

文章编号: 0253-2239(2003)08-0897-5

# 非相干光四波混频研究半导体光放大器超快过程\*

胡振华<sup>1,2</sup> 黄德修<sup>1</sup> 孙军强<sup>1</sup> 张新亮<sup>1</sup> 高劭宏<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 华中科技大学光电子工程系, 武汉 430074)  
(<sup>2</sup> 武汉理工大学物理学系, 武汉 430063)

**摘要:** 具体推导了相位共轭型非相干光时延四波混频信号强度随时间延迟的一般变化规律。结果表明,对于用有限线宽非相干光激发源非相干光时延四波混频信号强度随时间延迟的变化规律具有对称性,且强度峰与激发光场带宽成正比,与纵向弛豫速率成反比。这一结果为利用发光二极管作抽运源研究半导体光放大器及有源光波导超快动力学过程提供了理论基础。进而提出了用发光二极管结构的非相干光时延四波混频测量有源介质带间和带内载流子弛豫速率的有效方案。

**关键词:** 非线性光学; 四波混频; 半导体光放大器; 有源光波导; 弛豫过程; 超高时间分辨

中图分类号: O437 文献标识码: A

## 1 引 言

对半导体光放大器及有源光波导的非线性研究常常涉及到超快弛豫过程<sup>[1~6]</sup>,例如,全光波长转换<sup>[1,7,8]</sup>及全光光学门<sup>[3]</sup>涉及到载流子粒子数布居脉动,载流子加热以及光谱烧孔效应等<sup>[10,11]</sup>,其响应时间典型值分别在 100~200 ps、650~1300 fs 及 65~100 fs。这些重要参量的测量通常采用抽运-探测技术<sup>[11~13]</sup>,当人们采用这种技术对半导体光放大器以及有源光波导的非线性过程研究时,需要十分昂贵的超短脉冲源。最近,一种新颖的用非相干光时延四波混频进行超快时间测量技术已在光谱领域获得广泛应用<sup>[12~17]</sup>。这种技术只需宽带发光二极管作抽运源就可达到飞秒量级超快时间分辨率。

发光二极管的频谱宽度一般在几个纳米到几十个纳米,所对应的相干时间在几飞秒到几百个飞秒范围。而非相干光时延四波混频技术的时间分辨率受光源相干时间所限制,也就是说非相干光时延四波混频技术的时间分辨率不受光源脉宽的限制。目前,这种技术仅限于对无源介质超快过程的测量,而对有源介质超快过程的动力学研究尚未见文献报道。基于发光二极管的非相干光时延四波混频结构的设计方案,既可用常规方法,也可用发光二极管及

其他光纤通信中的器件把实验上所需的庞大设备微型化。可以预言:如果采用这种设计方案对诸如半导体光放大器和有源光波导等的超快过程进行动力学研究,将会给人们带来不少方便。

就半导体光放大器而言,其带间载流子弛豫速率<sup>[18]</sup> $\gamma_s = A + BN + CN^2$ ,其中  $N$  为所注入载流子浓度, $A$ 、 $B$  和  $C$  分别为无辐射跃迁、辐射跃迁和俄歇复合系数;而带内弛豫时间与注入载流子浓度无关<sup>[6]</sup>。与有源介质相比,其区别仅在于无源介质不存在注入载流子,因此,基于发光二极管的非相干光时延四波混频结构对有源介质超快过程测量是可行的。由于在早期非相干光时延四波混频理论中,通常认为激发源带宽很宽以至无限,所给出的实验公式表现为非对称性。显然,如果把这种已有的理论直接移植到发光二极管这类光源作抽运源不太适宜。因此,考虑抽运源线宽对信号强度的影响相当重要。本文针对这种问题,研究了光源线宽对非相干光时延四波混频信号强度的影响,并采用适当的参量对有源器件半导体光放大器超快过程作出了数值分析和讨论,从而为发光二极管的非相干光时延四波混频的设计提供了理论依据。此外,基于这一理论初步给出了其实验方案。

