

大幅度增加弛豫振荡频率来实现毫米级外腔半导体激光器的外腔机制转换

王永胜 赵彤 王安帮 张明江 王云才

Conversion of external cavity mechanism of millimeter-level external cavity semiconductor laser by significantly increasing relaxation oscillation frequency

Wang Yong-Sheng Zhao Tong Wang An-Bang Zhang Ming-Jiang Wang Yun-Cai

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 234204 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.234204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.234204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I23>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高斯切趾型光纤布拉格光栅外腔半导体激光器的混沌输出特性

Characteristics of chaotic output from a Gaussian apodized fiber Bragg grating external-cavity semiconductor laser

物理学报.2017, 66(24): 244207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.244207>

利用混沌激光多位量化实时产生 14 Gb/s 的物理随机数

14-Gb/s physical random numbers generated in real-time by using multi-bit quantization of chaotic laser

物理学报.2017, 66(23): 234205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.234205>

外光注入半导体环形激光器同时产生两路宽带混沌信号

Two broadband chaotic signals generated simultaneously by semiconductor ring laser with parallel chaotic injection

物理学报.2016, 65(20): 204203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.204203>

表面液晶-垂直腔面发射激光器温度特性的研究

Temperature characteristics of VCSEL with liquid crystal overlay

物理学报.2013, 62(23): 234206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.234206>

光电负反馈下垂直腔表面发射激光器偏振开关特性研究

Polarization switching dynamics of vertical-cavity surface-emitting laser subject to negative optoelectronic feedback

物理学报.2013, 62(10): 104208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.104208>

大幅度增加弛豫振荡频率来实现毫米级外腔 半导体激光器的外腔机制转换*

王永胜¹⁾²⁾ 赵彤¹⁾²⁾ 王安帮^{1)2)†} 张明江¹⁾²⁾ 王云才¹⁾²⁾

1) (太原理工大学, 新型传感器与智能控制教育部重点实验室, 太原 030024)

2) (太原理工大学物理与光电工程学院, 光电工程研究所, 太原 030024)

(2017年4月16日收到; 2017年6月25日收到修改稿)

混沌外腔半导体激光器输出明显存在弛豫振荡特征, 弛豫振荡频率小于外腔振荡频率时, 外腔半导体激光器输出态是短腔机制; 反之, 外腔半导体激光器输出态是长腔机制. 首先对比分析了弛豫振荡频率为 5.6 GHz, 腔长对频谱有效带宽的影响. 然后同时调节注入电流和载流子寿命来大幅度地增加弛豫振荡频率. 最后在弛豫振荡频率为 40 GHz、腔长为毫米级 (4—20 mm) 时, 实现由短腔机制到长腔机制的转换, 进而分析了外腔反馈率和外腔长对外腔半导体激光器频谱带宽的影响. 分析结果表明: 短腔机制下, 输出混沌态不稳定, 0.1 mm 的偏差就会导致混沌态与非混沌态之间的转化; 长腔机制下, 输出混沌态稳定, 输出混沌区域较大, 证明长腔机制下更有益于获得宽带连续的混沌区域. 在弛豫振荡频率为 40 GHz、外腔长度为毫米级时, 实现了外腔半导体激光器的长腔机制, 从而增大了高带宽混沌的参数空间.

关键词: 混沌, 半导体激光器, 光反馈, 弛豫振荡频率

PACS: 42.55.Px, 05.45.Gg, 05.40.-a

DOI: 10.7498/aps.66.234204

1 引言

光通信在人们的生活中显示了越来越重要的作用. 混沌作为光通信的一个领域, 由于其物理熵源具有宽带、不可预测、类随机等特征, 近年来在保密通信^[1-3]、随机数生成^[4,5]、混沌雷达^[6,7]、混沌光时域反射仪等^[8,9]方面具有重要的应用.

光反馈半导体激光器系统是混沌激光生成的最重要的方式之一, 该系统有两种不同类型的振荡, 即弛豫振荡和外腔反馈振荡^[10]. 一定条件下, 腔长固定时, 增大弛豫振荡频率可以实现由短腔机制到长腔机制的转换^[11], 但是它们仅仅改变了注入电流, 弛豫振荡频率的改变有限, 其集成腔为 13.5 mm, 反馈延迟高达 0.25 ns, 换算成真空距离为 37.5 mm, 这个距离远远大于蝶形封装的尺寸.

基于分立器件的混沌半导体激光器存在结构不稳定、体积大、应用受限、成本高等问题, 只适用于实验室. 因此混沌半导体激光器的集成成为混沌激光技术实用化的关键. 与离散器件组成的装置相比, 光子集成电路具有其独特的优点, 如尺寸较小、成本较低、稳定性较好和适用于大批量生产等^[12-14]. 作为光子集成电路中的一种, 单片集成半导体激光器因其独特性引起了广泛关注^[15-34]. 因此, 陆续报道了单片集成半导体激光器的动态特性及其应用, 例如光微波生成^[24,25]、高速物理随机数的产生^[26-28]、混沌同步和通信^[18,29-31]以及时钟恢复^[32,33]等. Ushakov 等^[16]研究了一种超短成分布式光反馈单片集成半导体激光器的动态特性, 并且观测到了两种与不同频率规则自脉冲有关的霍普夫分岔. Yousefi 等^[17]报道了单片集成半

