

# SGDBR可调谐半导体激光器波长切换理论研究

江山, 董雷, 张瑞康, 谢世钟

武汉光迅科技股份有限公司, 武汉 430074;  
山东大学信息科学与工程学院, 济南 250100;  
清华大学电子工程系, 北京 100084

E-mail: [shan.jiang@accelink.com](mailto:shan.jiang@accelink.com)

2008-10-29 收稿, 2009-02-26 接受

**摘要** 取样光栅分布布拉格反射(SGDBR)可调谐半导体激光器是一种典型而重要的单片集成光子器件, 在宽带光通信系统和智能光网络中有着良好的应用前景。为了分析 SGDBR 可调谐半导体激光器的动态特性, 本文有效地结合了行波法和传输矩阵法的优点, 建立了一个适应性广泛、运算高效的分析模型: 激光器有源区采用时域行波法, 而对结构复杂的无源光栅区则采用频域传输矩阵法, 再通过数字滤波器将其变换到时域。利用该模型对 SGDBR 可调谐半导体激光器波长切换的瞬态光谱和模式竞争进行了细致研究, 并提出在不改变载流子密度的条件下, 通过增加光栅区耦合因子来提高其波长切换的性能。

**关键词**  
SGDBR 半导体激光器  
行波法  
传输矩阵法  
数字滤波器  
波长切换

可调谐半导体激光器能够根据要求来动态调整输出波长, 在宽带光通信系统和智能光网络中有着重要的应用和良好的市场前景, 曾于 2000 年被评为“全球十大热门通信技术”之一, 被喻为光纤通信网络系统的“Holy Grail”——梦寐以求的技术。可调谐半导体激光器的使用, 不仅能够为多个固定波长激光器提供备份, 还将使自动波长配置和波长路由选择成为可能, 从而进一步实现动态、灵活地分配系统带宽资源、保证整个网络系统的可靠性<sup>[1]</sup>, 其中取样光栅分布布拉格反射(sampled grating distributed bragg reflector, 简称SGDBR)可调谐半导体激光器作为一种典型而重要的单片集成光子器件, 由于同时具有大的调谐范围和高的输出光谱质量, 因此备受关注。此外, 由于SGDBR可调谐半导体激光器具有很快的波长切换速度, 在光脉冲开关和光波包交换中也具有很高的应用价值<sup>[2-4]</sup>。

对SGDBR可调谐半导体激光器波长切换的实验分析表明, 切换延时主要来自于无源波导中载流子

寿命及其引起的模式竞争现象<sup>[5,6]</sup>。尽管有许多文献对三段式DBR激光器的波长切换动态特性进行了理论研究, 但受限于四段式SGDBR可调谐半导体激光器的复杂结构, 传统的动态分析方法效率较低, 迄今为止还缺少合适的模型对四段式SGDBR可调谐半导体激光器的波长切换动态特性进行有效的分析和模拟<sup>[7-9]</sup>。

时域行波法是描述半导体激光器动态特性的有力工具, 已经在多种半导体激光器的分析模拟中得到广泛应用并给出精确的模拟结果<sup>[10,11]</sup>。这一模型的核心是: 时域中两个反向传输的光场在每时间步长  $\Delta t$  中移动  $\Delta z = v_g \Delta t$  的距离, 同时光场与载流子和增益保持自洽关系<sup>[10]</sup>。但是, 应该注意到对半导体激光器的动态特征进行描述时, 其时间步长由于受到Nyquist条件的限制必须足够小, 因此在处理四段式SGDBR可调谐半导体激光器之类大尺寸激光器时, 空间分段数  $\Delta z$  将会很多, 而且光栅区的复杂结构也将导致激光器的空间剖分更加困难, 从而造成模型

**引用格式:** 江山, 董雷, 张瑞康, 等. SGDBR 可调谐半导体激光器波长切换理论研究. 科学通报, 2009, 54: 3054~3059

Jiang S, Dong L, Zhang R K, et al. Investigation on wavelength switching of widely tunable SGDBR lasers. Chinese Sci Bull, 2009, 54: 3709~3715, doi: 10.1007/s11434-009-0224-1

执行的效率低下. Wood等人 [12]曾利用行波法对SGDBR可调谐半导体激光器进行模拟, 但该模型仅限于激光器的静态特性分析.

