

基于半导体光放大器四波混频原理的光采样

刘茂桐 杨爱英 孙雨南

(北京理工大学信息科学技术学院光电工程系, 北京 100081)

摘要 建立了可研究强超短光脉冲放大特性且包含自由载流子吸收、受激辐射、双光子吸收、光谱烧孔和超快非线性折射效应的半导体光放大器理论模型,用以建立脉冲四波混频模型,并进一步仿真了基于半导体光放大器的光采样过程,重点讨论了自由载流子吸收、双光子吸收效应对采样特性的影响。仿真结果与实验结果相符。

关键词 非线性光学;光采样模型;速率方程;自由载流子吸收;双光子吸收;四波混频

中图分类号 O437 **文献标识码** A

Optical Sampling Based on Four-Wave Mixing Theory in Semiconductor Optical Amplifier

Liu Maotong Yang Aiying Sun Yunan

(Department of Opto-Electronic Engineering, School of Information Science and Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081)

Abstract A new theoretical model is presented to investigate the amplification of strong ultrashort optical pulses in semiconductor optical amplifiers, while taking free-carrier absorption, stimulated emission, two-photon absorption, spectral hole burning and ultrafast nonlinear refraction into account. Based on this model, the pulsed four-wave mixing model is developed to further simulate the optical sampling based on four-wave mixing theory in semiconductor optical amplifiers. The influences of free-carrier absorption and two-photon absorption on sampling characteristics are emphasized. The simulation results are in agreement with reported experimental results.

Key words nonlinear optics; optical sampling model; rate equations; free-carrier absorption; two-photon absorption; four-wave mixing

1 引 言

脉冲测量在超高速光通信、激光光谱学、光纤传感器、激光雷达等领域均有着非常重要的应用。在未来的高速(具有 160 Gb/s 或更高的速率)光时分复用系统中,应用光采样实现在线质量监测和脉冲测量将变得十分关键。到目前为止,一些满足皮秒时间分辨力的全光采样系统已经得到了论证。除了相关线性光采样技术^[1],其他光采样技术应用了非线性光学的方法,如应用非线性晶体的和频效应、光纤或半导体光放大器中的四波混频效应^[2]、半导体

中的双光子吸收效应^[3]和基于半导体光放大器的光开关等。因为半导体器件比较适合于单片集成,半导体光放大器成为了实现光采样的主要器件,且应用半导体光放大器中四波混频效应的时间分辨力仅受采样脉冲的脉宽限制。半导体光放大器中实现光采样的四波混频过程是准连续波四波混频,抽运信号和探测信号都是短光脉冲^[4]故而也称为脉冲四波混频。自由载流子吸收是在强超短脉冲参与下对半导体光放大器非线性过程有重要作用的一类带内过程,虽然在过去的十几年里,对脉冲四波混频理论已

收稿日期: 2006-12-13; 收到修改稿日期: 2007-08-06

基金项目: 教育部光通信和光波技术重点实验室(北京邮电大学)开放基金资助课题。

作者简介: 刘茂桐(1982—),女,北京人,博士研究生,主要从事非线性光学、高速光信号处理和光通信方面的研究。

E-mail: alicelau@bit.edu.cn

导师简介: 孙雨南(1946—),男,吉林人,教授,博士生导师,主要从事纤维光学、集成光学、光电子与光通信等方面的研究。E-mail: syn@bit.edu.cn

有很多研究,但是并没有出现考虑该效应的较为完整的强超短脉冲四波混频理论模型,而采用强超短脉冲抽运是提高采样效率的重要手段,这对光采样十分关键。为了提高光采样模型的精确度,以分析改进光采样技术,且为了能进一步分析如波分复用、光时分复用监测系统或光模数转换器等基于光采样模块的复杂系统,需要发展光采样理论模型。

本文首先对 Antonio Mecozzi 等^[5]和 J. M. Tang 等^[6]的模型进行了扩展,通过采用 Antonio Mecozzi 等^[5]和 H. J. S. Dorren 等^[7]的方法在模型中加入了自由载流子吸收项,并将仿真结果与其他模型和实验结果进行了比较。然后基于新的半导体光放大器模型构建了一套描述强超短脉冲四波混频的理论

模型,发展了 J. M. Tang 等^[8]的理论。最后基于新的脉冲四波混频模型对光采样过程进行了仿真。

2 半导体光放大器理论模型

2.1 模型推导

自由载流子吸收是半导体光放大器重要的带内过程,它会影响本地载流子的分布,通过与光子相互作用使带内载流子具有更高能量,特别是在透明传输点附近、增益较小或强短脉冲注入时,自由载流子吸收的影响不可忽略^[5,9]。在 H. J. S. Dorren 等^[7]之前,自由载流子吸收的影响并没有被加入到表征本地载流子浓度的速率方程中。我们修正了该方程并得到

$$\frac{\partial n_{\beta}}{\partial t} = -\frac{n_{\beta} - \bar{n}_{\beta}}{\tau_{1\beta}} - v_g g S - n_{\beta} \sigma_{\beta} v_g S, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_s} - v_g g S + \frac{\Gamma_2}{\Gamma} v_g \gamma_2 S^2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_{\beta}}{\partial t} = \left(\frac{\partial U_{\beta}}{\partial T_{\beta}} \right)_N^{-1} \left\{ \left[\frac{\sigma_{\beta} N \hbar \omega_0}{g} - E_{\beta} + \left(\frac{\partial U_{\beta}}{\partial N} \right)_{T_{\beta}} \right] v_g g S + \left[E_{2,\beta} - \left(\frac{\partial U_{\beta}}{\partial N} \right)_{T_{\beta}} \right] \frac{\Gamma_2}{\Gamma} v_g \gamma_2 S^2 \right\} - \frac{T_{\beta} - T_L}{\tau_{h,\beta}}, \quad (3)$$

