

锁模光纤激光器中隐形孤子脉动演化特性研究 (特邀)

黄千千, 黄梓楠, 戴礼龙, 牟成博

(上海大学 特种光纤与光接入网重点实验室 上海先进通信与数据科学研究院 上海大学特种光纤与先进通信国际合作联合实验室, 上海 200444)

摘要: 以锁模光纤激光器为研究平台, 利用色散傅里叶变换技术, 实时观察到调制频率成比例的三周期隐形孤子脉动现象。通过分析孤子的演化特性, 笔者所在课题组认为孤子的调制不稳定性引起了色散波和孤子的参量耦合过程, 导致了色散波和孤子的能量交换, 从而产生了参量边带和隐形孤子脉动。部分能量在色散波和孤子间的交换使得孤子总能量几乎不变。因此这种孤子脉动难以通过时域脉冲序列分辨。此外, 文中实验分析了隐形孤子脉动完整的演化路径, 即仅通过增加泵浦功率使得脉动产生至消失的过程。与传统的可见脉动过程相比, 这种隐形孤子脉动的调制周期随泵浦功率的变化较小。该工作不仅加强了对孤子脉动动力学现象的理解, 还对锁模激光稳定性的提升具有重要意义。

关键词: 锁模光纤激光器; 孤子脉动; 色散傅里叶变换

中图分类号: TN248.1 文献标志码: A DOI: 10.3788/IRLA20210749

Evolution of invisible soliton pulsation in a mode-locked fiber laser (*Invited*)

Huang Qianqian, Huang Zinan, Dai Lilong, Mou Chengbo

(Joint International Research Laboratory of Specialty Fiber Optics and Advanced Communication, Shanghai Institute for Advanced Communication and Data Science, Key Laboratory of Specialty Fiber Optics and Optical Access Networks, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

Abstract: The real-time observation of the tripling periodic invisible soliton pulsation in a mode-locked fiber laser with the dispersive Fourier transformation technique was reported. Since the three modulation frequencies were commensurate, the soliton pulsating behavior exhibited good periodicity rather than quasi-periodicity. After analyzing the soliton pulsating evolution, it was identified that the soliton modulation instability caused the generation of parametric sidebands and pulsating instability. The parametric process between soliton and dispersive waves induced the energy exchange between them. Consequently, there was no obvious total soliton energy variation during the evolution of soliton pulsation. As a result, the invisible soliton pulsation could not be visualized directly by the pulse train. In addition, by merely increasing the pump power with other cavity parameters unchanged, the entire route from the invisible soliton pulsation generation to stable dual-soliton pulses was systematically analyzed. Compared with the conventional visible soliton pulsation, the modulation periodicities of the invisible soliton pulsation showed weaker variations along with the pump power elevation. Our work not only contributed to understand the soliton pulsating dynamics in depth but also provided great assist

收稿日期: 2021-10-12; 修订日期: 2021-11-26

基金项目: 国家自然科学基金 (62135007, 61975107, 61605107); “111”项目 (D20031); 上海市自然科学基金 (20 ZR1471500)

作者简介: 黄千千, 女, 博士生, 主要从事被动谐波锁模光纤激光器及其动力学方面的研究。

导师简介: 牟成博, 男, 教授, 博士生导师, 主要从事新型超快光纤激光器、纳米光子学、新型光纤器件等方面的研究。

to the optimization of laser performance.

Key words: mode-locked fiber laser; soliton pulsation; dispersive Fourier transformation

0 引言

随着激光技术的发展,锁模光纤激光器已经成为具有巨大潜力的超短脉冲激光光源,广泛应用于国防军事、材料加工、生物医学、光谱学等领域^[1]。由于锁模光纤激光器中存在色散、非线性效应、增益、损耗等诸多效应的相互作用,通常认为这种激光器是一个典型的耗散系统。因此,锁模光纤激光器可作为研究复杂孤子非线性动力学现象的理想平台。根据平均孤子理论,在锁模光纤激光器稳定运行的条件下,产生的孤子应具有相同的特性。然而,当激光器内参数偏离稳定运转条件时,孤子将表现出复杂的非线性行为,如孤子爆炸^[2]、怪波^[3]、孤子脉动^[4]、孤子雨^[5]等。其中,孤子脉动是一种典型的亚稳态现象,其形状、振幅和宽度等经历周期性地演变,并在多个腔内往返(Round trips, RTs)后恢复到原始状态。目前,仿真表明在脉动过程中,脉冲能量可大幅度地增加^[6]。因此,研究孤子脉动既有利于提高激光器系统的稳定性,又为超高能量脉冲的产生奠定了基础。此外,孤子脉动的光纤激光器在微弱信号探测、光学频率梳的产生等领域也具有一定的应用价值^[7]。

2001年,研究人员基于复杂的金兹堡朗道方程(Cubic-quintic Ginzburg-Landau, CGLE),模拟了快可饱和吸收体锁模激光器产生脉冲的过程,并提出孤子脉动解存在于CGLE参数空间的不同区域。同时还理论预言了包括纯周期脉动孤子、爆炸孤子、爬行孤子等^[8]各种不同演化特性的脉动孤子的存在。在实验中,孤子脉动已被证明是锁模光纤激光器的一种普遍现象^[7]。它存在于各种结构的激光器中,也不受制于特定的脉冲态。然而,在过去的研究中,由于缺少先进的实时测量技术,孤子脉动的动力学演化仅通过脉冲序列幅度的变化来呈现。虽然脉冲序列可通过高速实时示波器得到,然而由于受到探测系统采样速度和带宽的限制,难以采集到孤子脉动实时演化过程,导致许多细节信息的丢失。这在一定程度上限制了孤子动态特性的研究。近年来,一种新兴的超快光谱测量技术——色散傅里叶变换(Dispersive Fourier transformation, DFT)被广泛应用于激光器中复杂动力

