

基于 Push-Pull 调制的分布反馈激光器 带宽研究

周宁¹, 左成亮^{2*}, 林泽锃², 兰明文², 董智星², 柯程², 齐俊秋²

¹武汉光迅科技股份有限公司, 湖北 武汉 430074;

²华中科技大学武汉光电国家实验室, 湖北 武汉 430074

摘要 为提高分布式反馈(DFB)激光器小信号曲线的通带平坦度和 3 dB 带宽,利用一维行波模型,研究了一阶和二阶光栅结构下基于 push-pull 调制原理的 DFB 激光器,分析了器件参数(如光栅耦合系数、腔长、电极比例等)与激光器频率响应的关系。其中,仿真模型所用的参数是与实际器件的光电特性对照后提取出来的参数。仿真结果表明:对于一阶光栅结构的 DFB 激光器,在合适的光栅耦合系数、腔长和电极比例下, push-pull 调制的带宽比单电极直接调制的带宽大 12 GHz;对于二阶光栅结构的 DFB 激光器,在合适的参数下, push-pull 调制的带宽比单电极直接调制的带宽大 40 GHz;并且,一阶和二阶光栅结构的 push-pull 调制激光器的通带平坦度都优于普通的直接调制激光器。同时,实验结果也表明,即使对于普通的有源区设计,采用 push-pull 调制技术后,其带宽也会大幅提升。

关键词 激光器; 带宽; push-pull; 光子-光子谐振

中图分类号 TN248.4

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP55.061408

Bandwidth of Push-Pull Modulated Distributed Feedback Lasers

Zhou Ning¹, Zuo Chengliang², Lin Zekun², Lan Mingwen²,
Dong Zhixing², Ke Cheng², Qi Junqiu²

¹Accelink Technologies Co., Ltd., Wuhan, Hubei 430074, China;

²Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology,
Wuhan, Hubei 430074, China

Abstract In order to improve the passband flatness and 3 dB modulation bandwidth of the distributed feedback (DFB) lasers, we study the relationship between the device parameters (such as grating coupling coefficient, cavity length and electrode ratio) and the frequency response of 1st and 2nd order grating push-pull modulated DFB lasers by using one-dimensional traveling wave model. The parameters used in the simulated model are extracted from the photoelectric characteristics of the actual devices. The simulated results show that, for the DFB lasers with 1st order grating structure, the push-pull modulation bandwidth is 12 GHz larger than the single-electrode direct modulation bandwidth at the appropriate grating coupling coefficient, cavity length and electrode ratio. For the DFB lasers with 2nd order grating structure, the push-pull modulation bandwidth is 40 GHz larger than the single-electrode direct modulation bandwidth. Besides, the passband flatness of the 1st order and 2nd order grating push-pull modulated lasers is much better than that of the ordinary direct modulation lasers. In addition, the results of the experiments show a substantial increase of the bandwidth with push-pull modulation, even for general design of active region.

Key words lasers; bandwidth; push-pull; photon-photon resonance

OCIS codes 140.3460; 140.3490; 140.5960

收稿日期: 2017-11-24; 收到修改稿日期: 2017-12-26

作者简介: 周宁(1963—),女,学士,高级工程师,主要从事半导体光电器件研发与制造方面的研究。

E-mail: ning.zhou@accelink.com

* 通信联系人。E-mail: zuochengliang@hust.edu.cn

1 引言

随着信息网络的快速发展,以及数据中心、云计算等领域对更大数据容量的需求,直调半导体激光器作为光通信系统中不可或缺的组成部分,面临着需要更高速率的挑战^[1-2]。然而对于直接调制的边发射半导体激光器,其调制带宽存在理论的上限。在不考虑阻尼因子的情况下,若以张弛振荡频率来定义激光器的 3 dB 带宽,不难估算出半导体激光器的理论张弛振荡频率上限,约为 50 GHz。但囿于目前的制造工艺以及理论模型的理想化,实际的激光器很难达到 50 GHz 的调制带宽。众所周知,直接调制半导体激光器的张弛振荡频率是由载流子-光子共振(CPR)速度决定的^[3]。研究人员对此做了大量的工作,通过优化激光器的材料和结构来提高 CPR 频率,以提高激光器的调制带宽,但截至目前,已报道的单段直接调制的激光器最大直接调制带宽仍低于 35 GHz^[4]。基于 push-pull 调制激光器的提出^[5-6],给人们提供了一种提高激光器调制带宽的新思路。

本文对具有一阶光栅结构和二阶光栅结构的 push-pull 调制的半导体激光器分别进行了仿真研究,仿真结果表明,提高光栅耦合系数、增加器件长度,可使激光器的张弛振荡频率显著的提升;选择合适的电极比例,可使激光器的张弛振荡频率曲线更加平坦。同时,实验结果表明,采用 push-pull 调制技术,即使是普通的基片,其带宽和眼图质量也会有明显的提升和改善。

