

激光与光电子学进展

< 100 fs 全光纤束缚态耗散孤子被动锁模激光器

钟敏¹, 林小平¹, 阮秋君², 王航², 胡志杰¹, 傅昱¹, 黄凤珊¹, 黄柳苹¹, 周慧莉¹, 罗正钱^{2*}

¹国网福建省电力有限公司漳州供电公司, 福建 漳州 363000;

²厦门大学电子科学与技术学院 (国家示范性微电子学院), 福建 厦门 361005

摘要 报道了全光纤耗散孤子被动锁模掺铒光纤激光器, 通过调节泵浦功率和偏振态可以进一步获得 2 孤子和 3 孤子的束缚态耗散孤子。利用反常色散光纤对宽带 2 孤子束缚态耗散孤子进行脉宽压缩, 压缩后的脉宽用双曲正割拟合为 96 fs, 计算得时间带宽积为 0.324, 表明其为近转换极限脉冲。宽带光谱的获得得益于腔内的色散管理和碳纳米管可饱和吸收体的大调制深度(20%)。在此基础上, 获得了光谱宽度达 35 nm 的耗散孤子(中心波长为 1.57 μm), 这也是基于碳纳米管产生耗散孤子的最宽光谱。

关键词 激光光学; 超快非线性光学; 脉冲压缩; 锁模激光器; 束缚态孤子

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.1114003

< 100 fs All-Fiber Bound Dissipative Soliton Passively Mode-Locked Laser

Zhong Min¹, Lin Xiaoping¹, Ruan QiuJun², Wang Hang², Hu Zhijie¹, Fu Yu¹, Huang Fengshan¹, Huang Liuping¹, Zhou Huili¹, Luo Zhengqian^{2*}

¹Zhangzhou Electric Power Supply Company of State Grid Fujian Electric Power Co., Ltd., Zhangzhou, Fujian 363000, China;

²School of Electronic Science and Engineering (National Model Microelectronics College), Xiamen University, Xiamen, Fujian 361005, China

Abstract We report an all-fiber dissipative soliton passively mode-locked Er-doped fiber laser. By adjusting the pump power and the polarization states, we can obtain the two-soliton and three-soliton bound state dissipative solitons further. Utilizing anomalous dispersion fiber to compress the pulse duration of wide-bandwidth two-soliton bound dissipative solitons, compressed pulse width is fitted to 96 fs by hyperbolic secant, and the calculated time-bandwidth product is 0.324, indicating the near transform-limited pulse. The broadband spectrum is obtained thanks to the dispersion management in the cavity and high modulation depth (20%) of carbon nanotube (CNT) saturable absorber. On this basis, the dissipative soliton with the spectral width of 35 nm (center wavelength is 1.57 μm) is obtained, which is also the widest spectrum based on the dissipative soliton produced by CNT.

Key words laser optics; ultrafast nonlinear optics; pulse compression; mode-locked lasers; bound solitons

OCIS codes 140.4050; 060.2310; 320.7110; 320.5520

收稿日期: 2020-10-10; 修回日期: 2020-11-06; 录用日期: 2020-11-12

基金项目: 国网福建省电力有限公司科技项目资助(52135020000Q)、厦门大学校长基金(20720180057)

*E-mail: zq Luo@xmu.edu.cn

1 引言

超短脉冲激光源是激光领域的研究热点之一,尤其是脉宽小于 100 fs 的光纤激光源在光学频率梳、超快光谱学和生物医学成像等领域都有着广泛的应用和需求^[1-3]。被动锁模光纤激光器由于结构紧凑、稳定性高和免维护等优势成为获得超短飞秒脉冲的重要手段^[4-6]。低维可饱和吸收体诸如碳纳米管(CNT)因其具备快速非线性响应时间、制备工艺简易、低成本、不易受外界影响和覆盖可见光到中红外宽带运转范围等优势在被动锁模光纤激光器中得到了越来越多的研究和应用。