学现象的实时测量^[2,4,9]。得益于这种实时光谱测量技术的发展,研究人员开展了大量有关孤子脉动的实时演化过程的研究。利用DFT技术,研究人员在实验中成功复现出数值仿真所描述的多种不同特性的孤子脉动现象,如纯周期脉动孤子^[10]、呼吸孤子爆炸^[11]、爬行孤子^[12]、伴随着混沌过程的孤子脉动^[13]等。值得注意的是,一般而言,在孤子脉动演化过程中,其能量存在周期性调制。因此可以直接通过脉冲序列振幅来辨别孤子脉动的产生。这种孤子脉动状态称为可见孤子脉动。最近,人们在锁模光纤激光器中观测到一种输出脉冲能量几乎恒定的新型孤子脉动态——隐形脉动孤子^[14]。由于该类型孤子脉冲在时域上不存在明显的周期性能量变化,其难以直接通过示波器采集的脉冲序列来判定。因此,这种隐形孤子脉动常常被误认为是静止稳定的状态。幸运的是,DFT技术可将这种隐形孤子脉动可视化。然而,目前对隐形脉动孤子的报道较少,其能量不变的原因还未被揭示,并且隐形孤子脉动从产生到消失这一完整的演化路径也没有系统的研究报道。考虑到这种隐形孤子脉动同样会对锁模脉冲光源的稳定性造成严重影响,研究它的演化特性,对优化激光光源的稳定性和揭示其潜在的物理机制都具有重要意义。

文中在传统非线性偏振旋转(Nonlinear polarization rotation, NPR)锁模光纤激光器中,借助DFT技术,首次实时探测到了三周期隐形孤子脉动的演化过程。由于三个调制频率成比例,使得其演化过程呈现完美的周期性。实验结果表明,隐形孤子脉动总是伴随着参量边带(Parametric sideband, PS)的产生。根据PS和克利边带(Kelly sidebands, KS)的演化特性,笔者所在课题组认为孤子的调制不稳定性(Modulation instability, MI)引入了PS和孤子脉动。由于孤子的MI建立了孤子和色散波(Dispersive wave, DW)的参量耦合过程,因此在脉动演化过程中,部分能量在两者之间持续交换,使得总能量几乎恒定。此外,在保持腔内其他参数不变,仅增加泵浦功率的条件下,笔者所在课题组记录了隐形孤子脉动从产生到消失这一完整的演化路径。与传统可见孤子脉动演化不同

的是,随着孤子脉动强度的增强,PS 和 KS 的位置都发生变化,而脉动调制频率变化较小。该结果不仅揭示了隐形脉动孤子的演化特性,还可以加深对非线性系统中复杂动力学现象的理解。

1 实验装置

图 1 为该激光谐振腔的实验装置图。与大多数基于 NPR 锁模的光纤激光器类似,腔内的偏振相关隔离器 (Polarization-dependent isolator, PD-ISO) 作为起偏器,与两边的偏振控制器 (Polarization controllers, PCs) 共同作用,构成了 NPR 的锁模机制。980 nm 的激光二极管通过波分复用器 (Wavelength-division multiplexer, WDM) 为激光器提供泵浦光。1 m 长的掺铒光纤 (Er-doped fiber, EDF) 作为增益介质,其群速度色散系数 β_2 为 $\sim +66.1 \text{ ps}^2/\text{km}$ 。腔内还含有 7.5 m 的单

模光纤 (Single-mode fiber, SMF), β_2 为 $\sim -21.7 \text{ ps}^2/\text{km}$ 。激光器的总长度为 8.6 m,基频为 24.35 MHz。腔内净色散为 $\sim -0.1 \text{ ps}^2$,因此能够支持传统孤子的产生。40% 的腔内光信号通过 40:60 耦合器 (Output coupler, OC) 与腔外的探测系统相连。利用 50:50 OC1,探测系统被分为以下两个部分:传统测量装置和实时测量装置。传统测量装置包括光谱仪 (Optical spectrum analyzer, OSA, Yokogawa AQ6370 C)、频谱 (Radio frequency, RF) 分析仪 (Rohde & Schwarz) 和自相关仪 (FEMTOCHROME FR-103 WS)。实时测量装置包括两个 12.5 GHz 的高速光电探测器 (Photo-detectors, PDs, Newport 818-BB-51 F)、8 GHz 的高速实时示波器 (KEYSIGHT DSO90804 A) 和 20 km 的色散补偿光纤 (Dispersion-compensating fiber, DCF)。它可同时探测脉冲的时域特性和实时光谱特性。由于 DCF 的总色散为 $\sim -330 \text{ ps}/\text{nm}$, DFT 的分辨率约为 0.38 nm。