2 工作原理

如前所述,在直接调制的半导体激光器中,CPR 速度决定了激光器的张弛振荡频率^[3],进而限制了普通直接调制激光器的调制带宽。采用 push-pull 调制的激光器拥有双电极结构,可以将其视为激光器的谐振腔的左右两部分。图 1 为典型的 push-pull 调制的分布式反馈(DFB)激光器的结构示意图,图中 I_b 为偏置电流, I_s 为调制电流, R_L 为激光器两个电极长度的比例, L 为腔长。根据 push-pull 调制原理,左右两部分电极输入的一对差分调制信号,导致激光器的调制响应除了原有的 CPR 峰外,还出现了两个谐振腔激发的光子-光子谐振(PPR)峰^[6-7],如图 2 所示。在 push-pull 调制的 DFB 激光器中,PPR 频率一般远大于 CPR 频率,即在 CPR 峰和 PPR 峰之间会出现凹陷。因此,如果能够设计合

理的激光器结构,以利用 PPR 峰补偿 CPR 峰在高频处的滚降,同时将两个谐振峰之间的凹陷进行大幅拉高,就可以有效地增大激光器小信号调制曲线的 3 dB 截止频率,即达到了提高激光器的 3 dB 带宽的目的。

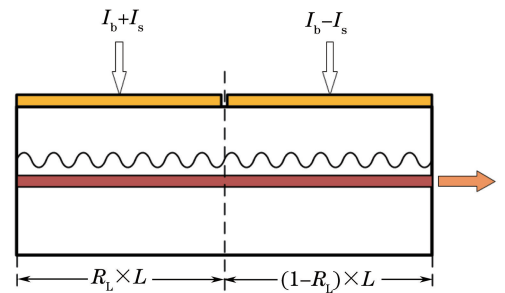


图 1 典型的 push-pull 调制 DFB 激光器结构示意图

Fig. 1 Schematic of a typical push-pull modulated DFB laser

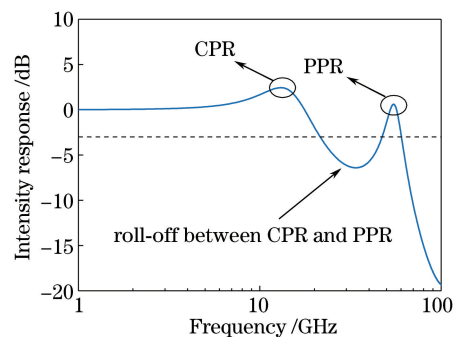


图 2 典型的 push-pull 调制 DFB 激光器的小信号强度调制响应

Fig. 2 Small-signal intensity response of a typical push-pull modulated DFB laser

3 理论模型

采用描述激光器中前向波包络 $F(z)$ 和后向波包络 $R(z)$ 的一行波模型^[8-10],模型方程为

$$\begin{cases} \frac{1}{v_g} \frac{\partial F(z, t)}{\partial t} + \frac{\partial F(z, t)}{\partial z} = (G - j\delta) F(z, t) + j\kappa_{FR} R(z, t) + \bar{s}_f(z, t) \\ \frac{1}{v_g} \frac{\partial R(z, t)}{\partial t} - \frac{\partial R(z, t)}{\partial z} = j\kappa_{RF} F(z, t) + (G - j\delta) R(z, t) + \bar{s}_r(z, t) \end{cases}, (1)$$

式中: v_g 为群折射率; z 和 t 分别为位置和时间变量; j 为虚数单位; κ_{FR} 和 κ_{RF} 为光栅的耦合系数; $\bar{s}_f(z, t)$ 与 $\bar{s}_r(z, t)$ 分别为与前向波和后向波耦合的自发辐射噪声; G 和 δ 分别代表模式净增益和失谐因子。 G 和 δ 的表达式为

$$G = \frac{1}{2} \left[\Gamma \cdot \frac{g(N)}{1 + \epsilon_s S} - \alpha \right], (2)$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[n_{\text{eff}0} - \alpha_{\text{H}} \frac{\Gamma g(N)}{1 + \epsilon_s S} \cdot \frac{\lambda_0}{4\pi} \right] - \frac{\pi}{\Lambda}, \quad (3)$$

$$g(N) = g_0 \ln \frac{N}{N_{\text{tr}}}, \quad (4)$$

式中: Γ 为光场限制因子; ϵ_s 为非线性增益饱和系数; α 为非带间模式损耗; λ_0 为参考波长; $n_{\text{eff}0}$ 为冷腔等效折射率; α_{H} 为线宽增强因子; Λ 为光栅周期; g_0 为增益常数; N 为载流子浓度; N_{tr} 为透明载流子浓度; S 为光子密度; $g(N)$ 为材料增益。(2)式中, 光子密度 S 的表达式为

$$S = \frac{\Gamma}{v_g \hbar \omega \Sigma_{\text{ar}}} \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot n_{\text{eff}} (|F|^2 + |R|^2), \quad (5)$$

