M2 Science de la matière
École Normale Supérieure de Lyon

Stage 2008
COILLET, Aurélien

ÉNS Lyon

Institut Carnot de Bourgogne

Résonateur non-linéaire à microfibre

Résumé :

Les microfibres sont des fibres optiques très étirées dont le diamètre est de l'ordre du µm. Le confinement du champ résultant augmente considérablement les non-linéarités effectives et ouvre ainsi la voie vers de nouvelles applications comme microrésonateurs et bistables optiques. Le développement de nouvelles fibres en verre de chalcogénure, dont les non-linéarités sont cent fois plus élevées que dans la silice, permettra de réduire les puissances seuil nécessaires. L'objectif de ce stage est de développer les techniques d'élaboration, de manipulation et de caractérisation de ces microfibres sur l'exemple du résonateur non-linéaire.

Mots clés :

Optique non-linéaire, microfibre, effet Kerr

Institut Carnot de Bourgogne, Dijon
UMR 5209 CNRS
Équipe Solitons, Lasers et Communications Optiques

Philippe Grelu

Avril - Juillet 2008

Table des matières

Introduction 5

1. Effet Kerr 6
   1.1. Non-linéarités 6
   1.2. Effet Kerr 6
   1.3. Ordres de grandeurs 7

2. Microfibres 8
   2.1. Rappel sur les fibres optiques 8
   2.2. Confinement et champ évanescent dans les microfibres 9
   2.3. Réalisation expérimentale 11
   2.4. Couplage entre microfibres 13

3. Résonateurs non-linéaires à microfibres 15
   3.1. Théories et simulations numérique 15
   3.2. Réalisations expérimentales 17

4. Source Impulsionnelle 20
   4.1. Cahier des charges 20
   4.2. Source impulsionnelle 400 ps 21

Conclusion 24

A. Programmes Matlab 27

B. Source impulsionnelle 29

C. Cavités Fabry-Pérot sur microguide silicium 31
   C.1. Microguides SOI et cavités Fabry-Pérot 31
   C.2. Non-linéarités 31

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon maître de stage, Philippe Grelu, pour m'avoir proposé ce stage particulièrement motivant, pour m'avoir offert beaucoup de son temps et de son expérience, et pour m'avoir fait confiance. J'ai beaucoup appris à ses cotés, tant du point de vue théorique et expérimental que du point de vue organisation du travail et collaboration avec d'autres équipes.

Merci aussi à Guillaume Vienne, d'avoir fait le déplacement depuis la Chine pour m'apprendre les techniques expérimentales des microfibres.

Merci à Fréderic Smektala, à Mohammed El Amraoui, et à l'équipe Optique de champ proche : Frédérique de Fornel, Benoit Cluzel et Damien Brissinger, pour m'avoir accueilli et fait participer à leurs expériences et projets.

Je remercie enfin toute l'équipe Solitons, lasers et communications optiques, notamment Julien Fatome, Christophe Finot et mes deux collègues de bureau, Coraline Fortier et Bertrand Kibler, ainsi que les doctorants, Jérôme Goujon, Benoit Barviau, Vincent Loriot, Thomas Vieillard et Souad Chouli pour leur accueil chaleureux.

Introduction

Les microfibres et nanofibres sont des fibres optiques fortement étirées lors d'un procédé de fabrication contrôlé en température et en contrainte, de manière à réduire leur section jusqu'à des valeurs inférieures à la longueur d'onde. Les non-linéarités effectives sont alors exaltées, en conséquence de l'augmentation de l'intensité locale du champ. Les importantes avancées dans la fabrication de ces microfibres au cours des 5 dernières années permettent d'envisager la réalisation de nombreux dispositifs optiques miniaturisés tels que des microrésonateurs, des bistables optiques, des microlasers, des capteurs ultrasensibles, des manipulateurs en microfluidique, etc.

L'activité « microfibres » a commencé à être développée en 2007 à l'Institut Carnot de Bourgogne par le Prof. Ph. Grelu, en partenariat avec le groupe du Prof. L. Tong de l'université du Zhejiang à Hangzhou (Chine). Parallèlement, une activité de synthèse de nouveaux verres non-linéaires, les verres de chalcogénure, a débuté sous la direction du Prof. F. Smektala au sein de l'équipe « Solitons, lasers et communications optiques ». Enfin, un partenariat avec l'équipe de F. de Fornel (D.R. CNRS) à l'ICB, spécialiste de l'optique en champ proche, permettra une étude approfondie des microfibres. La nouveauté du thème des microfibres permettra de tirer profit de ces diverses compétences pour modéliser, réaliser, caractériser et améliorer des dispositifs d'optique non-linéaires.

L'objectif final de ce travail de stage était donc d'observer des non-linéarités de type Kerr qui se manifestent en cavité résonante sous la forme de bistabilité optique dans des conditions précises de désaccord de phase et de puissance injectée. Nous rappellerons d'abord brièvement la théorie sur l'effet Kerr et donnerons les pistes qui serviront dans la suite de l'exposé pour tenter d'observer expérimentalement ces non-linéarités. Ceci nous conduira à présenter les microfibres, les techniques de fabrication et les possibilités offertes par celles-ci. Nous pourrons alors étudier le résonateur qui sera le dispositif choisi pour observer ces non-linéarités. Grâce à cette étude, nous aurons déterminé quelles sont les caractéristiques que devra posséder la source laser pour atteindre la bistabilité. Nous consacrerons ainsi un chapitre à la réalisation et l'étude de cette source spécialement dédiée à l'observation des non-linéarités Kerr.

1. Effet Kerr

1.1. Non-linéarités

Lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un milieu diélectrique, elle provoque le mouvement des électrons. Si le champ est suffisamment intense, la polarisation $\vec{P}$ du milieu n'est plus une fonction linéaire du champ électrique $\vec{E}$ mais satisfait à la relation :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} \vdots \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \cdots \right) \tag{1.1}$$

où ε_0 est la permittivité du vide, et $\chi^{(n)}$ est le tenseur de susceptibilité d'ordre n. La susceptibilité linéaire ($\chi^{(1)}$) est liée à l'indice de réfraction $n_0(\omega) = \sqrt{1 + \mathfrak{Re}(\chi^{(1)}(\omega))}$ et à l'absorption du milieu $\alpha(\omega) = \frac{\omega}{n_0(\omega)c} \mathfrak{Im}(\chi^{(1)})$.

Dans la suite, nous ne nous intéresserons qu'à des verres où l'orientation moléculaire est aléatoire à longue portée, de sorte que la susceptibilité d'ordre 2 sera nulle en moyenne. Par conséquent, notre étude portera sur les non-linéarités d'ordre 3, et plus particulièrement sur l'effet Kerr.

1.2. Effet Kerr

Contrairement aux non-linéarités impliquant la génération d'harmoniques supérieures, l'effet Kerr ne nécessite pas d'accord de phase ; en ce sens, il sera l'effet non-linéaire le plus facile à étudier. Cet effet se traduit par une dépendance en intensité de l'indice optique :

$$n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_2 |E|^2 \tag{1.2}$$

où $n_0(\omega)$ est l'indice de réfraction linéaire, $|E|^2$ l'intensité optique, et $n_2 = \frac{3}{8n_0} \mathfrak{Re}(\chi^{(3)}_{xxxx})$ l'indice non-linéaire.

Dans les fibres optiques, le champ électromagnétique est confiné, et on peut alors définir le coefficient non-linéaire effectif comme suit :

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{n_2}{A_{\text{eff}}} \tag{1.3}$$

où A_{eff} est l'aire effective du mode optique :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\int \Pi_z(\vec{r}) d^2\vec{r} \right)^2}{\int \Pi_z^2(\vec{r}) d^2\vec{r}} \tag{1.4}$$

avec Π_z la composante selon l'axe de la fibre du vecteur de Poynting. L'équation de propagation de l'enveloppe $E(z)$ du champ électrique devient alors :

$$\frac{\partial E(z)}{\partial z} = \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta + i\gamma_{\text{eff}}|E|^2\right)E \tag{1.5}$$

où β est la constante de propagation du mode. Cette formulation montre que la non-linéarité ajoute une phase supplémentaire dépendant de l'intensité de l'onde électromagnétique. Ce décalage de phase, en combinaison avec une structure résonante permet d'obtenir un comportement bistable.

1.3. Ordres de grandeurs

L'effet Kerr tel que nous l'avons décrit précédemment est un effet quasi-instantané ; il pourrait être utilisé notamment en télécommunications, où les temps de réponse doivent être inférieurs à la nanoseconde, voire la picoseconde. Cependant, la valeur de l'indice non-linéaire pour la silice est très faible ($2{,}6 \times 10^{-20}\,\text{W}^{-1}\cdot\text{m}^2$), nécessitant des intensités très élevées pour qu'un effet soit appréciable sur de courtes distances. Nous avons donc cherché comment obtenir des effets non-linéaires avec des puissances réalistes.

La première possibilité est de confiner le champ électromagnétique au maximum afin d'obtenir un coefficient de non-linéarité $\gamma_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{\lambda_0}\frac{n_2}{A_{\text{eff}}}$ le plus grand possible et une puissance locale maximale. Pour cela, nous réaliserons des résonateurs d'une part, et d'autre part, nous travaillerons avec des microfibres, c'est à dire des fibres étirées dont le diamètre a été réduit jusqu'à une taille de l'ordre du µm. En passant d'un diamètre effectif de $\sim 10\,\mu\text{m}$ (typique des fibres optiques silice standard) à $1\,\mu\text{m}$, on multiplie par 100 la non-linéarité effective, diminuant d'autant la puissance seuil nécessaire.

Ensuite, il a été envisagé et testé [1] d'utiliser les non-linéarités thermiques pour obtenir un effet de bistabilité à faible puissance avec des microfibres. L'effet thermique est un effet lent (de l'ordre de la ms) qui a pour origine l'échauffement dû au passage de l'onde électromagnétique et la variation d'indice qui en résulte. Les non-linéarités sont plus importantes que pour l'effet Kerr et nécessitent des puissances injectées moindres ; cependant, l'effet thermique ne peut être employé en télécommunications du fait de sa lenteur.

Enfin, on peut utiliser d'autres matériaux ayant des indices non-linéaires plus important. Notamment, les verres de tellures ($n_2 = 50 \times 10^{-20}\,\text{W}^{-1}\cdot\text{m}^2$) et les verres de chalcogénures ($n_2 = 5 \times 10^{-18}\,\text{W}^{-1}\cdot\text{m}^2$ [2]) sont d'un grand intérêt. Une activité de synthèse de verres de chalcogénure est d'ailleurs en développement au sein même de l'équipe Solitons, lasers et communications optiques et produit déjà des fibres. Les verres de chalcogénure fabriqués au laboratoire sont des verres As_2S_3 présentant un indice de $n_0 = 2{,}437$ à 1550 nm [3]. Nous aurons l'occasion de les étudier plus en détails dans la suite.

