



HAL
open science

Caractérisation des régimes de stabilité et instabilité des lasers à soliton dissipatif avec dynamiques soliton-similariton et régénération Mamyshev.

Coraline Lapre

► To cite this version:

Coraline Lapre. Caractérisation des régimes de stabilité et instabilité des lasers à soliton dissipatif avec dynamiques soliton-similariton et régénération Mamyshev.. Optique / photonique. Université Bourgogne Franche-Comté, 2021. Français. NNT : 2021UBFCD053 . tel-03783733

HAL Id: tel-03783733

<https://theses.hal.science/tel-03783733>

Submitted on 22 Sep 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉTABLISSEMENT UNIVERSITÉ BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ

PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

École doctorale n° 37

Sciences Pour l'Ingénieur et Microtechniques

Doctorat d'Optique et Photonique

par

CORALINE LAPRE

Caractérisation des régimes de stabilité et instabilité des lasers à soliton dissipatif avec dynamiques soliton-similariton et régénération Mamyshev.

Characterisation of the stability and instability regimes in dissipative soliton lasers with soliton-similariton and Mamyshev regeneration dynamics.

Thèse présentée et soutenue à Besançon, le 16 Décembre 2021

Composition du Jury :

JACQUOT MAXIME	Professeur, Institut FEMTO-ST, Université de Bourgogne Franche-Comté, Besançon	Président
LEVENSON ARIEL	Directeur de Recherche au CNRS, Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, Université Paris-Saclay, Paris	Rapporteur
MUSSOT ARNAUD	Professeur, Laboratoire de Physique de laser, atomes et molécules, Université de Lille, Lille	Rapporteur
WETZEL BENJAMIN	Chargé de Recherche au CNRS, Institut Xlim, Université de Limoges, Limoges	Examineur
GENTY GOËRY	Professeur, Tampere University, Tampere, Finlande	Examineur
DUDLEY JOHN M.	Professeur, Institut FEMTO-ST, Université de Bourgogne Franche-Comté, Besançon	Directeur de thèse

Titre : Caractérisation des régimes de stabilité et instabilité des lasers à soliton dissipatif avec dynamiques soliton-similariton et régénération Mamyshev.

Mots-clés : Laser, optique non linéaire, sources optiques, soliton, supercontinuum

Résumé :

Les lasers ultrarapides produisant des impulsions picosecondes et sub-picosecondes sont connus pour présenter un riche éventail de dynamiques non linéaires qui sont d'un grand intérêt tant du point de vue fondamental qu'appliqué. Bien que les instabilités dans les lasers ultrarapides aient été étudiées depuis plusieurs décennies, le développement récent de techniques de mesure avancées a ouvert de nouvelles perspectives dans leur analyse. Dans cette thèse, nous présentons une étude expérimentale des régimes de dynamiques complexes appliquée à deux différentes classes de lasers à fibre impulsions fonctionnant autour de 1550 nm : un laser soliton-similariton, et un oscillateur de Mamyshev. Dans les deux cas lors du régime stable, notre caractérisation se base sur la technique d'autocorrélation résolue en fréquence (FROG) qui fournit l'accès aux mesures complètes de l'intensité et du chirp. En présence d'instabilités, nous appliquons la technique de transformée de Fourier dispersive qui nous permet d'enregistrer en

temps réel les fluctuations spectrales tour par tour. Pour le laser soliton-similariton, le fonctionnement stable est associé à des impulsions de 7 à 10 ps de largeur spectrale de 30 nm et de puissance de sortie moyenne de 0,32 mW à 9,5 MHz. Les instabilités observées dans le laser à soliton-similariton comprennent des molécules solitons, de l'intermittence complexe, et des états multi-impulsionnels. Pour l'oscillateur de Mamyshev, le fonctionnement stable est associé à des impulsions de 3 à 5 ps de largeur spectrale de 90 à 100 nm et à une puissance de sortie moyenne de ~4 mW à 6,37 MHz. Nous présentons également des résultats sur la caractérisation du régime "noise-like pulse" avec l'ajout d'une fibre hautement non linéaire dans la cavité soliton-similariton associé à un spectre large bande couvrant 1000 nm. En plus de présenter une série de résultats expérimentaux, des simulations numériques ont également été utilisées afin de faciliter la compréhension du fonctionnement des systèmes étudiés.

Title: Characterisation of the stability and instability regimes in a dissipative soliton lasers with soliton-similariton dynamics and Mamyshev regeneration.

Keywords: Laser, nonlinear optics, optical sources, soliton, supercontinuum

Abstract:

Modelocked ultrafast lasers producing picosecond and sub-picosecond pulses are well known to exhibit a very rich landscape of nonlinear dynamics that are of tremendous interest from both fundamental and applied perspectives. Although such instabilities from ultrafast laser have been studied for many decades, the recent development of advanced photonic measurement techniques has opened up new perspectives into their analysis. In this thesis, we report a detailed experimental study of the complex dynamical regimes of two different optical fibre laser systems operating around 1550 nm: a soliton-similariton laser, and a Mamyshev oscillator. In both cases, we use the time-frequency technique of frequency resolved optical gating for complete intensity and chirp characterisation in stable regimes of operation, and the real-time dispersive Fourier transform method to characterize shot-to-shot spectral fluctuations. For the particular case of

the soliton-similariton laser, stable operation yields from 7 to 10 ps pulses of 30 nm spectral width and 0,32 mW average output power at 9,5 MHz. Instabilities seen in the soliton-similariton laser include novel startup, the generation of coupled soliton molecules, the emergence of complex intermittence and chaos, and the appearance of multipulse states. For the case of the Mamyshev oscillator, stable operation yields from 3 to 5 ps pulses of 90 à 100 nm spectral width and ~4 mW average output power at 6,37 MHz. We also present results on the characterization of the Noise-Like Pulse regime of the soliton-similariton laser with the addition of highly nonlinear fiber in the cavity, which generates broadband output spanning 1000 nm. As well as presenting a range of experimental results, numerical simulations are used to gain insight into the operation of the laser systems studied.

REMERCIEMENT

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse John Dudley qui m'a encadré durant mes trois années de thèse au sein de l'institut FEMTO-ST, mais aussi pour sa patience, ses conseils apportés et de m'avoir partagé beaucoup de nouvelles connaissances dans ce domaine de recherche. Je remercie aussi Cyril Billet qui m'a formé à l'utilisation des différents outils présents dans la salle du laboratoire, sans qui la thèse n'aurait pas pu avancer aussi rapidement. Sur le plan théorique je remercie de nouveau Cyril B et Fanchao Meng qui ont pu m'aider à comprendre les différents résultats expérimentaux obtenus grâce à leurs différentes simulations complémentaires aux miennes. Je tiens à saluer la patience de mes différents correcteurs qui sans eux le manuscrit n'aurait pas pu être pu être fini proprement.

Je remercie les membres du jury, Ariel Levenson et Arnaud Mussot rapporteurs de mon travail, Benjamin Wetzel et Goëry Genty en tant qu'examinateur et Maxime Jacquot pour son rôle de président de session. J'ai grandement apprécié mon échange avec les membres du jury pendant ma soutenance.

J'aimerais aussi remercier les personnes du laboratoire pour leur bonne humeur et leur soutien qui permettent de créer une ambiance de travail agréable mais aussi le personnel administratif sans qui beaucoup de choses seraient plus compliquées à mettre en place. Je voudrais aussi exprimer ma reconnaissance à l'équipe OPTO qui a su m'accueillir au sein de leur département mais aussi à l'équipe ONL avec qui j'ai pu régulièrement échanger. Un grand merci à Luc, François, Jean-Marc, Luca, Remo, Pierre Ambroise, Thibaut, Kien, Nadège, Jean-Charles, Max, Eric, Fabrice, et tous les autres. Je souhaite aussi remercier Magali Barthès et Jérôme Salvi de m'avoir permis de donner des cours de TP et TD, ce fût une expérience fortement intéressante et enrichissante.

Je tiens aussi à remercier mes amis du labo et externes au labo. En particulier Clément, Thomas (qui ont été mes deux colocos de première année de thèse), Klodiana, Camille, Guillaume et Stéphane qui me connaissent depuis la L1, Chapal, Alex, Rudy, Benuat, Louis A, Rémi, Kirthanaa et Solveig dont j'ai eu l'agréable expérience de les rencontrer et leur présence au labo m'a permis de tenir même dans les moments les plus difficiles, et Julien T (et son chat-chaman), Arnaud, Nico D, Louis D et Benji qui sont toujours ok pour une bonne partie de jeux.

Pour finir, mes pensées vont vers mes parents (ma mère, mon père, David et Isabelle) et mon compagnon Léo qui ont toujours su me soutenir et m'épauler même dans les moments les plus difficiles. Je remercie David et Isabelle d'avoir été présents même si je ne suis pas leur fille de sang. Je remercie de nouveau mes parents de m'avoir apporté un esprit critique, curieux et ouvert sur le monde. Je me répète mais sans eux je n'en serais pas là actuellement. Encore merci Léo de m'avoir soutenu moralement pendant ces trois ans de thèse et surtout durant les six mois de rédaction.

« You know, I'm something of a scientist myself. »

Norman Osborn
Spider-Man No Way Home

PHD-SUMMARY

This research follows the latest studies of the FEMTO-ST Institute. Since 2005, real-time measurement techniques have been used to study various instability and non-linearity phenomena present in fibre optic systems. This thesis describes two experimental set-ups on two different laser cavities, the first one the soliton-similariton laser, and the second the Mamyshev oscillator.

This thesis is organised as follows. After a brief introduction, the first chapter presents the basics of fibre optics and the equations used when modelling the propagation of electromagnetic waves. The basic physics of soliton and similariton propagation is explained at the end of the chapter.

The second chapter introduces the operating principle and the numerical model of the two experimental cavities. This chapter highlights the differences between the architecture and operation of the two systems studied. We also give a brief explanation of the different measurement systems used.

In the third chapter, we present the different results of our simulations and experimental work. The laser studied here is an Erbium ring cavity composed of a similariton generating part and a soliton generating part. The last chapter deals with the study of a second cavity laser. This cavity laser is based on the Mamyshev oscillator.

During this thesis, we have been able to share our different research results through different papers and conferences. We conclude with a summary and a brief discussion of possible future directions

PUBLICATIONS AND COMMUNICATIONS

PUBLICATIONS IN PEER REVIEWED JOURNALS

C. Lapre, C. Billet, F. Meng, P. Ryczkowski, T. Sylvestre, C. Finot, G. Genty, and J. M. Dudley. *Real-time characterization of spectral instabilities in a mode-locked fibre laser exhibiting soliton-similariton dynamics*. Scientific Reports **9**, 13950 (2019).

C. Lapre, C. Billet, F. Meng, G. Genty, and J. M. Dudley. *Dispersive Fourier transform characterization of multipulse dissipative soliton complexes in a mode-locked soliton-similariton laser*. OSA Continuum **3**, 275-285 (2020).

F. Meng, C. Lapre, C. Billet, G. Genty, and J. M. Dudley. *Instabilities in a dissipative soliton-similariton laser using a scalar iterative map*. Optics Letters **45** 1232-1235 (2020).

L. Salmela, C. Lapre, J. M. Dudley, and G. Genty. *Machine learning analysis of rogue solitons insupercontinuum generation*. Scientific Reports **10**, 9596 (2020).

F. Meng, C. Lapre, C. Billet, T. Sylvestre, J. M. Merolla, G. Genty and J. M. Dudley. *Intracavity supercontinuum dynamics and rogue waves in an incoherent dissipative soliton laser*. Nature Communications **12**, 5567 (2021).

CONFÉRENCES

2019

L. Salmela, M. Narhi, J. Toivonen, C. Lapre, C. Billet, J. M. Dudley and G. Genty. *Extreme Event Prediction in Optical Fibre Modulation Instability Using Machine Learning*. Paper EE-5-6 in the European Quantum Electronics Conference (CLEO Europe-EQEC), Munich 23-27 June (2019).

J. M. Dudley et al. *Real-Time Measurements of Ultrafast Instabilities in Nonlinear Fiber Optics : Recent Advances*. 21st International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), Angers, France 9-13 July (2019).

2020

G. Genty, J. M. Dudley, P. Ryczkowski, L. Salmela, C. Billet, C. Lapre. *Instabilities in fiber-optics systems : from real-time measurements to machine learning*. Paper 11265-3, Real-time Measurements, Rogue Phenomena, and Single-Shot Applications V, Photonics West, San Francisco 4-6 Feb (2020).

C. Lapre, C. Billet, F. Meng, P. Ryczkowski, T. Sylvestre, C. Finot, G. Genty and J. M. Dudley. *Real-time measurement of soliton-similariton explosions and intermittence instabilities in a mode-locked fibre laser*. Photonics Europe. Ultrafast Measurement and Characterization, SPIE Digital Forum 6-11 avril (2020).

F. Meng, C. Lapre, C. Billet, G. Genty and J. M. Dudley. *Reproducing complex explosion and intermittence dynamics in a dissipative soliton laser using a scalar iterative map*. Photonics Europe. Nonlinear and Ultrafast Dynamics II, SPIE Digital Forum 6-11 avril (2020).

L. Salmela, C. Lapre, J. M. Dudley and G. Genty. *Predicting optical rogue solitons in supercontinuum generation using machine learning*. Photonics Europe. Nonlinear Optics and its Applications, SPIE Digital Forum 6-11 avril (2020).

L. Salmela, C. Lapre, J. M. Dudley and G. Genty. *Supercontinuum spectral evolution prediction by recurrent neural network*. Paper STu4H.6. Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest, Optical Society of America, 10-15 May (2020).

G. Genty, L. Salmela, P. Ryczkowski, M. Närhi, C. Lapre, C. Billet and J. M. Dudley. *Ultrafast Nonlinear Dynamics in Optical Fibers : from Real-Time Measurements to Machine Learning*. Paper NpTh1D.1. Nonlinear Photonics, OSA Advanced Photonics Congress, Washington, DC, United States, 13–16 July (2020).

L. Salmela, C. Lapre, J. M. Dudley and G. Genty. *Machine learning analysis of optical rogue solitons in supercontinuum generation*. Paper FTh1A.6. Soliton Physics, OSA Advanced Photonics Congress, Washington, DC, United States, 13–16 July (2020).

C. Lapre, C. Billet, F. Meng, C. Finot, G. Genty and J. M. Dudley. *Broadband Mamyshev oscillator in stable and unstable Regimes*. 9th EPS-QEOD Europhoton Conference, 30 August to 4 September (2020).

2021

C. Lapre, C. Billet, F. Meng, M. Mabed, C. Finot, L. Salmela, G. Genty, and J. M. Dudley. *Multipulse and Molecule states in a broadband Mamyshev oscillator around 1550 nm*. Paper CJ-4.1 in the European Quantum Electronics Conference (CLEO Europe-EQEC), 21 - 25 June (2021).

F. Meng, C. Lapre, C. Billet, J. M. Merolla, C. Finot, T. Sylvestre, G. Genty, and J. M. Dudley. *Real-time measurements and simulations of incoherent supercontinuum dynamics and rogue waves in a noise-like pulse dissipative soliton fibre laser*. Paper EE-1.4 in the European Quantum Electronics Conference (CLEO Europe-EQEC), 21 - 25 June (2021).

C. Lapre, C. Billet, F. Meng, C. Finot, L. Salmela, G. Genty, J. M. Dudley. *Impulsions multiples et états moléculaires dans un oscillateur Mamyshev à 1550 nm*. PO-01 : Session posters #1. Optique Dijon, 05-09 July (2021).

TEACHING EXPERIENCE

- **2016-2020** : Tutoring in secondary schools in mathematics and physics.
- **2019-2020** : Teaching first year students University of Burgundy Franche-Comté. (30h)
Subjects : Optics and electronics, lectures, TD and TP.
- **2020-2021** : Teaching first year students of IUT Besançon-Vesoul. (64h)
Subjects : Chemical engineering, Practical work.

SCIENCE OUTREACH ACTIVITIES

- **2019-2021** : President of the Association of PhD students in Optics and Photonics sponsored by the international learned societies OSA, SPIE and IEE. Organisation of popular science events and other activities in the framework of the International Day of Women and Girls in Science (UN) and the International Day of Light (UNESCO).
- **2015-présent** : Participated in various science popularisation events such as open days, science festivals etc. I also attended the UNESCO Day of Light ceremony in 2017.

SOMMAIRE

Introduction	1
1 Introduction à la fibre optique non-linéaire	3
1.1 Interactions laser-matière non-linéaire	3
1.1.1 Dispersion	4
1.1.2 Atténuation	6
1.1.3 Non-linéarité	6
1.2 Équation non-linéaire de Schrödinger	7
1.2.1 Équations de propagation	7
1.2.2 Résolution numérique	9
1.3 Solitons et Similaritons	10
1.3.1 Solitons optiques	10
1.3.2 Similaritons optiques	11
1.4 Synthèse du chapitre 1	13
2 Introduction aux lasers à fibre ultrarapides	15
2.1 Principes du laser à fibre à soliton dissipatif	15
2.2 Le laser soliton-similariton	17
2.2.1 Principe de fonctionnement	18
2.2.2 Modélisation d'une cavité laser soliton-similariton	19
2.3 L'oscillateur Mamyshev	21
2.3.1 Principe de fonctionnement	22
2.3.2 Modélisation d'un oscillateur de Mamyshev	23
2.4 Caractérisation des impulsions ultracourtes	23
2.4.1 Frequency Resolved Optical Gating (FROG)	23
2.4.2 L'algorithme ptychographique	26
2.4.3 Dispersive Fourier Transform (DFT)	27
2.5 Synthèse du chapitre 2	29

3	Modélisation et caractérisation du laser soliton-similariton	31
3.1	Conception du laser soliton-similariton	31
3.2	Résultats des simulations numériques	33
3.2.1	Modélisation en régime mono-impulsionnel	34
3.2.2	Modélisation en régime moléculaire	36
3.2.3	Modélisation en régime instable	37
3.3	Caractérisation expérimentale du laser soliton-similariton	40
3.3.1	Impulsions simples et régimes de démarrage	40
3.3.2	États moléculaires	46
3.3.3	Instabilités multiples et explosions	49
3.3.4	Régimes multi-impulsionnels	52
3.4	Régime de fonctionnement "Noise like pulse"	57
3.5	Synthèse du chapitre 3	62
4	Modélisation et caractérisation d'un oscillateur de Mamyshev	63
4.1	Étude préliminaire et principe de fonctionnement	63
4.1.1	Sélection des paramètres des filtres	65
4.1.2	Étude préliminaire des régimes d'oscillation	66
4.2	Résultats des simulations numériques	68
4.2.1	Modélisation en régime mono-impulsionnel	68
4.2.2	Modélisation en régime moléculaire	71
4.3	Caractérisation expérimentale de l'oscillateur de Mamyshev	73
4.3.1	Impulsions simples	73
4.3.2	États moléculaires	78
4.3.3	Régimes multi-impulsionnels	81
4.4	Synthèse chapitre 4	84
	Conclusion et perspectives	84
	Bibliography	87
A	Annexes : Figures supplémentaires	107
B	Annexes : Algorithme de déconvolution Ptychographique	111
C	Annexes : Articles	119

INTRODUCTION

Le laser a été inventé en 1960 et, en l'espace de cinq ans, la génération d'impulsions ultra-rapides a été rapportée à l'aide de la technique de verrouillage de modes. Depuis lors, les lasers à verrouillage de modes sont devenus omniprésents dans les sciences et les technologies, utilisés dans divers domaines allant de la spectroscopie ultrarapide au traitement industriel des matériaux. Ils ont également été directement associés à un certain nombre de prix Nobel en sciences fondamentales : chimie femtoseconde (1999), peignes de fréquence (2005) et amplification d'impulsions chirpées (2018).

Alors que l'utilisation pratique des lasers ultrarapides exige qu'ils soient configurés pour produire des trains stables d'impulsions réguliers, on sait depuis leurs premiers développements qu'ils peuvent également présenter des comportements très instables et irréguliers. Bien que de nombreux travaux aient été consacrés à la réduction de ces instabilités afin de réaliser des sources pratiques, l'examen de ces comportements du point de vue de la dynamique non-linéaire a suscité un grand intérêt afin d'obtenir des informations sur la nature des instabilités sous-jacentes. Dans le domaine particulier de la fibre optique non-linéaire, la recherche a connu une explosion d'intérêt depuis 2007 avec l'introduction de techniques temps réel permettant de mesurer directement les instabilités spectrales et temporelles pour la première fois au taux de répétition de MHz des systèmes laser typiques. Ceci introduit le contexte général de cette thèse.

En particulier, les recherches dans le département d'optique de l'Institut FEMTO-ST depuis 2005 utilisaient ces techniques de caractérisation en temps réel pour étudier une série d'instabilités non-linéaires dans les systèmes utilisant des fibres optiques, mais en se limitant à l'étude de la propagation unidirectionnelle ("single pass"). Mon objectif de thèse était d'étendre ces travaux existants afin d'étudier pour la première fois au laboratoire les instabilités dans les systèmes laser. Ce manuscrit décrit ces travaux.

Le plan de cette thèse est le suivant :

Le chapitre 1 présente une introduction générale aux principaux concepts théoriques de l'optique non-linéaire qui constituent le fondement des résultats présentés plus en détail dans les chapitres suivants. Nous introduisons d'abord les concepts de dispersion et de non-linéarité, puis nous présentons l'équation de Schrödinger non-linéaire et sa généralisation. Nous décrivons sa solution numérique, tout en abordant des résultats analytiques particuliers liés à la propagation soliton et autosimilaire.

Le chapitre 2 décrit plus en détail comment la non-linéarité et la dispersion peuvent être exploitées pour générer une source d'impulsions à large bande à partir de deux oscillateurs laser à fibre, le laser à soliton-similariton et l'oscillateur de Mamyshev. Ce chapitre présente à la fois leur mode de fonctionnement général, ainsi que les détails de leur modélisation numérique. Nous présentons également les principales techniques de caractérisation expérimentales utilisées dans nos études de ces deux systèmes laser.

Le chapitre 3 détaille les résultats obtenus sur le laser à soliton-similariton, incluant les résultats des modélisations numériques et des expériences. L'objectif des simulations est de fournir une explication qualitative du fonctionnement du laser. Parmi les résultats expérimentaux que nous présentons, figurent la génération d'impulsions paraboliques stables, la formation des états de molécules solitoniques, et les instabilités.

Le chapitre 4 présente les résultats obtenus sur un second système laser, l'oscillateur de Mamyshev. Nous présentons à nouveau des résultats à la fois expérimentaux et numériques. La modélisation numérique nous permet de comprendre en termes qualitatifs le comportement observé dans nos expériences. La conclusion majeure de ce chapitre est de montrer que malgré le mode de fonctionnement très différent de l'oscillateur de Mamyshev, celui-ci présente un comportement très similaire à celui du laser soliton-similariton. Ceci atteste de l'universalité de cette dynamique dans les systèmes soliton dissipatifs.

Les conclusions résument les principaux résultats obtenus et envisagent plusieurs directions pour des études futures.

INTRODUCTION À LA FIBRE OPTIQUE NON-LINÉAIRE

Dans ce chapitre, nous allons présenter un bref résumé des principaux phénomènes physiques ayant lieu lors de la propagation d'une onde électromagnétique au sein d'une fibre optique monomode. L'objectif ici n'est pas du tout d'être exhaustif mais simplement d'introduire les idées principales et les modèles qui seront nécessaires pour interpréter les résultats que nous décrivons dans les chapitres suivants. Nous décrirons tout d'abord les différentes interactions de la lumière avec la matière, incluant la dispersion, l'atténuation et les effets non-linéaires. Nous introduisons ensuite l'équation non-linéaire de Schrödinger qui donne les bases pour notre modèle numérique. Nous détaillerons, pour finir, les caractéristiques de la propagation des solitons et des similartons dans la fibre optique. Une description complète de ce sujet se trouve dans le livre d'Agrawal [1].

1.1/ INTERACTIONS LASER-MATIÈRE NON-LINÉAIRE

Considérons dans un premier temps la propagation dans une fibre monomode d'un champ optique polarisé linéairement qui s'écrit :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{x} [E(\vec{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.] \quad (1.1)$$

Le champ $\vec{E}(\vec{r}, t)$ est la combinaison entre une enveloppe complexe et sa porteuse avec ω_0 la pulsation qui y est associée. Ici *c.c.* fait référence au complexe conjugué. En suivant l'approche d'Agrawal avec la technique de séparation des variables, l'enveloppe $E(\vec{r}, t)$ s'écrit :

$$E(\vec{r}, t) = F(x, y)A(z, t) \exp(i\beta_0 z) \quad (1.2)$$

Ici \vec{x} est le vecteur unitaire, et $F(x, y)$ représente le profil transverse du champ (ou mode dans une fibre), β_0 est la constante de propagation à fréquence angulaire ω_0 , et $A(z, t)$ est l'enveloppe temporelle lentement variable dépendant de la variable de propagation z et du temps t . Cette approche suppose que les effets transversaux et temporels sont découplés et de plus, nous ne considérons que la propagation monomode de sorte que le profil transverse dans la fibre est toujours le mode fondamental avec un profil (approximativement) gaussien. Cette approximation est satisfaite dans toutes les expériences

décrites plus loin dans cette thèse. Notre objectif est de développer un modèle de propagation pour $A(z, t)$ qui décrit son évolution dans une fibre optique soumise à des effets linéaires et non-linéaires.

1.1.1/ DISPERSION

Les propriétés optiques d'un matériau diélectrique (par exemple la silice utilisée dans les fibres optiques) dépendent de la fréquence du champ parcourant le matériau, telles que les différentes composantes spectrales d'une impulsion optique se propagent avec des vitesses différentes. Ce phénomène de *dispersion* induit une évolution de la phase spectrale de l'impulsion durant sa propagation, mais l'intensité spectrale reste inchangée. En revanche, en général, la dispersion amène le profil temporel à changer à la fois en intensité et en phase durant la propagation. Les propriétés de dispersion d'une fibre comprennent à la fois la dispersion chromatique du matériau diélectrique et la dispersion du mode guidé. Elles peuvent être calculées à l'aide de méthodes numériques standard ou mesurées à l'aide de techniques connues [1].

La dispersion chromatique est généralement décrite à partir d'un développement de Taylor de la constante de propagation $\beta(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c}$ autour de ω_0 avec $\omega = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda$:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots + \frac{1}{k!}\beta_k(\omega - \omega_0)^k \quad (1.3)$$

avec $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ et $\beta_k = \left(\frac{\partial^k \beta}{\partial \omega^k}\right)_{\omega=\omega_0}$. Le terme β_1 est l'inverse de la vitesse de groupe v_g avec n l'indice de réfraction et n_g l'indice de groupe :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \right) \quad (1.4)$$

La dispersion de vitesse de groupe de l'impulsion (GVD - Group Velocity Dispersion), est exprimé par le terme β_2 tel que :

$$\beta_2 = \frac{-1}{v_g^2} \frac{\partial v_g}{\partial \omega} = \frac{1}{c} \left(2 \frac{\partial n}{\partial \omega} + \omega \frac{\partial^2 n}{\partial \omega^2} \right) \quad (1.5)$$

Notez qu'il est courant dans la littérature scientifique photonique d'exprimer le paramètre GVD sous une forme différente :

$$D = \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.6)$$

Contrairement aux unités de β_2 (ps²/m), les unités de D (ps/nm/km) reflètent plus clairement l'effet physique de la dispersion des vitesses de groupe, en quantifiant l'écart temporel (en ps) entre deux impulsions de longueurs d'onde centrales séparées de 1 nm après 1 km de propagation.

Les effets physiques subis par une impulsion ultracourte dépendent de manière sensible du signe des coefficients de dispersion (β_2 et D). C'est notamment le cas lorsque les effets linéaires et non-linéaires se combinent, comme nous le verrons plus loin dans

la section 1.3. Dans le cas d'une "dispersion anormale" ($\beta_2 < 0$, $D > 0$), les déphasages introduits par la non-linéarité et la dispersion peuvent se compenser de telle sorte que nous pouvons observer divers effets solitoniques. D'autre part, pour le cas de la "dispersion normale" ($\beta_2 > 0$, $D < 0$), les déphasages introduits par la non-linéarité et la dispersion peuvent se renforcer, et cela peut conduire à d'autres dynamiques associées à l'auto-similarité. La longueur d'onde pour laquelle $\beta_2 = D = 0$ est appelée la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW, Zero Dispersion Wavelength).

Deux modes de propagation polarisés orthogonaux peuvent subsister dans une fibre monomode. Dans un monde idéal le mode ayant une polarisation de direction x ne se couple pas au mode de polarisation suivant y , c'est-à-dire dans une fibre avec une symétrie cylindrique parfaite et sans aucune contrainte extérieure. En réalité, lors de la fabrication de la fibre optique de petites variations du cœur peuvent être présentes provoquant un mélange entre l'état de polarisation x et y . L'anisotropie du matériau, induite par un stress mécanique, peut aussi mélanger ces deux états de polarisation. La constante de propagation β devient différente pour les modes de polarisation suivant x et y . Cette propriété s'appelle la *biréfringence modale*. Elle se quantifie à l'aide d'un paramètre sans dimension B_m tel que [1, 2]

$$B_m = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = |n_x - n_y| \quad (1.7)$$

où n_x et n_y sont les indices des deux polarisations orthogonales. L'axe avec l'indice optique le plus petit représente l'*axe rapide* dû à la vitesse de groupe qui est plus grande. Ainsi, l'axe avec l'indice optique le plus grand représente l'*axe lent*.

Dans une fibre optique standard, B_m n'est pas constant tout au long de la fibre amenant la polarisation d'un faisceau optique à se modifier aléatoirement au cours de sa propagation. Ce phénomène est un problème pour certains systèmes tels que les communications optiques lorsque des impulsions courtes sont transmises sur des distances conséquentes [3]. Ainsi lorsqu'une impulsion à l'entrée d'une fibre optique vient exciter l'axe lent et l'axe rapide de la fibre en même temps, la lumière va se propager avec deux vitesses de groupes différentes amenant un élargissement de l'impulsion en sortie. Cet effet est appelé dispersion modale de polarisation (PMD). Différentes études ont approfondi ce sujet en raison de son importance pour les systèmes de propagation à grande distance [4, 5]. L'architecture de notre cavité expérimentale de type Mamyshev (cf. chapitre 4) se compose de fibres à maintien de polarisation (PM) afin de ne pas être sujet à ces différents effets.

Ces fibres PM sont fabriquées en introduisant intentionnellement une forte biréfringence dans la fibre optique par un moyen quelconque permettant de briser la symétrie du profil de l'indice de réfraction. Une technique courante (et celle appliquée dans les fibres PANDA utilisées dans cette thèse) consiste à insérer deux barres d'un verre d'indice de réfraction différent (borosilicate) dans la préforme de la fibre avant l'étirage. La géométrie de la fibre résultante est alors constituée de deux axes clairement définis, le long desquels les constantes de propagation sont significativement différentes.

1.1.2/ ATTÉNUATION

Un paramètre important de la fibre optique est l'atténuation qui permet de quantifier la perte de puissance pendant la transmission. Les pertes, données en m^{-1} sont souvent exprimées sous la forme d'un coefficient d'atténuation α exprimé en m^{-1} :

$$P_T = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (1.8)$$

où P_T représente la puissance en sortie de fibre optique, P_0 la puissance d'entrée et L la distance de propagation. Mais en général, dans la littérature, le coefficient d'atténuation α_{dB} est donné en échelle logarithmique en dB/km :

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right) = 4,343\alpha \quad (1.9)$$

Il est à noter que l'unité dB/km pour α_{dB} est correcte uniquement lorsque α est en km^{-1} .

Lorsque les fibres optiques ont été développées pour la première fois en 1970, leur atténuation était de 20 dB/km c'est-à-dire une perte de 99% de puissance chaque kilomètre [6]. Actuellement Corning Glass Works propose une fibre SMF-28 ULL (single mode fibre, fibre monomode) avec une atténuation de $\sim 0,15$ dB/km à 1550 nm c'est-à-dire une perte seulement de $\sim 3\%$ chaque kilomètre.

Les pertes de la fibre dépendent fortement de la longueur d'onde de la lumière, en raison d'un certain nombre de contributions différentes telles que la diffusion de Rayleigh et l'absorption moléculaire [7]. En particulier, loin des régions spectrales présentant une forte absorption (moléculaire), l'effet principal des pertes dans une fibre optique est dû au phénomène de diffusion Rayleigh qui présente une dépendance intrinsèque à la longueur d'onde donnée par $I \sim I_0 \lambda^{-4}$, qui diminue avec l'augmentation de la longueur d'onde.

Le second effet amenant une atténuation dans les fibres optiques provient de l'absorption moléculaire du milieu. En effet, chaque matériau se distingue par son absorption du champ électromagnétique propre. Par exemple, pour les fibres optiques de silice, il y a une forte absorption dans l'ultra-violet (UV) et dans l'infrarouge lointain (IR) proche des $2 \mu\text{m}$. Les impuretés éventuelles pouvant survenir durant la fabrication (par exemple les ions OH^-) et/ou les dopants présents dans les fibres viennent aussi modifier le taux d'absorption à certaines longueurs d'onde spécifiques [8].

Au cours de nos expériences nous avons pu négliger l'atténuation dans notre modélisation car nos expériences sont réalisées autour de 1550 nm où la perte de propagation est minimale, et les longueurs de fibre utilisées sont relativement courtes (quelques dizaines de mètres). Par ailleurs, comme nous le verrons lorsque nous présenterons notre dispositif expérimental, un facteur beaucoup plus important dans le contexte de nos expériences était la perte de couplage entre deux types de fibres différents, et la perte associée au passage entre éléments massifs et fibrés dans nos cavités lasers.

1.1.3/ NON-LINÉARITÉ

L'intensité du champ électrique associé à une impulsion guidée dans une fibre monomode peut atteindre des valeurs de l'ordre du $\text{MW} \cdot \text{cm}^{-2}$. Dans ce cas, la réponse

électromagnétique du matériau au champ appliqué ne suit plus le résultat standard de l'équation de Maxwell où la polarisation induite est linéairement proportionnelle au champ appliqué, mais nous devons plutôt considérer un modèle plus général où la réponse lumière-matière est non-linéaire.

Les effets non-linéaires dans les fibres optiques proviennent de la susceptibilité d'ordre trois, le $\chi^{(3)}$, qui est responsable de phénomènes tels que la génération de troisième harmonique, le mélange à quatre ondes et la réfraction non-linéaire [9]. Si des efforts particuliers ne sont pas faits pour obtenir un accord de phase, les processus non-linéaires qui impliquent la génération de nouvelles fréquences (la génération de troisième harmonique et le mélange à quatre ondes) ne sont pas efficaces, et la plupart des effets non-linéaires dans les fibres optiques proviennent donc de la réfraction non-linéaire, un phénomène qui se réfère à la dépendance de l'indice de réfraction en intensité. Dans sa forme la plus simple, l'indice de réfraction peut s'écrire comme suit :

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (1.10)$$

où n_0 est l'indice usuel linéaire, l'intensité I s'exprime en W.m^{-2} et n_2 est l'indice non-linéaire qui varie d'un matériau à un autre. Pour la silice massive ou pour une fibre optique fabriquée à base de silice, il est typique de prendre $n_2 \sim 3,2 \times 10^{-20} \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$.

La dépendance en intensité de l'indice de réfraction conduit à un grand nombre d'effets non-linéaires intéressants, et le plus pertinent dans le contexte de cette thèse est l'effet de l'automodulation de phase (self-phase modulation ou SPM). La SPM entraîne l'élargissement spectral d'une impulsion ultra-courte et, dans le cas particulier où les déphasages non-linéaires et dispersifs s'équilibrent (voir ci-dessous), la formation des solitons optiques.

Les effets non-linéaires associés à la susceptibilité $\chi^{(3)}$ instantanée sont "élastiques" dans le sens où il n'y a pas d'échange d'énergie entre le champ électromagnétique et la matière. Or une deuxième classe d'effets non-linéaires existe qui résulte de la diffusion "inélastique" dans laquelle le champ optique transfère de l'énergie au milieu diélectrique. Dans cette thèse, l'effet de diffusion inélastique le plus important est la diffusion Raman stimulée, qui peut physiquement entraîner un élargissement spectral asymétrique lorsqu'une impulsion se propage dans une fibre optique, car l'énergie d'un champ incident est transférée aux phonons dans le matériau.

1.2/ ÉQUATION NON-LINÉAIRE DE SCHRÖDINGER

Nous présentons ici une approche pour calculer la propagation d'un champ qui peut s'approximer par une enveloppe lentement variable. Nous utilisons, ci-dessous, l'équation non-linéaire de Schrödinger afin de mettre en place notre modèle scalaire [1]. Ce formalisme est souvent utilisé dans la littérature [10, 11].

1.2.1/ ÉQUATIONS DE PROPAGATION

La propagation d'une enveloppe $A(z, t)$ dans une fibre optique peut être décrite par le modèle scalaire de l'Équation Non-Linéaire de Schrödinger Généralisée (GNLSE) ou dans certains cas, l'Équation Non-Linéaire de Schrödinger (NLSE) [1]. Nous considérons

maintenant ces différentes formes du modèle de propagation. La forme générale de la GNLSE dans une fibre s'écrit :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A - \hat{D}A = i\gamma \left(1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(A(z, T) \int_{-\infty}^{+\infty} R(T') \times |A(z, T - T')|^2 dT' \right) \quad (1.11)$$

Ici, l'équation est écrite dans un repère temporel glissant avec $T = t - \beta_1 z$ permettant au champ se propageant d'évoluer à la vitesse de groupe v_g avec comme fréquence de référence ω_0 . Le coefficient d'absorption α est dans notre cas négligé. L'opérateur de dispersion est représenté par \hat{D} et donné par :

$$\hat{D} = \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k}{\partial T^k} \quad (1.12)$$

où les β_k sont les coefficients définis dans l'équation 1.3, et les effets non-linéaires sont déterminés par les paramètres :

$$\gamma = \gamma(\omega_0) = \frac{\omega_0 n_2}{c A_{eff}(\omega_0)} \quad (1.13)$$

où $A_{eff}(\omega_0)$ est l'aire effective du mode guidé de la fibre à la fréquence ω_0 . En général, l'aire effective varie avec la fréquence $A_{eff}(\omega)$, ce qui donne lieu à des effets d'auto-raïdissement et de formation de chocs optiques, quantifiés par l'échelle de temps de choc τ_{shock} .

$$\tau_{shock} = \tau_0 - \left\{ \frac{\partial [\ln A_{eff}(\omega)]}{\partial \omega} \right\}_{\omega=\omega_0} \quad (1.14)$$

Ici, $\tau_0 = 1/\omega_0$, qui est le terme de la dérivée dans l'équation 1.14, est calculée numériquement [11]. Les contributions électroniques et Raman retardées sont donnés par la réponse non-linéaire totale $R(T')$:

$$R(T') = (1 - f_R) \delta(T') + f_R h_R(T') \quad (1.15)$$

Nous prenons la fraction Raman comme $f_R = 0,18$ [12, 13] et pour h_R , nous utilisons la forme analytique donnée dans Ref. [1]. Dans les résultats de nos simulations que nous présentons plus loin, cette forme de la GNLSE a été utilisée pour modéliser la propagation dans les segments de fibres passives, à la fois à l'intérieur du laser et à l'extérieur de la cavité. La modélisation avec le GNLSE est particulièrement nécessaire lorsque de multiples effets non-linéaires et dispersifs contribuent à la dynamique globale et à l'élargissement spectral observé. Dans ce cas, la propagation non-linéaire est généralement appelée génération de supercontinuum.

La généralisation du modèle GNLSE à un système d'oscillateur laser est relativement simple, mais elle nécessite l'ajout d'un terme de gain dépendant de la fréquence et d'un mécanisme approprié pour modéliser l'effet de l'absorbant saturable qui déclenche et maintient le fonctionnement impulsionnel. Nous décrivons ces modèles étendus au chapitre 2.

Lorsque les effets dispersifs et non-linéaires d'ordre supérieur ne sont pas présents, le GNLSE se réduit à une forme beaucoup plus simple (la NLSE) qui capture la physique

essentielle des interactions dispersives et non-linéaires. En effet, c'est cette forme plus simple de NLSE qui a été développée pour la première fois dans les années 1970, et ce n'est que plus tard que la forme plus généralisée a été dérivée [1, 14]. La NLSE simple est particulièrement importante parce qu'elle admet des solutions analytiques des impulsions solitons et - avec l'ajout d'un terme de gain constant - des impulsions similaritons que nous abordons ci-dessous. La forme de la NLSE est obtenue à partir de la GNLSE incluant uniquement β_2 , en fixant $\tau_{shock} = 0$, et en négligeant la diffusion Raman. Elle s'écrit :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - i\gamma|A|^2 A = 0 \quad (1.16)$$

1.2.2/ RÉOLUTION NUMÉRIQUE

En général, la GNLSE et la NLSE doivent être résolues numériquement, et, nous décrivons maintenant la technique que nous avons utilisée à cet effet, connue sous le nom de la méthode de Fourier à pas divisés (aussi appelée méthode de *Split Step Fourier* ou SSF). Son principe est de calculer séparément et pas à pas la dispersion et la non-linéarité lors de la propagation de l'impulsion sur des pas de longueurs très petites. Cette méthode a été appliquée pour la première fois aux fibres optiques en 1973 [15, 16].

Pour illustrer la méthode SSF (voir la figure 1.1), nous allons écrire l'équation de propagation sous une forme condensée :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (1.17)$$

où les opérateurs \hat{D} et \hat{N} regroupent respectivement les différents termes dispersifs et non-linéaires vus dans les équations présentées précédemment. En supposant que, sur une longueur de pas h , les opérateurs dispersifs et non-linéaires agissent indépendamment, l'évolution de l'enveloppe de la distance z à $z+h$ peut être écrite comme suit

$$A(z+h, T) \approx \exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N})A(z, T) \quad (1.18)$$

Pour chaque étape, les solutions séparées des étapes dispersives et non-linéaires sont calculées en utilisant des solutions analytiques connues si possible (dans le cas de la NLSE) ou en utilisant une approche plus générale (la méthode Runge Kutta pour la GNLSE) [1].

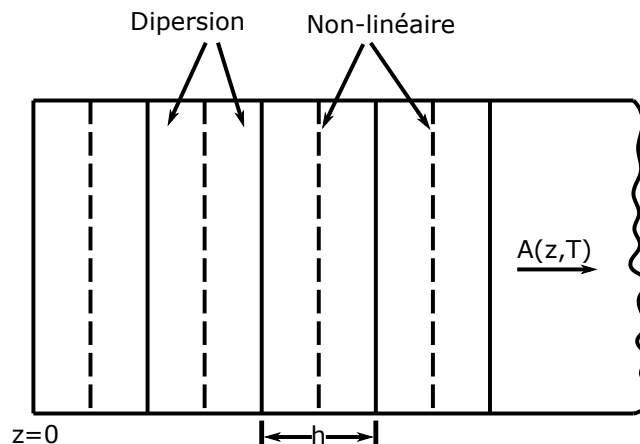


FIGURE 1.1 – Illustration de la méthode de Fourier à pas divisés. La longueur de fibre (z) est divisée en plusieurs tronçons de tailles égales (h). Chaque ligne en pointillé représente l'application des effets non-linéaires à milieu d'un segment de propagation [1].

1.3/ SOLITONS ET SIMILARITONS

Les interactions entre les effets non-linéaires et dispersifs dans les fibres optiques donnent lieu à un riche paysage de phénomènes qui peuvent provoquer des modifications temporelles et spectrales significatives d'une impulsion lumineuse qui se propage. La nature de ces interactions dépend du signe du paramètre de dispersion de vitesse de groupe GVD β_2 .

En particulier, nous discutons maintenant de deux solutions particulières de la NLSE - les solitons et les similaritons - qui peuvent être observés dans les régimes de dispersion, respectivement, anormale et normale, et qui décrivent des formes d'impulsions localisées que nous rencontrerons dans nos résultats expérimentaux.

1.3.1/ SOLITONS OPTIQUES

Le concept du "soliton" décrit une solution analytique à une équation de propagation non-linéaire qui possède une certaine forme de localisation et de stabilité caractéristiques [17–19]. Le formalisme mathématique des solitons est complexe, mais en optique, il est possible d'interpréter leurs propriétés de manière plus physique. Les solitons existent dans le cadre de la NLSE lorsque $\beta_2 < 0$ et lorsque nous pouvons déterminer les conditions pour que les phases non-linéaires et linéaires développées pendant la propagation s'annulent exactement.

En particulier, nous considérons une impulsion sécante hyperbolique de la forme

$$A(0, T) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (1.19)$$

et nous définissons des échelles de longueur caractéristiques pour la dispersion $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ et pour la non-linéarité $L_{NL} = (\gamma P_0)^{-1}$. La condition que les phases linéaires et non-

linéaires s'annulent correspond au cas où $L_D = L_{NL}$ tel que l'impulsion d'entrée conserve un profil d'intensité stable lors de la propagation le long de z . Le soliton développe cependant un déphasage non-linéaire dépendant de z selon :

$$A(z, T) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right) \exp\left(i\gamma P_0 \frac{z}{2}\right) \quad (1.20)$$

mais cette phase ne se manifeste évidemment pas si on mesure les profils d'intensité.

Plus généralement, nous pouvons également observer des familles de solitons d'ordre supérieur lorsque le rapport $L_D/L_{NL} = N^2$ avec N entier. L'évolution de l'intensité dans ce cas n'est plus invariante avec z mais présente une évolution périodique complexe constituée des dilatations et de compression spectrale et temporelle. La période sur laquelle les profils initiaux d'intensité temporelle et spectrale sont reproduits dans ce cas est $z_{sol} = (\pi/2) L_D$. La figure 1.2 illustre l'évolution spectrale et temporelle des solitons fondamentaux et d'ordre supérieur.

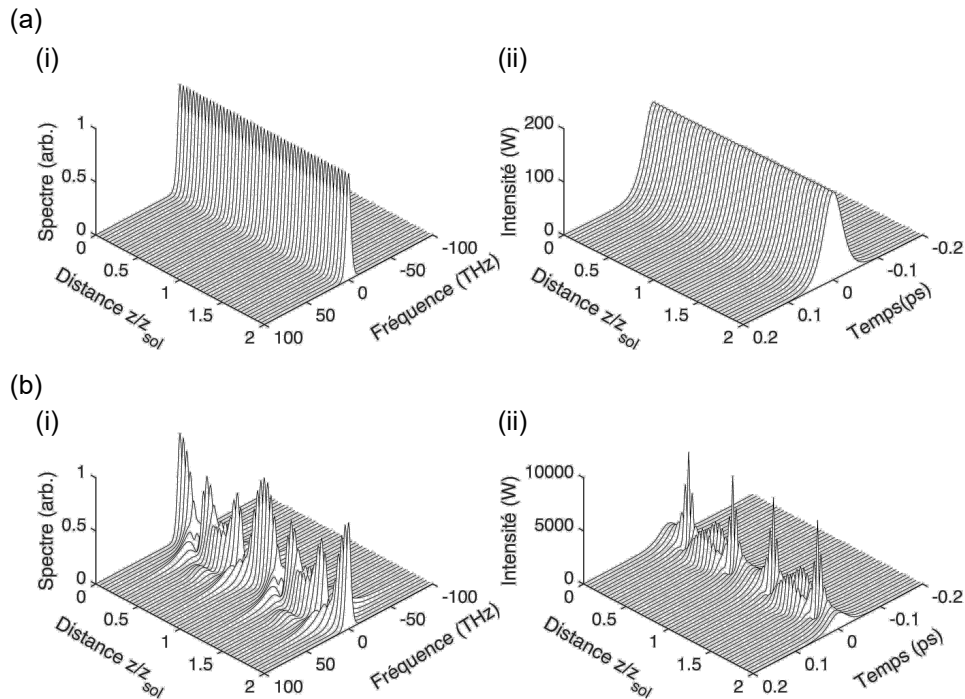


FIGURE 1.2 – Illustration de la propagation spectrale (i) et temporelle (ii) d'un soliton fondamental (a) et d'un soliton d'ordre supérieur (b) [3].

1.3.2/ SIMILARITONS OPTIQUES

L'autosimilarité est une propriété observée dans de nombreux systèmes physiques, associée à la préservation ou à la réplication d'une structure particulière sur plusieurs échelles. Dans les fibres optiques non-linéaires, elle est observée lors de la propagation d'impulsions ultracourtes possédant un profil d'intensité particulier de type "parabolique" et un chirp linéaire lorsque ces impulsions se propagent à haute puissance dans le régime

de dispersion normale avec $\beta_2 > 0$. De telles impulsions sont appelées “similaritons optiques” et ont été prédites pour la première fois par Anderson et al. en 1993 [20], qui cherchaient des formes d’impulsions susceptibles d’éviter la distorsion connue sous le nom de “optical wave breaking” associée à la propagation à haute puissance dans le régime de dispersion normale [21].

Cependant, bien qu’Anderson ait pu identifier le profil d’impulsion parabolique chirpée comme permettant d’éviter l’effet de wave breaking, c’est l’analyse plus complète de Kruglov et al. en 2000 [22, 23] qui a montré que de telles impulsions paraboliques étaient naturellement générées dans un amplificateur à fibre optique à dispersion normale et à gain élevé. De plus, elles représentaient des solutions asymptotiques telles que toute impulsion d’entrée, quelle que soit sa forme, tendrait vers une impulsion parabolique chirpée lors de l’amplification. Kruglov et al. ont développé une théorie rigoureuse sur la génération d’impulsions paraboliques dans les amplificateurs, et même si nous ne l’utilisons pas explicitement dans l’interprétation de nos résultats ci-dessous, il est utile de résumer les principaux résultats ici [22].

Nous commençons avec l’équation non-linéaire de Schrödinger avec gain linéique constant g_0 :

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, T)}{\partial t^2} + i\gamma |A(z, T)|^2 A(z, T) + \frac{g_0}{2} A(z, T) \quad (1.21)$$

Pour une impulsion injectée d’énergie U_{in} , l’intensité du similariton à une distance z dans l’amplificateur est donnée par :

$$P(z, T) = |A(z, T)|^2 = \begin{cases} P_0 \exp\left(\frac{2g_0 z}{3}\right) \left(1 - \frac{t^2}{T_p(z)^2}\right) & |T| \leq T_p(z) \\ 0 & |T| > T_p(z) \end{cases} \quad (1.22)$$

où la durée à une distance z est :

$$T_p(z) = \frac{6(\gamma\beta_2/2P_0)^{1/2}}{g_0} \exp\left(\frac{g_0 z}{3}\right) \quad (1.23)$$

et la puissance est déterminée par l’énergie de l’impulsion initiale :

$$P_0 = \frac{1}{4} \left(\frac{g_0 U_{in}}{\sqrt{\gamma\beta_2/2}} \right)^{2/3} \quad (1.24)$$

Dans le domaine temporel, l’impulsion développe un chirp linéaire donné par :

$$\Omega(T) = -\frac{\partial\phi(T)}{\partial t} = \frac{g_0}{3\beta_2} T \quad (1.25)$$

Dans le domaine spectral, la limite asymptotique d’une impulsion parabolique chirpée possède également un profil d’intensité parabolique :

$$\tilde{I}(z, \omega) = |\tilde{A}(z, \omega)|^2 = \begin{cases} \frac{3\beta_2 P_0}{g_0} \exp\left(\frac{2g_0 z}{3}\right) \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2}\right) & |\omega| \leq \omega_p(z) \\ 0 & |\omega| > \omega_p(z) \end{cases} \quad (1.26)$$

avec la variation de la largeur spectrale pendant la propagation donnée par :

$$\omega_p(z) = \left(\frac{2\gamma P_0}{\beta_2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{g_0 z}{3}\right) \quad (1.27)$$

La figure 1.3 illustre l'évolution temporelle (a) et spectrale (b) d'une impulsion Gaussienne vers un similariton parabolique dans un amplificateur de 2 m (traits continus).[24]

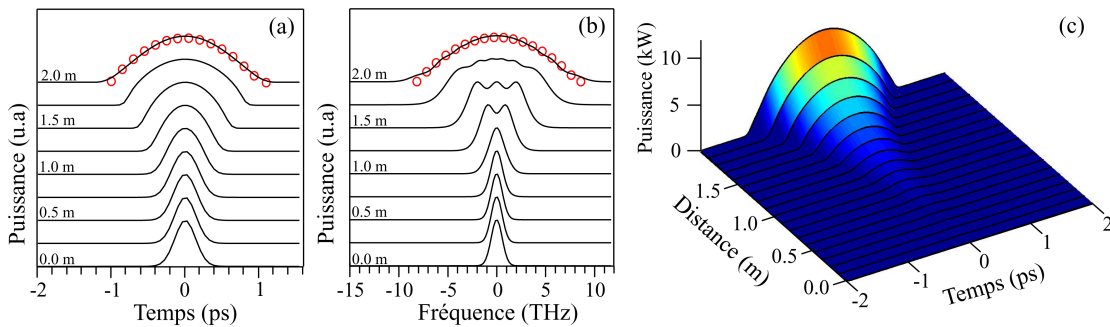


FIGURE 1.3 – Évolution temporelle (a) et spectrale (b) d'une impulsion initiale Gaussienne vers un similariton parabolique dans un amplificateur de longueur 2 m (traits continus). Courbes d'ajustement paraboliques en sortie (cercles). Paramètres de la simulation : Impulsion de 200 fs FWHM et de 12 pJ injectée dans une fibre avec : $\beta_2 = 25 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$, $\gamma = 5.8 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, $g_0 = 1.9 \text{ m}^{-1}$. (c) : Évolution en 3D du profil impulsional en domaine temporel [24].

A partir de ces équations, il apparaît que l'évolution d'une impulsion vers ce régime parabolique et sa croissance autosimilaire dans l'amplification sont liées à des relations entre l'énergie de l'impulsion, les caractéristiques de la fibre (sa dispersion, sa non linéarité) et le gain d'amplification. En outre, dans un amplificateur réaliste, la largeur finie de la transition électronique jouera également un rôle dans la limitation de la largeur de bande spectrale qui peut être obtenue. Deux grandes techniques permettent la génération des similaritons : l'amplification Raman et l'amplification par fibre dopée. Cependant du fait de la grande disparité du gain métrique pour ces techniques, les caractéristiques des impulsions susceptibles de subir cette évolution et le choix de la fibre propagatrice sont fortement distincts. Typiquement, dans le cas des similaritons générés par l'amplification Raman, le faible gain linéaire conduit généralement à des longueurs de fibre kilométriques. En revanche, pour les fibres dopées telles que l'Er et l'Yb, la dynamique des similaritons peut être observée dans des fibres de 10 m de long. Pour nos systèmes laser décrits ci-dessous, notre désir de réaliser des sources avec des taux de répétition élevés (MHz) nous a conduits à choisir la fibre dopée à l'Erbium comme milieu de gain.

1.4/ SYNTHÈSE DU CHAPITRE 1

Ce premier chapitre introduit la physique générale de la propagation de la lumière dans les fibres optiques et les différentes équations utilisées permettant de construire le

modèle numérique des deux systèmes laser étudiés et caractérisés. Nous avons introduit les différentes équations décrivant la propagation des impulsions différentes présentes dans les systèmes lasers étudiés expérimentalement au cours de cette thèse, le soliton et le similariton. Ces deux expériences seront présentées dans les deux derniers chapitres du manuscrit.

INTRODUCTION AUX LASERS À FIBRE ULTRARAPIDES

Le chapitre précédent présente les concepts principaux de la fibre optique non-linéaire, ainsi que les résultats numériques relatifs à l'analyse de l'équation de Schrödinger non-linéaire décrivant la propagation d'une impulsion dans un système non-linéaire et dispersif. Nous décrivons dans ce chapitre comment ces différents effets peuvent être exploités pour générer une source large bande impulsionnelle provenant de deux oscillateurs laser fibrés, le laser à soliton-similariton et l'oscillateur de Mamyshev. Ce chapitre présente à la fois leurs modes de fonctionnement général, ainsi que le détail de leur modélisation numérique. L'objectif général de ce chapitre est de faciliter la compréhension afin d'interpréter nos résultats expérimentaux abordés dans les chapitres suivants.

2.1/ PRINCIPES DU LASER À FIBRE À SOLITON DISSIPATIF

La section 1.3.1 a présenté l'équation de Schrödinger non-linéaire comme solution pour la modélisation de solitons localisés résultant de l'équilibre entre les effets non-linéaires et dispersifs du système. Le terme *soliton* fût introduit pour la première fois en 1965 [25]. Il n'a d'abord été appliqué que dans un sens mathématique très étroit, associé uniquement aux solutions localisées des équations différentielles intégrables [26, 27]. Cependant, de nombreux systèmes physiques présentent un équilibre non-linéaire et dispersif permettant la propagation de solution de type soliton. Ces systèmes incluent aussi d'autres effets tels que le gain et les pertes et sont décrits comme des systèmes dissipatifs. En conséquence, le terme de *soliton dissipatif* a été introduit afin de fournir un cadre plus général pour décrire la localisation de solitons en présence de multiples processus linéaires et non-linéaires en compétition [28]. La physique des solitons dissipatifs est devenue l'un des domaines d'étude le plus passionnant et actif de la science non-linéaire.

Dans le contexte de l'optique, la définition générale d'un soliton dissipatif décrit un paquet d'ondes optiques temporel ou spatial dont les propriétés de localisation sont déterminées par un équilibre composite entre plusieurs effets. L'idée clef ici est que la condition d'équilibre pour un soliton dissipatif peut être beaucoup plus complexe, contrairement à un soliton NLSE simple où il est possible de déterminer ses caractéristiques sur la base des propriétés non-linéaires et dispersives (voir l'équation 1.20 par exemple). Par exemple, outre les effets tels que l'amplification et les pertes linéaires qui agissent de manière égale sur toutes les composantes de la structure du soliton, les solitons dis-

sipatifs peuvent également exister dans des systèmes où l'amplification ou le filtrage sont présents seulement sur une partie du soliton. Nous retrouvons ce cas dans nos expériences où le filtrage spectral joue un rôle majeur dans la dynamique du laser. Bien que les systèmes dissipatifs soient donc très complexes, ils constituent également un moyen riche et puissant d'étudier la dynamique et le fonctionnement d'un large éventail de systèmes optiques.

Une revue complète de la physique des solitons dissipatifs est fournie par Akhmediev [28], et une revue plus spécifique sur la dynamique des solitons dissipatifs dans des lasers impulsionsnels a été fournie par Akhmediev et Grelu [29]. Dès les années 1980 plusieurs groupes se lancèrent dans les études des solitons, bien que les études initiales n'utilisassent pas la terminologie de soliton dissipatif pour décrire le fonctionnement du laser étudié. Ces premières études n'étaient pas motivées par un intérêt pour la dynamique non-linéaire fondamentale, mais par l'objectif pratique d'optimiser les lasers femtosecondes à verrouillage de modes passif [30–32]. Dans ces lasers, le mécanisme de mise en forme des impulsions était connu pour être associé à une modulation de phase en raison de la propagation du faisceau dans le milieu de gain, et dans lequel le contrôle de la dispersion de la vitesse de groupe se fait via l'utilisation de paires de prismes présents dans la cavité.

Parmi les pionniers dans ce domaine, on peut citer Martinez et al. [30] dont les travaux ont porté sur le développement d'une théorie du verrouillage de modes basée sur l'équilibre entre la non-linéarité et la dispersion en présence du gain dans une cavité laser. Un article ultérieur de Haus décrit un modèle plus complet, basé sur une équation différentielle décrivant l'évolution temporelle d'une impulsion intra-cavité (*l'équation maîtresse*), incluant des effets plus réalistes, y compris la saturation du gain, la largeur de bande de gain finie, et la modulation des pertes [31]. Des travaux similaires ont été rapportés par Brabec et al. [33].

Il a été rapidement reconnu que ces équations différentielles développées pour les systèmes laser étaient similaires à l'équation complexe cubique-quintique de Ginzburg-Landau (CGLE) [34], une extension de l'équation non-linéaire de Schrödinger avec des termes d'ordre supérieur et dissipatifs [26, 35]. Même si nous ne présentons pas les solutions de la CGLE dans cette thèse, il est néanmoins utile de la donner ici sous la forme écrite par Haus afin de pouvoir apprécier les similitudes avec les différentes formes de NLSE et GNLSE.

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1^{\text{eff}} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{2} \beta_2^{\text{eff}} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{1}{2} (\alpha + \alpha_2 |A|^2) A = i\gamma |A|^2 A + \frac{g_0}{2} \frac{1 + i\delta}{1 + \delta^2} A \quad (2.1)$$

où

$$\beta_1^{\text{eff}} = \beta_1 + \frac{g_0 T_2}{2} \left[\frac{1 - \delta^2 + 2i\delta}{(1 + \delta^2)^2} \right] \quad (2.2)$$

$$\beta_2^{\text{eff}} = \beta_2 + g_0 T_2^2 \left[\frac{\delta(\delta^2 - 3) + i(1 - 3\delta^2)}{(1 + 2\delta^2)^3} \right]. \quad (2.3)$$

Ici, les paramètres α et α_2 sont respectivement les coefficients de pertes linéaires et non-linéaires, et β_1 et β_2 ont la même interprétation que celle vue au chapitre 1. L'échelle

de temps T_2 est associée au profil de gain (coefficient de gain g_0), et le paramètre de désaccord est donné par $\delta = (\omega_0 - \omega)T_2$, avec ω_0 la fréquence angulaire du signal .

De nombreux travaux théoriques et numériques utilisant la CGLE pour modéliser des systèmes lasers ont ensuite été mis en place par différentes équipes de recherche. Bien que la CGLE ne donne pas (en générale) de solutions analytiques, les études numériques ont montré que les lasers à solitons dissipatifs pouvaient présenter un large éventail de comportements dynamiques intéressants [36]. De plus, elle a permis de prédire une gamme diverse de formes d'impulsions stables, allant de profils de sécantes similaires à ceux associés à la simple NLSE, à des états plus complexes tels que des impulsions composites et des *molécules* de soliton à l'état lié [26, 29, 36] . L'analyse à l'aide de la CGLE a également été utile pour révéler des régimes d'instabilité dans les lasers étudiés, soulignant que dans certaines conditions, certains systèmes ne pourraient jamais être configurés pour produire des trains d'impulsions stables.

Ces études à l'aide de la CGLE ont influencé considérablement la conduite d'études expérimentales sur les lasers à fibre optique, qui ont rapidement été reconnus comme des supports idéaux pour étudier les dynamiques riches des solitons dissipatifs en laboratoire. Cependant, bien que la CGLE ait été importante pour fournir un support permettant d'interpréter qualitativement les dynamiques observées, les études numériques quantitatives nécessitent une approche différente. Plus précisément, une méthode de modélisation par itération fut développée, afin de déterminer l'évolution de la propagation d'un champ de faible amplitude sur plusieurs allers-retours ou tours de cavité au travers d'une séquence d'éléments optiques modélisés de manière réaliste. Cette approche a également été utilisée au cours de cette thèse, nous la décrirons dans la section 2.2.2 et section 2.3.2.

La conception d'un laser à fibre à solitons dissipatifs peut prendre une grande variété de formes, et la dynamique particulière observée dépend précisément des différentes longueurs de fibres à dispersion normale et anormale, du type d'absorbant saturable utilisé et de la présence de filtrage intracavité [29]. Un certain nombre de lasers à solitons dissipatifs ont été répertoriés dans la littérature [37–40] et sont décrits en détail dans une revue récente [41]. Dans les sections ci-après de ce chapitre, nous décrivons les deux conceptions de laser que nous avons réalisées au cours de cette thèse : un laser combiné soliton-similariton [42] et un oscillateur de Mamyshev [62]. Pour chacun, nous fournissons une discussion de leur modélisation et des principes clés de leur fonctionnement. Les résultats expérimentaux sont fournis dans les chapitres suivants.

2.2/ LE LASER SOLITON-SIMILARITON

La section 1.3.2 a permis de présenter l'amplification autosimilaire et de décrire comment son évolution est modélisée dans une fibre à dispersion normale à partir de la NLSE. Des études théoriques et expérimentales détaillées ont montré qu'un amplificateur optique à dispersion normale génère de manière asymptotique des impulsions à profil parabolique tel que ce dernier est préservé lors de la propagation bien que la largeur spectrale et temporelle augmente [23]. Cette propriété a été identifiée comme une manifestation de l'autosimilarité dynamique [43]. Les impulsions ont été décrites comme des *similaritons*.

Des travaux approfondis sur les *amplificateurs à similariton* ont été réalisés au début

des années 2000, conduisant à des développements majeurs dans le domaine des amplificateurs à fibre dans différentes gammes de longueurs d'onde [44]. Une étape importante en 2010 a été le travail établi qui a démontré le fonctionnement d'une cavité laser ayant une conception particulière exploitant l'amplification de similaritons et l'évolution de solitons dans la même cavité laser [40]. C'est ce type de système laser soliton-similariton que nous avons réalisé dans le cadre de cette thèse.

2.2.1/ PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

À la suite des différents travaux de Oktem et al [40], la communauté scientifique a montré beaucoup d'intérêt aux propriétés et caractéristiques de ce type de cavité. L'impulsion se propage de façon autosimilaire dans la fibre de gain avec une dispersion normale de l'amplificateur, et après filtrage spectral, évolue ensuite vers un soliton où la dispersion du milieu est anormale, et ainsi de suite. D'un point de vue physique, la particularité de cette cavité est l'existence d'impulsion solitonique et autosimilaire coexistant au sein d'un même système. En outre, la structure de ses systèmes s'est avérée très robuste donnant à la source laser une grande stabilité dans le court et le long terme.

La figure 2.1 présente un modèle simplifié d'un laser soliton-similariton . La cavité comprend une diode pompe à 980 nm suivie d'une fibre dopée Erbium permettant l'amplification d'une impulsion autosimilaire. La fibre dopée Erbium est suivie par un absorbant saturable permettant un verrouillage de modes passif [42]. Le verrouillage de modes passif est une technique non-linéaire composée entièrement d'éléments optiques permettant la génération d'impulsions ultracourtes sans utiliser d'élément actifs comme un modulateur électro-optique. Le verrouillage de modes avec absorbant saturable date des années 70. Le principe de base est d'inclure dans une cavité optique un élément ou des éléments capables d'introduire de manière différentielle des pertes entre un champs de haute intensité (impulsion) et un champ de basse intensité (bruit) de manière à favoriser l'accumulation et la circulation d'une impulsion stable dans une cavité.

L'absorbant saturable du laser étudié est composé de différentes lames de phase ($\lambda/2$ et $\lambda/4$) et d'un cube polariseur (PBS). Le réglage des différentes lames de phases va permettre de modifier la polarisation de l'impulsion et ainsi régler les pertes liées au PBS et régler finalement l'état de fonctionnement de la cavité laser. Les absorbants saturables peuvent prendre de nombreuses formes, et dans le cas des lasers à fibre, un mécanisme couramment employé est basé sur la rotation non-linéaire de la polarisation. En particulier, lorsqu'une impulsion optique intense se propage dans une fibre optique qui ne maintient pas la polarisation, il peut se produire une modification non-linéaire (dépendant de l'intensité) de l'état de polarisation. Il ne s'agit généralement pas d'une rotation simple de l'orientation de polarisation rectiligne, mais plutôt une évolution complexe vers un état de polarisation elliptique [1]. Le résultat est qu'un champ de faible intensité et un champ de forte intensité dans une cavité sont associées aux différents états de polarisation après un tour de la cavité, et ceux-ci peuvent être distingués en utilisant des éléments de contrôle de polarisation appropriés. Ainsi, un bruit de faible intensité est rejeté et une impulsion de forte intensité est transmise.

Le taux de répétition de la cavité dépend essentiellement de la longueur de cette dernière. Il est calculé de cette manière, $f_{rep} = 1/\Delta t$, avec Δt en secondes étant le temps entre deux impulsions et f_{rep} en Hz. Pour des états où le nombre d'impulsions dans la cavité est supérieur à 1 et ayant strictement la même distance temporelle, on parlera de

régime de fonctionnement harmonique.

Après avoir parcouru l'absorbant saturable (cf. figure 2.1), l'impulsion dont le spectre a été étendu par la structuration en similariton va venir traverser un filtre passe-bande réduisant la largeur spectrale à quelques nanomètres, permettant un processus régénératif dans la cavité. Passé ce filtrage l'impulsion peut alors évoluer en soliton durant sa propagation dans une fibre monomode type SMF pour ensuite recirculer dans la cavité.

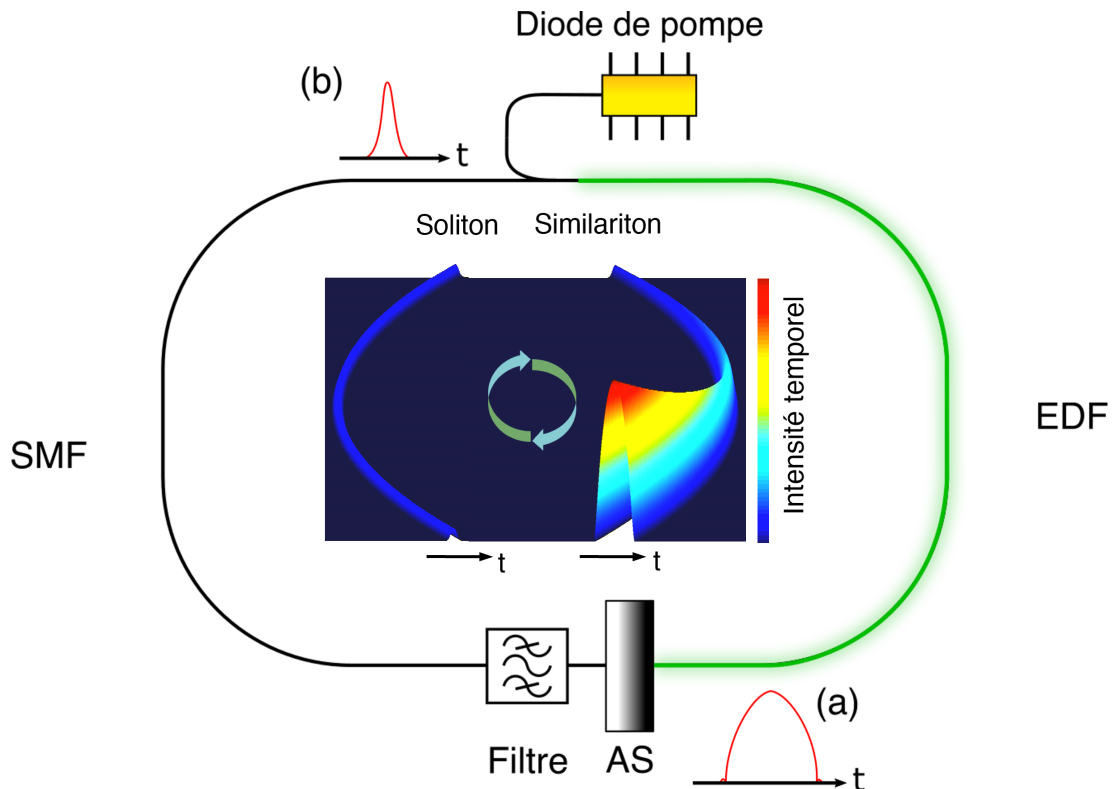


FIGURE 2.1 – EDF : fibre dopée Erbium. AS : absorbant saturable. SMF : fibre mono-mode. La cavité laser est “coupée” en deux parties. La première est représentée par la fibre Erbium qui va permettre la génération d’un similariton dépendant de la puissance de la diode de pompe (a). La seconde est représentée par la fibre SMF où une impulsion solitonique va pouvoir se propager. Le réglage des pertes au niveau de l’absorbant saturable va permettre d’initier le verrouillage de modes du laser. Le filtre passe bande sélectionne une partie du spectre du similariton pour qu’il puisse évoluer vers un soliton dans le segment SMF (b).

2.2.2/ MODÉLISATION D’UNE CAVITÉ LASER SOLITON-SIMILARITON

Nous avons vu précédemment les éléments principaux qui composent un laser soliton-similariton, abordons la manière de modéliser ce type de cavité afin d’en mesurer les différents comportements qui peuvent subsister et comprendre la physique.

L’amplification de type similariton permet aussi de travailler sur des gammes d’instabilités dans un régime de quasi-soliton-similariton, y compris la dynamique d’accumulation d’impulsions [45], l’évolution chaotique et les *explosions* [46], ainsi que les *molécules*

de *similariton* à l'état lié stable et instable [47]. La conception de ce type de laser peut effectivement être configurée à l'aide de l'optimisation de la puissance et des pertes pour présenter un fonctionnement très stable (à la fois dans les régimes d'impulsions uniques et de molécules). Nous présenterons nos différents résultats de simulations numériques et manipulations expérimentales dans le chapitre 3.

Pour modéliser notre cavité, nous procédons comme ci-dessous. L'impulsion initiale qui va être injectée dans notre modèle est une impulsion centrée autour de 1550 nm, d'une dizaine de picosecondes de large et de type sécante hyperbolique ou gaussienne, avec 100% de bruit ajouté à l'intensité temporelle. Le modèle numérique va faire propager l'impulsion initiale successivement dans les différents segments/éléments de la cavité qui sont décrits par les différentes fonctions de transferts correspondantes.

Chacun des segments de fibre de la cavité va être modélisé à l'aide de l'équation non-linéaire de Schrödinger scalaire (cf. équation 2.4). Sa résolution numérique sera effectuée en utilisant la méthode de Fourier à pas divisés comme décrite dans le chapitre 1.

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{\hat{g}}{2} A + i\gamma |A|^2 A. \quad (2.4)$$

Ici, $A = A(z, \tau)$ représente l'enveloppe de l'impulsion avec z la coordonnée de propagation dans le milieu et τ le temps. Les termes à droite dans l'équation 2.4 sont ceux qui régissent la dispersion, le gain lié à la fibre erbium et les effets non-linéaires qui vont interagir avec l'impulsion pendant sa propagation. Il est à noter que nous utilisons la même équation 2.4 pour les segments de fibres non dopées en négligeant la partie qui régit le gain.

Le gain de l'EDF est donné par :

$$\hat{g}(\omega) = \frac{g_0}{1 + E/E_{\text{sat}}} \times \frac{1}{1 + \Omega^2/\Omega_g^2}, \quad (2.5)$$

où g_0 est le gain non saturé (petit signal), et Ω_g correspond à une largeur de bande spectrale de gain considéré de 40 nm dans le cas de l'Erbium. $\Omega = \omega - \omega_0$ est le désaccord de fréquence (angulaire), avec ω_0 correspondant à la longueur d'onde centrale du profil Lorentzien que nous fixons à la valeur de 1550 nm. $E = \int |A|^2 d\tau$ est l'énergie intracavité de l'impulsion, et E_{sat} est le paramètre de saturation du gain [48].

L'absorbant saturable est décrit par la fonction de transfert standard [40] :

$$T(\tau) = 1 - \frac{q_0}{1 + P(\tau)/P_{\text{sat}}}, \quad (2.6)$$

où q_0 est la perte non saturée, $P(\tau) = |A(z, \tau)|^2$ la puissance instantanée, et P_{sat} est la puissance de saturation.

Après l'absorbant saturable, nous nous occupons de modéliser la fonction de transfert du filtre de la cavité qui est une simple supergaussienne d'ordre 6 centrée autour de 1550 nm et de 10 nm de large. Après filtrage, nous refaisons propager notre impulsion à travers une fibre SMF pour ensuite reboucler dans la fibre EDF et ainsi de suite. Les pertes sont ajoutées et la puissance de pompe est ajustée pour que le modèle soit dans la configuration souhaitée.

2.3/ L'OSCILLATEUR MAMYSHEV

Les sources ultrarapides à large bande basées sur le concept de régénérateur de Mamyshev constituent une classe extrême d'oscillateur à soliton dissipatif qui exploite la reconstruction et la régénération en cascade d'impulsion à l'aide d'un filtrage décalé en longueur d'onde afin de maintenir un fonctionnement impulsif correspondant au taux de répétition de la cavité. Le principe de reconstruction de signal optique a été tout d'abord proposé par Piché en 1993 [49] par utilisation de l'effet Kerr. La seconde théorie du régénérateur fût mise en place par Pavel V. Mamyshev en 1998 [50], c'est cette dernière qui a été gardée dans la communauté scientifique en majorité. Elle met en avant la suppression de bruit et des fluctuations lors de la restauration d'un signal. Cette méthode de régénération se base sur l'effet d'automodulation de phase suivi par une étape de filtrage spectral.

Le régénérateur Mamyshev a fortement été utilisé dans les télécommunications afin d'améliorer le rapport signal sur bruit d'un ensemble de bits composés de "0" et de "1". Cette technique a été diversifiée pour traiter simultanément différentes longueurs d'ondes ayant des états de polarisations différentes afin de gagner en flexibilité de traitement et d'optimisation du signal. Le principe de cette régénération est mis en avant par la figure 2.2. Un signal composé de plusieurs impulsions centré sur λ_0 est injecté dans une fibre de gain Erbium (EDFA) afin d'amplifier les oscillations représentant les différents bits de valeur "1". Le signal passe ensuite dans une fibre à dispersion normale de longueur L , d'une dispersion chromatique β_2 , d'un coefficient non-linéaire γ . Ensuite le signal passe un filtre passe-bande (OBPF) ayant comme largeur spectrale δf et un décalage de longueur d'onde centrale égale à $\lambda_f = \lambda_0 + \Delta\lambda$.

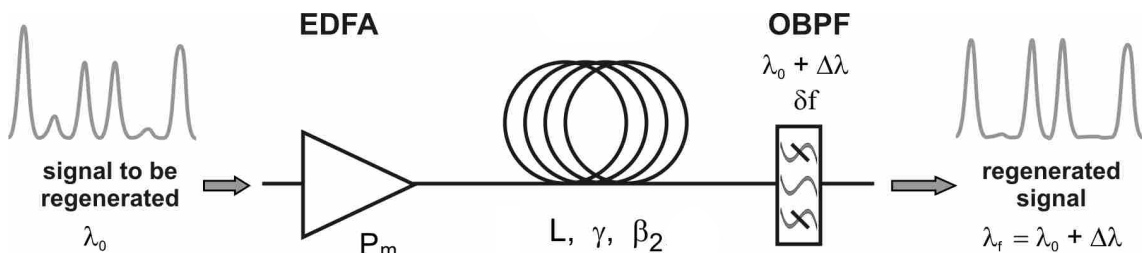


FIGURE 2.2 – Schéma du régénérateur Mamyshev [51]

L'utilisation du régénérateur Mamyshev comme absorbant saturable dans une cavité laser entraîne une très forte dissipation, ce qui conduit à des variations importantes des caractéristiques temporelles et spectrales sur un même tour. En effet, l'utilisation de régénérateur comme absorbant saturable dans un laser à fibre est un concept nouveau, et les études sur les lasers à *oscillateur de Mamyshev* ont attiré beaucoup d'attention dans divers systèmes Er (Erbium) [52–59] ainsi que Yb (Ytterbium) [60–63] et Tm (Thulium) [64]. Parmi les avantages de l'utilisation de régénérateur de Mamyshev comme mécanisme de verrouillage de mode par rapport à d'autres lasers à fibre, on peut citer le fait qu'elle permet l'utilisation de fibres à maintien de polarisation et qu'elle supprime les limites de seuil de dommage associées à l'utilisation d'absorbant saturables massifs [54, 65].

2.3.1/ PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

La figure 2.3 (a) illustre l'architecture typique d'une cavité laser de type régénérateur de Mamyshev. Le laser combine deux régénérateurs Mamyshev au sein d'une même cavité optique. Chaque bras est constitué d'un segment de fibre de gain et d'un filtre passe-bande afin d'effectuer la régénération, ainsi d'une lame demi-onde et d'un PBS afin d'ajuster la puissance dans la cavité, donnant un coupleur de sortie variable. Les deux filtres du système peuvent être réglés indépendamment l'un de l'autre (cf. figure 2.3 (b)).

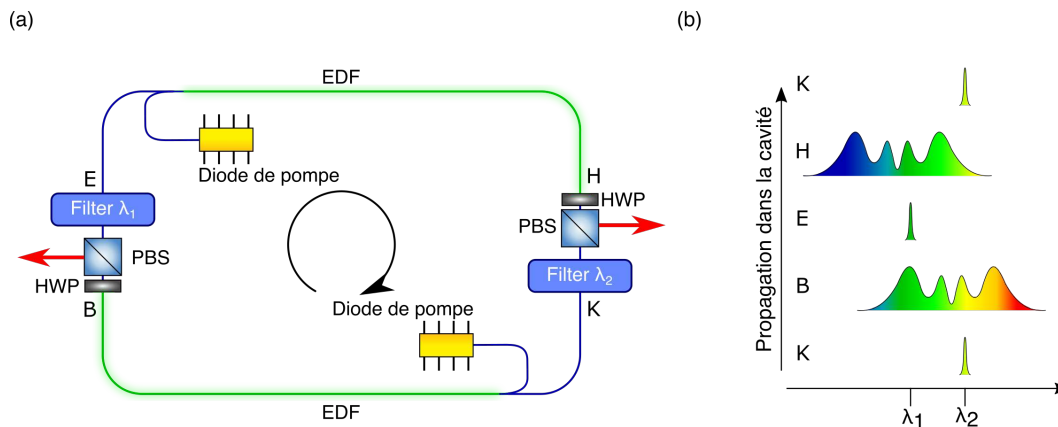


FIGURE 2.3 – (a) Schéma simplifié d'un régénérateur Mamyshev. (b) Principe de filtrage de la cavité Mamyshev.

Les performances de l'oscillateur de Mamyshev sont étroitement liées aux caractéristiques des filtres. Les deux filtres passes bandes peuvent avoir la même largeur spectrale mais leur longueur d'onde centrale doit forcément être décalée. Les deux filtres ne doivent pas se recouvrir spectralement afin d'assurer le "nettoyage" de l'impulsion dans la cavité et maintenir un état impulsionnel stable. En revanche, une trop grande séparation spectrale entre les deux filtres, influencera d'une manière défavorable le verrouillage de modes, le rendant difficile à atteindre sans utiliser un système de modulation de puissance de la diode de pompe [63].

D'autre part, le système de Mamyshev n'est pas "auto-démarrant" dans le sens que le fonctionnement à verrouillage de mode ne se développe pas spontanément. Cela a été noté dès les premières études expérimentales [65], et des techniques utilisant des sources d'amorçage externes ("seeds") ont été trouvées nécessaire afin d'initier l'oscillation pulsée. Dans le cadre de nos expériences, nous avons utilisé comme *seed* un laser impulsionnel (cf. Chapitre 4). D'autres techniques de démarrage existent, comme l'ajout d'un bras auxiliaire à la cavité comportant un absorbant saturable [54, 65, 66].

