

级联耦合纳米激光器混沌时延特征消除和带宽增强*

穆鹏华 陈昊 刘国鹏 胡国四†

(烟台大学物理与电子信息学院, 烟台 264005)

(2023 年 10 月 12 日收到; 2024 年 3 月 22 日收到修改稿)

纳米激光器作为光学源的重要组成部分, 其非线性动力学更是成为近年来研究的热点之一. 本文针对级联耦合纳米激光器系统中时延特征和带宽特性进行了研究. 引入 0-1 混沌测试对纳米激光器的动力学特性进行了量化, 利用自相关函数分析激光器输出信号中的时延特征. 仿真中, 针对中间纳米激光器是否带有明显时延特征峰的两种情况进行对比分析. 研究表明: 选择合适的系统参数, 可以使从纳米激光器始终输出无明显时延特征的宽带混沌信号. 通过改变频率失谐参数使得中间纳米激光器存在明显的时延特征, 此时从纳米激光器可以在较小的参数区间内输出时延抑制及带宽增强的混沌信号, 当中间纳米激光器时延信号完全隐藏时, 从纳米激光器可以在较大的参数平面上实现时延特征的抑制, 同时带宽得到明显展宽. 此外, 还通过绘制频率失谐及注入强度下从纳米激光器输出的二维空间分布图和带宽线图, 确定了纳米激光器在混沌信号下能够同时实现抑制时延特征与带宽增大的较宽参数范围. 这对于实现保密性增强的混沌光通信应用提供了重要理论基础.

关键词: 纳米激光器, 混沌, 时延, 带宽**PACS:** 42.55.Px, 05.45.-a, 05.45.Tp**DOI:** 10.7498/aps.73.20231643

1 引言

近二十年来, 混沌激光由于其基于混沌保密通信[1,2]、混沌激光雷达[3,4]、储备池计算[5]和高速物理随机数[6]中的应用而引起了广泛关注. 混沌的产生方式有很多种, 包括但不限于光反馈、光注入、光电反馈等[7-9]. 激光器通过光反馈能输出高维度的混沌激光, 但由于外腔反馈的作用会导致输出的混沌激光中产生明显的时延特征 (time delay signature, TDS)[10-15]. 当带有时延特征的混沌信号被提取会增大相关信息泄露的风险, 并对通信安全造成严重威胁[16]. 混沌激光的带宽可能影响混沌保密通信的传输容量, 混沌激光雷达的精度误差和随机数的产生速率. 因此, 在混沌信号中削弱甚至

消除时延特征并能够增大带宽是目前所需解决的问题.

为了抑制时延特征并且增大带宽, 相关学者在传统激光系统中加入了多种反馈回路. 例如, Rontani 等[17]通过调节反馈速率和注入电流的参数使得外部光反馈的半导体激光器能够降低甚至消除时延特征. Wu 等[18]在双光反馈半导体激光器系统中通过调整两个外部腔长和反馈功率比抑制混沌输出的时延特征. 但是在这些情况下带宽增强的现象没有明显体现, 因此相关研究人员提出了一种级联耦合激光器系统, 经研究发现通过控制一定范围的注入强度等参数能够有效消除时延特征并增强带宽. 例如, Sakuraba 等[19]研究了通过 3 个半导体激光器进行级联耦合, 能够在混沌激光输出时带宽得到明显增强并且在 40 GHz 以上可

* 山东省自然科学基金 (批准号: ZR2020QF090)、现代光学技术教育部重点实验室开放基金 (批准号: KJS2066) 和江苏省先进光学制造技术重点实验室开放基金 (批准号: KJS2045) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: huggs@ytu.edu.cn

以获得较宽且平坦的频谱. Hong 等^[20]研究了通过对垂直腔面半导体激光器进行级联耦合,能够在较宽的频率失谐范围内,时延特征可以完全隐藏在从激光器中并且带宽能够得到较宽范围的增强. 我们前期的工作探究了由 3 个半导体环形激光器进行级联耦合的系统,通过控制频率失谐和注入强度能够同时实现消除时延特征和增强带宽^[21]. 然而,上述系统中大多数针对常规半导体激光器开展的,随着光子集成电路的飞速发展,研究纳米激光器作为混沌熵源的应用尤为重要.

纳米激光器具有非常小的体积和尺寸,能够在低能量输入下工作并具有较高的量子效率,同时具有快速的调制响应速度,适用于高速通信和数据处理应用. 为了探索纳米激光器在光子电路集成中的突出影响,相关学者对纳米激光结构进行了实验研究. Sattar 等^[22-25]对纳米激光分别在电流调制^[22]、光反馈^[23]、光注入^[24]及互注入作用下^[25]的动力学行为进行分析,详细阐述了 Purcell 因子 F 以及自发辐射耦合因子 β 等相关参数对激光输出的影响. Elsonbaty 等^[26]利用全光和电光混合反馈的方案对单个纳米激光器进行时延特征研究,并且对普通光反馈、相位共轭光反馈及光栅镜面光反馈下产生的混沌特性进行了比较. Xiang 等^[27]证明了双注入系统可以输出时延完全隐藏的混沌信号. 根据以上研究可以预测纳米激光器进行级联耦合的方式也能够有效地抑制时延特征并增强带宽.

本文将 3 个纳米激光器进行级联耦合,并研究了系统输出信号的时延特征和带宽特性,其中主纳米激光器外接反馈腔,并以此注入到中间纳米激光器和从激光器. 在仿真中引入自相关函数 (ACF) 来量化信号的时延特征值,系统分析不同反馈参数下主纳米激光器的动力学变化,并分别分析对比了中间纳米激光器是否带有时延特征这两种情况,研究系统输出时延抑制、带宽增强的高质量混沌信号的参数区间.

2 理论模型与速率方程

级联纳米激光器混沌系统的结构如图 1 所示,包括主纳米激光器 (MNL)、中间纳米激光器 (INL) 和从纳米激光器 (SNL). 主纳米激光器 MNL 连接反射镜 FM, 在适当的反馈条件下, MNL 表现出混沌振荡现象^[22,27] 并产生丰富的非线性动力学特性,该级联结构单向注入,即 MNL 依次注入 INL 和 SNL. 如图 1 所示,使用可变衰减器 VA_1 , VA_2 , VA_3 分别来调节 MNL 的反馈强度和 MNL 到 INL 以及 INL 到 SNL 的注入强度,光隔离器 OI_1 和 OI_2 确保 MNL 到 INL 和 INL 到 SNL 之间为单向注入. 本文主要研究反馈参数、注入强度以及频率失谐对系统的影响. 反馈参数和注入强度可以通过图 1 所示的可变衰减器进行调整,频率失谐可以通过每个激光器的工作频率进行调整. 所研究的级联耦合纳米激光器系统的 L-K 速率方程模型为^[24]

