

# 超短抽运脉冲作用下半导体光放大器增益超快恢复过程分析

王丹 余震虹

江南大学物联网工程学院, 江苏 无锡 214122

**摘要** 为了对半导体光放大器(SOA)进行动态模拟,从超快非线性效应的传输方程和载流子速率方程出发,分别研究了载流子浓度脉动(CDP)、载流子加热(CH)、光谱烧孔(SHB)效应对SOA输出增益和相位的影响,并改变输入脉冲峰值功率和SOA的弛豫时间模拟CH增益曲线的变化情况。结果表明,在超快恢复过程中,载流子加热效应对增益饱和的贡献较大,SHB效应贡献的较少,CDP效应则产生缓慢恢复过程。CDP效应是产生非线性相移的最主要原因,SHB效应对探测光相移的贡献可以忽略不计,CH效应可以产生约0.8 rad的相移贡献。CH效应的强度大小可以影响增益饱和以及相位变化的程度,但不能缩短超快恢复过程的时间。输入脉冲的能量能够改变CH增益的饱和程度,随着弛豫时间的缩短,CH效应的峰值时间和SOA增益超快恢复时间都逐渐减小。

**关键词** 非线性光学; 半导体光放大器; 超快恢复过程; 归一化输出增益; 相移

中图分类号 TN929

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP52.011902

## Analysis of the Ultrafast Recovery Process of Output Gain of Semiconductor Optical Amplifier with the Effect of Ultrashort Pump Pulse

Wang Dan Yu Zhenhong

College of Internet of Things Engineering, Jiangnan University, Wuxi, Jiangsu 214122, China

**Abstract** The semiconductor optical amplifier (SOA) is simulated by the transmission equation and carrier rate equation of ultrafast nonlinear effects. The effects of carrier density pulsation (CDP), carrier heating (CH) and spectral burning hole (SHB) on SOA output gain and phase are studied respectively. The input pulse peak power and the relaxation time of SOA are changed to simulate the CH gain curve. The result shows that in the ultrafast recovery process, the CH contributes more to the saturated than the SHB effect; the CDP effect produces the slow recovery process. The CDP effect is the main reason for the nonlinear phase shift. The effect of SHB on the phase shift of the probe can be ignored. The contribution of CH to the phase shift can produce about 0.8 rad. The intensity of CH can affect the degree of gain saturation and phase shift, but can't shorten the ultrafast recovery time. Input pulse energy can change the degree of saturation of the CH gain, and with shorter relaxation time, the peak time of CH effect and the gain of SOA ultrafast recovery time decrease gradually.

**Key words** nonlinear optics; semiconductor optical amplifier; ultrafast recovery process; normalized output gain; phase shift

**OCIS codes** 190.7110; 250.5980; 060.4370

### 1 引言

随着信息技术的高速发展,光纤通信网络以其高速率、大容量、可透明传输数据等优点,已经成为主要通信网络,与此同时,全光处理技术也逐渐成为研究热点<sup>[1]</sup>。全光信号处理技术主要利用光纤和半导体光放

收稿日期: 2015-06-01; 收到修改稿日期: 2015-08-12; 网络出版日期: 2015-12-28

基金项目: 江苏省光纤气体工程技术研究中心基金(BM2010645)

作者简介: 王丹(1991—),女,硕士研究生,主要从事光纤通信和光信号处理等方面的研究。

E-mail: m18706183126@163.com

导师简介: 余震虹(1962—),男,副教授,硕士生导师,主要从事光纤通信和气体传感器等方面的研究。

E-mail: yuzhenhong1962@163.com

大器(SOA)等介质的非线性效应来实现,SOA以其小体积、低功耗、高集成等优点受到广泛关注<sup>[2-3]</sup>。基于SOA的全光信号处理已经向160 Gbit/s以及320 Gbit/s的超快处理速度发展,SOA的增益和相位动态特性对实现高速光信号处理具有重要意义。为了实现更高速率的光信号处理,可利用SOA中超快动态特性提高SOA的工作速率<sup>[4]</sup>。目前,基于SOA中超快非线性效应的超快全光波长转换、超快全光逻辑门等高速信号处理技术已经实现<sup>[5-7]</sup>,但对于SOA中超快非线性效应还有待进一步深入研究。

