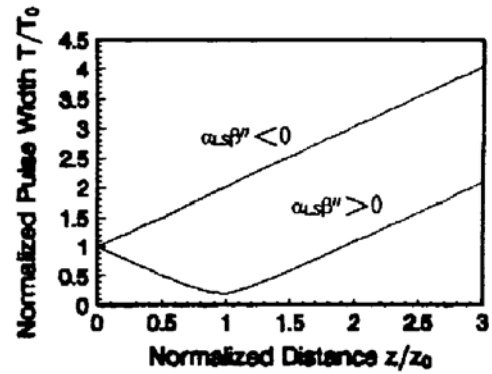


Fig. 1 Normalized pulse width  $T/T_0$  versus the normalized distance  $z/z_0$ ,  $\alpha_{LS} = 5$

### 3 增益饱和工作状态下的光放大器的啁啾特性

行波半导体激光放大器似一两能级系统, 如果入射光脉冲的脉宽  $T_0$  远大于放大器的带内弛豫时间  $\tau_n$  (一般  $\tau_n \leq 0.1$  ps, 只要  $T_0 \geq 1$  ps 就可满足要求), 那么速率方程可简化为<sup>[4]</sup>

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D\nabla^2 N + \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{\alpha(N - N_0)}{\hbar\omega_0} |E|^2 \quad (3)$$

式中  $N$  为载流子浓度,  $D$  为扩散系数,  $I$  为注入电流,  $q$  为电子电荷,  $V$  为放大器有源区体积,  $\tau_c$  为自发发射载流子寿命,  $\hbar\omega_0$  为光子能量,  $\alpha$  为增益系数,  $N_0$  为透明时载流子浓度。

考虑理想的行波半导体激光放大器, 假定其有源区尺寸只保证放大器单模工作, 入射光是线偏振的, 并在传输过程中保持线偏振, 这样它在放大器中的电场可描述为<sup>[5]</sup>

$$E(x, y, z, t) = (x/2) \{ F(x, y) A(z, t) \exp [i(k_0 z - \omega_0 t)] + c. c. \} \quad (4)$$

式中  $x$  为偏振单位矢量,  $F(x, y)$  为波导模式分布, 传播常数  $k_0 = \bar{n}\omega_0/c$ ,  $A(z, t)$  为与光脉冲相关联的一个慢变包络函数。一般, 半导体激光放大器有源区的宽度和厚度都很小, 而其长度则远大于扩散长度。另外, 由于载流子在有源区横截面上几乎是均匀分布的, 可用其平均值来作很好的近似。这样, (3)式可简化为<sup>[5]</sup>

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{g(N)}{\hbar\omega_0} |A|^2 \quad (5)$$

这里增益  $g(N)$  定义为

$$g(N) = \Gamma\alpha(N - N_0) \quad (6)$$

式中  $\Gamma$  为限制因子。为简化计算, 将  $A$  分解为幅度和相位之积

$$A = \sqrt{p} \exp(i\phi) \quad (7)$$

式中  $p$  和  $\phi$  分别表示功率和相位。另外作以下代换

$$\tau = t - z/v_g \quad (8)$$

式中  $v_g$  为群速度。这样由(5)~(8)忽略  $A(z,t)$  关于  $z$  和  $t$  的二阶导数,并结合波动方程

$$\nabla^2 E - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (9)$$

可得到放大器输出脉冲的相位  $\phi_{out}$

$$\phi_{out}(\tau) = \phi_{in}(\tau) - \alpha_{AMP} h(\tau)/2 \quad (10)$$

式中  $\phi_{in}$  为入射光的初始相位,  $\alpha_{AMP}$  为光放大器的线宽增强因子。  $h(\tau)$  定义为

$$h(\tau) = \int_0^L g(z,t) dz \quad (11)$$

并且满足以下的常微分方程

$$\frac{d h}{d \tau} = \frac{g_0 L - h}{\tau_c} - \frac{P_{in}(\tau)}{E_{sat}} [\exp(h) - 1] \quad (12)$$