$\beta = c, v$ 分别表示导带和价带。 n_{β} 为本地载流子浓度, \bar{n}_{β} 表示本地载流子浓度的准平衡值, v_g 为群速度, S 为光子浓度, N 为总载流子浓度, I 为注入电流, q 为基元电荷, V 为有源区体积, T_{β} 为有源区载流子温度, $T_L = 300$ K, 为晶格温度, U_{β} 为能量密度, $\hbar \omega_0$ 是角频率为 ω_0 的光子能量, E_{β} 和 $E_{2,\beta}$ 分别为导带和价带相应于单光子和双光子吸收过程的光跃迁能量, 其他参量定义见表 1。 g 为仅与本地载流子浓度相关的增益^[5], N_0 为光耦合区可用态密度, a_N/v_g 为增益交叉区域。

表 1 半导体光放大器模型仿真中用到的参量

Table 1 Parameters used in simulation of the semiconductor optical amplifier (SOA) model

Basic parameters of the device			
Parameters	Symbol	Value	Reference
Active volume / μm^3	$L \times w \times d$	$500 \times 1.5 \times 0.3$	[10]
Carrier-carrier scattering time / fs	$\tau_{1,c}, \tau_{1,v}$	50, 50	[11]
Carrier-phonon relaxation time / fs	$\tau_{h,c}, \tau_{h,v}$	650, 200	[11]
Carrier lifetime / ns	τ_s	0.3	[10]
Traditional confinement factor	Γ	0.3	[10]
Differential gain coefficient / m^2	a	3×10^{-20}	[10]
Free-carrier-absorption coefficient / m^2	σ_c, σ_v	$3.5 \times 10^{-22}, 0$	[11]
Coefficient of two-photon absorption / (m/W)	γ_2	3.7×10^{-10}	[10]
Nonlinear gain refractive index / (m^2/W)	n_2	-3.5×10^{-16}	[10]
Internal loss / m^{-1}	α_{int}	2×10^3	[10]
Calculated parameters			
Parameters	Symbol	Value	
Saturation energy / pJ	E_{sat}	6.6	
Nonlinear gain compression factor corresponding to stimulated emission / W^{-1}	ϵ_{SE}	0.1	
Nonlinear gain compression factor corresponding to spectral hole burning / W^{-1}	ϵ_{SHB}	0.1	
Nonlinear gain compression factor corresponding to two-photon absorption / $(\text{m}^{-1} \text{W}^{-2})$	ϵ_{TPA}	200	
Nonlinear gain compression factor corresponding to free-carrier absorption / W^{-1}	ϵ_{FCA}	0.02	
Gain cross section / m^2	a_N/v_g	5.937×10^{-19}	

由文献[5]可知

$$g(t) = g_1(N) + \frac{a_N}{v_g} \sum_{\beta} (\Delta n_{\beta} + \Delta n_{\beta,h}), \quad (4)$$

$$\Delta n_{\beta,h} = \bar{n}_{\beta} - \bar{n}_{\beta,L} = \frac{\partial \bar{n}_{\beta}}{\partial T_{\beta}} \cdot \Delta T_{\beta} = \frac{v_g}{\alpha_N} \cdot \frac{\partial g}{\partial T_{\beta}} \cdot \Delta T_{\beta}, \quad (5)$$

$\Delta n_{\beta} = n_{\beta} - \bar{n}_{\beta}$ 表示注入脉冲引起的本地载流子浓度的变化量, $\Delta n_{\beta,h}$ 表示由有源区载流子温度变化引起的本地载流子浓度准平衡值的变化量, $\bar{n}_{\beta,L}$ 为晶格温度下的本地载流子浓度准平衡值。 g_1 是与载流子浓度有关的增益, 对其引入线性近似有^[5]

$$g_1(N) = \frac{a_N}{v_g} (\bar{n}_{cL} + \bar{n}_{v,L} - N_0) = a(N - N_{tr}), \quad (6)$$

式中 a 为微分增益, N_{tr} 为透明传输时载流子浓度。载流子温度的变化可归因于受激辐射($\Delta T_{\beta,se}$)、自由载流子吸收($\Delta T_{\beta,fca}$)、双光子吸收效应($\Delta T_{\beta,tpa}$), 则有 $\Delta T_{\beta} = T_{\beta} - T_L = \Delta T_{\beta,se} + \Delta T_{\beta,fca} + \Delta T_{\beta,tpa}$ 。由(1)式~(3)式可得

$$\frac{\partial \Delta n_{\beta}}{\partial t} = -\frac{\Delta n_{\beta}}{\tau_{1,\beta}} - v_g g S - \bar{n}_{\beta} \sigma_{\beta} v_g S - \left[\frac{\partial(\bar{n}_{\beta} - \bar{n}_{\beta,L})}{\partial T_{\beta}} \cdot \frac{\partial T_{\beta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{n}_{\beta,L}}{\partial N} \cdot \frac{\partial N}{\partial t} \right], \quad (7)$$

$$\frac{\partial(N - N_{tr})}{\partial t} = -\frac{N - N_{tr}}{\tau_s} - v_g g S + \frac{1}{qV} \frac{N_{tr}}{\tau_s} + \frac{\Gamma_2}{\Gamma} v_g \gamma_2 S^2, \quad (8)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta T_{\beta,se}}{\partial t} = -\frac{\Delta T_{\beta,se}}{\tau_{h,\beta}} + K_{\beta,se} v_g g S, \\ \frac{\partial \Delta T_{\beta,fca}}{\partial t} = -\frac{\Delta T_{\beta,fca}}{\tau_{h,\beta}} + K_{\beta,fca} v_g a N S, \\ \frac{\partial \Delta T_{\beta,tpa}}{\partial t} = -\frac{\Delta T_{\beta,tpa}}{\tau_{h,\beta}} + K_{\beta,tpa} \frac{\Gamma_2}{\Gamma} \gamma_2 v_g S^2, \end{cases} \quad (9)$$

其中

$$K_{\beta,se} = \left(\frac{\partial U_{\beta}}{\partial T_{\beta}} \right)_N^{-1} \left[\left(\frac{\partial U_{\beta}}{\partial N} \right)_{T_{\beta}} - E_{\beta} \right], \quad K_{\beta,tpa} = \left(\frac{\partial U_{\beta}}{\partial T_{\beta}} \right)_N^{-1} \left[E_{2,\beta} - \left(\frac{\partial U_{\beta}}{\partial N} \right)_{T_{\beta}} \right], \quad K_{\beta,fca} = \left(\frac{\partial U_{\beta}}{\partial T_{\beta}} \right)_N^{-1} \frac{\sigma_{\beta} \hbar \omega_0}{a}, \quad (10)$$