2. Microfibres

2.1. Rappel sur les fibres optiques

Une fibre optique est un guide d'onde optique à symétrie cylindrique. Dans sa forme la plus simple, elle est constituée d'un milieu d'indice élevé (le cœur) entouré d'un milieu d'indice plus faible (la gaine). Les fibres standard utilisées pour les télécommunications sont des fibres silice à saut d'indice (Fig. 2.1) avec pour diamètres $2a = 9{,}3\,\mu\text{m}$ et $2b = 125\,\mu\text{m}$, et pour indices $n_c = 1,448$ et $n_g = 1,444$.

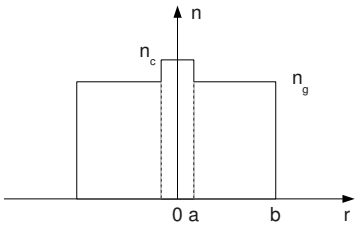

Figure 2.1.: Distribution d'indice dans une fibre à saut d'indice

Dans la suite, nous utiliserons aussi des fibres mono-indice, dans lesquelles la lumière est guidée par l'interface verre/air.

Pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans ces deux types de fibres [4], nous allons utiliser un modèle mathématique où le cœur d'indice n_1 est entouré d'un milieu infini d'indice n_2 :

$$n(r) = \begin{cases} n_1, & 0 < r < a, \\ n_2, & a \leq r < \infty \end{cases} \tag{2.1}$$

Pour une fibre mono-indice, le modèle correspond à la réalité si n_2 est pris égal à 1, indice de l'air. Pour une fibre à saut d'indice, le champ étant guidé dans le cœur, la gaine sera perçue comme d'extension spatiale infinie.

Dans une telle fibre, en l'absence de tout effet non-linéaire, et en cherchant des solutions de propagation sous la forme de modes $\vec{E} = \vec{e}(r,\phi)e^{i(\beta z - \omega t)}$, les équations de Maxwell se simplifient sous la forme :

$$\left(\nabla^2 + n^2k^2 - \beta^2\right)\vec{e} = 0 \tag{2.2}$$

La résolution de ces équations avec les conditions aux limites imposées conduit à une équation aux valeurs propres pour β qui se résout numériquement [5]. Ces

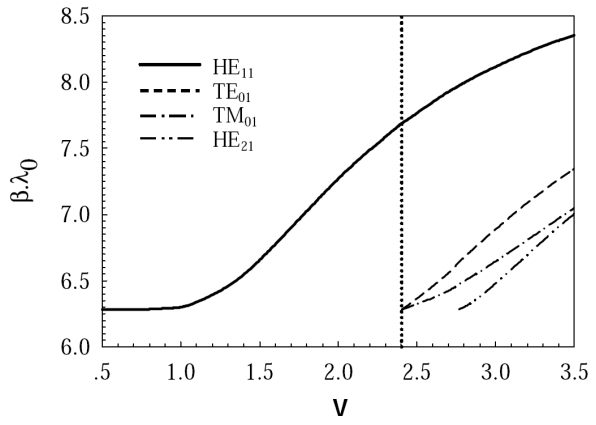

FIGURE 2.2.: Constante de propagation en fonction de la fréquence normalisée, d'après [6]

solutions sont présentées en Fig. 2.2 en fonction de la fréquence normalisée $V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$.

Ainsi, pour une valeur de fréquence normalisée inférieure à $V_c \approx 2,405$ (donc en dessous d'un certain diamètre de cœur à une longueur d'onde fixée) il n'existe qu'un seul mode optique capable de se propager dans la fibre ; elle est dite monomode pour la longueur d'onde d'utilisation. La fibre de télécommunication décrite précédemment est utilisée à une longueur d'onde de 1550 nm, ce qui donne une fréquence normalisée de $V = 2,027$. Ces fibres standards sont donc monomodes, et c'est ce qui permet d'avoir des débits d'information très important sur de très longues distances. Pour une fibre mono-indice, son diamètre devra être très faible pour pouvoir être monomode, car la différence d'indice est grande. Pour la silice à 1550 nm, $n_1 = 1,444$ et le diamètre critique vaut $2a = 1{,}14\,\mu m$. À 633 nm, il ne vaut plus que 465 nm. Pour les fibres mono-indices de chalcogénure (n_1 =2,437) à 1550 nm, le diamètre critique est de $2a = 534\,nm$.

Dans la plupart des dispositifs fibrés sensibles à la phase (résonateur, interféromètres), il est essentiel de garantir une propagation monomode, associée à une seule constante de propagation β. De plus, le confinement peut être optimal pour les effets non-linéaires.

2.2. Confinement et champ évanescent dans les microfibres

En continuant la résolution des équations de Maxwell pour la fibre, on détermine la distribution spatiale de l'onde électromagnétique et du vecteur de Poynting pour le mode fondamental HE_{11} (Fig 2.3).

Tant que le diamètre de la fibre est supérieur à environ 600 nm, le confinement du champ augmente lorsqu'on diminue la taille de la fibre. Cependant, continuer à

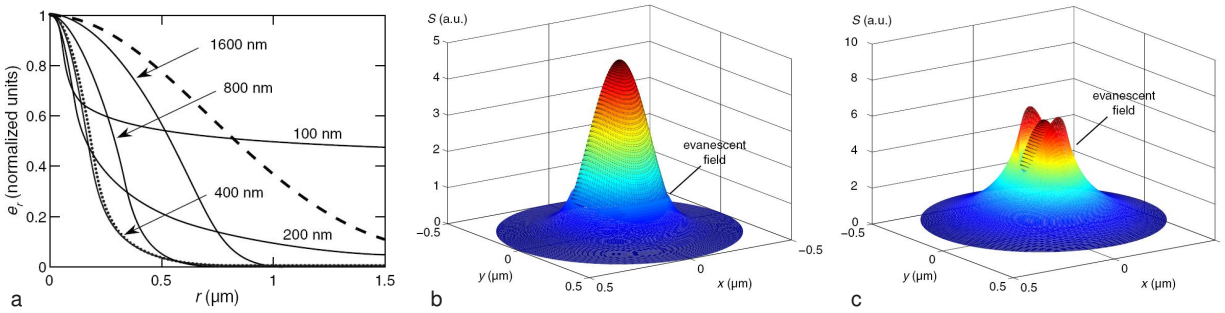

FIGURE 2.3.: a) Dépendance en r de la composante radiale $\vec{e_r}$ du champ électrique pour différents diamètres de fibre et de la composante axiale du vecteur de Poynting pour b) $2a = 400\,\text{nm}$ et c) 200 nm dans la silice à 633 nm, d'après [7].

réduire les dimensions de la fibre augmente l'extension spatiale de la partie évanescente du champ électrique. Il existe donc une taille optimale où le champ est confiné au maximum. Cette taille optimale dépend de la longueur d'onde et de l'indice du milieu ; elle est de l'ordre de $\frac{\lambda}{n_1}$. Ce confinement permet d'accroître les effets des non-linéarités. En effet, quand le champ est confiné, l'aire effective A_{eff} est plus faible, et donc le coefficient non-linéaire effectif γ_{eff} augmente. Des études numériques menées sur des fibres silice et As_2Se_3 (un verre de chalcogénure proche de As_2S_3) permettent de connaître l'optimum de taille pour avoir un coefficient de non-linéarité maximal (Fig. 2.4).

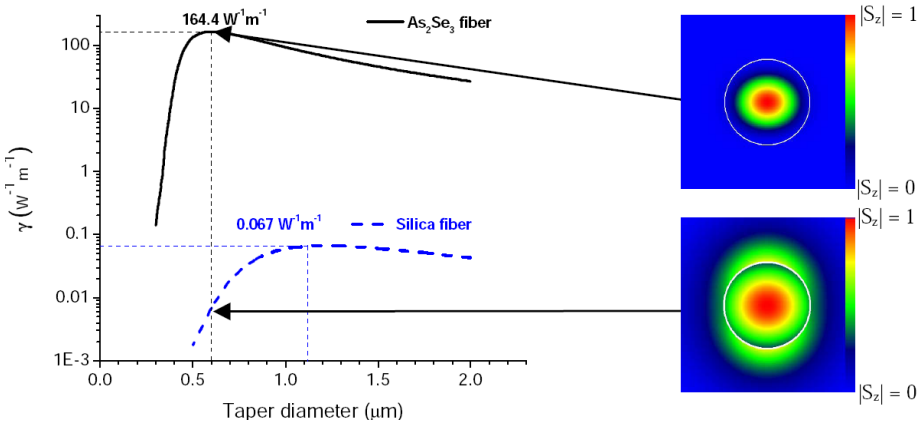

FIGURE 2.4.: γ_{eff} en fonction du diamètre de la microfibre, d'après [8]. En encart, les composantes axiales des vecteurs de Poynting pour des microfibres de 0,6 µm à 1550 nm

Par ailleurs, on remarque que lorsque le champ est confiné, une partie non négligeable de celui-ci est localisé hors de la fibre. Ce champ évanescent est très intéressant à deux points de vue. D'une part, il permettra une interaction avec le milieu extérieur (notamment via une modification de son indice), avec comme possibilité la

réalisation de capteurs optiques sensibles et miniatures [6]. D'autre part, il permettra le couplage avec un autre mode dans un autre guide optique voisin. Cette possibilité donne accès à un champ d'applications très important en permettant la circulation de la lumière d'un guide à un autre par simple contact sur une distance de l'ordre d'une dizaine de µm. Le couplage entre deux microfibres d'indices différents, notamment entre la silice et les chalcogénures, a été étudié numériquement [9]. Le couplage pouvait être de l'ordre de 95 %, pourvu que les tailles des fibres et leur longueur de recouvrement soient optimisées (Fig. 2.5).

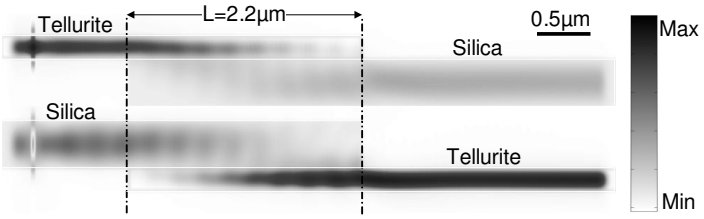

Figure 2.5.: Simulation de couplage entre microfibres silice ($n = 1.46$) et tellurite ($n = 2.08$) à 633 nm [9]

2.3. Réalisation expérimentale

Dans les deux cas étudiés (fibre silice ou chalcogénure), la réalisation de microfibres suit le même principe. Une fibre de taille macroscopique (fibres standard télécom à saut d'indice pour la silice, entre 100 et 400 µm pour As_2S_3 mono-indice) est chauffée jusqu'à la température de transition vitreuse et étirée jusqu'au diamètre désiré. On obtient ainsi une fibre dont le diamètre diminue doucement de quelques centaines de µm à quelques µm (*taper*) , puis croît à nouveau jusqu'au diamètre initial.

Pour les fibres silice, le chauffage se fait à la flamme d'une lampe à éthanol, et l'étirage se fait manuellement (Fig. 2.6). Le développement d'un système d'étirage automatisé est envisagé pour l'avenir.