* 国家国际科技合作专项 (批准号: 2014DFA50870) 和国家自然科学基金国家重大科研仪器研制项目 (批准号: 61527819) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wanganbang@tyut.edu.cn

导体激光器中倍周期进入混沌的现象, 并且证明了, 与离散器件组成的装置相比, 单片集成半导体激光器在整个寿命周期中都具有更加稳定的动态特性. Argyris 等^[18,26,31]设计并研制了一种新奇的四段式单片集成半导体激光器, 这种集成结构被视为一种结构紧凑并具有潜力的发射器. 2011年, Harayama 等^[27]联合研制了一种环形的单片集成半导体激光器芯片, 此芯片包含一个分布式反馈激光器 (DFB) 激光器、两个独立的光放大区 (SOA)、环形无源光波导以及一个快速光电探测器 (PD). 同年, Harayama 等又联合研制了另外一种单片集成半导体激光器芯片, 此芯片包含一个 DFB 激光器、两个 SOA、一条无源光波导作为直腔反馈装置以及一个快速光电探测器^[20], 然后将两片此种混沌半导体激光器芯片封装在一个模块中, 并行输出两路不相关的混沌电信号^[21,28]. Tronciu 等^[19]研制了带有空气隙的多反馈光子集成半导体激光器芯片, 并在理论和实验上讨论了这种新型结构的动态特性. Wu 等^[22]设计并研制了一种尺寸为 780 μm 的单片集成放大反馈半导体激光器芯片, 并研究了这种单片集成芯片的动态特性. Liu 等^[23]也设计了一种新型的单片集成混沌半导体激光器芯片, 理论上分析了这种结构的动态特性和优点. 以上的集成结构里面包含了放大区、相位区或者高反射层中的一种及以上, 这些区域集成的成本较大, 且集成的工艺复杂度及难度较大, 更致命的是其生成混沌的参数空间较小, 混沌态对参数的变化很灵敏.

外腔半导体激光器的外腔机制包括长腔机制和短腔机制, 弛豫振荡频率小于或接近于外腔振荡频率时, 外腔半导体激光器输出态是短腔机制; 弛豫振荡频率大于外腔振荡频率时, 外腔半导体激光器输出态是长腔机制. 外腔机制转换方法有两种情形: 一是固定弛豫振荡频率, 调节外腔振荡频率; 二是固定外腔振荡频率, 调节弛豫振荡频率. 弛豫振荡频率的影响因素有载流子寿命、注入电流比、光子寿命、增益系数和阈值载流子密度等, 外腔振荡频率与外腔长度有关. 总之, 改变外腔长度、载流子寿命、注入电流比、光子寿命、增益系数和阈值载流子密度等都可能实现短腔机制向长腔机制的转换. 本文研究了蝶形封装尺寸下集成混沌半导体激光器的特性, 发现毫米级别的外腔半导体激光器对激光器内部参数和外部参数的变化都极其敏感. 这

一特性势必会给混沌集成外腔半导体激光器的制作带来一定的难度, 故而在集成尺寸下将短腔机制转换到长腔机制, 进而保障集成外腔半导体激光器混沌态的稳定性. 本文同时调节注入电流和载流子寿命来大幅度地增加弛豫振荡频率, 从而实现由短腔机制到长腔机制的转换, 进而分析长腔机制下毫米级外腔半导体激光器输出混沌态的稳定性, 为混沌外腔半导体激光器的集成化提供理论支撑. 制作集成混沌激光器时, 需要首先确定外腔腔长和外腔反馈率, 本文重点分析了外腔反馈率和外腔腔长对频谱带宽和混沌区域的影响.

2 理论模拟

2.1 原理图

本文提出的光子集成混沌激光器的设计原理, 用半透半反镜取代高反射层, 根据预先测试的激光器芯片的内部参数和仿真结果, 构建高带宽混沌产生所需的条件和结构, 即外腔腔长和外腔反馈功率比等. 将所需的激光器芯片、半透半反镜、准直透镜和耦合透镜蝶形封装在图 1 所示的结构中. 封装之后, 稳定蝶形封装模块的内部参数, 精确控制外部注入电流, 有效保证整个模块的稳定性. 如图 1 所示, DFB 激光芯片的一部分输出光经过红色虚线所示的路径进行传播, 并在半透半反镜处将光反馈回到 DFB 激光芯片, 形成光反馈. 最后经耦合透镜将混沌光输出.

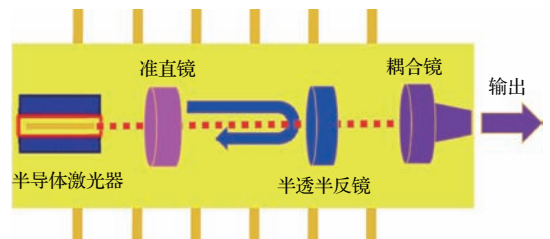


图 1 面向蝶形封装的混沌外腔半导体激光器的原理图
Fig. 1. Schematic diagram of a chaotic integrate external-cavity semiconductor lasers face to butterfly packaging.

