

文章编号: 1001-3806(2011)02-0196-03

互注入半导体激光器混沌特性的研究

冯亚强¹, 梁丽萍², 袁树青²

(1. 太原理工大学 理学院 数学系, 太原 030024; 2. 太原理工大学 理学院 物理系, 太原 030024)

摘要: 为了研究互注入半导体激光器产生的混沌带宽及复杂程度, 采用互注入半导体激光器速率方程进行了理论分析。结果表明, 随着注入系数的增加, 混沌的带宽变大, 混沌复杂程度变高; 偏置电流越大, 混沌的带宽越大, 时间序列标准差越大, 混沌越复杂。这为实现更为复杂的高带宽混沌提供了理论指导。

关键词: 非线性光学; 混沌; 互注入; 半导体激光器

中图分类号: TN248.4 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2011.02.015

Study on chaos characteristics in mutually coupled semiconductor lasers

FENG Ya-qiang¹, LIANG Li-ping², YUAN Shu-qing²

(1. Department of Mathematics, College of Science, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China; 2. Department of Physics, College of Science, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China)

Abstract: In order to study the chaos complexity degree and bandwidth of mutually coupled semiconductor lasers, numerical analysis was carried out based on their rate equations. The results indicate that the chaotic bandwidth enhances with the increase of injection coefficient, and chaos turns more complicated. The higher the current biases, the larger chaotic bandwidth turns and the more complex the chaos wave is. These results provide theoretic guidance to realize broad bandwidth complex chaos.

Key words: nonlinear optics; chaos; mutual coupling; semiconductor lasers

引言

近年来,混沌激光由于宽频谱、类噪声、不可预测性等特点已经应用于社会的很多领域^[1-5],基于半导体激光器产生混沌激光应用得到了很好的发展,半导体激光器产生混沌的方法大都基于外光反馈、外光注入和光电反馈,在实际应用中,混沌的带宽直接关系到信号的传输速率^[6],混沌的复杂程度直接关系到混沌的保密性^[7-8]。据报道,基于单向注入的混沌保密通信已在希腊首都雅典采用商用光纤得到了实验验证^[9]。目前基于互注入系统实现信息双向传输成为了人们的研究热点。

2001年, HEIL等人利用对称结构的互注入激光器发现两激光器输出存在时延^[10]。2008年, PAN小组利用极不对称互注入半导体激光器模型,模拟了混沌同步及双向通信^[11]。自此,互注入同步引起了学者广泛的研究^[12-14]。目前,人们对互注入激光器的研究

在混沌同步和通信方面研究较多,对互注入激光器的非线性动力学特性的研究未见报道。因此,分析互注入系统的非线性动力学特性对混沌通信及混沌应用具有重要的意义。

1 理论模型

图1为互注入半导体激光器的模型示意图。两激

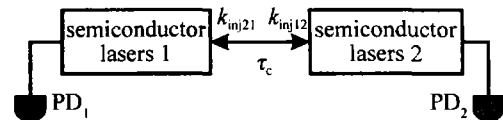


Fig.1 Scheme of mutually coupled semiconductor lasers

光器采用直接互注入结构。激光器1注入激光器2的注入系数用 k_{inj12} 来表示。激光器2注入激光器1的注入系数用 k_{inj21} 来表示。光由一个激光器传输到另一激光器的时间用 τ_c 来表示。探测器 PD_1 探测激光器1的输出信号;探测器 PD_2 则探测激光器2的输出信号。

光注入的半导体激光器1的动力学特性可以用以下的速率方程来描述:

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = I/(qV) - N_1(t)/\tau_n - g[N_1(t) - N_0]S_1(t)/[1 + \epsilon S_1(t)] \quad (1)$$

$$\frac{dS_1(t)}{dt} = \Gamma g[N_1(t) - N_0] \frac{S_1(t)}{1 + \epsilon S_1(t)} - \frac{S_1(t)}{\tau_p} +$$

基金项目: 山西省青年科技研究基金资助项目 (2008021008)