式中  $L$  为放大器长度,  $g_0$  为放大器的小信号增益,  $p_{in}$  为归一化入射光脉冲功率。  $h(\tau)$  的物理意义是光脉冲上每一点经过放大器后所得到的积分增益。当放大器发生增益饱和时,由此引起载流子浓度变化,使其折射率随光强发生变化,从而导致自相位调制。因此,当光脉冲沿放大器传输时,就会使自身附带频率啁啾,频率啁啾  $\Delta v_{AMP}(\tau)$  可表示为:

$$\Delta v_{AMP}(\tau) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi_{AMP}}{\partial \tau} \quad (13)$$

将(10)式代入(13)式,得到

$$\Delta v_{out}(\tau) = \Delta v_{in}(\tau) + \frac{\alpha_{AMP}}{4\pi} \frac{dh}{d\tau} \quad (14)$$

由(12)式和(14)式可得到不同情况下放大器输出脉冲的啁啾特性。以下分别就入射脉冲的脉宽  $T_0$  远小于、相当于和远大于载流子寿命  $\tau_c$  三种情况分别进行详细的分析和讨论。

考虑一高斯形脉冲

$$P_{in}(\tau) = (E_{in}/T_0 \sqrt{\pi}) \exp(-\tau^2/T_0^2) \quad (15)$$

式中  $E_{in}$  为入射脉冲能量。

当  $T_0 \ll \tau_c$  时,由于脉冲足够短,使得由于放大器饱和而减小的增益在脉冲经过的时间内得不到恢复,这样,方程(12)中右边第一项可以忽略,于是可得到  $h(\tau)$  的解为

$$h(\tau) = -\ln \left[ 1 - \left( 1 - \frac{1}{G_0} \right) \exp \left( -\frac{u_{in}}{E_{sat}} \right) \right] \quad (16)$$

式中  $G_0 = \exp(g_0 L)$ , 是放大器的非饱和单程增益;  $E_{sat}$  为放大器的饱和能量。  $u_{in}$  定义为

$$u_{in}(\tau) = \int_{-\infty}^{\tau} P_{in}(\tau') d\tau' \quad (17)$$

根据定义,显然  $u_{in}(+\infty) = E_{in}$ 。将(15)式代入(17)式,得到

$$u_{in}(\tau) = (1/2) E_{in} [1 + \operatorname{erf}(\tau/T_0)] \quad (18)$$

式中  $\operatorname{erf}(x)$  为误差函数。由(14)式和(16)式可导出放大器输出脉冲的频率啁啾

$$\Delta v_{out}(\tau) = \Delta v_{in}(\tau) - \frac{\alpha_{AMP}}{4\pi} \left( 1 - \frac{1}{G_0} \right) \frac{P_{out}(\tau)}{E_{sat}} \exp \left[ -\frac{u_{in}(\tau)}{E_{sat}} \right] \quad (19)$$

式中  $P_{out}(\tau) = P_{in}(\tau) \exp[h(\tau)]$ 。

$T_0 \ll \tau_c$  时的无啁啾高斯脉冲通过放大器后的频率啁啾如图 2(a)所示,图中的三条曲线分别对应三个不同的放大器非饱和单程增益  $G_0$ 。线宽增强因子对不同的放大器是不同的,它

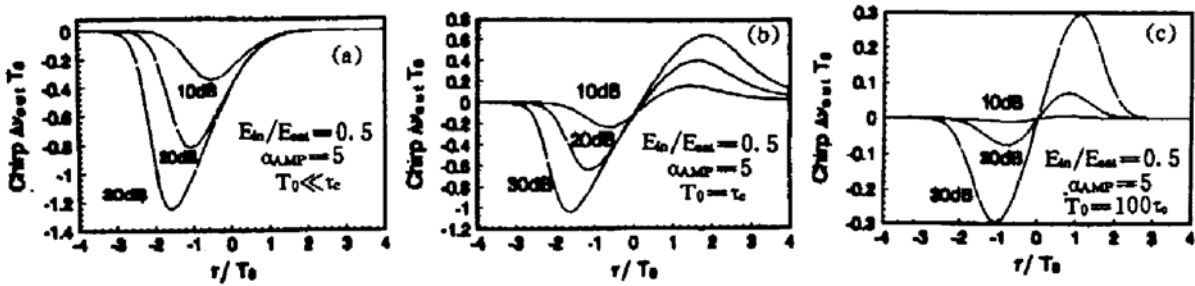


Fig. 2 Frequency chirp imposed on the output pulse during amplification of an unchirped Gaussian input pulse