$$\frac{dI_M(t)}{dt} = \Gamma \left\{ \frac{F\beta N_M(t)}{\tau_n} + \frac{g_n [N_M(t) - N_0]}{1 + \varepsilon I_M(t)} I_M(t) \right\} - \frac{1}{\tau_p} I_M(t) + 2k_d \sqrt{I_M(t) I_M(t - \tau_d)} \cos[\theta_1(t)], \quad (1)$$

$$\frac{d\phi_M(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} \Gamma g_n [N_M(t) - N_{th}] - k_d \frac{\sqrt{I_M(t - \tau_d)}}{\sqrt{I_M(t)}} \sin[\theta_1(t)], \quad (2)$$

$$\frac{dN_M(t)}{dt} = \frac{I_{dc}}{eV_a} - \frac{N_M(t)}{\tau_n} (F\beta + 1 - \beta) - \frac{g_n [N_M(t) - N_0]}{1 + \varepsilon I_M(t)} I_M(t), \quad (3)$$

$$\frac{dI_{IS}(t)}{dt} = \Gamma \left\{ \frac{F\beta N_{IS}(t)}{\tau_n} + \frac{g_n [N_{IS}(t) - N_0]}{1 + \varepsilon I_{IS}(t)} I_{IS}(t) \right\} - \frac{1}{\tau_p} I_{IS}(t) + 2k_{ri} \sqrt{I_{IS}(t) I_{IS}(t - \tau_{ri})} \cos(\theta_j(t)), \quad (4)$$

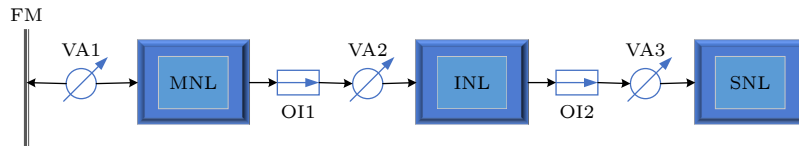


图 1 三级联耦合 NL 的示意图. MNL, 主纳米激光器; INL, 中间纳米激光器; SNL, 从纳米激光器; FM, 反射镜; VA, 可变衰减器; OI, 光隔离器

Fig. 1. Schematic diagram of three cascade-coupled NLs. MNL, master NL; INL, intermediate NL; SNL, slave NL; FM, reflector; VA, variable attenuator; OI, optical isolator.

$$\frac{d\phi_{\text{IIS}}(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} \Gamma g_n [N_{\text{IIS}}(t) - N_{\text{th}}] - 2\pi\Delta f_i - k_{\text{ri}} \frac{\sqrt{I_{\text{MII}}(t - \tau_{\text{ri}})}}{\sqrt{I_{\text{IIS}}(t)}} \sin[\theta_j(t)], \quad (5)$$

$$\frac{dN_{\text{IIS}}(t)}{dt} = \frac{I_{\text{dc}}}{eV_a} - \frac{N_{\text{IIS}}(t)}{\tau_n} (F\beta + 1 - \beta) - \frac{g_n [N_{\text{IIS}}(t) - N_0]}{1 + \varepsilon I_{\text{IIS}}(t)} I_{\text{IIS}}(t), \quad (6)$$

$$\theta_1(t) = 2\pi f_M \tau_d + \phi_M(t) - \phi_M(t - \tau_d), \quad (7)$$

$$\theta_j(t) = 2\pi f_{\text{MII}} \tau_{\text{ri}} + \phi_{\text{IIS}}(t) - \phi_{\text{MII}}(t - \tau_{\text{ri}}) - 2\pi\Delta f_i t \quad (i = 1, 2; j = 2, 3), \quad (8)$$

式中, 下标 M, I, S 分别表示 MNL, INL 和 SNL, $I(t)$ 是随时间变化的光子数, $\phi(t)$ 是相位, $N(t)$ 是载流子密度. F 为 Purcell 因子, β 为自发辐射耦合因子, Γ 为局限因子, τ_n 和 τ_p 分别是载流子寿命和光子寿命. g_n 为微分增益, N_0 为透明载流子密度, ε 为增益饱和因子, α 为线宽增强因子. $I_{\text{dc}} = qI_{\text{th}}$ 为激光器工作电流, I_{th} 是与 F 和 β 相关的阈值电流, V_a 为活性层体积, e 为单位电荷量, N_{th} 为阈值载流子密度.

在 (1) 式和 (2) 式的光反馈部分中, k_d 和 τ_d 分别是反馈路径的反馈强度和反馈延时. k_d 可以写成 [24]:

$$k_d = f(1 - R) \sqrt{\frac{R_{\text{ext}}}{R}} \frac{c}{2nL}, \quad (9)$$

其中, f 是反馈耦合因子, 在模型中可以调节该参数来确定反馈强度 k_d ; c 是自由空间中的光速, n 是激光介质的折射率, L 是反馈腔长, R 表示纳米激光器的反射率, R_{ext} 是镜面反射率. 对中间激光器和从激光器的光学注入由注入速率 k_{ri} 控制, k_{ri} 和 τ_{ri} 是注入速率和注入延迟. R_{inj} 为注入系数, k_{ri} 可以表示为 [24]

$$k_{\text{ri}} = (1 - R) \sqrt{\frac{R_{\text{inj}}}{R}} \frac{c}{2nL}. \quad (10)$$

在本文的研究中, 忽略了纳米激光器中的噪声影响. 表 1 列出了仿真中使用的一些重要参数和相应的参数注释.

表 1 仿真所用参数 [24,28]

Table 1. Parameters used in simulation [24,28].

参数	符号	参考值
工作波长/nm	λ	1591
阈值电流/mA	I_{th}	1.1
反馈腔长/ μm	L	1.39
活性层体积/ cm^3	V_a	3.96×10^{-13}
局限因子	Γ	0.645
品质因子	Q	428
Purcell因子	F	14
自发辐射耦合因子/ $(\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	β	0.05
微分增益/ $(\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	g_n	1.65×10^{-6}
光子寿命/ps	τ_p	0.36
反馈时延/ns	τ_d	0.2
载流子寿命/ns	τ_n	1
透明载流子数/ cm^{-3}	N_0	1.1×10^{18}
增益饱和因子/ cm^3	ε	2.3×10^{-17}
折射率	n	3.4
线宽增强因子	α	5
镜面反射率	R_{ext}	0.95
激光器腔面反射率	R	0.85
自由空间中的光速/ $(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	c	3×10^8
注入系数	R_{inj}	0 – 0.1
反馈耦合因子	f	0 – 0.9

为了量化信号的时延特征, 一般利用自相关函数 (ACF) [29–31] 和时延互信息 (DMI) [31] 以及排列熵 [32] 等数学工具. 自相关函数具体公式如下 [33]:

$$C_{\text{M|IIS}}(\Delta t) = \frac{\left\langle \left[I_{\text{M|IIS}}(t + \Delta t) - \left\langle I_{\text{M|IIS}}(t + \Delta t) \right\rangle \right] \left[I_{\text{M|IIS}}(t) - \left\langle I_{\text{M|IIS}}(t) \right\rangle \right] \right\rangle}{\sqrt{\left\langle \left[I_{\text{M|IIS}}(t + \Delta t) - \left\langle I_{\text{M|IIS}}(t + \Delta t) \right\rangle \right]^2 \right\rangle \left\langle \left[I_{\text{M|IIS}}(t) - \left\langle I_{\text{M|IIS}}(t) \right\rangle \right]^2 \right\rangle}}, \quad (11)$$

其中, $\langle \cdots \rangle$ 表示时间序列 $I(t)$ 的平均值, Δt 表示滞后时间, 下标 M, I, S 分别表示主纳米激光器、中间纳米激光器和从纳米激光器. 当自相关值越低的情况下, 混沌随机序列越难以被提取到有用的信息.