SOA中的超快非线性效应主要包括载流子浓度脉动(CDP)、载流子加热(CH)、光谱烧孔(SHB)、双光子吸收(TPA)等非线性效应<sup>[8]</sup>。考虑以上效应,需要对传统的SOA传输方程和速率方程进行修正<sup>[9]</sup>。本文在Mørk等<sup>[10-11]</sup>建立的SOA超快动态响应的理论模型基础之上,将超短高斯脉冲和一束功率较小的连续光同时注入SOA,仿真了在超短抽运脉冲输入情况下,SOA输出增益的恢复过程以及输出相位的变化情况,并对单个超快非线性效应进行了分析,之后从脉冲功率和弛豫时间两个方面着重对CH效应进行了研究。

## 2 SOA中超快非线性效应理论模型

光脉冲在SOA中的传输过程将会经历CDP、CH、SHB、TPA等非线性效应。其中,CDP的响应时间约为500 ps,CH约为700 fs,SHB约为50 fs,可见,相对于CDP效应,CH和SHB响应时间十分短暂,在脉冲宽度较短时,这些超快非线性效应将会明显表现出来。在考虑超快非线性效应的情况下,修正的传输方程和速率方程为

$$\frac{\partial E_i}{\partial z} = \frac{1}{2}(\Gamma g - \alpha_{\text{int}})E_i - \frac{1}{2}\beta_2 \left[ S_i + 2 \left( \sum_{k=1, k \neq i}^M S_k \right) \right] E_i \approx \frac{1}{2}(\Gamma g - \alpha_{\text{int}})E_i - \beta_2 S_{\text{total}} E_i, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_s} - v_g \sum_{k=1}^M g_k S_k + \frac{\Gamma_2}{\Gamma} v_g \beta_2 \left( \sum_{k=1}^M S_k \right)^2, \quad (2)$$

式中 $M$ 为注入光束的数量, $E_i$ 和 $S_i$ 分别为第 $i$ 束光的光场分布和光子密度, $S_k(k=1,2,\dots,M,k \neq i)$ 为第 $k$ 束光的光子密度, $\Gamma$ 为有源区模场限制因子, $g$ 为总增益, $\alpha_{\text{int}}$ 为内部损耗系数, $\beta_2$ 为双光子吸收系数, $N$ 为载流子浓度, $I$ 为抽运电流, $e$ 为电子电荷量, $V$ 为有源区的体积, $\tau_s$ 为载流子寿命, $v_g$ 为群速度, $\Gamma_2$ 为双光子吸收限制因子, $S_{\text{total}}$ 为光脉冲在某个时刻总的光子密度,(8)式对其给出了详细定义。

总增益 $g$ 由3部分组成,公式为

$$g = g_m + \sum_{\beta} (\Delta g_{\beta,h} + \Delta g_{\beta}), \quad (3)$$

式中 $g_m$ 为CDP效应相关的材料增益系数, $\beta=c,v$ 分别表示导带和价带, $\Delta g_{\beta,h}$ 为载流子加热效应导致的增益压缩,CH是一个带内过程,覆盖了整个能带,具有全局效应, $\Delta g_{\beta,h}$ 表达式为

$$\frac{\partial \Delta g_{\beta,h}}{\partial t} = -\frac{\Delta g_{\beta,h}}{\tau_{h,\beta}} - \frac{\varepsilon_{\text{CH},\beta}}{\tau_{h,\beta}} g S, \quad (4)$$