## 2 基本理论

由 InGaAsP/InP 发光体材料等制成的半导体光放大器,其物质结构具有中心反演对称性,当光场作用于该物质时,二阶非线性可忽略不计,主要表现

\* 国家 973 高科技计划(G200036605)、国家自然科学基金(60177015)资助课题。

E-mail: hzh267@sohu.com

收稿日期: 2002-03-28; 收到修改稿日期: 2002-08-30

为三阶非线性。就一般而言,这类直隙半导体,其能带结构可简化成二能级模型进行处理<sup>[19]</sup>。

在图 1 所示的相位共轭四波混频中,设作用于有源介质的总光场的电场强度为

$$E(t) = \epsilon_1 R(t) \exp[i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t)] + \epsilon_2 R(t + \tau') \exp\{i[\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega(t + \tau')]\} + \epsilon_3 R(t - \tau) \exp\{i[\mathbf{k}_3 \cdot \mathbf{r} - \omega(t - \tau)]\}. \quad (1)$$

式中  $\epsilon_i (i = 1, 2, 3)$ 、 $R(t)$  分别为三入射光的慢变化振幅和复随机变量。假设光束 2 和光束 3 相对于光束 1 的延迟时间分别为  $-\tau'$  和  $\tau$ , 则对于  $|\tau| \gg \tau_c$  ( $\tau_c$  为入射光场的相干时间), 在二能级系统具有极大非均匀加宽或极大均匀加宽条件下, 其输出波  $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3$  的信号强度可表示成<sup>[16]</sup>

$$I(\tau') \propto 2B_1 + 2B_2 + S_1(\tau') + 2S_2(\tau') + D(\tau'), \quad (2)$$

式中  $B_j$ 、 $S_j(\tau') (j = 1, 2)$  及  $D(\tau')$  分别表示信号强度背景、光源相干峰和尾翼项, 其具体表达式为

$$B_1 = \int_0^\infty dt \int_0^\infty dt' f(0) |f(t - t')|^2 \exp[-\gamma(t + t')], \quad (3a)$$

$$B_2 = \int_0^\infty dt \int_0^\infty dt' f^*(t) f(t') f(t - t') \exp[-\gamma(t + t')], \quad (3b)$$

$$S_1(\tau') = \int_0^\infty dt \int_0^\infty dt' f(0) |f(\tau')|^2 \exp[-\gamma(t + t')], \quad (3c)$$

$$S_2(\tau') = \int_0^\infty dt \int_0^\infty dt' \text{Re}[f(\tau') f^*(t) f(t - \tau')] \exp[-\gamma(t + t')], \quad (3d)$$

$$D(\tau') = \int_0^\infty dt \int_0^\infty dt' f^*(t - \tau') f(t' - \tau') f(t - t') \exp[-\gamma(t + t')]. \quad (3e)$$

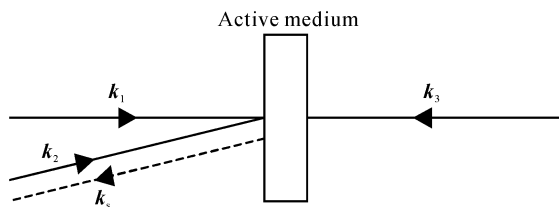


Fig. 1 Phase conjugation four-wave mixing

假设作用在非线性介质的抽运光线型满足高斯分布

$$g(\Delta\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\Omega} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\Omega}\right)^2\right]. \quad (4)$$

式中  $\gamma$  为带间过程或带内过程的弛豫速率, 而  $\Delta\Omega$

为光束的谱线宽度, 所对应的二阶自相关函数为

$$f(t) = \exp(-\beta^2 \tau^2). \quad (5)$$

将上式经傅里叶变换后, 再与 (4) 式进行比较可得到光源的相干时间  $\tau_c$  满足<sup>[20]</sup>

$$\tau = \beta^{-1} = \frac{1}{(\pi\Delta\Omega)}. \quad (6)$$

为了获得 (2) 式的一般形式, 通常要对 (3a) 式~(3e) 式进行计算, 而这种计算是相当繁难的。在文献 [16] 中仅给出了  $\Delta\Omega \rightarrow \infty$  情况的结果, 显然, 这一结果不具有普适性。为了使问题简单化, 首先将 (3a) 式~(3e) 式进行正则积分变量代换, 然后表示成极坐标形式, 可得

$$B_1 = \frac{1}{\sqrt{2}\gamma\beta} \text{erfc}\left(\frac{a}{2}\right) \exp(a^2), \quad (7a)$$

