



Université de Lille

École doctorale Sciences de la Matière, du Rayonnement et de l'Environnement

Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules

Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur en

Physique de l'Université de Lille

Spécialité : Milieux dilués et optique fondamentale

Par

**Corentin DELANGLE**

## **Oscillateur Mamyshev pour la production d'impulsions ultracourtes énergétiques à haut taux de répétition**

Thèse soutenue publiquement le 17 octobre 2025 devant le jury composé de :

|                   |                                                               |                    |
|-------------------|---------------------------------------------------------------|--------------------|
| Nicolas FORGET    | Directeur de recherche CNRS, Université Côte d'Azur (INPHYNI) | Rapporteur         |
| François SANCHEZ  | Professeur, Université d'Angers (Lphia)                       | Rapporteur         |
| Laure LAGO-RACHED | Ingénieure de recherche, CEA LIST-Saclay                      | Examinatrice       |
| Ammar HIDEUR      | Professeur, Université de Rouen (CORIA)                       | Président du Jury  |
| Olivier VANVINCQ  | Maître de Conf. HDR, Université de Lille (PhLAM)              | Directeur de thèse |
| Emmanuel HUGONNOT | Directeur de recherche, CEA CESTA-Le Barp                     | Directeur de thèse |
| Clemens HÖNNINGER | Vice-Président R&D, Amplitude-Pessac                          | Encadrant          |
| Florent SCOL      | Ingénieur chercheur, CEA CESTA-Le Barp                        | Encadrant          |
| Géraud BOUWMANS   | Professeur, Université de Lille (PhLAM)                       | Invité             |



# Remerciements

Cette thèse n'aurait jamais vu le jour sans le soutien, les encouragements et la bienveillance de nombreuses personnes, que je souhaite, ici, remercier sincèrement.

Je souhaite tout d'abord exprimer ma profonde reconnaissance à mon employeur, **Amplitude**. Je remercie tout particulièrement **Eric Mottay** et **Damien Buet**, présidents successifs, pour la confiance accordée.

Je tiens également à remercier chaleureusement le **CEA** et le **laboratoire PhLAM** pour avoir rendu possible cette collaboration fructueuse. Ces trois années ont été particulièrement enrichissantes grâce à la complémentarité des compétences, aux échanges scientifiques stimulants et à l'environnement de recherche de grande qualité offerts par ces deux institutions.

J'adresse mes sincères remerciements à l'ensemble des membres du jury qui ont accepté d'évaluer ce travail. Je tiens tout particulièrement à remercier **Nicolas Forget** et **François Sanchez** pour le soin apporté à l'évaluation de ce manuscrit en tant que rapporteurs, ainsi que **Laure Lago-Rached** et **Ammar Hideur** pour leur participation en tant qu'examineurs. Je leur suis profondément reconnaissant pour le temps consacré à la lecture de ce travail et pour l'intérêt porté à mes recherches. Enfin, un grand merci à **Géraud Bouwmans**, pour sa présence au sein du jury et pour le suivi qu'il a assuré tout au long de ces trois années.

Je tiens à témoigner toute ma gratitude à mes **directeurs de thèse**, **Emmanuel Hugonnot** et **Olivier Vanvincq**.

**Manu**, merci pour le temps que tu as su m'accorder malgré ton emploi du temps de ministre, et pour le partage généreux de tes immenses connaissances sur les lasers. Ton expertise, ta disponibilité et ta rigueur ont été des atouts précieux tout au long de ce travail. Merci également pour toutes ces discussions — souvent le vendredi après-midi ! — sur tout et rien à la fois, qui ont aussi largement contribué à faire avancer la thèse... à leur manière. Je retiendrai en outre la rédaction de l'article à tes côtés : une très belle expérience, et un vrai plaisir de travailler avec toi.

**Olivier**, diriger une thèse à distance n'est pas une tâche aisée, mais tu l'as fait avec efficacité et bienveillance. Merci pour ton soutien constant, ta réactivité, ta rigueur théorique — notamment sur les fibres optiques — et les solides bases numériques que tu m'as transmises. J'ai particulièrement apprécié la précision chirurgicale de tes réponses, toujours justes, quelle que soit la complexité de la question.

Je souhaite également remercier chaleureusement **Clemens Hönninger**, qui m’a encadré tout au long de cette thèse. Bien que nos échanges n’aient pas été à une cadence aussi élevée que mon oscillateur (!), ils ont toujours été très précieux et enrichissants. Tout comme Manu, merci pour tes connaissances gigantesques sur les lasers. Merci également pour ta confiance en me proposant de poursuivre notre collaboration au sein d’Amplitude.

Il m’est impossible de ne pas remercier **Florent Scol**, officiellement encadrant de cette thèse, officieusement quelqu’un que j’ai souvent pu assimiler à un grand frère. Merci pour ton soutien permanent et ta disponibilité constante, même quand tu étais complètement sous l’eau. Ton profil complet, à la fois théorique et expérimental, a été une source d’inspiration continue. Merci aussi pour le goût de la rigueur que tu m’as transmis, en particulier lors de la préparation des présentations, où chaque détail comptait. Travailler à tes côtés a été un vrai plaisir. Je te souhaite tout le meilleur pour la suite, professionnellement comme personnellement.

Je souhaite également remercier toutes les personnes du **laboratoire LTL** avec qui j’ai eu le plaisir de travailler au cours de ces trois années. Merci pour votre accueil, votre bonne humeur et votre aide précieuse, que ce soit sur des aspects techniques, expérimentaux ou simplement pour partager un café bienvenu entre deux manipulations. L’ambiance du laboratoire a largement contribué à rendre ce travail agréable et motivant, et je garderai un excellent souvenir de ces moments passés au sein de l’équipe.

Dans ce laboratoire, j’ai eu la chance de croiser de nombreux ~~doctorants~~ amis, dont certains ont marqué ces années de thèse bien au-delà du cadre professionnel. Je tiens à remercier et féliciter **Léa, Hadrien et Thomas**, pour les incroyables amis qu’ils sont, pour leur soutien, leur humour et leur présence constante tout au long de cette aventure.

Je souhaite également bon courage à **Laura et Léon** pour la suite de leurs travaux de thèse. En espérant ne pas vous avoir trop traumatisés par mon comportement en période de rédaction ! Souvenez-vous : parfois, une heure au bar vaut mieux qu’une heure au labo, surtout après 18 h. N’hésitez pas à me solliciter pour toute collaboration de ce genre !

Bien que je n’aie pas souvent été présent à Amplitude, je souhaite remercier tous les collègues avec qui j’ai pu échanger, même brièvement, au cours de ces trois années. En particulier, je tiens à remercier très chaleureusement **David Kabeya**, qui m’a formé aux bonnes pratiques de la fibre optique dès mon arrivée à Amplitude. Je ne sais pas si tu t’es demandé ce que je faisais là, mais moi, en tout cas, je me suis souvent posé la question ! Merci pour ta rigueur, ta patience et ta pédagogie : tu es une véritable source d’inspiration, tant par tes compétences que par ta manière d’être. Merci également pour les parties de tennis que nous avons partagées — ces petits extras qui font un bien fou à l’esprit et qui, finalement, contribuent aussi à mener à bien une thèse.

Enfin, je souhaite adresser mes remerciements les plus sincères à ma **famille**, et tout particulièrement à mes **parents**, pour m’avoir permis d’en arriver là. J’ai toujours pu suivre mes envies, et même lorsque je ne savais pas exactement quoi faire (mais que peut-on bien faire avec un Master de Physique Fondamentale ??), vous m’avez toujours soutenu. Merci.

Pour finir, je remercie **Salomé**, pour le soutien de chaque seconde pendant ces trois années de thèse, que ce soit depuis Lombron ou Gradignan.

# Table des matières

|                                                                                                                        |           |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>Remerciements .....</b>                                                                                             | <b>3</b>  |
| <b>Table des matières .....</b>                                                                                        | <b>5</b>  |
| <b>Introduction .....</b>                                                                                              | <b>9</b>  |
| <b>I. Eléments théoriques et bibliographiques en lien avec les travaux de thèse</b>                                    | <b>13</b> |
| <b>1 Effets liés à la propagation d'une impulsion dans une fibre optique monomode à maintien de polarisation .....</b> | <b>14</b> |
| 1.1 Notion de mode et enveloppe du champ .....                                                                         | 15        |
| 1.2 Effets linéaires .....                                                                                             | 18        |
| 1.2.1 <i>Dispersion chromatique</i> .....                                                                              | 18        |
| 1.2.2 <i>Atténuation dans une fibre optique</i> .....                                                                  | 21        |
| 1.2.3 <i>Dispersion de polarisation, dispersion modale</i> .....                                                       | 22        |
| 1.3 Effets non-linéaires .....                                                                                         | 23        |
| 1.3.1 <i>Effet Kerr temporel / Automodulation de phase</i> .....                                                       | 23        |
| 1.3.2 <i>Autoraidissement de l'impulsion</i> .....                                                                     | 26        |
| 1.3.3 <i>Diffusion Raman</i> .....                                                                                     | 27        |
| 1.4 Amplification d'impulsions dans une fibre dopée à l'Ytterbium .....                                                | 29        |
| 1.5 Equation non-linéaire de Schrödinger généralisée .....                                                             | 30        |
| <b>2 Oscillateur fibré à blocage de modes .....</b>                                                                    | <b>31</b> |
| 2.1 Oscillateur fibré .....                                                                                            | 31        |
| 2.2 Oscillateur à blocage de modes .....                                                                               | 32        |
| 2.3 Mécanismes de verrouillage de modes .....                                                                          | 33        |
| 2.3.1 <i>Absorbants saturables réels</i> .....                                                                         | 33        |
| 2.3.2 <i>Absorbants saturables virtuels</i> .....                                                                      | 35        |

|                                                                                                 |                                                                                                  |           |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>3</b>                                                                                        | <b>Oscillateur Mamyshev .....</b>                                                                | <b>37</b> |
| 3.1                                                                                             | Régénérateur Mamyshev .....                                                                      | 37        |
| 3.2                                                                                             | Oscillateur Mamyshev : Principe & Etat de l'art .....                                            | 39        |
| <b>II. Définition de l'architecture de l'oscillateur Mamyshev adaptée à nos objectifs .....</b> |                                                                                                  | <b>47</b> |
| <b>1</b>                                                                                        | <b>Description succincte du code de simulation .....</b>                                         | <b>48</b> |
| 1.1                                                                                             | Paramètres généraux .....                                                                        | 48        |
| 1.1.1                                                                                           | <i>Environnement numérique .....</i>                                                             | <i>48</i> |
| 1.1.2                                                                                           | <i>Impulsion initiale .....</i>                                                                  | <i>48</i> |
| 1.2                                                                                             | Fibres optiques .....                                                                            | 49        |
| 1.3                                                                                             | Composants optiques .....                                                                        | 49        |
| <b>2</b>                                                                                        | <b>Architectures de l'oscillateur Mamyshev entièrement fibré à 40 MHz .....</b>                  | <b>50</b> |
| 2.1                                                                                             | Oscillateur Mamyshev linéaire .....                                                              | 50        |
| 2.1.1                                                                                           | <i>Description de l'architecture linéaire .....</i>                                              | <i>50</i> |
| 2.1.2                                                                                           | <i>Dimensionnement de la cavité linéaire simulée .....</i>                                       | <i>52</i> |
| 2.1.3                                                                                           | <i>Résultats de simulation .....</i>                                                             | <i>54</i> |
| 2.2                                                                                             | Oscillateur Mamyshev en anneau à un amplificateur .....                                          | 63        |
| 2.2.1                                                                                           | <i>Description de l'architecture en anneau à un amplificateur .....</i>                          | <i>63</i> |
| 2.2.2                                                                                           | <i>Dimensionnement de la cavité simulée .....</i>                                                | <i>64</i> |
| 2.2.3                                                                                           | <i>Résultats de simulation .....</i>                                                             | <i>66</i> |
| 2.3                                                                                             | Oscillateur Mamyshev en anneau à deux amplificateurs .....                                       | 73        |
| 2.3.1                                                                                           | <i>Description de la cavité en anneau à deux amplificateurs .....</i>                            | <i>73</i> |
| 2.3.2                                                                                           | <i>Dimensionnement de la cavité simulée .....</i>                                                | <i>74</i> |
| 2.3.3                                                                                           | <i>Résultats de simulation .....</i>                                                             | <i>76</i> |
| 2.4                                                                                             | Architecture retenue pour la suite des travaux .....                                             | 82        |
| <b>III. Oscillateur Mamyshev optimisé en cadence avec des composants fibrés standards .....</b> |                                                                                                  | <b>85</b> |
| <b>1</b>                                                                                        | <b>Réalisation expérimentale d'un oscillateur Mamyshev en anneau à deux amplificateurs .....</b> | <b>86</b> |
| 1.1                                                                                             | Présentation du système .....                                                                    | 86        |
| 1.2                                                                                             | Démarrage du système .....                                                                       | 89        |
| 1.3                                                                                             | Performances en régime de blocage de modes fondamental .....                                     | 93        |
| 1.4                                                                                             | Optimisation expérimentale du système .....                                                      | 99        |

|            |                                                                                                                                                    |            |
|------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>2</b>   | <b>Etudes paramétriques numériques sur un oscillateur Mamyshev optimisé en cadence avec des composants standards (<math>f=70</math> MHz) .....</b> | <b>101</b> |
| 2.1        | Influence du filtrage .....                                                                                                                        | 103        |
| 2.1.1      | <i>Filtres présentant un profil gaussien</i> .....                                                                                                 | 103        |
| 2.1.2      | <i>Filtres présentant un profil supergaussien</i> .....                                                                                            | 113        |
| 2.1.3      | <i>Conclusion</i> .....                                                                                                                            | 119        |
| 2.2        | Influence du taux d'extraction de la cavité.....                                                                                                   | 120        |
| 2.3        | Conclusion .....                                                                                                                                   | 122        |
| <b>3</b>   | <b>Conclusion .....</b>                                                                                                                            | <b>123</b> |
| <b>IV.</b> | <b>Vers un oscillateur Mamyshev fibré dans la gamme centaines de MHz ..</b>                                                                        | <b>125</b> |
| <b>1</b>   | <b>De l'étude numérique d'un oscillateur Mamyshev à 250 MHz .....</b>                                                                              | <b>126</b> |
| 1.1        | Description et dimensionnement de la cavité simulée.....                                                                                           | 126        |
| 1.2        | Résultats de simulation .....                                                                                                                      | 128        |
| 1.3        | Etude paramétrique : Puissance de pompe .....                                                                                                      | 131        |
| <b>2</b>   | <b>... A la conception d'un système expérimental .....</b>                                                                                         | <b>133</b> |
| 2.1        | Dimensionnement.....                                                                                                                               | 133        |
| 2.2        | Conception .....                                                                                                                                   | 134        |
| 2.3        | Résultats.....                                                                                                                                     | 138        |
| <b>3</b>   | <b>Conclusion .....</b>                                                                                                                            | <b>139</b> |
|            | <b>Conclusion générale &amp; Perspectives .....</b>                                                                                                | <b>141</b> |
|            | <b>Bibliographie.....</b>                                                                                                                          | <b>145</b> |



# Introduction

L'apparition des lasers à fibre découle d'une progression scientifique qui remonte à la découverte révolutionnaire du laser, ou *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, en 1960 par Théodore Maiman [1]. En utilisant un cristal de rubis comme milieu actif et une lampe flash comme source de pompage, Maiman a démontré la première émission stimulée de lumière cohérente, concrétisant ainsi les concepts théoriques établis par Albert Einstein en 1917 sur l'émission stimulée de rayonnement [2]. Cet événement a marqué une percée décisive dans le domaine de l'optique et a jeté les bases pour des générations successives de lasers.

Les lasers à fibre se distinguent par leur architecture unique, qui combine les principes de base du laser avec les propriétés des fibres optiques. Cette évolution a été rendue possible grâce aux travaux fondamentaux sur les fibres optiques dans les années 1960, notamment ceux de Charles Kao et George Hockham [3]. Ces derniers ont identifié la silice comme un matériau de choix pour la transmission de la lumière avec des pertes minimales. Ils ont démontré que les fibres optiques, une fois suffisamment purifiées, pouvaient transmettre efficacement la lumière sur de longues distances, ouvrant ainsi la voie aux applications en télécommunication et, plus tard, dans les systèmes laser. Les lasers à fibre tirent également partie de développements importants dans la science des matériaux. Le dopage des fibres avec des ions terres rares, tel que le néodyme ( $\text{Nd}^{3+}$ ), l'ytterbium ( $\text{Yb}^{3+}$ ) ou l'erbium ( $\text{Er}^{3+}$ ), a permis de transformer les fibres optiques en milieux amplificateurs. Bien que la première démonstration d'une amplification fibrée ait été réalisée en 1964 par Charles J. Koester et Elias Snitzer [4], ce n'est que 20 ans plus tard, en 1987, que le concept d'amplification fibrée est concrétisé avec l'invention de l'amplificateur à fibre dopée à l'erbium (EDFA, de l'anglais, *Erbium Doped Fiber Amplifier*), véritable tournant dans le domaine des télécommunications optiques. L'utilisation de fibres dopées à l'ytterbium pour l'amplification est démontrée un an plus tard [5] et marque également un progrès technologique notable. Ce dopant, grâce à sa structure électronique simple et ses excellentes propriétés de transfert d'énergie, permet d'obtenir des puissances élevées avec une très bonne efficacité. Cette caractéristique a permis de surmonter les limitations rencontrées par les lasers à fibre dopés aux autres éléments tels que le Nd et l'Er, qui étaient jusqu'alors utilisés.

L'histoire des lasers impulsions ultracourts s'entrelace avec celle des lasers à fibre, illustrant deux trajectoires parallèles qui convergent pour créer des systèmes optiques d'une sophistication et d'une performance sans précédent. L'idée des impulsions ultracourtes remonte à la mise au point des premiers systèmes laser capables de produire des durées d'impulsion bien inférieures à la

microseconde. Dès les années 1960, des techniques telles que le *Q-switching* et le verrouillage de modes, *mode-locking*, ont permis de raccourcir considérablement les durées des impulsions laser. En 1964, Hargrove et al ont démontré expérimentalement le verrouillage de modes actif, conduisant à la génération d'impulsions picosecondes cohérentes [6]. Ce verrouillage consiste à mettre en phase les différentes fréquences longitudinales d'un laser de manière à produire une impulsion ultracourte et intense dans le domaine temporel à l'aide d'un système de modulation externe. Cependant, il a fallu attendre les années 1980 pour atteindre le régime femtoseconde, grâce aux progrès des lasers solides dopés au titane-saphir (TiSa) [7]. Ces systèmes, bénéficiant de larges bandes de gain optique, ont établi des records en termes de largeur spectrale et de durée d'impulsion. En parallèle, les matériaux saturables, tels que les absorbants saturables et les non-linéarités optiques dans les cavités laser, ont joué un rôle crucial dans le verrouillage de modes passif, simplifiant les configurations expérimentales tout en augmentant la stabilité des systèmes [8]. L'introduction des fibres dopées avec des ions terres rares dans les années 1980 a permis d'envisager des lasers à fibre à verrouillage de modes capables de générer des impulsions ultracourtes. L'invention des EDFAs, initialement destinés à renforcer les signaux de télécommunications optiques, ont rapidement trouvé des applications dans la génération d'impulsions ultracourtes grâce à leur efficacité de pompage et leur capacité à amplifier des signaux faiblement énergétiques sans perte de cohérence. Cette technologie a ouvert la voie vers des lasers à fibre compacts et stables délivrant des impulsions ultracourtes. Dans les années 1990, les premiers lasers à fibre femtoseconde sont apparus, utilisant des fibres à maintien de polarisation (PM) et des absorbants saturables virtuels pour verrouiller les modes. Les lasers fibrés délivrant des impulsions ultracourtes ont progressivement quitté les laboratoires confinés pour être utilisés dans des environnements plus exigeants. L'une des performances clés qui distingue ces lasers est leur capacité à maintenir l'état de polarisation de l'impulsion ultracourte pendant sa propagation, grâce à la forte biréfringence des fibres PM. Cela leur permet de résister efficacement aux perturbations causées par des facteurs environnementaux tels que la température, l'humidité ou les variations de pression. Par ailleurs, l'utilisation de fibres PM simplifie la structure du laser, ce qui améliore la reproductibilité de l'état de verrouillage de mode, une propriété fondamentale pour la génération d'impulsions ultracourtes.

Au cours des trente dernières années, les recherches se sont concentrées sur l'amélioration des performances des lasers fibrés à impulsions ultracourtes. Concernant les fibres optiques, le développement de fibres à double gaine a notamment permis d'accroître la puissance délivrée par les amplificateurs fibrés [9]. Citons également de manière non-exhaustive, le développement de fibres micro-structurées, fibres à large aire modale, fibres à cœur creux, fibres de verre fluoré, permettant d'améliorer les performances des lasers fibrés ultracourts ou d'étendre leur domaine d'application. D'autre part, de nombreux mécanismes de blocage de modes passifs sont développés, certains réels, d'autres, virtuels. On pourra citer les miroirs absorbants saturables à semi-conducteurs (SESAM) [10], les nanotubes de carbone (CNT) [11] ou encore de graphène (GNT) [12] pour les absorbants saturables passifs réels, et l'évolution non-linéaire de la polarisation (NPE), les miroirs à boucle optique non-linéaire (NOLM), ou sa déclinaison amplificatrice (NALM) ou encore la mise en cascade de régénérateur de Mamyshev pour les absorbants saturables passifs virtuels. Ce dernier mécanisme de blocage de mode passif virtuel marque un tournant en matière de puissance crête délivrée directement en sortie d'un laser fibré ultracourt.

En effet, comme le montre la Figure 1(a) [13], ce mécanisme de blocage de modes permet pour la première fois à un oscillateur fibré (brique technologique d'un laser fibré, dédiée à la génération initiale du signal) de rivaliser en terme de puissance crête avec un oscillateur commercial en espace-libre de type Ti:Sa. La Figure 1(b) offre un focus spécifique sur les oscillateurs fibrés ultracourts à maintien de polarisation et met en avant un panel non-exhaustif de performances des différents mécanismes de blocage de modes passifs existants dans une représentation cadence/puissance crête. Notons que toutes les performances présentées sont issues de [14] et que les celles obtenues à l'aide de systèmes MOPA (de l'anglais, *Master Oscillator Power Amplifier*) ou CPA (de l'anglais, *Chirped Pulse Amplification*) ont été retirées.

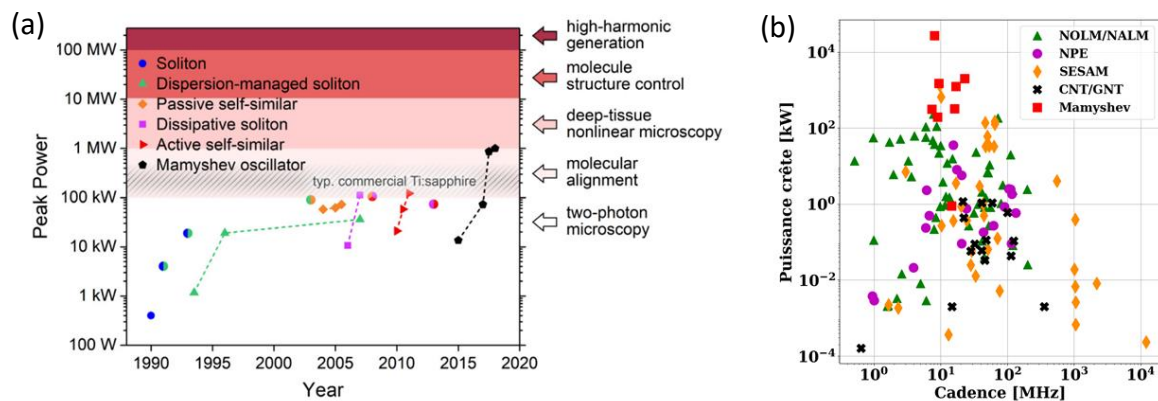


Figure 1 (a) Puissance crête délivrée par différents laser fibrés sur les 30 dernières années selon le régime de propagation développé. Les performances typiques des oscillateurs Ti : Sa sont représentées en hachuré, ainsi que diverses applications selon la puissance crête atteinte ([13]). (b) Performances obtenues en sortie de lasers fibrés selon le mécanisme de blocage de modes utilisé représentées dans un diagramme (cadence, puissance crête). Issues de [14].

Le développement d'oscillateurs impulsionnels fibrés toujours plus puissants est intéressant dans le milieu industriel et académique, comme le montre la Figure 1(a), avec différentes applications permises en fonction de la puissance crête délivrée. Si cette puissance crête est atteignable directement via un oscillateur plutôt qu'un système MOPA ou CPA, les architectures sont simplifiées et donc le coût du système laser est généralement réduit. Dans ce contexte, cette nouvelle génération d'oscillateurs fibrés, appelés oscillateurs Mamyshev, concurrence non seulement les lasers type Ti:Sa, mais également les systèmes MOPA ou CPA industriels fibrés, généralement basés sur un oscillateur SESAM. Néanmoins, de nombreuses applications industrielles requièrent une forte cadence (ou fréquence de répétition) [15]. Nous pouvons citer notamment les domaines du micro-usinage de précision, des sciences biologiques et médicales, de la métrologie ou encore dans l'industrie des semi-conducteurs. A ce jour, l'aptitude des oscillateurs Mamyshev à répondre à des besoins de haute cadence ( $> 40$  MHz) n'a pas encore été démontrée. Plus précisément, cette démonstration n'a pas encore eu lieu en régime fondamental de blocage de modes, puisque des cadences supérieures à 40 MHz ont pu être atteintes en régime harmonique [16], [17], [18] et ce, au sein même de notre laboratoire [19]. Cependant, le régime harmonique de blocage de modes est généralement mis de côté en raison d'une gigue temporelle plus élevée comparativement au régime fondamental de blocage de modes [20]. C'est donc naturellement que ces travaux proposent d'explorer la capacité des oscillateurs Mamyshev à atteindre de telles cadences en régime fondamental de blocage de modes.

Le premier chapitre servira, au préalable, à rappeler les bases théoriques nécessaires à la compréhension de l'entièreté des travaux menés durant la thèse. Cette partie est structurée en trois sections. La première étant la présentation des différents effets, linéaires et non-linéaires, perçus par une impulsion laser ultracourte se propageant dans un guide d'onde tel qu'une fibre optique, qu'elle soit dopée ou non, monomode et à maintien de polarisation. La seconde est destinée à la théorie sur les oscillateurs fibrés à blocage de modes. Enfin, une étude bibliographique détaillée sur l'oscillateur Mamyshev, son principe de fonctionnement ainsi que sur l'instauration du blocage de modes dans cette cavité constituent la dernière section de ce premier chapitre.

L'oscillateur Mamyshev se déclinant à ce jour selon trois architectures (linéaire, anneau à un amplificateur et anneau à deux amplificateurs), le deuxième chapitre de ce manuscrit propose d'identifier l'architecture la plus appropriée pour réaliser un système opérant à 40 MHz. Ce choix sera motivé par la réalisation d'études numériques sur chacune de ces architectures ainsi que par la prise en compte de contraintes expérimentales telles que les difficultés d'approvisionnement de composants spécifiques ou la disponibilité de ces derniers au sein du laboratoire.

Dans le troisième chapitre, notre objectif sera tourné vers l'obtention de la cadence maximale accessible selon l'architecture choisie avec des composants fibrés standards. Ce chapitre décrit tout d'abord un oscillateur Mamyshev optimisé en cadence réalisé expérimentalement délivrant, entre autres, des impulsions de 7 nJ à une fréquence de répétition de 45 MHz. Des études numériques sont ensuite menées dans le but d'augmenter la cadence du système expérimental et d'en améliorer les performances optiques, notamment en termes de qualité spectrale et temporelle des impulsions, ainsi que de puissance optique.

Le quatrième et dernier chapitre de ce manuscrit propose au lecteur les résultats préliminaires de nos travaux sur la réalisation d'un oscillateur Mamyshev qui opère à une fréquence de répétition de l'ordre de 250 MHz. Pour atteindre une telle cadence, des composants spécifiques sont dimensionnés de sorte à retirer les tronçons de fibres nécessaires à l'assemblage du système et n'ayant que peu d'intérêt sur le plan de la physique régissant l'oscillateur Mamyshev.

# I. Éléments théoriques et bibliographiques en lien avec les travaux de thèse

Dans ce chapitre, nous proposons d'abord de présenter les outils théoriques nécessaires à la compréhension des travaux développés dans les chapitres suivants, en nous intéressant à la propagation guidée des impulsions laser ultracourtes. Cette première partie débutera par une description des principaux effets linéaires et non linéaires auxquels une impulsion est soumise lors de sa propagation dans une fibre optique. L'analyse mathématique de ces effets conduira naturellement à l'introduction de l'équation de Schrödinger non-linéaire, qui constitue le cadre théorique fondamental pour modéliser fidèlement cette propagation.

Dans un second temps, nous introduirons les notions d'oscillateurs à blocage de modes et d'absorbants saturables, indispensables à la compréhension des systèmes étudiés par la suite.

Enfin, nous consacrerons la dernière partie de ce chapitre à une étude bibliographique approfondie de l'oscillateur Mamyshev, objet central de ce travail. Nous en décrirons le principe de fonctionnement, les défis liés à son démarrage, ainsi que les performances atteintes à l'état de l'art.

# 1 Effets liés à la propagation d'une impulsion dans une fibre optique monomode à maintien de polarisation

Au cours de sa propagation dans une fibre optique, une impulsion lumineuse est soumise à plusieurs effets physiques qui peuvent modifier ses caractéristiques dans le domaine temporel et/ou spectral. Ces effets peuvent être classés en deux grandes catégories : effets linéaires et effets non linéaires. Ces effets sont de nos jours connus et très bien décrits dans la littérature [21] et nous nous proposons de les décrire rapidement dans la suite.

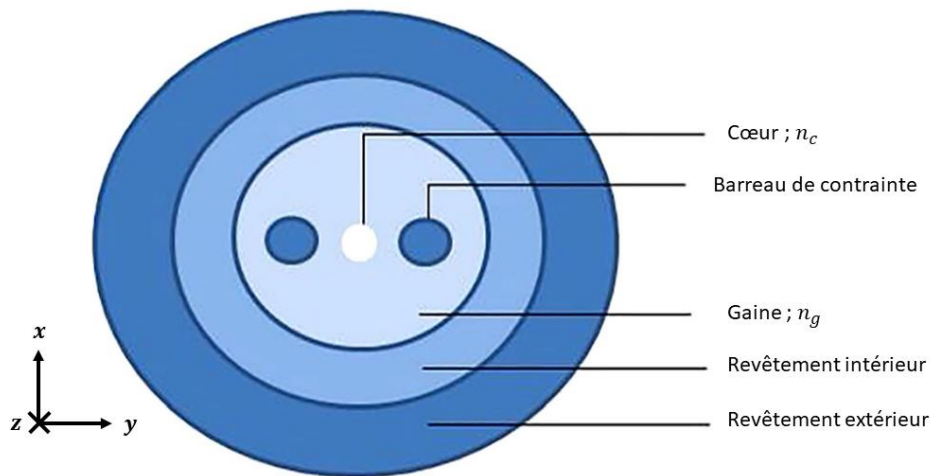


Figure 2 – Représentation schématique d'une fibre à saut d'indice à maintien de polarisation [22]

Dans ce manuscrit, nous ne considérerons que des fibres à saut d'indice telles que représentée Figure 2 [22]. Nous noterons  $n_c$  l'indice de réfraction du cœur et  $n_g$  l'indice de réfraction de la gaine, avec  $n_c > n_g$  pour permettre le guidage par réflexion totale interne. Nous nous placerons dans l'approximation de faible guidage ( $n_c - n_g \ll n_g$ ) ce qui implique que le champ électrique est linéairement polarisé et purement transverse (modes  $LP$ ) et que l'intensité lumineuse est directement proportionnelle au carré du champ électrique. Notons également que l'ensemble des travaux présentés dans ce manuscrit met en jeu des fibres en silice et à maintien de polarisation grâce à la présence de barreaux de contrainte, comme illustré Figure 2. Le champ sera supposé polarisé, selon la direction  $x$ .

### 1.1 Notion de mode et enveloppe du champ

Le champ électrique complexe  $\mathbf{E}$  se propageant dans la fibre optique peut s'écrire, dans le domaine temporel et fréquentiel :

$$\mathbf{E}(t) = |E(t)|e^{i\phi(t)}\mathbf{u}_x \quad (\text{Eq. I. 1})$$

$$\mathbf{E}(\omega) = |E(\omega)|e^{i\varphi(\omega)}\mathbf{u}_x \quad (\text{Eq. I. 2})$$

Avec  $|E(t)|$  et  $|E(\omega)|$  décrivant l'amplitude de l'impulsion lumineuse dans leur domaine respectifs.  $\phi(t)$  et  $\varphi(\omega)$  sont respectivement les phases temporelle et spectrale du champ  $\mathbf{E}$ . Les deux champs complexes sont reliés par la relation de transformée de Fourier :

$$\mathbf{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(t)e^{i\omega t} dt \quad (\text{Eq. I. 3})$$

Pour connaître parfaitement une impulsion, amplitude et phase sont indispensables. Toutefois, il est parfois plus pratique de remplacer les termes de phase par leur dérivée, renvoyant directement à une grandeur présentant une dimension physique :

$$\omega(t) = -\frac{d\phi(t)}{dt} \quad (\text{Eq. I. 4})$$

$$T_g(\omega) = \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} \quad (\text{Eq. I. 5})$$

$\omega(t)$  correspond à la pulsation instantanée de l'impulsion. On l'appelle souvent dérive en fréquence (chirp en anglais). L'unité usuelle de la fréquence instantanée pour nos impulsions est le THz.

$T_g(\omega)$  correspond au temps de groupe. Comme son nom l'indique, il traduit l'écart temporel entre les différentes composantes spectrales de l'impulsion, il sera couramment exprimé en ps dans la suite de ce manuscrit.

Partant des équations de Maxwell, la propagation de ce champ  $\mathbf{E}$  dans un guide d'onde tel qu'une fibre optique est régit par l'équation [23] :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (Eq. I. 6)$$

$\mathbf{P}$  désignant le vecteur polarisation,  $c$  la célérité de la lumière et  $\mu_0$  la perméabilité du vide. Physiquement,  $\mathbf{P}$  traduit la réponse du milieu au champ  $\mathbf{E}$ . Dans sa forme la plus générale, le vecteur  $\mathbf{P}$  s'exprime en fonction de  $\mathbf{E}$  comme suit :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (Eq. I. 7)$$

Ici,  $\epsilon_0$  désigne la permittivité du vide et  $\chi^{(n)}$  la susceptibilité électrique d'ordre  $n$ , avec  $n \in \mathbb{N}^*$ . Pour décrire les effets induits par le matériau à l'impulsion, il est courant de réarranger l'équation (Eq. I. 7) en deux termes,  $\mathbf{P}_L$  et  $\mathbf{P}_{NL}$ , définis comme :

$$\mathbf{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} \quad (Eq. I. 8)$$

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 (\chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (Eq. I. 9)$$

$$\Rightarrow \mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} \quad (Eq. I. 10)$$

En l'absence de non-linéarités ( $\mathbf{P}_{NL} = 0$ ), l'équation (Eq. I. 6) devient, dans le domaine spectral :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(x, y, z, \omega) = n^2(x, y, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}(x, y, z, \omega) \quad (Eq. I. 11)$$

Avec  $n(x, y, \omega)$  l'indice de réfraction du matériau, pouvant être réel ou complexe du fait de l'absorption. En supposant que la fibre optique soit invariante par translation selon l'axe  $z$ , le champ  $\mathbf{E}(x, y, z, \omega)$  peut être exprimé à une fréquence donnée comme une superposition de modes. Chaque mode possède une distribution spatiale transverse notée  $e(x, y, \omega)$  et une constante de propagation notée  $\beta(\omega)$ , correspondant à la projection du vecteur d'onde sur l'axe de propagation.

L'indice effectif du mode  $n_{eff}$  est défini par  $\beta = \frac{n_{eff}\omega}{c}$ . Dans ce manuscrit, nous nous limiterons aux modes guidés pour lesquels  $n_g < n_{eff} < n_c$ . De plus, les fibres utilisées étant monomodes, seul le mode fondamental  $LP_{01}$  possédant un profil quasi-gaussien est guidé.

En supposant que l'impulsion est centrée sur la pulsation  $\omega_0$  et que la distribution spatiale est indépendante de la pulsation sur la largeur de l'impulsion, on obtient, avec l'introduction de la pulsation relative  $\Omega = \omega - \omega_0$  :

$$E(x, y, z, \Omega) = e(x, y). A(z, \Omega). e^{i\beta(\omega_0)z} \quad (Eq. I. 12)$$

Avec  $A(z, \Omega)$  la Transformée de Fourier de l'enveloppe lentement variable  $A(z, t)$  vérifiant l'équation :

$$\frac{\partial A(z, \Omega)}{\partial z} = i(\beta(\Omega) - \beta(\omega_0)). A(z, \Omega) \quad (Eq. I. 13)$$

Temporellement, le champ  $E(x, y, z, t)$  découle de l'équation (Eq. I. 13) :

$$E(x, y, z, t) = e(x, y). A(z, t). e^{i(\beta(\omega_0)z - \omega_0 t)} \quad (Eq. I. 14)$$

Notons que la distribution spatiale transverse  $e(x, y)$  est fréquemment normalisé de telle sorte que  $|A(z, t)|^2$  correspond à une puissance.

En outre,  $e(x, y)$  permet d'introduire un paramètre important, appelé aire effective et noté  $A_{eff}$ , désignant l'aire sur laquelle l'énergie du mode est confinée. Son expression générale s'écrit comme :

$$A_{eff} = \frac{(\int \int |e(x, y)|^2 dx. dy)^2}{\int \int |e(x, y)|^4 dx. dy} \quad (Eq. I. 15)$$

## 1.2 Effets linéaires

### 1.2.1 Dispersion chromatique

La dispersion chromatique traduit la dépendance spectrale de la constante de propagation  $\beta(\omega)$  due à la dispersion du matériau et au fait que les dimensions caractéristiques de la fibre sont de l'ordre de la longueur d'onde. En l'absence de pertes,  $\beta(\omega)$  est réel et s'exprime comme :

$$\beta(\omega) = n_{eff}(\omega) \frac{\omega}{c} \quad (Eq. I. 16)$$

Le champ  $E$  accumule une phase spectrale au cours de sa propagation donnée par :

$$\varphi(\omega) = \beta(\omega)L \quad (Eq. I. 17)$$

Avec  $L$  la longueur de propagation dans le guide d'onde. Etant donné que l'expression exacte de  $\beta(\omega)$  est rarement connue, ce paramètre est classiquement développé en série de Taylor autour de la fréquence de l'enveloppe  $\omega_0$  [21]:

$$\beta(\Omega) \approx \beta_0 + \Omega\beta_1 + \frac{1}{2}\Omega^2\beta_2 + \frac{1}{6}\Omega^3\beta_3 + \dots \quad (Eq. I. 18)$$

$$\beta_n = \left. \frac{d^n \beta(\omega)}{d\omega^n} \right|_{\omega=\omega_0} ; n \geq 0 \quad (Eq. I. 19)$$

$\beta_0$ ,  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont liées respectivement à la vitesse de phase de l'onde  $v_\phi$ , ( $v_\phi = \frac{\omega_0}{\beta_0}$ ), à la vitesse de groupe  $v_g$  ( $\beta_1 = \frac{1}{v_g}$ ) et à la dispersion de la vitesse de groupe (GVD, de l'anglais Group Velocity Dispersion).

Du fait du développement de  $\beta(\omega)$  en série de Taylor,  $\varphi(\omega)$  se développe de la même manière :

$$\varphi(\Omega) = \varphi_0 + \varphi_1\Omega + \frac{1}{2}\varphi_2\Omega^2 + \frac{1}{6}\varphi_3\Omega^3 + \dots \quad (Eq. I. 20)$$

Avec  $\varphi_n$  naturellement fonction de  $\beta_n$ . Dans le cadre de nos travaux, nous n'accorderons pas ou peu d'importance aux deux premiers termes de  $\varphi(\omega)$ . A titre indicatif, le terme  $\varphi_0$  correspond à la phase entre l'enveloppe et la porteuse de l'impulsion. Il s'agit d'un terme crucial dans les domaines où des impulsions de quelques cycles optiques sont utilisées. Dans ces cas, il est nécessaire de bien contrôler ce terme. On parle souvent de stabilisation de la CEP (de l'anglais Carrier-Envelope Phase). Dans le cadre de nos travaux, la durée des impulsions considérées est de plusieurs dizaines de cycles optiques<sup>1</sup> ce qui rend l'impact de ce terme négligeable. Quant à  $\varphi_1$ , il est relié à la translation temporelle de l'impulsion. La durée de l'impulsion n'est pas impactée, il s'agit seulement d'un déplacement global de l'impulsion à la vitesse de groupe. En revanche, l'impulsion se voit déformée temporellement à partir du moment où elle accumule des ordres de phase supérieur ou égal à 2. La GVD, reliée à  $\beta_2$ , traduit la variation de vitesse de propagation des composantes spectrales autour de la vitesse de propagation de la pulsation centrale  $\omega_0$  et est directement reliée à la dispersion chromatique  $D$  [21] :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2 \quad (Eq. I. 21)$$

On comprend facilement que dans le cas de signaux continus ou très fins spectralement, cet effet sera négligeable. Ce n'est pas le cas dans nos travaux où le spectre est large (quelques nm voire dizaines de nm) ce qui implique une forte différence de vitesse entre les basses longueurs d'ondes et les hautes longueurs d'ondes constituant l'impulsion.

---

<sup>1</sup> A titre indicatif, la durée d'un cycle optique est d'environ 2.4 fs à 1.03  $\mu\text{m}$

L'impact des termes  $\varphi_2$  et  $\varphi_3$  est illustré Figure 3. Dans cet exemple, nous considérons préalablement une impulsion limitée par transformée de Fourier de 500 fs de largeur à mi-hauteur (FWHM, de l'anglais Full Width at Half Maximum). Ceci correspond, dans le cas d'une impulsion gaussienne centrée à 1030 nm, à un spectre d'environ 3 nm. La Figure 3(a) correspond à sa représentation dans le domaine spectral et temporel. La Figure 3(b) représente cette même impulsion avec l'ajout d'un terme  $\varphi_2 = +0.2 \text{ ps}^2$ . Enfin, la Figure 3(c) reprend l'impulsion représentée Figure 3(b) en y ajoutant un terme  $\varphi_3 = +0.1 \text{ ps}^3$ . La grille temporelle et spectrale est la même pour chacun des exemples. Qualitativement, l'ajout de phase spectrale quadratique entraîne un élargissement temporel de l'impulsion. Soulignons également que cette phase quadratique induit une dérive en fréquence linéaire. L'ajout de phase spectrale cubique engendre des rebonds en amont<sup>2</sup> de l'impulsion. Notons que l'impulsion n'est temporellement plus symétrique. Ajoutons enfin que le spectre de l'impulsion n'est pas modifié par l'ajout d'un quelconque ordre de phase spectrale.

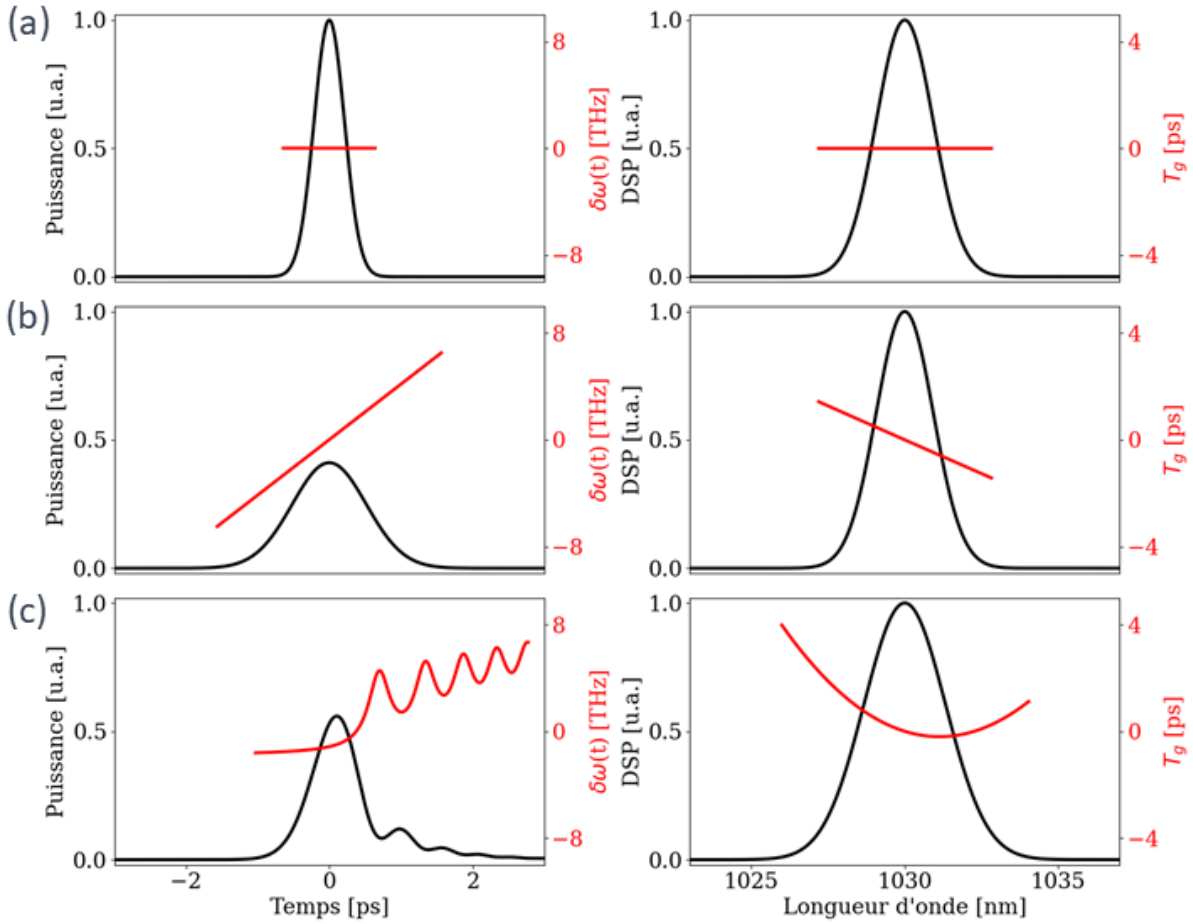


Figure 3 – Influence de l'ajout de phase spectrale d'ordre 2 et d'ordre 3 sur une impulsion gaussienne de 500 fs limitée par Transformée de Fourier à 1030nm. (a) Représentation temporelle et spectrale de cette impulsion. (b) Représentation de l'impulsion après ajout d'un terme de phase spectrale d'ordre 2  $\varphi_2 = 0.2 \text{ ps}^2$ . (c) Représentation de l'impulsion après ajout supplémentaire d'un terme de phase spectrale d'ordre 3  $\varphi_3 = +0.1 \text{ ps}^3$ .

<sup>2</sup> Car  $\beta_3$  est positif à 1.03  $\mu\text{m}$ . Ces rebonds seraient en aval de l'impulsion dans le cas  $\beta_3 < 0$ .

En se plaçant dans le référentiel se déplaçant à la vitesse de groupe<sup>3</sup>  $\frac{1}{\beta_1}$ , l'équation (Eq. I. 14) devient :

$$\frac{\partial A(z, \Omega)}{\partial z} = i(\beta\Omega - \beta_0 - \beta_1\Omega).A(z, \Omega) \quad (\text{Eq. I. 22})$$

### 1.2.2 Atténuation dans une fibre optique

L'atténuation dans une fibre optique se définit comme la diminution progressive de l'énergie du signal lumineux au fur et à mesure qu'il se propage le long de la fibre optique. En télécommunication notamment, il s'agit d'un paramètre crucial à minimiser autant que faire se peut car il est relié à la portée du système de transmission. Les mécanismes à l'origine de l'atténuation sont variés et découlent principalement des propriétés physiques du matériau constituant la fibre optique (dans notre cas, la silice) [24]. L'un des facteurs majeurs est l'absorption de la lumière par des impuretés présentes dans la fibre, telles que les ions hydroxyles. Ces derniers introduisent des pics d'absorption à des longueurs d'onde spécifiques. Bien que notre longueur d'onde de travail ne se situe pas à proximité d'un pic d'absorption de cet ion, l'absorption causée par cet ion n'est pas nul à 1  $\mu\text{m}$ . Un autre mécanisme significatif est la diffusion de Rayleigh, qui résulte des fluctuations microscopiques de la densité du matériau. Ce phénomène provoque une diffusion de la lumière, affectant principalement les longueurs d'onde plus courtes. Il constitue la principale cause d'atténuation dans les fibres optiques dans notre cas. Notons également les pertes par courbure, qui se produisent lorsqu'une partie de l'impulsion s'échappe du cœur de la fibre en raison de défauts structuraux (micro-courbures) ou en raison d'une courbure plus large (macro-courbure).

Lorsque l'on prend en compte ces pertes, il faut corriger l'équation (Eq. I. 16) qui devient [21] :

$$\beta(\omega) = \left( n_{eff}(\omega) + i\alpha(\omega) \frac{c}{2\omega} \right) \frac{\omega}{c} \quad (\text{Eq. I. 23})$$

Avec  $\alpha(\omega)$  le coefficient d'absorption. Par conséquent, en l'absence de dispersion, l'évolution de  $A(z, \omega)$  est donnée par :

$$\frac{\partial A(z, \omega)}{\partial z} = -\frac{\alpha(z, \omega)}{2} A(z, \omega) \quad (\text{Eq. I. 24})$$

---

<sup>3</sup> Correspondant à un changement de variation  $T = t - \beta_1 z$

Ainsi lors de sa propagation dans la fibre, lorsque  $\alpha$  est indépendant de la fréquence<sup>4</sup> et de  $z$ , la puissance du signal  $P(z)$  évolue de la façon suivante [21] :

$$P(z) = P_0 e^{-\alpha z} \quad (\text{Eq. I. 25})$$

Avec  $P_0$  la puissance incidente et  $\alpha$  désignant les pertes linéiques ( $m^{-1}$ ) de la fibre, regroupant ainsi l'ensemble des contributeurs décrits précédemment. L'expression de  $\alpha_{dB}$  (dB/km), ainsi que la relation utile de conversion  $\alpha_{dB/m} / \alpha_m^{-1}$ , sont données par :

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{z} \log_{10}\left(\frac{P(z)}{P_0}\right) \quad (\text{Eq. I. 26})$$

$$\alpha_{dB/m} = 4.343 \alpha \quad (\text{Eq. I. 27})$$

A titre d'exemple, pour une fibre passive standard à 1  $\mu m$  telle que la fibre PM980-XP, les pertes linéiques sont inférieures à 2.5 dB/km.

### 1.2.3 Dispersion de polarisation, dispersion modale

Dans nos travaux, nous utilisons exclusivement des fibres monomodes à maintien de polarisation. Ces fibres possèdent deux axes de polarisation, nommés axe lent et axe rapide et possédant chacune une constante de propagation différente. Dans le cas idéal où on injecte une impulsion uniquement selon un axe, il n'y a pas de dispersion de polarisation car le mode reste polarisé dans la même direction au cours de la propagation. Si toutefois on n'injecte pas selon l'un des axes propres de la fibre, l'énergie de l'impulsion est répartie sur les deux axes. Ces axes ne possédant pas la même constante de propagation, un retard est occasionné, qui se traduit comme pour l'ajout de  $\varphi_2$ , par un étalement temporel de l'impulsion.

Dans le cas d'une impulsion multimode transverse, la dispersion modale résulte de la différence de vitesses de propagation entre les divers modes guidés par la fibre optique, entraînant un étalement temporel de l'impulsion.

Comme mentionné précédemment, le travail présenté dans ce manuscrit porte exclusivement sur la propagation d'impulsions strictement monomodes, ce qui rend l'effet de dispersion modale inexistant. Par ailleurs, la dispersion de polarisation est considérée comme négligeable. En effet, les résultats expérimentaux sont obtenus à partir de systèmes entièrement fibrés, sans injection en espace libre, et reposent sur l'utilisation de fibres à maintien de polarisation connectées par soudure. Il est supposé que la qualité de ces soudures soit suffisante pour garantir que l'énergie injectée reste majoritairement confinée sur l'axe de polarisation initial de l'impulsion.

---

<sup>4</sup>  $P(z) \propto |A(z)|^2$  et  $A(z) = A_0 e^{-\frac{1}{2}\alpha z}$

### 1.3 Effets non-linéaires

Dans le cas où l'intensité des impulsions est importante, l'approximation  $\mathbf{P}_{NL} = 0$  n'est plus vraie et il faut considérer les ordres supérieurs de polarisation :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0(\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (\text{Eq. I. 28})$$

Néanmoins, les travaux exposés dans la suite sont basés uniquement sur l'utilisation de fibres en silice qui est un matériau centro-symétrique pour lequel les ordres pairs de la polarisation sont nuls. De plus, les impulsions générées seront dans la gamme ps/nJ avec des puissances crêtes inférieures à 30 kW. De telles puissances nécessitent de tenir compte des ordres supérieurs de polarisation mais l'impact des ordres supérieurs à 3 est négligeable. Nous décrirons donc dans la suite de cette partie uniquement les effets issus des ordres supérieurs de la polarisation qui ont un impact sur l'impulsion dans le cadre de nos travaux. A titre d'exemple, l'autofocalisation, phénomène résultant de l'effet Kerr optique, ne sera pas détaillée car survenant dans des régimes où la puissance crête dépasse de plusieurs ordres de grandeurs les impulsions que nous considérerons<sup>5</sup>.

#### 1.3.1 Effet Kerr temporel / Automodulation de phase

L'automodulation de phase (SPM, de l'anglais self-phase-modulation) est un phénomène optique non-linéaire qui résulte de la dépendance de l'indice de réfraction du milieu à l'intensité de l'impulsion qui le traverse. Cette dépendance s'exprime mathématiquement comme suit :

$$n(\omega) = n_0(\omega) + n_2(\omega)|E(x, y, z, t)|^2 \quad (\text{Eq. I. 29})$$

Avec  $n_0(\omega)$  l'indice de réfraction,  $n_2$  l'indice de réfraction non-linéaire (proportionnel à  $\chi^{(3)}$ ). A titre indicatif,  $n_2 \approx 2.2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  dans la silice à  $1 \mu\text{m}$  [25]. Le terme non-linéaire sera considéré comme une perturbation : il n'affecte pas le profil des modes (i.e. pas d'autofocalisation) mais engendre une légère modification de la constante de propagation :

$$\Delta\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n_2(\omega)|E(x, y, z, t)|^2 \quad (\text{Eq. I. 30})$$

---

<sup>5</sup> La puissance seuil de l'autofocalisation est supérieure à 4 MW dans la silice, ce que nous ne franchirons pas même après compression des impulsions en espace-libre.

En utilisant la définition de  $E(x, y, z, t)$  telle que (Eq. I. 14), si l'on suppose que  $e(x, y)$  est normalisé de sorte que  $|A(z, \omega)|^2$  représente la puissance,  $\beta(\omega)$  s'exprime maintenant, en l'absence de dispersion :

$$\beta(\omega) = \beta_0(\omega) + \gamma(\omega)|A(z, \omega)|^2 \quad (\text{Eq. I. 31})$$

Avec  $\beta_0(\omega)$  la constante de propagation linéaire définie dans la partie précédente par (Eq. I. 16) et  $\gamma(\omega) = \frac{n_2(\omega)\omega}{cA_{eff}}$ , le coefficient non-linéaire du mode se propageant. Ainsi, la propagation selon l'axe  $z$  de  $A(z, \omega)$  évolue maintenant selon :

$$\frac{\partial A(z, \omega)}{\partial z} = i[\beta_0(\omega) + \gamma(\omega)|A(z, \omega)|^2]A(z, \omega) \quad (\text{Eq. I. 32})$$

L'impulsion accumule alors une phase temporelle non-linéaire qui s'exprime par :

$$\phi_{NL} = \frac{\omega_0}{c} n_2 \int_0^L |E(t)|^2 \cdot dz \approx \gamma(\omega_0) P(t) L \quad (\text{Eq. I. 33})$$

L'impact de ce terme de phase non-linéaire est illustré Figure 4. Nous reprenons l'impulsion utilisée pour illustrer l'effet de  $\varphi_2(\omega)$  et  $\varphi_3(\omega)$  sur la Figure 3, à savoir une impulsion gaussienne de 500 fs FWHM centrée à 1030nm. Elle est de nouveau représentée Figure 4(a) dans le domaine temporel et spectral. Les effets non linéaires étant dépendant de l'intensité, nous définissons cette fois-ci une énergie à cette impulsion, à savoir 100 pJ, ce qui correspond à une puissance crête ( $P_0$ ) de 0.2 kW. Il nous faut également définir  $A_{eff}$ , que l'on fixera à  $40 \mu\text{m}^2$ . Les Figure 4(b) et Figure 4(c) représentent l'impulsion dans chacun des domaines après respectivement 5 et 12m de propagation. Notons que la dispersion n'est pas prise en compte pour cet exemple illustratif. On observe un élargissement spectral de l'impulsion sans déformation temporelle. Les oscillations au niveau du spectre sont la signature même de l'automodulation de phase et sont le résultat d'interférences constructives et destructives d'ondes possédant la même fréquence instantanée. Ajoutons que la dérive en fréquence reste quasiment linéaire au centre de l'impulsion.

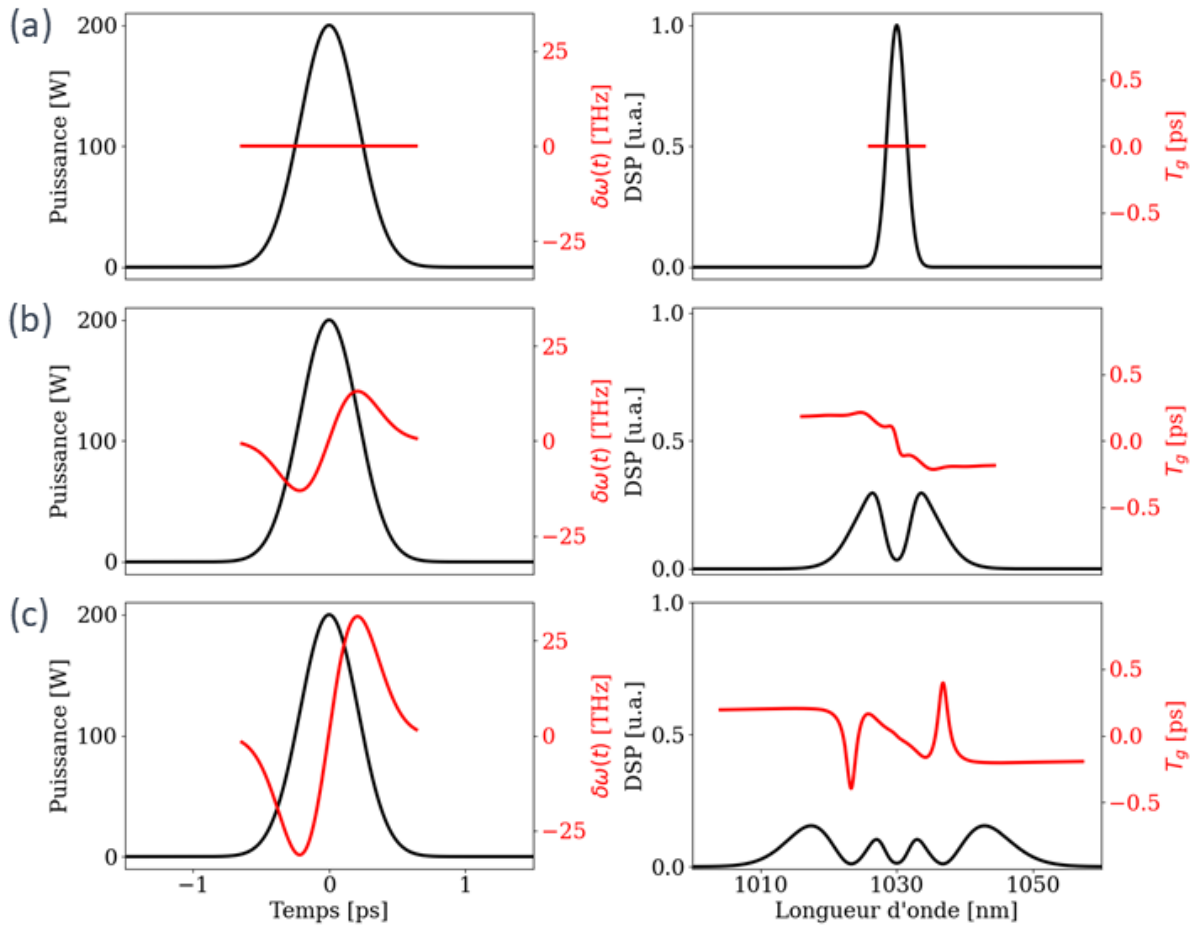


Figure 4 – Illustration de l'influence de l'effet Kerr temporel sur une impulsion de 100 pJ/500 fs centrée à 1030 nm limitée par Transformée de Fourier. (a) Représentation temporelle et spectrale de cette impulsion. (b),(c), représentation temporelle et spectrale de l'impulsion après propagation dans respectivement 5m et 12m de fibre optique dont l'aire effective  $A_{eff}$  est de  $40 \mu\text{m}^2$ . La dispersion n'est pas prise en compte.