其中, $\tau_{h,\beta}$ 为温度弛豫时间, $\varepsilon_{\text{CH},\beta}$ 为CH效应系数。

SHB效应是由受激辐射所引起的在光谱中的凹陷现象,直接来源于增益饱和,持续时间很短。在大多数情况下,单频率的受激复合会造成大量的对应载流子消耗,所以这是一个局部效应。SHB导致的增益压缩 $\Delta g_{\beta}$ 为

$$\frac{\partial \Delta g_{\beta}}{\partial t} = -\frac{\Delta g_{\beta}}{\tau_{1,\beta}} - \frac{\varepsilon_{\text{SHB},\beta}}{\tau_{1,\beta}} g S - \left( \frac{\partial \Delta g_{\beta,h}}{\partial t} + \frac{\partial g_m}{\partial t} \right), \quad (5)$$

式中 $\tau_{1,\beta}$ 为载流子散射时间, $\varepsilon_{\text{SHB},\beta}$ 为SHB效应系数, $g_m$ 为与载流子浓度和入射光频率有关的增益。

单个高斯脉冲的电场为

$$E(t) = \sqrt{P} \exp\left[-(t/\tau)^2/2\right] \exp(j2\pi v_0 t), \quad (6)$$

式中 $P$ 为光脉冲的峰值功率, $v_0$ 表示光载波频率。通过对(6)式进行傅里叶变换得到振幅谱密度分布为

$$F(v) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp(-j2\pi vt) dt = \sqrt{2\pi P} \tau \exp\left\{-2\left[\pi(v-v_0)\tau\right]^2\right\}. \quad (7)$$

光脉冲在某个时刻总的光子密度为

$$S_{\text{total}} = \frac{1}{A_{\text{eff}} v_g} \left| \sum_v \frac{F(v) \exp(j\Phi_v) \Delta v}{\sqrt{hv}} \right|^2, \quad (8)$$

式中  $A_{\text{eff}}$  为 SOA 有源区有效横截面积,  $\Phi_v$  为频率  $v$  处的相位, 定义为

$$\frac{d\Phi}{dz} = -\frac{1}{2} \Gamma \left[ \alpha_N g_t + \sum_{\beta=c,v} \alpha_{T_c} \Delta g_{\beta,h} \right], \quad (9)$$

其中,  $\alpha_N$  和  $\alpha_{T_c}$  分别为由载流子浓度和温度变化引起折射率变化的参数。

模拟过程: 考虑计算精度和时间, 将 SOA 有源区分成 100 个等长小段, 已知每个分段内  $t$  时刻的增益  $g(z, t)$  和光频谱密度分布, 通过求解(1)式, 可以得到每一分段传输后  $t + dt$  时刻的频谱密度分布。在  $dt$  时间内, 将单个频率振幅的传输放大视为独立进行, 采用 Euler 方法求解(2)式, 得到更新的载流子浓度。利用前一段的光振幅频谱分布和载流子浓度分布, 采用二元四阶 Runger-Kutta 法求解得到  $t + \Delta t$  时刻每一分段内的增益  $g(z, t + \Delta t)$ , 之后循环重复以上步骤, 最终得到 SOA 的动态输出。

### 3 仿真及结论分析

考虑到各种参数的经验值并经过多次优化仿真, SOA 的参数设置如表 1 所示。

表 1 SOA 仿真参数

Table 1 Simulation parameters of SOA

Name	Value	Name	Value
Active area $A_{\text{eff}}$	$0.3 \mu\text{m}^2$	Loss $\alpha_{\text{int}}$	$3000 \text{m}^{-1}$
Carrier lifetime $\tau_s$	300 ps	Temperature relaxation time $\tau_{\text{hc}}$	700 fs
Carrier heating coefficient $\varepsilon_{\text{ch},\beta}$	$1.0 \times 10^{-23} \text{m}^3$	Parameter related to temperature $\alpha_{T_c}$	3
Spectral hole burning effect coefficient $\varepsilon_{\text{shb},\beta}$	$0.5 \times 10^{-23} \text{m}^3$	Parameter related to carrier concentration $\alpha_N$	4
Optical confinement factor $\Gamma$	0.3	Carrier scattering time $\tau_{1,\beta}$	70 fs
Two-photon absorption limiting factor $\Gamma_2$	0.5	Two-photon absorption coefficient $\beta_2$	$4 \times 10^{-21} \text{m}^2$

