

Université d'Angers  
Faculté des Sciences  
Master 1 en Photonique Signal et Imagerie  
Laboratoire de Photonique d'Angers  
2023/2024

COMPTE RENDU DE STAGE

# Génération de supercontinuum dans les guides intégrées

Soutenu par :  
**Rasha Ismail**

Encadré par :  
**Charles Ciret**  
**Maxime Bruneau**

Date de soutenance : **19 juin 2024**



ENGAGEMENT DE NON PLAGIAT

Je, soussigné (e) Rasha Ismail, déclare être pleinement conscient(e) que le plagiat de documents ou d'une partie d'un document publiés sur toutes formes de support, y compris l'internet, constitue une violation des droits d'auteur ainsi qu'une fraude caractérisée. En conséquence, je m'engage à citer toutes les sources que j'ai utilisées pour écrire ce rapport ou mémoire.

Signature :

A handwritten signature in black ink, appearing to read "Rasha Ismail".

Cet engagement de non plagiat doit être inséré en première page de tous les rapports, dossiers, mémoires.

# Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer ma gratitude à l'université d'Angers ainsi qu'au laboratoire LPhiA pour leur accueil et leur soutien.

Je souhaite également remercier le Monsieur Stéphane Chaussendent, responsable du Master 1 Physique Appliquée et Ingénierie Physique, parcours Photonique, Signal et Imagerie, ainsi que du laboratoire. Je suis profondément reconnaissant de m'avoir permis d'intégrer ce Master à l'Université d'Angers et de m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Je tiens à exprimer ma sincère gratitude au Monsieur Charles Ciret, mon superviseur, pour son temps, ses conseils avisés, son soutien continu et ses recommandations tout au long de ce stage. Merci pour votre suivi, votre disponibilité à répondre à toutes mes questions et votre compréhension.

Je remercie également Monsieur François Sanchez pour avoir contribué à l'obtention de ce stage et pour la confiance qu'il m'a accordée.

Je souhaite exprimer ma remerciement au doctorant Maxime Bruneau pour son aide et ses explications utiles.

Je tiens à remercier chaleureusement Monsieur Florent Bessin et la doctorante Oumaima Ougrige pour m'avoir accueilli dans leur bureau tout au long du stage et pour leur soutien en répondant à mes questions.

Je tiens à remercier toutes les personnes qui m'on supportée, conseillée..mon fiancé, ma famille et mes amis proches.

Enfin, je remercie toutes les autres personnes non nommées qui m'ont aidée de diverses manières à réussir ce stage ainsi de l'équipe de LPhiA.

# Liste des Abréviations

**2PA** Absorption multiphotoniques. [12](#), [20](#), [24](#), [25](#)

**AMP** Auto-modulation de phase. [5](#), [8–12](#)

**DVG** Dispersion de vitesse de groupe . [5](#), [8–11](#)

**DW** Onde dispersive. [13](#), [20](#), [25](#)

**GNLSE** Equation de Schrödinger non linéaire généralisée . [11–13](#)

**GSC** Génération de supercontinuum. [5](#), [6](#), [9](#), [11](#), [13](#), [20](#), [22](#), [25](#), [28](#)

**HOD** Dispersion d'ordre supérieur . [9](#), [12](#), [13](#)

**NLSE** Equation de Schrödinger non linéaire . [10](#), [12](#)

**OPO** Oscillateur Paramétrique Optique. [6](#), [14](#), [15](#), [25](#)

**ZDW** Longueur d'onde à dispersion nulle . [9](#), [13](#), [20](#), [25](#)

# Sommaire

Liste des Abréviations . . . . .	4
<b>Sommaire</b>	<b>5</b>
Introduction . . . . .	6
<b>1 Contexte Théorique</b>	<b>7</b>
1.1 La propagation de la lumière dans un milieu diélectrique . . . . .	7
1.2 Auto-modulation de phase AMP . . . . .	8
1.3 La dispersion de vitesse de groupe (DVG) . . . . .	8
1.4 Dynamique de soliton . . . . .	10
1.5 Emission d'onde dispersive . . . . .	13
<b>2 Travail Expérimental</b>	<b>14</b>
2.1 Fonctionnement du laser . . . . .	14
2.2 Disposition des éléments optiques . . . . .	15
2.3 Alignement des miroirs . . . . .	17
2.4 Superposition de deux faisceaux laser en espace libre . . . . .	17
2.5 Injection et Réglage . . . . .	18
<b>3 Résultat et Discussion</b>	<b>20</b>
3.1. L'évolution de supercontinuum en fonction de variation de longueur d'onde . . . . .	20
3.2. Etude de la variation de puissance de pompe sur la GSC . . . . .	22
3.2.1 Injection de faible puissance . . . . .	22
3.2.2 Augmentation de puissance et saturation . . . . .	23
Conclusion . . . . .	25
Résumé . . . . .	28

# Introduction

Les avancées en optique non linéaire ouvrent la voie à de nouvelles applications en photonique, telles que la génération de supercontinuum ([GSC](#)), un des phénomènes optiques non linéaires les plus passionnantes et sophistiqués. La [GSC](#) a été observée pour la première fois en 1970 par Alfano et Shapiro [\[4\]](#), et elle est exploitée dans diverses applications telles que la spectroscopie, l'imagerie, les communications et la métrologie de fréquence [\[5\]](#). Au cœur de ce processus, une impulsion ultra-courte et intense, caractérisée par une bande spectrale étroite, subit un élargissement spectral important [\[3\]](#) sous l'effet de phénomènes d'optiques non linéaire, des propriétés dispersives du milieu traversé et de la dynamique de soliton [\[5\]](#).

Les guides d'ondes intégrés sont particulièrement utilisés dans ce processus, car ils permettent un bon confinement de la lumière, ce qui favorise une non-linéarité efficace et une grande flexibilité dans l'ingénierie de la dispersion en modifiant les matériaux, la géométrie et les dimensions du guide.

L'objectif de ce stage est donc de poursuivre l'exploration de la [GSC](#) dans des guides intégrés en silicium cristallin, en utilisant une source laser femtoseconde accordable dans l'infrarouge [OPO](#). Nous visons à approfondir notre compréhension des différents mécanismes physiques qui contribuent à ce processus. De plus, le travail inclura des simulations pour modéliser et optimiser les conditions de réalisations de ce phénomène, ce qui nous permettra de prévoir et d'affiner les résultats expérimentaux.

Ce rapport est organisé en trois parties, chacune présentant une facette de mon travail. Dans la première partie, nous étudierons la théorie sous-jacente à la génération de nouvelles fréquences par l'interaction de la lumière avec la matière lors de sa propagation. La deuxième partie portera sur le travail expérimental, comprenant la réalisation du montage et les réglages effectués. Enfin, la troisième partie présentera les résultats obtenus ainsi que leur interprétation basée sur la théorie.

# Chapter 1

## Contexte Théorique

### 1.1 La propagation de la lumière dans un milieu diélectrique

Lorsqu'un faisceau de lumière laser d'une intensité suffisante interagit avec un milieu diélectrique, il peut induire des modifications des propriétés optiques de ce milieu, donnant lieu à des effets non linéaires puissants. Ces phénomènes optiques non linéaires résultent de l'induction d'une polarisation non linéaire en réponse à un champ électrique intense affectant la propagation de la lumière. Cette polarisation peut être décrite par l'équation suivante [6] :

$$P = \epsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} EE + \chi^{(3)} EEE)$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide et  $\chi^{(n)}$  est l'ordre  $n$ -ième de la susceptibilité. Lorsque le champ électrique appliqué à un matériau diélectrique est inférieur au champ électrique interne de ce matériau, la réponse du diélectrique demeure linéaire, et la polarisation induite dépend linéairement du champ électrique, décrit par la susceptibilité linéaire  $\chi^{(1)}$ . Cependant, lorsque l'intensité des champs électriques devient comparable, la polarisation n'est plus directement proportionnelle au champ électrique  $E$  et les contributions des termes non linéaires d'ordre supérieur deviennent alors significatives et doivent être prises en compte[6].

Les susceptibilités non linéaires  $\chi^{(2)}$  et  $\chi^{(3)}$  désignent respectivement les polarisations non linéaires de deuxième et de troisième ordre dans un matériau. Chacune de ces susceptibilités conduit à des processus physiques non linéaires distincts.

