HAL
open science

Algorithme d'évolution pour laser à fibre optique en régime d'impulsions courtes

Ugo Andral

To cite this version:

Ugo Andral. Algorithme d'évolution pour laser à fibre optique en régime d'impulsions courtes. Optique [physics.optics]. Université de Bourgogne, 2016. Français. NNT : 2016DIJOS050 . tel-01686626

HAL Id: tel-01686626

https://theses.hal.science/tel-01686626v1

Submitted on 17 Jan 2018

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.

Université de Bourgogne Franche-Comté

École doctorale CARNOT-PASTEUR

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR en PHYSIQUE

présentée par

Ugo Andral

le 2 décembre 2016

Algorithme d'évolution pour laser à fibre optique en régime d'impulsions courtes

Directeur de thèse : Philippe Grelu
Co-encadrant de thèse : Edouard Hertz

Jury

Marc Brunel,	Professeur (IPR, Rennes)	Rapporteur
Eric Freysz,	Directeur de Recherche (LOMA, Bordeaux)	Rapporteur
Vincent Couderc,	Directeur de Recherche (XLIM, Limoges)	Examinateur
Robert M. French,	Directeur de Recherche (LEAD, Dijon)	Examinateur

Remerciements

Cette thèse a été effectuée au sein du département Photonique du Laboratoire Disciplinaire Carnot de Bourgogne à l'Université de Bourgogne Franche-Comté. Je commencerai par remercier le responsable de l'équipe Soliton Laser et Communication Optique, Guy Millot, puis le directeur du laboratoire, Alain Dereux, et Hans-Rudolf Jasulin directeur de l'École Doctorale pour m'avoir offert la possibilité d'effectuer ces travaux de thèse.

Je tiens aussi à remercier les membres du jury qui ont évalué mes travaux et m'ont jugé apte à obtenir le grade de Docteur en Physique. Merci aux deux rapporteurs de ce manuscrit : Marc Brunel et Eric Freysz. Ainsi qu'aux deux examinateurs : Vincent Couderc et Robert M. French.

Évidemment, je tiens à remercier tout particulièrement Philippe Grelu, mon directeur de thèse mais aussi Edouard Hertz, mon co-encadrant de thèse. Merci de m'avoir fait confiance pour ce sujet, de m'avoir encadré de façon à ce que je puisse m'approprier ce sujet et le mener à ce qu'il est devenu aujourd'hui. Vos qualités de scientifiques et d'encadrants m'ont beaucoup inspirées et aidées durant ces travaux. Merci pour votre disponibilité, pour toutes ces discussions riches et intéressantes, qui ont eu beaucoup d'importance à mes yeux, et pour votre bonne humeur tout au long de ces trois années.

Ensuite, je souhaite remercier chaleureusement toutes les personnes avec qui j'ai pu interagir, en commençant par Franck Billard. Merci à toi la référence 0, pour ton aide précieuse depuis maintenant 4 ans. Sous ta rigueur (quasi germanique mais que je pense importante) se cache un vrai talent de pédagogue qui s'ignore. Merci pour m'avoir appris à "LabViewer", pour le nombre incalculable de discussions que nous avons eues, pour tes qualités de scientifique et ton humour si appréciable. Merci à vous aussi, Foued Amrani et Rachid Si Fodil, nous avons également beaucoup échangé et expérimenté ensemble. J'ai vraiment apprécié vos qualités scientifiques et humaines au quotidien lorsque l'on partageait le même bureau.

Merci aussi aux membres des équipes SLCO, PFL et OCP avec qui j'ai eu la chance d'interagir tant dans le cadre de mes travaux que dans le cadre de pauses de milieu de journée par exemple. Je pense particulièrement à Bruno Lavorel, Pierre Béjot, Aurélien Coillet, Benoit Cluzel, Olivier Musset, Christophe Finot et Julien Fatome. Merci à Stéphane Pernot et Bernard Sinardet du SIE pour m'avoir conseillé, aidé et laissé utiliser leur fer à souder. Merci à Claire Priou-Jacotot et Sandra Klein pour leur aide et leur patience dans mes démarches administratives.

Pour terminer avec les membres du LICB, je souhaite remercier tous les doctorants avec qui j'ai échangé durant ces trois années. Pour faire une liste non exhaustive, merci à la génération déjà docteur : Michael "Megalodon", Jérémy "Zizou", Camille "La folle", Gilles "Le p'titGilou", Nicolas "Poilu", Benoît "Président", Jaroslava "Jarka", Gang "Chou" ... Merci à la génération de futur docteurs : Marin, Paul, Hugo, Manon ...

À titre plus personnel, je voudrais remercier aussi mes amis de Dijon : Le Rouquin, Le blondin, Lucie, Gautier, Frédo, Max, Val et tous les autres. Travailler avec deux de ses amis fut un plaisir au quotidien et passer ces soirées tous ensemble fut un plaisir hebdomadaire. Je n'oublie pas mes amis d'un peu partout : Les poissons, Manon, Diane, Sandy, Audrey, Alice, Lothaire et tous les autres. C'est toujours un plaisir de vous revoir à chaque fois.

Enfin, je remercie énormément ma mère, mon père, ma sœur, mon frère, Olivier, Rémi, Soleil et Martin. Vous m'avez toujours soutenu, conseillé et écouté. Vous êtes une source de motivation et d'inspiration indispensable pour moi. Merci.

Table des matières

INTRODUCTION **1**

1 Laser à fibre optique à blocage de modes **7**

1.1 Laser à fibre optique 8

1.1.1 Principe du LASER 8

1.1.2 La fibre optique comme milieu amplificateur 9

1.1.3 Les composants d'optique intégrée 10

1.1.4 L'architecture d'un laser à fibre 11

1.2 Le verrouillage de modes 12

1.2.1 La génération d'impulsions 12

1.2.2 Blocage de modes à travers l'évolution non-linéaire de la polarisation . . . 15

1.3 Éventail des dynamiques impulsionnelles 17

1.3.1 Caractérisation expérimentale 18

1.3.2 Le soliton dissipatif 20

1.3.3 Les régimes impulsionnels instables, chaotiques ou non-organisés 23

1.3.3.1 Le Q-switch mode-locking 23

1.3.3.2 Le régime d'impulsions incohérentes, ou "Noise-like" 24

1.3.3.3 Le blocage de modes multi-impulsionnel 25

1.3.4 Auto-organisation des solitons dissipatifs en cavité laser 26

1.3.4.1 Molécule et cristal de solitons 26

1.3.4.2 La pluie de solitons 27

1.3.4.3 Le blocage de modes harmonique 28

1.4 Le dispositif expérimental 30

2 Algorithme d'évolution **35**

2.1 Historique 36

2.2 Fonctionnement de l'algorithme d'évolution 38

2.3 Simulations 41

2.4 Applications 45

3 Algorithme d'évolution en cavité laser fibrée **47**

3.1 La boucle de rétroaction 48

3.2 Expression des gènes et temporisation 51

3.2.1 La relation déphasage/tension 51
3.2.2 Homogénéité des EPC 53
3.2.3 Aspect temporel 55
3.3 Hystérésis et environnement 56
3.3.1 L'hystérésis 56
3.3.2 Environnement 57
3.4 Développement de l'algorithme 59

4 Recherche du blocage de modes dans son régime fondamental 63
4.1 Maximisation du niveau de SHG 64
4.1.1 Fonction de mérite 64
4.1.2 Convergence vers le blocage de modes 65
4.1.3 Convergence vers le QSML 67
4.1.4 Influence de la stabilité des individus sur l'optimisation 69
4.1.5 Conclusion 71
4.2 Maximisation de la fondamentale du spectre RF 71
4.2.1 Fonction de mérite 71
4.2.2 Convergence vers le blocage de modes 73
4.2.3 Convergence vers le régime d'impulsions incohérentes 75
4.2.4 Optimisation réalisée à travers un analyseur de spectre RF 77
4.2.5 Conclusion 79

5 Optimisation du blocage de modes harmonique 81
5.1 La fonction de mérite 82
5.2 Résultats 84
5.2.1 Recherche autour de la 20ème harmonique 84
5.2.2 Effet de la puissance de pompage et optimisation depuis un précédent résultat 87
5.3 Répétabilité et Conclusion 89

CONCLUSION ET PERSPECTIVES 98

Bibliographie 103

INTRODUCTION

Dans le domaine de la physique et plus particulièrement de l'optique, le XXème siècle fut le berceau de découvertes innombrables qui aujourd'hui sont les bases de la recherche moderne. La découverte la plus impactante de ce siècle fut peut-être la prédiction de l'émission stimulée par Einstein. Il explique alors qu'une onde électromagnétique pourrait être amplifiée en traversant un matériau spécifique grâce à cette interaction lumière-matière qu'est l'émission stimulée. Ce phénomène fut observé pour la première fois par Gordon et al. 37 ans plus tard [1, 2] qui développèrent ainsi le système MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) [3]. Le premier LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) fut élaboré expérimentalement par Maiman en 1960 [4]. En recouvrant d'argent deux faces parallèle d'un cristal de rubis et en irradiant ce dispositif avec une lampe à flash, il obtient une radiation lumineuse quasi-monochromatique à 694.3 nm. C'est cette découverte qui a donné naissance à l'optique des lasers telle que nous la connaissons aujourd'hui avec toutes ses ramifications dans divers domaines de recherche.

Parmi tous les domaines de l'optique étudiés maintenant, le laser a largement contribué au développement de l'optique non-linéaire. Les intensités lumineuses accessibles grâce au laser ont permis d'observer et/ou de démontrer de nouveaux phénomènes d'interaction entre la lumière et le milieu dans lequel elle se propage. On dit qu'un phénomène est non-linéaire lorsqu'il est issu d'une réponse non-linéaire d'un matériau à une excitation (lumineuse dans notre cas). On définit cette réponse comme étant la polarisation du milieu. Lorsque cette polarisation est proportionnelle au champ électrique de l'onde lumineuse, la réponse est dite linéaire. Si la polarisation possède des ordres supérieures, c'est-à-dire proportionnelle à des puissances supérieures du champ électrique, la réponse est non-linéaire. Ainsi on peut classifier les effets non-linéaires selon l'ordre de la polarisation requis pour les générer. Par exemple, l'effet non-linéaire du second ordre le plus célèbre est la génération de seconde harmonique. C'est un effet pour lequel la longueur d'onde de la lumière incidente est divisée par deux après propagation dans le milieu. Parmis les effets du troisième ordre, on peut par exemple citer l'effet Kerr optique, le mélange à quatre ondes et les diffusions inélastiques Raman et Brillouin.

En même temps que se développe le domaine de l'optique non-linéaire, l'optique guidée fait son apparition. Notamment avec la conception de dispositifs tels que les guides d'onde et plus particulièrement avec les fibres optique en verre de silice au milieu des années 1960. Cette idée est née avec l'envie de guider une information à haut débit sur de longues distances. La fibre optique présentait l'avantage de pouvoir guider la lumière dans un milieu très confiné sur des distances de plusieurs kilomètres. Rappelons que l'étude de l'absorption de la lumière par des verres de silice a montré que ces derniers étaient particulièrement transparents pour la principale longueur d'onde utilisée dans les télécommunications aujourd'hui : 1550 nm. Il aura fallu 20 ans pour que l'atténuation du signal optique lors de sa propagation dans une fibre optique soit abaissée à un niveau acceptable de 0.2 dB/km et enfin envisager la propagation d'informations sur plusieurs dizaines de kilomètres sans réamplification. Ce progrès réside essentiellement dans le développement et l'amélioration de méthodes de fabrication des fibres optiques. En plus de

ces qualités utiles pour les télécommunications, la fibre optique possède un bon coefficient de non-linéarité ce qui lui vaut l'avantage d'être un excellent milieu d'étude des phénomènes non-linéaires.

Cet intérêt pour l'optique guidée est à l'origine de la naissance d'un nouveau système laser : le laser fibré. Quelques équipes de recherche de la fin du XXème se sont intéressées au développement de fibres optiques comme milieu à gain. Cela est rendu possible par le dopage des fibres en ions terres rares tels que le Neodyme ou l'Erbium. Ces terres rares et d'autres, ont l'avantage de posséder des niveaux énergétiques accessibles pour réaliser l'amplification nécessaire au rayonnement laser. Les premiers laser fibrés émettant un rayonnement laser continu à 1550 nm sont rapportés dans la littérature en 1986 par Mears et al. à l'Université de Southampton [5, 6]. Les composants d'optique intégrés fibrés tels que les coupleurs, multiplexeurs et séparateur de polarisation développés pour les télécommunications par fibres optiques contribuèrent à concevoir des oscillateurs laser fibrés. Moins de dix ans après la conception de la première source laser fibrée continue, Duling [7] parvient à générer des impulsions dans une cavité laser fibrée en utilisant une technique de blocage de modes passive basée sur l'intégration d'une boucle amplificatrice non linéaire à une cavité en anneau. La même année, Zirngibl et al [8] démontrent le verrouillage de modes d'une cavité en anneau à partir d'un absorbant saturable rapide. C'est en 1992 que Tamura et al rapportent l'utilisation de l'évolution non linéaire de la polarisation comme mécanisme de blocage de modes dans une cavité laser fibrée. Le blocage de modes contraint la cavité à fonctionner en régime impulsionnel en favorisant une relation de phase fixe entre les modes de propagations de la cavité. Ainsi des interférences constructives localisées dans le temps sont produites et forment une impulsion optique. Dans le cas de Tamura et son équipe, la technique utilisée repose sur une sélection en polarisation des modes impulsionnels grâce à un effet Kerr optique vectoriel : l'évolution non-linéaire de la polarisation. Cet effet non-linéaire intervient lorsqu'un champ électrique intense se propage dans un milieu non-linéaire (tel que la fibre optique) avec une polarisation elliptique. L'orientation de cette ellipse va tourner, en supposant le milieu initialement isotrope, de façon proportionnelle à l'intensité du champ. Une discrimination des modes de faible intensité en faveur des modes de forte intensité est alors réalisable en utilisant un séparateur de polarisation. Cette sélection peut être modelée en contrôlant l'état de polarisation du champ électrique au sein de la cavité avec, par exemple, des contrôleurs de polarisation. L'état de polarisation en amont du séparateur de polarisation doit conduire à transmettre les modes les plus intenses et bloquer les modes les moins intenses. Ces pertes sélectives forcent le verrouillage de modes. En aval du séparateur de polarisation, l'état de polarisation doit redevenir elliptique afin que l'évolution non-linéaire de la polarisation puisse avoir lieu. Ces cavités laser fibrées à blocage de modes forment un nouveau type de dispositif d'étude de dynamiques impulsionnelles.

En 1973, Hasegawa et Tapper [9] prédisent la propagation de l'onde solitaire localisée, appelée *soliton*, dans une fibre optique passive. Sept ans plus tard, Mollenauer et al. rapportent l'observation de solitons optiques dans des fibres optiques [10]. Le soliton est une solution de l'équation non-linéaire de Schrödinger pour laquelle la dispersion chromatique et la non-linéarité se compensent. Cette solution présente donc la grande qualité de ne subir aucune déformation

au cours de sa propagation dans la fibre optique, du moins sur une distance où les pertes demeurent négligeables. Rappelons que l'équation non-linéaire de Schrödinger est utilisée dans ce cas pour modéliser la propagation d'une impulsion dans une fibre optique sans pertes, autrement dit un système conservatif. C'est sur ce dernier point essentiel que l'analyse théorique des cavités laser à modes bloqués se différencie de la modélisation de la propagation des impulsions dans une fibre optique. En effet, les systèmes laser sont non-conservatifs. Le pompage requis pour réaliser le rayonnement laser amène de l'énergie dans le système et au cours de sa propagation, ce rayonnement va subir des pertes linéaires et non-linéaires (via le mécanisme de blocage de modes par exemple). Ces systèmes sont capable de générer des ondes solitaires issues d'un équilibre entre la dispersion chromatique et la non-linéarité couplé au nécessaire équilibre entre le gain et les pertes. Ces ondes ont été qualifiées de *solitons dissipatifs* [11–13]. La modélisation de telles cavités requiert l'intégration de paramètres d'ordre supérieur dans l'équation non-linéaire de Schrödinger. C'est ainsi que depuis quelques années, l'utilisation de l'équation cubique quintique de Ginzburg-Landau s'est répandue dans la communauté scientifique comme modèle distribué de la dynamique ultrarapide des lasers à modes bloqués. Ces solitons dissipatifs sont généralement très robustes et leurs propriétés énergétiques ou temporelles sont issues des paramètres de la cavité.

Les cavités laser fibrées à blocages de modes passif sont réputées pour fonctionner facilement en régime multi-impulsionnel. Ceci est principalement dû à la relativement faible énergie du soliton dissipatif lorsque sa dérive de fréquence reste faible. En régime de dispersion anormale, ce phénomène peut alors être modélisé de façon approchée par le calcul de l'énergie du soliton fondamental correspondant à la non-linéarité et à la dispersion en jeu, connaissant la durée de l'impulsion. L'augmentation de l'apport d'énergie au système à travers le pompage suffit à créer de nouveaux solitons dissipatifs. Ces systèmes sont donc des plateformes idéales d'étude de dynamiques collectives d'ondes solitaires. Au sein du laboratoire, des démonstrations théoriques et/ou expérimentales de dynamiques particulières telles que les molécules de solitons et la pluie de solitons ont été reportées par le Prof. P. Grelu et ses collaborateurs [14–18]. Les explications sur les origines de ces organisations de solitons viennent essentiellement de l'analyse des interactions entre les solitons eux-mêmes mais elles sont également dépendantes du régime dissipatif. Au final, ce type de cavités a l'avantage d'offrir une grande richesse de dynamiques.

La problématique soulevée par ce sujet de thèse vient entièrement de l'expérience acquise par l'équipe SLCO du département Photonique de l'ICB dont un des domaines d'expertises est l'étude expérimentale de ces dynamiques impulsionnelles. Dans notre configuration expérimentale, l'établissement et l'organisation des solitons dissipatifs au sein de la cavité provient quasi exclusivement de la configuration des contrôleurs de polarisation. Ce qui est un avantage devient un défaut lorsque l'expérimentateur recherche un verrouillage de modes et/ou une organisation particulière sans avoir exploré au préalable les dynamiques accessibles par ces contrôleurs. En effet, les contrôleurs de polarisation offrent une multitude de possibilités et nous ne connaissons pas encore toutes les solutions accessibles. La recherche de ces variétés autour du blocage de modes requiert donc un grand travail d'exploration de la part de l'expérimentateur. De plus la

complexité du système dynamique dans son ensemble en termes d'interactions entre impulsions rend difficile toute prédiction théorique et numérique précise des paramètres nécessaires à l'obtention d'un régime spécifique. D'autant plus qu'une connaissance imparfaite des paramètres locaux (polarisation, bifréfringence locale et par contrainte etc) empêche de simuler précisément le comportement dynamique avec la seule connaissance des orientations des contrôleurs de polarisation. On constate ici les avantages et les inconvénients liés à l'utilisation de fibre standard sans maintien de polarisation.

Ces travaux de thèse proposent une solution originale pour la recherche de dynamiques ultrarapides spécifiques dans une cavité laser fibrée dont le blocage de modes est réalisé à travers l'évolution non-linéaire de la polarisation. Cette solution repose sur l'implémentation d'une méthode métaheuristique pour la résolution de problèmes d'optimisations intégrant la complexité de la dynamique intracavité. La méthode choisie est une stratégie d'évolution avec boucle de rétroaction. C'est un algorithme qui s'inspire librement de la théorie de l'évolution comme explicité par Charles Darwin pour résoudre le problème posé. Nous formons des groupes de candidats, qui sont composés de gènes (c'est à dire les paramètres du système à optimiser). Un ensemble de candidat est appelé population que nous soumettons à un environnement. Chaque candidat va se comporter différemment au sein de cet environnement ce qui va nous permettre de les juger selon un critère fixe et de les classer du plus adapté au moins adapté. L'évolution de la population suit une procédure précise où les candidats les plus adaptés sont clonés, ce sont les parents qui vont se reproduire afin de créer des candidats enfants. Cette procédure se termine par la mutation d'une certaine partie de la population enfant. Cette nouvelle population est testée et l'algorithme va répéter ce procédé le nombre de fois suffisant pour trouver le candidat le plus adapté possible. Dans le cadre de nos expérimentations, nous avons utilisé les paramètres des contrôleurs de polarisation comme gènes afin de sélectionner les blocages de modes les plus adaptés à nos critères. En parallèle, nous avons voulu déterminer s'il était possible de créer une bibliothèque de résultats (c'est à dire de régimes impulsionnels) afin d'élaborer comme un générateur d'impulsions optiques.

Ce type d'algorithme a été appliqué avec succès dans de nombreux domaines de recherche et représente un des domaines d'expertise de l'équipe PFL du Département Photonique de l'ICB avec qui cette thèse se fait en collaboration. Dr. E. Hertz et ses collaborateurs étudient le contrôle de systèmes atomiques ou moléculaires excités par des impulsions laser femtosecondes intenses. Une stratégie pour contrôler les réactions prenant place lors de l'excitation consiste à façonner temporellement les impulsions. Le façonnage est réalisé en contrôlant la phase et l'amplitude spectrale des impulsions au moyen d'un modulateur à cristaux liquides programmable. Ce dernier est placé au milieu d'une ligne 4f où les différentes composantes spectrales sont séparées spatialement permettant de les contrôler indépendamment. Il est possible en façonnant ainsi l'impulsion d'établir un contrôle sur une grande variété de réactions physico-chimiques : ionisation, dissociation, génération d'harmoniques, isomérisation... La limite réside en fait souvent dans la détermination du façonnage à appliquer pour obtenir le résultat désiré. Dans le cas de systèmes moléculaires complexes, la méconnaissance de certains paramètres moléculaires rend par exemple difficile une prédiction de l'impulsion optimale. Par ailleurs même si une prédiction

théorique peut être proposée, elle dépend souvent de façon critique des conditions expérimentales et des éventuels défauts de façonnage particulièrement en régime de champ laser intenses. L'utilisation de méthodes algorithmiques adaptative permet de contourner ces difficultés et de déterminer la mise en forme à appliquer sous les contraintes expérimentales données. A titre d'exemple, l'équipe PFL a démontré que le façonnage d'impulsions par algorithme d'évolution permettait de produire des ions moléculaires NO^+ dans un état vibrationnel donné [19] ou d'optimiser théoriquement l'alignement de molécules induit par laser [20].

Mon travail de thèse s'est d'abord concentré sur le développement d'un algorithme expérimental réalisant à la fois le pilotage des contrôleurs de polarisation et la caractérisation des candidats. Suite à cela j'ai travaillé à l'élaboration et l'intégration des critères de sélection que nous avions préalablement imaginés. Ainsi, nous avons pu tester ces critères en environnement expérimental et démontrer qu'il était possible d'accéder à des dynamiques impulsionnelles spécifiques de façon automatisée. Le plan de ce manuscrit est ainsi organisé. Après deux chapitres introductifs sur les notions de cavités laser fibrés à blocage de modes passif et sur les stratégies d'évolution, le troisième chapitre concerne l'implémentation de l'algorithme à notre dispositif expérimental. Le lecteur aura alors une vision complète du couple cavité/algorithme expérimental. Cela nous permet de directement discuter nos résultats et d'exposer nos conclusions sur les critères de sélections testés dans les deux derniers chapitres.

Chapitre 1

Laser à fibre optique à blocage de modes

Ce premier chapitre introduit les différentes notions et généralités nécessaires à la compréhension du contexte autour duquel ont évolués les travaux rapportés dans cette thèse. Les cavités laser à fibres optiques se sont exponentiellement développées à partir du début des années 2000 tant dans l'industrie que dans la recherche. L'utilisation d'une fibre optique comme milieu à gain et comme milieu de propagation offre de nombreux avantages pour une large gamme d'applications. L'amplification du signal optique se fait par nature dans un volume modal très réduit mais sur de plus longues distances : utilisant les ions terres rares, le gain est grandement amélioré par rapport aux lasers à solides et cristaux de l'optique libre. L'importante largeur spectrale de la bande de gain due à l'utilisation de fibres dopées aux terres rares, permet de concevoir des lasers accordables ou de générer des impulsions ultracourtes. L'intérêt suscité par la recherche en télécommunications a largement favorisé le développement de composants d'optique intégrée adaptés à cette problématique. Ceci facilitant la conception des lasers fibrés et abaissant leur coût. Du point de vue de la recherche fondamentale, ces cavités représentent des systèmes non-linéaires et dissipatifs idéaux pour l'étude des différentes dynamiques impulsionnelles accessibles tout comme la génération d'impulsions aux propriétés énergétiques ou temporelles particulières.

Dans le premier paragraphe nous rappelons les bases du laser à fibre en partant du principe de fonctionnement d'un laser et en finissant par les architectures de cavités laser fibrées fonctionnant en régime continu. Le deuxième paragraphe décrit le blocage de modes qui est une technique permettant de produire des impulsions courtes (inférieures à la dizaine de picosecondes). Le troisième paragraphe présente le large éventail des dynamiques impulsionnelles accessible grâce à cette technique de verrouillage de modes en différenciant les régimes mono- et multi-impulsionnels. Il met aussi en évidence les techniques capables d'identifier les différentes dynamiques. Enfin, le quatrième paragraphe décrit le dispositif expérimental mis au point dans le cadre de cette thèse.

1.1 Laser à fibre optique

1.1.1 Principe du LASER

Dans cette première partie nous faisons un rapide rappel du fonctionnement d'un laser (*Light by Amplification of Stimulated Emission Radiation*). Comme l'ont proposé Schawlow et Townes [21] en 1958 et que Maiman a ensuite démontré en 1960 [4], il est possible d'obtenir un effet laser à partir de l'excitation d'un milieu amplificateur couplé à un résonateur. Pour résumer, la combinaison des trois éléments essentiels suivants donne accès à une émission laser :

Un milieu amplificateur : C'est un milieu gazeux, liquide ou solide dont la composition moléculaire, atomique, ionique ou électronique permet l'amplification d'une onde électromagnétique s'y propageant. Par exemple, dans un milieu amplificateur à trois niveaux d'énergie (fondamental, excité et métastable), pour être amplifié, le rayonnement doit avoir une fréquence correspondant à l'écart entre le niveau fondamental et le niveau métastable. L'état métastable doit être surpeuplé par rapport au niveau fondamental (inversion de population). C'est le phénomène d'émission stimulée qui est à l'origine de cette amplification.

Un pompage : Le milieu amplificateur est alimenté en énergie par une source externe (la pompe) souvent lumineuse ou électrique. Le pompage est nécessaire pour créer l'inversion de population et éventuellement pour la maintenir dans le temps.

Une cavité : Le milieu amplificateur est placé à l'intérieur d'un résonateur, historiquement composé de deux miroirs (dont l'un des deux est semi-réfléchissant afin d'extraire une partie du rayonnement). Ce type de cavité joue le rôle de filtre à la fois spatial et spectral en assurant une contre-réaction positive sélective à l'émission stimulée.

La condition nécessaire à l'émission d'un rayonnement laser est que le gain du rayonnement soit supérieur aux pertes cumulées de la cavité. C'est un système compétitif. Seules les ondes résonnantes possédant une excellente stabilité géométrique avec des fréquences correspondantes au gain maximum du milieu amplificateur, ont la possibilité de subsister.

1.1.2 La fibre optique comme milieu amplificateur

Il est intéressant de remarquer que l'idée d'utiliser des verres dopés comme milieu amplificateur est apparue un an seulement après la démonstration de Maiman [4]. Durant l'année 1961, Snitzer proposa [22] et réussit [23] à obtenir un effet laser à partir du dopage en ions Nd^{3+} d'un barreau de verre de barium. Le barreau le plus petit qu'il ait utilisé faisait 32 µm de diamètre et était pompé transversalement. Deux ans plus tard, Wolff et al [24] obtiennent un effet laser dans un filament de PMMA (polymethyl methacrylate) dopé à l'europium tris. Le pompage est assuré par une lampe flash au xenon et toujours disposé de façon transversale. L'apparition du pompage longitudinal dans le cœur d'une fibre optique date du milieu des années 1970 par Stone et Burrus [25, 26]. Le pompage longitudinal de la fibre dopée Nd^{3+} crée une émission laser à 1.06 µm. Le diamètre du cœur de cette fibre de 50 µm induit la propagation de plusieurs modes transverses : elle est qualifiée de multimode. En terme de puissance, il fut possible d'obtenir 10 mW à 1.06 µm avec un pompage de 140 mW. Il faudra attendre encore 10 ans pour que soient produites les premières fibres monomodes dopées terres rares à faibles pertes [27]. L'équipe de recherche composée de Poole, Payne et Fermann à l'Université de Southampton élabore un procédé basé sur la technique de Modified Chemical Vapour Deposition (MCVD) afin de créer des fibres optiques dopées au Nd^{3+}. Ces dernières ont un fort taux d'absorption à la longueur d'onde de la pompe et de faibles pertes à la longueur d'onde d'émission laser. En 1985, dans la même équipe, Mears développe les premiers lasers à fibre dopée monomode en configuration Fabry-Perot et en anneau [28]. C'est la première démonstration expérimentale d'un laser en régime continu utilisant une fibre monomode dopée avec une architecture de cavité en anneau.

C'est en 1986 que les premières cavités lasers fibrées émettant à 1.55 µm par dopage en ions Er^{3+} ont commencées à êtres étudiées [5, 6]. Le principal intérêt de concevoir des sources fibrées à cette longueur d'onde est que cette dernière correspond à un minimum d'atténuation lors de la propagation du champ dans la fibre optique en verre de silice. C'est encore aujourd'hui la longueur d'onde la plus utilisée pour les télécommunications longue distance par fibre optique de silice.

1.1.3 Les composants d'optique intégrée

En même temps qu'étaient conçus ces premiers laser fibrés, l'intérêt grandissant pour les télécommunications ou les capteurs à fibres permit le développement de nombreux composants d'optique intégrée essentiels à la maturation des cavités laser fibrées. Ce paragraphe résume quels ont été les composants qui ont ouvert la voie à des architectures de cavités laser fibrées aujourd'hui utilisées.

Le coupleur : sert autant à extraire une partie de la puissance du champ incident qu'à recombiner deux champs incidents. Techniquement [29–31], deux fibres optiques monomodes sont étirées et soudées simultanément. Un coupleur 2x2 possède ainsi quatre branches, deux entrées et deux sorties (il existe aussi des coupleurs à une entrée et deux sorties). La figure 1.1 schématise le principe du couplage à 80/20. Lorsque l'on injecte un faisceau laser dans l'une des entrées du coupleur, un champ évanescent est créé à l'interface entre les deux fibres soudées et étirées. Ainsi une partie de la puissance incidente dans la première fibre est extraite et se propage dans la seconde fibre. Il est possible de contrôler le taux de puissance extraite en ajustant le diamètre des fibres optiques étirées mais aussi la longueur de la région d'interaction.

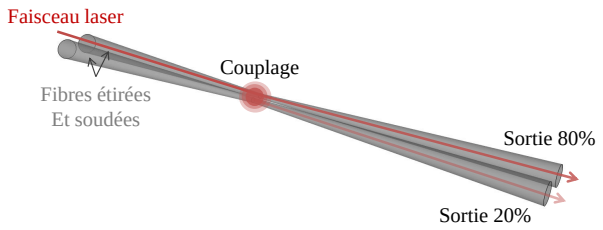

FIGURE 1.1 – Schéma de principe du fonctionnement d'un coupleur 80/20

Le (dé)multiplexeur (WDM) : est un outil capable de combiner ou séparer plusieurs faisceaux laser de différentes longueurs d'onde. Le premier effet de multiplexage dans un coupleur à fibres monomodes a été mis en évidence en 1983 à l'Université de Stanford par Digonnet et Shaw [32]. Leur technique était basée sur le couplage par champ évanescent. La dépendance de ce dernier à la longueur d'onde en fonction de l'écartement des deux cœurs de fibres permet d'ajuster la longueur d'onde transmise dans un guide et dans l'autre. Dans l'expérience de Digonnet et Shaw, deux fibres sont insérées dans un substrat et polies. La juxtaposition des deux fibres est finement réalisée et l'écartement est ajusté par des vis micrométriques. Un an plus tard Lawson et al réalisent un multiplexeur conçu exactement comme un coupleur fibré monomode [33]. Premièrement, ils observent que le couplage à une certaine longueur d'onde devient oscillant lorsque l'étirement de la fibre est prolongé plus que nécessaire pour la création d'un coupleur. Deuxièmement, ils démontrent qu'il est possible de fixer cet étirement afin qu'une longueur d'onde soit entièrement transmise par l'un des ports de sortie et que pour le même port, la seconde longueur d'onde soit bloquée.

Le séparateur de polarisation : permet de séparer un faisceau en deux en fonction de sa polarisation. Il a l'aspect d'un coupleur et la même technique de soudure/étirement est

utilisée [34] lors de sa conception. Chaque port de sortie du séparateur transmet complètement un seul axe de polarisation alors que l'autre axe orthogonal est éteint. Une fois encore le couplage par champ évanescent est responsable de la discrimination des différentes polarisations. Ce couplage est différent selon l'orientation de la polarisation et il est possible de définir la longueur de couplage capable de mettre en opposition le couplage pour une polarisation donnée et son état orthogonal.

Le contrôleur de polarisation : est généralement basé sur la création de biréfringence ajustable grâce à une contrainte (torsion, pincement ou chauffage) appliquée à la fibre optique. Lefevre fut le premier à démontrer [35] qu'il était possible d'obtenir le même effet qu'une lame de phase en enroulant une fibre et en exerçant une torsion à sa base (voir figure 1.2). La contrainte subie par la fibre lorsqu'elle est enroulée avec un certain rayon et un certain nombre de fois, crée un déphasage constant (π, $\pi/2$ ou $\pi/4$ par exemple). La torsion quant à elle réoriente l'axe du déphasage et crée donc des lames $\lambda/2$, $\lambda/4$ ou $\lambda/8$ orientables. Un contrôleur de polarisation se compose généralement de 3 boucles $\lambda/2$, $\lambda/4$ et $\lambda/2$. Ainsi n'importe quel état de polarisation cohérent en sortie peut être obtenu à partir de n'importe quel autre état de polarisation cohérent en entrée.

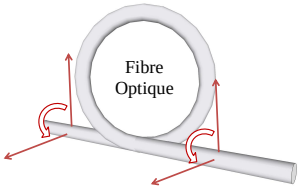

FIGURE 1.2 – Schéma de principe d'une boucle de Lefevre. La torsion est symbolisée par les flèches entourées en rouge.

1.1.4 L'architecture d'un laser à fibre

Grâce à ces différents composants, les cavités lasers fibrées ont pu évoluer depuis l'architecture classique linéaire de type interféromètre de Pérot-Fabry (voir figure 1.3) à l'architecture en anneau (voir figure 1.4). Les premières cavités linéaires utilisaient généralement des composants semi-réfléchissants accolés à l'extrémité de la fibre dopée pour former le résonateur. La pompe était directement injectée dans la fibre dopée à travers le miroir semi-réfléchissant et le signal laser était récupéré à l'autre extrémité de la fibre. Les cavités en anneau utilisent un multiplexeur pour injecter la pompe dans la cavité et un coupleur pour extraire une partie du signal laser. La fibre dopée est directement soudée aux autres composants. Un isolateur à effet Faraday en optique intégrée fibrée est inséré avant le coupleur afin de fixer le sens de propagation du signal laser. L'assemblage de ces composants en anneau forme le résonateur. Le champ amplifié ne fait plus des aller-retours dans le milieu amplificateur mais le traverse à chaque tour de cavité.

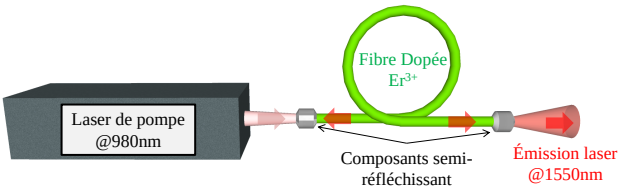

FIGURE 1.3 – Schéma de l'architecture type d'une cavité laser fibrée linéaire.

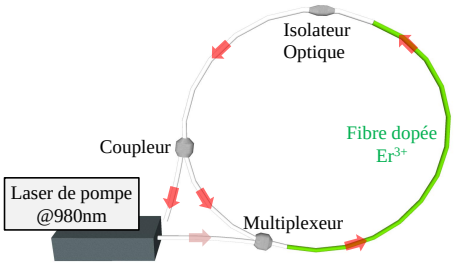

FIGURE 1.4 – Schéma de l'architecture type d'une cavité laser fibrée en anneau.

1.2 Le verrouillage de modes

1.2.1 La génération d'impulsions

La génération d'impulsions a toujours été d'un grand intérêt pour la communauté scientifique mais aussi pour les industriels. Après le succès du développement de sources continues fibrées émettant à 1.55 µm, il était logique d'étudier la formation et la propagation d'impulsions optiques dans ces milieux. Dans de nombreux domaines d'applications, l'interaction lumière/matière requiert une importante puissance crête, d'où l'utilité des sources nanosecondes, picosecondes et même femtosecondes [36, 37]. De cette façon, il est possible d'ablater de la matière ou de transformer l'état de la matière en évitant des effets thermiques non désirés. Le taux de répétitions de ces impulsions peut aussi avoir un rôle central dans certaines applications. En télécommunication, l'impulsion est exploitée comme messager de l'information avec des trains d'impulsions qui forment les suites de bits. Il faut aussi ajouter que l'intérêt d'utiliser des lasers fibrés pour ces applications vient de la compacité des cavités fibrées et du transport facilité du signal laser. Mais aussi de l'excellent rapport surface/volume induisant une excellente dissipation thermique et du coût restreint de leur fabrication. Pour ce qui est de leur intérêt dans la recherche fondamentale [38–40], il est centré sur la recherche de profils temporels [41], de propriétés (énergétiques, temporelles et/ou spectrales) [39] et de dynamiques impulsionnelles originales [18, 40, 42, 43]. La première partie de cette section se concentrera sur le principe du verrouillage de modes (ou blocage de modes) puisque c'est la principale méthode permettant de produire des impulsions ultracourtes sub-picosecondes. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux cavités laser fibrées dont le milieu amplificateur est constitué d'une fibre monomode dopée Er^{3+}. Ce type de milieu possède une largeur de gain d'environ 30 nm ce qui correspond à des durées d'impulsions limitées par transformation de Fourier de l'ordre de la centaine de femtosecondes.

Pour expliquer le blocage de modes il faut revenir sur le fonctionnement même du laser.

Le milieu amplificateur possède naturellement une certaine largeur spectrale de gain. Cette largeur de gain va autoriser la propagation d'un certain nombre de modes du résonateur (modes longitudinaux). Dans notre cas, l'espacement entre deux modes $\Delta\nu$ est calculé à partir de la longueur de la cavité : $\Delta\nu = c/(nL)$. C'est ce que l'on appelle l'intervalle spectral libre (ou FSR pour Free Spectral Range, voir figure 1.5). Chaque mode m possède trois caractéristiques propres *(i)* une amplitude A_m, *(ii)* une phase ϕ_m et *(iii)* une pulsation $\omega_m = 2\pi m\Delta\nu + \omega_0$ où ω_0 est la pulsation centrale. Le champ total dans la cavité correspond à la somme de tous les modes autorisés par le milieu amplificateur :

$$E = \sum_m A_m \exp i(\phi_m - \omega_m t) \tag{1.1}$$

On comprend alors que pour obtenir un laser parfaitement monochromatique, la cavité et le milieu amplificateur ne doivent permettre la propagation que d'un seul mode. Comme dit précédemment, le milieu possède une largeur de gain de l'ordre de 5 THz et on considère que notre cavité en anneau fait 15 m de longueur soit un taux de répétition de 14 MHz correspondant à la FSR du laser. Si l'on compare l'espacement entre deux modes et la largeur de gain, plus de 3.10^5 modes peuvent se propager dans la cavité. Ce phénomène induit des battements de tous ces modes qui généralement amènent à un comportement erratique du champ et finalement à une émission laser quasi continue et fortement bruitée. Le principe du verrouillage de modes repose entièrement sur les interférences générées par la propagation de tous ces modes. La relation de phase entre les modes gouverne la nature des interférences : constructives ou destructives. Le cas général est celui où il n'y a pas de relation de phase. Dans le cas où la phase relative est fixée et constante dans le temps pour un grand nombre de modes, ils sont dits verrouillés. Cela produit des interférences constructives périodiques et localisées : c'est le régime de fonctionnement impulsionnel par verrouillage de modes. Dans son fonctionnement fondamental, le verrouillage de modes produit une impulsion qui se propage dans la cavité en anneau. Cette impulsion passe par le milieu amplificateur à chaque tour de cavité. La durée entre deux passages est l'inverse de la FSR : $\Delta t = nL/c$. La principale caractéristique d'une impulsion ainsi générée est que sa largeur temporelle théorique dépend du nombre de modes en phase entre eux. Pour N modes en phase, la durée de l'impulsion correspond à $\tau = \kappa/(N\Delta\nu)$. κ est un facteur qui dépend de la forme de l'impulsion (gaussienne ou sécante hyperbolique). C'est pourquoi plus la bande de gain est large plus la source aura de chances de produire des impulsions courtes à partir de ce phénomène.

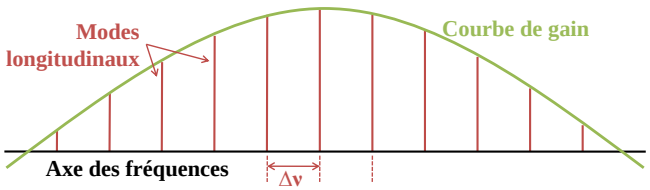

FIGURE 1.5 – Schéma décrivant l'espacement entre deux modes longitudinaux.

Le verrouillage de modes peut être réalisé de plusieurs façons différentes [44]. Ces techniques

sont reparties en deux groupes. Le premier est dit *actif* car un élément extérieur au système laser est utilisé pour assurer le blocage de modes. Le second est dit *passif* puisque c'est l'interaction du champ électrique avec le milieu qui sera à la base du processus.

Le verrouillage de modes *actif*

La principale méthode active emploie soit un modulateur d'amplitude, soit un modulateur de fréquence. Généralement ce sont des modulateurs acousto-optiques ou électro-optiques. Dans les deux cas le but est de créer un couplage entre modes adjacents. Pour cela la fréquence de modulation appliquée correspond à la fréquence $\Delta\nu$. À travers ce couplage le mode le plus intense imposera sa phase aux modes adjacents et ces modes aux suivants. La relation de phase entre chaque mode est ainsi forcée et produit un train d'impulsions. Au niveau temporel, on peut comprendre aussi que le modulateur introduit des pertes variables qui amènent une synchronisation du champ sous la forme d'impulsions. Le blocage de modes actif dans un laser fibré dopé erbium date de 1989 [45, 46] avec l'utilisation d'un modulateur électro-optique.

Le verrouillage de modes *passif*

La méthode la plus séduisante est la méthode de blocage de mode passive car elle ne nécessite aucune synchronisation extérieure tout en permettant d'obtenir les durées d'impulsions les plus courtes. Les méthodes les plus populaires peuvent être regroupées en deux catégories. Nous discuterons dans un premier temps des techniques utilisant des *absorbants saturables* [47] puis dans un second temps des techniques basées sur les *interférences non-linéaires* induites dans différents dispositifs fibrés.

