

# DFB 半导体激光器的频移和色散脉冲畸变

宋 开 范崇澄 阳 辉 杨知行

(清华大学电子工程系光纤通信研究所 北京 100084)

**提要** 根据分布反馈(DFB)半导体激光器的耦合波理论和电吸收调制器模型,推导出了描述 DFB/EA 集成器件中调制器的端面反射造成的激光器的静态频移和动态频移的解析表达式,动态频移(“反射啁啾”)正比于调制器的有效端面反射率。利用动态频移模型对光脉冲经过反常色散光纤传输后的波形进行了计算机仿真,取得了与实验一致的结果。结果表明:无论脉冲的初始啁啾的正负如何,“反射啁啾”总是使得传输后的脉冲变窄,当反射啁啾为正时,脉冲的上升沿出现“过冲”,而下降沿变缓;当反射啁啾为负时,情况与之相反。

**关键词** 激光器动态频移,分布反馈半导体激光器,电吸收调制器

利用量子限制 Stark 效应制作的量子阱电吸收光调制器具有频率啁啾小、调制电压低、响应速度快并易于同半导体激光器集成<sup>[1]</sup>等优点。目前,分布反馈(DFB)半导体激光器和电吸收(EA)光调制器的单片集成器件已商品化,并在高速光纤传输实验系统中得到了较为广泛的应用。频率啁啾是限制光纤通信系统的调制速率和传输距离的一个重要因素。DFB/EA 在调制状态下产生的频率啁啾主要来自两个方面<sup>[2,3]</sup>:一是调制器本身的瞬态频率啁啾,它发生在光脉冲的上升沿和下降沿部分;二是调制器的外端面对半导体激光器的输出光存在反射,耦合进入激光器谐振腔的反射光的强度和相位随调制码型而变化,使激光频率发生动态偏移。在电吸收光调制器出现之前,人们对外部反馈光引起的半导体激光器频率偏移进行过许多实验和理论研究<sup>[4,5]</sup>,对于 DFB/EA 集成光调制器件,文献[6]用数值方法分析了  $\lambda/4$  相移 DFB/EA 的静态频移,方法复杂,不适于其它类型的 DFB 激光器,且难于用来进一步研究激光器的动态频率偏移。本文在 F. Favre 工作<sup>[4]</sup>的基础上,引入电吸收光调制器的模型,给出了一个描述 DFB/EA 动态频率偏移的普适解析模型,并且通过计算机仿真,研究了在色散光纤中传输时,光脉冲由动态频率偏移造成的畸变。

## 1 反馈光引起的静态频率偏移

考虑工作于单一纵模的部分增益耦合的 DFB/EA,其结构如图 1 所示。在激光器区域,具有均匀连续光栅结构,激光器左右端面的反射系数分别为  $r_L, r_R$ , 调制器的右端面的残留振幅反射系数为  $r_M$ 。光栅部分的折射率可以表示为

$$n_{\text{eff}}(z) = \bar{n}_{\text{eff}} + \delta n_{\text{eff}} \cos \left[ \frac{2\pi}{\Lambda} z \right] \quad (1)$$

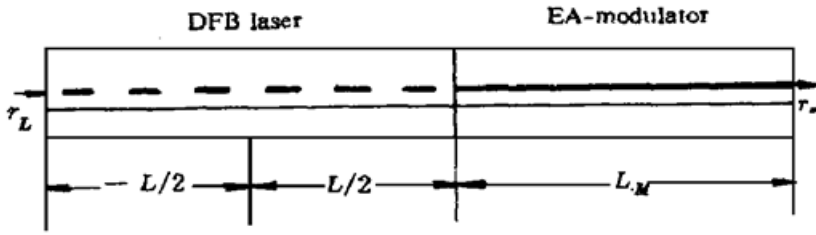


图 1 DFB 激光器和电吸收调制器结构

Fig. 1 Structure of the integrated DFB-LD and the EA modulator

式中  $\bar{n}_{\text{eff}}$  为光栅的平均有效折射率,  $\delta n_{\text{eff}}$  为光栅折射率的变化幅度,  $\Lambda$  为光栅周期,  $\beta_0 = \frac{2\pi}{\Lambda}$ 。在光栅区沿正反方向传播的两个光波场  $F(z) \exp[i(\omega - \beta_0 z)]$  (前向波) 和  $B(z) \exp[i(\omega + \beta_0 z)]$  (反向波) 的复振幅满足耦合波方程<sup>[7]</sup>:

$$\begin{cases} \frac{dF(z)}{dz} - (g - i\delta)F(z) = -i\kappa_{\text{FB}}B(z) \\ \frac{dB(z)}{dz} + (g - i\delta)B(z) = i\kappa_{\text{BF}}F(z) \end{cases} \quad (2)$$

