

半导体光放大器亚皮秒量级超快动态特性的研究^{*}

蒋 中 张新亮[†] 黄德修

(华中科技大学武汉光电国家实验室(筹)和光电子科学与工程学院 武汉 430074)

(2006 年 1 月 19 日收到 2006 年 3 月 9 日收到修改稿)

通过考虑脉冲频谱的增益色散,提出了一个分析亚皮秒光脉冲在半导体光放大器(SOA)中传输的新思路.分别对超快光脉冲在时域和频域内进行离散化,建立了一个更为合理的传输数值模型.基于该模型,观察到了脉冲频谱的明显漂移,并探讨了漂移量与脉冲载波波长、脉冲能量、脉冲宽度、SOA 长度和注入电流等外部条件之间的关系,从理论上解释了文献没有证实的实验结果.同时,基于交叉增益调制原理,利用双光束结构,描述了载流子加热、光谱烧孔效应和双光子吸收等非线性效应引起的增益压缩.理论分析的结果为改善 SOA 的动态特性提供了指导.

关键词:半导体光放大器,超快非线性效应,增益色散性

PACC: 4280S, 4280W, 7865H

1. 引 言

半导体光放大器(SOA)凭借其显著的非线性效应已经广泛地应用于光信号处理的系统中.目前有相当多的文献利用 SOA 交叉增益调制(XGM)、交叉相位调制(XPM)和四波混频(FWM)等机理实现了多种光网络功能,如全光波长转换、光逻辑门、时分复用/解复用、光缓存等^[1-3].理论上,利用 SOA-XGM 机理,人们已经建立了一些较为成熟的数值模型^[4-8],并清晰地描述了 SOA 有源区内光子与载流子的相互作用.其中增益恢复时间(100—500ps)是限制光信号处理速率的最重要的因素.严格地说,SOA 增益的恢复包含了两个部分,首先在一个很短的时间段内($< 10\text{ps}$),由于载流子互散射、载流子-光子和光子-光子作用引起的能量交换,表现出载流子加热(CH)、光谱烧孔(SHB)、双光子吸收(TPA)等超快非线性效应;第二个时间段在 10ps — 1ns 量级,这对应于在偏置电流和受激吸收作用下载流子的缓慢恢复过程^[9].第二个恢复过程已经在全光信号处理的理论和实验研究中应用得相当多,也已被广泛理解和接受.而前者只有在光信号脉冲宽度达到亚皮秒级并且脉冲能量较高(达到 pJ 量级)时才会表现得非常明显,因此尚未得到足够的关注.

随着光通信速率的要求越来越高,传输信号特别是时钟信号脉冲的宽度将很快接近 ps 量级甚至更窄,超快非线性效应也将成为信号处理中不可忽略的因素.一些文献已经通过理论或实验研究了 SOA 对亚皮秒宽度光脉冲的响应,对超快非线性效应进行了分析和论证^[9-19],但遗憾的是,他们都忽略了增益谱色散的影响.文献[9]采用独立的超短抽运脉冲和连续探测光源,从实验上很好地描述了超短光脉冲的传输和 XGM 效应,但无法作出严格的理论解释.本文以 Mecozzi 和 Mørk 推导得到的一系列增益动态微分方程组为基础,充分考虑脉冲频谱和增益色散性的影响,采用复杂的分段算法,建立了超短光脉冲在 SOA 中传输和引起 XGM 效应的新的理论模型,很好地解释了文献[9]中的脉冲频谱漂移和增益快速恢复等实验现象.

2. 超快非线性效应

SOA 对超短光脉冲的响应,已报道的理论和实验结果已经证实了光脉冲的传输过程经历了有源介质中载流子浓度脉动、载流子加热、光谱烧孔和双光子吸收等非线性效应的作用^[1,9,13,18,19].载流子在与光子相互作用时,受激辐射和自发辐射消耗了能带边缘的载流子数目,由于能带边缘的载流子的温度

^{*} 国家自然科学基金(批准号:60407001)和教育部新世纪优秀人才计划(批准号:NCET-04-0715)资助的课题.

