

DOI: 10.3969/j.issn.1007-5461.2023.06.017

基于色散傅里叶变换的孤子脉冲建立与放大研究

刘韶清, 周勇*, 高伟清

(合肥工业大学光学工程系, 安徽 合肥 230601)

摘要: 基于色散傅里叶变换技术研究了反常色散腔内传统孤子和正常色散腔内耗散孤子建立时的孤子动力学过程。为探究脉冲在光放大器中如何随放大功率演变, 实验和模拟研究了这两类孤子经放大器放大后的动态变化。结果表明, 这两类孤子的光谱在建立时会经历不同的振荡过程, 传统孤子光谱会由能量有剧烈振荡的调制拍频状态过渡至稳定, 耗散孤子光谱则会由无序调制状态平稳展宽至稳定。在放大器中, 随着放大器泵浦功率的上升, 传统孤子光谱中心能量将被转移而展宽, 耗散孤子光谱则在保持谱宽不变的情况下在边沿出现尖峰。这些锁模光纤激光器和光放大器中的动态孤子非线性现象在超快激光及其放大系统中有着潜在的应用价值。

关键词: 纤维与波导光学; 光孤子; 色散傅里叶变换; 锁模光纤激光器; 光放大器

中图分类号: O437

文献标识码: A

文章编号: 1007-5461(2023)06-00974-09

Research on buildup and amplification of soliton pulse using dispersive Fourier transform technique

LIU Shaoqing, ZHOU Yong*, GAO Weiqing

(Department of Optical Engineering, Hefei University of Technology, Hefei 230601, China)

Abstract: The buildup dynamics of conventional solitons with net anomalous dispersion and dissipative solitons with normal dispersion were studied using dispersive Fourier transform technique. In order to explore how these pulses evolve with the amplification power in the optical amplifier, experiment and simulation were carried out to investigate dynamic changes of the two kinds of solitons after amplification by amplifier. The results show that spectra of the two kinds of solitons undergo different oscillations during the establishment, the spectra of conventional solitons start from a modulated beat state with violent energy oscillation then transit to a stable state, while the spectra of dissipative solitons expand steadily from a disordered modulated state to a stable state. As the pump power of the amplifier increases, for conventional soliton, the center energy of spectrum will be transferred and the spectrum will be

基金项目: 国家自然科学基金(61875052, 61905059), 安徽省自然科学基金(1908085QF273), 中央高校基本科研业务费(JZ2020HGTTB0065)

作者简介: 刘韶清(1996-), 江西上饶人, 研究生, 主要从事光纤激光器方面的研究。E-mail: 2019111111@mail.hfut.edu.cn

导师简介: 高伟清(1979-), 安徽庐江人, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事光纤器件与系统、光纤光子学方面的研究。

E-mail: gaoweiqing@hfut.edu.cn

收稿日期: 2022-03-07; 修改日期: 2022-07-12

*通信作者。E-mail: yong_zhou@hfut.edu.cn

broadened, while the spectrum of dissipative soliton will exhibit a sharp peak at the edge with unchanged spectral width. These dynamic nonlinear phenomena in mode-locked fiber lasers and optical amplifiers have potential application value in ultrafast lasers and the corresponding amplification systems.

Key words: fiber and waveguide optics; optical soliton; dispersion Fourier transform; mode-locked fiber laser; optical amplifier

0 引言

锁模光纤激光器是产生高峰值功率、窄脉宽、极稳频率光脉冲的重要方法。因其独特的物理特性,锁模光纤激光器在精密材料加工、医学治疗、生物光子学、光学频率梳、光学频率转换等领域有着不可替代的应用^[1-5]。锁模光纤激光腔内的光孤子在各种激光腔参数下包含着丰富的非线性现象,研究这些在脉冲周期时间量级里的现象对优化锁模光纤激光器参数、研究锁模脉冲行为机制、探究非线性光学有重要意义。传统光谱仪的扫描时间无法做到对单个脉冲光谱的测量。近年来,作为一种新颖又强大的实时光谱测量技术,色散傅里叶变换(DFT)技术被广泛应用于瞬态光孤子动力学,获得单脉冲的光谱信息。该技术的原理是:窄带脉冲的色散传输服从与一维近轴衍射相似的抛物型微分方程^[6-8],类比于夫琅禾费衍射,在被大色散介质拉伸后,脉冲频域光谱被映射到时域波形,拉伸后对应光谱形状的脉冲经光电探测器后被数字示波器实时测量。许多在锁模光纤激光器中基于DFT技术的孤子瞬态现象(如:不同类型的孤子建立过程^[9-12]、非平衡激光腔态引起的孤子爆炸^[13-16]、孤子分子的相互作用^[17-19]、呼吸孤子^[20-22]、光学怪波^[23-25]等)被报道。

净反常色散的锁模光纤激光器产生的传统光孤子脉冲形状的保持源于色散和非线性效应的相互平衡。而产生于净正常色散锁模光纤激光腔中平衡了非线性、色散、增益和损耗^[26]的耗散孤子脉冲不受传统孤子的单脉冲能量限制^[27],具有更大的脉宽和单脉冲能量。稳态输出情况下,这两类光孤子由于脉宽、峰值功率、光谱、脉宽、啁啾特性的不同,在经光放大器放大后有不同光谱变化。动态情况下,这两类锁模孤子脉冲在建立过程中有各自独特的孤子动力学过程。