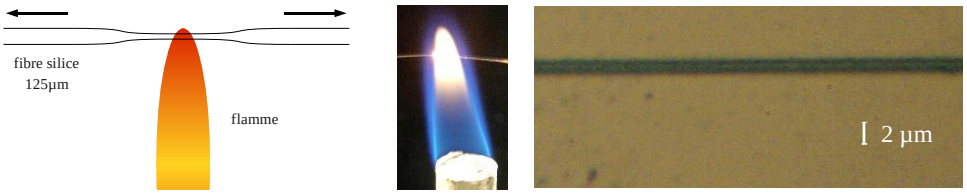

Figure 2.6.: Étirage des fibres silice et microfibre de diamètre inférieur à 2 µm. Photos réalisées par mes soins

On peut suivre optiquement l'étirage en injectant un signal optique a spectre large (ASE : Émission Spontanée Amplifiée) et en observant le spectre en sortie grâce à un

analyseur de spectre optique dans l'infrarouge (600-1750 nm). Lors de l'étirage, le cœur va devenir de plus en plus petit et ne sera plus capable de guider la lumière pour un diamètre de fibre inférieur à 50 µm (lorsque $V \approx 1$) [10]. Le guidage sera alors effectué par l'interface air/verre, avec un diamètre et une fréquence normalisée bien plus grande que V_c. Il y'aura donc possibilité de couplage entre le mode fondamental et les modes d'ordres supérieurs. Comme ce couplage dépend de la longueur d'onde, le spectre observé sur l'analyseur de spectre aura des oscillations. En revanche, lorsque l'on arrivera jusqu'au diamètre où la fibre devient monomode, le spectre retrouvera l'apparence du spectre de la source. Ainsi, on sait que l'on a atteint le diamètre désiré : celui où la propagation se fait dans un seul mode et où les non-linéarités sont maximales.

De plus, les tapers obtenues par cette méthode présentent un bon état de surface et un diamètre très homogène, et leur atténuation est très faible.

Pour les fibres de chalcogénure, la méthode développée au laboratoire [11] consiste à chauffer la fibre par une résistance (la température de transition vitreuse de As_2S_3 est d'environ 300°·C), sans circulation d'air (car les verres de chalcogénures sont sujets à oxydation) et à étirer verticalement avec un poids en bout de fibre. La température et le poids peuvent être contrôlés pour obtenir une microfibre au diamètre souhaité. Cependant, il n'est pas encore possible de connaître le diamètre de la fibre pendant l'étirage ; il est donc mesuré a posteriori, par microscopie optique, bien qu'une méthode de mesure en temps réel par diffraction soit envisagée.

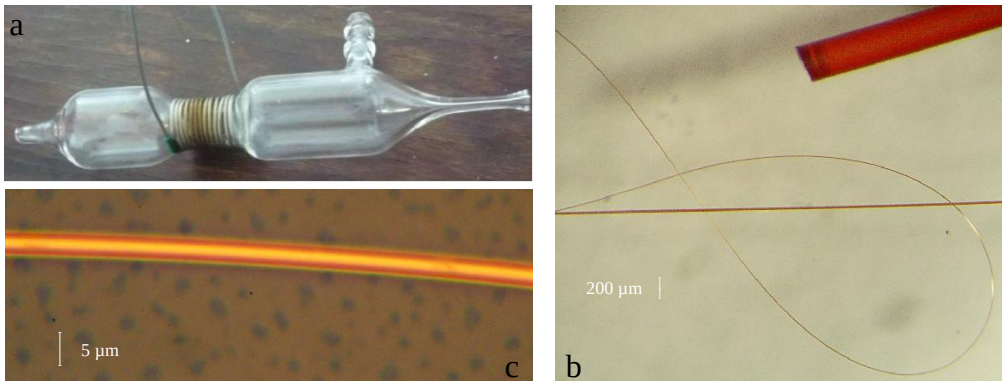

Figure 2.7.: a) Dispositif d'étirage des fibres chalcogénure b) Différentes microfibres réalisées au laboratoire. En haut, fibre de départ c) Microfibre parmi les plus fines réalisées

Là aussi les microfibres obtenues présentent un diamètre uniforme. Cependant, la technique n'étant pas encore au point et le matériau sensible, l'état de surface et la taille des microfibres ne sont pas encore optimaux. En effet, à ce jour le plus petit taper fabriqué présente un diamètre d'environ 2 µm, le diamètre optimal se situant plutôt autour de 0,6 µm. D'autre part, des mesures de transmission, des observations au microscope optique par réflexion et l'évolution du comportement mécanique laissent penser que ces fibres voient leur propriétés se dégrader au cours du temps, probable-

ment par oxydation, tant au niveau optique que mécanique.

2.4. Couplage entre microfibres

Le couplage entre les modes de deux microfibres de silice est utilisé depuis plusieurs années pour injecter de la lumière dans des microfibres (Fig. 2.8), et pour réaliser des dispositifs optiques (interféromètres, résonateurs, ...).

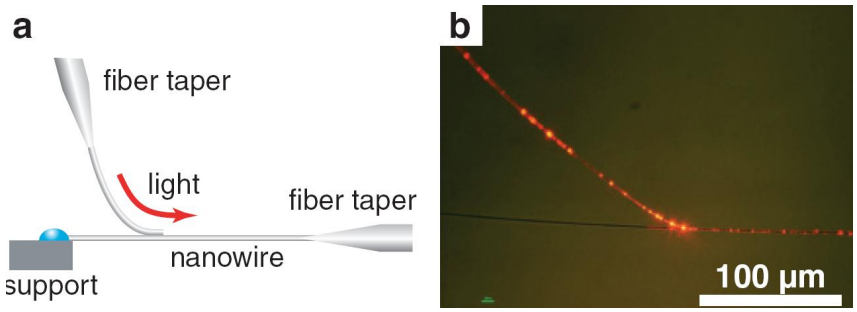

Figure 2.8.: a) Dispositif b) Couplage de la lumière à 633 nm, d'après [12]

Mais pour le couplage entre microfibres silice et chalcogénure, rien n'avait encore était fait, et l'injection dans la microfibre de chalcogénure se faisait en couplage bout à bout (là où la fibre n'est pas étirée) avec des pertes importantes dues aux aux réflexions au niveau du contact entre les deux fibres, et à la fuite des modes d'ordres supérieurs lorsque le diamètre diminue. Par le couplage par onde évanescente, nous espérions pouvoir injecter une puissance supérieure dans les microfibres chalcogénure.

Le montage consiste en un taper biconique de silice connecté à une source infrarouge de large spectre (ASE) et à un analyseur de spectre, que l'on vient coller par interaction électrostatique à une microfibre de chalcogénure (Fig. 2.9).

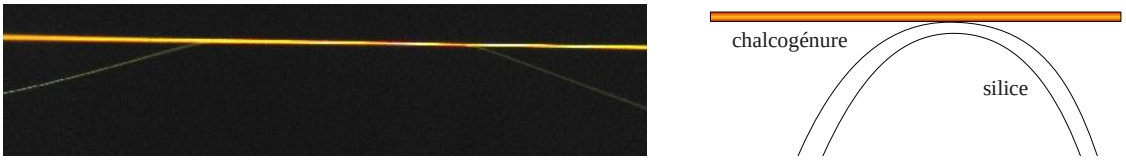

Figure 2.9.: Taper biconique silice couplant dans une fibre microfibre chalcogénure

La première chose observée est que lorsque la microfibre silice touche la microfibre chalcogénure, le niveau de signal observé en sortie par l'analyseur de spectre chute de 20 dB (Fig. 2.10). Il est possible de changer ce niveau en variant la longueur de contact entre les deux brins. D'après les calculs présentés précédemment, la puissance lumineuse couplée varie sinusoïdalement avec la longueur de contact, et la période de cette oscillation est de 4,4 µm ; nos observations concordent donc qualitativement avec les prévisions théoriques.

La deuxième partie de l'expérience consiste à capter le signal en sortie de la fibre chalcogénure. Pour cela, nous avons utilisé une fibre multimode à large cœur (62,5 µm) reliée à l'analyseur de spectre et mise en contact au bout de la fibre chalcogénure. Nous avons observé un signal en sortie, preuve que la diminution de puissance observée dans la microfibre silice n'était pas due qu'a des pertes au niveau du contact.

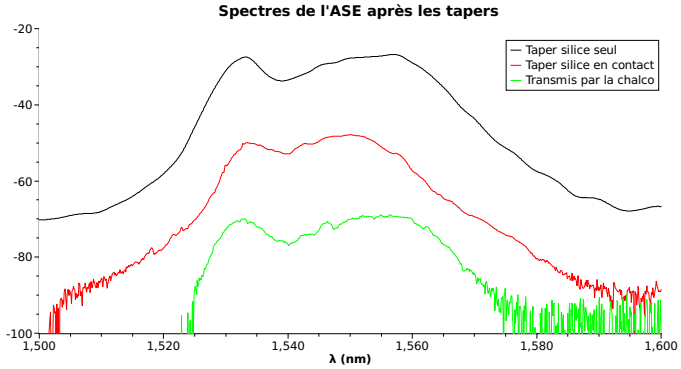

FIGURE 2.10.: Spectres de transmission en sortie des tapers

En supposant les pertes négligeables, la chute de puissance de 20 dB observée dans la fibre silice semble indiquer un couplage de 99 %. Cependant, on est loin d'observer en sortie de la fibre chalcogénure une telle puissance. En effet, le signal en sortie de la fibre chalcogénure est diminué de 40 dB par rapport au signal d'entrée. Nous captons la lumière en sortie de la fibre chalcogénure (D_f = 400 µm) avec une fibre multimode dont le cœur est de D_m = 62,5 µm. Par conséquent, une diminution de $10 \log \frac{D_f^2}{D_m^2} = 16$ dB était attendue. Par ailleurs, des pertes par diffusion et absorption peuvent intervenir au niveau du couplage et lors de la propagation dans la fibre chalcogénure. Ceci nous donne une borne supérieure pour cette dernière : de l'ordre du dB·cm^{-1}, ce qui ne posera pas de problème pour réaliser des dispositifs de taille millimétrique.

Cette expérience nous montre que le couplage entre microfibres silice et chalcogénure est réalisable avec des pertes raisonnables ; ceci ouvre la voix vers un grand nombre de dispositifs optiques utilisant les propriétés non-linéaires des microfibres chalcogénure.

3. Résonateurs non-linéaires à microfibres

Nous souhaitons ici utiliser le couplage par champ évanescent afin de créer une structure résonante, qui conjointement avec l'effet Kerr, permettrait d'atteindre la bistabilité.

3.1. Théories et simulations numérique

Le résonateur étudié est présenté en Fig. 3.1. Il s'agit d'une boucle de microfibre dans laquelle la zone de couplage fait office de lame séparatrice.