由于光纤激光腔中的峰值功率钳制效应和非线性积累,被动锁模光纤激光器往往可以运转于多脉冲模式,例如谐波锁模^[7-8]、孤子雨^[9-10]和束缚态孤子^[11-12],而非传统的单脉冲模式。其中作为多脉冲模式的一种,束缚态孤子来源于多孤子之间排斥与吸引相互平衡并捆绑为一个整体^[13]。对于束缚态孤子的研究不仅可以让我们更好地理解多脉冲运转与相互作用的机理,还可以将其用于多脉冲加工、高分辨率光学和扩大光纤传输线通信容量等特殊应用^[14-16]。不同于运转在反常色散区的束缚态孤子,其往往脉宽较窄,运转于正常色散区的束缚态耗散孤子由于较宽的脉冲宽度和较强的啁啾效应,一方面在功率放大过程中可以承受更高功率不至于发生脉冲分裂,另一方面较宽光谱也为压缩脉宽至飞秒量级提供了条件。目前基于CNT的被动锁模束缚态孤子工作主要集中于反常色散区,并且脉冲宽度还不够窄(<100 fs)^[17-20]。因此基于CNT可饱和吸收体并且脉宽小于 100 fs 的束缚态耗散孤子全光纤激光器仍有研究价值。

本文实现了脉冲宽度小于 100 fs 的全光纤紧凑型被动锁模掺铒光纤激光器。利用碳纳米管作为可饱和吸收体,在净色散为正的简易环形腔中同时实现了稳定的耗散孤子和束缚态耗散孤子输出。得益于腔内的色散控制和碳纳米管可饱和吸收体(CNT-SA)的高调制深度,本文获得了光谱宽度为 35 nm 的耗散孤子,也是基于碳纳米管实现耗散孤子的最宽光谱。随着泵浦光功率的增加或者腔内偏振态的变化,实验中也观察到了稳定的 2 孤子束缚态耗散孤子和 3 孤子束缚态耗散孤子。如此宽带光谱为压缩脉冲宽度至 100 fs 以下提供了条件,实验中利用单模光纤对束缚态耗散孤子进行脉宽压

缩,最终获得了脉宽为 96 fs 的超短脉冲激光,0.324 的时间带宽积也接近了双曲正割曲线拟合的转换极限。

2 实验装置及结果

束缚态耗散孤子实验装置图如图 1 所示,波长为 974 nm 的 LD 作为泵浦源通过 976/1550 nm 波分复用器(WDM)泵浦一段长为 11.1 m 掺铒光纤(EDF),该增益光纤在 1550 nm 的群速度色散约为 -12.2 ps/nm/km。20:80 的耦合器提取 20% 腔内光功率作为激光输出并用来压缩脉宽。腔内放置一段单模光纤(SMF)用于控制腔内色散,腔内的单模光纤长度约为 7.4 m,在 1550 nm 处的群速度色散约为 18 ps/nm/km,因此整个环形腔的净色散值为正,有利于耗散孤子的产生。隔离器(ISO)用于保证光在腔内的单方向运转。一片实验室自制 CNT 薄膜作为可饱和吸收体插入腔内用作锁模器件。偏振控制器(PC)则用于调节腔内偏振态优化锁模。图 2 为测量的 CNT 可饱和吸收特性曲线,测

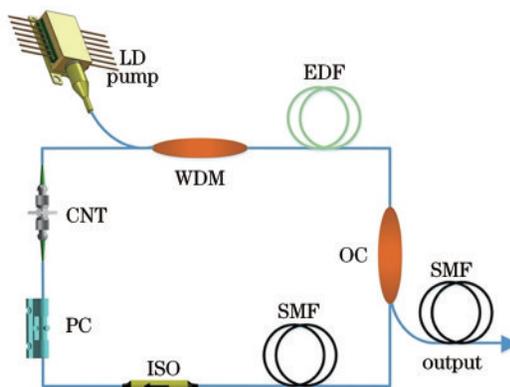


图 1 束缚态耗散孤子及脉宽压缩实验装置图
Fig. 1 Experimental setup of bound dissipative soliton and pulse compression