设置探测光波长为 1550 nm, 平均功率为 0.1 mW, 超短抽运脉冲峰值功率为 10 mW, 半峰全宽(FWHM)为 0.5 ps, SOA 注入电流为 200 mA。抽运光波长分别为 1540、1520、1500、1480 nm 时, 归一化探测光输出如图 1, 由图中曲线可以看出, 1500 nm 约为透明区波长; 大于 1500 nm, 波长处于吸收区; 小于 1500 nm, 波长处于增益区。本文选择了处于吸收区的 1540 nm 波长的高斯脉冲作为抽运光。图 2 为完整的输出增益恢复过程, 可以看出, 超短脉冲的输出增益在 3 ps 内就能够迅速恢复到一个稳定值, 并在约 30 ps 后完全恢复。因此增益的恢复主要包含两个过程: 1) 由 CH 和 SHB 效应产生的超快恢复过程; 2) 由 CDP 效应产生的缓慢恢复过程。第 2 个过程中载流子浓度恢复速率主要是由外部注入电流补充载流子速率决定, 是一种带间过程, 持续过程约为几十皮秒。

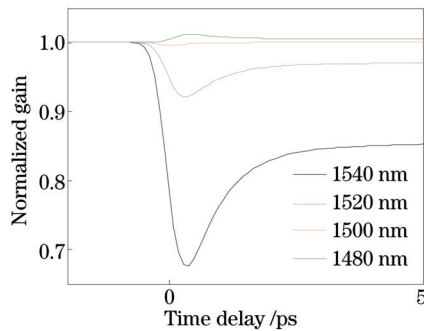


图 1 抽运光脉冲波长不同时探测光归一化输出增益  
Fig.1 Normalized output gain with different optical pulse wavelengths

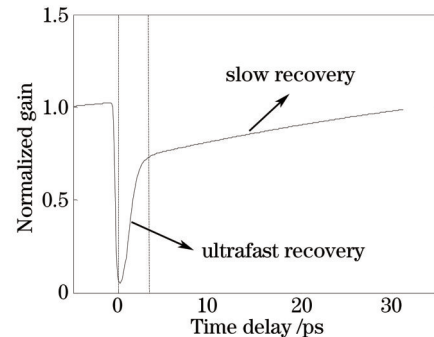


图 2 增益恢复过程  
Fig.2 Process of gain recovery

图3(a)为单个效应的增益贡献曲线,可以看出,在超快恢复过程中,CH效应对增益饱和的贡献较大,SHB效应贡献的较少。由图中CDP+CH+SHB曲线可以看出,超快恢复过程结束后,曲线的后沿十分缓慢的上升,这是由CDP效应产生的缓慢恢复过程。图3(b)给出了CDP+CH+SHB、CDP、CDP+CH 3种非线性效应组合情况下,探测光相移的变化曲线。CDP+CH+SHB和CDP+CH两条曲线基本重合,可以看出SHB效应对探测光相移的贡献微乎其微,CH效应可以产生约0.8 rad的相移贡献,而CDP效应是产生非线性相移的最主要原因。

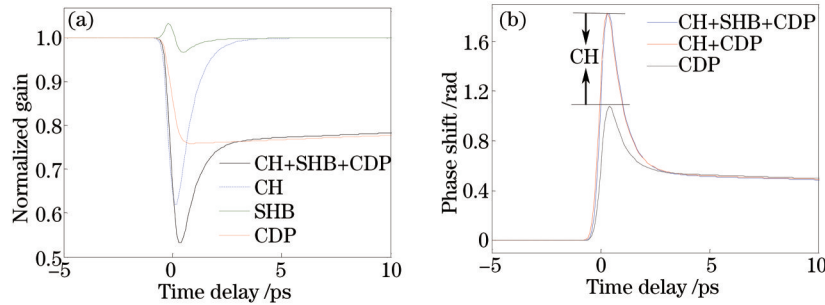


图3 单个效应对 SOA 输出的贡献。(a) 归一化输出增益; (b) 相移

Fig.3 Contribution of individual effect to SOA output gain. (a) Normalized output gain; (b) phase shift