本文基于DFT技术并结合掺铒锁模光纤激光器和掺铒光纤放大器,研究了净反常色散区的传统孤子和净正常色散区的耗散孤子建立过程中的光谱瞬态演化;同时在高能量分辨率状态下,研究了脉冲光谱随放大器泵浦能量上升过程中传统孤子的谱宽展宽现象和耗散孤子光谱尖峰的形成机理,并在模拟中进行了验证。

1 实验方案与装置

本研究所用的实验装置如图1所示,两类锁模激光器均为基于非线性偏振旋转原理的自启动锁模掺铒光纤激光器。图1(a)中,传统孤子激光器环腔除光纤外仅含一个由滤波型波分复用器(WDM)、偏振相关隔离器、输出耦合器组合而成的三合一器件(IWDM)。整个激光器由一个980 nm 半导体激光器通过三合一器件反向泵浦,三合一器件内的偏振相关隔离器(PD-ISO)作为非线性偏振旋转中的光起偏器,并保证了激光的单向运转。适当调整腔内偏振控制器(PC)从而使激光在PD-ISO处有合适的非线性透过率,从三合一器件的20%输出端可获得稳定的传统光孤子。该光纤环腔的光纤由1.5 m的掺铒光纤(EDF, LIEKKI Er-80, $\beta_2 = -20.6 \text{ ps}^2/\text{km} @ 1550 \text{ nm}$)和约6.56 m的标准单模光纤(SMF, $\beta_2 = -23 \text{ ps}^2/\text{km} @ 1550 \text{ nm}$)组成,对应8.06 m的总腔长和在1550 nm处 -0.182 ps^2 的净色散,净色散值为反常色散。图1(b)所示为耗散孤子锁模光纤激

光器, 该激光器由 1480 nm 拉曼激光器反向泵浦 1.5 m EDF, 锁模脉冲从输出耦合器 (OC) 的 30% 端口输出。与图 1(a) 相同的非线性透过率器件 PD-ISO 配合腔内的 PC 可得到稳定的耗散孤子输出。2 m 的色散补偿光纤 (DCF, YOFC G652.C DM1010-D, $\beta_2 = -172 \text{ ps}^2/\text{km}$ @ 1550 nm) 提供了耗散孤子所需的大正常色散, 腔内剩余光纤是全长共约 3.6 m 的 SMF, 对应 7.1 m 的总腔长和在 1550 nm 处 0.230 ps^2 的净色散, 净色散值为产生耗散孤子所需的净正常色散。

如图 1(c) 所示, 两类锁模激光的输出端通过 10 m 的低掺杂 EDF 放大, 采用 980 nm 半导体激光器通过 WDM 为放大器提供增益。放大器前后的偏振无关隔离器 (PI-ISO) 消除了反射光对放大器和种子源的影响, 放大后的脉冲分为两路进行检测: 一路进入最高分辨率为 0.05 nm 的光谱仪 (OSA, Yokokawa AQ6375), 检测脉冲的平均光谱; 另一路通过 5 km 的 DCF 被极大地时域展宽, 该路提供 860 ps^2 的色散量作为 DFT 的远场条件, 保证了脉冲的实时光谱形状被映射到时域。拉伸过后的脉冲经 3 GHz 带宽的光电探测器 (PD) 后, 用 2 GHz 带宽、10 GSa/s 采样率的实时数字示波器 (Oscilloscope, RIGOL MSO8000) 检测。为了探究光孤子建立和放大的瞬时特性, 泵浦光能量需要快速上升, 因此实验中的泵浦激光器都外接了相应的光开关进行控制, 以保证打开泵浦光后泵浦能量可以在 200 μs 内上升到稳定状态。