式中: \hbar 为约化的普朗克常数; ω 为圆频率; Σ_{ar} 为有源区面积; ϵ_0 为真空介电常量; μ_0 为真空磁导率; n_{eff} 为等效折射率。

(1)式中的自发辐射噪声 \bar{s}_f 的振幅和相位可以分别用高斯分布和均匀分布的随机过程来模拟。其中, 具有高斯分布的随机过程的期望值为零, 其自相关函数满足

$$\begin{aligned} & \langle |\bar{s}_f(z, t) | | \bar{s}_f(z', t') | \rangle = \\ & 2 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \frac{\gamma \Gamma g_{\text{sp}}(z, \omega_0) \hbar \omega_0}{n_{\text{eff}}} \delta(z - z') \delta(t - t'), \end{aligned} \quad (6)$$

式中: γ 为自发辐射因子, 代表自发辐射进入模式的比例; ω_0 为激射频率; $g_{\text{sp}}(z, \omega_0)$ 为自发辐射谱; δ 为狄拉克函数。在稳态下, 由于空间步长 $d_z \rightarrow 0$ 、 $z \rightarrow z'$ 、 $t \rightarrow t'$ 、 $\delta(z - z') \rightarrow 1/d_z$ 并且 $\delta(t - t') \rightarrow v_g/d_z$, 因此(6)式的左边和右边分别趋近于

$\langle |\bar{s}_f(z, t)|^2 \rangle$ 和 $2 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \frac{\gamma \Gamma g_{\text{sp}}(z, \omega_0) \hbar \omega_0}{n_{\text{eff}} d_z^2}$ 。 $\bar{s}_f(z, t)$ 的相位随机均匀分布在 $[0, 2\pi]$ 范围内。

对于行波模型, 为了使计算求解更方便、计算速度更快, 载流子浓度 N 的控制方程可以采用如下的速率方程描述:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} = \frac{I(t)}{eLd\omega} - (A \cdot N + B \cdot N^2 + C \cdot N^3) - \\ v_g \frac{g(N)}{1 + \epsilon_s S} \cdot S, \end{aligned} \quad (7)$$

式中: $I(t)$ 为偏置电流; e 为基本电荷电量; L 为腔长; d 为有源区厚度; ω 为脊宽; A 为 Shockley-Read-Hall(SRH)复合系数; B 为双分子和自发辐射复合系数; C 为俄歇复合系数。

4 数值分析

采用分布交替法^[9,11-12]来求解行波模型, 为了表述简单, 将(1)式写成通用形式:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} \right) \begin{bmatrix} F(z, t) \\ R(z, t) \end{bmatrix} = \\ & \begin{bmatrix} A^{11}(z, t) & A^{12}(z, t) \\ A^{21}(z, t) & A^{22}(z, t) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F(z, t) \\ R(z, t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} C^f(z, t) \\ C^r(z, t) \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中: $C^f(z, t)$ 和 $C^r(z, t)$ 分别为前向和后向波包络的复数共轭项, 且

$$\begin{aligned} A^{11}(z, t) = A^{22}(z, t) = G - j\delta, A^{12}(z, t) = \\ j\kappa_{FR}, A^{21}(z, t) = j\kappa_{RF}. \end{aligned} \quad (9)$$

(8)式可以进一步写成:

$$\begin{aligned} & \pm \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} F(z, t) \\ R(z, t) \end{bmatrix} = \\ & \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F(z, t) \\ R(z, t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} C^f(z, t) \\ C^r(z, t) \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (10)$$

式中: a_{11} 、 a_{12} 、 a_{21} 和 a_{22} 均为常量, 其公式为

$$\begin{cases} a_{11} = A_{n,k}^{11}(z, t) - \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \\ a_{12} = A_{n,k}^{12}(z, t) \\ a_{21} = A_{n,k}^{21}(z, t) \\ a_{22} = A_{n,k}^{22}(z, t) - \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \end{cases}, \quad (11)$$

式中: 下标 n 和 k 分别为空间网格和时间网格的标识。

端面边界条件为

$$\begin{bmatrix} F(0) \\ R(L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & r_{\text{HR}} \\ r_{\text{AR}} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F(L) \\ R(0) \end{bmatrix}. \quad (12)$$