Un *absorbant saturable* (ou AS) est un élément dont la transmission dépend de l'intensité du champ le traversant. Plus le champ sera intense plus l'AS sera transparent. Ce phénomène peut être modélisé comme un système à deux niveaux d'énergies où la transition est proche de l'énergie des photons incidents. Les photons seront absorbés tant que le niveau supérieur ne sera pas saturé. Le milieu commencera à transmettre dès la saturation atteinte. L'implémentation d'un tel système dans une cavité induit de fortes pertes sur les modes où l'énergie lumineuse est très distribuée temporellement. C'est à dire les régimes multimodes sans relation de phase, car ils correspondent à de faibles intensités. Les modes en phase qui génèrent des impulsions de fortes intensités seront transmis par l'AS. Nous parlons d'AS lent lorsque la durée de relaxation du milieu est supérieure à la durée de l'impulsion [48]. Et il sera rapide si la relaxation est plus rapide que l'impulsion [49]. Dans ce dernier cas, l'impulsion sera même raccourcie. Cette méthode reste passive car c'est toujours l'interaction de la lumière avec le milieu qui introduit les pertes sur le mode de fonctionnement non désiré. Les absorbants saturables les plus courants sont des semi-conducteurs non-linéaires [8, 50, 51] disposés en transmission ou en réflexion. Bien qu'utilisant un effet non-linéaire, l'absorbant saturable est différent des méthodes décrites dans le paragraphe suivant. Ces derniers utilisent un effet non-linéaire de nature dispersive pour produire par interférences l'effet d'un absorbant saturable virtuel. .

L'*effet non-linéaire* le plus utilisé pour réaliser un blocage de modes passif est l'effet Kerr. Il est utilisé dans les lasers solides à travers l'autofocalisation des impulsions traversant un milieu Kerr. Les régimes continus et impulsionnels sont discriminés à travers un diaphragme qui transmettra entièrement les impulsions mais atténuera le continu non focalisé. Dans les lasers à fibres, il est possible d'utiliser l'effet Kerr induit par la propagation de la lumière dans un interféromètre de type Sagnac. Les références [7, 52–54] relatent la réussite du blocage de modes auto-démarrant à partir de l'intégration d'une boucle optique non-linéaire (NOLM) ou d'une boucle amplificatrice non-linéaire (NALM). Cette technique permet de créer une discrimination entre les états de faible intensité et les états de forte intensité, ces derniers étant les régimes impulsionnels qui seront favorisés au sein de la cavité. La méthode de blocage de modes que nous avons utilisée au cours de ces travaux est l'*évolution non-linéaire de la polarisation*. C'est le résultat de la combinaison de deux effets Kerr : l'automodulation de phase et la modulation de phase croisée. Le paragraphe suivant rappelle les bases de cet effet non-linéaire et comment il peut être utilisé pour forcer le blocage de modes.

1.2.2 Blocage de modes à travers l'évolution non-linéaire de la polarisation

La rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP) est un effet induit par la propagation d'un champ optique intense dans un milieu Kerr isotrope [55]. Notons que dans le cas général, en présence d'une biréfringence linéaire, le phénomène devient une évolution non-linéaire de la polarisation, ou ENLP, et non plus une simple rotation non-linéaire de la polarisation [56]. À l'origine, deux effets non-linéaires sont impliqués. Si on prend l'exemple d'une impulsion optique intense qui se propage à travers une fibre optique, l'indice de réfraction du milieu devient dépendant de l'intensité du champ :

$$n(I) = n_0 + n_2 I \tag{1.2}$$

avec n_0 l'indice de réfraction linéaire du milieu, n_2 l'indice de réfraction non-linéaire et I l'intensité de l'impulsion. C'est l'effet Kerr optique. Pour une fibre optique classique de télécommunication (SMF-28), l'indice de réfraction non-linéaire est celui de la silice fondue et à λ=1.55 µm, il vaut 2.610 $^{-}$20 m^2/W. Cette variation de l'indice va modifier la phase de l'impulsion comme suit :

$$\phi_{NL} = \gamma P L \qquad \text{avec} \qquad \gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \tag{1.3}$$

avec ϕ_{NL} le déphasage induit par la non-linéarité, γ le facteur de non-linéarité à la longueur d'onde λ et pour A_{eff} l'aire effective de la fibre optique, P la puissance de l'impulsion et L la distance de propagation de l'impulsion dans le milieu non-linéaire. Ce phénomène est nommé *automodulation de phase* (ou SPM pour Self Phase Modulation). Le second effet non-linéaire intervenant est l'*intermodulation de phase* (ou XPM issu de cross Phase Modulation). Lorsqu'une impulsion optique se propage dans une fibre optique, son champ peut être projeté sur les deux axes orthogonaux de la fibre : x et y. Pour plus de facilité, cette projection est décrite en deux états de polarisations circulaires. Pour un champ $\vec{E}$ ayant une projection E_x sur l'axe x et E_y sur l'axe y, on définit $E_+ = (E_x + iE_y)/\sqrt{2}$ et $E_- = (E_x - iE_y)/\sqrt{2}$. E_+ et E_- représentent des

états de polarisations circulaires droit et gauche. Les effets conjugués de la XPM et de la SPM induisent à chacune un déphasage comme suit. Du point de vue de la composante circulaire droit :

$$\phi_{NL+} = \frac{2\gamma}{3}(P_+ + 2P_-)L \tag{1.4}$$

avec γ le facteur de non-linéarité et P_+ et P_- les puissances de chacune des composantes. Inversement, du point de vue de la composante circulaire gauche, le déphasage s'écrit :

$$\phi_{NL-} = \frac{2\gamma}{3}(P_- + 2P_+)L \tag{1.5}$$

En supposant le milieu isotrope, le déphasage entre les deux composantes est calculé par :

$$\Delta\phi_{NL} = \phi_{NL+} - \phi_{NL-} = \frac{2\gamma}{3}(P_- - P_+)L \tag{1.6}$$

Pour comprendre cet effet, il faut étudier les cas où la polarisation du champ est circulaire, rectiligne et elliptique avant l'action de la rotation non-linéaire de la polarisation. Une polarisation circulaire correspond à $E_+ = 0$ ou $E_- = 0$ en fonction de son hélicité gauche ou droite. Le champ ne possédant qu'une seule composante de polarisation, il ne subira pas la XPM mais seulement la SPM et aucune réorientation ne peut être observée. La polarisation rectiligne peut être décrite par la somme de deux états de polarisation circulaires opposés avec $P_+ = P_-$ et dont le retard entre les deux états E_+ et E_- définit la direction de la polarisation rectiligne. Dans ce cas $\Delta\phi_{NL} = 0$ donc la SPM et la XPM n'ont aucun effet.

C'est le cas de la polarisation elliptique qui est le plus intéressant. Cette situation impose $E_+ \neq E_-$ et $P_+ \neq P_-$ et la combinaison SPM/XPM induit un déphasage entre les deux composantes selon l'équation 1.6. L'ellipticité reste inchangée puisque les puissances sont constantes tandis que les axes sont réorientés par $\Delta\phi_{NL}$ qui est dépendant de l'intensité du champ. C'est la *rotation non-linéaire de la polarisation*. Ce phénomène fut rapporté pour la première fois dans la littérature par Maker en 1964 [55]. La figure 1.6 illustre comment une polarisation elliptique aléatoire (à un point A) peut être réorientée (au point B) après propagation dans un milieu non-linéaire lorsque le champ possède une forte intensité.

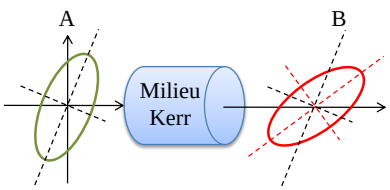

FIGURE 1.6 – Schéma illustrant l'effet de la RNLP.

La dépendance de ce phénomène à l'intensité du champ est un moyen d'obtenir une sélection entre les régimes de fortes intensités et de faibles intensités. C'est la combinaison de l'ENLP avec un système de sélection en polarisation qui permet de "créer" un absorbant saturable rapide. Pour une impulsion de polarisation elliptique initiale, le sommet, plus intense, subira une réorientation majeure de l'ellipse tandis que les ailes de l'impulsion, moins intenses, ne subiront

que très peu de changement. La sélection en polarisation est effectuée comme en figure 1.7. À l'état initial, une impulsion large (ou du bruit engendré par les modes longitudinaux non synchronisés) possédant une polarisation elliptique se propage dans le milieu non-linéaire. Le sommet de l'impulsion subit une réorientation de son ellipse à travers la RNLP alors que ces ailes sont pratiquement inchangées. Cette impulsion passe ensuite par la combinaison des deux lames d'ondes ($\lambda/4$ et $\lambda/2$) permettant la transformation de tout état de polarisation en un autre état de polarisation arbitraire. Ici, l'objectif est de transformer la polarisation du sommet de l'impulsion en polarisation rectiligne parallèle à l'axe du séparateur de polarisation. Ainsi la transmission est maximale pour les fortes intensités. Ces pertes différentielles combinées à l'amplification par émission stimulée permettent de raccourcir l'impulsion. La seconde combinaison de lames d'ondes sert à réinjecter l'impulsion avec un état de polarisation elliptique dans la cavité fibrée.

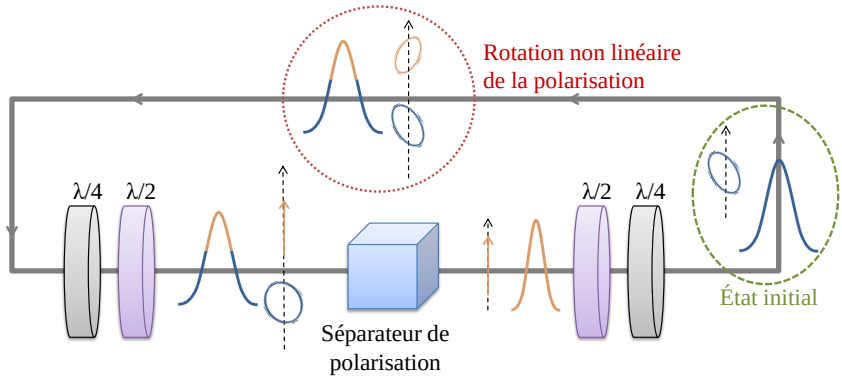

FIGURE 1.7 – Schéma du principe de sélection en polarisation discriminant les faibles intensités grâce à la RNLP.

Ce procédé implique de fortes pertes sur les faibles intensités à chaque fois que l'impulsion fait un tour de cavité. Des pertes sélectives sont induites et créent un absorbant saturable virtuel conduisant au blocage de modes. C'est en 1992 que pour la première fois un laser fibré a été verrouillé en modes au moyen de la RNLP par Tamura et al [57]. À ce moment là, le blocage de modes devait encore être initialisé par un modulateur d'amplitude. Dans la même année et l'année suivante, Matsas et al démontrèrent que ce système pouvait être auto-démarrant [58–60]. Nelson et al résument les avancées autour de ces cavités laser jusqu'à 1997 dans la référence [61].

1.3 Éventail des dynamiques impulsionnelles

Le verrouillage de modes par évolution non-linéaire de la polarisation est un des procédés les plus populaires pour la génération d'impulsions sub-picosecondes à partir d'une cavité laser fibrée. Ce sont généralement des sources compactes, faciles à mettre en place et émettant à la longueur d'onde des télécommunications (1.55 µm). Cette section a pour but d'introduire les dynamiques impulsionnelles accessibles depuis ce type de cavité. Nous commencerons par expliquer comment, expérimentalement, les dynamiques impulsionnelles peuvent être caractérisées.

Ensuite nous pourrons discuter de la notion de soliton dissipatif qui est l'onde solitaire principale de ce type de système. Nous verrons aussi quelques autres régimes mono-impulsionnels. Enfin nous mettrons en évidence les dynamiques multi-impulsionnelles accessibles et leur conditions d'observations.

1.3.1 Caractérisation expérimentale

Afin d'identifier une dynamique impulsionnelle, l'expérimentateur doit réaliser une caractérisation de celle-ci. Il existe de nombreux appareils utiles pour réaliser une caractérisation et nous allons détailler ceux qui sont utilisés au cours de cette étude. Une impulsion possède deux caractéristiques principales qui sont le plus souvent suffisantes pour la décrire entièrement : un profil temporel et un profil spectral. Dans le but d'obtenir des informations sur la stabilité et l'organisation des impulsions, nous utilisons un capteur de type photodiode large bande passante (TTI TIA-1200 12 GHz) qui a un temps de réponse de 22 ps. La photodiode permet de convertir les photons incidents en photoélectrons, produisant un courant électrique, converti ensuite en tension. Cette tension est ensuite analysée et affichée par un oscilloscope ultrarapide (Lecroy, 6 GHz et 40 GS/s). L'oscilloscope a une résolution de 166 ps qui est largement moins bonne que la photodiode. Ce dispositif n'est pas suffisant pour observer le profil d'intensité d'impulsions picosecondes et femtosecondes mais il convient pour la visualisation de la dynamique sur un ou plusieurs tours de cavité.

Un autocorrelateur intensimétrique du second-ordre à balayage est utilisé pour obtenir une estimation de la durée d'une impulsion et pour visualiser l'organisation des impulsion en dessous de la résolution de l'osccilloscope. Voici une rapide description du mécanisme de l'autocorrélateur développé au sein du laboratoire. Celui-ci est conçu comme un interféromètre de Mach-Zehnder. Le faisceau laser est scindé en deux à l'entrée du dispositif et se propage dans deux bras différents. Un de ces deux bras dispose d'une ligne à retard ajustable. La polarisation sur chaque bras sera ajustée afin que les états de polarisation soient rectilignes et orthogonaux. Les deux faisceaux sont recombinés et renvoyés vers un crystal BBO de type II. Le signal est donc doublé en fréquence via un photon issu de chaque bras. Un photomultiplicateur relèvera le niveau d'intensité de ce doublage de fréquence. Le doublage de fréquence est utilisé pour que le signal d'autocorrélation corresponde au produit de convolution des intensités et non le produit de convolution des champs électriques, ce qui serait le cas avec un interféromètre linéaire. On considère une unique impulsion se propageant dans l'autocorrélateur. La ligne à retard va permettre de balayer l'impulsion du bras fixe avec l'impulsion retardée. Il est alors possible de mesurer le profil d'autocorrélation par chevauchement des impulsions. Le principe de mesure est schématisé en figure 1.8. Le balayage de l'impulsion rouge par l'impulsion bleu en faisant varier la ligne de retard permet l'acquisition du profil d'intensité en vert. La durée d'impulsion pourra être retrouvée en mesurant la largeur temporelle du profil d'autocorrélation et en divisant cette largeur par un facteur dépendant de la forme de l'impulsion : pour une gaussienne le facteur est de 1.414 et de 1.55 pour une sécante hyperbolique. Cette méthode nécessite donc de faire une hypothèse sur l'asymétrie du profil temporel de l'impulsion. De plus, le profil d'autocorrélation étant symétrique, aucune information sur le profil de l'impulsion ne peut en être

déduite. Si on considère plusieurs impulsions, l'autocorrélateur permettra en plus d'analyser l'organisation des impulsions sur sa gamme de fonctionnement (un peu plus de 600 ps). Dans le cas où les impulsions sont parfaitement stables temporellement, le profil d'autocorrélation de chaque impulsion aura une amplitude bien définie. Prenons l'exemple de trois impulsions. Le balayage des impulsions entre-elles induit que la première impulsion du bras fixe sera recouverte par la dernière impulsion retardée. Ensuite, deux impulsions de chaque bras se recouvreront, puis trois impulsions, de nouveau deux impulsions et enfin une impulsion. Le recouvrement des trois impulsions de chaque bras génère le pic d'autocorrélation central ayant l'amplitude la plus importante. Le recouvrement de deux impulsions donne un pic dont l'amplitude correspond à deux tiers du pic central. De la même façon, le recouvrement d'une impulsion de chaque bras donne lieu à un pic ayant une amplitude correspondant à un tiers du pic central. Par symétrie le profil complet d'autocorrélation est composé de 5 pics dont les amplitudes suivent cette règle de proportionnalité. La figure 1.9 issue de [62], donne l'exemple des traces d'autocorrélations pour un train de deux, trois et quatres impulsions. Il est donc possible de qualifier la stabilité du régime multi-impulsionnel en analysant les amplitudes des pics d'autocorrélation. En effet, la disposition et la variation arithmétique décrites à la figure 1.9 ci-dessous seront modifiées si les positions relatives des impulsions fluctuent durant le temps d'acquisition. Dans notre cas, le temps d'acquisition sera très grand devant le temps de parcours de la cavité.

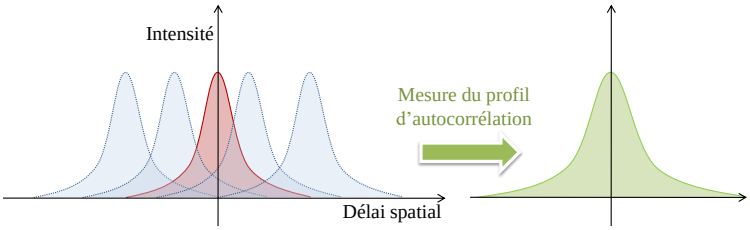

FIGURE 1.8 – Schéma de mesure de l'autocorrélation d'une impulsion.

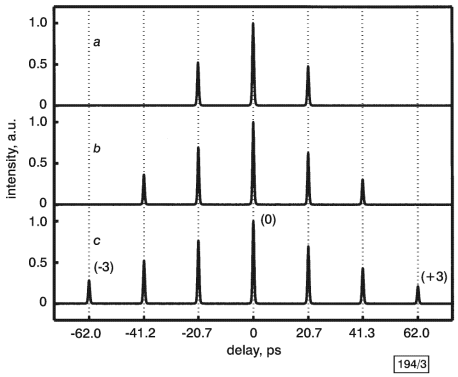

FIGURE 1.9 – Trace d'autocorrélation d'un train de (a) 2 impulsions, (b) 3 impulsions et (c) 4 impulsions. Figure issue de [62].

Issu du profil temporel, nous analysons aussi le taux de répétition des impulsions. Le signal transmis par une photodiode peut être analysé en fréquence. Pour cela nous utilisons un analyseur de spectre radiofréquence (Agilent ESA 9 kHz-3 GHz).

Le dernier moyen de caractériser un régime impulsionnel est d'observer le spectre optique des impulsions. Le profil spectral est observé à travers un analyseur de spectre optique (OSA Anritsu 0.6 -1.75 µm avec une résolution de 0.07 nm). Le principe de l'analyseur de spectre est d'envoyer le faisceau sur un réseau de diffraction en mouvement de rotation afin de pouvoir balayer et diffracter une certaine plage du spectre optique. Un miroir concave permet de collecter le signal et de le renvoyer vers la détection. En fonction du déplacement du réseau il est possible de déterminer le niveau de signal de chaque longueur d'onde diffractée. L'acquisition d'un spectre prend typiquement 1 seconde (1000 points avec un temps d'intégration de 1 ms). Donc là encore, les fluctuations rapides seront convoluées.

1.3.2 Le soliton dissipatif

Le soliton "classique" ou conventionnel est une onde solitaire localisée qui naît de l'équilibre dans un milieu conservatif entre deux effets dispersifs, dont l'un est non-linéaire, se contre balançant naturellement. La première observation d'un soliton provient de l'hydrodynamique et date de 1834. L'ingénieur écossais John Scott Russel observe la propagation d'une vague dans un canal qui ne subit aucun changement d'aspect ni de variation de vitesse. Ce type de soliton a pu être transposé dans le domaine de la physique des plasmas [63] et de l'optique [64]. À l'intérieur de la fibre optique, le soliton est généré par l'équilibre entre la dispersion de la vitesse de groupe (ou GVD pour Group Velocity Dispersion) en régime de dispersion anormale et l'automodulation de phase provenant de l'effet Kerr (voir section 1.2.2). La GVD est le phénomène pour lequel la vitesse de phase dépend de la longueur d'onde. En régime normal de dispersion, les grandes longueurs d'onde se propagent plus rapidement que les courtes longueurs d'onde résultant en un allongement de la durée de l'impulsion. En régime anormal de dispersion, c'est l'inverse, ce sont les courtes longueurs d'onde qui se propageront plus rapidement mais l'impulsion subira tout de même un élargissement. Cela est vrai même dans le cas où l'impulsions possède initialement une dérive en fréquence (ou chirp). La dérive en fréquence correspond à un retard linéaire entre les différentes composants spectrales. Dans le cas où ce chirp est opposé à la GVD, l'impulsion subira une compression temporelle avant de s'étaler.

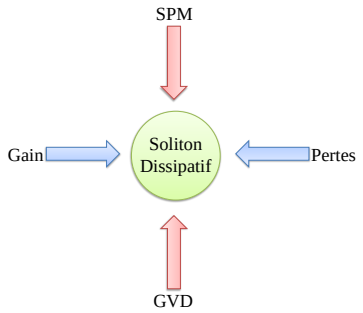

FIGURE 1.10 – Schéma des phénomènes en jeux dans la formation d'un soliton dissipatif.

Une cavité laser fibrée est un milieu non-linéaire actif et dissipatif. Pour que l'émission laser soit maintenue il faut que le gain compense les pertes. Le soliton dissipatif est une solution qui ne résulte plus seulement de l'équilibre entre dispersion et effet non-linéaire mais aussi entre

pertes et gain [13]. La formation du soliton dissipatif est fortement dépendante de l'échange d'énergie avec le système. À noter que les caractéristiques du soliton dissipatif formé dépendent exclusivement des paramètres de la cavité contrairement au cas du soliton optique où ce sont les conditions initiales qui fixent ses caractéristiques de durée et d'énergie. La figure 1.10 résume les phénomènes responsables de la formation et de l'équilibre d'un soliton dissipatif. Dans une fibre optique passive, on utilise l'équation de Schrödinger non-linéaire pour étudier la propagation d'une impulsion. Les effets pris en compte dans cette équation se limitent aux effets non-linéaires et à la dispersion. En 1991 Haus et al proposèrent une nouvelle équation permettant de rendre compte de manière distribuée la présence du gain et des pertes dans une cavité laser [65]. Pour un champ électrique E et dans le cas stationnaire, cette équation s'écrit :

$$(g - l - i\phi)E + \left[\frac{g}{\Omega_g^2} + iD\right]\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + (\delta - i\gamma)|E|^2 E = 0 \tag{1.7}$$

Considérons tous les éléments de cette équation : l représente les pertes linéaires et ϕ le déphasage linéaire. Le milieu amplificateur a un impact sur E à travers l'opérateur : $g\left(1 + \frac{1}{\Omega_g^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)$; avec g le facteur de gain et Ω_g la largeur de bande de gain. La GVD est prise en compte avec le terme $iD\frac{\partial^2}{\partial t^2}$. D étant le coefficient de dispersion (donné en ps·nm^{-1}·km^{-1}). Si D est positif (resp. négatif) la GVD est anormale (resp. normale). $i\gamma|E|^2$ est le terme de SPM et l'absorbant saturable induit un effet de modulation d'amplitude $\delta|E|^2$. Cette équation possède une solution impulsionnelle correspondant à la solution de soliton dissipatif avec une enveloppe en sécante hyperbolique :

$$E = Asech\left(\frac{t}{\tau}\right)\exp\left[iBsech\left(\frac{t}{\tau}\right)\right] \tag{1.8}$$

avec A l'amplitude de l'impulsion, τ sa durée et B le paramètre de chirp. Notons que le soliton dissipatif implique la présence d'une dérive de fréquence, ou "chirp". Cette solution modélise l'impulsion soliton qui peut être générée par blocage de modes d'une cavité laser fibrée en régime de dispersion anormale.

Cependant, l'équation maîtresse de Haus présente l'inconvénient d'être instable pour de nombreux jeux de paramètres, ce qui provient de la prédominance du terme de gain cubique. C'est la raison pour laquelle ces dernières années [43] la modélisation distribuée s'est faite de préférence à partir de l'équation cubique quintique de Ginzburg-Landau (CGLE pour Cubic-Quintic Ginzburg-Landau equation) qui s'écrit :

$$\psi_z - i\frac{D}{2}\psi_{tt} - i|\psi|^2\psi - i\nu|\psi|^4\psi = \delta\psi + \beta\psi_{tt} + \epsilon|\psi|^2\psi + \mu|\psi|^4\psi \tag{1.9}$$

ψ représente le champ complexe à deux variables t et z qui sont, dans le cas de la cavité laser fibrée, respectivement le temps dans le référentiel de l'impulsion et la distance de propagation accumulée. Si ν est négatif, alors il est le coefficient de saturation de l'effet Kerr, μ la saturation du gain non-linéaire et δ les pertes linéaires. Si β positif alors le terme $\beta\psi_{tt}$ représente le filtrage spectral par le milieu à gain. Enfin, le terme $\epsilon|\psi|^2\psi$ correspond au gain non-linéaire. À noter qu'en comparaison avec l'équation maitresse de Haus, le terme quintique en μ ajouté dans la

CGLE permet la stabilisation des solutions solitoniques. Cette équation est une extension de l'équation non-linéaire de Schrödinger incluant des ordres plus élevés et des termes dissipatifs. En respectant les signes de chaque paramètre, cette équation contient tous les termes nécessaires à la modélisation des comportements universaux d'un laser à blocage de modes.

Du point de vue expérimental, les cavités laser fibrée à blocage de modes par ENLP sont souvent réalisées avec des fibres classiques SMF [57, 58] possédant une GVD anormale (D= $+17\,\mathrm{ps{\cdot}nm^{-1}{\cdot}km^{-1}}$). La fibre dopée Er^{3+} à petit diamètre de cœur possède une GVD normale (par exemple dans notre cas D=$-12\,\mathrm{ps{\cdot}nm^{-1}{\cdot}km^{-1}}$). Nous verrons plus tard dans cette section que la gestion de la dispersion totale de la cavité à travers l'utilisation de fibres à compensation de dispersion (DCF tiré de l'anglais Dispersion Compensating fiber) peut être une méthode efficace pour atteindre des durées plus courtes et des énergies d'impulsions supérieures. Ces systèmes sont naturellement propices à la génération de solitons dissipatifs. Durant sa propagation dans la cavité, le soliton subit des influences périodiques. Lorsqu'il passe à travers la fibre dopée, il est amplifié et se propage en régime de dispersion normal. Alors que dans le reste de la cavité, il subit des pertes et le régime de dispersion est inversé. Ces modifications périodiques de milieu de propagation induisent une respiration périodique du soliton et va provoquer l'émission d'ondes dispersives. Pour certaines fréquences optiques le soliton et l'onde dispersive vont entrer en couplage résonnant. Cela donne naissance à des pics sur le spectre optique superposés avec le spectre de soliton. Ce sont les bandes latérales (plus couramment appelés sidebands) de Gordon-Kelly [66,67]. La figure 1.11 est un exemple de spectre optique observé lors du blocage de modes solitonique d'un laser fibré.

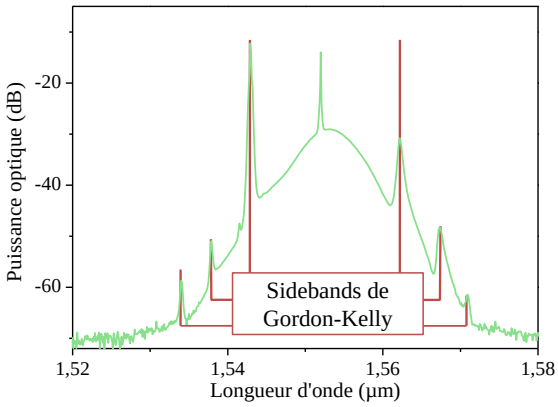

FIGURE 1.11 – Exemple de spectre obtenu lors de la formation d'un ou plusieurs soliton(s) dissipatif(s) dans une cavité laser à blocage de modes par ENLP.

Le mécanisme de générations de plusieurs solitons réside principalement dans la quantification de l'énergie par l'énergie fondamental du soliton associée aux paramètres fixés de la cavité - seule la puissance de pompe étant variable. Le mode de fonctionnement fondamental de la cavité survient lorsque l'énergie totale circulant dans la cavité correspond à l'énergie fondamental du soliton dissipatif. Si l'apport d'énergie transmis à la cavité, à travers le pompage, est augmenté, ce soliton restera unique jusqu'à ce que l'énergie totale atteigne un multiple de cette énergie fondamentale [68]. Cette augmentation du pompage se traduit cependant par la

croissance des sidebands et au final par une déstabilisation du soliton [62]. À chaque multiple atteint, de façon schématique, un nouveau soliton dissipatif peut être créé. Chaque soliton ayant des propriétés temporelles, énergétiques et spectrales généralement identiques, puisque chaque profil impulsionnel est conditionné par la présence du même attracteur soliton dissipatif [43].

Pour repousser l'apparition de régimes multi-impulsionnels tandis que la puissance de pompage du laser est augmentée, une solution consiste à compenser la dispersion fortement anormale des cavités réalisées jusqu'alors. Tamura et al furent les premiers à obtenir une impulsion de 77 fs de largeur ayant une énergie de 90 pJ environ à partir d'une cavité à gestion de dispersion [69]. Ils utilisèrent une fibre dopée Erbium avec une dispersion normale et ajustèrent la longueur de fibre SMF totale de la cavité pour décaler la dispersion. Cela amène à la notion de "dispersion-managed soliton" ou "dispersion-allocated soliton" [70]. Ce type de soliton se propage dans un milieu dont la GVD n'est plus constante. Son profil va alors changer au cours de sa propagation dans la cavité. Ces solitons ont une énergie supérieure à celle des solitons en propagation à GVD constante.

1.3.3 Les régimes impulsionnels instables, chaotiques ou non-organisés

1.3.3.1 Le Q-switch mode-locking

Dans de nombreuses configurations, le Q-switching permet la génération d'impulsions nanosecondes à travers une modulation du facteur de qualité Q de la cavité laser. Il est possible de distinguer le Q-switch actif et passif. Dans le premier cas, un dispositif inséré dans la cavité va périodiquement augmenter les pertes de la cavité et donc détériorer le facteur Q. Cela peut être un miroir rotatif, un modulateur acousto-optique ou électro-optique. Pendant la période de temps où le dispositif insère des pertes, le pompage reste constant ce qui a pour effet de produire une très forte inversion de population dans le milieu à gain. Lorsque les pertes sont supprimées, la population du niveau métastable va brusquement descendre au niveau bas et cela donne naissance à une impulsion. Dans le cas du Q-switch passif, un absorbant saturable est inséré à l'intérieur de la cavité. Cet absorbant saturable insère un niveau de pertes assez important pour pratiquement empêcher le laser de fonctionner en régime continu. En comparaison avec le blocage de modes passif par absorbant saturable, le niveau de pertes du Q-switch passif est supérieur. Le Q-switch mode-locking (appelé QSML par la suite) semble être une combinaison du Q-switch passif et du blocage de modes passif où le niveau de pertes est variable à une échelle de temps bien plus importante que le temps de parcours de la cavité. C'est-à-dire le mélange de la dynamique d'impulsions ultracourtes issue du blocage de modes et de la dynamique lente de relaxation du milieu amplificateur comme dans le cas du Q-switching. En opposition avec le verrouillage de modes, la variation des pertes se répercute sur l'amplitude des impulsions et des bouffées d'impulsions de très forte intensité peuvent être observées. C'est donc un état instable en comparaison avec le blocage de modes. La référence [71] étudie ce phénomène dans le cas des lasers à solide à blocage de modes utilisant un absorbant saturable. En 2009, Gan et al [72] réalisent le même type d'études dans le cadre des cavités fibrées à blocages de modes passifs. Bien que la fibre soit dopée Yb^{3+}, les résultats obtenus dans cette publication peuvent être

retrouvés avec une fibre dopée Er^{3+}. Nous retrouvons notamment le QSML à partir du blocage de modes par ENLP et en régime de dispersion anormal. Ajoutons que ce type de régime est aussi accessible dans le régime normal de dispersion pour une large gamme de puissance de pompe. Il est facile d'identifier le régime QSML à partir de l'observation du profil temporel sur de nombreux tours de cavité. La figure 1.12a est tirée de l'acquisition du profil temporel d'un QSML sur 6 µs. Elle met en avant l'instabilité du régime. Cette dernière est aussi visible sur le spectre optique (voir figure 1.12b) à travers l'apparition de pics et de chutes de puissance durant le balayage du spectre. Expérimentalement, le QSML se trouve régulièrement à l'interface entre le régime continu et le verrouillage de modes. Ce régime impulsionnel est généralement évité, car il est peu stable mais peut se révéler destructeur pour les composants optiques soumis à des puissances crêtes inhabituelles.

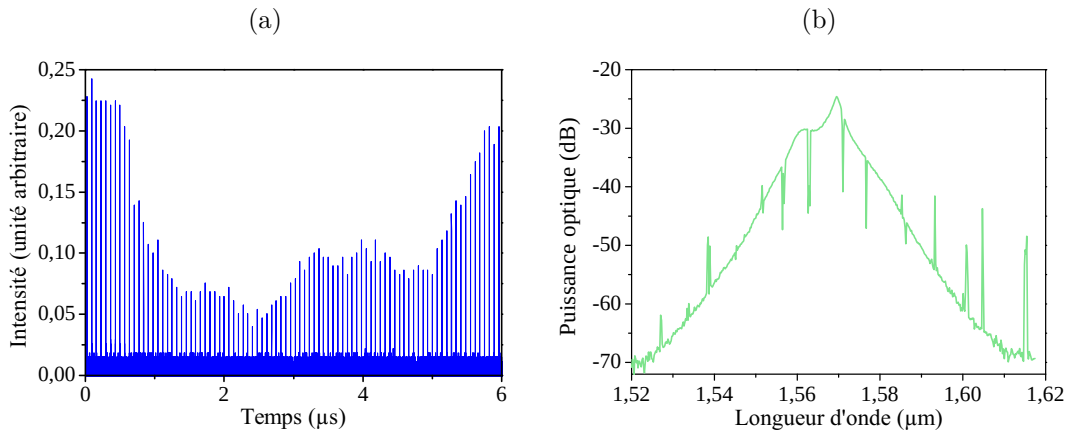

FIGURE 1.12 – (a) Évolution temporelle sur 6 µs d'un QSML. (b) Exemple type de spectre optique obtenu à l'OSA pour un QSML.

1.3.3.2 Le régime d'impulsions incohérentes, ou "Noise-like"

La génération d'impulsions incohérentes a été observé expérimentalement dans une cavité laser fibrée en 1997 par Horowitz and al [73]. Ce type de régime impulsionnel possède deux caractéristiques importantes : un spectre optique très large (entre 20 et 100 nm) et une forme particulière de trace d'autocorrélation à deux temps caractéristiques. Cette impulsion incohérente peut être vue comme un paquet d'impulsions ultracourtes chaotiques, dont l'organisation change constamment en cours de propagation. La structure interne de ce paquet varie à chaque tour de cavité. Cette structure variable induit un piédestal sur le profil d'autocorrélation (voir figure 1.13) dû à la mesure moyenne du signal de cross-corrélation des impulsions chaotiques. Cela produit ici un pédestal s'étalant sur une quarantaine de picosecondes. On y observe aussi un pic de cohérence étroit qui correspond à l'autocorrélation de chaque sous-structure impulsionnelle avec elle-même. Les premières études sur les causes de la génération de ce type d'impulsions ont impliqué une forte accumulation de biréfringence linéaire dans le cas de cavités à blocage de modes par ENLP utilisant une importante longueur de fibre faiblement biréfringente et en régime de dispersion normal [74, 75]. Quelques années plus tard, Tang et al rapportent l'apparition d'impulsions noise-like dans des cavités laser fibrée relativement courtes (une dizaine de

mètres) et en régime de dispersion anormal [76, 77]. Plus récemment, l'attention s'est portée sur l'influence de l'effet Raman pour de grandes longueurs de propagation [78, 79]. Soto-Crespo et al. ont montré numériquement en 2011 que ce régime d'impulsions incohérentes pouvait être produit en cavité courte, sans invoquer ni la biréfringence ni l'effet Raman, tout en établissant un lien avec l'existence d'ondes scélérates [80]. Ces prédictions ont été ensuite confirmées expérimentalement [81, 82]. Cela laisse envisager que ce régime existe dans de nombreuses configurations et repose sur la combinaison de plusieurs facteurs qui peuvent varier d'une architecture à une autre.

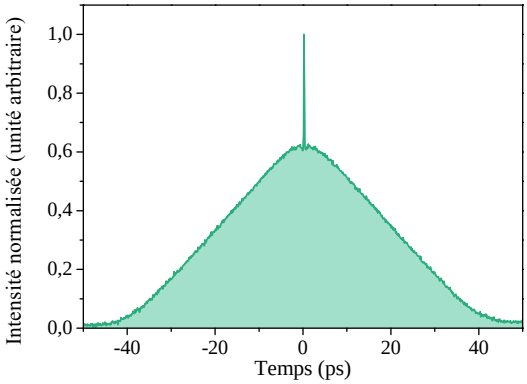

FIGURE 1.13 – Trace d'autocorrélation expérimentale observée lors de nos travaux. On y observe un large piédestal de 40 ps de largeur et un pic de cohérence centré sur ce piédestal de 120 fs de largeur.

1.3.3.3 Le blocage de modes multi-impulsionnel

Les dernières propriétés du soliton dissipatif énoncées au dernier paragraphe de la sous-section 1.3.2 sont à l'origine du fonctionnement multi-impulsionnel. En augmentant la non-linéarité accumulée en augmentant la longueur de la cavité ou/et l'énergie de pompage, il est possible de passer du blocage de modes à un soliton unique au blocage de modes à plusieurs solitons. La propagation d'un certain nombre de solitons dans la cavité fait intervenir de nombreuses interactions entre ces solitons mais aussi entre chaque soliton et le milieu [83]. Ces interactions sont explicitées dans la sous-section suivante, en même temps que les différents régimes organisés de solitons. Généralement la recherche d'un verrouillage de modes spécifiques à plusieurs solitons passe par une dynamique non-organisée des solitons au sein de la cavité. Il est possible d'obtenir une information sur la dynamique des impulsions à travers la visualisation en temps réel de l'intensité optique sur l'oscilloscope ultra-rapide sur plusieurs tours de cavités. Pour certains régimes il est intéressant d'utiliser l'analyseur de spectre électronique afin d'obtenir une information sur la stabilité de l'organisation des impulsions. La figure 1.14 montre un exemple de trace temporelle obtenue pour un régime dont les impulsions ne sont pas uniformément réparties. Cet exemple montre des impulsions d'amplitudes différentes. Selon la théorie des solitons dissipatifs, toutes les impulsions possèdent le même profil et la même énergie. En pratique, si l'écart entre deux impulsions est inférieur à la résolution de l'oscilloscope (environ 160 ps), l'intensité observée correspond à l'intégration de l'intensité des deux impulsions. Ce que nous voyons est un train de solitons aléatoirement répartis dans lequel plusieurs impulsions forment des paquets

(ou "soliton bunches") [53] en dessous de la résolution de l'oscilloscope.

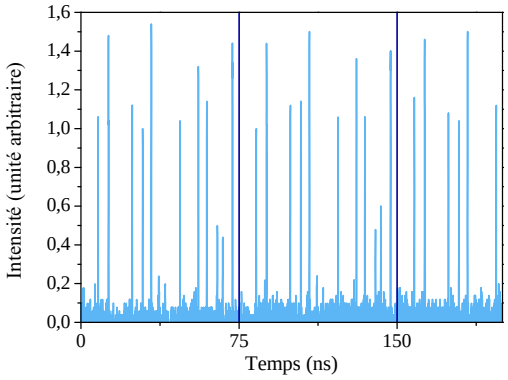

FIGURE 1.14 – Évolution temporelle d'un blocage de modes à plusieurs solitons sur 2 tours de cavité. Une impulsion met environ 75 ns pour faire un tour de cavité.

1.3.4 Auto-organisation des solitons dissipatifs en cavité laser

La dynamique de propagation de plusieurs solitons dans une cavité laser fibrée à blocage de modes passif a été longuement étudiée et recèle toujours des surprises, compte tenu de la complexité des interactions. Un nombre important d'organisations particulières à caractère universel, c'est-à-dire pouvant être reproduites dans d'autres architectures laser ou à d'autres longueurs d'onde par exemple, ont été révélées au cours des deux dernière décennies et certains mécanismes d'interaction spécifiques ont pu être identifiées. La suite de cette sous-section expose quelques dynamiques intéressantes et l'origine de leur génération.

1.3.4.1 Molécule et cristal de solitons

La première dynamique que nous présentons est la formation de paquets de solitons où la largeur sur laquelle s'étale le paquet est très inférieure au tour de cavité. Ce paquet peut avoir plusieurs formes différentes et coexister avec d'autre solitons isolés aléatoirement répartis dans la cavité. Pour discuter de cette dynamique il faut introduire la notion d'interaction directe soliton-soliton. Cette notion est décrite théoriquement par Gordon dans la référence [85] qu'il aborde sous l'angle d'un système conservatif. L'interaction directe soliton-soliton présente deux caractéristiques : *(i)* elle peut être attractive ou répulsive en fonction de la différence de phases des solitons *(ii)* elle est de courte portée puisqu'elle agit à travers les ailes des solitons. La preuve expérimentale de ce comportement est apportée par Mitschke et al en 1987 [86]. Dans le cas où les solitons n'ont pas de relation de phase fixe entre eux, la distance entre deux solitons est généralement variable. En revanche, si les solitons ont une relation de phase fixe : les solitons sont uniformément répartis dans le paquet et sont d'une grande stabilité. Un effet similaire se retrouve aussi dans le cas des cavités laser fibrées (soit un système dissipatif) : c'est l'état lié de solitons [87–89] montré théoriquement et numériquement par Malomed [90] et Akhmediev et al à la fin des années 1990. Grelu et al ont découvert l'existence expérimentale des dynamiques comprenant deux solitons liés avec un déphasage fixe de $\pm\pi/2$ [14,91]. Dans ces configurations, les ondes dispersives que nous avions explicités plus tôt (sous-section 1.3.2) peuvent aussi participer

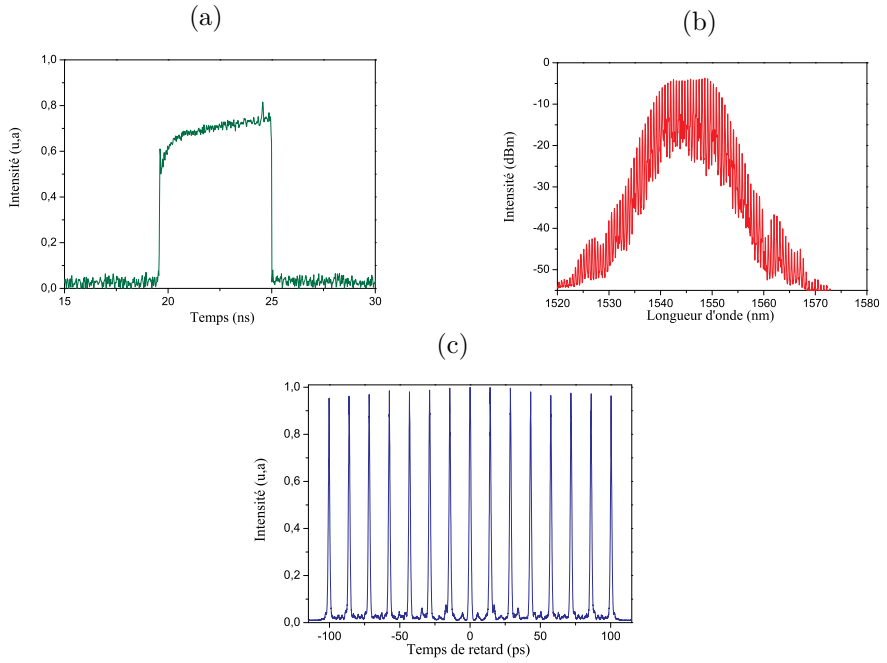

FIGURE 1.15 – Acquisitions issues de l'observation expérimentale d'un cristal de soliton (a) observation de la trace temporelle du paquet d'impulsions (b) spectre optique du cristal (c) trace d'autocorrélation sur 200 ps. Tiré de [84].