2.2 理论模型与速率方程

针对如图 1 所示的装置图, 采用典型的单反馈半导体激光器的速率方程(1)—(3)模拟半导体激光器的电场振幅 A 、相位 Φ 和腔内载流子密度 N .

$$\frac{dA}{dt} = \frac{1}{2} [G_n(N - N_0) - \tau_p^{-1}] A$$

$$+ k_{ap}A(t - \tau_f) \cos \Theta, \quad (1)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\alpha}{2} [G_n(N - N_0) - \tau_p^{-1}] - k_{ap} \frac{A(t - \tau_f)}{A(t)} \sin \Theta, \quad (2)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_{th} \times J_r}{\tau_n} - \frac{N}{\tau_n} - G_n(N - N_0)A^2, \quad (3)$$

$$k_{ap} = \frac{(1 - r_2^2) \times r_3}{r_2 \tau_{in}}, \quad (4)$$

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{J_r - 1}{\tau_n \tau_p} (1 + G_n N_{th} \tau_p)} \times \sqrt{\frac{(1 - 2k_{ap} \tau_p \cos \Theta)(1 + 2k_{ap} \tau_f \cos \Theta - a \sin \Theta)}{1 + k_{ap}^2 \tau_f^2 \cos \Theta}}, \quad (5)$$

$$f_{ext} = \frac{1}{\tau_f} = \frac{c}{2nl}. \quad (6)$$

方程(1)–(6)中各个参数的具体含义及其单位如表1所列。方程(5)是弱反馈时激光器固有的弛豫振荡频率的方程^[35]。由方程(5)可知,弛豫振荡频率的大小与注入电流和载流子寿命有关。由于弛豫振荡频率的大小与注入电流比和载流子寿命有关,因此本文通过调节注入电流比和载流子寿命来实现弛豫振荡频率的大幅度增加,进而实现毫米级外腔半导体激光器的腔长机制的转换。载流子寿命是指载流子间的复合使载流子逐渐消失时,其平均存在的时间。一般来说,载流子寿命取决于复合概率和材料中的载流子浓度,实际操作中可以利用缩减激光器基底区厚度的方法将载流子寿命缩减到ps量级。挪威科技工业研究院的Bjerkan等^[36]以及Wen^[37]测了三组半导体激光器的载流子寿命的范围为0.2–0.4 ns。根据以上小组的测试范围及我们课题组使用激光器载流子寿命的范围,选择载流子寿命在0.1–2 ns的范围进行了理论仿真。对方程(6)求微分可得

$$df_{ext} = -\frac{c}{2nl^2} dl. \quad (7)$$

由方程(7)可知,腔长变化量相同时,外腔振荡频率增量与腔长的平方成反比,腔长越小时,外腔振荡频率增量越大;反之,外腔振荡频率增量越小。腔长长度较小时,外腔振荡频率会严重影响频谱的带宽,生成的混沌的参数空间区域较小,这也是集成混沌激光器方面国内外各个小组所面临的难题之一。另外腔长的长短机制是相对的,它是由外腔振荡频率和弛豫振荡频率这两个参数的相对比来决定的,外腔长度只是参考量,并不是其本质因素。

这也是后面模拟结果中短腔长变化时,外腔半导体激光器的动态在混沌与非混沌之间波动的两个主要原因。

表1 基于光反馈混沌激光系统的不同参数
Table 1. Different parameters of chaotic system based on optical feedback semiconductor laser.

符号	激光器参数	取值
G_n	增益系数/ $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	5.5×10^{-12}
N_0	透明载流子密度/ m^{-3}	5×10^{23}
τ_p	光子寿命/s	0.9×10^{-12}
r_2	激光器内腔反馈率	0.32
r_3	激光器外腔反馈率/%	5
τ_{in}	光在激光腔内往返的时间/s	2.0×10^{-12}
α	线宽增强因子	3
J_r	注入电流比	1.1–4.0
τ_n	载流子寿命/s	0.2×10^{-9} – 2×10^{-9}
λ	激光器的中心波长/m	1.54656×10^{-6}
K_{ap}	外腔反馈强度/ s^{-1}	7.0125×10^{10}
N_{th}	阈值载流子密度/ m^{-3}	7.02×10^{23}
f_r	弛豫振荡频率/GHz	待计算
f_{ext}	外腔振荡频率/GHz	待计算
τ_f	外腔反馈延迟/s	待计算
f_{ext}	外腔振荡频率/GHz	待计算
l	外腔长度/mm	1–60
c	光速/ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	3×10^8
n	反馈回路中集成材料的平均折射率	1[模拟设置]

2.3 带宽计算

频谱的带宽是指该信号所包含的各种不同频率成分所占据的频率范围,本次计算的是80%能量所占的频率范围。

3 模拟结果

3.1 5.6 GHz的弛豫振荡频率

为了分析外腔腔长对频谱带宽的影响,图2给出了不同反馈腔长下、弛豫振荡频率为5.6 GHz时混沌外腔半导体激光器的频谱带宽的变化曲线。由图可知,增大腔长,频谱带宽会出现波浪式下降和