3 理论结果

在仿真中, 通过四阶龙格库塔算法对系统的激光器速率方程进行仿真. 首先研究了 MNL 的非线性动力学特性, 选择合适的参数保证 INL 和 SNL

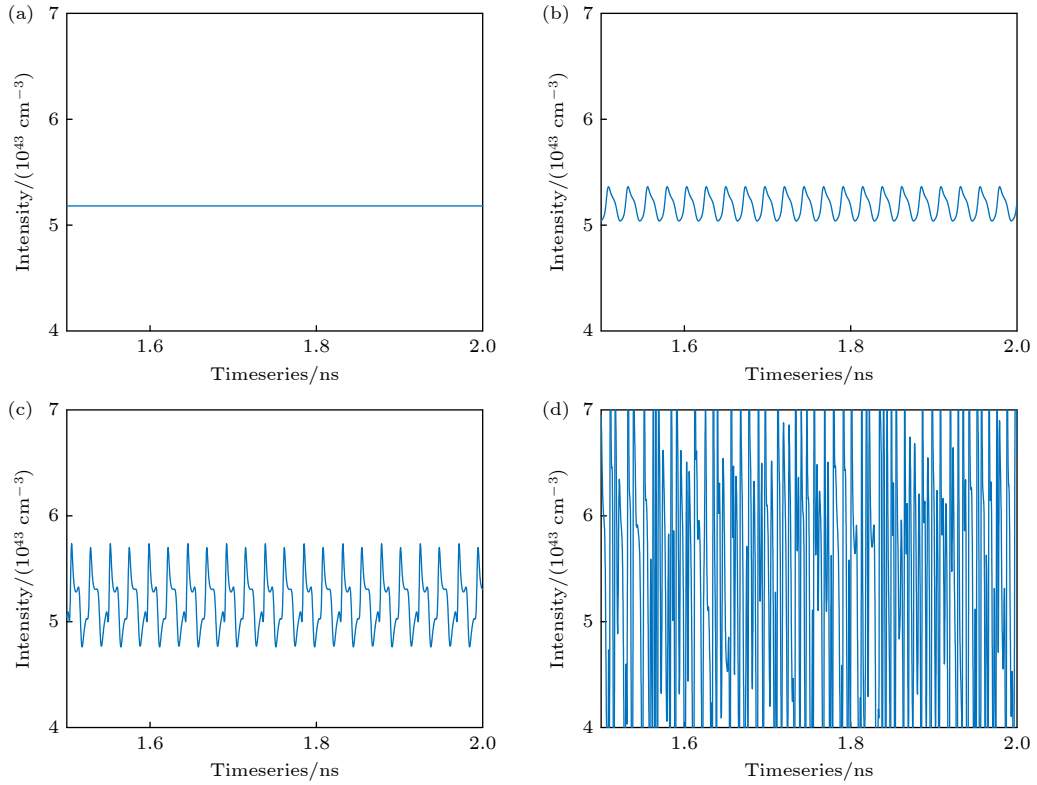


图 2 $\tau_d = 0.2$ ns 时, 不同反馈参数下 MNL 的时序图 (a) 0.001; (b) 0.003; (c) 0.005; (d) 0.014

Fig. 2. Timeseries of the MNL with different feedback parameters at $\tau_d = 0.2$ ns: (a) 0.001; (b) 0.003; (c) 0.005; (d) 0.014.

工作在混沌状态. 然后分别对 INL 是否具有时延特征两种情况展开研究, 分析了 SNL 的时延抑制和带宽展宽, 得到了 SNL 能输出高质量混沌信号的参数区间.

3.1 主纳米激光器 (MNL) 动力学特性

纳米激光器的输出可以通过改变反馈参数来控制非线性动力学系统. 图 2 为主纳米激光器 MNL 在不同反馈参数下强度-时间序列, 其中图 2(a)—(d) 分别表示反馈系数为 0.001, 0.003, 0.005 和 0.014, 在仿真中, 选择反馈时延为 0.2 ns. 从图 2 可以看出, 随着反馈强度的逐渐增大, MNL 表现出丰富的动力学特性, 依次工作在稳态、周期、倍周期以及混沌态. 该结果与之前一些研究相吻合 [23,34], 证明了该文章仿真的准确性. 图 3 为主激光器 MNL 的 0-1 混沌测试结果二维彩图, 其中 0-1 混沌测试 [35] 可以准确地将激光器是否工作在混沌状态进行区分. 在图 3 中, 横坐标是反馈时延, 纵坐标是反馈耦合因子, 其中 1 表示激光器工作在混沌状态, 否则工作在其他状态, 例如稳态、周期态、倍周期等. 从图 3 可发现, 在整个参数区间的右上区域, 激光器 MNL 工作在混沌状态, 表明提高注入系数和反

馈时延, 有利于 MNL 的混沌信号生成. 同时, 当反馈系数大于 0.005 且反馈时延大于 0.2 ns 时, MNL 始终工作在混沌状态. 也即意味着, 可以很容易在 MNL 中调试得到混沌信号, 因此 NL 可以很好地用于混沌应用, 诸如前面提到的保密通信、随机数发生器和神经元计算等领域.

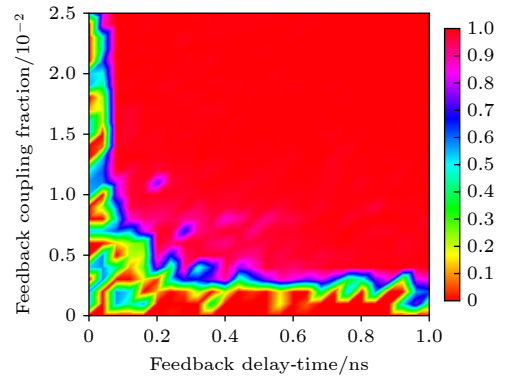


图 3 反馈时延和反馈耦合因子下 MNL 混沌 0-1 测试的二维彩图

Fig. 3. Two-dimensional color map of the 0-1 test for chaos of MNL with feedback delay-time and feedback coupling factor.