相比较而言, 传输矩阵法由于没有时间和步长的限制, 仅仅需要根据半导体激光器内部物理性质的一致性对空间进行剖分, 因此非常适合对复杂的周期结构进行模拟分析 [13]. 但是, 由于模拟过程是在频域里进行, 因此不适合在时域中对SGDBR可调谐半导体激光器的动态特性进行分析.

因此, 为了有效地分析SGDBR可调谐半导体激光器的动态特性, 我们建立了一个新的分析模型: 该模型针对激光器有源区和光栅区的不同特点采用不同的处理方法, 在激光器有源区中使用时域行波法, 而对结构复杂的光栅区则采用频域传输矩阵法, 再通过数字滤波器法将两者集成起来 [14,15]. 利用该模型, 我们从理论上得到了SGDBR可调谐半导体激光器波长切换中模式竞争的瞬态光谱变化, 并且仔细研究了光栅区的耦合因子对波长切换影响.

### 1 SGDBR 激光器结构

四段式SGDBR可调谐半导体激光器及其取样光栅结构如图 1 所示. 从前至后的顺序依次为前光栅区(FSG)、有源区(Active)、相位区(Phase)和后光栅区(RSG). 取样光栅是在均匀光栅中周期性地去除一些区域而构成的一种特殊周期性光栅结构, 这种周期性调制导致光栅具有梳状的反射谱. 在前、后光栅区中选用不同的取样周期, 则相应的梳状反射谱序列的周期将会错开一定的距离, 当两个梳状反射谱序列中的一对谱峰发生重合时, 就能够选定单一的输出波长 [1].

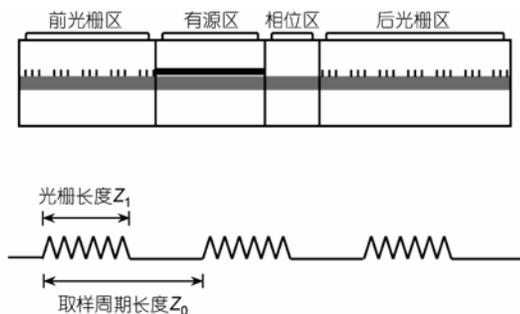


图 1 四段式 SGDBR 可调谐半导体激光器结构示意图

当前、后光栅区中注入电流时, 就可以利用自由载流子的等离子体效应来改变无源波导区的有效折射率从而达到控制梳状反射谱峰的位置; 相位区的

作用是改变激光器的腔模. 通过同时改变前、后光栅区以及相位区的调谐电流, 可以使不同的光栅反射峰和腔模对准, 这种类似于游标效应的调谐方式可以在注入电流很小的情况下实现较大的波长调谐范围.

### 2 理论模型的建立

时域行波法由包含时间的耦合方程推导而来. 由于SGDBR可调谐半导体激光器中有源区的耦合因子为零, 因此行波方程可以简化为 [11]:

$$\frac{1}{v_g} \frac{\partial F^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial F^\pm}{\partial z} = (\Gamma g - \alpha - j\delta)F^\pm + S, \quad (1)$$

式中,  $F^\pm$ 表示前向和后向场强,  $v_g$ 是光场波包的群速度,  $\Gamma$ 是光场限制因子,  $\alpha$ 代表波导损耗,  $S$ 表示自发发射噪声, 在程序中可以由高斯随机生成函数来表示. 光场增益  $g$  和失谐因子  $\delta$  分别为

$$g = \frac{g_0 \ln(N/N_T)}{2(1 + \epsilon N_p)} \text{ 和 } \delta = -\frac{1}{2} \Gamma \alpha_H g_N N, \quad (2)$$

其中  $g_0$ 为增益系数,  $g_N$ 为微分增益,  $N_T$ 为透明载流子浓度,  $\epsilon$ 是增益压缩常数,  $\alpha_H$ 是线宽增强因子, 而  $N$ 表示载流子密度.