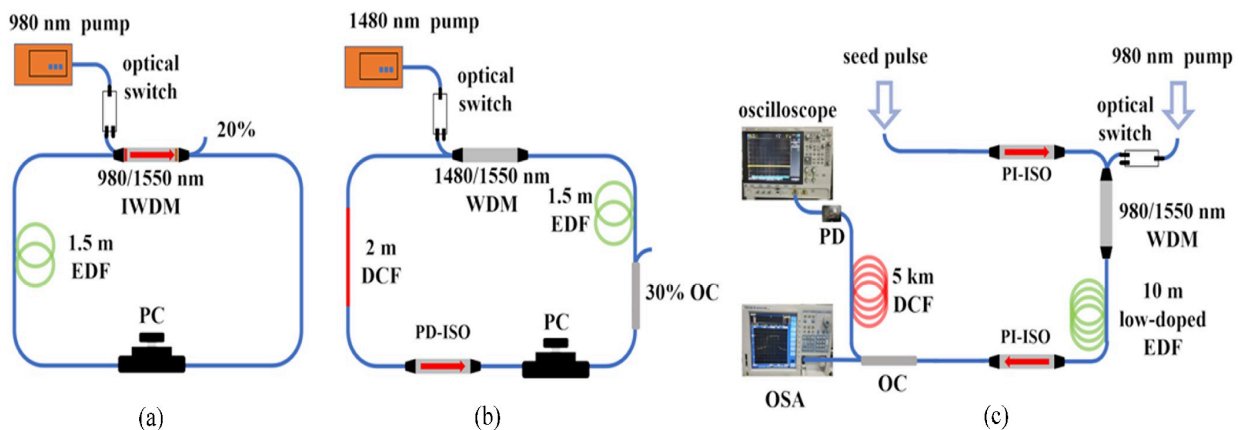


图 1 被动锁模光纤激光器实验装置图。(a) 传统孤子激光器; (b) 耗散孤子激光器;
(c) 掺铒光纤激光放大器和 DFT 脉冲测量装置

Fig. 1 Schematic illustration of the passive erbium-doped mode-locked fiber laser. (a) Conventional soliton fiber laser;
(b) Dissipative soliton fiber laser; (c) Setup of the erbium-doped fiber laser amplifier and DFT pulse measurement

2 实验结果与讨论

泵浦功率为 163 mW 时, 传统孤子锁模激光器可以输出稳定的脉冲序列, 如图 2(a) 所示, 脉冲周期为 40.4 ns。图 2(b) 是传统孤子的基频射频谱 (RF spectrum), 由频谱仪 (Keysight N9000B) 在 100 Hz 分辨率模式下测得, 图中插图为 1 GHz 跨度的脉冲频谱, 脉冲重复频率为 24.8 MHz, 与脉冲周期 40.4 ns 和总腔长 8.06 m 对应, 基频信噪比 (SNR) 为 69 dB, 显示出较好的稳定性。图 2(c) 为自相关仪 (APE SM600) 测得的自相关迹, 采用双曲正割函数拟合的脉宽为 388 fs, 激光器输出功率为 3.372 mW, 对应单脉冲能量为 0.136 nJ, 峰值功率为 351 W。

耗散孤子锁模激光器在泵浦功率 369 mW 下产生稳定的耗散孤子脉冲, 如图 2(d) 所示, 脉冲周期为 35.1 ns。图 2(e) 是传统孤子在 100 Hz 分辨率模式下的基频射频谱, 图中插图为 1 GHz 跨度的脉冲频谱, 脉冲重复

频率为 28.5 MHz, 与脉冲周期 35.1 ns 和总腔长 7.1 m 对应。基频信噪比为 68.5 dB, 显示出较好的稳定性。图 2(f) 是脉冲自相关迹, 高斯函数拟合下的脉宽为 16.34 ps, 输出功率为 39.1 mW, 对应单脉冲能量 1.372 nJ, 峰值功率为 84 W。其脉宽和单脉冲能量比之前的传统孤子要高 1~2 个数量级, 这也是耗散孤子锁模激光器的特点。

传统孤子光谱如图 3(a) 所示, 对称分布的凯利边带显示出该脉冲是传统孤子。黑色线条是光谱仪测得的对数坐标下的光谱, 光谱中心波长为 1569.88 nm, 半高全宽 (FWHM) 为 6.63 nm, 对应时间带宽积 (TBP) 为 0.313, 比傅里叶变换极限 0.315 略小, 这是由光谱仪和自相关仪的测量误差所致, 但也体现出脉冲接近傅里叶变换极限。红色线条是光谱仪测得的线性坐标光谱, 蓝色线条则对应应用 DFT 方法从示波器上测得的拉伸后单脉冲波形, 可以看出两类方式测得的脉冲光谱拟合得很好, 经计算可得 DFT 光谱分辨率为 0.484 nm。传统孤子放大后的光谱如图 3(b) 所示, 可以看出一阶凯利边带的位置没有改变, 但是放大后传统孤子光谱由于更高的峰值功率带来的更强自相位调制使中心波长附近的能量转移, 从而展宽了光谱, 光谱能量分布受放大器的掺铒光纤影响整体向长波漂移。放大器泵浦功率为 60 mW, 放大后脉冲功率为 18.21 mW。