[†] 通信联系人. E-mail: xlzhang@mail.hust.edu.cn

要低于平均温度,因而剩余载流子的平均温度会升高,并高于晶格温度,这就是载流子加热状态.在加热状态下,费米能级向高能级偏移,增益随之压缩.随后,载流子通过载流子-光子散射从加热状态弛豫至晶格温度状态,这个过程需要 0.5—1ps 的时间.光谱烧孔效应则是由受激辐射所引起的在增益谱中的凹陷现象.由于特定能级的电子空穴发生复合,使得能带中该能级处的载流子浓度降低,从而使得对应波长处的增益下降.这是一种非稳定状态,随后载流子将发生互散射去填补光谱烧孔以形成准费米平衡分布,载流子互散射时间在 50—100fs 量级.而在双光子吸收过程中,两个光子同时被吸收,产生一个高能电子.这一方面消耗了输入光子,另一方面也使导带的自由电子增多,从而导致载流子的温度升高,总体降低了脉冲经历的增益.由于需要两个光子同时作用,所以产生的影响只有在注入光的瞬时光功率很强时才会显得很突出,而与波长关系不大.

当脉宽大于 10ps 的脉冲注入时,整个脉冲包络相对于响应时间低于 1ps 的带内动态恢复过程可以认为是准连续光,由带间跃迁引起的载流子脉动占主导作用,而当脉冲的宽度处于皮秒或亚皮秒量级时,脉冲包络的持续时间与带内弛豫时间相当,各种超快非线性的影响将变得非常显著.因此,对载流子所有这些行为进行系统地分析,才能对 SOA 的动态特性有一个全面的理解,从而能够提出更有力的理论依据来改善其动态特性.

3. 理论模型

3.1. 理论方程

目前,关于 SOA 对超短光脉冲响应的理论模型大都基于带内极化热绝缘近似的假设条件,并将各种非线性效应综合到一个传输方程中^[13-15].非线性效应对光脉冲的影响主要表现在其对增益的压缩. Mecozzi 和 Mørk 基于半导体布洛赫方程,引入本地载流子浓度、总体载流子浓度和电子、空穴温度等概念,推导并得到了一套更为严格的增益动态微分方程^[17-19]

$$g(t) = g_1 + \sum_{\beta} (\Delta g_{\beta,h} + \Delta g_{\beta}), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Delta g_{\beta}}{\partial t} = -\frac{\Delta g_{\beta}}{\tau_{1,\beta}} - \frac{\epsilon_{SHB,\beta}}{\tau_{h,\beta}} g S - \left(\frac{\partial \Delta g_{\beta,h}}{\partial t} + \frac{\partial g_1}{\partial t} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Delta g_{\beta,h}}{\partial t} = -\frac{\Delta g_{\beta,h}}{\tau_{h,\beta}} - \frac{\epsilon_{CH,\beta}}{\tau_{h,\beta}} g S, \quad (3)$$

其中 $\beta = c, v$ 分别标识导带或价带, S 为光子浓度, $\tau_{1,\beta}$ 为载流子互散射时间, $\tau_{h,\beta}$ 为温度弛豫时间, $\epsilon_{SHB,\beta}$ 和 $\epsilon_{CH,\beta}$ 分别表示光谱烧孔、载流子加热效应引起的增益压缩因子.由于空穴的弛豫时间比电子弛豫时间短得多,因此这里忽略空穴的行为对增益的影响.值得注意的是线性增益 g_1 在原文献中采用 $g_1 = a(N - N_{tr})$ 的线性近似式表示,经验参数 a, N_{tr} 分别代表微分增益系数和透明载流子浓度.这个近似忽略了增益谱色散的影响,只能近似分析 SOA 对单个波长的响应.这里引入合理的波长相关的线性增益系数^[21]

$$g(h\nu) = K_C \rho_j(h\nu) (f_c - f_v), \quad (4)$$

K_C 在整个谱范围内都可认为是常数, $\rho_j(h\nu)$ 表示联合态密度, f_c 和 f_v 分别表示导带电子和价带空穴的占据概率.图 1 演示了增益系数与波长和载流子浓度之间的关系.

