

锁模光纤激光器时变动力学

曾和平^{1,2,3**}, 彭俊松^{1,2*}¹华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062;²华东师范大学重庆研究院, 重庆 401120;³济南量子科学研究院, 山东 济南 250101

摘要 锁模激光器除了可以产生稳定的超短脉冲以外, 还可产生一系列重要的非平衡态动力学过程。这些快速变化的动力学过程有助于理解超快激光器和相关非线性系统的动力学, 也对超快激光器的稳定性设计有重要指导意义。随着超快探测技术的发展, 锁模激光器超快动力学的研究取得了一系列突破。介绍了锁模激光器几个典型的非平衡态动力学过程, 包括锁模启动过程, 孤子分子动力学, 呼吸子超快激光, 以及孤子、呼吸子爆炸动力学。这些研究不仅揭示了超快激光器中新的物理机制, 也将进一步促进超快激光器、孤子及呼吸子相关理论的发展。

关键词 激光光学; 锁模; 孤子; 呼吸子

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.0114005

Time-Varying Dynamics of Mode-Locked Fiber Lasers

Zeng Heping^{1,2,3**}, Peng Junsong^{1,2*}¹ State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China;² Chongqing Institute, East China Normal University, Chongqing 401120, China;³ Jinan Institute of Quantum Technology, Jinan, Shandong 250101, China

Abstract In addition to generating stable ultrashort pulses, mode-locked lasers can also generate a series of important non-equilibrium dynamic processes. These fast-changing dynamics processes are helpful to understand the dynamics of ultrafast lasers and related nonlinear systems, and also have important guiding significance for the stability design of ultrafast lasers. With the development of ultrafast detection technology, a series of breakthroughs have been made in the study of ultrafast dynamics of mode-locked lasers. Several typical non-equilibrium dynamics processes of mode-locked lasers are introduced, including mode-locked initiation process, soliton molecular dynamics, breather ultrafast laser, and explosion dynamics of solitons and breathers. These studies not only reveal new physical mechanisms in ultrafast lasers, but will also further promote the development of theories related to ultrafast lasers, solitons, and breathers.

Key words laser optics; mode locking; soliton; breather

OCIS codes 140.4050; 270.5530

1 引言

飞秒激光器已经广泛应用于多个领域^[1], 利用被动锁模技术并结合色散和非线性管理便可以得到飞秒量级的脉冲输出。自由运转的激光器通常会产

生多个谐振频率的激光, 其在腔内自由振荡, 这些谐振频率称为激光器的纵模。锁模技术可实现对激光器中数万个纵模相位的锁定, 使得这些纵模相干叠加, 在时域上产生超短脉冲。锁模激光器是一个典型的耗散系统^[2]。经过几十年的发展, 锁模光纤激

收稿日期: 2020-09-30; 修回日期: 2020-10-12; 录用日期: 2020-11-12

基金项目: 国家自然科学基金(62022033, 12074122, 11704123, 61775059, 62022033, 12074122)、上海市市级科技重大专项子项目(2019SHZDZX01-ZX05)、上海市青年科技启明星计划、重点实验室基金(6142411186408, 6142411196307)

* E-mail: jspeng@lps.ecnu.edu.cn; ** E-mail: hpzeng@phy.ecnu.edu.cn

光器取得了巨大的发展^[3-7],其单脉冲能量、脉宽、重复频率等已经可以与钛宝石激光器相比拟。锁模区从反常色散区拓展到正常色散区^[8-17]。新的锁模机制不断出现^[18-25],对脉冲波形的控制也已经初步实现。例如,抛物线脉冲和双曲正割脉冲可以在同一台激光器中输出^[26]。理论和实验表明仅通过控制泵浦功率,激光器便可以在三种波形之间切换^[27-28]。通过控制滤波器的色散,激光器也可以实现三种锁模态的切换^[29]。利用光谱整形也可产生多种波形的超短脉冲^[30-32]。

此前,针对锁模激光器的研究大多局限于稳态。锁模激光器的稳定区只覆盖参量空间极小的范围,很多时候锁模激光器输出的脉冲是随着时间变化的。这种时变的超快动力学行为之前一直无法从实验上观测到,因为传统的探测技术速度太慢,无法捕获这一过程。随着实时探测技术的发展,锁模激光器的时变动力学行为探测得到了极大的发展。实时探测技术主要包括时间拉伸法^[33-34](又称色散傅里叶变换法)和时间透镜法^[35-37]。前者可以实时探测脉冲的光谱信息,后者可以实时探测脉冲的时域信息。其中,时间拉伸法由于系统简单,获得了广泛的应用。该方法利用色散将超短脉冲的不同频率从时域上分开,得到纳秒量级的脉冲。该纳秒脉冲的时域波形对应超短脉冲的光谱,使用示波器可对超短脉冲的光谱进行实时测量。时间拉伸法揭示了多种激光器的动力学演化行为及其内在物理机理,例如锁模的建立过程^[38-44]、孤子分子动力学^[45-58]、呼吸子动力学^[59-61]、孤子及呼吸子爆炸等^[62-70]。这些动力学行为的发现进一步揭示了锁模激光器多种物理效应之间的新型相互作用,也促进了人们对其他非线性系统的认识。例如,锁模建立过程是一个典型的非线性过程,其代表了一个普适的动力学过程,即噪声中形成相干结构,该动力学过程在非线性系统中广泛存在,例如玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)中孤子的形成过程^[71]。

本文将回顾锁模光纤激光器时变动力学方面的最新进展,包括锁模形成过程中的多个相变过程及其内在机理,孤子分子形成过程中的复杂孤子互作用以及新型孤子分子的发现,以及呼吸子激光及呼吸子分子的产生,最后将介绍呼吸子爆炸以及孤子爆炸新机理——孤子碰撞。这些锁模动力学研究将有助于全面了解激光器的复杂动力学特性,为超稳定飞秒激光器的设计提供思路。

2 耗散孤子及孤子分子建立瞬态过程

2.1 耗散孤子建立过程

第一台锁模激光器诞生于 1966 年,然而关于锁模究竟是如何建立的问题一直是激光领域的一个未解之谜。斯坦福大学 Siegman 教授的著名教科书 *Lasers* 里对此进行了假设:锁模始于激光器内的噪声涨落,能量较高的噪声尖峰可透过饱和吸收体并被放大,最终形成超短脉冲。该假设过于简单,因为其忽略了色散、非线性等效应的影响。锁模如何启动这个基本问题之所以一直无法回答是因为传统的仪器响应速度太慢,无法捕获这一瞬态过程;由于缺乏关键实验数据,也无法对这一过程进行理论研究。

相关实验直到 2016 年才有了进展。德国哥廷根大学的 Herink 等^[38]利用实时光谱探测法-时间拉伸法,捕获了钛宝石激光器的锁模启动过程。然而目前还有多个关键问题没有得到解决,例如锁模建立前多脉冲的产生机制,锁模完成是否代表稳定脉冲的建立,以及锁模启动的理论模型等。锁模光纤激光器中超短脉冲的建立过程回答了这些重要问题^[39]。图 1(a)是实时测量系统。实验所用的激光器是掺铒光纤激光器,利用非线性偏振旋转实现锁模。时间拉伸法用来探测耗散孤子建立过程中的光谱演化。该工作表明光纤激光器中超短脉冲(耗散孤子)的建立过程和其在激光器内的非线性有很大的关系。在较长(>10 m)的激光腔内,超短脉冲的建立经历了多个级联的非线性过程,包括调制不稳定性(以产生多脉冲)、锁模(以选择最强的脉冲)、孤子分裂(自相位调制导致)、孤子相互作用以及孤子湮灭(剩下最强的脉冲)。这些过程表明:超短脉冲的形成和非线性、色散及孤子相互作用密不可分;锁模完成不代表稳定超短脉冲的形成,锁模后形成的脉冲还需要经过一系列非线性过程才能最终形成稳定的超短脉冲。图 1(b)是耗散孤子建立过程示意图,形象地展现了整个动力学过程。图 2(a)、(c)是长腔(16 m)中耗散孤子的形成过程,图 2(b)、(d)是短腔(10 m)中耗散孤子的形成过程。

当非线性效应较弱(腔长较短)时,超短脉冲的建立过程较为简单,只有调制不稳定性 and 锁模参与其中。这与钛宝石激光器的脉冲建立过程相似^[38],钛宝石激光器的非线性效应较弱,因而其脉冲建立过程与短腔的光纤激光器的脉冲建立过程类似。值得注意的是,该工作首次利用基于非线性薛定谔方程的分立模型模拟了超短脉冲的建立过程,完美地

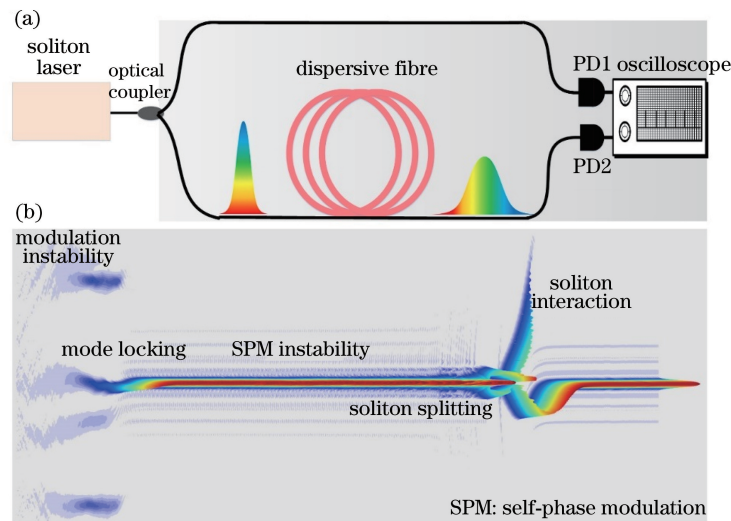


图 1 激光器中的耗散孤子的形成。(a)实时测量系统;(b)耗散孤子建立过程中的多个过程
Fig. 1 Build-up of dissipative solitons in laser. (a) Real-time measurement system;
(b) different stages during build-up of dissipative soliton