作者简介: 冯亚强 (1972-), 男, 工程师, 主要从事非线性动力学特性的理论分析研究。

E-mail: fengyaqiang@tyut.edu.cn

收稿日期: 2010-05-13; 收到修改稿日期: 2010-08-21

$$\frac{\Gamma\beta N_1(t)}{\tau_n} + 2 \frac{k_{inj21}}{\tau_{in}} \sqrt{S_2(t - \tau_c) S_1(t)} \cos \varepsilon_{2,1}(t) \quad (2)$$

$$\frac{d\phi_1(t)}{dt} = \frac{1}{2} \alpha \left[\frac{\Gamma g [N_1(t) - N_0]}{1 + \varepsilon S_1(t)} - \frac{1}{\tau_p} \right] -$$

$$(k_{inj21}/\tau_{in}) \sqrt{S_2(t - \tau_c) S_1(t)} \sin \varepsilon_{2,1}(t) \quad (3)$$

式中,下标1,2分别代表激光器1和激光器2; N_1, S_1 和 ϕ_1 分别表示载流子密度、光子数密度和相位; I 为偏置电流, V 为有源区体积, τ_n 为载流子寿命, g 为微分增益系数, ε 为增益饱和参量, Γ 为线宽限制因子, τ_p 为光子寿命, τ_{in} 为谐振腔环行时间, α 为线宽增强因子, N_0 为透明载流子密度。

$\varepsilon_{2,1}$ 表示激光器1的耦合相位,定义如下:

$$\varepsilon_{2,1}(t) = \omega_2 \tau_c + \phi_1(t) - \phi_2(t - \tau_c) + (\omega_2 - \omega_1)t \quad (4)$$

注入强度用注入系数来表示,其定义如下:

$$\kappa_{inj} = (1 - R) \sqrt{r_{inj}}/R \quad (5)$$

式中, R 表示激光器断面的反射率, r_{inj} 表示注入到激光器2的光强与激光器1输出光强的百分比。在本文中,主要考虑了两注入系数对称的情形,即 $k_{inj21} = k_{inj12} = k_{inj}$ 。在以上(1)式~(4)式中,将下标1与2互换,则可以得到激光器2的速率方程。在理论分析过

程中,所用激光器的参量如表1所示。

Table 1 The physical meaning and value of each symbol in the simulation

parameter	symbol	value
linewidth enhancement factor	α	5.5
gain coefficient	g	$2.125 \times 10^{-15} \text{ m}^3/\text{s}$
carrier lifetime	τ_n	2ns
volume of the active region	V	$1.5 \times 10^{-16} \text{ m}^3$
photon lifetime	τ_p	2ps
carrier density at transparency	N_0	$4 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$
carrier density at threshold	N_{th}	$9.9 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$
laser round trip time	τ_{in}	9ps
threshold current	I_{th}	12mA
spontaneous emission factor	β	1×10^{-5}
linewidth confinement factor	Γ	0.4
gain saturation coefficient	ε	3.0×10^{-23}
external round trip time	τ_c	4.0ns
wavelength	λ	1550nm

2 半导体激光器非线性动力学特性理论分析

半导体激光器属于B类激光器,再增加一个自由度即可产生混沌,因此,两个半导体激光器在相互注入下,可以同时实现两个半导体激光器的混沌输出。图2中给出了不同注入系数和偏置电流下激光器输出。