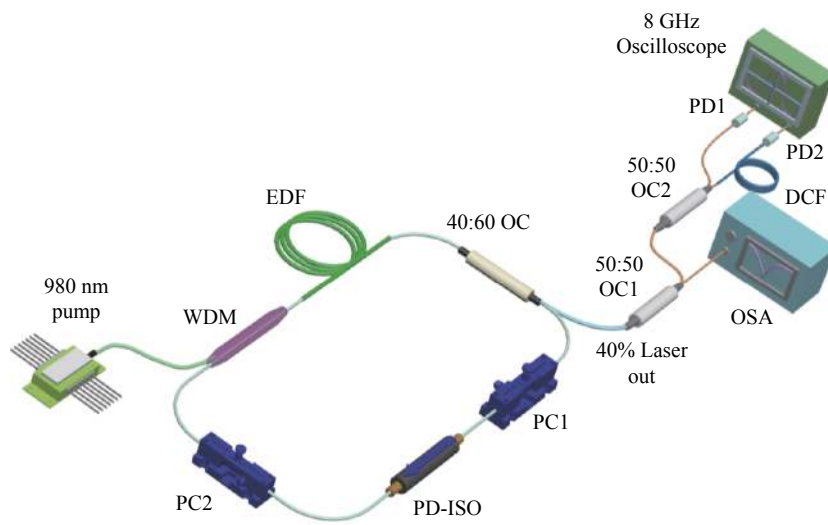


图 1 基于 NPR 锁模机制的掺铒光纤激光器及其探测系统

Fig.1 NPR-based Er-doped mode-locked fiber laser and the measurement system

2 实验结果与讨论

当泵浦功率为 40.8 mW 时,通过精细调节腔内的 PCs,可以实现稳定的锁模状态,其典型的孤子特性如图 2 所示。此时脉冲具有相同的振幅,且脉冲序列以 41.07 ns 的间隔均匀等间分布。这恰好与 24.35 MHz 的基频相吻合。对应的 RF 谱展示了 71.5 dB 的信噪比 (Signal-to-noise ratio, SNR),且基频信号和其高次谐波间无明显边带,这进一步证明了此

时激光器处于稳定的单孤子锁模状态。利用 DFT 技术,实时光谱演化过程可以复现,同时可以分析孤子能量和光谱强度随着腔内往返次数 (RT number, RTN) 的变化。如图 2(b) 所示,在演化过程中,孤子的形状、孤子能量和光谱强度几乎一直维持不变,表明激光器处于稳定的工作状态。图 2(c) 描述的是 OSA 直接采集的线性光谱和 DFT 所记录的实时光谱的平均值。这两者几乎完美重合,表明了 DFT 技术可用于

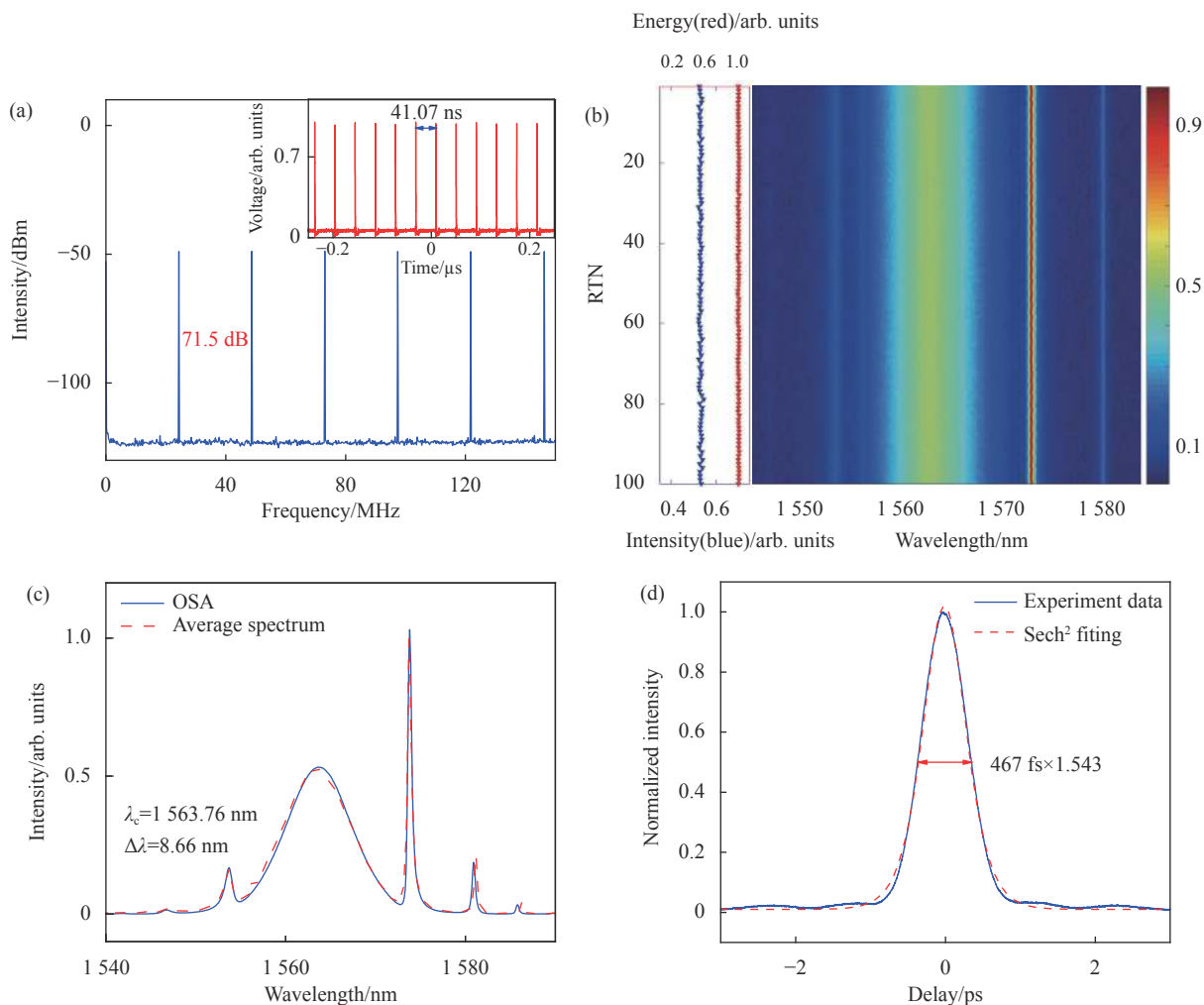


图 2 当泵浦功率为 40.8 mW 时,典型稳定孤子序列的特性。(a) RF 谱,插图:脉冲序列;(b) 左图:孤子能量和光谱强度的演变,右图:实时光谱演化图;(c) OSA 所测量的光谱和 DFT 所采集的平均光谱;(d) 自相关轨迹