有源区和无源波导区载流子速率方程分别为

$$\frac{dN}{dt} = \eta \frac{I}{e \cdot wd} - \frac{N}{\tau} - BN^2 - CN^3 - 2g v_g N_p, \quad (3)$$

$$\frac{dN}{dt} = \eta \frac{I}{e \cdot wd_{sg}} - \frac{N}{\tau_{sg}} - BN^2 - C_{sg} N^3, \quad (4)$$

上式中  $\eta$ 为电流注入效率,  $I$ 为注入电流,  $w$ 和 $d$ 则代表波导的宽度和厚度. 系数 $\tau$ 是载流子寿命, 而 $B$ 和 $C$ 则分别表示自发复合和俄歇复合系数. 下标 $sg$ 表示相应光栅区的参数.  $N_p$ 是光子数密度, 其由行波场强振幅决定:

$$N_p = |F^+|^2 + |F^-|^2. \quad (5)$$

无源波导区中自由载流子等离子体效应引起的有效折射率 $n_{\text{eff}}$ 改变及由注入电流引入的额外损耗可以写为 [16]:

$$n_{\text{eff}} = n_0 - \Gamma_p \frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 n \epsilon_0} \left( \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \right) N, \quad (6)$$

$$\alpha_p = \alpha_{p0} + \frac{e^3 \lambda^2}{4\pi^2 c^3 n \epsilon_0} \left( \frac{1}{m_e \mu_e} + \frac{1}{m_h \mu_h} \right) N, \quad (7)$$

其中  $n_0$ 和  $\alpha_{p0}$ 表示在零注入电流下有效折射率和波导损耗,  $\Gamma_p$ 是波导横向限制因子,  $m_e$ 和  $m_h$ 是注入电子和空穴有效质量, 而  $\mu_e$ 和  $\mu_h$ 为电子和空穴迁移率.

我们建立的分析模型流程图如图2所示. 首先输入激光器结构参数及相关物理量, 并沿激光器纵向结构剖分. 每个时间步长根据方程(3)和(4)式得到载流子密度, 更新有源区中场强增益 $g$ , 光子密度 $N_p$ 以及失谐因子 $\delta$ 并带入到行波方程(1)中. 同时, 由(6)和(7)式计算无源波导区中有效折射率和波导损耗, 将结果带入到传输矩阵中计算出前、后取样光栅区透射和反射谱线 [13], 然后利用数字滤波器方法将得到的结果变换到时域中.

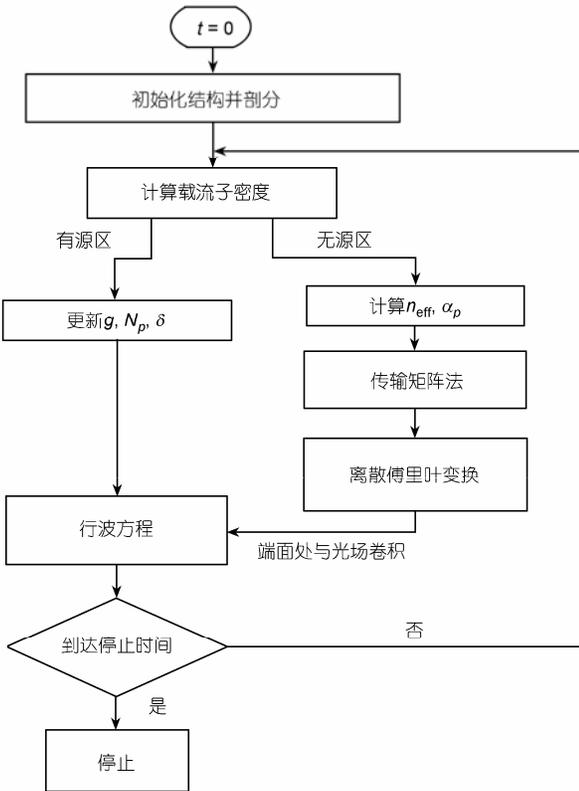


图2 分析模型流程图

虽然无限冲击响应滤波器(IIR)与有限冲击响应数字滤波器(FIR)相比, 可以用较低的阶数实现很高的精确度, 但FIR滤波器是无条件稳定的, 易于控制. 更为重要的是, FIR滤波器是线性相位响应, 因此更适用于取样光栅之类的相位敏感器件. 我们利用离散傅里叶变换将光栅的响应谱线由频域变换到时域 [17]:

$$x(t) = \frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M-1} X(f) e^{2\pi j k f \Delta t}, \quad (8)$$

其中  $X(f)$  表示取样光栅的透射谱或反射谱系数.