Dans les matériaux présentant une centro-symétrique, la contribution du terme  $\chi^{(2)}$  est nulle. Ainsi, les effets non linéaires observés sont dus aux interactions optiques non linéaires du troisième ordre, décrites par la susceptibilité  $\chi^{(3)}$ . Cela entraîne une modification de l'indice de réfraction du matériau, proportionnelle à l'intensité du champ électrique, un phénomène connu sous le nom d'effet Kerr . Cette relation est exprimée par l'équation suivante :

$$n = n_0 + n_2 I \quad Eq.(2)$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction linéaire,  $n_2$  est de l'indice de réfraction non linéaire, et  $I$  est l'intensité du champ électrique.

## 1.2 Auto-modulation de phase (AMP)

La modulation de l'indice de réfraction non linéaire via l'effet Kerr induit un décalage de phase non linéaire dépend du temps  $\phi_{NL}$ , ce qui génère des nouvelles fréquences [6]. Ce phénomène, appelé auto-modulation de phase (AMP) est l'un des principaux effets non linéaires responsables de l'élargissement spectral d'une impulsion optique pendant sa propagation. Temporellement, cet effet engendre une auto-focalisation de la lumière entraînant la compression de l'impulson, ce qui se traduit comme une élargissement fréquentiel dans le domaine spectrale.

Ce processus est quantifié par la longueur non linéaire  $L_{NL}$ , qui représente la distance sur laquelle les effets non linéaires deviennent significatifs, donnée par la formule suivante:

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$$

où  $P_0$  est la puissance maximale de l'impulsion à l'entrée tandis que  $\gamma$  est le paramètre non linéaire du guide d'onde défini par :

$$\gamma = \frac{n_2 w_0}{c A_{eff}}$$

où  $\omega_0$  est la fréquence centrale de l'impulsion et  $A_{eff}$  l'aire effective non linéaire du guide d'onde est un facteur crucial influençant la non-linéarité du milieu. Comme indiqué dans la formule précédente, la non-linéarité du milieu est inversement proportionnelle à l'aire effective du guide d'onde. En d'autres termes, une réduction de l'aire effective augmente la non-linéarité du milieu, ce qui rend les effets non linéaires significatifs sur de courtes distances. De plus, l'aire effective est directement liée à la largeur du guide d'onde : plus le guide est étroit, plus le coefficient de non-linéarité  $\gamma$  est élevé, ce qui permet d'obtenir des effets non-linéaires importants sur de plus courtes distances.

## 1.3 La dispersion de vitesse de groupe (DVG)

La dispersion chromatique correspond à la variation de la vitesse de phase de la lumière, notée  $v_p$ , en fonction de la longueur d'onde (ou fréquence), cette variation étant principalement due à l'interaction de la lumière avec les électrons du milieu [6] présenté par :

$$v_p = \frac{c}{n(w)} \quad (Eq.5)$$

Pour décrire précisément ce phénomène, on représente la constante de propagation  $\beta$  d'une onde de fréquence  $\omega$  sous forme d'un développement en série de Taylor autour de  $\omega_0$ , la pulsation centrale de l'impulsion:

$$\beta(w) = \beta_0 + \beta_1(w - w_0) + \frac{1}{2}\beta_2(w - w_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(w - w_0)^3 + \dots \quad (Eq.6)$$

Dans le développement en série de Taylor:

- Le terme  $\beta_0$  est la constante de propagation à la fréquence centrale  $w_0$ .
- Le terme  $\beta_1$  représente l'inverse de la vitesse de groupe  $v_g$ , qui est la vitesse de l'enveloppe de l'impulsion.
- le terme  $\beta_2$  est la variation de vitesse de groupe représente le paramètre de **DVG**, qui joue un rôle clé dans la **GSC**.
- Le terme  $\beta_3$  est le paramètre de dispersion d'ordre supérieur (**HOD**). Ce paramètre devient important à proximité de la longueur d'onde de dispersion nulle (**ZDW**), lorsque le **DVG** est très faible, entraînant un élargissement non symétrique et une distorsion de l'impulsion[6].

La **DVG** rend compte de la variation de la vitesse de groupe en fonction de la fréquence ( $v_g=f(\omega)$ ). Cela signifie que chaque composante fréquentielle de l'impulsion initiale subit une déphase différent par rapport à la fréquence centrale en se propageant avec différentes vitesses. Cela résulte un allongement de la durée de l'impulsion et une diminution de son intensité de crête pendant la propagation [5] sans aucune modification spectrale.

On peut définir aussi un longueur de dispersion  $L_D$  qui caractérise la **DVG** et désigne la distance à partir de laquelle l'effet de dispersion devient significatif. Elle est donnée par la formule suivante:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$$

où  $T_0$  est la durée de l'impulsion.

Selon le signe de  $\beta_2$ , deux régimes différents de dispersion sont possibles:

- Lorsque  $\beta_2 > 0$ , cela indique un régime de dispersion normale, où les basses fréquences se propagent plus rapidement que les hautes fréquences [5].
- Lorsque  $\beta_2 < 0$ , cela correspond à un régime de dispersion anormale, où les basses fréquences se propagent plus lentement que les hautes fréquences [5].

La dispersion est une propriété du guide d'ondes, déterminée lors de sa conception, et elle dépend de la géométrie, des dimensions du guide et du matériau utilisé pour sa fabrication [4]. La figure 1.1 présente les différents profils de dispersion pour diverses largeurs de guides d'ondes en silicium cristallin. Chaque courbe de dispersion montre un zéro de dispersion, correspondant à une longueur d'onde appelée longueur d'onde de dispersion nulle (**ZDW**). Le **ZDW** est le point de passage d'un régime à un autre.

Dans le régime de dispersion normale ( $\beta_2 > 0$ ), la **DVG** ne peut pas être compensée par l'**AMP**. Cela entraîne une diminution de l'intensité de l'impulsion et un allongement de sa durée. En conséquence, l'efficacité des effets non linéaires ( $\gamma$ ) est réduite, ce qui limite l'élargissement spectral induit par **AMP** seulement.

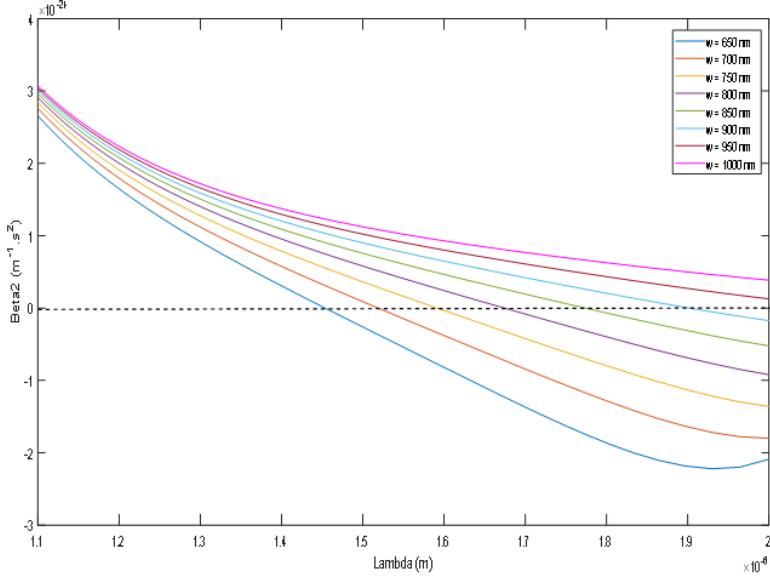


Figure 1.1: La courbe de dispersion  $\beta_2$  en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  pour différentes largeurs de guide en silicium cristallin (figure réalisée par le doctorant Maxime Bruneau).

## 1.4 Dynamique de soliton

Dans le régime de dispersion anormale ( $\beta_2 < 0$ ) du guide d'onde, l'interaction entre le **DVG** et l'**AMP** permet une propagation de l'impulsion sous forme d'un soliton optique et les deux effets interagissent d'une manière opposée. Les solitons sont des paquets d'ondes spéciaux qui possèdent la capacité de se propager sur de longues distances tout en conservant leur forme initiale sans distorsion [1]. Ils jouent un rôle important dans l'élargissement du spectre et représentent la solution stationnaire de l'équation de Schrödinger non linéaire (**NLSE**) sous forme de sécante hyperbolique, ce qui explique sa forme comme une amplitude qui diminue de manière exponentielle vers les bords du paquet d'onde [7]. La **NLSE** est donnée par:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = i\gamma |E|^2 E$$

avec  $E(z, t)$  l'enveloppe temporelle du champ électrique.