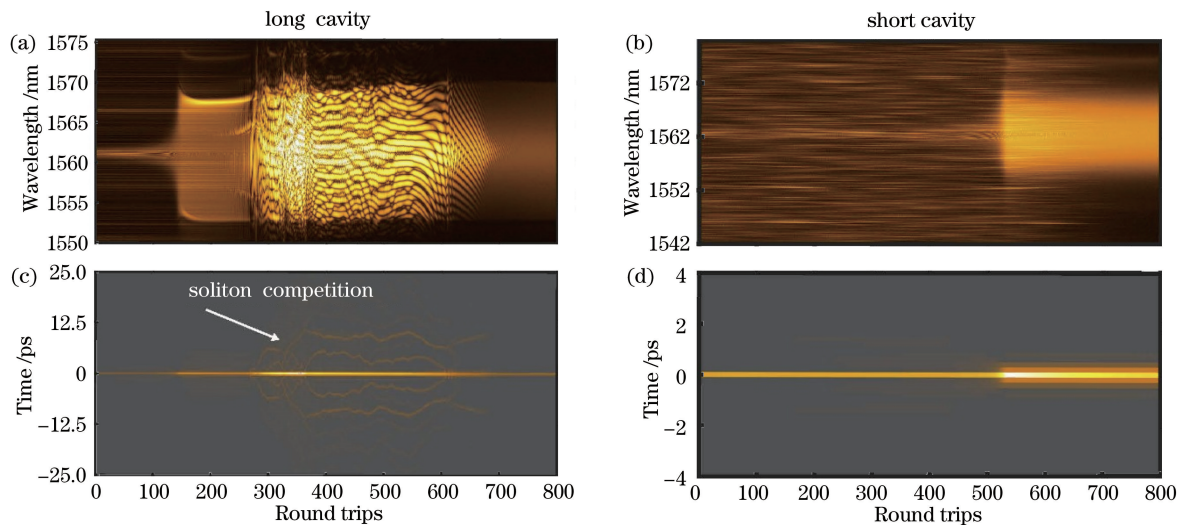


图 2 长腔(16 m)和短腔(10 m)中耗散孤子的形成过程。(a)(b)色散傅里叶变换(DFT)测量的耗散孤子建立过程中的光谱演化;(c)(d)对光谱进行傅里叶变换得到的场自相关

Fig. 2 Build-up of dissipative solitons for long cavity (16 m) and short cavity (10 m). (a)(b) Spectral evolution during dissipative soliton build-up measured by DFT; (c)(d) field autocorrelation obtained by Fourier transform for spectra

再现了实验结果。模拟结果如图 3 所示。需要指出的是,理论模拟确立了调制不稳定性、自相位调制不稳定性在耗散孤子形成中的重要作用。有意思的是,调制不稳定性也在 BEC 孤子形成过程中起到主导作用^[71]。自相位调制不稳定性也在谐波锁模建立过程中被发现^[41]。相关小组也利用时间透镜法揭示了耗散孤子形成中的孤子相互作用^[72]。耗散孤子形成中的部分湮灭过程也存在于很多非线性系统中^[73-75],在光纤系统中也发现过这种现象^[76]。尽管实验的研究对象是基于非线性偏振旋转锁模的激光器,上述实验结论也可以推广到采用不同锁模机

制的激光器中。

2.2 孤子分子形成动力学

当两个或者多个孤子束缚在一起时,这个状态被称为束缚态^[77-78],多孤子束缚态会合成、振动和解离,这些性质和物质分子的性质有很高的相似度,因此又被称为孤子分子^[46]。从应用的角度来说,孤子分子可以作为一种新型的编码方式,可增加光纤通信系统的容量^[77-78],也在全光信息存储领域应用广泛^[79]。从基础研究的角度来说,通过了解光学孤子分子的性质也可以理解复杂系统的相关特性。孤子分子的内部运动规律近年来已经被实验观测到

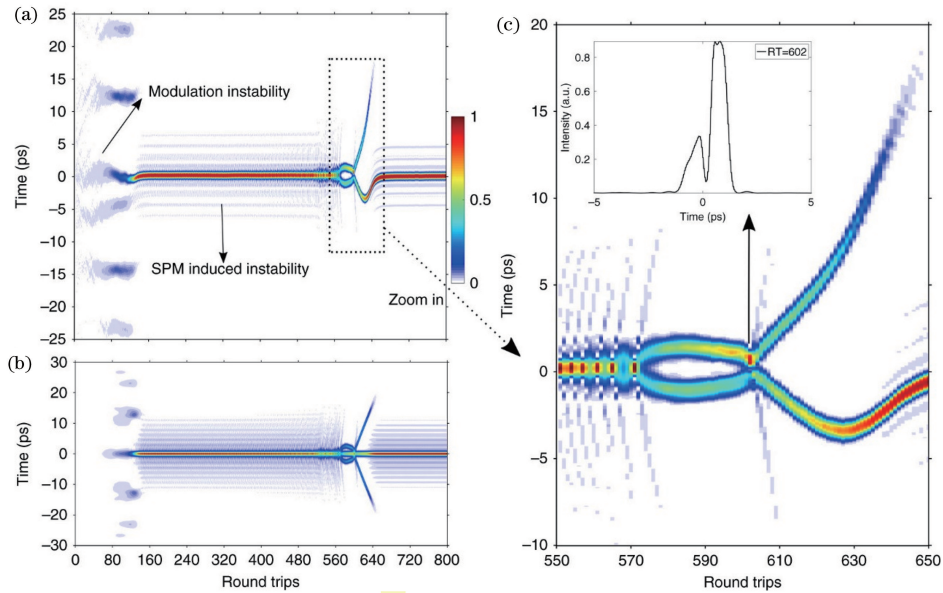


图 3 理论模拟得到的耗散孤子的建立过程^[39]。(a)时域演化；(b)自相关演化；(c)放大后的孤子互作用区域,插图是双孤子的时域演化

Fig. 3 Build-up of dissipative solitons obtained by simulations^[39]. (a) Temporal evolution; (b) autocorrelation evolution; (c) magnified soliton interaction region. Inset is temporal evolution of double solitons

了^[45-46],主要有两种运动形式:一种是孤子的间距和相位的周期性变化,另一种是孤子间距几乎不变,但是相位呈周期性或者单调变化。但是人们还是不清楚激光器中孤子分子是如何从噪声中建立起来的。

孤子分子从间距的角度可以分为两种,即基态和激发态孤子分子^[80],二者分别对应孤子间距较小和较大的情况。文献^[47]系统地研究了这两种孤子分子的形成过程,其中基态孤子分子中两个孤子的间距为 1.8 ps,激发态中两个孤子的间距为 32 ps,二者间距相差了近 20 倍。研究发现两者的形成过程有很大的不同。基态孤子分子形成时孤子之间存在多种相互作用,包括吸引、排斥、振动和脉冲湮灭(图 4)。实验中保持激光器参数不变,只需要开、关泵浦电流就可以获得多种孤子的相互作用,但是最终的孤子分子的状态是一样的。这表明孤子分子的形成过程和初始条件有很大的关系,这是由于非线性系统动力学和初始条件密切相关。然而,对于激发态来说,孤子分子的形成主要是受排斥作用的影响(图 5)。图 4 和图 5 也证明了束缚态双孤子是来源于孤子分裂,不是源自两个独立的孤子。基于薛定谔方程的理论模拟也和实验观测结果高度吻合(图 6)。值得注意的是,对于孤子分子的形成过程此前也有相关模拟报道^[81-83],但是这些模拟都采用双脉冲,而非将噪声作为初始条件,这会忽略多个重要非线性过程,包括调制不稳定性、锁模和孤子分裂。最近研究

人员还发现了一种新型孤子分子态,即间歇式振动孤子分子^[47]。这一状态是稳定孤子分子和振动孤子分子之间的中间态。在该孤子分子内部,孤子之间的间距不断地变化,之后又突然稳定,整个过程是周期性的。图 7 展示了其动力学过程。探索该孤子分子的内在机理将是该领域一个重要的课题。

3 呼吸子及呼吸子分子

孤子是在传输时保持脉宽不变的一种波包。呼吸子是指在传输过程中脉宽呈周期性变化的一种非线性波。呼吸子是非线性薛定谔方程的周期解^[84]。在保守光纤系统中,呼吸子和调制不稳定性有一定的关联^[85-86]。和孤子一样,呼吸子也可以在耗散系统中产生。例如,通过调节泵浦和失谐参数可以激发微腔中的呼吸子^[87-89]。在非线性动力学领域,呼吸子与湍流现象有联系^[90],呼吸子与怒波和其他不稳定机制相关联^[91-92]。呼吸子不仅在基础学科有重要的研究意义,也具有广阔的实际应用前景。例如,呼吸子应用于双光梳光谱系统时可以显著提升系统的分辨率^[93],呼吸子也可用于相干超连续谱的产生^[94]。在光纤激光器中激发呼吸子将具有独特的优势。相对于微腔系统,呼吸子光纤激光器可以与光纤系统更好地兼容,且能量可以通过光纤放大系统得到进一步增加;相对于保守系统需要精确控制初始条件才能产生呼吸子^[85-86],光纤激光器产生呼

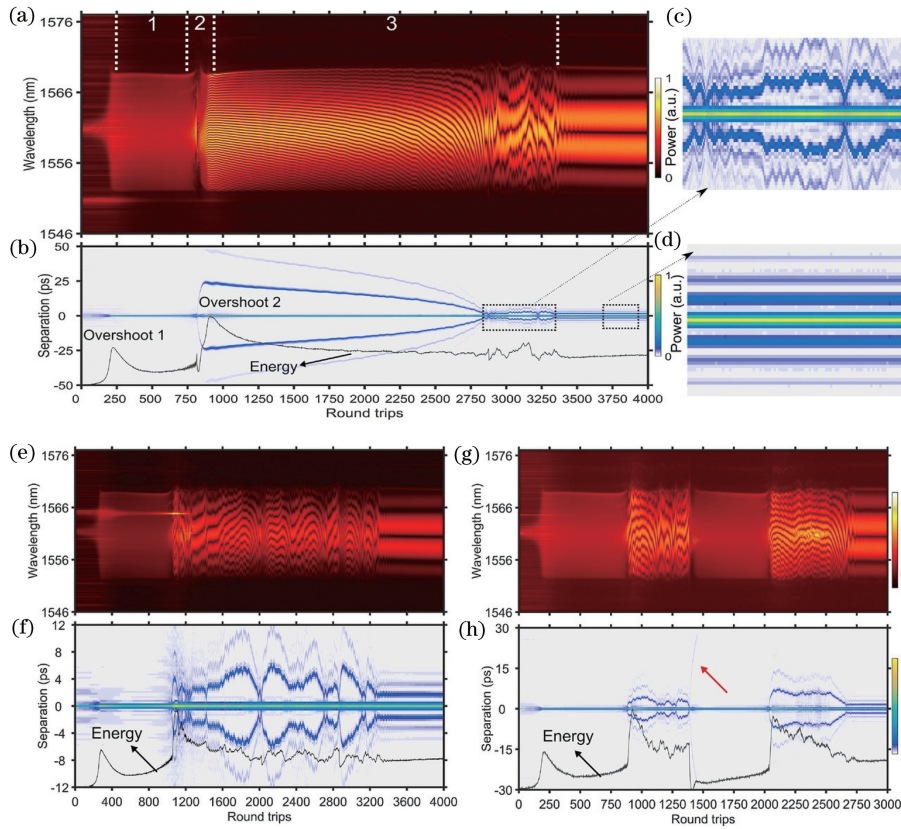


图 4 基态孤子分子形成过程^[47]。(a) DFT 测量的实时光谱演化(TS-DFT)；(b)利用实时光谱获得的场自相关演化；(c)(d)图 4(b)中 2 个虚线框对应的放大图；(e)~(h)重复测量的结果，结果显示孤子分子的形成过程可以有很大的区别。图 4(b)主要包含的是吸引作用，图 4(f)和 4(h)分别主要是振动和孤子湮灭过程。尽管形成过程不同，最后的孤子分子是一样的