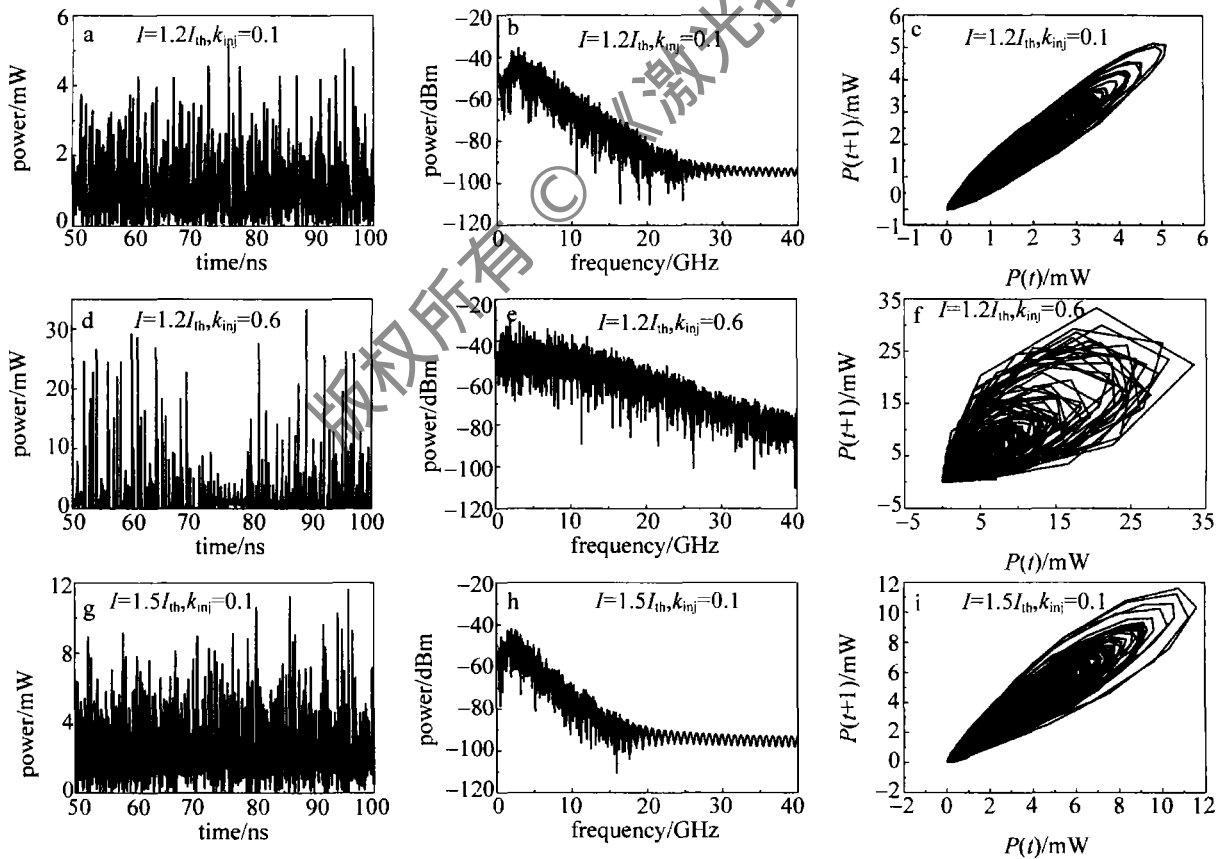


Fig. 2 Time series, spectrum and space of laser's output

由相图可以看出,激光器的输出均为混沌状态。当偏置电流固定为 $I = 1.2I_{th}$,注入系数为 $k_{inj} = 0.1$,混沌带宽为3.5156GHz时,结果如图2a、图2b和图2c所示;

若保持固定偏置电流不变,将注入系数增加到 $k_{inj} = 0.6$,混沌带宽增加到9.4727GHz,结果如图2d、图2e和图2f所示;若保持注入系数不变 $k_{inj} = 0.1$,将偏置

电流提高到 $I = 1.5I_{th}$, 混沌带宽将增加到 4.5898GHz, 如图 2g、图 2h 和图 2i 所示。本文中混沌带宽的计算方法是: 将混沌时间序列进行傅里叶变换, 得到横轴为频率 f 、纵轴为功率 P 的频谱。设 $r = \int_0^B P df / \int_0^\infty P df$, 当 $r = 80\%$, 所对应的频率值 B 即为混沌带宽。

由图 3 可知, 混沌的带宽随着注入系数的增大而

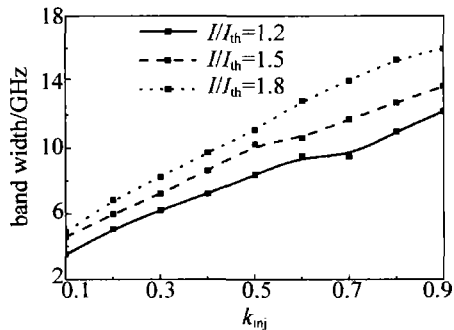


Fig. 3 Correlation between chaotic bandwidth and injection strength

增大 ($P = I/I_{th}$), 且偏置电流越高混沌的带宽越大。

混沌的复杂程度是表征混沌的重要参量, 它直接影响混沌通信的保密性。由于混沌幅度变化的剧烈程度与混沌的复杂程度密切相关, 因此, 可以用反映混沌幅度变化的混沌时间序列标准差来反映混沌的复杂程度。具体表达式如下:

$$f_{SD} = \sqrt{\sum_{i=1}^n [P_i(t) - \langle P(t) \rangle]^2} \quad (5)$$

式中, $\langle \cdot \rangle$ 表示时间平均; $P(t)$ 分别表示待判定的混沌时间序列。可见混沌时间序列标准差反映了混沌波动大小, 标准差越大, 表明混沌幅度变化剧烈, 混沌越复杂。