在后续的仿真中, 为使 MNL 能稳定的工作在混沌输出, 选择反馈参数为 0.014, 反馈时延为

0.2 ns. 接下来对从纳米激光器中的时延特征隐藏及带宽增强的现象进行研究, 分两种不同的情况: 情况 1 是 INL 时延未被隐藏; 情况 2 是 INL 时延特征被抑制.

3.1.1 INL 有明显时延特征

本节研究当 INL 时延特征未被隐藏的情况下, SNL 的时延和带宽特性. 仿真中选择的参数分别为 $\Delta f_1 = 0$ GHz, $k_{\text{inj}1} = 120 \text{ ns}^{-1}$, $\Delta f_2 = 15$ GHz 和 $k_{\text{inj}2} = 85 \text{ ns}^{-1}$. 图 4 为 MNL, INL 和 SNL 的时间序列、功率谱和 ACF. 其中图 4(a1)–(c1) 为 3 个激光器的强度时间序列, 图 4(a2)–(c2) 为其对应的功率谱, 图 4(a3)–(c3) 为对时间序列所提取的 ACF 结果, 第 1 行表示 MNL, 第 2 行表示 INL, 第 3 行表示 SNL. 从图 4(a3)–(c1) 可以看出, 由于光反馈产生所带来的混沌随机性较弱, MNL 输出的混沌信号中有明显且无法较好隐藏的时延特征, 同时, 在该组参数设置下, INL 时延特征值要大于 0.5. 相比之下, 可以观察到 SNL 在反馈时

延为 0.2 ns 处的 ACF 峰值明显低于 0.2, 即时延特征得到明显地抑制. 通过图 4(a2)–(c2) 可以发现, MNL, INL 和 SNL 的频谱得到一定程度的展宽, 通过计算可得 3 个激光器带宽依次为 49.2 GHz, 55.9 GHz 和 68.8 GHz, 通过光注入可以对混沌信号频谱进行展宽, 在很多文献中都已经得到验证, 其主要是由激光器光场和注入光场之间的耦合作用引起.

图 5 为 SNL 的 0-1 混沌测试结果二维彩图, 其中横坐标表示频率失谐, 纵坐标表示注入强度. 可以发现, 整个参数区间呈现深红色, 意味着 SNL 始终工作在混沌状态. 为了更好地研究注入参数 (包括注入强度和频率失谐) 对 SNL 时延特征的影响, 图 6 给出了 SNL 输出信号时延特征峰值随注入强度 $k_{\text{inj}2}$ 和频率失谐 Δf_2 的变化彩图, 其中横坐标为 ISL 与 SNL 间的频率失谐, 纵坐标为注入强度, 一般认为时延峰值小于 0.2 时时延特征被很好地抑制, 即图中的深蓝色区域. 从图 6 可以看出, SNL 的时延特征被隐藏范围主要集中在参数平面

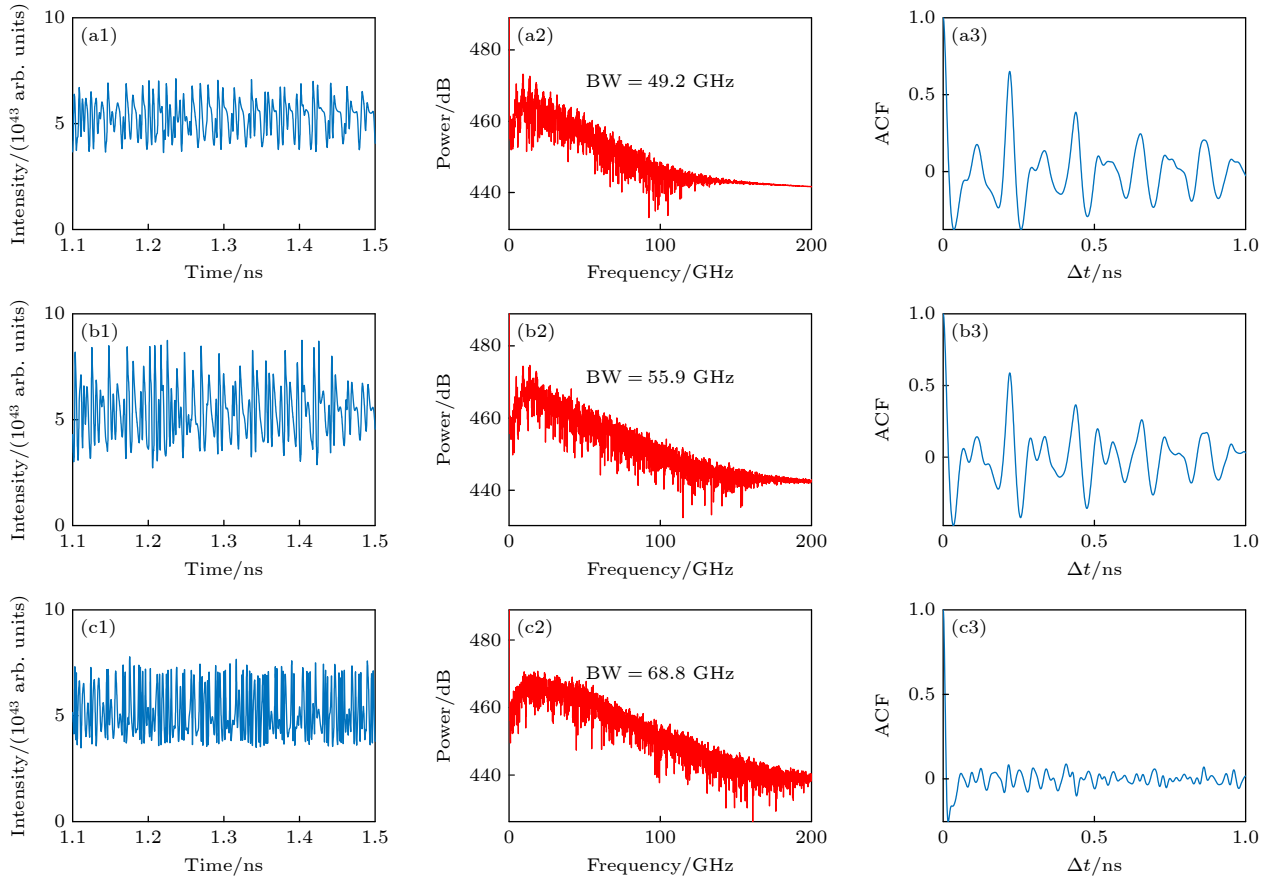


图 4 MNL (a1)–(a3), INL (b1)–(b3) 和 SNL (c1)–(c3) 的时间序列、功率谱和 ACF, 参数设置为 $\Delta f_1 = 0$ GHz, $k_{\text{inj}1} = 120 \text{ ns}^{-1}$, $\Delta f_2 = 15$ GHz 和 $k_{\text{inj}2} = 85 \text{ ns}^{-1}$

Fig. 4. Timeseries, power spectrum and ACF of the MNL (a1)–(a3), INL (b1)–(b3) and SNL (c1)–(c3), parameter settings are $\Delta f_1 = 0$ GHz, $k_{\text{inj}1} = 120 \text{ ns}^{-1}$, $\Delta f_2 = 15$ GHz and $k_{\text{inj}2} = 85 \text{ ns}^{-1}$.