Le régénérateur Mamyshev est entièrement construit avec des fibres à maintien de polarisation (PM), et ceci pour deux raisons. Premièrement, cela garantit que la rotation de polarisation non-linéaire ne joue pas de rôle dans la dynamique, de sorte que seul le mécanisme d'absorption saturable présent dans la cavité est associé à la modulation SPM et au filtrage. Deuxièmement, l'utilisation de la fibre PM permet de rendre la cavité très stable vis à vis de l'environnement de travail (température de la pièce, potentiel mouvement des fibres optiques etc.)

2.3.2/ MODÉLISATION D'UN OSCILLATEUR DE MAMYSHEV

La modélisation de la cavité de type régénérateur Mamyshev nous permet de prédire le comportement impulsionnel de la cavité. Comme pour la cavité soliton-similariton, chaque segment de la cavité va être modélisé à partir d'une fonction de transfert appropriée et - pour les fibres optiques - par l'équation non-linéaire de Schrödinger. Voir équations 2.4 et 2.5 ci-dessus.

La différence majeure avec les simulations de la cavité du laser soliton-similariton est que nous ne modélisons pas explicitement d'absorbant saturable. Le verrouillage des modes se fait à partir de l'utilisation de deux filtres spectraux centrés autour de deux longueurs d'ondes différentes. La fonction de transfert de chaque filtre est représentée par une gaussienne d'ordre supérieur centrée autour de 1545 nm et 1560 nm et de 7 nm de largeur spectrale.

Le modèle numérique va faire propager l'impulsion successivement dans les différents composants de la cavité décrits par les différentes fonctions de transferts. La première moitié du modèle représentant la partie de la cavité contenant le filtre à 1545 nm et la seconde moitié la partie avec le filtre 1560 nm. Nous présenterons les résultats des simulations dans le chapitre 3

2.4/ CARACTÉRISATION DES IMPULSIONS ULTRACOURTES

La capacité de caractériser avec précision les propriétés temporelles et spectrales des impulsions laser picosecondes et subpicosecondes est nécessaire à la fois pour améliorer les performances des lasers ainsi pour assurer leur adéquation à des applications importantes. Différentes méthodes de caractérisation sont disponibles, celles-ci sont généralement séparées en deux catégories : celles qui fournissent des mesures moyennées dans le temps, et celles qui fournissent des mesures "single shot" ou "en temps réel". Au cours de cette thèse, nous avons eu recours aux deux classes de mesures, et nous décrivons ci-dessous les principales méthodes utilisées.

2.4.1/ FREQUENCY RESOLVED OPTICAL GATING (FROG)

Lorsque le système impulsionnel mesuré est stable dans le temps une des techniques couramment utilisées pour une caractérisation complète est l'utilisation d'une méthode de *Frequency Resolved Optical Gating* (FROG). Par "caractérisation complète", nous entendons ici la capacité d'extraire à la fois l'intensité et la phase de l'impulsion (dans le domaine temporel ou fréquentiel), ce qui nous permet de reconstruire le champ électrique complexe sous-jacent. Avant le début des années 1990, une telle caractérisation complète des impulsions laser ultracourtes n'était pas développée, mais la technique FROG mise au point par Trebino et al [67, 68] a révolutionné le domaine et ouvert de nouvelles perspectives en optique ultrarapide. La première mesure basée sur le principe du FROG en SHG (Second Harmonic Generation, doublage de fréquence) fut réalisée par Ishida et son équipe en 1995 pour des impulsions issues d'un laser à colorant fonctionnant dans le visible [69]. La configuration typique d'une mesure FROG SHG (Figure 2.4) est basée sur celle d'un autocorrélateur d'intensité, sauf que le photodétecteur est remplacé par un spectromètre. Une mesure FROG est ensuite associée à l'enregis-

trement de quelques dizaines ou centaines de spectres pour différentes valeurs de retard entre deux impulsions. Ces mesures donnent lieu à une trace FROG, qui est formellement une catégorie de spectrogramme en temps-fréquence. En effet, la méthode FROG est parfois appelée autocorrélation résolue en fréquence. Un algorithme de récupération de la phase peut alors être utilisé pour reconstruire la forme de l'impulsion (en intensité et en phase) à partir de la trace FROG mesurée.

La figure 2.4 illustre le montage expérimental utilisé pour mesurer une trace SHG FROG dans nos expériences. Le système de mesure est basé sur une architecture d'interféromètre de Michelson dont un des bras comporte une ligne de retard. Ainsi, après passage de la partie interféromètre nous obtenons deux faisceaux parallèles ayant la même polarisation, qui est une condition nécessaire à la génération d'un signal de second harmonique pour la configuration du cristal SHG utilisé (accord de phase de type 1).

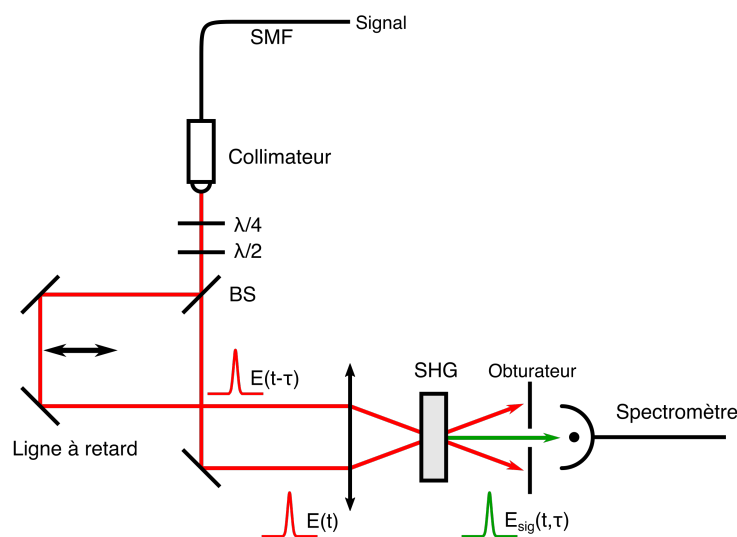


FIGURE 2.4 – Schéma simplifié du SHG FROG expérimental

Il est à noter que l'épaisseur du cristal SHG utilisé joue fortement sur sa capacité à doubler en fréquence les impulsions le traversant, la largeur de bande du cristal est inversement proportionnelle à son épaisseur. Si l'épaisseur est trop importante pas il en résulte que la trace FROG se trouve déformée dans le domaine spectral. Notre système de caractérisation FROG SHG utilise un cristal de BBO (Beta Borate de Barium) de 1 mm d'épaisseur, mais avec un dispositif de focalisation tel que la région de "waist" effective de génération de SHG n'est que d'environ $\sim 200 \mu\text{m}$ [70]. Pour une longueur d'onde centrale d'environ 1550 nm, cela nous permet d'obtenir un accord de phase sur plus de 200 nm de large. Dû à la génération de second harmonique, la méthode FROG SHG utilise un processus $\chi^{<2>}$, ainsi pour des impulsions à la longueur d'onde centrale de 1550 nm, il est nécessaire d'utiliser un détecteur sensible autour de 775 nm.

Pour décrire formellement la technique FROG, nous écrivons le signal SHG comme suit :

$$E_{sig}^{SHG}(t, \tau) = E(t)E(t - \tau) \quad (2.7)$$

où τ est le délai induit par les bras de l'interféromètre. L'intensité qui est alors mesurée

par un analyseur de spectre optique qui résout ce signal est :

$$\tilde{I}_{FROG}^{SHG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E(t - \tau) \exp(-i\omega t) dt \right|^2 \quad (2.8)$$

Un problème potentiel avec la méthode SHG FROG est que la trace FROG est symétrique par rapport au délai, il y a donc une ambiguïté dans la direction du temps dans le champ temporel récupéré.

Différentes méthodes existent pour lever cette indétermination. La première consiste à effectuer une deuxième mesure SHG FROG de l'impulsion après l'avoir déformée d'une manière connue. La méthode la plus commune est d'insérer une lame de verre juste avant le PBS afin d'introduire un chirp positif dans l'impulsion. Il faudra bien sûr ensuite comparer les deux résultats afin de pouvoir lever l'indétermination sur la première mesure. Une autre solution, qui peut s'avérer être à la fois pratique et justifiée dans le domaine des fibres optiques est de connaître d'avance les propriétés de l'impulsion mesurée, par exemple le signe du chirp [68].

Le spectrogramme mesuré à partir de la technique FROG ne permet pas d'observer directement l'amplitude ni la phase de l'impulsion mesurée. Il existe différents algorithmes de reconstruction, appelés aussi algorithmes de déconvolution, permettant de retrouver le champ électrique à partir d'une trace FROG. Nous utiliserons un algorithme de reconstruction se basant sur le principe des projections généralisées. La reconstruction des différentes traces FROG mesurées, a été réalisée principalement à l'aide du logiciel commercial FemtoSOFT qui applique un algorithme de récupération itérative.

Lorsque l'enveloppe et la phase du champ $E_{alg}^k(t)$ sont retrouvées par l'algorithme après un certain nombre d'itérations, nous calculons l'erreur afin de déterminer la pertinence de cette solution et ensuite pouvoir la valider. L'erreur de la déconvolution est donnée par cette équation :

$$\sigma_{FROG} = \sqrt{\frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N |\tilde{I}(\omega_i, \tau_j) - \tilde{I}_{alg}^k(\omega_i, \tau_j)|^2} \quad (2.9)$$

où $\tilde{I}(\omega\tau)$ est la trace FROG mesurée expérimentalement et $\tilde{I}_{alg}^k(\omega\tau)$ la trace recalculée par l'algorithme.

A chaque itération, l'algorithme va venir comparer cette erreur par rapport à la précédente pour sélectionner la meilleure des solutions. Par ailleurs, en complément d'exiger la convergence de l'algorithme avec une erreur FROG $\sigma_{FROG} < 5.10^{-3}$, nous pouvons également effectuer des contrôles indépendants. Plus précisément, à partir du champ récupéré, nous pouvons calculer l'autocorrélation et le spectre et vérifier qu'ils sont en accord avec des mesures expérimentales directes effectuées par un autocorrélateur et un analyseur de spectre. Cette valeur d'erreur dépend aussi de la taille de la grille de mesure mais aussi de la qualité des résultats lors de mesure du spectrogramme. D'un point de vue expérimental, une trace FROG mesurée peut parfois contenir un excès de bruit, voire des erreurs systématiques dues aux limitations de la largeur de bande d'accord de phase ou de la résolution spectrale. Dans ce cas, il est habituel d'effectuer un pré-traitement des données expérimentales avant de les introduire dans l'algorithme de reconstruction.

En ce qui concerne le pré-traitement du bruit présent sur la trace expérimentale mesurée, les techniques les plus courantes sont la soustraction du bruit de fond et le

filtrage dans le domaine de Fourier, qui sont toutes deux faciles à mettre en œuvre. Les erreurs systématiques dans le domaine fréquentiel dans la trace FROG mesurée sont plus subtiles, mais elles peuvent être corrigées en utilisant ce que l'on appelle la "frequency marginal" de la trace FROG, qui est calculée en intégrant le spectrogramme mesuré en fonction temps du temps de mesure (le délai τ) [68].

$$M_{\omega_0}(\omega) = \int_{-inf}^{+inf} I_{\text{FROG}}(\omega, \tau) d\tau \quad (2.10)$$

Idéalement, cette fonction marginale devrait être identique à l'autoconvolution du spectre mesuré indépendamment avec un analyseur de spectre, et

$$M_{\omega_0}(\omega) = S(\omega) * S(\omega) \quad (2.11)$$

Si l'autoconvolution et la marginale ne correspondent pas, ça signifie qu'il y a présence d'une erreur lors de la mesure ou une perte d'information. Il est possible d'appliquer une fonction de correction spectrale afin de corriger la trace FROG mesurée [68].

Dans nos expériences, par exemple, la résolution de l'analyseur de spectre Ocean Optics utilisé pour enregistrer le spectre SHG était de 0,05 nm (25 GHz), ce qui, dans le cas des états de molécules solitoniques (voir section 3.3.2), était insuffisant pour capturer proprement la modulation spectrale dans la gamme 45 – 50 GHz qui était clairement visible dans les mesures spectrales moyennées du signal sur un analyseur de spectre. Dans ce cas, nous appliquons une correction dans le domaine de fréquence afin d'augmenter l'amplitude de modulation spectrale dans la trace FROG afin de produire la relation marginale correcte basée sur le spectre mesuré.

2.4.2/ L'ALGORITHME PTYCHOGRAPHIQUE

L'algorithme de reconstruction FemtoSOFT décrit ci-dessus, basé sur des projections généralisées, est une méthode puissante et très complète qui a fait ses preuves dans des expériences sur plus de 15 ans. Cependant, il nécessite l'application séquentielle de contraintes dans les domaines temporel et fréquentiel, ce qui peut être coûteux en temps de calcul pour des impulsions très complexes tels que des impulsions moléculaires ou larges spectralement (c'est-à-dire plus de 40 nm). Une déconvolution FROG typique d'impulsions de similaritons complexes utilisant des projections généralisées sur une grille de 4096×4096 pourrait facilement prendre plusieurs heures sur un PC de laboratoire typique (CPU de 2,9 GHz).

Cependant, un algorithme alternatif de reconstruction FROG a été rapporté en 2016, basé sur une méthode d'abord développée pour la cristallographie [71] et qui fait encore ses preuves en matière de microscopie atomique [63]. L'algorithme permet de récupérer les impulsions complexes à partir d'un très petit nombre de pas de retard et/ou d'une trace FROG spectralement incomplète car, contrairement aux algorithmes de projections généralisées, l'approche *ptychographique* ne couple pas entre les axes spectraux et de retard.

L'architecture de l'algorithme de reconstruction itératif ptychographique est basée sur les algorithmes de déconvolution communément utilisés. Il a été mis en place en 2015 par Spangenberg [72] pour déconvoluer des traces XFROG et ensuite en 2016 par

Sidorenko [73] pour les traces SHG FROG. A chaque itération l'algorithme va venir estimer le champ électrique de l'impulsion. La différence majeure avec l'algorithme utilisé précédemment est qu'à chaque itération l'intensité reconstruite va être déterminée à partir d'un des spectres du spectrogramme pris aléatoirement. C'est cette différence qui rend cet algorithme de reconstruction robuste face à la perte d'informations éventuelles.

Lors de chaque itération, après que l'enveloppe et la phase du champ $E_{alg}^k(t)$ aient été retrouvées, un seuil d'erreur de convergence égal à $\sigma = 2 \times 10^{-6}$ est imposé. Après avoir atteint un nombre d'itérations défini, dans le cas où l'erreur de l'algorithme est supérieure au seuil défini, nous ne prenons pas ce résultat comme profil définitif mais nous l'introduisons comme impulsion de départ dans l'algorithme FemtoSOFT afin de converger plus rapidement vers une solution. Nous présenterons en détail l'algorithme en annexe B.

La technique ptychographique est un algorithme extrêmement robuste face à la perte d'informations éventuelle et permet une reconstruction rapide du profil impulsionnel. Cette perte d'information peut être influencée par un bruit trop important ou par un faisceau coupé ou instable lors de la mesure. Cependant la qualité de l'impulsion retrouvée est souvent au-dessous de celle susceptible d'être obtenue par l'algorithme FemtoSOFT.

Ce dernier, dans le cadre de spectrogrammes complexes, a des difficultés à converger vers une solution, d'où l'intérêt d'utiliser l'algorithme ptychographique pour générer un profil impulsionnel de départ. Son utilité lors de spectrogramme complexe est d'obtenir une estimation du champ de l'impulsion caractériser et permettre une reconstruction plus rapide par l'algorithme FemtoSOFT, passant de deux jours de calcul à une après-midi.

2.4.3/ DISPERSIVE FOURIER TRANSFORM (DFT)

Récemment, l'attrait pour les mesures en temps réel des différentes dynamiques internes de signaux optiques répétitifs a fortement augmenté. Une technique couramment utilisée est la *Dispersive Fourier Transform* (DFT) pour caractériser en temps réel le spectre. En particulier, c'était l'application de cette technique au filtrage et à la détection des fluctuations spectrales aux grandes longueurs d'onde dites "ondes scélérates" (Rogue Waves) qui a mis en évidence le potentiel des mesures en temps réel dans les fibres optiques non-linéaires [74].

Dans le cadre de cette thèse, les mesures DFT nous permettent d'étudier en temps réel les instabilités spectrales des lasers à fibre, notamment les fluctuations, ainsi que les dynamiques d'effondrement et de récupération solitonique appelées aussi explosions. La DFT est également utilisée pour mettre en avant les dynamiques internes aux molécules et ainsi déterminer leur état de stabilité.

Le principe de la technique DFT (voir la figure 2.5) est basée sur le fait qu'un signal qui se propage linéairement dans une fibre avec une forte dispersion normale est étirée dans le temps pour qu'ensuite son intensité temporelle devienne directement proportionnelle à son intensité spectrale comme donnée par :

$$U_z(t) \approx \widetilde{U}_0(t/\beta_2 z) \exp\left(\frac{-i t^2}{2\beta_2 z}\right) \quad (2.12)$$

La démonstration de ce résultat est généralement effectuée à l'aide de la technique

de la phase stationnaire, mais l'interprétation physique est très simple en terme d'analogie entre la dispersion temporelle et la diffraction en champ lointain, où une figure de diffraction en champ lointain est proportionnelle à la transformée de Fourier du masque diffractant. Bien entendu, cela suppose que la propagation dans la fibre est strictement linéaire, et il faut donc veiller à ce que le niveau de puissance injectée soit faible [41, 75]. En outre, pour éviter les effets potentiels de compression des impulsions qui peuvent perturber la propagation linéaire, la DFT n'est généralement mise en œuvre qu'avec une fibre à dispersion normale. Les fibres utilisées au cours de cette thèse pour les mesures DFT ainsi que leurs valeurs de dispersion sont listées dans le tableau 2.1. Il faut aussi mesurer le spectre à l'aide d'un OSA afin de vérifier la fidélité de la mesure, et également pour confirmer la direction de l'axe spectral. Il est à noter que la DFT ne permet pas de mesurer la lumière continue. Ceci nous permet de comprendre la dynamique du laser et par conséquent déterminer si le laser fonctionne dans un régime stable, il est aussi possible de déterminer (par comparaison entre le spectre OSA et le spectre DFT) si toute trace de continu est inexistante dans la cavité. Cette caractéristique est très importante pour les spectres de laser complexes, c'est-à-dire comprenant de fortes oscillations pouvant être confondues avec de la lumière continue.

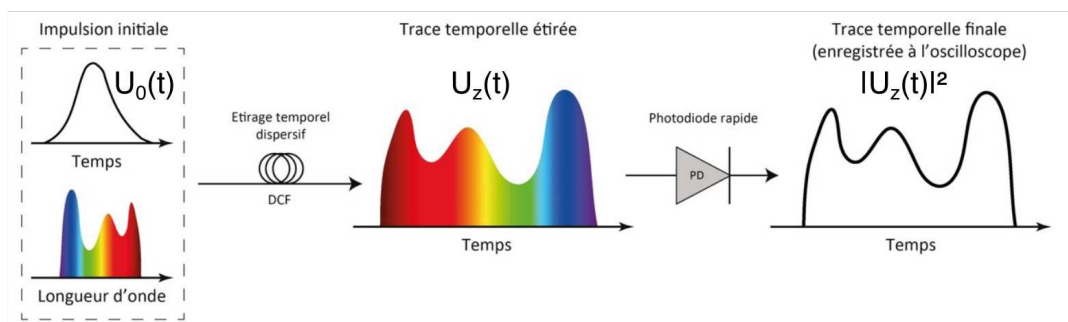


FIGURE 2.5 – Principe schématique de la DFT. Les fluctuations du spectre initial sont résolues en temps réel par un système opto-électronique de détection ultra-rapide (photodiode + oscilloscope) [76]

Dans nos deux cavités, nos impulsions qui sont de l'ordre de la picoseconde se retrouvent étirées sur plusieurs nanosecondes, de sorte qu'elles peuvent facilement être mesurées à l'aide d'une photodiode rapide (Miteq DR-125G-A) et d'un oscilloscope qui mesure en temps réel (LeCroy 845 Zi-A, canal 30 GHz, 80 GS/s), la base de temps de l'impulsion étirée étant liée à la transformation optique $2\pi\nu = t/(\beta_2 z)$, avec $\beta_2 z$ la dispersion totale accumulée dans la fibre optique de la DFT. La résolution spectrale dépend intrinsèquement de la bande passante de l'appareil de mesure et de la dispersion, β_2 de la fibre a compensation de dispersion (DCF) utilisée lors de la mesure. La figure 2.5 schématise le principe de fonctionnement d'une mesure DFT. Il est à noter que différents systèmes de DFT ont été utilisés durant ces expériences, ces derniers étant choisis en fonction du nombre d'impulsions dans la cavité. En parallèle de nos mesures DFT nous avons aussi procédé à des caractérisations spectrales à l'aide d'un analyseur de spectre optique d'une résolution de 0,07nm (OSA, Anristu MS9710B).

Fibre	D (ps/nm/km)	L (km)	β_2 (ps ² /km)	$\beta_2 z$ (ps ²)
TL Corning	-87	2,314	111,25	257,4
Sumitomo 1	-127	0,875	162,4	142,1
Sumitomo 1	-136,3	1,209	174,3	210,7
Fibre générique (FC Equip.)	-96,72	10,7	123,2	1318,2

TABLE 2.1 – Propriétés des fibres DCF utilisées à 1550 nm.

2.5/ SYNTHÈSE DU CHAPITRE 2

Ce second chapitre permet d'introduire nos deux cavités expérimentales caractérisées, le laser soliton-similariton puis l'oscillateur de Mamyshev. Nous avons pour chaque cavité expliqué le principe de fonctionnement et le modèle numérique utilisé se basant sur la NLSE. Les deux modèles présentent une différence majeure provenant de l'architecture des deux cavités qui est différente. Les différentes méthodes de caractérisation de la cavité ont été ensuite expliquées à la fin du chapitre, la méthode de mesure FROG, l'utilisation d'un algorithme complémentaire nommé algorithme pychographique et pour finir la méthode de mesure DFT. La méthode de mesure FROG a été utilisée durant les expériences afin de déterminer les profils temporels et spectraux des impulsions caractérisées en régime stable. Quant à la méthode de mesure DFT, cette dernière a été utilisée afin de mesurer en temps réel le comportement spectral de la cavité principalement en régime instable. Nous présenterons les différents résultats des simulations et des expériences dans les chapitres 3 et 4.

MODÉLISATION ET CARACTÉRISATION DU LASER SOLITON-SIMILARITON

L'étude des solitons dissipatifs dans les lasers révèle un riche paysage de dynamiques résultant de l'interaction entre la non-linéarité, la dispersion et la dissipation. Nos démarches expérimentales décrites dans ce chapitre nous ont permis de caractériser différentes gammes de fonctionnement, stables et instables, dans un laser à fibre à solitons dissipatifs pour lequel un régime où la propagation des solitons conventionnels et des similaritons joue un rôle prépondérant dans la mise en forme des impulsions. Plus précisément, nous utilisons la technique de mesure DFT décrite dans la section 2.4.3 afin d'effectuer des mesures spectrales en temps réel de la dynamique des impulsions, du bruit de démarrage lors de la génération d'impulsions uniques stables, de l'évolution de la phase pour des molécules de soliton ainsi que de plusieurs exemples d'instabilité comme les intermittences et les dynamiques d'explosion. Ces résultats mettront en évidence que les instabilités précédemment observées dans d'autres classes de lasers à fibre à verrouillage de modes passif [38, 41, 77–79] sont également observées en présence de la forte attraction non-linéaire associée à la génération de similaritons dans un laser soliton-similariton. Les résultats de ce chapitre ont fait l'objet de deux publications à comité de lecture [80, 81] qui sont fournis en annexe.

3.1/ CONCEPTION DU LASER SOLITON-SIMILARITON

Nos expériences ont porté sur l'étude de la dynamique d'une cavité laser fibré de classe soliton-similariton reposant sur une architecture en anneau et décrite dans la figure 3.1 [40, 42]. La cavité est composée de différents segments de fibres à dispersion normale et anormale (cf. figure 3.1). Dans celle-ci, l'amplification a lieu grâce à une fibre dopée Erbium (EDF) pompée par une diode centrée à 980 nm. La dispersion de la fibre EDF est normale permettant ainsi la génération des similaritons lors du processus d'amplification (section 1.3.2). Les autres fibres dans la cavité sont à dispersion anormale avec le segment principal de propagation du soliton correspondant à la fibre SMF28 positionnée entre G et H.

D'autres types de fibres à dispersion anormale sont utilisées dans la cavité pour des raisons techniques. Le multiplexeur 980/1550 (Segment I-A, WDM) utilise la fibre HI1060 Flex pour coupler à la fois l'onde pompe et l'onde signal dans la fibre dopée, où le suffixe "Flex" indique une conception particulière de la fibre qui réduit la perte de confinement

de l'onde signale par courbure. Le coupleur 99/1 (segment C-D) est constitué d'une fibre HI1060 standard. Les valeurs de longueur et de dispersion de ces différents éléments sont résumés respectivement dans le tableau de la sous-figure 3.1 (b) et le tableau 3.1. La dispersion totale de notre cavité est positive, elle vaut $0,24 \text{ ps}^2$. Les impulsions obtenues sont centrées à $\sim 1550 \text{ nm}$ ceci grâce à l'utilisation d'un filtre gaussien passe-bande centrée autour de 1550 nm ayant une largeur spectrale de 10 nm de la marque Andover¹. La fréquence de répétition de la cavité est de $9,50 \text{ MHz}$.

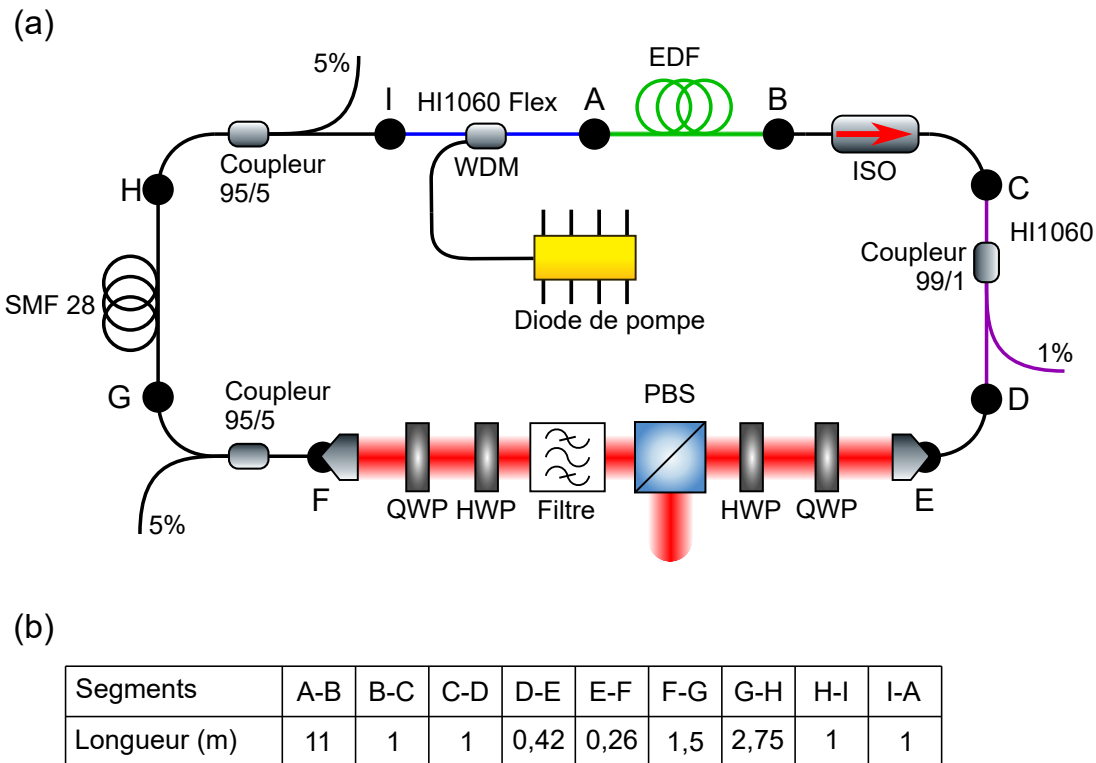


FIGURE 3.1 – (a) Illustration des différentes parties du laser à fibre utilisée dans cette étude. Configuration expérimentale : EDF, fibre dopée à l'Erbium ; ISO, isolateur optique en ligne ; WDM, multiplexeur en longueur d'onde ; QWP, lame quart d'onde ; HWP, lame demi-onde ; PBS, cube séparateur de faisceau polarisant. Trois coupleurs permettent de faire différents relevés de stabilité et de fonctionnement, dont un de 1 % pour pouvoir enregistrer nos résultats expérimentaux du similariton. Les deux derniers coupleurs permettent de vérifier la stabilité du laser et les pertes de la combinaison absorbant saturable / filtre. (b) Tableau résumant les différentes longueurs de la cavité.

Les fibres utilisées ne sont pas à maintien de polarisation de sorte que la polarisation du champ circulant varie durant la propagation dans les différents segments de la cavité [1]. Le verrouillage des modes de la cavité est le résultat de la combinaison de la rotation non-linéaire de la polarisation dans la cavité et du filtrage de la polarisation par les lames d'ondes et un cube séparateur de polarisation dans la partie massive (voir aussi section 2.2). En particulier, nous utilisons quatre lames de phases (deux lames quart d'onde et deux lames demi onde ($\lambda/4$ et $\lambda/2$ ou aussi *QWP* et *HWP*) et d'un cube

1. numéro de série : 155FSX10-25

séparateur de polarisation (PBS) [82]. La combinaison du HWP et du PBS permet de modifier la perte globale de la cavité en fournissant un port de sortie supplémentaire.

La dynamique essentielle de la cavité consiste en l'amplification et l'élargissement spectral dans l'EDF, suivi d'une phase de filtrage, permettant de réduire la largeur spectrale et l'optimisation vers une forme solitonique, puis la réinjection dans la SMF où se produit la propagation du soliton [41]. L'absorbant saturable assure l'entretien du régime impulsif dans la cavité. L'architecture détaillée de la cavité a été définie à l'aide de différentes simulations utilisant la NLSE afin d'optimiser au mieux les longueurs de fibres utilisées (cf. section 1.2).

Fibre	Longueur total	β_2 (ps ² m ⁻¹)	γ (W ⁻¹ m ⁻¹)
EDF	11 m	$+40 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$
SMF28	6.67 m	$-27,1 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
HI1060	1 m	$-11,1 \cdot 10^{-3}$	$3,636 \cdot 10^{-3}$
HI1060 flex	1 m	$-7,0 \cdot 10^{-3}$	$3,636 \cdot 10^{-3}$

TABLE 3.1 – Tableau regroupant les différentes longueurs de fibres utilisées et leurs coefficients de dispersion et de non-linéarité correspondantes.

3.2/ RÉSULTATS DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Avant de présenter nos résultats expérimentaux, nous considérons d'abord les résultats du modèle numérique du laser décrit dans la section 2.2. Compte tenu des limitations de ce modèle précédemment mentionnées, l'objectif ici n'est pas d'obtenir un accord quantitatif avec les résultats de nos expériences. Nous présentons plutôt une série de résultats de simulation qui illustrent le comportement qualitatif général du laser. Ceux-ci sont issus de mes travaux ainsi de ceux du Dr Fanchao Meng avec lequel je travaillais en collaboration, ils ont fait l'objet de deux publications dans des revues à comité de lecture [83, 84].

Dans les sections suivantes, nous présentons quelques exemples particuliers de simulations de l'évolution stable et instable du laser développé. Toutefois, afin de faciliter la compréhension, il est utile de commencer par un aperçu des différents régimes de fonctionnement observés en fonction des paramètres de la cavité. Plus précisément, à partir du modèle décrit dans le chapitre 2, il est relativement simple de balayer les paramètres du laser et de déterminer l'état final correspondant des impulsions générées par le modèle numérique.

Ce travail a été effectué par le Dr Meng, et les deux cartographies réalisées sont présentées dans la figure 3.2. Le premier graphique illustre les régimes susceptibles d'être obtenus dans la cavité en considérant les deux paramètres de l'absorbant saturable qui sont la puissance de saturation P_{sat} et la perte non-saturée q_0 (cf. section 2.2.2). Le second fait varier les paramètres de gain de la cavité, E_{sat} et g_0 . Pour cette dernière figure il apparaît clairement au dessus du seuil d'émission des zones distinctes de fonctionnement : celles pour lesquelles il est possible d'obtenir à la fois des états mono-impulsionnels et/ou moléculaires (régions vertes, orange et bleue), mais aussi une région où aucune oscillation stable n'est observée (région blanche). Plusieurs études ont développé dans le passé des cartographies de fonctionnement de cavités similaires [85–

88]. Nous allons maintenant examiner plus en détail des exemples particuliers de ces états de fonctionnement.

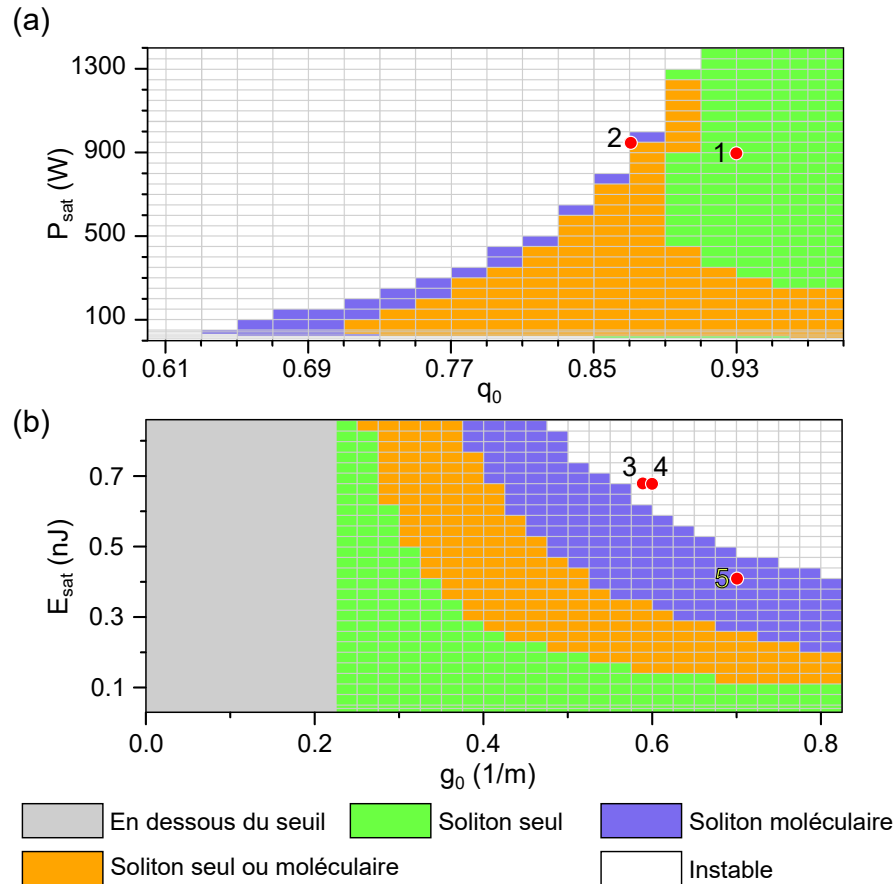


FIGURE 3.2 – Régimes de fonctionnement du laser en fonction de : (a) des paramètres de l'absorbant saturable (q_0 , P_{sat}) pour un réglage fixe du gain $E_{\text{sat}} = 0,4 \text{ nJ}$, $g_0 = 0,78 \text{ m}^{-1}$, et (b) les paramètres de gain (g_0 , E_{sat}) pour un réglage fixe de l'absorbant saturable $P_{\text{sat}} = 150 \text{ W}$, $q_0 = 0,70$. La légende en couleur décrit les différents régimes (voir le texte). Dans (a), le point n° 1 correspond aux résultats de simulation présent dans la figure 3.3 et le point n° 2 correspond aux résultats de la figure 3.6. Dans (b), les point n° 3 et 4 correspondent aux résultats de simulation présent dans la figure 3.7 et la figure 3.8, et le point n° 5 correspond aux résultats de la figure 3.5 [83]

3.2.1/ MODÉLISATION EN RÉGIME MONO-IMPULSIONNEL

Les premiers résultats que nous présentons décrivent un fonctionnement en régime générant une seule impulsion. Ils illustrent l'évolution idéale du "soliton similariton" dans une cavité [42]. Dans la figure 3.3, nous représentons la simulation de l'évolution d'un état stable lors d'un tour dans la cavité. Dans cette figure, la ligne blanche horizontale permet de distinguer les deux régimes de la cavité tandis que les lettres correspondent aux différents segments de fibres (cf. figure 3.1). Elle présente les caractéristiques spectrales et temporelles d'un régime stable mono-impulsionnel, avec l'ensemble des caractéristiques décrites dans le cadre d'un régime soliton similariton. Les paramètres de simulation sont les suivants : le milieu a gain $E_{\text{sat}} = 0,4 \times 10^{-9} \text{ nJ}$ et $g_0 = 0,78 \text{ m}^{-1}$, et

l'absorbant saturable $P_{\text{sat}} = 900 \text{ W}$ et $q_0 = 0,93$. Les paramètres du milieu à gain correspondent au point 1 dans la sous-figure 3.2 (a)

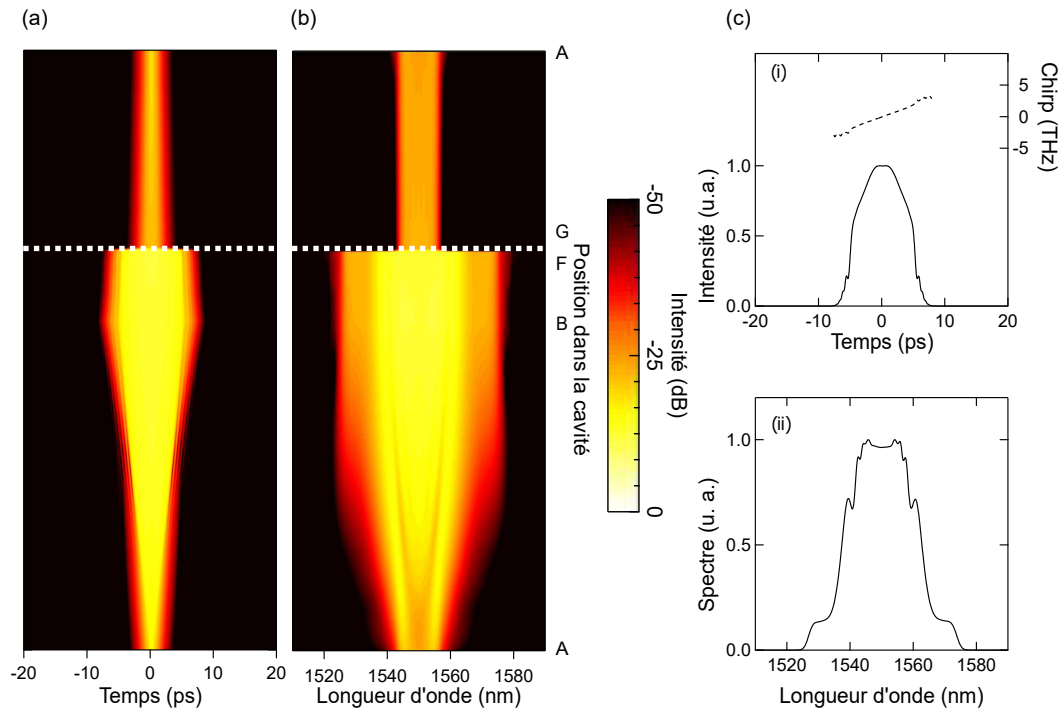


FIGURE 3.3 – Représentation de l'évolution de l'intensité temporelle (a) et spectrale (b) lors d'un tour de cavité en regime mono-impulsionnel. (c) Profils à la sortie de l'EDF (point B) pour un fonctionnement en régime générant une seule impulsion : (i) intensité temporelle (ligne pleine, axe de gauche) et chirp (ligne pointillée, axe de droite), (ii) spectre.

Afin de mieux mettre en évidence l'impacte des différents segments propagatifs sur la structure impulsionnelle, nous pouvons extraire les largeurs temporelles et spectrales comme illustrées dans la figure 3.4.

Ces résultats, décrivent clairement les caractéristiques essentielles de la dynamique du laser et ces résultats confirment et complètent les résultats précédemment obtenus dans la littérature [42]. Nous y observons dans le segment A-B l'évolution du similariton avec la croissance de sa largeur temporelle et spectrale. La structure attendue du similariton au point B est confirmée par la figure 3.3 (c). Nous pouvons noter dans la sous-figure 3.3 (b) et dans la figure 3.4, un fléchissement de l'élargissement spectral en fin de fibre dopée (point B), d'après les équations théoriques du similariton ces deux croissances temporelles et spectrales devraient être exponentielles. Nous observons que ce n'est pas le cas avec une saturation de l'élargissement spectral ceci étant dû à la limitation de bande spectrale du gain de l'Erbium qui est de l'ordre de 40 nm. Nous observons spectralement une modulation indiquant que le régime asymptotique n'est pas atteint, ceci étant dû à la longueur réduite de fibre EDF (à l'inverse des amplificateurs Raman où il est couramment observé [89–91]).

Entre B et F nous pouvons noter une légère compression temporelle dû à la dispersion anormale du coupleur. Le passage de l'impulsion fortement chirpée à travers le filtre passe-bande sélectionne un tronçon de l'impulsion spectralement et temporellement générant alors une impulsion plus courte qu'à l'entrée du filtre. Celle-ci est ensuite pro-

pagée dans la section de SMF et la fibre WDM HI1060 Flex (section G à A) où il subit une compression jusqu'à ~ 1 ps avant d'être réinjecté dans la fibre EDF.

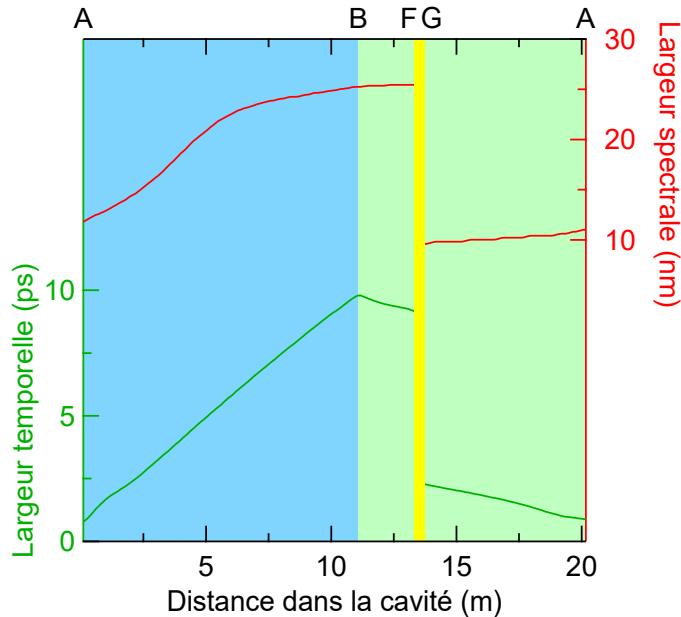


FIGURE 3.4 – Simulation de l'évolution de la largeur temporelle (à gauche, vert) et spectrale (à droite, rouge) en différents points de la cavité (mesurée à partir du point A). La région bleue claire représente le segment d'amplification et de la mise en forme du similariton. La verte claire représente la propagation dans la fibre passive et la zone en jaune l'emplacement des éléments composants l'absorbant saturable et le filtre.

3.2.2/ MODÉLISATION EN RÉGIME MOLÉCULAIRE

Pour simuler le régime moléculaire montré précédemment dans la cartographie de la figure 3.2, nous modifions les paramètres de simulation afin de nous placer à un gain plus élevé. Plus précisément, nous utilisons $E_{\text{sat}} = 0,4 \times 10^{-9}$ nJ et $g_0 = 0,7 \text{ m}^{-1}$, et $P_{\text{sat}} = 150 \text{ W}$ et $q_0 = 0,70$. Le fait que nous devons modifier à la fois le milieu de gain et les paramètres de l'absorbant saturable pour voir la formation de molécules dans la cavité est cohérent avec le comportement expérimental du laser.

Les résultats de cette simulation de l'évolution d'un état moléculaire sont illustrés dans la figure 3.5. Les deux principales caractéristiques sont, d'une part, que chaque impulsion dans l'état moléculaire suit une trajectoire d'évolution presque identique à celle du régime mono-impulsionnel (cf. figure 3.3) et, d'autre part, que le motif des franges dans le spectre reste stable, illustrant le verrouillage de phase attendu entre la paire de solitons liés [92]. Ces franges ("spectre cannelé") sont générées par l'interférence entre les deux impulsions de la cavité. Nous avons vérifié que l'interfrange correspondait bien à la distance temporelle entre les deux impulsions.

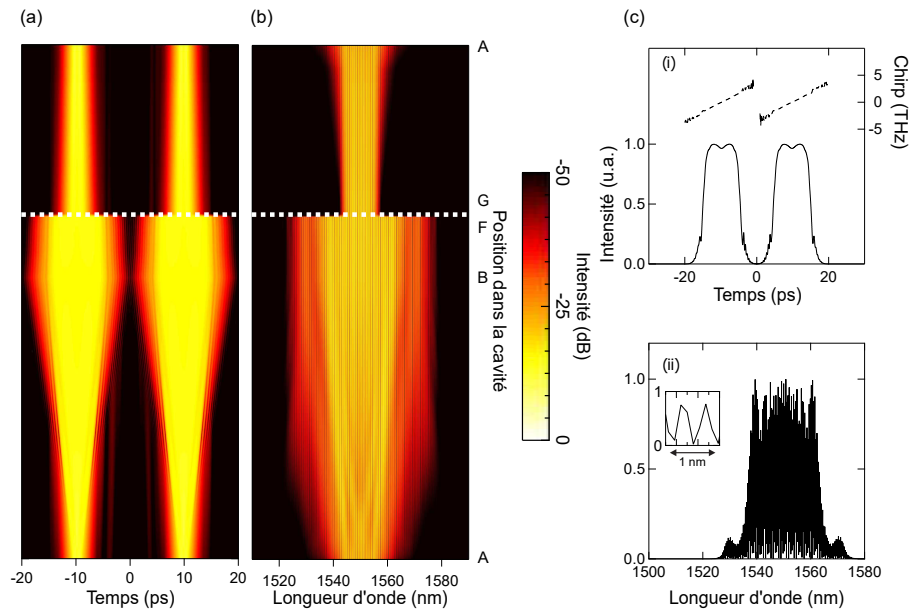


FIGURE 3.5 – Représentation de l'évolution de l'intensité temporelle (a) et spectrale (b) lors d'un tour de cavité en régime mono-impulsionnel. (c) Profils à la sortie de l'EDF (point B) pour un fonctionnement en régime moléculaire : (i) intensité temporelle (ligne pleine, axe de gauche) et chirp (ligne pointillée, axe de droite), (ii) spectre. L'encart dans (c) (ii) met en avant les franges de la molécule sur 1 nm

3.2.3/ MODÉLISATION EN RÉGIME INSTABLE

En dehors de ces différents régimes de stabilités vus précédemment, les régions blanches de la figure 3.2 correspondent à des paramètres pour lesquels aucune convergence n'a été observée dans le modèle. Dans ces régimes instables, le système est fortement chaotique et la nature précise de l'évolution dépend des conditions initiales ainsi que de la résolution numérique. Ce dernier paramètre agissant sur le niveau de bruit de la simulation [93]. Ce comportement est bien connu dans le cas de la modélisation des systèmes hautement non-linéaires. Le but de nos simulations, est seulement de reproduire qualitativement les résultats expérimentaux obtenus en section 3.3.3.

Les trois figures présentées ci-dessous (cf. figures 3.6-3.8) illustrent trois comportements instables observés lors de nos simulations et associés à cette zone d'instabilité. Elles représentent l'évolution de notre système laser sur plusieurs centaines de tours. Les différentes sous-figures présentent l'énergie du système, le spectre, l'intensité temporelle et l'autocorrélation correspondante. Cette fonction d'autocorrélation est calculée directement à partir du spectre via le théorème de Wiener-Khinchin [82, 92]. Elle permet de visualiser l'écart temporelle entre les impulsions composant la molécule.

L'évolution présentée dans la première figure (3.6) correspond au point de fonctionnement numéro 2 indiqué dans la cartographie P_{sat} vs q_0 de la sous-figure 3.2 (a). Les paramètres pour l'absorbant saturable sont $P_{sat} = 950$ W, $q_0 = 0,87$. Les résultats dans les figures 3.7 et 3.8 correspondant quant à eux aux points 3 et 4 de la sous-figure 3.2 (b) représentant E_{sat} vs g_0 . Les paramètres de gain sont $E_{sat} = 0,68$ nJ, $g_0 = 0,59$ m⁻¹ pour le numéro 3, et $E_{sat} = 0,68$ nJ, $g_0 = 0,60$ m⁻¹ pour le numéro 4.

Les figure 3.6 et figure 3.7 montrent comment l'énergie a tendance à rester relativement constante sur des centaines de tours avant que de fortes fluctuations induisent des changements significatifs dans les profils spectraux et temporels. Les profils temporels (et les autocorrélations) révèlent comment ces différentes transitions peuvent être associées à la circulation d'un état mono-impulsionnel ou d'un état moléculaire dans la cavité. La sous-figure 3.7 montre une dynamique transitoire encore plus complexe en certains points (par exemple aux tours 175-210), associée à des fluctuations chaotiques d'énergie et que nous appelons aussi "explosions" de solitons dissipatifs. La figure 3.8 présente un exemple d'une autre classe de dynamique. Nous constatons en particulier un état moléculaire qui s'effondre après un peu plus de 180 tours pour transiter vers un régime de fonctionnement chaotique. Nous notons que vers les tours 300, 1100 et 1400 il est possible de visualiser l'émergence d'impulsions stables à courte durée de vie.

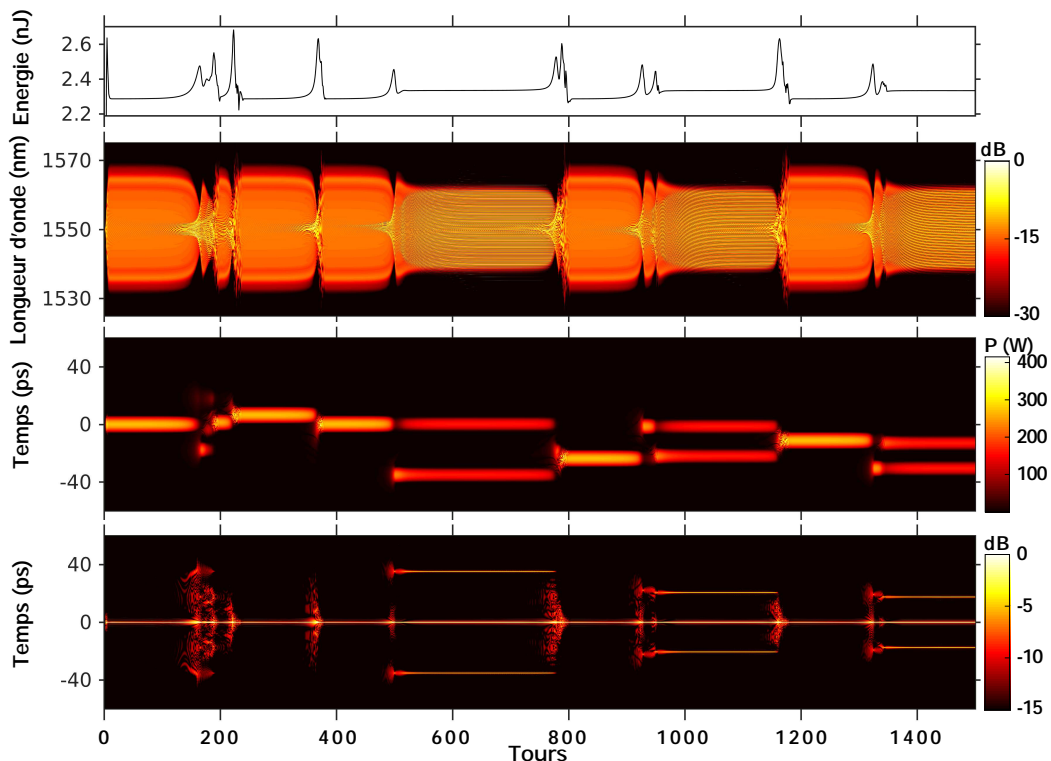


FIGURE 3.6 – Évolution d'impulsions un régime instable montrant (de haut en bas) l'énergie du système (nJ), le spectre (normalisé en dB), le profil d'intensité temporelle (en W), la fonction d'autocorrélation temporelle (normalisée en dB). Ces résultats illustrent le point 2 de la sous-figure 3.2 (a) avec la condition initiale d'une impulsion gaussienne de 6 ps avec présence de bruit [83].

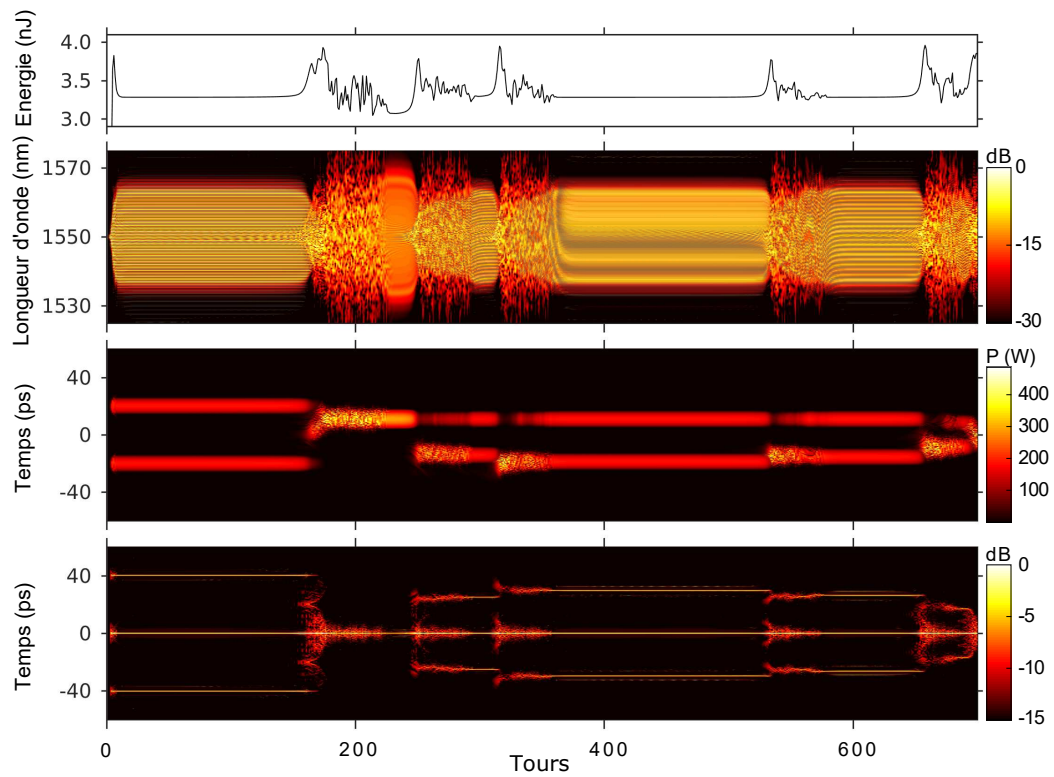


FIGURE 3.7 – Évolution d'impulsions un régime instable montrant (de haut en bas) l'énergie du système (nJ), le spectre (normalisé en dB), le profil d'intensité temporelle (en W), la fonction d'autocorrélation temporelle (normalisée en dB). Ces résultats illustrent le point 3 de la sous-figure 3.2 (b) avec comme condition initiale une double impulsion de type moléculaire avec bruit de 40 ps de séparation [83].

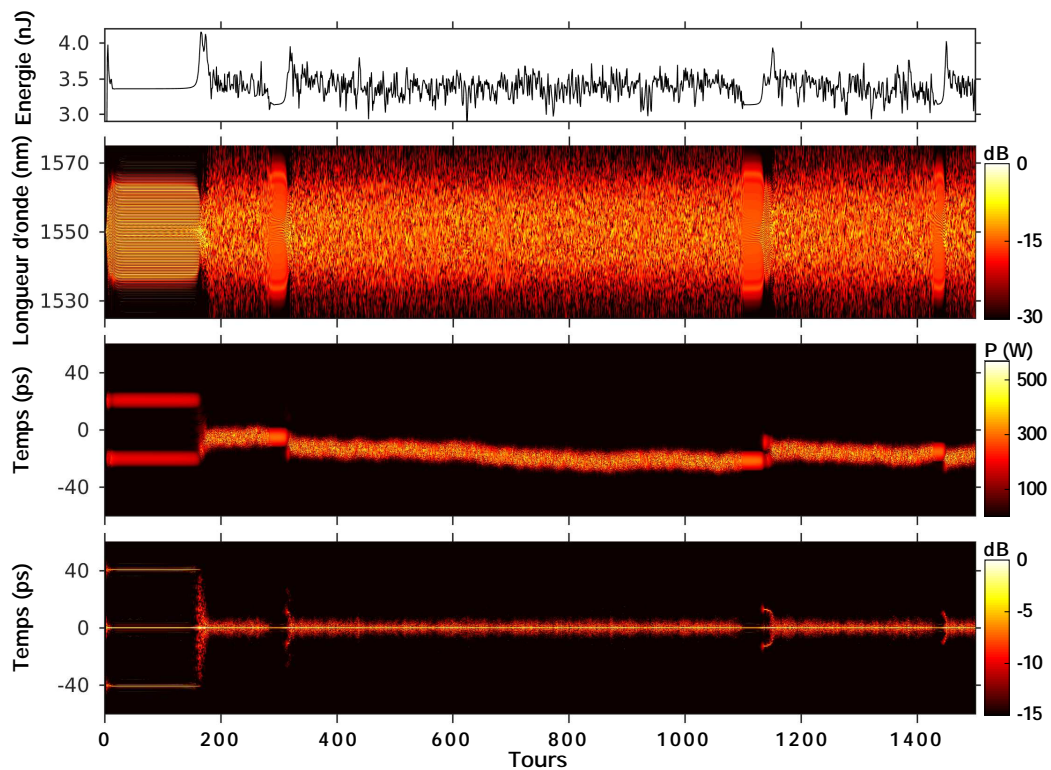


FIGURE 3.8 – Évolution d’impulsions un régime instable montrant (de haut en bas) l’énergie du système (nJ), le spectre (normalisé en dB), le profil d’intensité temporelle (en W), la fonction d’autocorrélation temporelle (normalisée en dB). Ces résultats illustrent le point 4 de la sous-figure 3.2 (b) avec comme condition initiale une double impulsion de type moléculaire avec bruit de 40 ps de séparation [83].

3.3/ CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DU LASER SOLITON-SIMILARITON

Après avoir utilisé les simulations numériques pour décrire les caractéristiques générales du fonctionnement stable et instable du laser à soliton-similariton, nous présentons maintenant nos résultats expérimentaux. Ceux-ci sont structurés en quatre parties, chacune correspondant à un régime dynamique particulier : les impulsions uniques stables et la transition vers le démarrage ; les états moléculaires ; les instabilités et les intermittences ; les impulsions multiples et les états de “coexistence”.

3.3.1/ IMPULSIONS SIMPLES ET RÉGIMES DE DÉMARRAGE

Dans cette première partie, nous présentons d’abord la caractérisation d’un régime de fonctionnement mono-impulsionnel. Puis nous décrivons les résultats obtenus expérimentalement dans le cas d’une phase de démarrage stabilisé et d’une phase de démarrage instable. Pour cette dernière, une mesure DFT permettra d’observer le comportement de l’impulsion suite à un démarrage instable.

Pour obtenir un régime mono-impulsionnel stable, nous réglons d'abord la puissance de la pompe au-dessus du seuil d'émission à 80 mW, en ajustant ensuite les pertes de la cavité et la fonction de transfert de l'absorbant saturable en modifiant les positions des lames de phases dans la branche E-F de la cavité. Afin de suivre l'apparition du train d'impulsions et du spectre stable annonçant le régime de verrouillage de modes, nous connectons sur une des sorties 5% une photodiode de 5 GHz reliée à un oscilloscope, et en sortie 1% un analyseur de spectre optique. Une fois amorcé, le verrouillage de modes est maintenu jusqu'à un seuil de puissance de pompe minimal de ~ 30 mW.

Afin de caractériser ce régime de fonctionnement mono-impulsionnel stable, nous procédons à une mesure FROG [68], puis à des mesures spectrales à l'aide de l'OSA et de la technique DFT. Ces différentes mesures sont effectuées après l'EDF, au coupleur 1% situé entre les points C et D de la cavité (cf. figure 3.1) pour une puissance pompe de 80 mW, avec une puissance intracavité en ce point de 32 mW.

Ces résultats sont illustrés dans la figure 3.9. La trace FROG présentée (sous-figure 3.9 (a)) a été reconstruite à l'aide de notre algorithme de récupération Femto-SOFT décrit dans la section 2.4.1. L'erreur de récupération pour ces résultats est de $\sigma_{FROG} = 5 \times 10^{-3}$. Des traces FROG stables et semblables à celle de la figure ont été obtenues sur une gamme de puissance de pompe de 30 à 80 mW (énergies intracavité au point de mesure C étant de 12 à 32 mW).

L'intensité et le chirp récupérés à partir de l'algorithme de déconvolution FROG sont également présentés dans la sous-figure 3.9 (b). Afin de mettre en avant le profil de l'impulsion, nous traçons son intensité avec une échelle logarithmique. Le chirp quant à lui, est représenté sur une échelle linéaire. Bien que l'intensité récupérée soit asymétrique, cette dernière présente le profil "parabolique" attendu, dont les ailes décroissent fortement comme nous l'avons présenté dans la section 1.3.2 (cf. figure 1.3 [24]). Il a été noté que le chirp de l'impulsion est fortement linéaire et positif (voir équation 1.3.2). Afin de valider la fidélité de la reconstruction de la trace FROG par l'algorithme, nous comparons aussi le spectre reconstruit avec celui donné par l'OSA et celui donné par la mesure via un système DFT, respectivement courbe bleu, noir et rouge de la sous-figure 3.9(c). L'excellent accord entre les courbes confirme d'avantage la véracité des mesures.

Comme nous le verrons dans les sections suivantes, l'utilisation d'un système DFT permet de caractériser spectralement, tour après tour, notre cavité laser. Cette méthode est utilisée pour enregistrer les différentes fluctuations présentes comme lors d'un régime de fonctionnement instable. Une étape importante lors de l'utilisation de la DFT consiste à vérifier que le spectre obtenu par étirement temporel est identique à celui de l'OSA lorsque la source est configurée pour produire des impulsions stables. Ces mesures (cf. figure 3.9 (c)) confirment deux aspects de la technique DFT : (i) l'étalonnage temps-longueur d'onde ($\omega = t/\beta_2 z$) et (ii) l'exactitude de l'hypothèse de propagation purement linéaire.

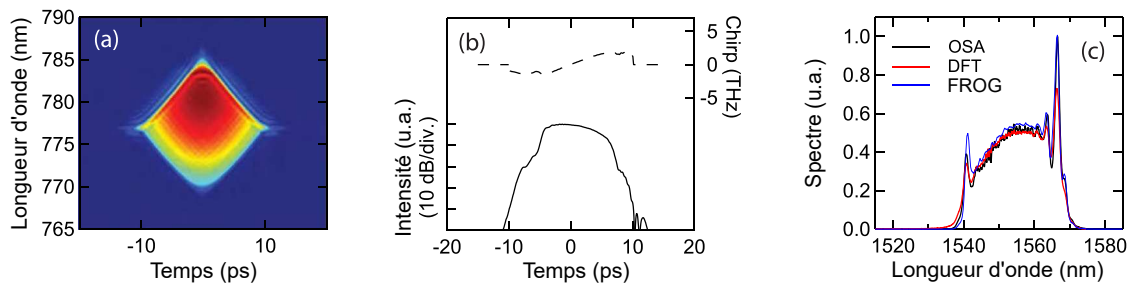


FIGURE 3.9 – Caractérisation expérimentale d'un régime mono-impulsionnel et stable. Pour un fonctionnement stable en soliton unique, nous montrons (a) la trace FROG et (b) l'intensité et le chirp récupérés à l'aide du logiciel FemtoSOFT. (c) Montre le spectre mesuré à partir de l'OSA (noir), le spectre des mesures DFT (rouge) et le spectre récupéré après reconstruction FROG (bleu). Nous notons que les spectres OSA et DFT dans (c) sont normalisés pour avoir la même intensité au centre spectral autour de 1555 nm.

Afin de comprendre les dynamiques de démarrage du laser à partir du bruit vers un état mono-impulsionnel stable, nous avons effectué différentes mesures à l'aide de notre système de mesure DFT. Le démarrage de la cavité en régime de fonctionnement mono-impulsionnel stable s'est fait de la manière suivante. La puissance de la diode de pompe a été réglée à 80 mW (sans que cette dernière n'émette de lumière). Puis les lames de phases permettant de contrôler les pertes ont été ajustées (cf. figure 3.1) sur la base des mesures précédentes. Après avoir mis notre cavité dans les conditions idéales pour le régime souhaité, nous allumons la diode de pompe. Le laser rentre ensuite en phase de démarrage afin de passer à un régime de fonctionnement impulsionnel unique et stable .

La figure 3.10 illustre en (a) la mesure DFT de la phase de démarrage sur 2000 tours de cavités accompagné de son évolution énergétique. En (b) différents spectres sont sélectionnés à différents tours de cavité. Le démarrage se fait en trois parties distinctes visibles. Tout d'abord l'énergie de la cavité croît progressivement tout en excitant la cavité vers ~ 1550 nm (cf. spectre tours 950). Cette phase est associée aussi à l'apparition de "bruit" visible par les multiples lignes discrètes. L'apparition de telles lignes dans les mesures DFT pendant l'accumulation d'impulsions a déjà été rapportées dans les lasers Ti :Saphir fonctionnant en verrouillage de modes [94] ainsi que dans des lasers à fibre à verrouillage de modes [79, 95, 96]. A partir du tour 950 la cavité rentre dans un régime transitoire visible par une dynamique de type *explosion* [46, 86] (cf. rectangle blanc en pointillé). Ce régime transitoire a une énergie qui est près de trois fois plus grande que le régime stabilisé (cf. spectre tours 1000). Après l'explosion, à partir du tour 1050 la cavité va petit à petit atteindre son régime de fonctionnement stable et une énergie moyenne stable vers le tour 1500 (cf. spectres tours 1250 et tours 2000). A 2000 tours, les caractéristiques spectrales (c'est-à-dire la largeur et la structure) sont similaires à celles précédemment montrées dans la figure 3.9 pendant le fonctionnement mono-impulsionnel stable. Il est à noter, que nous avons enregistré ces spectres DFT sur plus de 4000 tours de cavité et nous représentons par la ligne en pointillé noire l'énergie stable asymptotique à la fin de la période de mesure.

La région de transition est associée à des spectres chaotiques et à un élargissement spectral typique d'une dynamique d'explosion. Bien que des transitions similaires aient été rapportées dans des études précédentes sur les dynamiques de démarrage, au niveau de différents modèles de lasers à fibres [45, 78, 97] nos résultats ont été obtenus

dans une cavité favorisant spécifiquement la propagation distincte de solitons et de similaritons. Le fait que de telles dynamiques d'explosion apparaissent encore suggère qu'elles sont une caractéristique universelle de tous les systèmes de soliton dissipatifs passant du bruit à un régime stable. Dans ce contexte, nous notons que même dans une cavité laser à soliton dissipatif avec une dispersion normale nette, cette dernière peut montrer une évolution de démarrage instable, tels que des effets d'instabilité de modulation se développant en raison des conditions limites périodiques de la cavité [98, 99].

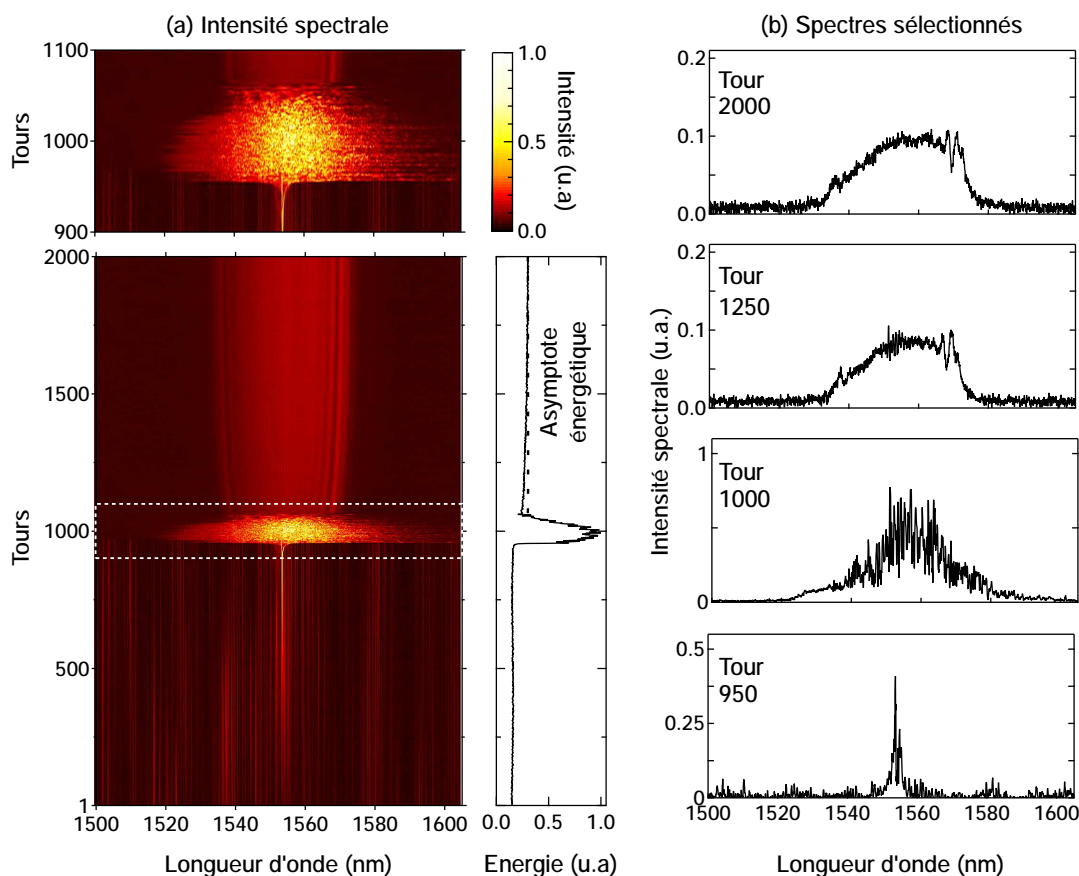


FIGURE 3.10 – Démarrage à partir de bruit et stabilisation de la cavité à un régime mono-impulsionnel. (a) La séquence de spectres mesurés montre l'évolution du bruit vers un fonctionnement mono-impulsionnel stable. La séquence de mesure du régime d'explosion sur 200 tours (encadré blanc en pointillés) est développée dans la sous-figure supérieure. La figure de droite montre l'évolution de l'énergie correspondante, illustrant la forte augmentation d'énergie pendant l'explosion. La ligne en pointillé montre l'asymptote atteinte par l'énergie. (b) Spectres illustrant des dynamiques particulières : fonctionnement en dessous du seuil (aller-retour 950) ; évolution chaotique (aller-retour 1000) ; évolution avec de petites oscillations spectrales (aller-retour 1250) ; évolution dans le régime stable (aller-retour 2000).

Il est essentiel d'ajuster correctement les paramètres de la cavité (puissance de pompe, pertes, etc.) pour que le laser démarre sur un état stable sans avoir besoin d'appliquer des modifications des pertes ou de la puissance de pompe après démarrage pour stabiliser la cavité. La figure 3.11 illustre une phase de démarrage non optimisée, où le

laser ne va pas entrer dans un état de fonctionnement mono-impulsionnel stable. Ici, la phase d'explosion n'est pas présente et il est à noter que des lignes discrètes (bruit) sont toujours visibles après l'établissement de l'impulsion. A contrario de la figure précédente, l'énergie de la cavité ne se stabilise pas non plus après le démarrage et continue ainsi de fluctuer. Sur les graphiques en (b) nous pouvons voir que le seuil de bruit est important par rapports aux spectres sélectionnés et que ces derniers sont bruités, ceci étant un aspect typique d'une impulsion qui n'est pas stabilisée.

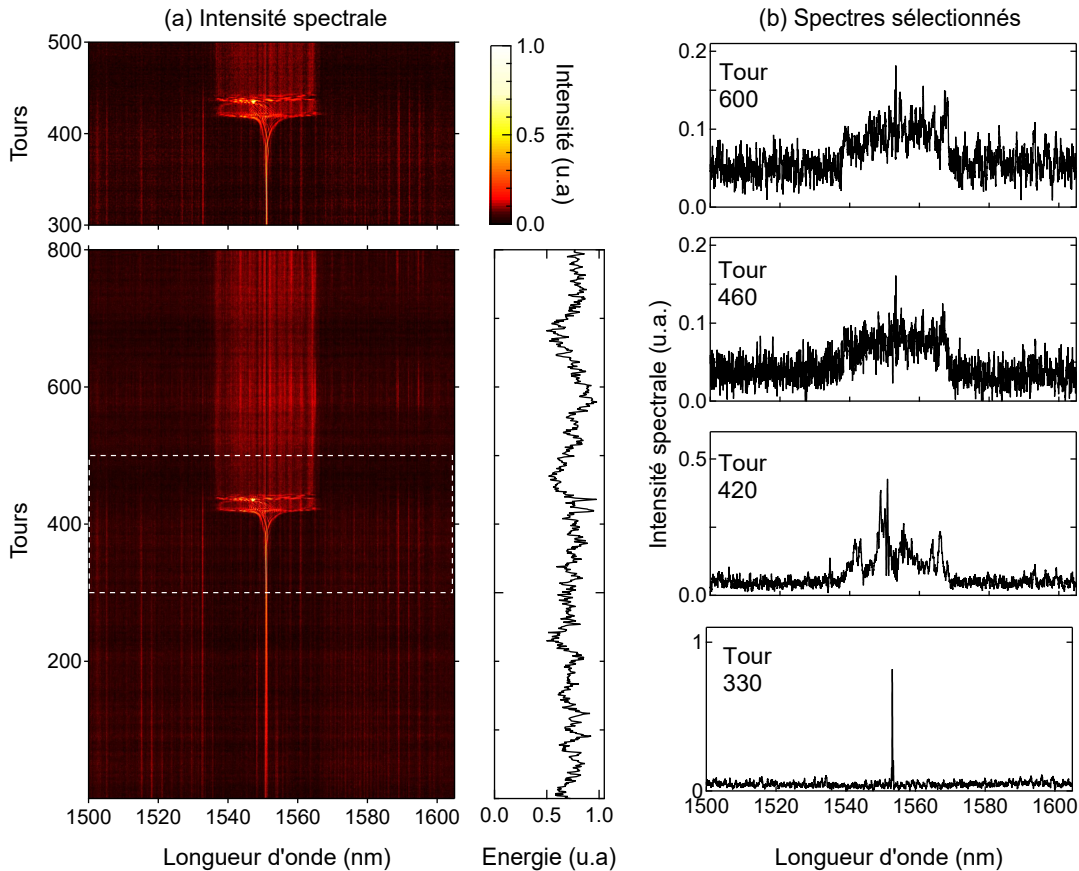


FIGURE 3.11 – Démarrage à partir de bruit et stabilisation à un régime mono-impulsionnel. (a) La séquence de spectres mesurés montre l'évolution du bruit vers un fonctionnement instable. La séquence de mesure du régime d'explosion sur 200 tours (encadré blanc en pointillés) est développée dans la sous-figure supérieure. La figure de droite montre l'évolution de l'énergie correspondante, illustrant la forte instabilité énergétique dans la cavité. (b) Montre les profils spectraux extraits à des tours de cavité spécifiques comme indiqué.

Les résultats vus en figure 3.9 sont associés à un comportement stable et ne comportent aucune perturbation durant la propagation de l'impulsion dans la cavité. Or, il est possible d'enregistrer des comportements d'impulsions instables. Ces états de fonctionnement sont identifiables à l'aide d'un système de mesure DFT permettant de mettre en avant le comportement de l'impulsion à chaque tour de cavité. Nous considérons un large éventail de ces instabilités dans la section 3.3.3, mais il est utile de montrer ici un exemple d'une classe particulière d'instabilité observée lorsque le laser est proche de son régime

de fonctionnement stable. La figure 3.12 présente un exemple typique de comportement instable après démarrage non optimale où l'impulsion se propage quasi-normalement dans la cavité laser (sur 4000 tours) avec un spectre bien défini, mais des perturbations plus ou moins importantes sont également présentes. La structure du bruit entourant la composante spectrale centrale possède des régions localisées complexes de puissance parfois élevée, soulignée par le rectangle en pointillés de (a). La sous-figure (b) montre un agrandissement de cette région et (c) montre l'histogramme calculé. Cet histogramme présente la quantité de points dans le cadre blanc en fonction de l'intensité normalisée de chaque point. Ce type d'histogramme hautement asymétrique comprend une aile typique de nombreux systèmes non-linéaires dans la propagation des fibres et dans les lasers à fibres [100].

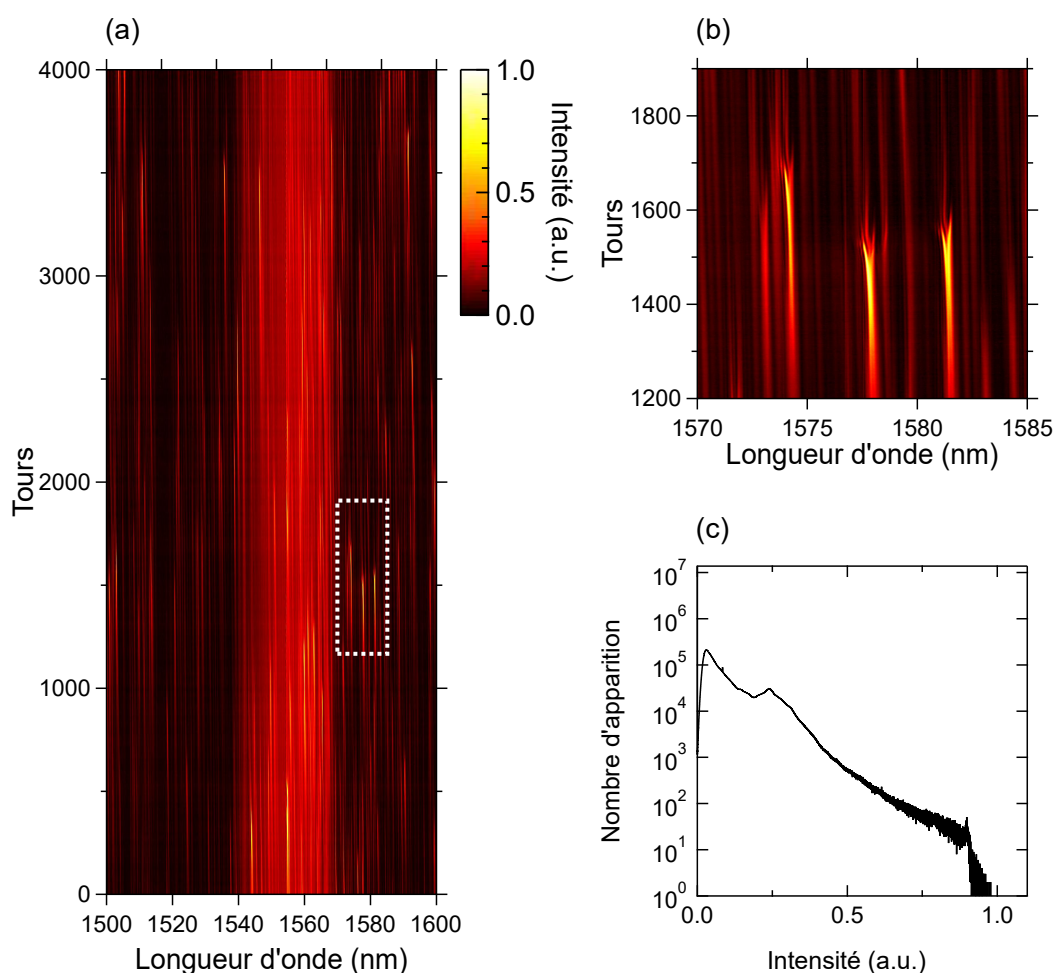


FIGURE 3.12 – Séquence de mesure DFT sur 4000 tours de cavité présentant une impulsion mono-mode comprenant fortement instable. (a) Présente la mesure DFT sur 4000 tours. En plus du spectre de l'impulsion, il y a la présence de différentes perturbations. Le rectangle blanc en pointillé encadre trois perturbations de fortes puissances. (b) Magnification de l'encadré présent dans (a). (c) Histogramme présentant le nombre d'apparition en fonction de l'intensité normalisée de la mesure DFT magnifiée en (b)

3.3.2/ ÉTATS MOLÉCULAIRES

Nous avons présenté dans la section précédente un exemple de fonctionnement mono-impulsionnel stable, ainsi que deux exemples de démarrages typiques dans la cavité. Pourtant, le régime mono-impulsionnel stable ne représente qu'un petit échantillon des divers régimes de fonctionnement qui peuvent exister au sein de notre cavité similariton-soliton.

En particulier, une fois initié, le verrouillage de modes en état mono-impulsionnel peut être maintenu jusqu'à des puissances de pompes réduites à un seuil critique de ~ 30 mW. Par contre, diminuer les pertes et augmenter la puissance de pompe permet aussi d'atteindre d'autres états de fonctionnement, comme des états moléculaires. Nous avons introduit ce type d'impulsion en section 3.2.2 à l'aide de nos différents résultats de simulations.

Expérimentalement, des molécules stables peuvent être excitées avec des puissances de pompe comprises entre 80 et 160 mW, mais le fonctionnement dans le régime moléculaire est beaucoup plus sensible à l'orientation des lames de phases (cf. figure 3.1). Ces états moléculaires consistent en deux impulsions ayant une séparation temporelle de l'ordre d'une dizaine de nanosecondes, cette dernière dépendant fortement du niveau de puissance et de la position des lames de phases.