由图 4 可以看出, 混沌时间序列标准差随着注入

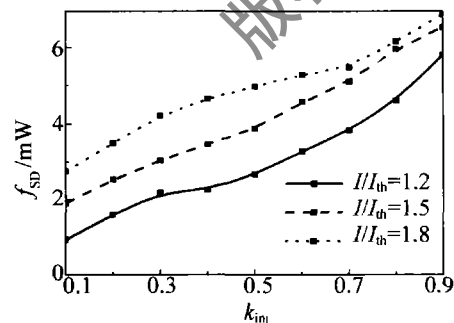


Fig. 4 Correlation between chaotic time series standard difference and injection strength

系数和偏置电流的增加而变大。这说明, 互注入系统的耦合作用越强, 子系统的混沌输出的带宽越大, 复杂程度越高, 然而耦合作用的增强, 会不可避免地带来些负面效应, 如旁瓣问题。这也是目前互注入需要解决的问题。

3 结论

利用互注入半导体激光器的理论模型, 研究了非线性动力学特性。随着注入系数的增加, 混沌的带宽和复杂程度将明显增强; 激光器的偏置电流越大, 混沌的带宽越大, 复杂程度越高。在相同的注入系数下, 偏置电流的提高, 使得激光器的输出功率变大, 这也意味着注入强度变大, 因此混沌的带宽得到了明显的增强。即激光器受到的注入强度 (注入激光器的输出功率与注入系数的乘积) 越大, 混沌的带宽越宽, 混沌波动越大, 混沌越复杂。

参考文献

- [1] MYNENI K, BARR T A, REED B R. High-precision ranging using a chaotic laser pulse train[J]. Applied Physics Letters, 2001, 78(11): 1496-1498.
- [2] LIN F Y, LIU J M. Chaotic lidar[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2004, 10(5): 991-997.
- [3] WANG Y C, WANG B J, WANG A B. Chaotic correlation optical time domain reflectometer utilizing laser diode [J]. IEEE Photonics Technology Letter, 2008, 20(19): 1636-1638.
- [4] XIA G F, ZHAO B J, HAN Y Q. Chaotic weak signal detection in the long range laser rangefinders using neural network[J]. Laser Technology, 2006, 30(5): 449-451 (in Chinese).
- [5] LI F, PAN W, LUO B, et al. Effect of cross talk on multichannel chaotic optical communication systems[J]. Laser Technology, 2008, 32(4): 445-448 (in Chinese).
- [6] MIRASSO C R, COLET P, GARCÍA-FERNÁNDEZ P. Synchronization of chaotic semiconductor lasers: application to encoded communications [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 1996, 8(2): 299-301.
- [7] van WIGGEREN G D, ROY R. Communication with chaotic lasers [J]. Science, 1998, 279(5354): 1198-1200.
- [8] FISCHER I, LIU Y, DAVIS P. Synchronization of chaotic semiconductor laser dynamics on subnanosecond time scales and its potential for chaos communication [J]. Physics Review, 2000, A62(1): 011801/1-011801/4.
- [9] ARGYRIS A, SYVRIDIS D, LARGER L, et al. Chaos-based communications at high bit rates using commercial fibre-optic links[J]. Nature, 2005, 438(7066): 343-346.
- [10] HEIL T, FISCHER I, ELSÄSSER W, et al. Chaos synchronization and spontaneous symmetry-breaking in symmetrically delay-coupled semiconductor lasers [J]. Physics Review Letters, 2001, 86(5): 795-798.
- [11] ZHANG W L, PAN W, LUO B, et al. Chaos synchronization communication using extremely unsymmetrical bidirectional injections [J]. Optics Letter, 2008, 33(3): 237-239.
- [12] EINAT K, GROSS N, ROSENBLUH M, et al. Stable isochronal synchronization of mutually coupled chaotic lasers[J]. Physics Review, 2006, E73(6): 066214/1-066214/4.
- [13] FISCHER I, VICENTE R, BULDU J M, et al. Zero-lag long-range synchronization via dynamical relaying[J]. Physics Review Letters, 2006, 97(12): 123902/1-123902/4.
- [14] GROSS N, KINZEL W, KANTER I, et al. Synchronization of mutually versus unidirectionally coupled chaotic semiconductor lasers[J]. Optics Communications, 2006, 267(2): 464-468.