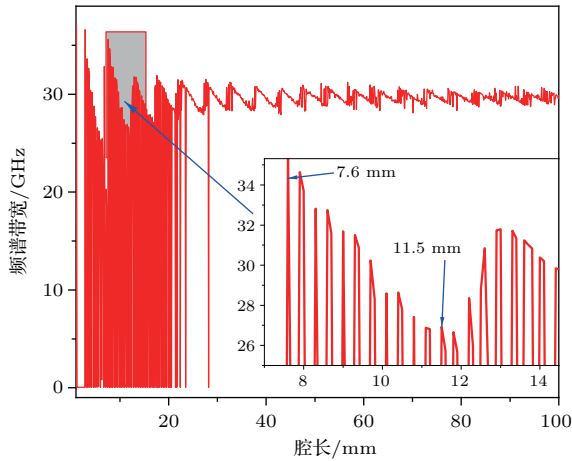


图2 当弛豫振荡频率为5.6 GHz时,不同反馈腔长下混沌外腔半导体激光器的频谱带宽

Fig. 2. Spectral bandwidth value of the output from the chaotic external-cavity semiconductor lasers under different external-cavity length when relaxation oscillation frequency is 5.6 GHz.

上升;另一方面,与腔长为40—100 mm的区间相比,频谱带宽对1—20 mm外腔半导体激光器的腔长变化极其敏感.腔长为1—20 mm时,随着腔长变化,频谱带宽会在0和高带宽之间波动,而造成波动范围较大的原因是随着腔长变化,外腔半导体激光器的动态在混沌与非混沌之间波动;腔长为40—100 mm时,随着腔长变化,频谱带宽只在很小的区域波动,造成波动范围较小的原因是随着腔长变化,外腔半导体激光器的动态在混沌态内波动.为了探究波动峰与谷的区别,放大7—14 mm这个区间,频谱带宽在7.6 mm处出现极大值,频谱带宽在11.5 mm处出现极小值.总之,频谱带宽并没有

随腔长的增加而减小,而是波浪式下降和上升.短腔机制下,频谱带宽对腔长变化极其敏感,外腔半导体激光器的动态会在混沌与非混沌之间波动;长腔机制下,频谱带宽对腔长变化不太敏感,频谱带宽值会小范围变化,但外腔半导体激光器的动态一直都是混沌态.

为了得出外腔反馈率和外腔长对外腔半导体激光器频谱带宽的影响规律,图3给出了当弛豫振荡频率为5.6 GHz时,外腔半导体激光器的频谱带宽在外腔反馈率和外腔长的参数空间中的分布,其中图3(b)为图3(a)的放大图,黑色区域频谱带宽小于1 GHz,则被确定为非混沌区域;其他颜色区域为混沌态,不同颜色代表不同值.腔长为1—20 mm时,随着腔长变化频谱带宽会在0和高带宽之间波动,造成波动范围较大的原因是随着腔长变化,外腔半导体激光器的动态在混沌与非混沌之间波动;腔长为30—60 mm时,随着腔长变化,频谱带宽只在很小的区域波动,而造成波动范围较小的原因是随着腔长变化,外腔半导体激光器的动态在混沌态内波动.弛豫振荡频率为5.6 GHz,对应的弛豫时间是0.179 ns,相应的长度为26.7 mm.可见稳定混沌区域与非稳定混沌区域的分界处在短腔与长腔的分界处附近.总之,短腔机制下,频谱带宽对腔长变化极其敏感,频谱带宽不连续变化,外腔半导体激光器的动态会在混沌与非混沌之间波动;长腔机制下,频谱带宽对腔长变化不太敏感,频谱带宽值会小范围变化,但外腔半导体激光器的动态一直都是混沌态.

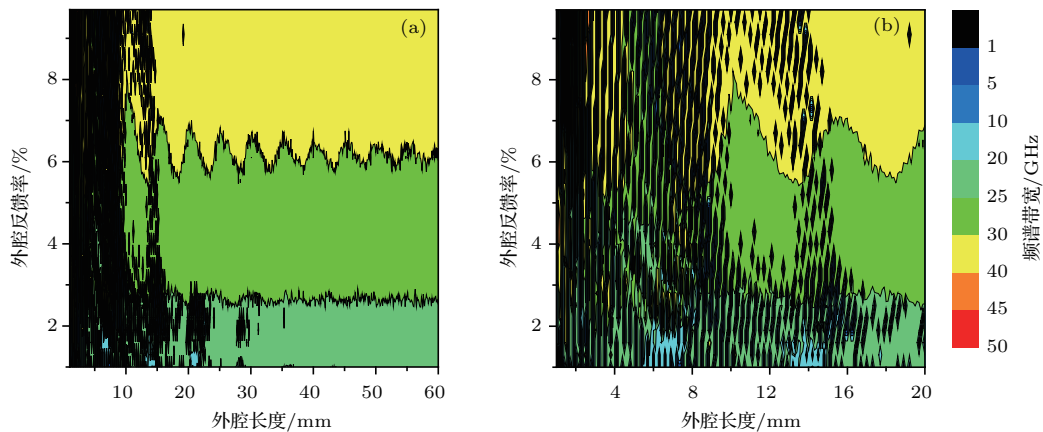


图3 (网刊彩色)当弛豫振荡频率为5.6 GHz时,外腔半导体激光器频谱带宽在外腔反馈率和外腔长参数空间中的分布,(b)为(a)的放大图

Fig. 3. (color online) Mapping of the spectral bandwidth value of the external-cavity semiconductor lasers in the parameter space of power reflectivity and length of the external cavity when relaxation oscillation frequency is 5.6 GHz, (b) is the enlarging figure of (a).