Fig.2 Characteristics of the stationary soliton at pump power of 40.8 mW. (a) RF spectrum, inset: pulse train; (b) Left-shown: variations of soliton energy and spectral intensity, right-shown: shot-to-shot spectral evolution; (c) Spectra and averaged spectra recorded by OSA and DFT; (d) Autocorrelation trace

精确测量脉冲的光谱特性。此外,由图中清晰的 KSs 可以直接判断出此时产生的孤子为传统孤子。然而,KS 的强度具有明显的不对称性。这是由于 NPR 的透射谱所引入的线性腔损耗的不对称性造成的。此时,孤子的 3 dB 带宽为 8.66 nm,中心波长为 1563.76 nm,双曲正割函数拟合后的脉冲宽度为~467 fs。

当固定腔内其他参数不变,泵浦功率进一步增加时,激光器从稳定的脉冲态转化为隐形孤子脉动状态,对应的光谱总伴随着新边带,称之为 PS。图 3 为泵浦功率为 49.2 mW 时,隐形孤子脉动的特性。与稳定状态下的脉冲序列相似,其时域脉冲序列仍具有相同的振幅。因此,通过时域脉冲序列难以判断隐形孤

子脉动的产生。然而,对应的频谱中出现了三个新的频率成分,与基频的间隔分别为 3.48 MHz、6.96 MHz 和 10.44 MHz,相应的演化周期分别为 7 RTs、3.5 RTs 和 2.33 RTs。一般而言,若孤子演化频率个数大于 2 且与基频不成比例,则其演化过程就会变得相对复杂,呈现准周期的演化状态。然而,根据 DFT 技术所探测到的实时光谱演化图(图 3(b)),光谱的形状和强度都明显表现为完美的周期性变化,其演化周期恰为 7 RTs。这是由于这三个调制频率刚好成比例,且 3.48 MHz 的频率间隔恰好可以被基频整除。这导致了脉冲演化过程具有完美的周期性。值得注意的是,这是目前为止第一次在实验中观察到调制频率恰好

成比例的三周期孤子脉动状态。此外,图 3(b) 也描述了孤子能量随 RTN 的演化特性。其能量的变化极小,仅为~3%,因此所对应的时域脉冲序列不具有明显的幅度变化。根据在演化过程中,孤子能量几乎恒定且孤子其他特性呈周期性变化的特点,此时的孤子状态为隐形孤子脉动。OSA 所测量的光谱和 DFT 所测量的平均光谱同时显示在图 3(c),两者仍然重叠。相比于图 2 状态,由于泵浦功率的轻微增加,此时脉冲的 3 dB 带宽略微展宽至 8.9 nm,双曲正割函数拟合后的脉宽窄化至 450 fs(图 3(d))。光谱中除了 KSs 外,还出现强度较强的与中心波长对称的 PSs。为了进一步探索孤子脉动的演化特性,特别是 PS 的演化特点,图 3(e) 展示了连续四个 RT(RT 1-4) 的实时光谱。由图可见,在同一波长下,PS 的形态在峰型边带和谷型

边带之间交替变化。峰型 PS 边带表明能量从 DW 流向孤子,而谷型 PS 边带则相反。由于能量流动的方向和孤子与 DW 间的相对相位有关,因此可推断在隐形孤子脉动演化的过程中,两者的相对相位也在周期性地变化^[15]。正是由于这种能量的交替变化,使得 KS 的强度和 PS 的强度呈反相(anti-phase)的演化关系,而总孤子能量几乎不变,如图 3(f) 所示。由 PS 的特性可推断出,它是通过腔内的参量过程而产生的。根据参考文献 [16],笔者所在课题组认为泵浦功率的增加导致腔内周期性功率变化变强。这种较强的周期性功率变化会引入一个非线性光栅,从而满足四波混频的相位匹配条件,导致了腔内孤子 MI 的产生^[16]。孤子的 MI 引入了孤子和 DW 的参量耦合过程,使得能量在两者之间交换,导致 PS 和隐形孤子脉动的形成。