与增益峰相对于入射光波长的间隔有关, 计算时取  $\alpha_{AMP} = 5$ 。由图可见, 在整个脉冲时间,  $\Delta v_{out}(\tau)$  均是负的, 即瞬时频率相对于入射频率是减小的, 并且可以注意到, 在脉冲中心部分 ( $|\tau| \leq T_0$ ), 啁啾几乎是线性增大的, 这一特性使得啁啾补偿更易得到充分实现。另外可以看到, 随着放大器  $G_0$  的增大, 输出脉冲所附带的啁啾量也随之增大, 因此, 可以通过调节放大器的增益来控制光脉冲获得啁啾补偿的多少。

当入射脉冲的脉宽  $T_0$  与载流子寿命  $\tau_c$  相当时, 在脉冲通过放大器的时间内, 由于放大器饱和而减小的增益就有时间得到部分的恢复, 这将会影响输出脉冲的啁啾特性。此时, 微分方程(12)不再有解析解, 只能进行数值解, 结果如图 2(b)所示, 在此取  $T_0 = \tau_c$ 。由图可见, 饱和增益的部分恢复使得啁啾曲线变得趋向中心对称。在脉冲前部,  $\Delta v_{out}(\tau)$  仍是负的, 但在脉冲后半部分,  $\Delta v_{out}(\tau)$  变成正的, 这意味着瞬时频率相对于入射频率是增大的, 并且在脉冲中心部分, 啁啾几乎是线性变化的。

当入射脉冲的脉宽  $T_0 \gg \tau_c$  时, 在脉冲通过放大器的时间内, 由于放大器饱和而减小的增益就有足够的时间得到完全恢复。在此简单地认为  $T_0 \gg \tau_c$  对应于放大器准连续工作, 忽略微分方程(12)中  $h$  对时间和微分, 可得到以下积分增益  $h$  的隐式关系

$$h(\tau) = g_0 L - [P_{in}(\tau)/P_{sat}] \{ \exp [h(\tau)] - 1 \} \quad (20)$$

式中  $P_{sat} = E_{sat}/\tau_c$ 。将(20)式代入(14)式, 得到此时放大器输出脉冲所附带的频率啁啾为

$$\Delta v_{out}(\tau) = \Delta v_{in}(\tau) + \frac{\alpha_{AMP} \tau}{2\pi T_0^2} \frac{\exp [h(\tau)] - 1}{\exp [h(\tau)] + P_{sat}/P_{in}(\tau)} \quad (21)$$

脉宽  $T_0 \gg \tau_c$  时, 放大器输出脉冲的频率啁啾特性如图 2(c)所示, 这里取  $T_0 = 100 \tau_c$ 。由图可见, 这时啁啾曲线已完全中心对称, 脉冲中心部分的啁啾变化近似于线性。

由以上分析可见, 放大器在饱和和工作状态下, 均能使通过它的光脉冲附带相应的频率啁啾, 而这种附带的啁啾有可能部分补偿或完全抵消光源的啁啾和光纤的色散, 以下将作具体讨论。

#### 4 放大器啁啾补偿的实现

将光源输出的脉冲注入到光放大器, 放大器输出脉冲的啁啾就是光源啁啾和放大器啁啾之和。为分析方便, 分别定义光源啁啾参数  $K_{LS}$ , 光纤啁啾参数  $K_{FIB}$  和放大器啁啾参数  $K_{AMP}$ 。

$$K_{LS} = \frac{\partial (\Delta v_{LS})}{\partial \tau} \Big|_{\tau=0}, \quad K_{FIB} = \frac{\partial (\Delta v_{FIB})}{\partial \tau} \Big|_{\tau=0}, \quad K_{AMP} = \frac{\partial (\Delta v_{AMP})}{\partial \tau} \Big|_{\tau=0}. \quad (22)$$