由以上分析可以得出在超快非线性效应中,CH效应对探测光增益和相位的贡献远大于SHB效应,因此本文着重对CH效应进行分析,图4(a)、(b)分别给出了CH效应系数 $\epsilon_{CH}$ 分别为 $3 \times 10^{-23}$ 、 $2 \times 10^{-23}$ 、 $1 \times 10^{-23}$ 、 $0.5 \times 10^{-23}$ 时,输出增益和相位的变化情况。可以看出随着 $\epsilon_{CH}$ 的增加,增益的饱和程度和相位都随之增大。验证了CH效应在超快恢复过程中,对增益饱和以及相位贡献较大。但随着 $\epsilon_{CH}$ 改变,增益恢复时间几乎没有变化,输出增益在相同时间内恢复到一个稳定值。由此可知CH效应的强度大小可以影响增益饱和以及相位变化的程度,但不能够缩短超快恢复过程的时间。

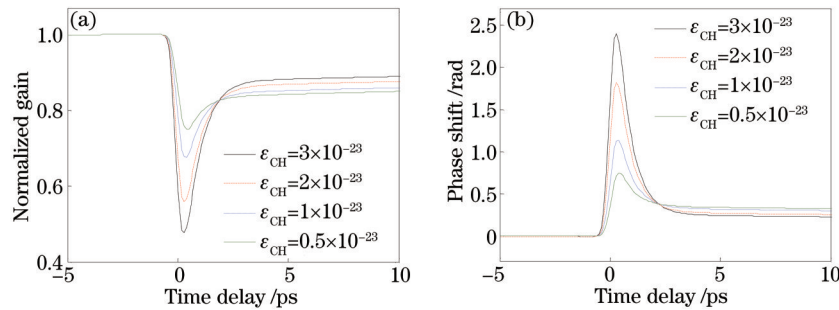


图4 CH增益压缩因子不同时 SOA 输出。(a) 归一化输出增益; (b) 相移

Fig.4 SOA output with different CH gain compression factors. (a) Normalized output gain; (b) phase shift

图5为输入脉冲峰值功率分别为10、30、50 mW时,CH增益贡献曲线的变化情况。可以看出,随着脉冲能量的增加,CH增益曲线峰值越来越大。输入脉冲到达峰值时,3条CH增益曲线均未得到恢复,且在输入脉冲的峰值经过约0.2 ps后,增益开始恢复。因此通过增大输入脉冲的能量能够增加CH增益的饱和程度,但对CH恢复时间几乎没有影响。这点同样对应于归一化输出增益,如图6所示,随着功率的增加,输出增益