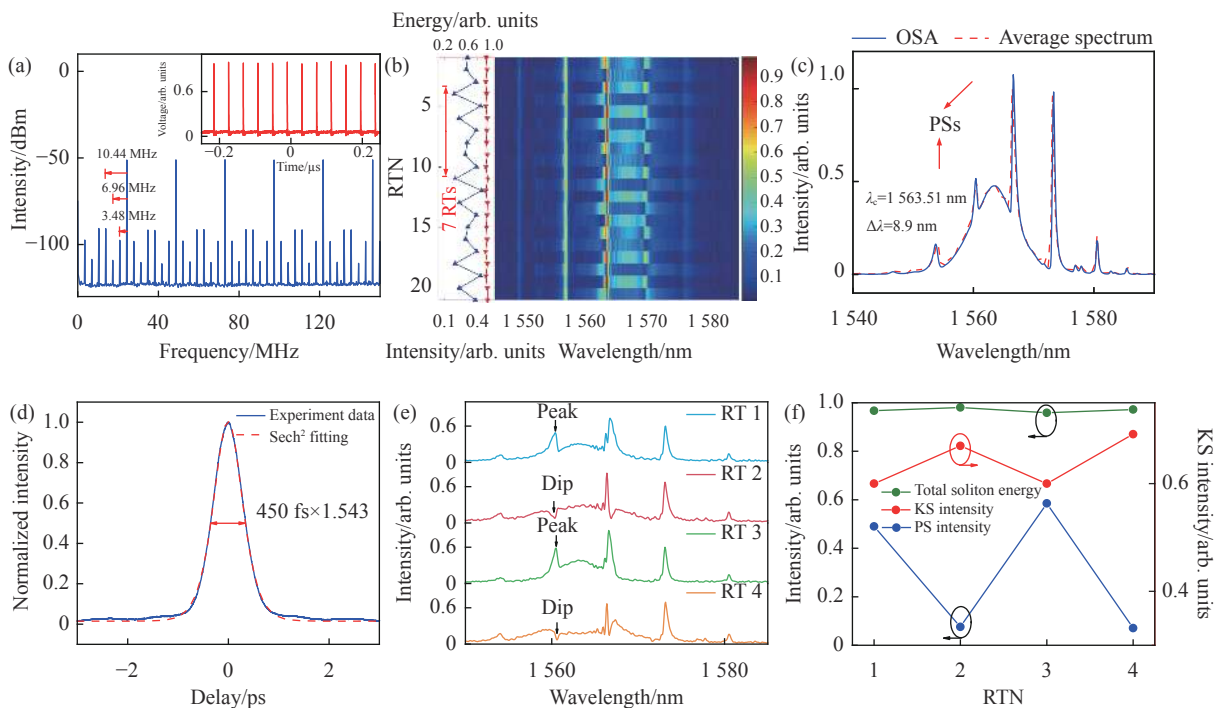


图 3 当泵浦功率为 49.2 mW 时,隐形孤子脉动的特性。(a) RF 谱,插图:脉冲序列;(b) 左图:孤子能量和光谱强度的演变,右图:实时光谱演化图;(c) OSA 所测量的光谱和 DFT 所采集的平均光谱;(d) 自相关轨迹;(e) RT 1-4 光谱图;(f) 孤子能量、KS 强度和 PS 强度随着 RTN 的变化

Fig.3 Characteristics of invisible soliton pulsation under pump power of 49.2 mW. (a) RF spectrum, inset: pulse train; (b) Left-shown: variations of soliton energy and spectral intensity, right-shown: shot-to-shot spectral evolution; (c) Spectra and averaged spectra recorded by OSA and DFT; (d) Autocorrelation trace; (e) Successive single-shot spectra from RT 1 to RT 4; (f) Total soliton energy, KS intensity and PS intensity versus RTN

为了进一步探索隐形孤子脉动的演化特点,笔者所在课题组系统研究了其从产生到消失这一完整的演化路径。在这一过程中,保持腔内其他参数不变,泵浦功率从 40.8 mW 缓慢增加至 50.7 mW。当泵浦

功率升至 41.4 mW 时,隐形孤子脉动即可产生。在孤子脉动演化过程中,脉冲序列一直保持着均匀稳定的状态,与图 3(a) 的插图相似。这表明在演化的过程中,脉动状态一直为隐形孤子脉动态。图 4 分别表示

的是泵浦功率为 41.4 mW、42 mW、45.4 mW 和 49.2 mW 的情况下, 孤子脉动的特性, 包括 RF 谱、实时光谱演化图和孤子 3 dB 带宽随 RTN 的变化图。随着泵浦功率的增加, 调制频率成分逐渐增多, PS 逐渐变强且脉动演化过程更为剧烈。笔者所在课题组将孤子脉动的调制强度定义为一个周期内最宽光谱与最窄光谱的比值, 可得其调制强度分别为 1.28、1.76、

2.67 和 2.74, 刚好与 RF 谱的调制频率强度的变化相吻合。值得注意的是, 当泵浦功率为 41.4 mW、42 mW 和 45.4 mW 时, 演化过程中的调制频率均不成比例, 所以仅表现为准周期的孤子脉动。特别是当泵浦功率为 45.4 mW 时 (图 4(g)~(h)), 此时孤子的 MI 相对较强, 使得调制频率强度变强且个数变多, 从而使得脉动演化过程变得更为复杂, 其演化周期在