à cette organisation [92]. Ces états liés auto-verrouillés en phase de formation singulière de paquet de solitons où les interactions attractives et répulsives à courte portée prédominent peuvent être considérés comme des "molécules de solitons". Ce type d'organisation regroupe, généralement, un petit nombre d'impulsions et possédent des propriétés de vibrations et de collisions [15,16,93,94] qui rappellent effectivement celles des molécules matérielles. Il est aussi possible de trouver des paquets comportant un très grand nombre d'impulsions que l'on appelle "cristal de solitons" [95] où encore une fois l'organisation des impulsions est gouvernée par les interactions attractives à courtes portées. La figure 1.15 rassemble les observations de la trace temporelle, du spectre optique et de la trace d'autocorrélation d'un cristal de solitons généré dans un laser en forme de huit avec un NALM. Ce cristal comporte environ 480 solitons. Ce sont des figures issues des études réalisées par F. Amrani lors de sa thèse [84]. Dans les deux cas ces organisations sont principalement influencées par les interactions attractives de courte portée sensibles à la phase (attractives/répulsives) : interaction directe (via les ailes) soliton-soliton et interaction via les ondes dispersives [92]. Il est important de noter que ces interactions à courte portée sont très souvent dominantes dans l'auto-organisation des solitons dissipatifs dans une cavité laser fibrée. Cependant, l'organisation des solitons en "pluie de soliton" décrite dans le paragraphe suivant montre que plusieurs interactions différentes peuvent coexister et mener à des distributions singulières des impulsions.

1.3.4.2 La pluie de solitons

La pluie de solitons a été découverte au laboratoire en 2009 [17] et comporte trois composantes de champ : un paquet de solitons qui est observable sur la figure 1.16a sous la forme

d'un pic intense (non résolu par l'oscilloscope). Ce paquet est appelé *phase condensée* du fait du nombre importants de solitons en interactions sur une faible durée (inférieur à la nanoseconde dans le cas des travaux de S. Chouli [18, 96]). La seconde composante est un fond continu non uniforme sur l'ensemble de la cavité. Ce fond continu est alimenté par les modes non verrouillés, l'émission spontanée et le rayonnement des solitons. C'est à partir de cette composante que la troisième est générée, les solitons isolés dérivants. Ces solitons apparaissent spontanément à des positions aléatoires dans la cavité lorsque les fluctuations du fond excèdent un certain seuil, et dérivent à une vitesse quasi constante vers la *phase condensée*. D'un côté l'organisation en paquet est influencée par les interactions directes soliton-soliton et à travers les ondes dispersives. D'un autre côté les solitons isolés dérivent d'une part en raison de l'action de la dispersion chromatique sur des composantes de champ qui peuvent être décalées spectralement, d'autre part parce que les fluctuations inhomogènes du fond continu induisent une marche aléatoire asymétrique [97].

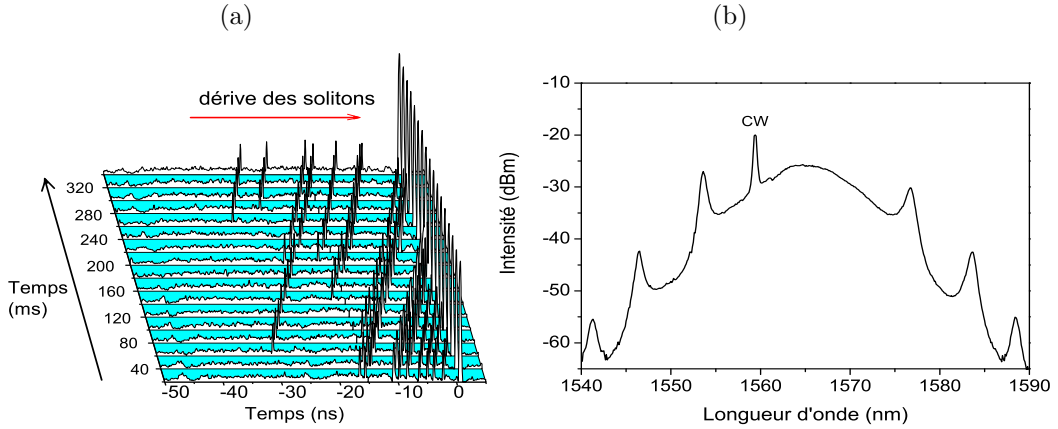

FIGURE 1.16 – Acquisitions issues de l'observation expérimentale de la pluie de solitons (a) vision stroboscopique de la trace temporelle de la pluie de soliton (b) spectre optique de la pluie de soliton. Tiré de [96].

1.3.4.3 Le blocage de modes harmonique

Le blocage de modes harmonique dans une cavité laser fibrée fut observé pour la première fois en 1991 par Richardson et al [98]. Le mode harmonique est facilement caractérisé temporellement. Les solitons sont uniformément répartis le long de la cavité. Un train d'impulsion est produit dont la fréquence de répétition correspond à un multiple du taux de répétition fondamental (équivalent à la FSR) de la cavité. Ce multiple correspond à l'harmonique générée. Suite à cette observation, ce mode d'opération a été intensément étudié car potentiellement intéressant pour la génération de hautes cadences [42, 99–101]. Des harmoniques stables supérieures à 10^3 ont ainsi pu être observées, dépassant 20 GHz [102]. Dans la plupart des cas, la formation d'un régime harmonique est obtenu pour une forte énergie de pompage et une dispersion totale anormale. La figure 1.17a montre la trace temporelle d'un régime harmonique pour lequel il y a 45 impulsions par tour de cavité. Le spectre radio fréquence (voir figure 1.17b) confirme qu'il s'agit

de la 45ème harmonique puisqu'on observe un pic de puissance à 595.98 MHz ce qui correspond à 45 fois le fondamentale (ici la FSR vaut 13.31 MHz). Le taux d'extinction des autre pics est d'environ 30 dB par rapport au pic principal. Cela permet de qualifier la stabilité du régime car plus le taux d'extinction est important plus la composante harmonique sera pure.

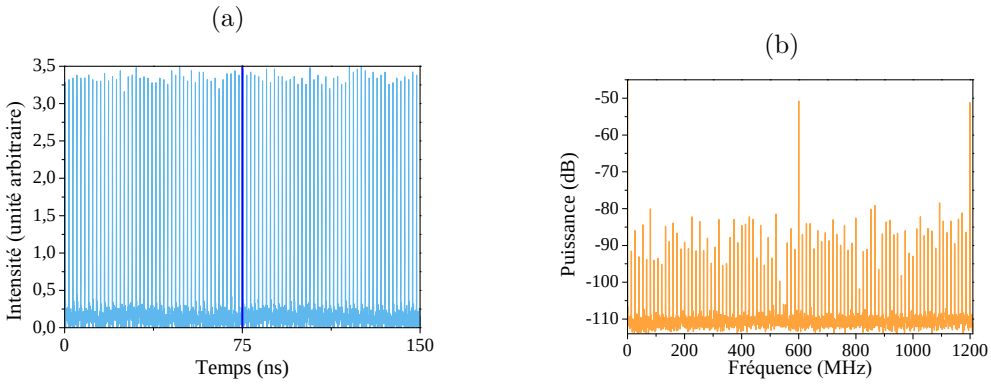

FIGURE 1.17 – Acquisitions issues de l'observation expérimentale du blocage de mode harmonique depuis le dispositif expérimental décrit dans la section 1.4 (a) Visualisation de la trace temporelle pour deux tours de cavité, 45 impulsions peuvent être comptées durant le temps de parcours de la cavité(b) Spectre radio fréquence révélant l'harmonique à 598.95 MHz correspondant à la 45ème harmonique.

La question des interactions responsables de cette organisation se pose. Dans un premier temps, Grudunin et al [100] ont proposés que la répulsion entre chaque solitons était induite par un effet acousto-optique de longue portée. Lors de la propagation d'une impulsion intense dans la fibre optique, un phénomène d'électrostriction apparaît [103] et modifie localement l'indice de réfraction. Pilipetskii et al ont démontré [104] que cette modification de l'indice de réfraction peut amener les impulsions à ce regrouper en paquets ou alors à se repartir de façon uniforme le long de la cavité. L'interprétation décisive intervint quelques années plus tard, Kutz et al élucidèrent l'influence du phénomène d'épuisement et rétablissement du gain dans l'organisation uniforme du mode harmonique [105]. Lorsqu'un train d'impulsions se propage dans le milieu amplificateur de la cavité, la première impulsion subira un gain important tandis que les suivantes verront un gain diminué. Ce gain sera a nouveau maximal sous l'influence du pompage. Ce phénomène périodique induit une dérive de la vitesse de groupe forçant les impulsions à s'écarter les unes des autres. Cela amène à un espacement régulier des impulsions. Cependant, cette force répulsive longue portée est relativement faible, ce qui explique le résidu de gigue temporelle souvent important associé à ces régimes.

Il est également possible, en combinant les interactions précédentes, de réaliser des harmoniques de groupes d'impulsions, depuis les harmoniques de doublets de solitons [106] jusqu'aux harmoniques de pluies de solitons [18].

L'ensemble des dynamiques ultrarapides présentées dans cette section sont dépendantes des paramètres de la cavité. L'énergie de pompage, la gestion de la dispersion et pour ce qui concerne la blocage de modes par rotation non-linéaire de la polarisation, l'orientation des lames de phases sont des paramètres à ajuster afin d'amorcer la formation du régime dynamique voulu.

1.4 Le dispositif expérimental

Dans cette dernière section nous détaillons le dispositif expérimental que nous avons mis en place au début de ces travaux de thèse. Ce dispositif utilise la cavité laser fibré en anneau employant la rotation non-linéaire de la polarisation comme mécanisme de blocage de modes qui fut élaborée par S. Chouli lors de ses travaux de thèse [96].

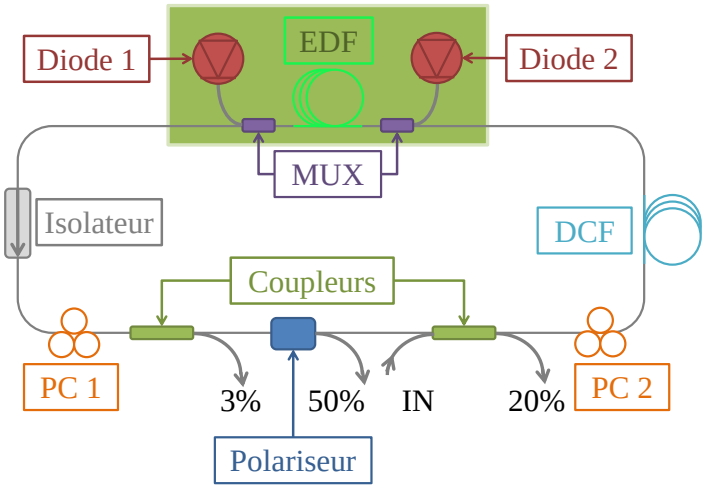

FIGURE 1.18 – Schéma de la cavité développée par S. Chouli lors de ces travaux de thèse [96].

Présentée en Figure 1.18, cette cavité a été développée autour d'un amplificateur à fibre dopée Er^{3+} (Nommée EDF sur la figure pour Erbium Doped Fiber). Soudés de chaque côté de la fibre dopée de 2 m de long pour une dispersion normale de D=$-12\,\mathrm{ps{\cdot}nm^{-1}{\cdot}km^{-1}}$, deux multiplexeurs (MUX) servent à injecter l'énergie de pompage dans cette fibre en co- et contre- propagation. Le pompage est réalisé par deux diodes laser (Diode 1 et 2) émettant à 980 nm. Le pompage cumulé peut monter jusqu'à 800 mW. Un isolateur est placé à la sortie de l'amplificateur afin de fixer le sens de propagation à l'intérieur de la cavité. Ensuite se trouve le mécanisme réalisant l'absorbant saturable virtuel qui implique la fonction de transfert non-linéaire de la cavité. Un séparateur de polarisation (Polariseur sur la figure 1.18) est entouré de deux contrôleurs de polarisation (PC 1 et 2 pour Polarization Controler). En fin de boucle il est possible d'ajouter des portions de fibres à forte dispersion normale (DCF) (D=$-90\,\mathrm{ps{\cdot}nm^{-1}{\cdot}km^{-1}}$) afin de compenser la dispersion totale anormale de la cavité due à l'utilisation de fibres mono-mode standards (D=$+17\,\mathrm{ps{\cdot}nm^{-1}{\cdot}km^{-1}}$) pour la réalisation des composants d'optique intégrée. Plusieurs longueurs de DCF [i] sont utilisées afin de pouvoir faire varier la dispersion totale entre anormale et normale. Pour cela, plusieurs modules (dont un exemple est montré figure 1.19) ont été fabriqués afin de connecter facilement ces différentes portions de fibres au reste de la cavité en anneau. La dispersion totale de la cavité se rapproche alors des valeurs discrètes suivantes : $[10, 5, 0, -5, -10]\,\mathrm{ps{\cdot}nm^{-1}{\cdot}km^{-1}}$. La sortie de chaque module est directement reliée à l'entrée de l'amplificateur afin de fermer la cavité. Les coupleurs disposés de part et d'autre du séparateur de polarisation permettent d'extraire un certain niveau de signal afin de pouvoir caractériser le mode de fonctionnement de la cavité à travers les différents outils détaillés en début de section précédente. Un premier coupleur extrait

i. Préalablement calculées depuis la dispersion totale de la cavité sans gestion de dispersion

3% du signal intra-cavité et le second extrait 20%. Ce dernier possède une entrée secondaire pour l'injection optionnelle de faisceau laser externe. Le séparateur de polarisation extrait aussi 50% du signal. Cette cavité laser a permis l'observation de nombreuses dynamiques impulsionnelles [96]. La longueur importante de la cavité (environ 15 m sans DCF) induit un comportement généralement multi-impulsionnel.

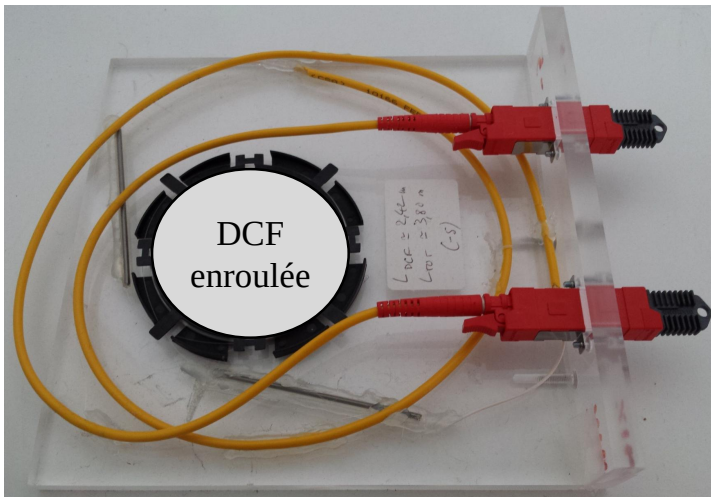

FIGURE 1.19 – Photographie du module de compensation de dispersion qui induit une dispersion totale égale à $-5\,\mathrm{ps{\cdot}nm^{-1}{\cdot}km^{-1}}$.

La recherche d'un blocage de modes spécifique est généralement réalisé en deux temps. Dans un premier temps, il faut choisir le niveau de pompage et le régime de dispersion pour lesquels la génération de la dynamique recherchée est la plus favorable. Dans un second temps, les contrôleurs de polarisations devront être orientés de façon à créer la fonction de transfert donnant accès au verrouillage de modes. Cette seconde étape est la plus longue et la plus difficile. L'action des contrôleurs de polarisation sur le fonctionnement de la cavité est très complexe et n'est pas prévisible compte tenu de l'ignorance de l'état de polarisation et de la biréfringence résiduelle en chaque point de la cavité. L'opérateur doit ajuster les orientations des 6 boucles de Lefevre en observant les caractéristiques temporelles et spectrales du mode de fonctionnement de la cavité. En outre, ce type de cavité possède un hystérésis important empêchant l'auto-démarrage de certains régimes. Le grand nombre de paramètres à prendre en compte et à contrôler rendent la recherche du blocage de modes aléatoire. C'est la raison pour laquelle nous avons réfléchis au moyen de contourner cet inconvénient et de faciliter l'exploration des dynamiques accessibles depuis ces cavités laser. Nous avons alors décidé de transformer ce dispositif afin qu'il puisse accueillir un processus d'optimisation automatique complexe basé sur une boucle de rétroaction. Le chapitre suivant explique pourquoi nous avons choisis un algorithme d'évolution comme processus d'optimisation et aussi son fonctionnement. Le changement que nous avons opéré sur la cavité a consisté à remplacer les contrôleurs de polarisation manuels par des contrôleurs de polarisation pilotés électroniquement [ii] qui seront appelés EPC (Electronically driven Polarization Controler) dans la suite. La figure 1.20a est un schéma de la cavité actuelle utilisée lors des travaux rapportés dans cette thèse et la figure 1.20b une photographie de celle-ci.

ii. Élaborés par Phoenix Photonics

Les EPC 1 et 2 remplacent les PC 1 et 2 aux mêmes positions dans la boucle. Un contrôleur de polarisation a été implémenté avant le second EPC pour des raisons explicitées dans le Chapitre 3.

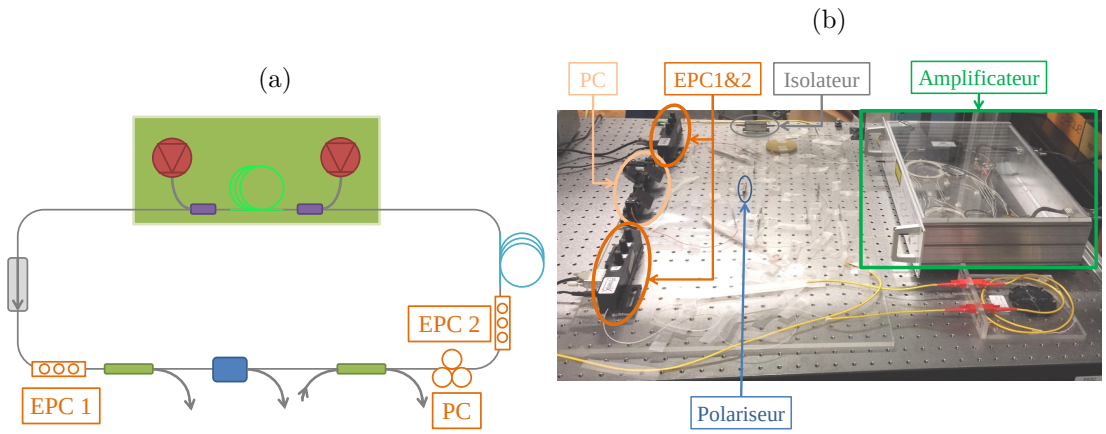

FIGURE 1.20 – (a) Schéma de la cavité exploitée dans la suite de ces travaux de thèse (b) Photographie de la cavité présentée ci-dessus.

Les modifications apportées à la cavité précédente ont rallongé la longueur de la cavité (environ 16 m) mais n'ont pas changé ses performances. Il est toujours possible d'accéder à l'ensemble des dynamiques disponibles précédemment depuis l'ajustement électronique des EPC seulement.

La technologie des EPC est basée sur l'ajout de biréfringence dans une fibre optique à travers le chauffage de celle-ci. En effet, l'indice de réfraction est thermo-dépendant. Pour une variation de température ΔT, l'indice de réfraction subira une variation de Δn et au final cela produit un déphasage $\Delta\phi$. Ce déphasage se produit entre les deux composantes de projection de l'état de polarisation sur les axes orthogonaux de la fibre optique. Cela impliquera le changement de l'état de polarisation. Pour réaliser la même fonction qu'un contrôleur de polarisation à boucles de Lefevre, les EPC ont une configuration particulière. Un EPC possède trois sous-ensembles assimilables à des lames d'onde ajustables. La figure 1.21 est un schéma explicatif d'une des trois lames de phase que l'on trouve dans ce type d'EPC. Elle se compose d'un système de deux électrodes parallèles collées à la fibre optique traversant l'EPC. Le plan des électrodes est arbitrairement orienté parallèlement à l'axe y. En appliquant une tension V aux bornes des électrodes, un chauffage local de la fibre se produit selon l'axe orthogonal au plan des électrodes, c'est à dire le long de l'axe x. Il en résulte un déphasage de la composante de polarisation projetée sur x par rapport à celle sur y.

La lame de phase élaborée dans le cas des EPC a un axe neutre fixe mais un déphasage variable. C'est l'inverse des lames de phases classiques en espace libre où le déphasage est fixé mais l'axe neutre est ré-orientable. Pour réaliser sa fonction principale qui est de pouvoir générer un état de polarisation arbitraire depuis n'importe quel état de polarisation incident, l'EPC comporte trois lames dont les axes sont orientés respectivement à 0 °, 45 ° et 0 ° selon un axe arbitraire (voir figure 1.22).

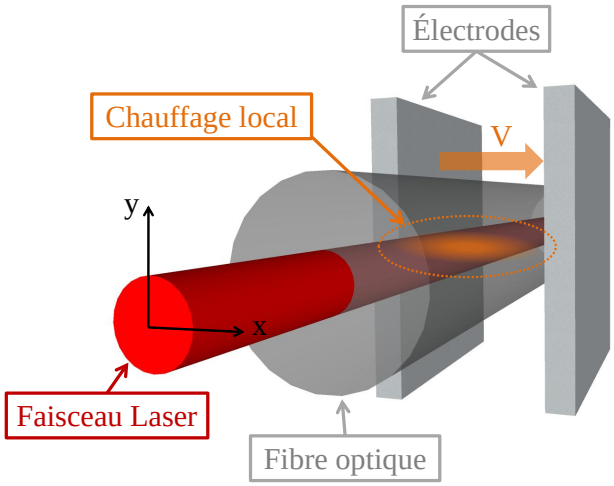

FIGURE 1.21 – Schéma représentant le type de lame de phase utilisé dans un EPC

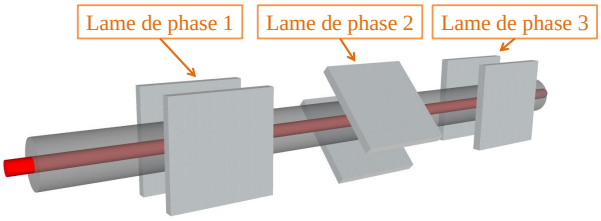

FIGURE 1.22 – Schéma représentant la succession de trois lames de phase constituant un EPC

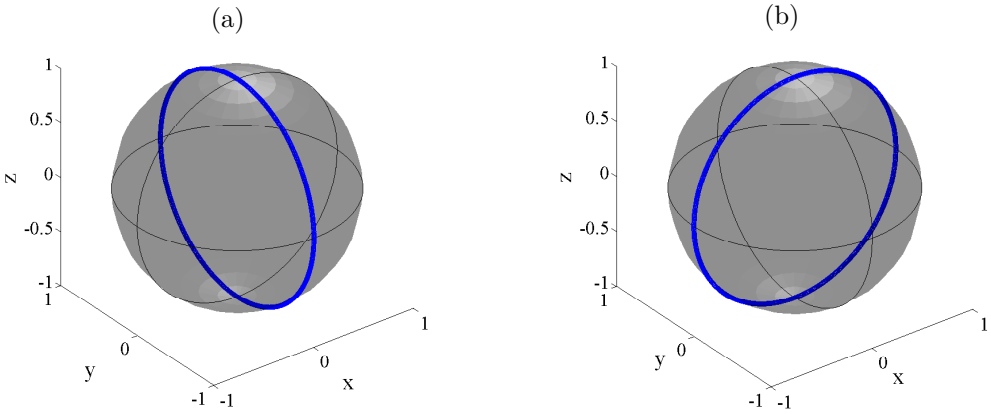

FIGURE 1.23 – Projection sur la sphère de Poincarré des états de polarisation générés par (a) la première lame de phase pour un état rectiligne orienté à 45 ° de l'axe x et (b) la seconde lame de phase d'un EPC pour un état rectiligne parallèle à l'axe x

Pour comprendre le fonctionnement de l'EPC, nous avons simulé l'effet de chaque lame de phase séparément pour des états de polarisation incident particuliers. Pour faciliter l'interprétation des effets des lames de phase, nous projetons les états de polarisation sur la sphère de Poincarré. La figure 1.23 montre les résultats obtenu pour la première et la seconde lame de phase d'un EPC sachant que la troisième lame est orientée de la même façon que la première et produit donc le même effet. Pour le cas de la figure 1.23a, nous utilisons une polarisation rectiligne incidente à 45 ° des axes x et y. Les états accessibles à travers la variation du déphasage

de la première lame sur 2π sont représentés en bleu sur sur la sphère de Poincarré. Nous avons procédé de la même façon pour la seconde lame (voir figure 1.23b) pour un état de polarisation incident rectiligne parallèle à l'axe x. Nous observons que chaque lame recouvre la sphère de Poincarré selon des directions bien définies orthogonales l'une de l'autre. On comprend aisément que la sphère est entièrement recouverte par la combinaison de trois lames successives. Les deux EPC utilisés à l'intérieur de la cavité sont pilotés par une carte d'adressage développée par le Service Électronique et Informatique du laboratoire. Chaque lame de phase d'un EPC peut être adressée indépendamment des deux autres sur une plage de 0 à 9.999 V avec une précision de 1 mV.

Cette section décrivant le dispositif expérimental conclut ce premier chapitre. A travers cette description nous avons soulevé la problématique visée : créer un système intelligent de génération de dynamiques d'impulsions optiques ultracourtes à la demande. Le couplage prometteur d'un algorithme d'évolution et d'une cavité laser fibrée à blocage de modes par ENLP pourrait amener à cette solution. Avant de présenter nos résultats expérimentaux, la notion d'algorithme d'évolution est introduite dans le second chapitre et son intégration dans la cavité dans le troisième chapitre.

Chapitre 2

Algorithme d'évolution

Dans la première partie de ce chapitre, le concept d'algorithme d'évolution est introduit à travers un bref historique. La seconde partie détaille la méthode d'optimisation utilisée dans ces travaux de thèse et les spécificités propres à chaque étape de l'optimisation. Des simulations préliminaires seront présentées dans la troisième partie afin de comprendre comment les paramètres de l'algorithme ont été choisis. Finalement, quelques exemples d'applications dans lesquelles des algorithmes d'évolution ont été implémentés seront présentés dans la dernière partie de ce chapitre.

2.1 Historique

Il existe un grand nombre de méthodes d'optimisation. Généralement une méthode est choisie parce qu'elle correspond au mieux au problème étudié. On peut séparer les méthodes à gradient (ou de trajectoire) et les méthodes métaheuristique dont les algorithmes d'évolution font parti. Les méthodes à gradient sont des méthodes locales dont la recherche se fait à travers les candidats voisins de l'espace de recherche. Ils utilisent un seul candidat qu'ils comparent à un nouveau candidat à chaque itération. Si le nouveau est meilleur que l'ancien alors il le remplace. Ce type de méthodes s'arrêtent au premier minimum local et donc obtiennent une solution qui n'est pas obligatoirement optimale. C'est pourquoi les méthodes métaheursitiques ont fait leur apparition. On peut les séparer en deux catégories (i) les méthodes à candidat unique et (ii) les méthodes à population de candidats. Pour expliciter le premier type, prenons l'exemple de la méthode du recuit simulé. Dans cette méthode, un candidat de départ (souvent aléatoirement généré) se voit attribuer une température T_0 (assez haute) et il induit une certaine quantité d'énergie E_0. Ce candidat va subir une modification entraînant une autre quantité d'énergie E_1 et on va lui attribuer une température un peu plus basse T_1. La diminution de la température est prévu selon un schéma préalablement fixé. Ce que l'on souhaite obtenir est un candidat dont l'énergie est la plus faible possible et qu'à chaque itération le système reste en équilibre. Il faut donc comparer la différence d'énergie entre le nouveau et l'ancien candidat : $\Delta E = E_1 - E_0$. Si cette différence d'énergie est négative alors le nouveau candidat est accepté. Sinon on calcule la probabilité $p = \exp(\frac{-\Delta E}{T_1})$ et on la compare avec le critère de sélection fixé par l'utilisateur $\epsilon \in [0, 1]$. Dans ce cas là, le nouveau candidat sera retenu si $p \geqslant \epsilon$. La présence de la température dans la formule de p assure la convergence de ce type d'algorithme grâce à sa diminution graduelle. Cette méthode possède les avantages de toutes les méthodes métaheuristiques puisqu'elle évite, lorsque les paramètres sont bien choisis, la convergence vers un résultat non optimal et a déjà été utilisée dans de nombreuses applications. En revanche, les paramètres de cet algorithme (température et critère de sélection) influencent énormément la convergence et il est nécessaire d'effectuer des tests pour trouver les paramètres idéaux. Le second type de méthodes métaheuristiques est généralement représenté par les algorithmes d'évolution. Parmi cette famille, les stratégies d'évolution (ES pour Evolution Strategies) et les algorithmes génétiques (GA pour Genetic Algorithm) sont les plus populaires. Les GA et ES sont très similaires. Ils utilisent les mêmes schémas d'optimisation (détaillés dans ce chapitre) : sélection, reproduction et mutation. Dans le cas des ES, les paramètres à optimiser sont exprimés librement en fonction de la problématique

étudiée. Les GA utilisent un codage binaire pour exprimer ces paramètres. Ils convergent plus rapidement mais ont tendance à optimiser des maxima secondaires. Les ES sont plus lentes mais cherchent des maxima de façon globale et donc convergent beaucoup plus souvent vers le maximum principal. C'est notamment pour cette dernière raison que notre choix c'est tourné vers les ES.

Les ES sont apparues au début des années 1960 avec une équipe de chercheurs cherchant à évaluer leurs expérimentations de façon automatisée [107]. Leur méthode était basée sur deux ingrédients, (i) une variation aléatoire des paramètres expérimentaux et (ii) une sélection basique : si le dernier candidat produisait un résultat meilleur que le précédent, alors ce dernier candidat était retenu et le précédent rejeté. Ces deux règles, variation et sélection, sont librement inspirées de la mutation génétique et de la sélection naturelle extraites des théories de l'évolution élaborées par Charles Darwin. La convergence de ce type d'algorithme est assurée par un critère de convergence, que l'on appellera fonction de mérite, qui gouverne la sélection des candidats. Lors de l'évaluation d'un candidat, cette fonction attribue, une grandeur scalaire, une "note" traduisant la distance à l'objectif visé par les expérimentateurs. La finalité étant de réduire au maximum cette distance. Ce sont les bases qui constituent la première forme de stratégies d'évolution. Celle-ci se note "(1+1)-ES" car la population de candidats se compose uniquement d'un référent et d'un candidat testé.

En 1965, cette stratégie d'évolution a été étudiée par Hans-Paul Schwefel [108] révélant que la mutation devait être correctement définie pour chaque objectif. Nous disons qu'un paramètre est muté, classiquement, lorsqu'une valeur aléatoire bornée est ajoutée à la valeur initiale d'un paramètre expérimental à optimiser. Rajoutons que ce phénomène est primordial dans l'évolution puisqu'il est l'opérateur de la recherche de solution. Pour amener au succès, les bornes et la distribution de cet opérateur doivent être étudiées au préalable.

Peu de temps après, Ingo Rechenberg [109] fit évoluer cette architecture en y ajoutant la reproduction. C'est à dire que chaque nouveau candidat généré, appelé "enfant", est créé à partir de deux anciens candidats choisis aléatoirement. Pour cela il utilisa une population d'anciens candidats appelés "parents". L'enfant créé prendra la place d'un parent s'il obtient une plus faible distance à l'objectif fixé. Cela rapproche un peu plus cette méthode de la survie du plus adapté. Ce type de stratégie [107], appelé "(μ+1)-ES" (μ représentant le nombre de parents), est rapidement critiquée car chaque enfant peut être créé à partir de "bons" ou "mauvais" parents sans différenciation. La seconde partie de ce chapitre expliquera les avantages apportés par la reproduction.

Les études menées par Hans-Paul Schwefel à l'Université Technologique de Berlin (TUB) dans le milieu des années 1970, ont portées sur deux nouveaux types de stratégies. La première, intitulée "(μ+λ)-ES" est basée sur une population de μ parents et λ enfants. A chaque nouvelle génération, les enfants sont testés [i]. Les μ candidats ayant les meilleurs résultats (parmi les μ+λ candidats) sont sélectionnés pour régénérer les λ enfants de la génération suivante. La seconde stratégie nommée "(μ,λ)-ES" utilise une sélection uniquement des μ meilleurs enfants et oublie les parents. Cette dernière stratégie possède le défaut de pouvoir diverger si la mutation

i. les μ parents ayant été évalués dans la précédente génération

est trop importante. Ces deux stratégies restent intéressantes puisqu'elles proposent la création de plusieurs enfants permettant d'échantillonner plus largement l'espace de recherche et dans certains cas de le faire de façon parallélisée.

Dans la suite, nous discutons l'algorithme que nous avons développé et ses particularités. Cet algorithme est basé sur le type de stratégie d'évolution $(\mu+\lambda)$-ES de la fin du XXème siècle. Les mêmes ingrédients y sont utilisés, la principale évolution résidant en fait dans la puissance de calculs qui permet le développement d'algorithmes plus robustes aptes à résoudre des problèmes plus complexes.

2.2 Fonctionnement de l'algorithme d'évolution

Le fonctionnement de l'algorithme expliqué dans cette section est le même que celui utilisé expérimentalement dans la suite de ces travaux. Les détails de chaque opération et leurs effets respectifs sont importants pour comprendre les défis relevés et les problématiques soulevées lors de cette thèse.

Nous considérons un espace de recherche ξ continu et homogène. Cet espace comporte un nombre fini mais, pour faire une analogie avec notre problématique, très important de candidats notées C_i, avec $i \in [1 : N]$ et N étant le nombre total de candidats.

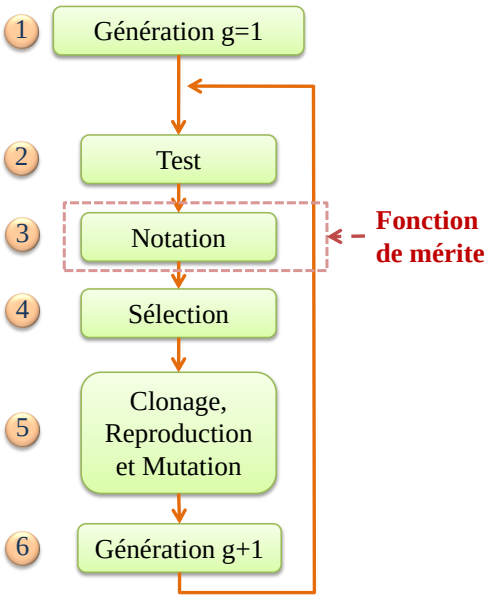

FIGURE 2.1 – Schéma de principe du fonctionnement de l'ES

La figure 2.1 représente les différentes étapes qui constituent l'ES. La première de ces étapes consiste à construire une population initiale à la génération $g = 1$. Ceci est la seule étape d'initialisation, toutes les étapes suivantes se répétant à chaque itération. Cette population est composée d'un nombre fini a d'individus ou candidats sans doublons. Chaque individu comporte un nombre fini b de variables ou paramètres expérimentaux à optimiser qui constituent les *gènes* de l'individu. Il est important que cette première génération échantillonne le plus largement

possible ξ afin d'obtenir un panel de candidats représentatif de cet espace. L'algorithme aura ainsi plus de chances de trouver la solution optimale. Dans notre cas, un berceau d'individus possédant des gènes produits aléatoirement est utilisé, c'est à dire que chaque gène de chaque individu présente une valeur choisie aléatoirement avec une probabilité uniforme dans la gamme de valeurs autorisées.

On notera que pour un espace de recherche réduit, une manière alternative de construire la première population est de réaliser un maillage uniforme de l'espace de recherche. Dans notre cas, l'espace ξ est très étendu et l'absence d'hypothèses raisonnables sur des régions à forte probabilité de succès a imposé le choix d'un tirage aléatoire.

À partir de la seconde étape, l'ES entame le processus itératif d'adaptation. La population initiale (et chaque génération par la suite) est testée et notée : chaque individu de cette population est soumis à l'environnement, dans notre cas un test expérimental, et son comportement au sein de cet environnement est évalué (étape 3). Les étapes 2 et 3 sont interdépendantes et sont préalablement définies. L'étape d'évaluation doit retranscrire la distance de chaque individu vis à vis de l'objectif recherché. Typiquement, on produit une fonction, appelée fonction de mérite, capable d'allouer une note représentative à chaque individu permettant de les classer. Par exemple, si les individus sont notés sur 20, la solution objectif obtiendra 20 tandis que les autres solutions doivent avoir une note comprises entre 0 et 19. [ii] A partir des notes attribuées aux individus, les meilleurs seront sélectionnés afin de constituer la génération suivante : nous appellerons ces individus "parents".

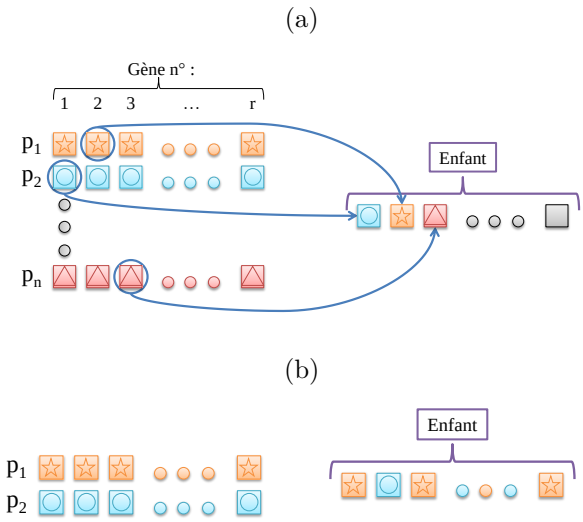

FIGURE 2.2 – Schéma de principe de la reproduction (a) dans le cadre général (b) dans notre cas

Les trois opérations de l'étape 5 permettent de recréer une population pour la $(g+1)^{ième}$ génération à l'étape 6. La première est le clonage des parents. Leur séquence génétique est ainsi sauvegardée d'une génération à la suivante. La seconde opération est la reproduction aussi parfois appelée croisement. Un enfant est créé en mélangeant les gènes de plusieurs parents. Bien

ii. Expérimentalement, il peut être délicat de trouver la fonction de mérite appropriée si l'objectif désiré ne peut être transcrit par une mesure expérimentale univoque. A titre d'exemple, il n'existe pas de critère expérimentale unique pour caractériser un régime de dynamique impulsionnelle. Il est possible, comme c'est le cas dans notre étude, d'optimiser avec une fonction de mérite non bornée au préalable.

que pour la majorité des espèces vivantes deux parents assurent la reproduction, l'opération peut inclure plus de parents. La figure 2.2a schématise comment créer un enfant à partir du processus de reproduction. Parmi les parents, n sont sélectionnés et chaque gène de l'enfant sera choisi aléatoirement parmi les gènes des parents. L'enfant dispose donc d'une nouvelle séquence génétique. L'étude des effets de la reproduction sur l'évolution des ES a permis de développer deux hypothèses sur son importance. Parmi les gènes attribués aux enfants, certains sont responsables des bonnes propriétés des parents. Le mélange de ces bons gènes rendrait plus probable la conception d'une séquence génétique idéale. Cette hypothèse à d'abord été faite dans le cadre des algorithmes génétiques par David E. Goldberg en 1989. L'autre hypothèse est que si deux parents sont sélectionnés avec des gènes communs, il y a de fortes chances que ces gènes aient de bonnes propriétés. Ces gènes ont alors toutes les chances d'être sauvegardés. Dans notre cas, nous utilisons deux parents pour créer un seul enfant dont chaque gène provient de l'un ou l'autre des parents (figure 2.2b). On notera que seuls les individus sélectionnés sont autorisés à se reproduire, ce que l'on peut qualifier *d'élitisme*.

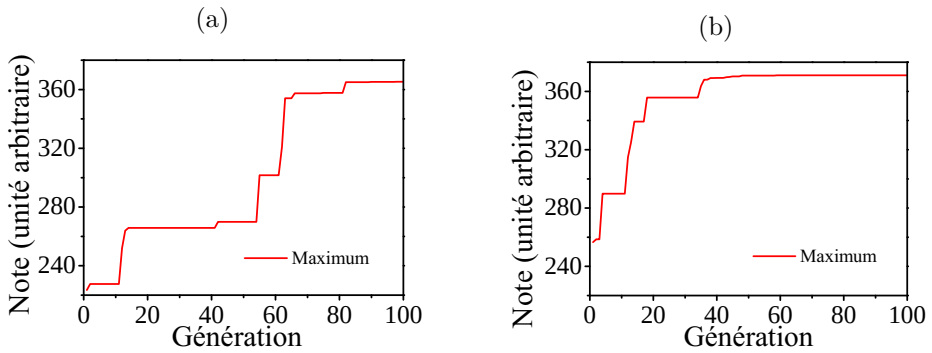

FIGURE 2.3 – Évolution de la note maximale de chaque génération (a) dans le cas d'une mutation fixe (b) lorsque la mutation est adaptée au cours de l'optimisation

La dernière opération est celle de mutation. Cette dernière consiste à transformer un ou plusieurs gènes de l'enfant. Généralement, pour chaque gène muté, une distribution de mutation est fixée, une valeur est tirée aléatoirement dans cette distribution et additionnée au gène. Plusieurs aspects de cet opérateur sont à souligner. Il a été montré [107] que l'évolution de l'optimisation est fortement dépendante de celle de la distribution de la mutation. Les figures 2.3 sont issues de simulations détaillées dans la section suivante. Ces dernières ont été réalisées afin de prédéterminer les paramètres de l'algorithme développé pour nos expérimentations. La courbe en rouge représente la note du meilleur individu de chaque génération. Dans le cas de la figure 2.3a, la distribution de mutation est continue entre deux bornes fixes tout au long de l'optimisation. L'algorithme obtient 90% de son maximum après 63 générations. Pour la figure 2.3b, la distribution de mutation est continue entre deux bornes (très éloignées au départ) qui vont progressivement se rapprocher au court des générations. Ainsi, l'algorithme obtient 90% de son maximum après 35 générations seulement. Nous pouvons également observer que le maximum atteint est supérieur dans le second cas. Cette idée d'adaptation de la mutation est apparue car il existe une contradiction dans l'effet de l'opérateur de mutation. Lorsque la

mutation est faible, les modifications apportées à chaque individu seront limitées. Si une solution commence à émerger, il sera alors plus facile de maximiser cette dernière. Cependant le processus sera long, et le risque de converger vers un maximum secondaire est important. Lorsque la mutation est large, l'exploration de l'espace des candidats est meilleure et une forte convergence est observée lors des premières générations. Le processus présente moins de risques de converger vers un maximum secondaire mais il sera difficile (ou très long) d'atteindre l'optimum de la solution émergente. Une forte mutation est donc nécessaire lors des premières générations afin d'évoluer rapidement vers une des solutions et progressivement, la mutation est réduite de façon à converger vers le maximum local de cette solution. La mutation est une opération qu'il est possible de limiter à un nombre restreint d'enfants.