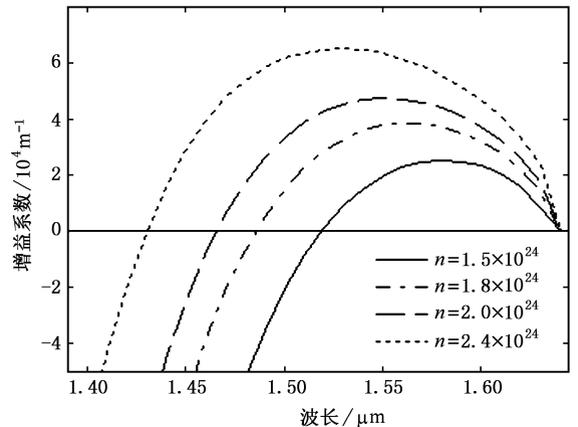


图 1 不同载流子浓度的增益系数谱分布

当脉冲能量高于 0.5pJ 时,双光子吸收会产生很大的影响.文献 19 描述了单路强脉冲注入情况下双光子吸收的作用.当有多束光同时注入时,载流子速率方程应演化为

$$\frac{\partial N}{\partial t} = J - \frac{N}{\tau_s} - v_g \sum_{k=1}^M g_k S_k + \frac{\Gamma_2}{\Gamma} v_g \beta_2 \left(\sum_{k=1}^M S_k \right)^2, \quad (5)$$

频率 i 的光振幅传输方程为

$$\frac{\partial E_i}{\partial z} = \frac{1}{2} (\Gamma g - \alpha_{int}) E_i - \frac{1}{2} \beta_2 E_i \left(\sum_{k=1}^M S_k \right), \quad (6)$$

其中 M 表示注入光频率的数目, J 电流注入密度, v_g 群速度, Γ_2 双光子吸收限制因子, Γ 模场限制因

子 β_2 双光子吸收系数。

3.2. 信号谱分析

目前所有分析超短光脉冲传输的理论模型都采用了传统的方式, 利用载波波长分析该信号在介质中的传输。众所周知, 每个信号经过傅里叶变换都可以看出有一定的频谱宽度。文献 [20] 对各种时域形状和相位的超短脉冲的频域特性进行了分析, 本文则采用相对简单的高斯型脉冲。对于半高全宽 (FWHM) 为 100 ps 的高斯脉冲, 其信号频谱 FWHM 约为 6 GHz, 合 0.05 nm 谱宽, 因此用单个波长来近似分析是合理的。但是当脉冲宽度达到 100 fs 时, 即使不考虑实际调制信号过程所造成的光谱展宽, 信号本身的频谱 FWHM 就达到 6 THz, 谱宽约为 50 nm。在这种情况下, 只有考虑信号频谱增益谱色散性, 才是合理的分析方式。

对于如 (7) 式描述的单个高斯脉冲

$$P(t) = P_{\text{peak}} \exp[-(t/\tau)^2], \quad (7)$$

光的电矢量为

$$E(t) = \sqrt{P_{\text{peak}}} \exp[-(t/\tau)^2/2] e^{j2\pi\nu_0 t}, \quad (8)$$

其中 ν_0 表示光载波频率。对 $E(t)$ 进行傅里叶变换可得振幅谱密度分布,

$$F(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp(-j2\pi\nu t) dt \\ = \sqrt{2\pi} \sqrt{P_{\text{peak}}} \tau \exp(-\mathcal{I}[\pi(\nu - \nu_0)\tau^2]), \quad (9)$$