Il est important de souligner que cet effet est généralement un effet indésirable que l'on cherche à limiter, notamment par l'utilisation de technique telles que l'amplification à dérive de fréquences (CPA, de l'anglais Chirp Pulse Amplification) [26], [27]. En effet, l'étirement temporel préalable à l'amplification permet de maintenir l'intensité de l'impulsion à un niveau faible ce qui repousse le seuil d'apparition de cet effet. Dans certains cas, comme dans le cadre de nos travaux, l'automodulation de phase pourra être utilisée à des fins utiles. On citera notamment à titre indicatif, l'amélioration de la qualité des signaux dans les télécommunications [28].

### 1.3.2 Autoraidissement de l'impulsion

L'autoraidissement de l'impulsion découle de la prise en compte de la dépendance spectrale du coefficient non-linéaire  $\gamma$ . Cet effet est à prendre en compte typiquement lorsque le spectre de l'impulsion devient très large. Le coefficient non-linéaire  $\gamma(\omega)$  n'est plus approximable par  $\gamma(\omega_0)$  et il convient donc de l'exprimer sous forme d'un développement en série de Taylor :

$$\gamma(\omega) = \gamma(\omega_0) + \gamma_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\gamma_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (Eq. I. 34)$$

Avec  $\gamma_m$  la dérivée d'ordre  $m$  de  $\gamma(\omega)$  autour de  $\omega_0$ . En supposant que  $n_2(\omega) \approx n_2(\omega_0)$  et  $A_{eff}$  ne varie que très peu en fonction de  $\omega$  sur la largeur spectrale de l'impulsion considérée<sup>6</sup>, on peut exprimer  $\gamma_1(\omega_0)$  tel que :

$$\gamma_1(\omega_0) = \left. \frac{d\gamma(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} \approx \frac{\gamma(\omega_0)}{\omega_0} \quad (Eq. I. 35)$$

Le raidissement de l'impulsion étant sur la forme temporelle de cette dernière, nous proposons d'exprimer cette fois-ci la propagation du champ  $A(z, t)$  en tenant compte de ce nouveau terme non-linéaire dans l'équation (Eq. I. 32) et en négligeant les termes dispersifs ( $\beta_0 = 0$ ) :

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = i\gamma(\omega_0) \left[ 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right] |A(z, t)|^2 A(z, t) \quad (Eq. I. 36)$$

---

<sup>6</sup> Supposition valable pour des largeurs spectrales allant jusque 20 THz soit environ 70 nm à 1030 nm. Nos travaux entrent dans le cadre de cette approximation.

En combinant cette équation avec l'expression de  $\beta_1$  défini (Eq. I. 19), on remarque que la vitesse de groupe est maintenant dépendante de l'intensité. Cela se traduit par le fait que la crête de l'impulsion se propage moins vite que ses ailes, ce qui provoque une déformation globale du profil temporel. Cet effet est illustré Figure 5, où l'on reprend l'impulsion définie dans la partie précédente pour illustrer l'effet de l'automodulation de phase (500 fs FWHM limitée par TF centrée à 1030 nm, 100 pJ). Cela permet également de mettre en avant la modification de la figure de SPM par ce nouveau terme. La Figure 5(a) représente l'impulsion initiale dans le domaine temporel ainsi qu'à  $L = 5$  et  $12$  m. Les effets de dispersion, ainsi que les pertes linéiques, ne sont pas pris en compte dans cette illustration. Le raidissement de l'impulsion est bien présent, et notons une compression temporelle de l'impulsion dans cette illustration.

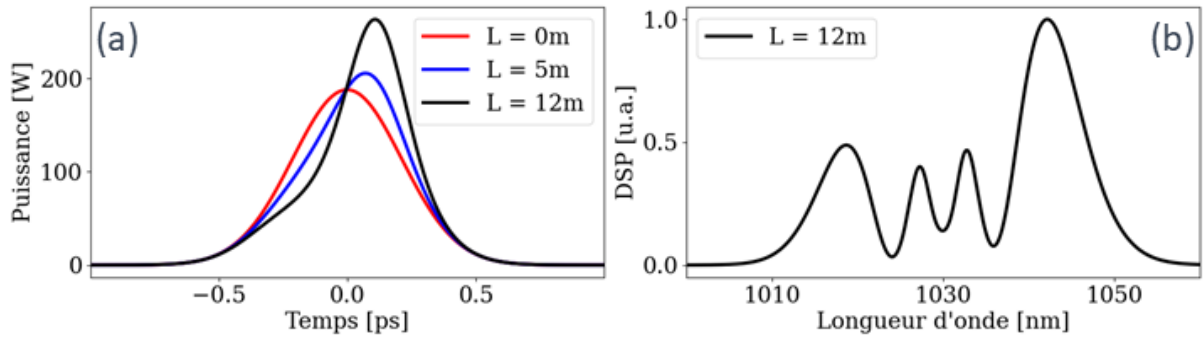


Figure 5 – (a) Illustration du phénomène d'auto-raidissement d'une impulsion. L'impulsion gaussienne initiale est représentée en rouge, et est définie par sa durée (100 fs FWHM) et par son énergie (100 pJ). Les courbes bleue et noire représentent respectivement l'impulsion après 5 et 12 m de propagation dans une fibre optique ( $A_{eff} = 40 \mu m^2$ ). (b) Modification de la figure de SPM par l'auto-raidissement de l'impulsion après 12 m de propagation

La Figure 5(b) représente l'impulsion dans le domaine spectral à l'issue de  $L = 12$  m. Le raidissement temporel de l'impulsion engendre une asymétrie dans la figure de SPM. Les courtes longueurs d'onde subissent un décalage spectral plus important que les grandes longueurs d'onde. Soulignons enfin que la prise en compte des effets dispersifs perturbe grandement l'auto-raidissement de l'impulsion et implique des durées/puissances crêtes très courtes/élevées pour avoir un effet significatif.

### 1.3.3 Diffusion Raman

La diffusion Raman stimulée (SRS, de l'anglais Stimulated Raman Scattering), est un phénomène optique non linéaire dans lequel un photon interagit avec les niveaux d'énergie du milieu, entraînant un changement de fréquence et de direction. Cette interaction est dite inélastique, car l'énergie de l'onde diffusée est différente de l'énergie de l'onde incidente. En régime continu ou quasi-continu, il est possible de définir une puissance seuil pour laquelle la diffusion Raman se manifeste, fonction de la longueur de propagation, de l'aire effective définie dans la partie précédente ( $A_{eff}$ ) et du gain Raman,  $g_r$  [21] :

$$P_{seuil(SRS)} = 16 \times \frac{A_{eff}}{g_r L} \quad (Eq. I. 37)$$

Dans la silice, l'ordre de grandeur de  $g_r$  est de  $10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$  à  $1 \mu\text{m}$  [29], ce qui donne, pour la même  $A_{eff}$  que dans la partie précédente soit  $40 \mu\text{m}^2$ , une puissance seuil d'apparition d'environ 0.64 kW crête pour une longueur de propagation de 10 m. Le gain Raman est représenté Figure 6 [21]. L'axe des abscisses représente en réalité le décalage en fréquence par rapport à la fréquence de la pompe (pompe dans le sens pompage de la génération du signal Raman, la pompe est souvent, comme c'est le cas pour notre application, notre impulsion signal). On notera en particulier le maximum de gain Raman, qui se trouve environ à 13.2 THz de l'onde pompe. A 1030 nm, cela correspond à un gain Raman situé à environ 1080 nm.

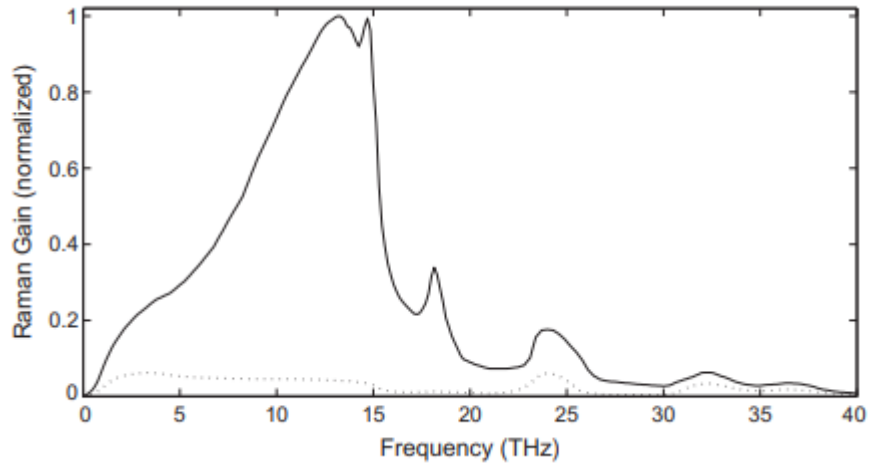


Figure 6 – Ecart fréquentiel entre la fréquence du signal Raman généré en fonction de l'onde pompe dans une fibre optique en silice [21].

La SRS est prise en compte par l'introduction de la fonction normalisée de réponse non-linéaire, notée  $R(\tau)$  :

$$R(\tau) = (1 - f_R)\delta(\tau - t_e) + f_R h_R(\tau) \quad (\text{Eq. I. 38})$$

Avec  $f_R$  la contribution fractionnaire de la réponse Raman retardée (estimée à 0.18 dans la silice),  $t_e$  la réponse électronique<sup>7</sup> et  $h_R(\tau)$  la fonction de réponse Raman. Ce dernier terme est directement relié au gain Raman  $g_R$ . La propagation de  $A(z, t)$  s'exprime alors, en partant de (Eq. I. 36) et en négligeant les termes dispersifs ainsi que les pertes :

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = i\gamma(\omega_0) \left[ 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right] A(z, t) \int_0^\infty R(\tau) |A(z, t - \tau)|^2 d\tau \quad (\text{Eq. I. 39})$$

<sup>7</sup>  $t_e < 1 \text{ fs}$ . Ce délai est fréquemment négligé dans la littérature, et il en sera de même dans la suite de ce manuscrit, les durées d'impulsion considérées étant largement supérieures à  $t_e$ .

#### 1.4 Amplification d'impulsions dans une fibre dopée à l'Ytterbium

Les fibres optiques dopées aux ions ytterbium présentent une section efficace d'émission large à  $1\ \mu\text{m}$  et une section efficace d'absorption étroite à 976 nm, comme le montre la Figure 7 [30] :

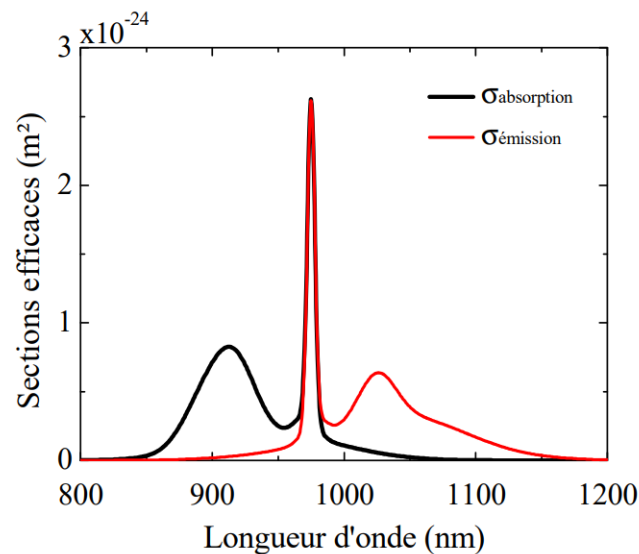


Figure 7 – Courbe des sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion Yb dans une matrice de silice à température ambiante

Il est ainsi possible d'amplifier un signal à  $1\ \mu\text{m}$  dans une telle fibre en la pompant avec un faisceau pompe centré à 976 nm, basé sur le principe de l'émission stimulée. L'ytterbium est un ion terre-rare de choix car il possède des propriétés des plus intéressantes :

- Faible défaut quantique : les longueurs d'onde de pompe et de signal sont proches, ce qui implique une bonne efficacité de conversion (ou peu de pertes par émission radiative).
- La longueur d'onde de pompage est compatible avec la technologie des diodes lasers continues à semi-conducteur.
- La large bande de gain est adaptée à l'amplification d'impulsions ultracourtes.

Dans l'approximation d'un système laser de type quasi-deux-niveaux, les équations de taux permettent de décrire la dynamique des populations d'ions dopés, en particulier la densité volumique des ions excités  $N_2$  et celle des ions à l'état fondamental  $N_1$ , ainsi que l'évolution de l'intensité ou de la puissance du signal et de la pompe le long de la fibre amplificatrice.

La détermination de  $N_2$ , permet d'exprimer le gain linéique  $g_l(z, \omega)$  de la fibre amplificatrice et par suite le gain spectral total  $G(\omega)$  sur la fibre de longueur  $L$ . L'expression de  $g_l$  est donnée par l'expression (Eq. I. 40) et celle de  $G(\omega)$ , dans le cas d'une onde continue<sup>8</sup>, par l'équation (Eq. I. 41) [31].

$$g_l(z, \omega) = \Gamma_s [(\sigma_{as}(\omega) + \sigma_{es}(\omega))N_2(z) - \sigma_{as}(\omega)N_{tot}] \quad (\text{Eq. I. 40})$$

$$G(\omega) = \exp \left( \int_0^L g_l(z, \omega) \cdot dz \right) = \frac{P(z = L, \omega)}{P(z = 0, \omega)} \quad (\text{Eq. I. 41})$$

Avec  $P(z = L, \omega)$  et  $P(z = 0, \omega)$  la puissance du signal respectivement à la sortie et à l'entrée de la fibre de longueur  $L$ .  $\sigma_{es}$  et  $\sigma_{as}$  sont respectivement les sections efficaces d'émission et d'absorption de l'ion à la pulsation  $\omega$ .  $\Gamma_s$  est le coefficient de recouvrement spatial du signal avec les ions ytterbium et  $N_{tot}$  correspond à la densité volumique totale d'ions  $\text{Yb}^{3+}$  et équivaut dans l'approximation d'un quasi-deux-niveaux à  $N_1 + N_2$ . Le gain  $G$ , couramment exprimé en dB est généralement utilisé pour la caractérisation d'amplificateurs fibrés mais c'est le gain linéique  $g_l$  qui intervient lors de la modélisation de la propagation d'impulsions. Notons également que l'absorption  $\alpha(z, \omega)$  est parfois prise en compte dans l'expression de  $G$ , où l'intégrale devient alors  $\int_0^L [g_l(z, \omega) - \alpha(z, \omega)] dz$ . Lors de la modélisation de la propagation d'une impulsion, le gain est généralement inclus dans  $\alpha(z, \omega)$  qui peut donc être positif ou négatif.

### 1.5 Equation non-linéaire de Schrödinger généralisée

Pour modéliser le plus fidèlement possible la propagation d'une impulsion ultracourte dans une fibre (amplificatrice ou passive) optique, l'intégralité des effets décrits précédemment doit être pris en compte. Grâce aux équations présentées (Eq. I. 22), (Eq. I. 24) et (Eq. I. 39), on aboutit, après quelques manipulations mathématiques, à une équation appelée équation non-linéaire de Schrödinger généralisée (GNLSE, de l'anglais Generalized Nonlinear Schrödinger Equation) donnée par [21] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = & -\frac{\alpha(z)}{2} A(z, T) - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k A(z, T)}{\partial T^k} \\ & + i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \times A(z, T) \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau) |A(z, T - \tau)|^2 d\tau \end{aligned} \quad (\text{Eq. I. 42})$$

Il n'est généralement pas possible de trouver une solution analytique à cette équation. Ainsi, elle est bien plus souvent résolue via différentes méthodes numériques. Nous y reviendrons plus tard dans le manuscrit.

<sup>8</sup> Il n'existe pas d'expression analytique de  $G(\omega)$  dans le cas d'impulsions courtes en raison des effets non-linéaires.  $G(\omega)$  peut néanmoins être déterminé en résolvant l'équation donnée dans la partie suivante.

## 2 Oscillateur fibré à blocage de modes

Nous avons vu dans la partie précédente les différents effets perçus par une impulsion se propageant dans une fibre optique (gamme temporelle/énergétique définie). Il convient maintenant de définir les mécanismes et la physique permettant la génération de ces impulsions.

### 2.1 Oscillateur fibré

Un laser est a minima constitué d'un oscillateur, ou cavité résonnante, en charge de délivrer un faisceau de lumière cohérent. Typiquement, un oscillateur fibré peut être représenté de la sorte :

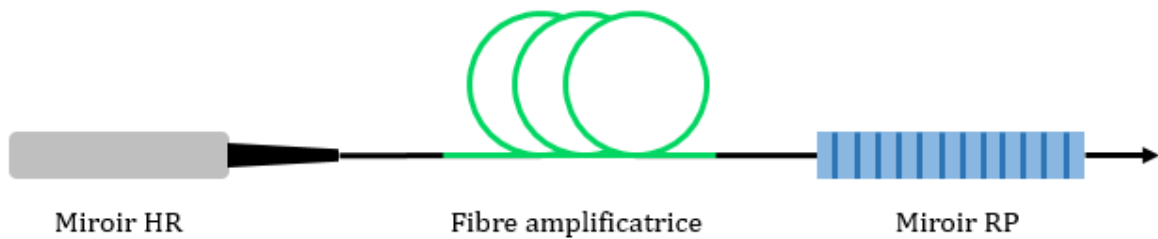


Figure 8 – Représentation schématique d'une cavité laser fibrée linéaire, constituée d'un miroir haute réflectivité (HR), d'un miroir à réflectivité partielle<sup>9</sup> (RP) et d'une fibre amplificatrice.

Notons qu'une cavité laser fibrée en anneau est tout à fait concevable, où l'on ne fait plus des aller-retours dans la cavité mais des tours de cavité. En général, on place un isolateur dans une cavité en anneau, pour s'assurer que le faisceau laser ne circule que dans un seul sens.

Dans une cavité laser comme illustrée Figure 8, une onde ne peut osciller, ou résonner (d'où la notion de cavité résonnante) que si sa fréquence respecte la condition :

$$v_k = k \frac{c}{2n_{eff}L} = k \times \Delta v \quad (Eq. I.43)$$

On a ici  $k \in \mathbb{N}^*$ ,  $L$ , la longueur de la cavité<sup>10</sup>,  $c$  la célérité de la lumière,  $n_{eff}$  l'indice de réfraction du milieu et enfin  $\Delta v$  l'intervalle spectral libre (ISL), la différence de fréquence entre deux ondes successives. Ces ondes, capables d'entrer en résonance, sont appelées modes longitudinaux de la cavité. Bien que l'on puisse considérer une infinité de modes longitudinaux, il reste une condition à remplir pour qu'un mode puisse effectivement osciller. Si l'on considère les pertes (comme par exemple, l'imparfaite réflectivité du miroir HR et la part non réfléchi par le miroir RP) comme indépendante de la fréquence, les modes capables d'entrer en résonance seront définis par les

<sup>9</sup> Typiquement, un réseau de Bragg fibré (FBG)

<sup>10</sup> La longueur de cavité « physique », le facteur 2 rend compte de l'aller-retour. Ce facteur 2 disparaît dans le cas de cavités en anneaux

propriétés du milieu amplificateur, ici une fibre amplificatrice. Nous pouvons ainsi définir la deuxième condition à l'oscillation d'un mode longitudinal : il faut que pour le mode longitudinal considéré, le gain soit supérieur ou égal aux pertes pour osciller. Ainsi, suivant la courbe de gain du milieu amplificateur, on peut concevoir différents types d'oscillateurs, comme un oscillateur monomode longitudinal (un seul mode longitudinal en résonance), ou un oscillateur multimode longitudinal (plusieurs modes longitudinaux en résonance).

## 2.2 Oscillateur à blocage de modes

Le cas d'un oscillateur monomode longitudinal mène à un régime continu ce qui n'est pas le cœur de notre sujet. Dans le cas d'un oscillateur multimode, chaque mode possède une phase qui lui est propre. La résultante de ces modes oscillants avec une phase aléatoire est appelée régime multimode libre. On obtient de manière macroscopique un régime continu comme le cas monomode longitudinal mais avec de légères surintensités, correspondant à une probabilité où quelques modes longitudinaux se retrouvent en phase à un instant  $t$ . On comprend bien que si l'on parvient à mettre en phase un nombre très important de modes, il sera possible de générer des intensités de très fortes puissances crêtes. Il s'agit du principe de verrouillage de modes. L'intensité résultante s'exprime alors :

$$I(t) = \left| \sum_{k=-N}^N A_k e^{2i\pi k \Delta \nu t} \right|^2 \quad (Eq. I.44)$$

Avec  $A_k$  l'amplitude du champ du mode longitudinal oscillant  $k$ . La Figure 9 illustre le régime multimode libre ainsi que le régime de verrouillage de modes pour un nombre de modes  $2N+1=75$ .

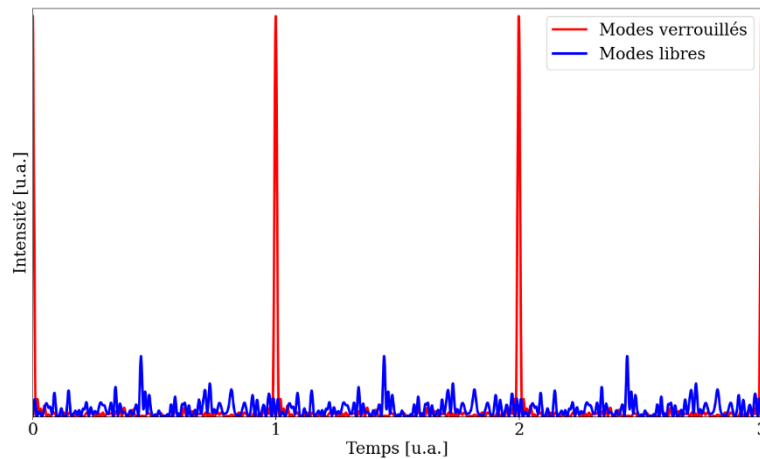


Figure 9 – Illustration du régime multimode libre et du régime de verrouillage de modes pour un nombre de modes longitudinaux  $2N+1=75$ .

On peut définir à partir de  $\Delta\nu$  un temps caractéristique  $\tau_c = \frac{1}{\Delta\nu}$ , correspondant au temps nécessaire à un photon pour effectuer un tour complet dans la cavité. La durée des impulsions générées est donnée par l'expression  $\tau_{impulsion} = \frac{\tau_c}{2N+1}$ . Ainsi, plus le nombre de modes longitudinaux oscillants dans une cavité laser est élevé, plus la durée des impulsions obtenue par verrouillage de modes est faible. Il apparaît que le choix du matériau amplificateur de la cavité joue un rôle crucial sur les impulsions générées par verrouillage de modes. Plus ce matériau aura une bande de gain large, plus la cavité pourra générer des impulsions courtes.

### 2.3 Mécanismes de verrouillage de modes

Nous venons de voir que le verrouillage de phase des modes longitudinaux correspond à la génération d'un train d'impulsion. Cette partie a pour but d'explicitier les moyens existants pour obtenir une telle mise en phase. En particulier, nous évoquerons quelques mécanismes de blocage de modes existants. Deux grandes catégories de mécanismes de blocage de modes ont été développées : Les mécanismes dits « actifs » et les mécanismes dits « passifs ». Le blocage de mode actif est obtenu en introduisant un composant tel qu'un modulateur d'amplitude dans la cavité [32]. Cette catégorie de mécanismes de blocage de modes ne sera pas discutée ici plus en détail, étant loin de notre sujet. Concernant les mécanismes de blocage de modes passifs, on peut subdiviser cette catégorie une nouvelle fois en deux : on peut introduire un absorbant saturable « physique » ou utiliser un absorbant saturable « virtuel » mettant en jeu des processus non-linéaires afin d'obtenir une mise en phase des modes. De manière générale, la philosophie est de favoriser le régime impulsionnel par rapport au régime multimode libre en minimisant ses pertes.

#### 2.3.1 Absorbants saturables réels

Un absorbant saturable est un composant optique dont la transmission (ou réflexion) est fonction de l'intensité incidente. La Figure 10 représente la transmission typique d'un absorbant saturable en fonction de la puissance incidente [33] :

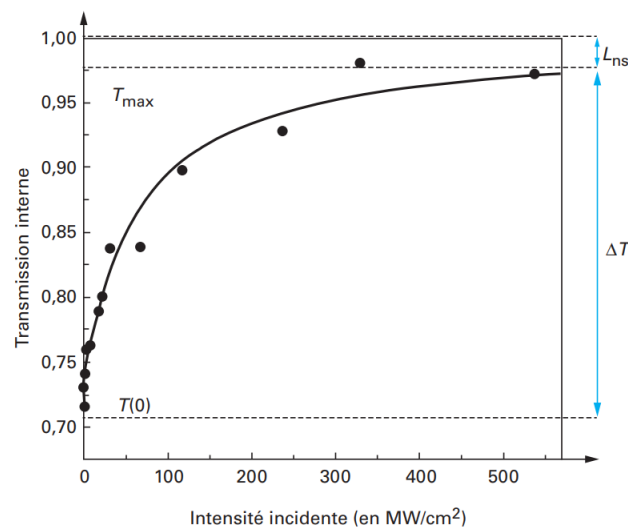


Figure 10 – Transmission typique mesurée d'un absorbant saturable en fonction de l'intensité incidente [33]

Il découle de cette mesure expérimentale l'expression empirique suivante :

$$T(I(t)) = T_0 + \Delta T \left( 1 - \frac{1}{1 + \frac{I(t)}{I_{sat}}} \right) \quad (Eq. I. 45)$$

Avec  $T_0$  la transmission en régime non-saturé,  $\Delta T$  la profondeur de modulation, et  $I_{sat}$  l'intensité de saturation. De manière directe, la transmission est d'autant plus importante que  $I(t)$ , l'intensité incidente, est élevée. L'absorbant saturable le plus utilisé dans les oscillateurs laser à blocage de modes passif (solides comme fibrés) est sans aucun doute le miroir absorbant saturable à semi-conducteur (SESAM, de l'anglais Semiconductor Saturable Absorber Mirror). Il s'agit d'un miroir de Bragg composé de couches de semi-conducteurs successives [10]. Un paramètre très intéressant sur lequel on peut jouer via les propriétés intrinsèques du SESAM est le temps de relaxation. Il représente le temps que va mettre le SESAM à retrouver son niveau de pertes non saturées. Pour obtenir les durées d'impulsions les plus courtes, il convient d'utiliser un absorbant saturable dit « rapide », ce caractère rapide ou lent dépend justement de ce temps de relaxation et spécifiquement le rapport entre le temps de relaxation de l'absorbant saturable et la durée d'impulsion obtenue. Typiquement, le temps de relaxation peut aller de plusieurs dizaines de femtosecondes à quelques picosecondes. Dans le cas d'un absorbant saturable « rapide », la durée d'impulsion obtenue est très proche du temps de relaxation de l'absorbant saturable. Avec un tel dispositif, le régime impulsif est favorisé par rapport au régime continu car c'est pour les intensités élevées que l'absorbant saturable voit ses pertes minimales. Notons également d'autres absorbants saturables réels comme les nanotubes de graphène et de carbone. Ces composants ont l'avantage notable d'avoir un comportement indépendant de la longueur d'onde, ce qui permet, conjugué à des milieux amplificateurs à bande de gain très large, d'obtenir des impulsions très courtes, de l'ordre de la femtoseconde [34].

### 2.3.2 Absorbants saturables virtuels

L'utilisation d'un composant « réel » n'est pas l'unique moyen de favoriser le régime impulsionnel et de forcer le verrouillage des modes de la cavité. Il est possible également d'obtenir ce résultat par différents effets physiques non-linéaires. On appelle cela des absorbants saturables virtuels. On citera dans un premier temps les NOLM/NALM [35], [36], qui désignent respectivement les miroirs en boucle optique/amplificatrice non-linéaire (NOLM, de l'anglais Nonlinear Optical Loop Mirror ; NALM, de l'anglais Nonlinear Amplifying Loop Mirror). Le schéma d'une cavité NALM est représentée Figure 11<sup>11</sup> comme suit :

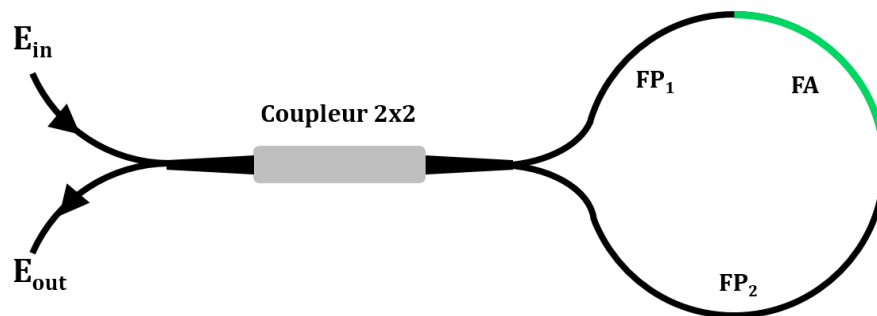


Figure 11 – Schéma de principe d'une cavité basée sur le NALM ;  $E_{in}$  et  $E_{out}$  désignent respectivement le champ d'entrée et le champ de sortie,  $FP_1$  et  $FP_2$  désignent des tronçons de fibres passives et  $FA$  un tronçon de fibre active

Le principe général d'un tel système est le suivant : Un champ  $E_{in}$  entre dans un coupleur 2x2 et se retrouve divisé en 2 avec une répartition définie par le coupleur (généralement 50/50). Les deux ports sont soudés à un unique tronçon de fibre amplificatrice, formant ainsi une boucle. Les deux subdivisions vont alors parcourir la même distance dans la boucle pour revenir chacun au même instant au niveau du coupleur. Néanmoins, en fonction des longueurs de  $FP_1$  et  $FP_2$  ainsi que des propriétés de l'amplificateur fibré<sup>12</sup>, les champs n'ont pas accumulé la même phase non-linéaire dans la boucle et ainsi  $E_{out}$  sera fonction de l'interférence entre les deux champs se recombinant. Les interférences seront gouvernées par la phase non-linéaire de chacun des champs (fonction de l'intensité). La mise en phase des deux champs conduit à une maximisation de  $E_{out}$ , ce qui traduit l'existence d'un mécanisme de verrouillage de modes.

<sup>11</sup> Une cavité NOLM est identique à la cavité NALM à ceci près qu'il n'y a pas de milieu amplificateur dans la boucle. La différence de phase non-linéaire accumulée par les deux champs se propageant dans un sens opposé se fait via le ratio de couplage du coupleur fibré ( $\neq 0.5$ ).

<sup>12</sup> On peut imaginer une cavité entièrement symétrique avec un ratio de couplage 50/50 où l'unique déphasage entre les deux champs est induit par le sens de pompage de l'amplificateur (co ou contra-propagatif).

Dédions quelques lignes également au mécanisme de blocage de modes basé sur l'évolution non-linéaire de la polarisation<sup>13</sup> (NPE, de l'anglais Nonlinear Polarization Evolution) [37], dont le schéma de principe est présenté Figure 12 :

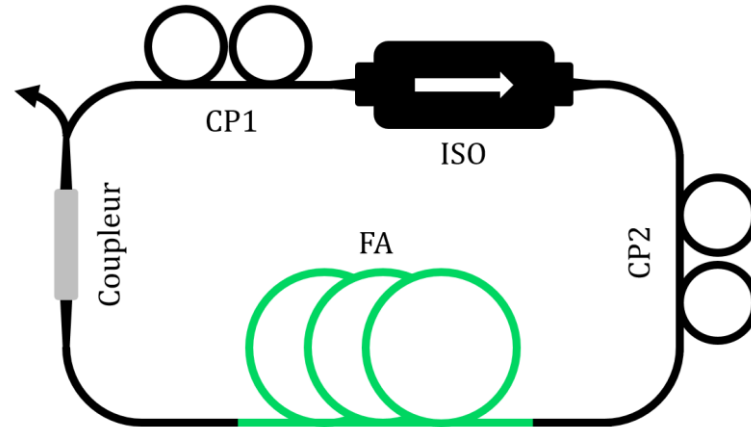


Figure 12 – Schéma de principe d'une cavité basée sur la NPE ; CP1 et CP2 sont des contrôleurs de polarisation, ISO, un isolateur dépendant de la polarisation ; FA, un tronçon de fibre amplificatrice

Notons que dans cette illustration, les fibres ne sont pas à maintien de polarisation<sup>14</sup>. Le fond de cette technique repose sur le changement d'angle de polarisation d'une impulsion polarisée elliptiquement se propageant dans une fibre en fonction de son intensité. Nous précisons que l'isolateur fibré ISO est un isolateur sensible à la polarisation (typiquement linéaire). Les contrôleurs de polarisation CP1 et CP2 sont ajustés de manière à ce qu'une impulsion intense concède moins de pertes sur un tour de cavité qu'un régime continu ou impulsionnel faiblement intense. Cela se traduit concrètement par un CP2 qui induit une polarisation elliptique à l'impulsion. La NPE intervient et le « centre » de l'impulsion voit son angle de polarisation bien plus modifié que « les ailes » de l'impulsion. Le CP1 peut alors être ajusté pour que le centre de l'impulsion se retrouve polarisé linéairement à l'entrée de l'isolateur, ce qui n'est pas le cas des ailes de l'impulsion. Ainsi, l'assemblage des deux contrôleurs de polarisation et d'un isolateur favorise la génération d'impulsions intenses en minimisant les pertes perçues par ces dernières. Ce mécanisme est donc assimilable à un absorbant saturable virtuel.

<sup>13</sup> On parle également de rotation non-linéaire de la polarisation (NPR).

<sup>14</sup> Il est toutefois possible de réaliser ce mécanisme de verrouillage de modes avec des fibres à maintien de polarisation via l'utilisation de rotateur de Faraday.

## 3 Oscillateur Mamyshev

### 3.1 Régénérateur Mamyshev

Nous avons mis de côté un absorbant saturable fibré<sup>15</sup> dans la partie précédente sur lequel peut s'appuyer une cavité à blocage de modes : le régénérateur Mamyshev [38]. Cet absorbant saturable tient son nom du physicien Pavel Mamyshev, qui présente en 1998 une méthode de régénération optique basée sur l'automodulation de phase [39]. A ce moment, l'objectif de Mamyshev est d'améliorer la dynamique signal-bruit dans les réseaux de télécommunication. Le principe de ce régénérateur est illustré Figure 13 :

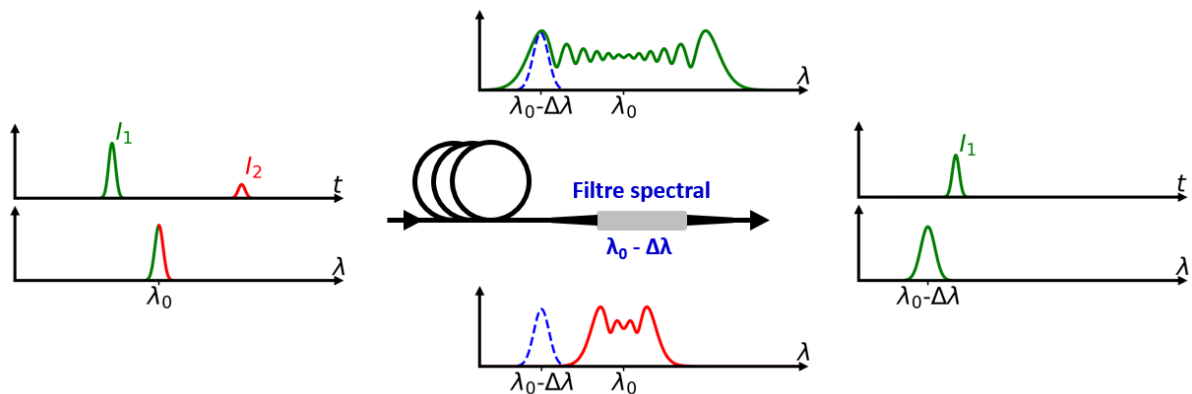


Figure 13 – Schéma de principe du régénérateur Mamyshev

Le principe s'illustre très bien en considérant deux cas : Prenons une impulsion intense, que l'on considérera comme étant le signal, ainsi qu'une impulsion faiblement intense, correspondant typiquement à une impulsion parasite ou du bruit. En se propageant dans une fibre optique passive, les deux impulsions vont accumuler une quantité de phase non-linéaire fonction de leur intensité respective. Comme illustré dans la partie 1.3.1, cette phase non-linéaire accumulée engendrera notamment un élargissement spectral par automodulation de phase. Un filtre optique ayant une bande passante décalée spectralement de la longueur d'onde centrale des deux impulsions de départ est placé en sortie de ce tronçon de fibre optique. L'impulsion « signal » voit son spectre suffisamment élargi pour qu'une partie puisse être transmise par le filtre, ce qui n'est pas le cas de l'impulsion « bruit parasite ». On a donc en sortie l'impulsion signal affaiblie par le filtrage mais surtout l'impulsion parasite complètement filtrée ce qui améliore in fine la qualité du signal. Comme présenté dans la partie précédente, un tel système s'assimile à un absorbant saturable virtuel où les impulsions intenses sont favorisées.

<sup>15</sup> Notons que le blocage de modes par lentille de Kerr n'a pas été présenté car en dehors du cercle des blocages de modes fibrés.

Cet absorbant saturable est qualifié de « quasi-parfait » en comparaison avec d'autres absorbants saturables. Cette différence est illustrée Figure 14.

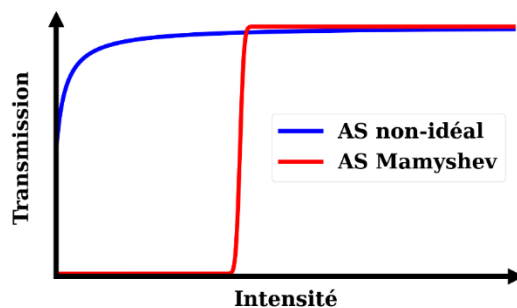


Figure 14 – Illustration de l'absorbant saturable engendré par le régénérateur Mamyshev par rapport à la Transmission classique d'un autre absorbant saturable tel qu'un SESAM.

La courbe bleue est semblable à celle présentée Figure 10 et représente la transmission typique d'un absorbant saturable tel qu'un SESAM. La courbe rouge représente la transmission typique engendrée par le régénérateur Mamyshev. Notons une grande différence entre ces deux courbes : la profondeur de modulation,  $\Delta T$ , introduite précédemment, est typiquement de quelques pourcents à quelques dizaines de pourcents dans le cas d'un SESAM et quasiment 100% pour le cas du régénérateur Mamyshev. Cette profondeur de modulation élevée présente à la fois des avantages et des inconvénients, qui seront discutés dans la suite de ce manuscrit.

### 3.2 Oscillateur Mamyshev : Principe & Etat de l'art

Ce n'est que dix ans plus tard que l'idée d'un oscillateur à blocage de modes basé sur le régénérateur Mamyshev voit le jour [40]. Il est proposé dans cet article d'utiliser deux régénérateurs mis en cascade avec deux filtres décalés en longueur d'onde l'un de l'autre. La cavité résultante, ainsi que certains résultats de simulations, sont présentés Figure 15.

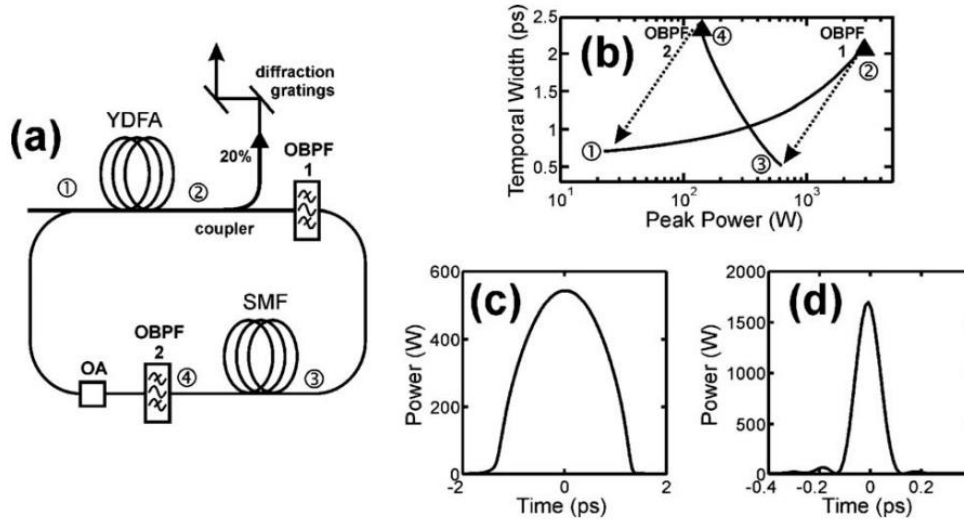


Figure 15 – (a) Schéma de la cavité laser proposé par [40]. (b) Evolution des propriétés impulsionnelles dans la cavité. (c) Impulsion de forme parabolique observée au niveau du coupleur de sortie 20%. (d) Impulsion comprimée après compensation de la dérive en fréquence linéaire. YDFA : Ytterbium Doped Fiber Amplifier ; OBPF : Optical Band-Pass Filter ; SMF : Single Mode Fiber ; OA : Optical Attenuator.

Notons qu'un des régénérateurs Mamyshev mis en cascade est constitué non pas d'une fibre passive mais d'une fibre active. Ceci permettant non seulement d'apporter du gain au système afin de compenser les pertes, mais également d'exacerber les effets non-linéaires tels que la SPM, fondamental pour le principe de Mamyshev. Par ailleurs, cette architecture donne numériquement ici une impulsion stable de forme parabolique ce qui est très intéressant de par la phase non-linéaire supportée par ses impulsions ainsi que la facilité à les comprimer à des durées très proche de leur durée limitée par Transformée de Fourier [41].

Le principe général de fonctionnement d'un oscillateur Mamyshev est illustré Figure 16 :

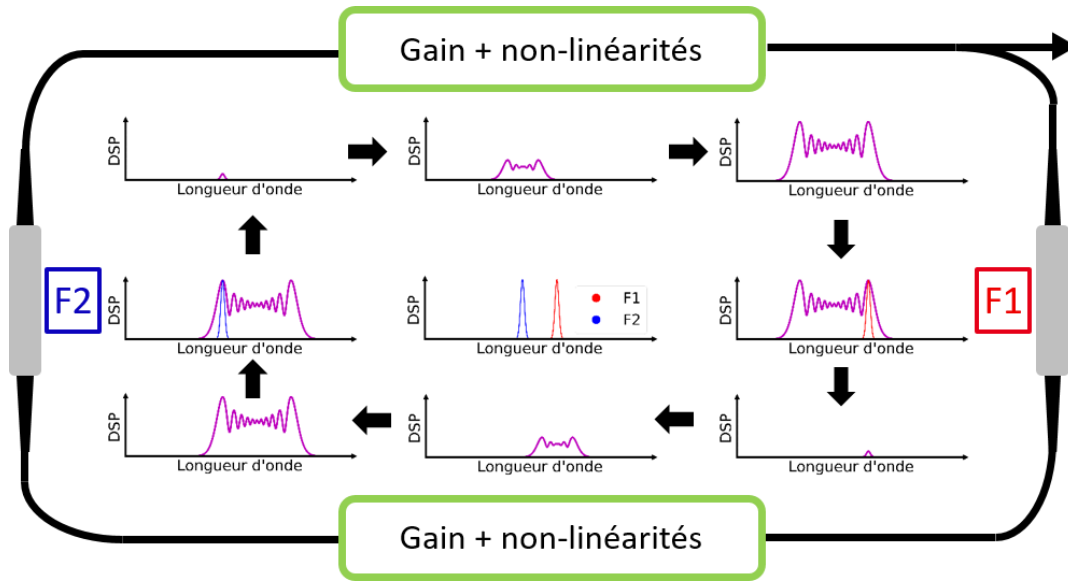


Figure 16 – Principe de fonctionnement d'un oscillateur Mamyshev et évolution typique d'une impulsion au cours d'un tour de cavité dans le domaine spectral

Comme décrit précédemment, les filtres optiques F1 et F2 sont décalés en longueur d'onde et ont une largeur spectrale suffisamment faible pour ne pas se recouvrir. Cela implique d'office qu'aucun régime continu ne peut être instauré dans une telle cavité (le spectre d'un signal continu n'étant pas capable de s'élargir par automodulation de phase<sup>16</sup>). Dans le cas d'un régime impulsionnel, il apparaît trivialement que l'écart spectral entre les deux filtres impose à l'impulsion une certaine intensité minimale. La phase non-linéaire accumulée étant définie par l'équation (Eq. I. 33), plus l'écart entre les filtres est important, plus l'élargissement spectral par SPM doit être important et donc implique une intensité importante (car  $\gamma L$  fixé). Ce système est pensé totalement différemment par rapport à l'état de l'art : les oscillateurs fibrés à blocage de modes sont limités en intensité crête délivrable par rapport à ceux en espace libre, principalement à cause de la quantité d'effets non-linéaires générée. Il est possible d'élaborer un système qui s'appuiera sur les effets non-linéaires plutôt que de les « subir » afin de tirer avantage des fibres optiques [13].

La propagation d'une impulsion une fois le régime de blocage de modes établi étant décrite, il subsiste une question très fondamentale et souvent problématique sur les oscillateurs à blocage de modes : comment générer ces impulsions ? Ou autrement dit : comment assurer le démarrage de cet oscillateur impulsionnel ? Classiquement, le régime de blocage de modes est assuré en partant d'un régime multimode libre puis la génération de surintensités peut venir favoriser le blocage de modes. Dans le cas d'un oscillateur Mamyshev, le régime multimode libre ne peut être établi, sauf si la combinaison du gain du/des amplificateur(s) et du recouvrement des filtres le permet.

<sup>16</sup> C'est strictement vrai dans le cas d'un signal continu monomode. C'est plus discutable si le signal continu est multimode où les surintensités d'un régime multimode libre pourraient donner lieu à un léger élargissement spectral par SPM. C'est d'ailleurs sur ce principe que s'appuie le démarrage de ces oscillateurs.

Cette limitation résulte de la forte profondeur de modulation caractéristique de cet absorbant saturable. Différentes méthodes ont donc dû être mises en œuvre pour initier le régime de blocage de modes. On citera notamment :

- Injection d'une impulsion/d'un train d'impulsion [42], [43], [44], [45], [46] : C'est la méthode qui fonctionne le mieux et qui est généralement utilisée pour démontrer que la cavité permet le blocage de modes avant d'envisager des stratégies d'autodémarrage. Néanmoins, ce procédé est peu satisfaisant car il nécessite une autre source laser. Le schéma suivant, Figure 17, présente le démarrage d'un oscillateur Mamyshev par injection d'un train d'impulsion généré par un laser micro-chip (valorisé car présentant plusieurs aspects pratiques) [47].

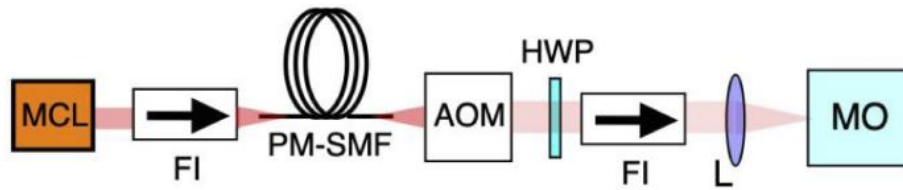


Figure 17 – Montage expérimental mis en œuvre pour démarrer un oscillateur Mamyshev par utilisation d'un laser micro-chip (MCL). FI : Fiber Isolator ; PM-SMF : Polarization Maintaining-Single Mode Fiber ; AOM : Acousto-Optic Modulator ; HPW : Half Wave-Plate ; L : Lens ; MO : Mamyshev Oscillator.

- Construction d'une sous-cavité dédiée au démarrage (on parle souvent de bras annexe). Il s'agit d'une méthode plus intégrée que celle décrite précédemment. La sous cavité créée inclue un absorbant saturable tel qu'un SESAM ou la NPE [48], [49]. Ces absorbants saturables ayant une profondeur de modulation moins importante, cette sous-cavité permet d'établir un régime multimode libre puis d'initier le blocage de modes. Par suite, les impulsions générées sont en mesure de survivre dans la cavité principale de l'oscillateur Mamyshev. Suivant les architectures, on pourra utiliser un miroir amovible pour retirer le bras annexe une fois le blocage de modes établi. La Figure 18 illustre deux oscillateurs Mamyshev démarrés par construction d'un bras annexe basé sur la NPE (a) [49] et sur un SAM (de l'anglais, *Saturable Absorber Mirror*) (b) [50].

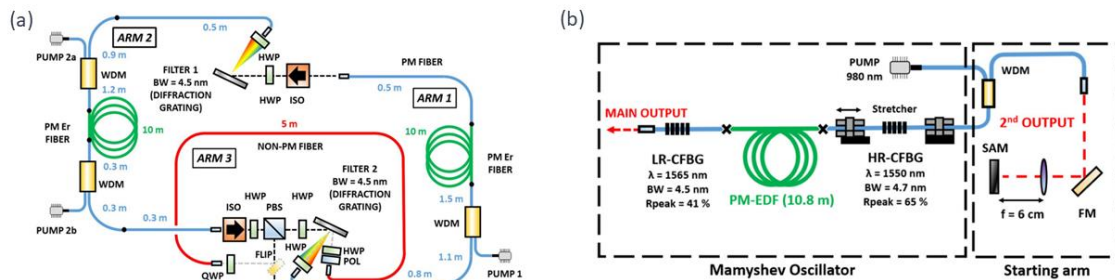


Figure 18 – (a) illustration du démarrage d'un oscillateur Mamyshev par introduction d'une sous cavité incluant la NPE [49] (Arm 3 représenté en rouge par la fibre non PM). (b) illustration du démarrage d'un oscillateur Mamyshev par introduction d'une sous cavité incluant un SAM [50] (Starting arm)

- Rapprochement des filtres spectraux de l'oscillateur Mamyshev et/ou modulation d'une diode de pompe [19], [51], [52] : le fonctionnement standard de l'oscillateur Mamyshev prévoit de ne pas permettre l'instauration d'un régime multimode libre. En rapprochant<sup>17</sup> les filtres l'un de l'autre, on détériore la profondeur de modulation de l'absorbant saturable et on permet alors l'établissement d'un régime continu. Pour certaines architectures, cela suffit à démarrer [53]. Sinon de manière plus courante, une perturbation à l'échelle du système est engendrée, en modulant le courant d'une diode de pompe d'un amplificateur fibré. La modulation importante permet la génération de surintensités très élevées ce qui rend possible l'initiation du blocage de modes. Il s'agit d'un processus très semblable au blocage de modes par inversion du facteur Q (de l'anglais Q-switch mode-locking). Une fois le blocage de modes établi, il est fréquent que régime impulsif et continu coexistent. Pour pallier à ce régime intermédiaire, on éloigne les filtres ce qui permet d'inhiber le régime continu [51]. Ajoutons que le régime impulsif établi n'est pas forcément le régime fondamental (souvent le régime que l'on cherche à établir), cela peut être un régime multi-impulsif ou harmonique. Ces derniers régimes sont souvent rencontrés et il est possible d'obtenir le régime fondamental depuis ces régimes en augmentant l'écart entre les filtres/baissant la puissance de pompe du/des amplificateur(s) [54]. Notons que dans certains cas, il est possible de démarrer et faire fonctionner l'oscillateur nominale pour une unique position des filtres [55]. Cela permet d'avoir une architecture la plus simple possible et de ne démarrer que par l'intermédiaire de la modulation de pompe. Néanmoins, le bruit de phase et d'intensité est moins bon lorsque les filtres sont proches/se recouvrent [56], ce qui peut être néfaste pour certaines applications. La Figure 19 illustre le principe général de cette méthode [57].

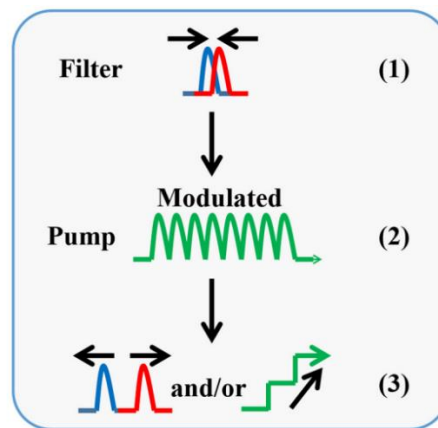


Figure 19 – Illustration de la méthode de démarrage par rapprochement des filtres et/ou modulation d'une diode de pompe. Illustration issue de [57], méthode présentée par [51]

<sup>17</sup> Nécessite des filtres accordables en longueur d'onde.

- Utilisation de la NPE : En ajoutant deux contrôleurs de polarisation dans l'oscillateur Mamyshev en combinaison d'un isolateur dépendant de la polarisation, il a été démontré qu'il est possible d'initier le blocage de modes [58], [59], [60], [61]. Le principe a été explicité un peu plus en détail dans la partie 2.3.2. Il s'agit en quelque sorte d'une amélioration du second point où il n'y a cette fois-ci pas de sous-cavité. La Figure 20 représente un oscillateur Mamyshev incluant des contrôleurs de polarisation (PC) afin de mettre en œuvre la NPE.

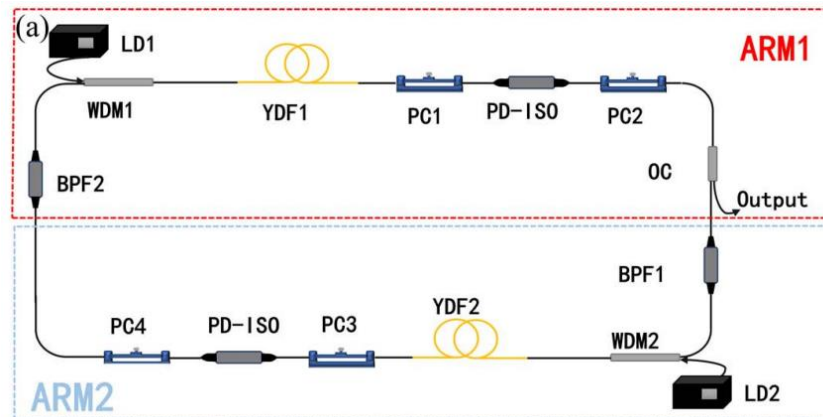


Figure 20 – Oscillateur Mamyshev démarré par NPE [60]

- Ajout d'une sous-cavité amplificatrice à rétroaction automatique : ce démarrage a été démontré en 2024 [62]. Une sous-cavité est installée autour d'un amplificateur de l'oscillateur Mamyshev, permettant de créer un régime multimode libre. Ce régime multimode libre est envoyé dans la cavité principale de l'oscillateur et permet le blocage de modes en ajustant finement les paramètres de la cavité. Cette méthode améliore le second point où il n'y a cette fois-ci plus d'absorbant saturable dans la sous-cavité.

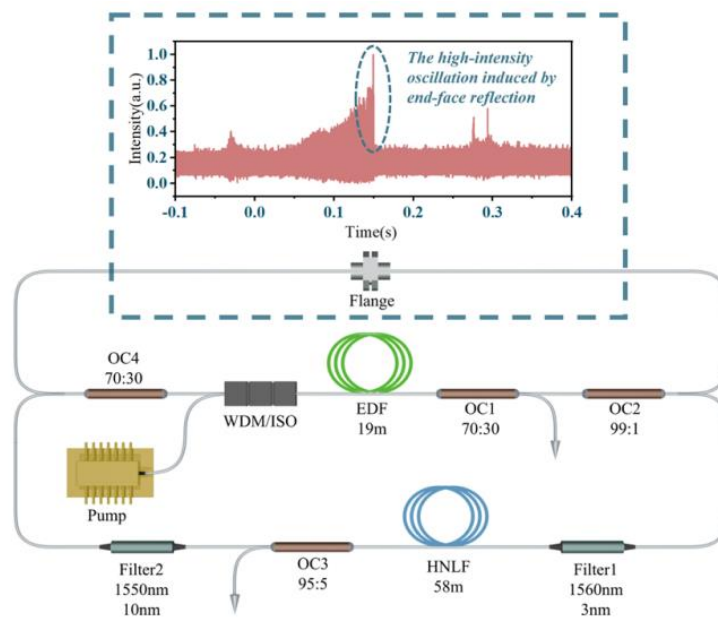


Figure 21 – Oscillateur Mamyshev incluant une sous-cavité amplificatrice à rétroaction automatique [62]

- Démarrage uniquement par amplification du bruit : il s'agit d'une variante simplificatrice du troisième point. Il est possible d'initier le blocage de modes avec des filtres proches uniquement en pompant très fortement les deux amplificateurs et ainsi générer un fort régime multimode libre [63]. Bien qu'il s'agisse du démarrage le plus enviable pour un oscillateur à blocage de modes, une seule publication présente un tel démarrage, témoignant de la difficulté d'obtenir un tel point de fonctionnement.