Afin de faire une pré-caractérisation de ces impulsions nous utilisons l'OSA. Le spectre visualisé est le même que pour un régime mono-impulsionnel mais avec la présence de franges d'interférences qui sont typiquement représentatives de deux impulsions qui interfèrent entre elles. Un contraste élevé lu sur l'OSA signifie que les molécules observées ont un comportement stable, indiquant ainsi une haute cohérence entre les impulsions qui les composent. Nous notons également que le contraste des franges mesuré n'est pas de 100% comme on pourrait s'y attendre pour un état idéal. Il est limité par la résolution de l'OSA qui est de 0,07 nm et également par la résolution de la technique de mesure DFT qui est de 0,10 nm donnant une visibilité réduite de $V = (S_{max} - S_{min}) / (S_{max} + S_{min}) \sim 70\%$.

La figure 3.13 présente les données expérimentales d'un cas typique d'état moléculaire stable. La sous-figure 3.13 (a) montre la trace FROG correspondante, après reconstruction, avec ses trois losanges typiques d'un état moléculaire. Il faut noter que la résolution du spectromètre SHG utilisé lors des mesures FROG était insuffisante pour capturer la visibilité complète des franges, nous avons donc utilisé la technique standard pour corriger la trace mesurée en utilisant le spectre OSA mesuré indépendamment [68]. L'algorithme de déconvolution reconstruit le spectre, la trace temporelle, le chirp et la phase correspondant avec une erreur proche de 10^{-3} . La sous-figure 3.13 (b) illustre la trace temporelle reconstruite, où deux impulsions de 8 ps chacune sont séparées par 40 ps. Les deux impulsions présentent un chirp linéaire typique des impulsions paraboliques. Les figures 3.13 (c-d-f) représentent le spectre mesuré à l'aide de l'OSA (c), de la DFT (d) puis du FROG (f). L'encart présent dans (d) met en avant l'accord entre les deux mesures (c) et (d).

A partir d'une configuration moléculaire stable, nous avons également constaté que de petits ajustements dans la position des lames de phase entraînent un état de fonctionnement dans lequel la position des franges évolue dynamiquement en fonction des tours de la cavité. Cet effet ne peut pas être observé sur un détecteur moyenné tel qu'un OSA, mais peut être directement capturé à l'aide d'un système de mesure DFT. L'analyse

de la position des franges permet d'extraire la phase relative et d'en tracer directement l'évolution.

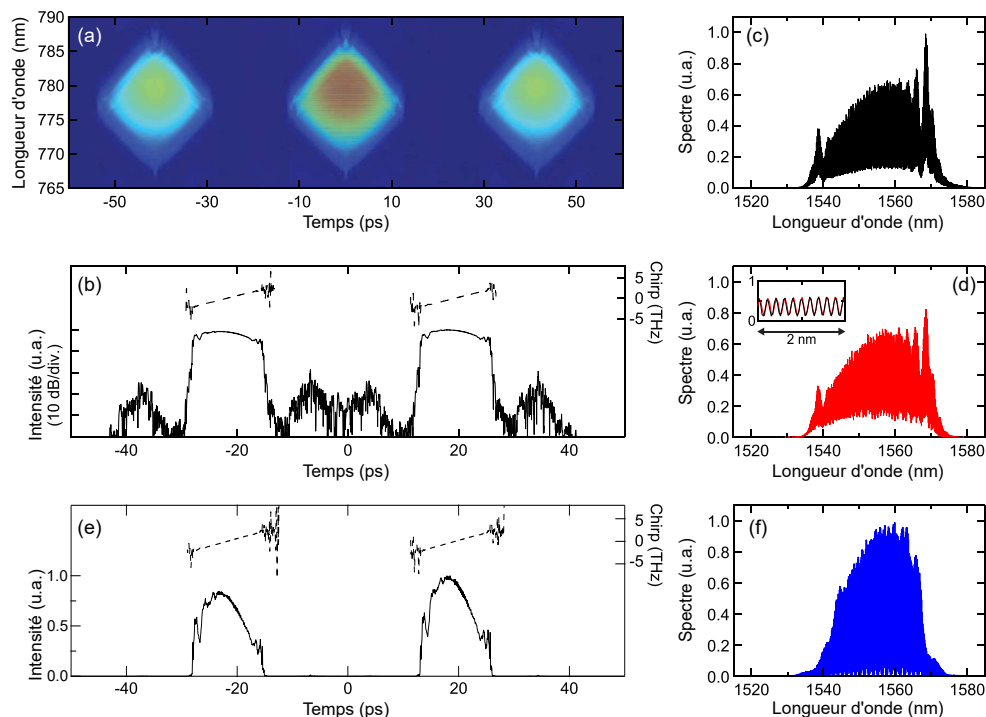


FIGURE 3.13 – Fonctionnement stable d'impulsion moléculaire. Nous présentons la trace FROG correspondante en (a) l'intensité temporelle en échelle log et linéaire, et le chirp récupérés en (b) et (e) . Les échelles des axes de gauche pour les mesures d'intensité temporelle dans (b) correspondent à 10 dB/division. (c) Montre le spectre mesuré par l'OSA (noir), (d) le spectre des mesures DFT (rouge) et (f) celui recalculé par la reconstruction FROG. L'encart en (d) compare les spectres OSA et DFT sur un intervalle de 2 nm (~ 10 cycles de franges) centré autour de 1555 nm. Notez que les spectres OSA et DFT dans (c,d) sont normalisés pour avoir la même intensité au centre spectral autour de 1555 nm.

La figure 3.14 montre trois dynamiques différentes de molécules instables avec une puissance de diode pompe de 80 mW, et pour trois positions différentes de la lame quart d'onde, ne différant que de quelques degrés. Nous traçons sur un intervalle de longueur d'onde limité à 10 nm sur 200 tours de cavité pour mettre en avant le comportement oscillatoire de ces trois molécules. Nous notons qu'il y a deux types de comportements de la phase, un comportement cyclique où la phase va osciller au cours du temps (sous-figure 3.14 (a) et (d)) et un comportement linéaire venant déplacer les franges sur l'un des côtés du spectre (sous-figure 3.14 (g)). L'application du théorème de Wiener-Khinchin nous permet de déterminer l'autocorrélation du champ à partir de la transformée de Fourier de ces spectres DFT (sous-figure 3.14 (b-e-h)). En analysant les positions des franges près du centre spectral à l'aide de la méthode décrite dans les réf. [95, 96, 101], il est possible de déterminer l'ampleur de la variation de phase (sous-figure 3.14 (c-f-i)).

Nous notons que la séparation temporelle reste la même entre les deux impulsions des sous-figures (b) et (d) tandis que la phase varie différemment au cours du temps induisant des amplitudes d'oscillation différentes. Ces comportements sont similaires à

ceux observés dans d'autres classes de lasers à fibre [85], et nos résultats montrent qu'il peut également être observé dans une cavité de type soliton-similariton.

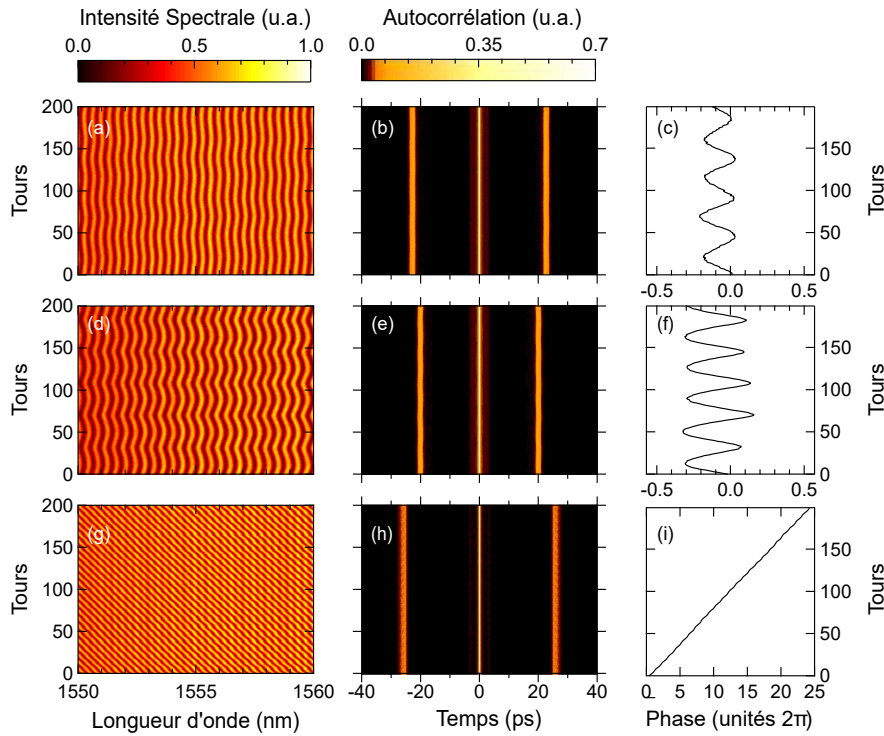


FIGURE 3.14 – Évolution dynamique de différents états moléculaires. (a-c) Dynamique avec phase oscillante sur un intervalle de 10 nm sur 200 aller-retours, (b) l'autocorrélation et (c) la phase relative calculée entre les constituants de la molécule. La séparation temporelle dans ce cas est de 22,3 ps associée à un espacement des franges de $\sim 0,36$ nm. (d-f) montrent des résultats similaires pour une plus grande amplitude d'oscillation de phase. La séparation temporelle dans ce cas est de 19,8 ps associée à un espacement des franges de $\sim 0,40$ nm. (g-i) Une dynamique différentes correspondant à une évolution linéaire de la phase et à un déplacement du motif des franges vers un coté du spectre. Notez que pour mieux mettre en évidence les franges près des centres spectraux, l'échelle de couleurs dans les tracés spectraux (a,d,g) est normalisée par rapport à l'intensité spectrale à la longueur d'onde centrale de 1555 nm. Cette normalisation est différente de celle utilisée dans les graphiques linéaires de la figure 3.10.

Bien que de telles oscillations de phase aient déjà été présentées dans le passé comme étant un effet analogue aux vibrations moléculaires, il existe également une classe particulière d'évolution de phase dite glissante dans les lasers à fibre qui n'a pas d'analogie moléculaire apparente. Nous avons également observé ce comportement dans notre laser, dont les résultats sont présentés sur la figure 3.14 (g-i). Il s'agit d'un phénomène particulièrement intéressant, précédemment observé dans un laser à fibre à dispersion entièrement normale [102], ainsi qu'avec des lasers à dispersion nette négative [85, 92]. Nos résultats (qui présentent une remarquable évolution de phase linéaire sur plusieurs dizaines de cycles de 2π) montrent que cet effet persiste même avec des dynamiques de type soliton et similariton dans la cavité. Ces résultats confirment les études théoriques précédentes qui associaient une telle évolution de phase à une dyna-

mique de saturation dans le milieu de gain, suggérant que tous les systèmes laser à verrouillage de modes sont capables de supporter des états moléculaires pouvant présenter ce comportement. Une étude plus approfondie, faite par Dr Meng, est disponible dans [83].

3.3.3/ INSTABILITÉS MULTIPLES ET EXPLOSIONS

Une des caractéristiques des systèmes dissipatifs non-linéaires est le phénomène d'intermittence, la transition irrégulière et apériodique d'un système entre différents états dynamiques stables et/ou instables. De tels comportements d'intermittence ont été précédemment notés dans un certain nombre d'études sur les lasers à verrouillage de modes [79, 99], et il était important que nous effectuions également une caractérisation de ce régime durant notre étude.

Ce genre de comportement a été observé dans notre système laser lorsque la puissance de pompe était au-dessus de 175 mW, c'est-à-dire au-delà de la limite associée à la génération des molécules stables, 160 mW. A cette puissance plus élevée, différents états d'instabilités ont été observés dépendant de l'orientation des lames de phase. Les spectres correspondant sont visibles sur les figures 3.15 et 3.16. La figure 3.15 présente des résultats sur une période de 4300 aller-retours, illustrant une série de dynamiques différentes. Il faut noter qu'une partie de cette séquence n'a pas été traitée car le régime mesuré présentait une saturation lors de la mesure de la DFT ; il est ainsi impossible de calculer l'énergie et l'autocorrélation correspondantes. La trace d'autocorrélation correspondante permet d'observer l'évolution temporelle du régime d'instabilités mesurées. Par soucis d'exhaustivité la sous-figure 3.15 (b) présente différents spectres sélectionnés à des positions particulières, ces derniers permettent de montrer que les résultats en dehors de la zone *DFT Saturation* en sous-figure 3.15 (a) ne présentent aucune saturation.

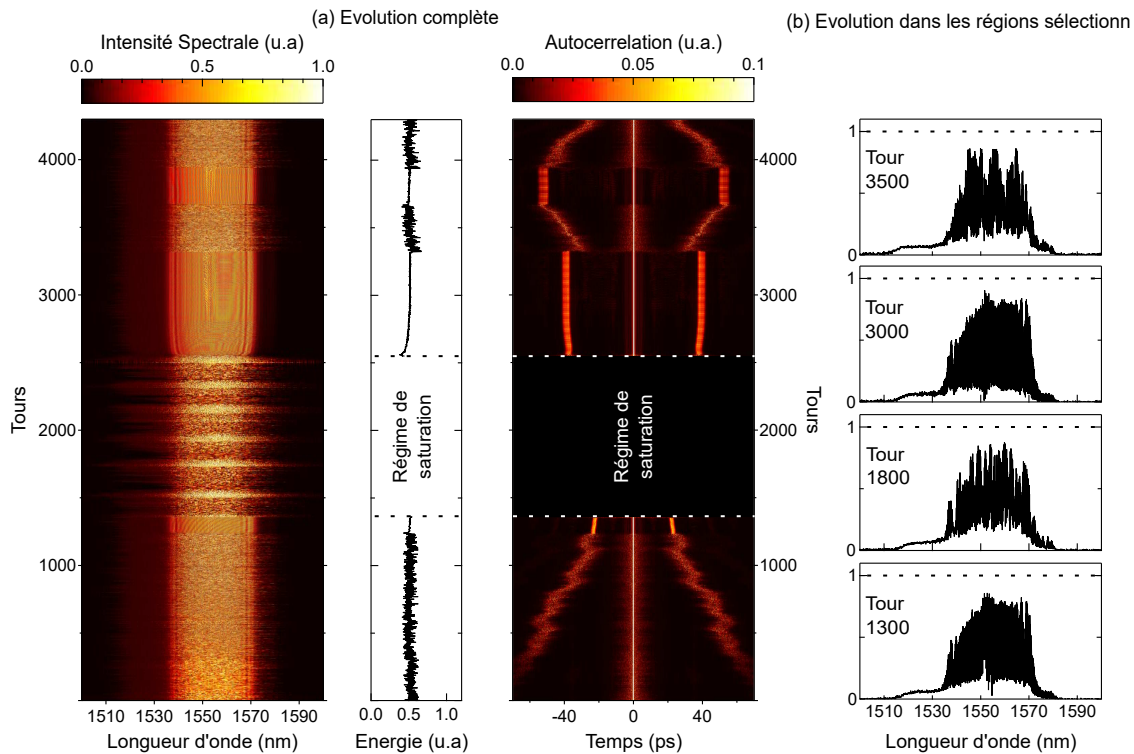


FIGURE 3.15 – Mesure DFT d’intermittence pendant une dynamique de type moléculaire. Les mesures ont été réalisées sur 4300 tours de cavité. (a) Présente les spectres DFT mesurés, l’énergie et la fonction d’autocorrélation. (b) Montre quatre spectres sélectionnés pour les tours de cavité indiqués. A partir des tours 1400 – 2620, les spectres DFT montrent des signes de saturation, ainsi, l’énergie et la fonction d’autocorrélation ne sont pas calculées dans ce régime. La figure montre plusieurs régimes différents : l’évolution d’une molécule instable avec une séparation temporelle décroissante entre les impulsions (Tours 1 – 1245) ; la courte formation de molécules stables de courte durée (Tours 1246 – 1360) ; une série d’explosions périodiques (Tours 1361 – 2550) ; la propagation moléculaire quasi-stables (Tours 2551 – 3320) ; l’évolution de molécules instables avec l’augmentation de la séparation temporelle entre les impulsions (Tours 3321 – 3670) ; la propagation de molécules quasi-stables (Tours 3671 – 3940) ; l’évolution de molécules instables avec une séparation temporelle décroissante entre les impulsions (Tours 3941 – 4300).

La figure 3.16 présente un autre exemple de dynamique observée dans le laser étudié. Ici la position des lames de phase conduit à un effondrement rapide de l’état stable moléculaire vers une dynamique chaotique. La sous-figure 3.16 (a) illustre le comportement spectral de l’impulsion à chaque tour de cavité mesurée à partir de notre système de DFT. L’autocorrélation associée montre comment le régime d’explosion provient de deux impulsions distinctes quittant peu à peu leur régime de stabilité pour se rapprocher temporellement et ensuite se heurter. Ce comportement a déjà été mis en avant dans d’autres systèmes laser [47, 79, 92, 103]. Dans la trace spectrale de la sous-figure 3.16 (a) nous avons encadré deux parties intéressantes que nous avons mis en avant dans la sous-figure 3.16 (b). Ici nous pouvons voir deux phases de l’évolution où l’impulsion bascule entre un état stable et un état d’explosion.

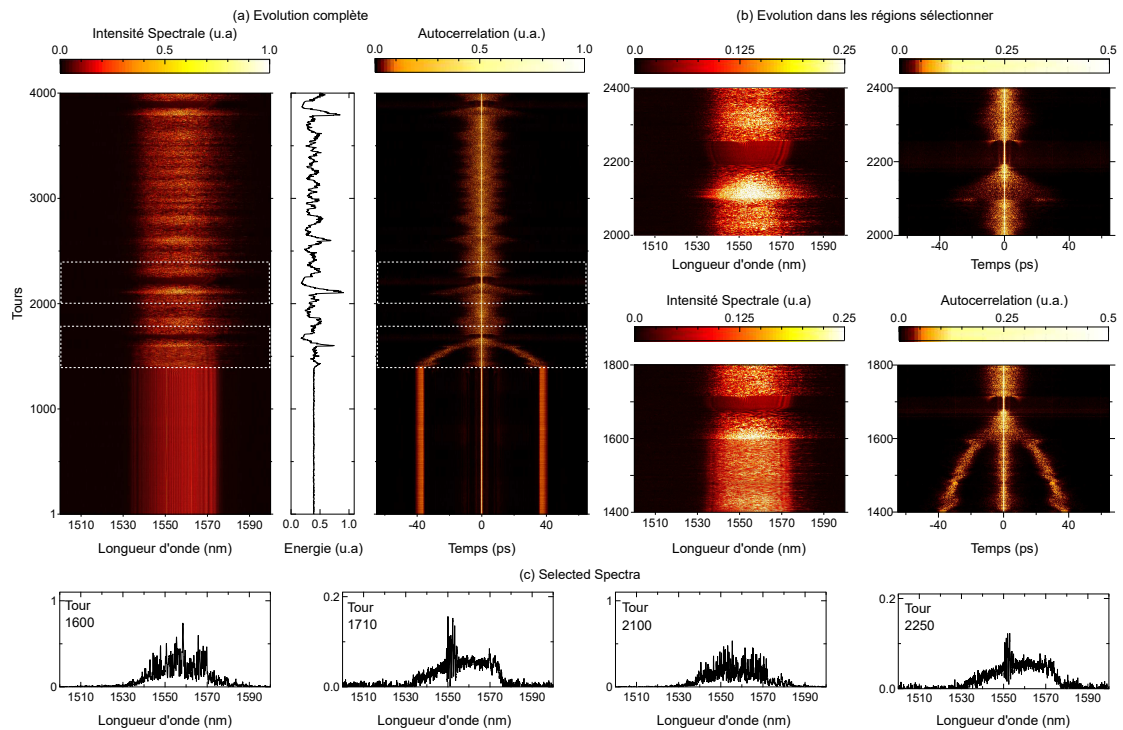


FIGURE 3.16 – Intermittence présentant une dynamique comprenant des explosions. La mesure DFT est réalisée sur 4000 tours de cavité montrant l'effondrement d'un état stable d'une molécule liée vers un régime d'évolution chaotique et d'explosions de solitons. (a) Montre les spectres DFT mesurés, l'énergie intégrée et la fonction d'autocorrélation correspondante. (b) Vues magnifiées des spectres et des autocorrélations montrant deux exemples d'émergence éphémère d'une impulsion stable suite à l'explosion d'un soliton. Une table des couleurs saturée est utilisée dans les vues magnifiées afin de mettre en évidence les deux régimes stables transitoires. Notez comment la modulation transitoire près des centres spectraux à 1700 et 2250 est associée à une signature temporelle de faible amplitude dans la fonction d'autocorrélation correspondant à une impulsion secondaire retardée de courte durée. (c) Montre les profils spectraux extraits à des tours de cavité spécifiques comme indiqué.

La figure 3.17 présente une impulsion unique passant par intermittence d'un état d'explosion à un état mono-impulsionnel. Au centre du spectre il est possible de voir des oscillations qui sont typiques d'un état protomoléculaire, c'est-à-dire un état entre mono-impulsionnel et moléculaire. Cet état rend instable l'impulsion dans la cavité et dans ce cas présenté, l'impulsion passe de cet état protomoléculaire vers un état d'explosion solitonique et vice versa.

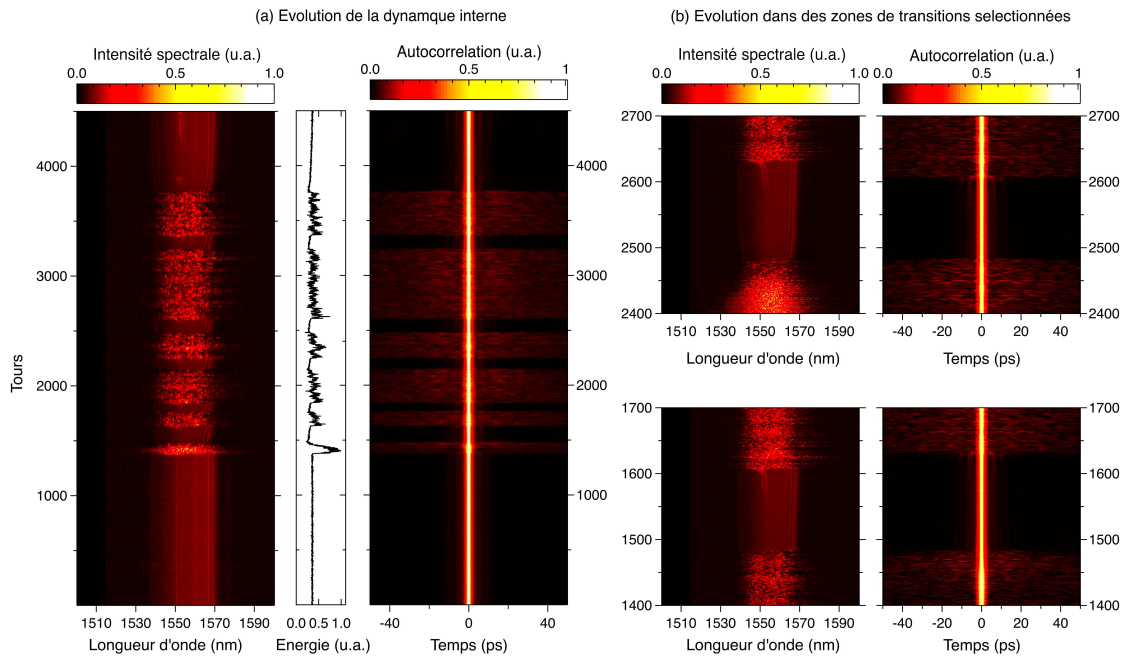


FIGURE 3.17 – Intermittence présentant une dynamique comprenant des explosions. La mesure DFT est réalisée sur 4500 tours de cavité montrant l'effondrement d'un état stable d'un régime mono-impulsionnel vers un régime d'évolution chaotique et d'explosions de solitons. (a) Montre les spectres DFT mesurés, l'énergie intégrée et la fonction d'autocorrélation correspondante. (b) Vues magnifiées des spectres et des autocorrélations montrant deux exemples d'émergence éphémère d'une impulsion stable suite à l'explosion d'un soliton.

Ces différents résultats confirment le caractère omniprésent dans les lasers solitoniques des explosions solitoniques et permettent aussi de valider l'utilisation de la technique DFT pour caractériser des régimes transitoires rapides et complexes. Il est à noter que nos mesures ne se font que sur quelques microsecondes tandis qu'afin de mettre en avant la récurrence de ses effets, il nous faudrait un nombre de tours de cavité plus conséquent. Afin de pouvoir réaliser une mesure avec plus de tours de cavités il nous faudrait plus d'espace mémoire sur notre oscilloscope de mesure. Ce type de mesure pourrait faire l'objet de futures recherches.

3.3.4/ RÉGIMES MULTI-IMPULSIONNELS

Les sections précédentes ont présenté des résultats caractérisant un certain nombre d'états de fonctionnement du laser soliton-similariton. Cependant, la sortie du laser dans ces cas consistait en une seule impulsion ou molécule, ou un état instable localisé ayant une étendue temporelle bien définie de $\sim 10^2$ de ps.

Ici, nous présentons des résultats expérimentaux complémentaires qui ont révélé un autre état de fonctionnement associé à au moins deux impulsions d'une durée de plusieurs picosecondes circulant simultanément dans la cavité, mais séparées temporellement par une durée de l'ordre de la nanoseconde, bien supérieure à la durée de leur impulsion individuelle. La figure 3.18 illustre schématiquement la nature de ces im-

pulsions multiples ou états de “coexistence”, et compare leurs caractéristiques à l’état moléculaire étudié ci-dessus. Plus précisément, la sous-figure 3.18 (a) illustre un état moléculaire, (b) montre un régime à impulsions multiples constitué d’impulsions uniques et (c) montre un régime à impulsions multiples constitué d’impulsions uniques et d’une molécule.

Ce régime de fonctionnement a été observé à des puissances de pompe plus élevées que le régime mono-impulsionnel (avec des ajustements appropriés des lames de phase). L’enregistrement de ces dynamiques a été rendu possible grâce aux différentes mesures DFT. Comme nous le verrons ci-dessous, nos expériences mettent en évidence un verrouillage de modes multi-impulsionnel (simple et/ou moléculaire), ainsi qu’une dynamique de respiration d’impulsion sur une centaine de tours. Ces résultats complètent la caractérisation expérimentale des différentes structures non-linéaires de notre système de soliton dissipatif.

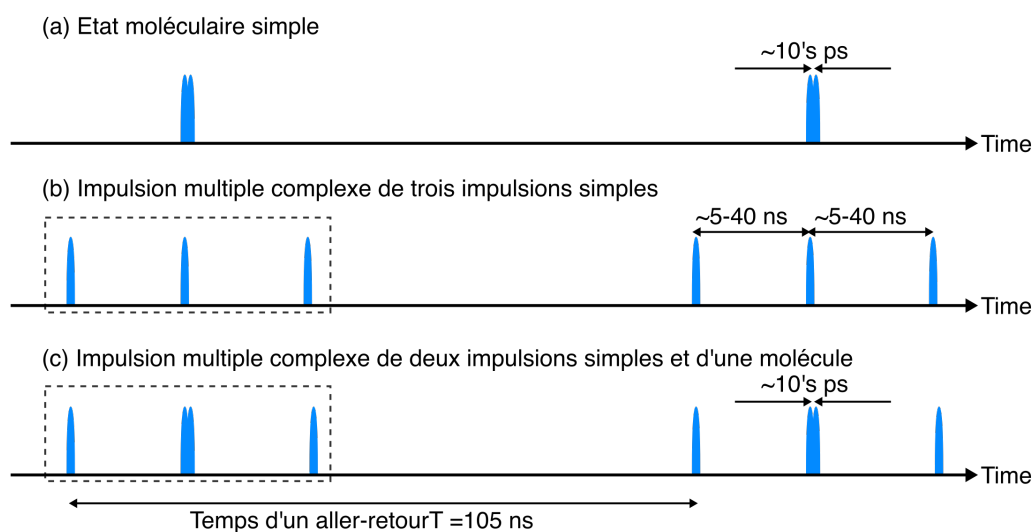


FIGURE 3.18 – Illustration des différentes structures complexes pouvant exister dans la cavité laser. (a) Représente un état moléculaire simple ayant deux impulsions avec un espacement d’une dizaine de picosecondes. (b) Illustre le comportement d’impulsions multiples coexistent dans la cavité. La boîte en pointillés montre un ensemble de trois impulsions distinctes (picosecondes) séparées par 5 – 40 ns. (c) Illustre le même ensemble d’impulsions que (b) mais avec la présence d’un état moléculaire entre les deux impulsions de la structure complexe.

Nos expériences utilisent le même système DFT que celui décrit ci-dessus pour mesurer les instabilités laser soliton-similariton, bien que nous ayons adapté la valeur précise de la dispersion en fonction du nombre d’impulsions dans la cavité afin d’éviter le chevauchement dans le cas d’un grand nombre d’impulsions multiples. Un élément supplémentaire dans le choix de la dispersion était d’assurer une résolution spectrale adaptée à l’état de fonctionnement du laser.

Les premiers résultats des mesures DFT sont présentés dans la figure 3.19, réalisées avec une dispersion DCF de $\beta_{2z} = +468 \text{ ps}^2$ donnant une résolution spectrale de 0,22 nm. Dans le cas de la figure 3.19 la puissance de pompe était de 87 mW (juste au-dessus du régime de stabilité mono-impulsionnel), et une puissance de sortie de 0,3 mW.

Les résultats montrent la caractérisation DFT d'un état constitué de deux solitons distincts séparés de ~ 42 ns. Nous montrons (en bas) un tracé en fausses couleurs des mesures DFT successives sur 200 allers-retours, et (en haut) un profil spectral typique (tiré du premier aller-retour de la séquence). Les deux spectres séparés dans le temps présentent des caractéristiques presque identiques avec une largeur spectrale de 23 nm et une structure spectrale cohérente avec les solitons dissipatifs à des impulsions paraboliques linéairement chirpées correspondant aux similaritons mesurés en section 3.3. Les axes inférieurs du tracé en fausses couleurs et les profils spectraux extraits montrent directement la base de temps DFT en nanosecondes (pour illustrer la séparation temporelle), mais nous incluons également une échelle de longueur d'onde pour les profils spectraux extraits en utilisant la cartographie temps-longueur d'onde appropriée. En raison du grand nombre et de l'espacement étroit des impulsions observées dans certains de nos états multi-impulsionnels, il n'est pas pratique de fournir une échelle de longueur d'onde distincte pour chaque spectre constitutif, mais l'échelle de longueur d'onde indiquée dans les graphiques supérieurs s'applique également aux données DFT en fausses couleurs. La longueur d'onde centrale (déterminée à partir des mesures moyennes de l'OSA) était de 1555 nm. Il faut noter que la direction de l'axe longueur d'onde et DFT sont inversés l'un l'autre en raison du signe de la dispersion dans la fibre DCF.

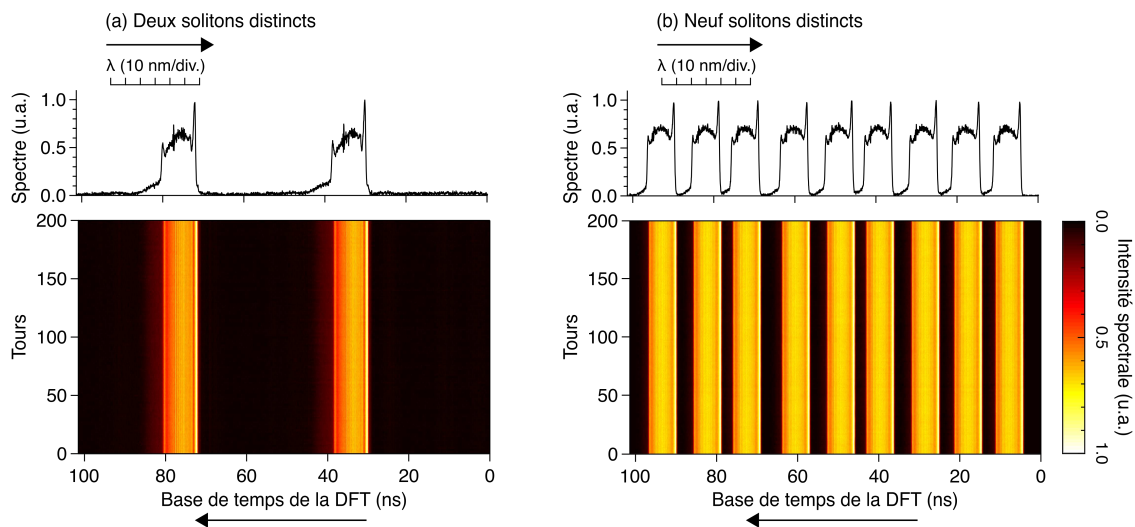


FIGURE 3.19 – Ensemble d'impulsions multiples constitué d'impulsions uniques distinctes montrant (a) 2 impulsions uniques et (b) 9 impulsions uniques circulant dans la cavité. Dans chaque cas, la sous-figure du bas superpose les résultats des mesures DFT sur 200 tours dans la cavité, tandis que la figure du haut montre le profil spectral du premier tour de la séquence de données. La base de temps DFT est tracée sur la plage de 105 ns d'un aller-retour de la cavité, tandis que nous montrons également l'axe de la longueur d'onde calibrée en nm lorsque nous traçons les spectres extraits. La longueur d'onde centrale est de 1555 nm.

La figure 3.19 (b) présente des données similaires pour une puissance de pompage nettement plus élevée de 270 mW et une puissance de sortie supérieure de 1 mW. Ces résultats montrent un ensemble de 9 impulsions circulant simultanément dans la cavité, toutes avec des largeurs spectrales comparables de $\sim 18,5$ nm mais avec des séparations temporelles non identiques allant de 9,7 à 12,0 ns. À notre connaissance, un tel complexe

multi-impulsionnel à 9 impulsions n'a jamais été caractérisé par la DFT. Bien que nous tracions les résultats de la DFT dans la figure 3.19 (a) et (b) sur seulement 200 allers-retours, les états multi-impulsionnels étaient stables sur toute l'acquisition de données de 4000 allers-retours et, en effet, on a observé qu'ils étaient essentiellement indéfiniment stables sur des échelles de temps beaucoup plus longues jusqu'à ce que les paramètres de la cavité laser soient modifiés.

La figure 3.20, mesurée avec la même dispersion que la figure précédente (cf. figure 3.19), présente l'apparition d'une seconde impulsion sur 4000 tours de cavité. Cette mesure permet d'illustrer l'apparition et la mise en place d'une impulsion supplémentaire dans la cavité. Les mesures de DFT présentent un spectre au tour 1000 avec en son centre une proto-moléculaire signe d'instabilité, puis celui dessus présente les spectres qui se recouvrent après apparition de la nouvelle impulsion. Ce recouvrement est dû à la dispersion trop importante de la fibre utilisée lors de la mesure DFT.

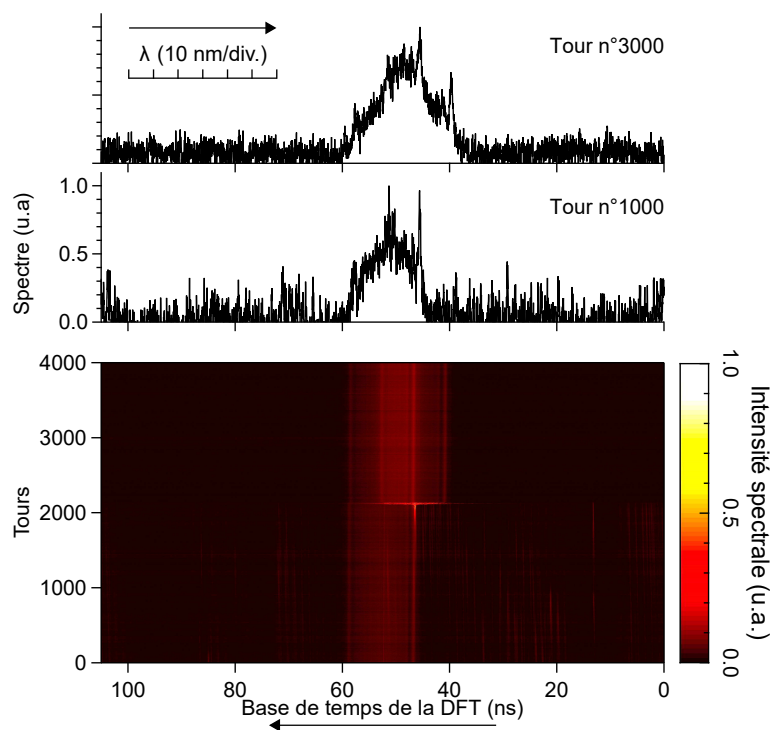


FIGURE 3.20 – Phase d'apparition d'une seconde impulsion mesurée sur 4000 tours de cavité. La sous-figure du bas présente les mesures DFT et les deux figures du haut présente deux spectres récupérés au tours 1000 (avant l'apparition de la seconde impulsion) et 3000 (après l'apparition de la seconde impulsion). Nous montrons également l'axe de la longueur d'onde calibrée en nm lorsque pour les spectres extraits. La longueur d'onde centrale est de 1555 nm.

La figure 3.21 présente les résultats pour une classe différente de complexe multi-impulsionnel où l'une des structures constitutives est une molécule de soliton dissipatif. Nous montrons à nouveau (en bas) un graphique en fausses couleurs des mesures successives de la TFD sur 200 allers-retours, et (en haut) un profil spectral typique du premier aller-retour de la séquence. Par exemple, en considérant les résultats de la figure 3.21 (a), nous voyons à nouveau comment la trace DFT enregistrée consiste en une série de deux structures distinctes séparées par une dizaine de nanosecondes, mais

alors que le spectre centré sur 25 ns est qualitativement similaire aux résultats montrés à la figure 2, le spectre centré sur 60 ns présente une signature de modulation spectrale claire d'un état de la molécule [104]. Ces mesures ont utilisé une dispersion DFT $\beta_{2z} = +610 \text{ ps}^2$ et une résolution spectrale de 0,17 nm. L'encart met en évidence les franges de la structure de la molécule sur un espace de 2 nm autour du centre spectral, l'espacement des franges de 0,19 nm correspondant à une séparation $\sim 42 \text{ ps}$ entre les composants de la molécule. Le contraste des franges de 70 % dans ces mesures est attribué à la résolution finie de la DFT. Ces résultats ont été obtenus avec une puissance de pompage de 175 mW, une puissance de sortie du laser de 0,6 mW et une largeur de bande des impulsions individuelles augmentée de celle vue ci-dessus dans la figure 3.19 à $\sim 33 \text{ nm}$.

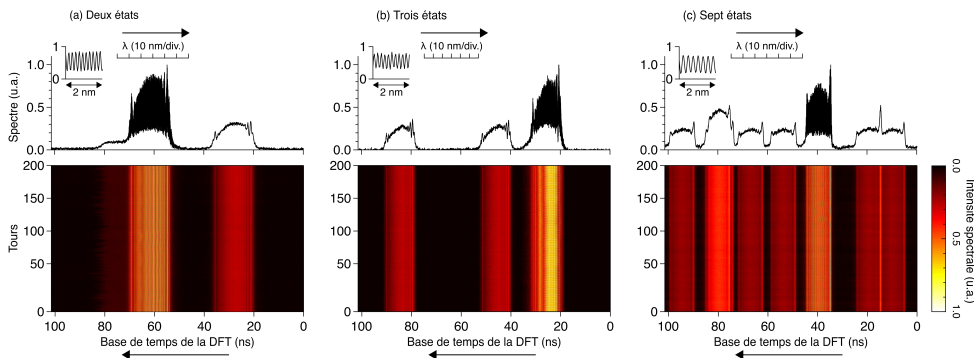


FIGURE 3.21 – Ensemble d'impulsions multiples comprenant une molécule de soliton. (a) un état moléculaire et mono-impulsionnel distincts, (b) un état moléculaire et 2 impulsions uniques distincts, (c) un état moléculaire et 6 impulsions uniques distincts. La plus grande amplitude de l'impulsion autour de 80 ns est attribuée à la superposition incohérente de deux solitons. Dans tous les cas, les encarts montrent les franges de la structure de la molécule sur un intervalle de 2 nm près de la longueur d'onde centrale qui est de 1555 nm.

Il a été possible aussi d'enregistrer des états multi-impulsionnel présentant une dynamique "respiratoire" (ou breathing) sur 50 à 100 tours de cavité. La figure 3.22 illustre deux exemples de breathing enregistrés à l'aide de la technique de mesure DFT sur 400 tours de cavité. Au dessus de chaque sous-figure, deux profils spectraux sont extraits au point d'expansion spectrale minimale et maximale. Les résultats de la sous-figure 3.22 (a), présentant un état de respiration de trois impulsions, sont enregistrés pour une puissance de pompe de 175 mW avec une puissance intracavité en sortie d'EDF de 60 mW. Les résultats de la sous-figure 3.22 (b), présentant un état de respiration de quatre impulsions, sont enregistrés pour une puissance de pompe de 285 mW avec une puissance intracavité en sortie d'EDF de 100 mW. La dispersion du système de mesure DFT utilisé $\beta_{2z} = +257 \text{ ps}^2$, donnant une résolution spectrale de 0,6 nm. Ces mesures sont complémentaires à d'autres études récentes rapportent les mêmes états de fonctionnement [105, 106].

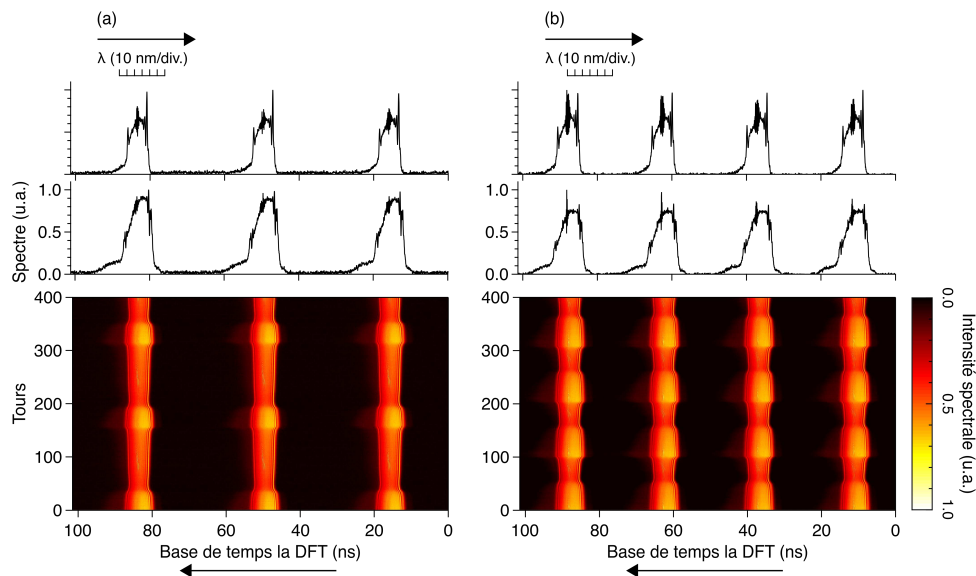


FIGURE 3.22 – Ensemble d’impulsions multiples présentant une dynamique respiratoire. (a) Trois impulsions uniques (b) Quatre impulsions uniques. Les figures du bas montrent une séquence de spectres DFT mesurés sur 400 tours de cavité. Les figures du haut montrent les spectres à deux tours sélectionnés aux points d’expansion spectrale minimale et maximale : (a) Tours 158 et 203 ; (b) Tours 102 et 163.

3.4/ RÉGIME DE FONCTIONNEMENT “NOISE LIKE PULSE”

Une dernière expérience a été menée en utilisant cette cavité laser en collaboration avec le Dr Fanchao Meng, postdoc dans l’équipe. En particulier, à partir du design décrit ci-dessus, le Dr Meng a dupliqué (expérimentalement) le laser soliton-similariton, mais a ajouté un tronçon de fibre hautement non-linéaire (HNLF ou Highly Nonlinear Fiber) au point C entre l’isolateur et le coupleur 99/1 (voir la figure 3.23) [84]. Cette nouvelle architecture conduit à une classe qualitativement différente de comportement instable multi-échelle, connue sous le nom “noise-like pulse” (NLP). Ce régime d’instabilité est associé à la génération d’impulsions subpicosecondes aléatoires, évoluant de manière chaotique sous une enveloppe temporelle d’une centaine de picosecondes. Des études numériques et expérimentales ont été réalisées afin de comprendre l’origine physique de ces instabilités. Les résultats expérimentaux sont particulièrement bien en accord avec les simulations réalisées. Mon rôle dans ce travail s’est focalisé en particulier à l’accompagnement du Dr Meng pendant l’utilisation de la technique expérimentale DFT. Notez que ces études comportaient à la fois des mesures temporelles (lentille temporelle) et spectrales (DFT) en temps réel (voir la figure 3.23), mais nous ne présentons ci-dessous que les mesures spectrales car c’est le travail dans lequel j’ai été plus directement impliqué. Les mesures dans le domaine temporel sont incluses dans la publication correspondante [84] qui se trouve dans l’annexe.

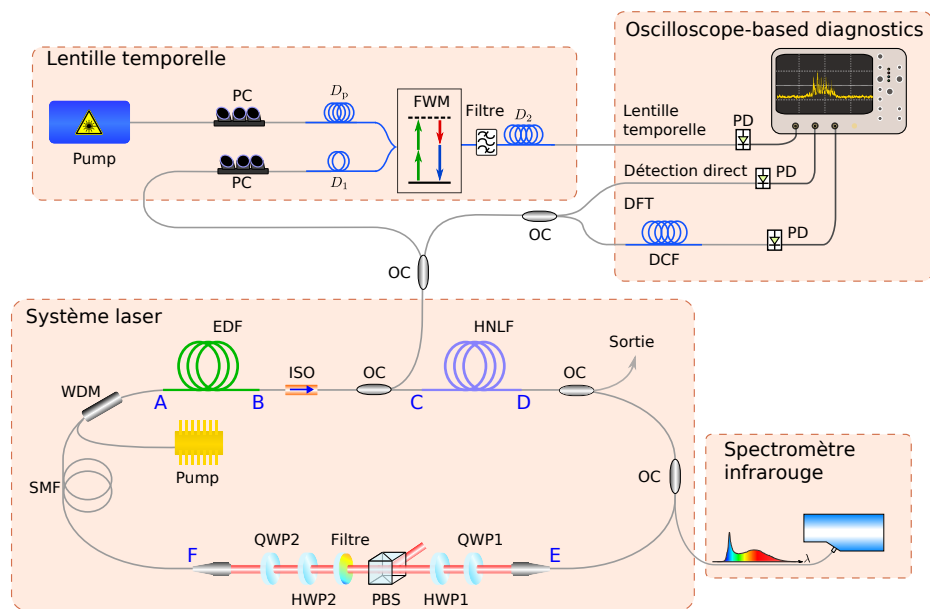


FIGURE 3.23 – Schéma du système laser modifié afin d’étudier le régime NLP. Les lettres A-F font références aux différents segments de propagation tels que discutés dans le texte. Abréviations : PC : contrôleur de polarisation ; D_p , D_1 , D_2 : éléments dispersifs de la lentille temporelle ; FWM : Four Wave Mixing ; DFT : Transformée de Fourier Dispersive ; DCF : Dispersion Compensating Fibre ; ISO : isolateur ; HWP : lame demi-onde ; QWP : lame quart d’onde ; PBS : diviseur de faisceau polarisant. EDF : Fibre dopée à l’erbium ; SMF : fibre monomode ; HNLF : fibre hautement non-linéaire ; WDM : multiplexeur en longueur d’onde. OC : coupleur optique ; PD : photodiode [84].

Avant de décrire les résultats expérimentaux, nous présentons d’abord les simulations numériques détaillées de l’évolution de l’impulsion dans la cavité dans le régime d’impulsion NLP. Ces simulations sont similaires en principe à celles du laser soliton-similariton vu ci-dessus, mais avec un modèle plus réaliste pour l’absorbant saturable basé sur la résolution des équations GNLSE vectorielles couplées. Ces simulations ont été développées par le Dr Meng et étaient extrêmement intensives en termes de temps de calcul. Des détails complets sont fournis dans la Réf. [84].

L’initiation d’une simulation se fait avec un bruit de faible amplitude injecté au point A juste avant l’EDF (voir figure 3.23). Contrairement au laser soliton-similariton, aucune solution d’impulsion l’état stable n’a été observée dans les simulations (ou dans les expériences par ailleurs), et le laser fonctionne uniquement dans le régime NLP hautement instable. Ce régime est associé à une variation très importante des caractéristiques des impulsions intra-cavité à travers les différents éléments de la cavité, et à des fluctuations d’énergie significatives de l’ordre de 10% d’un tour à l’autre. Dans les simulations, le système entre généralement dans le régime NLP après quelques centaines de tours.

Pour cette modélisation, les longueurs de fibres utilisées sont basées sur nos paramètres expérimentaux. Spécifiquement, le segment AB est constitué de 11 m de fibre dopée à l’erbium avec un $\beta_2 = +40 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$, et un paramètre non-linéaire $\gamma = 6,0 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$. Les segments BC, DE et FA de SMF standard avaient des longueurs respectives de 2,87 m, 4,45 m et 7,8 m, et un $\beta_2 = -21,7 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$,

$\beta_3 = +86.0 \times 10^{-6} \text{ ps}^3 \text{ m}^{-1}$, et paramètre non-linéaire $\gamma = 1,1 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$. Le segment CD était de 10,3 m de fibre HNLF avec un $\beta_2 = -5,23 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$, $\beta_3 = +42.8 \times 10^{-6} \text{ ps}^3 \text{ m}^{-1}$, et un paramètre non-linéaire $\gamma = 18,4 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$. La dispersion nette de la cavité est de $+0,06 \text{ ps}^2$. Notez que tous les paramètres de dispersion et de non-linéarité ci-dessus sont spécifiés à 1550 nm. Le modèle de gain était un Lorentzien tel qu'utilisé dans le laser soliton-similariton. Le segment EF de longueur 28,1 cm comprend l'absorbant saturable et le filtre spectral passe-bande déjà exposés ci-dessus. Afin de comparer les simulations et les expériences, nous avons balayé de manière itérative l'espace des paramètres de simulation afin d'obtenir des caractéristiques spectrales moyennes qui correspondent aux expériences. Les simulations numériques ont été réalisées en utilisant une fenêtre temporelle de 1,3 ns et $2^{18} = 262144$ points de sorte que la résolution temporelle est de ~ 5 fs. La grille de fréquence correspond à un intervalle de longueur d'onde de ~ 1019 – 3238 nm avec une résolution de fréquence de 769 MHz (résolution de longueur d'onde $\sim 6 \times 10^{-3}$ nm autour de 1550 nm). Bien que très exigeant en termes de calcul, ce niveau de résolution est nécessaire pour couvrir la structure complète de l'enveloppe de l'impulsion en régime NLP. Pour plus de détails, voir Réf. [84] en annexe.

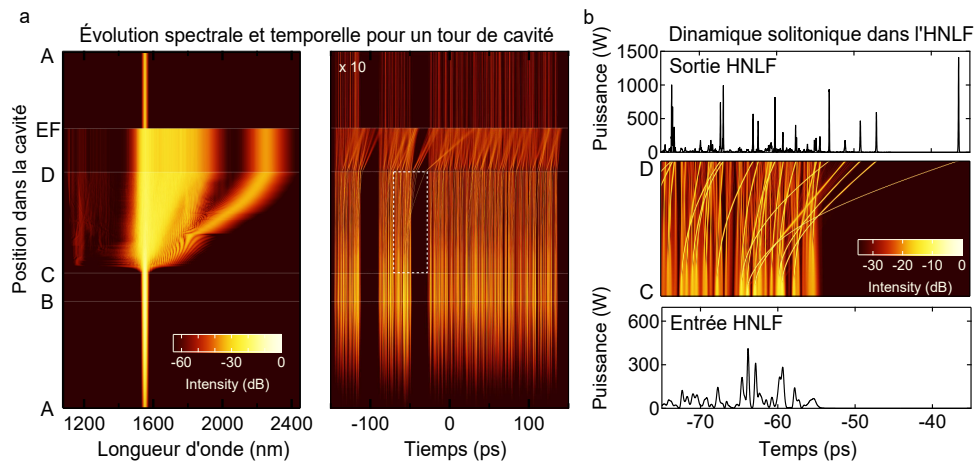


FIGURE 3.24 – Simulation numérique d’un tour de cavité d’un régime *noise like pulse*. (a) Evolution spectral (à gauche) et temporelle (à droite). Les lettres A à F font références aux différentes positions dans la cavité (cf. figure 3.23). En raison de la perte significative due au filtre spectral dans le segment massif, l’intensité temporelle dans le segment F-A est mise à l’échelle par un facteur de $\times 10$. (b) Evolution dans la fibre HNLF dans le segment C-D sur une fenêtre temporelle étendue à 40 ps afin de mettre en évidence la dynamique du soliton et l’évolution du soliton Raman. La seconde sous figure en (b) représente l’évolution temporelle magnifiée encadrée en (a) [84].

La figure 3.24 illustre les résultats typiques d’une simulation montrant l’évolution pendant un tour de la cavité lorsque le système est entré dans l’état NLP. Ces résultats correspondent à un gain petit signal de $g_0 = 0,73 \text{ m}^{-1}$ et une énergie de saturation de $E_{\text{sat}} = 3,5 \text{ nJ}$. La sous-figure 3.24(a) présente l’évolution spectrale et temporelle pour un tour de cavité, où les différentes étapes de propagation A-F se réfèrent aux différents points de la cavité représentés sur la figure 3.23. Le segment A-B représentant la fibre EDF présente une légère amplification de l’impulsion. Par contre, cette dernière va fortement s’élargir, passant de 20 nm à 1000 nm, lors de sa propagation dans le segment de fibre HNLF (C-D). L’impulsion va ensuite être fortement filtré spectralement à 10 nm

de large en sortie du point F. Il est à noter que dans le segment D-E, la non-linéarité réduite de la fibre SMF (couplée à la puissance réduite due au couplage de sortie) permet une propagation essentiellement linéaire. Les sous-figures 3.24(b) montrent aussi une présence non négligeable de fission incohérente de solitons lors de la propagation dans la HNLf. Ces résultats révèlent la dynamique très complexe de ce régime.

Expérimentalement, nous ne pouvons pas mesurer cette évolution complexe en tous points de la cavité. Cependant, nous pouvons effectuer des mesures spectrales en temps réel pour révéler les fluctuations d'un tour à l'autre, et nous pouvons également mesurer la sortie spectrale moyenne pour une comparaison directe avec la simulation.

La sous-figure 3.25 (a) présente les fluctuations spectrales sur 1000 tours de cavité mesurées à l'aide d'un système de mesure DFT au point B en sortie de l'EDF et avant propagation dans la fibre HNLf. Les mesures DFT ont été contrôlées grâce à une mesure OSA indépendante du spectre moyenné. La sous-figure 3.25 (b) présente la concordance entre les spectres donnés par la méthode DFT, l'OSA et les simulations. À partir de nos mesures spectrales en temps réel, nous avons calculé les statistiques des pics présents dans la sous-figure (a), la fonction de densité de probabilité correspondante est présentée à la sous-figure 3.25 (c). Une comparaison est également faite avec les résultats des simulations, il est à noter que l'accord entre simulation et expérience est très bon.

La sous-figure 3.25 (d) illustre le spectre moyen mesuré à la sortie de la HNLf (courbe rouge). L'encart présente les mêmes résultats mais sous une échelle logarithmique. Le spectre est fortement asymétrique, composé d'un pic spectral primaire d'une largeur de bande de 40 nm, d'une aile étendue vers les grandes longueurs d'onde, ainsi que d'une structure d'onde dispersive vers les courtes longueurs d'ondes. La largeur spectrale globale approche les 1000 nm.

Ces résultats expérimentaux sont également reproduits par les simulations. Le trait noir plein montre le spectre moyen simulé (moyenné sur 1000 tours) avec un très bon accord entre les expériences et les simulations. Étant donné la complexité du système de soliton dissipatif que nous modélisons, nous soulignons la signification de ces résultats. Plus précisément, bien qu'il y ait eu un grand nombre d'études expérimentales et numériques distinctes de lasers NLP, les simulations reproduisent ici quantitativement les caractéristiques spectrales sur une largeur de bande approchant 1000 nm. Cet accord nous permet d'avoir une grande confiance dans la modélisation numérique utilisée, et confirme ainsi la physique suggérée par les simulations associées notamment à une riche dynamique solitonique au sein de la fibre HNLf.

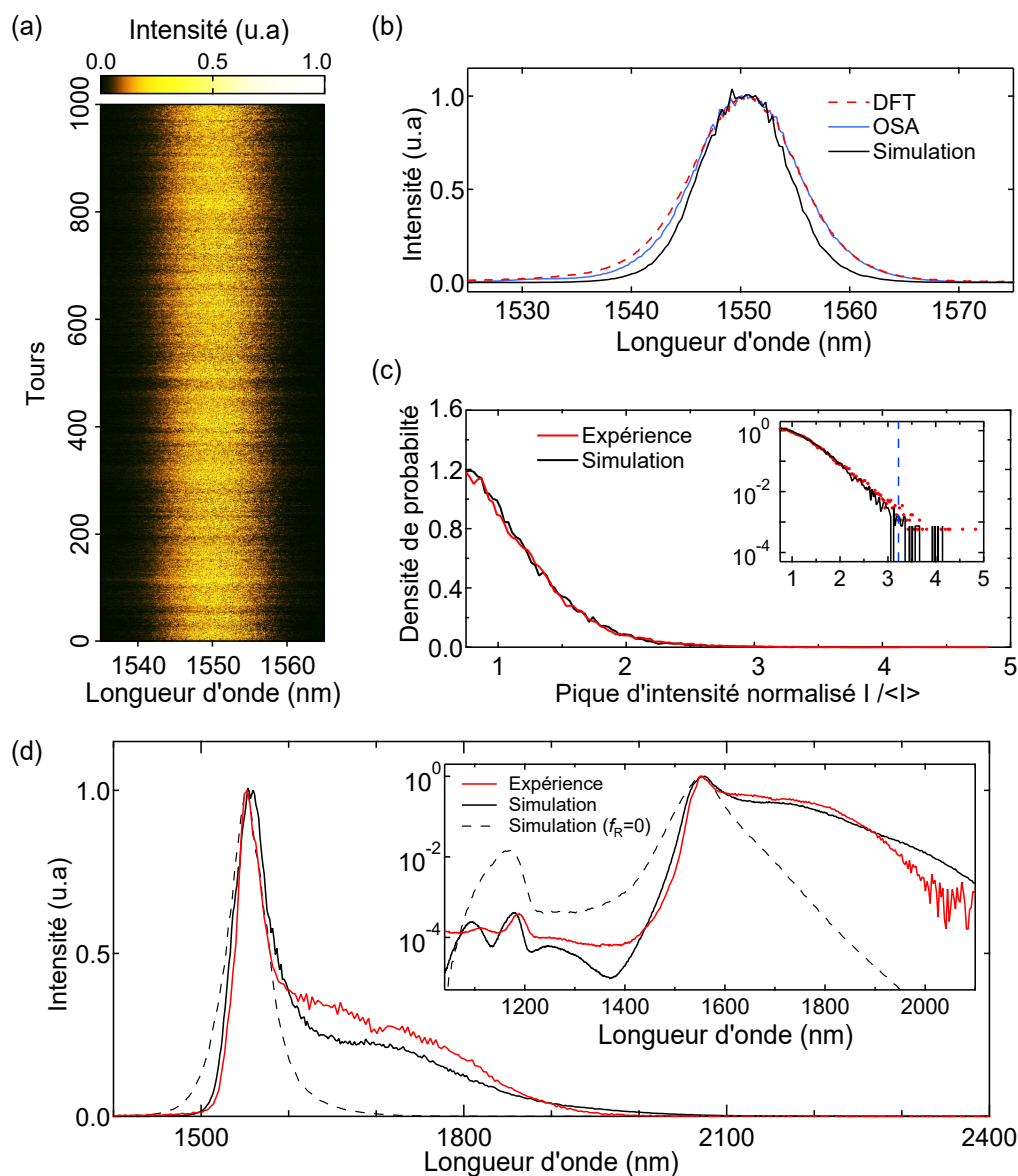


FIGURE 3.25 – Caractérisation spectrale et comparaison avec les résultats de simulation. (a) Fluctuations spectrales mesurées sur 1000 tours à l'entrée de la HNLF. (b) Spectre moyen correspondant mesuré à l'aide de la DFT (pointillés rouges), spectre OSA moyennés dans le temps (bleu) et des simulations (noir). (c) Densité de probabilité des pics d'intensités expérimentaux (rouge) et de la simulation (noir). L'expérience et la simulation sont normalisées par rapport à la moyenne des séries temporelles d'intensité. L'encart représente les résultats sur une échelle logarithmique pour mettre en évidence l'accord quantitatif sur trois ordres de grandeur, y compris les pics d'intensité les plus élevés. La ligne bleue en pointillée montre le seuil expérimental de l'onde scélérate qui, sur ce graphique, coïncide avec celui des simulations. (d) Spectres du supercontinuum à large bande à la sortie de la HNLF, résultats expérimentaux (rouge) et des simulations (noir). La ligne pointillée montre les résultats des simulations sans le terme Raman ($f_R = 0$). L'encart illustre les mêmes spectres mais avec une échelle logarithmique montrant également une gamme de longueurs d'onde étendue (combinant les mesures de l'OSA Anritsu MS9710B et du spectromètre NIRQuest512). Les simulations reproduisent les caractéristiques spectrales sur une plage approchant 1000 nm [84].

3.5/ SYNTHÈSE DU CHAPITRE 3

Ce chapitre regroupe les différents résultats de simulations et expérimentaux de la source soliton-similariton fabriquée et caractérisée durant ma thèse. Le laser est une cavité anneau dopée Erbium avec un taux de répétition de 9,50 MHz avec une partie amplification de similaritons et une seconde partie propagation solitonique. Entre ces deux parties, un absorbant saturable composé de lames de phases permet de maintenir le verrouillage de modes et un filtre centré à 1550 nm de largeur 10 nm permet de favoriser la propagation solitonique.

Les résultats numériques présentent la cartographie de fonctionnement de la source laser et trois fonctionnements distincts de la cavité, le régime d'impulsions simples, d'impulsions moléculaires et de forte instabilité.

Différents résultats expérimentaux sont présentés en deuxième partie du chapitre. Ils mettent en évidence les régimes de fonctionnement lors des simulations mais aussi des régimes multi-impulsionnels non simulés où plusieurs impulsions simples ou moléculaires coexistent dans la cavité. Les régimes d'impulsions simples sont mesurables avec une puissance de pompe entre 30 mW et 80 mW. Les autres régimes sont mesurables au dessous de 80 mW et dépendent de la puissance de la diode de pompe et de la position des lames de phases présents dans l'absorbant saturable.

La dernière partie du chapitre présente l'étude de la même source laser après l'ajout d'un tronçon de 10,3 m de fibre hautement non-linéaire juste après la fibre de gain dans la cavité. Cet ajout conduit à un nouveau régime de fonctionnement appelé Noise Like Pulse amplifiant des impulsions avec une largeur de bande spectrale de plus de 1000 nm.

MODÉLISATION ET CARACTÉRISATION D'UN OSCILLATEUR DE MAMYSHEV

Le chapitre précédent développait des résultats caractérisant une série de comportements stables et instables dans un système laser de type soliton-similariton. Dans ce chapitre, nous décrivons maintenant les résultats obtenus sur un deuxième système étudié dans cette thèse, l'oscillateur de Mamyshev. En effet, l'architecture de cette seconde cavité est basée sur le principe de régénérateur de Mamyshev que nous avons introduit précédemment dans le chapitre 2 [107].

Nous commençons par introduire les résultats de notre étude expérimentale préliminaire du système, qui était une étape essentielle nous permettant de développer une cartographie de démarrage. Nous présentons ensuite les résultats de la modélisation numérique qui nous permettent de comprendre qualitativement le comportement observé durant nos expériences. Les résultats expérimentaux qui suivent incluent la caractérisation de différents états de fonctionnement, stables et instables, moléculaires et multi-pulses. Les résultats présentés ont été caractérisés comme dans le chapitre précédent en utilisant la méthode FROG et la technique de mesure DFT.

L'objectif majeur de ce chapitre est de montrer que malgré le mode de fonctionnement très différent de l'oscillateur de Mamyshev, il présente un comportement très similaire au laser soliton-similariton, attestant de l'universalité de ces dynamiques dans les systèmes solitons dissipatifs [28, 108].

4.1/ ÉTUDE PRÉLIMINAIRE ET PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Notre oscillateur de Mamyshev est composé de deux fibres de gain Erbium suivies chacune d'un filtre accordable (cf. figure 4.1). Les deux ensembles fibre de gain plus filtre définissent les deux étages de régénération de la cavité. Ils correspondent aux segments A-F et G-M présent sur la figure.

L'amplification au niveau des deux fibres Erbium¹, optimisée à la génération de similariton, est obtenue suite à l'utilisation de diodes de pompes centrées autour de 980 nm, elle permet la génération d'impulsions de quelques picosecondes centrées autour de 1550 nm. Le taux de répétition de notre cavité est de 6,37 MHz. La dispersion nette de la cavité est de +0,49ps². Les différentes longueurs des fibres et leur dispersion sont listées

1. OFS R37003

dans la sous-figure 4.1 (b) et le tableau 4.1.

Les deux filtres de la cavité sont accordables en longueur d'onde et en largeur de bande sur le domaine de la bande C (1530 – 1565 nm). Les fibres et les filtres accordables sont à maintien de polarisation (PM) permettant d'être indépendants des effets de biréfringences pouvant exister dans les fibres optiques. Cela garantit également que la rotation de la polarisation non-linéaire ne joue aucun rôle dans le mécanisme d'absorption saturable, de sorte que nous pouvons être sûrs que le mode de fonctionnement impulsionnel est maintenu uniquement par l'effet de régénération de la cavité [54, 65].

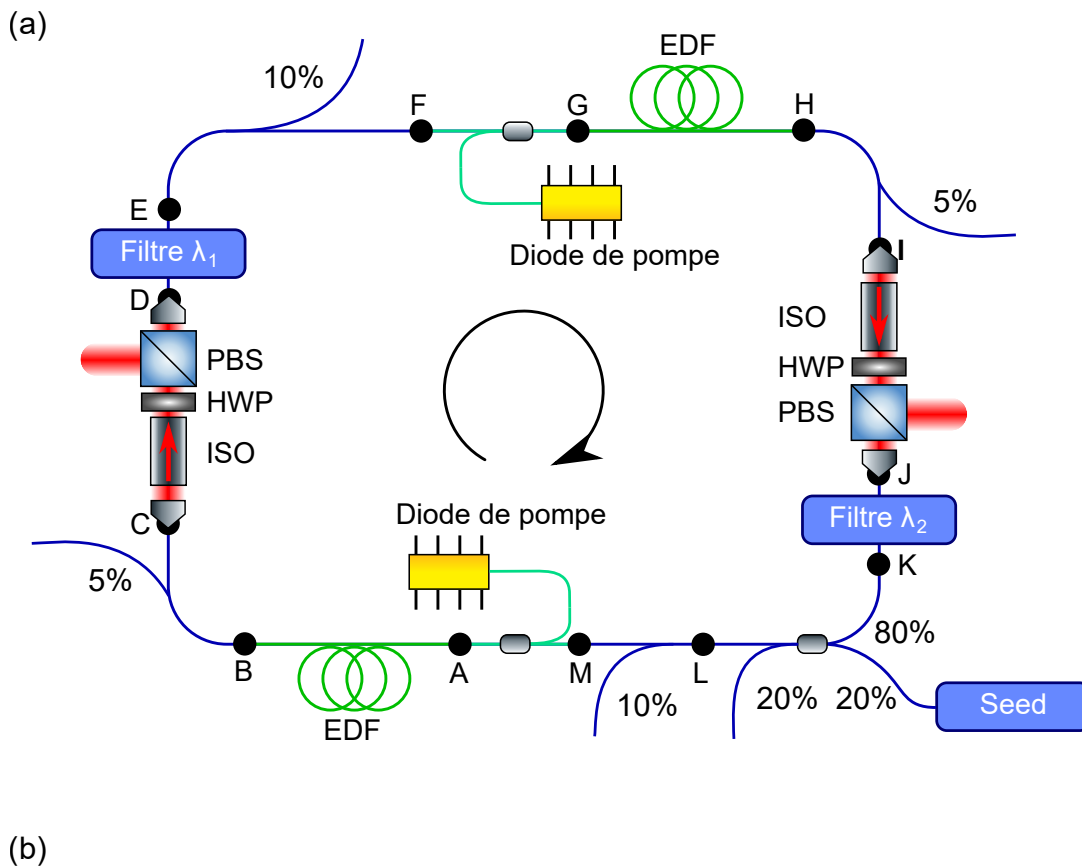


FIGURE 4.1 – (a) Illustration des différentes parties du régénérateur de Mamyshev utilisé lors de cette étude. Configuration expérimentale : EDF, fibre dopée à l'Erbium ; ISO, isolateur optique en ligne ; WDM, multiplexeur en longueur d'onde ; HWP, lame demi-onde ; PBS, séparateur de faisceau polarisant. Quatre coupleurs permettent de faire différents relevés de stabilité et de fonctionnement. Deux coupleurs de 5 % permettent d'enregistrer nos résultats expérimentaux en sortie de l'EDF. Les deux derniers coupleurs de 10% permettent de vérifier la stabilité du laser et mesurer les pertes liées aux optiques massives et aux filtres. Le filtre λ_1 est centré autour de 1545 nm et le filtre λ_2 est centré autour de 1560 nm, tous deux font 7 nm de largeur spectrale. (b) Tableau résumant les différentes longueurs de la cavité.

Fibre	Length	β_2 (ps ² m ⁻¹)	γ (W ⁻¹ m ⁻¹)
EDFA	2×10	$+35,7 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$
SMF1	12.174	$-27,1 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$

TABLE 4.1 – Tableau regroupant les différentes longueurs de fibres utilisées, leur dispersion correspondante et leur coefficient de non-linéarité.

Comme nous l'avons brièvement évoqué au chapitre 2, le démarrage du mode impulsif de la cavité se fait à l'aide d'une source cohérente externe de type laser impulsif [65]. Nous injectons cette source externe au niveau de coupleur 20%/80% (branche K-L dans la figure 4.1). Sous certaines conditions (voir ci-dessous), les impulsions de cette source déclenchent l'oscillation indépendante de la cavité de sorte que la source externe peut être ensuite coupée. Il est à noter que lors du verrouillage des modes, la cavité peut être dans un état moléculaire ou multi-impulsif car nous démarrons la source avec des puissances de pompes nettement supérieures à la puissance requise pour un régime mono-impulsif stable.

L'architecture de la cavité a été définie à l'aide de différentes simulations utilisant la NLSE afin d'optimiser les composants utilisés et choisir les fibres optiques appropriées. Nous avons abordé le principe de la modélisation à l'aide de la NLSE dans la section 2.3.2.

4.1.1/ SÉLECTION DES PARAMÈTRES DES FILTRES

Comme nous l'avons mentionné plus haut, la conception de la cavité est basée sur une architecture à maintien de polarisation et ne permet pas le verrouillage de modes à l'aide de la technique de rotation non-linéaire de polarisation. En effet, c'est la combinaison de l'action régénératrice de l'élargissement spectral non-linéaire et du filtrage dans chaque bras de la cavité qui fonctionne comme un absorbant saturable équivalent. La séparation des filtres et leur largeur déterminent la stabilité de la cavité [52, 54–59, 109].

D'autre part, le système de Mamyshev n'est pas "auto-démarrant" dans le sens que le fonctionnement à verrouillage de mode ne se développe pas spontanément à partir du bruit. Cela a été noté dès les premières études expérimentales [65], et des techniques utilisant des sources d'amorçage externes ("seed laser") ont été utilisées pour initier l'oscillation pulsée. Il est intéressant de noter que la seed n'a pas besoin d'avoir la même fréquence de répétition que la cavité, ni même d'être une source d'impulsions stables et cohérentes. Cependant, pour des raisons de commodité dans nos études, nous avons utilisé des impulsions stables provenant d'un laser à fibre Pritel (impulsions de 2 ps à 1550 nm à une fréquence de répétition d'environ 20 MHz).

Avant de déterminer les paramètres des filtres utilisés (largeur spectrale et longueur d'onde centrale) nous avons testé différents types de filtres. Les premiers filtres utilisés dans la cavité étaient des filtres de type Fabry-Perot permettant de réfléchir une partie du spectre indésirable et de transmettre le spectre désiré. Il est possible de verrouiller les modes de la cavité avec ce type de filtre, mais il ne coupe pas assez la lumière en dehors de la bande de transmission nous apportant des traces d'ondes continues dans la cavité même après l'ajout en cascade de trois filtres identiques.

Le deuxième type de filtre testé était un waveshaper (Finisar, II-VI Waveshaper

4000S, C-band). Le waveshaper est un instrument qui permet de mettre en forme la lumière à l'aide d'un système basé sur un modulateur spatial de lumière (SLM) afin de modifier l'amplitude spectrale (et la phase si nécessaire) d'un signal incident. Notre idée initiale était d'utiliser deux waveshapers à l'intérieur de la cavité de l'oscillateur Mamyshev, dans le but de fournir un grand degré de contrôle sur le filtrage intracavité dans les branches de régénération. Cependant, bien que nous ayons consacré beaucoup de temps à cette approche, les waveshapers se sont avérés inadaptés en tant que filtres intracavités, pour les raisons suivantes : (i) la plage de fonctionnement est plus petite que la largeur spectrale maximum des impulsions du laser ; (ii) des réflexions parasites sur les bords du SLM viennent perturber la stabilité du laser ; (iii) La présence d'une longueur importante de fibre dans le dispositif réduit le taux de répétition du laser et introduit une distorsion supplémentaire des impulsions.

Nous avons opté ensuite pour des filtres accordables PM de marque WL Photonique² composés d'un réseau de diffraction permettant d'avoir une coupure de 100 dB sur les ailes de la fonction de transfert des filtres. Après quelques tests, nous avons opté pour l'utilisation de ces derniers permettant une coupure nette du spectre et évite l'apparition d'ondes continues lorsque les modes du laser sont verrouillés. Ils sont accordables de 1490 à 1610 nm pour la longueur d'onde centrale et pour la largeur spectrale de 0.3 à 50 nm. Afin de minimiser le nombre de paramètres à modifier durant nos expériences, nous avons fait une étude du démarrage en fonction des paramètres des filtres et de la puissance des deux diodes de pompes.

4.1.2/ ÉTUDE PRÉLIMINAIRE DES RÉGIMES D'OSCILLATION

Avec autant de degrés de liberté potentiels, le fonctionnement de l'oscillateur de Mamyshev s'est avéré nettement plus complexe que celui du laser soliton-similariton plus simple décrit dans le chapitre précédent. Il convient de noter que peu de temps après les premiers articles portant sur ce type de cavité, (et effectivement au début de cette thèse), l'oscillateur de Mamyshev était considéré comme une source laser fibré commerciale potentiellement susceptible de rivaliser avec les sources fibrées conventionnelles. Cependant, il semble que sa complexité ait empêché un tel développement industriel.

Un élément important de l'étude de l'oscillateur de Mamyshev est d'effectuer un balayage systématique de ses paramètres de fonctionnement afin de comprendre les conditions dans lesquelles il est possible de démarrer, et d'observer une oscillation intracavité. Dans ce contexte, nous présentons ci-dessous une étude préliminaire qui nous a permis d'obtenir une vue d'ensemble du large panorama des régimes d'oscillation qui peut être observés. A noter que nous n'avons pas enregistré de caractéristiques détaillées des impulsions au cours de cette étude, mais avons simplement noté (à l'aide d'un oscilloscope) si l'émission d'impulsions est observée ou non.

De manière plus détaillée, la procédure que nous avons utilisée est la suivante.

1. Nous avons d'abord sélectionné une largeur spectrale pour chaque filtre dans chaque bras de la cavité. Nous avons sélectionné trois valeurs : 4 nm, 7 nm et 12 nm.
2. Pour chaque valeur de filtre, nous avons ensuite fait varier la longueur d'onde de transmission centrale de chaque filtre, ce qui a pour effet de faire varier leur

2. numéro de série : WLTF-BA-U-1550-120-PM-0.9/0.5-FC/APC

séparation spectrale. Les séparations ont été choisies afin d'éviter le chevauchement entre les deux fonctions de transmission.

- Une fois la cavité ajustée avec des paramètres de filtre définis, nous avons ensuite balayé la puissance de pompe dans les deux bras indépendamment, en recherchant l'émission d'un mode de fonctionnement stable. Cette étape nécessitait généralement aussi que nous optimisions la position des lames de phases dans la partie d'optique massive de la cavité afin d'ajuster les pertes et ainsi faire varier l'énergie dans la cavité.

Un résultat représentatif issu de cette étude est illustré dans la figure 4.2 (a) pour le cas d'une largeur de filtre de 7 nm, et pour des longueurs d'onde centrales de 1545 nm (bras 1 entre AF cf. figure 4.1) et 1560 nm (bras 2 entre GM cf. figure 4.1). La zone bleue dans la figure montre la cartographie où l'oscillation a été observée, et nous voyons que l'oscillateur de Mamyshev fonctionne sur une large plage de paramètres. En revanche, en déplaçant les valeurs des longueurs d'onde centrale des deux filtres (à séparation constante), on obtient les résultats de la figure 4.2 (b). Ici, avec une longueur d'ondes centrales de 1550 nm (bras 1 entre A F cf. figure 4.1) et 1565 nm (bras 2 entre G M cf. figure 4.1), nous constatons une réduction spectaculaire de la plage de puissance de la pompe sur laquelle l'oscillation est observée. En annexe, nous présentons d'autres résultats pour tous les paramètres étudiés. A partir de ces résultats, nous avons décidé de régler nos filtres tels qu'ils soient de 7 nm de largeur et centrés autour de 1545 nm pour le bras 1 et 1560 nm pour le bras 2.

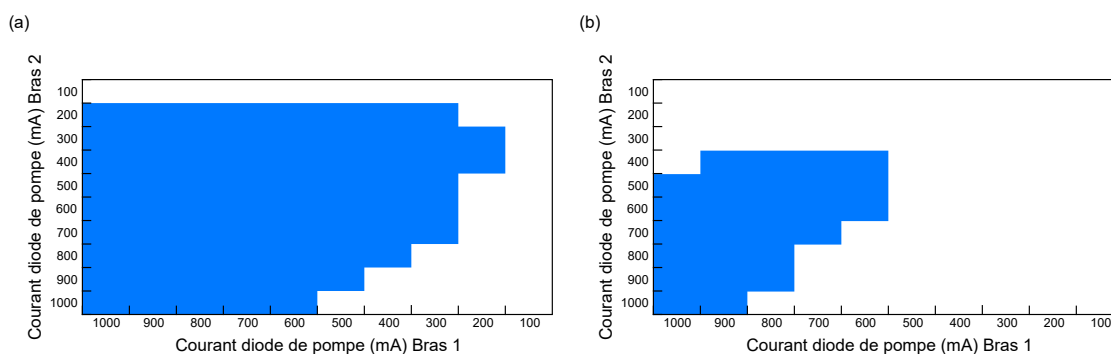


FIGURE 4.2 – Illustration d'une partie de l'étude préliminaire du réglage des filtres avec une largeur spectrale de 7 nm avec pour longueurs d'onde centrales (a) 1545 nm (bras 1) et 1560 nm (bras 2), et (b) 1550 nm (bras 1) et 1565 nm (bras 2). Les zones bleues correspondent à la présence de l'oscillation dans la cavité. La puissance optique correspondante est donnée en annexe en figure A.6.

4.2/ RÉSULTATS DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Avant de considérer une caractérisation expérimentale plus détaillée, nous présentons d'abord quelques résultats numériques de l'oscillateur de Mamyshev étudié, basé sur le modèle scalaire décrit dans la section 2.3.2. Comme pour le cas du laser soliton-similariton, nous utilisons ici les simulations numériques non pas pour effectuer une comparaison quantitative avec l'expérience, mais plutôt pour illustrer en termes généraux l'évolution intracavité et les propriétés spectrales et temporelles générales de la sortie du laser. En effet, bien que ce modèle se soit révélé très utile pour sélectionner les propriétés des différents éléments de la cavité, la simple approximation lorentzienne pour le milieu de gain entraîne une sous-estimation de l'ampleur de l'élargissement spectral observé dans les expériences. Néanmoins, les résultats de la simulation nous permettent de voir clairement le rôle physique joué par chaque élément de la cavité, et nous permettent également de voir la formation d'impulsions uniques et de molécules.

4.2.1/ MODÉLISATION EN RÉGIME MONO-IMPULSIONNEL

Les premiers résultats de simulations illustrent un fonctionnement stable pour une seule impulsion dans la cavité. Les paramètres utilisés lors de la simulation sont pour le premier bras $E_{\text{sat}} = 3,9$ nJ et $g_0 = 0,95$ m⁻¹, et le second $E_{\text{sat}} = 6$ nJ et $g_0 = 0,87$ m⁻¹. La largeur spectrale des deux filtres de la cavité est de 7 nm centré respectivement autour de 1545 nm et 1560 nm.

Les types et les longueurs des fibres utilisés dans nos simulations correspondant aussi à celles présentes dans la cavité schématisée par la figure 4.1, et sont référencés respectivement dans la sous-figure 4.1 (b) et le tableau 4.1. Rappelons que la dispersion totale $\beta_2 z$ de la cavité est normale et vaut 0,49 ps². Dans les simulations, l'impulsion initiale est une sécante hyperbolique de 1 ps de large centrée autour de 1550 nm, injectée au point A.

Les résultats dans les sous figures 4.3 (a) et (b) illustrent l'évolution spectrale et temporelle d'une impulsion lors d'un tour de cavité à partir du point F représentant l'entrée du WDM situé avant le filtre à $\lambda_2 = 1560$ nm. Les lignes blanches en pointillées représentent les positions des filtres aux positions D et K dans la figure 4.1. Les sous-figures 4.3 (c) et (d) montrent les profils spectraux (figures (c,i) et (d,i)) et temporels (figures (c,ii) et (d,ii)) aux points B et H après propagation dans la fibre Erbium.