而每一时刻 t 的电矢量都是由频谱内各个频率信号叠加而成的。为了对信号进行精确的数值分析, 这里采用对信号频谱分段的方式, 把频谱离散为频率间隔相同 $\Delta\nu$ 的波长组,

$$E(t) = \sum_{\nu} F(\nu) e^{j2\pi\nu t} \Delta\nu. \quad (10)$$

于是, 原始信号可表示为如下二维离散组:

$$\begin{bmatrix} E(\nu_1, t_1) & E(\nu_1, t_2) & E(\nu_1, t_3) & \dots & E(\nu_1, t_n) \\ E(\nu_2, t_1) & E(\nu_2, t_2) & E(\nu_2, t_3) & \dots & E(\nu_2, t_n) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ E(\nu_m, t_1) & E(\nu_m, t_2) & E(\nu_m, t_3) & \dots & E(\nu_m, t_n) \end{bmatrix}_{m \times n}, \quad (11)$$

其中, $E(\nu_i, t_k) = F(\nu_i) \exp(j2\pi\nu_i t_k) \Delta\nu$ 。

3.3. 算法描述

为了探测到由于抽运光脉冲的传播造成的增益变化, 很直观也是很传统的方法就是采用另一束功

率极小的连续光注入。为了提高仿真的灵活性, 这里采用不同波长的抽运脉冲和连续探测光注入的双光束结构, 分别对抽运光谱漂移和探测光时域输出进行了模拟。模型中忽略了 SOA 的放大自发辐射噪声、端面反射率以及不同波长信号走离的影响。

尽管 Mark 和 Mørk 等人在超短光脉冲注入 SOA 的理论方面做了相当的工作, 但其主要采用的是传递函数的分析方法, 忽略了光子密度和载流子浓度沿 SOA 长度的分布^[10, 17-19]。为了得到更符合实际的仿真结果, 需要把 SOA 沿长度方向分成合理数量的等长小段, 每段内部近似认为其光子密度和载流子密度分布平均。值得注意的是, SOA 的空间分段(段长 dL)和输入脉冲的时域分段(段长 dt)应该是紧密相关的, 满足 $dL = v_g dt$ 。首先, 已知时刻 t , 每一分段内的增益 $g(z, t)$ 和载流子浓度分布, 可通过联合微分方程 (1) (2) (3) (4), 采用二元四阶 Runge-Kutta 法求解得到 $t + dt$ 时刻每一分段内的增益 $g(z, t + dt)$ 。从而可以通过求解传输方程 (6) 得到 $t + dt$ 时刻每一分段传输后的频谱密度分布。最后利用牛顿迭代法求解载流子速率方程 (5) 更新每一段载流子浓度, 再回到第一步。经过以上的反复迭代即可得到信号的动态输出。

由于考虑脉冲的频谱时采用的是电磁波的叠加理论, 而信号光对载流子浓度的调制(通过速率方程表现)是量子效应。所以将光看作是电磁波还是量子, 需要在仿真过程中进行转换。得到抽运光的谱分布后, 可通过 (12) 式得到光子总数 S_{total} , 即

$$S_{\text{total}} = \left| \sum_{\nu} \frac{F(\nu) \exp(j2\pi\nu t) d\nu}{\sqrt{h\nu}} \right|^2 \frac{1}{v_g \sigma}, \quad (12)$$

σ 为有源区截面积。对于速率方程 (5) 右边第三项的分析, 必须考虑增益系数 g 的符号, 并且各个不同频率是相干的, 因此这里做了一个近似的处理。理论结果证明脉冲的频谱在传输过程中虽然由于增益谱色散的影响会发生漂移, 但其形状仍然近似为高斯型, 所以可以对频谱作傅里叶逆变换 (10) 式将功率值变换到漂移后的中心波长处, 利用该中心波长的增益系数和光子浓度来近似整个谱对载流子浓度的调制作用。

4. 仿真结果及分析

仿真使用 InGaAsP/InP 材料的放大器, 其参数值如表 1。

表 1 仿真中的参数值表

参数名	参数值
有源区长度 $L/\mu\text{m}$	500
有源区宽度 $w/\mu\text{m}$	1.5
有源区厚度 $d/\mu\text{m}$	0.2
偏置电流 I/mA	180
有效折射率 n_{eq}	3.43
晶格温度 T/K	300
载流子寿命 τ_s/ps	300
有源区模场限制因子 Γ	0.3
双光子吸收限制因子 Γ_2	0.5
光谱烧孔效应系数 $\epsilon_{\text{SHB}}/\text{m}^3$	0.5×10^{-23}
载流子加热系数 $\epsilon_{\text{CH}}/\text{m}^3$	1.0×10^{-23}
双光子吸收系数 β_2/m^2	4×10^{-21}
载流子散射时间常数 τ_{1c}/fs	70
温度弛豫时间 $\tau_{\text{hc}}/\text{fs}$	700
内部损耗系数 $\alpha_{\text{int}}/\text{m}^{-1}$	3000

