

激光与光电子学进展

半导体激光器系统混沌激光的计算方法对比

郭祥帅, 匡尚奇*, 冯玉玲**

长春理工大学物理学院, 吉林 长春 130022

摘要 半导体激光器系统的动力学方程是研究混沌激光的重要理论基础, 其计算精度直接决定了系统产生混沌激光的仿真可靠性。针对目前国际上普遍采用的光电场分解的两种方法, 即光电场的振幅-相位分解与实部-虚部分解方法, 本文分别对不同的半导体激光器系统进行了研究, 并进行了对比分析。结果表明, 两种数值计算方法在输出光复杂度低的情况下计算结果差异较小, 但进入高复杂度时, 两种方法的数值计算结果存在巨大的差异。分析表明, 光电场采用实部-虚部分解的数值模拟精度更高, 更适用于产生复杂度较高混沌激光的半导体激光器系统的研究。

关键词 非线性光学; 混沌; 半导体激光器; 最大李雅普诺夫指数; 复杂度

中图分类号 O437 文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP212600

Comparison of Calculation Methods for Chaotic Laser in Semiconductor Laser System

Guo Xiangshuai, Kuang Shangqi*, Feng Yuling**

School of Physics, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, Jilin, China

Abstract The dynamic equation of the semiconductor laser system is a critical theoretical basis for investigating chaotic lasers, whose calculation accuracy directly determines the simulation reliability of the chaotic laser generated by the system. In this study, different semiconductor laser systems are evaluated and compared based on the two widely used methods of photoelectric field decomposition: amplitude-phase decomposition and real-imaginary part solution. The comparison shows that the computational results of both methods have a minimal difference in the case of low complexity of output light, but a significant difference exists in the case of high complexity. Furthermore, the numerical simulation of the photoelectric field using the real-imaginary part solution has higher precision and is more suitable than the amplitude-phase decomposition for analyzing semiconductor laser systems that generate chaotic lasers with higher complexity.

Key words nonlinear optics; chaos; semiconductor laser; maximum Lyapunov index; complexity

1 引言

混沌激光具有类噪声的随机特性和优良的抗干扰特性而被广泛应用于激光雷达^[1-2]、保密通信^[3-5]和快速随机数发生器^[6-7]等诸多领域。半导体激光器在外部扰动下可输出非线性状态的混沌激光, 其主要的扰动方式可分为光反馈^[8-9]、光注入^[10]和光电反馈^[11-12]。混沌激光在时域上无法被预测, 但可以通过相应半导体激光器系统的动力学方程计算出混沌激光的动态变化^[13]。

激光器外部扰动可使半导体激光器输出混沌激光, 但也使得半导体激光系统输出的混沌激光存在明

显的延时特征, 而这降低了混沌激光的保密性, 同时混沌激光的带宽、复杂度也会影响到混沌激光的实际应用^[14-15]。为了优化混沌激光的性能, 国内外科科研人员对半导体激光器系统进行了优化并取得研究成果。2017年, Bao等^[16]提出使用光纤随机光栅代替反射镜对混沌激光性能进行优化, 其理论模拟中对光电场采用振幅-相位分解方法进行计算研究, 并发现该方案对延时特性产生较好抑制的情况。2019年, Jiang等^[17]提出在半导体激光器系统的反馈回路中添加自相位调制和马赫-曾德尔干涉仪实现延时反馈, 并通过数值计算和实验验证了该方案可以显著地提高混沌激光的带宽, 他们在数值模拟中采用振幅-相位方式对光电场进

收稿日期: 2021-09-23; 修回日期: 2021-11-08; 录用日期: 2021-11-29; 网络首发日期: 2021-12-12

基金项目: 吉林省教育厅科学研究规划项目(JJKH20200728KJ)

通信作者: *ksq@cust.edu.cn; **FYLCUST@163.com

行了分解。2020年,冯玉玲等^[18]提出单光注入双路滤波反馈方案,通过调节方案中的内部参数从而对混沌激光的延时特性进行优化,并研究了反馈强度和注入强度等参数对延时特性的影响。同年,Wang等^[19]提出使用噪声驱动的相位调制的光学透镜对混沌激光进行处理,其同样通过计算动力学方程进行数值计算优化了混沌激光性能。上述相关研究表明,要从理论方面对实验结果进行仿真分析,高精度的数值计算方法十分重要。在光电场的数值计算中广泛采用了振幅-相位分解方法和实部-虚部分解方法^[20-22]。

与国外相关研究对比分析表明,国内采用对光电场的实部-虚部分解的计算方法进行数值模拟的理论研究较少。针对这一问题,本文采用含有光反馈结构的半导体激光器系统和含有光注入-光反馈结构的半导体激光器系统为模型,对两种半导体激光器系统分别采用光电场两种分解计算方法进行数值模拟,并将计算结果进行对比分析。结果表明,当系统内含有多个半导体激光器时采用光电场实部-虚部分解计算方法精度较高。

2 半导体激光器模型与其动力学方程

近几年,在基于半导体激光器系统的混沌激光研究中,应用单个半导体激光器系统^[11,16-17,19,23-26]产生混沌激光的研究多采用含有光反馈的激光系统,而应用多个激光器系统的研究多采用含有光注入-光反馈的激光系统^[16,20,25-26]。因此,本文分别选取含有光反馈结构的半导体激光器系统和含有光注入-光反馈结构的半导体激光器系统作为理论模型,通过两类半导体激光器系统的动力学方程分析采用光电场两种分解计算方法所导致的差异。

2.1 含有光反馈结构的半导体激光器系统

含有光反馈结构的半导体激光器系统是较为简单的输出混沌激光的系统,如图1所示,其通过反射镜R将自身输出的激光反馈回激光内腔,进而输出非线性混沌激光。该类具有光反馈结构的半导体激光器系统的光电场采用振幅-相位分解得到的动力学方程为^[13,23-27]