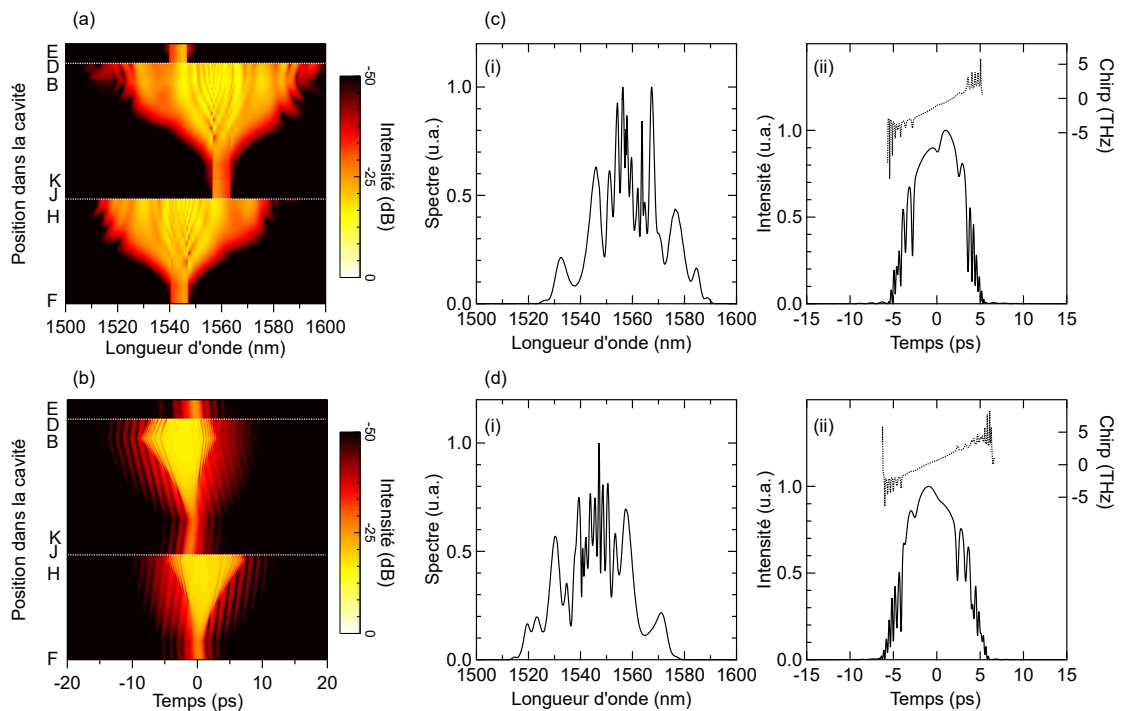


FIGURE 4.3 – (a) Évolution spectrale d’une impulsion simple lors d’un tour de cavité en dB. (b) Évolution temporelle d’une impulsion simple lors d’un tour de cavité en dB. (c) Résultats de la simulation à la sortie de l’EDF (point B) après amplification après filtrage à 1560 nm respectivement (i) spectre et (ii) intensité temporelle (ligne pleine, axe de gauche) accompagnée de son chirp (ligne pointillée, axe de droite). (d) Résultats de la simulation à la sortie de l’EDF (point H) après amplification après filtrage à 1545 nm respectivement (i) spectre et (ii) intensité temporelle (ligne pleine, axe de gauche) accompagné de son chirp (ligne pointillée, axe de droite).

A partir des figures 4.3 (a) et (b), nous avons pu extraire les évolutions temporelles et spectrales. Ces dernières sont illustrées dans la figure 4.4. L’impulsion au cours de sa propagation dans les deux fibres Erbium, va être amené à s’élargir spectralement de presque dix fois sa taille avant amplification et de près de huit fois pour sa largeur temporelle. Cet effet induit aussi une très grande variation de la puissance crête (en raison de l’effet combiné du couplage de sortie important à chaque PBS et du filtrage spectral).

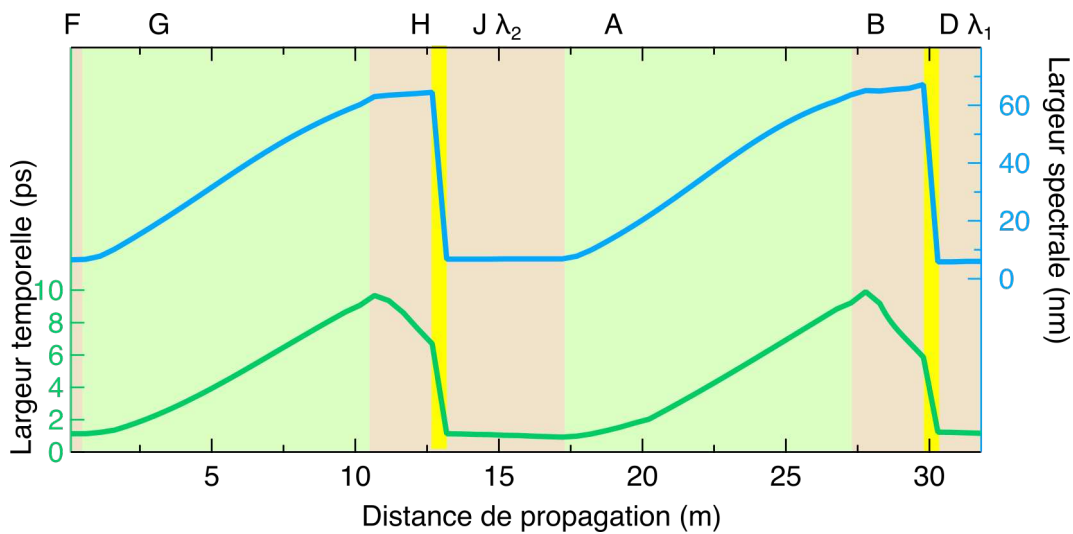


FIGURE 4.4 – Simulation de l'évolution de la largeur temporelle (à gauche, vert) et spectrale (à droite, bleu foncé) en différents points de la cavité (mesurée à partir du point F (cf. figure 4.1)). Les régions vertes claires représentent les segments d'amplification et de la mise en forme du similariton. Les vertes claires représentent la propagation dans la fibre passive et les zones en jaune l'emplacement des éléments composants l'absorbant saturable et le filtre.

Les différents résultats ci-dessus nous permettent d'illustrer les caractéristiques essentielles de la dynamique de l'oscillateur. En commençant au point F de la cavité après le filtrage à 1545 nm et avant le WDM (cf. figure 4.1), l'impulsion va ensuite être soumise à un élargissement spectral lors de sa propagation dans la fibre de gain Erbium. Après passage par différents éléments fibrés (coupleurs, etc...) l'impulsion va subir des pertes au point I (au niveau du PBS cf. figure 4.1) puis sera filtré à $\lambda_2 = 1560$ nm à 7 nm de large au point J.

L'impulsion va de nouveau se propager dans différents éléments fibrés (coupleurs, WDM, etc...) jusqu'au point A. A partir de ce point une seconde fibre Erbium va venir élargir le spectre de l'impulsion jusqu'au point B. l'impulsion va subir des pertes au point C (au niveau du PBS cf. figure 4.1) puis sera filtrée à $\lambda_2 = 1545$ nm à 7 nm de large au point D.

Il est à noter que l'impulsion après passage dans les fonctions de transfert des filtres se retrouve centrée à la valeur de filtre correspondant, centrée autour de 1545 nm après le filtre λ_1 entre les points E et J et centrée autour 1560 nm après le filtre λ_2 entre les points K et D (cf. figure 4.1).

Nous avons pu relever la présence de modulations spectrales complexes dans les figures 4.3 (c,i) et (d,i). Cette structure complexe a été observée également pendant les expériences, et des simulations supplémentaires nous ont permis de comprendre son origine physique. En particulier, nous avons pu montrer que ces modulations viennent de nos filtres ayant une fonction de transfert de type porte tandis qu'avec des filtres parfaitement gaussiens nous aurions des profils paraboliques sans modulation. Cet effet est illustré dans la figure 4.5 qui présente les résultats des simulations additionnelles montrant les spectres en sorti d'amplification au point H puis au point B pour différents filtres ayant chacun un ordre de hyper-gaussien différent comme écrit dans les légendes.

Nous voyons clairement que lorsque l'ordre hyper-gaussien augmente et que les flancs de la fonction de transfert du filtre s'accroissent, la modulation sur le spectre devient plus apparente.

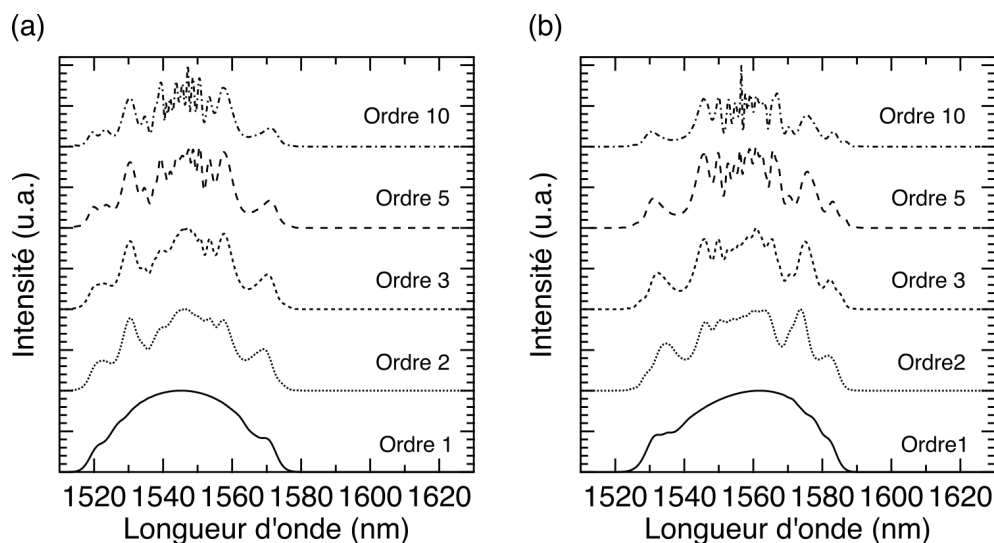


FIGURE 4.5 – Spectres simulés en sortie de l'EDFA pour différents ordres de filtre hyper-gaussien comme indiqué dans la légende. Les résultats (a) et (b) correspondent respectivement aux points H et B dans la figure 4.1

4.2.2/ MODÉLISATION EN RÉGIME MOLÉCULAIRE

Outre la dynamique de l'impulsion unique vue ci-dessus, les simulations peuvent également reproduire des comportements plus complexes, notamment la formation d'états moléculaires. Ce régime du fonctionnement est observé avec un gain plus élevé et des pertes plus faibles, qui peut être facilement étudié dans les simulations en modifiant les paramètres EDFA E_{sat} et g_0 . En revanche, pour accélérer la convergence des simulations vers un régime de fonctionnement moléculaire stable, nous avons directement injecté au modèle comme condition initiale, une molécule composée de deux sécantes hyperboliques de 1 ps de large centrée autour de 1550 nm séparées l'une de l'autre de 20 ps. L'impulsion initiale sera injectée au point A de la cavité (cf. figure 4.1).

Les paramètres utilisés lors de la simulation sont pour le premier bras $E_{\text{sat}} = 7,9$ nJ et $g_0 = 0,87$ m⁻¹, et le second $E_{\text{sat}} = 12$ nJ et $g_0 = 0,95$ m⁻¹. Les paramètres des deux filtres de la cavité sont identiques au cas mono-impulsionnel vu précédemment, c'est-à-dire une largeur spectrale de 7 nm tous les deux centrés respectivement autour de 1545 nm et 1560 nm.

Les résultats dans les sous-figures 4.6 (a) et (b) illustrent l'évolution spectrale et temporelle d'une molécule à l'état lié lors d'un tour de cavité à partir du point F représentant l'entrée du WDM situé avant le filtre $\lambda_2 = 1560$ nm. Les lignes blanches en pointillées représentent les positions des filtres aux positions D et K dans la figure 4.1. L'encart présent dans la figure 4.6 (a) montre une partie magnifiée du spectre afin de mettre en avant les franges moléculaires. Les sous-figures 4.6 (c) et (d) montrent les profils spectraux (figures (c,i) et (d,i)) et temporels (figures (c,ii) et (d,ii)) aux points B et H après amplification dans la fibre Erbium.

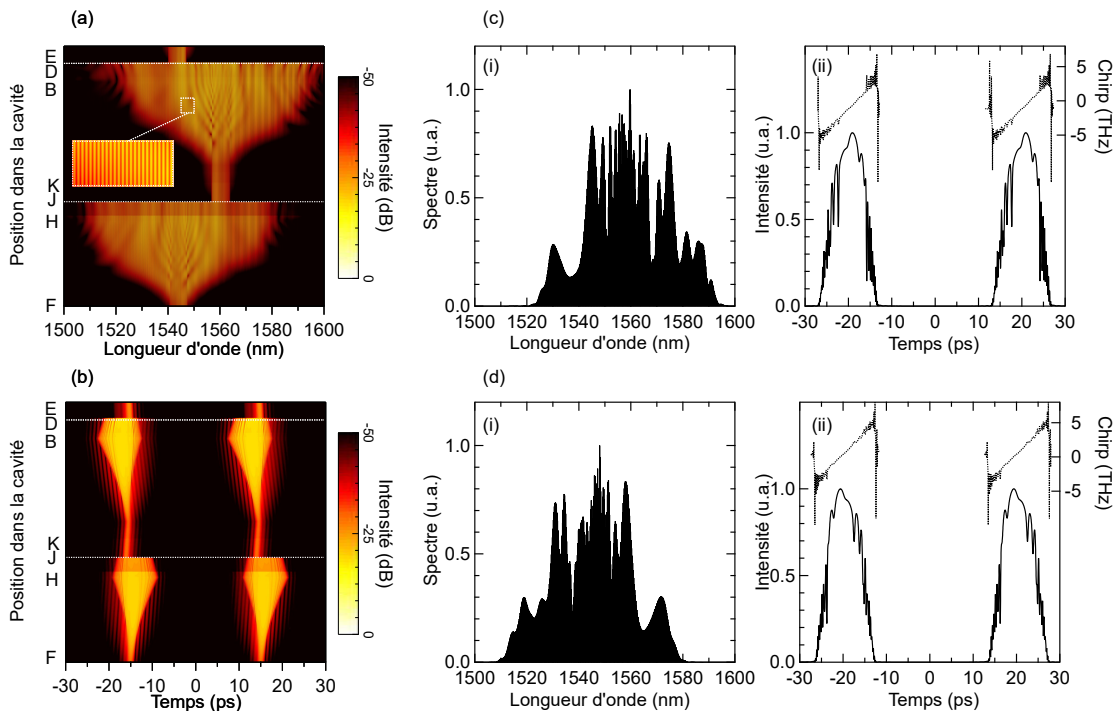


FIGURE 4.6 – (a) Évolution spectrale d'une impulsion simple lors d'un tour de cavité en dB. (b) Évolution temporelle d'une impulsion simple lors d'un tour de cavité en dB. (c) Résultats de la simulation à la sortie de l'EDF (point B) après amplification et après filtrage à 1560 nm respectivement (i) spectre et (ii) intensité temporelle (ligne pleine, axe de gauche) accompagnée de son chirp (ligne pointillée, axe de droite). (d) Résultats de la simulation à la sortie de l'EDF (point H) après amplification et après filtrage à 1545 nm respectivement (i) spectre et (ii) intensité temporelle (ligne pleine, axe de gauche) accompagnée de son chirp (ligne pointillée, axe de droite).

Deux remarques importantes peuvent être faites sur la base de ces résultats de simulation. Premièrement, nous constatons qu'à part la présence de la modulation, l'évolution spectrale globale de l'état de la molécule illustré à la figure 4.6 est qualitativement la même que celle de l'état à impulsion unique de la figure 4.3. En d'autres termes, les éléments intracavités de l'oscillateur de Mamyshev semblent agir de manière identique sur une impulsion unique ou une molécule. A noter dans ce contexte que nous avons vérifié aussi que le motif des franges reste inchangé afin de s'assurer que la molécule simulée est stable au cours du temps.

Une deuxième remarque importante est que, puisque nous voyons des états moléculaire à la fois dans le laser soliton-similariton et dans l'oscillateur de Mamyshev, nous pouvons conclure que le couplage de phase entre les deux impulsions de la molécule ne dépend pas intrinsèquement de la nature du mécanisme d'absorption saturable. Ces résultats confirment les études théoriques et numériques précédentes qui associent le verrouillage de phase d'impulsions dans une molécule comme étant dû aux interactions dans les ailes des impulsions [110, 111].

4.3/ CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DE L'OSCILLATEUR DE MAMYSHEV

Nous présentons maintenant les résultats de notre caractérisation expérimentale de l'oscillateur de Mamyshev. La cavité expérimentale a été conçue comme illustrée sur la figure 4.1, avec les paramètres indiqués dans la sous-figure 4.1 (b) et le tableau 4.1. Nous avons réalisé différentes mesures expérimentales, tout d'abord sur un état de fonctionnement comprenant une impulsion simple, puis un fonctionnement de type impulsion moléculaire, et enfin multi-impulsionnel (coexistences et régimes harmoniques).

Il y a, cependant, une différence significative entre la caractérisation de l'oscillateur de Mamyshev et du laser soliton-similariton décrit dans le chapitre 3. En particulier, nous n'avons pas pu mesurer de régimes dynamiques complexes comme les explosions ou les comportements d'intermittence. En effet, contrairement à une cavité laser conventionnelle contenant un absorbant saturable, l'oscillateur de Mamyshev n'est pas auto-démarrant donc la cavité perdra automatiquement le verrouillage des modes si une instabilité contenant des explosions survient, et sans présence d'un seed externe il est impossible de redémarrer la cavité automatiquement.

4.3.1/ IMPULSIONS SIMPLES

Le mode fondamental, ou le régime d'impulsion simple, de l'oscillateur de Mamyshev est caractérisé par la présence d'une seule impulsion simple circulant au sein de la cavité. Ce régime d'oscillation a été initié comme expliqué ci-après. Nous nous occupons tout d'abord des filtres en réglant l'élargissement spectrale et la longueur d'onde centrale des filtres à l'aide d'un OSA. Les deux filtres ont été réglés pour que les deux aient chacun une largeur spectrale de 7 nm, avec une longueur d'onde centrale à 1545 nm pour le filtre λ_1 et 1560 nm pour le filtre λ_2 (cf. figure 4.1). Nous réglons ensuite les puissances optiques des deux diodes de pompes autour de 250 mW. Lorsque la puissance des diodes de pompes est ajustée, nous allumons notre seed afin d'initier le régime oscillatoire de la cavité. Il faudra modifier les pertes de la cavité afin d'initier un régime impulsionnel ; les pertes sont réglées à l'aide des lames de phase ($\lambda/2$ ou HWP) présentées devant chaque PBS dans les parties d'optiques massives (cf. figure 4.1). Afin de valider la présence d'impulsions, nous vérifions à l'aide d'une photodiode de 5 GHz et d'un analyseur de spectre radiofréquence (RF).

Le régime de fonctionnement obtenu après initialisation de l'oscillation est en générale multi-impulsionnel. En effet, le fonctionnement mono-impulsionnel est obtenu avec des puissances des diodes de pompes plus basses. Nous les diminuons ainsi au fur et à mesure jusqu'à atteindre 150 mW. Il est nécessaire en parallèle d'ajuster les pertes de la cavité afin de garder le caractère oscillatoire de la cavité tout en jouant sur les lames de phases devant les PBS. C'est à ce niveau de puissance et avec un ajustement approprié des pertes que nous obtenons un régime mono-impulsionnel circulant dans l'oscillateur de Mamyshev.

Nous présentons maintenant des résultats typiques de mesures FROG du système lorsqu'il n'y a qu'une seule impulsion qui circule dans la cavité. Du point de vue expérimental, caractériser cet état de fonctionnement demande de la finesse dans les réglages des pertes de la cavité pour ne pas perdre l'oscillation. Nous étudions la ca-

ractérisation à plusieurs sorties de l'oscillateur. Tout d'abord, nous considérons les sorties entre les points L-M et E-F après chaque filtre et avant que les impulsions ne soient amplifiées par les fibres Erbium (cf. figure 4.1). Les traces FROG mesurées à ces points sont illustrées dans la figure 4.7. Les erreurs des déconvolutions après reconstruction de est de $2,4 \times 10^{-3}$ pour les mesures FROG faites après le filtre $\lambda_2 = 1560$ nm et $1,8 \times 10^{-3}$ pour les mesures FROG faites après le filtre $\lambda_1 = 1545$ nm.

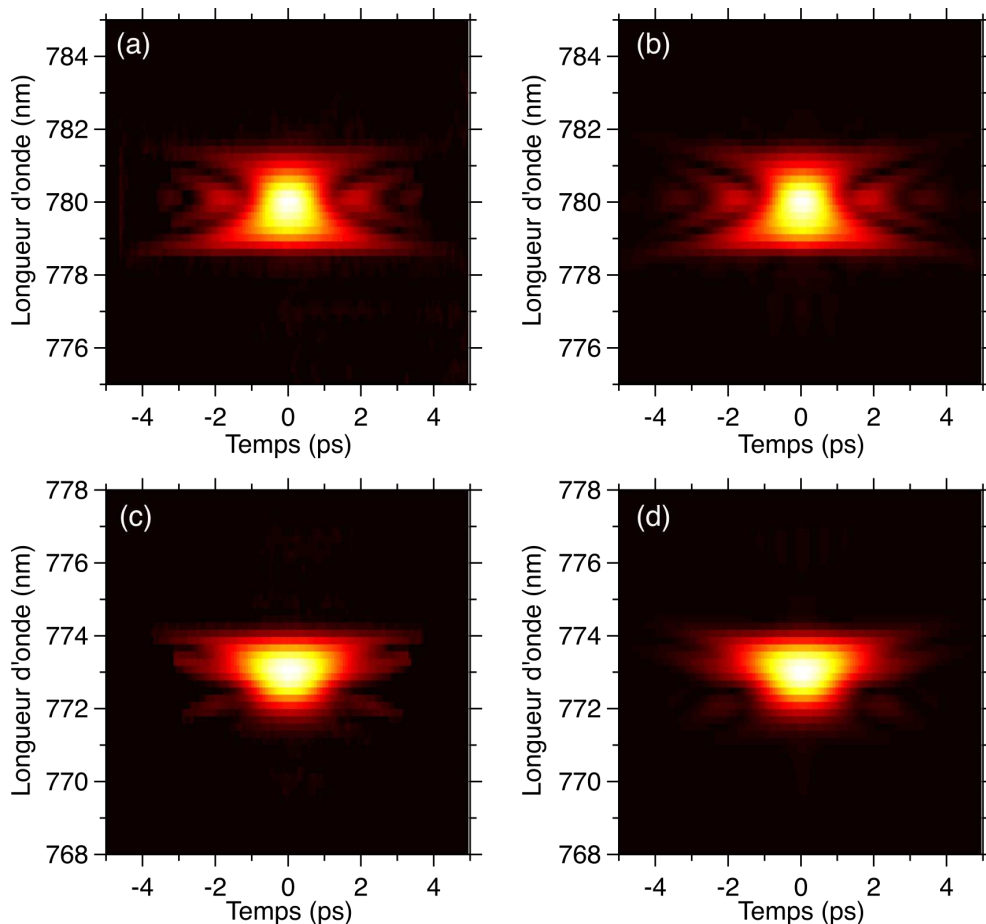


FIGURE 4.7 – Caractérisation FROG d'impulsion unique et stable après les filtres 1560 nm et 1545 nm. (a) et (c) sont les traces FROG mesurées respectivement entre les points L-M et E-F (cf. figure 4.1). (b) et (d) sont les résultats de la reconstruction après déconvolution. Les erreurs de reconstruction sont données dans le texte. Il est à noter que la largeur spectrale au niveau des axes est la même que pour les sous-figures 4.10 (b) et (d) décrites ci-dessous.

Nous présentons également les spectres correspondants mesurés avec un OSA et donnés après la reconstruction FROG. La figure 4.8 illustre l'intensité et le chirp récupérés. Les impulsions dans ce cas ont une durée de $\sim 1,5$ ps et des largeurs de bande (FWHM) de ~ 7 nm sans caractéristique temporelle et spectrale sous-structuré.

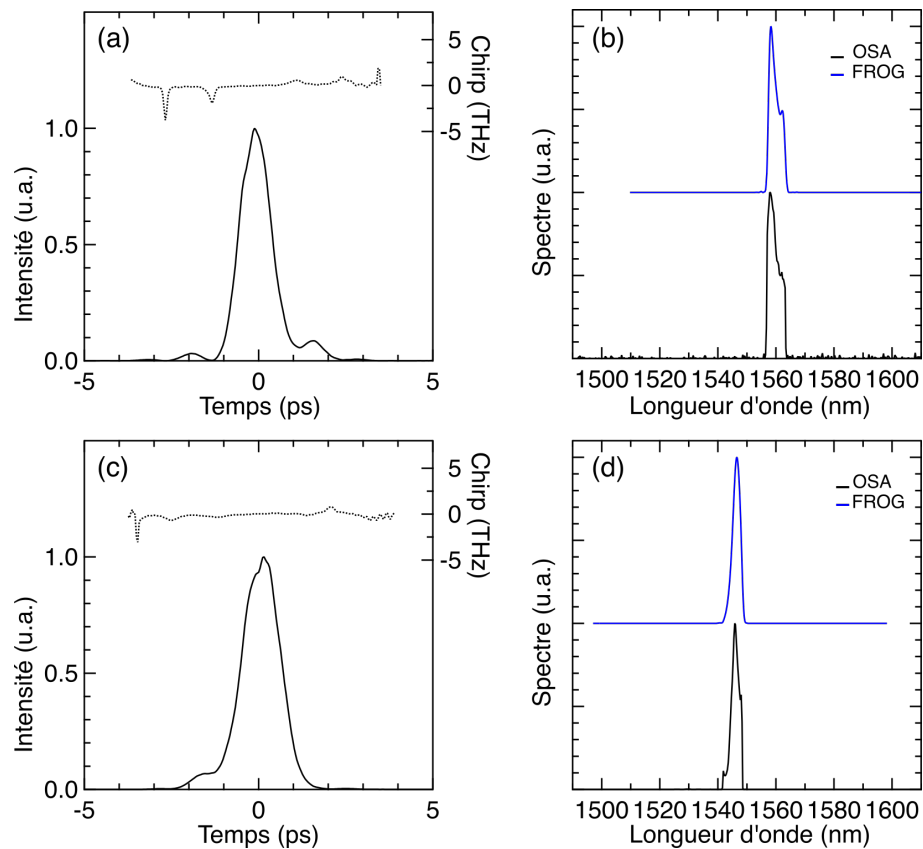


FIGURE 4.8 – Caractérisation d'impulsions uniques et stables après les filtres 1560 nm et 1545 nm . (a) et (c) Intensités et chirp récupérés à partir de la trace FROG et (b) et (d) spectres mesurés à partir de l'OSA (noir) et les spectres normalisés obtenues après reconstruction de la trace FROG (bleu), respectivement entre les points L-M et E-F.

Nous faisons ensuite la caractérisation au niveau des deux sorties 5% situé entre les points H-I et B-C situés après l'amplification de la fibre de gain Erbium. Dans ce contexte, nous avons réalisé les mesures FROG, ainsi que les mesures spectrales à l'aide d'un OSA et d'un système de mesure DFT (cf. figure 4.1 et figure 4.10). Les puissances intracavités mesurées au niveau des différentes sorties 5 % et 10 %, sont listées dans le tableau 4.2. Les sorties 5% nous permettent de mesurer les puissances optiques après propagation dans les fibres de gain Erbium et les sorties 10% permettent de mesurer la puissance optique juste après les pertes et les filtres.

Position dans la cavité	Entre E et F	Entre H et I
Puissance intracavité	163,1 μ W	41,8 mW
Énergie intracavité	25 pJ	6,63 nJ
Position dans la cavité	Entre L et M	Entre B et C
Puissance intracavité	165,6 μ W	46,6 mW
Énergie intracavité	25 pJ	7,39 nJ

TABLE 4.2 – Tableau regroupant les puissances intracavités lors de l'état mono impulsionnel stable présenté dans la figure 4.9 (cf. figure 4.1)

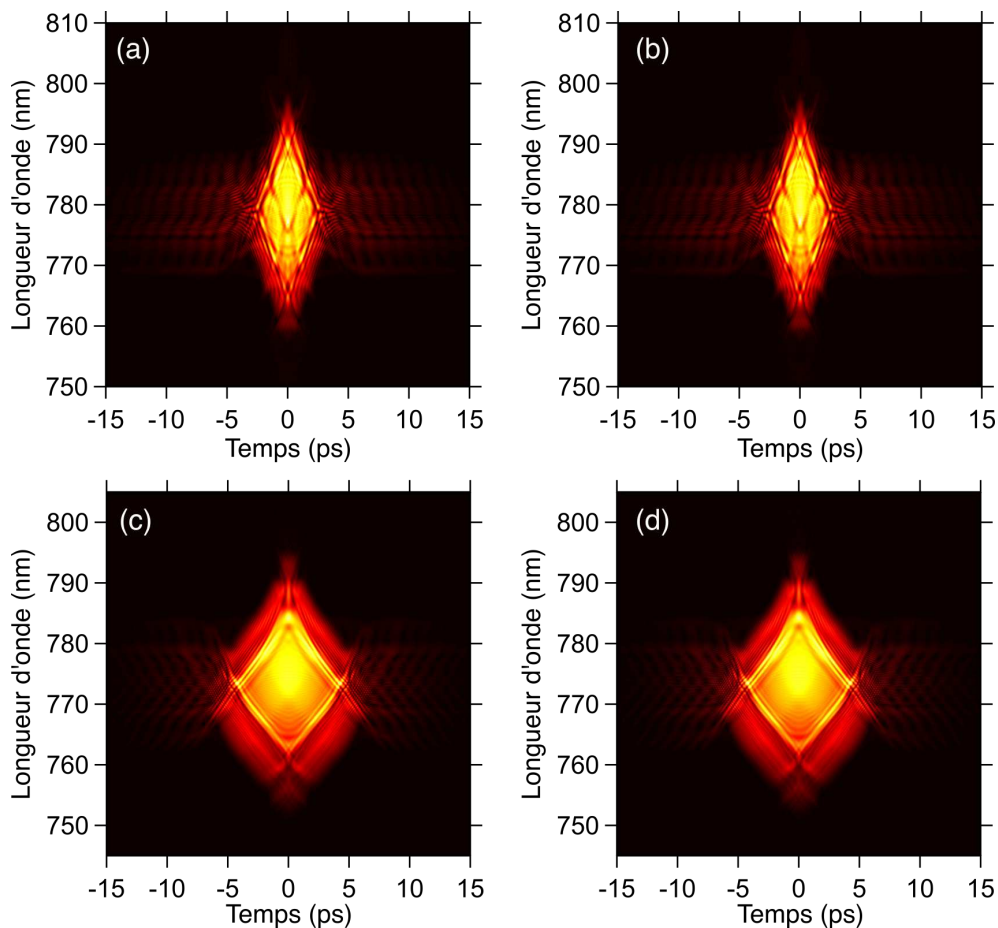


FIGURE 4.9 – Caractérisation FROG d’impulsion unique et stable après amplification et avant les filtres 1545 nm et 1560 nm. (a) et (c) sont les traces FROG mesurées respectivement entre les points H-I et B-C (cf. figure 4.1). (b) et (d) sont les résultats de la reconstruction après déconvolution. Les erreurs de reconstruction sont données dans le texte.

Les sous-figures 4.9 (a) et (c) illustrent les mesures FROG faites respectivement avant le filtre $\lambda_1 = 1545$ nm et $\lambda_2 = 1560$ nm. Les sous-figures 4.9 (b) et (d) présentent les traces FROG après déconvolution. Afin d’aider l’algorithme à la déconvolution des deux traces FROG nous avons tout d’abord déterminé une estimation (“first guess”) à l’aide de l’algorithme *ptychographique*. Cette démarche a été introduite et expliquée précédemment dans le chapitre 2. Les erreurs des déconvolutions après reconstruction sont de $2,3 \times 10^{-3}$ pour les mesures FROG faites avant le filtre $\lambda_1 = 1545$ nm et $3,5 \times 10^{-3}$ pour les mesures FROG faites avant le filtre $\lambda_2 = 1560$ nm. Ces valeurs d’erreur nous permettent de valider les résultats fournis par l’algorithme [68]. Les deux traces FROG mesurées (figures 4.9 (a) et (c)) présentent toutes les deux des formes de losange typique des impulsions similaritoniques, mais elles sont différentes dans leurs détails respectifs. La figure 4.9 (a) présente de fines structures dans le cœur du losange, tandis qu’elles ne sont pas présentes dans la figure 4.9 (b).

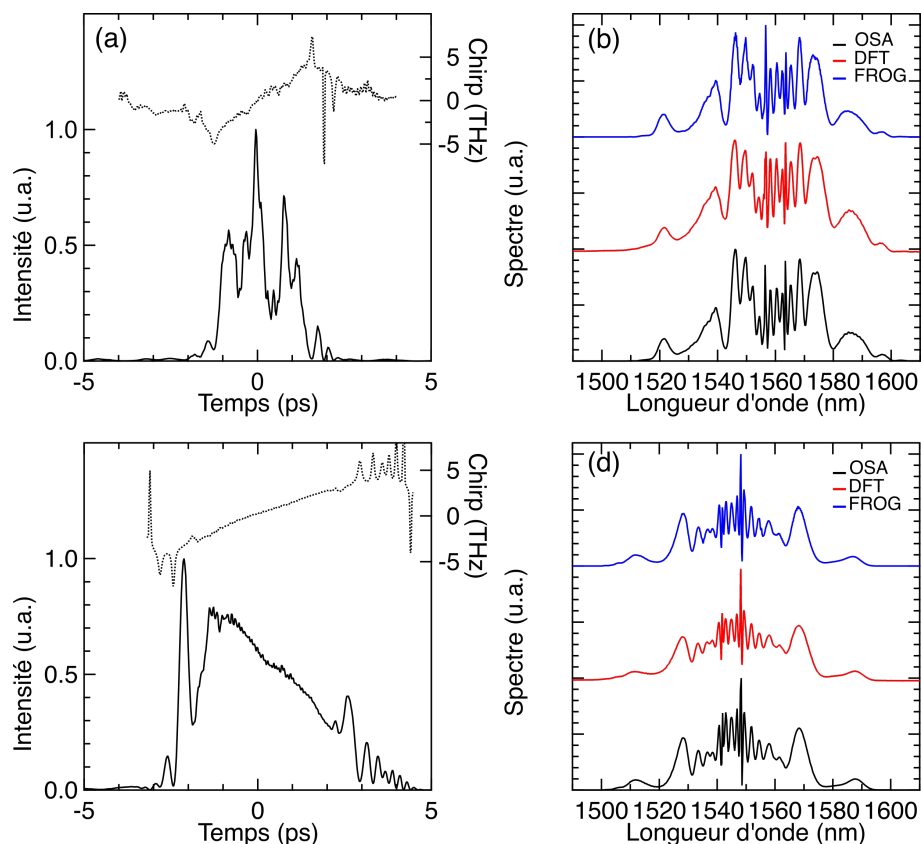


FIGURE 4.10 – Caractérisation d'impulsion unique et stable après amplification et avant les filtres 1545 nm et 1560 nm. (a) et (c) Intensité et chirp récupéré à partir de la trace FROG et (b) et (d) spectres mesurés à partir de l'OSA (noir), les spectres des mesures DFT (rouge) normalisés pour avoir la même intensité au centre spectral autour de 1550 nm et les spectres normalisés obtenus après reconstruction de la trace FROG (bleu), respectivement entre les points B-C et H-I.

La figure 4.10, présente les traces temporelles et spectrales du régime mono-impulsionnel caractérisé. Les sous-figures 4.10 (a) et (c) illustrent les traces temporelles accompagnées de leur chirp respectif récupérées grâce aux résultats des déconvolutions des traces FROG mesurées respectivement avant le filtre $\lambda_1 = 1545$ nm et $\lambda_2 = 1560$ nm illustrées dans la figure 4.9. Les figures présentent toutes deux un chirp linéaire et positif, bien que le profil temporel en (a) montre une structure plus irrégulière. La largeur temporelle des impulsions stables est entre 2 ps et 4 ps.

Les sous-figures 4.10 (b) et (d) illustrent les spectres mesurés respectivement avant le filtre $\lambda_1 = 1545$ nm et $\lambda_2 = 1560$ nm. Les spectres en noir sont mesurés à l'aide d'un OSA et les spectres en rouge par un système de mesure DFT. Les largeurs spectrales (au niveau de -10 dB ou de 10%) sont ~ 90 nm et ~ 100 nm respectivement. Les spectres présentent tous les deux une forte modulation à leur centre. A partir de nos simulations illustrées dans la figure 4.2 vu précédemment, nous attribuons cette modulation à l'effet des flancs des fonctions de transfert de nos filtres présents dans la cavité. Notez que lorsque nous avons observé ces franges spectrales pour la première fois, nous avons également envisagé qu'elles proviennent d'une réflexion parasite dans la cavité. Pour écarter cette possibilité, nous avons passé un temps considérable à reconstruire et à réaligner séquentiellement des éléments séparés de la cavité. Pourtant, les franges étant

toujours présentes, nous avons alors procédé à l'étude de simulation rapportée ci-dessus.

Un des soucis éventuels pouvant arriver lors du fonctionnement en régime mono-impulsionnel à basse puissance moyenne est la présence d'une contribution significative de l'ASE (Amplified spontaneous emission ou émission spontanée amplifiée). Le problème potentiel de l'ASE dans l'oscillateur de Mamyshev par rapport au laser à soliton similariton est attribué à deux effets : en termes absolus, la combinaison perte et filtrage conduit à une puissance en entrée du WDM avant l'EDFA très inférieure par rapport à la puissance de pompe, en outre, le double filtrage décalé conduit à une amplification éloignée de la longueur d'onde du gain maximal de l'Erbium. Il est ainsi nécessaire ici de faire une mesure DFT en complément de la mesure spectre OSA afin de valider qu'il n'y ait pas présence d'ASE.

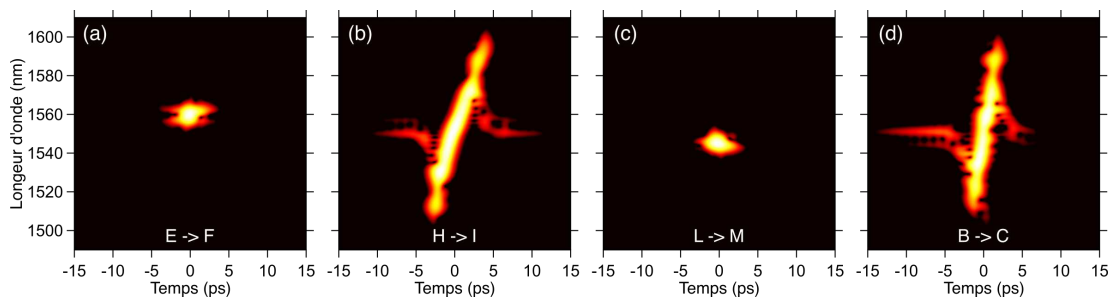


FIGURE 4.11 – Illustration de quatre spectrogrammes calculés à partir des traces FROG correspondantes (cf. figure 4.9). Position des différents points de mesures de bas en haut et de gauche à droite : E-F, H-I, B-C, L-M (cf. figure 4.1)

Un avantage majeur des mesures FROG est qu'elles nous fournissent le champ électrique complet des impulsions en plusieurs points clés de la cavité. Ceci permet de calculer les spectrogrammes temps-fréquence correspondants (voir l'équation 4.1), qui sont illustrés (étiquetés avec leur position dans la cavité) sur la figure 4.11.

$$S(\omega, t) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(\tau) g(\tau - t) \exp(i \omega t) d\tau \right|^2 \quad (4.1)$$

avec $E(\tau)$ est le champ électrique reconstruit et $g(\tau - t)$ est une fonction porte, sa taille influence sur la résolution temporelle et spectrale du spectrogramme.

Les quatre spectrogrammes présentent clairement la modification des caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions dans l'oscillateur de Mamyshev, et révèlent aussi directement la forte chirp positive à travers les impulsions développées pendant l'amplification.

4.3.2/ ÉTATS MOLÉCULAIRES

Le régime moléculaire de l'oscillateur du Mamyshev est caractérisé par la présence de deux impulsions proches d'une dizaine de picosecondes qui sont cohérentes l'une l'autre. Le spectre d'une impulsion moléculaire comporte des franges d'interférence typique de ce type de fonctionnement. L'initiation de ce régime d'oscillation suit la même procédure que pour les impulsions simples (cf. section 4.3.1), mais avec des puissances des deux diodes pompes supérieur à ~ 80 mW (rappelons que le régime mono-

impulsionnel correspondait aux puissances pompes de 150 mW). A noter que les pertes devront aussi être ajustées à l'aide des lames de phase devant leur PBS respectifs afin d'obtenir le comportement moléculaire souhaité.

Nous présentons maintenant les résultats typiques de mesures FROG du système lorsqu'il y a présence d'un état moléculaire circulant dans l'oscillateur pour des diodes de pompes délivrant une puissance optique de ~ 110 mW. En particulier, au niveau des deux sorties 5% situées entre les points H-I et B-C, nous avons réalisé les mesures FROG, ainsi que les mesures spectrales à l'aide d'un OSA (cf. figure 4.1 et figure 4.10). Contrairement aux impulsions simples, cet état de fonctionnement nécessite moins de contrainte dans les réglages des pertes de cavité pour ne pas perdre l'oscillation. Les puissances intracavités mesurées au niveau des différentes sorties 5% et 10%, sont listées dans le tableau 4.3. Les sorties 5% nous permettent de mesurer les puissances optiques après propagation dans les fibres de gain Erbium et les sorties 10% permettent de mesurer la puissance optique juste après les pertes et les filtres.

Position dans la cavité	Entre E et F	Entre H et I
Puissance intracavité	670,9 μ W	37,8 mW
Énergie intracavité	105 pJ	5,93 nJ
Position dans la cavité	Entre L et M	Entre B et C
Puissance intracavité	660 μ W	37,6 mW
Énergie intracavité	104 pJ	5,94 nJ

TABLE 4.3 – Tableau regroupant les puissances intracavités lors de l'état mono impulsionnel stable présenté dans la figure 4.12 (cf. figure 4.1)

Comme dans le cas de l'impulsion unique ci-dessus, nous avons également effectué des mesures FROG pour l'état moléculaire. Nous verrons que ces résultats sont similaires à ceux observés au chapitre 3 pour le laser soliton-similariton. Les sous-figures 4.9 (a) et (c) illustrent les mesures FROG faites respectivement avant le filtre $\lambda_1 = 1545$ nm et $\lambda_2 = 1560$ nm. Les sous-figures 4.9 (b) et (d) présentent les traces FROG après déconvolution. Afin d'aider l'algorithme à la déconvolution des deux traces FROG nous avons tout d'abord déterminé une estimation ("first guess") à l'aide de l'algorithme *ptychographique*. Cette démarche a été introduite et expliquée précédemment dans le chapitre 2. Les erreurs des déconvolutions après reconstruction de la trace FROG est de $4,1 \times 10^{-2}$ pour les mesures FROG faites avant le filtre $\lambda_1 = 1545$ nm et $3,1 \times 10^{-2}$ pour les mesures FROG faites avant le filtre $\lambda_2 = 1560$ nm. L'erreur pour la reconstruction est sensiblement plus grande que pour le régime mono-impulsionnel, ceci provenant de la forte complexité de l'impulsion moléculaire à reconstruire. Ainsi les sous-figures 4.9 (b) et (d) ne ressemblent pas exactement à leur trace FROG de base. Par exemple pour la sous-figure (b) les fines structures qui étaient présentes lors de la mesure ne se trouvent pas être présentes après reconstruction.

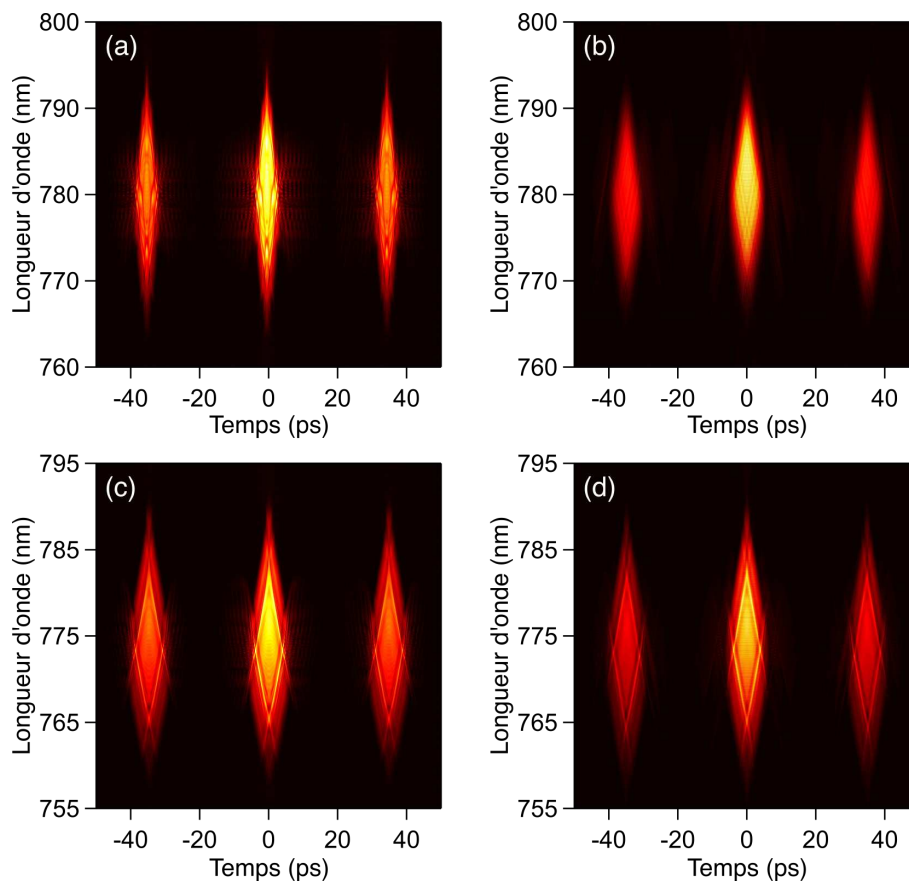


FIGURE 4.12 – Caractérisation d'état moléculaire stable après amplification et avant les filtres 1545 nm et 1560 nm. (a) et (c) sont les mesures faites respectivement entre les points L-M et E-F (cf. figure 4.1). (b) et (d) sont résultats après déconvolution.

La figure 4.13, présente les traces temporelle et spectrale du régime mono-impulsionnel caractérisé. Les sous-figures 4.13 (a) et (c) illustrent les traces temporelles accompagnées de leur chirp respectif récupérées grâce aux résultats des déconvolutions des trace FROG mesurées respectivement avant le filtre $\lambda_1 = 1545$ nm et $\lambda_2 = 1560$ nm illustrées dans la figure 4.12. Les figures présentent toutes deux un chirp linéaire et positif, bien que le profil temporel en (a) présente une structure plus irrégulière. Les impulsions composant la molécule sont séparées de ~ 35 ps. L'erreur de la reconstruction est de l'ordre de $\sim 10^{-2}$ et 10^{-3} .

Les sous-figures 4.13 (b) et (d) illustrent les spectres mesurés respectivement avant le filtre $\lambda_1 = 1545$ nm et $\lambda_2 = 1560$ nm. Les spectres en noir sont mesurés à l'aide d'un OSA. Les largeurs spectrales (au niveau de -10 dB ou de 10%) sont ~ 90 nm et ~ 100 nm respectivement. Les spectres présentent la même modulation que pendant les résultats du régime monoimpulsionnel et présentent aussi des franges d'interférences typiques du régime de fonctionnement moléculaire. Il est à noter que l'erreur des deux déconvolutions étant trop haute par rapport à la complexité de la trace FROG, le spectre reconstruit ne correspond pas exactement à celui mesuré expérimentalement. L'erreur trop haute ne permet pas d'obtenir un spectre après reconstruction correspondant à celui mesuré par l'OSA contrairement aux résultats obtenus pour le régime mono-impulsionnel.

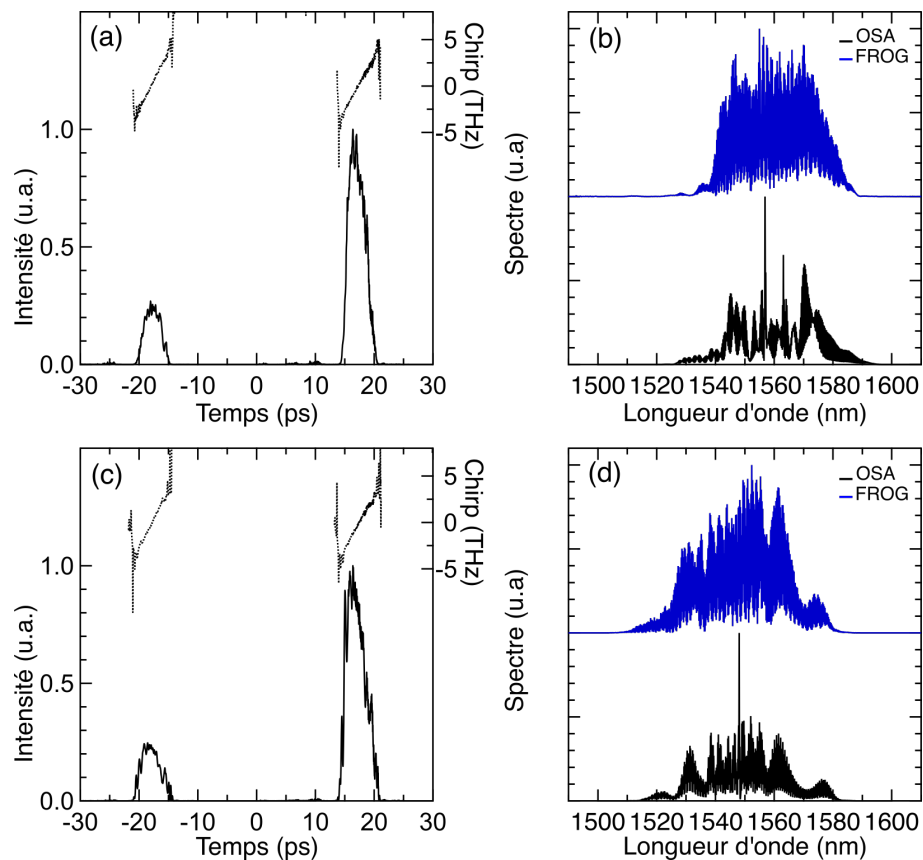


FIGURE 4.13 – Caractérisation d'état moléculaire après amplification et avant les filtres 1545 nm et 1560 nm. (a) et (c) Intensité et chirp récupérés après reconstruction des traces FROG (cf. figure 4.12 et (b) et (d) spectres mesurés à partir de l'OSA (noir), les spectres normalisés obtenus après reconstruction de la trace FROG (bleu), respectivement entre les points B-C et H-I.

4.3.3/ RÉGIMES MULTI-IMPULSIONNELS

À des puissances de pompage encore plus élevées, nous avons également observé un fonctionnement à impulsions multiples comme dans le laser à soliton similariton (cf. chapitre 3). Une différence par rapport au laser soliton-similariton, cependant, est qu'en plus de voir des états de coexistence associés à plusieurs impulsions groupées, nous avons également observé un fonctionnement harmonique associé à l'émission d'impulsions régulières à un taux de répétition augmenté c'est-à-dire avec N impulsions équidistantes temporellement dans la cavité.

Bien que les régimes de coexistences et harmoniques soient composés tous les deux d'impulsions multiples il y a une différence majeure entre les deux. Le régime de coexistences est composé d'un ensemble d'impulsions simples et/ou moléculaires séparées les unes des autres d'une dizaine de nanosecondes non équivalente. Le régime harmonique est composé de N impulsions simples séparées les unes des autres d'une dizaine de nanosecondes équivalente (N étant le rang harmonique du système).

Les coexistences présentes dans la cavité sont majoritairement instables, les impulsions les composants ont tendance à bouger dans le temps en se scindant, en s'asso-

ciant ou amenant aussi à la cavité à perdre son régime de fonctionnement impulsif. La figure 4.14 illustre deux prises de mesures séparées de cinq minutes, les paramètres de la cavité n'ont pas été changés entre les deux mesures (puissance de pompe, pertes, paramètre des filtres) la puissance optique des diodes de pompes étaient de $\sim 400\text{mW}$. La figure 4.14 (a) présente une impulsion simple suivit d'une molécule, cette dernière s'est ensuite scindée créant ainsi une nouvelle impulsion visible dans la figure 4.14 (b).

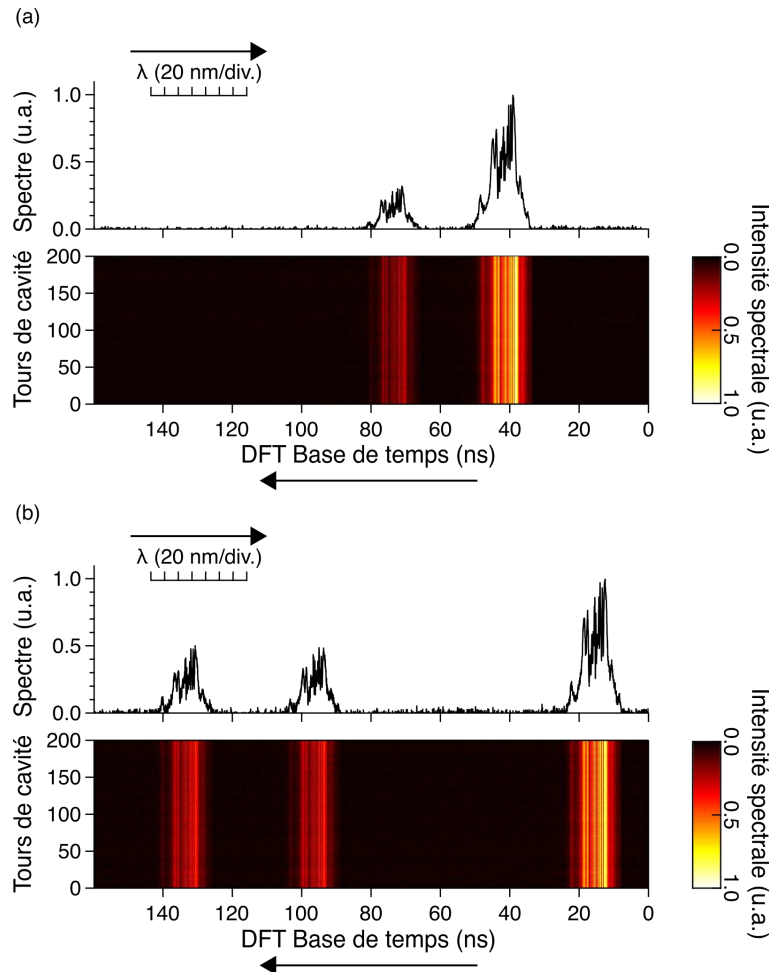


FIGURE 4.14 – Illustration d'un régime de coexistence mesuré entre les points L-M pris à cinq minutes d'intervalle sans modification des paramètres de la cavité.

Le second régime de fonctionnement prédominant dans la cavité est un régime de fonctionnement harmonique. La figure 4.15 présente quatre régimes harmoniques différents avec une puissance de pompe qui augmente de $\sim 150\text{ mW}$ jusqu'à 500 mW enregistrés à l'aide du système de mesure DFT. Durant cette expérience les pertes de la cavité n'ont pas été modifiées entre chaque prise de mesure et le réglage des filtres est resté constant. La cavité a été tout d'abord réglée afin qu'un régime harmonique de rang 3 soit présent dans la cavité, puis les puissances optiques des diodes de pompes ont été augmentées petit à petit jusqu'à atteindre un régime harmonique de rang supérieur.

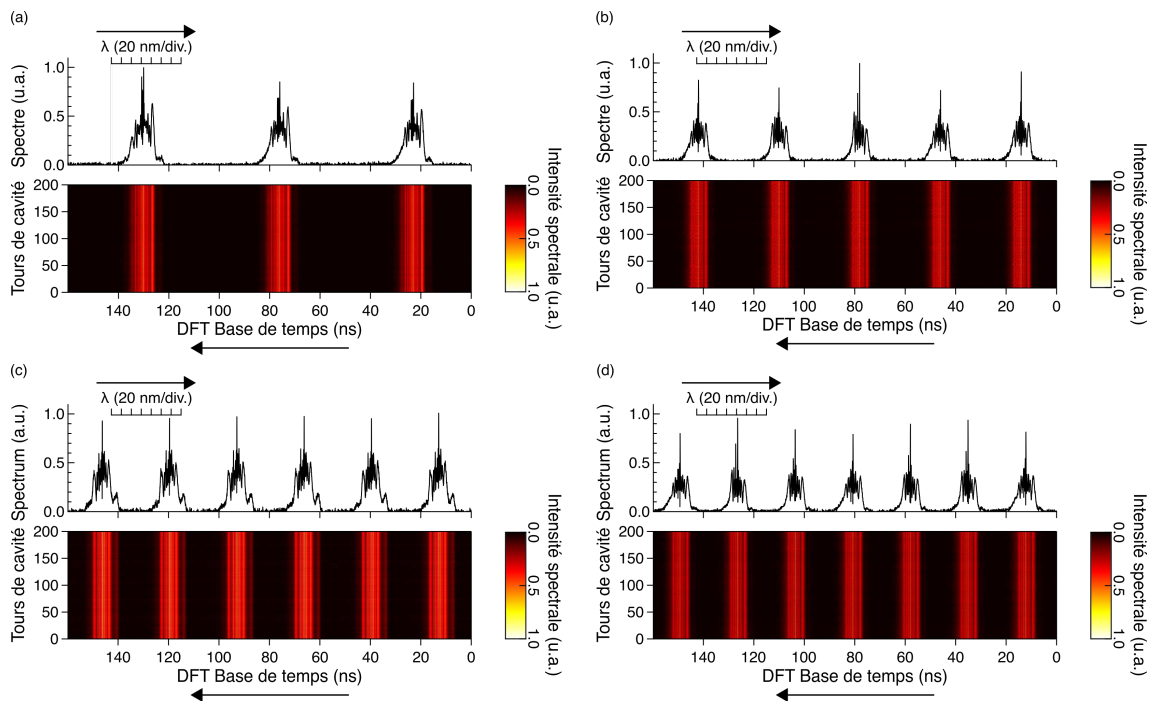


FIGURE 4.15 – Caractérisation de quatre régimes harmoniques mesurés entre les points E-F à des puissances de pompe différentes. (a) Régime harmonique de rang 3, puissance de pompe 150 mW. (b) Régime harmonique de rang 5, puissance de pompe 300 mW. (c) Régime harmonique de rang 6, puissance de pompe 350 mW. (d) Régime harmonique de rang 7, puissance de pompe \sim 400 mW.

Nous avons voulu vérifier l'énergie intracavité en fonction des différents rangs de régimes harmoniques présents dans la cavité. La figure 4.16 illustre cette étude entre du rang harmonique trois jusqu'au sixième rang. Il apparaît assez facilement qu'une limite d'énergie est attribuée au passage d'un régime harmonique à l'autre. En effet, lorsque l'énergie intracavité dépasse \sim 3,8 nJ pour le bras 1 et \sim 3,1 nJ pour le bras 2, le système évolue vers un nouveau rang de régime harmonique. Le passage entre chaque rang est fait par augmentation de la puissance des diodes de pompes sans modification des pertes de la cavité et des paramètres des filtres. Ces différents régimes de fonctionnement harmonique sont les plus stables dans le temps. Pas de présence d'onde continu, les impulsions après être stabilisées ne bougent pas dans le temps. Un régime harmonique de rang 6 permet d'avoir une cavité stable pendant plus de 170 heures.

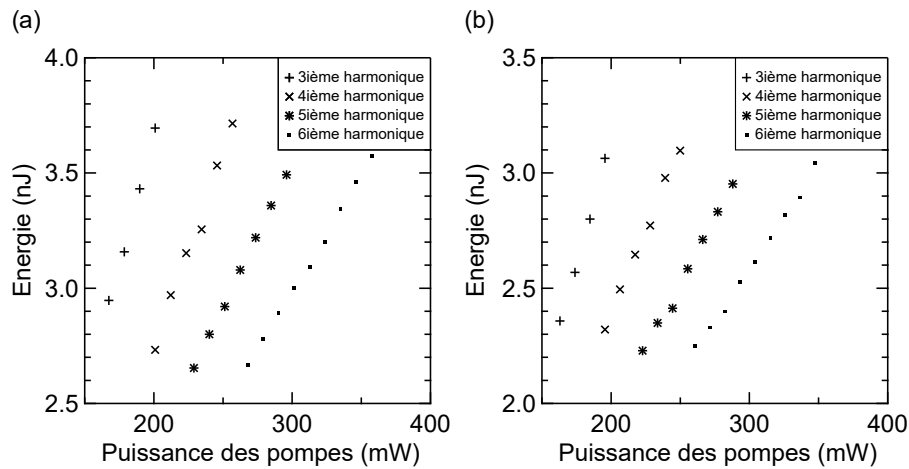


FIGURE 4.16 – Caractérisation de différents régimes harmoniques en fonction de la puissance intracavité. (a) Énergie intracavité mesurée entre les points E-F. (b) Énergie intracavité mesurée entre les points L-M.

4.4/ SYNTHÈSE CHAPITRE 4

Ce chapitre regroupe les différents résultats de simulations et expérimentaux de l'oscillateur de Mamyshev construit durant ma thèse. L'oscillateur est composé de deux régénérateurs de Mamyshev tous deux dopés à l'Erbium permettant l'amplification d'impulsion autour de 1550 nm. Le taux de répétition de la cavité est de 6,37 MHz. Les deux filtres présents dans les régénérateurs sont respectivement centrés à 1545 nm pour le bras 1 et 1560 nm pour le bras 2 avec une largeur de 7 nm. Avant de procéder à la caractérisation il a fallu tout sélectionner suite à une étude des paramètres des filtres appropriés.

Nous présentons tout d'abord deux résultats de simulations caractéristiques en régime mono-impulsionnel stable puis en régime de fonctionnement moléculaire. Ces différents résultats mettent en avant la propagation de l'impulsion et l'influence de la régénération dans l'oscillateur de Mamyshev.

La dernière partie du chapitre présente différents résultats expérimentaux mettant en avant les résultats de simulation mais aussi d'autres régimes multi-impulsionnels. Il a été possible de mesurer un régime de fonctionnement mono-impulsionnel stable à 150 mW de pompe. Les régimes moléculaires apparaissent avec une puissance de pompe plus basse, de l'ordre de 80 mW et des pertes moins conséquentes que lors du régime mono-impulsionnel stable.

En plus de ces deux régimes de fonctionnement caractéristiques, il est possible d'obtenir des régimes de fonctionnement multi-impulsionnel de type coexistences instables et harmonique très stable dans le temps. En effet, à partir d'une harmonique de rang 6, l'oscillateur est resté dans cet état durant plus de 172 heures sans interruption. À partir de ce rang harmonique, des tests de compression d'impulsions ont été réalisés permettant de comprimer temporellement le signal jusqu'à 300 fs.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'objectif général de cette thèse était d'étudier la physique et le fonctionnement de deux types de sources cohérentes impulsionnelles fibrées où l'évolution intracavité est gouvernée par les dynamiques de solitons dissipatifs. Le premier système fabriqué puis étudié est un laser combinant les dynamiques soliton et similariton, et bien que ce système ait fait l'objet d'un certain nombre d'études antérieures par différents groupes, notre travail a pu révéler de nouveaux résultats significatifs. Ma contribution à ce travail a été fortement expérimentale, même si j'ai également développé des simulations numériques venant accompagner la conception du système et aider à l'interprétation des résultats obtenus. J'ai également participé au perfectionnement d'une étude numérique plus détaillée, qui nous a permis de cartographier la large gamme de dynamiques laser dans notre première cavité étudiée. Mes résultats expérimentaux utilisant la technique de mesure FROG ont permis de confirmer les propriétés des impulsions similaritons générées par la cavité dans le régime stable, et la caractérisation de différents régimes instables à l'aide de la technique de mesure DFT a pu mettre en avant un certain nombre d'instabilités dynamiques novatrices.

La recherche dans ce domaine continue à susciter un grand intérêt dans le monde entier, et même au cours des trois années de ma thèse, de nombreux nouveaux articles dans ce domaine ont été publiés dans la littérature scientifique internationale. Bien que la dynamique de base du laser soliton-similariton semble maintenant bien comprise, il reste de nombreuses questions ouvertes, en particulier dans le cas où le fonctionnement du laser entre dans le régime dit "noise like pulse" (NLP) où des instabilités multi-échelles se produisent avec des solitons sub-picosecondes évoluant aléatoirement sous des impulsions ayant des enveloppes beaucoup plus larges, de l'ordre de plusieurs centaines de picosecondes. J'ai également pu contribuer à l'étude d'un tel système laser NLP vers la fin de ma thèse, mais il est clair que le laser NLP est un système dynamique très riche, et nous avons seulement commencé à explorer que le début de ses nombreux régimes de fonctionnement complexes. Notre étude du laser NLP a également été marquante en démontrant que la modélisation numérique de lasers à solitons dissipatifs, même très complexes, est possible et peut donner des résultats qui concordent bien avec l'expérience. En effet, le fait que nous puissions reproduire des dynamiques de supercontinuum s'étendant sur plus de 1000 nm dans un oscillateur laser est remarquable.

Le deuxième objectif initial de cette thèse était d'étudier une conception différente de système laser employant le concept de régénérateur de Mamyshev comme alternative à la rotation de polarisation non-linéaire comme absorbant saturable. La réalisation expérimentale de l'oscillateur de Mamyshev a été beaucoup plus difficile que celle de la cavité laser soliton-similariton, car il s'agissait d'un concept totalement inconnu du laboratoire au moment où j'ai commencé mes recherches dessus. Cependant, grâce à une étude systématique des propriétés de filtrage, nous avons réussi à faire fonctionner ce système, bien que son étude soit compliquée par le fait qu'il ne soit pas auto-démarrant. Néanmoins, dans le régime stable, nous avons pu caractériser direc-

tement les grandes variations intracavités des propriétés temporelles et spectrales en utilisant la technique FROG pour mesurer les impulsions en différents points de la cavité. Nous avons également pu montrer que l'oscillateur de Mamyshev supportait les états moléculaires et les états harmoniques multi-impulsionnels comme dans d'autres systèmes laser à fibre. En revanche, bien qu'il y ait eu quelques discussions dans la littérature sur le concept d'oscillateur de Mamyshev remplaçant les conceptions classiques de laser à fibre pour un fonctionnement à haute puissance, nos résultats tendent à suggérer que la complexité de la conception de Mamyshev jouerait contre elle dans toute forme de produit commercial.

Un certain nombre de perspectives d'avenir se présentent. Bien que l'étude de l'oscillateur de Mamyshev en tant que source pratique d'impulsions ultracourtes ne soit peut-être pas fructueuse pour une utilisation dans le domaine industriel, la poursuite de l'étude plus détaillée de l'évolution de ses dynamiques devrait permettre de mieux comprendre les systèmes laser à solitons fortement dissipatifs. L'exploration des méthodes proposées (telles que le couplage de cavités externes) pour le fonctionnement en mode auto-démarrage est également une prochaine étape logique. Mais mon opinion personnelle est que le domaine le plus riche de la recherche future restera l'étude de la complexité intrinsèque du laser à soliton dissipatif lorsqu'il est exploité loin de son état de stabilité.

Et dans ce contexte, il convient de remarquer que pendant les trois années de ma thèse, les techniques mathématiques de "*l'apprentissage automatique*" se sont répandues dans l'analyse des données des systèmes non-linéaires. L'apprentissage automatique est ici un terme général décrivant l'utilisation d'algorithmes statistiques pour l'analyse et l'interprétation des données, et en effet, une thèse appliquant ses outils de classification et de prédiction pour corrélérer les propriétés spectrales et temporelles des impulsions NLP a débuté en 2020 au sein de l'équipe. Les techniques d'apprentissage automatique telles que les algorithmes génétiques peuvent également être appliquées en laboratoire pour rechercher rapidement un point de fonctionnement précis dans le large espace de phase complexe des lasers à solitons dissipatifs, ceci étant également un domaine de recherche naturel à suivre. En effet, des systèmes automatisés pour le contrôle de la puissance de la diode pompe et les positions des lames de phase ont déjà été installés sur un laser à soliton similaire dans notre laboratoire en vue d'explorer ce domaine en détail.

Enfin, au moment où j'écris ces conclusions, l'un des lauréats du prix Nobel de physique 2021, Giorgio Parisi, a été reconnu pour son travail sur des systèmes complexes présents dans la nature. Si les propriétés fondamentales des systèmes complexes suscitent un regain d'intérêt dans les années à venir, il se pourrait bien que l'étude des lasers hors l'équilibre dans leur régime instable soit plus intéressante sur le plan scientifique que le développement de lasers stables et réguliers destinés à être utilisés dans des applications. Et à cette fin, les systèmes de soliton dissipatifs tels que ceux développés et étudiés au cours de cette thèse semblent être une plateforme naturelle pour de telles études en optique.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] AGRAWAL, G. P. **Nonlinear Fiber Optics**. Academic Press, Oct. 2012.
- [2] KAMINOW, I., NAHORY, R., STULZ, L., AND DEWINTER, J. **Performance of an improved InGaAsP ridge waveguide laser at 1.3 μm** . *Electronics Letters* 17, 9 (Dec. 1981), 318.
- [3] AGRAWAL, G. P. **Fiber-Optic Communication Systems**. Wiley, oct 2010.
- [4] POOLE, C. D., AND NAGEL, J. **Optical Fiber Telecommunications III, Vol. A**. Academic Press, 1997, ch. Chap. 6.
- [5] KOGELNIK, H., JOPSON, R. M., AND NELSON, L. E. **Optical Fiber Telecommunications IV-B**. Elsevier Science & Techn., May 2002.
- [6] KAPRON, F. P., KECK, D. B., AND MAURER, R. D. **Radiation losses in glass optical waveguides**. *Applied Physics Letters* 17, 10 (nov 1970), 423–425.
- [7] BOHREN, C. F., AND HUFFMAN, D. R. **Absorption and Scattering of Light by Small Particles**. Wiley, apr 1983.
- [8] JOINDOT, I. **Les télécommunications par fibres optiques**. Dunod, Paris, 1996.
- [9] SHEN, Y. R. **Principles of Nonlinear Optics**. Wiley, 1984, ch. Chap 1.
- [10] KODAMA, Y., AND HASEGAWA, A. **Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide**. *IEEE Journal of Quantum Electronics* 23, 5 (may 1987), 510–524.
- [11] DUDLEY, J. M., GENTY, G., AND COEN, S. **Supercontinuum generation in photonic crystal fiber**. *Reviews of Modern Physics* 78, 4 (oct 2006), 1135–1184.
- [12] LIN, Q., AND AGRAWAL, G. P. **Raman response function for silica fibers**. *Optics Letters* 31, 21 (oct 2006), 3086.
- [13] HEADLEY, C., AND AGRAWAL, G. P. **Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers**. *Journal of the Optical Society of America B* 13, 10 (oct 1996), 2170.
- [14] BLOW, K., AND WOOD, D. **Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers**. *IEEE Journal of Quantum Electronics* 25, 12 (1989), 2665–2673.
- [15] HARDIN, R. H., AND TAPPERT, F. D. **Applications of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equations**. *SIAM Rev. Chronicle* 15 (1973), 423.
- [16] FISHER, R. A., AND BISCHEL, W. **The role of linear dispersion in plane-wave self-phase modulation**. *Applied Physics Letters* 23, 12 (dec 1973), 661–663.

- [17] RUSSELL, J. S. **Report on waves.** *Report of the 14th meeting of the British Association for the Advancement of Science* (1844), 331.
- [18] ZAKHAROV, V. E., AND SHABAT, A. B. **Exact Theory of Two-dimensional Self-focusing and One-dimensional Self-modulation of Waves in Nonlinear Media.** *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 34 (1972), 62–69.
- [19] HASEGAWA, A., AND TAPPERT, F. **Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. i. anomalous dispersion.** *Applied Physics Letters* 23, 3 (aug 1973), 142–144.
- [20] ANDERSON, D., DESAIX, M., KARLSSON, M., LISAK, M., AND QUIROGA-TEIXEIRO, M. L. **Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers.** *Journal of the Optical Society of America B* 10, 7 (jul 1993), 1185.
- [21] TOMLINSON, W. J., STOLEN, R. H., AND JOHNSON, A. M. **Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers.** *Optics Letters* 10, 9 (sep 1985), 457.
- [22] KRUGLOV, V. I., PEACOCK, A. C., DUDLEY, J. M., AND HARVEY, J. D. **Self-similar propagation of high-power parabolic pulses in optical fiber amplifiers.** *Optics Letters* 25, 24 (dec 2000), 1753.
- [23] FERMAN, M. E., KRUGLOV, V. I., THOMSEN, B. C., DUDLEY, J. M., AND HARVEY, J. D. **Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers.** *Physical Review Letters* 84, 26 (jun 2000), 6010–6013.
- [24] BILLET, C., DUDLEY, J. M., JOLY, N., AND KNIGHT, J. C. **Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fiber compression of optical similaritons around 1550 nm.** *Optics Express* 13, 9 (2005), 3236.
- [25] ZABUSKY, N. J., AND KRUSKAL, M. D. **Interaction of “Solitons” in a Collisionless Plasma and the Recurrence of Initial States.** *Physical Review Letters* 15, 6 (aug 1965), 240–243.
- [26] AKHMEDIEV, N., AND ANKIEWICZ, A. **Solitons : Non-linear pulses and beams (Optical and Quantum Electronics Series, 5).** Chapman & Hall, 1997.
- [27] CATHERINE SULEM, PIERRE-LOUIS SULEM. **The Nonlinear Schrödinger Equation.** Springer-Verlag GmbH, Oct. 1999.
- [28] AKHMEDIEV, N., AND ANKIEWICZ, A. **Dissipative Solitons.** Springer Berlin Heidelberg, 2005.
- [29] GRELU, P., AND AKHMEDIEV, N. **Dissipative solitons for mode-locked lasers.** *Nature Photonics* 6, 2 (feb 2012), 84–92.
- [30] MARTINEZ, O. E., FORK, R. L., AND GORDON, J. P. **Theory of passively mode-locked lasers including self-phase modulation and group-velocity dispersion.** *Optics Letters* 9, 5 (may 1984), 156.
- [31] HAUS, H. A., FUJIMOTO, J. G., AND IPPEN, E. P. **Structures for additive pulse mode locking.** *Journal of the Optical Society of America B* 8, 10 (oct 1991), 2068.
- [32] IPPEN, E. P. **Principles of passive mode locking.** *Applied Physics B Laser and Optics* 58, 3 (mar 1994), 159–170.

- [33] BRABEC, T., BUDIL, M., KRAUSZ, F., SPIELMANN, C., AND WINTNER, E. **Effects of dispersion in additive-pulse mode-locked lasers.** *Journal of the Optical Society of America B* 8, 9 (sep 1991), 1818.
- [34] AKHMEDIEV, N., SOTO-CRESPO, J. M., AND TOWN, G. **Pulsating solitons, chaotic solitons, period doubling, and pulse coexistence in mode-locked lasers : Complex Ginzburg-Landau equation approach.** *Physical Review E* 63, 5 (apr 2001), 056602.
- [35] ARANSON, I. S., AND KRAMER, L. **The world of the complex Ginzburg-Landau equation.** *Reviews of Modern Physics* 74, 99 (feb 2002).
- [36] TURITSYN, S. K., ROSANOV, N. N., YARUTKINA, I. A., BEDNYAKOVA, A. E., FEDOROV, S. V., SHTYRINA, O. V., AND FEDORUK, M. P. **Dissipative solitons in fiber lasers.** *Physics-Uspekhi* 59, 7 (jul 2016), 642–668.
- [37] TURITSYN, S. K., BALE, B. G., AND FEDORUK, M. P. **Dispersion-managed solitons in fibre systems and lasers.** *Physics Reports* 521, 4 (dec 2012), 135–203.
- [38] RYCZKOWSKI, P., NÄRHI, M., BILLET, C., MEROLLA, J.-M., GENTY, G., AND DUDLEY, J. M. **Real-time full-field characterization of transient dissipative soliton dynamics in a mode-locked laser.** *Nature Photonics* 12, 4 (mar 2018), 221–227.
- [39] RENNINGER, W. H., CHONG, A., AND WISE, F. W. **Giant-chirp oscillators for short-pulse fiber amplifiers.** *Optics Letters* 33, 24 (dec 2008), 3025.
- [40] OKTEM, B., ÜLGÜDÜR, C., AND ÖMER ILDAY, F. **Soliton–similariton fibre laser.** *Nature Photonics* 4, 5 (mar 2010), 307–311.
- [41] WOODWARD, R. I. **Dispersion engineering of mode-locked fibre lasers.** *Journal of Optics* 20, 3 (feb 2018), 033002.
- [42] ILDAY, F. O., BUCKLEY, J. R., CLARK, W. G., AND WISE, F. W. **Self-Similar Evolution of Parabolic Pulses in a Laser.** *Physical Review Letters* 92, 21 (may 2004), 213902.
- [43] BARENBLATT, G. I. **Scaling, self-similarity, and Intermediate asymptotics.** Cambridge University Press, dec 1996.
- [44] DUDLEY, J. M., FINOT, C., RICHARDSON, D. J., AND MILLOT, G. **Self-similarity in ultrafast nonlinear optics.** *Nature Physics* 3, 9 (sep 2007), 597–603.
- [45] CUI, Y., AND LIU, X. **Revelation of the birth and extinction dynamics of solitons in SWNT-mode-locked fiber lasers.** *Photonics Research* 7, 4 (mar 2019), 423.
- [46] PENG, J., AND ZENG, H. **Soliton collision induced explosions in a mode-locked fibre laser.** *Communications Physics* 2, 34 (mar 2019).
- [47] PENG, J., AND ZENG, H. **Build-Up of Dissipative Optical Soliton Molecules via Diverse Soliton Interactions.** *Laser & Photonics Reviews* 12, 8 (jun 2018), 1800009.
- [48] YARUTKINA, I. A., SHTYRINA, O. V., FEDORUK, M. P., AND TURITSYN, S. K. **Numerical modeling of fiber lasers with long and ultra-long ring cavity.** *Optics Express* 21, 10 (may 2013), 12942.

- [49] PICHE, M. **Mode locking through nonlinear frequency broadening and spectral filtering.** In *Mode-locked and Other Ultrashort Laser Designs, Amplifiers, and Applications* (1994), M. Piche and P. W. Pace, Eds., vol. 2041, International Society for Optics and Photonics, SPIE, pp. 358 – 365.
- [50] MAMYSHEV, P. V. **All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect.** In *24th European Conference on Optical Communication. ECOC '98 (IEEE Cat. No.98TH8398)* (Madrid, Spain Piscataway, N.J, 1998), Telefónica de España, S.A. IEEE.
- [51] PROVOST, L., FINOT, C., PETROPOULOS, P., AND RICHARDSON, D. J. **2R regeneration architectures based on multi-segmented fibres.** In *2008 34th European Conference on Optical Communication* (2008), IEEE.
- [52] ROCHETTE, M., CHEN, L. R., SUN, K., AND HERNANDEZ-CORDERO, J. **Multi-wavelength and Tunable Self-Pulsating Fiber Cavity Based on Regenerative SPM Spectral Broadening and Filtering.** *IEEE Photonics Technology Letters* 20, 17 (sep 2008), 1497–1499.
- [53] NORTH, T., AND ROCHETTE, M. **Raman-induced noiselike pulses in a highly nonlinear and dispersive all-fiber ring laser.** *Optics Letters* 38, 6 (mar 2013), 890.
- [54] OLIVIER, M., BOULANGER, V., GUILBERT-SAVARY, F., SIDORENKO, P., WISE, F. W., AND PICHÉ, M. **Femtosecond fiber Mamyshev oscillator at 1550 nm.** *Optics Letters* 44, 4 (feb 2019), 851.
- [55] BOULANGER, V., OLIVIER, M., GUILBERT-SAVARY, F., TRÉPANIÉ, F., BERNIER, M., AND PICHÉ, M. **All-fiber Mamyshev oscillator enabled by chirped fiber Bragg gratings.** *Optics Letters* 45, 12 (jun 2020), 3317–3320.
- [56] XING, L., TUAN, T., SAINI, T., NGUYEN, H., SUZUKI, T., AND OHISHI, Y. **Linear Er-doped fiber Mamyshev regenerator with high pulse energy generation.** In *Fiber Lasers XVII : Technology and Systems* (feb 2020), L. Dong and M. N. Zervas, Eds., vol. 11260 of *Proceedings of SPIE*, SPIE. Conference on Fiber Lasers XVII - Technology and Systems, San Diego, CA, FEB 03-06, 2020.
- [57] MA, C., KHANOLKAR, A., ZANG, Y., AND CHONG, A. **Ultrabroadband, few-cycle pulses directly from a Mamyshev fiber oscillator.** *Photonics Research* 8, 013101 (dec 2020), 65–69.
- [58] PIECHAL, B., SZCZEPANEK, J., KARDAS, T. M., AND STEPANENKO, Y. **Mamyshev Oscillator With a Widely Tunable Repetition Rate.** *Journal of Lightwave Technology* 39, 2 (jan 2021), 574–581.
- [59] XU, S.-S., LIU, M., WEI, Z.-W., LUO, A.-P., XU, W.-C., AND LUO, Z.-C. **Multi-pulse dynamics in a Mamyshev oscillator.** *Optics Letters* 45, 9 (apr 2020), 2620.
- [60] REGELSKIS, K., ŽELUDEVIČIUS, J., VISKONTAS, K., AND RAČIUKAITIS, G. **Ytterbium-doped fiber ultrashort pulse generator based on self-phase modulation and alternating spectral filtering.** *Optics Letters* 40, 22 (2015), 5255–5258.