4.1. 脉冲频谱漂移

由于超短光脉冲频谱很宽,SOA 增益谱色散性使得脉冲谱内波长的增益有很大差异.例如,当载波波长处于透明区时,有约一半能量处于吸收区,而另一半则处于增益区,可以预见,处于增益区的部分在传输过程中得到放大,而处于吸收区的部分被大量吸收,导致的结果将是脉冲能量向增益区转移,如图 2 所示.对于 1mm 长度的 SOA,1.55 μm 的波长稳态增益为 23.13dB,当输入 FWHM = 100fs,波长为 1420nm 的脉冲时,信号谱发生了达 73nm 的红移.这个结果与文献 [9] 中同等条件下 90nm 的漂移有些差距,但从理论上证实了这么大的谱漂移量是可能的.

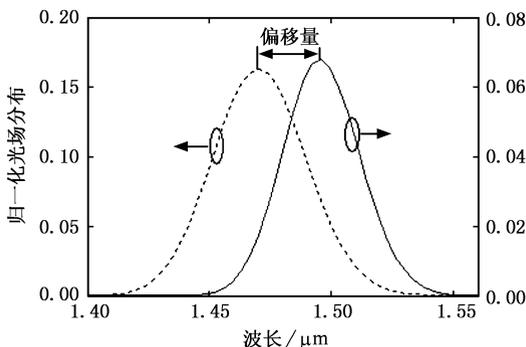


图 2 载波波长处于透明区附近(1470nm)的输入(点线)输出(实线)谱(脉冲 FWHM 为 100fs,能量为 0.5pJ)

基于所建立的模型,我们分析了不同外部条件和结构参数情况下的光谱漂移量.这里以脉冲峰值波长的漂移量来定量分析.仿真结果如图 3(a),(b)(c)分别统计了脉冲谱漂移量随脉冲波长、脉冲时域宽度和 SOA 长度变化的关系.光谱处于吸收区越深,其载波波长处的能量就被吸收越多,而长波长部分吸收少甚至进入增益区得到放大(见图 1),表现出来的谱峰值漂移就越明显.所以从图 3(a)中看出载波波长增加,谱漂移量随之降低.前面也曾分析,FWHM 为 100fs 的脉冲,其频谱 FWHM 宽度将达到 50nm,而时域 FWHM 为 1ps 时,频谱 FWHM 只有约 5nm.频谱越宽,那么能量的谱分布就越分散,短波长部分和长波长部分得到的增益差异就越大,造成的漂移就越明显.相反,脉冲时域宽度很大时,能量相对集中在载波波长处,漂移只会限制在其本身的谱内.由图 3(b)可见,1ps 宽度以上的脉冲谱漂移量已小于 1nm.由此可见,谱的漂移量取决于谱内长波长部分和短波长部分增益的差异.可以预想的是,如果 SOA 的长度增加,那么处于增益区的部分放大就越多,处于吸收区的部分被吸收越强烈,能量就可能向长波长转移.图 3(c)很好地证实了这个假想.

另外,仿真也得到了一些有意思的结论:谱漂移量与脉冲能量、注入电流无关,这与文献 [9] 中的实验结果是完全一致的.

4.2. 超短脉冲输出

对输出的脉冲频谱进行逆傅里叶变换即可得到脉冲的时域输出.图 4 对载波波长分别为 1.42 μm , 1.45 μm , 1.46 μm , 1.47 μm , 1.48 μm , 1.49 μm 的脉冲归一化输出进行了比较分析.脉冲 FWHM = 100fs,能量为 0.5pJ.其中虚线表示原始脉冲,短波长输出相对原始信号发生后倾,而长波长输出发生后倾,这是由增益色散和增益饱和综合作用所导致的结果.值得注意的是,相对于原始输入脉冲,输出脉冲都明显加宽了.并且,载波波长越接近增益峰值波长,能量密度越高,展宽程度就越大,这将对信号处理速率产生一定的限制.