的中间区域,且呈“V”形,当INL与SNL之间频率失谐越大,需要更大的注入强度来保证时延可以有效隐藏。

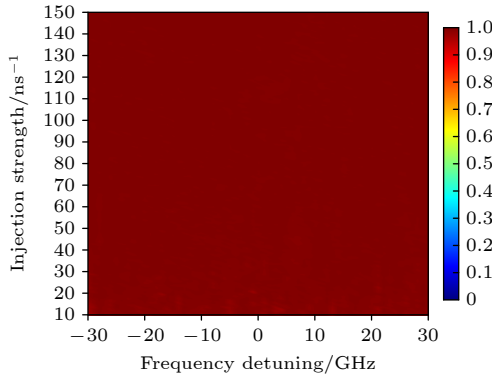


图5 情况1条件下SNL的0-1混沌二维彩图,参数设置为 $\Delta f_1 = 0$ GHz, $k_{inj1} = 120$ ns⁻¹

Fig. 5. Two-dimensional color map of the 0-1 test for chaos of MNL under the condition of case1, parameter settings are $\Delta f_1 = 0$ GHz, $k_{inj1} = 120$ ns⁻¹.

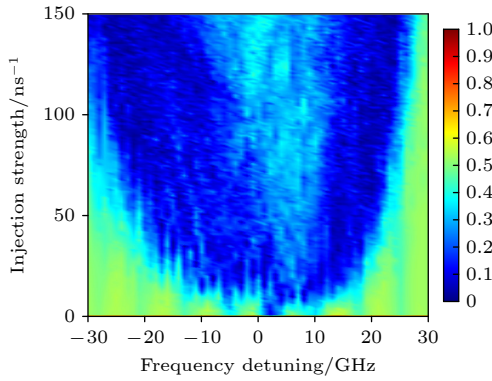


图6 在情况1的条件下,参数平面(k_{inj2} , Δf_2)中SNL的TDS值二维图,参数设置为 $\Delta f_1 = 0$ GHz, $k_{inj1} = 120$ ns⁻¹

Fig. 6. Two-dimensional map of TDS value of SNL in the parameter plane (k_{inj2} , Δf_2) under the condition of case1, parameter settings are $\Delta f_1 = 0$ GHz, $k_{inj1} = 120$ ns⁻¹.

为了更好地分析系统参数对激光器输出带宽的影响,图7给出了INL与SNL的带宽变化趋势图。在仿真中,分别固定注入强度和频率失谐,来研究另外一个参数变化时的带宽趋势。仿真中选择MNL与INL之间的频率失谐和注入强度分别为 $\Delta f_1 = 0$ GHz, $k_{inj1} = 120$ ns⁻¹,其中图7(a)表示INL与SNL频率失谐 Δf_2 为15 GHz,图7(b)表示注入强度 k_{inj2} 为85 ns⁻¹。仿真中用蓝色曲线表示INL的带宽变化,绿色曲线则表示SNL带宽趋势。从图7可以发现,在该组参数设置下,INL信号带宽为56 GHz左右。在图7(a)中,随着注入

强度的增大,SNL的带宽呈逐渐增大的趋势,在仿真中并没有采用非常大的注入强度,这也避免了INL与SNL之间的注入锁定现象。由图7(b)可以发现,在 $|\Delta f_2| < 10$ GHz区域,SNL的带宽值较小,这是因为此时SNL与INL之间注入锁定非常容易实现,但当 $|\Delta f_2| > 10$ GHz时,SNL的带宽随着INL与SNL之间的频率失谐值的增大而增大,并且负频率失谐对带宽的增强效果更加明显。

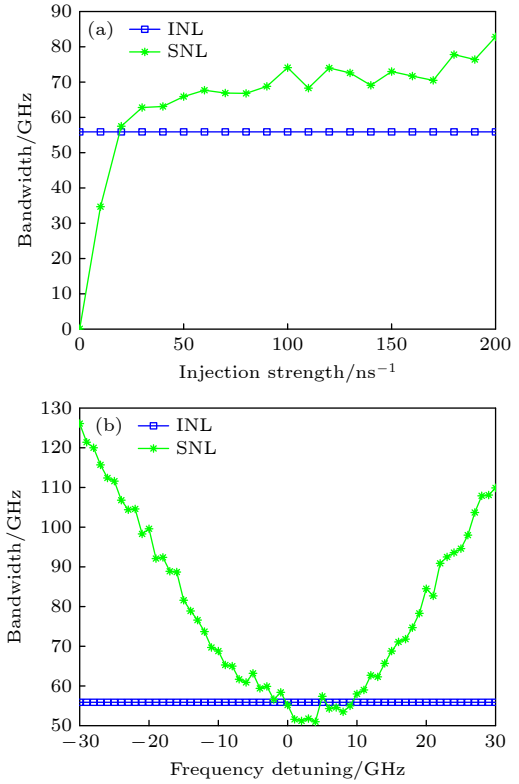


图7 INL和SNL在不同注入强度和频率失谐下的带宽,参数设置为 $\Delta f_1 = 0$ GHz, $k_{inj1} = 120$ ns⁻¹

Fig. 7. Bandwidth of INL and SNL with different injection strength and frequency detuning, parameter settings are $\Delta f_1 = 0$ GHz, $k_{inj1} = 120$ ns⁻¹.