- [61] SAMARTSEV, I., BORDENYUK, A., AND GAPONTSEV, V. **Environmentally stable seed source for high power ultrafast laser.** In *Components and Packaging for Laser Systems III* (feb 2017), A. L. Glebov and P. O. Leisher, Eds., SPIE.
- [62] SIDORENKO, P., FU, W., WRIGHT, L. G., OLIVIER, M., AND WISE, F. W. **Self-seeded, multi-megawatt, Mamyshev oscillator.** *Optics Letters* 43, 11 (may 2018), 2672.
- [63] CHEN, Y.-H., SIDORENKO, P., THORNE, R., AND WISE, F. **Starting dynamics of a linear-cavity femtosecond Mamyshev oscillator.** *Journal of the Optical Society of America B* 38, 3 (feb 2021), 743.
- [64] WANG, P., YAO, S., GRELU, P., XIAO, X., AND YANG, C. **Pattern formation in 2 μm Tm Mamyshev oscillators associated with the dissipative Faraday instability.** *Photonics Research* 7, 11 (oct 2019), 1287.
- [65] LIU, Z., ZIEGLER, Z. M., WRIGHT, L. G., AND WISE, F. W. **Megawatt peak power from a Mamyshev oscillator.** *Optica* 4, 6 (jun 2017), 649.
- [66] SIDORENKO, P., FU, W., AND WISE, F. **Nonlinear ultrafast fiber amplifiers beyond the gain-narrowing limit.** *Optica* 6, 10 (oct 2019), 1328.
- [67] KANE, D., AND TREBINO, R. **Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating.** *IEEE Journal of Quantum Electronics* 29, 2 (1993), 571–579.
- [68] TREBINO, R. **Frequency-Resolved Optical Gating : The Measurement of Ultra-short Laser Pulses.** Springer US, 2000.
- [69] ISHIDA, Y., NAGANUMA, K., AND YAJIMA, T. **Self-phase modulation in hybridly mode-locked CW dye lasers.** *IEEE Journal of Quantum Electronics* 21, 1 (jan 1985), 69–77.
- [70] DUDLEY, J. M., BARRY, L. P., BOLLOND, P. G., HARVEY, J. D., AND LEONHARDT, R. **Characterizing Pulse Propagation in Optical Fibers around 1550 nm Using Frequency-Resolved Optical Gating.** *Optical Fiber Technology* 4, 3 (jul 1998), 237–265.
- [71] HOPPE, W. **Beugung im inhomogenen Primärstrahlwellenfeld. I. Prinzip einer Phasenmessung von Elektronenbeugungsinterferenzen.** *Acta Crystallographica Section A* 25, 4 (jul 1969), 495–501.
- [72] SPANGENBERG, D., ROHWER, E., BRÜGMANN, M. H., AND FEURER, T. **Ptychographic ultrafast pulse reconstruction.** *Optics Letters* 40, 6 (mar 2015), 1002.
- [73] SIDORENKO, P., LAHAV, O., AVNAT, Z., AND COHEN, O. **Ptychographic reconstruction algorithm for frequency-resolved optical gating : super-resolution and supreme robustness.** *Optica* 3, 12 (nov 2016), 1320.
- [74] SOLLI, D. R., ROPERS, C., KOONATH, P., AND JALALI, B. **Optical rogue waves.** *Nature* 450, 7172 (dec 2007), 1054–1057.
- [75] NISHIZAWA, N., JIN, L., KATAURA, H., AND SAKAKIBARA, Y. **Dynamics of a Dispersion-Managed Passively Mode-Locked Er-Doped Fiber Laser Using Single Wall Carbon Nanotubes.** *Photonics* 2, 3 (jul 2015), 808–824.

- [76] WETZEL, B. **Etudes expérimentales et numériques des instabilités non-linéaires et des vagues scélérates optiques**. PhD thesis, École doctorale Sciences pour l'ingénieur et microtechniques (Besançon ; Dijon ; Belfort) , 2012.
- [77] WANG, P., XIAO, X., GRELU, P., AND YANG, C. **Subsideband Generation Associated with Period-N Pulsations in Tm Soliton Fiber Lasers**. *IEEE Photonics Journal* 9, 4 (aug 2017), 1–8.
- [78] CHEN, H.-J., LIU, M., YAO, J., HU, S., HE, J.-B., LUO, A.-P., XU, W.-C., AND LUO, Z.-C. **Buildup dynamics of dissipative soliton in an ultrafast fiber laser with net-normal dispersion**. *Optics Express* 26, 3 (jan 2018), 2972.
- [79] PENG, J., SOROKINA, M., SUGAVANAM, S., TARASOV, N., CHURKIN, D. V., TURITSYN, S. K., AND ZENG, H. **Real-time observation of dissipative soliton formation in nonlinear polarization rotation mode-locked fibre lasers**. *Communications Physics* 1, 20 (May 2018).
- [80] LAPRE, C., BILLET, C., MENG, F., RYCZKOWSKI, P., SYLVESTRE, T., FINOT, C., GENTY, G., AND DUDLEY, J. M. **Real-time characterization of spectral instabilities in a mode-locked fibre laser exhibiting soliton-similariton dynamics**. *Scientific Reports* 9, 13950 (sep 2019).
- [81] LAPRE, C., BILLET, C., MENG, F., GENTY, G., AND DUDLEY, J. M. **Dispersive Fourier transform characterization of multipulse dissipative soliton complexes in a mode-locked soliton-similariton laser**. *OSA Continuum* 3, 2 (jan 2020), 275.
- [82] GRELU, P., BELHACHE, F., GUTTY, F., AND SOTO-CRESPO, J.-M. **Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser**. *Optics Letters* 27, 11 (jun 2002), 966.
- [83] MENG, F., LAPRE, C., BILLET, C., GENTY, G., AND DUDLEY, J. M. **Instabilities in a dissipative soliton-similariton laser using a scalar iterative map**. *Optics Letters* 45, 5 (feb 2020), 1232.
- [84] MENG, F., LAPRE, C., BILLET, C., SYLVESTRE, T., MEROLLA, J.-M., FINOT, C., TURITSYN, S. K., GENTY, G., AND DUDLEY, J. M. **Intracavity incoherent supercontinuum dynamics and rogue waves in a broadband dissipative soliton laser**. *Nature Communications* 12, 5567 (sep 2021).
- [85] KRUPA, K., NITHYANANDAN, K., ANDRAL, U., TCHOFO-DINDA, P., AND GRELU, P. **Real-Time Observation of Internal Motion within Ultrafast Dissipative Optical Soliton Molecules**. *Physical Review Letters* 118, 24 (jun 2017), 243901.
- [86] RUNGE, A. F. J., BRODERICK, N. G. R., AND ERKINTALO, M. **Observation of soliton explosions in a passively mode-locked fiber laser**. *Optica* 2, 1 (jan 2015), 36.
- [87] WANG, Z., WANG, Z., LIU, Y., HE, R., ZHAO, J., WANG, G., AND YANG, G. **Self-organized compound pattern and pulsation of dissipative solitons in a passively mode-locked fiber laser**. *Optics Letters* 43, 3 (jan 2018), 478.
- [88] NAZARI, S. H., AND ARABANIAN, A. S. **Comprehensive study of the transitions between stable mode-locking and soliton explosions in a fiber laser mode-locked with a nonlinear amplifying loop mirror**. *Journal of the Optical Society of America B* 35, 10 (oct 2018), 2633.

- [89] FINOT, C., MILLOT, G., BILLET, C., AND DUDLEY, J. M. **Experimental generation of parabolic pulses via Raman amplification in optical fiber.** *Opt. Express* 11, 13 (Jun 2003), 1547–1552.
- [90] AGUERGARAY, C., MÉCHIN, D., KRUGLOV, V., AND HARVEY, J. D. **Experimental realization of a Mode-locked parabolic Raman fiber oscillator.** *Opt. Express* 18, 8 (Apr 2010), 8680–8687.
- [91] GRAINI, L., AND ORTAÇ, B. **Spatiotemporal Evolutions of Similariton Pulses in Multimode Fibers with Raman Amplification.** *Photonics* 8, 9 (aug 2021), 354.
- [92] HERINK, G., KURTZ, F., JALALI, B., SOLLI, D. R., AND ROPERS, C. **Real-time spectral interferometry probes the internal dynamics of femtosecond soliton molecules.** *Science* 356, 6333 (apr 2017), 50–54.
- [93] STROGATZ, S. H. **Nonlinear Dynamics and Chaos.** Taylor & Francis Inc., 2014.
- [94] HERINK, G., JALALI, B., ROPERS, C., AND SOLLI, D. R. **Resolving the build-up of femtosecond mode-locking with single-shot spectroscopy at 90 MHz frame rate.** *Nature Photonics* 10, 5 (mar 2016), 321–326.
- [95] LIU, X., YAO, X., AND CUI, Y. **Real-Time Observation of the Buildup of Soliton Molecules.** *Physical Review Letters* 121, 2 (jul 2018), 023905.
- [96] LIU, X., AND CUI, Y. **Revealing the behavior of soliton buildup in a mode-locked laser.** *Advanced Photonics* 1, 1 (jan 2019), 1–14.
- [97] CHEN, H.-J., LIU, M., YAO, J., HU, S., HE, J.-B., LUO, A.-P., LUO, Z.-C., AND XU, W.-C. **Soliton Booting Dynamics in an Ultrafast Anomalous Dispersion Fiber Laser.** *IEEE Photonics Journal* 10, 2 (apr 2018), 1–9.
- [98] COEN, S., AND HAELTERMAN, M. **Modulational Instability Induced by Cavity Boundary Conditions in a Normally Dispersive Optical Fiber.** *Physical Review Letters* 79, 21 (nov 1997), 4139–4142.
- [99] PENG, J., ZHAN, L., GU, Z., LIU, J., LUO, S., SHEN, X., AND SHEN, Q. **Modulation Instability in Dissipative Soliton Fiber Lasers and Its Application on Cavity Net Dispersion Measurement.** *Journal of Lightwave Technology* 30, 16 (aug 2012), 2707–2712.
- [100] NÄRHI, M., WETZEL, B., BILLET, C., TOENGER, S., SYLVESTRE, T., MEROLLA, J.-M., MORANDOTTI, R., DIAS, F., GENTY, G., AND DUDLEY, J. M. **Real-time measurements of spontaneous breathers and rogue wave events in optical fibre modulation instability.** *Nature Communications* 7, 13675 (dec 2016).
- [101] ZAVYALOV, A., ILIEW, R., EGOROV, O., AND LEDERER, F. **Dissipative soliton molecules with independently evolving or flipping phases in mode-locked fiber lasers.** *Physical Review A* 80, 4 (oct 2009), 043829.
- [102] ORTAÇ, B., ZAVIYALOV, A., NIELSEN, C. K., EGOROV, O., ILIEW, R., LIMPET, J., LEDERER, F., AND TÜNNERMANN, A. **Observation of soliton molecules with independently evolving phase in a mode-locked fiber laser.** *Optics Letters* 35, 10 (may 2010), 1578.

- [103] WANG, Z. Q., NITHYANANDAN, K., COILLET, A., TCHOFO-DINDA, P., AND GRELU, P. **Optical soliton molecular complexes in a passively mode-locked fibre laser.** *Nature Communications* 10, 830 (feb 2019).
- [104] GODIN, T., WETZEL, B., SYLVESTRE, T., LARGER, L., KUDLINSKI, A., MUSSOT, A., SALEM, A. B., ZGHAL, M., GENTY, G., DIAS, F., AND DUDLEY, J. M. **Real time noise and wavelength correlations in octave-spanning supercontinuum generation.** *Optics Express* 21, 15 (jul 2013), 18452.
- [105] WANG, X., GE LIU, Y., WANG, Z., YUE, Y., HE, J., MAO, B., HE, R., AND HU, J. **Transient behaviors of pure soliton pulsations and soliton explosion in an L-band normal-dispersion mode-locked fiber laser.** *Optics Express* 27, 13 (jun 2019), 17729.
- [106] PENG, J., BOSCOLO, S., ZHAO, Z., AND ZENG, H. **Breathing dissipative solitons in mode-locked fiber lasers.** *Science Advances* 5, 11 (nov 2019).
- [107] FINOT, C., PITOIS, S., AND MILLOT, G. **Regenerative 40 Gbit/s wavelength converter based on similariton generation.** *Optics Letters* 30, 14 (jul 2005), 1776.
- [108] FINOT, C., AND BOSCOLO, S., Eds. **Shaping Light in Nonlinear Optical Fibers.** John Wiley & Sons, Ltd, may 2017.
- [109] NORTH, T., AND ROCHETTE, M. **Regenerative self-pulsating sources of large bandwidths.** *Optics Letters* 39, 1 (dec 2013), 174.
- [110] LIU, X. M., HAN, X. X., AND YAO, X. K. **Discrete bisoliton fiber laser.** *Scientific Reports* 6, 34414 (oct 2016).
- [111] SOTO-CRESPO, J. M., AND AKHMEDIEV, N. N. **Multisoliton regime of pulse generation by lasers passively mode locked with a slow saturable absorber.** *Journal of the Optical Society of America B* 16, 4 (apr 1999), 674.

TABLE DES FIGURES

1.1	Illustration de la méthode de Fourier à pas divisés. La longueur de fibre (z) est divisée en plusieurs tronçons de tailles égales (h). Chaque ligne en pointillé représente l'application des effets non-linéaires à milieu d'un segment de propagation [1].	10
1.2	Illustration de la propagation spectrale (i) et temporelle (ii) d'un soliton fondamental (a) et d'un soliton d'ordre supérieur (b) [3].	11
1.3	Évolution temporelle (a) et spectrale (b) d'une impulsion initiale Gaussienne vers un similariton parabolique dans un amplificateur de longueur 2 m (traits continus). Courbes d'ajustement paraboliques en sortie (cercles). Paramètres de la simulation : Impulsion de 200 fs FWHM et de 12 pJ injectée dans une fibre avec : $\beta_2 = 25 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$, $\gamma = 5.8 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, $g_0 = 1.9 \text{ m}^{-1}$. (c) : Évolution en 3D du profil impulsionnel en domaine temporel [24].	13
2.1	EDF : fibre dopée Erbium. AS : absorbant saturable. SMF : fibre monomode. La cavité laser est "coupée" en deux parties. La première est représentée par la fibre Erbium qui va permettre la génération d'un similariton dépendant de la puissance de la diode de pompe (a). La seconde est représentée par la fibre SMF où une impulsion solitonique va pouvoir se propager. Le réglage des pertes au niveau de l'absorbant saturable va permettre d'initier le verrouillage de modes du laser. Le filtre passe bande sélectionne une partie du spectre du similariton pour qu'il puisse évoluer vers un soliton dans le segment SMF (b).	19
2.2	Schéma du régénérateur Mamyshev [51]	21
2.3	(a) Schéma simplifié d'un régénérateur Mamyshev. (b) Principe de filtrage de la cavité Mamyshev.	22
2.4	Schéma simplifié du SHG FROG expérimental	24
2.5	Principe schématique de la DFT. Les fluctuations du spectre initial sont résolues en temps réel par un système opto-électronique de détection ultra-rapide (photodiode + oscilloscope) [76]	28

- 3.1 (a) Illustration des différentes parties du laser à fibre utilisée dans cette étude. Configuration expérimentale : EDF, fibre dopée à l'Erbium ; ISO, isolateur optique en ligne ; WDM, multiplexeur en longueur d'onde ; QWP, lame quart d'onde ; HWP, lame demi-onde ; PBS, cube séparateur de faisceau polarisant. Trois coupleurs permettent de faire différents relevés de stabilité et de fonctionnement, dont un de 1 % pour pouvoir enregistrer nos résultats expérimentaux du similariton. Les deux derniers coupleurs permettent de vérifier la stabilité du laser et les pertes de la combinaison absorbant saturable / filtre. (b) Tableau résumant les différentes longueurs de la cavité. 32
- 3.2 Régimes de fonctionnement du laser en fonction de : (a) des paramètres de l'absorbant saturable (q_0 , P_{sat}) pour un réglage fixe du gain $E_{\text{sat}} = 0,4$ nJ, $g_0 = 0,78$ m⁻¹, et (b) les paramètres de gain (g_0 , E_{sat}) pour un réglage fixe de l'absorbant saturable $P_{\text{sat}} = 150$ W, $q_0 = 0,70$. La légende en couleur décrit les différents régimes (voir le texte). Dans (a), le point n° 1 correspond aux résultats de simulation présent dans la figure 3.3 et le point n° 2 correspond aux résultats de la figure 3.6. Dans (b), les point n° 3 et 4 correspondent aux résultats de simulation présent dans la figure 3.7 et la figure 3.8, et le point n° 5 correspond aux résultats de la figure 3.5 [83] 34
- 3.3 Représentation de l'évolution de l'intensité temporelle (a) et spectrale (b) lors d'un tour de cavité en regime mono-impulsionnel. (c) Profils à la sortie de l'EDF (point B) pour un fonctionnement en régime générant une seule impulsion : (i) intensité temporelle (ligne pleine, axe de gauche) et chirp (ligne pointillée, axe de droite), (ii) spectre. 35
- 3.4 Simulation de l'évolution de la largeur temporelle (à gauche, vert) et spectrale (à droite, rouge) en différents points de la cavité (mesurée à partir du point A). La région bleue claire représente le segment d'amplification et de la mise en forme du similariton. La verte claire représente la propagation dans la fibre passive et la zone en jaune l'emplacement des éléments composants l'absorbant saturable et le filtre. 36
- 3.5 Représentation de l'évolution de l'intensité temporelle (a) et spectrale (b) lors d'un tour de cavité en regime mono-impulsionnel. (c) Profils à la sortie de l'EDF (point B) pour un fonctionnement en régime moléculaire : (i) intensité temporelle (ligne pleine, axe de gauche) et chirp (ligne pointillée, axe de droite), (ii) spectre. L'encart dans (c) (ii) met en avant les franges de la molécule sur 1 nm 37
- 3.6 Évolution d'impulsions un régime instable montrant (de haut en bas) l'énergie du système (nJ), le spectre (normalisé en dB), le profil d'intensité temporelle (en W), la fonction d'autocorrélation temporelle (normalisée en dB). Ces résultats illustrent le point 2 de la sous-figure 3.2 (a) avec la condition initiale d'une impulsion gaussienne de 6 ps avec présence de bruit [83]. 38

3.7	Évolution d'impulsions un régime instable montrant (de haut en bas) l'énergie du système (nJ), le spectre (normalisé en dB), le profil d'intensité temporelle (en W), la fonction d'autocorrélation temporelle (normalisée en dB). Ces résultats illustrent le point 3 de la sous-figure 3.2 (b) avec comme condition initiale une double impulsion de type moléculaire avec bruit de 40 ps de séparation [83].	39
3.8	Évolution d'impulsions un régime instable montrant (de haut en bas) l'énergie du système (nJ), le spectre (normalisé en dB), le profil d'intensité temporelle (en W), la fonction d'autocorrélation temporelle (normalisée en dB). Ces résultats illustrent le point 4 de la sous-figure 3.2 (b) avec comme condition initiale une double impulsion de type moléculaire avec bruit de 40 ps de séparation [83].	40
3.9	Caractérisation expérimentale d'un régime mono-impulsionnel et stable. Pour un fonctionnement stable en soliton unique, nous montrons (a) la trace FROG et (b) l'intensité et le chirp récupérés à l'aide du logiciel Femto-SOFT. (c) Montre le spectre mesuré à partir de l'OSA (noir), le spectre des mesures DFT (rouge) spectre récupéré après reconstruction FROG (bleu). Nous notons que les spectres OSA et DFT dans (c) sont normalisés pour avoir la même intensité au centre spectral autour de 1555 nm.	42
3.10	Démarrage à partir de bruit et stabilisation de la cavité à un régime mono-impulsionnel. (a) La séquence de spectres mesurés montre l'évolution du bruit vers un fonctionnement mono-impulsionnel stable. La séquence de mesure du régime d'explosion sur 200 tours (encadré blanc en pointillés) est développé dans la sous-figure supérieure. La figure de droite montre l'évolution de l'énergie correspondante, illustrant la forte augmentation d'énergie pendant l'explosion. La ligne en pointillé montre l'asymptote atteinte par l'énergie. (b) Spectres illustrant des dynamiques particulières : fonctionnement en dessous du seuil (aller-retour 950) ; évolution chaotique (aller-retour 1000) ; évolution avec de petites oscillations spectrales (aller-retour 1250) ; évolution dans le régime stable (aller-retour 2000).	43
3.11	Démarrage à partir de bruit et stabilisation à un régime mono-impulsionnel. (a) La séquence de spectres mesurés montre l'évolution du bruit vers un fonctionnement instable. La séquence de mesure du régime d'explosion sur 200 tours (encadré blanc en pointillés) est développé dans la sous-figure supérieure. La figure de droite montre l'évolution de l'énergie correspondante, illustrant la forte instabilité énergétique dans la cavité.(b) Montre les profils spectraux extraits à des tours de cavité spécifiques comme indiqué.	44
3.12	Séquence de mesure DFT sur 4000 tours de cavité présentant une impulsion mono-mode comprenant fortement instable. (a) Présente la mesure DFT sur 4000 tours. En plus du spectre de l'impulsion, il y a la présence de différentes perturbations. Le rectangle blanc en pointillé encadre trois perturbations de fortes puissances. (b) Magnification de l'encadré présent dans (a). (c) Histogramme présentant le nombre d'apparition en fonction de l'intensité normalisée de la mesure DFT magnifiée en (b)	45

- 3.13 Fonctionnement stable d'impulsion moléculaire. Nous présentons la trace FROG correspondante en (a) l'intensité temporelle en échelle log et linéaire, et le chirp récupérés en (b) et (e) . Les échelles des axes de gauche pour les mesures d'intensité temporelle dans (b) correspondent à 10 dB/division. (c) Montre le spectre mesuré par l'OSA (noir), (d) le spectre des mesures DFT (rouge) et (f) celui recalculé par la reconstruction FROG. L'encart en (d) compare les spectres OSA et DFT sur un intervalle de 2 nm (~ 10 cycles de franges) centré autour de 1555 nm. Notez que les spectres OSA et DFT dans (c,d) sont normalisés pour avoir la même intensité au centre spectral autour de 1555 nm. 47
- 3.14 Évolution dynamique de différents états moléculaires. (a-c) Dynamique avec phase oscillante sur un intervalle de 10 nm sur 200 aller-retours, (b) l'autocorrélation et (c) la phase relative calculée entre les constituants de la molécule. La séparation temporelle dans ce cas est de 22,3 ps associée à un espacement des franges de $\sim 0,36$ nm. (d-f) montrent des résultats similaires pour une plus grande amplitude d'oscillation de phase. La séparation temporelle dans ce cas est de 19,8 ps associée à un espacement des franges de $\sim 0,40$ nm. (g-i) Une dynamique différentes correspondant à une évolution linéaire de la phase et à un déplacement du motif des franges vers un coté du spectre. Notez que pour mieux mettre en évidence les franges près des centres spectraux, l'échelle de couleurs dans les tracés spectraux (a,d,g) est normalisée par rapport à l'intensité spectrale à la longueur d'onde centrale de 1555 nm. Cette normalisation est différente de celle utilisée dans les graphiques linéaires de la figure 3.10. 48
- 3.15 Mesure DFT d'intermittence pendant une dynamique de type moléculaire. Les mesures ont été réalisées sur 4300 tours de cavité. (a) Présente les spectres DFT mesurés, l'énergie et la fonction d'autocorrélation. (b) Montre quatre spectres sélectionnés pour les tours de cavité indiqués. A partir des tours 1400 – 2620, les spectres DFT montrent des signes de saturation, ainsi, l'énergie et la fonction d'autocorrélation ne sont pas calculées dans ce régime. La figure montre plusieurs régimes différents : l'évolution d'une molécule instable avec une séparation temporelle décroissante entre les impulsions (Tours 1 – 1245) ; la courte formation de molécules stables de courte durée (Tours 1246 – 1360) ; une série d'explosions périodiques (Tours 1361 – 2550) ; la propagation moléculaire quasi-stables (Tours 2551 – 3320) ; l'évolution de molécules instables avec l'augmentation de la séparation temporelle entre les impulsions (Tours 3321 – 3670) ; la propagation de molécules quasi-stables (Tours 3671 – 3940) ; l'évolution de molécules instables avec une séparation temporelle décroissante entre les impulsions (Tours 3941 – 4300). 50

- 3.16 Intermittence présentant une dynamique comprenant des explosions. La mesure DFT est réalisée sur 4000 tours de cavité montrant l'effondrement d'un état stable d'une molécule liée vers un régime d'évolution chaotique et d'explosions de solitons. (a) Montre les spectres DFT mesurés, l'énergie intégrée et la fonction d'autocorrélation correspondante. (b) Vues magnifiées des spectres et des autocorrélations montrant deux exemples d'émergence éphémère d'une impulsion stable suite à l'explosion d'un soliton. Une table des couleurs saturée est utilisée dans les vues magnifiées afin de mettre en évidence les deux régimes stables transitoires. Notez comment la modulation transitoire près des centres spectraux à 1700 et 2250 est associée à une signature temporelle de faible amplitude dans la fonction d'autocorrélation correspondant à une impulsion secondaire retardée de courte durée. (c) Montre les profils spectraux extraits à des tours de cavité spécifiques comme indiqué. 51
- 3.17 Intermittence présentant une dynamique comprenant des explosions. La mesure DFT est réalisée sur 4500 tours de cavité montrant l'effondrement d'un état stable d'un régime mono-impulsionnel vers un régime d'évolution chaotique et d'explosions de solitons. (a) Montre les spectres DFT mesurés, l'énergie intégrée et la fonction d'autocorrélation correspondante. (b) Vues magnifiées des spectres et des autocorrélations montrant deux exemples d'émergence éphémère d'une impulsion stable suite à l'explosion d'un soliton. 52
- 3.18 Illustration des différentes structures complexes pouvant exister dans la cavité laser. (a) Représente un état moléculaire simple ayant deux impulsions avec un espacement d'une dizaine de picosecondes. (b) Illustre le comportement d'impulsions multiples coexistent dans la cavité. La boîte en pointillés montre un ensemble de trois impulsions distinctes (picosecondes) séparées par 5 – 40 ns. (c) Illustre le même ensemble d'impulsions que (b) mais avec la présence d'un état moléculaire entre les deux impulsions de la structure complexe. 53
- 3.19 Ensemble d'impulsions multiples constitué d'impulsions uniques distinctes montrant (a) 2 impulsions uniques et (b) 9 impulsions uniques circulant dans la cavité. Dans chaque cas, la sous-figure du bas superpose les résultats des mesures DFT sur 200 tours dans la cavité, tandis que la figure du haut montre le profil spectral du premier tour de la séquence de données. La base de temps DFT est tracée sur la plage de 105 ns d'un aller-retour de la cavité, tandis que nous montrons également l'axe de la longueur d'onde calibrée en nm lorsque nous traçons les spectres extraits. La longueur d'onde centrale est de 1555 nm. 54
- 3.20 Phase d'apparition d'une seconde impulsion mesuré sur 4000 tours de cavité. La sous-figure du bas présente les mesures DFT et les deux figures du haut présente deux spectres récupérés au tours 1000 (avant l'apparition de la seconde impulsion) et 3000 (après l'apparition de la seconde impulsion). Nous montrons également l'axe de la longueur d'onde calibrée en nm lorsque pour les spectres extraits. La longueur d'onde centrale est de 1555 nm. 55

- 3.21 Ensemble d'impulsions multiples comprenant une molécule de soliton. (a) un état moléculaire et mono-impulsionnel distincts, (b) un état moléculaire et 2 impulsions uniques distinctes, (c) un état moléculaire et 6 impulsions uniques distinctes. La plus grande amplitude de l'impulsion autour de 80 ns est attribuée à la superposition incohérente de deux solitons. Dans tous les cas, les encarts montrent les franges de la structure de la molécule sur un intervalle de 2 nm près de la longueur d'onde centrale qui est de 1555 nm. 56
- 3.22 Ensemble d'impulsions multiples présentant une dynamique respiratoire. (a) Trois impulsions uniques (b) Quatre impulsions uniques. Les figures du bas montrent une séquence de spectres DFT mesurés sur 400 tours de cavité. Les figures du haut montrent les spectres à deux tours sélectionnés aux points d'expansion spectrale minimale et maximale : (a) Tours 158 et 203 ; (b) Tours 102 et 163. 57
- 3.23 Schéma du système laser modifié afin d'étudier le régime NLP. Les lettres A-F font références aux différents segments de propagation tels que discutés dans le texte. Abréviations : PC : contrôleur de polarisation ; D_p , D_1 , D_2 : éléments dispersifs de la lentille temporelle ; FWM : Four Wave Mixing ; DFT : Transformée de Fourier Dispersive ; DCF : Dispersion Compensating Fibre ; ISO : isolateur ; HWP : lame demi-onde ; QWP : lame quart d'onde ; PBS : diviseur de faisceau polarisant. EDF : Fibre dopée à l'erbium ; SMF : fibre monomode ; HNLF : fibre hautement non-linéaire ; WDM : multiplexeur en longueur d'onde. OC : coupleur optique ; PD : photodiode [84]. 58
- 3.24 Simulation numérique d'un tour de cavité d'un régime *noise like pulse*. (a) Evolution spectral (à gauche) et temporelle (à droite). Les lettres A à F font références aux différentes positions dans la cavité (cf. figure 3.23). En raison de la perte significative due au filtre spectral dans le segment massif, l'intensité temporelle dans le segment F-A est mise à l'échelle par un facteur de $\times 10$. (b) Evolution dans la fibre HNLF dans le segment C-D sur une fenêtre temporelle étendue à 40 ps afin de mettre en évidence la dynamique du soliton et l'évolution du soliton Raman. La seconde sous figure en (b) représente l'évolution temporelle magnifiée encadrée en (a) [84]. 59

3.25 Caractérisation spectrale et comparaison avec les résultats de simulation.
 (a) Fluctuations spectrales mesurées sur 1000 tours à l'entrée de la HNLF.
 (b) Spectre moyen correspondant mesuré à l'aide de la DFT (pointillés rouges), spectre OSA moyennées dans le temps (bleu) et des simulations (noir). (c) Densité de probabilité des pics d'intensités expérimentaux (rouge) et de la simulation (noir). L'expérience et la simulation sont normalisées par rapport à la moyenne des séries temporelles d'intensité. L'encart représente les résultats sur une échelle logarithmique pour mettre en évidence l'accord quantitatif sur trois ordres de grandeur, y compris les pics d'intensité les plus élevés. La ligne bleue en pointillée montre le seuil expérimental de l'onde scélérate qui, sur ce graphique, coïncide avec celui des simulations. (d) Spectres du supercontinuum à large bande à la sortie de la HNLF, résultats expérimentaux (rouge) et des simulations (noir). La ligne pointillée montre les résultats des simulations sans le terme Raman ($f_R = 0$). L'encart illustre les mêmes spectres mais avec une échelle logarithmique montrant également une gamme de longueurs d'onde étendue (combinant les mesures de l'OSA Anritsu MS9710B et du spectromètre NIRQuest512). Les simulations reproduisent les caractéristiques spectrales sur une plage approchant 1000 nm [84]. 61

4.1 (a) Illustration des différentes parties du régénérateur de Mamyshev utilisé lors de cette étude. Configuration expérimentale : EDF, fibre dopée à l'Erbium ; ISO, isolateur optique en ligne ; WDM, multiplexeur en longueur d'onde ; HWP, lame demi-onde ; PBS, séparateur de faisceau polarisant. Quatre coupleurs permettent de faire différents relevés de stabilité et de fonctionnement. Deux coupleurs de 5 % permettent d'enregistrer nos résultats expérimentaux en sortie de l'EDF. Les deux derniers coupleurs de 10% permettent de vérifier la stabilité du laser et mesurer les pertes liées aux optiques massives et aux filtres. Le filtre λ_1 est centré autour de 1545 nm et le filtre λ_2 est centré autour de 1560 nm, tous deux font 7 nm de largeur spectrale. (b) Tableau résumant les différentes longueur de la cavité. 64

4.2 Illustration d'une partie de l'étude préliminaire du réglage des filtres avec une largeur spectrale de 7 nm avec pour longueurs d'onde centrales (a) 1545 nm (bras 1) et 1560 nm (bras 2), et (b) 1550 nm (bras 1) et 1565 nm (bras 2). Les zones bleues correspondent à la présence de l'oscillation dans la cavité. La puissance optique correspondante est donnée en annexe en figure A.6. 67

4.3 (a) Évolution spectrale d'une impulsion simple lors d'un tour de cavité en dB. (b) Évolution temporelle d'une impulsion simple lors d'un tour de cavité en dB. (c) Résultats de la simulation à la sortie de l'EDF (point B) après amplification après filtrage à 1560 nm respectivement (i) spectre et (ii) intensité temporelle (ligne pleine, axe de gauche) accompagnée de son chirp (ligne pointillée, axe de droite). (d) Résultats de la simulation à la sortie de l'EDF (point H) après amplification après filtrage à 1545 nm respectivement (i) spectre et (ii) intensité temporelle (ligne pleine, axe de gauche) accompagné de son chirp (ligne pointillée, axe de droite). 69

4.4	Simulation de l'évolution de la largeur temporelle (à gauche, vert) et spectrale (à droite, bleu foncé) en différents points de la cavité (mesurée à partir du point F (cf. figure 4.1). Les régions vertes claires représentent les segments d'amplification et de la mise en forme du similariton. Les vertes claires représentent la propagation dans la fibre passive et les zones en jaune l'emplacement des éléments composants l'absorbant saturable et le filtre.	70
4.5	Spectres simulés en sortie de l'EDFA pour différents ordres de filtre hyper-gaussien comme indiqué dans la légende. Les résultats (a) et (b) correspondent respectivement aux points H et B dans la figure 4.1	71
4.6	(a) Évolution spectrale d'une impulsion simple lors d'un tour de cavité en dB. (b) Évolution temporelle d'une impulsion simple lors d'un tour de cavité en dB. (c) Résultats de la simulation à la sortie de l'EDF (point B) après amplification et après filtrage à 1560 nm respectivement (i) spectre et (ii) intensité temporelle (ligne pleine, axe de gauche) accompagnée de son chirp (ligne pointillée, axe de droite). (d) Résultats de la simulation à la sortie de l'EDF (point H) après amplification et après filtrage à 1545 nm respectivement (i) spectre et (ii) intensité temporelle (ligne pleine, axe de gauche) accompagnée de son chirp (ligne pointillée, axe de droite).	72
4.7	Caractérisation FROG d'impulsion unique et stable après les filtres 1560 nm et 1545 nm . (a) et (c) sont les traces FROG mesurées respectivement entre les points L-M et E-F (cf. figure 4.1). (b) et (d) sont les résultats de la reconstruction après déconvolution. Les erreurs de reconstruction sont données dans le texte. Il est à noter que la largeur spectrale au niveau des axes est la même que pour les sous-figures 4.10 (b) et (d) décrites ci-dessous.	74
4.8	Caractérisation d'impulsions uniques et stables après les filtres 1560 nm et 1545 nm . (a) et (c) Intensités et chirp récupérés à partir de la trace FROG et (b) et (d) spectres mesurés à partir de l'OSA (noir) et les spectres normalisés obtenues après reconstruction de la trace FROG (bleu), respectivement entre les points L-M et E-F.	75
4.9	Caractérisation FROG d'impulsion unique et stable après amplification et avant les filtres 1545 nm et 1560 nm. (a) et (c) sont les traces FROG mesurées respectivement entre les points H-I et B-C (cf. figure 4.1). (b) et (d) sont les résultats de la reconstruction après déconvolution. Les erreurs de reconstruction sont données dans le texte.	76
4.10	Caractérisation d'impulsion unique et stable après amplification et avant les filtres 1545 nm et 1560 nm. (a) et (c) Intensité et chirp récupéré à partir de la trace FROG et (b) et (d) spectres mesurés à partir de l'OSA (noir), les spectres des mesures DFT (rouge) normalisés pour avoir la même intensité au centre spectral autour de 1550 nm et les spectres normalisés obtenues après reconstruction de la trace FROG (bleu), respectivement entre les points B-C et H-I.	77
4.11	Illustration de quatre spectrogrammes calculés à partir des traces FROG correspondantes (cf. figure 4.9). Position des différents points de mesures de bas en haut et de gauche à droite : E-F, H-I, B-C, L-M (cf. figure 4.1) . . .	78

4.12	Caractérisation d'état moléculaire stable après amplification et avant les filtres 1545 nm et 1560 nm. (a) et (c) sont les mesures faites respectivement entre les points L-M et E-F (cf. figure 4.1). (b) et (d) sont résultats après déconvolution.	80
4.13	Caractérisation d'état moléculaire après amplification et avant les filtres 1545 nm et 1560 nm. (a) et (c) Intensité et chirp récupérés après reconstruction des traces FROG (cf. figure 4.12 et (b) et (d) spectres mesurés à partir de l'OSA (noir), les spectres normalisés obtenues après reconstruction de la trace FROG (bleu), respectivement entre les points B-C et H-I.	81
4.14	Illustration d'un régime de coexistence mesuré entre les points L-M pris à cinq minutes d'intervalle sans modification des paramètres de la cavité. . .	82
4.15	Caractérisation de quatre régimes harmoniques mesurés entre les points E-F à des puissances de pompe différentes. (a) Régime harmonique de rang 3, puissance de pompe 150 mW. (b) Régime harmonique de rang 5, puissance de pompe 300 mW. (c) Régime harmonique de rang 6, puissance de pompe 350 mW. (d) Régime harmonique de rang 7, puissance de pompe ~ 400 mW.	83
4.16	Caractérisation de différents régimes harmoniques en fonction de la puissance intracavité. (a) Énergie intracavité mesuré entre les points E-F. (b) Énergie intracavité mesuré entre les points L-M	84
A.1	Illustration d'une partie de l'étude préliminaire du réglage des filtres avec une largeur spectrale de 12 nm avec pour longueurs d'onde centrales (a) 1550 nm (bras 1) et 1565 nm (bras 2), (b) 1545 nm (bras 1) et 1560 nm (bras 2), (c) 1540 nm (bras 1) et 1555 nm (bras 2) et (d) 1550 nm (bras 1) et 1535 nm (bras 2). Les zones bleues correspondent à la présence de l'oscillation dans la cavité. La puissance optique correspondante est donnée en figure A.6.	107
A.2	Illustration d'une partie de l'étude préliminaire du réglage des filtres avec une largeur spectrale de 12 nm avec pour longueurs d'onde centrales (a) 1560 nm (bras 1) et 1540 nm (bras 2) et (b) 1565 nm (bras 1) et 1545 nm (bras 2). Les zones bleues correspondent à la présence de l'oscillation dans la cavité. La puissance optique correspondante est donnée en figure A.6. . .	108
A.3	Illustration d'une partie de l'étude préliminaire du réglage des filtres avec une largeur spectrale de 4 nm avec pour longueurs d'onde centrales (a) 1560 nm (bras 1) et 1565 nm (bras 2), (b) 1555 nm (bras 1) et 1560 nm (bras 2), (c) 1550 nm (bras 1) et 1555 nm (bras 2) et (d) 1545 nm (bras 1) et 1550 nm (bras 2). Les zones bleues correspondent à la présence de l'oscillation dans la cavité. La puissance optique correspondante est donnée en figure A.6.	108

A.4	Illustration d'une partie de l'étude préliminaire du réglage des filtres avec une largeur spectrale de 4 nm avec pour longueurs d'onde centrales (a) 1555 nm (bras 1) et 1555 nm (bras 2), (b) 1550 nm (bras 1) et 1560 nm (bras 2), (c) 1545 nm (bras 1) et 1555 nm (bras 2), (d) 1540 nm (bras 1) et 1550 nm (bras 2). Les zones bleues correspondent à la présence de l'oscillation dans la cavité. La puissance optique correspondante est donnée en figure A.6.	109
A.5	Illustration d'une partie de l'étude préliminaire du réglage des filtres avec une largeur spectrale de 4 nm avec pour longueurs d'onde centrales (a) 1550 nm (bras 1) et 1565 nm (bras 2), (b) 1545 nm (bras 1) et 1560 nm (bras 2), (c) 1540 nm (bras 1) et 1555 nm (bras 2). Les zones bleues correspondent à la présence de l'oscillation dans la cavité. La puissance optique correspondante est donnée en figure A.6.	110
A.6	Correspondance entre les courants des diodes de pompes et leur puissance optiques délivrées présentent dans le régénérateur de Mamyshev. .	110

LISTE DES TABLES

2.1	Propriétés des fibres DCF utilisées à 1550 nm.	29
3.1	Tableau regroupant les différentes longueurs de fibres utilisées et et leurs coefficients de dispersion et de non-linéarité correspondantes.	33
4.1	Tableau regroupant les différentes longueurs de fibres utilisées, leur dispersion correspondante et leur coefficient de non-linéarité.	65
4.2	Tableau regroupant les puissances intracavités lors de l'état mono impulsionnel stable présenté dans la figure 4.9 (cf. figure 4.1)	75
4.3	Tableau regroupant les puissances intracavités lors de l'état mono impulsionnel stable présenté dans la figure 4.12 (cf. figure 4.1)	79

A

ANNEXES : FIGURES SUPPLÉMENTAIRES

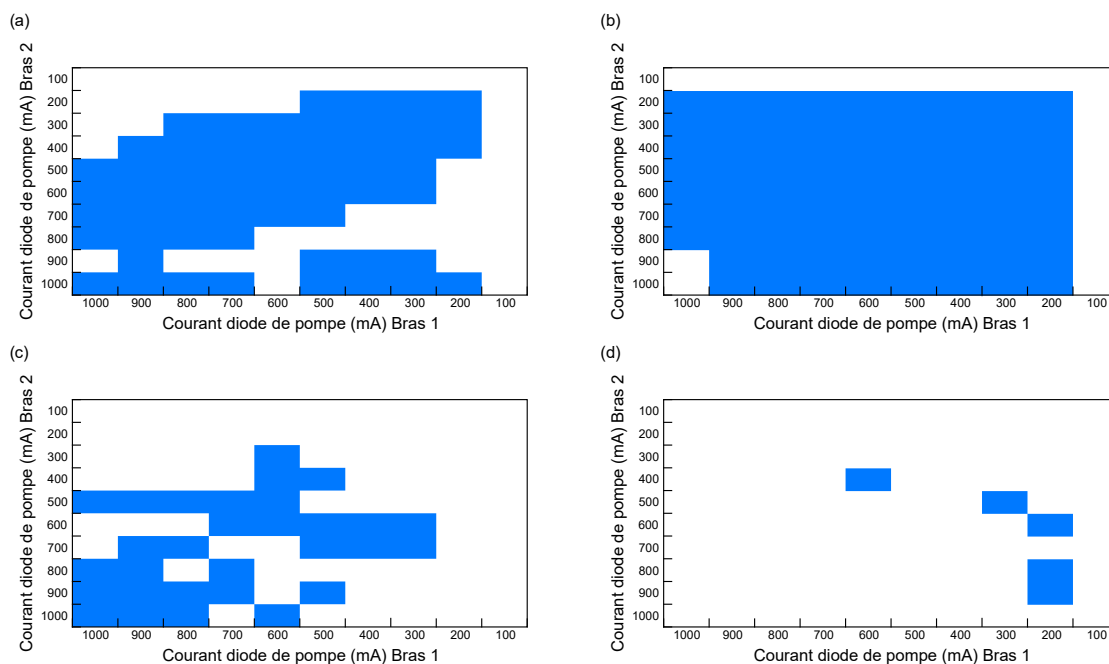


FIGURE A.1 – Illustration d’une partie de l’étude préliminaire du réglage des filtres avec une largeur spectrale de 12 nm avec pour longueurs d’onde centrales (a) 1550 nm (bras 1) et 1565 nm (bras 2), (b) 1545 nm (bras 1) et 1560 nm (bras 2), (c) 1540 nm (bras 1) et 1555 nm (bras 2) et (d) 1550 nm (bras 1) et 1535 nm (bras 2). Les zones bleues correspondent à la présence de l’oscillation dans la cavité. La puissance optique correspondante est donnée en figure A.6.

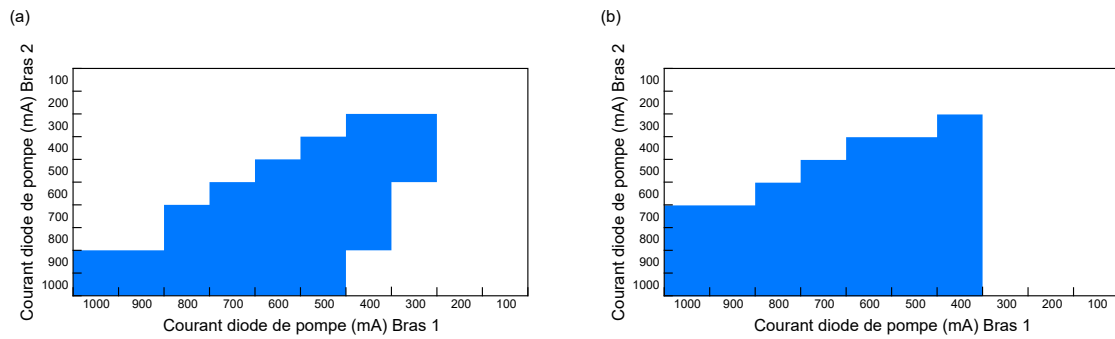


FIGURE A.2 – Illustration d'une partie de l'étude préliminaire du réglage des filtres avec une largeur spectrale de 12 nm avec pour longueurs d'onde centrales (a) 1560 nm (bras 1) et 1540 nm (bras 2) et (b) 1565 nm (bras 1) et 1545 nm (bras 2). Les zones bleues correspondent à la présence de l'oscillation dans la cavité. La puissance optique correspondante est donnée en figure A.6.

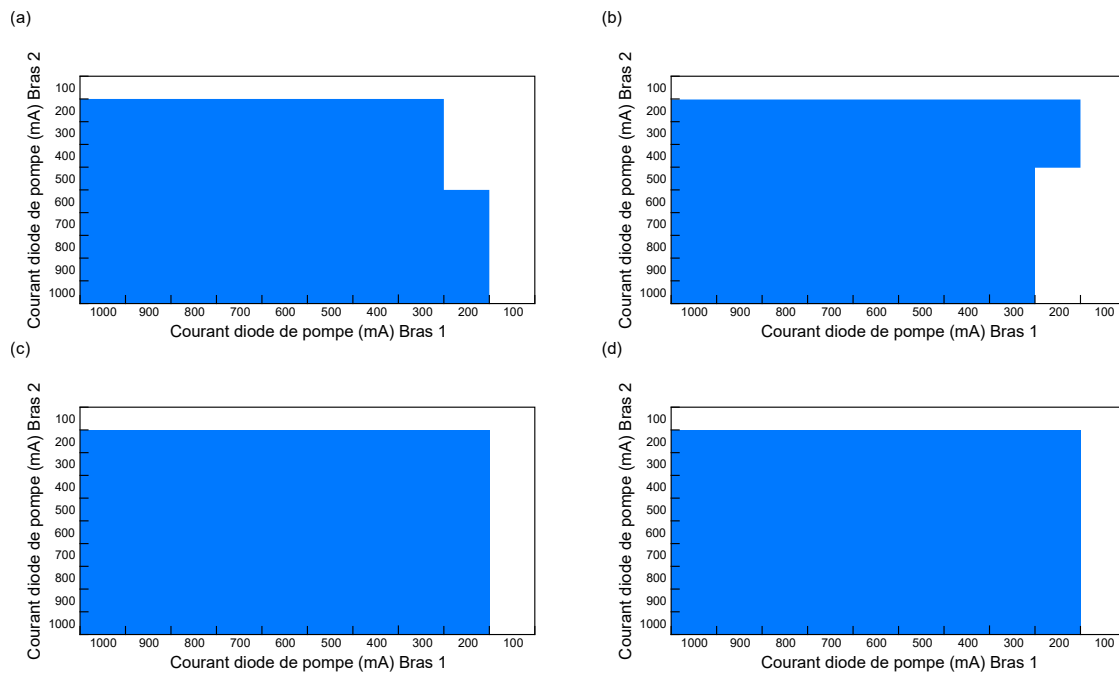


FIGURE A.3 – Illustration d'une partie de l'étude préliminaire du réglage des filtres avec une largeur spectrale de 4 nm avec pour longueurs d'onde centrales (a) 1560 nm (bras 1) et 1565 nm (bras 2), (b) 1555 nm (bras 1) et 1560 nm (bras 2), (c) 1550 nm (bras 1) et 1555 nm (bras 2) et (d) 1545 nm (bras 1) et 1550 nm (bras 2). Les zones bleues correspondent à la présence de l'oscillation dans la cavité. La puissance optique correspondante est donnée en figure A.6.

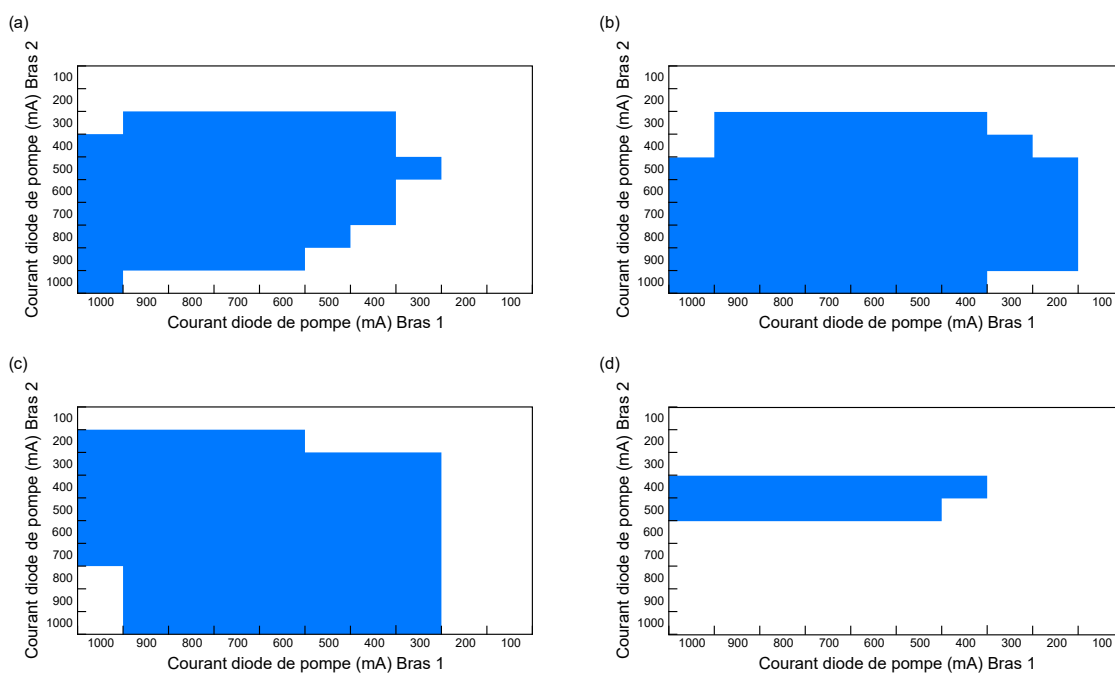


FIGURE A.4 – Illustration d’une partie de l’étude préliminaire du réglage des filtres avec une largeur spectrale de 4 nm avec pour longueurs d’onde centrales (a) 1555 nm (bras 1) et 1555 nm (bras 2), (b) 1550 nm (bras 1) et 1560 nm (bras 2), (c) 1545 nm (bras 1) et 1555 nm (bras 2), (d) 1540 nm (bras 1) et 1550 nm (bras 2). Les zones bleues correspondent à la présence de l’oscillation dans la cavité. La puissance optique correspondante est donnée en figure A.6.

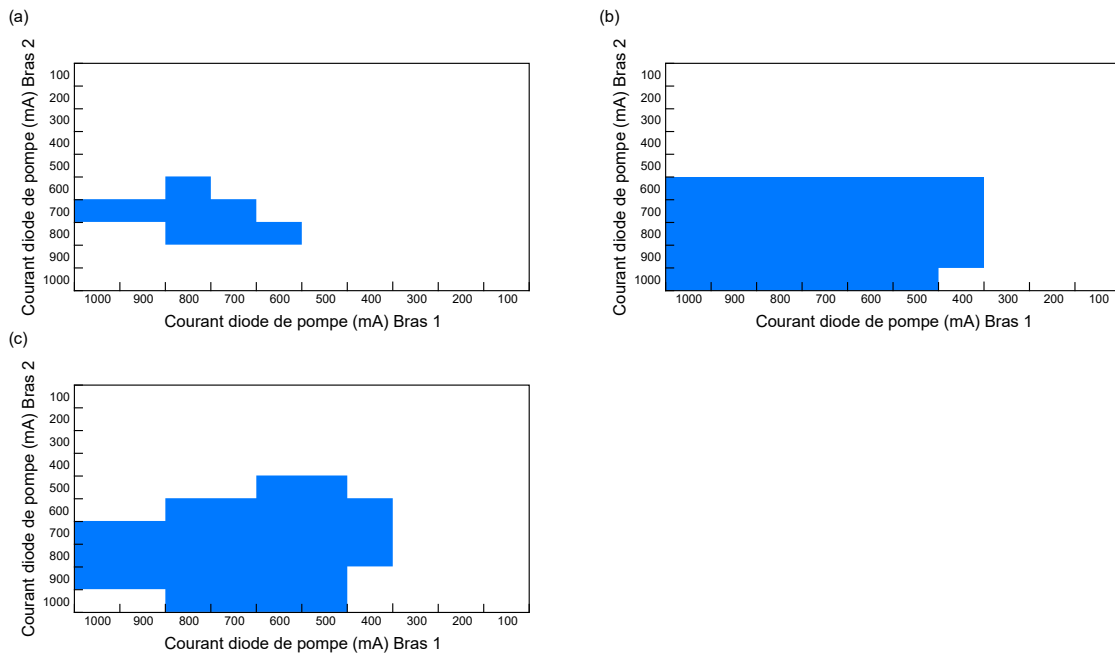


FIGURE A.5 – Illustration d’une partie de l’étude préliminaire du réglage des filtres avec une largeur spectrale de 4 nm avec pour longueurs d’onde centrales (a) 1550 nm (bras 1) et 1565 nm (bras 2), (b) 1545 nm (bras 1) et 1560 nm (bras 2), (c) 1540 nm (bras 1) et 1555 nm (bras 2). Les zones bleues correspondent à la présence de l’oscillation dans la cavité. La puissance optique correspondante est donnée en figure A.6.

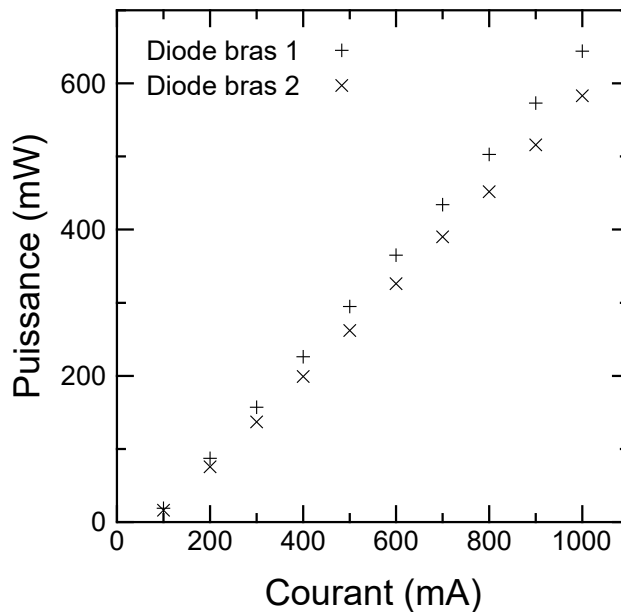


FIGURE A.6 – Correspondance entre les courants des diodes de pompes et leur puissance optiques délivrées présentent dans le régénérateur de Mamyshev.

B

ANNEXES : ALGORITHME DE DÉCONVOLUTION PTYCHOGRAPHIQUE

Algorithme de déconvolution FROG basé sur l'utilisation de la Ptychographie. Ce code est proposé par Sidorenko et al Optica vol 3 N 12 december 2016 . Il permet de reconstruire le profil impulsionnel d'un signal a partir d'une trace FROG incomplète ou altérée. A chaque itération lors de la reconstruction , l'algorithme utilise pour la convergence qu'une seule mesure spectrale de la trace FROG mesurée pour recalculer le champ E (le spectre SHG utilisé est différent à chaque itération). Comme le programme procédé a un découpage de la trace FROG aléatoire, il est nécessaire de lancer le programme plusieurs fois pour essayer d'améliorer la reconstruction

Fonction Ptychographic :

```
1 classdef Engine_Ptychographic
2     % UNTITLED Summary of this class goes here
3     % Detailed explanation goes here
4     properties
5
6     end
7
8     methods (Static)
9         function [Best_Frog_trace,Best_E_field,Best_error] =
10             Engine_SHG_FROG(I,iterMax, Fsupp, f, t, STOPc)
11             %
12             % reconstructs a pulse function (in time) from a SHG FROG
13             % trace by use of the Ptychographic algorithm.
14             %
15             % Usage:
16             %
17             % [Obj, error, Ir] = ePIE_fun_FROG_sp(I, D, iterMax, Fsupp,
18             % F, time, STOPc, spec)
19             %
20             % Obj = Reconstructed pulse field (in time).
21             % Ir = reconstructed FROG trace.
22             % error = vector of errors for each iteration
23             %
24             % I = Experimental / Simulated SHG FROG Trace
25             % D = vector of delays that coresponds to trace.
26             % iterMax = Maximum number of iterations allowed (default =
27             % 1000).
```

```

23 %           Fsupp = vector of informative frequencies (logical).
24 %           F = vector of frequencies.
25 %           time = coresponding vector in time domain.
26 %           STOPc = (Optioanl) Tolarence on the error (default = 1
e-5).
27 %
28 %           Set maximum number of iterations
29 if (~exist('iterMax', 'var')||isempty(iterMax))
30     iterMax = 1000;
31 end
32
33 % Set convergence limit
34 if (~exist('STOPc', 'var')||isempty(STOPc))
35     STOPc = 1e-5;
36 end
37 soft_threshold_procedure=0;
38 Best_error = inf; % at init The best error is set to inf
39
40 [N, K] = size(I);
41 I=I/max(max(I)); % modif C.B
42 %           The SHG-FROG trace is an intensity autocorrelation that
has been frequency-resolved and sampled within a delay-frequency
grid
43 Autoco_norm=sum(I,1)'/max(sum(I,1)); %sum(I,1) <=> sum
columns of the FROG trace : 1 value for each time delay
44 %           initial guess unknown pulse corresponds to the integrated
measured of FROG on frequency axis <=> intensity autocorrelator of
the pulse
45 E0=sqrt(Autoco_norm);
46 E=E0;
47 iter = 1;
48 Ir = zeros(size(I));
49
50 f=fftshift(f);
51 while iter <= iterMax
52     s = randperm(K);
53     alpha = abs(0.2+randn(1,1)/20 );
54     for iterK =1:K
55         d=t(s(iterK));
56         E2=ifft( fft(E).*exp(1i*2*pi*f*d) ); % d=s(j)t
equivalente to k*Delta_t with varying k
57         Psi = E.*E2; % SHG signal of the Field, Eq3
Optica Sidorenko the SHG signal is then Fourier
transformed.
58         Phi = fft(Psi)/N; % Spectrum of the SHG signal its
modulus is replaced by the square root of the
s(j)-ordered measured spectrum.
59 %           Importantly, we replace only the part that was
measured reliably.
60 %           Other spectral components are not changed
61         phase =unwrap(angle(Phi));

```

```

62     mod_E = sqrt( fftshift(I(:, s(iterK)))); % replace
        the amplitude with experimental spectrum
63     Phi(Fsupp) = mod_E(Fsupp).*exp(1i*phase(Fsupp)); %
        Eq4 Optica Sidorenko %
64
65     %% Option Experimental soft thresholding, % Eqs 5
        & 6 Optica Sidorenko
66     if soft_threshold_procedure==1
67         gamma = 2e-6; % between 10^-3 and 2*1e-6
68         Phi(~Fsupp) = (real(Phi(~Fsupp)) - gamma*sign(
            real(Phi(~Fsupp)))).*(abs(Phi(~Fsupp)) >=
            gamma)+...
69         1i*(imag(Phi(~Fsupp)) - gamma*sign(imag(Phi(
            (~Fsupp))))).*(abs(Phi(~Fsupp)) >= gamma
            );
70     end
71     %% End Option
72     Psi_prime = ifft(Phi)*N; % Eq7 Optica Sidorenko
73
74     Uo = conj(E2)./max( (abs(E2).^2) );
75     Up = conj(E) ./max( (abs(E).^2) );
76
77     Corr1 = alpha.*Uo.*(Psi_prime - Psi);
78     Corr2 = sig_shift(alpha.*Up.*(Psi_prime - Psi),-t(s
        (iterK)),f);
79
80     E = E + Corr1 + Corr2 ;
81     Ir(:, s(iterK)) = abs( fftshift( fft(E.*E2)/N ))
        .^2; % Frog Trace Retrieved
82     if mod(iterK,K)== 0
83         Ir=Ir/max(max(Ir));
84         I =I /max(max(I));
85         errorFROG(iter)=1/N*sqrt(sum(sum(abs(Ir-I).^2))
            ); % def FROG error DEF TREBINO
86
87         fprintf('Iter:%d   IterK:%d alpha=%d Error FROG
            =%d\n',iter, iterK, alpha, errorFROG(iter))
            ;
88         figure(100)
89         subplot(2,2,1);
90         plot(t*1e12, abs(E).^2, 'LineWidth',1);
91         title('Intensity');
92         xlabel('Time (ps)')
93         ylabel('intensity (a.u)');
94
95         subplot(2,2,2)
96         plot(t*1e12,1/pi*unwrap(angle(E)), 'LineWidth'
            ,1);
97         title('Phase');
98         xlabel('Time (ps)')
99         ylabel('Phase (Pi rad)');

```

```

100
101         subplot(2,2,3)
102         imagesc(t*1e12, fftshift(f)*1e-12, I.*kron(
103             fftshift(Fsupp), ones(1, K)) )
104         title('Experimental')
105         xlabel('Time (ps)')
106         ylabel('Frequency (THz)');
107
108         subplot(2,2,4)
109         imagesc(t*1e12, fftshift(f)*1e-12, Ir);title('
110             Recovered FROG');
111         xlabel('Time (ps)')
112         ylabel('Frequency (THz)');
113
114         %% Save if result improved
115         if errorFROG(iter)<=Best_error
116             Best_error=errorFROG(iter);
117             Best_Frog_trace=Ir;
118             Best_E_field=E;
119         end
120     end % end if mod
121 end % end for iterK
122 if errorFROG(iter)<STOPc
123     return;
124 end
125 iter = iter+1;
126 end % end While
127 function [sig_out] = sig_shift(sig_in, d, F)
128     sig_out = ifft( fft(sig_in).*exp(1i*2*pi*d*F) );
129 end % endd function sig
130 end % end function Engine_SHG_FROG
131 end % end methods
132 end % end classdef

```

Algorithme de reconstruction :

```

1 % Algorithme de deconvolution FROG base sur la Ptychographie.
2 clear all; close all; clc
3
4 %% Option to apply a low pass filter
5 LowPassFilter_flag = 0; % 1 for applying Low Pass Filter, 0 without.
6
7 %% PART 1 CREATE FROG TRACE FROM PROFILE
8 %% Generate time and frequency
9 % Npt = 512; % number of points
10 % Tspan = 200*1e-15; % time axis width
11 % t = (-Npt/2:Npt/2-1)/Npt*Tspan; % time axis
12 % dt = t(2)-t(1);
13 % f = (-Npt/2:Npt/2-1)/(Npt*dt);
14 %
15 % %% load E file and regrid
16 % % Load pulse bank, 100 random pulses
17 % load('pulse_set.mat')
18 % Epulse = pulse_set(2,:); % choose pulse n 2 in the set
19 %
20 % figure(1),plot(tpulse,abs(Epulse).^2)
21 % E=interp1(tpulse,Epulse,t);
22 % E(isnan(E))=0;
23 % figure(2),plot(t,abs(E).^2)
24 %
25 % %% create FROG trace
26 % nptE = length(E);
27 % ind1 = fliplr(toeplitz([nptE 1:(nptE-1)],[nptE:-1:1]));
28 % b = nptE*[0:(nptE-1)]';
29 % ind = b(:,ones(nptE,1))+ind1;
30 % a = reshape(1:nptE*nptE,nptE,nptE);
31 % a = a.';
32 % ind2 = a(ind);
33 % swapcol = [ (nptE/2+1):-1:1 , nptE:-1:(nptE/2+2) ];
34 % OPtoFIndex = ind2(:,swapcol); %index changes from outer product to
    frog form
35 % perm = fftshift(1:nptE); % [N/2+1.....N1.....N/2]
36 % OPmod=(E.'*E); % Create outer product
37 % EFROGtmod = OPmod(OPtoFIndex);
38 % EFROGfmod = ifft(EFROGtmod(perm,:));
39 % EFROGfmod = EFROGfmod(perm,:); % Columnwise FFT to find the spectral
    FROG signal
40 % IFrog = abs(EFROGfmod).^2;
41 %
42 % figure(3)
43 % pcolor(t*1e15,f*1e-12,IFrog); shading interp;
44 % xlabel('Delay (fs)'); ylabel('SHG frequency (THz)');
45 %% END PART 1
46
47 %% PART 2 LOAD A FEMTOSOFT FROG TRACE
48 fileID = fopen('FemtoSoft_FROG.dat');

```



```

49 FGDelay_pts=fscanf(fileID, '%f\n', 1);
50 FGLambda_pts=fscanf(fileID, '%f\n', 1);
51 FGDelay_inc=fscanf(fileID, '%f\n', 1);
52 FGLam_inc=fscanf(fileID, '%f\n', 1);
53 FGLam_cen=fscanf(fileID, '%f\n', 1);
54 FGData=fscanf(fileID, '%f\n', [FGLambda_pts FGDelay_pts]);
55 fclose(fileID);
56
57 %figure(1), pcolor(FGData), shading interp % check the FROG trace
58
59 Npt = FGDelay_pts;
60 FGtspan = FGDelay_inc*(Npt-1)*1e-15; % in s
61 Tspan = FGtspan;
62 t = (-Npt/2:Npt/2-1)/Npt*Tspan;
63 dt = t(2)-t(1);
64 f = (-Npt/2:Npt/2-1)/(Npt*dt);
65
66 IFrog = FGData;
67 figure(3);
68     pcolor(t*1e12, f*1e-12, IFrog); shading interp;
69     title('Experimental Frog trace');
70     xlabel('Delay (ps)');
71     ylabel('SHG frequency (THz)');
72 %% END PART 2
73
74 if LowPassFilter_flag
75     Fsupp = (abs(f)<2.5e13)';
76 else
77     Fsupp = logical(ones(size(f)))';
78 end
79     LPF = kron(ones(1, Npt), fftshift(Fsupp));
80     IFrog = IFrog.*LPF;
81
82
83 Nbr_iteration=200;
84
85 %% Run algorithm
86 % ePIE_fun_FROG(I, D, 200, Fsupp, F', time, 1e-5);
87 % I = Experimental / Simulated SHG FROG Trace;
88 % D = vector of delays that corresponds to trace;
89 % iterMax = Maximum number of iterations allowed (default = 1000);
90 % Fsupp = vector of informative frequencies (logical);
91 % F = vector of frequencies;
92 % time = corresponding vector in time domain;
93 % STOPc = (Optional) Tolerance on the error (default = 1e-5);
94 % use for pulse reconstruction without any prior information about the
    pulse
95 [Frog_trace_retrieved, E_field_retrieved, Error_retrieved] =
    Engine_Ptychographic.Engine_SHG_FROG(IFrog, Nbr_iteration, Fsupp, f',
    t, 1e-5);
96

```

```
97 disp('*****')
98 disp(['Error Frog retrieved : ' num2str(Error_retrieved)])
99
100 %% Plot figures
101 figure(10);
102 subplot(211);
103 plot(t*1e12,1/pi*unwrap(angle(E_field_retrieved)));
104 title('Phase retrieved');
105 xlabel('Time (ps)');
106 ylabel('Phase (pi rad)');
107 subplot(212);
108 plot(t*1e12,(abs(E_field_retrieved).^2));
109 title('Intensity retrieved');
110 xlabel('Time (ps)');
111 ylabel('Intensity a.u.')');
```


C

ANNEXES : ARTICLES

OPEN

Real-time characterization of spectral instabilities in a mode-locked fibre laser exhibiting soliton-similariton dynamics

Coraline Lapre¹, Cyril Billet¹, Fanchao Meng¹, Piotr Ryczkowski², Thibaut Sylvestre¹, Christophe Finot³, Göery Genty² & John M. Dudley¹

The study of dissipative solitons in mode-locked lasers reveals a rich landscape of interaction dynamics resulting from the interplay of nonlinearity, dispersion and dissipation. Here, we characterize a range of instabilities in a dissipative soliton fibre laser in a regime where both conventional soliton and similariton propagation play significant roles in the intracavity pulse shaping. Specifically, we use the Dispersive Fourier Transform technique to perform real-time spectral measurements of buildup dynamics from noise to the generation of stable single pulses, phase evolution dynamics of bound state “similariton molecules”, and several examples of intermittent instability and explosion dynamics. These results show that the instabilities previously seen in other classes of passively mode-locked fibre lasers are also observed in the presence of strong nonlinear attraction of similariton evolution in an optical fibre amplifier.

Within three years of the first laser operation in 1960, ultrashort pulses were being generated by the mechanism now universally known as mode-locking¹. Mode-locked lasers are ubiquitous, and find many important applications when configured to produce highly regular pulse trains. In addition, when detuned from steady state or when pulses first develop from noise, mode-locked lasers are well-known to exhibit a rich landscape of instabilities that have attracted great interest from the fundamental perspective of dynamical systems².

Although laser dynamics in general is a very mature field, there has recently been intense renewed interest in the experimental characterization of instabilities in the particular class of “dissipative soliton” mode-locked lasers. A dissipative soliton is a nonlinear structure whose localization is determined by a balance between dispersion and nonlinearity, as well as gain and loss³, and mode-locked lasers provide a highly convenient platform for their study⁴.

Recent experiments have been especially motivated by the availability of time and frequency domain techniques that have revolutionized the real-time measurement of non-repetitive optical signals. An important technique of this kind is the dispersive Fourier transform (DFT) for real-time spectral characterization, and it was its application to isolate filtered long wavelength “rogue wave” fluctuations in a supercontinuum that highlighted the potential of real time measurements in nonlinear fibre optics⁵. The technique has subsequently been used in many other applications⁶ including the characterization of modulation instability⁷ and fluctuations across the full supercontinuum bandwidth^{8,9}. In parallel, by exploiting a space-time analogy, time-lens techniques have been developed for real-time temporal intensity measurements¹⁰, and these have been used in studies of a range of soliton-related propagation instabilities^{11–13}.

As might be expected, many experiments have also used these real-time techniques to study mode-locked lasers. The first experiments used DFT to study fibre laser spectral instabilities including coherence fluctuations¹⁴ as well as a soliton collapse and recovery (or “explosion”) dynamics^{15,16}. DFT experiments on a Kerr-lens mode-locked Ti:Sapphire laser were able to directly measure the spectral characteristics of pulse build-up from noise¹⁷, with later studies in the same system showing that DFT could also measure spectral interference between

¹Institut FEMTO-ST, Université Bourgogne Franche-Comté CNRS UMR 6174, Besançon, 25000, France. ²Photonics Laboratory, Tampere University, Tampere, FI-33104, Finland. ³Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, Université Bourgogne Franche-Comté CNRS UMR 6303, Dijon, 21078, France. Correspondence and requests for materials should be addressed to J.M.D. (email: john.dudley@univ-fcomte.fr)

two closely-spaced pulses in the cavity¹⁸. This work was significant in revealing the internal dynamics of soliton “molecules,” bound states of interacting pulses that exist in dissipative systems^{19–21}. These results subsequently motivated many additional experiments using real-time techniques to characterize instabilities in mode-locked lasers, and particularly fibre lasers where a wide range of different dynamics can be observed depending on the intracavity group velocity dispersion (GVD) map²².

For fibre lasers with net anomalous GVD (which display average or dispersion-managed soliton dynamics), DFT experiments have reported chaotic evolution and soliton explosions^{23,24}, soliton bunching and interactions during pulse buildup and Q-switching^{25–30}, coherence degradation³¹, and internal motion of soliton molecules^{28,32}. Real-time experiments using time-lens or combined time-lens and DFT characterization have also been reported for this class of laser^{33,34}.

There has also been significant effort to use DFT to characterize mode-locking in lasers with net (or all) normal GVD. In such lasers, a circulating pulse generally undergoes significant changes during one round trip as it encounters fibre segments of normal or anomalous dispersion, as well as gain and spectral filtering elements^{22,35}. Confusingly, it has become common in the fibre optics community to refer to such normal GVD designs as “dissipative soliton lasers” even though the terminology of dissipative soliton applies much more widely, essentially to all fibre lasers with any degree of nonlinearity. As with the experiments on lasers with net anomalous cavity dispersion, a range of dissipative soliton instabilities with normal dispersion have also been reported, including complex build-up dynamics³⁰, rogue wave-like behaviour^{36,37}, soliton molecules³⁸, soliton explosions³⁹ and soliton oscillations⁴⁰.

A design of mode-locked fibre laser that has attracted attention from a fundamental viewpoint exploits very different types of nonlinear propagation in distinct fibre segments. In particular, nonlinear self-similar propagation in a normal-GVD amplifier⁴¹ combined with soliton shaping in anomalous-GVD fibre has been shown to lead to robust operation with excellent noise properties⁴². Significantly, although such an ideal “soliton-similariton” laser requires very careful design and optimisation, soliton shaping and similariton-like amplification can be exploited to obtain improved laser performance over a much wider parameter range²².

To our knowledge, however, the instability dynamics of a laser showing soliton and similariton characteristics have not been studied using any real-time technique, and this is a gap that we fill with this paper. In particular, we have performed an extensive series of experiments using DFT that have revealed a range of instabilities in a quasi soliton-similariton regime, including pulse build-up dynamics, chaotic evolution and “explosions”, and both stable and unstable bound state “similariton molecules.” Our results show that whilst the laser design can indeed be configured to display highly stable operation (in both single pulse and molecule regimes), with detuning from steady-state it exhibits the same class of instabilities as observed in other mode-locked fibre laser cavities. These results point to the universality of such instabilities in dissipative systems.

Results

Our experiments studied the dynamics of an Er-doped fibre (EDF) amplifier based ring laser producing pulses centred on ~1555 nm with a repetition rate of 9.50 MHz (i.e. cavity round trip time of 105.0 ns). The cavity (shown in Fig. 1a) includes anomalous and normal dispersion fibre segments for soliton and self-similar propagation respectively⁴², and was mode-locked using nonlinear polarization evolution where a series of waveplates and a polarizing beam splitter act as a quasi-instantaneous saturable absorber⁴³. A spectral filter in the saturable absorber module reduces the bandwidth after self-similar amplification in the EDF before injection in the soliton propagation segment. This spectral filtering step is a key feature of the soliton-similariton design that optimizes the properties of the input to the EDF so as to favour self-similar shaping during the amplification process.

We measured the output pulse characteristics at the 1% coupler (point D in Fig. 1a). In the stable mode-locking regime, we used an integrating optical spectrum analyser (OSA) for spectral measurements, and frequency-resolved optical gating (FROG) to access the complex field^{44,45}. For measurements of unstable spectra, we used the DFT technique after propagation in a segment of dispersion compensating fibre. Further details are given in Methods.

To provide general insight into the laser operation, Fig. 1b–d show results from numerical simulations based on a nonlinear Schrödinger equation (NLSE) model⁴². Here, propagation in each distinct segment of the cavity is modelled using an NLSE suitably parameterized with appropriate dispersion and nonlinearity and, in the case of the EDF, an additional term describing gain. Simulation parameters were based on the experimental design (see Methods.) Note that this simplified scalar model is not expected to quantitatively reproduce the complex instability behaviour in our experiments, but it is nonetheless highly useful to illustrate the intracavity pulse evolution in stable operation. For example, Fig. 1b shows simulated intracavity evolution for the temporal and spectral widths, clearly illustrating the strong differences between propagation in EDF (A–B) and SMF-28 (G–H), as well as the abrupt spectral filtering in the saturable-absorber segment (F–G). Figure 1c,d show the simulated EDF output in single-pulse and molecule regimes plotting (i) temporal and (ii) spectral profiles. Although the simplified gain model does not show the spectral asymmetry seen in experiments, the temporal and spectral widths are close to experimental values (see Methods).

Stable single pulses and molecules. Mode-locked operation with stable single pulses of duration ~7–10 ps was typically initiated at 80 mW of 976 nm pump power by adjusting the positions of the waveplates in the saturable absorber segment, and monitoring the laser output using a 5 GHz photodiode and an optical spectrum analyser. Once initiated, stable mode-locking could be sustained at reduced pump powers down to a ~30 mW pump power threshold. Stable bound state molecules could be excited with pump powers in the range 80–160 mW, but operation in the molecule regime was significantly more sensitive to waveplate orientation. Such molecule states consisted of two pulses with temporal separations in the range 20–50 ps with the exact separation depending greatly on the power level and waveplate positions. The appearance of double-pulse molecule states

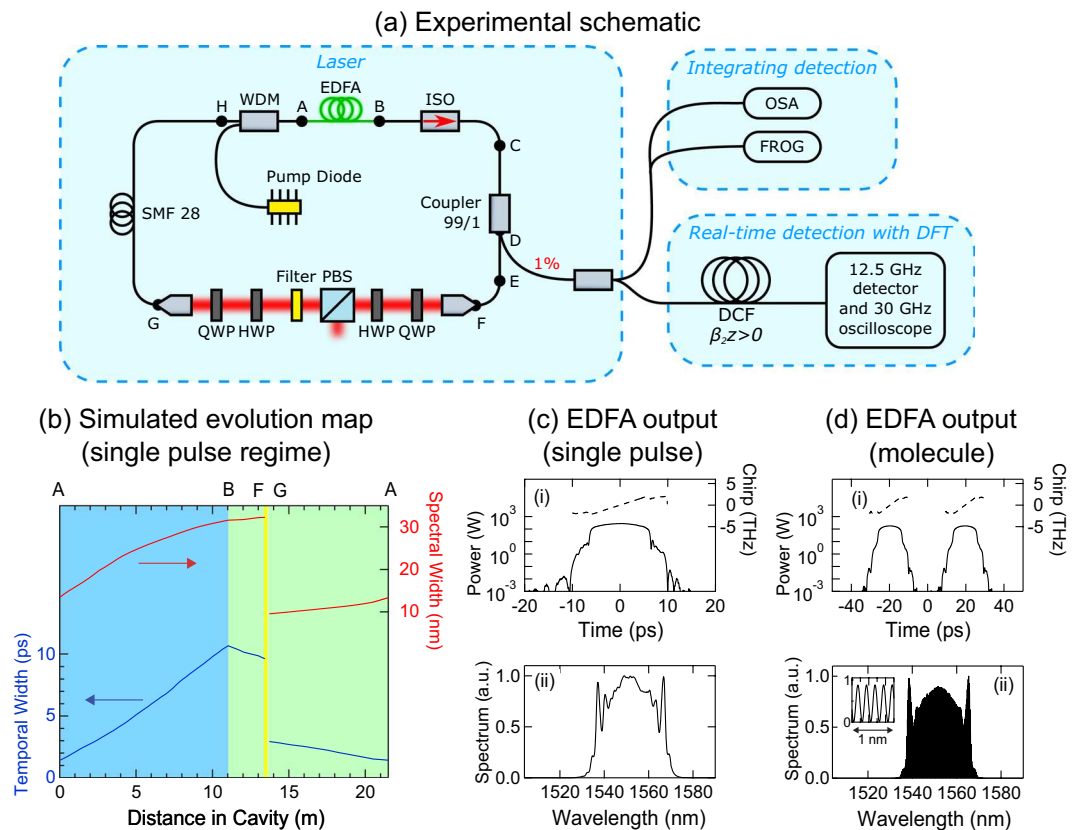


Figure 1. Illustrating the basic characteristics of the fibre laser used in this study. **(a)** Experimental setup: EDF, Erbium-doped fibre; ISO, in-line optical isolator; WDM, wavelength-division multiplexer; QWP, quarter-wave plate; HWP, half-wave plate; PBS, polarizing beamsplitter; OSA, optical spectrum analyzer; FROG, frequency-resolved optical gating; DCF, dispersion-compensating fibre; DFT, dispersive Fourier transform. Details of the lengths and dispersion properties of the different fibre segments are given in Methods. **(b)** Simulated evolution of temporal FWHM (left, dark blue) and spectral FWHM (right, red) at different points in the cavity (measured from point A). The shaded light blue region indicates the amplification segment in which similariton shaping occurs. The light green shading indicates propagation in passive fibre and the yellow indicates the location of the saturable absorber bulk elements. **(c)** Simulation results at EDF output (Point B) for single pulse operation, plotting: (i) temporal intensity (solid line, left axis) and chirp (dashed line, right axis); and (ii) spectrum. **(d)** Simulation results at EDF output (Point B) for “molecule” generation, plotting (i) temporal intensity (solid line, left axis) and chirp (dashed line, right axis) and (ii) a corresponding modulated spectrum. The inset shows the distinct spectral fringes plotted over a 1 nm span at the centre of the spectrum. The net cavity dispersion is normal with value 0.24 ps^2 . See Methods for further details.

could be seen by monitoring the spectral fringes on the OSA, with the high contrast observed in stable operation indicative of pulses of high mutual coherence^{18,21}.

Figure 2 shows results of measured stable pulse characteristics after amplification (point D) showing: (a–c) stable single pulse operation and (d–g) a stable bound state “similariton molecule”. The pump power was 80 mW in both cases with the difference in the observed behaviour resulting from the waveplate orientations. In both cases, the figure shows the FROG traces, retrieved intensity and chirp, and corresponding measured spectra from the OSA and DFT measurements. The results from the FROG measurements in Fig. 2b,e show the expected strong linear chirp and rapid fall-off in the temporal intensity over the pulse centre, characteristics of self-similar evolution^{46–48}.

The OSA and DFT results show overall very good agreement, but the peaks at the spectral edges (1540 nm and 1565–1570 nm) measured with the DFT have slightly lower intensity than those measured with the OSA. This is attributed to the impulse response of the photodiode used in the DFT measurements (see Methods). We also note that the observed fringe contrast in the molecule case is not 100% as would be expected for an ideal soliton bound state, but is resolution-limited by the OSA (0.07 nm) and DFT (0.10 nm) to a reduced visibility of $V = (S_{\max} - S_{\min}) / (S_{\max} + S_{\min}) \sim 70\%$. However, the coherence of the soliton pair in the stable regime was confirmed by checking the stability of the fringe pattern during a series of 4000 sequential DFT measurements.

These results are to our knowledge the first complete characterisation of molecule states in a soliton-similariton laser, but their main significance here is to confirm that the DFT measurements reproduce the broad bandwidth spectra from the laser measured in the stable regime. This confirmation provides confidence in the shot-to-shot DFT measurements in the unstable regime which is the main focus of the results below.