Fig. 4 Ground-state soliton molecule formation^[47]. (a) Real-time spectral evolution measured by DFT (TS-DFT); (b) field autocorrelation traces obtained from TS-DFT; (c) (d) enlargement corresponding to dashed boxes in Fig. 4(b); (e)–(h) repeated measurement results. Results show that the formation dynamics of soliton molecules can be considerably different. Figure 4(b) mainly shows attractive interactions, whereas Figs. 4(f) and 4(h) show vibration and annihilation, respectively. Final soliton molecule is the same, although formation process is different

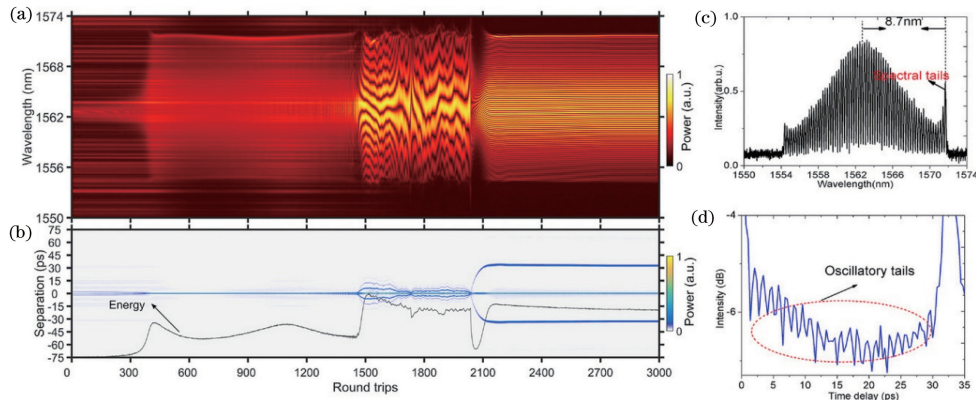


图 5 激发态孤子分子的形成过程^[47]。(a) DFT 测量的实时光谱演化；(b)与光谱对应的场自相关图；稳定激发态孤子分子的(c)光谱和(d)场自相关图

Fig. 5 Formation of soliton molecule under excitation state^[47]. (a) TS-DFT; (b) field autocorrelation traces corresponding to spectra; (c) spectral and (d) field autocorrelation traces of soliton molecule under stable excitation state

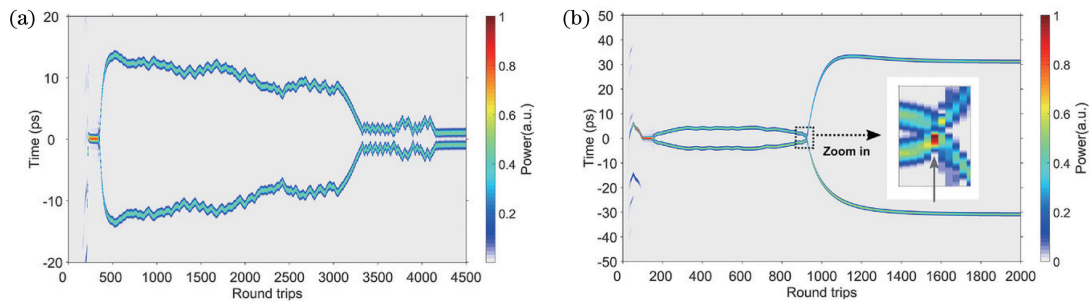


图 6 理论模拟得到的基态和激发态孤子分子的形成过程^[47]。(a)基态;(b)激发态

Fig. 6 Formations of soliton molecules under ground and excitation states obtained by numerical simulation^[47].

(a) Ground state; (b) excitation state

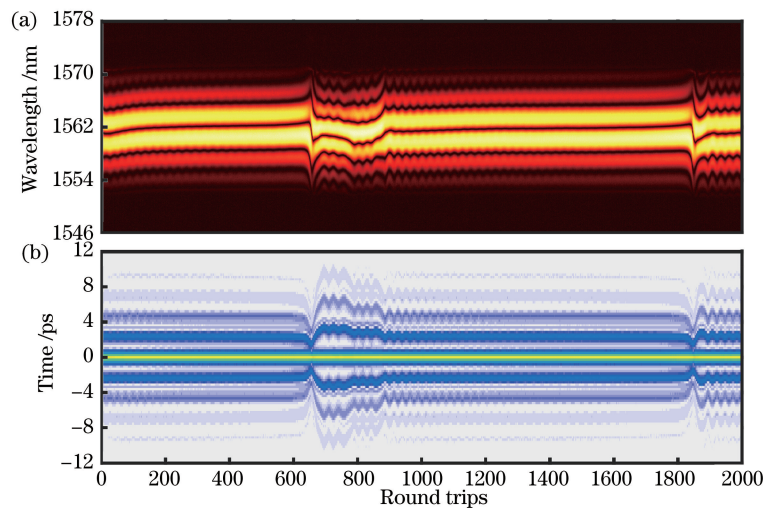


图 7 间歇式孤子分子振动力学。(a) DFT 测量的间歇式孤子分子形成过程中的时域光谱演化;(b)与光谱对应的场自相关图

Fig. 7 Dynamics of soliton molecule with intermittent vibration. (a) TS-DFT of formation of soliton molecule with intermittent vibration; (b) field autocorrelation traces corresponding to spectra

吸子则不必考虑初始条件的影响,系统更加简单、易集成。尽管光纤激光器已经可以产生孤子、自相似子等超短脉冲,如何产生呼吸子一直是个难点。下面将介绍光纤激光器中连续呼吸子、分立呼吸子以及呼吸子分子的产生。

3.1 连续呼吸子和呼吸子分子

阈值是描述激光器动力学的重要物理量。锁模激光器有两个泵浦阈值^[95]。当泵浦达到第一阈值时,激光器产生连续光。当泵浦达到第二阈值时,激光器会进入锁模区,输出超短脉冲。最近的研究发现第一阈值和第二阈值之间存在一种新的激光态——呼吸子激光^[59]。但是呼吸子随着时间呈快速周期性变化,传统探测技术的响应速度太慢,无法探测到呼吸子。研究人员在实验中利用超快光谱探测技术揭示了呼吸子时频演化动力学特性^[59],发现呼吸子的能量、谱宽、脉宽呈同步变化(图 8)。当泵浦功率(P)逐渐增加时,呼吸子的调制深度逐渐变小,最终泵浦达到第二阈值时,激光器进入传统锁模

区。该激光器工作在正常色散区,为了证明呼吸子在正常色散激光器中的普适性,大范围改变了激光器的色散,这时呼吸子仍旧可以产生,说明呼吸子激光是广泛存在的。

实验还发现呼吸子也可以产生束缚态,可称之为呼吸子分子。并且这两个呼吸子是同步的,即脉冲幅度同时达到最大或者最小。图 9 是呼吸子分子的光谱和时域演化特性。呼吸子分子的光谱出现了条纹,这是两个脉冲靠得很近(50 ps)的结果。呼吸子的间距和色散有很大的关系,当增加色散时,两个呼吸子的间距可以达到 34 ns。该工作也进一步观察到了异步的呼吸子,此时两个呼吸子的强度不一致,呈现出此消彼长的反相演化过程。

为了进一步了解呼吸子的产生机制,该工作利用朗道方程对呼吸子的动力学行为进行了模拟研究。朗道方程已经被广泛应用于锁模光纤激光器的理论模拟^[96-98],通过模拟可得到锁模激光器内的多种动力学过程。朗道方程可表示为

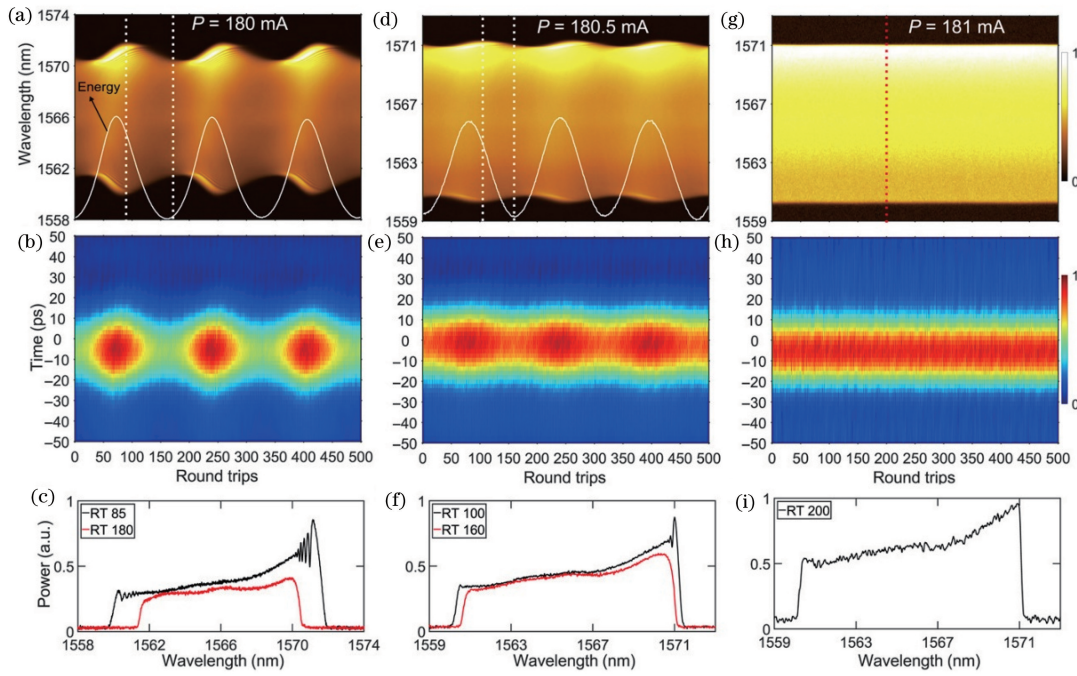


图 8 实验获得的正常色散锁模激光器中的呼吸子^[59]。(a)(d)(g) DFT 测量的呼吸子的光谱时域演化；(b)(e)(h)呼吸子时域演化；(c)(f)一个周期内呼吸子的最宽和最窄光谱；(i)单次光谱，激光器净色散是 0.14 ps^2