$g$  为激光器阈值增益,  $\delta = \beta - \beta_0 = \bar{n}_{\text{eff}}\omega/c - \beta_0$  为激光传播常数相对 Bragg 光栅传播常数的偏移,  $\kappa_{\text{FB}}$  和  $\kappa_{\text{BF}}$  为耦合系数, 对于部分增益耦合激光器, 一般有<sup>[7]</sup>  $\kappa_{\text{FB}} \equiv \kappa_{\text{BF}} = \kappa_{\text{index}} + i\kappa_{\text{gain}}$ 。

方程(2) 具有如下形式的通解

$$\begin{cases} F(z) = C_1 \exp(\gamma z) + C_2 \exp(-\gamma z) \\ B(z) = C_3 \exp(\gamma z) + C_4 \exp(-\gamma z) \end{cases} \quad (3)$$

其中,  $\gamma^2 = (g - i\delta)^2 + \kappa^2$ ,  $C_1, C_2, C_3$  和  $C_4$  为常数。

光波在  $z = -L/2$  和  $z = L/2$  处的边界条件可以表示为

$$\begin{cases} \exp(i\beta_0 L/2) F(-L/2) = r_L \exp(-i\beta_0 L/2) B(-L/2) \\ r_R \exp(-i\beta_0 L/2) F(L/2) = \exp(i\beta_0 L/2) B(L/2) \end{cases} \quad (4)$$

根据边界条件和通解(3), 可得通解存在非零解的条件<sup>[4]</sup>

$$\left[ 1 - \hat{r}_R \frac{\Gamma}{i\kappa} \right] \left[ 1 - \hat{r}_L \frac{\Gamma}{i\kappa} \right] \exp(-\gamma L) = \left[ \hat{r}_R - \frac{\Gamma}{i\kappa} \right] \left[ \hat{r}_L - \frac{\Gamma}{i\kappa} \right] \exp(\gamma L) \quad (5)$$

$$\frac{i\kappa}{\Gamma} = \frac{\hat{r}_L + \hat{r}_R + \frac{2\gamma}{i\kappa} \left[ 1 + \frac{1 - \hat{r}_R \hat{r}_L}{\exp(2\gamma L) - 1} \right]}{1 + \hat{r}_R \hat{r}_L} \quad (6)$$

其中  $\hat{r}_R = r_R \exp(-i\beta_0 L)$ ,  $\hat{r}_L = r_L \exp(-i\beta_0 L)$ 。

电吸收光调制器的右端面对耦合进入调制器的光波存在反射。当此反射很弱时 ( $|r_M| \ll 1$ ), 激光器内前向传输光在  $z = L/2$  处的等效反射率可以近似表示为

$$r_{R,eq} = r_R + (1 - r_R^2) r_M \exp(-i\omega\tau) \quad (7)$$

式中,  $\tau = \frac{2n_M L_M}{c}$ ,  $\tau$  为光波在调制器内往返一次的渡越时间;  $c$  为真空中的光速。

前向光波在  $z = L/2$  处的反射率的变化为

$$\Delta \hat{r}_R = (1 - r_R^2) r_M \exp(-i\omega\tau) \exp(-i\beta_0 L) \quad (8)$$

反馈光一方面改变了激光器端面的有效反射率, 另一方面使激光器的载流子浓度发生变化, 继而使有源区内的有效折射率发生变化, 同时也改变了激光器的阈值增益, 这些重要参数的变化决定了激光器的频率偏移。

根据色散关系, 由反射率的变化引起的阈值增益变化  $\Delta g$  满足下列关系

$$\Delta g - i\Delta\delta = \frac{\gamma_0}{g_0 - i\delta_0} \Delta\gamma \quad (9)$$