光源的啁啾参数  $K_{LS}$  可由(1)式和(22)式导出, 假设光源输出脉冲是高斯形的, 则有

$$K_{LS} = -\alpha_{LS}/2\pi T_0^2 \tag{23}$$

无啾啾的高斯脉冲通过一段光纤传输距离  $z$  后, 输出脉冲相位可表示为<sup>[6]</sup>

$$\phi_{out,f}(\tau, z) = \frac{(z/L_d)^2}{\beta'' z [1 + (z/L_d)^2]} \tau^2 \tag{24}$$

式中  $L_d$  为波包的色散长度。将(24)式代入(22)式, 得

$$K_{FIB} = \frac{1}{\pi} \frac{(z/L_d)^2}{\beta'' z [1 + (z/L_d)^2]} \tag{25}$$

在传输光的波长比光纤的零色散波长长的情况,  $\beta'' < 0$  于是,  $K_{FIB} < 0$ , 此时, 光纤的色散特性与光源的类似。放大器的啾啾参数  $K_{AMP}$  可由(14)式和(22)式得到[(14)式中的  $\Delta v_{out}$  即为(22)式中的  $\Delta v_{AMP}$ ]

$$K_{AMP} = \frac{\alpha_{AMP}}{4\pi} \frac{d^2 h}{d\tau^2} \Big|_{\tau=0} \tag{26}$$

式中  $h$  是微分方程(12)式的解。于是, 最终输出脉冲的啾啾参数  $K$  为

$$K = K_{LS} + K_{AMP} + K_{FIB} \tag{27}$$

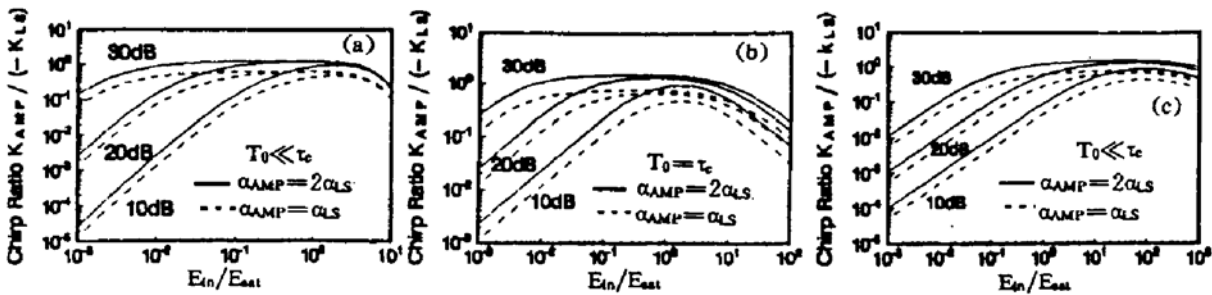


Fig. 3 Chirping parameter ratio  $K_{AMP}/(-K_{LS})$  versus the saturation level of the amplifier  $E_{in}/E_{sat}$

在三种不同入射脉宽下, 啾啾参数之比  $K_{AMP}/(-K_{LS})$  与放大器饱和度  $E_{in}/E_{sat}$  之间的关系如图 3 所示, 其中每一分图中的三组曲线分别对应不同的放大器非饱和增益  $G_0$ 。根据定义, 当  $K_{LS} + K_{AMP} = 0$  时, 放大器输出接近于无啾啾的脉冲(只考虑脉冲中心部分); 当  $K_{LS} + K_{AMP} > 0$  时, 放大器不但补偿了光源的啾啾, 还可部分补偿光纤色散, 从而压窄脉冲。例如, 对于  $T_0 = \tau_c$  的情况, 当  $G_0 = 20$  dB,  $\alpha_{AMP} = 2\alpha_{LS}$  时, 饱和度在  $0.1 \sim 5$  之间, 放大器均能对脉冲进行完全的啾啾补偿。由图可见, 在相同入射脉宽情况下, 随着放大器非饱和增益  $G_0$  的增大, 放大器实现完全啾啾补偿所要求达到的饱和度下降, 若  $G_0$  过小, 则难以达到完全的啾啾补偿。并且, 选用线宽增强因子之比  $\alpha_{AMP}/\alpha_{LS}$  较大的器件更为有利。另外, 在放大器参数相同的情况, 随着入射脉宽的增大, 放大器实现完全啾啾补偿所要求达到的饱和度也增大, 特别是当脉宽远大于放大器载流子寿命时, 这种增大更为明显。