式中: r_{HR} 为镀高反膜一侧的器件反射率; r_{AR} 为镀增透膜一侧的器件反射率。

将波导等分成 M 段, 每段长度为 Δz 。考虑波导中第 n 段, 如图 3 所示, 并且暂时假设变量和参量

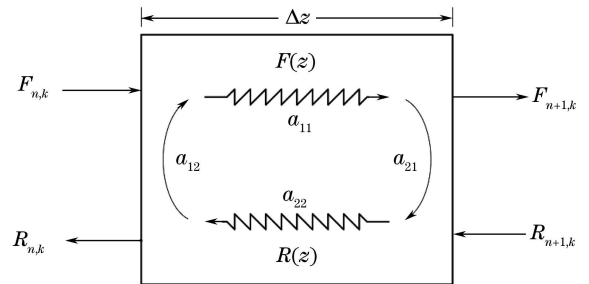


图 3 在特定时刻 $t = k \Delta t$ 时第 n 段的耦合波

Fig. 3 Coupling wave of the n^{th} section

at a certain time of $t = k \Delta t$

与时间无关,以及所有参量在这一小段内是均匀的,即参量的 z 方向的依赖性被忽略。

用 split-step 的方法^[9],将时间和空间分开进行处理,可以得到:

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} F_{n+1,k+1} \\ R_{n,k+1} \end{bmatrix} = \\ & \frac{1}{\cosh(\gamma_{n,k} \Delta z) - (A_{n,k}^{11} + A_{n,k}^{22}) \sinh(\gamma_{n,k} \Delta z) / (2\gamma)} \times \\ & \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{A_{n,k}^{11} - A_{n,k}^{22}}{2} \Delta z\right) & \frac{A_{n,k}^{12}}{\gamma_{n,k}} \sinh(\gamma_{n,k} \Delta z) \\ \frac{A_{n,k}^{21}}{\gamma_{n,k}} \sinh(\gamma_{n,k} \Delta z) & \exp\left(-\frac{A_{n,k}^{11} - A_{n,k}^{22}}{2} \Delta z\right) \end{bmatrix} \times \\ & \begin{bmatrix} F_{n,k} \\ R_{n+1,k} \end{bmatrix} + \Delta z \begin{bmatrix} C_{n,k}^f \\ C_{n,k}^r \end{bmatrix}, \quad (13) \end{aligned}$$

式中: $F_{n,k}$ 和 $R_{n,k}$ 为给定变量。时间步长 Δt 的选择应满足 $\Delta t = \Delta z / v_g$ 。

将增益、载流子、光子等参量也进行差分处理,可以得到:

$$\begin{aligned} N_{n,k+1} = N_{n,k} + \left[\frac{I_{n,k}}{eLd\omega} - (A \cdot N_{n,k} + \right. \\ \left. B \cdot N_{n,k}^2 + C \cdot N_{n,k}^3) - v_g \frac{g_{n,k}}{1 + \epsilon_s S} \right] \cdot \Delta t, \quad (14) \end{aligned}$$

$$g_{n,k} = \ln\left(\frac{N_{n,k}}{N_{tr}}\right), \quad (15)$$

$$\begin{aligned} S_{n,k} = \frac{\Gamma}{v_g \hbar \omega \Sigma_{ar}} \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \\ n_{\text{eff}} (|F_{n,k}|^2 + |R_{n,k}|^2). \quad (16) \end{aligned}$$

自发辐射可以通过两个独立的随机数发生器产生。一个具有高斯分布的随机数发生器用于产生自发辐射噪声的振幅,其中的高斯分布均值为零,自相关函数由(6)式给出。另一个具有 $[0, 2\pi]$ 内均匀分布的随机数发生器用于产生自发辐射噪声的相位。

两个端面的输出功率可以表示为

$$\begin{cases} P_{\text{HR}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot n_{\text{eff}} (1 - r_{\text{HR}}^2) |F_{M,k}|^2 \\ P_{\text{AR}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot n_{\text{eff}} (1 - r_{\text{AR}}^2) |R_{1,k}|^2 \end{cases}. \quad (17)$$

通过(13)~(16)式迭代计算可以得到光场、载流子密度和光子数密度随空间和时间的分布,通过(17)式可以得到两个端面的输出功率大小。

5 push-pull 调制激光器的带宽优化

为了研究 push-pull 调制的 DFB 激光器能达到

的带宽极限,利用前边所述理论模型和数值算法,分别计算了 push-pull 调制的一阶和二阶光栅 DFB 激光器的一些参数对其调制特性影响,这些参数包括激光器的归一化耦合系数 κ_L 和腔长 L ,以及激光器两个电极长度的比例 R_L 。