为了简化公式, 对(7)式进行了近似处理, 即取 $n_{\beta} \approx \bar{n}_{\beta}$ 。对(5)式做关于时间的偏微分并忽略高阶微分则有

$\frac{\partial \Delta n_{\beta,h}}{\partial t} = \frac{v_g}{a_N} \cdot \frac{\partial g}{\partial T_{\beta}} \cdot \frac{\partial \Delta T_{\beta}}{\partial t} = \frac{v_g}{a_N} \cdot \frac{\partial g}{\partial T_{\beta}} \cdot \left(\frac{\partial \Delta T_{\beta,se}}{\partial t} + \frac{\partial \Delta T_{\beta,fca}}{\partial t} + \frac{\partial \Delta T_{\beta,tpa}}{\partial t} \right)$, 将(9)式代入可得到

$$\frac{\partial \Delta n_{\beta,h}}{\partial t} = -\frac{\Delta n_{\beta,h}}{\tau_{h,\beta}} - \frac{v_g}{a_N} \frac{\epsilon_{se,\beta}}{\tau_{h,\beta}} g S - \frac{v_g}{a_N} \frac{\epsilon_{fca,\beta}}{\tau_{h,\beta}} (g_1 + a N_{tr}) S - \frac{v_g}{a_N} \frac{\epsilon_{tpa,\beta}}{\tau_{h,\beta}} S^2, \quad (11)$$

其中 $\epsilon_{se,\beta} = -v_g K_{\beta,se} \tau_{h,\beta} \frac{\partial g}{\partial T_{\beta}}$, $\epsilon_{fca,\beta} = -v_g K_{\beta,fca} \tau_{h,\beta} \frac{\partial g}{\partial T_{\beta}}$, $\epsilon_{tpa,\beta} = -\frac{\Gamma_2}{\Gamma} v_g \gamma_2 K_{\beta,tpa} \tau_{h,\beta} \frac{\partial g}{\partial T_{\beta}}$ 。将(7)写成

$$\frac{\partial \Delta n_{\beta}}{\partial t} = -\frac{\Delta n_{\beta}}{\tau_{1,\beta}} - \frac{v_g}{a_N} \frac{\epsilon_{shb,\beta}}{\tau_{1,\beta}} g S - \bar{n}_{\beta} \sigma_{\beta} v_g S - \left[\frac{\partial \Delta n_{\beta,h}}{\partial t} + y_{\beta} a \frac{v_g}{a_N} \frac{\partial(N - N_{tr})}{\partial t} \right], \quad (12)$$

其中^[5] $\epsilon_{shb,\beta} = a_N \tau_{1,\beta}$, $y_{\beta} = \frac{a_N}{a v_g} \frac{\partial \bar{n}_{\beta,L}}{\partial N}$, 且由文献[5]可知 $\sum_{\beta} y_{\beta} = 1$ 。因为有^[5] $\Delta g_{\beta} = \frac{a_N}{v_g} \Delta n_{\beta}$, $\Delta g_{\beta,h} = \frac{a_N}{v_g} \Delta n_{\beta,h}$ 。

则(4)式可写成

$$g(t) = g_1(N) + \sum_{\beta} (\Delta g_{\beta} + \Delta g_{\beta,h}), \quad (13)$$

由(8)式、(11)式和(12)式得

$$\frac{\partial g_1}{\partial t} = -\frac{g_1}{\tau_s} - v_g a g S + v_g a \frac{\Gamma_2}{\Gamma} \gamma_2 S \frac{a(N_{st} - N_{tr})}{\tau_s}, \quad (14a)$$

$$\frac{\partial \Delta g_{\beta,h}}{\partial t} = -\frac{\Delta g_{\beta,h}}{\tau_{h,\beta}} - \frac{\epsilon_{se,\beta}}{\tau_{h,\beta}} g S - \frac{\epsilon_{fca,\beta}}{\tau_{h,\beta}} (g_1 + a N_{tr}) S - \frac{\epsilon_{tpa,\beta}}{\tau_{h,\beta}} S^2, \quad (14b)$$

$$\frac{\partial \Delta g_{\beta}}{\partial t} = -\frac{\Delta g_{\beta}}{\tau_{1,\beta}} - \frac{\epsilon_{shb,\beta}}{\tau_{1,\beta}} g S - a_N \bar{n}_{\beta} \sigma_{\beta} S - \left(\frac{\partial \Delta g_{\beta,h}}{\partial t} + y_{\beta} \frac{\partial g_1}{\partial t} \right), \quad (14c)$$

N_{st} 为未注入光脉冲前载流子浓度的非饱和值, 定义为 $N_{st} = I\tau_s/(qV)^{[5]}$ 。当注入脉冲宽度远大于 $\tau_{1,\beta}$ 和 $\tau_{h,\beta}$ 时, 可略去(14b) 式、(14c) 式中的时间微分项^[5], 得到 $\Delta g_{\beta} = -\epsilon_{shb,\beta}gS - aN\tau_{1,\beta}\sigma_{\beta}\bar{n}_{\beta}S$, $\Delta g_{\beta,h} = -\epsilon_{se,\beta}gS - \epsilon_{fca,\beta}S(g_l + aN_{tr}) - \epsilon_{tpa,\beta}S^2$, 代入(13)式得

$$g(t) = \frac{g_l(N)(1 - \epsilon_{fca}S) - \epsilon_{fca}aN_{tr}S - aN\tau_{1,c}\sigma_c\bar{n}_cS - \epsilon_{tpa}S^2}{1 + (\epsilon_{shb} + \epsilon_{se})S}, \quad (15)$$