Fig. 8 Breather in normal dispersion mode-locked laser obtained by experiment^[59]. (a) (d) (g) TS-DFT of breather; (b) (e) (h) temporal evolution of breather; (c) (f) widest and narrowest spectra of breather within a period; (i) single-shot spectrum. Net dispersion is 0.14 ps^2

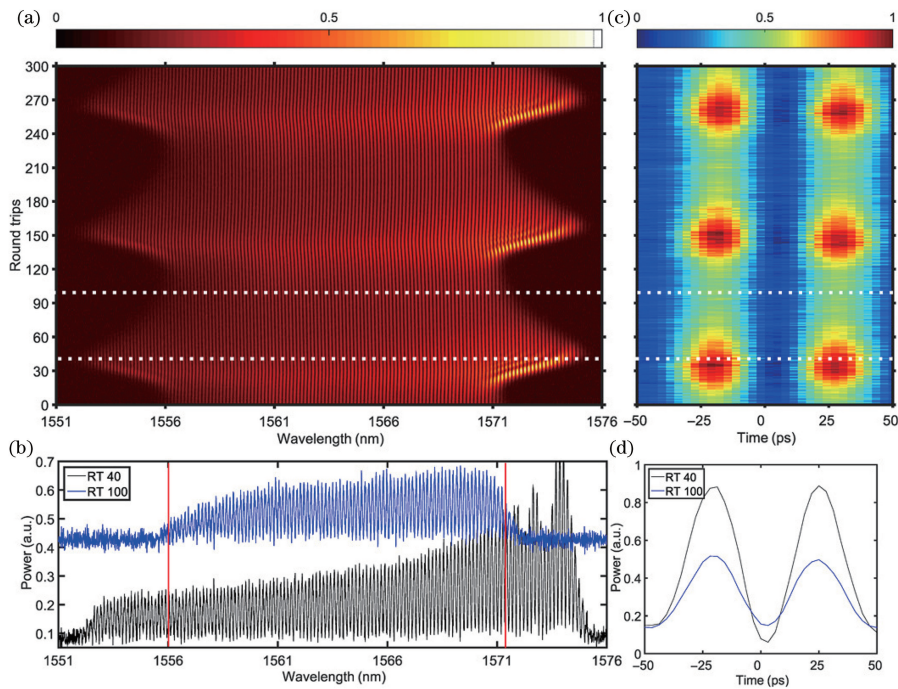


图 9 呼吸子分子动力学^[59]。(a) DFT 测量的呼吸子分子的时域光谱；(b) 一个周期内的最窄和最宽光谱；(c)呼吸子分子时域演化；(d)一个周期内的最强和最弱的呼吸子分子时域图

Fig. 9 Dynamics of breather molecule^[59]. (a) TS-DFT of breather molecule; (b) widest and narrowest spectra within a period; (c) temporal evolution of breather molecule; (d) temporal intensity profiles of strongest and weakest breather molecules within a period

$$i\psi_\zeta + \frac{D}{2}\psi_{\tau\tau} + |\psi|^2\psi + \eta|\psi|^4\psi =$$

$$i\theta\psi + i\epsilon|\psi|^2\psi + i\beta\psi_{\tau\tau} + i\mu|\psi|^4\psi, \quad (1)$$

式中： τ 是归一化时间； ψ 是光场的复振幅； ζ 是传输距离； ψ_ζ 为光场对传输距离的一阶导数； $\psi_{\tau\tau}$ 为光场对时间的二阶导数。这里的时间和距离是无量纲的单位，分别对应于脉冲的时域宽度(T_0)和色散距离 $L_D = T_0^2/|\bar{\beta}_2|$ ，其中 $\bar{\beta}_2$ 是激光器的平均色散， $D = -\text{sgn}(\bar{\beta}_2)$ ， η 是五次折射率系数。公式右边是耗散项， θ 代表增益/损耗， β 表示增益带宽， ϵ 和 μ 分别是三次和五次增益/损耗系数。朗道方程是一个平均模型，和基于非线性薛定谔方程的分立模型有一定的联系， θ 和增益光纤的增益直接相关。

实验中呼吸子是在锁模泵浦阈值以下产生的，模拟中也是在锁模泵浦阈值以下发现了呼吸子。更为重要的是，模拟发现呼吸子的产生和朗道方程的高阶项有很大的关系。如果将五阶增益/损耗系数设为 0，则无法产生呼吸子。模拟也发现了同步和异步的呼吸子分子和实验结果一致。呼吸子激光器打破了传统锁模激光器能量的均匀化分布，某些呼吸子具有极高的能量，这为高能激光器的设计提供了新思路。该工作为在光学领域中其他耗散系统产生呼吸子以及呼吸子分子提供了线索。图 10 为理论模拟得到的呼吸子光谱和时域演化图以及传统锁模对应的耗散孤子光谱和时域演化图。

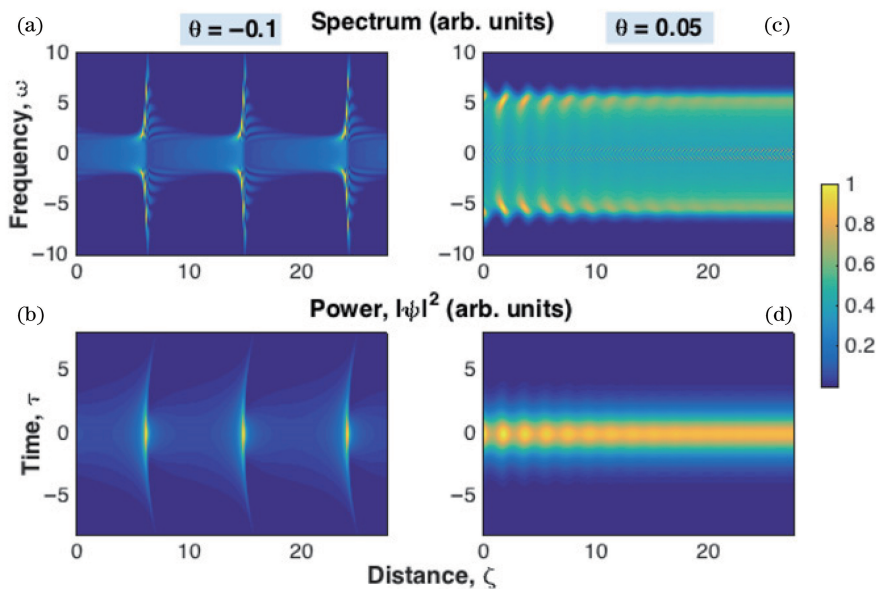


图 10 理论模拟得到的呼吸子光谱和时域演化图，以及传统锁模对应的耗散孤子光谱和时域演化图^[59]。

理论模拟得到的呼吸子的(a)光谱和(b)时域演化；传统锁模对应的耗散孤子的(c)光谱和(d)时域演化图

Fig. 10 Temporal evolution and spectrum of breather obtained by simulation, and temporal evolution and spectrum of dissipative soliton corresponding to traditional mode locking^[59]. (a) Spectrum and (b) temporal evolution of breather obtained by simulation; (c) spectrum and (d) temporal evolution of dissipative soliton corresponding to traditional mode locking

3.2 分立呼吸子

第 3.1 节介绍的是连续呼吸子，其脉宽和光谱连续地变化。相关研究发现还存在另外一种呼吸子，因为这种呼吸子的光谱只在三个态之间依次切换^[60]，可以称之为分立呼吸子。分立呼吸子与连续呼吸子主要有 4 点不同：1) 之前的呼吸子光谱连续变化(约在 170 个光谱间连续变化)，该呼吸子的光谱只在 3 个状态间依次切换；2) 连续呼吸子是在锁模阈值以下产生，该呼吸子则是在锁模阈值以上产生；3) 连续呼吸子是在正常色散区产生，该呼吸子则

是在反常色散区产生，且需要色散管理；4) 连续呼吸子的产生需要高阶非线性项参与，分立呼吸子的产生则无需高阶项的参与，模拟和实验均表明自参量放大是其内在产生机制(图 11、12)。其动力学过程如下。脉冲运行到第 N 圈，自相位调制导致脉冲光谱分裂，产生两个峰；脉冲运行到第 $N+1$ 圈，自参量放大将双峰光谱整形回单峰；脉冲运行到第 $N+2$ 圈，激光器将单峰放大，为下一圈的自相位调制做准备。激光器光谱就这样周期性循环下去。由此可见，该呼吸子是自相位调制和自参量放大的协同作