La solution de l'**NLSE** est de différente ordre. L'ordre de soliton est gouverné par le paramètre  $N$  donné par la formule suivante :

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{T_0 P_0 \gamma}{|\beta_2|}$$

Le soliton de premier ordre, appelé soliton fondamental ( $N=1$  ou  $L_D = L_{NL}$ ), conserve sa forme pendant sa propagation à cause d'un équilibre entre le **DVG** et l'**AMP**. Cependant, le soliton d'ordre supérieur ( $N > 1$ ) renvoie à une forme variant périodiquement entre  $N$  états liés des solitons fondamentaux. Dans ce cas, on a l'**AMP** supérieur au **DVG**.

La **GSC** nécessite davantage que la simple présence de dispersion anormale et d'un unique effet non linéaire (**AMP**). Un phénomène clé sous-jacent, connu sous le nom de fission de soliton, joue un rôle crucial dans ce processus. La fission de soliton requiert l'intervention d'autres effets non linéaires qui perturbent la propagation du soliton et le divise en  $N$  solitons fondamentaux chacun centré à une longueur d'onde différente, ce qui résulte en une couverture spectrale significativement plus large que celle de l'impulsion initiale.

L'analyse de la formule (Eq.8) décrivant le nombre de solitons fondamentaux  $N$  générés après fission révèle que pour maximiser  $N$  et ainsi obtenir un élargissement spectral plus conséquent, il est essentiel de minimiser la dispersion du second ordre ( $\beta_2$ ) tout en maximisant le coefficient de non-linéarité ( $\gamma$ ). Cette relation indique que l'efficacité de la fission de soliton, et donc l'expansion spectrale résultante, est fortement influencée par l'équilibre entre la **DVG** et **AMP**.

La figure 1.2 montre la **GSC** obtenue par simulation en résolvant l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée **GNLSE** utilisée pour décrire la propagation d'impulsions lumineuses ultracourtes dans des milieux non linéaires (présenté ci-dessus).

Cette figure ( 1.2) présente en (a) l'évolution temporelle de l'impulsion, une compression d'impulsion due à l'**AMP** traduit sous forme d'une élargissement fréquentiel dans le domaine spectrale (b). Dans ce point, la perturbation de soliton par une effet non linéaire conduit à la phénomène de fission d'une manière symétrique. Les panneaux (c) montrent l'expansion du spectre.

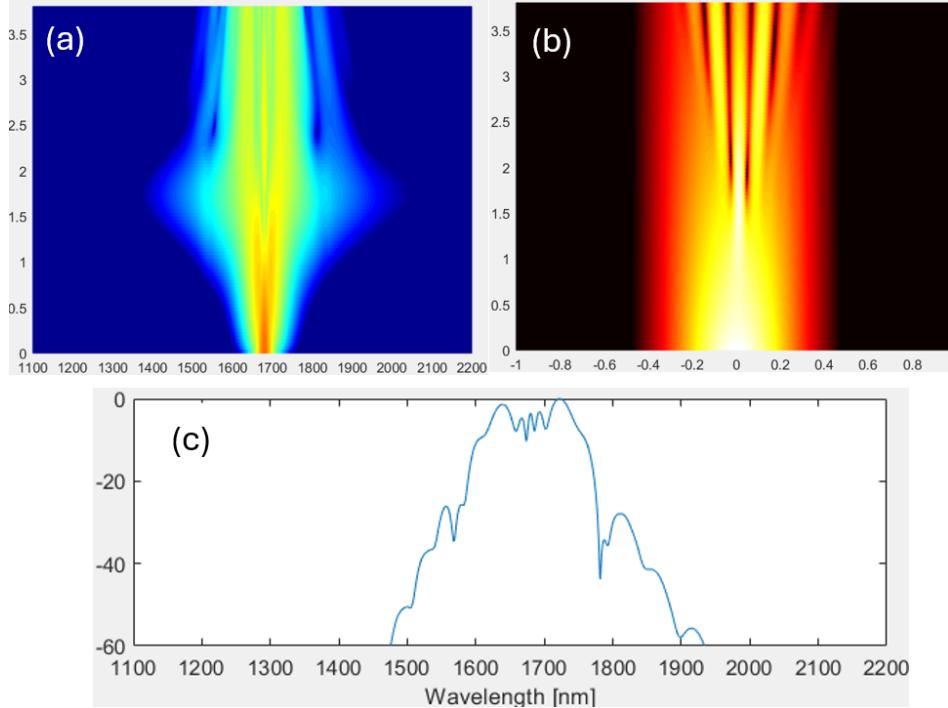


Figure 1.2: Un supercontinuum obtenu par simulation en résolvant l'**GNLSE** pour un largeur de guide = 600 nm,  $P_p = 25$  w,  $T_0 = 200$  femtoseconde, de longueur d'onde  $\lambda = 1680$  nm et de longeur de guide  $L = 3.8$  mm

Divers effets non linéaires, tels que l'effet Raman, le self-steepening, l'absorption

multiphotonique (**2PA**), ainsi que (**HOD**), peuvent induire la fission de soliton. Les recherches, notamment celles rapportées par [7], indiquent que dans les guides d'onde en silicium cristallin utilisés, l'absorption multiphotonique constitue l'effet non linéaire dominant qui perturbe la (**NLSE**) entraînant la fission des solitons. Ce processus est un mécanisme de perte non linéaire consistant l'absorption de deux photons simultanément ce qui permet au système de transiter d'un état d'énergie plus bas à un état d'énergie plus élevé (état excité) (figure 1.3).

Pour cela, la **GNLSE** dans notre cas, est définie par:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - i\gamma |E|^2 E = i \sum_{k \geq 3} \frac{i^k \beta_k}{k!} \frac{\partial^k E}{\partial t^k} - \frac{\alpha_1}{2} E - \alpha_{2PA} |E|^2 E$$

Voici à quoi correspond chaque terme :

- $\frac{\partial E}{\partial z}$  : Ce terme décrit la variation du champ électrique  $E$  le long de l'axe de propagation  $z$ .
- $i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$  : Ce terme représente la dispersion de la vitesse de groupe.
- $-i\gamma |E|^2 E$  : Ce terme modélise l'**AMP**.
- $i \sum_{k \geq 3} \frac{i^k \beta_k}{k!} \frac{\partial^k E}{\partial t^k}$  : Cette somme représente les termes de dispersion d'ordre supérieur ( $\beta_k$ ).
- $-\frac{\alpha_1}{2} E$  : Ce terme décrit les pertes linéaires dans le milieu, où  $\alpha_1$  est le coefficient de perte linéaire.
- $-\alpha_{2PA} |E|^2 E$  : Ce terme modélise l'absorption à deux photons **2PA**, où  $\alpha_{2PA}$  est le coefficient d'absorption non linéaire.

À noter que la **GNLSE** inclut initialement d'autres termes correspondant à divers effets non linéaires. Cependant, dans notre guide d'ondes, ces effets sont négligeables et ont donc été omis dans notre modèle.

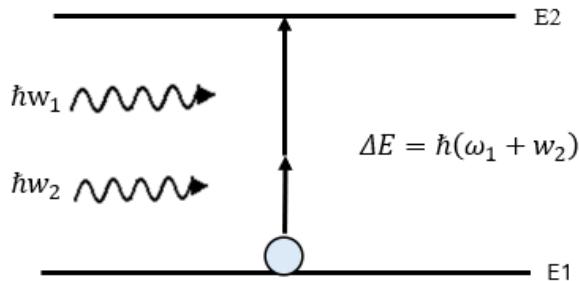


Figure 1.3: illustration de **2PA** de deux impulsions de longueurs d'onde différentes ( $w_1$  et  $w_2$ )

## 1.5 Emission d'onde dispersive (DW)

La fission des solitons d'ordre supérieur peut être suivie par une émission de DW dans la région de dispersion normale, entraînant un élargissement spectral significatif. Ce phénomène se produit lorsque l'impulsion de pompe est injectée près de ZDW, où le paramètre de dispersion du troisième ordre ( $\beta_3$ ) devient non négligeable [2]. Les perturbations dues alors à la HOD affectant les solitons fondamentaux et provoquant le transfert d'une partie de l'énergie de l'impulsion hors de la région centrale. Cette énergie se propage alors plus lentement que les solitons fondamentaux et constitue la partie bleue du supercontinuum, augmentant le supercontinuum généré.