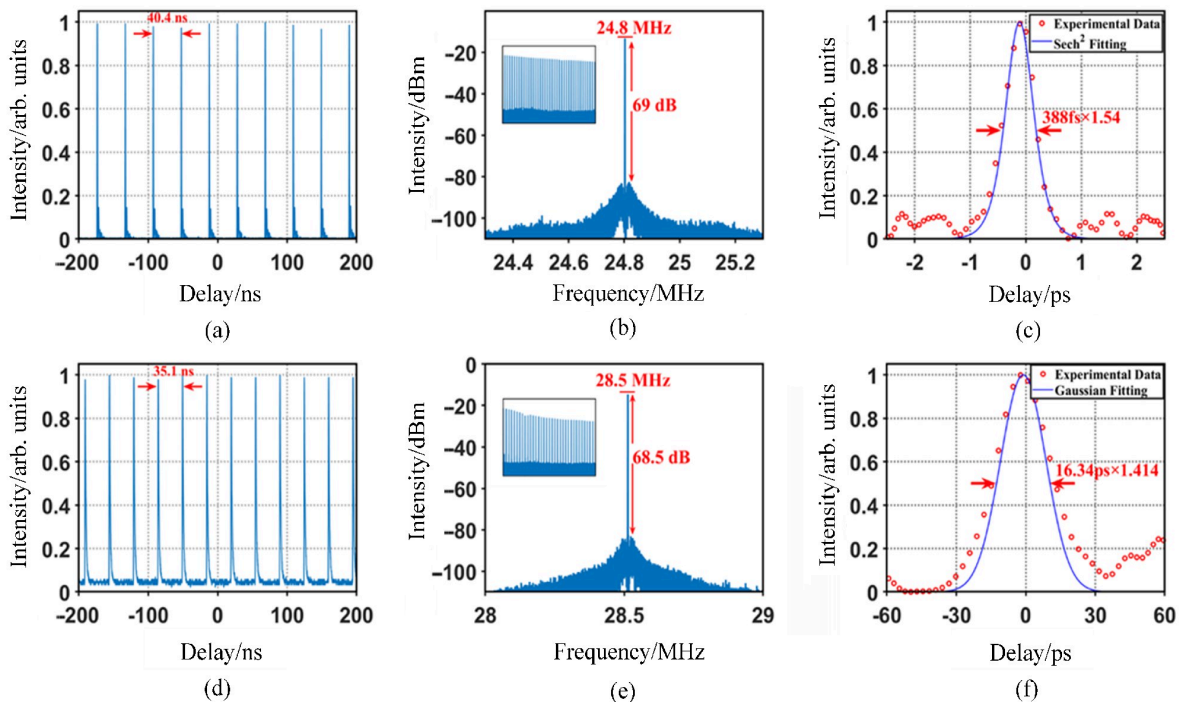


图 2 两类孤子参数。上排: 传统孤子; 下排: 耗散孤子。(a), (d) 脉冲序列; (b), (e) 基频射频谱 (分辨率带宽: 100 Hz, 插图: 1 GHz 范围); (c), (f) 自相关迹

Fig. 2 Pulse parameters of mode-locked seed source. Top row: Conventional soliton; Bottom row: Dissipative soliton. (a), (d) Pulse train; (b), (e) Fundamental repetition RF spectrum (Bandwidth resolution: 100 Hz; Insert: 1 GHz span); (c), (f) Autocorrelation trace

如图 3(c) 所示, 耗散孤子光谱在对数坐标下为典型的矩形光谱, 光谱中心波长为 1565 nm, 全高半宽为 11.47 nm, 对应时间带宽积 (TBP) 为 22.9, 远大于傅里叶变换极限, 体现出该耗散孤子带有较大的啁啾。与传统孤子不同, 图 3(d) 中放大后的耗散孤子光谱除了边缘变得更为尖锐, 长波分量能量更大外, 整体与放大前较为一致, 放大后边到边谱宽为 11.49 nm。蓝色线条展示的是放大前后脉冲用 DFT 方法时域展宽后一个脉冲周期内的波形, 经计算可得 DFT 光谱分辨率为 0.147 nm, 受光电探测器、示波器带宽和采样率限制, 光谱

较尖锐的位置和该波形不太符合,但是形状和变化趋势一致。这时放大器泵浦功率为400 mW,放大后脉冲功率为125.1 mW。在放大过程中,传统孤子放大前后峰值功率分别为351 W和1895 W,远高于耗散孤子放大前后的峰值功率84 W和268 W,因此传统孤子的自相位调制效应较耗散孤子更为显著,从而表现出更明显的频谱展宽。

通过种子源泵浦光的开关和DFT技术,可以观测到传统孤子建立过程腔内脉冲光谱的实时演化过程。如图4(a)所示,该过程主要可以分为三个阶段:建立阶段、调制拍频阶段和稳定阶段。首先在循环周期0~450,从随机振荡脉冲中建立不稳定的宽谱窄脉冲;接着在循环周期450~1300,脉冲的光谱随循环周期不断调制拍频,该现象源于主脉冲和附属小脉冲的干涉和能量交换^[28];最终脉冲光谱在第1300循环周期后调制结束,脉冲进入相对稳定状态,伴随短波处的凯利边带能量平稳减少至稳定值,而长波处凯利边带能量基本不变,脉冲最终稳定。图4(a)下方为孤子单脉冲能量演化,可以看出在调制拍频阶段,单脉冲能量剧烈振荡。