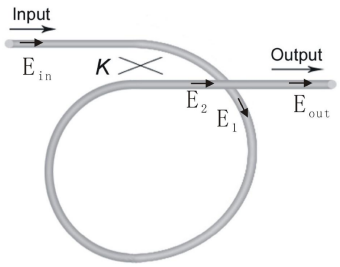

Figure 3.1.: Schéma du résonateur à microfibre [13]

Le résonateur sera caractérisé par un coefficient de couplage en intensité K [13], une transmission du coupleur en amplitude a, un périmètre L et des pertes linéiques dans la fibre négligeables.

Selon ce modèle, et avec les notations du schéma, les relations entre les différents champs électriques s'écrivent :

$$E_{out} = a\left(i\sqrt{K}E_{in} + \sqrt{1-K}E_2\right) \tag{3.1}$$

$$E_1 = a\left(\sqrt{1-K}E_{in} + i\sqrt{K}E_2\right) \tag{3.2}$$

$$E_2 = E_1 e^{i\varphi} \tag{3.3}$$

où $\varphi = \beta L + \varphi_{NL}$ est la phase accumulée par tour d'anneau et φ_{NL} est obtenue grâce à l'équation 1.5. On en déduit les expressions de l'intensité intracavité et du coefficient

de transmission en intensité :

$$U = \frac{P_1}{P_{in}} = \frac{|E_1^2|}{|E_{in}^2|} = a^2 \frac{1-K}{1+a^2K-2a\sqrt{K}\sin\varphi} \tag{3.4}$$

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{|E_{out}^2|}{|E_{in}^2|} = a^2 \frac{K+a^2-2a\sqrt{K}\sin\varphi}{1+a^2K-2a\sqrt{K}\sin\varphi} \tag{3.5}$$

En l'absence de non-linéarités, les résonances ont lieu pour des longueurs d'onde λ_N telles que $\sin\varphi = 1$, soit lorsque $\frac{nL}{\lambda_N} = N + \frac{1}{4}$, où n est l'indice effectif de la fibre.

La constante de couplage K a un effet important sur le contraste des résonances et leur largeur à mi-hauteur (Fig. 3.2) : on obtient la meilleure extinction lors du couplage critique $K = a^2$. Les pertes dans la cavité sont alors exactement compensées par l'intensité apportée par le coupleur. Le couplage critique est particulièrement important en optique non-linéaire car la puissance dans la cavité est alors maximale.

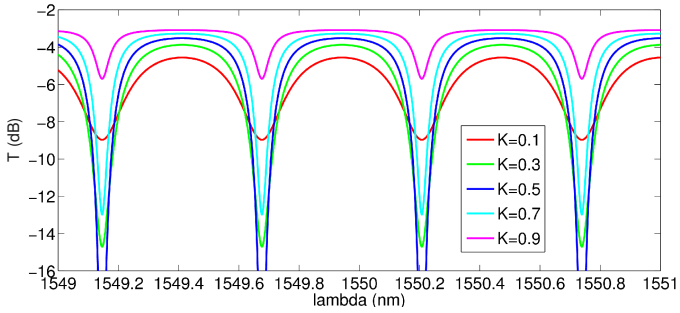

Figure 3.2.: Spectres de transmission pour différentes valeurs de K. Le diamètre de l'anneau est de 1 mm et $a^2 = 0.5$

Lorsqu'on ajoute un terme de phase non-linéaire $\varphi_{NL} = \gamma_{eff} L P_1$, l'équation donnant P_1 s'écrit :

$$\frac{P_1}{P_{in}} = a^2 \frac{1-K}{1+a^2K-2a\sqrt{K}\sin(\beta L+\gamma_{eff}LP_1)} \tag{3.6}$$

Cette équation se résout numériquement (Annexe A) et permet d'obtenir la puissance en sortie du résonateur pour une phase linéaire βL donnée (donc à longueur d'onde fixée). On peut alors simuler la propagation d'une impulsion de type Gaussienne dans le résonateur (Fig. 3.3).

L'impulsion devra vérifier certaines conditions pour que notre calcul reste valable. En effet, on souhaite s'affranchir de tout effet thermique pour ne garder que la non-linéarité Kerr ; il faut donc travailler avec une faible puissance moyenne, et donc une durée d'impulsion la plus faible possible pour pouvoir avoir une puissance crête élevée. Par ailleurs, tout notre calcul a été effectué en continu. Pour que ces résultats puissent être utilisés pour le régime impulsionnel, il faut que la durée de l'impulsion soit très supérieure au temps passé dans la cavité. Typiquement, la finesse d'un

résonateur est de l'ordre de 10, donnant un temps de parcours dans la cavité de $t = \frac{\mathcal{F}L}{c} \approx 100\,\text{ps}$ pour un anneau de diamètre 1 mm. Une impulsion de 500 ps est donc un bon compromis.

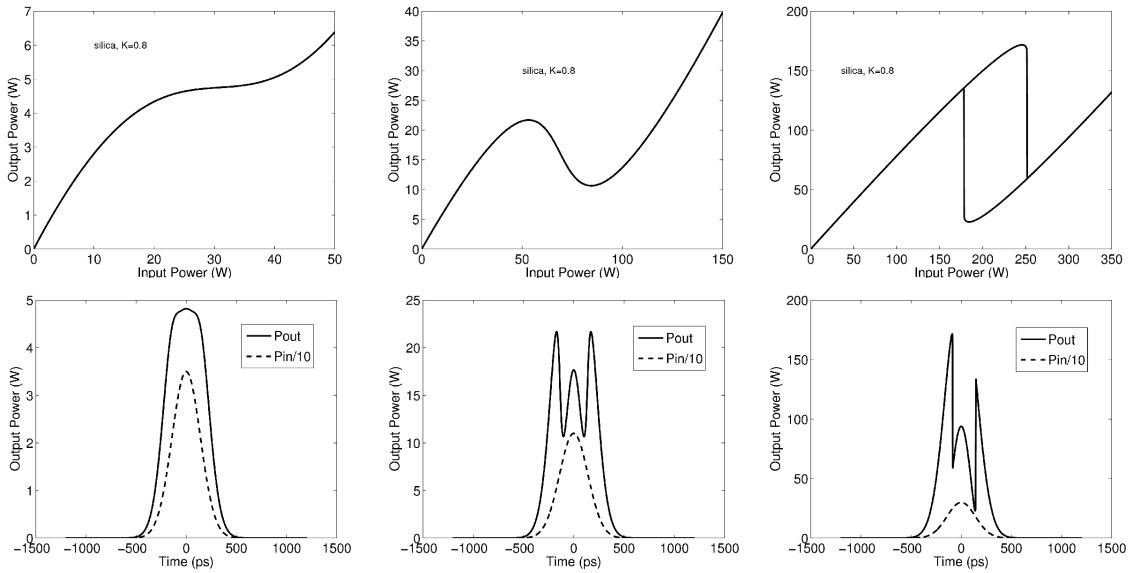

FIGURE 3.3.: Transmission en puissance (en haut) et impulsion en sortie du résonateur (en bas) pour différents décalages de phase par rapport à la résonance (de gauche à droite) : $\Delta\varphi = -0{,}1\,\text{rad},\ -0{,}2\,\text{rad},\ -0{,}42\,\text{rad}$

Ces simulations ont été réalisées pour une microfibre silice de diamètre optimal. Les valeurs des paramètres $K = 0,8$ et $a = 0,95$ sont des valeurs réalistes, et le couplage critique n'est pas vérifié, montrant que même avec des conditions expérimentales imparfaites, il devrait être possible d'observer la bistabilité. Néanmoins, les puissances nécessaires pour obtenir des effets sont assez élevées et nécessiteront un travail important pour la réalisation d'une source impulsionnelle appropriée, ce qui sera décrit au chapitre suivant.

3.2. Réalisations expérimentales

Avant d'obtenir des effets non-linéaires, il faut arriver à réaliser des résonateurs de bonne qualité optique. Comme pour l'étirage, la manipulation des microfibres demande une patience et un entraînement important et il existe plusieurs méthodes pour réaliser les résonateurs.

La première consiste à faire un nœud avec la microfibre (Fig. 3.4).

L'avantage du nœud est qu'il est stable et qu'il ne risque pas de se défaire où de bouger au moindre mouvement d'air. D'autre part, il est facile de tirer la microfibre pour réduire le diamètre du résonateur. L'inconvénient, c'est que l'on peut difficilement jouer sur le couplage et surtout, que la géométrie au niveau du nœud introduit

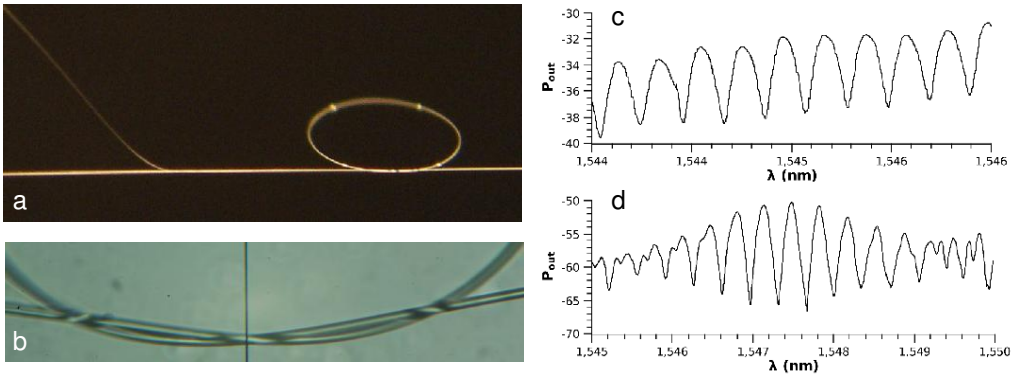

Figure 3.4.: a) Noeud de diamètre 1,7 mm et taper d'injection. b) Détail au niveau du noeud. c) Spectre de résonance associé. d) Spectre couramment rencontré présentant des « battements »

un couplage entre différents modes de propagation et de polarisation conduisant au mieux, à des battements de résonances (deuxième spectre de la Fig.3.4), au pire, à un spectre inexploitable. Il nous fallait donc une structure plus simple, dans lequel ce mélange de mode n'aurait pas lieu.

Cette deuxième méthode consiste à appliquer une torsion à la microfibre de manière à former une boucle dont les points de rencontre adhèrent par interactions électrostatiques. Le couplage est modifié selon la longueur d'interaction entre les deux brins (Fig. 3.5).