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{G_N [N(t) - N_0]}{1 + \epsilon E^2(t)} - \frac{1}{\tau_p} \right\} E(t) + \kappa E(t - \tau) \cos \theta(t), \quad (1)$$

$$\frac{d\Phi(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} \left\{ \frac{G_N [N(t) - N_0]}{1 + \epsilon E^2(t)} - \frac{1}{\tau_p} \right\} + \kappa \frac{E(t - \tau)}{E(t)} \sin \theta(t), \quad (2)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = J - \frac{N(t)}{\tau_s} - \frac{G_N [N(t) - N_0]}{1 + \epsilon E^2(t)} E^2(t), \quad (3)$$

$$\theta(t) = \omega\tau + \Phi(t) - \Phi(t - \tau). \quad (4)$$

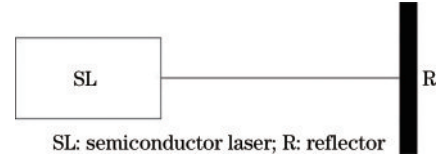


图1 含有光反馈结构的半导体激光器系统装置示意图
Fig. 1 Schematic diagram of optical feedback semiconductor laser system

与之相对应,该系统的光电场采用实部-虚部分解得到的动力学方程为^[13,22-28]

$$\frac{dE_R(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{G_N [N(t) - N_0]}{1 + \epsilon [E_R^2(t) + E_I^2(t)]} - \frac{1}{\tau_p} \right\} \cdot [E_R(t) - \alpha E_I(t)] + \kappa E_R(t - \tau) \cos(\omega\tau) + \kappa E_I(t - \tau) \sin(\omega\tau), \quad (5)$$

$$\frac{dE_I(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{G_N [N(t) - N_0]}{1 + \epsilon (E_R^2 + E_I^2)} - \frac{1}{\tau_p} \right\} \cdot [E_R(t) - \alpha E_I(t)] + \kappa E_R(t - \tau) \cos(\omega\tau) - \kappa E_R(t - \tau) \sin(\omega\tau), \quad (6)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = J - \frac{N(t)}{\tau_s} - \frac{G_N [N(t) - N_0]}{1 + \epsilon [E_R^2(t) + E_I^2(t)]} [E_R^2(t) + E_I^2(t)]. \quad (7)$$

式(1)~(4)中: $E(t)$ 代表激光光场振幅; $\Phi(t)$ 代表激光相位; $N(t)$ 代表载流子密度; G_N 代表微分增益系数; N_0 代表透明载流子密度; ϵ 代表饱和增益; τ_s 代表载流子寿命; τ_p 代表光子寿命; J 代表注入电流; $\kappa = (1 - r_2^2)r_3/r_2\tau_m$ 代表激光器的反馈强度,其中 r_2 、 r_3 为内腔、外腔的反射率, τ_m 为光在内腔往返时间; α 代表线宽增强因子; $\tau = 2L/c$ 是激光器输出的激光在外腔往返时间,其中 L 为外腔长度, c 为介质中的光速。式(5)~(7)中, $E_R(t)$ 代表光电场实部而 $E_I(t)$ 代表光电场虚部。

2.2 含有光注入-光反馈结构的半导体激光器系统

含有光注入-光反馈结构的半导体激光器系统(主从激光系统)也是目前研究较多的半导体激光器系统^[19,23,29-31],其具有较大的研究价值。因此,本文也对该系统的动力学方程的两种光电场分解计算方法进行对比研究,系统结构^[22]如图2所示,其中驱动激光系统输出的激光通过光隔离器注入到含有光反馈结构半导体激光器系统之中。该系统的光场采用光电场的振幅-相位分解方法得到的动力学方程为^[13,18,29-30]

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{G_N [N(t) - N_0]}{1 + \epsilon E^2(t)} - \frac{1}{\tau_p} \right\} E(t) + \kappa E(t - \tau) \cos \varphi(t) + \kappa_{inj} A_s \cos \phi(t), \quad (8)$$

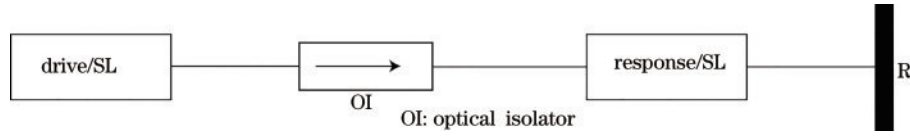


图 2 含有光注入-光反馈结构的半导体激光器系统示意图

Fig. 2 Schematic diagram of optical injection-optical feedback semiconductor laser system

$$\frac{d\Phi(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} \left\{ \frac{G_N[N(t) - N_0]}{1 + \epsilon E^2(t)} - \frac{1}{\tau_p} \right\} + \kappa \frac{E(t - \tau)}{E(t)} \sin \varphi(t) - \kappa_{inj} \frac{A_s}{E(t)} \sin \phi(t), \quad (9)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = J - \frac{N(t)}{\tau_s} - \frac{G_N[N(t) - N_0]}{1 + \epsilon E^2(t)} E^2(t), \quad (10)$$

$$\varphi(t) = \omega\tau + \Phi(t) - \Phi(t - \tau), \quad (11)$$

$$\phi(t) = \omega_d \tau_{inj} - \Delta\omega t + \Phi(t) - \Phi_{inj}(t - \tau_{inj}), \quad (12)$$

式中: τ_{inj} 代表主激光器输出的激光到达从激光器所需的注入时间; $\Delta\omega = \omega_d - \omega$, 代表主激光器与从激光器之间的频率失谐, 其中 ω_d 代表主激光器的频率, ω_r 代表从激光器的频率, 同时可由 $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$ 得到主激光器与从激光器之间的频率失谐 $\Delta f = f_d - f_r$, 而主激光器的频率 ω_d 由 $\omega_d = \frac{2\pi c}{\lambda_d}$ 计算得出, 其中 λ_d 代表主激光器输出的光波长; A_s 为注入激光器恒定振幅。在模拟计算中, 将主激光器输出到从激光器所需的时间 τ_{inj} 取值为 0^[22], 其余参数与前述含有光反馈结构的半导体激光器系统参数一致, 采用表 1 所示参数通过四阶龙格-库塔方法对两种半导体激光器系统模型的不同分解计算方法进行数值积分, 设定积分步长 h 为 5 ps。两种分解计算方法通过 Fortran 语言进行计算。