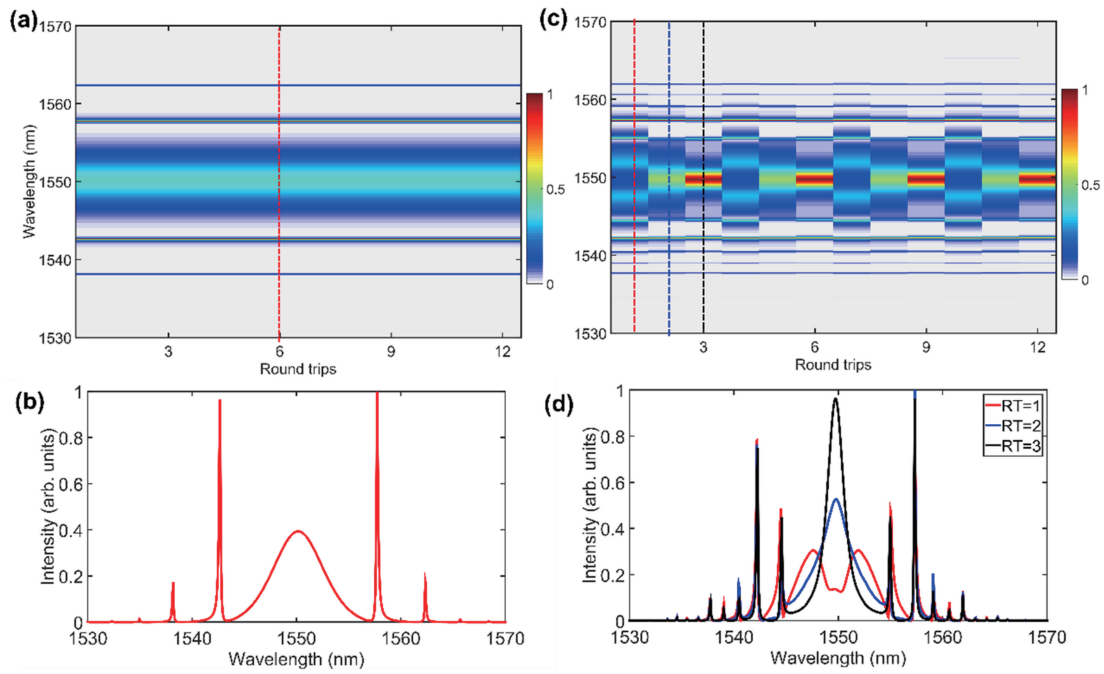


图 11 理论模拟得到的激光器输出^[60]。(a)激光器输出的稳定耗散孤子的光谱;(b)稳定耗散孤子的光谱形状;
(c)当进一步增加泵浦功率时光谱在三个形状间周期性切换;(d)图 11(c)中的三种光谱形状

Fig. 11 Laser output obtained by numerical simulation^[60]. (a) Spectrum of stable dissipative solitons from laser;
(b) spectral shape of stable dissipative solitons; (c) spectrum exhibits periodic switching among three shapes
when increasing pump power further; (d) shapes of three spectra in Fig. 11(c)

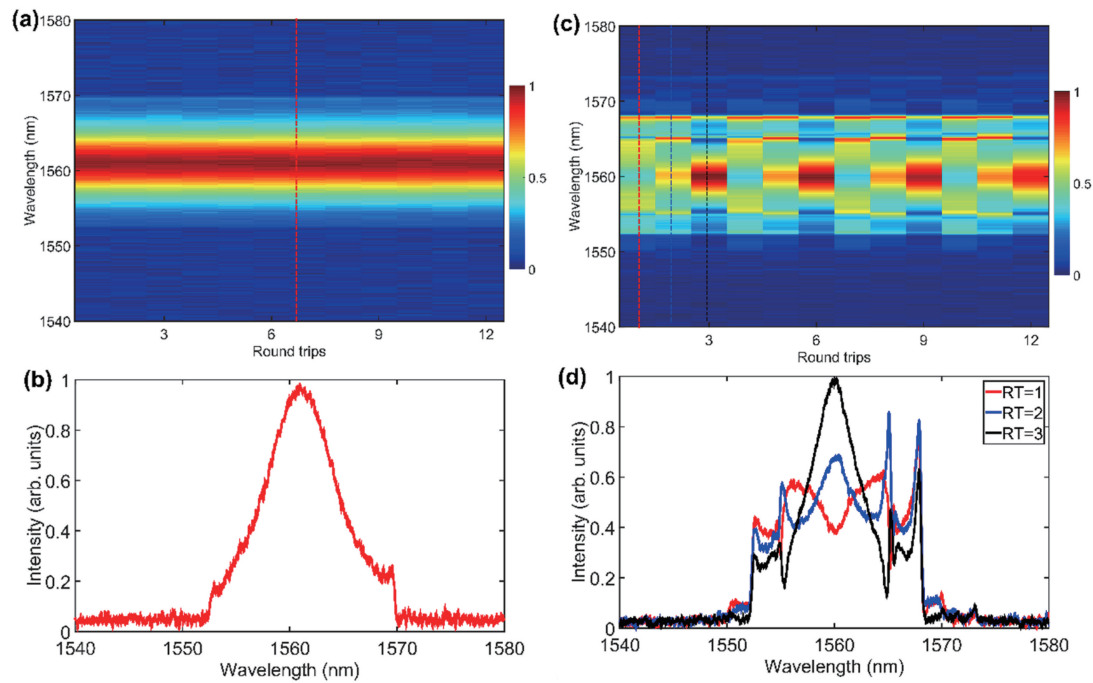


图 12 实验得到的激光器输出^[60]。(a)激光器输出的稳定耗散孤子的光谱(泵浦功率 23.3 mW);(b)稳定耗散孤子的
光谱强度;(c)当进一步增加泵浦功率到 28 mW 时,光谱在三个形状间周期性切换;(d)三种光谱的强度

Fig. 12 Experimentally measured laser output^[60]. (a) Spectrum of stable dissipative solitons from laser at pump power of
23.3 mW; (b) spectrum intensity of stable dissipative solitons; (c) spectrum exhibits periodic switching
among three shapes when increasing pump power to 28 mW; (d) intensity of three spectra

用产生的。值得注意的是,自参量放大现象是由 Turitsyn 等^[99]于 2015 年首次在拉曼放大器中发现的。该激光器不仅有助于理解呼吸子动力学,也有一定的应用前景。过强的自相位调制对飞秒激光器来说是有害的,传统的减弱自相位调制的方法依赖于大模场直径的光纤,这带来了其他问题,比如降低了激光器的集成度和脉冲质量、增加了成本等。该工作表明可以利用自参量放大来减小自相位调制的影响。的确,实验清晰地展示了由自相位调制引起的光谱分裂经自参量放大整形后成为无分裂高质量的单峰光谱的过程。

4 脉冲爆炸动力学

孤子爆炸是耗散系统中一种奇异的非线性现象,是指孤子在传输过程中突然爆炸成“碎片”,更特别的是这些“碎片”随后又会还原成原来的孤子。孤子爆炸是耗散系统中的一种特有现象。在能量保守系统中,如果脉冲发生爆炸,就会变成碎片,无法还原。该现象是由澳大利亚国立大学的 Akhmediev 教授团队在模拟朗道方程时发现的^[96]。2002 年这一现象被美国科罗拉多大学的 Cundiff 等^[97]从实验上证实。在实验中探测得到的实时光谱可以表征孤子爆炸过程。爆炸前光谱是典型的稳定锁模脉冲光谱,爆炸后光谱紊乱,很不规则,之后光谱又会回归到爆炸前的相干光谱。

4.1 孤子爆炸新机理——孤子碰撞

探索孤子爆炸的机制是孤子物理的一个重要研究内容。这个问题包含两个部分:1)孤子为何会爆炸?2)爆炸后的孤子又为何能还原(复活)?在长腔(约 100 m)激光器中,孤子爆炸和拉曼效应有关联^[62,68]。然而,在短腔激光器中,拉曼效应是可以忽略的,孤子爆炸机制是未知的^[63,65-66,97]。尽管朗道方程考虑自相位调制、色散、高阶项后可以用来模拟孤子爆炸过程^[96-97],但是其无法给出一个清晰的物理图像。迄今为止,孤子爆炸一直被认为是和孤子相互作用没有关联的,因为孤子相互作用通常表现为粒子性质。孤子相互作用在很多非线性奇异现象中起到重要作用,例如怪波^[100-102]和很多其他现象^[92,103],其在多种孤子动力学中也起到重要作用,例如孤子融合^[104]、孤子分裂^[105]、孤子湮灭^[74]以及部分湮灭^[39,73]。通常认为孤子爆炸和孤子相互作用是没有联系的。例如,孤子碰撞在激光领域已被大量报道^[106-109],但是没有研究显示其和孤子爆炸有关。文献^[69]发现了一种孤子爆炸的新机理——孤子碰撞,下面将介绍这一工作。

首先,该工作观察到了传统的孤子爆炸,如图 13 所示。刚开始,激光器工作在稳定锁模区。当泵浦进一步增加时,耗散孤子会发生爆炸。图 13(c)、(e)是两种不同泵浦功率下的爆炸,尽管两种泵浦功率只差了 2 mW,爆炸的持续时间却有很大的不同,这表明孤子爆炸对非线性极其敏感。

当进一步增加泵浦功率时,孤子碰撞引起的爆炸(图 14)出现了。图 14(a)是激光器输出脉冲的时域强度演化图。可以看出,两个脉冲相距约 260 ps,因相互吸引最终合并成“单脉冲”。其实“单脉冲”是由示波器分辨率不足所致。基于实时光谱演化可以分辨出“单脉冲”实际上是由两个脉冲构成。图 15 为孤子碰撞细节。通过场自相关技术可以发现这两个脉冲因相互吸引(碰撞)最终会发生爆炸[图 15(c)]。图 15(c)是图 15(a)对应的场自相关图,图 15(a)是图 14(c)的局部放大图(8500~9000 圈)。爆炸时光谱变得混乱,场自相关图也出现了不规则的小峰。爆炸后一段时间,双脉冲又会慢慢恢复[图 14(a),15000 圈附近]。

能量演化过程可以进一步揭示爆炸动力学。由图 14、15 可以看出,一旦发生爆炸则能量会降低[图 14(a),10000~15000 圈]。这主要是有两个原因:1)爆炸对应的光谱宽度是较宽的(42 nm),此时掺铒光纤的增益谱起到滤波的作用,降低了能量;2)爆炸意味着时域上产生了多个小脉冲,这些小脉冲能量低,会被饱和吸收体吸收。这种饱和吸收体带来的强度相关损耗也在锁模建立过程中起到重要作用,饱和吸收体会吸收弱脉冲,只留下强脉冲^[39]。最近法国勃艮第大学 Meng 等^[110]的理论模拟表明孤子碰撞确实可以产生爆炸。华南师范大学的 Liu 等^[111]报道了双波长脉冲的碰撞导致孤子爆炸,由于色散效应,两个不同波长的脉冲将会发生周期性碰撞,从而引发爆炸。