3.1.2 INL没有明显时延特征

本节考虑INL输出信号时延特征完全隐藏的情况,图8给出了MNL,INL和SNL的强度时间序列和对应的频谱图、时延特征图,仿真中的参数设置为 $\Delta f_1 = 15$ GHz, $k_{inj1} = 120$ ns⁻¹, $\Delta f_2 = 15$ GHz和 $k_{inj2} = 85$ ns⁻¹。图8(a1)–(c1)为3个激光器的强度时间序列,图8(a2)–(c2)为其对应的功率谱,图8(a3)–(c3)对时间序列所提取的ACF结果。从图8(a3)–(c3)可以看出,通过增大 Δf_1 使得INL与MNL之间的注入锁定效应减弱,INL和SNL

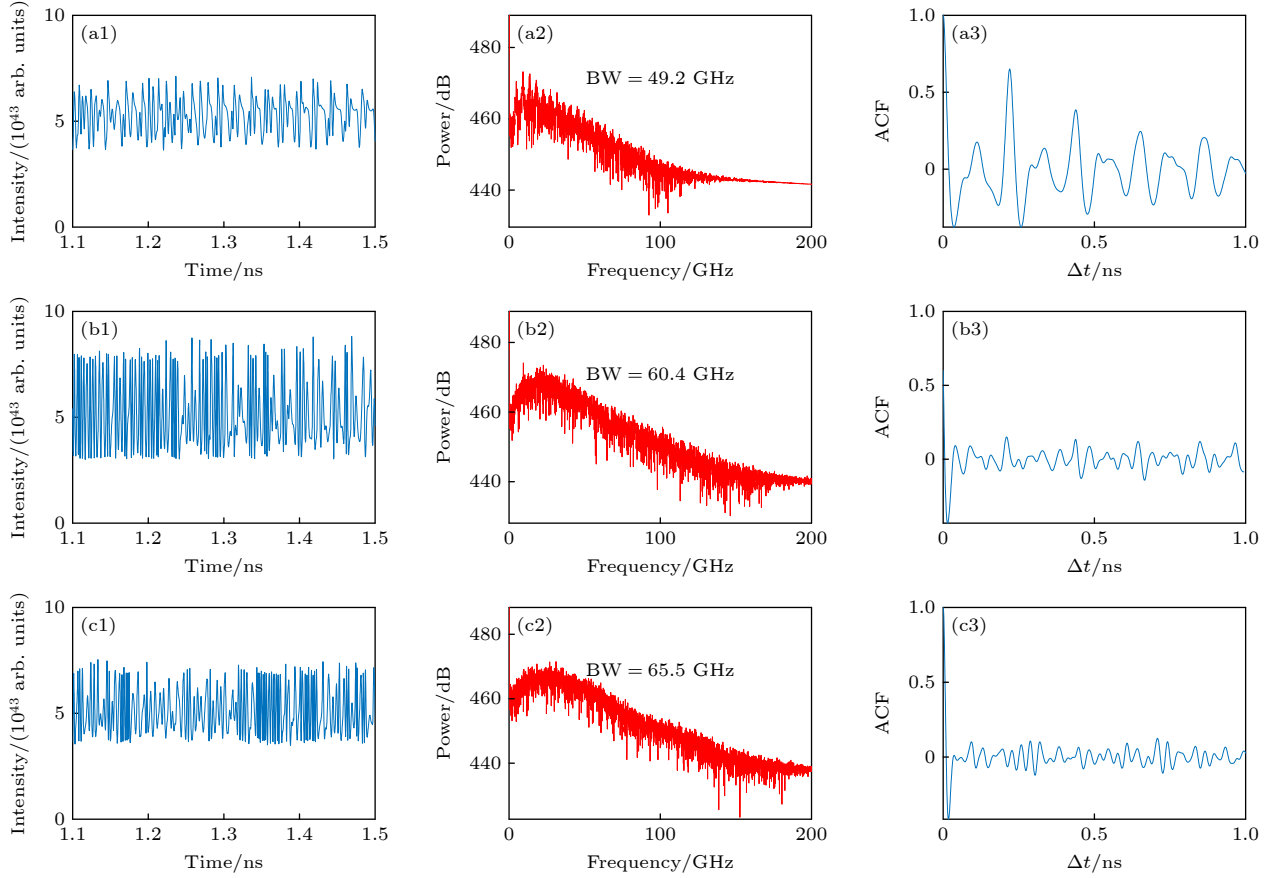


图 8 MNL (a1)–(a3), INL (b1)–(b3) 和 SNL (c1)–(c3) 的时间序列、功率谱和 ACF, 参数设置为 $\Delta f_1 = 15$ GHz, $k_{inj1} = 120$ ns⁻¹, $\Delta f_2 = 15$ GHz 和 $k_{inj2} = 85$ ns⁻¹

Fig. 8. Timeseries, power spectrum and ACF of the MNL (a1)–(a3), INL (b1)–(b3) and SNL (c1)–(c3), parameter settings are $\Delta f_1 = 15$ GHz, $k_{inj1} = 120$ ns⁻¹, $\Delta f_2 = 15$ GHz and $k_{inj2} = 85$ ns⁻¹.

中 ACF 的值在时延处小于 0.2, 也就是说时延特征被抑制. 通过图 8(a2)–(c1) 频谱计算出 MNL, INL 和 SNL 的带宽分别为 49.2, 60.4 和 65.5 GHz, 可以看出 INL 与 SNL 的带宽值相比于 MNL 的带宽得到了明显的增大.

图 9 给出了 SNL 的 0-1 混沌测试结果图, 发现当 INL 输出高质量混沌信号时, SNL 在整个参数区间内都工作在混沌状态.

图 10 显示了 SNL 在注入强度 k_{inj2} 和频率失谐 Δf_2 参数平面下的时延特征彩图. 其中横坐标为频率失谐 Δf_2 , 纵坐标为注入强度 k_{inj2} . 图 10 与图 6 所呈“V”形相一致, 不同之处在于, 图 10 中深蓝色 (ACF 峰值小于 0.2) 面积更大, 意味着 SNL 可以在更大的参数区间内输出时延隐藏的混沌信号.

图 11 将 MNL 和 INL 间的频率失谐和注入强度参数分别固定在 $\Delta f_1 = 15$ GHz 和 $k_{inj1} = 120$ ns⁻¹, 来研究 INL 和 SNL 在不同注入强度 k_{inj2} 和频率失

谐 Δf_2 下带宽的变化. 蓝色曲线表示 INL 的带宽变化, 绿色曲线则表示 SNL 带宽趋势. 从图 11 中可以看出, 在设定的参数范围内, INL 带宽维持在 60 GHz 左右. 当图 11(a) 中频率失谐 $\Delta f_1 = 15$ GHz 时, 可以从中发现 SNL 的带宽也随着注入强度

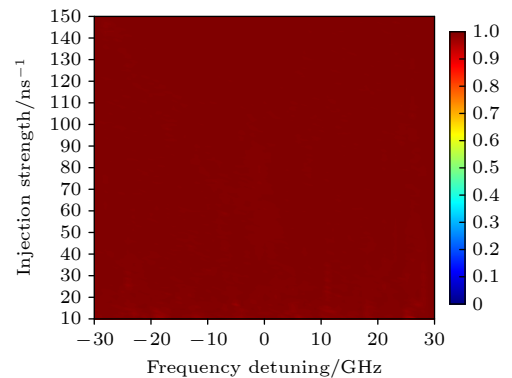


图 9 情况 2 条件下 SNL 的 0-1 混沌二维彩图, 参数设置为 $\Delta f_1 = 15$ GHz, $k_{inj1} = 120$ ns⁻¹

Fig. 9. Two-dimensional color map of the 0-1 test for chaos of MNL under the condition of case2, parameter settings are $\Delta f_1 = 15$ GHz, $k_{inj1} = 120$ ns⁻¹.