激光器端面的输出或反射场强则可以由时域取样光栅透射系数或反射系数与入射光场的卷积得到:

$$Y = \sum_{k=0}^M x^k(t) y^{n-k}, \quad (9)$$

其中,  $x^k(t)$  表示在某一时间  $k$  下, (8) 式中取样光栅的时域透射系数或反射系数, 而  $y$  则表示端面处的光场.

### 3 模拟结果和分析

利用上节所述分析模型, 对SGDBR可调谐半导体激光器波长切换动态特性进行了模拟分析. 分析中, SGDBR可调谐半导体激光器的结构参数包括: 450  $\mu\text{m}$  长的增益部分, 150  $\mu\text{m}$  长的相位区以及两个取样光栅区, 其中RSG中有 11 个取样周期为 71  $\mu\text{m}$ 、光栅长度为 8  $\mu\text{m}$  的取样光栅, FSG则包含 8 个取样周期为 64  $\mu\text{m}$ 、光栅长度为 6.5  $\mu\text{m}$  的取样光栅 [18]. 光栅耦合因子分别取为 350 和 100  $\text{cm}^{-1}$  以研究其对波长切换动态特性的影响. 由于传输矩阵法具有广泛的适应性, 其他取样光栅的结构参数可以很容易的带入到模型中进行模拟计算, 而不必考虑对时域方程稳定性和自洽的影响. 模拟分析过程选用的材料及其相关物理参数如下表 1 所示.

表1 SGDBR 激光器模拟参数

参数	取值
波导宽度 $w/\mu\text{m}$	2
有源区波导厚度 $d/\text{nm}$	39
无源区波导厚度 $d_p/\text{nm}$	200
有源区波导损耗 $\alpha/\text{cm}^{-1}$	30
无源区波导损耗 $\alpha_{p0}/\text{cm}^{-1}$	2
有源区波导限制因子 $\Gamma$	0.35
无源区波导限制因子 $\Gamma_p$	0.5
有效折射率 $n_0$	3.3
群折射率 $n_g$	3.7
透明载流子密度 $N_{tr}/\text{cm}^{-3}$	$1.5 \times 10^{18}$
有源区载流子寿命 $\tau/s$	$1 \times 10^{-9}$
无源区载流子寿命 $\tau_p/s$	$10 \times 10^{-9}$
自发复合系数 $B/\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$	$10^{-10}$
有源区俄歇复合系数 $C/\text{cm}^{-6} \cdot \text{s}^{-1}$	$2.5 \times 10^{-29}$
无源区俄歇复合系数 $C_p/\text{cm}^{-6} \cdot \text{s}^{-1}$	$7 \times 10^{-29}$
注入电流效率 $\eta$	0.8
微分增益 $g_N/\text{cm}^2$	$3.5 \times 10^{-16}$
增益系数 $g_0/\text{cm}^{-1}$	1800
非线性增益系数 $\epsilon/\text{cm}^3$	$3 \times 10^{-17}$
自发耦合系数 $\beta$	$5 \times 10^{-5}$
线宽增强因子 $\alpha_H$	3
电子质量 $m_0/\text{kg}$	$9.11 \times 10^{-31}$
电子有效质量 $m_e/m_0$	0.05
空穴有效质量 $m_h/m_0$	0.5
电子迁移率 $\mu_e/\text{cm}^2 \cdot \text{V} \cdot \text{s}^{-1}$	2000
空穴迁移率 $\mu_h/\text{cm}^2 \cdot \text{V} \cdot \text{s}^{-1}$	200