Les deux dernières opérations détaillées ci-dessus sont répétées autant de fois qu'il faut et dans des proportions définies à l'avance pour générer le nombre d'enfants souhaités et conserver une taille de population fixe. La génération $g+1$ de l'étape 6 est ainsi construite et la boucle redémarre depuis l'étape 2 pour une nouvelle itération.

Au final, en plus de la fonction de mérite à définir au préalable, il existe de nombreux autres paramètres à fixer avant toute optimisation. La taille de la population, le nombre de parents sélectionnés, la procédure de reproduction ou la distribution de la mutation sont autant de paramètres qui influent sur l'évolution d'une optimisation. Il s'avère donc primordial d'évaluer le jeu de paramètres adéquats pour l'algorithme et c'est dans cet objectif que nous avons conduit les simulations détaillées ci-après.

2.3 Simulations

L'objectif de cette section est de présenter, à travers des simulations, le comportement de l'algorithme dans le cadre de notre problématique et de déterminer le jeu de paramètres facilitant les optimisations expérimentales.

En se plaçant dans le cadre de la cavité présentée au premier chapitre, la fonction de transfert de la cavité, à partir de laquelle le blocage de modes est établi, est essentiellement définie par les contrôleurs de polarisation. C'est pourquoi, les gènes optimisés par l'algorithme seront les 6 phases appliquées par les contrôleurs de polarisation que nous noterons ϕ_n pour $n \in [1:6]$.

La modélisation de la cavité laser est complexe et implique des temps de calculs trop importants pour des simulations préliminaires de sorte que seule la fonction de transfert a été modélisée de façon simplifiée. Ce point est justifié par le fait que l'algorithme agira seulement sur cette fonction. Nous avons décomposé notre simulation en 4 étapes exposées figure 2.4 avec l'expression du champ électrique avant chaque étape. La suite de cette section présente l'expression du champ après chaque étape jusqu'à la fonction de transmission.

Le champ électrique quelconque $\vec{E}$ est décomposé sur les axes x et y selon l'équation (2.1).

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

Ce champ est soumis à un premier EPC (EPC n ° 1) qui est modélisé, rappelons le, comme

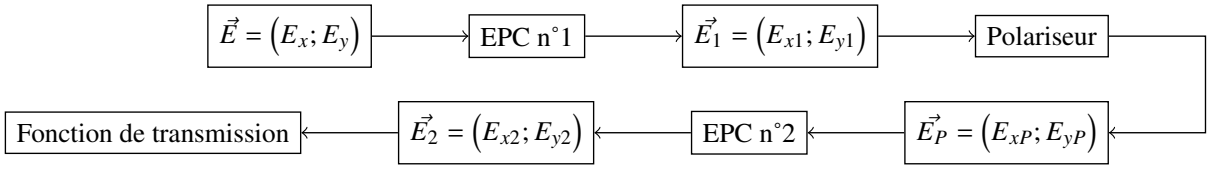

FIGURE 2.4 – Représentation du processus de simulation de la fonction de transfert

trois lames de phases dont le déphasage appliqué est variable et dont les orientations sont fixes, à 0 ° , 45 ° et 0 ° de l'axe y respectivement. À la sortie du contrôleur, le champ $\vec{E}_{out}$ peut être écrit comme suit :

$$\vec{E}_1 = \begin{pmatrix} E_{x1} \\ E_{y1} \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

$$\text{avec } E_{x1} = \left[\cos\left(\frac{\phi_2}{2}\right)E_x + i\sin\left(\frac{\phi_2}{2}\right)E_y \exp(i\phi_1)\right] \tag{2.3}$$

$$\text{et } E_{y1} = -\left[\cos\left(\frac{\phi_2}{2}\right)E_y \exp(i\phi_1) + i\sin\left(\frac{\phi_2}{2}\right)E_x\right]\exp(i\phi_3) \tag{2.4}$$

où ϕ_1, ϕ_2 et ϕ_3 sont les déphasages induits sur les 3 lames par échauffement thermique de la fibre. Dans la suite, tous les champs seront exprimés sur la base $(\vec{x}, \vec{y})$.
Ensuite, $\vec{E}_1$ est projeté sur un polariseur P orienté d'un angle quelconque α par rapport à $\vec{x}$. Soit :

$$\vec{E}_P = \begin{pmatrix} E_{xP} \\ E_{yP} \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

le champ à la sortie du polariseur.

$$\text{avec } E_{xP} = \frac{\sqrt{||\cos(\alpha)E_{x1}|\,|^2 + ||\sin(\alpha)E_{y1}|\,|^2}}{\cos(\alpha)} \tag{2.6}$$

$$\text{et } E_{yP} = \frac{\sqrt{||\cos(\alpha)E_{x1}|\,|^2 + ||\sin(\alpha)E_{y1}|\,|^2}}{\sin(\alpha)} \tag{2.7}$$

Finalement, $\vec{E}_P$ sera soumis à un second EPC (EPC n ° 2). Comme précédemment :

$$\vec{E}_2 = \begin{pmatrix} E_{x2} \\ E_{y2} \end{pmatrix} \tag{2.8}$$

est le champ à la sortie du second contrôleur.

$$\text{avec } E_{x2} = \left[\cos\left(\frac{\phi_5}{2}\right)E_{xP} + i\sin\left(\frac{\phi_5}{2}\right)E_{yP} \exp(i\phi_4)\right] \tag{2.9}$$

$$\text{et } E_{y2} = -\left[\cos\left(\frac{\phi_5}{2}\right)E_{yP} \exp(i\phi_4) + i\sin\left(\frac{\phi_5}{2}\right)E_{xP}\right]\exp(i\phi_6) \tag{2.10}$$

où ϕ_4, ϕ_5 et ϕ_6 sont les déphasages induit par le second EPC.

La fonction de mérite utilisée pour ces simulations est liée à une fonction de transmission

arbitraire variant avec la polarisation et représentée en figure 2.5. En fonction de sa polarisation, le champ $\vec{E}_2$ incident subira plus ou moins de pertes. Au maximum le signal est totalement transmis, au minimum il est totalement éteint. Cette fonction possède deux maximas secondaires à 0 ° et 90 ° avec des atténuations de 50% et 25% respectivement. Le niveau de signal calculé après cette fonction est défini comme critère d'optimisation. Ce calcul nécessite d'évaluer le champ sur une période optique et de le projeter sur un repère cylindrique afin de le soumettre à la fonction de transmission. Enfin l'intégration du champ en sortie est le niveau de signal recherché pour évaluer les individus.

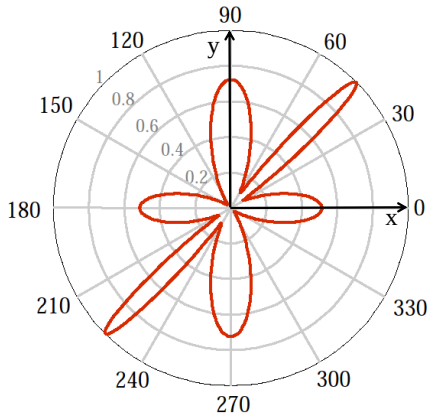

FIGURE 2.5 – Représentation de la fonction de transmission arbitraire créée comme une transmission dépendante de la polarisation.

Les individus générés par l'algorithme sont composés des phases $[\phi_1\ \phi_2\ \phi_3\ \phi_4\ \phi_5\ \phi_6]$ qui induisent un champ $\vec{E}_f$ selon la modélisation de la fonction de transfert. La note accordée à chaque individu correspond alors au niveau de signal calculé après la fonction de transmission. Le meilleur résultat sera obtenu si la modification de l'état de polarisation par le premier EPC aligne le champ selon l'axe du polariseur P et si le second EPC génère un champ polarisé linéairement selon le maximum de la fonction de mérite autour de 45°.

Paramètres	**Configurations**					
	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)
Taille de la population	10	60	60	10	60	60
Nombre de parents	2	20	5	2	20	5
Mutation	"C"	"C"	"C"	"R"	"R"	"R"

TABLEAU 2.1 – Tableau rapportant les six configurations testées en simulations. "C" : méthode de mutation dont l'amplitude décroit linéairement au cours des générations. "R" : méthode de mutation dont l'amplitude décroit comme la racine carré du nombre de génération

Une compilation des résultats obtenus à partir de ces simulations est présentée ci-après. L'influence de la taille de la population, du nombre de parents et de l'adaptation de la mutation sur l'efficacité de la stratégie sont présentés à travers ces exemples. Les paramètres sont reportés dans le tableau 2.1 auxquels correspondent les diagrammes de la figure 2.7a. Ces diagrammes comptabilisent le nombre de fois où l'algorithme converge vers la solution optimale ou vers un maximum secondaire. Cela permet de conclure sur la robustesse du jeu de paramètres.

Commençons par présenter les deux méthodes de mutation utilisées pour ces simulations. La fonction de distribution dite "continue" (voir figure 2.6a) fait décroître linéairement la gamme autorisée de valeurs de mutation. Elle est nommée Mutation "C" dans le tableau 2.1. La seconde fonction dite "racine carrée" décroît rapidement et devient linéaire de faible pente aux dernière générations (voir figure 2.6b). Elle est nommée Mutation "R" dans le tableau 2.1. Pour ces tests nous avons utilisé une polarisation incidente sur l'axe x et le polariseur P orienté à $\pi/6$.

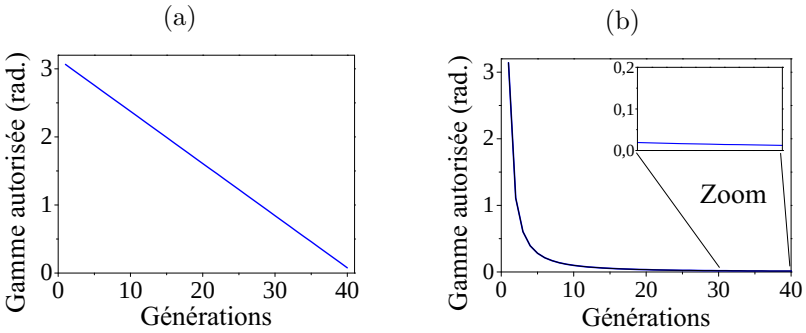

FIGURE 2.6 – Distributions de mutation (a) fonction "continue" C (b) fonction "racine carrée" R avec un zoom mettant en évidence le fait que la fonction n'atteint jamais 0.

Le décompte (reporté en pourcentage sur la figure) des résultats exposé en figure 2.7a est réalisé sur 30 optimisations consécutives pour chaque configuration. Pour chaque configuration, le nombre de fois où l'algorithme converge vers le maximum principal est représenté en bleu foncé et en bleu clair lorsqu'il converge vers un maximum secondaire. Globalement, l'algorithme possède quasiment le même comportement pour les deux fonctions de mutation. Une différence apparait dans le cas où la taille de population est fixée à 60 et le nombre de parents à 20 : configuration (b) et (e). La distribution "R" est moins performante et présente une probabilité plus importante d'atteindre un maximum secondaire. Lorsqu'il y a 60 individus et 5 parents sélectionnés (configurations (c) et (f), une très bonne probabilité est obtenue pour chaque mutation. À priori, il serait préférable d'utiliser une configuration avec un nombre important d'individus dans la population, un nombre modéré de parents sélectionnés et une mutation décroissante linéaire. Cependant, la mutation "racine carrée" possède un avantage visible sur le diagramme de la figure 2.7b. Sur ce diagramme, la moyenne du nombre de générations nécessaires à la convergence de l'algorithme vers le maximum principal est réalisée sur 15 optimisations. La mutation "R" nécessite beaucoup moins de générations pour obtenir la solution optimale et un grand nombre de générations sont inutiles en fin d'optimisation. Dans la configuration (c), la mutation "C" met 16 générations de plus que la mutation "R" par exemple. La comparaison entre les résultats obtenus pour chaque type de mutation est illustré en figure 2.8. À la 20ème génération, le maximum est déjà atteint par la mutation "R" contrairement à la mutation "C" qui obtiendra le même résultat 50 générations plus tard. Au final, la mutation "racine carrée" est plus rapide et donc plus avantageuse pour les futures expérimentations.

Ces simulations ont fortement influencé les paramètres de l'algorithme expérimental utilisé

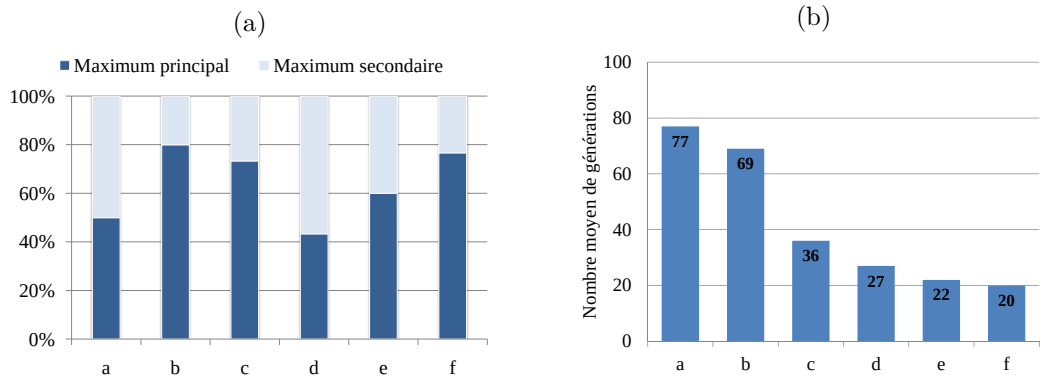

FIGURE 2.7 – (a) Pourcentage du nombre de convergences vers le maximum principal (en bleu foncé) ou vers un maximum secondaire (en bleu clair) sur 30 optimisations consécutives. (b) Nombre moyen de générations nécessaires à la convergence vers le maximum principal sur 15 optimisations.

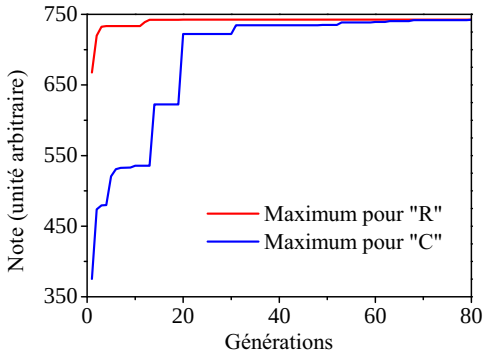

FIGURE 2.8 – Comparaison entre les résultats pour chaque type de mutation. Les courbes représentent le maximum obtenu à chaque génération.

dans la suite de ces travaux. Par exemple, la mutation "racine carrée" a été choisie car l'évolution de l'optimisation est plus rapide. Évidemment, les conditions expérimentales nous ont amenés à réévaluer certains paramètres de l'algorithme. .

2.4 Applications

Le type d'algorithme, détaillé ci-dessus, se retrouve dans de nombreux domaines d'applications différents. Cette versatilité est principalement due au fait qu'aucun à priori n'est nécessaire pour l'optimisation. Et contrairement à de nombreuses méthodes dérivatives, ces stratégies sont robustes face à des problèmes possédant plusieurs maxima. À travers les exemples présentés ci-après, nous souhaitons mettre en avant la diversité des applications touchées par les ES.

Dans la référence [110], les auteurs utilisent un masque de phase à cristaux liquides couplé à une ES afin de compresser une impulsion optique. La technique de "pulse shaping" en espace libre est connue. Un masque de phase à cristaux liquides est placé au milieu d'un montage dit "$4f$" composé de deux réseaux de diffraction et de deux lentilles. Après la première diffraction, le spectre optique est étalé sur l'ensemble des pixels du masque de phase. Ainsi, un pixel agira

sur une certaine largeur spectrale $\delta\lambda$. Le spectre optique est alors façonné en modifiant la phase spectrale à travers le déphasage induit sur chaque pixel. L'objectif dans cette publication est de compresser l'impulsion après que celle-ci ait été étirée suite à sa propagation à l'intérieur d'un barreau de SF10. La compression est évaluée par le niveau de génération de seconde harmonique (appelé SHG pour Second Harmonique Generation) produit à travers un cristal de BBO. Dans ce cas, l'énergie de SHG représente donc la fonction de mérite à optimiser. Plus l'impulsion sera courte, plus le signal de SHG sera important. Les résultats démontrent que leur stratégie d'évolution a réussie à optimiser le masque de phase afin qu'il compense le chirp accumulé dans le barreau de SF10. L'impulsion dont la durée était initialement d'environ 86 fs a été étirée à 1.2 ps. La fonction de phase optimisé permet une recompression à 88 fs environ. C'est une preuve que les stratégies d'évolution peuvent résoudre des problèmes d'optimisations par boucle de rétroaction avec un dispositif expérimental.

Dans la référence [111], les auteurs expliquent que leur problématique est de résoudre le premier niveau du jeu vidéo "Ms Pac Man" avec le score le plus élevé. Leur méthode consiste à utiliser un contrôleur pré-programmé donnant les ordres à la machine. La programmation de leur contrôleur consiste à définir un système de règles permettant de décider quelles actions à mettre en place. Chaque règle compare un ou plusieurs paramètres initialement fixés avec une ou plusieurs données acquises sur la volée. C'est ce jeu de paramètres qui doit être optimisé afin d'obtenir le système de règles optimal. Les résultats démontrent que le jeu de paramètres sélectionné par l'ES donnent plus de chances de terminer le niveau avec un score plus important.

Dans ce dernier exemple [112], nous nous plaçons dans la problématique des grandes usines de fabrication où le grand nombre de machines impose une organisation optimale de la chaîne de production. Une solution est de placer ces machines par groupes en fonction de leur similarités et de l'efficacité probable du groupe formé. La ES développée pour cette application est du type (1,λ)-ES où un seul parent produit λ enfants par simple mutation sans reproduction. Cette stratégie est employée pour former les groupes qui donneront la formation la plus efficace. Au final, en comparant des résultats obtenus précédemment par d'autre méthodes, l'algorithme retrouve les mêmes formations dans la majorité des cas. Pour un petit nombre de cas, les auteurs ont trouvés des solutions originales ayant des meilleurs résultats.

Chapitre 3

Algorithme d'évolution en cavité laser fibrée

Ce 3ème chapitre rapporte l'implémentation de la stratégie d'évolution avec la cavité laser fibrée présentée à la fin du 1er chapitre. Ce chapitre s'organise en quatre sections débutant par la mise en œuvre de la boucle de rétroaction en mettant en avant les interactions entre la cavité et l'algorithme. Ensuite, nous expliquerons pourquoi les gènes de l'algorithme ne correspondent pas directement aux tensions appliquées aux EPC et pourquoi ces derniers nécessitent une temporisation de l'optimisation. Dans la troisième section, nous montrons comment une des contraintes majeures de ce type de cavité a été contournée pour ne pas impacter les optimisations. Cette section décrit aussi l'isolation de la cavité vis à vis des perturbations environnementales. Enfin le développement de l'algorithme est détaillé dans la dernière section.

3.1 La boucle de rétroaction

L'algorithme d'évolution détaillé dans le chapitre précédent nécessite de mettre en place une communication entre la partie expérimentale et l'ordinateur d'où il sera piloté. Cette communication est à deux sens. D'un côté l'algorithme acquiert des données depuis la caractérisation expérimentale. De l'autre, il pilote et soumet de nouveaux individus à la cavité. Le schéma à la figure 3.1 donne une vision simplifié des interactions entre l'algorithme et l'ensemble du dispositif expérimental. On y retrouve notre cavité laser fibrée à modes bloqués comme représentée figure 1.20a. La sortie du coupleur à 3% est utilisée pour observer le spectre optique (à travers l'OSA) et radio-fréquence (à travers l'ESA) de la dynamique laser à l'intérieur de la cavité. Cette même sortie est utilisée pour observer la dynamique temporelle à l'aide de l'oscilloscope. La sortie du coupleur à 20% délivrant plus de puissance permet des mesures d'autocorrélation optique. Pour le développement de l'algorithme expérimental, j'ai mis en place les protocoles de communication entre l'ordinateur et chaque appareil de mesure. À noter que l'ensemble de ces communications sont réalisées sous l'environnement de programmation LabVIEW. Nous verrons dans les prochains chapitres de ce mémoire que suivant la fonction d'objectif construite, l'intégralité ou seulement une partie des données mesurées seront utiles à son calcul.

Généralement la communication se passe suivant le schéma figure 3.2. La première étape est de configurer la communication avant de l'ouvrir. Un certain nombre de paramètres sont à définir à l'avance en fonction du protocole de communication. Parfois, seule l'adresse du port de communication et la durée du "timeout" suffisent. D'autre fois, il faut fixer le codage d'écriture ou la taille du buffer par exemple. Ensuite, il faut ouvrir la voie de communication afin de pouvoir envoyer une commande (écrire ou lire sur le buffer par exemple). Lorsque toute communication n'est plus nécessaire, elle peut être fermée.

Dans le cas de l'OSA, on utilise le protocole VISA (qui vient de l'anglais Virtual Instrument Software Architecture) et les données sont échangées via un bus GPIB (General Purpose Interface Bus). Une fois le port ouvert, l'utilisateur peut utiliser les commandes fournies par le constructeur pour paramétrer l'OSA, faire l'acquisition de mesures et les rapatrier sur l'ordinateur. J'ai développé deux routines permettant de configurer et réaliser l'acquisition du spectre optique. L'une est intégrée à l'algorithme afin de pouvoir caractériser un individu. L'autre pour pouvoir facilement et indépendamment enregistrer les spectres optiques issus de l'OSA. L'acquisition du

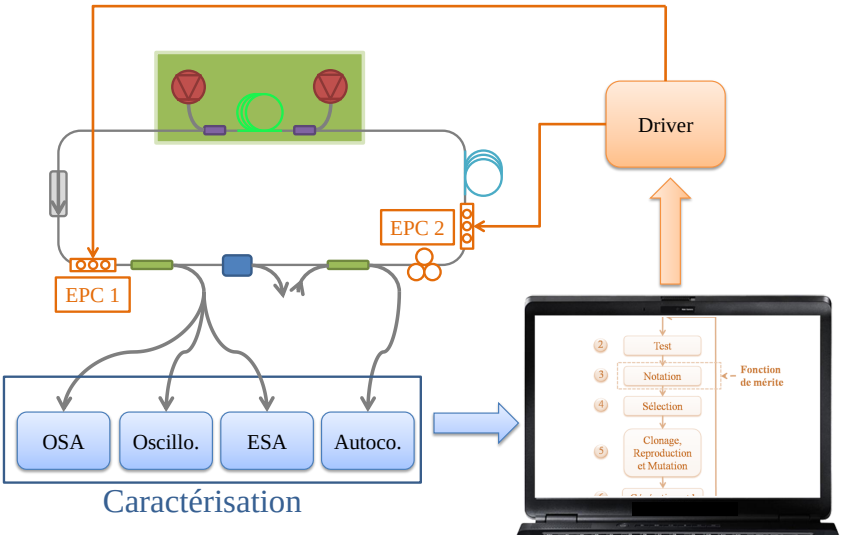

FIGURE 3.1 – Schéma de la boucle de rétroaction comportant la cavité, la caractérisation, la carte d'adressage des EPC (Driver sur le schéma) et un ordinateur pour faire fonctionner l'algorithme.

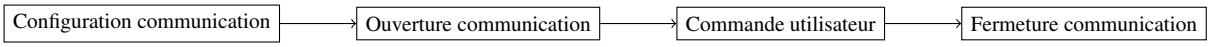

FIGURE 3.2 – Diagramme simplifié de communication entre ordinateur et appareil de mesure.

spectre radiofréquence à travers l'ESA utilise le même protocole. Les routines développées pour l'ESA ressemblent donc énormément à celles de l'OSA et ont les mêmes buts.

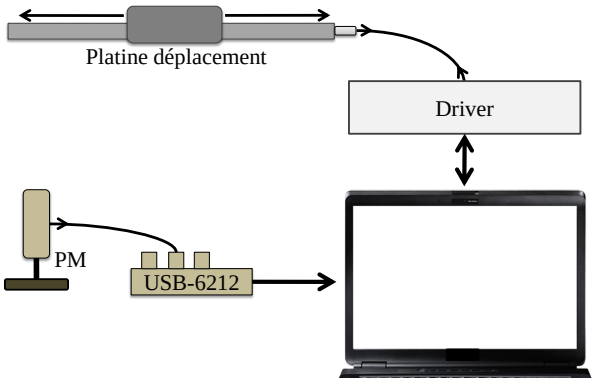

FIGURE 3.3 – Schéma de communication avec l'autocorrélateur.

La communication avec l'autocorrélateur se fait à travers deux autres types de ports. L'autocorrélation est réalisé en faisant varier le délai entre les deux impulsions via une platine de déplacement (Newport modèle ESP300) et en faisant l'acquisition du niveau de SHG à travers un Photomultiplicateur (ou PM). Ce PM est nécessaire puisque le niveau de SHG à la sortie du cristal doubleur est faible. On utilise un boîtier BNC (National Instruments USB-6212) qui permet de transférer le signal du PM jusqu'à l'ordinateur par USB. Le logiciel "measurement and automation" de National Instruments permet de lire les signaux issus des entrées du boitier USB-6212 et de les exploiter ensuite sur LabVIEW. La platine de déplacement est fournie avec un driver qui fait relais entre les commandes utilisateur et les actions exécutées par le moteur

pas à pas de la platine. Ce driver est connecté à l'ordinateur par un port série RS232 (aussi appelé port COM) où sont échangées les commandes utilisateurs et les indications machines. De la même façon que pour les communications via GPIB, on utilise le protocole VISA pour envoyer les commandes utilisateurs. La figure 3.3 résume les communications ordinateur/autocorrélateur. Une seule routine a été développée pour l'autocorrélateur. Celle-ci contrôle le déplacement de la platine par itération et à chaque pas le niveau de SHG est acquis. À la fin de la routine, l'ensemble des points sont sauvegardés dans un fichier texte.

L'oscilloscope utilisé pour ces travaux possède un ordinateur intégré qui pilote l'ensemble des fonctions proposées. L'échange d'informations entre oscilloscope et ordinateur est donc le même qu'entre deux ordinateurs. La mise en place de la communication par Ethernet oscilloscope/ordinateur a été réalisée par J. Buguet [113] au cours de ses travaux de stage de 5ème année de l'école d'ingénieur ESIREM. La transmission de données est effectuée à travers le protocole de communication TCP/IP pour lequel l'oscilloscope joue le rôle de serveur et l'ordinateur de client. L'oscilloscope dispose d'une application nommée StartDSO qui permet un bon nombre d'opérations basées sur l'exploitation de la trace temporelle. L'une d'entre elles propose simplement de stocker l'ensemble de la trace temporelle visualisé en mémoire lorsqu'une commande spécifique est reçue par l'application. Le travail de J. Buguet fut de configurer le serveur et le client afin que l'on puisse envoyer cette commande depuis l'ordinateur et recevoir en échange les données issues de la mémoire de l'oscilloscope. Le logiciel Matlab est utilisé depuis l'ordinateur et l'oscilloscope pour piloter cette communication.

Enfin, la boucle de rétroaction est fermée avec le contrôle des EPC. Chaque EPC possède une alimentation ainsi qu'un port RS232. Ce dernier est utilisé pour les commandes utilisateur. Le service électronique du laboratoire a développé un driver (ou carte d'adressage) capable de contrôler chaque EPC indépendamment depuis les ports RS232 disponibles et qui est relié via USB à l'ordinateur. Cette carte utilise un convertisseur 1 port USB vers 2 ports RS232. La communication se fait par une seule voie (USB) mais on utilise deux ports de communication en programmation correspondant à chaque EPC. La commande en tension d'un EPC se fait en utilisant le port COM correspondant à l'EPC voulu et en envoyant une chaîne de 7 caractères. Le premier caractère est un chiffre qui est relié à l'action à exécuter par l'EPC. De 0 à 2 on définit une tension à appliquer pour la lame de phase 0,1 ou 2 de l'EPC. De 3 à 9 ce sont d'autres actions telles que le fonctionnement en manuel à travers les potentiomètres accessibles sur le dessus de chaque EPC ou en commande utilisateur. Pour un premier caractère allant de 3 à 9, les 5 suivants sont fixés à 0. Sinon, on utilise ces 5 caractères pour définir la tension à appliquer. Enfin, pour n'importe quel code à envoyer le 7ème caractère est un retour à la ligne "\r". Par exemple la commande à envoyer au driver pour appliquer une tension de 8.170 V à la seconde lame de phase est "18.170\r" ou alors pour passer en mode manuel : "300000\r". Après avoir reçu une commande, chaque EPC renvoie une chaîne de caractère "Ok" qui permet d'assurer à l'utilisateur que la communication est toujours établie.

Pour finir cette section, ce que nous avons appelé "gène" dans le chapitre précédent correspond à une tension appliquée à une des lames de phases d'un EPC. Il y a donc en tout 6 gènes à

optimiser. Nous verrons dans la section suivante que nous avons fait le choix de complexifier l'expression des gènes pour améliorer l'efficacité de l'algorithme.

3.2 Expression des gènes et temporisation

3.2.1 La relation déphasage/tension

L'utilisation des tensions appliquées aux EPC comme paramètres à optimiser implique quelques vérifications afin de fixer l'expression des gènes. Une des premières vérifications que nous avons effectué sur ces EPC est de déterminer la variation du déphasage ϕ en fonction de la tension V : $\phi = f(V)$. Ce que nous souhaitons déterminer exactement est l'allure de cette courbe et ses bornes. Il est possible que cette courbe ne soit pas linéaire. La gamme de déphasage accessible ne serait alors pas équiprobable et diminuerait l'efficacité de l'algorithme. Par exemple pour une même valeur de mutation, ce ΔV ajouté n'induira pas le même $\Delta\phi$ en fonction de sa position sur la courbe. C'est pourquoi nous avons réalisé cette vérification avant d'insérer les EPC en cavité.

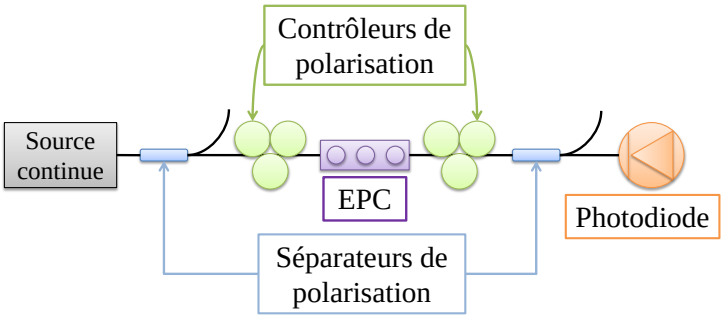

FIGURE 3.4 – schéma du montage expérimental donnant accès à la relation $\phi = f(I)$.

Pour déterminer la courbe de déphasage en fonction de la tension pour les trois lames de phases de chaque EPC, j'ai réalisé le montage expérimental présenté figure 3.4. L'EPC étudié est placé au centre d'un montage polariseur/analyseur croisés. Une source continue émettant à 1550 nm alimente le montage. Deux séparateurs de polarisation fibrés sont utilisés pour jouer les rôles de polariseur et d'analyseur. En fin de circuit, une photodiode permet de recueillir les variations d'intensité. Un contrôleur de polarisation est placé avant le second séparateur afin de compenser la variation de l'état de polarisation (ou SOP pour State Of Polarization) au cours de la propagation dans la fibre optique et ainsi on peut se placer à l'extinction du signal. L'intensité mesurée par la photodiode obéit à la loi de malus : $I = f(\phi)$ (avec I l'intensité). L'emploi de la loi de Malus nécessite de connaître la polarisation incidente sur l'EPC étudié. Généralement, la polarisation varie au cours de la propagation du faisceau dans la fibre optique ce qui nous empêche de connaître le SOP incident. La solution est de forcer la polarisation à devenir rectiligne selon l'axe d'une des lames de phases de l'EPC. On observe alors que cette lame n'a aucun effet sur la polarisation du champ et donc l'intensité ne varie plus en fonction du déphasage. Le contrôleur de polarisation placé devant l'EPC sert à transformer la polarisation de façon à annuler l'effet d'une des lames. Ainsi nous savons que le SOP incident est selon l'un

des axes de la lame de phase. Ces mesures sont réalisées en deux temps. Dans un premier temps, le SOP est aligné sur l'axe de la première lame (à 0 °) pour analyser la seconde lame. Dans un second temps, il est aligné sur l'axe de la seconde lame (à 45 °) pour analyser la première et la troisième lame. Pour aligner correctement le SOP, j'ai développé une routine faisant varier la tension (continument et de façon périodique) de 0 à 9.999 V d'une lame de phase. Cette routine fait l'acquisition de l'intensité en sortie de la photodiode de manière continue dans le temps. En orientant correctement les lames du contrôleur de polarisation manuel, les variations d'intensité deviennent très faibles et l'on sait que nous avons aligné le SOP selon l'axe de la lame de phase de l'EPC. En définissant l'axe de la première lame de phase comme l'axe de référence à 0 ° et le SOP incident étant aligné selon cet axe : l'intensité I au niveau de la photodiode est décrite selon la loi de Malus par l'équation 3.1.

$$I = I_0 sin^2\left(\frac{\phi_2}{2}\right) \tag{3.1}$$

Dans cette équation, ϕ_2 est le déphasage induit par la seconde lame de phase de l'EPC et I_0 est le niveau d'intensité pour lequel $\phi_2 = \pi$. Rappelons que nous nous plaçons à l'extinction du signal pour $\phi_2 \simeq 0$. Dans le cas où le SOP incident est aligné selon l'axe de la seconde lame de phase, soit selon angle de 45 ° par rapport à l'axe de référence, I s'écrit de façon équivalente :

$$I = I_0 sin^2\left(\frac{\phi_{1,3}}{2}\right) \tag{3.2}$$

Où $\phi_{1,3}$ est le déphasage induit par la première ou troisième lame de phase. La figure 3.5 montre les mesures de variations d'intensité induites par chacune des lames de phases pour une polarisation incidente alignée sur l'axe de la seconde lame.

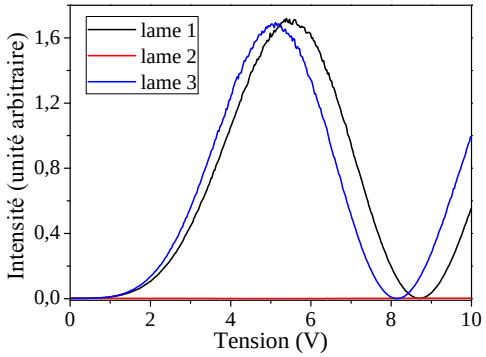

FIGURE 3.5 – Mesure de la variation d'intensité sur toute la gamme de tension pour toutes les lames d'un EPC lorsque le SOP incident est aligné selon l'axe de la deuxième lame.

On peut observer sur cette figure que la deuxième lame de phase ne produit aucune variation d'intensité comme voulu. A partir de ces mesures, nous pouvons calculer le déphasage correspondant à ces variations en utilisant l'équation 3.2. Ce calcul nécessite de déplier la courbe obtenue après avoir appliqué la fonction arcsinus. La courbe $\phi = f(V)$ correspondant à la première lame de l'EPC est montré figure 3.6. Cette courbe permet d'affirmer que le déphasage peut monter jusqu'à $2,6\pi$ et qu'il a une évolution non linéaire (cf. : début et fin de courbe). Ces mesures sont effectuées pour chaque lame des deux EPC et on y observe des comportements similaires. Mal-

heureusement l'utilisation des tensions de contrôle des EPC comme gènes induit un problème de non équiprobabilité de tirage des phases dans l'espace de recherche autorisé. Cela peut amener l'algorithme à optimiser des solutions ayant des résultats en dessous du maximum principal car elles seraient sur-représentées. Pour éviter ceci, la solution est d'exprimer les gènes en phases et de convertir ces phases en tensions pour les appliquer aux contrôleurs de polarisation. A partir de la courbe $\phi = f(V)$ (voir figure 3.6), nous calculons la courbe réciproque $V = f(\phi)$. La formule analytique de cette courbe est obtenue en réalisant un fit. Ainsi pour n'importe quelle phase, il sera possible de calculer sa tension correspondante. Nous avons donc adopté cette solution pour toutes les lames de chaque EPC.

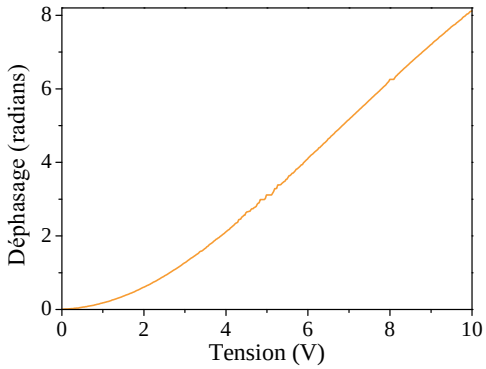

FIGURE 3.6 – Relation entre tension et déphasage calculée depuis les mesures précédentes.

3.2.2 Homogénéité des EPC

En plus de ce problème de relation non linéaire entre le déphasage et la tension appliquée à une lame de phase, l'utilisation des EPC amène un second problème. Ce dernier est aussi important que le premier mais ne peut pas se résoudre aussi facilement. Le fonctionnement des EPC permet d'obtenir un SOP arbitraire à partir de n'importe quel SOP mais si l'on étudie tous les états accessibles depuis un seul état : tous les états ne sont pas équiprobables et cette différence de probabilité dépend du SOP incident. Lorsque l'on scanne l'ensemble des SOP accessibles par un EPC pour un SOP fixe en entré, on observe des redondances dans les résultats. Une façon simple d'observer ce phénomène est de simuler l'effet d'un EPC sur un SOP fixe en entrée pour l'ensemble de la gamme de déphasages et pour toutes les lames. En visualisant les SOP résultants sur la sphère de Poincaré, cet effet est clairement visible. La figure 3.7 est une représentation, en histogramme et sur la sphère de Poincaré, de la récurrence des SOP générés par un EPC. Dans ce cas là, la polarisation incidente est elliptique dont les axes coïncident avec ceux du repère. Sur cette figure on remarque que certaines régions de la sphère de Poincaré sont surreprésentées par rapport à d'autres. On pourrait penser que les pôles de cette sphère ne sont pas du tout représentés. Cela est dû à la discrétisation utilisée pour réaliser cet histogramme. Si l'on considère que le codage de la tension appliquée à une lame de phase permet une résolution de 1 mV, on a alors une résolution moyenne de $8,16.10^{-4}$ rad en déphasage. En discrétisant une gamme de déphasage de 2π par cette résolution, il faut utiliser environ 7700 points pour simuler l'effet d'une lame de phase. La combinaison des trois lames de phase reviendrait à calculer

$4,5.10^{11}$ points. Le calcul et la construction de l'histogramme prendrait alors beaucoup trop de temps. C'est pourquoi nous utilisons une discrétisation beaucoup moins importante et qu'il n'est pas possible de visualiser la génération des SOP aux pôles de la sphère.

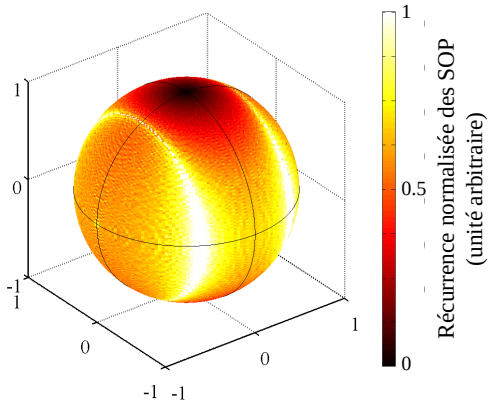

FIGURE 3.7 – Relation entre tension et déphasage calculée depuis les mesures précédentes.

Le problème que soulève ce phénomène est que différentes combinaisons de déphasages appliqués par un EPC produisent le même SOP en sortie. Au niveau de l'algorithme cela veut dire que des individus possédant des gènes différents peuvent donner le même résultat. Autrement dit certains résultats sont surreprésentés par rapport à d'autres. Et comme précédemment l'algorithme pourrait optimiser des maxima secondaires mieux représentés. De plus cette hétérogénéité de représentation dépend du SOP incident ce qui empêche toute stratégie d'homogénéisation du tirage aléatoire. Excepté le cas où le SOP incident est connu.

Ce qui traduit la redondance des EPC, au niveau algorithmique, est l'écriture des gènes en déphasages. Une façon de contourner ce problème est d'exprimer ses gènes sous forme de SOP. Tous les SOP sont accessibles depuis ces EPC. Cela nous donne la chance de pouvoir exprimer les gènes d'un EPC comme un SOP à la sortie de celui-ci. Pour calculer le jeu de déphasages créant le SOP recherché, il faut connaître le SOP incident à l'EPC. La polarisation incidente au second EPC est à priori selon un des axes du séparateur de polarisation et peut subir un changement de configuration. Il est donc possible d'exprimer les gènes du second EPC comme un SOP de sortie. Nous utilisons un contrôleur de polarisation avant l'EPC n ° 2 afin d'orienter la polarisation parallèlement à l'axe de la première lame de phase de cet EPC. Pour réaliser cette compensation, la cavité est opérée en fonctionnement continu [i]. La sortie à 3% est utilisée pour analyser le signal. On y place un séparateur de polarisation et un contrôleur de polarisation manuel comme précédemment afin de travailler à l'extinction. Le contrôleur de polarisation manuel intracavité est ajusté pour compenser au maximum l'effet de la première lame de phase. Il est maintenant possible de calculer les phases à appliquer aux deux dernières lames de phases réorientant la polarisation de façon à obtenir le SOP voulu. Pour cela définissons $\vec{E_{in}}$ l'état de polarisation incident. C'est à dire un SOP rectiligne aligné selon l'axe de la première lame de phase qui sera confondu avec l'axe x :

i. Seul l'EPC n ° 1 est utilisé pour trouver un point de fonctionnement pour lequel la cavité opère en continu sur toute la plage de déphasage de la lame de phase compensée.

$$\vec{E_{in}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

Après avoir été soumis à l'EPC, ce SOP peut s'écrire :

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\phi_5}{2}\right) \\ -i\sin\left(\frac{\phi_5}{2}\right)\exp\left(i\phi_6\right) \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

Avec ϕ_5 et ϕ_6 les déphasages respectifs appliqués par les deuxième et troisième lames de phases. Notons que dans cette formule, le déphasage induit par la première lame de phase (ϕ_4) n'apparaît pas à cause du SOP incident. En projection sur un repère polaire, ce SOP peut aussi s'écrire :

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} \rho \\ \sqrt{1-\rho^2}e^{i\theta} \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

Avec $\rho \in [0;1]$ et $\theta \in [0;2\pi]$. Soit finalement :

$$\phi_5 = 2\arccos\left(\rho\right) \text{ et } \phi_6 = \theta + \frac{\pi}{2} \tag{3.6}$$

Les gènes de ce second EPC (initialement $[\phi_4\ \phi_5\ \phi_6]$) sont remplacés par ρ et θ. Malheureusement, il n'est pas possible d'exprimer les gènes du premier EPC sous forme de SOP. À cet endroit de la cavité, la polarisation incidente est inconnue, dépendante de la RNLP induite par la propagation du champ et aussi dépendante des gènes du second EPC. Seule une caractérisation du SOP incident en temps réel, non réalisable dans notre configuration, pourrait remédier à cela. Au final, un individu sera exprimé par : $[\phi_1\ \phi_2\ \phi_3\ \rho\ \theta]$ avec $[\phi_1\ \phi_2\ \phi_3]$ les gènes (phases) du premier EPC.