4.3. 非线性效应对增益的影响

通过分析探测光的输出,容易得到超短光脉冲在 SOA 中传播时由超快非线性引起的增益演变.探测光波长设为 1.55 μm ,功率设置为 1 μW .图 5 演示

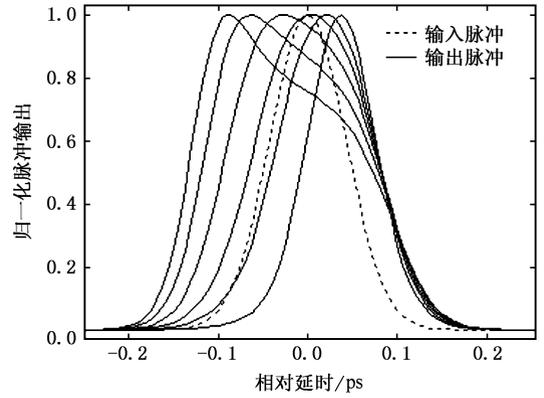
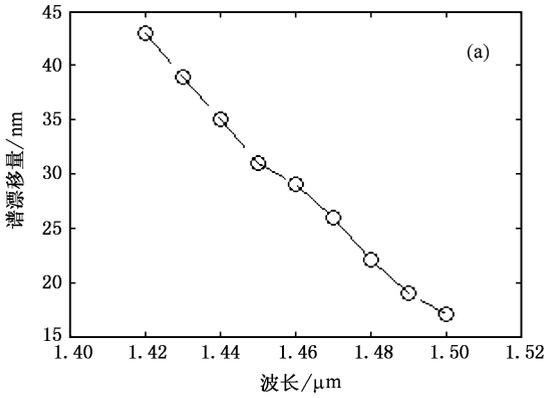


图 4 不同载波波长脉冲的输出比较

和热载流子弛豫到晶格温度的相对缓慢过程 ($\sim 1\text{ps}$) 共同作用的结果. 仿真得到的探测光输出与文献 [9] 中同等条件下的实验结果符合得很好. 由图可见, 增益可以在脉冲通过后几 ps 内就迅速恢复至一个稳定值, 利用这个特性可以用于实现 100Gb/s 以上速率的光信号处理. 另外由于忽略了不同波长的走离效应, 没有充分验证出现第二个输出低谷的实验结果. 图 6 描述了图 5 中波长处于透明区附近 (1470nm, 虚线表示) 时单个效应各自对增益的压缩贡献 (N 表示不考虑三种非线性效应), 更清晰、直观地表现了非线性效应对超短光脉冲传输的影响.

值得注意的是, 光谱烧孔效应是本地效应, 只对单个能级附近起影响作用. 探测光和脉冲的波长不同, 所以从探测光输出上观察到的光谱烧孔导致的增益压缩应是在探测光波长处的局部效应, 不能反映脉冲载波处的增益压缩量. 而载流子加热则覆盖了整个能带, 是全局效应, 因此超短脉冲造成的增益

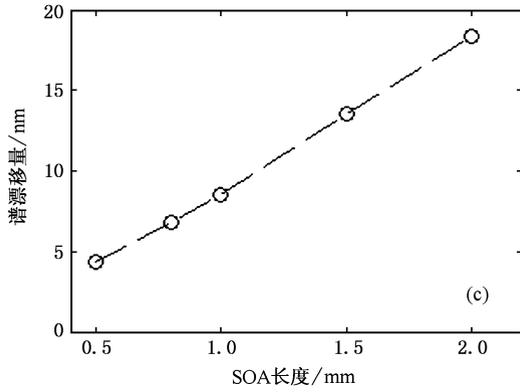
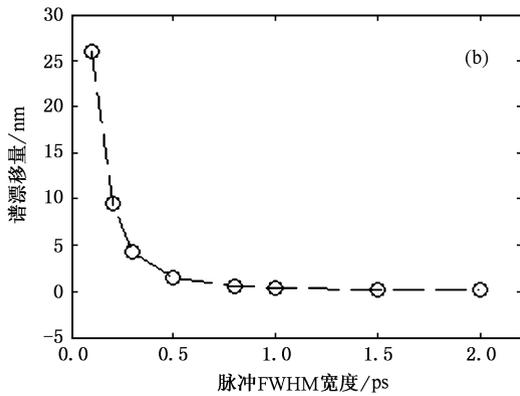