在单片集成的 DFB/EA 器件中, 激光器与调制器由同一半导体材料生长而成, 在它们的界面处往往可以做到严格的折射率匹配, 可以假设  $r_R = 0$ , 同时忽略界面处的损耗。由此对方程 (6) 微分, 并利用 (5) 式, 可得

$$\Delta \mathcal{Y} = \frac{2r_L \hat{p}_0 - i\kappa(1 + r_L^2)}{2ir_R \hat{p}_0^2 \kappa L + p_0[\kappa L(1 + r_L^2) - i\kappa r_L] - \kappa^2 \mathcal{Y}_0 p_0 \Delta r_R} \Delta r_R \quad (10)$$

引入一个仅与激光器有关的参数  $C_{\text{laser}}$ ,

$$C_{\text{laser}} = \frac{(p_0^2 L^2 + \kappa^2 L^2)[2r_L \hat{p}_0 L / \kappa L - i(1 + r_L^2)] \exp(-i\beta_0 L)}{2ir_R (\hat{p}_0 L)^2 + p_0 L[\kappa L(1 + r_L^2) - ir_L] - \kappa L} \quad (11)$$

此处,  $p_0 = g_0 - i\delta_0$ ,  $g_0$  和  $\delta_0$  分别为无外部反射时的阈值增益和波数偏移。(9) 式可以表示为

$$\Delta g L - i\Delta \delta L = C_L r \exp(-i\omega \tau) \quad (12)$$

假设反射引起的激光频偏和折射率变化分别为  $\Delta \omega$  和  $\Delta \bar{n}_{\text{eff}}$ , 它们满足

$$\Delta \delta = \frac{\bar{n}_{\text{eff}}}{c} \Delta \omega + \frac{\omega}{c} \Delta \bar{n}_{\text{eff}} \quad (13)$$

根据激光器线宽展宽因子  $\alpha_{\text{HL}}$  (亦称“啁啾因子”) 的定义, 折射率变化  $\Delta \bar{n}_{\text{eff}}$  为

$$\Delta \bar{n}_{\text{eff}} = -\frac{c}{\omega} \alpha_{\text{HL}} \Delta g \quad (14)$$

利用 (12) 到 (14) 式, 可得反射引起的激光频率偏移  $\Delta \omega$ ,

$$\Delta \omega = (1 + \alpha_{\text{HL}}^2)^{1/2} \frac{c}{\bar{n}_{\text{eff}} L} |C_{\text{laser}}| |r_M| \sin[\omega \tau - \arg(r_M) - \arg(C_{\text{laser}}) + \tan^{-1}(\alpha_{\text{HL}})] \quad (15)$$

由 (15) 式可以清楚地看到, 反射引起的激光频率偏移  $\Delta \omega$  与调制器的端面反射率呈线性变化关系; 另外, 激光器的特征参数  $C_{\text{laser}}$  对  $\Delta \omega$  的大小也起重要作用。对于部分增益耦合 DFB 激光器,  $C_{\text{laser}}$  的典型值约在 0.5 ~ 10 之间, 且随耦合参数  $|\kappa|L$  的增大而单调减小。耦合参数  $|\kappa|L$  的增大限制了激光器的输出光功率<sup>[2, 4]</sup>, 一般在 1 ~ 5 之间。从调制器方面来看, 减弱偏移  $\Delta \omega$  的最直接的办法就是尽可能减小端面反射率。依靠式中正弦项的变化来控制  $\Delta \omega$  在半导体工艺上极难实现。实测四只同一型号的 DFB/EA 商品, 全“0”码和全“1”码之间的频偏在 0.1 ~ 10 GHz, 具有很大的离散性。

## 2 动态频移

DFB/EA 的动态频移主要是 (15) 式中的  $|r_M|$  和  $\omega \tau$  随时间变化所致。当调制器受到数字电压信号的调制时, 其输出光脉冲的瞬时功率可表示为<sup>[8]</sup>

$$P_{\text{out}}(t) = P_0 \exp\{-\Gamma_M \alpha_M [V(t)] L_M\} \quad (16)$$

其中,  $P_0$  为调制器的输入光功率,  $\Gamma_M$  为调制器的光场限制因子,  $\alpha_M [V(t)]$  为调制器的吸收系数, 它是调制电压的函数。