$$B_2 = \frac{1}{2\sqrt{3}\beta^2} \exp(a^2) \int_0^{\pi/3} \exp\left[-\frac{3a^2}{4\cos^2(\theta + \pi/6)}\right] d\theta, \quad (7b)$$

$$S_1(\tau') = \frac{1}{\gamma^2} \exp(-2\beta^2 \tau'^2), \quad (7c)$$

$$S_2(\tau') = \frac{1}{\sqrt{2}\gamma\beta} \exp\left(-\frac{3}{2}\beta^2 \tau'^2 + \frac{a^2}{4} - \frac{1}{2}\gamma\tau'\right) \text{erfc}(-b), \quad (7d)$$

$$D(\tau') = \frac{1}{\sqrt{3}\beta^2} \exp(-2\gamma\tau' + a^2) \left\{ u(\tau') \int_0^{\pi/3} \exp\left[-\frac{3c^2}{4\cos^2(\theta + \pi/6)}\right] d\theta + u(-\tau') \left\{ \pi - \int_{\pi/3}^{\pi} \exp\left[-\frac{3c^2}{4\cos^2(\theta + \pi/6)}\right] d\theta \right\} \right\}, \quad (7e)$$

式中

$$a = \frac{\gamma}{\sqrt{2}\beta}, \quad b = \beta\tau' - \frac{a}{2}, \quad c = \sqrt{2}\beta\tau' - a, \quad (8)$$

$$\operatorname{erfc}(x) = \int_x^{\infty} \exp(-u^2) du \quad (9)$$

为余误差函数；而  $u(\tau')$  为阶跃函数。

### 3 结果与讨论

为了佐证(7a)式~(7e)的正确性,首先考虑一种极限情形:即对于  $\tau' > 0, \beta \gg \gamma$  及  $\beta\tau' \gg 1$ , (7a)~(7e)可简化为

$$B_1 = \frac{\sqrt{2\pi}}{4\gamma\beta}, \quad B_2 = \frac{\pi}{6\sqrt{3}\beta^2}; \quad (10a)$$

$$S_1(\tau') = \frac{1}{\gamma^2} \exp(-2\beta^2\tau'^2),$$

$$S_2(\tau') = \frac{\sqrt{2\pi}}{2\gamma\beta} \exp\left(-\frac{3}{2}\beta^2\tau'^2 - \frac{1}{2}\gamma\tau'\right), \quad (10b)$$

$$D(\tau') = \frac{\pi}{2\sqrt{3}\beta^2} \exp(-2\gamma\tau'). \quad (10c)$$

定义归一化强度

$$\hat{I}(\tau') \equiv I(\tau')/I(\infty). \quad (11)$$

注意到背景项中保留  $\tau_c$  的一次项,在信号项中保留  $\tau_c$  的零次项,而对尾翼项保留  $\tau_c$  的平方项,则归一化强度可简化为

$$\hat{I}(\tau') = 1 + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\beta}{\gamma}\right) \exp(-2\beta^2\tau'^2) + \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \left(\frac{\gamma}{\beta}\right) u(\tau') \exp(-2\gamma\tau'). \quad (12)$$

显然,(11)式与文献[16,17]中的实验公式相一致,因而,由(7)式和(11)式所确定的实验公式更具有普遍性。为了考察基于发光二极管的非相干光时延四波混频结构对半导体光放大器超快过程动力学研究的适用性,对由(2)式、(7)式和(11)式所确定的归一化强度作一般性讨论是必要的。为此,下文给出了几种不同的数值分析。

图 2(a)是发光二极管在中心波长 1550 nm 处线宽为  $\Delta\lambda=10$  nm( $\Delta\Omega=7.85$  THz 或  $\beta=25$  ps<sup>-1</sup>),对不同弛豫速率  $\gamma=10$  ps<sup>-1</sup>、12.5 ps<sup>-1</sup> 及 15 ps<sup>-1</sup>(对应

于半导体光放大器)的带内粒子数布居时间分别为  $T_1=100$  fs、80 fs、65 fs)的信号强度随时间延迟变化规律。从图中不难看出,峰强度  $\hat{I}(0)$  随  $\gamma$  增大而下降。图 2(b)是与之相对应峰强度与  $\beta$  值的变化曲线。由于布居光栅的积累由比率  $T_1/\tau_c$  确定<sup>[14,16]</sup>,因此,当  $\beta < \gamma(T_1 < \tau_c)$  时,布居光栅消失,峰强度仅表现为背景;而当  $\beta > \gamma(T_1 > \tau_c)$  时,布居光栅才开始形成,其峰强度按规律  $\hat{I}(0) \propto \beta$  变化。