图 3 脉冲谱漂移量随外部条件和内部结构参数的变化 (a) 谱漂移量与脉冲载波波长的关系 (脉冲 FWHM = 100fs, $L = 0.5\text{mm}$). (b) 谱漂移量与脉冲宽度的关系 (脉冲载波波长为 1470nm, $L = 0.5\text{mm}$). (c) 谱漂移量与 SOA 长度的关系 (脉冲载波波长为 1470nm, FWHM = 300fs)

了不同脉冲载波波长注入, 探测光的归一化输出比较. 可以看出, 无论载波波长处于吸收区还是增益区, 探测光的输出在 0 延时处都会有一个低谷, 这种与波长无关而与能量相关的现象是由双光子吸收引起的. 随后的几 ps 内, 是载流子散射弛豫 ($\sim 0.1\text{ps}$)

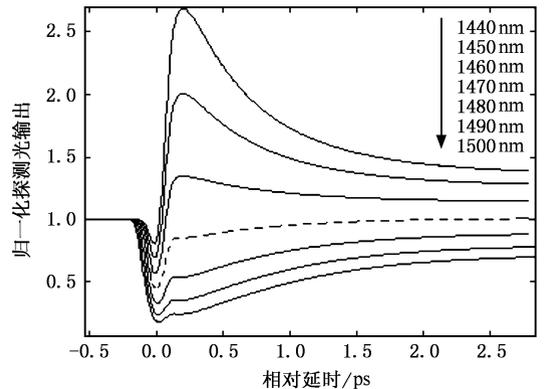


图 5 FWHM = 100fs, 能量为 0.5pJ 的脉冲注入, 探测光的归一化输出

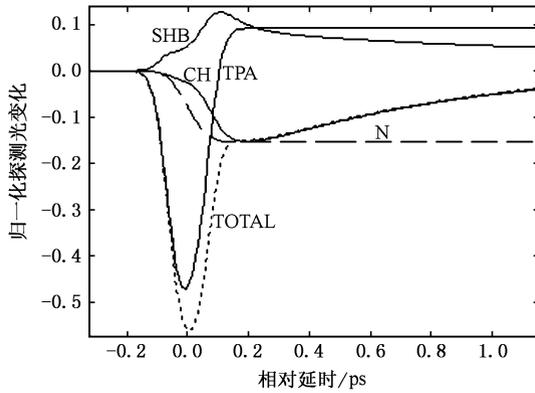


图 6 探测光相对于稳态输出的归一化变化(点线表示总的增益变化)

压缩可近似地由探测光输出表现.并且,由于载流子加热的全局性,温度弛豫一定程度上也影响着载流子的散射弛豫.

5. 结 论

本文通过分析超短光脉冲的频谱特性,建立了更为合理的 SOA 超快动态响应的理论模型.该模型不仅在时域内对脉冲进行离散化,更重要的是将脉冲分解为离散光频的相干叠加,并充分考虑了增益谱色散性.基于该模型,本文很好地解释了已报道但未曾从理论上证实的脉冲频谱漂移的实验结果.并且通过仿真比较,得到谱漂移量随脉冲载波波长降低、脉冲宽度减小和 SOA 有源区长度加长而增加,而与脉冲能量和 SOA 注入电流无关等很有意义的结论.通过增加一束连续探测光,对其输出进行分析,清晰地描述了载流子加热、光谱烧孔和双光子吸收等非线性效应对增益产生的影响.仿真的结果为改善半导体光放大器动态特性以及实现超高速信号处理提供了很好的理论指导.