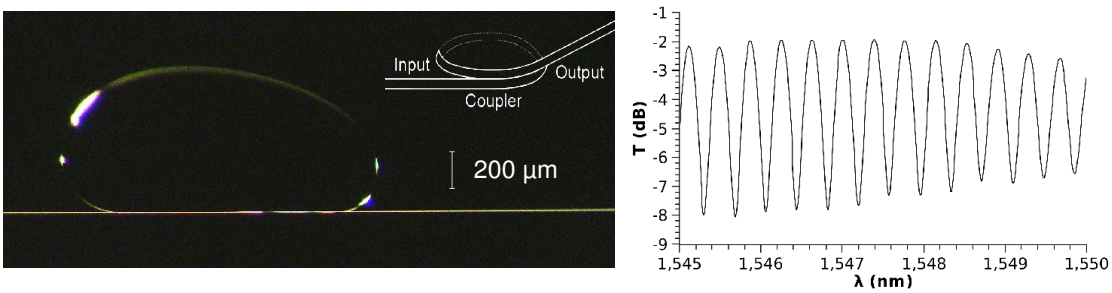

Figure 3.5.: Résonateur en boucle et spectre associé

Ici, les problèmes de couplage de mode disparaissent et les spectres retrouvent l'allure attendue. Cependant, la structure est peu stable et ne permet pas de jouer facilement sur les différents paramètres (taille, couplage). Néanmoins, cette structure paraît la plus prometteuse, et on peut envisager de l'améliorer en l'insérant dans un polymère de bas indice ou en entourant la fibre autour d'un support afin de pouvoir stabiliser la structure et permettre un contrôle du couplage.

Nous avons aussi réfléchi et testé des structures résonantes à deux fibres : un brin en silice pour sa facilité de connexion aux sources et appareils de mesure, et l'autre en chalcogénure pour sa non-linéarité 100 fois supérieure à la silice. Nous avons réalisé

deux type de résonateurs, un résonateur type « nœud plat » et un résonateur à noeud simple en chalcogénure couplé à une microfibre silice (Fig. 3.6).

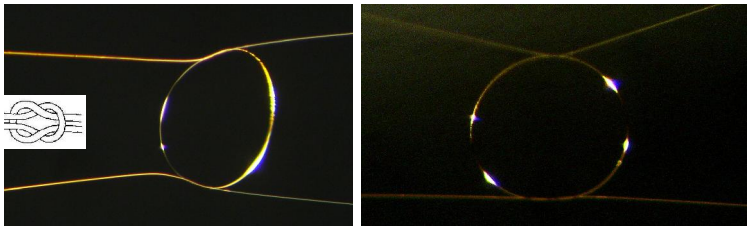

Figure 3.6.: Résonateurs hybride nœud plat et simple chalcogénure

Nous n'avons pas pu identifier clairement de résonances optiques pour ces structures. Le mauvais état de surface, la faible efficacité du couplage chalcogénure vers silice à cause de diamètres insuffisamment faibles pour les microfibres chalcogénure et les pertes de propagation et de couplage en sont probablement les principales causes ; une amélioration à la fois du matériau (état de surface), de la propreté (poussières, ...), de la fabrication des microfibres (diamètre des fibres chalcogénure) et des structures permettront certainement d'obtenir de meilleurs résonateurs dans un proche avenir.

4. Source Impulsionnelle

4.1. Cahier des charges

En plus du travail sur les microfibres, l'autre objectif de ce stage était de fabriquer une source permettant d'atteindre les comportements non-linéaires étudiés précédemment.

Cette source devra avoir les caractéristiques suivantes :

- **Une durée d'impulsion de l'ordre de** 500 ps pour que le champ puisse résonner dans la cavité en anneau présentée précédemment.

- **Une puissance crête élevée** : nous l'avons vu lors des simulations, pour commencer à voir un effet dans la silice, il faut atteindre 100 W.

- **Une puissance moyenne faible** : de l'ordre de 1 mW. Seul l'effet Kerr nous intéresse et les non-linéarités thermique doivent être moyennées et limitées à un niveau très bas. Pour cela, il faudra que le taux de répétition soit le plus faible possible (pour avoir une puissance moyenne faible) tout en restant très supérieur à la fréquence caractéristique des non-linéarités thermiques (pour que leur effet soit moyenné). Le temps caractéristique pour un résonateur à microfibre silice étant de l'ordre de la milliseconde, il faudra un taux de répétition supérieur à 10 kHz.

- **Une faible largeur spectrale.** En effet, le comportement du résonateur non-linéaire dépend fortement de la longueur d'onde. Pour un résonateur de 1 mm de diamètre, l'intervalle spectral libre correspondant est de 0,5 nm. Il faudra donc avoir une source typiquement dix fois plus fine, soit 50 pm de largeur spectrale.

Pour arriver à cet objectif, on partira d'une source laser continue accordable dans l'infrarouge que l'on modulera grâce à un modulateur électro-optique et un générateur d'impulsion électrique de 500 ps. Les impulsions en sortie seront ensuite amplifiées pour atteindre le niveau souhaité. Le schéma du montage prévu est donné en Fig. 4.1.

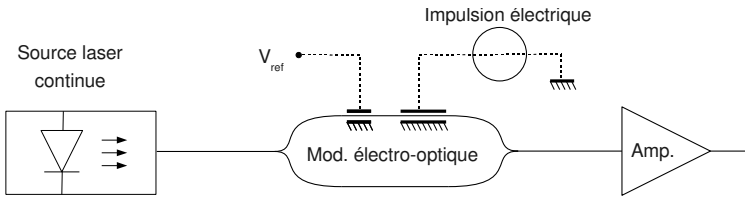

FIGURE 4.1.: Schéma de principe de la source impulsionnelle

4.2. Source impulsionnelle 400 ps

Le laboratoire dispose d'une source laser continue accordable de 1500 à 1600 nm pour une puissance maximale de 8 mW. Sa largeur spectrale est inférieure au pm. Nous disposons également d'amplificateurs erbium dans la région spectrale 1520-1570 nm, ainsi que d'un modulateur électro-optique. Par ailleurs, nous avons acquis un générateur d'impulsions électriques de 400 ps avec un taux de répétition de 100 kHz. À partir de là, nous avons pu commencer à réaliser la source. Une photo de la source finale et son synoptique sont donnés en Annexe B.

La première étape consiste à « découper » une impulsion dans l'émission laser continue de la source. Cette étape est réalisée par un modulateur électro-optique commandé par le générateur d'impulsion électrique. Un modulateur électro-optique est un dispositif fibré basé sur une structure d'interféromètre type Mach-Zender dont l'un des bras traverse une cellule de Pockels (niobiate de lithium $LiNbO_3$), dont l'indice dépend du champ électrique appliqué. Ainsi, en changeant la tension d'entrée, on fait varier le déphasage entre les deux bras, et, par interférence, on change l'amplitude du signal optique. La cellule de Pockels est sensible à la polarisation, et nous devrons donc utiliser un dispositif de contrôle de polarisation (boucles de Lefèbvre). Après avoir ajusté la polarisation et la tension de référence, nous obtenons en sortie du modulateur des impulsions de 400 ps et un taux de répétition de 100 kHz, pour une puissance crête de l'ordre de 1 mW.

Il faut ensuite amplifier ce signal. Le problème que nous avons rencontré est que les amplificateurs dont nous disposons sont des amplificateurs de type télécom, faits pour travailler avec des taux de répétition bien plus élevés ($\sim$ GHz). De plus, le taux d'extinction du modulateur électro-optique n'est que de 23 dB. Ces deux choses font que le signal après l'amplificateur n'est pas directement exploitable : il reste un fond continue de puissance non négligeable entre les impulsions. La puissance moyenne est de l'ordre de 20 mW, ce qui est trop important pour s'affranchir des effets thermiques, et la puissance crête atteint 12 W, ce qui n'est pas suffisant pour observer l'effet Kerr.

Nous avons donc décidé d'utiliser un modulateur acousto-optique afin de supprimer la majeure partie du signal se trouvant entre les impulsions. Le modulateur acousto-optique a un bien meilleur taux d'extinction (50 dB) mais un temps de réponse beaucoup plus grand ($\sim$ 10 ns). En synchronisant un deuxième générateur d'impulsion électrique de 80 ns avec le premier, et en l'utilisant pour commander le

modulateur acousto-optique, nous obtenons un signal en sortie possèdant les caractéristiques suivantes : une puissance crête de 2 W associée à l'impulsion de 400 ps sur un fond de 70 ns de puissance 5 mW, pour un puissance moyenne de 50 µW.

Ce signal est ensuite amplifié par un deuxième amplificateur. Le signal final à une puissance crête de 140 W pour une puissance moyenne de 7 mW (Fig. 4.2), ce qui correspond aux objectifs fixés.

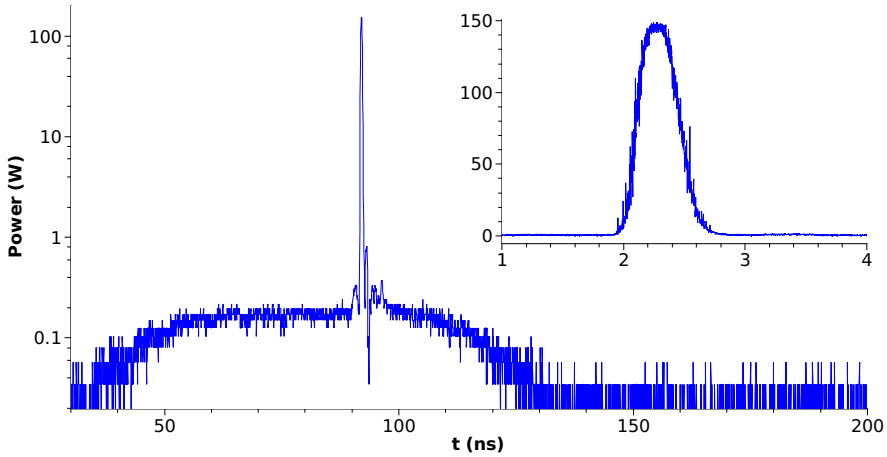

Figure 4.2.: Impulsion en sortie de la source en échelle logarithmique et linéaire dans l'encart. La puissance crête atteint 150 W alors que le fond est à 150 mW.

Le spectre final (Fig. 4.3) montre que la largeur spectrale reste en dessous de 0,02 nm, puisque c'est la limite de résolution de l'analyseur de spectre. On constate cependant que lorsqu'on augmente le gain du dernier amplificateur, le spectre s'élargi assez rapidement. Il nous faudra donc rester dans des gains d'amplification raisonnable, et ne pas chercher à dépasser les 150 W de puissance crête.

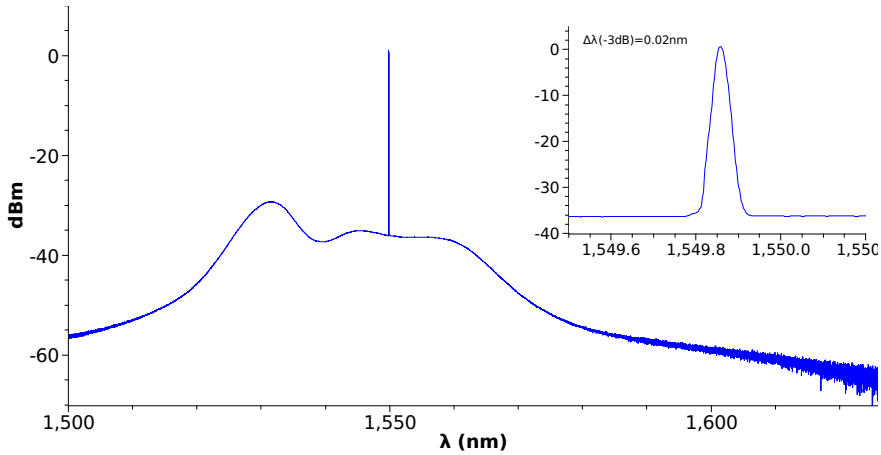

Figure 4.3.: Spectre de la source complète en échelle logarithmique

Le résidu d'émission spontanée amplifiée (ASE) des amplificateurs explique la par-

tie basse du spectre et n'intervient que pour environ 10% de la puissance moyenne totale. Cette puissance étant située temporellement principalement entre les impulsions, elle ne jouera pas de rôle dans l'obtention des résonances et des effets non-linéaires.