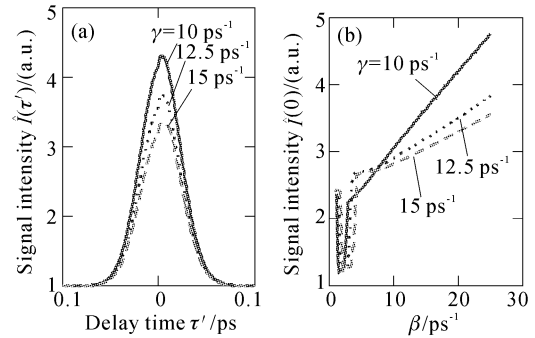


Fig. 2 (a) The curves of signal intensity with respect to delay time in the TDFWM-IL; (b) The curves of signal intensity peak with respect to  $\beta$  in the TDFWM-IL

图 3(a)是选取  $\gamma=0.01$  ps<sup>-1</sup>,对不同发光二极管线宽  $\Delta\Omega=31.4$  THz, 62.4 THz, 94.2 THz( $\beta=10$  ps<sup>-1</sup>、20 ps<sup>-1</sup>、30 ps<sup>-1</sup>)信号强度随时间延迟的变化规律。在这种条件下,信号强度峰值不仅随  $\beta$  增大有显著展宽,而且峰强度  $\hat{I}(0)$  亦随之显著降低。图 3(b)是相应的  $\hat{I}(0)$  随时间弛豫速率  $\gamma$  的变化曲线,其变化规律近乎  $\hat{I}(0) \propto 1/\gamma$ 。

根据上述分析,在非相干光时延四波混频中,如果用发光二极管这样的激发源,其随延迟时间变化的信号强度具有对称性,并不表现为与  $\gamma$  相关的尾翼,如图 2(a)、图 3(a)所示。此外,从图 2(b)、图 3(b)不难看出:非相干光时延四波混频信号强度随  $\gamma$  或  $\beta$  变化是相当灵敏的。显然,只要在实验上方法得当,测量出半导体光放大器的响应时间是完全可能的。例如,采用  $\hat{I}(\tau')$  随  $\tau'$  的变化规律,或采用  $\hat{I}(0)$  随  $\beta$  的变化规律(在进行实验时选取不同发光二极管线宽,找到  $\hat{I}(0)$  随  $\beta$  的变化关系)经曲线拟合,就可以测量出  $\gamma$  值。

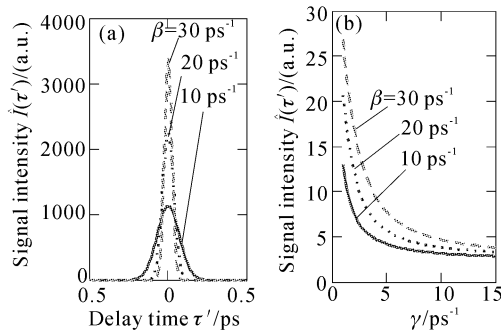


Fig. 3 (a) The curves of signal intensity peak with respect to delay time for the different linewidth of light beams in the TDFWM-IL; (b) The curves of signal intensity peak with respect to  $\gamma$  in the TDFWM-IL