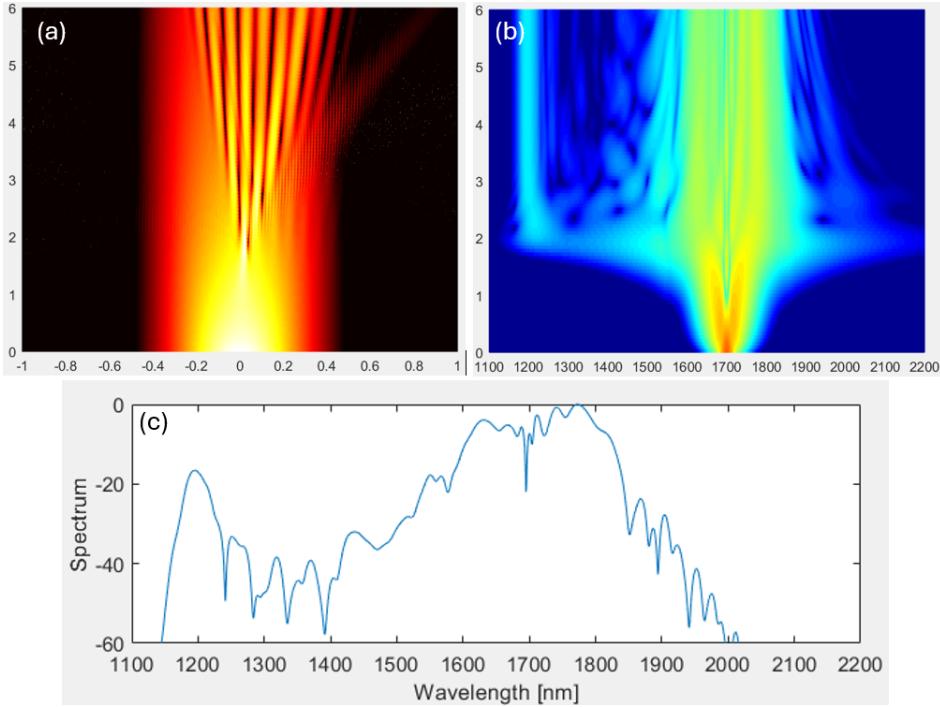


Figure 1.4: Un supercontinuum obtenue par simulation en résolvant l'[GNLSE](#) pour un largeur de guide = 690 nm,  $P_p = 25$  w,  $T_0 = 200$  femtoseconde, de longueur d'onde  $\lambda = 1650$  nm et de longueur de guide  $L = 3.8$  mm.

La figure 1.4 permet de mettre en évidence l'émission de la DW suit le moment où la compression temporelle de l'impulsion est maximale (a), affectant la symétrie des solitons fondamentaux. Ainsi, il est claire que dans (b), le décalage fréquentiel vers le bleu causé par la DW entraîne un GSC significatif sur un gamme de fréquence étendue (c).

Puisque l'émission d'[DW](#) dépend des propriétés dispersives du guide d'onde, on peut la contrôler en choisissant les dimensions du guide de manière où la position du ZDW soit porche de la longueur d'onde désirée.

# Chapter 2

## Travail Expérimental

Avant de commencer à obtenir des résultats, nous allons d'abord mettre en place le montage expérimental nécessaire en cinq étapes:

### 2.1 Fonctionnement du laser

Nous avons mis en marche le nouveau laser en alimentant ses différents composants:

- Un laser de pompe impulsif émettant des impulsions femtosecondes de 12 watts, muni d'un bloc d'alimentation pour assurer une fonctionnement optimal.
- Un oscillateur paramétrique optique (**OPO**), est un dispositif optique souvent utilisé aux longueurs d'onde infrarouges pour générer différentes longueurs d'ondes contribuant ainsi à la diversification des applications du laser.
- Un dispositif de refroidissement nommé 'Chiller' permettant de réguler la température de laser afin de maintenir la stabilité de sa cavité.

Dans le cadre de mon stage, j'ai eu l'occasion de découvrir la fonctionnement interne de l'**OPO** et d'observer la propagation de la lumière à l'intérieur de cet équipement (figure 2.1).

L'**OPO** opère sur le principe de la conversion de fréquence, transformant le signal de pompe en deux nouvelles ondes : l'onde signal et l'onde idler, à travers une interaction optique non linéaire avec un cristal non linéaire positionné à l'intérieur.

Lorsque nous souhaitons obtenir une longueur d'onde spécifique, cela est configuré via un logiciel dédié. Le cristal joue alors le rôle d'un convertisseur optique, ajustant sa configuration de manière à rechercher une seule solution correspondant à la longueur d'onde désirée. Ce processus est régi par deux relations fondamentales : l'équation de conservation de l'énergie (1) et la relation d'accord de phase (2), respectés par les trois ondes mise en jeu :

$$w_p = w_s + w_i \quad \text{Eq.(1)}$$

$$n_p w_p = n_s w_s + n_i w_i \quad \text{Eq.(2)}$$

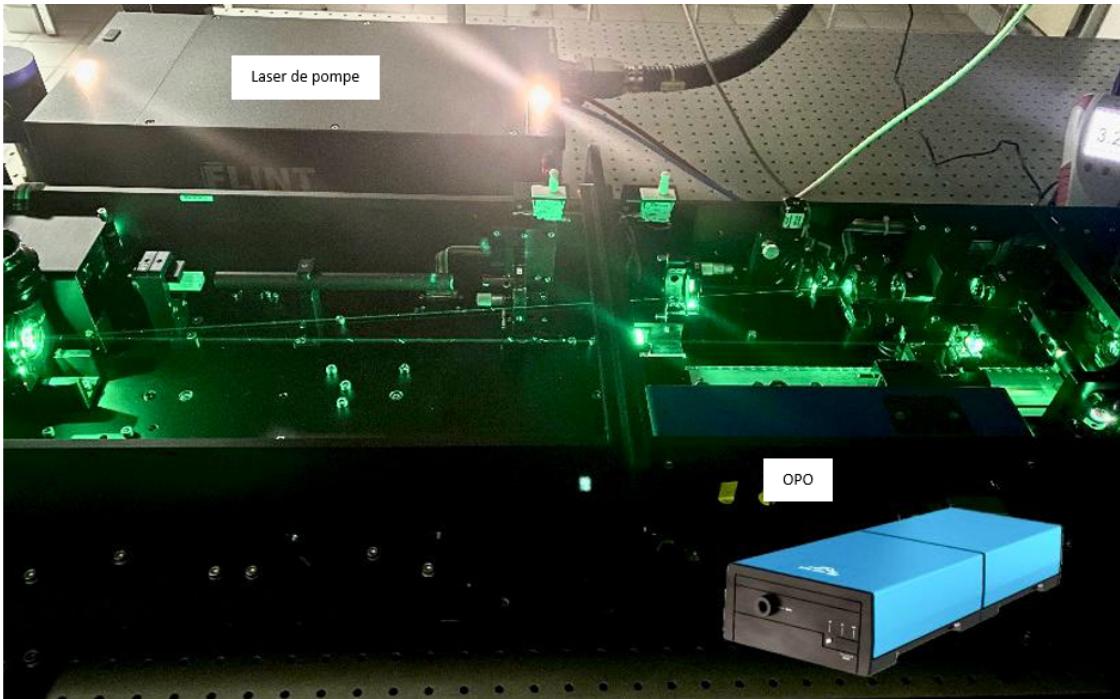


Figure 2.1: Un laser de pompe et un oscillateur paramétrique optique ([OPO](#))

## 2.2 Disposition des éléments optiques

Après avoir assuré le bon fonctionnement du laser, nous avons procédé à la disposition des éléments optiques:

- Nous plaçons à la sortie de l'impulsion signal, une lame demi-onde suivie d'un polariseur. Cette configuration nous permet de contrôler la puissance émise par l'[OPO](#).
- Pour préparer l'injection, nous fixons une plateforme sur la table afin de maintenir le guide en place. Nous alimentons après le moteur piézo-électrique pour permettre le déplacement des éléments de plateforme. Les moteurs 1, 2 et 3, tels qu'illustrés dans la figure 2.3, sont responsables d'ajuster l'entrée du faisceau dans le guide en réglant la position des éléments correspondants. Quant aux moteurs 6, 7 et 8, leur rôle consiste à régler la position de la fibre optique lentilée (monomode) placée à la sortie du guide d'onde, afin de recueillir le signal émis par ce dernier.
- Nous branchons la caméra, munie d'un objectif de microscope, pour plusieurs raisons techniques essentielles. Premièrement, elle nous permet de visualiser l'injection dans le guide souhaité et de vérifier l'alignement précis de notre fibre avec la sortie. Deuxièmement, la caméra facilite le changement de guide, étant donné que notre puce dispose de plusieurs guides de différentes largeurs. Enfin, elle permet de visualiser le faisceau laser rouge d'alignement, ce qui est crucial pour l'alignement optimal de l'ensemble comprenant l'objectif du microscope, le guide et la fibre optique.