3.2.3 Aspect temporel

Le dernier aspect pratique à prendre en compte pour les EPC est leur temps de réponse. En effet, le fonctionnement des EPC basé sur un effet thermo-optique induit un temps de réponse non-négligeable. Si l'on teste l'individu trop rapidement après qu'il ait été appliqué, les lames de phases n'auront pas eu le temps de se stabiliser et l'individu mesuré ne correspond pas à celui demandé.

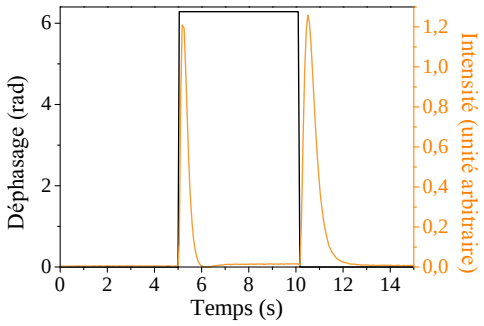

FIGURE 3.8 – Mesure du temps de réponse d'une lame de phase pour un saut de phase de 2π

Pour mesurer le temps de réponse des EPC, je me suis placé dans la même configuration qu'au paragraphe 3.2.1. Un échelon de tension correspondant à un saut de phase de 2π est soumis à chaque lame de phase. L'acquisition de l'intensité est synchronisée avec l'enregistrement du temps écoulé depuis le début de l'acquisition. Un enregistrement d'une telle mesure est présentée figure 3.8. Ce résultat (commun à toutes les lames de phase) nous indique qu'il faut un peu plus de 2 secondes pour qu'une lame se stabilise au déphasage demandé. Pour l'algorithme nous utilisons une mise en attente de 3 secondes après avoir appliqué un individu par mesure de sécurité. Ce temps d'attente peut être rallongé si l'on étudie des régimes multi-impulsionnels complexes nécessitant plus de temps pour se stabiliser.

3.3 Hystérésis et environnement

3.3.1 L'hystérésis

Un des premiers phénomènes que l'on observe lorsque l'on tente de réaliser le blocage de modes de ce type de cavité est l'hystérésis [114]. Il survient à plusieurs niveaux mais le plus visible est lors de l'ajustement de la puissance de pompe. Typiquement, en augmentant le niveau de pompe, on augmente le nombre de solitons circulant dans la cavité. Si l'on réalise l'inverse en diminuant le niveau de pompe, il est possible de remarquer que le nombre de solitons ne diminue pas de la même façon. Il faudra diminuer la pompe à un niveau inférieur par rapport à celui qu'il a fallut appliquer pour augmenter le nombre d'impulsions. Ce phénomène d'hystérésis est aussi présent lors de l'ajustement des tensions des contrôleurs de polarisation. De même, lors du blocage de mode par ajustement des contrôleurs de polarisation, une fois obtenu, il est possible de maintenir le blocage de modes pour une certaine plage de tension d'une lame de phase. Lorsque ce verrouillage est perdu pour une amplitude trop importante, il est nécessaire de revenir non loin de la position où le blocage de modes s'était établi.

Le problème de cet hystérésis est qu'il fausse les résultats de l'algorithme, puisque le résultat d'un individu testé dépendra de l'individu précédent. Le résultat obtenu n'est plus uniquement dépendant de l'individu mais aussi de la succession d'individus. La méthode utilisée pour éviter cette dépendance est de faire une remise à zéro entre chaque individu testé. Cette remise à zéro ne concerne que les EPC et n'est pas une remise à zéro à proprement dite. Ce que nous souhaitons est de forcer la cavité à retourner à un état neutre ayant beaucoup moins (voir aucune) d'influence sur le blocage de modes hypothétiquement généré par un individu. C'est pourquoi nous appelons cela un "reset" plutôt qu'une remise à zéro. Cet état neutre, nous l'avons défini comme étant un régime pour lequel le laser est continu. Pour des raisons explicitées dans la sous-section suivante, cet état continu correspond à une combinaison de tensions proche du milieu de gamme de variation des EPC (environ $5\,V$). Nous faisons ce reset avant chaque individu testé et aussi avant de faire l'analyse du meilleur individu optimisé. Comme pour tout individu une mise en attente de 3 secondes est nécessaire après chaque reset. Pour chaque individu, il faut donc attendre 6 secondes au total avant de procéder au test expérimental.

3.3.2 Environnement

Durant notre première campagne de test de l'algorithme en cavité, nous nous sommes rendus compte que les perturbations liées à l'environnement pouvaient réellement diminuer les performances de l'algorithme et la stabilité des régimes obtenus. Notre dispositif expérimental est un peu plus sensible à l'environnement que les cavités laser fibrées plus courtes mais surtout les optimisations peuvent diverger à cause de perturbations sur le long terme. Ce souci vient principalement de l'utilisation des EPC pour obtenir le blocage de modes. Comme expliqué plus haut, les EPC appliquent un ΔT qui induit un $\Delta\phi$ lors du passage du faisceau laser. Bien que cela ne prenne pas de proportions inquiétantes, si la température ambiante augmente ou diminue, pour une même tension de commande, l'EPC n'appliquera pas exactement le même ΔT. Cela veut dire que notre calibration sera faussée et que lors d'une optimisation, un même individu (en termes de tensions appliquées) ne donnera pas le même résultat si la température ambiante varie. De plus, nous avons remarqué que ces EPC possèdent un temps de stabilisation de mise en service. Ce temps de stabilisation ne correspond pas au temps que met une lame de phase à se stabiliser à la valeur demandée mais au temps que met leur environnement proche à se stabiliser en température. Nous avons observé des dérives de mesures sur quelques minutes en fonction de l'utilisation de l'EPC. Ces dérives n'apparaissent que lorsque l'EPC vient d'être mis en fonction et donc va chauffer les fibres pour la première fois. À ce moment là, les mesures dérivent jusqu'à ce que l'environnement soit stabilisé. C'est pourquoi nous choisissons un reset correspondant à des valeurs de tensions proches de 5 V : les variations de températures sont en moyennes moins importantes qu'une remise à zéro totale. Ensuite, les dérives n'apparaissent que lorsque les tensions de l'EPC sont remises à zéro pendant une longue durée. En outre, par rapport à l'exploitation de l'ENLP pour réaliser le blocage de modes, les fibres optiques possèdent un désavantage. Les contraintes appliquées à la fibre optique changent la polarisation du champ et perturbent le blocage de modes. Ces contraintes peuvent être dues à une torsion, un enroulement, un chauffage ou un déplacement. Nous avons remarqué que cela pouvait être un problème car même si la cavité était relativement bien protégée vis à vis de la soufflerie de la climatisation du laboratoire, les mouvements d'airs pouvaient déverrouiller le laser. De plus la climatisation induisait une variation de $\pm 2\,^{\circ}$C de la température ambiante et perturbait la cavité comme présenté plus haut dans ce paragraphe.

C'est pour ces raisons que nous avons décidé d'isoler la cavité de l'environnement du laboratoire. La cavité a été transformée de façon à installer tous les éléments dans un même boîtier 19". Des étagères en plexiglas ont été façonnées par l'atelier mécanique du laboratoire aux dimensions du boîtier permettant de répartir correctement les éléments sur plusieurs étages. Le schéma à la figure 3.9a détaille l'organisation de la cavité à l'intérieur de boîtier. Au premier étage, on retrouve l'amplificateur à fibre dopé Erbium. Les coupleurs, l'isolateur et le séparateur de polarisation se trouvent au deuxième étage. Les deux EPC sont isolés du reste de la cavité par un coffrage en polystyrène. Dans le but de réguler l'atmosphère à l'intérieur de ce coffrage, j'ai réalisé un système de refroidissement apposé sur le dessus en contact direct avec l'environnement des EPC. Ce système se compose d'une plaque en cuivre, de deux éléments de Peltier et de deux dissipateurs (voir la photographie figure 3.9c). Le dimensionnement des éléments de

Peltier et des dissipateurs ont été pensés en fonction de la puissance calorifique à dissiper. Une thermistance, utilisée pour contrôler la température à l'intérieur du coffrage, est accolée à la plaque de cuivre. Le refroidissement d'un tel volume d'air n'étant pas facilement réalisable, nous stabilisons la température de l'air au voisinage de la plaque de cuivre. Pour cela, j'utilise un régulateur de température initialement dévolu à la stabilisation en température de diodes laser. En fonction de la température transmise par la thermistance, il adapte la tension et le courant envoyé à chaque élément de Peltier pour obtenir la température de consigne. Enfin, l'isolation de la cavité se termine par un coffrage extérieur au boîtier réalisé en polystyrène expansé (voir figure 3.9b et 3.9a). Le nombre de résultats intéressants ayant considérablement augmenté après cette isolation, son efficacité est prouvée.

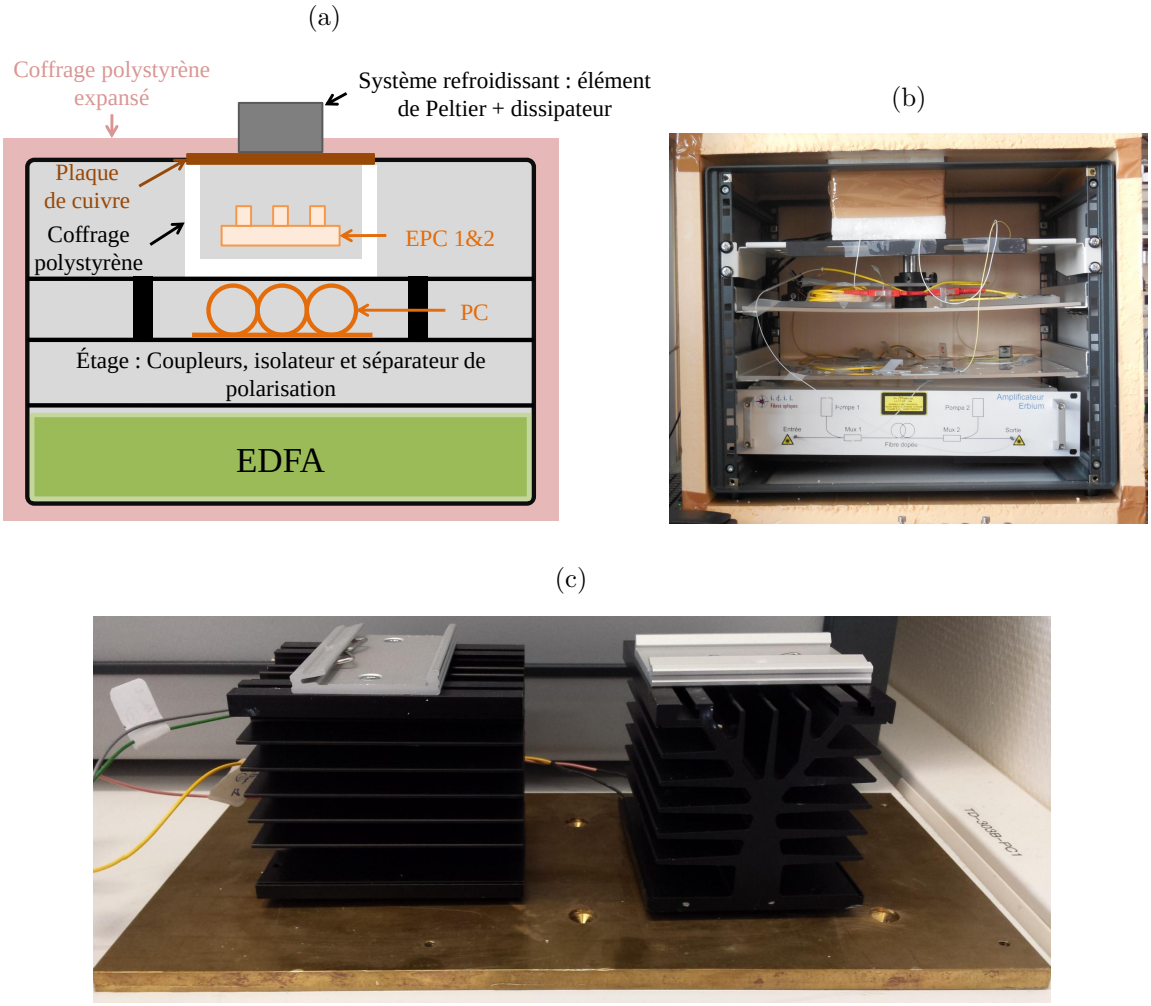

FIGURE 3.9 – (a) Schéma représentant l'intégration de la cavité dans un boîtier 19" (b) Photographie de la cavité en boîtier (c) Photographie du système de refroidissement.

Ces trois premières sections ont eu pour but de décrire comment ont été adaptés les gènes de l'algorithme et la cavité afin de fonctionner de la façon la plus cohérente possible. La dernière section présente comment a été développé l'algorithme afin de réaliser les optimisations qui seront présentées dans les deux chapitres suivants.

3.4 Développement de l'algorithme

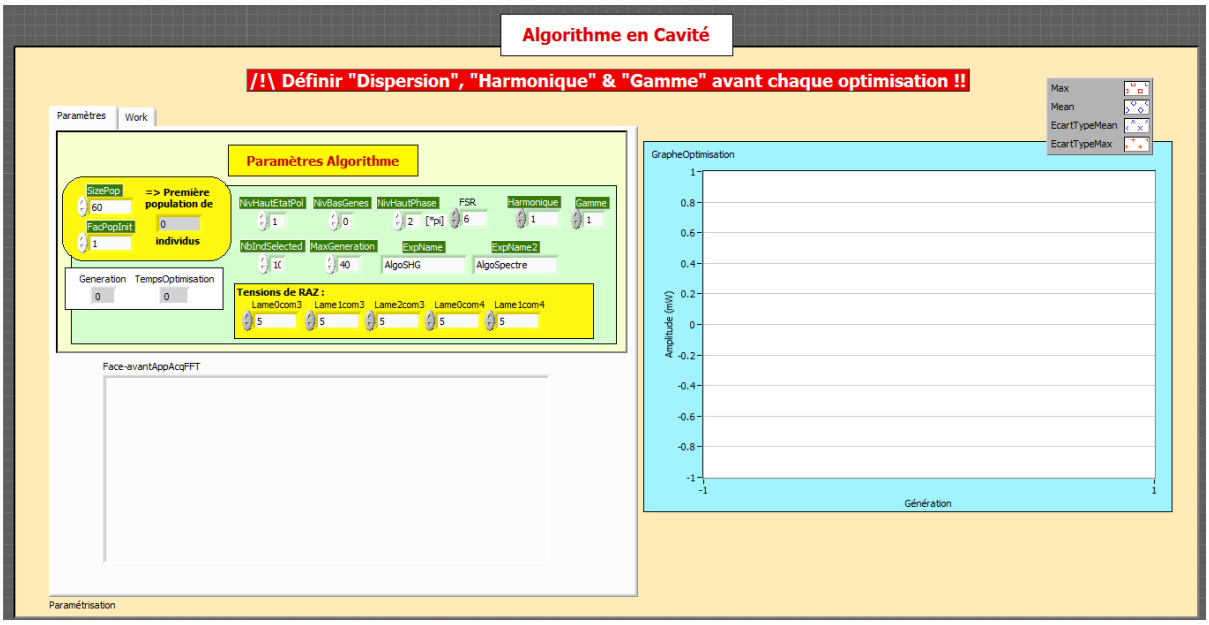

FIGURE 3.10 – Capture du panneau utilisateur de l'algorithme d'optimisation élaboré sous LabVIEW.

L'algorithme est essentiellement programmé depuis le logiciel LabVIEW mais certaines parties ont été développées sous Matlab et sont incluses grâce à des nœuds spécifiques disponibles dans LabVIEW. Une description détaillée de la conception de cet algorithme serait trop fastidieuse à rapporter dans cette thèse. Seule l'architecture de celui-ci sera décrite avec certains détails afin de faciliter la compréhension des chapitres suivants. Ce programme se découpe en deux parties. Un panneau utilisateur qui permet de configurer les paramètres de l'algorithme avant de commencer l'optimisation (voir figure 3.10) et la plateforme de développement où est programmé l'algorithme. Ces deux parties sont évidemment en interactions. Ce qui est décrit dans la suite de ce paragraphe est essentiellement la partie programmation.

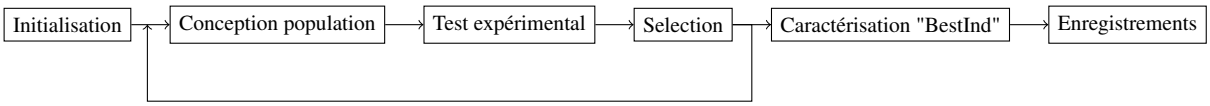

FIGURE 3.11 – Diagramme de l'architecture de l'algorithme.

L'architecture de ce programme ce découpe en 6 parties comme le montre le diagramme figure 3.11 :

L'initialisation : C'est la partie du programme où toutes les communications avec les différents appareils sont ouvertes. Tous les paramètres configurés par l'utilisateur sur le panneau prévu à cet effet sont pris en compte par le programme.

La conception des populations : Tout de suite après l'initialisation, le programme entre dans sa phase d'itération. À la première itération, c'est la première population qui est conçue. Il est possible de commencer par une population d'individus générés de façon aléatoire ou alors d'utiliser un individu de référence et de lui ajouter une portion aléatoire

à chacun de ces gènes pour créer tous les individus de la population (méthode utilisée dans le paragraphe 5.2.2). Aux itérations suivantes chaque population est conçue depuis les parents sélectionnés à la génération précédente en utilisant la reproduction et la mutation précédemment explicités (voir section 2.2). Cette partie ayant été préalablement programmée sous Matlab (cf. : Simulations au chapitre précédent), elle a été incluse dans l'algorithme en utilisant un nœud Matlab. La population correspond à un tableau pour lequel les lignes correspondent aux individus et les colonnes aux gènes.

Le test expérimental : Dans cette partie la population nouvellement créée est envoyée à une sous-routine LabVIEW qui réalise le test expérimental de chaque individu et lui attribue une note à partir de la fonction de mérite. En fonction de l'objectif visé, il faudra modifier cette sous-routine pour réaliser et analyser correctement chaque test. Cette sous-routine commence par isoler un individu de la population. Les trois premiers gènes étant des phases, la sous-routine fait correspondre ces phases en tension à partir des courbes de calibrations. Pour les deux derniers gènes, elle va d'abord calculer les phases puis les convertir en tension. Les 6 tensions obtenues (la quatrième étant nulle pour les raisons explicitées au paragraphe 3.2.2) sont alors appliquées aux EPC puis il faudra attendre 3 secondes avant de faire l'acquisition nécessaire à l'évaluation de l'individu. Si la fonction de mérite est directement le résultat d'une mesure expérimentale ou si l'appareil de caractérisation peut calculer la valeur de celle-ci, alors le reset se fait directement après le rapatriement de la note sur l'ordinateur. Sinon, l'algorithme devra calculer la valeur de fonction de mérite après la communication des données par l'appareil de caractérisation et avant de pouvoir faire le reset. Chaque note est attribuée à l'individu en créant une nouvelle colonne dans le tableau de population. Avant de procéder à la sélection, le programme calcule la moyenne des notes de la génération et affiche sur un graphe le maximum et la moyenne de chaque génération.

La sélection : La sélection se passe en deux étapes. La première est de trier les individus en fonction de leur note. Pour cela, à chaque note est attribué le numéro de ligne correspondant à l'individu. Les notes sont triées par ordre décroissant (imposant que plus la note est importante plus l'individu est proche de l'objectif) puis ensuite les individus grâce aux numéros de lignes. La seconde étape est de ne garder que le nombre de parents souhaités pour créer la génération suivante.

La caractérisation du meilleur individu : Lorsque le programme arrive au maximum de générations choisis par l'utilisateur, la boucle est terminée et le meilleur individu de la dernière population est de nouveau appliqué aux EPC. À ce moment là, il est possible de réaliser l'acquisition du spectre optique ou radiofréquence de ce meilleur individu. Généralement, on utilise cela pour pouvoir réaliser des caractérisations plus longues telles que la trace d'autocorrélation.

L'enregistrement des données : C'est la dernière étape de ce programme. Pour chaque optimisation on va enregistrer dans un fichier formaté : le maximum et la moyenne de chaque génération en valeur de fonction de mérite mais aussi les tensions correspondantes au meilleur individu final. Cela permet de réappliquer cet individu après l'optimisation et de

tester la répétabilité de ce procédé.

Dans ce chapitre on retrouve toutes les étapes d'adaptation et de conception de l'algorithme en cavité laser. Nous avons d'abord réalisé la boucle de rétroaction en mettant en communication les différents appareils et l'ordinateur du laboratoire. Ensuite, nous avons étudié les facteurs diminuant les performances de l'algorithme et nous avons tenté de les supprimer. La cavité fut isolée après que l'algorithme ait été conçu puisque l'observation de l'impact de l'environnement c'est fait sur les résultats de nos optimisations. Enfin, j'ai développé le programme mettant bout à bout toutes les étapes nécessaires au bon fonctionnement de l'algorithme en cavité. La suite de ce rapport se concentre sur les résultats que nous avons pu obtenir avec cet algorithme en testant différentes fonctions de mérite et plusieurs configurations de cavité différentes.

Chapitre 4

Recherche du blocage de modes dans son régime fondamental

Ce 4ème Chapitre présente les résultats liés à l'implémentation de l'algorithme dans la cavité laser fibrée. L'objectif de cette première campagne de tests est de réaliser le blocage de modes fondamental à travers l'optimisation des tensions des EPC. Dans la première moitié de ce chapitre, nous rapportons les travaux utilisant une fonction de mérite basée sur le niveau de génération de seconde harmonique en sortie de cavité. La fonction de mérite ainsi que les résultats obtenus avec cette dernière sont détaillés. À la fin de cette première section nous expliquons pourquoi cette fonction de mérite fut abandonnée et les raisons ayant motivées le développement d'une autre stratégie qui est le sujet de la seconde moitié du chapitre.

4.1 Maximisation du niveau de SHG

4.1.1 Fonction de mérite

La fonction de mérite est l'élément central de l'algorithme qui guide l'optimisation vers l'objectif visé. Ici, nous souhaitons optimiser le blocage de modes et il faut construire une fonction de mérite reflétant au mieux cet objectif. Chaque optimisation est réalisée depuis un état de fonctionnement continu bruité de la cavité. Cette fonction doit donc discriminer cet état continu bruité et favoriser le blocage de modes à une seule impulsion. La première idée que nous avons eue fut d'utiliser le niveau de génération de seconde harmonique comme fonction de mérite. Le principe de génération de seconde harmonique (appelé SHG pour Second Harmonic Generation) ou de doublage de fréquence repose sur l'interaction d'un champ électrique intense et d'un milieu non linéaire. Lorsqu'un champ intense traverse le milieu, la réponse des électrons de ce milieu devient non linéaire et cela induit une polarisation non linéaire du milieu. La SHG est un phénomène du second ordre soit $P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2(\omega)$ avec P_{NL} la polarisation non linéaire du milieu, ϵ_0 la permittivité du milieu et $\chi^{(2)}$ la susceptibilité d'ordre deux du milieu. $E(\omega)$ est le champ électrique à la pulsation ω et se définit dans le domaine temporel par $E(t) = E_0 \sin(\omega t)$. En considérant la réponse du milieu comme purement instantanée et une configuration de type I, la polarisation non linéaire s'écrit dans le domaine temporel comme suit :

$$P_{NL}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \left(\frac{E_0^2}{2} - \frac{E_0^2 \cos(2\omega t)}{2} \right) \tag{4.1}$$

Le terme $\frac{E_0^2}{2}$ traduit le phénomène de redressement optique qui est la création d'un champ quasi-statique. Le second terme $\frac{E_0^2 \cos(2\omega t)}{2}$ transcrit le doublage de fréquence qui est proportionnelle à l'intensité du champ électrique incident. De plus, l'intensité du champ doublé à la sortie du cristal est aussi proportionnel à l'inverse de la durée de l'impulsion. C'est sur ces propriétés que nous allons baser notre fonction de mérite. Lorsque notre cavité est en régime continu elle ne produit pratiquement aucun doublage de fréquence contrairement aux régimes d'impulsions ultracourtes du blocage de modes.

Lors des optimisations, le niveau de SHG produit par chaque individu testé sera directement utilisé comme fonction de mérite, c'est à dire comme note pour classer ces individus entre-eux. Le montage expérimental que nous avons mis en place pour réaliser ces mesures de façon automatique est présenté figure 4.1. La sortie du coupleur 20% est relié à un collimateur permettant

de transmettre le faisceau laser en espace libre. Ce dernier passe à travers un cristal doubleur de BBO (β-barium Borate) de type 1 orienté de façon à maximiser la conversion de fréquence. À noter que le coupleur est situé directement après le polariseur intra-cavité de sorte que l'état de polarisation en sortie n'est pas affecté par les EPC et reste inchangé au cours de l'optimisation. Le niveau de SHG est mesuré par un PM dont la sensibilité spectrale est importante pour les émissions à 775 nm (c'est à dire une émission doublée du 1550 nm) mais ne détecte pas les émissions à 1550 nm. Le filtrage spectral est donc automatiquement effectué par le PM. Lors de l'optimisation, après avoir soumis le jeu de tensions aux EPC correspondant à un individu, le niveau de SHG est analysé sur plusieurs mesures et cette moyenne est enregistrée comme note pour cet individu. Le tracé du spectre optique est aussi enregistré dans un autre fichier texte. Une capture d'écran de la courbe d'optimisation et du tracé du spectre optique sont également réalisés afin de faciliter le traitement des données.

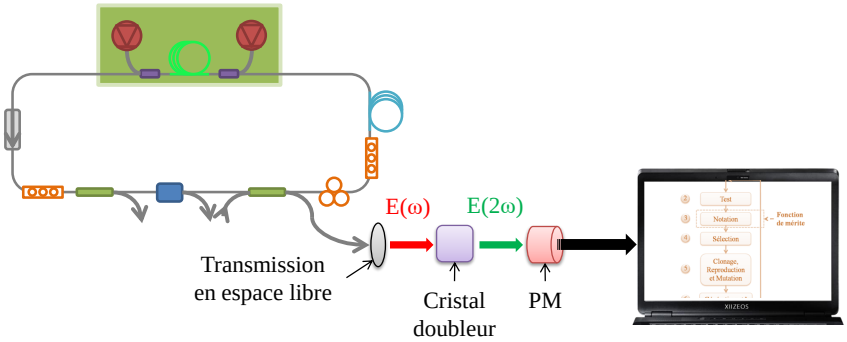

FIGURE 4.1 – Schéma du montage réalisant le doublage en fréquence et l'acquisition de son niveau.

4.1.2 Convergence vers le blocage de modes

La campagne de test réalisée autour de cette fonction de mérite a permis de mettre en évidence les principales tendances : le type de régime majoritairement optimisé ou les perturbations les plus fréquentes lors d'une optimisation, par exemple. Dans le but de faciliter l'obtention du blocage de modes pour un vaste domaine de paramètres, nous ne compensons pas dans un premier temps la dispersion au sein de la cavité, soit une dispersion totale anormale d'environ $-0.25\,\mathrm{ps}^2$. La puissance de pompage est ajustée à 400 mW. Cette configuration de cavité favorise l'apparition des régimes multi-impulsionnels.

Le résultat, présenté ici, a été obtenu pour les paramètres d'algorithme suivants : la population initiale est composée de 120 individus. Les générations suivantes sont composées de 20 individus seulement. Cela permet un large échantillonnage de l'espace de recherche au début du processus en recentrant ensuite la recherche sur les meilleurs individus. Cinq parents de la génération n sont utilisés pour construire les enfants de la génération $n+1$. Enfin, l'algorithme s'arrête au bout de 20 générations, ce qui correspond à une durée de plus d'une heure et demi. La figure 4.2 reporte l'évolution de l'optimisation avec le tracé de la note maximale obtenue à chaque génération (en carrés oranges) ainsi que la moyenne des notes de chaque génération (en rond vert). Ce type de tracé permet d'analyser l'évolution d'une optimisation et donc de déceler un hypothétique mauvais fonctionnement de l'algorithme. Il est observable en temps réel

durant l'optimisation. Cette courbe permet de voir que la note maximale a été optimisée jusqu'à la 13ème génération avant de se stabiliser autour d'une valeur maximale. Les valeurs s'étalent de 1.5 à 3.5 avec une forte progression sur les 4 premières générations. La moyenne, quant à elle, augmente tout au long de l'optimisation jusqu'à quasi converger au maximum (elle atteint 91% de la note maximale finale). Cette moyenne progresse de 0.3 à 3.2 avec aussi une forte progression au départ.

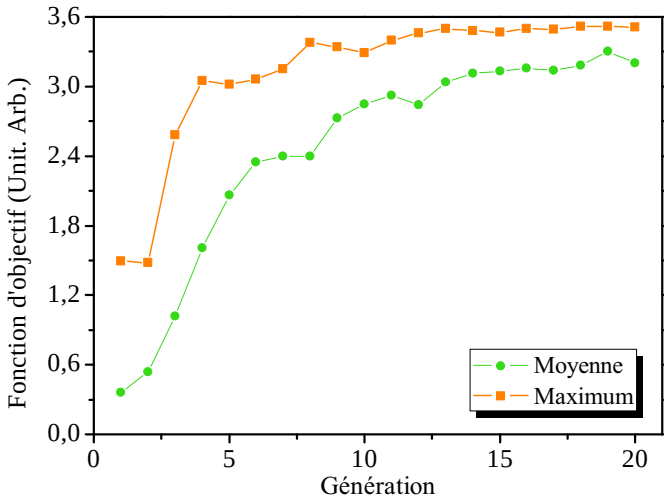

FIGURE 4.2 – Évolution de l'optimisation sur 20 générations. En carré orange se trouve la note maximale et en rond vert la moyenne de chaque génération.

Les informations que nous pouvons tirer de cette courbe sont multiples. La première est que l'agrandissement de la taille de la population initiale permet de trouver un individu ayant une note à quasi 50% de la note maximale dès la première génération. La deuxième est que nous observons le comportement attendu de l'optimisation grâce à notre mutation ajustée au cours des générations. Cela est visible à travers la forte progression des notes au début puis à une convergence plus lente à la fin du processus. La dernière est un comportement anormal de la procédure d'optimisation. On remarque qu'à plusieurs reprises la note maximale diminue d'une génération à l'autre. Dans un cas idéal, ceci n'est pas possible car le clonage des parents implique que la note maximale d'une génération soit au moins la note maximale de la génération précédente. Cela traduit l'impact de certaines fluctuations expérimentales sur l'évolution de l'optimisation. Ces fluctuations peuvent être dues à une perturbation extérieure ou alors à un individu peu stable dont la note varie au cours du temps. L'impact de ces fluctuations est ici assez faible ne perturbant pas le bon déroulement de l'optimisation.

Cette fonction de mérite a été très peu utilisée en réalité pour des raisons expliquées ci-après dans cette section et seul l'enregistrement du spectre optique a été réalisé pour caractériser le mode obtenu dans les résultats présentés. Malgré cela, il est possible d'identifier le type de régime et de tirer certaines conclusions intéressantes pour la suite. La figure 4.3 présente le spectre optique du meilleur individu obtenu pour l'optimisation présentée à la figure 4.2. Nous y observons les sidebands de Gordon-Kelly permettant de conclure à un régime solitonique. Nous

savons que les régimes type solitonique sont stables en termes d'amplitude d'intensité et qu'il s'agit bien d'un blocage de modes.

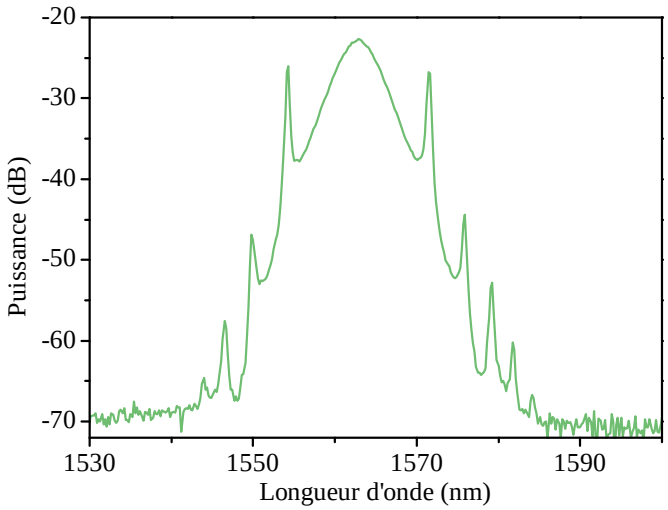

FIGURE 4.3 – Mesure du spectre optique du meilleur individu issue de l'optimisation présentée à la figure 4.2.

Ce premier résultat démontre la capacité de l'algorithme à optimiser les EPC afin de générer un verrouillage de modes à partir du régime continu de la cavité. Cet individu étant inchangé lorsqu'il est de nouveaux appliqué après un reset, cela prouve aussi que l'algorithme tend à trouver des solutions auto-démarrantes et que l'hysteresis est évitée. Cette solution semble être proche de notre objectif. Malgré ce résultat encourageant, la fonction de mérite possède un défaut majeur qui est explicité dans la sous-section suivante à travers la description d'un second type de solutions obtenu.

4.1.3 Convergence vers le QSML

Les paramètres de l'algorithme utilisés pour parvenir à ce résultat ont très peu changés par rapport à ceux utilisés précédemment. La cavité est gardée dans la même configuration afin de pouvoir comparer les résultats entre-eux. La courbe d'évolution de l'optimisation se trouve à la figure 4.4. Le tracé de la note maximale (en carré orange) peut être divisé en deux parties distinctes. Bien qu'au début de l'optimisation la note maximale de la première génération soit très proche de la note maximale finale, cette note va subir de fortes fluctuations pendant 10 générations. Ces fluctuations seront discutées plus tard dans ce paragraphe. À partir de la 11ème génération la courbe se stabilise pour obtenir la note maximale finale de 8.65. De son côté le tracé de la moyenne de chaque génération suit une évolution normale en se rapprochant globalement de la note maximale finale. Il faut noter que la moyenne subit des fluctuations assez importantes en fin d'optimisation et ne converge qu'à 86% de la note maximale.

Le spectre optique du meilleur individu issu de l'optimisation figure 4.4 se trouve à la figure 4.5. C'est un large spectre en forme de cloche dont la largeur à -3 dB est d'environ 32 nm. On y observe que le tracé n'est pas lisse et qu'il y a eu de fortes chutes de puissance autour de 1565 nm et de 1610 nm. Cela indique que durant l'acquisition du spectre optique, le régime impulsionnel

fut perdu à deux reprises. Ce type de fluctuations est caractéristique du régime impulsionnel Q-Switch/Mode-Lock comme explicité au premier chapitre. Le QSML est caractérisé par une sur-modulation de l'intensité des impulsions et des intensités crêtes largement supérieures à celles du blocage de modes classique par RNLP.

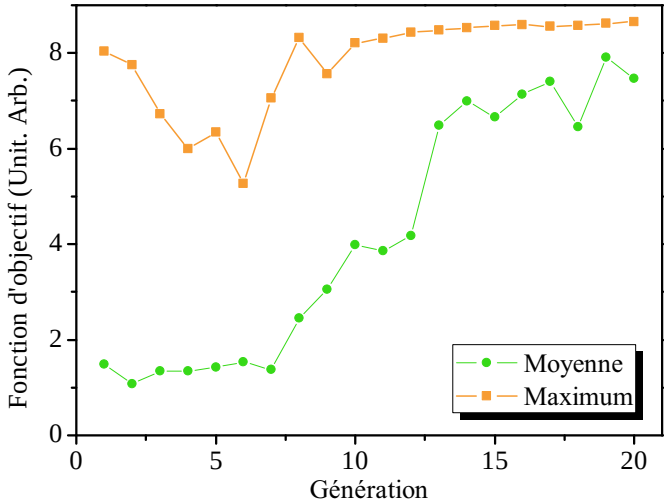

FIGURE 4.4 – Évolution de l'optimisation sur 20 générations. En carré orange se trouve la note maximale et en rond vert la moyenne de chaque génération.

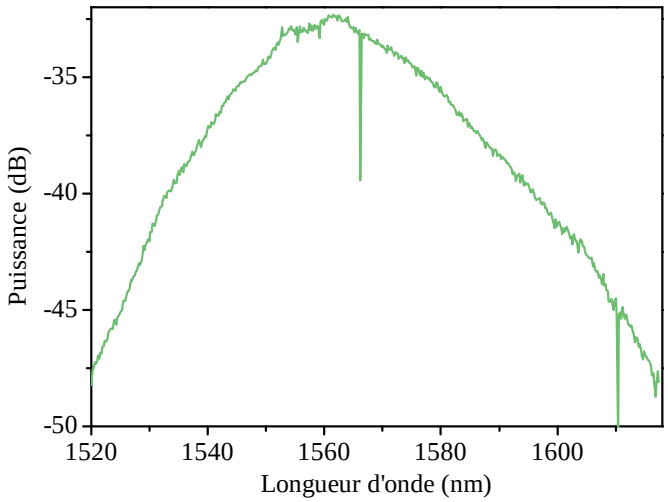

FIGURE 4.5 – Mesure du spectre optique du meilleur individu issue de l'optimisation présentée à la figure 4.4.

La nature de la solution trouvée par l'algorithme pour cette optimisation parait surprenante car ces régimes QSML sont fortement instables. Ils sont caractérisés par des bouffées d'impulsions très intenses (voir paragraphe 1.3.3.1). A priori ce type de régime aurait dû être exclu par l'algorithme pour cette principale raison. Malgré cela, les intensités crêtes atteintes par le QSML sont suffisamment grandes pour qu'en moyenne la valeur de fonction d'objectif soit comparable voire supérieure à celle du blocage de modes précédent. Effectivement, en terme de note maximale finale, le QSML est plus de deux fois supérieure. La figure 4.4 montre que l'algorithme semble avoir trouvé des individus présentant moins de fluctuations sur la seconde

partie de l'optimisation.

Nos différents tests ont montré une convergence vers ces deux solutions avec une probabilité quasi équivalente. Ceci montre que la fonction de mérite ne restreint pas l'espace des solutions aux régimes stables puisque, par exemple, le QSML possède une bonne évaluation sur l'ensemble de l'optimisation. Or le QSML est un régime impulsionnel que nous voulons exclure du point de vue de sa faible stabilité. Ce défaut est la raison principale pour laquelle nous avons rapidement rejeté cette fonction de mérite.

4.1.4 Influence de la stabilité des individus sur l'optimisation

L'optimisation discutée dans ce paragraphe nous sert d'exemple afin de démontrer une qualité de l'algorithme. Ce dernier a tendance à sélectionner les solutions qui présentent un bon compromis entre fonction de mérite et stabilité. C'est à dire, que si la note maximale de la fonction de mérite varie de façon trop importante au cours des premières générations, l'algorithme tendra vers une solution limitant au maximum les fluctuations.

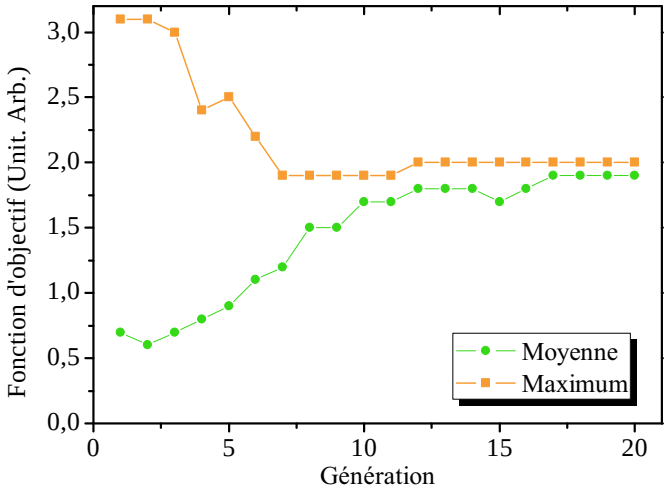

FIGURE 4.6 – Évolution de l'optimisation sur 20 générations. En carré orange se trouve la note maximale et en rond vert la moyenne de chaque génération.

La courbe d'optimisation présentée figure 4.6 montre une évolution de la note maximale très étonnante. À l'issue de la première génération le meilleur individu possède une note de 3.1. Cette note va diminuer de génération en génération jusqu'à se stabiliser aux environs de 2 à partir de la 12ème génération. Cela donne l'impression que les meilleurs individus des 6 premières générations sont du type QSML et que par la suite un blocage de modes stable est sélectionné. Il existe deux raisons pour lesquelles cette note peut avoir un tel comportement. La première est que le meilleur individu de la première génération soit trop instable pour obtenir la même note à chaque génération. Si l'on fait l'hypothèse que le meilleur individu des 6 générations suivantes soit le même que pour la première, alors sa note aura diminuée à chaque fois. Sinon ce sont des individus différents à chaque génération mais toujours trop instables pour obtenir la même note aux générations suivantes. Finalement, cela revient à dire que l'algorithme est passé d'une solution instable à une solution plus stable sur une dizaine de générations. Dans ce

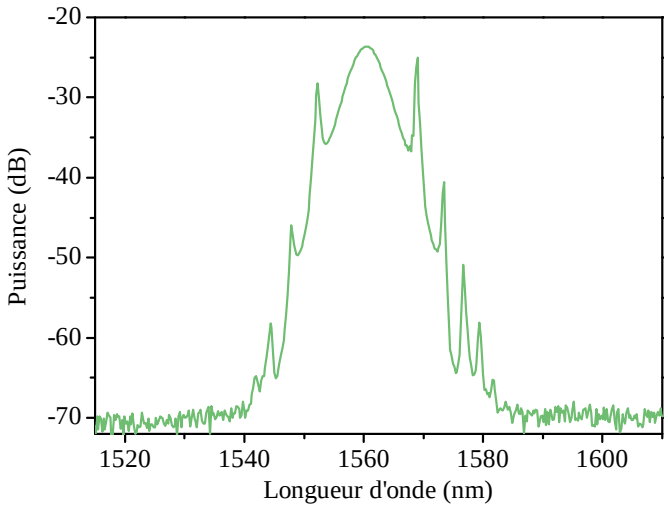

FIGURE 4.7 – Mesure du spectre optique du meilleur individu issue de l'optimisation présentée à la figure 4.6.

cas là, l'algorithme aurait sélectionné naturellement le blocage de modes stable grâce au critère de stabilité. La seconde raison serait qu'une perturbation extérieure ait entrainé la dérive de la note du meilleur individu de la première génération ou alors qu'elle ait perturbé les résultats des meilleurs individus des premières générations. L'algorithme aurait alors obtenu une solution stable malgré cette perturbation.