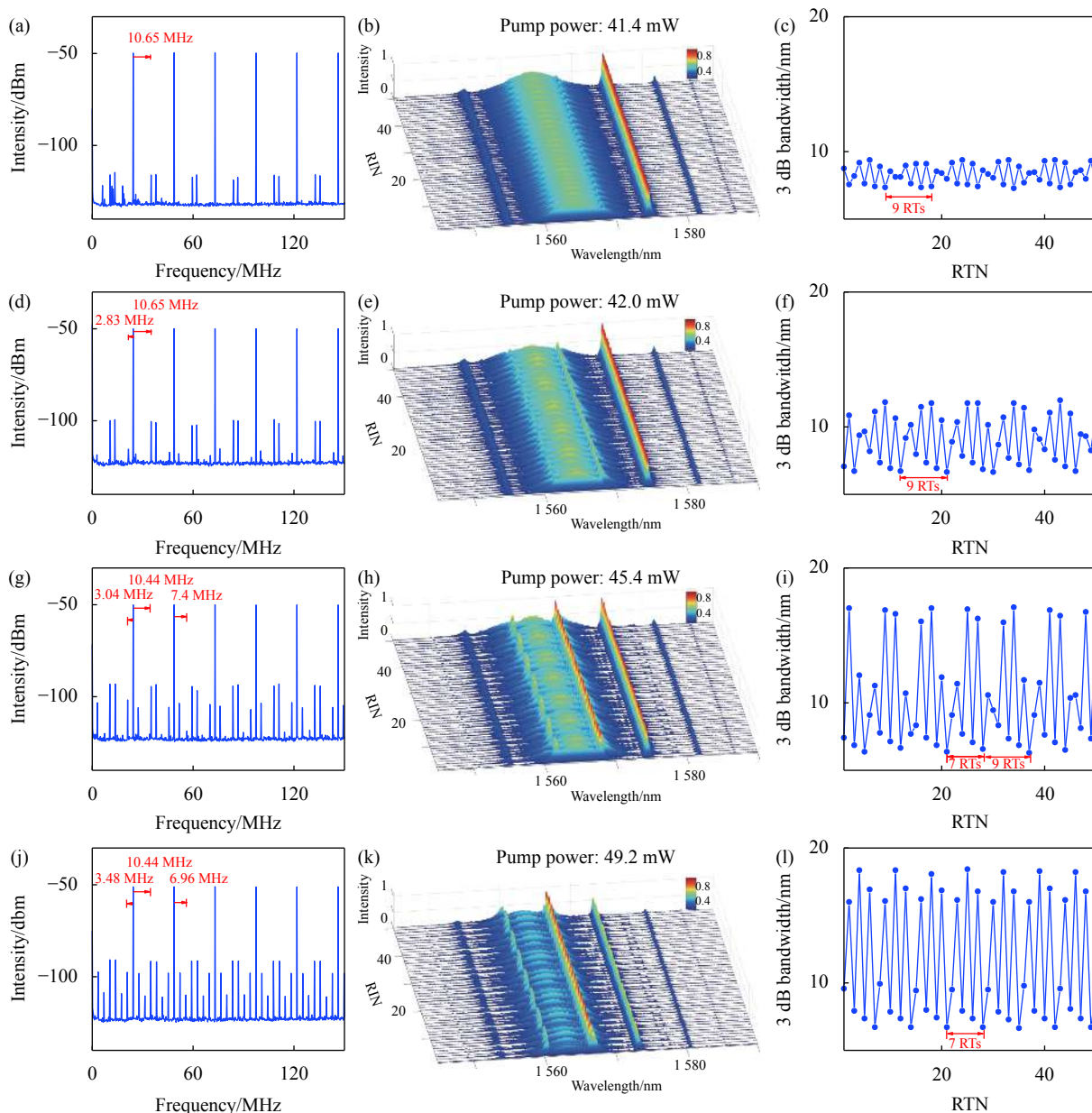


图 4 泵浦功率分别 41.4 mW(a)~(c)、42 mW(d)~(f)、45.4 mW(g)~(i) 和 49.2 mW(j)~(l) 的孤子脉动特性。(a)、(d)、(g) 和 (j) 为 RF 谱;(b)、(e)、(h) 和 (k) 为实时光谱演化过程;(c)、(f)、(i) 和 (l) 为光谱 3 dB 带宽的变化

Fig.4 Characteristics of soliton pulsation under pump power of 41.4 mW (a)-(c), 42 mW (d)-(f), 45.4 mW (g)-(i) and 49.2 mW (j)-(l), respectively. (a), (d), (g) and (j) are RF spectra; (b), (e), (h) and (k) are real-time spectral evolutions; (c), (f), (i) and (l) are variations of spectral 3 dB bandwidth

7 RTs 和 9 RTs 变化。当泵浦功率增加至 49.2 mW, 如之前所述, 虽然其调制频率成分依旧较多, 调制强度持续增强, 但是这三个调制频率成比例, 使得孤子脉动表现为完美的周期性, 其演化过程反而变得相对简单。

隐形孤子脉动从产生到消失这一演化路径的其他特性如图 5 所示。图 5(a) 为孤子光谱随着泵浦功率的变化。当泵浦功率为 40.8 mW 时, 孤子光谱中仅含有 KSs, 此时孤子处于稳定的状态。当泵浦功率持续增加时, 光谱中出现一系列新的边带, 即 PSs。PSs 的强度随着泵浦功率的增加持续增强。在孤子脉动演变的过程中, 光谱中 KS 和 PS 的位置明显往光谱中心方向漂移。图 5(b) 描述的是一阶 KS 至中心波长的间隔 $\Delta\lambda_{KS}$ 和一阶 PS 至中心波长的间隔 $\Delta\lambda_{PS}$ 随泵浦功率的变化。随着泵浦功率的增加, $\Delta\lambda_{KS}$ 从 10.01 nm 降低至 9.75 nm, 而 $\Delta\lambda_{PS}$ 从 3.46 nm 降低至 2.98 nm。

由于 KS 是孤子和 DW 的结构干涉而引入的, 其位置仅和腔内色散和脉冲宽度有关^[17]。在整个过程中, 腔内色散固定不变, 因此推测是由于脉动演化过程中周期性的脉冲宽度变化导致了 KS 位置的变化。由于腔内 MI 增益的峰值位置与泵浦功率有关^[18], 在泵浦功率变化的过程中, PS 的位置也会发生相应的偏移。值得注意的是, 调节腔内的 PCs 也会导致 PS 的位置变化, 这是由于腔的边界条件会影响到孤子 MI 的相位匹配条件^[16]。此外, 如图 5(c) 所示, 孤子的中心波长也发生了轻微的偏移, 其中心波长由 1563.76 nm 蓝移至 1563.54 nm (总偏移量: 0.22 nm)。这可能是由于 NPR 的透射谱随着泵浦功率的增加而往短波漂移造成的。随着泵浦功率的增加, 激光器的输出功率从 2.86 mW 线性升高至 3.61 mW, 泵浦效率约为 10%。图 5(d) 为孤子脉动的调制频率随泵浦功率的变化。