Comme présenté, de nombreuses solutions pour permettre l'autodémarrage d'un oscillateur Mamyshev existent et ont été démontrés. Cela étant, il est important de souligner que la grande majorité des publications présentent un oscillateur Mamyshev démarrant avec injection d'un train d'impulsions externe, et ce même en 2025. Il convient de noter que le démarrage par NPE tend à se généraliser, en raison de sa mise en œuvre simple et peu coûteuse. En effet, les méthodes telles que la modulation de pompe ou l'ajustement des filtres nécessitent du matériel qui peut être coûteux (générateur de formes d'ondes arbitraire, filtres accordables fibrés<sup>18</sup>)

Les premières démonstrations expérimentales d'un tel oscillateur voient le jour au milieu des années 2010 [64], [65]. Les performances de ces oscillateurs sont, dans un premier temps, modestes, mais ces premières démonstrations ouvrent la voie à des optimisations pour la montée en énergie/puissance crête. Aujourd'hui en 2025, un état de l'art des performances délivrées par des oscillateurs Mamyshev est présenté Figure 22 dans un diagramme [Energie ; Cadence] :

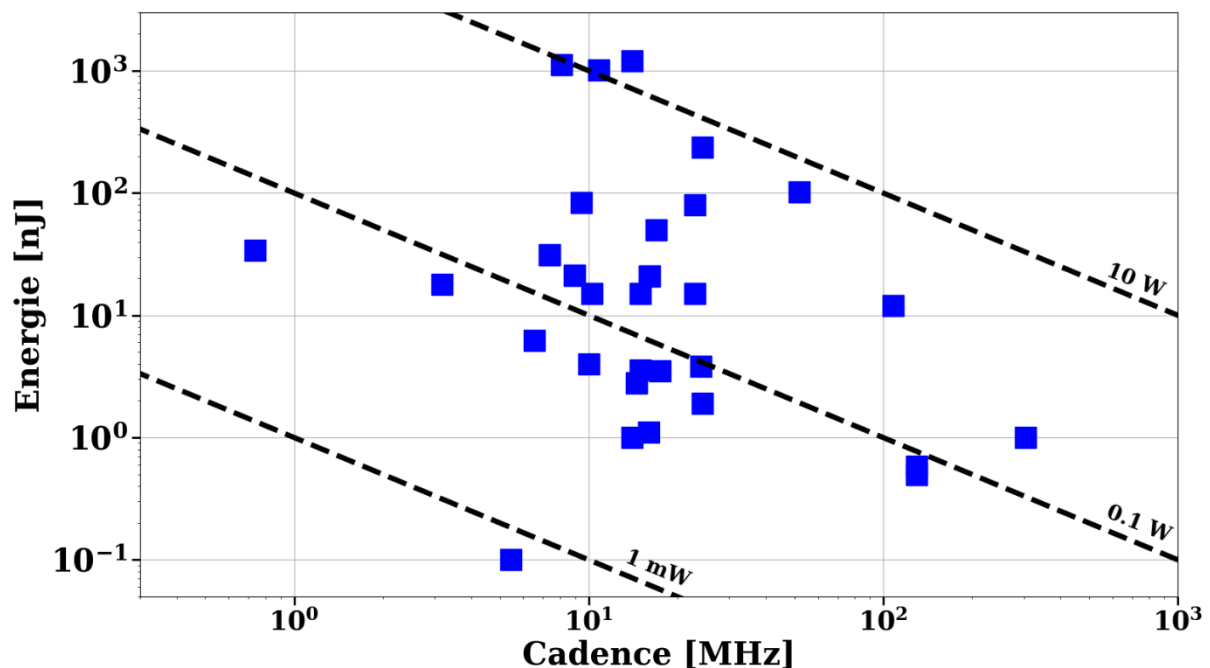


Figure 22 - Etat de l'art des performances délivrées par des oscillateurs Mamyshev représentées dans un diagramme [Energie ; cadence]. [14], [66]

<sup>18</sup> Fibré ici dans le sens « avec entrée/sortie fibrée »

Dans cet état de l'art, toutes les longueurs d'onde d'émissions sont confondues. Il est intéressant de souligner que l'oscillateur Mamyshev a suscité de l'intérêt à de nombreuses longueurs d'onde :  $1\text{ }\mu\text{m}$  [67],  $1.5\text{ }\mu\text{m}$  [68],  $2\text{ }\mu\text{m}$  [69] et plus récemment à  $0.9\text{ }\mu\text{m}$  [53], ce qui a permis, pour chacune de ces longueurs d'onde, de considérablement améliorer l'état de l'art en terme d'énergie délivrées par des oscillateurs fibrés. Soulignons également que les performances de cet état de l'art dont la cadence surpasse  $52\text{ MHz}$  [55] sont toutes issues d'oscillateur Mamyshev fonctionnant en régime harmonique [19], [70]. Ce régime permet d'augmenter la cadence d'un oscillateur tout en conservant sa longueur de cavité. La possibilité de fonctionner en régime harmonique n'est pas propre aux oscillateurs Mamyshev et est couramment observé dans les cavités à blocage de modes, qu'importe le mécanisme pour y parvenir. Enfin, les performances renseignées confondent les architectures partiellement fibrées et toutes fibrées. Le caractère tout fibré est un critère essentiel notamment dans l'industrie car une architecture toute fibrée est réputée pour être robuste, moins chère et peu sensibles aux conditions extérieures. Par ailleurs, il n'y a pas de contraintes d'alignement dans la fabrication et même de désalignement au cours du temps, ce qui implique un entretien moins récurrent. Cela étant, les meilleures performances recensées utilisent généralement des fibres optiques uniquement pour les amplificateurs (fort gain, fort confinement pour la SPM, bonne dissipation thermique) et le filtrage est réalisé en espace-libre avec typiquement des réseaux de diffraction (Tenue au flux, qualité de filtrage, taux d'extinction, accordabilité). Chaque technologie est en somme utilisée de manière optimale pour donner les meilleures performances en sortie de l'oscillateur.

La Figure 22 met en avant la capacité des oscillateurs Mamyshev à délivrer des impulsions énergétiques (entre  $1$  et  $100\text{ nJ}$  en moyenne) à basse cadence (autour de  $10\text{ MHz}$ ). Notons qu'il existe aujourd'hui trois grandes architectures de l'oscillateur Mamyshev, représentées Figure 23 : linéaire (a), en anneau à deux amplificateurs (b) et en anneau à un amplificateur (c).

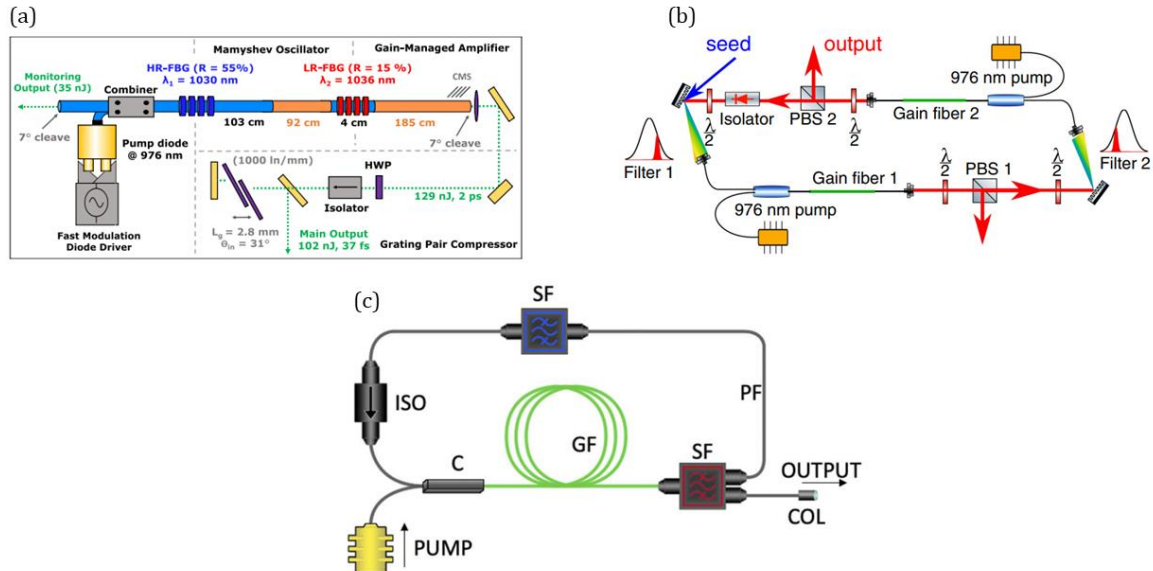


Figure 23 – Trois principales architectures Mamyshev développées expérimentalement, classées par ordre historique de développement expérimental. (a) Oscillateur Mamyshev linéaire, figure extraite de [55]. (b) Oscillateur Mamyshev en anneau à deux amplificateurs, figure extraite de [71]. (c) Oscillateur Mamyshev en anneau à un amplificateur, figure extraite de [72].

- L'oscillateur Mamyshev linéaire voit le jour expérimentalement en 2015 [65] et les performances optiques les plus remarquables issues de cette architecture sont sûrement de Boulanger et al [55], qui ont développé une source impulsionnelle à 1  $\mu\text{m}$  délivrant plus de 5 W de puissance moyenne à une cadence de 52 MHz après compression externe en espace-libre. Les impulsions sont alors de 37 fs après déconvolution.
- En 2017, l'oscillateur Mamyshev en anneau à deux amplificateurs est présenté [73]. De nombreux systèmes ont été développées selon cette architecture. Nous citerons les performances remarquables de Liu et al [71] qui délivrent, après compression, des impulsions supérieures à 1 MW de puissance crête (50 nJ, 40 fs). C'est la première fois qu'une telle intensité crête est délivrable directement en sortie d'un oscillateur fibré (moyennant un compresseur en espace-libre). La puissance crête maximale délivrée par un oscillateur Mamyshev est aujourd'hui de 13 MW, réalisée par Liu et al [74] (1.12  $\mu\text{J}$ , 41 fs). Lin et al ont quant à eux délivré la plus forte puissance moyenne directement en sortie de l'oscillateur, 17 W, en utilisant des fibres très large cœur avec une forte concentration en dopant [75]. Concernant la durée d'impulsion la plus courte, l'intégration d'une fibre non-linéaire dans une cavité Mamyshev par Ma et al [76] permet de descendre à des durées de 17 fs. Enfin, concernant la cadence, cette architecture à deux amplificateurs permet de générer, avant nos travaux, des impulsions à une cadence maximale de 24 MHz en régime fondamental [45] et 395 MHz en régime harmonique [63].
- En 2022, la dernière déclinaison de l'oscillateur Mamyshev voit le jour. Sur cette architecture, nous citerons les performances de deux systèmes [72], [77]. Le premier système, auto démarrant et entièrement fibré, délivre des impulsions d'énergie 80 nJ d'une durée de 40 fs<sup>19</sup> (1.5 MW estimé) à une cadence de 23 MHz. Pour un système entièrement fibré et autodémarrant, il s'agit d'une performance remarquable et révolutionnaire. Wang et al proposent un système entièrement fibré délivrant des impulsions de 150 nJ à une cadence de 9 MHz. En changeant la configuration de leur système pour augmenter la puissance moyenne, ils parviennent à délivrer en régime harmonique, des impulsions de 77 nJ à une cadence de 44 MHz, correspondant à une puissance moyenne de 3.4 W. Ils menèrent également sur ce système des études sur le bruit de phase et d'intensités [78]. Comme constaté lors des études de Poeydebat [56] sur une architecture en anneau à deux amplificateurs, les oscillateurs Mamyshev présentent un bruit supérieur aux autres mécanismes de blocage de modes.

---

<sup>19</sup> Après compression en espace-libre

## **II. Définition de l'architecture de l'oscillateur Mamyshev adaptée à nos objectifs**

Ce chapitre a pour objectif dans un premier temps de valider numériquement le fonctionnement d'un oscillateur Mamyshev à haute cadence (40 MHz). Etant donné qu'il existe 3 architectures de l'OM à ce jour, nous proposons d'étudier chacune de ces architectures. Dans un second temps, un bilan comparatif des 3 architectures est réalisé afin de choisir l'architecture la plus adaptée pour répondre à nos objectifs.

La première partie de ce chapitre sera dédiée à la description du code de simulation réalisé par Olivier Vanvincq du laboratoire PhLAM.

Dans une seconde partie, nous présenterons des résultats numériques sur les 3 architectures présentées dans la partie II.3.2 à une cadence de 40 MHz en prenant en compte les contraintes expérimentales (longueur de fibre entre chaque composant, pertes d'insertion, ...). Nous choisirons à l'issue de cette partie une seule architecture sur laquelle nous mènerons les travaux futurs.

# 1 Description succincte du code de simulation

Une partie des résultats obtenus dans cette thèse repose sur des simulations numériques, qui constituent un outil puissant permettant d'explorer des régimes paramétriques difficilement accessibles expérimentalement, ou impliquant des coûts prohibitifs. Au cours de ces travaux, un code de simulation développé par Olivier Vanvincq, chercheur au laboratoire PhLAM, a été utilisé.

Ce code permet de modéliser la propagation et l'amplification d'une impulsion ultracourte dans une fibre optique, en résolvant simultanément l'équation d'inversion de population et l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée (GNLSE), présentée en section 1.5 du chapitre précédent, équation (Eq. I. 42). La résolution numérique repose sur la méthode « *fourth-order Runge-Kutta in the interaction picture* » avec un pas adaptatif. Il convient de noter que l'autoraidissement de l'impulsion est approximé dans la formulation de la GNLSE, tandis que le code de simulation prend explicitement en compte la dépendance spectrale du coefficient non-linéaire.

N'ayant pas participé au développement de ce code, la structure détaillée de ce dernier ne sera pas abordée dans le manuscrit. Celui-ci s'appuie néanmoins sur la référence [79]. Toutefois, afin de permettre au lecteur de cerner les limitations du code de simulation utilisé, quelques points/approximations sont explicités ci-après.

## 1.1 Paramètres généraux

### 1.1.1 Environnement numérique

Les simulations présentées dans ce chapitre reposent sur un protocole identique : une impulsion initiale est injectée dans une cavité donnée, puis sa propagation est simulée afin de déterminer si elle converge vers une solution stationnaire après un certain nombre de tours. Le Tableau 1 synthétise les paramètres généraux du modèle numérique utilisé.

| Paramètre        | Valeur            |
|------------------|-------------------|
| Plage spectrale  | [ 840 ; 1330 ] nm |
| Plage temporelle | [ -250 ; 250 ] ps |
| Nombre de points | $2^{16}$          |
| Précision RK4    | $10^{-4}$         |

Tableau 1 – Paramètres généraux de simulations

### 1.1.2 Impulsion initiale

Dans les prochaines simulations<sup>20</sup>, l'impulsion initiale présente une enveloppe temporelle gaussienne, avec une puissance crête de 1 kW et une durée de 1 ps limitée par la transformée de Fourier. Elle est centrée à 1030 nm, cette longueur d'onde définissant la pulsation centrale  $\omega_0$ , autour de laquelle sont centrés les effets pris en compte dans la GNLSE ( $\Omega = \omega - \omega_0$ ).

<sup>20</sup> Certaines études dans les prochains chapitres mettront en jeu des conditions initiales différentes, qui seront précisées au cas par cas.

## 1.2 Fibres optiques

Les fibres optiques modélisées dans le code de simulation sont définies à partir des fiches techniques des fabricants, en supposant une structure à saut d'indice. Trois fibres commerciales sont utilisées dans ce chapitre : la fibre passive PM980, la fibre passive PM1060L et la fibre dopée Yb1200-10/125DC(-PM). Le Tableau 2 présente leurs caractéristiques principales.

|                             | PM980                                     | PM1060L                                   | Yb1200-10/125DC(-PM)                                                                             |
|-----------------------------|-------------------------------------------|-------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $\beta_2 @ 1030 \text{ nm}$ | $23 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$    | $20.5 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$  | $20 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$                                                           |
| $A_{eff} @ 1030 \text{ nm}$ | $30 \mu\text{m}^2$                        | $64 \mu\text{m}^2$                        | $85 \mu\text{m}^2$                                                                               |
| $\gamma @ 1030 \text{ nm}$  | $4.5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ | $2.1 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ | $1.6 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$                                                        |
| Pertes $\alpha$             | $2.5 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$     | $5 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$       | $15 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$                                                             |
| Absorption @ 976 nm         |                                           |                                           | $7.4 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$ (Gaine)<br>$\sim 950 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$ (Cœur) |

Tableau 2 – Caractéristiques des fibres optiques utilisées dans les simulations.

Les pertes aux soudures des fibres sont supposées négligeables et ne sont donc pas prises en compte.

## 1.3 Composants optiques

Différentes approximations ont été adoptées pour la modélisation des composants optiques :

- Ils sont considérés infiniment fins spatialement
- Les pertes d'insertion (IL, de l'anglais *Insertion Loss*) sont considérées indépendantes de la longueur d'onde.

Le Tableau 3 présente les valeurs utilisées en simulation.

|         | FBG | Filtre | WDM/C | ISO | Coupleur |
|---------|-----|--------|-------|-----|----------|
| IL (dB) | 0   | 2      | 1     | 2   | 0.5      |

Tableau 3 – Pertes d'insertion (IL) des différents composants optiques utilisés en simulation

Enfin, seuls des FBGs (*Fiber Bragg Gratings*) sans application de phase spectrale sont considérés (cas d'un CFBG (*Chirped Fiber Bragg Grating*)).

## 2 Architectures de l'oscillateur Mamyshev entièrement fibré à 40 MHz

L'objectif principal de ces travaux de thèse, tel qu'annoncé en introduction, est d'explorer le potentiel des oscillateurs Mamyshev (OM) pour la génération d'impulsions ultracourtes (de l'ordre de la picoseconde en sortie d'oscillateur et sub-100 fs après compression) et énergétiques (dans la gamme nanojoule) à une fréquence de répétition élevée (40 MHz).

L'état de l'art présenté en section 3.2 du chapitre précédent met en évidence trois configurations distinctes de l'OM, qui ont toutes été considérées dans le cadre de cette étude afin d'identifier l'architecture la plus adaptée à nos objectifs. Cette section présente les résultats des simulations numériques réalisées pour chacune de ces configurations. Une analyse comparative des trois architectures sera ensuite menée, conduisant à la sélection d'une architecture optimisée pour la suite des travaux.

Il convient de préciser que ces études numériques ne visent pas à dimensionner précisément un système expérimental, mais plutôt à mettre en évidence les tendances générales de fonctionnement en fonction des paramètres de la cavité, ainsi qu'à identifier les paramètres clés influençant les performances de l'oscillateur.

Dans un premier temps, l'étude numérique a pour objectif de vérifier la capacité de chacune des trois architectures à fonctionner à une cadence de 40 MHz. Une fois cette condition validée, nous nous sommes fixé un second objectif : optimiser la forme temporelle de l'impulsion en sortie, en privilégiant une enveloppe temporelle de forme parabolique en raison de ses propriétés spécifiques, qui ont été détaillées dans le chapitre précédent, section 3.2.

### 2.1 Oscillateur Mamyshev linéaire

#### 2.1.1 Description de l'architecture linéaire

L'oscillateur Mamyshev linéaire met en jeu, dans sa configuration entièrement fibrée la plus intégrée<sup>21</sup>, des réseaux de Bragg fibrés (FBG, de l'anglais *Fiber Bragg Grating*). La Figure 24(a) représente une architecture typique de l'OM linéaire. Les FBGs présentent des propriétés de réflexion et de transmission telles que représentées Figure 24(b). Ces propriétés permettent de coupler la pompe au sein de la fibre amplificatrice et d'extraire le signal de la cavité. Technologiquement, les FBGs présentent de nombreux paramètres ajustables<sup>22</sup> : longueur d'onde centrale, largeur FWHM de réflexion, réflexion maximale mais aussi dispersion (CFBG, de l'anglais *Chirped Fiber Bragg Grating*). Notons qu'il n'y a évidemment pas d'isolateur optique dans la cavité laser en raison de la propagation bi-directionnelle de l'impulsion dans la cavité.

---

<sup>21</sup> On pourra trouver dans la littérature des configurations avec filtres en transmission + miroirs (espace-libre) [51] ou filtres en transmission + circulateurs afin de reboucler (fibré) [68].

<sup>22</sup> Le caractère ajustable désigne ici le contrôle de nombreux paramètres vis-à-vis de l'impulsion et non pas le côté accordable du composant.

Finalement, la cavité de l'OM linéaire entièrement fibrée peut être constituée uniquement de deux FBGs et un amplificateur fibré. La fréquence de répétition est régie par la longueur de fibre entre les deux FBGs,  $L_{\text{cavité}}$ . Concernant le mécanisme de l'OM, l'architecture est différente de celle utilisée pour décrire le principe partie I.3.2. Les deux régénérateurs Mamyshev partagent cette fois-ci les mêmes tronçons de fibre et ce sont les FBGs qui font office de filtres en réflexion.

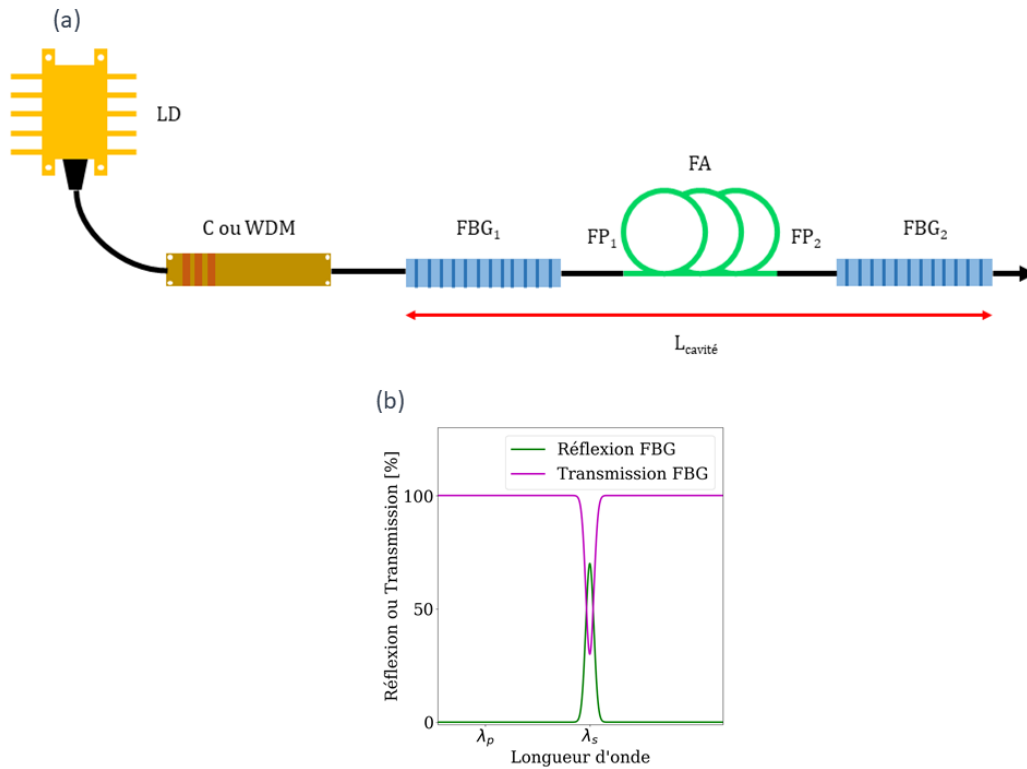


Figure 24 – (a) Représentation schématique d'un oscillateur Mamyshev linéaire. LD : diode laser ; C : Combineur ; WDM : (dé-) multiplexeur en longueur d'onde ; FBG : réseau de Bragg fibré ; FP : fibre passive ; FA : fibre amplificatrice ;  $L_{\text{cavité}}$  : Longueur de la cavité. (b) Représentation typique de la réflexion (courbe verte) et de la transmission (courbe magenta) d'un FBG.

### 2.1.2 Dimensionnement de la cavité linéaire simulée

Le Tableau 4 présente l'ensemble des paramètres de simulation. La fibre amplificatrice (FA) est la fibre Yb1200-10/125DC(-PM) et les deux tronçons de fibre passive (FP<sub>1</sub> et FP<sub>2</sub>) sont des fibres PM1060L. Les caractéristiques de ces fibres sont présentées en section 1.2. Notons que l'ensemble des composants simulés avec leurs paramètres associés sont réalistes et accessibles facilement.

| Composant              | Caractéristique | Valeur               |
|------------------------|-----------------|----------------------|
| <b>FA</b>              | Fibre           | Yb1200-10/125DC(-PM) |
|                        | Longueur        | 1 m                  |
|                        | Pompage         | Gaine                |
|                        | $P_{pompe}$     | 3 W                  |
| <b>FP<sub>1</sub></b>  | Fibre           | PM1060L              |
|                        | Longueur        | 1.43 m               |
| <b>FP<sub>2</sub></b>  | Fibre           | PM1060L              |
|                        | Longueur        | 0.15 m               |
| <b>FBG<sub>1</sub></b> | Réflectivité    | 70 %                 |
|                        | Profil          | Gaussien             |
|                        | FWHM            | 2 nm                 |
|                        | $\lambda_c$     | 1030 nm              |
| <b>FBG<sub>2</sub></b> | Réflectivité    | 20 %                 |
|                        | Profil          | Gaussien             |
|                        | FWHM            | 2 nm                 |
|                        | $\lambda_c$     | 1036 nm              |

Tableau 4 - Paramètres de simulation utilisés pour l'OM linéaire opérant à 40 MHz

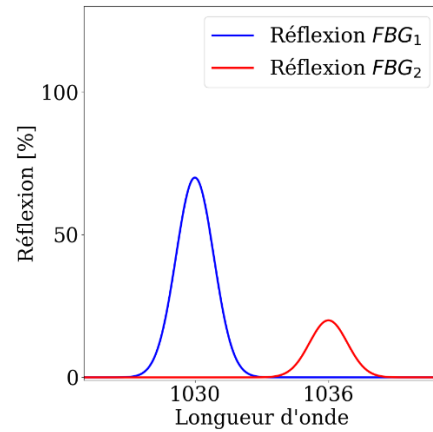


Figure 25 - Courbes de réflexion spectrale du FBG<sub>1</sub> (bleue) et du FBG<sub>2</sub> (rouge).

La Figure 25 présente les courbes de réflexion de chacun des FBGs associées aux paramètres de simulation. La cavité est constituée de 2.58 m de fibre de silice ( $n_0 \approx 1.45$ ) ce qui correspond en architecture linéaire à une fréquence de répétition  $f = 40$  MHz. Enfin, le pompage de l'amplificateur fibré est co-propagatif au signal dans le sens (FBG<sub>1</sub>  $\rightarrow$  FBG<sub>2</sub>) et contra-propagatif dans le sens opposé.

La cavité simulée présente une dissymétrie importante considérant les longueurs de fibre FP<sub>1</sub> et FP<sub>2</sub> ce qui n'est objectivement pas la configuration la plus simple. En réalité, il est possible de trouver numériquement des points de fonctionnement pour de nombreuses configurations de FP<sub>1</sub> et FP<sub>2</sub>. Cette configuration précise est donc réalisée pour répondre à notre objectif secondaire d'obtention d'impulsions paraboliques.

Bien que ce rapport de longueur entre  $FP_1$  et  $FP_2$  soit important ( $\sim 10$ ) et peu intuitif, soulignons le fait que penser à une cavité non symétrique concernant les tronçons de fibres passives est naturel. L'architecture linéaire oblige les deux régénérateurs Mamyshev (RM) à être de même longueur et impose la propagation bidirectionnelle de l'impulsion dans l'amplificateur fibré. D'un point de vue phase non-linéaire accumulée, celle-ci est moins importante dans une configuration de pompage contra-propagatif que co-propagatif [80]. Etant donné que notre objectif est d'accumuler une phase non-linéaire importante dans chaque RM, il apparaît naturellement que l'on peut augmenter la phase non-linéaire accumulée dans le sens contra-propagatif en augmentant la longueur de fibre après amplification ( $FP_1$ ) et donc réduire  $FP_2$  pour conserver la cadence de 40 MHz. Concernant les paramètres des FBGs, nous choisissons de nous limiter à une réflectivité FWHM maximale de 2 nm. Au-delà, un compromis est nécessaire avec la réflectivité maximale des FBGs [81]. Il s'agit ici d'une contrainte expérimentale dans la réalisation du FBG. S'il s'avérait que ce compromis est limitant pour le fonctionnement de l'OM à 40 MHz, il serait toujours possible d'utiliser des CFBGs, qui permettraient d'augmenter la largeur FWHM de bande sans abaisser la réflectivité maximale. A propos de la réflectivité des FBGs, un point de vigilance apparaît au niveau du  $FBG_2$  car celui-ci fait office de filtre mais également de coupleur de sortie. Cela implique donc de considérer deux aspects pour choisir la réflectivité appropriée. Une forte réflectivité conduit à une minimisation des pertes et une augmentation de la phase non-linéaire, mais crée également un creux dans le spectre de l'impulsion en sortie de l'oscillateur. Dans le cas d'impulsions chirpées, cela peut conduire à une déformation de l'impulsion dans le domaine temporel voir même à une scission [55]. En revanche, une faible réflectivité préservera l'impulsion transmise en sortie de l'oscillateur mais augmentera les pertes intra-cavité. Nous avons plus de flexibilité au niveau du  $FBG_1$  car nous n'exploiterons pas la sortie au niveau de celui-ci<sup>23</sup>. En ce sens, utiliser une forte réflectivité n'est pas un problème. La longueur d'onde centrale du  $FBG_1$ , fixée à 1030 nm, répond à notre objectif d'obtenir une impulsion en sortie oscillateur centrée à 1030 nm. Le  $FBG_2$  est centré à 1036 nm de sorte à garder une forte proximité entre les filtres sans permettre d'instaurer un régime continu. La proximité entre les deux filtres résulte du caractère doublement néfaste du fonctionnement à haute cadence pour l'accumulation de phase non-linéaire que l'on désire : l'énergie par impulsion diminue à haute cadence à puissance moyenne équivalente, tout comme la longueur de propagation. Enfin, nous avons choisi d'utiliser un amplificateur fibré pompé par la gaine pour associer à cette cadence élevée de 40 MHz une forte puissance moyenne en sortie de l'oscillateur. La longueur de la fibre amplificatrice est fixée à 1 m. Notons qu'il ne s'agit pas forcément du meilleur choix concernant l'accroissement des effets non-linéaires dans la cavité par rapport à l'utilisation d'un amplificateur pompé par le cœur. En effet, le pompage gaine permet d'utiliser des diodes de pompe bien plus puissantes qu'en pompage cœur ce qui donne généralement un gain plus important mais l'absorption linéique de la pompe est bien plus faible. C'est notamment pour cela que les amplificateurs fibrés pompés gaines sont plus longs que les amplificateurs fibrés pompés cœur. Il n'est pas trivial d'estimer quel type de pompage permettra d'accumuler le plus de phase non-linéaire dans la cavité, nous avons donc choisi dans un premier temps l'architecture permettant de délivrer le plus de puissance moyenne en sortie.

<sup>23</sup> Notons qu'il est possible d'avoir la sortie également au niveau du  $FBG_1$ , ou même d'utiliser les deux sorties. Auquel cas, le dimensionnement de la cavité et des FBGs est à ajuster.

### 2.1.3 Résultats de simulation

Dans un premier temps, nous ne prendrons pas en compte l'émission spontanée amplifiée (ASE, de l'anglais *Amplified Spontaneous Emission*) ni la diffusion Raman stimulée (SRS, de l'anglais *Stimulated Raman Scattering*). Nous reviendrons ultérieurement sur la justification de ces non-prises en compte.

La Figure 26 présente l'évolution de l'énergie (courbe bleue) et de la durée FWHM (courbe rouge) de l'impulsion en sortie de l'oscillateur sur 100 tours de cavité. Il apparaît clairement que le code a convergé vers une solution stationnaire, correspondant à une impulsion stable. L'insert de la Figure 26 présente de manière plus précise les fluctuations tour à tour de l'énergie entre les tours 80 et 100 autour de l'énergie moyenne  $\mu(E)$ . Les fluctuations sont inférieures à  $10^{-12}$  nJ. Notons qu'il s'agit d'ici d'une vérification numérique et que cette valeur de fluctuation n'a pas de sens physique. Quantitativement, l'énergie de l'impulsion est de 25.84 nJ ce qui représente une puissance moyenne à 40 MHz de l'ordre de 1 W. La durée FWHM de l'impulsion en sortie de l'oscillateur mesurée juste après le FBG<sub>2</sub> est de 1.61 ps, représentant une puissance crête supérieure à 15 kW.

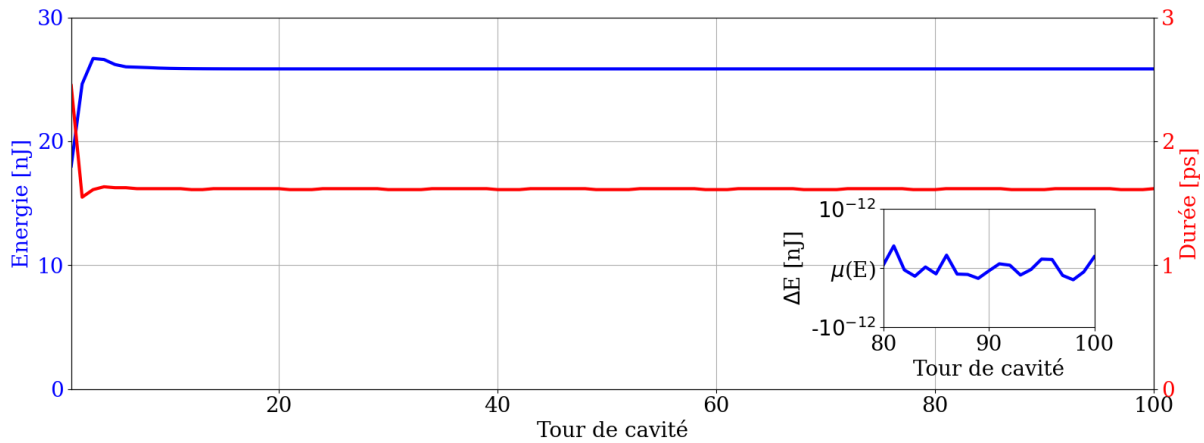


Figure 26 – Evolution de l'énergie (courbe bleue) et de la durée à mi-hauteur (courbe rouge) de l'impulsion au cours des tours de cavité. L'insert présente un zoom de l'évolution de l'énergie entre les tours de cavité 80 et 100, les fluctuations sont inférieures à  $10^{-12}$  nJ par rapport à la valeur moyenne de l'énergie.

La Figure 27 donne accès aux caractéristiques spectrales et temporelles de l'impulsion en sortie de l'OM linéaire simulé. Dans le domaine spectral (Figure 27(a)), notons tout d'abord la largeur du spectre (courbe noire) à -10 dB<sup>24</sup> de 39 nm. Cette valeur reste inférieure à celles généralement rapportées dans la littérature, ce qui est toutefois attendu en raison de la longueur réduite des RMs mis en jeu à haute cadence. Les fortes modulations typiques de la SPM sont bien présentes dans le spectre. La courbe de réflexion du FBG<sub>2</sub> est représentée (courbe rouge) à titre indicatif et justifie la modulation plus profonde du spectre à 1036 nm. Le délai de groupe (courbe magenta) montre une variation presque linéaire, correspondant à une phase quadratique dans le domaine spectral et indiquant un chirp linéaire. Notons toutefois la présence de modulations, correspondant à des termes d'ordre supérieur. Dans le domaine temporel (Figure 27(b)), le profil de l'impulsion (courbe noire)

<sup>24</sup> En raison des fortes modulations dans le spectre dues à la SPM, il est préférable de définir la largeur spectrale à 1/10 et non 1/2.

montre une forme quasiment parabolique. Quelques distorsions sont présentes dues au filtrage du FBG<sub>2</sub> et la durée FWHM est de 1.61 ps comme présentée précédemment. L'analyse du spectre et de la phase spectrale de l'impulsion suggère un chirp quasi linéaire, comme l'illustre la courbe magenta. Un des intérêts des impulsions paraboliques est leur capacité à être comprimée proche de leur durée limitée par Transformée de Fourier (TF). On peut numériquement évaluer ce caractère en procédant à une décomposition polynomiale de la phase spectrale et en soustrayant à cette phase spectrale les 3 premiers termes de la décomposition effectuée (correspondant à  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  et  $\varphi_3$ ). La courbe bleue de la Figure 27(b) représente le profil temporel de l'impulsion ainsi obtenue. La durée FWHM de cette impulsion est de 76 fs. A titre de comparaison, la durée FWHM de l'impulsion limitée par TF est de 61 fs. La différence s'explique par les ordres de phase spectrale supérieurs à 3 non compensés. Nous nous sommes limités à la compensation des 3 premiers ordres pour représenter la compression idéale atteignable expérimentalement via un compresseur simple de Treacy [82]. Notons qu'en pratique,  $\varphi_2$  est efficacement compensé par un compresseur à réseau comme celui de Treacy, mais du  $\varphi_3$  subsiste. Un second étage de compression, constitué par exemple d'un Waveshaper, permettrait d'affiner la compression et obtenir une enveloppe temporelle proche de celle représentée.

Enfin, la puissance crête de l'impulsion en sortie d'un tel compresseur, assumant une transmission dans le compresseur de 90 % serait de l'ordre de 250 kW.

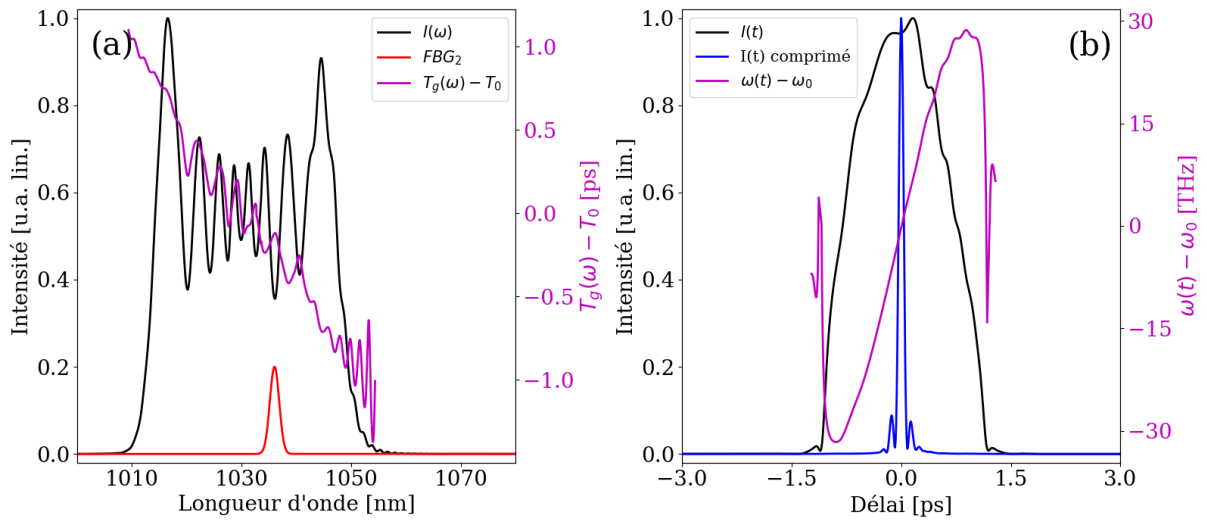


Figure 27 – Caractéristiques temporelles et spectrales de l'impulsion en sortie de l'OM linéaire simulé. (a) Spectre de l'impulsion (courbe noire) ; Délai de groupe (courbe magenta) ; Réflection de FBG2 (courbe rouge). (b) Profil temporel de l'impulsion (courbe noire) ; pulsation instantanée (courbe magenta) ; profil temporel après compensation des 3 premiers ordres de phase spectrale (courbe bleue).

Afin de comprendre de manière plus approfondie le fonctionnement de cet OM ainsi que d'estimer ses limitations, en termes de cadence notamment, nous traçons en fonction de la longueur de cavité, l'évolution du profil spectral de l'impulsion sur un tour de cavité à l'état stationnaire. Le graphique obtenu est représenté Figure 28. Les différents tronçons de fibres sont délimités par les pointillés noirs, la position des FBGs représentée par des pointillés bleus et rouges respectivement pour le FBG<sub>1</sub> et FBG<sub>2</sub>. Le mécanisme de l'OM est très bien illustré, avec un élargissement spectral prononcé dans chaque régénérateur. Les flèches noires définissent le sens de propagation de

l'impulsion au cours de cet aller-retour de cavité. Pour rappel, le pompage est co-propagatif dans le sens  $FBG_1 \rightarrow FBG_2$ , contra-propagatif dans le sens opposé et la sortie de l'OM se trouve au niveau du  $FBG_2$ . La largeur du spectre au niveau du  $FBG_1$  est légèrement plus importante qu'au niveau du  $FBG_2$  ce qui était attendu compte-tenu de la forte asymétrie de la cavité. Comme annoncé précédemment, ce choix est assumé et avait pour but d'obtenir une propagation parabolique [83] en sortie de l'OM. Notons toutefois que cette « optimisation » est permise car l'élargissement spectral nécessaire dans chaque RM est largement établi dans cette architecture. Dans des perspectives de cadence supérieure à 40 MHz, où les longueurs de fibres mises en jeu ne permettraient pas un élargissement spectral suffisant, il faudrait symétriser la cavité du point de vue de la phase non linéaire accumulée dans chaque RM. En effet, le RM dans lequel la phase non linéaire accumulée est la plus faible constitue le facteur limitant pour l'augmentation de la cadence. Enfin, concernant les perspectives de montée en cadence, l'élargissement spectral dans chacun des RMs est très conséquent par rapport à la distance entre les filtres. La largeur de spectre de l'impulsion devant chaque filtre est au moins supérieure à 40 nm pour une distance entre les filtres de seulement 6 nm, ce qui laisse présager qu'une forte réduction des longueurs de fibres est encore permise.

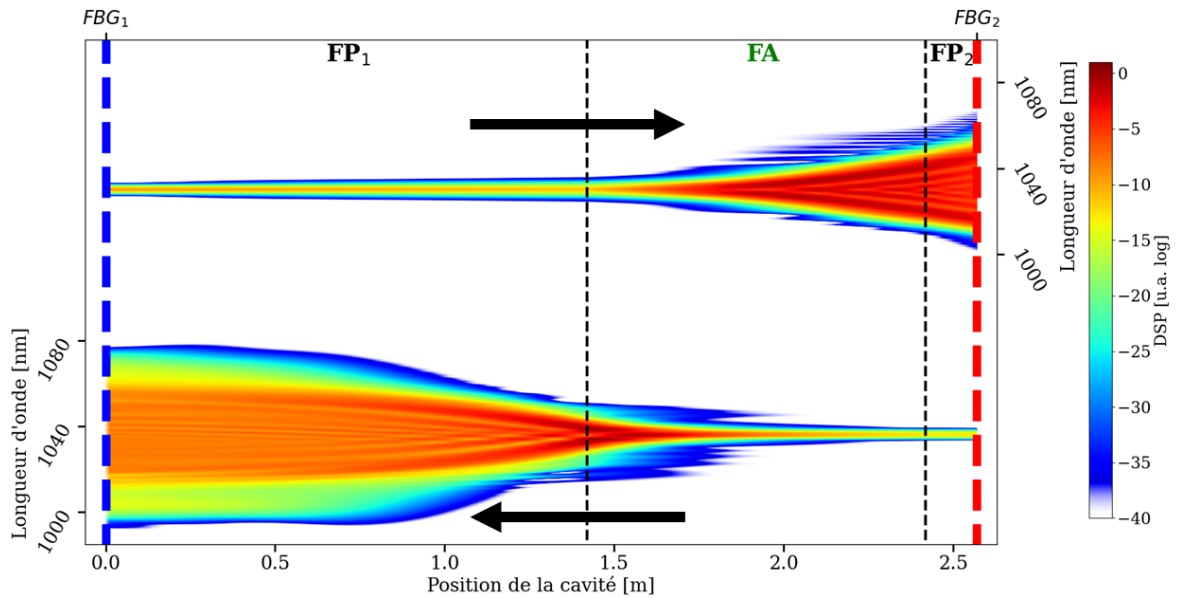


Figure 28 – Evolution du profil spectral de l'impulsion au cours d'un tour de cavité. La cavité est représentée de la même façon que sur la Figure 24(a) avec les paramètres de simulation du Tableau 4. Les pointillés bleus et rouges représentent respectivement la position des  $FBG_1$  et  $FBG_2$ .

Dans la continuité de l'analyse de l'évolution du profil spectral au cours d'un tour de cavité à l'état stationnaire, cet outil numérique permet d'obtenir de nombreuses autres informations sur l'impulsion ainsi que leurs évolutions sur un tour. La Figure 29 présente l'évolution de la durée FWHM de l'enveloppe temporelle, Figure 29(a), de la phase non-linéaire  $\Phi_{NL}$  accumulée par l'impulsion, Figure 29(b), ainsi que de l'énergie de l'impulsion par rapport à son maximum, Figure 29(c), sur un tour de cavité à l'état stationnaire. La Figure 29(a) permet d'observer la compensation de la dispersion accumulée au cours d'un tour de cavité par le filtrage des FBGs. En outre, dans le sens co-propagatif,

la durée de l'impulsion au cours de la propagation dans  $FP_2$  augmente de 25 % ce qui contribue également à la réduction de la phase non-linéaire accumulée dans ce sens de propagation.

La Figure 29(b) permet de rendre compte de l'évolution de la phase non-linéaire accumulée dans chaque RM. Nous avons fait le choix de partir de  $\Phi_{NL} = 0$  au niveau de chaque filtre pour rendre compte de la phase non-linéaire accumulée dans chaque RM. Il convient de noter que la dépendance spectrale de  $\gamma$  n'a pas été prise en compte pour l'élaboration de ce graphique, et qu'il en ira de même pour l'ensemble des figures de cette nature. Comme interprété via la Figure 28, la phase non-linéaire accumulée est légèrement supérieure dans le sens contra-propagatif (10 %). Le faible écart observé justifie le recours à une cavité dissymétrique dans ce cas. Quantitativement et sous réserve des approximations réalisés, notons les valeurs de phase non-linéaire accumulée de l'ordre de la trentaine de radians, des valeurs en accord avec l'état de l'art sur les OM s mais toujours impressionnantes au regard de la phase non-linéaire supportée par les impulsions issues d'autres mécanismes de blocage de modes [71]. La Figure 29(c) présentant l'évolution de l'énergie de l'impulsion au cours d'un tour de cavité permet d'avoir un ordre de grandeur du gain de l'amplificateur fibré dans chaque sens de propagation et ainsi du gain total de l'amplificateur. Un gain homogène, de l'ordre de 18 dB, est observé dans chaque RM, ce qui est cohérent avec la symétrie de la cavité vis-à-vis des pertes.

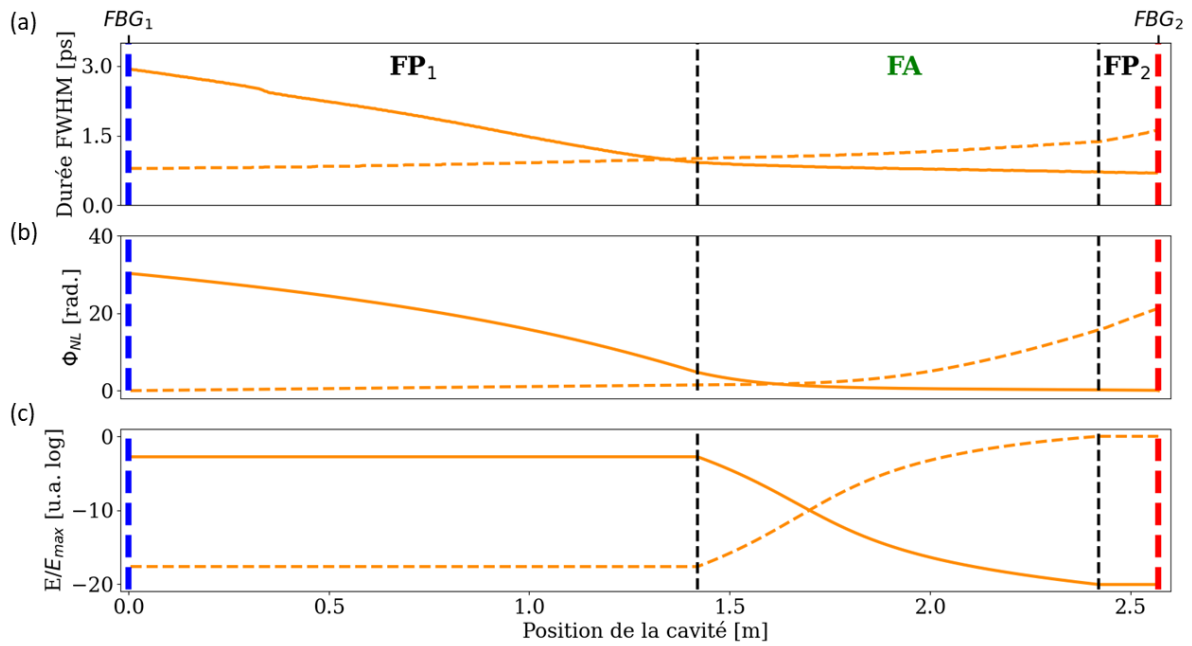


Figure 29 – Evolutions de différents paramètres de l'impulsion au cours d'un tour de cavité à l'état stationnaire. (a) Evolution de la durée FWHM de l'enveloppe temporelle. (b) Evolution de la phase non-linéaire accumulée  $\Phi_{NL}$  par l'impulsion. (c) Evolution de l'énergie de l'impulsion par rapport à son énergie maximale durant le tour. Le trait pointillé orange correspondant à la propagation dans le sens co-propagatif et le trait plein orange dans le sens contra-propagatif. FBG<sub>1</sub> et FBG<sub>2</sub> sont représentés respectivement en bleu et en rouge.

Dans cette simulation, nous avons fait le choix de ne pas prendre en compte l'ASE et la SRS afin de réduire le temps de calcul. En effet, cette non-prise en compte permet de réduire le temps de calcul d'au moins 40% par tour de cavité et peut aller jusqu'à 300 %. Il convient toutefois de justifier ce choix sur un exemple. La Figure 30 présente les fluctuations de l'énergie entre les 30 derniers tours de cavités simulés avec et sans prise en compte de l'ASE + SRS. Notons que les fluctuations sont du même ordre de grandeur dans les deux cas ( $< 10^{-12} \text{ nJ}$ ) et que l'on converge bien vers une solution stationnaire.

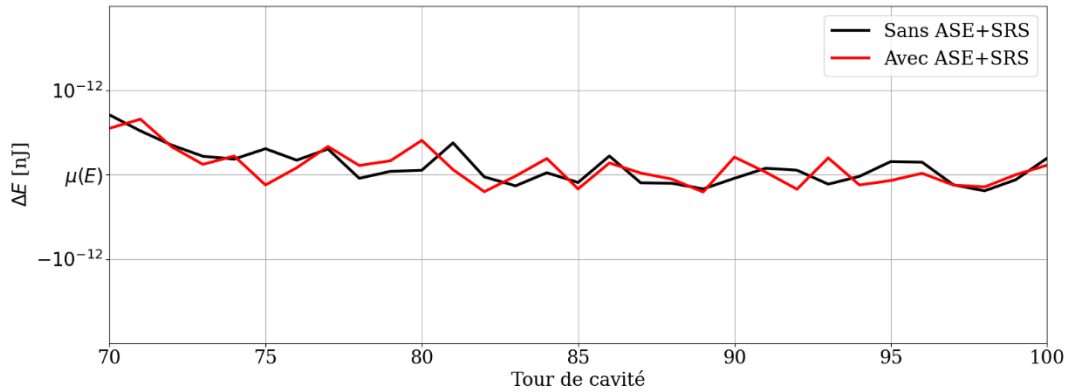


Figure 30 – Fluctuation de l'énergie de l'impulsion autour de l'énergie moyenne entre les tours 70 et 100, lorsque l'on prend en compte l'ASE et la SRS (courbe rouge) et sans prise en compte (courbe noire).

La Figure 31 présente une comparaison du profil spectral et temporel obtenu après 100 tours de cavité sans prise en compte de l'ASE et de la SRS (courbe noire) et avec prise en compte (courbe rouge). Visuellement, aucune différence n'est observable. Quantitativement, l'énergie de l'impulsion est de 25.84 nJ sans prise en compte de l'ASE et de la SRS, 25.86 nJ avec. Compte-tenu des nombreuses approximations déjà faites (réponse plate des composants, pertes des soudures négligées ...), et de la faible différence avec/sans ASE et SRS, les études paramétriques ultérieures seront également réalisées en négligeant ces deux effets.

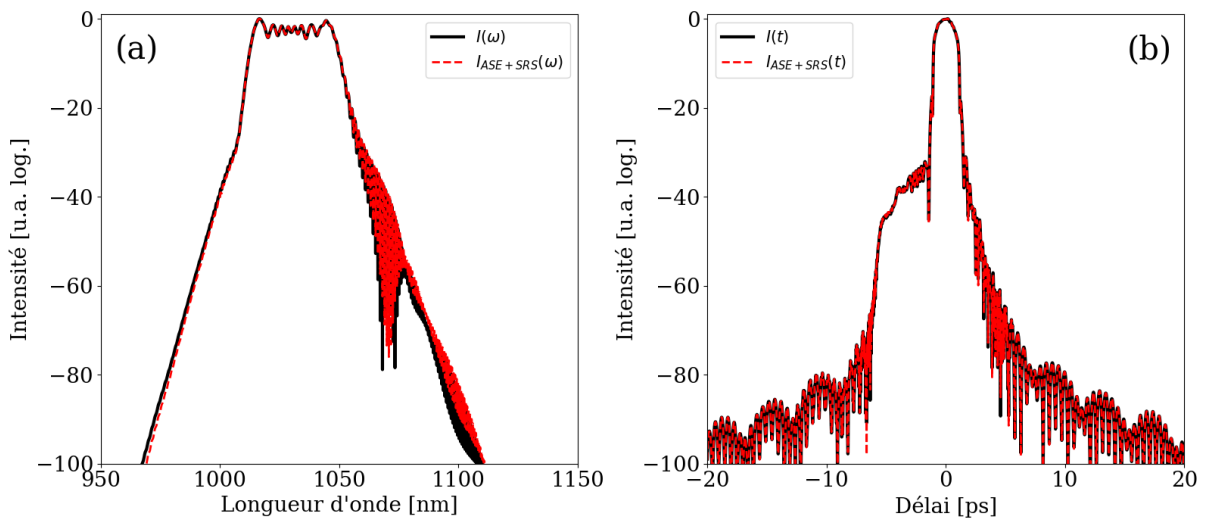


Figure 31 – Comparaison du profil spectral et temporel obtenu en sortie de l'OM après 100 tours de cavité sans prise en compte de l'ASE et de la SRS (courbe noire) et avec leurs prises en compte (courbe rouge).

Enfin, afin d'estimer la flexibilité du système ainsi que d'avoir un ordre d'idée des performances accessibles à partir de cette architecture, nous réalisons une étude paramétrique numérique en faisant varier la puissance de pompe de l'amplificateur fibré.

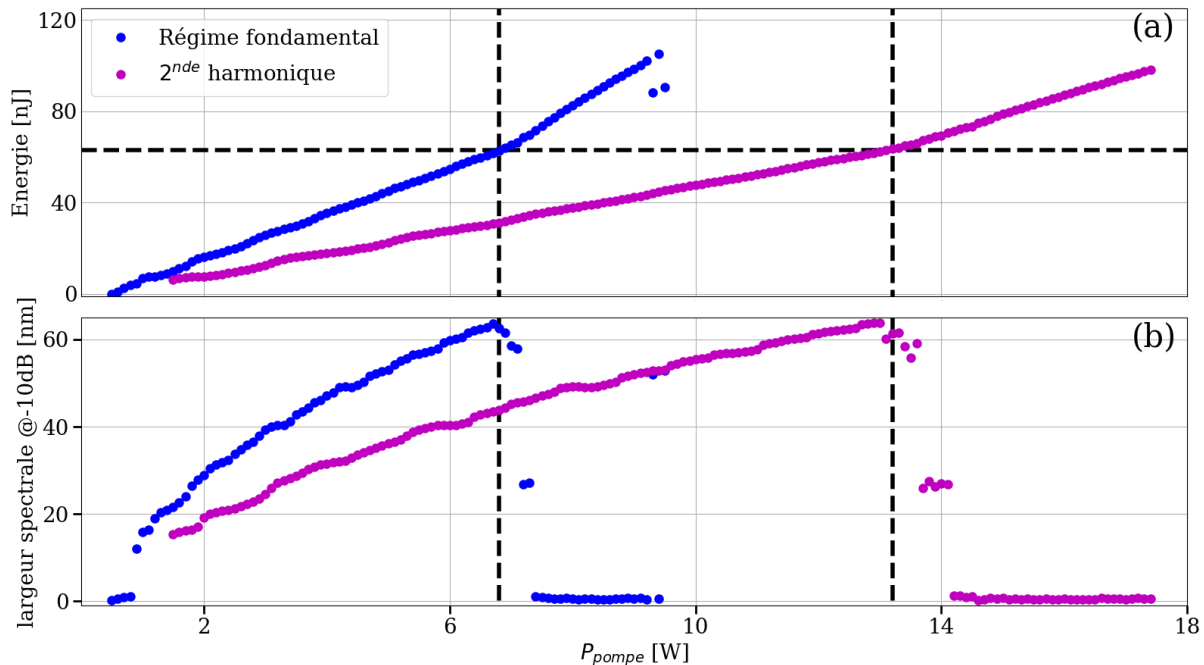


Figure 32 – (a) Énergie par impulsion et largeur FWHM de l'enveloppe spectrale (b) obtenus en sortie de l'OM linéaire en fonction de la puissance de pompe  $P_{pompe}$  dans le cas du régime fondamental (bleu) et du régime harmonique 2 (magenta).

Le résultat de cette étude est présenté Figure 32. A titre indicatif, la plage de puissance de pompe considérée est comprise entre 0.5 et 18 W, avec un pas de 0.1 W. La courbe bleue représente l'énergie de l'impulsion en sortie de l'OM après 200 tours de cavité en fonction de la puissance de pompe. Notons dans un premier temps, que l'énergie de l'impulsion tend vers 0 pour une puissance de pompe inférieure à 0.5 W. Entre 0.5 et 0.9 W, l'énergie en sortie de l'OM n'est pas nulle mais au regard de la largeur de l'enveloppe spectrale, il s'agit d'un faible régime multimode libre qui est établi. Ces deux constats définissent ainsi une puissance de pompe minimale de fonctionnement autour de 1 W. Nous pouvons noter qu'au-delà de la croissance prévisible de l'énergie en fonction de  $P_{pompe}$ , de légères modulations sont présentes et traduisent la fonction de transfert typique d'un régénérateur de Mamyshev [39]. Ajoutons que ces modulations mises de côté, la croissance de l'énergie en fonction de  $P_{pompe}$  n'est pas linéaire sur toute la gamme de  $P_{pompe}$  considérée et nous pouvons distinguer une rupture de pente pour une énergie d'environ 63 nJ à une puissance  $P_{pompe}$  de 6.8 W. Notons qu'à partir de cette puissance de pompe, la largeur à -10 dB de l'enveloppe spectrale chute et est alors de l'ordre du nm. Afin de mieux comprendre, la Figure 33 présente le résultat de simulation pour une puissance de pompe  $P_{pompe}$  de 6 W et de 8 W. L'évolution de l'énergie tour à tour (Figure 33(a)), montre une différence dans la convergence vers une solution stationnaire. Les Figure 33(b), Figure 33(c) et Figure 33(d) présentent les caractéristiques spectrales et temporelles de l'impulsion à l'issue de 200 tours de cavité pour les deux cas. Une composante spectrale très intense centrée à 1030 nm est présente sur le spectre de l'impulsion dans le cas  $P_{pompe} = 8$  W, ce qui se traduit dans le domaine

temporel par un signal continu. Ainsi, l'efficacité de l'amplificateur fibré est accrue dans ce cas car le gain dans un amplificateur Ytterbium est généralement plus important à 1030 nm qu'à une longueur d'onde plus élevée, expliquant la rupture de pente observée dans l'étude ainsi que la chute de la largeur à -10 dB du spectre de l'impulsion.