与之相应, 含有光注入-光反馈结构的半导体激光器系统光电场采用实部-虚部的分解方法得到的动力学方程为^[13,22]

$$\frac{dE_R(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{G_N[N(t) - N_0]}{1 + \epsilon[E_R^2(t) + E_I^2(t)]} - \frac{1}{\tau_p} \right\} \cdot [E_R(t) - \alpha E_I(t)] + \kappa [E_R(t - \tau) \cos(\omega\tau) + E_I(t - \tau) \sin(\omega\tau)] + \kappa_{inj} A_s \cos(\Delta\omega t - \omega_d \tau_{inj}), \quad (13)$$

$$\frac{dE_I(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{G_N[N(t) - N_0]}{1 + \epsilon[E_R^2(t) + E_I^2(t)]} - \frac{1}{\tau_p} \right\} \cdot [E_I(t) + \alpha E_R(t)] + \kappa [E_I(t - \tau) \cos(\omega\tau) - E_R(t - \tau) \sin(\omega\tau)] + \kappa_{inj} A_s \sin(\Delta\omega t - \omega_d \tau_{inj}), \quad (14)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = J - \frac{N(t)}{\tau_s} - \frac{G_N[N(t) - N_0]}{1 + \epsilon[E_R^2(t) + E_I^2(t)]} [E_R^2(t) + E_I^2(t)]. \quad (15)$$

混沌激光的复杂度可以影响混沌激光的应用, 为对比两种计算方法的复杂度是否存在差异, 引入最大李雅普诺夫指数评估系统的复杂度^[32]。该指数是衡量系统复杂度的重要参数之一, 指数越大代表系统的混沌复杂度越高, 其计算公式为

$$\lambda_{max} = \frac{1}{M\tau} \ln d_j, \quad (16)$$

式中: τ 代表延迟时间; M 代表重复次数; d_j 代表数据变量在时间间隔为 τ 的范数比值, 其计算表达式为

$$d_j = \frac{D(t + \tau)}{D(t)}, \quad (17)$$

表 1 半导体激光器系统参数

Table 1 Parameters of semiconductor laser system

Symbol	Parameter	Value
G_N	Gain coefficient	$8.40 \times 10^{-13} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
N	Carrier density at transparency	$1.40 \times 10^{-24} \text{ m}^{-3}$
ϵ	Gain saturation coefficient	2.5×10^{-23}
τ_p	Photon lifetime	$1.927 \times 10^{-12} \text{ s}$
τ_s	Carrier lifetime	$2.04 \times 10^{-9} \text{ s}$
τ_{in}	Round-trip time in internal cavity	$8.0 \times 10^{-12} \text{ s}$
r_2	Reflectivity of laser facet	0.556
α	Line width enhancement factor	3.0
λ	Optical wavelength of laser	$1.537 \times 10^{-6} \text{ m}$
c	Speed of light	$2.998 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
τ	Round-trip time of light in external cavity (feedback delay time) for response laser	$1.501 \times 10^{-9} \text{ s}$
κ	Feedback strength	$1.553 \times 10^{-9} \text{ s}$
J	Injection current	$1.098 \times 10^{33} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$

$$D(t) = \sqrt{\sum_{k=0}^{O-1} [\delta_E^2(t+kh) + \delta_\Phi^2(t+kh) + \delta_N^2(t+kh)]}, \quad (18)$$

$$D(t+\tau) = \sqrt{\sum_{k=0}^{O-1} [\delta_E^2(t+\tau+kh) + \delta_\Phi^2(t+\tau+kh) + \delta_N^2(t+\tau+kh)]}, \quad (19)$$

式中: $D(t)$ 为 t 到 $t+\tau$ 的数据变量范数; $D(t+\tau)$ 为 $t+\tau$ 到 $t+2\tau$ 的数据变量范数, O 代表数据积分步长 h 归一化数据点的数目; δ_E 、 δ_Φ 和 δ_N 为线性偏差变量。

3 数值模拟结果与分析

3.1 含有光反馈结构的半导体激光器系统

在含有光反馈结构的半导体激光器系统中, 反馈强度是系统中重要的变量, 在反馈强度为 $0 \sim 8 \text{ ns}^{-1}$ 范围内, 将两种光电场分解计算方法的结果进行对比。通过不同的反馈强度研究两种光电场分解方法计算结果之间的差异。该系统最大李雅普诺夫指数随反馈强度的变化如图 3 所示, 对比两种计算方法的模拟结果, 不难发现在非混沌状态下两种计算方法的结果无明显的差别。但是, 当激光处在弱混沌状态时, 两种计算方法结果出现了交叉性变化。当反馈强度进一步增强, 采用光电场振幅-相位分解计算方法求得的最大李雅普诺夫指数增长, 而采用实部-虚部分解光电场计算方法的最大李雅普诺夫指数则维持在较稳定的范围, 且随着反馈强度的增大两种计算方法结果的差异更加明显。

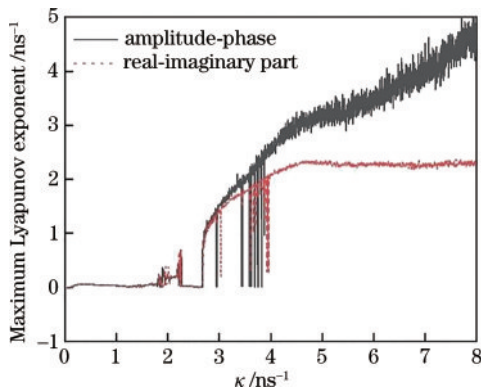


图 3 含有光反馈结构的半导体激光器系统的反馈强度与最大李雅普诺夫指数的关系

Fig. 3 Maximum Lyapunov exponent as a function of feedback strength of optical feedback semiconductor laser system

另一方面, 半导体激光器输出的混沌激光的混沌运动特点可通过在相空间中运动轨迹所形成的吸引子与通常规则的吸引子表现不同, 将激光光强 $I(t)$ 与载流子密度 $N(t)$ 作为两个参量进行二维相空间作图构成描述混沌激光的吸引子示意图^[28]。取反馈强度 $\kappa = 3.106 \text{ ns}^{-1}$, 分别研究线宽增强因子 $\alpha = 3$ 和 $\alpha = 8$ 时的两种光电场分解计算方法所对应的结果。当线宽增强