对于 push-pull 调制的激光器,PPR 峰主要来自激光器激射模和其相邻的一个纵模的谐振^[6]。而 PPR 频率也正好等于激光器激射模与其相邻纵模的频率间隔^[7,13]。对于 DFB 激光器, κ_L 的增大会减小激光器的激射模和与其相邻的纵模的间隔,所以 κ_L 的增大会减小 PPR 频率 f_{PPR} 。另外, κ_L 的增大会影响激光器的单模稳定性,这种不稳定性会增加激射模与其相邻纵模的耦合强度,使得 PPR 峰增加。随着 κ_L 的增加,激光器小信号响应曲线中电子-光子谐振峰处的低频滚降严重,主要是由激光器内严重的空间烧孔效应引起的。可在图 4(a)中观察到 f_{PPR} 的减小和 PPR 峰的增加。同时由图 4(b)可以看出,二阶光栅的 f_{PPR} 与 κ_L 的关系与一阶光栅的相似。但是二阶光栅的 push-pull 调制的频率响应在 f_{PPR} 与 CPR 频率 f_{CPR} 之间的凹陷没有一阶光栅的严重,这对 push-pull 调制有较大帮助。仿真的参数见表 1。

表 1 push-pull 调制的 DFB 激光器的参数
Table 1 Parameters of push-pull modulated DFB laser

Parameter	Value
Active region thickness $d / \mu\text{m}$	0.048
Cleaved facet reflectivity $r_{\text{HR}} / \%$	56.5
Coated facet reflectivity r_{AR}	0
Group velocity n_g	3.6
Grating period of 1 st /2 nd order grating Λ / nm	240.84/481.64
Constant gain coefficient g_0 / cm^{-1}	1800
Effective index n_{eff}	3.21
Optical confinement factor Γ	0.072
Transparent carrier density $N_0 / (10^{17} \text{ cm}^{-3})$	8
Line width enhancement factor α_H	2.0
Non-linear gain saturation coefficient $\epsilon / (10^{-17} \text{ cm}^{-3})$	3
SRH recombination coefficient $A / (10^9 \text{ s}^{-1})$	1
Bimolecular radiation coefficient $B / (10^{10} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$	2
Auger coefficient $C / (10^{-29} \text{ cm}^{-6} \cdot \text{s}^{-1})$	4
Spontaneous coupling coefficient $\gamma / 10^{-5}$	5
Model loss α / cm^{-1}	15

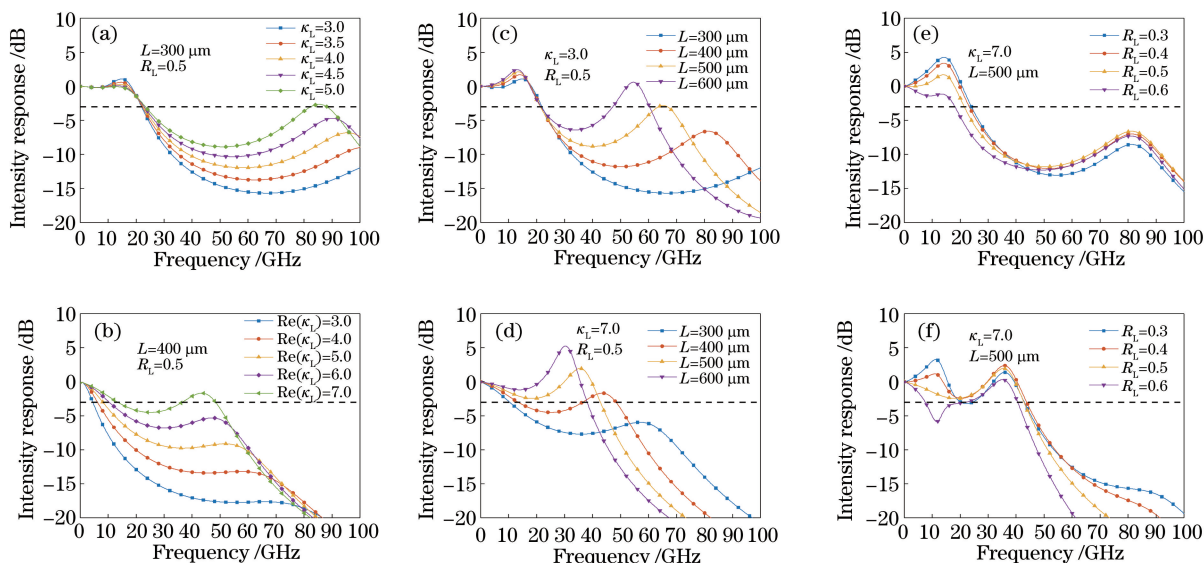


图4 push-pull调制的一阶光栅DFB激光器小信号响应随(a) κ_L 、(c)腔长、

(e)电极比例的变化关系;push-pull调制的二阶光栅DFB激光器小信号响应随(b) κ_L 、(d)腔长、(f)电极比例的变化关系

Fig. 4 Small-signal response of 1st order grating push-pull modulated DFB laser versus (a) κ_L ,