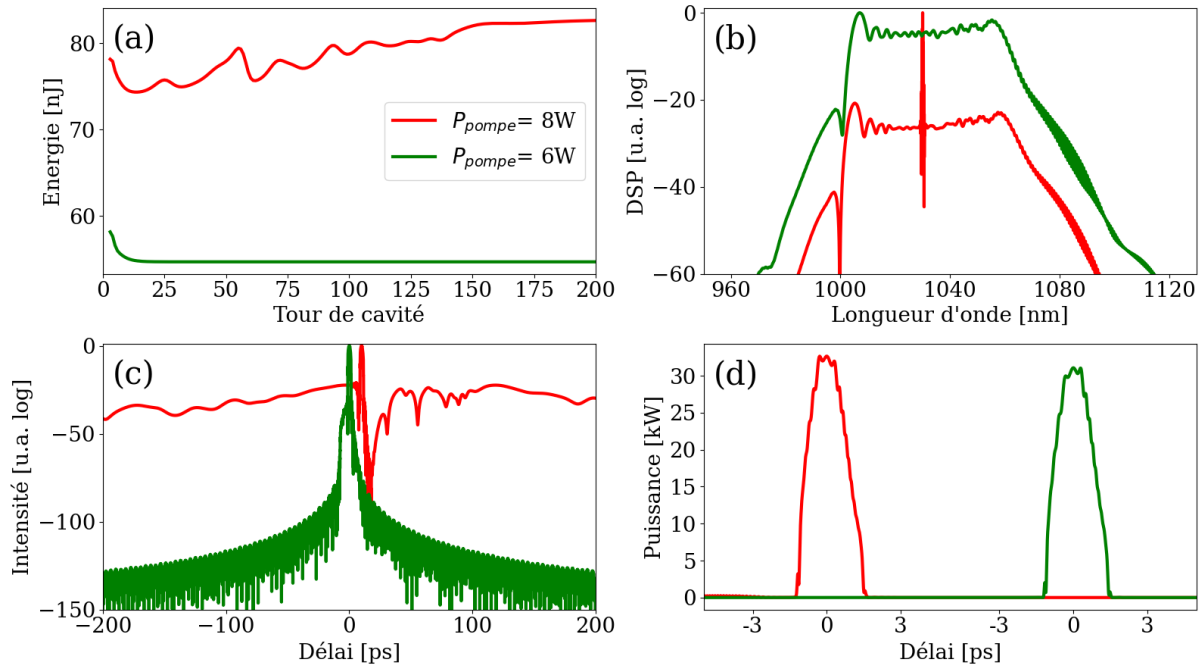


Figure 33 – (a) Evolution de l'énergie tour à tour pour une puissance de pompe  $P_{pompe}$  de 6 W (courbe verte) et de 8 W (courbe rouge). (b) Enveloppe spectrale en sortie de simulation en échelle log. (c) Enveloppe temporelle en sortie de simulation en échelle log.

Cette analyse permet de mettre en évidence une erreur dans l'interprétation de la Figure 32. La rupture de pente observée est vraie en termes de puissance moyenne, mais étant donné l'obtention d'un régime multimode libre, la façon de calculer l'énergie n'est plus bonne. L'énergie de l'impulsion est calculée de manière classique en calculant l'intégrale de l'enveloppe temporelle sur toute la plage temporelle considérée. Cette façon de procéder est valable lorsque le résultat obtenu est un régime impulsionnel où la quasi-totalité de l'énergie se trouve dans l'impulsion (particulièrement vrai en sortie d'oscillateur où le contraste est généralement très bon). En revanche, le calcul de l'énergie lorsqu'un fond continu est présent implique une dépendance de la plage temporelle d'étude et nécessite donc de fixer des bornes autour de l'impulsion pour que le calcul de l'énergie soit valable. En procédant de cette façon, fixant le calcul de l'énergie sur une plage temporelle de  $\pm 3$  ps autour du maximum de l'enveloppe temporelle, l'étude réalisée est corrigée et présentée Figure 34. Cette correction met en évidence la raison pour laquelle la puissance crête de l'impulsion est sensiblement identique dans les deux cas présentés Figure 33(d) : L'énergie de l'impulsion n'augmente plus, c'est le fond continu qui prend le gain obtenu en augmentant la puissance de pompe.

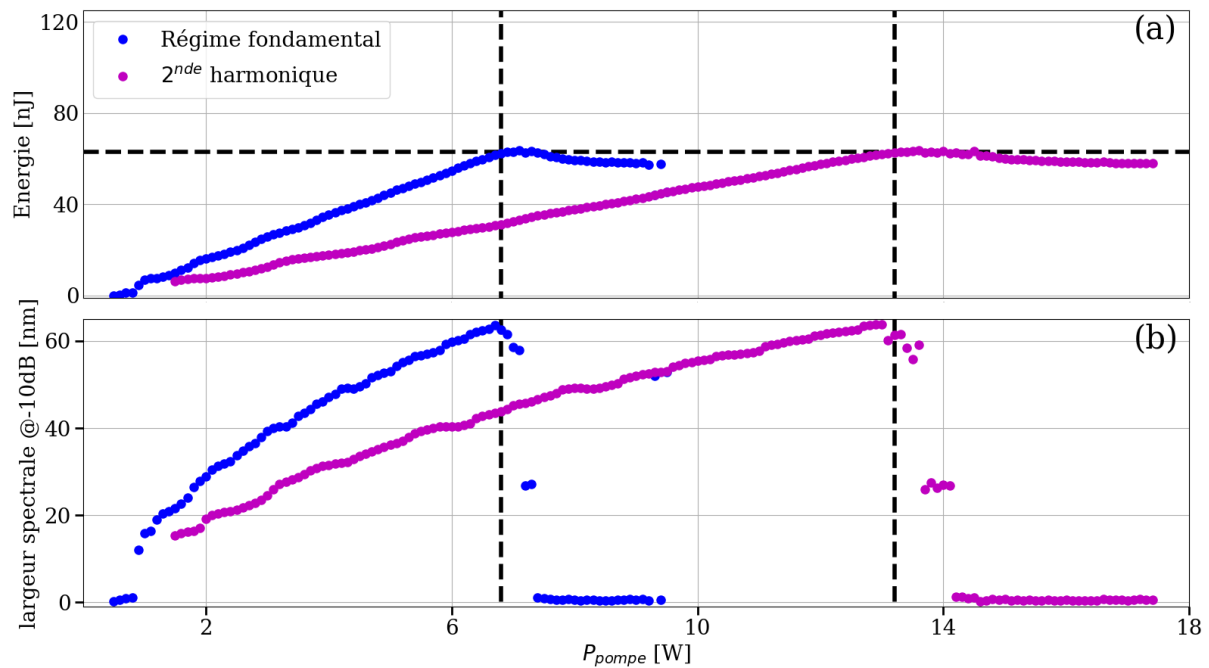


Figure 34 – Correction de la Figure 32 en modifiant la façon de calculer l'énergie de l'impulsion. (a) Energie par impulsion et largeur FWHM de l'enveloppe spectrale (b) obtenus en sortie de l'OM linéaire en fonction de la puissance de pompe  $P_{pompe}$  dans le cas du régime fondamental (bleu) et du régime harmonique 2 (magenta).

Quant à la provenance de cette composante spectrale à 1030 nm, rappelons que 1030 nm est la longueur d'onde centrale du FBG<sub>1</sub>. Les pertes au niveau de ce FBG sont faibles (30 %) et les pertes occasionnées par le FBG2 sur un signal à 1030 nm sont seuillées à -40 dB. Cela signifie que les pertes du FBG sont définies selon un profil gaussien, avec un maximum d'extinction spectrale fixé à -40 dB. Une telle spécification est difficile à atteindre avec des composants commerciaux, dont les performances se limitent généralement à -25 à -30 dB, bien qu'elle reste réalisable. Cette étude met en évidence l'importance de ce paramètre : une extinction spectrale plus faible entraîne une rupture de pente plus précoce, limitant ainsi les performances accessibles avec cet oscillateur Mamyshev. Qualitativement, la rupture de pente survient à une puissance de pompe qui permet à l'amplificateur fibré d'afficher un gain à 1030 nm plus important que les pertes qui lui sont imposées, d'où le régime multimode libre instauré.

Enfin, notons que ce genre de résultat où régime multimode libre et impulsionnel coexistent a déjà été observé expérimentalement dans la littérature, lorsque la puissance de pompe devient trop forte [19], [84].

En conclusion de cette étude, la cavité simulée présente une large plage de stabilité en fonction de la puissance de pompe (ou du gain), l'énergie en sortie de l'oscillateur pouvant varier de 10 nJ à 50 nJ.

Forts de l'expérience acquise au sein du laboratoire pendant les recherches d'Etienne Poeydebat sur les oscillateurs Mamyshev [19], [56], nous avons également cherché à savoir si le régime harmonique pouvait être une solution stationnaire de cette cavité. Ainsi, nous avons procédé à la même étude que pour le régime fondamental. Il apparaît que pour de nombreuses puissances de pompe testées, régime fondamental (ou harmonique 1) et seconde harmonique peuvent être solution de la cavité simulée. Notons un comportement similaire sur l'évolution de l'énergie en sortie de l'OM en fonction de la puissance de pompe, avec une rupture de pente à un niveau d'énergie équivalent (63 nJ) mais une puissance de pompe différente due à la différence de puissance moyenne du signal selon le régime considéré à énergie équivalente.

A une puissance de pompe donnée, lorsque régime fondamental et harmonique sont solutions de la cavité simulée, il n'est numériquement pas possible de prédire quel régime prendra le dessus expérimentalement. Au regard de l'état de l'art, ces plages de fonctionnement communes entre différents régimes sont observables très fréquemment lors du démarrage. En effet, à une puissance de pompe fixe, le système peut démarrer en régime multi-impulsionnel (harmonique ou non) [63], [70]. La stratégie est alors d'abaisser la puissance de pompe à un niveau où seul le régime fondamental est solution stable de la cavité, puis de remonter la puissance de pompe au niveau où il était initialement. Généralement, le régime fondamental est maintenu jusqu'à cette puissance de pompe mais il peut arriver que le système bascule naturellement en régime harmonique [19], [70], [77]

Pour conclure, les travaux numériques menés sur l'architecture linéaire de l'oscillateur Mamyshev montrent la possibilité d'établir un blocage de modes selon ce mécanisme à une cadence de 40 MHz. La réalisation expérimentale d'un tel système permettrait de délivrer des énergies par impulsion supérieures à 50 nJ correspondant à une puissance moyenne de l'ordre de 2 W. Notons qu'un système expérimental présentant cette architecture a été démontré par Boulanger et al. en 2023, délivrant des impulsions de plusieurs dizaines de nJ à une cadence de 52 MHz [55].

Au regard de l'élargissement spectral important à 40 MHz dans chaque RM, nous pourrions à priori monter à une cadence avoisinant la 100aine de MHz avec cette architecture simple. Rappelons que nous n'avons pas utilisé en simulation la possibilité qu'offre la technologie des FBGs de pouvoir ajuster la phase spectrale, ce qui pourrait être nécessaire pour le fonctionnement à une cadence plus élevée, tout comme l'utilisation de fibres standards ayant un MFD plus faible telle que la PM980, augmentant ainsi le coefficient non-linéaire  $\gamma$ .

## 2.2 Oscillateur Mamyshev en anneau à un amplificateur

### 2.2.1 Description de l'architecture en anneau à un amplificateur

L'oscillateur Mamyshev en anneau à un amplificateur est la première architecture pensée selon le mécanisme de Mamyshev par Pitois et al. [40]. En comparaison avec l'OM linéaire abordé dans la partie 2.1, le filtrage n'est plus en réflexion mais en transmission ce qui constitue un changement important en termes de technologie et de limitations. La Figure 35 présente une représentation possible de l'OM en anneau à 1 amplificateur.

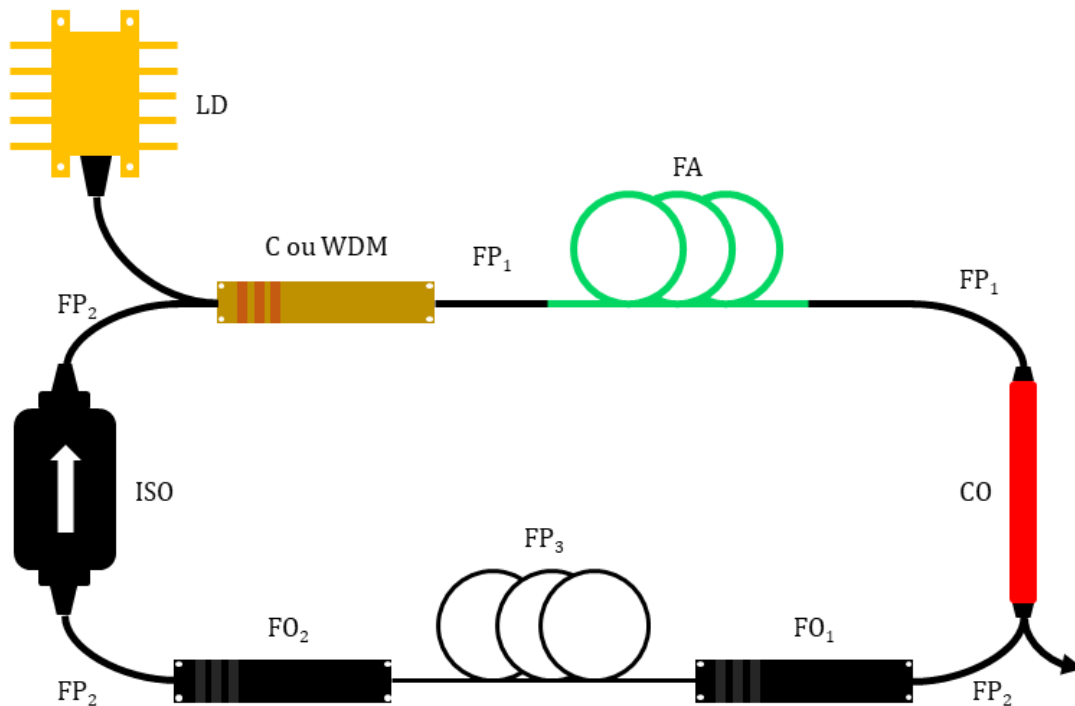


Figure 35 - Représentation expérimentale d'un OM en anneau à 1 amplificateur. LD : diode laser ; C : combineur ; WDM : (dé-) multiplexeur en longueur d'onde ; FP : fibre passive ; FA : fibre amplificatrice ; CO : coupleur optique ; FO : filtre optique ; ISO : isolateur optique

L'architecture en anneau constitue un changement important concernant le nombre d'éléments nécessaire dans la cavité et l'utilisation de filtres optiques en transmission et non des FBGs nécessite le rajout d'un coupleur optique dans la cavité pour extraire le signal<sup>25</sup>. Bien que cela soit moins élégant et plus encombrant que le caractère multifonctionnel des FBGs, le fait de pouvoir décorrélérer le couplage de sortie et le filtrage peut permettre une plus grande flexibilité sur ces deux paramètres, ce qui est potentiellement intéressant. A ce titre, notons les études paramétriques réalisées par Etienne Poeydebat sur le taux d'extraction de la cavité [19]. Le coupleur de sortie est stratégiquement placé là où l'énergie dans la cavité est maximale, à savoir juste après l'amplificateur fibré. Notons que la configuration en anneau permet deux sens de circulation pour une impulsion (horaire et anti-horaire).

<sup>25</sup> A noter qu'il est possible d'utiliser le signal non transmis par un filtre comme signal de sortie, démontré par Haig et al. Des précautions sont cependant à prendre compte tenu du risque de scinder temporellement l'impulsion en deux par la présence d'un trou dans le spectre d'une impulsion chirpée.

Un isolateur optique est intégré à la cavité afin d'imposer un sens unique de propagation et d'éviter les effets indésirables liés à la bidirectionnalité, bien qu'un oscillateur bidirectionnel puisse présenter un intérêt dans certains contextes [82]. Son placement dans la cavité est justifié par la nécessité expérimentale de préserver le filtre optique FO<sub>2</sub> d'un retour d'ASE contra-propagatif. Ces composants peuvent effectivement ne tolérer qu'un seul sens de propagation (port d'entrée et port de sortie fixé). Concernant le principe du mécanisme Mamyshev, le point critique de cette architecture, dans le contexte de l'augmentation de la cadence, réside dans le bras passif, où un élargissement spectral suffisant doit être obtenu de manière passive sur une longueur de fibre restreinte.

### 2.2.2 Dimensionnement de la cavité simulée

Le Tableau 5 présente l'ensemble des paramètres de simulation. La fibre amplificatrice (FA) est la fibre Yb1200-10/125DC(-PM), les tronçons de fibre passive FP<sub>1</sub> et FP<sub>2</sub> sont des fibres PM1060L et FP<sub>3</sub> est un tronçon de fibre PM980. Comme dans la simulation précédente, l'ensemble des composants simulés avec leurs paramètres associés sont reproductibles ou accessibles expérimentalement.

| Composant       | Caractéristique | Valeur               |
|-----------------|-----------------|----------------------|
| FA              | Fibre           | Yb1200-10/125DC(-PM) |
|                 | Longueur        | 1 m                  |
|                 | Pompage         | Gaine                |
|                 | $P_{pompe}$     | 3 W                  |
| FP <sub>1</sub> | Fibre           | PM1060L              |
|                 | Longueur        | 0.3 m                |
| FP <sub>2</sub> | Fibre           | PM1060L              |
|                 | Longueur        | 0.6 m                |
| FP <sub>3</sub> | Fibre           | PM980                |
|                 | Longueur        | 1.76 m               |
| FO <sub>1</sub> | Profil          | Gaussien             |
|                 | FWHM            | 4 nm                 |
|                 | $\lambda_c$     | 1037 nm              |
| FO <sub>2</sub> | Profil          | Gaussien             |
|                 | FWHM            | 2 nm                 |
|                 | $\lambda_c$     | 1030 nm              |
| CO              | Extraction      | 50 %                 |

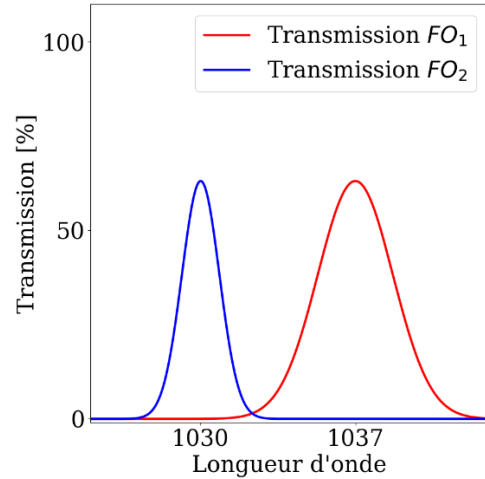


Figure 36 - Courbes de transmission spectrale de FO<sub>1</sub> (rouge) et de FO<sub>2</sub> (bleue).

Tableau 5 - Paramètres de simulation utilisés pour l'OM en anneau à un amplificateur opérant à 40 MHz

La Figure 36 présente les courbes de transmission des deux filtres optiques ( $FO_1$  et  $FO_2$ ) associées aux paramètres de simulation. La cavité est constituée de 5.16 m de fibre de silice ( $n_0 \approx 1.45$ ) ce qui correspond en architecture en anneau à une fréquence de répétition  $f = 40$  MHz.

De la même manière que pour l'architecture linéaire, explicitons quelque peu le dimensionnement de cette cavité. Les tronçons de fibre  $FP_1$  et  $FP_2$  reliant les composants sont indispensables d'un point de vue expérimental mais n'ont que peu d'impact sur le mécanisme de l'OM. Leur longueur doit donc être réduite au maximum afin de permettre d'allonger les tronçons de fibres utiles au fonctionnement de l'OM (notamment  $FP_3$ ) tout en conservant la même cadence. Afin de permettre la soudure des fibres à maintien de polarisation, la longueur de  $FP_1$  et celle de  $FP_2$ , correspondant à deux  $FP_1$ , ont été fixées à des valeurs courtes mais raisonnables de respectivement 30 et 60 cm. Nous exploitons le même amplificateur fibré que celui utilisé pour la cavité linéaire ce qui permettra une meilleure comparaison finale des résultats/performances. La longueur de fibre amplificatrice est donc de 1 m, pompée gaine par 3 W à la longueur d'onde de 976 nm. Enfin,  $FP_3$  est défini de sorte que la fréquence de répétition de l'OM soit de 40 MHz et vaut donc 1.76 m. Notons que nous utilisons pour  $FP_3$  un tronçon de fibre PM980<sup>26</sup> qui présente un MFD autour de  $6.5 \mu m$  à 1030 nm ce qui va permettre d'augmenter la phase non linéaire accumulée au cours de la propagation dans ce tronçon par rapport à l'utilisation de la fibre PM1060L. Concernant la définition des filtres, l'utilisation de filtres en transmission et non en réflexion comme les FBGs permet de ne pas être limité au niveau de la largeur FWHM de filtrage. Nous choisissons de conserver des filtres présentant un profil gaussien pour l'obtention d'une propagation d'impulsion parabolique en sortie de l'OM. Contrairement à l'OM linéaire où les deux RMs pouvaient être considérés quasiment à l'identique, il y a ici une grande différence entre les deux, à savoir la présence ou non d'un milieu à gain exacerbant les effets non-linéaires. Pour permettre un élargissement spectral par SPM suffisant de manière passive dans le tronçon  $FP_3$ , la largeur FWHM de  $FO_1$  est fixée à 4 nm afin de transmettre des impulsions plus énergétiques et intenses qu'avec un filtre plus fin. Il convient de noter que ce raisonnement ne peut être extrapolé indéfiniment, car l'augmentation de la largeur FWHM du filtre a également pour conséquence d'augmenter la distance spectrale entre les deux filtres<sup>27</sup> et donc l'intérêt de transmettre des impulsions plus intenses est contre balancé par la nécessité d'obtenir un élargissement spectral plus conséquent. Pour la largeur FWHM de  $FO_2$ , nous choisissons de conserver 2 nm FWHM. Compte-tenu de ces largeurs de filtres, la longueur d'onde centrale de  $FO_1$  et  $FO_2$  est fixée respectivement à 1037 nm et à 1030 nm. Pour finir, nous définissons le taux d'extraction de la cavité du coupleur optique CO à 50 %. Il s'agit d'une valeur bien moins importante que pour la simulation de l'OM linéaire ( $> 80$  % même à la longueur d'onde centrale du  $FBG_2$ ) mais qui tient compte de la problématique d'obtenir un élargissement spectral suffisant entre  $FO_1$  et  $FO_2$ .

<sup>26</sup> A noter que le fait d'avoir la fibre d'entrée d'un composant d'un MFD et la fibre de sortie de ce même composant d'un autre MFD est réalisable et se trouve commercialement.

<sup>27</sup> L'augmentation de la largeur des filtres sans pour autant les éloigner conduirait à l'instauration d'un régime multimode libre sur le recouvrement des deux filtres.

### 2.2.3 Résultats de simulation

Identiquement à la partie 2.1.3, nous ne prenons pas en compte l'ASE et la SRS dans un premier temps et justifierons cette approximation par la suite. Notons que nous devons justifier de nouveau cette approximation car le fonctionnement de l'amplificateur fibré dans cette architecture est bien différent de l'OM linéaire (simple propagation contre propagation bi-directionnelle, ce qui sous-entend que l'amplificateur, dans cette architecture, est supposément moins saturé que dans l'OM linéaire et donc la proportion d'ASE serait plus importante).

La Figure 37 présente l'évolution de l'énergie (courbe bleue) et de la durée FWHM (courbe rouge) de l'impulsion en sortie de l'oscillateur sur 100 tours de cavité. On constate immédiatement que le code a convergé vers une solution (=impulsion) stationnaire. L'insert de la Figure 37 présente de manière plus précise les fluctuations tour à tour de l'énergie entre les tours 80 et 100 autour de l'énergie moyenne. Les fluctuations sont bien inférieures à  $10^{-12}$  nJ. Quantitativement, l'énergie de l'impulsion est de 13.01 nJ ce qui représente une puissance moyenne à 40 MHz de l'ordre de 0.5 W. La durée FWHM de l'impulsion en sortie de l'oscillateur mesurée juste après le coupleur de sortie est de 1.94 ps, représentant une puissance crête supérieure à 6 kW.

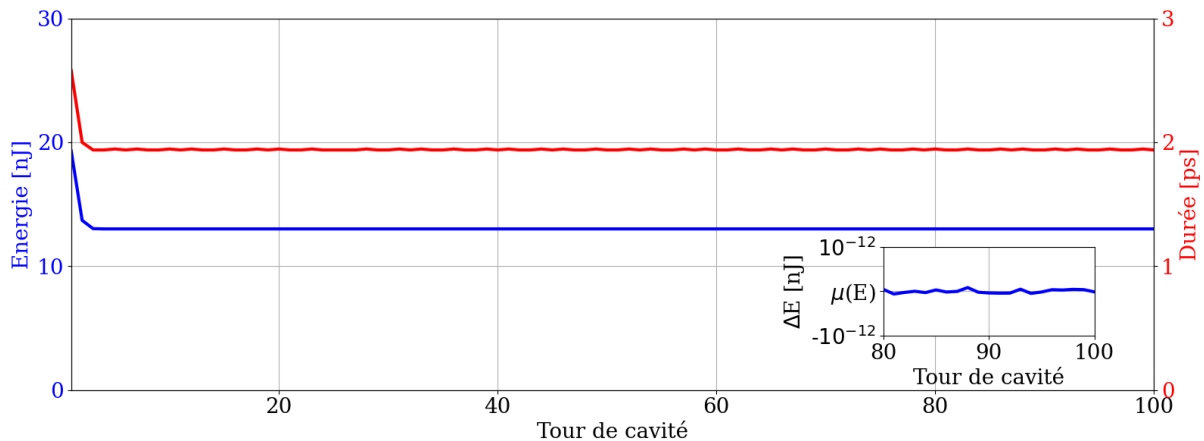


Figure 37 - Evolution de l'énergie (courbe bleue) et de la durée à mi-hauteur (courbe rouge) de l'impulsion au cours des tours de cavité

La Figure 38 donne accès aux caractéristiques spectrales et temporelles de l'impulsion en sortie de l'OM en anneau à un amplificateur simulé. Dans le domaine spectral (Figure 38(a)), la largeur du spectre (courbe noire) à -10 dB est de 51 nm. Le spectre présente de fortes modulations, supposément gouvernées exclusivement par la SPM. Le délai de groupe (courbe magenta) montre une variation presque linéaire, correspondant à une phase quadratique dans le domaine spectral et indiquant un chirp linéaire. Notons toutefois la présence de modulations, correspondant à des termes d'ordre supérieur. Dans le domaine temporel (Figure 38(b)), à l'instar des résultats présentés sur l'OM linéaire, le profil de l'impulsion (courbe noire) montre un profil parabolique et la durée FWHM est de 1.94 ps. Le chirp (courbe magenta) est quasiment linéaire sur toute la largeur de l'enveloppe temporelle. Nous évaluons la compression de cette impulsion via la même méthode que dans la partie 2.1.3. La courbe bleue de la Figure 38(b) représente le profil temporel de l'impulsion obtenue après compensation des 3 premiers ordres de phase spectrale. La durée FWHM de cette impulsion est de 46 fs. A titre de comparaison, la durée FWHM de l'impulsion limitée par TF est également de 46 fs. Gardons en tête que le pas de la grille temporelle est de 7.6 fs donc l'égalité entre la durée de ces deux impulsions est soumise à une forte incertitude. Cependant, nous démontrons bien que cette forme parabolique permet l'obtention d'impulsions très proches de leur durée limitée par TF, grâce à l'accumulation de phase spectrale majoritairement d'ordre 2 et 3. Enfin, la puissance crête de l'impulsion en sortie d'un tel compresseur, assumant une transmission dans le compresseur de 90 % serait de l'ordre de 150 kW.

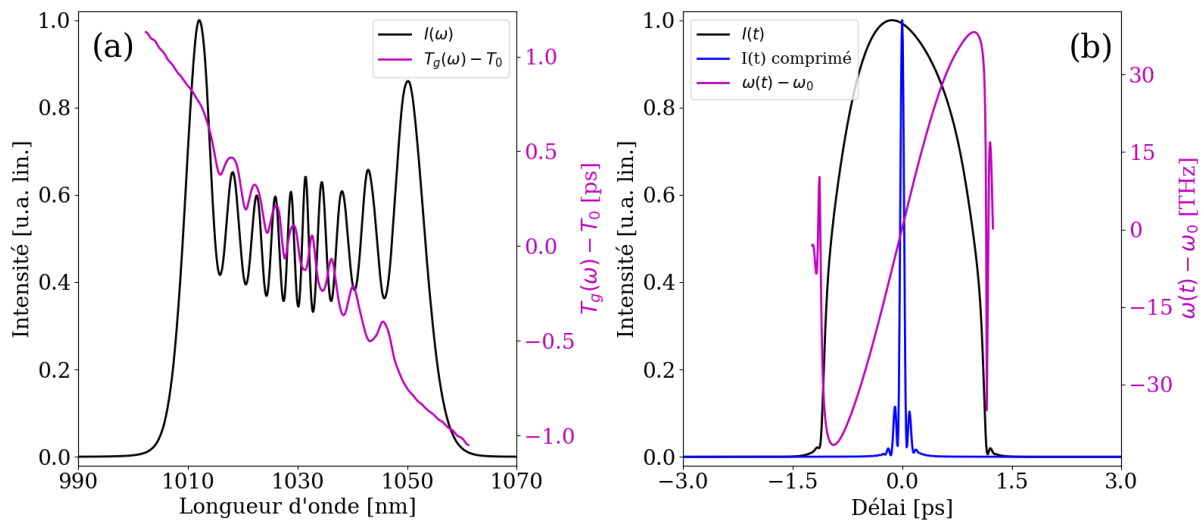


Figure 38 - Caractéristiques temporelles et spectrales de l'impulsion en sortie de l'OM en anneau simulé. (a) Spectre de l'impulsion (courbe noire) ; Délai de groupe (courbe magenta). (b) Profil temporel de l'impulsion (courbe noire) ; pulsation instantanée (courbe magenta) ; profil temporel après compensation des 3 premiers ordres de phase spectrale (courbe bleue).

Afin de comprendre de manière plus approfondie le fonctionnement de cet OM ainsi que d'estimer ses limitations, en terme de cadence notamment, nous traçons en fonction de la longueur de cavité, l'évolution du profil spectral de l'impulsion sur un tour de cavité à l'état stationnaire. Le graphique obtenu est représenté Figure 39. Les différents tronçons de fibres sont délimités par les pointillés noirs, la position des filtres optiques représentée par des pointillés rouges et bleus respectivement pour le  $FO_1$  et  $FO_2$ . Concernant le principe de fonctionnement de l'OM, on a un très fort élargissement spectral dans l'amplificateur fibré contrairement à celui dans  $FP_3$  ce qui était attendu. La proportion de fibre optique où l'impulsion n'est que très peu élargie spectralement (entre 3.36 m et 4.86 m) est importante. Ces 1.5 m de fibre (30 % de la longueur de cavité) ne sont pas utiles au mécanisme de l'OM et sont pour rappel issues de contraintes d'intégration expérimentale. Il en résulte que le tronçon  $FP_3$ , limité à 1.76 m par la contrainte des 40 MHz, est tout juste suffisant pour permettre à l'impulsion de s'élargir pour passer le filtre  $FO_2$ .

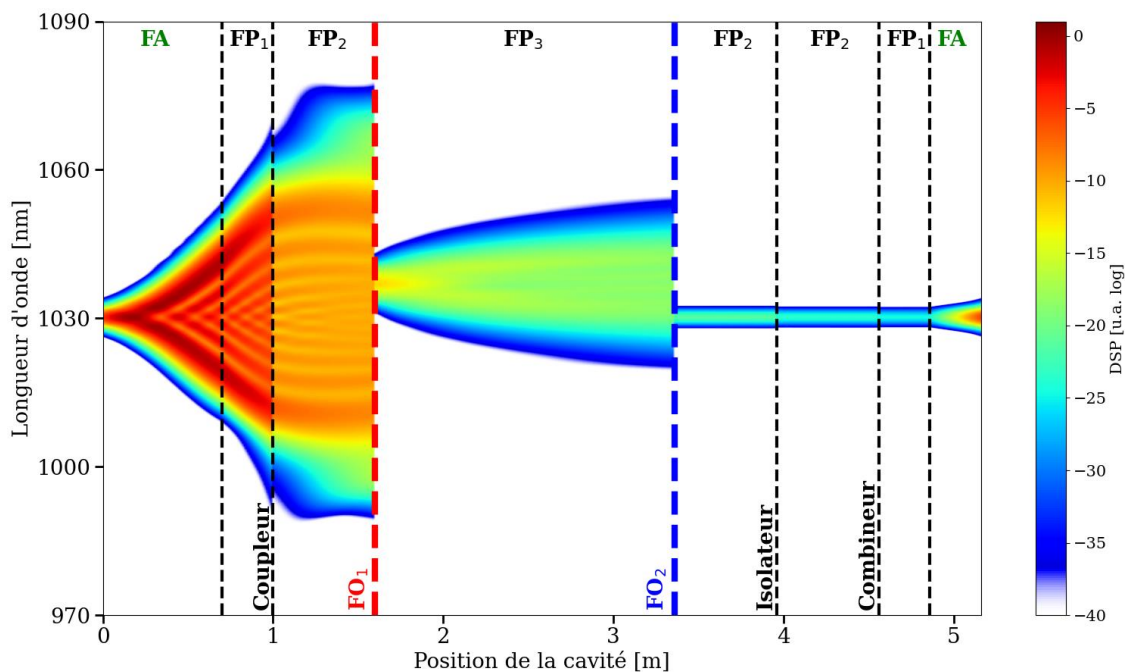


Figure 39 - Evolution du profil spectral de l'impulsion au cours d'un tour de cavité. Les pointillés rouges et bleus représentent respectivement la position des  $FO_1$  et  $FO_2$ , les pointillés noirs représentent un composant optique autre que les filtres optiques (coupleur optique, isolateur optique, combineur de pompe) ou une soudure entre deux fibres différentes (fibre amplificatrice et fibre passive notamment).

Dans la continuité de l'analyse de l'évolution du profil spectral au cours d'un tour de cavité à l'état stationnaire, cet outil numérique permet d'obtenir de nombreuses autres informations sur l'impulsion ainsi que leurs évolutions sur un tour. La Figure 40 présente l'évolution de la durée FWHM de l'enveloppe temporelle, Figure 40(a), de la phase non-linéaire  $\Phi_{NL}$  accumulée par l'impulsion, Figure 40(b), ainsi que de l'énergie de l'impulsion par rapport à son maximum, Figure 40(c), sur un tour de cavité à l'état stationnaire. On remarque sur la Figure 40(a) que les filtres optiques réduisent la durée de l'impulsion chirpée, tout comme les FBGs de l'architectures linéaire. La Figure 40(b) permet de rendre compte de l'évolution de la phase non-linéaire accumulée dans chaque RM. Comme le montre la Figure 39 et conformément aux attentes issues du dimensionnement, la phase non-linéaire accumulée est bien supérieure dans le RM mettant en jeu l'amplificateur fibré. Quantitativement et sous réserve des approximations réalisés, notons les valeurs de phase non-linéaire accumulée de l'ordre de la trentaine de radians en sortie de l'oscillateur et 5 radians au niveau de FO<sub>2</sub>. La Figure 40(c) présentant l'évolution de l'énergie de l'impulsion au cours d'un tour de cavité permet d'avoir un ordre de grandeur du gain de l'amplificateur fibré ainsi que les pertes successives engendrées par les composants et le filtrage consécutif de FO<sub>1</sub> et FO<sub>2</sub>. Notons à ce sujet un gain de l'ordre de 33 dB.

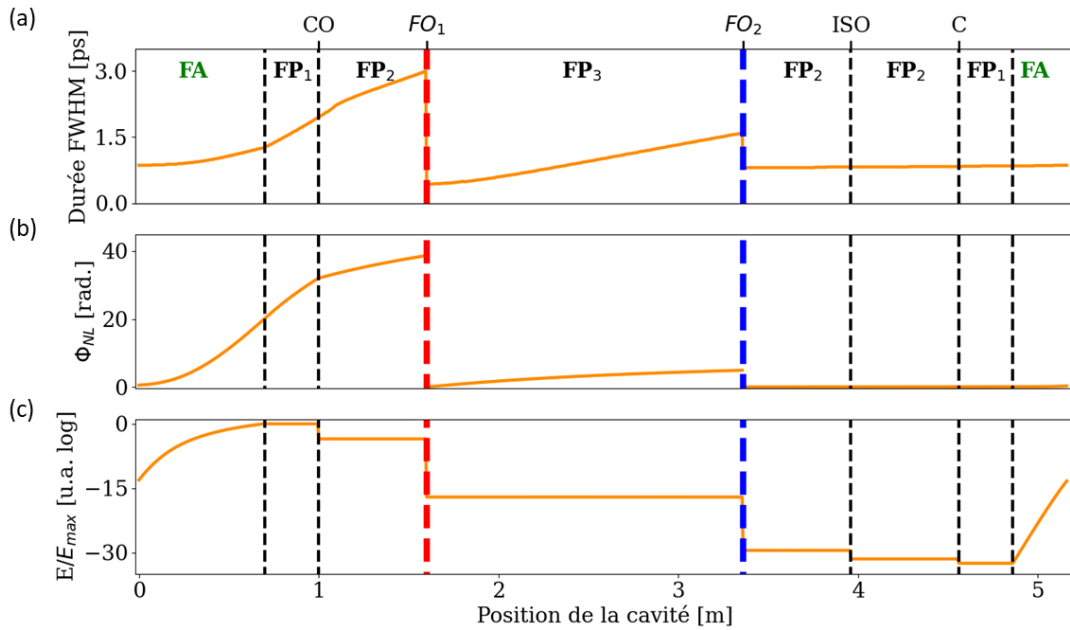


Figure 40 - Evolutions de différents paramètres de l'impulsion au cours d'un tour de cavité à l'état stationnaire. (a) Evolution de la durée FWHM de l'enveloppe temporelle. (b) Evolution de la phase non-linéaire accumulée  $\Phi_{NL}$  par l'impulsion. (c) Evolution de l'énergie de l'impulsion par rapport à son énergie maximale durant le tour. FO<sub>1</sub> et FO<sub>2</sub> sont représentés respectivement en pointillés rouges et en pointillés bleus.

Justifions à présent la non-prise en compte de l'ASE et de la SRS, visant à réduire le temps de calcul d'un facteur conséquent. La Figure 41 présente une comparaison des caractéristiques de l'impulsion avec et sans prise en compte de ces deux effets. De la même manière que pour l'OM linéaire, aucune différence n'est notable sur l'enveloppe spectrale (Figure 41(a)) ni sur l'enveloppe temporelle (Figure 41(b)) à l'issue de 100 tours de cavité simulés. Quantitativement, l'énergie de l'impulsion est de 13.02 nJ sans prise en compte de l'ASE et de la SRS, 12.78 nJ avec, ce qui constitue une différence plus importante que dans l'OM linéaire, prévu lors du dimensionnement. La différence reste négligeable pour l'objectif de ces simulations, l'important étant que l'on converge toujours vers une solution stationnaire. Notons toutefois que la fluctuation de l'énergie par rapport à l'énergie moyenne des 10 derniers tours (Figure 41(c)) est bien plus importante lorsque l'on prend en compte l'ASE et la SRS (de l'ordre de  $10^{-4}$  nJ contre  $10^{-12}$  nJ sans la prise en compte). Comme attendu, l'introduction de l'ASE réduit légèrement la précision de la méthode, sans modifier l'impulsion obtenue. La prise en compte de l'ASE et de la SRS entraîne un temps de calcul environ 2,5 fois plus élevé, ce qui conduit à ne pas les considérer dans la suite de l'étude.

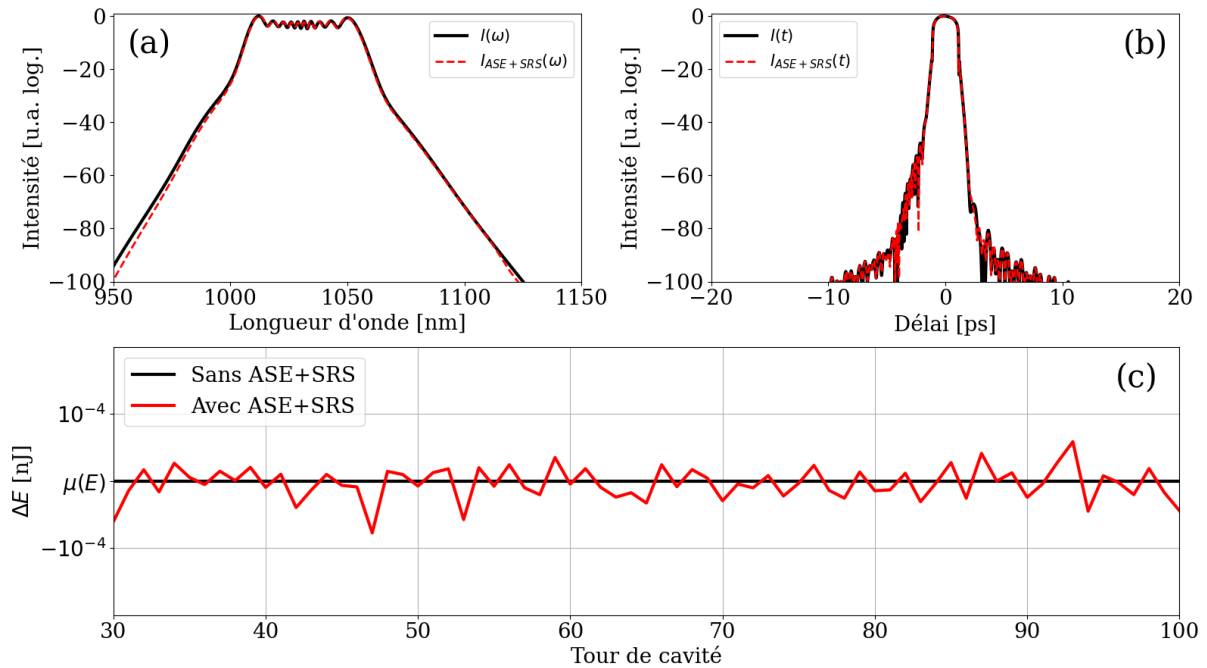


Figure 41 - Comparaison du profil spectral (a) et temporel (b) obtenu en sortie de l'OM après 100 tours de cavité sans prise en compte de l'ASE et de la SRS (courbe noire) et avec leurs prises en compte (courbe rouge). (c) Fluctuation de l'énergie entre les tours 30 et 70 par rapport à la valeur moyenne de l'énergie entre les tours 90 et 100, avec prise en compte de l'ASE et SRS (courbe rouge) et sans (courbe noire).

Afin d'avoir un regard critique sur la comparaison des performances entre les architectures de l'OM, nous réalisons la même étude paramétrique que pour l'OM linéaire, à savoir la variation de la puissance de pompe de l'amplificateur fibré.

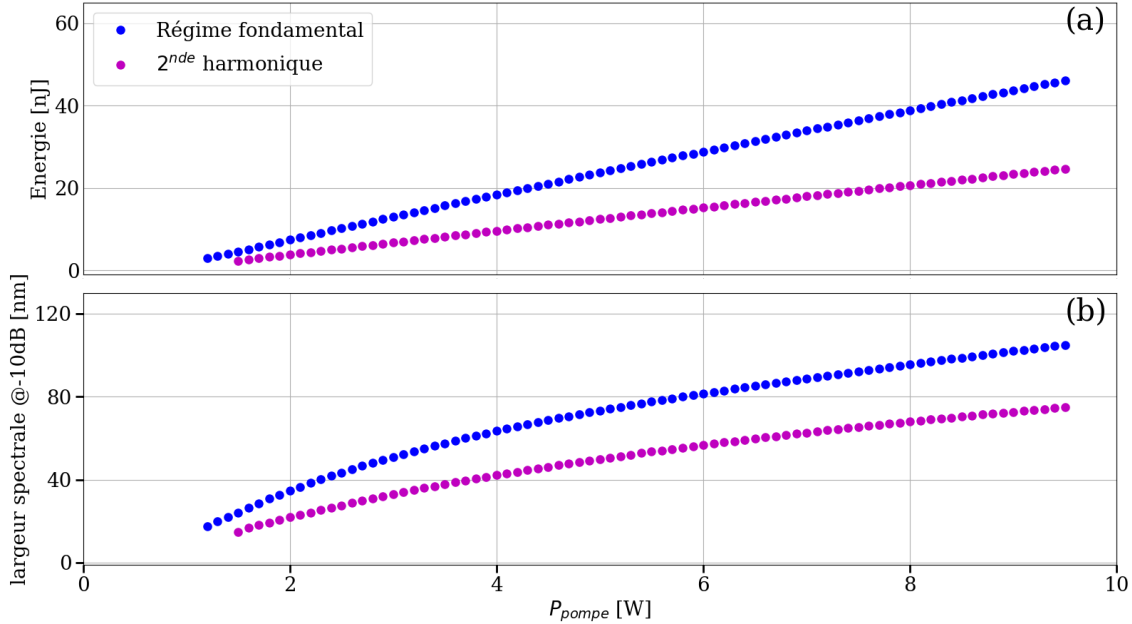


Figure 42 – (a) Énergie par impulsion et largeur FWHM de l'enveloppe spectrale (b) obtenus en sortie de l'OM linéaire en fonction de la puissance de pompe  $P_{pompe}$  dans le cas du régime fondamental (bleu) et du régime harmonique 2 (magenta).

Le résultat de cette étude est présenté Figure 42. Nous avons effectué cette étude pour le régime fondamental (H1) et le régime harmonique 2 (H2). Pareillement au cas de l'OM linéaire, nous avons porté notre attention sur l'énergie en sortie de l'OM (Figure 42(a)) et sur la largeur spectrale (Figure 42(b)) avec le même code couleur (courbes bleues pour H1, courbes magenta pour H2). Notons dans un premier temps, que l'énergie de l'impulsion tend vers 0 pour une puissance de pompe inférieure à 1.2 W pour H1 et 1.5 W pour H2, définissant ainsi une puissance de pompe minimale de fonctionnement. Au-delà, l'impulsion converge vers une solution stationnaire pour l'ensemble de  $P_{pompe}$  considéré (fluctuations inférieures à  $10^{-5}$  nJ par rapport à l'énergie moyenne des 10 derniers tours). De plus, la croissance de l'énergie en fonction de  $P_{pompe}$  est quasiment linéaire sur toute la plage jusqu'à 9.5 W de puissance de pompe, contrairement à la largeur spectrale à -10 dB qui semble tendre vers une valeur limite. Bien que cette étude ne présente pas de limitations quant à une croissance de l'énergie de l'impulsion pour une puissance de pompe  $P_{pompe}$  supérieure à 9.5 W, nous n'avons pas considéré cette possibilité au regard de la puissance de pompe résiduelle de l'amplificateur. En effet, pour une puissance de pompe supérieure à 9.5 W, la pompe résiduelle est déjà supérieure à 4.5 W. Il s'agit déjà d'un niveau élevé de pompe résiduelle qu'il faut parvenir expérimentalement à gérer sans quoi des problématiques de gestions thermiques pourraient rendre le système instable. La mise en place d'un *cladding mode stripper* permettra expérimentalement de retirer une grande partie de cette pompe résiduelle, mais nous décidons de nous fixer une valeur limite afin de ne pas créer une grande sensibilité à ce niveau.

Notons que le régime harmonique H2 est également solution stationnaire de la cavité pour toute la plage de  $P_{pompe}$  considérée. A ce sujet, les conclusions sont identiques à l'architecture linéaire de l'OM, à savoir que la discrimination expérimentale entre les deux régimes de fonctionnement n'est pas prédictible avec ces simulations.

Par ailleurs, contrairement à l'étude menée sur l'architecture linéaire, aucune limitation physique à l'augmentation de la puissance de pompe n'est observée dans le cas de la présente architecture. Ceci s'explique par la meilleure isolation optique<sup>28</sup> des filtres en transmission en comparaison de celle permise par les FBGs. Dans ces simulations, le seuil d'isolation optique est fixé à 60 dB soit 20 dB de plus que pour les FBGs. Ainsi, les pertes perçues par un signal à 1030 nm sont considérablement augmentées, repoussant le seuil d'apparition d'un régime multimode libre.

La conclusion de cette étude est la bonne stabilité de l'architecture vis-à-vis de la puissance de pompe/du gain, démontrant la possibilité d'obtenir des impulsions comprises entre 2.5 et une quarantaine de nJ en sortie de l'OM. L'énergie maximale est inférieure à celle de l'architecture linéaire en considérant toutes les contraintes posées, expliqué par le coefficient d'extraction inférieur dans cette simulation.

Pour conclure, les travaux numériques menés sur l'architecture en anneau à un amplificateur de l'oscillateur Mamyshev montrent la possibilité d'établir un blocage de modes selon ce mécanisme à une cadence de 40 MHz. La réalisation expérimentale d'un tel système permettrait de délivrer des énergies par impulsion d'environ 40 nJ, correspondant à une puissance moyenne de l'ordre de 1.6 W. L'énergie maximale est inférieure à celle de l'architecture linéaire en considérant toutes les contraintes posées, expliqué par le coefficient d'extraction inférieur dans cette simulation. Soulignons le fait que la simulation présentée dans cette partie ne converge pas vers une solution stationnaire lorsque le coefficient d'extraction est fixé à 80 %, expliquant bien la nécessité de conserver suffisamment d'énergie dans la cavité pour permettre l'élargissement spectral dans le RM de manière passive et justifiant le bon dimensionnement de ce coefficient à 50 %.

Au regard de cette simulation, l'élargissement spectral limité à 40 MHz dans le RM mettant en jeu une fibre passive, ne laisse pas présager une montée en cadence significative. On peut toutefois envisager des cadences supérieures au détriment de certains paramètres tels que la qualité d'impulsion (filtres supergaussiens permettant une proximité plus importante des filtres), de la puissance en sortie (abaissement du coefficient d'extraction, utilisation d'un amplificateur pompé cœur plus court afin d'augmenter  $FP_3$ ), de la praticité industrielle (optimisation de la longueur de fibre entre chaque composants, utilisation de fibres à fort coefficient non-linéaire  $\gamma$ ).

---

<sup>28</sup> On peut également parler d'extinction spectrale.

## 2.3 Oscillateur Mamyshev en anneau à deux amplificateurs

### 2.3.1 Description de la cavité en anneau à deux amplificateurs

Comme évoqué dans le chapitre précédent présentant l'état de l'art des performances des OM, l'architecture en anneau à deux amplificateurs est celle qui a permis la démonstration des plus remarquables d'entre elles. On citera notamment les records d'énergie, de puissance crête, de puissance moyenne, de durée, etc [75], [76], [84]. Cela étant, il s'agit de l'architecture que nous considérons en dernier pour notre objectif de haute cadence. En effet, c'est l'OM en anneau à deux amplificateurs qui met en jeu le plus de composants et donc qui a le moins de marge de manœuvre, suivant cette logique « d'encombrement », pour optimiser expérimentalement la cadence. La Figure 43 est une représentation schématique possible de l'OM en anneau à deux amplificateurs. Nous ne rentrerons pas dans la présentation des éléments généraux qui sont en tout point similaires à ceux de son homologue en anneau à 1 amplificateur. Notons surtout la différence entre ces deux architectures : la présence d'un amplificateur fibré à la place d'un tronçon de fibre passive (FP<sub>3</sub> dans la partie 2.2) dans le second RM.

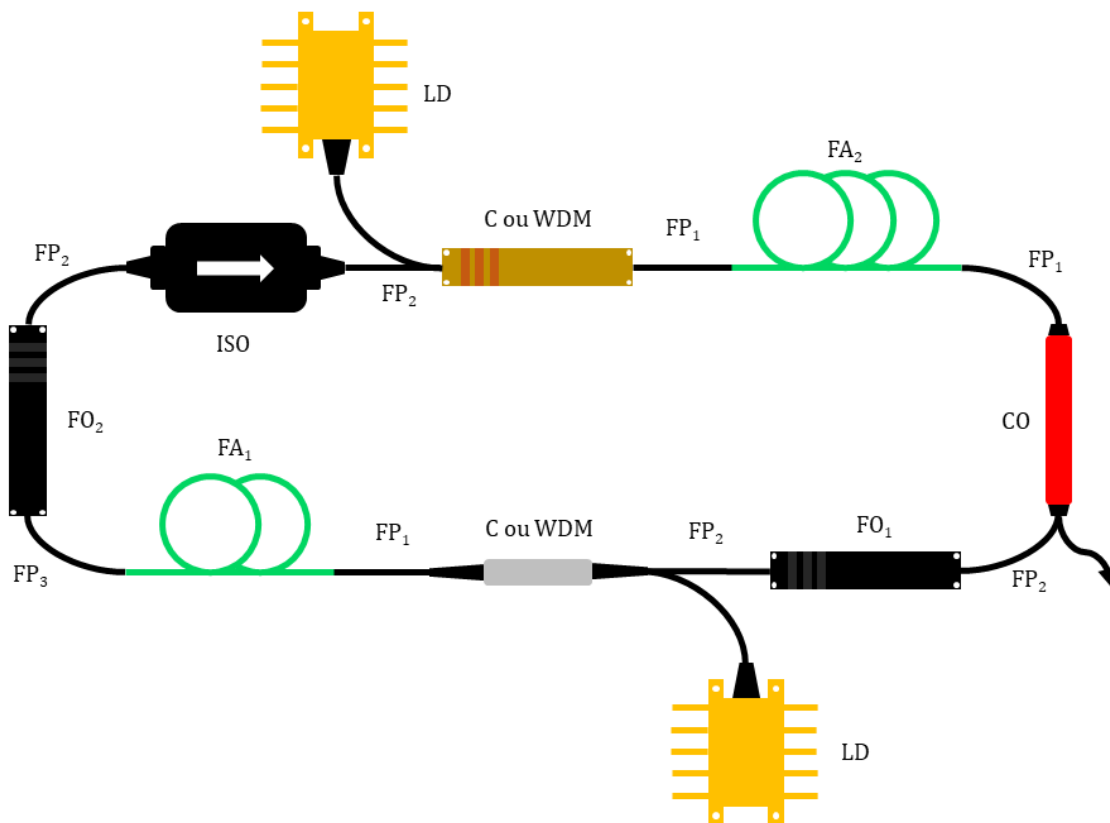


Figure 43 - Représentation expérimentale d'un OM en anneau à 2 amplificateurs. LD : diode laser ; C : combineur ; WDM : (dé-) multiplexeur en longueur d'onde ; FP : fibre passive ; FA : fibre amplificatrice ; CO : coupleur optique ; FO : filtre optique ; ISO : isolateur optique

### 2.3.2 Dimensionnement de la cavité simulée

Le Tableau 6 présente l'ensemble des paramètres de simulation. Les fibres amplificatrices (FA<sub>1</sub> et FA<sub>2</sub>) sont des fibres Yb1200-10/125DC(-PM), les tronçons de fibre passive FP<sub>1</sub>, FP<sub>2</sub> et FP<sub>3</sub> sont des fibres PM1060L. Comme d'habitude, l'ensemble des composants simulés avec leurs paramètres associés sont reproductibles ou accessibles expérimentalement.

| Composant       | Caractéristique | Valeur               |
|-----------------|-----------------|----------------------|
| FA <sub>1</sub> | Fibre           | Yb1200-10/125DC(-PM) |
|                 | Longueur        | 0.3 m                |
|                 | Pompage         | Cœur                 |
|                 | $P_{pompe}$     | 0.4 W                |
| FA <sub>2</sub> | Fibre           | Yb1200-10/125DC(-PM) |
|                 | Longueur        | 1 m                  |
|                 | Pompage         | Gaine                |
|                 | $P_{pompe}$     | 3 W                  |
| FP <sub>1</sub> | Fibre           | PM1060L              |
|                 | Longueur        | 0.3 m                |
| FP <sub>2</sub> | Fibre           | PM1060L              |
|                 | Longueur        | 0.6 m                |
| FP <sub>3</sub> | Fibre           | PM1060L              |
|                 | Longueur        | 0.56 m               |
| FO <sub>1</sub> | Profil          | Gaussien             |
|                 | FWHM            | 2 nm                 |
|                 | $\lambda_c$     | 1036 nm              |
| FO <sub>2</sub> | Profil          | Gaussien             |
|                 | FWHM            | 2 nm                 |
|                 | $\lambda_c$     | 1030 nm              |
| CO              | Extraction      | 90 %                 |

Tableau 6 - Paramètres de simulation utilisés pour l'OM en anneau à deux amplificateurs opérant à 40 MHz

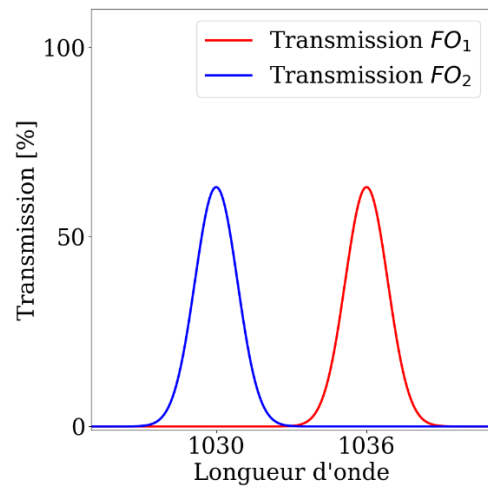


Figure 44 - Courbes de transmission spectrale de FO<sub>1</sub> (rouge) et de FO<sub>2</sub> (bleue).

La Figure 44 présente les courbes de transmission des deux filtres optiques (FO<sub>1</sub> et FO<sub>2</sub>) associées aux paramètres de simulation. La longueur de cavité est conservée par rapport à l'architecture précédente, la cadence est donc de 40 MHz.

Bien que les points communs avec l'architecture en anneau à un amplificateur soient nombreux, explicitons le dimensionnement de cette nouvelle architecture et en particulier les points qui diffèrent. Pour rappel, les tronçons  $FP_1$  et  $FP_2$  sont définis de manière à permettre la mise en œuvre expérimentale de la cavité simulée. La contrainte étant la soudure de deux composants fibrés à maintien de polarisation, mettant en jeu une soudeuse volumineuse<sup>29</sup>.  $FP_1$  vaut ainsi 0.3 m et  $FP_2$  vaut  $2FP_1$  soit 0.6 m. Le même amplificateur que pour les deux autres architectures est utilisé soit un amplificateur fibré de 1 m pompé gaine par 3 W à 976 nm. Nous avons précédemment 1.76 m de fibre entre les deux filtres  $FO_1$  et  $FO_2$ , c'est donc de cette longueur que nous disposons pour intégrer un amplificateur fibré. A ces 1.76 m doivent être retirés les 0.6 m de fibres indispensables à chacun des deux filtres pour être assemblés. Dans un second temps, un composant permettant le couplage de la pompe et du signal dans la fibre amplificatrice est nécessaire (un WDM dans le cas d'un pompage cœur, un combineur dans le cadre d'un pompage gaine) ce qui réduit de nouveaux la longueur disponible de 0.6 m. Compte-tenu de la faible longueur de fibre restante (0.56 m), nous choisissons d'utiliser un amplificateur fibré pompé cœur, présentant une absorption linéique de la pompe bien plus importante que lors d'un pompage gaine, permettant ainsi d'avoir une fibre amplificatrice plus courte. Nous gardons la même fibre amplificatrice que jusqu'alors, mais nous l'utilisons en pompage cœur, présentant une absorption linéique calculée de l'ordre de 950 dB/m. Considérant cette absorption linéique importante, nous intégrons 0.3 m de fibre amplificatrice et par conséquent 0.26 m de fibre passive en sortie de la fibre amplificatrice. Ce raisonnement définit donc la longueur de fibre passive  $FP_3$  présente avant  $FO_2$ , de 0.56 m. La puissance de pompe de cet amplificateur pompé par le cœur est de 0.4 W. Notons qu'il s'agit d'une puissance de pompe que l'on pourrait qualifier de « faible » par rapport à ce que peuvent délivrer des diodes lasers monomodes (jusqu'à 1 W). En réalité, la simulation précédente de l'OM à un amplificateur montrant l'obtention d'un élargissement spectral suffisant de manière passive dans un RM permet d'être confiant sur le fonctionnement de cet OM à deux amplificateurs même à une puissance de pompe inférieure à ce qu'une diode pourrait délivrer expérimentalement. Bien que cet OM s'appuie sur les effets non-linéaires, il est intéressant de limiter les effets non-linéaires à un niveau de « juste nécessité » pour conserver une qualité impulsionnelle satisfaisante, comme illustré dans les simulations précédentes. Notons également qu'augmenter la puissance du signal à cet endroit de l'oscillateur, combinés aux effets non-linéaires associés, n'augmentera pas de manière considérable les performances en sortie de l'oscillateur car la densité spectrale de puissance sur la longueur d'onde centrale de  $FO_2$  n'augmentera pas de manière significative. A propos de la définition des filtres, nous conservons le profil gaussien des filtres dont l'intérêt a été présenté dans la partie 2.2.2. Concernant la largeur FWHM de transmission des filtres, nous gardons un ordre de grandeur identique aux autres configurations soit des filtres de 2 nm FWHM centrés à 1036 nm ( $FO_1$ ) et 1030 nm ( $FO_2$ ). Enfin, nous définissons le taux d'extraction de la cavité du coupleur optique CO à 90 %. Dans la simulation de l'OM à un amplificateur, nous avons gardé le taux d'extraction à un niveau plus faible de 50 % pour assurer le fonctionnement du mécanisme de Mamyshev dans le RM passif. Dans cette configuration-ci, la présence de l'amplificateur fibré permet d'être confiant sur la possibilité d'obtenir l'élargissement spectral nécessaire dans le RM avec un niveau d'énergie à l'entrée du RM inférieur.