3.2 增加弛豫振荡频率来实现腔长机制的转换

为了大幅度地增加弛豫振荡频率, 在增大注入电流的同时减小载流子寿命. 图 4 给出了不同载流子寿命下, 固定腔长为 5.4 mm (外腔振荡频率为 27.8 GHz), 面向蝶形封装的集成外腔半导体激光器输出的频谱和自相关. 第一行载流子寿命为 2 ns 时, 弛豫振荡频率为 21.6 GHz, 小于外腔频率, 属

于短腔机制, 自相关曲线在 0.05 和 0.09 ns 处有峰值; 第二行载流子寿命为 0.2 ns 时, 弛豫振荡频率为 44.1 GHz, 大于外腔频率, 属于长腔机制, 自相关曲线在 0.02, 0.05, 0.07 和 0.09 ns 处有峰值. 结果表明: 增大注入电流的同时减小载流子寿命可以将弛豫振荡频率提高到 40 GHz 以上. 如果弛豫振荡频率是 40 GHz, 对应的弛豫振荡是 0.025 ns, 换算成长度为 3.75 mm, 即腔长大于 3.75 mm 为长腔机制, 这个尺寸完全符合蝶形封装尺寸的标准.

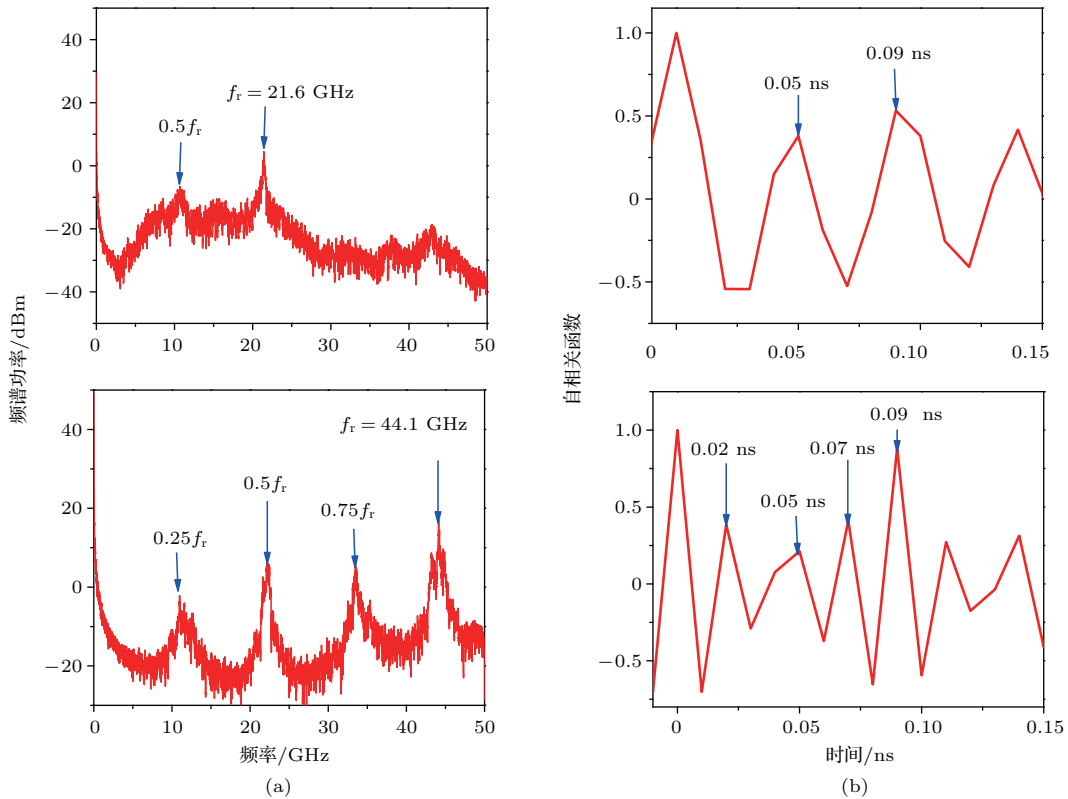


图 4 不同载流子寿命下, 面向蝶形封装的集成外腔半导体激光器输出的 (a) 频谱, (b) 自相关
 Fig. 4. (a) Power spectra and (b) autocorrelation of output from the integrate external-cavity semiconductor lasers face to butterfly packaging under different carrier lifetime.

3.3 40 GHz 的弛豫振荡频率

为了大幅度增加弛豫振荡频率, 以期在集成尺寸内达到外腔半导体激光器进入长腔机制所需的条件, 在 40 GHz 的弛豫振荡频率下分析了外腔长度对频谱带宽的影响. 图 5 给出了不同反馈腔长下混沌外腔半导体激光器的频谱带宽的变化曲线. 与腔长为 6—12 mm 的区间相比, 频谱带宽对 1—6 mm 外腔半导体激光器的腔长变化极其敏感. 腔长为 1—6 mm 时, 随着腔长变化频谱带宽会在 0 和高带宽之间波动, 造成波动范围较大的原因是

随着腔长变化, 外腔半导体激光器的动态在混沌与非混沌之间波动; 腔长为 6—12 mm 时, 随着腔长变化, 频谱带宽只在很小的区域波动, 造成波动范围较小的原因是随着腔长变化, 外腔半导体激光器的动态在混沌态内波动. 总之, 短腔机制下, 频谱带宽对腔长变化极其敏感, 外腔半导体激光器的动态会在混沌与非混沌之间波动; 长腔机制下, 频谱带宽对腔长变化不太敏感, 频谱带宽值在小范围变化, 但外腔半导体激光器的动态一直都是混沌态. 腔长为 6—12 mm 时, 可以实现比较稳定的混沌态, 考虑到实际中集成材料的折射率, 相同延迟时间

下, 可以将实际中的腔长缩短到模拟腔长的 1/3 左右, 这样就可以实现毫米级的集成混沌外腔半导体激光器的稳定性.