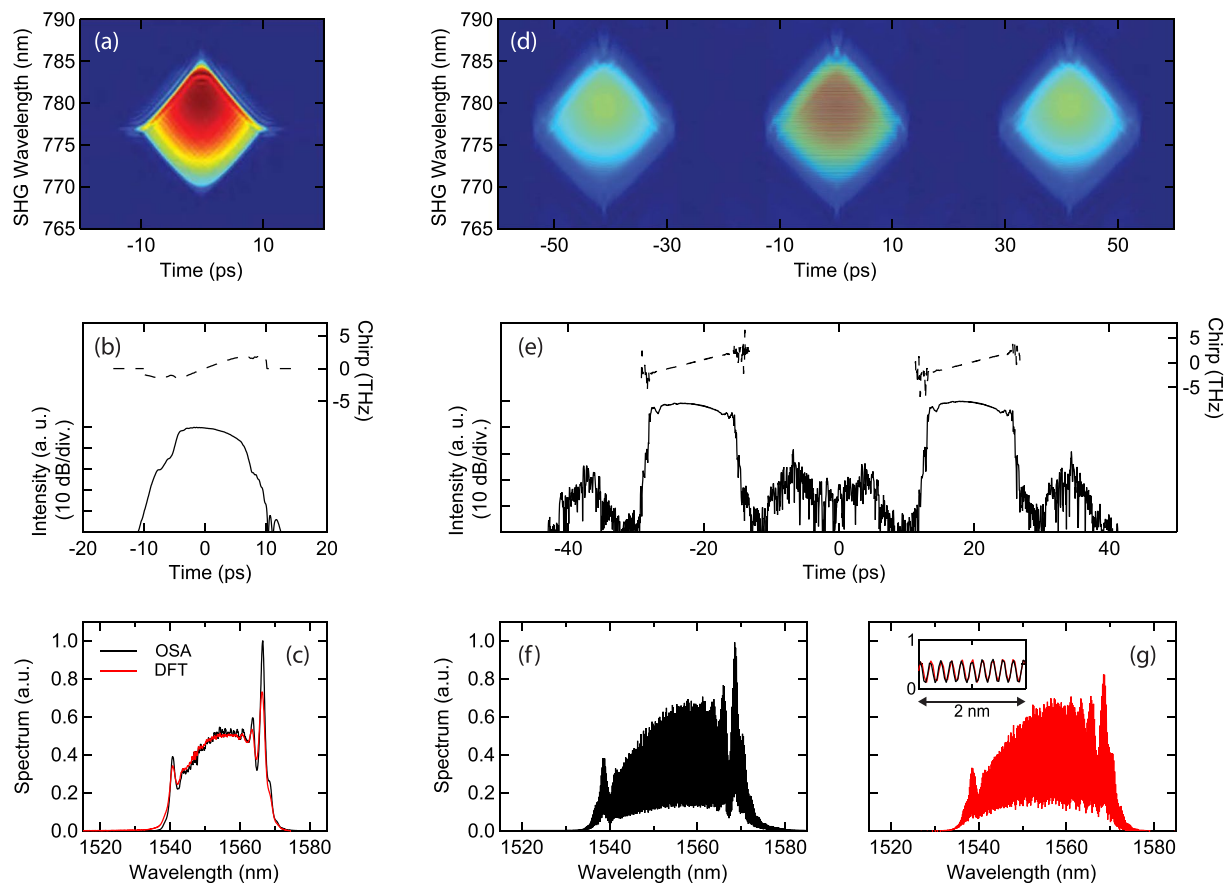


Figure 2. Stable single pulse and molecule characteristics. (a–c) For stable single soliton operation, we show (a) the FROG trace and (b) retrieved intensity and chirp. (c) Shows the measured spectrum from OSA (black) and the spectrum from the DFT measurements (red). (d–g) For stable molecule operation, we show (d) the FROG trace and (e) retrieved intensity and chirp. The scales of the left axes for the temporal intensity measurements in (b,e) correspond to 10 dB/division. (f) Shows the measured spectrum from the OSA (black) and (g) the spectrum from the DFT measurements (red). The inset compares the OSA and DFT spectra over a 2 nm span (~10 fringe cycles) centred on 1555 nm. Note that the OSA and DFT spectra in (c,f,g) are normalized to have the same intensity at the spectral centre around 1555 nm.

From noise to stable single solitons. Our first experiments studying unstable laser operation characterized the emergence of stable single dissipative solitons (as shown in Fig. 2a–c) from noise-like operation just below the mode-locking threshold. To study this transition, the pump power was first set at 80 mW and the waveplates adjusted until stable mode-locking was observed. The pump power was then reduced in small increments until mode-locking ceased, and a DFT scan was initiated as the pump power was again increased above the threshold for stable mode-locking. The recorded DFT time series was then post-processed to extract each sequential spectrum on a roundtrip-to-roundtrip basis.

Figure 3 shows the results obtained. The evolution from noise to stable operation over 2000 roundtrips is shown in Fig. 3a where we clearly see the evolution from a narrowband spectral peak to stable operation via a chaotic transition region. An expanded view of the transition region (the dashed white box) is also shown to highlight the complexity of this phase of evolution. The subfigure to the right shows the corresponding integrated energy and Fig. 3b shows corresponding single-shot spectra to illustrate particular dynamical features at the roundtrip number indicated.

We clearly see from Fig. 3a that the initial evolution up to ~900 roundtrips is associated with the appearance of multiple discrete lines in the DFT trace. The appearance of such lines in DFT measurements during pulse buildup has been previously reported in a mode-locked Ti:Sapphire laser¹⁷ as well as in mode-locked fibre lasers^{26,27,29}, and ref.²⁶ in particular has discussed their origin in terms of modulation-instability. In this context, we note that even in a dissipative soliton laser cavity with net normal dispersion, modulation instability effects could develop as a result of the periodic cavity boundary conditions^{49,50}.

The transition region is associated with chaotic spectra (as shown in Fig. 3b at roundtrip 1000) and dramatic spectral broadening typical of “explosion” like dynamics^{15,39}. Although similar transients have been reported in previous studies of build-up dynamics of several different designs of mode-locked fibre laser^{30,51,52}, our results have been obtained in a cavity specifically favouring distinct soliton and similariton like propagation. The fact

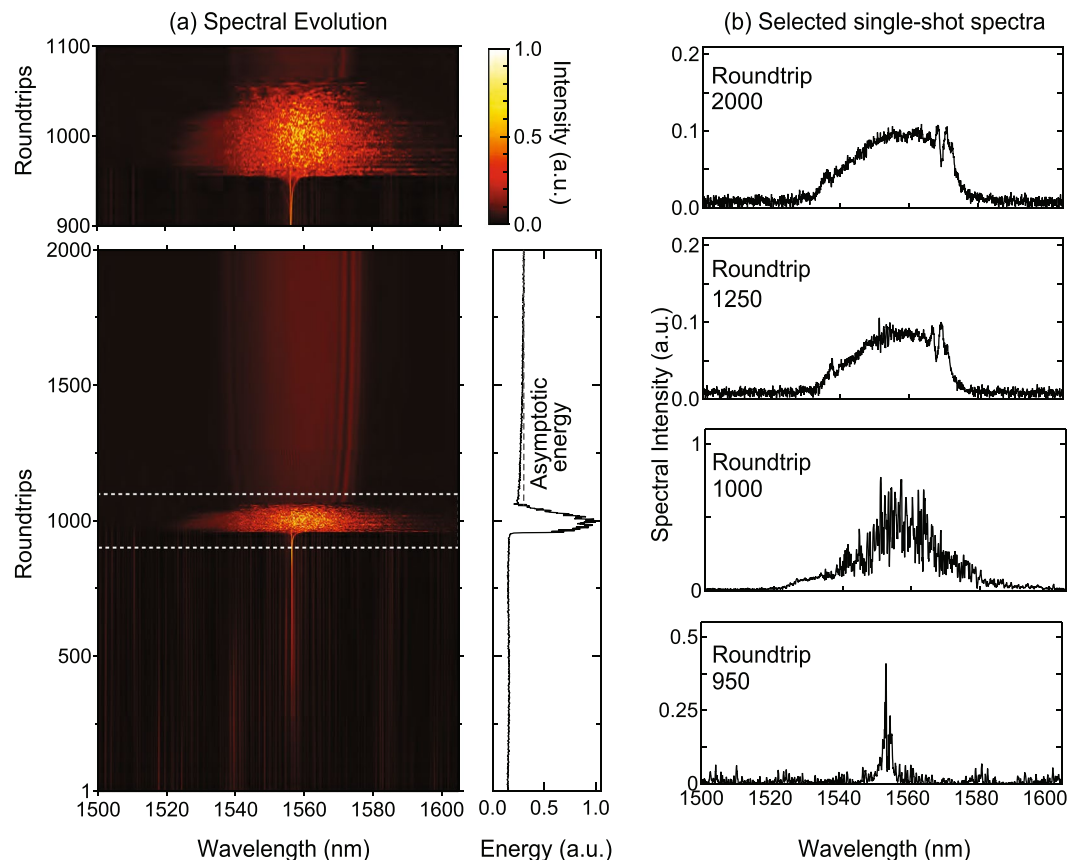


Figure 3. Transition from noise to stable single pulse mode-locking. **(a)** A sequence of measured spectra showing evolution from noise to stable single pulse operation. The full measurement sequence over 2000 roundtrips is shown in the bottom subfigure, and the explosion regime (white dashed box) is expanded in the upper subfigure. The figure to the right shows the evolution of the corresponding integrated energy under the spectrum over 2000 roundtrips illustrating the dramatic increase during the explosion. The dashed line shows the asymptotic stable energy reached after the full measurement window of 4000 roundtrips. **(b)** Single-shot spectra at particular roundtrips to illustrate particular dynamical features: below threshold operation (roundtrip 950); chaotic evolution (roundtrips 1000); evolution with small spectral oscillations (roundtrip 1250); evolution in the stable regime (roundtrip 2000).

that such explosion dynamics still appear suggest they are a universal feature of all dissipative soliton systems transitioning from noise to stability.

Beyond the transition regime, the laser progressively stabilizes both in the spectral structure and the energy shown in the subfigure to the right. In fact, we actually recorded DFT spectra in these experiments over 4000 roundtrips and we plot as the dashed line the asymptotic stable energy at the end of the full measurement window. We can see how we begin to enter into the stable regime around 1500 roundtrips, and at Roundtrip 2000, the spectral characteristics (i.e. spectral width and structure) are similar to those previously shown in Fig. 2(c) during stable operation. Interestingly, in the intermediate phase of evolution before stabilisation (Roundtrip 1250), some small oscillatory structure can be seen on the spectrum. A detailed analysis using the autocorrelation function (see Methods) reveals that this is associated with a low amplitude temporal feature, associated with the transitory appearance and decay of secondary pulses. We discuss this in more detail in the context of the results shown in Fig. 6 which show similar features.

Dynamically-evolving molecules. From a configuration associated with stable two-pulse molecule states as in Fig. 2d–g, rotation of the quarter-wave plate after the filter was found to trigger a range of evolution scenarios associated with the dynamic variation of the relative phase between the two bound pulses. Such phase variation leads to a roundtrip to roundtrip shift in the position of the modulation fringes in the spectrum which cannot be seen on an averaging detector such as an OSA, but which can be directly captured using the DFT⁴. Moreover, by analysing the fringe positions from the DFT measurements, we can extract the corresponding relative phase and plot its evolution directly¹⁸.

Figure 4 shows typical DFT measurements at 80 mW pump power, and for three different waveplate positions (differing by only a few degrees.) Spectra are again measured after point D in the cavity, and we observe molecule states with ~50 nm bandwidth (as in Fig. 2f,g), but with spectral fringes whose position varied from roundtrip to roundtrip. Figure 4a shows direct DFT measurements over 200 roundtrips for the case of periodic fringe oscillation, where we plot over a limited 10 nm wavelength span to highlight the oscillatory behaviour. Applying the

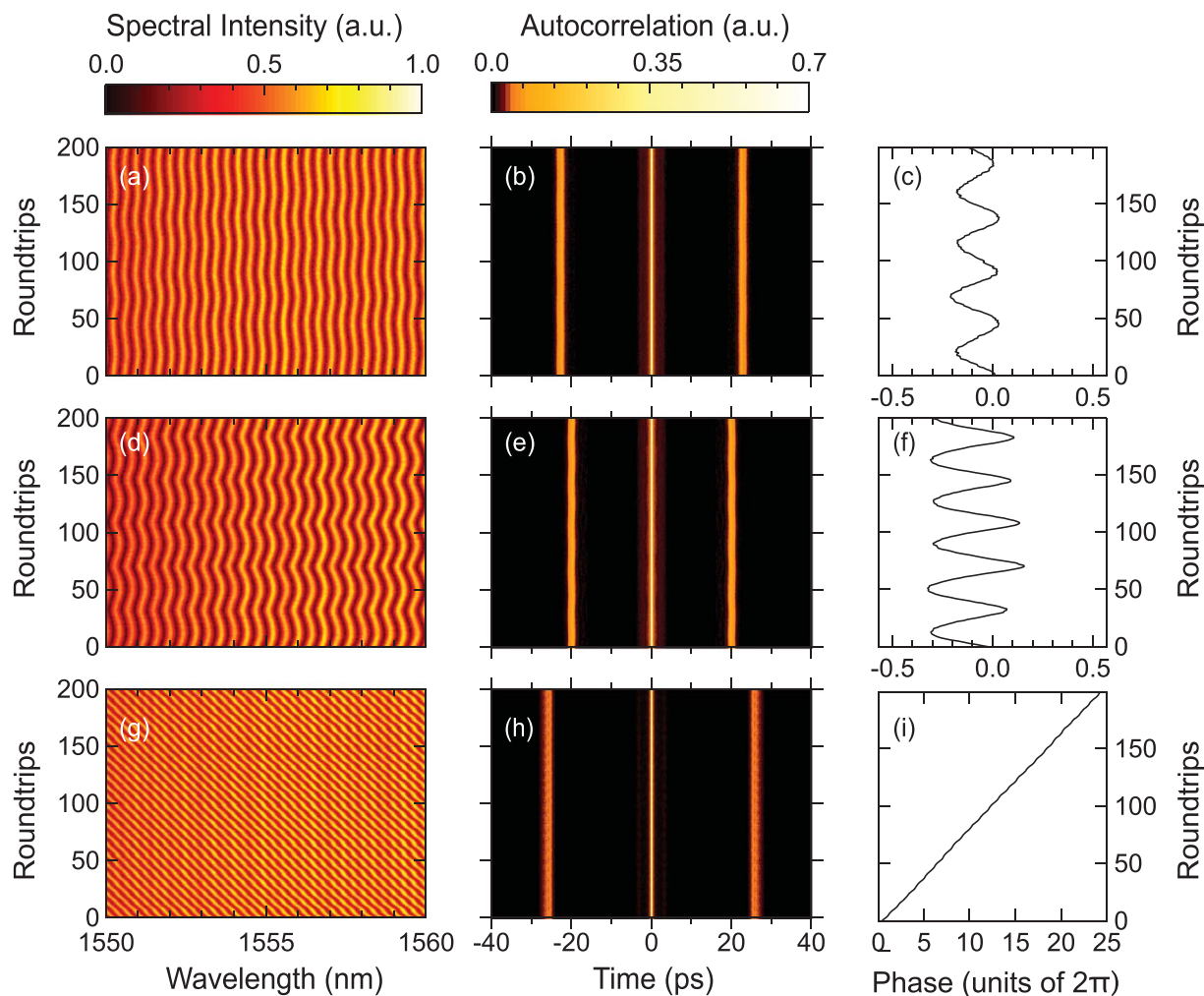


Figure 4. Dynamically-evolving molecule states. (a–c) Oscillating phase dynamics, showing (a) measured DFT spectra over a central 10 nm span over 200 roundtrips, (b) the corresponding field autocorrelation, and (c) the calculated relative phase separation between the molecule constituents. The temporal separation in this case is 22.3 ps associated with fringe spacing of ~ 0.36 nm. (d–f) Shows similar results for a larger amplitude of phase oscillation. The temporal separation in this case is 19.8 ps associated with fringe spacing of ~ 0.40 nm. (g–i) A different dynamical scenario corresponding to linear phase evolution and consistent displacement of the fringe pattern to one side of the spectrum. Note that to better highlight the fringes near the spectral centres, the colour scale in the spectral plots (a,d,g) is normalized relative to the spectral intensity at the central wavelength of 1555 nm. This is different than the normalization used in the line plots in Fig. 2.

Wiener-Khinchin theorem allows us to determine the field autocorrelation from the Fourier transform of these DFT spectra (see Methods), and this is plotted in Fig. 4b, allowing us to see that the temporal separation between the constituent components of the molecule remains constant even while the phase is varying and inducing spectral oscillations. By analysing the fringe positions near the spectral centre using the method described in ref.²⁷ (see Methods), it is possible to determine the magnitude of the phase variation and this is shown in Fig. 4c. The results in Fig. 4d–f show similar evolution but for a larger phase excursion. These results which show constant temporal spacing yet periodic phase oscillation illustrate how dissipative soliton states in a soliton-similariton laser can exhibit internal motion analogous to diatomic molecular vibration. This behaviour is similar to that seen in other classes of fibre laser³², and our results show that it can also be seen in a soliton-similariton like cavity.

Although such bound state phase oscillations have been discussed in terms of molecular vibration, there is also a particular class of sliding phase evolution in fibre lasers that does not have any apparent molecular analogy⁴. We have also seen this behaviour in our laser, with these results are shown in Fig. 4g–i. This is an especially interesting phenomenon previously seen in an all-normal dispersion fibre laser⁵³, as well as with lasers with negative net cavity dispersion^{18,32}. Our results (which display a remarkable linear phase evolution over several 10^5 of 2π cycles) show that such dynamics persist even with soliton and similariton like dynamics in the cavity. This supports previous theoretical studies that associated such phase evolution with saturation dynamics in the gain medium, suggesting that all mode-locked laser systems capable of supporting bound molecule states could exhibit such behaviour⁵⁴.

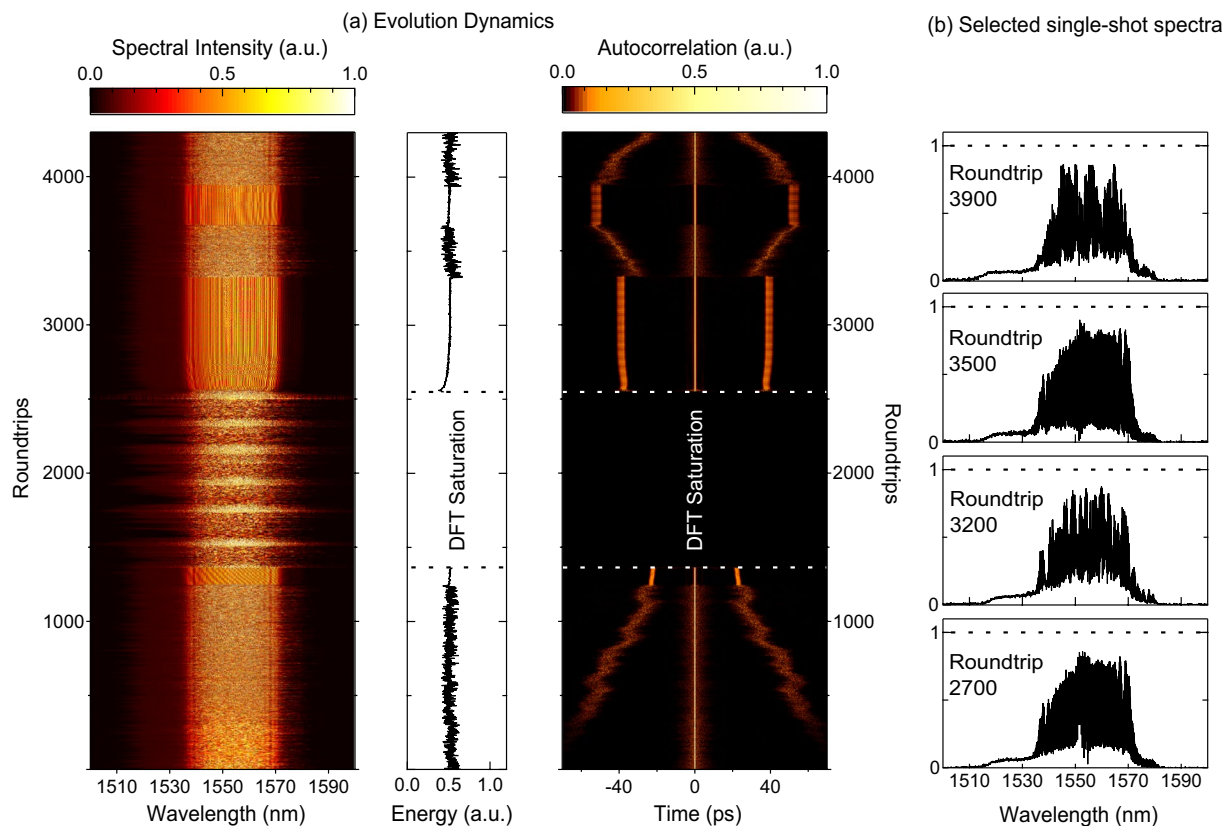


Figure 5. Intermittency in Molecule Dynamics. For DFT measurements over 4300 roundtrips, (a) shows the measured DFT spectra, integrated energy and autocorrelation function. (b) Shows selected spectra at the roundtrip numbers indicated. From Roundtrips 1400–2620 the DFT spectra showed evidence of saturation and so the energy and autocorrelation are not calculated in this regime. The figure shows several different regimes: unstable molecule evolution with decreasing temporal separation between pulses (Roundtrips 1–1245); Short-lived stable molecule formation (Roundtrips 1246–1360); a series of periodic explosions (Roundtrips 1361–2550); quasi-stable molecule propagation (Roundtrips 2551–3320); unstable molecule evolution with increasing temporal separation between pulses (Roundtrips 3321–3670); quasi-stable molecule propagation (Roundtrips 3671–3940); unstable molecule evolution with decreasing temporal separation between pulses (Roundtrips 3941–4300).

Intermittency and Explosions. A central feature of nonlinear dissipative systems is intermittency, the irregular and aperiodic transition of a system between different stable and/or unstable dynamical states. Such intermittent behaviour has been reported in a number of previous DFT studies of mode-locked lasers, and includes notably the process of chaotic noise bursts and soliton explosion dynamics occurring aperiodically during phases of otherwise stable laser operation^{15,39}.

This class of behaviour was observed in our laser system as the pump power was increased to 175 mW, above the upper limit of 160 mW corresponding to stable molecule formation. At this higher pump power, qualitatively different classes of instability were observed depending on the waveplate orientation, and the spectra captured via DFT for two typical regimes are shown in Figs 5 and 6.

The results in Fig. 5 show results over an extended measurement window of 4300 roundtrips, clearly illustrating a range of different dynamical features. Here Fig. 5a plots the spectra, the associated energy and the corresponding computed autocorrelation function, and Fig. 5b plots selected spectra at the roundtrips indicated. Note that a portion of this data sequence (in the soliton explosion regime) exhibited saturation in the measured DFT spectra (see Methods), and in this regime, it is not possible to compute the energy or autocorrelation.

Examining Fig. 5 in detail reveals an initial phase of unstable molecule evolution with fluctuating energy and unstable yet generally decreasing temporal separation (Roundtrips 1–1245). This is followed by a short-lived regime of stable molecule formation with constant energy (Roundtrips 1246–1360) followed by a series of periodic explosions (Roundtrips 1361–2550). After the explosions we see quasi-stable molecule propagation with slowly increasing energy and near-constant temporal separation in the autocorrelation (Roundtrips 2551–3320). This is then followed by another regime of unstable molecule evolution with increasing temporal separation (Roundtrips 3321–3670), quasi-stable molecule propagation (Roundtrips 3671–3940) and unstable molecule evolution with decreasing temporal separation (Roundtrips 3941–4300). For completeness, Fig. 5b also shows some selected spectra at particular roundtrips as indicated, and we note that all these spectra do not show saturation (the dashed line shows the saturation level.)

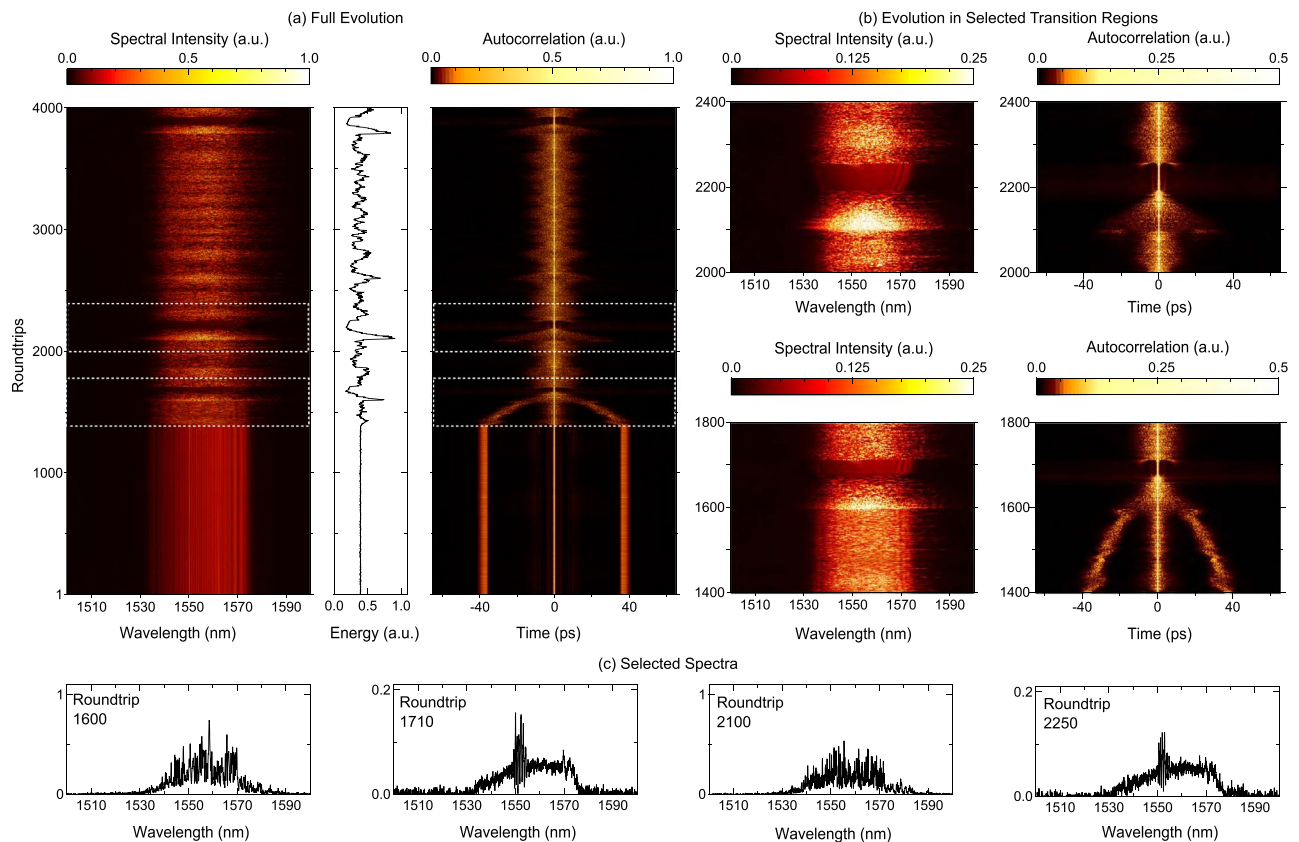


Figure 6. Intermittency in Explosion Dynamics. DFT measurements over 4000 roundtrips showing the collapse of stable bound molecule states to a regime of chaotic evolution and soliton explosions. **(a)** Shows the measured DFT spectra, integrated energy and autocorrelation function. **(b)** Expanded views of spectra and autocorrelation showing two examples of the short-lived emergence of a stable pulse following a soliton explosion. A saturated color map is used in the expanded views to highlight the transient stable regime. Note how the transient modulation near the spectral centres at roundtrip 1700 and 2250 is associated with a temporal signature in the autocorrelation function corresponding to a short-lived delayed secondary pulse. **(c)** Shows extracted spectral profiles at specific roundtrips as shown.

Figure 6 shows another example of the dynamics observed in our laser, where different waveplate positions led to the catastrophic collapse of a stable molecule state into chaotic dynamics. An example is shown in Fig. 6a which plots the DFT spectra, energy and autocorrelation over 4000 roundtrips, showing stable molecule propagation (40 ps temporal separation) up to ~ 1400 roundtrips, before the onset of very large fluctuations in energy $\sim 50\%$ and aperiodic spectral “explosions”. The autocorrelation in particular shows how the explosion regime is associated by the two distinct pulses leaving their stable regime to approach each other and then collide, behaviour which has also been seen in ref.³⁹. Related temporal evolution dynamics have been also seen in other systems^{27,29,38}, and our results provide further confirmation of the ubiquitous nature of this behaviour in dissipative soliton lasers.

Figure 6b plots expanded views of the chaotic dynamics showing how a spectral explosion is followed by the short lived emergence (50–100 roundtrips) of a distinct single pulse state. This pulsed state is clearly unstable, however, and suddenly collapses into a broadband noisy spectrum. Extracted spectral profiles Fig. 6c show this for several cases: evolution from roundtrip 1600 to roundtrip 1710; and a second example from 2120 evolving to roundtrip 2250. Of further interest in the expanded views in Fig. 6b is the even shorter-lived appearance (20 roundtrips) of an oscillatory structure on the spectrum around roundtrips 1710 and 2250. This is associated with a low amplitude temporal feature in the autocorrelation function centred around $\sim \pm 10$ ps in both cases, and we can therefore interpret the modulation as arising from the growth and decay of secondary pulses. A similar spectral feature was also seen in Fig. 3.

To our knowledge, such short-lived quasi-stable pulse dynamics appearing within a chaotic regime of spectral explosions has never been reported in any mode-locked laser, and our results highlight the great utility of the DFT technique to capture even highly complex transient processes in dissipative soliton systems. More generally, the results in Figs 5 and 6 show a rich landscape of multiscale nonlinear dynamics, but capturing this in full detail to explore effects such as period recurrence will require measurements over a significantly larger number of roundtrips. Particular behaviour that could form the focus of future work in this area could be correlating the explosion dynamics with the duration of the intervening quasi-stable regime, and possible quantization effects in the temporal pulse separation even in the unstable regime.

Discussion and Conclusions

The results in this paper provide further evidence of the tremendous utility of real-time spectral measurements using DFT to characterize instabilities in mode-locked lasers. Our results are the first such characterization of a soliton-similariton fibre laser system, and reveal a range of dynamical instabilities including pulse build-up dynamics, chaotic evolution and oscillation in the relative phase of bound-state molecules. We also reported what we believe to be a previously-unobserved regime of operation associated with the intermittent appearance of short-lived stable single pulses within a phase of otherwise chaotic explosion-like dynamics.

Although the soliton-similariton configuration is considered to be a particularly robust class of optical fibre laser⁵⁵, our results show that it still yields regimes of unstable operation similar to those reported across a wide range of other laser designs. This suggests that instabilities such as soliton explosions and intermittence are a universal feature of dissipative soliton systems transitioning from noise to stability. We expect that the study of these universal instabilities using real-time techniques such as the DFT will provide even more insights into the underlying nonlinear dynamics, helping to more precisely identify the cavity regimes associated with stable operation suitable for applications.

A further important area of research will be to develop numerical models capable of reproducing the diverse range of dynamical scenarios seen in our experiments (and in other related work^{38,39}). In particular, although previous numerical simulations have reproduced certain phenomena such as periodic soliton explosions and soliton molecule evolution^{15,32,56}, we anticipate that the modelling of the particularly rich intermittency dynamics seen here will constitute a very fruitful area of future work.

Methods

Experimental Setup. Our mode-locked laser ring cavity is shown in Fig. 1a. Similariton evolution occurs in a 976 nm pumped erbium-doped fiber amplifier constructed of length $L_{AB} = 11$ m of OFS R37003 fibre with normal GVD $\beta_2 = +40 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$ and nonlinear parameter $\gamma = 0.006 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$. We used a co-propagating pump geometry to favour self-similar pulse characteristics⁵⁷. The other fibre segments had anomalous dispersion. Segments of SMF28 with $\beta_2 = -21.7 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$ and $\gamma = 0.0011 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ had lengths of: $L_{BC} = 1$ m, $L_{EF} = 0.42$ m, $L_{GH} = 6.8$ m. Segments of HI1060 with $\beta_2 = -11.1 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$ and $\gamma = 0.0037 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ had lengths: $L_{CD} = 0.5$ m and $L_{DE} = 0.5$ m. A segment of HI1060 FLEX with $\beta_2 = -7.0 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$ and $\gamma = 0.0017 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ had length of: $L_{HA} = 1$ m. The saturable absorber section consisted of free space propagation in air over 26.5 cm and an estimated propagation distance in bulk optical elements (waveplates, PBS, collimating lenses and the filter) of 1.6 cm. The net cavity dispersion of the laser calculated over one round-trip is normal with value 0.24 ps^2 .

The laser was mode-locked using the nonlinear polarisation evolution (NPE) technique where the transfer function of the polarization-selective bulk elements acts as a saturable absorber, adjusted by tuning the wave plate orientations⁴³. The bandwidth of the pulses incident upon the bulk elements was ~ 25 nm and this was reduced by an intracavity filter (Andover 155FSX-1025, 80% peak transmission, bandwidth of 10 nm FWHM) before the soliton-reshaping segment G–A. In this context, we note that although a dissipative soliton laser can be readily constructed to lase with segments of both normal dispersion (usually the amplifier) and anomalous dispersion (usually passive fibre), this in itself does not guarantee that the laser will operate in a soliton-similariton regime. Achieving evolution that exhibits self-similar characteristics in the amplifier segment requires that the input pulse to the amplifier possess a particular peak power and pulse width, and it is here that the precise choice of the spectral filter bandwidth before the length of the passive anomalous dispersion fibre is especially important.

When adjusting the waveplate positions to observe mode-locked operation, we used a 5 GHz detector to monitor the developing pulse envelope on an ultrafast oscilloscope and an RF spectrum analyser to monitor the corresponding frequency comb. For the results in Fig. 2a, the waveplate which was adjusted to see the transition between stable and unstable operation was the quarter-wave plate positioned after the spectral filter (see Fig. 1a). However we observed that a similar transition could be observed by adjusting any of the waveplates in the saturable absorber section.

Pulse characterization in stable operation used a standard optical spectrum analyser (Anristu MS9710B) with 0.07 nm resolution and a second harmonic generation FROG setup. For the soliton molecule states with strong spectral modulation, the frequency-domain marginal computed from the fundamental spectrum was used to compensate for the bandwidth limitation of the FROG setup at the second harmonic wavelength⁴⁴. The usual FROG retrieval errors for single pulses were typically $G < 0.005$ whereas for molecule states were typically $G < 0.015$, the higher value in the latter case being consistent with the greater fraction of the computational grid occupied by non-zero data⁴⁴.

In stable operation, the pulse durations (FWHM) after the EDF (measured at the 1% coupler, point D) were typically ~ 8.1 ps, and before injection to the EDF (measured at the 5% coupler) were typically ~ 1.4 ps. At 80 mW pump power, average power measured at the 1% coupler (point D) was typically 0.32 mW, in point H was 2.98 mW and at the PBS output typically 5.32 mW. For the particular stable single pulse results shown in Fig. 2b, the temporal and spectral widths (FWHM) were respectively $\Delta\tau = 7.2$ ps and $\Delta\nu = 3.1$ THz (25 nm), with the highly-chirped nature of the pulse reflected in the large time-bandwidth product of $\Delta\tau \Delta\nu = 22.3$. For the stable molecule state results in Fig. 2e, the retrieved pulse duration is 8.2 ps with a comparable spectral width to the single-pulse case, but with strong fringe contrast in the associated spectrum as seen in the measurements with both the OSA (Fig. 2f) and DFT (Fig. 2g). The temporal separation between the pulses is 39.75 ps, consistent with the 0.2 nm (25.2 GHz) modulation in the spectrum.

DFT Measurements and Analysis. To capture instabilities on the single-shot level, we used a DFT set up based on propagation in a dispersion compensating fibre (DCF) with a total dispersion of $+1015 \text{ ps}^2$ (790.7 ps nm^{-1}). The signal was detected with a 12.5-GHz photodiode (Miteq DR-125G-A) connected to the 30-GHz channel of an 80 GS⁻¹ real-time oscilloscope (LeCroy 845 Zi-A). The limiting spectral resolution (in

nm) can be readily calculated⁶, and is given by: $\delta\lambda = (B|D|z)^{-1} = 0.10$ nm where $B = 0.0125$ THz is the detection bandwidth, and the total dispersion $|D|_z = 790.7$ ps nm⁻¹.

It can be seen from Fig. 2 that the peak heights at the edge of the spectra measured using the DFT technique are reduced relative to those measured using the OSA, and this is attributed to the effect of the impulse response of the photodiode used to detect the stretched pulse at the DCF output. In this context, we first note that with the sign of dispersion used in the DCF, the long wavelengths in the spectrum actually correspond to the leading edge of the stretched pulse at the DCF output. We have confirmed numerically that when such an asymmetric stretched pulse is convolved with a typical asymmetric photodiode impulse response (i.e. steep leading edge followed by a slower decay on the trailing edge), the detected pulse displays reduced peak heights at the edges in a similar way as seen in the DFT measurements.

When capturing the startup dynamics with pump power shown in Fig. 3, the triggering procedure was as follows. After determining the peak of the DFT signal corresponding to stable mode-locked operation, the oscilloscope trigger was set at 90% of this value. The pump power was then reduced below mode-locking threshold until mode-locking ceased, before being increased again to the value corresponding to stable operation. As mode-locking develops from noise, the DFT scan is initiated when a noise spike reaches the 90% trigger level, and we found that this typically occurred around 500–1000 roundtrips before the transition from noise to stable operation. We note, however, that this procedure does not allow us to quantitatively relate the timescale of the build up dynamics to any characteristic timescale of the pump or amplifier system. To study this in more detail would require the ability to synchronize the modification of the pump parameters with the triggering of the DFT measurement with the use of an external reference.

When analyzing unstable spectra of molecule structures to determine the relative phase between the bound temporal pulses (Fig. 4), we used the method described in ref.²⁷ to determine the phase from the position of fringes near the spectral centre. In particular, considering two bound pulses centred on frequency ω_0 with temporal separation T and relative phase φ , the corresponding power spectrum is: $S(\omega) = |\tilde{E}(\omega - \omega_0)|^2 (1 + \cos[2\pi(\omega - \omega_0)/\Omega + \varphi])$ where $\tilde{E}(\omega - \omega_0)$ is the spectral amplitude of each pulse and $\Omega = 2\pi/T$ is the frequency separation between adjacent fringes in the modulated spectrum. Considering two fringe maxima at ω_1 and ω_2 bracketing ω_0 , the relative phase can be determined from: $\varphi = \pi(1 - [\omega_1 + \omega_2 - 2\omega_0]/\Omega)$. Note that this approach was extensively tested using numerical data and cross-checked using direct least-squares fitting of the modulated spectrum.

The field autocorrelation of the soliton molecule bound state was computed from the Fourier transform of the DFT spectra via the Wiener-Khinchin theorem. Specifically, for temporal and spectral amplitudes that are Fourier transform pairs i.e. $E(t) \leftrightarrow \tilde{E}(\omega)$, the Wiener-Khinchin theorem gives: $C(t) \leftrightarrow |\tilde{E}(\omega)|^2$ where the autocorrelation function $C(t) = \langle E^*(\tau)E(t + \tau) \rangle$. Note that we plot the magnitude of $C(t)$ in Figs 5 and 6.

Note that when recording measurements of unstable operating regimes, a tradeoff is needed between capturing low intensity events with sufficient dynamic range and avoiding saturation (manifested by truncation of the DFT spectra) during regimes of large energy fluctuations. In some instances, displaying the full range of dynamics requires that some regimes of data saturation are included, but it is important in these cases to clearly identify where saturation is occurring, such as indicated in the results shown in Fig. 5.

Finally for completeness, we give the experimental power values corresponding to the unstable modes of operation. For the regimes of dynamical phase evolution in the molecule results shown in Fig. 4 at 80 mW pump power, the output powers at the 1% coupler (point D) and at the PBS output respectively were: (a) 0.35 mW and 6.0 mW; (d) 0.32 mW and 5.5 mW; (g) 0.41 mW and 7.0 mW. The results in Fig. 5 were obtained with 170 mW pump power and with output powers at the 1% coupler (point D) and the PBS output respectively 0.52 mW and 8.4 mW. The results in Fig. 6 were obtained with 170 mW pump power and with output powers at the 1% coupler (point D) and the PBS output respectively 0.43 mW and 7.0 mW. Of course, for the unstable operation in Figs 5 and 6, these average power measurements cannot be reliably used to determine peak powers of any associated temporal structures because of the large variation in pulse characteristics from roundtrip to roundtrip.

Numerical Simulations. Our numerical model is based on a scalar modified nonlinear Schrödinger equation:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} = \hat{g}A + i\gamma|A|^2A - i\gamma\tau_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial \tau}, \quad (1)$$

where $A = A(z, \tau)$ is the complex pulse envelope, z is the propagation coordinate, and τ denotes the usual co-moving time in the pulse frame. The equation is solved with different parameters corresponding to each distinct fibre segment in the cavity, using an initial condition corresponding to a 2 ps Gaussian pulse with 100% random noise. Numerical propagation through all the cavity segments was performed iteratively until steady-state was reached. This model is similar to that used in previous studies of mode-locked fibre lasers^{22,42}. The dispersion and nonlinearity parameters for each fibre segment were as given in the preceding section. The Raman term in Eq. 1 used timescale $\tau_R = 5.0$ fs but Raman effects were found to play a negligible role in the laser dynamics. We note in this context that although this Raman model is an approximation⁵⁸, the negligible effect of the Raman term was confirmed by comparison with a full Raman model⁵⁹.

The gain parameter for the EDF is given by⁶⁰:

$$\hat{g}(\omega) = \frac{1}{1 + E/E_{\text{sat}}} \times \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2/\Omega_g^2}, \quad (2)$$

where g_0 is the unsaturated small-signal gain, $E = \int |A|^2 d\tau$ is the intracavity pulse energy in the EDF, and E_{sat} is a gain saturation energy parameter. ω_0 is the central transition frequency and Ω_g is the gain bandwidth. The saturable absorber transmittance is modelled by the transfer function:

$$T(\tau) = 1 - \frac{q_0}{1 + P(\tau)/P_0}, \quad (3)$$

where q_0 denotes the unsaturated loss, $P(\tau) = |A(z, \tau)|^2$ is the instantaneous pulse power, and P_0 is a saturation power. The spectral filter has a near Gaussian transmission profile with 10 nm bandwidth. To model the stable single pulse regime in Fig. 2c, the EDF parameters used were $g_0 = 0.78 \text{ m}^{-1}$, $E_{\text{sat}} = 0.4 \text{ nJ}$ and Ω_g corresponding to a bandwidth of 40 nm. The saturable absorber parameters used were $q_0 = 0.9$ and $P_0 = 150 \text{ W}$. For the stable double pulse molecule in Fig. 2d, the same EDF parameters were used but with $q_0 = 0.7$ and $P_0 = 70 \text{ W}$.

References

- Smith, P. Mode-locking of lasers. *Proceedings of the IEEE* **58**, 1342–1357, <https://doi.org/10.1109/proc.1970.7926> (1970).
- Haken, H. *Laser Light Dynamics, Volume II* (North Holland, 1986).
- Akhmediev, N. & Ankiewicz, A. (eds) *Dissipative Solitons* (Springer, 2005).
- Grelu, P. & Akhmediev, N. Dissipative solitons for mode-locked lasers. *Nature Photonics* **6**, 84–92, <https://doi.org/10.1038/nphoton.2011.345> (2012).
- Solli, D. R., Ropers, C., Koonath, P. & Jalali, B. Optical rogue waves. *Nature* **450**, 1054–1057, <https://doi.org/10.1038/nature06402> (2007).
- Goda, K. & Jalali, B. Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements. *Nature Photonics* **7**, 102–112, <https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.359> (2013).
- Solli, D. R., Herink, G., Jalali, B. & Ropers, C. Fluctuations and correlations in modulation instability. *Nature Photonics* **6**, 463–468, <https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.126> (2012).
- Wetzel, B. *et al.* Real-time full bandwidth measurement of spectral noise in supercontinuum generation. *Scientific Reports* **2**, 882, <https://doi.org/10.1038/srep00882> (2012).
- Godin, T. *et al.* Real time noise and wavelength correlations in octave-spanning supercontinuum generation. *Optics Express* **21**, 18452–18460, <https://doi.org/10.1364/OE.21.018452> (2013).
- Kolner, B. H. & Nazarathy, M. Temporal imaging with a time lens. *Optics Letters* **14**, 630–632, <https://doi.org/10.1364/ol.14.000630> (1989).
- Suret, P. *et al.* Single-shot observation of optical rogue waves in integrable turbulence using time microscopy. *Nature Communications* **7**, 13136, <https://doi.org/10.1038/ncomms13136> (2016).
- Närhi, M. *et al.* Real-time measurements of spontaneous breathers and rogue wave events in optical fibre modulation instability. *Nature Communications* **7**, 13675, <https://doi.org/10.1038/ncomms13675> (2016).
- Tikan, A., Bielawski, S., Sz waj, C., Randoux, S. & Suret, P. Single-shot measurement of phase and amplitude by using a heterodyne time-lens system and ultrafast digital time-holography. *Nature Photonics* **12**, 228–234, <https://doi.org/10.1038/s41566-018-0113-8> (2018).
- Runge, A. F. J., Agueraray, C., Broderick, N. G. R. & Erkintalo, M. Coherence and shot-to-shot spectral fluctuations in noise-like ultrafast fiber lasers. *Optics Letters* **38**, 4327–4330, <https://doi.org/10.1364/ol.38.004327> (2013).
- Runge, A. F. J., Broderick, N. G. R. & Erkintalo, M. Observation of soliton explosions in a passively mode-locked fiber laser. *Optica* **2**, 36–39, <https://doi.org/10.1364/OPTICA.2.000036> (2015).
- Liu, M. *et al.* Successive soliton explosions in an ultrafast fiber laser. *Optics Letters* **41**, 1181–1184, <https://doi.org/10.1364/ol.41.001181> (2016).
- Herink, G., Jalali, B., Ropers, C. & Solli, D. R. Resolving the build-up of femtosecond mode-locking with single-shot spectroscopy at 90 MHz frame rate. *Nature Photonics* **10**, 321–326, <https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.38> (2016).
- Herink, G., Kurtz, F., Jalali, B., Solli, D. R. & Ropers, C. Real-time spectral interferometry probes the internal dynamics of femtosecond soliton molecules. *Science* **356**, 50–54, <https://doi.org/10.1126/science.aal5326> (2017).
- Malomed, B. A. Bound solitons in the nonlinear Schrödinger-Ginzburg-Landau equation. *Physical Review A* **44**, 6954–6957, <https://doi.org/10.1103/physreva.44.6954> (1991).
- Akhmediev, N. & Ankiewicz, A. *Solitons: Non-linear pulses and beams* (Optical and Quantum Electronics Series, 5) (Chapman & Hall, 1997).
- Grelu, P., Belhache, F., Gutton, F. & Soto-Crespo, J.-M. Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser. *Optics Letters* **27**, 966–998, <https://doi.org/10.1364/ol.27.000966> (2002).
- Woodward, R. I. Dispersion engineering of mode-locked fibre lasers. *Journal of Optics* **20**, 033002, <https://doi.org/10.1088/2040-8986/aaa9f5> (2018).
- Suzuki, M. *et al.* Spectral periodicity in soliton explosions on a broadband mode-locked Yb fiber laser using time-stretch spectroscopy. *Optics Letters* **43**, 1862–1865, <https://doi.org/10.1364/ol.43.001862> (2018).
- Wei, Z.-W. *et al.* Pulsating soliton with chaotic behavior in a fiber laser. *Optics Letters* **43**, 5965–5968, <https://doi.org/10.1364/ol.43.005965> (2018).
- Sun, S., Lin, Z., Li, W., Zhu, N. & Li, M. Time-stretch probing of ultra-fast soliton dynamics related to Q-switched instabilities in mode-locked fiber laser. *Optics Express* **26**, 20888–20901, <https://doi.org/10.1364/oe.26.020888> (2018).
- Peng, J. *et al.* Real-time observation of dissipative soliton formation in nonlinear polarization rotation mode-locked fibre lasers. *Communications Physics* **1**, 20, <https://doi.org/10.1038/s42005-018-0022-7> (2018).
- Liu, X., Yao, X. & Cui, Y. Real-Time Observation of the Buildup of Soliton Molecules. *Physical Review Letters* **121**, 023905, <https://doi.org/10.1103/physrevlett.121.023905> (2018).
- Wang, X. *et al.* On the q-switching bunch dynamics in the build-up of stretched-pulse mode-locking. *Optics Express* **27**, 2747, <https://doi.org/10.1364/oe.27.002747> (2019).
- Liu, X. & Cui, Y. Revealing the behavior of soliton buildup in a mode-locked laser. *Advanced Photonics* **1**, 016003, <https://doi.org/10.1117/1.ap.1.1.016003> (2019).
- Cui, Y. & Liu, X. Revelation of the birth and extinction dynamics of solitons in SWNT-mode-locked fiber lasers. *Photonics Research* **7**, 423–430, <https://doi.org/10.1364/prj.7.000423> (2019).
- Li, B. *et al.* Real-time observation of round-trip resolved spectral dynamics in a stabilized fs fiber laser. *Optics Express* **25**, 8751–8759, <https://doi.org/10.1364/oe.25.008751> (2017).
- Krupa, K., Nithyanandan, K., Andral, U., Tchofo-Dinda, P. & Grelu, P. Real-Time Observation of Internal Motion within Ultrafast Dissipative Optical Soliton Molecules. *Physical Review Letters* **118**, 243901, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.243901> (2017).
- Ryczkowski, P. *et al.* Real-time full-field characterization of transient dissipative soliton dynamics in a mode-locked laser. *Nature Photonics* **12**, 221–227, <https://doi.org/10.1038/s41566-018-0106-7> (2018).
- Klein, A. *et al.* Ultrafast rogue wave patterns in fiber lasers. *Optica* **5**, 774–778, <https://doi.org/10.1364/optica.5.000774> (2018).
- Nishizawa, N., Jin, L., Kataura, H. & Sakakibara, Y. Dynamics of a Dispersion-Managed Passively Mode-Locked Er-Doped Fiber Laser Using Single Wall Carbon Nanotubes. *Photonics* **2**, 808–824, <https://doi.org/10.3390/photonics2030808> (2015).

36. Runge, A. F. J., Agueraray, C., Broderick, N. G. R. & Erkintalo, M. Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser. *Optics Letters* **39**, 319–322, <https://doi.org/10.1364/ol.39.000319> (2014).
37. Chowdhury, S. D., Gupta, B. D., Chatterjee, S., Sen, R. & Pal, M. Rogue waves in a linear cavity Yb-fiber laser through spectral filtering induced pulse instability. *Optics Letters* **44**, 2161–2164, <https://doi.org/10.1364/ol.44.002161> (2019).
38. Peng, J. & Zeng, H. Dynamics of soliton molecules in a normal-dispersion fiber laser. *Optics Letters* **44**, 2899–2902, <https://doi.org/10.1364/ol.44.002899> (2019).
39. Peng, J. & Zeng, H. Soliton collision induced explosions in a mode-locked fibre laser. *Communications Physics* **2**, <https://doi.org/10.1038/s42005-019-0134-8> (2019).
40. Du, Y., Xu, Z. & Shu, X. Spatio-spectral dynamics of the pulsating dissipative solitons in a normal-dispersion fiber laser. *Optics Letters* **43**, 3602–3605, <https://doi.org/10.1364/ol.43.003602> (2018).
41. Dudley, J. M., Finot, C., Richardson, D. J. & Millot, G. Self-similarity in ultrafast nonlinear optics. *Nature Physics* **3**, 597–603, <https://doi.org/10.1038/nphys705> (2007).
42. Oktem, B., Ülgüdür, C. & Ilday, F. O. Soliton–similariton fibre laser. *Nature Photonics* **4**, 307–311, <https://doi.org/10.1038/nphoton.2010.33> (2010).
43. Noske, D., Pandit, N. & Taylor, J. Subpicosecond soliton pulse formation from self-mode-locked erbium fibre laser using intensity dependent polarisation rotation. *Electronics Letters* **28**, 2185–2186, <https://doi.org/10.1049/el:19921402> (1992).
44. Trebino, R. *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Springer, 2002).
45. Dudley, J. M. *et al.* Complete characterization of ultrashort pulse sources at 1550 nm. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **35**, 441–450, <https://doi.org/10.1109/3.753649> (1999).
46. Billet, C., Dudley, J. M., Joly, N. & Knight, J. C. Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fiber compression of optical similaritons around 1550 nm. *Optics Express* **13**, 3236, <https://doi.org/10.1364/oe.13.003236> (2005).
47. Ortaç, B. *et al.* Generation of parabolic bound pulses from a Yb-fiber laser. *Optics Express* **14**, 6075–6083, <https://doi.org/10.1364/oe.14.006075> (2006).
48. Martel, G. *et al.* On the possibility of observing bound soliton pairs in a wave-breaking-free mode-locked fiber laser. *Optics Letters* **32**, 343–345, <https://doi.org/10.1364/ol.32.000343> (2007).
49. Coen, S. & Haelterman, M. Modulational Instability Induced by Cavity Boundary Conditions in a Normally Dispersive Optical Fiber. *Physical Review Letters* **79**, 4139–4142, <https://doi.org/10.1103/physrevlett.79.4139> (1997).
50. Peng, J. *et al.* Modulation Instability in Dissipative Soliton Fiber Lasers and Its Application on Cavity Net Dispersion Measurement. *Journal of Lightwave Technology* **30**, 2707–2712, <https://doi.org/10.1109/jlt.2012.2204040> (2012).
51. Chen, H.-J. *et al.* Soliton Booting Dynamics in an Ultrafast Anomalous Dispersion Fiber Laser. *IEEE Photonics Journal* **10**, 1–9, <https://doi.org/10.1109/jphot.2018.2814578> (2018).
52. Chen, H.-J. *et al.* Buildup dynamics of dissipative soliton in an ultrafast fiber laser with net-normal dispersion. *Optics Express* **26**, 2972–2982, <https://doi.org/10.1364/oe.26.002972> (2018).
53. Ortaç, B. *et al.* Observation of soliton molecules with independently evolving phase in a mode-locked fiber laser. *Optics Letters* **35**, 1578–1580, <https://doi.org/10.1364/ol.35.001578> (2010).
54. Zavyalov, A., Iliev, R., Egorov, O. & Lederer, F. Dissipative soliton molecules with independently evolving or flipping phases in mode-locked fiber lasers. *Physical Review A* **80**, 043829, <https://doi.org/10.1103/physreva.80.043829> (2009).
55. Dudley, J. M. Nonlinear attraction. *Nature Photonics* **4**, 272–274, <https://doi.org/10.1038/nphoton.2010.98> (2010).
56. Du, Y. & Shu, X. Dynamics of soliton explosions in ultrafast fiber lasers at normal-dispersion. *Optics Express* **26**, 5564–5575, <https://doi.org/10.1364/OE.26.005564> (2018).
57. Kruglov, V. I., Peacock, A. C., Dudley, J. M. & Harvey, J. D. Self-similar propagation of high-power parabolic pulses in optical fiber amplifiers. *Optics Letters* **25**, 1753–1755, <https://doi.org/10.1364/ol.25.001753> (2000).
58. Erkintalo, M., Genty, G., Wetzel, B. & Dudley, J. M. Limitations of the linear Raman gain approximation in modeling broadband nonlinear propagation in optical fibers. *Optics Express* **18**, 25449–25460, <https://doi.org/10.1364/oe.18.025449> (2010).
59. Dudley, J. M., Genty, G. & Coen, S. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Reviews of Modern Physics* **78**, 1135–1184, <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.78.1135> (2006).
60. Yarutkina, I. A., Shtyrina, O. V., Fedoruk, M. P. & Turitsyn, S. K. Numerical modeling of fiber lasers with long and ultra-long ring cavity. *Optics Express* **21**, 12942–12950, <https://doi.org/10.1364/oe.21.012942> (2013).

Acknowledgements

C.L., F.M., C.B., T.S. and J.M.D. acknowledge support from the French Investissements d’Avenir programme, project ISITE-BFC (contract ANR-15-IDEX-0003) and the project EUR (ANR-17-EURE-0002). G.G. acknowledges support from the Academy of Finland (grants 298463 and 318082).

Author Contributions

C.L. and C.B. developed the experimental setup, and experiments were conducted by C.L., C.B. and P.R. Data analysis and interpretation of the results was performed by C.L. with contributions by F.M., C.F., T.S. and G.G. F.M. also developed and performed the numerical simulations. J.M.D. participated in all experiments and analysis and also provided overall project supervision. All authors contributed to the writing of the manuscript.

Additional Information

Competing Interests: The authors declare no competing interests.

Publisher’s note Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.



Open Access This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License, which permits use, sharing, adaptation, distribution and reproduction in any medium or format, as long as you give appropriate credit to the original author(s) and the source, provide a link to the Creative Commons license, and indicate if changes were made. The images or other third party material in this article are included in the article’s Creative Commons license, unless indicated otherwise in a credit line to the material. If material is not included in the article’s Creative Commons license and your intended use is not permitted by statutory regulation or exceeds the permitted use, you will need to obtain permission directly from the copyright holder. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>.

© The Author(s) 2019



Dispersive Fourier transform characterization of multipulse dissipative soliton complexes in a mode-locked soliton-similariton laser

CORALINE LAPRE,¹ CYRIL BILLET,¹ FANCHAO MENG,¹ GOËRY GENTY,²  AND JOHN M. DUDLEY^{1,*} 

¹Institut FEMTO-ST, Université Bourgogne Franche-Comté CNRS UMR 6174, Besançon, 25000, France

²Photonics Laboratory, Tampere University, Tampere, FI-33104, Finland

*john.dudley@univ-fcomte.fr

Abstract: We use the dispersive Fourier transform to spectrally characterize “multipulse soliton complexes” in a dissipative soliton fiber laser operating in the soliton-similariton regime. These multipulse complexes consist of two or more circulating dissipative solitons of picosecond duration, but with temporal separations of ~5–40 ns, three orders of magnitude greater than the individual pulse durations. The results we present include a multipulse complex of 9 distinct single soliton pulses with ~10 ns separation, as well as a multipulse complex where a soliton molecule of two bound pulses separated by ~40 ps coexists with multiple single pulses with separations of ~30 ns. We also use the dispersive Fourier transform to characterize breathing and transition dynamics in this multipulse regime, and our results add further to the experimental characterization of the diverse range of nonlinear structures in dissipative soliton systems.

© 2020 Optical Society of America under the terms of the [OSA Open Access Publishing Agreement](#)

1. Introduction

Ultrafast mode-locked lasers that exploit nonlinearity in the pulse formation process are well-known to display a rich landscape of “dissipative soliton” dynamics, resulting from the interplay of the nonlinearity with dispersion and dissipation. Although such laser instabilities have been known and studied for many years, their properties have recently received greatly renewed attention because of the development of advanced measurement techniques that allow their single-shot measurement in real-time [1–4]. This has allowed roundtrip-to-roundtrip variations in circulating pulse characteristics to be readily observed, providing a new window into understanding laser instabilities and how they develop.

A technique of this kind that has proven very straightforward to implement experimentally is the dispersive Fourier transform (DFT) that enables measurement of single-shot spectra at MHz repetition rates. The first experiments using DFT to study mode-locked laser instabilities characterized incoherent noise-like fluctuations in a soliton mode-locked fiber laser [5], and this was followed by the measurement of rogue wave fluctuations [6], soliton “explosion” (or collapse and recovery) dynamics [7], and both soliton explosions and chaotic soliton evolution [8]. The DFT technique was also applied to a Kerr-lens mode-locked Ti:Sapphire laser, directly allowing pulse build-up from noise to be characterized [3]. Subsequent experiments with a Kerr-lens mode-locked Ti:Sapphire laser reported DFT measurements of spectral interference between closely-spaced pulses in the cavity [9], revealing bound state soliton “molecule” states, known to be characteristic of dissipative soliton laser systems [10–12].

Following these initial experiments, more recent work has applied DFT to wider classes of laser instabilities [4,13–18], further studies on pulse buildup [19–23], characterization of soliton breathing processes [24–28], and the study of bound state soliton molecules [9,29–31]. Another class of dynamics attracting attention in the context of DFT characterization is that of “multipulse soliton complexes.” In this regime, the laser operation is associated with two or more

circulating soliton structures of picosecond duration, but with nanosecond temporal separations [32]. DFT studies of this regime have focussed on a range of different characteristics, including stable double-pulse mode-locking [33], harmonic mode-locking [34], as well as a wide-range of unstable evolution dynamics [35–38].

In this paper, we extend the use of DFT to study such multipulse complexes by reporting their experimental characterization in a soliton-similariton laser where these dynamics have not previously been reported. Our experiments show both the formation of complex states of multiple bound singlet and molecule pulses, as well as breathing multipulse dynamics over 100's of round trips. These results add further to the experimental characterization of the diverse range of nonlinear structures in dissipative soliton systems.

2. Experimental setup and the multipulse regime

Figure 1 shows the experimental setup and illustrates the general properties of the multipulse complexes that we study here. The laser in Fig. 1(a) is a soliton-similariton ring cavity design operating at wavelength ~ 1555 nm which consists of four key elements: (i) a normal dispersion amplifying erbium doped fiber (EDF) in which self-similar pulse evolution occurs; (ii) standard single-mode fibre (SMF 28) in which soliton evolution occurs; (iii) a saturable absorber based on nonlinear polarization rotation [39] to initiate and sustain mode-locking; (iv) a spectral filter to match soliton and self-similar propagation [40].

In more detail (referring to Fig. 1(a)), the 976 nm pumped EDF has length $L_{AB} = 11$ m and was based on OFS R37003 fibre with group velocity dispersion (GVD) $\beta_2 = +40 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$. The lengths of SMF 28 segments with $\beta_2 = -21.7 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$ are: $L_{BC} = 1$ m, $L_{EF} = 0.42$ m, and $L_{GH} = 6.8$ m. The lengths of HI1060 segments with $\beta_2 = -11.1 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$ are: $L_{CD} = 0.5$ m and $L_{DE} = 0.5$ m. The length of an HI1060 FLEX segment with $\beta_2 = -7.0 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$ is $L_{HA} = 1$ m. The net roundtrip cavity dispersion is $+0.24 \text{ ps}^2$. The laser repetition rate is 9.5 MHz (cavity round-trip time of 105 ns). The use of the HI1060 fiber-pigtailed output coupler (between points C and E) was in order to have reduced GVD in the output coupling fibre to minimize self-compression of the chirped similariton pulses. However, the use of such HI1060 fiber is not essential, and the laser operates with very similar characteristics using a standard SMF28-based coupler. We also note that when using nonlinear polarization rotation as a saturable absorber mechanism, the overall effective laser output coupling (via the polarizing beam splitter) varies as a function of the polarization adjustment, and this can have an additional influence on the observed dynamics.

The laser output was characterized using a 0.07 nm resolution optical spectrum analyser (OSA, Anristu MS9710B), average power monitoring, and a DFT setup. The DFT temporally disperses an optical pulse such that the stretched temporal intensity has the same form as the pulse spectrum [2]. The stretched signal was detected using a fast photodiode (Miteq DR-125G-A) and real-time oscilloscope (LeCroy 845 Zi-A, 30-GHz channel, 80 GS s^{-1}), with the stretched pulse timebase t related to optical frequency ν by the transformation $2\pi\nu = t/(\beta_2 z)$, with $\beta_2 z$ the total accumulated dispersion in the stretching fiber. Note that we used different stretching fibers in different experiments, and we give the corresponding values below as appropriate. The corresponding spectral resolution (in nm) is conveniently expressed as $\Delta\lambda = (B|D|z)^{-1}$ where $B = 12.5 \text{ GHz}$ is the overall detection bandwidth, and the dispersion parameter $D = -(2\pi c/\lambda^2)\beta_2$ [2]. Of course, when performing DFT measurements it is essential that the propagation in the DCF is strictly linear [2], and this was achieved in our experiments via inline attenuation prior to injection in the DCF. The fidelity of the DFT measurements was confirmed by comparing the averaged spectrum measured on the OSA with the DFT spectrum as discussed below. We also note that some recent studies of fiber laser instabilities have combined DFT characterization with simultaneous ultrafast photodiode characterization of the corresponding temporal pulse trains [27,42]. Combined spectral and spatio-temporal analysis provides additional insight into

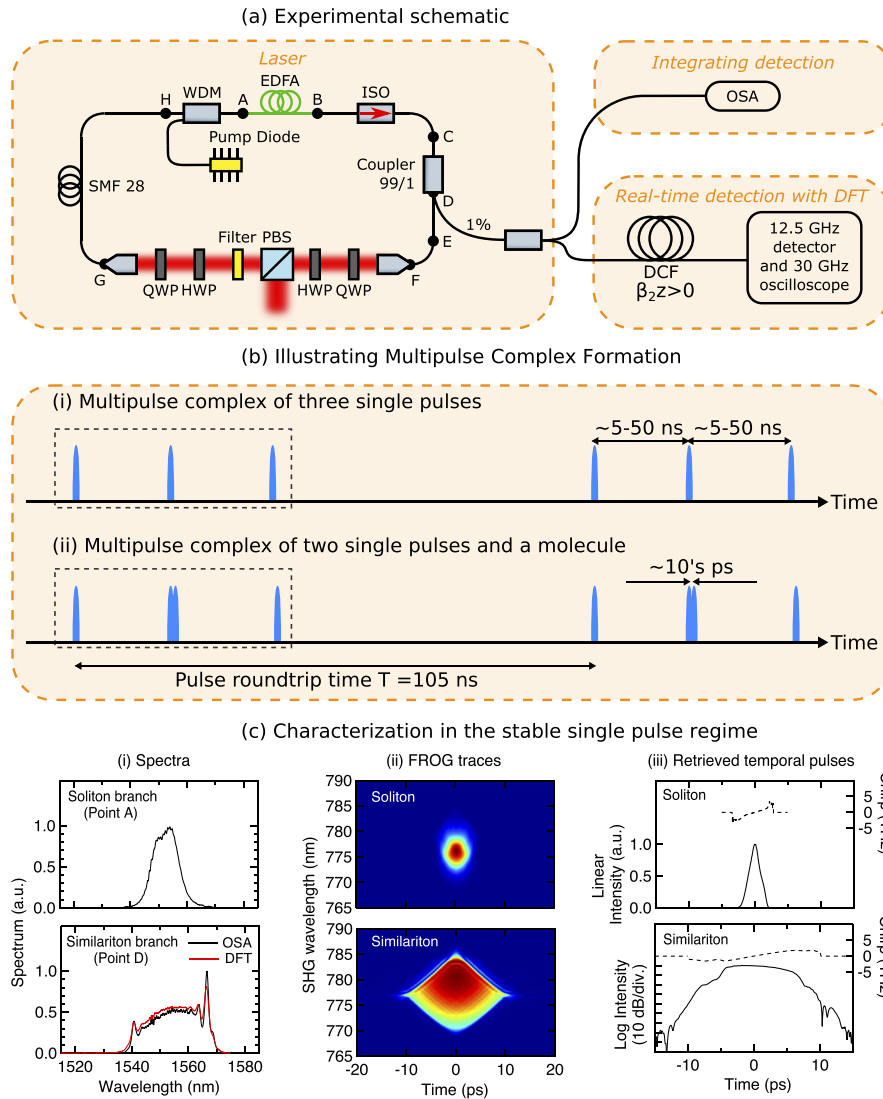


Fig. 1. (a) Setup: EDF, Erbium-doped fibre; ISO, optical isolator; WDM, wavelength-division multiplexer; QWP, quarter-wave plate; HWP, half-wave plate; PBS, polarizing beamsplitter; OSA, optical spectrum analyzer; FROG, frequency-resolved optical gating; DCF, dispersion-compensating fibre; DFT, dispersive Fourier transform. The intracavity filter had 10 nm bandwidth. Further details of the setup are in Ref. [41]. (b) Illustrating the temporal structure of the observed multipulse complexes. (i) The dashed box shows a complex of three distinct (picosecond) pulses separated by 5–40 ns; (ii) Shows a similar complex but where one of the constituent components is a soliton molecule consisting of two pulses separated by ~ 10 's of ps. (c) Pulse characterization in the stable regime for: (top) the soliton branch (at point A); (bottom) the similariton branch after the EDFA (at point D) showing: (i) Spectra, (ii) FROG traces, (iii) retrieved intensity (solid line, left axis) and chirp (dashed line, right axis). For the similariton spectra we compare OSA (black) and DFT (red) measurements, and we use a logarithmic scale for the similariton intensity to emphasize the low-amplitude wings.

the dynamics, but our experiments here are focussed on DFT measurements [9,15,43]. These readily allow us to extract both the number of multiple pulses, their nanosecond scale temporal separation, and their spectral content and evolution.

Previous studies of this laser in Ref. [41] focussed on characterizing operating regimes with only one circulating pulse or one molecule in the cavity. These regimes corresponded to pump powers in the range 30–80 mW, associated with linearly-chirped similariton pulses at the EDF output of duration ~ 7 –10 ps and spectral bandwidths ~ 20 –25 nm. Higher pump powers and/or detuned waveplate positions in the saturable absorber led to more unstable dynamics, but still with only one intracavity circulating pulse.

The results we report here were obtained by studying the laser operation over a wider parameter range of pump power and waveplate positions, which yielded the observation of multipulse complexes as illustrated schematically in Fig. 1(b). For example, Fig. 1(b-i) illustrates a complex of 3 distinct solitons, where the individual pulses have characteristics comparable to those seen in the single-pulse regime (i.e. bandwidths ~ 20 –25 nm and picosecond duration), but with temporal separations ~ 25 –40 ns, orders of magnitude larger than the pulse duration, but still less than the cavity roundtrip time. Experimentally, the exact temporal separations observed varied with both pump power and the orientation of the waveplates, even when varied over only a few degrees. In addition to multipulse complexes consisting only of single picosecond pulses, we also recorded cases where both single soliton pulses and soliton molecules co-existed, as illustrated in Fig. 1(b-ii). Here, the distinct pulses have picosecond duration, the separation in the bound state molecule is also picosecond duration, but again the separation between these different picosecond components of the complex is ~ 5 –40 ns.

Although Fig. 1(b) is only a schematic illustration, experimental results for similar cases are presented below. In this regard, we remark that the DFT is ideally suited to characterize the sequential spectra of pulses that form a multipulse complex, as the DFT measurement yields both the spectra of each pulse in the state, as well as their temporal separation. It is of course necessary in this case that the amount of dispersive stretching for each pulse in the complex is less than the separation between successive pulses so that there is no spectral overlap. Yet at the same time, it is desirable to optimise the amount of stretching that occurs to improve spectral resolution. As we shall see below, we implemented the DFT using different stretching fibres with different values of $\beta_2 z$ depending on the particular characteristics of the multipulse complexes observed under different conditions.

Finally in discussing the experimental setup, for completeness we show in Fig. 1(c) results of second harmonic generation (SHG) frequency-resolved optical gating (FROG) measurements [44,45] in the stable single-pulse laser regime. These illustrate pulse characteristics for: (top) the soliton branch (at point A) and (bottom) the similariton branch after the EDFA (at point D). In each case we show: (i) spectra, (ii) FROG traces, (iii) retrieved intensity (solid line, left axis) and chirp (dashed line, right axis). For the similariton spectra we compare OSA (black) and DFT (red) measurements as this comparison provides a stringent test of the fidelity of the DFT technique. Note that the similariton results were previously also described in Ref. [41].

The spectral and temporal characteristics of the pulses in the two branches of the cavity are clearly very different, with the contrast in the localization characteristics especially apparent in the FROG traces. We also note that the spectrum of the pulse from the similariton branch in Fig. 1(c-i) shows pronounced spectral modulation peaks particularly on the long wavelength edge. Such spectral features are typical of similariton pulses (and indeed pulses from many other normal dispersion fibre laser designs) as previously noted by several authors [26,46]. The physical origin of these peaks is both due to the intrinsic nature of the chirp across the pulse that induces spectral modulation because of the interference of two waves of the same frequency but different phases [47], as well as the effect of spectral filtering [46]. For our laser, the long wavelength peak appears enhanced because of asymmetric amplifier gain. In particular, the gain maxima

in an EDF depends on factors such as the active ion dopant level, the pump power and pump geometry, as well as the fiber length, and can be shifted to either longer or shorter wavelengths depending on the particular configuration used [48]. In our case, the gain maxima was observed around 1570 nm which leads to the enhancement of the long wavelength modulation peak.

Concerning the retrieved temporal characteristics in Fig. 1(c-iii), the similariton pulse (FWHM ~ 8.2 ps) shows the expected strong linear chirp and rapid fall-off in the temporal intensity, and we use a logarithmic intensity scale to emphasize the decaying wings of the pulse (characteristic of self-similar evolution [49]). As expected, the soliton is significantly shorter (FWHM ~ 2.1 ps) and we also see that it shows a linear chirp. This is due to the particular design of our cavity where we operate not with a fundamental soliton but with a soliton order $N \sim 2$ such that we see significant evolution in the anomalous dispersion soliton branch. Further details and numerical simulations of the intracavity pulse evolution in the cavity are given in Ref. [41]. We also note here that FROG measurements are not possible for the multipulse complexes studied here because the measured trace will be integrated over multiple pulses that will not necessarily possess identical characteristics. Nonetheless, intensity autocorrelation measurements were carried out to obtain an indication of a characteristic timescale associated with the multipulse states, and the spectral bandwidths ~ 20 – 25 nm reported below corresponding to measured intensity autocorrelation widths in the range 8–10 ps.

3. Results

Our first DFT results are shown in Fig. 2. These measurements were made with dispersion $\beta_{2z} = +468 \text{ ps}^2$ and corresponding spectral resolution of 0.22 nm. For Fig. 2(a), the results were obtained with a 976 nm pump power of 82 mW (just above the stable single-pulse regime) and an output power of 0.3 mW. The results show the DFT characterization of a complex state consisting of two distinct solitons separated by ~ 42 ns where we show (bottom) a false-color plot of successive DFT measurements over 200 roundtrips, and (top) one typical spectral profile (taken from the first roundtrip of the sequence). The two temporally-separated spectra here exhibit near-identical characteristics with spectral width of 23 nm and a spectral structure consistent with linearly-chirped parabolic pulse dissipative solitons [41]. The bottom axes of the false-color plot and the extracted spectral profiles directly show the DFT timebase in nanoseconds (to illustrate the temporal separation), but we also include a wavelength scale for the extracted spectral profiles using the appropriate time-to-wavelength mapping. Because of the large number and close spacing of the pulses seen in some of our multipulse states it is not practical to provide a separate wavelength scale for each constituent spectrum, but the wavelength scale shown in the upper plots also applies to the false-color DFT data. The central wavelength (determined from averaged OSA measurements) was 1555 nm. Note that the direction of increasing wavelength and time in these figures is reversed because of the sign of dispersion in the DFT stretching fiber.

Figure 2(b) plots similar data at a significantly higher pump power of 270 mW and a higher output power of 1 mW. These results show a remarkable complex of 9 pulses simultaneously circulating in the cavity, all with comparable spectral widths of ~ 18.5 nm but with non-identical temporal separations ranging from 9.7–12.0 ns. To our knowledge, such a multipulse complex with 9 pulses has not previously been characterized using DFT. Although we plot the DFT results in Fig. 2(a) and (b) over only 200 roundtrips, the multipulse states were stable over the full data acquisition of 4000 roundtrips and indeed, were observed to be essentially indefinitely stable over much longer timescales (operating periods of \sim hours) until the laser cavity parameters were modified. Similar degrees of long-term stability were also observed for the results below in Figs. 3 and 4.

Figure 3 presents results for a different class of multipulse complex where one of the constituent structures is a dissipative soliton molecule. We again show (bottom) a false-color plot of successive DFT measurements over 200 roundtrips, and (top) one typical spectral profile from the first

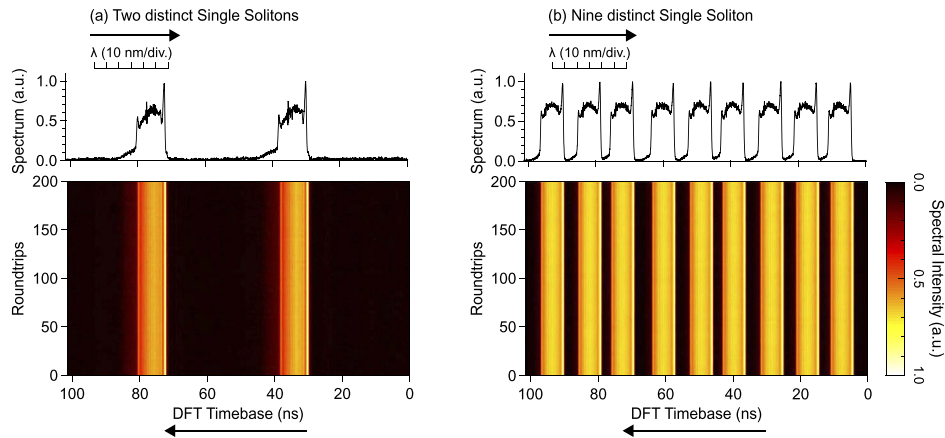


Fig. 2. Multipulse complex consisting of distinct single pulses showing (a) 2 single pulses and (b) 9 single pulses circulating in the cavity. The bottom subfigure in each case superposes results from DFT measurements over 200 cavity roundtrips while the top figure shows the spectral profile taken from the first roundtrip of the data sequence. The DFT timebase is plotted over the 105 ns range of a cavity roundtrip, while we also show the calibrated wavelength axis in nm when plotting the extracted spectra. The central wavelength is 1555 nm.

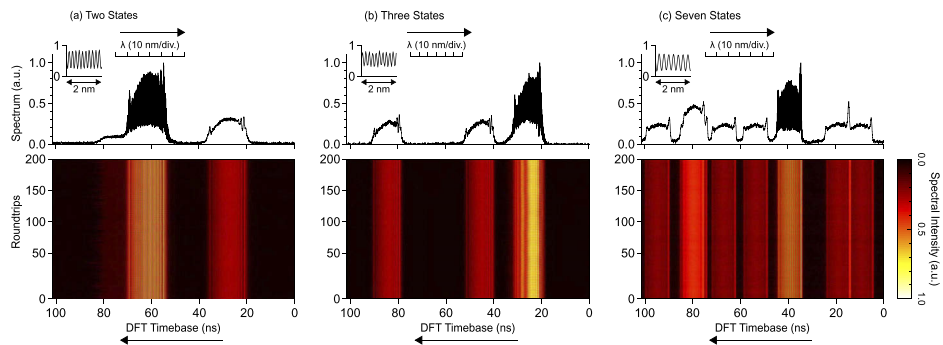


Fig. 3. Multipulse complexes that include a soliton molecule. (a) a molecule state and a distinct single pulse, (b) a molecule state and 2 distinct single pulses, (c) a molecule state and 7 distinct single pulses. The larger amplitude of the pulse around 80 ns is attributed to the incoherent superposition of two solitons. The insets in all cases show the fringes of the molecule structure over a 2 nm span near the spectral centre of 1555 nm.

roundtrip of the sequence. For example, considering the results in Fig. 3(a), we again see how the recorded DFT trace again consists of a series of two distinct structures separated by $\sim 10^2$'s of nanoseconds, but whilst the spectrum centred on ~ 25 ns is qualitatively similar to the results shown in Fig. 2, the spectrum centred on ~ 60 ns exhibits a clear spectral modulation signature of a molecule state [9]. These measurements used a DFT dispersion $\beta_{2z} = +610 \text{ ps}^2$ and spectral resolution of 0.17 nm. The inset highlights the fringes of the molecule structure over a 2 nm span near the spectral centre, with the 0.19 nm fringe spacing corresponding to a ~ 42 ps separation between the constituent molecule components. The fringe contrast of 70% in these measurements is attributed to the finite resolution of the DFT [41]. These results were obtained with a pump power of 175 mW, a laser output power of 0.6 mW, and the bandwidth of the individual pulses increased from that seen above in Fig. 2 to ~ 33 nm.

The results in Fig. 3(b) were obtained at a pump power of 270 mW and corresponding higher output power of 1 mW. These are in fact identical power values as those for the results in Fig. 2(b) but the qualitative behaviour of the laser here is significantly different because the laser was operated with different waveplate orientations. In particular, the results now show two single pulses coexisting with a molecule state. Note that we use a reduced DFT dispersion $\beta_{2z} = +468 \text{ ps}^2$ to avoid temporal overlap between the spectra. This of course leads to reduced spectral resolution of 0.22 nm compared to Fig. 3(a), and we see this in the slightly lower fringe contrast of 62%. The fringe spacing here is again 0.19 nm corresponding to a pulse separation of $\sim 42 \text{ ps}$ between the molecule components. The individual spectral width of the pulses here is $\sim 32 \text{ nm}$, comparable to that seen in Fig. 3(a).

For another orientation of the waveplates at the same power level (in particular by adjusting the quarter-wave plate positioned after the spectral filter) additional pulses were seen to coexist in the cavity as shown in Fig. 3(c). In this case, we plot results for a higher DFT dispersion of $\beta_{2z} = +610 \text{ ps}^2$ [as in Fig. 3(a)] to illustrate the issue of temporal overlap that can occur when measuring multiple pulses. In discussing these results, we first remark that we clearly see the presence of a molecule structure, and the fringe spacing here is 0.27 nm corresponding to a pulse separation of $\sim 30 \text{ ps}$ between the molecule components. We then see a sequence of additional distinct single pulses with non-identical separations in the range 9.5–21.2 ns, and we note the temporal overlap between the measured spectra around a DFT timebase value of $\sim 10 \text{ ns}$. The structure centred on the DFT timebase value of $\sim 80 \text{ ns}$ has around twice the intensity of the neighbouring spectra, but in fact a detailed examination of the spectral peaks in this case reveal that this structure in fact corresponds to two pulses, with a very small separation of 1.3 ns.

In addition to the stable states described above, it was also possible to capture regimes where the multipulse complexes would “breathe” over 50–100 roundtrips, and Fig. 4 shows typical results. In this case, the figure again shows a false-color sequence of DFT spectra (over 400 roundtrips), and we also show extracted spectral profiles at two selected roundtrips at points of minimum and maximum spectral expansion (see caption for details). The results in Fig. 4(a) were obtained for 175 mW pump power and 0.6 mW output power (the same power levels as in Fig. 3(a)) but with a particular waveplate orientation where breathing was observed. The DFT dispersion was $\beta_{2z} = +257 \text{ ps}^2$ (spectral resolution of 0.40 nm). Figure 4(a) shows a breathing state of 3 pulses, and for the same waveplate positions but a higher pump power of 285 mW (1 mW output power), Fig. 4(b) shows similar behaviour, but with 4 pulses per roundtrip.

These measurements of spectral breathing in the multipulse regime are complementary to those reported in other recent studies [26,27]. We note in this context that the results reported in Ref. [27] were noteworthy in including experimental measurements of corresponding periodic evolution in the time-domain, and also in using numerical simulations based on the complex cubic quintic Ginzberg-Landau equation to relate the physical origin of the breathing to the presence of the higher-order (quintic) gain term in the nonlinear model. Gain saturation was also found to play a role in another numerical study of similar behaviour [50].