一般可取 $\sigma_v = 0^{[12]}$ 。其中 $\epsilon_{fca} = \sum_{\beta} \epsilon_{fca,\beta} \circ \epsilon_{tpa} = \sum_{\beta} \epsilon_{tpa,\beta}$, $\epsilon_{shb} = \sum_{\beta} \epsilon_{shb,\beta}$, $\epsilon_{se} = \sum_{\beta} \epsilon_{se,\beta}$ 采用与文献[6, 13] 相似的方法, 且令 $G = \Gamma g_l$, $\tau = t - z/v_g$, 可得

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} = & \frac{1}{2} \frac{G(1 - \epsilon_{FCA}P/\Gamma) - \Gamma a_N \bar{n}_c \gamma P - \epsilon_{FCA} a N_{tr} P - \epsilon_{TPA} P^2}{1 + (\epsilon_{SE} + \epsilon_{SHB})P} A + \\ & \frac{i}{2} \left[\alpha_N G - \alpha_{Tc} \frac{GP(\epsilon_{SE} + \epsilon_{SHB}) + \Gamma a_N \bar{n}_c \gamma P + \epsilon_{FCA} P(aN_{tr} + G/\Gamma) + \epsilon_{TPA} P^2}{1 + (\epsilon_{SE} + \epsilon_{SHB})P} \right] A - \\ & \left(\Gamma_2 \gamma_2 + i\Gamma'_2 \frac{\omega_0}{c} n_2 \right) \frac{1}{\sigma} PA - \frac{1}{2} \alpha_{int} A, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \tau} = \frac{G_0 - G}{\tau_s} - \frac{P}{E_{sat}} \frac{G(1 - \epsilon_{FCA}P/\Gamma) - \Gamma a_N \bar{n}_c \gamma P - \epsilon_{FCA} a N_{tr} P - \epsilon_{TPA} P^2}{1 + (\epsilon_{SE} + \epsilon_{SHB})P} + \frac{a\Gamma_2 \gamma_2}{\hbar\omega_0 \sigma^2} P^2, \quad (17)$$

$A(z, \tau)$ 是光脉冲的慢变包络, G_0 为小信号增益 [$G_0 = \Gamma a \tau_s (I - I_0)/(qV)$, I_0 为透明传输电流], σ 为模场交叉区域 [$\sigma = w \times d/\Gamma$] 且有

$$\begin{aligned} P &= |A|^2, & \epsilon_{SE} &= \frac{\epsilon_{se}}{\hbar\omega_0 \sigma v_g}, \\ \epsilon_{SHB} &= \frac{\epsilon_{shb}}{\hbar\omega_0 \sigma v_g}, & \gamma &= \frac{\tau_{1,c} \sigma_c}{\hbar\omega_0 \sigma v_g}, \\ \epsilon_{FCA} &= \frac{\Gamma \epsilon_{fca}}{\hbar\omega_0 \sigma v_g}, & \epsilon_{TPA} &= \frac{\Gamma \epsilon_{tpa}}{(\hbar\omega_0 \sigma v_g)^2}, \\ S &= \frac{|A|^2}{\hbar\omega_0 \sigma v_g}. \end{aligned}$$

其他参量定义见表 2。应用以上方法推导的方程可适用于脉宽最小为 1 ps 的注入光脉冲^[6], 采用具有这一脉宽的抽运信号已可对 160 Gb/s 的光信号进行采样, 因此本文主要讨论注入脉宽为 1 ps 的光信

号的传输和采样特性。以上模型忽略了群速度色散效应, 因为在脉宽在皮秒范围, 半导体光放大器长度在几百微米的情况下, 不论是对单脉冲传输还是对四波混频过程的讨论, 该近似都是有效的^[8, 13]。为了能够深入说明自由载流子吸收过程对半导体光放大器性能的影响, 我们将以上推导获得的模型设定为模型 1, 并将其与如下两个采用类似推导方法的模型进行比较: 模型 2 为

$$g(t) = \frac{g_l(N) - \epsilon_{fca} a N_{st} S - \epsilon_{tpa} S^2}{1 + (\epsilon_{shb} + \epsilon_{se})S},$$

(采用 Antonio Mecozzi 等^[5]的方法推导加入自由载流子吸收效应); 模型 3 为

$$g(t) = \frac{g_l(N) - \epsilon_{tpa} S^2}{1 + (\epsilon_{shb} + \epsilon_{se})S},$$

(由 J. M. Tang 等^[6]提出)。

表 2 仿真拟合参量表

Table 2 Fitting parameters used in simulation

Fitting parameters	Symbol	Model 1	Model 2	Model 3
Confinement factor for two-photon absorption	Γ_2	0.1	0.38	0.5
Confinement factor for nonlinear refraction	Γ'_2	0.08	0.2	0.4
Traditional linewidth enhancement factor	α_N	4.2	4.7	5
Temperature linewidth enhancement factor	α_T	2.2	2.6	3

2.2 数值仿真

应用分步傅里叶算法对 1.55 μm $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ ($x=0.443, y=0.95^{[14]}$) 材料的半导体光放大器进行了数值仿真实验, 仿真参量见表 1。

为了能够将仿真结果与文献[10]进行比较, 部分器件基本参量直接取自文献[10]。表 2 中列出的

参量作为调整参量实现仿真结果与已报道结果的拟合。本文采用近似算法计算准费米能级的值以进一步求解 $\bar{n}_c^{[15]}$, \bar{n}_c 的表达式见文献[7]。求解过程中所用的参量参见文献[16]。