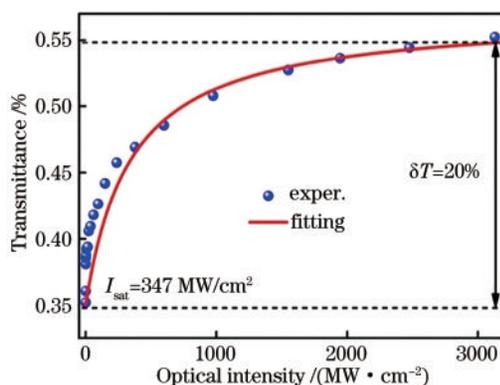


图 2 碳纳米管可饱和吸收体的可饱和吸收特性
Fig. 2 Saturable absorption characteristic of CNT-SA

试光源为 1.5 μm 飞秒激光, CNT 薄膜饱和光强和调制深度分别为 347 MW/cm^2 和 20%。输出光谱经由光谱分析仪(AQ6315, ANDO Inc, 日本)分析, 脉冲序列和频谱通过 15 GHz 光电探测器搭配快速数字示波器(12 GHz, DSO81204A, Agilent, 美国)和频谱仪(9 kHz~3 GHz, GSP-930, Gwinstek, 德国)分别测得。脉冲宽度则是利用自相关仪(FR-103 XL, Femtochrome, 美国)测量获得。

当泵浦功率加至 7 mW 时, 通过微调偏振控制器获得了耗散孤子的产生。并且随着泵浦功率的增加, 耗散孤子的光谱宽度也随之增加。锁模阈值较低的原因可以归结为以下三点: 1) 该实验装置结构简单、损耗较低; 2) 所用增益光纤长度适宜, 提供了足够强的增益; 3) 所用 CNT 可饱和吸收体调制深度高、性能较好, 有利于锁模的实现。如图 3 所示, 耗散孤子中心波长约为 1.57 μm , 光谱宽度随着泵浦功率增加而增加, 矩形的光谱和陡峭的边缘正是耗散孤子典型的光谱特征。实验获得的耗散孤子最宽光谱达到 35 nm, 这也是据我们所知, 利用碳纳米管作为锁模器件在掺铒光纤激光器中实现耗散孤子的最宽光谱带宽。较宽的光谱宽度伴随着较大的啁啾非常有利于我们对所获得的耗散孤子进行脉冲压缩, 从而获得脉宽小于 100 fs 的超短脉冲锁模激光。该实验中之所以能够获得如此宽的光谱, 原因归结于以下两点: 一方面是通过控制腔内单模光纤长度进行色散管理从而优化了锁模

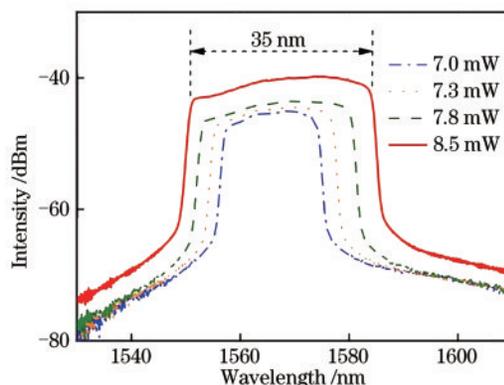


图 3 不同功率下耗散孤子光谱图

Fig. 3 Spectrum of dissipative soliton under different powers

性能; 另一方面则是由于所用碳纳米管可饱和吸收体具有较大的调制深度, 有利于支撑较宽光谱耗散孤子的产生。

图 4 展示了所获得耗散孤子在时域和频域上的特性。图 4(a) 为耗散孤子单脉冲包络, 此时还未产生束缚态, 因此时域上体现为单个脉冲, 此时脉宽已经超出示波器的测量极限, 用自相关仪测量其脉宽为 7 ps, 结果如图 4(a) 插图所示。图 4(b) 为耗散孤子的脉冲序列, 脉冲间隔为 92 ns 对应了 10.8 MHz 的重复频率。图 4(c) 给出了耗散孤子的频域特性, 基频位于 10.856 MHz, 在分辨率为 10 Hz 下频谱信噪比(SNR)为 60 dB, 图 4(c) 插图中给出重复频率为 200 MHz 和 1500 MHz 的宽带频谱, 显示了稳定的连续波锁模。