因子 $\alpha = 3$ 时, 振幅-相位分解计算方法和实部-虚部分解计算方法的相图分别如图 4(a) 和 4(b) 所示; 当线宽增强因子 $\alpha = 8$ 时, 光电场振幅-相位分解计算方法和实部-虚部分解计算方法的相图分别如图 4(c) 和 4(d) 所示。通过对比分析发现, 随着线宽增强因子的增大, 两种计算方法的差异没有进一步增大, 反而随着线宽增强因子的增大而缩小, 与反馈强度增长对两种分解方法结果的影响相反。

3.2 含有光注入-光反馈结构的半导体激光器系统

具有光注入效应的光反馈结构半导体激光器系统(主从激光器系统)是半导体混沌激光研究中比较有代表性的一类系统^[19,23,30-31]。对此, 采用光电场分解的两种计算方法对含有光注入-光反馈结构的半导体激光器系统进行研究。设置注入激光器的振幅 $A_s = 1.2 \times 10^9$ 、注入强度 $\kappa_{inj} = 10 \text{ ns}^{-1}$, 两种计算方法的最大的李雅普诺夫指数的对比如图 5 所示。光电场振幅-相位分解计算方法的结果总体呈现上升趋势, 且在相同反馈强度下大于含有光反馈结构半导体激光器系统的最大的李雅普诺夫指数, 这是由于主激光器的注入增加了激光的复杂度。两种计算方法结果与图 3 相类似, 即在弱混沌态下两种计算方法的差异很小, 而随着反馈强度的增大, 光电场振幅-相位分解计算方法的最大李雅普诺夫指数大于基于光电场实部-虚部分解计算方法的最大李雅普诺夫指数。

通过相图观察线宽增强因子变换对两种计算方法差异的影响, 当线宽增强因子 $\alpha = 3$ 时, 光电场振幅-相位分解计算方法和光电场实部-虚部分解计算方法的相图分别如图 6(a) 和 6(b) 所示; 当线宽增强因子 $\alpha = 8$ 时, 相应的相图分别如图 6(c) 和 6(d) 所示。通过对比, 从图 6 中可以明显看出随着线宽增强因子的增加, 两种计算方法的差异变小, 但仍然存在一定的差异, 与含光反馈结构半导体激光器系统相类似, 线宽增强因子与反馈强度对两种计算方法的差异影响相反。

3.3 结果分析

综合上述结果表明, 在反馈强度较小时, 处在弱混沌复杂度时的两种计算方法结果差异较小, 但随着反馈强度的增大, 当系统进入高复杂度时, 两种光电场分解计算方法结果的差异随之增大, 而随着线宽增强因子的加强两种计算方法结果的差异变小。为进一步分析上述结果的本质, 由于两种半导体激光器系统中对反馈强度和线宽增强因子的趋势一致, 这里以含有光注入-光反馈结构的半导体激光器系统为例, 如图 2 所示, 对两种计算方法的反馈项进行模拟计算并对两种计算方法的反馈项分别进行研究。

设置反馈强度 $\kappa = 3.106 \text{ ns}^{-1}$, 含有光注入-光反馈结构的半导体激光器系统光电场振幅-相位分解计算方法相位分解式的反馈项 $\kappa \frac{E(t-\tau)}{E(t)} \sin \varphi(t)$ 如图 7(a)

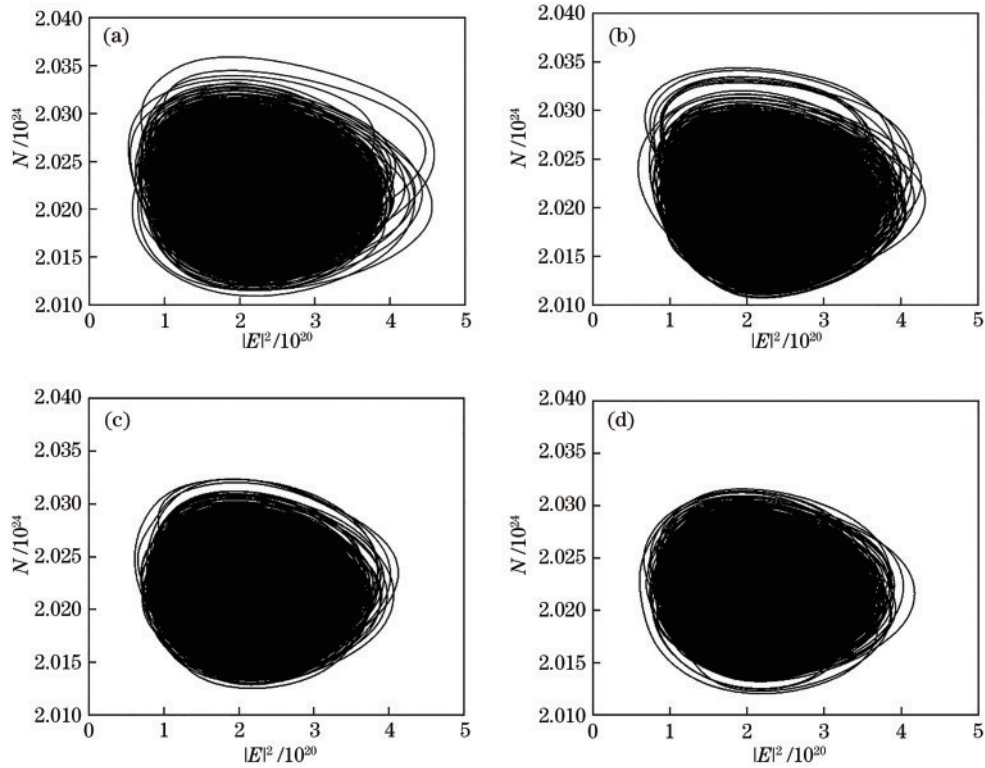


图 4 不同线宽增强因子下的相空间中激光强度的吸引子。(a) $\alpha=3$ 、(c) $\alpha=8$ 时对应系统的光电场振幅-相位分解计算方法的相图;(b) $\alpha=3$ 、(d) $\alpha=8$ 时对应系统的光电场实部-虚部分解计算方法的相图。二维相空间由激光强度 $I(t)=E^2(t)$ 和载流子密度 $N(t)$ 组成

Fig. 4 Attractors of laser intensity in phase space for various linewidth enhancement factor α . Simulation method of photoelectric field amplitude-phase decomposition for system when (a) $\alpha=3$ and (c) $\alpha=8$; simulation method of photoelectric field real-imaginary part solution for system when (b) $\alpha=3$ and (d) $\alpha=8$. Two-dimensional phase space consists of laser intensity $I(t)=E^2(t)$ and carrier density $N(t)$