- [1] Zhang Xinliang 2000 PHD paper in Huazhong University of Science and Technology 11—27 [张新亮 2000 华中科技大学博士学位论文 11—27]
- [2] Dorren H J S, Hill M T, Liu Y, Calabretta N, Srivatsa A, Huijskens F M, de Waardt H, Khoe G D 2003 *J. Lightwave Technology* **21** 2
- [3] Saruwatari M 2000 *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics* **6** 1363
- [4] Jiang Z, Zhang X L, Huang D X 2004 *SPIE* **5624** 563
- [5] Talli G, Adams M J 2003 *IEEE J. Quantum Electronics* **39** 1305
- [6] Connelly M J 2001 *IEEE J. Quantum Electronics* **37** 439
- [7] Durhuus T, Mikkelsen B, Kristian E, Stubkjaer 1992 *IEEE J. Lightwave Technology* **10** 1056
- [8] Gutiérrez-Gastrón R, Schares L 2000 *IEEE J. Quantum Electronics* **36** 1476
- [9] Hessler T P, Selbmann P E, Pleumeekers J L 2005 *Optics Communications* **248** 267
- [10] Mørk J, Mark J 1994 *SPIE* **2399** 146
- [11] Ju H, Zhang S, Lenstra D 2005 *Optics Express* **13** 942
- [12] Nambu Y, Tomita A 1994 *IEEE J. Quantum Electronics* **30** 1981
- [13] Xia G Q, Wu Z M, Lin G R 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 490 (in Chinese] 夏光琼、吴正茂、林恭如 2004 *物理学报* **53** 490]
- [14] Tang J M, Shore K A 1999 *IEE Proc. - Optoelectron* **146** 45
- [15] Tang J M, Shore K A 1998 *IEEE J. Quantum Electronics* **34** 1263
- [16] Hong M Y, Chang Y H, Dienes A 1996 *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics* **2** 523
- [17] Mecozzi A, Mørk J 1997 *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics* **3** 1190
- [18] Willatzen M, Uskov A, Mørk J, Olesen H, Tromborg B, Jauho A P 1991 *IEEE Photonics Technology Letters* **3** 606
- [19] Mørk J, Mark J 1994 *Appl. Phys. Lett.* **64** 2206
- [20] Chai L, He T Y, Gao F, Wang Q Y, Xing Q R, Zhang Z G 2004 *Chin. Phys.* **13** 1487
- [21] Boucher Y, Sharaiha A 2000 *IEEE J. Quantum Electronics* **36** 708



Theoretical study on ultrafast response of semiconductor optical amplifier^{*}

Jiang Zhong Zhang Xin-Liang[†] Huang De-Xiu

(*Wuhan National Laboratory for Optoelectronics and Institute of Optoelectronics Science and Engineering ,
Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China*)

(Received 19 January 2006 ; revised manuscript received 9 March 2006)

Abstract

We proposed a novel method to analyze the propagation of sub-picosecond optical pulses through semiconductor optical amplifier (SOA), fully considering spectral dispersion of ultrashort pulses. A reasonable model is established via sampling the pulses simultaneously in time domain and frequency domain. Based on the established model, we observed an evident shift of the pulse spectrum, which agrees well with the experiment results in literature. Further, the relationship is discussed respectively between the value of shift and several external conditions, including wavelength, energy, width of the pulse, length of SOA and injected current. Gain suppression induced by ultrafast nonlinearities including carrier heating, spectral hole burning and two-photon absorption is described in detail, employing two-beam configuration. The simulated results give good guidance to the improvement of ultrafast dynamic characteristics of SOAs.

Keywords : semiconductor optical amplifier, ultrafast optical nonlinearity, gain dispersion

PACC : 4280S, 4280W, 7865H

^{*} Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60407001) and the Program for New Century Excellent Talents in University (Grant No. NCET-04-0715).

[†] Corresponding author: xlzhang@mail.hust.edu.cn