Ce dernier point amène une discussion sur les perturbations capables de faire dériver l'algorithme. Durant cette campagne nous avons pu faire un premier bilan des perturbations possibles et de leurs effets sur une optimisation. Le premier type de perturbations que nous avons observé est le changement brutal de la biréfringence à un endroit localisé de la cavité. Cela peut être du à une contrainte, torsion ou déplacement par exemple, appliquée à une fibre optique. En général, ce type de perturbations induit l'algorithme en erreur car c'est l'espace de recherche entier qui est changé et la convergence est alors impossible. Il n'est donc pas possible que ce soit ce type de perturbation qui soit à l'origine du comportement de l'optimisation décrite plus haut. Le second type de perturbations est le réchauffement de l'environnement autour des EPC qui peut induire une dérive de la valeur de la fonction d'objectif sur une dizaine de minutes. Cela est dû au fait que la variation lente de température autour des EPC engendre une dérive de la biréfringence au sein des fibres optiques et donc une modification des individus au cours du temps. Dans le cas de l'optimisation discutée, seule la première population aurait été impacté car la phase de test expérimental de celle-ci est de plus de quatorze minutes. C'est pour éviter que nos expérimentations ne soient perturbés de ces deux façon là que nous avons rapidement isolé la cavité de l'environnement extérieur comme décrit dans le paragraphe 3.3.2.

Finalement, il est plus probable que ce soit la tendance de l'algorithme à sélectionner des solutions stables qui soit à l'origine de cette évolution.

La mesure du spectre optique du meilleur individu final (voir figure 4.7) nous montre qu'il s'agit du même type de résultat que dans le paragraphe 4.1.2 à savoir un régime solitonique.

4.1.5 Conclusion

Pour cette fonction de mérite nous avons réalisé plus d'une trentaine de tests dont plus de 90% ont convergé vers un régime impulsionnel. Les deux premiers résultats rapportés dans cette section sont les principales solutions trouvées par l'algorithme. Bien que le blocage de modes solitonique obtienne une note finale inférieure à celle du Q-switch/Mode-lock, sa stabilité dans le temps le rend plus attractif pour notre stratégie d'évolution. Le QSML induit une forte valeur de fonction d'objectif car plus intense mais ses instabilités sur le long terme (une dizaine de tours de cavité) peuvent le pénaliser comme le montre le paragraphe 4.1.4. Cependant, il apparaît que le QSML est optimisé trop souvent et dans ce sens, les performances de cette fonction d'objectif nécessitent d'être améliorées. Malgré cette difficulté, cette première campagne de tests nous a permis de constater que notre stratégie d'évolution peut contrôler les EPC pour trouver un blocage de modes de façon automatisée. Dans la suite nous nous sommes intéressés à une seconde fonction de mérite qui augmente la sélectivité de l'algorithme vers les régimes de blocage de modes en régime fondamental stables.

4.2 Maximisation de la fondamentale du spectre RF

4.2.1 Fonction de mérite

La fonction de mérite décrite dans cette sous-section est directement inspirée des observations faites par les expérimentateurs lors de la recherche d'un blocage de modes via l'ajustement des contrôleurs de polarisation. Les travaux présentés par Radnatarov et al dans la référence [115] nous ont aussi influencés pour le choix de cette fonction d'objectif.

Du point de vue de l'expérimentateur, la recherche du verrouillage de modes est une longue phase d'essais où il va se référer aux appareils de caractérisation à chaque ajustement des contrôleurs de polarisation. Il faut analyser à la fois le spectre optique, la dynamique temporelle sur quelques tours de cavité et le profil d'autocorrélation afin de pouvoir conclure sur le type de régime impulsionnel obtenu. Parmi ces trois informations, il est plus pertinent d'utiliser l'analyseur de spectres optique et l'oscilloscope qui sont plus rapides que l'autocorrélateur [i] durant la phase de recherche. Ici, l'objectif est de trouver le blocage de modes fondamental qui se caractérise en particulier par la visualisation d'un train d'impulsions stable sur l'oscilloscope. De plus, lorsque ce train d'impulsions est issu du mode de fonctionnement fondamental de la cavité, l'écart temporel entre deux impulsions est fixe et correspond au temps de circulation d'une impulsion dans la cavité. Ces deux informations suffisent à affirmer qu'un régime impulsionnel a été obtenu et que ces impulsions sont cadencées au taux de répétition fondamental de la cavité. C'est pourquoi la fonction de mérite utilisera ces informations pour évaluer chaque candidat.

L'observation du spectre RF et plus particulièrement de l'amplitude de la composante fondamentale donne accès à ces deux informations. Lorsque les modes ne sont pas verrouillés, cette composante est quasi inexistante. Lorsque les impulsions ne sont pas cadencées au fondamental,

i. qui opère en régime multi-coups compte tenu des faibles énergies par impulsion, typiquement sub-nJ, disponibles en sortie de la cavité

l'amplitude de cette composante est plus faible que celle obtenue pour un cadencement au fondamental. C'est un moyen simple et rapide d'évaluer le blocage de modes.

Au moment où nous avons décidé de mettre en place cette fonction d'objectif, nous n'avions pas accès à l'ESA. C'est pourquoi nous avons majoritairement utilisé l'oscilloscope ultrarapide (Lecroy wavepro 760Zi) au cours de ces travaux. Nous n'avons pu migrer vers un analyseur de spectre RF que tardivement et donc peu de tests ont pu être effectués. Malgré cela certains de ces tests sont présentés dans ces deux derniers chapitres aux paragraphes 4.2.4 et 5.3 et indiquent des résultats similaires.

L'utilisation de l'oscilloscope implique d'évaluer la valeur de fonction d'objectif selon trois étapes. Le calcul de la transformée de Fourier de la trace temporelle, l'exploitation du spectre RF pour évaluer les candidats et la communication du résultat à l'algorithme. L'oscilloscope utilisé lors de nos expérimentations possède un module de calcul comprenant celui de la FFT (acronyme tiré de l'anglais Fast Fourier Transform) de l'intensité optique observée en temps réel. Ce module calcule la FFT du signal pour une fenêtre temporelle dont les bornes peuvent être ajustées afin d'obtenir la résolution spectrale voulue. Plus la fenêtre est importante, plus la résolution sera fine. Un autre module implémenté sur l'oscilloscope permet d'exécuter des routines Matlab en boucle. Nous l'utilisons afin d'établir la communication avec l'ordinateur faisant fonctionner l'algorithme et pour le calcul de la valeur de fonction d'objectif. Cette routine, élaborée par J. Buguet lors de son stage de cinquième année d'école d'ingénieur, commence par initialiser la communication avec l'algorithme. Ensuite, elle enregistre en mémoire l'ensemble du spectre RF visionné à travers l'application StartDSO dédiée. Pour la fonction de mérite, seule la composante fondamentale sera observée et donc enregistrée. Cet enregistrement est récupéré pour évaluer la valeur de la fonction de mérite. L'amplitude de cette composante fondamentale est appréciée en soustrayant la moyenne du niveau de fond (au voisinage du taux de répétition fondamental de la cavité) au maximum obtenu à cette fréquence. À noter que l'oscilloscope fournit un spectre RF en échelle logarithmique qui sera convertit en échelle linéaire avant exploitation. C'est cette valeur d'amplitude qui sera utilisée comme note pour l'individu testé. Enfin, la même routine Matlab communiquera cette valeur à l'algorithme à travers le protocole TCP/IP explicité au chapitre précédent. Le diagramme à la figure 4.8 résume dans quel sens s'effectue le test d'un individu avec les différentes étapes de l'évaluation.

En comparaison avec la fonction d'objectif basée sur le niveau SHG, il est impératif de connaître le taux de répétition fondamental de la cavité sur laquelle nous effectuons les tests. Dans notre configuration, la gestion de la dispersion par ajout de portion de fibre dont la dispersion est fortement normale modifie ce taux de répétition. Nos précédents tests dans cette configuration nous ont permis de connaître le taux de répétition de la cavité pour chaque longueur supplémentaire de fibre DCF.

Pour cette fonction de mérite nous avons voulu trouver un compromis dans les paramètres de la cavité pour faciliter les optimisations. Le verrouillage de modes à une seule impulsion est relativement difficile à obtenir avec cette cavité car la longueur de fibre induit une accumulation de non-linéarité favorisant les transitions vers les régimes multi-impulsionnels, compte tenu no-

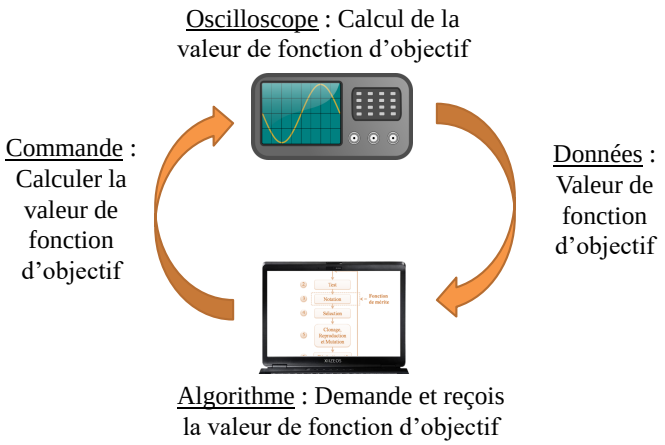

FIGURE 4.8 – Schéma des différentes étapes de l'évaluation de la valeur de fonction de mérite.

tamment de la puissance de pompe relativement élevée (plusieurs centaines de mW) que nous avons maintenue afin d'élargir notablement le domaine d'existence des régimes impulsionnels et tester nos algorithmes. Il faut maintenant trouver les valeurs de puissance de pompe et de dispersion qui soient compatibles avec le fonctionnement mono-impusionnel sur une plage élargie. On utilisera donc des portions de fibres à dispersion fortement normale qui décalent la dispersion totale vers un régime normal ou très proche du zéro de dispersion de la cavité. La gestion de la puissance de pompe est plus compliquée car par expérience nous savons que l'obtention de blocage de modes pour une cavité à gestion de la dispersion ou bien en régime de dispersion normal nécessite un pompage plus important qu'en régime de dispersion anormal. Dans l'étude qui suit, le pompage demeure à un niveau important, même si nous sommes convaincu que le niveau de pompage pourrait avantageusement devenir un nouveau gène dans l'optimisation des régimes.

4.2.2 Convergence vers le blocage de modes

L'optimisation décrite dans ce paragraphe a été réalisé avec une population initiale de 160 individus sélectionnés avec un tirage aléatoire et uniforme. Les autres populations sont construites à partir de 5 parents et sont composées de 40 individus au total. La cavité est en configuration de dispersion légèrement anormale d'une valeur de $-0.07\,\mathrm{ps}^2$. Pour décaler la dispersion nous utilisons une portion de fibre de 1.61 m fortement normale ce qui allonge le temps de circulation d'une impulsion dans la cavité à 78.3 ns et le taux de répétition diminué à 12.7 MHz. La puissance de pompage est fixée à 600 mW. Avec une dispersion proche de zéro, l'instabilité multi-impulsionnelle intervient à des énergies plus importantes que précédemment. En revanche nous savons par expérience qu'au voisinage de la dispersion zéro, le verrouillage de modes est plus difficile à obtenir. C'est aussi un moyen de tester les limitations de notre fonction de mérite. La note maximale suit une évolution typique et semble se stabiliser à partir de la $10^{\text{ème}}$ génération (cf. fig 4.9). On retrouve quelques fluctuations anormales de la note maximale mais pas de chutes aussi importantes que pour l'ancienne fonction de mérite. Tout au long de cette optimisation, la moyenne va converger vers la note maximale.

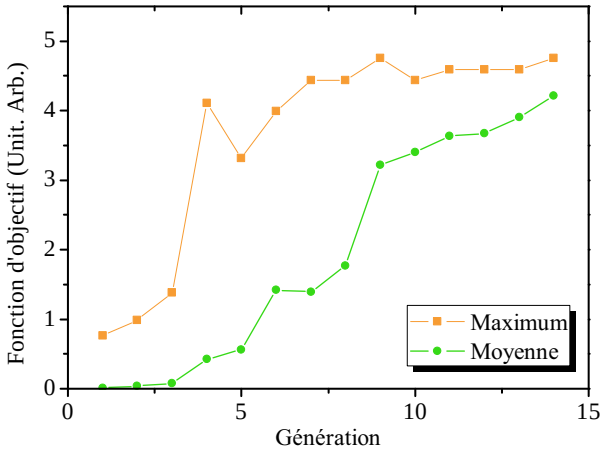

FIGURE 4.9 – Évolution de l'optimisation sur 14 générations. En carré orange se trouve la note maximale et en rond vert la moyenne de chaque génération.

La figure 4.10 regroupe les observations du spectre optique (voir figure 4.10a) et de la dynamique impulsionnelle sur 100 ns (voir figure 4.10b). Le spectre optique présente une largeur à −3 dB de 14 nm et ne possède pas de propriétés caractéristiques du régime solitonique ou QSML. Il s'agit d'un blocage de modes d'apparence conventionnelle où les impulsions sont organisées en paquet au taux de répétition fondamental de la cavité. Ce résultat met en évidence que l'association dispersion/pompage utilisée induit encore la propagation de plusieurs impulsions à l'intérieur de la cavité. Dans le but de restreindre le nombre de solutions multi-impulsionnelles qui pourraient être hypothétiquement optimisée par l'algorithme, il est nécessaire d'augmenter la longueur de fibre DCF afin de décaler la dispersion encore plus dans le régime normal ou alors de diminuer la puissance de pompage.

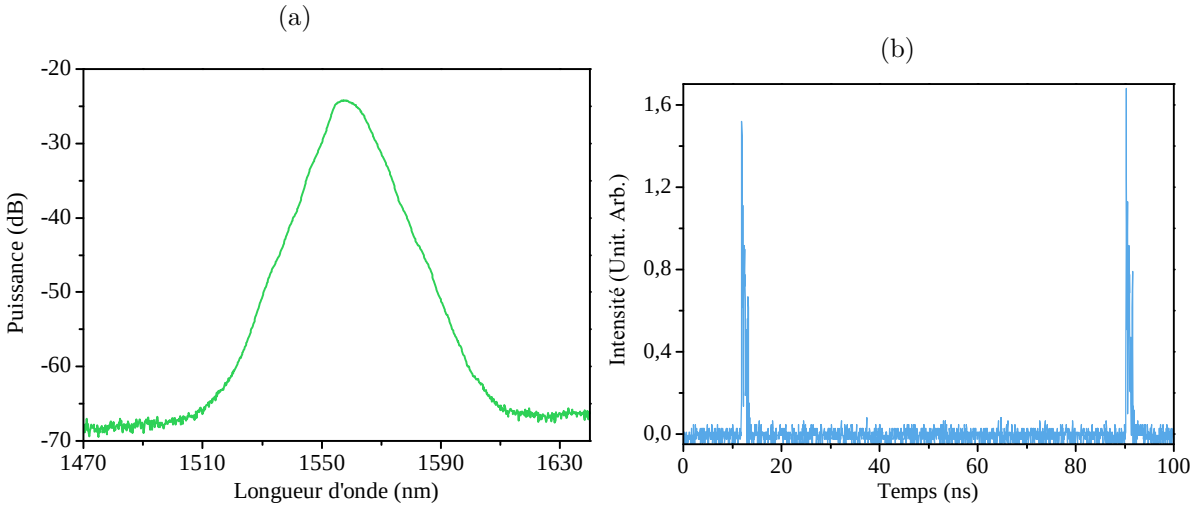

FIGURE 4.10 – (a) Spectre optique et (b) trace temporelle du meilleur individu de la 14ème génération.

Bien que l'arrêt de l'algorithme soit intervenu un peu tôt, la solution trouvée par l'algorithme est très proche de l'objectif visé. Si l'on confronte les paramètres de la cavité utilisés et la fonction d'objectif, le résultat obtenu est logique. D'un côté, la forte puissance de pompage

combinée à la non-linéarité accumulée dans la cavité induit la génération d'un grand nombre d'impulsions. De l'autre côté, la fonction de mérite est dépendante de trois facteurs. Le premier est la génération d'impulsions par le blocage de modes. Le deuxième est le type de blocage de modes obtenu. Le dernier est l'énergie exploitée par la cavité. Dans ce cas, il y a verrouillage de modes avec plusieurs impulsions dont l'organisation en paquet est relativement stable. Au niveau d'un tour de cavité, la taille du paquet varie peu et il n'y a aucune impulsion isolée. Au niveau du paquet, son organisation interne impacte très peu la fonction d'objectif. De plus, l'énergie totale générée par la cavité est répartie sur un paquet d'impulsion de 1.5 ns de durée environ. En comparaison avec le tour de cavité de 78.3 ns, l'ensemble de l'énergie est répartie sur moins de 2% de la cavité. L'énergie est donc très proche d'être entièrement intégrée dans la composante fondamentale du spectre RF. Ce résultat donne une bonne valeur de fonction de mérite et offre un très bon compromis entre l'objectif, le taux de répétition demandé et l'énergie totale accessible. La solution est donc remarquablement proche de l'objectif visée par la fonction de mérite. Il faut remarquer que si l'oscilloscope possédait une résolution plus fine, les valeurs de fonction d'objectif n'auraient pas été les mêmes et aurait surement donner un résultat différent. En effet, la résolution de 160 ps de l'oscilloscope implique que si plusieurs impulsions se retrouvent répartis sous cette durée, alors leurs énergies seront intégrés et interprétés comme une unique impulsion. Il est donc plus difficile pour l'oscilloscope de faire la différence entre un paquet d'impulsions et une impulsion unique.

En opposition avec la fonction d'objectif basée sur la SHG (voir section 4.1), la campagne de tests menée autour de cette fonction révèle qu'elle n'autorise pas l'optimisation de régimes impulsionnels instables tels que le QSML. C'est la principale qualité de cette fonction de mérite.

Au début de ce paragraphe nous expliquons qu'il est possible de diminuer le nombre d'impulsions en décalant la dispersion vers le régime normal. Le paragraphe suivant montre que cette technique va conduire à agrandir l'espace des solutions au profit de solutions atypiques également proches de l'objectif visé.

4.2.3 Convergence vers le régime d'impulsions incohérentes

Un second résultat intéressant a été obtenu pour des paramètres de cavité différents. Une portion de fibre à compensation de dispersion de 3.33 m est utilisée induisant une dispersion totale de 0.23 ps^2 [ii]. Le tour de cavité est donc allongé à 86.9 ns. La même puissance de pompe de 600 mW est utilisée.

La courbe d'évolution de l'optimisation présentée à la figure 4.11 montre qu'après une rapide croissance au début et plus modérée par la suite : la valeur de fonction de mérite du meilleur individu se stabilise sur les 6 dernières générations. Cela décrit un comportement relativement stable du régime impulsionnel obtenu. De plus, la moyenne converge à 96% de la valeur maximale finale. Ceci est aussi un indicateur de stabilité de la solution qui pour de faibles variations garde une valeur de fonction d'objectif proche de la valeur maximale. Cette évolution nous laisse envisager une solution très prometteuse dont la caractérisation se trouve à la figure 4.12.

ii. Cette valeur diffère de celle donnée dans la référence [116] due à une mauvaise sauvegarde des paramètres de la cavité non décelée au moment de la rédaction de l'article.

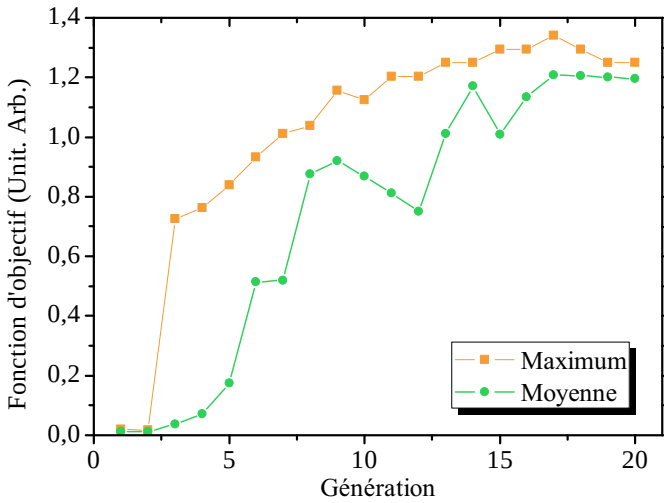

FIGURE 4.11 – Évolution de l'optimisation sur 20 générations. En carré orange se trouve la note maximale et en rond vert la moyenne de chaque génération.

L'enregistrement du spectre optique rapporté dans la figure 4.12a décrit un large spectre de 47 nm de largeur à mi-hauteur en forme de cloche. Nous avons pu remarquer de très légères fluctuations de ce spectre lors de l'observation en balayage continu. Comme précédemment ce spectre ne possède pas de propriétés caractéristiques d'un régime impulsionnel particulier. La dynamique temporelle du régime impulsionnel sur trois tours de cavité peut être observé à la figure 4.12b. Ces impulsions sont cadencées au taux de répétition fondamental de la cavité comme souhaité. Bien que nous ne puissions pas conclure sur le nombre d'impulsions par tour de cavité depuis cette trace temporelle, le zoom permet d'affirmer que l'oscilloscope analyse une impulsion unique. La trace d'autocorrélation exposée à la figure 4.12c permet de terminer notre interprétation du régime impulsionnel obtenu. Le profil d'autocorrélation révèle un piédestal de 40 ps de largeur à mi-hauteur de forme triangulaire. Au sommet de celui-ci on observe un pic de cohérence de 120 fs de largeur (voir zoom à la figure 4.12c). Au final, on comprend qu'il s'agit du régime impulsionnel incohérent, appelé également "noise-like", grâce au piédestal. La répartition des impulsions au sein du paquet de 40 ps de largeur est très erratique dans le cas du noise-like. Ce comportement induit que la probabilité d'observer une impulsion est équivalente sur l'ensemble de la largeur du paquet. En moyenne, le paquet d'impulsion peut être interprété comme une fonction porte. La mesure d'autocorrélation se faisant par balayage, elle peut être vue comme le produit de convolution d'une fonction porte par elle même. Au final, c'est ce qui donne une forme triangulaire à cette mesure. Le pic de cohérence est obtenu lorsque toutes les impulsions se recouvrent exactement au zéro de délai de l'autocorrélateur : la largeur de ce pic renseigne donc sur la durée moyenne des sous-structures chaotiques du régime incohérent.

Du point de vue de la fonction de mérite c'est une excellente solution. Ce régime impulsionnel a son énergie répartie sur 40 ps ce qui représente seulement 0.04% du tour de cavité. Bien qu'il y ait plusieurs impulsions, leur répartition dans la cavité réduit encore plus l'écart avec l'objectif visé que la solution précédente. Du fait de sa résolution de 160 ps, l'oscilloscope interprète ce paquet chaotique comme une seule impulsion dont l'amplitude va très peu varier à chaque tour

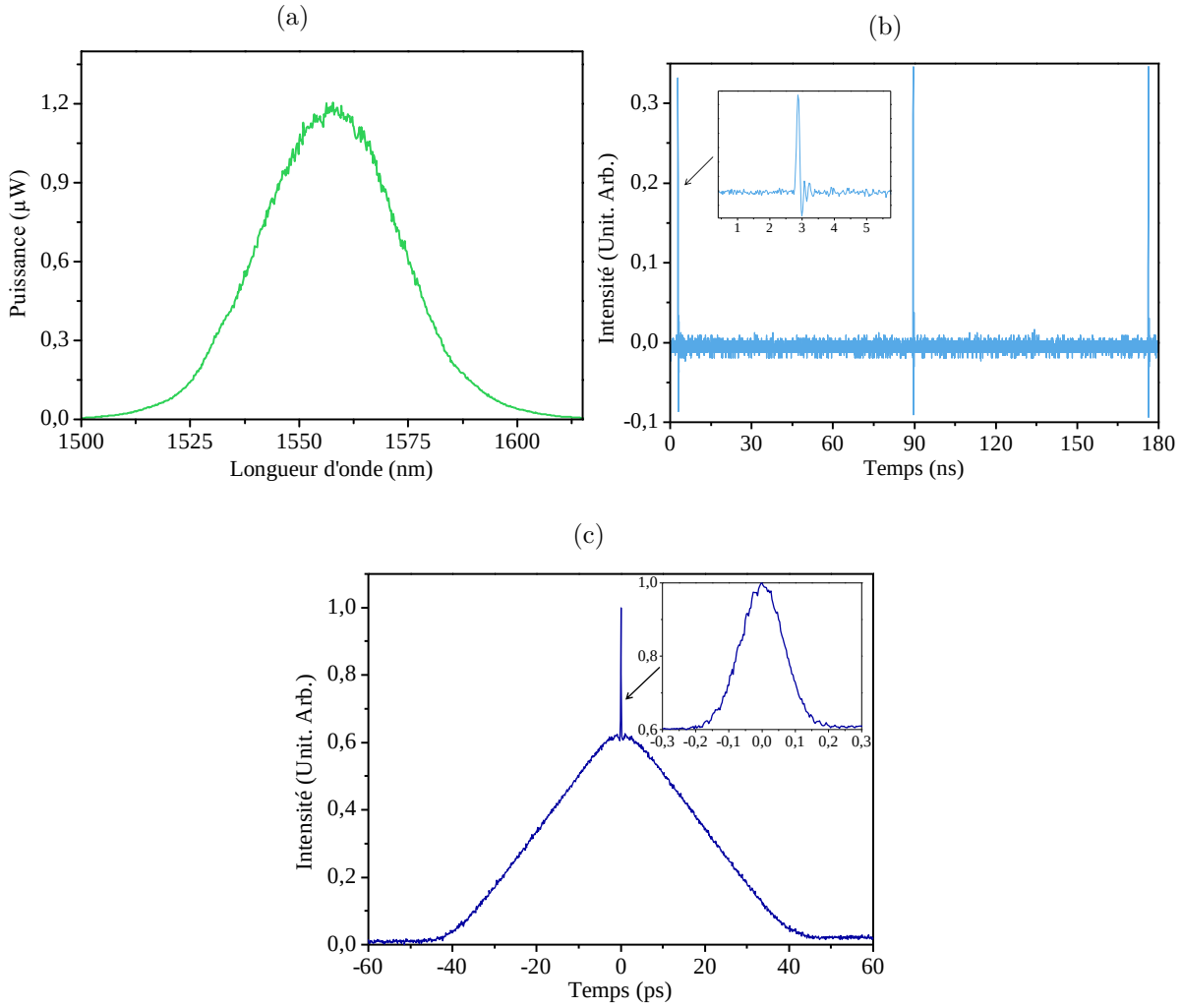

FIGURE 4.12 – (a) Spectre optique (échelle linéaire), (b) trace temporelle avec zoom sur la première impulsion et (c) trace d'autocorrélation du meilleur individu final avec zoom sur le pic de cohérence.

de cavité due à l'intégration de l'ensemble de l'énergie répartie sur une durée très inférieure à celle de la résolution.

Dans la suite de ce chapitre, nous montrons que les mêmes résultats sont retrouvés lorsque la fonction de mérite est appliquée depuis un analyseur de spectre RF.

4.2.4 Optimisation réalisée à travers un analyseur de spectre RF

L'avantage de l'ESA par rapport à l'oscilloscope est essentiellement la rapidité de traitement du signal. Nous avons pu diminuer le temps d'optimisation et utiliser une meilleure résolution fréquentielle en changeant l'appareil de caractérisation. La communication avec l'ESA se fait par GPIB ce qui augmente légèrement la durée de communication des données. Ce point est d'autant plus important que l'ensemble du spectre visionné doit être transféré. En effet, le calcul de la fonction de mérite ne peut se faire sur l'ESA. Dans le cas de la recherche d'un blocage de modes fondamental, la durée de transfert de données est très peu impactée car la gamme de fréquence intéressante est très petite (autour du taux de répétition fondamental de la cavité). L'utilisation

de l'ESA ne requiert qu'une légère modification de l'algorithme ce qui a permit de faire les tests rapidement.

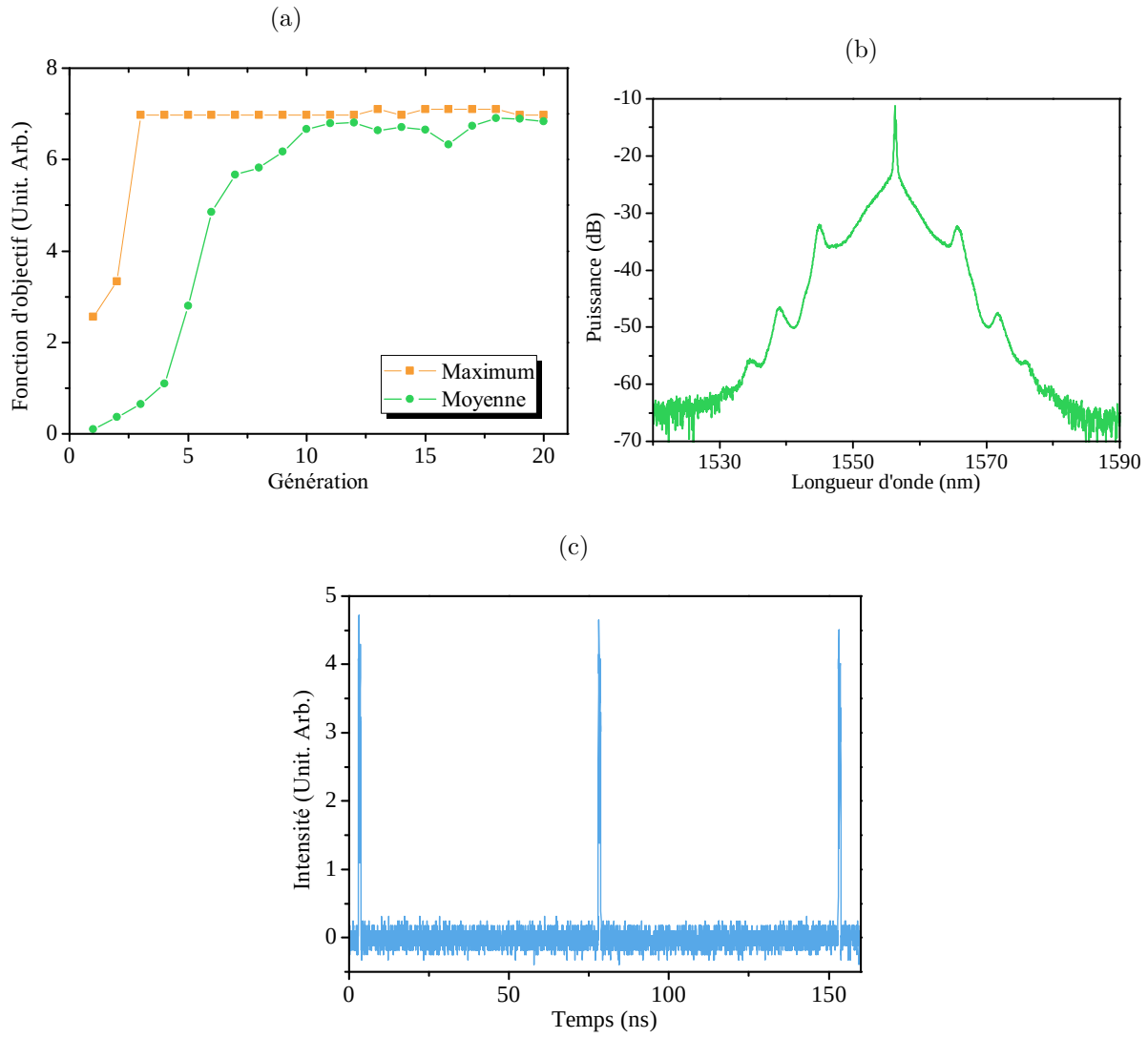

FIGURE 4.13 – (a) Évolution de l'optimisation sur 20 générations, (b) spectre optique et (c) trace temporelle.

L'optimisation décrite dans la suite de ce paragraphe a été obtenue pour une puissance de pompage de 350 mW et une dispersion totale de $-0.07\,\mathrm{ps}^2$. Le temps de circulation d'une impulsion dans la cavité est de 78.3 ns ce qui correspond à un taux de répétition de 12.7 MHz. La figure 4.13a présente l'évolution de l'optimisation. On y remarque que la solution est trouvée dès la 3ème génération et que la convergence se stabilise à partir de la 10ème génération. Il est aussi intéressant d'observer que cette courbe d'optimisation ne souffre que de très légères fluctuations. Cela traduit l'efficacité de l'isolation de la cavité et la stabilité du régime impulsionnel optimisé.

Du point de vue de la caractérisation, nous nous rapprochons de la première solution optimisée avec cette fonction de mérite (paragraphe 4.2.2), pour des paramètres de cavité relativement proches puisque seule la puissance de pompage est abaissée. Le spectre fait exception puisque

des sidebands apparaissent sur ses ailes. Il s'agit donc d'un blocage de modes de type solitonique. La trace temporelle décrit une fois encore une organisation en paquet d'impulsions. L'énergie est répartie sur un peu plus de 1% de la cavité ce qui donne une bonne valeur de fonction de mérite. On voit ici l'influence de la puissance de pompage. Sa diminution entraine une baisse du nombre de solitons et donc la diminution de la largeur du paquet d'impulsion. Malheureusement, les tests réalisés avec des puissances de pompages inférieures, et la même valeur de dispersion totale, convergent rarement vers des états stables. Ceci s'explique par le fait que les solutions deviennent rares, c'est à dire très localisées dans l'espace de recherche. Le travail de l'algorithme est alors beaucoup plus difficile.

4.2.5 Conclusion

Les résultats obtenus nous renseignent sur un aspect intéressant de l'optimisation à savoir la différence entre l'objectif visé à travers la fonction de mérite et l'objectif réellement atteint par celle-ci. La surprise est de voir que l'algorithme parvient à optimiser les EPC pour trouver la meilleur valeur de fonction de mérite et à quel point ces solutions correspondent au meilleur compromis. Ici, l'algorithme aura su accommoder l'organisation d'un trop grand nombre d'impulsions au taux de répétition demandé. Il est impressionnant de voir que l'algorithme est capable d'optimiser des régimes impulsionnels complexes et aléatoires tels que le noise-like, s'ils donnent de meilleures valeurs de fonction de mérite. L'objectif d'une seule impulsion cohérente ne semble pas pouvoir être atteint aisément avec ce couple cavité/fonction de mérite. D'un côté il faut correctement ajuster la dispersion et la puissance de pompage pour être sur de pouvoir atteindre l'objectif. De l'autre, le maximum principal de la fonction de mérite doit correspondre exactement à l'objectif. Il y a plusieurs solutions à ce problème. Il peut être envisagé de changer la configuration de la cavité afin de rendre plus accessible le blocage de modes fondamental à une impulsion : typiquement, en réduisant la longueur de la cavité tout en conservant un gain important et en maîtrisant la dispersion chromatique. Il est aussi possible de changer ou d'améliorer la fonction de mérite en incluant l'information provenant du spectre optique et/ou de l'autocorrélateur par exemple. Et enfin, inclure la puissance de pompe comme paramètre à optimiser pourrait être intéressant.

Le chapitre suivant est consacré à la recherche d'un blocage de modes harmoniques. C'est une solution complexe qui met en œuvre des interactions entre solitons et des interactions avec le milieu à gain. L'obtention d'une telle organisation d'impulsions représente un défi pour l'algorithme.

Chapitre 5

Optimisation du blocage de modes harmonique

Ce 5ème chapitre se décompose en trois parties. Une discussion autour de la construction d'une fonction de mérite capable de cibler au mieux le fonctionnement harmonique de la cavité est proposée en première partie. La deuxième présente les résultats obtenus pour cette fonction de mérite avec une utilisation normale de l'algorithme mais aussi avec une seconde méthode visant à améliorer certains résultats. Enfin, dans la dernière partie, nous discutons de la répétabilité des optimisations des résultats avant de conclure.

5.1 La fonction de mérite

La recherche du blocage de modes harmonique demande à l'algorithme de trouver un jeu de gènes conduisant à une organisation très particulière des impulsions qui doit être auto-démarrante. Comme décrit au paragraphe 1.3.4.3, la distribution des impulsions de façon uniforme le long de la cavité et avec des distances de séparations égales (régime harmonique), est le fruit de plusieurs interactions. Chaque impulsion doit repousser et être repoussée par les impulsions voisines de manière équivalente afin d'obtenir un train d'impulsions harmonique. Par expérience, nous savons que ce type de verrouillage de modes possède un fort hystérésis et l'ajustement des contrôleurs de polarisation doit être particulièrement précis. De plus, le régime harmonique est sensible aux perturbations et l'organisation des impulsions change très facilement lorsqu'elle est perturbée.

Du point de vue de l'algorithme, le blocage de modes harmonique représente une solution très localisée dans l'espace de recherche et donc plus difficile à optimiser. Les résultats de la fonction de mérite utilisée dans la deuxième partie du chapitre précédent (section 4.2) étaient assez convaincants pour également baser la fonction de mérite ici présentée sur l'exploitation du spectre RF. L'objectif de cette fonction est de discriminer tous les régimes impulsionnels qui ne sont pas harmoniques et le régime continu par rapport au régime harmonique. Vis à vis de la précédente fonction, pour optimiser une harmonique il ne suffit pas simplement d'optimiser la composante RF à la fréquence de l'harmonique. Ceci est principalement dû au fait que le spectre RF correspondant au blocage de modes fondamental est une série de fréquences discrètes toutes multiples du taux de répétition fondamental de la cavité. Toutes les harmoniques sont alors représentées. On peut ajouter à ceci le fait que le fondamental est plus facile à optimiser que les harmoniques en général. Pour résumer, le régime fondamental correspond à une solution secondaire relativement proche de la solution principale et elle est beaucoup plus représentée. De plus, il est impossible de déterminer de façon certaine si l'amplitude de la composante à l'harmonique recherchée sera supérieure ou inférieure dans le cas où la cavité est verrouillée dans le mode fondamental ou harmonique. Ceci ne peut pas être déterminé car pour chaque régime impulsionnel les pertes non linéaires issues du mécanisme de blocage de modes, et par conséquent l'énergie intra-cavité, ne peuvent pas être définies à l'avance. Cela inclut également les régimes similaires obtenus pour des jeux de paramètres différents. Maximiser l'amplitude du spectre RF à la fréquence harmonique, critère dépendant de l'énergie du mode, ne permet donc pas de discriminer de façon certaine le blocage de modes fondamental du mode harmonique recherché. L'enjeu est donc de construire une fonction évitant tous ces pièges et qui sert au mieux l'objectif.

Nous savons qu'utiliser le spectre RF permet d'éviter d'optimiser des blocages de modes dont la répartition des impulsions est totalement erratique. Le principal but de la fonction de mérite sera de favoriser le blocage de modes harmonique vis à vis du mode fondamental. Pour cela nous nous sommes inspirés des différences visibles sur le spectre RF entre ces deux régimes. La figure 5.1 regroupe les schémas correspondants aux observations faites sur le spectre RF pour un régime fondamental (figure 5.1a) et pour un régime harmonique (figure 5.1b). Comme il est rappelé plus haut, le spectre RF d'un régime impulsionnel fondamental comprend toutes les composantes harmoniques. Tandis que dans le cas d'un régime impulsionnel harmonique (cas idéal) les composantes qui ne correspondent pas à un multiple de l'harmonique ne sont pas présentés. Cela découle directement du fait que l'inverse de l'écart temporel entre deux impulsions correspond directement à l'écart fréquentiel entre deux composantes RF.

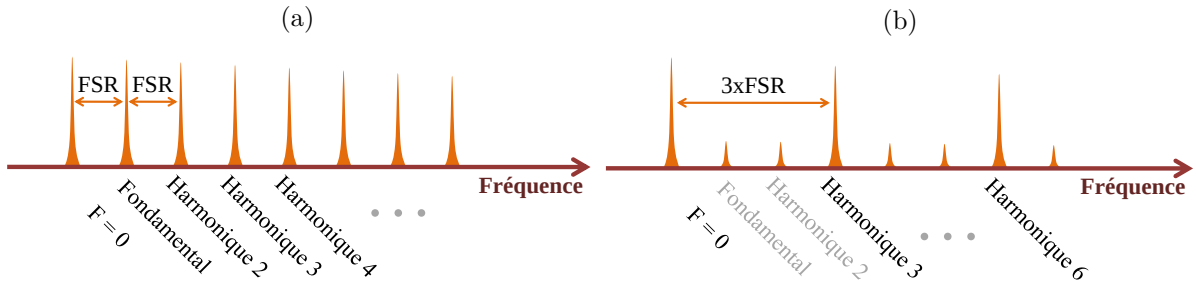

FIGURE 5.1 – Représentation schématique du spectre RF pour (a) un régime impulsionnel fondamental et pour (b) un régime harmonique (ici de troisième harmonique).

Le spectre RF désiré à la fin de l'optimisation doit se rapprocher au mieux du spectre à la figure 5.1b. Pour cela la fonction de mérite doit comparer la composante à l'harmonique voulue avec les composantes non désirées. Plus exactement, la fonction doit maximiser l'amplitude de la composante à l'harmonique voulue et minimiser l'amplitude des composantes des harmoniques non désirées. La première fonction que nous avons testé est le rapport entre A_n l'amplitude de la composante à l'harmonique n visée et $A_{n+1} + A_{n-1}$ les composantes directement voisines. Une constante de régulation est ajoutée au dénominateur afin de rejeter le mode continu où l'amplitude de ces composantes étant très faibles leur ratio pourrait prendre des valeurs importantes. Quelques tests ont été faits avec cette fonction d'objectif qui ont très rarement convergé vers un blocage de modes et globalement les blocages de modes optimisés ne présentaient pas d'organisation d'impulsions en harmonique. Nous avons vite compris que cette fonction de mérite n'était pas assez restrictive car une grande partie des composantes du spectre RF étaient ignorées. Les blocages de modes erratiques pouvaient obtenir de bonnes notes s'ils induisaient à un moment donné la diminution des amplitudes des composantes voisines de l'harmonique visée.

La seconde fonction de mérite testée fait le rapport entre l'amplitude de la composante harmonique voulue et les amplitudes de toutes les autres composantes jusqu'à la composante double de l'harmonique visée. Ici aussi, on utilise une constante de régulation au dénominateur. Cette fonction peut être écrite comme suit :

$$M_n = \frac{A_n}{\left(\sum_{i=1}^{n-1} A_i + \sum_{i=n+1}^{2n-1} A_i\right) / (2n-2) + C} \tag{5.1}$$

Où M_n est la fonction de mérite pour la recherche de l'harmonique n, A_i, A_n l'amplitude des composantes à l'harmonique n ou i et C la constante de régularisation.