<sup>29</sup> A titre informatif, la soudeuse de référence pour la soudure de ce type de fibre est la Fujikura 100P+.

### 2.3.3 Résultats de simulation

La Figure 45 présente l'évolution de l'énergie (courbe bleue) et de la durée FWHM (courbe rouge) de l'impulsion en sortie de l'oscillateur sur 100 tours de cavité. Le code converge vers une solution stationnaire en seulement quelques tours de cavité. Comme le montre l'insert, la fluctuation de l'énergie par rapport à sa valeur moyenne est faible, inférieure à  $10^{-12}$  nJ ce qui est satisfaisant. Quantitativement, l'énergie de l'impulsion est de 27.41 nJ ce qui représente une puissance moyenne à 40 MHz de l'ordre de 1.1 W. La durée FWHM de l'impulsion en sortie de l'oscillateur mesurée juste après le coupleur de sortie est de 2.12 ps, représentant une puissance crête d'environ 13 kW. Notons que nous n'avons pas pris en compte l'ASE et la SRS dans cette simulation. Cette non-prise en compte a déjà été justifiée dans les deux architectures précédentes et ne sera pas redémontrée ici, les différences étant similaires. A titre indicatif, l'énergie de l'impulsion est de 27.41 nJ sans prise en compte de l'ASE et de la SRS contre 27.26 nJ avec considération. Les fluctuations de l'énergie augmentent lorsque ces effets sont pris en compte, comme cela avait déjà été observé pour l'architecture en anneau à un amplificateur, tout en restant à un niveau faible par rapport à l'énergie de l'impulsion.

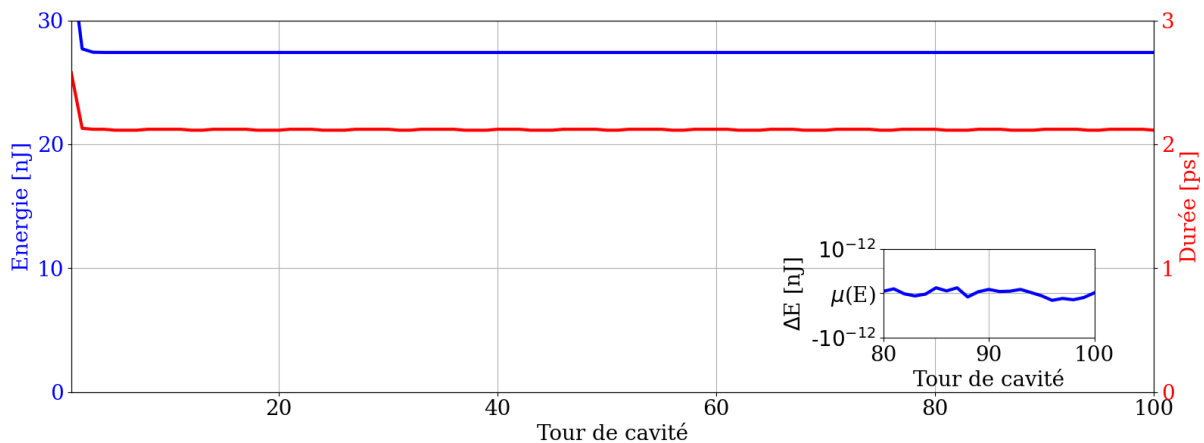


Figure 45 - Evolution de l'énergie (courbe bleue) et de la durée à mi-hauteur (courbe rouge) de l'impulsion au cours des tours de cavité

Nous procédons aux mêmes analyses que pour les simulations précédentes, avec dans un premier temps la Figure 46, donnant accès aux caractéristiques spectrales et temporelles de l'impulsion en sortie de l'OM en anneau à deux amplificateurs. Les interprétations sont les mêmes que pour les précédentes simulations, ce qui était escompté. Ainsi, nous obtenons en sortie de cet oscillateur une impulsion de forme quasi-parabolique, avec des propriétés spectrales et temporelles bien explicitées dans la partie 2.1.3. Notons l'obtention en sortie de l'oscillateur du spectre le plus large des 3 configurations à -10 dB, 56 nm. La phase spectrale est quadratique avec la présence de modulations. Dans le domaine temporel, nous constatons la forme quasi-parabolique de l'impulsion ainsi qu'un chirp quasiment linéaire. Analogiquement aux simulations précédentes, une décomposition polynomiale est réalisée sur la phase spectrale. Nous obtenons une enveloppe temporelle de 46 fs après compensation des 3 premiers ordres de phase, soit la même valeur que pour la simulation de l'architecture en anneau à un amplificateur. Cette durée est identique à la durée obtenue via l'enveloppe spectrale limitée par Transformée de Fourier, moyennant le pas de grille important devant la durée de ces impulsions (7.6 fs). En supposant qu'il s'agisse d'une durée d'impulsion atteignable en sortie d'un compresseur de Treacy, et admettant une transmission dans ce dernier de 90 %, on obtient alors des impulsions excédant les 300 kW crête.

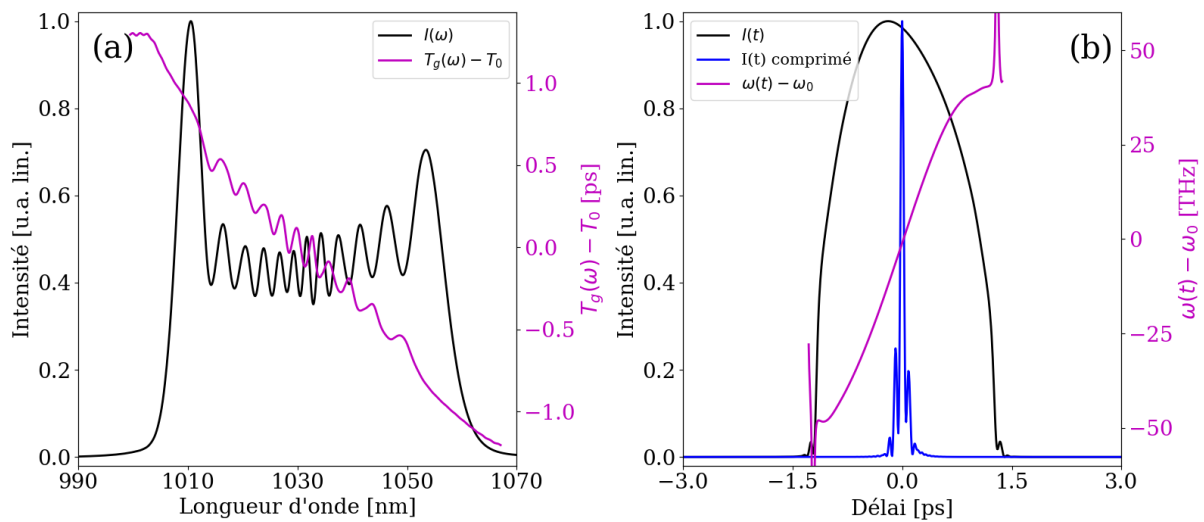


Figure 46 - Caractéristiques temporelles et spectrales de l'impulsion en sortie de l'OM en anneau simulé. (a) Spectre de l'impulsion (courbe noire) ; Délai de groupe (courbe magenta). (b) Profil temporel de l'impulsion (courbe noire) ; pulsation instantanée (courbe magenta) ; profil temporel après compensation des 3 premiers ordres de phase spectrale (courbe bleue).

La Figure 47 permet de rendre compte de l'évolution spectrale de l'impulsion sur un tour de cavité lorsque celui-ci a atteint un état stationnaire. Il n'y a pas de grandes différences notables par rapport à l'architecture en anneau à un amplificateur. Les deux élargissements spectraux sont bien visibles dans chaque RM. On remarque que l'élargissement spectral de l'impulsion dans l'amplificateur pompé cœur n'est pas si important que cela et permet juste de transmettre une partie de son spectre au travers de  $FO_2$ . Ceci s'explique par l'élargissement spectral de l'impulsion quasi-exclusivement à partir de la fibre amplificatrice soit sur 0.56 m avant filtrage, contrairement à l'élargissement spectral sur 1.76 m de manière passive dans l'architecture en anneau à un amplificateur. En ordre de grandeur, cet amplificateur a finalement permis d'obtenir le même élargissement spectral que le bras passif de l'architecture en anneau à un amplificateur, tout en permettant d'augmenter considérablement les performances en sortie de l'oscillateur (facteur 2 sur la puissance moyenne obtenue en sortie de l'oscillateur).

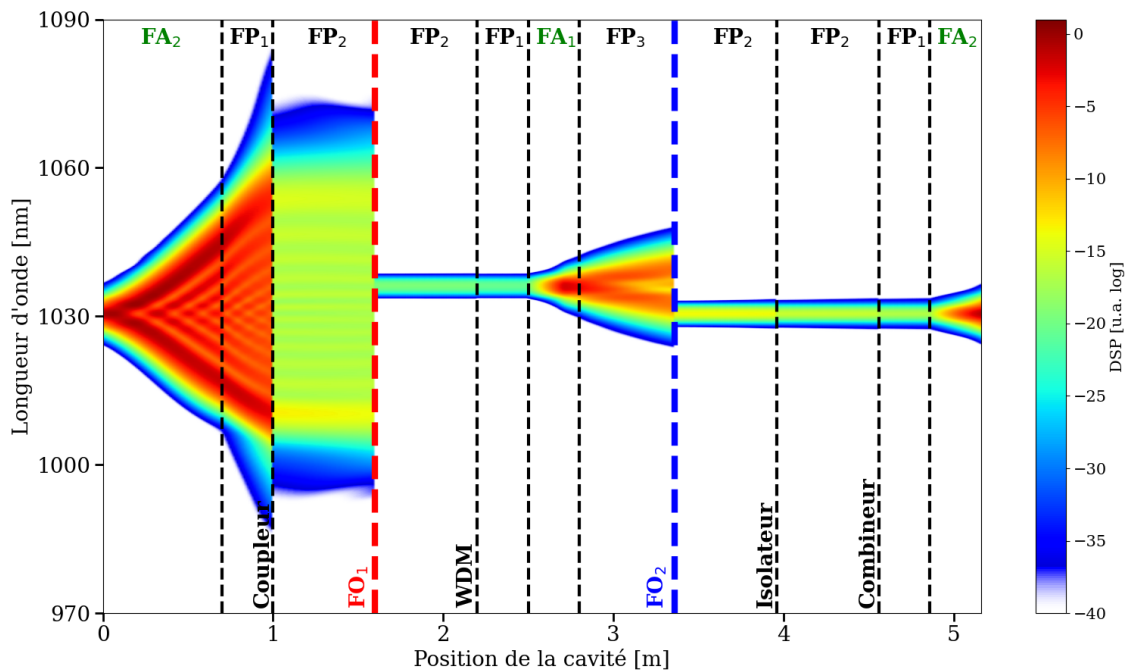


Figure 47 - Evolution du profil spectral de l'impulsion au cours d'un tour de cavité. Les pointillés rouges et bleus représentent respectivement la position des  $FO_1$  et  $FO_2$ , les pointillés noirs représentent un composant optique autre que les filtres optiques (coupleur optique, isolateur optique, combineur de pompe) ou une soudure entre deux fibres différentes (fibre amplificatrice et fibre passive notamment).

La Figure 48 présente les évolutions de la durée de l'enveloppe temporelle (a), de la phase non-linéaire accumulée dans chaque RM (b) ainsi que le rapport d'énergie  $E/E_{\max}$  (c) sur un tour de cavité à l'état stationnaire. Notons des évolutions, en ordre de grandeur, semblables à la propagation dans un OM en anneau à un amplificateur. La phase non-linéaire accumulée est supérieure à celle accumulée dans le bras passif de l'OM à un amplificateur, mais reste très inférieure à celle accumulée dans le RM avant la sortie de l'oscillateur. Ajoutons le dimensionnement cohérent de FA<sub>1</sub> : l'énergie n'augmente plus sur les 5 cm de fibres restants, signifiant que la puissance de pompe a été totalement absorbée et que l'amplificateur est en régime saturé.

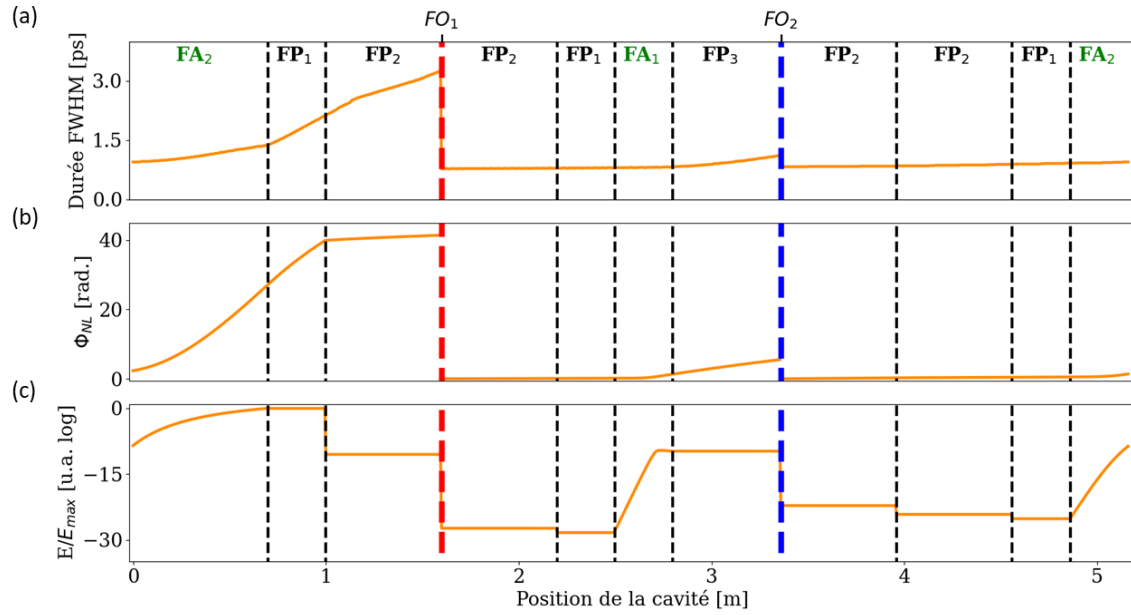


Figure 48 - Evolutions de différents paramètres de l'impulsion au cours d'un tour de cavité à l'état stationnaire. (a) Evolution de la durée FWHM de l'enveloppe temporelle. (b) Evolution de la phase non-linéaire accumulée  $\Phi_{NL}$  par l'impulsion. (c) Evolution de l'énergie de l'impulsion par rapport à son énergie maximale durant le tour. FO<sub>1</sub> et FO<sub>2</sub> sont représentés respectivement en pointillés rouges et en pointillés bleus.

Enfin, nous procédons à la même étude paramétrique pour cette architecture que pour les deux autres, à savoir l'évolution de l'énergie en sortie oscillateur en fonction de la puissance de pompe. Ici, nous ferons varier la puissance de pompe du second amplificateur ( $FA_2$ ) car c'est cet amplificateur qui gouverne en grande partie les performances de l'oscillateur.

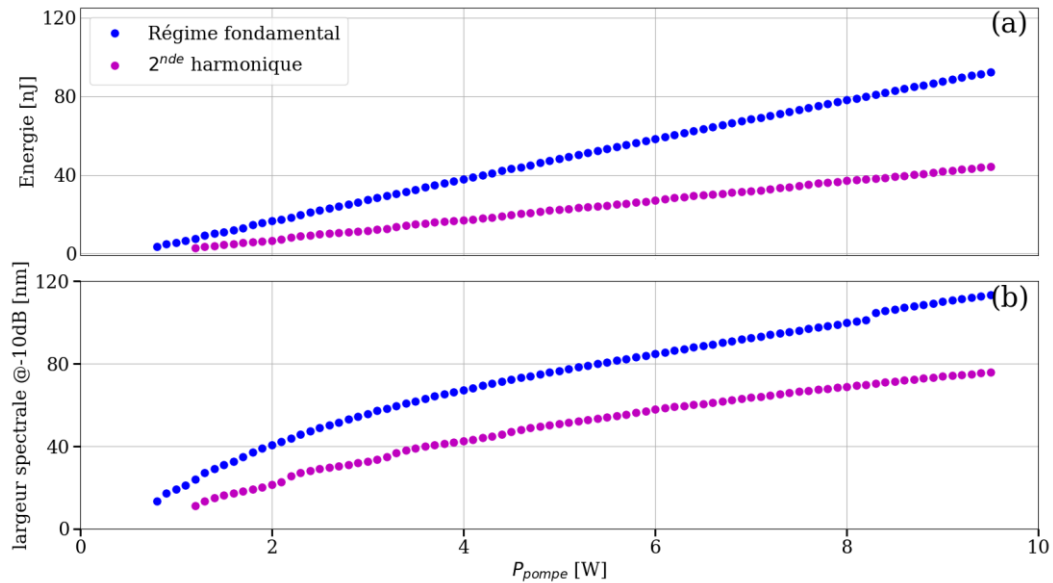


Figure 49 - (a) Énergie par impulsion et largeur FWHM de l'enveloppe spectrale (b) obtenus en sortie de l'OM en anneau à deux amplificateurs en fonction de la puissance de pompe  $P_{pompe}$  du second amplificateur fibré  $FA_2$ , dans le cas du régime fondamental (bleu) et du régime harmonique 2 (magenta).

La Figure 49 présente le résultat de cette étude. Identiquement aux études précédentes, nous procédons à la recherche de solutions stationnaires pour le régime fondamental (harmonique 1, H1) et pour le régime harmonique 2 (H2). L'énergie en sortie de l'oscillateur en fonction de  $P_{pompe}$  est représentée en bleu pour H1 et en magenta pour H2. Pour les deux régimes, l'énergie varie entre 3 nJ et la centaine de nJ en régime fondamental et entre 2 nJ et 50 nJ en régime harmonique. L'impulsion converge vers une solution stationnaire sur toute la plage considérée dès lors que  $P_{pompe}$  est supérieure à 0.8 W et 1.2 W respectivement pour chaque régime. Notons un léger saut de largeur spectrale à -10 dB pour une puissance de pompe de 8.3 W, dû à un faible lobe spectral dont l'intensité est devenue supérieure au seuil fixé. À l'instar de l'étude précédente sur l'architecture en anneau avec un amplificateur, l'énergie de 95 nJ n'est pas une valeur maximale, et nous avons choisi de ne pas augmenter davantage la puissance de la pompe en raison des problèmes associés à la puissance résiduelle de la pompe. Grâce au coefficient d'extraction plus important dans cette architecture que pour son homologue à un amplificateur, les performances en sortie sont nettement accrues sans porter préjudice au mécanisme de l'OM.

Pour conclure, les travaux numériques menés sur l'architecture en anneau à deux amplificateurs de l'OM montrent la possibilité d'établir un blocage de modes selon ce mécanisme à une cadence de 40 MHz. La réalisation expérimentale d'un tel système permettrait de délivrer des énergies par impulsion supérieures à 75 nJ correspondant à une puissance moyenne de l'ordre de 3 W.

Au regard de cette simulation, bien que la phase non-linéaire accumulée puisse être largement suffisante dans chaque RM pour permettre un blocage de modes selon le mécanisme de Mamyshev, il n'est pas trivial d'envisager une cadence considérablement supérieure à 40 MHz selon cette architecture. En effet, la limitation de cette architecture n'est pas tant d'ordre physique, mais plutôt d'ordre ingénierie. Ainsi, la montée en cadence semble tout à fait réalisable physiquement si on parvient à optimiser les longueurs de fibres entre les différents composants, ou en retirant des composants, par l'utilisation de composants mutualisant deux fonctions. Dans ce contexte, on peut citer le composant utilisé couramment dans les architectures fibrées : un « Iso-tap coupler » : composant fibré mutualisant la fonction d'isolation optique ainsi qu'un prélèvement de signal (fonction de coupleur).

## 2.4 Architecture retenue pour la suite des travaux

Les travaux numériques présentés dans les sections précédentes démontrent que chaque architecture est capable d'opérer à une fréquence de répétition de 40 MHz. Cette flexibilité constitue un avantage, car elle nous permet de ne pas être limités à une seule architecture pour atteindre notre objectif. Il convient donc d'analyser les différentes architectures en considérant leurs atouts, leurs limitations ainsi que d'autres aspects pratiques.

L'architecture linéaire se distingue par sa simplicité matérielle : une cavité d'OM peut être constituée de seulement deux FBGs et d'un amplificateur. Toutefois, son dimensionnement est plus complexe que celui des architectures en anneau, en raison d'un plus grand nombre de degrés de liberté à la conception qui ne sont pas toujours ajustables expérimentalement. Parmi ces paramètres, on peut citer la réflectivité des FBGs, qui diffère des pertes d'insertion fixes des filtres optiques, ainsi que la possibilité d'ajout de phase spectrale. À titre d'illustration, la réflectivité du second FBG joue un rôle clé, car elle conditionne à la fois le taux de réjection et le taux d'extraction de la cavité. Étudier expérimentalement son influence nécessite l'utilisation de plusieurs FBGs aux réflectivités différentes.

En outre, le fonctionnement de l'architecture linéaire à 40 MHz offre une marge de manœuvre considérable pour l'élargissement spectral entre chaque FBG, ce qui ouvre la voie à une augmentation de la cadence jusqu'à environ 100 MHz, tout en délivrant un signal d'une puissance excédant 1 W. Cela étant, la quasi-totalité des paramètres de la cavité est déterminée par les FBGs, des composants dont l'approvisionnement rapide et aisé n'est pas garanti. Par ailleurs, ces composants sont fixes ou accordables par l'intermédiaire de la mise en place de systèmes complexes, ce qui ne se prête pas idéalement à la conception expérimentale d'un premier oscillateur. L'utilisation de cette architecture impliquerait la commande d'un grand nombre de FBGs afin d'identifier une paire compatible en longueur d'onde, entraînant un surcoût important. De plus, comme mentionné précédemment, le taux d'extinction spectral est un paramètre critique pour le bon fonctionnement de l'OM. Or, les spécifications requises dépassent les standards de fabrication classiques. Ainsi, en plus d'exiger une large sélection de FBGs pour pallier leur manque de flexibilité, ces derniers devraient être fabriqués sur mesure, en dehors des chaînes de production standard, ce qui alourdirait encore davantage les coûts. Pour ces raisons, bien que prometteuse, cette architecture ne sera pas retenue pour la suite de ces travaux.

L'architecture en anneau intégrant un amplificateur est avantageuse en raison de sa simplicité et de l'utilisation de filtres en transmission. Ces filtres, plus courants et plus faciles à approvisionner que les FBGs, offrent généralement une extinction spectrale plus élevée. De plus, des versions accordables de ces filtres sont disponibles dans le commerce, ce qui constitue un atout supplémentaire en termes de flexibilité et d'optimisation des performances. Cela étant, cette architecture est celle qui offre le moins de marge de manœuvre sur le plan physique, en raison de la présence du bras passif. L'analyse montre que la phase non linéaire accumulée par l'impulsion dans ce bras est faible, mais suffisante pour assurer un fonctionnement à 40 MHz. Par conséquent, toute approximation dans l'évaluation des paramètres expérimentaux, comme une sous-estimation des pertes d'insertion, pourrait compromettre la stabilité du fonctionnement expérimental.

De plus, bien que l'objectif de départ soit la réalisation d'un OM opérant à 40 MHz, nous pourrions être intéressé par une augmentation plus importante de la cadence. Dans cette perspective, nous estimons qu'il serait difficile de dépasser significativement une cadence de 40 MHz avec cette architecture sans compromettre des critères essentiels, tel que la performance optique (notamment une puissance moyenne élevée). Cette architecture ne sera donc pas retenue pour l'ensemble de ces points.

Ainsi, bien que cette approche n'eût pas été envisagée initialement, nous avons choisi de retenir l'architecture en anneau à deux amplificateurs. Celle-ci combine les avantages de l'architecture en anneau, notamment l'utilisation de filtres en transmission et de composants standards facilement approvisionnables, tout en permettant d'augmenter la cadence sans compromis sur la puissance optique délivrée. Notons également que choisir cette architecture présente un côté pratique puisque c'est sur cette architecture que l'équipe de recherche a travaillée lors de la thèse d'Etienne Poeydebat. Ainsi, une partie des composants peut être réutilisée dans la mesure du possible.

L'un des inconvénients de cette architecture réside dans le nombre plus élevé de composants impliqués, ce qui peut limiter la montée en cadence. Toutefois, une première optimisation des longueurs de fibre reliant les différents éléments peut être mise en place de manière raisonnable. Cette optimisation permettrait d'atteindre une cadence supérieure à 70 MHz, tout en garantissant le bon fonctionnement du mécanisme de Mamyshev à cette fréquence dans cette architecture. Une seconde optimisation possible pourrait être l'utilisation de composants intégrés, mutualisant différentes fonctions optiques et permettant ainsi de réduire encore les longueurs de fibres « pratiques » au profit des longueurs de fibres dédiées au mécanisme de l'OM.



### **III. Oscillateur Mamyshev optimisé en cadence avec des composants fibrés standards**

À la suite du choix de l'architecture de l'oscillateur Mamyshev en anneau à deux amplificateurs, justifié dans le chapitre précédent, le présent chapitre est consacré à la présentation des travaux menés sur cette configuration, tant sur le plan expérimental que numérique.

La première partie de ce chapitre est dédiée à la présentation de l'oscillateur Mamyshev réalisé expérimentalement. Cet oscillateur est optimisé en cadence, en réduisant au maximum les longueurs de fibres, tout en utilisant des composants standards/accessibles commercialement. Le déroulement de ce chapitre est très classique : une description détaillée du système dans un premier temps, s'en suit une description du procédé d'initialisation du blocage de modes, et enfin la description des performances de l'oscillateur en régime impulsionnel.

La seconde partie présente différentes études paramétriques numériques sur une cavité similaire à celle utilisée expérimentalement. Ces études permettront d'identifier quelques pistes d'optimisation de la cavité expérimentale mais également de comprendre les différents régimes de fonctionnement de l'oscillateur en fonction de différents paramètres, telles que le profil spectral des filtres, leur largeur, leur distance spectrale respective, ou encore le taux d'extraction de la cavité.

# 1 Réalisation expérimentale d'un oscillateur Mamyshev en anneau à deux amplificateurs

L'architecture de l'OM pour atteindre nos objectifs de cadence étant maintenant fixée, apportons quelques éléments chronologiques permettant d'expliquer un changement de direction pris au cours de ces travaux. Lorsque nous avons finalement acté le choix de l'architecture de l'OM, l'état de l'art de ce système en termes de cadence n'était plus le même qu'au début de ces travaux. En effet, la cadence maximale démontrée en régime fondamental n'était plus de l'ordre de la 20aine de MHz, mais de 52 MHz [85]. Bien que l'architecture ne soit pas la même (linéaire contre anneau à deux amplificateurs), il subsistait un doute sur les capacités de valorisation académique d'un OM ayant une fréquence de répétition de 40 MHz. De ce fait, nous avons décidé de ne pas nous limiter à une cadence de 40 MHz, mais d'obtenir la cadence la plus élevée possible avec cette architecture.

## 1.1 Présentation du système

Le système réalisé expérimentalement est représenté schématiquement Figure 50.

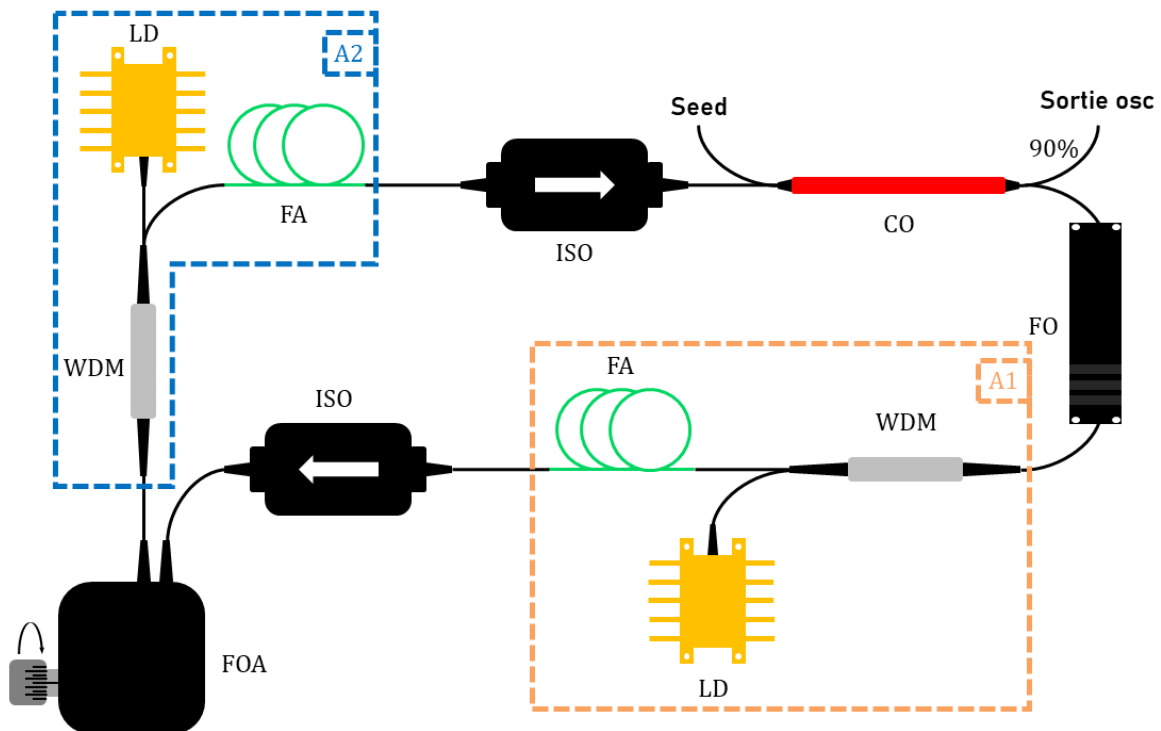


Figure 50 – Représentation schématique de l'OM en anneau à deux amplificateurs réalisé expérimentalement. Les deux amplificateurs fibrés A1 et A2 sont identiques, constitués d'une fibre amplificatrice (FA), d'un (dé)-multiplexeur en longueur d'onde (WDM) et d'une diode laser monomode (LD). (FO) désigne un filtre optique et (FOA) un filtre optique accordable en longueur d'onde. (CO) désigne le coupleur optique, ici avec un taux d'extraction de 90 %. Enfin, deux isolateurs optiques sont également ajoutés (ISO)

La cavité expérimentale est constituée des éléments à maintien de polarisation suivants :

- Un filtre optique (FO) au profil supergaussien centré à 1036 nm de largeur FWHM 6 nm.
- Un filtre optique accordable (FOA) en longueur d'onde entre 1020 et 1060 nm. Il s'agit d'un filtre de type passe-bas, avec une pente de filtrage d'environ 20 dB/nm. La longueur d'onde de coupure de ce filtre, compte-tenu de sa position dans la cavité, sera stratégiquement autour de 1030 nm de sorte à obtenir une impulsion centrée à cette longueur d'onde en sortie de l'OM. Notons que l'utilisation de ce filtre accordable, compte-tenu de la littérature et du retour d'expérience interne au laboratoire, semble indispensable tant la sensibilité du système vis-à-vis du filtrage est importante [86], [87], [88].
- Deux amplificateurs fibrés A1 et A2 identiques dans leur constitution, à savoir un WDM et une diode laser monomode de 1 W, permettant un pompage par le cœur, co-propagativement au signal, dans un tronçon de fibre Yb1200-6/125 DC-PM<sup>30</sup> d'une longueur d'environ 0.4 m. Bien qu'il s'agisse d'une fibre double gaine, appuyons sur le fait que nous l'utilisons bien en pompage cœur. Le choix d'utiliser cette fibre plutôt qu'une fibre simple gaine est le fort dopage en Yb affiché par cette fibre, permettant de mettre en jeu un tronçon de fibre court. En revanche, dans un contexte industriel, un point de vigilance apparaît pour une utilisation sur le long terme. En effet, les fibres fortement dopées ont une sensibilité accrue au photonoircissement (de l'anglais, *photodarkening*), réduisant le gain permis par la fibre dans le temps.
- Deux isolateurs optiques (ISO) permettent d'assurer un sens de propagation unidirectionnel du signal, ainsi que d'éviter l'amplification d'ASE contra-propagatif issu d'un amplificateur.
- Un coupleur 2x2 permet d'extraire 90 % du signal en sortie de l'OM et également d'injecter 90 % d'un signal seed afin d'initier le blocage de modes de la cavité.

Etant donné que la montée en cadence passe par la réduction de la longueur de cavité, nous réduisons au maximum les longueurs de fibres liant chacun des composants. De manière empirique, une longueur de fibre de 15 cm à l'entrée et la sortie de chaque composant permet de réaliser la soudure des composants avec une soudeuse de fibre à maintien de polarisation standard, et permet de garder possible la réalisation d'une nouvelle soudure<sup>31</sup> en cas de soudure infructueuse lors d'une première tentative ou en cas de changement de composants dans la cavité. Bien que nous nous protégeons d'une soudure infructueuse, notons que nous sommes dans un cas extrême, lié à la volonté d'obtenir la plus haute cadence possible, au détriment de toute praticité/contrainte d'industrialisation. Pour réduire encore ces longueurs de fibres entre composants, notons l'existence de structures telle que le centre technologique ALPhANOV (Talence), possédant des procédés de soudures permettant de mettre en jeu des longueurs de fibre centimétriques.

Ces optimisations de longueur de fibres donnent lieu à un système d'oscillateur Mamyshev d'une longueur d'environ 2.9 m.

<sup>30</sup> Il s'agit d'une fibre double gaine à maintien de polarisation (DC-PM) de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur de la marque Liekki, dont le dopage Ytterbium représente une absorption linéique à 976 nm de l'ordre de 1200 dB/m.

<sup>31</sup> Sans rappeler l'ensemble du protocole opératoire menant à la réalisation d'une soudure de deux fibres, notons que chaque nouvelle soudure de fibre engendre une réduction de la longueur de fibre, lors de l'étape de *cleave* de la fibre, permettant d'obtenir une face de fibre nette avec le moins de rugosité possible.

Revenons sur l'utilisation d'un filtre passe-bas accordable dans notre OM. A notre connaissance, c'est la première fois qu'un OM met en jeu un filtre passe-bas comme l'un des filtres de son mécanisme. En revanche, notons l'utilisation de filtres passe-haut/passe-bas par [84] en doublage des deux filtres passe-bandes. Dans cet article, il est mentionné que ces filtres sont utiles pour améliorer les performances du système. La raison vient probablement de l'augmentation de l'extinction spectrale par mise en cascade des filtres, de la même manière qu'Etienne Poeydebat dans ces travaux.

En réalité, les raisons de l'utilisation de ce filtre passe-bas sont multiples. La première est le caractère accordable de ce composant déjà disponible dans notre laboratoire. La seconde est la proximité entre la transmission que présente un filtre passe-bas et la transmission spectrale d'un WDM. L'idée d'utiliser le filtrage d'un composant très standard, dont la fabrication est très bien maîtrisée, est intéressant pour des perspectives d'industrialisation d'un OM, où les filtres pourraient être obtenus à bas coût.

## 1.2 Démarrage du système

L'initiation du blocage de modes des oscillateurs Mamyshev est encore aujourd'hui majoritairement réalisé via l'injection d'une impulsion ou d'un train d'impulsions externe. Bien que l'utilisation d'une source impulsionnelle pour démarrer une autre source impulsionnelle est inconcevable en se plaçant du point de vue d'un industriel (augmentation du coût, perte de compacité, ...), l'OM demeure encore aujourd'hui un objet d'étude dans la recherche académique afin de comprendre de manière absolue son fonctionnement et la dynamique riche qu'elle affiche. Dans ce contexte, bien que des stratégies d'autodémarrage aient été développées, il ne s'agit pas toujours d'une priorité et donc le moyen le plus simple<sup>32</sup> de démarrer ce système est utilisé, à savoir l'injection d'un train d'impulsions. Dans notre cas, par la coloration industrielle de ces travaux, l'autodémarrage du système sera une fonctionnalité importante. Toutefois, nous choisissons d'utiliser dans un premier temps une source externe, réputée plus facile pour démarrer un OM, ce qui permettra de confirmer que la cavité peut supporter un régime de blocage de modes, avant d'entamer dans un second temps des recherches d'une stratégie d'autodémarrage, ce qui constitue une démarche très classique lors de travaux sur les sources lasers impulsionnelles.

N'ayant pas de source impulsionnelle centrée à 1030 nm à disposition au sein du laboratoire, cette source a donc été réalisée pendant la thèse. L'architecture du *seeder* est présentée Figure 51.

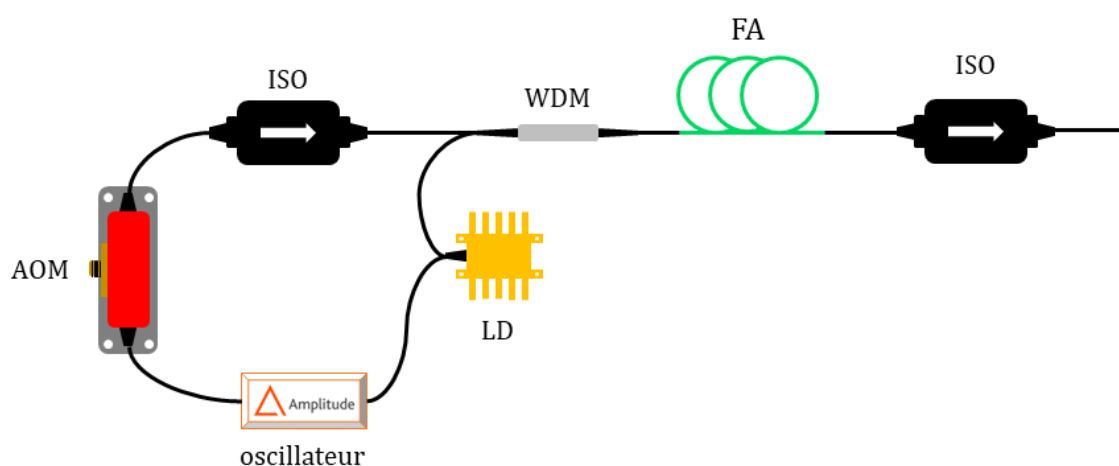


Figure 51 – Architecture du *seeder* utilisé pour initier le blocage de modes de l'OM. LD : diode laser ; ISO : isolateur optique ; WDM : (dé)-multiplexeur en longueur d'onde ; FA : fibre amplificatrice ; AOM : modulateur acousto-optique

L'oscillateur utilisé est naturellement un oscillateur à blocage de modes conçu par Amplitude, basé sur la technologie des SESAMs. Cet oscillateur fonctionnant nominale à une faible puissance de pompe, un coupleur optique en sortie de la diode laser permet de répartir la puissance de pompe entre oscillateur et pré-amplificateur. Enfin, un modulateur acousto-optique (AOM) est placé en sortie de l'oscillateur. Celui-ci permet de moduler le train d'impulsion, afin de choisir le régime de fonctionnement désiré (1 impulsion - « *single shot* », 1 paquet d'impulsions - « *burst mode* », cadence abaissée, ...).

<sup>32</sup> Simple tant sur le plan physique, où on apporte une impulsion externe que l'OM doit maintenir tout après tout, que sur le plan pratique/financier, où certaines stratégies d'autodémarrage mettent en jeu des filtres accordables en longueur d'onde.

On appelle souvent cette fonctionnalité le « *pulse picker* », que l'on peut traduire par sélecteur d'impulsions. Dans notre cas, ce pulse picker est utilisé pour baisser la cadence de l'oscillateur, initialement de 40 MHz à une cadence de 1 MHz. Cet abaissement de la cadence permet d'amplifier plus fortement les impulsions dans le pré-amplificateur et ainsi d'augmenter la largeur spectrale générée par SPM. En cas de dépendance des conditions initiales pour l'instauration du blocage de modes, la modification de la puissance de pompe permettra d'avoir de la flexibilité concernant les caractéristiques de l'impulsion initiale (ajustement de l'énergie par impulsion, de la densité spectrale de puissance, etc).

L'instauration du blocage de modes de la cavité Mamyshev s'effectue par injection de notre seeder en continu. Cette stratégie fut particulièrement efficace pour ajuster les paramètres de cavité et ainsi réussir à démarrer l'oscillateur. Nous obtenons un démarrage fiable de l'OM avec les caractéristiques du seeder suivantes : Impulsions de 2 nJ centrées à 1030 nm, de durées 3 ps et de largeur spectrale 18 nm.

Pour rappel, la cavité ne met en jeu qu'un seul coupleur de diagnostic, à savoir le coupleur de sortie de la cavité. Lorsque le train d'impulsion seed est injecté dans l'oscillateur, nous pouvons le monitorer à travers la sortie de l'OM (10 % de transmission entre ces deux voies). L'ensemble « oscilloscope + photodiode » est l'outil de diagnostic le plus pertinent pour le démarrage. Nous avons illustré de manière schématique la procédure de démarrage de l'OM pas à pas Figure 52 avec les différentes traces observées à l'oscilloscope.

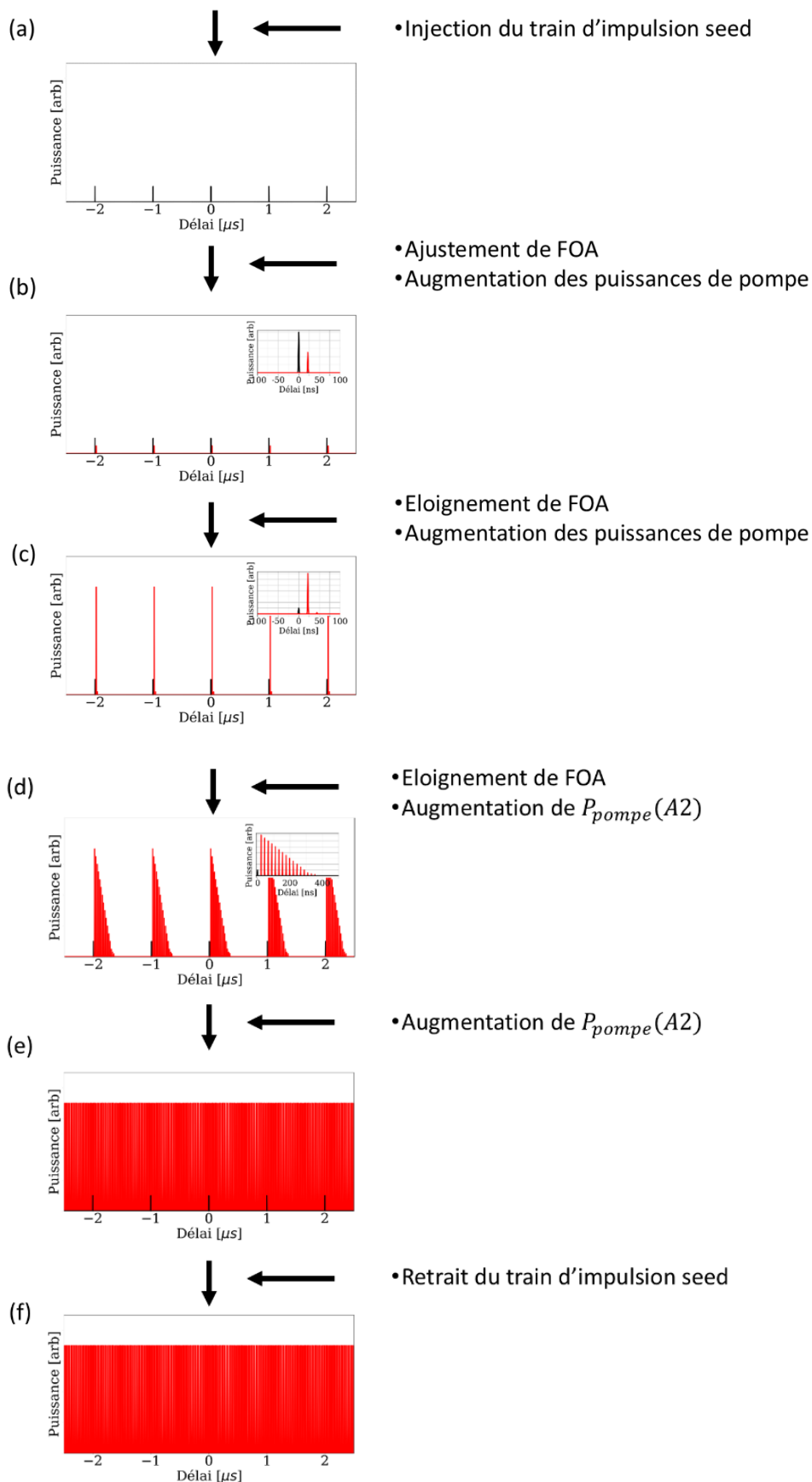


Figure 52 – Illustration de la procédure de démarrage de l'OM avec injection seed.

La Figure 52(a) représente le train d'impulsion du seeder en sortie de l'OM. La philosophie durant le démarrage est la suivante : rapprocher au maximum FOA de FO, tout en restant sous le seuil de lasage continu. En augmentant progressivement la puissance de pompe des deux amplificateurs, l'impulsion seed réussit à réaliser un premier tour de cavité, mais l'énergie après ce premier tour est faible (Figure 52(b)). La Figure 52(c) présente le train d'impulsion après avoir de nouveau augmenté la puissance des deux amplificateurs, et si besoin (apparition d'une composante continue sur le spectre visible à l'OSA, élévation du bruit de fond à l'oscilloscope) éloignement de FOA par rapport à FO. L'énergie de l'impulsion issue du premier tour est maintenant importante, et la réussite d'un second tour de cavité est observée. A titre indicatif, les puissances de pompe des deux amplificateurs sont de l'ordre de 200 mW. De manière incrémentale, la Figure 52(d) présente le train d'impulsion obtenu après augmentation de la puissance de pompe, cette fois-ci uniquement de l'amplificateur A2. Nous observons de nombreux tour de cavités réalisés par l'impulsion seed, mais l'énergie est décroissante tour à tour ce qui ne permet pas encore initier le blocage de modes (gain < pertes). Pour un  $P_{pompe}(A2)$  de l'ordre de 350 mW, la Figure 52(e) est obtenue à l'oscilloscope : le blocage de modes de la cavité est obtenu. A partir de ce moment, le train d'impulsion issu de l'OM et celui issu du seed évoluent simultanément dans la cavité. La Figure 52(f) présente, de manière évidente, le maintien du blocage de modes de l'OM après retrait du train d'impulsions seed, effectué à l'aide du *pulse-picker* qui fait office à ce moment d'interrupteur optique.

Nous présentons Figure 53, la transmission des filtres lorsque le blocage de modes est obtenu. A l'aide du vernier, il est possible de revenir à la même position de FOA lors de chaque démarrage et ainsi obtenir un démarrage efficace de la cavité en ajustant seulement les puissances de pompe des deux amplificateurs, ce qui permet d'accélérer la procédure de démarrage en retirant la nécessité de rester sous le seuil de lasage (qui est naturellement fonction de la puissance de pompe).

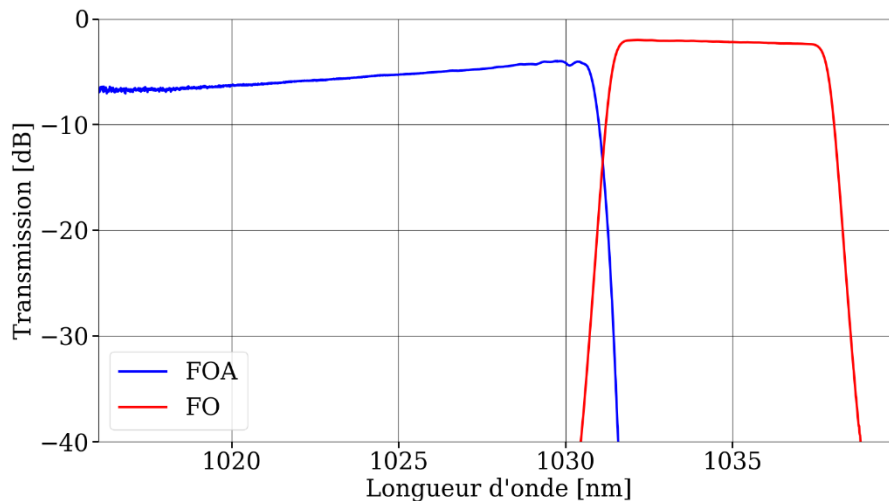


Figure 53 – Transmission du filtre optique accordable (FOA, courbe bleue) et du filtre optique (FO, courbe rouge) lorsque le blocage de modes de l'OM est obtenu.

### 1.3 Performances en régime de blocage de modes fondamental

La Figure 54 présente le train d'impulsions (a) et le spectre électrique (b) du signal une fois le démarrage de l'oscillateur effectué.

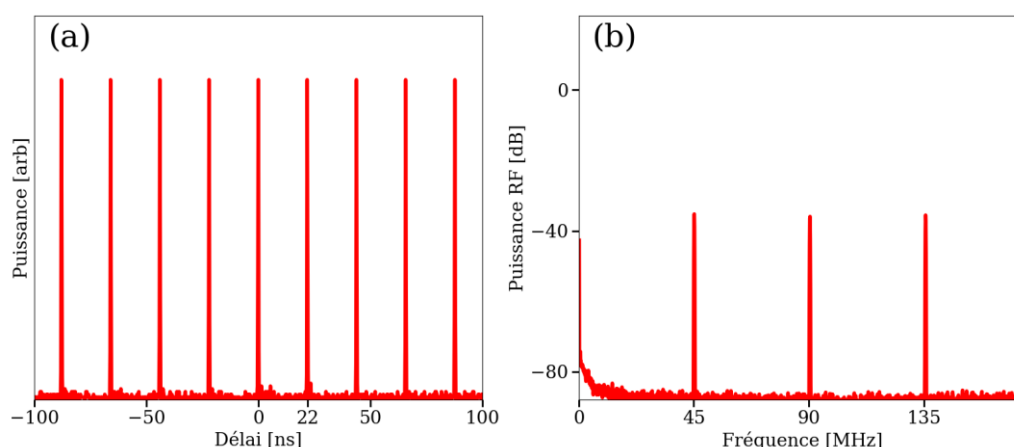


Figure 54 – (a) Train d'impulsions acquis et (b) signal RF acquis à l'Analyseur de Spectre Electrique (ESA) après démarrage de l'oscillateur.

La période entre les impulsions est d'environ 22 ns soit une cadence de 45 MHz, ce qui est confirmé via la mesure réalisée à l'ESA (de l'anglais, *Electrical Spectrum Analyser*). Notons le désaccord entre la cadence obtenue et la cadence théorique attendue par mesure des longueurs de fibres mises en jeu dans la cavité. Après investigation, le filtre passe-bas accordable FOA induit un délai de propagation interne de 7 ns. En supposant que la propagation interne au filtre est réalisée en espace-libre (Figure 55), cela correspond à une longueur de propagation supplémentaire d'environ 2 m. Une telle longueur de propagation, dans un composant d'environ 15 cm x 15 cm, peut s'expliquer par un multiple passage au travers d'un filtre en micro-optique à l'intérieur du composant permettant d'obtenir le fort taux d'extinction spectral vendu (> 60 dB). N'ayant pas d'autres filtres à disposition adaptés aux travaux, nous conservons ce filtre dans la cavité, en ne perdant pas de vue le passage à une cadence plus élevée en modifiant ce filtre.

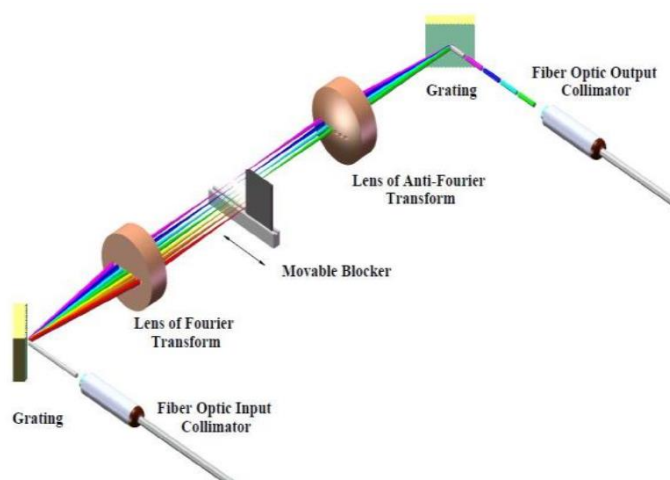


Figure 55 – Principe de fonctionnement du filtre FOA, fourni par le constructeur, WL Photonics

Afin de compléter la caractérisation de ce point de fonctionnement lors du démarrage, le spectre du signal, ainsi que la trace d'autocorrélation, sont présentés Figure 56.

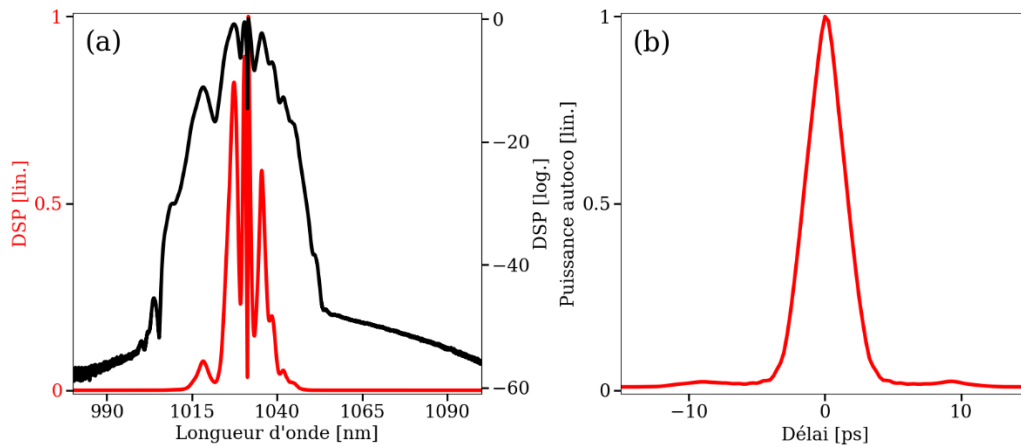


Figure 56 – (a) spectre acquis à l'analyseur de spectre optique (OSA) et (b) trace d'autocorrélation du signal en sortie de l'OM.

Notons le spectre fin<sup>33</sup> et très modulé obtenu au démarrage, de l'ordre de 16 nm à -10 dB. Nous le verrons dans la suite du manuscrit, les fortes modulations sont dues à l'utilisation de filtres dont la pente du filtrage est très abrupte. La trace d'autocorrélation met en avant une durée d'environ 3.5 ps, ce qui représente une durée d'impulsion d'environ 2.5 ps, en supposant une impulsion de forme gaussienne. En tenant compte de la longueur de fibre de la voie de diagnostic (1,5 m) et de la largeur spectrale mesurée, la durée des impulsions peut être estimée directement au niveau du coupleur de sortie de l'oscillateur, à une valeur légèrement inférieure à 2 ps.

<sup>33</sup> Du point de vue de l'état de l'art exclusivement sur les oscillateurs Mamyshev.

Le système opère en régime fondamental sur une large plage de puissance de pompe de A2,  $P_{pompe}(A2)$ , comme le montre la Figure 57. Précisons que lors de cette étude, la puissance de pompe de A1,  $P_{pompe}(A1)$ , est fixée à 0.4 W. Nous avons pu constater que cette puissance de pompe est suffisante pour permettre d'avoir une bonne flexibilité du système sur la puissance du second amplificateur. Comme nous l'attendions, l'augmentation de  $P_{pompe}(A1)$  ne permet pas d'augmenter de manière conséquente les performances du système. Ceci s'explique par la faible augmentation de la densité spectrale de puissance sur la bande de transmission de FOA. En conséquence, nous estimons qu'il n'est pas nécessaire d'augmenter cette puissance de pompe, qui n'aurait pour seule conséquence que de soumettre les composants à une puissance inutilement plus élevée ce qui ouvre la voie à un endommagement plus important ou plus rapide. Le blocage de modes est perdu pour une puissance de pompe  $P_{pompe}(A2)$  supérieure à 0.65 W. Bien que cette étude soit réalisée à position de filtres et  $P_{pompe}(A1)$  constants, nous avons cherché à modifier les autres paramètres de cavité pour permettre d'augmenter plus encore  $P_{pompe}(A2)$ , sans succès. Ajoutons que la perte du blocage de modes en régime fondamental n'est pas au profit d'un régime harmonique ou d'un régime continu.

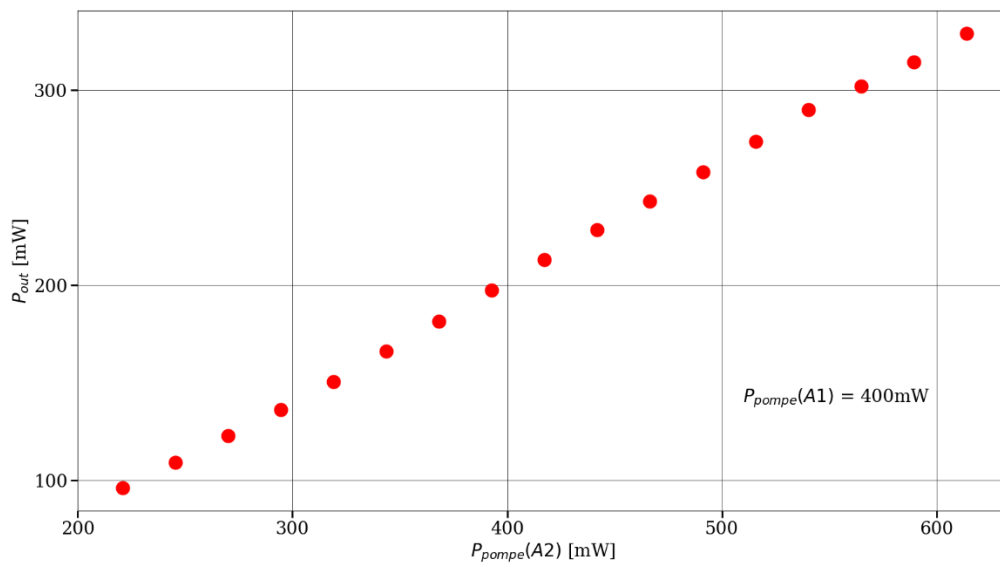


Figure 57 – Puissance optique mesurée en sortie de l'oscillateur en fonction de la puissance de pompe du second amplificateur,  $P_{pompe}(A2)$ .  $P_{pompe}(A1)$  est fixée à 400 mW.