Afin d'obtenir une source plus performante, un amplificateur adapté aux impulsions brèves et pouvant atteindre le kW crête est en cours d'achat.

Nous avons donc réussi à fabriquer une source laser à impulsion remplissant les critères que nous nous étions fixés, afin d'observer l'effet Kerr dans les résonateurs à microfibre, ce qui est prévu pour l'automne 2008.

Conclusion

Durant ces 4 mois de stage, notre compréhension des phénomènes se produisant lors de l'étirage et la manipulation des microfibres s'est nettement améliorée, tant pour les fibres de silice que pour les fibres chalcogénure. Aujourd'hui, il ne manque plus que quelques améliorations de ces techniques pour parvenir à réaliser le résonateur non-linéaire. Ces avancées seront présentées dans 3 articles de conférence à l'automne 2008 [14], [15], [16]. D'autre part, nous avons mis en place de nouvelles installations nous permettant un contrôle plus précis, une plus grande souplesse d'utilisation et une reproductibilité accrue. Bien sûr, nous prévoyons de continuer dans ce sens, grâce notamment à l'achat d'un nouvel amplificateur pour la source laser, et la mise au point d'un dispositif d'étirage automatisé.

Plus personnellement, j'ai eu l'occasion d'apprendre beaucoup tant au niveau techniques expérimentales que du point de vue comportement scientifique : j'ai notamment appris à me servir de mes travaux théoriques et numériques pour donner une direction à mes expériences, à formuler et exploiter rapidement des idées qui pourraient se montrer utiles, à prévoir les besoins en matériels, etc. D'un point de vue expérimental, j'ai appris à comprendre et à utiliser le matériel d'optique des télécommunications, et à réaliser et manier des microfibres, ce qui a représenté pour moi un défi important, tant la minutie et la patience sont importantes pour ce genre de manipulation.

Le travail sur les nouveaux verres de chalcogénure avec F. Smektala, et les partenariats avec les équipes de L. Tong et G. Vienne d'une part, et de F. de Fornel et B. Cluzel d'autre part, ont donné lieu à des échanges fertiles et m'ont permis d'apprendre à travailler en groupe, à apporter mes compétences et à m'enrichir de celles de mes partenaires pour une efficacité accrue. Par ailleurs, la compétition au niveau international avec les équipes de E. Mazur (Harvard, USA), L. Tong (ZCU, Chine), D. Richardson (ORC, Southampton, UK), M. Sumetsky (OFS labs, USA) et B. Eggleton (CUDOS, Australie) donne une motivation supplémentaire pour publier des résultats d'optique non-linéaire dans le domaine des microfibres.

Ainsi, ce sujet d'optique non-linéaire dans les microfibres encore inexploré promet de nombreuses avancées et applications dans les prochaines années, par exemple pour la mise en forme d'impulsions optique par effet non-linéaire, qui trouverait des applications dans le domaine des télécommunication optiques, ou pour des sources laser impulsionnelles.

Bibliographie

[1] Guillaume Vienne, Yuhang Li, Limin Tong, and Philippe Grelu. Observation of a nonlinear microfiber resonator. *Optics Letters*, 33(13) :1500–1502, 2008.

[2] G. Boudebs, F. Sanchez, J. Troles, and F. Smektala. Nonlinear optical properties of chalcogenide glasses : comparison between mach-zehnder interferometry and z-scan techniques. *Optics Communications*, 199 :425–433, 2001.

[3] P. Kolcek. *Handbook of infrared optical materials*. Dekker Ed., 1991.

[4] Limin Tong, R.R.Gattass, Jingyi Lou, Jonathan B. Ashcoma, Mengyan Shen, and Eric Mazur. Submicron and nano-diameter silica wires for optical wave guiding. In *SPIE*, volume 4923, 2002.

[5] Allan W. Snyder and John D. Love. *Optical waveguide theory*. Chapman and Hall, New York, 1983.

[6] Limin Tong, Jingyi Lou, and Eric Mazur. Modeling of silica nanowires for optical sensing applications. In *SPIE*, volume 5634, 2005.

[7] Limin Tong, Jingyi Lou, and Eric Mazur. Single-mode guiding properties of subwavelength-diameter silica and silicon wire waveguides. *Optics Express*, 12 (6), 2004.

[8] E. C. Mägi, L. B. Fu, H. C. Nguyen, M. R. E. Lamont, D. I. Yeom, and B. J. Eggleton. Enhanced kerr nonlinearity in sub-wavelength diameter as2se3 chalcogenide fiber tapers. *Optics Express*, 15(16), 2007.

[9] K. Huang, S. Yang, and L. Tong. Modeling of evanescent coupling between two parallel optical nanowires. *Applied Optics IP*, 46 :1429–1434, 2007.

[10] Daniel T. Cassidy, Derwyn C. Johnson, and Kenneth o. Hill. Wavelength-dependent transmission of monomode optical fiber tapers. *Applied Optics*, 24 (7), 1985.

[11] Constantin Ledier. Fabrication de tapers par étirage de fibres optiques en verres de chalcogénures. Technical report, Institut Carnot de Bourgogne, 2008.

[12] L. Tong, R Gatass, J. Ashcom, S. He, M. Lou, J. ans Shen, I. Maxwell, and Eric Mazur. Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding. *Nature*, 426, 2003.

[13] Guillaume Vienne, Philippe Grelu, Xinyun Pan, Yuhang Li, and Limin Tong. Theoretical study of microfiber resonator devices exploiting a phase shift. *Journal of optics A : pure and applied optics*, 10, 2008.

[14] Philippe Grelu, Aurélien Coillet, Guillaume Vienne, and Limin Tong. Observation of a nonlinear microfiber resonator. In *Micro-Optics MOC'08 Brussels*, 2008.

[15] G. Vienne, A. Coillet, Ph. Grelu, C. Ledier, J. Troles, M. El Amraoui, J. C. Jules, F. Smektala, and L. Tong. Reef knot microfiber resonators. In *Asia Optical Fiber Communication and Optoelectronics Exposition and Conference AOE'08 Shanghai*, 2008.

[16] A. Coillet, Ph. Grelu, G. Vienne, and L. Tong. Slow and fast nonlinearities in microfiber resonators. In *Asia Optical Fiber Communication and Optoelectronics Exposition and Conference AOE'08 Shanghai*, 2008.

[17] Benoit Cluzel, Loïc Lalouat, Philippe Velha, Emmanuel Picard, David Peyrade, Jean-Claude Rodier, Thomas Charvolin, Philippe Lalanne, Frédérique de Fornel, and Emmanuel Hadji. A near-field actuated optical nanocavity. *Optics Express*, 16(1), 2008.

A. Programmes Matlab

Programme Matlab pour la résolution des équations du résonateur non-linéaire pour obtenir le coefficient de transmission T :

```
function [Pin,Pout,Poutr,T,Tr] = bistabletransferloss()

% Definition des parametres :
K=0.8;              % constante de couplage
nl=0.09;            % non linearite effective en W-1 m-1 (0.09 pour l'optimum dans la silice)
a=sqrt(0.5);        % transmission du coupleur
alp=0.01;           % pertes en ligne
D=1e-03;            % diametre du noeud en m
L=pi*D;
sig=a*exp(-alp*L/2);
P=[];Pr=[];Pout=[];Poutr=[];

% definition de l'intervalle de variation de la puissance incidente :
N=1000;
borne=500;          % puissance maximale en watt
Pin=0:borne/N:borne;

for Phio=0:-0.5:-2     % on résoud pour différents désaccord de phase
    % resolution pour trouver P, la puissance intracavité :
    eq=@(P) a^2*(1-K)*Pin(1)/(1+sig^2*K-2*sig*sqrt(K)*sin(pi/2+Phio+nl*L*P))-P;
    P(1)=fzero(eq,0);
    for k = 2:N+1    % resolution dans le sens des puissances croissantes
        eq=@(P) a^2*(1-K)*Pin(k)/(1+sig^2*K-2*sig*sqrt(K)*sin(pi/2+Phio+nl*L*P))-P;
        P(k)=fzero(eq,P(k-1));
    end

    eq=@(P) a^2*(1-K)*Pin(N+1)/(1+sig^2*K-2*sig*sqrt(K)*sin(pi/2+Phio+nl*L*P))-P;
    Pr(N+1)=fzero(eq,P(N+1));
    for k = N:-1:1   % resolution dans le sens des puissances decroissantes
        eq=@(P) a^2*(1-K)*Pin(k)/(1+sig^2*K-2*sig*sqrt(K)*sin(pi/2+Phio+nl*L*P))-P;
        Pr(k)=fzero(eq,Pr(k+1));
    end

    % Calcul de Pout
    Pout=a^2*(K+sig^2-2*sig*sqrt(K)*sin(pi/2+Phio+nl*L*P)).*Pin./(1+sig^2*K-2*sig*sqrt(K)*sin(pi/2+Phio+nl*L*P));
    Poutr=a^2*(K+sig^2-2*sig*sqrt(K)*sin(pi/2+Phio+nl*L*Pr)).*Pin./(1+sig^2*K-2*sig*sqrt(K)*sin(pi/2+Phio+nl*L*Pr));
    T=Pout./Pin;
    Tr=Poutr./Pin;

    % Dessin des resultats
    plot(Pin,Pout,'b',Pin,Poutr,'b','LineWidth',1)
    %set(gca,'FontSize',16);
    xlabel('Input Power (W)')
    ylabel('Output Power (W)')
    hold on
end
```