2.3 半导体光放大器脉冲传输特性仿真结果及讨论
应用如表 2 所示的拟合参量, 对以上三个模型

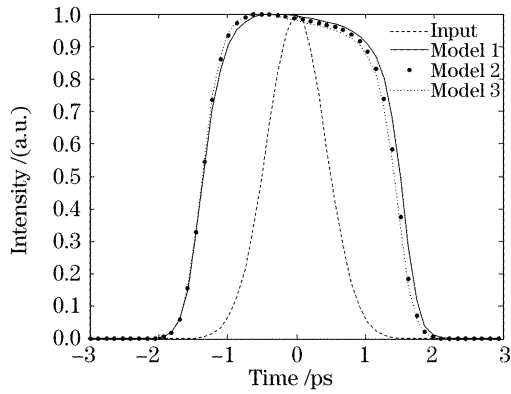


图 1 1 ps, 30 pJ 高斯脉冲输出波形

Fig. 1 Output pulse waveform for input 1 ps Gaussian pulse with energy of 30 pJ

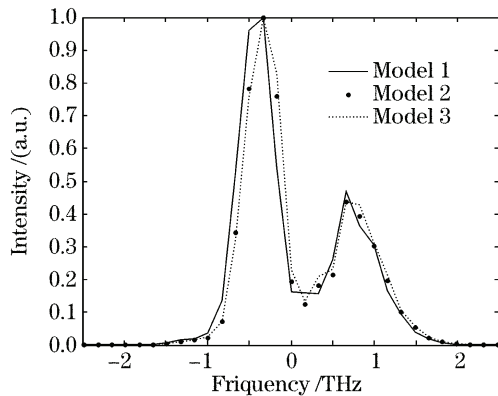


图 2 1 ps, 30 pJ 高斯脉冲输出归一化频谱

Fig. 2 Normalized spectra of 1 ps, 30 pJ input Gaussian pulse

进行了光脉冲时间传输特性和频谱特性的仿真,分别如图 1 和图 2 所示。注入光脉冲为脉宽 1 ps, 能量 30 pJ 的高斯脉冲, 半导体光放大器小信号增益 22 dB。由图 1 可以看到, 在选取了不同拟合参数的情况下, 三个模型对强短光脉冲传输特性和频谱特性的仿真结果基本吻合, 且该结果与文献[10, 17~19]的结论相符。

由图 2 可以看到, 输出脉冲频谱出现了多峰结构和主谱峰红移。当强短脉冲注入半导体光放大器时, 半导体光放大器出现了增益饱和, 脉冲前沿增益比后沿大, 增益的改变伴随着折射系数的变化, 从而引起了脉冲的自相位调制 (SPM), 这一效应使超短脉冲在非线性介质中传输时产生了频谱的变化, 且该过程是与注入光脉冲宽度相关的^[19], 红移的主谱峰主要是由伴随载流子消耗 (响应时间几百皮秒) 的自相位调制引起的, 蓝移的谱峰主要是由伴随载流子加热过程 (响应时间小于 1 ps) 的自相位调制引起的, 对具有更窄脉宽更高强度的注入光脉冲, 频谱的多峰结构会越加明显。模型中 α_N 和 α_{T_c} 的取值均在

文献[20]报道的范围内。从表 2 可以看出, 由于考虑了自由载流子吸收效应的增益压缩作用, 模型 1 的 Γ_2 值明显减小。相对于模型 3, 模型 1 和 2 的与频谱特性有关的因子 Γ'_2 、 α_N 和 α_{T_c} 也有明显减小, 这是由于考虑了自由载流子吸收效应对频谱具有展宽作用的结果。应用模型 1, 在透明传输条件下, 光脉冲的传输特性曲线如图 3 所示, 1 ps 注入脉冲的仿真结果与文献[18]相符, 可以看到由于自由载流子吸收过程的增益压缩作用, 半导体光放大器对光脉冲的放大作用有所降低^[9], 且该过程对小增益的情况作用增强^[5]。

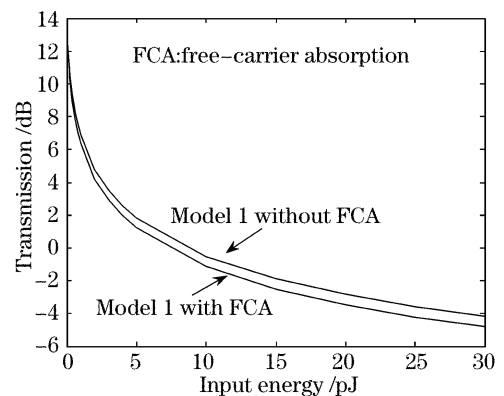


图 3 工作于透明电流下的半导体光放大器传输特性曲线

Fig. 3 Transmission characteristics of the semiconductor optical amplifier at transparency current

至此我们建立了半导体光放大器的完整理论模型, 应用该模型可对强超短脉冲的光传输特性进行较好的分析。为了获得较高的四波混频转换效率, 抽运脉冲需要具有窄脉宽和较高的注入能量, 下面将基于该模型对半导体光放大器中应用较强短抽运光实现光采样功能的四波混频理论进行深入的分析。

3 准连续波四波混频理论模型

3.1 模型的建立

自由载流子吸收过程能够引起动态的增益和折射率光栅, 进而在抽运光和探测光注入半导体光放大器时参与四波混频过程^[21], 因此有必要在四波混频理论模型中加入该过程的讨论。当两束光以相同的偏振态沿半导体光放大器的主轴注入时可获得最大的四波混频转换效率^[22], 因此在该注入光条件下进行下面的推导。总的场 $A(z, \tau)$ 可分解成分别对应频率 ω_0 的抽运光、频率 ω_1 的信号光和频率 ω_2 的混频光的三个部分^[8], 定义频率失谐量为 $\Omega = \omega_1 -$