## 4 设计方案

基于上述相位共轭型非相干光时延四波混频的一般理论,其实验原理图如图 4 所示。从发光二极管发出的宽带脉冲(其时间宽度可以在纳秒至毫秒范围),经掺铒光纤放大器放大后,由分束器  $BS_2$  分成两束。束  $I_3$  经延迟线  $DL_2$ 、偏振控制器  $PC_3$ 、聚焦透镜  $L_2$  会聚到有源介质中;另一束经分束器  $BS_3$  再分为两束;其中束  $I_1$  经两全反镜  $M_1$  和  $M_2$  反射后穿过偏振控制器和聚焦透镜  $L_1$  进入有源介质;而束  $I_2$  经延迟线  $DL_1$  偏振控制器  $PC$  和透镜  $L_1$  会聚到有源介质,从而构成图 1 所示的非相干光时延四波混频,其混频信号用平板玻璃  $BS_4$  片取出,经光电二极管 PIN 转换后,再经射频放大器 Rf-Amp 放大进入模数转换器 A/D 进行数据处理。当  $DL_1$  时延较大时,束  $I_3$  与束  $I_1$  和束  $I_2$  不相关,其实验公式由上文所提到的(2)式、(7)式和(11)式给出。图中可控强度衰减器 ATT 和光带通滤波器 OBF 是分别为了限制 LED 的光强度和带宽;光频分析仪 OSA 是为了检测发光二极管带宽光强度而设计的。当研究有源介质弛豫速率  $\gamma_s$  随注入载流子浓度变化规律时,可先选定图中光带通滤波器 OBF,再改变注入到有源介质中的电流,进而观察信号强度峰  $\hat{I}(0)$  的变化规律,经曲线拟合后就可得到有源介质弛豫速率  $\gamma_s$  随注入载流子变化浓度关系,由此可确定无辐射跃迁系数  $A$ 、辐射跃迁系数  $B$  和俄歇复合系数  $C$ ;而当注入电流一定时,可采取更换光带通滤波器(OBF)的办法改变  $\beta$  值,并注意调整可控强度衰减器(ATT)使输出光强在更换光带通滤波器后与更换前相同,进而,依据  $\hat{I}(0)$  随  $\beta$  变化规律确定  $\gamma$ ,此外,也

可直接从上文提到的用  $\hat{I}(\tau')$  随  $\tau'$  的变化关系经线拟合后确定  $\gamma$ 。值得注意的是,这一实验装置可用全光通信器件构成使之微型化。

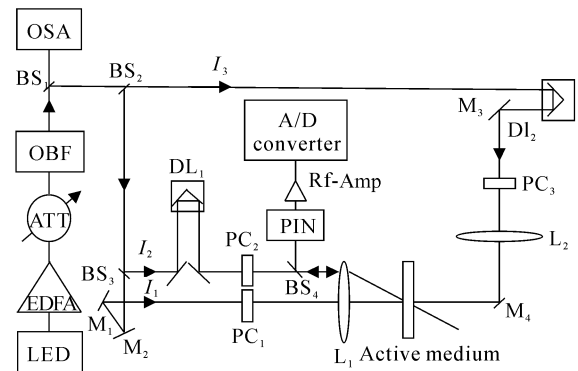


Fig. 4 Experimental setup for the phase-conjugation type TDFWM-IL. LED: light emitting diode; EDFA: erbium-doped fiber amplifier; ATT: attenuator; OBF: optical bandpass filter; OSA: optical spectrum analyzer; M: mirror; BS: beam splitter; PC: polarization; DL: delayed line; L: lens; PIN: p-i-n light detector; Rf-Amp: radio frequency amplifier; A/D: analog-digital converter

**结论** 本文所作的相位共轭型非相干光时延四波混频信号强度随时间延迟变化规律的一般性分析,是原有理论的拓展,具有普适意义,为利用非相干光时延四波混频研究物质的超快过程提供了更有效的理论依据。鉴于目前非相干光时延四波混频仅限制光谱学中无源非线性介质动力学过程研究的情况下,把这一理论从无源介质推广到有源介质具有应用价值。文中所给出的基于发光二极管结构的非相干光时延四波混频为研究半导体放大器及有源光波的超快非线性动力学过程提供了方便。

## 参 考 文 献

- 1 Sotti S, Graziani L, D'Ottavi A *et al.*. Effects of ultrafast process on frequency converters based on four-wave mixing in semiconductor optical amplifiers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1997, **3**(5):1156~1161
- 2 Tang J M, Sore K A. Multiwave mixing of terahertz detuned optical amplifiers. *IEEE Transactions*, 1999, **20** (15):183~186
- 3 Stubkjaer K E. Semiconductor optical amplifier-based all-optical gate for high-speed optical processing. *IEEE J Quant. Election.*, Select Topic, 2000, **3**(6):1428~1434
- 4 Xie C G, Ye P D, Lin J T. Four-wave mixing between short optical pulses in semiconductor optical amplifiers