调制器的吸收系数  $\alpha_M [V(t)]$  随时间而变, 反馈到激光器的光功率也将随之变化。假设调制器端面在  $\alpha_M [V(t)] = 0$  时的反射系数为  $r_{M0}$ 。则其瞬时有有效反射系数应为

$$|r_{M, \text{eff}}(t)| = |r_{M0}| \exp\{-\Gamma_M \alpha_M [V(t)] L_M\} \quad (17)$$

由于在调制状态下, 调制器的折射率也将发生变化, 因而光波在调制器内往返一次的相移是时间的函数, 可以表示为

$$\omega \tau(t) = \frac{4\pi \Gamma_M L_M}{\lambda} n_M [V(t)] \quad (18)$$

假设调制器在吸收系数为零时的折射率为  $n_{M0}$ 。引入调制器的啁啾因子<sup>[9]</sup>  $\alpha_{\text{HM}}$ , (18) 式可

以进一步表示为

$$\omega\tau(t) = \frac{4\pi\Gamma_M L_M}{\lambda} n_{M0} + \alpha_{HM} \Gamma_M L_M \{ \alpha_M [V(t)] \} \quad (19)$$

利用(16)式,  $|r_{M,\text{eff}}(t)|$  和  $\omega\tau$  可以表示如下

$$|r_{M,\text{eff}}(t)| = |r_{M0}| P_{\text{out}}(t)/P_0 \quad (20)$$

$$\omega\tau(t) = \frac{4\pi L_M}{\lambda} n_{M0} - \alpha_{HM} \ln[P_{\text{out}}(t)/P_0] \quad (21)$$

至此,  $|r_{M,\text{eff}}(t)|$  和  $\omega\tau(t)$  已化为瞬时输出功率的函数。注意, 调制光脉冲的瞬时功率的最大值  $P_{\text{out}}(T)_{\text{max}}$  由“1”码的调制电压决定,  $P_{\text{out}}(T)_{\text{max}} < P_0$ 。如果将  $P_0$  视为调制器“1”码的光功率, 则  $P_{\text{out}}(T)_{\text{max}} \equiv P_0$ , 而(20)中的  $|r_{M0}|$  应由  $|r_{M,\text{eff}0}| = |r_{M0}| \exp[-\Gamma_M \alpha(V_0) L_M]$  代换, 其中  $\alpha(V_0)$  和  $n_{M0}$  分别为“1”码时的吸收系数和折射率。

假设激光器对反馈光是瞬态响应的, 则其动态频率偏移可表示为

$$\Delta\omega(t) = (1 + \alpha_{\text{HL}}^2)^{1/2} \frac{c}{\bar{n}_{\text{eff}} L} |C_{\text{laser}}| |r_{M0}| \left[ \frac{P_{\text{out}}(t)}{P_0} \right] \sin\{ \alpha_{\text{HM}} \ln[P_0/P_{\text{out}}(t)] + \mathcal{Q}_0 \} \quad (22)$$

其中,  $\mathcal{Q}_0 = \frac{4\pi\Gamma_M L_M}{\lambda} n_{M0} + \arg(r_{M0}) - \arg(C_{\text{laser}}) + \tan^{-1}(\alpha_{\text{HL}})$ , 是一个常数相位, 并且具有一定的随机性。(22)式即为本文得出的描述由调制器端面反射造成的激光器动态频移的表达式。从中可以看到, 动态频移的大小不仅与静态频移有关, 而且与调制器的瞬时光功率有关。为了与调制器的瞬态啁啾相对比, 本文称其为“反射啁啾”。

### 3 反射啁啾对色散光脉冲形状的影响

带有反射啁啾和瞬态啁啾的高速光脉冲进入色散光纤传输后, 脉冲形状将发生变化。以下分析同时带有反射啁啾和瞬态啁啾的高速光脉冲, 在反常色散光纤中传输后的脉冲形状变化。为了分析方便起见, 假设  $P_{\text{out}}(t)_{\text{max}} = P_0$ 。光脉冲的传输由下面的非线性传输方程来描述<sup>[10]</sup>

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{2} i \beta_2 \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} - i \gamma |A|^2 A + \frac{\alpha}{2} A = 0 \quad (23)$$