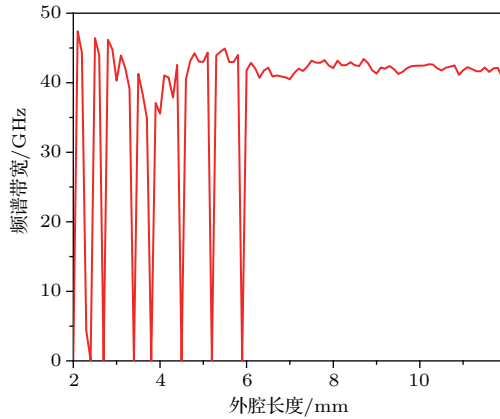


图5 当弛豫振荡频率为 40 GHz 时, 不同反馈腔长下的混沌外腔半导体激光器频谱带宽

Fig. 5. Spectral bandwidth value of the output from the chaotic external-cavity semiconductor lasers under different external-cavity length when the relaxation oscillation frequency is 40 GHz.

为了与图 3(b) 形成对比, 选择腔长在 2—20 mm 范围内进行理论模拟. 为了得出外腔反

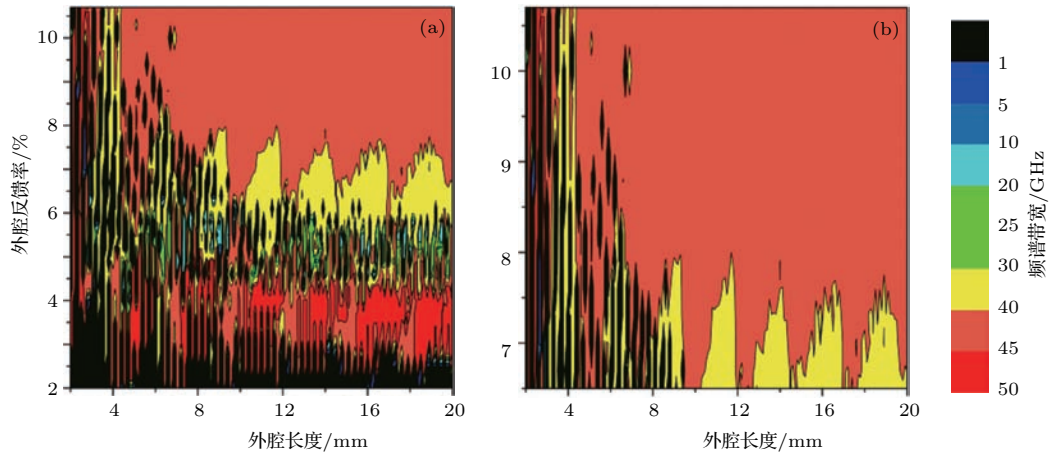


图6 (网刊彩色) 弛豫振荡频率为 40 GHz 时, 外腔半导体激光器频谱带宽在外腔反馈率和外腔长参数空间中的分布图, (b) 为 (a) 的放大图

Fig. 6. (color online) Mapping of the spectral bandwidth value of the external-cavity semiconductor lasers in the parameter space of power reflectivity and length of the external cavity when the relaxation oscillation frequency is 40 GHz, (b) is the enlarging figure of (a).

4 结 论

分析结果表明: 短腔机制下, 输出混沌态不稳定, 0.1 mm 的偏差就会导致混沌态与非混沌态之间的转化; 长腔机制下, 输出混沌态稳定, 输出混沌

速率和外腔长对外腔半导体激光器频谱带宽的影响规律, 图 6 给出了当载流子寿命为 0.1 ns 和弛豫振荡频率为 40 GHz 时外腔半导体激光器的频谱带宽在外腔反馈率和外腔长的参数空间中的分布, 其中图 6(b) 为图 6(a) 的放大图, 黑色区域频谱带宽小于 1 GHz, 则被确定为非混沌区域; 其他颜色区域为混沌态, 不同颜色代表不同值. 外腔反馈率从 2% 增加到 11%, 外腔长度从 2 mm 增加到 20 mm 时, 得到了外腔半导体激光器频谱带宽的分布图. 腔长为 2—4 mm 时, 随着腔长变化频谱带宽会在 0 和高带宽之间波动, 波动范围较大, 而造成这种波动的原因是随着腔长变化外腔半导体激光器的动态在混沌与非混沌之间波动; 腔长为 4—20 mm 时, 随着腔长变化频谱带宽只在很小的区域波动, 造成波动范围较小的原因是随着腔长变化, 外腔半导体激光器的动态在混沌态内波动. 腔长为 4—20 mm 时, 可以实现比较稳定的混沌态, 考虑到集成材料的折射率, 相同延迟时间下, 可以将实际中的腔长缩短到模拟腔长的 1/3 左右, 可以实现毫米级集成混沌外腔半导体激光器混沌态的稳定性.