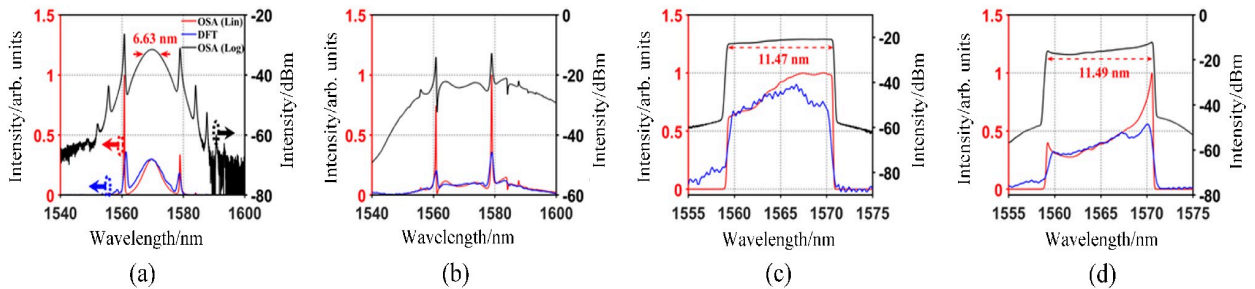


图3 脉冲光谱。(a) 传统孤子种子; (b) 传统孤子放大后; (c) 耗散孤子种子; (d) 耗散孤子放大后。

黑线: 对数坐标(光谱仪); 红线: 线性坐标(光谱仪); 蓝线: 线性坐标(DFT)

Fig. 3 Pulse spectra. (a) Conventional soliton seed; (b) Amplified conventional soliton; (c) Dissipative soliton seed; (d) Amplified dissipative soliton. Black line: Logarithmic coordinate (OSA); Red line: Linear coordinate (OSA); Blue line: Linear coordinate (DFT)

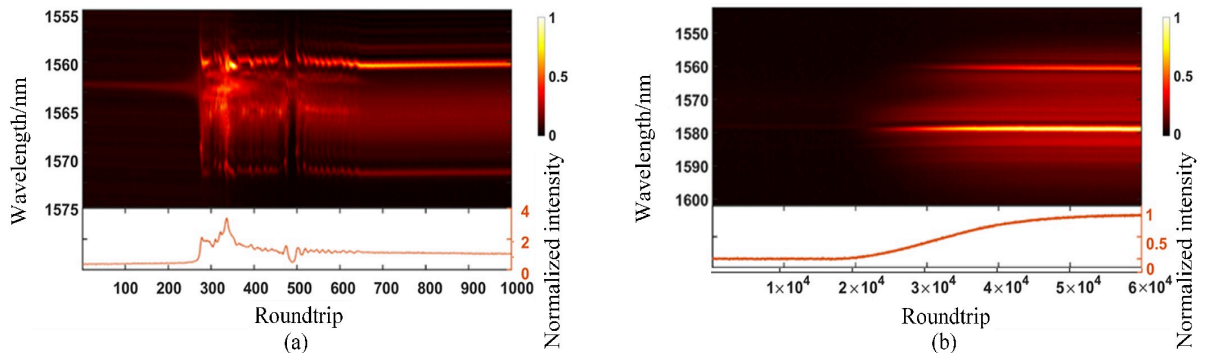


图4 传统孤子光谱(上)和单脉冲能量演化(下)。(a) 建立过程; (b) 放大过程

Fig. 4 Spectral (up row) and single pulse energy (down row) evolution of conventional soliton.

(a) Buildup process; (b) Amplification process

在传统孤子稳定输入时,通过放大器泵浦光的开关可以测得随放大器泵浦功率从0上升至60 mW输出脉冲的光谱演化。如图4(b)所示,在放大过程的最初阶段,放大器泵浦能量较低,激光器输出的脉冲在放大器较长的掺铒光纤中被重吸收,这使得脉冲长波的强度高于短波。随放大器泵浦能量上升,光谱长波分量被放大,在循环周期 1.3×10^5 附近,光谱中心能量被转移,光谱形状向下凹陷,谱宽逐渐展宽。光谱短波分量放

大滞后于长波, 这是由掺铒光纤的重吸收特性所致。该DFT方法可以在一次放大器泵浦能量上升时测得 3×10^5 次脉冲光谱, 对应泵浦能量分辨率为 $0.2 \mu\text{W}$, 远超传统光谱仪测量方法。图4(b)下方为单脉冲能量随泵浦功率上升的演变, 传统孤子的能量被平稳地放大。

如图5(a)所示, 耗散孤子建立时脉冲首先从背景噪声中建立(循环周期0~200), 接着脉冲光谱出现随着循环周期展宽的尖峰, 展宽结束后其光谱进入一种无序调制的状态^[29,30](循环周期200~400), 这种调制状态结束后, 脉冲的谱宽平稳地展宽到最终稳定状态。图5(a)下方为孤子单脉冲能量演化, 不同于传统孤子, 耗散孤子建立时脉冲能量的振荡更为平稳。随放大器泵浦功率从0上升至400 mW, 耗散孤子放大后输出脉冲的光谱演化如图5(b)所示, 可以看出, 原本较为平坦的光谱顶部变为往长波方向上升型, 1570 nm光谱边缘出现尖角但谱宽基本不变, 考虑到长掺铒光纤对短波分量的重吸收, 脉冲长波分量的放大增益要高于短波分量。放大器泵浦能量上升时测得 6×10^4 次脉冲光谱, 对应泵浦能量分辨率为 $6.7 \mu\text{W}$ 。图5(b)下方为单脉冲能量随泵浦功率上升的演变。