$k_{\text{inj}2}$ 的增大而增大. 由图 11(b) 可以看出, 在频率失谐 $|\Delta f_2| < 10$ GHz 的范围内, 与图 7(b) 中 SNL 的带宽变化一致, 都是由于 SNL 与 INL 之间容易产生注入锁定效应. 当 $|\Delta f_2| > 10$ GHz 时, SNL 的带宽也随着 INL 与 SNL 之间的频率失谐值的增大而增大, 特别是在负频率失谐处 SNL 带宽增大现象

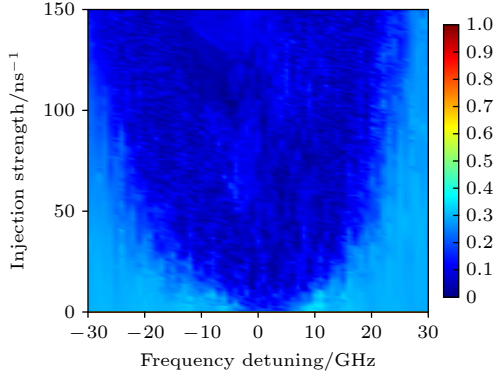


图 10 在情况二条件下, 参数平面 ($k_{\text{inj}2}$, Δf_2) 中 SNL 的 TDS 值二维图, 参数设置为: $\Delta f_1 = 15$ GHz, $k_{\text{inj}1} = 120 \text{ ns}^{-1}$

Fig. 10. Two-dimensional map of TDS value of SNL in the parameter plane ($k_{\text{inj}2}$, Δf_2) under the condition of case 2, parameter settings are $\Delta f_1 = 15$ GHz, $k_{\text{inj}1} = 120 \text{ ns}^{-1}$.

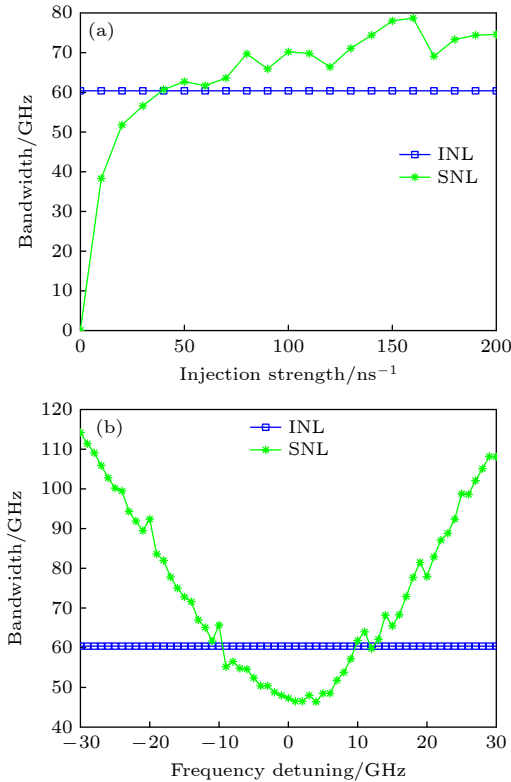


图 11 INL 和 SNL 在不同注入强度和频率失谐下的带宽, 参数设置为 $\Delta f_1 = 15$ GHz, $k_{\text{inj}1} = 120 \text{ ns}^{-1}$

Fig. 11. Bandwidth of INL and SNL with different injection strength and frequency detuning, parameter settings are $\Delta f_1 = 15$ GHz, $k_{\text{inj}1} = 120 \text{ ns}^{-1}$.

更为明显. 并结合图 10 中关于不同频率失谐和注入强度下 INL 和 SNL 时延特征的变化结果, 与我们所知道的基于一定的频率失谐和注入强度能够同时抑制时延特征和增强带宽一致, 这对于提高混沌保密通信的安全性具有重要作用.

4 结 论

本文对级联耦合纳米激光器混沌系统的时延隐藏和带宽特性展开了研究. 针对 INL 时延特征是否完全隐藏两种情况进行仿真, 此时 SNL 中始终可以输出混沌信号. 研究表明: 当 INL 存在明显的时延特征时, 此时 SNL 输出信号可以在较小的参数区间内输出时延抑制的混沌信号, 同时带宽获得一定的展宽; 当 INL 时延信号完全隐藏时, SNL 可以在较大的参数平面上实现时延特征的抑制, 同时带宽增强效果更为明显. 基于以上研究结论, 可以选择适当的参数, 来使系统稳定输出时延隐藏、带宽增强、不可预测度高的混沌信号. 本文的研究对纳米激光混沌系统的实际应用具有一定的理论指导意义.

参考文献

- [1] Li N Q, Susanto H, Cemlyn B, Henning I D, Adams M J 2017 *Opt. Lett.* **42** 3494
- [2] Li N Q, Pan W, Yan L S, Luo B, Xu M F, Tang Y L, Jiang N, Xiang S Y, Zhang Q 2012 *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 101
- [3] Lin F Y, Liu J M 2004 *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **10** 991
- [4] Tsay H L, Wang C Y, Chen J D, Lin F Y 2020 *Opt. Express* **28** 24037
- [5] Qin J, Zhao Q C, Xu D J, Yin H X, Chang Y, Huang D G 2016 *Mod. Phys. Lett. B* **30** 1650199
- [6] Uchida A, Amano K, Inoue M, et al. 2008 *Nat. Photon* **2** 728
- [7] Rasmussen T S, Mork J 2021 *Opt. Express* **29** 14182
- [8] Simpson T B, Liu J M, Gavrielides A, Kovanis V, Alsing P M 1995 *Phys. Rev. A* **51** 4181
- [9] Zhang Y, Chen Q, Li S, Yu J, Xu H, Yin F, Dai Y, Xu K 2023 2023 21st International Conference on Optical Communications and Networks (ICOON) Qufu, China, 2023-07-31 pp1-3
- [10] Wu J G, Xia G Q, Tang X, Lin X D, Deng T, Fan L, Wu Z M 2010 *Opt. Express* **18** 6661
- [11] Jafari A, Sedghi H, Mabhouti K, Behnia S 2011 *Opt. Commun.* **284** 3018
- [12] Udaltsov V S, Goedgebuer J P, Larger L, Cuenot J B, Levy P, Rhodes W T 2003 *Phys. Lett. A* **308** 54
- [13] Tartwijk jk G H M V, Lenstra D 1995 *Quantum Semiclass. Opt.* **7** 87
- [14] Vicente R, Daudén J, Colet P, Toral R 2005 *IEEE J. Quantum Electron.* **41** 541