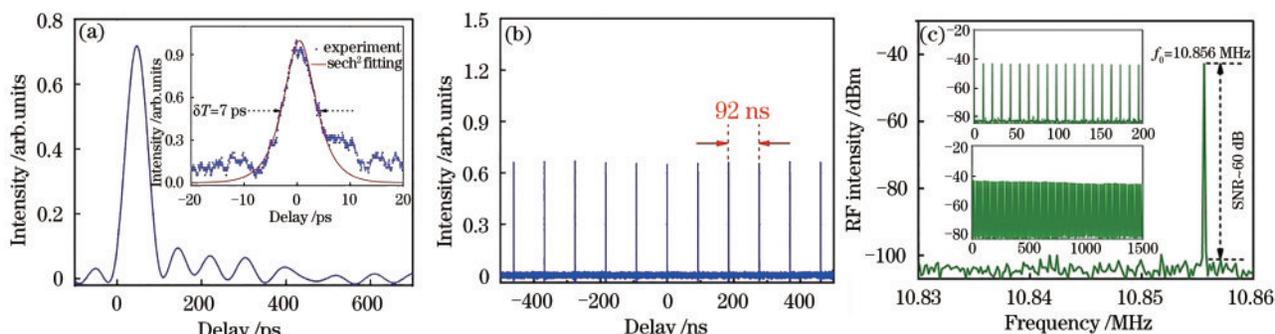


图 4 35 nm 光谱带宽耗散孤子。(a) 单脉冲包络(插图: 自相关迹); (b) 脉冲序列; (c) 输出频谱(插图: 宽带频谱)

Fig. 4 Dissipative soliton with 35 nm spectral bandwidth. (a) Single pulse profile (inset: autocorrelation trace); (b) pulse trains; (c) output spectrum (inset: broadband spectrum)

实验中随着泵浦功率的进一步增加, 锁模状态可由耗散孤子切换到束缚态孤子。随着泵浦功率的增加, 激光腔由于峰值钳制效应会产生多孤子脉冲。该实验中峰值钳制效应的起因来源于所用碳

纳米管可饱和吸收体的双光子吸收。碳纳米管被动锁模激光器中孤子脉冲的峰值功率因双光子吸收受到抑制, 发生峰值钳制效应, 从线性波中产生新的孤子脉冲, 在经过与原先孤子的增益竞争后,

最终平衡后形成多孤子脉冲,经过多孤子之间排斥与吸引的相互作用后激发了束缚态孤子的产生。随着锁模状态由一般的耗散孤子转化为束缚态耗散孤子,此时光谱带宽减小为 27 nm,其对应转换极限的最小脉宽为 93 fs,仍然允许其将输出脉冲压缩至 100 fs 以下,具体光谱和时域特性如图 5 所示。与一般的耗散孤子光谱不同,图 5(a)中的束缚态耗散孤子在光谱顶上出现了调制的包络,其来源于两

个被束缚孤子的相互作用。图 5(a)给出了调制包络的展开细节图,可以看出,每个调制包络之间有着约 0.11 nm 的间隔。从图 5(b)中的脉冲包络中可以看出,此时的脉冲包络由两个孤子组成,两个孤子彼此捆绑形成束缚态。该实验中两个孤子在时域上的间隔约为 72 ps,通过傅里叶变换可以推出 72 ps 的脉冲间隔对应了光谱上 0.11 nm 的调制包络间隔。