Calcul de la forme d'une impulsion en sortie du résonateur non-linéaire, en fonction du désaccord de phase par rapport à la résonance :

```
function [x,Pin,Pout] = pulsebistableloss(Phio)

%Definition des parametres :
A=300;              % amplitude de l'impulsion en entrée
K=0.8;              % constante de couplage
nl=0.09;            % non linearite effective en W-1 m-1 (0.09 pour l'optimum dans la silice)
a=sqrt(0.5);        % transmission du coupleur
alp=0.01;           % pertes en ligne
D=1e-03;            % diametre du noeud en m
L=pi*D;
sig=a*exp(-alp*L/2);
P=[];

%Calcul de l'impulsion gaussienne :
N=1000;
borne=6;
x=-borne:2*borne/N:borne;
Pin=A*exp(-x.^2);

%Resolution pour trouver P, la puissance intracavité :
eq=@(P)a^2*(1-K)*Pin(1)/(1+sig^2*K-2*sig*sqrt(K)*sin(pi/2+Phio+nl*L*P))-P;
P(1)=fzero(eq,0);
for k = 2:N+1
    eq=@(P)a^2*(1-K)*Pin(k)/(1+sig^2*K-2*sig*sqrt(K)*sin(pi/2+Phio+nl*L*P))-P;
    P(k)=fzero(eq,P(k-1));
end
%Calcul de Pout :
Pout=a^2*(K+sig^2-2*sig*sqrt(K)*sin(pi/2+Phio+nl*L*P)).*Pin./(1+sig^2*K-2*sig*sqrt(K)*sin(pi/2+Phio+nl*L*P));
figure;
plot(x,Pout);

%Dessin des résultats :
plot(x*200,Pout,'k',x*200,Pin/10,'k--','LineWidth',2)
set(gca,'FontSize',16);
xlabel('Time (ps)')
ylabel('Output Power (W)')
legend('Pout','Pin/10')
hold on
```

B. Source impulsionnelle

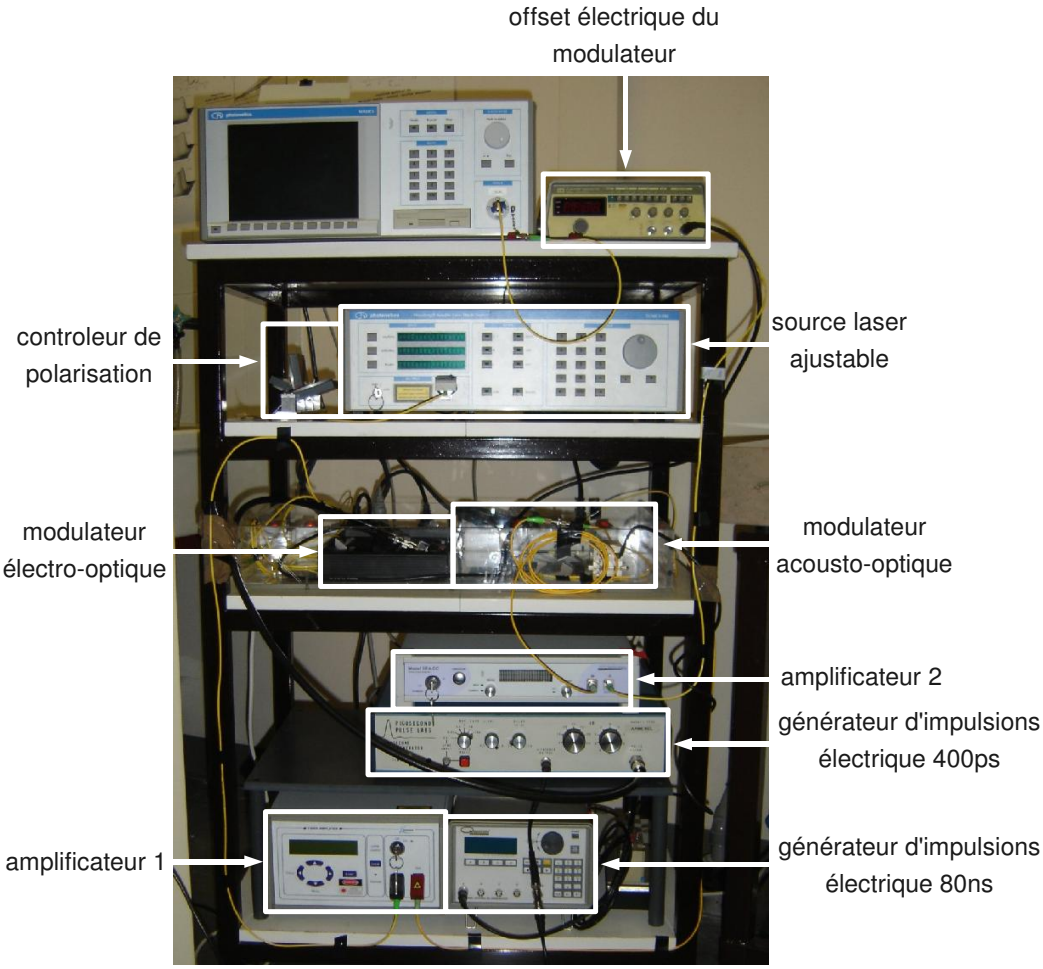

Figure B.1.: Photo de la source impulsionnelle finale

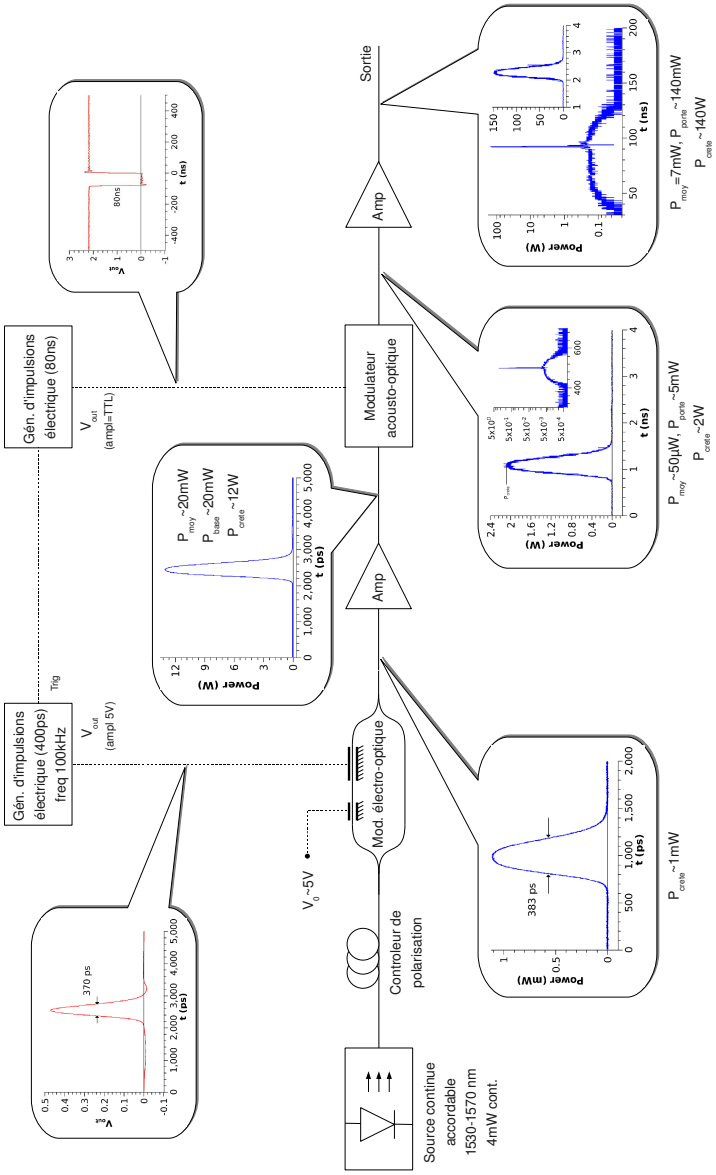

Figure B.2.: Schéma de la source impulsionnelle finale

C. Cavités Fabry-Pérot sur microguide silicium

Durant ce stage, j'ai eu l'occasion de travailler en collaboration avec l'équipe « Optique de champ proche » sur des microguides silicium sur isolant (SOI) [17] car des comportements non-linéaires semblables à ceux que nous avons déjà présentés avaient été aperçus dans ces guides. Nous avons donc proposé une expérience permettant d'étudier plus en détails ces non-linéarités.

C.1. Microguides SOI et cavités Fabry-Pérot

Un substrat de silicium sur isolant est un assemblage d'une couche monocristalline de silicium sur une couche de silice (SiO_2) (Fig. C.1). Sur ce substrat, on grave des guides optiques submicroniques ainsi que des trous dont l'arrangement périodique constitue des miroirs de Bragg, formant au final, une cavité Fabry-Pérot.

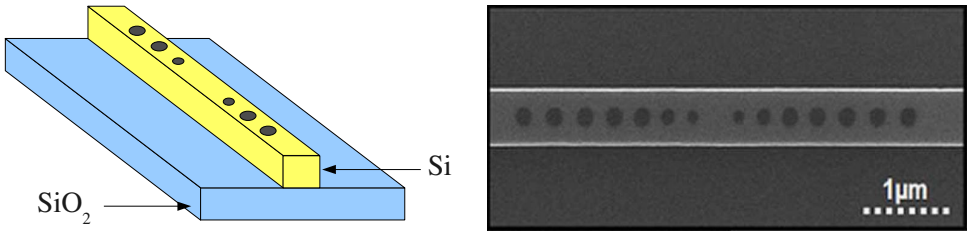

Figure C.1.: Cavité Fabry-Pérot sur microguide silicium [17]. La cavité est située entre les trous intérieurs.

On utilise une source laser ajustable de faible largeur spectrale pour obtenir les spectres de résonance à basse puissance (Fig. C.2).

Les oscillations « parasites » correspondent à la cavité Fabry-Pérot créée par les faces clivées de l'échantillon.

C.2. Non-linéarités

Déformation des spectres de résonance Des non-linéarités analogues aux non-linéarités de type Kerr mais dont l'origine est vraisemblabement thermique [1] ont été observées dans ces structures sous la forme de déformations des spectres de résonance. Dans un premier temps, nous avons essayé de reproduire ces déformations

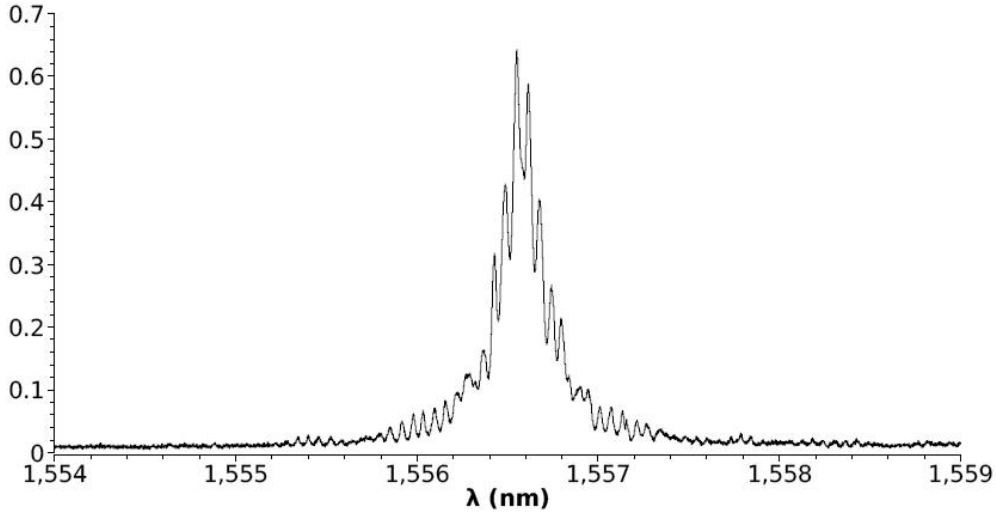

Figure C.2.: Résonance à faible puissance d'une cavité Pérot-Fabry sur microguide silicium.

et de les amplifier. Pour cela, nous avons augmenté la puissance d'injection dans la cavité en plaçant un amplificateur optique en sortie de la source, comme décrit sur le schéma de la Fig. C.3. De même que précédemment, on balaye en longueur d'onde dans le sens croissant.