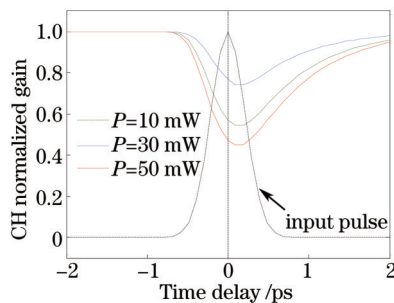


图5 输入功率不同时 CH 增益贡献

Fig.5 CH gain contribution with different input powers

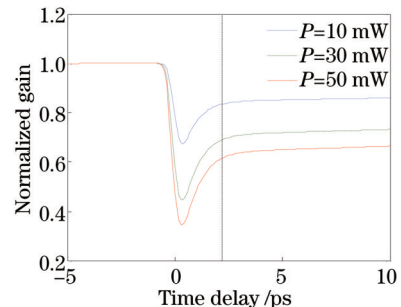


图6 输入功率不同时归一化输出增益

Fig.6 Normalized output gain with different input powers



的峰值也随之增大,但超快恢复时间几乎没产生变化。

为了进一步研究CH效应的恢复特性,通过改变弛豫时间来观察CH增益压缩曲线的变化情况。载流子温度恢复具有一定的弛豫时间,弛豫时间的经验值约为700 fs。设置脉冲FWHM为0.5 ps,峰值功率 $P$ 为50 mW,图7为弛豫时间 $\tau_{hc}$ 分别为0.7、0.5、0.2 ps时对应的增益曲线和输入脉冲的对比图。当弛豫时间为0.7 ps时,脉冲宽度小于弛豫时间,因此在脉冲到达峰值时刻,CH未得到恢复并继续累积,当到达弛豫时间后,载流子-声子发生散射,CH才开始恢复,此时CH峰值和脉冲峰值约有0.2 ps的延迟。当弛豫时间为0.2 ps时,脉冲宽度相对弛豫时间较大,此时CH效应的恢复时间足够,脉冲峰值和CH峰值基本重合。随着弛豫时间的减小,CH恢复时间和累积得到的峰值也随之减小。温度弛豫时间不同时归一化输出增益如图8所示,随着弛豫时间的减小,总输出增益的超快恢复时间逐渐减小。

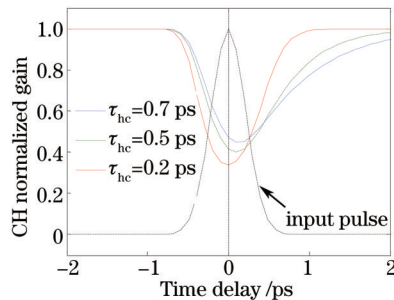


图7 温度弛豫时间不同时CH增益贡献

Fig.7 CH gain contribution with different temperature relaxation times

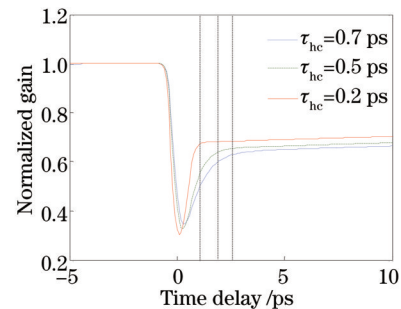


图8 温度弛豫时间不同时归一化输出增益

Fig.8 Normalized output gain with different temperature relaxation times

图9为脉冲峰值功率分别为10、50 mW时,SOA增益的超快恢复时间随温度弛豫时间的变化情况。随着弛豫时间的增加,SOA增益的超快恢复时间也逐渐变长,且脉冲功率对超快恢复时间的影响不大,这个结论与上面的分析相对应。当弛豫时间为经验值0.7 ps、脉冲峰值功率为10 mW时,超快恢复时间约为2.2 ps。当弛豫时间为0.2 ps时,超快恢复时间缩短到约1 ps。

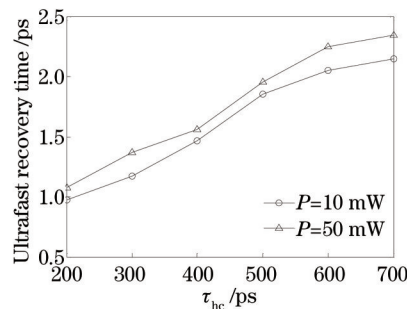


图9 输入功率不同时输出增益的超快恢复时间随温度弛豫时间的变化

Fig.9 Ultrafast recovery time versus temperature relaxation time with different input powers

## 4 结 论

通过数值模拟的方法分析了SOA的工作区,之后仿真模拟了SOA中超快非线性效应,并分别研究了单个效应对SOA输出增益和相位的影响,结果表明,在超快恢复过程中,CH效应对增益饱和的贡献较大,SHB效应贡献的较少,CDP效应则产生缓慢恢复过程,使得增益在约30 ps后完全恢复。SHB效应对探测光相移的贡献微乎其微,CH效应可以产生约0.8 rad的相移贡献。CH效应的强度大小可以影响增益饱和以及相位变化的程度,但不能缩短超快恢复过程的时间。改变输入脉冲峰值功率和温度弛豫时间模拟CH增益曲线的变化情况,得到输入脉冲的能量能够改变CH增益的饱和程度,而随着弛豫时间的缩短,CH效应的峰值时间和SOA增益超快恢复时间都逐渐减小。当弛豫时间为0.7 ps、脉冲峰值功率为10 mW时,CH峰值和脉冲峰值约有0.2 ps的延迟,超快恢复时间约为2.2 ps。当弛豫时间为0.2 ps时,脉冲峰值和CH峰值基本重合,超快恢复时间缩短到约1 ps。这在提高全光信号处理速度中具有很大的研究意义。