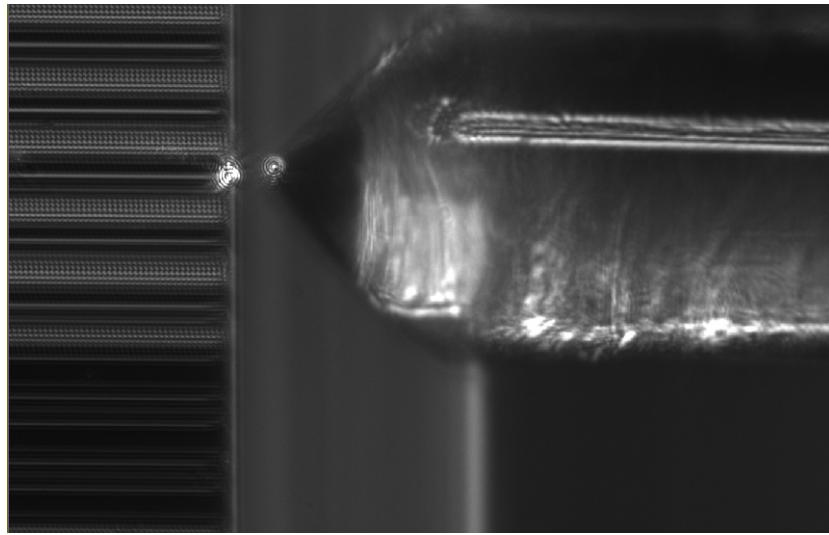


Figure 2.2: La visualisation de la position de la fibre capturée par la caméra.

- Nous positionnons deux miroirs, l'un après le polariseur (1) et l'autre en face de l'injection (2) (voir figure 2.4), ainsi que deux iris l'un avant la plateforme d'injection et l'autre après, ont pour rôle de diriger le faisceau vers la puce.

La figure 2.3 illustre la plateforme d'injection avec les différents composants alimentés et mentionnés dans les étapes précédentes.

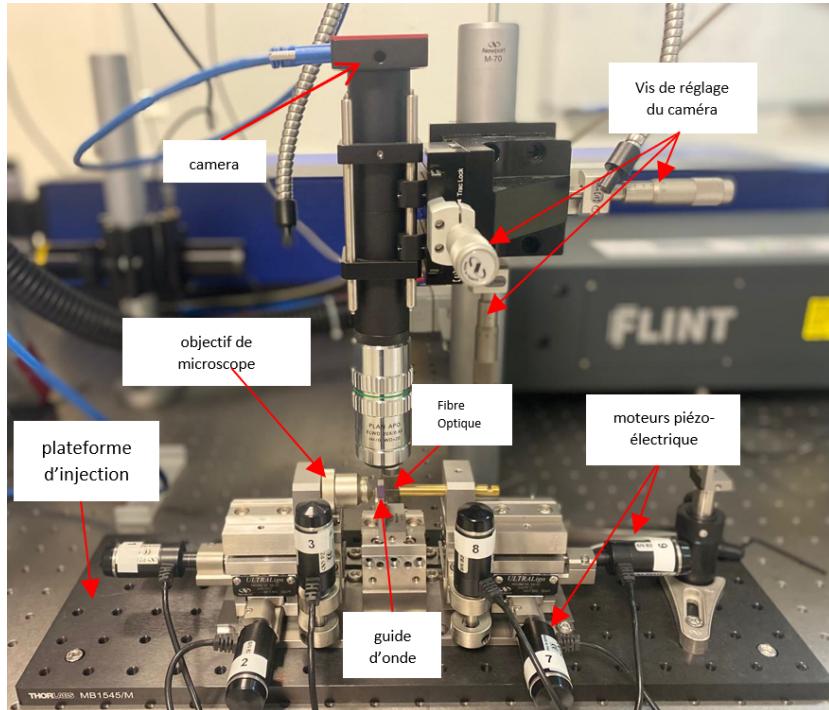


Figure 2.3: Plateforme comprenant les différents éléments optique alimentés.

## 2.3 Alignement des miroirs

Il est essentiel d'aligner les miroirs pour garantir que la totalité de puissance est injecté dans la puce sans perte. Dans cette partie, nous avons besoin alors d'avoir le laser allumé. Pour cela, nous atténuerons le laser et nous portons de lunette de protection pour travailler en toute sécurité.

Afin de faciliter le travail, nous utilisons une carte de visualisation infrarouge et un puissance-mètre placé à la sortie du deuxième iris. Ensuite, nous réglons le premier miroir par rapport au premier iris, puis le second miroir par rapport au deuxième, en recherchant à chaque fois la puissance maximale traversant les iris. Ce processus consiste à ajuster les vis des miroirs jusqu'à ce que nous atteignions un point où, en manipulant les vis, la puissance diminue, ce qui nous indique que nous avons réussi à aligner parfaitement les deux miroirs.

## 2.4 Superposition de deux faisceaux laser en espace libre

Étant donné que nous travaillons avec des impulsions de longueur d'onde invisible, il est nécessaire d'utiliser un laser visible (rouge) superposé avec le laser de pompe afin de faciliter l'ajustement de l'entrée et de la sortie du faisceau dans le guide d'onde. Pour cela, nous plaçons trois miroirs supplémentaires (repérés comme 3, 4 et 5 sur la figure 2.4). Il est à noter que le miroir (5) est un miroir flip, ce qui permet de l'abaisser après l'ajustement des éléments de la plateforme avec le laser rouge, afin de ne pas bloquer le passage de l'impulsion de pompe.

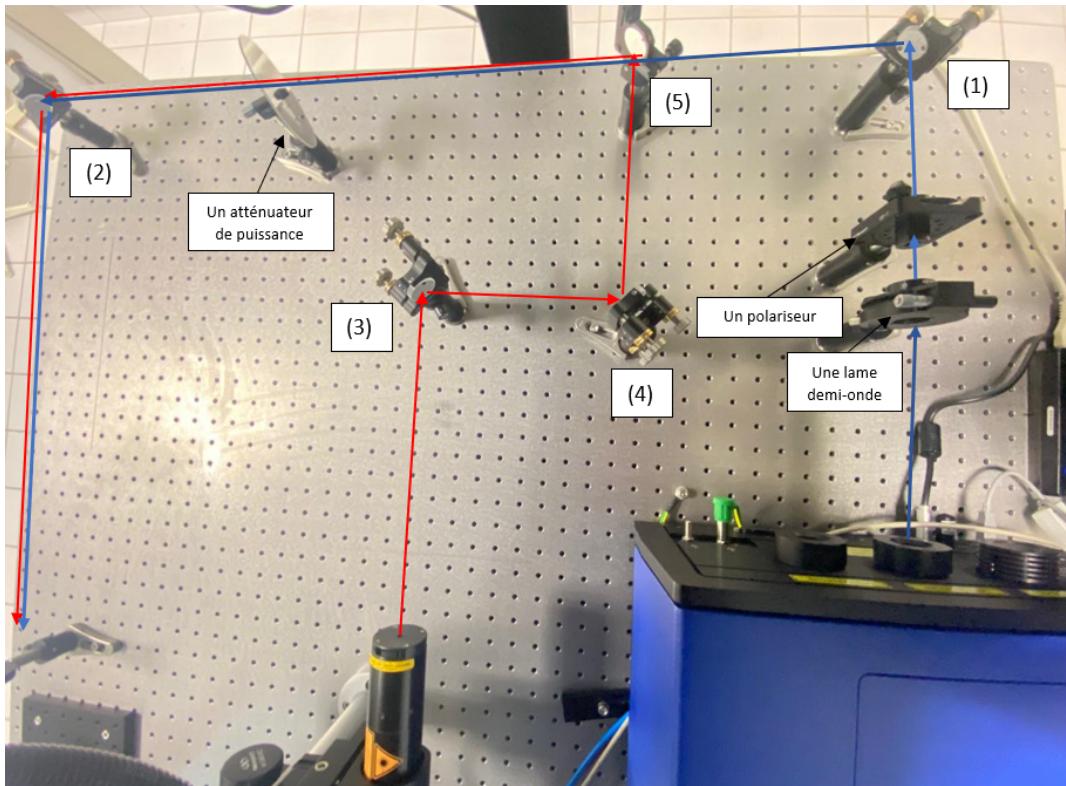


Figure 2.4: La position des miroirs et le passage de deux lasers superposés.