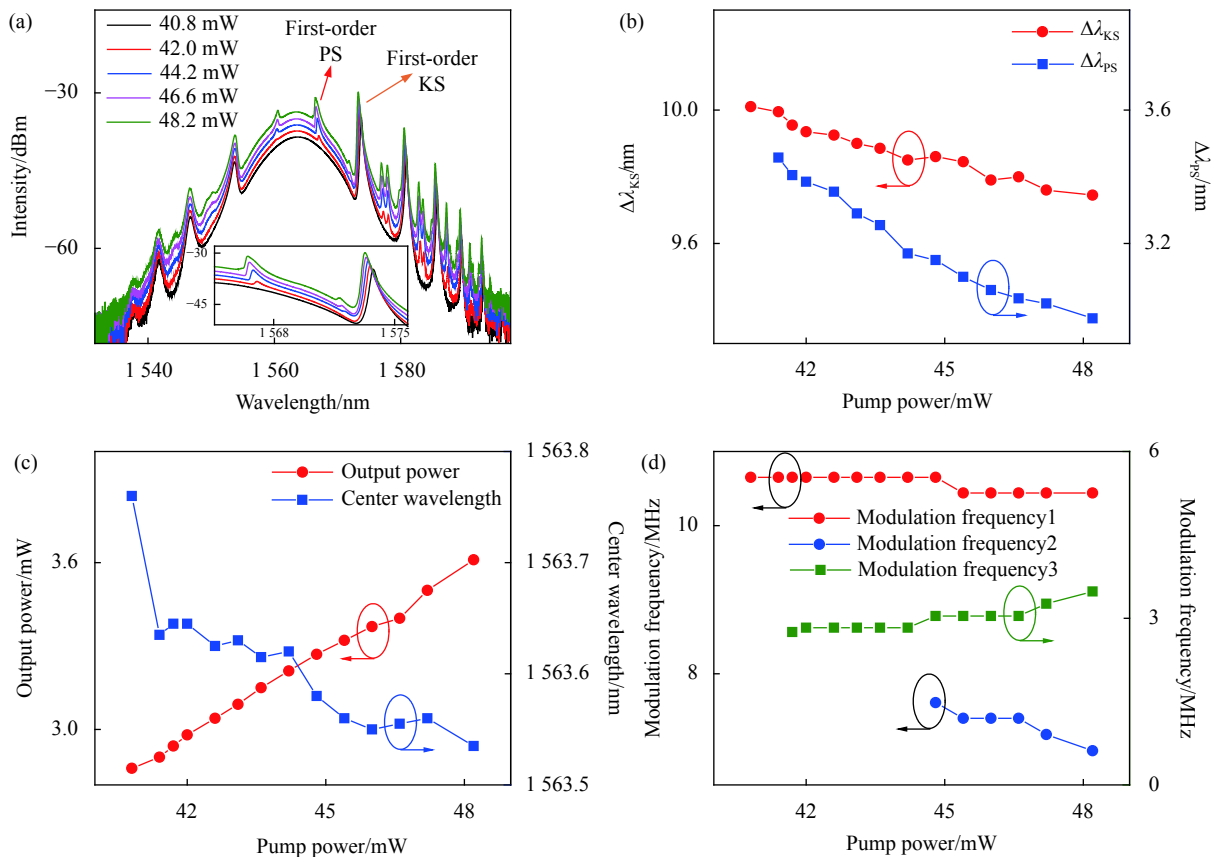


图 5 隐形孤子脉动从产生到消失的演化特性。(a) 孤子光谱随着泵浦功率的变化; (b) $\Delta\lambda_{KS}$ 和 $\Delta\lambda_{PS}$ 随泵浦功率的变化; (c) 中心波长和输出功率的演变; (d) 孤子脉动演化过程中的三个调制频率随泵浦功率的变化

Fig.5 Evolution characteristics in the route from the invisible soliton pulsation generation to disappearance. (a) Soliton spectra under different pump power; (b) Variations of $\Delta\lambda_{KS}$ and $\Delta\lambda_{PS}$ versus pump power; (c) Variations of center wavelength and output power; (d) Three modulation frequencies versus pump power in the soliton pulsating evolution

在整个演化过程中,逐渐出现了三个调制频率。调制频率由大到小,分别标记为调制频率 1、调制频率 2 和调制频率 3。由图可知,随着泵浦功率的增加,三者的变化都非常小,相应的脉动演化周期变化也相对较小(长周期仅由 9 RTs 变化至 7 RTs)。这与传统可见孤子脉动的演化过程大不相同^[19]。此外,随着泵浦功率的增加,相对较高的调制频率(调制频率 1 和调制频率 2)逐渐变小,而相对较低的调制频率却逐渐变大。具体原因还需进一步分析。

当泵浦功率增大至 50.7 mW 时,由于孤子能量量子化效应,单脉冲孤子脉动状态分裂成两个相同的脉冲。同时,PS 消失,该双脉冲恢复至稳定的工作状态。继续增加泵浦功率,稳定的双脉冲又演化为双脉冲的孤子脉动态,对应的光谱中再次出现一系列的 PSs。值得注意的是,在过去的一些锁模光纤激光器周期分岔的研究中,随着泵浦功率的增加,孤子脉动最终会演变为孤子的混沌态^[20]。然而,在文中所描述的孤子脉动演化过程中,并未观测到孤子的混沌态。这可能是由于腔内的非线性偏振开关效应(Nonlinear polarization switching effect, NPSE)限制了腔内孤子的最大峰值功率,使得泵浦功率的增加只能导致稳定的孤子分支至脉动状态,再分裂至多脉冲状态^[20]。此外,与传统可见孤子脉动相似,在适当的腔条件下,可在激光器中频繁地观察到这种隐形孤子脉动。并且,在不改变腔内参数的情况下,该状态可以一直稳定运行若干小时。