## 参考文献

- 1 Dong Yi, Zhao Shanghong, Li Yongjun, *et al.*. Transmission properties of optical pulse influenced by SPM in semiconductor optical amplifier[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 43(5): 1411-1415.  
董毅, 赵尚弘, 李勇军, 等. 半导体光放大器中SPM效应对光脉冲传输性能的影响[J]. *红外与激光工程*, 2014, 43(5): 1411-1415.
- 2 Lin Qing, Jian Yangtian, Wang Ran, *et al.*. Dispersion properties of the semiconductor optical amplifiers[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2014, 51(7): 070602.  
林青, 简阳天, 王苒, 等. 半导体光放大器的色散特性[J]. *激光与光电子学进展*, 2014, 51(7): 070602.
- 3 Zheng Xiu, Chen Ligong, Nuermaiti, *et al.*. Analysis of ultrafast dynamical properties in semiconductor optical amplifiers under counter-propagating scheme[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2014, 43(S1): 0132001.  
郑秀, 陈立功, 努尔买买提, 等. 对向传输下半导体光放大器的超快动态特性[J]. *光子学报*, 2014, 43(S1): 0132001.
- 4 Deng Dapeng, Cao Dongdong, Liao Xiaomin, *et al.*. Design and realization of an all-optical signal optimization structure[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(6): 0605008.  
邓大鹏, 曹东东, 廖晓闽, 等. 一种全光信号优化结构的设计与实现[J]. *中国激光*, 2013, 40(6): 0605008.
- 5 Pan Honggang, Yu Jinlong, Wang Wenrui, *et al.*. Semiconductor optical amplifier based self-mode locking laser and phenomenon of dimidiate frequency[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(11): 1102006.  
潘洪刚, 于晋龙, 王文睿, 等. 基于半导体光放大器的自锁模激光器及重复频率分频现象[J]. *中国激光*, 2013, 40(11): 1102006.
- 6 Shang Huaiying, Huo Li, Wu Yuanpeng, *et al.*. Optical coherence imaging system based on a polarization-dependent semiconductor optical amplifier-enabled swept laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(11): 1102002.  
尚怀赢, 霍力, 吴远鹏, 等. 单偏振半导体光放大器扫频光相干成像系统[J]. *中国激光*, 2014, 41(11): 1102002.
- 7 Fresi F, Scaffardi M, Amaya N, *et al.*. 40-Gb/s NRZ-to-RZ and OOK-to-BPSK format and wavelength conversion on a single SOA-MZI for gridless networking operations[J]. *Photonics Technology Letters IEEE*, 2012, 24(4): 279-281.
- 8 J Mørk, A Mecozzi. Theory of the ultrafast optical response of active semiconductor waveguides[J]. *J Opt Soc Am B*, 1996, 13(8): 1803-1816.
- 9 G P Agrawal, N A Olsson. Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers[J]. *IEEE J Quantum Elect*, 1989, 25(11): 2297-2306.
- 10 J Mørk, J Mark, C P Seltzer. Carrier heating in InGaAsP laser amplifier due to two-photon absorption[J]. *Applied Physics Letter*, 1994, 64(17): 2206-2208.
- 11 A Mecozzi, J Mørk. Saturation Effects in non-degenerate four-wave mixing between short optical pulses in semiconductor laser amplifiers[J]. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 1997, 3(5): 1190-1207.

栏目编辑: 史敏