这里,  $A(z,t)$  为光脉冲的复振幅,  $\beta_2$  为光纤的色散参量,  $\gamma$  为非线性系数,  $\alpha$  为损耗系数。

考虑到反射啁啾和瞬态啁啾, 光脉冲的初始复振幅为

$$A(0,t) = \sqrt{P_{\text{out}}(t)} \exp\{-i[\Phi_r(t) + \Phi_l(t)]\} \quad (24)$$

其中,  $\Phi_r(t)$  和  $\Phi_l(t)$  分别为反射啁啾相位和瞬态啁啾相位

$$\begin{cases} \frac{d\Phi_r(t)}{dt} = \frac{\alpha_{\text{HM}}}{2} \frac{1}{P_{\text{out}}(t)} \frac{dP_{\text{out}}(t)}{dt} \\ \frac{d\Phi_l(t)}{dt} = \Delta\omega(t) \end{cases} \quad (25)$$

$\Delta\omega(t)$  由式(22)给出。图2(a), (b)和图3分别表示  $\Phi_0 = \pi/2$  时, 调制速率为 2.5 Gbit/s 的伪随机光比特流经过 300 km 光纤传输后的脉冲形状和初始啁啾。光纤的色散系数为 17 ps/nm · km, 损耗系数为 0.23 dB/km, 传输损耗由光放大器完全补偿。由于输入光功率较低(1 mW), 因而光纤的非线性作用在此可以忽略。

从图2可以清楚地看到, 带有反射啁啾的光脉冲经过传输后, 一个特征变化是脉冲呈现窄化现象, 另一个变化是当反射啁啾为正时, 脉冲的上升沿出现“过冲”, 而下降沿变缓(图2(a)和(b)中的c); 当反射啁啾为负时, 上升沿变缓, 下降沿出现“过冲”(图2(a)和(b)中的d)。

在  $4 \times 2.5 \text{ Gbit/s} \times 300 \text{ km}$  的光纤通信实验系统中, 其中一只 DFB/EA 在消光比为 8.4 dB 时, 全 ‘1’ 码和全 ‘0’ 码的相对频偏为 8 GHz, EA 的  $\alpha_{\text{HM}}$  约为 0.5。回程损耗 40 dB 以上的光隔离器置于 DFB/EA 之后以隔离光纤和线路中的光器件的反射光进入激光器。四路信号经功率放大器放大后, 以每信道 5 dBm 的功率进入 G. 652 光纤传输, 在线光放大器置于 150 km 处。光接收机包括前置光放大器、光滤波器、光探测器和带宽 1.75 GHz 的电低通滤波器。图 3 (a) 为其经过 300km 光纤传输后的眼图(发端眼图对称且无过冲)。从图中可以看到反射啁啾造成的明显的脉冲窄化和过冲现象, 图 3 (b) 为根据本文理论和以上参数得到的计算机仿真眼图。由于噪声很难在计算中得到精确模拟, 故二者在细微处有一定的差异。

脉冲形状的变化对高速光纤通信的传输质量有着重要的影响, 应该说反射啁啾带来的脉冲轻微窄化对传输质量的提高有一定的好处(减小了码间干扰)。但应该看到, 过大的反射啁啾会使脉冲的上升沿或下降沿大大变缓, 降低传输质量。