3 结 论

以 DFT 技术作为探测手段,在 NPR 锁模机制的光纤激光器中,首次实时观测到了三周期隐形孤子脉动现象。由于该演化过程所包含的三个调制频率成比例,使得孤子的脉动特性表现为完美的周期性,其脉动过程也相对简单。通过分析在该状态下 PS 和 KS 的动态演化过程,推测腔内孤子的 MI 导致了 PS 的产生和孤子不稳定的脉动现象。孤子的 MI 引入了孤子和 DW 的参量耦合过程,建立了两者能量交换的桥梁,使得能量在孤子和 DW 间来回交换,从而造成脉动过程中总能量几乎不发生变化。因此,这种隐形孤子脉动难以通过示波器所采集到的时域波形辨别。此外,文中也揭示了仅增加泵浦功率所导致的隐形孤子脉

动从产生到消失的演化过程。实验发现,随着泵浦功率的增加,PS 和孤子脉动的调制强度均不断增强。而 PS 和 KS 的位置发生了明显偏移,且调制频率变化极小。这与传统可见孤子脉动的演化特性不同。该工作以 NPR 锁模光纤激光器为研究对象,因此在研究隐形孤子脉动的过程中,并未考虑其矢量特性。未来将借助基于物理式可饱和吸收体的锁模光纤激光器,将 DFT 技术和腔外偏振解调装置相结合,揭示隐形孤子脉动的实时矢量动力学演化特性。探索锁模光纤激光器中隐形孤子脉动的演化过程,不但有利于优化激光光源的稳定性,以进一步扩展激光光源的应用范围,而且能加深对耗散系统中的孤子非线性动力学现象的理解,对推动激光物理研究具有重要意义。

参 考 文 献:

- [1] Chang G, Wei Z. Ultrafast fiber lasers: An expanding versatile toolbox [J]. *iScience*, 2020, 23(5): 101101.
- [2] Liu M, Li T, Luo A, et al. "Periodic" soliton explosions in a dual-wavelength mode-locked Yb-doped fiber laser [J]. *Photonics Research*, 2020, 8(3): 246-251.
- [3] Du Y, Gao Q, Zeng C, et al. Formation and statistical properties of rogue wave in dispersion-managed fiber lasers [J]. *Physical Review A*, 2021, 103(6): 063504.
- [4] Wang X, He J, Shi H, et al. Real-time observation of multi-soliton asynchronous pulsations in an L-band dissipative soliton fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(17): 4782-4785.
- [5] Wang F, Zhang X, Cui J, et al. Evolution of soliton rain in a Tm-doped passive mode-locked all-fiber laser [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2020, 12(4): 1-8.
- [6] Chang W, Soto-Crespo J M, Vouzas P, et al. Extreme soliton pulsations in dissipative systems [J]. *Physical Review E*, 2015, 92(2): 022926.
- [7] Zhao L, Shu C, Wang Y, et al. Research progress of period doubling bifurcation in ultrafast fiber lasers (invited) [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2018, 47(8): 0803002. (in Chinese)
- [8] Akhmediev N, Soto-Crespo J M, Town G. Pulsating solitons, chaotic solitons, period doubling, and pulse coexistence in mode-locked lasers: Complex Ginzburg-Landau equation approach [J]. *Physical Review E*, 2001, 63(5): 056602.
- [9] Zhao K, Gao C, Xiao X, et al. Real-time collision dynamics of vector solitons in a fiber laser [J]. *Photonics Research*, 2021, 9(3): 289-298.

- [10] Wang X, Liu Y, Wang Z, et al. Transient behaviors of pure soliton pulsations and soliton explosion in an L-band normal-dispersion mode-locked fiber laser [J]. *Optics Express*, 2019, 27(13): 17729-17742.
- [11] Zhou Y, Ren Y, Shi J, et al. Breathing dissipative soliton explosions in a bidirectional ultrafast fiber laser [J]. *Photonics Research*, 2020, 8(10): 1566-1572.
- [12] Zhang Y, Cui Y, Huang L, et al. Full-field real-time characterization of creeping solitons dynamics in a mode-locked fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(22): 6246-6249.
- [13] Wei Z, Liu M, Ming S, et al. Pulsating soliton with chaotic behavior in a fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(24): 5965-5968.
- [14] Liu M, Wei Z W, Li H, et al. Visualizing the “invisible” soliton pulsation in an ultrafast laser [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2020, 14(4): 1900317.
- [15] Zhao L, Tang D, Wu X, et al. Observation of dip-type sidebands in a soliton fiber laser [J]. *Optics Communications*, 2010, 283(2): 340-343.
- [16] Tang D, Zhao L, Wu X, et al. Soliton modulation instability in fiber lasers [J]. *Physical Review A*, 2009, 80(2): 023806.
- [17] Dennis M L, Duling I. Intracavity dispersion measurement in mode locked fibre laser [J]. *Electronics Letters*, 1993, 29(4): 409-411.
- [18] Agrawal G P. Modulation instability in erbium-doped fiber amplifiers [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1992, 4(6): 562-564.
- [19] Wang Z, Wang Z, Liu Y, et al. Self-organized compound pattern and pulsation of dissipative solitons in a passively mode-locked fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(3): 478-481.
- [20] Tang D, Zhao L, Lin F. Numerical studies of routes to chaos in passively mode-locked fiber soliton ring lasers with dispersion-managed cavity [J]. *Europhysics Letters*, 2005, 71(1): 56-62.