Enfin, notons que nous avons éloigné légèrement le filtre FOA du filtre FO, de l'ordre de 1 nm par rapport à leur position au démarrage, afin d'éviter l'apparition de régimes indésirables, comme nous le présenterons dans la partie suivante. La transmission des filtres pour effectuer l'étude sur la variation de  $P_{pompe}(A2)$  est représentée Figure 58.

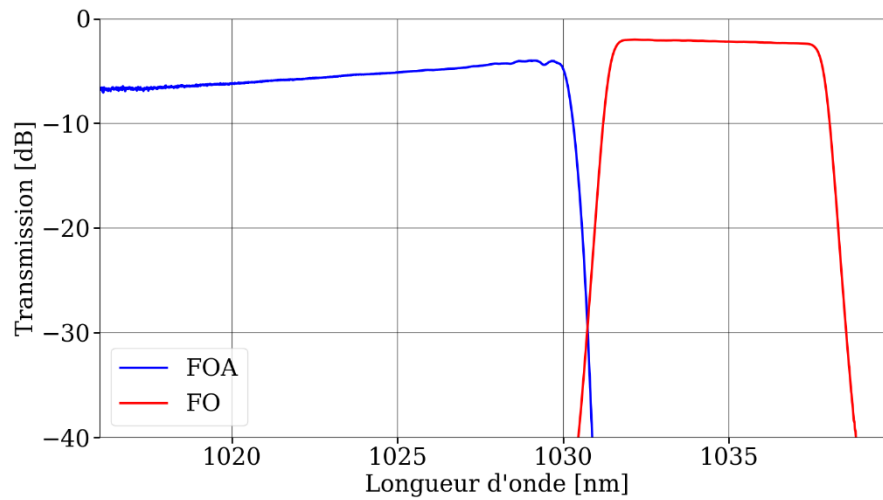


Figure 58 - Transmission des filtres lorsque la cavité fonctionne de manière nominale

Lorsque  $P_{pompe}(A2)$  vaut 0.65 W, la puissance optique en sortie de l'OM est de l'ordre de 320 mW, correspondant à 45 MHz à des impulsions d'environ 7 nJ.

La Figure 59 présente une caractérisation complète du système à ce niveau de puissance de pompe.

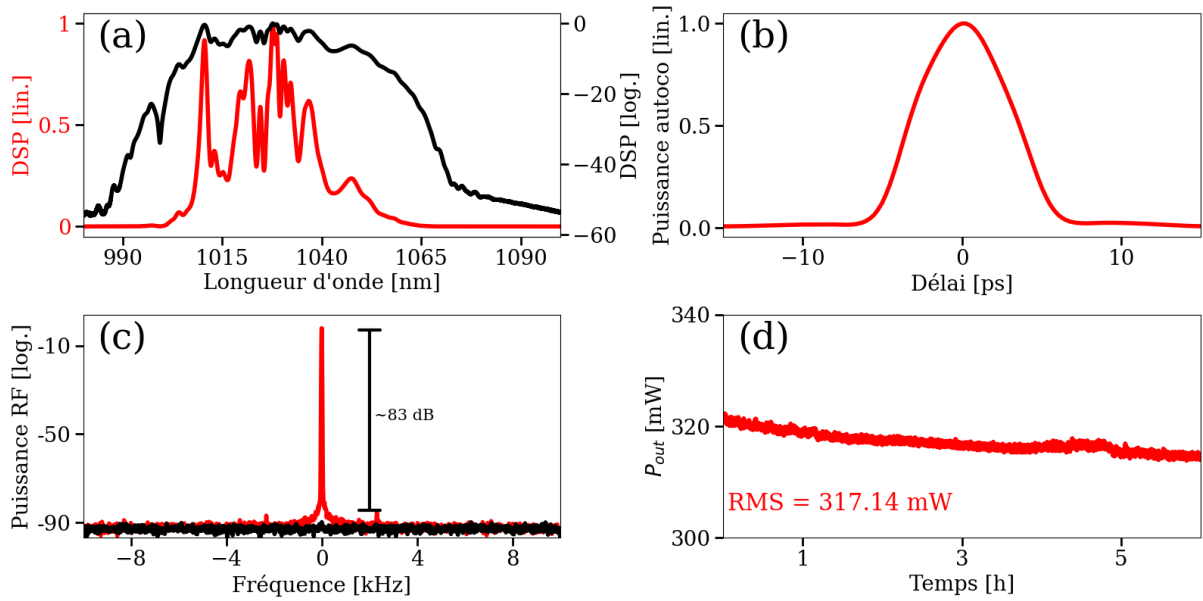


Figure 59 – Caractérisations du signal en sortie de l'oscillateur lorsque  $P_{pompe}(A2) = 0.65 \text{ W}$ . (a) spectre acquis à l'OSA en échelle linéaire (rouge) et en échelle logarithmique (noir). (b) Trace d'autocorrélation. (c) Spectre RF (rouge) et niveau du bruit de mesure (noir). (d) Endurance de l'oscillateur : stabilité de la puissance optique sur 6 h.

Comparativement au signal obtenu lors du démarrage, le spectre est plus large, environ 45 nm à -10 dB, et présente de fortes modulations dont la profondeur est similaire, comme le montre la Figure 59(a). Cette largeur spectrale accrue était attendue, en raison de l'augmentation de l'énergie par impulsion, donc de la puissance crête, et finalement de l'élargissement spectral par SPM. La Figure 59(b) présente la trace d'autocorrélation de l'impulsion, la durée est de 7 ps, ce qui correspond à des impulsions au niveau du coupleur de sortie de l'ordre de 3 ps en considérant des impulsions de forme gaussienne pour la déconvolution et considérant la longueur de fibre de la voie de diagnostic. La Figure 59(c) en témoigne, le spectre RF met en avant un ratio signal à bruit (SNR, de l'anglais *Signal to Noise Ratio*) de 83 dB, une valeur remarquable à l'état de l'art des OM [89], traduisant la bonne stabilité du blocage de modes pour ces paramètres de cavité. Enfin, la stabilité de la puissance optique a été quantifiée sur une expérience d'endurance de 6 h. Notons dans un premier temps le blocage de modes de ce système maintenu durant ces 6 h, et dans un second temps la légère décroissance de la puissance pendant cette expérience. L'origine de cette décroissance n'a pas été explorée en détail, nous supposons toutefois qu'elle provient d'un effet de photonoircissement de la fibre amplificatrice. En conclusion, la puissance efficace (RMS, de l'anglais *Root Mean Square*) durant cette expérience est de 317 mW, correspondant à des impulsions supérieures à 7 nJ, en faisant l'hypothèse que la puissance ASE est négligeable par rapport à la puissance optique.

Pour terminer la caractérisation des performances du système dans cette configuration, la compression des impulsions a été réalisée. Le compresseur met en jeu deux réseaux de diffraction en transmission selon une configuration dite de Treacy [90].

Nous représentons sur un même graphique, présenté Figure 60, la trace d'autocorrélation obtenue en sortie du compresseur, ainsi que la trace d'autocorrélation calculée après opération de Transformée de Fourier sur l'enveloppe spectrale (représentant donc la trace d'autocorrélation de l'impulsion limitée par Transformée de Fourier). Notons dans un premier temps la durée d'autocorrélation obtenue expérimentalement de 120 fs. En considérant l'hypothèse d'une impulsion gaussienne, la durée des impulsions est donc de l'ordre de 85 fs. Qualitativement, remarquons un piédestal au niveau de l'impulsion, attribuable très probablement à de la phase d'ordre 3 résiduelle, mais également à des ordres de phase plus élevés qu'il ne nous ait pas permis de compenser avec ce compresseur. Concernant la trace d'autocorrélation théorique, sa durée est de 79 fs, ce qui signifie que nous sommes à un facteur 1.5 de la durée limite par Transformée de Fourier, une valeur comparable à la littérature [75], [84], [91].

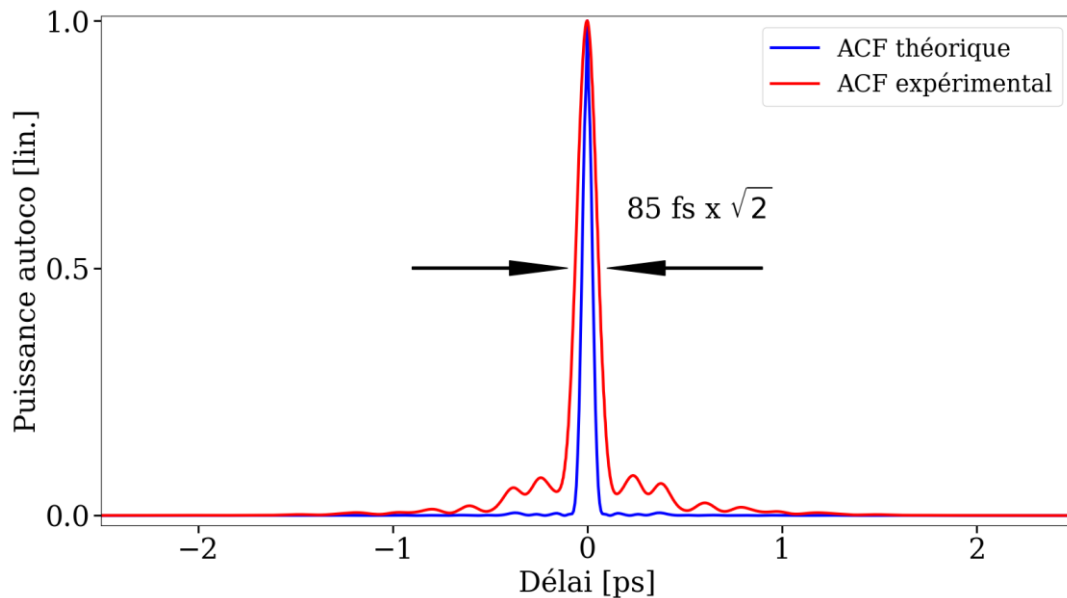


Figure 60 – Trace d'autocorrélation obtenue en sortie du compresseur (courbe rouge) et trace d'autocorrélation théorique calculée à partir de la TF de l'enveloppe spectrale mesurée expérimentalement et représentée Figure 59(a).

Pour conclure, soulignons que ce système expérimental, ainsi que l'ensemble des caractérisations réalisés et présentées précédemment, ont fait l'objet d'une publication en 2024, « 300 mW 45 MHz fundamental mode-locking all-fiber ring Mamyshev oscillator at 1  $\mu\text{m}$  » [92].

## 1.4 Optimisation expérimentale du système

Bien que cet oscillateur soit déjà en quelque sorte optimisé en cadence par la réduction des longueurs de fibres en limite de possibilité de soudure, il s'agit d'un premier démonstrateur expérimental. De manière évidente, l'optimisation du système passe par le changement du filtre accordable FOA, qui engendre un délai pénalisant dans l'augmentation de la fréquence de répétition du système. Néanmoins, la sensibilité du système vis-à-vis de l'écart spectral entre les filtres confirme nos intuitions quant au besoin d'avoir ce degré de liberté. En raison de la présence des deux amplificateurs dans la cavité, il faudra également veiller à ce que ce nouveau filtre affiche un taux d'extinction important.

Le second axe d'optimisation fondamental concerne l'autodémarrage du système. Comme mentionné précédemment, cet aspect présente une importance capitale dans le cadre de nos travaux, car il conditionne les perspectives d'industrialisation du système. Pour répondre à cet objectif, nous avons choisi d'explorer la piste de la modulation de la puissance de pompe lors du démarrage. Cette méthode, décrite dans le premier chapitre, a fait ses preuves dans de nombreuses publications [67], [72], [85], et qui plus est au sein même du laboratoire [86]. De plus, notons qu'il s'agit de la méthode la plus adaptée à nos travaux. En effet, la modulation de la puissance de pompe se fait de manière externe directement en modulant le courant du contrôleur de diode alors que les autres méthodes (NPE, instauration d'une sous-cavité, ...) nécessitent l'ajout de composants dans la cavité (contrôleur de polarisation pour la NPE, coupleurs optiques pour l'instauration d'une sous-cavité), ce qui augmente la longueur de cavité et donc réduit la cadence de l'oscillateur. Notons toutefois que la modulation de la puissance de pompe a à ce jour été réalisée uniquement sur des oscillateurs mettant en jeu un amplificateur pompé gaine, tandis que des OM avec deux amplificateurs pompés cœur ont vu le jour sans être autodémarrant [70], ou via évolution non-linéaire de la polarisation (NPE) [58], [93]. De cet état de l'art, nous pouvons faire l'hypothèse que la modulation de diodes de pompe monomodes limitées à 1 W ne permet pas de créer de surintensités en régime multimode libre suffisamment intenses pour permettre d'instaurer le blocage de modes. Nous avons toutefois procédé à différents essais. Pour augmenter nos chances de succès, nous avons modifié le pompage du second amplificateur A2, comme illustré Figure 61.

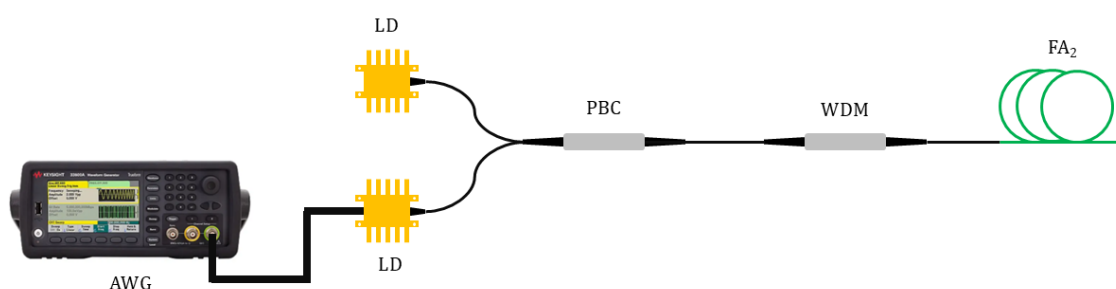


Figure 61 – Modification du pompage de l'amplificateur A2 pour permettre de tester l'autodémarrage du système par modulation de la puissance de pompe. AWG : Générateur de fonction arbitraire, de l'anglais *Arbitrary Waveform Generator*, PBC : Combineur de faisceaux polarisés, de l'anglais *Polarization Beam Combiner*.

La philosophie derrière cette modification de l'architecture est de permettre de créer la plus grosse modulation de pompe possible à partir d'une diode (De 0 à 100 %) en ajoutant une deuxième diode laser à l'amplificateur dédiée uniquement à l'autodémarrage. La combinaison de deux diodes lasers monomodes est permise par un PBC (de l'anglais, *Polarization Beam Combiner*), qui permet de combiner dans une même fibre deux faisceaux ayant une polarisation différente. Pour cela, une des deux diodes est soudée au PBC selon « une soudure à 90° » qui permet d'injecter une des diodes laser selon l'axe rapide de la fibre du PBC, contrairement à l'autre diode qui est selon l'axe lent. Dans une telle configuration, notons l'utilisation d'un WDM supportant les deux axes de polarisation. Ainsi, une diode laser est dédiée au fonctionnement nominal de l'oscillateur, l'autre à créer une forte modulation de la puissance lors du démarrage. La seconde étape consiste à repérer les différents points de fonctionnement qui supportent le blocage de modes (démarrage avec seed) mais que le système exhibe un régime multimode libre lorsque le blocage de modes n'est pas initié, que ce soit à puissance de pompe faible mais fort recouvrement des filtres ou inversement. En effet, dans ces configurations, on est en régime multimode libre initialement, ce qui est nécessaire pour l'autodémarrage, et nous savons que cette configuration supporte également le régime impulsif, il ne reste donc qu'à perturber le système suffisamment pour basculer d'un régime à l'autre. Concernant cette perturbation, nous avons testé différentes modulations de pompe, que ce soit la fréquence, l'amplitude ou la forme. Le point de départ étant les publications de Sidorenko et al [51] ainsi que Boulanger et al [85], qui décrivent plus en détail le procédé d'autodémarrage par modulation de pompe. Notons que finalement, aucune configuration testée n'a permis d'obtenir l'autodémarrage du système. Le manque de diagnostic intra-cavité oblige à faire de nombreuses suppositions quant aux raisons de cet échec. Une première raison aurait pu être que l'excès de pompe injecté lors du démarrage n'est pas absorbé par la fibre en raison de sa trop faible longueur. L'observation de la fluorescence de la fibre lors du démarrage réfute cette hypothèse car même lors de la modulation, la fluorescence de la fibre est très faible à son extrémité. Ainsi, l'autodémarrage de notre système n'est pas permis à ce jour via cette méthode en raison de surintensités générées trop faibles pour permettre le blocage de modes.

## 2 Etudes paramétriques numériques sur un oscillateur Mamyshev optimisé en cadence avec des composants standards ( $f=70$ MHz)

Afin d'optimiser le système réalisé expérimentalement, nous entreprenons des études paramétriques numériques complètes de cette cavité. L'objectif est d'analyser en détail son fonctionnement et d'identifier les plages optimales de fonctionnement, en prenant en compte les interactions entre les différents paramètres influençant la dynamique de l'oscillateur.

La cavité simulée est représentée schématiquement Figure 62.

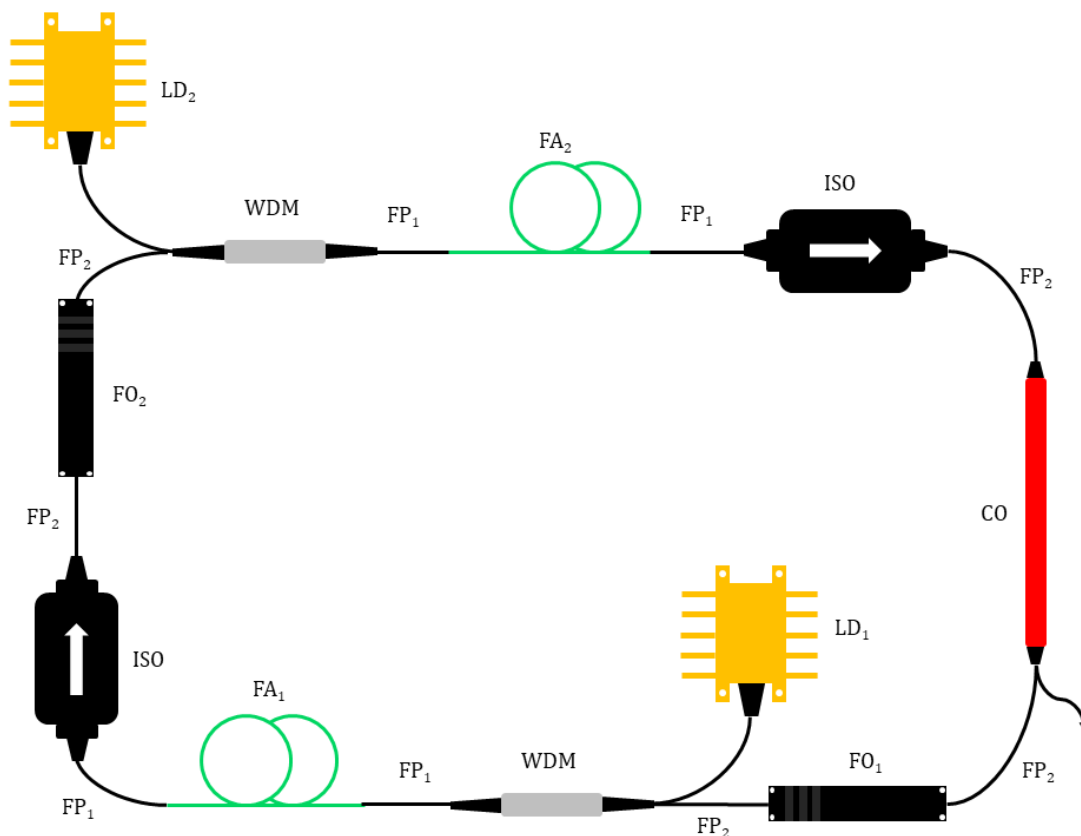


Figure 62 – Représentation schématique de l'OM optimisé en cadence tout en utilisant uniquement des composants standards.

Dans la mesure où ces études visent à améliorer le système réalisé expérimentalement, nous ne prenons pas en compte le délai qu'induit le filtre accordable FOA, ce composant pouvant être changé dans le cadre de ces optimisations. Nous gardons les mêmes contraintes de longueurs de fibres, à savoir des tronçons  $FP_1$  de 15 cm et  $FP_2$  valant  $2FP_1$  soit 30 cm. Les paramètres fixes de la cavité sont répertoriés dans le Tableau 7. Concernant les filtres, notons la transmission maximale et minimale respectivement de -2 dB et -60 dB, des valeurs qui tiennent compte de ce qu'il est possible d'obtenir expérimentalement<sup>34</sup>. Cependant, de nombreux paramètres restent à définir et seront déterminés au cas par cas en fonction des besoins spécifiques de l'étude paramétrique réalisée. Nous ne reprendrons pas dans cette partie les procédés de simulations ainsi que la façon de simuler les composants ou les fibres optiques, qui ont déjà été décrits partie II.1.

| Composant               | Caractéristique  | Valeur              |
|-------------------------|------------------|---------------------|
| <b>FA<sub>1,2</sub></b> | Fibre            | Yb1200-6/125DC(-PM) |
|                         | Longueur         | 0.4 m               |
|                         | Pompage          | Cœur                |
| <b>FP<sub>1</sub></b>   | Fibre            | PM980               |
|                         | Longueur         | 0.15 m              |
| <b>FP<sub>2</sub></b>   | Fibre            | PM980               |
|                         | Longueur         | 0.30 m              |
| <b>FO<sub>1,2</sub></b> | Transmission max | -2 dB (63 %)        |
|                         | Transmission min | -60 dB (0.0001 %)   |

Tableau 7 - Paramètres généraux de simulation utilisés

La longueur de cavité est donc identique à la cavité réalisée expérimentalement, soit 2.9 m, représentant une fréquence de répétition de 71 MHz.

<sup>34</sup> Notons que -60 dB n'est pas une valeur courante, mais correspond à une valeur extrême par rapport aux standards généralement disponibles. Comme vu dans le chapitre précédent avec l'utilisation de FBGs, l'extinction spectrale n'est pas un critère à prendre à la légère et nous chercherons donc toujours expérimentalement à obtenir des filtres présentant une grande extinction spectrale. Ces résultats de simulations sont également corrélés avec les résultats expérimentaux d'Etienne Poeydebat, où deux filtres ont été mis en cascade pour faire office d'un unique filtre, de sorte à augmenter l'extinction spectrale et ainsi obtenir un blocage de modes.

## 2.1 Influence du filtrage

Commercialement, les filtres optiques fibrés présentent principalement deux grands profils de transmission : gaussien et supergaussien.

### 2.1.1 Filtres présentant un profil gaussien

Dans cette partie, nous allons nous focaliser sur l'utilisation de filtres gaussiens.

#### 2.1.1.1 Ecart spectral entre les filtres

De manière triviale, c'est d'ailleurs un des enjeux de la montée en cadence des OMs, à mesure où la cadence augmente, l'élargissement spectral entre les filtres diminue. C'est en réalité doublement vrai, car la longueur de fibre diminue et l'énergie par impulsion (et donc indirectement la puissance crête) diminue également, ce qui implique que deux paramètres régissant la phase non-linéaire accumulée sont réduits. Dans ce contexte, la flexibilité du système vis-à-vis de l'écart spectral entre les filtres diminuera à mesure où la cadence augmentera. Nous proposons dans cette partie d'estimer cette flexibilité sur l'OM à 70 MHz avec des filtres gaussiens. Les paramètres de simulations sont référencés dans le Tableau 8.

| Composant               | Caractéristique | Valeur                    |
|-------------------------|-----------------|---------------------------|
| <b>FA<sub>1,2</sub></b> | $P_{pompe}$     | 0.8 W                     |
| <b>FO<sub>1</sub></b>   | FWHM            | 2 nm                      |
|                         | Profil          | gaussien                  |
|                         | $\lambda_c$     | 1032 nm + $\Delta\lambda$ |
| <b>FO<sub>2</sub></b>   | FWHM            | 2 nm                      |
|                         | Profil          | gaussien                  |
|                         | $\lambda_c$     | 1030 nm                   |
| <b>CO</b>               | Extraction      | 90 %                      |

Tableau 8 - Paramètres de simulation de l'étude numérique

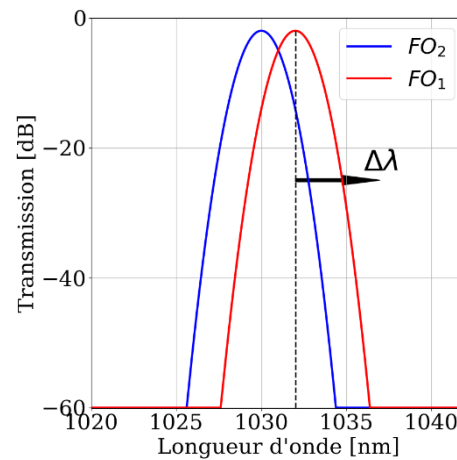


Figure 63 - Courbes de transmission de FO<sub>1</sub> et FO<sub>2</sub>. Le paramètre  $\Delta\lambda$  est explicité en noir

Le filtre  $FO_2$ , situé avant la sortie de l'OM, reste à une longueur d'onde centrale fixe de 1030 nm de sorte à obtenir une impulsion centrée à cette longueur d'onde. Durant cette étude, le filtre  $FO_1$  quant à lui voit sa longueur d'onde ajustée entre 1032 nm et 1032 nm +  $\Delta\lambda$ , avec  $\Delta\lambda$  compris entre 0 et 15 nm. La Figure 63 présente la transmission des filtres lorsque  $\Delta\lambda = 0$ . Le pas de variation de  $\Delta\lambda$  est fixé à 0.2 nm. Cette étude met donc en jeu 75 cavités différentes. L'impulsion initiale est propagée durant 200 tours dans chaque cavité et nous observons les caractéristiques du signal obtenu à l'issue de ces 200 tours.

Dans un premier temps, nous traçons l'énergie ainsi que la largeur spectrale du signal obtenus à l'issue des 200 tours pour chaque configuration de cavité présentée Figure 64.

Etant donné que nous sommes amenés à comparer les caractéristiques de différents régimes de fonctionnement, posons immédiatement que l'énergie sera calculée sur une plage temporelle de  $\pm 3$  ps autour de  $T_0$ , valeur temporelle pour laquelle l'enveloppe temporelle est la plus intense, en lien avec le défaut du calcul initial de l'énergie observé dans le chapitre précédent.

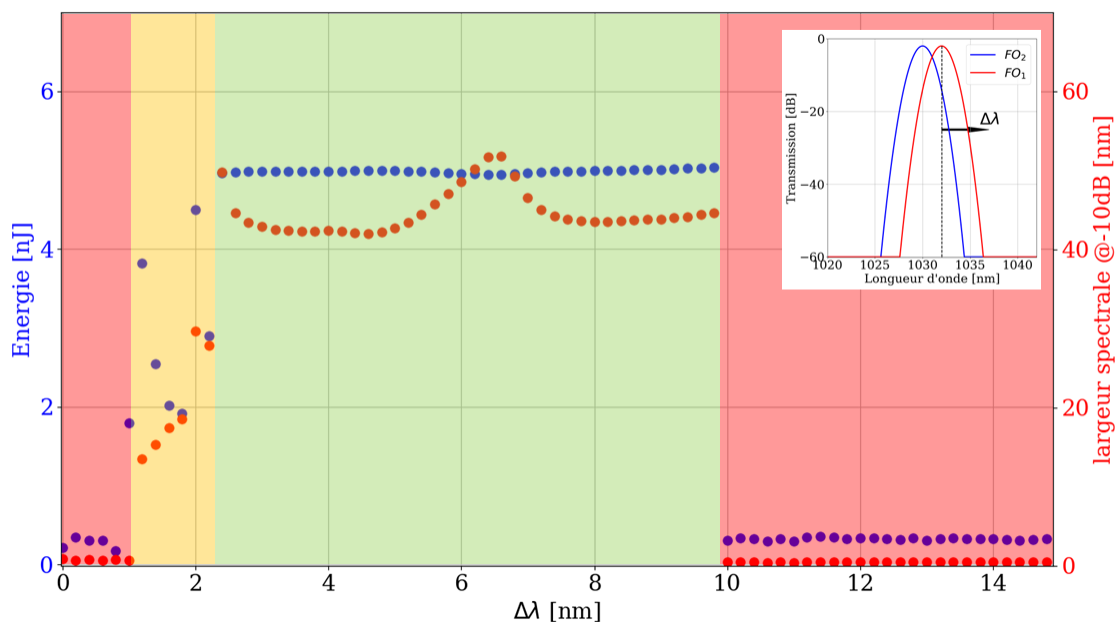


Figure 64 – Energie (bleu) et largeur spectrale (rouge) du signal obtenu en sortie de chaque OM au bout de 200 tours de cavité simulés. Les zones rouges correspondent à un régime multimode libre, la zone jaune à un régime multi-impulsionnel, la zone verte à un régime impulsionnel.

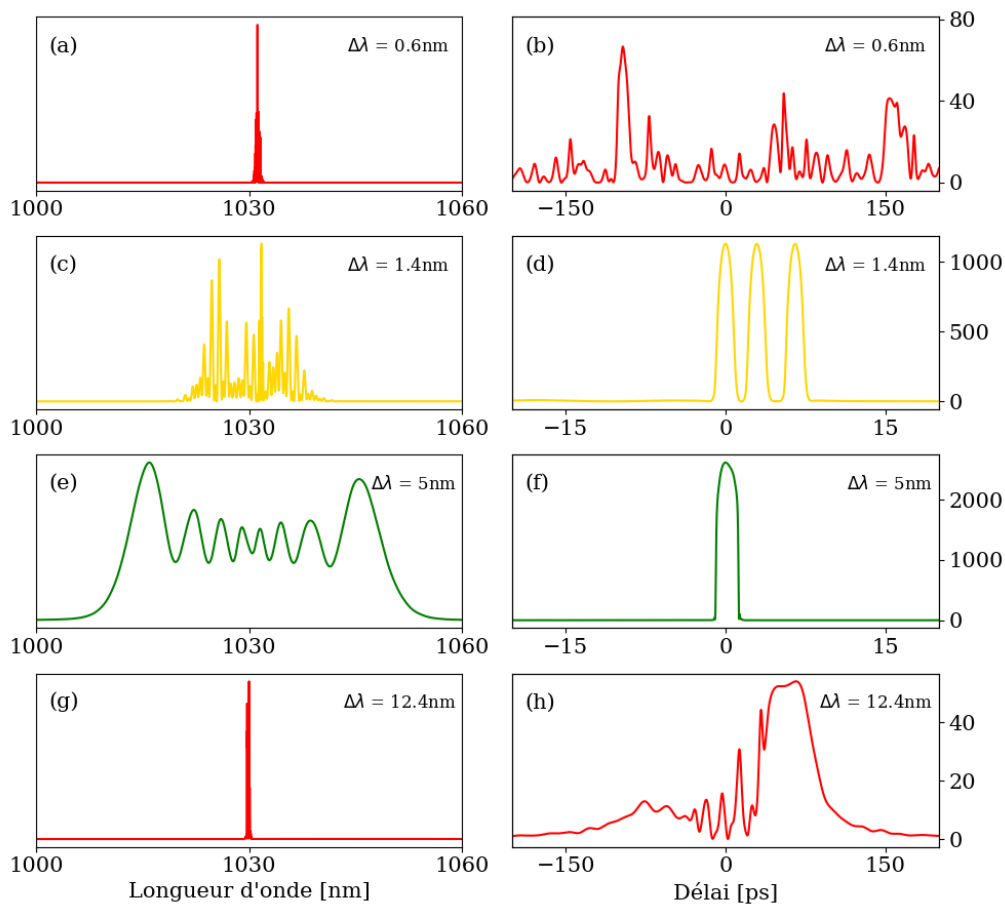


Figure 65 – Envelopes spectrales (a,c,e,g) et temporelles (b,d,f,h) des signaux obtenus dans chacune des zones représentées sur la Figure 64. Toutes les enveloppes spectrales ont été normalisées.

La Figure 64 présente le résultat de cette étude et la Figure 65 présente les enveloppes spectrales et temporelles dans chacun des régimes de fonctionnement identifiés de la Figure 64.

Pour un  $\Delta\lambda$  compris entre 0 et 1 nm, la largeur spectrale obtenue est quasiment nulle. On comprend aisément que le recouvrement des filtres est bien trop important dans ces cas-ci, et que le résultat de ces simulations est un signal continu. Les Figure 65(a,b) confirment ce raisonnement, en montrant l'enveloppe temporelle avec de faibles surintensités, typiques d'un régime multimode libre pour le cas  $\Delta\lambda = 0.6$  nm. Cette zone est représentée en rouge sur la partie gauche de la Figure 64.

Pour un  $\Delta\lambda$  compris entre 1 nm et 2.2 nm, la largeur spectrale augmente considérablement, au-delà de 10 nm, ce qui laisse présager d'un régime impulsionnel. Les Figure 65(c,d) présentent l'enveloppe respectivement spectrale et temporelle du signal obtenu. On remarque immédiatement l'obtention d'un régime multi-impulsionnel, par la présence de 3 impulsions dans le domaine temporel. Dans le domaine spectral, le spectre est large mais très modulé, en raison des fortes interférences entre ces impulsions très proches temporellement. Nous représentons cette zone en jaune sur la Figure 64. Notons que l'énergie semble varier de manière « aléatoire ». On comprend que le calcul de l'énergie telle que nous l'avons défini en introduction de cette étude n'est pas adaptée à ce régime, étant donné que les impulsions peuvent présenter un délai l'une par rapport à l'autre supérieur à 6 ps. Néanmoins, ce régime n'étant pas celui recherché, nous ne portons que peu d'attention aux valeurs obtenues.

C'est entre un  $\Delta\lambda$  compris entre 2.2 et 9.8 nm que la largeur spectrale du signal est la plus élevée (> 40 nm à -10 dB). Au regard de la littérature sur les oscillateurs de Mamyshev, cette plage de  $\Delta\lambda$  est attendue comme étant propice à l'obtention d'un régime impulsionnel fondamental. En effet, il est couramment observé expérimentalement que, lorsqu'un régime multi-impulsionnel est obtenu en raison d'une forte proximité des filtres, l'augmentation de la distance spectrale entre les filtres permet de passer en régime fondamental. L'augmentation de la distance augmente l'intensité de saturation de l'absorbant saturable Mamyshev ce qui augmente les pertes perçues par des impulsions d'intensité faible. A titre d'exemple, considérons un régime multi-impulsionnel constitué de 2 impulsions d'énergie  $E$ . L'augmentation de la distance entre les filtres ne permet plus aux impulsions d'énergie  $E$  d'être transmises. En revanche, une impulsion d'énergie  $2E$  peut quant à elle être transmise. On a donc favorisé le régime fondamental au régime multi-impulsionnel en augmentant la distance entre les filtres. Pour preuve de ce raisonnement, les Figure 65(e,f) représentent l'enveloppe spectrale et temporelle de l'impulsion obtenue lorsque  $\Delta\lambda$  vaut 5 nm. Nous retrouvons les caractéristiques typiques d'une impulsion issue de l'OM comme présentées dans le chapitre précédent. On observe un maximum de la largeur spectrale pour un  $\Delta\lambda$  de 6.2 nm, bien que cela ne soit pas nécessairement attendu étant donné que l'énergie demeure quasi constante sur l'ensemble de la région représentée en vert. En revanche, c'est pour cette valeur de  $\Delta\lambda$  que la durée de l'impulsion est la plus courte, conduisant ainsi à une puissance crête maximale dans cette configuration, et par conséquent à une largeur spectrale plus importante.

Pour des distances  $\Delta\lambda$  supérieures à 10 nm, la largeur spectrale de l'impulsion chute brutalement et est proche de 0 nm. Les Figure 65(g,h) représentent le profil spectral et temporel obtenu. Dans un premier temps, la conclusion est que la distance est trop grande entre les deux filtres pour que l'impulsion puisse s'élargir d'un filtre à l'autre. Dans un second temps, constatons que l'énergie du signal ne tend pas vers 0 mais vaut environ 0.5 nJ à l'issue des 200 tours de cavité. Ce que nous obtenons alors est un régime multimode libre, centré à 1030 nm. En effet, les deux amplificateurs

présentent un gain total surpassant les pertes d'insertion de l'ensemble des composants ainsi que les pertes de -60 dB induites par le filtre  $FO_1$ . A titre indicatif, les pertes totales de la cavité à 1030 nm sont de 79.5 dB, impliquant un gain petit signal d'environ 40 dB par amplificateur fibré ce qui est cohérent et réaliste.

Ne prenant pas ce résultat pour acquis, nous cherchons à comprendre pourquoi une telle transition brutale entre les deux régimes à lieu. Sans rentrer dans les détails d'exploration, la raison pour laquelle nous n'obtenons pas un régime impulsionnel pour  $\Delta\lambda > 10$  nm provient des conditions initiales. L'impulsion initiale, pour rappel, de 1 nJ, 1 ps centrée à 1030 nm et limitée par Transformée de Fourier, ne permet pas de réaliser un premier tour de cavité satisfaisant du point de vue du mécanisme de Mamyshev. En modifiant les conditions initiales, prenant cette fois-ci une impulsion de 10 nJ, la Figure 64 est modifiée et est représentée Figure 66.

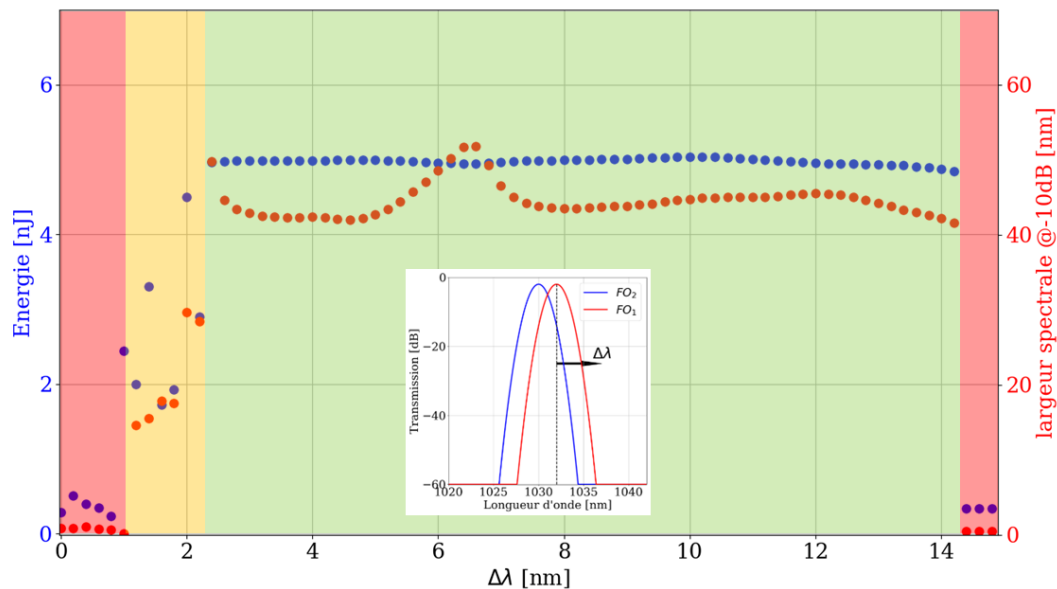


Figure 66 - Energie (bleu) et largeur spectrale (rouge) du signal obtenu en sortie de chaque OM au bout de 200 tours de cavité simulés avec une impulsion initiale de 10 nJ. Les zones rouges correspondent à un régime multimode libre, la zone jaune un régime multi-impulsionnel, la zone verte un régime impulsionnel.

Notons plusieurs informations importantes issues de ce nouveau graphique. Dans un premier temps, comme attendu, la plage de  $\Delta\lambda$  où un régime impulsionnel est obtenu a augmenté, passant d'une limite de  $\Delta\lambda$  de 10 nm à 14 nm. A noter la décroissance de la largeur spectrale à -10 dB en fin de plage, corrélée avec la légère baisse de l'énergie sur cette même plage. Dans un second temps, le changement des conditions initiales n'a pas modifié les autres résultats de simulation, il a seulement permis de révéler une plage de convergence vers un régime impulsionnel plus importante vis-à-vis de  $\Delta\lambda$ . Enfin, ajoutons que la même rupture survient cette fois-ci autour de 14 nm, et que malgré d'autres conditions initiales testées pour un  $\Delta\lambda$  de 15 nm, aucune n'a permis d'obtenir un régime impulsionnel, ce qui laisse présager que l'on atteint ici la limite du système, et ce indépendamment des conditions initiales.

En conclusion, cette étude met en évidence que l'OM simulé, opérant à une cadence de 71 MHz, présente une flexibilité significative concernant l'écartement spectral entre les filtres. Les simulations indiquent la convergence vers une impulsion stable sur une plage d'écartement de plus de 10 nm, avec une distance maximale pouvant atteindre 16 nm ( $FO_1$  à 1046 nm et  $FO_2$  à 1030 nm).

#### 2.1.1.2 Largeur des filtres

Notons que la présentation des résultats prendra le même format que l'étude précédente, à savoir : observation du régime obtenu en fonction du paramètre étudié, puis interprétation des caractéristiques impulsionnelles sur la plage où un régime impulsionnel est obtenu.

Cette étude est réalisée avec le complément de paramètres donné dans le Tableau 9.

| Composant               | Caractéristique | Valeur          |
|-------------------------|-----------------|-----------------|
| <b>FA<sub>1,2</sub></b> | $P_{pompe}$     | 0.8 W           |
| <b>FO<sub>1</sub></b>   | FWHM            | $\Delta\lambda$ |
|                         | Profil          | <i>gaussien</i> |
|                         | $\lambda_c$     | 1040 nm         |
| <b>FO<sub>2</sub></b>   | FWHM            | $\Delta\lambda$ |
|                         | Profil          | <i>gaussien</i> |
|                         | $\lambda_c$     | 1030 nm         |
| <b>CO</b>               | Extraction      | 90 %            |

Tableau 9 – Paramètres de simulation utilisés pour cette étude.

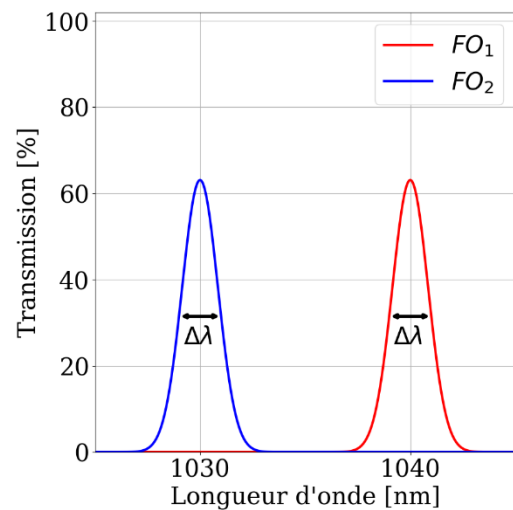


Figure 67 - Courbes de transmission de  $FO_1$  et  $FO_2$ . Le paramètre  $\Delta\lambda$  est explicité en noir

Avant de rentrer dans les résultats de cette étude, précisons que le pas de  $\Delta\lambda$  est de 0.5 nm. Notons qu'il n'était pas pertinent de choisir un pas plus précis, la philosophie est de se placer ici comme quelqu'un voulant concevoir un OM et cherchant à définir une largeur spectrale adaptée à son besoin. De manière standard, la largeur FWHM des filtres optiques fibrés est donnée au nm près, nous cherchons donc à garder une certaine logique avec ce qu'il est possible de réaliser expérimentalement.

Le résultat de cette étude est donné par la Figure 68.

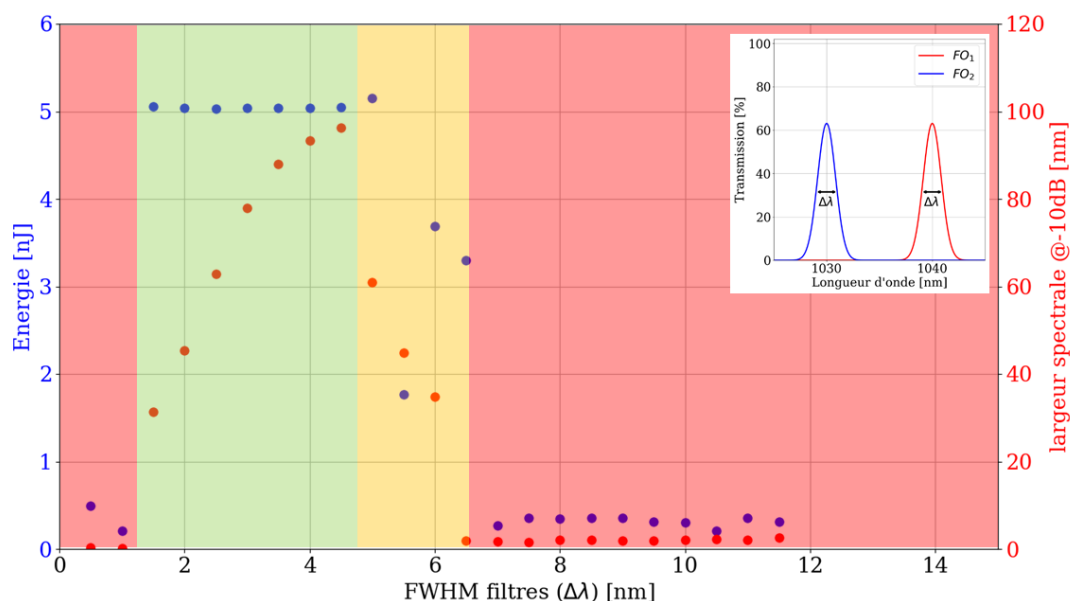


Figure 68 - Energie (bleu) et largeur spectrale (rouge) du signal obtenu en sortie de chaque OM au bout de 200 tours de cavité simulés. Les zones rouges correspondent à un régime multimode libre, la zone jaune un régime multi-impulsionnel, la zone verte un régime impulsionnel.

Dans le cadre de cette étude, des largeurs de filtres FWHM inférieures à 1.5 nm ne permettent pas d'obtenir un élargissement spectral suffisant pour transmettre une partie de l'énergie entre chaque régénérateur Mamyshev, on obtient donc un régime multimode libre centré à 1030 nm.

A partir d'1.5 nm, jusqu'à une largeur de 4.5 nm, un régime impulsionnel stable est obtenu. L'énergie de l'impulsion est sensiblement identique sur toute cette plage, surpassant légèrement 5 nJ. La largeur spectrale quant à elle augmente considérablement sur cette plage, de 30 à 95 nm à -10 dB.

Pour des largeurs de filtres supérieures à 4,5 nm, un régime multi-impulsionnel est observé jusqu'à environ 6,5 nm, au-delà duquel apparaît un régime multimode libre centré sur la longueur d'onde de recouvrement des filtres (1035 nm, en raison de la symétrie des filtres).

Interprétons quelque peu la transition entre ces différents régimes :

- Le fait d'avoir fixé une longueur d'onde centrale pour  $FO_1$  a intrinsèquement fixé une limitation à la largeur spectrale maximale étudiée.
- A longueur d'onde centrale fixe, l'augmentation de la largeur spectrale des filtres contribue à la réduction des pertes sur la longueur d'onde de recouvrement.
- Comme évoqué précédemment, à mesure où le recouvrement des filtres augmente, la profondeur de modulation de l'absorbant saturable Mamyshev diminue et permet à des impulsions moins énergétiques d'exister dans la cavité. Ceci explique la transition de la zone verte à la zone jaune sur la Figure 68.
- En augmentant encore la largeur des filtres, les pertes sur la longueur d'onde de recouvrement des filtres sont trop faibles, le régime multimode libre n'est plus discriminé du régime impulsionnel par le mécanisme de Mamyshev, et ce régime multimode libre est donc instauré.

Il s'agit ici du même raisonnement que pour l'étude sur la distance entre les filtres avec les mêmes problématiques liées au recouvrement des filtres.

Ainsi, pour compléter cette étude, il convient de définir une longueur d'onde centrale de  $FO_2$  plus importante, ce qui pourra permettre de considérer des largeurs de filtres plus importantes. La Figure 69 présente le résultat de la même étude que précédemment, pour une longueur d'onde centrale de  $FO_2$  fixée à 1050 nm (contre 1040 nm précédemment).

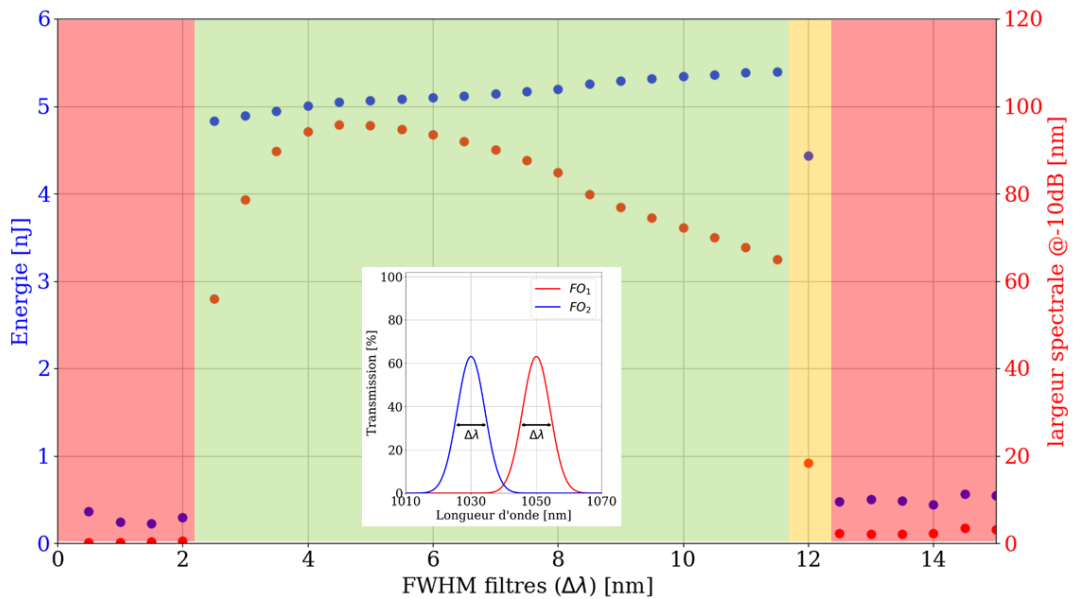


Figure 69 - Energie (bleu) et largeur spectrale (rouge) du signal obtenu en sortie de chaque OM au bout de 200 tours de cavité simulés pour une longueur d'onde centrale de  $FO_2$  fixée à 1050 nm. Les zones rouges correspondent à un régime multimode libre, la zone jaune un régime multi-impulsionnel, la zone verte un régime impulsionnel.

Comme escompté, nous avons augmenté la plage de largeur de filtres pour laquelle nous obtenons un régime impulsionnel en sortie de l'OM. Notons également que l'augmentation de la distance entre les filtres nécessite maintenant d'utiliser des filtres de largeur FWHM au moins supérieur à 2 nm. La largeur spectrale augmente considérablement comme pour le cas où  $\lambda_c(FO_1)$  valait 1040 nm, ce qui démontre une certaine invariance vis-à-vis de la longueur d'onde centrale fixée. Constatons deux évolutions : la réduction de la largeur spectrale après un maximum obtenu pour une largeur de filtres de 4.5 nm, et l'augmentation constante de l'énergie sur toute la plage où un régime impulsionnel est obtenu. Concernant l'augmentation de l'énergie, elle provient du fait que l'augmentation de la largeur spectrale des filtres réduit les pertes de la cavité (dégradation de la profondeur de modulation) ce qui permet d'augmenter les performances optiques du système. Ce raisonnement est appuyé par l'évolution de l'énergie de l'impulsion entre  $FO_2$  et le coupleur de sortie Figure 70(a). A propos de la décroissance de la largeur spectrale, la raison semble moins évidente de prime abord, et nous présentons donc l'investigation menée pour expliquer cette évolution. La Figure 70 présente l'évolution de différentes caractéristiques impulsionnelles entre le filtre  $FO_2$  et le coupleur de sortie, pour une largeur de filtre de 4.5 nm (magenta) et 11 nm (vert).

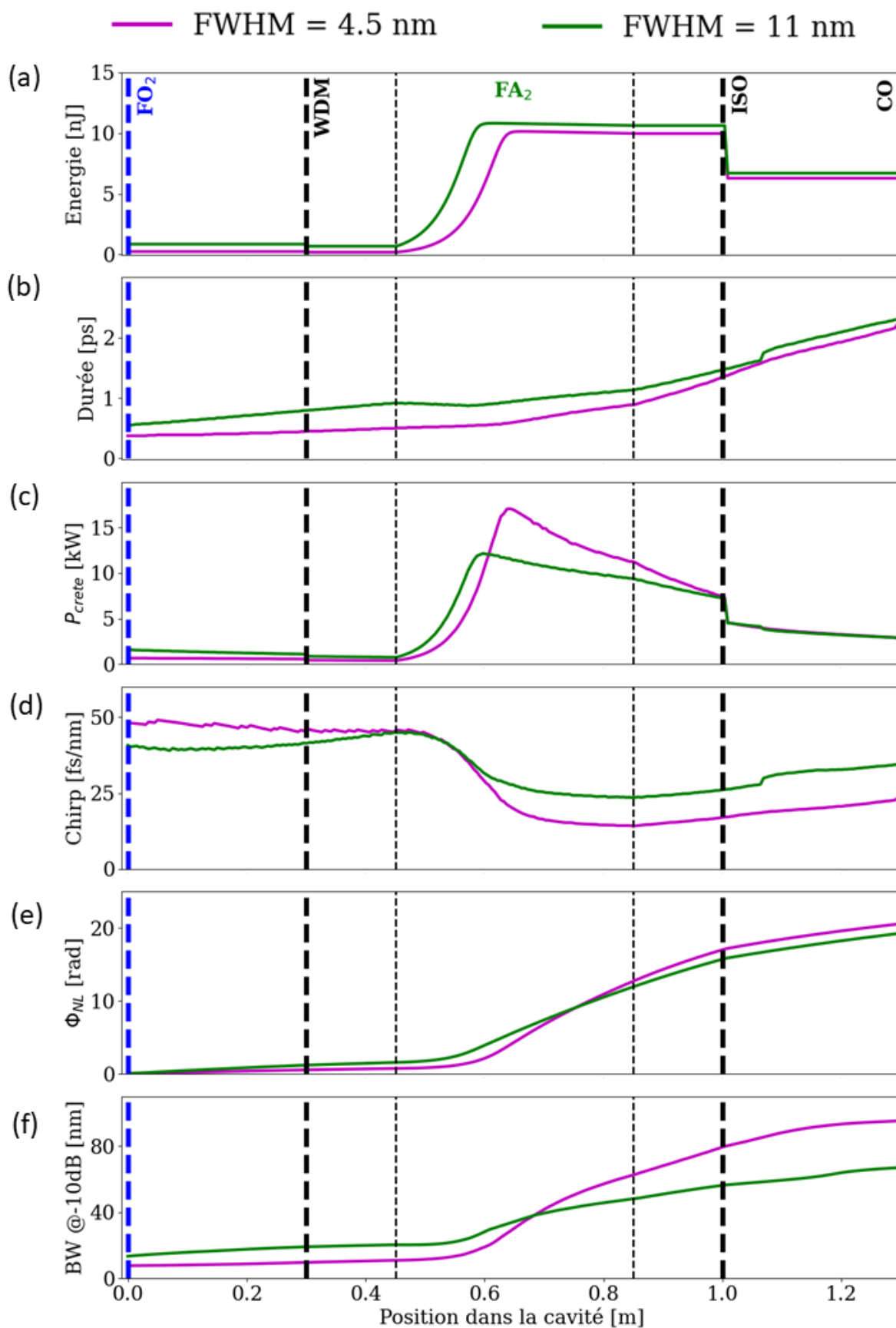


Figure 70 – Evolution de différentes caractéristiques impulsionnelles entre le filtre FO<sub>2</sub> et le coupleur de sortie dans le cas où la largeur FWHM des filtres vaut 4.5 nm (magenta) et 11 nm (vert). (a) Evolution de l'énergie. (b) Evolution de la durée. (c) Evolution de la puissance crête. (d) Evolution du chirp. (e) Evolution de la phase non-linéaire. (f) Evolution de la largeur spectrale à -10 dB.

La Figure 70(a) rend compte de l'évolution de l'énergie entre le filtre FO<sub>2</sub> et la sortie de l'OM. Notons que le gain de l'amplificateur pour des filtres de 4.5 nm et 11 nm est respectivement de 18 dB et 11 dB. Remarquons que la durée de l'impulsion n'augmente quasiment pas sur les premiers cm de propagation dans la fibre active (Figure 70(b)). Ceci peut s'expliquer par un effet de rétrécissement spectral par le gain, qui, dans le cas d'impulsions chirpées, se traduit par un rétrécissement temporel. L'amplification joue donc un rôle inverse à la dispersion. De plus, notons que la durée de l'impulsion dans le cas de filtres de 4.5 nm est inférieure sur toute la propagation dans le RM illustré. De ces deux courbes, nous pouvons tracer l'évolution de la puissance crête  $P_{crête}$  Figure 70(c), caractéristique cruciale pour la SPM et donc pour la largeur spectrale en sortie de l'OM. La puissance crête atteinte dans l'amplificateur fibré est supérieure de plus de 50 % dans le cas de filtres de 4.5 nm, en raison de la durée inférieure à l'entrée de l'amplificateur. Nous traçons également, à titre indicatif, l'évolution du « chirp » de l'impulsion Figure 70(d). En toute rigueur, il s'agit d'une approximation du chirp, étant donné qu'il s'agit ici uniquement de la durée de l'impulsion divisée par sa largeur spectrale, ce qui n'est vrai que dans le cas où le chirp de l'impulsion est linéaire. Qui plus est, nous avons pris la largeur spectrale à -10 dB, ce qui abaisse les valeurs obtenues par rapport à un chirp calculé via un spectre mesuré à -3 dB. Étant donné que cette étude reste qualitative, ces approximations sont raisonnables mais il convient de ne pas comparer ces valeurs avec un chirp issu d'autres systèmes. De cette évolution, on perçoit l'impact de l'amplification sur la durée ainsi que l'augmentation de la largeur spectrale par SPM, réduisant ainsi le chirp dans l'amplificateur dans les deux cas considérés. Enfin, l'évolution de la phase non-linéaire accumulée depuis FO<sub>2</sub> jusqu'à l'extraction de la cavité est calculée et présentée Figure 70(e). Comme prévu compte-tenu des informations fournies jusqu'alors, la phase non-linéaire accumulée est plus importante pour des filtres de 4.5 nm que des filtres de 11 nm. Il résulte de cette phase non-linéaire accumulée supérieure que la largeur spectrale est plus élevée en sortie de l'OM dans le cas de filtres de 4.5 nm que des filtres de 11 nm (Figure 70(f)).