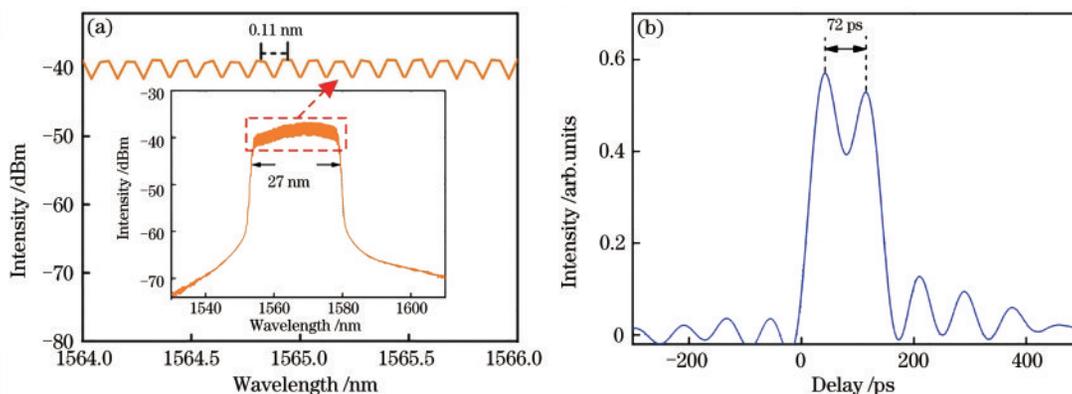


图 5 2 孤子束缚态耗散孤子输出。(a) 光谱及调制包络; (b) 脉冲包络

Fig. 5 Two-soliton bound state dissipative soliton output. (a) Spectrum and modulation profile; (b) pulse profile

为了获得小于 100 fs 的超短脉冲输出,本文在上述所获得的束缚态耗散孤子输出后熔接了反常色散的单模光纤用于脉冲压缩。为了确定此时的脉冲宽度和估算压缩脉冲所需的单模光纤长度,用自相关仪测量了束缚态耗散孤子的脉冲宽度,结果如图 6(a)所示。压缩前光谱宽度和脉冲宽度分别为 27 nm 和 7 ps,对应了 23.6 的时间带宽积。由于用于压缩脉宽的单模光纤在 1550 nm 处的群速度色散为 18 ps/nm/km,因此可以估算大致需要 14.4 m 长单模光纤将其压缩至傅里叶转换极限。实验中用于压缩的单模光纤长度约为 14.2 m,压缩后的脉冲自

相关迹如图 6(b)所示。从压缩后的脉冲自相关迹可以看到,脉冲压缩过程中由于无法压缩非线性效应和高阶色散所产生的底座,所以信号光微弱而噪声水平较高,原因在于:该实验在较低的阈值(约为 7 mW)下已然实现锁模,随着泵浦功率进一步提高锁模状态将转化为 3 孤子甚至 4 孤子束缚态耗散孤子状态,因此输出功率较低(约为 200 μ W),经过光纤压缩脉宽并最终进入自相关仪的光功率则更低。由于压缩后的脉宽在百飞秒量级,为了精准测量脉宽,本文提高了自相关仪的分辨率(精度为 10 fs),而高精度测量对光功率的需求更高更苛刻,因此最终

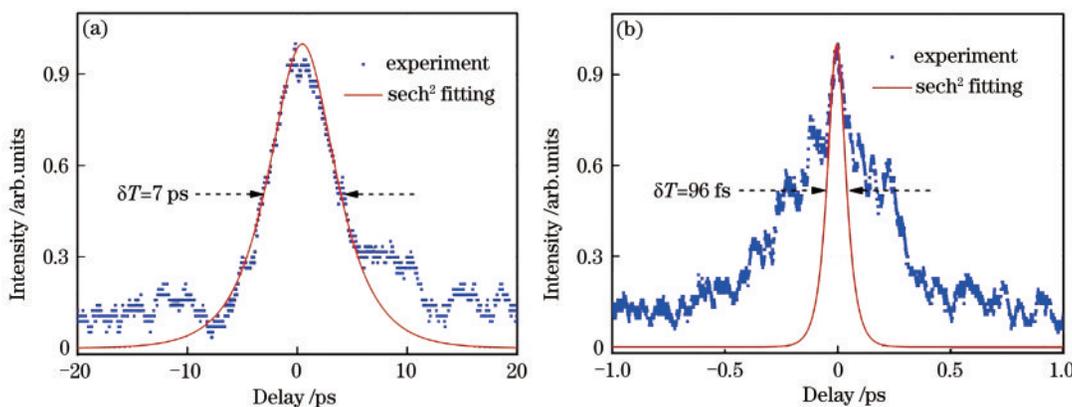


图 6 脉冲压缩自相关迹。(a) 压缩前; (b) 压缩后

Fig. 6 Autocorrelation trace of pulse compression. (a) Before compression; (b) after compression