Finally, in addition to results above showing stable or breathing multipulse complexes, we have also used DFT measurements to characterize a novel regime of transition instability dynamics around the position of stable multipulse operation. These results were recorded at a pump power of 175 mW as in Fig. 3(a) where we previously observed a stable single pulse-molecule complex. However, with waveplate detuning from this stable point, the laser entered into a regime of large amplitude spectral fluctuations. The DFT characterisation that captured this behavior is shown in Fig. 5 where we plot: (a) a sequence of DFT measurements over 3900 roundtrips that shows a series of unstable but localized pulses in the cavity up to ~ 1700 roundtrips, followed by collapse and the appearance of a chaotic spectrum. We were able to characterize only 3900 roundtrips in this regime because of oscilloscope storage limitations, and within this constraint (even with further parameter adjustment) we were unable to observe any evidence that the multipulse to

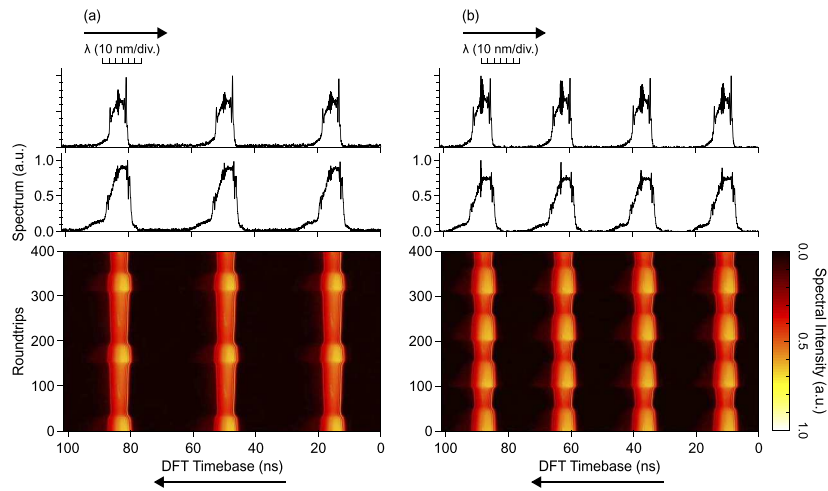


Fig. 4. Multipulse complexes exhibiting breathing dynamics. (a) Three single pulses (b) Four single pulses. The bottom figures show a sequence of measured DFT spectra over 400 roundtrips. The top figures show spectra at two selected roundtrips at points of minimum and maximum spectral expansion: (a) Roundtrips 158 and 203 respectively; (b) Roundtrips 102 and 163 respectively.

chaos transition was reversible or periodic. However, the study of potential intermittence in this regime may well be observable over longer timescales, as it is readily seen in other classes of dynamics with this laser system [41].

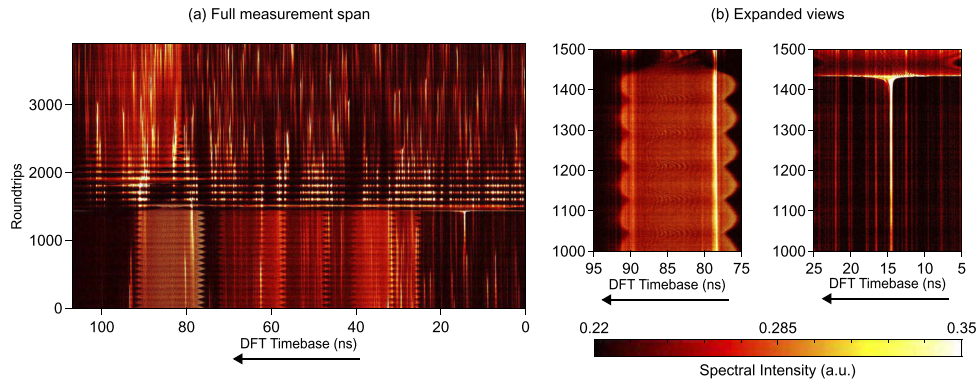


Fig. 5. Experimental DFT characterization of unstable dynamics in the multipulse regime. (a) shows measurements over 3900 roundtrips and the full 105 ns DFT timebase, illustrating unstable but localized multiple pulses up to ~ 1700 roundtrips followed by chaotic evolution. The expanded views in (b) show a short-lived quasi-stable breathing molecule structure (left, around a DFT timebase value of ~ 85 ns) and the clear spectral expansion signature of a soliton explosion (right, around DFT timebase of ~ 15 ns).

Several other features of the initial evolution regime are noteworthy. We show the evolution over roundtrips 1000-1500 for a DFT timebase value of ~ 85 ns in the expanded view in the left panel of Fig. 5(b), where we see a molecule structure that is well localized but which “breathes” with roundtrips. Related behaviour was reported in Refs [27,38] and linked to energy exchange between the molecule components associated with gain dynamics effects. For a DFT timebase

value of ~ 15 ns, the results in the right panel of Fig. 5(b) show rapid spectral expansion, and we note that this is very similar to the dynamics usually associated with below-threshold build up from noise, where the pulse energy dramatically changes before balance is reached between gain and loss, and dispersion and nonlinearity [23,33,41,51]. We also note the “on-off” behaviour seen between roundtrips 1500-2000 (across the full measurement window) which can be interpreted in terms of a Q-switching-like instability [23,33], and the multiple discrete lines in the chaotic regime that appear to be a universal feature of unstable dissipative soliton lasers [3,19,20,22,52].

4. Discussion and conclusions

In this paper, we have reported an experimental characterization of a range of “multipulse soliton complexes” in a dissipative soliton fiber laser operating in the soliton-similariton regime. The multipulse complexes included up to 9 picosecond-scale soliton structures simultaneously oscillating in the cavity, with the observed soliton structures also including bound state soliton molecules. This operating regime was observed at pump power levels greater than those associated with stable single pulse operation, and the detailed nature of the multipulse complexes observed depended sensitively on the orientation of the waveplates used to control the properties of the laser saturable absorber segment. Multipulse breather structures were also observed, and the study of an instability regime revealed the presence of breathing soliton molecules and soliton explosions.

These results provide further evidence of the rich dynamics that are present in dissipative soliton mode-locked lasers, and extend the experimental studies of highly complex multiple pulse structures. In particular, although features such as soliton molecule breathing, rapid spectral expansion and Q-switching have been reported separately in other studies of mode-locked lasers [16,23,24,26,27,51], their simultaneous appearance during the transition dynamics between stable and unstable multipulse oscillation is further confirmation of their ubiquitous nature in the dynamical landscape of dissipative soliton systems.

It is important to stress in this context that such experiments are only possible because of the measurement capability provided by DFT spectral characterization, and our results provide yet another example of the importance of real-time measurements to gain improved insights into nonlinear dynamical systems. Of particular interest in future studies will be the systematic use of simultaneous temporal characterisation to develop an even more complete picture of the dynamics [4,27,42].

Funding

Agence Nationale de la Recherche (ANR-15-IDEX-0003, ANR-17-EURE-0002); Academy of Finland (298463, 318082, Flagship PREIN).

Disclosures

The authors declare no conflicts of interest.

References

1. D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, and B. Jalali, “Optical rogue waves,” *Nature* **450**(7172), 1054–1057 (2007).
2. K. Goda and B. Jalali, “Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements,” *Nat. Photonics* **7**(2), 102–112 (2013).
3. G. Herink, B. Jalali, C. Ropers, and D. R. Solli, “Resolving the build-up of femtosecond mode-locking with single-shot spectroscopy at 90 MHz frame rate,” *Nat. Photonics* **10**(5), 321–326 (2016).
4. P. Ryczkowski, M. Närhi, C. Billet, J. M. Merolla, G. Genty, and J. M. Dudley, “Real-time full-field characterization of transient dissipative soliton dynamics in a mode-locked laser,” *Nat. Photonics* **12**(4), 221–227 (2018).
5. A. F. J. Runge, C. Aguergaray, N. G. R. Broderick, and M. Erkintalo, “Coherence and shot-to-shot spectral fluctuations in noise-like ultrafast fiber lasers,” *Opt. Lett.* **38**(21), 4327–4330 (2013).

6. A. F. J. Runge, C. Agueraray, N. G. R. Broderick, and M. Erkintalo, "Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser," *Opt. Lett.* **39**(2), 319–322 (2014).
7. A. F. J. Runge, N. G. R. Broderick, and M. Erkintalo, "Observation of soliton explosions in a passively mode-locked fiber laser," *Optica* **2**(1), 36–39 (2015).
8. M. Liu, A.-P. Luo, Y.-R. Yan, S. Hu, Y.-C. Liu, H. Cui, Z.-C. Luo, and W.-C. Xu, "Successive soliton explosions in an ultrafast fiber laser," *Opt. Lett.* **41**(6), 1181–1184 (2016).
9. G. Herink, F. Kurtz, B. Jalali, D. R. Solli, and C. Ropers, "Real-time spectral interferometry probes the internal dynamics of femtosecond soliton molecules," *Science* **356**(6333), 50–54 (2017).
10. B. A. Malomed, "Bound solitons in the nonlinear Schrödinger-Ginzburg-Landau equation," *Phys. Rev. A* **44**(10), 6954–6957 (1991).
11. N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Solitons: Non-linear pulses and beams (Optical and Quantum Electronics Series, 5)* (Chapman & Hall, 1997).
12. P. Grelu, F. Belhache, F. Guty, and J.-M. Soto-Crespo, "Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser," *Opt. Lett.* **27**(11), 966–998 (2002).
13. B. Li, Y. Yu, X. Wei, Y. Xu, K. K. Tsia, and K. K. Y. Wong, "Real-time observation of round-trip resolved spectral dynamics in a stabilized fs fiber laser," *Opt. Express* **25**(8), 8751–8759 (2017).
14. A. Klein, G. Masri, H. Duadi, K. Sulimany, O. Lib, H. Steinberg, S. A. Kolpakov, and M. Fridman, "Ultrafast rogue wave patterns in fiber lasers," *Optica* **5**(7), 774–778 (2018).
15. M. Suzuki, O. Boyraz, H. Asghari, P. Trinh, H. Kuroda, and B. Jalali, "Spectral periodicity in soliton explosions on a broadband mode-locked Yb fiber laser using time-stretch spectroscopy," *Opt. Lett.* **43**(8), 1862–1865 (2018).
16. Z.-W. Wei, M. Liu, S.-X. Ming, A.-P. Luo, W.-C. Xu, and Z.-C. Luo, "Pulsating soliton with chaotic behavior in a fiber laser," *Opt. Lett.* **43**(24), 5965–5968 (2018).
17. S. D. Chowdhury, B. D. Gupta, S. Chatterjee, R. Sen, and M. Pal, "Rogue waves in a linear cavity Yb-fiber laser through spectral filtering induced pulse instability," *Opt. Lett.* **44**(9), 2161–2164 (2019).
18. J. Peng and H. Zeng, "Soliton collision induced explosions in a mode-locked fibre laser," *Commun. Phys.* **2**(1), 34 (2019).
19. J. Peng, M. Sorokina, S. Sugavanam, N. Tarasov, D. V. Churkin, S. K. Turitsyn, and H. Zeng, "Real-time observation of dissipative soliton formation in nonlinear polarization rotation mode-locked fibre lasers," *Commun. Phys.* **1**(1), 20 (2018).
20. X. Liu, X. Yao, and Y. Cui, "Real-Time Observation of the Buildup of Soliton Molecules," *Phys. Rev. Lett.* **121**(2), 023905 (2018).
21. X. Wang, X. Ren, J. Peng, X. Shen, K. Huang, M. Yan, and H. Zeng, "On the Q-switching bunch dynamics in the build-up of stretched-pulse mode-locking," *Opt. Express* **27**(3), 2747–2753 (2019).
22. X. Liu and Y. Cui, "Revealing the behavior of soliton buildup in a mode-locked laser," *Adv. Photonics* **1**(1), 016003 (2019).
23. Y. Cui and X. Liu, "Revelation of the birth and extinction dynamics of solitons in SWNT-mode-locked fiber lasers," *Photonics Res.* **7**(4), 423–430 (2019).
24. Z. Wang, Z. Wang, Y. Liu, R. He, J. Zhao, G. Wang, and G. Yang, "Self-organized compound pattern and pulsation of dissipative solitons in a passively mode-locked fiber laser," *Opt. Lett.* **43**(3), 478–481 (2018).
25. Y. Du, Z. Xu, and X. Shu, "Spatio-spectral dynamics of the pulsating dissipative solitons in a normal-dispersion fiber laser," *Opt. Lett.* **43**(15), 3602–3605 (2018).
26. X. Wang, Y. Liu, Z. Wang, Y. Yue, J. He, B. Mao, R. He, and J. Hu, "Transient behaviors of pure soliton pulsations and soliton explosion in an L-band normal-dispersion mode-locked fiber laser," *Opt. Express* **27**(13), 17729–17742 (2019).
27. J. Peng, S. Boscolo, Z. Zhao, and H. Zeng, "Breathing dissipative solitons in mode-locked fiber lasers," *Sci. Adv.* **5**(11), eaax1110 (2019).
28. J. Peng and H. Zeng, "Experimental observations of breathing dissipative soliton explosions," *Phys. Rev. Appl.* **12**(3), 034052 (2019).
29. K. Krupa, K. Nithyanandan, U. Andral, P. Tchofo-Dinda, and P. Grelu, "Real-Time Observation of Internal Motion within Ultrafast Dissipative Optical Soliton Molecules," *Phys. Rev. Lett.* **118**(24), 243901 (2017).
30. J. Peng and H. Zeng, "Dynamics of soliton molecules in a normal-dispersion fiber laser," *Opt. Lett.* **44**(11), 2899–2902 (2019).
31. Z. Wang, K. Nithyanandan, A. Coillet, P. Tchofo-Dinda, and P. Grelu, "Optical soliton molecular complexes in a passively mode-locked fibre laser," *Nat. Commun.* **10**(1), 830 (2019).
32. L. Li, H. Huang, L. Su, D. Shen, D. Tang, M. Klimczak, and L. Zhao, "Various soliton molecules in fiber systems," *Appl. Opt.* **58**(10), 2745–2753 (2019).
33. S. Sun, Z. Lin, W. Li, N. Zhu, and M. Li, "Time-stretch probing of ultra-fast soliton dynamics related to Q-switched instabilities in mode-locked fiber laser," *Opt. Express* **26**(16), 20888–20901 (2018).
34. X. Liu and M. Pang, "Revealing the buildup dynamics of harmonic mode-locking states in ultrafast lasers," *Laser Photonics Rev.* **13**(9), 1800333 (2019).
35. Y. Yu, B. Li, X. Wei, Y. Xu, K. K. M. Tsia, and K. K. Y. Wong, "Spectral-temporal dynamics of multipulse mode-locking," *Appl. Phys. Lett.* **110**(20), 201107 (2017).

36. Y. Yu, Z. Luo, J. Kang, and K. K. Wong, "Mutually ignited soliton explosions in a fiber laser," *Opt. Lett.* **43**(17), 4132–4135 (2018).
37. Y. Luo, Y. Xiang, T. Liu, B. Liu, R. Xia, Z. Yan, X. Tang, D. Liu, Q. Sun, and P. P. Shum, "Real-time access to the coexistence of soliton singlets and molecules in an all-fiber laser," *Opt. Lett.* **44**(17), 4263–4266 (2019).
38. X. Wang, J. He, B. Mao, H. Guo, Z. Wang, Y. Yue, and Y. Liu, "Real-time observation of dissociation dynamics within a pulsating soliton molecule," *Opt. Express* **27**(20), 28214–28222 (2019).
39. D. Noske, N. Pandit, and J. Taylor, "Subpicosecond soliton pulse formation from self-mode-locked erbium fibre laser using intensity dependent polarisation rotation," *Electron. Lett.* **28**(23), 2185–2186 (1992).
40. R. I. Woodward, "Dispersion engineering of mode-locked fibre lasers," *J. Opt.* **20**(3), 033002 (2018).
41. C. Lapre, C. Billet, F. Meng, P. Ryczkowski, T. Sylvestre, C. Finot, G. Genty, and J. M. Dudley, "Real-time characterization of spectral instabilities in a mode-locked fibre laser exhibiting soliton-similariton dynamics," *Sci. Rep.* **9**(1), 13950 (2019).
42. H.-J. Chen, Y.-J. Tan, J.-G. Long, W.-C. Chen, W.-Y. Hong, H. Cui, A.-P. Luo, Z.-C. Luo, and W.-C. Xu, "Dynamical diversity of pulsating solitons in a fiber laser," *Opt. Express* **27**(20), 28507–28522 (2019).
43. J. Zeng and M. Y. Sander, "Real-time transition dynamics between multi-pulsing states in a mode-locked fiber laser," *Opt. Lett.* **45**(1), 5–8 (2020).
44. R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Springer, 2002).
45. J. M. Dudley, L. P. Barry, J. D. Harvey, M. D. Thomson, B. C. Thomsen, P. G. Bollond, and R. Leonhardt, "Complete characterization of ultrashort pulse sources at 1550 nm," *IEEE J. Quantum Electron.* **35**(4), 441–450 (1999).
46. A. Chong, W. H. Renninger, and F. W. Wise, "Properties of normal-dispersion femtosecond fiber lasers," *J. Opt. Soc. Am. B* **25**(2), 140–148 (2008).
47. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, 2013).
48. E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers: principles and applications* (Wiley, 1994).
49. J. M. Dudley, C. Finot, D. J. Richardson, and G. Millot, "Self-similarity in ultrafast nonlinear optics," *Nat. Phys.* **3**(9), 597–603 (2007).
50. R. He, Z. Wang, Y. Liu, Z. Wang, H. Liang, S. Han, and J. He, "Dynamic evolution of pulsating solitons in a dissipative system with the gain saturation effect," *Opt. Express* **26**(25), 33116–33128 (2018).
51. H.-J. Chen, M. Liu, J. Yao, S. Hu, J.-B. He, A.-P. Luo, W.-C. Xu, and Z.-C. Luo, "Buildup dynamics of dissipative soliton in an ultrafast fiber laser with net-normal dispersion," *Opt. Express* **26**(3), 2972–2982 (2018).
52. J. Peng, L. Zhan, Z. Gu, J. Liu, S. Luo, X. Shen, and Q. Shen, "Modulation Instability in Dissipative Soliton Fiber Lasers and Its Application on Cavity Net Dispersion Measurement," *J. Lightwave Technol.* **30**(16), 2707–2712 (2012).

Instabilities in a dissipative soliton-similariton laser using a scalar iterative map

FANCHAO MENG,¹ CORALINE LAPRE,¹ CYRIL BILLET,¹ GOËRY GENTY,²  ID
AND JOHN M. DUDLEY^{1,*} 

¹Institut FEMTO-ST, Université Bourgogne Franche-Comté CNRS UMR 6174, Besançon, 25000, France

²Photonics Laboratory, Tampere University, Tampere, FI-33104, Finland

*Corresponding author: john.dudley@univ-fcomte.fr

Received 16 December 2019; revised 30 January 2020; accepted 30 January 2020; posted 31 January 2020 (Doc. ID 386110); published 27 February 2020

Numerical simulations of a dissipative soliton-similariton laser are shown to reproduce a range of instabilities seen in recent experiments. The model uses a scalar nonlinear Schrödinger equation map, and regions of stability and instability are readily identified as a function of gain and saturable absorber parameters. Studying evolution over multiple round trips reveals spectral instabilities linked with soliton molecule internal motion, soliton explosions, chaos, and intermittence. For the case of soliton molecules, the relative phase variation in the spectrum is shown to be due to differences in nonlinear phase evolution between the molecule components over multiple round trips. © 2020 Optical Society of America

<https://doi.org/10.1364/OL.386110>

There is currently much interest in the real-time characterization of mode-locked dissipative soliton fiber laser dynamics. Dispersive Fourier transform measurements of spectral variations are a particular focus, revealing soliton buildup dynamics [1–5], soliton molecules with internal motion [6,7], and soliton explosions and pulsations [8–14]. Work has also reported complex intermittence where a laser randomly alternates between sequences of metastable molecules, explosions, and chaos [15].

Although measuring such instabilities has been relatively straightforward, interpreting the underlying physics has proven more difficult. Certainly insight has been obtained from complex cubic quintic Ginzburg–Landau equation (CGLE) studies [16–19], as well as iterative map simulations based on nonlinear Schrödinger equation (NLSE) modeling for fiber segments, and suitable transfer functions for other elements [6,8,20–22]. However, although these approaches have reproduced some results seen experimentally, simulations have generally considered specific descriptions for key components, such as saturable absorption based on nonlinear loop mirrors [22], vector polarization evolution [20], or rate-equation gain dynamics [6,8]. The question remains to what degree instabilities observed experimentally can be reproduced using more generic models.

In this Letter, we simulate a dissipative soliton laser using an iterative cavity map based on only scalar NLSE propagation and widely used models for gain and saturable absorption.

Although saturable absorbers (SAs) in many lasers use nonlinear polarization evolution, our ability to reproduce instabilities seen in experiments with a scalar model highlights the role of basic NLSE dynamics. Moreover, we generate a detailed stability map of laser operation, and explicitly reproduce both internal motion dynamics of soliton molecules and complex sequential instabilities.

We consider a soliton-similariton laser [23,24] as in Fig. 1, with normal group velocity dispersion (GVD) erbium-doped fiber (EDF), anomalous GVD single-mode fiber (SMF1 and SMF2), an SA, and a spectral filter. The parameters (see Fig. 1 caption) are adapted from Ref. [15]. Each fiber segment is modeled by a modified scalar NLSE [23],

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{\hat{g}}{2} A + i\gamma |A|^2 A. \quad (1)$$

Here, $A = A(z, \tau)$ is the pulse envelope with z the propagation coordinate and τ comoving time. β_2 and γ are the GVD and nonlinearity parameters for each segment. To study the ability of the simplest model to reproduce complex dynamics, higher-order terms are not included. The EDF gain is $\hat{g}(\omega) = g_0 / (1 + E/E_{\text{sat}}) \times 1 / (1 + \Omega^2 / \Omega_g^2)$, where g_0 is the unsaturated (small signal) gain and Ω_g corresponds to a 40 nm gain bandwidth. $E = \int |A|^2 d\tau$ is the intracavity energy, and E_{sat} is a gain saturation parameter [25]. $\Omega = \omega - \omega_0$ is the (angular) frequency detuning, with ω_0 corresponding to a wavelength of 1550 nm. The SA is described by the function [23], $T(\tau) = 1 - q_0(1 + P(\tau)/P_{\text{sat}})^{-1}$, where q_0 is modulation depth, $P(\tau) = |A(z, \tau)|^2$ is instantaneous power, and P_{sat} is saturation power. We use $q_0 \geq 0.7$, consistent with previous modeling of similar lasers [26]. The spectral filter was a 10 nm intensity FWHM supergaussian with unity transmittance at line center. A lumped linear intracavity loss of 2.2 dB was applied after the filter to model output coupling and insertion losses. Simulations used 2^{13} points, a 500 ps time span, and adaptive spatial steps.

Figure 1(b) plots typical stable single pulse intracavity evolution. In this regime, this model has previously reproduced linearly chirped parabolic pulses as seen in experiment [15]. To study instabilities, we systematically varied the SA and gain to

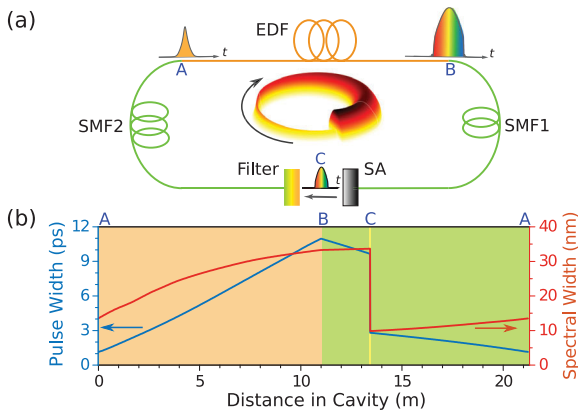


Fig. 1. (a) Schematic: EDF, erbium-doped fiber; SMF, single-mode fiber; SA, saturable absorber. $L_{AB} = 11$ m with $\beta_2 = +40 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$, $\gamma = 6 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$. $L_{SMF1} = 2.42$ m and $L_{SMF2} = 7.8$ m with $\beta_2 = -21.7 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$ and $\gamma = 1.1 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$. Net cavity GVD is $+0.22 \text{ ps}^2$. (b) Evolution of temporal (blue, left axis) and spectral (red, right axis) widths for stable single pulses ($q_0 = 0.9$, $P_{\text{sat}} = 150 \text{ W}$, $E_{\text{sat}} = 0.4 \text{ nJ}$, $g_0 = 0.78 \text{ m}^{-1}$).

identify regimes with qualitatively different behavior. Figure 2 shows the different stability regions identified (see Fig. 2 legend and caption) as a function of (a) SA parameters (q_0 , P_{sat}) at a fixed gain setting and (b) gain parameters (g_0 , E_{sat}) for a fixed SA setting. The parameter range considered encompassed values used in similar studies [21,23,26].

The initial conditions used for Fig. 2 were single and double Gaussian pulses (2 ps FWHM), injected at Point A in Fig. 1. The parameter spaces were finely gridded, and the behavior of the model was studied towards either convergence or instability. For some parameters, the seed rapidly decayed, corresponding to the below-threshold region. We sought convergence up to 10^5 round trips, but in many cases, steady state was reached at only several 100s of round trips. We describe Fig. 2 as follows. The green region corresponds to convergence towards a stable single pulse. These single pulse states were found to be insensitive to a wide range of initial conditions: pulse durations of 1–30 ps and

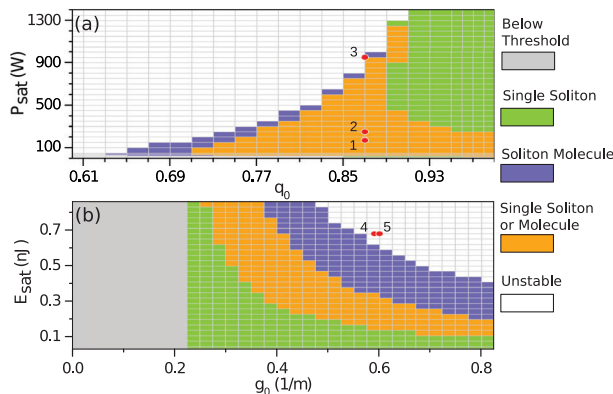


Fig. 2. Stability regimes as a function of (a) saturable absorber parameters (q_0 , P_{sat}) at fixed $E_{\text{sat}} = 0.4 \text{ nJ}$, $g_0 = 0.78 \text{ m}^{-1}$, and (b) gain parameters (g_0 , E_{sat}) for fixed $P_{\text{sat}} = 150 \text{ W}$, $q_0 = 0.70$. The colored legend describes the different regimes (see text). In (a), the red points (1, 2) correspond to the soliton molecule results in Fig. 3. The red points (3, 4, 5) in (a) and (b) correspond to the results in Fig. 4.

peak powers of 0.1 mW–10 W. Even when seeded from noise, the simulations still converged to a final state depending only on the laser parameters. Noise seeds used ranged from a one photon per mode background to 100% (uniformly distributed) random intensity modulation.

The orange region corresponded to either stable single pulses or molecules depending on the initial conditions. In particular, single pulse seeds yielded ~ 10 ps stable single pulse solutions, but if the seed was a double pulse with separation 40–200 ps, the simulations converged to a stable molecule with identical separation. This behavior is consistent with similar modelling of stretched-pulse lasers, where attraction to the stable state is attributed to cross-phase modulation and nonlinear gain [27]. We note, however, that for other regimes, bound state separations different from the seed have also been reported [28]. We also remark that when noisy initial conditions were used in this regime, simulations converge to either single or double pulses in a random way depending on the particular noise on the seed.

The blue region corresponds to only stable molecules being observed irrespective of initial conditions (i.e., even for single pulse seeds). Note that the boundaries between the regions in Fig. 2 depend weakly on the separation used for the double-pulse initial conditions. For purposes of reproducibility, we plot results here for a separation of 150 ps.

The steady state pulse energy varied over the stability map as follows. For Fig. 2(a), green region (2.0–2.6 nJ), orange region (2.2–2.9 nJ single pulses, 2.2–3.1 nJ double pulses), and blue region (2.3–3.1 nJ). For Fig. 2(b), green region (12 pJ–0.73 nJ), orange region (0.68–1.7 nJ single pulses, 0.70–1.8 nJ double pulses), and blue region (1.5–2.9 nJ).

As discussed above, double pulse seeds of separation 40–200 ps resulted in stable molecules (orange and blue regions in Fig. 2). However, decreasing the separation below ~ 40 ps was found to induce variation in the relative phase between the molecule components, arising from enhanced interactions between the pulse tails [28,29].

Such phase variations manifest experimentally through changes in the fringe structure of the molecule spectrum with round trips [30], previously seen in real time spectral measurements [2,6,7,15]. Specifically, for a molecule consisting of two pulses centred on ω_0 with temporal separation T and relative phase φ , the spectrum is $S(\omega) = |\tilde{E}(\omega - \omega_0)|^2 (1 + \cos[2\pi(\omega - \omega_0)/\Omega_p + \varphi])$, where $\tilde{E}(\omega - \omega_0)$ is the spectral amplitude of each pulse, and $\Omega_p = 2\pi/T$ gives the frequency separation between adjacent fringes in the spectrum. As φ varies with round trip, the fringe structure is then displaced.

Our model reproduces this behavior, and Fig. 3 shows two examples. Figures 3(a)–3(d) corresponds to Point 1 in Fig. 2(a) with $P_{\text{sat}} = 170 \text{ W}$, $q_0 = 0.87$. Here Fig. 3(a) shows the time-domain profile of the molecule at the EDF output after a particular round trip, and by following the spectrum over 500 subsequent round trips (zooming into a 10 nm span near 1550 nm), Fig. 3(b) shows the spectral modulation oscillating with a ~ 65 round trip period. The relative phase between the molecule components can be extracted from the spectrum [30] or in our case directly from the complex field, and is shown in Fig. 3(c).

This oscillatory phase has been described as analogous to molecular vibrations [6], attributed to round-trip-to-round-trip peak power oscillations experienced by the two components

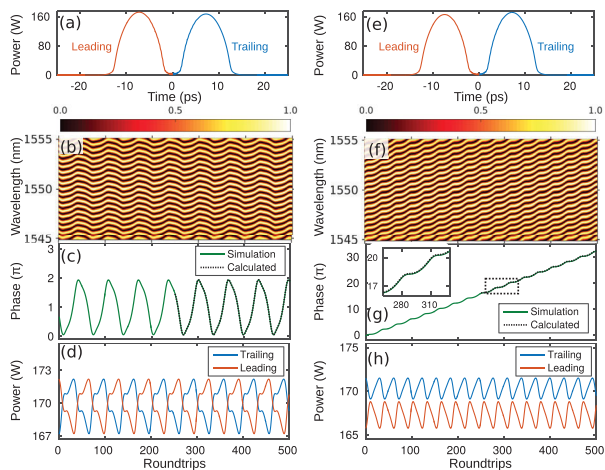


Fig. 3. Molecule internal motion. Results in (a)–(d) correspond to point 1 in Fig. 2(a) and show oscillating phase. We plot (a) temporal intensity showing trailing (blue) and leading (red) pulses at one particular round trip. Following 500 round trips, we show (b) spectral evolution over a 10 nm span showing fringe oscillations; (c) corresponding phase evolution computed from the simulated field (green), and calculated only from the peak power (black dashed, shown from round trips 250–500); (d) peak power evolution for leading (red) and trailing (blue) pulses. Results in (e)–(h) correspond to point 2 in Fig. 2(a) for a diverging phase. The seed in both cases was a Gaussian double pulse with 14.5 ps separation.

of the molecule [29]. These oscillations are seen in our simulations and shown in Fig. 3(d) at the EDF output. They arise physically from pulse tail-mediated interaction and the effects of gain and loss, including gain saturation [31]. Our simulations confirm quantitatively that these oscillations induce the observed spectral phase variation. Specifically, consider two pulses in a molecule of peak power $P_1(z)$ and $P_2(z)$ as they circulate at any point in the cavity z . Accounting for the different nonlinearity of the cavity segments by a z -dependent $\gamma(z)$, the difference in nonlinear phase between the component pulses $\delta\phi_{k+1}$ after round trip $k+1$ is related to that after round trip k by $\delta\phi_{k+1} = \delta\phi_k + \int \gamma(z)[P_2(z) - P_1(z)]dz$, where the integral is performed around the cavity (over the k th round trip). From the simulations that yield peak power at every point in the cavity, it is straightforward to calculate this nonlinear phase and compare it with the phase computed from the full field. For round trips above 250, Fig. 3(c) compares the phase variation calculated from the peak power integration (dashed black line) with that from the complex field (solid green line), and there is essentially exact agreement.

The results in Figs. 3(e)–3(h) correspond to Point 2 in Fig. 2(a) with $P_{\text{sat}} = 250$ W, $q_0 = 0.87$. At this higher saturation power, the relative phase between the molecule components shows linear displacement with round trip (sometimes referred as an infinite or diverging phase [6]) with periodic oscillation about this linear trend [see inset in Fig. 3(g)]. Again computing the nonlinear phase variation from the peak power variation yields essentially exact agreement with that obtained directly from the simulation complex field.

These simulations yield insight into the conditions under which the different behavior in Fig. 3 is seen. Specifically, if the peak powers of the constituent pulses vary about a common mean as in Fig. 3(d), then the average position of the fringes

remains constant with the round trip, but the fringes display periodic oscillation. In contrast, if the peak powers of the pulses vary about distinct means as in Fig. 3(h), then the fringes show an overall linear displacement with round trip and also display oscillation about this linear trend.

Outside regimes of stability or internal motion, the white regions in Fig. 2 correspond to simulations where no convergence was seen, and there were large temporal, spectral, and energy fluctuations over multiple round trips. The evolution here depended sensitively on initial conditions, with different random noise yielding very different behavior. Figure 4 shows typical results, using initial conditions of 6 ps pulses

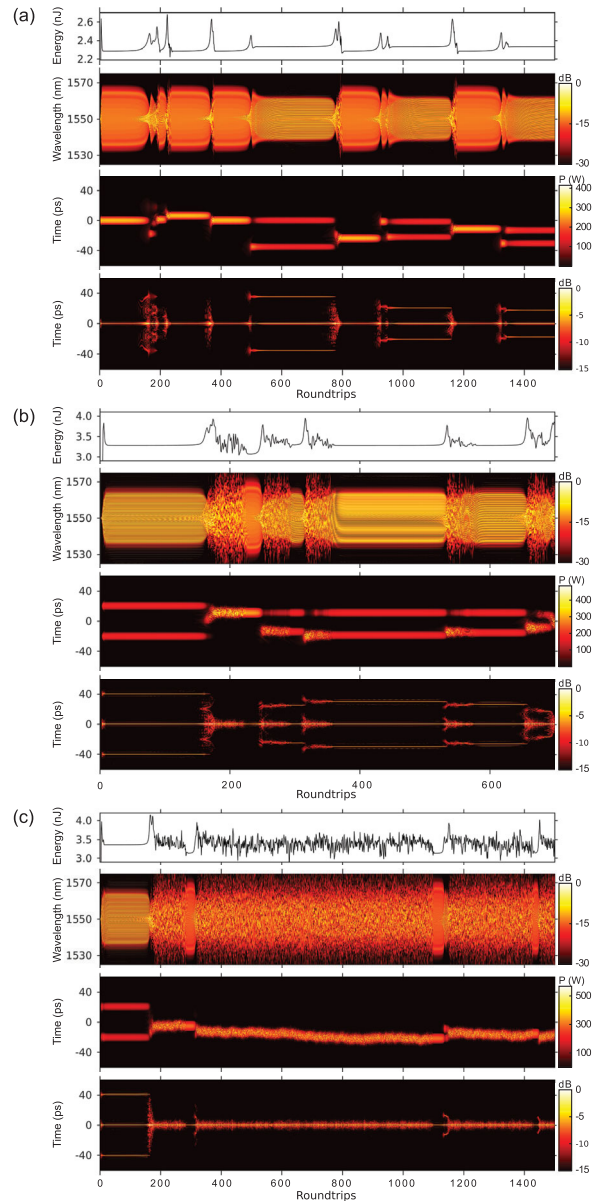


Fig. 4. Unstable regimes showing (top to bottom) energy (nJ), spectrum (normalized in dB), instantaneous power P (W), temporal autocorrelation (normalized in dB). (a) Point 3 in Fig. 2(a) with initial condition of a 6 ps Gaussian pulse with noise; (b) Point 4 in Fig. 2(b) with initial condition of a double pulse with noise (separation 40 ps); (c) Point 5 in Fig. 2(b) with initial condition of a double pulse with noise (separation 40 ps).

with uniformly distributed 100% multiplicative noise. These conditions were found to reproduce transitions between qualitatively different behavior over 100s of round trips as seen in experiments.

Figure 4(a) corresponds to Point 3 in Fig. 2(a) with $P_{\text{sat}} = 950 \text{ W}$, $g_0 = 0.87$. Figures 4(b) and 4(c) correspond to Points 4 and 5 in Fig. 2(b) with $E_{\text{sat}} = 0.68 \text{ nJ}$, $g_0 = 0.59 \text{ m}^{-1}$ and $E_{\text{sat}} = 0.68 \text{ nJ}$, $g_0 = 0.60 \text{ m}^{-1}$, respectively. For all cases, we plot (top to bottom) energy fluctuations, spectral evolution, temporal intensity evolution, and temporal autocorrelation function evolution. Although simulations yield temporal intensity directly, we also plot the autocorrelation because it is this that is usually derived from experimental measurements [30]. These results are remarkable in yielding features of spectral evolution similar to those seen in recent experiments. Figure 4(a), for example, shows intermittent molecule states (similar to experiments in Ref. [2]), Fig. 4(b) shows metastable molecule states interrupted by explosion dynamics (similar to experiments in Refs. [15,32]), and Fig. 4(c) shows the decay of a molecule state into essentially a broadband chaotic field with intermittent very short-lived single pulse states (similar to experiments in Ref. [15]).

The conclusions are as follows. First, a scalar model for a dissipative soliton laser has been shown to reproduce a range of instability behavior seen in experiments. For soliton molecule evolution, the model reproduces both oscillating and diverging phase, and in both cases allows the phase evolution to be associated with variations in peak power of the molecule components. To our knowledge, this is the first time that the link between peak power evolution and oscillatory or divergent phase has been shown quantitatively. Outside the stability regimes, a range of spectral and autocorrelation evolution dynamics were observed similar to recent experiments. It is particularly significant that although the results in Refs. [2,15] were obtained using nonlinear polarization evolution as the SA mechanism, our simulations yield similar results assuming only scalar propagation and generic models for gain and saturable absorption.

This suggests that these instabilities are not contingent on gain dynamics or nonlinear polarization evolution, but rather arise from basic NLSE interactions. Although quantitative comparison with experiment may require fully realistic models, the essential physical features can be reproduced using a simpler reduced approach. In the context of Fig. 4, our results confirm previous studies showing how complex instabilities appear to be intrinsic to the interaction between nonlinearity, dispersion, and dissipation [16]. Of course, understanding how particular instabilities are triggered remains an open question, but we anticipate that a scalar model will yield new general insights, also with regards to issues of multistability and higher-order molecule formation.

Funding. Agence Nationale de la Recherche (ANR-15-IDEX-0003, ANR-17-EURE-0002); Academy of Finland (298463, 318082, Flagship PREIN).

Disclosures. The authors declare no conflicts of interest.

REFERENCES

1. X. Liu, X. Yao, and Y. Cui, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 023905 (2018).
2. J. Peng and H. Zeng, *Laser Photon. Rev.* **12**, 1800009 (2018).
3. H.-J. Chen, M. Liu, J. Yao, S. Hu, J.-B. He, A.-P. Luo, W.-C. Xu, and Z.-C. Luo, *Opt. Express* **26**, 2972 (2018).
4. X. Liu and Y. Cui, *Adv. Photon.* **1**, 016003 (2019).
5. X. Liu and M. Pang, *Laser Photon. Rev.* **13**, 1800333 (2019).
6. K. Krupa, K. Nithyanandan, U. Andral, P. Tchofo-Dinda, and P. Grelu, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 243901 (2017).
7. Z. Wang, K. Nithyanandan, A. Coillet, P. Tchofo-Dinda, and Ph. Grelu, *Nat. Commun.* **10**, 830 (2019).
8. A. F. J. Runge, N. G. R. Broderick, and M. Erkintalo, *Optica* **2**, 36 (2015).
9. Z. Wang, Z. Wang, Y. Liu, R. He, J. Zhao, G. Wang, and G. Yang, *Opt. Lett.* **43**, 478 (2018).
10. Y. Du, Z. Xu, and X. Shu, *Opt. Lett.* **43**, 3602 (2018).
11. Z.-W. Wei, M. Liu, S.-X. Ming, A.-P. Luo, W.-C. Xu, and Z.-C. Luo, *Opt. Lett.* **43**, 5965 (2018).
12. M. Suzuki, O. Boyraz, H. Asghari, P. Trinh, H. Kuroda, and B. Jalali, *Opt. Lett.* **43**, 1862 (2018).
13. X. Wang, Y.-G. Liu, Z. Wang, Y. Yue, J. He, B. Mao, R. He, and J. Hu, *Opt. Express* **27**, 17729 (2019).
14. J. Peng and H. Zeng, *Commun. Phys.* **2**, 34 (2019).
15. C. Lapre, C. Billet, F. Meng, P. Ryczkowski, T. Sylvestre, C. Finot, G. Genty, and J. M. Dudley, *Sci. Rep.* **9**, 13950 (2019).
16. N. Akhmediev, J. M. Soto-Crespo, and G. Town, *Phys. Rev. E* **63**, 056602 (2001).
17. S. K. Turitsyn, B. G. Bale, and M. P. Fedoruk, *Phys. Rep.* **521**, 135 (2012).
18. W. Chang, J. M. Soto-Crespo, P. Vouzas, and N. Akhmediev, *Phys. Rev. E* **92**, 022926 (2015).
19. R. He, Z. Wang, Y. Liu, Z. Wang, H. Liang, S. Han, and J. He, *Opt. Express* **26**, 33116 (2018).
20. P. Wang, X. Xiao, P. Grelu, and C. Yang, *IEEE Photon. J.* **9**, 1503908 (2017).
21. Y. Du and X. Shu, *Opt. Express* **26**, 5564 (2018).
22. S. H. Nazari and A. S. Arabanian, *J. Opt. Soc. Am. B* **35**, 2633 (2018).
23. B. Oktem, C. Ülgüdür, and F. O. Ilday, *Nat. Photonics* **4**, 307 (2010).
24. R. I. Woodward, *J. Opt.* **20**, 033002 (2018).
25. I. A. Yarutkina, O. V. Shtyrina, M. P. Fedoruk, and S. K. Turitsyn, *Opt. Express* **21**, 12942 (2013).
26. W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **18**, 389 (2012).
27. M. Olivier and M. Piché, *Opt. Express* **17**, 405 (2009).
28. X. M. Liu, X. X. Han, and X. K. Yao, *Sci. Rep.* **6**, 34414 (2016).
29. J. M. Soto-Crespo and N. N. Akhmediev, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 674 (1999).
30. G. Herink, F. Kurtz, B. Jalali, D. R. Solli, and C. Ropers, *Science* **356**, 50 (2017).
31. A. Zavyalov, R. Iliev, O. Egorov, and F. Lederer, *Phys. Rev. A* **80**, 043829 (2009).
32. Y. Yu, Z.-C. Luo, J. Kang, and K. K. Y. Wong, *Opt. Lett.* **43**, 4132 (2018).



OPEN

Machine learning analysis of rogue solitons in supercontinuum generation

Lauri Salmela¹✉, Coraline Lapre², John M. Dudley² & Goëry Genty¹

Supercontinuum generation is a highly nonlinear process that exhibits unstable and chaotic characteristics when developing from long pump pulses injected into the anomalous dispersion regime of an optical fiber. A particular feature associated with this regime is the long-tailed “rogue wave”-like statistics of the spectral intensity on the long-wavelength edge of the supercontinuum, linked to the generation of a small number of “rogue solitons” with extreme red-shifts. Whilst the statistical properties of rogue solitons can be conveniently measured in the spectral domain using the real-time dispersive Fourier transform technique, we cannot use this technique to determine any corresponding temporal properties since it only records the spectral intensity and one loses information about the spectral phase. And direct temporal characterization using methods such as the time-lens has resolution of typically 100's of fs, precluding the measurement of solitons which possess typically much shorter durations. Here, we solve this problem by using machine learning. Specifically, we show how supervised learning can train a neural network to predict the peak power, duration, and temporal walk-off with respect to the pump pulse position of solitons at the edge of a supercontinuum spectrum from only the supercontinuum spectral intensity without phase information. Remarkably, the network accurately predicts soliton characteristics for a wide range of scenarios, from the onset of spectral broadening dominated by pure modulation instability to near octave-spanning supercontinuum with distinct rogue solitons.

The broadband fiber supercontinuum (SC) has developed into a widespread and versatile light source that has found many important applications in areas such as spectroscopy, imaging, and precision frequency metrology¹. The noise properties of broadband SC spectra have been a subject of much interest, not only from an applications perspective, but also as an example of the rich instability dynamics that can arise in a highly nonlinear system. Of particular focus has been the study of SC generation seeded by picosecond (or longer) pulses, where the spectral broadening is triggered by modulation instability (MI) which exponentially amplifies noise components outside the pump spectral bandwidth¹. In the time domain, this instability induces the break-up of the pump pulse envelope into a series of high-intensity breathers with random characteristics². With further propagation and the influence of higher-order dispersion and stimulated Raman scattering, these temporal breathers evolve into localized soliton structures whose subsequent dynamics seed the development of a broadband SC spectrum^{1,3}. The noise-seeded nature of the overall process leads to an incoherent spectrum with large shot-to-shot spectral fluctuations particularly pronounced on the long-wavelength edge^{1,4}.

There has been much interest in studying the spectral fluctuations on the long-wavelength edge of the broadband SC⁴, as these have been shown to exhibit highly skewed statistics associated with extreme events and the emergence of rogue solitons of tens of femtosecond duration^{4–8}. Originally characterized using long-pass filtering and the real-time dispersive Fourier transform⁴, the observation of these fluctuations stimulated a large number of subsequent theoretical, numerical and other experimental investigations, linking the emergence of rogue solitons with collision dynamics during the initial SC development phase^{5,7,9}. Related work has since extended the study of the properties of rogue solitons to a wider range of SC generation regimes and input conditions^{6,10–13}.

The dispersive Fourier transform technique has now become a standard tool to study ultrafast instabilities in the spectral domain^{14,15}, yielding significant insight into the dynamics of many complex nonlinear systems^{11,12,16–20}. However, a drawback of the dispersive Fourier transform is that it only measures the spectral intensity but not the spectral phase, which prevents extracting quantitative information about the associated

¹Photonics Laboratory, Tampere University, Tampere, FI-33014, Finland. ²Institut FEMTO-ST, Université Bourgogne Franche-Comté CNRS UMR 6174, Besançon, 25000, France. ✉e-mail: lauri.salmela@tuni.fi

single-shot temporal intensity profiles. In order to characterize real-time temporal fluctuations associated with incoherent dynamics, more complex techniques using time-lens or heterodyne approaches need to be used^{19,21–24}, yet measurements in this case are generally restricted to specific (narrow bandwidth) wavelength ranges with sub-ps timescale resolution. These limitations preclude the characterization of solitons or localized structures with 10's of femtosecond duration which is typically the duration of solitons emerging in supercontinuum generation.

Machine learning (ML) is an ensemble of numerical techniques specifically developed for classification, pattern recognition, prediction, and system optimization from large data sets²⁵. Recently, there has been a growing interest in applying the techniques of machine learning to optical systems, and in particular for the control of ultrafast dynamics with applications to pulse compression and shaping^{26,27} using neural networks, or supercontinuum spectrum customization using genetic algorithms^{28,29}. Machine learning is also a powerful tool to correlate quantitative characteristics in a complex system with multiple data features, a strength which has been successfully exploited to determine the maximum intensity of temporal peaks in modulation instability based only on spectral measurements³⁰.

In this paper, we extend the scope of machine learning applications to the analysis of SC instabilities and show how machine learning can overcome the current limitations of real-time experimental techniques by analyzing real-time spectral intensity measurements in a way that allows key temporal characteristics of SC rogue solitons to be determined. More specifically, we train a supervised neural network (NN) using numerical simulations of the generalized nonlinear Schrödinger equation (GNLSE) to correlate key temporal characteristics (peak power, duration, temporal walk-off with respect to the pump pulse position) of the most red-shifted rogue soliton in a SC with the corresponding complex supercontinuum spectral intensity profile. Despite the absence of any phase information at the network input, the trained network is able to infer the red-shifted soliton characteristics with excellent accuracy, exceeding that obtained when using a single-parameter metric such as e.g. the spectral bandwidth or energy in the long-wavelength edge of the SC spectrum. Significantly, the NN analysis remains accurate over a wide variety of dynamical regimes, from the onset of spectral broadening dominated by modulation instability, to near octave-spanning supercontinuum with distinct rogue solitons.

Results

Rogue soliton generation and machine learning. We begin by illustrating in Fig. 1(a) a schematic of our numerical experiment. Ultrashort pulses from a pulsed laser are injected into a highly nonlinear fiber triggering the development of a broadband supercontinuum. The shot-to-shot spectral intensity fluctuations are captured using the dispersive Fourier transform technique, stretching consecutive supercontinuum pulses in a strongly dispersive fiber and measuring the dispersed spectra with a fast photodetector and oscilloscope^{14,15}. A long-pass filter can also be used to isolate the long-wavelength components⁴. The noise sensitivity of the SC generation process and rogue soliton emergence when spectral broadening is seeded from a long pump pulse injected into the anomalous dispersion regime is shown in Fig. 1(b,c). The input conditions here correspond to hyperbolic-secant pulses with 2 ps duration (full-width at half-maximum FWHM), 400 W peak power and 810 nm central wavelength injected into an 85 cm long photonic crystal fiber (PCF) with zero-dispersion at 750 nm. Input noise is included in the spectral domain using a standard one-photon-per-mode background with random phase¹. See Methods for additional simulation parameters.

We performed simulations to generate an ensemble of 30,000 pairs of spectra and temporal intensity profiles using different random noise seeds. The middle panels in Fig. 1 plot results from one realization in the ensemble to show the spectrum (b) and the corresponding temporal intensity profile (c) associated with rogue soliton characteristics. In particular, we clearly identify the initial stage of noise-seeded modulation instability after a propagation distance of about 30 cm, with the generation of distinct spectral sidebands and the break-up of the pump pulse envelope into multiple breather structures². With further propagation, the breathers evolve into fundamental solitons experiencing Raman self-frequency shift and separating in time from the residual background envelope³¹. After a distance of ~50 cm, collisions between multiple solitons increase the frequency-shift rate of one of the solitons emerging from the envelope center, leading to the generation of a distinct rogue soliton with extreme red-shift^{5,7,9}.

The results in Fig. 1(d) show a selection of 5 supercontinuum spectra from the ensemble, and the black lines in (e) show the corresponding temporal intensity profiles. Note that we have sorted the results in (d) and (e) to show increasing spectral width from top to bottom but of course these results occur randomly in the ensemble. From these results, we clearly see how the noise-sensitive dynamics lead to large shot-to-shot spectral variations between different results in the ensemble, and we see particularly how the shot-to-shot spectral variations in the long-wavelength edge correspond to isolated solitons with different peak power, duration and temporal walk-off.

The numerical results in Fig. 1(d,e) shows how the dispersive Fourier transform approach indeed isolates the temporal solitons⁴, where the blue region in (d) shows the filter cutoff region, and the blue curves in (e) shows the corresponding temporal intensity profiles after numerical Fourier transform. However, the temporal duration of these rogue solitons (10's of femtoseconds) is too short for direct real-time measurements.

But it is here that we can apply machine learning to extract the temporal characteristics of the rogue solitons only from simple unfiltered spectral measurements [see Fig. 1(a)]. Specifically, we apply a supervised feed-forward neural network to correlate the full spectrum and the temporal characteristics of the most red-shifted soliton of a given (noisy) SC spectrum. A schematic of the neural network is shown in Fig. 2. The NN input is a vector ($\mathbf{X}_n = [x_1, x_2, \dots, x_N]$) corresponding to the SC spectrum, whilst the NN output is a scalar value equal to the maximum temporal intensity, duration or temporal walk-off or delay (defined with respect to the pump pulse center) of the most red-shifted soliton. The NN is trained from an ensemble of 20,000 simulated single-shot SC using a conjugate gradient back-propagation method³². See Methods for further details.

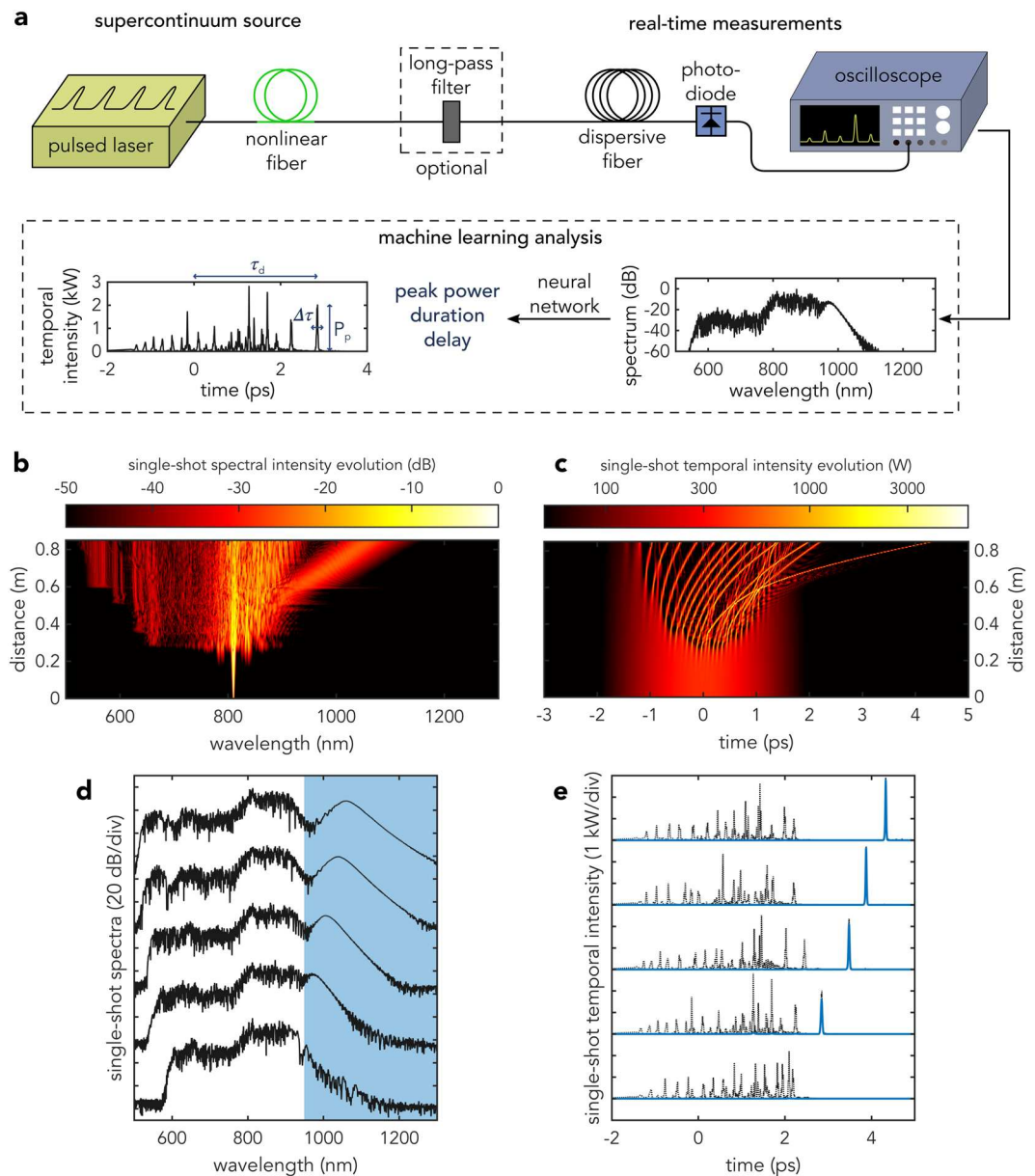


Figure 1. (a) Schematic of machine learning application to the analysis and prediction of rogue soliton temporal characteristics in supercontinuum generation based only on single-shot spectral measurements. (b–e) Dynamics of noisy supercontinuum generation. Single-shot spectral (b) and temporal (c) evolution where we see enhanced spectral broadening associated with the emergence of a rogue soliton. (d,e) show a selection of 5 random supercontinuum spectra and corresponding temporal intensity profiles in black. The blue curve in (e) shows the rogue soliton temporal intensity associated with the long-pass filtered spectral components (blue area) in (d) while the black dotted line shows the full time-domain intensity.

After the training, the NN is tested using an independent ensemble of 10,000 simulated single-shot SC spectra that were not used in the training phase. The results are shown in Fig. 3, where we compare the peak power [Fig. 3(a)], duration [Fig. 3(b)] and temporal delay [Fig. 3(c)] of the most red-shifted soliton predicted by the NN from the single-shot SC spectra and the expected (“ground truth”) value extracted directly from the simulated time-domain profiles. For convenient visualization, the comparison is plotted as a false colour representation of a histogram (using a logarithmic scale) where the predictions are grouped into bins of constant area, and the histogram shows the normalized density of data points grouped into each bin. For all different characteristics, we can see near-perfect clustering around the ideal “ $x=y$ ” relation (indicated by the white dashed line) with a Pearson correlation coefficient of $\rho = 0.91$, $\rho = 0.84$ and $\rho = 0.91$ for the peak power, duration and temporal delay, respectively (yellow dashed line).

We also plot the peak power of the most red-shifted solitons against simpler possible “predictive” metrics such as the wavelength corresponding to the -30 dB SC bandwidth on the long-wavelength edge [Fig. 3(d)], and the integrated energy in the long-wavelength edge beyond 950 nm [Fig. 3(e)]. In contrast to the strong correlations

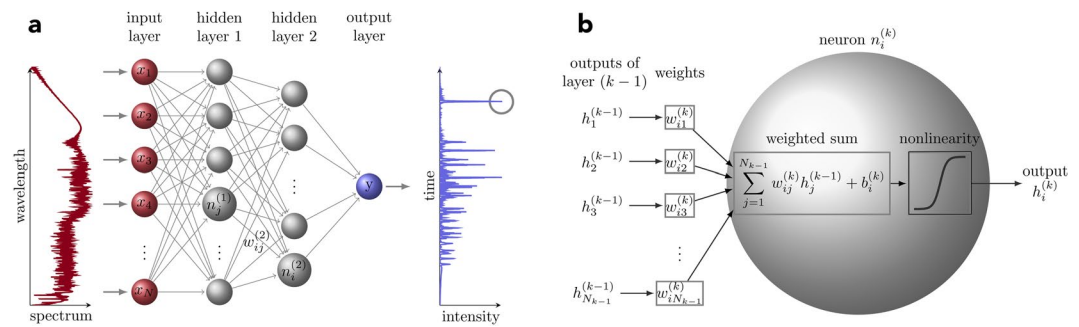


Figure 2. Schematic of the feed-forward neural network used in this work. **(a)** The input of the network is a single-shot supercontinuum spectral intensity vector $\mathbf{X}_n = [x_1, x_2, \dots, x_N]$ yielding the output of the network y that corresponds to the peak power, duration or temporal delay of the rogue solitons. The network consists of two fully connected hidden layers and a single output neuron. **(b)** shows the operation of a single neuron. The output of a generic neuron $n_i^{(k)}$ (i^{th} neuron in layer k) is calculated as a weighted sum between the outputs from the previous layer $k - 1$ and the weights of each connection $w_{ij}^{(k)}$ which is followed by adding a bias term $b_i^{(k)}$ and nonlinearity. See Methods for more details.

obtained using the NN, we see that the correlation between these simple metrics and the most red-shifted soliton peak power is extremely poor with correlation coefficients of $\rho = 0.39$ and $\rho = 0.21$, respectively. These results clearly illustrate the trained NN's capability to accurately predict the characteristics of the most red-shifted soliton from single shot SC spectra without any spectral phase information, and its superiority compared to simpler metrics such as the spectral bandwidth or filtered spectral energy.

To further evaluate the performance of the NN, we ran a series of additional tests where the NN was trained from an ensemble of SC spectra with large variations in the input pulse parameters. More specifically, we added a uniform $\pm 50\%$ variation in the input pulse peak power and duration from 200 W to 600 W and from 1 ps to 3 ps such that the training ensemble now contained a large variety of SC development scenarios from essentially pure modulation instability to broad octave-spanning spectra. Using an ensemble of 20,000 simulations, the neural network was again trained to relate the temporal properties of the most red-shifted soliton with the full SC spectral intensity profile, and the network was tested on a separate set of 10,000 simulations not used in the training phase. The comparison between the peak power, duration and delay of the most red-shifted soliton predicted by the NN from the single-shot SC spectra and the “ground truth” value extracted directly from the time-domain profiles are shown in Fig. 4. Despite the large variation in the propagation dynamics, the peak power and delay are again predicted with a very high degree of accuracy with a correlation coefficient of $\rho = 0.90$, and $\rho = 0.99$, respectively, and the soliton duration with a lower value of $\rho = 0.75$ nonetheless still indicates strong correlation. For completeness, we also plot the most red-shifted soliton peak power vs. the SC spectral bandwidth and energy beyond a wavelength of 950 nm. Again, one can see how the NN performs extremely well, and again with a prediction capacity far superior to the use of a simpler metrics ($\rho = 0.60$ and $\rho = 0.39$, respectively).

Conclusion

We have applied machine learning to the analysis of supercontinuum instabilities in the long pulse regime and our results expand previous studies of nonlinear dynamics using machine learning³⁰. Using a feed-forward neural network trained on numerical simulations of the GNLS, we have shown how the temporal characteristics of solitons with extreme red-shift (peak power, duration and temporal delay) can be predicted with high accuracy based only on single-shot SC spectral intensity profiles without any spectral phase information. The network is able to accommodate and maintain high accuracy for a wide range of regimes, with far superior performance when compared to using spectral metrics such as bandwidth or energy over a specific wavelength range. This shows the potential for machine learning to overcome the limitations of current experimental techniques by allowing the temporal characteristics of ultrashort localized structures to be determined from only spectral intensity measurements.

Machine learning is particularly suited to the study of complex nonlinear systems, not only because of its ability to extract specific properties from hidden features in a data ensemble, but also because of the possibility to link the system parameters with particular dynamical behavior. This is of fundamental interest for nonlinear optical systems governed by NLSE-type equations where localized structures and short pulses are challenging to capture in real-time, but also for studies of rogue waves and extreme events in other physical systems where important quantitative information may be masked in noisy or partial measurements. Moreover, machine learning provides new opportunities to control and optimize complex nonlinear systems and we anticipate it will become a key approach for the design and optimization of supercontinuum spectra and frequency combs tailored to specific applications.

Methods

Numerical modelling. Numerical modelling is based on the generalized NLSE that describes the propagation of the envelope of an optical field¹. We model the propagation of 2 ps duration (FWHM) and 400 W peak power hyperbolic-secant optical pulse centered at 810 nm. The pulse is injected into the anomalous dispersion regime of a 85 cm long photonic crystal fiber (similar to NKT Photonics NL-PM-750) with zero-dispersion

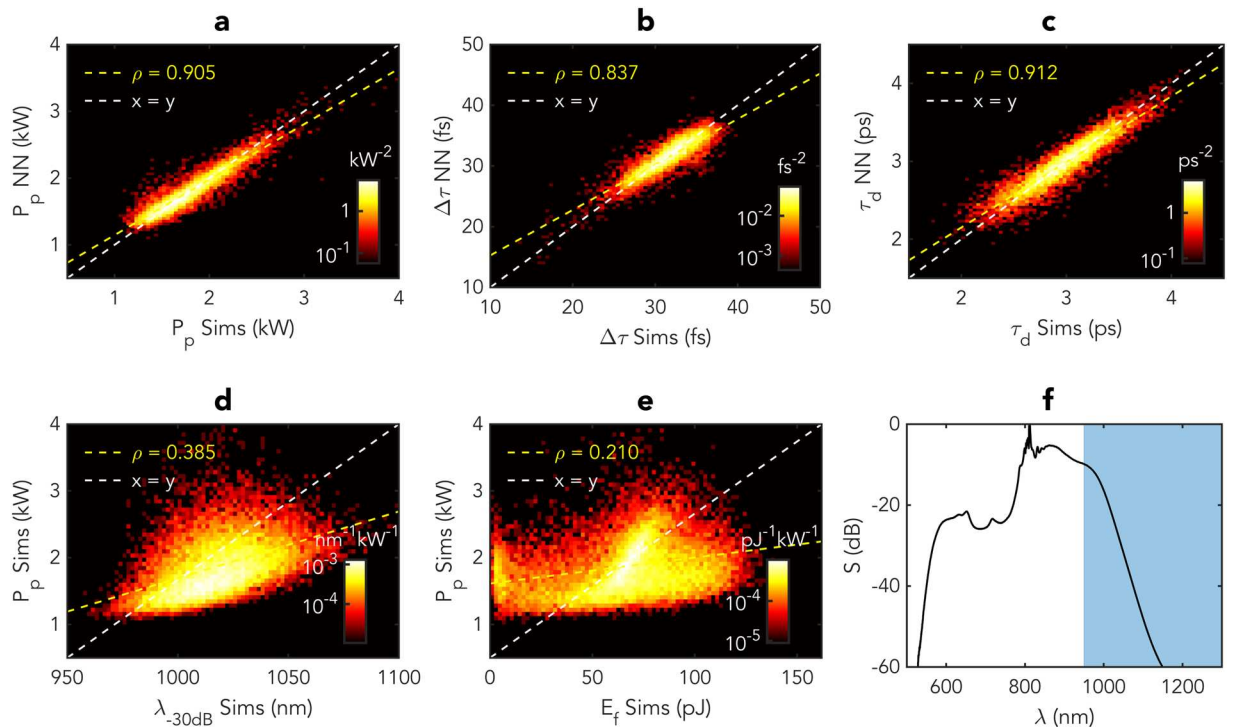


Figure 3. Results showing prediction of the rogue soliton characteristics by the neural network for an ensemble of 10,000 SC ensemble generated with identical input pulses (except for the noise seed). **(a)** compares the predicted maximum intensity of the most red-shifted soliton with the exact value simulated time-domain profiles. **(b)** compares the predicted duration $\Delta\tau$ of the solitons with the exact value from the simulations. **(c)** compares the predicted delay τ_d of the solitons with the exact value from the simulations. **(d)** plots the relation between the SC spectral bandwidth and peak power of the most red-shifted soliton. **(e)** plots the relation between the SC energy beyond 950 nm corresponding to the shaded area in **(f)** and peak power of the most red-shifted soliton. **(f)** shows the average spectrum of the data ensemble. For all sub-figures, the logarithmic histograms show the normalized density of points grouped into bins of constant area. The dashed white line in each case marks the 1-to-1 correspondence and the yellow dashed line is a linear fit to the predictions along with the Pearson correlation coefficient ρ .

wavelength (ZDW) at 750 nm. The fiber has a second ZDW beyond 1200 nm. The nonlinear coefficient of the fiber is $\gamma = 0.1 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ and the Taylor-series expansion coefficients of the dispersion at 810 nm are $\beta_2 = -1.24 \times 10^{-26} \text{ s}^2 \text{ m}^{-1}$, $\beta_3 = 8.94 \times 10^{-41} \text{ s}^3 \text{ m}^{-1}$, $\beta_4 = -2.54 \times 10^{-56} \text{ s}^4 \text{ m}^{-1}$, $\beta_5 = -7.01 \times 10^{-70} \text{ s}^5 \text{ m}^{-1}$, $\beta_6 = 2.28 \times 10^{-84} \text{ s}^6 \text{ m}^{-1}$ and $\beta_7 = -2.21 \times 10^{-99} \text{ s}^7 \text{ m}^{-1}$. The simulations use 16384 spectral/temporal grid points with a temporal window of 20 ps. Noise is added in the frequency domain in the form of a one-photon-per-mode with random phase. An ensemble of 30,000 simulations corresponding to different input noise seeds was generated. The ensemble was split between two sub-ensembles of 20,000 and 10,000 realizations used for the training and testing, respectively. For the generalization of the training, both the pulse duration and peak power were randomly and uniformly distributed with $\pm 50\%$ variations from the nominal values above, resulting in dynamics from essentially pure MI to octave-spanning SC.

Deep learning. The neural networks relies on supervised learning where one has the knowledge of the relation between the input X_n and output Y_n of a specific system³³. The training is then based on feeding a large number of distinct example input and output pairs to create a predictive model that minimizes the prediction error ε between the desired Y and predicted Y^* values. Here we have a training set of 20,000 simulations, where the input is a spectral intensity profile X_n ($n = 1 \dots 20,000$) and the output Y_n is a temporal characteristics associated with this spectral intensity profile (most red-shifted soliton peak power, duration or temporal delay). The input spectra are pre-processed to a resolution of 1 nm to reduce the computational load in the training process and allow the possibility for reasonable future experimental applications such as in ref.³⁰.

Thus, the input consists of 801 uniformly distributed wavelength bins from 500 nm to 1300 nm. The input is sequentially fed through the NN with each of the layers operating on the data to yield the desired output at output layer. The connections between the nodes on following layers are weighted and the output of each node is computed as a weighted sum from the output of the previous layer. Additionally, an adjustable bias term is included for the sum and followed by a nonlinear activation function to yield the output of the node.

The NN consists of the input layer, two fully-connected hidden layers with 80 and 20 nodes, respectively, and a single output node. The output of a generic k th layer $\mathbf{h}^{(k)} \in \mathbb{R}^M$ can be calculated by

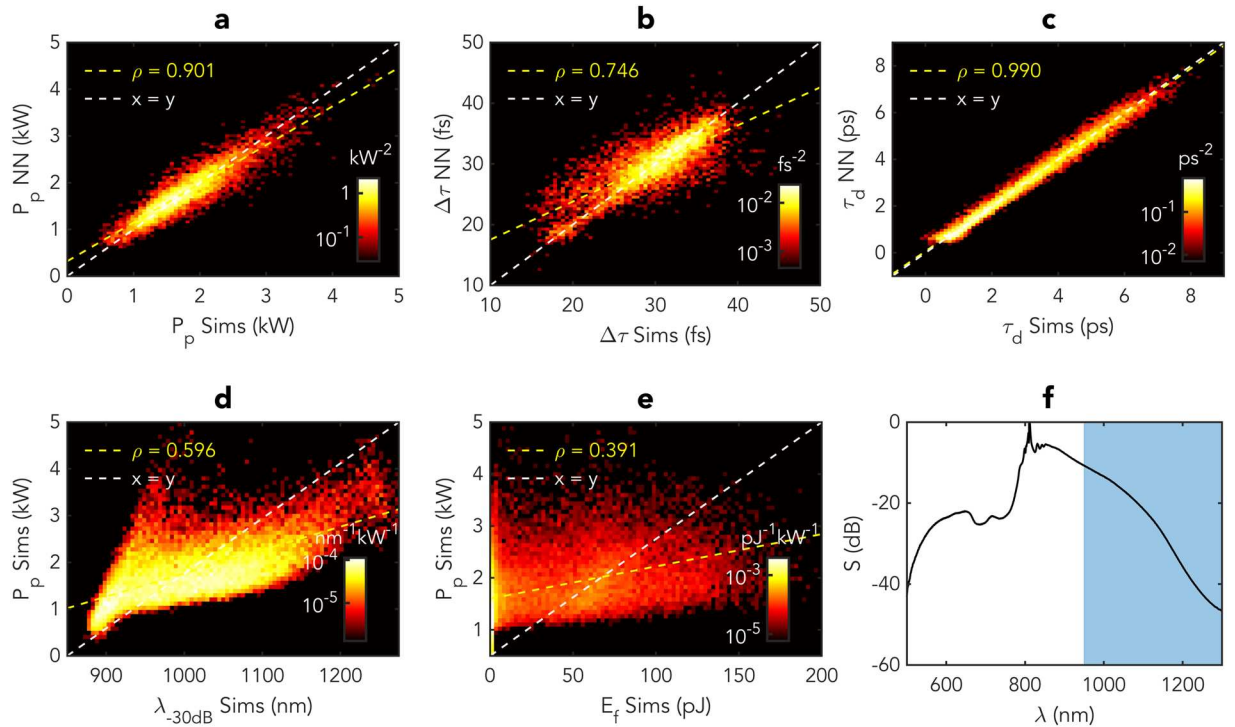


Figure 4. Results showing prediction of the rogue soliton characteristics by the neural network for an ensemble of 10,000 SC ensemble generated with large ($\pm 50\%$) variations in the input pulse peak power and pulse duration. **(a)** compares the predicted maximum intensity of the most red-shifted soliton with the exact value simulated time-domain profiles. **(b)** compares the predicted duration $\Delta\tau$ of the solitons with the exact value from the simulations. **(c)** compares the predicted delay τ_d of the solitons with the exact value from the simulations. **(d)** plots the relation between the SC spectral bandwidth and peak power of the most red-shifted soliton. **(e)** plots the relation between the SC energy beyond 950 nm corresponding to the shaded area in **(f)** and peak power of the most red-shifted soliton. **(f)** shows the average spectrum of the data ensemble. For all sub-figures, the logarithmic histograms show the normalized density of points grouped into bins of constant area. The dashed white line in each case marks the 1-to-1 correspondence and the yellow dashed line is a linear fit to the predictions along with the Pearson correlation coefficient ρ .

$$\mathbf{h}^{(k)} = f(\mathbf{g}^{(k)}) = f(\mathbf{W}^{(k)}\mathbf{h}^{(k-1)} + \mathbf{b}^{(k)}), \tag{1}$$

where $\mathbf{W}^{(k)} \in \mathbb{R}^{M \times D}$ is a matrix of weights between the layers $k - 1$ (D nodes) and k (M nodes). The vector $\mathbf{b}^{(k)} \in \mathbb{R}^M$ contains the bias terms for each node in layer k and $f()$ is the activation function. In this work, hidden layers were connected by hyperbolic tangent sigmoid activation function $f(x) = 2/[1 + \exp(-2x)] - 1$, and a single node with linear activation function was used for the output layer. The output for a single generic node in layer k can be written as

$$h_i^{(k)} = f\left(\sum_{j=1}^{N_{k-1}} w_{ij}^{(k)} h_j^{(k-1)} + b_i^{(k)}\right). \tag{2}$$

Here $w_{ij}^{(k)}$ are the weights between nodes i and j in layers k and $k - 1$, respectively. Variable $b_i^{(k)}$ is the bias term associates with node $n_i^{(k)}$. The summation includes all the N_{k-1} nodes in layer $k - 1$. We use mean squared error function

$$\varepsilon = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (Y_n - Y_n^*)^2, \tag{3}$$

where N is the number of samples, and Y_n and Y_n^* are the target and predicted outputs, respectively. For the training, a conjugate gradient back-propagation³² is used. The weights and biases are adjusted relative to their current state according to their partial derivatives respect to the error function. The “speed” of the adjustment determined by the learning rate or step size η . The adjustment to weight $w_{ij}^{(k)}$ is taken towards the negative gradient of the error function, given by $\Delta w_{ij}^{(k)} = -\eta \partial \varepsilon / \partial w_{ij}^{(k)}$. Once all of the input and output pairs (\mathbf{X}_n, Y_n) in the training set have been passed through the network one *epoch* has passed. The networks were trained for 500 epochs until convergence. After training, the NN is tested with a separate set not used in the training phase to evaluate the performance of the network.

Received: 12 March 2020; Accepted: 30 April 2020;

Published online: 12 June 2020

References

- Dudley, J. M., Genty, G. & Coen, S. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135 (2006).
- Dudley, J. M., Genty, G., Dias, F., Kibler, B. & Akhmediev, N. Modulation instability, akhmediev breathers and continuous wave supercontinuum generation. *Opt. Express* **17**, 21497–21508 (2009).
- Genty, G., Coen, S. & Dudley, J. M. Fiber supercontinuum sources. *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 1771–1785 (2007).
- Solli, D., Ropers, C., Koonath, P. & Jalali, B. Optical rogue waves. *Nature* **450**, 1054 (2007).
- Mussot, A. *et al.* Observation of extreme temporal events in cw-pumped supercontinuum. *Opt. Express* **17**, 17010–17015 (2009).
- Erkintalo, M., Genty, G. & Dudley, J. M. Rogue-wave-like characteristics in femtosecond supercontinuum generation. *Opt. Lett.* **34**, 2468–2470 (2009).
- Erkintalo, M., Genty, G. & Dudley, J. M. On the statistical interpretation of optical rogue waves. *The Eur. Phys. J. Special Top.* **185**, 135–144 (2010).
- Dudley, J. M., Dias, F., Erkintalo, M. & Genty, G. Instabilities, breathers and rogue waves in optics. *Nat. Photonics* **8**, 755 (2014).
- Antikainen, A., Erkintalo, M., Dudley, J. M. & Genty, G. On the phase-dependent manifestation of optical rogue waves. *Nonlinearity* **25**, R73–R83 (2012).
- Dudley, J. M., Genty, G. & Eggleton, B. J. Harnessing and control of optical rogue waves in supercontinuum generation. *Opt. Express* **16**, 3644–3651 (2008).
- Wetzel, B. *et al.* Real-time full bandwidth measurement of spectral noise in supercontinuum generation. *Sci. Reports* **2**, 882 (2012).
- Godin, T. *et al.* Real time noise and wavelength correlations in octave-spanning supercontinuum generation. *Opt. Express* **21**, 18452–18460 (2013).
- Akhmediev, N. *et al.* Roadmap on optical rogue waves and extreme events. *J. Opt.* **18**, 063001 (2016).
- Goda, K. & Jalali, B. Dispersive fourier transformation for fast continuous single-shot measurements. *Nat. Photonics* **7**, 102–112 (2013).
- Mahjoubfar, A. *et al.* Time stretch and its applications. *Nat. Photonics* **11**, 341 (2017).
- Solli, D., Herink, G., Jalali, B. & Ropers, C. Fluctuations and correlations in modulation instability. *Nat. Photonics* **6**, 463 (2012).
- Herink, G., Kurtz, F., Jalali, B., Solli, D. & Ropers, C. Real-time spectral interferometry probes the internal dynamics of femtosecond soliton molecules. *Science* **356**, 50–54 (2017).
- Krupa, K., Nithyanandan, K., Andral, U., Tchofo-Dinda, P. & Grell, P. Real-time observation of internal motion within ultrafast dissipative optical soliton molecules. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 243901 (2017).
- Ryczkowski, P. *et al.* Real-time full-field characterization of transient dissipative soliton dynamics in a mode-locked laser. *Nat. Photonics* **12**, 221 (2018).
- Lapre, C. *et al.* Real-time characterization of spectral instabilities in a mode-locked fibre laser exhibiting soliton-similariton dynamics. *Sci. Reports* **9**, 13950 (2019).
- Närhi, M. *et al.* Real-time measurements of spontaneous breathers and rogue wave events in optical fibre modulation instability. *Nat. Commun.* **7**, 13675 (2016).
- Suret, P. *et al.* Single-shot observation of optical rogue waves in integrable turbulence using time microscopy. *Nat. Commun.* **7**, 13136 (2016).
- Tikan, A., Bielawski, S., Szwaj, C., Randoux, S. & Suret, P. Single-shot measurement of phase and amplitude by using a heterodyne time-lens system and ultrafast digital time-holography. *Nat. Photonics* **12**, 228–234 (2018).
- Liu, X., Yao, X. & Cui, Y. Real-time observation of the buildup of soliton molecules. *Phys. Rev. Lett.* **121**, 023905 (2018).
- Jordan, M. I. & Mitchell, T. M. Machine learning: Trends, perspectives, and prospects. *Science* **349**, 255–260 (2015).
- Farfan, C. A., Epstein, J. & Turner, D. B. Femtosecond pulse compression using a neural-network algorithm. *Opt. Lett.* **43**, 5166–5169 (2018).
- Finot, C., Gukov, I., Hammani, K. & Boscolo, S. Nonlinear sculpturing of optical pulses with normally dispersive fiber-based devices. *Opt. Fiber Technol.* **45**, 306–312 (2018).
- Wetzel, B. *et al.* Customizing supercontinuum generation via on-chip adaptive temporal pulse-splitting. *Nat. Commun.* **9**, 4884 (2018).
- Michaeli, L. & Bahabad, A. Genetic algorithm driven spectral shaping of supercontinuum radiation in a photonic crystal fiber. *J. Opt.* **20**, 055501 (2018).
- Närhi, M. *et al.* Machine learning analysis of extreme events in optical fibre modulation instability. *Nat. Commun.* **9**, 4923 (2018).
- Mahnke, C. & Mitschke, F. Possibility of an akhmediev breather decaying into solitons. *Phys. Rev. A* **85**, 033808 (2012).
- Fletcher, R. & Reeves, C. M. Function minimization by conjugate gradients. *The Comput. J.* **7**, 149–154 (1964).
- Schmidhuber, J. Deep learning in neural networks: an overview. *Neural Networks* **61**, 85–117 (2015).

Acknowledgements

G.G. acknowledges the Academy of Finland (298463, 318082, Flagship PREIN 320165). L.S. acknowledges the Faculty of Engineering and Natural Sciences graduate school of Tampere University. J.D. acknowledges the French Agence Nationale de la Recherche (ANR-15-IDEX-0003, ANR-17-EURE-0002).

Author contributions

L.S. performed the numerical simulations. G.G. and J.D. supervised the project. All authors contributed to the data analysis and writing of the manuscript.

Competing interests

The authors declare no competing interests.

Additional information

Correspondence and requests for materials should be addressed to L.S.

Reprints and permissions information is available at www.nature.com/reprints.





Publisher's note Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.



Open Access This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License, which permits use, sharing, adaptation, distribution and reproduction in any medium or format, as long as you give appropriate credit to the original author(s) and the source, provide a link to the Creative Commons license, and indicate if changes were made. The images or other third party material in this article are included in the article's Creative Commons license, unless indicated otherwise in a credit line to the material. If material is not included in the article's Creative Commons license and your intended use is not permitted by statutory regulation or exceeds the permitted use, you will need to obtain permission directly from the copyright holder. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>.