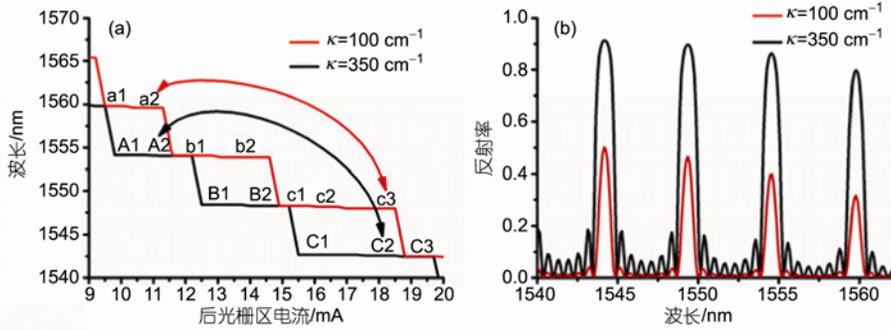


图 3

(a) 不同耦合因子 $\kappa$ 值下, RSG 电流与输出波长关系及波长切换路径; (b) 不同耦合因子 $\kappa$ 值下, 后取样光栅反射谱

图 3(a)为不同耦合因子下, RSG 的注入电流与 SGDBR 可调谐半导体激光器输出波长的关系图. 此时激光器有源区、相位区和 FSG 的电流分别固定在 100, 0, 1 mA. 图中, 输出波长随耦合因子出现变化是由于光栅反射峰的差异引起的. 当增加  $\kappa$  时反射谱中各个反射峰趋于平缓, 如图 3(b)中所示. 从图上可以看到  $\kappa = 350\text{ cm}^{-1}$  时, 1545~1555 nm 反射峰的差远小于  $\kappa = 100\text{ cm}^{-1}$  时 1550~1560 nm 之间的差. 图 3(a)中 A, B, C 和 a, b, c 表示不同的超模, 其中前 3 个  $\kappa$  取值为  $350\text{ cm}^{-1}$ , 而后 3 者  $\kappa$  取值则为  $100\text{ cm}^{-1}$ . 数字 1, 2 和 3 则表示不同的腔模. 图中双向箭头指明了波长切换的方向. 切换路径均是后将光栅区的电流从 11 mA 变化到 18 mA, 再变回 11 mA. 两种情况下均覆盖了光栅的 3 个反射峰, 切换距离都在 12 nm 左右. 切换时 RSG 的注入电流频率为 40 MHz, 相应的波长切换发生在第 5 和 30 ns.

图 4(a)和(b)分别为耦合因子  $\kappa$  取值  $100\text{ cm}^{-1}$  和  $350\text{ cm}^{-1}$  时的波长切换随时间的变化图. 后者的输出功率有明显的提高, 这主要是由于前光栅的反射率降低 [19]. 图 4(c)表明两种情况下载流子密度随时间的改变完全相同.

与先前一些实验和理论模拟中采用增大载流子密度以提高波长切换速度不同 [8,9], 模拟结果表明在载流子密度相同的情况下, 波长切换时间与光栅耦合因子成反比, 其前向和后向切换时间分别从 10.4 和 12.8 ns 减少到 6.1 和 7.4 ns. 此外, 切换过程中两者的模式竞争现象也大不相同. 前者仅出现 B 模式竞争, 而后者 b 模式的持续时间明显增加从而严重影响切换到切换时间, 同时前向切换时  $c_1$  模式的竞争现象也更显著. 这里应注意到前向和后向波长切换中出现的非对称现象, 这主要是受到波导中载流子密度