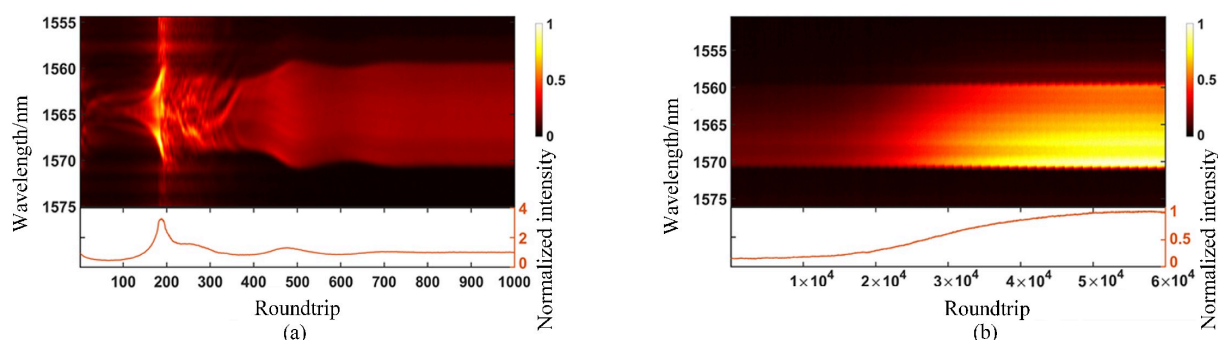


图5 耗散孤子光谱(上)和单脉冲能量演化(下)。(a)建立过程;(b)放大过程

Fig. 5 Spectral (up row) and single pulse energy (down row) evolution of dissipative soliton.

(a) Buildup process; (b) Amplification process

3 数值模拟

采用光纤中扩展的非线性薛定谔方程(ENLSE)对传统孤子和耗散孤子的腔内产生以及放大进行模拟。光纤中脉冲演变由

$$A_z = -\frac{i\beta_2}{2} A_{tt} + i\gamma |A|^2 A + \frac{g}{2} \left(A + \frac{1}{\Omega_2} A_{tt} \right) \quad (1)$$

描绘^[31], 式中: A 为随传播距离 z 和时间 t 变化的脉冲慢变包络; β_2 为光纤二阶色散; $\gamma = 0.0013, 0.0036 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ 分别是单模光纤和掺铒光纤的非线性系数; $g = g_0 \exp(-E_{in}/E_{sat})$ 为掺铒光纤中受增益饱和和效应限制的增益系数, 其中 g_0 对应掺杂浓度的大小, E_{in} 为单脉冲能量, E_{sat} 则是饱和脉冲能量, 代表泵浦功率大小; $\Omega_2 = 30 \text{ nm}$ 是掺铒光纤增益谱线线宽。锁模所用代表可饱和吸收效应的非线性透过率由 $T = \exp[-q_0/(1 + P_{in}/P_{sat})]$ 在 PD-ISO 处给出, 其中 $q_0 = 0.9$ 对应调制深度, P_{in} 为入射光的瞬时功率, $P_{sat} = 200 \text{ W}$ 为饱和功率。所有光纤长度和色散参数都与本研究实验所取参数一致, 光放大器由 10 m 掺铒光纤和前后各 1 m 的 SMF 构成, 该掺铒光纤二阶色散 $\beta_2 = -20.48 \text{ ps}^2/\text{km}$, 剩余模拟参数如表1所示, 表中 CS 与 DS 分别代表传统孤子与耗散孤子。

模拟所得传统孤子与耗散孤子脉冲参数如图6所示。模拟中放大后的传统孤子光谱变化与图3(b)一致, 光谱中心凹陷, 光谱整体展宽到一阶凯利边带外。放大后的耗散孤子光谱与图3(d)符合得很好, 模拟中

耗散孤子原本平顶的矩形光谱在放大后光谱两端边缘出现尖角,但是谱宽没有变化,图3(d)中短波的尖角相对不明显,这是由放大器掺铒光纤的重吸收所致。由图6中的脉冲啁啾图可以看出传统孤子放大后会累积很多非线性啁啾,同时脉冲也会分裂出底座。耗散孤子则能将原本的线性啁啾保持得很好,这也是其光谱畸变不严重的原因。

表1 锁模激光器与光放大器模拟参数设置

Table 1 Parameter set of mode-locked laser and optical amplifiers

	g_0 /(dB·m)	E_{sat} /pJ
Conventional soliton	0.8	350
Dissipative soliton	1.5	900
Amplifier	0.5	CS: 35 DS: 5000