Les résultats obtenus avec cette fonction ont démontrés qu'elle était trop restrictive. En effet, la grande majorité des optimisations échouaient car la cavité avec des valeurs de pompage et de dispersion prédéterminées va tendre à produire un nombre d'impulsions centré autour d'une valeur moyenne, avec une distribution plus ou moins étroite suivant les paramètres fixés. Si le nombre d'impulsions générées par la cavité et l'harmonique demandé ne correspondent pas, il semble que l'algorithme n'est pas capable d'obtenir le blocage de modes harmonique. Nous avons alors décidé de rendre la fonction de mérite moins restrictive en utilisant plutôt une gamme d'harmoniques pouvant être optimisées. Ceci est réalisé en sélectionnant la composante ayant l'amplitude la plus importante parmi celles autorisées dans la gamme. La gamme entière est exclue des composantes à rejeter. À partir de cette fonction il nous est possible d'élargir l'exploration des harmoniques à optimiser. Les résultats présentés dans la section suivante montreront que cette fonction de mérite donne de bons résultats mais présente certaines imperfections. La mise en place expérimentale de cette fonction d'objectif fut simple et rapide car elle nécessitait seulement de modifier le calcul de la valeur de la fonction sur l'oscilloscope et élargir la fenêtre d'observation du spectre RF.

5.2 Résultats

5.2.1 Recherche autour de la 20ème harmonique

Le premier essai concerne la recherche d'un blocage de modes harmonique entre la 18ème et la 22ème. La puissance de pompage est fixée à 500 mW et la dispersion totale de la cavité est d'environ $-0.1\,\text{ps}^2$. Une impulsion fera un tour de cavité en un peu moins de 75 ns, ce qui correspond à un taux de répétition de 13.2 MHz. Dans cette configuration, le blocage de modes multi-impulsionnel est facilement réalisé. La première population de l'optimisation est composée de 120 individus tandis que les générations suivantes sont composées de 30 individus. 5 parents de la génération n seront utilisés pour créer les enfants de la génération $n+1$. L'évolution de l'optimisation est présentée en figure 5.2.

L'évolution de la note maximale est marquée par une importante fluctuation autour de la 10ème génération. Il est possible que le meilleur individu de cette génération ne fût pas assez stable pour obtenir la même note à la génération suivante. Le ratio réalisé pour calculer la note de chaque individu rend la fonction d'objectif plus sensible aux changements d'organisation des impulsions. Il est donc plus courant d'observer de telles fluctuations. La convergence est atteinte à partir de la 17ème génération. La stabilisation de cette note est tardive ce qui traduit que l'algorithme a eu des difficultés pour obtenir un individu stable ayant une bonne valeur de mérite. La moyenne va aussi converger plus lentement et à un taux de 72% qui est plus bas que précédemment. On voit ici aussi la complexité du problème à résoudre. Notons qu'en fin

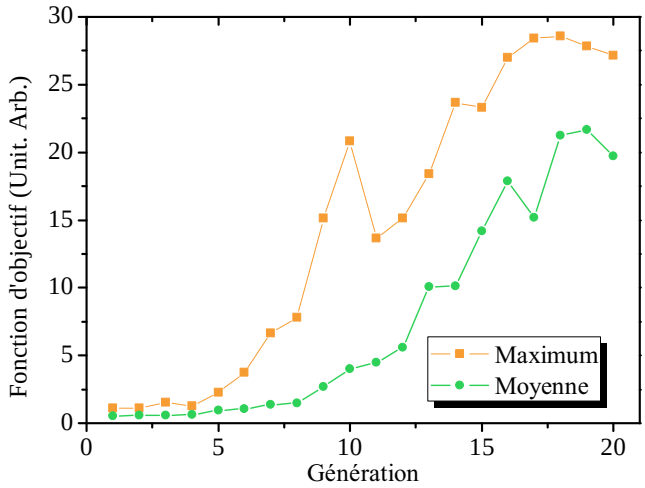

FIGURE 5.2 – Évolution de l'optimisation sur 20 générations. En carré orange est représentée la note maximale et en rond vert la moyenne de chaque génération.

d'optimisation, les enfants sont très proches des parents en termes de gènes ce qui entre en opposition avec l'écart entre la note maximale et moyenne. Cela confirme que les solutions sont très localisées dans l'espace de recherche.

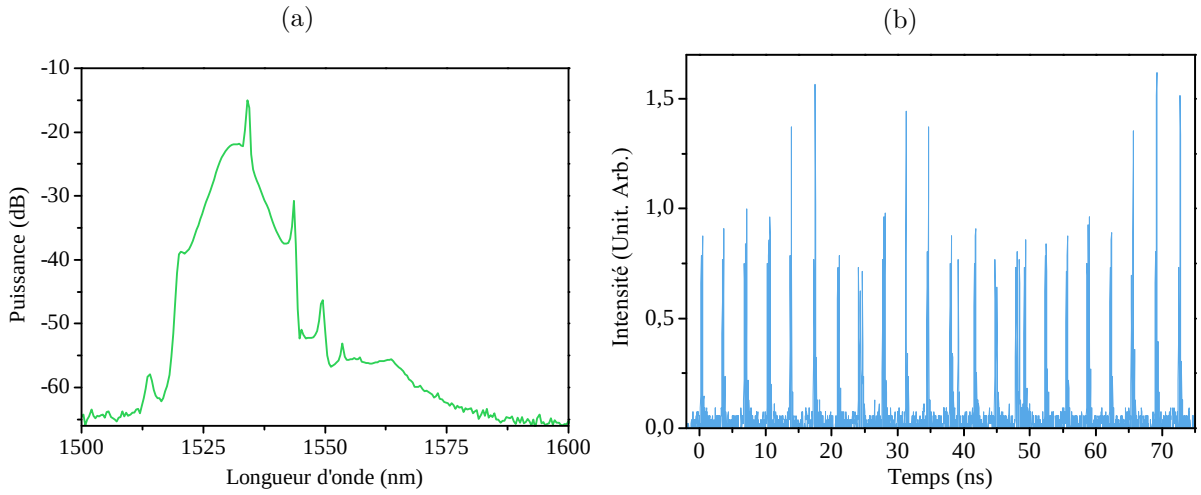

FIGURE 5.3 – (a) Spectre optique et (b) trace temporelle sur un tour de cavité du meilleur individu final.

Les figures 5.3 et 5.4 montrent la caractérisation du meilleur individu de la dernière génération. Le spectre optique (figure 5.3a) présente des bandes latérales de rayonnement de Gordon-Kelly ce qui nous indique la présence d'un régime solitonique. Centré à 1530 nm, ce spectre possède une extension de type plateau de 1550 nm à 1565 nm. En dehors de cette extension, le spectre a la forme classique du régime solitonique multi-impulsionnel. La dynamique temporelle sur un tour de cavité (75 ns) peut être observée à la figure 5.3b. À la place de 22 impulsions, ce sont 22 paquets d'impulsions qui peuvent être comptés sur cette courbe. Ces paquets sont également repartis sur l'ensemble de la cavité. La fluctuation des amplitudes des paquets d'impulsions reflète une organisation irrégulière au sein de chaque paquet. Cela peut aussi être dû à

un nombre variable d'impulsions entre les paquets. La trace d'autocorrelation (voir figure 5.4a) ne nous permet pas de déterminer le nombre d'impulsions dans chaque paquet mais nous indique que la position des impulsions dans le paquet est variable. Cela est discernable grâce aux pics d'intensité excentrés qui ne respectent pas la loi de proportionnalité expliquée au paragraphe 1.3.1. La figure 5.4b est un enregistrement du spectre RF du même individu. La composante supérieure de 15 dB à toutes les autres est situé à environ 290 MHz. Cette fréquence correspond à l'harmonique 22 du fondamentale. La répartition de l'énergie sur la 22ème harmonique est donc confirmée. Le faible taux de suppression des autres composantes est en accord avec le fait qu'il s'agisse d'une répartition en paquets d'impulsions dont l'amplitude apparaît inhomogène sur le tour de cavité.

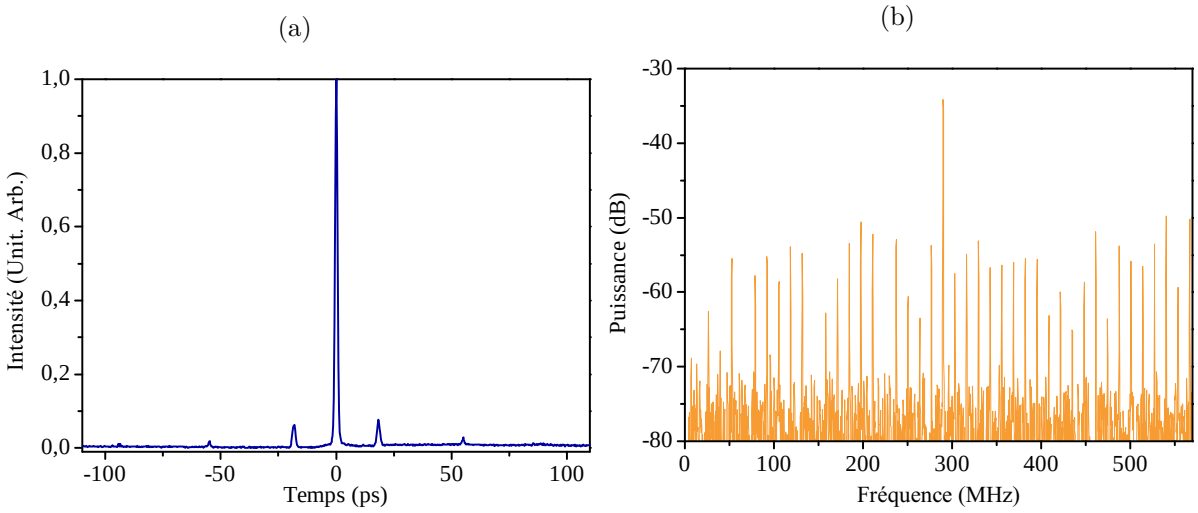

FIGURE 5.4 – (a) trace d'autocorrélation et (b) spectre RF du meilleur individu final.

Ce premier résultat est très intéressant car comme pour le chapitre précédent, l'algorithme obtient une combinaison de gènes engendrant un blocage de modes à la fois très singulier et très proche de notre objectif. Le nombre total d'impulsions créé par la cavité est réparti sur 22 groupes cadencés à la 22ème harmonique. Cette solution a naturellement un bon accord avec la fonction de mérite, en témoigne la composante dominante du spectre RF (figure 5.4b). La problématique reste la même : un trop grand nombre d'impulsions est créé. Pour qualifier le régime impulsionnel obtenu, son inhomogénéité sur un tour de cavité en fait un régime instable. En revanche c'est un résultat prometteur car très proche de notre objectif. Après exploration d'harmoniques plus hautes, il semble que cet état soit un des rares états d'organisation d'impulsions auto-démarrant réalisable par la cavité. Globalement, la recherche du blocage de modes harmonique est très compliqué pour l'algorithme puisqu'un nombre très restreint d'optimisations ont donné ce type de résultat. Dans la recherche du verrouillage de modes harmonique "pur" [i], nous avons essayé de chercher la même harmonique pour une puissance de pompe inférieure limitant ainsi le nombre d'impulsions. Ceci à pour effet de complexifier la recherche de blocage

i. Il faut comprendre qu'une seule impulsion doit être obtenue au taux de répétition harmonique recherché

de modes car le nombre de solutions diminue. Le résultat suivant montre la limite que nous atteignons pour la recherche d'une harmonique. Dans ce prochain paragraphe nous démontrons aussi l'importance de la population initiale en tant que point de départ.

5.2.2 Effet de la puissance de pompage et optimisation depuis un précédent résultat

Ce test s'inscrit dans une dynamique de recherche du blocage de modes harmonique "pur". Le premier essai fut réalisé dans les mêmes conditions que précédemment pour une puissance de pompe inférieure. Nous obtenions encore une organisation en paquet d'impulsions (3 ou 4 impulsions) répartis à la 22ème harmonique. Ayant obtenu un meilleur accord avec la fonction de mérite que le résultat exposé au paragraphe précédent, nous avons décidé d'employer une nouvelle technique d'optimisation. Celle-ci repose sur l'utilisation des gènes d'un individu optimisé pour créer la première génération d'une nouvelle optimisation. Ici, nous utilisons les gènes du meilleur individu de la dernière génération du premier test décrit plus haut dans ce paragraphe. Chaque gène de chaque individu de la nouvelle population est composé du gène correspondant de l'individu optimisé auquel on ajoute une portion aléatoire. La portion aléatoire n'excède pas 10% de la gamme autorisée du gène. Ainsi, la nouvelle population constitue un échantillonnage restreint autour de la solution obtenue par l'individu optimisé dans l'espace de recherche que l'on suppose proche de la solution à atteindre. Avec cette stratégie nous avions déjà réussi à diminuer la difficulté de la recherche d'harmoniques plus élevées [116]. Grâce à cette méthode nous souhaitons abaisser la difficulté qu'implique la diminution de la puissance de pompe. En la diminuant, les chances d'obtenir un résultat s'amenuisent et nous augmentons le risque de perdre l'organisation harmonique face aux perturbations extérieures. L'optimisation décrite dans la suite est issue de la recherche de la même harmonique et dans les mêmes conditions. En revanche la puissance de pompage est encore diminuée à 250 mW. La configuration de l'algorithme est aussi inchangée.

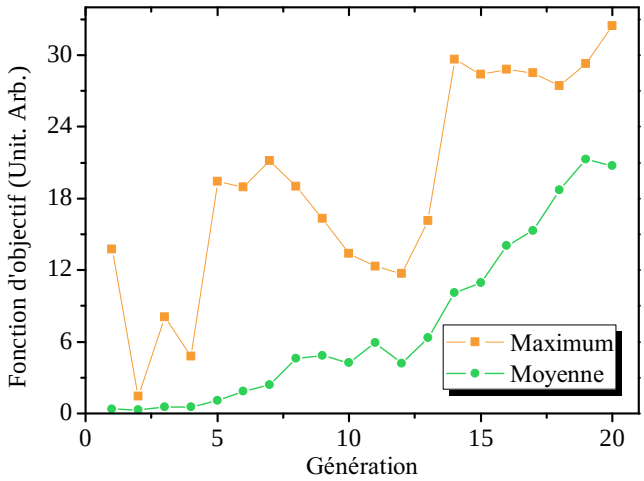

FIGURE 5.5 – Évolution de l'optimisation sur 20 générations. En carré orange se trouve la note maximale et en rond vert la moyenne de chaque génération.

La courbe d'évolution de la note maximale à la figure 5.5 présente d'importantes fluctuations.

Cette évolution chaotique est en grande partie due à la sensibilité de la cavité aux perturbations extérieures qui est exacerbée par une faible puissance de pompage. À cette puissance de pompage, le regroupement des impulsions en paquets semble être très attractif. C'est ce qui rend l'organisation des impulsions en blocage de modes harmonique pur plus compliquée. Cet état peut être vu comme un état métastable où la moindre perturbation appliquée mène le système à un état d'énergie plus bas. La valeur importante du meilleur individu de la première génération est principalement due au fait que les individus de cette première population sont localisés autour d'une solution dans l'espace de recherche. Il y a donc plus de chances d'obtenir un bon individu à la première population. La note maximale de la seconde génération étant beaucoup plus basse, on peut conclure que soit le premier meilleur individu était instable et/ou qu'une perturbation a changé l'organisation des impulsions pour cet individu. On remarque que la note maximale obtenue à la 20ème génération est légèrement supérieure à la note maximale finale de l'optimisation décrite au paragraphe précédent 5.2.1. Une fois encore, l'algorithme mettra plus de temps à converger à cause de la complexité du problème à résoudre.

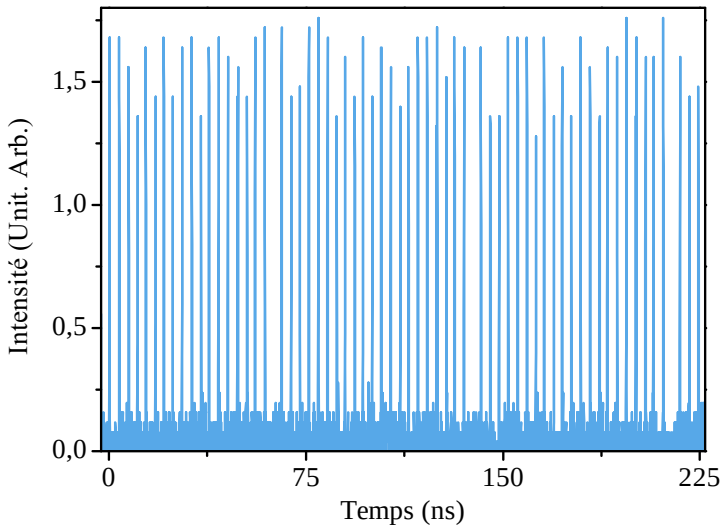

FIGURE 5.6 – Trace temporelle sur trois tours de cavités (un tour correspond à un peu moins de 75 ns) du meilleur individu final.

Lors de la caractérisation, l'enregistrement du spectre n'a pas pu être effectué car le blocage de modes harmonique a été perdu. Malgré cela, ce résultat présente les qualités que nous recherchions. L'observation de la dynamique temporelle sur trois tours de cavités (voir figure 5.6) permet de remarquer que le nombre d'impulsions a diminué et que les amplitudes relevées sont très proches. On peut aussi remarquer que ces impulsions ont une organisation particulière. Sur un tour de cavité, les impulsions sont majoritairement espacées de 3.4 ns excepté l'écart situé autour de 64 ns qui est d'un peu plus de 6.5 ns. En termes de fréquences, les impulsions sont majoritairement cadencés à la 22ème harmonique du fondamental. La figure 5.6 montre aussi que cette organisation est stable sur plusieurs tours de cavité. On comprend rapidement que ce régime possède un bon accord avec la fonction de mérite. Grâce à la trace d'autocorrélation rapportée à la figure 5.7a, nous savons que ce sont une fois encore des paquets d'impulsions mais le nombre d'impulsions est réduit à deux. Encore une fois le niveau des pics de cohérence secon-

daires nous indique que la position des impulsions est légèrement variable dans le temps. Enfin, la composante correspondante à l'harmonique 22 est encore prédominante aux autres composantes sur le spectre RF (voir figure 5.7b). La différence entre l'amplitude de l'harmonique 22 (à 290 MHz) et les autres est toutefois moins importante que pour le précédent résultat. Ceci est attribué au groupe d'impulsions mal positionné dans la cavité vis à vis de l'organisation recherché par l'algorithme.

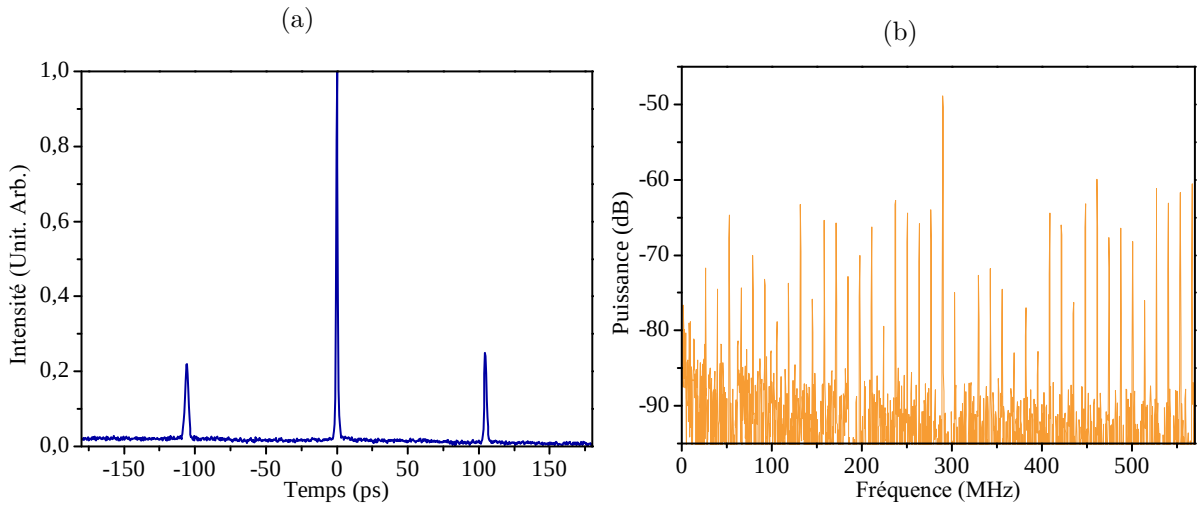

FIGURE 5.7 – (a) trace d'autocorrélation et (b) spectre RF du meilleur individu final.

Dans un premier temps ce résultat montre que la technique utilisée pour créer la population initiale rend plus aisé la recherche de l'algorithme. Des objectifs plus compliqués ont été atteint grâce à celle-ci tels que la recherche d'harmonique plus élevées [116]. Dans un second temps, ce résultat se rapproche de l'objectif visé par ces expérimentations. Comme attendu la diminution de la puissance de pompage permet de diminuer aussi le nombre d'impulsions. Le défi était d'obtenir le blocage de modes harmonique à ce bas niveau de pompage et depuis l'algorithme. L'accord avec la fonction d'objectif se fait principalement parce que l'organisation des impulsions correspond en majorité au taux de répétition demandé, mais aussi parce que les paquets d'impulsions sont analysés comme des impulsions uniques par l'oscilloscope (cf. figure 5.6). En terme d'énergie, cette solution proposée par l'algorithme induit la répartition voulue mais surtout le maximum accessible dans cette configuration de la cavité. La dépendance à l'énergie de la fonction de mérite devient finalement une barrière à notre objectif. En abaissant encore plus la puissance de pompage, l'algorithme n'a obtenu aucun résultat. Cela laisse envisager que 250 mW est le seuil bas pour que l'algorithme trouve une solution à cette fonction de mérite.

5.3 Répétabilité et Conclusion

En parallèle du but principal qui est l'exploration des blocages de modes accessible grâce à l'algorithme, nous visions aussi à créer un système capable de générer des dynamiques impulsionnelles à la demande. Il nous reste donc à expérimenter la répétabilité de nos résultats. Cette

répétabilité dépend de plusieurs facteurs. Le premier est que la forte hysteresis présente dans ce type de cavité empêche régulièrement les blocages de modes à être auto-démarrants. Le second est que dans notre cas, une évolution de la température au sein de la cavité entraîne une dérive du résultat obtenu par un jeu de tensions appliqué aux EPC. Finalement éprouver la répétabilité revient à déterminer si l'hysteresis a pu être contournée et si les solutions obtenues par l'algorithme sont robustes. Nous avons réalisé deux tests de répétabilité. Le premier concerne la répétabilité de l'optimisation. Plusieurs optimisations sont effectuées dans les mêmes conditions et les résultats de chaque optimisation sont comparés. Ainsi on appréhende la cohérence de ces optimisations. Le second consiste à utiliser le reset (ou individu neutre cf. paragraphe 3.3.1) comme point de départ pour soumettre à nouveau un individu optimisé à la cavité et observer, à travers sa caractérisation, s'il est resté identique après le reset.

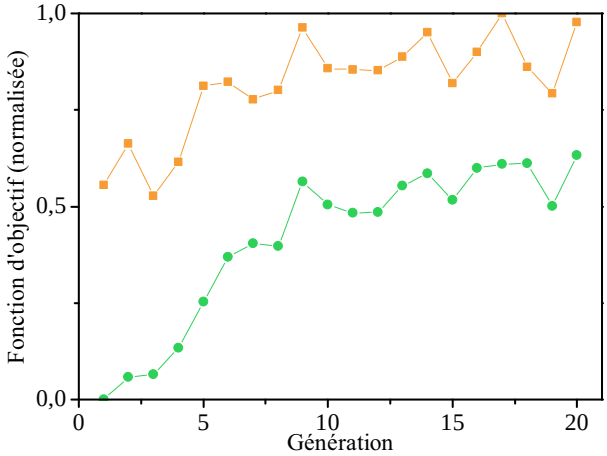

FIGURE 5.8 – Évolution de l'optimisation sur 20 générations. En carré orange se trouve la note maximale et en rond vert la moyenne de chaque génération.

Pour évaluer la répétabilité de nos expérimentations, nous avons réalisé une optimisation pour la recherche autour de la 30ème harmonique. Cette optimisation s'appellera "Optimisation 1" dans la suite. À noter que toutes les optimisations décrites dans cette section ont été obtenues avec la même fonction de mérite mais utilisant l'ESA pour faire l'acquisition du spectre RF. Nous avons gardé la même configuration de cavité que dans le paragraphe 5.2.1. Chaque population est composée de 30 individus et 5 parents sont utilisés pour construire les populations. Pour cette optimisation nous construisons la première population à partir de la même stratégie qu'au paragraphe 5.2.2. L'individu utilisé pour créer la première population est issu de la recherche de la même harmonique. Cette dernière n'ayant pas aboutie à une organisation harmonique mais à une distribution aléatoire des impulsions, l'idée était d'essayer de réduire l'espace de recherche de la première population au voisinage d'une solution que nous savions relativement proche de notre objectif. Ainsi nous pouvons observer si cette population initiale va guider l'optimisation vers une meilleure solution. L'évolution de cette nouvelle optimisation se trouve à la figure 5.8. L'évolution de la note maximale est marquée par des fluctuations plus modérées que précédemment. La faible croissance de la note maximale est due à la construction de la première population. Le meilleur individu de la première population est déjà un bon individu

qui est amélioré par l'algorithme dans la suite de l'optimisation. La note moyenne va lentement converger vers 65% du maximum atteint à la fin de l'optimisation.

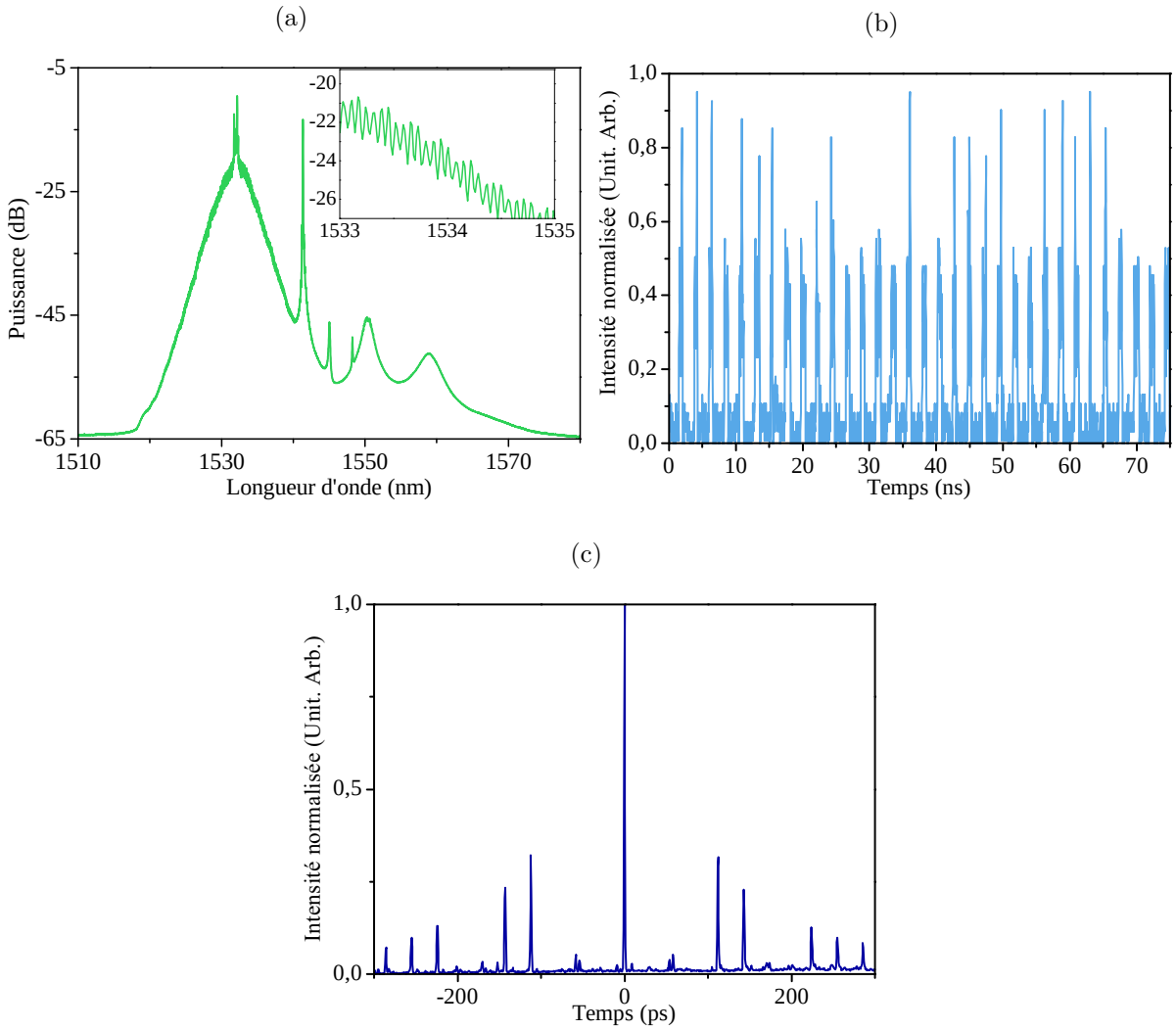

FIGURE 5.9 – (a) Spectre optique avec un zoom sur les modulations observables sur le haut du spectre, (b) trace temporelle sur un tour de cavité et (c) trace d'autocorrélation du meilleur individu final.

La caractérisation du meilleur individu de la dernière génération de cette optimisation est rapportée à la figure 5.9. Le spectre optique de cet individu (rapporté à la figure 5.9a) possède un profil complexe et on peut observer des modulations périodiques sur son sommet (cf. le zoom). Généralement, ce type de modulations se retrouve sur le spectre optique correspondant à une molécule de solitons. L'enregistrement de la dynamique temporelle de la cavité (voir figure 5.9b) sur 75 ns, soit un tour de cavité, montre qu'il y a 33 groupes d'impulsions répartis de façon égale sur l'ensemble de la cavité. La variation d'intensité entre les différents paquets due à l'intégration de l'énergie de plusieurs impulsions réparties sous la résolution de l'oscilloscope, démontre que les paquets ont des sous-organisations aléatoires. Cela est confirmé par la trace d'autocorrélation (voir figure 5.9c). Certains pics de corrélations sont bruités et largement inférieurs à leur intensité théorique. En revanche, certains pics sont fins et stables ce qui laisse penser que d'une

certaine façon, quelques solitons possèdent une organisation similaire à celle d'une molécule de soliton. Cet individu possède des caractéristiques très remarquable ce qui nous aidera à comparer les différents résultats entre eux.

La première partie de ce test est de réaliser la même optimisation plusieurs fois et de comparer les résultats entre eux. Dans ce paragraphe, deux optimisations et leur caractérisation sont comparées au résultat de l'Optimisation 1. Il est important de noter que ces deux nouvelles optimisations ont été réalisées deux jours après la première et donc après une remise à zéro complète de la cavité. La figure 5.10 compile les courbes d'évolution de la note maximale de ces trois optimisations. Ces trois courbes ont des évolutions très similaires. Elles démarrent à des valeurs très proches et suivent en moyenne le même tracé. On remarque toutefois que l'optimisation 3 se démarque des autres car elle obtient une note finale plus importante que les deux autres optimisations.

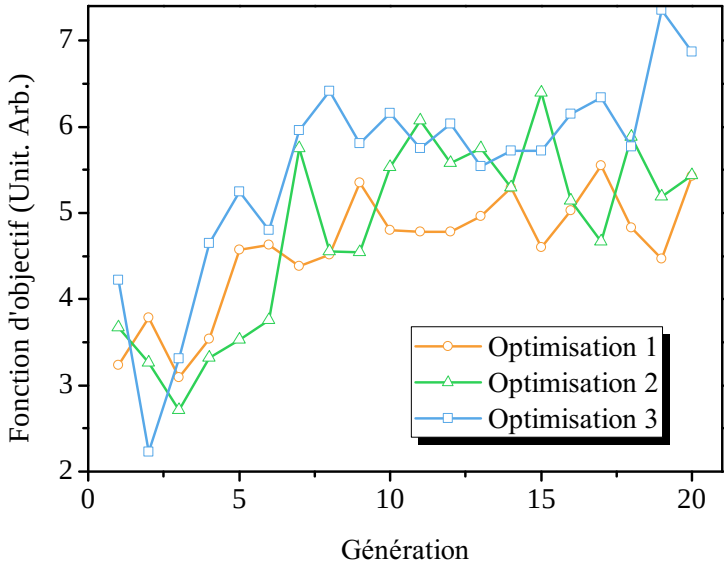

FIGURE 5.10 – Évolution de la note maximale sur 20 générations de l'optimisation précédemment décrite (Optimisation 1) et de deux autres optimisations successives (Optimisations 2 et 3).

La comparaison entre les Spectres optiques, les dynamiques temporelles sur un tour de cavité et les traces d'autocorrélations des meilleurs individus de chaque optimisation se trouvent aux figures 5.11, 5.12a et 5.12b. L'analyse des spectres optiques montre qu'il existe quelques différences sur le profil mais cela ne change pas fondamentalement le type de régime solitonique obtenu. Ils ont des profils complexes très proches et on n'observe quasiment aucune différence entre eux au niveau du sommet à 1530 nm. L'essentiel des changements survient sur la partie droite du spectre où la composante continue est très imposante dans le cas de l'optimisation 1 mais disparait pour les suivantes. Il existe aussi des différences dans les amplitudes des lobes situés après 1545 nm. Certainement sans incidence majeure sur le régime impulsionnel car ils possèdent de faibles amplitudes.

La comparaison entre les trois traces temporelles (voir figure 5.12a) nous permet juste d'affirmer que les deux dernières optimisations ont aussi organisés les impulsions en paquets cadencés

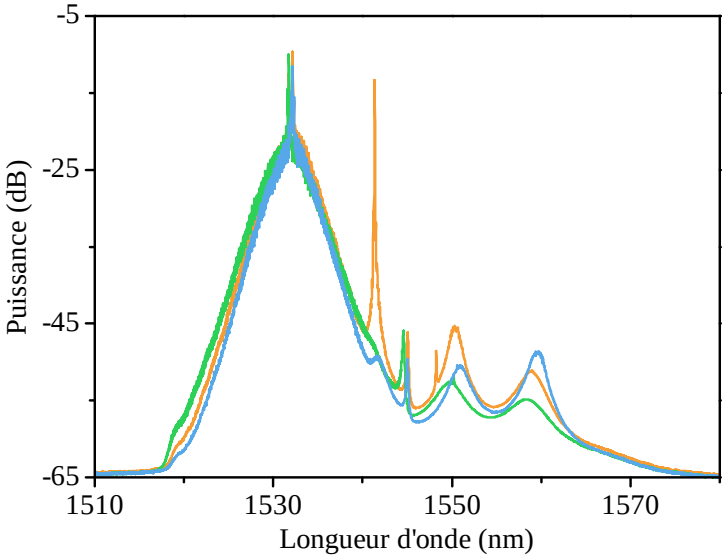

FIGURE 5.11 – Comparaison entre les spectres optiques obtenus pour les meilleurs individus des trois optimisations. En orange on retrouve le spectre optique du meilleur individu de l'optimisation 1. En vert celui de l'optimisation 2. En bleu celui de l'optimisation 3.

à la 33ème harmonique. Les variations d'amplitudes de ces paquets étant issues de l'intégration de l'énergie de plusieurs solitons par l'oscilloscope lorsqu'ils se trouvent sous sa résolution et s'agissant d'un phénomène aléatoire, nous ne pouvons pas conclure sur les différences entre les sous-organisations des paquets d'impulsions. Leur point commun est cette sous-organisation aléatoire. L'optimisation 2 semble avoir trouvé une solution légèrement plus stable car pour un bon nombre de paquets, leur amplitude reste la même.

C'est à travers la comparaison entre les traces d'autocorrélation que nous allons pouvoir observer des différences et conclure sur la répétabilité des optimisations. En comparant la trace d'autocorrélation du meilleur individu de l'optimisation 1 avec celle du meilleur individu de l'optimisation 2, il est flagrant que les sous-organisations des paquets d'impulsions sont en moyenne extrêmement proches. Les mêmes pics de corrélation sont observés aux mêmes positions dans le paquet. Seules certaines de leurs amplitudes ne correspondent pas entre elles. Cela révèle que la stabilité des solitons n'est pas la même entre ces deux individus mais l'interprétation ne peut pas aller plus loin. En revanche, le meilleur individu de l'optimisation 3 est beaucoup moins proche de celui de l'optimisation 1. Pour l'individu de l'optimisation 3, on retrouve les mêmes pics de corrélation que celui de l'optimisation 3 avec des amplitudes différentes. Certains pics sont plus visibles dans la caractérisation du résultat de l'optimisation 3 que dans les deux autres. Il est fortement probable qu'en moyenne cet individu soit plus stable que les deux précédents, ce qui pourrait expliquer la note maximale finale supérieure aux deux autres. Nous réalisons la moyenne de plusieurs acquisitions pour évaluer la note de chaque individu testé. Cette moyenne permet de discriminer un individu lorsque son instabilité lui est préjudiciable. Ainsi sa note sera inférieure à celle d'un individu similaire mais stable.

La première partie de ce test de répétabilité a démontré que dans des conditions relativement proches, l'algorithme obtiendra le plus souvent des solutions extrêmement proches. Au niveau

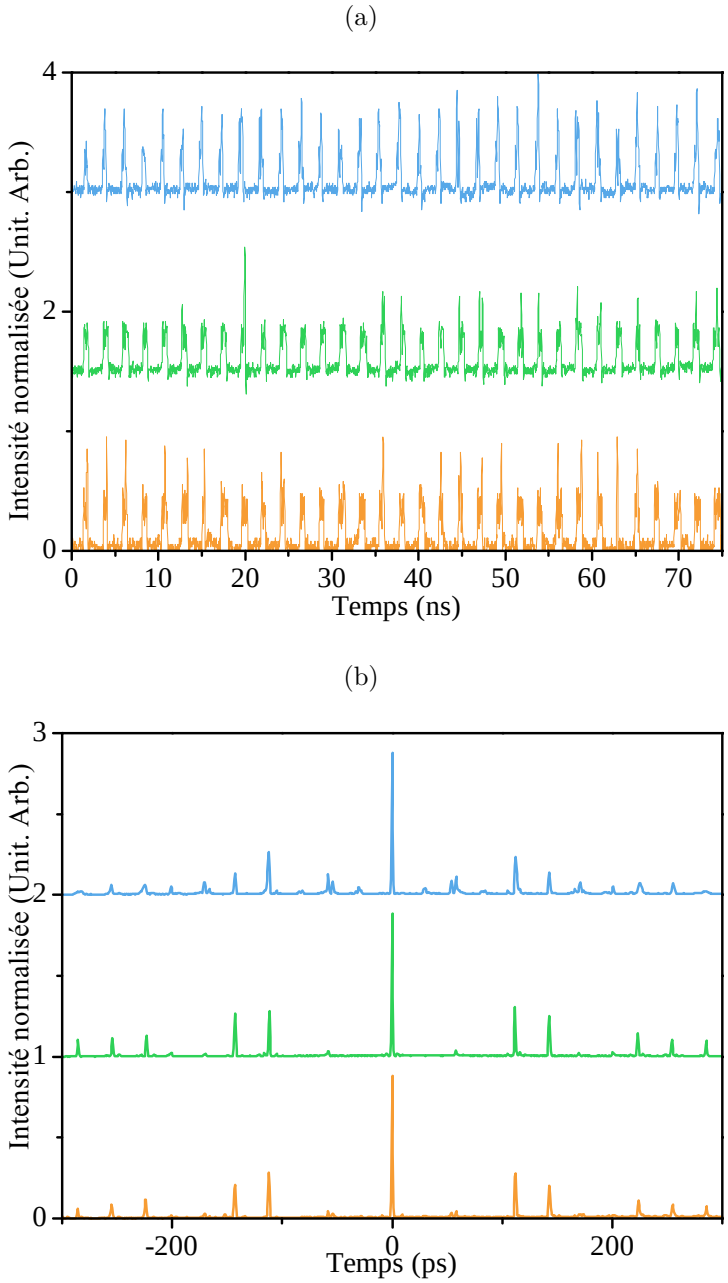

FIGURE 5.12 – Comparaison entre (a) les dynamiques temporelles sur un tour de cavité et (b) les traces d'autocorrélations obtenues pour les meilleurs individus des trois optimisations. Le code couleur est le même que les figures 5.10 et 5.11.

de la dynamique temporelle, ces solutions sont quasi identiques. Seule la sous-organisation des paquets peut varier mais sans grand impact car finalement elles correspondent au même type de solution. il est donc concevable d'affirmer que les solutions présentées ici sont les meilleurs possibles dans cette configuration de la cavité. Ce test prouve que l'algorithme peut avoir un intérêt pour retrouver des solutions précédemment optimisées lorsque les conditions expérimentales ont légèrement varié. Cette compensation des variations minimes des conditions expérimentales amène à penser qu'une bibliothèque de résultats est réalisable si chaque résultat donne une so-

lution proche de l'objectif lorsqu'il est appliqué après un reset ou après une remise à zéro de la cavité. C'est ce que nous avons déterminé dans le second test de répétabilité rapporté dans la suite de cette section.

Ce second test consiste à ré-utiliser l'individu neutre employé dans ces optimisations afin de tester la répétabilité du meilleur individu obtenu à l'optimisation 3. Notre procédure se décompose en trois étapes. D'abord l'individu neutre est appliqué aux EPC. Après quelques minutes d'attente, les gènes du meilleur individu sont soumis aux EPC. Enfin, la caractérisation du résultat induit par cette ré-utilisation des gènes du meilleur individu est réalisé. Nous avons réalisé ce test deux fois de façon successive après un reset de cinq minutes. La comparaison entre ces trois individus se trouve aux figures 5.13 et 5.14.

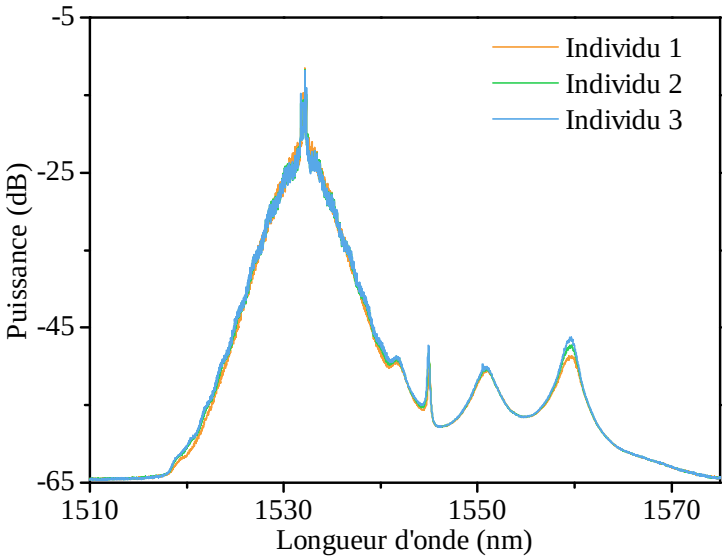

FIGURE 5.13 – Comparaison entre les spectres optiques obtenus pour l'individu issue de l'optimisation 3 (en orange) et le même individu ré-appliqué après un reset (en bleu et vert).