- [15] Jiang N, Wang Y J, Zhao A K, Liu S Q, Zhang Y Q, Chen L, Li B C, Qiu K 2020 *Opt. Express* **28** 1999
- [16] Zhao Q C, Wang Y C, Wang A B 2009 *Appl. Opt.* **48** 3515
- [17] Rontani D, Locquet A, Sciamanna M, Citrin D S 2007 *Opt. Lett.* **32** 2960
- [18] Wu J G, Xia G Q, Wu Z M 2009 *Opt. Express* **17** 20124
- [19] Sakuraba R, Kanno K, Iwakawa K, Uchida A 2013 *Frontiers in Optics* Orlando, Florida, 2013 pFM3C.4
- [20] Hong Y, Quirce A, Wang B, Ji S, Panajotov K, Spencer P S 2016 *IEEE J. Quantum Electron.* **52** 2400508
- [21] Mu P H, He P F, Li N Q 2019 *IEEE Access* **7** 11041
- [22] Sattar Z A, Shore K A 2015 *J. Lightwave Technol.* **33** 3028
- [23] Sattar Z A, Shore K A 2015 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **21** 1800106
- [24] Sattar Z A, Kamel N A, Shore K A 2016 *IEEE J. Quantum Electron.* **52** 1200108
- [25] Han H, Shore K A 2016 *IEEE J. Quantum Electron.* **52** 2000306
- [26] Elsonbaty A, Hegazy S F, Obayya S S A 2018 *Opt. Laser Eng.* **107** 342
- [27] Qu Y, Xiang S Y, Wang Y, Lin L, Wen A J, Hao Y 2019 *IEEE J. Quantum Electron.* **55** 2000407
- [28] Sattar Z A, Shore K A 2016 *IEEE J. Quantum Electron.* **52** 1100108
- [29] Nguimdo R M, Soriano M C, Colet P 2011 *Opt. Lett.* **36** 4332
- [30] Nguimdo R M, Colet P, Larger L, Pesquera L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 034103
- [31] Rontani D, Locquet A, Sciamanna M, Citrin D, Ortin S 2009 *IEEE J. Quantum Electron.* **45** 879
- [32] Priyadarshi S, Hong Y, Pierce I, Shore K A 2013 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **19** 1700707
- [33] Li X F, Pan W, Luo B, Ma D 2006 *IEEE J. Quantum Electron.* **42** 953
- [34] Jiang P, Zhou P, Li N Q, Mu P H, Li X F 2020 *Opt. Express* **28** 26421
- [35] Gottwald G A, Melbourne I 2009 *SIAM J. Appl. Dyn. Syst.* **8** 129

Chaotic time delay feature cancellation and bandwidth enhancement in cascaded-coupled nanolasers^{*}

Mu Peng-Hua Chen Hao Liu Guo-Peng Hu Guo-Si[†]

(*School of Physics and Electronic Information, Yantai University, Yantai 264005, China*)

(Received 12 October 2023; revised manuscript received 22 March 2024)

Abstract

As an important part of optical sources, nanolasers have a prominent influence in photonic circuit integration, and their nonlinear dynamics has become one of the research hotspots in recent years. In this work, we investigate the time-delay signature and bandwidth characteristics in a cascade-coupled nanolaser system, in which the master nanolaser is connected to an external feedback cavity and injected into the intermediate nanolaser and the slave nanolaser sequentially. The 0-1 chaos test is introduced to quantify the dynamics of the nanolaser, which can accurately distinguish whether the laser is in a chaotic state, and the autocorrelation function is used to analyze the time-delay characteristics in the laser output signal. This type of calculation has the advantages of fast operation speed, high accuracy and anti-noise robustness. The lower the autocorrelation value, the more difficult it is to extract useful information from the chaotic random sequence. The bandwidth is defined as a value where the range between DC and frequency contains 80% of the spectral power, a value that is only applicable to chaotic states. In the simulation, we compare and analyze the two cases of whether the intermediate nanolaser has a peak with obvious time-delay signature. The research results show that by selecting appropriate system parameters, the slave nanolaser can always output a broadband chaotic signal without obvious time-delay signature. Under the condition of a certain injection intensity, by changing the frequency detuning parameter, the intermediate nanolaser has an obvious time-delay signature, and then the slave nanolaser can output chaotic signals which can suppress time-delay signature and enhance bandwidth in a small parameter interval. When the time-delay signal of the intermediate nanolaser is completely hidden, the slave nanolaser can achieve the suppression of the time-delay signature in a larger parameter plane, meanwhile the bandwidth is significantly enhanced. In addition, by plotting the two-dimensional spatial distribution diagram and bandwidth line diagram of the output from the nanolaser under frequency detuning and injection intensity, it is determined that the nanolaser can simultaneously suppress the delay characteristics and enhance the bandwidth under chaotic signals. This provides an important theoretical basis for realizing the practical applications in secrecy-enhanced chaotic optical communication.

Keywords: nanolaser, chaos, time delay signature, bandwidth

PACS: 42.55.Px, 05.45.-a, 05.45.Tp

DOI: [10.7498/aps.73.20231643](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231643)

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2020QF090), the Key Lab of Modern Optical Technologies of Education Ministry of China, Soochow University (Grant No. KJS2066), and the Key Lab of Advanced Optical Manufacturing Technologies of Jiangsu Province, Soochow University (Grant No. KJS2045).

[†] Corresponding author. E-mail: hugs@ytu.edu.cn

级联耦合纳米激光器混沌时延特征消除和带宽增强

穆鹏华 陈昊 刘国鹏 胡国四

Chaotic time delay feature cancellation and bandwidth enhancement in cascaded-coupled nanolasers

Mu Peng-Hua Chen Hao Liu Guo-Peng Hu Guo-Si

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 104204 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231643

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231643>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

半导体激光器混沌输出的延时特征和带宽

Time delay signature and bandwidth of chaotic laser output from semiconductor laser

物理学报. 2020, 69(9): 090501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191881>

外场调控下的纳米激光时延隐藏及不可预测性提升

Time delay concealment and unpredictability enhancement of nanolasers under external cavity regulation

物理学报. 2021, 70(11): 114201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210049>

半导体激光器输出混沌光的延时特性和带宽

Time delay characteristics and bandwidth of chaotic laser from semiconductor laser

物理学报. 2018, 67(14): 140501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180035>

自混沌光相位调制光反馈半导体激光器输出光的混沌特性

Chaotic characteristics of output light from semiconductor laser with self-chaotic phase modulation and optical feedback

物理学报. 2022, 71(15): 150502 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220204>

改进型混合表面等离子体微腔激光器的研究

Improved hybrid plasmonic microcavity laser

物理学报. 2018, 67(19): 195204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180242>

基于2-2型压电复合材料的新型宽频带径向振动超声换能器

A new broadband radial vibration ultrasonic transducer based on 2-2 piezoelectric composite material

物理学报. 2021, 70(1): 017701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201352>