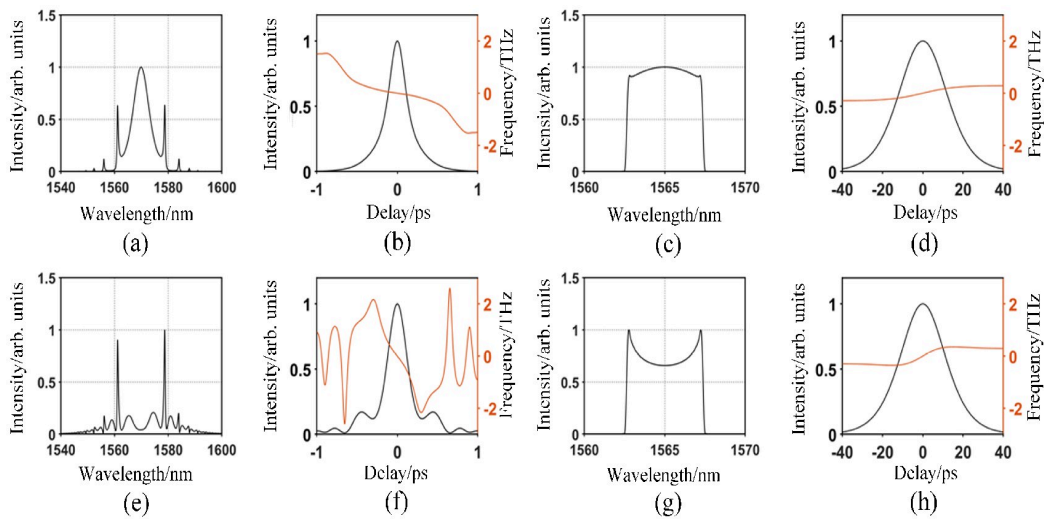


图6 模拟所得孤子光谱与啁啾参数。(a), (b) 传统孤子; (c), (d) 耗散孤子; (e), (f) 放大后传统孤子; (g), (h) 放大后耗散孤子

Fig. 6 Simulated spectra and chirp parameters. (a), (b) Conventional soliton; (c), (d) Dissipative soliton; (e), (f) Amplified conventional soliton; (g), (h) Amplified dissipative soliton

图7(a)为传统孤子随放大泵浦功率上升的光谱演化,随着放大泵浦功率的上升,传统孤子光谱被展宽,光谱中心出现凹陷,整体与图4循环周期 1.3×10^5 附近趋势相一致;图7(b)中耗散孤子的谱宽则随放大功率上升基本无变化,但是光谱边缘出现尖峰,与图5(b)的演化趋势一致。总而言之,在一定的放大器泵浦功率下,

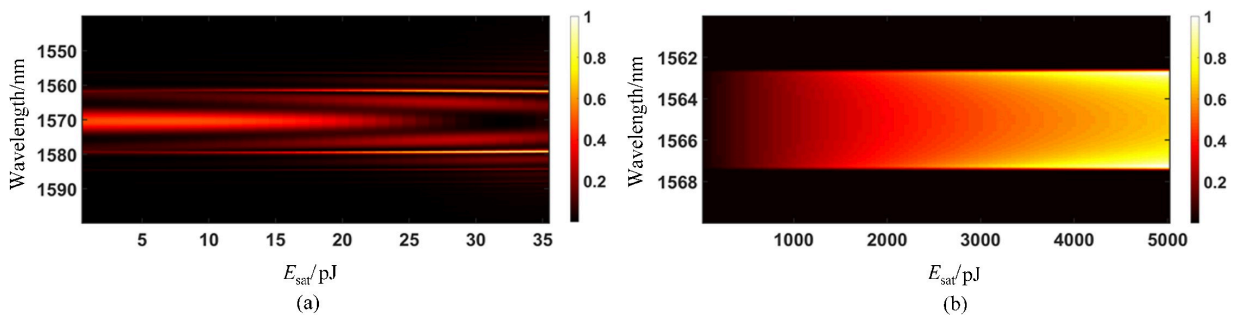


图7 模拟所得孤子光谱随放大功率上升的演化。(a) 传统孤子; (b) 耗散孤子

Fig. 7 Simulated evolution of soliton spectra versus amplification power. (a) Conventional soliton; (b) Dissipative soliton

若不考虑放大器的铒纤对脉冲的重吸收所致短波分量减弱, 传统孤子在放大后光谱中心会逐渐凹陷, 整体光谱被展宽并包含振荡边带。而耗散孤子的光谱能保持稳定的谱宽, 并随放大功率上升在光谱边沿出现逐渐明显的尖峰。

4 结 论

研究了基于色散傅里叶变换技术的传统孤子和耗散孤子锁模掺铒光纤激光器的瞬态光谱演变, 结果表明脉宽 388 fs、中心波长 1569.88 nm 的传统孤子放大后光谱被展宽, 形状发生了改变, 而脉宽 16.34 ps、中心波长 1565 nm 的耗散孤子放大后光谱除了长波分量相对更强外, 形状保持较好。在孤子建立阶段, 传统孤子和耗散孤子的光谱会经历一段振荡过程。在实验与模拟中, 孤子放大阶段传统孤子在放大后光谱中心会逐渐凹陷, 整体光谱被展宽并包含振荡边带; 耗散孤子的光谱则能保持稳定的谱宽, 并随放大功率上升在光谱边沿出现逐渐明显的尖峰。这些结果为预测锁模腔和放大器中的脉冲行为、提高锁模激光器的稳定性和优化锁模激光器和光放大器的开关性能提供了可能, 也有助于孤子动力学和被动锁模光纤激光器的研究。

参考文献:

- [1] Bouma B E, Nelson L E, Jones D J, *et al.* Optical coherence tomographic imaging of human tissue at 1.55 μm and 1.8 μm using Er- and Tm-doped fiber sources [J]. *Journal of Biomedical Optics*, 1998, 3(1): 76-79.
- [2] Keller U. Recent developments in compact ultrafast lasers [J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 831-838.
- [3] Fermann M E, Hartl I. Ultrafast fibre lasers [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(11): 868-874.
- [4] Öktem B, Pavlov I, Ilday S, *et al.* Nonlinear laser lithography for indefinitely large-area nanostructuring with femtosecond pulses [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(11): 897-901.
- [5] Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, *et al.* Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis [J]. *Science*, 2000, 288(5466): 635-639.
- [6] Tong Y C, Chan L Y, Tsang H K. Fibre dispersion or pulse spectrum measurement using a sampling oscilloscope [J]. *Electronics Letters*, 1997, 33(11): 983-985.
- [7] Kolner B H. Space-time duality and the theory of temporal imaging [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1994, 30(8): 1951-1963.
- [8] Goda K, Jalali B. Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(2): 102-112.
- [9] Cao Y L, Gao L, Wabnitz S, *et al.* Experimental revealing of asynchronous transient-soliton buildup dynamics [J]. *Optics & Laser Technology*, 2021, 133: 106512.
- [10] Chen H J, Liu M, Yao J, *et al.* Buildup dynamics of dissipative soliton in an ultrafast fiber laser with net-normal dispersion [J]. *Optics Express*, 2018, 26(3): 2972-2982.
- [11] Deng D C, Zhang H T, Zu J Q, *et al.* Buildup dynamics of a pulsating dissipative soliton in an all-normal-dispersion PM Yb-doped fiber laser with a NALM [J]. *Optics Letters*, 2021, 46(7): 1612-1615.
- [12] Liu X M, Cui Y D. Revealing the behavior of soliton buildup in a mode-locked laser [J]. *Advanced Photonics*, 2019, 1(1): 016003.
- [13] Runge A F J, Broderick N G R, Erkintalo M. Dynamics of soliton explosions in passively mode-locked fiber lasers [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2016, 33(1): 46-53.

- [14] Runge A F J, Broderick N G R, Erkintalo M. Observation of soliton explosions in a passively mode-locked fiber laser [J]. *Optica*, 2015, 2(1): 36-39.
- [15] Liu M, Luo A P, Xu W C, *et al.* Dissipative rogue waves induced by soliton explosions in an ultrafast fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(17): 3912-3915.
- [16] Liu M, Luo A P, Yan Y R, *et al.* Successive soliton explosions in an ultrafast fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(6): 1181-1184.
- [17] Luo Y Y, Xia R, Shum P P, *et al.* Real-time dynamics of soliton triplets in fiber lasers [J]. *Photonics Research*, 2020, 8(6): 884-891.
- [18] Liu X M, Yao X K, Cui Y D. Real-time observation of the buildup of soliton molecules [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(2): 023905.
- [19] Herink G, Kurtz F, Jalali B, *et al.* Real-time spectral interferometry probes the internal dynamics of femtosecond soliton molecules [J]. *Science*, 2017, 356(6333): 50-54.
- [20] Wang X Q, He J Y, Shi H M, *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.
- [21] Zhou Y, Ren Y X, Shi J W, *et al.* Breathing dissipative soliton explosions in a bidirectional ultrafast fiber laser [J]. *Photonics Research*, 2020, 8(10): 1566-1572.
- [22] Peng J S, Boscolo S, Zhao Z H, *et al.* Breathing dissipative solitons in mode-locked fiber lasers [J]. *Science Advances*, 2019, 5(11): eaax1110.
- [23] Cai Z R, Liu M, Hu S, *et al.* Graphene-decorated microfiber photonic device for generation of rogue waves in a fiber laser [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2017, 23(1): 20-25.
- [24] Runge A F J, Agueraray C, Broderick N G R, *et al.* Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(2): 319-322.
- [25] Lecaplain C, Grelu P. Rogue waves among noise-like-pulse laser emission: An experimental investigation [J]. *Physical Review A*, 2014, 90(1): 013805.
- [26] Turitsyn S K, Rozanov N N, Yarutkina I A, *et al.* Dissipative solitons in fiber lasers [J]. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 2016, 186(7): 713-742.
- [27] Fermann M E, Hartl I. Ultrafast fiber laser technology [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2009, 15(1): 191-206.
- [28] Herink G, Jalali B, Ropers C, *et al.* Resolving the build-up of femtosecond mode-locking with single-shot spectroscopy at 90 MHz frame rate [J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(5): 321-326.
- [29] Krupa K, Nithyanandan K, Grelu P. Vector dynamics of incoherent dissipative optical solitons [J]. *Optica*, 2017, 4(10): 1239-1244.
- [30] Wang Z Q, Nithyanandan K, Coillet A, *et al.* Buildup of incoherent dissipative solitons in ultrafast fiber lasers [J]. *Physical Review Research*, 2020, 2(1): 013101.
- [31] Boscolo S, Finot C, Karakuzu H, *et al.* Pulse shaping in mode-locked fiber lasers by in-cavity spectral filter [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(3): 438-441.