(c) cavity length and (e) electrode ratio; small-signal response of 2nd order grating push-pull modulated DFB laser versus

(b) κ_L , (d) cavity length and (f) electrode ratio

图4(c)给出了腔长对push-pull调制激光器的小信号调制响应的影响。可以看出,在保持激光器 κ_L 不变时,增加激光器腔长 L ,PPR频率 f_{PPR} 减小,PPR峰增高。此时腔长增加导致 f_{PPR} 的减小是因为DFB激光器的激射模与其相邻纵模的频率间隔与腔长成反比。同时由图4(d)可以看出,二阶光栅push-pull调制的DFB激光器小信号调制响应与一阶光栅的结果类似。

激光器两个电极长度比例对push-pull调制激光器的小信号响应的影响可由图4(e)(一阶光栅)和图4(f)(二阶光栅)得到。 R_L 对 f_{PPR} 基本没有影响,但会改变PPR峰和电子-光子谐振峰的大小。

由前边的结论可知:要想得到平坦的小信号响

应曲线,就要使 f_{PPR} 离 f_{CPR} 更近,优化结构参数时,需增加 κ_L 和 L ;然后通过调节 R_L 值来调节CPR和PPR峰,使小信号响应曲线平坦。

图5给出了优化后的一阶光栅和二阶光栅push-pull调制DFB激光器的小信号调制强度响应和相位响应曲线。作为对比,图6给出了普通DFB激光器小信号调制强度响应和相位响应曲线。计算时,两种激光器的输出光功率均为10 mW。

根据以上优化的结果,可以得出如下结论:

1) push-pull调制DFB激光器与普通DFB激光器相比,其在3 dB调制带宽内,小信号调制的相位响应线性度更好;优化后的二阶光栅push-pull调制DFB激光器带宽可达58 GHz。

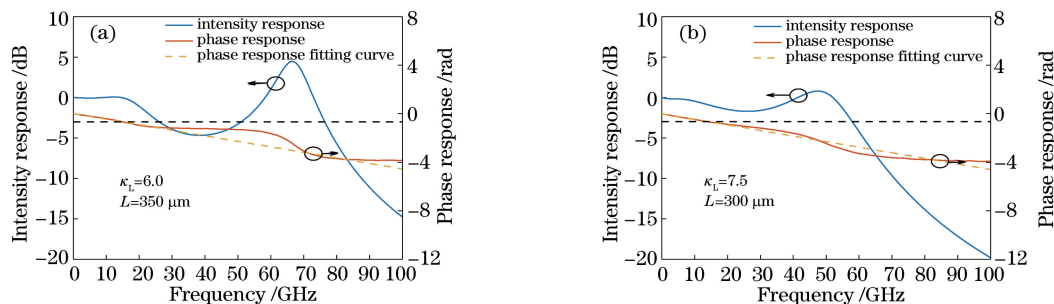


图5 (a)一阶光栅和(b)二阶光栅push-pull调制DFB激光器的小信号强度响应和相位响应

Fig. 5 Small-signal intensity and phase response of (a) 1st order grating and

(b) 2nd order grating push-pull modulated DFB lasers

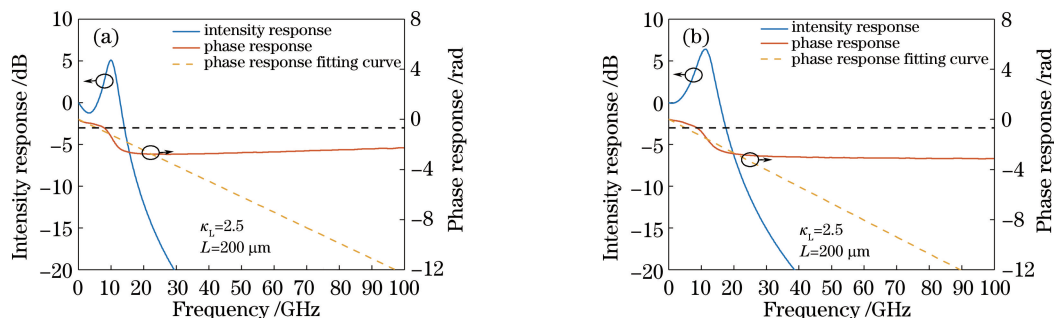


图 6 (a)一阶光栅和(b)二阶光栅单电极 DFB 激光器的小信号强度响应和相位响应

Fig. 6 Small-signal intensity and phase response of (a) 1st order grating and (b) 2nd order grating single electrode DFB lasers

2) 由于 push-pull 调制时, 激光器的总注入电流不变, 从而激光器内总的载流子浓度变化不大, 这有助于削弱电子-光子的谐振峰, 使得 push-pull 调制的 DFB 激光器小信号响应幅度更平坦。