导致所测自相关迹强度微弱。通过双曲正割拟合, 此时的脉冲宽度为 96 fs, 经计算此时的时间带宽积为 0.324, 接近了双曲正割拟合的 0.315 转换极限。

除了上述的 2 孤子束缚态耗散孤子, 随着泵浦功率的进一步增加由于峰值钳制效应锁模状态由 2 孤子切换至 3 孤子束缚态耗散孤子, 时域上表现为三个孤子捆绑为一体在腔内传输, 此时的光谱和时域特

性见图 7。随着泵浦功率的增加, 3 孤子束缚态耗散孤子的光谱宽度相比于 2 孤子状态又有略微展宽, 不变的是此时光谱的调制包络间隔仍约为 0.11 nm, 光谱如图 7(a) 所示。从图 7(b) 给出的脉冲包络可以看出, 此时的脉冲包络为三个孤子捆绑在一起的束缚态, 三个孤子之间的脉冲间隔约为 72 ps 对应了 0.11 nm 的光谱间隔。

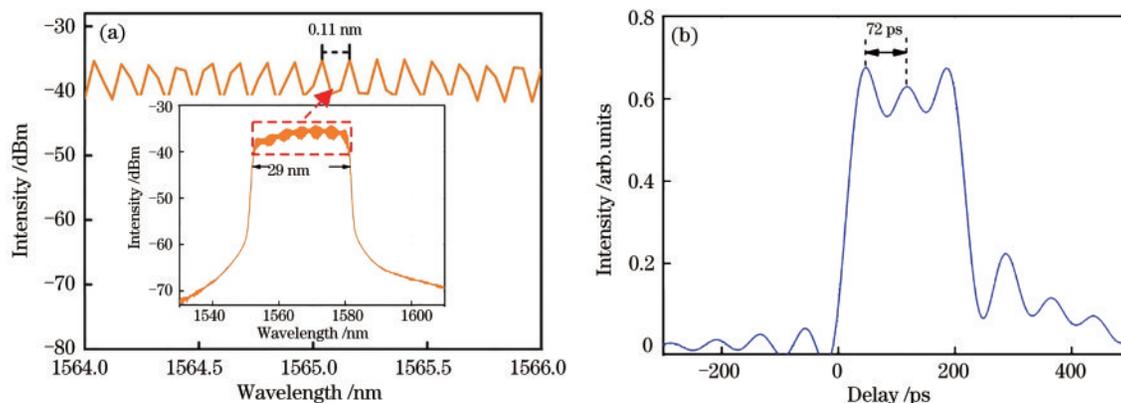


图 7 3 孤子束缚态耗散孤子输出。(a) 光谱及调制包络; (b) 脉冲包络

Fig. 7 Three-soliton bound state dissipative soliton output. (a) Spectrum and modulation profile; (b) pulse profile

3 结 论

本文在结构紧凑的全光纤激光器中实现了脉宽小于 100 fs 的束缚态耗散孤子。得益于腔内的色散管理和碳纳米管的高调制深度, 所获得的耗散孤子拥有较宽的光谱带宽, 为压缩脉冲至小于 100 fs 提供了条件。实验中获得了光谱带宽为 35 nm 的耗散孤子, 据我们所知是基于碳纳米管耗散孤子中最宽的。通过调节泵浦功率和腔内偏振态, 输出锁模状态可以在耗散孤子、2 孤子束缚态耗散孤子和 3 孤子束缚态耗散孤子之间转换。实验中利用反常色散光纤对脉宽和时间带宽积分别为 7 ps 和 23.6 的 2 孤子束缚态耗散孤子进行脉冲压缩, 最终获得了脉宽为 96 fs 的脉冲输出, 经计算此时的时间带宽积为 0.324, 接近双曲正割曲线拟合的转换极限。这也为获得宽光谱带宽且脉宽小于 100 fs 的全光纤紧凑型锁模激光提供了一个新方案。

参 考 文 献

[1] Fermann M E, Hartl I. Ultrafast fiber laser technology[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2009, 15(1): 191-206.
[2] Nishizawa N, Chen Y, Hsiung P, et al. Real-time,

ultrahigh-resolution optical coherence tomography at 1.5 μm using a femtosecond fiber laser continuum [J]. Optics Letters, 2004, 29(24): 2846-2848.