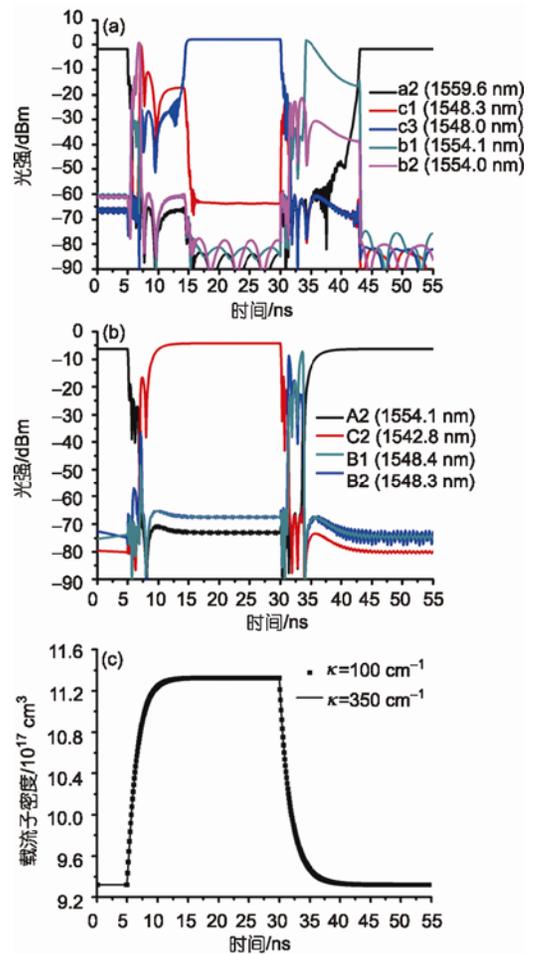


图 4 不同 $\kappa$ 值下模式强度及 RSG 中载流子密度随时间的变化

(a)  $\kappa = 100\text{ cm}^{-1}$ ; (b)  $\kappa = 350\text{ cm}^{-1}$ ; (c) RSG 中载流子密度随时间的改变

的影响. 如图 4(c)所示, 在前向切换过程中, 载流子密度大部分时间里维持在较高水平; 相反, 在后向过程中载流子则大部分处于较低浓度. 因此模式 B 和 b 在

后向切换中会更强烈. 当 $\kappa$ 取为  $350\text{ cm}^{-1}$ 时, 竞争模式 B 不仅在后向切换中持续时间很短, 其在前向过程时始终处于被压制状态. 这表明增加光栅区耦合因子, 不仅有利于减少切换时间, 还可以减少波长切换中的串扰现象.

利用该模型, 我们从理论上得到了 SGDBR 可调谐半导体激光器波长切换中模式竞争的瞬态光谱变化, 并由此对切换过程做更为细致的分析. 图 5 和 6 分别为波长前、后切换时激光器瞬态输出光谱及此时相应的光栅反射谱乘积的结果. 从图中可以看到, 虽然注入的载流子密度随时间的变化相同, 但由于光栅具有不同的耦合因子, 因此光栅反射谱的乘积结果并不一致. 这也解释了图 3(a)中调谐波长随耦合因子改变的原因. 在图(5)所示的从模式 A/a 切换到模式 C/c 的过程中, 同为第 7 ns, 但竞争模式 b 与模式 a 和 c 之间的相对差远大于模式 B 相对于模式 A 和 C 反射率的相对差, 因此前者模式 b 的竞争现象更为显著. 此外前者模式 c 的反射率明显小于后者. 这些原因造成当耦合因子减小时, 波长切换时间明显增加. 在后向切换过程中, 如图 6(b)和(d)所示, 模式 b 相对于 a 和 c 的强度仍远强于模式 B, 这造成在相当长的一段切换时间内甚至出现模式 b 单独激射的情形. 结合图 4(b)可以看到, 直到 42.8 ns 以前, 输出光谱中模式 b1 和 b2 一直占据很重要的地位, 也因此导致切换

时间远大于耦合因子较大时的情况.

综上所述, 当光栅耦合因子增加后, 光栅各反射峰趋于平缓, 竞争模式 B 的作用比起耦合因子较小的情形下削弱很多, 因此在波长切换过程中的竞争行为也降低很多, 这有利于减少波长切换时间以及降低通道间的串扰. 此外, 由于载流子密度与耦合因子的取值无关, 可以有效避免单纯增加载流子密度带来的热效应的负面影响, 有利于实现超快光切换 [8].

#### 4 结论

本文首先建立了 SGDBR 可调谐半导体激光器动态特性的分析模型. 模型中激光器的有源区和无源区分别采用时域的行波法和频域的传输矩阵法, 后者再通过数字滤波器变换到时域中来. 该模型同时兼具行波法和传输矩阵法的优点, 能够对复杂结构的 SGDBR 可调谐半导体激光器动态特性进行有效地模拟分析, 具有更广泛的适应性和更高的运算效率.