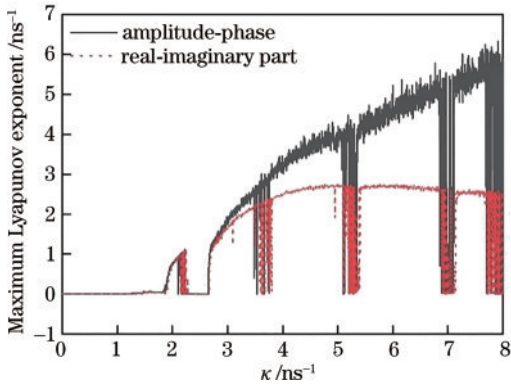


图 5 含有光注入-光反馈结构的半导体激光器系统的反馈强度与最大李雅普诺夫指数的关系

Fig. 5 Maximum Lyapunov exponent as a function of feedback strength with optical injection-optical feedback semiconductor laser system

所示,而基于光电场实部-虚部计算方法虚部分解式的反馈项 $\kappa[E_1(t-\tau)\cos(\omega\tau)-E_R(t-\tau)\sin(\omega\tau)]$ 如图 7(b) 所示。从图 7(a) 可以明显看出在相位分解式中一些反馈项远远大于其他反馈项,说明当光电场振幅-相位分解计算方法中,当混沌激光的时间序列振荡

幅度增强后,经历过强烈振荡后的 $E(t)$ 处于极小值接近于零,从而导致相位分解式中反馈项变化过大导致一定的计算误差,使混沌激光复杂度的计算结果虚高,干扰了混沌激光数值模拟的准确度,且当系统内存在多个激光器反馈或注入时,这种误差会进一步加强,导致系统计算复杂度精确度下降。与之相比,光电场实部-虚部计算方法的反馈项不同于光电场振幅-相位分解计算方法,光电场实部和虚部分解计算方法中的反馈项可以避免此类干扰,进而提高了模拟计算的准确度。

经过上述分析发现两种计算方法结果的差异与光电场振幅-相位分解计算方法相位分解式的反馈项变化有关,而随着反馈强度与线性增宽因子的增长,两种计算方法的差异呈现不同的变化趋势,为对这种现象进行分析,设置线宽增强因子 $\alpha=3$, 观察光电场振幅-相位分解计算方法,在反馈强度 κ 分别为 3.106 、 4.659 、 6.212 ns^{-1} 时相位分解式的反馈项分别如图 8(a)~8(c) 所示。结果表明,随着反馈强度的增大,光电场振幅-相位分解计算方法相位分解式的反馈项变化增大,加剧了对混沌激光复杂度的干扰,使计算精度进一步下降。设置反馈强度 $\kappa=3.106 \text{ ns}^{-1}$, 当线宽增强因子 α 分别为 3、5 和 8 时,光电场振幅-

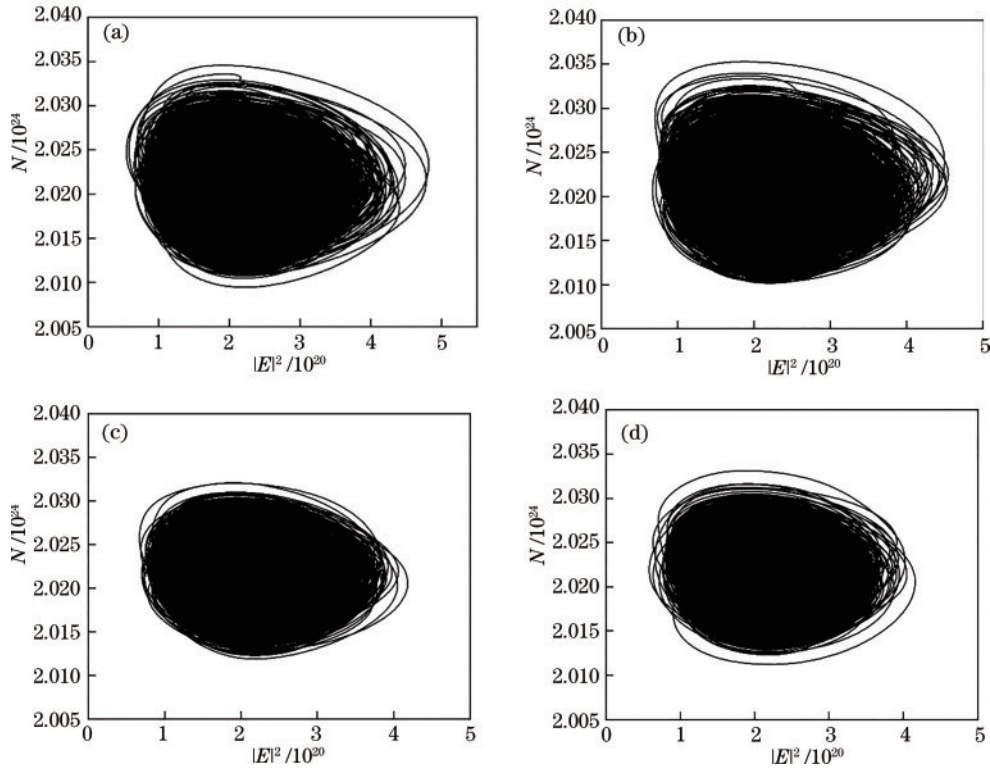


图 6 不同线宽增强因子下的相空间中激光强度的吸引子。(a) $\alpha=3$ 、(c) $\alpha=8$ 时对应系统的光电场振幅-相位分解计算方法的相图;(b) $\alpha=3$ 、(d) $\alpha=8$ 时对应系统的光电场实部-虚部分解计算方法的相图。二维相空间由激光强度 $I(t)=E^2(t)$ 和载流子密度 $N(t)$ 组成

Fig. 6 Attractors of laser intensity in space for various linewidth enhancement factor α . Simulation method of photoelectric field amplitude-phase decomposition for system when (a) $\alpha=3$ and (c) $\alpha=8$; simulation method of photoelectric field real-imaginary part solution for system when (b) $\alpha=3$ and (d) $\alpha=8$. Two-dimensional phase space consists of laser intensity $I(t)=E^2(t)$ and carrier density $N(t)$