- with the consideration of fast gain saturation. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1999, **11**(5):147~158
- 5 Mørk J, Mecozzi M. Response function for gain refractive index dynamics in active semiconductor waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **65**(14):1736~1738
- 6 Agrawal G P. Population pulsation and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor laser and amplifiers. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1988, **5**(1):147~158
- 7 Jourdan A, Doussiere P, Leclerc D *et al.*. All-optical wavelength for optical switching application. *Fiber and Integrated Optics*, 1996, **15**(3):193~210
- 8 Zhang Xinliang, Huang Dexiu, Sun Junqiang *et al.*. Noise characteristics in XGM wavelength conversion. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2001, **21**(10):1256~1259 (in Chinese)
- 9 Romslad F, Borri P, Leclerc D *et al.*. Sub-picosecond pulse distortion in an InGaAsP optical amplifier. Nice France, in *Proc European Conf Optical Communication (ECOC)*, 1999, **2**:28~29
- 10 Summerfield M A, Tucker R S. Frequency-domain model of multiwave mixing in bulk semiconductor optical amplifiers. *IEEE J. Quant. Electron. Select Topic*, 1999, **3**(3):839~850
- 11 Hall K L, Mark J, Ippen E P *et al.*. Femtosecond gain dynamics in GaAsP optical amplifiers. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**(18):1740~1742
- 12 D'Ottavi A, Iannone E, Mecozzi A *et al.*. Investigation of carrier heating and spectral hole burning in semiconductor amplifiers by highly nondegenerate four-wave mixing. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **64**(19):2492~2496
- 13 D'Ottavi A, Iannone E, Mecozzi A *et al.*. 4.3 terahertz four-wave mixing spectroscopy of InGaAsP semiconductor amplifiers. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **65**(21):2633~2635
- 14 Morita N, Yajima T. Ultrahigh-time-resolution coherent transient spectroscopy with incoherent light. *Phys. Rev. (A)*, 1984, **30**(5):2525~2540
- 15 Golub J E, Mossberg T W. Studies of picosecond collisional dephasing in atomic sodium vapor using broadband transient four-wave mixing. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(4):554~559
- 16 Kobayashi T, Terasaki A, Hattori T *et al.*. The application of incoherent light for the study of femtosecond-picosecond relaxation in condensed phase. *Appl. Phys.*, 1988, **47**(1):107~125
- 17 Hu Z H, Fei H S, Li L. Dynamics studies on excitonic relaxation process in CdS<sub>x</sub>Se<sub>1-x</sub> semiconductor microcrystallites. *Optoelectronics • Laser* (光电子激光), 1997, **8**(6):426~430 (in Chinese)
- 18 Summerfield A, Tucker R S. Frequency-domain model of multiwave mixing in bulk semiconductor optical amplifier. *IEEE J. Quant. Electron. Select Topic*, 1999, **5**(3):839~850
- 19 Asada M, Suematsu Y. Density-matrix theory of semiconductor lasers-Gain-suppression in semiconductor laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, **21**(5):434~442
- 20 Hu Z H, Miao Q Y, Chen J *et al.*. Theoretical studies of the quantum beats on population relaxation for V-level atom by using time delayed four-wave mixing with incoherent light. *Acta Photonica Sinica* (光子学报), 2002, **31**(4):407~411 (in Chinese)

## Study of Ultrafast Process of Semiconductor Optical Amplifier by Four-Wave Mixing with Incoherent Light

Hu Zhenhua<sup>1,2</sup> Huang Dexiu<sup>1</sup> Sun Junqiang<sup>1</sup> Zhang Xinliang<sup>1</sup> Gao Shaohong<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Department of Optoelectronic Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074  
<sup>2</sup> Department of Physics, Wuhan University of Technology, Wuhan 430063

(Received 28 March 2002; revised 30 August 2002)

**Abstract:** A general formulae of signal intensity on time-delay four wave mixing with incoherent light (TDFWM-IL) is deduced based on two-level model. The result shows that signal intensity in TDFWM-IL is symmetric for linewidth-limited light beams, the signal peak is proportional to the linewidth of excitation beams and inversely proportional to longitudinal relaxation rate. The result is applicable to the study of ultrafast dynamic process in semiconductor optical amplifier (SOA) and active light waveguide. Furthermore, an effective experimental scheme based on the TDFWM-IL structure of LED is proposed for the observation of inter- and intra-band carrier relaxation rates in the active medium.

**Key words:** nonlinear optics; four-wave mixing; semiconductor optical amplifier (SOA); active optical waveguide; relaxation process; ultrahigh time resolution