ω_0 , 采用文献[8]的方法可推导得到

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_0}{\partial z} = & \frac{1}{2} \frac{G_0(1 - \epsilon_{\text{FCA}} P_0 / \Gamma) - \Gamma a_N \bar{n}_c \gamma P_0 - \epsilon_{\text{FCA}} a_0 N_{\text{tr}} P_0 - \epsilon_{\text{TPA}} P_0^2}{1 + (\epsilon_{\text{SE}} + \epsilon_{\text{SHB}}) P_0} A_0 + \\ & \frac{i}{2} \left[\alpha_N G_0 - \alpha_{T_c} \frac{G_0(\epsilon_{\text{SE}} + \epsilon_{\text{SHB}}) P_0 + \Gamma a_N \bar{n}_c \gamma P_0 + \epsilon_{\text{FCA}} P_0 (a_0 N_{\text{tr}} + G_0 / \Gamma) + \epsilon_{\text{TPA}} P_0^2}{1 + (\epsilon_{\text{SE}} + \epsilon_{\text{SHB}}) P_0} \right] A_0 - \\ & \left(\Gamma_2 \gamma_2 + i \Gamma'_2 \frac{\omega_0}{c} n_2 \right) \frac{1}{\sigma} P_0 A_0 - \frac{1}{2} \alpha_{\text{int}} A_0, \end{aligned} \quad (18a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_n}{\partial z} = & \frac{1}{2} \frac{G_n(1 - \epsilon_{\text{FCA}} P_0 / \Gamma) - \Gamma a_N \bar{n}_c \gamma P_0 - \epsilon_{\text{FCA}} a_0 N_{\text{tr}} P_0 - \epsilon_{\text{TPA}} P_0^2}{1 + (\epsilon_{\text{SE}} + \epsilon_{\text{SHB}}) P_0} A_n + \\ & \frac{i}{2} \left[\alpha_N G_n - \alpha_{T_c} \frac{G_n(\epsilon_{\text{SE}} + \epsilon_{\text{SHB}}) P_0 + \Gamma a_N \bar{n}_c \gamma P_0 + \epsilon_{\text{FCA}} P_0 (a_0 N_{\text{tr}} + G_n / \Gamma) + \epsilon_{\text{TPA}} P_0^2}{1 + (\epsilon_{\text{SE}} + \epsilon_{\text{SHB}}) P_0} \right] A_n - \\ & \left(\Gamma_2 \gamma_2 + i \Gamma'_2 \frac{\omega_n}{c} n_2 \right) \frac{1}{\sigma} (2P_0 A_n + A_0^2 A_{3-n}^*) - \frac{1}{2} \eta_{n0} P_0 A_n - \frac{1}{2} \eta_{0,3-n} A_0^2 A_{3-n}^* - \frac{1}{2} \alpha_{\text{int}} A_n, \end{aligned} \quad (18b)$$

其中 $n = 1, 2$, 增益 G_j 的表达式为

$$\frac{\partial G_j}{\partial \tau} = \frac{G_{0j} - G_j}{\tau_s} - \frac{P_0}{E_{\text{sat},j}} \frac{G_j(1 - \epsilon_{\text{FCA}} P_0 / \Gamma) - \Gamma a_N \bar{n}_c \gamma P_0 - \epsilon_{\text{FCA}} a_0 N_{\text{tr}} P_0 - \epsilon_{\text{TPA}} P_0^2}{1 + (\epsilon_{\text{SE}} + \epsilon_{\text{SHB}}) P_0} + \frac{a_j \Gamma_2 \gamma_2 P_0^2}{\hbar \omega_j \sigma^2}, \quad (19)$$

其中 $j = 0, 1, 2$, $E_{\text{sat},j}$, $G_{0j}(\lambda_j)$, $a_j(\lambda_j)$ 的定义参见文献[8]。 $\eta_{jj'}$ ($j \neq j'$, $j, j' = 0, 1, 2$) 为耦合系数, 它是一个与载流子加热过程(包括自由载流子吸收、受激辐射)、光谱烧孔和载流子密度脉动(CDP)相关的量。需要指出的是, 由于与双光子吸收过程相关的耦合关系已经包含于公式中, 故在耦合系数中没有体现。与受激辐射、光谱烧孔、载流子密度脉动过程相关的耦合系数表达式参见文献[8], 将其中的增益项用本文(15)式替代。耦合系数及与自由载流子吸收过程相关的耦合系数表达式为:

$$\eta_{jj'} = \eta_{jj'}^{\text{FCA}} + \eta_{jj'}^{\text{SE}} + \eta_{jj'}^{\text{SHB}} + \eta_{jj'}^{\text{CDP}}, \quad \eta_{jj'}^{\text{FCA}} = \frac{a_j \epsilon_{\text{FCA}} (1 + i a \tau_c)}{[-i(\omega_j - \omega_{j'}) \tau_{\text{h.c}} + 1][-i(\omega_j - \omega_{j'}) \tau_{\text{l.c}} + 1]}.$$

与光谱烧孔相关的线宽提高因子 α_{SHB} 的取值范围一般在 $0 \sim 0.7^{[20]}$ 。

3.2 仿真结果与讨论

为了研究自由载流子吸收过程对混频信号的影响我们在抽运光 1 ps、5 pJ, 探测光(信号光) 1 ps、0.1 pJ, 频率失谐量 $\Omega/2\pi = -1$ THz, 两信号无时间延迟的条件下对四波混频过程进行了仿真, 如图 4 所示。对于强抽运光, 波形前沿变陡, 抽运峰值向前沿移动了 0.15 ps, 这是由于增益饱和使脉冲前沿增益比后沿增益大, 特别是对窄脉冲而言, 这一效应更

加明显。信号峰值向前沿移动了 0.03 ps, 较抽运光移动的量小, 这是由于增益在高频处强饱和的缘故^[23]。由于抽运光和信号光峰值的移动, 混频光峰值也向前沿移动了 0.6 ps。通过对比可以看到, 由于自由载流子吸收效应的存在, 混频信号的变形比较明显。抽运光明显的展宽是由双光子吸收效应造成的^[24]。在不同的频率失谐量下我们对四波混频的转换效率进行了仿真, 如图 5 所示。可以明显看出, 负频率失谐的情况下较之正频率失谐可以获得更大的转换效率, 且小的失谐量可以获得高的转换