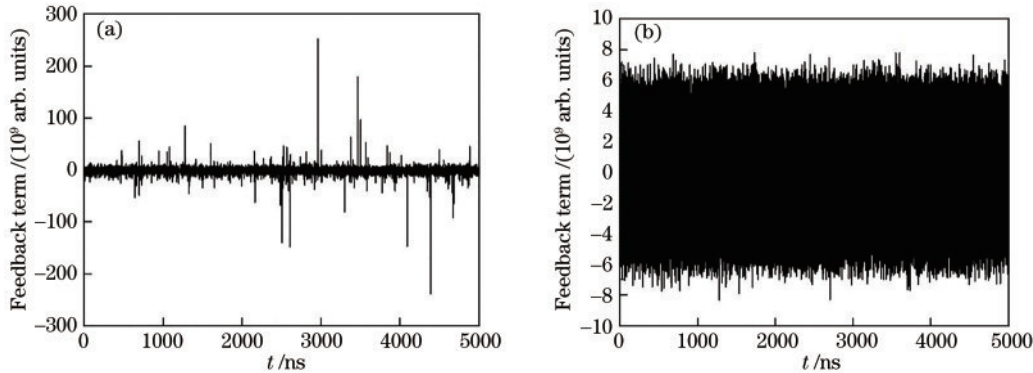


图 7 含有光注入-光反馈的半导体激光器系统采用不同分解计算方法的反馈项。(a) 振幅-相位分解计算方法;(b) 实部-虚部分解计算方法

Fig. 7 Feedback term of semiconductor laser system with optical injection-optical feedback using different decomposition calculation methods. (a) Amplitude-phase decomposition calculation method; (b) real-imaginary part solution calculation method

相位分解计算方法相位分解式的反馈项分别如图 9(a)~9(c) 所示,分析发现,当反馈强度恒定时,随着线宽增强因子的增大,增加了激光腔内部的变化,降低了相位分解式反馈项的干扰,进而使两种计算方法结果的差异减小。

对光电场分解两种计算方法进行对比,发现光电场振幅-相位分解计算方法在计算混沌激光复杂度时存

在一定的误差,在反馈强度增大时,会使误差进一步增大,而在反馈强度保持恒定时,增大线宽增强因子可以降低相位分解式反馈项的干扰。且分析结果发现,光电场振幅-相位分解计算方法中相位分解式的反馈项会在时间序列强烈振荡后产生误差。通过上述分析发现,振幅-相位分解计算方法存在明显的计算缺陷,当激光强度出现极小值时,不可避免地出现复杂度虚高的

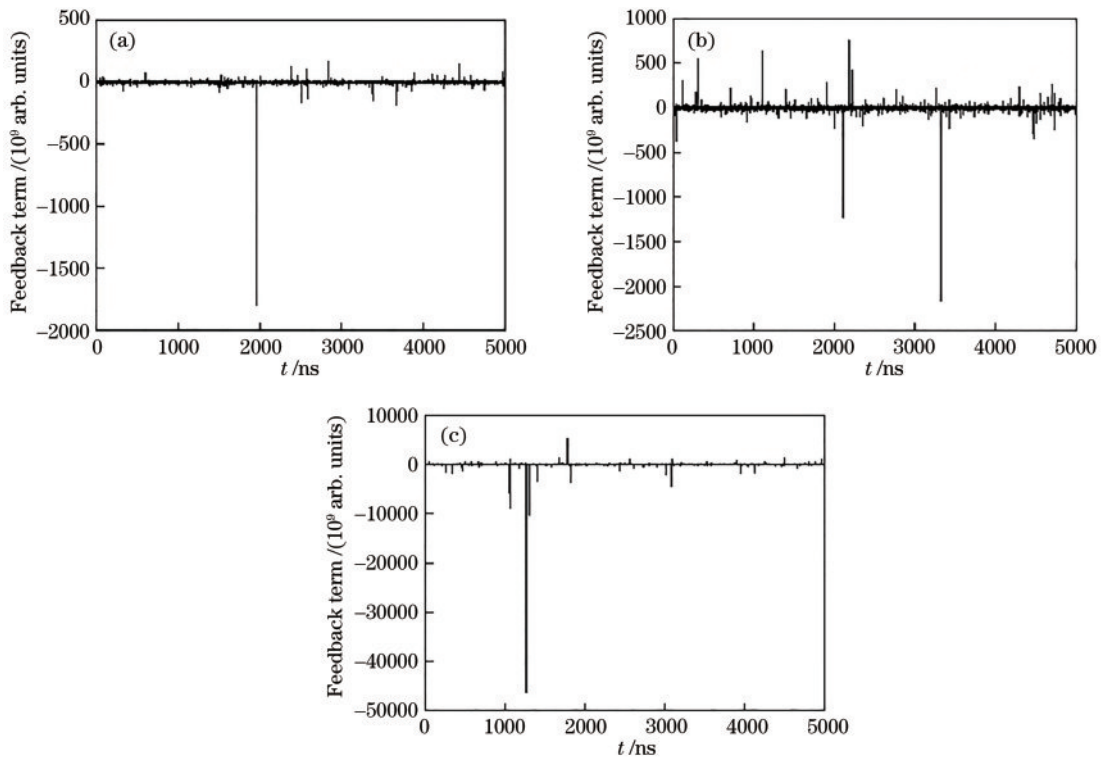


图 8 含有光注入-光反馈结构的半导体激光器系统中光电场振幅-相位分解计算方法在不同反馈强度下的相位反馈项。

(a) $\kappa=3.106 \text{ ns}^{-1}$; (b) $\kappa=4.659 \text{ ns}^{-1}$; (c) $\kappa=6.212 \text{ ns}^{-1}$

Fig. 8 Phase feedback terms at different feedback intensities of amplitude-phase simulation method in optical injection-optical feedback semiconductor laser system. (a) $\kappa=3.106 \text{ ns}^{-1}$; (b) $\kappa=4.659 \text{ ns}^{-1}$; (c) $\kappa=6.212 \text{ ns}^{-1}$