区域较大, 证明长腔机制下更有益于获得宽带连续的混沌区域. 在弛豫振荡频率为 40 GHz、外腔长度为 mm 级时, 实现了外腔半导体激光器的长腔机制, 从而增大了高带宽混沌的参数空间. 考虑到集成材料的折射率, 集成长腔机制下的腔长最小可以达到 1—2 mm. 这种腔长完全符合蝶形封装尺寸的

要求.

外腔机制转换方法有两种情形: 一是固定弛豫振荡频率, 调节外腔振荡频率; 二是固定外腔振荡频率, 调节弛豫振荡频率. 弛豫振荡频率的影响因素有载流子寿命、注入电流比、光子寿命、增益系数和阈值载流子密度等, 外腔振荡频率与外腔长度有关. 总之, 改变外腔长度、载流子寿命、注入电流比、光子寿命、增益系数和阈值载流子密度等都可能实现短腔机制向长腔机制的转换. 这些转换方法的综合应用和效果叠加也许会帮助实现超短尺寸外腔半导体激光器的外腔机制的转换, 生成具有数十 GHz 外腔振荡频率和数百 GHz 弛豫振荡频率的超高带宽且特性稳定的混沌激光.

参考文献

- [1] Sciamanna M, Shore K A 2015 *Nature Photon.* **9** 151
- [2] Argyris A, Syvridis D, Larger L, Annovazzi-Lodi V, Colet P, Fischer I, García-Ojalvo J, Mirasso C R, Pesquera L, Shore K A 2005 *Nature* **438** 343
- [3] Soriano M C, García-Ojalvo J, Mirasso C R, Fischer I 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 421
- [4] Uchida A, Amano K, Inoue M, Hirano K, Naito S, Someya H, Oowada I, Kurashige T, Shiki M, Yoshimori S, Yoshimura K, Davis P 2008 *Nature Photon.* **2** 728
- [5] Reidler I, Aviad Y, Rosenbluh M, Kanter I 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 024102
- [6] Lin F Y, Liu J M 2004 *IEEE J. Quantum Electron.* **40** 815
- [7] Lin F Y, Liu J M 2004 *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10** 991
- [8] Wang A B, Wang N, Yang Y B, Wang B J, Zhang M J, Wang Y C 2012 *J. Lightw. Technol.* **30** 3420
- [9] Wang Y C, Wang B J, Wang A B 2008 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **20** 1636
- [10] Erzgräber H, Krauskopf B, Lenstra D, Fischer A, Vemuri G 2006 *Phys. Rev. E* **73** 055201
- [11] Toomey J P, Kane D M, McMahon C, Argyris A, Syvridis D 2015 *Opt. Express* **23** 18754
- [12] Koch T L, Koren U 1991 *IEEE J. Quantum Electron.* **27** 641
- [13] Charbonneau S, Koteles E S, Poole P J, He J J, Aers G C, Haysom J, Buchanan M, Feng Y, Delage A, Yang F, Davies M, Goldberg R D, Piva P G, Mitchell I V 1998 *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **4** 772
- [14] Hofstetter D, Maisenhölder B, Zappe H P 1998 *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **4** 794
- [15] Bauer S, Brox O, Kreissl J, Sartorius B 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016206
- [16] Ushakov O, Bauer S, Brox O, Wünsche H J, Henneberger F 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 043902
- [17] Yousefi M, Barbarin Y, Beri S, Bente E A, Smit M K, Nötzel R, Lenstra D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 044101
- [18] Argyris A, Hamacher M, Chlouverakis K E, Bogris A, Syvridis D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 194101
- [19] Tronciu V Z, Ermakov Y, Colet P, Mirasso C R 2008 *Opt. Commun.* **281** 4747
- [20] Harayama T, Sunada S, Yoshimura K, Davis P, Tsuzuki K, Uchida A 2011 *Phys. Rev. A* **83** 031803
- [21] Sunada S, Harayama T, Arai K, Yoshimura K, Davis P, Tsuzuki K, Uchida A 2011 *Opt. Express* **19** 5713
- [22] Wu J G, Zhao L J, Wu Z M, Lu D, Tang X, Zhong Z Q, Xia G Q 2013 *Opt. Express* **21** 23358
- [23] Liu D, Sun C, Xiong B, Luo Y 2014 *Opt. Express* **22** 5614
- [24] Yu L Q, Lu D, Pan B W, Zhao L J, Wu J G, Xia G Q, Wu Z M, Wang W 2014 *J. Lightw. Technol.* **32** 3595
- [25] Yee D S, Leem Y A, Kim S B, Kim D C, Park K H, Kim S T, Kim B G 2004 *Opt. Lett.* **29** 2243
- [26] Argyris A, Deligiannidis S, Pikasis E, Bogris A, Syvridis D 2010 *Opt. Express* **18** 18763
- [27] Harayama T, Sunada S, Yoshimura K, Davis P, Tsuzuki K, Uchida A 2011 *Phys. Rev. A* **83** 031803
- [28] Takahashi R, Akizawa Y, Uchida A, Harayama T, Tsuzuki K, Sunada S, Arai K, Yoshimura K, Davis P 2014 *Opt. Express* **22** 11727
- [29] Wünsche H, Bauer S, Kreissl J, Ushakov O, Korneyev N, Henneberger F, Wille E, Erzgräber H, Peil M, Elsässer W, Fischer I 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 163901
- [30] Pérez T, Radziunas M, Wünsche H J, Mirasso C R, Henneberger F 2006 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18** 2135
- [31] Argyris A, Grivas E, Hamacher M, Bogris A, Syvridis D 2010 *Opt. Express* **18** 5188
- [32] Monfils I, Cartledge J C 2009 *J. Lightw. Technol.* **27** 619
- [33] Sun Y, Pan J Q, Zhao L J, Chen W X, Wang W, Wang L, Zhao X F, Lou C Y 2010 *J. Lightw. Technol.* **28** 2521
- [34] Sunada S, Shinohara S, Fukushima T, Harayama T 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 203903
- [35] Uchida A 2012 *Applications of Nonlinear Dynamics and Synchronization*
- [36] Bjerkan L, Royset A, Hafsker L, Myhre D 1996 *J. Lightw. Technol.* **14** 839
- [37] Wen Y F 2012 *Ph. D. Dissertation* (McMaster University)