4.2 呼吸子爆炸

目前,爆炸现象只在孤子中被发现。一个基本的问题是其他非线性波是否也具有这种爆炸现象。研究发现除孤子外,正常色散激光器中的呼吸子也有爆炸行为^[112]。图 16 的分叉图清晰地表明如何通过控制泵浦功率实现在呼吸子爆炸、呼吸子、传统锁模模式之间的切换。图 17 展现了呼吸子爆炸动力学过程。图 17(a)的横向坐标表示传播距离(以圈数为单位),纵向坐标是波长。图中颜色的深浅代表某一波长处的强度大小。可以看出:刚开始脉冲光谱呈现周期性展宽压缩,这是呼吸子的典型特征,随后光谱信号急剧变弱,接着突然变强,这一强度很高

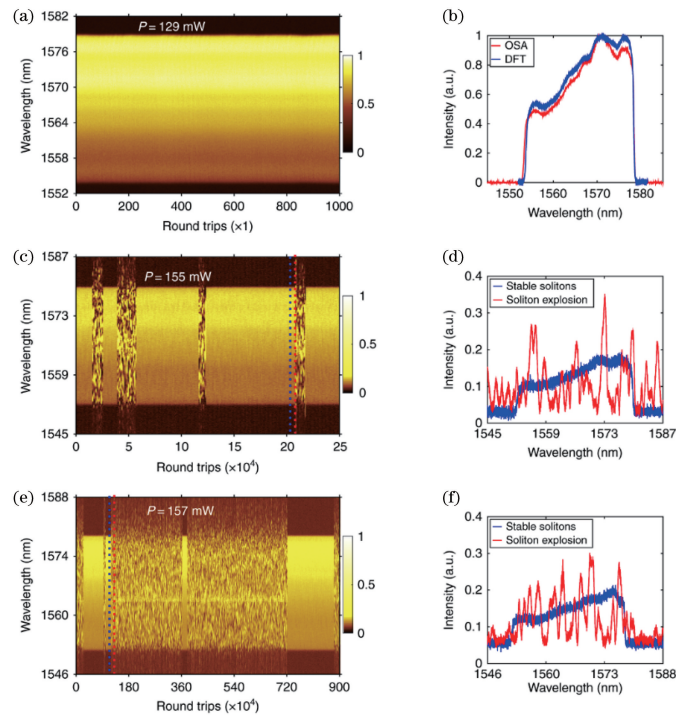


图 13 稳定锁模和传统孤子爆炸^[69]。(a) 稳定锁模时的光谱; (b) DFT 和光谱仪测量的光谱, 二者很好地吻合, 证明了 DFT 的正确性; (c) 孤子爆炸时测量的光谱, 此时泵浦功率是 155 mW; (d) 泵浦功率是 155 mW 时孤子爆炸和稳定孤子的光谱; (e) 当泵浦功率为 157 mW 时孤子爆炸的光谱; (f) 孤子爆炸和稳定孤子的光谱

Fig. 13 Stable mode-locking and traditional soliton explosion^[69]. (a) Spectrum measured under stable mode locking; (b) good agreement between spectra measured by optical spectrum analyzer (OSA) and DFT confirms accuracy of DFT; (c) spectrum of soliton explosion when pump power is 155 mW; (d) spectra of soliton explosion and stable soliton when pump power is 155 mW; (e) spectrum of soliton explosion when pump power is 157 mW; (f) spectra of soliton explosion and stable soliton

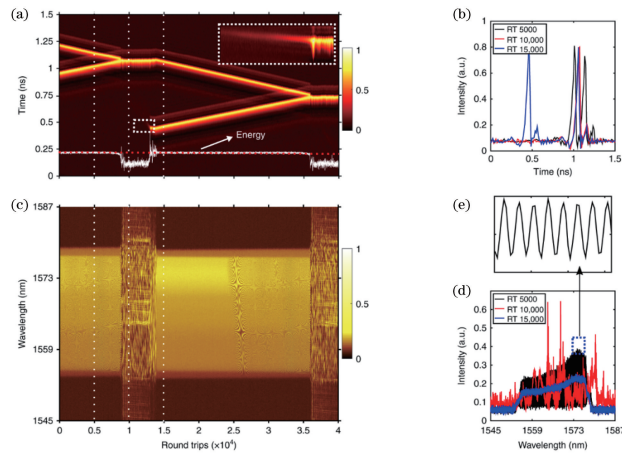


图 14 孤子碰撞引起的爆炸^[69]。(a) 示波器记录的脉冲时域演化, 白实线对应能量演化, 右上角插图是放大后的虚线框中光谱, 显示的是第二个脉冲的“复活”; (b) 图 14(a) 中的三个典型时域图; (c) 利用时间拉伸法同步测量的实时光谱演化; (d) 图 14(c) 中的三个典型光谱; (e) 图 14(d) 虚线框中光谱的放大图, 显示了干涉模式

Fig. 14 Soliton collision induced explosions^[69]. (a) Temporal evolution of pulse recorded by oscilloscope. White solid line shows energy evolution, inset (top right) is magnified version of small dashed box showing "resurrection" of second pulse; (b) three representative temporal evolutions in Fig. 14 (a); (c) real-time spectral evolution measured synchronously by time stretching method; (d) three representative temporal evolutions in Fig. 14 (c); (e) magnified portion of dotted box in Fig. 14(d), showing interference pattern

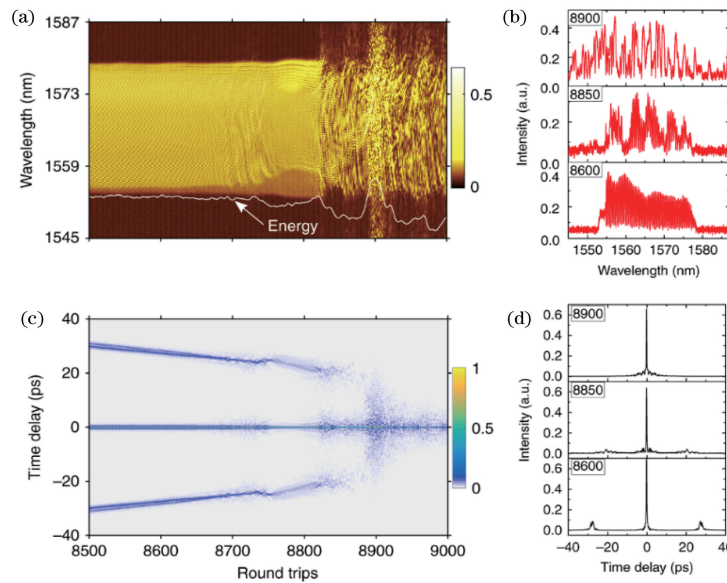


图 15 孤子碰撞细节^[69]。(a)实时光谱展现出两个孤子的干涉图样(8500~8800 圈)和之后孤子爆炸引起的混沌光谱,白线是能量演化;(b)三个典型的光谱截面,分别是 8600, 8850 和 8900 圈的光谱;(c)由光谱计算出的场自相关;(d)三个典型的场自相关图

Fig. 15 Details of soliton collision^[69]. (a) Real-time spectral evolution showing interference pattern of double solitons (for a round-trip number from 8500 to 8800) and subsequent chaotic spectrum caused by soliton explosion; white line shows energy evolution; (b) three representative spectral cross-sections at round-trip numbers of 8600, 8850, and 8900, respectively; (c) field autocorrelation traces calculated from spectra; (d) three representative field autocorrelation traces

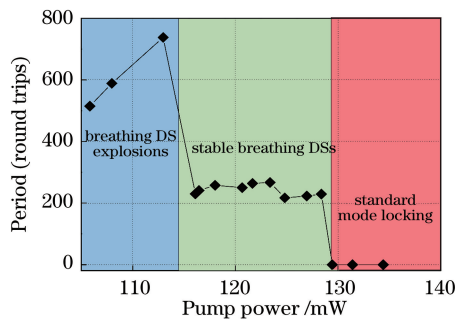


图 16 通过控制泵浦功率实现呼吸子爆炸、呼吸子、连续波锁模态的切换

Fig. 16 Switching among breather explosion, breather, and continuous wave mode locking by varying pump power 的光谱杂乱无章且光谱很宽,这是典型的爆炸式光谱,最后杂乱的光谱又会还原成呼吸子,这便是整个呼吸子爆炸过程。

呼吸子爆炸展现出与孤子爆炸不同的动力学。例如孤子爆炸发生在锁模阈值以上,而呼吸子则在呼吸子锁模阈值以下爆炸。此外,呼吸子爆炸是由非线性调 Q 引起,而孤子爆炸一般是由拉曼等其他物理效应引起。呼吸子爆炸也暗示了非线性调 Q,也有可能使得孤子发生爆炸,这为研究孤子爆炸动力学提供了新的方法。呼吸子爆炸作为一种非线性不稳定性,将严重影响激光器的正常工作。分叉图

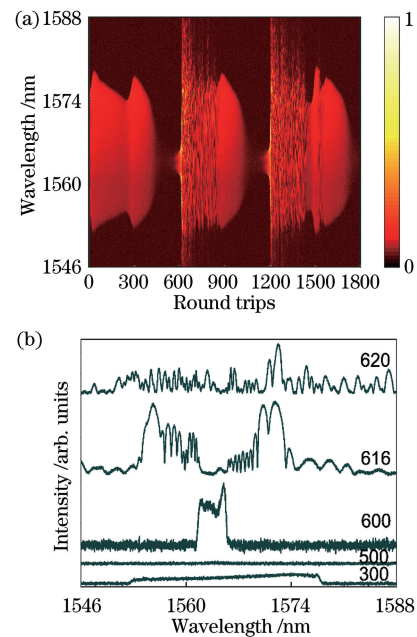


图 17 呼吸子爆炸动力学^[112]。(a)光谱演化;(b)图 17(a)中的 5 个典型光谱,分别对应 300,500,600,616,620 圈

Fig. 17 Dynamics of breather explosion^[112]. (a) Spectral evolution; (b) five representative spectra in Fig. 17(a), corresponding to round trip numbers of 300, 500, 600, 616, and 620, respectively