Ensuite, nous procémons à l'alignement des miroirs (4) et (5) en utilisant les mêmes iris de références déjà en place. Contrairement à l'alignement des deux premiers miroirs, l'utilisation de la lumière visible rend inutile l'emploi d'un puissance-mètre en sortie. À la place, nous ajustons les vis du miroir 4 afin de recentrer le faisceau laser au milieu du premier iris, puis nous ajustons les vis du miroir 5 pour recentrer le faisceau au milieu du second iris. Ce processus est répété jusqu'à ce que le faisceau reste parfaitement centré sur les deux iris.

## 2.5 Injection et Réglage

Après avoir assuré un bon alignement des miroirs et une bonne superposition des deux faisceaux, nous procémons à l'injection dans le guide pour générer le supercontinuum. Pour ce faire, nous plaçons d'abord la puce des guides intégrés en silicium cristallin entre l'objectif du microscope et la fibre optique(figure 2.5).

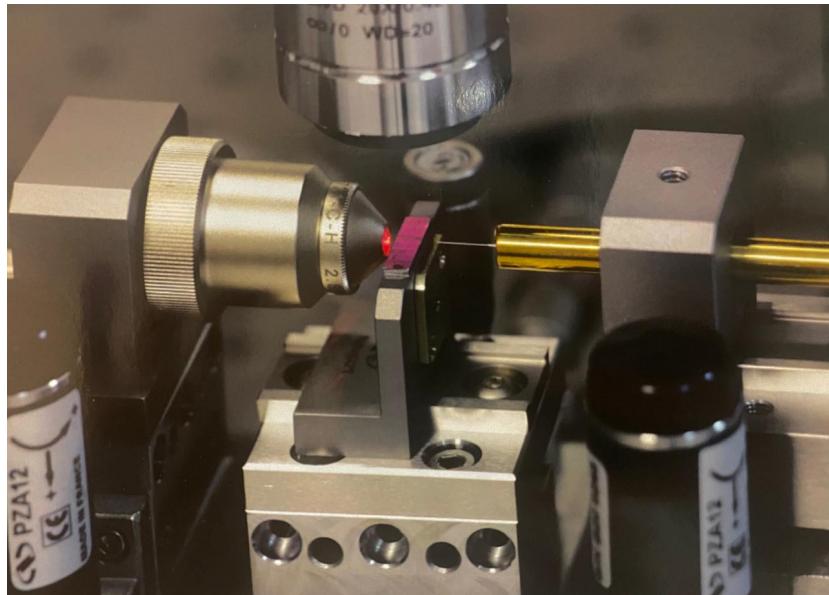


Figure 2.5: objectif de microscope, puce et fibre optique monomode placés pour faire l'injection

Ensuite, nous passons à la partie de réglage basée sur l'alignement de l'ensemble (figure 2.5), qui se déroule par plusieurs étapes. Il est à noter que la caméra sera allumée pour visualiser la position des éléments :

- En utilisant le laser rouge, il est nécessaire de positionner un atténuateur de puissance (voir figure 2.4), qui sera placé dans le but de réduire la puissance du faisceau afin de mieux focaliser sur l'entrée du guide souhaité. Cette focalisation se fait en ajustant les moteurs piézoélectriques (1, 2 et 3).
- Afin de placer la fibre directement en face de la sortie du guide, nous utilisons un petit laser rouge fibré et le focalise aussi sur la sortie.

Le réglage initial effectué avec le laser rouge n'étant pas suffisamment précis, nous l'ajustons de manière plus fine en injectant l'infrarouge et en déplaçant légèrement

les éléments à l'aide des moteurs piézoélectriques. Ce processus vise à augmenter la puissance transmise à travers l'ensemble, mesurée par un puissance-mètre placé à la sortie, tout en veillant à ne pas dévier du guide en maximisant de signal.

La dernière étape consiste à connecter la sortie de la fibre à un analyseur de spectre optique pour visualiser le supercontinuum généré.

# Chapter 3

## Résultat et Discussion

### 3.1. L'évolution du supercontinuum en fonction de la variation de longueur d'onde

Nos études reposent sur la [GSC](#) dans les guides d'onde intégrés en silicium cristallin. La puce contient différentes largeurs de guides allant de 700 nm à 1050 nm. Cette variation de formes est utilisée pour modifier les propriétés de dispersion du guide, en particulier le profil de dispersion du paramètre  $\beta_2$  en fonction de la longueur d'onde ( $\lambda$ ).

La figure [3.1](#) montre les résultats obtenus en injectant une impulsion d'environ 200 femtosecondes avec une puissance moyenne de 200 mW dans un guide d'onde de 700 nm de largeur et de 3,8 mm de longueur. Le paramètre variable dans ces spectres est la longueur d'onde. Nous étudions donc l'évolution du supercontinuum généré en fonction de la variation de  $\lambda$ .

Les résultats montrent que le supercontinuum généré s'étend de 1350 nm à 1750 nm et l'élargissement maximal du spectre se situe autour de 1700 nm, avec des pics d'intensité importants à 1550 nm, 1650 nm, et 1700 nm dans les trois premiers cas (a, b et c). À des longueurs d'onde de pompe plus élevées (partant de 1680 nm), les spectres montrent des modulations complexes, confirmant la fission des solitons par la perturbation de [2PA](#) et l'existance des effets non linéaires plus visualisés et significatifs.

D'après nos observations sur la figure [1.1](#) précédente, nous avons déterminé que, pour un guide de 700 nm de largeur, la [ZDW](#) est d'environ 1520 nm. Notre objectif dans cette étude était de réaliser un pompage à proximité de cette longueur d'onde afin de générer un supercontinuum avec une émission d'onde dispersive. De plus, nous avons cherché à examiner le décalage de ([DW](#)) vers des longueurs d'onde plus courtes en nous s'éloignant du [ZDW](#). Cependant, les résultats obtenus ne correspondent pas exactement à nos attentes. Nous pouvons identifier la cause en les comparant avec la simulation.

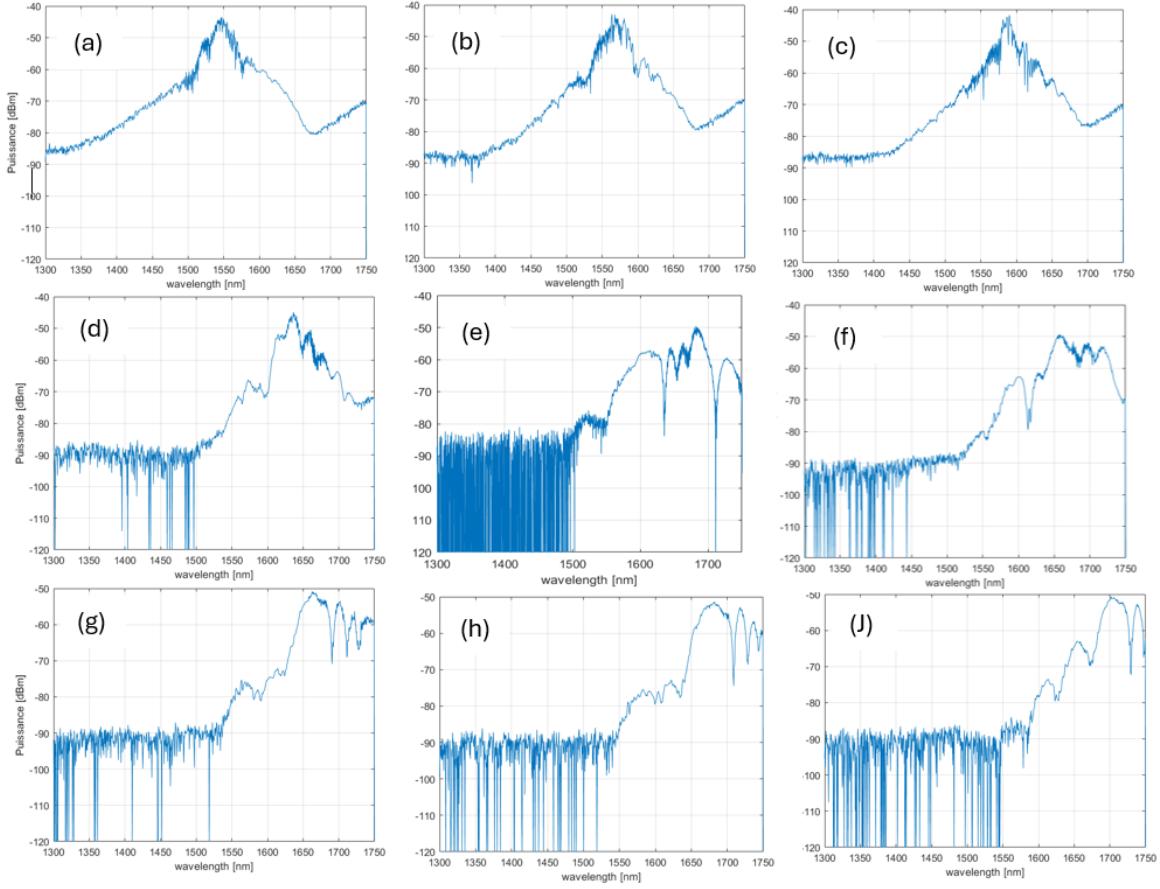


Figure 3.1: Les spectres expérimentaux obtenus dans un guide de largeur 700 nm pour différentes longueurs d'onde: 1550 nm, 1575 nm, 1600 nm, 1650 nm, 1680 nm, 1700 nm, 1725 nm, 1750 nm et 1775 nm. correspondant respectivement aux spectres (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g), (h) et (j).