Conversion of external cavity mechanism of millimeter-level external cavity semiconductor laser by significantly increasing relaxation oscillation frequency*

Wang Yong-Sheng¹⁾²⁾ Zhao Tong¹⁾²⁾ Wang An-Bang^{1)2)†}
Zhang Ming-Jiang¹⁾²⁾ Wang Yun-Cai¹⁾²⁾

1) (*Key Laboratory of Advanced Transducers and Intelligent Control System of Ministry of Education, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China*)

2) (*Institute of Optoelectronic Engineering, College of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China*)

(Received 16 April 2017; revised manuscript received 25 June 2017)

Abstract

Optical chaos has conducted in-depth investigation and attracted widespread attention in recent years, owing to its important applications in chaos-based secure communication, fast physical random bit generation, chaotic laser radar, lidar, chaotic optical time domain reflectometer, distance measurement, and optical fiber sensor. The key to these applications is a compact and broadband chaotic light source, because the integrated circuits have an advantage over those setups composed of discrete components in some unique virtues such as smaller size, lower cost, better stability, and better reproducibility via mass production. In order to combine the advantages of the chaotic application and integrated circuits, the integrated chaotic external-cavity semiconductor laser has aroused great interest. Note that, the integrated chaotic external-cavity semiconductor laser can work in both short- and long-cavity mechanisms, which depends on the laser relaxation oscillation frequency. The output of chaotic external cavity semiconductor laser has obvious relaxation oscillation characteristic. When the relaxation oscillation frequency is less than the external-cavity oscillation frequency, the external-cavity semiconductor laser works in short-cavity mechanism. Otherwise, it works in long-cavity mechanism. In this paper, we comparatively analyze the effects of fine-tuning cavity length on the effective bandwidth of the integrated external-cavity semiconductor laser under both short- and long-cavity mechanisms.

First, we comparatively analyze the effects of fine-tuning cavity length and external-cavity feedback rate on the effective bandwidth of the integrated external-cavity semiconductor laser when relaxation oscillation frequency is 5.6 GHz. At the same time, the injection current and carrier lifetime are adjusted to observably increase the relaxation oscillation frequency. Finally, we comparatively analyze the effects of fine-tuning cavity length and external-cavity feedback rate on the effective bandwidth of the integrated external-cavity semiconductor laser when relaxation oscillation frequency is 40 GHz. Results show that for short-cavity mechanism, the chaotic output is not stable: 0.1-mm deviation will lead to the conversion from chaotic state into non-chaotic state. By contrast, for the long-cavity mechanism, the chaotic output is more stable and has a larger chaotic area. It proves that the long-cavity mechanism is more feasible and conducive to the continuous achievement of a broadband chaotic laser and broadband continuous chaotic region. According to this

* Project supported by the International Science and Technology Cooperation Program of China (Grant No. 2014DFA50870) and the National natural science foundation of National Major Scientific Instruments Development Project (Grant No. 61527819).

† Corresponding author. E-mail: wanganbang@tyut.edu.cn

feature, we realize the transition from short to long cavity regime by adjusting the injection current and carrier lifetime to substantially increase the relaxation oscillation frequency at the same time. We realize the transition from short to long cavity regime in a cavity length range from 2 mm to 10 mm, and then analyze the influences of the external cavity rate and external cavity length on the spectrum bandwidth of the external cavity semiconductor laser. The results show that under the long cavity mechanism, it is more conducive to the achievement of a broadband continuous chaotic region in a cavity length range from 4 mm to 20 mm. Considering the refractive index of integrated material, the external-cavity length for long-cavity mechanism can be shortened to a range from 1 mm to 2 mm. This length fully conforms to the butterfly packaging size.

Keywords: chaos, integrated semiconductor lasers, optical feedback, relaxation oscillation frequency

PACS: 42.55.Px, 05.45.Gg, 05.40.-a

DOI: [10.7498/aps.66.234204](https://doi.org/10.7498/aps.66.234204)