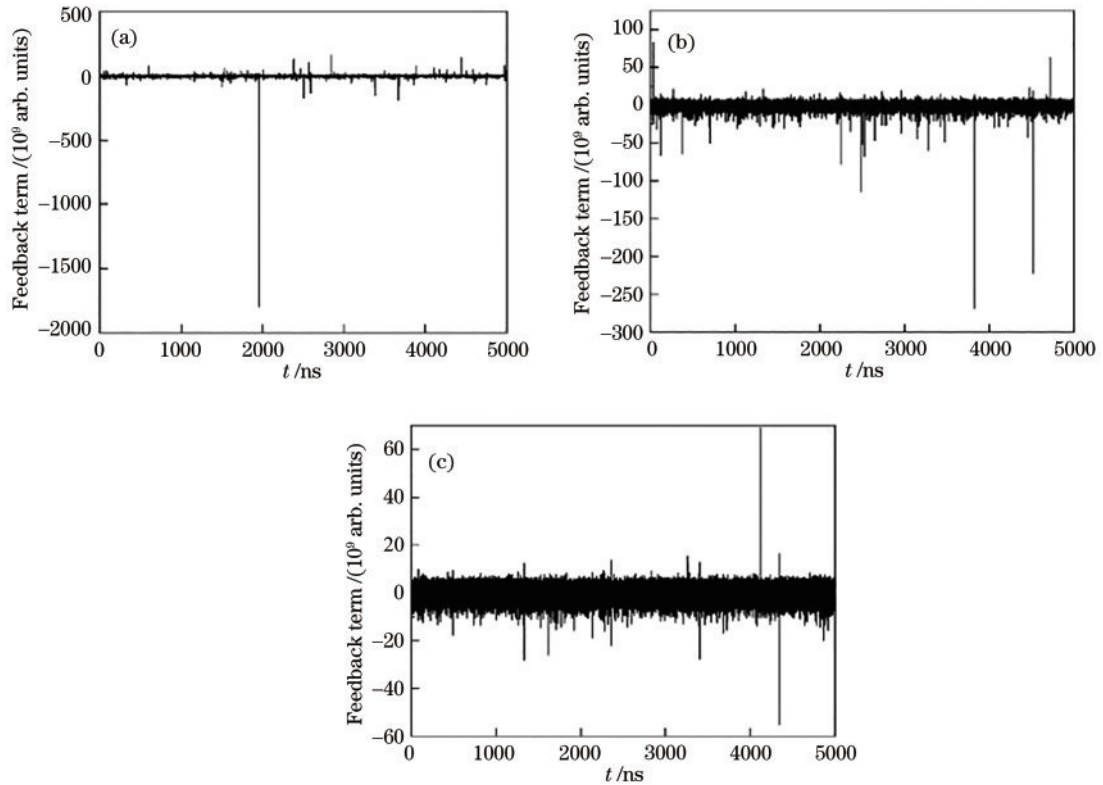


图 9 含有光注入-光反馈结构的半导体激光器系统中光电场振幅-相位分解计算方法在不同线宽增强因子下的相位反馈项。

(a) $\alpha=3$; (b) $\alpha=5$; (c) $\alpha=8$

Fig. 9 Phase feedback items at different linewidth enhancement factors of amplitude-phase simulation method in optical injection-optical feedback system. (a) $\alpha=3$; (b) $\alpha=5$; (c) $\alpha=8$

现象,而实部-虚部分解计算方法不会出现此问题。两种计算方法处于不同的计算精度,当处于低复杂度时,两种计算方法结果接近,此时两种计算方法都适用,而在振幅-相位计算方法的反馈项 $\kappa \frac{E(t-\tau)}{E(t)} \sin \varphi(t)$ 中,

反馈强度 κ 增大或者激光强度 $E(t)$ 瞬间变小时,振幅-相位便出现明显的缺陷,陷入虚高的状态,当处在高复杂度时,采用实部-虚部分解计算方法可以得到更为精确的结果。

4 结 论

将光电场振幅-相位分解方法和光电场实部-虚部分解计算方法对两种半导体激光器系统模型进行数值模拟,数值讨论了反馈强度和线宽增强因子对两种分解计算方法的不同影响。在反馈强度和线宽增强因子增大时两种计算方法的差异趋势相反,这是由于当光电场振幅-相位分解计算方法在混沌激光时间序列振荡强烈后振幅趋近于零,导致相位分解式中的反馈项存在一定的误差,对该计算方法在计算混沌激光复杂度时产生一定的不良影响。在激光器系统内有多个反馈强度或注入强度增大时,误差增强会导致进一步降低计算的准确度,而在反馈强度保持恒定时,增大线宽增强因子会降低光电场振幅-相位分解计算方法相位分解式反馈项的干扰,可以有效地降低光电场振幅-相位分解计算方法的误差。分析结果不难发现,在混沌激光复杂度高时,尤其是激光系统内含有多个激光器时,使用光电场实部-虚部分解计算方法可以得到更加精确的仿真计算结果,可以进一步提升保密通信的安全性,增加混沌激光测距的准确性。

参 考 文 献

- [1] Zhong D Z, Xu G L, Luo W, et al. Real-time multi-target ranging based on chaotic polarization laser radars in the drive-response VCSELs[J]. Optics Express, 2017, 25(18): 21684-21704.
- [2] Tseng C H, Hwang S K. Broadband chaotic microwave generation through destabilization of period-one nonlinear dynamics in semiconductor lasers for radar applications [J]. Optics Letters, 2020, 45(13): 3777-3780.
- [3] 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.
- [4] Yang Z, Yi L L, Ke J X, et al. Chaotic optical communication over 1000 km transmission by coherent detection[J]. Journal of Lightwave Technology, 2020, 38(17): 4648-4655.
- [5] 颜森林. 激光混沌交叉发射与交替并行接收在保密通信中应用的基本理论与技术[J]. 中国激光, 2020, 47(9): 0906001.
Yan S L. Theory and technique of cross transmittance and alternate parallel reception of laser chaos in secure