利用该模型, 我们对 SGDBR 可调谐半导体激光器波长切换的瞬态光谱以及光栅耦合因子对波长切换动态的影响做了详细的模拟分析, 从理论上得到了 SGDBR 可调谐半导体激光器波长切换中模式竞争的瞬态光谱变化. 进一步的分析表明: 当增加光栅的耦合因子时, 由于各反射峰更趋于平缓, 将会使模式竞争的作用得到削弱, 这与先前仅靠增加载流子密

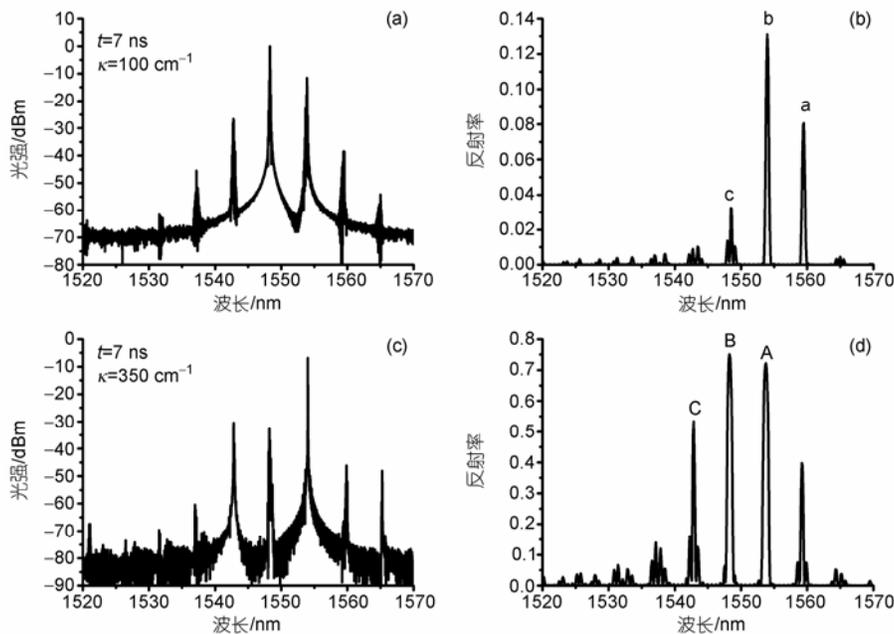


图 5 前向切换过程中模式竞争现象及相应的 SGDBR 反射谱乘积图

(a)和(b)  $\kappa = 100\text{ cm}^{-1}$  时第 7 ns 的输出光谱和前后光栅反射谱乘积图; (c)和(d)  $\kappa = 350\text{ cm}^{-1}$  时第 7 ns 输出光谱和前后光栅反射谱乘积图

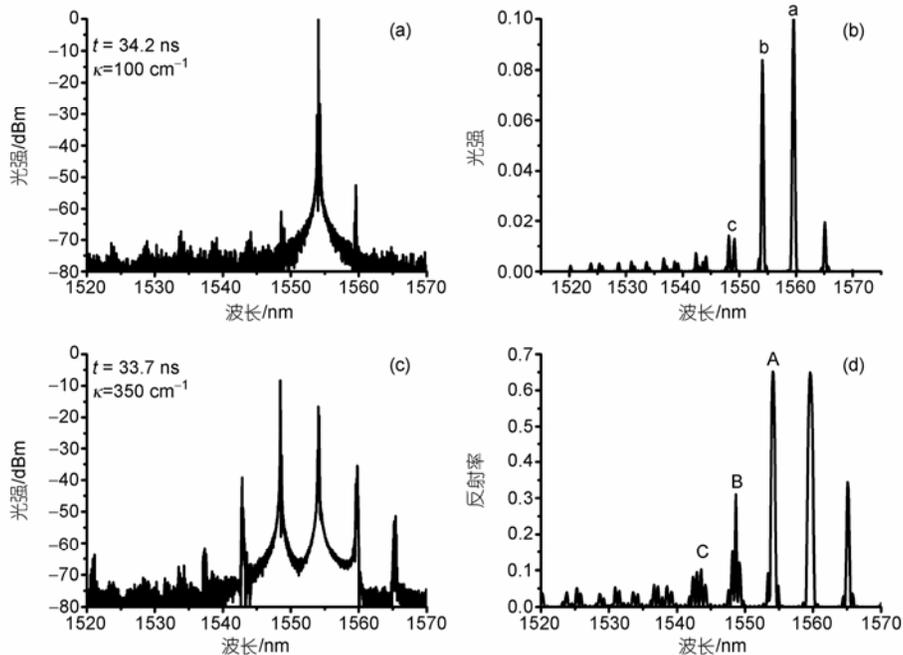


图 6 后向切换过程中模式竞争现象及相应的 SGDBR 反射谱乘积图

(a)和(b)  $\kappa = 100 \text{ cm}^{-1}$  时第 34.2 ns 的输出光谱和前后光栅反射谱乘积图; (c)和(d)  $\kappa = 350 \text{ cm}^{-1}$  时第 33.7 ns 输出光谱和前后光栅反射谱乘积图

度来缩短切换时间的机制不同. 利用这一机制, 我们不仅可以减少波长切换的时间以及切换过程中的模

式串扰, 同时还能够有效避免单纯依靠增加载流子密度减少切换时间方法带来的热效应的负面影响.