© The Author(s) 2020

Intracavity incoherent supercontinuum dynamics and rogue waves in a broadband dissipative soliton laser

Fanchao Meng¹, Coraline Lapre¹, Cyril Billet¹, Thibaut Sylvestre ¹, Jean-Marc Merolla¹, Christophe Finot², Sergei K. Turitsyn ^{3,4}, Goëry Genty ⁵ & John M. Dudley ¹✉

Understanding dynamical complexity is one of the most important challenges in science. Significant progress has recently been made in optics through the study of dissipative soliton laser systems, where dynamics are governed by a complex balance between nonlinearity, dispersion, and energy exchange. A particularly complex regime of such systems is associated with noise-like pulse multiscale instabilities, where sub-picosecond pulses with random characteristics evolve chaotically underneath a much longer envelope. However, although observed for decades in experiments, the physics of this regime remains poorly understood, especially for highly-nonlinear cavities generating broadband spectra. Here, we address this question directly with a combined numerical and experimental study that reveals the physical origin of instability as nonlinear soliton dynamics and supercontinuum turbulence. Real-time characterisation reveals intracavity extreme events satisfying statistical rogue wave criteria, and both real-time and time-averaged measurements are in quantitative agreement with modelling.

¹Institut FEMTO-ST, Université Bourgogne Franche-Comté CNRS UMR 6174, 25000 Besançon, France. ²Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, Université Bourgogne Franche-Comté CNRS UMR 6303, 21078 Dijon, France. ³Aston Institute of Photonic Technologies, Aston University, Birmingham, UK. ⁴Aston-NSU International Centre for Photonics, Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia. ⁵Photonics Laboratory, Tampere University, FI-33104 Tampere, Finland. ✉email: john.dudley@univ-fcomte.fr

Recent years have seen tremendous advances in understanding nonlinear complexity through studies in optical systems that allow real-time observation of ultrafast instabilities. For example, studies in optical fibres have yielded new insights into the modulation instability of the nonlinear Schrödinger equation (NLSE)^{1–5}, improving our understanding of noise-driven nonlinear dynamics, and stimulating new approaches to classify localised soliton structures using machine learning⁶.

Other studies have focused on instabilities in dissipative soliton lasers, where the laser operation is governed by the balance between nonlinearity and dispersion, and energy input and loss^{7–12}. Such lasers are usually configured to produce highly regular pulse trains of ultrafast solitons^{13,14}, but they can also exhibit a range of more complex temporal and spectral characteristics. Specifically, the coupling between nonlinearity and dispersion in the cavity can result in instabilities arising from the intrinsic chaotic dynamics of NLSE and NLSE-like systems^{15,16}. The particular dynamics that are observed depend on the dimensionality of the system under study¹⁷, and for certain laser designs, it has been possible to see clear signatures of low-dimensional nonlinear dynamics such as the development of complex temporal pattern formation¹⁸, and bifurcation routes to chaos¹⁹.

More commonly, however, fibre lasers possess a very large number of degrees of freedom so that instabilities are high-dimensional such that the particular operating point of stable pulse train generation can be viewed as an attractor in a multi-dimensional parameter space. In some cases, variation of the cavity parameters about these stable points can induce transition into unstable regimes involving interactions between a small number of circulating pulses (typically 1–10) in the cavity. Studying these instabilities with real-time measurement techniques has led to improved insight into processes such as soliton molecule coupling^{20–22}, complex temporal pattern formation in lasers^{23–25}, soliton explosion and rogue wave emergence^{24,26}, and complex intermittence^{27,28}. In fact, from a more general perspective, these regimes are neither pure mode-locked pulses, nor continuous-wave generation. These highly complex lasing regimes are characterised by the co-existence of both localised nonlinear structures and linear dispersive waves.

In addition to regimes involving only a small number of interacting pulses, a more complex multiscale laser instability has been shown to involve a much greater number (100–1000) of ultrafast pulses evolving randomly underneath a much broader envelope. This multiscale regime of noise-like pulse operation was first discovered by Silberberg et al. in 1997²⁹, and has since been seen in a wide range of different laser configurations, and with both normal and anomalous dispersion³⁰. The majority of studies have typically focused on instabilities generating spectral bandwidths of 10s of nm^{31–37}, but in a highly nonlinear regime with a significant spectral broadening in the cavity, bandwidths much greater than the gain bandwidth (100s of nm) have been observed^{38–41}. In addition to their clear interest from a dynamical systems perspective, such lasers have found several important applications^{30,42}. Significantly, while some applications such as tomography and metrology explicitly build on the low temporal coherence of such sources⁴³, applications in material processing exploiting the burst-like nature of the pulsed output have also been demonstrated⁴⁴.

Somewhat paradoxically, the large number of experimental studies of noise-like pulse lasers under so many different conditions has made it difficult to clearly identify the underlying physics. Also, the multiscale nature of the laser operation has not always been appreciated in experiments measuring only the envelope or burst output characteristics. Nonetheless, the

underlying role of NLSE-like instabilities has been suggested from numerical studies, using both cubic–quintic Ginzburg–Landau equation modelling^{45–47} and iterative cavity simulations^{30,31}. Further modelling^{48,49} has revealed how these dynamics can lead to rogue wave statistics, confirming previous experiments in the narrowband noise-like pulse regime^{34,35,50}.

Significantly, the results of these previous studies have now extended traditional notions of laser operation beyond average dynamical models to include concepts such as strong dissipation, regenerative saturable absorption⁵¹, random lasing⁵², and intracavity turbulence⁵³. The study of turbulent behaviour in lasers is a subject of particular interest, and can be physically interpreted as a consequence of the large number ($\sim 10^4$ – 10^6) of interacting frequency modes underneath the evolving broadband field^{54–56}. Moreover, linking irregular dynamics to turbulence is also interesting from the perspective of understanding intracavity extreme events, which have already been observed in single-pass experiments^{57,58}.

A particular challenge is to understand the dynamics of noise-like pulse lasers generating the broadest bandwidths, because the presence of highly nonlinear fibre in the cavities used suggests a major role played by supercontinuum broadening. In this case, any modelling in a laser context is computationally very expensive, and measuring these multiscale instabilities in the laboratory is also extremely challenging. These different factors clearly represent a serious limitation when a full understanding of such a rich dynamical laser system is of evident interest from both fundamental and applied perspectives.

Here, we report a combined numerical and experimental study of an extreme dissipative soliton noise-like pulse laser generating an output supercontinuum spectrum of ~ 1000 nm bandwidth, and with intracavity spectral width varying two orders of magnitude over one roundtrip. Our stochastic numerical simulations allow us to identify the origin of the laser instability as due to the sensitivity to noise of nonlinear soliton dynamics, particularly multiple interactions and collisions between incoherently evolving sub-picosecond Raman solitons. Our experiments use time and frequency-domain techniques to characterise the multiscale dynamics, and our simulations reproduce quantitatively the supercontinuum broadening, and the probability distributions of temporal and spectral fluctuations, including rogue wave events.

Results

Modelling and dynamics. We first use numerical modelling to illustrate the general features of the noise-like pulse instability regime. Figure 1 shows the dissipative laser system upon which our modelling is based. Typical of dissipative soliton systems, we consider a unidirectional ring cavity consisting of a number of discrete segments where the intracavity field experiences qualitatively different evolution^{9,13}. The modelling uses an iterative map approach describing each cavity element by a suitable transfer function. For a given set of system parameters, the model seeks convergence to a particular operating state after injection of an initial seed (see ‘Methods’ section). Although scalar models have been shown to reproduce aspects of dissipative soliton laser dynamics qualitatively⁵⁹, for quantitative comparison with experiments we implement a more complete approach based on coupled generalised vector nonlinear Schrödinger equations (NLSE). This was found essential to obtain quantitative agreement with experiments. Indeed, it is important to stress that although mean-field models such as those based on the Ginzburg–Landau equation are able to reproduce general features of dissipative soliton lasers⁴⁶, the iterative cavity approach is necessary when describing a system with such dramatic variation in evolution between the different cavity segments.

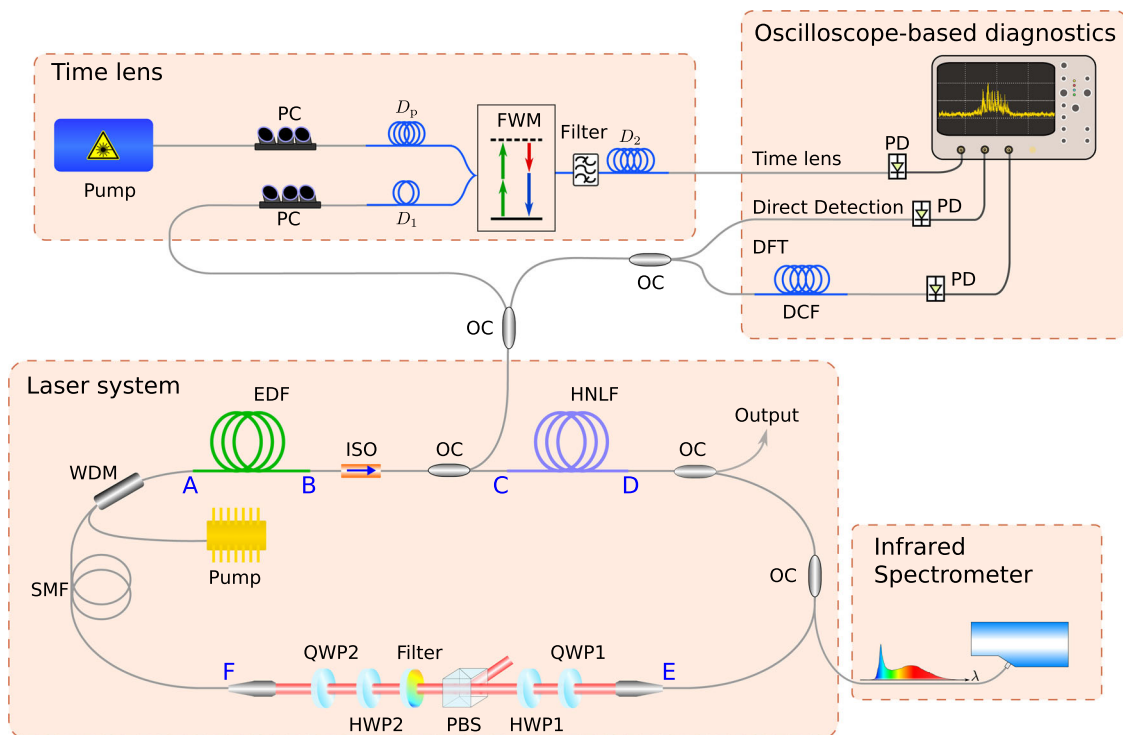


Fig. 1 Schematic of the laser system and of the various diagnostics used. Text labels A–F shown on the cavity refer to the different propagation segments as discussed in the text. PC polarisation controller, D_p , D_1 , D_2 time-lens dispersive elements (see ‘Methods’ section), FWM four-wave mixing, DFT dispersive Fourier transform, DCF dispersion compensating fibre, ISO isolator, HWP half-wave plate, QWP quarter-wave plate, PBS polarising beamsplitter, EDF Erbium-doped fibre, SMF single-mode fibre, HNLF highly nonlinear fibre, WDM wavelength-division multiplexer. OC optical coupler, PD photodiode.

The simulations use a standard approach, with initiation from a low amplitude noise seed⁶⁰ injected at point A before the EDF. The intracavity field then evolves over multiple roundtrips until convergence to a particular operating state. For a stable state, the spectral and temporal field characteristics at any point in the cavity reproduce themselves after one roundtrip, whilst in a noise-like pulse state, the temporal and spectral characteristics at any point fluctuate significantly with roundtrip but the energy nonetheless has a well-defined mean. Typical energy fluctuations after the build-up to the noise-like pulse regime are $\sim 10\%$, and the physical origin of this behaviour is the chaotic nature of the NLSE and gain/loss dynamics when seeded by noise.

In our experiments, segment AB consists of 11 m of Erbium-doped fibre (EDF), segment BC consists of 2.87 m of standard single-mode fibre (SMF), segment CD consists of 10.3 m of highly nonlinear fibre (HNLF), and segments DE and FA consist of 4.45 m and 7.80 m of SMF. A 28.1 cm bulk-optics free space segment EF includes a nonlinear-polarisation rotation-based saturable absorber (using waveplates and a polarisation beamsplitter)⁶¹, and a narrowband spectral filter to control the bandwidth of the pulses reinjected into the EDF^{13,62}. The cavity uses non-polarisation-preserving fibre, and the repetition rate is 5.59 MHz (roundtrip time of ~ 179 ns.) The dispersion and nonlinearity parameters of the fibres used are given in the ‘Methods’ section. The loss due to splicing and output coupling was ~ 6 dB (with primary output coupling of 40% in segment DE), and the total energy loss at the spectral filtering stage is ~ 10 dB (associated with the bandwidth reduction from the super-continuum spectrum at the HNLF output to the much narrower bandwidth at the EDF input).

Our study of this particular design is motivated by the need to understand noise-like pulse dynamics in the broadband regime. Specifically, the majority of previous studies of noise-like pulse lasers have focussed on narrowband systems with 10s of nm

bandwidth³⁰, where modelling and simulations have shown how the dynamics arise from the interaction between self-phase modulation and group-velocity dispersion in the cavity^{13,30,45–47}, with only minor contributions from higher-order effects. With the addition of anomalous dispersion HNLF, however, the dynamics change qualitatively and quantitatively with the processes of incoherent soliton fission and the Raman soliton self-frequency shift combining to dominate the intracavity spectral broadening^{63,64}. Moreover, in contrast to other dissipative soliton laser designs that can exhibit both stable soliton and noise-like pulse operation⁶⁵, the use of such a long length of HNLF results in this system operating only in the noise-like instability regime, irrespective of the laser gain or waveplate orientations. In the simulation results that follow, we therefore focus on the dynamics of this unstable broadband operating state with parameters corresponding to our experiments, although we refer when appropriate to Supplementary Information which shows simulations for other parameters in order to clarify certain features of the underlying physics.

We begin by showing typical simulation results in the noise-like pulse regime for our experimental parameters as above. Figure 2a shows typical simulated spectral and temporal evolution over one cavity roundtrip, after build-up when the pulse has entered the regime of constant mean energy. These results were obtained after scanning the simulation parameters to obtain energy and noisy envelope durations comparable to the experiment (see ‘Methods’ section), and correspond to a mean intracavity energy (over 1000 roundtrips) at the EDF output of 10.5 nJ. We plot the total intensity of both polarisation components (see ‘Methods’ section). The different propagation steps A–F refer to the different points in the cavity shown in Fig. 1.

In the frequency domain, Fig. 2a shows how the spectral characteristics vary significantly over one roundtrip. We see

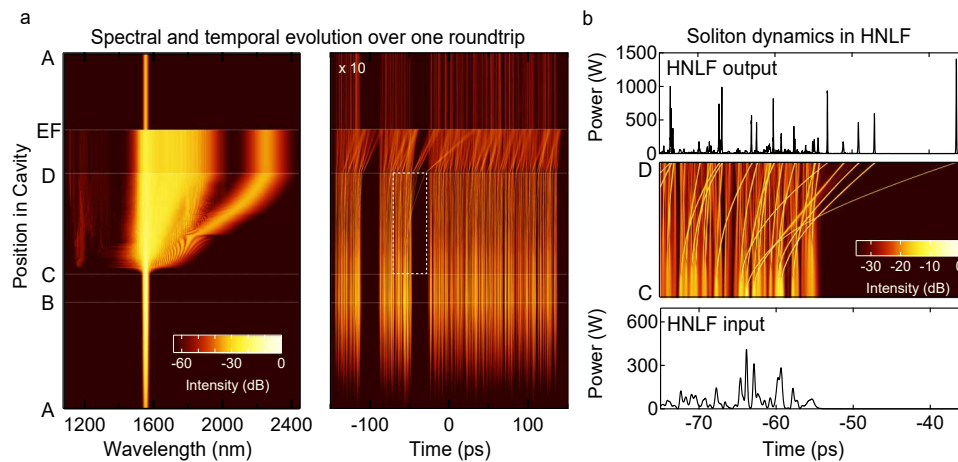


Fig. 2 Typical results from numerical simulations showing the evolution over one roundtrip in the noise-like pulse regime. **a** False-colour evolution plots in (left) spectral and (right) temporal domains to illustrate the dramatic differences in evolution in the different cavity segments. The labels A–F refer to the cavity schematic in Fig. 1. Because of the significant loss due to the spectral filter in the bulk segment EF, the temporal intensity in segment FA is scaled by a factor of $10\times$. **b** The HNLF evolution in segment C, D over an expanded 40 ps time window to clearly reveal the soliton dynamics and Raman soliton evolution. This is the region indicated by the dashed white lines in **a**. This figure also shows the intensity profiles at the input and output of the HNLF.

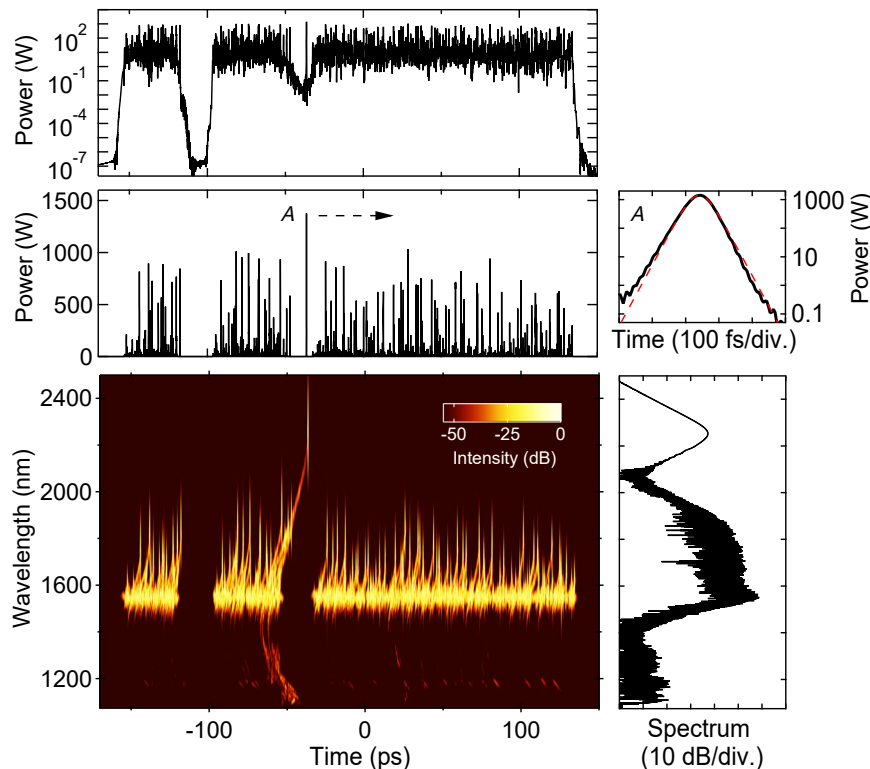


Fig. 3 Simulated single-shot spectrogram at the HNLF output. The spectrogram representation is shown together with the projected temporal intensity (top, shown on both linear and logarithmic scales) and spectrum (right). The highest temporal intensity peak from simulation (A) is shown in an expanded view on a logarithmic scale (black solid line) and compared with a hyperbolic secant soliton fit (red dashed line). The Supplementary Movie shows the spectrogram evolution over one roundtrip.

amplification in the EDF (segment AB), dramatic supercontinuum spectral broadening in the HNLF (segment CD), and the strong effect of spectral filtering in the bulk segment EF. Indeed the spectral extent varies by two orders of magnitude over one roundtrip, from ~ 10 nm FWHM immediately after the spectral filter, to a supercontinuum with spectral components spanning ~ 1000 nm at the HNLF output. In segment DE, the reduced nonlinearity of the SMF (coupled with reduced power due to output coupling) yields essentially linear propagation without

additional spectral broadening. As we will see in Figs. 3 and 4, the shot-to-shot spectra exhibit significant fine structure, but this is not apparent in Fig. 2 because of the false-colour visualisation used.

The associated time-domain evolution in Fig. 2a reveals significant variation in the sub-picosecond temporal structure over one roundtrip, while the slower ~ 300 ps envelope remains largely unchanged. The simulations also reveal the presence of clusters of solitons under the envelope (see for example timebase

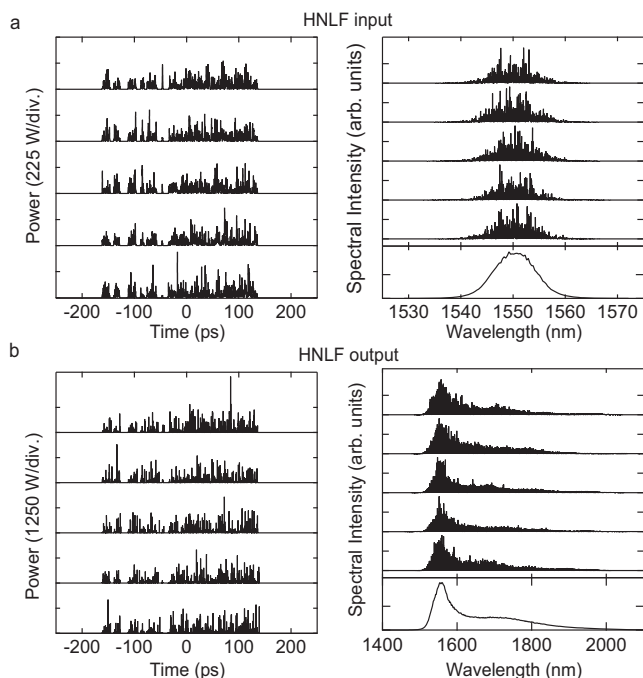


Fig. 4 Simulated temporal and spectral characteristics showing shot-to-shot fluctuations. Results from numerical simulation plotting temporal and spectral characteristics over 5 roundtrips at **a** the HNLF input and **b** the HNLF output. For the spectral results, we also plot the mean spectrum computed over 1000 roundtrips (bottom subfigure). Because we plot results on a linear scale here to highlight the shot-to-shot fluctuations, we do not include the wavelength range of the low amplitude dispersive wave components.

values in the range $\sim[-150, -50]$ ps), an effect previously suggested by low-resolution temporal measurements, and associated with an additional scale of time-domain structure⁶⁶. Note that we also confirm the presence of these clusters in our experiments below.

After the HNLF propagation phase, the linear evolution in the subsequent SMF segment DE is associated with dispersive broadening of the solitons formed in the HNLF. Note that the apparent temporal refraction of the pulse trajectories across the HNLF-SMF boundary (point D) arises from the differences in group-velocity dispersion in the two fibres. We also see how the spectral filtering in the bulk segment EF has a significant effect on the temporal evolution by removing all field components outside the filter bandwidth, particularly the long-wavelength shifted highest intensity Raman solitons. To more clearly show the temporal evolution after this filtering step, the intensity colourmap in segment FA has been scaled by a factor of 10 \times .

Figure 2b provides an expanded view of the evolution in the HNLF segment CD over a 40 ps time window, together with the input and output intensity profiles. These results clearly reveal the dominant physics associated with the temporal compression of the $T_{FWHM} \sim 500$ fs random pulses at the input to yield ejection of strongly localised sub-100 fs pulses that then undergo typical supercontinuum dynamics of soliton collisions and Raman shifting to longer wavelengths⁶⁷. Indeed, using $P_0 \sim 70$ W and $T_0 = T_{FWHM}/1.76 \sim 300$ fs as estimates of the mean peak power and duration of the random pulses at the input to the HNLF, the corresponding soliton number is $N = (\gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|)^{1/2} \approx 4.5$, supporting this interpretation⁶⁸. Associated with these multiple soliton dynamics in the HNLF is the generation of multiple dispersive waves at shorter wavelengths extending to below ~ 1100

nm, as seen clearly in the spectral evolution in Fig. 2a. We note here that the evolution of the Raman soliton trajectory in Fig. 2a appears to show spectral broadening, but this is in fact an artefact associated with the fact that we are plotting spectral evolution against wavelength. When plotted against frequency, the soliton bandwidth remains constant once it has clearly separated from the central spectral region. On the other hand, soliton evolution in the presence of the Raman effect and higher-order dispersion can exhibit complex accelerating beam characteristics⁶⁹, and this is especially apparent in the trajectories of the time-domain solitons seen in the false-colour plot in Fig. 2b.

The results in Fig. 2b clearly show that the input field to the HNLF consists of a large number of irregular localised pulses. As a result, the field injected in the HNLF does not excite narrowband processes such as modulation instability^{11,70,71}, but rather the dynamics are dominated by incoherent soliton fission. In this case, the decoherence that develops during propagation arises from the effect of noise on soliton interaction and collisions^{63,64} and these results highlight the importance of incoherent soliton fission in noise-like pulse lasers. Of course, under certain conditions, both modulation instability and incoherent soliton fission yield similar characteristics with very large numbers of interacting solitons, and in this case, a description in terms of soliton turbulence is more appropriate in both cases^{54–56,70,72,73}. This is also the regime where extreme event rogue wave statistics can be observed^{57,58,74,75}.

Additional insight into these dynamics is shown in Fig. 3. Here we plot the computed time-frequency spectrogram at the HNLF output, together with the corresponding temporal and spectral intensity profiles (see ‘Methods’ section). Note that we also display the temporal intensity on a logarithmic axis to illustrate the strongly localised burst-like nature of the noise-like pulse emission. The spectrogram reveals a time-frequency structure typical of Raman-dominated supercontinuum dynamics⁶³, highlighting how each of the solitons generates its own dispersive wave component, and also highlighting the prominent dispersive wave tail associated with the longest wavelength soliton. An accompanying animation (Supplementary Movie 1) shows the evolution of the spectrogram over one cavity roundtrip, and is valuable in revealing the specific dynamics occurring in each segment. To confirm the soliton nature of the sub-picosecond peaks in the temporal intensity, the highest peak (A) is shown in expanded view on a logarithmic scale (black solid line), and compared with a hyperbolic secant soliton fit (red dashed line). In fact, since the spectrogram allows us to determine the wavelength associated with each temporal peak, we can readily compute the associated soliton number using wavelength-corrected HNLF nonlinearity and dispersion parameters (see ‘Methods’ section). This analysis yields $N \sim 1$ for all the strongly localised temporal peaks seen at the HNLF output, further confirming the importance of intracavity soliton dynamics.

The Raman self-frequency shift of the ejected solitons yields the long-wavelength spectral extension. And indeed, reaching short wavelengths around 1100 nm would not be possible without the associated dispersive wave generation. However, the presence of Raman scattering is not in itself a necessary condition to observe noise-like pulse operation, and simulations with no HNLF in the cavity still show unstable pulse characteristics for certain parameter regimes. However, without the HNLF, the system operates only in the narrowband regime (see Supplementary Information and Supplementary Fig. 1), as seen in a number of previous studies^{29,31–37}. The essential design parameter here is of course the HNLF length, but additional simulations show that broadband noise-like pulses can be generated with short lengths of HNLF down to ~ 1 m (Supplementary Fig. 2). Of course, the role of the Raman soliton dynamics and the overall bandwidth

increase with longer lengths of HNLf, as would be expected on physical grounds (Supplementary Fig. 3).

The key characteristic of the noise-like pulse regime is of course the dramatic shot-to-shot fluctuations, and to illustrate random field evolution over sequential roundtrips, Fig. 4a, b plot the temporal and spectral characteristics at the input and output of the HNLf respectively for 5 sequential roundtrips (after converging to constant mean energy.) The parameters here are the same as in Figs. 2 and 3 corresponding to the 10.3 m HNLf used in the experiment. These results clearly illustrate the dramatic shot-to-shot variation associated with this operating regime, and the temporal profiles, in particular, show the expected characteristics of the noise-like pulse regime. Specifically, the temporal profiles (shown over a 500 ps span within the 1.3 ns computation window—see ‘Methods’ section) clearly show the large number (~300) of chaotic soliton peaks whose intensities vary dramatically from shot-to-shot. The spectral characteristics also show significant fluctuating fine structure. Note that for the spectral results, we also plot the mean spectrum computed over a much larger number of roundtrips (1000) to highlight the fact that these fluctuations are not at all apparent using average spectral measurements. Comparing Fig. 4a, b further highlights the extent of the HNLf spectral broadening.

Experiments and comparison with simulations. Both time-averaged and statistical predictions of our numerical model have been confirmed using experiments. The overall design of our laser system has been described above (and in Fig. 1). The EDF was pumped at 976 nm, with a pump power threshold of 40 mW for pulsed operation, although we did not observe stable mode-locked operation at any pump power or waveplate orientation²⁸. On the other hand, over a wide range of pump powers up to 500 mW, suitable adjustment of the waveplates yielded noise-like pulse operation with chaotic envelope emission at the cavity repetition rate, and broadband spectral output. The results reported below at a pump power of 225 mW are typical of this regime. For this value of pump, the average power at the primary output in branch DE was 13 mW (see ‘Methods’ section).

We used a range of diagnostics to characterise the laser output. The real-time shot-to-shot characterisation was possible for the ~10 nm (3 dB) bandwidth pulses input to the HNLf (point C in Fig. 1) using several different techniques: direct measurement of overall envelope fluctuations via a fast photodiode, a time-lens system to measure sub-picosecond soliton structure on the circulating pulses, and a dispersive Fourier transform (DFT) setup for spectral measurements. At the HNLf output, the large spectral bandwidth of the supercontinuum pulses exceeded the measurement bandwidths of our real-time devices, but time-averaged measurements of the spectra over the full bandwidth of 1000–2100 nm were performed using an OSA and a near-infrared spectrometer. In this context, we note that temporal measurements using intensity autocorrelation are of partial utility, as they indicate just the presence of instability through a coherence spike on a broad envelope, and give only an indirect measure of the average sub-structure pulse duration³⁰.

Figure 5 shows the instability properties of the laser measured using direct photodetection. Figure 5a plots data from a fast photodiode over a time span of 20 μ s to illustrate the emission of highly unstable pulses at the 5.59 MHz repetition rate (period of ~179 ns). Although these measurements do not resolve structure faster than the system response time of ~25 ps, we can still accurately characterise the ~300 ps envelope, and, within the detection bandwidth, we can even observe variation in the envelope structure with roundtrip. Figure 5(b) unwraps the raw photodiode data to plot the roundtrip variation of the envelope,

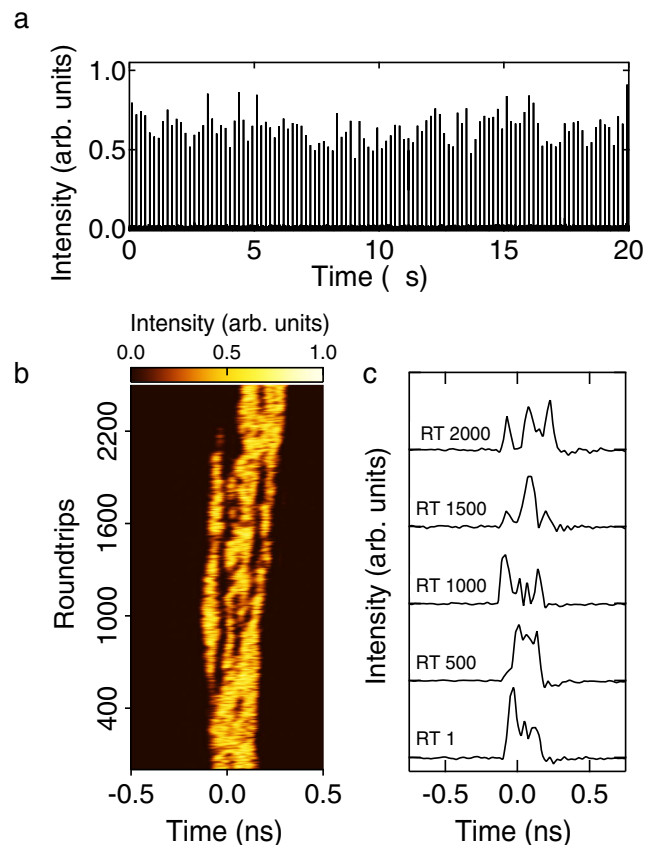


Fig. 5 Photodiode characterisation results after the EDF and before injection in the HNLf. **a** Measured pulse train plotted over a 20 μ s time span. **b** False-colour representation of the temporal evolution of the pulse envelope over 2500 roundtrips. **c** Temporal intensity profiles at roundtrip (RT) 1, 500, 1000, 1500 and 2000.

and reveals the presence of sub-cluster structure evolving over ~500–1000 roundtrips. Although these results clearly reveal shot-to-shot instability on the envelope, the temporal resolution is limited, as seen in the selection of intensity profiles plotted in Fig. 5c. However, these results are important, because the sub-clusters seen on the envelope confirm previous studies of similar envelope sub-structure⁶⁶, and are a clear illustration of random pattern formation and multiscale dynamics in a dissipative soliton laser^{23–25}. In particular, although they are unstable, the sub-clusters are relatively long-lived over multiple roundtrips ~100s of μ s and they consist of a large number of localised solitons of ~500 fs duration. Of course, the photodiode measurements are unable to resolve both these long-timescale characteristics as well as to directly measure the ultrafast soliton structure, and it is for this reason that we performed time-lens measurements for shot-to-shot characterisation on the sub-ps scale.

The time-lens system used is described in the ‘Methods’ section and had a temporal resolution of ~340 fs and a physical (i.e. demagnified) measurement window of ~100 ps. Although the finite acquisition window precludes characterisation across the full ~300 ps pulse envelope, by operating the time-lens asynchronously¹⁰, we are nonetheless able to sample the random pulse structure across the envelope over multiple laser roundtrips. Because of the time-lens measurement bandwidth of ~12 nm, real-time characterisation was possible only for the input pulses to the HNLf, but as we shall see, these measurements clearly reveal both the sub-ps pulse structure and the rogue wave statistics expected from the underlying nonlinear dynamics.

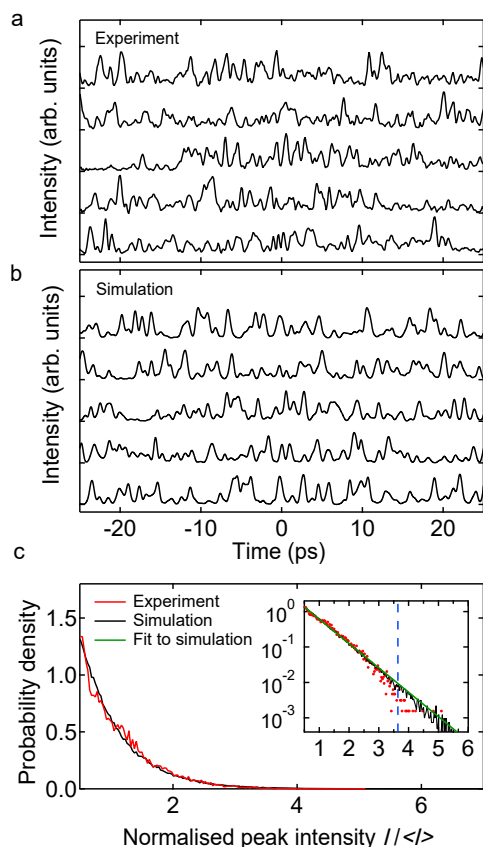


Fig. 6 Time lens results from experiment and simulation. Random intensity fluctuations for 5 typical roundtrips at the HNLf input from **a** experiment, and **b** simulation. Experimental data show time-lens results plotted against time after scaling to account for the temporal magnification. **c** Normalised probability density for the peak intensities from the experiment (red line) and simulation (black line). Both experiment and simulation are normalised relative to the mean of the intensity time series. The inset plots the probability density functions on a logarithmic scale to highlight quantitative agreement over 3 orders of magnitude, including the highest intensity peaks. The dashed blue line shows the computed rogue wave threshold from the experiment (which on this graph would coincide with that from simulation). The green line shows a fit to a negative exponential distribution as discussed in the text.

Figure 6a shows 5 typical results from the time-lens measurements, plotting the temporal profiles (after demagnification) over a 50 ps timebase. For comparison, 5 typical results from numerical simulations are also shown in Fig. 6b, and we clearly see the strong visual similarity between the measured and simulated intensity peaks. To compare these results more quantitatively, Fig. 6c plots the computed probability density functions for the peak intensities computed from the experiment (red) and simulation (black). These density functions were computed from a time series of 21,000 temporal peaks measured experimentally, and 135,000 peaks analysed from simulation. The intensity normalisation was relative to the mean of each respective time series. The inset plots the density functions on a logarithmic scale.

We first note excellent agreement between the simulated and experimental results, with simulations reproducing the experimentally measured intensity probability density function over 3 orders of magnitude. The inset also shows a very good agreement between the simulation statistics and a negative exponential fit (green line), where an exponential distribution is expected here

on physical grounds given the randomness of the intensity fluctuations in the noise-like pulse regime. Indeed, such negative exponentially distributed statistics have been seen in previous experiments studying statistics of modulation instability and noise-like pulse lasers^{6,35}. In addition to clearly revealing the statistical behaviour of the sub-ps soliton structure of noise-like pulses, these results also strongly confirm the fidelity of the model in reproducing the time-domain properties of the laser system.

We also see (from both simulation and experiment) that a significant fraction of the measured intensity peaks exceeds twice the significant intensity threshold (see ‘Methods’ section), thus meeting the statistical criterion to be formally classified as intracavity rogue waves. Indeed, the rogue wave intensity thresholds computed from the experiment ($I_{RW}^{exp} = 3.64$) and simulation ($I_{RW}^{sim} = 3.68$) are in very good agreement, and the experimental threshold is shown in the figure as the dashed blue line. From this data, it is also straightforward to calculate the fraction of temporal peaks satisfying the rogue wave criterion, which yields 0.43% from simulation, and 0.10% from the experiment.

When we are in the noise-like pulse regime generating broadband spectra, the temporal probability distribution as shown in Fig. 6c is largely insensitive to small changes in the design parameters. Specifically, performing numerical simulations with small changes (within $\pm 10\%$) in parameters such as f_R , E_{sat} , g_0 , and the length of the HNLf have a negligible effect on the temporal pulse characteristics, and thus the negligible effect on the associated probability density function. This is also seen in experiments when we make small changes in pump power for example. We attribute this insensitivity to the fact that our cavity configuration contains a long length of HNLf such that we observe noise-like pulse behaviour at all pump powers above the threshold.

Complementing the time-domain measurements in Fig. 5, we were also able to record real-time spectral data. Specifically, the DFT method was used to record spectral fluctuations at the HNLf input, and Fig. 7a shows a false-colour representation of the shot-to-shot variation measured over 1000 roundtrips. The fidelity of the DFT method was confirmed by computing the average over this measurement ensemble and comparing with an averaging optical spectrum analyser. The agreement between these measurements is clear from Fig. 7b, and this figure also shows the average input spectrum obtained from simulations. There is a small difference between the experimental and simulation bandwidth, but this does not influence the interpretation of our results.

As we saw in the simulation results in Fig. 4, the shot-to-shot spectra also show a strong sub-structure of spectral peaks. Although analysing spectral peak statistics does not have the same direct physical interpretation in terms of soliton dynamics as analysis of temporal peaks, several studies have characterised spectral peak fluctuations in the context of identifying frequency-domain rogue wave events^{34,50}. From our real-time spectral measurements, we computed peak statistics in a similar way as for the temporal data, and the corresponding probability density function is shown in Fig. 7b. Here we also compare with simulation, but note that the simulated spectra were convolved before peak analysis with a response function to model the spectral resolution of the experimental DFT data (see ‘Methods’ section) The figure plots results on both linear and logarithmic scales, and as with the temporal data, there is a very good agreement. The rogue wave spectral peak intensity threshold computed from the experiment was ($S_{RW}^{exp} = 3.22$) and simulation was ($S_{RW}^{sim} = 3.20$); the experimental threshold is shown in the figure as the dashed blue line. From this data, it is also straightforward to calculate the fraction of spectral peaks satisfying the rogue wave criterion, which yields 0.04% from

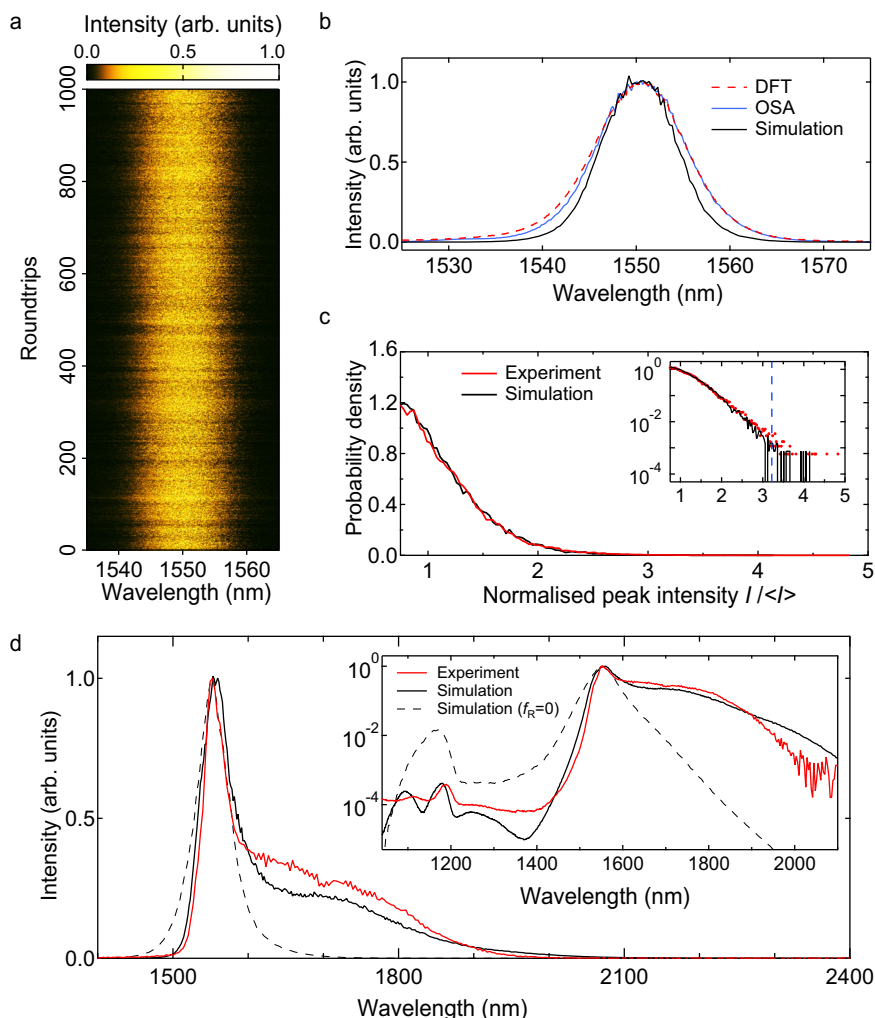


Fig. 7 Spectral characterisation and comparison with simulation. **a** False-colour plot of measured shot-to-shot spectral fluctuations over 1000 roundtrips at the HNLF input. **b** Corresponding mean spectrum from DFT (red dashed), time-averaged OSA measurements (blue) and simulations (black). **c** Computed probability density functions for the peak intensities from the experiment (red) and simulation (black). Both experiment and simulation are normalised relative to the mean of the intensity time series. The inset plots the results on a logarithmic scale to highlight quantitative agreement over 3 orders of magnitude, including the highest intensity peaks. The dashed blue line shows the experimental rogue wave threshold which on this graph would coincide with that from simulation. **d** Broadband supercontinuum spectra at the HNLF output, comparing experiment (red) and simulation (black). The dashed line shows simulation results without the Raman term ($f_R = 0$). The inset plots the spectra using a logarithmic scale showing also an expanded wavelength range (combining measurements from the Anritsu MS9710B OSA and the NIRQuest512 spectrometer). Simulations reproduce spectral features over a span approaching ~ 1000 nm.

simulation, and 0.07% from the experiment. These density functions were computed from a time series of 57,500 spectral peaks measured experimentally, and 44,900 peaks analysed from simulation. The intensity normalisation was relative to the mean of each respective time series.

Finally, we discuss Fig. 7d, which shows the measured average spectrum at the HNLF output (red curve). The inset uses a logarithmic scale, and plots over an extended wavelength range to show the dispersive wave components by combining measurements from the Anritsu MS9710B OSA and the NIRQuest512 spectrometer (see ‘Methods’ section). The spectrum is highly asymmetric, consisting of a primary spectral peak of ~ 40 nm bandwidth, an extended long-wavelength tail, as well as a short wavelength dispersive wave structure. The overall span of the measured spectrum approaches ~ 1000 nm.

These experimental results are reproduced in our modelling, where the solid black line shows the simulated average spectrum (computed over 1000 roundtrips) based on the full generalised

propagation model. There is very good agreement between experiment and simulation and, given the complexity of the dissipative soliton system that we are modelling, we stress at this point the significance of these results. Specifically, although there have been a large number of distinct experimental and numerical studies of noise-like lasers, our simulations here quantitatively reproduce the observed energy characteristics, the time-averaged broadband spectrum over a span approaching 1000 nm, as well as the intensity statistics of random sub-picosecond soliton structures. Moreover, they clearly show the role of soliton dynamics, allowing us to physically associate the long-wavelength tail with the random evolution dynamics of Raman solitons, and the short wavelength structure from the corresponding dispersive waves. Note that the modulation in the dispersive wave spectral structure arises from cross-phase modulation from the generating soliton pulse⁷⁶, sometimes described as analogous to event horizon dynamics⁷⁷. The importance of the Raman dynamics is explicitly seen by comparing experiment to simulations

performed in the absence of the Raman contribution (i.e. $f_R = 0$). These are shown as the dashed black line, and we clearly see that the long-wavelength spectral extension, in this case, is absent. Note that the stronger dispersive wave component here arises from more efficient dispersive wave energy transfer when there is no Raman-induced wavelength shifting.

Discussion

Despite the fact that the incoherent noise-like pulse regime of optical fibre lasers has been observed for nearly 25 years, its physics has been understood in only very general terms. Indeed, the very appellation of noise-like is a very generic description, and does not provide information or even any hints about the pulse dynamics or possible underlying instability mechanism.

The experiments and modelling reported here have addressed this problem for the particular case of a broadband dissipative soliton laser operating in a highly nonlinear regime. Our experiments reveal multiple ultrafast localised structures with random characteristics typical of soliton turbulence, and our simulations reveal the associated intracavity dynamics of soliton fission, Raman evolution and supercontinuum generation. The simulations predict both time-averaged and statistical properties in quantitative agreement with experiments.

From an experimental viewpoint, our results have provided a further example of the great utility of ultrafast real-time measurements in providing new insights into complex nonlinear dynamics in optical fibre systems. Although we have applied real-time characterisation to the particular case of a broadband incoherent dissipative soliton laser, these methods are general, and we expect future experiments to study similar instability mechanisms in regimes of noise-like pulse laser operation with narrower bandwidths. In particular, developing a more complete understanding of the relative importance of modulation instability and incoherent soliton fission in driving irregular cavity dynamics is likely to be an important area of future study.

Perhaps most significantly, our results suggest that for this case of broadband instability in a highly nonlinear regime, we can clarify the noise-like pulse regime as one where intracavity supercontinuum dynamics play a dominant role. This work extends our knowledge of dissipative soliton systems, and further highlights the rich dynamics of laser oscillators when operated far from a weakly-perturbative dynamical regime.

Methods

Numerical modelling. Numerical simulations of laser pulse evolution used an iterative map with appropriate transfer functions for each cavity element⁷⁸. We write the pulse amplitude as $A(z, T) = \hat{x}(u(z, T)) + \hat{y}(v(z, T))$, where $u(z, T)$ and $v(z, T)$ are the field components along the two principal polarisation axes. The general propagation model for each fibre segment was based on the coupled generalised nonlinear Schrödinger equations (GNLSE) given by:

$$\begin{aligned} (\partial_z - i\Delta\beta_0/2 + \Delta\beta_1/2\partial_T + i\beta_2/2\partial_T^2 - \beta_3/6\partial_T^3 - \hat{g}/2)u(z, T) = \\ i\gamma(1 + i/\omega_0\partial_T)\{(1 - f_R)[(|u|^2 + 2/3|v|^2)u + 1/3v^2u^*] + \\ f_R u(z, T)h_R(T) * (|u(z, T)|^2 + |v(z, T)|^2)\} \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} (\partial_z + i\Delta\beta_0/2 - \Delta\beta_1/2\partial_T + i\beta_2/2\partial_T^2 - \beta_3/6\partial_T^3 - \hat{g}/2)v(z, T) = \\ i\gamma(1 + i/\omega_0\partial_T)\{(1 - f_R)[(|v|^2 + 2/3|u|^2)v + 1/3u^2v^*] + \\ f_R v(z, T)h_R(T) * (|u(z, T)|^2 + |v(z, T)|^2)\} \end{aligned} \quad (2)$$

Here β_2 and β_3 are the second and third-order dispersion coefficients (assumed identical for each axis), and the weak (bend-induced) birefringence in each segment is included via the parameter $\Delta\beta_0 = 2\pi/L_B$ where L_B is the beat length. A value of $L_B = 5$ m was used for all segments, consistent with the previous studies^{31,79,80}. The group index term was calculated from the approximation $\Delta\beta_1 \approx \Delta\beta_0/\omega_0$ ^{81,82}. Jones calculus was used to model the effect of polarisation-selective elements such as waveplates and the polarising beamsplitter in the bulk cavity segment.

The usual Kerr nonlinear coefficient for each segment is γ , and higher-order nonlinear effects of self-steepening and Raman scattering were also included. The Raman contribution is included via the convolution (*) with the response function

$h_R(t)$, which was based on a realistic model for silica^{67,68}. Using a Raman fraction of $f_R = 0.18$ yielded good agreement with experiments, and we neglected orthogonal Raman gain contributions⁸³. We stress that the use of this Raman model was essential to quantitatively reproduce the long-wavelength spectral broadening seen experimentally. We also note that although some previous studies have used a linear Raman approximation⁸⁴, this cannot accurately describe the dynamics of sub-picosecond pulses⁸⁵. We also stress here that the Raman fraction f_R is not a fitted parameter, but rather is determined from the peak of the Raman gain profile measured in experiment⁸⁶. Although some small variation in the numerical value of the Raman fraction has been reported, the value of $f_R = 0.18$ has been found to yield good agreement with experiments as suggested in ref. 68.

Our modelling used fibre lengths and parameters based on the experimental cavity design. Segment AB consists of 11 m of OFS R37003 Erbium-doped fibre (EDF) with normal dispersion $\beta_2 = +40 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$, and nonlinear parameter $\gamma = 6.0 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$. Third-order dispersion in the EDF was neglected. Standard silica fibre Segments BC, DE, and FA were of lengths 2.87 m, 4.45 m, and 7.8 m respectively, and used SMF-28 parameters $\beta_2 = -21.7 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$, $\beta_3 = +86.0 \times 10^{-6} \text{ ps}^3 \text{ m}^{-1}$, and nonlinear parameter $\gamma = 1.1 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$. Although some cavity components (such as wavelength-selective couplers) used short lengths of other silica-based fibre, this was found to have a negligible effect on propagation and was not explicitly included in the modelling. The supercontinuum segment CD models propagation in 10.3 m of OFS highly nonlinear fibre with $\beta_2 = -5.23 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$, $\beta_3 = +42.8 \times 10^{-6} \text{ ps}^3 \text{ m}^{-1}$ (zero-dispersion wavelength of 1408 nm), and nonlinear parameter $\gamma = 18.4 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$. The net cavity dispersion is $+0.06 \text{ ps}^2$. Note that all dispersion and nonlinearity parameters above are specified at 1550 nm.

The gain term $\hat{g}(\omega)$ is non-zero only in the EDF segment, and we model this with a Lorentzian:

$$\hat{g}(\omega) = \frac{1}{1 + E/E_{\text{sat}}} \times \frac{g_0}{1 + \Omega^2/\Omega_g^2}, \quad (3)$$

with g_0 the unsaturated small-signal gain, $E = \int (|u|^2 + |v|^2) d\tau$ the intracavity pulse energy, and E_{sat} a gain saturation energy parameter. $\Omega = \omega - \omega_0$ is the detuned angular frequency, and ω_0 is the central transition frequency (corresponding to a wavelength of 1550 nm) and Ω_g is the gain (half) bandwidth (corresponding to 20 nm). Note that this approach is widely used in the modelling of EDF amplifiers^{13,87} and is justified physically because gain recovery timescales for an Erbium-doped amplifier are typically ~ 100 s of μs ⁸⁸, orders of magnitude slower than any of the characteristic timescales of our laser dynamics: the roundtrip time (179 ns); the noise-like pulse envelope (~ 100 s of ps); the ultrafast soliton sub-structure (~ 100 s of fs). We also note that because of the spectral filtering in the cavity, the bandwidth of the injected signal into the amplifier is effectively reset to ~ 10 nm for every roundtrip, which is significantly less than the 40 nm FWHM of the lineshape function. Moreover, there is no appreciable nonlinear spectral broadening in the EDF such that the pulses remain at ~ 10 nm bandwidth during amplification. This means that gain bandwidth-limiting effects⁸⁹ are also negligible. Indeed, the fact that we can neglect nonlinear effects in the amplifier is another factor that allows us to focus more on the physics of the dramatic spectral broadening in the HNLF. We also note that our use of a constant distributed gain coefficient g_0 is for consistency with previous studies of similar laser systems that have shown good agreement with experiments¹³. In fact, we explicitly checked that for our parameter regime, the average and statistical results from simulations do not significantly depend on the longitudinal gain model used. Finally, we note that typical polarisation-dependent gain in our parameter regime is expected to be below ~ 0.3 dB⁹⁰, which can be neglected compared to our small signal and saturated gain of 35 and 21 dB, respectively, over the 11 m EDF length. Moreover, previous studies of polarisation-dependent gain saturation have also shown a negligible effect on nonlinear dynamics in dissipative soliton lasers⁹¹.

A bulk-optics free space segment EF (length 28.1 cm) includes a nonlinear-polarisation based saturable absorber^{61,92}, and a narrowband spectral filter to control the bandwidth of the pulses reinjected into the EDF⁶². The filter transfer function was modelled on a double supergaussian fit to the experimentally measured intensity transmission function and was given by: $T(\Omega) = c_1 \exp(-(\Omega^2/\Omega_1^2)^{m_1}) + c_2 \exp(-(\Omega^2/\Omega_2^2)^{m_2})$ with coefficients $c_1 = 0.7036$, $c_2 = 0.2944$, $m_1 = 1.4483$, $m_2 = 1.0034$, $\Omega_1 = 4.2584 \times 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$, and $\Omega_2 = 6.8006 \times 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$. Linear losses in the cavity originate mainly from splicing and coupling and are considered at points C (0.84 dB), D (3.02 dB) and F (3.0 dB) in the simulation. The loss at point F includes the linear loss of the filter (20%).

Numerical simulations were performed using a 1.3 ns time window and $2^{18} = 262,144$ points such that the temporal resolution is ~ 5 fs. The frequency grid corresponds to a wavelength span of ~ 1019 – 3238 nm with a frequency resolution of 769 MHz (wavelength resolution $\sim 6 \times 10^{-3}$ nm around 1550 nm). Although computationally very demanding, this level of time and frequency resolution is necessary to span the full noise-like pulse envelope structure, as well as to capture fine structure in the temporal and spectral domains. The numerical techniques used for the solution of GNLSE-like differential equations are well-known, and examples of numerical code for this purpose are widely available^{63,68}.

A particular simulation is initiated at the input to the EDF (point A in Fig. 1a) using a gaussian noise background in the time-domain distributed across the full

1.3 ns time window^{12,93}. The seed energy (distributed between the two polarisation components) was ~3 pJ. Physically, laser operation would be initiated by random amplified spontaneous emission noise from the EDF, but the averaged simulation results and the computed intensity peak statistics were found to be independent of the noise source used. Typically ~10² roundtrips were required for the simulations to converge to the regime with well-defined mean energy, and it was only after entering this regime that statistical analysis was performed.

To compare simulations and experiments, we iteratively scanned the simulation parameter space to yield average spectral characteristics that agreed with the experiment (Fig. 7). This procedure yielded a small-signal gain of $g_0 = 0.73 \text{ m}^{-1}$ and saturation energy of $E_{\text{sat}} = 3.5 \text{ nJ}$. For the 225 mW pump power used in our experiments, these parameters were comparable to previous similar modelling of dissipative soliton lasers⁹³, and supported by a rate equation analysis of the EDF single-pass gain characteristics⁸⁸. The simulations yield a mean intracavity energy (averaged over 1000 roundtrips) of 10.5 nJ at the EDF output, compared with the experimental value of 13.6 nJ. Although the exact agreement would not be expected because of the approximate model of the gain lineshape function used, the overall agreement is remarkable between the mean energy, the average broadband spectrum with components spanning ~1000 nm, and computed temporal and spectral statistics. For completeness, we give the waveplate orientations for our simulations as (QWP1, HWP1, HWP2, QWP2) = (5.4°, 16.2°, 64.8°, 27°) although a precise comparison with the experiment is not possible here because of the unknown birefringence orientation of each particular fibre segment in the cavity.

Computation of the spectrogram. The simulations yield access to the amplitude and phase of the intracavity field, allowing us to calculate a frequency (or wavelength)-time spectrogram which clearly shows the intensity and phase content of the pulse in the time and frequency domains. We compute in particular the total field spectrogram $S(\omega, \tau) = S_u(\omega, \tau) + S_v(\omega, \tau)$ where the separate component spectrograms are defined by:

$$S_k(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} g(T - \tau) f(T) \exp(-i\omega T) dT \right|^2 \quad (4)$$

with $k = u, v$ and $f(T)$ representing either $u(z, T)$ or $v(z, T)$ respectively, the field components along the two principal polarisation axes. The function $g(T - \tau)$, a variable delay gate function with delay value τ . The spectrogram trace then plots the spectra of a series of time-gated portions of the field and, especially when plotted against the associated temporal and spectral intensities, it provides a highly intuitive way to interpret the time-frequency structure of a complex field. In our calculation of the spectrogram, we used a gate function of 300 fs duration (full width at half maximum) and a Gaussian profile. Note that the use of the total spectrogram over both polarisations has the clear physical interpretation that it projects naturally onto the total temporal intensity profile and total spectrum.

Based on the spectrogram, it is possible to identify the wavelength of each of the Raman-shifted localised temporal peaks in the random HNLF output field, allowing calculation of the associated soliton number using

$$N_p = [\gamma(\omega_p) P_p T_p^2 / |\beta_2(\omega_p)|]^{1/2}$$

Here $\gamma(\omega_p)$ and $\beta_2(\omega_p)$ are respectively the nonlinearity and dispersion parameters at the Raman-shifted peak frequency ω_p , and P_p and T_p are respectively the pulse peak power and duration. The corrected dispersion parameter is then $\beta_2(\omega_p) = \beta_2(\omega_0) + (\omega_p - \omega_0) \beta_3(\omega_0)$ where ω_0 corresponds to a wavelength of 1550 nm. The corrected nonlinearity parameter is then $\gamma(\omega_p) = (\omega_p/\omega_0) \gamma(\omega_0)$ ⁹⁴.

Experimental setup. The laser system in Fig. 1 used a unidirectional cavity configuration with fibre lengths as described above. The overall laser repetition rate is 5.59 MHz (roundtrip time of ~179 ns). The primary laser output after the HNLF (point D) used a 40% coupler, and we used a 1% coupler at point C for diagnostics and a 5% coupler in segment DE for additional spectral measurement. The spectral filter used (Andover 155FSX-1025) had 10 nm bandwidth (FWHM) and 80% peak transmission. The EDF was co-directionally pumped at 976 nm, and noise-like pulsed behaviour was observed at all values of pump power above the 40 mW pump threshold where pulsed laser operation was first observed. In contrast to similar cavity configurations without the HNLF²⁸, we did not observe any stable mode-locked regime for any combination of cavity parameters. With suitable adjustment of the waveplates, it was possible to observe noise-like pulse operation with broadband spectral output over a wide range of pump powers up to 500 mW. The observed spectra exhibited qualitatively similar characteristics over the full range of pump powers, although the broad temporal envelope duration (as measured with a photodiode) increased to ~450 ps at the highest pump powers. The results reported here at a pump power of 225 mW corresponded to 13 mW average power at the primary output after the HNLF (point D). This corresponds to intracavity energy of 7.3 nJ at the HNLF output and an energy at the EDF output of 13.6 nJ when accounting for all coupling and splicing losses between the EDF and HNLF.

Direct pulse envelope measurements used a 35 GHz photodiode (New Focus 1474 A) connected to a 20 GHz channel of a real-time oscilloscope (LeCroy 845 Zi-A, 40 GS⁻¹). The DFT setup used 5.13 km of dispersion compensating fibre (DCF) with group-velocity dispersion coefficient of $D = -83.6 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$

($\beta_2 = +107 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$) at 1550 nm. The signal under test was attenuated before injection into the DCF to ensure linear propagation. The fidelity of the DFT measurements was confirmed by comparing the DFT spectrum with that measured using an averaging OSA (Anritsu MS9710B) for a separate stable mode-locked laser operating around 1550 nm. This comparison was also performed on the average spectra measured at the HNLF input (see results in Fig. 7b). The real-time DFT signal was measured by a 12.5 GHz photodiode (Miteq DR-125G-A) connected to another 20 GHz channel of the real-time oscilloscope, resulting in a spectral resolution of 0.19 nm. For the results in the inset of Fig. 7d, the broadband spectrum from the HNLF is plotted over an expanded wavelength range by combining measurements from the Anritsu MS9710B OSA below 1550 nm and the Ocean Optics NIRQuest512 spectrometer (resolution of 6.3 nm) above 1550 nm. The measured spectra were matched in the region of 1550 nm.

The time-lens setup was based on a commercial system (Picoluz UTM-1500) described in ref. ⁹⁵, supplemented by an additional module of dispersion compensating fibre for additional magnification. A time-dependent quadratic phase was applied on the signal after propagation step D_1 by four-wave mixing in a silicon waveguide between the signal and linearly-chirped pump pulses from an integrated fibre laser module (a 100 MHz Menlo C-Fiber Sync, a P100-EDFA and a pre-chirping fibre D_p). The overall system magnification of $\times 190$ was determined experimentally by using Fourier-domain pulse shaping (Finisar Waveshaper 4000 series) to create a picosecond pulse doublet with exactly 10 ps separation, and by measuring the increased temporal separation after passage through the time-lens. The magnification $|M| = D_2/D_1$ is associated with total dispersion for the input and output propagation steps of $D_1 = 4.16 \text{ ps nm}^{-1}$ and $D_2 = 790.4 \text{ ps nm}^{-1}$. The time-lens output was then recorded by a 12.5 GHz photodiode (Miteq DR-125G-A) connected to the 20 GHz channel of the real-time oscilloscope at a sampling rate of 40 Gs⁻¹. The calculated overall time-lens resolution⁹⁶ was 340 fs, and the demagnified time window was ~100 ps (determined by the duration of the chirped pump pulses into the Silicon waveguide). Since the noise-like pulse envelope duration of ~300 ps is larger than the time-lens window, we operated in asynchronous mode with free-running acquisition triggered by the arrival of the time-lens signal. To avoid a low signal to noise ratio at the edges of the measurement window, all statistical analysis of the time-lens temporal peaks was performed only on the central (70 ps) region of the window.

Rogue wave criteria. Based on the statistical distribution of intensity peaks in both the time and frequency domains, a significant intensity is defined as the associated mean intensity of the upper third of intensity peaks. The temporal and spectral rogue wave thresholds are defined as equal to 2.2 times this significant intensity⁹⁷.

Reporting summary. Further information on research design is available in the Nature Research Reporting Summary linked to this article.

Data availability

Data are available from the corresponding author upon reasonable request.

Code availability

The GNLS simulation code used in this manuscript is available from the corresponding author upon reasonable request.

Received: 22 February 2021; Accepted: 3 September 2021;

Published online: 22 September 2021

References

1. Solli, D. R., Herink, G., Jalali, B. & Ropers, C. Fluctuations and correlations in modulation instability. *Nat. Photonics* **6**, 463–468 (2012).
2. Närhi, M. et al. Real-time measurements of spontaneous breathers and rogue wave events in optical fibre modulation instability. *Nat. Commun.* **7**, 13675 (2016).
3. Tikan, A. et al. Universality of the peregrine soliton in the focusing dynamics of the cubic nonlinear Schrödinger equation. *Phys. Rev. Lett.* **119**, 033901 (2017).
4. Mussot, A. et al. Fibre multi-wave mixing combs reveal the broken symmetry of fermi–pasta–ulam recurrence. *Nat. Photonics* **12**, 303–308 (2018).
5. Krach, A. E., Suret, P., El, G. & Randoux, S. Nonlinear evolution of the locally induced modulational instability in fiber optics. *Phys. Rev. Lett.* **122**, 054101 (2019).
6. Närhi, M. et al. Machine learning analysis of extreme events in optical fibre modulation instability. *Nat. Commun.* **9**, 4923 (2018).
7. Akhmediev, N. & Ankiewicz, A. (eds.) *Dissipative Solitons* (Springer, 2005).
8. Grelu, P. & Akhmediev, N. Dissipative solitons for mode-locked lasers. *Nat. Photonics* **6**, 84–92 (2012).
9. Turitsyn, S. K. et al. Dissipative solitons in fiber lasers. *Phys. - Uspekhi* **59**, 642–668 (2016).

10. Ryczkowski, P. et al. Real-time full-field characterization of transient dissipative soliton dynamics in a mode-locked laser. *Nat. Photonics* **12**, 221–227 (2018).
11. Peng, J. et al. Real-time observation of dissipative soliton formation in nonlinear polarization rotation mode-locked fibre lasers. *Commun. Phys.* **1**, 20 (2018).
12. Liu, X. & Cui, Y. Revealing the behavior of soliton buildup in a mode-locked laser. *Adv. Photonics* **1**, 1–14 (2019).
13. Woodward, R. I. Dispersion engineering of mode-locked fibre lasers. *J. Opt.* **20**, 033002 (2018).
14. Fu, W., Wright, L. G., Sidorenko, P., Backus, S. & Wise, F. W. Several new directions for ultrafast fiber lasers [Invited]. *Opt. Express* **26**, 9432 (2018).
15. Blow, K. J. & Doran, N. J. Global and local chaos in the pumped nonlinear Schrödinger equation. *Phys. Rev. Lett.* **52**, 526–529 (1984).
16. Herbst, B. M. & Ablowitz, M. J. Numerically induced chaos in the nonlinear Schrödinger equation. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2065–2068 (1989).
17. Strogatz, S. H. *Nonlinear Dynamics and Chaos*. (Westview Press, 2015).
18. Haelterman, M., Trillo, S. & Wabnitz, S. Hopf sideband bifurcation and chaos in fiber lasers with injected signal. *Phys. Rev. A* **47**, 2344–2353 (1993).
19. Soto-Crespo, J. M., Grapinet, M., Grelu, P. & Akhmediev, N. Bifurcations and multiple-period soliton pulsations in a passively mode-locked fiber laser. *Phys. Rev. E* **70**, 066612 (2004).
20. Krupa, K., Nithyanandan, K., Andral, U., Tchofo-Dinda, P. & Grelu, P. Real-time observation of internal motion within ultrafast dissipative optical soliton molecules. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 243901 (2017).
21. Herink, G., Kurtz, F., Jalali, B., Solli, D. R. & Ropers, C. Real-time spectral interferometry probes the internal dynamics of femtosecond soliton molecules. *Science* **356**, 50–54 (2017).
22. Liu, X., Yao, X. & Cui, Y. Real-time observation of the buildup of soliton molecules. *Phys. Rev. Lett.* **121**, 023905 (2018).
23. Huang, Y.-Q., Qi, Y.-L., Luo, Z.-C., Luo, A.-P. & Xu, W.-C. Versatile patterns of multiple rectangular noise-like pulses in a fiber laser. *Opt. Express* **24**, 7356–7363 (2016).
24. Klein, A. et al. Ultrafast rogue wave patterns in fiber lasers. *Optica* **5**, 774 (2018).
25. Zhou, R., Liu, X., Yu, D., Li, Q. & Fu, H. Y. Versatile multi-soliton patterns of noise-like pulses in a passively mode-locked fiber laser. *Opt. Express* **28**, 912–923 (2020).
26. Runge, A. F. J., Agueraray, C., Broderick, N. G. R. & Erkintalo, M. Coherence and shot-to-shot spectral fluctuations in noise-like ultrafast fiber lasers. *Opt. Lett.* **38**, 4327 (2013).
27. Churkin, D. V. et al. Stochasticity, periodicity and localized light structures in partially mode-locked fibre lasers. *Nat. Commun.* **6**, 7004 (2015).
28. Lapre, C. et al. Real-time characterization of spectral instabilities in a mode-locked fiber laser exhibiting soliton-similariton dynamics. *Sci. Rep.* **9**, 13950 (2019).
29. Horowitz, M., Barad, Y. & Silberberg, Y. Noiselike pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser. *Opt. Lett.* **22**, 799–801 (1997).
30. Jeong, Y., Vazquez-Zuniga, L. A., Lee, S. & Kwon, Y. On the formation of noise-like pulses in fiber ring cavity configurations. *Opt. Fiber Technol.* **20**, 575–592 (2014).
31. Tang, D. Y., Zhao, L. M. & Zhao, B. Soliton collapse and bunched noise-like pulse generation in a passively mode-locked fiber ring laser. *Opt. Express* **13**, 2289–2294 (2005).
32. Kobtsev, S., Kukarin, S., Smirnov, S., Turitsyn, S. & Latkin, A. Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers. *Opt. Express* **17**, 20707–20713 (2009).
33. Pottiez, O., Grajales-Coutiño, R., Ibarra-Escamilla, B., Kuzin, E. & Hernández-García, J. Adjustable noiselike pulses from a figure-eight fiber laser. *Appl. Opt.* **50**, E24–E31 (2011).
34. Lecaplain, C. & Grelu, P. Rogue waves among noiselike-pulse laser emission: an experimental investigation. *Phys. Rev. A* **90**, 013805 (2014).
35. Li, B. et al. Unveiling femtosecond rogue-wave structures in noise-like pulses by a stable and synchronized time magnifier. *Opt. Lett.* **44**, 4351–4354 (2019).
36. Wang, Z., Nithyanandan, K., Coillet, A., Tchofo-Dinda, P. & Grelu, P. Buildup of incoherent dissipative solitons in ultrafast fiber lasers. *Phys. Rev. Res.* **2**, 013101 (2020).
37. Du, Y. et al. Alternation of the mode synchronization and desynchronization in ultrafast fiber laser. *Laser Photonics Rev.* **14**, 1900219 (2020).
38. Vazquez-Zuniga, L. A. & Jeong, Y. Super-broadband noise-like pulse erbium-doped fiber ring laser with a highly nonlinear fiber for raman gain enhancement. *IEEE Photonics Technol. Lett.* **24**, 1549–1551 (2012).
39. North, T. & Rochette, M. Raman-induced noiselike pulses in a highly nonlinear and dispersive all-fiber ring laser. *Opt. Lett.* **38**, 890–892 (2013).
40. Santiago-Hernandez, H. et al. Generation and characterization of erbium-Raman noise-like pulses from a figure-eight fibre laser. *Laser Phys.* **25**, 045106 (2015).
41. Wang, X. et al. Generation of noise-like pulses with 203 nm 3-db bandwidth. *Opt. Express* **27**, 24147–24153 (2019).
42. Pan, C., Zaytsev, A., You, Y. & Lin, C. Fiber-laser-generated Noise-like Pulses and Their Applications. In *Fiber Laser* (ed. Paul, M.) 211–243 (InTech, 2016).
43. Keren, S. & Horowitz, M. Interrogation of fiber gratings by use of low-coherence spectral interferometry of noiselike pulses. *Opt. Lett.* **26**, 328–330 (2001).
44. Özgören, K., Öktem, B., Yilmaz, S., Ömer İlday, F. & Eken, K. 83 W, 31 MHz, square-shaped, 1 ns-pulsed all-fiber-integrated laser for micromachining. *Opt. Express* **19**, 17647–17652 (2011).
45. Chernykh, A. I. & Turitsyn, S. K. Soliton and collapse regimes of pulse generation in passively mode-locking laser systems. *Opt. Lett.* **20**, 398–399 (1995).
46. Chang, W., Soto-Crespo, J. M., Vouzas, P. & Akhmediev, N. Spiny solitons and noise-like pulses. *J. Optical Soc. Am. B* **32**, 1377–1383 (2015).
47. Komarov, K., Komarov, K. & Zhao, L. Mechanism of formation of noiselike pulses in passively mode-locked fiber lasers. *Phys. Rev. A* **100**, 033829 (2019).
48. Donovan, G. M. Dynamics and statistics of noise-like pulses in modelocked lasers. *Phys. D Nonlinear Phenom.* **309**, 1–8 (2015).
49. Lauterio-Cruz, J. P. et al. Numerical study of complex dynamics and extreme events within noise-like pulses from an erbium figure-eight laser. *Opt. Express* **27**, 37196 (2019).
50. Runge, A. F. J., Agueraray, C., Broderick, N. G. R. & Erkintalo, M. Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser. *Opt. Lett.* **39**, 319 (2014).
51. Liu, Z., Ziegler, Z. M., Wright, L. G. & Wise, F. W. Megawatt peak power from a mamyshev oscillator. *Optica* **4**, 649–654 (2017).
52. Turitsyn, S. K. et al. Random distributed feedback fibre laser. *Nat. Photonics* **4**, 231–235 (2010).
53. Turitsyna, E. G. et al. The laminar–turbulent transition in a fibre laser. *Nat. Photonics* **7**, 783–786 (2013).
54. Barviau, B., Kibler, B. & Picozzi, A. Wave-turbulence approach of supercontinuum generation: Influence of self-steepening and higher-order dispersion. *Phys. Rev. A* **79**, 063840 (2009).
55. Picozzi, A. et al. Optical wave turbulence: Towards a unified nonequilibrium thermodynamic formulation of statistical nonlinear optics. *Phys. Rep.* **542**, 1–132 (2014).
56. Churkin, D. V. et al. Wave kinetics of random fibre lasers. *Nat. Commun.* **6**, 6214 (2015).
57. Hammani, K., Kibler, B., Finot, C. & Picozzi, A. Emergence of rogue waves from optical turbulence. *Phys. Lett. A* **374**, 3585–3589 (2010).
58. Suret, P. et al. Single-shot observation of optical rogue waves in integrable turbulence using time microscopy. *Nat. Commun.* **7**, 13136 (2016).
59. Meng, F., Lapre, C., Billet, C., Genty, G. & Dudley, J. M. Instabilities in a dissipative soliton-similariton laser using a scalar iterative map. *Opt. Lett.* **45**, 1232–1235 (2020).
60. Oktem, B., Ülgüdür, C. & Ömer İlday, F. Soliton-similariton fibre laser. *Nat. Photonics* **4**, 307–311 (2010).
61. Hofer, M., Fermann, M. E., Haberl, F., Ober, M. H. & Schmidt, A. J. Mode locking with cross-phase and self-phase modulation. *Opt. Lett.* **16**, 502–504 (1991).
62. Chong, A., Wright, L. G. & Wise, F. W. Ultrafast fiber lasers based on self-similar pulse evolution: a review of current progress. *Rep. Prog. Phys.* **78**, 113901 (2015).
63. Dudley, J. M. & Taylor, J. R. *Supercontinuum Generation in Optical Fiber* (Cambridge University Press, 2010).
64. Kelleher, E. J. R., Erkintalo, M. & Travers, J. C. Fission of solitons in continuous-wave supercontinuum. *Opt. Lett.* **37**, 5217–5219 (2012).
65. Smirnov, S. V., Kobtsev, S. M. & Turitsyn, S. K. In *Shaping Light in Nonlinear Optical Fibers* 415–433 (John Wiley & Sons, Ltd, 2017).
66. Torres-Muñoz, O. S. et al. Simultaneous temporal and spectral analysis of noise-like pulses in a mode-locked figure-eight fiber laser. *Opt. Express* **27**, 17521–17538 (2019).
67. Dudley, J. M., Genty, G. & Coen, S. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135–1184 (2006).
68. Agrawal, G. P. *Nonlinear Fiber Optics*. 5th edn (Academic Press, Boston, 2013).
69. Efremidis, N. K., Chen, Z., Segev, M. & Christodoulides, D. N. Airy beams and accelerating waves: an overview of recent advances. *Optica* **6**, 686–701 (2019).
70. Genty, G. et al. Collisions and turbulence in optical rogue wave formation. *Phys. Lett. A* **374**, 989–996 (2010).
71. Chouli, S. & Grelu, P. Soliton rains in a fiber laser: an experimental study. *Phys. Rev. A* **81**, 063829 (2010).
72. Zakharov, V. E. Turbulence in integrable systems. *Stud. Appl. Math.* **122**, 219–234 (2009).
73. Gelash, A. et al. Bound state soliton gas dynamics underlying the spontaneous modulational instability. *Phys. Rev. Lett.* **123**, 234102 (2019).
74. Solli, D. R., Ropers, C., Koonath, P. & Jalali, B. Optical rogue waves. *Nature* **450**, 1054–1057 (2007).

75. Erkintalo, M., Genty, G. & Dudley, J. M. On the statistical interpretation of optical rogue waves. *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **185**, 135–144 (2010).
76. Genty, G., Lehtonen, M. & Ludvigsen, H. Effect of cross-phase modulation on supercontinuum generated in microstructured fibers with sub-30 fs pulses. *Opt. Express* **12**, 4614–4624 (2004).
77. Webb, K. E. et al. Nonlinear optics of fibre event horizons. *Nat. Commun.* **5**, 4969 (2014).
78. Komarov, A., Leblond, H. & Sanchez, F. Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers. *Phys. Rev. A* **71**, 053809 (2005).
79. Huttner, B., Reecht, J., Gisin, N., Passy, R. & Von der Weid, J. P. Local birefringence measurements in single-mode fibers with coherent optical frequency-domain reflectometry. *IEEE Photonics Technol. Lett.* **10**, 1458–1460 (1998).
80. Man, W. S., Tam, H. Y., Demokan, M. S., Wai, P. K. A. & Tang, D. Y. Mechanism of intrinsic wavelength tuning and sideband asymmetry in a passively mode-locked soliton fiber ring laser. *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 28–33 (2000).
81. Menyuk, C. Nonlinear pulse propagation in birefringent optical fibers. *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 174–176 (1987).
82. Tang, D. Y., Zhao, L. M., Zhao, B. & Liu, A. Q. Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers. *Phys. Rev. A* **72**, 043816 (2005).
83. Golovchenko, E. A. & Pilipetskii, A. N. Unified analysis of four-photon mixing, modulational instability, and stimulated Raman scattering under various polarization conditions in fibers. *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 92–101 (1994).
84. Zhao, L., Tang, D., Cheng, T., Tam, H. & Lu, C. 120 nm bandwidth noise-like pulse generation in an erbium-doped fiber laser. *Opt. Commun.* **281**, 157–161 (2008).
85. Erkintalo, M., Genty, G., Wetzel, B. & Dudley, J. M. Limitations of the linear Raman gain approximation in modeling broadband nonlinear propagation in optical fibers. *Opt. Express* **18**, 25449–25460 (2010).
86. Stolen, R. H., Tomlinson, W. J., Haus, H. A. & Gordon, J. P. Raman response function of silica-core fibers. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1159–1166 (1989).
87. Yarutkina, I. A., Shtyrina, O. V., Fedoruk, M. P. & Turitsyn, S. K. Numerical modeling of fiber lasers with long and ultra-long ring cavity. *Opt. Express* **21**, 12942 (2013).
88. Desurvire, E. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications* (Wiley, 2002).
89. Sidorenko, P., Fu, W. & Wise, F. Nonlinear ultrafast fiber amplifiers beyond the gain-narrowing limit. *Optica* **6**, 1328–1333 (2019).
90. Wysocki, P. & Mazurczyk, V. Polarization dependent gain in erbium-doped fiber amplifiers: computer model and approximate formulas. *J. Lightwave Technol.* **14**, 572–584 (1996).
91. Grellu, P., Belhache, F., Gutty, F. & Soto-Crespo, J. M. Relative phase locking of pulses in a passively mode-locked fiber laser. *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 863–870 (2003).
92. Noske, D., Pandit, N. & Taylor, J. Subpicosecond soliton pulse formation from self-mode-locked erbium fibre laser using intensity dependent polarisation rotation. *Electron. Lett.* **28**, 2185–2186 (1992).
93. Renninger, W. H., Chong, A. & Wise, F. W. Pulse shaping and evolution in normal-dispersion mode-locked fiber lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **18**, 389–398 (2012).
94. Kibler, B., Dudley, J. M. & Coen, S. Supercontinuum generation and nonlinear pulse propagation in photonic crystal fiber: influence of the frequency-dependent effective mode area. *Appl. Phys. B* **81**, 337–342 (2005).
95. Salem, R. et al. Optical time lens based on four-wave mixing on a silicon chip. *Opt. Lett.* **33**, 1047–1049 (2008).
96. Salem, R., Foster, M. A. & Gaeta, A. L. Application of space–time duality to ultrahigh-speed optical signal processing. *Adv. Opt. Photonics* **5**, 274 (2013).
97. Dudley, J. M., Genty, G., Mussot, A., Chabchoub, A. & Dias, F. Rogue waves and analogies in optics and oceanography. *Nat. Rev. Phys.* **1**, 675–689 (2019).

Acknowledgements

F.M., C.L., C.B., T.S., J.M.M. and J.M.D. acknowledge support from the French Investissements d’Avenir programme, project ISITE-BFC (contract ANR-15-IDEX-0003) and project EUR (ANR-17-EURE-0002). G.G. acknowledges support from the Academy of Finland (Grants 318082, 333949, Flagship PREIN 320165). J.M.D. and C.F. also acknowledge project ANR-20-CE30-0004. S.K.T. acknowledges the support of the Russian Science Foundation (grant number 17-72-30006).

Author contributions

F.M. developed and performed the experiments, with C.L. and C.B. providing the initial setup and ongoing assistance. F.M. developed and performed the numerical simulations. Data analysis and interpretation of the results was performed by F.M. with contributions by T.S., C.B., J.M.M., C.F. and G.G. S.K.T. contributed to the analysis of the results. J.M.D. participated in all experiments and analysis and also provided overall project supervision. All authors contributed to the interpretation of the results, and the writing of the manuscript.

Competing interests

The authors declare no competing interests.

Additional information


Supplementary information The online version contains supplementary material available at <https://doi.org/10.1038/s41467-021-25861-4>.

Correspondence and requests for materials should be addressed to John M. Dudley.

Peer review information *Nature Communications* thanks the anonymous reviewer(s) for their contribution to the peer review of this work.

Reprints and permission information is available at <http://www.nature.com/reprints>

Publisher’s note Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

 **Open Access** This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License, which permits use, sharing, adaptation, distribution and reproduction in any medium or format, as long as you give appropriate credit to the original author(s) and the source, provide a link to the Creative Commons license, and indicate if changes were made. The images or other third party material in this article are included in the article’s Creative Commons license, unless indicated otherwise in a credit line to the material. If material is not included in the article’s Creative Commons license and your intended use is not permitted by statutory regulation or exceeds the permitted use, you will need to obtain permission directly from the copyright holder. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>.

© The Author(s) 2021