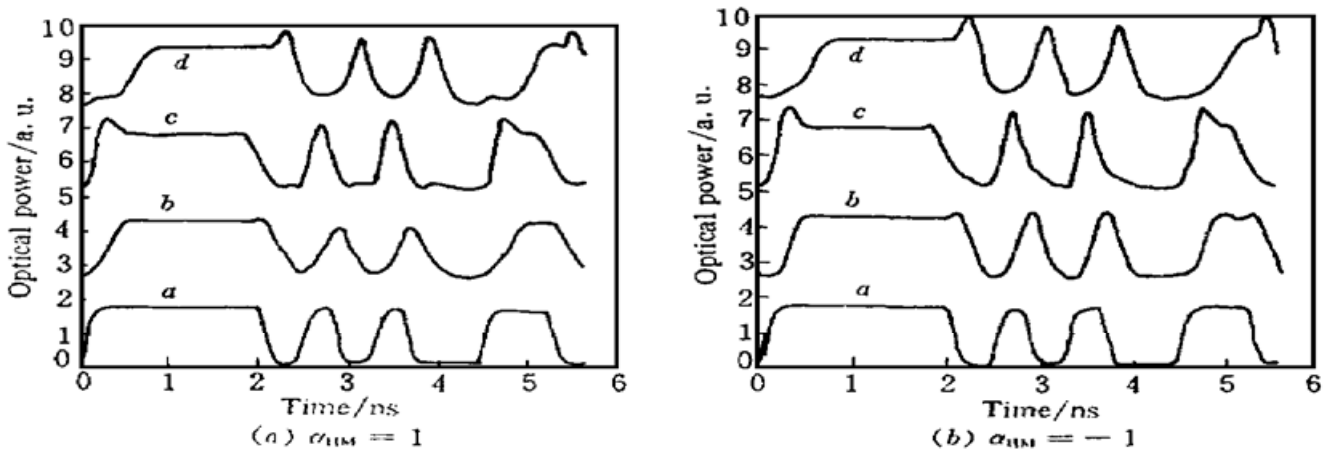


图 2 传输前后的脉冲波形

a: 初始脉冲波形; b: 传输后波形, 无反射啁啾; c: 传输后波形, 最大反射啁啾 + 4.77 GHz,  $\phi_0 = \pi/2$ ;  
 d: 传输后波形, 最大反射啁啾 + 4.77 GHz,  $\phi_0 = 3\pi/2$

Fig. 2 Pulse shapes before and after transmission

a: back-to-back; b: after transmission, without reflection chirp; c: after transmission, with a maximum reflection chirp = 4.77 GHz,  $\phi_0 = \pi/2$ ; d: after transmission, with a maximum reflection chirp = 4.77 GHz, and  $\phi_0 = 3\pi/2$

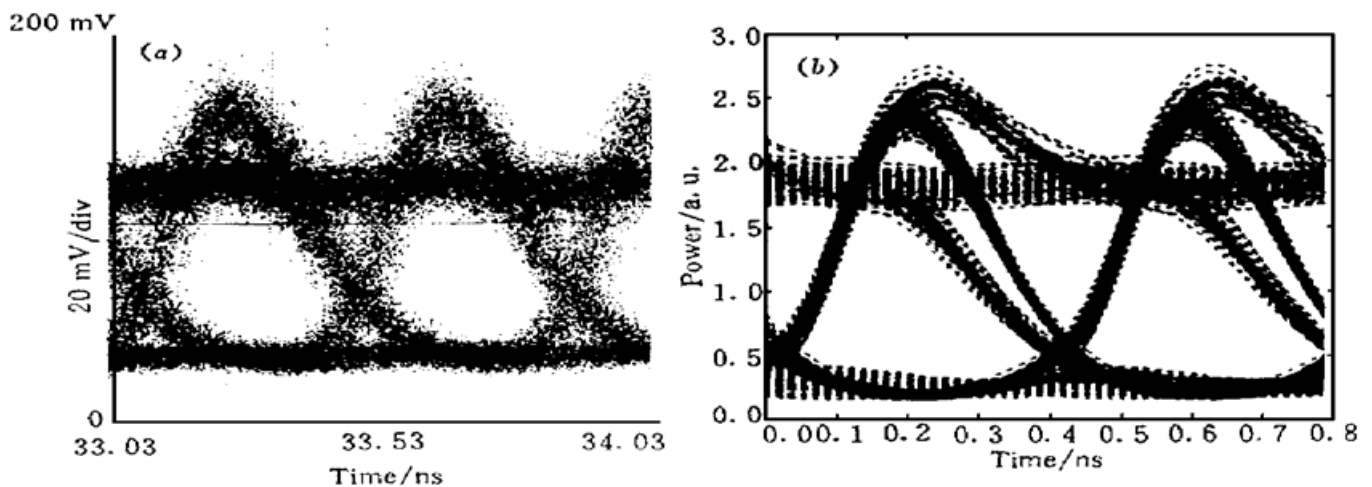


图 3 2.5 Gbit/s 信号经过 300 km 反常色散光纤传输后的眼图

反射啁啾+ 8 GHz,  $\alpha_{\text{HM}} = 0.5$ , 色散系数 17 ps/nm · km。(a) 实验测量; (b) 计算机仿真