优化的 push-pull 调制 DFB 激光器的 3 dB 带宽、相位响应线性度和小信号幅度响应平坦度都得到了提升, 这些都能极大地增加激光器的调制速率和眼图质量。

6 大信号测试及分析

为了验证前面的设计结果, 分别制作了一阶和二阶光栅 push-pull 调制 DFB 激光器。由于现有的外延片的结构是光栅层在脊波导里面, 这样的激光器的 κ_1 比较小, 导致激光器的性能不太好。通过对比可以看出, push-pull 调制 DFB 激光器和普通 DFB 激光器存在差异。

对于二阶光栅的 push-pull 调制 DFB 激光器, 为了让其沿腔长方向的耦合系数最大, 光栅的占空比应控制在 25% 左右, 这将导致其制作工艺难度增大。高难度的制作工艺会导致二阶光栅的 DFB 激光器性能不好, 因此采用一阶光栅的测试结果来进行验证。图 7 为一阶光栅 push-pull 调制 DFB 激光

器(电极比例为 2 : 1)在 5 Gb/s 和 10 Gb/s 调制下的背靠背眼图。为了进行对比, 图 8 给出了相同结构的普通 DFB 激光器在 5 Gb/s 和 10 Gb/s 调制下的背靠背眼图。同时, 一阶光栅 push-pull 调制 DFB 激光器的激光光谱如图 9 所示。图 7、图 8 和图 9 中激光器腔长为 500 μm , 激光器后端面镀高反射膜, 前端面镀高透膜。

对比图 7 和图 8 的眼图可以看出, 普通单电极调制的眼图上眼皮的过冲比较小, push-pull 调制激光器的眼图要明显优于普通单电极调制激光器, 主要原因有两个:

1) push-pull 调制激光器的 3 dB 通带内相位的线性度较好;

2) push-pull 调制激光器的小信号张弛振荡峰较低, 小信号响应 3 dB 通带相对较平坦。

上述结果与前面的仿真结果一致。另外由于本次制作的激光器光栅的耦合系数特别小, 所以其 PPR 频率特别大, 因此其 3 dB 带宽与普通的激光器相比没有得到明显的改善。即便如此, 仍然可以从实验结果看出采用 push-pull 调制的激光器有助于改善激光器的眼图质量。

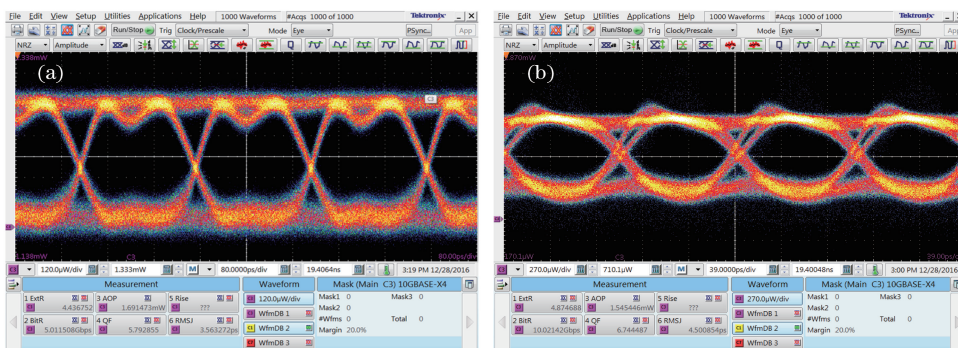


图 7 Push-pull 调制 DFB 激光器的 (a) 5 Gb/s 和 (b) 10 Gb/s 调制眼图

Fig. 7 (a) 5 Gb/s and (b) 10 Gb/s eye patterns of the push-pull modulated DFB laser