La ressemblance entre les spectres optiques obtenus pour les trois individus est remarquable (voir figure 5.13). Seulement de très légères différences sont constatés sur le dernier lobe de la partie droite du spectre où les amplitudes sont supérieures pour les deux individus ré-appliqués. De la même façon que pour le premier test de répétabilité, cette différence n'a aucun impact sur le régime solitonique. Aussi la comparaison entre les dynamiques temporelles (voir figure 5.14a) montre seulement les variations d'amplitudes dues aux impulsions réparties en dessous de la résolution de l'oscilloscope. Les paquets sont encore distribués selon le taux de répétition correspondant à la 33ème harmonique. L'analyse des traces d'autocorrélations de ces individus est la seule à montrer des différences dans la sous-organisation moyenne des impulsions à l'intérieur des paquets. Les pics d'autocorrélations sont tous positionnés de la même façon, nous remarquons seulement des amplitudes différentes pour certains. Cela signifie que les impulsions varient de façon plus ou moins importante de positions pour un individu.

Finalement, ce deuxième test prouve que le reset permet de contraindre l'hystérésis en utilisant un point de départ correctement défini. Les individus décrits dans ce dernier paragraphe

montrent à travers leurs similitudes qu'il est possible de retrouver les mêmes dynamiques temporelles et profils spectraux après un reset de la cavité. Il serait donc possible de créer une base de données de régimes impulsionnels exploitables à la demande. Par expérience, nous savons que ceci est envisageable uniquement pour une cavité dont l'environnement est maitrisé afin que les solutions enregistrées dans la base de données gardent les mêmes propriétés spectrales et temporelles. En revanche, les résultats du premier test de répétabilité nous ont montrés que si l'individu ré-utilisé ne donne pas exactement la même dynamique impulsionnelle : elle peut être retrouvée à travers une optimisation dont la population initiale est construite à partir de cet individu. Cela à condition que la dynamique de l'individu ré-utilisé reste proche de la solution visée et que les conditions expérimentales n'aient variés que de façon minime.

Les précédents résultats pour la recherche de verrouillage de modes à une impulsion ou harmonique démontrent que l'algorithme est capable de trouver, parmi tant d'autres, une solution qui offre le meilleur accord avec la fonction de mérite. Nous tirons les mêmes conclusions que sur les résultats obtenus pour la recherche du blocage de modes au régime fondamental (cf. 4.2.5).

Les résultats présentés dans ce chapitre amènent aussi une discussion sur les conditions générales d'optimisations. Pour chaque résultat, nous avons observé que l'algorithme avait besoin de plus de générations pour converger, en comparaison avec les résultats du chapitre 4. Nous avons expliqué que cela était issu de la complexité du problème à résoudre. En termes d'interactions entre solitons, les EPC doivent être finement ajustés pour que les interactions dominantes soient celles responsables d'une organisation harmonique d'impulsions. C'est à dire l'épuisement et le rétablissement du gain comme expliqué au paragraphe 1.3.4.3. Dans une cavité laser employant des lames de phases orientables, la précision d'orientation nécessaire pour ajuster manuellement le blocage de modes harmonique est au niveau de la fraction de degré [102]. Malheureusement, nos contraintes expérimentales nous empêchent d'agrandir le nombre de générations. Rappelons que la recherche du blocage de modes en régime harmonique demande plus de deux heures par optimisation. Ceci étant exclusivement dû au temps qu'il faut aux EPC pour se stabiliser en température. Augmenter le nombre de générations exposerait encore plus l'optimisation à des perturbations sur le long terme, ce que nous voulons absolument éviter. En effet, des perturbations intervenant en fin d'optimisation pourrait rendre le résultat final inexploitable et nous faire perdre beaucoup de temps. La solution que nous avons utilisée et qui a été validée lors du premier test de répétabilité consiste à effectuer deux optimisations successives pour le même objectif. Le meilleur individu de la première optimisation est utilisé pour construire la première population de la seconde optimisation.

Pour terminer cette conclusion nous avons vérifié que l'utilisation de l'ESA pour les fonctions de mérites exploitant le spectre RF donnait les mêmes résultats que l'oscilloscope. Nous avons noté une amélioration de la rapidité du processus d'optimisation.

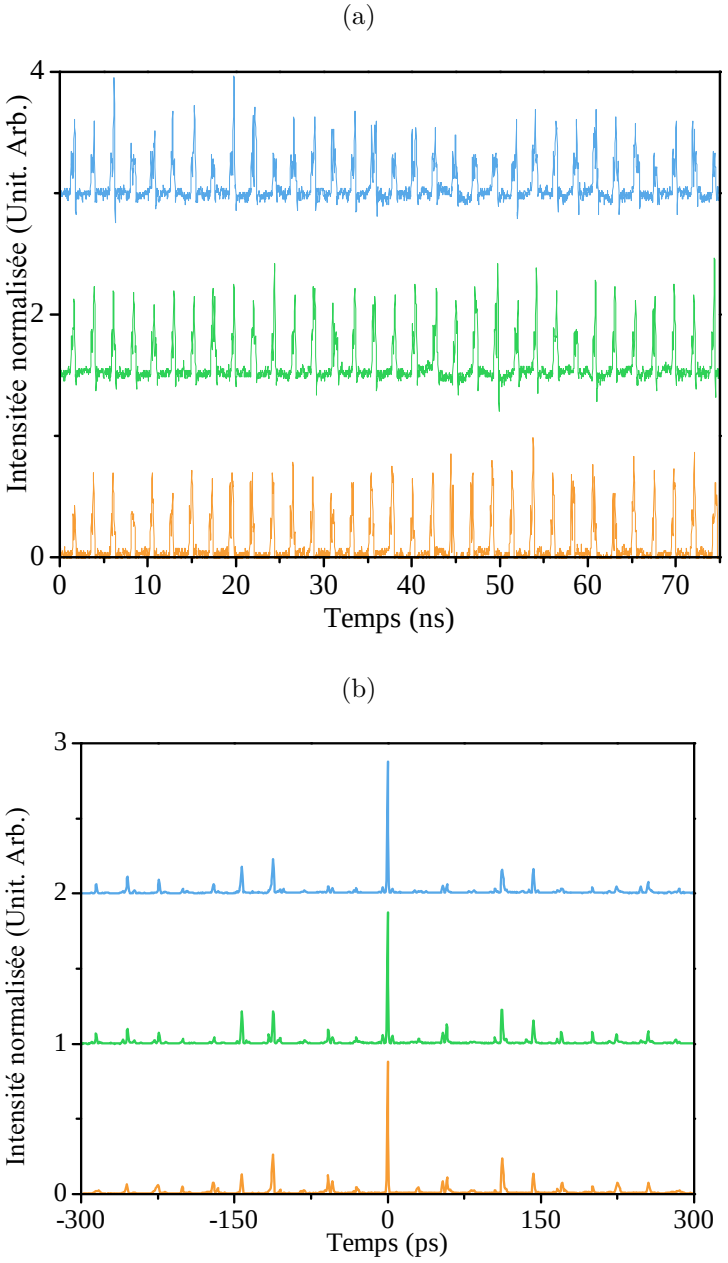

FIGURE 5.14 – Comparaison entre (a) les dynamiques temporelles sur un tour de cavité et (b) les traces d'autocorrélations obtenues pour les trois individus. Le code couleur est le même que pour les figures 5.13.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les travaux réalisés durant cette thèse s'articulent autour d'une problématique expérimentale qui est la recherche de verrouillages de modes spécifiques dans une cavité laser fibrée grâce à l'utilisation d'une méthode d'optimisation automatisée. Pour y parvenir, j'ai préalablement effectué un certain nombre de vérifications sur la compatibilité entre les paramètres de la cavité à optimiser et la stratégie d'optimisation que nous avons choisi d'implémenter. Ceci a principalement consisté à exprimer les gènes des individus de façon à rendre l'espace de recherche le plus homogène possible. Puis, très rapidement, nous avons considéré la durée importante d'optimisation comme étant un facteur d'échec en raison des possibles dérives du dispositif. Pour diminuer ce facteur, la cavité a été isolée de l'environnement extérieur. De plus, l'effet thermo-optique utilisé par les EPC pour ajouter de la biréfringence dans les fibres optiques fut aussi identifié comme un problème potentiel. La thermalisation de l'environnement proche des EPC a permis d'éliminer ce dernier facteur. Les résultats discutés dans les deux derniers chapitres de ce manuscrit sont la preuve de l'efficacité de ces précautions d'isolation thermique. Suite à cette phase de vérification préliminaire, j'ai développé l'algorithme expérimental utilisé lors de nos essais. Cet algorithme suit les étapes du processus d'optimisation décrit au deuxième chapitre. Ce programme combine l'adressage des contrôleurs de polarisation électronique avec l'enregistrement de la caractérisation nécessaire au calcul de la fonction de mérite.

Nous avons démontré, à travers les résultats présentés dans la section 4.2, que l'intégration d'une stratégie d'évolution sur une cavité laser fibrée représentait une solution viable pour la recherche automatisée de blocage de modes. La maximisation de l'amplitude de la composante fondamentale du spectre RF est un critère satisfaisant pour cibler le verrouillage de modes dans son régime fondamental. La solution trouvée est auto-démarrante et peut être enregistrée pour être utilisée plus tard (sous réserve que les conditions environnementales restent relativement inchangées). Une critique qui peut être faite par rapport aux individus optimisés est qu'une caractérisation optique fine, employant l'autocorrélateur et l'analyseur de spectres optiques, indique qu'ils ne correspondent pas au régime mono-impulsionnel à l'échelle du soliton dissipatif. Les trois régimes impulsionnels caractérisés montrent qu'il s'agit de paquets d'impulsions cadencés au taux de répétition fondamental de la cavité. Cette organisation particulière est attribuée en partie à la dépendance à l'énergie de la fonction de mérite. À travers la maximisation de la

composante fondamentale du spectre RF, la fonction d'objectif cherche les régimes impulsionnels où l'énergie maximale intra-cavité est concentrée au taux de répétition fondamental de la cavité. Dans la configuration de cavité que nous avons employée, une puissance de pompage, même relativement faible conduit généralement au blocage de modes en régime multi-impulsionnel. La formation de paquets d'impulsions de durée inférieure à la centaine de picosecondes ne permet pas à la bande passante limitée de notre oscilloscope de distinguer ces régimes d'un régime mono-impulsionnel de même énergie. Au travers de cette vision plus large de la problématique posée à l'algorithme, on peut considérer que ce dernier aura su trouver les solutions les plus adaptées même lorsque cela conduit à optimiser des régimes d'impulsions courtes peu conventionnels du point de vue applicatif, comme les paquets et molécules de solitons ou bien les impulsions incohérentes.

Le dernier chapitre de cette thèse s'intéresse au contrôle du taux de répétition des impulsions à l'intérieur de la cavité. Nous avons défini ce problème comme un challenge pour l'algorithme, compte tenu de la complexité dynamique sous-jacente. La recherche d'une organisation harmonique des impulsions a été effectuée en comparant la composante harmonique voulue aux composantes non-désirées du spectre RF. Pour parvenir à un tel contrôle, l'algorithme doit ajuster les contrôleurs de polarisation de façon à favoriser l'interaction responsable d'une telle organisation : l'épuisement et le rétablissement du gain. Les résultats rapportés dans ce chapitre témoignent de la complexité du problème à résoudre par notre stratégie d'évolution. Les régimes impulsionnels obtenus sont partiellement harmoniques car une fois encore, ce sont des paquets d'impulsions qui sont cadencés au taux de répétition voulu. De la même façon que précédemment, nous attribuons ce défaut à la fonction de mérite dépendante de l'énergie et à la cavité facilitant la génération de nombreuses impulsions. En parallèle de ces faits, nous avons remarqué que les optimisations nécessitaient un nombre plus important de générations pour converger correctement. Ceci représente une limitation pour nos résultats puisqu'il est probable que ces individus auraient été plus proches de l'objectif avec un nombre plus important de générations. Nous avons gardé notre nombre de générations constant au cours de nos expérimentations car l'utilisation des EPC induit des temps d'optimisation déjà importants et expose un peu plus la cavité à des perturbations issues de l'environnement. Un dispositif plus rapide et moins sensible à l'environnement, tel que des boucles de Lefevre motorisées, aurait permis une procédure d'optimisation plus rapide permettant un nombre de générations plus important au final.

Malgré cette limite, une bonne répétabilité de nos résultats a été démontrée dans le dernier paragraphe du chapitre 5. Les solutions obtenues à travers l'algorithme, même complexes, peuvent être retrouvées après un retour à l'individu neutre (mode de fonctionnement continu de la cavité) utilisé comme reset au cours du processus d'optimisation ou même une remise à zéro totale de la cavité. Ceci est valable lorsque les conditions expérimentales restent relativement proches de celles de l'optimisation et en utilisant l'individu neutre comme point de départ afin de contrôler l'hystérésis. Dans le cas où les conditions expérimentales auraient varié de façon trop importantes pour obtenir à nouveau le régime impulsionnel correspondant à la solution optimisée, nous avons aussi démontré que l'algorithme pouvait optimiser à nouveau ce régime

impulsionnel. Pour cela, il suffit de réaliser une optimisation identique dont la population initiale est construite autour de la solution précédemment optimisée. Ainsi, il est envisageable de créer une bibliothèque de régimes impulsionnels à la demande qui pourraient être ré-optimisés finement par ce biais pour s'adapter aux dérives lentes de la cavité.

Pour considérer l'intérêt de ces travaux, une rapide comparaison entre les méthodes manuelles de recherche de blocage de modes et notre méthode d'optimisation automatique peut être faite. Un premier point important à discuter est l'hystérésis du dispositif. Dans le cas de la méthode manuelle, l'expérimentateur sera constamment sous l'influence de cet hystérésis qui sera bénéfique pour l'optimisation de certains régimes et néfaste pour d'autres. Par exemple, l'organisation des impulsions en harmoniques est généralement soumise à un fort hystérésis. Aussi, nous rappelons que ce dernier peut empêcher de retrouver un régime impulsionnel depuis les mêmes paramètres de cavité. Ici, notre méthode comprenant un certain contrôle de l'hystérésis rend la recherche de certaines organisations plus difficile. En revanche, son avantage est la bonne répétabilité des résultats qui peut s'appliquer pour toutes les solutions obtenues. En termes de temps de recherche et dans le cas de la recherche d'un régime impulsionnel spécifique, la durée d'optimisation de notre dispositif sera toujours la même. Contrairement à la méthode manuelle qui demandera un temps qui peut aller de quelques minutes à plusieurs heures. Ces deux méthodes ont, pour l'instant, un quasi statu quo en termes d'avantages et d'inconvénients mais la marge d'améliorations est plus importante pour notre stratégie d'optimisation automatique.

La première étape pour diriger ces travaux vers la construction d'une bibliothèque de résultats semble être l'amélioration de nos fonctions de mérite afin de cibler plus précisément les dynamiques impulsionnelles recherchés. Pour cela, il est impératif de limiter l'influence de l'énergie dans la notation des individus au profit de la qualité du mode. Ceci est un problème non trivial pour lequel nous n'avons pas encore de solution. Nous avons envisagé l'utilisation d'un masque temporel sous forme de série de créneaux dont la répartition correspond au taux de répétition voulu. Ainsi la distribution des solitons dans la cavité peut être comparée, à travers un calcul de cross-corrélation par exemple, avec ce masque et nous permettre de construire une fonction de mérite. Ceci ne peut pas être réalisé compte tenu de la gigue temporelle des impulsions lorsque le verrouillage de modes est harmonique [42, 101]. En prenant en compte ces fluctuations dans la largeur des créneaux, les organisations en paquets d'impulsions auraient pu avoir le même accord avec la fonction de mérite que le régime harmonique "pur". En outre, il est aussi envisageable, et nous sommes persuadés de son avantage, d'intégrer d'autres paramètres à optimiser tel que le niveau de pompage. La gestion de l'énergie intra-cavité serait alors incluse dans les paramètres à optimiser. Un désavantage qu'aurait cette intégration serait d'obtenir majoritairement des solutions pour lesquelles le niveau de pompage serait maximal à cause de la dépendance en énergie de la fonction de mérite. Il faudrait donc améliorer la fonction de mérite en renormalisant celle-ci.

Les résultats obtenus au cours de ces travaux montrent qu'il est complexe de contrôler l'orga-

nisation des impulsions à travers l'optimisation des contrôleurs de polarisation. Principalement à cause des contrôleurs de polarisation eux-mêmes. C'est pourquoi nous avons renouvelé notre point de vue et nous nous sommes intéressés à une problématique liée : est-il possible d'organiser les impulsions en façonnant la phase spectrale de ces impulsions ? Le spectre optique comporte beaucoup d'informations sur la dynamique d'impulsions intracavité. Par exemple, dans le cas des états liés de deux solitons, des modulations issues de l'interférence spectrale entre les deux impulsions sont visibles. La périodicité de ces modulations est inversement proportionnelle à l'écart entre les deux solitons liés. Si cette périodicité pouvait être contrôlée, la distance entre les deux solitons pourrait être elle aussi contrôlée.

Un Waveshaper (prêté par Finisar) a été intégré dans la même cavité laser fibrée étudiée dans cette thèse. L'intégration d'un tel Waveshaper dans une cavité laser similaire a été rapportée dans la référence [117]. En ajustant la dispersion et la largeur de bande d'un filtre spectral depuis le Waveshaper, les auteurs parviennent à contrôler le mécanisme de formation des impulsions. Le waveshaper place un dispositif LCoS (Liquid Crystal on Silicon) au centre d'une ligne 4f de diffraction afin d'obtenir un déphasage contrôlable sur le spectre optique. Un pixel déphase une certaine largeur du spectre optique. La première étape de ces travaux fut d'utiliser un verrouillage de modes en paquet de solitons comme point de départ et d'optimiser la phase spectrale du spectre optique afin d'obtenir une organisation harmonique des impulsions en laissant les contrôleurs de polarisation inchangés tout au long du processus. Ce but nous permet de tester les limites du contrôle de la phase spectrale tout en facilitant la mise en place de ces expérimentations puisque la même fonction d'objectif est utilisée. Pour cela, une modification de l'algorithme était nécessaire. En effet, chaque individu est composé d'un nombre beaucoup plus important de gènes car le waveshaper possède plus de 5000 pixels. Nous avons choisis de regrouper les pixels de façon à réduire le nombre de gènes à 125 (nombre arbitraire). L'individu neutre utilisé pour contrôler l'hystérésis correspond à un déphasage nul et constant sur l'ensemble du spectre appliqué par le waveshaper. La première population est composée d'individu aléatoirement sélectionnés. Malheureusement, cette méthode n'aura donné aucun résultat. Ceci est majoritairement dû au fait que l'individu neutre correspondant à la dynamique en paquet d'impulsions était très régulièrement perdue au cours de l'optimisation. Nous attribuons ce phénomène à l'hystérésis qui ne peut pas être contrôlé efficacement comme précédemment. En effet, le passage au fonctionnement continu de la cavité pourrait endommager le waveshaper puisque toute la puissance serait alors focalisée sur un petit nombre de pixels. L'algorithme ne parvenait donc pas à converger. Afin de continuer à étudier cette problèmatique dans de bonnes conditions, nous souhaitons appliquer la même méthodologie dans une cavité plus courte et dont le nombre d'impulsions générées est largement inférieur.

Bibliographie

[1] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, and C. H. Townes, "Molecular microwave oscillator and new hyperfine structure in the microwave spectrum of n h 3," *Physical Review*, vol. 95, no. 1, p. 282, 1954.

[2] J. Gordon, "Hyperfine structure in the inversion spectrum of n 14 h 3 by a new high-resolution microwave spectrometer," *Physical Review*, vol. 99, no. 4, p. 1253, 1955.

[3] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, and C. H. Townes, "The maser—new type of microwave amplifier, frequency standard, and spectrometer," *Physical Review*, vol. 99, no. 4, p. 1264, 1955.

[4] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature*, vol. 187, pp. 493–494, 1960.

[5] L. Reekie, R. J. Mears, S. B. Poole, and D. N. Payne, "Tunable single-mode fiber lasers," *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 4, no. 7, pp. 956–960, 1986.

[6] R. J. Mears, L. Reekie, S. Poole, and D. N. Payne, "Low-threshold tunable cw and q-switched fibre laser operating at 1.55 μm," *Electronics Letters*, vol. 22, no. 3, pp. 159–160, 1986.

[7] I. N. Duling, "All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror," *Optics letters*, vol. 16, no. 8, pp. 539–541, 1991.

[8] M. Zirngibl, L. Stulz, J. Stone, J. Hugi, D. DiGiovanni, and P. Hansan, "1.2 ps pulses from passively mode-locked laser diode pumped er-doped fibre ring laser," *Electronics Letters*, vol. 27, no. 19, pp. 1734–1735, 1991.

[9] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. i. anomalous dispersion," *Applied Physics Letters*, vol. 23, no. 3, pp. 142–144, 1973.

[10] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers," *Physical Review Letters*, vol. 45, no. 13, p. 1095, 1980.

[11] E. Picholle, C. Montes, C. Leycuras, O. Legrand, and J. Botineau, "Observation of dissipative superluminous solitons in a brillouin fiber ring laser," *Physical review letters*, vol. 66, no. 11, p. 1454, 1991.

[12] E. Vanin, A. Korytin, A. Sergeev, D. Anderson, M. Lisak, and L. Vazquez, "Dissipative optical solitons," *Physical Review A*, vol. 49, no. 4, p. 2806, 1994.

[13] N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Dissipative solitons.* 2005.

[14] P. Grelu, F. Belhache, F. Gutty, and J.-M. Soto-Crespo, "Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser," *Optics letters*, vol. 27, no. 11, pp. 966–968, 2002.

[15] M. Grapinet and P. Grelu, "Vibrating soliton pairs in a mode-locked laser cavity," *Optics letters*, vol. 31, no. 14, pp. 2115–2117, 2006.

[16] P. Grelu and J. Soto-Crespo, *Temporal soliton "molecules" in mode-locked lasers : collisions, pulsations, and vibrations.* Springer, 2008.

[17] S. Chouli and P. Grelu, "Rains of solitons in a fiber laser," *Optics express*, vol. 17, no. 14, pp. 11776–11781, 2009.

[18] S. Chouli and P. Grelu, "Soliton rains in a fiber laser : An experimental study," *Physical Review A*, vol. 81, no. 6, p. 063829, 2010.

[19] E. Hertz, G. Nersisyan, N. Papadogiannis, D. Charalambidis, *et al.*, "Control of vibrational ionization branching through feedback-optimized tailored femtosecond laser pulses," *Journal of Chemical Physics*, vol. 118, no. 2, pp. 595–599, 2003.

[20] E. Hertz, A. Rouzée, S. Guérin, B. Lavorel, and O. Faucher, "Optimization of field-free molecular alignment by phase-shaped laser pulses," *Physical Review A*, vol. 75, no. 3, p. 031403, 2007.

[21] A. L. Schawlow and C. H. Townes, "Infrared and optical masers," *Physical Review*, vol. 112, no. 6, p. 1940, 1958.

[22] E. Snitzer, "Proposed fiber cavities for optical masers," *Journal of Applied Physics*, vol. 32, no. 1, pp. 36–39, 1961.

[23] E. Snitzer, "Optical maser action of nd+ 3 in a barium crown glass," *Physical Review Letters*, vol. 7, no. 12, p. 444, 1961.

[24] N. Wolff and R. Pressley, "Optical maser action in an eu+ 3-containing organic matrix," *Applied Physics Letters*, vol. 2, no. 8, pp. 152–154, 1963.

[25] J. Stone and C. Burrus, "Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry," *Applied Physics Letters*, vol. 23, no. 7, pp. 388–389, 1973.

[26] J. Stone and C. Burrus, "Neodymium-doped fiber lasers : room temperature cw operation with an injection laser pump," *Applied optics*, vol. 13, no. 6, pp. 1256–1258, 1974.

[27] S. Poole, D. N. Payne, and M. Fermann, "Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions," *Electronics Letters*, vol. 21, no. 17, pp. 737–738, 1985.

[28] R. J. Mears, L. Reekie, S. Poole, and D. N. Payne, "Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers," *Electronics Letters*, vol. 21, no. 17, pp. 738–740, 1985.

[29] B. S. Kawasaki and K. O. Hill, "Low-loss access coupler for multimode optical fiber distribution networks," *Applied optics*, vol. 16, no. 7, pp. 1794–1795, 1977.

[30] B. S. Kawasaki, K. O. Hill, and R. Lamont, "Biconical-taper single-mode fiber coupler," *Optics Letters*, vol. 6, no. 7, pp. 327–328, 1981.

[31] F. De Fornel, C. Ragdale, and R. Mears, "Analysis of single-mode fused tapered fibre couplers," *Microwaves, Optics and Antennas, IEE Proceedings H*, vol. 131, no. 4, pp. 221–227, 1984.

[32] M. Digonnet and H. Shaw, "Wavelength multiplexing in single-mode fiber couplers," *Applied optics*, vol. 22, no. 3, pp. 484–491, 1983.

[33] C. Lawson, P. Kopera, T. Hsu, and V. Tekippe, "In-line single-mode wavelength division multiplexer/demultiplexer," *Electronics Letters*, vol. 20, no. 23, pp. 963–964, 1984.

[34] T. Bricheno and V. Baker, "All-fibre polarisation splitter/combiner," *Electronics Letters*, vol. 21, no. 6, pp. 251–252, 1985.

[35] H. Lefevre, "Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers," *Electronics Letters*, vol. 16, no. 20, pp. 778–780, 1980.

[36] P. Deslandes, M. Perrin, J. Saby, D. Sangla, F. Salin, and E. Freysz, "Picosecond to femtosecond pulses from high power self mode–locked ytterbium rod-type fiber laser," *Opt. Express*, vol. 21, pp. 10731–10738, May 2013.

[37] D. Richardson, J. Nilsson, and W. Clarkson, "High power fiber lasers : current status and future perspectives [invited]," *JOSA B*, vol. 27, no. 11, pp. B63–B92, 2010.

[38] O. G. Okhotnikov, *Fiber lasers.* Wiley-VCH, 2012.

[39] M. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha, and D. Harter, "Fiber-lasers for ultrafast optics," *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 65, no. 2, pp. 259–275, 1997.

[40] P. Grelu, *Nonlinear Optical Cavity Dynamics : From Microresonators to Fiber Lasers.* Wiley-VCH, 2015.

[41] J. N. Kutz, "Mode-locked soliton lasers," *SIAM review*, vol. 48, no. 4, pp. 629–678, 2006.

[42] A. Grudinin and S. Gray, "Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers," *JOSA B*, vol. 14, no. 1, pp. 144–154, 1997.

[43] P. Grelu and N. Akhmediev, "Dissipative solitons for mode-locked lasers," *Nature Photonics*, vol. 6, no. 2, pp. 84–92, 2012.

[44] H. A. Haus, "Mode-locking of lasers," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 6, no. 6, pp. 1173–1185, 2000.

[45] D. Hanna, A. Kazer, M. Phillips, D. Shepherd, and P. Suni, "Active mode-locking of an yb : Er fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 25, no. 2, pp. 95–96, 1989.

[46] J. Kafka, D. Hall, and T. Baer, "Mode-locked erbium-doped fiber laser with soliton pulse shaping," *Optics letters*, vol. 14, no. 22, pp. 1269–1271, 1989.

[47] A. DeMaria, D. Stetser, and H. Heynau, "Self mode-locking of lasers with saturable absorbers," *Applied Physics Letters*, vol. 8, no. 7, pp. 174–176, 1966.

[48] H. A. Haus, "Theory of mode locking with a slow saturable absorber," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 11, no. 9, pp. 736–746, 1975.

[49] H. A. Haus, "Theory of mode locking with a fast saturable absorber," *Journal of Applied Physics*, vol. 46, no. 7, pp. 3049–3058, 1975.

[50] E. De Souza, C. Soccolich, W. Pleibel, R. Stolen, M. Islam, J. Simpson, and D. DiGiovanni, "Saturable absorber modelocked polarisation maintaining erbium-doped fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 29, no. 5, pp. 447–449, 1993.

[51] W. Loh, D. Atkinson, P. Morkel, M. Hopkinson, A. Rivers, A. Seeds, and D. Payne, "Passively mode-locked er (3+) fiber laser using a semiconductor nonlinear mirror," *IEEE photonics technology letters*, vol. 5, no. 1, pp. 35–37, 1993.

[52] D. J. Richardson, R. I. Laming, D. N. Payne, V. Matsas, and M. W. Phillips, "Selfstarting, passively modelocked erbium fibre ring laser based on the amplifying sagnac switch," *Electronics Letters*, vol. 27, no. 6, pp. 542–544, 1991.

[53] D. Richardson, R. Laming, D. N. Payne, M. Phillips, and V. Matsas, "320 fs soliton generation with passively mode-locked erbium fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 27, no. 9, pp. 730–732, 1991.

[54] M. E. Fermann, L. Turi, M. Hofer, F. Haberl, and A. Schmidt, "Additive-pulse-compression mode locking of a neodymium fiber laser," *Optics letters*, vol. 16, no. 4, pp. 244–246, 1991.

[55] P. Maker, R. Terhune, and C. Savage, "Intensity-dependent changes in the refractive index of liquids," *Physical Review Letters*, vol. 12, no. 18, p. 507, 1964.

[56] H. G. Winful, "Self-induced polarization changes in birefringent optical fibers," *Applied Physics Letters*, vol. 47, no. 3, pp. 213–215, 1985.

[57] K. Tamura, H. Haus, and E. P. Ippen, "Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser," *Electronics Letters*, vol. 28, no. 24, pp. 2226–2228, 1992.

[58] V. Matsas, T. Newson, D. Richardson, and D. N. Payne, "Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation," *Electron. Lett*, vol. 28, no. 15, pp. 1391–1393, 1992.

[59] V. Matsas, T. Newson, and M. Zervas, "Self-starting passively mode-locked fibre ring laser exploiting nonlinear polarisation switching," *Optics communications*, vol. 92, no. 1, pp. 61–66, 1992.

[60] V. Matsas, D. Richardson, T. Newson, and D. Payne, "Characterization of a self-starting, passively mode-locked fiber ring laser that exploits nonlinear polarization evolution," *Optics letters*, vol. 18, no. 5, pp. 358–360, 1993.

[61] L. Nelson, D. Jones, K. Tamura, H. Haus, and E. Ippen, "Ultrashort-pulse fiber ring lasers," *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 65, no. 2, pp. 277–294, 1997.

[62] F. Gutty, P. Grelu, N. Huot, G. Vienne, and G. Millot, "Stabilisation of modelocking in fibre ring laser through pulse bunching," *Electronics Letters*, vol. 37, no. 12, p. 1, 2001.

[63] B. S. Kerner and V. V. Osipov, *Autosolitons : a new approach to problems of self-organization and turbulence*, vol. 61. Springer Science & Business Media, 2013.

[64] N. N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Solitons : nonlinear pulses and beams.* Chapman & Hall, 1997.

[65] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, "Structures for additive pulse mode locking," *JOSA B*, vol. 8, no. 10, pp. 2068–2076, 1991.

[66] J. P. Gordon, “Dispersive perturbations of solitons of the nonlinear schrödinger equation,” *JOSA B*, vol. 9, no. 1, pp. 91–97, 1992.

[67] S. Kelly, “Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton,” *Electronics Letters*, vol. 28, no. 8, pp. 806–807, 1992.

[68] A. Grudinin, D. Richardson, and D. N. Payne, “Energy quantisation in figure eight fibre laser,” *Electronics Letters*, vol. 28, no. 1, pp. 67–68, 1992.

[69] K. Tamura, E. Ippen, H. Haus, and L. Nelson, “77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser,” *Optics letters*, vol. 18, no. 13, pp. 1080–1082, 1993.

[70] M. Nakazawa, H. Kubota, A. Sahara, and K. Tamura, “Marked increase in the power margin through the use of a dispersion-allocated soliton,” *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 8, no. 8, pp. 1088–1090, 1996.

[71] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, “Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking,” *JOSA B*, vol. 16, no. 1, pp. 46–56, 1999.

[72] Y. Gan, W. Xiang, and G. Zhang, “Studies on cw and q-switched mode-locked in passive mode-locked ytterbium-doped fibre laser,” *Laser physics*, vol. 19, no. 3, pp. 445–449, 2009.

[73] M. Horowitz, Y. Barad, and Y. Silberberg, “Noiselike pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser,” *Optics letters*, vol. 22, no. 11, pp. 799–801, 1997.

[74] M. Horowitz and Y. Silberberg, “Nonlinear filtering by use of intensity-dependent polarization rotation in birefringent fibers,” *Optics letters*, vol. 22, no. 23, pp. 1760–1762, 1997.

[75] M. Horowitz and Y. Silberberg, “Control of noiselike pulse generation in erbium-doped fiber lasers,” *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 10, no. 10, pp. 1389–1391, 1998.

[76] D. Tang, L. Zhao, and B. Zhao, “Soliton collapse and bunched noise-like pulse generation in a passively mode-locked fiber ring laser,” *Optics express*, vol. 13, no. 7, pp. 2289–2294, 2005.

[77] L. Zhao, D. Tang, T. Cheng, H. Tam, and C. Lu, “120nm bandwidth noise-like pulse generation in an erbium-doped fiber laser,” *Optics Communications*, vol. 281, no. 1, pp. 157–161, 2008.

[78] A. Boucon, B. Barviau, J. Fatome, C. Finot, T. Sylvestre, M. W. Lee, P. Grelu, and G. Millot, “Noise-like pulses generated at high harmonics in a partially-mode-locked km-long raman fiber laser,” *Applied Physics B*, vol. 106, no. 2, pp. 283–287, 2012.

[79] T. North and M. Rochette, “Raman-induced noiselike pulses in a highly nonlinear and dispersive all-fiber ring laser,” *Optics letters*, vol. 38, no. 6, pp. 890–892, 2013.

[80] J. Soto-Crespo, P. Grelu, and N. Akhmediev, “Dissipative rogue waves : extreme pulses generated by passively mode-locked lasers,” *Physical Review E*, vol. 84, no. 1, p. 016604, 2011.

[81] C. Lecaplain, P. Grelu, J. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, "Dissipative rogue waves generated by chaotic pulse bunching in a mode-locked laser," *Physical review letters*, vol. 108, no. 23, p. 233901, 2012.

[82] C. Lecaplain and P. Grelu, "Rogue waves among noiselike-pulse laser emission : an experimental investigation," *Physical Review A*, vol. 90, no. 1, p. 013805, 2014.

[83] J. Soto-Crespo and P. Grelu, *Temporal multi-soliton complexes generated by passively mode-locked lasers*. Springer, 2005.

[84] F. Amrani, *Génération et intéraction d'un grand nombre de solitons dans les lasers à fibre : universalité des comportements collectifs*. PhD thesis, Angers, 2011.

[85] J. Gordon, "Interaction forces among solitons in optical fibers," *Optics letters*, vol. 8, no. 11, pp. 596–598, 1983.

[86] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, "Experimental observation of interaction forces between solitons in optical fibers," *Optics letters*, vol. 12, no. 5, pp. 355–357, 1987.

[87] N. Akhmediev and A. Ankiewicz, "Generation of a train of solitons with arbitrary phase difference between neighboring solitons," *Optics letters*, vol. 19, no. 8, pp. 545–547, 1994.

[88] N. Akhmediev, A. Ankiewicz, and J. Soto-Crespo, "Stable soliton pairs in optical transmission lines and fiber lasers," *JOSA B*, vol. 15, no. 2, pp. 515–523, 1998.

[89] V. Afanasjev and N. Akhmediev, "Soliton interaction and bound states in amplified-damped fiber systems," *Optics letters*, vol. 20, no. 19, pp. 1970–1972, 1995.

[90] B. A. Malomed, "Bound solitons in the nonlinear schrödinger/ginzburg-landau equation," in *Large Scale Structures in Nonlinear Physics*, pp. 288–294, Springer, 1991.

[91] P. Grelu, F. Belhache, F. Gutty, and J. M. Soto-Crespo, "Relative phase locking of pulses in a passively mode-locked fiber laser," *JOSA B*, vol. 20, no. 5, pp. 863–870, 2003.

[92] J. M. Soto-Crespo, N. Akhmediev, P. Grelu, and F. Belhache, "Quantized separations of phase-locked soliton pairs in fiber lasers," *Optics letters*, vol. 28, no. 19, pp. 1757–1759, 2003.

[93] J. M. Soto-Crespo, P. Grelu, N. Akhmediev, and N. Devine, "Soliton complexes in dissipative systems : Vibrating, shaking, and mixed soliton pairs," *Physical Review E*, vol. 75, no. 1, p. 016613, 2007.

[94] J. M. Soto-Crespo, M. Grapinet, P. Grelu, and N. Akhmediev, "Bifurcations and multiple-period soliton pulsations in a passively mode-locked fiber laser," *Physical Review E*, vol. 70, no. 6, p. 066612, 2004.

[95] A. Haboucha, H. Leblond, M. Salhi, A. Komarov, and F. Sanchez, "Coherent soliton pattern formation in a fiber laser," *Optics letters*, vol. 33, no. 5, pp. 524–526, 2008.

[96] S. Chouli, *Structures optiques dissipatives en cavité laser à fibre*. PhD thesis, Université de Bourgogne, 2011.

[97] R. Weill, A. Bekker, V. Smulakovsky, B. Fischer, and O. Gat, "Noise-mediated casimir-like pulse interaction mechanism in lasers," *Optica*, vol. 3, no. 2, pp. 189–192, 2016.

[98] D. Richardson, R. Laming, and D. N. Payne, *Pulse repetition-rates in a passive, self-starting, femtosecond soliton fibre laser*, vol. 15. Optical Society of America, 1991.

[99] D. Richardson, A. Grudinin, and D. N. Payne, "Passive, all-fibre source of 30 fs pulses," *Electronics letters*, vol. 28, no. 8, pp. 778–779, 1992.

[100] A. Grudinin, D. Richardson, and D. N. Payne, "Passive harmonic modelocking of a fibre soliton ring laser," *Electronics Letters*, vol. 29, no. 21, pp. 1860–1861, 1993.

[101] F. Amrani, A. Haboucha, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, P. Grelu, and F. Sanchez, "Passively mode-locked erbium-doped double-clad fiber laser operating at the 322nd harmonic," *Optics letters*, vol. 34, no. 14, pp. 2120–2122, 2009.

[102] C. Lecaplain and P. Grelu, "Multi-gigahertz repetition-rate-selectable passive harmonic mode locking of a fiber laser," *Optics express*, vol. 21, no. 9, pp. 10897–10902, 2013.

[103] E. M. Dianov, A. Luchnikov, A. Pilipetskii, and A. Starodumov, "Electrostriction mechanism of soliton interaction in optical fibers," *Optics letters*, vol. 15, no. 6, pp. 314–316, 1990.

[104] A. Pilipetskii, E. Golovchenko, and C. Menyuk, "Acoustic effect in passively mode-locked fiber ring lasers," *Optics letters*, vol. 20, no. 8, pp. 907–909, 1995.

[105] J. N. Kutz, B. Collings, K. Bergman, and W. Knox, "Stabilized pulse spacing in soliton lasers due to gain depletion and recovery," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 34, no. 9, pp. 1749–1757, 1998.

[106] B. Zhao, D. Tang, P. Shum, W. Man, H. Tam, Y. Gong, and C. Lu, "Passive harmonic mode locking of twin-pulse solitons in an erbium-doped fiber ring laser," *Optics communications*, vol. 229, no. 1, pp. 363–370, 2004.

[107] H.-G. Beyer and H.-P. Schwefel, "Evolution strategies–a comprehensive introduction," *Natural computing*, vol. 1, no. 1, pp. 3–52, 2002.

[108] H.-P. Schwefel, "Kybernetische evolution als strategie der exprimentellen forschung in der strömungstechnik.," Master's thesis, Technical University of Berlin, 1965.

[109] I. Rechenberg, *Evolutionsstrategie : Optimierung technischer Systeme nach Prinzipien der biologischen Evolution.* PhD thesis, Technical University of Berlin, Department of Process Engineering, 1971.

[110] T. Baumert, T. Brixner, V. Seyfried, M. Strehle, and G. Gerber, "Femtosecond pulse shaping by an evolutionary algorithm with feedback," *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 65, no. 6, pp. 779–782, 1997.

[111] R. Thawonmas and T. Ashida, "Evolution strategy for optimizing parameters in ms pacman controller ice pambush 3," in *Computational Intelligence and Games (CIG), 2010 IEEE Symposium on*, pp. 235–240, IEEE, 2010.

[112] A. Stawowy, "Evolutionary strategy for manufacturing cell design," *Omega*, vol. 34, no. 1, pp. 1–18, 2006.

[113] J. Buguet, "Pilotage informatique d'une cavité laser fibrée par contrôle de la polarisation," Master's thesis, 2014.

[114] A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, "Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers," *Physical review A*, vol. 71, no. 5, p. 053809, 2005.

[115] D. Radnatarov, S. Khripunov, S. Kobtsev, A. Ivanenko, and S. Kukarin, "Automatic electronic-controlled mode locking self-start in fibre lasers with non-linear polarisation evolution," *Optics express*, vol. 21, no. 18, pp. 20626–20631, 2013.

[116] U. Andral, J. Buguet, R. Si Fodil, F. Amrani, F. Billard, E. Hertz, and P. Grelu, "Toward an autosetting mode-locked fiber laser cavity," *JOSA B*, vol. 33, no. 5, pp. 825–833, 2016.

[117] J. Peng and S. Boscolo, "Filter-based dispersion-managed versatile ultrafast fibre laser," *Scientific reports*, vol. 6, 2016.

Résumé

Le sujet de cette thèse se rapporte à la génération d'impulsions ultracourtes dans une cavité laser fibrée à travers l'optimisation automatique de ses paramètres par un algorithme d'évolution. L'intérêt pour cette problématique provient de la difficulté à explorer les dynamiques impulsionnelles de manière systématique dans un large domaine de paramètres expérimentaux. Nous avons montré que l'implémentation d'un algorithme d'évolution sur une cavité laser fibrée de ce type peut être réalisée, en prenant les précautions adéquates pour que cette association soit la plus efficace possible. Nous avons démontré expérimentalement pour la première fois le verrouillage de modes depuis la seule optimisation des contrôleurs de polarisation utilisant une procédure automatique d'auto-apprentissage. Nous avons démontré que la sélection du blocage de modes depuis son spectre radio-fréquence permet de sélectionner le taux de répétition des impulsions à l'intérieur de la cavité. Ces résultats préliminaires démontrent les potentialités de notre méthode employée dans des situations de dynamique non linéaire ultrarapide de grande complexité, particulièrement sensibles aux paramètres.

Mots-clefs : optique non-linéaire, cavité laser à fibre optique, rotation non-linéaire de la polarisation, soliton dissipatif, dynamique multi-impulsionnelle, algorithme d'évolution, stratégie d'évolution, optimisation

Summary

This thesis deals with the generation of ultrashort pulses within a fiber laser cavity through the automatic optimization of its parameters by an evolutionary algorithm. The interest of this subject comes from the difficulty to systematically explore dynamics in a large domain of experimental parameters. We have shown that it is possible to implement an evolutionary algorithm on fiber laser cavity with appropriate precautions. We have experimentally demonstrated for the first time the mode locking of a laser cavity only using the optimization of polarization controllers through an automatic and self-learning procedure. We also have demonstrated that selecting the mode locking from it radio-frequency spectrum allow to select the pulses repetition rate within the cavity. These preliminary results show the promising aspect of our method used in situations of non linear ultrafast dynamics with high complexity which are particularly sensitive to parameters.

Mots-clefs : non linear optics, fiber laser cavity, non linear evolution of polarization, dissipative soliton, multi-pulses dynamic, evolutionary algorithm, evolution strategy, optimization