Ainsi, de ces deux cas, nous pouvons formuler une interprétation plus générale sur l'évolution de la largeur spectrale sur la plage de largeur de filtres considérée. La largeur spectrale est directement déterminée par la phase non linéaire accumulée, elle-même liée à la puissance crête de l'impulsion. Nous pouvons donc affirmer que l'évolution de la largeur spectrale suit l'évolution de la puissance crête maximale  $P_{crête\ max}$  atteinte dans l'amplificateur fibré. Ceci est vérifié par la Figure 71. Par suite,  $P_{crête\ max}$  est directement reliée à la puissance crête à l'entrée de l'amplificateur,  $P_0$ , défini par le rapport de  $E_0$  sur  $T_0$ , respectivement l'énergie et la durée de l'impulsion incidente. En réalisant l'hypothèse que l'amplification compense les effets dispersifs, la relation entre  $P_{crête\ max}$  et  $P_0$  est donnée par  $P_{crête\ max} = P_0 \times G$ .  $G$  désigne ici le rapport  $E_{max}/E_0$ , avec  $E_{max}$  l'énergie maximale atteinte dans l'amplificateur. Nous pouvons considérer  $E_{max}$  comme une constante (à titre indicatif, la variation entre le minimum et le maximum de  $E_{max}$  selon la largeur des filtres considérées est de 10 %). On a donc finalement  $P_{crête\ max}$  simplement fonction de  $1/T_0$ . De la même manière que précédemment, nous vérifions cette hypothèse en traçant Figure 71 l'évolution de l'inverse de la durée à l'entrée de l'amplificateur, en fonction de la largeur des filtres. Cette courbe suit bien la même tendance que la largeur spectrale à -10 dB obtenue en sortie de l'OM. Notons que cette étude reste très qualitative, l'objectif est de comprendre ce qui conditionne cette largeur spectrale, et non d'obtenir une relation analytique entre les différents paramètres de cavité. Ajoutons que le chirp n'est pas constant entre les différentes largeurs de filtres considérées, ce qui ne permet pas d'établir une relation entre la largeur spectrale en sortie de l'OM et la largeur spectrale du filtre FO<sub>2</sub>.

En conclusion, il est possible d'optimiser la largeur spectrale en sortie de l'OM en dimensionnant l'oscillateur de sorte à obtenir une impulsion à l'entrée de l'amplificateur de sortie la plus courte possible temporellement.

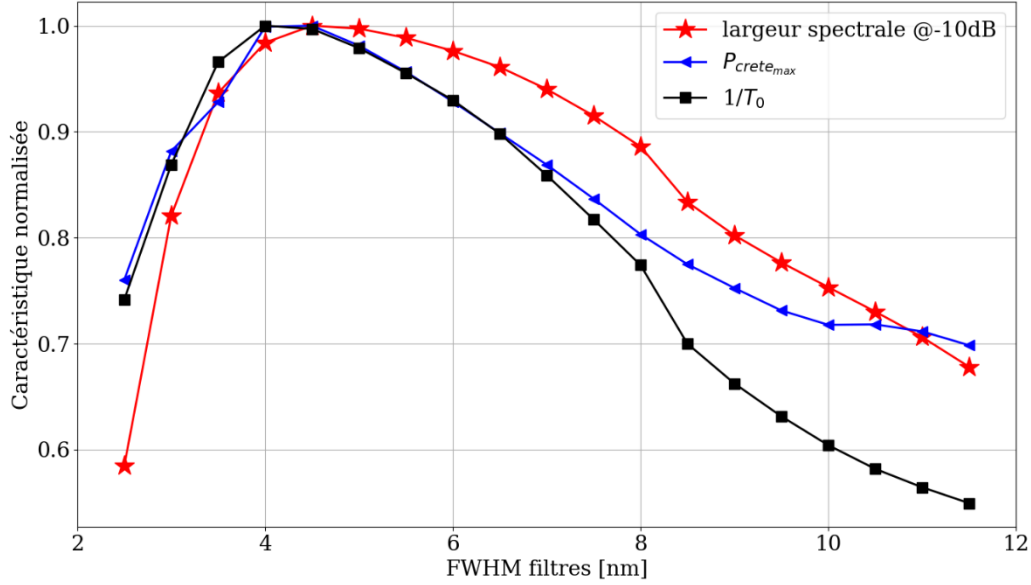


Figure 71 – Evolution de la largeur spectrale de l'impulsion BW à -10 dB en sortie de l'OM (a) de la puissance crête maximale dans l'amplificateur fibré (b) et de l'inverse de la durée de l'impulsion à l'entrée de l'amplificateur (c), en fonction de la largeur FWHM des filtres.

### 2.1.2 Filtres présentant un profil supergaussien

Dans cette section, nous étudions des filtres présentant un profil supergaussien. Pour rappel, la transmission des filtres est définie, en intensité<sup>35</sup>, par l'expression :

$$FO_1 = A_0 \times e^{-\left(\frac{2 \ln(2)^{\frac{1}{2N}} (\lambda - \lambda_{01})}{FWHM_1}\right)^{2N}} \quad (Eq. III.1)$$

Notons que cette expression permet de modifier l'ordre de la supergaussienne  $N$  tout en maintenant la largeur spectrale à mi-hauteur  $FWHM$  entre les différents ordres. Dans cette partie, nous considérerons des filtres supergaussiens d'ordre  $N=5$ .

Nous proposons dans cette partie d'aller plus rapidement vers le résultat final des études. En effet, les comportements communs, indépendants du profil des filtres, ne seront pas de nouveau détaillés ici ; l'analyse se focalisera uniquement sur les différences par rapport à la section précédente.

<sup>35</sup> En simulation, c'est l'enveloppe du champ que nous manipulons. Ainsi, la résultante du champ après filtrage est définie par  $E_{out} = E_{in} \times \sqrt{(FO)}$ .

2.1.2.1 Ecart spectral entre les filtres

Les paramètres de simulations, identiques à la partie 2.1.1.1, sont rappelés Tableau 10. Les procédés de simulations sont identiques, tout comme la plage d'étude.

| Composant         | Caractéristique | Valeur                    |
|-------------------|-----------------|---------------------------|
| FA <sub>1,2</sub> | $P_{pompe}$     | 0.8 W                     |
|                   | FWHM            | 2 nm                      |
|                   | Profil          | supergaussien             |
| FO <sub>1</sub>   | $\lambda_c$     | 1032 nm + $\Delta\lambda$ |
|                   | FWHM            | 2 nm                      |
|                   | Profil          | supergaussien             |
| FO <sub>2</sub>   | $\lambda_c$     | 1030 nm                   |
|                   | FWHM            | 2 nm                      |
|                   | Profil          | supergaussien             |
| CO                | Extraction      | 90 %                      |

Tableau 10 - Paramètres de simulation de l'étude numérique

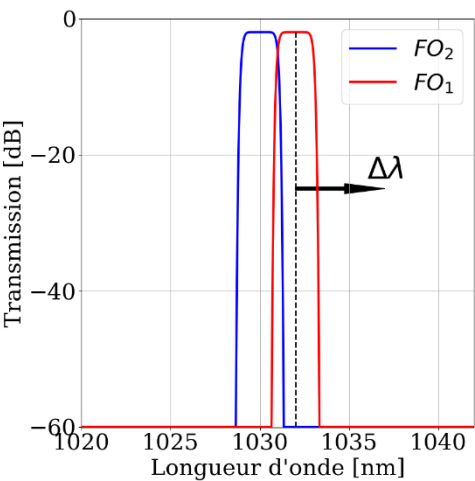


Figure 72 - Courbes de transmission de FO<sub>1</sub> et FO<sub>2</sub>. Le paramètre  $\Delta\lambda$  est explicité en noir

Le résultat de cette étude est représenté Figure 73. Pareillement aux filtres gaussiens, nous portons notre attention sur l'évolution de l'énergie et de la largeur spectrale en fonction de  $\Delta\lambda$ . Rappelons que cette étude est réalisée directement avec une impulsion initiale de 10 nJ pour prévenir de dépendances aux conditions initiales.

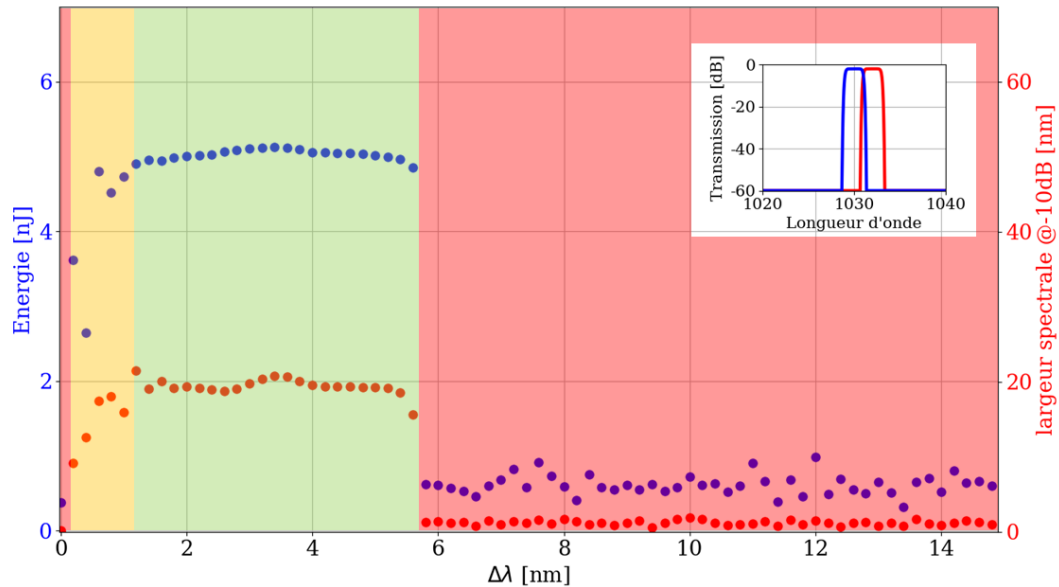


Figure 73 - Evolution de l'énergie (bleu) et de la largeur spectrale (rouge) de l'impulsion en fonction de la distance entre les filtres  $\Delta\lambda$  dans le cas où les filtres sont supergaussiens ( $N=5$ ). Les zones rouges correspondent à un régime multimode libre, la zone jaune un régime multi-impulsionnel, la zone verte un régime impulsionnel.

Avec des filtres supergaussiens, comparativement aux filtres gaussiens, la plage de fonctionnement disponible est réduite à environ 4 nm. Cependant, le système peut opérer en régime fondamental pour des écarts entre les filtres plus faibles que ceux requis avec des filtres gaussiens, en raison du recouvrement moins important des filtres supergaussiens à largeur FWHM et longueur d'onde centrale constantes. Notons également un spectre à -10 dB considérablement moins large que pour les filtres gaussiens, de l'ordre d'un facteur  $\frac{1}{2}$ . Quant à l'énergie des impulsions en sortie d'OM, elle est sensiblement identique en fonction des deux profils de filtres considérés, soit environ 5 nJ.

## 2.1.2.2 Largeur des filtres

Cette étude est réalisée avec les paramètres de cavité présentés dans le Tableau 11.

| Composant               | Caractéristique | Valeur               |
|-------------------------|-----------------|----------------------|
| <b>FA<sub>1,2</sub></b> | $P_{pompe}$     | 0.8 W                |
| <b>FO<sub>1</sub></b>   | FWHM            | $\Delta\lambda$      |
|                         | Profil          | <i>Supergaussien</i> |
|                         | $\lambda_c$     | 1040/1050 nm         |
| <b>FO<sub>2</sub></b>   | FWHM            | $\Delta\lambda$      |
|                         | Profil          | <i>Supergaussien</i> |
|                         | $\lambda_c$     | 1030 nm              |
| <b>CO</b>               | Extraction      | 90 %                 |

Tableau 11 – Paramètres de simulations pour l'étude de l'influence de la largeur des filtres

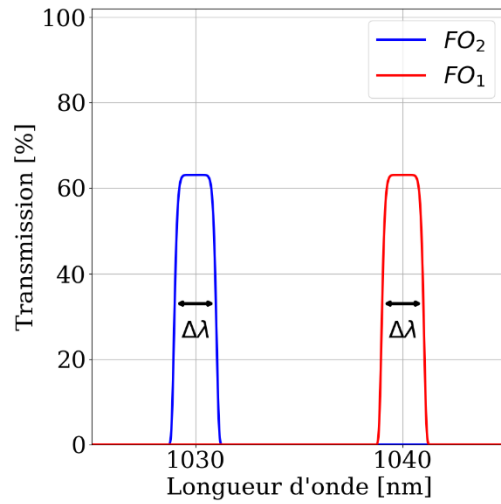


Figure 74 - Courbes de transmission de FO<sub>1</sub> et FO<sub>2</sub>. Le paramètre  $\Delta\lambda$  est explicité en noir

Dans cette étude, nous avons procédé de la même manière que pour les filtres gaussiens, à savoir que nous avons subdivisé cette étude en deux, avec un premier cas où FO<sub>1</sub> est centré à 1040 nm, dans un second cas à 1050 nm. Ces deux cas devraient afficher une largeur spectrale minimale à adopter différente en raison de l'écart entre les filtres. En effet, l'étude précédente l'a montré, les filtres supergaussiens sont plus sensibles à leur écart spectral respectif, comparé aux filtres gaussiens. Ainsi, nous pouvons penser sereinement que des filtres de 3 nm de largeur FWHM peuvent permettre un blocage de modes de la cavité pour un FO<sub>1</sub> de 1040 nm, mais que l'écart spectral serait trop grand dans le cas où FO<sub>1</sub> est centré en 1050 nm.

La Figure 75 présente le résultat de cette étude dans le cas où  $FO_1$  a pour longueur d'onde centrale 1040 nm. La simulation converge vers un blocage de modes fondamental pour une largeur de filtres comprise entre 2.5 nm et 8 nm. Cette information s'extrait clairement de l'énergie en sortie d'OM (courbe bleue) ainsi que de la largeur spectrale (courbe rouge). Notons que l'évolution des différents régimes de fonctionnement en sortie de l'OM est identique à l'étude sur les filtres gaussiens, à savoir :

- Largeur des filtres trop faibles : élargissement spectral entre les deux filtres insuffisant, menant à un régime continu très faible, centré à 1030 nm.
- Largeur des filtres comprise entre 2.5 nm et 8 nm : régime de blocage de modes
- Largeur des filtres comprise entre 8 nm et 9 nm : les filtres se recouvrent légèrement, favorisant ainsi la transmission d'impulsion moins intense et donc de régimes harmoniques
- Largeur des filtres supérieure à 9 nm : fort recouvrement des filtres, menant à l'instauration d'un régime continu centré sur la longueur d'onde de recouvrement des filtres (1035 nm).

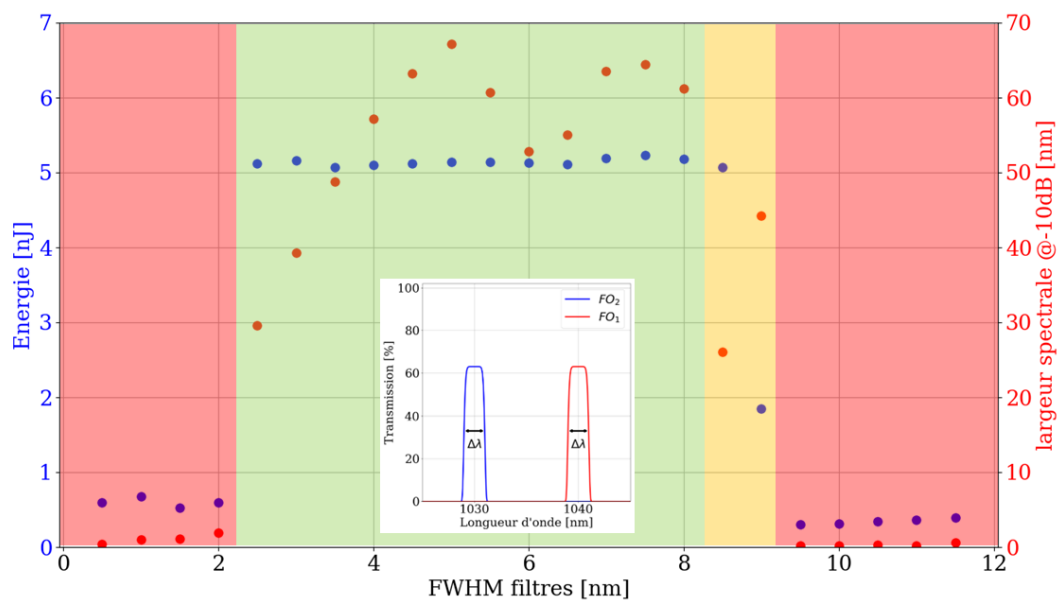


Figure 75 - Energie (bleu) et largeur spectrale (rouge) du signal obtenu en sortie de chaque OM au bout de 200 tours de cavité simulés avec des filtres supergaussiens ( $N=5$ ).  $FO_1$  est centré à 1040 nm. Les zones rouges correspondent à un régime multimode libre, la zone jaune un régime multi-impulsionnel, la zone verte un régime impulsif.

Comparativement aux filtres gaussiens, les conclusions sont semblables à celles sur l'étude de l'écart entre les filtres. En effet, filtres gaussiens et supergaussiens mènent à une énergie en sortie de l'OM similaire en ordre de grandeur, tandis que la largeur spectrale est plus faible dans le cas de filtres supergaussiens. Notons également qu'à ces longueurs d'onde centrale de filtres, le profil supergaussien permet une plage de fonctionnement plus importante en termes de largeur spectrale. Ceci s'explique naturellement par un filtrage plus raide qui permet d'avoir un recouvrement des filtres moins important.

Dans le second cas où  $FO_1$  a pour longueur d'onde centrale 1050 nm, il est nécessaire d'avoir des filtres plus larges que précédemment (4 nm). Un blocage de modes en régime fondamental est obtenu jusqu'à une largeur spectrale de 18 nm, de nouveau limité par le recouvrement spectral des deux filtres. L'évolution de la largeur spectrale sur la plage de largeur de filtres où la simulation converge vers une solution stationnaire est moins régulière et homogène que pour la même situation avec des filtres gaussiens. Ceci s'explique par l'obtention d'un spectre présentant des modulations d'une plus grande profondeur, menant donc à des sauts lorsqu'un lobe extérieur au spectre présente une intensité supérieure ou inférieure à 10 % du maximum. Toutefois, notons une évolution qui tend à être identique à celle des filtres gaussiens, à savoir une décroissance progressive de la largeur spectrale après avoir obtenu un maximum autour de 6 nm de largeur de filtres (Figure 69).

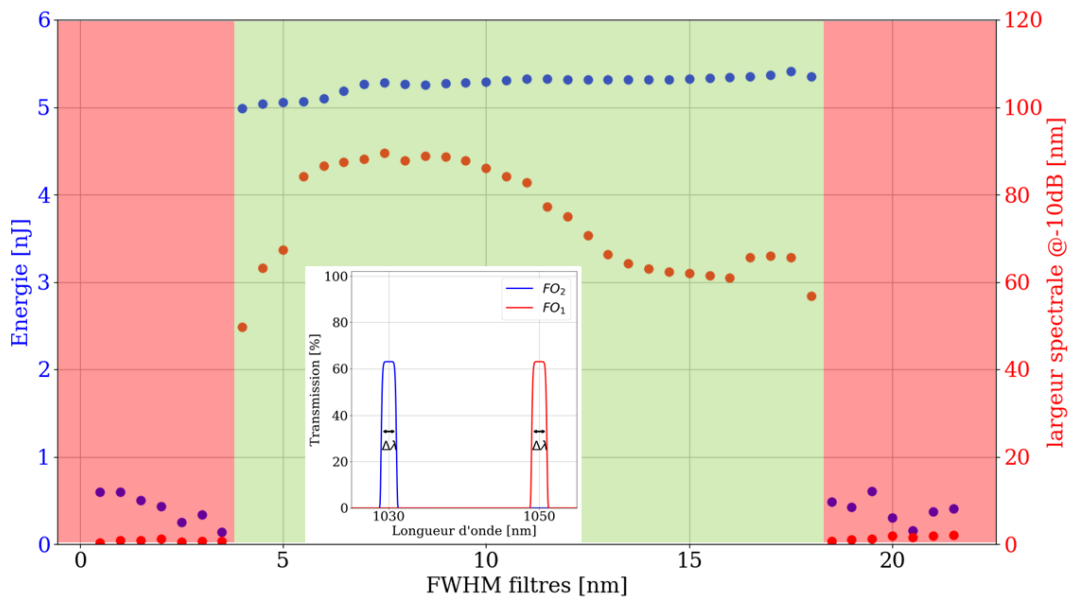


Figure 76 - Energie (bleu) et largeur spectrale (rouge) du signal obtenu en sortie de chaque OM au bout de 200 tours de cavité simulés avec des filtres supergaussiens ( $N=5$ ).  $FO_1$  est centré à 1050 nm. Les zones rouges correspondent à un régime multimode libre, la zone verte un régime impulsionnel.

### 2.1.3 Conclusion

Les différentes études menées sur le filtrage mettent en évidence plusieurs conclusions. Dans un premier temps, le profil spectral des filtres, qu'il soit gaussien ou supergaussien, n'est pas d'une importance capitale pour obtenir un blocage de modes dans notre oscillateur Mamyshev opérant à 70 MHz. En termes de puissance/d'énergie délivrée, la conclusion est la même : il n'y a pas de différence notable à utiliser des filtres gaussiens plutôt que supergaussiens. Les plages de fonctionnement, tant en ce qui concerne l'écart spectral que la largeur spectrale des filtres, sont larges, ce qui indique qu'une montée en cadence reste possible du point de vue du mécanisme de Mamyshev.

Nous avons cependant constaté une différence notable au niveau de la largeur spectrale à -10 dB entre filtres gaussiens et supergaussiens. En rentrant un peu plus dans le détail des caractéristiques impulsionnelles dans les deux cas, la Figure 77 présente les propriétés spectrales (enveloppe + délai de groupe) et temporelles (enveloppe + chirp) pour des filtres de 6 nm FWHM de profil gaussien (a,b) et supergaussien (c,d).

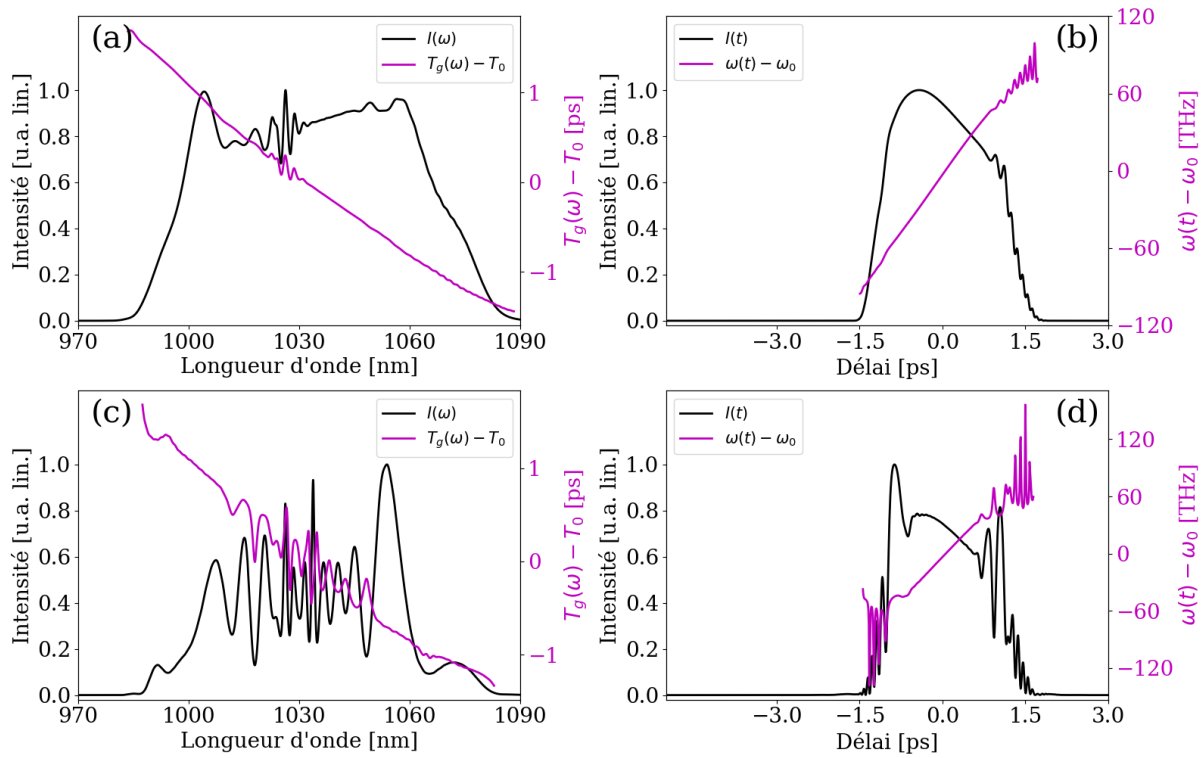


Figure 77 – Caractéristiques spectrales (enveloppe (courbe noire) et délai de groupe (courbe magenta)) et temporelles (enveloppe (courbe noire) et chirp (courbe magenta)) pour des filtres de 6 nm de profil gaussien (a,b) et supergaussien (c,d).

Spectralement, les modulations sont bien plus profondes dans le cas de filtres supergaussiens. Bien que le délai de groupe soit gouverné très majoritairement par de l'ordre 2 et de l'ordre 3, de nombreuses modulations sont présentes et ne permettront pas d'obtenir une impulsion très proche de la limite par TF. Le spectre étant généré par SPM, dépendant des variations de l'enveloppe temporelle, il est naturel d'observer une enveloppe temporelle dans le cas de filtres supergaussiens très modulées, rendant les interférences entre les différentes fréquences chaotiques et expliquant l'allure du spectre.

Finalement, le profil spectral des filtres est anecdotique d'un point de vue « macroscopique », si le seul objectif est d'obtenir un blocage de modes. Toutefois, la Figure 77 montre clairement qu'à une échelle « microscopique », ce dernier joue un rôle très important concernant les propriétés de l'impulsion en sortie, ce qui évidemment conditionne son utilisation dans des étages d'amplification en amont de l'oscillateur. Il semble donc bien plus intéressant d'utiliser des filtres gaussiens plutôt que supergaussiens.

## 2.2 Influence du taux d'extraction de la cavité

Le taux d'extraction joue un rôle clé dans les performances de l'oscillateur et peut considérablement changer la dynamique de l'OM. Dans l'optique où la puissance moyenne en sortie de l'oscillateur est un critère important, il convient d'observer l'influence du taux d'extraction sur cette puissance. Sur le fonctionnement de la cavité, on comprend que l'augmentation du taux d'extraction augmente les pertes intra-cavité. L'un des enjeux de cette étude est d'observer si les deux amplificateurs fibrés compensent ces pertes et dans quelle mesure.

Pour cette étude, les paramètres de cavité sont donnés Tableau 12.

| Composant               | Caractéristique | Valeur          |
|-------------------------|-----------------|-----------------|
| <b>FA<sub>1,2</sub></b> | $P_{pompe}$     | 0.8 W           |
| <b>FO<sub>1</sub></b>   | FWHM            | 2 nm            |
|                         | Profil          | <i>gaussien</i> |
|                         | $\lambda_c$     | 1036 nm         |
| <b>FO<sub>2</sub></b>   | FWHM            | 2 nm            |
|                         | Profil          | <i>gaussien</i> |
|                         | $\lambda_c$     | 1030 nm         |

Tableau 12 – Complément des paramètres de cavité de l'OM simulé

Le taux d'extraction varie de 2 % à 98 % par pas de 2 %. Le principe de simulation est le même, à savoir propagation de l'impulsion initiale sur 200 tours pour chaque cavité simulée (49).

Dans un premier temps, soulignons que l'impulsion initiale converge vers une solution stationnaire (régime impulsionnel fondamental) sur l'ensemble de la plage de taux d'extraction considéré. Similairement aux études précédentes, notre attention se porte sur l'énergie de l'impulsion ainsi que sur sa largeur spectrale en sortie de l'OM.

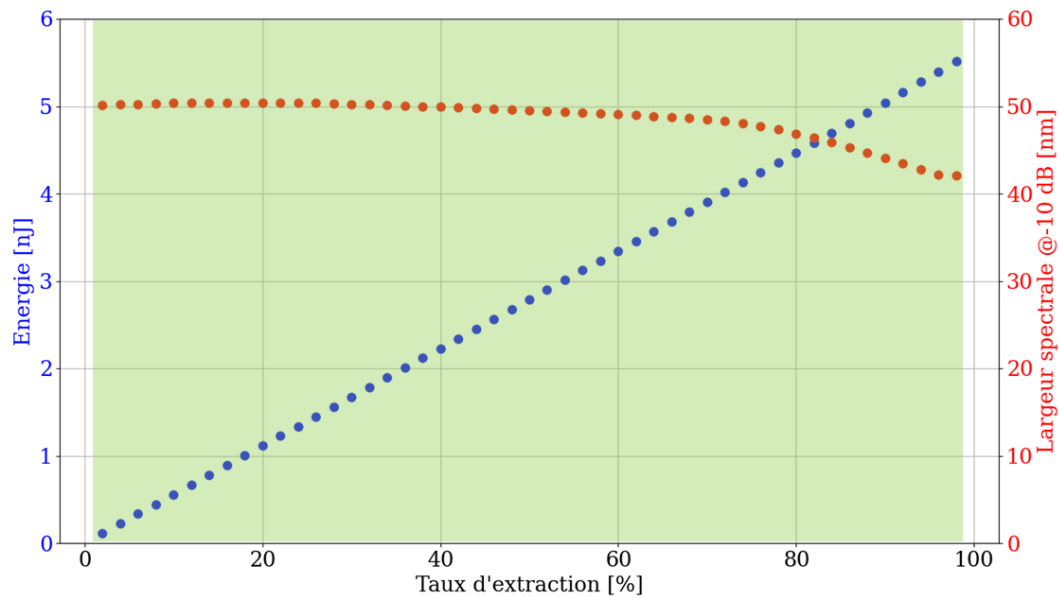


Figure 78 - Evolution de l'énergie et de la largeur spectrale à -10 dB de l'impulsion en sortie de l'OM en fonction du taux d'extraction de la cavité

L'énergie croît de manière quasi-linéaire en fonction du taux d'extraction de la cavité, ce qui était attendu. Quantitativement, l'énergie des impulsions vaut entre 0.1 nJ et 5.4 nJ respectivement pour un taux d'extraction de 2 % et 98 %. Notons que l'énergie intra-cavité avant coupleur optique de sortie est constante et vaut pour chaque configuration  $5.5 \text{ nJ} \pm 10 \text{ pJ}$ . Ainsi, les pertes engendrées par l'augmentation du taux d'extraction sont compensées par les deux amplificateurs de la cavité, ce qui permet donc d'obtenir en sortie de l'OM un signal optique plus puissant.

La largeur spectrale à -10 dB, quant à elle, décroît progressivement après avoir atteint un maximum autour d'un taux d'extraction de 15 %. La variation sur l'ensemble de la gamme de taux d'extraction est inférieure à 15 % mais il est toutefois intéressant de comprendre cette évolution. Comme le montre la Figure 79, la largeur spectrale en sortie de l'OM dépend, à l'instar de la partie 2.1.1.2, de la durée de l'impulsion à l'entrée de l'amplificateur de sortie.

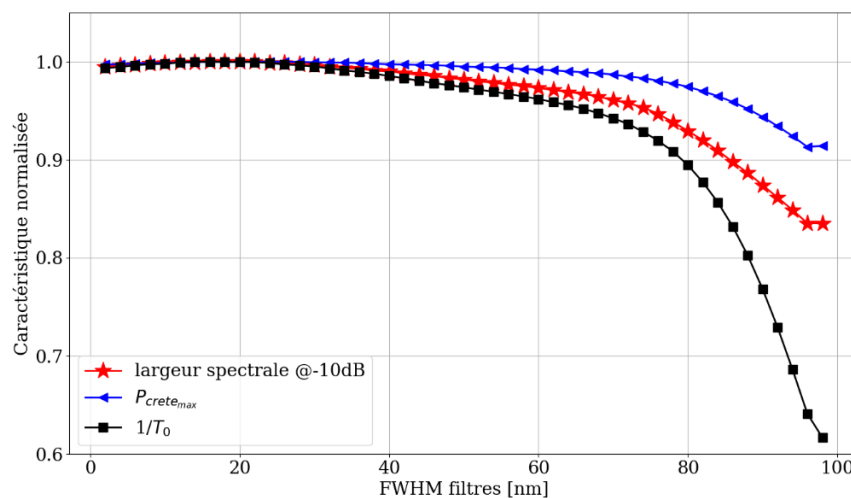


Figure 79 - Evolution de la largeur spectrale de l'impulsion BW à -10 dB en sortie de l'OM (a) de la puissance crête maximale dans l'amplificateur fibré (b) et de l'inverse de la durée de l'impulsion à l'entrée de l'amplificateur (c), en fonction du taux d'extraction de la cavité.

### 2.3 Conclusion

Toutes ces études montrent une bonne flexibilité du système vis-à-vis des paramètres considérés. Les différentes études menées sur le filtrage mettent en avant la possibilité d'utiliser des filtres gaussiens ou supergaussiens, avec un intérêt supplémentaire pour les filtres gaussiens du point de vue des caractéristiques impulsionnelles en sortie de l'OM. Concernant la largeur de ces filtres, une grande plage est accessible. Pour des filtres supergaussiens, la seule contrainte est de s'assurer que les filtres sont suffisamment proches sans se recouvrir au risque de favoriser un régime impulsionnel harmonique. Pour des filtres gaussiens, il y a une limite plus explicite qui apparaît. Il est nécessaire de prendre en compte à la distance entre les filtres (longueur d'onde centrale à longueur d'onde centrale), mais également la transmission à maintenir faible sur la longueur d'onde de recouvrement des filtres. Pour des filtres très larges, par exemple de 15 nm, il est nécessaire d'avoir un écartement des filtres de 40 nm de sorte à maintenir la transmission sur le recouvrement inférieure à -20 dB, un écartement qui devient rapidement trop important du point de vue de l'élargissement spectral nécessaire entre les deux filtres. Les filtres supergaussiens sont moins sensibles à ce problème en raison de la raideur de leur pente spectrale. La Figure 80 représente cette particularité.

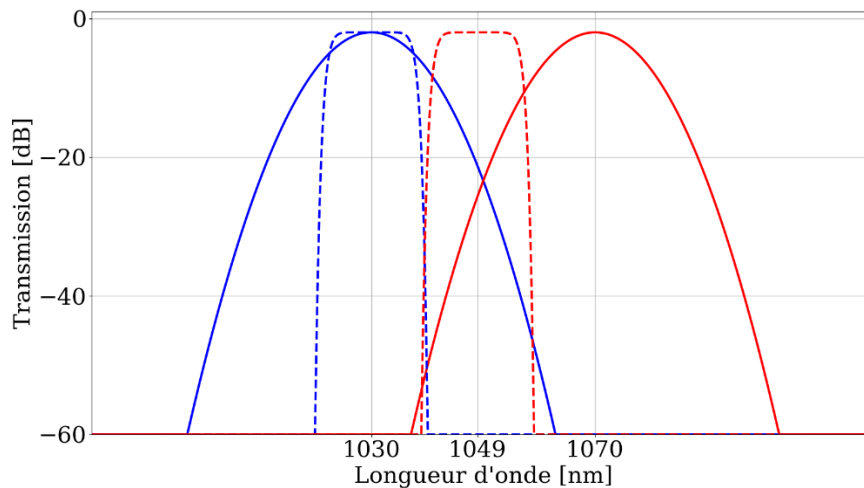


Figure 80 - Transmission de filtres gaussiens (traits pleins) et de filtres supergaussiens (traits pointillés) de 15 nm FWHM en tenant compte de la contrainte du recouvrement.

Le système possède une grande flexibilité vis-à-vis du taux d'extraction de la cavité, ce qui permet d'ajuster la puissance en fonction du besoin. Dans notre cas, l'extraction maximale de puissance est visée. Cependant, certaines applications, comme l'utilisation en configuration MOPA, peuvent nécessiter une extraction réduite afin de respecter les limitations en puissance moyenne ou crête de certains composants situés après l'oscillateur. L'emploi de composants capables de supporter des puissances plus élevées peut également entraîner une augmentation des coûts.

### 3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un système d'oscillateur Mamyshev expérimental optimisé en cadence, délivrant des impulsions à une fréquence de répétition de 45 MHz. Le système est capable de délivrer un signal dépassant 300 mW ce qui correspond à des impulsions de l'ordre de 7 nJ. La combinaison d'un filtre supergaussien et d'un filtre passe-bas dans un tel système constitue une première pour le monde scientifique et présente des perspectives intéressantes de réalisations d'un oscillateur Mamyshev composé de composants très standards. Notons que le filtre passe-bas induit un délai de propagation de 7 ns ce qui signifie qu'il serait possible d'augmenter plus encore la cadence de cet oscillateur. Après passage dans un compresseur directement en sortie de l'OM, nous obtenons des impulsions de 85 fs, avec un coefficient 1.5 par rapport à la limite par Transformée de Fourier ce qui signifie que la compression peut être optimisée à l'aide de systèmes de compression plus sophistiqués.

Afin d'optimiser ce système, de nombreuses études numériques ont été menées sur un oscillateur opérant à 70 MHz, soit la cadence attendue expérimentalement sans le délai induit par un des filtres. Ces études mettent en avant la possibilité d'optimiser les performances du système, surtout au niveau des caractéristiques impulsionsnelles, en utilisant des filtres gaussiens ou plus spécifiquement des filtres possédant une pente de filtrage plus douce que ceux utilisés expérimentalement. Cette étude a permis d'expliquer les fortes modulations présentes dans le spectre acquis expérimentalement. Concernant le taux d'extraction de la cavité, les 90 % utilisés dans le système expérimental sont adaptés au regard de l'étude menée expérimentalement.



## **IV. Vers un oscillateur Mamyshev fibré dans la gamme centaines de MHz**

Le chapitre précédent montre des plages de fonctionnement larges d'un oscillateur Mamyshev constitué de composants standards opérant à 70 MHz vis-à-vis des paramètres de cavité. Dans ce contexte, il est légitime de se demander quelle cadence est accessible du point de vue du mécanisme pur de l'oscillateur Mamyshev.

Ce chapitre propose dans un premier temps une étude numérique sur un oscillateur Mamyshev où certaines contraintes expérimentales ne sont pas prises en compte, telle que la longueur de fibre minimale entre chaque composant fibré. Ces « simplifications » permettront de concevoir numériquement un OM opérant à plusieurs centaines de MHz.

Dans un second temps, nous présenterons nos avancées concernant la réalisation/faisabilité expérimentale d'un tel système de Mamyshev.

# 1 De l'étude numérique d'un oscillateur Mamyshev à 250 MHz ...

## 1.1 Description et dimensionnement de la cavité simulée

La cadence de l'oscillateur étudié dans le chapitre précédent est essentiellement minorée par la prise en compte de longueurs minimales nécessaires à l'assemblage des différents composants fibrés. Un grand nombre de ces tronçons ne sont pas nécessaires ou n'ont qu'une contribution faible dans le mécanisme de l'oscillateur Mamyshev. Dans ce chapitre, la cavité sera donc simplifiée et ne prendra pas en compte ces différentes longueurs de fibre. La cavité simplifiée résultante est représentée Figure 81.

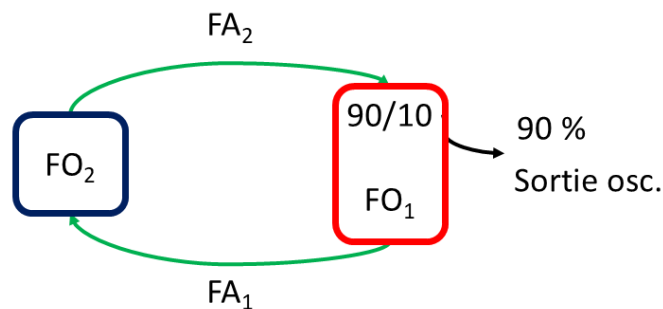


Figure 81 – Cavité simplifiée simulée. FO1/2 : filtres optiques ; 90/10 : coupleur optique de sortie, 90 % du signal est extrait de la cavité. FA1/2 : fibre amplificatrice Ytterbium.

De manière simplifiée et schématique, un oscillateur Mamyshev en architecture anneau à deux amplificateurs peut être composé de deux fibres amplificatrices (FA<sub>1</sub> et FA<sub>2</sub>), deux filtres optiques (FO<sub>1</sub> et FO<sub>2</sub>) et un coupleur optique de sortie (CO). Nous conservons la longueur des deux fibres amplificatrices fixée à 40 cm. La longueur de cavité résultante est donc de 80 cm, représentant une cadence de 258 MHz. Il est évident que cette cavité, telle que représentée, ne pourrait être viable expérimentalement. Entre autres, un WDM est forcément nécessaire pour coupler pompe et signal dans la fibre amplificatrice. Toutefois, cette étude est intéressante pour cerner les limites du mécanisme Mamyshev en lui-même.

Les paramètres de cavité sont donnés par le Tableau 13. Les deux fibres amplificatrices sont pompées dans le sens co-propagatif au signal. Le sens de propagation est désigné par les flèches sur les fibres optiques, en l'absence d'isolateur optique fixant ce sens. La puissance de pompe des deux amplificateurs est fixée à 0.8 W, valeur maximale que nous nous fixons compte-tenu de contraintes expérimentales. 90 % du signal est extrait de la cavité par le coupleur optique, permettant d'obtenir une forte puissance moyenne en sortie pour peu que les pertes engendrées par l'augmentation du taux d'extraction ne soient trop importantes. Enfin, concernant les filtres, nous avons fait le choix d'utiliser des filtres de 10 nm FWHM, de profil supergaussien, mais un ordre de supergaussienne faible (N=2). Ce dimensionnement tient compte des différentes études menées dans le chapitre précédent sur le filtrage. En effet, nous avons essayé de réaliser un compromis entre qualité de l'impulsion et fonctionnement à très haute cadence. Pour répondre au premier critère, compte-tenu des résultats du chapitre précédent, nous avons opté pour des filtres larges qui permettent d'adoucir naturellement

la pente du filtrage, et d'utiliser un ordre de supergaussienne faible. Enfin, nous avons choisi des filtres supergaussiens plutôt que gaussien pour augmenter la proximité entre les filtres et ainsi nécessiter un élargissement spectral entre les filtres moins important. Les longueurs d'onde centrales des deux filtres  $FO_1$  et  $FO_2$  sont respectivement de 1042 nm et 1025 nm. Le filtre  $FO_2$  est préalablement fixé à 1025 nm, compte-tenu de sa largeur (il transmettra également le signal à 1030 nm), et en pré compensation de l'effet conjoint de la dispersion et de la SPM qui occasionne un élargissement spectral vers les hautes longueurs d'onde. Le filtre  $FO_1$  est en conséquence positionné à 1042 nm afin d'assurer une forte proximité spectrale entre les deux filtres. La transmission des deux filtres est représentée Figure 82. Notons que nous avons conservé les pertes d'insertion des filtres, de 2 dB chacun.

| Composant  | Caractéristique | Valeur              |
|------------|-----------------|---------------------|
| $FA_{1/2}$ | Fibre           | Yb1200-6/125DC(-PM) |
|            | Longueur        | 0.4 m               |
|            | Pompage         | Cœur                |
|            | $P_{pompe}$     | 0.8 W               |
| $FO_1$     | Profil          | Supergaussien       |
|            | FWHM            | 10 nm               |
|            | $\lambda_c$     | 1042 nm             |
| $FO_2$     | Profil          | Supergaussien       |
|            | FWHM            | 10 nm               |
|            | $\lambda_c$     | 1025 nm             |
| CO         | Extraction      | 90 %                |

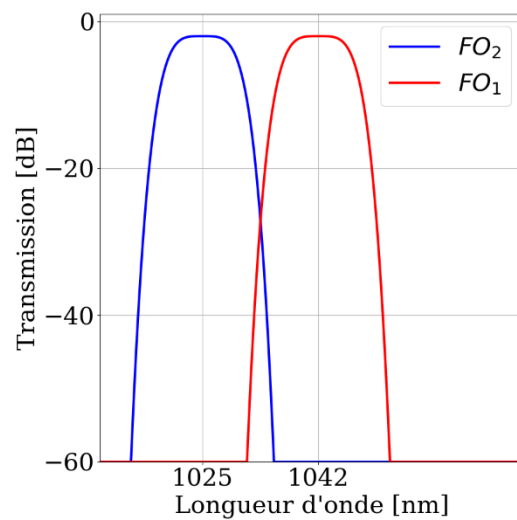


Figure 82 – Transmission spectrale des filtres  $FO_1$  (courbe rouge) et  $FO_2$  (courbe bleue)

Tableau 13 – Paramètres de cavité utilisées lors de la simulation d'un OM opérant à 258 MHz.

## 1.2 Résultats de simulation

A toute fin utile, précisons que nous utilisons dans ce chapitre une impulsion de 10 nJ, de durée 1 ps centrée à 1030 nm pour initialiser la simulation et ajoutons que l'impulsion initialement définie chapitre II.1.1.2, de 1 nJ, ne permet pas de converger vers un régime de blocage de modes.

Comme dans le chapitre 2, nous négligerons l'ASE et le Raman stimulé dans les simulations numériques.

La Figure 83 présente l'évolution de l'énergie et de la durée de l'impulsion initiale en sortie de l'OM sur 200 tours de cavité simulés. L'insert présentant les fluctuations de l'énergie sur une échelle de  $10^{-12}$  nJ autour de l'énergie moyenne  $\mu(E)$  confirme la convergence vers une solution stationnaire. Quantitativement, l'énergie de l'impulsion est de 2.84 nJ, soit une puissance moyenne à 250 MHz de 720 mW. La durée est de 710 fs soit une puissance crête en sortie de l'oscillateur de 4 kW.

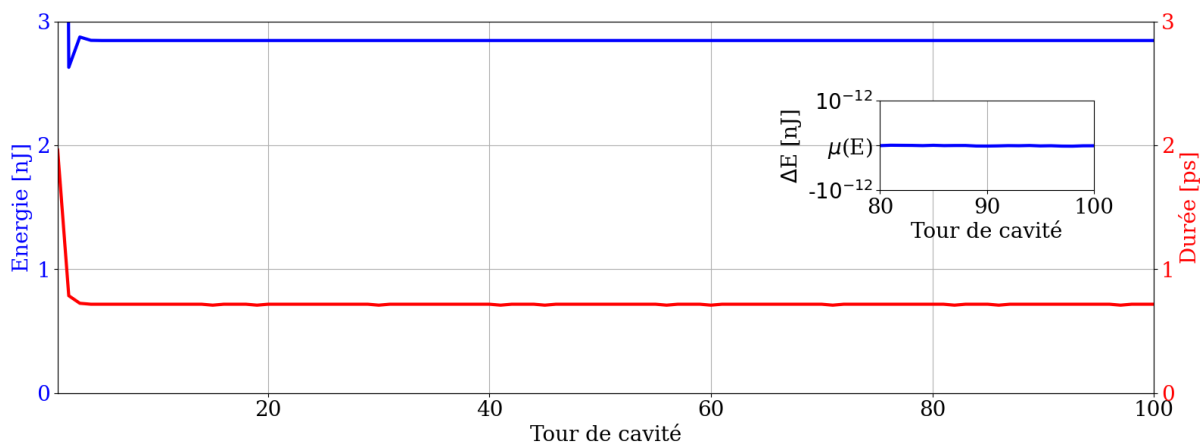


Figure 83 – Energie (courbe bleue) et durée (courbe rouge) de l'impulsion en sortie de la cavité Mamyshev simulée sur 200 tours. L'insert présente un zoom des fluctuations de l'énergie sur les 20 derniers tours.

La Figure 84 donne accès aux caractéristiques spectrales et temporelles de l'impulsion en sortie de l'OM. La Figure 84(a) présente l'enveloppe spectrale de l'impulsion (courbe noire) ainsi que le délai de groupe (courbe magenta). La largeur à  $-10$  dB de l'enveloppe spectrale est de 62 nm. Le spectre est modulé du fait de la SPM, avec une profondeur de modulations de l'ordre de 50 %. Concernant le délai de groupe, celui-ci présente quelques modulations également, mais son évolution reste globalement bien décrite par une dépendance linéaire à quadratique en fréquence, ce qui indique que la phase spectrale de l'impulsion est principalement composée de termes d'ordre 2 et 3. La Figure 84(b) présente l'enveloppe temporelle de l'impulsion (courbe noire), le *chirp* de l'impulsion (courbe magenta), ainsi que l'enveloppe temporelle après retrait des 3 premiers ordres de phase spectrale. Remarquons que l'enveloppe n'est pas parfaitement symétrique et que le front montant de l'impulsion est plus raide que le front descendant. Cette déformation résulte de l'effet d'autoraidissement de l'impulsion, comme en témoigne également l'asymétrie de la figure de SPM dans le domaine spectral. Elle est en outre accentuée par le profil spectral du gain. Le *chirp* est quasiment linéaire sur toute la largeur de l'enveloppe temporelle. La courbe bleue permet une estimation de la compression avec un compresseur simple de Treacy. La durée de l'enveloppe temporelle obtenue est de 46 fs, une valeur

identique à la durée TF moyennant le pas de la grille temporelle de 7 fs. Enfin, la puissance crête de l'impulsion en sortie d'un tel compresseur, assumant une transmission dans le compresseur de 90 % serait de l'ordre de 56 kW.

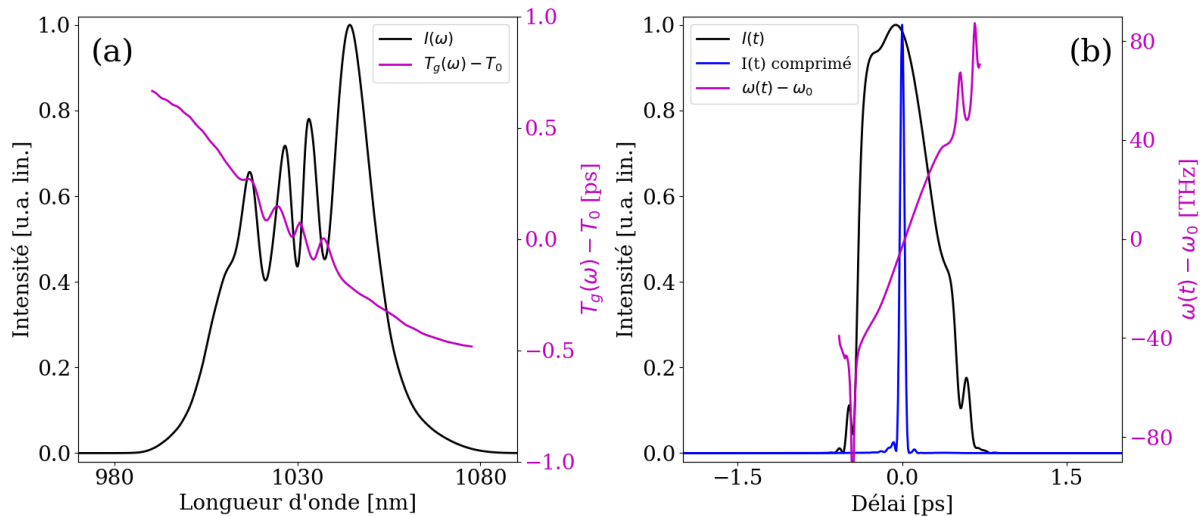


Figure 84 – Caractéristiques temporelles et spectrales de l'impulsion en sortie de l'OM. (a) Spectre de l'impulsion (courbe noire) ; Délai de groupe (courbe magenta). (b) Profil temporel de l'impulsion (courbe noire) ; pulsation instantanée (courbe magenta) ; profil temporel après compensation des 3 premiers ordres de phase spectrale (courbe bleue).

La Figure 85 présente l'évolution de l'enveloppe spectrale sur un tour de cavité lorsque l'état stationnaire est atteint. Les pointillés bleus et rouges représentent respectivement les filtres FO<sub>2</sub> et FO<sub>1</sub>. Rappelons que l'extraction de la cavité est faite au niveau de FO<sub>1</sub> ce qui explique la perte de 12 dB (2 dB de pertes d'insertion et 10 dB d'extraction) à cet endroit de la cavité. Le principe de l'oscillateur Mamyshev est bien représenté avec l'élargissement spectral et le filtrage en cascade. Bien que les filtres soient très larges, l'élargissement spectral entre chaque RM est bien plus grand que celui nécessaire pour obtenir un signal à travers les filtres ce qui laisse présager que nous ne sommes pas en limite de fonctionnement.

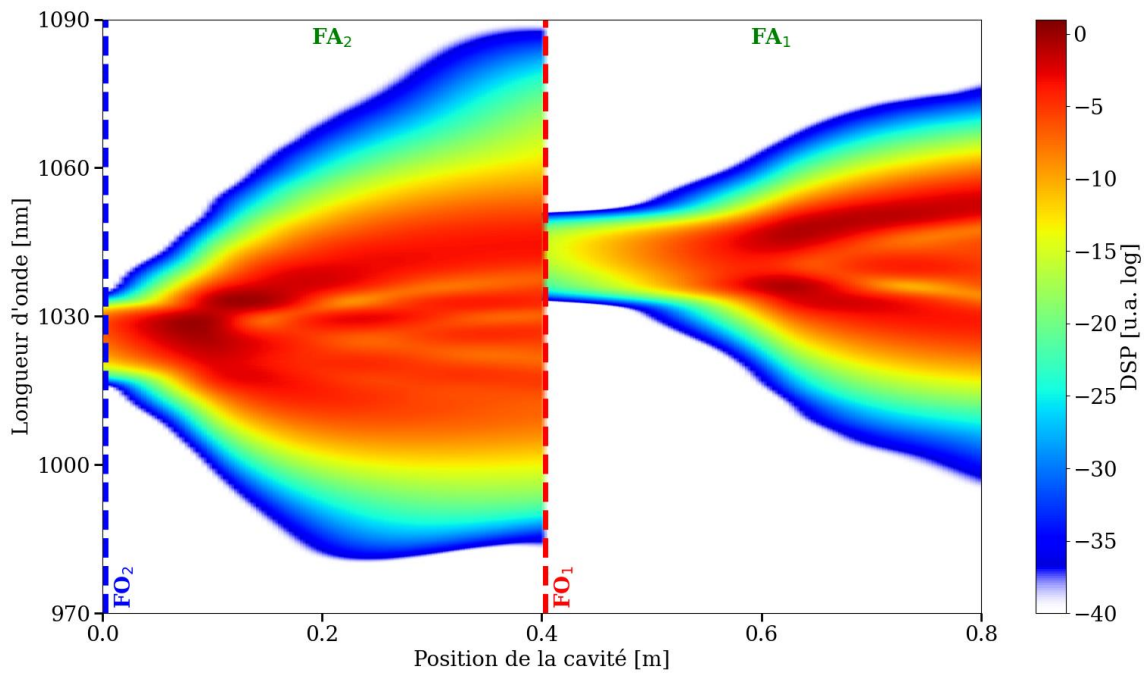


Figure 85 - Evolution du profil spectral de l'impulsion au cours d'un tour de cavité. Les pointillés rouges et bleus représentent respectivement la position des FO<sub>1</sub> et FO<sub>2</sub>.

Dans la continuité de l'analyse de l'évolution du profil spectral au cours d'un tour de cavité à l'état stationnaire, cet outil numérique fournit de nombreuses informations complémentaires sur l'impulsion et leur évolution au fil d'un tour. La Figure 86 illustre ainsi plusieurs grandeurs clés : l'évolution de la durée FWHM de l'enveloppe temporelle (Figure 86(a)), la phase non linéaire accumulée,  $\Phi_{NL}$  (Figure 86(b)), ainsi que l'énergie de l'impulsion normalisée à son maximum (Figure 86(c)).

La Figure 86(a) montre que les filtres optiques agissent comme des éléments de compensation de dispersion. La Figure 86(b) rend compte de l'évolution de la phase non linéaire dans chaque RM. Notons que la phase non linéaire accumulée peut être considérée comme faible par rapport à l'état de l'art sur ces oscillateurs, à savoir de l'ordre de 5 et 3 radians. Enfin, la Figure 86(c) permet d'évaluer l'évolution de l'énergie de l'impulsion sur un tour de cavité, révélant un gain dans les amplificateurs de l'ordre de 10 dB et 15 dB.

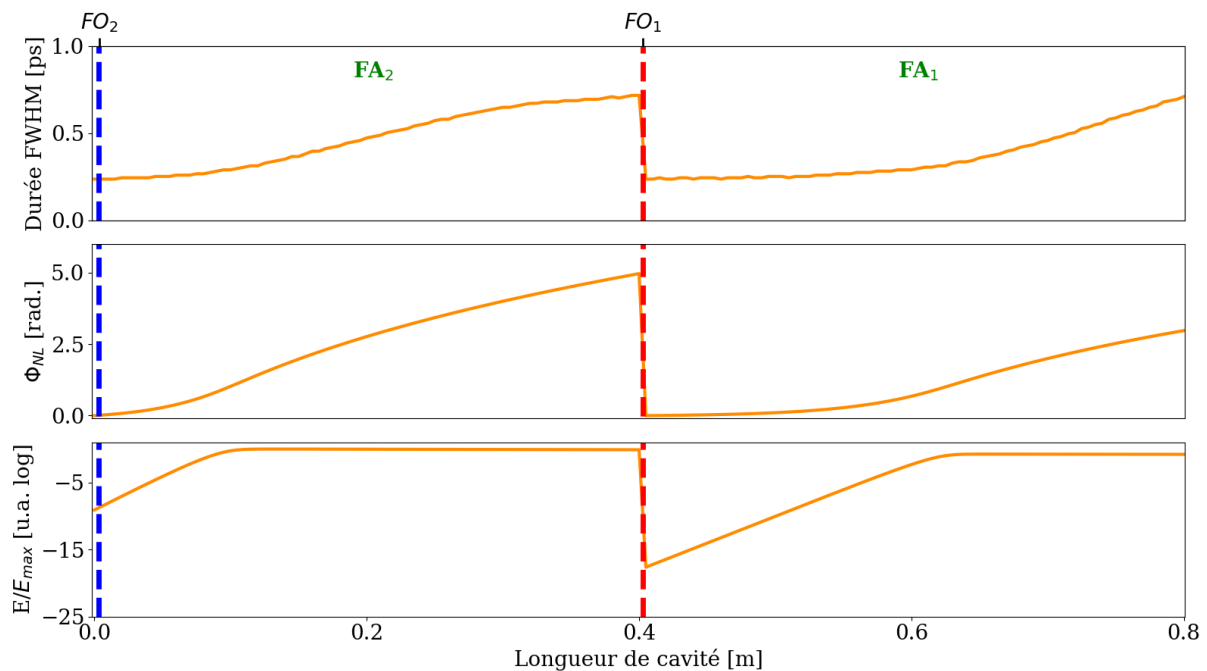


Figure 86 - Evolutions de différents paramètres de l'impulsion au cours d'un tour de cavité à l'état stationnaire. (a) Evolution de la durée FWHM de l'enveloppe temporelle. (b) Evolution de la phase non-linéaire accumulée  $\Phi_{NL}$  par l'impulsion. (c) Evolution de l'énergie de l'impulsion par rapport à son énergie maximale durant le tour.  $FO_1$  et  $FO_2$  sont représentés respectivement en pointillés rouges et en pointillés bleus.

### 1.3 Etude paramétrique : Puissance de pompe

De la même manière que dans le chapitre 2, nous estimons la flexibilité du système en réalisant une étude paramétrique numérique sur la puissance de pompe. L'objectif est de vérifier si les paramètres de simulation utilisés précédemment constituent un jeu de paramètres unique pour lequel l'impulsion converge vers un état stationnaire, ou si la plage de fonctionnement est large.

Cette étude paramétrique numérique sera réalisée selon trois approches, correspondant chacune à une manière différente de faire varier ce paramètre. Dans un premier temps, la puissance de pompe des deux amplificateurs fibrés sera modifiée de manière identique. Dans un second temps, la puissance de pompe du premier amplificateur fibré sera fixée, tandis que celle du second sera variable. Enfin, dans le troisième cas, la puissance de pompe du second amplificateur sera maintenue constante, et celle du premier sera ajustée. L'objectif de cette subdivision est également de mettre en avant le fait que les performances de l'oscillateur sont majoritairement guidées par les paramètres de l'amplificateur précédent la sortie de l'oscillateur.