- communication[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(9): 0906001.
- [6] Reidler I, Aviad Y, Rosenbluh M, et al. Ultrahigh-speed random number generation based on a chaotic semiconductor laser[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(2): 024102.
- [7] Kawaguchi Y, Okuma T, Kanno K, et al. Entropy rate of chaos in an optically injected semiconductor laser for physical random number generation[J]. Optics Express, 2021, 29(2): 2442-2457.
- [8] Rontani D, Locquet A, Sciamanna M, et al. Loss of time-delay signature in the chaotic output of a semiconductor laser with optical feedback[J]. Optics Letters, 2007, 32(20): 2960-2962.
- [9] 赵东亮, 李璞, 刘香莲, 等. 利用混沌激光脉冲在线实时产生 7 Gbit/s 物理随机数[J]. 物理学报, 2017, 66(5): 050501.
Zhao D L, Li P, Liu X L, et al. Online real-time 7 Gbit/s physical random number generation utilizing chaotic laser pulses[J]. Acta Physica Sinica, 2017, 66(5): 050501.
- [10] Chai M M, Qiao L J, Zhang M J, et al. Simulation of monolithically integrated semiconductor laser subject to random feedback and mutual injection[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2020, 56(5): 2001008.
- [11] Tang S, Liu J M. Chaotic pulsing and quasi-periodic route to chaos in a semiconductor laser with delayed optoelectronic feedback[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2001, 37(3): 329-336.
- [12] 张依宁, 徐艾诗, 冯玉玲, 等. 光电反馈半导体激光器输出光的混沌特性[J]. 光学学报, 2020, 40(12): 1214001.
Zhang Y N, Xu A S, Feng Y L, et al. Chaos characteristics of the output from a semiconductor laser subject to optoelectronic feedback[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(12): 1214001.
- [13] Lang R, Kobayashi K. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1980, 16(3): 347-355.
- [14] Zhao Q C, Wang Y C, Wang A B. Eavesdropping in chaotic optical communication using the feedback length of an external-cavity laser as a key[J]. Applied Optics, 2009, 48(18): 3515-3520.
- [15] 潘明, 孟义朝, 陈振炜. 双延时反馈光电振荡系统产生混沌激光的动力学特性[J]. 中国激光, 2018, 45(6): 0606002.
Pan M, Meng Y C, Chen Z W. Dynamic characteristics of optoelectronic oscillation system with double delay feedback for generating laser chaos[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(6): 0606002.
- [16] Xu Y P, Zhang M J, Zhang L, et al. Time-delay signature suppression in a chaotic semiconductor laser by fiber random grating induced random distributed feedback [J]. Optics Letters, 2017, 42(20): 4107-4110.
- [17] Zhao A K, Jiang N, Liu S Q, et al. Wideband time delay signature-suppressed chaos generation using self-phase-modulated feedback semiconductor laser cascaded with dispersive component[J]. Journal of Lightwave Technology, 2019, 37(19): 5132-5139.
- [18] 张依宁, 冯玉玲, 王晓茜, 等. 半导体激光器混沌输出

- 的延时特征和带宽[J]. 物理学报, 2020, 69(9): 090501.
Zhang Y N, Feng Y L, Wang X Q, et al. Time delay signature and bandwidth of chaotic laser output from semiconductor laser[J]. Acta Physica Sinica, 2020, 69(9): 090501.
- [19] Zinsou R, Li P, Gao Z S, et al. Wideband millimeter-wave flat chaos generation with controllable power spectrum using optical time lens[J]. IEEE Photonics Journal, 2020, 13(1): 7200409.
- [20] Soriano M C, Zunino L, Rosso O A, et al. Time scales of a chaotic semiconductor laser with optical feedback under the lens of a permutation information analysis[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2011, 47(2): 252-261.
- [21] Rontani D, Mercier E, Wolfersberger D, et al. Enhanced complexity of optical chaos in a laser diode with phase-conjugate feedback[J]. Optics Letters, 2016, 41(20): 4637-4640.
- [22] Kanno K, Uchida A, Bunsen M. Complexity and bandwidth enhancement in unidirectionally coupled semiconductor lasers with time-delayed optical feedback[J]. Physical Review E, 2016, 93(3): 032206.
- [23] 刘蓬勃, 张胜海, 张晓旭, 等. 三种混沌半导体激光系统的延时特性和有效带宽分析[J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(13): 131407.
Liu P B, Zhang S H, Zhang X X, et al. Analysis of time-delay characteristic and effective bandwidth of three chaotic semiconductor laser systems[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(13): 131407.
- [24] Ebisawa S, Komatsu S. Orbital instability of chaotic laser diode with optical injection and electronically applied chaotic signal[J]. Photonics, 2020, 7(2): 25.
- [25] 姬玉林, 郭晓敏, 李璞, 等. 滤波对激光混沌信号时延特征抑制与随机统计特性增强的研究[J]. 中国激光, 2018, 45(10): 1008001.
Ji Y L, Guo X M, Li P, et al. Suppression of time-delay signature and enhancement of stochastic statistical properties of chaotic laser by filtering[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(10): 1008001.
- [26] Zhang J Z, Li M W, Wang A B, et al. Time-delay-signature-suppressed broadband chaos generated by scattering feedback and optical injection[J]. Applied Optics, 2018, 57(22): 6314-6317.
- [27] Han Y N, Xiang S Y, Wang Y, et al. Generation of multi-channel chaotic signals with time delay signature concealment and ultrafast photonic decision making based on a globally-coupled semiconductor laser network[J]. Photonics Research, 2020, 8(11): 1792-1799.
- [28] Uchida A. Optical communication with chaos laser: applications of nonlinear dynamics and synchronization [M]. New Jersey: Wiley-VCH, 2012: 170-184.
- [29] Li N Q, Pan W, Locquet A, et al. Time-delay concealment and complexity enhancement of an external-cavity laser through optical injection[J]. Optics Letters, 2015, 40(19): 4416-4419.
- [30] Xu Y P, Zhang L, Lu P, et al. Time-delay signature concealed broadband gain-coupled chaotic laser with fiber random grating induced distributed feedback[J]. Optics & Laser Technology, 2019, 109: 654-658.
- [31] Zhang M J, Niu Y N, Zhao T, et al. Chaos generation by a hybrid integrated chaotic semiconductor laser[J]. Chinese Physics B, 2018, 27(5): 050502.
- [32] Wu T, Li Q L, Bao X B, et al. Time-delay signature concealment in chaotic secure communication system combining optical intensity with phase feedback[J]. Optics Communications, 2020, 475: 126042.