(图 16)清晰地表明如何避免这个不稳定区,这对激

光器的稳定性设计有重要指导意义。这一结果不仅揭示了飞秒激光器新的动力学行为,也有助于理解复杂的物理系统。此外,该工作将促进呼吸子爆炸在水波^[113]、冷原子^[114]、光学微腔等领域的研究。

5 结 论

回顾了近几年来超快探测技术在研究新型锁模激光器动力学中的应用。利用该技术揭示了调制不稳定性、孤子分裂、孤子相互作用在耗散孤子形成中的作用;发现了基态和激发态孤子分子形成过程中的不同孤子作用;揭示了新型激光态-呼吸子激光以及呼吸子分子,在正常色散和反常色散条件下,呼吸子形成机制完全不同,展现出不同的动力学行为;发现了孤子爆炸新机理——孤子碰撞;揭示了呼吸子爆炸的机理——非线性调 Q。这些非平衡态的研究对理解锁模激光器动力学具有重要意义,也将进一步促进实时探测技术在超快激光领域的应用。除了实时光谱探测技术以外,快速时域探测技术如时间透镜技术,也是研究非平衡态动力学的重要手段。通过将二者结合还可以进一步探测出超短脉冲的实时相位信息,实现光场的全场测量。实时全场测量将是研究非平衡态动力学更为完备的方法。相对于实验研究,非平衡态的理论模拟相对滞后。模拟的难点在于:一方面可能需要考虑新的物理效应;另一方面需要精确调节系统参数来与实验结果匹配。理论模拟和实验的结合将有助于全面了解锁模激光器的时变动力学行为,也为了解更加复杂的非线性系统提供了可能。

参 考 文 献

- [1] Sibbett W, Lagatsky A A, Brown C T A. The development and application of femtosecond laser systems[J]. *Optics Express*, 2012, 20(7): 6989-7001.
- [2] Akhmediev N, Ankiewicz A A. *Dissipative solitons: from optics to biology and medicine*[M]. New York: Springer, 2008.
- [3] Fermann M E, Hartl I. Ultrafast fibre lasers[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(11): 868-874.
- [4] Dudley J M, Finot C, Richardson D J, et al. Self-similarity in ultrafast nonlinear optics[J]. *Nature Physics*, 2007, 3(9): 597-603.
- [5] Keller U. Recent developments in compact ultrafast lasers[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 831-838.
- [6] Kerse C, Kalaycioglu H, Elahi P, et al. Ablation-cooled material removal with ultrafast bursts of pulses[J]. *Nature*, 2016, 537(7618): 84-88.
- [7] Qian F C, Guo Z R, Dong W Q, et al. High-precision synchronous femtosecond and picosecond pulse generation[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(10): 1001001.
钱富琛, 郭政儒, 董文乾, 等. 高精度同步飞秒和皮秒脉冲产生技术[J]. *中国激光*, 2020, 47(10): 1001001.
- [8] Chong A, Buckley J, Renninger W, et al. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser[J]. *Optics Express*, 2006, 14(21): 10095-10100.
- [9] Chong A, Renninger W H, Wise F W. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20 nJ[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(16): 2408-2410.
- [10] Peng J S, Zhan L, Gu Z C, et al. Direct generation of 4.6-nJ 78.9-fs dissipative solitons in an all-fiber net-normal-dispersion Er-doped laser[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2012, 24(2): 98-100.
- [11] Wise F W, Chong A, Renninger W H. High-energy femtosecond fiber lasers based on pulse propagation at normal dispersion[J]. *Laser & Photonics Review*, 2008, 2(1/2): 58-73.
- [12] Chichkov N B, Hausmann K, Wandt D, et al. 50 fs pulses from an all-normal dispersion erbium fiber oscillator[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(18): 3081-3083.
- [13] Zhao L M, Lu C, Tam H Y, et al. High fundamental repetition rate fiber lasers operated in strong normal dispersion regime[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2009, 21(11): 724-726.
- [14] Wu X, Tang D Y, Zhang H, et al. Dissipative soliton resonance in an all-normal-dispersion erbium-doped fiber laser[J]. *Optics Express*, 2009, 17(7): 5580-5584.
- [15] Lecaplain C, Ortac B, Hideur A, et al. 90 nJ energy femtosecond fiber-based chirped-pulse oscillator[C] // CLEO/Europe - EQEC 2009 - European Conference on Lasers and Electro-Optics and the European Quantum Electronics Conference, June 14-19, 2009, Munich, Germany. New York: IEEE Press, 2009: 10827341.
- [16] Renninger W H, Chong A, Wise F W. Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers[J]. *Physical Review A*, 2008, 77(2): 023814.
- [17] Peng J S, Zhan L, Luo S Y, et al. Passive harmonic mode-locking of dissipative solitons in a normal-dispersion Er-doped fiber laser[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2013, 31(16): 2709-2714.

- [18] Tarasov N, Perego A M, Churkin D V, et al. Mode-locking via dissipative Faraday instability[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 12441.
- [19] Liu Z W, Ziegler Z M, Wright L G, et al. Megawatt peak power from a Mamyshev oscillator[J]. *Optica*, 2017, 4(6): 649-654.
- [20] Nie M, Wang J, Huang S W. Solid-state Mamyshev oscillator [EB/OL]. (2019-08-29) [2020-09-30]. <https://arxiv.org/abs/1908.11461>.
- [21] Poeydebat E, Scol F, Vanvincq O, et al. All-fiber Mamyshev oscillator with high average power and harmonic mode-locking[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(6): 1395-1398.
- [22] Olivier M, Boulanger V, Guilbert-Savary F, et al. Femtosecond fiber Mamyshev oscillator at 1550 nm[J]. *Optics Letters*, 2019, 44: 851-854.
- [23] Bao H L, Cooper A, Rowley M, et al. Laser cavity-soliton microcombs[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(6): 384-389.
- [24] Ding Z X, Huang Z N, Chen Y, et al. All-fiber ultrafast laser generating gigahertz-rate pulses based on a hybrid plasmonic microfiber resonator[J]. *Advanced Photonics*, 2020, 2(2): 026002.
- [25] Li R H, Ma Z H, Tang C T, et al. Synchronous spectral overlapping multi-wavelength pulsed fiber laser based on Mamyshev cavity[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(8): 0801002.
李荣华, 马泽航, 唐城田, 等. Mamyshev 同步光谱可重叠多波长脉冲光纤激光器[J]. *中国激光*, 2020, 47(8): 0801002.
- [26] Oktem B, Ülgüdür C, Ilday F Ö. Soliton-similariton fibre laser[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(5): 307-311.
- [27] Peng J S, Zhan L, Gu Z C, et al. Experimental observation of transitions of different pulse solutions of the Ginzburg-Landau equation in a mode-locked fiber laser[J]. *Physical Review A*, 2012, 86(3): 033808.
- [28] Peng J. Gain dependent pulse regimes transitions in a dissipative dispersion-managed fibre laser[J]. *Optics Express*, 2016, 24(3): 3046-3054.
- [29] Peng J, Boscolo S. Filter-based dispersion-managed versatile ultrafast fibre laser[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 25995.
- [30] Nakazawa M, Yoshida M, Hirooka T. The Nyquist laser[J]. *Optica*, 2014, 1(1): 15-22.
- [31] Soto M A, Alem M, Amin Shoaie M, et al. Optical sinc-shaped Nyquist pulses of exceptional quality[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2898.
- [32] Liu W, Fan J T, Xie C, et al. Programmable controlled mode-locked fiber laser using a digital micromirror device[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(10): 1923-1926.
- [33] Goda K, Jalali B. Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7: 102-112.
- [34] Mahjoubfar A, Churkin D V, Barland S, et al. Time stretch and its applications[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(6): 341-351.
- [35] Tikan A, Bielawski S, Szwej C, et al. Single-shot measurement of phase and amplitude by using a heterodyne time-lens system and ultrafast digital time-holography[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(4): 228-234.
- [36] Salem R, Foster M A, Turner A C, et al. Optical time lens based on four-wave mixing on a silicon chip[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(10): 1047-1049.
- [37] Kolner B H, Nazarathy M. Temporal imaging with a time lens[J]. *Optics Letters*, 1989, 14(12): 630-632.
- [38] 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: 321-326.
- [39] Peng J S, Sorokina M, Sugavanam S, et al. Real-time observation of dissipative soliton formation in nonlinear polarization rotation mode-locked fibre lasers[J]. *Communications Physics*, 2018, 1: 20.
- [40] Liu X, Popa D, Akhmediev N. Revealing the transition dynamics from Q switching to mode locking in a soliton laser[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(9): 093901.
- [41] Liu X M, Pang M. Revealing the buildup dynamics of harmonic mode-locking states in ultrafast lasers[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2019, 13(9): 1800333.
- [42] 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.
- [43] Wang Z, Kanagaraj N, Coillet A, et al. Buildup of incoherent dissipative solitons in ultrafast fiber lasers[J]. *Physical Review Research*, 2020, 2(1): 013101.
- [44] Zhou Y, Ren Y, Shi J, et al. Buildup and dissociation dynamics of dissipative optical soliton molecules[J]. *Optica*, 2020, 7(8): 965-972.
- [45] 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.
- [46] Krupa K, Nithyanandan K, Andral U, et al. Real-