总之, 当放大器工作在饱和状态时, 它能够对通过它传输的脉冲进行不同程度的啾啾补偿, 入射脉冲的脉宽相对于放大器载流子寿命过短, 放大器的非饱和增益过小, 都不利于啾啾补偿。若脉冲太窄, 输出脉冲可能产生较大的畸变, 不利于以后的传输; 而如果放大器的非饱和和增益过小, 则补偿量不够。

一般, 需要中继的光脉冲十分微弱, 不足以使放大器达到饱和, 因此, 这里提出两级放大结构, 即采用两个放大器。第一个放大器工作在线性状态, 将光脉冲放大到能够使第二个放大器饱和的水平, 即首先进行单纯的能量放大; 然后, 在第二个放大器中对光脉冲进行啾

啾补偿。光脉冲在这种级联结构的放大器中就能同时得到能量和啾啾的补偿。作为一个例子,取以下参数:  $E_{sat} = 5 \text{ pJ}$ ,  $E_{in1} \ll 5 \text{ pJ}$ ,  $E_{in2}/E_{sat} = 0.5$ ,  $\tau_c = 100 \text{ ps}$ ,  $T_0 = 100 \text{ ps}$ ,  $\alpha_{AMP} = 5$ ,  $\alpha_{LS} = 3$ ,  $G_0 = 20 \text{ dB}$ , 普通单模光纤在  $1.5 \mu\text{m}$  波长处的色散为  $18 \text{ ps/nm/km}$ , 在不考虑单模光纤损耗的情况下,理论计算表明,光脉冲传输  $400 \text{ km}$  后仍无明显的展宽 ( $2z_0 \approx 400 \text{ km}$ )。

**结 论** 本文用详细的理论模型深入分析了各种不同情况下增益饱和的行波半导体激光放大器的啾啾特性,由自相位调制所引起的频率啾啾使得通过放大器传输的光脉冲得到不同程度的啾啾补偿,这可用来进行各种光信号处理,或用来改善光源输出特性等。文中所提出的两级放大结构,使得微弱啾啾光脉冲能够同时得到能量和啾啾的补偿,无疑,这在全光通信系统中将会有重要的应用。

### 参 考 文 献

- [1] N. A. Olsson, G. P. Agrawal, K. W. Wecht, 16 Gbit/s, 70 km pulse transmission by simultaneous dispersion and loss compensation with  $1.5 \mu\text{m}$  optical amplifiers. *Electron. Lett.*, 1989, **25**(9): 603~604
- [2] C. H. Henry, Theory of the linewidth of semiconductor laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**(2): 259~264
- [3] F. Koyama, Y. Suematsu, Analysis of dynamic spectral width of dynamic-single-mode (DSM) lasers and related transmission bandwidth of single-mode fibers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, **QE-21**(4): 292~296
- [4] G. P. Agrawal, N. K. Dutta, *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*. New York: Van Nostrand, 1986, Ch. 2
- [5] N. A. Ollson, G. P. Agrawal, Spectral shift and distortion due to self-phase modulation of picosecond pulses in  $1.5 \mu\text{m}$  optical amplifiers. *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **55**(1): 13~15
- [6] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press., Boston, 1989

## Chirping Compensation Using Semiconductor Laser Amplifiers

Jin Tao Huang Dexiu

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

Qiu Junlin

(Laser Institute, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

(Received 24 March 1994; revised 5 October 1994)

**Abstract** The chirping characteristics of traveling-wave semiconductor laser amplifiers (TW-SLAs) are analyzed in detail. The chirping compensation of light source chirping and fiber dispersion, using self-phase modulation (SPM) induced by gain saturation in a TW-SLA, is demonstrated theoretically. The possibility of phase compensation is shown in all the cases of different input pulse widths (much shorter, comparable, and far longer than the amplifier carrier lifetime). This feature can be used to achieve energy amplification with phase compensation of weak chirped pulses in long-haul optical communication systems.

**Key words** traveling-wave semiconductor laser amplifier, chirping compensation, self-phase modulation, gain saturation.