Nous examinons deux cas de la simulations présentés dans la figure 3.2, correspondant respectivement à des longueurs d'onde de pompe de 1680 nm et 1725 nm pour les cas (a) et (b). Nous observons que les spectres obtenus par simulation couvrent une gamme fréquentielle plus large (environ de 1150 nm à 2330 nm) que celle mesurée par l'analyseur de spectre, qui s'étend de 1300 nm à 1750 nm. Probablement, Cela explique pourquoi nous n'avons pas pu visualiser l'onde dispersive et son évolution en changeant la longueur d'onde de la pompe. De plus, bien que l'allure des spectres soit assez similaire, elle n'est pas totalement identique, ce qui est attendu, car nous n'avons pas mesuré la durée de l'impulsion et avons supposé une durée de 200 femtosecondes.

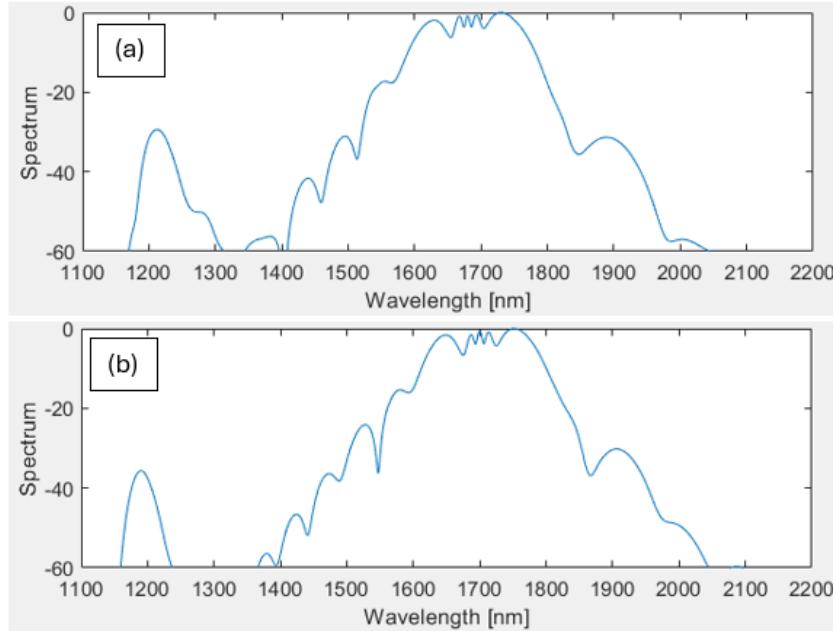


Figure 3.2: Spectres obtenus par simulation : (a) et (b) correspondent respectivement à 1680 nm et 1725 nm de longueur d'onde de pompe.

### 3.2. Etude de la variation de puissance de pompe sur la GSC

Dans cette section, nous étudions l'évolution du spectre en fonction de la variation de la puissance moyenne de la pompe dans le même guide d'onde en silicium cristallin, de 700 nm de largeur et de 3,8 mm de longueur. Pour tous les spectres obtenus, l'impulsion de pompe a une longueur d'onde fixe de  $\lambda = 1680$  nm.

#### 3.2.1 Injection de faible puissance

En commençant par la figure 3.3 en injectant une impulsion de puissance moyenne  $P_p = 10$  mW, nous constatons qu'il n'y a pas d'élargissement significatif et que, globalement, nous retrouvons à la sortie l'impulsion de pompe initiale sans distorsion. Cela est attendu en raison de l'injection d'une puissance faible, insuffisante pour provoquer une réponse non linéaire du milieu et faisant intervenir les effets non linéaires. Par conséquent, la spectre illustre une propagation linéaire de l'impulsion. À noter que le lobe latéral présent dans le spectre existait déjà dans l'impulsion initiale avant l'injection.

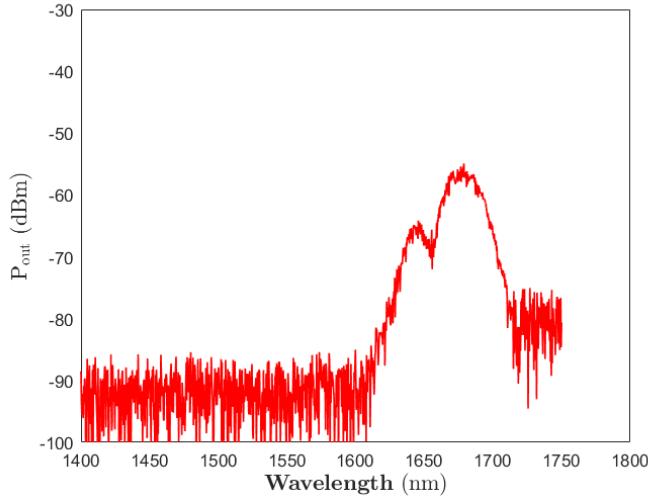


Figure 3.3: Spectre obtenu par l'injection dans un guide d'onde de largeur 700 nm et de 3.8 mm de longueur, d'une impulsion de longueur d'onde  $\lambda = 1680$  nm et d'une puissance moyenne  $P_p = 10$  mW.

### 3.2.2 Augmentation de puissance et saturation

Nous procédons maintenant aux autres résultats en augmentant la puissance:

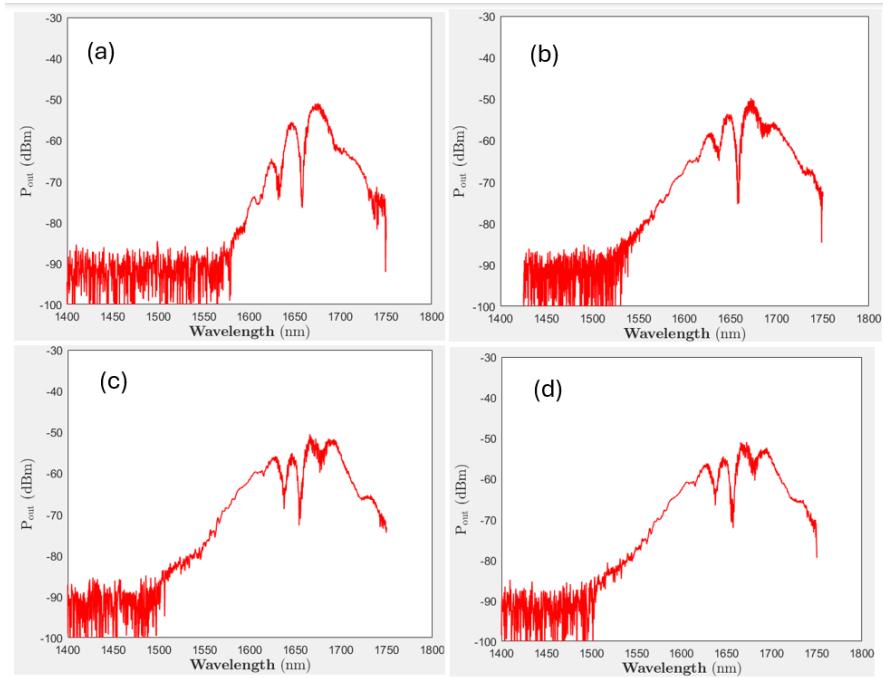


Figure 3.4: Spectres expérimentaux obtenus dans les mêmes conditions initiales mais pour des puissances moyennes différentes. Les spectres (a), (b), (c) et (d) correspondent respectivement à des puissances moyennes  $P_p$  de 50 mW, 100 mW, 160 mW et 200 mW.