Fig. 3 Eye-diagrams after 2.5 Gbit/s  $\times$  300 km transmission over a conventional single-mode fiber, reflection chirp = 8 GHz,  $\alpha_{\text{HM}} = 0.5$ , fiber  $D = 17 \text{ ps/km/nm}$ . (a) measured; (b) simulated

## 5 总 结

本文首先根据 DFB 半导体激光器的耦合波理论和电吸收调制器的调制模型推导出了描述 DFB/EA 集成器件中调制器的端面反射造成的激光器的静态频移和动态频移的解析表达式,静态频移和动态频移(“反射啁啾”)的最大值正比于激光器的特征参数  $C_{\text{laser}}$  和调制器的端面反射率,动态频移的大小还与调制器的“通态”光功率有很大关系;其次,利用动态频移模型对光脉冲经过反常色散光纤传输后的波形进行了计算机仿真,取得了与实验一致的结果。从仿真结果来看,无论脉冲的初始啁啾正负如何,“反射啁啾”总是使得传输后的脉冲变窄,当反射啁啾为正时,脉冲的上升沿出现“过冲”,而下降沿变缓;当反射啁啾为负时,上升沿变缓,下降沿出现“过冲”。对于光纤通信来说,反射啁啾带来的脉冲窄化对传输质量的提高有一定的好处(减小了码间干扰),但同时应该看到,过大的反射啁啾会使脉冲的上升沿或下降沿大大变缓,降低传输质量,因而反射啁啾不宜过大。

应该说明的是,对于其它类型的 DFB 半导体激光器,特征参数  $C_{\text{laser}}$  具有不同的表达式,但描述静态频移和动态频移的表达式仍然有效,只是  $C_{\text{laser}}$  有不同的数值<sup>[4]</sup>而已。

### 参 考 文 献

- 1 T. H. Wood. MQW waveguide modulator. *J. Lightwave Technol.*, 1988, **6**(6): 743~ 757
- 2 O. Sahlen. Optimization of DFB lasers integrated with Franz-Keldysh absorption modulators. *J. Lightwave Technol.*, 1994, **12**(6): 969~ 976
- 3 J. A. J. Fells, M. A. Gibbon, G. H. B. Thompson *et al.*. Chirp and system performance of integrated laser modulators. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 1995, **7**(11): 1279~ 1281
- 4 F. Favre. Theoretical analysis of external optical feedback on DFB semiconductor lasers. *IEEE J. of Quantum Electron.*, 1987, **23**(1): 81~ 88
- 5 B. Tromborg, H. Olesen, Xing Pan *et al.*. Transmission line description of optical feedback and injection locking for Fabry-Perot and DFB lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987, **23**(11): 1875~ 1889
- 6 D. Marcuse. DFB laser with attached external intensity modulator. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1990, **26**(2): 262~ 269
- 7 K. David, J. Buus, R. G. Baets. Basic analysis of AR-coated, partly gain-coupled DFB lasers: the standing wave effect. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(2): 427~ 433
- 8 T. H. Wood, L. M. Ostar, M. Suzuki. The effect of modulator nonlinearity on measurements of chirp in electroabsorption modulators. *J. Lightwave Technol.*, 1994, **12**(7): 1152~ 1158
- 9 F. Koyama, K. Iga. Frequency chirping in external modulators. *J. Lightwave Technol.*, 1988, **6**(1): 87~ 93
- 10 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. San Diego, CA: Academic, 1989. 10~ 45

## Modeling of Dynamic Frequency Shift and Pulse Distortion of Integrated DFB Semiconductor Laser

Song Kai Fan Chongcheng Yang Hui Yang Zhixing

(Department of Electronic Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084)

**Abstract** An analytical expression describing dynamic frequency shift (“reflection chirp”) of the DFB semiconductor laser due to residual end-reflection of the attached electroabsorption modulator is derived. By a computer simulation, we find that the optical pulses through transmission in the dispersive optical fiber are narrowed and distorted due to this “reflection chirp” which is well agreed with experimental results.

**Key words** dynamic frequency shift, DFB semiconductor laser, electroabsorption modulator