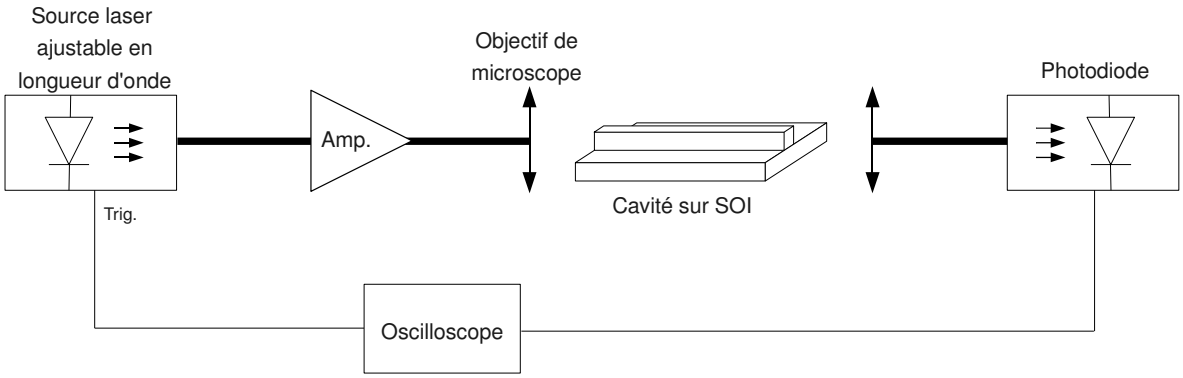

Figure C.3.: Montage de mesure des spectres de résonance à forte puissance

Les spectres obtenus montrent une asymétrie et une discontinuité à forte puissance (Fig. C.4) : ceci traduit bien un comportement non-linéaire, et la discontinuité montre que le seuil de bistabilité est dépassé. Si nous avions pu parcourir le spectre dans l'autre sens, ce que la source laser ne permet pas, il ne fait pas de doute que nous aurions observé un hystérésis.

Les puissances d'injection données sur les spectres sont celles en sortie de l'amplificateur. Malheureusement il est difficile de connaître avec précision la puissance dans le microguide, mais on l'estime à moins de 1 µW, même aux plus hautes puissances.

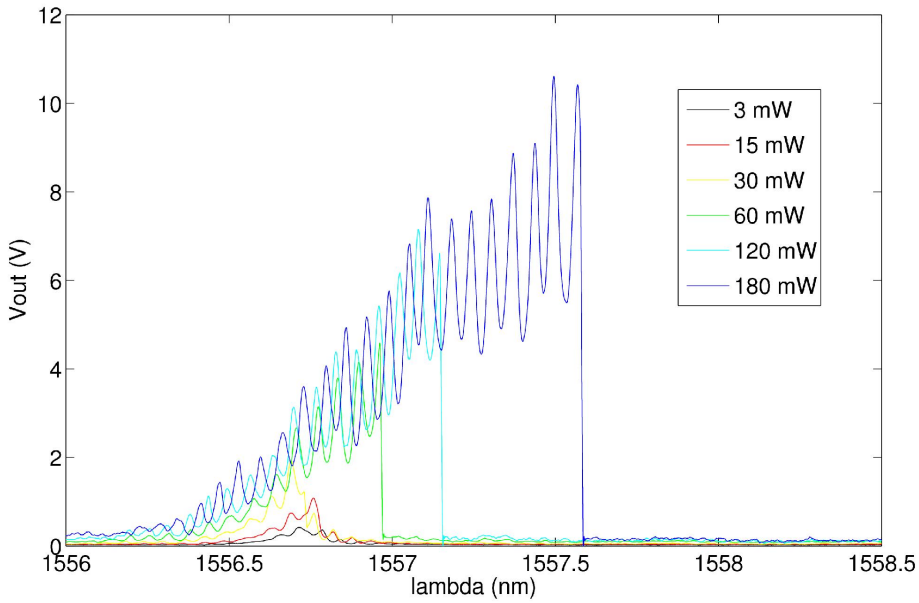

FIGURE C.4.: Résonances non-linéaires pour différentes puissances d'entrée

Cycles d'hysteresis en puissance Ensuite, nous avons cherché à obtenir des cycles d'hystérésis en puissance pour différentes longueurs d'onde, la cavité Fabry-Pérot se comportant d'une manière similaire au résonateur à microfibre étudié précédemment. Pour cela, nous avons utilisé un modulateur électro-optique et un générateur électrique sinusoïdal pour moduler l'amplitude du signal optique injecté dans le guide et nous avons visualisé en mode XY à l'oscilloscope la puissance en sortie (collectée après le microguide) en fonction de la puissance d'entrée (issue directement du coupleur 90/10) (Fig. C.5). La courbe puissance de sortie P_{out} en fonction de la puissance d'entrée P_{in} se déforme progressivement à mesure que l'on augmente la longueur d'onde après la résonance linéaire, puis un cycle d'hystérésis s'ouvre. Au delà d'une longueur d'onde donnée dépendant de la puissance injectée, le cycle se referme, conformément à la théorie.

La spécialité de l'équipe consiste à faire de l'imagerie en champ proche, et il a été montré que l'approche de la sonde de champ proche décale la longueur d'onde de résonance linéaire de la cavité [17]. Nous avons donc mis à profit cette propriété pour observer les ouvertures et fermetures du cycle d'hystérésis de manière plus élégante, sans modifier la longueur d'onde. Le résultat est donné en Fig. C.6 où les différents cycles correspondent à différentes hauteurs de la sonde.

La sonde champ proche ajoute un déphasage supplémentaire, et tout se passe comme si on augmente la longueur d'onde à mesure que la sonde s'éloigne du guide.

Ces courbes montrent un hystérésis prononcé et traduisent la présence d'importantes non-linéarités. Le silicium a un indice non-linéaire n_2 nettement supérieur à celui de la silice ($\sim 5 \times 10^{-18}\,\mathrm{W}^{-1}\cdot\mathrm{m}^2$), cependant, les puissances présentes dans la cavité ($< 1\,\mu\mathrm{W}$) laissent penser qu'il s'agirait plutôt de non-linéarité thermique. Nous

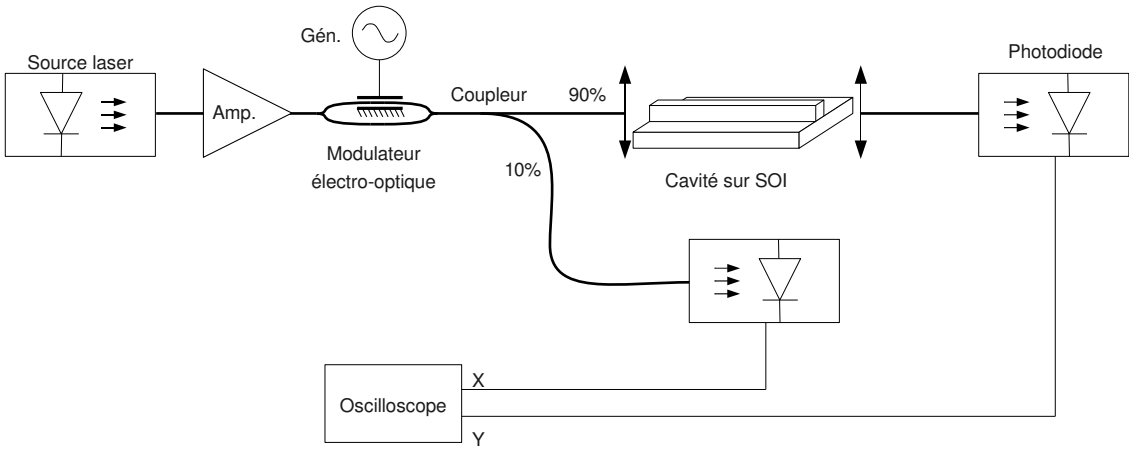

Figure C.5.: Montage de mesure des cycles d'hystéresis en puissance

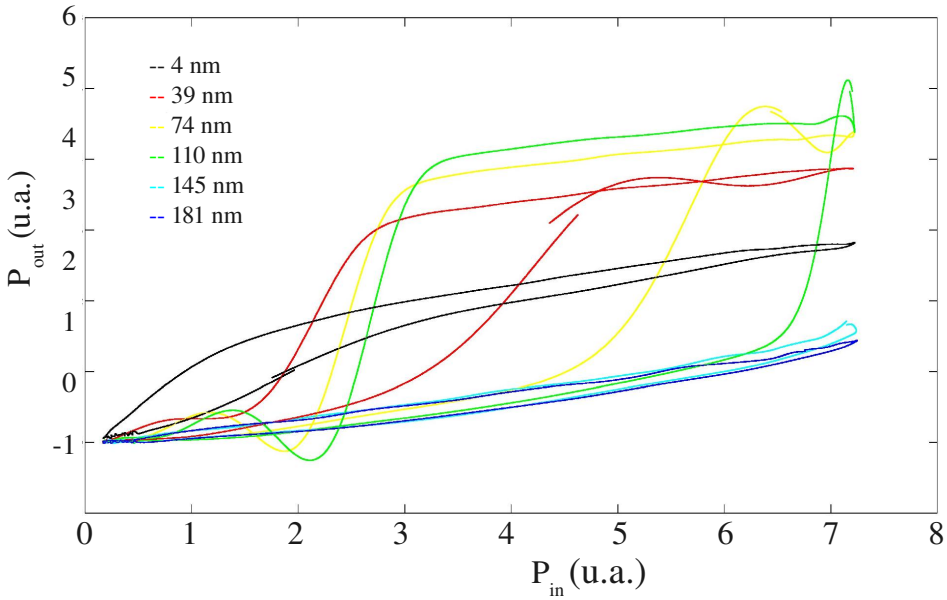

Figure C.6.: Hystérésis observé lors de l'approche de la sonde champ proche

avons alors essayé d'augmenter la fréquence de variation de puissance injectée dans la fibre, mais les capteurs n'étaient pas suffisamment rapide pour nous permettre de voir une déformation due à la lenteur du phénomène thermique. Ce manque de rapidité des capteurs explique aussi les décrochages lors de variations brusques de l'intensité.

Ainsi, nous avons pu observer des non-linéarités et une bistabilité dans une microcavité Fabry-Pérot en silicium sur isolant et nous avons été capable de modifier ce cycle d'hystérésis par la seule approche d'une sonde champ proche ; ce résultat inédit fera l'objet d'une publication en cours de rédaction.