La Figure 87 présente le résultat de cette étude. Nous présentons à la fois l'évolution de l'énergie, Figure 87(a) et la largeur spectrale à -10 dB, Figure 87(b). Pour l'évolution de ces deux caractéristiques, la variation symétrique de la puissance de pompe des deux amplificateurs,  $LD_1$  et  $LD_2$ , est représentée en bleu, la variation de  $LD_2$  à  $LD_1$  fixée à 0.8 W en rouge et la variation de  $LD_1$  à  $LD_2$  fixée à 0.8 W en vert. Notons que la plage de puissance de pompe est choisie de 0.2 W à 1.6 W et que les 1.6 W seraient atteignables expérimentalement par l'injection de deux diodes lasers monomodes sur les deux axes de polarisation de la fibre amplificatrice. Cette méthode a déjà été présentée dans le chapitre III, partie 1.4.

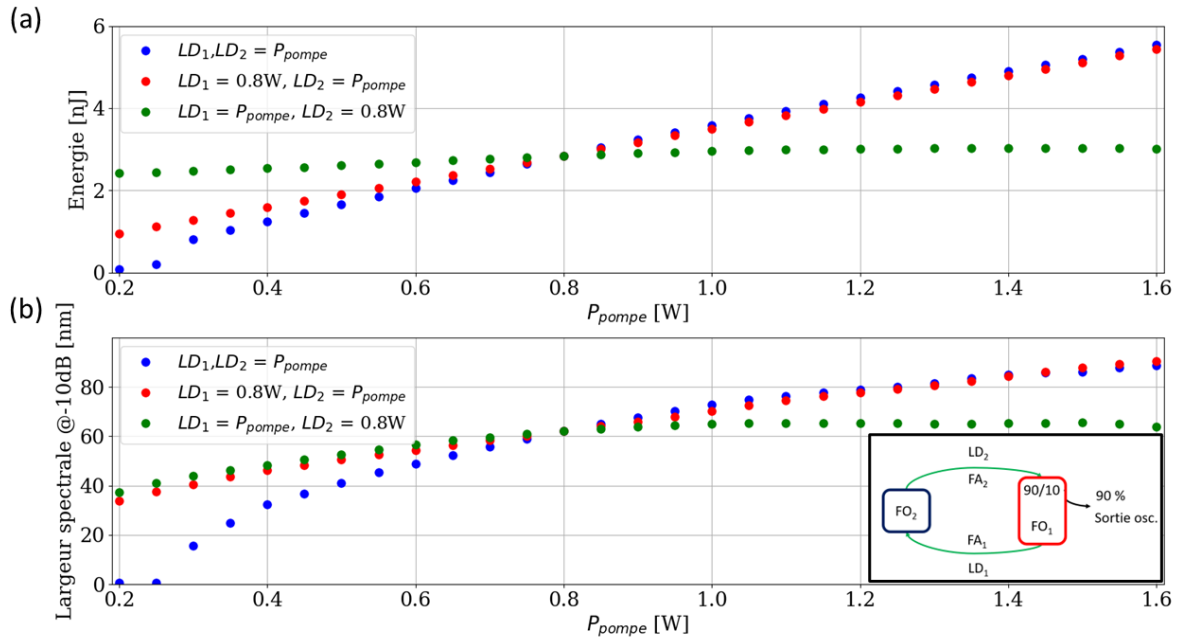


Figure 87 – Evolution de l'énergie (a) et de la largeur spectrale à -10 dB (b) en sortie de l'oscillateur en fonction de la puissance de pompe des deux amplificateurs (bleu), de la puissance de pompe de  $A_2$  avec  $LD_1$  fixé à 0.8 W (rouge) et de la puissance de pompe de  $A_1$  avec  $LD_2$  fixé à 0.8 W (vert). La cavité simulée est rappelée en insert de la Figure 87(b).

D'un point de vue numérique, notons que seuls deux cas présentés ne convergent pas vers une impulsion stationnaire après 200 tours de cavité simulés, à savoir lorsque la puissance de pompe des deux amplificateurs est inférieure à 0.3 W.

Quantitativement, il est possible d'atteindre des impulsions d'énergie supérieure à 5 nJ ce qui représente une puissance moyenne supérieure à 1.25 W à 250 MHz. La largeur spectrale à -10 dB quant à elle peut atteindre 80 nm.

Comme escompté initialement, les performances de l'oscillateur lorsque la puissance de pompe des deux amplificateurs fibrés est augmentée symétriquement est semblable aux performances lorsque seule la puissance de l'amplificateur de sortie est variée. Expérimentalement, il est donc possible de n'utiliser qu'une diode laser de pompe pour le premier amplificateur, de sorte à permettre le fonctionnement de l'OM, et d'utiliser deux diodes laser de pompe pour le second amplificateur pour obtenir les plus grandes performances en sortie.

## 2 ... A la conception d'un système expérimental

Cette partie expose nos avancées concernant la concrétisation expérimentale des résultats numériques présentés dans la partie précédente.

### 2.1 Dimensionnement

Afin de réaliser la cavité simulée dans la première partie, à savoir un système parfait où le chemin optique entre deux fonctions optiques est négligeable, plusieurs directions sont possibles. La première étant de raccourcir au strict minimum les longueurs de fibres entre les composants. Cette solution nécessiterait l'appel à une structure telle que AlphaNov (Talence) dont les procédés de soudures permettent d'atteindre des longueurs de fibres centimétriques entre les composants. Néanmoins, cette méthode est vite limitée : la longueur du composant lui-même n'est pas réductible (de l'ordre de 5 cm) ce qui représente une longueur de 30 cm avant même d'assembler les composants entre eux par soudure de fibres.

Bien que représentant un gain sur la cadence par rapport à nos résultats expérimentaux, l'objectif est d'aller plus loin dans l'optimisation de la longueur de cavité, et donc la réduction même de la taille des composants est envisagée. Il existe deux grandes familles de composants optiques fibrés : les composants entièrement fibrés (composants de silice fondue, de l'anglais *fused components*) où la fonction optique est inscrite par manipulation de la silice, et les composants fibrés en micro-optiques, où l'entrée et la sortie du composant sont fibrées mais la fonction optique est réalisée en espace libre via des optiques de tailles micrométriques (micro-optiques).

Du côté des composants en micro-optiques, il existe aujourd'hui des composants intégrant deux fonctions optiques sans pour autant augmenter la taille du composant en lui-même, par la taille réduite des optiques. Nous citerons notamment les *ISO-tap coupler*, mettant en jeu à la fois la fonction d'isolateur optique et coupleur optique, généralement de ratio 99:1. Dans ce contexte, nous nous sommes naturellement demandé s'il était possible de réaliser des composants intégrant un nombre plus important encore de fonctions. Typiquement, la Figure 88 présente la transition entre la cavité simulée dans la première partie, et le système qui s'en rapprocherait expérimentalement, constitués de composants en micro-optiques.

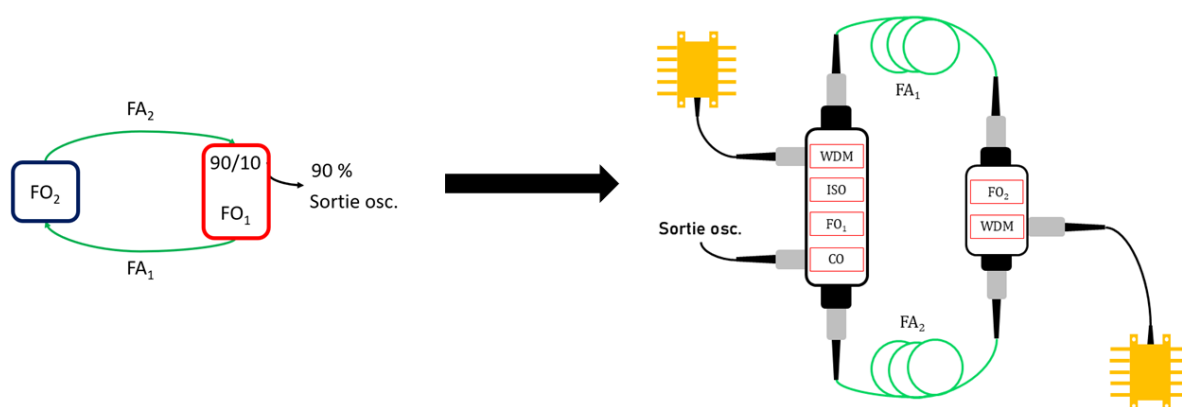


Figure 88 – Passage schématique de la cavité simulée à la cavité correspondante en optique intégrée.

## 2.2 Conception

Nous avons identifié un fournisseur capable de concevoir de tels composants, à savoir : **HAPHIT**<sup>36</sup>. Cette entreprise américaine est spécialisée dans la conception de composants fibrés et possède à son catalogue de produits standards des composants incorporant plusieurs fonctions. Dans notre cas, en raison de la sensibilité du filtrage pour le mécanisme Mamyshev, les composants commandés seront de manière évidente sur-mesure. Après de nombreux échanges, Haphit a accepté de réaliser les composants représentés Figure 88. Nous avons ajouté à ces composants un WDM, qui permettra, si besoin, d'augmenter les performances optiques de l'oscillateur par pompage bidirectionnel des amplificateurs fibrés. Concernant la spécification des composants, le point critique est le filtrage. La demande de notre côté est de reproduire la transmission des filtres utilisée dans la simulation de la partie 1.1. La transmission des filtres que nous propose Haphit est représentée Figure 89. Nous lui avons superposé la transmission théorique attendue. A noter que le recouvrement entre les deux filtres est plus important que lors de nos simulations initiales. Afin de maximiser les chances de réussite, la transmission des filtres proposés par Haphit a été implémentée en simulation et le code converge vers une impulsion stationnaire semblable en énergie et en durée à celle présentée Figure 84. Notons que cette vérification était importante car elle permet d'être confiant sur le fonctionnement du système malgré de potentielles dérives de fabrication concernant le filtrage. Un point de vigilance a cependant été communiqué au fabricant, à savoir que le recouvrement des filtres ne doit pas être supérieur à  $-13$  dB. En pratique, il est possible de trouver des points de fonctionnement avec un recouvrement des filtres de l'ordre de  $-10$  dB mais une marge suffisante doit être prise pour ne pas être en limite de fonctionnement.

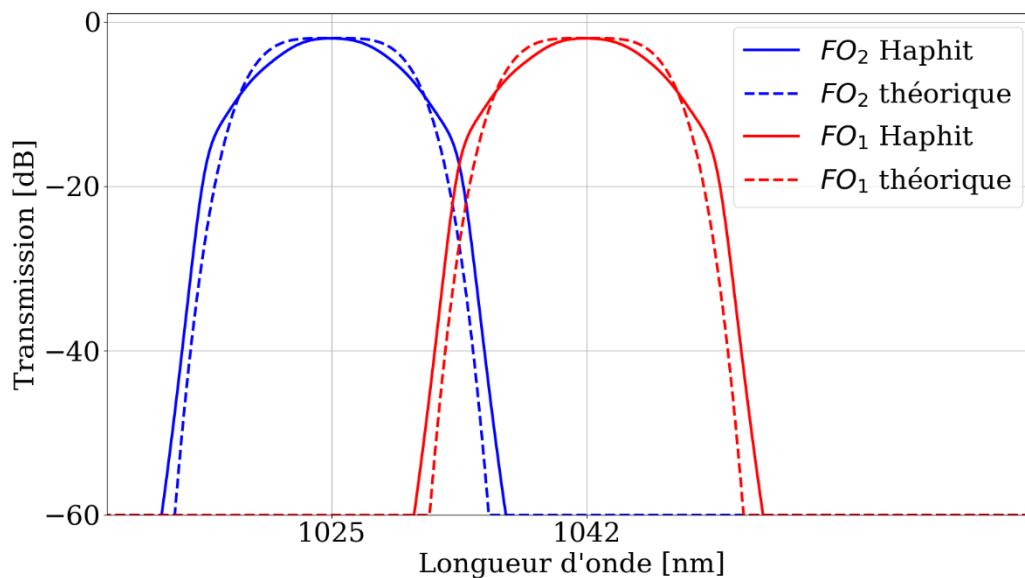


Figure 89 – Comparaison entre la transmission des filtres théoriques utilisés en simulation (pointillés rouges et bleus) avec la transmission des filtres proposés par Haphit (traits plein rouge et bleu).

<sup>36</sup> <https://www.haphit.com/>

L'ensemble des caractéristiques des deux composants est donné par les fiches de spécification fournies par Haphit, Figure 90 et Figure 91. Il convient de souligner que les pertes d'insertion des deux composants sont très faibles, respectivement de 1.3 dB et 1.9 dB. Cela constitue un avantage majeur de cette technologie, dans laquelle l'intégration des composants permet de maintenir des pertes de cavité faibles, contrairement à notre cavité expérimentale, où l'accumulation des pertes d'insertion de chaque élément conduit à des pertes totales dépassant 10 dB.



#### PM WDM/BP Hybrid for Pulse Power

##### SPECIFICATIONS

| Parameters                 | Unit         | Value                                          |
|----------------------------|--------------|------------------------------------------------|
| Center Wavelength          | nm           | 1025                                           |
| Pass Band Width @ 6dB      | nm           | ~12                                            |
| Pass Band Width @20dB      | nm           | ≥ 17.5 (Cross between 13/20dB with 1040nm one) |
| Excess Loss@23°C           | dB           | ≤ 1.3                                          |
| Pump Wavelength            | nm           | 980+/-10                                       |
| Pump Insertion Loss        | dB           | ≤ 1.0                                          |
| Work Mode                  | -            | Both Axis working                              |
| Optical Return Loss        | dB           | ≥ 45                                           |
| Extinction Ratio           | dB           | ≥ 18                                           |
| Fiber Type                 | Pump1&Pump2  | PM980 Fiber                                    |
|                            | Input&Output | YB1200-6/125DC-PM Fiber                        |
| Fiber Sleeve               | -            | Bare Fiber                                     |
| Fiber Length               | m            | 1.0                                            |
| Connector Type             | -            | None                                           |
| Max. Average Optical Power | W            | 5                                              |
| Max. Peak Power for pulse  | kW           | 5                                              |
| Operating Temperature      | °C           | 0~50                                           |
| Storage Temperature        | °C           | -20~75                                         |

##### PACKAGE DIMENSION

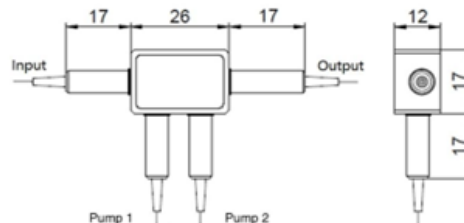


Figure 90 – Composant intégré n°1, constitué du filtre centré à 1025 nm et de deux WDM, à l'entrée ainsi qu'à la sortie.

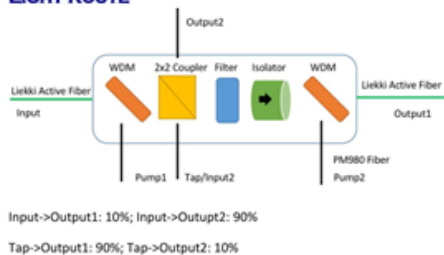


### PM WDM/BP Hybrid for Pulse Power

#### SPECIFICATIONS

| Parameters                              | Unit                    | Value                                     |
|-----------------------------------------|-------------------------|-------------------------------------------|
| Center Wavelength                       | nm                      | 1042                                      |
| Pass Band Width @ 6dB                   | nm                      | ~12                                       |
| Pass Band Width @20dB                   | nm                      | ≥ 17.5 (Two Filter cross between 13/20dB) |
| Excess Loss@23°C                        | dB                      | ≤1.9                                      |
| Pump Insertion Loss                     | dB                      | ≤1.0                                      |
| Tap Ratio                               | %                       | 90:10                                     |
| Signal Isolation (Output1->Input, 23°C) | dB                      | ≥22                                       |
| Work Mode (Input->Output1)              | -                       | Can only work in slow axis                |
| Optical Return Loss                     | dB                      | ≥45                                       |
| Extinction Ratio                        | dB                      | ≥18                                       |
| Fiber Type                              | Tap&Pump1&Pump2&Output2 | PM980 Fiber                               |
|                                         | Input&Output1           | YB1200-6/125DC-PM Fiber                   |
| Fiber Sleeve                            | -                       | Bare Fiber                                |
| Fiber Length                            | m                       | 1.0                                       |
| Connector Type                          | -                       | None                                      |
| Max. Average Optical Power              | W                       | 5                                         |
| Max. Peak Power for pulse               | kW                      | 5                                         |
| Operating Temperature                   | °C                      | 0~50                                      |
| Storage Temperature                     | °C                      | -20~75                                    |

#### LIGHT ROUTE



#### PACKAGE DIMENSION

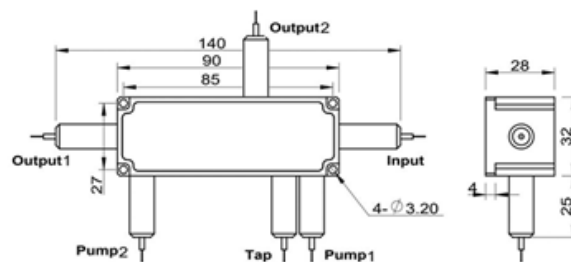


Figure 91 - Composant intégré n°2, constitué du filtre centré à 1042 nm, d’un coupleur 90:10 2x2, d’un isolateur optique et de deux WDM, à l’entrée ainsi qu’à la sortie.

Enfin, rappelons que la fibre d’entrée et de sortie des deux composants est la fibre amplificatrice utilisée dans les simulations (Yb1200-6/125 DC-PM) pour optimiser encore d’avantage la longueur de la cavité. Nous avons également demandé à rajouter un port d’entrée sur le composant n°2 (coupleur 90:10 2x2), pour permettre l’injection de notre train d’impulsion seed afin d’initialiser le blocage de modes de la cavité.

La Figure 92 présente une vue interne du composant intégré n°2 réalisé par Haphit. Nous pouvons supposément distinguer, de droite à gauche (sens du signal optique) : un miroir dichroïque, faisant office de WDM ; un ensemble cube polariseur – lame  $\lambda/2$  – cube polariseur, faisant office de coupleur 90:10 ; un filtre optique ; un collage de deux filtres optiques, permettant la transmission spectrale représentée Figure 89 ; un isolateur optique ; un dernier miroir dichroïque.



Figure 92 - Vue interne du composant intégré n°2 réalisé par Haphit

### 2.3 Résultats

9 mois se sont écoulés entre le début des discussions avec Haphit et la réception des composants. Malheureusement, les composants présentent tous<sup>37</sup> le même défaut : une mauvaise injection de la pompe dans les fibres amplificatrices. Comme le montre la Figure 93, malgré une injection dans le cœur de la fibre dédiée à l'injection des signaux pompes, l'imagerie en sortie de fibre amplificatrice montre que le signal pompe est injecté dans la première gaine de la fibre et non dans le cœur. Ce défaut est présent sur chaque composant, c'est-à-dire sur les 8 WDMs mis en jeux dans les 4 composants commandés.

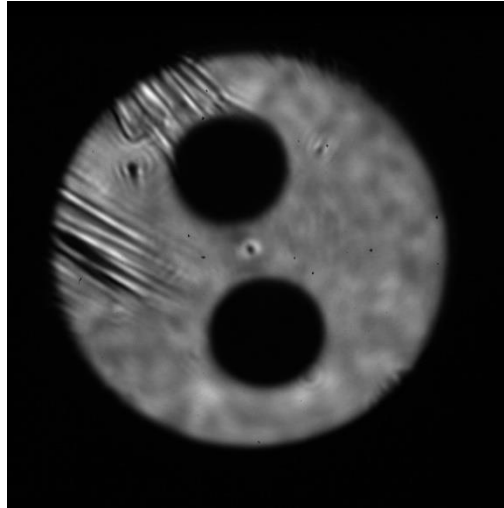


Figure 93 – Imagerie de la face de fibre de la fibre amplificatrice en cours de pompage. Les rayures présentes en haut à gauche représentent de légers défauts issus de la cleave à angle.

Ainsi, la pompe étant injectée majoritairement dans la gaine de la fibre dopée, le gain de chaque amplificateur est très faible et ne permet pas d'amplifier de manière suffisante un signal. En conséquence, ce système n'a pas permis d'établir de blocage de modes en configuration oscillateur.

Enfin, les délais de retour et de renvoi des composants étant supérieurs à la durée restante de la thèse, il n'aura pas été possible de démontrer expérimentalement le fonctionnement d'un oscillateur Mamyshev constitués de deux composants intégrés ou même uniquement d'un seul.

---

<sup>37</sup> 4 composants ont été commandé, à savoir deux de chaque.

### 3 Conclusion

Pour conclure, ce chapitre a mis en lumière, de manière numérique, la possibilité d'établir un blocage de modes selon le mécanisme de l'oscillateur Mamyshev a des fréquences de répétition supérieures à 200 MHz.

Bien que la cavité simulée soit simplifiée vis-à-vis des fonctions nécessaires à la mise en œuvre expérimentale, la technologie des composants fibrés en micro-optiques permet de concevoir des composants intégrant de nombreuses fonctions optiques. Cette technologie rend donc possible le montage expérimental des cavités simulées et un dépôt de brevet a été réalisé pour ce système d'oscillateur Mamyshev pour la haute cadence [94].

En conséquence, des composants dimensionnés pour le fonctionnement d'un oscillateur Mamyshev ont été commandés mais la démonstration expérimentale d'un blocage de modes n'a pu être réalisée au cours de la thèse en raison de problèmes de fabrication.

Toutefois, ce système s'avère très prometteur et pourrait ouvrir la voie à la conception d'oscillateurs à blocage de modes dont la production industrielle s'en trouverait grandement simplifiée par l'unique assemblage de deux composants optiques. Notons cependant qu'il reste de nombreux défis pour qu'un système industriel selon cette architecture voit le jour, tels que l'autodémarrage avec des filtres fixes en longueur d'onde ou encore la fabrication répétable de ces composants.

Enfin, notons l'intérêt de cette architecture, qui permet de toucher une gamme de cadence intermédiaire en régime fondamental (centaines de MHz) autour des oscillateurs Mamyshev constitués de composants standards (dizaines de MHz) et ceux conçu sur circuits intégrés photoniques (gamme GHz) [95]



## Conclusion générale & Perspectives

L'objectif de ces travaux de thèse était d'explorer les capacités de l'oscillateur Mamyshev à délivrer des impulsions énergétiques à haute fréquence de répétition ( $\geq 40$  MHz) dans une architecture entièrement fibrée. Ce besoin de délivrer des impulsions à une fréquence de répétition toujours plus importante émerge de différents secteurs d'activité, tels que l'usinage de précision, les sciences biologiques et médicales ou l'industrie des semi-conducteurs [15]. Rappelons que l'augmentation de la cadence n'est pas naturellement compatible avec le principe de fonctionnement de ces oscillateurs, qui repose notamment sur une longueur de propagation importante.

Dans le **chapitre 1**, nous avons préalablement décrit les différents effets linéaires et non-linéaires affectant une impulsion ultracourte lors de sa propagation dans une fibre optique monomode à maintien de polarisation. L'expression analytique de ces phénomènes a conduit à l'introduction de l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée, qui constitue le cadre théorique de référence pour modéliser l'évolution temporelle et spectrale de l'impulsion lors de sa propagation. Dans un deuxième temps, les notions théoriques relatives aux oscillateurs à blocage de modes fibrés ont été exposées, avec un accent particulier porté sur les mécanismes de blocage de modes, notamment ceux reposant sur l'utilisation d'absorbants saturables virtuels. Enfin, une revue bibliographique approfondie a permis de rappeler que les oscillateurs Mamyshev ont été introduits numériquement à la fin des années 2000 [40], tandis que les premiers résultats expérimentaux ont été publiés quelques années plus tard [64], [65]. Depuis lors, ces oscillateurs ont suscité un intérêt croissant en raison de leur capacité intrinsèque à générer des impulsions de forte énergie, grâce à un principe de fonctionnement reposant sur le régénérateur de Mamyshev [39]. Cette aptitude à produire des impulsions énergétiques supérieures à celles obtenues avec d'autres mécanismes de blocage de modes fibrés [14] est rendue possible par la profondeur de modulation particulièrement élevée de ce système, pouvant approcher 100 %. Toutefois, cette caractéristique engendre en contrepartie des difficultés de démarrage, et plus spécifiquement d'autodémarrage. Par ailleurs, les nombreuses études menées sur ce type d'oscillateur ont conduit à l'émergence de trois grandes déclinaisons architecturales : la cavité linéaire, la cavité en anneau à deux amplificateurs et la cavité en anneau à un amplificateur.

Le **chapitre 2** présente une analyse comparative de ces trois architectures, étayée par des études numériques visant à déterminer laquelle est la plus adaptée pour atteindre l'objectif de haute cadence. Ces simulations sont réalisées à l'aide d'un code développé par Olivier Vanvincq, fondé sur les travaux de Lindberg [79]. Dans un souci de réalisme, la propagation est simulée au sein de fibres passives et actives commerciales, dont les paramètres intrinsèques et géométriques ont été intégrés dans le modèle. Par ailleurs, les contraintes expérimentales, telles que les longueurs minimales de fibres entre

les différents composants optiques, ont été conservées dans les simulations. Les simulations numériques ont montré que les trois architectures d'oscillateurs Mamyshev étudiées peuvent théoriquement atteindre une cadence de 40 MHz, constituant un premier résultat intéressant. Toutefois, des considérations pratiques ont guidé notre choix vers l'architecture en anneau à deux amplificateurs. L'architecture linéaire, bien que simple, présente une forte rigidité liée aux FBGs, rendant l'optimisation coûteuse et peu flexible. L'architecture en anneau à un amplificateur, plus accessible, souffre d'une marge de fonctionnement limitée, compromettant la montée en cadence ainsi que de performances optiques réduites. En définitive, l'architecture retenue offre un bon compromis entre flexibilité, disponibilité des composants et potentiel de montée en fréquence au-delà de 70 MHz, tout en s'appuyant sur l'expertise préexistante de l'équipe puisque c'est sur cette architecture de l'oscillateur Mamyshev que les travaux de E. Poeydebat se sont portés [86], [87].

Le **chapitre 3** s'articule en deux sections, consacrées respectivement à la présentation du système expérimental mis en œuvre selon l'architecture retenue, et à son optimisation à l'aide d'études numériques. Un prototype optimisé en fréquence de répétition a ainsi pu être réalisé, intégrant notamment un filtre optique en transmission de type passe-bas. Au-delà de la première démonstration expérimentale de l'utilisation de ce type de filtre dans une cavité Mamyshev, cette approche vise à reproduire la réponse spectrale typique d'un composant WDM, dont la fabrication est bien maîtrisée. Ce choix ouvre ainsi des perspectives vers la conception d'un oscillateur Mamyshev monolithique, potentiellement peu coûteux. Grâce à l'optimisation des longueurs de fibres, l'oscillateur fonctionne à une fréquence de répétition de 45 MHz [92], valeur qui se situe à l'état de l'art pour cette architecture. Il convient toutefois de noter que cette fréquence reste inférieure à l'objectif de 70 MHz attendu pour une longueur de cavité de 2.9 m, en raison d'un délai de propagation non anticipé introduit par le filtre optique passe-bas. À ce jour, la fréquence de répétition maximale rapportée en régime fondamental pour un oscillateur Mamyshev, toutes architectures confondues, est de 52 MHz [85]. La puissance moyenne générée dépasse 300 mW, ce qui correspond à une énergie d'impulsion supérieure à 7 nJ. Les impulsions de quelques picosecondes délivrées en sortie de cavité ont été comprimées à l'aide d'un compresseur à réseaux en transmission, atteignant une durée de 85 fs, soit environ 1,5 fois la limite de Fourier pour un spectre de 45 nm mesuré à -10 dB. Enfin, le spectre électrique présente un rapport signal sur bruit de 83 dB, une valeur également à l'état de l'art pour ce type de système et qui atteste de la stabilité du régime impulsif obtenu. Ce démonstrateur réalisé, une phase d'optimisation est lancée avec l'appui d'études numériques. Dans une démarche d'optimisation du système, des études numériques ont été menées sur un oscillateur fonctionnant à 70 MHz, correspondant à la fréquence de répétition visée en l'absence du délai induit par l'un des filtres. Ces simulations ont mis en évidence la possibilité d'améliorer les performances impulsives du système en recourant à des filtres à profil gaussien, ou plus généralement à des filtres présentant une pente spectrale plus douce que celle des filtres utilisés expérimentalement. Ce travail a également permis d'interpréter les modulations marquées observées dans les spectres mesurés expérimentalement. Par ailleurs, l'étude confirme que le taux d'extraction de 90 % choisi pour la cavité expérimentale est adapté pour l'obtention des meilleures performances en sortie de l'oscillateur.

Le **chapitre 4** a démontré, par le biais de simulations numériques, la faisabilité d'un blocage de modes selon le principe de l'oscillateur Mamyshev à des fréquences de répétition supérieures à 200 MHz. Bien que la cavité simulée soit simplifiée par rapport aux exigences expérimentales, l'essor des technologies micro-optiques permet aujourd'hui d'intégrer plusieurs fonctions optiques au sein de composants fibrés compacts. Cette approche rend envisageable la réalisation expérimentale des

configurations simulées, ce qui a motivé le dépôt d'un brevet sur un oscillateur Mamyshev à haute cadence [94]. Des composants spécifiques ont été commandés dans ce cadre, mais les premiers tests ont mis en évidence des difficultés de fabrication. Par ailleurs, les délais d'approvisionnement particulièrement longs n'ont pas permis de valider expérimentalement l'établissement du régime de blocage de modes dans cette cavité optimisée au cours de la thèse.

À l'issue de ces travaux de thèse, plusieurs pistes ont été ouvertes sans avoir été entièrement explorées, constituant ainsi des perspectives de recherche.

Dans la gamme de cadence multi-dizaines de MHz, l'optimisation des oscillateurs Mamyshev en s'appuyant exclusivement sur des composants standards apparaît comme une voie prometteuse. Un premier démonstrateur a été mis en œuvre, et des axes d'amélioration ont d'ores et déjà été identifiés, bien qu'aucune optimisation expérimentale complète n'ait encore été menée. En particulier, le remplacement du filtre passe-bas accordable par un filtre plus adapté, ne présentant pas de délai de propagation important, pourrait permettre d'atteindre rapidement des fréquences de répétition supérieures à 70 MHz. Dans une perspective de transfert industriel, le développement d'un mécanisme d'autodémarrage du système constitue un prérequis essentiel. Une fois le fonctionnement à 70 MHz validé, l'augmentation de la longueur de fibre dopée dans l'amplificateur situé en amont de la sortie de l'oscillateur permettrait d'envisager une transition du pompage par le cœur vers un pompage par la gaine. Cette configuration pourrait favoriser l'autodémarrage via une modulation de la puissance de pompe, tout en améliorant significativement les performances optiques de l'oscillateur Mamyshev. Une telle évolution ouvrirait la voie à la réalisation d'un oscillateur Mamyshev stable, autodémarrant, délivrant une puissance de l'ordre du Watt et opérant à une cadence d'environ 50 MHz. L'intégration d'un tel oscillateur dans une architecture MOPA constituerait une étape clé pour démontrer son intérêt potentiel vis-à-vis d'autres types d'oscillateurs impulsionsnels, notamment dans un contexte industriel.

Dans la gamme de cadence centaine de MHz, les résultats préliminaires obtenus sont d'ores et déjà prometteurs. Le principe de fonctionnement a été validé numériquement au moyen d'une cavité simplifiée. Par ailleurs, l'utilisation de composants micro-optiques ouvre la voie à une réalisation expérimentale fidèle à cette architecture simulée, et un travail de dimensionnement adapté de ces composants a été mené en ce sens. Bien que l'architecture cible envisage directement une cavité optimisée reposant uniquement sur deux composants intégrés, une première démonstration de principe pourrait utilement s'appuyer sur un composant multifonction (intégrant jusqu'à cinq fonctions), couplé à un filtre optique accordable. Une telle approche offrirait une flexibilité précieuse sur les paramètres clés du fonctionnement de l'oscillateur Mamyshev. Dans cette optique, la mise en œuvre d'un oscillateur Mamyshev en architecture en anneau à deux amplificateurs, fonctionnant à une cadence de 150 MHz, apparaît comme une perspective réalisable à court terme. De manière analogue aux perspectives présentées sur un système opérant à 50 MHz, un fonctionnement à 100 MHz pourrait être atteint en remplaçant l'un des amplificateurs pompés par le cœur par un amplificateur pompé par la gaine, permettant une modulation de la puissance de pompe plus importante, favorable à l'autodémarrage du système. Enfin, il convient de souligner l'intérêt industriel potentiel de cette approche : elle permettrait la conception d'une source impulsionnelle énergétique à l'architecture simplifiée (nombre réduit de soudures) et potentiellement à faible coût.



## Bibliographie

- [1] T. H. Maiman, « Stimulated Optical Radiation in Ruby », *Nature*, vol. 187, n° 4736, p. 493-494, août 1960, doi: 10.1038/187493a0.
- [2] A. Einstein, « Kosmologische betrachtungen zur allgemeinen relativitätstheorie », *Sitzungsberichte K. Preuss. Akad. Wiss.*, p. 142-152, 1917.
- [3] K. C. Kao et G. A. Hockham, « Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies », in *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, IET, 1966, p. 1151-1158.
- [4] C. J. Koester et E. Snitzer, « Amplification in a Fiber Laser », *Appl Opt*, vol. 3, n° 10, p. 1182-1186, oct. 1964, doi: 10.1364/AO.3.001182.
- [5] D. Hanna, R. Percival, I. Perry, A. Tropper, et J. Townsend, « Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium doped fibre laser », 1988.
- [6] L. Hargrove, R. L. Fork, et M. Pollack, « Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 5, n° 1, p. 4-5, 1964.
- [7] D. E. Spence, P. N. Kean, et W. Sibbett, « 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser », *Opt Lett*, vol. 16, n° 1, p. 42-44, janv. 1991, doi: 10.1364/OL.16.000042.
- [8] R. Fork, B. Greene, et C. V. Shank, « Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 38, n° 9, p. 671-672, 1981.
- [9] H. Po *et al.*, « High power neodymium-doped single transverse mode fibre laser », *Electron. Lett.*, vol. 29, n° 17, p. 1500-1501, 1993.
- [10] U. Keller *et al.*, « Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 2, n° 3, p. 435-453, 1996, doi: 10.1109/2944.571743.
- [11] N. Nishizawa, « Ultrashort pulse fiber lasers and their applications », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 53, n° 9, p. 090101, juill. 2014, doi: 10.7567/JJAP.53.090101.

- [12] G. Sobon, J. Sotor, et K. M. Abramski, « Passive harmonic mode-locking in Er-doped fiber laser based on graphene saturable absorber with repetition rates scalable to 2.22 GHz », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, n° 16, p. 161109, avr. 2012, doi: 10.1063/1.4704913.
- [13] W. Fu, L. G. Wright, P. Sidorenko, S. Backus, et F. W. Wise, « Several new directions for ultrafast fiber lasers \[Invited\] », *Opt Express*, vol. 26, n° 8, p. 9432-9463, avr. 2018, doi: 10.1364/OE.26.009432.
- [14] X. Liu, F. Ye, Y. Luo, H. Fu, et Q. Li, « Ultrafast Polarization-Maintaining Fiber Lasers: Design, Fabrication, Performance, and Applications », *Laser Photonics Rev.*, p. 2400927, doi: 10.1002/lpor.202400927.
- [15] S. Niu *et al.*, « Recent Advances in Applications of Ultrafast Lasers », *Photonics*, vol. 11, n° 9, p. 857, 2024.
- [16] B. Piechal, J. Szczepanek, T. M. Kardaś, et Y. Stepanenko, « Mamyshev Oscillator With a Widely Tunable Repetition Rate », *J Light. Technol.*, vol. 39, n° 2, p. 574-581, janv. 2021.
- [17] T. Wang *et al.*, « Time Jitter and Intensity Noise of an All-Fiber High-Power Harmonic Mamyshev Oscillator », *J. Light. Technol.*, vol. 41, n° 19, p. 6369-6373, 2023, doi: 10.1109/JLT.2023.3278678.
- [18] Y. Sui, L. Jin, Y. Liu, H. Zhang, et Y. Xu, « Harmonic Mode-Locking From Erbium-Doped Fiber Self-Starting Mamyshev Oscillator », *J. Light. Technol.*, vol. 42, n° 5, p. 1605-1610, 2024, doi: 10.1109/JLT.2023.3325270.
- [19] E. Poeydebat, F. Scol, O. Vanvincq, G. Bouwmans, et E. Hugonnot, « All-fiber Mamyshev oscillator with high average power and harmonic mode-locking », *Opt Lett*, vol. 45, n° 6, p. 1395-1398, mars 2020, doi: 10.1364/OL.389522.
- [20] R. Paschotta, « Harmonic Mode Locking ». RP Photonics AG, 2006. [En ligne]. Disponible sur: [https://www.rp-photonics.com/harmonic\\_mode\\_locking.html](https://www.rp-photonics.com/harmonic_mode_locking.html)
- [21] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Fifth edition. in Elsevier. 2013.
- [22] B. Mutar, Y. I. Hammadi, et T. Mansour, « Design and construction of passively pulse compressor using PM-Mach-Zehnder interferometers », oct. 2022, doi: 10.1515/joc-2022-0172.
- [23] F. Sanchez, *Optique non-linéaire: cours et problèmes résolus*. Ellipses, 1999.
- [24] D. A. Pinnow, T. C. Rich, Jr. Ostermayer F. W., et Jr. DiDomenico M., « Fundamental optical attenuation limits in the liquid and glassy state with application to fiber optical waveguide materials », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, n° 10, p. 527-529, mai 1973, doi: 10.1063/1.1654495.
- [25] P. Kabaciński, T. M. Kardaś, Y. Stepanenko, et C. Radzewicz, « Nonlinear refractive index measurement by SPM-induced phase regression », *Opt Express*, vol. 27, n° 8, p. 11018-11028, avr. 2019, doi: 10.1364/OE.27.011018.
- [26] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, et G. Mourou, « Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, n° 2, p. 398-403, 1988, doi: 10.1109/3.137.
- [27] E. Hugonnot, « Amplification d'impulsions laser à dérive de fréquence », *Techniques de l'ingénieur Optique Photonique*, vol. base documentaire : TIP520WEB., n° ref. article : e6515. Editions T.I., 2019. doi: 10.51257/a-v1-e6515.
- [28] A.-L. Yi, L.-S. Yan, B. Luo, W. Pan, J. Ye, et J. Leuthold, « Self-phase-modulation based all-optical regeneration of PDM signals using a single section of highly-nonlinear fiber », *Opt Express*, vol. 18, n° 7, p. 7150-7156, mars 2010, doi: 10.1364/OE.18.007150.
- [29] R. H. Stolen et E. P. Ippen, « Raman gain in glass optical waveguides », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, n° 6, p. 276-278, mars 1973, doi: 10.1063/1.1654637.

- [30] L. Lago, « Amplification fibrée de forte énergie pour les lasers de puissance », PhD Thesis, 2011. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2011LIL10137/document>
- [31] P. C. Becker, N. A. Olsson, et J. R. Simpson, « Chapter 5 - Erbium-Doped Fiber Amplifiers—Amplifier Basics », in *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*, P. C. Becker, N. A. Olsson, et J. R. Simpson, Éd., in Optics and Photonics. , San Diego: Academic Press, 1999, p. 131-152. doi: <https://doi.org/10.1016/B978-012084590-3/50007-7>.
- [32] D. Kuizenga et A. Siegman, « FM and AM mode locking of the homogeneous laser - Part I: Theory », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 6, n° 11, p. 694-708, 1970, doi: 10.1109/JQE.1970.1076343.
- [33] R. Moncorgé, « Matériaux absorbants saturables passifs pour lasers à impulsions brèves », *Techniques de l'ingénieur Optique Photonique*, vol. base documentaire : TIP520WEB., n° ref. article : e6362. Editions T.I., 2019. doi: 10.51257/a-v1-e6362.
- [34] S. Kivistö *et al.*, « Carbon nanotube films for ultrafast broadband technology », *Opt Express*, vol. 17, n° 4, p. 2358-2363, févr. 2009, doi: 10.1364/OE.17.002358.
- [35] N. J. Doran et D. Wood, « Nonlinear-optical loop mirror », *Opt Lett*, vol. 13, n° 1, p. 56-58, janv. 1988, doi: 10.1364/OL.13.000056.
- [36] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, et H. Hochreiter, « Nonlinear amplifying loop mirror », *Opt Lett*, vol. 15, n° 13, p. 752-754, juill. 1990, doi: 10.1364/OL.15.000752.
- [37] M. E. Fermann, M. J. Andrejco, Y. Silberberg, et M. L. Stock, « Passive mode locking by using nonlinear polarization evolution in a polarization-maintaining erbium-doped fiber », *Opt Lett*, vol. 18, n° 11, p. 894-896, juin 1993, doi: 10.1364/OL.18.000894.
- [38] M. Piche, « Mode locking through nonlinear frequency broadening and spectral filtering », in *Mode-locked and Other Ultrashort Laser Designs, Amplifiers, and Applications*, M. Piche et P. W. Pace, Éd., SPIE, 1994, p. 358-365. doi: 10.1117/12.165631.
- [39] P. V. Mamyshev, « All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect », in *24th European Conference on Optical Communication. ECOC '98 (IEEE Cat. No.98TH8398)*, 1998, p. 475-476 vol.1. doi: 10.1109/ECOC.1998.732666.
- [40] S. Pitois, C. Finot, L. Provost, et D. J. Richardson, « Generation of localized pulses from incoherent wave in optical fiber lines made of concatenated Mamyshev regenerators », *J Opt Soc Am B*, vol. 25, n° 9, p. 1537-1547, sept. 2008, doi: 10.1364/JOSAB.25.001537.
- [41] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, et J. D. Harvey, « Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers », *Phys Rev Lett*, vol. 84, n° 26, p. 6010-6013, juin 2000, doi: 10.1103/PhysRevLett.84.6010.
- [42] J.-C. Zheng, S. Yang, Z.-W. Zhu, K.-Y. Lau, et L. Li, « Low mode-locking threshold and sub-90 fs Er-doped Mamyshev oscillator », *Opt. Commun.*, vol. 508, p. 127711, 2022, doi: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2021.127711>.
- [43] J.-C. Zheng, S. Yang, Z.-W. Zhu, K.-Y. Lau, et L. Li, « 72-fs Er-doped Mamyshev Oscillator », *J. Light. Technol.*, vol. 40, n° 7, p. 2123-2127, 2022, doi: 10.1109/JLT.2021.3131862.
- [44] S.-S. Xu, M. Liu, Z.-W. Wei, A.-P. Luo, W.-C. Xu, et Z.-C. Luo, « Multipulse dynamics in a Mamyshev oscillator », *Opt Lett*, vol. 45, n° 9, p. 2620-2623, mai 2020, doi: 10.1364/OL.390733.
- [45] D. Lin, Y. Feng, Z. Ren, et D. J. Richardson, « The generation of femtosecond optical vortex beams with megawatt powers directly from a fiber based Mamyshev oscillator », *Nanophotonics*, vol. 11, n° 4, p. 847-854, 2022, doi: 10.1515/nanoph-2021-0537.

- [46] H. Haig *et al.*, « Multimode Mamyshev oscillator », *Opt Lett*, vol. 47, n° 1, p. 46-49, janv. 2022, doi: 10.1364/OL.447208.
- [47] S. Pizzurro, R. Gotti, L. Carrà, G. Piccinno, A. Agnesi, et F. Pirzio, « Femtosecond Mamyshev fiber oscillator started by a passively Q-switched microchip laser », *Opt Lett*, vol. 47, n° 8, p. 1960-1963, avr. 2022, doi: 10.1364/OL.457486.
- [48] R. Kashima, Y. Nimata, M. Tanimura, H. Toda, et M. Suzuki, « A simple approach to start Mamyshev oscillator at 1030 nm utilizing a saturable absorber mirror », *Opt. Commun.*, vol. 561, p. 130527, 2024, doi: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2024.130527>.
- [49] M. Olivier, V. Boulanger, F. Guilbert-Savary, P. Sidorenko, F. W. Wise, et M. Piché, « Femtosecond fiber Mamyshev oscillator at 1550 nm », *Opt Lett*, vol. 44, n° 4, p. 851-854, févr. 2019, doi: 10.1364/OL.44.000851.
- [50] V. Boulanger, M. Olivier, F. Guilbert-Savary, F. Trépanier, M. Bernier, et M. Piché, « All-fiber Mamyshev oscillator enabled by chirped fiber Bragg gratings », *Opt Lett*, vol. 45, n° 12, p. 3317-3320, juin 2020, doi: 10.1364/OL.396218.
- [51] Y.-H. Chen, P. Sidorenko, R. Thorne, et F. Wise, « Starting dynamics of a linear-cavity femtosecond Mamyshev oscillator », *J Opt Soc Am B*, vol. 38, n° 3, p. 743-748, mars 2021, doi: 10.1364/JOSAB.415276.
- [52] V. Boulanger, M. Olivier, A. Chevrette, F. Trépanier, et M. Piché, « CPA-ready femtosecond pulses at 1 MHz from a custom recycled output Mamyshev oscillator », *Opt Express*, vol. 32, n° 12, p. 21739-21754, juin 2024, doi: 10.1364/OE.523820.
- [53] V. Boulanger, M. Olivier, B. Morasse, F. Trépanier, M. Bernier, et M. Piché, « Femtosecond Mamyshev oscillator at 920nm », *Opt Lett*, vol. 49, n° 8, p. 2201-2204, avr. 2024, doi: 10.1364/OL.522902.
- [54] A. Bednyakova, E. Kuprikov, I. Geraseva, et A. Kokhanovskiy, « Influence of Spectral Filtration on Pulse Dynamics in Ring-Cavity Mamyshev Oscillator », *Appl. Sci.*, vol. 11, n° 21, 2021, doi: 10.3390/app112110398.
- [55] V. Boulanger, M. Olivier, F. Trépanier, P. Deladurantaye, et M. Piché, « Multi-megawatt pulses at 50 MHz from a single-pump Mamyshev oscillator gain-managed amplifier laser », *Opt Lett*, vol. 48, n° 10, p. 2700-2703, mai 2023, doi: 10.1364/OL.490075.
- [56] E. Poeydebat *et al.*, « Measurements of the absolute timing jitter and intensity noise of an all-fiber Mamyshev oscillator », *Opt Lett*, vol. 46, n° 11, p. 2698-2701, juin 2021, doi: 10.1364/OL.428337.
- [57] J. Wang *et al.*, « Recent advance of high-energy ultrafast mode-locked oscillators based on Mamyshev mechanism with different starting modes », *Opt. Eng.*, vol. 61, n° 12, p. 120901, 2022, doi: 10.1117/1.OE.61.12.120901.
- [58] D. Yan, X. Li, S. Zhang, et J. Liu, « Pulse dynamic patterns in a self-starting Mamyshev oscillator », *Opt Express*, vol. 29, n° 7, p. 9805-9815, mars 2021, doi: 10.1364/OE.419948.
- [59] O. Ougrige, F. Bessin, H. Leblond, C. Ciret, et F. Sanchez, « Self-starting all-fibered Erbium-doped Mamyshev oscillator », in *2024 24th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, 2024, p. 1-4. doi: 10.1109/ICTON62926.2024.10647739.
- [60] Z. Li *et al.*, « All-fiber and self-starting Yb-doped Mamyshev oscillator based on nonlinear polarization evolution », 2024.
- [61] C. Wang, X. Li, M. Han, et S. Zhang, « All Fiber, High-energy Mamyshev Oscillator », *J. Light. Technol.*, p. 1-10, 2024, doi: 10.1109/JLT.2024.3419023.

- [62] Z. Liu, L. Jin, Y. Song, N. An, H. Zhang, et M. Hu, « Mamyshev oscillation self-starting mode-locked fiber laser based on a self-feedback amplifying sub-cavity », *Opt Lett*, vol. 49, n° 22, p. 6397-6400, nov. 2024, doi: 10.1364/OL.540245.
- [63] Y. Sui, L. Jin, Y. Liu, H. Zhang, et Y. Xu, « Harmonic Mode-Locking From Erbium-Doped Fiber Self-Starting Mamyshev Oscillator », *J. Light. Technol.*, vol. 42, n° 5, p. 1605-1610, 2024, doi: 10.1109/JLT.2023.3325270.
- [64] T. North, A. Al-kadry, et M. Rochette, « Analysis of Self-Pulsating Sources Based on Cascaded Regeneration and Soliton Self-Frequency Shifting », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 20, n° 5, p. 612-618, 2014, doi: 10.1109/JSTQE.2014.2313913.
- [65] K. Regelskis, J. Želudevičius, K. Viskontas, et G. Račiukaitis, « Ytterbium-doped fiber ultrashort pulse generator based on self-phase modulation and alternating spectral filtering », *Opt Lett*, vol. 40, n° 22, p. 5255-5258, nov. 2015, doi: 10.1364/OL.40.005255.
- [66] Y.-Y. Li *et al.*, « Generation of High-Peak-Power Femtosecond Pulses in Mamyshev Oscillators: Recent Advances and Future Challenges », *Laser Photonics Rev.*, vol. 17, n° 4, p. 2200596, 2023, doi: <https://doi.org/10.1002/lpor.202200596>.
- [67] P. Sidorenko, W. Fu, L. G. Wright, M. Olivier, et F. W. Wise, « Self-seeded, multi-megawatt, Mamyshev oscillator », *Opt Lett*, vol. 43, n° 11, p. 2672-2675, juin 2018, doi: 10.1364/OL.43.002672.
- [68] J. Wu *et al.*, « All-Fiber Er<sup>3+</sup>-Doped Mamyshev Oscillator With Signal-to-Noise Ratio Over 82 dB », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 36, n° 15, p. 933-936, 2024, doi: 10.1109/LPT.2024.3412972.
- [69] P. Repgen *et al.*, « Mode-locked pulses from a Thulium-doped fiber Mamyshev oscillator », *Opt Express*, vol. 28, n° 9, p. 13837-13844, avr. 2020, doi: 10.1364/OE.391640.
- [70] B. Piechal, J. Szczepanek, T. M. Kardaś, et Y. Stepanenko, « Mamyshev Oscillator With a Widely Tunable Repetition Rate », *J Light. Technol*, vol. 39, n° 2, p. 574-581, janv. 2021.
- [71] Z. Liu, Z. M. Ziegler, L. G. Wright, et F. W. Wise, « Megawatt peak power from a Mamyshev oscillator », *Optica*, vol. 4, n° 6, p. 649-654, juin 2017, doi: 10.1364/OPTICA.4.000649.
- [72] H. Haig, P. Sidorenko, R. Thorne, et F. Wise, « Megawatt pulses from an all-fiber and self-starting femtosecond oscillator », *Opt Lett*, vol. 47, n° 4, p. 762-765, févr. 2022, doi: 10.1364/OL.450313.
- [73] I. Samartsev, A. Bordenyuk, et V. Gapontsev, « Environmentally stable seed source for high power ultrafast laser », in *Components and Packaging for Laser Systems III*, A. L. Glebov et P. O. Leisher, Éd., SPIE, 2017, p. 100850S. doi: 10.1117/12.2250641.
- [74] W. Liu *et al.*, « Femtosecond Mamyshev oscillator with 10-MW-level peak power », *Optica*, vol. 6, n° 2, p. 194-197, févr. 2019, doi: 10.1364/OPTICA.6.000194.
- [75] D. Lin *et al.*, « The Generation of 1.2  $\mu$ J Pulses From a Mamyshev Oscillator Based on a High Concentration, Large-Mode-Area Yb-Doped Fiber », *J. Light. Technol.*, vol. 40, n° 21, p. 7175-7179, 2022, doi: 10.1109/JLT.2022.3198737.
- [76] C. Ma, A. Khanolkar, Y. Zang, et A. Chong, « Ultrabroadband, few-cycle pulses directly from a Mamyshev fiber oscillator », *Photon Res*, vol. 8, n° 1, p. 65-69, janv. 2020, doi: 10.1364/PRJ.8.000065.
- [77] T. Wang, C. Li, B. Ren, K. Guo, et P. Zhou, « All-PM Fiber Mamyshev Oscillator Delivers Hundred-Nanojoule and Multi-Watt Sub-100 fs Pulses », *Ultrafast Sci.*, vol. 3, 2023, doi: 10.34133/ultrafastscience.0016.
- [78] T. Wang *et al.*, « Time Jitter and Intensity Noise of an All-Fiber High-Power Harmonic Mamyshev Oscillator », *J. Light. Technol.*, vol. 41, n° 19, p. 6369-6373, 2023, doi: 10.1109/JLT.2023.3278678.

- [79] R. Lindberg, P. Zeil, M. Malmström, F. Laurell, et V. Pasiskevicius, « Accurate modeling of high-repetition rate ultrashort pulse amplification in optical fibers », *Sci. Rep.*, vol. 6, n° 1, p. 34742, oct. 2016, doi: 10.1038/srep34742.
- [80] F. Scol, « Amplification et transport fibré d'impulsions énergétiques pour les pilotes des installations laser de puissance », PhD Thesis, 2017. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2017LIL10129/document>
- [81] R. Kashyap, *Fiber bragg gratings*. Academic press, 2009.
- [82] E. Treacy, « Optical pulse compression with diffraction gratings », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 5, n° 9, p. 454-458, 1969.
- [83] Y. alain Zaouter, « Amplification d'impulsions ultra-courtes en régime non-linéaire dans les fibres dopées aux ions Ytterbium », PhD Thesis, 2008. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2008BOR13718/document>
- [84] W. Liu *et al.*, « Femtosecond Mamyshev oscillator with 10-MW-level peak power », *Optica*, vol. 6, n° 2, p. 194-197, févr. 2019, doi: 10.1364/OPTICA.6.000194.
- [85] V. Boulanger, M. Olivier, F. Trépanier, P. Deladurantaye, et M. Piché, « Multi-megawatt pulses at 50 MHz from a single-pump Mamyshev oscillator gain-managed amplifier laser », *Opt Lett*, vol. 48, n° 10, p. 2700-2703, mai 2023, doi: 10.1364/OL.490075.
- [86] E. Poeydebat, F. Scol, O. Vanvincq, G. Bouwmans, et E. Hugonnot, « All-fiber Mamyshev oscillator with high average power and harmonic mode-locking », *Opt Lett*, vol. 45, n° 6, p. 1395-1398, mars 2020, doi: 10.1364/OL.389522.
- [87] E. Poeydebat *et al.*, « Measurements of the absolute timing jitter and intensity noise of an all-fiber Mamyshev oscillator », *Opt Lett*, vol. 46, n° 11, p. 2698-2701, juin 2021, doi: 10.1364/OL.428337.
- [88] J. Želudevičius, M. Mickus, et K. Regelskis, « Investigation of different configurations and operation regimes of fiber pulse generators based on nonlinear spectral re-shaping », *Opt Express*, vol. 26, n° 21, p. 27247-27264, oct. 2018, doi: 10.1364/OE.26.027247.
- [89] J. Wu *et al.*, « All-Fiber Er3+-Doped Mamyshev Oscillator With Signal-to-Noise Ratio Over 82 dB », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 36, n° 15, p. 933-936, 2024, doi: 10.1109/LPT.2024.3412972.
- [90] E. Treacy, « Optical pulse compression with diffraction gratings », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 5, n° 9, p. 454-458, 1969.
- [91] S. Wang *et al.*, « 10-MW-level peak power Mamyshev oscillator enabled by anti-resonant hollow-core fiber », *High Power Laser Sci. Eng.*, p. 1-23, 2025, doi: 10.1017/hpl.2025.31.
- [92] C. Delangle, F. Scol, C. Hönninger, G. Bouwmans, O. Vanvincq, et E. Hugonnot, « 300 mW 45 MHz fundamental mode-locking all-fiber ring Mamyshev oscillator at 1  $\mu$ m », *Opt Lett*, vol. 49, n° 24, p. 7246-7249, déc. 2024, doi: 10.1364/OL.541931.
- [93] W. Guo *et al.*, « Investigation on the self-starting Mamyshev oscillator with low threshold », *Laser Phys. Lett.*, vol. 19, n° 8, p. 085101, juin 2022, doi: 10.1088/1612-202X/ac7571.
- [94] C. Delangle, E. Hugonnot, C. Hönninger, O. Vanvincq, et F. Scol, « Oscillateur laser à impulsions ultra-courtes de forte puissance et à haute cadence », FR2501504
- [95] C. Finot et M. Rochette, « From signal processing of telecommunication signals to high pulse energy lasers: the Mamyshev regenerator case », *Nanophotonics*, 2025, doi: doi:10.1515/nanoph-2024-0712.



## **Titre : Oscillateur Mamyshev pour la production d'impulsions ultracourtes énergétiques à haut taux de répétition**

Cette thèse porte sur le développement d'oscillateurs fibrés à blocage de modes de type Mamyshev, conçus pour délivrer des impulsions ultracourtes, énergétiques et à haute fréquence de répétition ( $\geq 40$  MHz), en réponse aux exigences de domaines tels que l'usinage de précision, les biotechnologies ou la microélectronique. Les fondements théoriques de la propagation d'impulsions dans les fibres optiques, ainsi que ceux des oscillateurs à blocage de modes, notamment reposant sur des absorbants saturables virtuels, ont tout d'abord été rappelés. Une étude numérique comparative a ensuite été menée sur les trois architectures Mamyshev existantes dans la littérature et a permis d'établir que celle en anneau avec deux amplificateurs est la plus adaptée pour atteindre de hautes cadences. Une première démonstration expérimentale fonctionnant à 45 MHz a été conçue en intégrant pour la première fois un filtre de type passe-bas et a permis de générer des impulsions de quelques picosecondes comprimées à 85 fs avec une puissance moyenne de l'ordre de 300 mW. Ces résultats, à l'état de l'art, ont été confortés par des simulations explorant de nouveaux axes d'optimisation, notamment via des filtres à profil spectral plus doux. Enfin, la faisabilité d'un fonctionnement à plus de 200 MHz a été démontrée numériquement dans des architectures simplifiées, compatibles avec l'intégration micro-optique, ouvrant la voie à des sources impulsionnelles puissantes, stables et compactes.

Mots-clés : Laser ; Amplificateur fibré ; Oscillateur de Mamyshev ; Propagation guidée non-linéaire

## **Title : Mamyshev oscillator for the production of energetic ultrashort pulses with high repetition rate**

This thesis focuses on the development of mode-locked fiber Mamyshev oscillators designed to deliver high-energy, ultrashort pulses at high repetition rates ( $\geq 40$  MHz), in response to the requirements of fields such as precision machining, biotechnology, and microelectronics. The theoretical foundations of pulse propagation in optical fibers, as well as those of mode-locked oscillators—particularly those relying on virtual saturable absorbers—are first reviewed. A comparative numerical study of the three Mamyshev architectures reported in the literature was then carried out, demonstrating that the ring configuration with two amplifiers is the most suitable for achieving high repetition rates. A demonstrator operating at 45 MHz was developed, integrating for the first time a low-pass filter and enabled the generation of picosecond pulses compressed down to 85 fs, with an average power of approximately 300 mW. These state-of-the-art results were supported by simulations exploring further optimization strategies, notably through filters with smoother spectral profiles. Finally, the feasibility of operation beyond 200 MHz was demonstrated numerically using simplified architectures compatible with micro-optical integration, paving the way for powerful, stable and compact pulse sources.

Key words : Laser ; Fiber amplifier ; Mamyshev oscillator ; Guided non-linear propagation