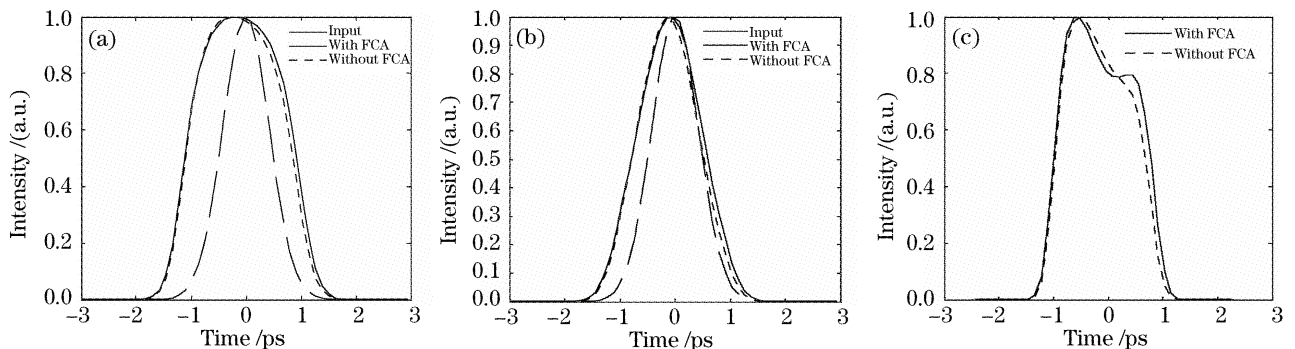


图 4 四波混频过程输出波形

Fig. 4 Output pulse waveform of four-wave-mixing (FWM) process

效率,该结论与文献[25,26]相符。注意到在正频率失谐端转换效率有一个拐点,该现象缘于非线性增益过程对载流子调制的抵消作用^[11,21]。还可以看到自由载流子吸收效应会导致转换效率的下降。

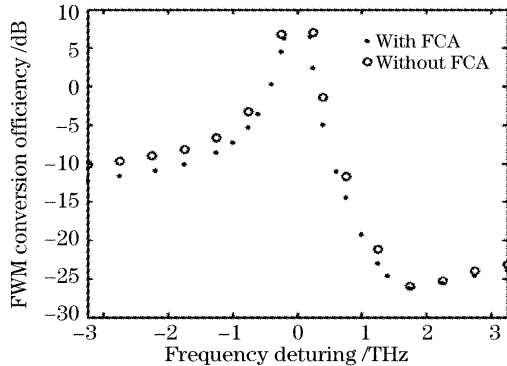


图5 四波混频转换效率与抽运光、信号光频率失谐量关系曲线

Fig. 5 Four-wave mixing conversion efficiency versus frequency detuning between pump and probe

4 光采样

基于光采样原理^[2]和脉冲四波混频理论,我们实现了半导体光放大器光采样过程的仿真,该过程可应用于光网络监测和微弱超快信号的采集。仿真采用 1 ps、5 pJ 的抽运光实现了对 5 ps、0.1 pJ 高斯脉冲的采样,频率失谐量为 -1 THz,采样结果如图 6 所示,采样点选取混频光的峰值。相应的转换效率如图 7 所示。该结果与文献[27]的仿真结果和文献[28]的实验结果不同,混频输出的最大峰值功率(亦是最大转换效率)出现在了正时延端。对于强短脉冲抽运光,如图 4 所示,与文献[27]所述情况不同,由于双光子吸收效应的影响,抽运光有了明显展宽,脉冲前沿和后沿的强度差异变小了,且由于抽运脉宽很窄,虽然抽运光很强,会使半导体光放大器迅速饱和,但增益恢复也比宽脉冲快,因此不论是在正时延还是在负时延下,抽运光的增益饱和作用对采

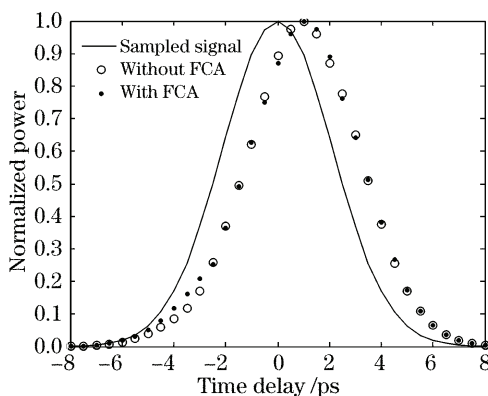


图6 基于半导体光放大器中四波混频效应的光采样结果
Fig. 6 Optical sampling result based on FWM effect of SOA

样的影响差别不大。而对于信号光,在仿真所采用的脉宽和能量水平下,已可使半导体光放大器出现明显饱和,在较小正时延时,半导体光放大器的增益会略大于两脉冲完全重合的情况,且此时抽运光后沿强度并没有下降很多,因而会出现采样峰值向正时延方偏移的情况,这也就解释了文献[29]结果中出现正时延的原因。从图 6 还可看到,在抽运光相对信号光的负延迟增加时,此时半导体光放大器的增益处于最低水平,自由载流子吸收对采样波形的影响最为明显,自由载流子吸收效应在小增益的情况下作用增强^[5]。由图 7 可以看到,不考虑自由载流子吸收效应会高估四波混频采样效率。

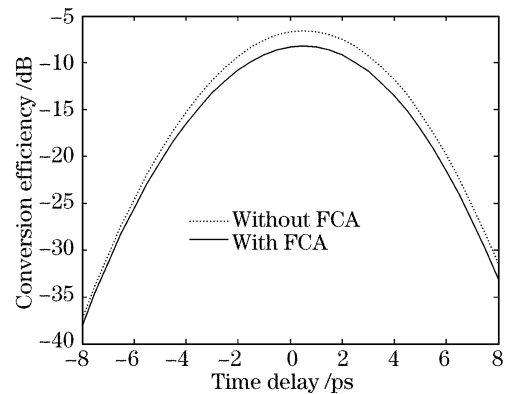


图7 光采样四波混频过程转换效率

Fig. 7 Conversion efficiency of FWM in optical sampling

5 结 论

本文构建了一套新的半导体光放大器理论模型和准连续波四波混频模型,重点讨论了半导体光放大器中微观过程对强超短脉冲光的传输和采样性能的影响,通过相关的实验结果验证了模型的合理性,并实现了光采样过程的仿真。本文构建的半导体光放大器强超短脉冲四波混频光采样模型对光采样在下一代网络监测和光脉冲测量上的应用讨论具有重要意义。

参 考 文 献

- 1 Christophe Dorrer. Monitoring of optical signals from constellation diagrams measured with linear optical sampling[J]. *J. Lightw. Technol.*, 2006, **24**(1): 313~321
- 2 Mathias Westlund, Peter A. ANDrekson, Henrik Sunnerud *et al.*. High-performance optical-fiber-nonlinearity-based optical waveform monitoring[J]. *J. lightw. Technol.*, 2005, **23**(6): 2012~2022
- 3 P. J. Maguire, L. P. Barry, T. Krug. Highly-efficient optical sampling based on two-photon absorption in a semiconductor micro-cavity device [C]. *Proce. CLEO. USA; IEEE*, 2005. 1112~1114
- 4 Chongjin Xie, Peida Ye. Efficiency and noise performance analysis of four-wave mixing between short optical pulses in semiconductor optical amplifiers[J]. *Opt. Commun.*, 1999, **164**:

- 211~217
- 5 Antonio Mecozzi, Jesper Mørk. Saturation effects in nondegenerate four-wave mixing between short optical pulses in semiconductor laser amplifiers[J]. *IEEE J. Sel. Tops. Quant. Electron.*, 1997, **3**(5): 1190~1207
 - 6 J. M. Tang, K. A. Shore. Strong picosecond optical pulse propagation in semiconductor optical amplifiers at transparency [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1998, **34**(7): 1263~1269
 - 7 H. J. S. Dorren, Xuelin Yang, Arvind K. Mishra *et al.*. All-optical logic based on ultrafast gain and index dynamics in a semiconductor optical amplifier[J]. *IEEE J. Sel. Tops. Quant. Electron.*, 2004, **10**(5): 1079~1092
 - 8 J. M. Tang, K. A. Shore. Characteristics of optical phase conjugation of picosecond pulses in semiconductor optical amplifiers[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1999, **35**(7): 1032~1040
 - 9 K. L. Hall, G. Lenz, A. M. Darwish *et al.*. Subpicosecond gain and index nonlinearities in InGaAsP diode lasers[J]. *Opt. Commun.*, 1994, **111**: 589~612
 - 10 J. M. Tang, K. A. Shore. Amplification of strong picosecond optical pulses in semiconductor optical amplifiers[J]. *IEE Proc. Optoelectron.*, 1999, **146**(1): 45~50
 - 11 A. Uskov, J. Mørk, J. Mark. Wave mixing in semiconductor laser amplifiers due to carrier heating and spectral-hole burning [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1994, **30**(8): 1769~1781
 - 12 J. Mørk, A. Mecozzi. Subpicosecond gain dynamics in InGaAsP optical amplifiers; experiment and theory [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, **61**(19): 2281~2283
 - 13 M. Y. Hong, Y. H. Chang, A. Dienes *et al.*. Femtosecond self- and cross-phase modulation in semiconductor laser amplifiers [J]. *IEEE J. Sel. Tops. Quant. Electron.*, 1996, **2**(3): 523~539
 - 14 G. P. Agrawal, N. K. Dutta. *Long-Wavelength Semiconductor Lasers* [M]. New York: Van Nostrand Reinhold, 1986. 149
 - 15 W. B. Joyce, R. W. Dixon. Analytic approximations for the Fermi energy of an ideal Fermi gas[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **31**(5): 354~356
 - 16 A. Uskov, J. Mørk, J. Mark. Theory of short-pulse gain saturation in semiconductor laser amplifiers[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1992, **4**(5): 443~446
 - 17 Aisling M. Clarke, Michael J. Connelly, Prince M. Anandarajah *et al.*. Characterisation of picosecond pulses propagating through a semiconductor optical amplifier using frequency resolved optical gating[C]. *Proc. SPIE*, 2005, **5825**: 348~355
 - 18 R. S. Grant, W. Sibbett. Observation of ultrafast nonlinear refraction in an InGaAsP optical amplifier[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **58**(11): 1119~1121
 - 19 P. J. Delfyett, Y. Silberberg. Hot-carrier thermalization induced self-phase modulation in semiconductor traveling wave amplifiers [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **59**(1): 10~12
 - 20 A. D'Ottavi, François Girardin, L. Graziani *et al.*. Four-wave mixing in semiconductor optical amplifiers: a practical tool for wavelength conversion [J]. *IEEE J. Sel. Tops. Quant. Electron.*, 1997, **3**(2): 522~528
 - 21 Kazuro Kikuchi, Motoki Kakui, Chung-En Zah *et al.*. Observation of highly nondegenerate four-wave mixing in 1.5 μm traveling-wave semiconductor optical amplifiers and estimation of nonlinear gain coefficient[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, **28**(1): 151~156
 - 22 Maotong Liu, Aiyang Yang, Yu-nan Sun. Analysis of the influences of polarization-dependent nonlinear gain and nonlinear polarization rotation on optical sampling in semiconductor optical amplifier [C]. *Proc. AOE. USA: IEEE*, Shanghai, China, 2006. 160~164
 - 23 Narottam Kumar Das, Yasuhiro Yamayoshi, Hitoshi Kawaguchi. Analysis of basic four-wave mixing characteristics in a semiconductor optical amplifier by the finite-difference beam propagation method[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 2000, **36**(10): 1184~1192
 - 24 Y.-H. Kao, I. V. Goltser, M. Jiang *et al.*. Gain dispersion induced subpicosecond pulse breakup in a fiber and semiconductor laser amplifier combined system[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1996, **69**(27): 4221~4223
 - 25 J. Mørk, A. Mecozzi. Theory of nondegenerate four-wave mixing between pulses in a semiconductor waveguide[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1997, **33**(4): 545~555
 - 26 Igor Koltchanov, Stefan Kindt, Klaus Petermann *et al.*. Gain dispersion and saturation effects in Four-wave mixing in semiconductor laser amplifier[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1996, **32**(4): 712~720
 - 27 M. Shtaif, G. Eisenstein. Analytical solution of wave mixing between short optical pulses in a semiconductor optical amplifier [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, **66**(12): 1458~1460
 - 28 P. Borri, W. Langbein, J. Mørk *et al.*. Heterodyne pump-probe and four-wave mixing in semiconductor optical amplifiers using balanced lock-in detection[J]. *Opt. Commun.*, 1999, **169**: 317~324
 - 29 Narottam Kumar Das, Nemaï Chandra Karmakar, Yasuhiro Yamayoshi *et al.*. Four-wave mixing characteristics with optimum time-delay between pump-probe pulses in semiconductor optical amplifiers [C]. *ICECE, USA: IEEE*, Dhaka, Bangladesh, 2006. 37~40