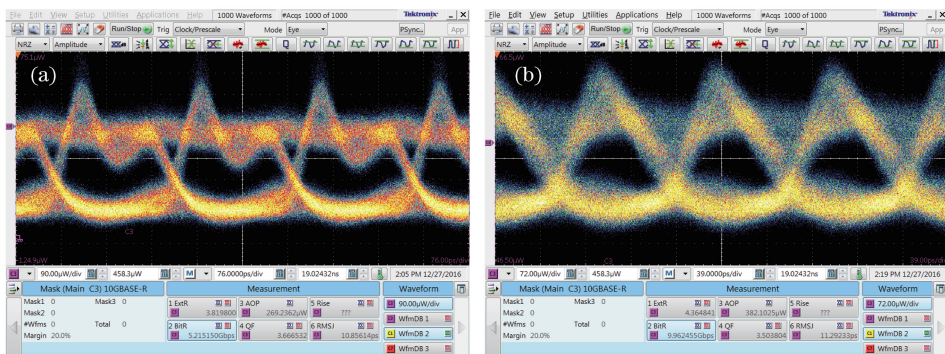


图 8 单电极 DFB 激光器的(a) 5 Gb/s 和(b)10 Gb/s 调制眼图

Fig. 8 (a) 5 Gb/s and (b) 10 Gb/s eye patterns of single electrode DFB laser

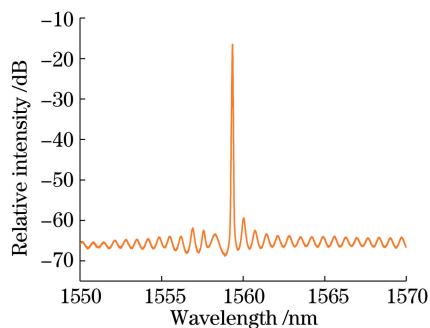


图 9 push-pull 调制 DFB 激光器光谱

Fig. 9 Spectrum of the push-pull modulated DFB laser

7 结 论

基于物理模型对 push-pull 调制的 DFB 激光器的数值分析可知,为了让激光器的 3 dB 带宽更大,激光器需要更大的 κ_L 和更大的腔长,以减小 f_{PPR} ,使其离 f_{CPR} 更近。这样可以通过 PPR 峰来弥补激光器频率响应在高频处的滚降,从而明显提高激光器的调制带宽。此外,可以改变激光器两个电极的长度比例,使激光器 3 dB 通带更平坦。在进行的相关实验中,由于没有更好结构的外延片,制作的 DFB 激光器的 κ_L 太小,导致 push-pull 调制特性不理想,但是与相同结构的普通单电极的直调激光器相比,仍然能够得出 push-pull 调制激光器的调制特性优于普通激光器的结论。

参 考 文 献

- [1] Zhou D B, Bian J, An X, *et al.* 25 Gb/s electroabsorption modulator monolithically integrated with distributed feedback laser [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(s1): s114001.
周代兵, 边静, 安欣, 等. 25 Gb/s 单片集成电吸收调制分布反馈激光器[J]. *光学学报*, 2015, 35(s1):

s114001.

- [2] Chen X, Zhao J Y, Zhou N, *et al.* Research of distributed feedback laser array using as ONU light sources based on nanoimprint lithography [J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(11): 1113001.
陈鑫, 赵建宜, 周宁, 等. 基于纳米压印技术分布反馈激光器阵列的 ONU 光源研究 [J]. *光学学报*, 2014, 34(11): 1113001.
- [3] Radziunas M, Glitzyk A, Bandelow U, *et al.* Improving the modulation bandwidth in semiconductor lasers by passive feedback [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2007, 13(1): 136-142.
- [4] Matsui Y, Pham T, Sudo T, *et al.* 112-Gb/s WDM link using two directly modulated Al-MQW BH DFB lasers at 56 Gb/s [C] // *Optical Fiber Communication Conference & Exhibition*. Los Angeles, CA, USA, 2015: 15216450.
- [5] Hayashi I, Panish M, Foy P. A low-threshold room-temperature injection laser [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1969, 5(4): 211-212.
- [6] Marcenac D D, Nowell M C, Carroll J E. Theory of enhanced amplitude modulation bandwidth in push-pull modulated DFB lasers [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1994, 6(11): 1309-1311.
- [7] Chen J, Maciejko R, Makino T. Dynamic properties of push-pull DFB semiconductor lasers [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1996, 32(12): 2156-2165.
- [8] Xi Y P, Li X, Huang W P. Time-domain standing-wave approach based on cold cavity modes for simulation of DFB lasers [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2008, 44(10): 931-937.
- [9] Li X. *Optoelectronic devices: design, modeling, and simulation* [M]. New York: Cambridge University Press, 2009.

- [10] Zhou N, Li L S, Cao M D, *et al.* Lasing mode stability in nano-imprinted quarter-wavelength phase-shifted distributed feedback laser diodes[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2011, 48(1): 011401.
周宁, 李林松, 曹明德, 等. 纳米压印 $\lambda/4$ 相移分布反馈激光器的单模稳定性[J]. *激光与光电子学进展*, 2011, 48(1): 011401.
- [11] Kim B S, Chung Y, Lee J S. An efficient split-step time-domain dynamic modeling of DFB/DBR laser diodes[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2002, 36(7): 787-794.
- [12] Xi Y P, Huang W P, Li X. High-order split-step schemes for time-dependent coupled-wave equations [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2007, 43(5): 419-425.
- [13] Qi J Q, Xi Y P, Li X. Enhanced modulation bandwidth by exploiting photon resonance in push-pull modulated DFB lasers [C] // *International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices*, Taipei, Taiwan, China, 2015: 127-128.