## 参考文献

- 1 Coldren L A, Fish G A, Akulova Y, et al. Tunable semiconductor lasers: A tutorial. *IEEE J Lightwave Technol*, 2004, 22: 193—202[DOI]
- 2 Sadot D, Elhanany I. Optical switching speed requirements for terabit/second packet over WDM networks. *IEEE Photon Technol Lett*, 2000, 12: 440—442[DOI]
- 3 Blumenthal D J, Carena A, Rau L, et al. All optical label swapping with wavelength conversion for WDM-IP networks with subcarrier multiplexed addressing. *IEEE Photon Technol Lett*, 1999, 11: 1497—1499[DOI]
- 4 Zouganeli E, Mlonyeni A F, Sudbo A, et al. Wavelength routed network using widely tunable transmitters. *ECOC*, 2000
- 5 Delorme F. Widely tunable 1.55- $\mu\text{m}$  lasers for wavelength-division-multiplexed optical fiber communications. *IEEE J Quantum Electron*, 1998, 34: 1706—1716[DOI]
- 6 Yu Y L, Dowd R O. Influence of mode competition on the fast wavelength switching of an SG-DBR laser. *J Lightwave Technol*, 2002, 20: 700—704[DOI]
- 7 Zhang L T, Cartledge J C. Fast wavelength switching of three-section DBR lasers. *IEEE J Quantum Electron*, 1995, 31: 75—81[DOI]
- 8 Braagaard C, Mikkelsen B, Durhuus T, et al. Modelling the dynamics of wavelength tuning in DBR-lasers. *IEEE Photon Technol Lett*, 1994, 6: 694—696[DOI]
- 9 Lavrova O A, Blumenthal D J. Detailed transfer matrix method-based dynamic model for multisection widely tunable GCSR lasers. *J Lightwave Technol*, 2000, 18: 1274—1283[DOI]
- 10 Carroll J, Whiteaway J, Plumb D. *Distributed feedback semiconductor lasers*. London: IEE SPIE Opt Eng Press, 1998. 209
- 11 Kim B S, Chung Y C, Kim S H. Dynamics analysis of mode-locked sampled-grating distributed bragg reflector laser diodes. *IEEE J Quantum Electron*, 1999, 35: 1623—1628[DOI]
- 12 Wood S A, Plumb R G, Robbins D J, et al. Time domain modeling of sampled grating tunable lasers. *IEE Proc Optoelectron*, 2000, 147: 43—48[DOI]
- 13 Makino T. Transfer-matrix formulation of spontaneous emission noise of DFB semiconductor lasers. *J Lightwave Technol*, 1999, 9: 84—91[DOI]
- 14 Li W, Huang W P, Li X. Digital filter approach for simulation of a complex integrated laser diode based on the traveling-wave model. *IEEE J Quantum Electron*, 2004, 40: 473—480[DOI]
- 15 Li X, Chen X Z, Qasmi M. A broad-band digital filtering approach for time-domain simulation of pulse propagation in optical fiber. *J Lightwave Technol*, 2005, 23: 964—875
- 16 Buus J, Amann M C, Blumenthal D J. *Tunable Laser Diodes and Related Optical Sources*. New York: Wiley-IEEE Press, 2005. 91
- 17 Mitra S K. *数字信号处理*. 第 3 版. 北京: 电子工业出版社, 2006. 93
- 18 Mason B, Fish G A, DenBaars S P, et al. Widely tunable sampled grating DBR laser with integrated electroabsorption modulator. *IEEE Photon Technol Lett*, 1999, 11: 638—640[DOI]
- 19 董雷, 张瑞康, 王定理, 等. SGDBR 激光器中取样光栅的理论和实验研究. *半导体学报*, 2008, 29: 104—108