En premier lieu, la figure 3.4 présente la présence des lobes (ou modulations) dans les quatre cas, ce qui nous permet de visualiser la fission de soliton pour une impulsion

injectée dans le régime de dispersion anormale perturbé par le [2PA](#).

Ensuite, dans le spectre (a), nous observons un faible élargissement spectral sur une gamme de fréquences allant de 1570 nm à 1750 nm. Cela indique qu'une augmentation de la puissance à 50 mW a induit une réponse non linéaire du milieu, mais n'est pas suffisante pour provoquer un élargissement spectral significatif.

Cependant, dans la figure (b), l'élargissement spectral devient plus significatif, couvrant une gamme de fréquences plus large entre 1500 nm et 1750 nm pour une puissance moyenne  $P_p$  de 100 mW. Cela montre que cette augmentation intensifie les non-linéarités du milieu, rendant les effets non linéaires plus efficaces. De plus, sachant que la puissance initiale de l'impulsion est inversement proportionnelle à la longueur non linéaire  $L_{NL}$ , une augmentation de la puissance à 100 mW réduit la longueur nécessaire pour que les effets non linéaires deviennent significatifs.

Ensuite, dans les deux autres spectres (c et d), un léger élargissement supplémentaire apparaît, et ils présentent une forme similaire malgré l'augmentation de la puissance. Cela indique que l'augmentation de la puissance de 160 mW à 200 mW est absorbée sous forme de pertes non linéaires dues aux [2PA](#).

Une augmentation de la puissance de 10 mW à 100 mW entraîne un élargissement comparable du spectre. En revanche, les modifications dans les autres spectres ne sont pas significatives. Cela permet de conclure que Injecter une impulsion avec une puissance élevée pour intervenir des effets non linéaires efficaces influence le spectre jusqu'à une certaine limite. Au-delà de ce point, la puissance ajoutée est perdue en raison des effets non linéaires tels que l'absorption à deux photons (2PA), sans générer de nouvelles fréquences.

# Conclusion

Ce stage a offert une opportunité exceptionnelle d'explorer la **GSC** dans des guides intégrés en silicium cristallin à l'aide d'une source laser femtoseconde accordable dans l'infrarouge (**OPO**). Les résultats expérimentaux obtenus ont permis d'approfondir notre compréhension des mécanismes physiques impliqués.

Au niveau professionnel, cette première expérience de stage dans un laboratoire m'a permis d'acquérir de nouvelles compétences et d'améliorer mes capacités en travaux expérimentaux et en simulation. En particulier que, j'ai eu l'opportunité de participer à la construction du montage expérimental, allant du fonctionnement de laser jusqu'à l'étape de l'injection. De plus, cette expérience m'a exposée à différentes cultures et nationalités, enrichissant ainsi ma perspective et apportant une valeur ajoutée à mon travail.

En premier lieu, nous avons étudié l'évolution du supercontinuum en fonction de la longueur d'onde en injectant dans un guide d'onde une impulsion de pompe femtoseconde proche de **ZDW** afin de générer un élargissement du spectre accompagné d'une émission de **DW**. De plus, nous avons tenté de nous éloigner du zéro dispersion pour observer le décalage de la **DW** vers des longueurs d'onde plus courtes et à une intensité plus faible. Cependant, nous n'avons pas pu observer cette évolution car les simulations montrent que la **DW** est centrée à une longueur d'onde de 1200 nm, avec une puissance qui est sans doute trop faible pour être détectée par l'OSA. En outre, bien que l'allure de l'élargissement du spectre soit similaire à celle attendue, elle n'est pas exactement identique, ce qui peut être attribué à certains paramètres de simulation approximatifs.

Ensuite, une deuxième étude a été réalisée, dans laquelle la puissance moyenne de la pompe était le paramètre variable. Cette étude a confirmé qu'un élargissement spectral ne peut pas être généré par la propagation d'une impulsion de faible puissance (10 mW). Nous avons constaté qu'une augmentation de la puissance à 50 mW puis à 100 mW induit des effets non linéaires, entraînant un élargissement spectral plus significatif sur une gamme de fréquences plus large. Cependant, passer de 160 mW à 200 mW de puissance de pompe n'entraîne pas de changement notable, ce qui nous permet de conclure qu'une puissance plus élevée augmente l'efficacité des effets non linéaires jusqu'à un certain point, au-delà duquel la puissance ajoutée est perdue en raison de **2PA**.

C'était gratifiant de visualiser la génération du premier supercontinuum avec le nouveau laser. Cependant, nous espérions des expansions plus significatives sur une bande fréquentielle plus large. En perspective, l'injection dans un guide de plus grande longueur pourrait améliorer l'élargissement du spectre grâce à une interaction prolongée de l'impulsion avec le matériau, augmentant ainsi les effets non linéaires responsables de cet élargissement. Cependant, il est essentiel de gérer les pertes et l'absorption pour optimiser les résultats.

De plus, connaître précisément les valeurs des paramètres tels que la durée de l'impulsion  $T_0$  et le paramètre  $\gamma$  exact nous aidera à visualiser ces résultats par simulation et à com-

prendre pleinement l'impact des variations de ces paramètres sur ce processus.

# Bibliography

- [1] Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Fifth edition. Elsevier Inc., 2013.
- [2] Flavie Braud. “Solitons et ondes dispersives dans les fibres à dispersion oscillante”. PhD thesis. Lille, France: Université de Lille, 2016.
- [3] Charles Ciret. “Etude de la propagation non-linéaire dans les milieux guidants : application à la génération de supercontinuum et à la génération de seconde harmonique.” PhD thesis. Angers, France: Université d’Angers, 2023.
- [4] Stéphane Coen John M. Dudley Goëry Genty. “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber”. In: *Reviews of Modern Physics* vol. 26, (2006).
- [5] Christan Lafforgue et Miguel Montesino-Ballester et Thi-Thuy-Duong Dinh et Xavier Le Roux et Eric Cassan et Delphine Marris-Morini et Carlos Alonso-Ramos et Laurent Vivien. “Supercontinuum generation in silicon photonics platforms”. In: *Photonics Research* vol. 10, pp. A43-A56 (2022).
- [6] George SEMAAN. “Soliton dynamics in fiber lasers: from dissipative solitons to dissipative soliton resonances”. PhD thesis. Angers, France: Université d’Angers sous le sceau de l’université Bretagne Loire, 2017.
- [7] Charles Ciret et Simon-Pierre Gorza et Chad Husko et Gunther Roelkens et Bart Kuyken et François Leo. “Physical origin of higher-order soliton fission in nanophotonic semiconductor waveguides”. In: *Scientific reports* vol. 8, 17177 (2018).

## Résumé

La génération de supercontinuum est un processus impliquant l’élargissement du spectre d’une impulsion ultra-courte et intense, caractérisée initialement par une bande spectrale étroite, qui subit un élargissement spectral significatif sous l’effet de phénomènes optiques non linéaires, des propriétés dispersives du milieu traversé et de la dynamique des solitons . Les expériences ont été réalisées en injectant une impulsion femtoséconde dans un guide d’onde en silicium cristallin. Deux études ont été menées.

La première étude visait à générer un élargissement spectral important accompagné de l’émission d’ondes dispersives, et à observer le décalage de ces ondes en s’éloignant du point de dispersion nulle lors de l’injection. La seconde étude portait sur la [GSC](#) avec la variation de la puissance de la pompe. Nous avons observé une propagation linéaire de l’impulsion à faible puissance. De plus, cette étude a confirmé que l’augmentation de la puissance induit une réponse non linéaire du milieu, permettant un élargissement spectral significatif jusqu’à un point où la puissance additionnelle est dissipée par l’absorption à deux photons (2PA).

## Abstract

The generation of supercontinuum is a process involving the broadening of the spectrum of an ultra-short and intense pulse, initially characterized by a narrow spectral band, which undergoes significant spectral broadening due to nonlinear optical phenomena, the dispersive properties of the medium traversed, and soliton dynamics. The experiments were conducted by injecting a femtosecond pulse into a crystalline silicon waveguide. Two studies were carried out.

The first study aimed to generate significant spectral broadening accompanied by the emission of dispersive waves and to observe the shift of these waves as they move away from the zero-dispersion point upon injection. The second study focused on SCG with varying pump power. We observed linear propagation of the pulse at low power. Furthermore, this study confirmed that increasing the power induces a nonlinear response in the medium, allowing significant spectral broadening up to a point where additional power is dissipated by two-photon absorption (2PA).