[3] Sun K, Sun S Z, Qiu J R. Research progress on ultrashort pulsed laser welding of non-metallic materials[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(11): 111422.

孙轲, 孙盛芝, 邱建荣. 超短脉冲激光焊接非金属材料研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(11): 111422.

[4] Zhang H, Tang D Y, Zhao L M, et al. Large energy mode locking of an erbium-doped fiber laser with atomic layer graphene[J]. Optics Express, 2009, 17(20): 17630-17635.

[5] Martinez A, Yamashita S. Multi-gigahertz repetition rate passively modelocked fiber lasers using carbon nanotubes[J]. Optics Express, 2011, 19(7): 6155-6163.

[6] Zhang Y J, Liu J, Cai Y W, et al. Research on vibration performance of all-polarization-maintaining erbium-doped mode-locked fiber laser based on carbon nanotube[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(9): 0901003.

张亚静, 刘杰, 蔡娅雯, 等. 碳纳米管锁模全保偏掺铒光纤激光器的振动性能的研究[J]. 中国激光, 2020, 47(9): 0901003.

- [7] Sobon G, Sotor J, Abramski K M. Passive harmonic mode-locking in Er-doped fiber laser based on graphene saturable absorber with repetition rates scalable to 2.22 GHz[J]. Applied Physics Letters, 2012, 100(16): 161109.
- [8] Tang D Y, Zhao L M, Zhao B, et al. Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers [J]. Physical Review A, 2005, 72(4): 043816.
- [9] 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.
- [10] Chouli S, Grellu P. Soliton rains in a fiber laser: an experimental study [J]. Physical Review A, 2010, 81(6): 063829.
- [11] Akhmediev N, Ankiewicz A, Soto-Crespo J. Multisoliton solutions of the complex Ginzburg-landau equation[J]. Physical Review Letters, 1997, 79(21): 4047.
- [12] Wang K J, Wang H, Du T J, et al. Effect of intracavity filtering bandwidth on bound-state soliton generation in normal dispersion regime [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(8): 0806004.
王凯杰, 王航, 杜团结, 等. 腔内滤波带宽对正色散束缚态孤子形成的影响[J]. 中国激光, 2019, 46(8): 0806004.
- [13] Olivier M, Piché M. Origin of the bound states of pulses in the stretched-pulse fiber laser [J]. Optics Express, 2009, 17(2): 405-418.
- [14] Gui L L, Li X, Xiao X S, et al. Widely spaced bound states in a soliton fiber laser with graphene saturable absorber [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2013, 25(12): 1184-1187.
- [15] Akhmediev N, Ankiewicz A. Generation of a train of solitons with arbitrary phase difference between neighboring solitons [J]. Optics Letters, 1994, 19(8): 545-547.
- [16] Chedot C, Martel G, Hideur A, et al. On the possibility of observing bound soliton pairs in a “wave-breaking-free” mode-locked fiber laser [C]// 2007 European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference, June 17-22, 2007, Munich, Germany. New York: IEEE Press, 2007: 1.
- [17] Zeng C, Cui Y D, Guo J. Observation of dual-wavelength solitons and bound states in a nanotube/microfiber mode-locking fiber laser [J]. Optics Communications, 2015, 347: 44-49.
- [18] Gui L L, Xiao X S, Yang C X. Observation of various bound solitons in a carbon-nanotube-based erbium fiber laser [J]. Journal of the Optical Society of America B, 2013, 30(1): 158-164.
- [19] Mou C B, Sergeev S V, Rozhin A G, et al. Bound state vector solitons with locked and precessing states of polarization [J]. Optics Express, 2013, 21(22): 26868-26875.
- [20] Wu X, Tang D Y, Luan X N, et al. Bound states of solitons in a fiber laser mode locked with carbon nanotube saturable absorber [J]. Optics Communications, 2011, 284(14): 3615-3618.