- time observation of internal motion within ultrafast dissipative optical soliton molecules [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(24): 243901.
- [47] Peng J S, Zeng H P. Build-up of dissipative optical soliton molecules via diverse soliton interactions[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2018, 12 (8): 1800009.
- [48] Peng J S, Zeng H P. Dynamics of soliton molecules in a normal-dispersion fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(11): 2899-2902.
- [49] Liu X, Yao X, Cui Y. Real-time observation of the buildup of soliton molecules [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(2): 023905.
- [50] Wang Z Q, Nithyanandan K, Coillet A, et al. Optical soliton molecular complexes in a passively mode-locked fibre laser [J]. *Nature Communications*, 2019, 10(1): 830.
- [51] 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.
- [52] Wang Z, Wang X, Song Y, et al. Generation and pulsating behaviors of loosely bound solitons in a passively mode-locked fiber laser [J]. *Physical Review A*, 2020, 101(1): 013825.
- [53] Wei Y, Li B W, Wei X M, et al. Ultrafast spectral dynamics of dual-color-soliton intracavity collision in a mode-locked fiber laser [J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(8): 081104.
- [54] Shi H S, Song Y J, Wang C, et al. Observation of subfemtosecond fluctuations of the pulse separation in a soliton molecule [J]. *Optics Letters*, 2018, 43 (7): 1623-1626.
- [55] Luo Y, Xia R, Shum P, et al. Real-time dynamics of soliton triplets in fiber lasers [J]. *Photonics Research*, 2020, 8(6): 884-891.
- [56] Luo Y, Xia R, Shum P, et al. Experimental observation of shaking soliton molecules in a dispersion-managed fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(6): 1551-1554.
- [57] Pu G, Yi L, Zhang L, et al. Intelligent control of mode-locked femtosecond pulses by time-stretch-assisted real-time spectral analysis [J]. *Light, Science & Applications*, 2020, 9: 13.
- [58] Zhou F, Cai Y, Zou D F, et al. Internal dynamic detection of soliton molecules in Ti : Sapphire femtosecond laser [J]. *Acta Physica Sinica*, 2020, 69(8): 084202.
周峰, 蔡宇, 邹德峰, 等. 钛宝石飞秒激光器中孤子分子的内部动态探测 [J]. *物理学报*, 2020, 69 (8): 084202.
- [59] 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.
- [60] Peng J S, Zeng H P. Triple-state dissipative soliton laser via ultrafast self-parametric amplification [J]. *Physical Review Applied*, 2019, 11(4): 044068.
- [61] Xian T, Zhan L, Wang W, et al. Subharmonic entrainment breather solitons in ultrafast lasers [J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(16): 163901.
- [62] 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.
- [63] Krupa K, Nithyanandan K, Grelu P. Vector dynamics of incoherent dissipative optical solitons [J]. *Optica*, 2017, 4(10): 1239-1244.
- [64] Yu Y, Luo Z C, Kang J Q, et al. Mutually ignited soliton explosions in a fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(17): 4132-4135.
- [65] Suzuki M, Boyraz O, Asghari H, et al. Spectral periodicity in soliton explosions on a broadband mode-locked Yb fiber laser using time-stretch spectroscopy [J]. *Optics Letters*, 2018, 43 (8): 1862-1865.
- [66] 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.
- [67] Du Y Q, Shu X W. Dynamics of soliton explosions in ultrafast fiber lasers at normal-dispersion [J]. *Optics Express*, 2018, 26(5): 5564-5575.
- [68] 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*, 2015, 33(1): 46-53.
- [69] Peng J S, Zeng H P. Soliton collision induced explosions in a mode-locked fibre laser [J]. *Communications Physics*, 2019, 2(1): 34.
- [70] Wei Z W, Liu M, Cui H, et al. Recent progress of soliton transient dynamics in ultrafast fiber lasers [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56 (7): 070006.
魏志伟, 刘萌, 崔虎, 等. 超快光纤激光器中孤子瞬态动力学特性研究进展 [J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(7): 070006.
- [71] Nguyen J H V, Luo D, Hulet R G. Formation of matter-wave soliton trains by modulational instability [J]. *Science*, 2017, 356(6336): 422-426.
- [72] Ryczkowski P, Närhi M, Billet C, et al. Real-time full-field characterization of transient dissipative soliton dynamics in a mode-locked laser [J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(4): 221-227.

- [73] Descalzi O, Cisternas J, Escaff D, et al. Noise induces partial annihilation of colliding dissipative solitons [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102 (18): 188302.
- [74] Królikowski W, Luther-Davies B, Denz C, et al. Annihilation of photorefractive solitons [J]. *Optics Letters*, 1998, 23(2): 97-99.
- [75] Clerc M G, Coulibaly S, Mujica N, et al. Soliton pair interaction law in parametrically driven Newtonian fluid [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2009, 367 (1901): 3213-3226.
- [76] Jang J K, Erkintalo M, Luo K, et al. Controlled merging and annihilation of localised dissipative structures in an AC-driven damped nonlinear Schrödinger system [J]. *New Journal of Physics*, 2016, 18(3): 033034.
- [77] Stratmann M, Pagel T, Mitschke F. Experimental observation of temporal soliton molecules [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(14): 143902.
- [78] Grelu P, Belhache F, Gutton F, et al. Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2002, 27(11): 966-968.
- [79] Pang M, He W, Jiang X, et al. All-optical bit storage in a fibre laser by optomechanically bound states of solitons [J]. *Nature Photonics*, 2016, 10 (7): 454-458.
- [80] Komarov A, Komarov K, Sanchez F, et al. Quantization of binding energy of structural solitons in passive mode-locked fiber lasers [J]. *Physical Review A*, 2009, 79(3): 033807.
- [81] Zavyalov A, Llew R, Egorov O, et al. Discrete family of dissipative soliton pairs in mode-locked fiber lasers [J]. *Physical Review A*, 2009, 79(5): 053841.
- [82] Zavyalov A, Llew R, Egorov O, et al. Dissipative soliton molecules with independently evolving or flipping phases in mode-locked fiber lasers [J]. *Physical Review A*, 2009, 80(4): 043829.
- [83] Afanasjev V V, Akhmediev N. Soliton interaction in nonequilibrium dynamical systems [J]. *Physical Review E*, 1996, 53(6): 6471-6475.
- [84] Akhmediev N N, Korreev V I. Modulation instability and periodic solutions of the nonlinear Schrödinger equation [J]. *Theoretical and Mathematical Physics*, 1986, 69(2): 1089-1093.
- [85] Kibler B, Fatome J, Finot C, et al. The Peregrine soliton in nonlinear fibre optics [J]. *Nature Physics*, 2010, 6: 790-795.
- [86] Mussot A, Naveau C, Conforti M, et al. Fibre multi-wave mixing combs reveal the broken symmetry of Fermi-Pasta-Ulam recurrence [J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(5): 303-308.
- [87] Yu M, Jang J K, Okawachi Y, et al. Breather soliton dynamics in microresonators [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 14569.
- [88] Lucas E, Karpov M, Guo H, et al. Breathing dissipative solitons in optical microresonators [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 736.
- [89] Bao C Y, Jaramillo-Villegas J A, Xuan Y, et al. Observation of Fermi-Pasta-Ulam recurrence induced by breather solitons in an optical microresonator [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(16): 163901.
- [90] Soto-Crespo J, Devine N, Akhmediev N. Integrable turbulence and rogue waves: breathers or solitons? [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116 (10): 103901.
- [91] Suret P, Koussaifi R E, Tikan A, et al. Single-shot observation of optical rogue waves in integrable turbulence using time microscopy [J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 13136.
- [92] Dudley J M, Dias F, Erkintalo M, et al. Instabilities, breathers and rogue waves in optics [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8: 755-764.
- [93] Liao P C, Zou K H, Bao C J, et al. Chip-scale dual-comb source using a breathing soliton for an increased resolution [C] // Conference on Lasers and Electro-Optics, San Jose, California. Washington, D.C. : OSA, 2018: JTh5A.4.
- [94] Chang W, Soto-Crespo J M, Vouzas P, et al. Extreme soliton pulsations in dissipative systems [J]. *Physical Review E*, 2015, 92: 022926.
- [95] Siegman A, Lasers [M]. Mill Valley: University Science books, 1986.
- [96] Soto-Crespo J M, Akhmediev N, Ankiewicz A, et al. Pulsating, creeping, and erupting solitons in dissipative systems [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(14): 2937-2940.
- [97] Cundiff S T, Soto-Crespo M, Akhmediev N. Experimental evidence for soliton explosions [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88: 073903.
- [98] Haus H, Ippen E P, Tamura K, et al. Additive-pulse modelocking in fiber lasers [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1994, 30(1): 200-208.
- [99] Turitsyn S K, Bednyakova A E, Fedoruk M P, et al. Inverse four-wave mixing and self-parametric amplification in optical fibre [J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(9): 608-614.
- [100] Soto-Crespo J M, Grelu P, Akhmediev N. Dissipative rogue waves: extreme pulses generated

- by passively mode-locked lasers [J]. *Physical Review E*, 2011, 84: 016604.
- [101] Lecaplain C, Grelu P, Soto-Crespo J M, et al. Dissipative rogue waves generated by chaotic pulse bunching in a mode-locked laser [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(23): 233901.
- [102] Peng J, Tarasov N, Sugavanam S, et al. Rogue waves generation via nonlinear soliton collision in multiple-soliton state of a mode-locked fiber laser [J]. *Optics Express*, 2016, 24(19): 21256-21263.
- [103] Grelu P, Akhmediev N. Dissipative solitons for mode-locked lasers [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(2): 84-92.
- [104] Shih M F, Segev M. Incoherent collisions between two-dimensional bright steady-state photorefractive spatial screening solitons [J]. *Optics Letters*, 1996, 21(19): 1538-1540.
- [105] Królikowski W, Holmstrom S A. Fusion and birth of spatial solitons upon collision [J]. *Optics Letters*, 1997, 22(6): 369-371.
- [106] Akhmediev N, Soto-Crespo J M, Grapinet M, et al. Dissipative soliton interactions inside a fiber laser cavity [J]. *Optical Fiber Technology*, 2005, 11(3): 209-228.
- [107] Roy V, Olivier M, Babin F, et al. Dynamics of periodic pulse collisions in a strongly dissipative-dispersive system [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(20): 203903.
- [108] Zhang H, Tang D Y, Wu X, et al. Multi-wavelength dissipative soliton operation of an erbium-doped fiber laser [J]. *Optics Express*, 2009, 17(15): 12692-12697.
- [109] Friberg S R. Soliton fusion and steering by the simultaneous launch of two different-color solitons [J]. *Optics Letters*, 1991, 16(19): 1484-1486.
- [110] Meng F C, Lapre C, Billet C, et al. Instabilities in a dissipative soliton-similariton laser using a scalar iterative map [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(5): 1232-1235.
- [111] Liu M, Li T J, Luo A P, et al. "Periodic" soliton explosions in a dual-wavelength mode-locked Yb-doped fiber laser [J]. *Photonics Research*, 2020, 8: 246-251.
- [112] Peng J, Zeng H. Experimental observations of breathing dissipative soliton explosions [J]. *Physical Review Applied*, 2019, 12(3): 034052.
- [113] Chabchoub A, Hoffmann N P, Onorato M, et al. Super rogue waves: observation of a higher-order breather in water waves [J]. *Physical Review X*, 2012, 2(1): 011015.
- [114] Saint-Jalm R, Castilho P, Cerf L, et al. Dynamical symmetry and breathers in a two-dimensional Bose gas [J]. *Physical Review X*, 2019, 9(2): 021035.